

НАЦИОНАЛЬНАЯ АКАДЕМИЯ НАУК БЕЛАРУСИ  
Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова

Н. Б. БАЗЫЛЕВ, Н. А. ФОМИН

КОЛИЧЕСТВЕННАЯ  
ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ТЕЧЕНИЙ,  
ОСНОВАННАЯ  
НА СПЕКЛ-ТЕХНОЛОГИЯХ

Минск  
«Беларуская навука»  
2016

УДК 532.082.5

**Базылев, Н. Б.** Количественная визуализация течений, основанная на спекл-технологиях / Н. Б. Базылев, Н. А. Фомин. – Минск : Беларуская навука, 2016. – 392 с. – ISBN 978-985-08-2065-5.

Обобщены и систематизированы исследования авторов, посвященные разработке и практическому использованию в практике новых методов визуализации течений, основанных на применении спекл-технологий. В книге изложены теоретические и экспериментальные основы таких методов диагностики, как спекл-технологии. Развита дифракционная теория спекл-фотографии, спекл-интерферометрии, методов PIV, BOS, Тальбот-интерферометрии и др. Излагаются основы нового научного направления, объединяющего классическую интерферометрию, спекл-интерферометрию и цифровую обработку изображений. Это направление предполагает использование компьютерной техники не только для расшифровки интерферограмм, но и для внесения обратных связей в оптическую схему.

Книга рассчитана на широкий круг читателей – научных работников и инженеров, занимающихся изучением прозрачных неоднородностей в различных областях науки и техники (в теплофизике, газовой динамике, гидродинамике, оптике, биологии и др.). Монография будет полезна также студентам университетов, бакалаврам, магистрам и аспирантам.

Табл. 9. Ил. 294. Библиогр.: 868 назв.

**Р е ц е н з е н т ы:**

академик НАН Беларуси О. Г. Пенязьков,  
академик Международной инженерной академии Л. В. Танин

**ISBN 978-985-08-2065-5**

© Базылев Н. Б., Фомин Н. А., 2016  
© Оформление. РУП «Издательский дом  
«Беларуская навука», 2016

## ПРЕДИСЛОВИЕ

Техника спекл-фотографии (СФ) начала развиваться в Институте тепло- и массообмена (ИТМО) им. А. В. Лыкова АН БССР в середине 1980-х годов. Первые эксперименты прошли в университете г. Бохум (земля Северный Рейн-Вестфалия, Германия) под руководством профессора Вольфганга Мерцкирша [1–4], в которых также принимал участие молодой ученый из Германии Ульрих Вернекинг. Эксперименты были продолжены как в Минске, так и в Германии, в университете г. Эссен (земля Северный Рейн-Вестфалия), куда переехал профессор В. Мерцкирш [5]. С самого начала работы со спекл-фотографией стало понятно, что технике СФ присуща очень высокая точность считывания первичных экспериментальных данных. Именно это позволило использовать СФ для определения внутренней структуры в трехмерных течениях методами реконструктивной томографии с использованием интегрального преобразования Радона [6–10]. По тем же причинам техника СФ привлекла к себе внимание специалистов по исследованию турбулентных течений и реконструкции локальных статистических параметров турбулентности по следовым отпечаткам с использованием интегральных преобразований, которые впоследствии стали называть преобразованиями Эрбека–Мерцкирша [11–14]. В этих исследованиях активное участие принимали молодые ученые из Германии – Ульрих Вернекинг, Хармут Винтрих, Клаус Оберстелен и Ральф Эрбек, а также исследователи из ИТМО им. А. В. Лыкова АН БССР – Г. Н. Блинков, Д. Э. Виткин и Е. И. Лавинская. В ходе диссертационных исследований Р. Эрбеку удалось полу-

чить интегральные преобразования, связывающие трехмерные корреляционные функции плотности с двумерными функциями, полученными при измерениях по проекциям. Эти преобразования являются статистическими аналогами известных преобразований Абеля и Радона и широко используются при измерении параметров турбулентности [15–24].

За этот период времени в ИТМО им. А. В. Лыкова АН Беларуси были защищены кандидатские диссертации Г. Н. Блинковым [19], Д. Э. Виткиным [21], Е. И. Лавинской [23] и Н. Б. Базылевым [24]. В оппонировании этих диссертаций приняли участие известные ученые из СССР – профессора И. С. Клименко, С. А. Лосев, крупные белорусские ученые – академик НАН Беларуси А. Г. Шашков, профессора Н. М. Спорник и В. Г. Баштовой, кандидаты наук Н. И. Лемеш и П. П. Храмцов.

С 1970 г. известно, что спекл-поля образуются не только при рассеянии лазерного излучения на шероховатых технических поверхностях, но и при рассеянии на живых тканях и органах. Последние называются биоспекл-поля. Совместные исследования биоспекл-полей проводились во Франции, в лаборатории исследования тепловых процессов (ЛИТП) Высшей национальной школы Франции по механике и аэродинамике (ВНШФМА), г. Пуатье, под руководством профессора Жана-Бернара Солнье. В ходе этих исследований было установлено, что интенсивность падения кросскорреляционных функций динамического спекл-поля зависит от интенсивности движения спеклов, которая, в свою очередь, определяется характером и видом исследуемой биоткани. Так, в частности, можно определять спелость и свежесть овощей и фруктов по анализу биоспекл-полей, образующихся при облучении биотканей зондирующим лазерным излучением [25]. В этих исследованиях принимали участие начальник метрологической службы ЛИТП ВНШФМА Жан-Луи Туо и молодая ученая Катрин Фуенте. Позднее оказалось, что подобным образом можно следить также за микроциркуляцией приповерхностного кровотока в биотканях и органах человека *in vivo*. Это направление стало предметом долговременного сотрудничества между ИТМО им. А. В. Лыкова НАН Беларуси и Бело-

русским государственным медицинским университетом (БГМУ), и позднее, Белорусской медицинской академией последипломного образования (БелМАПО) [26; 27]. По этой тематике С. П. Рубникович и Ю. Л. Денисова защитили докторские диссертации по медицинским наукам в 2011 и 2014 гг. соответственно.

В предлагаемой монографии обобщены и систематизированы исследования авторов по разработке и практическому использованию аэрофизического эксперимента новых методов визуализации течений, основанных на спекл-технологиях (см., напр., [28–31]). Эти междисциплинарные работы на стыке лазерной физики, оптики, теплофизики, цифровых измерительных технологий, вычислительной математики, математической физики и ряда других научных направлений выполнялись в ИТМО НАН Беларуси как в инициативном порядке, так и в рамках важнейших государственных комплексных программ научных исследований «Наноструктурные материалы и технологии» (2006–2010), «Тепловые процессы» (2006–2010), программ и заданий НИР и НИОКР Энергия-20 «Исследование механизма переноса энергии в поглощающих, излучающих и рассеивающих неоднородных средах» (2001–2005), Диагностика-23 «Диагностика микроперемещений и деформации поверхности оптических и механических изделий методами электронной спекл-фотографии» (1996–2000), проекта INTAS-BELA 97-0083 «Спекл-фотография течений жидкостей и газов» (1998–2000), проектов INTAS 00-0135 «Новые методы анемометрии в механике жидкостей» (2001–2004), проектов Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований № Б04М-082 «Лазерный мониторинг процессов переноса в биотканях» (2004–2006) и ряда других. Методической основой исследований является накопленный опыт цифровой регистрации лазерных спекл-изображений, переход на которые с фотографических и голографических систем начался в ИТМО НАН Беларуси в начале этого века. Цифровые системы регистрации и обработки изображений существенно расширили возможности лазерной диагностики как в технике, так и в биомедицине.

В процессе перехода на цифровые системы регистрации и обработки данных в работе принимали участие кандидаты наук Г. Н. Блинков, С. В. Власенко, Д. Э. Виткин, Е. С. Дрозд, Е. И. Лавинская, Е. Ф. Ноготов, С. А. Филатов, научные сотрудники, инженеры и техники О. В. Мелеева, Г. С. Кучинский, А. Н. Ознобишин, А. М. Братченя. На протяжении многих лет авторы имели возможность проводить совместные работы и обсуждать полученные результаты на различных международных конференциях с ведущими мировыми учеными в этой области. Мы искренне признательны докторам наук, профессорам Ф. Леопольду, Ю. Компенхансу (Германия), К. Грейтиду (Великобритания), П. Аррой (Испания), Ф. Скарано (Голландия), К. Маено, Т. Онорато и К. Такаяме (Япония), П. Воланскому и П. Дерферу (Польша), Ж.-М. Дессу, С. Мартемьянову, Ж.-Б. Солнье, Ж.-П. Тарану (Франция), К. Д. Киму, Г. Сетлсу и С. С. Ча (США), К. С. Киму (Южная Корея), Дж. Карломанье (Италия), И. А. Красовской (ЛФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, г. Санкт-Петербург), В. В. Голубу (ИВТ РАН, г. Москва) и академику НАН Беларуси С. А. Чижикю (ИТМО им. А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск) за плодотворные обсуждения, благожелательную критику, полезные советы и рекомендации.

Выражаем признательность нашему руководителю, академику НАН Беларуси О. Г. Пенязькову, за поддержку работы, содействие выполнению исследований, ценные советы и рекомендации. Авторы надеются, что монография будет полезной научным работникам, а также инженерам, студентам и аспирантам, специализирующимся в области новой оптической диагностики, разработчикам новой лазерной диагностической техники, в том числе и для медицинского применения.

Методы СФ и спекл-интерферометрии (СИ) «родились» в рамках голографической интерферометрии и первое время пользовались теми же голографическими материалами и приемами первичной обработки информации [1–4; 8; 9; 11; 32]. Переход к цифровым спекл-технологиям еще более увеличил точность считывания первичных экспериментальных данных и объем получаемой информации. Данная монография описывает приемы

цифровой спекл-фотографии (ЦСФ), применяемые сегодня не только в СФ и СИ, но и в Тальбот-интерферометрии (ТИ), теневом фоновом методе (**Background Oriented Schlieren, BOS**) и технике PIV.

В последние годы защищены кандидатские и докторские диссертации [33–47], написаны книги и пособия по близким вопросам [32; 48–58].

Авторы весьма признательны доктору физ.-мат. наук Леониду Викторовичу Танину за редактирование настоящей монографии, полезные и продуктивные дискуссии, ценные рекомендации.

В Минске под руководством Л. В. Танина выросла школа по оптической голографии, голографической интерферометрии и их применению в биомедицине [59–68]. Выражаем еще раз искреннюю признательность Л. В. Танину и его коллегам по Институту физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси: академику НАН Беларуси В. С. Буракову, профессорам Б. М. Джагарову, А. П. Иванову, Н. В. Тарасенко, кандидатам наук В. В. Ажаронку и И. И. Филатовой за многолетние творческие контакты, полезные дискуссии и рекомендации.

В Саратове за короткий срок под руководством профессора Валерия Петровича Рябухо подготовлена целая научная школа по СФ и СИ [69–78]. Выражаем искреннюю признательность коллегам В. П. Рябухо из г. Москва, профессорам Г. Н. Вишнякову, Н. Г. Власову, Г. Г. Левину и И. С. Клименко за многочисленные продуктивные контакты во время научных конференций, дружеское участие, научные консультации и полезные рекомендации.

В Новосибирске под руководством члена-корреспондента РАН, профессора Дмитрия Марковича Марковича сложилась школа по применению техники PIV в аэрофизическом эксперименте и теплофизике [79–88]. Выражаем признательность Д. М. Марковичу и его коллегам из Института теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, директору Института, члену-корреспонденту РАН С. В. Алексеенко, академику РАН А. К. Реброву, профессорам Ю. Н. Дубнищеву и О. В. Шарыпову за многолетние продуктивные контакты, дружеские встречи на научных собраниях, полезные рекомендации. Сильная школа по оптической диагно-

стике газовых потоков и визуализации имеется также в Институте теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН и Новосибирском университете [35; 53; 54]. Искренне благодарим также академика РАН В. М. Фомина, профессоров В. М. Бойко, Г. М. Жаркову, А. М. Оришича, А. А. Павлова, В. В. Пикалова и Н. Г. Преображенского за многолетние продуктивные контакты, дружеские встречи на научных собраниях, полезные рекомендации.

В Москве на кафедре молекулярной физики физического факультета МГУ им. М. В. Ломоносова под руководством профессора И. К. Знаменской сложилась школа по визуализации газодинамических течений, включая визуализацию электрическим разрядом и теневым фоновым методом [34; 38; 41; 42; 48; 89–93]. Авторы выражают благодарность профессорам МГУ И. К. Знаменской, А. В. Приезжеву, А. В. Уварову, кандидатам наук Н. А. Винниченко и И. В. Мурсенковой за многочисленные продуктивные контакты во время научных конференций, научные консультации и полезные рекомендации. Сильная школа по рефрактографии и теневым фоновым методам сложилась также на кафедре физики им. В. А. Фабриканта в Институте радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова в МЭИ под руководством Бронюса Симовича Ринкевичюса [33; 37; 43; 47; 52; 56–58; 94–96]. Авторы благодарят профессора Б. С. Ринкевичюса и доцентов кафедры физики Н. М. Скорнякову и И. Л. Расковскую за многолетние полезные контакты и благожелательные рекомендации.

В Институте тепло- и массообмена им. А. В. Лыкова НАН Беларуси под руководством академика НАН Беларуси О. Г. Пенязькова и доктора физико-математических наук П. П. Храмовца развивается школа по использованию эффекта Тальбота в диагностике газодинамических течений при участии канд. физ.-мат. наук И. А. Ших, младших научных сотрудников М. В. Дорошко и И. Н. Шатана [97–108]. Эти материалы включены в монографию, за что авторам оригинальных работ выражается глубокая признательность. Авторы также с большим удовольствием выражают благодарность кандидатам физ.-мат. наук П. Н. Кривошееву,

М. Ю. Черник, а также Н. Л. Евменчикову, К. Л. Севруку и всем сотрудникам лаборатории физико-химической гидродинамики за помощь на протяжении всего времени работы над книгой.

В заключении к краткому Предисловию мы должны сказать несколько слов о профессоре Вольфганге Мерцкирше и выразить ему свою глубочайшую признательность и благодарность. Прежде всего, потому, что первые эксперименты по СФ были начаты под его руководством [1–4]. К нашему великому сожалению, в те годы с помощью методов СФ удавалось получить информацию лишь в отдельных точках течения. И до визуализации всего течения было еще далеко. А все свои книги В. Мерцкирш называл «Визуализация течений» («Flow Visualization») [5]. Это его принципиальная позиция: «...понять, значит увидеть своими глазами». Недаром, в своей последней статье [109], он напоминает, что на многих языках мира выражение «я вижу», эквивалентно «я понимаю»<sup>1</sup>. В. Мерцкирш любит цитировать выражение Э. Маха в споре с Л. Больцманом о существовании атомов «...а Вы видели хоть один?»<sup>2</sup>. Выражение «очевидно» идет от латинского корня «*videre*», что означает «видеть». Таким образом, высшие достижения в оптической диагностике течений называются «визуализацией течений».

За 48 лет своего развития начиная с опытов Бурча и Токарского многие методы диагностики, основанные на компьютеризированных спекл-технологиях, достигли к настоящему времени такого уровня, что мы можем сказать, что это уже визуализация течений. Причем не просто визуализация, а количественная визуализация – что и вынесено в заглавие нашей книги. Теперь о «спекл-технологиях». В действительности, в двух из описываемых в монографии методах (Тальбот-интерферометрия и теневой фоновый метод) анализ течения осуществляется путем нахождения искривлений регулярных прямоугольных сеток. Математически процедура такого анализа оказывается идентичной поиску искривлений и деформации (случайных) спекл-полей, как в ме-

---

<sup>1</sup> На английском языке выражение «I see...» эквивалентно выражению «я понимаю...».

<sup>2</sup> Have you already seen one?

годах СФ, СИ и PIV. Поэтому мы называем такой анализ «спекл-технологией». Тем более, что в случае спекл-полей их числовая регистрация производится также на прямоугольных сетках, определяемых геометрией приемной ПЗС-матрицы.

Далее в монографии следует краткая вводная глава, которая начинается с описания опытов Бурча и Токарского, продолжается кратким описанием техники PIV и заканчивается введением в электронную и цифровую СФ. Во второй главе книги описывается открытие спекл-полей и дается краткая справка о применении биоспекл-полей в медицине. В конце главы приведены уравнения Максвелла и описаны оригинальные методы компьютерного трассирования зондирующего излучения через турбулентную среду. Третья глава монографии посвящена описанию дифракционных основ техники СФ, необходимых для понимания основного содержания монографии. В конце главы дан пример диагностики водородного топливного элемента. Четвертая глава посвящена описанию основных схем СФ и СИ. Описана пространственная фильтрация спеклограмм. Дано описание теневого фонового метода и томографической техники PIV. В конце главы приведены сведения о томографии течений. Пятая глава посвящена Тальбот-интерферометрии, а в шестой главе собраны все имеющиеся сведения о статистике спекл-полей.

В заключении монографии приведены сведения о главных научных собраниях специалистов по визуализации течений, Международных симпозиумов по визуализации течений (МС по ВТ). Отметим, что эти МС по ВТ организовали трое ученых, профессора Т. Асанума (Япония), В. Дж. Янг (США) и В. Мерцкирш. В настоящее время жив остался только В. Мерцкирш.

### Литература к Предисловию

1. *Fomin, N.* Speckle Photography of a Turbulent Density Field / N. Fomin, U. Wernekinck, W. Merzkirch // Book of Abstracts of IUTAM Symp. on Optical Methods in the Dynamics of Fluids and Solids. Czechoslovak Acad. of Sci. – Czechoslovakia, 1984. – P. 38.

2. *Вернекинг, У.* Спекл-техника восстановления газодинамических полей в турбулентных реагирующих потоках / У. Вернекинг, В. Мерцкирш, Н. Фо-

мин // Тепло массообмен-VII. – Минск: ИТМО АН БССР, 1984. – Т. III: Тепло-массообмен при наличии химических реакций: материалы VII Всесоюзной конф. по тепло массообмену / под ред. акад. НАН Беларуси О. Г. Мартыненко. – С. 45–53.

3. *Fomin, N.* Speckle Photography of a Turbulent Density Field / N. Fomin, U. Wernekinck, W. Merzkirch // Optical Methods in Dynamic of Fluids and Solids: Selected papers: Proc. of IUTAM Symp. on Optical Methods in the Dynamics of Fluids and Solids / ed. M. Pichal. – Berlin; Heidelberg: Springer-Verlag, 1985. – P. 159–165.

4. *Wernekinck, U.* Measurement of Light Deflection in a Turbulent Density Field / U. Wernekinck, W. Merzkirch, N. Fomin // Experiments in Fluids. – 1985. – Vol. 3, N 4. – P. 206–208.

5. *Merzkirch, W.* Flow visualization (second ed.) / W. Merzkirch. – Orlando: Academic Press, 1987.

6. *Wernekinck, U.* Anwendung der Speckle-Photographie zur Sichtbarmachung und Messung von Strömungen mit veränderlicher Dichte: PhD dissertation / U. Wernekinck. – Essen: Essen University, 1985.

7. *Erbeck, R.* Die Anwendung der Speckle-Photographie zur statistischen Analyse turbulenter Dichtefelder: PhD dissertation / R. Erbeck. – Essen: Essen University, 1986.

8. *Фомин, Н. А.* Спекл-фотография градиентов плотности в свободном пламени / Н. А. Фомин // Физика горения и взрыва. – 1987. – Т. 23, № 6. – С. 40–46.

9. Infrared speckle photography on a metal thermoplastic carrier / O. V. Achasov [et al.] // Optics Communications. – 1988. – Vol. 68, N 3. – P. 171–174.

10. *Gray, C.* Development of Particle Image Velocimetry for Water Wave Studies: PhD dissertation / C. Gray. – Edinburgh: The University of Edinburgh, 1989.

11. *Фомин, Н. А.* Спекл-интерферометрия газодинамических течений / Н. А. Фомин. – Минск: Наука и техника, 1989. – 168 с., илл.

12. Speckle tomography of a gas flame / G. N. Blinkov [et al.] // Experiments in Fluids. – 1989. – Vol. 8. – P. 72–76.

13. Speckle tomography of unsteady gasdynamic objects / O. V. Achasov [et al.] // Dynamics of Deflagration and Reactive Systems: Heterogeneous Combustion. Vol. 132 of Progress in Astronautics and Aeronautics. Washington. – Washington: AIAA-Press, 1990. – P. 553–562.

14. *Fomin, N.* Speckle frame and streak- cinematography: an insight into the structure and development of turbulence / N. Fomin // Archivum Combustionis. – 1995. – Vol. 15(3/4). – P. 227–239.

15. Visualization of turbulence anisotropy by single exposure speckle photography / W. Merzkirch [et al.] // Experiments in Fluids. – 1996. – Vol. 20. – P. 476–479.

16. *Vitkin, D.* Quantitative visualization of the change of turbulence structure caused by a normal shock wave / D. Vitkin, W. Merzkirch, N. Fomin / J. of Visualization. – 1998. – Vol. 1, N 1. – P. 29–35.

17. Speckle photography applied to statistical analysis of turbulence / N. Fomin [et al.] // Optics and Laser Technology. – 1999. – Vol. 31. – P. 13–22.
18. Turbulence microscale variation due to interaction with shock wave / N. Fomin [et al.] // Shock Waves. – 2000. – Vol. 10. – P. 345–349.
19. *Блинков, Г. Н.* Спекл-томографические исследования полей показателя преломления, плотности, температуры в газодинамических и теплообменных процессах: автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук / Г. Н. Блинков. – Минск: ИТМО им. А. В. Лыкова НАН БССР, 1990.
20. *Oberste-Lehn, K.* Speckle-photographische Untersuchungen eines turbulenten passiven Skalarfeldes bei hohen Amplituden der Temperaturfluktuationen: PhD dissertation / K. Oberste-Lehn. – Essen: Essen University, 1991
21. *Виткин, Д. Э.* Развитие методов спекл-техники для исследования процессов переноса в неизотермических течениях: автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук / Д. Э. Виткин. – Минск: ИТМО им. А. В. Лыкова НАН Беларуси, 1994.
22. *Asseban, A.* Caractérisation de transferts thermiques en convection naturelle, par la technique de speckle photographique: PhD thesis / A. Asseban. – Poitiers: Université de Poitiers, 1996.
23. *Лавинская, Е. И.* Диагностика высокотемпературных сред по комплексному показателю преломления: автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. – Минск: ИТМО им. А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2000.
24. *Базылев, Н. Б.* Цифровая лазерная спекл-интерферометрия в исследованиях процессов переноса в микроканалах и биотканях: автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. – Минск: ИТМО им. А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2007.
25. Détection de mouvements aux micro-échelles dans la matière vivante par la technique de Speckle dynamique / C. Fuentes [et al.] // Journée SFT « Microconvection et systèmes miniaturisés». – Lion, 2000.
26. *Рубникович, С. П.* Лазерно-оптические методы диагностики и терапии в стоматологии / С. П. Рубникович, Н. А. Фомин. – Минск: ИТМО НАН Беларуси, 2009. – 361 с., ил.
27. *Рубникович, С.* Новые лазерные методы диагностики и терапии в стоматологии / Сергей Рубникович, Юлия Денисова и Никита Фомин. – Saarbrücken, Germany: LAP Lambert Academic Publishing, 2013. – 353 p., ill.
28. *Fomin, N.* Speckle Photography for Fluid Mechanics Measurements / N. Fomin. – Berlin: Springer, 1998. – 244 p., ill.
29. PEMFCs flow microstructure analysis by advanced speckle technologies / N. V. Bazylev [et al.] // Int. J. Heat Mass Transfer. – 2011. – Vol. 54, iss. 11, 12. – P. 2341–2348.
30. *Fomin, N.* Visualization and Quantitative Diagnostics in Shock Wave and Detonation Research / N. Fomin, O. Penyazkov // Shock Waves: Book of Proceedings of 27th International Symposium. St. Petersburg, Russia. – St. Petersburg, 2009. – P. 66–70.
31. *Фомин, Н. А.* Корреляционный анализ цифровых изображений с субпиксельной точностью / Н. А. Фомин, О. В. Мелева // Журн. Автотометрия: Optoelectronics, Instrumentation and data processing. – 2012. – Т. 48, № 3. – С. 82–89.

32. *Танин, Л. В.* Биомедицинская и резонансная оптика: теория и практика / Л. В. Танин, А. Л. Танин. – Минск: Беларуская навука, 2011. – 687 с., ил.
33. *Попова, Е. М.* Теневой фоновый метод в задачах тепло- и массообмена: дис. ... канд. техн. наук / Е. М. Попова. – Москва: МЭИ, 2008.
34. *Коротеев, Д. А.* Взаимодействие наносекундного объемного разряда с газодинамическими разрывами: дис. ... канд. физ.-мат. наук / Д. А. Коротеев. – Москва: МГУ, 2008.
35. *Павлов, А. А.* Панорамные оптические методы диагностики в аэрофизическом эксперименте: автореф. дис. ... д-ра физ.-мат. наук / А. А. Павлов. – Новосибирск: ИТПМ СО РАН, 2009.
36. *Горбатенко, Б. Б.* Восстановление изображений и спекл-интерферометрия в условиях записи дифракционных полей: автореф. дис. ... д-ра физ.-мат. наук / Б. Б. Горбатенко. – Саратов, 2010.
37. *Удалов, А. В.* Аппаратно-программный комплекс теневого фонового метода для натуральных исследований: дис. ... канд. техн. наук / А. В. Удалов. – Москва: МЭИ, 2010.
38. *Орлов, Д. М.* Нестационарное взаимодействие плоской ударной волны с областью наносекундного распределенного сильноточного скользящего разряда: дис. ... канд. физ.-мат. наук / Д. М. Орлов. – Москва: МГУ, 2010.
39. *Павличев, К. В.* Разработка автоматической системы анализа спекл-фотографий и электронных спекл-изображений для исследования закономерностей пластической деформации: дис. ... канд. физ.-мат. наук / К. В. Павличев. – Томск, 2011.
40. *Миронова, Т. В.* Анализ деформаций, оптических неоднородностей и дисторсионных искажений с помощью искусственных спеклов в цифровой фотографии: дис. ... канд. физ.-мат. наук / Т. В. Миронова. – Москва: ФИАН, 2012.
41. *Цзинь Цзынь.* Исследование взаимодействия ударной волны с импульсным объемным разрядом теневыми методами: дис. ... канд. физ.-мат. наук / Цзинь Цзынь. – Москва: МГУ, 2012.
42. *Коротеева, Е. Ю.* Взаимодействие ударной волны с зоной импульсного поверхностного энерговклада: дис. ... канд. физ.-мат. наук / Е. Ю. Коротеева. – Москва: МГУ, 2012.
43. *Павлов, И. Н.* Оптико-электронный комплекс для визуализации физических процессов в пристеночном слое жидкости: дис. ... канд. техн. наук / И. Н. Павлов. – Москва, 2013.
44. *Мысина, Н. Ю.* Статистические распределения разности фаз в лазерных спекл-полях и цифровая спекл-интерферометрия: дис. ... канд. физ.-мат. наук / Н. Ю. Мысина. – Саратов, 2014.
45. *Алексеев, А. Э.* Волоконная интерферометрия рассеянного излучения и ее применение для регистрации акустических воздействий: дис. ... канд. физ.-мат. наук / А. Э. Алексеев. – Фрязино, 2014.
46. *Танин, Л. В.* Резонансные, голографические и спекл-оптические исследования фазовых, диффузных и зеркальных объектов: автореф. дис. ... д-ра

физ.-мат. наук / Л. В. Танин. – Минск: Ин-т физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, 2014.

47. *Шашкова, И. А.* Разработка оптико-электронного комплекса диагностики процесса испарения жидкости: дис. ... канд. техн. наук / И. А. Шашкова. – Москва: МЭИ, 2015.

48. *Знаменская, И. А.* Методы визуализации в механике газа / И. А. Знаменская, Л. Г. Гвоздева, Н. В. Знаменский. – М.: МГАИ им. С. Орджоникидзе, 2001.

49. *Гужов, В. И.* Компьютерная интерферометрия / В. И. Гужов, С. П. Ильиных. – Новосибирск, 2003. – 405 с.

50. Оптические методы исследования потоков / Ю. Н. Дубнищев [и др.]. – Новосибирск: Сибирское университетское изд-во, 2003. – 418 с.

51. *Martynenko, O. G.* Free-Convective Heat Transfer. With Many Photographs of Flows and Heat Exchange / Oleg G. Martynenko, Pavel P. Khramtsov. – Berlin; Heidelberg: Springer-Verlag, 2005. – 516 p., ill.

52. *Евтихиева, О. А.* Лазерная рефрактография / О. А. Евтихиева, И. Л. Расковская, Б. С. Ринкевичюс. – М.: Физматлит, 2008. – 176 с., ил.

53. Теоретические основы и методы оптической диагностики в аэрофизическом эксперименте: учеб. пособие / В. М. Бойко [и др.]. – Новосибирск: Новосиб. гос. ун-т, 2008. – 412 с., ил.

54. Методы оптической диагностики в аэрофизическом эксперименте / В. М. Бойко [и др.]; под ред. акад. РАН В. М. Фомина. – Новосибирск: Новосиб. гос. ун-т, 2009. – 449 с., ил.

55. Цифровая корреляционная спекл-интерферометрия: учеб. пособие / Б. Б. Горбатенко [и др.]. – Саратов, 2011.

56. *Rinkevichyus, B. S.* Laser Refractography / B. S. Rinkevichyus, O. A. Evtikheva, I. L. Raskovskaya. – New York; London: Springer, 2010. – 189 с.

57. Современные оптические методы исследования потоков / под ред. Б. С. Ринкевичюса. – М.: Оверлей, 2011.

58. Investigation of Background Pattern for the Outdoor Application of the BOS Method / B. S. Rinkevichyus [et al.] // Advanced In-Flight measurement Techniques / eds. by F. Boden, N. Lawson, H. W. Jentink, J. Kompenhans. – Berlin: Springer, 2013. – P. 305–320.

59. *Ostrovskaya, G. V.* Application of dye lasers in holography and holographic interferometry. Applied holography. Interkamera / G. V. Ostrovskaya, Yu. I. Ostrovsky, L. V. Tanin. – Praha, 1978. – P. 229–252.

60. Измерение радиального распределения показателя преломления шванновской оболочки и аксона миелинизированного нервного волокна в прижизненном состоянии / И. П. Антонов [и др.] // Журн. прикладной спектроскопии. – 1983. – Т. 39, № 1. – С. 103–106.

61. О возможности изучения структуры нервных волокон и лимфоцитов методами голографической микроскопии и интерферометрии / Л. Е. Аликевич [и др.] // Весті АН БССР. Сер. біял. навук. – 1979. – № 6. – С. 118–121.

62. *Танин, Л. В.* Исследование периферического нервного волокна в норме и патологии лазерно-голографическими методами / Л. В. Танин, А. В. Горошков, Г. К. Недзьведь // Периферическая нервная система. – 1981. – Вып. 4. – С. 76–88.

63. Исследование изменений оптической плотности лимфоцитов методом голографической интерференционной микроскопии / Л. Е. Батай [и др.] // Весті АН БССР. Сер. біял. навук. – 1982. – № 4. – С. 90–92.

64. Влияние внутривенного лазерного облучения крови на функциональное состояние некоторых эндокринных желез при повреждении периферических нервов травматического и ишемического генеза в эксперименте / Н. И. Нечипуренко [и др.] // Периферическая нервная система. – 1998. – Вып. 21. – С. 13–17.

65. Лазерный спеклометр. Новые приборы и разработки НАН Беларуси / Л. В. Танин [и др.] // Достижения мед. науки Беларуси. – Минск, 1997. – Вып. 2. – С. 17–18.

66. *Антонов, И. П.* Патогенетическое обоснование использования внутрисосудистого лазерного облучения крови при заболеваниях периферической нервной системы / И. П. Антонов, Л. В. Танин, Н. И. Нечипуренко // Достижения мед. науки Беларуси. – Минск, 1999. – Вып. 3. – С. 5–6.

67. Исследование при функциональных нагрузках лицевого отдела черепа человека методами голографической интерферометрии и корреляционной спекл-оптики / С. А. Наумович [и др.] // Соврем. стоматология. – 1998. – № 4. – С. 23–25.

68. Спекл-оптическая оценка нарушений мышечного тонуса и кожной микрогемодинамики при неврологических проявлениях остеохондроза позвоночника / Л. А. Василевская [и др.] // Актуальные проблемы неврологии и нейрохирургии / под ред. А. Ф. Смяновича, И. Л. Антонова. – Минск: Белорусская наука, 2002. – С. 32–38.

69. *Савонин, С. А.* Постобработка голограмм сфокусированного изображения в цифровой голографической интерферометрии / С. А. Савонин, П. В. Рябухо, В. П. Рябухо // Компьютерная оптика. – 2015. – Т. 39, № 1. – С. 26–35.

70. Numerically focused full-field swept-source optical coherence microscopy with low spatial coherence illumination / A. Grebenyuk [et al.] // Applied Optics. – 2014. – Vol. 53, N 8. – P. 1697–1708.

71. *Grebenyuk, A. A.* An off-axis digital holographic microscope with quasimonochromatic partially spatially coherent illumination in transmission / A. A. Grebenyuk, Y. V. Tarakanchikova, V. P. Ryabukho // J. of Optics. – 2014. – Vol. 16, N 10. – Paper N 105103.

72. *Лякин, Д. В.* Продольные корреляционные свойства оптического поля с широкими угловыми и частотными спектрами и их проявление в интерференционной микроскопии / Д. В. Лякин, В. П. Рябухо // Квантовая электроника. – 2013. – Т. 43, № 10. – С. 57–63.

73. Polychromatic low-coherence interferometry of stratified structures with digital interferogram recording and processing / V. V. Lychagov [et al.] // J. of Optics. – 2012. – Vol. 14, N 1. – Paper N 015702.

74. Гребенюк, А. А. Влияние нелинейной обработки цифровых спеклограмм на точность определения смещений методом спекл-фотографии / А. А. Гребенюк, В. П. Рябухо // Оптический журн. – 2011. – Т. 78, № 10. – С. 58–62.

75. Низкокогерентная интерферометрия слоистых структур в полихроматическом свете с цифровой записью и обработкой интерферограмм / В. В. Лычагов [и др.] // Компьютерная оптика. – 2010. – Т. 34, вып. 4. – С. 23–36.

76. Горбатенко, Б. Реконструкция пространственного фазового распределения в дифракционном спекл-поле и восстановление изображения объекта по записи интенсивности / Б. Горбатенко, В. П. Рябухо, Л. А. Максимова // Оптика и спектроскопия. – 2006. – Т. 101, вып. 5. – С. 861–865.

77. Рябухо, В. П. Эффекты продольной пространственной когерентности света в интерференционном эксперименте / В. П. Рябухо, Д. В. Лякин // Оптика и спектроскопия. – 2005. – Т. 98, вып. 2. – С. 309–320.

78. Рябухо, В. П. Эффекты временной и продольной пространственной когерентности в неравноплечном интерферометре / В. П. Рябухо, Д. В. Лякин, М. И. Лобачев // Письма в ЖТФ. – 2004. – Т. 30, вып. 2. – С. 52–60.

79. High-speed visualization and PIV measurements of cavitating flows around a semi-circular leading-edge flat plate and NACA0015 hydrofoil / A. Yu. Kravtsova [et al.] // Intern. J. of Multiphase Flow. – 2014. – Vol. 60. – P. 119–134.

80. Comparative analysis of low- and high-swirl confined flames and jets by proper orthogonal and dynamic mode decompositions / D. M. Markovich [et al.] // Phys. Fluids. – 2014. – Vol. 26. – Paper N 065109.

81. Expanding the stability range of a lifted propane flame by resonant acoustic excitation / S. S. Abdurakipov [et al.] // Combust. Sci. Technol. – 2013. – Vol. 185. – P. 1644–1666.

82. Effect of high-amplitude forcing on turbulent combustion intensity and vortex core precession in a strongly swirling lifted propane/air flame / S. V. Alekseenko [et al.] // Combust. Sci. Technol. – 2012. – Vol. 184. – P. 1862–1890.

83. Experimental modeling of the structure of a reacting twisted flow behind a swirl burner / S. V. Alekseenko [et al.] // Heat Transf. Research. – 2010. – Vol. 41, N 4. – P. 445–463.

84. Effect of axisymmetric forcing on the structure of a swirling turbulent jet / S. V. Alekseenko [et al.] // Intern. J. of Heat and Fluid Flow. – 2008. – Vol. 29, N 6. – P. 1699–1715.

85. Пространственное и временное разрешение метода PIV при измерении скорости в пламени / О. П. Коробейничев [и др.] // Физика горения и взрыва. – 2014. – Т. 50, № 5. – С. 13–21.

86. Кавитация на пластине с закругленной носовой частью и гидрокрыле NASA0015: визуализация и измерение скорости / А. Ю. Кравцова [и др.] // Изв. академии наук: энергетика. – 2014. – Вып. 4. – С. 96–106.

87. Экспериментальное исследование влияния начальной влажности на распределение жидкой фазы за сопловой турбинной решеткой / Г. А. Филиппов [и др.] // Вестн. Московского энергет. ин-та. – 2013. – № 1. – С. 55–61.

88. Применение современных оптических методов для диагностики пространственной структуры турбулентных пламен / В. М. Дулин [и др.] // Автометрия. Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing. – 2012. – Т. 48, № 3. – С. 22–32.

89. Анализ однородности энерговклада при развитии каналов плазменного актуатора на основе цифрового трассирования / Ф. Н. Глазырин [и др.] // Письма в ЖТФ. – 2016. – Т. 42, № 2. – С. 16–22.

90. Большухин, М. А. Метод количественного анализа быстропротекающих тепловых процессов через стенки сосудов при неизотермическом течении жидкости / М. А. Большухин, И. А. Знаменская, В. И. Фомичев // Докл. Российской академии наук. – 2015. – Т. 465, № 1. – С. 1–5.

91. Образование ударно-волновых структур от наносекундного разряда в гелии / И. А. Знаменская [и др.] // Письма в ЖТФ. – 2014. – Т. 40, № 12. – С. 81–87.

92. Application of Background Oriented Schlieren Technique for Investigations of a Non-Stationary Flow With Shock Wave / F. Glazyrin [et al.] // Scientific Visualization. – 2013. – Vol. 5, N 3. – P. 65–74.

93. Znamenskaya, I. A. Time-resolved thermography of impinging water jet / Irina A. Znamenskaya, Ekaterina Yu. Koroteeva // J. of Flow Visualization and Image Processing. – 2013. – Vol. 20, N 1–2. – P. 25–33.

94. Расковская, И. Л. Диагностика конвективных процессов в пограничном слое жидкости методом лазерной рефрактографии / И. Л. Расковская, Б. С. Ринкевичюс, А. В. Толкачев // ИФЖ. – 2010. – Т. 83, № 6. – С. 1149–1156.

95. Расковская, И. Л. Лазерная рефрактография оптически неоднородных сред / И. Л. Расковская, Б. С. Ринкевичюс, А. В. Толкачев // Квантовая электроника. – 2007. – Т. 37, № 12. – С. 1176–1180.

96. Евтихиева, О. А. Визуализация нестационарной конвекции в жидкости около нагретых тел с помощью структурированного лазерного излучения / О. А. Евтихиева, Б. С. Ринкевичюс, А. В. Толкачев // Вестн. МЭИ. – 2007. – № 1. – С. 65–75.

97. A Talbot interferometer in measurements of admixture concentration in a turbulent shear flow. 12IFVS / M. V. Doroshko [et al.]. – Göttingen, Germany, 2006.

98. Measurement of admixture concentration fluctuation in a turbulent shear flow using an averaged Talbot image / M. V. Doroshko [et al.] // Experiment in Fluids. – 2008. – Vol. 44. – P. 461–468.

99. Тальбот-метод исследования распределения концентрации метана в турбулентной осесимметричной струе / М. В. Дорожко [и др.] // ИФЖ. – 2006. – Т. 79, № 5. – С. 94–99.

100. Исследование статических характеристик пульсаций плотности в пограничном слое за ударной волной / М. В. Дорожко [и др.] // Тепло- и массоперенос. – Минск, 2007. – С. 213–219.

101. Измерение пульсаций концентрации в сдвиговом турбулентном потоке методом осредненных Тальбот-изображений / М. В. Дорожко [и др.] // ИФЖ. – 2008. – Т. 81, № 1. – С. 49–84.

102. Метод осредненных Тальбот-изображений при исследованиях флуктуаций примеси в турбулентных течениях / П. П. Храпцов [и др.]. – Москва: ОМИП, 2009. – С. 28–31.

103. Метод осредненных Тальбот-изображений для исследования параметров турбулентного переноса и смешения в сдвиговых потоках / П. П. Храпцов [и др.] // Современные оптические методы исследования потоков / под ред. Б. С. Рикевичюса. – Москва: Оверлей, 2011. – С. 107–136.

104. *Doroshko, M.* Visualization of the flow structure behind the shock front using Talbot interferometry technique. 15IFVS / M. Doroshko, P. Khramtsov, O. Penyazkov. – Minsk, 2012.

105. Измерения пульсаций концентраций в сдвиговом турбулентном потоке методом осредненных Тальбот-изображений / М. В. Дорошко [и др.] // ИФЖ. – 2013. – Т. 86, № 2. – С. 247–255.

106. *Храпцов, П. П.* Оптическая диагностика конвективного тепло- и массообмена в газовой динамике / П. П. Храпцов // Наука и инновации. – 2013. – № 3(121). – С. 14–16.

107. *Penyazkov, O.* Light deflection and temperature measurements in reacting methane-air flow by means of Talbot-images method. 16IFVS / O. Penyazkov, I. Shatan, P. Khramtsov. – Okinawa, Japan, 2014.

108. *Khramtsov, P. P.* Temperature measurements in an axisymmetric methane-air flame using Talbot images / P. P. Khramtsov, O. G. Penyazkov, I. N. Shatan // Experiments in Fluids. – 2015. – Vol. 56, N 2. – P. 1–9.

109. *Merzkirch, W.* Why making use of flow visualisation? / W. Merzkirch // J. of Flow Visualization and Image Proceeding. – 2012. – Vol. 19, issue 2. – P. 161–177.

## СПИСОК ОСНОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ

Обозначение	Размерность величины	Описание
$A(r)$		комплексная амплитуда световой волны в точке $r$
$A^{(r)}$		действительная часть комплексной амплитуды световой волны
$A^{(i)}$		мнимая часть комплексной амплитуды световой волны
<b>B</b>	Вб/м <sup>2</sup>	вектор индукции магнитного поля
<b>E</b>	В/м	вектор напряженности электрического поля
<b>D</b>	кл/м <sup>2</sup>	вектор индукции электрического поля
$D(\xi, \eta)$	Вт/м <sup>2</sup>	интенсивность лазерного излучения на фотопластинке
<b>H</b>	А/м	вектор напряженности магнитного поля
$E$		эйконал
$c$	м/с	скорость света
$I(m, n)$	Вт/м <sup>2</sup>	распределение интенсивности лазерного излучения в спекл-поле
$I^*(m, n)$	Вт/м <sup>2</sup>	транспонированное распределение интенсивности лазерного излучения в спекл-поле
$\langle I \rangle$	Вт/м <sup>2</sup>	средняя интенсивность лазерного излучения
$\langle I(m, n) \rangle$	Вт/м <sup>2</sup>	средняя по окну интенсивность лазерного излучения в спекл-поле
$M$		оптическое увеличение при съемке
$M, N$		размеры области разбиения при статистической обработке
$k$	см <sup>-1</sup>	волновое число
$k_0$	см <sup>-1</sup>	волновое число в вакууме
$n$		показатель преломления
$n'$		комплексный показатель преломления
$(m, n)$		текущие координаты в исходном изображении

Обозначение	Размерность величины	Описание
$(m^*, n^*)$		координаты максимума функции
$\lambda$	мкм	длина волны лазерного излучения
$\rho$	м	кривизна волнового фронта
$\tilde{\sigma}(m, n)$	Вт/м <sup>2</sup>	экспериментальный шум в интенсивности спекл-поля
$\sigma(u, v)$	Вт/м <sup>2</sup>	экспериментальный шум в фурье-плоскости
$p$	Па, Н/м <sup>2</sup>	давление
$P(w)$		спектр мощности изменений интенсивности спекл-поля $I(0, t)$
$\mathbb{C}_{1,1}(m, n)$		контраст спекл-поля
$\mathbb{F}\{\dots\}$		оператор фурье-преобразования
$\sigma_{I_1}$	Вт/м <sup>2</sup>	среднеквадратичное отклонение интенсивности лазерного излучения в подобласти
$\mathfrak{I}_{1,1}(m, n)$		автокорреляционная функция спекл-поля
$\mathbb{R}_{1,2}(m, n)$		кросскорреляционная функция двух изображений
$t(\xi, \eta)$		коэффициент амплитудного пропускания фотопластинки
$\tau_c$	мкм	радиус пространственной когерентности
$r_{sp}$	мкм	средний радиус спекла
$r_{\Gamma}$	мкм	среднее расстояние трансляции спекла
$r_c$	м	радиус пространственной когерентности
$\tau$	с	временной интервал
$\tau_d$	с	время задержки
$\tau_c$	с	время корреляции
$x, y, z$		пространственные координаты
$\gamma$		степень кипения спекл-поля
$\gamma_{\Delta}(r, \tau)$		нормализованная корреляционная функция флуктуаций интенсивности в спекл-поле
$\Delta\phi_i$		фазовый сдвиг $i$ -й составляющей световой волны
$\varepsilon$		диэлектрическая проницаемость среды
$\nu$	см <sup>-1</sup>	частота электромагнитной волны
$\sigma_I$	Вт/м <sup>2</sup>	среднеквадратичное отклонение интенсивности лазерного излучения
$\phi$		фаза световой волны

Обозначение	Размерность величины	Описание
$\omega$	Гц	круговая частота электромагнитной волны
$\omega_0$	мм	диаметр лазерного пятна в перетяжке (в фокусе)
$A$		интегральное преобразования Абеля
$A^{-1}$		обратное интегральное преобразования Абеля
$\tilde{A}$		оценка интегрального преобразования Абеля
$F$		преобразование Фурье
$\mathfrak{J}_1$		функция Бесселя 1-го порядка
$\mathbb{R}^{(a)}_I(\vec{r}, \Delta t)$		пространственно-временная автокорреляционная функция спекл-поля
$\mathbb{R}^{(a)}_I(\vec{r})$		пространственная автокорреляционная функция спекл-поля
$\mathbb{R}^{(a)}_t(\Delta t)$		временная автокорреляционная функция спекл-поля
$\mathbb{R}^{(c)}_{I_1 I_2}(\vec{r})$		кросскорреляционная функция двух изображений
$\frac{\mathfrak{R}_p(r)}{\mathfrak{R}_p(0)}$		нормированная кросскорреляционная функция плотности
$\mathfrak{R}_p(r)$		кросскорреляционная функция плотности
$\mathfrak{R}_\varepsilon(r)$		кросскорреляционная функция углов отклонения
$\mathfrak{A}(u, v)$		фурье-образ спекл-поля с суммарной интенсивностью
$EM\{\mathfrak{R}_\varepsilon(\tau)\}$		интегральные соотношения Эрбека–Мерцкирша
UK		интегральное преобразование Убероя–Коважного
$\Delta$		сдвиг спекл-полей между экспозициями

Индексы: диф – дифракционный;  $c$  – корреляция;  $d$  – задержка;  $l$  – лазер;  $L$  – линза;  $p$  – частица;  $px$  – пиксель;  $rot$  – вращающийся;  $sp$  – спекл,  $v$  – объем;  $0$  – начальное значение физической величины;  $1, 2, 3, \dots$  – порядковые значения физических величин;  $\langle \dots \rangle$  – среднее значение величины.

## СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ

Сокращение	На английском	На русском
ЗП		Зонная пластинка
ЛСФ		Лазерная спекл флоуграфия
ЗПФ		Зонная пластинка Френеля
КМОП		Комплементарный металл-оксид-полупроводник
ПЗС		Прибор с зарядовой связью
ПИЗ		Прибор с инжектируемым зарядом
ART	Algebraic reconstruction technique	
BOS (ТФМ)	Background Oriented Schlieren	Теневого фонового метод
CCD (ПЗС)	Couple Charge Device	Прибор с зарядовой связью
С BOS (ЦТФМ)	Colored BOS	Цветной теневого фонового метод
CCD	Charge Coupled Device	
СGBOS (ЦТФМ)	Colored grid BOS	Цветной теневого фонового метод
CMOS	Complementary Metal Oxide Semiconductor	
ESPI (ЭСИ)	Electronic Speckle Pattern Interferometry,	Электронная спекл-интерферометрия
CID	Charge Injection Device	
DPTV	Digital Particle Tracking Velocimetry	Измерения скорости по следам изображений частиц
FTA	Fourier transform algorithms	
PIDV	Particle Image Dicplacement Velocimetry	Измерения скорости по сдвигу изображений частиц

Продолжение таблицы

Сокращение	На английском	На русском
ESPI (ЭСФ)	Electronic Speckle Pattern Interferometry	Электронная спекл-фотография
PDV	Particle Displacement Velocimetry	Измерения скорости по сдвигу частиц
LASCA (ЛИАКС)		Лазерный анализ контраста спеклов
LDA (ЛДА)	Laser Doppler Anemometry	Лазер-доплеровская анемометрия
LSV	Laser Speckle Velocimetry	
MQD	Minimum quadratic difference	
IFVS (МС по ВТ)	International Flow Visualization Symposium	Международный симпозиум по визуализации течений
СИ (СИ)	Speckle Interferometry	Спекл-интерферометрия
СФ (СФ)	Speckle Photography	Спекл-фотография
MTV MAT	Molecular Tagging Velocimetry	Молекулярная анемометрия течений
SSV	Streak speckle velocimetry	
HPIV	Holographic Particle Image Velocimetry	Голографические измерители скорости по изображениям частиц
HPTV	Holographic Particle Tracking Velocimetry	Голографические измерители скорости по следам изображений частиц
PIV	Particle Image Velocimetry	Анемометрия по изображениям частиц
2С-PIV	Two-dimensional PIV	Двумерное PIV
LIPA	Laser Induced Photochemical Anemometry	Лазерно-индуцированная фотохимическая анемометрия
3с-PIV	Three-dimensional PIV	Трёхмерное PIV
ТИ (ТИ)	Talbot Interferometry	Тальбот-интерферометрия
Tr-PIV	Time-resolved PIV	PIV с временным разрешением
PTV	Particle Tracking Velocimetry	
3D-PTV	Three Dimensional Particle Tracking Velocimetry	
HPIV	Holographic PIV	Голографическое PIV
MART	Multiplicative Algebraic Reconstruction Technique	

*Окончание таблицы*

Сокращение	На английском	На русском
Volume-PIV	Volume PIV	Трехмерное (объемное) PIV
TOMO BOS (TOMO ТФМ)	Tomographic Background Oriented Schlieren	Томографический теневой фоновый метод
ROC	Radius of Curvature	Радиус кривизны

...И сказал Бог: да будет свет. И стал свет.  
И увидел Бог свет, что он хорош, и отделил  
Бог свет от тьмы.

*Ветхий завет. Бытие 1.*

---

*Глава 1*

---

## **ВВЕДЕНИЕ В ТЕХНИКУ ОПТИЧЕСКОЙ ВИЗУАЛИЗАЦИИ**

### **1.1. Опыты Бурча и Токарского**

В 1968 г. Бурч и Токарский (Национальная физическая лаборатория, Тедингтон, Великобритания) [1] экспериментально показали, что два спекл-поля, сдвинутых друг относительно друга на небольшое расстояние (порядка нескольких диаметров спеклов), ведут себя как экран в экспериментах Томаса Юнга<sup>1</sup> с двумя отверстиями, расстояние между которыми в точности равно величине сдвига спекл-полей. Эти опыты открыли дорогу не только спекл-фотографии, но и большому количеству методов, основанных на спекл-технологиях, таких как спекл-интерферометрия, Тальбот-интерферометрия, техники BOS, PIV и многим другим.

Схема экспериментов Томаса Юнга<sup>2</sup> представлена на рис. 1.1, взятом из публикаций изобретателей голографии: нобелевской лекции Дениса Габора (1900–1979), работавшего в Королевском колледже науки и техники в Лондоне, и из статьи Юрия Николаевича Денисюка (1927–2006), в которой они описывают историю изобретения голографии. Ю. Н. Денисюк работал в Государственном оптическом институте (г. Санкт-Петербург, Россия).

---

<sup>1</sup> Thomas Young (1773–1829) – английский физик, оптик, доказавший волновую природу света.

<sup>2</sup> The Bakerian Lecture: On the Theory of Light and Colours / T. Young // Philosophical Transactions of the Royal Society of London. – 1802. – Vol. 92. – P. 12–48.

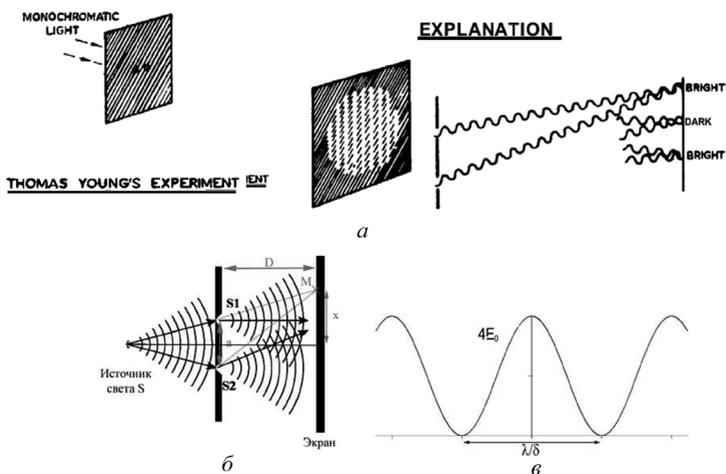


Рис. 1.1. Классический эксперимент Томаса Юнга: *a* – рисунок из публикаций [2; 3]; *б* – схема интерферометра Юнга; *в* – вид интерференционных полос

Термин «спекл» (в переводе с английского «пятнышко») используется с начала 1960-х годов, возник этот термин в рамках голографии, которая использовала лазеры для подсветки и высокоразрешающие голографические фотопластинки для регистрации голограмм. Этот спекл может быть микронного размера, и он не всегда виден, но все, кто работал с непрерывным лазе-

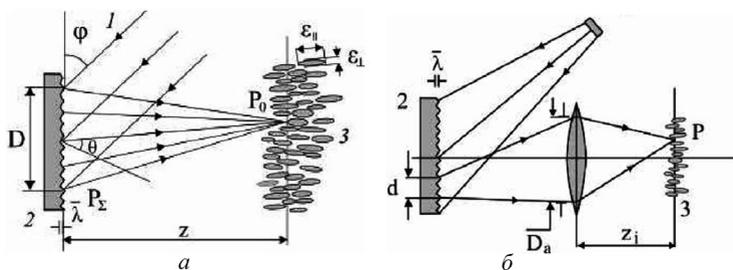


Рис. 1.2. Оптическая схема наблюдения объективной спекл-картины в случае дифракции лазерного пучка на шероховатой поверхности (*a*); схема формирования субъективной спекл-картины (*б*): *1* – падающее излучение; *2* – случайно-неоднородный объект; *3* – схематичный вид продольного сечения слоя спекл-структуры [4]

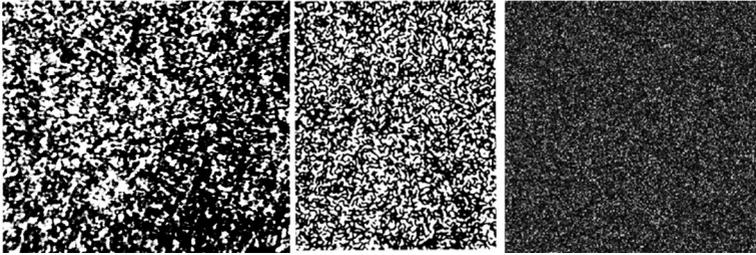


Рис. 1.3. Характерные образцы спекл-полей при увеличении

ром видимого спектра, включая лазерные указки, хорошо знают, о чем идет речь.

На рис. 1.2 показаны два пути образования спекл-поля, объективный, без линз, и субъективный, когда в процессе образования спекл-поля участвуют линзы. На рис. 1.3 показаны три типичных спекл-поля, снятых при различном увеличении. Вот именно с такими спекл-полями и имели дело Бурч и Токарский, когда им удалось воспроизвести знаменитый опыт Томаса Юнга (рис. 1.4), на котором два спекл-поля со сдвигом на несколько диаметров спеклов были зафиксированы на одной фотопластине высокого разрешения. Теперь, если просветить дважды заэкспонированное спекл-поле лучем непрерывного лазера, то на экране за спеклограммой мы увидим интерференционные полосы, точно такие же, какие видел Томас Юнг (рис. 1.5).

Чем же так поразил опыт Т. Юнга изобретателей голографии? Вот как его комментирует Д. Габор. В основе голографии лежит волновая природа света. Волновые свойства света были впервые обнаружены и наглядно продемонстрированы Т. Юнгом с помощью простого опыта (рис. 1.1).

Во время доклада на заседании Лондонского Королевского общества, Юнг пропу-

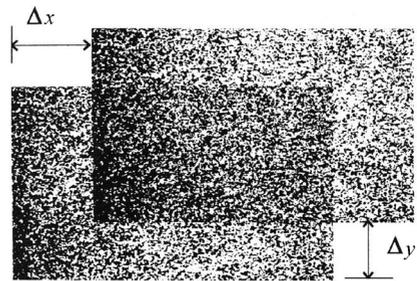


Рис. 1.4. Два спекл-поля, со сдвигом на  $\Delta_x$  и  $\Delta_y$ , зарегистрированные на одной голограмме (спеклограмме)

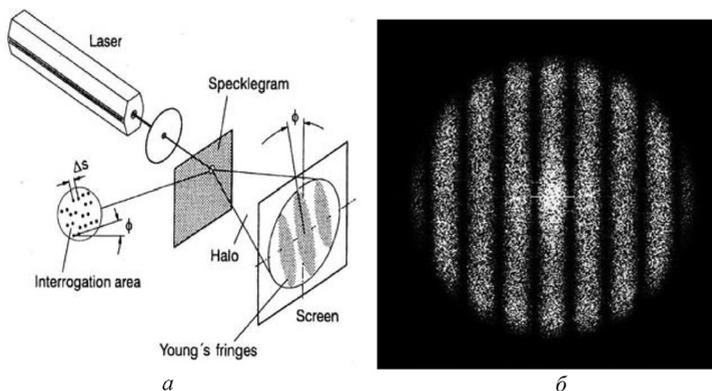


Рис. 1.5. Расшифровка спеклограммы методом полос Юнга: *а* – лазер, спекл-голограмма, экран с полосами Юнга; *б* – спектр двух идентичных смещенных относительно друг друга спекл-структур – интерференционные полосы Юнга

стил солнечные лучи в темное помещение и на их пути расположил два экрана: темный, с двумя точечными отверстиями, и белый (на некотором расстоянии позади первого). По обе стороны от яркой линии на белом экране он увидел две темноватые полосы, что привело к решению повторить опыт. Хотя и первый опыт был сравнительно удачен. Во время второго опыта Т. Юнг воспользовался спиртовой горелкой и добавил в ее пламя небольшое количество поваренной соли для получения яркого желтого излучения натрия в качестве источника света. На экране возникла картина из регулярно расположенных темных полос.

Этот эксперимент явился убедительным доказательством того, что наложение света может образовывать темноту. Данное явление называется интерференцией, и Юнг предвидел его, поскольку в своих рассуждениях исходил из волновой теории света. Томас Юнг интуитивно полагал, что монохроматический свет представляет собой регулярные синусоидальные колебания среды (которую в то время называли эфиром), и тем самым внес существенный вклад в исходную идею Христиана Гюйгенса<sup>1</sup> (1629–1695). И если это предположение соответствует действи-

<sup>1</sup> Христиан Гюйгенс ван Зейлихем (Christian Huygens) – нидерландский физик.

тельности, то повышение яркости света должно возникать при сложении гребня одной волны, с гребнем другой и ослаблением яркости до темноты – при сложении гребня с впадиной.

Свет, способный интерферировать, называется когерентным. Лорд Реллей (1842–1919) и Альберт Майкенсон (1852–1931) впервые выяснили, что длина когерентности является величиной, обратной ширине спектральной линии.

Вернемся к эксперименту Бурча и Токарского. В опыте [1] матовое стекло или любую шероховатую поверхность освещали лазером и регистрировали спекл-структуру на фотопластинке (рис. 1.6). Спекл-структура в плоскости фотопластинки характеризуется пространственной функцией  $D(\xi, \eta)$ , описывающей распределение интенсивности света в этой плоскости. Будем считать, что интенсивность  $D(\xi, \eta)$  такова, что амплитудное пропускание проявленного негатива не выходит из области линейности фотоматериала – голографической пластинки. В этом случае амплитудное пропускание негатива со спекл-картинкой можно записать  $t = a - bD(\xi, \eta)$ , где  $a, b$  – константы, зависящие от свойств используемой фотоэмульсии.

Сделаем теперь не одну, а две одинаковые по времени экспозиции, сместив в промежутке фотопластинку на  $\Delta_x$ . Регистрируемая на фотопластинке интенсивность лазерного излучения будет равна  $D(\xi, \eta) + D(\xi + \Delta_x, \eta)$ . Так как смещение эквивалентно свертке с дельта-функцией, регистрируемую интенсивность можно записать в виде

$$D(\xi, \eta) * [\delta(\xi, \eta) + \delta(\xi + \Delta_x, \eta)]. \quad (1.1)$$



Рис. 1.6. Схема регистрации спекл-картины в опытах Бурча и Токарского (а) и кривая почернения фотопластинки под действием экспозиции (б) [1]

Таким образом, если на фотопластинке высокого разрешения зарегистрировать два изображения одной и той же спекло-вой структуры (например, от матового стекла) со сдвигом в пространстве на  $\Delta_x$ , то получится негатив с амплитудным коэффициентом пропускания вида

$$t(\xi, \eta) = a - bD(\xi, \eta) * [\delta(\xi, \eta) + \delta(\xi + \Delta_x, \eta)], \quad (1.2)$$

где  $t(\xi, \eta)$  – распределение интенсивности в спекловой структуре. Пространственный спектр зарегистрированной картины будет иметь вид

$$\bar{t}(u, v) = F[t(\xi, \eta)] = a\delta(u, v) - b\bar{D}(u, v)[1 + \exp(i2\pi u\Delta_x / \lambda)],$$

где  $\bar{D}(u, v)$  – фурье-образ функции, а  $u, v$  – угловые координаты в фокальной плоскости.

При освещении негатива параллельным пучком лучей в фокальной плоскости линзы  $O$  можно получить изображение этого спектра. Член  $a\delta(u, v)$  соответствует (если пренебречь дифракцией) изображению точечного источника, расположенного на бесконечности. Это изображение локализовано в фокусе  $F$ . Второй член представляет собой (умноженный на константу  $b$ ) фурье-образ  $\bar{D}(u, v)$  функции  $D(u, v)$ , модулированный функцией  $[1 + \exp(i2\pi u\Delta_x / \lambda)]$ . Диффузор  $D(u, v)$  имеет очень тонкую структуру, а поэтому его фурье-образ  $\bar{D}(u, v)$  сильно растягивается в фокальной плоскости линзы  $O$  (рис. 1.5).

Фурье-образ  $\bar{D}(u, v)$ , как и сама функция  $D(u, v)$ , тоже описывает некую спекл-структуру. Если пренебречь изображением источника в фокусе  $F$ , то во всей остальной части фокальной плоскости интенсивность света с точностью до постоянного множителя будет равна

$$I(u, v) = |D(u, v)|^2 |1 - \exp(i2\pi u\Delta_x / \lambda)|^2 = |D(u, v)|^2 \cos^2(\pi u\Delta_x / \lambda).$$

Таким образом, диффузный фон  $|\bar{D}(u, v)|$  оказывается модулированным функцией  $\cos^2(\pi u\Delta_x / \lambda)$ , описывающей полосы Юнга. Угловое расстояние между двумя соседними полосами равно  $\lambda / \Delta_x$ . Например, при смещении на 20 мкм угловое расстояние между двумя светлыми полосами составляет  $1^\circ 42'$ .

Сделаем ряд экспозиций с одинаковыми временами и одинаковыми смещениями фотопластинки (в одном и том же направлении) в промежутке между экспозициями. Если число экспозиций равно  $N + 1$ , то регистрируемая интенсивность будет равна свертке

$$D(\xi, \eta) \otimes \sum_{n=0}^{N+1} \delta(\xi + n\Delta_x, \zeta).$$

Если осветить негатив, то в произвольной точке  $(u, v)$  фокальной плоскости линзы  $O$  амплитуда будет определяться фурье-образом. Если не учитывать изображения источника в фокусе  $F$ , то с точностью до постоянного множителя для интенсивности будем иметь выражение

$$I(u, v) = |\bar{D}(u, v)|^2 \left\{ \frac{\sin[(N+1)2\pi u\Delta_x / \lambda]}{\sin(2\pi u\Delta_x / \lambda)} \right\}^2.$$

Спектр, наблюдаемый в фокальной плоскости линзы  $O$ , будет таким же, как и спектр дифракционной решетки с периодом  $\Delta_x$  и числом штрихов  $N + 1$ . Между двумя главными максимумами располагается  $N - 1$  вторичных максимумов (рис. 1.7).

Таким образом, Бурч и Токарский повторили классический опыт Юнга, но не с двумя отверстиями на экране, сдвинутыми друг относительно друга на небольшое расстояние  $\Delta_x$ , а с двумя

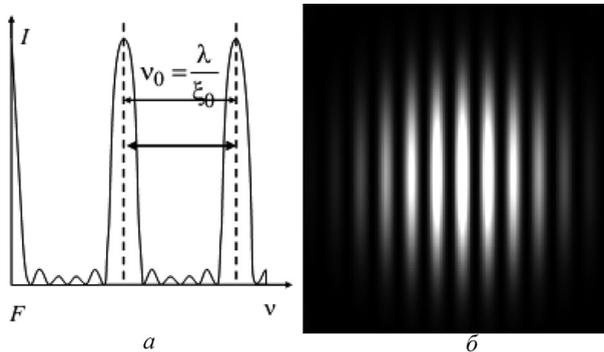


Рис. 1.7. Спектр для случая нескольких экспозиций с одинаковым смещением (а) и смоделированные на компьютере интерференционные гало (полосы Юнга) (б). Яркое центральное пятно исключено

изображениями одной и той же спекл-структуры со сдвигом в пространстве на  $\Delta_x$ . В этих экспериментах они дважды зарегистрировали спекл-поле по схеме, показанной на рис. 1.6, а. Если предположить, что спекл-поле формируется в результате равномерного освещения диффузора (например, матового стекла) шириной  $L$ , то размер объективных спеклов, наблюдаемых на расстоянии  $z$  от диффузора, пропорционален  $\frac{\lambda z}{L}$ . Образованное в плоскости фотослоя изображение промодулировано случайной картиной спеклов, имеющих характерный размер, определяемый апертурой оптической системы  $b_z \approx 1,22\lambda \frac{l_1}{D}$ . Распределение освещенности в задней фокальной плоскости линзы состоит из яркого центрального пятна, окруженного картиной спеклов, промодулированной полосами с косинусоидальным распределением интенсивности. Яркое центральное пятно образовано недифрагированным светом, прошедшим через фотопластинку, а модулированная картина спеклов образуется светом, дифрагирующим на спекл-структуре, зарегистрированной на фотопластинке. Полосы с косинусоидальным распределением образуются в результате того, что каждая пара спеклов действует как пара идентичных источников когерентного света, которые образуют полосы Юнга. Если спеклы в каждой паре на фотоснимке разделены промежутком  $d_s = \Delta_x$ , расстояние между полосами составляет  $d_f = \frac{\lambda f_T}{d_s}$ .

Поэтому перемещение объекта в плоскости равно  $L = \frac{\lambda f_T}{M d_f}$ , где  $\lambda$  – длина волны лазерного излучения, используемого для образования полос;  $f_T$  – фокусное расстояние линзы, осуществляющей преобразование;  $M$  – увеличение оптической системы, использованной при получении спекл-фотографии;  $d_f$  – расстояние между полосами.

Сферическая волна, распространяющаяся от точечного источника, преобразуется в сходящуюся сферическую волну с центром  $S'$  – геометрическое изображение точечного источника  $S$ .

Структура пятна, вид дифракционной картины зависят от формы отверстия, образуемого оправой объектива. Пусть отвер-

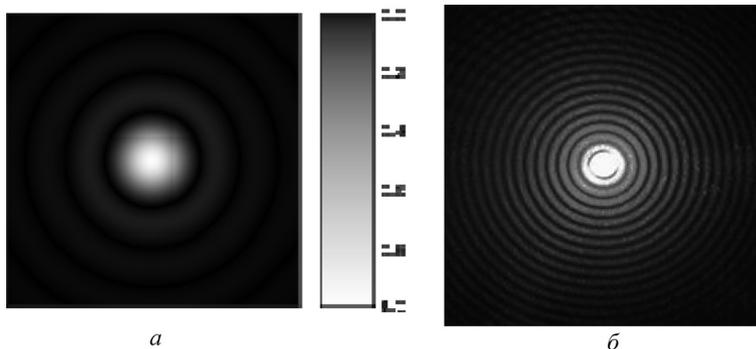


Рис. 1.8. Созданное компьютером изображение диска Эйри. Интенсивность серого цвета была изменена, чтобы усилить яркость внешних кругов узора Эйри (а). Картина дифракции, созданная прохождением лазерного луча с длиной волны 650 нм, через точечное отверстие диаметром 0,2 мм (б)

стие круглое, а его диаметр  $2a$ , тогда в плоскости изображения  $\pi'$  амплитуда дается фурье-преобразованием круговой функции. Амплитуда в точке  $P$  дается функцией Эйри:

$$f(v) = \frac{2J_1(z)}{z},$$

где  $z = kav$ ,  $k = 2\pi / \lambda$ , а угловой радиус первого кольца  $v = 1,22\lambda / 2a$ .

Дифракционный узор, возникающий при прохождении света через равномерно освещенное круглое отверстие, имеет яркую область в центре, известную как диск Эйри (рис. 1.8, 1.9, см. цв. вклейку). В целом дифракционный узор, включающий пятно и концентрические яркие кольца вокруг него, известен как узор Эйри. Эти явления получили название в честь Джорджа Бидделя Эйри. Данное оптическое явление само по себе было известно еще до Эйри. Например, Джон Гершель<sup>1</sup> в статье о свете в «Encyclopedia Metropolitana» в 1828 г. так описывал вид яркой звезды через телескоп с большим увеличением: «...в благоприятных условиях, при спокойной атмосфере, равномерной температуре воздуха и т. д., звезда видна как совершенно круглый, четко определенный

<sup>1</sup> *Herschel, J. F. W. Light / J. F. W. Herschel // Transactions Treatises on physical astronomy, light and sound contributed to the Encyclopaedia Metropolitana. – Richard Griffin & Co., 1828. – P. 491.*

планетарный диск, окруженный двумя, тремя или большим количеством чередующихся темных и светлых колец, которые, если их хорошо рассмотреть, также представляются слегка окрашенными у своих границ. Они следуют друг за другом вокруг центрального диска практически с равным интервалом...

Однако именно Эйри впервые произвел полный теоретический анализ явления и дал ему объяснение в своей работе 1835 г. «О дифракции в объективе с круговой апертурой»<sup>1</sup>.

Первоначально к спеклам (микротяжам) на оптических изображениях в когерентном свете относились как к появлению нежелательного шума. Многие исследователи старались подавить этот спекл-шум, однако после публикации результатов экспериментов Бурча и Токарского [1] открылись новые потенциальные возможности практического использования этого спекл-шума в новых измерительных технологиях.

Последовал взрыв научных публикаций и к началу 1980-х годов появились обзоры, сборники и даже монографии, обобщающие первые сотни публикаций в новой области знаний, спекл-метрологии. Хотя значительная часть этих публикаций была посвящена голографии и голографической интерферометрии, а также спекл-анемометрии течений, которая в настоящее время называется PIV (см. разделы 1.3 и 4.4).

## 1.2. Краткий обзор литературы

Термин «спекл» появился сразу вслед за появлением лазеров в начале 1960-х годов. Физической основой техники спекл-фотографии (СФ) является явление дифракции. Рассмотрим основные законы дифракции, следуя публикациям [5–84]. Первой отечественной книгой по современной оптике является монография, первое издание которой вышло в 1940 г. [5]. Это книга академика Григория Самуиловича Ландсберга (1890–1957). Основным материалом для книги послужили лекции автора, появив-

---

<sup>1</sup> *Airy, G. B. On the Diffraction of an Object-glass with Circular Aperture / G. B. Airy // Transactions of the Cambridge Philosophical Society. – 1835. – Vol. 5. – P. 283–291.*

шиеся под влиянием Л. И. Мандельштама (1879–1944)<sup>1</sup> и опубликованные в ротاپринтном издании в 1935 г. За рубежом основными книгами по оптике являются монографии Р. Ладенбурга [6], А. Зоммерфельда (1868–1951) [7] и лауреата Нобелевской премии М. Борна (1882–1970) и Э. Вольфа [8]. Первое издание книги [7] датируется 1953 г., а книги [8] – 1959 г. Идея этой книги возникла еще в 1935 г.<sup>2</sup> Среди соавторов монографии [8] можно видеть лауреата Нобелевской премии Д. Габора (см. список «вкладчиков» в монографию на ее обложке – А. В. Bhatia, P. C. Clemmow, D. Gabor, A. R. Stokes, A. M. Taylor, P. A. Wayman, W. L. Wilcock). Следует отметить книгу А. Зоммерфельда [7], в которой впервые изложена теория дифракции. Работа [9] является переводом этой книги на русский язык. В данной монографии использованы также фрагменты из учебников и курсов лекций по оптике и голографической интерферометрии.

Еще до открытия лазеров оптические методы диагностики получили широкое распространение и заслуженное признание во многих направлениях научных исследований благодаря многочисленным достоинствам, важнейшими из которых являются невозмущающий характер измерений, высокое пространственное и временное разрешение, безынерционность, высокая точность и информативность [6]. Мощный импульс развитию оптических методов диагностики придало открытие и широкое внедрение в практику измерений лазерных систем [10; 15; 16]. Именно с появлением лазеров получили развитие также работы по голографии, голографической интерферометрии и по оптической диагностике в диффузном когерентном излучении при наличии ярко выраженных спекл-полей [19–114].

Научная фотография течений появилась в XIX в. с развитием оптических наблюдательных приборов и методов визуализации течений. Приборные основы оптической диагностики течений заложены трудами европейских ученых: Ж. Б. Фуко<sup>3</sup> (1819–1868),

---

<sup>1</sup> Лекции по избранным вопросам оптики. – М.: МГУ, 1932.

<sup>2</sup> *Born, M. Optic* / M. Born. – Berlin: Springer, 1933. (*Борн, М. Оптика* / М. Борн. – Харьков; Киев, 1937).

<sup>3</sup> *Foucault, L. Memoire sur la construction dea telescopes en vevve argene* / L. Foucault // *Annal. de l'Observatoire imperial de Paris.* – 1859. – Vol. V. – P. 197–237.

А. Топлера<sup>1</sup> (1836–1912), Э. Маха<sup>2</sup> (1836–1916), А. А. Майкельсона<sup>3</sup> (1852–1931), Л. Прандтля<sup>4</sup> (1875–1953), Х. Шардина<sup>5</sup> (1902–1965), Д. Д. Максудова<sup>6</sup> (1896–1964) и др. В этот период времени в арсенал оптических методов диагностики были включены теневые, интерференционные, спектральные и поляризационные методы, а также методы скоростной регистрации быстропротекающих процессов. Наряду с разработкой методов трассирования настойчиво искались также методы количественного измерения скорости течения без введения частиц. Разнообразные датчики позволяли преобразовывать измеряемые электрические сигналы в величину скорости течения. В начале второй половины XX в. разработки «неоптических» датчиков и, в частности, успехи термоанемометрии, основанной на анализе теплообмена тонкой нити или пленки в исследуемом течении, привели к количественным измерениям в отдельных точках течения без визуализирующих частиц и позволили получить первые количественные результаты по временной статистике турбулентности. В дальнейшем тепловые датчики термоанемометров заменяются на бесконтактные оптические в лазер-доплеровских анемометрах (ЛДА), сигнал в которых формируется в результате интерференции зондирующего лазерного излучения, рассеянного визуализирующими частицами.

---

<sup>1</sup> *Toepler, A. Optischen Studien nach der Methode der Schlierenbeobachtung / A. Toepler // Poggendorfs Annalen der Physik und Chemie. – 1867. – Vol. 131. – S. 33–35.*

<sup>2</sup> *Mach, E. Photographische Fixierung der durch Projectile in der Luft eingeleiteten Vorgänge / E. Mach, P. Salcher // Sitzungsab. Acad. Wiss. – 1887. – Vol. 95. – S. 764–780.*

<sup>3</sup> *Майкельсон, А. А. Исследования по оптике / А. А. Майкельсон. – М., 2004.*

<sup>4</sup> *Prandtl, L. Führer durch die Strömungslehre / L. Prandtl. – Braunschweig: Verlag F. Vieweg & Sohn, 1942. First English editions: Essentials of Fluid Dynamics. – London: Blackie & Son, 1952; New York: Hafner Pub. Co., 1952.*

<sup>5</sup> *Schardin, H. Bemerkungen zum Druckausgleichsvorgang in einer Rohrleitung / H. Schardin // Phys. Zeits. – 1932. – Vol. 33. – P. 60–64. Schardin, H. Die Schlierenverfahren und ihre Anwendungen / H. Schardin // Naturwissenschaft. – 1949. – Vol. 20. – P. 303–439.*

<sup>6</sup> *Максудов, Д. Д. Теневые методы исследования оптических систем / Д. Д. Максудов. – М.; Л., 1934.*

Развитие голографической интерферометрии привело к работам по спекл-фотографии [47–85]. Первоначально появились работы по электронной спекл-интерферометрии (ЭСИ). Эти работы были сделаны задолго до появления цифровой СФ, и в те годы использовали телевизионные камеры, имеющие очень слабое пространственное разрешение. Вместе с тем эти работы на многие годы предвосхитили появление электронной корреляционной СФ и не требовали проявки спеклограммы для ее обработки [58].

Закончим на этом анализ первого этапа развития спекл-интерферометрии. Понятно, что ростки этого нового направления в интерферометрии течений тесно переплелись с самым началом работ по голографии и голографической интерферометрии. Мы дошли в своем обзоре до работ группы профессора М. Франсона из Института оптики в Париже<sup>1</sup>, Палейзо, Франция [74] и фон Копфа из фирмы Сименс<sup>2</sup>, Германия [75], в которых была отчетливо продемонстрирована возможность исследования фазовых объектов (пламя свечи) методами спекл-фотографии. В этом же году исследователи С. Маллик и М. Роблин из группы М. Франсона повторили эксперимент с рядом фазовых объектов [76]. Таким образом, эксперименты [74–76] повторили опыты Бурча и Токарского, но вместо механического смещения спекл-поля, исследователи внесли на пути луча фазовый объект, и вызвали таким образом отклонение спеклов во время второй экспозиции. Несмотря на столь убедительную демонстрацию возможностей спекл-фотографии для исследования фазовых объектов, продолжились работы в этой области лишь в начале 1980-х годов.

Перед тем как перейти к работам по электронной спекл-интерферометрии (ЭСИ), необходимо отметить также работу Хайнса 2006 г. [58], в которой автор утверждает, что его научный руководитель Эммет Норман Лейт<sup>3</sup> показывал Хайнсу в Мичиганском университете электронный спекл-интерферометр

---

<sup>1</sup> École supérieure d'optique/Institute d'optique théorique et appliqué, Univer. Sud. Paris, Palaiseau (Institute of Optics), Paris, France.

<sup>2</sup> Siemens AG. Munich. Germany.

<sup>3</sup> Emmet Norman Leith (1927–2005).

еще в 1963 г., но не публиковал эту работу. Сам Хайнс защитил свою диссертацию (PhD) в 1966 г. [55], первым по голографии. Еще об одной диссертации упоминает Денис Габор в своем Нобелевском докладе [2], это диссертация сотрудника Мичиганского университета Карла Стетсона, выполненная под руководством Е. Ингельстама [60], которая была успешно защищена в Королевском технологическом институте, Стокгольм, Швеция.

Кроме упомянутых ранее, в Мичиганском университете работали Юрис Упатниек, Р. Л. Пауэлл, Г. М. Строук, Б. П. Хильдебрандт [8; 19; 20; 41–44; 46; 47; 50; 55; 58; 60; 65]; Р. Е. Брукс, Р. Вюркер и Л. О. Хефлинжер – в фирме TRW<sup>1</sup> в Редондо-Бич, Калифорния, США [48; 57]; Е. Арнольд, Дж. М. Бурч, Дж. М. Дж. Токарский и А. Е. Эннос – в Национальной физической лаборатории, Теддингтон, Великобритания [1; 61; 63; 66; 72]; Е. Т. Дюерти, Р. Кольер и К. С. Пеннингтон – в Bell Telephone Laboratories<sup>2</sup> [29; 30; 49]; Дж. М. Буттер и Л. А. Линдерц – в Университете Лафборо<sup>3</sup>, Лафборо, Великобритания [62; 64; 67].

В заключение, упомянем еще две ранние докторские диссертации по этой теме [77]. В 1974 г. Юрий Исаевич Островский защитил докторскую диссертацию по теме «Голографическая интерферометрия физических процессов». Его книга [25] переведена на английский, немецкий и итальянский языки. Гая Всеволодовна Островская защитилась в 1976 г. по теме «Разработка оптических методов диагностики плазмы и их применение для исследования лазерной искры в газах». В ее статье [77] описывается становление голографии и голографической интерферометрии в СССР. Так, в число организаций, в которых проводились пионерские исследования по голографической интерферометрии следует включить Ленинградский физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, в котором проводились работы [51–54].

---

<sup>1</sup> TRW in Redondo Beach, California, USA.

<sup>2</sup> Bell Telephone Laboratories (AT&T Bell Laboratories), New Jersey, USA.

<sup>3</sup> Loughborough University, Loughborough, UK.

### 1.3. Техника PIV

Дальнейшее развитие техники СФ в 1972–1975 гг. происходило с точки зрения наработки приемов спекл-интерферометрии и диагностики перемещений и вибраций в механике [78–85].

Техника PIV уже давно является самодостаточным научным направлением. Итоги и перспективы техники PIV рассматриваются на независимых научных собраниях, съездах и конференциях, в том числе на международном Симпозиуме по PIV. Вместе с тем эта техника зародилась в рамках работ, которые первоначально назывались «Laser Speckle Velocimetry, LSV». Большая часть монографий по спекл-тематике посвящена PIV, и даже в монографиях по спекл-фотографии имеются разделы, посвященные PIV.

Корни современных методов высокоточной количественной лазерной анемометрии лежат в далеком прошлом и связываются с самыми первыми попытками визуализации течений с помощью введения в исследуемое течение визуализирующих частиц, называемых также «маркерами», или «трассерами». Образцы качественной визуализации течений можно найти еще на древних наскальных рисунках. Первые попытки анализа результатов такой визуализации относятся к эпохе Возрождения и содержатся в многочисленных иллюстрированных трактатах Леонардо да Винчи, например, посвященных художественному изображению вихревых течений и даже описанию картин кровотока в артериальных клапанах сердца (рис. 1.10). Поскольку эта картина была нарисована в 1514 г., то можно сказать, что первые эксперименты по спекл-фотографии проводились уже 500 лет назад. На рис. 1.11 иллюстрируется картина течения, полученного в 1917 г. с помощью трассеров [115].

Конечно, среди истоков техники PIV в литературе отмечают, наряду с LSV, трассеры и лазер-доплеровские методы анемометрии. Ограничиваясь техникой спекла, перечислим названия, которые применялись для первых измерителей скорости. PIDV – Particle Image Displacement Velocimetry (измерения скорости по сдвигу изображений частиц), PDV – Particle Displacement Velocimetry (изме-

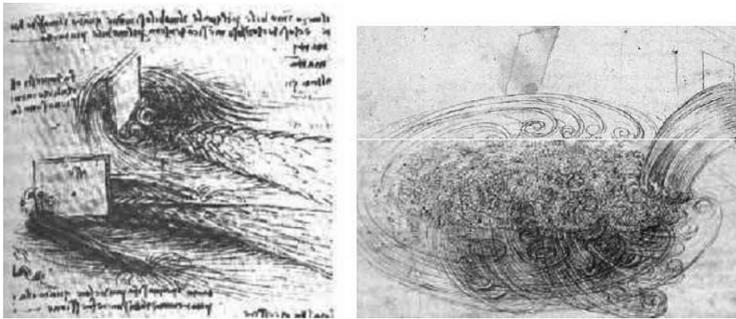


Рис. 1.10. Фрагменты из зарисовок водных завихрений Леонардо да Винчи (см.: <http://worldleonard.h1.ru/images/pic/eddy.jpg>, 1514)

рения скорости по сдвигу частиц), DPIV – Digital Particle Image Velocimetry (измерения скорости по изображениям частиц), DPTV – Digital Particle Tracking Velocimetry (измерения скорости по следам изображений частиц).

При этом для 3-мерных измерителей скорости использовались названия: HPIV – Holographic Particle Image Velocimetry (голографические измерители скорости по изображениям частиц), HPTV – Holographic Particle Tracking Velocimetry (голографические измерители скорости по следам изображений частиц), PPTV – Photogrammetric Particle Tracking Velocimetry (фотограмметрические измерители скорости по следам изображений частиц). Кроме того, использовались также названия: LSV – Laser Streak Velocimetry, SPIV – Stereoscopic PIV и др.

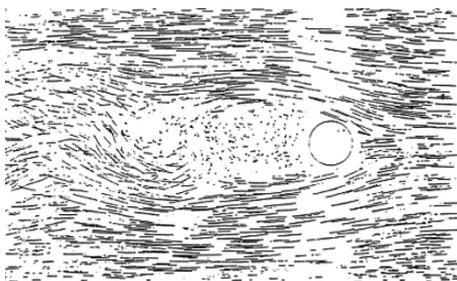


Рис. 1.11. Течение за цилиндром, визуализированное с помощью трассеров, 1917 [115]

На рис. 1.12 показаны результаты экспериментов Людвиг Прандтля, полученные по одному из методов, предшествующих PIV, Particle Tracking Velocimetry.

Несмотря на такое обилие названий, все первые измерители скорости в 1976–1977 гг. назывались LSV

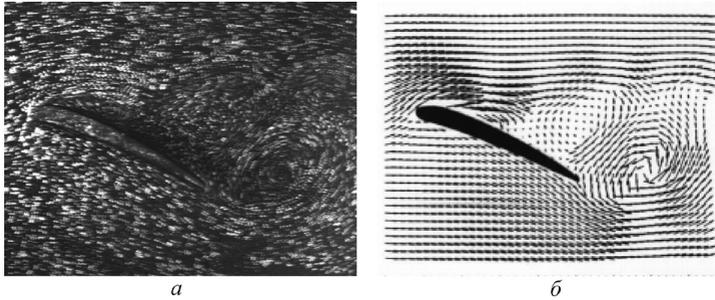


Рис. 1.12. Экспериментальная картина обтекания профиля крыла, полученная Л. Прандтлем в 1904 г. (а) и результат ее обработки методом кросскорреляционного анализа (PIV, б) [109]

[86–95]. В 1977 г. ничего в области LSV не предвещало скорого взрыва публикаций. Действительно, кроме работ группы М. Франсона, среди первых публикаций по LSV видим работы Д. В. Баркера (Университет Мариленда, США), М. Е. Фурнье (Калифорнийский университет, Лос-Анджелес, США), Т. Дудерара и П. Симпкинса (Bell Telephone Laboratories) и Дж. Отсубо и Т. Асакуры (Университет префектуры Хоккайдо, Япония).

Дальнейшее развитие спекл-анемометрии частиц происходило весьма драматично. Взрыв публикаций произошел в начале 1980-х годов, когда к работам в этой области подключились Р. Адриан, Р. Мейнар и мн. др. В Европе лидером работ по этому направлению становится молодой ученый из фон Кармановского института по механике жидкостей<sup>1</sup>, Бельгия, Р. Мейнар [96–102]. В это же время начал работать с этой области исследователь из США Р. Адриан [103–107]. К 1984 г. эта техника анемометрии крепко встала на ноги и по предложению Р. Адриана получила современное название – PIV. В 2005 г. Р. Адриан публикует статью с названием «20 лет технике PIV». Таким образом, сейчас этой технике уже 30 лет. В то же время мы можем готовиться к 50-летию техники СФ в 2018 г., отсчитывая от 1968 года, года публикации статьи Бурча и Токарского. В настоящее время техникой PIV активно занимаются на всех пяти континентах [108–114; 116–128].

<sup>1</sup> Von Karman Institute for Fluid Mechanics, VKI.

В системах PIV отработаны основные приемы спекл-анемометрии и опубликованы обстоятельные описания этой техники исследователями из десятков научных центров Европы, США, Японии, России и др. В работах по спекл-анемометрии использовались так называемые плотные изображения, в которых фотографии отдельных частиц перекрывались и формировалось спекл-поле. Движение поля в плоскости изображения было эквивалентно движению изображений отдельных частиц. При оптимизации плотности введения визуализирующих частиц отмечены хорошие результаты и для менее плотных изображений, когда фотография фиксировала ясно различимые отдельные визуализирующие частицы в PIV плоскости изображений. Более детально последний этап развития техники PIV будет рассмотрен в разделе 4.4.

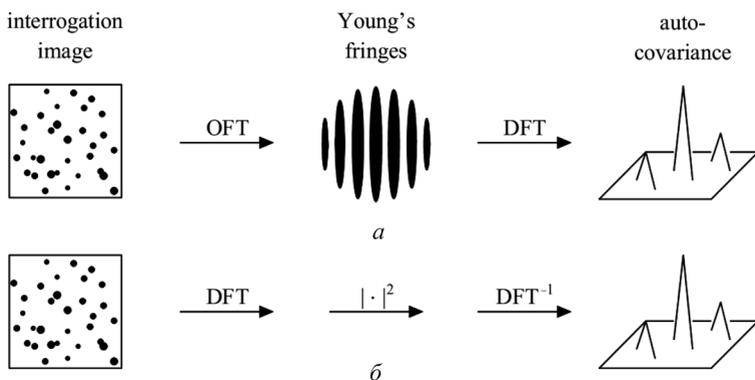


Рис. 1.13. Иллюстрация из книги Дж. Вестервила [108]: *а* – оптическая обработка спеклограмм, *б* – цифровая обработка

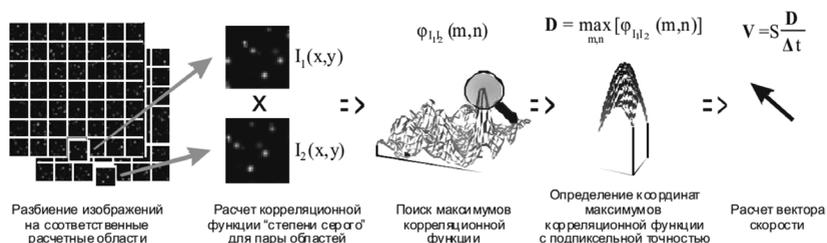


Рис. 1.14. Из рекламного проспекта фирмы «PIVIT»

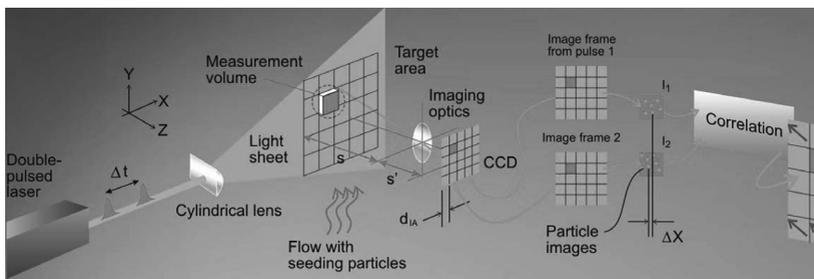


Рис. 1.16. Из проспекта фирмы «DANTEC Dynamics»

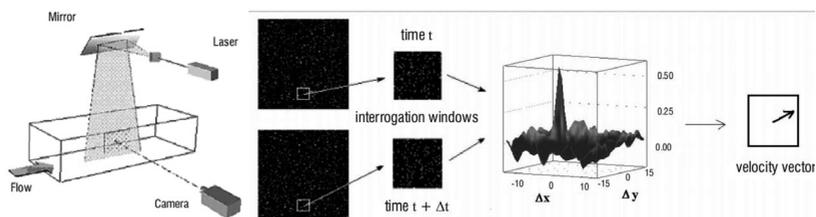


Рис. 1.17. Система PIV французского аэрокосмического агентства, ONERA [113]

В настоящее время техника доступна коммерчески. Десятки фирм производят аппаратуру для PIV, веб-адреса 10 наиболее известных компаний приведены в [113; 114; 116–123]. На рис. 1.13 показаны основные преимущества при переходе на цифровую обработку получаемых спеклограмм [108]. На рис. 1.14–1.17 (рис. 1.15 на цв. вклейке) показаны иллюстрации из рекламных проспектов различных фирм, производителей аппаратуры для PIV, иллюстрирующих различные детали обработки спеклограмм.

В последние годы в этой области были опубликованы фундаментальные монографии [108–111].

Повышение чувствительности регистрирующей аппаратуры и увеличение мощности зондирующих лазеров привело к успехам оптической анемометрии течений без визуализирующих частиц [124–128]. Эти новые методы анемометрии основываются на слежении за «отмеченными» с помощью лазерного излучения молекулами. Техника находится в стадии разработки и имеет ряд

рабочих названий, наиболее распространенное из которых можно перевести как MAT – молекулярная анемометрия течений<sup>1</sup>.

#### 1.4. Электронная спекл-фотография

В англоязычной литературе электронная спекл-фотография (ЭСФ) называлась Electronic Speckle Pattern Interferometry (ESPI). Такое название часто встречается до 1990 г., после которого большинство спекл-интерферометров стало иметь электронный вход, и название ESPI осталось только в прошлом. Вместе с тем техника ESPI внесла заметный вклад в историю спекл-интерферометров.

Вернемся, однако, к работе Бурча и Токарского [1]. Основным недостатком этого этапа работ являлась свойственная всем голографическим методам двустадийность процесса: после получения и «мокрой» проявки спеклограммы (голограммы) их последующая обработка проводилась на отдельной установке, выполняющей оптическое преобразование Фурье. Переход к цифровым лазерным технологиям прямого ввода изображений высокого разрешения в ПЭВМ (начало 1990-х годов) и возможность их анализа в реальном времени устранили этот недостаток и значительно расширили возможности спекл-фотографии. Несмотря на то что электронная спекл-фотография (называемая также ТВ голографией) предвосхитила многие черты современной ЦСФ, мощный импульс развитию спекл-фотографии дала работа [1], выполненная в рамках классической голографии. Литература по спекл-фотографии делится на две части: доцифровое время [129–147] и цифровую эру спекл-техники [148–185].

В методе ЭСИ формирование корреляционных полос осуществляется путем вычитания видеосигналов. Входную плос-

---

<sup>1</sup> MTV – Molecular Tagging Velocimetry (MAT – молекулярная анемометрия течений) [124]; LIPA – Laser Induced Photochemical Anemometry (лазерно-индуцированная фотохимическая анемометрия) [125]; PHANTOMM – Photo-Activated Nonintrusive Tracking of Molecular Motion (фотоактивированная невозмущающая анемометрия молекулярных движений) [126]; RELIEF – Raman Excitation plus Laser Induced Electronic Fluorescence (Рамановское возбуждение плюс лазерно-индуцированная флюоресценция) [128].

кость телекамеры помещают в плоскости изображения интерферометра. Выходной сигнал телекамеры, полученный при исходном положении предмета, записывается в памяти. Затем предмет смещается, и сигнал, поступающий с телекамеры, вычитается из записанного в памяти сигнала. В результате те части полученных двух изображений, для которых спеклы остаются скоррелированными, дают нулевой сигнал, тогда как сигнал от некоррелирующих участков отличен от нуля. Таким образом, мы наблюдаем картину корреляционных полос, отражающую вариации амплитуды колебаний поверхности предмета. Система получающихся интерференционных полос соответствует смещениям либо в предметной плоскости, либо по нормали к ней. В системах с усреднением по времени удается наблюдать полосы только для нормальных к поверхности смещений.

Использование в последние годы цифровых средств регистрации и обработки изображений существенно расширяет возможности известных методов спекл-интерферометрии, использовавшихся ранее для измерения полей перемещений и углов поворота диффузно отражающих объектов. Современная цифровая техника позволяет вводить в компьютер спекл-структуры в режиме видеосъемки и оперативно вычислять меру их корреляции, что открывает возможность регистрации и наблюдения полей деформаций в реальном времени.

Диафрагма, установленная перед объективом телекамеры, ограничивает входной зрачок объектива телекамеры и определяет размер минимального спекла. Изменение фазы опорного пучка может осуществляться за счет смещения сферического зеркала. При смещении фазы опорного пучка на изображении наблюдается изменение спекл-картины. При возбуждении колебаний исследуемого объекта на резонансной частоте спекл-картина размывается до однородной, продолжая наблюдаться только в области узловых линий.

Любая интерференционная картина представляет собой полосы корреляции интерферирующих полей. В корреляционной спекл-интерферометрии наблюдают полосы корреляции не полей (не комплексных амплитуд), а пространственных распреде-

лений интенсивностей, получаемых при интерференции спекл-модулированных волн. В этом отношении корреляционную спекл-интерферометрию можно рассматривать в качестве пространственного аналога классической интерферометрии интенсивностей. Для распределений интенсивностей в плоскостях регистрации  $\vec{r}$  можно записать общее уравнение интерференции

$$I_1(\vec{r}) = I_a(\vec{r}) + I_b(\vec{r}) + 2\sqrt{I_a(\vec{r})I_b(\vec{r})} \cos \Delta\varphi(\vec{r}),$$

где  $I_a(\vec{r})$ ,  $I_b(\vec{r})$  и  $\Delta\varphi(\vec{r})$  – пространственные распределения интенсивностей и разности фаз интерферирующих волн.

Поскольку в спекл-модулированной волне интенсивность и фаза – случайные пространственные функции, то результирующее распределение интенсивностей  $I_1(\vec{r})$  в интерференционной картине также будет случайной функцией. Вид этой новой спекл-картины зависит не только от пространственных распределений  $I_a(\vec{r})$  и  $I_b(\vec{r})$ , но и от случайной разности фаз  $\Delta\varphi(\vec{r})$  интерферирующих волн [158]. Малое неоднородное смещение поверхности  $\vec{g}_o(\vec{r}_o)$  приведет к появлению дополнительного детерминированного фазового сдвига  $\Delta\psi(\vec{r}_o)$  в плоскости объекта и соответствующей дополнительной разности фаз  $\Delta\psi(\vec{r})$  между волнами в плоскости изображения. Распределение интенсивности в плоскости изображения объекта изменится и для него следует записать уравнение

$$I_2(\vec{r}) = I_a(\vec{r}) + I_b(\vec{r}) + 2\sqrt{I_a(\vec{r})I_b(\vec{r})} \cos[\Delta\varphi(\vec{r}) + \Delta\psi(\vec{r})].$$

Смещение самих спекл-структур  $J_a(\vec{r})$  и  $J_b(\vec{r})$  в этом случае мало и им можно пренебречь. В силу периодичности функции  $\cos x$  спекл-картины  $I_1(\vec{r})$  и  $I_2(\vec{r})$  будут идентичными,  $I_1(\vec{r}) = I_2(\vec{r})$ , там, где разность фаз  $\Delta\psi(\vec{r}) = 2\pi m$ ,  $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ . С формальной точки зрения в этих областях корреляция между спекл-картинами максимальна. При  $\Delta\psi(\vec{r}) = \pi(m + 1)$ , корреляция, т. е. похожесть, спекл-картин  $I_1(\vec{r})$  и  $I_2(\vec{r})$  полностью нарушается. В промежуточных значениях  $\Delta\psi(\vec{r})$  имеет место частичная корреляция спекл-картин. При смещении или деформации объекта разность фаз  $\Delta\psi(\vec{r})$  – непрерывная и детерминированная функция. Следовательно, системы уравнений (1.1) и (1.2) определя-

ют положение полос корреляции и декорреляции изображений  $\Delta\psi(\vec{r}) = 2\pi m$  и  $\Delta\psi(\vec{r}) = \pi(m + 1)$  спекл-картин  $I_1(\vec{r})$  и  $I_2(\vec{r})$ .

Наиболее совершенные методы наблюдения полос корреляции – электронные и цифровые, основанные на процедуре вычитания видеокadres изображений спекл-картин электронными средствами или с использованием компьютеров. В электронной спекл-интерферометрии с помощью видеокамеры получают видеосигнал, соответствующий спекл-структуре изображения несмещенного объекта  $I_1(\vec{r})$ . Этот сигнал запоминается в специальном устройстве. Затем объект смещается, и сигнал от измененной спекл-структуры  $I_2(\vec{r})$  в специальном процессе вычитается из первоначального сигнала. Разностный сигнал на выходе процессора подвергается специальной обработке и поступает на монитор, на экране которого визуализируется картина полос корреляции (рис. 1.18, справа). Области с идентичными спекл-структурами  $I_1(\vec{r})$  и  $I_2(\vec{r})$  из-за вычитания соответствующих им идентичных видеосигналов выглядят темными, и, наоборот, области декорреляции спекл-структур – светлыми. Картина полос корреляции визуализируется на экране монитора компьютера.

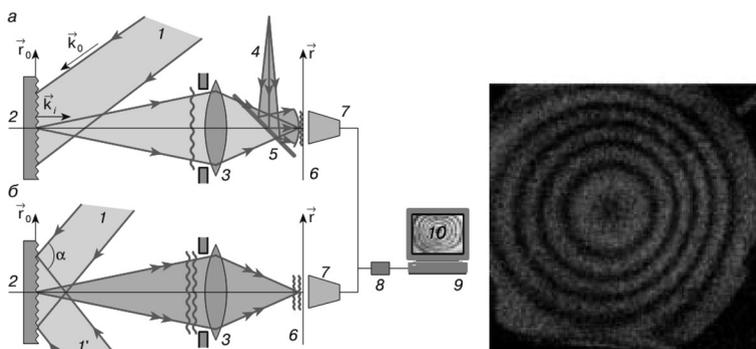


Рис. 1.18. Схемы корреляционных спекл-интерферометров (слева) из работы [158] для измерения нормальных (а) и тангенциальных (б) смещений точек шероховатой поверхности исследуемого объекта. 1 и 1' – освещающие лазерные пучки; 2 – исследуемый объект; 3 – линза; 4 – опорный пучек; 5 – полупрозрачное зеркало; 6 – плоскость регистрации; 7 – видеокамера; 8 – плата ввода изображений; 9 – компьютер; 10 – образец картины полос корреляции деформации изгиба на экране монитора (показаны также на рисунке справа).

Цифровая спекл-интерферометрия позволяет с помощью численной процедуры обработки картины полос корреляции получить количественную информацию о пространственном распределении смещений точек поверхности в наглядной графической форме.

Зависимость  $\Delta\psi(\vec{r})$  от смещения поверхности, положение, форма и период полос корреляции определяются разностью фаз  $\Delta\psi(\vec{r})$ . Зависимость  $\Delta\psi(\vec{r})$  от смещения поверхности  $\vec{g}_o(\vec{r}_o)$  определяется типом корреляционного спекл-интерферометра (см. главу 4)

$$\Delta\psi(\vec{r}_o) = \frac{2\pi}{\lambda} \vec{g}_o(\vec{r}_o) [\vec{k}_i - \vec{k}_o],$$

где  $\vec{k}_i$  и  $\vec{k}_o$  – единичные векторы направлений освещения объекта и регистрации изображения – оптической оси линзы.

Если объект освещать по нормали к поверхности, то  $\Delta\psi(\vec{r}_o) = 2\pi g_z(\vec{r}_o) / \lambda$ , где  $g_z(\vec{r}_o)$  – нормальная составляющая смещения, и схема оказывается нечувствительной к тангенциальным составляющим  $g_x(\vec{r}_o)$ . Во второй схеме (рис. 1.18, б)  $\Delta\psi(\vec{r}_o) = 4\pi g_x(\vec{r}_o) \sin(\alpha / 2) / \lambda$ , где  $\alpha$  – угол между освещающими пучками;  $g_x(\vec{r}_o)$  – тангенциальная составляющая вектора  $g_o(\vec{r}_o)$ , лежащая в плоскости освещающих объект лазерных пучков. Приведенные соотношения для  $\Delta\psi(\vec{r}_o)$  показывают, что корреляционные спекл-интерферометры обладают такой же высокой чувствительностью, как и голографические интерферометры.

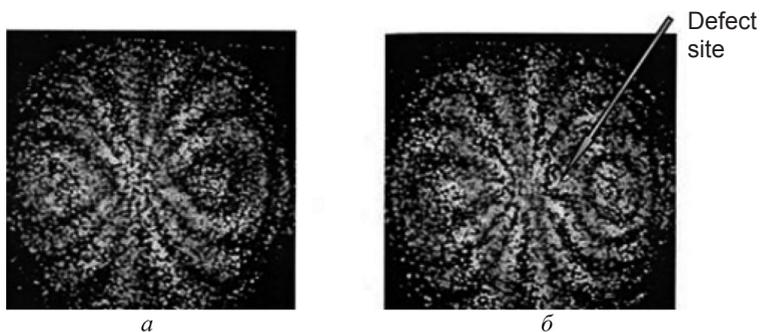


Рис. 1.19. Картина полос равного смещения образца вне его плоскости: а – контрольный образец, б – образец с дефектом [174]

На рис. 1.19 показаны результаты проверки пластика, армированного стекловолокном (ПАСВ)<sup>1</sup>. Для верификации спекл-интерферометрии был изготовлен специальный четырехслойный ПАСВ. Между третьим и четвертым слоями ПАСВ был искусственно внесен небольшой дефект. Как это видно на рис. 1.19, дефект был успешно обнаружен.

### 1.5. Цифровая спекл-фотография

К началу XXI в. цифровые технологии регистрации изображений практически догнали фотографические по пространственному разрешению и с учетом возможностей современных ЭВМ стали значительно превосходить их по точности, объему получаемой и обрабатываемой экспериментальной информации, удобству в работе и оперативности. Таким образом, развитие теории оптических методов, оптических приборов, высокоразрешающих ПЗС-матриц (ПЗС – прибор с зарядовой связью) и ПЭВМ привело к убедительной победе цифровых технологий ввода и обработки изображений для количественной диагностики сложных течений жидкостей, газа, плазмы [108–111]. Так появились термины «цифровое спекл-поле» (рис. 1.20) и «цифровой

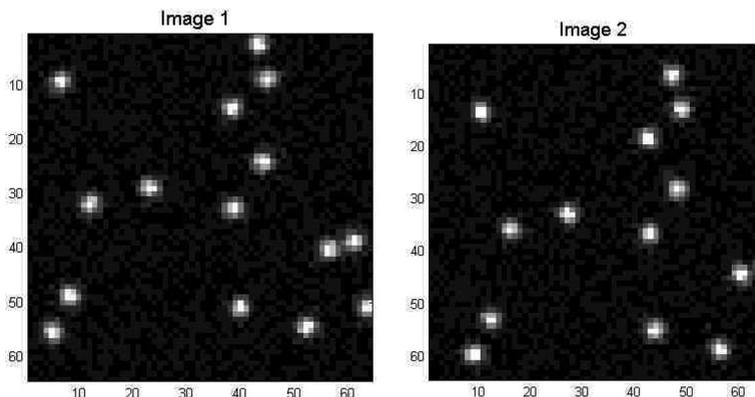


Рис. 1.20. Цифровые спекл-поля. На поле 2 все частицы сдвинуты вправо на 4 пикселя

<sup>1</sup> Glass fiber reinforced plastic (GFRP).

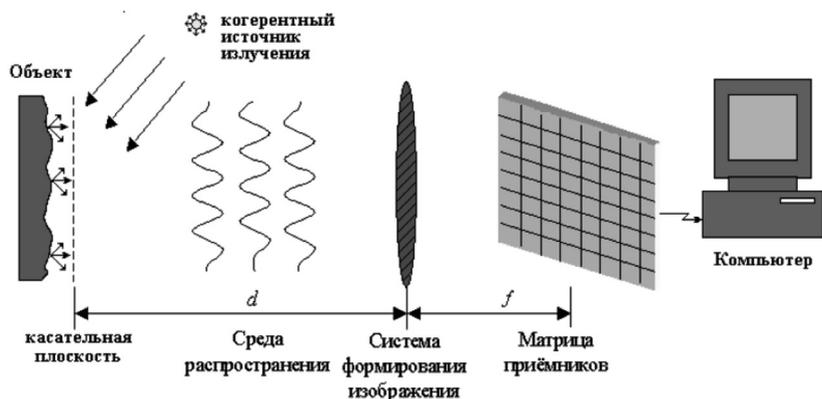


Рис. 1.21. Основная схема цифрового спекл-измерителя [164]

спекл-измеритель», основная схема которого представлена на рис. 1.21.

Можно изменить процедуру анализа двух картин со спекл-полями следующим образом. Применим операцию преобразования Фурье не к сведенной картине спеклов, а к каждой из двух картин по отдельности, получая тем самым пространственные спектры изображений. А затем возьмем обратное фурье-преобразование от произведения одного пространственного спектра на комплексно сопряженный второй. Таким образом, получается функция кросскорреляции между двумя изображениями.

Надо отметить, что терминология в области измерений с использованием лазерных или искусственных спекл-картин устоялась не сразу. В статьях прошлых лет термины «цифровая спекл-фотография» (digital speckle photography), «электронная спекл-фотография» (electronic speckle photography) могут относиться как к цифровой регистрации лазерных спекл-картин, так и к регистрации искусственно сформированных спеклов в белом свете. Для обозначения кросскорреляционного анализа спекл-подобных изображений часто используют термин «цифровая корреляция изображений» (digital image correlation).

При смещении рассеивающего объекта создаваемое вокруг него спекл-поле смещается. Определив характер и величину сме-

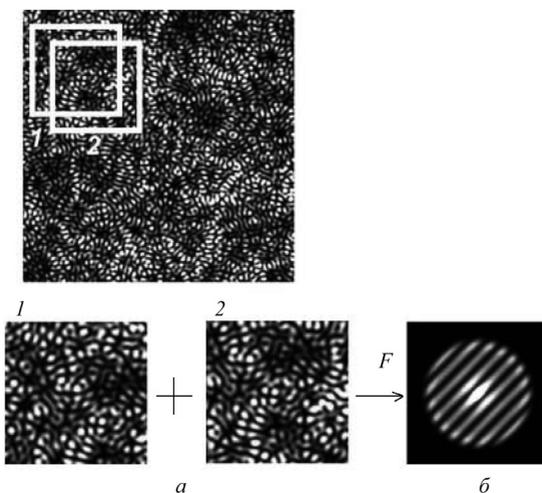


Рис. 1.22. Один из алгоритмов цифровой обработки спекл-интерферограм. Алгоритм моделирования поперечного однородного смещения спекл-структуры пространственных частот объектного поля; в) – область пространственного спектраспеклограммы с дифракционным гало [164]

щения спекл-поля можно определять смещение объекта. С целью исследования работы цифрового метода спекл-фотографии было выполнено компьютерное моделирование процессов смещения спекл-поля и процессов формирования дифракционного гало, модулируемого интерференционными полосами, в которых содержится информация о микросмещении. На рис. 1.22 представлен алгоритм моделирования поперечного однородного смещения спекл-структуры. Если смещение объекта неоднородно, то все сложное смещение спекл-поля можно разложить на области, в которых смещение спекл-поля можно считать однородным.

### Литература к Главе 1

1. *Burch, J. M.* Production multiple beam fringes from photographic scatterers / J. M. Burch, J. M. J. Tokarski // *Optica Acta*. – 1968. – Vol. 15, N 2. – P. 101–111.
2. *Gabor, D.* Holography, 1948–1971 (Nobel Prize Lecture) / D. Gabor // *Science*. – 1972. – Vol. 177. – P. 299–313.
3. *Denisyuk, Yu. N.* My way in holography / Yu. N. Denisyuk // *Leonardo*. – 1992. – Vol. 25, N 5. – P. 425–430.

4. Мысина, Н. Ю. Статистические распределения разности фаз в лазерных спекл-полях и цифровая спекл-интерферометрия: дис. ... канд. физ.-мат. наук: 01.04.21 / Н. Ю. Мысина. – Саратов, 2014. – 173 с.

5. Ландсберг, Г. С. Оптика: учеб. пособие / Г. С. Ландсберг. – М.: Физматлит, 2003. – 6-е изд. – 848 с.

6. Physical Measurements in Gas Dynamics and Combustion / ed. R. W. Ladenburg. – New Jersey; Princeton: Princeton Univ. Press, 1954. – 578 p.

7. Зоммерфельд, А. Оптика: пер. с нем. / А. Зоммерфельд; под ред. М. А. Ельяшевича. – М.: Изд-во иностранной литературы, 1953. – 488 с.

8. Born, M. Principles of Optics. Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light / M. Born, E. Wolf. – Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2002. – 7th ed. – 952 p.

9. Борн, М. Основы оптики: пер. с англ. / М. Борн, Э. Вольф. – М.: Наука, 1973. – 720 с.

10. Фриш, С. Э. Курс общей физики: в 3 т. / С. Э. Фриш, А. В. Тиморева. – М.: Гос. изд-во физ.-мат. лит., 1961. – Т. III: Оптика. Атомная физика. – 608 с.

11. Weinberg, F. J. Optics of Flame / F. J. Weinberg. – London: Butterworth, 1963. – 351 p.

12. Дичберн, Р. Физическая оптика: пер. с англ. / Р. Дичберн. – М.: Наука, 1965. – 631 с.

13. Вихард, П. Р. Оптика и атомная физика: пер. с нем. / П. Р. Вихард; под ред. Н. А. Толстого. – М.: Изд-во «Наука», главная редакция физ.-мат. лит., 1966. – 552 с.

14. Калитевский, Н. И. Волновая оптика / Н. И. Калитевский. – М.: Наука, 1995. – Изд. 3-е. – 463 с.

15. Савельев, И. В. Курс общей физики: в 5 т. / И. В. Савельев. – СПб.: «Лань», 2011. – Т. 4: Волны. Оптика. – 256 с.

16. Нестерихин, Ю. Е. Методы скоростных измерений в газодинамике и физике плазмы / Ю. Е. Нестерихин, Р. И. Солоухин. – М.: Наука, 1967. – 171 с.

17. Hauf, W. Optical Methods in Heat Transfer / W. Hauf, U. Grigull // Advances in Heat Transfer. – 1970. – Vol. 6. – P. 131–366.

18. Сивухин, Д. В. Общий курс физики: учеб. пособие для вузов: в 5 т. / Д. В. Сивухин. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2005. – Т. IV: Оптика. – 792 с.

19. Stroke, G. W. An Introduction to Coherent Optics and Holography / G. W. Stroke. – New York: Academic Press, 1966.

20. Струок, Дж. Введение в когерентную оптику и голографию: пер. с англ. / Дж. Струок. – М.: Изд-во «МИР», 1967. – 347 с.

21. De Velis, J. B. Theory and Applications of Holography / J. B. De Velis, G. O. Reynolds. – Massachusetts: Reading; Addison Wesley, 1967.

22. Francon, M. Holographie / M. Francon. – Paris: Masson et Cie, 1969.

23. Kiemle, H. Einführung in die Technik der Holographie / H. Kiemle, D. Röss. – Frankfurt am Main: Akademische Verlagsgesellschaft, 1969.

24. Kock, W. E. Lasers and Holography (An Introduction to Coherent Optics) / W. E. Kock. – New York: Garden City; Doubleday & Co., 1969.

25. *Островский, Ю. И.* Голография / Ю. И. Островский. – Ленинград: Наука, 1970. – 123 с.
26. *Caulfield, H. J.* The Applications of Holography / H. J. Caulfield, L. Sun. – New York: Wiley Interscience, 1970.
27. The Engineering Uses of Holography / eds by E. R. Robertson, J. M. Harvey. – Cambridge: Cambridge University Press, 1970.
28. Applications of Holography / eds by E. S. Barrekette, W. E. Kock, T. Ose, J. Tsujiuchi and G. W. Stroke. – New York: Plenum Press, 1971.
29. *Collier, R. J.* Optical Holography / R. J. Collier, C. B. Burckhardt, L. H. Lin. – New York: Academic Press, 1971.
30. *Кольер, Р.* Оптическая голография: пер. с англ. / Р. Кольер, К. Беркхардт, Л. Лин. – М.: Мир, 1973. – 686 с.
31. *Viénot, J. Ch.* Holographie Optique (Developments, Applications) / J. Ch. Viénot, P. Smigielski, H. Royer. – Paris: Dunod, 1971.
32. *Сороко, Л. М.* Основы голографии и когерентной оптики / Л. М. Сороко. – М.: Наука, 1971. – 616 с.
33. *Островский, Ю. И.* Голография и её применения / Ю. И. Островский. – Ленинград: Наука, 1973. – 179 с.
34. Голография. Методы и аппаратура / под ред. В. М. Гинзбург, Б. М. Степанова. – М.: Сов. радио, 1974. – 376 с.
35. *Островский, Ю. И.* Голографическая интерферометрия / Ю. И. Островский, М. М. Бутусов, Г. В. Островская. – М.: Наука, 1977. – 336 с.
36. *Годжаев, Н. М.* Оптика / Н. М. Годжаев. – М.: Высш. шк., 1977. – 432 с.
37. *Денисюк, Ю. Н.* Принципы голографии (лекции) / Ю. Н. Денисюк. – Ленинград: Гос. оптический ин-т им. С. И. Вавилова, 1979. – 124 с.
38. *Миллер, М.* Голография / М. Миллер. – Л.: Машиностроение, 1979. – 140 с.
39. *Gabor, D.* A new microscopic principle / D. Gabor // Nature. – 1968. – Vol. 161. – P. 777–778.
40. *Денисюк, Ю. Н.* Об отображении оптических свойств объекта в волновом поле рассеянного им излучения / Ю. Н. Денисюк // Докл. АН СССР. – 1962. – Т. 144, № 6. – С. 1275–1278.
41. *Leith, E. N.* Reconstructed wavefronts and communication theory / E. N. Leith, J. Upatnieks // J. of the Optical Society of America. – 1962. – Vol. 52. – P. 1123–1130.
42. *Leith, E. N.* Wave front reconstruction with diffused illumination and three-dimensional objects / E. N. Leith, J. Upatnieks // J. Opt. Soc. Am. – 1962. – Vol. 54. – P. 1295–1301.
43. *Leith, E. N.* Wavefront reconstruction with continuous-tone objects / E. N. Leith, J. Upatnieks // J. of the Optical Society of America. – 1963. – Vol. 53. – P. 1377–1381.
44. *Leith, E. N.* Wavefront reconstruction with diffused illumination and three-dimensional objects / E. N. Leith, J. Upatnieks // J. of the Optical Society of America. – 1964. – Vol. 54. – P. 1295–1301.
45. *Lugt, A. V.* Signal detection by complex spatial filtering / A. V. Lugt // IEEE Trans. Inform. Theory. – 1964. – Vol. 10, iss. 2. – P. 139–145.

46. *Stroke, G. W.* Lensless Fourier-transform method for optical holography / G. W. Stroke // *Applied Physics Letters*. – 1965. – Vol. 6. – P. 201–203.
47. *Powell, R. L.* Interferometric Vibration Analysis by Wavefront Reconstruction / R. L. Powell, K. A. Stetson // *J. Opt. Soc. Am.* – 1965. – Vol. 55, N 1. – P. 1593–1598.
48. *Brooks, R. E.* Interferometry with a holographically reconstructed comparison beam / R. E. Brooks, L. O. Heflinger, R. F. Wuerker // *Applied Physics Letters*. – 1965. – Vol. 7. – P. 248–249.
49. *Collier, R. J.* The application of Moire techniques to holography / R. J. Collier, E. T. Doherty, K. S. Pennington // *Applied Physics Letters*. – 1965. – Vol. 7. – P. 223–225.
50. *Haines, K. A.* Contour generation by wavefront reconstruction / K. A. Haines, B. P. Hildebrand // *Physics Letters*. – 1965. – Vol. 19. – P. 10–11.
51. Фотографирование в когерентном свете. Экспериментальная техника и разрешающая способность метода / Б. П. Константинов [и др.] // *ЖТФ*. – 1966. – Т. 36, № 9. – С. 1718–1721.
52. *Зайдель, А. Н.* Лазерная резольвометрия / А. Н. Зайдель, В. Б. Константинов, Ю. И. Островский // *Журн. науч. и прикл. фотографии и кинематографии*. – 1966. – Т. 11, № 5. – С. 381–382.
53. Голографизование лазерной искры с временным разрешением / А. Н. Зайдель [и др.] // *ЖТФ*. – 1966. – Т. 36, № 12. – С. 2208–2210.
54. *Островская, Г. В.* Голографическое исследование лазерной искры / Г. В. Островская, Ю. И. Островский // *Письма в ЖЭТФ*. – 1966. – Т. 4, № 4. – С. 121–124.
55. *Haines, K. A.* The analysis and application of hologram interferometry: PhD Thesis / K. A. Haines. – University of Michigan, 1966.
56. *Rosen, L.* Focused-image holography with extended sources / L. Rosen // *Applied Physics Letters*. – 1966. – Vol. 9. – P. 337–339.
57. *Heflinger, L. O.* Holographic interferometry / L. O. Heflinger, R. F. Wuerker, R. E. Brooks // *J. Appl. Phys.* – 1966. – Vol. 37. – P. 642–649.
58. *Haines, K. A.* Emmett Leith: Misconceptions and Realities / K. A. Haines // *J. of Holography and Speckle*. – 2006. – Vol. 3, N 2. – P. 35–41.
59. *Archbold, E.* The application of holography to the comparison of cylinder bores / E. Archbold, J. M. Burch, A. E. Ennos // *J. Sci. Instrum.* – 1967. – Vol. 44. – P. 489–494.
60. *Stetson, K. A.* PhD thesis (under direction of E. Ingelstam) / Royal Institute of Technology. – Stockholm, 1969.
61. Recording of in-plane surface displacement by double exposure speckle photography / E. Archbold, J. M. Burch, A. E. Ennos // *Optica Acta*. – 1970. – Vol. 17, N 12. – P. 883–898.
62. *Butters, J. N.* A double exposure technique for speckle pattern interferometry / J. N. Butters, J. A. Leendertz // *J. Phys. E: Sci. Instrum.* – 1970. – Vol. 4. – P. 277–279.

63. *Archbold, E.* A laser speckle interferometer for the detection of surface movement and vibration / E. Archbold, A. E. Ennos, P. A. Taylor // *Optical Instruments and Techniques: proceedings of the conference, Reading, 14–19 July 1969 / University of Reading; ed. J. Home Dickson. – Newcastle-upon-Tyne: Oriel Press, 1970. – P. 265.*

64. *Leendertz, J. A.* Interferometric displacement measurement on scattering surfaces utilizing speckle effect / J. A. Leendertz // *J. Physics E: Sci. Instrum. – 1970. – Vol. 3. – P. 214–218.*

65. *Stetson, K. A.* New design for laser image-speckle interferometer / K. A. Stetson // *Opt. Laser Technol. – 1970. – Vol. 2. – P. 179.*

66. *Köpf, U.* Application of speckling for measuring the deflection of laser light by phase objects / U. Köpf // *Optics Communications. – 1972. – Vol. 5, N 5. – P. 347–350.*

67. *Butters, J. N.* An image-shearing speckle-pattern interferometer for measuring bending moments / J. N. Butters, J. A. Leendertz // *J. of Physics E: Scientific Instruments. – 1973. – Vol. 6. – P. 1107–1110.*

68. *Eliasson, B.* Determination of the granular radiance distribution of a diffuser and its use for vibration analysis / B. Eliasson, F. M. Mottier // *J. Opt. Soc. Amer. – 1971. – Vol. 61. – P. 559–565.*

69. *Ek, L.* Detection of the nodal lines and the amplitude of vibration by speckle interferometer / L. Ek, N. E. Molin // *Opt. Commun. – 1971. – Vol. 2. – P. 419–423.*

70. *Tiziani, H. J.* Application of speckling for in-plane vibration analysis / H. J. Tiziani // *Optica Acta. – 1971. – Vol. 18, N 12. – P. 891–902.*

71. *Duffy, D. E.* Moiré gauging of in-plane displacement using double aperture imaging / D. E. Duffy // *Applied Optics. – 1972. – Vol. 11. – P. 1778–1781.*

72. *Archbold, E.* Displacement measurement from double-exposure laser photographs / E. Archbold, A. E. Ennos // *Optica Acta. – 1972. – Vol. 19. – P. 253–259.*

73. *Hung, Y. Y.* Full-field surface-strain and displacement analysis of three-dimensional objects by speckle interferometry / Y. Y. Hung, J. D. Hovanesian // *Experimental Mechanics. – 1972. – Vol. 12. – P. 454–459.*

74. *Ground Glass Differential Interferometr / S. Debrus [et al.] // Appl. Opt. – 1972. – Vol. 11, N 4. – P. 853–857.*

75. *Köpf, U.* Darstellung von phasenobjekten durch kohärent-optische filterung von laser-granulationsphotographiren / U. Köpf // *Optik. – 1972. – Vol. 5. – P. 592–595.*

76. *Mallick, S.* Speckle pattern interferometry applied to the study of phase objects / S. Mallick, M. L. Roblin // *Optics Communications. – 1972. – Vol. 6, N 1. – P. 45–49.*

77. *Островская, Г. В.* Романтика научных будней (начальный этап развития голографии) / Г. В. Островская // Юрий Николаевич Денисюк – основоположник отечественной голографии: сб. тр. всерос. семинара / Физ.-техн. ин-т им. А. Ф. Иоффе РАН. – Санкт-Петербург, 2007. – С. 19–27.

78. *Stetson, K. A.* Analysis of double exposure speckle photography with two-beam illumination / K. A. Stetson // *J. Opt. Soc. of America. – 1974. – Vol. 64. – P. 6–16.*

79. *Archbold, E.* Application of holography and speckle photography to the measurement of displacement and strain / E. Archbold, A. E. Ennos // *J. Strain Anal.* – 1974. – Vol. 9. – P. 17–26.

80. *Duffy, D. E.* Measurement surface displacement normal to the line of sight / D. E. Duffy // *Experimental Mechanics.* – 1974. – Vol. 14. – P. 378–389.

81. *Hung, Y. Y.* Speckle-moiré interferometry – A tool for complete measurement of in-plane surface displacement / Y. Y. Hung, C. P. Hu, C. E. Taylor // Southeastern Conference on Theoretical and Applied Mechanics: proc. of the 7th int. conf., Washington, 21–22 March / The Catholic University of America. – Washington, 1974. – P. 497.

82. *Stetson, K. A.* A review of speckle photography and interferometry / K. A. Stetson // *Optical Engineering.* – 1975. – Vol. 14. – P. 482–489.

83. *Forno, C.* White light speckle photography for measuring deformation, strain, and shape / C. Forno // *Optics and Laser Technology.* – 1975. – Vol. 16. – P. 217–221.

84. *Dainty, J. C.* Laser Speckle and Related Phenomena / J. C. Dainty. – Berlin: Springer Verlag, 1984. – 2nd ed. – 342 p.

85. *Boone, P.* Speckle method using photography and reconstruction in incoherent light / P. Boone, L. C. De Backer // *Optik.* – 1976. – Vol. 44. – P. 343–355.

86. *Barker, D. B.* Displacement measurements in the interior of 3-d bodies using scattered light speckle patterns / D. B. Barker, M. E. Fourney // *Exp. Mech.* – 1976. – Vol. 16, N 6. – P. 209–214.

87. *Celaya, L.* Velocity contours by speckle photography / L. Celaya, J. M. Jonathan, S. Mallick // *Opt. Comm.* – 1976. – Vol. 18, N 4. – P. 496–498.

88. *Ohtsubo, J.* Velocity measurement of a diffuse object by using time-varying speckles / J. Ohtsubo, T. Asakura // *J. of Optics and Quantum Electronics.* – 1976. – Vol. 8, N 1. – P. 523–529.

89. *Dudderar, T. D.* Laser speckle photography in a fluid medium / T. D. Dudderar, P. G. Simpkins // *Nature.* – 1977. – Vol. 270, N 5632. – P. 45–47.

90. *Grousson, R.* Study of flow pattern in a fluid by scattered laser light / R. Grousson, S. Mallick // *Appl. Opt.* – 1977. – Vol. 16. – P. 2334–2336.

91. *Grousson, R.* Study of the distribution of velocity in a fluid by speckle photography / R. Grousson, S. Mallick // *Proc. SPIE.* – 1977. – Vol. 136. – P. 266–269.

92. *Lallement, J. P.* Mesure de vitesse dans un liquide par diffusion cohérente / J. P. Lallement, R. Desailly, C. Froehly // *Acta Astronautica.* – 1977. – Vol. 4. – P. 343–356.

93. *Grousson, R.* Effect of Source Size and Spectral Width on the Irradiance Distribution in the Defocused Image of a Grating / R. Grousson, S. Mallick // *Optica Acta.* – 1975. – Vol. 22, N 12. – P. 981–987.

94. *Barker, D. B.* Three dimensional speckle interferometric investigation of the stress-intensity factor along a crack front / D. B. Barker, M. E. Fourney // *Exp. Mech.* – 1977. – Vol. 17, N 7. – P. 241–247.

95. *Barker, D. B.* Measuring fluid velocities with speckle patterns / D. B. Barker, M. E. Fourney // *Optics Letters.* – 1977. – Vol. 1, N 4. – P. 135–137.

96. *Meynart, R.* Digital image processing for speckle flow velocimetry / R. Meynart // *Rev. Sci. Instrum.* – 1980. – Vol. 53. – P. 110–111.
97. *Meynart, R.* Equal velocity fringes in a Rayleigh-Benard flow by a speckle method / R. Meynart // *Applied Optics.* – 1980. – Vol. 19. – P. 1385–1386.
98. *Meynart, R.* Convective flow field measurement by speckle velocimetry / R. Meynart // *Revue de Physique Applique.* – 1982. – Vol. 17. – P. 301–305.
99. *Meynart, R.* Instantaneous velocity field measurements in unsteady gas flow by speckle velocimetry / R. Meynart // *Appl. Opt.* – 1983. – Vol. 22. – P. 535–540.
100. *Meynart, R.* Speckle velocimetry study of vortex pairing in a low-Re unexcited jet / R. Meynart // *Phys. Fluids.* – 1983. – Vol. 26, N 8. – P. 2074–2079.
101. *Meynart, R.* Speckle measurements of convection in a liquid cooled from above / R. Meynart, P. G. Simpkins, T. D. Dudderar // *Journal of Fluid Mech.* – 1987. – Vol. 182. – P. 235–254.
102. *Pickering, C. J. D.* Laser Speckle Photography and Particle Image Velocimetry: Photographic Film Noise / C. J. D. Pickering, N. Halliwell // *Appl. Opt.* – 1984. – Vol. 23, N 17. – P. 2961–2969.
103. *Adrian, R. J.* Scattering particle characteristics and their effect on pulsed laser measurements of fluid flow: Speckle velocimetry vs particle image velocimetry / R. J. Adrian // *Appl. Opt.* – 1984. – Vol. 23, N 11. – P. 1690–1691.
104. *Adrian, R. J.* Image shifting technique to resolve directional ambiguity in double-pulsed velocimetry / R. J. Adrian // *Applied Optics.* – 1986. – Vol. 25, N 21. – P. 3855–3858.
105. *Adrian, R. J.* Particle-imaging techniques for experimental fluid mechanics / R. J. Adrian // *Annual Rev. Fluid Mech.* – 1991. – Vol. 23. – P. 261–304.
106. *Adrian, R. J.* Bibliography of particle image velocimetry using imaging method: 1917-1995, TAM Report 817, UILU-ENG-96-6004, University of Illinois, 1996.
107. *Adrian, R. J.* Twenty years of particle image velocimetry / R. J. Adrian // *Exp. in Fluids.* – 2005. – Vol. 39. – P. 159–169.
108. *Westerweel, J.* Digital Particle Image Velocimetry: Theory and Application: PhD Dissertation. – Delft: Delft University Press, 1993.
109. *Raffel, M.* Particle Image Velocimetry. A Practical Guide / M. Raffel, C. E. Willert, J. Kompenhans. – Berlin: Springer Verlag, 1998. – 253 p.
110. Particle Image Velocimetry – A Practical Guide / M. Raffel [et al.]. – Berlin-Hedelberg: Springer Verlag, 2007. – 2nd ed. – 448 p.
111. *Adrian, R. J.* Particle Image Velocimetry / R. J. Adrian, J. Westerweel. – Cambridge: Cambridge University Press, 2010. – 586 p.
112. Principles and Applications of Particle Image Velocimetry. Optical Diagnostics of Flows / C. Brossard [et al.] // *ONERA J. Aerospace Lab.* – 2009. – Vol. 1. – P. 1–11.
113. PIV System, Particle Image Velocimetry, Micro PIV Laser Systems [Electronic resource] // TSI Precision Measurement Instruments. – Mode of access: <http://www.tsi.com/piv-systems/>. – Date of access: 04.01.2016.
114. LaVision – FlowMaster – 2D- and Stereo-PIV [Electronic resource] // LaVision – Focus on Imaging. – Mode of access: [http://www.lavision.de/en/products/flowmaster/2d\\_stereo-piv.php](http://www.lavision.de/en/products/flowmaster/2d_stereo-piv.php). – Date of access: 04.01.2016.

115. *Nayler, J. L.* Preliminary report upon an experimental method of investigating, by the aid of kinematographic photography, the history of eddying flow past a model immersed in water / J. L. Nayler, B. A. Frazer // Technical Report of the Advisory Committee for Aeronautics for the Year 1917–1918. – London: His Majesty's Office, 1917.

116. Vision Asia Pte. Ltd. – Products [Electronic resource] // Microvec Pte. Ltd. – Particle Image Velocimetry. – Mode of access: <http://www.piv.com.sg/pivproducts.php>. – Date of access: 04.01.2016.

117. FLUOSTAR – KANOMAX USA [Electronic resource] // Kanomax USA – The Ultimate Measurement Instruments. – Mode of access: <http://www.kanomax-usa.com/product/fluostar/>. – Date of access: 04.01.2016.

118. Imaging – Oxford Lasers – Laser Micromachining and High Speed Imaging [Electronic resource] // The Laser System Specialists – Oxford Lasers – Laser Micromachining and High Speed Imaging. – Mode of access: <http://www.oxfordlasers.com/imaging/>. – Date of access: 04.01.2016.

119. Полис: диагностика потоков | Мы знаем как! [Электронный ресурс] / ООО «Сигма-Про». Россия. – Режим доступа: <http://www.polis-instruments.ru/>. – Дата доступа: 04.01.2016.

120. VLM – Velocity and Length sensors – ASTECH [Electronic resource] // Products – ASTECH. – Mode of access: <http://www.astech.de/en/products-home/velocity-and-length-sensors-vlm.html>. – Date of access: 04.01.2016.

121. Particle Image Velocimetry Laboratory | Lawrence Technological University [Electronic resource] // Lawrence Technological University, Engineering and Architecture Programs and Education. – Mode of access: [https://www.ltu.edu/engineering/mechanical/piv\\_lab.asp](https://www.ltu.edu/engineering/mechanical/piv_lab.asp). – Date of access: 04.01.2016.

122. PIVlab – Time-Resolved Digital Particle Image Velocimetry Tool for MATLAB: PIVlab documentation [Electronic resource] // PIVlab – Time-Resolved Digital Particle Image Velocimetry Tool for MATLAB. – Mode of access: <http://pivlab.blogspot.com/p/pivlab-documentation.html>. – Date of access: 04.01.2016.

123. PIV [Electronic resource] // PIV – Startseite. – Mode of access: <http://www.piv.de/piv/index.php>. – Date of access: 04.01.2016.

124. *Miles, R. B.* Quantitative flow visualization in unseeded flows / R. B. Miles, W. R. Lempert // Annu. Review of Fluid Mech. – 1997. – Vol. 29. – P. 285–326.

125. *Stier, B.* Molecular Tagging Velocimetry (MTV) measurements in gas phase flows / B. Stier, M. M. Koochesfahani // Exp. in Fluids. – 1999. – Vol. 26. – P. 297–304.

126. *Falco, R. E.* Quantitative multipoint measurements and visualization of dense solid-liquid flows using laser induced photochemical anemometry (LIPA) / R. E. Falco, D. G. Nocera // In Particulate Two-Phase Flow / ed. M. C. Roco. – Oxford: Butterworth-Heinemann, 1993. – Ch. 3. – P. 59–126.

127. Flow tagging velocimetry in incompressible flow using PHoto-Activated Nonintrusive Tracking of Molecular Motion (PHANTOMM) / W. R. Lempert [et al.] // Exp. in Fluids. – 1995. – Vol. 18. – P. 249–257.

128. Instantaneous profile and turbulence statistics of supersonic free shear layer by Raman Excitation plus Laser Induced Electronic Fluorescence (RELIEF)

velocity tagging of oxygen / R. B. Miles [et al.] // Exp. in Fluids. – 1989. – Vol. 8. – P. 17–24.

129. Дюррани, Т. С. Лазерные системы в гидродинамических исследованиях: пер. с англ. / Т. С. Дюррани, К. А. Грейтид – М.: Энергия, 1980. – 337 с.

130. Speckle Metrology / ed. R. K. Erf. – New York: Academic Press, 1978. – 331 p.

131. Франсон, М. Оптика спеклов: пер. с фр. / М. Франсон; под ред. Ю. И. Островского. – М.: Мир, 1980. – 171 с.

132. Климкин, В. Ф. Оптические методы регистрации быстротекущих процессов / В. Ф. Климкин, А. Н. Папырин, Р. И. Солоухин. – Новосибирск: Наука, 1980. – 208 с.

133. Methods of Experimental Physics. Fluid Dynamics / ed. R. J. Emrich. – New York: Academic Press, 1981. – 610 p.

134. Ярославский, Л. П. Цифровая голография / Л. П. Ярославский, Н. С. Мерзляков. – М.: Наука, 1982. – 219 с.

135. Вест, Ч. Голографическая интерферометрия: пер. с англ. / Ч. Вест. – М.: Мир, 1982. – 504 с.

136. Оптическая голография / под ред. Г. Колфилда. – М.: Мир, 1982. – 735 с.

137. Jones, R. Holographic and Speckle Interferometry / R. Jones, C. Wykes. – Cambridge: Cambridge University Press, 1989. – 2nd ed. – 356 p.

138. Саржевский, А. М. Оптика: в 2 т. / А. М. Саржевский. – Минск: Университетское, 1984. – Т. 2.

139. Диагностика неравновесных состояний в молекулярных лазерах / О. В. Ачасов [и др.]. – Минск: Наука и техника, 1985. – 208 с.

140. Клименко, И. С. Голография сфокусированных изображений и спекл-интерферометрия / И. С. Клименко. – М.: Наука, 1985. – 224 с.

141. Матвеев, А. Н. Оптика: учеб. пособие для физ. спец. вузов / А. Н. Матвеев. – М.: Высш. шк., 1985. – 351 с.

142. Нагибина, И. М. Интерференция и дифракция света: учеб. пособие для приборостроительных вузов оптических специальностей / И. М. Нагибина. – Ленинград: Машиностроение, Ленингр. отд-ние, 1985. – 2-е изд., перераб. и доп. – 332 с.

143. Джоунс, Р. Голографическая и спекл-интерферометрия: пер. с англ. / Р. Джоунс, К. Уайкс; под ред. Г. В. Скромного. – М.: Мир, 1986. – 328 с.

144. Merzkirch, W. Flow visualization / Merzkirch W. – 2nd ed. – Orlando: Academic Press, 1987. – 260 p.

145. Зейликович, И. С. Голографическая диагностика прозрачных сред / И. С. Зейликович, Н. М. Спорник. – Минск: Университетское изд-во, 1988. – 208 с.

146. Фомин, Н. А. Спекл-фотография газовых потоков / Н. А. Фомин. – Минск: Наука и техника, 1989. – 168 с.

147. Ринкевичюс, Б. С. Лазерная диагностика потоков / Б. С. Ринкевичюс. – М.: МЭИ, 1990. – 287 с.

148. Speckle Metrology / ed. R. S. Sirohi. – New York: Marcel Dekker Inc., 1993. – 568 p.

149. Selected paper on particle image velocimetry. SPIE Milestone series MS99 / ed. I. Grant. – Washington: SPIE Bellingham, 1994. – 712 p.

150. Прикладная физическая оптика / В. А. Москалев [и др.]. – Санкт-Петербург: Изд-во Политехника, 1995. – 528 с.
151. *Короленко, П. В.* Оптика когерентного излучения / П. В. Короленко. – М.: Изд-во МГУ, 1997. – 222 с.
152. *Fomin, N.* Speckle Photography for Fluid Mechanics Measurements / N. Fomin. – Berlin: Springer Verlag, 1998. – 248 p.
153. *Willert, C. E.* Digital particle image velocimetry / C. E. Willert, M. Gharib // Experiments in Fluids. – 1991. – Vol. 10, N 4. – P. 181–193.
154. *Колмаков, Ю. Н.* Учебное пособие по курсу «Оптика» / Ю. Н. Колмаков, С. Е. Кажарская. – Тула: Тульский ГУ, 2000. – 124 с.
155. *Знаменская, И. А.* Методы визуализации в механике газа / И. А. Знаменская, Л. Г. Гвоздева, Н. В. Знаменский. – М.: МАИ, 2001. – 57 с.
156. *Рябухо, В. П.* Спекл-интерферометрия / В. П. Рябухо // Соросовский образовательный журн. – 2001. – № 5. – С. 112–124.
157. Digital speckle pattern interferometry and related techniques / ed. P. K. Rastogi. – New York: Wiley, 2001. – 384 p.
158. *Settles, G. S.* Schlieren and shadowgraph techniques. Visualizing Phenomena in Transparent Media / G. S. Settles. – Berlin: Springer Verlag, 2001. – 376 p.
159. Optical measurements. Techniques and applications / ed.: F. Maiynger, O. Feldman. – Berlin: Springer Verlag, 2002. – 2nd corr. ed. – 405 p.
160. *Merzkirch, W.* Flow visualization. Encyclopedia of Physical Science and Technology / W. Merzkirch. – Orlando: Academic Press, 2002. – 3rd ed.
161. Физическая оптика: учеб. пособие / А. И. Бугрова [и др.]. – М.: МИРЭА, 2002. – 84 с.
162. *Hariharan, P. B.* Basics of Holography / P. B. Hariharan. – Cambridge: Cambridge University Press, 2002. – 174 p.
163. Оптические методы исследования потоков / Ю. Н. Дубнищев [и др.]. – Новосибирск: Сибирское унив. изд-во, 2003. – 418 с.
164. *Гужов, В. И.* Компьютерная интерферометрия: учеб. пособие / В. И. Гужов, С. П. Ильиных. – Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2004. – 252 с.
165. *Сергиенко, А. Б.* Цифровая обработка сигналов / А. Б. Сергиенко. – СПб.: Питер, 2003. – 604 с.
166. *Rastogi, P. K.* Recent developments in digital speckle pattern interferometry / P. K. Rastogi, N. Krishna Mohan // Optics and Lasers in Engineering. – 2003. – Vol. 40. – P. 439–445.
167. *Ахманов, С. А.* Физическая оптика / С. А. Ахманов, С. Ю. Никитин. – М.: Из-во МГУ, 1998. – 656 с.
168. *Martynenko, O. G.* Free-Convective Heat Transfer. With Many Photographs of Flows and Heat Exchange / O. G. Martynenko, P. P. Khramtsov. – Berlin; Heidelberg: Springer Verlag, 2005. – 516 p.
169. *Дмитриев, А. Л.* Оптические методы обработки информации: учеб. пособие / А. Л. Дмитриев. – СПб.: СПбГУ ИТМО, 2005. – 46 с.
170. *Архипкин, В. Г.* Лекции по оптике / В. Г. Архипкин, Г. С. Патрин. – Красноярск: Изд-во КрасГУ, 2006. – 164 с.

171. *Стафеев, С. К.* Основы оптики / С. К. Стафеев, К. К. Боярский, Г. Л. Башнина. – СПб.: Питер, 2006. – 336 с.
172. Адаптивные методы обработки спекл-модулированных оптических полей / Ю. Н. Кульчин [и др.]. – СПб.: Питер, 2007. – 336 с.
173. Теоретические основы и методы оптической диагностики в аэрофизическом эксперименте: учеб. пособие / В. М. Бойко [и др.]. – Новосибирск: Новосибир. гос. ун-т, 2008. – 412 с.
174. *Ganesan, A. R.* Holographic and Laser Speckle Methods in Non-Destructive Testing / A. R. Ganesan // Proceedings of the National Seminar & Exhibition on Non-Destructive Evaluation, Trichy, December 10–12, 2009. – Trichy, 2009. – P. 216–230.
175. Цифровая корреляционная спекл-интерферометрия: учеб. пособие / Б. Б. Горбатенко [и др.]. – Саратов: Изд-во СГУ, 2011.
176. Современные оптические методы исследования потоков / под ред. Б. С. Ринкевичюса. – М.: Оверлей, 2011. – 360 с.
177. *Тарлыков, В. А.* Когерентная оптика: учеб. пособие / В. А. Тарлыков. – СПб.: СПбГУ ИТМО, 2011. – 173 с.
178. PEMFCs flow microstructure analysis by advanced speckle technologies / N. B. Bazylev [et al.] // International J. of Heat and Mass Transfer. – 2011. – Vol. 54, N 11–12. – P. 2341–2348.
179. *Каленков, С. Г.* Цифровая корреляционная спекл-интерферометрия / С. Г. Каленков, А. Е. Штанько // Фотоника. – 2012. – Т. 4. – С. 58–60.
180. *Бутиков, Е. И.* Оптика: учеб. пособие для вузов / Е. И. Бутиков. – СПб.: «Лань», 2012. – 3-е изд. – 608 с.
181. *Маскевич, А. А.* Оптика: учеб. пособие / А. А. Маскевич. – Минск: Новое знание, 2012. – 659 с.
182. *Фомин, Н. А.* Корреляционный анализ цифровых изображений с субпиксельной точностью / Н. А. Фомин, О. В. Мелеева // Автотметрия: Optoelectronics, Instrumentation and data processing. – 2012. – Т. 48, № 3. – С. 82–89.
183. Решеточные методы визуализации и исследования тепловой структуры диффузионного пламени / В. А. Карачинов [и др.] // Вестн. Новгородского гос. ун-та. – 2012. – № 68. – С. 95–98.
184. *Мальцев, В. Н.* Оптика. Конспекты лекций / В. Н. Мальцев. – Екатеринбург: Изд-во УФУ, 2014. – 263 с.
185. *Peatross, J.* Physics of Light and Optics / J. Peatross, M. Ware. – Utah; Provo: Brigham Young University, 2015. – 345 p.

## ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА КОГЕРЕНТНОГО СВЕТА

### 2.1. Образование спекл-поля

Спеклы – это интерференционная картина нерегулярных волновых фронтов, образующаяся при падении когерентного излучения на сильно шероховатую поверхность. При когерентном освещении случайно-неоднородных объектов, таких, например, как шероховатая поверхность или прозрачная среда с флуктуирующим в пространстве показателем преломления, в рассеянном поле формируется спекл-структура.

Когда изображение сложного объекта формируют с помощью высококогерентного света, генерируемого лазером, сразу же обнаруживается очень важный дефект изображения. Если поверхность объекта шероховата в масштабе оптических длин волн (а это справедливо для большинства оптических объектов), то изображение кажется зернистым, с множеством светлых и темных пятен, которые не имеют видимой связи с макроскопическими рассеивательными свойствами объекта. Такую хаотическую и неупорядоченную структуру принято называть «спекл-структурой».

Хотя детальный анализ свойств спекл-структур, создаваемых лазерным светом, начался в начале 1960-х годов, исследования подобных явлений можно найти значительно раньше. Так, еще Исаак Ньютон отмечал, что звезды мерцают, в отличие от планет [1]. Одним из первых образование спекл-структур в кольцах Фраунгофера заметил Экснер [2], и, несколько позднее, описал фон Лауе как рассеяние квази-монохроматического излучения на большом количестве частиц [3–5]. С. В. Раман опубликовал работу по образованию спекл-подобных структур в глазном яблоке человека [5], ряд работ по статистике спекл-полей были

опубликованы вскоре после появления He-Ne лазера в 1962–1963 гг. [6–10]. Большинство пионеров исследований статистики спекл-полей ограничивались термином «granularity of light» – **гранулированное излучение**. По-видимому, первым, кто употребил слово «спекл» в 1963 г. был профессор Стенфордского университета США Жозеф Гудман [10]. Работы [11–13] содержат краткий обзор зарождавшейся терминологии. Причины возникновения спекл-структуры были установлены уже в ранних работах, посвященных лазерам [12–20]. Огромное число поверхностей, естественных и искусственных, являются сильно шероховатыми в масштабе оптических длин волн. При освещении монохроматическим светом волна, отраженная от такой поверхности, оказывается состоящей из вкладов большого числа элементарных точек или рассеивающих площадок. Как показано на рис. 2.1, элемент изображения, формируемого в данной точке плоскости наблюдения, представляет собой суперпозицию множества амплитудных функций размывания, каждая из которых отвечает своей рассеивающей точке на поверхности объекта. Вследствие шероховатости поверхности различные складывающиеся функции размывания имеют существенно различающиеся фазы, что приводит к очень сложной интерферограмме [20].

При когерентном освещении случайно-неоднородных объектов, таких, например, как шероховатая поверхность или прозрачная среда с флуктуирующим в пространстве показателем преломления, в рассеянном поле формируется спекл-структура, увеличенный фрагмент которой представлен на рис. 2.2, *а*. По-

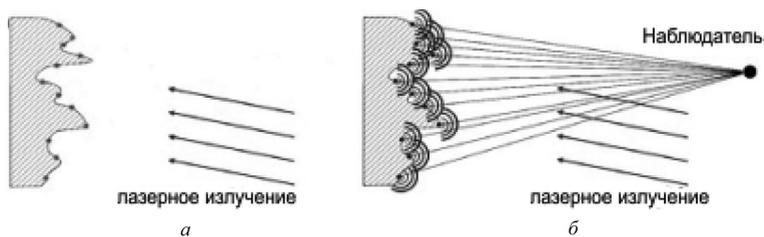


Рис. 2.1. Иллюстрация рассеяния волн шероховатой поверхностью. Каждая точка поверхности становится источником вторичных волн (*а*). Поле в точке наблюдения становится случайной функцией (*б*)

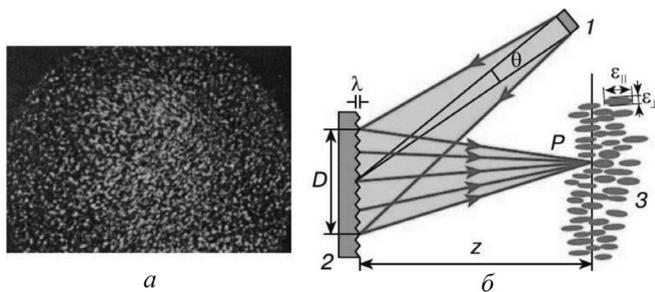


Рис. 2.2. Спекл-картина в поле дифракции лазерного пучка на шероховатой поверхности (а) и схема наблюдения спекл-картин (б): 1 – источник света; 2 – шероховатая поверхность; 3 – схематичный вид продольного сечения слоя спекл-структуры [21]

нятие «когерентного освещения» не означает использования только лазерного излучения.

Иногда такое освещение реализуется обычными источниками света широкого спектрального диапазона с протяженным телом светимости, излучающим частично когерентный свет с малой длиной временной когерентности и с малой областью пространственной когерентности. Поэтому спекл-структура наблюдается не только в лазерном излучении, но ее активное излучение и практическое применение стимулированы в основном использованием лазеров. Процесс образования спекл-поля заключается в локализации в пространстве областей с максимальной (минимальной) интенсивностью света. В плоском разрезе оно представляет собой хаотическое чередование максимумов и минимумов интенсивности светового поля. Такой характер спекл-поля предопределяет его статистическое описание [21–25].

Важной характеристикой спекл-структур является контраст спеклов  $C = \frac{\sigma_I}{\langle I \rangle}$ , где  $\sigma_I$  – среднеквадратичное отклонение флуктуаций интенсивности, вычисленное при смене реализаций рассеивающего объекта;  $\langle I \rangle$  – усредненная интенсивность.

На рис. 2.3 (см. цв. вклейку) представлена диаграмма, отражающая процесс формирования развитого спекл-поля. По оси

абсцисс отложены действительные части комплексной амплитуды рассеянного поля, по оси ординат – мнимые (подробнее см. гл. 5). В соответствии с принципом Гюйгенса–Френеля, выражение для амплитуды рассеянного поля может быть записано в виде суммы [21]  $A^{(s)} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \mathbf{a}_i$ , где  $\mathbf{a}_i$  – вклад в дифрагированное поле от  $i$ -го рассеивающего участка. Формирование частично развитых спеклов может быть рассмотрено с учетом соотношения  $A^{(s)} = A_0 + \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \mathbf{a}_i$ .

Диаграмма, отражающая разброс амплитуд поля в дифракционной картине, представлена на рис. 2.3. Видно, что вектор, соответствующий нерассеянному компоненту, как бы окружен небольшим шумовым облаком [21].

Наиболее важной статистической характеристикой спекл-поля является плотность распределения интенсивности  $I$ , наблюдаемой в некой точке изображения. Эта плотность равна  $P_I(I) = \frac{1}{\langle I \rangle} \exp\left(\frac{-I}{\langle I \rangle}\right)$  для  $I \geq 0$ . В других случаях  $P_I(I) = 0$ . Такая статистика является Гауссовой, контраст спекл-поля для которой  $C = 1$ .

При формировании спекл-поля различают ближнюю зону – зону Френеля, и дальнюю зону – зону Фраунгофера. Параметром, определяющим зону, является величина  $D = \lambda z / d_l^2$ , где  $z$  – расстояние от рассеивателя до точки наблюдения, а  $d_l$  – начальный диаметр лазерного луча на исследуемой поверхности. Средний размер спекла определяется этими же параметрами и составляет  $\sigma_{sp} = \lambda z / d_l$ . Таким образом, в ближней зоне  $\sigma_{sp} < \lambda$ , а в дальней  $\sigma_{sp} > \lambda$ .

Рассмотрим условия формирования и некоторые оптические схемы наблюдения спекл-картин, представляющих собой результат интерференции волн от отдельных неоднородностей поверхности объекта. В схеме на рис. 2.2, б эти волны взаимно когерентны, если радиус пространственной когерентности (поперечная длина области пространственной когерентности) на поверхности объекта превышает диаметр освещенной области  $D$ ,

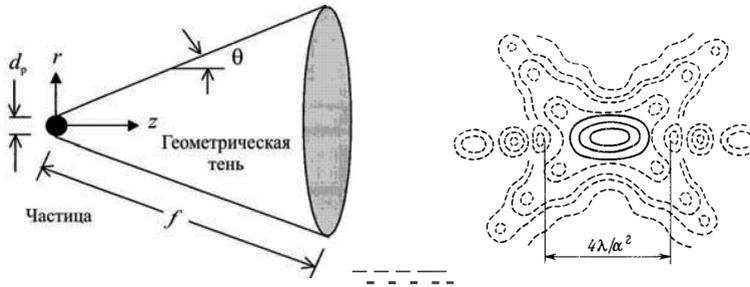


Рис. 2.4. Изофоты в окрестности изображения точечного источника (круглое отверстие)

$\rho_c \geq D$ . Это достигается уменьшением углового размера освещающего источника  $\theta$ , поскольку  $\rho_c = \lambda / \theta$ . Более того, разность оптических путей любой пары элементарных волн  $\delta$ , приходящих в точку наблюдения  $P$ , должна быть меньше длины временной когерентности излучения:  $l_c = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda}$ , где  $\Delta\lambda$  – ширина спектрального интервала излучения.

При выполнении этих условий элементарные волны, рассеянные неоднородностями, складываются по амплитуде – интерferируют и результирующая амплитуда поля в произвольной точке  $P$  определяется с учетом вклада фазовых сдвигов  $\Delta\varphi_i$  и амплитуд  $a_i$  каждой элементарной волны:  $U(P) = \sum_{i=1}^N a_i \exp[i\Delta\varphi_i] = A(P) \exp[i\varphi(P)]$ . Контрастные, ярко выраженные спекл-структуры наблюдаются, когда фазовые сдвиги  $\Delta\varphi_i$  лежат в интервале от 0 до  $2\pi$  радиан. Для этого достаточно, например, чтобы высоты неоднородностей поверхности  $\Delta h_i$  были бы сравнимы с  $\lambda$ , поскольку  $\Delta\varphi_i \approx (2\pi / \lambda) 2\Delta h_i$ .

Продольный размер спеклов оценивается соотношением  $\delta_z \approx 4\lambda / \alpha^2$ . Наибольшая плотность световой энергии локализована в объеме, имеющем форму сигары, длина которой равна  $4\lambda / \alpha^2$ , а толщина –  $1,22\lambda / \alpha$ , где  $\alpha = D / z$ . Глядя на рис. 2.4 приходится согласиться с тем, что термин «гранула» больше подходит, чем общепринятый термин «спекл».

## 2.2. Спекл объективный и субъективный

Объективная спекловая картина формируется во всем пространстве перед освещаемой поверхностью. Субъективная спекловая картина возникает при отображении рассеивающей поверхности на экран с помощью оптической системы. Объективную спекловую картину можно зарегистрировать, если в плоскости наблюдения расположить фотопленку и засветить ее спекловой картиной. Но если сфотографировать эту же картину с помощью фотоаппарата с объективом, то на фотопленке получим субъективную картину, так как ее параметры будут уже зависеть от объектива фотоаппарата.

Рассмотрим механизм образования спеклов на примере изображения точечного источника. В схеме на рис. 2.5, 2.6 (а) спекл-структура формируется в свободном пространстве и называется объективной спекл-картиной. Такие картины легко наблюдать с использованием лазерного излучения. Субъективные спекл-картины наблюдаются в изображающих оптических схемах, в которых условия когерентного освещения объекта существенно менее требовательные. Поэтому субъективные спеклы можно наблюдать невооруженным глазом даже в полихроматическом свете протяженных источников.

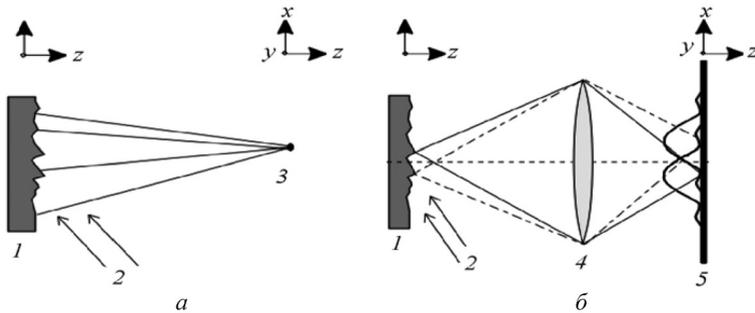


Рис. 2.5. Формирование спекл-поля при рассеянии на диффузной поверхности в свободной (безлинзовой) геометрии (объективный спекл) (а) и при формировании спекл-поля с помощью линзы (субъективный спекл) (б): 1 – диффузная поверхность; 2 – лазерное излучение; 3, 5 – экран для наблюдения спекл-поля; 4 – линза

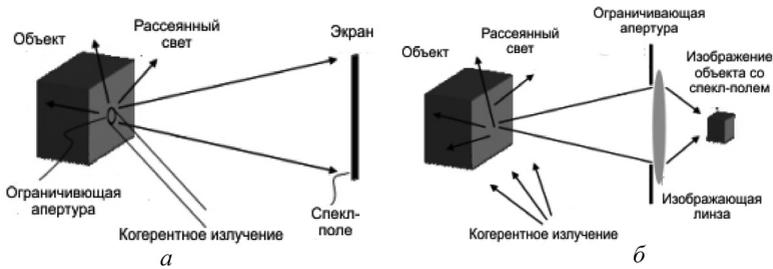


Рис. 2.6. Формирование объективного (а) и субъективного (б) спекл-полей

Для когерентного освещения в изображающей оптической системе необходимо, чтобы оптическая система разрешала область пространственной когерентности на поверхности объекта,  $\rho_c \geq d$ , где  $d$  – диаметр кружка разрешения, значение которого в дифракционно ограниченной (безабберационной) оптической системе определяется выражением  $d = 1,22\lambda z_0 / D_a = 0,61\lambda / NA$ , где  $z_0$  – расстояние от объекта до входного зрачка (апертуры) оптической системы, а  $D_a$  – диаметр зрачка,  $NA$  – числовая апертура оптической системы.

Спекл-поле формируется в рассеянном свете в результате интерференции всех лучей, попадающих в данную точку. Предполагается, что в силу диффузности рассеивающего объекта разности фаз всех этих лучей равномерно распределены в интервале от 0 до  $2\pi$ . Пусть  $\mathbf{x} = \mathbf{x}(x, y)$  – декартовы координаты в объектной плоскости и  $\mathbf{X} = \mathbf{X}(X, Y) = \mathbf{X}(\vec{\mathbf{r}})$  – координаты в плоскости изображения (наблюдения) (рис. 2.5, 2.6, б).

Статистические свойства спекл-поля не зависят от деталей характеристик микрорельефа поверхности. Такая особенность спекл-картин, обусловленных лазерным излучением, была обнаружена вслед за изобретением лазеров. Оказалось, что изображение отражающего (пропускающего) объекта, освещенного когерентным излучением, представляет сложную гранулярную структуру, не имеющую явной связи с микроскопическими свойствами освещаемого объекта. Большинство отражающих (пропускающих) поверхностей экстремально шероховаты по сравнению с длиной волны источника излучения. Можно счи-

тать, что основной вклад в рассеяние вносят малые участки поверхности с центрами в зеркально отражающих точках. С увеличением крутизны шероховатостей и величины освещаемой области число точек излучения возрастает. Волна, отраженная от такой поверхности, состоит из «вкладов» от большого числа малых участков поверхности, которые можно считать независимыми рассеивающими областями. Распространение этого отраженного (прошедшего) излучения до области наблюдения приводит к тому, что в заданной точке наблюдения складываются рассеянные компоненты, каждый со своей задержкой. Интерференция этих дефазированных, но когерентных волн приводит к гранулярной спекл-картине. Иными словами, спеклы – это интерференционная картина нерегулярных волновых фронтов, образующаяся при падении когерентного излучения на сильно шероховатую поверхность.

## **2.3. Открытие биоспекл-полей**

### ***2.3.1. Первые наблюдения биоспекл-полей***

Первые наблюдения спекл-полей, полученных при рассеянии лазерного излучения от биообъектов, были опубликованы в 1975 г. [26–29]. В своих работах проф. Дж. Д. Бриерс отмечал, что спекл-поле, полученное при рассеянии излучения He-Ne лазера от свежих томатов, является флуктуирующим. Степень флуктуации спекл-поля была оценена исходя из контраста спекл-поля, зарегистрированного на фотопленку с экспозицией 1,5 с. Эти временные флуктуации спекл-поля были вызваны движением рассеивающих частиц – пластидов и других минеральных частиц, которые хаотически движутся в тканях томатов. Бриерс отметил, что отправной точкой его исследований являлось наблюдение доктора Нила Абрамсона (Королевский Институт Технологии, Стокгольм): «когда яблоко освещается лазером, то спеклы в рассеянном свете движутся».

Пионером в области наблюдения спекл-поля, образованного рассеянным лазерным излучением от живой ткани, также явля-

ется доктор М. Д. Штерн (1975 г.) [29]. Уже в первой публикации он отметил, что биоспекл-поля могут быть использованы для визуализации кровотока. Он определил, что при освещении своего пальца лазером, биоспекл-поле в рассеянном излучении меняется при изменении кровообращения в нем. Позднее, доктор М. Д. Штерн, основываясь на этих наблюдениях, создал первый лазер-доплеровский измеритель кровотока. Необходимо отметить, что для гелий-неонового лазера средняя глубина проникновения излучения в кожу составляет около 0,5 мм. Поэтому излучение рассеивается как движущимися эритроцитами крови, так и неподвижными границами различных слоев кожи. Так как кожа и границы ее слоев могут рассматриваться как шероховатые объекты, рассеянное на них лазерное излучение создает неподвижное (статическое) спекл-поле. В отличие от этого биоспекл-поле, образованное вследствие рассеяния излучения эритроцитами, является «живым», в каждой точке поля биоспеклы находятся в постоянном движении. Законы динамики этого движения и являются основой теории лазерных спекл-измерителей кровотока. Непроизвольные движения тела могут вносить погрешности в такие измерения. Вместе с тем частоты этих телодвижений существенно отличаются от частот динамического биоспекл-поля, генерированного движущимися эритроцитами, что позволяет отфильтровать их при последующей обработке изображений.

### ***2.3.2. Работы профессора Бриерса***

Профессор Дж. Д. Бриерс был одним из первых, кто начал использовать биоспеклы [26; 27; 30–43], и, возможно, первый, кто (вместе с проф. А. М. Ферчером, Германия) предложил использовать биоспеклы для контроля кровотока в биотканях глазного дна у человека.

Методика проф. Дж. Д. Бриерса основана на статистическом анализе пространственного распределения спекл-полей, получаемых при рассеянии излучения биообъектами в движении. При первых экспериментах эта методика использовалась в качестве

метода визуализации кровотока. Исследуемое течение (кровоток в глазном дне) освещалось лазерным излучением, а спекл-поле рассеянного излучения фотографировалось с конечной экспозицией. Любое движение рассеивающих центров (эритроцитов крови) в течение этой экспозиции приводило к размыванию спеклов и, соответственно, к снижению контраста регистрируемого спекл-поля.

Для динамических биоспекл-полей было установлено, что при очень короткой экспозиции спеклы «фиксируются» в пространстве и контраст результирующего спекл-поля максимально высокий. При длительной экспозиции спеклы «размываются» и контраст спекл-поля снижается. При съемках с промежуточными временами экспозиции происходит снижение контраста спекл-поля, который, в свою очередь, зависит от скорости движения рассеивателей. Такие изменения контраста являются (без цифровой регистрации) трудно различимыми, поэтому при обработке было необходимо применение процедуры оптической фильтрации, которая позволяла перейти от изменений контраста к изменению интенсивности спекл-поля. Вместе с тем, используя современные приемы обработки изображений, такая методика позволяет получить полную информацию о распределении скорости кровотока в конкретный момент времени в каждой точке исследуемой биоткани. Действительно, впоследствии для улучшения качества получаемых изображений Ферчер использовал «квази-цифровую» обработку фотографических снимков. Он проводил оцифровку малых областей спеклограмм ( $3 \times 4$  мм) с использованием сканирующей системы, содержащей 2048 линий и 2770 столбцов. Это сканирующее устройство управлялось компьютером; шаг сканирования составлял 9,4 мкм. На втором шаге был рассчитан контраст для каждой области спеклограммы размером  $16 \times 16$  пикселей и затем преобразован в цвет. В этих измерениях значения контраста изменялись от 0,03 вдоль сосуда до 0,2 в областях между сосудами. Скорость тока крови в данном случае была оценена величиной около 1 см/с.

Установление связи контраста спекл-поля со скоростью кровотока было предметом многих теоретических и эксперимен-

тальных исследований. Для лоренцовского профиля распределения скоростей было установлено, что контраст спекл-поля определяется как

$$\sigma_{sp} = \left\{ \frac{\tau_c}{2T} [1 - \exp(-2T/\tau_c)] \right\}^{1/2}.$$

Здесь  $T$  – время экспозиции;  $\tau_c$  – время корреляции флуктуаций интенсивности в спекл-поле.

Для гауссовского профиля распределения скорости контраст спеклов определяется как

$$\sigma_{sp} = \left\{ \frac{\sqrt{\pi}\tau_c}{2T} \operatorname{erf}(T/\tau_c) \right\}^{1/2}.$$

Оба эти уравнения позволяют получить схожие кривые для зависимости  $\sigma_{sp}(T/\tau_c)$ , (рис. 2.7).

На следующем шаге обработки спеклограмм было необходимо установить соотношение между временем корреляции  $\tau_c$  и некоторой «типичной» скоростью. Для этого Бриерсом был предложен простой подход, при котором скорость декорреляции  $v_c$  определяется следующим образом:

$$v_c = \frac{\lambda}{2\pi\tau_c}.$$

При использовании в экспериментальной схеме гелий-неонового лазера формула выглядит так:

$$v_c = \frac{0,1}{\tau_c} \mu\text{ms}^{-1}. \quad (2.1)$$

Приведенные упрощенные формулы являются приближением и имеют силу только для случайного распределения скорости в ткани со средним ее значением, равным 0, и равными вероятностями положительных

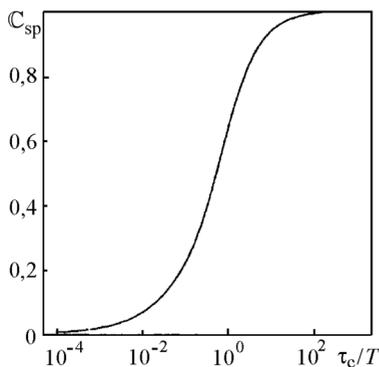


Рис. 2.7. Изменение контраста спекл-поля в зависимости от отношения времени корреляции к времени экспозиции для лоренцовского профиля распределения скорости

и отрицательных скоростей. В случае малых движений твердого тела спеклы перемещаются вместе с объектом и их декорреляция не происходит. Однако в каждой отдельной точке наблюдения интенсивность такого перемещающегося спекл-поля будет изменяться. Вследствие этого при съемке спекл-поля с некоторой временной экспозицией на результирующей фотографии будет наблюдаться пониженный контраст спекл-поля. Уравнение для контраста спекл-поля в случае поперечного движения приведено Бриерсом и Вебстером в [38]

$$\sigma_{sp} = \left\{ \frac{\sqrt{I}}{T} \int_0^T \left( \frac{2J_1(\pi\nu\tau/F\lambda)}{\pi\nu\tau/F\lambda} \right) d\tau \right\}^{1/2},$$

где  $\nu$  – нормальная к линии наблюдения компонента скорости;  $J_1$  – функция Бесселя и  $F$  – диафрагма объектива, используемого для съемки.

Снижение контраста спекл-поля происходит в силу ряда причин. Одной из них является сложение спекл-поля с фоновым излучением, которое может быть как когерентно со спекл-полем, так и некогерентно. Как определил Бриерс, если отношение интенсивности фона к средней суммарной интенсивности спекл-поля и фона есть величина  $\rho_{sp}$ , то контраст спекл-поля в данном случае определяется по формуле

$$\sigma_{sp} = \sqrt{1 - \rho_{sp}^2}.$$

Контраст спекл-поля может быть связан с функцией плотности вероятности (ФПВ) распределения интенсивности излучения в спекл-поле. ФПВ для интенсивности в случае полностью развитого спекл-поля есть отрицательная экспоненциальная функция

$$p_I(I) = \frac{1}{I} \exp\left(\frac{-I}{\langle I \rangle}\right).$$

Это статистическое распределение суммируется точечным приемником, что приводит к значению контраста  $\sigma_{sp} = 1$ . Приблизительно ФПВ для приемника конечного размера определяется следующим уравнением:

$$p_I(I) = \frac{\left(\frac{IM}{\langle I \rangle}\right)^M \exp - \frac{IM}{\langle I \rangle}}{\Gamma(M)}.$$

$M$  здесь может быть интерпретировано как множество ячеек корреляции спеклов в пределах апертуры измерения. Размер ячейки корреляции можно интерпретировать как размер спекла. Контраст спеклов для такой области равен

$$\sigma_{sp} = 1/\sqrt{M}.$$

Бриерс показал, что такой же эффект происходит, когда динамическое спекл-поле, полученное от движущегося рассеивателя, зарегистрировано с некоторой конечной экспозицией. В этом случае малое значение  $M$  соответствует полностью развитому спекл-полю и низкой скорости рассеивателей, а большое  $M$  соответствует высокой скорости рассеивателей. Данный вывод был подтвержден Бриерсом при изучении поведения модельных и реальных спекл-полей, полученных при рассеянии излучения от вращающегося шероховатого диска.

Дальнейший прогресс в технике измерений был связан с использованием регистрации на ПЗС-камеры. Таким образом, версия метода в квазиреальном времени с одной экспозицией, реализованная в работах [37–39], заменила первоначальную схему двухступенчатой оптической обработки с прямой цифровой обработкой изображений. Поскольку термин «фотография» здесь уже не годится, Бриерс и Вебстер предложили назвать этот метод «Анализ Контраста Спеклов». В последующих публикациях Бриерса [42; 43] этот метод был назван как LASCA (Лазерный анализ контраста спеклов, ЛАКС).

В экспериментах с регистрацией спекл-полей в квазиреальном времени [42; 43] авторы использовали одноцветную ПЗС-камеру с размером изображения  $6,4 \times 4,8$  мм, содержащую ячейки размером  $9,2 \times 16,8$  мкм в сочетании с фреймграббером. Время экспозиции здесь составляло 0,04 с, ожидаемая скорость движения крови была 100–300 мм/с. Процедура обработки состоит из выбора окна размером  $n \times n$  пикселей, где  $n$  – нечетное

число, выбираемое пользователем, вычисления контраста спекл-поля в данном окне и присвоения значения этого контраста точке в середине окна для последующей записи в новый массив.

Контраст определялся как отношение среднеквадратичного отклонения изменения интенсивности к средней интенсивности. Затем окно перемещался на 1 пиксель и расчет повторялся. Потом значения контраста преобразовывались в шкалу серого или в псевдоцветную шкалу и отображались на мониторе в виде поля контраста и следовательно поля скорости крови. Контраст спекл-поля, рассчитанный в этих измерениях, достигал 0,6. Авторы отметили, что возможной причиной снижения контраста являлось сложение окружающего светового фона со спекл-полем. Непроизвольные движения тела могут также приводить к снижению контраста.

Дальнейшее усовершенствование техники привело к созданию метода ЛАКС, который регистрирует кровотоки в режиме квазиреального времени [42; 43]. Прогресс в программном обеспечении позволил снизить время обработки до одной секунды, что обеспечило работу метода в режиме реального времени для получения изображения капиллярного кровотока.

### ***2.3.3. Методики измерения кровотока в работах японских научно-исследовательских групп***

Профессор Тошимицу Асакура (Университет провинции Хоккайдо, Япония) является одним из пионеров в области использования лазерных спеклов для измерения кровотока в биотканях и автором самого термина «биоспеклы». Его группа начала использовать технику динамических спекл-полей для оценки микроциркуляции одной из первых [44–61]. В этих работах также впервые использовались оптоволоконные датчики. Зондирующее излучение направлялось на исследуемую биоткань через многомодовое оптическое волокно, а рассеянное излучение собиралось через одномодовое волокно и направлялось на фотоприемник. Для характеристики интенсивности капиллярного кровообращения крови был введен удобный параметр, HLR:

$$\text{HLR} = \frac{|V_h|^2}{|V_l|^2},$$

где  $|V_h|^2$  и  $|V_l|^2$  – мощность определенных высоких и низких компонент частоты сигнала спекл-поля, полученных через соответствующие полосовые фильтры. Измерения показывают, что наклон кривой HLR **отражает уровень капиллярного кровообращения** крови в ткани при исследовании. Как было отмечено, динамика спеклов отражает статистические характеристики микроциркуляции, но не позволяет непосредственно измерить величину скорости. При изучении капиллярного кровообращения во внутренних органах Айзу и Асакурой были получены различные формы кривой HLR. **Они ввели другой полезный эмпирический параметр, средняя частота  $\langle f \rangle$** , который определяется как

$$\langle f \rangle = \frac{\sum_{(i)} f_i P_i}{\sum_{(i)} P_i},$$

где  $P_i$  – мощность сигнала на частоте  $f_i$ . Айзу и Асакура в данном случае использовали подобную оптическую систему для измерения скорости тока крови в ретине. Здесь биоспекл-поля наблюдались при рассеянии лазерного излучения биотканями глазного дна человека. Флуктуация интенсивности биоспекл-полей происходила вследствие циркуляции крови в ретине и в хориоидальном слое. В этом случае излучение гелий-неонового лазера освещает несколько расширенную область ретины. Биоспекл-поле может наблюдаться в обеих плоскостях: изображения и дифракции. Если флуктуации биоспеклов обнаруживаются в плоскости дифракции при использовании детектирующей апертуры с узкой диафрагмой, то спектр мощности сигналов спекл-полей отражает полную картину различных токов крови в освещенной области в связи с тем, что происходит наложение световых полей, рассеянных от каждой точки в освещаемой области.

Обнаружение флуктуаций биоспеклов в плоскости изображения позволяет определить скорость тока крови в ретине. Флук-

туации интенсивности этих биоспеклов определяются с помощью фотоумножителя. Полученное время корреляции было линейно пропорционально средней скорости потока. Степень пропорциональности данной зависимости была проверена в экспериментах *in vitro* с использованием моделирования кровотока в стеклянных капиллярах различных диаметров. Были выполнены как медицинские, так и физиологические эксперименты для того, чтобы исследовать степень применимости данной методики.

Японский исследователь профессор Х. Фуджи [47] в 1985 г. впервые использовал цифровые ПЗС-линейки для регистрации динамических биоспеклов (рис. 2.8).

В этой экспериментальной установке поверхность кожи освещалась лазерным ножом, формируемым цилиндрической линзой. Рассеянное излучение регистрировалось ПЗС-линейкой с 256 элементами. Для получения поля течения использовалась механическая система сканирования. В память микрокомпьютера была возможность записать до 128 таких изображений. Была оценена средняя разность (СР) интенсивностей в каждой точке динамического спекл-поля

$$D(n) = \sum_{k=1}^N \left( \frac{|I_k(n) - I_{k+1}(n)|}{|I_k(n) + I_{k+1}(n)|} \right). \quad (2.2)$$

Здесь  $k$  – номер изображения в последовательности  $k = 1, \dots, N$ ;  $n$  – номер пикселя ( $n = 1, \dots, 256$ ). Оценка согласно уравнению (2.2) подобна оценке с помощью структурной функции, которая использовалась ранее той же группой для описания флуктуаций в случайных средах. Так как флуктуации излучения велики в областях, где уровень кровотока велик, значение СР пропорционально интенсивности капиллярного кровотока. Измеряя значение СР для каждого пикселя, было получено изображение тока крови вдоль линии. Интервал времени между

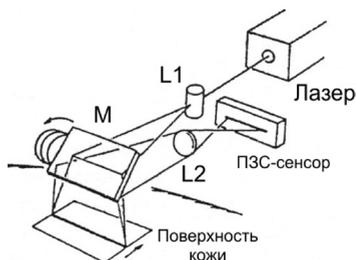


Рис. 2.8. Схема сканера профессора Фуджи [47]

двумя последовательными изображениями изменялся от 1 до 5 мс.

При использовании сканирующей системы, показанной на рис. 2.8, были получены двумерные карты капиллярного кровообращения. Эта методика была впоследствии развита для визуализации как кровотока в тканях, так и кровотока в ретине и названа «лазерной спекл-флоуграфией» (ЛСФ).

Было установлено, что для ЛСФ в ретине значение СР не является линейно пропорциональным скорости крови. Чтобы дать более правильное описание, в [44] была введена другая величина, степень размытости (BR)

$$BR_{k,j} = \frac{\langle I_{k,j} \rangle}{(1/N) \sum_{n=1}^N |I_{k,j} - \langle I_{k,j} \rangle|}$$

Эта величина является обратной контрасту спекл-поля. Для зондирования биотканей в этих экспериментах использовался лазерный диод ( $\lambda = 830$  нм,  $W = 30$  мВт). Размер лазерного пятна на поверхности ретины составлял  $1,5 \times 1,5$  мм. Распределение интенсивности в изображении спекл-поля было записано со скоростью 600 кадров/с с помощью специального сканнера ( $100 \times 100$  пикселей размером  $25 \times 2$  мм фирмы Кэнон). Для обработки изображения (1 Мб) на ЭВМ требовалось 6 с. Дальнейшее развитие аппаратных средств ЭВМ позволило уменьшить время вычисления BR до 62 мс для серий из 32 кадров, и, следовательно, создать систему, работающую в реальном масштабе времени со скоростью 16 кадров/с.

#### ***2.3.4. Измерители кровотока по методике доктора Б. Рута***

Доктор Бернارد Рут (фирма Сименс, Германия) измерял кровоток путем регистрации временных изменений интенсивности спекл-полей, фиксируемых с помощью фотоумножителей в отдельных точках. Такая методика широко использовалась ранее для измерения скорости движения шероховатых технических

объектов [62–69]. Так, в экспериментах [62] лазерный луч был сфокусирован на поверхность биоткани, и полученные спекл-поля были зафиксированы фотоумножителем с апертурой диаметром несколько меньше, чем средний размер спекла. Сигнал  $I(t)$  фотоумножителя зависел от времени и величина  $v$ , получалась из  $I(t)$  по простой формуле

$$v = \left( \int \left| \frac{dI(t)}{dt} \right|^2 dt \right)^{1/2}.$$

Измерения на коже руки при обработке данных таким способом показали наличие дополнительного движения биоткани как целого со скоростью, близкой к скорости кровотока. Б. Рутом была разработана специальная система фильтрации сигнала, позволившая улучшить чувствительность метода к изменениям кровотока. Кровоток при этом определялся через некоторую среднюю частоту  $B$ , называемую параметром тока крови

$$B = \int_0^{\infty} \omega^2 P(\omega) d\omega,$$

где  $P(\omega)$  – спектр мощности изменений интенсивности спекл-поля  $I(0, t)$ .

Согласно определению, этот спектр мощности есть квадрат фурье-спектра флуктуаций интенсивности

$$P(\omega) = |F[I(t)]|^2 = 4 \left| \int_0^{\infty} I(t) \exp(-2\pi i \omega t) dt \right|^2. \quad (2.3)$$

Спектр мощности может быть разделен, согласно уравнению (2.3), на три части:

$$P(\omega) = P_1(\omega) + P_2(\omega) + P_{12}(\omega),$$

где часть  $P_{12}(\omega)$  зависит как от «кровоной», так и «тканевой» составляющей спектра флуктуаций интенсивности.

Согласно теореме Винера–Хинчина, спектр мощности временных флуктуаций интенсивности получается путем преобразования Фурье от его автокорреляционной функции:

$$P(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} R_I(0, \tau) \exp(-2\pi i \omega \tau) d\tau,$$

где

$$R_I(0, \tau) = \langle I(0, t) I(0, t + \tau) \rangle = \langle I \rangle [1 + \gamma_{\Delta I}(0, \tau)].$$

Для частного случая гауссовой автокорреляционной функции

$$\gamma_{\Delta I}(0, \tau) = \exp\left(-\frac{\tau^2}{\tau_c^2}\right)$$

спектр мощности может быть выражен через характерное время флуктуаций интенсивности спеклов  $t_c$ :

$$P(\omega) = \langle I \rangle^2 [\delta(\omega) + \sqrt{\pi} \tau_c \exp(-\pi^2 \tau_c^2 \omega^2)]. \quad (2.4)$$

В более общем виде уравнение (2.4) может быть заменено следующим:

$$B' = \int_0^{\infty} T^2(\omega) P(\omega) d\omega.$$

В ходе калибровочных экспериментов были получены несколько весовых функций  $T(\omega)$ , которые позволили достичь одновременно высокой чувствительности при изменении тока крови и уменьшить влияние произвольных движений ткани [69].

### ***2.3.5. Измерения микроциркуляции по методикам группы профессора В. В. Тучина***

Группа профессора В. В. Тучина (Саратовский университет, Россия) [70–72] провела большой цикл исследований статистики биоспекл-полей применительно к диагностике биотканей. В этих работах, в частности, использовался статистический анализ второго порядка для флуктуаций интенсивности биоспеклов, зарегистрированных в определенной точке наблюдения. Для описания автокорреляционных функций были введены новые параметры, более чувствительные к высокочастотным компонентам флуктуаций интенсивности спеклов [71]. Нормализованная автокорреляционная функция флуктуаций интенсивности демонстрирует следующую тенденцию ее спада для малых временных масштабов:

$$\gamma_{\Delta I}(\tau)|_{\tau \rightarrow 0} \rightarrow 1 - \alpha_I |\tau|^{\beta_I},$$

где  $\alpha_I$  и  $\beta_I$  – параметры, которые могут иметь различные значения для различных интервалов автокорреляционной функции, получаемой как сумма вкладов нескольких процессов с различными характерными временами.

Структурная функция [72] более чувствительна к кратковременным флуктуациям интенсивности; это может быть представлено как

$$S_I(\tau) = \langle |I(t + \tau) - I(t)|^2 \rangle = CT^{2-\beta_I} |\tau|^{\beta_I},$$

где параметр  $T$  определяет интервал между двумя точками на временном ряде интенсивности, для которого средний наклон соответствующих хорд равен 1.

Экспериментальная установка для мониторинга тканей представлена на рис. 2.9. Луч одномодового гелий-неонового лазера мощностью 2 мВт коллимировался телескопической системой 2. Микрообъектив 3 фокусировал луч в пятно с диаметром порядка 5 мкм. Шаг сканирования был выбран также равным 5 мкм, частота перемещения была равна 1 кГц, что соответствует максимальной скорости сканирования порядка 5 мм/с. Спекл-поле регистрировалось фотоприемником 7 и после оцифровки обрабатывалось на ПЭВМ 9. В результате измерений определены параметры и для многих биотканей как в норме, так и при патологиях. Система оказалась весьма чувствительной для ранней диагностики патологий.

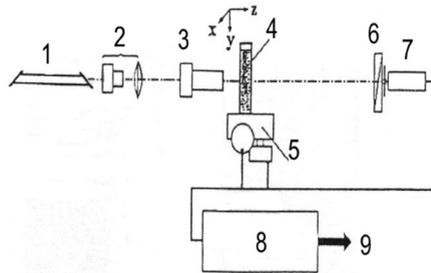


Рис. 2.9. Пространственный спекл-коррелометр для мониторинга биотканей [71]: 1 – He–Ne лазер; 2 – телескопическая система; 3 – микрообъектив; 4 – исследуемая ткань; 5 – двумерный сканер; 6 – поляризатор; 7 – фотумножитель с узкой диафрагмой; 8 – плата интерфейса; 9 – компьютер

**2.3.6. Разработки доктора физико-математических наук  
Л. В. Танина (ЗАО «Голографическая индустрия», г. Минск)  
в биомедицине**

Множество разработок д-ра физ.-мат. наук Л. В. Танина могут быть успешно применены в биомедицине. Эти разработки описаны как в монографиях авторов [72; 73], так и во многих оригинальных публикациях [74–81].

Так, в частности, Л. В. Танин предложил метод формирования  $m$ -кратно экспонированной голограммы, в которой между экспозициями поворачивается или система объект–голограмма ( $\Gamma$ ), или освещающий пучок на угол  $\Delta\alpha$  (рис. 2.10). Были голографически записаны интерферограммы черепа человека для случаев 2-, 3- и 4-кратной интерференции, полученные контурные полосы характеризуют рельеф поверхности (рис. 2.11).

Был разработан также лазерно-голографический комплекс (голографический кардиограф) для исследования состояния системы кровообращения человека. В основу голографического кардиографа положена гипотеза о возможном участии механических колебаний мышечных и кожных покровов грудной клетки по всей ее площади в получении голографической интерферограммы данной области обследуемого. Используя двухимпульсный режим лазера на рубине и синхронизировав процесс записи голограмм области грудной клетки в различных

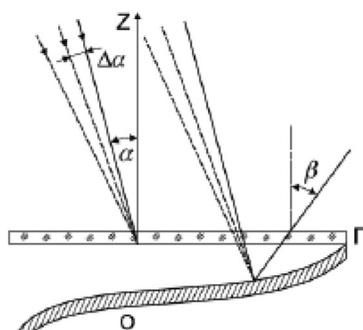


Рис. 2.10. Схема многокурсового метода получения голограммы [74]

фазах сердечного цикла, регистрировались соответствующие голографические интерферограммы (рис. 2.12). Показана возможность определения не только величин, но и относительных направлений перемещений точек исследуемой поверхности при использовании схемы записи и восстановления голограмм с двумя пространственно разделенными опорными пучками.

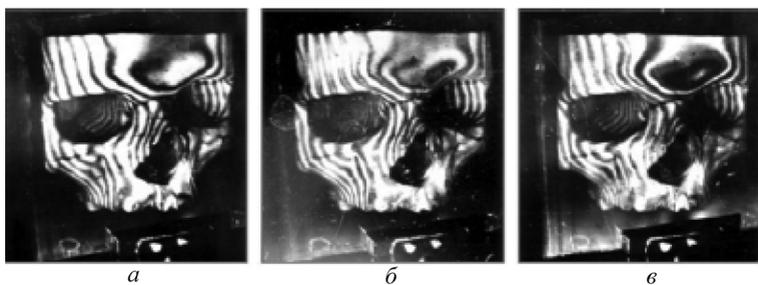


Рис. 2.11. Контурные карты черепа человека для случаев 2- (*а*), 3- (*б*) и 4-кратной (*в*) интерференции [73; 76]

Были также предложены спекл-оптические методы, которые позволяют определить такие характеристики объектов, вызывающих дифракцию или рассеивание излучения, как степень шероховатости, рельеф, смещение, распределение деформаций, скорость, время релаксации процессов с использованием экспериментальной техники двухэкспозиционной спекл-фотографии и спекл-интерферометрии (рис. 2.13).

Теоретически рассмотрена корреляция спекл-полей в двух произвольных точках пространства изображений. Было пока-

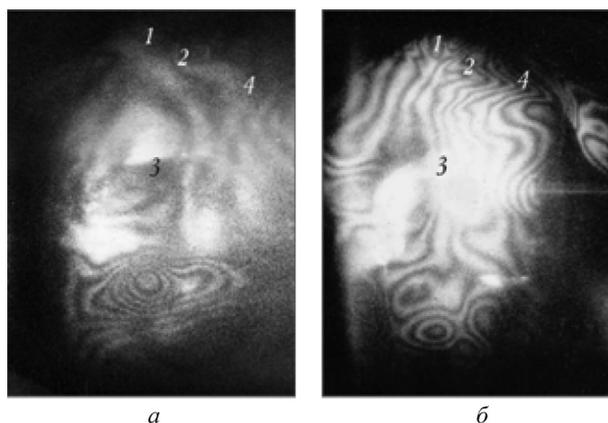


Рис. 2.12. Голографические интерферограммы грудной клетки человека, полученные в двоярном режиме генерации рубинового лазера: *а* – интервал между импульсами 300 мкс; *б* – интервал между импульсами 400 мкс [73]

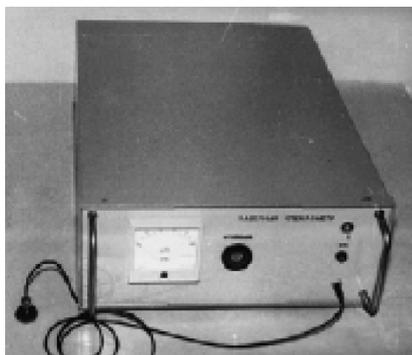


Рис. 2.13. Опытный образец лазерного спеклометра [79]

зано, в частности, что декорреляция спекл-полей, вызываемая продольным смещением, наступает гораздо медленнее, если их регистрацию осуществлять не в фиксированной плоскости, как производилось до сих пор, а в плоскостях, сопряженных с исходным и смещенным положениями объекта. Были получены зависимости оптимального рас-

пределения плоскостей регистрации при наличии расфокусировки во время первой экспозиции. Экспериментально исследована возможность получения спекл-интерферограмм, соответствующих продольным смещениям объекта, превышающим глубину резкости объектива.

Также Л. В. Таниным предложен способ определения деформаций диффузных объектов, основанный на явлении когерентного сложения двух случайных спекл-полей. Преимуществом способа является расширение возможностей за счет измерения величины и направления быстро изменяющихся деформаций, увеличения диапазона измеряемых деформаций, а также деформаций объектов с изменяющейся микроструктурой поверхности. Пример спекл-интерферограммы такого рода представлен на рис. 2.14.

Был разработан спекл-метод, основанный на подсчете числа флуктуации интенсивности в единицу времени. В ходе выполнения данных исследований изучена зависимость скорости мышечного сокращения от времени. Длительность одиночного сокращения составляет 200–300 мс, из которых около 40 мс приходится на процесс активного сокращения. Максимальная скорость сокращения примерно в 3 раза превосходит скорость расслабления и развивается за 20–25 мс. Увеличение внешней нагрузки приводит к примерно пропорциональному уменьшению скорости сокращения.

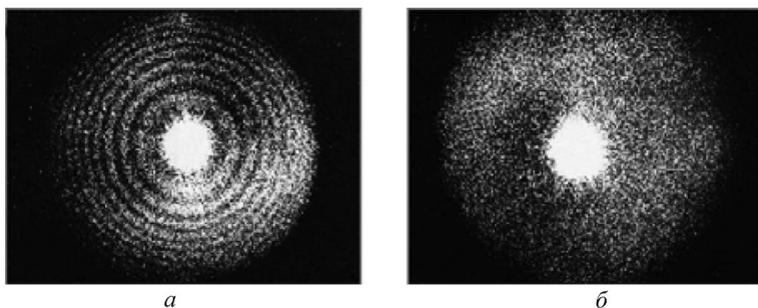


Рис. 2.14. Спекл-интерферограммы, соответствующие продольному смещению объекта, превышающему глубину фокуса объектива:  $a - \Delta d = 4000$  мкм;  $\Delta p = 6000$  мкм;  $b - \Delta d = 4000$  мкм;  $\Delta p = 0$  [75]

Проведена серия исследований сократительной активности скелетных мышц человека с целью выявления наиболее чувствительных параметров спектра флуктуаций интенсивности динамического спекл-поля, несущих информацию о функциональном состоянии мышц. Исследованы такие величины, как мощность спектра флуктуаций, средняя частота, дисперсия частоты, полуширина спектра, отношение амплитуд на разных частотах и т. п. Установлено, что с возрастанием изометрической нагрузки, прилагаемой к двуглавой мышце плеча, мощность и средняя частота спектра возрастают вплоть до 80 % от максимально развиваемого данным пациентом усилия. Дальнейшее увеличение нагрузки приводит к снижению колебательной активности мышц, что, по-видимому, связано с усталостью мышц, о чем свидетельствует уменьшение мощности и средней частоты спектра.

Характерный график зависимости мощности спектра флуктуаций интенсивности спекл-поля от величины приложенной нагрузки представлен на рис. 2.15, *a*. Для сравнения на рис. 2.15, *б* представлена зависимость величины спектра биоэлектрической активности двуглавой мышцы плеча от приложенной нагрузки, что соответствует результатам, полученным для звуковой миографии.

Под руководством Л. В. Танина выполнен большой объем исследований по биомедицинской тематике. Проведенные иссле-

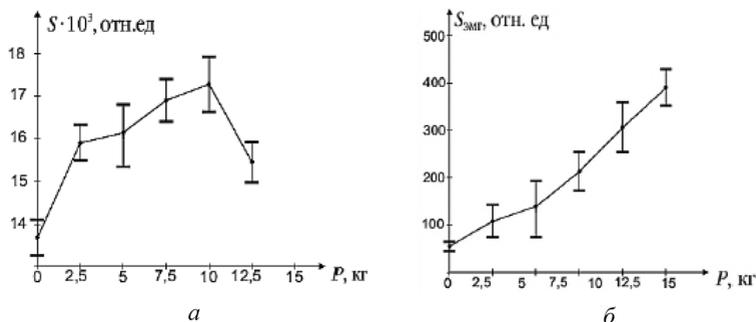


Рис. 2.15. Зависимость мощности спектра флуктуаций интенсивности спекл-поля от величины нагрузки, приложенной к двуглавой мышце плеча (а); зависимость величины спектра биоэлектрической активности двуглавой мышцы плеча  $S_{эмг}$  от приложенной нагрузки (б) [73]

дования позволили разработать новый неинвазивный метод определения биомеханических характеристик скелетных мышц человека – метод спекл-оптической миографии. Он дает возможность получить дополнительную информацию о колебательной активности мышц, степени их сократимости путем регистрации амплитудно-частотных параметров спектров флуктуации интенсивности рассеянного кожным покровом излучения, которую не удастся получить с помощью традиционного метода электромиографии. С помощью лазерного спеклометра проведены исследования микрогемодинамики кожных покровов при различном функциональном состоянии, а также исследования по составлению микрогемодинамических карт кожного кровотока. Производилось сканирование приемно-осветительной головкой лазерного спеклометра изучаемого участка кожного покрова размером  $40 \times 50$  мм<sup>2</sup> на тыльной поверхности кисти испытываемого пациента и регистрировались информативные параметры, отражающие состояние кровотока, что позволило оценить состояние поверхностного кровотока в норме и при искусственно вызванной гиперемии на данном участке кожи. Установлено, что для оценки состояния кожной микрогемодинамики могут быть достаточно эффективно использованы

следующие параметры: средняя частота спектра; площадь, охватываемая спектром; коэффициент асимметрии спектра; отношение уровней спектральной плотности мощности на высокой и низкой частотах; отношение средней частоты спектра к асимметрии. Показано, что разные параметры могут характеризовать различные звенья микроциркуляторного процесса. Предполагается, что средняя частота спектра в большей степени отражает скорость кровотока, а величина площади под спектральной кривой – емкость капиллярного русла, степень открытия капилляров.

### ***2.3.7. Системы цифровой регистрации биоспекл-полей в БГМУ и ИТМО НАН Беларуси***

В настоящее время большое количество твердотельных матриц различного типа преобразуют регистрируемое излучение в электрический сигнал в каждой элементарной ячейке мегапиксельной матрицы. Такие матрицы используются для прямого ввода цифрового изображения в память ПЭВМ. Изображение в каждом пикселе камеры формируется принимающей оптикой ПЗС-камеры как результат суммарного рассеяния на частицах в некоем малом объеме в телесный угол  $\Omega$ . Интенсивность излучения, поступающего на пиксель в течение открытого (рабочего) состояния пикселя, преобразуется в заряд, величина которого пропорциональна общему количеству поступивших на пиксель фотонов, и считывается в память ЭВМ или на промежуточный носитель в течение закрытого состояния пикселя. Характерной особенностью ПЗС-элементов является возможность накопления значительного заряда  $(10 \dots 100) \cdot 10^3$  электронов, что и обеспечивает большой динамический диапазон измерений интенсивности излучения ПЗС-структурами. Источниками шума при таких измерениях являются темновой ток, обусловленный тепловыми эффектами в пикселе, шумы считывания сигнала, а также паразитные рассеяния на стенках каналов, на посторонних частицах и поверхностях, фоновое излучение при измерениях и т. п. Собственные шумы пикселей очень чувствительны к повышению

температуры и удваиваются при нагреве на 6–7 °С. Матрицы с криогенным охлаждением обладают чрезвычайно низким собственным шумом, вплоть до 1 электрона в секунду на пиксель. Шумы считывания в телевизионном стандарте могут достигать нескольких сотен электронов на пиксель за период считывания заряда. При оптимизации процесса считывания и использовании электронно-охлаждаемых элементов за счет эффекта Пельтье, шумы считывания также могут быть уменьшены до нескольких электронов на пиксель за время считывания заряда. Таким образом динамический диапазон измерений интенсивности излучения может достигать 16 бит на пиксель, что соответствует регистрации 65000 градаций интенсивности в каждой ячейке. Главной особенностью современной ПЗС-матрицы является большое число чувствительных элементов. Размер пикселей в настоящее время меньше  $10 \times 10$  мкм и, соответственно, число пикселей более 100 на миллиметр, что уже соответствует пространственному разрешению высокочувствительных фотоэмульсий и уступает немногим более чем на порядок низкочувствительным голографическим эмульсиям.

Суммируя вышесказанное, следует отметить, что ПЗС-камера является наиболее важной и существенной частью экспериментальной установки, которая в основном определяет качество получаемой экспериментальной информации и возможность ее последующей обработки. При создании и модернизации экспериментальных стендов, которые будут описаны ниже, последовательно были использованы три разных типа ПЗС-камер. Ниже будут рассмотрены их основные характеристики, достоинства и недостатки.

Блок-схема экспериментальной установки ИТМО НАН Беларуси представлена на рис. 2.16. При исследованиях мягких биотканей *in vivo* спекл-поле возникает при рассеянии лазерного излучения на движущихся эритроцитах. В качестве лазера использовался гелий-неоновый лазер фирмы Melles Griot мощностью 8 мВт, работающий на длине волны 0,63 мкм. Получаемое динамическое биоспекл-поле регистрировалось ПЗС-камерой фирмы JAI Corp. (Япония) или цифровым фотоаппаратом FUJI FinePix S2Pro.

Важной задачей экспериментов является также установление калибровочной зависимости, характеризующей взаимосвязь контраста динамического спекл-поля со скоростью рассеивателей, которые его генерируют (рис. 2.17).

Установление зависимости такого рода для простейшего случая вращающегося матового диска позволит перейти к количественному анализу динамики реальных спекл-полей, генерируемых, в частности, движущимися эритроцитами. В автокорреляционном анализе рассчитывался контраст спекл-поля в каждой подзоне.

Время вычислений составляло около 100 мс, что обеспечивало режим реального времени с частотой около 10 Гц. Примеры результатов обработки динамических спекл-полей приведены на рис. 2.18.

Рис. 2.18, *а* и 2.18, *б* содержат изображения спекл-полей, полученных при «мгновенной» (10 мкс) и удлиненной (1/60 с) экспозициях. На рис. 2.18, *в* отчетливо видно «размытие» спекл-поля, приводящее к изменению его контраста, величина которого, как было отмечено выше, обратно пропорциональна усредненной скорости движения спеклов в анализируемой области («подзоне»). Рис. 2.18, *в* и 2.18, *г* содержат результаты кросскорреляционного анализа и анализа контраста соответственно. На рис. 2.18, *в* показаны локальные смещения спекл-поля, полученные при анализе кросскорреляционной функции. Полученный профиль скорости с хорошей точностью является линейным, что соответствует выбранной модели движения. Измерения скорости осуществляются одновременно в 88 точках («подзонах»), что обеспечивает получение двумерной информации одновременно по всему полю движущегося генератора спекл-поля.

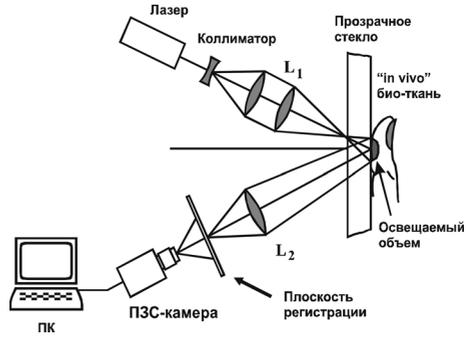


Рис. 2.16. Блок-схема для исследования процессов переноса в мягких биотканях

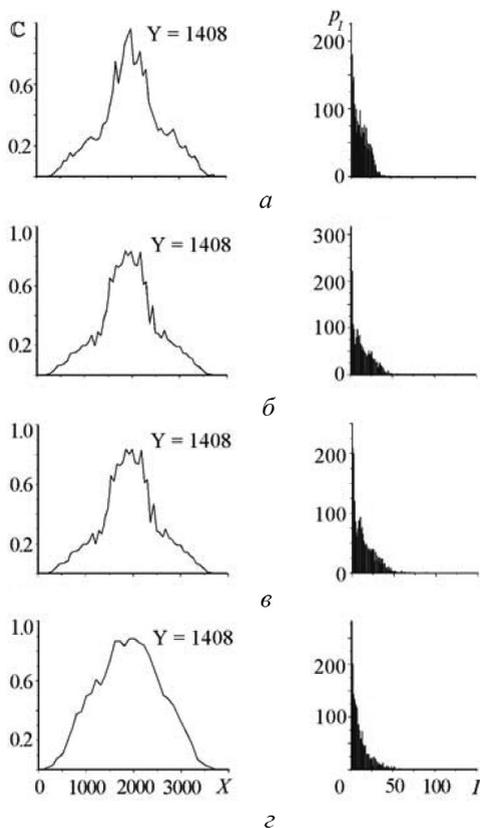


Рис. 2.17. Распределение контраста спекл-поля по ПЗС-ячейкам (слева) и гистограммы этого распределения (справа). Диафрагмы во время съемки: *а* – 1,8; *б* – 5,6; *в* – 8; *з* – 22

Несколько меньшую точность, но значительно более высокое временное разрешение обеспечивается в одноэкспозиционном режиме (рис. 2.18, *з*). Интенсивность серого цвета на черно-белой шкале соответствует контрасту спекл-поля на этом рисунке. Эти данные также показывают линейное возрастание скорости от центра к периферии и могут служить как для количественных измерений (с несколько меньшей точностью, чем в двухэкспозиционном режиме), так и для непосредственной ви-

зуализации поля скоростей без последующей обработки полученных данных.

Крестики показывают усредненное смещение спеклов за время между экспозициями, а сплошные линии являются изолиниями этих смещений. По результатам данных исследований была построена калибровочная зависимость, связывающая величину контраста динамического спекл-поля со смещением спеклов в исследуемой области за время экспозиции. Цифровая спекл-фотография позволяет получать и регистрировать непосредственно в памяти ПЭВМ огромные массивы экспериментальной информации. О ее объеме можно составить впечатление с учетом того, что в каждом квадратном миллиметре спекл-поля содержится около миллиона элементарных гранул излучения – спеклов, которые изменяются во времени с частотами, характерными для исследуемой среды. Для биотканей эти частоты составляют от 1 Гц до нескольких кГц, обеспечивая потоки информации в несколько Гигабит в секунду ( $10^9$  Бт/с) с каждого квадратного миллиметра исследуемой ткани.

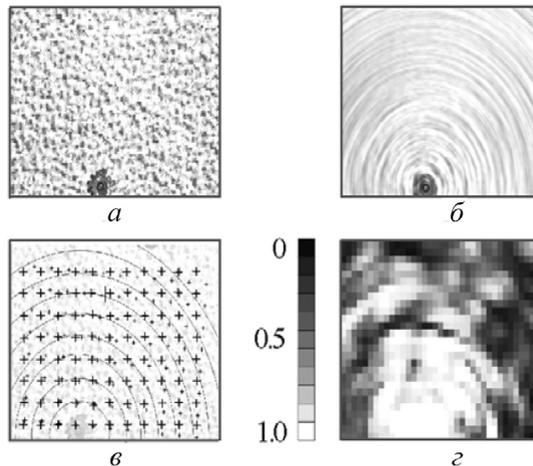


Рис. 2.18. Примеры экспериментальных результатов по исследованию вращающегося диска (вид вращающегося диска и результаты обработки данных методами кросскорреляционного и автокорреляционного анализа)

Наиболее просто о динамике спекл-полей судить по так называемой структурной функции

$$D_{I_1-I_2}(p, q) = \frac{NM}{(N-p)(M-q)} \left[ \frac{\sum_{n=1}^{N-p} \sum_{m=1}^{M-q} (I_1(n, m) - I_2(n+p, m+q))^2}{\sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^M I_1(n, m) I_2(n, m)} \right],$$

которая позволяет установить степень различия между двумя последовательными спекл-полями.

В качестве объекта исследования были выбраны различные участки кожи на человеческой руке. Размер исследуемой области составлял  $10 \times 15$  мм. Длительность экспозиции составляла  $1/20$  с, что позволяло проводить исследования сравнительно медленных флуктуаций кровотока. Для избежания произвольных движений исследуемый объект фиксировался с помощью предметного стекла. В первой серии экспериментов были получены спекл-поля для разных участков без приложения каких-либо физических нагрузок. Результаты восстановления распределения интенсивности кровотока приведены на рис. 2.19, 2.20 (см. цв. вклейку).

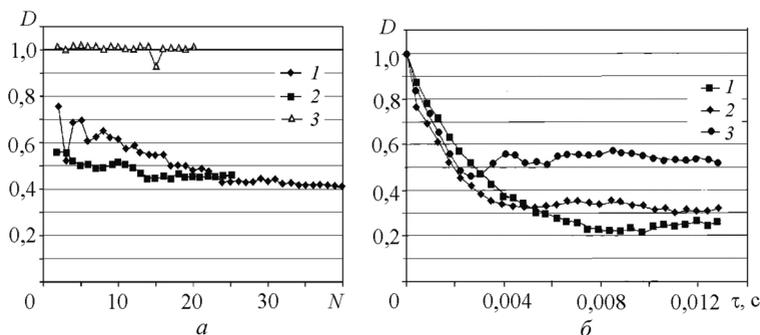


Рис. 2.19. Изменение структурной функции  $D$  во времени для различных биотканей:  $a$ : 1 – кровоток в биоткани *in vivo*; 2 – мякоть яблока; 3 – бетон (для контроля) (по горизонтали – число кадров);  $б$ : 1–3 – участки кожи человека (на руке) с различной интенсивностью кровотока

Эти данные показывают, что в динамическом спекл-поле, генерируемом подкожным кровотоком, присутствуют очень высокие частоты, вплоть до 1–2 кГц.

Сравнение вышеприведенных результатов с данными, полученными другими исследователями, показывает удовлетворительное совпадение результатов, что свидетельствует о достоверности применяемой методики [82–88].

Другая серия экспериментов была связана с исследованием характера микроциркуляции крови при наложении физических воздействий (кратковременном сдавливании участка кожи среднего пальца руки) и последующем возвращении его в исходное состояние. На рис. 2.21 (см. цв. вклейку) приведены восстановленные по данным спекл-фотографии мгновенные распределения интенсивности для исследуемого участка кожи до и сразу после снятия физического воздействия.

Анализ снимков показывает, что кратковременное воздействие (сдавливание) приводит к некоторому ухудшению микроциркуляции крови, которая со временем восстанавливается до исходных значений. Дальнейшие исследования позволили установить, что скорость микроциркуляции крови в подкожных капиллярах исследуемых участков варьируется в пределах от 0 до 5 мм/сек.

Начальное формирование спеклов в биоткани происходит в ближней области, а при выходе рассеянного лазерного излучения из биоткани будет определяться оптической системой наблюдения.

## 2.4. Элементы теории дифракции

### 2.4.1. Изображение точечного источника света

Амплитуда в плоскости изображения  $\pi'$  дается фурье-образом круговой функции. Пусть диаметр объектива  $O$  равен  $2a$ , а положение произвольной точки  $P$ , в которой вычисляется амплитуда, определяется углом  $\nu$  (рис. 2.22). Введем обозначения

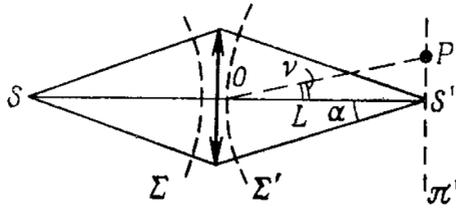


Рис. 2.22. Изображение точечного источника света

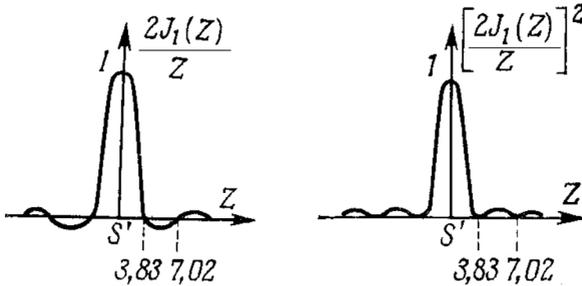


Рис. 2.23. Распределение амплитуды и интенсивности в картине дифракции на круглом отверстии

$Z = Kav$ ,  $K = \frac{2\pi}{\lambda}$ . Амплитуда в точке  $P$  будет равна действительной величине  $f(\nu) = \frac{2J_1(Z)}{Z}$ , где  $J_1(Z)$  – функция Бесселя первого порядка переменной  $Z$  (рис. 2.23).

Очевидно, что рассматриваемая дифракционная картина имеет круговую симметрию (ее называют кругом Эйри). В ней имеется очень яркое центральное пятно, окруженное последовательностью светлых и темных колец. Нетрудно видеть, что амплитуда нечетных светлых колец отрицательна. Угловым диаметром  $2\nu = \frac{2,44\lambda}{2a}$  центрального дифракционного пятна называют также угловым диаметром дифракционной картины.

### 2.4.2. Изображение точечного источника света при небольшой дефокусировке

Сместим плоскость наблюдения из  $\pi'$  в плоскость  $\pi''$ , отстоящую на расстояние  $\delta l$ ,  $\delta l \ll OS'$  (рис. 2.24).

Волны, дифрагированные различными точками волновой поверхности  $\Sigma$ , приходят в  $S'$  в фазе, а в точку  $S''$  с разными фазами. Максимальная разность хода  $\Delta$  в точке  $S''$   $\Delta = IS'' - OS''$ .

Можно показать, что  $\Delta = \delta l \frac{\alpha^2}{2}$ . Этой разностью хода и объясняется снижение качества изображения. Если требуется, чтобы дифракционная картина в точке  $S''$  практически не отличалась от дифракционной картины в точке  $S'$ , то величина  $\Delta$  должна быть значительно меньше  $\lambda$   $\delta l \ll \frac{2\lambda}{\alpha^2}$ .

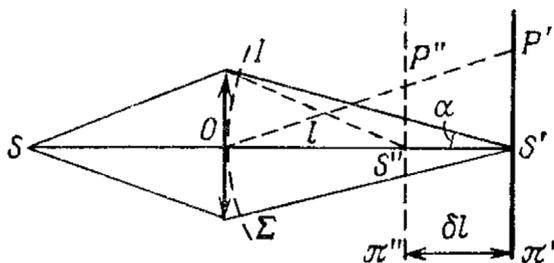


Рис. 2.24. Изображение точечного источника света при небольшой дефокусировке

### 2.4.3. Изображение двух монохроматических точечных источников света

Пусть  $S_1$  и  $S_2$  очень маленькие отверстия в непрозрачном экране. Экран освещается монохроматическим, некогерентным, однородным источником. Тогда можно считать, что эти отверстия практически представляют два одинаковых точечных источника (рис. 2.25).

**Первый случай:** на экран с отверстием падает свет лишь от элемента  $dS_0$  с центром в точке  $M$ . Волны, дифрагировавшие на отверстиях  $S_1$  и  $S_2$ , имеют разность хода  $\Delta = MS_1 - MS_2$  и соответ-

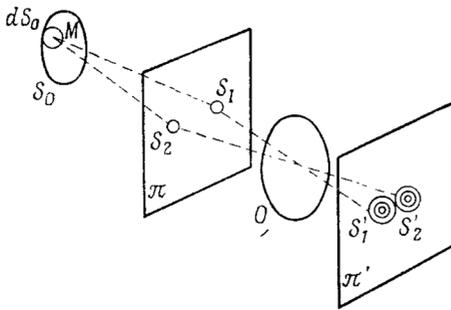


Рис. 2.25. Изображение двух точечных источников

ственно этому разность фаз  $\varphi = 2\pi\Delta / \lambda$ . Точечные отверстия, освещаемые элементом источника  $dS_0$  можно рассматривать как когерентные. Чтобы найти вид суммарной дифракционной картины в плоскости  $\pi'$  нужно сложить амплитуды световых колебаний, учитывая их разность фаз. Рассмотрим два

случая взаимного расположения источника и отверстий с учетом того, что волны приходят в плоскость  $\pi'$  в фазе и в противофазе.

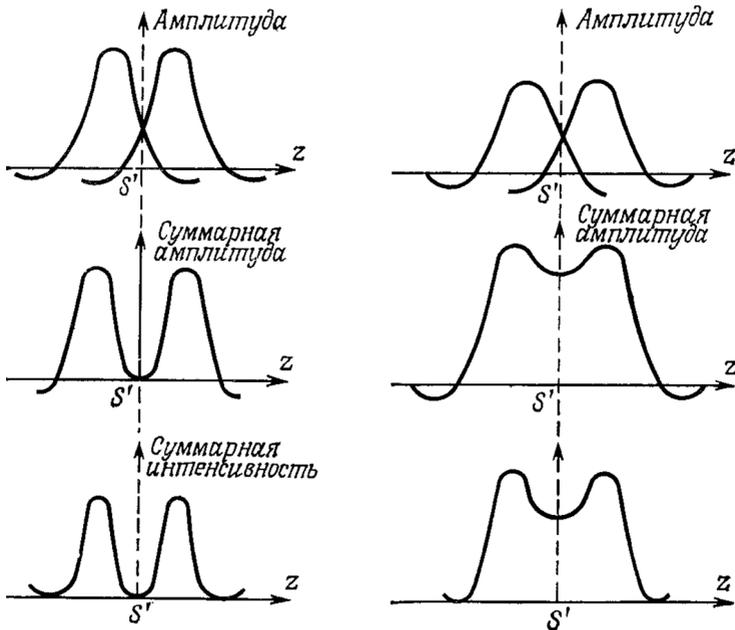


Рис. 2.26. Вид распределения интенсивности и амплитуды поля в зависимости от соотношения фаз волн

Таким образом видим, что результат существенным образом зависит от соотношения фаз суммируемых волн.

**Второй случай:** два отверстия  $S_1$  и  $S_2$  освещаются одновременно двумя элементами поверхности источника  $S_0$ , для которых сдвиг по фазе пусть также составляет  $0$  и  $\pi$ . В этом случае для получения результирующего распределения можно сложить интенсивности, поскольку разные элементы поверхности источника не являются когерентными между собой.

**Третий случай:** на экран с отверстиями падает излучение от всей поверхности источника  $S_0$ . Если разбить поверхность  $S$  на множество элементов  $dS$  и повторить рассуждения, то распределение интенсивности в плоскости  $\pi'$  будет иметь такой же вид, как и при суммировании интенсивностей для двух дифракционных изображений отверстий  $S_1$  и  $S_2$ . Распределение амплитуды в плоскости  $\pi'$  дается сверткой функции амплитуды дифракционной картины, создаваемой объективом  $O$ , с двумя дельта-функциями, соответствующими двум геометрическим изображениям  $S'_1$  и  $S'_2$  (рис. 2.26).

#### 2.4.4. Изображение большого числа монохроматических точечных источников, расположенных хаотически

В экране  $\pi$  имеется много одинаковых отверстий, расположенных хаотически (рис. 2.27).

**Первый случай:** отверстия  $S_1, S_2, S_3$  и т. д. расположены хаотически и освещаются только одним элементом  $dS_0$  с центром

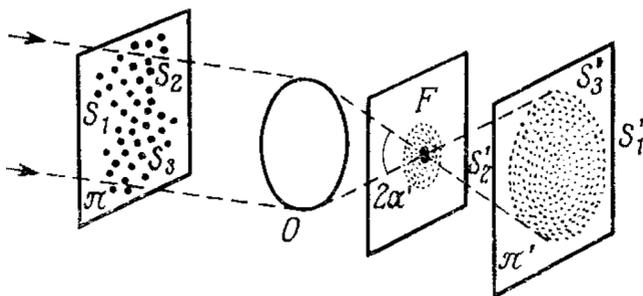


Рис. 2.27. Изображение большого числа хаотически расположенных источников

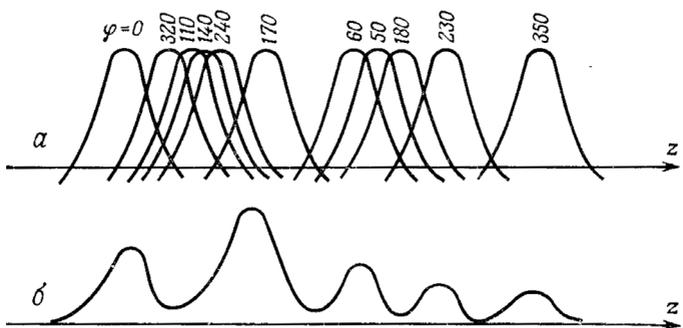


Рис. 2.28. *a* – кривые распределения амплитуды дифрагированных волн разными фазами; *б* – суммарное распределение интенсивности

в точке *M*. Они играют роль когерентных источников излучения. Каждому из них в плоскости изображения соответствует дифракционная картина с распределением амплитуды поля, показанным на рис. 2.28.

**2.4.5. Спектр большого числа  
когерентных точечных источников,  
образующих идентичные, одинаково ориентированные  
и хаотически расположенные пары**

Пусть в экране  $\pi$  (рис. 2.29) имеются совершенно одинаковые малые отверстия, объединенные в пары, которые мы обозначим через  $(S_{11}, S_{12}), (S_{21}, S_{22})$  и т. д. Расстояние между двумя отверстиями  $(S_{11}, S_{12})$  одной пары одинаково для всех пар и равно  $\xi_0$ .

Прямые, соединяющие отверстия одной пары  $S_{11}, S_{12}$ , параллельны одному и тому же выделенному направлению и, следовательно, параллельны друг другу. Пары отверстий расположены в плоскости  $\pi$  хаотически. Такой экран с парами отверстий можно получить простым смещением экрана с одиночными отверстиями  $S_{11}, S_{21}, S_{31}, \dots$  на расстояние  $\xi_0$  в его плоскости. Не рассматривая центральной области вокруг точки *F* и учитывая полученные ранее результаты, можно сказать, что спектр полного набора отверстий имеет такой же вид, как и спектр одной пары малых отверстий, но интенсивность его в *N* раз больше,

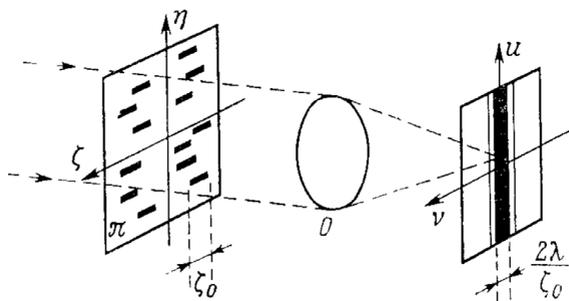


Рис. 2.29. Спектр экрана, содержащего хаотически расположенные пары отверстий

где  $N$  – число пар. Как известно, спектр двух малых отверстий состоит из полос Юнга, вытянутых в направлении, перпендикулярном прямой, соединяющей эти отверстия. Угловое расстояние между двумя соседними светлыми или темными полосами равно  $v = \frac{\lambda}{\xi_0}$  (рис. 2.30, см. цв. вклейку).

#### 2.4.6. Размеры спекл-структур

В результате суперпозиции возникает очень сложная система отдельных пятен, размер наименьших из которых примерно равен диаметру дифракционного пятна, формируемого объективом  $O$  при его освещении точечным источником излучения (рис. 2.31).

Если увеличить размеры участка  $dS_0$ , освещающего отверстия  $S_1, S_2, S_3$  и т. д., то источники  $S_1, S_2, S_3$  и т. д. станут частично

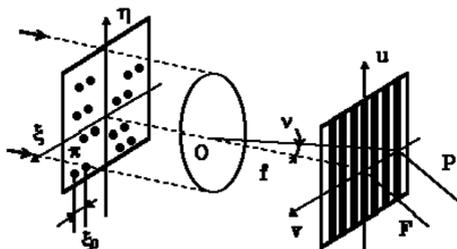


Рис. 2.31. Спектр экрана, содержащего хаотически расположенные пары отверстий

когерентными, и контраст спеклов уменьшится. А если отверстия  $S_1, S_2, S_3$  и т. д. осветить протяженным источником  $S_0$ , то контраст спеклов будет уменьшаться и в конечном итоге они уменьшатся до нуля.

Используя понятие дельта-функции, говорят, что спеклы представляют собой результат свертки амплитуды дифракционной картины, формируемой объективом  $O$ , со всеми дельта-функциями, соответствующими геометрическим изображениям  $S'_1, S'_2, S'_3$  и т. д. источников  $S_1, S_2, S_3$  и т. д.

Если источники некогерентны, то берется такая же свертка интенсивности дифракционной картины.

Представим точечные источники функцией  $D(\eta, \xi)$ . Экран, содержащий полный набор отверстий, можно представить сверткой

$$D(\eta, \xi) \otimes [\delta(\eta, \xi) + \delta(\eta, \xi - \xi_0)].$$

Спектр, соответствующий набору отверстий в экране  $\pi$ , вычисляется как фурье-образ свертки. Функция  $D(\eta, \xi)$  описывает диффузор, а ее фурье-образ  $\tilde{D}(\eta, \xi)$  – спекл-структуру, возникающую в фокальной плоскости. Фурье-образ суммы двух дельта-функций равен  $1 + \exp(j2\pi v \xi_0 / \lambda)$ . Без учета центральной области вокруг точки  $F$ , фурье-образ распределения амплитуд в плоскости экрана  $\pi$  будет равен

$$\tilde{D}(u, v)[1 + \exp(j2\pi v \xi_0 / \lambda)].$$

С точностью до постоянного множителя для интенсивности получим

$$I = |\tilde{D}(u, v)|^2 \cos^2 \frac{\pi v \xi_0}{\lambda}.$$

Из этого выражения видно, что диффузный фон модулирован полосами Юнга, расстояние между которыми равно  $\lambda / \xi_0$ .

Если диффузный объект  $G$  освещают лазером, т. е. практически точечным источником, излучающим монохроматическое излучение, то излучение, рассеиваемое всеми точками поверхности объекта, когерентно и, следовательно, интерферирует. На изображении возникает множество интенсивных пятен, расположенных совершенно хаотически (рис. 2.32).

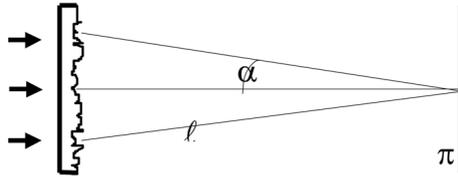


Рис. 2.32. Размер объективного спекла

Если же объект  $G$  повернуть в его собственной плоскости, то относительные фазы и спекл-структура изменятся (во всех случаях, кроме случая нормального падения пучка на объект  $G$ ). То же самое происходит и тогда, когда мы имеем дело с диффузно отражающим объектом.

Если в некоторой плоскости перед объективом поместить диафрагму и перемещать ее в этой плоскости, то спекл-структура в плоскости  $\pi'$  будет изменяться (рис. 2.33, 2.34).

Смещение диафрагмы эквивалентно введению некоторого фазового множителя, неодинакового для разных точек объекта, на которых происходит дифракция излучения. При изменении

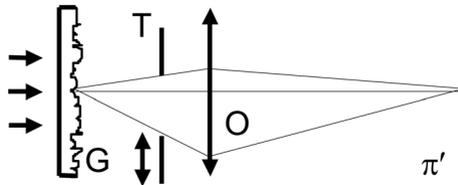


Рис. 2.33. Влияние смещения диафрагмы

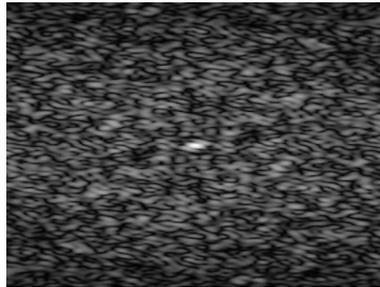


Рис. 2.34. Влияние щелевой диафрагмы на формирование спекл-поля

положения диафрагмы изменяются разности фаз в плоскости  $\pi'$  между дифракционными картинками, соответствующими разным точкам объекта  $G$ , а это и приводит к изменению спекл-структуры.

### 2.4.7. Дифракция Фраунгофера на спекл-поле

На рис. 2.35, *a* показана дифракция Фраунгофера на спекл-поле. Распределение интенсивности в дальней зоне при дифракции плоской когерентной волны на отверстии диаметром  $b$  описывается следующим выражением:

$$I_{\bar{a}} = I_0 \left[ 2\mathfrak{Z}_1 \left( \frac{\pi br}{\lambda L} \right) / \left( \frac{\pi br}{\lambda L} \right) \right]^2,$$

где  $\mathfrak{Z}_1$  – функция Бесселя 1-го порядка;  $r$  – координата, отсчитываемая в плоскости наблюдения от центра координат;  $L$  – расстояние от диафрагмы до экрана. Распределение интенсивности при дифракции на щели размером  $b$  будет иметь схожий вид

$$I_{\bar{a}} = I_0 \sin^2 \left( \frac{\pi br}{\lambda L} \right) / \left( \frac{\pi br}{\lambda L} \right)^2.$$

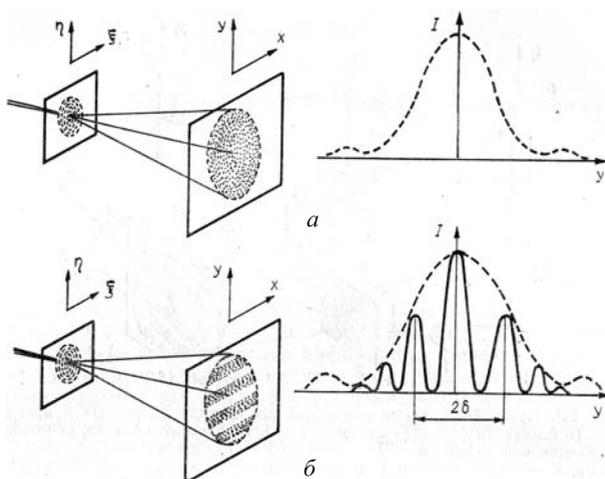


Рис. 2.35. Распределение интенсивности при дифракции на спекл-поле (*a*) и на двух сдвинутых друг относительно друга спекл полях (*б*)

Диаметр центрального диска в распределении интенсивности (диска Эйри) будет определяться по формуле

$$d_0 = 2,44\lambda L / b.$$

При дифракции света на двух щелях или отверстиях, расположенных на расстоянии  $\Delta$  друг от друга, дифракционная картина оказывается промодулированной интерференционными полосами, описываемыми следующим уравнением:

$$I = I_{\bar{a}} \cos^2 \frac{\pi \Delta y}{\lambda L}.$$

Здесь  $y$  – координата, отсчитываемая в плоскости наблюдения вдоль направления, ортогонального ориентации щелей. Таким образом, измеряя расстояние между интерференционными полосами  $d_f$ , можно однозначно определять величину сдвига спекл-полей между экспозициями:

$$\Delta = L\lambda / d_f.$$

При фотографии спекл-поля, сформированного при отражении от шероховатой поверхности, спеклы в плоскости изображения смещаются пропорционально смещениям соответствующих точек рассеивающей поверхности, причем коэффициентом пропорциональности является коэффициент увеличения при формировании спекл-поля в плоскости изображения  $M$ :

$$\Delta_x = M\Delta_\eta,$$

$$\Delta_y = M\Delta_\xi.$$

При использовании линзы между плоскостью образца и плоскостью наблюдения мы переходим к дифракции Френеля, размер спекла при этом определится по формуле

$$b_s = 1,22(1 + M)\lambda f / D,$$

где  $f$  – фокусное расстояние объектива;  $D$  – его диаметр.

## 2.5. Уравнения Максвелла

Уравнения Максвелла – система уравнений в дифференциальной или интегральной форме, описывающих электромагнитное поле и его связь с электрическими зарядами и токами в вакууме и сплошных средах. Вместе с выражением для силы Лоренца, задающим меру воздействия электромагнитного поля на заряженные частицы, образуют полную систему уравнений классической электродинамики, называемую иногда уравнениями Максвелла–Лоренца. Уравнения, сформулированные Джеймсом Клерком Максвеллом на основе накопленных к середине XIX в. экспериментальных результатов, сыграли ключевую роль в развитии представлений теоретической физики. Для описания дифракции электромагнитных волн в неоднородных средах используются уравнения Максвелла. Для отсутствия в среде зарядов и токов эти уравнения имеют вид

$$\operatorname{rot} \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) - \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = 0,$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = 0,$$

$$\operatorname{div} \mathbf{D}(\mathbf{r}, t) = 0,$$

$$\operatorname{div} \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = 0,$$

где  $\mathbf{E}$  – вектор напряженности электрического поля;  $\mathbf{D}$  – вектор индукции электрического поля;  $\mathbf{H}$  – вектор напряженности магнитного поля;  $\mathbf{B}$  – вектор индукции магнитного поля. Эти уравнения следует дополнить материальными уравнениями, описывающими поведение среды под действием электромагнитного поля:

$$\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E},$$

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H},$$

где  $\varepsilon$ ,  $\mu$  – диэлектрическая и магнитная постоянная среды соответственно. В вакууме имеет место соотношение  $c^2 = \frac{1}{\varepsilon_0 \mu_0}$ , поэтому уравнения Максвелла могут быть преобразованы в

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{\varepsilon\mu}{c^2} \ddot{\mathbf{E}}[\nabla(\ln \mu)] \operatorname{rot} \mathbf{E} + \nabla[\mathbf{E}\nabla(\ln \varepsilon)] = 0,$$

$$\nabla^2 \mathbf{H} - \frac{\varepsilon\mu}{c^2} \ddot{\mathbf{H}}[\nabla(\ln \mu)] \operatorname{rot} \mathbf{H} + \nabla[\mathbf{H}\nabla(\ln \varepsilon)] = 0.$$

и  $\left( \frac{\partial^2}{\partial x^2}, \frac{\partial^2}{\partial y^2}, \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right)$  соответственно.

Для однородной среды

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{\varepsilon\mu}{c^2} \ddot{\mathbf{E}} = 0,$$

$$\nabla^2 \mathbf{H} - \frac{\varepsilon\mu}{c^2} \ddot{\mathbf{H}} = 0.$$

Эти соотношения описывают волну, распространяющуюся со скоростью  $v$

$$v = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu}} = \frac{c}{n}.$$

Волна может быть записана как сумма гармонических волн:

$$\mathbf{V}(\mathbf{r}, t) = \operatorname{Re}\{\mathbf{A}(\mathbf{r}) \exp(-i\omega t)\},$$

$\mathbf{A}(\mathbf{r})$  – комплексная амплитуда волны

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}) = \mathbf{A}(x, y, z) = A(x, y, z) \exp[i\Theta(x, y, z)],$$

$$v = \frac{\omega}{2\pi} = \frac{1}{T}; \lambda = v \frac{2\pi}{\omega} = vT; k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\omega}{v} = \frac{n\omega}{c}.$$

Для комплексной амплитуды мы имеем уравнение

$$\nabla^2 \mathbf{A} + k^2 \mathbf{A} = 0.$$

Для монохроматической волны, уравнение будет таким:

$$\nabla^2 A + k^2 A = 0.$$

В приближении геометрической оптики,  $\lambda \rightarrow 0$ , уравнения Максвелла переходят в уравнения эйконала:

$$\left(\frac{\partial E}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial E}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial E}{\partial z}\right)^2 = n^2(x, y, z),$$

$$E(x, y, z) = \frac{\Theta(x, y, z)}{k_0}.$$

Здесь  $E$  – эйконал, а  $k_0$  – волновое число в вакууме. Поверхность  $E(x, y, z) = \text{const}$  называется геометрическим волновым фронтом. Удобно ввести единицу  $\mathbf{s}$ , такую, что

$$\mathbf{s} = \frac{1}{n} \nabla E.$$

Проведем световые лучи ортогонально волновым фронтам  $E(x, y, z) = \text{const}$ :

$$n \frac{d\mathbf{r}}{ds} = \nabla E.$$

Здесь мы приняли, что  $\mathbf{r}(s)$  – радиус вектор, лежащий на световом луче. Это уравнение может быть преобразовано в следующее, на основе которого и проводится трассирование световых лучей в каналах с переменным показателем преломления:

$$\frac{d}{ds} n \frac{d\mathbf{r}}{ds} = \nabla n.$$

Свет представляет собой электромагнитные волны, которые полностью описываются системой уравнений Максвелла. Основными характеристиками лазерного излучения принято считать частоту, длину волны и поляризацию. Длина волны прямо связана с частотой через (групповую) скорость распространения излучения. Групповая скорость распространения электромагнитного излучения в вакууме равна скорости света, в других средах эта скорость меньше. Фазовая скорость электромагнитного излучения в вакууме также равна скорости света, в различных средах она может быть как меньше, так и больше скорости света. Длина световой волны  $\lambda$  зависит от скорости распространения волны в среде  $v$  и связана с ней и частотой  $\nu$  соотношением  $\lambda = \frac{v}{\nu} = \frac{c}{n\nu}$ .

В общем случае показатель преломления среды является

функцией длины волны  $n = n(\lambda)$ . Зависимость показателя преломления от длины волны проявляется в виде явления дисперсии света.

## 2.6. Трассирование лазерного излучения в схемах спекл-фотографии

### 2.6.1. Расчет траектории лазерного луча

В средах с переменным показателем преломления световые лучи отклоняются в сторону с большим показателем преломления (рис. 2.36, см. цв. вклейку; 2.37, 2.38). В приближении малых длин волн ( $\lambda_0 \sim 0$ ) эти отклонения световых лучей описываются уравнением эйконала. Наука, которая занимается построением световых лучей в таких случаях, называется геометрическая оптика<sup>1</sup> [89–101].

Основной сложностью количественной интерпретации данных является интегрирование получаемой информации по всему оптическому пути зондирующего излучения. Для двумерных ламинарных течений разработаны приемы количественной обработки интегральных данных с использованием преобразования Абеля [94–99]. Отметим, что даже для таких течений ре-

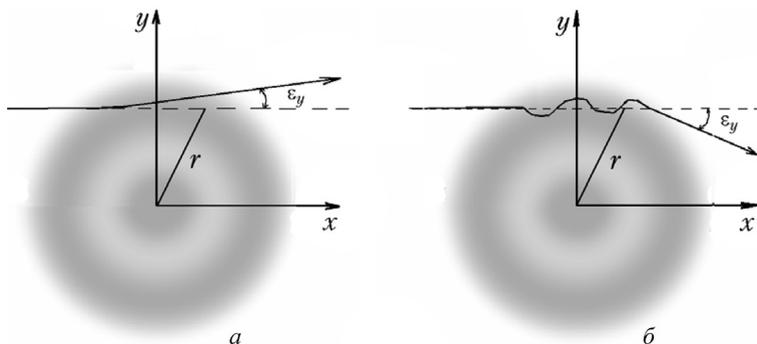


Рис. 2.37. Отличие прохождения излучения через ламинарный и турбулентный слой: *a* – ламинарное; *б* – турбулентное течение

<sup>1</sup> Herzberger, M. Strahlenoptik / M. Herzberger. – Berlin: Springer, 1931.

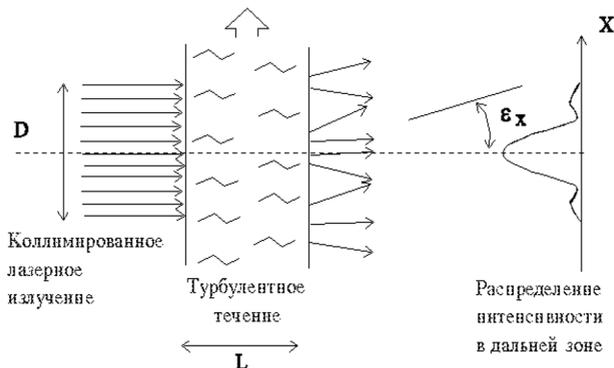


Рис. 2.38. Прохождение коллимированного излучения через среду с переменным показателем преломления

шение обратного интегрального преобразования Абеля относится к классу некорректных задач математической физики. Несмотря на то что математические приемы решения таких задач достаточно хорошо отработаны, при количественной интерпретации оптических изображений, полученных «на просвет», неустойчивость решения накладывает повышенные требования на точность регистрации первичных экспериментальных данных, определяя насущные потребности цифровой (электрической) регистрации получаемых изображений [94]. Трудности количественной интерпретации данных неизмеримо возрастают при анализе турбулентных течений. Так, интеграл от оптического возмущения вдоль оптического пути будет включать в себя флуктуирующую компоненту

$$\Delta n = \frac{1}{L} \int_0^L (\langle n \rangle - n_\infty) ds + \frac{1}{L} \int_0^L (n') ds.$$

Это обстоятельство и определяет основные трудности количественной интерпретации изображений «на просвет» при переходе к анализу турбулентных течений [102–124].

Рассмотрим прохождение коллимированного излучения через область турбулентности (рис. 2.39). Траекторию лучей будем

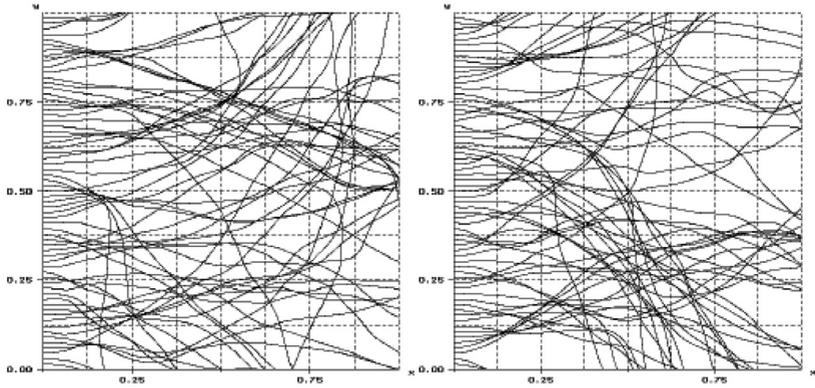


Рис. 2.39. Пример траекторий световых лучей в турбулентной среде. Углы отклонения увеличены в 100 раз

описывать с помощью уравнения эйконала:  $\frac{d}{ds} \left( \mathbf{r}(s) \frac{d\mathbf{r}}{ds} \right) = \nabla n(\mathbf{r})$ , где  $r(s) = x\mathbf{i} + y\mathbf{j} + z\mathbf{k}$ . Как это было показано Татарским [110], такой подход справедлив, если  $\lambda \ll L, L \gg \frac{l_t}{\lambda}$ ; где  $l_t$  – микромасштаб турбулентности (масштаб Колмогорова). Численная процедура решения уравнения эйконала была разработана в работах [56–60] путем замены переменных  $t = \int \frac{ds}{n}$ ;  $dt = \frac{ds}{n}$  и  $\bar{T} = \frac{d\bar{r}}{dt}$ ,  $\frac{d^2\bar{r}}{dt^2} n \nabla n(\bar{r})$  или  $\frac{d^2\bar{r}}{dt^2} = \frac{1}{2} \nabla n^2(\bar{r})$ ,  $\bar{T} \equiv \frac{d\bar{r}}{dt} \equiv n \frac{dx}{ds} \bar{i} + n \frac{dy}{ds} \bar{j} + n \frac{dz}{ds} \bar{k} \equiv n \cos \alpha \bar{i} + n \cos \beta \bar{j} + n \cos \gamma \bar{k}$ , где  $\alpha, \beta$  и  $\gamma$  – углы, которые составляют луч с осями  $x, y$  и  $z$  соответственно.

Рассмотрим прохождение луча через турбулентную среду с начальными углами  $\alpha_0, \beta_0$  и  $\gamma_0$ . Расчет траектории луча будет производиться методом Рунге–Куты для малых приращений времени  $\Delta t = 1/n\Delta s$

$$R_{n+1} = R_n + \Delta t \left[ T_n + \frac{1}{6} (A + 2B) \right],$$

$$T_{n+1} = T_n + (A + 4B - C),$$

где

$$\begin{aligned}
 A &= \Delta t D(R_n), \\
 B &= \Delta t D\left(R_n + \frac{\Delta t}{2} T_n + \frac{1}{8} \Delta t A\right), \\
 C &= \Delta t D\left(R_n + \Delta t T_n + \frac{1}{2} \Delta t B\right), \\
 R &= \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix}; \quad T = \begin{pmatrix} T_x \\ T_y \\ T_z \end{pmatrix} \equiv \begin{pmatrix} \partial(n^2) / \partial x \\ \partial(n^2) / \partial y \\ \partial(n^2) / \partial z \end{pmatrix}, \\
 \frac{d^2 R}{dt^2} &= D(R).
 \end{aligned}$$

### 2.6.2. Интегральное преобразование Абеля

Рассмотрим частный случай лазерного зондирования осесимметричной среды, параметры которой в каждой точке описываются функцией  $f(r)$ . Запишем результат зондирования в виде

$$F(y) = \int_{-\infty}^{\infty} f(r) dx.$$

Заменяя  $dx = \frac{2rdr}{\sqrt{r^2 - y^2}}$ , получаем связь функций  $F(y)$  и  $f(r)$  через стандартное преобразование Абеля

$$F(y) = A\{f(x)\} = 2 \int_y^{\infty} \frac{f(r)rdr}{\sqrt{r^2 - y^2}}, \quad (2.5)$$

которое допускает инверсию

$$f(r) = A^{-1}\{F(y)\} = -\frac{1}{\pi_r} \int_r^{\infty} \frac{dF}{dy} \frac{dy}{\sqrt{y^2 - r^2}}.$$

При регистрации угла отклонения в первом приближении для малых углов отклонения можно считать  $\varepsilon_y(r) = \frac{\partial}{\partial y} \left[ \frac{n}{n_\infty} \right] (r)$ :

$$\frac{\varepsilon_y(y)}{y} = 2 \int_y^\infty \frac{\partial}{\partial r} \left[ \frac{n}{n_\infty} \right] \frac{dr}{\sqrt{r^2 - y^2}} = A^{-1} \left\{ \left[ \frac{n}{n_\infty} \right] (r) \right\}.$$

Инверсия этого преобразования имеет вид

$$n(r) = -\frac{n_\infty}{\pi} \int_r^\infty \frac{\varepsilon_y(y) dy}{\sqrt{y^2 - r^2}} = n_\infty A \left\{ \frac{\varepsilon_y(y)}{y} \right\}.$$

С учетом неизбежных погрешностей эксперимента интегральное преобразование Абеля заменяется на его оценку

$$\tilde{n}(r) = -\frac{n_\infty}{\pi} \int_r^\infty \frac{(\varepsilon_y(y) + \sigma_\varepsilon) dy}{\sqrt{y^2 - r^2}} = n_\infty \tilde{A} \left\{ \frac{\varepsilon_y(y) + \sigma_\varepsilon}{y} \right\}.$$

Частично такая форма записи отражает влияние турбулентных пульсаций на интеграл от оптического пути, однако не оставляет никаких возможностей на получение количественной информации о закономерностях турбулентности. Примеры удачных реконструкций полей температур в ламинарных осесимметричных течениях можно найти в ряде работ, использующих различные оптические методы [91–98].

### 2.6.3. Приближение Убероя и Коважского

Одними из первых работ, в которых предпринята попытка количественной обработки прямотеневых изображений турбулентных течений, являются публикации [99–101]. В них коллимированное излучение от импульсной лампы [100] направлялось на плоское турбулентное течение и прямотеневая картина регистрировалась в ближней дифракционной зоне, лежащей перед первыми каустиками квазилинз, формируемых мелкомасштабными турбулентными пульсациями (рис. 2.40). Целью обработки теневой картины являлось построение математической

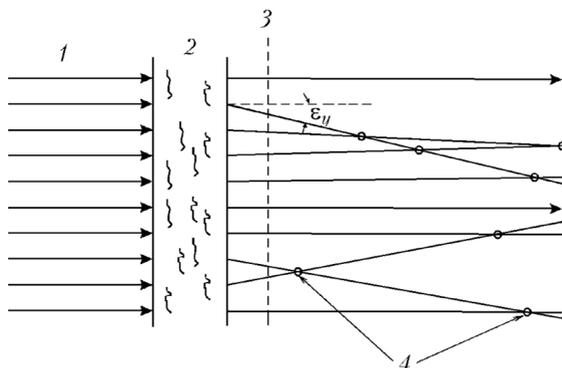


Рис. 2.40. Отклонения световых лучей в турбулентной среде: 1 – падающее излучение; 2 – турбулентная среда; 3 – прошедшее излучение; 4 – точки пересечения световых лучей

связи двумерной корреляционной функции поля оптической плотности (почернения) на плоскости изображения с трехмерной корреляционной функцией плотности в исследуемом турбулентном течении. Определяя, как и при рассмотрении интеграла Абеля, координату  $x$  вдоль направления лучей зондирующего излучения, плоскость изображения будем описывать координатами  $(y', z')$ , а область течения – координатами  $(x, y, z)$ .

Для изотропного поля корреляционная функция плотности будет иметь вид

$$\mathfrak{R}_\rho(\Delta r) = \langle \rho(r)\rho(r + \Delta r) \rangle = \langle \rho(x, y, z)\rho(x + \Delta x, y + \Delta y, z + \Delta z) \rangle.$$

Аналогичным образом определяется и корреляционная функция флуктуаций показателя преломления в турбулентном течении

$$\mathfrak{R}_n(\Delta r) = \langle n(r)n(r + \Delta r) \rangle = \langle n(x, y, z)n(x + \Delta x, y + \Delta y, z + \Delta z) \rangle.$$

Плотность почернения изображения прямотеневой картины  $T(y, z)$  пропорциональна интегралам вдоль оптического пути от вторых пространственных производных плотности в исследуемом турбулентном течении

$$T(y', z') = \frac{LK}{\rho_\infty} \int_0^L \left( \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \rho(x, y, z) dx.$$

Корреляционную функцию оптической плотности изображения соответственно будем искать в виде

$$\mathfrak{R}_T(\Delta y', \Delta z') = \langle T(y', z')T(y' + \Delta y', z' + \Delta z') \rangle = \langle T(y', z')T(y'_1, z'_1) \rangle,$$

где координаты  $y'_1 = y' + \Delta y'$ ;  $z'_1 = z' + \Delta z'$ . В этих обозначениях

$$\mathfrak{R}_T = \left\langle \left( \frac{LK}{\rho_\infty} \right)^2 \int_0^L \int_0^L \left( \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \times \right. \\ \left. \left( \frac{\partial^2}{\partial y_1^2} + \frac{\partial^2}{\partial z_1^2} \right) \rho(x, y, z) \rho(x_1, y_1, z_1) dx dx_1 \right\rangle.$$

В результате сложных преобразований и ряда упрощающих предположений Уберой и Коважный получили соотношение

$$\mathfrak{R}_\rho(r) = \frac{1}{8\pi l} \left( \frac{\rho_\infty}{KL} \right) \int_r^\infty \mathfrak{R}_T(\tau) \left[ \tau \frac{(2r^2 + \tau^2)}{r} \cos^{-1} \left| \frac{r}{\tau} \right| - 3\tau(\tau^2 - r^2)^{1/2} \right] d\tau.$$

Запишем это преобразование в символической форме

$$\mathfrak{R}_\rho(r) = \mathbf{UK}\{\mathfrak{R}_T(\tau)\},$$

где  $\mathbf{UK}$  – интегральное преобразование Убероя–Коважного. Здесь  $r^2 = x^2 + y^2 + z^2$ ;  $\tau^2 = (y')^2 + (z')^2$ .

Таким образом, как и в случае ламинарного осесимметричного течения, восстановление трехмерной корреляционной функции плотности по экспериментально измеренной двумерной функции плотности изображения сводится к вычислению обратного интегрального преобразования и относится к классу некорректных задач математической физики. Может быть, именно это обстоятельство затруднило использование интегрального преобразования Убероя–Коважного на долгие годы – до появления цифровых систем ввода и обработки изображений. Расчеты значительно упрощаются при определении формы корреляционных функций. Так, если представить трехмерную корреляционную функцию плотности в гауссовской форме с одним микромасштабом пульсаций плотности в турбулентном течении в ви-

де  $\frac{\Re_p(r)}{\Re_p(0)} = \exp\left(-\frac{r}{\lambda_{tp}}\right)$ , корреляционная функция изображения в первом приближении запишется следующим образом:

$$\frac{\Re_T(\tau)}{\Re_T(0)} = \left[1 - 2\left(\frac{\tau}{\lambda_{tp}}\right)^2 + \frac{1}{2}\left(\frac{\tau}{\lambda_{tp}}\right)^4\right] \exp\left[-\left(\frac{\tau}{\lambda_{tp}}\right)\right].$$

При этом вся процедура количественной обработки изображения сводится к определению одного неизвестного – микромасштаба турбулентности  $\lambda_t$ . На рис. 2.41 иллюстрируется различный характер поведения корреляционных функций при такой аппроксимации.

Мелкомасштабная турбулентность в экспериментах [108] создавалась в слое смешения семи околосвуковых струй, протекающих через метаемый снаряд с крупными отверстиями, называемый авторами «Швейцарский сыр». Масштабы турбулентного течения определялись по корреляционной функции почернения изображения  $\lambda_{tp} = \int_0^\infty \frac{\Re_T(\tau)d\tau}{\Re_T(0)}$ ;  $\lambda_{tU}^2 = -2\frac{\Re_T(0)}{\Re_T''(0)}$ . Для микромасштаба турбулентности была получена оценка  $\lambda_{tp} = 300$  мкм. Используя зависимость  $2\lambda_{tU}^2 / \lambda_{tp}^2 = \text{Pr}$  и принимая значение числа Прандтля для воздуха 0,7, микромасштаб турбулентных пульсаций скорости оценили как  $\lambda_{tU} = 0,6\lambda_{tp} = 180$  мкм. Для сравнения с термоанемометрическими данными были проведены допол-

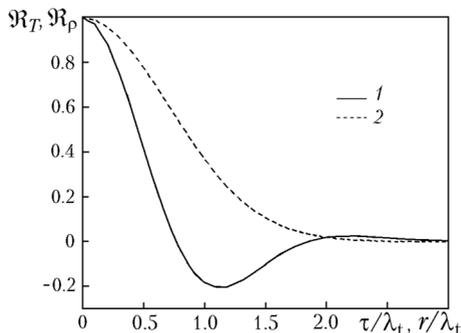


Рис. 2.41. Корреляционные функции углов отклонения световых лучей, прошедших через турбулентную среду: 1 – параллельные функции; 2 – перпендикулярные функции

нительные эксперименты. Мелкомасштабная турбулентность в этом случае создавалась в свободной струе при обтекании нагреваемой нихромовой сетки с диаметром волокон 0,8 мм, расположенных с шагом 6,2 мм. Микромасштаб турбулентности в этом случае по анализу прямотеневой картины составил  $\lambda_{\text{тр}} = 1,45$  мм, а по данным термоанемометрии – 1,23 мм. Отметим, что макромасштаб турбулентности, восстановленный при интегрировании спектрального распределения пульсаций температуры, полученного по данным термоанемометрии, составил 8,5 мм.

Таким образом, ранние эксперименты Убероя и Коважного [99] показали принципиальную возможность количественной интерпретации оптических изображений для турбулентных течений. Полученное и используемое в этой работе интегральное преобразование накладывает высокие требования на точность обработки оптических данных. В полной мере такой и аналогичные подходы реализуются в настоящее время при цифровой обработке получаемых изображений.

#### *2.6.4. Интегральное преобразование Эрбека–Мерцкирша*

Следуя методологии Убероя и Коважного, Эрбек и Мерцкирш установили связь между двумерными корреляционными функциями углов отклонения зондирующего излучения и трехмерной функцией плотности в турбулентном течении [111–113]. Углы отклонения при выводе этих соотношений определялись при решении уравнения Эйконала  $\frac{d}{ds}\left(n \frac{dr}{ds}\right) = \text{grad}(n)$  и эквивалентной ему системы дифференциальных уравнений Вейля [119]

$$\frac{d^2 x}{dz^2} = \left\{ 1 + \left( \frac{dx}{dz} \right)^2 + \left( \frac{dy}{dz} \right)^2 \right\} \left\{ \frac{\partial n}{n \partial x} + \frac{dx}{dz} \frac{\partial n}{n \partial z} \right\},$$

$$\frac{d^2 y}{dz^2} = \left\{ 1 + \left( \frac{dx}{dz} \right)^2 + \left( \frac{dy}{dz} \right)^2 \right\} \left\{ \frac{\partial n}{n \partial y} + \frac{dy}{dz} \frac{\partial n}{n \partial z} \right\}.$$

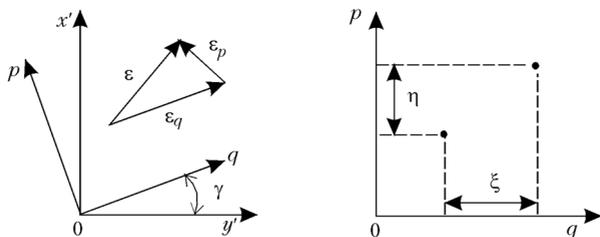


Рис. 2.42. Координаты для расчета интеграла Эрбека–Мерцкирша

Угол отклонения зондирующего излучения может быть представлен вектором на плоскости наблюдения  $(y', z')$  или в системе «цифровых» координат  $(p, q)$ , которая может быть повернута относительно  $(y', z')$  на угол  $\gamma$ , как это показано на рис. 2.42

$$\mathbf{e}(y', z') = \varepsilon_y \mathbf{i}' + \varepsilon_z \mathbf{j}' = \varepsilon_p \mathbf{i} + \varepsilon_q \mathbf{j}.$$

Здесь  $(p)$  и  $(q)$  отсчитываются в пикселях. Запишем корреляционные функции в этой системе координат

$$\Re_{\varepsilon_p}(\Delta\tau) = \langle \varepsilon_p(\tau) \varepsilon_p(\tau + \Delta\tau) \rangle = \langle \varepsilon_p(p, q) \varepsilon_p(p + \Delta p, q + \Delta q) \rangle,$$

$$\Re_{\varepsilon_q}(\Delta\tau) = \langle \varepsilon_q(\tau) \varepsilon_q(\tau + \Delta\tau) \rangle = \langle \varepsilon_q(p, q) \varepsilon_q(p + \Delta p, q + \Delta q) \rangle.$$

Параллельные и перпендикулярные корреляционные функции определим следующим образом:

$$\Re_{\varepsilon_p \perp}(\Delta\tau) = \langle \varepsilon_p(p, q) \varepsilon_p(p, q + \Delta q) \rangle,$$

$$\Re_{\varepsilon_p \uparrow}(\Delta\tau) = \langle \varepsilon_p(p, q) \varepsilon_p(p + \Delta p, q) \rangle,$$

$$\Re_{\varepsilon_q \perp}(\Delta\tau) = \langle \varepsilon_q(p, q) \varepsilon_q(p + \Delta p, q) \rangle,$$

$$\Re_{\varepsilon_q \uparrow}(\Delta\tau) = \langle \varepsilon_q(p, q) \varepsilon_q(p, q + \Delta q) \rangle.$$

При цифровой регистрации углов отклонения с помощью ПЗС матрицы координаты  $(p, q)$  можно трактовать как целые числа, определяющие номер пикселя в матрице вдоль соответствующей координаты. В этом случае корреляционные функции могут быть вычислены при суммировании рядов

$$\Re_{\varepsilon_p \perp}(\Delta\tau) = \Re_{\varepsilon_p \perp}(\Delta q) = \frac{1}{M - \Delta q} \sum_{\Delta q=1}^{M-\Delta q} \langle \varepsilon_p(p, q) \varepsilon_p(p, q + \Delta q) \rangle,$$

$$\Re_{\varepsilon_p \uparrow}(\Delta\tau) = \Re_{\varepsilon_p \perp}(\Delta p) = \frac{1}{M - \Delta p} \sum_{\Delta p=1}^{M-\Delta p} \langle \varepsilon_p(p, q) \varepsilon_p(p + \Delta p, q) \rangle,$$

$$\Re_{\varepsilon_q \uparrow}(\Delta\tau) = \Re_{\varepsilon_q \uparrow}(\Delta q) = \frac{1}{M - \Delta q} \sum_{\Delta q=1}^{M-\Delta q} \langle \varepsilon_q(p, q) \varepsilon_q(p, q + \Delta q) \rangle,$$

$$\Re_{\varepsilon_q \perp}(\Delta\tau) = \Re_{\varepsilon_q \perp}(\Delta p) = \frac{1}{M - \Delta p} \sum_{\Delta p=1}^{M-\Delta p} \langle \varepsilon_q(p, q) \varepsilon_q(p + \Delta p, q) \rangle.$$

Корреляционная функция плотности в этой системе координат будет по-прежнему скалярной

$$\Re_{\rho}(\Delta r) = \langle \rho(r) \rho(r + \Delta r) \rangle = \langle \rho(p, q, s) \rho(p + \Delta p, q + \Delta q, s + \Delta s) \rangle,$$

и может быть вычислена при суммировании рядов

$$\begin{aligned} \Re_{\rho}(\Delta r) &= \frac{1}{(M - \Delta p)(M - \Delta q)(M - \Delta s)} \times \\ &\sum_{\Delta p=1}^{M-\Delta p} \sum_{\Delta q=1}^{M-\Delta q} \sum_{\Delta s=1}^{M-\Delta s} \rho(p, q, s) \rho(p + \Delta p, q + \Delta q, s + \Delta s). \end{aligned}$$

Можно выделить 3 скалярные компоненты этой функции

$$\Re_{\rho}(\Delta p) = \frac{1}{(M - \Delta p)} \sum_{\Delta p=1}^{M-\Delta p} \rho(p, q, s) \rho(p + \Delta p, q, s),$$

$$\Re_{\rho}(\Delta q) = \frac{1}{(M - \Delta q)} \sum_{\Delta q=1}^{M-\Delta q} \rho(p, q, s) \rho(p, q + \Delta q, s),$$

$$\Re_{\rho}(\Delta s) = \frac{1}{(M - \Delta s)} \sum_{\Delta s=1}^{M-\Delta s} \rho(p, q, s) \rho(p, q, s + \Delta s).$$

Вследствие того, что

$$\varepsilon_p = K \int_0^L \frac{\partial \rho(p, q, s)}{\partial p} ds; \quad \varepsilon_q = K \int_0^L \frac{\partial \rho(p, q, s)}{\partial q} ds,$$

корреляционные функции для углов отклонения зондирующего излучения запишутся в виде

$$\mathfrak{R}_{\varepsilon_p}(\Delta p, \Delta q) = \left\langle K \int_0^L \frac{\partial \rho(p, q, s)}{\partial p} ds K \int_0^L \frac{\partial \rho(p + \Delta p, q + \Delta q, s)}{\partial p} ds \right\rangle,$$

$$\mathfrak{R}_{\varepsilon_q}(\Delta p, \Delta q) = \left\langle K \int_0^L \frac{\partial \rho(p, q, s)}{\partial q} ds K \int_0^L \frac{\partial \rho(p + \Delta p, q + \Delta q, s)}{\partial q} ds \right\rangle.$$

Используя эти соотношения, Эрбек и Мерцкирш для изотропной турбулентности получили следующие интегральные преобразования, связывающие трехмерную корреляционную функцию плотности с двумерной корреляционной функцией углов отклонения зондирующего излучения:

$$\mathfrak{R}_{\varepsilon_p}(\tau) = -2K^2 L \int_0^L \frac{\partial^2}{\partial \Delta p^2} \mathfrak{R}_\rho(\sqrt{\tau^2 + \Delta s^2}) d\Delta s,$$

$$\mathfrak{R}_{\varepsilon_q}(\tau) = -2K^2 L \int_0^L \frac{\partial^2}{\partial \Delta q^2} \mathfrak{R}_\rho(\sqrt{\tau^2 + \Delta s^2}) d\Delta s.$$

Примечательно, что эти интегральные соотношения допускают инверсию, по которой корреляционная функция плотности может быть восстановлена по корреляционным функциям углов отклонения зондирующего излучения:

$$\mathfrak{R}_\rho(r) = \frac{1}{\pi K^2 L} \int_r^\infty \frac{1}{\sqrt{\tau^2 - r^2}} \left\{ \int_0^\tau \mathfrak{R}_{\varepsilon_p \uparrow}(\tau^*) d\tau^* \right\} d\tau,$$

$$\mathfrak{R}_\rho(r) = \frac{1}{\pi K^2 L} \int_r^\infty \frac{1}{\sqrt{\tau^2 - r^2}} \left\{ \int_0^\tau \mathfrak{R}_{\varepsilon_q \uparrow}(\tau^*) d\tau^* \right\} d\tau,$$

$$\mathfrak{R}_\rho(r) = \frac{\tau}{\pi K^2 L} \int_r^\infty \frac{\mathfrak{R}_{\varepsilon_{p\perp}} d\tau}{\sqrt{\tau^2 - r^2}},$$

$$\mathfrak{R}_\rho(r) = \frac{\tau}{\pi K^2 L} \int_r^\infty \frac{\mathfrak{R}_{\varepsilon_{q\perp}} d\tau}{\sqrt{\tau^2 - r^2}}.$$

Обозначим эти интегральные соотношения Эрбека–Мерцкирша для краткости аналогично приведенным выше соотношениям Абеля и Убероя–Коважного.

$$\mathfrak{R}_\rho(r) = \text{EM}\{\mathfrak{R}_\varepsilon(\tau)\}.$$

Отметим, что восстановление трехмерной корреляционной функции плотности по данным о распределении углов отклонения зондирующего излучения по прежнему остается некорректной задачей математической физики и поэтому для такого восстановления требуется высокая точность регистрации экспериментальных данных. Как и при использовании интегральных преобразований Убероя–Коважного, в этом случае оказываются полезными аналитические соотношения для корреляционных функций, в которых фигурируют колмогоровские микромаштабы турбулентности. При использовании того же закона Гаусса для корреляционной функции плотности  $\frac{\mathfrak{R}_\rho(r)}{\mathfrak{R}_\rho(0)} = \exp\left(-\frac{r}{\lambda_{lp}}\right)$  корреляционные функции для углов отклонения зондирующих среду лучей определяются как

$$\frac{\mathfrak{R}_{\varepsilon\perp}(\tau)}{\mathfrak{R}_{\varepsilon\perp}(0)} = \exp\left(-\left(\frac{\tau}{\lambda_{lp}}\right)^2\right),$$

$$\frac{\mathfrak{R}_{\varepsilon\updownarrow}(r)}{\mathfrak{R}_{\varepsilon\updownarrow}(0)} = \left(1 + 2\left[\frac{\tau}{\lambda_{lp}}\right]^2 \exp\left[-\left(\frac{\tau}{\lambda_{lp}}\right)^2\right] - 4\left[\frac{\tau}{\lambda_{lp}}\right]^4 \exp\left[-\left(\frac{\tau}{\lambda_{lp}}\right)^2\right]\right).$$

На рис. 2.43 показаны изолинии углов отклонения зондирующего лазерного излучения для различных сечений турбулентного течения, полученные при анализе цифрового спекл-изо-

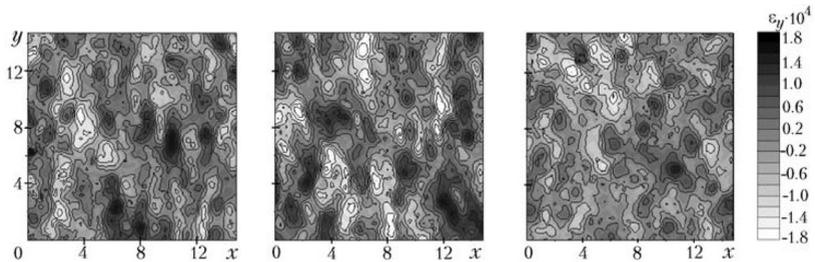


Рис. 2.43. Корреляционные функции углов отклонения световых лучей в турбулентной среде

бражения [98]. Точность восстановления корреляционной функции по данным таких измерений иллюстрируется на рис. 2.44 по данным прямого численного моделирования распространения лазерного излучения через турбулентную среду.

Рис. 2.44 иллюстрирует вид исходной (*a*) функции, а также при наложении случайных погрешностей 5 % (*б*) и 10 % (*в*) на экспериментальные данные при обработке изображений. Как

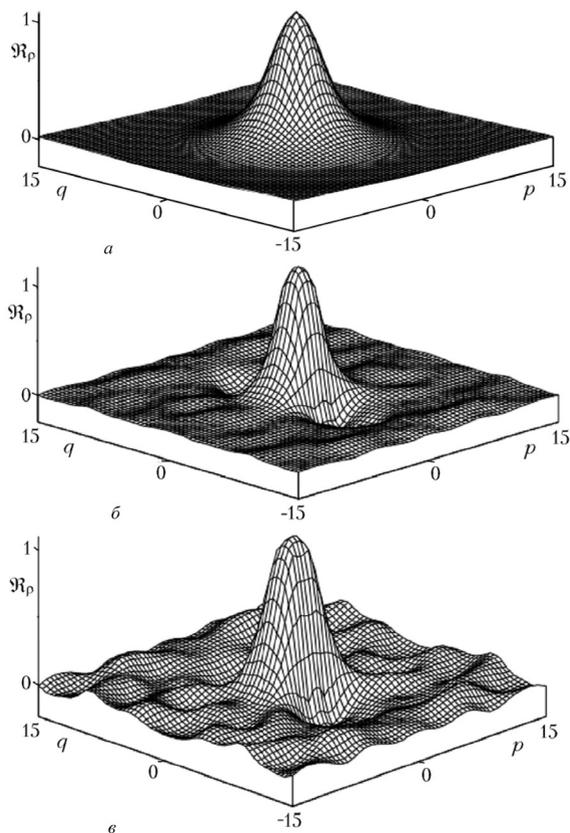


Рис. 2.44. Результаты расчетов корреляционных функций углов отклонения световых лучей в турбулентной среде: *a* – исходная функция; *б* – расчеты по углам отклонения, на которые наложена случайная погрешность в 5 %; *в* – расчеты по углам отклонения, на которые наложена случайная погрешность в 10 %

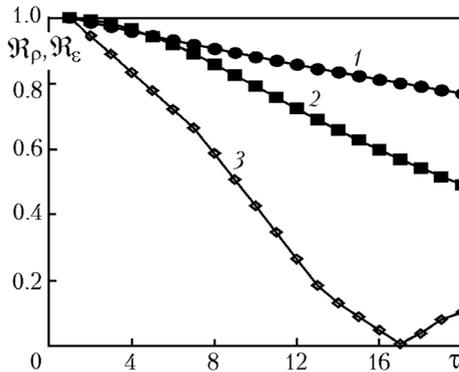


Рис. 2.45. Корреляционные функции углов отклонения световых лучей в турбулентной среде: 1 – корреляционная функция плотности, реконструированная с 2-мерной корреляционной функцией углов отклонения, полученных при обработке спектрограммы; 2 – исходная корреляционная функция плотности, полученная по данным прямого численного моделирования турбулентности; 3 – исходная корреляционная функция углов отклонения

видно из этих данных, артефакты возникают даже при использовании «точных» экспериментальных данных и заметно возрастают даже при наложении небольших погрешностей экспериментов. В то же время вид корреляционной функции вблизи начала координат остается неизменным, что позволяет с хорошей точностью определять микромасштабы турбулентности (рис. 2.45).

Сопоставление кривой (рис. 2,45, 1) с исходным фантомным распределением (рис. 2.45, 2) показывает высокую точность определения микромасштабов турбулентности, в то время как при определении макромасштабов – погрешности возрастают. Такая же тенденция к возрастанию погрешности при определении макромасштаба турбулентности отмечалась и в ранних экспериментах Убероя и Коважного.

На рис. 2.46 показано турбулентное поле, по которому велись расчеты, показанные на рис. 2.44.

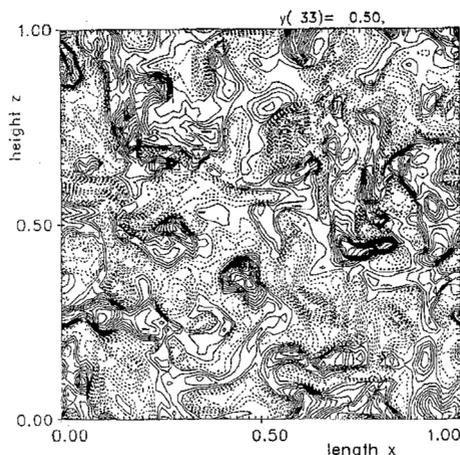


Рис. 2.46. Сечение 3-мерного турбулентного течения, предоставленное авторам Т. Герцем (Германия) [116]

## 2.7. Диагностика параметров турбулентности по данным спекл-фотографии

Одной из наиболее важных проблем при описании всех газодинамических процессов, в том числе процессов воспламенения, горения и детонации, является влияние турбулентности течения, которая чаще всего носит анизотропный характер. Для описания таких течений необходимо привлекать теорию обобщенно-однородной турбулентности, в которой 2-точечные корреляционные функции вдоль различных координат могут быть различными [106–113]. Помимо прямого существенного влияния на процессы переноса массы, импульса и моментов, турбулентность течения существенно изменяет эффективную вязкость молекулярной среды, что приводит к возникновению скачков плотности и волн разрежения в соплах и каналах, обусловленных «нерасчетностью течения» [114].

На рис. 2.47–2.56 приведены данные о турбулентности, полученные по спекл-фотографии [125–135]. На рис. 2.47 показаны результаты калибровки одно-экспозиционной техники спекл-

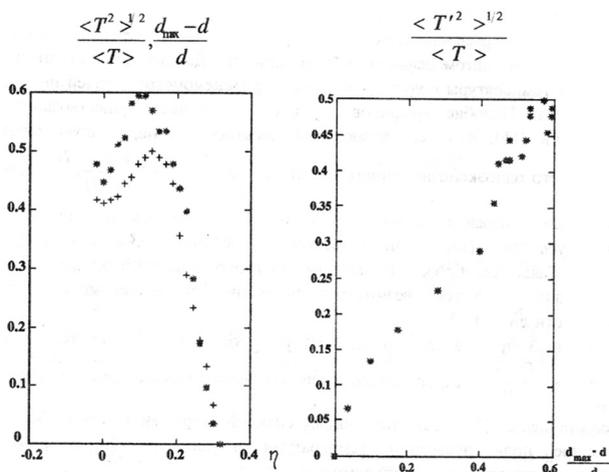


Рис. 2.47. Результаты калибровки одноэкспозиционной техники СФ

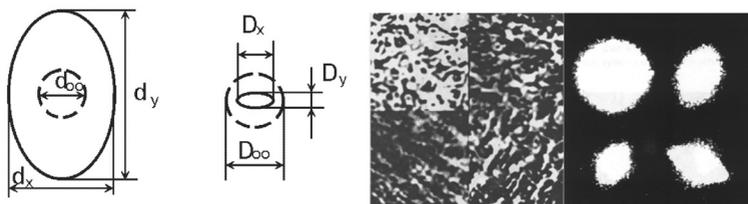


Рис. 2.48. Вид дифракционного гало в модели одноэкспозиционной техники СФ. Справа показан увеличенный экспериментальный фрагмент одноэкспозиционной спеклограммы и образцы гало в эксперименте, для различных участков спеклограммы

фотографии, выполненной П. П. Храмовым с помощью термометра.

Осредненные характеристики турбулентности для изотропных течений могут быть определены на основе совместного решения уравнений Навье–Стокса с той или иной моделью турбулентности. В качестве последней чаще всего применяется 2-параметрическая  $k$ - $\epsilon$  модель или ее модификации, позволяющая в каждой точке течения определить величину кинетической энергии турбулентности ( $k$ ) и скорость ее диссипации ( $\epsilon$ ) и, та-

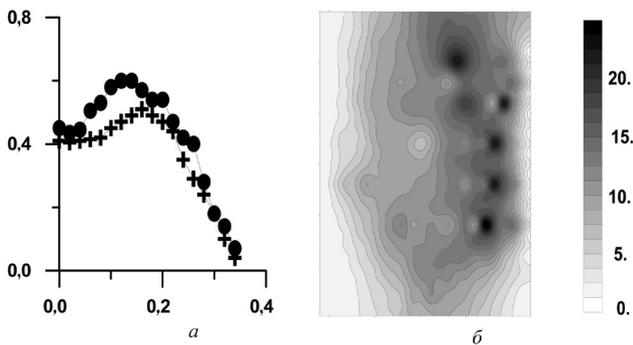


Рис. 2.49.  $a$  – результаты калибровки метода одноэкспозиционной спекл-фотографии при сопоставлении с данными термоанемометрии: 1 – изменения дифракционного гало в зоне турбулентности  $(D_\infty - D) / D$ , 2 – интенсивность турбулентных пульсаций температуры  $\langle T^2 \rangle^{1/2} / T$ ;  $b$  – измеренное распределение среднеквадратичных пульсаций температуры в турбулентном пламени, К

ким образом, рассчитать локальные значения коэффициентов переноса. Например, величина дополнительной «турбулентной» вязкости определяется как  $\mu_t = c_\mu \rho k^2 / \epsilon$ , где  $\rho$  – плотность, а  $c_\mu$  – эмпирический коэффициент. Как показал проведенный нами анализ, величина дополнительной рефракции зондирующего лазерного излучения на турбулентных флуктуациях плотности может быть рассчитана как интеграл от градиентов корреляционной функции плотности  $R_\rho(r)$ :

$$\langle \Delta \epsilon^2 \rangle = \langle \Delta n^2 \rangle L K \int_0^\infty \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left( \frac{r^2 dR_\rho(r)}{dr} \right) dr,$$

где  $K$  – константа Гладстона–Дейла, а  $n$  – показатель преломления. Для частного случая корреляционной функции плотности, аппроксимируемой функцией Гаусса  $R_\rho(r) = \exp(-r^2 / l_t^2)$ , где  $l_t$  – микромасштаб турбулентности, соотношение (2.5) может быть разрешено в аналитическом виде  $\langle \Delta \epsilon \rangle^2 = \pi \langle \Delta n^2 \rangle \frac{L}{L_t}$ .

Таким образом, для изотропной турбулентности величина среднеквадратичного отклонения угла рефракции определяется среднеквадратичной величиной пульсации плотности в турбу-

лентном течении. Это соотношение является основным при измерении интенсивности турбулентных пульсаций методом одноэкспозиционной спекл-фотографии с удлиненным временем экспозиции [129; 135].

На рис. 2.49, 2.50 (см. цв. вклейку) показаны количественные результаты измерений интенсивности турбулентности, полученные с помощью одноэкспозиционной спекл-фотографии путем измерения радиусов дифракционного гало спеклограммы. Калибровка оптической системы осуществлялась в «паспортизированном» турбулентном течении с помощью термоанемометрии (рис. 2.48) [129].

Более подробную количественную информацию о турбулентном течении позволяет получить двухэкспозиционная спекл-фотография.

Эта схема измерений не требует калибровки и базируется на получении подробных «мгновенных» карт углов рефракции зондирующего лазерного излучения в различные моменты времени. Как правило, в качестве опорной экспозиции выбирается невозмущенное спекл-поле в отсутствии турбулентных пульсаций.

Турбулентное течение генерировалось на ударной трубе со специальной турбулезирующей решеткой (рис. 2.51, см. цв. вклейку). Момент времени для предметной экспозиции выбирался таким образом, чтобы ударная волна, взаимодействующая

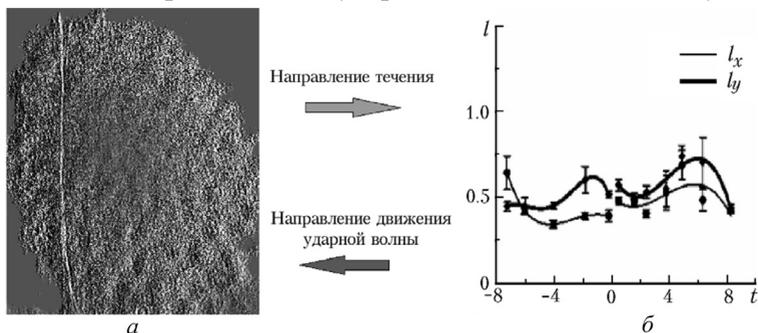


Рис. 2.52. Спеклограмма взаимодействия ударной волны с турбулентным течением (а) и эволюция микромасштабов турбулентности (б) при взаимодействии с ударной волной

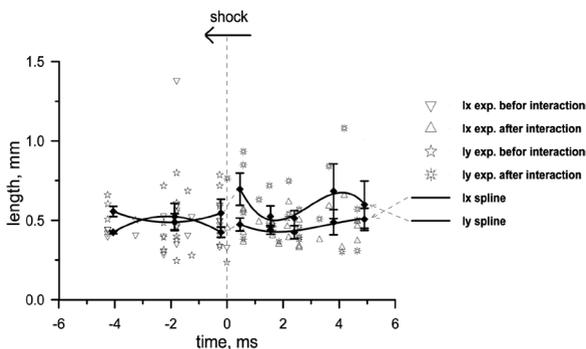


Рис. 2.53. Различные аппроксимации изменения микромасштабов турбулентности

с пограничным слоем, находилась примерно в середине спеклограммы (рис. 2.52).

На рис. 2.53 и 2.54 (см. цв. вклейку) показана эволюция параметров турбулентности при взаимодействии с ударной волной. Результаты свидетельствуют о наличии значительной анизотропии энергии турбулентных пульсаций в различных направлениях. Степень анизотропии в отдельных «горячих» точках течения в турбулентном пламени достигает величины 3,0, а кинетическая энергия турбулентных пульсаций – 25 К.

Вычисления корреляционных функций и контраста спеклополей на современных ПЭВМ могут быть выполнены в интервале времени между последовательными кадрами даже при записи цифровых изображений в телевизионном стандарте (при частоте 25 Гц этот интервал составляет 40 мс) даже для ПЗС-камер предельно высокого разрешения, что открывает возможности для построения систем диагностики параметров турбулентности в режиме реального времени.

Хорошим примером, иллюстрирующим современные возможности статистической обработки больших объемов информации о турбулентном течении в реальном времени, является реконструкция локальных параметров турбулентности в трехмерном течении по данным спекл-фотографии с использованием интегральных преобразований Эрбека–Мерцкирша и восста-

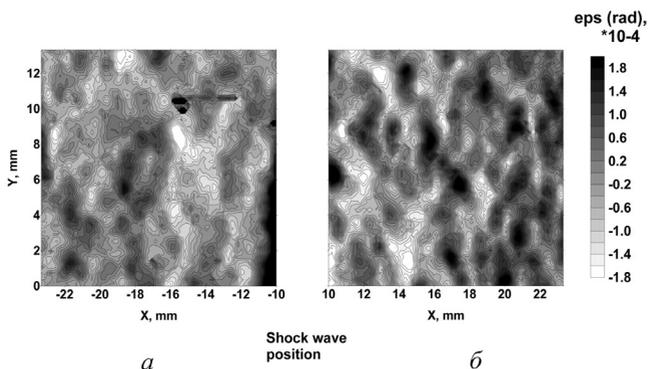


Рис. 2.55. Изолинии углов отклонения зондирующих лучей при взаимодействии с ударной волной: *a* – до волны, *б* – после нее

новлении эволюции микромасштаба турбулентности при прохождении ударной волны [135]. Данные такой реконструкции показаны на рис. 2.55, 2.56 (см. цв. вклейку) и свидетельствуют о высоком пространственном разрешении техники, которое в этом случае достигает 20–30 мкм. Это значительно меньше масштаба Колмогорова в условиях данного эксперимента (500–1000 мкм).

Современные цифровые лазерные технологии и методы регистрации изображений позволяют накапливать большие массивы экспериментальной информации о сложных быстропротекающих процессах в цифровой форме, а их математическая обработка с использованием статистического корреляционного анализа и интегральных преобразований Абеля или Радона дают количественную информацию о локальной крупномасштабной вихревой структуре одновременно для всего поля течения. Восстановление локальных значений параметров для мелкомасштабной турбулентности представляет собой самостоятельную задачу и успешно проводится с использованием интегральных преобразований Эрбека–Мерцкирша.

## Литература к главе 2

1. *Ньютон, И.* Лекции по оптике: пер. с англ. / И. Ньютон; под ред. С. И. Вавилова. – М.: Изд-во АН СССР, 1946 – 298 с.

2. *Exner, K.* Über die Frauenhofer'schen ringe, die Quetelet'schen streifen und verwandte erscheinungen / K. Exner // Sitzungsberichte der Akademie der Wissenschaften Wien II. – 1877. – Vol. 76. – P. 522–550.

3. *von Lauer, M.* Die Beugungserscheinungen an vielen unregelmäßig verteilten teilchen / M. von Lauer // Sitzungsberichte der Kgl. Preussischen Akademie der Wissenschaften zu Berlin. – 1914. – Vol. 47. – P. 1144–1163.

4. *von Lauer, M.* Mathematische Betrachtungen über die Beugungserscheinungen an vielen unregelmäßig verstreuten Teilchen / M. von Lauer // Mitteilungen der Phys. Gesellschaft Zürich. – 1916. – Bd. 18. – S. 90.

5. *Raman, C. V.* The scattering of light in the refractive media of the eye / C. V. Raman // Philos. Mag. – 1919. – Vol. 38. – P. 568–572.

6. *Rigden, J. D.* The granularity of scattered optical maser light / J. D. Rigden, E. I. Gordon // Proc. IRE50. – 1962. – P. 2367–2368.

7. *Langmuir, R. V.* Scattering of Laser Light / R. V. Langmuir // Appl. Phys. Lett. – 1963. – Vol. 2. – P. 29–30.

8. *Allen, L.* An analysis of the granularity of optical maser light / L. Allen, D. G. C. Jones // Phys. Lett. – 1963. – Vol. 7. – P. 321–323.

9. *Oliver, B. M.* Sparkling Spots and Random Diffraction / B. M. Oliver // Proc. of IEEE. – 1963. – Vol. 51. – P. 220–221.

10. *Goodman, J. W.* Statistical properties of laser speckle patterns / J. W. Goodman // Stanford Electronics Lab. Tech. Rep. – 1963. – N 2303–1.

11. *Hariharan, P.* Speckle patterns: a historical retrospect / P. Hariharan // J. Modern Opt. – 1972. – Vol. 19, N 9. – P. 791–793.

12. *Hariharan, P.* Holography and Speckle: the Beginnings / P. Hariharan // J. of Holography and Speckle. – 2004. – Vol. 1. – P. 3–5.

13. *Riechert, F.* Speckle Reduction in Projection Systems / F. Riechert. – Universität Karlsruhe (TH), 2009.

14. *Goodman, J. W.* Film grain noise in wavefront reconstruction imaging / J. W. Goodman // Journal of the Optical Society of America. – 1967. – Vol. 57. – P. 493–502.

15. *Tiziani, J. H.* A study of the use of laser speckle to measure small tilts of optically rough surfaces accurately / J. H. Tiziani // Opt. Commun. – 1972. – Vol. 5. – P. 271–276.

16. *Archbold, E.* Displacement measurement from double-exposure laser photographs / E. Archbold, A. E. Ennos // Optica Acta. – 1972. – Vol. 19, N 4. – P. 253–271.

17. *Goodman, J. W.* Statistic properties of laser speckle patterns / J. W. Goodman // Laser Speckle and Related Phenomena / ed. J. C. Dainty. – Berlin: Springer Verlag, 1975. – Ch. 2. – P. 9–75.

18. *Ennos, A. E.* Speckle Interferometry / A. E. Ennos // Laser Speckle and Related Phenomena / ed. J. C. Dainty. – Berlin: Springer Verlag, 1975. – Ch. 6. – P. 203–253.

19. *Goodman, J. W.* Some fundamental properties of speckle / J. W. Goodman // J. Opt. Soc. Am. A. – 1976. – Vol. 66, N 11. – P. 1145–1150.

20. *Dainty, J. M.* The Statistics of Speckle Pattern / J. M. Dainty // *Progress in Optics*. Vol. XIV / ed. E. Wolf. – Amsterdam: North-Holland Publ. Co, 1976. – 422 p.
21. *Рябухо, В. П.* Спекл-интерферометрия / В. П. Рябухо // *Соросовский образовательный журн.* – 2001. – № 5. – С. 112–124.
22. *Ульянов, С. С.* Что такое спеклы / С. С. Ульянов // *Соросовский образовательный журн.* – 1999. – № 5. – С. 112–116.
23. *Рябухо, В. П.* Изучение эффекта проявления пространственной когерентности света в интерференционной схеме Юнга в демонстрационном лабораторном эксперименте / В. П. Рябухо, О. А. Перепелицина, А. А. Чаусский // *Физическое образование в вузах.* – 2001. – Т. 7, № 4. – С. 99–111.
24. *Волков, И. В.* Внестендовая спекл-голография. Использование голографической и спекл-интерферометрии при измерении деформаций натуральных конструкций / И. В. Волков // *Компьютерная оптика.* – 2010. – Т. 34, № 1. – С. 82–89.
25. *Цифровая корреляционная спекл-интерферометрия: учеб. пособие / Б. Б. Горбатенко [и др.].* – Саратов: Изд-во СГУ, 2011.
26. *Briers, J. D.* Some applications of holographic interferometry and speckle correlation technique to the study of plant growth and physiology: PhD thesis / J. D. Briers. – London, 1975.
27. *Briers, J. D.* Wavelength dependence of intensity fluctuations in laser speckle pattern from biological specimens / J. D. Briers // *Opt. Communications.* – 1975. – Vol. 13. – P. 324–326.
28. *Briers, J. D.* A note on the statistics of laser speckle patterns added to coherent and incoherent uniform background fields, and a possible application for the case of incoherent addition / J. D. Briers // *Opt. Quant. Electron.* – 1975. – Vol. 7. – P. 422–424.
29. *Stern, M. D.* *In vivo* evaluation of microcirculation by coherent light scattering / M. D. Stern // *Nature.* – 1975. – Vol. 254. – P. 56–58.
30. *Briers, J. D.* The statistics of fluctuating speckle patterns produced by a mixture of moving and stationary scatterers / J. D. Briers // *Opt. Quant. Electron.* – 1978. – Vol. 10. – P. 364–366.
31. *Fercher, A. F.* Flow visualization by means of single-exposure speckle photography / A. F. Fercher, J. D. Briers // *Opt. Communications.* – 1981. – Vol. 37. – P. 326–330.
32. *Briers, J. D.* Laser speckle techniques for the visualization of retinal blood flow / J. D. Briers, A. F. Fercher // *SPIE Proc.* – 1983. – Vol. 369. – P. 22–28.
33. *Briers, J. D.* Optical filtering techniques to enhance speckle contrast variations in single-exposure speckle photography / J. D. Briers // *Optik.* – 1983. – Vol. 63, N 3. – P. 265–276.
34. *Fercher, A. F.* Visualization and measurement of retinal blood flow by means of laser speckle photography / A. F. Fercher, M. Peukert, E. Roth // *Optical Engineering.* – 1986. – Vol. 25, N 6. – P. 731–735.
35. *Briers, J. D.* Speckle fluctuations in biomedical optics: implications and applications / J. D. Briers // *Opt. Eng.* – 1993. – Vol. 32. – P. 277–283.

36. *Briers, J. D.* Holographic, speckle and moiré techniques in optical metrology / J. D. Briers // Prog. Quantum Electr. – 1993. – Vol. 17. – P. 167–233.

37. *Webster, S.* Time integrated speckle for the examination of movement in biological systems / S. Webster, J. D. Briers // SPIE Proc. – 1994. – Vol. 2132. – P. 444–452.

38. *Briers, J. D.* Laser speckle techniques in biology and medicine / J. D. Briers // SPIE Proc. – 1994. – Vol. 2083. – P. 238–249.

39. *Briers, J. D.* Quasi-real time digital version of single-exposure speckle photography for full-field monitoring of velocity of flow field / J. D. Briers, S. Webster // Optics Communications. – 1995. – Vol. 116. – P. 36–42.

40. *Briers, J. D.* Laser speckle contrast analysis (LASCA): a non-scanning, full-field technique for monitoring capillary blood flow / J. D. Briers, S. Webster // J. of Modern Optics. – 1996. – Vol. 1. – P. 174–179.

41. *Briers, J. D.* Monitoring biomedical motion and flow by means of coherent light fluctuations / J. D. Briers // SPIE Proc. – 1996. – Vol. 2732. – P. 2–15.

42. *Richards, G. J.* Capillary-blood-flow monitoring using laser speckle contrast analysis (LASCA): improving the dynamic range / G. J. Richards, J. D. Briers // SPIE Proc. – 1997. – Vol. 2981. – P. 160–171.

43. *Briers, J. D.* Laser speckle contrast analysis (LASCA) for blood flow visualization: improved image processing / J. D. Briers, X.-W. He // SPIE Proc. – 1998. – Vol. 3252. – P. 26–33.

44. *Fujii, H.* Measurement of surface roughness using dichromatic speckle / H. Fujii, J. W. Y. Lit // Optics Communications. – 1977. – Vol. 22. – P. 231–235.

45. Velocity measurement of diffuse object based on time-differentiated speckle intensity fluctuations / N. Takai [et al.] // Optics Communications. – 1979. – Vol. 30, N 3 – P. 287–292.

46. *Asakura, T.* Dynamic laser speckle and their application to velocity measurement of diffuse object / T. Asakura, N. Takai // J. of Applied Physics. – 1981. – Vol. 25. – P. 179–194.

47. Blood flow observed by time-varying laser speckle / H. Fujii [et al.] // Optical Letters. – 1985. – Vol. 10. – P. 104–106.

48. *Fujii, H.* Optical fiber probe for blood flow monitoring / H. Fujii, T. Asakura, T. Okamoto // SPIE Proc. – 1985. – Vol. 576. – P. 76–82.

49. Evaluation of blood flow by laser speckle image sensing, part 1 / H. Fujii [et al.] // Applied Optics. – 1987. – Vol. 26, N 24. – P. 5321–5325.

50. Evaluation of retinal blood flow using time-varying laser speckle / Y. Aizu [et al.] // Laser Anemometry in Fluid Mechanics-III / ed. R. Adrian. – Lisbon: Ladoan, 1988. – P. 55–68.

51. *Iwai, T.* Dynamic properties of speckled speckles with relation to velocity measurements of a diffuse object / T. Iwai, T. Asakura // Optics and Laser Technology. – 1989. – Vol. 21, N 1. – P. 31–35.

52. *Aizu, Y.* Bio-speckle phenomena and their application to the evaluation of blood flow / Y. Aizu, T. Asakura // Optics and Laser Technology. – 1991. – Vol. 23, N 4. – P. 205–219.

53. Evaluation of blood flow at ocular fundus by using laser speckle / Y. Aizu [et al.] // *Appl. Opt.* – 1992. – Vol. 31. – P. 3020–3029.
54. *Aizu, Y.* Signal analysis for retinal blood flow measurements using biospeckle phenomena / Y. Aizu, A. Kojima, T. Asakura // *Optical Methods in Biomedical and Environmental Sciences* / ed.: H. Ohzu, S. Komatsi. – Amsterdam: Elsevier Publisher Ltd., 1994. – P. 159–162.
55. *Aizu, Y.* Bio-speckles / Y. Aizu, T. Asakura // *Trends in Optics* / ed. A. Consortini. – Orlando: Academic Press Inc., 1996. – P. 27–49.
56. *Aizu, Y.* Biospeckle method for retinal flow analysis: flexible correlation measurements / Y. Aizu, T. Asakura, A. Kojima // *SPIE Proc.* – 1997. – Vol. 2982. – P. 91–102.
57. *Aizu, Y.* Measurement of retinal blood vessel diameter for biospeckle flowmetry / Y. Aizu, T. Asakura // *SPIE Proc.* – 1998. – Vol. 3252. – P. 34–43.
58. Laser flowgraphy: a new visual blood flow meter utilizing a dynamic laser speckle effect / Y. Yamamoto [et al.] // *Plastic and Reconstructive Surgery.* – 1993. – Vol. 91, N 5. – P. 884–894.
59. *Fujii, H.* Visualization of retinal blood flow by laser speckle flowgraphy / H. Fujii // *Medical and Biological Engineering and Computing.* – 1994. – Vol. 32, N 3. – P. 302–304.
60. *Konishi, N.* Real-time visualization of retinal microcirculation by laser flowgraphy / N. Konishi, H. Fujii // *Opt. Eng.* – 1995. – Vol. 34. – P. 753–757.
61. Evaluation of blood flow within the subchondral bone of the femoral head: use of the laser speckle method at surgery for osteonecrosis / S. Fukuoka [et al.] // *J. of Orthopaedic Research.* – 1999. – Vol. 17, N 1. – P. 80–87.
62. *Ruth, B.* Velocity measurement by the laser speckle method using optical fibres / B. Ruth // *Optics and Laser Technology.* – 1987. – Vol. 19. – P. 83–90.
63. *Ruth, B.* Superposition of two dynamic speckle patterns: an application to non-contact blood flow measurements / B. Ruth // *J. Mod. Optics.* – 1987. – Vol. 34. – P. 257–273.
64. *Ruth, B.* Non-contact blood flow determination using a laser speckle method / B. Ruth // *Optics and Laser Technology.* – 1988. – Vol. 20, N 6. – P. 309–316.
65. *Ruth, B.* Blood flow determination by the laser speckle method / B. Ruth // *Int. J. Microcirc: Clin. Exp.* – 1990. – Vol. 9. – P. 21–45.
66. *Ruth, B.* Superposition of two dynamic speckle patterns / B. Ruth // *J. Mod. Optics.* – 1992. – Vol. 39, N 12. – P. 2421–2436.
67. *Ruth, B.* Non-contact determination of skin blood flow using a laser speckle method: application to patient with peripheral arterial occlusive disease (PAOD) and to type-i diabetics / B. Ruth, J. Schmand, D. Abendroth // *Lasers in Surgery and Medicine.* – 1993. – Vol. 13, N 2. – P. 179–188.
68. *Ruth, B.* Skin blood flow evaluation by the laser speckle method and the transcutaneous oxygen tension: interpretation of the dynamics using a simple model / B. Ruth // *International Journal of Microcirculation: Clinical and Experimental.* – 1993. – Vol. 12, N 3. – P. 227–254.

69. *Ruth, B.* Measuring the steady-state value and the dynamics of the skin blood flow using the non-contact laser speckle method / *B. Ruth* // *Medical Engineering and Physics*. – 1994. – Vol. 16, N 2. – P. 105–111.

70. *Тучин, В. В.* Исследование биотканей методами светорассеяния / *В. В. Тучин* // *УФН*. – 1997. – Т. 40, № 5. – С. 517–539.

71. *Zimnyakov, D. A.* Spatial speckle correlometry in applications to tissue structure monitoring / *D. A. Zimnyakov, V. V. Tuchin, A. A. Mishin* // *Applied Optics*. – 1997. – Vol. 36, N 22. – P. 5594–5607.

72. Лазерная гемотерапия в лечении заболеваний периферической нервной системы / *Л. В. Танин* [и др.]. – Минск: ООО «Мэджик Бук», 2004. – 148 с.

73. *Танин, Л. В.* Биомедицинская и резонансная оптика: теория и практика / *Л. В. Танин, А. Л. Танин*. – Минск: Беларуская навука, 2011. – 687 с.

74. *Александров, С. А.* Повышение пространственного разрешения голографических многолучевых методов оконтуривания рельефа поверхности / *С. А. Александров, Л. В. Танин, А. С. Рубанов* // *Письма в ЖТФ*. – 1993. – Т. 19, № 18. – С. 40–43.

75. *Markhvida, I. V.* Correlation of speckle patterns produced by the longitudinal motion of a diffuse object along the optical axis / *I. V. Markhvida, L. V. Tanin* // *Optik*. – 1986. – Vol. 72, N 4. – P. 168–170.

76. *Rachkovsky, L. I.* New multisource contouring method / *L. I. Rachkovsky, I. L. Drobot, L. V. Tanin* // *Proc. SPIE*. – 1991. – Vol. 1507. – P. 450–457.

77. Влияние внутривенного лазерного облучения крови на функциональное состояние некоторых эндокринных желез при повреждении периферических нервов травматического и ишемического генеза в эксперименте / *Н. И. Нечипуренко* [и др.] // *Периферическая нервная система*. – 1998. – Вып. 21. – С. 13–17.

78. *Laser microhemotomography* / *L. V. Tanin* [et al.] // *Proc. SPIE*. – 1993. – Vol. 2083. – P. 280–286.

79. Лазерный спеклометр. Новые приборы и разработки НАНБ / *Л. В. Танин* [и др.] // *Достижения мед. науки Беларуси: рецензируемый науч.-практ. ежегодник / М-во здравоохранения РБ*. – Минск, 1997. – Вып. 2. – С. 17–18.

80. Исследование при функциональных нагрузках лицевого отдела черепа человека методами голографической интерферометрии и корреляционной спекл-оптики / *С. А. Наумович* [и др.] // *Соврем. стоматология*. – 1998. – № 4. – С. 23–25.

81. Спекл-оптическая оценка нарушений мышечного тонуса и кожной микрогемодинамики при неврологических проявлениях остеохондроза позвоночника / *Л. А. Василевская* [и др.] // *Актуальные проблемы неврологии и нейрохирургии: сб. науч. тр. / РНПЦ неврологии и нейрохирургии; под ред. А. Ф. Смеяновича, И. Л. Антонова*. – Минск, 2002. – Вып. 4. – С. 32–38.

82. *Oulamara, A.* Biological activity measurement on botanical specimen surface using a temporal decorrelation effect of laser speckle / *A. Oulamara, G. Tribillon, J. Duvernoy* // *Mod. Opt.* – 1989. – Vol. 36. – P. 165–179.

83. Рубникович, С. П. Возможности лазерно-оптического метода в диагностике хронического периодонтита / С. П. Рубникович, Н. А. Фомин // Весці НАН Беларусі. Сер. мед. навук. – 2011. – № 2. – С. 57–63.

84. Chizhik, S. Digital Optical and Scanning Probe Microscopy for Inspection and Manipulation of Biocells / S. Chizhik, L. Drozd, N. Fomin // Micro and Nano Flow Systems for Bioanalysis / ed.: M. W. Collins, C. S. König. – Berlin: Springer Verlag, 2013. – Ch. 7. – P. 87–105.

85. Диагностика напряжений и деформаций твёрдых биотканей с помощью спекл-технологий / Ю. Л. Денисова [и др.]. – Минск: ИТМО, 2013. – 37 с. – (Препринт / ИТМО НАН Беларусі; № 5).

86. Лазерные спекл-технологии в стоматологии. Диагностика напряжений и деформаций твёрдых биотканей, ортодонтических и ортопедических конструкций / Ю. Л. Денисова [и др.] // ИФЖ. – 2013. – Т. 86, № 4. – С. 882–893.

87. Панорамная диагностика напряжений и деформаций твёрдых биотканей и ортопедических конструкций с использованием лазерной спекл-диагностики / Ю. Л. Денисова [и др.] // Докл. НАН Беларусі. – 2013. – Т. 57, № 5. – С. 92–96

88. Рубникович, С. Новые лазерные методы диагностики и терапии в стоматологии / С. Рубникович, Ю. Денисова, Н. Фомин. – Saarbrücken: LAP LAMBERT Academic Publishing, 2014. – 353 p.

89. Кравцов, Ю. А. Геометрическая оптика неоднородных сред / Ю. А. Кравцов, Ю. И. Орлов. – М.: Наука, 1980. – 304 с.

90. Ландсберг, Г. С. Оптика: учеб. пособие / Г. С. Ландсберг. – 6-е изд. – М.: Физматлит, 2003. – 848 с.

91. Борн, М. Основы оптики: пер. с англ. / М. Борн, Э. Вольф. – М.: Наука, 1973. – 720 с.

92. Скотников, М. М. Теневые количественные методы в газовой динамике / М. М. Скотников. – М.: Наука, 1976. – 159 с.

93. Нагибина, И. М. Интерференция и дифракция света: учеб. пособие для приборостроительных вузов оптических специальностей / И. М. Нагибина. – 2-е изд., перераб. и доп. – Ленинград: Машиностроение, Ленингр. отделение, 1985. – 332 с.

94. Merzkirch, W. Flow visualization / Merzkirch W. – 2nd ed. – Orlando: Academic Press, 1987. – 260 p.

95. Прикладная физическая оптика / В. А. Москалев [и др.]. – Санкт-Петербург: Изд-во Политехника, 1995. – 528 с.

96. Фомин, Н. А. Спекл-фотография газовых потоков / Н. А. Фомин. – Минск: Наука и техника, 1989. – 168 с.

97. Родионов, С. А. Основы оптики. Конспект лекций / С. А. Родионов. – СПб.: СПб. ГИТМО (ТУ), 2000. – 167 с.

98. Fomin, N. Speckle Photography for Fluid Mechanics Measurements / N. Fomin. – Berlin: Springer Verlag, 1998. – 248 p.

99. Settles, G. S. Schlieren and shadowgraph techniques. Visualizing Phenomena in Transparent Media / G. S. Settles. – Berlin: Springer Verlag, 2001. – 376 p.

100. Гужов, В. И. Компьютерная интерферометрия: учеб. пособие / В. И. Гужов, С. П. Ильиных. – Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2004. – 252 с.
101. Schardin, H. Die Schlierenverfahren und ihre Anwendungen / H. Schardin // *Naturwissenschaft*. – 1949. – Vol. 20. – P. 303–439.
102. Chernov, L. A. Wave Propagation in a Random Media / L. A. Chernov. – New York: McGraw-Hill, 1967. – 168 p.
103. Sharma, A. Tracing rays through gradient-index media: a new method / A. Sharma, D. Kumar, A. K. Ghatak // *Applied Optics*. – 1982. – Vol. 21. – P. 984–987.
104. Anderson, A. H. Digital ray tracing in two-dimensional refractive fields / A. H. Anderson, A. C. Kak // *J. Acoust. Soc. Am.* – 1982. – Vol. 72, N 5. – P. 1593–1606.
105. Hesselink, L. Propagation of weak shocks through a random medium / L. Hesselink, B. Sturevant // *J. of Fluid Mechanics*. – 1988. – Vol. 196. – P. 513–553.
106. Shakher, C. A review on refractive index and temperature measurements using laser-based interferometric techniques / C. Shakher, A. K. Nirala // *Optics and Lasers in Engineering*. – 1999. – Vol. 31. – P. 455–491.
107. Velis, D. R. Simulated annealing ray tracing in complex three-dimensional media / D. R. Velis, T. J. Ulrych // *Geophysical Journal International*. – 2001. – Vol. 145, N 2. – P. 447–459.
108. Uberoi, M. S. Analysis of turbulent density fluctuations by shadow method / M. S. Uberoi, L. S. G. Kovaszny // *J. Appl. Phys.* – 1955. – Vol. 26, N 1. – P. 19–24.
109. Kovaszny, L. S. G. High Power Short Duration Spark Discharge / L. S. G. Kovaszny // *Rev. Sci. Instrum.* – 1949. – Vol. 20. – P. 696–697.
110. Kovaszny, L. S. G. Hot-wire investigation of the wake behind cylinders at low Reynolds numbers / L. S. G. Kovaszny // *Proc. Roy. Soc. A.* – 1949. – Vol. 198. – P. 174–190.
111. Erbeck, R. Die Anwendung der Speckle Photographie zur statistischen Analyse turbulenter Dichtefelder / R. Erbeck. – Düsseldorf: VDI-Verlag, 1986. – 128 s.
112. Erbeck, R. Speckle photographic measurement of turbulence in an air stream with fluctuating temperature / R. Erbeck, W. Merzkirch // *Proceedings of the 10th Symposium on Turbulence, Rolla, 22–26 Sept. 1986 / University of Missouri-Rolla*. – Rolla, 1986. – P. 23–27.
113. Erbeck, R. Speckle photographic measurement of turbulence in an air stream with fluctuation temperature / R. Erbeck, W. Merzkirch // *Experiments in Fluids*. – 1988. – Vol. 6. – P. 89–93.
114. Weyl, F. J. Analysis of optical methods / F. J. Weyl // *Physical measurements in Gas Dynamics and Combustion* / ed. R. W. Ladenburg. – Princeton: Princeton University Press, 1954. – P. 3–25.
115. Tatarskii, V. I. Wave Propagation in a Turbulent Medium / V. I. Tatarskii. – New York: McGraw-Hill, 1961.
116. Gerz, T. Direct simulation of homogeneous turbulence and gravity waves in sheared and unshered stratified flows / T. Gerz, U. Schumann // *J. of Fluid Mechanics*. – 1994. – Vol. 280. – P. 1–40.
117. Рытов, С. М. Введение в статистическую радиофизику / С. М. Рытов, Ю. А. Кравцов, В. И. Татарский. – М.: Наука, 1978. – 464 с.

118. Фомин, Н. А. Численное моделирование распространения акустических волн в трехмерной турбулентной среде / Н. А. Фомин, Е. И. Лавинская, К. Грейтид // Математическое моделирование. – 2003. – Т. 15, № 7. – С. 75–80.
119. Optical and infrared monitoring techniques detection after indentation of JUTE/HEMP fibre hybrid laminates / S. Sfarra [et al.] // Proc. of 15 International Conferences on Experimental Mechanics, Porto, 22–27 July 2012 / Faculty of Engineering, University of Porto. – Porto, 2012. – 18 p.
120. Doric, S. Ray tracing through gradient-index media: recent improvements / S. Doric // Applied Optics. – 1990. – Vol. 29, N 28. – P. 4026–4029.
121. Sharma, A. Tracing rays through graded-index media: a new method / A. Sharma, D. V. Kumar, A. K. Ghatak // J. of Applied Optics. – 1982. – Vol. 21, N 6. – P. 984–987.
122. Sharma, A. Computing optical path length in gradient-index media: a fast and accurate method / A. Sharma // J. of Applied Optics. – 1986. – Vol. 24, N 24. – P. 4367–4370.
123. Gerz, T. Direct simulation of homogeneous turbulence and gravity waves in sheared and unshered stratified flows / T. Gerz, U. Schumann // Turbulent Shear Flows 7 / ed.: F. Durst [et al.]. – Berlin: Springer Verlag, 1991. – P. 29–45.
124. Головичев, В. И. Влияние эффектов вязкости и турбулентности на структуру течения и эффективность газодинамических лазеров / В. И. Головичев, Н. А. Фомин // Высокотемпературная газодинамика, ударные трубы и ударные волны: материалы междунар. школы-семинара / под общ. ред. Р. И. Солюхина. – Минск: ИТМО, 1983. – С. 74–82.
125. Спекл-фотография полей локальных температур в процессах тепло- и массообмена с осевой симметрией / Г. Н. Блинков [и др.] // Докл. АН БССР. – 1987. – Т. 31, № 7. – С. 627–630.
126. Лавинская, Е. И. Статистический анализ турбулентности по данным спекл-фотографии течения / Е. И. Лавинская, Е. Ф. Ноготов, Н. А. Фомин // Докл. НАН Беларуси. – 1997. – Т. 41, № 4. – С. 53–57.
127. Vitkin, D. Quantitative visualization of the change of turbulence structure caused by a normal shock wave / D. Vitkin, W. Merzkirch, N. Fomin // J. Visualization. – 1998. – Vol. 1, N 1. – P. 29–35.
128. Optical speckle patterns generated by turbulent density fields / N. A. Fomin [et al.] // Proc. of the Seminar on Optical Methods and Data Processing in Heat and Fluid Flow. – London: City Univ. Press, 1992. – P. 211–215.
129. Fomin, N. A. Speckle frame- and streak- cinematography of temperature field microstructure in non-steady turbulent fields / N. A. Fomin, P. P. Khramtsov // Optical Methods and Data Processing in Heat and Fluid Flow. – London: IMex-Press, 1996. – P. 489–496.
130. Speckle photography applied to statistical analysis of turbulence / N. A. Fomin [et al.] // Optics and Laser Technology. – 1999. – Vol. 31. – P. 13–22.
131. Turbulence microscale variations due to interaction with a shock wave / N. A. Fomin [et al.] // Shock Waves. – 2000. – Vol. 10. – P. 345–349.

132. Erbeck–Merzkirch integral transform for local turbulence parameters determination / N. A. Fomin [et al.] // CD-ROM Proceedings of EURO THERM Seminar 68 Inverse Problems and Experimental Design in Thermal and Mechanical Engineering. – Poitiers, France, 2001. – 1 электрон. опт. диск (CD-ROM).

133. *Fomin, N.* Limited projections laser speckle tomography of complex flows / N. Fomin, E. Lavinskaya, K. Takayama // Opt. Lasers in Engineering. – 2006. – Vol. 44, N 3–4. – P. 335–349.

134. Измерения параметров турбулентности в осесимметричной струе с помощью эффекта Тальбота / М. В. Дорожко [и др.] // ИФЖ. – 2006. – Т. 79, № 5. – С. 94–99.

135. **3D turbulence diagnostics by digital speckle photography and Talbot interferometry** / N. A. Fomin [et al.] // Methods of Aerophysical Research (ICMAR-2007): proc. of the XIII int. conf. (part IV), Novosibirsk, 5–10 February 2007 / ITAM SB RAS; ed. V. M. Fomin. – Novosibirsk: Publ. House “Parallel”, 2007. – P. 22–27.

## ДИФРАКЦИОННЫЕ ОСНОВЫ ТЕХНИКИ

### 3.1. Опыты Гримальди

Рассмотрим основные законы дифракции, следуя публикациям [1–26]. Краткий обзор этих и некоторых других публикаций содержится в Главе 1. Под дифракцией понимают совокупность явлений, в которых свет распространяется не так, как предписывают законы геометрической оптики. Например, если внимательно рассмотреть границу тени от предмета конечных размеров, освещенного небольшим светильником, то можно увидеть, что она не является резкой, и что в области за предметом, где освещенность должна быть равна нулю (область тени), вблизи границы освещенность отлична от нуля, т. е. свет каким-то образом попадает за препятствие (рис. 3.1, б). Поэтому дифракцию иногда определяют как явление огибания светом препятствия. Первое сообщение о наблюдении дифракции света было сделано Франческо Мария Гримальди<sup>1</sup>; оно было опубликовано в 1665 г. вскоре после его смерти. Гримальди проводил свои опыты на установке, схема которой показана на рис. 3.1. Источник света освещает отверстие в непрозрачном экране, а в плоскости, расположенной на некотором расстоянии позади экрана, измеряется освещенность. Гримальди установил, что переход от света к тени происходит не резко, а постепенно.

---

<sup>1</sup> Собрание сочинений Ф. Гримальди не издавалось. Переиздание основного сочинения Гримальди вышло в Болонье в 1964 г. к 300-летию со дня смерти ученого. *Tabarroni, G. P. F. M. Grimaldi, bolognese iniziatore della ottica – fisica / G. P. F. M. Tabarroni. – Bologna, 1964; Ронки, В. Падре Гримальди и его эпоха / В. Ронки // Успехи физических наук. – 1965. – Т. 87, вып. 2. – С. 349–366.*

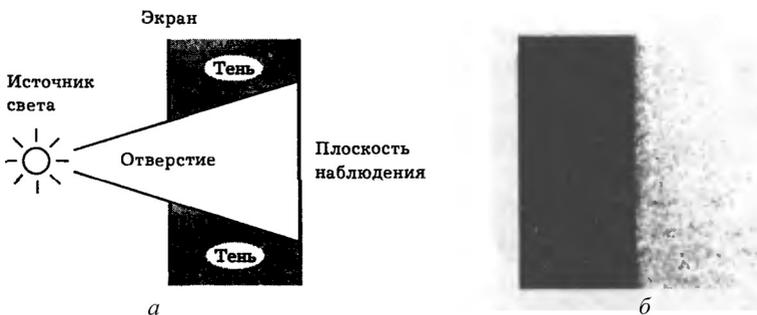


Рис. 3.1. Схема экспериментов Гримальди по дифракции света (а) и результат наблюдений (б)

Со времен Гримальди, который еще в XVII в. первым подробно описал дифракционные эффекты и даже ввел сам термин «дифракция», ее считали редким исключением из строгого свода законов геометрической оптики. Однако анализ волнового уравнения показывает, что независимо от природы распространяющихся колебаний (световые и звуковые, поперечные и продольные) дифракция не только не является чем-то аномальным, но присуща любому волновому процессу изначально. С учетом этого нужно говорить о том, что геометрическая оптика и прямолинейное распространение света являются предельным случаем дифракции, а трудности наблюдения последней связаны с малостью длины световой волны и низкой пространственной и временной когерентностью естественных источников света.

Повторим опыт Гримальди используя лазерный свет. Принципиальная схема опыта показана на рис. 3.2. В данном случае, как и в опыте Гримальди, нет резкой границы между светом и тенью. Напротив, вблизи геометрической границы тени на экране наблюдается чередование темных и светлых линий (рис. 3.3, см. цв. вклейку). Такой характер картины указывает на интерференционный характер явления дифракции и свидетельствует о волновой природе света. Основываясь на догадке о том, что свет это волна, голландский ученый Христиан Гюйгенс предположил, что каждая



Рис. 3.2. Дифракция при освещении непрозрачного экрана лазерным излучением

точка на фронте светового возмущения есть источник вторичной сферической волны. Принцип Гюйгенса иллюстрирует рис. 3.4 (см. цв. вклейку).

При анализе дифракционных явлений обычно различают три области формирования дифракционной картины электромагнитного поля (рис. 3.5, см. цв. вклейку).

В *первой области*, располагающейся буквально на расстоянии нескольких длин волн от препятствия, формируется поле, полностью соответствующее резкому изображению препятствия. В этой области предполагается еще прямолинейное распространение света и полное отсутствие явлений дифракции. Экран, на котором наблюдается изображение препятствия, расположен или почти вплотную к препятствию, или область распространения поля вблизи препятствия проецируется на удаленный экран с помощью какой-либо оптической системы.

Во *второй области*, часто называемой ближней зоной или зоной дифракции Френеля, формируется дифракционное изображение препятствия. В этом случае экран, на котором наблюдается дифракционное изображение препятствия располагается на некотором удалении от препятствия

В *третьей области*, называемой дальней зоной или зоной дифракции Фраунгофера, формируется дифракционное изображение источника излучения. В этом случае экран, на котором наблюдается дифракционное изображение источника излучения располагается в бесконечности.

### 3.2. Принцип Гюйгенса–Френеля

Но что такое огибание светом препятствия? Это перераспределение светового потока в пространстве таким образом, что часть потока меняет направление своего распространения и попадает в область тени, т. е. туда, куда по законам геометрической оптики при прямолинейном характере распространения света, свет попасть не должен. Но интерференция также определяется как результат распределения светового потока в пространстве. В случае интерференции распределение светового потока происходит в результате сложения двух или более волн, например, двух волн от одного источника, но прошедших разные оптические пути. Можно предположить, что и дифракция (т. е. отклонение направления распространения волнового фронта) является результатом сложения волн, но в случае дифракции нужно производить суммирование по всем участкам волнового фронта, падающего на предмет. Это предположение было выдвинуто Френелем и является дополнением принципа Гюйгенса. Напомним, что согласно принципу Гюйгенса, который является основанием геометрической оптики, распространение волнового фронта происходит следующим образом: каждая точка волнового фронта является источником вторичных сферических волн, новое положение волнового фронта в следующий момент времени определяется огибающей для всех вторичных волн.

Для объяснения большинства дифракционных картин достаточно, не прибегая к интегральным преобразованиям волнового уравнения, применить принцип Гюйгенса–Френеля. Согласно построениям Гюйгенса, каждую точку волнового фронта можно считать центром вторичного возмущения, которое вызывает элементарные сферические волны, а волновой фронт в любой более поздний момент времени является огибающей этих волн (рис. 3.6, см. цв. вклейку). Френель дополнил этот принцип положениями о когерентности вторичных источников и интерференции испускаемых ими вторичных волн.

Принцип Гюйгенса–Френеля: каждая точка волновой поверхности является источником вторичных сферических волн, которые интерферируют между собой. Согласно же Френелю, новое поло-

жение волнового фронта определяется результатом сложения вторичных волн. Этот принцип, определяющий распространение световой волны с учетом интерференции вторичных волн, называют принципом Гюйгенса–Френеля. Как будет показано ниже, на основе этого принципа можно построить теории, удовлетворительно описывающие наблюдаемые дифракционные явления.

### 3.3. Дифракция Френеля

#### 3.3.1. Зоны Френеля

Из сказанного выше следует, что явления интерференции и дифракции имеют общую природу и являются результатом сложения волн. Только в случае интерференции говорят об интерференции ограниченного числа волн, а в случае дифракции – об интерференции бесконечного числа волн, потому что даже на ограниченном участке волнового фронта имеется бесконечное число точек, каждая из которых является источником вторичных волн. Иллюстрация определения зон Френеля приведена на рис. 3.7.

Попробуем получить выражение для поля волны в произвольной точке наблюдения  $P$ . Пусть произвольный бесконечно малый участок волнового фронта, удаленный от точки  $P$  на расстоянии  $r$ , имеет площадь  $dS$  (рис. 3.8).

От этого участка распространяется сферическая вторичная волна  $E = \frac{E_0 e^{i(kr - \omega t - \delta)}}{r}$ . Тогда вклад участка  $dS$  в поле в точке  $P$  будет  $E_p = K(\varphi) \frac{E_0 e^{i(kr - \omega t - \delta)}}{r} dS$ . Здесь введена функция  $K(\varphi)$ ,

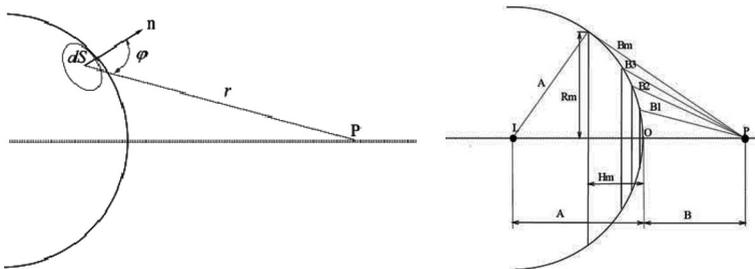


Рис. 3.7. Определения зон Френеля

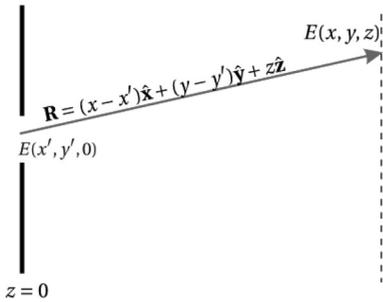


Рис. 3.8. Обозначения к интегралу Френеля

которая пока неизвестна и которая показывает какая доля излучения от  $dS$  попадает в точку  $P$ . Относительно нее можно высказать лишь предположения:

а) значение этой функции максимально для  $\varphi = 0$ , так как в этом случае участок  $dS$  ориентирован точно на точку  $P$  и большая часть этого излучения должна попадать в эту точку;

б)  $K\left(\varphi = \frac{\pi}{2}\right) = 0$ . Согласно принципу Гюйгенса–Френеля, поле в некоторой точке наблюдения  $P$  является результатом сложения полей от всех участков волнового фронта. Так как этих участков бесконечно много, то сумма представляет собой интеграл по всей поверхности  $S$  волнового фронта:

$$E_P = \int_S K(\varphi) E_0 \frac{e^{i(kr - \omega t - \delta)}}{r} dS. \quad (3.1)$$

Выражение (3.1) называют интегралом Френеля, он определяет поле в некоторой точке  $P$  через поле в точках волнового фронта. Можно сказать, что (3.1) – есть математическая реализация принципа Гюйгенса–Френеля. Действительно, значение поля в точке  $P$  определяется суммой вторичных волн, образованных на некоторой волновой поверхности и дошедших до  $P$ . Недостатком этого выражения является то, что здесь используется неизвестная функция  $K(\varphi)$ . Кроме того, несмотря на видимую простоту, вычисление этого интеграла в конкретных ситуациях зачастую сопряжено со значительными трудностями. Поэтому часто используют приближения, при которых для интеграла можно получить аналитические выражения.

Френелю не удалось создать теорию, которая бы позволяла находить в произвольной точке наблюдения величину интенсивности волны, ограниченной в пространстве. Но он сумел пред-

ложить подход к описанию дифракционных явлений, с помощью которого можно было получать результаты, качественно совпадающие с теми, которые наблюдаются в опытах. Например, в рамках этого описания можно получить периодическое изменение интенсивности на границе геометрической тени от препятствия и отличную от нуля интенсивность в области геометрической тени за препятствием.

С учетом обозначений, сделанных на рис. 3.8, интеграл Френеля может быть записан в следующем виде:

$$E(x, y, z) = -\frac{i}{\lambda} \iint_{\text{по апертуре}} E(x', y', 0) \frac{e^{ikR}}{R} dx' dy',$$

где  $R = \sqrt{(x - x')^2 + (y - y')^2 + z^2}$ .

Для вычисления интеграла (3.1) Френель поделил весь волновой фронт на зоны (их называют зонами Френеля), предполагая, что от каждой точки внутри зоны вторичная волна приходит в точку наблюдения  $P$  с одной и той же амплитудой и фазой, величины которых определяются номером зоны, расстоянием от источника до волнового фронта и расстоянием от волнового фронта до точки наблюдения  $P$ . Тогда интеграл Френеля предстанет в виде суммы

$$E(P) = \int_S K(\varphi) E_0 \frac{e^{i(kr - \omega t)}}{r} dS = \sum_{m=1} \left( \frac{K(\varphi)}{B_m} E_0 \right) \cos(kB_m - \omega t) S_m =$$

$$\sum_{m=1} C_m \cos(\delta_m) S_m = \sum_{m=1} (-1)^m D_m S_m,$$

где  $S_m$  – площадь  $m$ -й зоны. В последней сумме было учтено, что вклад в поле от соседних зон отличается знаком, потому что волны от соседних участков отличаются друг от друга по фазе на  $\pi$ . Действительно

$$C_m \cos(\delta_m) = C_m \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} B_m - \omega t\right) =$$

$$C_m \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} \left(B_m - m \frac{\lambda}{2}\right) - \omega t\right) =$$

$$C_m \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}(B_m - \omega t + m\pi)\right) =$$

$$(-1)^m C_m \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}(B_m - \omega t)\right) = (-1)^m D_m.$$

### 3.3.2. Картина дифракции на отверстиях (щели) и на диске (тонкой проволоке)

Рассмотрим дифракцию сферической монохроматической волны, расходящейся от точечного источника  $S$  и падающей на непрозрачный экран с круглым отверстием  $AB$  (рис. 3.9).

Для простоты анализа предположим, что сам источник  $S$  и точка наблюдения  $P$  расположены на оси отверстия. Определим интенсивность света в центре дифракционной картины. Если же препятствие представляет собой бесконечный непрозрачный экран с небольшим отверстием, то явление дифракции приводит к тому, что пучок света, вышедшего из отверстия, будет расходящимся. В этих двух случаях общим является то, что фронт волны ограничивается препятствием. По этой причине иногда про явления дифракции говорят как о результате распространения ограниченных в пространстве волн. На рис. 3.10 показана картина дифракции на отверстии и на диске [10].

Если на пути света, испускаемого источником  $S$ , поставить непрозрачный экран с малым отверстием, то световые волны отклоняются от прямолинейного пути распространения. Свет,

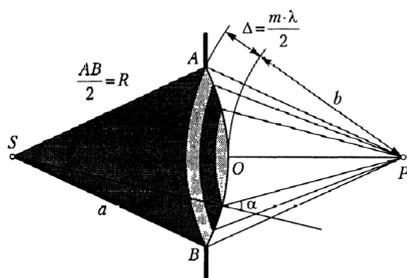


Рис. 3.9. Зоны Френеля при дифракции на отверстии

огняя края отверстия, распространяется в область геометрической тени и на экране Э (рис. 3.10, а) получится более широкое светлое пятно, чем это следует из геометрических построений. Точно так же, если на пути света поместить непрозрачный круглый диск

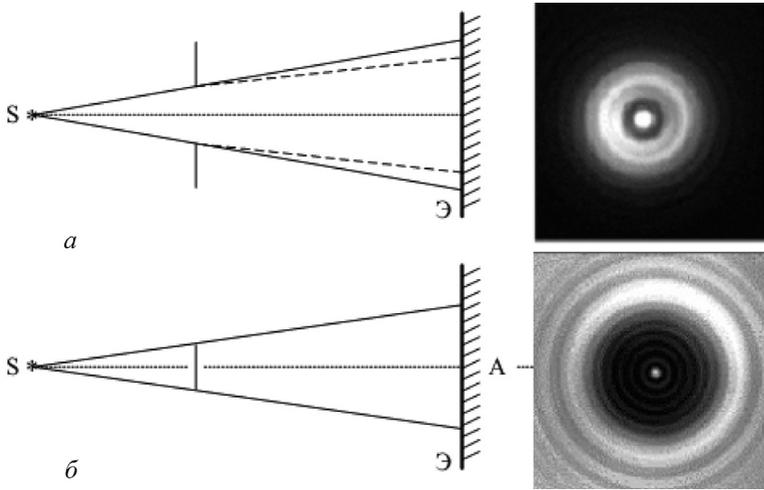


Рис. 3.10. Дифракция на отверстии (а) и на диске (б) [12]

малого диаметра (рис. 3.10, б), то за центром диска в точке  $A$  на экране получим светлое пятно, интенсивность которого быстро уменьшается по мере увеличения размера диска. Вне геометрической тени получается система concentрических светлых и темных колец.

В соответствии с принципом Гюйгенса, все точки волнового фронта, заполняющего отверстие  $AB$ , становятся источниками вторичных сферических волн. Поскольку расстояние до точки наблюдения  $P$  определяет фазу пришедшего в эту точку возмущения, имеет смысл выделить те области волнового фронта, вторичные волны из которых оказываются синфазны. С этой целью разобьем заполняющий отверстие волновой фронт на кольцевые полуволновые зоны. Разбиение проведем путем последовательного добавления половины длины волны к радиусу  $b$  опорной сферы с центром в точке  $P$  до тех пор, пока расстояние  $(b + \delta)$  не станет равным расстоянию  $AP$  до края отверстия, что и определит число открытых для точки  $P$  зон. Если расстояние  $SO = a$ ,  $OP = b$ , а высота сегмента  $h$ , то радиус  $m$ -й зоны  $R_m$  удовлетворяет соотношениям

$$R_m^2 + (a - h)^2 = a^2, \quad (3.2)$$

$$R_m^2 + (b + h)^2 = \left(b + \frac{m\lambda}{2}\right)^2.$$

Выражая из первого уравнения в (3.2)  $h = R_m^2 / 2a$  и подставляя во второе,

$$R_m^2 + \left(b + \frac{R_m^2}{2a}\right)^2 = \left(b + \frac{m\lambda}{2}\right)^2.$$

Если радиус отверстия  $R$  и длина волны  $\lambda$  много меньше расстояний  $a$  и  $b$ , то нетрудно показать, что радиус  $m$ -й зоны  $R_m$  равен

$$R_m = \sqrt{m\lambda \frac{ab}{a+b}}. \quad (3.3)$$

Пусть плоская волна с длиной волны  $\lambda$  падает нормально на экран с отверстием (например, круглым) радиусом  $r_0$ , а точка наблюдения находится на оси симметрии за экраном на расстоянии  $L$  от него. Характер дифракционной картины зависит от того, сколько зон Френеля укладывается в отверстии, или от значения параметра дифракции  $\rho$ , равного отношению размера первой зоны Френеля к размеру отверстия  $r_0$ . Радиус первой зоны Френеля равен  $r_1 = \sqrt{\lambda L}$ , тогда  $\rho = \frac{\sqrt{L\lambda}}{r_0}$ .

Различают следующие характерные области дифракции света, отвечающие разным значениям  $\rho$ :

геометрическая область –  $\rho \ll 1$ ;

область дифракции Френеля –  $\rho \sim 1$ ;

область дифракции Фраунгофера –  $\rho \gg 1$ .

При фиксированном размере отверстия  $r_0$  и длине падающей волны  $\lambda$  по мере удаления точки наблюдения от отверстия (т. е. с увеличением  $L$ ) последовательно проходят указанные области.

В *первой*, прилегающей к отверстию области  $\left(L \ll \frac{r_0^2}{\lambda}\right)$ , поперечное (в плоскости  $L = \text{const}$ ) распределение амплитуды повто-

ряет (исключая малую окрестность вблизи границ геометрической тени) распределение амплитуды на самом отверстии и отвечает приближению геометрической оптики.

Во *второй* области  $\left( L \approx \frac{r_0^2}{\lambda} L \right)$  поперечное распределение амплитуды существенно искажается. При этом картина дифракции зависит от того, сколько зон Френеля помещается в отверстии (дифракция Френеля).

Наконец, в *третьей*, удаленной области  $\left( L \gg \frac{r_0^2}{\lambda} \right)$ , размер отверстия значительно меньше первой зоны Френеля. Дифракция при выполнении этого условия называется фраунгоферовой (рис. 3.11). Заметим, что в чистом виде дифракция Фраунгофера наблюдается на бесконечности ( $L \Rightarrow \infty$ ) – дифракция в параллельных лучах.

На рис. 3.12 представлено распределение интенсивности света на экране, расположенном за отверстием в виде тонкого кольца, по мере увеличения расстояния между отверстием и экраном. Можно проследить плавный переход от геометрической оптики (1–3) через дифракцию Френеля (4–7) к дифракции Фраунгофера (9–11). Число открытых зон уменьшается слева направо.

Любые препятствия будут закрывать часть зон Френеля на падающем на них волновом фронте. Поэтому интенсивность прошедшего через препятствие света определяют, суммируя вклад оставшихся открытыми зон Френеля. Как видим, если радиус

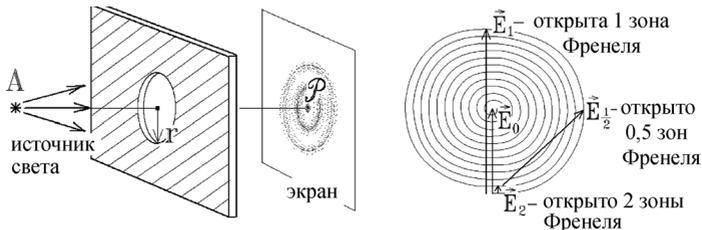


Рис. 3.11. Геометрия наблюдения дифракции Фраунгофера на отверстии (а) и зоны Френеля при наблюдении дифракции Фраунгофера на отверстии (б)

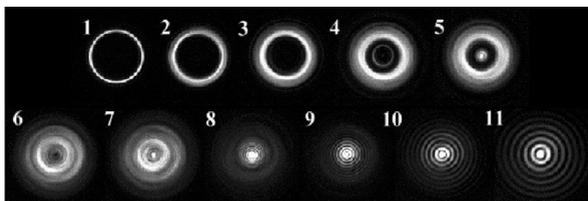


Рис. 3.12. Дифракция на кольце [12]

отверстия окажется равным радиусу четной зоны Френеля для точки  $P$ , то вклады четного числа зон компенсируют друг друга и в точке  $P$  освещенность будет минимальна ( $E_2 \approx 0$ ). Если же в отверстии окажется нечетное число зон Френеля (например, одна), то освещенность в точке  $P$  будет равна  $I_p \sim E_1^2 = (2E_0)^2 = 4I_0$  – в 4 раза больше, чем при отсутствии препятствия [23].

Изобразим графически распределение интенсивности света для дифракции на круглом отверстии. Точка  $B$  – центр экрана,  $x$  – расстояние от центра дифракционной картины (рис. 3.13, 3.14, см. цв. вклейку [10]).

Площадь  $m$ -й зоны  $S = \pi(R_{m+1}^2 - R_m^2)$ . Подставляя радиусы зон из (3.3), получаем

$$S = \frac{\pi ab\lambda}{a+b}.$$

Применим метод Френеля. Для волн, распространяющихся под углом  $\alpha$  к первоначальному (до щели) направлению, разо-

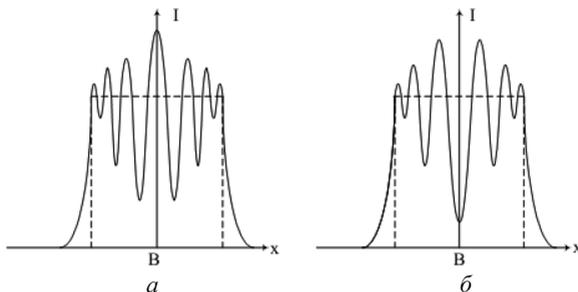


Рис. 3.13. Картина дифракции Френеля на круглом отверстии:  $a$  –  $m$  – нечетное,  $б$  –  $m$  – четное

бъем волновой фронт плоской волны, достигший щели, по ширине щели  $b$  на зоны Френеля. Полученные зоны представляют собой полосы, параллельные щели. Число зон Френеля, укладывающихся на ширине щели, зависит от угла  $\alpha$ , под которым наблюдаем дифракцию. При  $\alpha = 0$  щель открывает только часть первой зоны. При  $\alpha \geq 0$  число зон  $N$  определяется выражением  $N \frac{\lambda}{2} = b \sin \alpha$  или  $N = \frac{2b \sin \alpha}{\lambda}$ , где  $b$  – ширина щели. Таким образом, в центре френелевской дифракционной картины при нечетном  $m$  должен наблюдаться максимум, а при четном  $m$  – минимум интенсивности. Для точек на экране, смещенных относительно  $B$ , будут попеременно выполняться условия максимума и минимума, и дифракционная картина будет иметь вид чередующихся темных и светлых колец. На рис. 3.12 представлена дифракционная картина, полученная на круглом отверстии по мере уменьшения расстояния от отверстия до экрана. При этом число открытых зон Френеля увеличивается слева направо с 2 до 6 [10]. Видно, что размер дифракционной картины уменьшается, приближаясь к диаметру отверстия.

На рис. 3.15 представлена дифракционная картина, полученная на круглом отверстии по мере уменьшения расстояния от отверстия до экрана. При этом число открытых зон Френеля увеличивается слева направо с 2 до 6. Видно, что размер дифракционной картины уменьшается, приближаясь к диаметру отверстия.

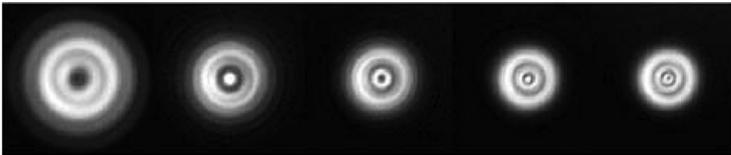


Рис. 3.15. Дифракция Френеля на круглом отверстии [12]

### 3.3.3. Спираль Френеля и Корню

Некоторое развитие метода Френеля, с помощью которого можно решать более сложные задачи, состоит в том, что волновой фронт разбивается на более мелкие зоны. Разбиение производят таким образом, чтобы вклады от соседних зон отличались по фазе друг от друга не на  $\pi$ , как в случае разбиения на зоны Френеля, а на бесконечно малую фазу  $\delta$ . В этом случае можно считать, что амплитуда волн плавно уменьшается с увеличением номера  $m$  зоны. Тогда поле в точке наблюдения представляет собой сумму комплексных чисел  $E_m = C_m e^{im\delta}$

$$E_p = \sum_{m=0} E_m = \sum_{m=0} C_m e^{im\delta}.$$

Суммирование происходит следующим образом: каждое слагаемое  $E_m = C_m e^{im\delta}$  представляется на комплексной плоскости вектором длиной  $C_m$ , с направлением под углом  $\varphi = m\delta$  к действительной оси. При этом начало каждого вектора совпадает с концом предыдущего.

Начало первого вектора совпадает с началом системы координат. Эти вектора образуют ломаную линию в форме спирали (рис. 3.16). Направление стрелок определяет фазу волны от соответствующей точки волнового фронта. В пределе, когда  $\delta \rightarrow 0$ , ломаная линия становится гладкой и стрелки уже не рисуют, полагая, что они направлены против часовой стрелки, а фаза определяется углом касательной к точке спирали. Эту спираль называют спираль Френеля.

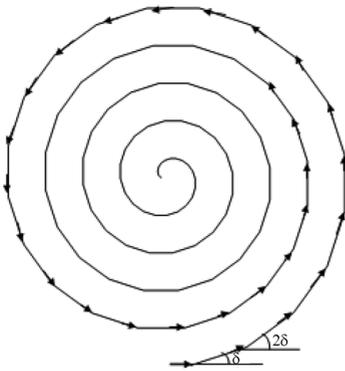


Рис. 3.16. Спираль Френеля

Пусть в экране сделана бесконечно длинная щель шириной  $b$ . Введем обозна-

чения  $t = \sqrt{\frac{k}{\pi z}}(u - x)$ ;  $t_1 = -\sqrt{\frac{k}{\pi z}}\left(\frac{b}{2} + x\right)$ ;  $t_2 = \sqrt{\frac{k}{\pi z}}\left(\frac{b}{2} - x\right)$ ;  
 $C(t_i) = \int_0^{t_i} \cos\left(\frac{\pi}{2}t^2\right)dt$ ;  $S(t_i) = \int_0^{t_i} \sin\left(\frac{\pi}{2}t^2\right)dt$ . Тогда интенсивность

света в точке  $P$  может быть записана как

$$I(P) = \frac{I_0}{2}([C(t_1) - C(t_2)]^2 + [S(t_1) - S(t_2)]^2) = \frac{I_0}{2}I^2(t_1, t_2).$$

Здесь  $I^2(t_1, t_2)$  – квадрат расстояния между точками на кривой, которая называется спиралью Корню (другое название – клотоида), соответствующими параметрам  $t_1$  и  $t_2$ . На рис. 3.17 показана спираль Корню, представляющая собой симметричную параметрическую кривую: по оси  $X$  отложены значения функции  $C(t)$ , а по оси  $Y$  отложены значения функции  $S(t)$ , при изменении  $t$  от  $-\infty$  до  $+\infty$ .

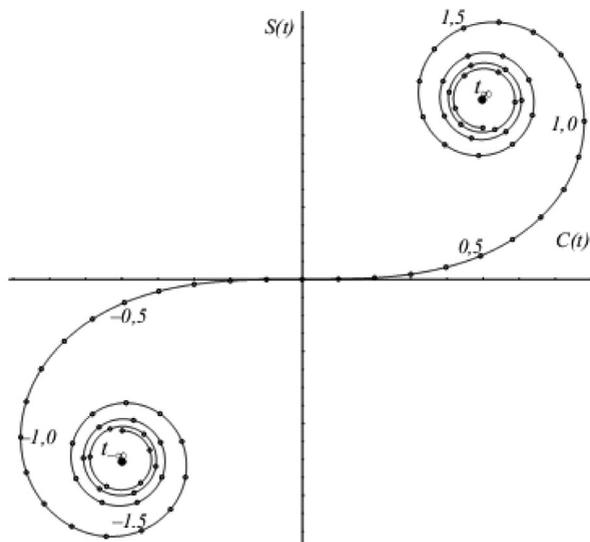


Рис. 3.17. Спираль Корню

На рис. 3.17 в первом квадранте кривая для положительных значений  $t$ , а в третьем для отрицательных. В начале координат  $t = 0$ . Соседние точки на кривой соответствуют изменению параметра  $|\Delta t| = 0, 1$ . В центре ветвей этих кривых указаны точки, соответствующие значениям  $t_{-\infty} = -\infty$  и  $t_{\infty} = \infty$ . Координаты этих точек  $\left(-\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\right)$  и  $\left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\right)$  соответственно.

Для демонстрации решения задач с использованием спирали Корню рассмотрим конкретную задачу [23]. Но прежде упростим выражения для параметров  $t_1$  и  $t_2$ :

$$t_1 = -\sqrt{\frac{k}{\pi z}} \left( \frac{b}{2} + x \right) = -\sqrt{\frac{b^2}{2\lambda z}} \left( 1 + \frac{2x}{b} \right) = -\sqrt{2N_F} (1 + p),$$

$$t_2 = -\sqrt{\frac{k}{\pi z}} \left( \frac{b}{2} - x \right) = -\sqrt{\frac{b^2}{2\lambda z}} \left( 1 - \frac{2x}{b} \right) = \sqrt{2N_F} (1 - p),$$

где  $p = \frac{2x}{b}$ .

Разобьем волновую поверхность на равные по площади кольцевые подзоны, аналогичные зонам Френеля, но гораздо меньше по ширине. Колебание, создаваемое в точке наблюдения каждой такой подзоной, можно изобразить в виде вектора, длина которого равна амплитуде колебаний, а угол, образуемый вектором с направлением, принятым за начало отсчета, дает начальную фазу колебаний. Колебание, создаваемое в точке  $B$  любой из таких подзон, имеет приблизительно такую же амплитуду, как и колебание, создаваемое предшествующей подзоной, но будет отставать от него на практически одинаковую для всех соседних подзон величину. Если бы при переходе от зоны к зоне амплитуда оставалась постоянной, конец последнего из векторов на рис. 3.18 совпадал бы с началом первого вектора. В действительности, амплитуда слабо убывает и векторы образуют не замкнутую фигуру, а ломанную спираль. Если ширину кольцевых зон устремить к нулю, векторная диаграмма примет вид спирали, закручивающейся к центру  $C$  (рис. 3.18, б). Фазы

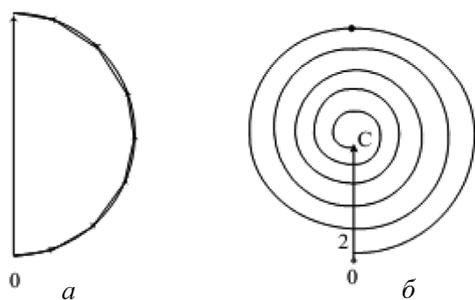


Рис. 3.18. Векторная диаграмма, получающаяся при сложении колебаний для действия одной центральной зоны (а) и для действия всей волновой поверхности (б)

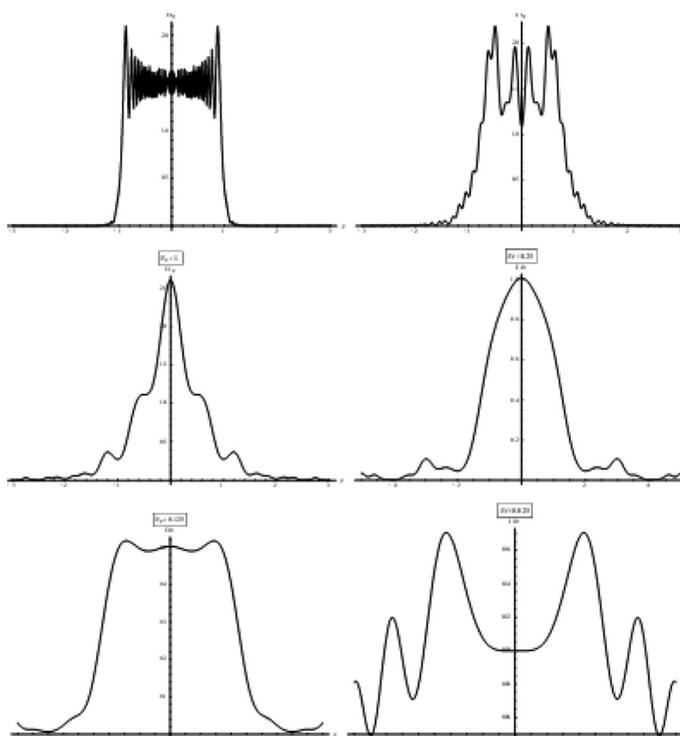


Рис. 3.19. Изменение распределения интенсивности света на экране за щелью при удалении от щели (уменьшении числа Френеля  $N_F$ )

колебаний в точках 0 и 1 отличаются на  $\pi$ , т. е. участок 0–1 соответствует первой зоне Френеля.

С помощью подобных вычислений можно найти интенсивность в любой точке экрана наблюдения, расположенного за щелью. Ниже приведены несколько рисунков, демонстрирующих изменение интенсивности на экране наблюдения (значения интенсивности с точностью до множителя), при разных значениях чисел Френеля (расстояние от щели до экрана наблюдения увеличивается). На рис. 3.19 можно видеть, что при больших  $N_F$  вся интенсивность распределена в области щели ( $|p| \leq 1$ ), в геометрической тени ( $|p| > 1$ ) света почти нет. При удалении от щели, пучок света от нее расширяется, часть его уже попадает в область геометрической тени. Чем дальше от нее, тем шире пучок. На больших расстояниях уже формируются дополнительные максимумы дифракции (рис. 3.20), но расчеты для этого  $N_F$  уже не соответствуют условиям применимости метода спирали Корню, мы выходим из области дифракции Френеля. Для этих значений

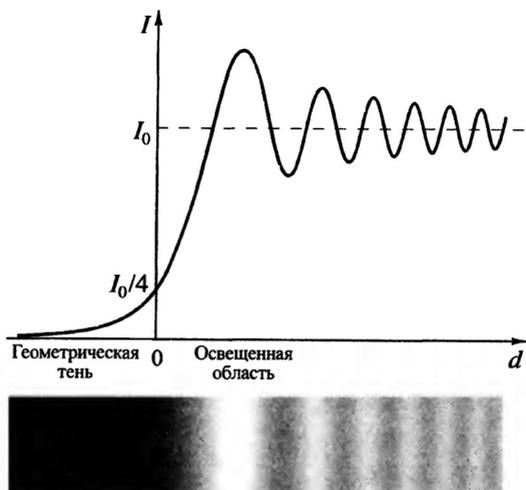


Рис. 3.20. Изменение интенсивности света на краю непрозрачного экрана, положение экрана соответствует  $d = 0$ . Интенсивность света на границе тени равна  $I_0 / 4$ . Интенсивность в светлой области также устанавливается не сразу. В первом, наибольшем из максимумов  $I = 1,37I_0$ , а в первом минимуме  $I = 0,78I_0$  [20]

нужно использовать уже приближение дифракции Фраунгофера [23].

Для расчета дифракции на краю нужно положить, что край экрана имеет координаты  $x = 0$ , при положительных значениях  $x$  экран отсутствует. Тогда  $t_2 = \infty$ , а  $t_1 = -x\sqrt{2}/(\lambda z)$ . Используя график спирали Корню можно найти изменение интенсивности света на экране наблюдения (рис. 3.20).

Как можно видеть на рис. 3.20, характер изменения интенсивности такой же, как на рис. 3.3. Рассчитанные положения светлых и темных полос на экране наблюдения при заданных значениях параметров задачи соответствуют измеренным положениям этих полос в опыте, проведенном при тех же параметрах. На рис. 3.20 видно также, что чем дальше от края, тем дальше в область геометрической тени попадает свет. Из приведенных выше результатов можно также сделать следующий вывод: видимые размеры отверстия всегда больше реальных размеров.

Если на пути световой волны от источника вместо экрана с отверстием расположен круглый непрозрачный диск, то для точки наблюдения оказываются открытыми полуволновые зоны, начиная с некоторого  $m_0$ . Легко показать, что такая постановка задачи приводит к парадоксальному выводу: независимо от диаметра диска, расстояний до источника и точки наблюдения и длины волны в центре тени диска должен наблюдаться максимум интенсивности. Действительно, в соответствии с рис. 3.19, суммарная амплитуда всех открытых зон должна начинаться в точке на спирали, соответствующей числу  $m_0$ , и оканчиваться в центре векторной диаграммы.

Если вектор  $A_h$  определяет суммарную амплитуду, даваемую некоторым отверстием, то вектор  $A_d$  есть суммарная амплитуда волны, дифрагированной на диске того же диаметра. Сумма векторных амплитуд  $A_h$  и  $A_d$  во всех случаях отверстия и диска одного диаметра всегда равна амплитуде  $A$  волны, распространяющейся в отсутствие препятствия. В этом заключается принцип Бабине<sup>1</sup> для дифракции на дополнительных экранах, прозрач-

<sup>1</sup> *Babine, A. Compt. Rend. Ac. Sc. – Paris, 1837. – Vol. 4. – P. 638.*

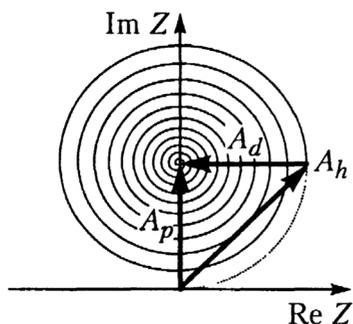


Рис. 3.21. Принцип Бабиня и образование светлого пятна в центре тени

ные части одного из которых соответствуют непрозрачным частям другого (рис. 3.21). Таким образом, независимо от числа перекрываемых диском полуволновых зон, векторная амплитуда в осевой точке оказывается конечной, монотонно возрастая по мере уменьшения диаметра диска. Это значит, что в центре его геометрической тени обязательно наблю-

дается максимум интенсивности: ведь волны от краев идеально круглого диска в его центре всегда синфазны.

Впервые это теоретическое предположение высказал академик Пуассон в 1818 г. при обсуждении мемуара Френеля. Через некоторое время эксперименты Араго подтвердили наличие пятна Пуассона в центре тени диска произвольного диаметра при условии достаточной когерентности освещающей волны. Фотографии реальных дифракционных распределений интенсивности световой волны за непрозрачными дисками различных диаметров приведены на рис. 3.22. Отчетливо видно центральное пятно, интенсивность которого возрастает при уменьшении диаметра диска.

Отметим, что для дифракционных эффектов возможны и другие адекватные физико-математические объяснения, отличные от принципа Гюйгенса–Френеля. Например, Т. Юнг предложил способ расчета дифракционных картин на основе учета взаимодействия всего двух волн: реальной прямой волны от источника и волны, испущенной краем отверстия или диска. При этом нет необходимости постулировать наличие источников вторичных возмущений по всему волновому фронту. «Краевые» волны хорошо заметны на рис. 3.22 как в виде волновых фронтов, расходящихся наружу, так и сходящихся внутрь и образующих пятно Пуассона. Результат дифракции Френеля на полубесконечной плоскости (рис. 3.23, а) характеризуется,

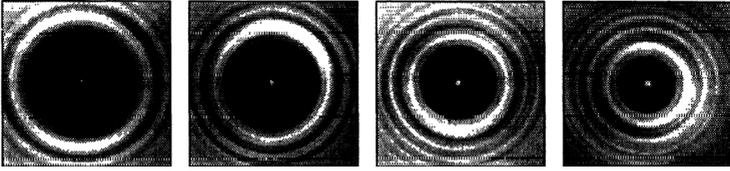


Рис. 3.22. Дифракция на диске. В центре видно пятно Пуассона

в первую очередь, проникновением части энергии световых волн в область геометрической тени (на рисунке – слева от точки  $P$ ). В освещенной области (справа от точки  $P$ ) образуется система параллельных краю полос, период и контраст которых убывают по мере удаления от границы раздела. Средний уровень, к которому стремятся максимумы и минимумы, соответствует интенсивности  $I_0$  волны в отсутствие полуплоскости. Указанные особенности можно объяснить, основываясь на разбиении плоского волнового фронта на полуволновые зоны (зоны Шустера, рис. 3.23, *a*), аналогичные френелевским, но, в отличие от них, постепенно убывающие по площади с ростом  $m$ .

Разбиение на зоны ведется путем последовательного добавления половины длины волны к расстоянию  $b$  от точки наблюдения  $P$  до границы полуплоскости. При этом поперечный раз-

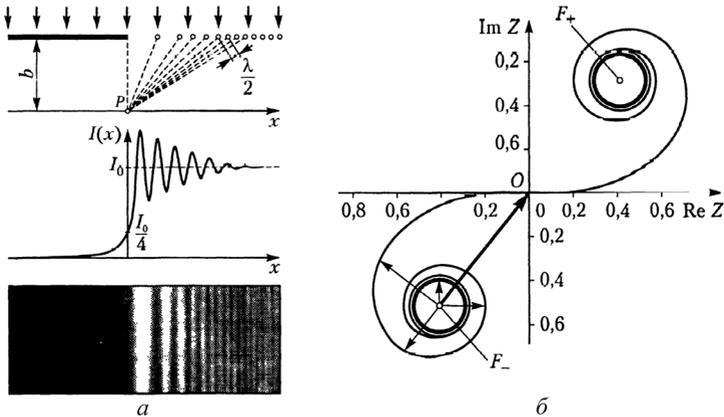


Рис. 3.23. Зоны Шустера (*a*) и спираль Корню (*б*) для дифракции на полуплоскости

мер первых зон имеет порядок  $(b\lambda)^{0,5}$  и быстро убывает по мере увеличения фазового набега  $\delta$ , поэтому амплитуды вторичных волн от зон Шустера убывают быстрее, чем в случае круглого отверстия, а векторная диаграмма на комплексной плоскости для данного случая трансформируется в спираль Корню с двумя фокусами (рис. 3.23, б).

Для точек в области геометрической тени суммарная амплитуда изображается вектором, начинающимся в фокусе  $F_-$  и монотонно возрастающим по мере приближения к точке  $P$ , находящейся на перпендикуляре к линии края. В этой точке амплитуда волны (вектор  $F_-O$ ) вдвое меньше амплитуды падающей волны, которая равна расстоянию  $F_-F_+$ , а интенсивность составляет четверть от  $I_0$ .

Очевидно, что при дальнейшем перемещении в освещенной области должны возникать убывающие по размаху осцилляции интенсивности, так как векторная амплитуда начинает движение по второй ветви спирали Корню, неограниченно приближаясь к амплитуде волны без экрана. Задача и дифракции Френеля на щели сводится к предыдущей (дифракции на двух резких краях) с учетом конечного числа открытых полуволновых зон Шустера.

В этом случае амплитуда дифрагированной волны в точке наблюдения  $P$  определяется как длина вектора  $A$ , проведенного между двумя точками на спирали Корню, координаты которых зависят от положения точки наблюдения относительно краев щели (рис. 3.24, а). Если точка  $P$  находится в пределах ширины щели, то для нее открываются зоны и справа, и слева, поэтому концы вектора  $A$  принадлежат различным ветвям спирали. Для точки  $P$ , лежащей в области геометрической тени, работает только одна ее ветвь. На рис. 3.24, б векторы  $A_1$  и  $A_2$  соответствуют комплексным амплитудам вторичных волн в точках  $P_1$  и  $P_2$  из освещенной области и из области геометрической тени. Напомним, что расстояние  $OF_- = OF_+$  на диаграмме соответствует амплитуде волны в точке на геометрической границе света и тени ( $P_0$ ) для полубесконечной плоскости, а расстояние  $F_-F_+$  – амплитуде падающей волны в отсутствие препятствия. Как и в слу-

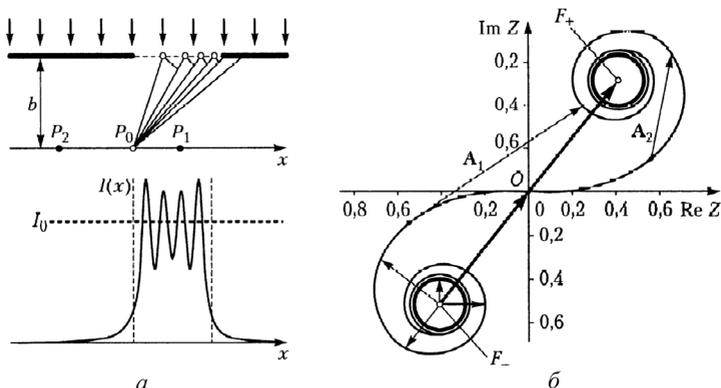


Рис. 3.24. Зоны Шустера (а) и спираль Корню (б) для дифракции на бесконечной щели

чае дифракции Френеля на круглом отверстии, интенсивность за щелью на ее оси симметрии определяется четностью числа открытых полуволновых зон; при четном – в центре картины наблюдается минимум, при нечетном – максимум. При неограниченном расширении щели дифракционные эффекты ослабевают.

Представленное на рис. 3.24 поперечное распределение интенсивности в дифракционной картине за щелью соответствует четырем открытым зонам Шустера. По сути оно является суперпозицией амплитуд двух встречных распределений, аналогичных показанному на рис. 3.20. Реальные дифракционные распределения интенсивности за вертикальной щелью на различных расстояниях приведены на рис. 3.19. Увеличение числа открытых зон  $m$  соответствует постепенному переходу к приближению геометрической оптики, а его уменьшение – к так называемой дифракции Фраунгофера, или дифракции в дальней зоне.

### 3.4. Дифракция Фраунгофера

Дифракция Фраунгофера наблюдается, когда источник и точка наблюдения бесконечно удалены от препятствия, вызывающего дифракцию (рис. 3.25). Дифракционная задача Фраунгофера может быть решена строго, но условия максимумов и ми-

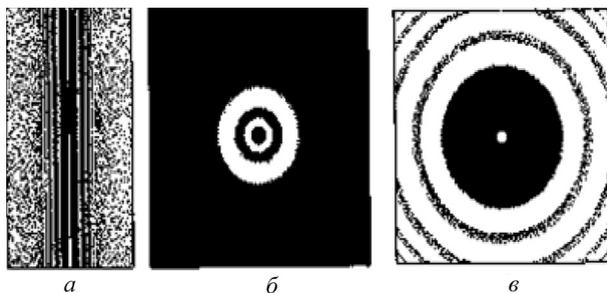


Рис. 3.25. Дифракция Френеля от различных препятствий: *а* – от тонкой проволоки; *б* – от круглого отверстия; *в* – от круглого непрозрачного экрана

нимумов дифракционной картины можно получить, пользуясь методом Френеля.

Рассмотрим плоскую волну, на пути которой установим бесконечно протяженную щель, шириной  $b$ . В данной геометрии щель расположена перпендикулярно плоскости распространения волны. Для наблюдения дифракционной картины на экране, расположенном на конечном расстоянии, между препятствием и экраном поместим фокусирующую линзу, а экран установим в фокальной плоскости линзы.

Опыты по дифракции световых пучков показывают, что в дальней зоне угловое распределение интенсивности излучения перестает зависеть от координаты  $z$ , отсчитываемой вдоль оси пучка. Картина дифракции приобретает устойчивую структуру, вид которой зависит только от распределения поля в начальном сечении.

Дифракция Фраунгофера – случай дифракции, при котором дифракционная картина наблюдается на значительном расстоянии от отверстия или преграды. Расстояние должно быть таким, чтобы можно было пренебречь в выражении для разности фаз членами порядка  $\rho^2 / z\lambda$ , что сильно упрощает теоретическое рассмотрение явления. Здесь  $z$  – расстояние от отверстия или преграды до плоскости наблюдения,  $\lambda$  – длина волны излучения, а  $\rho$  – радиальная координата рассматриваемой точки в плоскости наблюдения в полярной системе координат. Иными сло-

вами, дифракция Фраунгофера наблюдается тогда, когда число зон Френеля  $F \ll 1$ , при этом входящие в точку волны являются практически плоскими. При наблюдении данного вида дифракции изображение объекта не искажается и меняет только размер и положение в пространстве. В противоположность этому, при дифракции Френеля изображение меняет также свою форму и существенно искажается.

Дифракционные явления Фраунгофера имеют большое практическое значение, лежат в основе принципа действия многих спектральных приборов, в частности, дифракционных решеток. В последнем случае для наблюдения светового поля «в бесконечности» используются линзы или вогнутые дифракционные решетки (соответственно, экран ставится в фокальной плоскости).

В скалярной теории (рис. 3.26) дифракция Фраунгофера определяется следующими интегралами:

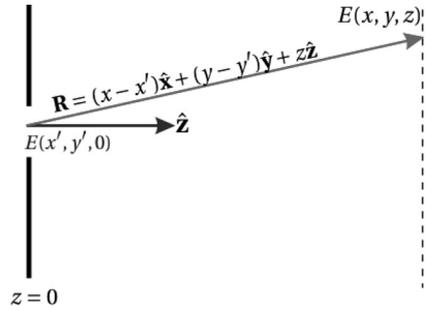


Рис. 3.26. Обозначения в теории Фраунгофера

$$E(x, y, z) = \frac{i}{\lambda} \iint E(x', y', 0) \frac{e^{ikR}}{R} \left[ \frac{1 + \cos(\mathbf{R}, \mathbf{z})}{2} \right] dx' dy',$$

$$E(x, y, z) = \frac{ie^{ikz}}{\lambda z} e^{i\frac{k}{2z}(x^2 + y^2)} \iint E(x', y', 0) e^{-i\frac{k}{z}(xx' + yy')} dx' dy'.$$

### 3.5. Дифракция Фраунгофера на отверстиях или щели

До сих пор рассматривали дифракцию сферической волны, изучая дифракционную картину в точке, лежащей на конечном расстоянии от препятствия (дифракция Френеля). Фраунгофер в 1821–1822 гг. рассмотрел несколько иной тип явления – дифракцию в параллельных лучах. Хотя принципиально фраунго-

ферова дифракция не отличается от рассмотренной выше дифракции Френеля, тем не менее подробное рассмотрение этого случая является весьма существенным. Это связано с тем, что в отличие от сферических волн, математическое описание многих важных случаев дифракции Фраунгофера относительно нетрудно и позволяет до конца разобрать поставленную задачу. Кроме того, этот случай весьма важен практически, так как он находит применение при рассмотрении многих вопросов, касающихся действия оптических приборов (дифракционные приборы, оптические инструменты).

Наблюдаемая дифракционная картина имеет вид центральной светлой полосы и боковых чередующихся темных и светлых полос убывающей яркости. Геометрия дифракции Фраунгофера показана на рис. 3.27.

Практически дифракцию Фраунгофера наблюдают не «в бесконечности», а в фокальной плоскости объектива (собирающей линзы с исправленными аберрациями) или с помощью зрительной трубы, установленной на бесконечность.

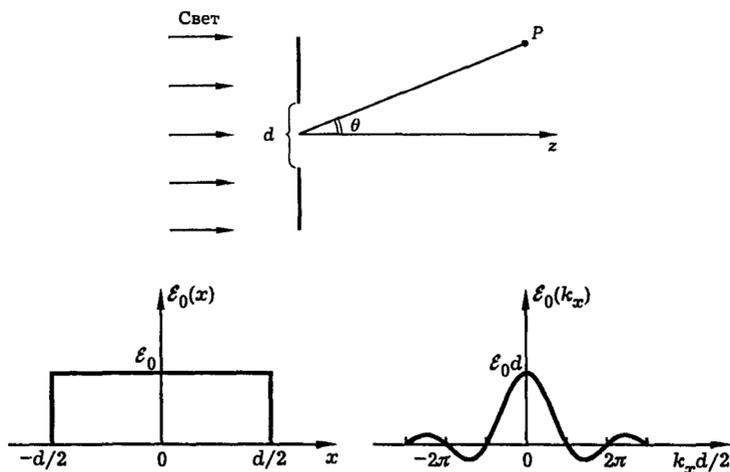


Рис. 3.27. Геометрия наблюдения дифракции на щели (слева). Начальное распределение амплитуды поля и пространственная спектральная амплитуда при дифракции плоской волны на щели шириной  $d$

Схема опыта показана на рис. 3.28, *a*. Падающий на экран параллельный пучок можно получить, если точечный источник  $S$  поместить в фокус линзы  $L'$  (формирующая параллельный пучок линза  $L'$  называется коллиматором). Размеры линз должны быть много больше размеров отверстий в экране, чтобы наблюдаемое распределение интенсивности было обусловлено дифракцией в фокальной плоскости собирающей линзы при ограничении фронта волны именно отверстиями в экране, а не оправами линз. Если отверстие в экране представляет собой узкую щель, изображение точечного источника  $S$  в фокальной плоскости объектива растянется в полоску, перпендикулярную щели. Освещенность полоски от середины к краям уменьшается немонотонно, проходя через ряд минимумов и максимумов (рис. 3.29). При повороте щели вся картина также поворачивается. Вместо точечного источника  $S$  можно взять светящуюся нить, параллельную щели. В этом случае наблюдаемое в фокальной

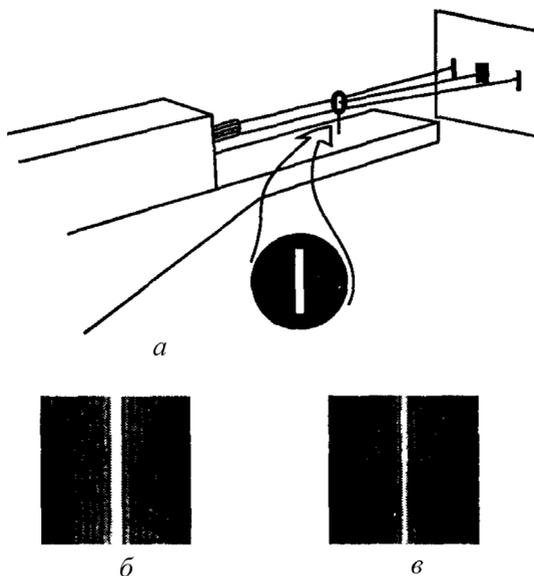


Рис. 3.28. Опыт по наблюдению дифракции на щели. Схема опыта (*a*), вид дифракционной картины при узкой (*б*) и широкой (*в*) щели [12]

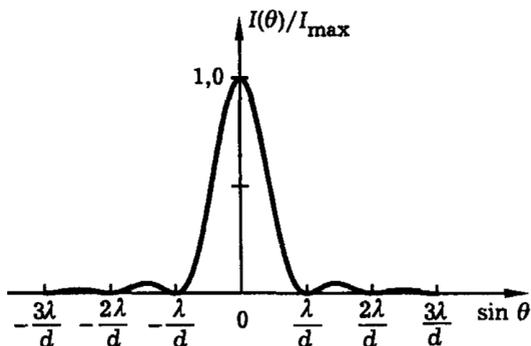


Рис. 3.29. Дифракция Фраунгофера на щели [14]

плоскости объектива изображение нити оказывается растянутым в перпендикулярном щели направлении.

Очевидно, если угол, под которым виден объект с поверхности наблюдения (угол охвата) и площадь наблюдения малы, это естественная аппроксимация. Для задач, где угол охвата должен быть велик, такой подход означает необходимость сведения их к задаче расчета при малом угле охвата. При этом для реализации больших углов охвата поверхность наблюдения можно разбить на небольшие фрагменты, аппроксимируемые плоскостями, и рассматривать голограммы для отдельных фрагментов, каждая из которых представляет часть общего угла и воспроизводит объект под своим ракурсом. Для этого можно воспользоваться методом конечных элементов. Если геометрические параметры тела малы по сравнению с расстоянием  $d$  до плоскости наблюдения, то это вместе с условием малости площади наблюдения приводит к дальнейшему упрощению.

Дифракция Фраунгофера – это дифракция в параллельных лучах (рис. 3.30). Явления дифракции Фраунгофера имеют наибольший практический интерес, т. е. явления, наблюдаемые при падении на экран (или отверстие в экране) параллельного пучка света. Обычно размеры щелей в дифракции Фраунгофера для точки наблюдения меньше размеров первой (или одной) зоны Френеля. В результате дифракции пучок утрачивает параллель-

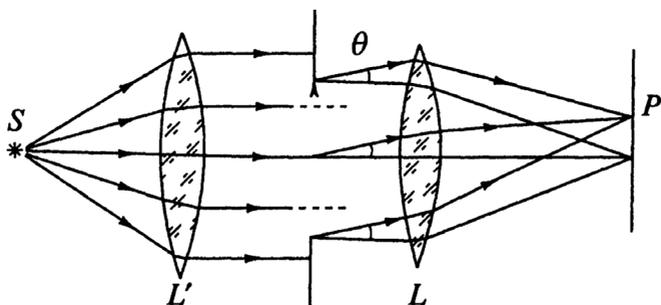


Рис. 3.30. Геометрия наблюдения дифракции Фраунгофера на отверстии или щели

ность, т. е. появляется свет, распространяющийся в направлениях, отличных от первоначального направления распространения. Распределение его интенсивности на очень большом (в пределе – бесконечно большом) расстоянии от препятствия соответствует дифракции Фраунгофера.

Элементарные участки волнового фронта в форме узких длинных полосок, параллельных краям щели, становятся источниками вторичных цилиндрических волн. Амплитуды волн, приходящих в точку  $P$  от разных полосок, одинаковы, так как все элементы поверхности  $S$  имеют одинаковую площадь и одинаковый наклон к направлению вторичных волн. Соотношение фаз этих волн в точке  $P$  будет таким же, как и в любой плоскости, перпендикулярной направлению распространения вторичных волн до линзы.

Разобьем волновую поверхность в щели на маленькие участки  $dx$ , каждый из них в точке  $P$  создает колебание  $dE$ . При не слишком больших углах  $\theta$  коэффициент  $K(\theta) = \text{const}$ , тогда вклад от элемента  $dx$  можно записать в обычном виде:

$$dE = Ra_0 \cos(\omega t - kx) dx,$$

$$I(x, y, z) = I_0 \frac{\Delta x^2 \Delta y^2}{\lambda^2 z^2} \text{sinc}^2 \left( \frac{\pi \Delta x}{\lambda z} x \right) \text{sinc}^2 \left( \frac{\pi \Delta y}{\lambda z} y \right),$$

$$I(\rho, z) = I_0 \left( \frac{\pi D^2}{4\lambda z} \right)^2 \left[ 2 \frac{J_1(kD\rho / 2z)}{(kD\rho / 2z)} \right]^2.$$

Относительная интенсивность остается неизменной: распределение света по максимумам разных порядков не зависит от ширины щели. При сужении щели картина расширяется, а ее яркость уменьшается. Когда размер  $b$  приближается к длине волны  $\lambda$ , центральный максимум охватывает все поле зрения; освещенность экрана уменьшается от центра к краям монотонно. Полученные результаты можно использовать для оценки дифракционной расходимости пучков света, например, в результате прохождения через прямоугольную либо круглую диафрагму (рис. 3.31, 3.32 и 3.33 (см. цв. вклейку)). Основная часть светового

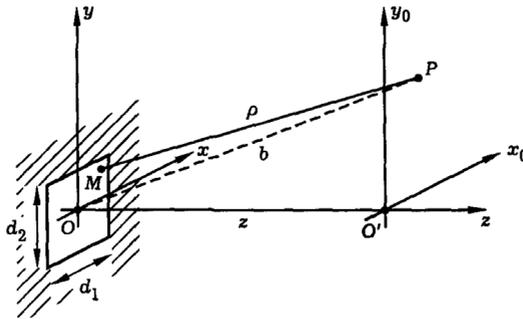


Рис. 3.31. Наблюдение дифракции на двумерных структурах

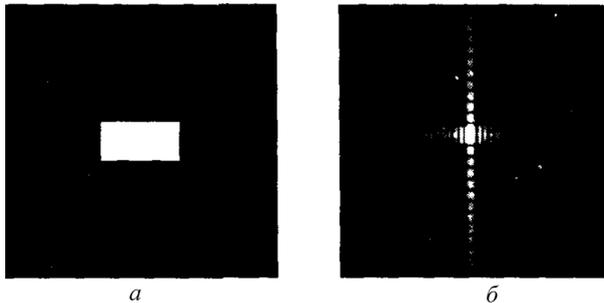


Рис. 3.32. Дифракция Фраунгофера на прямоугольном отверстии. Форма отверстия (а) и картина дифракции (б) [14]

потока приходится на центральный дифракционный максимум, поэтому его ширину можно принять в качестве оценки угловой расходимости  $\Delta\theta$  пучка с поперечным сечением  $b$ :  $\Delta\theta \sim \lambda / b$ .

В опыте с прямоугольным отверстием дифракционная картина имеет вид крестообразной сетки пятен, яркость которых

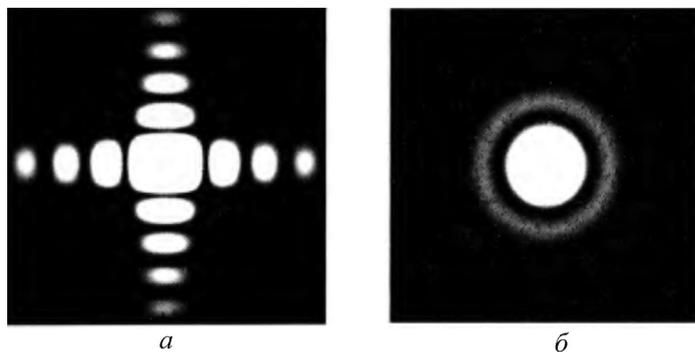


Рис. 3.34. Дифракция Фраунгофера на прямоугольном и круглом отверстиях. Центральная область переэкспонирована для выявления слабых побочных максимумов [20] (нет ссылки)

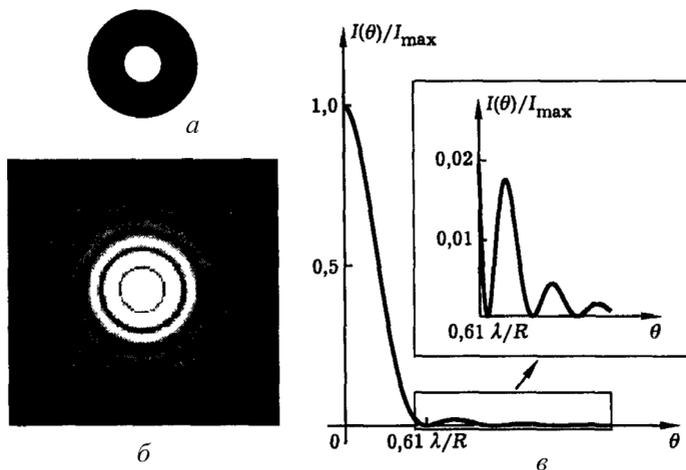


Рис. 3.35. Дифракция Фраунгофера на круглом отверстии. Вид отверстия (а), наблюдаемая дифракционная картина («диск Эйри») (б), рассчитанное угловое распределение интенсивности света в дифракционной картине (в) [14]

убывает от центра к периферии картины. В опыте с круглым отверстием наблюдаемая дифракционная картина имеет вид центрального светлого пятна круглой формы, окруженного концентрическими темными и светлыми кольцами убывающей яркости (рис. 3.34, 3.35).

### 3.6. Дифракция гауссова пучка

Излучение лазера, как правило, имеет гауссово распределение интенсивности по поперечному сечению пучка. Рассчитаем картину дифракции в дальней зоне для гауссова пучка. Полагая

$$E_0(r) = E_0 \exp(-r^2 / 2\rho_0^2),$$

получим

$$E(k_{\perp}) = E_0 2\pi\rho_0^2 \exp(-k_{\perp}^2 \rho_0^2 / 2).$$

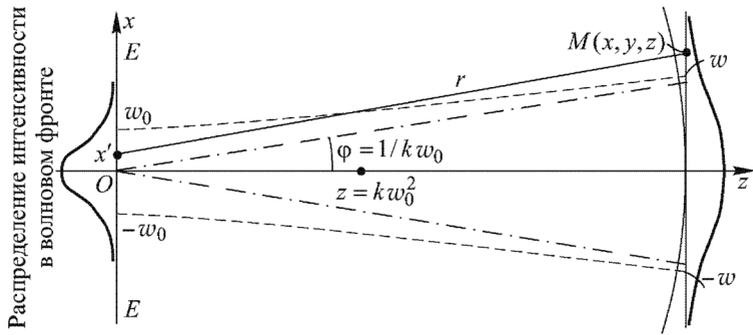
Полагая далее  $\theta \ll 1$ ,  $k_{\perp} = k\theta$ , найдем угловое распределение интенсивности излучения в дальней зоне

$$I(\theta) = I_{\max} \exp[-(2\pi\theta\rho_0 / \lambda)^2],$$

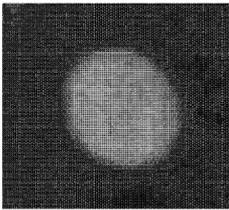
где

$$I_{\max} = I_0 \left( \frac{2\pi\rho_0^2}{\lambda b} \right)^2, \quad I_0 = \frac{c}{8\pi} |E_0|^2,$$

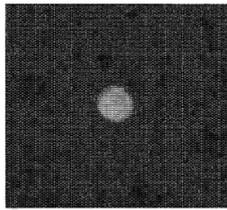
$I_0$  – интенсивность на оси пучка при  $z = 0$ ;  $\rho_0$  – начальный радиус пучка. Таким образом, профиль интенсивности гауссова пучка сохраняет свою форму в процессе дифракции. По мере распространения пучка его радиус увеличивается, а интенсивность на оси уменьшается (рис. 3.36, 3.37 (см. цв. вклейку)).



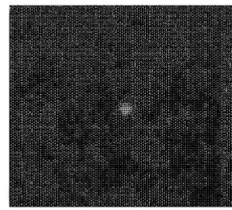
*a*



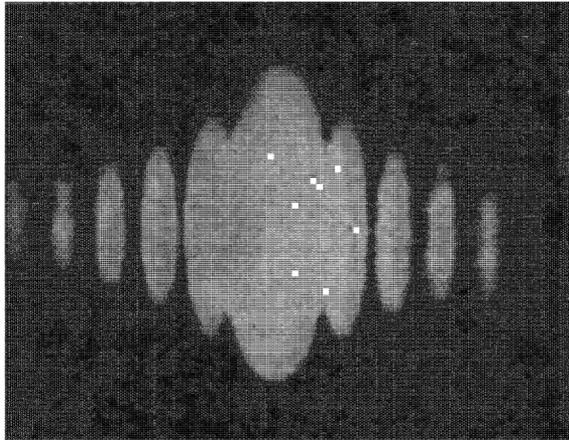
*б*



*в*



*г*



*д*

Рис. 3.36. Расчет дифракции гауссова пучка с амплитудой колебаний, изменяющейся по волновому фронту (*a*), фотографии поперечного пучка с гауссовым распределением интенсивности при разных расстояниях между плоскостью наблюдения и лазером (*б–г*) и фотография, полученная при ограничении лазерного пучка щелью (*д*) [1]

### 3.7. Дифракция Фраунгофера на двух одинаковых отверстиях или щелях

Рассмотрим дифракцию Фраунгофера на двух щелях (рис. 3.38), как частный случай дифракции на различном числе щелей (рис. 3.39, см. цв. вклейку). В каждую точку  $x$  фокальной плоскости объектива  $L_2$  приходят две когерентные волны от обеих щелей. Разность их хода  $\Delta(x) \approx \theta(x)d \approx xd / F_2$ , где  $d$  – расстояние между щелями;  $F_2$  – фокусное расстояние объектива. Предполагается, что  $x_{\max} \ll F_2$ , т. е. углы дифракции малы  $\theta(x) \approx x / F_2 \ll 1$ . Интенсивности  $I_1(x)$  и  $I_2(x)$  обеих волн в каждой точке  $x$  одинаковы, поэтому

$$I(x) = 2I_1(x)[1 + \cos k\Delta(x)] = 2I_1(x) \left[ 1 + \cos \left( \frac{kd}{F_2} x \right) \right].$$

Распределение интенсивности  $i_1(x)$  для одной волны определяется дифракцией на щели и дается формулой  $I_1(x)(\sin u / u)^2$ , где  $u = ka\theta(x) / 2 = [ka / (2F_2)]x$ . Таким образом, ширина главного максимума огибающей равна  $\lambda F_2 / a$ . В его пределах расположено  $N = 2d / a$  интерференционных полос.

$$I(x) = 2I_0 \frac{\sin^2 [ka / (2F_2)x]}{[ka / (2F_2)x]^2} \left[ 1 + \cos \left( \frac{kd}{F_2} x \right) \right]$$

– интерференционные полосы шириной  $\lambda F_2 / d$  промодулированы кривой дифракции на отдельной щели (рис. 3.40, 3.41).

На рис. 3.42 штриховая линия соответствовала бы сложению интенсивностей обеих щелей, например, в том случае, если бы

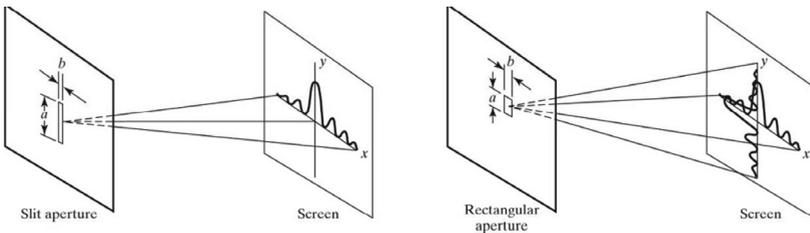


Рис. 3.38. Дифракция Фраунгофера на прямоугольной щели

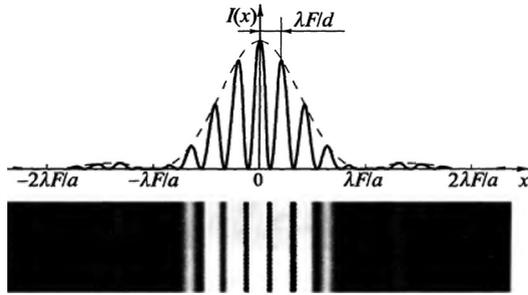


Рис. 3.40. Дифракция Фраунгофера на двух одинаковых щелях [20]

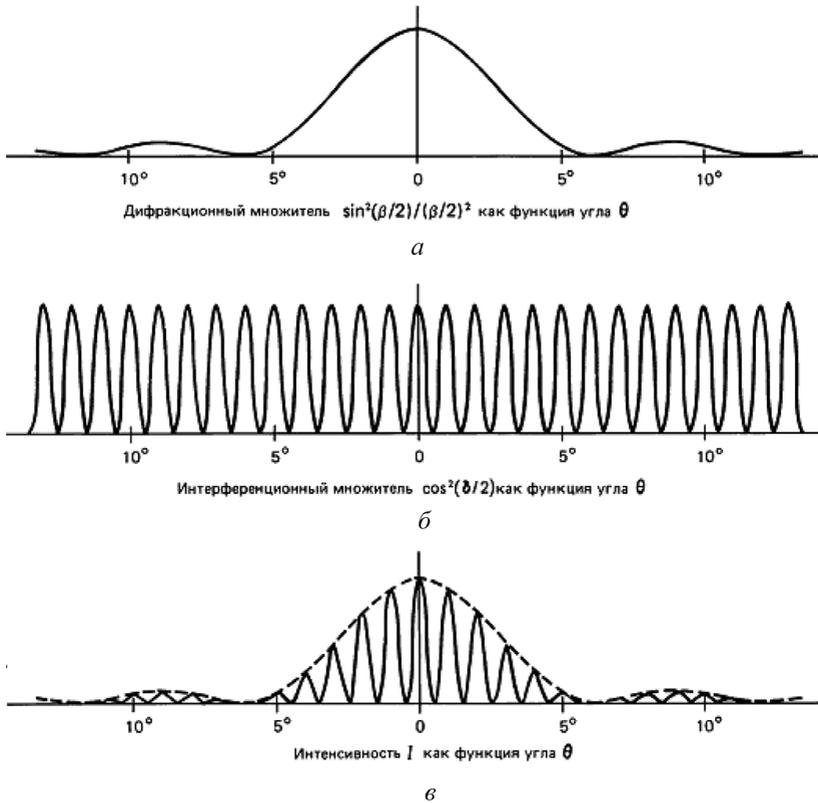


Рис. 3.41. Дифракция Фраунгофера на двух одинаковых щелях [20]

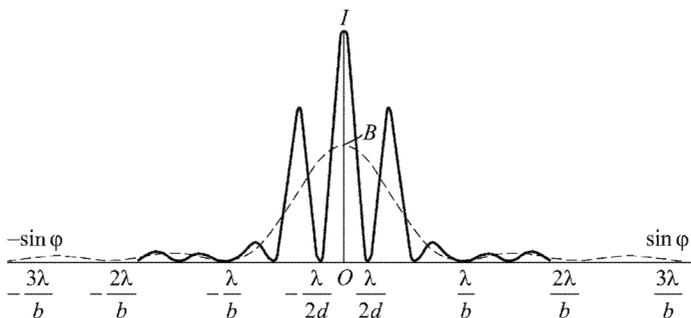


Рис. 3.42. Распределение интенсивности при дифракции на двух параллельных щелях шириной  $b$ , расположенных на расстоянии  $d$ : штриховая кривая относится к случаю освещения щелей некогерентным светом, сплошная – к освещению когерентным светом,  $OI = 2OB$  [1]

обе щели освещались некогерентными между собой световыми пучками. Сплошная кривая дает действительное распределение интенсивностей.

При увеличении расстояния между щелями отдельные максимумы станут уже и чаще, но указанная площадь останется неизменной. Так как для одной щели центральный максимум гораздо интенсивнее боковых, то при наличии двух одинаковых щелей почти весь свет сосредоточен в области центрального максимума, т. е. в пределах, определяемых условием  $\sin \varphi = \pm \lambda / b$ .

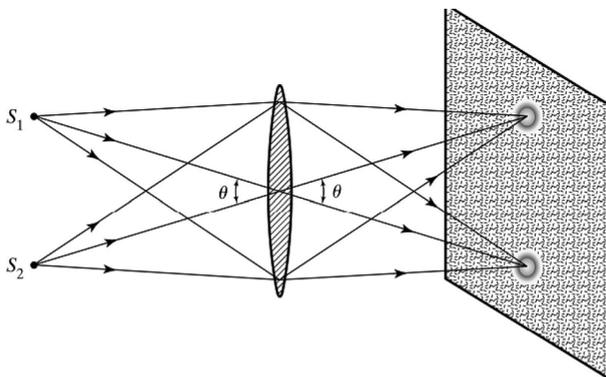


Рис. 3.43. Геометрия для наблюдения дифракции Фраунгофера на двух отверстиях

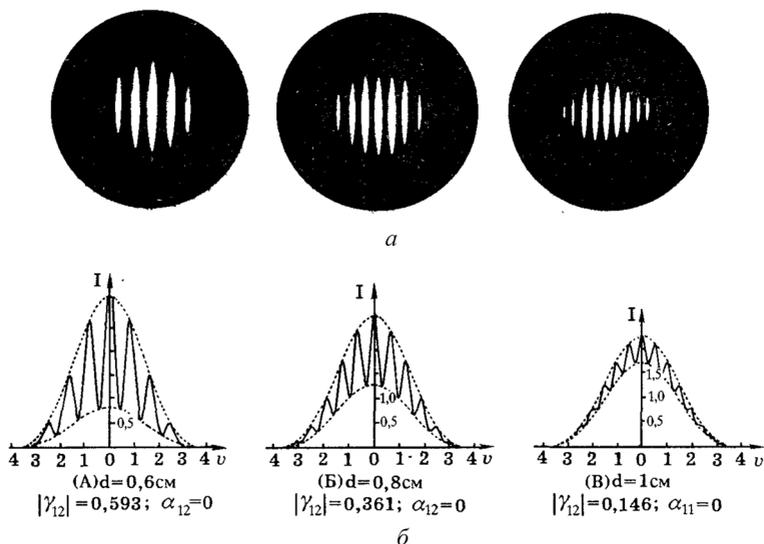


Рис. 3.44. Дифракция частично когерентного света на двух круглых отверстиях. Наблюдаемые картины (а) и теоретические кривые интенсивности (б) [3]

Таким образом, угловая ширина основной дифракционной картины равна  $2\lambda / b$ .

Используя геометрию для наблюдения дифракции Фраунгофера на двух отверстиях (рис. 3.43), аналогичным образом можно провести расчет освещенности дифракционной картины на экране при освещении некогерентным круглым источником  $S$  двух одинаковых круглых отверстий в непрозрачном экране. Теоретические кривые интенсивности А, Б, В на рис. 3.44 соответствуют различным значениям расстояния  $d$  и показывают изменение видности интерференционных картин.

### 3.8. Границы применимости различных приближений в теории дифракции

Границы применимости той или иной теории для описания дифракции света иллюстрируются рис. 3.45 (см. цв. вклейку), 3.46. Рис. 3.45 показывает, как интенсивность света меняется

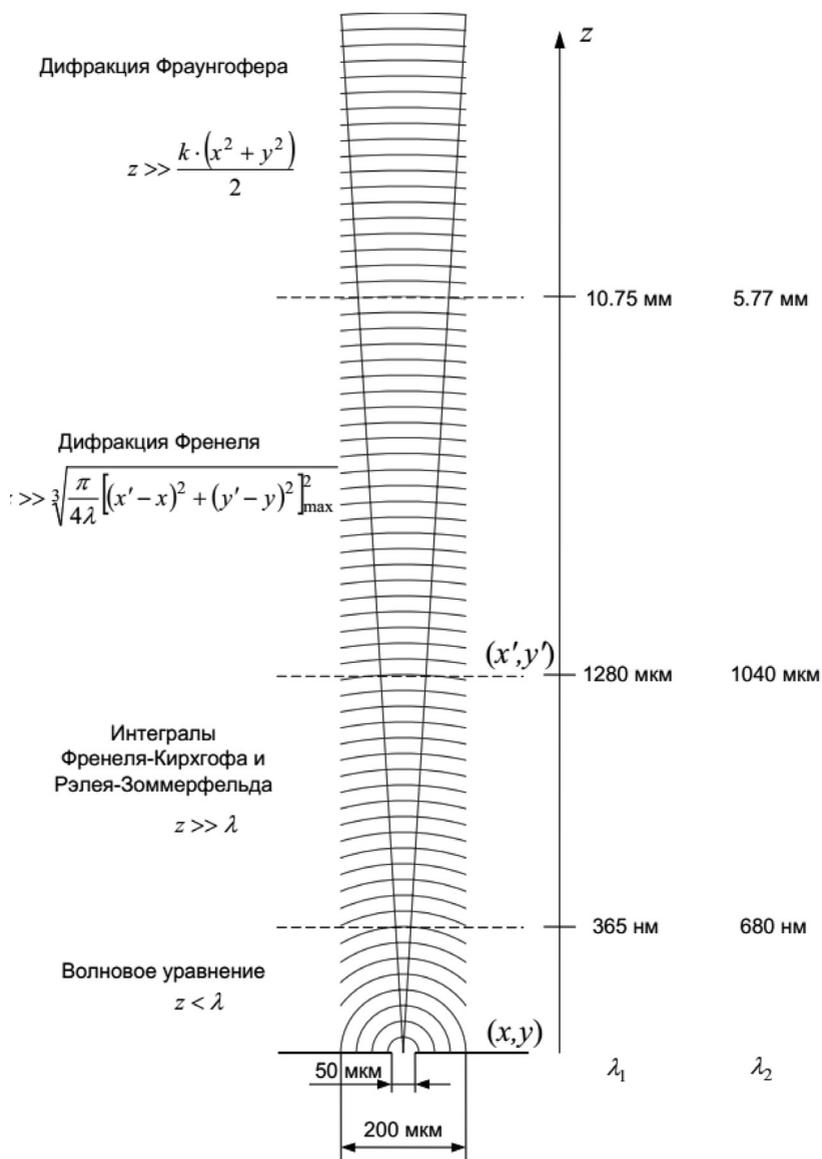


Рис. 3.46. Условные границы различных методов описания дифракции

в области дифракции за экраном с маленьким отверстием. По мере удаления от экрана периферийные зоны Френеля одна за другой будут выходить за пределы отверстия, пока в пределах отверстия не останется одна нулевая зона Френеля. В этот момент интенсивность света  $I$  в точке наблюдения достигает максимума, после чего монотонно убывает с ростом расстояния  $z$ . Назовем расстояние  $z$ , при котором отверстие совпадает с нулевой зоной Френеля, дифракционной длиной светового пучка. Будем обозначать это расстояние  $z_d$ . Зона, для которой  $z \ll z_d$  называется ближней зоной дифракции. В этой зоне световой пучок сохраняет структуру, заданную формой отверстия, а интенсивность света на оси пучка примерно равна интенсивности исходной световой волны. Для точек ближней зоны в пределах отверстия помещается множество зон Френеля, поперечный профиль пучка поддерживается постоянным за счет интерференции элементарных вторичных волн, идущих от разных зон Френеля. Все это справедливо для  $z > \lambda$ .

Для  $z < \lambda$  дифракция непосредственно за препятствием описывается волновым уравнением, которое вытекает из электромагнитной теории света. Точное решение задачи о распространении света на основе уравнений Максвелла с соответствующими граничными условиями представляет большие математические трудности. Согласно уравнениям Максвелла, электромагнитная волна – распространение в пространстве взаимосвязанных электрического и магнитных полей. В большинстве случаев, представляющих практический интерес, вполне достаточным оказывается приближенный метод решения задачи о распределении света вблизи границы между светом и тенью, основанный на принципе Гюйгенса–Френеля.

Эта область для отверстия диаметром 50 нм и видимого света простирается до  $z = 365$  нм (рис. 3.46). Для больших  $z$  необходимо использовать интегралы Релея–Зоммерфельда и Френеля.

В скалярной теории дифракции распределение электрического поля дифрагирующего света в точке  $(x, y, z)$  задается выражением Релея–Зоммерфельда:

$$E(x, y, z) = -\frac{i}{\lambda} \int_{-\infty}^{+\infty} E(x', y', 0) \frac{e^{ikr}}{r} \cos \theta dx' dy',$$

где  $r = \sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + z^2}$ ;  $i$  – мнимая единица и  $\cos \theta = \frac{z}{r}$  – косинус угла между направлениями  $z$  и  $r$ . В аналитическом виде этот интеграл представим только для простейших геометрий отверстий, поэтому он вычисляется обычно численными методами.

В параксиальном приближении электрическое поле для дифракции Френеля в точке  $(x, y, z)$  дано в виде

$$E(x, y, z) = -\frac{i}{\lambda} \frac{e^{ikz}}{z} \int_{-\infty}^{+\infty} E(x', y', 0) e^{\frac{ik}{2z}[(x-x')^2 + (y-y')^2]} dx' dy'.$$

Это интеграл дифракции Френеля; он означает, что, если приближение Френеля действительно, распространяющееся поле – волна, начинающаяся в апертуре и движущаяся вдоль  $z$ . Интеграл модулирует амплитуду и фазу сферической волны. Аналитическое решение этого выражения возможно только в редких случаях. Для дальнейшего упрощения, действительно только для namного больших расстояний от источника дифракции, см. приближение Фраунгофера, которое начинается для данных рис. 3.46 для  $z > 10,75$  мм.

### 3.9. Лазеры для спекл-интерферометров

Основными характеристиками лазерного излучения являются мощность, энергия в импульсе, время излучения, спектральный и модовый состав. В настоящее время существует много различных материалов, которые используются в качестве рабочих сред в лазерной технике [27; 28]. В зависимости от вида активной среды лазеры делятся на твердотельные, газовые, жидкостные и полупроводниковые.

*Твердотельные лазеры.* Активными элементами в лазерах этого типа являются ионы, введенные в кристаллическую среду. Примером может служить рубиновый лазер, созданный Мейма-

ном в 1960 г. Известный как драгоценный камень, рубин представляет собой кристалл оксида алюминия,  $Al_2O_3$  (корунд), в котором некоторые ионы  $Al^{3+}$  заменены ионами  $Cr^{3+}$ . В лазерах обычно используется светло-красный рубин с содержанием хрома около 0,05 % (приблизительно  $1,6 \cdot 10^{19}$  ионов на  $1 \text{ см}^3$ ) [1]. «Накачка» рубинового стержня осуществляется с помощью импульсных газоразрядных ксеноновых ламп. Длина волны излучения 0,6943 или 0,6928 мкм. Длительность импульса в режиме свободной генерации составляет около 1 мс, в режиме модулированной добротности – около 40–50 нс. Энергия в импульсе – от единиц мДж до кДж, что соответствует мощности  $10^3$ – $10^6$  Вт. В неодимовом лазере активным элементом является кристалл  $Y_3Al_5O_{12}$ , который называют YAG, где часть ионов иттрия  $Y^{3+}$  замещена ионами неодима  $Nd^{3+}$ . Длина волны излучения 1,06 мкм, длительность импульса в режиме свободной генерации составляет около 1 мкс, в режиме модулированной добротности – до 1 нс, мощность  $10^8$ – $10^{11}$  Вт.

*Газовые лазеры.* Накачка активной среды в газовых лазерах осуществляется с помощью электрического разряда. Активными средами в газовых лазерах могут быть атомы, ионы, молекулы. Типичным представителем лазеров на нейтральных атомах может служить гелий-неоновый (He–Ne) лазер. Длина волны генерации в этой смеси может быть равна 0,6328, 1,15 и 3,39 мкм. Наибольшее распространение получил He–Ne лазер, генерирующий красный свет с длиной волны 0,6328 мкм. Мощности He–Ne лазеров невелики – до 1 Вт.

Более мощными являются ионные лазеры. Аргоновый лазер генерирует излучение в непрерывном режиме на ряде спектральных линий в диапазоне от 454,5 до 514,5 нм. К ионным лазерам относятся и лазеры на парах металлов. В таких лазерах активными средами являются пары золота, меди, олова, свинца, цинка, кадмия и селена.

Примером молекулярного лазера может служить лазер на углекислом газе с длиной волны излучения 10,6 мкм.

*Жидкостные лазеры.* Активной средой в жидкостных лазерах является спиртовой или водный раствор какого-либо органическо-

го красителя. Спектры излучения таких лазеров представляют собой широкие полосы, поэтому с использованием таких активных сред создаются лазеры с перестройкой спектра генерации в широких пределах. Красители могут генерировать лазерное излучение не только в растворах, но и в парах. Лазеры на парах сложных молекул генерируют излучение в области 350–570 нм.

*Полупроводниковые лазеры.* В настоящее время полупроводниковые лазеры получили наибольшее распространение в биомедицине. Формально эти лазеры также являются твердотельными, но традиционно выделяются в отдельную группу, поскольку имеют иной механизм накачки (инжекция избыточных носителей заряда через  $p-n$  переход или гетеропереход, электрический пробой, бомбардировка быстрыми электронами), а квантовые переходы происходят между разрешенными энергетическими зонами, а не между дискретными уровнями энергии. Полупроводниковые лазеры – наиболее дешевые и компактные лазеры, излучающие как в видимой области спектра (галлиевые, GaN – 0,4 мкм, алюминий-арсенид-галлиевые, AlGaAs – 0,63–1,55 мкм), так и в ближней инфракрасной области (соли свинца – 3–20 мкм). Первый полупроводниковый лазер был построен на арсениде галлия (GaAs) в 1962 г. Этот лазер излучает на длине волны 0,84 мкм. Поскольку размеры активной среды в полупроводниковых лазерах очень малы, выходное излучение имеет большую расходимость (несколько градусов).

### ***3.9.1. Мощность лазеров для анемометрии***

Требуемая мощность зондирующего лазера для определения скорости рассеивающих частиц зависит прежде всего от размера этих частиц. В системе PIV для диагностики потоков жидкостей или газов используются микронные или даже субмикронные частицы. Для диагностики кровотока рассеивающими частицами являются эритроциты, размер которых сравнительно велик ( $d_p \sim 5-8$  мкм). В этом случае для исследования и визуализации таких сравнительно крупных частиц при исследовании медленных течений, например в биотканях, можно использовать многочисленное семейство непрерывных газовых или полупроводниковых лазеров.

Наиболее распространенным из этой группы является He–Ne лазер ( $\lambda = 633$  нм). Мощность таких лазеров – милливатты. Аргон-овые лазеры ( $\text{Ar}^+$ ,  $\lambda = 514$  и  $488$  нм) обладают значительно большей мощностью – до десятков ватт. Формирование импульсов излучения непрерывных лазеров может осуществляться путем внутрирезонаторной акустооптической или даже внешней модуляции модулятора, например, с помощью вращающегося диска с прорезями.

Для визуализации движения наночастиц или наноструктур типа отдельного вируса ( $d_p \sim 10$  нм) используется неодимовый (Nd:YAG) лазер с удвоением частоты. При длине волны  $\lambda = 532$  нм такой лазер позволяет формировать пары импульсов излучения с интервалом между импульсами порядка  $\Delta t \geq 1$  мкс и частотой повторения около 10–20 Гц. Эта длина волны излучения удобна по многим причинам. Как фотопластинки, так и ПЗС-камеры имеют оптимальную чувствительность для этой длины волны. Кроме того, во многих ПЗС-матрицах зеленых ячеек в два раза больше, чем красных или голубых. Длительность каждого импульса генерации составляет до 50 нс, что достаточно для получения «мгновенных» (замороженных) изображений частиц даже для быстрых течений. Рубиновые лазеры имеют менее удобную длину волны, но обладают в среднем большей мощностью и могут генерировать лазерное излучение как в режиме модулированной добротности ( $\delta t = 50 - 100$  нс), так и в многопиковом режиме свободной генерации ( $\delta t = 1$  мс).

Ближние значения выходных параметров демонстрируют также лазеры на парах меди. Длина волны такого лазера может быть равна 510,6 и 578,2 нм. Энергия отдельного импульса – около 10 мДж при длительности 15–50 нс. Частота повторения импульсов может быть очень высокой – несколько десятков кГц, что обеспечивает и очень высокую среднюю мощность – десятки ватт в импульсно-периодическом режиме.

### ***3.9.2. Источники излучения с малой длиной когерентности***

Для повышения разрешающей способности систем оптической когерентной томографии (ОКТ) необходимы новые виды источников излучения с широким спектром генерации (до сотен

нанометров) и длиной когерентности в диапазоне единиц микрометров. В работе [29] представлено описание одной из систем ОКТ повышенного разрешения. В качестве источника излучения в системе использован суперлюминесцентный титан-сапфировый кристалл с внешней накачкой. При этом ширина спектра излучения составила 138 нм при длине когерентности излучения около 2 мкм.

Оптическое излучение с широким спектром формируется с использованием волоконно-оптических фотонных кристаллов, возбуждаемых фемтосекундными импульсами [30]. При этом ширина спектра излучения значительно превышает ширину спектра усиления всех известных в настоящее время кристаллов. Излучение титан-сапфирового лазера в диапазоне 500–950 нм с центральной длиной волны 780 нм в форме импульсов длительностью 20 фс с частотой повторения 100 МГц после коррекции искажений, вносимых влиянием дисперсии, фокусировалось на волоконно-оптический фотонный кристалл длиной 40 мм и диаметром 2,3 мкм, что позволило сформировать излучение с непрерывным спектром шириной 325 нм при центральной длине волны 725 нм и мощности 28 мВт.

Малая длина когерентности излучения (около 0,75 мкм) позволила обеспечить разрешающую способность системы ОКТ примерно 1,5 мкм. Для получения излучения малой когерентности с широким спектром в ближнем ИК-диапазоне использовался источник в виде эрбиевого оптического волокна, излучение которого усиливалось двухкаскадным эрбиевым усилителем и вводилось в нелинейный волоконно-оптический преобразователь, что позволило получить излучение в диапазоне 1100–1500 нм при мощности 45 мВт. Приведенные примеры показывают, что техника формирования излучения малой когерентности с широким спектром, повышенной мощностью и пространственной когерентностью является достаточно сложной и дорогостоящей. Поэтому проводятся исследования возможностей создания более доступных источников излучения с требуемыми характеристиками при приемлемой стоимости.

Длины волн доступных в настоящее время газовых и твердотельных лазеров приведены в табл. 3.1 и 3.2.

Т а б л и ц а 3.1. Длины волн некоторых газовых лазеров, лазеров на красителях и лазеров на парах металлов

Лазер	Длина волны	Тип лазера, источник накачки
<i>Газовые</i>		
Гелий-неоновый	632,8; 543,5; 593,9; 611,8 нм; 1,1523; 1,52; 3,3913 мкм	Непрерывный электрический разряд
Аргоновый	351; 465,8; 472,7; 488; 514,5; 528,7 нм	Непрерывный электрический разряд
Криптоновый	416; 530,9; 568,2; 647,1; 676,4; 752,5; 799,3 нм	Непрерывный электрический разряд
Ксеноновый	Множество спектральных линий по всему видимому спектру и частично в УФ- и ИК-областях	Непрерывный электрический разряд
Азотный	337,1 нм	Непрерывный электрический разряд
Эксимерный	193 нм (ArF), 248 нм (KrF), 308 нм (XeCl), 353 нм (XeF)	Импульсный электрический разряд
<i>На красителях</i>		
Лазер на красителях	390–435 нм (Stilbene), 460–515 нм (Кумарин 102), 570–640 нм (Родамин 6G) и др.	Импульсный; другой лазер, импульсная лампа
<i>На парах металлов</i>		
Гелий-кадмиевый	440; 325 нм	Электрический разряд в смеси паров металла и гелия
Гелий-ртутный	567; 615 нм	— // —
Гелий-селеновый	до 24 спектральных полос от красной до ультрафиолетовой	— // —
На парах меди	510,6; 578,2 нм	Электрический разряд
На парах золота	627 нм	— // —

Т а б л и ц а 3.2. Длины волн некоторых твердотельных лазеров

Лазер	Длина волны	Тип лазера, источник накачки
Рубиновый	694,3 нм	Импульсная лампа
Алюмоиттриевый с неодимовым легированием (Nd:YAG)	1,064; 1,32 мкм	Импульсная лампа, лазерный диод
На фториде иттрия-лития с неодимовым легированием (Nd:YLF)	1,047 и 1,053 мкм	Импульсная лампа, лазерный диод
На ванадате иттрия (YVO <sub>4</sub> ) с неодимовым легированием (Nd:YVO)	1,064 мкм	Лазерные диоды
На неодимовом стекле (Nd:Glass)	1,062 мкм (силикатные стекла); 1,054 мкм (фосфатные стекла)	Импульсная лампа, лазерные диоды
Титан-сапфировый	650–1100 нм	Другой лазер
Алюмоиттриевый с тулиевым легированием (Tm:YAG)	2,0 мкм	Лазерные диоды
Алюмоиттриевый с иттербиевым легированием (Yb:YAG)	1,03 мкм	Импульсная лампа, лазерные диоды
Алюмоиттриевый с гольмиевым легированием (Ho:YAG)	2,1 мкм	Лазерные диоды
Церий-легированный литий – стронций (или кальций) – Алюмофторидный (Ce:LiSAF, Ce:LiCAF)	~280–316 нм	Лазер Nd:YAG с учетом частоты, эксимерный лазер, лазер на парах ртути
Александритовый с хромовым легированием	Настраивается в диапазоне от 700 до 820 нм	Импульсная лампа, лазерные диоды. Для непрерывного режима – дуговая ртутная лампа

## 3.10. Основные приемы и алгоритмы обработки цифровых изображений

### 3.10.1. Построение окон для усреднения

Статистическое усреднение проводится по небольшой зоне ПЗС-матрицы, содержащей достаточное количество регистрирующих рабочих ячеек. При освещении шероховатой поверхности объекта лазерным излучением за счет когерентного сложения амплитуд диффузно рассеянного объектом света возникает спекл-поле, которое накладывается на изображение объекта.

Это спекл-поле представляет собой набор реперных точек, по которым с помощью кросскорреляционного анализа последовательных изображений поверхности объекта можно получить текущую информацию о деформации этой поверхности с высокой точностью [31–35]. Предлагаемый способ диагностики напряженно-деформационного состояния образцов основан на регистрации в различные моменты времени и обработке на ПЭВМ спекл-полей при их механическом нагружении [31].

В практике измерений изображений величина смещения спеклов в плоскости изображения определяется в небольших зонах изображения, называемых окнами усреднения (разбиения), содержащих большое количество изображений спеклов (рис. 3.47), достаточное для статистического усреднения при кросскорреляционном анализе изображения объекта (рис. 3.48, см. цв. вклейку).

Величина оптического увеличения определится по простому соотношению  $M = \frac{d_i}{d_o}$ , где плоскость фокусировки находится по уравнению для объектива  $\frac{1}{d_o} + \frac{1}{d_i} = \frac{1}{f}$ . Размер окна усреднения выбирается таким образом, чтобы оно содержало достаточное для усреднения количество пикселей. Минимальное количество пикселей для уверенной статистической обработки с точностью до 1 % должно быть не менее 100 пикселей, что соответствует размеру окна  $10 \times 10$  и более, хотя в отдельных случаях размер окна может быть уменьшен до  $7 \times 7$  или даже до  $5 \times 5$ . При возможности для увеличения точности статистиче-

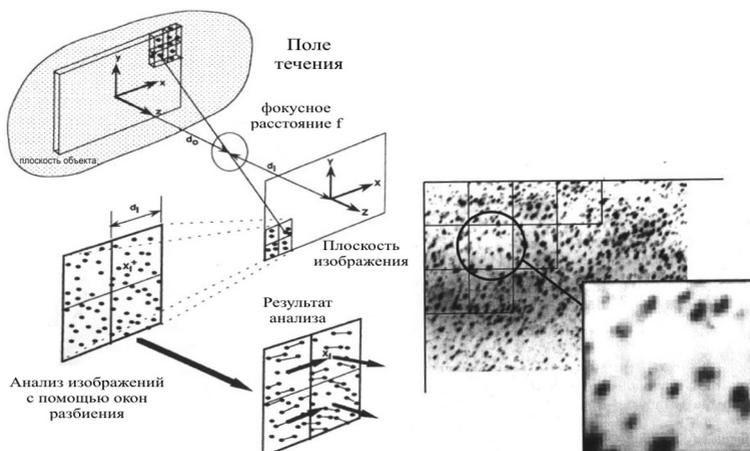


Рис. 3.47. Регистрация частиц в плоскости изображения и разбиение ПЗС-матрицы на окна усреднения

ской обработки размер окна увеличивают до  $32 \times 32$  или даже  $64 \times 64$ . При получении усредненной по большой площади информации размер окна может быть  $256 \times 256$  или  $512 \times 512$  и более.

### 3.10.2. Фильтрация изображений

Несмотря на органически присущий спекл-полям шум, они являются удобным носителем полезной информации, выделяемой из зашумленного сигнала методами статистической обработки двумерных массивов – изображений. Основными источниками спекл-шума в данной схеме измерений можно считать спекл-поля, генерируемые неподвижными стенками каналов, и шумы ПЗС-структур. Эти шумы уменьшают исходный контраст спекл-полей и точность анемометрии. Дополнительные погрешности могут вносить эффекты многократного рассеяния при наличии трехмерной структуры скорости в микроканале и высокой степени загруженности потока визуализирующими микрочастицами. Одним из способов контроля статистики спекл-полей при их фильтрации является предложенный в работе [28] анализ плотности вероятности распределения интенсив-

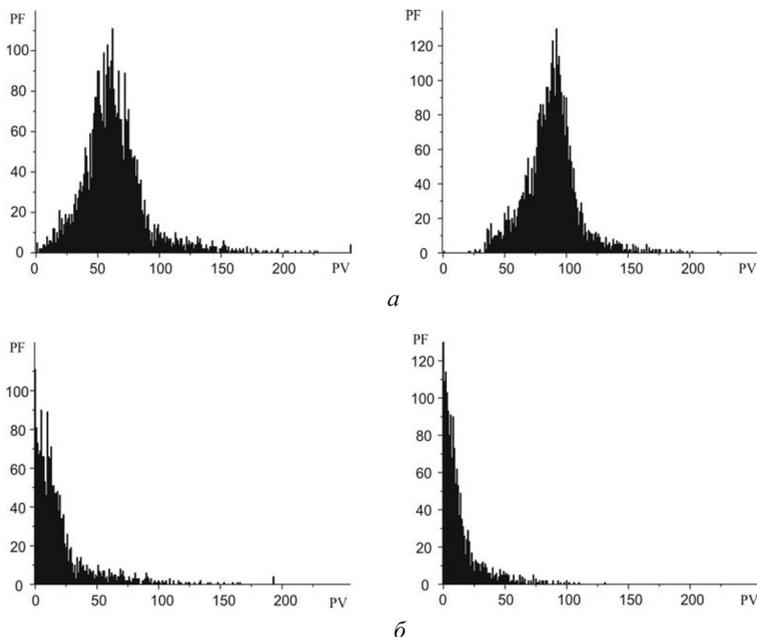


Рис. 3.49. Плотность вероятности распределения интенсивности в спекл-поле до (а) и после (б) фильтрации шумов. Слева статистика для спекл-поля с максимально открытым объективом камеры, справа – для спекл-поля, генерируемого с использованием 5-метрового световода

ности в фильтруемом спекл-поле. Учитывая, что плотность вероятности в идеальном спекл-поле описывается отрицательной экспоненциальной зависимостью от величины интенсивности, при фильтрации спекл-поля вычитался его пьедестал для выполнения соотношения  $P(I) = \frac{1}{\langle I \rangle} \exp\left[-\frac{I}{\langle I \rangle}\right]$ . Такая фильтрация эффективна для широкого диапазона параметров оптической схемы, существенно увеличивает контраст поля и значительно уменьшает погрешности описанной выше обработки (рис. 3.49).

### 3.10.3. Кросскорреляционный анализ последовательных изображений

Общепринятый алгоритм обработки последовательных изображений  $I_1, I_2$  при их числовой регистрации показан на рис. 3.50. Искомое смещение частиц в каждом выделенном окне усреднения определяется с помощью вычисления двумерной кросскорреляционной функции этих изображений, называемых также спеклограммами. Полученное изображение разбивается на малые подобласти (окна усреднения), в каждой из которых вычисляется кросскорреляционная функция в зависимости от координат этой подобласти  $(m, n)$ . С учетом экспериментального шума в каждой такой зоне спеклограммы  $\tilde{\sigma}(m, n)$  кросскорреляционная функция представляет собой свертку соответствующих областей анализируемых изображений:

$$\mathbb{R}_{1,2}(m, n) = I_1(m, n) \otimes I_2^*(m, n) + \tilde{\sigma}(m, n).$$

Удобным для анализа оказывается переход в фурье-плоскость [25], где это соотношение имеет вид

$$\mathbb{F}\{\mathbb{R}_{1,2}\}(u, v) = \mathbb{F}\{I_1\}(u, v)\mathbb{F}\{I_2^*\}(u, v) + \sigma(u, v),$$

$\sigma(u, v)$  – соответствующий шум в фурье-плоскости.

Отметим, что фурье-преобразование спеклограммы с интенсивностью спекл-поля  $I = I_1 + I_2$ , как в двухэкспозиционной голографической спекл-фотографии, представляет собой дифракционное гало, модулированное хорошо известными интерференционными полосами Юнга, по расстоянию между которыми определялась величина усредненного смещения спеклов при

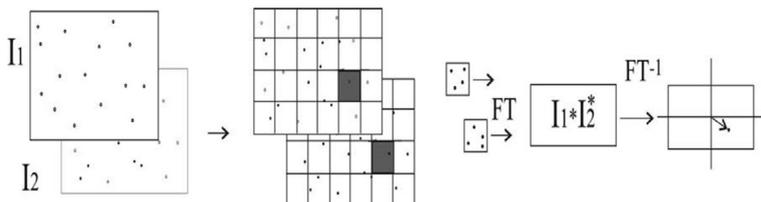


Рис. 3.50. Кросскорреляционный анализ последовательных изображений с использованием быстрого фурье-преобразования

фотографической регистрации спеклограмм и их оптической обработке при поточечном сканировании нерасколлимированным лазерным лучом [28]:

$$\mathbb{F}\{I_1 + I_2\}(u, v) = \mathfrak{A}(u, v). \quad (3.4)$$

Стратегия кросскорреляционного анализа последовательных изображений состоит в поиске искомой функции  $\mathbb{R}_{1,2}(m, n)$  путем фильтрации шумов спеклограмм как в исходной физической, так и в фурье-плоскости для каждой подобласти  $I_1(m, n)$  и  $I_2(m, n)$  (рис. 3.50). Оценка искомой функции может быть получена с учетом соотношения (3.4)

$$\tilde{\mathbb{R}}_{1,2}(m, n) = \mathbb{F}^{-1}\{\mathbb{F}\{\tilde{I}_1\}(u, v)\mathbb{F}\{\tilde{I}_2^*\}(u, v)\}, \quad (3.5)$$

где  $\tilde{I}_1$ ,  $\tilde{I}_2$  – отфильтрованные спеклограммы. Ниже показаны некоторые способы такой фильтрации.

Кросскорреляционные функции  $\tilde{\mathbb{R}}_{1,2}(m, n)$  и  $\mathbb{R}_{1,2}(m, n)$  (рис. 3.51, см. цв. вклейку) могут быть вычислены и путем прямого сопоставления соответствующих изображений по всем пикселям ПЗС-камеры:

$$\mathbb{R}_{1,2}(m, n) = \frac{MN}{(M-m)(N-n)} \left[ \frac{\sum_{p=1}^{M-m} \sum_{q=1}^{N-n} I_1(p, q)I_2(m+p, n+q)}{\sum_{p=1}^M \sum_{q=1}^N I_1(p, q)I_2(p, q)} \right]. \quad (3.6)$$

В несlišком зашумленных областях данная функция имеет выраженный главный максимум при  $m = m^*$  и  $n = n^*$ . Координаты  $(m^*, n^*)$  определяют усредненную по подобласти величину смещения частиц в величинах размера пикселя  $d_{\text{пк}}$ . Абсолютная величина вектора смещения, таким образом, может быть вычислена по простому соотношению  $\sqrt{\Delta d^2} = d_{\text{пк}}M\sqrt{(m^*)^2 + (n^*)^2}$ , где  $M$  – коэффициент оптического увеличения изображающей оптической системы. Вследствие статистического характера вычислений по соотношениям (3.4)–(3.6) и естественной фильтра-

ции при усреднении по большим массивам экспериментальных данных искомая величина смещения  $\bar{\Delta}^2 = (m^*)^2 + (n^*)^2$  определяется с очень высокой (субпиксельной) точностью даже для сильно зашумленных течений, что позволяет количественно определить двумерное поле скорости с высоким пространственным разрешением, определяемым большим числом точек течения, в которых вычислен вектор скорости.

### 3.10.4. Автокорреляционный анализ изображений с продолжительным временем экспозиции

В схемах микро-DPIV не всегда удается фиксировать распределение частиц в плоскости изображения в течение двух «коротких» экспозиций, как это описано выше. При экспозиции, сравнимой с характерным временем исследуемого процесса, изображение частиц «расплывается», контраст изображения уменьшается, а величина уменьшения контраста прямо пропорционально зависит от величины локальной скорости частиц в исследуемом течении. В данном случае полученную спеклограмму удобнее анализировать с использованием автокорреляционных функций (рис. 3.52):

$$\mathfrak{I}_{1,1}(m, n) = I_1(m, n) \otimes I_1^*(m, n) + \tilde{\sigma}(m, n). \quad (3.7)$$

Аналогом соотношения (3.5) будет

$$\mathbb{F}\{\mathfrak{I}_{1,1}\}(u, v) = \mathbb{F}\{I_1\}(u, v)\mathbb{F}\{I_1^*\}(u, v) + \sigma(u, v),$$

а оценка искомой автокорреляционной функции  $\tilde{\mathfrak{I}}_{1,1}$  получается по соотношению

$$\tilde{\mathfrak{I}}_{1,1}(m, n) = \mathbb{F}^{-1}\{\mathbb{F}\{\tilde{I}_1\}(u, v)\mathbb{F}\{\tilde{I}_1^*\}(u, v)\}.$$

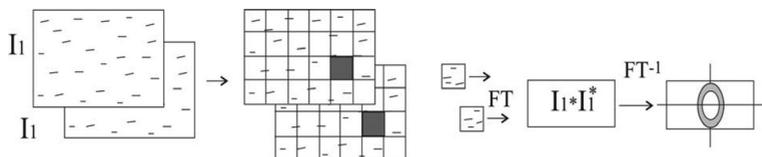


Рис. 3.52. Алгоритм автокорреляционного анализа одноэкспозиционной спеклограммы с использованием быстрого фурье-преобразования

Конечно, эта функция и ее оценка  $\mathfrak{T}_{1,1}(m, n)$  и  $\tilde{\mathfrak{T}}_{1,1}(m, n)$  определяются и путем прямого сопоставления соответствующих интенсивностей, аналогично (3.6):

$$\mathfrak{T}_{1,1}(m, n) = \frac{MN}{(M-m)(N-n)} \left[ \frac{\sum_{p=1}^{M-m} \sum_{q=1}^{N-n} I_1(p, q) I_1(m+p, n+q)}{\sum_{p=1}^M \sum_{q=1}^N I_1(p, q) I_1(p, q)} \right].$$

Примерный вид автокорреляционной функции представлен на рис. 3.53 (см. цв. вклейку).

Фурье-преобразование одноэкспозиционной спеклограммы также представляет собой дифракционное гало, формирующееся за спеклограммой при ее сканировании лазерным лучом. Однако в этом случае гало не модулировано интерференционными полосами и представляет собой круг для идеального спекл-поля, зарегистрированного с использованием короткой экспозиции, или эллипс с направлением большей полуоси, ортогональным направлению преимущественного смещения спеклов в процессе экспозиции, длительность которой сравнима с характерным временем исследуемого процесса (рис. 3.54, см. цв. вклейку). Полосы на гало, показанном на рис. 3.54, *a*, возникают в результате представления эллиптического распределения в квазицвете. Аналогичные полосы можно заметить и на реальных интерференционных полосах Юнга при представлении дифракционного гало в квазицвете (рис. 3.51, *b*).

Измеряемыми параметрами в каждом окне спеклограммы являются полуоси эллипса дифракционного гало,  $D_x, D_y$ . Эти величины, а точнее их отличия от диаметра дифракционного гало исходного спекл-поля  $D_\infty$  пропорциональны усредненному по окну увеличению размеров (удлинению) спеклов вдоль соответственных ортогональных осей  $\langle \Delta d_x \rangle = \langle d_x - d_\infty \rangle$ ,  $\langle \Delta d_y \rangle = \langle d_y - d_\infty \rangle$ :

$$\frac{D_\infty(m, n)}{D_x(m, n)} = C_1 \frac{\langle d_x \rangle(m, n)}{\langle d_\infty \rangle(m, n)} = C_1 \frac{\langle \Delta d_x \rangle(m, n) + \langle d_\infty \rangle(m, n)}{\langle d_\infty \rangle(m, n)},$$

$$\frac{D_\infty(m, n)}{D_y(m, n)} = C_1 \frac{\langle d_y \rangle(m, n)}{\langle d_\infty \rangle(m, n)} = C_1 \frac{\langle \Delta d_y \rangle(m, n) + \langle d_\infty \rangle(m, n)}{\langle d_\infty \rangle(m, n)}.$$

В этих соотношениях  $C_1$  – нормировочная константа, которая может быть принята за единицу. Удлинение спеклов при регистрации за конечный интервал времени  $\Delta t$  определяется компонентами измеряемой скорости  $V_x, V_y$  и коэффициентом оптического увеличения  $M$  при регистрации спеклограммы:

$$\Delta d_x = MV_x \Delta t; \Delta d_y = MV_y \Delta t.$$

Таким образом, искомая величина скорости оказывается прямо пропорциональной относительно уменьшению диаметра дифракционного гало с коэффициентом пропорциональности  $C_2$ , не требующим динамической калибровки:

$$V_x = \frac{1}{C_1 M \Delta t} \frac{D_\infty - D_x}{D_x} = C_2 \frac{D_\infty - D_x}{D_x},$$

$$V_y = \frac{1}{C_1 M \Delta t} \frac{D_\infty - D_y}{D_y} = C_2 \frac{D_\infty - D_y}{D_y}.$$

### ***3.10.5. Анализ контраста изображений с продолжительным временем экспозиции***

Еще одним измеряемым параметром одноэкспозиционной спеклограммы является контраст спекл-поля. Величина контраста различна в разных подобластях спеклограммы, она обратно пропорциональна скорости частиц в соответствующей точке течения в момент экспозиции и может быть определена прямым расчетом по формуле

$$C_{1,1}(m, n) = \frac{\sigma_{I_1}(m, n)}{\langle I_1(m, n) \rangle} = \frac{\sqrt{\langle I(m, n)_1^2 \rangle - \langle I_1(m, n) \rangle^2}}{\langle I_1(m, n) \rangle} =$$

$$\frac{\sqrt{\frac{1}{MN} \sum_{p=1}^M \sum_{q=1}^N [I_1^{m,n}(p, q)]^2 - \left[ \frac{1}{MN} \sum_{p=1}^M \sum_{q=1}^N I_1^{m,n}(p, q) \right]^2}}{\frac{1}{MN} \sum_{p=1}^M \sum_{q=1}^N I_1^{m,n}(p, q)},$$

где  $\sigma_{I_1}(m, n)$  – среднеквадратичное отклонение интенсивности в данной подобласти спекл-поля. В идеальном спекл-поле данная

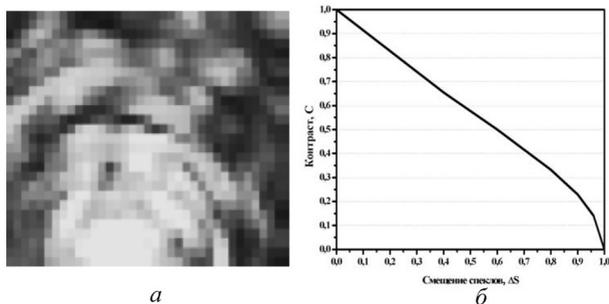


Рис. 3.55. Пример поля контраста, рассчитанный в режиме квазиреального времени по одноэкспозиционным спеклограммам (а), и график зависимости контраста спекл-поля от величины смещения спеклов за время экспозиции (б) [35]

величина равна средней интенсивности поля  $\sigma_{I_1}(m, n) = \langle I_1(m, n) \rangle$ , при этом контраст  $C_{1,1}(m, n) = 1$ . Нарушение статистики, например, за счет смещения спеклов во время экспозиции, изменяет контраст поля и по величине этого контраста также может быть определена скорость движения рассеивающих частиц. Исследуя микроциркуляцию крови, профессор Бриерс получил упрощенное соотношение, связывающее контраст спекл-поля с временем корреляции спекл-поля  $\tau_c$ , зависящим от скорости движения рассеивающих частиц:

$$C_{1,1} = \left\{ \frac{\tau_c}{2T} [1 - \exp(-2T / \tau_c)] \right\}^{1/2},$$

где  $T$  – время экспозиции.

На рис. 3.55 представлены поле контраста, рассчитанное для вращающегося матового диска, и график зависимости контраста спекл-поля от смещения спеклов на изображении в течение времени экспозиции. Данная кривая показывает обратную пропорциональную зависимость между скоростью движения спеклов на изображении и их контрастом.

### 3.10.6. Техника Гуи–Мерцкирша

В работах [27; 36] описана альтернативная техника поиска максимума кросскорреляционной функции  $\mathbb{R}_{1,2}(m, n)$ . Альтернатива заключается в том, что в данном случае вычисляется минимум структурной функции  $\mathbb{D}_{1,2}(m, n)$ :

$$\mathbb{D}_{1,2}(m, n) = \frac{1}{MN} \sum_{i=1}^M \sum_{j=1}^N [I_1(i, j) - I_2(i + m, j + n)]^2.$$

Геометрия анализа течения и вид структурных функций для двухэкспозиционной спеклограммы, содержавшей сумму двух изображений ( $I_1 + I_2$ ), а также структурная функция для двух последовательных одноэкспозиционных спеклограмм для  $I_1$  и  $I_2$  показана на рис. 3.56. Как видно, в первом случае структурная функция  $\mathbb{D}_{1,1}(m, n)$  является обратной автокорреляционной функцией и имеет три минимума, а во втором случае  $\mathbb{D}_{1,2}(m, n)$  обратно пропорциональна кросскорреляционной функции и имеет один минимум при тех же координатах ( $m^*, n^*$ ), что и максимум кросскорреляционной функции.

Авторы [27; 36] назвали этот способ поиска максимума кросскорреляционной функции методом минимизации среднеквадратичной разности<sup>1</sup> матриц интенсивности изображений. Такая минимизация хорошо выполняется методом градиентного спуска, широко применяемым при спектральных измерениях и поиске расчетных спектров, наиболее близко соответствующих экспериментальным [28].

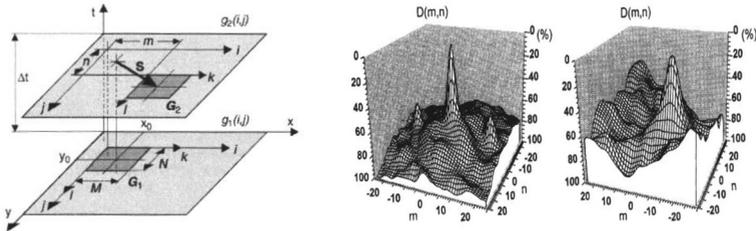


Рис. 3.56. Иллюстрации техники Гуи–Мерцкирша [27; 36]

<sup>1</sup> В оригинале – MQD – minimum quadratic difference.

### 3.10.7. Статистический анализ погрешностей определения смещений спекл-полей

Статистический анализ погрешностей определения смещений спекл-полей проводился в ряде работ [28; 37–45]. Типичные результаты исследований приведены на рис. 3.57, 3.58. При размере окна усреднения  $32 \times 32$  среднеквадратичная погрешность определения смещения по данным корреляционного анализа составляет менее 0,1 размера пикселя. Погрешность снижается до 1–2 % от размера пикселя при дальнейшем увеличении размера окна. По абсолютной величине это составляет около 100 нм в плоскости измерения для оптического увеличения  $M = 1$ . Погрешность может быть значительно уменьшена при измерениях в микротечениях, если  $M \gg 1$ .

На рис. 3.58 изображена зависимость среднеквадратичной погрешности измерений от величины смещения частиц для окна усреднения размером  $64 \times 64$ . Анализ этих данных показывает, что динамический диапазон измерений с низкой погрешностью (<0,1 пикселя) составляет более 100 для смещений от 0,2 до

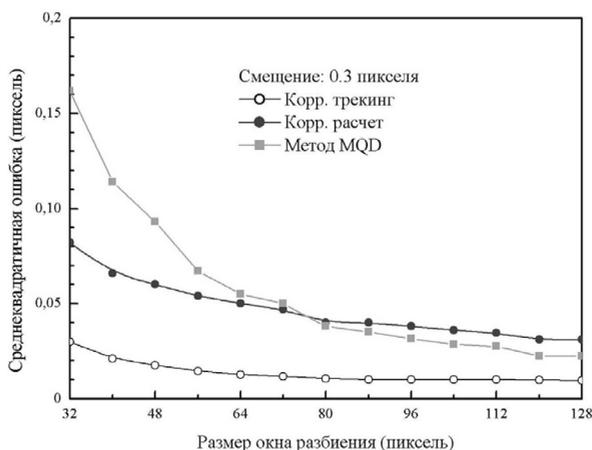


Рис. 3.57. Среднеквадратичная погрешность определения смещения с помощью кросскорреляционного анализа, выполненного различными методами, в зависимости от размера окна усреднения. Величина смещения  $0,3 \delta_{px}$

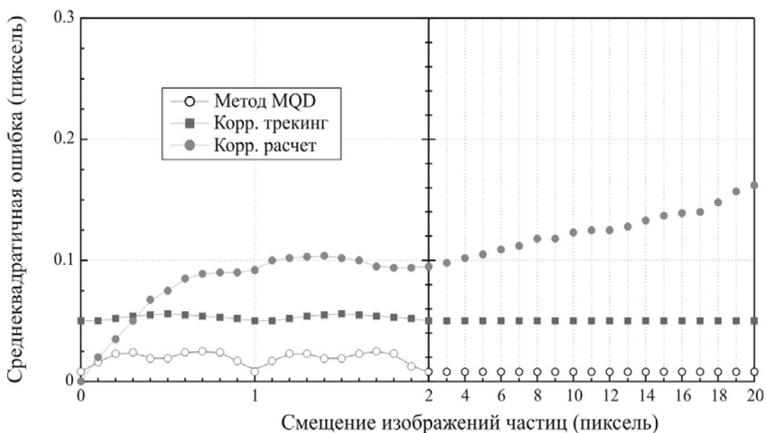


Рис. 3.58. Среднеквадратичная погрешность определения смещения в единицах  $\delta_{px}$  с помощью кросскорреляционного анализа, выполненного различными методами, в зависимости от величины смещения

20 пикселей. При большем смещении размер окна следует увеличивать, чтобы он всегда был больше 2–3 максимально возможных смещений.

### 3.10.8. Динамические свойства спекл-полей

Наиболее общей формой описания пространственно-временных вариаций спекл-полей является использование пространственно-временных корреляционных формул. В нормализованном виде для флуктуирующей компоненты  $\Delta I = I - \langle I \rangle$  интенсивности излучения в спекл-поле данная функция может быть представлена коэффициентом  $\gamma_{\Delta I}$ :

$$\gamma_{\Delta I}(\vec{r}_1, \vec{r}_2; t_1, t_2) = \frac{\langle \Delta I(\vec{r}_1, t_1) \Delta I(\vec{r}_2, t_2) \rangle}{\langle \Delta I(\vec{r}_1, t_1) \rangle \langle \Delta I(\vec{r}_2, t_2) \rangle}. \quad (3.8)$$

Эта величина характеризует взаимную корреляцию двух полей, получаемых в разных точках в пространстве и в различные моменты времени, и варьируется в пределах от 0 до 1. Различают два метода изменения спекл-полей: «смещение» спекл-поля, ког-

да некоторая совокупность спеклов смещается как целое, не изменяя их взаимного расположения, и «кипение» спеклов, когда отдельные спеклы хаотически появляются и исчезают в одних и тех же точках пространства, не испытывая заметных смещений. Функция (3.8) зависит от множества факторов. Один из наиболее важных – форма лазерного луча, формирующего спекл-поле. Для гауссовой формы луча при его фокусировке на поверхность вблизи рассеивающего экрана диаметр пятна  $\omega$  и кривизна волнового фронта  $\rho$  выражаются как функция расстояния  $z$  от положения перетяжки луча:

$$\omega = \omega_0 \left[ 1 + \left( \frac{z}{z_0} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}, \quad \rho = z \left[ 1 + \left( \frac{z}{z_0} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}},$$

где  $z_0 = \pi \omega_0^2 / \lambda$  и  $\omega_0$  – размер лазерного луча в перетяжке. Время корреляции  $\tau_c$  и время задержки  $\tau_d$  введены в [46] для описания динамических свойств спекл-полей, испытывающих одновременно две моды изменения – «смещение» и «кипение»:

$$\gamma_{\Delta l}(\vec{r}, \tau) = \exp\left(-\frac{|\vec{r}|^2}{r_c^2}\right) \exp\left[-\frac{(\tau - \tau_d)^2}{\tau_c^2}\right],$$

где  $\vec{r} = \vec{r}_2 - \vec{r}_1$ ,  $\tau = t_2 - t_1$  и время задержки  $\tau_d$  зависит от  $\vec{r}$ .

Вычисления корреляционных функций и контраста спекл-полей на современных ПЭВМ могут быть выполнены в интервал времени между последовательными кадрами при записи цифровых изображений в телевизионном стандарте (при частоте 25 Гц интервал составляет 40 мс) даже для ПЗС-камер предельно высокого разрешения, что открывает возможности для построения систем диагностики в режиме реального времени.

Двухэкспозиционная схема PIV не требует калибровки, так как усредненный по окну интегрирования вектор скорости  $\langle \vec{V} \rangle$  определяется по простому соотношению  $\langle \vec{V} \rangle = \langle \Delta \vec{d} \rangle / \Delta t$ , где усредненный вектор смещения спекл-поля  $\langle \Delta \vec{d} \rangle$  измеряется в единицах размера элементарного пикселя ПЗС-матрицы (из-

вестная величина), а интервал времени между «короткими» экспозициями между кадрами – в секундах.

В описанной выше одноэкспозиционной схеме измеряемым параметром является усредненное по окну относительное увеличение размера (удлинение) спеклов при сравнительно длительной экспозиции  $\langle \Delta d_x \rangle / \langle d_\infty \rangle$ ,  $\langle \Delta d_y \rangle / \langle d_\infty \rangle$ . Поэтому для абсолютного измерения величин  $\langle \Delta d_x \rangle$ ,  $\langle \Delta d_y \rangle$  необходимо независимое определение среднего размера спеклов при «короткой» экспозиции  $\langle d_\infty \rangle$ . Такое измерение может быть сделано с помощью автокорреляционного анализа спеклограммы неподвижного спекл-поля. В данной работе проверка работоспособности одноэкспозиционной схемы и ее динамическая калибровка осуществлялись при регистрации движущихся спекл-полей, генерируемых вращающимся диском, изготовленным из матового стекла (рис. 3.59). Время экспозиции выбиралось таким образом, чтобы относительное удлинение спеклов варьировалось от 0,1 в центральной области диска до 5–10 на его периферии.

На рис. 3.60 показана эволюция автокорреляционной функции спеклограммы вращающегося диска при перемещении окна усреднения от центра диска (рис. 3.60, б) к его периферии. Профиль скорости для вращающегося диска с хорошей точностью является линейным, что соответствует выбранной модели движения. Измерения скорости осуществляются одновременно в 88 точках («подзонах»), что обеспечивает получение двумерной информации одновременно по всему полю течения. Результаты калибровки, представленные на рис. 3.61, показывают, что зави-

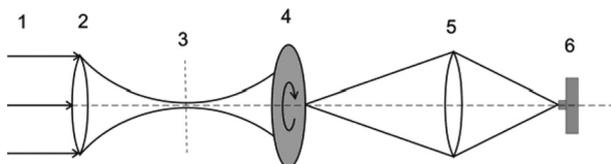
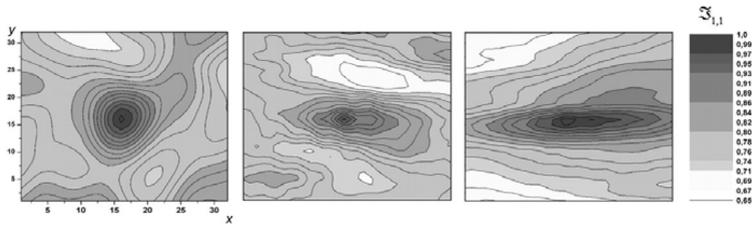
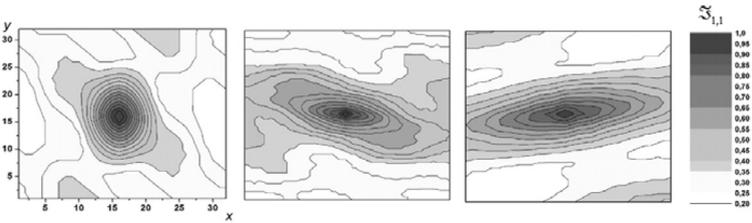


Рис. 3.59. Схема калибровки с вращающимся оптическим диском: 1 – коллиматорное лазерное излучение; 2 – линза, формирующая перетяжку; 3 – положение перетяжки; 4 – вращающийся диск; 5 – линза, формирующая изображение; 6 – ПЗС-камера



*a*



*б*

Рис. 3.60. Сечения автокорреляционной функции одноэкспозиционной спеклограммы, построенной для различных скоростей вращения генератора спекл-поля: *a* – прямой расчет по соотношению (3.6); *б* – расчет с использованием быстрого фурье-преобразования по соотношению (3.7)

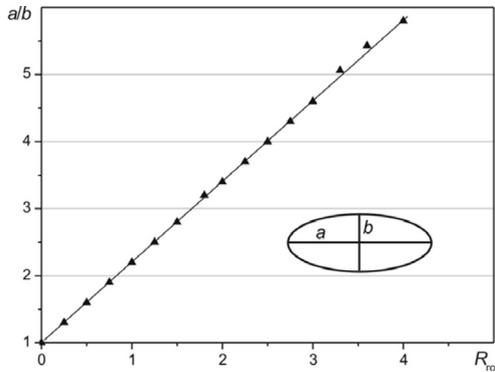


Рис. 3.61. Результат калибровки одноэкспозиционной спекл-фотографии на вращающемся диске, изготовленном из матового стекла

симось относительного удлинения спеклов от скорости практически линейная в диапазоне  $\Delta d / d_{\infty} = 0,25 - 5$ , что соответствует динамическому диапазону измерений  $\sim 20$ . Данная величина весьма близка к соответственному динамическому диапазону

измерений метода двухэкспозиционной техники PIV и спекл-фотографии. Для двухэкспозиционной техники PIV этот диапазон легко может быть адаптирован к исследуемому течению с помощью изменения времени между экспозициями, а для одноконтрастной техники – путем подбора величины размера спеклов при «короткой» экспозиции  $\langle d_\infty \rangle$ .

### 3.11. Диагностика течений в PEM-топливном элементе

#### 3.11.1. Структура и геометрия каналов в PEM-топливном элементе

Одной из значительных проблем в повышении эффективности современных топливных элементов является обеспечение оптимальных условий подачи компонентов и их распределения по поверхности PEM-мембраны<sup>1</sup> в условиях преобразования выделяющейся энергии плазмохимических реакций в полезную электрическую энергию (рис. 3.62, см. цв. вклейку) [47]. Необходимая для такой оптимизации количественная визуализация течений затруднена при исследовании процессов в условиях внутренних микроканалов с характерными размерами 1 мм и менее. Классические методы исследования электрохимических течений, такие как метод электрохимического импеданса и электродиффузионный метод, позволяют получать важную информацию о процессах в пристеночном течении с высоким пространственным разрешением только в отдельных его точках [47]. Поэтому привлекательными остаются оптические методы визуализации, позволяющие получить информацию обо всем поле течения одновременно.

Для решения указанных проблем в Институте тепло- и массообмена НАН Беларуси совместно с лабораторией исследований тепловых процессов университета г. Пуатье, Франция раз-

---

<sup>1</sup> PEM – the Polymer Electrolyte Membrane – полимерная электролитическая мембрана. Эта мембрана является прозрачной для протонов и непрозрачной для электронов, обеспечивая поток электронов во внешней цепи, как показано на рис. 3.62. Поэтому аббревиатура расшифровывается также как Proton Exchange Membrane – протонообменная мембрана.

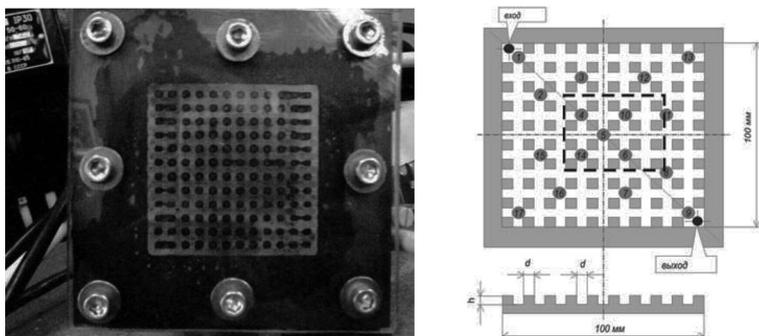


Рис. 3.63. Фотография холодной модели топливного элемента с прозрачной стенкой и геометрия каналов. Позиции, отмеченные кружками, показывают расположение электродиффузионных датчиков в [47]

работан ряд экспериментальных моделей топливных элементов, обеспечивающих оптические измерения как на холодных, так и на горячих моделях.

В настоящей работе представлены результаты количественной анемометрии течения в микроканалах холодной модели топливного элемента (рис. 3.63). Данные получены описанным выше методом одноэкспозиционного PIV, основанного на автокорреляционном анализе спекл-полей, образованных при рассеянии зондирующего лазерного излучения на микросферах, визуализирующих течение. Микроканалы освещались коллимированным лазерным излучением, как это делается при анемометрии приповерхностного кровотока в микрокапиллярах биотканей и результат регистрировался на высокоразрешающую ПЗС-камеру (рис. 3.64, см. цв. вклейку). Причем, как и в биотканях, возрастает влияние эффектов многократного рассеяния, приводящее к более быстрому переходу от изображений отдельных визуализирующих частиц к спекл-полям, и происходит усреднение получаемой информации по глубине канала (по оси  $z$ ) [47].

### 3.11.2. Пространственное разрешение

Пространственное разрешение анемометрии в плоскости регистрации определяется разрешением принимающей матрицы и размерами так называемых окон (зон) усреднения, по которым проводится первичный статистический анализ результатов измерений. Получаемое поле регистрировалось ПЗС-камерой фирмы Fuji FinePix S2Pro (Япония), содержащей  $4256 \times 2848$  пикселей, расположенных на матрице размером  $20 \times 30$  мм. Качественная обработка спеклограмм требует сравнительно больших окон усреднения, особенно для кросскорреляционного анализа изображений при больших смещениях между экспозициями.

Проведенный выше анализ показывает, что среднеквадратичная погрешность определения искомого смещения спеклополя уменьшается в 2–3 раза, если увеличивается размер окна от  $32^2$  до  $128^2$ , что, конечно, приводит к значительным потерям в пространственном разрешении. Соответственно с уменьшением размера окна с  $32^2$  до  $16^2$  погрешности возрастают в 2–3 раза, но все еще могут быть минимизированы до величин порядка  $0,1d_{px}$  при оптимизации всех остальных параметров измерений. Использование такого окна для матрицы Fuji FinePixS2Pro ( $M = 1$  и перекрытие окон 0,5) обеспечивает предельное пространственное разрешение порядка 50 мкм по всему полю  $20 \times 30$  мм. Дальнейшее уменьшение размера окна без потери точности статистической обработки возможно лишь в специальных случаях. В частности, для автокорреляционного анализа в одноэкспозиционной схеме размер окна может быть еще меньше вплоть до  $5 \times 5$  или  $7 \times 7$  пикселей.

Важно отметить, что в технике микроPIV при уменьшении размера исследуемого течения и увеличении числа  $M$  пространственное разрешение может быть значительно улучшено. В работах профессора Мейнара [48–50] используется оптическое увеличение  $M = 100$ , реализованное с помощью микроскопа фирмы Nikon модель ECLIPSE E 600FN. Такая оптическая конфигурация позволила даже на сравнительно небольшой матрице  $1280 \times 1024$  пикселей получить изображение течения с размерами

415 × 415 мкм и пространственным разрешением около 5 мкм. В эксперименте использовались визуализирующие микрочастицы диаметром ~1 мкм. Небольшое дальнейшее улучшение пространственного разрешения возможно при меньшем перекрытии окон усреднения (до 0,25), что позволяет увеличить количество определяемых векторов скорости в 1,5–2 раза.

Величина усреднения в направлении, перпендикулярном плоскости регистрации, зависит от организации освещения визуализирующих частиц в микроканалах.

### *3.11.3. Временное разрешение*

Временное разрешение регистрации полей скорости определяется как схемой измерения, так и техническими характеристиками камеры и процессора. При использовании двухэкспозиционной схемы поле скоростей вычисляется как результат статистического анализа смещений изображений визуализирующих частиц, за интервал времени между последовательными кадрами, полученными для коротких по сравнению с исследуемым процессом экспозиций. В данном случае временное разрешение определяется минимальным временным интервалом между последовательными кадрами, а при реализации непрерывного мониторинга скорости – частотой повторения регистрации пар изображений и временем кросскорреляционного анализа на ПЭВМ. Одноэкспозиционная техника использует удлиненное время экспозиции, в течение которого частицы заметно смещаются в плоскости изображений, а автокорреляционный анализ изображений позволяет определить величину смещения за время экспозиции. В этом случае временное разрешение техники зависит от минимального времени экспозиции, которое много меньше временного интервала между последовательными кадрами. При исследовании сверхбыстрых процессов временное разрешение в схеме может быть улучшено при регистрации с открытым затвором камеры и контролем времени экспозиции путем управления длительностью лазерного излучения. Время же экспозиции при

использовании затвора данной ПЗС-камеры может варьироваться от нескольких секунд до 250 мкс.

Впервые такой принцип измерений применялся в исследованиях коронарного кровотока [51; 52], затем последовательно развивался для исследований микроциркуляции крови [53–57], ламинарных [58] и турбулентных течений [32; 35]. По своей сути метод одноэкспозиционной спекл-фотографии является цифровым аналогом со статистической обработкой широко используемой в визуализации техники трассирования [59]. Различные комбинации этой техники с приемами PIV и спекл-фотографии успешно применялись при диагностике микроперемещений в механике [60] и ботанике [61; 62].

#### *3.11.4. Анализ структуры течения в топливном элементе*

Фрагменты поля скорости в микроканале модели топливного элемента, полученные при автокорреляционной обработке одноэкспозиционных спеклограмм показаны на рис. 3.64.

Время экспозиции было адаптировано к скорости таким образом, чтобы при максимальной скорости в канале 5 см/с изображение частицы или спекла испытывало относительное удлинение около 5, что соответствует линейной области калибровочной кривой, изображенной на рис. 3.65 (см. цв. вклейку). Размер анализируемой области  $20 \times 30$  мм. В центральной области выделенного фрагмента размером  $2 \times 3$  мм получено около 50 векторов скорости с плотностью данных свыше 10 векторов на  $1 \text{ мм}^2$ . Всего в поле течения на используемой матрице при такой плотности данных может быть получено до 50000 векторов скорости, что позволяет с высокой точностью определить пространственные моменты течения, начиная от завихренности до моментов высокого порядка.

На рис. 3.66 (см. цв. вклейку) изображено поле завихренности в выделенном фрагменте течения, рассчитанное по приведенным данным. Как показывает анализ, завихренность генерируется в основном в пристеночных течениях. Несмотря на то что в целом по полю интеграл от завихренности невелик, интен-

сивность положительных вихрей в выделенном фрагменте заметно выше. Эволюция данной величины по течению является удобным параметром, характеризующим структуру течения и позволяющим проводить детальные сравнения с результатами численного моделирования режимов работы в РЕМ-топливном элементе.

В настоящей работе использовалась лазерная подсветка визуализирующих частиц, позволяющая работать как в режиме регистрации спекл-полей, так и в режиме фотографии отдельных частиц. В некоторых случаях можно применять некогерентное освещение и регистрировать изображения частиц даже в «белом цвете» или с использованием лазерных диодов с низкой когерентностью.

### **3.11.5. Выводы**

Таким образом, показана возможность количественной диагностики микротечений с использованием одноэкспозиционной спекл-фотографии. Разработанное программное обеспечение дает возможность восстановить до 250000 векторов скорости в двумерной области течения размером  $20 \times 30$  мм при фотографии с оптическим увеличением  $M = 1$ . Эксперименты проводились на холодной модели топливного элемента. Планируемые испытания на горячей модели позволят провести оптимизацию течения в реальном масштабе времени. Размер исследуемой области может быть уменьшен в 10–100 раз при использовании соответствующей микрооптики и оптического увеличения. В представленной конфигурации пространственное разрешение в плоскости измерения составляет около 100 мкм. По координате вдоль оптического луча происходит усреднение по всей глубине течения – в данном случае это 1 мм. Использование томографических приемов реконструкции таких сложных течений для получения трехмерных полей – задача последующих исследований [63–69].

### **Литература к Главе 3**

1. Ландсберг, Г. С. Оптика: учеб. пособие / Г. С. Ландсберг. – 6-е изд. – М.: Физматлит, 2003. – 848 с.

2. *Born, M.* Principles of Optics. Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light / M. Born, E. Wolf. – 7<sup>th</sup> ed. – Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2002. – 952 p.

3. *Борн, М.* Основы оптики: пер. с англ. / М. Борн, Э. Вольф. – М.: Наука, 1973. – 720 с.

4. *Дичберн, Р.* Физическая оптика: пер. с англ. / Р. Дичберн. – М.: Наука, 1965. – 631 с.

5. *Калитевский, Н. И.* Волновая оптика / Н. И. Калитевский. – 3-е изд. – М.: Наука, 1995. – 463 с.

6. *Годжаев, Н. М.* Оптика / Н. М. Годжаев. – М.: Высш. шк., 1977. – 432 с.

7. *Саржевский, А. М.* Оптика: в 2 т. / А. М. Саржевский. – Минск: Университетское, 1984.

8. *Матвеев, А. Н.* Оптика: учеб. пособие для физ. спец. вузов / А. Н. Матвеев. – М.: Высш. шк., 1985. – 351 с.

9. Прикладная физическая оптика / В. А. Москалев [и др.]. – СПб.: Изд-во Политехника, 1995. – 528 с.

10. *Короленко, П. В.* Оптика когерентного излучения / П. В. Короленко. – М.: Изд-во МГУ, 1997. – 222 с.

11. *Колмаков, Ю. Н.* Учебное пособие по курсу «Оптика» / Ю. Н. Колмаков, С. Е. Кажарская. – Тула: Тульский ГУ, 2000. – 124 с.

12. Физическая оптика: учеб. пособие / А. И. Бугрова [и др.]. – М.: МИРЭА, 2002. – 84 с.

13. *Сергиенко, А. Б.* Цифровая обработка сигналов / А. Б. Сергиенко. – СПб.: Питер, 2003. – 604 с.

14. *Ахманов, С. А.* Физическая оптика / С. А. Ахманов, С. Ю. Никитин. – М.: Изд-во МГУ, 2004. – 656 с.

15. *Дмитриев, В. Г.* Прикладная нелинейная оптика / В. Г. Дмитриев, Л. В. Тарасов. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2004. – 512 с.

16. *Сивухин, Д. В.* Общий курс физики: учеб. пособие для вузов: в 5 т. / Д. В. Сивухин. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2005. – Т. IV: Оптика. – 792 с.

17. *Дмитриев, А. Л.* Оптические методы обработки информации: учеб. пособие / А. Л. Дмитриев. – СПб.: СПбГУ ИТМО, 2005. – 46 с.

18. *Стафеев, С. К.* Основы оптики / С. К. Стафеев, К. К. Боярский, Г. Л. Башнина. – СПб.: Питер, 2006. – 336 с.

19. *Савельев, И. В.* Курс общей физики: в 5 т. / И. В. Савельев. – СПб.: «Лань», 2011. – Т. 4: Волны. Оптика. – 256 с.

20. *Бутиков, Е. И.* Оптика: учеб. пособие для вузов / Е. И. Бутиков. – 3-е изд. – СПб.: «Лань», 2012. – 608 с.

21. *Маскевич, А. А.* Оптика: учеб. пособие / А. А. Маскевич. – Минск: Новое знание, 2012. – 659 с.

22. *Тарлыков, В. А.* Когерентная оптика: учеб. пособие / В. А. Тарлыков. – СПб.: СПбГУ ИТМО, 2011. – 173 с.

23. *Мальцев, В. Н.* Оптика. Конспекты лекций / В. Н. Мальцев. – Екатеринбург: Изд-во УФУ, 2014. – 263 с.

24. *Peatross, J.* Physics of Light and Optics / J. Peatross, M. Ware. – Utah; Provo: Brigham Young University, 2015. – 345 p.
25. *Dainty, J. C.* Laser Speckle and Related Phenomena / J. C. Dainty. – 2nd ed. – Berlin: Springer Verlag, 1984. – 342 p.
26. *Франсон, М.* Оптика спеклов: пер. с фр. / М. Франсон; под ред. Ю. И. Островского. – М.: Мир, 1980. – 171 с.
27. *Gui, L.* A method of tracking ensembles of particle images / L. Gui, W. Merzkirch // Exp. in Fluids. – 1996. – Vol. 21. – P. 465–468.
28. *Fomin, N.* Speckle Photography for Fluid Mechanics Measurements / N. Fomin. – Berlin: Springer Verlag, 1998. – 248 p.
29. *Fercher, A. F.* Eye-length measurement by interferometry with partial coherent light / A. F. Fercher, K. Mengedocht, W. Werner // Opt. Lett. – 1988. – Vol. 13, N 3. – P. 186–188.
30. Optical coherence tomography / D. Huang [et al.] // Science. – 1991. – Vol. 254. – P. 1178–1181.
31. *Фомин, Н. А.* Спекл-фотография газовых потоков / Н. А. Фомин. – Минск: Наука и техника, 1989. – 168 с.
32. Optical speckle patterns generated by turbulent density fields / N. A. Fomin [et al.] // Proc. of the Seminar on Optical Methods and Data Processing in Heat and Fluid Flow. – London: City University Press, 1992. – P. 211–215.
33. Speckle Metrology / ed. R. S. Sirohi. – New York: Marcel Dekker Inc., 1993. – 568 p.
34. Selected paper on particle image velocimetry. SPIE Milestone series MS99 / ed. I. Grant. – Washington: SPIE Bellingham, 1994. – 712 p.
35. Visualization of turbulence anisotropy by single exposure speckle photography / N. Fomin [et al.] // Exp. in Fluids. – 1996. – Vol. 20. – P. 476–479.
36. *Gui, L.* A comparative study of the MQD method and several correlation-based PIV evaluation algorithms / L. Gui, W. Merzkirch // Exp. in Fluids. – 2000. – Vol. 28. – P. 36–44.
37. *Asseban, A.* Caracterisation de transferts thermiques en convection naturelle, par la technique de speckle photographique: Ph. D. thesis / A. Asseban. – Poitiers: University of Poitiers, 1996.
38. *Vitkin, D.* Speckle-photographic measurement of unsteady flow processes using a high-speed CCD camera / D. Vitkin, W. Merzkirch // Proc. of the 8th Int. Symp. On Flow Visualization. – Sorrento: Italy, 1998. – P. 73.1–73.4. – 1 электрон. опт. диск (CD-ROM).
39. *Raffel, M.* Particle Image Velocimetry. A Practical Guide / M. Raffel, C. E. Willert, J. Kompenhans. – Berlin: Springer Verlag, 1998. – 253 p.
40. Temperature-field determination in free and forced convective flows by speckle photography / N. Fomin [et al.] // SPIE Proc. – 1999. – Vol. 3783. – P. 80–88.
41. Digital speckle photography and speckle tomography in heat transfer studies / A. Asseban [et al.] // Optics & Laser Technology. – 2000. – Vol. 32. – P. 583–592.
42. *Fomin, N.* Speckle tomography of turbulent flows with density fluctuations / N. Fomin, E. Lavinskaya, D. Vitkin // Exp. in Fluids. – 2002. – Vol. 33. – P. 160–169.
43. Particle Image Velocimetry – A Practical Guide / M. Raffel [et al.]. – 2nd ed. – Berlin; Hedelberg: Springer Verlag, 2007. – 448 p.

44. Particle Image Velocimetry: New Developments and Recent Applications / ed.: A. Schroeder, C. E. Willert. – Berlin: Springer Verlag, 2008. – 512 p.
45. *Adrian, R. J.* Particle Image Velocimetry / R. J. Adrian, J. Westerweel. – Cambridge: Cambridge University Press, 2010. – 586 p.
46. *Asakura, T.* Dynamic laser speckle and their application to velocity measurement of diffuse object / T. Asakura, N. Takai // J. of Applied Physics. – 1981. – Vol. 25. – P. 179–194.
47. PEMFCs flow microstructure analysis by advanced speckle technologies / N. B. Bazylev [et al.] // International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2011. – Vol. 54, N 11–12. – P. 2341–2348.
48. *Meinhart, C. D.* Volume illumination for two-dimensional particle image velocimetry / C. D. Meinhart, S. T. Wereley, M. H. B. Gray // Meas. Sci. Technol. – 2000. – Vol. 11. – P. 809–814.
49. *Meinhart, C. D.* PIV measurements of a microchannels flow / C. D. Meinhart, S. T. Wereley, J. G. Santiago // Exp. in Fluids. – 1999. – Vol. 27, N 5. – P. 414–419.
50. *Meinhart, C. D.* The theory of diffraction-limited resolution in micro particle image velocimetry / C. D. Meinhart, S. T. Wereley // Meas. Sci. Technol. – 2003. – Vol. 14. – P. 1047–1053.
51. *Fercher, A. F.* Flow visualization by means of single-exposure speckle photography / A. F. Fercher, J. D. Briers // Opt. Communications. – 1981. – Vol. 37. – P. 326–330.
52. *Briers, J. D.* Quasi-real time digital version of single-exposure speckle photography for full-field monitoring of velocity of flow field / J. D. Briers, S. Webster // Optics Communications. – 1995. – Vol. 116. – P. 36–42.
53. *Briers, J. D.* Laser speckle contrast analysis (LASCA): a non-scanning, full-field technique for monitoring capillary blood flow / J. D. Briers, S. Webster // J. of Modern Optics. – 1996. – Vol. 1. – P. 174–179.
54. *Briers, J. D.* Capillary blood flow monitoring using laser speckle contrast analysis (LASCA) / J. D. Briers, G. Richards, X. W. He // J. Biomed. Opt. – 1999. – Vol. 4, N 1. – P. 164–175.
55. Real-time blood microcirculation analysis in living tissues by dynamic speckle technique / N. B. Bazulev [et al.] // Acta of Bioengineering and Biomechanics. – 2002. – Vol. 4, Suppl. 1. – P. 510–511.
56. Лазерное зондирование био-тканей методами динамической спекл-фотографии в квази-реальном времени / Н. Б. Базылев [и др.] // Докл. НАН Беларуси. – 2003. – Т. 47, № 4. – С. 46–50.
57. *Базылев, Н. Б.* Влияние процессов многократного рассеяния на лазерное зондирование биотканей / Н. Б. Базылев, Е. И. Лавинская, Н. А. Фомин // Инженерно-физ. журн. – 2003. – Т. 76, № 5. – С. 16–24.
58. *Barakat, N.* Single exposure speckle photography applied to a slow flow field / N. Barakat, H. El-Ghandoor, A. M. Hamed // Optics & Laser Technology. – 1989. – Vol. 21, N 5. – P. 328–330.
59. *Chen, C. J.* Investigation of shock tube boundary layer by a tracer method / C. J. Chen, R. J. Emrich // Phys. Fluids. – 1963. – Vol. 6. – P. 1–9.

60. *Sirohi, R. S.* Speckle methods in experimental mechanics / R. S. Sirohi // *Speckle Metrology* / ed. R. S. Sirohi. – New York: Marcel Dekker Inc., 1993. – P. 99–155.
61. *Briers, J. D.* Speckle fluctuations as a screening test in the holographic measurements of plant motion / J. D. Briers // *J. Exp. Bot.* – 1978. – Vol. 29. – P. 395–399.
62. *Oulamara, A.* Biological activity measurement on botanical specimen surface using a temporal decorrelation effect of laser speckle / A. Oulamara, G. Tribillon, J. Duvernoy // *J. Mod. Opt.* – 1989. – Vol. 36. – P. 165–179.
63. *Дубнищев, Ю. Н.* Новые методы лазерной анемометрии в исследованиях сложных газодинамических течений / Ю. Н. Дубнищев, Б. С. Ринкевичус, Н. А. Фомин // *ИФЖ.* – 2003. – Т. 76, № 6. – С. 3–12.
64. Малоракурсная лазерная томография сложных газодинамических течений / Н. Б. Базылев [и др.] // *ИФЖ.* – 2004. – Т. 77, № 5. – С. 94–104.
65. *Знаменская, И. А.* Методы визуализации в механике газа / И. А. Знаменская, Л. Г. Гвоздева, Н. В. Знаменский. – М.: МАИ, 2001. – 57 с.
66. *Hanenkamp, A.* Fourier analysis of the speckle-photographic, density sensitive flow visualization method and application of the “sharp-focusing” effect / A. Hanenkamp, W. Merzkirch // *J. of Flow Visualization & Image Processing.* – 2005. – Vol. 12. – P. 125–136.
67. *Пикалов, В. В.* Реконструктивная томография в газодинамике и физике плазмы / В. В. Пикалов, Н. Г. Преображенский. – Новосибирск: Наука, 1987. – 229 с.
68. *Троицкий, И. Н.* Статистическая теория томографии / И. Н. Троицкий. – М.: Радио и связь, 1989. – 240 с.
69. *Наттерер, Ф.* Математические аспекты компьютерной томографии / Ф. Наттерер. – М.: Мир, 1990. – 288 с.

## ОСНОВНЫЕ ПРИЕМЫ СПЕКЛ-ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ

### 4.1. Метод двухэкспозиционной спекл-фотографии

#### 4.1.1. Показатель преломления в газах

Связь *статической* диэлектрической проницаемости диэлектрика с поляризуемостью составляющих его частиц описывается формулой Клаузиуса–Моссотти. Эта формула была получена независимо друг от друга в 1850 г. Оттавиано Ф. Моссотти<sup>1</sup> и в 1879 г. Рудольфом Ю. Э. Клаузиусом<sup>2</sup>. Формула имеет вид [1]

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{\rho L_0 e^2}{3\pi m_e M} \sum_{(i)} \frac{f_i}{v_i^2 - v^2}, \quad (4.1)$$

где  $n$  – показатель преломления;  $L_0$  – число Лоренца;  $M$  – молекулярный вес;  $e$  и  $m_e$  – заряд и масса электрона;  $f_i$  – сила линии  $i$ -го осциллятора;  $v_i$  – резонансная частота  $i$ -го осциллятора. Поскольку величина  $n$  весьма близка к 1 (для воздуха, напр.,  $n = 1,000292$ ), соотношение (4.1) удобно переписать в виде

$$n - 1 = \frac{\rho L_0 e^2}{2\pi m_e M} \sum_{(i)} \frac{f_i}{v_i^2 - v^2}. \quad (4.2)$$

Это соотношение часто записывают с константой Гладстона–Дейла<sup>3</sup>

<sup>1</sup> *Mossotti, O. F.* Sull'influenza che l'azione di un mezzo dielettrico ha sulla distribuzione dell'elettricità alla superficie di più corpi elettrici disseminati in esso / O. F. Mossotti // Memorie di matematica e di fisica della Società italiana delle scienze. – 1850. – Pt. 2. – P. 49–74.

<sup>2</sup> *Clausius, R.* Die mechanische Behandlung der Electricität / R. Clausius. – Zweite; Braunschweig: Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn, 1879. – 356 s.

<sup>3</sup> *Gladstone, J. H.* Researches on the refraction, dispersion and sensitiveness of liquids / J. H. Gladstone, T. P. Dale. – London: Phil. Trans. Royal Soc., 1864. – P. 317–343.

$$n - 1 = K\rho, \quad (4.3)$$

где  $K$  – константа Гладстона–Дейла. Значения этой константы для некоторых газов приведено в табл. 4.1.

Т а б л и ц а 4.1. **Константа Гладстона–Дейла для некоторых газов**

Газ	$K$ , см <sup>3</sup> /г	$\lambda$ , мкм	Температура, К
Воздух	0,2239	0,925	288
Воздух	0,2250	0,7034	288
Воздух	0,2259	0,6074	288
Воздух	0,2274	0,5097	288
Воздух	0,2304	0,4079	288
Воздух	0,2330	0,3662	288
He	0,196	0,663	295
Ne	0,065	0,663	295
Ar	0,157	0,663	295
Kr	0,115	0,663	295
Xe	0,119	0,663	295
H <sub>2</sub>	1,550	0,663	273
O <sub>2</sub>	0,190	0,589	273
N <sub>2</sub>	0,238	0,589	273
CO <sub>2</sub>	0,229	0,589	273
NO	0,221	0,663	295
H <sub>2</sub> O	0,310	0,663	273
CF <sub>4</sub>	0,122	0,663	302
CH <sub>4</sub>	0,617	0,663	295
SF <sub>6</sub>	0,113	0,663	295

Как видно на рис. 4.1 (см. цв. вклейку), вблизи резонансной частоты показатель преломления испытывает сильную дисперсию. Величина  $n$  становится комплексной, с мнимой частью, отвечающей за поглощение. В этой области показатель преломления на много порядков превышает свое значение вдали от резонанса. В литературе имеется ряд предложений использовать это обстоятельство для развития методов диагностики. Профессор Д. Бершадер (США) призывает проводить интерферометрию газов вблизи резонансных линий [2–4]. Так, в парах натрия константа Гладстона–Дейла в пике составляет  $1,89 \cdot 10^5$  см<sup>3</sup>/г, что

на 6 порядков величины больше ее значения вдали от резонанса [5].

Профессор Л. В. Танин не только предложил применить интерферометрию, голографию и флуоресценцию в области резонанса, но и построил удобные лазеры для такой диагностики [6–8].

Для многокомпонентного газа суммарный показатель преломления может быть вычислен по парциальным плотностям и константам Гладстона–Дейла для отдельных компонент:

$$n - 1 = \sum_{(i)} K_i \rho_i = \left( \sum_{(i)} K_i c_i \right) \rho. \quad (4.4)$$

Величина константы Гладстона–Дейла зависит от поляризуемости молекул, составляющих газовую среду, и от сил линий осцилляторов  $f_i$ , собственных частот молекул  $\nu_i$ , частоты падающего излучения  $\nu$  и молекулярных констант

$$K = \frac{L_0 e^2}{2\pi m_e M} \sum_{(i)} \frac{f_i}{\nu_i^2 - \nu^2}. \quad (4.5)$$

Как показывает анализ уравнений (4.1)–(4.5), оптические методы диагностики чувствительны к изменению плотности среды («сжимаемость»), ее температуры (естественно конвективные течения), состава (химические реакции). Частично диссоциированный газ может рассматриваться как двухкомпонентная смесь [9]:

$$(n - 1) = \rho [K_M (1 - \alpha_D) + K_A \alpha_D],$$

где  $K_M$ ,  $K_A$  – константы Гладстона–Дейла для молекул и атомов соответственно;  $\alpha_D$  – степень диссоциации. Для частично ионизованного газа можно применить аналогичную формулу:

$$(n - 1) = \rho [K_A (1 - \alpha_I) + K_I \alpha_I] + N_e K'_e,$$

где  $K_A$ ,  $K_I$  – константы Гладстона–Дейла для атомов и ионов соответственно;  $N_e$  – плотность электронов. Константа Гладстона–Дейла для электронов имеет другую размерность. Для плазмы имеем

$$n_e - 1 = \frac{\lambda^2 N_e e^2}{2\pi m_e c^2},$$

где  $c$  – скорость света в вакууме. Если выразить длину волны в сантиметрах, то последнее соотношение переписется

$$n_e - 1 = -4,46 \cdot 10^{-14} \lambda^2 N_e^2.$$

Изменения показателя преломления в жидкости на несколько порядков величины больше, чем в газах. Поведение показателя преломления в воде тщательно изучалось [9]. При температуре 20 °С показатель преломления чистой воды равен  $n_0 = 1,332156$  при  $\lambda = 0,6328$  мкм [10]. Дублин и Пек [11] используя гелий-неоновый лазер показали, что в диапазоне температур 20 °С <  $T$  < 35 °С показатель преломления может быть вычислен по соотношению  $n = n + \Delta n$ , где

$$\Delta n \cdot 10^5 = -8,376(T - 20 \text{ °С}) - 0,2644(T - 20 \text{ °С})^2 + 0,00479(T - 20 \text{ °С})^3.$$

Для стратифицированной по плотности жидкости при изменении концентрации соли в воде от 1,0 до 1,04 г/см<sup>3</sup> показатель преломления может быть рассчитан

$$n = 1,3322 + K(\rho - \rho_0),$$

где  $K = 0,248$  см<sup>3</sup>/г и  $\rho_0 = 0,9982$  г/см<sup>3</sup>. Для более плотных жидкостей величину  $K$  следует принимать равной  $K = 0,224$  см<sup>3</sup>/г [12; 13].

#### ***4.1.2. Отклонение световых лучей на градиентах плотности***

Рассматривая отклонение световых лучей в геометрии, показанной на рис. 4.2, величину отклонений в первом приближении можно найти, решив систему

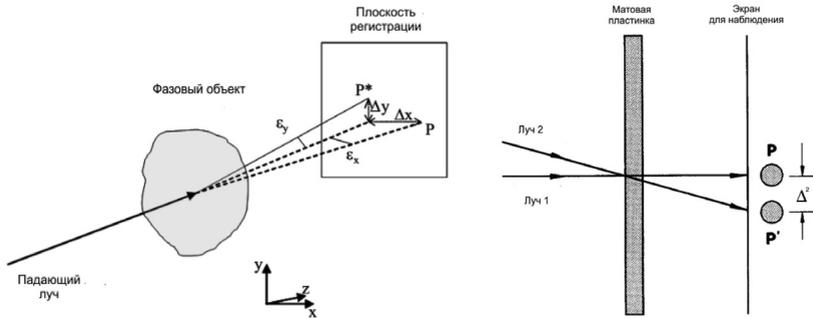


Рис. 4.2. Иллюстрация искривления световых лучей на градиентах плотности

$$\Delta x = L_2 \int_{z_1}^{z_2} \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial x} dz \approx L_2 K \int_{z_1}^{z_2} \frac{\partial \rho}{\partial x} dz,$$

$$\Delta y = L_2 \int_{z_1}^{z_2} \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial y} dz \approx L_2 K \int_{z_1}^{z_2} \frac{\partial \rho}{\partial y} dz.$$

Изменение (набег) фазы при прохождении светового луча через область неоднородности может быть вычислено по формуле [14; 15]

$$\frac{\Delta \varphi}{2\pi} = \frac{1}{\lambda_2} \int_{z_1}^{z_2} [n(x, y, z) - n_\infty] dz.$$

Углы отклонения определялись при решении уравнения Эйконала  $\frac{d}{ds} \left( n \frac{dr}{ds} \right) = \text{grad}(n)$  и эквивалентной ему системы дифференциальных уравнений Вейля [16]

$$\frac{d^2 x}{dz^2} = \left\{ 1 + \left( \frac{dx}{dz} \right)^2 + \left( \frac{dy}{dz} \right)^2 \right\} \left\{ \frac{\partial n}{n \partial x} + \frac{dx}{dz} \frac{\partial n}{n \partial z} \right\},$$

$$\frac{d^2 y}{dz^2} = \left\{ 1 + \left( \frac{dx}{dz} \right)^2 + \left( \frac{dy}{dz} \right)^2 \right\} \left\{ \frac{\partial n}{n \partial y} + \frac{dy}{dz} \frac{\partial n}{n \partial z} \right\}.$$

Рис. 4.3 (см. цв. вклейку) содержит результаты численного анализа отклонения лазерных лучей, прошедших через турбулентную область. Подробности таких расчетов см. в главе 2. На этом рисунке углы отклонения были искусственно увеличены в 100 раз для наглядности. В действительности, углы отклонения составляют  $10^{-4}$ – $10^{-5}$  радиан и легко могут быть измерены техникой спекл-фотографии. На этом же рисунке показаны уплотнения в области турбулентности.

Для записи спеклограммы часто применяют оптическую схему Бурча и Токарского [17], в которой регистрирующую среду (например, голографическую фотопластинку) помещают сразу за матовой пластинкой. Обычно требуется голографическая фотопластинка с разрешением не менее 1000 лин/мм. Такие фотопластинки применяют в голографии. Эта пластинка фиксирует спекл-структуры, образующиеся на некотором расстоянии  $l$  от матовой пластинки. На фотопластинке в результате двухэкспозиционной записи и последующей фотохимической обработки оказываются зарегистрированными две идентичные взаимно смещенные спекл-картины. Фотопластинку, которую теперь можно назвать спеклограммой, освещают лазерным пучком, который испытывает дифракцию на двойной тонкой спекл-структуре изображения объекта (рис. 4.4). В дифракционном поле формируется система параллельных интерференционных полос, перпендикулярных вектору смещения спеклов  $\Delta s$ , с периодом

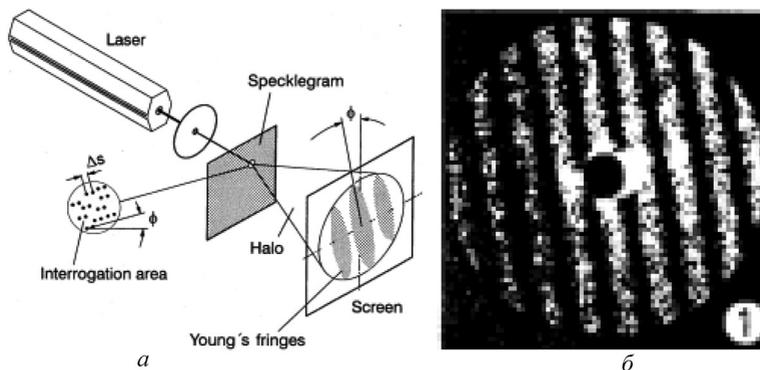


Рис. 4.4. Схема восстановления интерференционных полос Юнга (а) и полосы Юнга из рис. 4.5 (б)

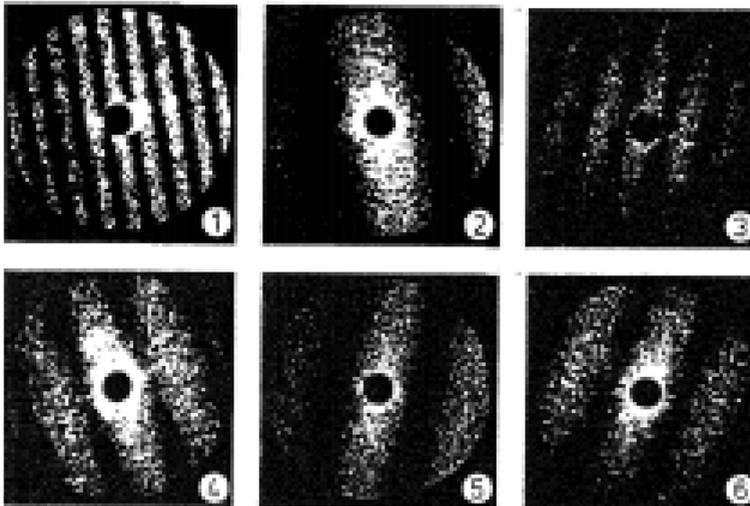
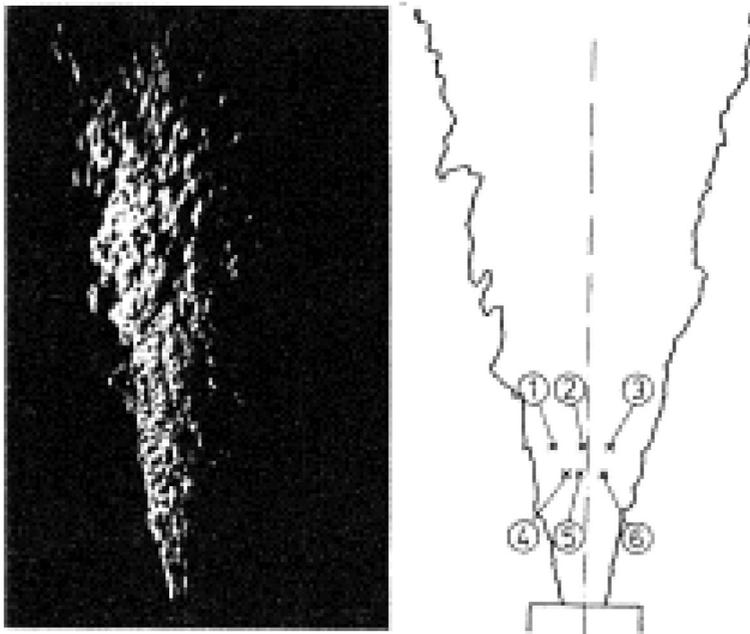


Рис. 4.5. Полосы Юнга, восстановленные на различных участках турбулентной струи

$\Lambda = \frac{\lambda z}{\Delta s}$ , где  $z$  – расстояние до экрана, на котором наблюдаются полосы. Измеряя расстояние между полосами Юнга и угол их наклона удается с большой точностью определить модуль величины смещения спекл-поля  $|\Delta s|$ . Отметим, что в методе двухэкспозиционной спекл-фотографии определяется лишь модуль искомой величины  $|\Delta s|$ . Для определения направления смещения необходимо во время второй экспозиции сместить фотопластинку в поперечном сдвигу направлении.

Более часто используется модифицированная схема спекл-фотографии [18–25] (так называемая цифровая лазерная спекл-интерферометрия, см. рис. 4.6). В этой схеме между исследуе-

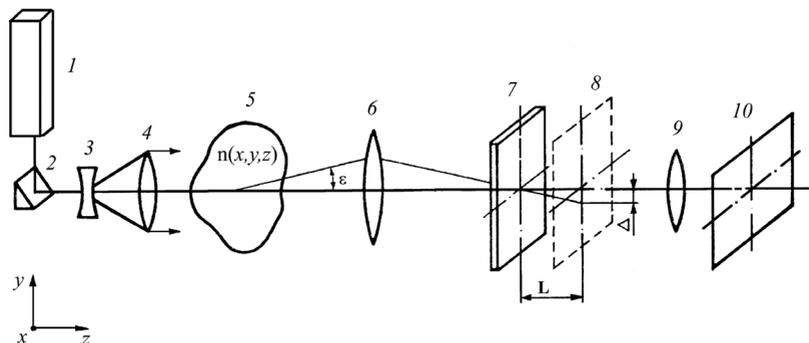


Рис. 4.6. Оптическая схема цифровой лазерной спекл-интерферометрии (ЦЛСИ): 1 – зондирующий лазер; 2 – поворотная призма; 3, 4 – коллиматор; 5 – исследуемый объект; 6 – согласующий объектив; 7 – матовая пластинка; 8 – плоскость изображения спекл-поля; 9 – изображающий объектив; 10 – плоскость регистрации

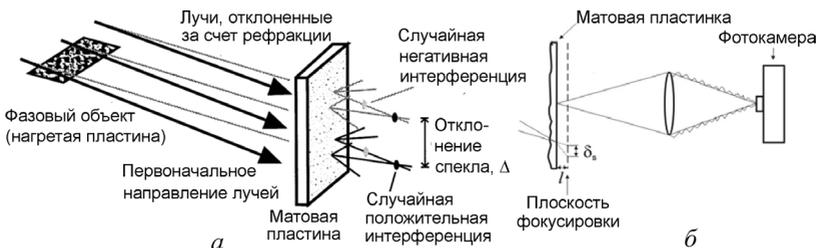


Рис. 4.7. Отклонение зондирующих лучей прямо за матовой пластинкой на схеме рис. 4.4 (а) и их фотографирование (б)

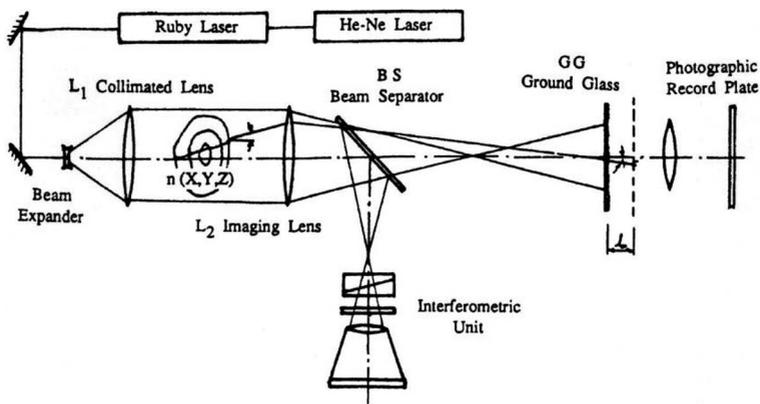


Рис. 4.8. Схема спекл-интерферометра для исследования процессов горения  
Института механики АН Китая, Пекин, КНР [26; 27]

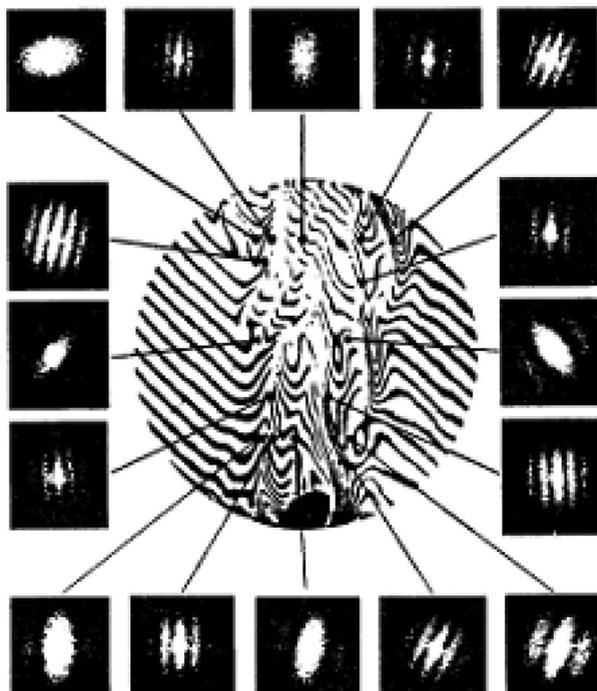


Рис. 4.9. Сдвиговая интерферограмма пламени в горелке Бунзена и полосы  
Юнга, восстановленные в разных частях турбулентного пламени [26]

мым объектом и матовой пластинкой помещается еще одна линза, фокусирующая отклоненные объектом световые лучи на матовую пластинку. Это позволяет избежать декорреляции спекл-поля, генерируемого разными участками матовой пластинки. Здесь необходимо отметить, что лучи, отклоненные фазовым объектом, попадают на матовую пластинку, которая генерирует в плоскости регистрации спекл-поле, фотографируемое затем на цифровую камеру (рис. 4.7). Для получения информации о характеристиках фазового объекта необходимо иметь 2 спекл-поля (без фазового объекта и с ним), которые затем обрабатываются с использованием статистических методов. На рис. 4.8 в качестве примера представлена схема спекл-интерферометра в Институте механики АН Китая (Пекин, КНР), который используется для изучения процессов горения в различных устройствах (рис. 4.9).

#### ***4.1.3. Кросскорреляционный анализ последовательных изображений***

В настоящее время большое количество твердотельных матриц различного типа<sup>1</sup> преобразуют регистрируемое излучение в электрический сигнал в каждой элементарной ячейке матрицы. Такие матрицы используются для прямого ввода цифрового изображения в память ПЭВМ. Изображение в каждом пикселе камеры формируется принимающей оптикой ПЗС-камеры как результат суммарного рассеяния на визуализирующих течение частицах в освещаемом объеме в телесный угол  $\Omega$ . Интенсивность излучения, поступающего на пиксель в течение открытого (рабочего) состояния пикселя, преобразуется в заряд, величина которого пропорциональна общему количеству поступивших на пиксель фотонов, и считывается в память ЭВМ или на промежуточный носитель при закрытом состоянии пикселя.

---

<sup>1</sup> Например, ПЗС – фоточувствительный Прибор с Зарядовой Связью; в англоязычной терминологии: CCD – Charge Coupled Device; КМОП – Комплементарный Металл–Оксид–Полупроводник; в англоязычной терминологии: CMOS – Complementary Metal Oxide Semiconductor; ПИЗ – Прибор с Инжектируемым Зарядом, в англоязычной терминологии: CID – Charge Injection Device.

Характерной особенностью ПЗС-элементов является возможность накопления значительного заряда  $(10-100) \cdot 10^3$  электронов, что и обеспечивает большой динамический диапазон измерений интенсивности излучения ПЗС-структурами. Источниками шума при таких измерениях являются темновой ток, обусловленный тепловыми эффектами в пикселе, шумы считывания сигнала, а также паразитные рассеяния на стенках каналов, на посторонних частицах и поверхностях, фоновое излучение при измерениях и т. п.

Собственные шумы пикселей очень чувствительны к повышению температуры и удваиваются при нагреве на  $6-7$  °С. Матрицы с криогенным охлаждением обладают чрезвычайно низким собственным шумом, вплоть до 1 электрона в секунду на пиксель. Шумы считывания в телевизионном стандарте могут достигать нескольких сотен электронов на пиксель за период считывания заряда. При оптимизации процесса считывания и использовании электронно-охлаждаемых элементов за счет эффекта Пельтье шумы считывания также могут быть уменьшены до нескольких электронов на пиксель за время считывания заряда. Таким образом, динамический диапазон измерений интенсивности излучения может достигать 16 бит на пиксель, что соответствует регистрации 65000 градаций интенсивности в каждой ячейке.

Общепринятый алгоритм обработки последовательных изображений  $I_1, I_2$  при их числовой регистрации заключается в следующем (рис. 4.10, см. цв. вклейку). Искомое смещение спеклов в каждом выделенном окне усреднения определяется с помощью вычисления двумерной кросскорреляционной функции этих изображений, называемых также спеклограммами. Для этого полученное изображение разбивается на малые подобласти (окна усреднения), в каждой из которых вычисляется кросскорреляционная функция в зависимости от координат этой подобласти  $(m, n)$ . С учетом экспериментального шума в каждой такой зоне спеклограммы  $\tilde{b}(m, n)$  кросскорреляционная функция представляет собой свертку соответствующих областей анализируемых изображений

$$\mathbb{R}_{1,2}(m, n) = I_1(m, n) \otimes I_2^*(m, n) + \tilde{\sigma}(m, n).$$

Удобным для анализа оказывается перейти в фурье-плоскость, где это соотношение имеет вид

$$\mathbb{F}\{\mathbb{R}_{1,2}\}(u, v) = \mathbb{F}\{I_1\}(u, v)\mathbb{F}\{I_2^*\}(u, v) + \sigma(u, v),$$

где  $\sigma(u, v)$  – соответствующий шум в фурье-плоскости.

Экспериментальные исследования сверхзвуковых течений при взаимодействии ударной волны с пограничным слоем проводились в Институте проточных машин Польской академии наук, при исследовании на трансзвуковой установке [29] (рис. 4.11). Спеклограммы были записаны с помощью цифровой ПЗС-камеры Canon с высоким разрешением. Запись делалась дважды – первый снимок делался без потока, а второй снимок делался во время прохождения потока по трубе, через некоторый промежуток времени  $\Delta t$ . Таким образом, второе спекл-поле получается смещенным относительно первого из-за рефракции лазерного луча на градиентах плотности потока.

Запись изображения в память компьютера зависит во многом от типа камеры, которая используется в экспериментах.

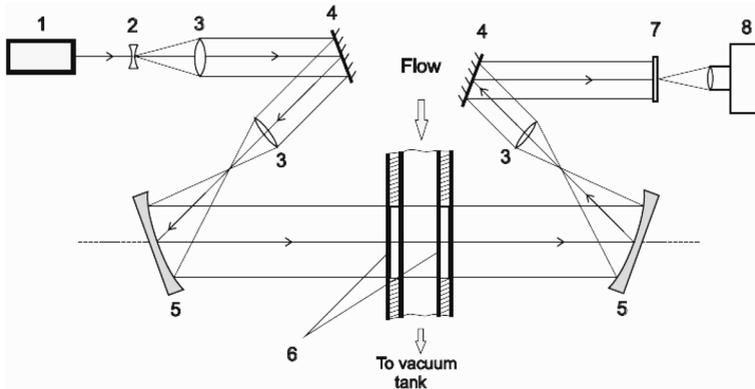


Рис. 4.11. Оптическая схема спекл-интерферометра Института проточных машин Польской академии наук: 1 – лазер; 2, 3 – коллимирующие линзы; 4 – отражающие зеркала; 5 – параболические зеркала; 6 – оптические окна трансзвуковой трубы; 7 – матовая пластинка; 8 – цифровая камера

Большинство современных цифровых фотокамер записывают изображения в так называемом сыром формате (.raw), и эти форматы отличаются у разных производителей. В наших экспериментах для получения спекл-фотографии использовались камеры Fuji FinePixS2Pro, Nikon D70, несколько типов камер Canon и др. Например, для чтения изображений из камеры Nikon D70, которая имеет свой специфический формат исходных изображений .nef, можно пользоваться специальным программным пакетом NikonCapture 4.0, который позволяет считывать изображение из камеры и конвертировать в один из известных графических форматов .tiff или .bmp, из которых в дальнейшем можно получать изображение в виде цифрового поля значений интенсивностей, шкалой градаций серого цвета.

В настоящее время имеются также специальные плагины для известного графического пакета Adobe Photoshop, после подключения которых Adobe Photoshop также может распознавать исходные файлы фирмы Nikon.

Для предварительной обработки полученных изображений спекл-полей использовалась программа Nikon View 6.2, в которую встроены модули для обработки файлов, записанных в формате .raw. За счет большего числа бит в цифровом представлении сигнала raw-файл содержит гораздо больше полутонов, что позволяет оптимальнее корректировать изображения без появления дефектов. Nikon D70S имеет 12-битный аналогоцифровой преобразователь и при съемке в формате .nef (Nikon Raw) имелась возможность назначать файлу большую часть съемочных параметров непосредственно с компьютера, а также более аккуратно «вытягивать» тени и света. Применялся встроенный редактор «Raw» в программе Nikon View 6.2.

Для аппроксимации пика кросскорреляционной функции с субпиксельной точностью могут использоваться различные известные функции. Некоторые способы такой аппроксимации подробно рассмотрены в книге Компенханса и др. при описании поиска среднего смещения частиц в исследованиях методом PIV [30]. Такие же аппроксимации справедливы и для кросскорреляции спекл-изображений. Одна из них – функция центроида, ко-

торая определяется как отношение моментов первого и нулевого порядка. Такой метод работает хорошо, когда корреляционный пик широкий, т. е. многие значения корреляционной функции вносят вклад в расчет момента.

Наиболее часто используется метод трехточечной оценки. При такой оценке подбирается подходящая функция, которая аппроксимирует кросскорреляционный пик, используя известные значения в ближайших соседних точках в обоих направлениях,  $x$  и  $y$ . С этой целью наиболее часто используется гауссовская функция, так как световые пятна – спеклы имеют примерно гауссовский профиль, а так как корреляция двух гауссовских функций также приводит к гауссовской функции, предполагается, что корреляционный пик тоже должен иметь гауссовскую форму. Трехточечные оценки работают лучше в случаях узкого корреляционного пика, когда размеры спекла составляют порядка 1,5–3 пикселя. Тогда погрешность определения корреляционного пика лежит в пределах между  $\pm 0,05$  и  $\pm 0,1$  пикселя.

Ниже приведены наиболее часто используемые функции для трехточечной оценки.

#### 1. Гауссовская аппроксимация

$$f(x) = C \exp \left[ \frac{-(x_0 - x)^2}{k} \right],$$

$$x_0 = i + \frac{\ln R_{(i-1,j)} - \ln R_{(i+1,j)}}{2 \ln R_{(i-1,j)} - 4 \ln R_{(i,j)} + 2 \ln R_{(i+1,j)}},$$

$$y_0 = i + \frac{\ln R_{(i,j-1)} - \ln R_{(i,j+1)}}{2 \ln R_{(i,j-1)} - 4 \ln R_{(i,j)} + 2 \ln R_{(i,j+1)}}.$$

#### 2. Аппроксимация центроидом

$$f(x) = \frac{\text{момент первого порядка}}{\text{момент нулевого порядка}},$$

$$x_0 = \frac{(i-1)R_{(i-1,j)} + iR_{(i,j)} + (i+1)R_{(i+1,j)}}{R_{(i-1,j)} + R_{(i,j)} + R_{(i+1,j)}},$$

$$y_0 = \frac{(j-1)R_{(i,j-1)} + iR_{(i,j)} + (i+1)R_{(i,j+1)}}{R_{(i,j-1)} + R_{(i,j)} + R_{(i,j+1)}}.$$

### 3. Параболическая аппроксимация

$$f(x) = Ax^2 + Bx + C,$$

$$x_0 = i + \frac{R_{(i-1,j)} - R_{(i+1,j)}}{2R_{(i-1,j)} - 4R_{(i,j)} + 2R_{(i+1,j)}},$$

$$y_0 = j + \frac{R_{(i,j-1)} - R_{(i,j+1)}}{2R_{(i,j-1)} - 4R_{(i,j)} + 2R_{(i,j+1)}}.$$

Координаты  $(x_0, y_0)$  описывают среднее по подобласти смещение спеклов с высокой точностью одновременно на большом количестве точек даже для сильно зашумленных течений, что позволяет количественно определить двумерное поле скоростей течения с субпиксельным разрешением.

Известна и хорошо зарекомендовала себя еще одна альтернативная поиску максимума кросскорреляционной функции  $R_{II'}(x, y)$  техника, предложенная Гуи и Мерцкиршем [31], которую они назвали методом минимизации среднеквадратичной разности матриц интенсивности изображений. Эта техника основана на поиске минимума квадратных разностей между элементами векторов или матриц с целью исследовать существующую степень подобия между ними. Такой принцип является по сути алгоритмом слежения и подобен так называемому принципу наименьших квадратов, который часто используется при анализе погрешностей численных аппроксимаций или в математической статистике.

Полученные цифровые поля спекл-изображений представляются в виде матриц

$$I(i, j) = \begin{Bmatrix} I_{11} & I_{21} & \dots & I_{M1} \\ I_{12} & I_{22} & \dots & I_{M2} \\ \vdots & & & \vdots \\ I_{1N} & I_{2N} & \dots & I_{MN} \end{Bmatrix}$$

и

$$I'(i, j) = \begin{Bmatrix} I'_{11} & I'_{21} & \dots & I'_{M1} \\ I'_{12} & I'_{22} & \dots & I'_{M2} \\ \vdots & & & \vdots \\ I'_{1N} & I'_{2N} & \dots & I'_{MN} \end{Bmatrix}$$

каждая размерностью  $(M \times N)$ , а  $I_{ij}, I'_{ij}$  – соответственно интенсивности изображений на выбранном участке, которые представляют собой оттенки серого цвета. Тогда разность между двумя матрицами можно представить в виде

$$|I - I'| = \left[ (I_{11} - I'_{11})^2 + (I_{21} - I'_{21})^2 + \dots + (I_{M1} - I'_{M1})^2 + (I_{12} - I'_{12})^2 + \dots + (I_{MN} - I'_{MN})^2 \right]^{\frac{1}{2}}$$

или

$$|I - I'| = \sqrt{\sum_{i=1}^M \sum_{j=1}^N (I_{ij} - I'_{ij})^2}.$$

Как и в кросскорреляционном методе, изображение разбивается на небольшие участки – образцы или окна усреднения, и целью является отследить образец, смещенный на средний вектор  $(m^*, n^*)$  за интервал времени  $\Delta t$ . Это смещение  $(m^*, n^*)$  можно найти, определив минимум структурной функции

$$D_{1,2}(m, n) = \frac{1}{MN} \sum_{i=1}^M \sum_{j=1}^N [I_1(i, j) - I_2(i + m, j + n)]^2$$

при различных значениях  $m$  и  $n$ . Максимальная степень подобия между матрицами  $I$  и  $I'$  будет наблюдаться при минимуме функции  $D(m, n)$ . Равенство  $I(i, j) = I'(i - m^*, j - n^*)$  может наблюдаться лишь при одинаковом целом смещении  $(m^*, n^*)$  всех точек и идентичных условиях освещения и записи двух последовательных изображений  $I$  и  $I'$ .

На рис. 4.12 (см. цв. вклейку) показан вид структурных функций для двух последовательных одноэкспозиционных спеклограмм для  $I$  и  $I'$ . Как можно видеть,  $D(m, n)$  обратно пропорци-

ональна кросскорреляционной функции и имеет один минимум при тех же координатах  $(m^*, n^*)$ , что и максимум кросскорреляционной функции. Авторы [31] назвали этот метод поиска максимума кросскорреляционной функции методом минимизации среднеквадратичной разности матриц интенсивности изображений. Такая минимизация хорошо выполняется методом градиентного спуска, широко применяемым при спектральных измерениях и поиске расчетных спектров, наиболее близко соответствующих экспериментальным [25].

На рис. 4.13 приведены результаты одного из таких экспериментов. Вверху – две последовательные спеклограммы потока, внизу – результат обработки данных спеклограмм двумя различными способами – с помощью анализа кросскорреляционных плоскостей (слева) и метода минимизации структурной функции MQD. На рис. 4.14 (см. цв. вклейку) приведено поле смещений спеклов в виде изолиний. Так как наибольший инте-

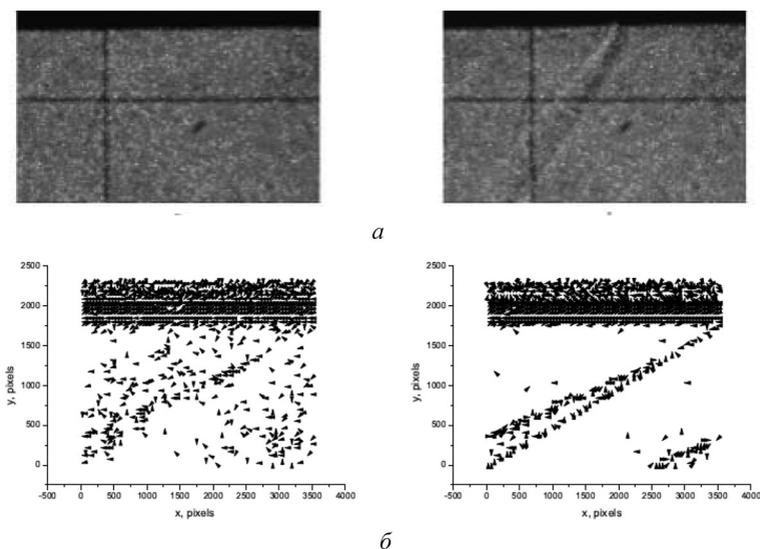


Рис. 4.13. Два последовательных спекл-изображения потока воздуха размерностью  $3504 \times 2336$  пикселей (*a*). Результаты обработки данных изображений методом кросскорреляций (*б*, слева) и MQD (справа). Размер окна усреднения  $48 \times 48$  пикселей

рес для исследования представляет собой область вблизи стенки канала, были проведены более детальные расчеты течения в приграничной области с субпиксельной точностью, используя гауссовскую аппроксимацию. На рис. 4.14 изображены результаты расчета в области, выделенной красным прямоугольником.

Рисунки 4.13, 4.14 содержат пример обработки полученных спеклограмм в течении. При использованном оптическом увеличении  $M = 1$  размеры восстанавливаемого течения составляли  $20 \times 30 \text{ мм}^2$ . С заданным размером окна усреднения  $32 \times 32$  пикселя, мы можем получить мгновенное поле течения, содержащее до 10000 векторов смещения.

Это позволяет отслеживать пограничный слой течения с точностью до 30 мкм. Надо подчеркнуть, что результаты анализа изображений дают не только качественные, но и количественные картины поля течения в канале, причем с достаточной точностью, так как с помощью известных соотношений позволяют восстановить поле градиентов плотности в течении [31; 32].

Техника спекл-интерферометрии широко используется также для изучения процессов конвекции (как естественной, так и вынужденной). Так, в университете Техаса A&M (США) с помощью оригинальной схемы спекл-интерферометра (рис. 4.15) исследовался процесс вынужденной конвекции около угла изо-

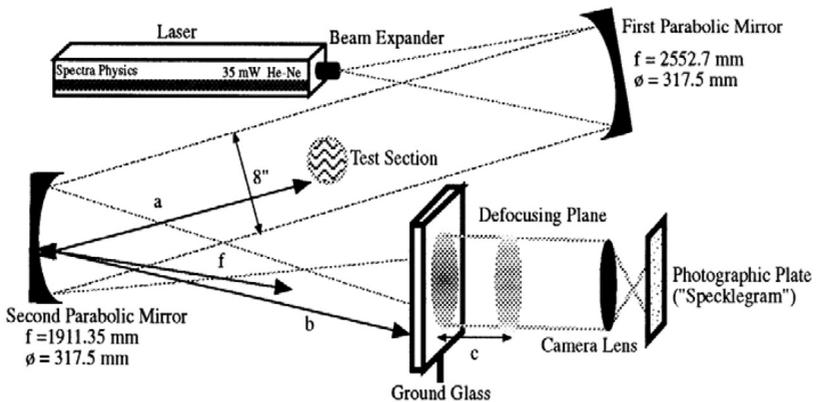


Рис. 4.15. Схема спекл-интерферометра университета Техаса A&M, США [33–43]

термической вертикальной пластины (рис. 4.16). Аналогичная работа, но уже связанная с изучением естественной конвекции в вертикальной тестовой секции, была выполнена в университете Цхиньхуа (Пекин, КНР) (рис. 4.17, 4.18). Сопоставление экспериментальных данных о градиенте плотности и температуры около вертикальной изотермической пластины, полученных

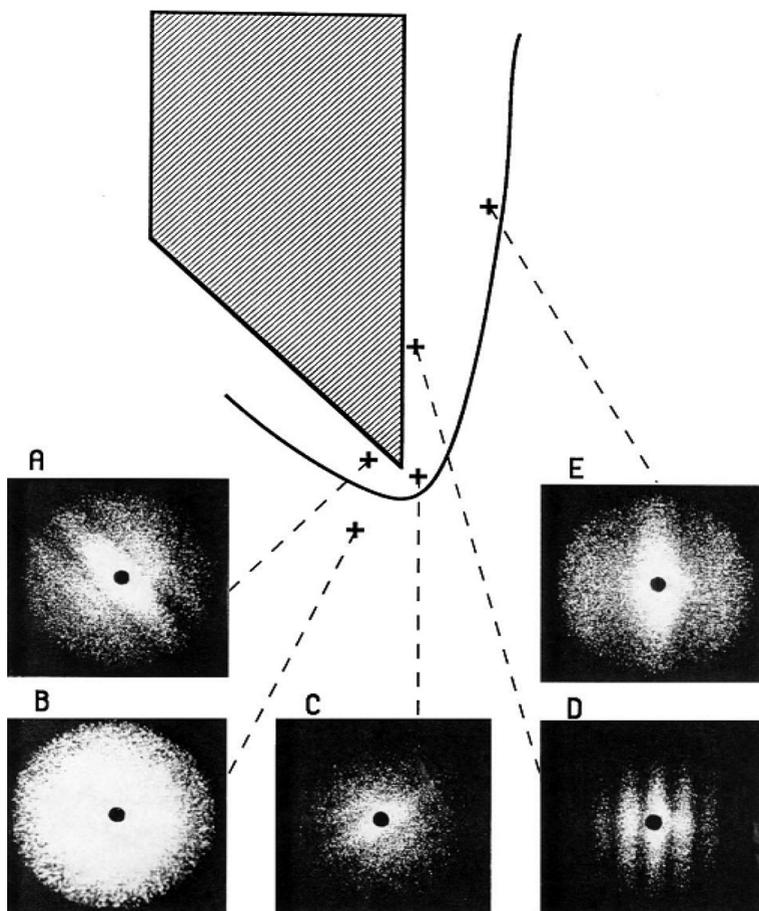


Рис. 4.16. Полосы Юнга, восстановленные в пяти позициях около угла изотермической вертикальной пластины при  $T_w = 86,2$  °С и сравнение данных спеклинтерферометра с термопарными данными [43]

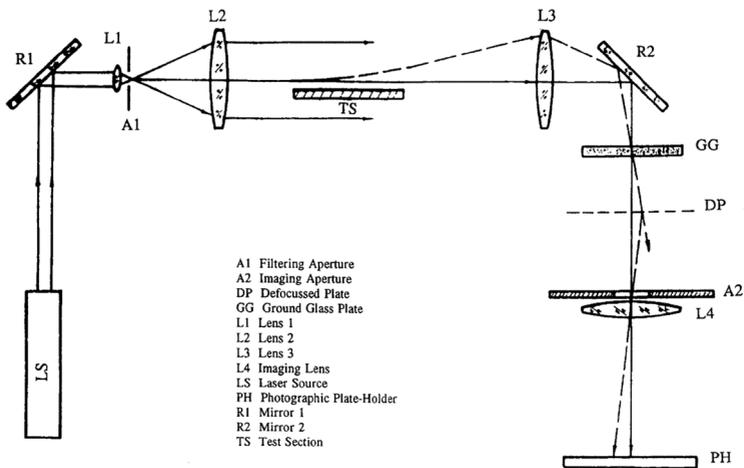


Рис. 4.17. Схема спекл-интерферометра для исследования естественной конвекции университета Цзиньхуа, Пекин, КНР [44–52]

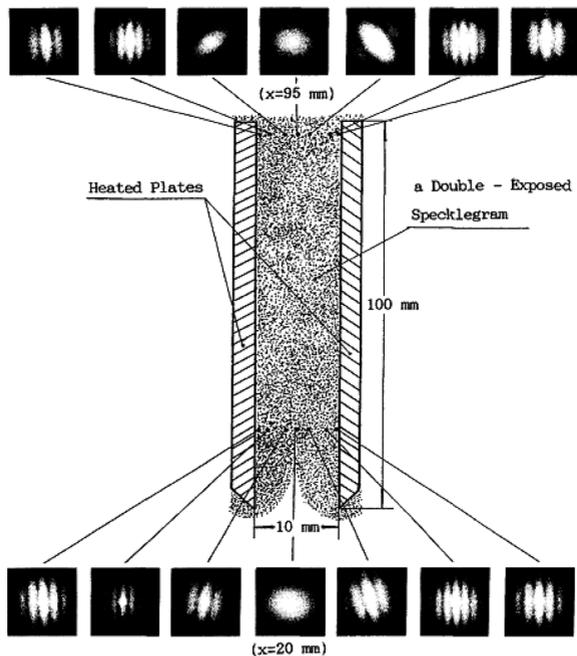


Рис. 4.18. Схема спекл-интерферометра для исследования естественной конвекции университета Цзиньхуа, Пекин, КНР [44–52]

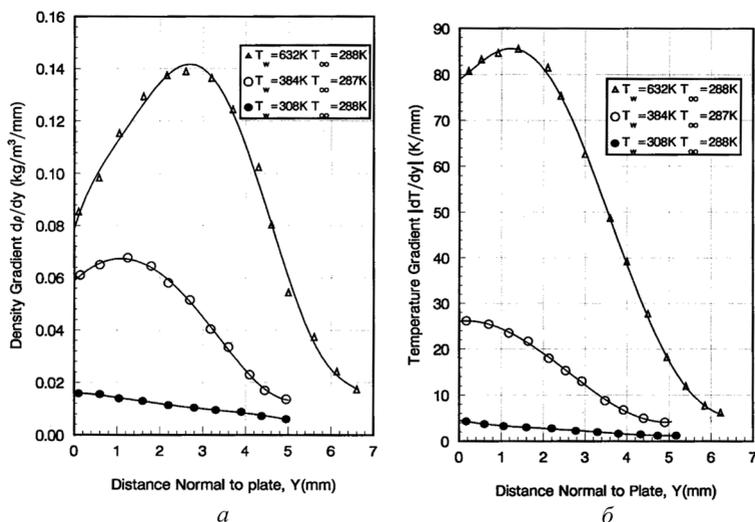


Рис. 4.19. Экспериментальные данные о градиенте плотности (а) и градиенте температуры (б) около вертикальной изотермической пластины [27]

с помощью спекл-интерферометрии, с результатами других способов измерения, выполненные в работе [27], показали хорошее совпадение (рис. 4.19). Это свидетельствует о том, что метод спекл-интерферометрии является современным и адекватным инструментом для исследования процессов конвекции.

## 4.2. Метод пространственной фильтрации спеклограммы

Метод двухэкспозиционной спекл-фотографии основан на определении величины смещения спеклов рассеянного на матовой пластинке зондирующего лазерного излучения. Смещение спеклов определяется по параметрам картины интерференционных полос, наблюдаемых в дифракционном гало, образующемся при освещении фрагмента спеклограммы лазерным пучком (рис. 4.6).

В другом варианте метода интерференционные полосы наблюдаются в плоскости изображения двухэкспозиционной спеклограммы, формируемого путем пространственно-частотной

фильтрации оптического поля, дифрагированного на спеклограмме в когерентно оптическом процессоре.

При регистрации спекл-картин в плоскости сфокусированного изображения объекта этим методом определяются поперечные (тангенциальные) смещения поверхности объекта. Нормальные смещения поверхности не вызывают достаточных сдвигов спекл-структуры изображения по отношению к продольным размерам спеклов. Для измерения таких смещений применяются методы корреляционной спекл-интерферометрии (см. следующий раздел монографии).

В работах [53–57] сотрудников Сарагосского университета<sup>1</sup>, Испания, исследовалось поле скоростей в Бенаровской конвективной ячейке. Результаты этих исследований иллюстрируются рис. 4.20.

Количественная теория пространственной фильтрации дана Пилар Аррой [53]. Комплексная амплитуда зондирующей волны в фурье-плоскости (рис. 4.21) после фильтрации имеет вид

$$\mathbf{U}(\mathbf{r}_f) = \frac{\exp[4\pi i f_1 / \lambda]}{i\lambda f_1} F\{t(\mathbf{r}_o)\} P(\mathbf{r}_f),$$

где  $t(\mathbf{r}_o)$  – пропускание спеклограммы;  $P(\mathbf{r}_f)$  – пропускание фильтра.  $F\{t(\mathbf{r}_o)\}$  – фурье-преобразование функции пропускания  $t(\mathbf{r}_o)$ :

$$F\{t(\mathbf{r}_o)\} = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} t(\mathbf{r}_o) \exp\left[-i \frac{2\pi}{\lambda f_1} \mathbf{r}_o \mathbf{r}_f\right] dx_o dy_o.$$

Для комплексной амплитуды будем иметь

$$\begin{aligned} \mathbf{U}(\mathbf{r}_i) &= \frac{\exp[4\pi i f_1 / \lambda]}{i\lambda f_1} F\{\mathbf{U}(\mathbf{r}_f)\} = \\ &= \exp\left[i \frac{4\pi}{\lambda} (f_1 + f_2)\right] \frac{f_1}{f_2} t\left(-\frac{f_1}{f_2} \mathbf{r}_f\right) \otimes F\{P(\mathbf{r}_f)\}, \end{aligned}$$

где  $\mathbf{r}_i$  – радиус вектор в плоскости изображения

<sup>1</sup> University of Zaragoza, Zaragoza, Spain.

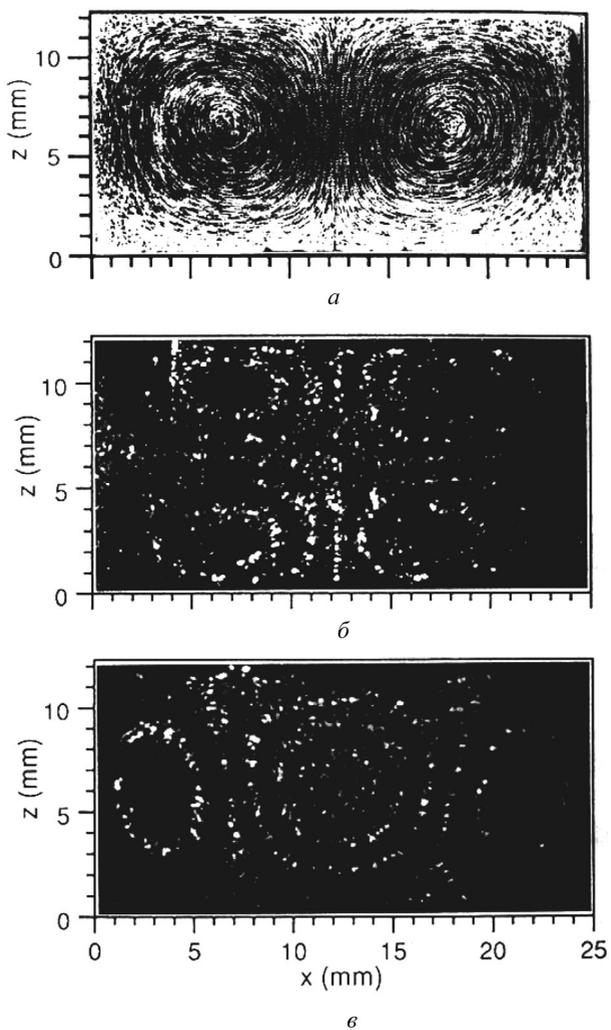


Рис. 4.20. Многократно заэкспонированная спеклограмма течения в Бенаровской конвективной ячейке (*a*) и поле скорости в ячейке Бернара, восстановленное в работе [54] с использованием схемы пространственной фильтрации спеклограммы (*б*, *в*). Интервал времени между соседними кадрами равен 25 мкс (*б*) и 34 мкс (*в*)

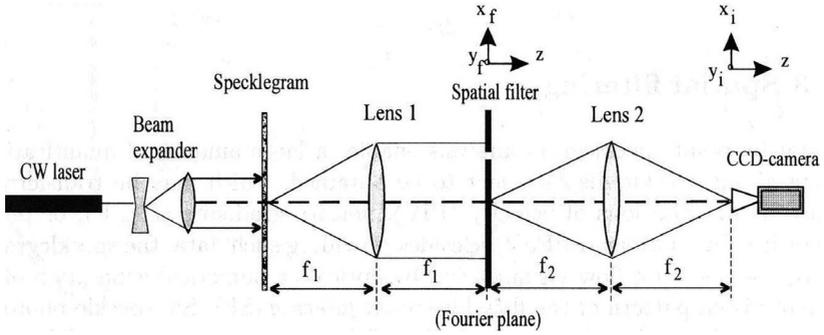


Рис. 4.21. Схема пространственной фильтрации спеклограмм

$$F\{P(\mathbf{r}_f)\} = C \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} P(\mathbf{r}_f) \exp\left[-i \frac{2\pi}{\lambda f_2} \mathbf{r}_f \mathbf{r}_i\right] dx_f dy_f.$$

Используя эти уравнения, Пилар Аррой [53] получила выражение для амплитуды волны за фильтром с круговым отверстием  $R$ , центр которого удален от начала координат на  $\rho$

$$I(\mathbf{r}_i) = C \left| \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} t \left[ \frac{f_2}{f_1} (\mathbf{r} - \mathbf{r}_i) \right] \exp\left[-i \frac{2\pi}{\lambda f_2} \rho \mathbf{r}\right] \times \frac{2J_1(2\pi R r / \lambda f_2)}{2\pi R r / \lambda f_2} dx dy \right|^2, \quad (4.6)$$

где  $C = (\pi R^2 f_1 / f_2)^2$  – константа. Для многократной экспозиции во время получения спеклограммы ( $N$ -экспозиций) имеем

$$t = t(\mathbf{r}_o) \sum_{n=1}^N g(\mathbf{r}_o - (n-1)\mathbf{d}),$$

где  $g(\mathbf{r}_o)$  – пропускание спеклограммы после одной экспозиции и  $\mathbf{d} = \mathbf{d}(\mathbf{r}_o)$  – смещение спеклов между экспозициями.

Уравнение (4.6) может быть переписано

$$I(\mathbf{r}_i) = F(\mathbf{r}_i) I_h(\mathbf{r}_i),$$

где

$$F(\mathbf{r}_i) = \frac{\sin^2(N\pi\rho\mathbf{d} / \lambda f_1)}{\sin^2(\pi\rho\mathbf{d} / \lambda f_1)},$$

$$I_h(\mathbf{r}_i) = C \left[ \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} g \left[ \frac{f_2}{f_1} (\mathbf{r} - \mathbf{r}_i) \right] \exp \left[ -i \frac{2\pi}{\lambda f_2} \rho \mathbf{r} \right] \times \right. \\ \left. \frac{2J_1(2\pi Rr / \lambda f_2)}{2\pi Rr / \lambda f_2} dx dy \right]^2.$$

Здесь  $I_h(\mathbf{r}_i)$  – гало спеклограммы, а член  $F(\mathbf{r}_i)$  – интерференционные полосы на гало. Полосы достигают максимального значения при

$$\frac{\rho\mathbf{d}(\mathbf{r}_i)}{\lambda f_1} = \frac{\rho d}{\lambda f_1} = m; \quad m = 0 \pm 1, \pm 2, \dots,$$

где  $d$  – проекция смещения спеклов на направление, задаваемое фильтрующим отверстием.

Таким образом, линии равного смещения после фильтрующего отверстия определяются как

$$d = m \frac{\lambda f_1}{\rho},$$

где  $m$  – порядок полосы.

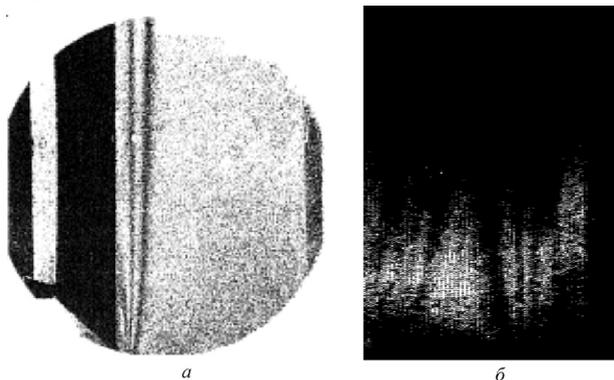


Рис. 4.22. Область ламинарной конвекции около вертикальной изотермической стенки (а); отфильтрованная спеклограмма естественной конвекции в Пекинском институте механики АН КНР (б) [26; 27]

Полосы при пространственной фильтрации будут иметь хороший контраст, если  $R < \lambda f_1 / d$  и  $d_f > \lambda f_2 / R$ . Примеры пространственной фильтрации спеклограмм даны на рис. 4.22–4.24.

Схема пространственной фильтрации спеклограмм, показанная на рис. 4.25, использовалась Давидом Бриерсом для визуализации течений кровотока в глазном дне [62; 63]. На рис. 4.26 показан результат такой фильтрации из работы [63].

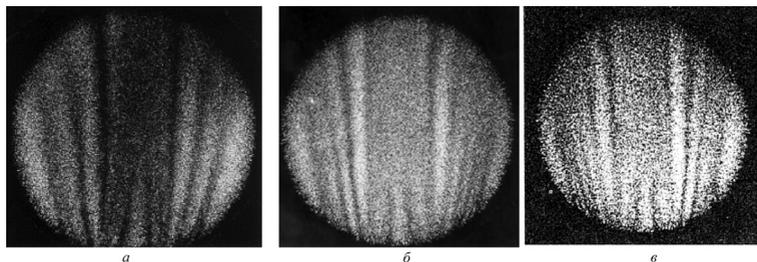


Рис. 4.23. Отфильтрованные спеклограммы: *a*, *б* – две картины пламени университета Цхиньхуа, Пекин, КНР [43; 44], *в* – отфильтрованная спеклограмма пламени исследователей из Индии [58–60]



Рис. 4.24. Иллюстрация контуров изолиний смещения в плоскости деревянного бруска, подвергнутого деформации, полученная путем пространственной фильтрации спеклограммы [61]

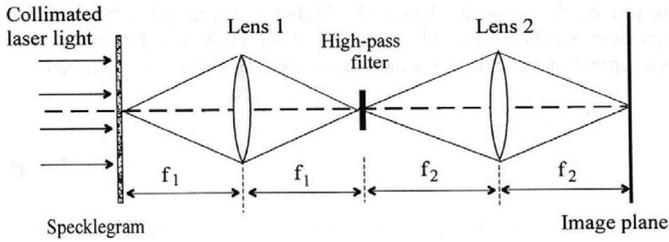


Рис. 4.25. Схема пространственной фильтрации спеклограмм для одноэкспозиционной спекл-фотографии [25]

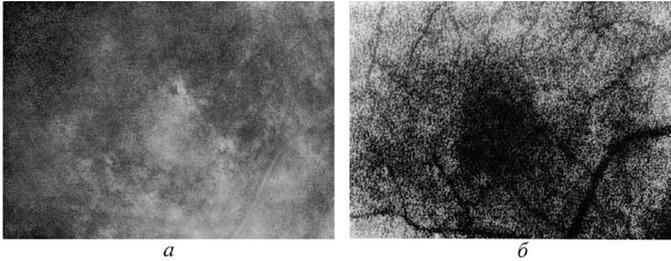


Рис. 4.26. Спеклограмма до фильтрации (а); отфильтрованная спеклограмма, показывающая карту кровотока в глазном дне (б) [64]

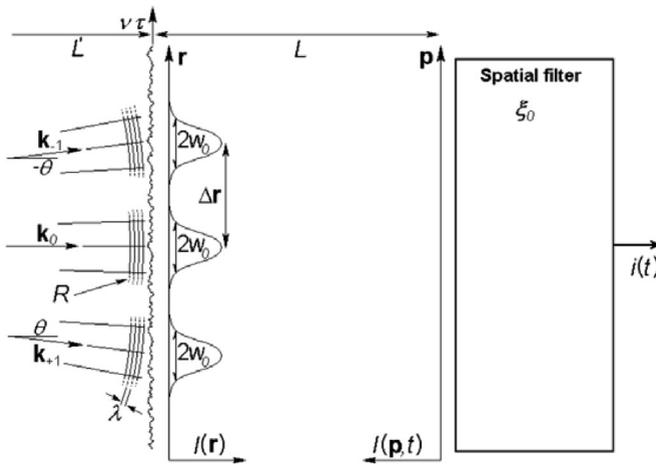


Рис. 4.27. Перспективные схемы пространственной фильтрации спеклограмм по данным публикаций [65; 66]

Более сложные системы фильтрации описаны в работах [65; 66] (рис. 4.27).

### 4.3. Корреляционная спекл-интерферометрия и спекл-фотография

Использование корреляционных полос в спекл-интерферометрии существенно расширяет ее возможности. Основные схемы корреляционных спекл-интерферометров были разработаны в 1970-х годах [67–87].

#### 4.3.1. Спекл-фотография через сложную апертуру

Простейшей апертурой является двойная (рис. 4.28). При фотографировании через двойную апертуру сразу непосредственно или после пространственной фильтрации можно наблюдать муаровые полосы.

Если с помощью этого интерферометра дважды заэкспонировать спеклограмму, при этом между экспозициями объект может сместиться на небольшую величину в направлении, заданном ориентацией фильтрующих отверстий в схеме интерферометра. При этом будут генерироваться муаровые полосы, по которым можно измерить величину сдвига [78; 82]. На рис. 4.29 показаны результаты исследования [88] интерферометра с диафрагмой с двумя отверстиями. Как было показано в работе [86],

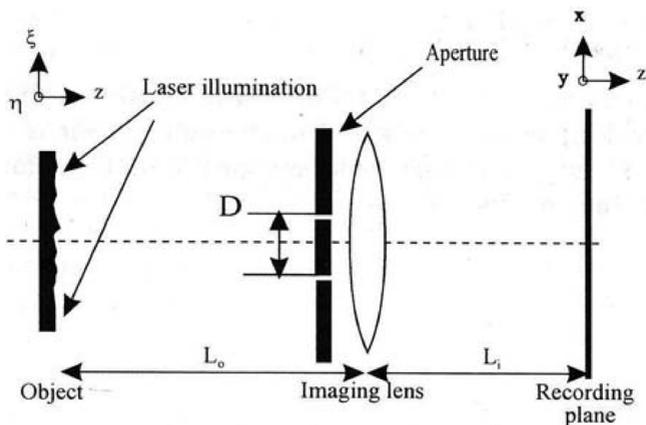


Рис. 4.28. Наблюдение за исследуемым объектом  
через экран с двумя отверстиями

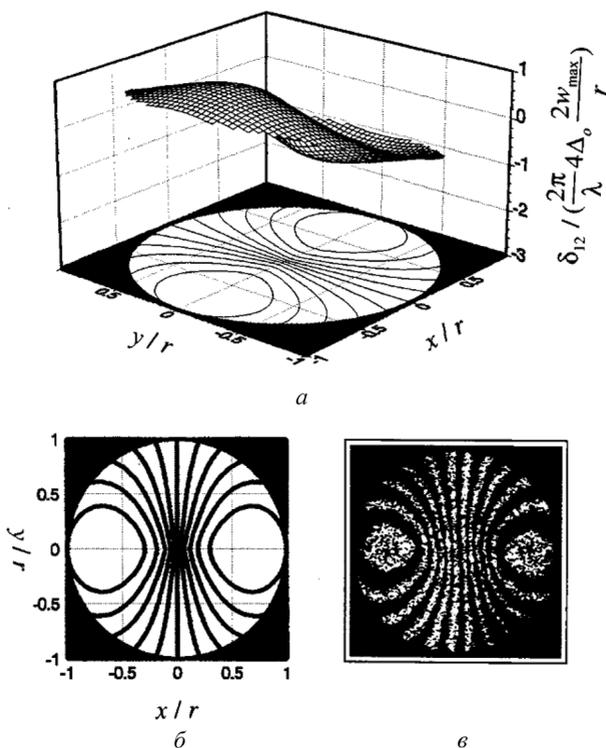


Рис. 4.29. Сравнение результатов экспериментов и компьютерного моделирования картины в интерферометре с двумя отверстиями: *a* – исходное возмущение поверхности объекта; *б* – результат компьютерного моделирования; *в* – эксперимент [88]

применение фильтрующей диафрагмы с четырьмя отверстиями, лежащими по осям  $x$  и  $y$ , помогает сделать интерферометр чувствительным к перемещениям в собственной плоскости во всех направлениях.

В работах индийских исследователей Н. Кришна Моан и Р. С. Сирохи исследована фильтрующая диафрагма, состоящая из трех отверстий [89; 90]. Эксперименты проводились на интерферометре, схема которого показана на рис. 4.30. Дополнительно одно из отверстий интерферометра было закрыто небольшим оптическим клином (1 градус). Между экспозициями

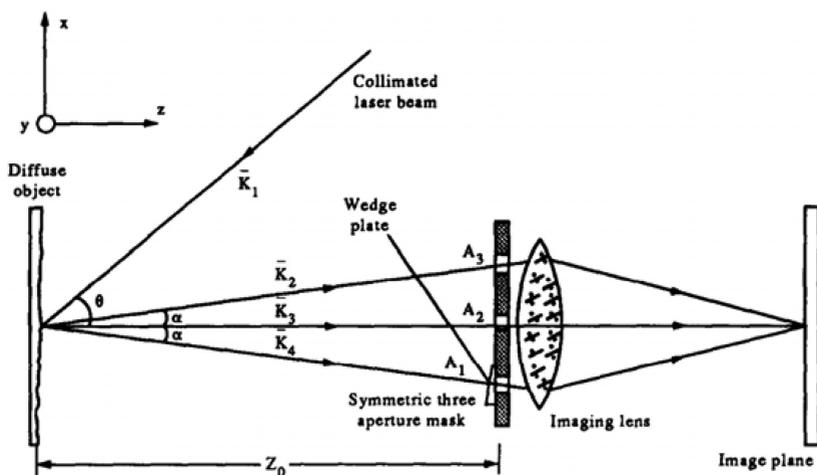


Рис. 4.30. Наблюдение за исследуемым объектом через экран с тремя отверстиями [90]

образец подвергался сложному движению, состоящему из поворота на 3 мрад и прогиба вне плоскости образца на 5 мкм. После того как спеклограмма получена, она помещалась в схему пространственной фильтрации, в которой наблюдалось 5 групп лучей, включая нулевой порядок, две группы первого и две второго порядка. В схеме пространственной фильтрации наблюдались лучи первого и второго порядков дифракции (рис. 4.31).

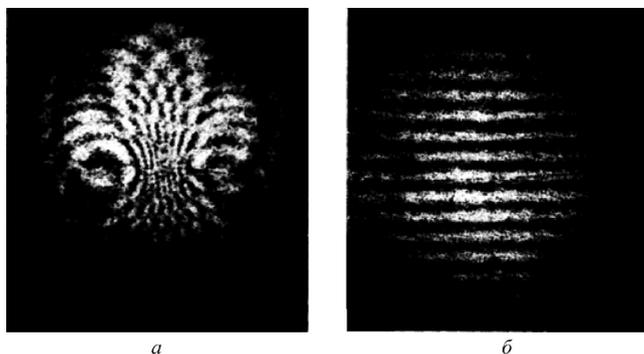


Рис. 4.31. Результат наложения интерференционных полос первого и второго порядков (а);  $y$  компонента смещения образца между экспозициями (б) [90]

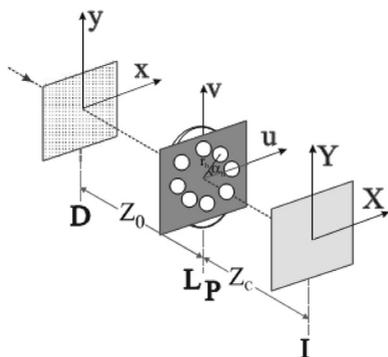


Рис. 4.32. Наблюдение за исследуемым объектом через экран с многими отверстиями [91]

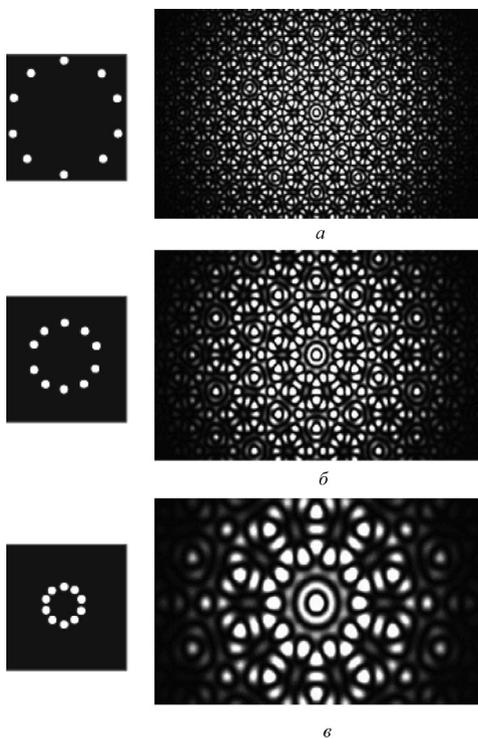


Рис. 4.33. Численное моделирование интерференционной картины для диафрагмы с десятью отверстиями. Диаметр каждого отверстия равен 0,4 мм, равномерно распределенным по радиусу (а) 15 мм; (б) 10 мм; (в) 5 мм [91]

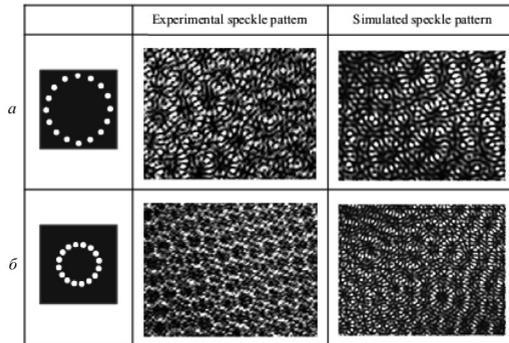


Рис. 4.34. Сравнение экспериментальных данных и численного моделирования интерференционной картины для диафрагмы с 16 отверстиями. Диаметр каждого отверстия равен 0,5 мм, равномерно распределенным по радиусу (*a*) 15 мм; (*б*) – 10 мм [91]

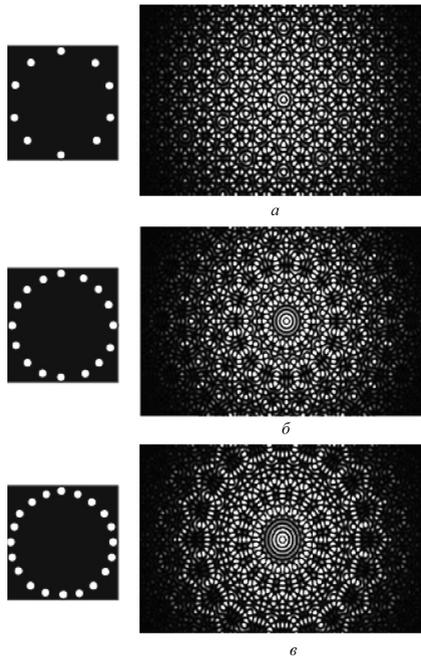


Рис. 4.35. Численное моделирование интерференционной картины для диафрагмы с различным количеством отверстий. Диаметр каждого отверстия равен 0,4 мм, равномерно распределенным по радиусу 15 мм: *a* – 10 отверстий; *б* – 16 отверстий; *в* – 20 отверстий [91]

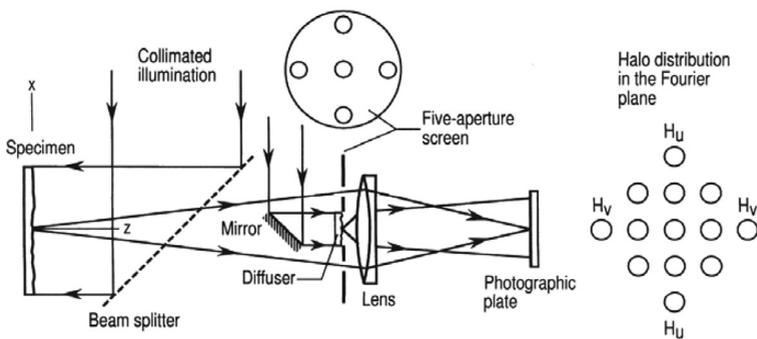


Рис. 4.36. Спекл-интерферометр с фильтрующей диафрагмой с пятью отверстиями [61]

Группа исследователей из Аргентины [91] исследовала фильтрующие диафрагмы для спекл-интерферометра с рядом отверстий, расположенных кругом (рис. 4.32–4.35).

На рис. 4.36 показан спекл-интерферометр с фильтрующей диафрагмой с пятью отверстиями [61]. Такой интерферометр чувствителен ко всем трем компонентам возможных смещений образца, которые могут быть визуализированы независимо.

#### 4.3.2. Спекл-интерферометрия с опорным пучком

Предложенный английским ученым из университета Лафборо Л. А. Линдерцем вариант 2-лучевого интерферометра показан на рис. 4.37. Сразу же, в начале 1970-х годов эта схема

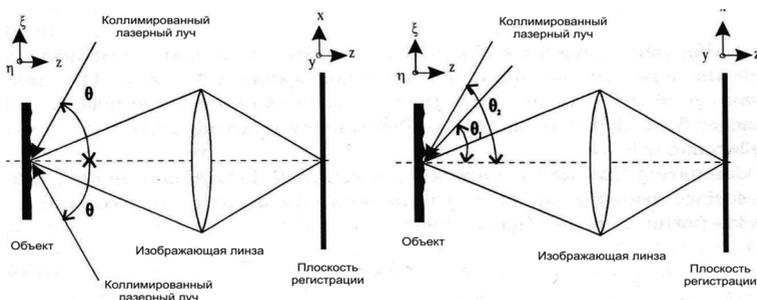


Рис. 4.37. Варианты двухлучевых интерферометров

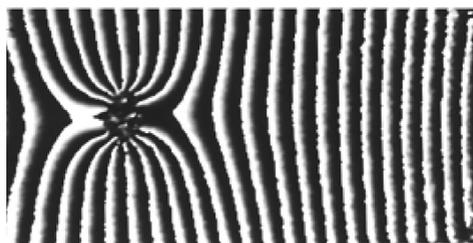
спекл-интерферометра была исследована в основных исследовательских группах тех лет [61; 70; 76; 80; 81] (рис. 4.38).

Каждый из двух лучей в этой схеме создает изображение объекта, которые интерферируют. Для смещений объекта в его собственной плоскости смещение изображений спеклов  $\Delta_x(x, y)$  вызывается изменением фаз лучей, приходящих на объект:

$$\Delta\theta(x, y) = \frac{4\pi}{\lambda} \sin \theta \Delta_x(x, y).$$

Для смещений вне плоскости образца имеем

$$\Delta\theta(x, y) = \frac{2\pi}{\lambda} \{(\cos \theta_1 - \cos \theta_2) \Delta_z(x, y) + (\sin \theta_1 - \sin \theta_2) \Delta_y(x, y)\}.$$



*a*



*b*

Рис. 4.38. Интерференционная картина в интерферометре, показанном на рис. 4.35, при смещении образца в своей плоскости: *a* – тонкая алюминиевая пластина с отверстием; *b* – деревянный брусок, подвергнутый 4-точечной изгибной нагрузке [61]

Таким образом, эта версия интерферометра оказывается чувствительной к смещениям спеклов  $\Delta_y(x, y)$  в плоскости образца и смещением  $\Delta_z(x, y)$  вне его плоскости. Чувствительность метода уменьшается при приближении  $\theta_1$  к  $\theta_2$ , поэтому метод может использоваться для диагностики больших смещений исследуемого объекта.

Светлые корреляционные полосы будут образовываться когда  $\Delta\theta = 2n\pi$ , темные – при  $\Delta\theta = (2n + 1)\pi$ .

Этот метод может использоваться для наблюдения корреляционных полос в «реальном времени». Для этого спеклограмма исходного состояния образца проявляется и устанавливается в свое исходное положение [86]. Теперь светлые корреляционные полосы возникнут при  $\Delta\theta = (2n + 1)\pi$ . Поэтому этот метод иногда цитируется как метод масок [92]. Более часто он используется для наблюдения муаровых полос в 2-экспозиционном режиме, причем когда спеклограммы исходного и конечного состояний помещаются в их исходное положение эмульсией друг к другу, метод называется «сэндвич» [92]. Эта схема спеклинтерферометрии часто используется и в методе ESPI с телевизионной камерой высокого разрешения [93]. Этот интерферометр использовался в работах [69; 80].

Стоит отметить, что предложенный К. С. Сирохи (рис. 4.39) вариант интерферометра Линдерца (рис. 4.40) дает выигрыш по чувствительности в два раза (рис. 4.41).

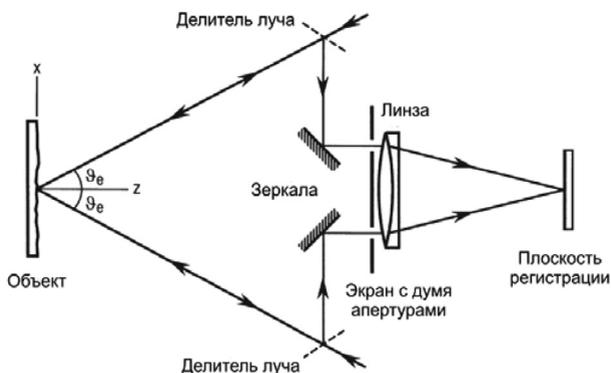


Рис. 4.39. Двухлучевой интерферометр Сирохи [94]

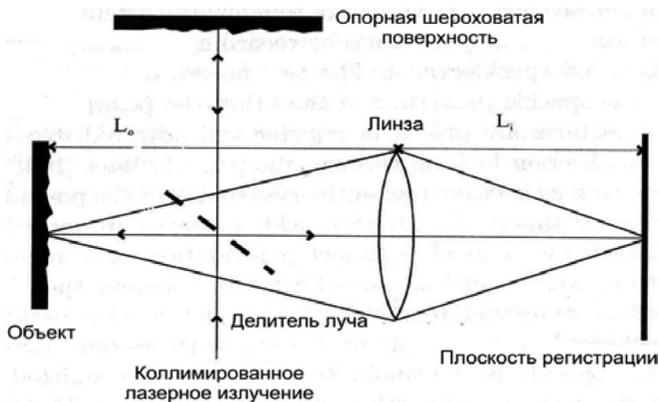


Рис. 4.40. Двухлучевой интерферометр Линдерца [69]

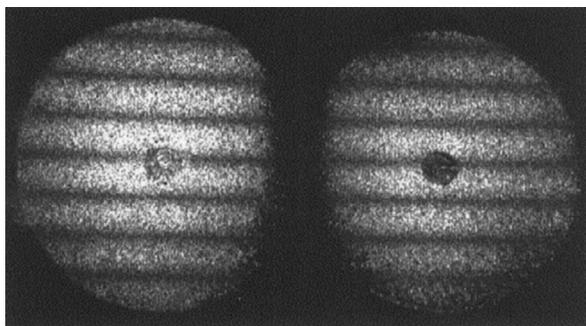


Рис. 4.41. Корреляционные полосы, полученные в двухлучевом интерферометре Сирохи [94]

Этот интерферометр является аналогом классического интерферометра Майкельсона, в котором оба зеркала заменены на шероховатые пластины. Интерферометр использовался в работах [95; 96] (рис. 4.42). Когда образец деформируется, относительная разность фаз между плечами интерферометра определяется выражением [92]

$$\Delta\theta(x, y) = \frac{2\pi}{\lambda} \left[ \frac{x\Delta_x}{L_0} \left( 1 - \frac{x^2 + y^2}{2L_0^2} \right) + \right.$$

$$\frac{y\Delta_y}{L_0} \left( 1 - \frac{x^2 + y^2}{2L_0^2} \right) + 2\Delta_z \left( 1 - \frac{x^2 + y^2}{4L_0^2} \right) \Bigg],$$

где  $L_0$  – расстояние от образца до изображающей линзы. Для больших смещений, выходящих за пределы плоскости образца,  $\Delta_z \gg \Delta_x, \Delta_y$ , уравнение для полос интерферометра будет иметь вид

$$2\Delta_z \left( 1 - \frac{x^2 + y^2}{4L_0^2} \right) = n\lambda.$$

Для смещений в плоскости образца возникают напряжения  $\varepsilon_x$  и  $\varepsilon_y$ , а также сдвиговое напряжение  $\gamma_{xy}$

$$\gamma_{xy} = \frac{\partial \Delta_x}{\partial y} + \frac{\partial \Delta_y}{\partial x},$$

$$\varepsilon_x = \frac{\partial \delta_x}{\partial x},$$

$$\varepsilon_y = \frac{\partial \delta_y}{\partial y}.$$

В сдвиговом спекл-интерферометре Хуанга свдиг образовывается за счет стеклянного клина, устанавливаемого в одну из

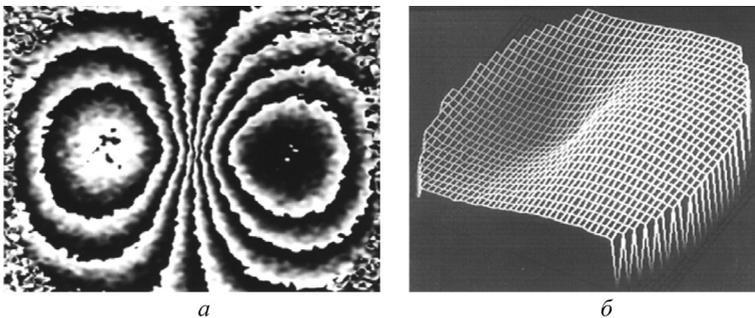


Рис. 4.42. Интерференционная картина в интерферометре, показанном на рис. 4.40, при симметричной нагрузке на образец в центре (а) [61]; б – фазовая поверхность, построенная по этим данным

сторон интерферометра (рис. 4.43). Сдвиг  $\delta x$ , производимый клином, определяется углом наклона клина  $\phi$ :

$$\delta x = L_0(\mu - 1)\phi.$$

Здесь  $L_0$  – расстояние от объекта до клина, а  $\mu$  – показатель преломления материала клина. Во время деформации образца возникает относительная разность фаз между плечами интерферометра [92]:

$$\Delta\theta(x, y) = \frac{2\pi\delta x}{\lambda} \left[ \begin{array}{l} \left( \sin\theta + \frac{x}{L_0} - \frac{x^2 + y^2}{2L_0^2} \right) \frac{\partial\Delta_x}{\partial x} + \\ \frac{y}{L_0} \left( 1 - \frac{x^2 + y^2}{2L_0^2} \right) \frac{\partial\Delta_y}{\partial y} + \\ \left( 1 + \cos\theta - \frac{x^2 + y^2}{2L_0^2} \right) \frac{\partial\Delta_z}{\partial z} \end{array} \right].$$

Для небольших сдвигов уравнение упрощается

$$\delta x \left[ (1 + \cos\theta) \frac{\partial\Delta_z}{\partial x} + \sin\theta \frac{\partial\Delta_x}{\partial x} \right] = n\lambda.$$

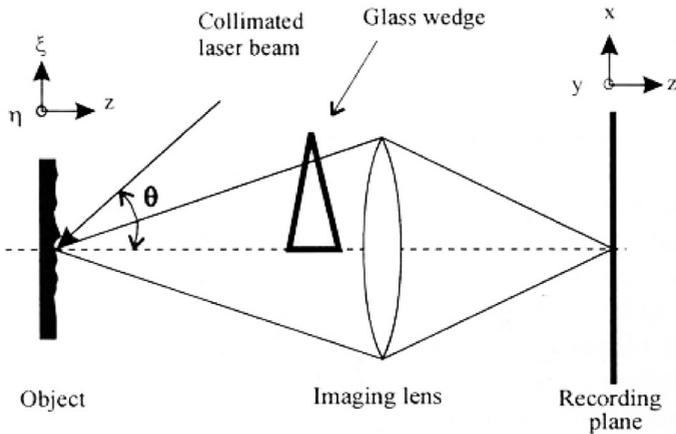


Рис. 4.43. Сдвиговой спекл-интерферометр Хуанга [97]

### 4.3.3. Электронная спекл-интерферометрия

Эта техника (Electronic Speckle Pattern Interferometry, ESPI) была введена Буттером и Линдерцем из университета Лафборо, Великобритания [71] и Маковским и др. [73] из Стенфордского исследовательского института, Калифорния, США и широко используется сегодня [92–105], правда, после 1990 г. без упоминания электронной части интерферометров (рис. 4.44–4.46).

Для измерений смещений спекл-поля методом ЭСИ имеем

$$I(x, y) = I_o(x, y) + 2\sqrt{I_o I_r} \cos(\theta_o - \theta_r).$$

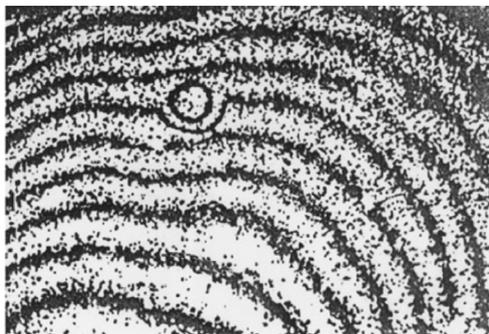


Рис. 4.44. Определение дефекта на многослойной панели

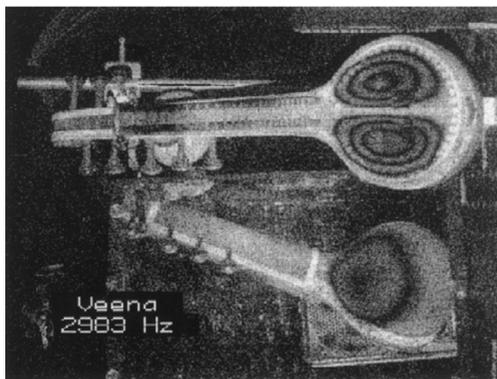


Рис. 4.45. Резонансные колебания на поверхности «Веены», классического Индийского национального инструмента [105]

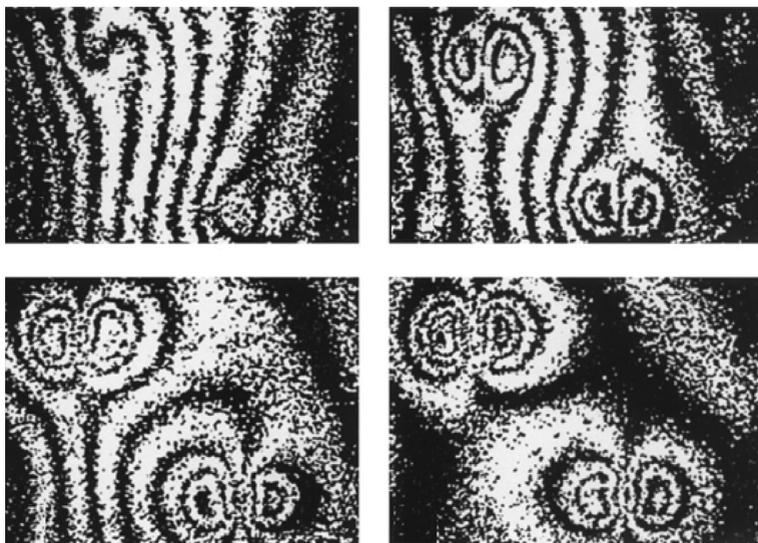


Рис. 4.46. Проверка образцов на тепловую нагрузку [105]

Как это показано в работах [101–103], для определения иско-  
мой фазы волны следует сделать дополнительные измерения  
с фазой опорной волны, равной  $n\pi / 4$ :

$$\theta_o(x, y) = \arctan \left[ \frac{I_3 - I_1}{I_4 - I_2} \right].$$

Здесь  $n = 1, 2, 3, 4$ .

#### 4.3.4. Спекл-фотография «в белом свете»

В ряде случаев вместо «настоящего» спекл-поля удается ис-  
пользовать искусственные «спекл-поля», из пятен краски, дета-  
лей окружающей среды и т. п. [106–115]. Это весьма подобно со-  
временному направлению в спекл-интерферометрии – технике  
BOS, см. раздел 4.4.

#### 4.4. Теневой фоновый метод (BOS)

Теневой фоновый метод (ТФМ) (в англоязычной литературе Background Oriented Schlieren (BOS)) представляет собой спекл-фотографию в белом свете (см. 4.3.4) с применением специальных искусственных масок (решеток), иммитирующих спекл-поле. Метод был предложен Ж. Е. А. Мейером в 1999 г. [116], и после длительной дискуссии на 8-м Международном симпозиуме по визуализации течений в г. Эдинбурге он принял современное название [117–177]. Суть обсуждения сводилась к тому, что обязательным элементом техники «шлирен» является наличие ножа Фуко<sup>1</sup>. Однако В. Мерцкирш сказал, что роль ножа Фуко в этой технике выполняет компьютер, и непосредственно определяемыми величинами в схеме BOS являются градиенты плотности, что и требуется для техники «шлирен». Поэтому несмотря на то что название, в общем, оказалось принятым, до сих пор появляются статьи под названием «synthetic schlieren» – «синтетический шлирен» [119; 177]<sup>2</sup>.

Перевод этого названия на русский язык кратко обсуждался на Симпозиумах по оптическим методам исследования течений (ОМИП) и по предложению проф. Б. С. Ринкевичюса принял современное название. На русском языке термин «теневые методы» включает в себя не только прямотеневые (когда непосредственно измеряемые величины будут вторые производные плотности по координатам), но и «шлирен методы», когда с помощью ножа Фуко выделяются первые производные от плотности по координатам. Примем это название на русском языке, сохранив для себя возможность дополнять перевод в случаях необходимости. Так, термин «Natural BOS» [145] будем переводить как ТФМ с естественным фоном, «colored BOS, CBOS» и «colored grid BOS, CGBOS» [133; 143; 146; 147; 150; 163; 165] будем переводить как «цветной ТФН» и ТФМ с цветной решеткой. Термин

---

<sup>1</sup> Jean Bernard Léon Foucault.

<sup>2</sup> Visualization and measurement of internal waves by «synthetic schlieren»: Part 1: Vertically oscillating cylinder / B. R. Sutherland [et al.] // J. of Fluid Mechanics. – 1999. – Vol. 390. – P. 93–126.

«computerized BOS», предложенный, кстати, самим Ж. Е. А. Мейером [124], используется редко, поскольку сегодня все методы компьютеризованы.

В технике ТФМ (рис. 4.47) для получения информации о потоке используется анализ изображений структурированных фоновых экранов, спекл-поля на которых изменяются под действием градиентов показателя преломления в исследуемом потоке [127; 128; 130].

На рис. 4.48 показаны 6 из 32 используемых в работе [166] (рис. 4.49, см. цв. вклейку) масок (фонов) с различным пространственным разрешением. Конечно, это удобно к каждой задаче подбирать свою маску. Результат использования данного подхода при исследовании распределения температур и скоростей в вихревой полосе показан на рис. 4.50 (см. цв. вклейку).

Фоновый экран должен соответствовать определенным требованиям, для того чтобы при дальнейшей цифровой обработке экспериментальных изображений получить качественные данные с максимальным количеством полезной информации и низким уровнем шума. В первую очередь изображение фонового экрана должно быть резким и контрастным. При наличии неоднородности между камерой и фоном детали на регистрируемом изображении могут стать расфокусированными. Если опорное

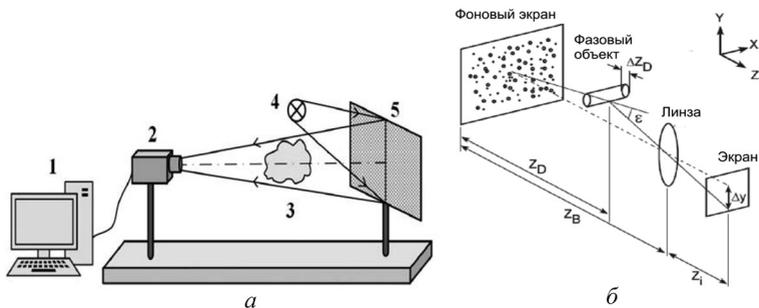


Рис. 4.47. Общий вид установки теневого фонового метода МЭИ и схема лучей в технике BOS [176] (а): 1 – персональный компьютер; 2 – цифровая видеокамера; 3 – оптический канал с исследуемой неоднородностью; 4 – некогерентный источник света; 5 – фоновый экран; (б) оптическая схема теневого фонового метода

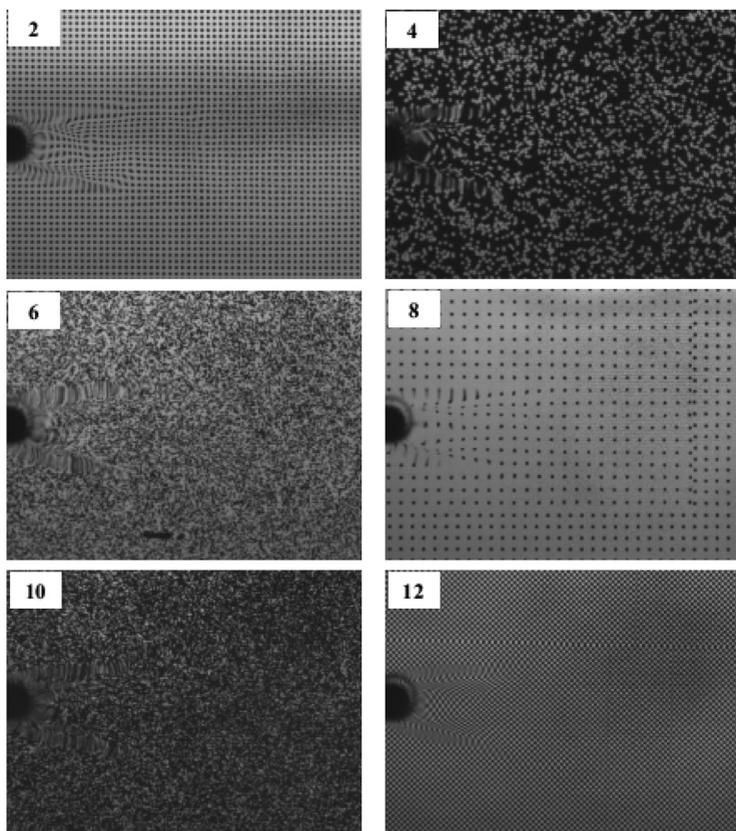


Рис. 4.48. Маски, имитирующие спекл-поле в Университете имени Отто фон Герике, г. Магдебург, Германия [166]

изображение фона без неоднородности было размытым, то в присутствии фона текстура может стать полностью неразличимой, что приведет к потере информации о смещениях элементов фонового изображения.

Размер характерных частей рисунка на экране должен быть оптимизирован для величины смещений, наблюдаемых в исследуемой неоднородности. Так крупная текстура экрана, состоящая, например, из значительно удаленных друг от друга черных точек на белом фоне, при регистрации мелкомасштабных сме-

щений может значительно снизить информативность экспериментальных данных. Структура фонового экрана не должна обладать периодичностью, так как при смещении на величину, равную периоду рисунка, может быть полностью потеряна информация о величине и направлении смещения. Для устранения такого эффекта применяются квазипериодические экраны.

Существуют также особые условия, связанные с количеством пикселей, которое занимает каждый элемент изображения фона. С одной стороны, размер деталей на изображении должен быть достаточно малым для уменьшения погрешности определения смещений с помощью цифровой обработки. С другой – слишком мелкие элементы при обработке могут привести к возникновению периодической структуры на гистограмме распределения рассчитанных смещений (так называемый эффект «peak locking», см. [176]). Этот нежелательный эффект наблюдается также и при обработке экспериментальных картин метода анемометрии по изображениям частиц, он связан с особенностями реализации корреляционных алгоритмов для поиска смещений элементов на цифровых изображениях.

Схема установки Университета имени Отто фон Герике г. Магдебурга (Германия) весьма похожа на установку МГУ им. М. В. Ломоносова, собранную под руководством профессора И. А. Знаменской на импульсной сверхзвуковой ударной трубе для исследования ударно-волновых процессов [153; 156; 157–159; 164] (рис. 4.51, см. цв. вклейку). Схема BOS удобно совмещается со схемой PIV, что позволяет одновременно с информацией о плотности газа в исследуемом объеме измерять также распределение скоростей.

Рис. 4.52 (см. цв. вклейку) содержит информацию о скорости струи, истекающей из ударной трубы, полученной на той же установке для ТФМ [164]. В технике BOS возможно применение той же программы для обработки PIV изображений, что и для обработки спеклограмм ТФН (рис. 4.53).

После получения экспериментальные изображения (спеклограммы ТФМ, или изображения PIV) подвергаются цифровой обработке. Алгоритмы обработки изображений основаны на статистических приемах. Если изображения частиц от двух по-

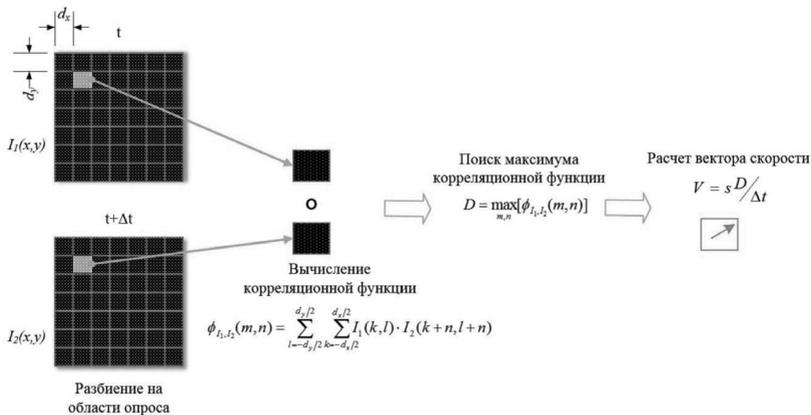


Рис. 4.53. Иллюстрация программного комплекса для корреляционного анализа BOS-спеклограмм и PIV изображений [176]

следовательных лазерных импульсов записаны на одном кадре, то применяют автокорреляционный анализ спеклограммы; если же регистрация осуществляется на двух (нескольких) последовательных кадрах – кросскорреляционный анализ полученных кадров, также, как это делалось при анализе спекл-фотографий. На рис. 4.53 показана схема кросскорреляционной обработки таких спеклограмм. Последним этапом для PIV изображений является нахождение наиболее вероятного смещения  $D$  частиц в заданной области с помощью координат максимума корреляционной функции  $V = D / \Delta t$ .

В результате получают векторное поле мгновенного распределения смещений, усредненных во времени между последовательными изображениями частиц и по выбранному для расчета окну опроса. Для спеклограмм ТФМ величина  $D$  складывается из двух составляющих  $D^2 = \Delta x^2 + \Delta y^2$ .

Искомые углы отклонения лучей за счет рефракции будут

$$\Delta x = z_D \int_{\Delta z_D} \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial x} dz,$$

$$\Delta y = z_D \int_{\Delta z_D} \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial y} dz.$$

В настоящее время существует большое количество компьютерных программ, в которых реализованы алгоритмы цифровой обработки изображений с возможностью подбора таких параметров, как размеры, форма и процент перекрытия окон опроса, адаптивные методы подбора расчета максимума кросс-корреляционной формулы, а также методы фильтрации и пакетная обработка изображений [178–180]. На рис. 4.54 (см. цв. вклейку) показаны примеры восстановления течения с использованием техники BOS, полученные немецкими авторами в первых работах по применению этой техники в аэрофизическом эксперименте.

На рис. 4.55 (см. цв. вклейку) показан более сложный случай течения, полученный индийскими авторами [170]. В качестве первого приближения для восстановления поля плотности здесь было использовано приближение Абеля. Окончательно картина течения была получена в результате решения обратной задачи реконструктивной томографии в предположении о малой асимметрии. Оптическая неоднородность, характеризующаяся зависимостью показателя преломления от координат, вносит искажение в изображение фонового экрана.

Если неоднородность отсутствует, то каждая точка фонового экрана даст идеальное изображение в плоскости матричного фотоприемника. Если неоднородность присутствует, то лучи, формирующие изображение точек, отклонятся и дадут изображение в отличном от первого случая месте. Визуализация картин теневого фонового метода осуществляется на основе получения двух снимков фонового экрана, с достаточным оптическим контрастом и структурой. Одно изображение регистрируют при отсутствии возмущений в канале передачи, другое – при наличии неоднородности в оптическом канале. Информацию об исследуемом объекте получают из анализа различий между снимками.

Один из классиков применения современных оптических методов для исследований течений профессор Гари Сетлс (Пенсильванский государственный университет, США) называет эксперименты с BOS, выполненные на природе, «natural background oriented schlieren...» – теньевым фоновым методом с естествен-

ным фоном [145]. В качестве естественного фона выступают листья окружающих эксперимент деревьев (рис. 4.56, 4.57, см. цв. вклейку). Особенно впечатляющими являются эксперименты с «большими» взрывами «на природе» [145; 149; 161; 175]. На рис. 4.58 показана геометрия экспериментов на японской наземной базе сил самообороны (Japan Ground Self Defence Force, JGSDF) в Ясубетсу (Yausubetsu), остров Хоккайдо. Регистрация велась на частоте 10000 Гц с помощью видеокамеры (HSVC, Vision Research Phantom) с объективом Nikkor ED 80-2000 мм F2,8D. На рис. 4.59 и 4.60 (см. цв. вклейку) представлены результаты этих экспериментов [149; 161; 175]. На рис. 4.60 показаны результаты для четырех проекций. Всего измерения были проведены для шести проекций, через каждые  $30^\circ$ . Особенно привлекательной схема BOS является с точки зрения многоцветных измерений (рис. 4.61, 4.62, см. цв. вклейку).

В схемах BOS также часто используется многоракурсное зондирование (рис. 4.63, см. цв. вклейку). Реконструкция течения, показанного на рис. 4.64 (см. цв. вклейку), велась математическими методами томографии по проекциям. Всего было сделано 36 проекционных экспериментов, через каждые  $5^\circ$  в секторе  $175^\circ$ . Более подробно о томографической реконструкции будет рассказано в разделе 4.6.

При регистрации цветной ячейки CMOS камерой (Phantom v1610) каждая ячейка разлагалась на 8 ячеек, которые запомина-

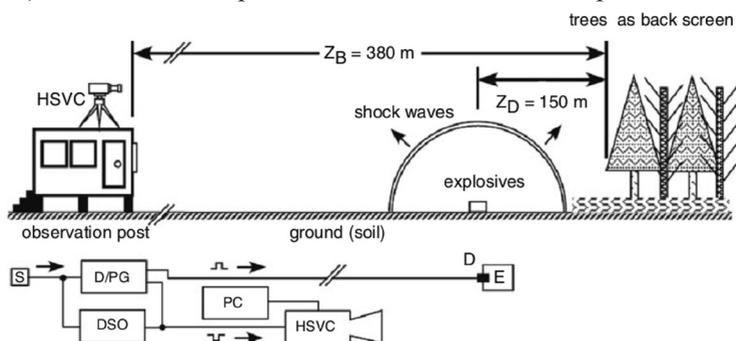


Рис. 4.58. Панорама экспериментальных условий наблюдений за «большими» взрывами [175]

лись и принимались к последующей обработке (рис. 4.65, см. цв. вклейку). Съемка велась с частотой 27000 Гц, время экспозиции составляло 36 мкс. Размер кадра вмещал в себя  $640 \times 800$  цветных ячеек. Использование цветной ячейки существенно уменьшало погрешности измерения.

Иногда использовалась высокоразрешающая камера (Canon EOS 1Ds Mark II) с размером кадра  $4992 \times 3328$  ячеек. Подсветка сетки осуществлялась импульсной лампой, обеспечивающей время экспозиции 2,5 мкс.

## **4.5. Томографическое PIV**

### ***4.5.1. Краткий обзор литературы по PIV***

Particle image velocimetry, PIV, является самодостаточной темой, имеющей хорошую библиографию. Наиболее известные курсы по PIV в Европе – это курсы по изучению PIV при фон Кармановском институте механики жидкостей в Бельгии [181], курсы при Немецком аэрокосмическом агентстве (г. Геттинген) [182] и курсы при Высшей школе по механике и аэродинамике в г. Пуатье, Франция [183]. В 1989 г. издательство Шпрингер выпустило конспект лекций фон Кармановского института [184]. В 1993 г. из печати вышла книга [185], которая на долгие годы стала настольной книгой для всех, кто занимается PIV. Это было издание диссертации Джерри Вестервила, которую он защитил в 1993 г.

Уже в 1998 г. из печати вышла монография по PIV в издательстве Шпрингер [31]. Эта книга стала вторым томом в серии монографий данного издательства по экспериментальной механике жидкостей. Редакторами этой серии являются известные мировые авторитеты – профессора Р. Адриан (США), М. Гариб (США), В. Мерцкирш (Германия), Д. Роквелл (США) и Дж. Х. Вайтлоу (Великобритания). Первым томом в этой серии вышла книга Н. А. Фомина по спекл-фотографии [25]. Авторы книги [31] – специалисты из немецкого аэрокосмического общества, Ральф Рассел, Христиан Виллерт и Юрген Компенханс, хорошо знакомы читателям как авторы многих оригинальных работ по спекл-фотографии и PIV.

2007 г. отмечился выходом второго издания книги [186]. Книга не просто расширена, в авторы монографии включен Стив Верелей, профессор из США, специалист по микро-PIV с приложениями к биофизике и биоинженерным проблемам. В 2008 г. Стив А. Шредер (Калифорнийский университет, Сан Франциско, США) и Стив Верелей (Общественный исследовательский Университет Пердью<sup>1</sup>, г. Уэст-Лафайетт, США) собрали и опубликовали в издательстве Шпрингер коллекцию статей по PIV [187].

И, наконец, в конце 2010 г. профессора Рональд Адриан (Государственный университет штата Аризона, США) и Джерри Вестервил (Технический университет г. Дельф, Голландия) объединились, в результате чего из печати вышла 586-страничная книга [188] – настоящая энциклопедия PIV.

В связи с этим в данном разделе монографии будут весьма кратко представлены наиболее яркие результаты для 3-мерных течений, полученные техникой томографического PIV, а для знакомства с деталями техники мы будем отсылать интересующихся к монографиям [31; 184–188] или оригинальным работам [189–201].

#### ***4.5.2. Кросскорреляционный анализ изображений в PIV***

Рис. 4.66 (см. цв. вклейку) иллюстрирует современный подход к получению и кросскорреляционному анализу спеклограмм в технике PIV. На рис. 4.66 видна лазерная плоскость (лазерный нож), освещающая визуализирующие течения частицы. Цифровая камера регистрирует два (или больше) изображения частиц, изображения разбиваются на окна опроса и между соответствующими окнами проводится кросскорреляционный анализ (вычисляется кросскорреляционная функция двух изображений). В каждом окне находятся координаты максимума кросскорреляционной функции, по которым строится поле перемещения спеклограммы за интервал времени между экспозициями. На рис. 4.67 (см. цв. вклейку) показан пример полученных полей скорости около модели подводной лодки.

<sup>1</sup> Purdue University, West Lafayette, IN, USA.

### 4.5.3. Формирование изображений визуализирующих частиц

Техника PIV основана на статистическом анализе смещений изображений частиц, визуализирующего исследуемое течение, за конечный интервал времени при регистрации этих частиц в выделенной плоскости с помощью оптического ножа. Визуализирующие частицы равномерно вводятся в исследуемое течение. Для полного «отслеживания» течения частицы должны быть достаточно малыми. Обычно, как и в лазер-доплеровских измерителях, это частицы микронного или даже субмикронного размера. Частицы освещаются лазерным излучением, которое с помощью цилиндрической линзы формирует в пространстве тонкую плоскость, называемую также «лазерным ножом», что позволяет выделить двумерную плоскость измерений в трехмерном исследуемом объеме.

Во времени лазерное излучение должно быть сформировано в виде двух коротких импульсов длительностью  $\delta t$  с интервалом времени между импульсами излучения  $\Delta t$ . Определив смещение частиц за время между экспозициями  $\Delta s$ , искомую величину скорости для каждой частицы можно получить по соотношению  $V = \Delta s / \Delta t$ . В практике PIV величина смещения частиц определяется в плоскости изображения в небольших зонах (окнах), содержащих достаточно много частиц для статистического усреднения. Смещение  $\Delta s_i = M \Delta s$ , где  $M$  – оптическое увеличение при изображении частиц. Если возможно определить отдельно положения частиц во время первой и второй экспозиций, то смещение будет вектором, что позволяет определить вектор скорости для любой точки в плоскости измерений  $\vec{V}(x, y) = \Delta \vec{s} / \Delta t$ . Если первая и вторая экспозиции регистрируются на одном носителе и являются неразличимыми, то определяется только модуль скорости, а для выбора направления скорости сохраняется неопределенность с точностью до знака.

#### 4.5.4. Визуализирующие частицы в технике микро-PIV

Визуализирующие частицы в технике микро-PIV во многом определяют точность и достоверность измерений. Прежде всего, как это уже отмечено выше, они должны быть достаточно маленькими, чтобы полностью отслеживать течение. В микро-PIV влияние градиентов скорости на отставание частиц обычно невелико, так как выбор диаметра частиц  $d_p$  также определяется размерами канала. В то же время регистрируемая интенсивность рассеянного сигнала пропорциональна квадрату отношения диаметра частицы к длине волны зондирующего излучения  $(d_p / \lambda)^2$ . Поэтому число частиц в рассеивающем объеме и их диаметр должны быть согласованы с мощностью лазера и чувствительностью ПЗС-камеры.

Численное моделирование показывает, что погрешности статистического определения смещения изображений оказываются минимальными при размере изображения  $d_s = (1,5 \dots 2,5)d_{px}$ . Размер изображения частицы с учетом дифракционных эффектов вычисляется по соотношению  $d_s = \sqrt{(Md_p)^2 + d_{диф}^2}$ , где дифракционная составляющая определяется как диаметр диска Айри изображающей системы  $d_{диф} = 2,44(M+1)\lambda F / D_L$ . Здесь  $F$  – фокусное расстояние, а  $D_L$  – диаметр линзы, проектирующей визуализирующую частицу на ПЗС-матрицу. Для  $d_{px} \approx 10$  мкм и  $M = 1$  оптимальный размер визуализирующей частицы составляет  $d_p = 5$  мкм.

#### 4.5.5. Плотность введения визуализирующих частиц

Число визуализирующих частиц в единице объема – важный параметр при статистической обработке сигнала. Расчеты [25] показывают, что статистические погрешности вычисления смещения уменьшаются от  $0,08 d_{px}$  при  $16^2$  частицах на окно интегрирования до  $0,01 d_{px}$  при  $64^2$  частицах. В условиях геометрии микроканала элемента это соответствует диапазону 25000–400000 частиц/мм<sup>3</sup>. Минимальным количеством для выбранного диаметра  $d_p$ , на наш взгляд, является плотность около 5000–

10000 частиц/мм<sup>3</sup>, что соответствует 50–100 частицам на окно интегрирования. В плотных суспензиях названные величины значительно больше. Например, кровь содержит свыше 5 млн эритроцитов/мм<sup>3</sup> при размере эритроцита, соизмеримом с выбранным  $d_p$ .

В ИТМО им. А. В. Лыкова НАН Беларуси при анемометрии в микроканалах наряду с визуализирующими порошками фирмы DANTEC использовались микрочастицы, представляющие собой полые стеклянные сферы диаметром около 5 мкм. Сферы изготавливались по оригинальной технологии в ИТМО им. А. В. Лыкова НАН Беларуси с применением плазмотронов и имели эффективную плотность около 0,23 г/см<sup>3</sup>. В зависимости от количества частиц в единице объема, в плоскости регистрации рассеянное излучение формирует либо изображения отдельных частиц, либо спекл-поля, хотя при числовой регистрации частиц, размеры которых близки к размерам пикселей, эти понятия становятся трудноотличимыми.

#### ***4.5.6. Стереоскопическая техника PIV***

Стереоскопические приемы в технике PIV хорошо разработаны [195; 198] и рис. 4.67. Такая съемка позволяет определить 3 компоненты скорости, поэтому метод называют (3С-PIV), в отличие от обычного PIV, которое иногда называют (2С-PIV).

Еще один актуальный термин (TR-PIV, time-resolved PIV) – PIV с временным разрешением. Ограничения на этом пути вносят существующие лазеры и камеры. Высокоскоростные камеры CMOS (Complementary Metal Oxide Semiconductors) могут достичь частоты записи информации до 80 кГц при кадре, состоящем из 256 × 256 пикселей [198]. Основной недостаток таких камер по сравнению с обычными высокоразрешающими матрицами сравнительно большой размер пикселя – 20 × 20 мкм.

#### ***4.5.7. Голографическая техника PIV***

Приемы голографии позволяют запомнить и проанализировать изображения частиц (рис. 4.68, 4.69) [195–200]. К сожалению

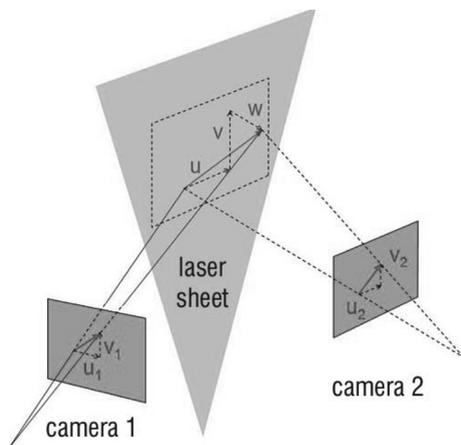


Рис. 4.68. Стереоскопическая съемка PIV изображений [198]

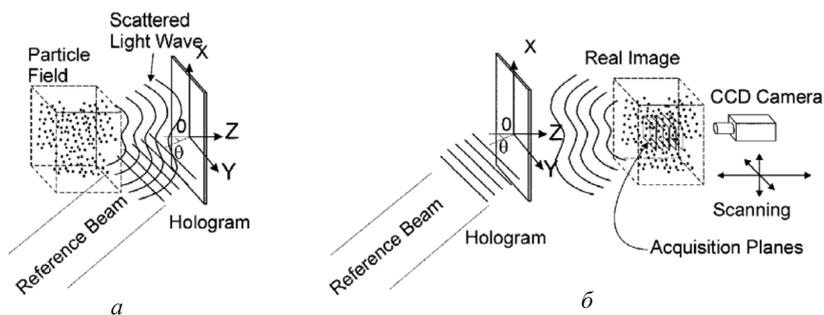


Рис. 4.69. Получение голограммы частиц (а); восстановление изображений частиц (б)

нию, использование голографии сопряжено с необходимостью «мокрой» проявки голограммы.

В работе [190] восстановленное распределение частиц сканировалось ПЗС-камерой и оцифровывалось методом кросскорреляций (рис. 4.70).

Низкая разрешающая способность матричных фотодетекторов по сравнению с регистрирующими средами аналоговой голографии накладывает существенные ограничения на схемные

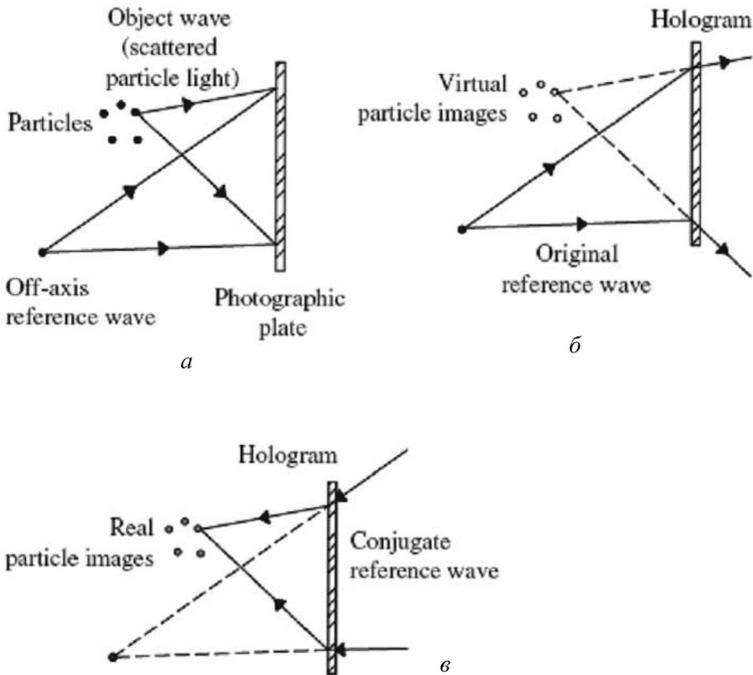


Рис. 4.70. Схема внеосевой голографии частиц: *a* – получение голограммы частиц; *б* – восстановление виртуального изображения частиц; *в* – восстановление реального изображения частиц [190]

решения, используемые в цифровой голографической интерферометрии. Эти ограничения в основном определяют необходимость использования достаточно малого угла падения опорной волны, что не всегда на практике достигается по тем или иным техническим причинам.

На рис. 4.71 показана голограмма, полученная во Франко-Немецком исследовательском институте в г. Сан Луи<sup>1</sup>, по которой было восстановлено поле скорости в свободной струе.

<sup>1</sup> Institut Franco-Allemand de Recherches, BP 34, F-68301 Saint-Louis, France.

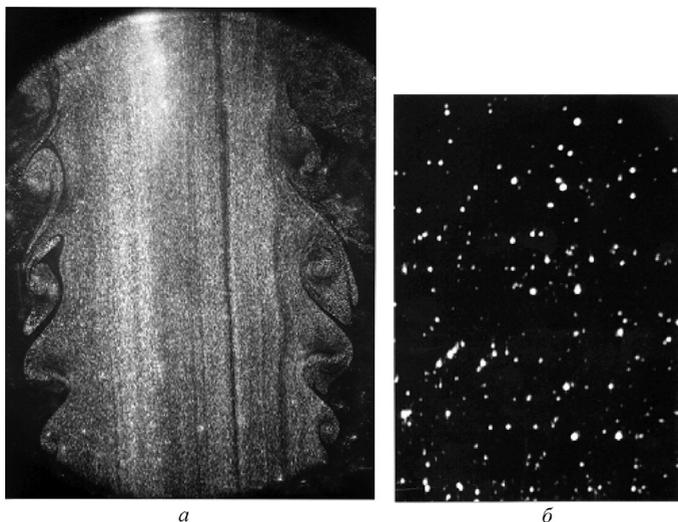


Рис. 4.71. Голограмма свободной струи со скоростью 10 м/с: *a* – целое поле, диаметр 10 см; *б* – увеличенный фрагмент голограммы 1,5 × 2 мм. На фрагменте видны частицы на расстоянии 1,5 м от линзы. Время экспозиции 22 мкс [202]

#### 4.5.8. Спекл-кинематография (speckle streak velocimetry, SSV)

На рис. 4.72 показана схема одноэкспозиционной спекл-кинематографии. Авторы [201] называют эту схему «Streak speckle velocimetry» – спекл-измеритель скорости, основанный на анализе «струек» (траекторий) спеклов. Ранее такая техника анализа «струек спеклов» называлась (Heterodyne Near Field Scattering,

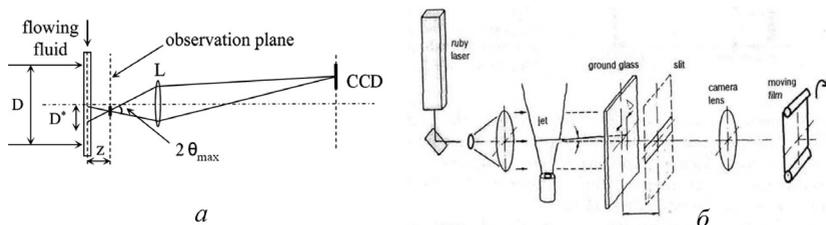


Рис. 4.72. Оптическая схема одноэкспозиционной спекл-кинематографии (*a*) [201]; возможный вариант для ее реализации (*б*)

HNFS, или Heterodyne Speckle Velocimetry). Такая техника может быть названа автокорреляционным анализом одноэкспозиционных спеклограмм.

В этой схеме PIV течение, визуализированное маленькими частицами, освещается широким лазерным пучком. Однако ПЗС-камера получает информацию только из маленького участка течения диаметром  $D^*$ . Пусть  $t_{\text{exp}}$  время одной экспозиции, за которую «струйка спеклов» со скоростью  $v$  пробегает достаточно далеко (см. ниже). Проинтегрированная лазерная интенсивность в плоскости наблюдения есть

$$I(x, y) = \frac{1}{t_{\text{exp}}} \int_{-t_{\text{exp}}}^0 I_0(x - vt', y) dt', \quad (4.7)$$

где  $I_0(x, y)$  есть мгновенная интенсивность, когда спеклы находятся в покое ( $v = 0$ ).

Уравнение (4.7) может быть переписано:

$$I(x, y) = \frac{1}{L} \int_{-\infty}^{\infty} I_0(x - L/2 - x', y) R(x'/L) dx' = \\ I_0(x - L/2, y) \otimes R(x/L),$$

где  $L = vt_{\text{exp}}$  и  $R(x)$  есть прямоугольная функция  $R(x) = 1, |x| \leq 0,5$ , и 0 во всех других случаях.

Нормализованная автокорреляционная функция от интенсивности есть

$$g(\xi, \eta) = \langle I(x, y) I(x + \xi, y + \eta) \rangle / \langle I(x, y) \rangle^2.$$

Эта функция имеет вид

$$g(\xi, \eta) = g_0(\xi, \eta) \otimes \frac{\Lambda(\xi/L)}{L},$$

где  $g_0(\xi, \eta)$  – нормализованная автокорреляционная функция  $I_0(x, y)$ , а  $\Lambda(x)$  – треугольная функция  $\Lambda(x) = 1 - |x|$  для  $x \leq 1$  и 0 во всех остальных случаях. Обозначим как  $g_{\parallel}(\xi) = g(\xi, \eta = 0)$  и  $g_{\perp}(\eta) = g(\xi = 0, \eta)$  параллельное и перпендикулярное сечения автокорреляционной функции  $g(\xi, \eta)$ . Принимая во внимание осевую симметрию функции  $g_0(\xi, \eta)$ , получим

$$g_{\parallel}(\xi) = \int g_0(\xi - \xi', 0) \frac{\Lambda(\xi' / L)}{L} d\xi' = g_0(\xi) \otimes \frac{\Lambda(\xi / L)}{L},$$

где  $g_0(\rho)$  – азимутально осредненный профиль функции  $g_0(\xi, \eta)$ , а  $\rho = \sqrt{\xi^2 + \eta^2}$ .

Для ортогональной компоненты мы имеем

$$g_{\perp}(\eta) = \int g_0(-\xi', \eta) \frac{\Lambda(\xi' / L)}{L} d\xi' \approx g_0(\eta).$$

Эмпирическая проверка показала, что автокорреляционный анализ спеклограмм в технике SSV достаточен для получения скорости течения, причем динамический диапазон измерений значительно превышает три порядка величины (рис. 4.73, см. цв. вклейку). Так же как и в режиме спекл-фотографии, время экспозиции одноэкспозиционной техники должно быть достаточно большим, чтобы «струйка спеклов» пробежала несколько размеров спекла.

Таким образом, метод SSV обеспечивает линейность по отношению к измерениям скорости более чем на три порядка величины. Варьируя величину  $z$ , метод может обеспечить 3-мерные измерения (3D-SSV). На рис. 4.74, б (см. цв. вклейку) показана система регистрации параметров турбулентности, которая ранее получила название спекл-кинематография. Эта система может быть также использована при измерениях скорости методом SSV.

#### ***4.5.9. Томографические приемы в технике PIV***

В ряде работ томографическая реконструкция скорости начинается непосредственно при PIV измерениях (схема ТОМО-PIV) [192; 195–197; 200; 203–205] (рис. 4.75, см. цв. вклейку). При этом используется математическая техника реконструкции объемных изображений – MART (Multiplicative Algebraic Reconstruction Technique).

Различные подходы используют на пути к томографическому PIV, которое иногда называют (3D-PIV), иногда (Томо-PIV). Это голографическое PIV, PIV со сканирующими системами,

многоплановое (двухплановое) PIV с многоцветным (двухцветным) лазером подсветки. Используется также расфокусированная PIV. Получение 3-мерных изображений 3-мерных нестационарных течений является для PIV актуальной задачей (рис. 4.76, 4.77, см. цв. вклейку).

Техника MART применяется, чтобы отыскать координаты частиц  $(X_i, Y_i, Z_i)$  по интенсивности на приемной матрице  $I(x, y) = \sum_{j \in N_i} \omega_{ij} E(X_j, Y_j, Z_j)$ , где  $N_i$  относится к вокселю, лежащему на одной линии с пикселем  $(x_i, y_i)$  [206].

Главное уравнение техники MART выглядит следующим образом:

$$E(X_j, Y_j, Z_j)^{k+1} = E(X_j, Y_j, Z_j)^k \left( I(x_i, y_i) / \sum_{j \in N_i} \omega_{ij} E(X_j, Y_j, Z_j)^k \right)^{\mu \omega_{i,j}}.$$

Здесь  $\mu, \omega_{ij}$  – калибровочные константы.

## 4.6. Спекл-томография

### 4.6.1. Диагностика на просвет

Основной сложностью количественной интерпретации данных «на просвет» является интегрирование получаемой информации по всему оптическому пути зондирующего излучения. Для двумерных ламинарных течений разработаны приемы количественной обработки интегральных данных с использованием преобразования Абеля [207–222]. Отметим, что даже для таких течений решение обратного интегрального преобразования Абеля относится к классу некорректных задач математической физики.

Несмотря на то что математические приемы решения таких задач достаточно хорошо отработаны, при количественной интерпретации оптических изображений, полученных «на просвет», неустойчивость решения накладывает повышенные требования на точность регистрации первичных экспериментальных данных, определяя насущные потребности цифровой (электри-

ческой) регистрации получаемых изображений. Трудности количественной интерпретации данных неизмеримо возрастают при анализе турбулентных течений. Так, интеграл от оптического возмущения вдоль оптического пути будет включать в себя флуктуирующую компоненту  $\Delta n = \frac{1}{L} \int_0^L (<n > - n_\infty) ds + \frac{1}{L} \int_0^L (n') ds$ . Это обстоятельство и определяет основные трудности количественной интерпретации изображений «на просвет» при переходе к анализу турбулентных течений.

#### 4.6.2. Интегральное преобразование Радона

При диагностике «на просвет» получаемая информация может быть представлена в виде интеграла вдоль оптического пути  $s_i$ :  $\mathbb{F}_{s_i} = \int f(x, y, z) ds_i$ , где функция  $f(x, y, z)$  описывает отклик оптической системы при зондировании исследуемой среды [213]. Так, в случае интерферометрии с опорным лучом, при настройке на полосы конечной ширины эти функции имеют вид

$$\mathbb{F}_{S_i} = \frac{\delta S_i(x, y)}{S_i}, \quad f(x, y, z) = \frac{1}{\lambda} [n(x, y, z) - n_\infty].$$

При измерении коэффициента поглощения луч-сумма имеет вид  $\mathbb{F} = -\ln\left(\frac{I}{I_0}\right)$ ,  $f(x, y, z) = \sum_i N_i Q_{v_i}$ . Для шлирен-техники и спекл-фотографии луч-сумма становится вектором

$$\mathbf{F} = \varepsilon_x \mathbf{i} + \varepsilon_y \mathbf{j}, \quad \mathbf{f}(x, y, z) = \frac{1}{n} \left( \frac{\partial}{\partial x} \mathbf{i} + \frac{\partial}{\partial y} \mathbf{j} \right) n(x, y, z),$$

где  $\varepsilon_x$ ,  $\varepsilon_y$  – углы отклонения зондирующего излучения при прохождении через исследуемую среду. Они обычно малы, и в первом приближении траектории лучей  $s_i$  можно рассматривать как прямые линии (рис. 4.78).

Вместе с тем эти углы лежат в диапазоне уверенной регистрации как чисто оптическими методами (шлирен, поляриза-

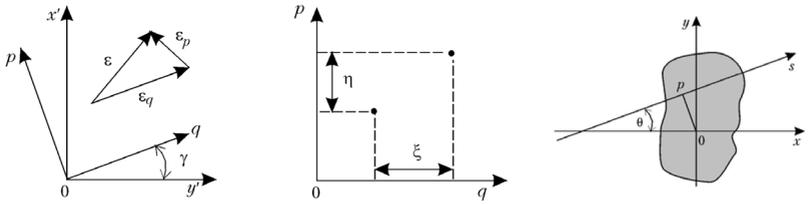


Рис. 4.78. Геометрия многопроеционного зондирования и определение угла проекции  $\theta$

ционный интерферометр), так и электронно-оптическими, например, с помощью цифровой спекл-фотографии.

Луч-суммы удобно записать, введя угол проекции  $\theta$  (рис. 4.78). Тогда

$$\mathbb{F}_{s_i} = \mathbb{F}_{s_i}(\theta, p) \text{ и } \mathbb{F}_\theta(p) = \iint f(x, y)\delta(x \cos \theta + y \cos \theta - p) dx dy,$$

где  $p = x \cos \theta + y \cos \theta$  – так называемый прицельный параметр, а  $\delta$  – дельта-функция. В полярных координатах  $(r, \varphi)$  интеграл принимает вид

$$\mathbb{F}_\theta(p) = \int_0^{2\pi} \int_0^\infty f(r, \varphi)\delta[r \cos(\theta - \varphi) - p] r dr d\varphi,$$

а интегрирование проводится вдоль линии  $p = r \cos(\theta - \varphi)$ .

При малых углах отклонения ( $\epsilon \ll 1$ ) построение искомого трехмерного распределения можно проводить поэтапно, определяя сначала набор двумерных искоемых функций  $f(x, y)$  для различных координат  $z_i$  и синтезируя затем искомую трехмерную функцию  $f(x, y, z)$ . При этом двумерную луч-сумму можно представить в форме интеграла вдоль  $s_i$ -го луча или в символическом виде через интегральное преобразование

$$\mathbb{F}(\theta, p) = \mathbb{R}\{f(x, y)\}. \quad (4.8)$$

В случае, если луч-суммы известны для всего набора параметров  $(\theta, p)$ , соотношение (4.8) допускает инверсию:

$$f(x, y) = \mathbb{R}^{-1} \{ \mathbb{F}(\theta, p) \} = -\frac{1}{2\pi^2} \int_0^\pi d\theta \int_{-\infty}^\infty \frac{\mathbb{F}(\theta, p) dp}{(p-p_0)^2} =$$

$$-\frac{1}{2\pi^2} \int_0^\pi d\theta \int_{-\infty}^\infty \frac{\mathbb{F}'(\theta, p) dp}{(p-p_0)} = -\frac{1}{2\pi^2} \int_0^\pi d\theta \int_{-\infty}^\infty \mathbb{F}''(\theta, p) \ln |p-p_0| dp,$$

где  $p_0 = -x \sin \theta + y \cos \theta$  и  $\mathbb{F}', \mathbb{F}''$  – усредненные производные по координате  $p$

$$\mathbb{F}'(\theta, p) = \frac{\partial}{\partial p} \{ \mathbb{F}(\theta, p) \}, \quad \mathbb{F}''(\theta, p) = \frac{\partial^2}{\partial p^2} \{ \mathbb{F}(\theta, p) \}.$$

Для спекл-фотографии последнее уравнение имеет простую форму

$$f(x, y) = \frac{n(x, y) - n_\infty}{n_\infty} = -\frac{1}{2\pi^2} \int_0^\pi d\theta \int_{-\infty}^\infty \frac{\varepsilon_p(\theta, p) dp}{(p-p_0)},$$

где  $\varepsilon_p$  – угол отклонения зондирующего излучения в направлении координаты  $p$  (рис. 4.78). В полярной системе координат

$$f(r, \varphi) = -\frac{1}{2\pi^2} \int_0^\pi d\theta \int_{-\infty}^\infty \frac{\mathbb{F}(\theta, p) dp}{[p - r \sin(\varphi - \theta)]^2} =$$

$$\frac{1}{2\pi^2} \int_0^\pi d\theta \int_{-\infty}^\infty \frac{\mathbb{F}'(\theta, p) dp}{r \sin(\varphi - \theta) - p}.$$

При наличии погрешностей при определении луч-сумм интегральное преобразование Радона принимает более сложный вид

$$\hat{f}(r) = \hat{A}^{-1} \{ \hat{\mathbb{F}}(y) + \beta \}. \quad (4.9)$$

Именно такая форма интегрального преобразования Радона соответствует экспериментам, где всегда имеются конечные погрешности при измерении луч-суммы. Целью настоящего параграфа является анализ точности нахождения величины  $f(x, y)$  по соотношению (4.9) в зависимости от величины погрешности определения луч-суммы при диагностике с использованием конечного числа проекций измерений.

### 4.6.3. Связь с другими интегральными преобразованиями

Для осесимметричной функции  $f(x, y) = f(r)$  интегральное преобразование Радона трансформируется в преобразование Абеля:

$$\mathbb{F}(y) = A\{f(r)\},$$

которое также допускает инверсию

$$f(r) = A^{-1}\{\mathbb{F}(y)\} = -\frac{1}{\pi} \frac{d}{d(r^2)} \int_r^{r_\infty} \mathbb{F}(y) \frac{d(y^2)}{\sqrt{y^2 - r^2}} = -\frac{1}{\pi} \int_r^{r_\infty} \mathbb{F}'(y) \frac{dy}{\sqrt{y^2 - r^2}}. \quad (4.10)$$

При регистрации углов отклонения зондирующего излучения прямое и обратное преобразования Абеля имеют вид

$$\varepsilon(y) = 2y \int_y^{r_\infty} \frac{\partial}{\partial r} \left[ \frac{n}{n_\infty} \right] \frac{dr}{\sqrt{r^2 - y^2}},$$

$$\frac{n(r) - n_\infty}{n_\infty} = -\frac{1}{\pi} \int_r^{r_\infty} \frac{\varepsilon(y) dy}{\sqrt{y^2 - r^2}}.$$

При наличии погрешностей и для конечного числа ракурсов измерений уравнение (4.10) имеет вид, аналогичный (4.9):

$$\hat{f}(r) = \hat{A}^{-1}\{\hat{\mathbb{F}}(y) + \beta\}.$$

Преобразование Радона может быть выражено через преобразование Фурье

$$F(\mathbf{v}_x, \mathbf{v}_y) = F\{f(x, y)\} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x, y) \exp[-2\pi i(xv_x + yv_y)] dx dy.$$

В системе координат  $(p, s)$ , расположенной под углом  $\Theta$  к системе  $(x, y)$ , прямое преобразование имеет вид

$$F(\mathbf{v}_p, \mathbf{v}_s) = F\{f(p, s)\},$$

а обратное:

$$f(p, s) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F(v_p, v_s) \exp[-2\pi i(pv_p + sv_s)] dp ds,$$

где

$$p = x \cos \Theta + y \sin \Theta, \quad s = -x \sin \Theta + y \cos \Theta.$$

Здесь ось  $s$  ориентирована вдоль направления зондирования, а  $p$  – координата, описывающая величину «прицельного» параметра.

Луч-сумма в этой системе координат может быть записана в форме

$$\begin{aligned} \mathbb{F}(\Theta, p) &= \int_{-\infty}^{\infty} f(p, s) ds = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F(v_p, v_s) dv_p dv_s \times \\ &\quad \int_{-\infty}^{\infty} \exp[i2\pi(pv_p + sv_s)] ds. \end{aligned}$$

Определяя одномерное фурье-преобразование как центральное сечение двумерного

$$F_1 \{ \mathbb{F}_{\Theta}(p) \} (v_p) = F_2 \{ \mathbb{F}_{\Theta}(p, s) \} (0, v_p),$$

можно выразить обратное преобразование Радона через преобразования Фурье:

$$\mathbb{R}^{-1} = F_2 \{ F_1(\mathbb{R}) \},$$

и

$$f(x, y) = F_2^{-1} \{ F_1(\mathbb{R}) \}.$$

Аналогичная связь преобразования Радона может быть получена также для преобразования Ханлея [203].

#### ***4.6.4. Алгоритмы вычислений преобразования Радона***

Восстановление (реконструкция) искомой функции для преобразования Радона относится к классу некорректных задач математической физики, поэтому поиск надежных алгоритмов такой реконструкции является фундаментальной проблемой ре-

конструктивной томографии. К настоящему времени разработано большое количество таких алгоритмов, их обзору и анализу посвящено большое количество публикаций [208–241].

Наиболее распространенными являются алгебраическая реконструктивная техника («АРТ»)<sup>1</sup> [208], алгоритмы, основанные на использовании преобразования Фурье (АФП)<sup>2</sup> [206], метод свертки<sup>3</sup> [202], метод итераций (см. ниже, рис. 4.79, 4.80). В данной работе, наряду с методом итераций, используется также описанный в [25] алгоритм реконструкции распределения, близкого к осесимметричному, по двум ортогональным проекциям. В этом случае искомое распределение отыскивается в форме

$$f(r, \phi) = H(r) + K(r) \cos \phi + L(r) \sin \phi.$$

Используя луч-суммы, полученные в ортогональных направлениях  $\mathbb{F}_0(y)$ ,  $\mathbb{F}_{90}(x)$ , вычисляются следующие функции:

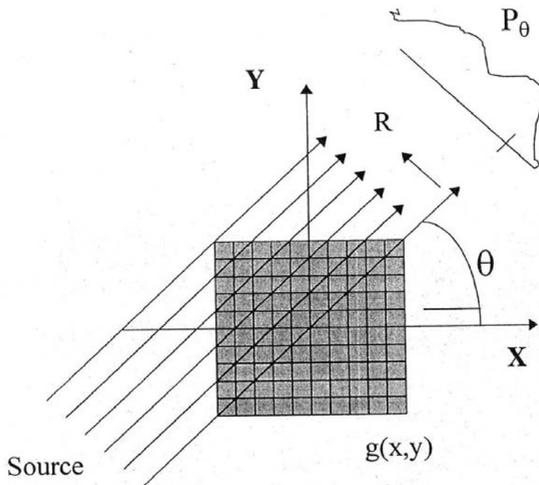


Рис. 4.79. Геометрия для метода ART

<sup>1</sup> ART – algebraic reconstruction technique.

<sup>2</sup> FTA – Fourier transform algorithms.

<sup>3</sup> Convolution back projection algorithms.

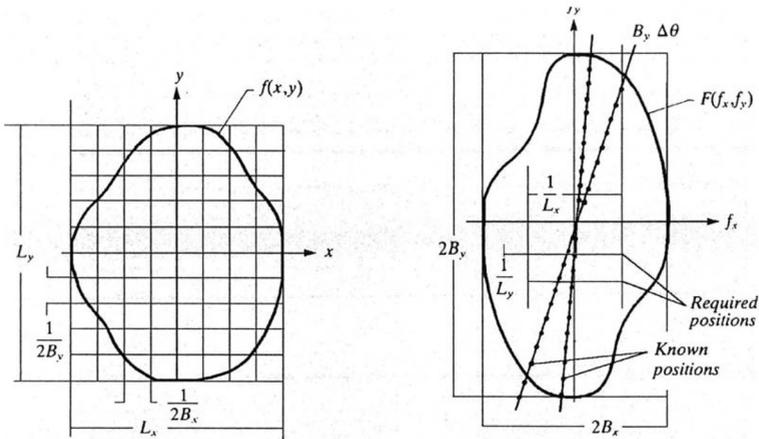


Рис. 4.80. Геометрия преобразований и основные обозначения

$$\mathbb{F}_1(x) = \frac{\mathbb{F}_{90}(x) + \mathbb{F}_{90}(-x)}{2},$$

$$\mathbb{F}_2(x) = \frac{\mathbb{F}_{90}(x) - \mathbb{F}_{90}(-x)}{2x},$$

$$\mathbb{F}_3(y) = \frac{\mathbb{F}_0(y) + \mathbb{F}_0(-y)}{2},$$

$$\mathbb{F}_4(y) = \frac{\mathbb{F}_0(y) - \mathbb{F}_0(-y)}{2y}.$$

Эти функции являются преобразованиями Абеля от иско-  
мых функций  $H(r)$ ,  $K(r)$  и  $L(r)$ :

$$\begin{aligned} \mathbb{F}_1(x) &= A\{H(r)\}, \mathbb{F}_2(x) = A\{K(r)\}, \\ \mathbb{F}_3(y) &= A\{H(r)\}, \mathbb{F}_4(y) = A\{L(r)\}. \end{aligned} \quad (4.11)$$

Интегральные уравнения (4.11) решаются относительно иско-  
мых функций методом последовательных приближений, опи-  
санным в [25].

#### ***4.6.5. Основные схемы газодинамических томографов***

При исследовании нестационарных газодинамических процессов измерения по всем возможным проекциям должны проводиться одновременно. Конечно, это осложняет применяемые оптические схемы и уменьшает число возможных проекций. Особое значение приобретает точность измерений вдоль каждой линии в проекции и «густота» этих линий. Именно поэтому в первых газодинамических томографах использовались оптические схемы, основанные на высокоточных методах: голографии и интерферометрии, регистрации либо собственного излучения в различных спектральных интервалах, либо резонансного поглощения излучения зондирующего лазера, либо углов отклонения зондирующего излучения теневыми методами и лазерно-индуцированными шлирен-методами [222; 238; 239]. Как было показано выше, прямая регистрация углов отклонения зондирующего светового луча при томографической реконструкции снижает порядок неопределенности в формулах восстановления. Важным фактором при выборе оптической схемы измерений является также ее простота и количество используемых оптических элементов. Последнее связано с тем, что общее количество элементов в оптической схеме определяется прямым умножением количества проекций измерений на количество оптических элементов в каждой проекции.

Результаты численного моделирования процесса восстановления крупномасштабных структур течения по данным много-ракурсных спекл-фотографий представлены на рис. 4.81–4.84. Процедура восстановления моделировалась следующим образом. Первоначально задавалось произвольное, но близкое к ожидаемому в эксперименте, распределение показателя преломления в одном из горизонтальных сечений исследуемого трехмерного течения. Затем рассчитывались траектории световых лучей при зондировании такого течения лазерным излучением и определялись смещения спекл-поля в плоскости его регистрации для конкретной схемы спекл-фотографии, используемой в экспериментальных исследованиях. На третьем этапе моделирования на

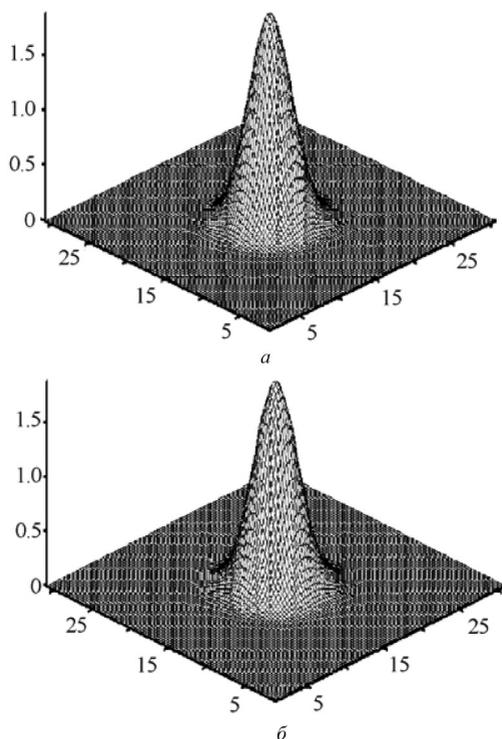
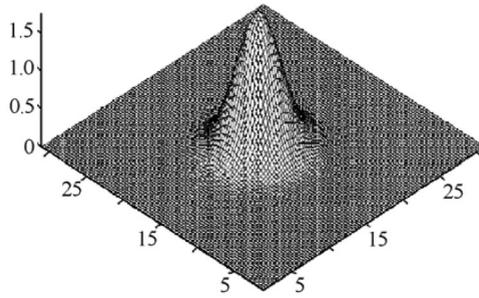


Рис. 4.81. Образцы осесимметричного течения, восстановленные по двухракурсной спекл-фотографии: *a* – «точные» измерения, *б* – измерения с внесенной среднеквадратичной ошибкой 30 %

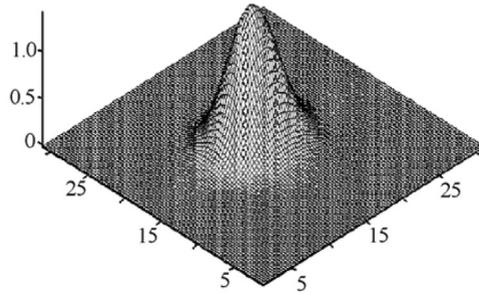
полученные данные накладывалась случайная ошибка, характеризующая ее среднеквадратичным значением. Далее осуществлялось обратное интегральное преобразование Радона и восстанавливалось искомое распределение показателя преломления. Это распределение сравнивалось с исходным и вычислялись различные ошибки восстановления.

Для функций, определенных на сетке с числом ячеек  $M \times N$ , вычислялись средняя ошибка измерений  $\Delta_a$ :

$$\Delta_a = \frac{\sum \sum |f(m, n) - \hat{f}(m, n)|}{MN},$$



*a*



*б*

Рис. 4.82. Результаты реконструкции по двум проекциям для течений с не-  
большой асимметрией: *a* – 5 % ( $\Delta = 7,76$  %); *б* – 10 % ( $\Delta = 22,2$  %)

среднеквадратичная ошибка  $\Delta_{rms}$ :

$$\Delta_{rms} = \left\{ \frac{\sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N [f(m, n) - \hat{f}(m, n)]^2}{\sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N [f(m, n) - \bar{f}(m, n)]^2} \right\}^{1/2},$$

и абсолютная ошибка:

$$\Delta_{abs} = \frac{\sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N |f(m, n) - \hat{f}(m, n)|}{\sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N f(m, n)}.$$

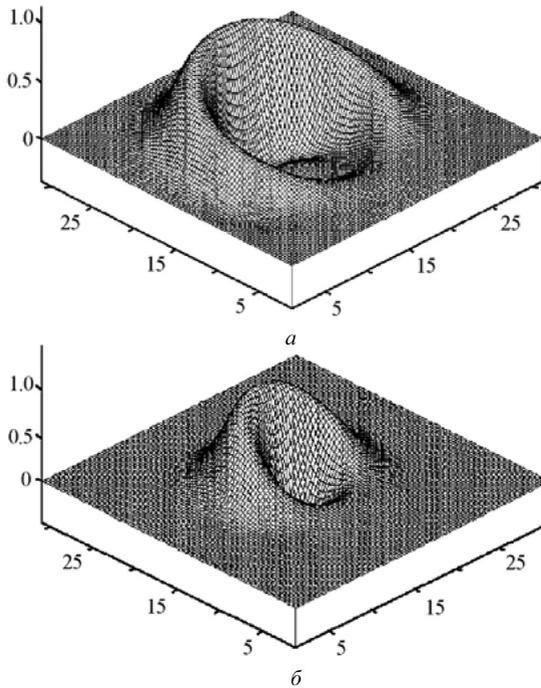


Рис. 4.83. Результаты реконструкции по двум проекциям для течений с большой асимметрией: *а* – 25 % ( $\Delta = 50,7\%$ ), *б* – 50 % ( $\Delta = 63,6\%$ )

На рис. 4.82 показан пример реконструкции сравнительно простого течения с осевой симметрией по данным абсолютно точных измерений по двум проекциям. В этом случае абсолютная ошибка реконструкции составляет менее 1 %. Такое течение могло бы быть восстановлено и с помощью интегрального преобразования Абеля по одной проекции. Использование данных по второй проекции, ортогональной к первой, и преобразования Радона увеличивает устойчивость вычислений и уменьшает ошибки реконструкции. Даже наложение случайной ошибки на первичные измерения вплоть до 30 % приводит к абсолютной ошибке реконструкции менее 10 % (рис. 4.82, *б*). Столь высокая устойчивость решения обусловлена удачной фильтрацией экспериментального шума при «сглаживании» промежуточных функ-

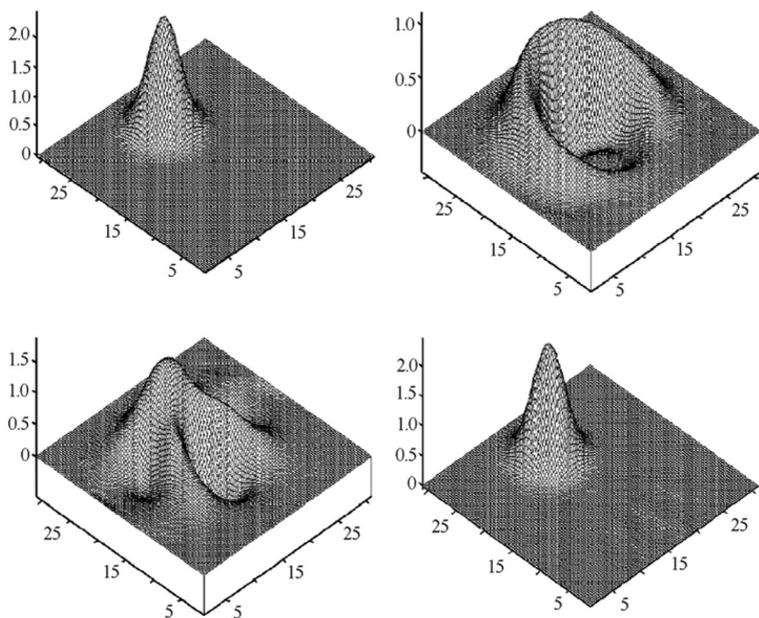


Рис. 4.84. Результаты реконструкции течения с асимметрией 50 % для двух, четырех и двенадцати проекций

ций в фурье-плоскости кубическими сплайнами. Шум, моделирующий ошибки измерений, задавался в форме «белого шума», не имеющего выделенных частот. Возможно, существуют некоторые «резонансные» частоты, усиление ошибок реконструкции на которых является более заметным. Однако такие процессы в рамках данной работы не исследовались.

На рис. 4.81, *a* показан пример реконструкции сравнительно простого течения с осевой симметрией по данным абсолютно точных измерений по двум проекциям. В этом случае абсолютная ошибка реконструкции составляет менее 1 %. Такое течение могло бы быть восстановлено и с использованием интегрального преобразования Абеля по одной проекции. Использование данных по второй проекции, ортогональной к первой, и преобразования Радона увеличивает устойчивость вычислений и уменьшает ошибки реконструкции. Даже наложение слу-

чайной ошибки на первичные измерения вплоть до 30 % приводит к абсолютной ошибке реконструкции менее 10 % (рис. 4.81, б). Столь высокая устойчивость решения обусловлена удачной фильтрацией экспериментального шума при «сглаживании» промежуточных функций в фурье-плоскости кубическими сплайнами. Шум, моделирующий ошибки измерений, задавался в форме «белого шума», не имеющего выделенных частот. Возможно, что существуют некоторые «резонансные» частоты, усиление ошибок реконструкции на которых является более заметным. Однако такие процессы в рамках данной работы не исследовались.

Как показывает анализ полученных распределений, простое осесимметричное течение, приведенное на рис. 4.81, восстанавливается правильно во всей области, включая периферию. Значительно хуже восстанавливаются распределения с асимметрией, см. рис. 4.82–4.84. Так, на рис. 4.82 показаны примеры восстановленной по двум проекциям осесимметричной функции, центр которой смещен по одной из координат на половину предела изменения вдоль этой координаты. Условно можно считать, что асимметрия такого течения равна 50 %. Как показывают результаты расчетов, ошибка реконструкции в этом случае увеличивается практически до 100 %, и результат реконструкции становится «неузнаваемым». При уменьшении асимметрии до 25 % общая ошибка реконструкции остается значительной (около 70 %), и для успешной реконструкции такого течения требуется большее число проекций.

На рис. 4.83 показаны результаты реконструкции течения с 50 %-ной асимметрией при увеличении числа проекций до 12. Как показывает анализ этих данных, только при использовании измерений по всем 12 проекциям ошибка реконструкции снижается до 2 % и течение становится полностью узнаваемым. При асимметрии в 25 % можно ожидать успешной реконструкции при 6–8 проекциях. Четырех проекций измерений достаточно лишь при реконструкции сравнительно простых течений с асимметрией, не превышающей 10 %.

#### 4.6.6. Результаты моделирования

Цифровая модификация спекл-фотографии позволяет реконструировать когерентные структуры при многоракурсном зондировании исследуемой среды. Численное моделирование процедуры восстановления позволяет сформулировать следующие рекомендации:

для точной реконструкции сложных когерентных структур (КС) необходимо получение информации по бесконечному числу проекций;

для реконструкции КС с точностью порядка 4–5 % можно ограничиться 10–13 направлениями для сравнительно простых КС с одиночным пиком в разыскиваемом распределении. Подходящий выбор системы координат может значительно уменьшить асимметрию исследуемой КС и, следовательно, уменьшить величину артефактов при реконструкции;

математическая процедура реконструкции с использованием приемов регуляризации является устойчивой. Наложение случайной ошибки 10 % на исходные данные увеличивает конечную ошибку в получаемых распределениях до 12–13 %;

в сверхмалоракурсной томографии удастся реконструировать только центральную область течения, в то время как на периферии реконструируемой области наблюдаются значительные артефакты;

для простых течений в каждом ракурсе достаточно использовать 30–40 измерений, для сложных течений число измерений следует увеличивать. Цифровая спекл-фотография позволяет увеличить число таких измерений до 300–500 в каждом ракурсе.

Предельное пространственное разрешение при реконструкции деталей КС с помощью томографии определяется выражением  $\sqrt{\lambda L}$ , где  $\lambda$  – длина волны зондирующего излучения;  $L$  – размер исследуемой среды. Для лабораторных установок предельное пространственное разрешение составляет 0,3 мм.

#### 4.6.7. Экспериментальные результаты

Экспериментальные результаты приведены на рис. 4.85–4.94.

На рис. 4.85 (см. цв. вклейку) показана одна из проекций результатов реконструкции поля температур в зоне конвекции вокруг взрывающейся проволоочки. Съемка велась с частотой 500 кадров в секунду, на рисунке приведены данные для интервала между кадрами, равного 40 мс. Измерения проводились по одному направлению, но при обработке данных использовались два направления, одно по направлению зондирования и противоположное направление. Подчеркнем, что в результате реконструкции получены данные сразу по всем проекциям с шагом, обеспечивающим построение 3-мерного распределения температуры вокруг проволоки в зоне вынужденной конвекции за счет сильного тепловыделения. На рис. 4.86 показано поле течения в каверне около теплопроводящего (горячего) элемента, показанного на рис. 4.87 (см. цв. вклейку).

Данные на рис. 4.86 получены с помощью интерферометра Маха–Цандера, а данные рис. 4.87 получены с использованием спекл-фотографии. Горячая пластина здесь нагрета до 75 °С, а холодная пластина поддерживалась при температуре, равной 20 °С. Здесь использовалась однопроходная схема спекл-фотографии. Расстояние вдоль зондирующего луча равно 10 см. Толщина пластины равна 4 см.

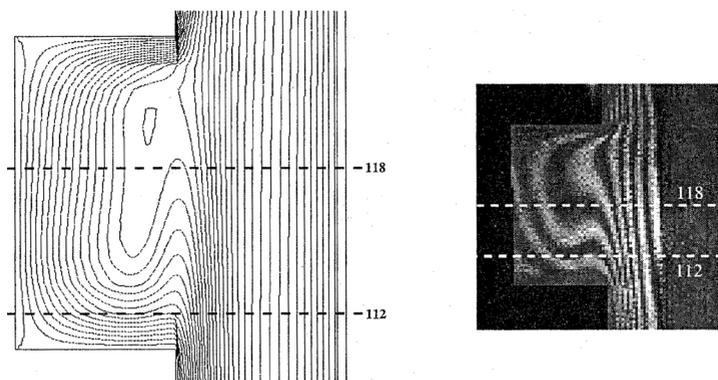


Рис. 4.86. Поле течения в каверне [225]

На рис. 4.88 (см. цв. вклейку) показаны 4 фрагмента кино-съемки нестационарного пламени, иллюстрирующие эволюцию пространственного распределения температуры. Также, как и на рис. 4.86 здесь даны распределения только в одном из сечений, в действительности, при реконструкции получены данные во всем 3-мерном течении. Интервал между кадрами равен 100 мс. Поле температур в пламени восстановлено по двум взаимно противоположным проекциям. Точность такого восстановления невысока и дает лишь первое приближение к 3-мерной картине течения. Точность восстановления значительно увеличивается при использовании двух ортогональных ракурсов, но для этого необходимо получение данных измерений по двум проекциям.

На рис. 4.89 представлены результаты восстановления температуры над 4-горелочным пламенем, полученные по 12 проекциям одовременно. Использовалась 2-экспозиционная спекл-фотография. В качестве источника подсветки использовались 2 рудиновых лазера, каждый из лучей которого был разделен на 4 проекции с помощью зеркал. Одна из экспозиций делалась до зажигания пламени, вторая в период его горения. В верхней части рисунка показано поле, которое получилось из эксперимен-

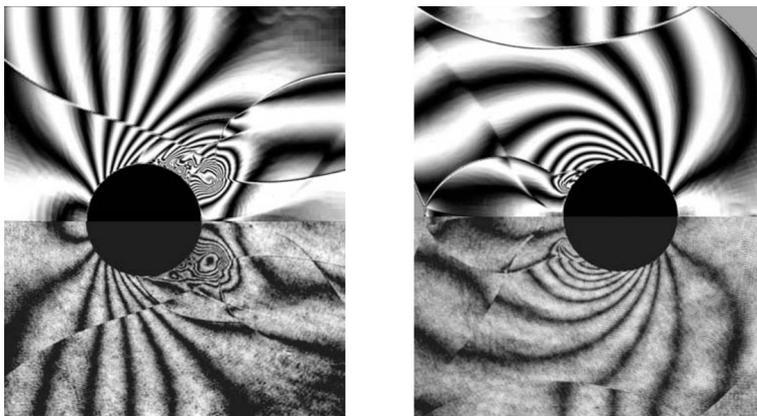


Рис. 4.89. Сопоставление расчетных данных о трехмерном ударно-волновом течении в виде синтезированных интерференционных полос (верхняя часть интерферограммы) с данными экспериментов (нижняя часть интерферограммы) для двух последовательных моментов времени [237]

та, в нижней части представлено распределение, полученное с помощью пространственного усреднения. Как можно видеть из этих данных, нижняя часть рисунка больше похожа на распределение с четырьмя максимумами. Это говорит о том, что 12 проекций недостаточно, чтобы получить такое сложное распределение, как на верхнем рис. 4.90.

На рис. 4.89 приведен пример сопоставления экспериментальных данных с расчетными для случая сверхзвукового обтекания цилиндра. В верхней части рисунка приведена синтезированная на ЭВМ интерферограмма, полученная при усреднении по оси  $z$  плотности в расчетном течении. В нижней части рисунка показана реально полученная интерферограмма поля плотно-

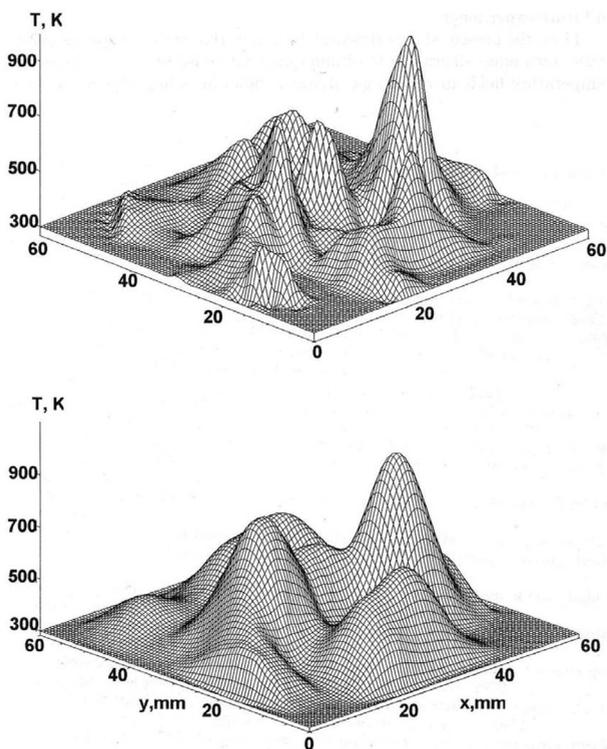


Рис. 4.90. Результаты экспериментальной реконструкции течения над 4-горелочным пламенем, восстановленного по двенадцати проекциям [223]

сти в исследуемом течении. Сопоставление эксперимента с расчетными данными и их согласие в данном случае обеспечивает получение информации о трехмерном течении по данным одно-ракурсных измерений.

На рис. 4.91 (см. цв. вклейку) показан экспериментальный зал, подготовленный для 16 проекционных измерений. В этом эксперименте кроме Британского колумбийского университета участвуют также институт Макса Планка для информатики и Брауншвейский университет. Съемка искусственных масок осуществляется 16 камерами Sony SR7 через объект размером  $30 \times 35 \times 15$  см. Маски освещаются галогеновыми лампами мощностью 800 Вт.

Камеры сфокусированы на масках, поэтому исследуемый объект находится вне фокуса. Маски расположены на расстоянии 5 м от объекта. В каждом пикселе камеры методом оптического потока [144] вычислялся вектор смещения луча из-за рефракции на объекте  $\mathbf{d}$ . Все камеры имели разрешение  $1140 \times 1080$  пикселей. На рис. 4.92 (см. цв. вклейку) показана величина этого вектора на одной из масок. В центре рисунка – вычисленные градиенты плотности в исследуемой струе, полученные по 16 проекциям. Для реконструкции оказалось достаточно данных на каждой маске матрицы  $480 \times 270$ . Еще на рисунке показано поле плотности в исследуемой струе по данным реконструкции.

Влияние числа ракурсов измерения на детали в восстановленной струе иллюстрируются на рис. 4.93 (см. цв. вклейку), а на рис. 4.94 (см. цв. вклейку) данные представлены в двух ортогональных плоскостях. На этих рисунках показаны данные, полученные в ONERA, Франция. Экспериментальный зал был оформлен на 23 проекции, по которым получалась информация независимо. Использовалась схема теневого фонового метода с двумя экспозициями. Первая экспозиция производилась перед опытом, вторая – во время опыта. Все 23 камеры были синхронизированы.

Смещение узлов масок считывалось в этих экспериментах с помощью программы FOLKI-SPIV, разработанной в ONERA для стереоскопического PIV. В предварительных экспериментах в качестве начального приближения использовалось распреде-

ление, полученное с использованием интегрального преобразования Абеля. Трехмерное распределение рассчитывалось методом обратного фурье-преобразования. Окончательно результаты, показанные на рис. 4.93 и 4.94, рассчитывались по программе SALSA, адаптированной для графических станций (GPU). Эта программа основана на разделении переменных (Variable Splitting, VS), детали можно найти в работах [242–244].

Камеры расположены на расстоянии 2 м от масок, решение ищется в объеме  $80 \times 80 \times 80$  вокселей или в  $240 \times 240 \times 240$  вокселей. Экспериментальный шум составляет 0,1 риксель. На объеме  $240 \times 240 \times 240$  вокселей требуется 10 итераций на графической станции NVIDIA GeForce GTX 460, имеющей 366 процессоров, что занимает 30 с. Несмотря на столь впечатляющие результаты, авторы [167] планируют в будущем улучшить программное обеспечение.

#### Литература к Главе 4

1. *Merzkirch, W.* Density-sensitive flow visualization / W. Merzkirch // *Methods of Experimental Physics* / ed. R. J. Emrich. – New York: Academic Press, 1981. – Vol. 18. – P. 345–403.
2. *Bershader, D.* Some aspects of the refractive behavior of gases / D. Bershader // *Modern Optical Methods in gas Dynamic research* / ed. D. S. Dosanjh. – Plenum Press: New York, 1971. – P. 65–83.
3. *Bershader, D.* Progress on improved flow visualization by resonance refractivity / D. Bershader, S. G. Prakash // *Combustion Measurements: Modern techniques and instrumentation*. – New York: Academic Press, 1976. – P. 245–252.
4. *Kügler, E.* Recent high-resolution resonant refractivity studies of a sodium-seeded flame / E. Kügler, D. Bershader // *Experiments in Fluids*. – 1983. – Vol. 1. – P. 51–55.
5. *Libbrecht, K. G.* Interferometric measurement of the resonant absorption and refractive index in rubidium gas / K. G. Libbrecht, M. W. Libbrecht // *Am. J. Phys.* – 2006. – Vol. 74, N 12. – P. 1055–1060.
6. Применение методов резонансной интерферометрии и голографии для диагностики плазмы / Г. В. Дрейден [и др.] // *Физика плазмы*. – 1975. – Т. 1, № 3. – С. 462–482.
7. *Островский, Ю. И.* Перестраиваемый лазер на органическом красителе для резонансной интерференции и голографии / Ю. И. Островский, Л. В. Танин // *ЖТФ*. – 1975. – Т. 45, № 8. – С. 1756–1766.
8. Генерация третьей гармоники в криптоне в вакуумной области спектра / С. А. Батище [и др.] // *Лазеры на основе сложных органических соединений*

и их применение: тезисы второй Всесоюзной конференции, Душанбе, 27–30 сент. 1977 г. – Душанбе, 1977. – С. 142–143.

9. *Merzkirch, W.* Flow visualization / Merzkirch W. – 2nd ed. – Orlando: Academic Press, 1987. – 260 p.

10. Schlieren photography of water flow / H. Fridler [et al.] // Experiments in Fluids. – 1985. – Vol. 3. – P. 145–151.

11. *Dobbins, H. M.* Change of refractive index of water as a function of temperature / H. M. Dobbins, E. R. Peck // J. Opt. Soc. Amer. – 1973. – Vol. 63. – P. 318–320.

12. *Peters, F.* Schlieren interferometry applied to a gravity wave in a density-stratified liquid / F. Peters // Experiments in Fluids. – 1985. – Vol. 3. – P. 261–269.

13. *Merzkirch, W.* Optical visualization of internal gravity waves in stratified fluid / W. Merzkirch, F. Peters // Optics and Lasers in Engineering. – 1992. – Vol. 16. – P. 411–425.

14. *Кравцов, Ю. А.* Геометрическая оптика неоднородных сред / Ю. А. Кравцов, Ю. И. Орлов. – М.: Наука, 1980. – 302 с.

15. *Kravtsov, Yu. A.* Geometrical Optics of Inhomogeneous Media / Yu. A. Kravtsov, Yu. I. Orlov. – Berlin: Springer Verlag, 1994. – 312 p.

16. *Weyl, F. J.* Analysis of optical methods / F. J. Weyl // Physical measurements in Gas Dynamics and Combustion / ed. R. W. Ladenburg. – Princeton: Princeton University Press, 1954. – P. 3–25.

17. *Burch, J. M.* Production multiple beam fringes from photographic scatterers / J. M. Burch, J. M. J. Tokarski // Optica Acta. – 1968. – Vol. 15, N 2. – P. 101–111.

18. *Вернекин, У.* Спекл-техника восстановления газодинамических полей в турбулентных реагирующих потоках / У. Вернекин, В. Мерцкирш, Н. Фомин // Теплообмен-VII: Сб. науч. тр. / под ред. акад. О. Г. Мартыненко. – Минск: ИТМО АН БССР, 1984. – Т. III: Теплообмен при наличии химических реакций. – С. 45–53.

19. *Farrell, P. V.* Temperature measurement in gases using speckle photography / P. V. Farrell, D. L. Hofeldt // J. of Applied Optics. – 1984. – Vol. 23, N 7. – P. 1055–1059.

20. *Fomin, N. A.* Speckle photography of a turbulent density field / N. A. Fomin, U. Wernekinck, W. Merzkirch // Proc. UTIAM-Symposium on the Optical Methods in the Dynamics of Fluids and Solids / ed. M. Pichal. – Berlin: Springer Verlag, 1985. – P. 159–165.

21. *Wernekinck, U.* Measurement of natural convection by speckle photography / U. Wernekinck, W. Merzkirch // Heat Transfer 1986 / ed.: C. L. Tien, V. P. Carey, J. K. Ferrell. – Washington: Hemisphere Publ. Co., 1986. – P. 531–535.

22. *Фомин, Н. А.* Спекл-фотография газовых потоков / Н. А. Фомин. – Минск: Наука и техника, 1989. – 168 с.

23. Optical speckle patterns generated by turbulent density fields / N. A. Fomin [et al.] // Proc. of the Seminar on Optical Methods and Data Processing in Heat and Fluid Flow. – London: City University Press, 1992. – P. 211–215.

24. *Fomin, N.* Visualization of turbulence anisotropy by single exposure speckle photography / N. A. Fomin [et al.] // *Exp. in Fluids*. – 1996. – Vol. 20. – P. 476–479.
25. *Fomin, N.* Speckle Photography for Fluid Mechanics Measurements / N. Fomin. – Berlin: Springer Verlag, 1998. – 248 p.
26. *Shu, J. Z.* Speckle photography applied to the density field of a flame / J. Z. Shu, J. Y. Li // *Experiments in Fluids*. – 1987. – Vol. 5. – P. 422–424.
27. *Shu, J. Z.* A laser schlieren speckle interferometry system for measurement of phase objects / J. Z. Shu, J. Y. Li // *J. of Flow Visualization and Image Processing*. – 1993. – Vol. 1. – P. 63–68.
28. *Johansson, Eva-Lena.* Optical Methods for the Study of Transparent Media. Licentiate Thesis. Luleå University of Technology / Eva-Lena Johansson. – Luleå, 2003.
29. Quantitative diagnostics of shock wave-boundary layer interaction by digital speckle photography / N. Fomin [et al.] // *Shock Waves*. – Berlin: Springer Verlag, 2009. – P. 457–462.
30. *Gui, L.* A method of tracking ensembles of particle images / L. Gui, W. Merzkirch // *Exp. in Fluids*. – 1996. – Vol. 21. – P. 465–468.
31. *Raffel, M.* Particle Image Velocimetry. A Practical Guide / M. Raffel, C. E. Willert, J. Kompenhans. – Berlin: Springer Verlag, 1998. – 253 p.
32. *Фомин, Н. А.* Корреляционный анализ цифровых изображений с субпиксельной точностью / Н. А. Фомин, О. В. Мелеева // *Автоматрия: Optoelectronics, Instrumentation and data processing*. – 2012. – Т. 48, № 3. – С. 82–89.
33. *Kihm, K. D.* Effects of partial openings on natural convection heat transfer in triangular enclosures / K. D. Kihm, J. H. Kim, L. S. Fletcher // *Proc. ASME winter Annual Meeting*. – 1991. – Vol. HTD-117. – P. 51–57.
34. *Kihm, K. D.* Image blurring of test section boundary in a specklegram technique for temperature gradient measurements / K. D. Kihm // *Appl. Opt.* – 1992. – Vol. 31. – P. 5907–5910.
35. *Kihm, K. D.* Investigation of natural convection heat transfer in converging channel flows using a specklegram technique / K. D. Kihm, J. H. Kim, L. S. Fletcher // *J. Heat Transfer*. – 1993. – Vol. 115. – P. 140–148.
36. *Kihm, K. D.* On the application of a laser specklegram technique for convective heat transfer problems / K. D. Kihm // *Transport Phenomena in Thermal Engineering: proc. 6th Int. Symp.* – Seoul, Korea, 1993. – P. 1201–1207.
37. *Walsh, T. E.* Tomographic deconvolution of laser speckle photography for axisymmetric flame temperature measurement / T. E. Walsh, K. D. Kihm // *J. Flow Visualization and Image Processing*. – 1995. – Vol. 2. – P. 299–310.
38. *Walsh, T. E.* Tomographic deconvolution of laser speckle photography applied for flame temperature measurement / T. E. Walsh, K. D. Kihm // *Flow Visualization: Proc. 7th Int. Symp.* – Seattle, 1995. – P. 898–903.
39. *Kihm, K. D.* Onset of flow reversal and penetration length of natural convective flow between isothermal vertical walls / K. D. Kihm, J. H. Kim, L. S. Fletcher // *J. Heat Transfer*. – 1995. – Vol. 117. – P. 776–779.

40. *Kim, J. H.* Investigation of heat transfer characteristics and flow reversal phenomena in natural convecting parallel/converging channel flow: PhD Dissertation / J. H. Kim; Department of Mechanical Engineering, Texas A&M University. College Station, TX. – 1993.
41. *Walsh, T. E.* A comparative study of laser speckle photography and laser interferometry for optical tomography: PhD Dissertation / T. E. Walsh; Department of Mechanical Engineering, Texas A&M University. College Station, TX. – 1996.
42. *Kihm, K. D.* Laser Speckle Photography Technique Applied for Heat and Mass Transfer Problems / K. D. Kihm // *Advances of Heat Transfer.* – 1997. – Vol. 30. – P. 255–311.
43. *Kihm, K. D.* Applications of laser speckle photography for thermal flow problems / K. D. Kihm // *Opt. Lasers Eng.* – 1998. – Vol. 29. – P. 171–200.
44. *Guo, Z. Y.* Experimental investigation on natural convection in channel by laser speckle photography / Z. Y. Guo, Y. Z. Song, X. W. Zhao // *Exp. Thermal Fluid Sci.* – 1991. – Vol. 4. – P. 594–600.
45. *Guo, Z. Y.* Laser speckle photography in heat transfer study / Z. Y. Guo, Y. Z. Song, X. W. Zhao // *Exp. Thermal Fluid Sci.* – 1995. – Vol. 10. – P. 1–16.
46. *Guo, Z. Y.* An Investigation in Heat Transfer of Natural Convection with Large Temperature Difference by Laser Speckle Photography / Z. Y. Guo, Y. Z. Song // *Proc. ASME winter Annual Meeting.* – 1988. – Vol. HTD-89. – P. 25–30.
47. *Guo, Z. Y.* An Experimental Study of Natural Convection with Large Temperature Difference by Laser Speckle Photography / Z. Y. Guo, Y. Z. Song // *Chin. J. Eng. Thermophys.* – 1989. – Vol. 1, N 3. – P. 307–315.
48. *Song, Y. Z.* Concentration Measurement of Mixing Gas Stream by Laser Speckle Photography / Y. Z. Song, Z. H. Liu, Z. Y. Guo // *Proc. of ACHEMSIAS9.* – Beijing, 1989. – P. 180–186.
49. *Guo, Z. Y.* Laser Speckle Photography for Heat Transfer, 1st World Conf. on Exp. Heat Transfer: Round Table Discussion / Z. Y. Guo. – Yugoslavia, 1988.
50. *Guo, Z. Y.* Experimental Investigation on Natural Convection in Vertical Channel by Laser Speckle Photography / Z. Y. Guo, Y. Z. Song, X. W. Zhao // *Exp. Heat Transfer. Fluid Mech. Thermodyn: proc. of 1st World Conf.* – Yugoslavia, 1988. – P. 412–418.
51. Natural Convection Cooling of a Heated Vertical Strip Embedded in a Plate / Y. Z. Song [et al.] // *Proc. of 9th Int. Heat Transfer Conf. Israel, 1990.* – Part 2. – P. 229–233.
52. *Guo, Z. Y.* Applications of Laser Speckle Photography in Convective Heat Transfer (in Chinese) / Y. Z. Song, Z. Y. Guo // *J. of Tsinghua University.* – 1988. – Vol. 29, N 22. – P. 11–19.
53. Fast quantitative processing of particle image velocimetry photographs by a whole-field filtering technique / V. Palero [et al.] // *Experiments in Fluids.* – 1995. – Vol. 19. – P. 417–425.
54. Particle image velocimetry in Reyleigh-Bénard convection: Photographs with high number of exposures / M. P. Arroyo [et al.] // *Optics and Lasers in Engineering.* – 1988. – Vol. 9. – P. 295–316.

55. Velocity measurements in convective flows by Particle Image Velocimetry using a low power laser / M. P. Arroyo [et al.] // *Optical Engineering*. – 1988. – Vol. 27, N 8. – P. 641–649.

56. Experimental aspects in particle image velocimetry / M. P. Arroyo [et al.] // *Optica Pura y Aplicada*. – 1988. – Vol. 21. – P. 193–205.

57. *Arroyo, M. P.* Three-dimensional study of the Rayleigh-Bénard convection by particle image velocimetry measurements / M. P. Arroyo, M. Quintanilla, J. M. Savirón // *Experimental Thermal and Fluid Science*. – 1992. – Vol. 5. – P. 216–224.

58. *Shakher, S.* A comparative study of speckle shearing interferometry and speckle photography for measurement of temperature of an axisymmetric flame / C. Shakher, A. K. Nirala // *Optik*. – 1994. – Vol. 97. – P. 43–46.

59. *Shakher, S.* Measurement of temperature using speckle shearing interferometry / C. Shakher, A. K. Nirala // *Applied Optics*. – 1994. – Vol. 33. – P. 2125–2127.

60. *Shakher, S.* Temperature profile measurement of axisymmetric gaseous flames using speckle photography, speckle shearing interferometry, and Talbot interferometry / C. Shakher, A. K. Nirala // *Optical Engineering*. – 1994. – Vol. 33, N 6. – P. 1983–1988.

61. *Rastogi, P. K.* Principles of Holographic Interferometry and Speckle Metrology / P. K. Rastogi // *Photomechanics* / ed. P. K. Rastogi. – Berlin: Springer Verlag, 2000. – P. 103–151.

62. *Волков, И. В.* Внестендовая голография. Новые голографические и спекл-интерферометрические методы в экспериментальной механике / И. В. Волков // *Изв. вузов. Поволжский регион. Технические науки*. – 2005. – № 5. – С. 201–211.

63. *Волков, И. В.* Вестендовая спекл-голография. Использование голографической и спекл-интерферометрии при измерении деформаций натуральных конструкций / И. В. Волков // *Компьютерная оптика*. – 2010. – Т. 34, № 1. – С. 82–89.

64. *Briers, J. D.* Laser speckle contrast imaging for measuring blood flow / J. D. Briers // *Proc. of the Symposium on Photonics Technologies for 7th Framework Program*. – Wroclaw, 2006. – P. 328–332.

65. *Jakobsen, M. L.* Lenticular array for spatial filtering velocimetry of laser speckle from solid surfaces / M. L. Jakobsen, S. G. Hanson // *Appl. Opt.* – 2004. – Vol. 43. – P. 4643–4651.

66. *Jakobsen, M. L.* Speckle dynamics for intensity-modulated illumination / M. L. Jakobsen, S. G. Hanson // *Appl. Opt.* – 2008. – Vol. 47. – P. 3674–3680.

67. *Archbold, E.* Recording of in-plane surface displacement by double exposure speckle photography / E. Archbold, J. M. Burch, A. E. Ennos // *Optica Acta*. – 1970. – Vol. 17, N 12. – P. 883–898.

68. *Stetson, K. A.* New design for laser image-speckle interferometer / K. A. Stetson // *Opt. Laser Technol.* – 1970. – Vol. 2. – P. 179.

69. *Leendertz, J. A.* Interferometric displacement measurement on scattering surfaces utilizing speckle effect / J. A. Leendertz // *J. Physics E: Sci. Instrum.* – 1970. – Vol. 3. – P. 214–218.

70. *Butters, J. N.* A double exposure technique for speckle pattern interferometry / J. N. Butters, J. A. Leendertz // *J. Phys. E: Sci. Instrum.* – 1970. – Vol. 4. – P. 277–279.

71. *Butters, J. N.* Speckle pattern and holographic techniques in engineering metrology / J. N. Butters, J. A. Leendertz // *Opt. Laser Technol.* – 1971. – Vol. 3. – P. 26–30.

72. *Butters J. N.* Holographic and video techniques applied to engineering measurement / J. N. Butters, J. A. Leendertz // *Trans. Inst. Meas. Control.* – 1971. – Vol. 4. – P. 349–354.

73. *Macovski, A.* Time lapse interferometry and contouring using television systems / A. Macovski, S. D. Ramsey, L. F. Schaefer // *Applied Optics.* – 1971. – Vol. 10. – P. 2722–2727.

74. *Archbold, E.* Displacement measurement from double-exposure laser photographs / E. Archbold, A. E. Ennos // *Optica Acta.* – 1972. – Vol. 19, N 4. – P. 253–271.

75. *Duffy, D. E.* Moiré gauging of in-plane displacement using double aperture imaging / D. E. Duffy // *Applied Optics.* – 1972. – Vol. 11. – P. 1778–1781.

76. *Hung, Y. Y.* Full-field surface-strain and displacement analysis of three-dimensional objects by speckle interferometry / Y. Y. Hung, J. D. Hovanessian // *Experimental Mechanics.* – 1972. – Vol. 12. – P. 454–459.

77. *Butters, J. N.* An image-shearing speckle-pattern interferometer for measuring bending moments / J. N. Butters, J. A. Leendertz // *J. of Physics E: Scientific Instruments.* – 1973. – Vol. 6. – P. 1107–1110.

78. *Hung, Y. Y.* Speckle-moiré interferometry – A tool for complete measurement of in-plane surface displacement / Y. Y. Hung, C. P. Hu, C. E. Taylor // *Southeastern Conference on Theoretical and Applied Mechanics: proc. of the 7th int. conf. Washington, 21–22 March / The Catholic University of America.* – Washington, 1974. – P. 497.

79. *Hung, Y. Y.* Measurement of slope of structural deflections by speckle-shearing interferometry / Y. Y. Hung, C. E. Taylor // *Exp. Mech.* – 1974. – Vol. 14. – P. 281–285.

80. *Stetson, K. A.* Analysis of double exposure speckle photography with two-beam illumination / K. A. Stetson // *J. Opt. Soc. of America.* – 1974. – Vol. 64. – P. 857–861.

81. *Archbold, E.* Application of holography and speckle photography to the measurement of displacement and strain / E. Archbold, A. E. Ennos // *J. Strain Anal.* – 1974. – Vol. 9. – P. 17–26.

82. *Stetson, K. A.* A review of speckle photography and interferometry / K. A. Stetson // *Optical Engineering.* – 1975. – Vol. 14. – P. 482–489.

83. *Dainty, J. C.* *Laser Speckle and Related Phenomena* / J. C. Dainty. – 2nd ed. – Berlin: Springer Verlag, 1984. – 342 p.

84. *Khetan, R. P.* *Strain Analysis by One-Beam Laser Speckle Interferometry 1: Single Aperture Method* / R. P. Khetan, F. P. Chiang // *Appl. Opt.* – 1976. – Vol. 15. – P. 2205–2215.

85. *Ennos, A. E.* Speckle interferometry / A. E. Ennos // Progress in Optics / ed. E. Wolf. – Amsterdam: North-Holland, 1978. – Vol. 16. – P. 233–288.

86. *Erf, R. K.* Application of laser speckle to measurements / R. K. Erf // Laser Applications / eds. J. W. Goodman, M. Ross. – New York: Academic Press, 1980. – Vol. 4. – P. 1–69.

87. Speckle Metrology. Quantum Electronics-Principles and Applications / ed. R. K. Erf. – New York: Academic Press, 1978.

88. *Wang, K. F.* Influence of in-plane displacement and double-aperture orientation on slope fringe formation in double-shearing-aperture speckle interferometry / K. F. Wang, A. K. Tieu, E. B. Li // Optical Engineering. – 2000. – Vol. 39, N 8. – P. 2124–2128.

89. Separation of the influence of in-plane displacement in multiaperture speckle shear interferometry / N. Krishna Mohan [et al.] // Optical Engineering. – 1994. – Vol. 33. – P. 1973–1982.

90. *Krishna Mohan, N.* Fringe Formation in Symmetric Three-aperture Speckle Shear Interferometry: an Analysis / N. Krishna Mohan, R. S. Sirohi // Optics and Lasers in Engineering. – 1997. – Vol. 26. – P. 437–447.

91. Dynamic behaviour of speckle cluster formation / A. Lencina [et al.] // Waves in Random and Complex Media. – 2007. – Vol. 17, N 1. – P. 29–42.

92. *Rastogi, P. K.* Techniques of displacement and deformation measurements in speckle metrology / P. K. Rastogi // Speckle Metrology / ed. R. S. Sirohi. – New York: Marcel Dekker. Inc., 1993. – P. 41–98.

93. *Butters, J. N.* Electronic speckle pattern interferometry / J. N. Butters, R. Jones, C. Wykes // Speckle Metrology. Quantum Electronics-Principles and Applications / ed. R. K. Erf. – New York: Academic Press, 1978. – P. 111–158.

94. *Sirohi, R. S.* Speckle Methods in Experimental Mechanics / R. S. Sirohi // Speckle Metrology / ed. R. S. Sirohi. – New York: Marcel Dekker. Inc., 1993. – P. 99–155.

95. *Rastogi, P. K.* Measurement of Difference Deformation Using Speckle Interferometry / P. K. Rastogi, P. Jacquot // Opt. Lett. – 1987. – Vol. 12. – P. 596–598.

96. *Ganesan, A. R.* Real-time Comparative Digital Speckle Pattern Interferometry / A. R. Ganesan, C. Joenathan, R. S. Sirohi // Opt. Commun. – 1987. – Vol. 64. – P. 501–506.

97. *Hung, Y. Y.* Displacement and strain measurement / Y. Y. Hung // Speckle Metrology. Quantum Electronics-Principles and Applications / ed. R. K. Erf. – New York: Academic Press, 1978. – P. 51–71.

98. *Lökberg, O. J.* Electronic speckle pattern interferometry and its applications in rock mechanics / O. J. Lökberg // Laser Holography in Geophysics / ed. S. Takemoto. – New York: Ellis Horwood/John Wiley, 1989. – P. 168–196.

99. *Lökberg, O. J.* Recent development in video speckle interferometry / O. J. Lökberg // Speckle Metrology / ed. R. S. Sirohi. – New York: Marcel Dekker. Inc., 1993. – P. 157–195.

100. *Racca, R. G.* High speed video analysis system using multiple shuttered charge coupled device imager and digital storage / R. G. Racca, O. Stephenson, R. M. Clements // Optical Engineering. – 1992. – Vol. 31, N 6. – P. 1369–1374.

101. *Jones, R.* Holographic and Speckle Interferometry / R. Jones, C. Wykes. – 2nd ed. – Cambridge: Cambridge University Press, 1989. – 356 p.
102. *Creath, K.* Phase-shifting speckle interferometry / K. Creath // Applied Optics. – 1985. – Vol. 24. – P. 3053–3058.
103. *Creath, K.* Phase-measurement interferometry technique / K. Creath // Progress in Optics. – 1988. – Vol. 26. – P. 349–393.
104. *Nakadate, S.* High precision retardation measurement using phase detection / S. Nakadate // J. of Applied Optics. – 1990. – Vol. 29. – P. 242–246.
105. *Ganesan, A. R.* Holographic and Laser Speckle Methods in Non-Destructive Testing / A. R. Ganesan // Proceedings of the National Seminar & Exhibition on Non-Destructive Evaluation, Trichy, December 10–12, 2009. – Trichy, 2009. – P. 216–230.
106. *Forno, C.* White light speckle photography for measuring deformation, strain and shape / C. Forno // Optics and Laser Technology. – 1975. – Vol. 16. – P. 217–221.
107. *Boone, P.* Speckle method using photography and reconstruction in incoherent light / P. Boone, L. C. de Backer // Optik. – 1976. – Vol. 44. – P. 343–355.
108. *Chiang, F. P.* White light speckle method of experimental strain analysis / F. P. Chiang, A. Asundi // Applied Optics. – 1979. – Vol. 18. – P. 409–411.
109. *Chiang, F. P.* Interior displacement and strain measurement using white light speckles / F. P. Chiang, A. Asundi // Applied Optics. – 1980. – Vol. 19. – P. 2252–2256.
110. *Conley, E.* Practical application of double exposure non coherent light speckle photography / E. Conley, G. Cloud // Applied Optics. – 1986. – Vol. 25. – P. 2246–2248.
111. Noncoherent-light photography for measurement of fluid velocity field / G. Cloud [et al.] // SPIE Proc. – 1980. – Vol. 243. – P. 150–157.
112. *Bernabeu, E.* White-light speckle method of measurement of flow velocity distribution / E. Bernabeu, J. C. Amar'e, M. P. Arroyo // Applied Optics. – 1982. – Vol. 21, N 14. – P. 2583–2586.
113. White-light speckle method for obtaining an equi-velocity map of a whole flow field / M. Suzuki [et al.] // Experiments in Fluids. – 1983. – Vol. 1. – P. 79–81.
114. *Kaufmann, G. H.* Double pulsed white-light speckle photography / G. H. Kaufmann // Applied Optics. – 1984. – Vol. 23. – P. 194–196.
115. *Asundi, A. K.* White light in speckle metrology / A. K. Asundi // Speckle Metrology / ed. R. S. Sirohi. – New York: Marcel Dekker. Inc., 1993. – P. 325–371.
116. *Meier, G. E. A.* Hintergrund Schlierenverfahren Deutsche Patentanmeldung. DE 19942856 A1. 1999.
117. *Raffel, M.* On the applicability of background oriented optical tomography for large scale aerodynamic investigations / M. Raffel, H. Richard, G. E. A. Meier // Experiments in Fluids. – 2000. – Vol. 28. – P. 477–481.
118. Demonstration of the applicability of Background Oriented Schlieren (BOS) / H. Richard [et al.] // Laser techniques for fluid mechanics. – Berlin: Springer Verlag. – Ch. 2. – P. 145–156.

119. *Dalziel, S. B.* Whole-field density measurements by “synthetic schlieren” / S. B. Dalziel, G. O. Hughes, B. R. Sutherland // *Exp. Fluids*. – 2000. – Vol. 28, N 4. – P. 322–335.

120. Simultaneous “synthetic schlieren” and PIV measurements for internal solitary waves / S. B. Dalziel [et al.] // *Measurement Science & Technology*. – 2007. – Vol. 18, N 3. – P. 533–547.

121. *Raffel, M.* Optische Untersuchungen in technischen Strömungen unter besonderer Berücksichtigung eines Verfahrens zur Detektion von Dichtegradienten: Habilitationsschrift / M. Raffel; Tech. Univ. Clausthal. – 2001.

122. *Richard, H.* Principle and Applications of the Background Oriented Schlieren (BOS) Method / H. Richard, M. Raffel // *Measurement Science and Technology*. – 2001. – Vol. 12, N 9. – P. 1576–1585.

123. Schlieren Techniques in Comparison: Background Oriented Scattering versus Visualization with Holographic Filters / E. Augenstein [et al.] // 4<sup>th</sup> Int. Symposium on Particle Image Velocimetry. – Göttingen, September 2001. – Paper 1191.

124. *Meier, G. E. A.* Computerized background-oriented schlieren / G. E. A. Meier // *Experiments in Fluids*. – 2002. – Vol. 33. – P. 181–187.

125. *Klinge, F.* Local density information obtained by means of the Background Oriented Schlieren (BOS) method / F. Klinge, M. L. Riethmuller // 11th International Symposium on Application of Laser Techniques to Fluid Mechanics. – Lisbon, July 2002. – Paper 15-3.

126. *Kirmse, T.* Weiterentwicklung des Messsystems BOS (Background Oriented Schlieren) zur quantitativen Bestimmung axialsymmetrischer Dichtefelder / T. Kirmse. – Göttingen: DLR, 2003. – 98 s.

127. Application of Quantitative Background Oriented Schlieren (BOS): Investigation of a Wing Tip Vortex in a Transonic Wind Tunnel / J. Kompenhans [et al.] // *Proc. of PSFVIP-4*. – Chamonix, June 2003. – Paper 4097.

128. Correlation Processing of BOS pictures / N. M. Skornyakova [et al.] // *Proceedings of 5th International Symposium on Particle Image Velocimetry*. – Busan, September 2003. – Paper 3209.

129. *Venkatakrishnan, L.* Density measurements using the Background Oriented Schlieren technique / L. Venkatakrishnan, G. E. A. Meier // *Exp. Fluids*. – 2004. – Vol. 37. – P. 237–247.

130. *Попова, Е. М.* Обработка картин теневого фонового метода построением поля направлений / Е. М. Попова // *Оптический журн.* – 2004. – Т. 71, № 9. – С. 8–11.

131. Assessment and Application of Quantitative Schlieren Methods: Calibrated Color Schlieren and Background Oriented Schlieren / G. Elsinga [et al.] // *Experiments in Fluids*. – 2004. – Vol. 36. – P. 309–325.

132. *Venkatakrishnan, L.* Density measurements in an axisymmetric underexpanded jet using Background Oriented Schlieren technique / L. Venkatakrishnan // *Proc. of 24 AIAA Aerodynamic Measurement Technology and Ground Testing Conference*. – Portland, June 2004. – Paper AIAA 2004–2603.

133. Recent improvements of the background oriented schlieren technique (BOS) by using a colored background / F. Leopold [et al.] // 12<sup>th</sup> International Symposium on Flow Visualization. – Göttingen, September 2006. – Paper ISFV 12-3.4
134. *Goldhahn, E.* Background Oriented Schlieren technique – sensitivity, accuracy, resolution and application to a three-dimensional density field / E. Goldhahn, J. Seume // 13th Int. Symp. on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics. – Lisbon, June 2006. – Paper 1086.
135. *Goldhahn, E.* The background oriented schlieren technique: sensitivity, accuracy, resolution and application to a three-dimensional density field / E. Goldhahn, J. Seume // Exp. Fluids. – 2007. – Vol. 43. – P. 241–249.
136. Recent developments in background oriented schlieren methods for rotor blade tip vortex measurements / K. Kindler [et al.] // Exp. Fluids. – 2007. – Vol. 43. – P. 233–240.
137. *Goldhahn, E.* The Background Oriented Schlieren Technique: Sensitivity, Accuracy, Resolution and Application to a Three-Dimensional Density Field / E. Goldhahn, J. Andseume // Experiments in Fluids. – 2007. – Vol. 43, N 2–3. – P. 241–249.
138. Background Oriented Schlieren for Flow Visualisation in Hypersonic Impulse Facilities / D. Ramanah [et al.] // Shock Waves. – 2007. – Vol. 17, N 1. – P. 65–70.
139. *Попова, Е. М.* Теневой фоновый метод в задачах теплообмена: автореф. дис. ... канд. техн. наук: 01.04.05 / Е. М. Попова; МЭИ. – М., 2008. – 30 с.
140. Time-resolved 3d capture of non-stationary gas flows / B. Atcheson [et al.] // ACM Transactions on Graphics. – 2008. – Vol. 27, N 5. – P. 132–140.
141. *Скорнякова, Н. М.* Применение теневого фонового метода / Н. М. Скорнякова // Оптические методы исследования потоков: тр. X юбил. междунар. науч.-техн. конф., Москва, 23–26 июня 2009 г. / МЭИ; под ред. Ю. Н. Дубнищева, Б. С. Ринкевичюса. – Москва, 2009. – С. 66–71.
142. *Venkatakrishnan, L.* Density field of supersonic separated flow past an afterbody nozzle using tomographic reconstruction of BOS data / L. Venkatakrishnan, P. Suriyanarayanan // Exp. Fluids. – 2009. – Vol. 47. – P. 463–473.
143. *Leopold, F.* The Application of the Colored Background Oriented Schlieren Technique (CBOS) to Free-Flight and In-Flight Measurements / F. Leopold // J. of Flow Visualization and Image Processing. – 2009. – Vol. 16, N 4. – P. 26–35.
144. *Atcheson, B.* An evaluation of optical flow algorithms for background oriented schlieren imaging / B. Atcheson, W. Heidrich, I. Ihrke // Experiments in Fluids. – 2009. – Vol. 46, N 3. – P. 467–476.
145. *Hargather, M. J.* Natural-background-oriented schlieren imaging / M. J. Hargather, G. S. Settles // Exp. Fluids. – 2010. – Vol. 48. – P. 59–68.
146. Reconstruction de la masse volumique à partir des images CBOS / F. Leopold [et al.] // Congrès Francophone de Techniques Laser (CFTL 2010). – Vandoeuvre-lès-Nancy, Septembre 2010. – Paper ISL-PU 602.
147. *Ota, M.* Three-dimensional density measurement of supersonic flow by Colored Grid. Background Oriented Schlieren (CGBOS) technique / M. Ota, K. Ha-

mada, K. Maeno // Proc. 14th International Symposium on Flow Visualization. – Daegu, June 2010. – Paper ISFV14-157.

148. Investigation of the velocity (PIV) and temperature field (BOS) of a heated cylinder in a low Re-number flow / P. Bencs [et al.] // Proc. 14th International Symposium on Flow Visualization. – Daegu, June 2010. – P. 234/1–234/8.

149. Mizukaki, T. Visualization of compressible vortex rings using the background-oriented schlieren method / T. Mizukaki // Shock Waves. – 2010. – Vol. 20, N 6. – P. 531–537.

150. Computed tomographic density measurement of supersonic flow field by Colored-Grid Background Oriented Schlieren (CGBOS) technique / M. Ota [et al.] // Meas. Sci. Technol. – 2011. – Vol. 22, N 10. – Article ID 104011. – 7 p.

151. Скорнякова, Н. М. Теневая фоновая визуализация испарения жидкости с твердой поверхности / Н. М. Скорнякова // Оптические методы исследования потоков: тр. XI междунар. науч.-техн. конф., Москва, 27–30 июня 2011 г. / МЭИ; под ред. Ю. Н. Дубнищева, Б. С. Ринкевичюса. – Москва, 2011. – С. 256–260.

152. Скорнякова, Н. М. Теневой фоновый метод и его применение / Н. М. Скорнякова // Современные оптические методы исследования потоков / под ред. Б. С. Ринкевичюса. – М.: Оверлей, 2011. – С. 93–106.

153. Experimental investigation of blast waves from plasma sheet using background oriented schlieren and shadow method / Jin J. [et al.] // J. of Flow Visualization and Image Processing. – 2011. – Vol. 18, N 4. – P. 311–328.

154. Synchronization of Particle Image Velocimetry and Background Oriented Schlieren Measurement Techniques / P. Bencs [et al.] // Proc. 8th Pacific Symposium on Flow Visualization and Image Processing. – Moscow, August 2011. – Paper № PSFVIP8-003.

155. Iffa, E. D. Gas flame temperature measurement using background oriented schlieren / E. D. Iffa, A. R. A. Aziz, A. S. Malik // J. of Applied Sciences. – 2011. – Vol. 11. – P. 1658–1662.

156. Цзинь, Ц. Исследование взаимодействия ударной волны с импульсным объемным разрядом теневыми методами: дис. ... канд. физ.-мат. наук: 01.04.17 / Ц. Цзинь. – М., 2012. – 114 с.

157. Исследования ударно-волнового течения в канале теньвым и теньвым фоновым методами / Н. Глазырин [и др.] // Автометрия. Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing. – 2012. – Т. 48, № 3. – С. 101–110.

158. Application of Background Oriented Schlieren Technique for Investigations of a Non-Stationary Flow With Shock Wave / F. Glazyrin // Scientific Visualization. – 2013. – Vol. 5, N 3. – P. 65–74.

159. Two Modes of Shock Interaction with Zone of Pulse Volume Discharges in the Channel / J. Jin [et al.] // Proc. 28<sup>th</sup> International symposium on shock waves. – Manchester, July 2012. – Part II. – P. 873–878.

160. Reconstruction of the density field using the Colored Background Oriented Schlieren Technique / F. Sourgen [et al.] // Optics in Lasers and Engineering. – 2012. – Vol. 50, N 1. – P. 29–38.

161. Quantitative visualization of open-air explosions by background-oriented schlieren / T. Mizukaki [et al.] // Proc. of the 15th International Symposium on Flow Visualization. – Minsk, June 2012. – Paper ISFV15-164.

162. Sun, C. Microscale background-oriented schlieren for flow visualization and quantitative analysis in a microfluidic oscillator / C. Sun // Proc. of the 15th International Symposium on Flow Visualization. – Minsk, June 2012. – Paper ISFV15-055.

163. Increase of accuracy for CBOS by background projection / F. Leopold [et al.] // Proc. of the 15th International Symposium on Flow Visualization. – Minsk, June 2012. – Paper ISFV15-087.

164. Znamenskaya, I. A. Microscale background-oriented schlieren for flow visualization and quantitative analysis in a microfluidic oscillator / I. A. Znamenskaya, T. A. Kuli-Zade, F. N. Glazyrin // Proc. of the 15th International Symposium on Flow Visualization. – Minsk, June 2012. – Paper ISFV15-060.

165. Comparison between CBOS (colored background oriented schlieren) and CGBOS (colored-grid background oriented schlieren) for supersonic flow / M. Ota [et al.] // Proc. of the 15th International Symposium on Flow Visualization. – Minsk, June 2012. – Paper ISFV15-076.

166. Influence of background pattern on the temperature field measured by background oriented schlieren / P. Bencz [et al.] // Proc. of the 15th International Symposium on Flow Visualization. – Minsk, June 2012. – Paper ISFV15-091.

167. 3D Reconstruction of the density field of a jet using synthetic BOS images / V. Todoroff [et al.] // Proc. of the 15th International Symposium on Flow Visualization. – Minsk, June 2012. – Paper ISFV15-052.

168. Reconstruction of the Unsteady Supersonic Flow around a Spike Using the Colored Background Oriented Schlieren Technique / F. Leopold [et al.] // J. of Flow Control, Measurement & Visualization. – 2013. – Vol. 1. – P. 69–76.

169. Hargather, M. J. Background-oriented schlieren diagnostics for large-scale explosive testing / M. J. Hargather // Shock Waves. – 2013. – Vol. 23. – P. 529–536.

170. Venkatakrisnan, L. Density field visualization of a micro-explosion using background-oriented schlieren / L. Venkatakrisnan, P. Suriyanarayanan, G. Jagadeesh // J. of Visualization. – 2013. – Vol. 16, N 3. – P. 177–180.

171. Meier, A. H. Improved background oriented schlieren imaging using laser speckle illumination / A. H. Meier, T. Roesgen // Experiments in Fluids. – 2013. – Vol. 54, N 6. – P. 1–6.

172. Комплекс обнаружения возгораний и перегрева оборудования на основе теневого фонового метода / Е. М. Михалева [и др.] // Технологии технической безопасности. – 2013. – Вып. № 1 (47). – 7 с.

173. Boden, F. Исследования точности измерений динамических деформаций методом корреляции фоновых изображений / F. Boden [et al.] // Автометрия. – 2014. – Т. 50, № 5. – С. 56–65.

174. Laser speckle based background oriented schlieren measurements in a fire backlayering front / P. Bühlmann [et al.] // Proc 17<sup>th</sup> International Symposium on

Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics. – Lisbon, July 2014. – Paper 0173.

175. Background-oriented schlieren with natural background for quantitative visualization of open-air explosions / T. Mizukaki [et al.] // *Shock Waves*. – 2014. – Vol. 24. – P. 69–78.

176. *Шапкова, И. А.* Разработка оптико-электронного комплекса диагностики процесса испарения жидкости: дис. ... канд. техн. наук: 05.11.07 / И. А. Шапкова. – М., 2015. – 154 с.

177. *Moisy, F.* A synthetic Schlieren method for the measurement of the topography of a liquid interface / F. Moisy, M. Rabaud, K. Salsac // *Experiments in Fluids*. – 2009. – Vol. 46, N 6. – P. 1021–1036.

178. *Гужов, В. И.* Компьютерная интерферометрия: учеб. пособие / В. И. Гужов, С. П. Ильных. – Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2004. – 252 с.

179. *Евтихиева, О. А.* Лазерная рефрактография / О. А. Евтихиева, И. Л. Расковская, Б. С. Ринкевичус. – М.: Физматлит, 2008. – 176 с.

180. *Токарев, М. П.* Адаптивные алгоритмы обработки изображений частиц для расчета мгновенных полей скорости / М. П. Токарев, Д. М. Маркович, А. В. Бильский // *Вычислительные технологии*. – 2007. – Т. 12, № 3. – С. 109–131.

181. von Karman Institute for Fluid Dynamics [Electronic resource]. – Mode of access: <http://www.vki.ac.be/>. – Date of access: 04.01.2016.

182. DLR PIV Course—Application of Particle Image Velocimetry. Theory and Practice [Electronic resource]. – Mode of access: <http://pivcourse.dlr.de/>. – Date of access: 04.01.2016.

183. L'association francophone de vélocimétrie laser [Electronic resource]. – Mode of access: <http://www.afvl.fr/>. – Date of access: 04.01.2016.

184. *Lourenco, L. M.* Particle Image Velocimetry / L. M. Lourenco, A. Krothapalli, C. A. Smith // *Advances in Fluid Mechanics Measurements* / ed. M. Gad-el-Hak. – Berlin: Springer, 1989. – Ch. 4 – P. 127–199.

185. *Westerweel, J.* Digital Particle Image Velocimetry: Theory and Application: PhD Dissertation, Delft University Press, Delft, 1993.

186. Particle Image Velocimetry – A Practical Guide / M. Raffel [et al.]. – 2nd ed. – Berlin-Hedelberg: Springer Verlag, 2007. – 448 p.

187. Particle Image Velocimetry: New Developments and Recent Applications / eds. A. Schroeder, C. E. Willert. – Berlin: Springer Verlag, 2008. – 512 p.

188. *Adrian, R. J.* Particle Image Velocimetry / R. J. Adrian, J. Westerweel. – Cambridge: Cambridge University Press, 2010. – 586 p.

189. Optimisation of a Stirred Bioreactor through the Use of a Novel Holographic Correlation Velocimetry Flow Measurement Technique / M.-Z. Ismadi [et al.] // *PLOS ONE*. – 2013. – Vol. 8, Iss. 6. – P. 1–14.

190. *Hinsch, K. D.* Holographic particle image velocimetry / K. D. Hinsch // *Measurement Science & Technology*. – 2002. – Vol. 13. – P. R61–R72.

191. Holographic particle image velocimetry: from film to digital recording / H. Meng [et al.] // *Measurement Science & Technology*. – 2004. – Vol. 15. – P. 673–685.

192. Tomographic particle image velocimetry / G. E. Elsinga [et al.] // *Exp. Fluids*. – 2006. – Vol. 41. – P. 933–947.
193. *Soria, J.* Towards 3C–3D digital holographic fluid velocity vector field measurement–tomographic digital holographic PIV (Tomo-HPIV) / J. Soria, C. Atkinson // *Measurement Science & Technology*. – 2008. – Vol. 19. – P. 12.
194. *Ooms, T.* Digital holographic particle image velocimetry: eliminating a sign-ambiguity error and a bias error from the measured particle field displacement / T. Ooms, W. Koek, J. Westerweel // *Measurement Science & Technology*. – 2008. – Vol. 19. – Article ID 074003. – 14 p.
195. *Arroyo, M. P.* Recent developments of PIV towards 3D measurements / M. P. Arroyo, K. D. Hinsch // *Particle Image Velocimetry: New Developments and Recent Applications* / eds. A. Schroeder, C. E. Willert. – Berlin: Springer Verlag, 2008. – P. 127–154.
196. *Wieneke, B.* Volume self-calibration for 3D particle image velocimetry / B. Wieneke // *Experiments in Fluids*. – 2008. – Vol. 45. – P. 549–556.
197. Volumetric correlation PIV: a new technique for 3D velocity vector field measurement / A. Fouras [et al.] // *Experiments in Fluids*. – 2009. – Vol. 47. – P. 569–577.
198. Principles and Applications of Particle Image Velocimetry. Optical Diagnostics of Flows / C. Brossard [et al.] // *ONERA J. Aerospace Lab*. – 2009. – Vol. 1. – P. 1–11.
199. *Mohsen, J.* Particle Image Velocimetry: Fundamentals and Its Applications. Research report. Division of Fluid Dynamics / J. Mohsen; Department of Applied Mechanics. Chalmers university of technology. – Göteborg, Sweden, 2011.
200. *Violato, D.* Visualization of hydrodynamic field and aeroacoustic source in transitional jet by TR-Tomo PIV / D. Violato, F. Scarano // *Proc. of the 15th International Symposium on Flow Visualization*. – Minsk, June, 2012. – Paper ISFV15-004.
201. *Re Calegari, G.* Streak speckle velocimetry / G. Re Calegari, F. Ferri // *Applied Physics Letters*. – 2014. – Vol. 104. – P. 011109-1–011109-4.
202. *Royer, H.* Holography and Particle Image Velocimetry / H. Royer // *Measurement Science and Technology*. – 1997. – Vol. 8. – P. 1562–1572.
203. *Doh, D. H.* 3D-PTV Measurements of the Wake of a Sphere / D. H. Doh, T. G. Hwang, T. Saga // *Measurement Science and Technology*. – 2004. – Vol. 15, N 6. – P. 1059–1066.
204. Performances of Volume-PTV and Tomo-PIV / D. H. Doh [et al.] // *Open J. of Fluid Dynamics*. – 2012. – Vol. 2. – P. 368–374.
205. Volumetric Three-Component Velocimetry: A New Tool for 3D Flow Measurement / W. Lai [et al.] // *Proc. of 14th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*. – Lisbon, July 2008. – P. 1–12.
206. Evaluation of the 3D-PIV Standard Images (PIV-STD Project) / K. Okamoto [et al.] // *J. of Visualization*. – 2000. – Vol. 3, N 2. – P. 115–123.
207. *Deans, S. R.* The Radon transform and some of its applications / S. R. Deans. – New York: John Wiley & Sons, 1983. – 304 p.

208. Гельфанд, И. М. Интегральная геометрия и связанные с ней вопросы теории представлений / И. М. Гельфанд, М. И. Граев, Н. Я. Виленкин. – М.: Физматгиз, 1962. – 658 с.
209. Тихонов, А. Н. Методы решения некорректных задач / А. Н. Тихонов, В. А. Арсенин. – М.: Наука, 1986. – 288 с.
210. Лаврентьев, М. М. Некорректные задачи математической физики и анализа / М. М. Лаврентьев, В. Г. Романов, С. П. Шишатский. – М.: Наука, 1980.
211. Левин, Г. Г. Оптическая томография / Г. Г. Левин, Г. Н. Вишняков. – М.: Радио и связь, 1989. – 224 с.
212. Пикалов, В. В. Томография плазмы / В. В. Пикалов, Т. С. Мельникова. – Новосибирск: Наука, 1995. – 345 с.
213. Fomin, N. Speckle tomography of turbulent flows with density fluctuations / N. Fomin, E. Lavinskaya, D. Vitkin // *Exp. Fluids*. – 2002. – Vol. 33. – P. 160–169.
214. Verhoeven, D. D. Multiplicative algebraic computed tomographic algorithms for the reconstruction of multidirectional interferometric data / D. D. Verhoeven // *Opt. Eng.* – 1993. – Vol. 32, N 2. – P. 410–419.
215. Minerbo, G. MENT: a maximum entropy algorithm for reconstructing a source from projection data / G. Minerbo // *Comp. Graphics and Image Proc.* – 1979. – Vol. 10. – P. 48–68.
216. Tomographic image reconstruction from limited projections using iterative revisions in image and transform spaces / S. Sato [et al.] // *Appl. Opt.* – 1981. – Vol. 20. – P. 395–399.
217. Bahl, S. Three-dimensional image reconstruction using interferometric data from a limited field of view with noise / S. Bahl, J. A. Liburdy // *Appl. Opt.* – 1991. – Vol. 30. – P. 4218–4226.
218. Wolf, E. Three-dimensional structure determination of semitransparent objects from holographic data / E. Wolf // *Opt. Communications*. – 1969. – Vol. 1, N 7. – P. 153–156.
219. Murata, K. Holographic interferometry with a wide field angle of view and its applications to reconstruction of refractive index fields / K. Murata, N. Baba, K. Kunigi // *Optik*. – 1979. – Vol. 53, N 4. – P. 285–294.
220. Multiangular absorption diagnostics of a turbulent argon-methane jet / P. J. Emmerman [et al.] // *J. Energy*. – 1980. – Vol. 4, N 2. – P. 70–77.
221. Cha, S. Tomographic reconstruction of strongly refracting fields and its application to interferometric measurement of boundary layers / S. Cha, C. M. Vest // *Appl. Optics*. – 1981. – Vol. 20, N 16. – P. 2787–2794.
222. Зимин, В. Д. Восстановление трехмерных полей показателя преломления по ракурсным теневым картинам / В. Д. Зимин, П. Г. Фрик // *Оптика и спектроскопия*. – 1981. – Т. 50, № 4. – С. 736–743.
223. Bennett, K. E. Experimental optical fan beam tomography / K. E. Bennett, G. W. Faris, R. L. Byer // *Appl. Optics*. – 1984. – Vol. 23, N 16. – P. 2678–2685.
224. Shyder, R. Optical tomography for flow visualization of the density field around a revolving helicopter rotor blade / R. Shyder, L. Hesselink // *Appl. Optics*. – 1984. – Vol. 23, N 20. – P. 3650–3656.

225. *Hertz, H. M.* Experimental determination of 2D flame temperature fields by interferometric tomography / H. M. Hertz // *Opt. Communications*. – 1985. – Vol. 54, N 3. – P. 131–136.
226. *Liu, T. C.* Optical tomography applied to speckle photographic measurement of asymmetric flows with variable density / T. C. Liu, W. Merzkirch, K. Oberste-Lehn // *Exp. in Fluids*. – 1989. – Vol. 7. – P. 157–163.
227. Speckle tomography of a gas flame / G. N. Blinkov [et al.] // *Exp. in Fluids*. – 1989. – Vol. 8. – P. 72–76.
228. *Hesselink, L.* Digital Image Processing in flow visualization / L. Hesselink // *Ann. Rev. Fluid Mech.* – 1988. – Vol. 20. – P. 421–485.
229. *Willert, C. E.* Digital particle image velocimetry / C. E. Willert, M. Gharib // *Exp. in Fluids*. – 1991. – Vol. 10. – P. 181–193.
230. *Vitkin, D.* Speckle-photographic measurement of unsteady flow processes using a high-speed CCD camera / D. Vitkin, W. Merzkirch // *CD-ROM Proc. of the 8th Int. Symp. On Flow Visualization*. – Sorrento: Italy, 1998. – P. 73.1–73.4. – 1 электрон. опт. диск (CD-ROM).
231. Digital speckle photography and speckle tomography in heat transfer studies / A. Asseban [et al.] // *Optics & Laser Technology*. – 2000. – Vol. 32. – P. 583–592.
232. *Ota, M.* Three-Dimensional Density Measurement of Supersonic and Axisymmetric Flow Field by Colored Grid Background Oriented Schlieren (CGBOS) Technique / M. Ota, H. Kato, K. Maeno // *International Journal of Aerospace Innovations*. – 2012. – Vol. 4, N 1–2. – P. 1–11.
233. *Kak, A. C.* Principle of Computerized Tomographic Imaging / A. C. Kak, M. Slaney. – New York: IEEE Press, 1988. – 323 p.
234. Assessment of applicability of modern models of turbulence for calculation of natural convection flows and heat transfer / I. A. Bassina [et al.] // *High temperature*. – 1998. – Vol. 36, N 2. – P. 230–238.
235. *Leopold, F.* The Application of the Colored Background Oriented Schlieren Technique (CBOS) to Free-Flight and In-Flight Measurements / F. Leopold // *J. of Flow Visualization and Image Processing*. – 2009. – Vol. 16, N 4. – P. 279–293.
236. *Asseban, A.* Caracterisation de transferts thermiques en convection naturelle, par la technique de speckle photographique: Ph. D. thesis / A. Asseban; University of Poitiers. – 1996.
237. Temperature-field determination in free and forced convective flows by speckle photography / N. Fomin [et al.] // *SPIE Proc.* – 1999. – Vol. 3783. – P. 80–88.
238. *Blinkov, G. N.* Multidirectional speckle photography of density gradients in a flame / G. N. Blinkov, N. A. Fomin, R. I. Soloukhin // *Progress in astronautics and aeronautics*. – 1988. – Vol. 113. – P. 403–416.
239. *Blinkov, G.* Speckle tomography of gas flows / G. Blinkov, N. Fomin, D. Vitkin // *Atlas of Visualization / Visualization Society of Japan*. – Oxford: Pergamon Press, 1993. – Vol. 1. – P. 171–182.
240. *Lira, I.* Measurement of an axisymmetric temperature field by speckle photography methods / I. Lira // *Exp. in Fluids*. – 1995. – Vol. 20, N 2. – P. 100–105.

241. *Ihrke, I.* Reconstruction and Rendering of Time-Varying Natural Phenomena: PhD thesis / Ivo Ihrke; Max-Planck Institut für Informatik. – 2007.

242. *Chambolle, A.* An algorithm for total variation minimization and applications / A. Chambolle // J. of Mathematical Imaging and Vision. – 2004. – Vol. 20. – P. 89–97.

243. *Joergensen, J. H.* Knowledge-based tomography algorithm: Master of Science / J. H. Joergensen; Technical University of Denmark. – 2009.

244. Bayesian Approach to Inverse Problems / ed. J. Idier. – New York: John Wiley & Sons, 2008. – 392 p.

## ТАЛЬБОТ-ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ

## 5.1. Самовоспроизведение изображений решетки

В статье, опубликованной в журнале «Philosophical Magazine» за 1836 год [1], Тальбот<sup>1</sup> описал явление самовоспроизведения изображения решетки, которое он обнаружил освещая решетку плоскопараллельным пучком света (рис. 5.1). На эту статью долгое время никто не обращал внимания, до тех пор пока лорд Рэллей не прокомментировал ее и снабдил математическим описанием [2]. В 1881 г. лорд Рэллей показал, что расстояние до первой плоскости воспроизведения в схеме Тальбота равно  $z_T = \frac{a^2}{\lambda}$ , где  $a$  – период используемой решетки. Пусть пропускание решетки

$$T(x, y) = \frac{1}{2} \left[ 1 + \cos \left( \frac{2\pi}{d} x \right) \right],$$

$$I(x, y) = \frac{1}{4} \left[ 1 + 2A \cos \left( \frac{2\pi}{p} x \right) + \cos^2 \left( \frac{2\pi}{p} x \right) \right], \quad (5.1)$$

где  $A = \cos \left( \frac{\pi\lambda}{p^2} d \right)$ .

$A = \pm 1$  обеспечивают максимальный контраст в выражении (5.1) и определяют положение  $d$  для плоскостей Тальбота.

---

<sup>1</sup> Уильям Генри Фокс Тальбот (*William Henry Fox Talbot*; 1800–1877) – английский физик и химик, один из изобретателей фотографии. Тальбот окончил Кембриджский университет и в 1832 г. был принят в Лондонское Королевское общество.

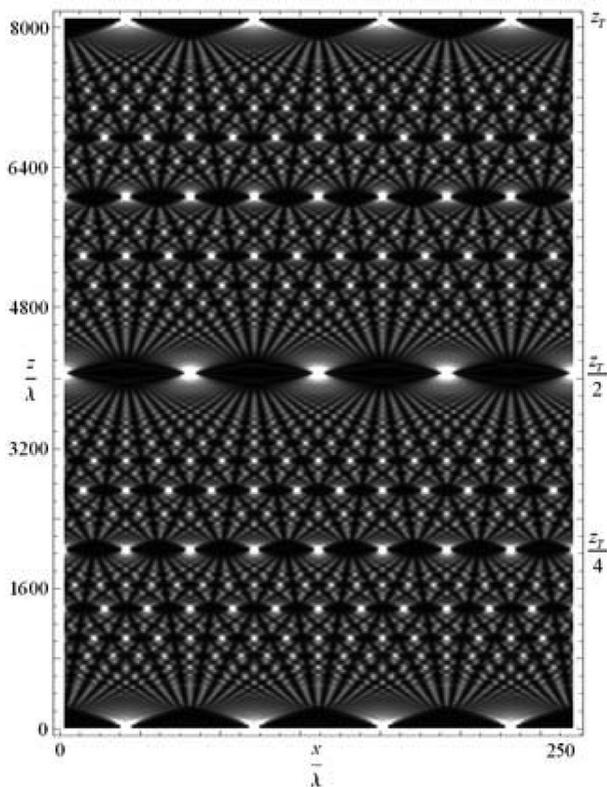


Рис. 5.1. Картина самовоспроизведения изображения решетки, которую обнаружил Тальбот и которая иногда называется «ковер» Тальбота

Вид возможных входных решеток для картины Тальбота показан на рис. 5.2. Электромагнитное поле за предметом, освещенным плоской монохроматической волной, представляет собой набор дифрагированных волн. Если в предметную плоскость поместить линейную дифракционную решетку (пропускающую или отражающую свет), то на некотором расстоянии от нее в результате переналожения дифрагированных волн воспроизводится структура интенсивности света в плоскости сразу после решетки. Этот эффект легко наблюдается с высоко когерентными источниками света [3]. Представляет интерес вопрос о том,

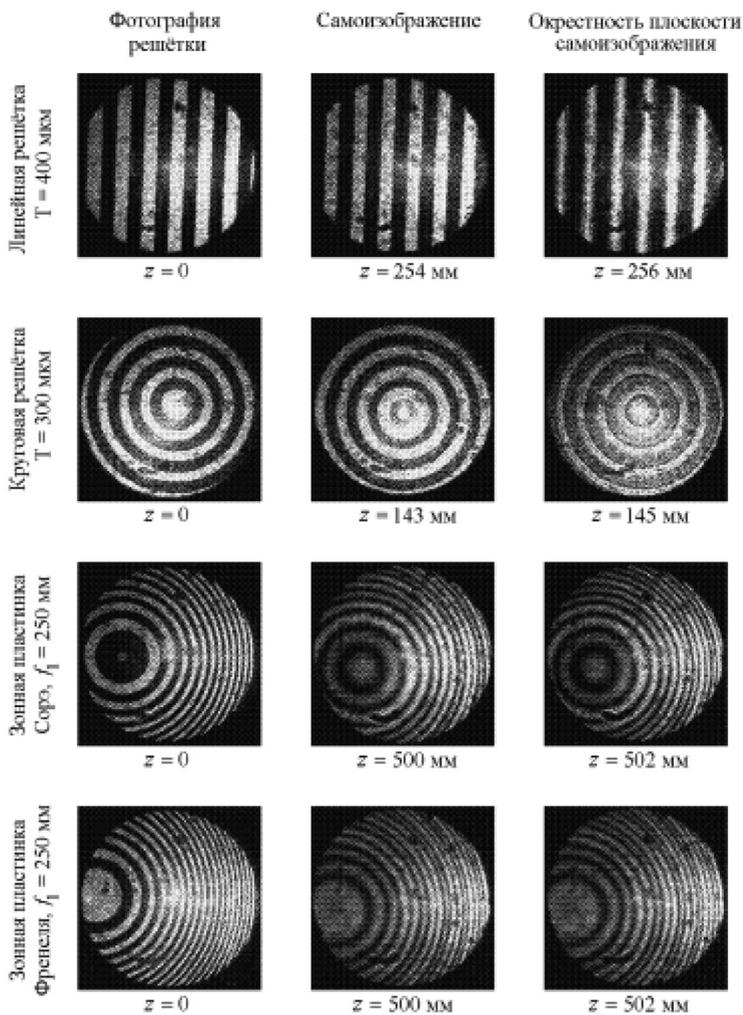


Рис. 5.2. Вид возможных входных решеток для Тальбот интерферометрии

какие именно дифракционные структуры обладают способностью формировать на некоторых отличных от нуля расстояниях поле, воспроизводящее начальное. Попытка рассмотреть вопрос в общем виде предпринята В. Монтомгери [4]. Рассмотрение проводилось методом Рэля для случая дифракции Френеля

и решеток бесконечной апертуры. Выявлена связь между координатой плоскости самовоспроизведения и обратными векторами линейной решетки. Однако переход в прямое пространство решеток не выполнен. Описан только способ, которым это можно сделать. В выводах автор отмечает, что вопрос о возможности наблюдения самопроизвольного воспроизведения поля поле зонной пластинки рассмотрен недостаточно.

Эффект Тальбота в случае неограниченной апертуры линейной амплитудной прозрачной дифракционной решетки рассмотрен достаточно подробно [5; 6]. Эффект Тальбота в равномерных круговых решетках имеет одно существенное отличие от самоизображения линейных решеток – это отсутствие самоизображения внутри конуса, ось которого совпадает с оптической осью системы, а образующая составляет с ней угол, равный углу первого порядка дифракции. Этот факт имеет простое феноменологическое объяснение. Пусть пучки  $+1$  порядка дифракции после линейной решетки направлены вверх, а  $-1$  порядка – вниз. Самоизображение образуется в области пространства, где пересекаются все порядки. Мысленно изогнем штрихи решетки таким образом, чтобы они перешли в окружности, центры которых совпадают. Локально в окрестности каждой точки на решетке направления лучей в дифрагированных пучках относительно плоскости, содержащей касательную к штриху и нормаль к плоскости решетки, будут сохраняться. Поэтому вокруг оптической оси, проходящей через общий центр круговых штрихов решетки, пучками  $\pm 1$  порядков образуется конус, в который попадают только пучки  $-1$ -го порядка. А значит в этом конусе самоизображение решетки не образуется. Период дифракционной структуры зонных пластинок (ЗП) зависит от радиальной координаты [6]. Покажем, что после ЗП в плоскости наблюдения возможно получить периодическое распределение интенсивности, период которого совпадает с периодом ЗП, но распределение интенсивности в пределах периода не соответствует изображению зоны ЗП. Проведенное выше рассмотрение качества самоизображения линейных и круговых решеток указывает на то, что несовпадение распределения интенсивности в пределах периода самоизо-

бражения является скорее правилом, чем исключением. Поэтому все свойства самоизображения, за исключением качества края, должны сохраняться и в схемах с ЗП. Назовем это частичным самовоспроизведением или частичным самоизображением. Частичному воспроизведению поля можно дать следующее феноменологическое объяснение.

ЗП (например, линзу Габора) можно рассматривать как голограмму точечного источника. В схеме восстановления изображения голограмма (ЗП) освещается плоскопараллельной опорной волной и на фокусном расстоянии  $f_1$  воспроизводит изображение источника. Однако если порядки не разделяются пространственно, то при дальнейшем распространении света на фокусном расстоянии от изображения источника вновь возникнет интерференционная картина, повторяющая голограмму.

## 5.2. Эффект Муара

Эффект самовоспроизведения изображения решетки в дифрагированных световых пучках можно наблюдать с использованием гелий-неонового лазера. В экспериментах [3] использовались линейные равномерные решетки с периодом 400 мкм, круговые равномерные решетки с периодом 300 мкм и зонные пластинки Френеля (прозрачная центральная зона) и Сорэ (непрозрачная центральная зона) с фокусным расстоянием  $f = 250$  мм для рабочей длины волны  $\lambda = 0,63 \cdot 10^{-3}$  мм. Установим вторую пластинку в плоскости воспроизведения Тальбот изображения, как это показано на рис. 5.3 (см. цв. вклейку).

Как известно, картина муара возникает при наложении двух линейно-периодических структур. Явление обусловлено тем, что повторяющиеся элементы двух структур следуют с немного разной частотой, то накладываясь друг на друга, то образуя промежутки.

Муар возникает в виде линейной периодической картины с периодом, существенно большим каждого из периодов двух структур. Если структуры состоят из системы равноудаленных плоскостей, параллельных друг другу, с несколько различаю-

щимися межплоскостными расстояниями  $p_1$  и  $p_2$ , то возникает муаровый узор с периодом [7]

$$P_x = \frac{p_1 p_2}{|p_1 - p_2|}, \quad (5.2)$$

называемый дилатационным муаром (рис. 5.3, б). Если системы плоскостей с одинаковым периодом  $p$  развернуты друг относительно друга на малый угол  $\varepsilon$ , то возникает муаровый узор вращения с периодом

$$P_y = \frac{p}{\varepsilon}, \quad (5.3)$$

называемый ротационным муаром (рис. 5.3, а). В случае смешанного муара (рис. 5.3, в) период картины  $P_{xy}$  и угол  $\beta$  между полосами муара и осью  $x$ , нормальной к плоскостям, даются формулами

$$P_{xy} = [P_x^{-2} + P_y^{-2}]^{-1/2} = p_1 \left[ \frac{(p_1 - p_2)^2}{p_2^2} + \varepsilon^2 \right]^{-1/2}, \quad (5.4)$$

$$\tan \beta \approx \frac{P_y}{P_x}.$$

Из соотношения (5.2) следует, что полосы дилатационного муара параллельны направлению плоскостей, а поворотного муара – перпендикулярны ему (см. рис. 5.3, а, б).

Кроме рассмотренных типов муара существует трансляционный муар: при перемещении друг относительно друга структур с  $p_1 = p_2 = p$  и  $\varepsilon = 0$  в направлении, нормальном к их плоскостям, возможно зафиксировать периодическое (синусоидальное, с периодом, равным  $p$ ) изменение интенсивности прошедшего излучения.

Явление муара в видимой области спектра известно давно и используется начиная с работ лорда Рэллея. В то же время весьма перспективно также использование рентгеновского излучения для получения муаровых картин [7]. Так, при  $p = 1 \text{ \AA}$  исходя из (5.2) и (5.3) можно получить минимальные детектируемые величины делитации и поворота  $10^{-8}$  и  $10^{-2}$  угл. с соответ-

ственно. На рис. 5.4 показана схема формирования муаровой картины в кристалле, разделенном на два плоскопараллельных блока 1 и 2 границей (дефектом упаковки, трещиной) или недифрагирующим зазором (воздушным или заполненным инородным материалом). При падении на кристалл первичной сферической рентгеновской волны с узким фронтом точно под углом Брэгга к отражающей плоскости, след которой представлен отрезком  $DB$ , на выходе блока 1 образуются две волны – прошедшая и дифрагированная. Суперпозиция этих двух когерентных волн формирует поле стоячей волны с периодом  $p$  не только в блоке 1 (треугольник  $ACD$ ), но и вне его (треугольник  $ABC$ ). В блоке 2 «решетка» стоячей волны, состоящая из пучностей и узлов, накладывается на его кристаллическую решетку. В результате на выходе кристалла могут наблюдаться две муаровые картины: светлопольная (в прошедшем пучке  $O$ ) и темнопольная (в дифрагированном пучке  $H$ ).

Также необходимо отметить, что современным развитием применения эффекта муара в физических исследованиях является появление цветных муаровых интерферометров (рис. 5.5, см. цв. вклейку), которые позволяют получать более высокоинформативные экспериментальные картины.

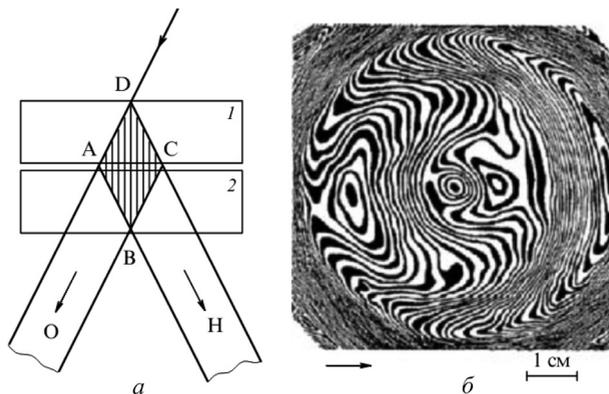


Рис. 5.4. Схема формирования картины рентгеновского муара для случая би-кристалла (а); картина муара, полученная то имплантированного кислородом кристалла кремния (SIMOX),  $\lambda = 1,5 \text{ \AA}$  (б) [8]

### 5.3. Решетки Ронки и диафрагма Ричи

Входные решетки для интерферометров Тальбота и Тальбота фон Лау называются решетками Ронки<sup>1</sup>, используемыми для контроля оптических деталей, в особенности для контроля их радиуса кривизны<sup>2</sup> [10–14]. Этот контроль стал стандартным и принятым в «западных» изданиях [12–14]. В то же время Дмитрий Дмитриевич Максудов в своей книге [15] описывает вставку и называет ее именем своего друга Ж. Ричи<sup>3</sup>. Эта вставка помещается в телескоп вблизи ножа Фуко и служит для измерений аберраций объектива телескопа. Чтобы избежать путаницы с решеткой Ронки ни в одной из книг, посвященных описаниям теневых приборов в СССР (см., напр., [6]), эту вставку никогда не называли ни решеткой, ни даже линейкой. Д. Д. Максудов, ссылаясь на Ричи, предложил с помощью этой вставки использовать способ измерения по зонам. На объектив или другую деталь накладывалась диафрагма  $D$ , делящая его поверхность на некоторое число отделенных друг от друга участков.

Нож теневого прибора поочередно совмещался с фокусом каждой зоны. Разность отсчетов, определяющих положение ножа вдоль оптической оси для каждого из участков, определяла продольные аберрации данного места объектива. По ним вычислялась форма волнового фронта или поверхности зеркала. Применение диафрагмы Ричи позволяет найти форму поверхности, но она снижает чувствительность теневых измерений. Увеличение размера каждой зоны уменьшает влияние дифракции и увеличивает точность установки ножа в фокус, но ведет к сокращению числа измеряемых точек. Д. Д. Максудов предложил

---

<sup>1</sup> Васко Ронки (Vasco Ronchi, 1897–1988) родился во Флоренции, Италия. Он учился вместе с Энрико Ферми с 1915 по 1919 г. на факультете физики Университета г. Пиза. В 1919 г. защитил диссертацию и был принят ассистентом профессора Антония Корбаччо в университете Флоренции. Впоследствии известный учёный, автор 30 монографий по технической физике и истории физики.

<sup>2</sup> Радиус кривизны – Radius of Curvature (ROC).

<sup>3</sup> Джорж Уильям Ричи (George Willis Ritchey, 1864–1945) – американский астроном, один из конструкторов оригинального оптического телескопа.

отделять зоны одну от другой с помощью линий на стекле или натягиванием нескольких проволок перед изучаемым объектом. Такое усовершенствование позволило повысить чувствительность измерений [16].

### 5.4. Тест Ронки

Метод Ронки является одним из простейших и наиболее удачливых способов оценки и измерения aberrаций оптической системы. Он разработан итальянским физиком Васко Ронки [10], обнаружившим, что при помещении решетки вблизи центра

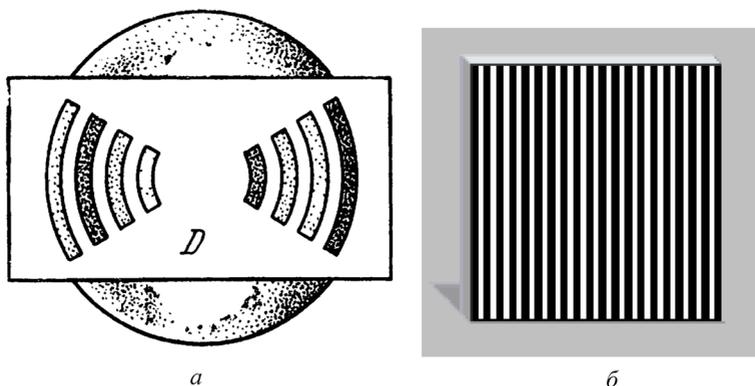


Рис. 5.6. Диафрагма Ричи (а) и линейка (эталон) Ронки (б)

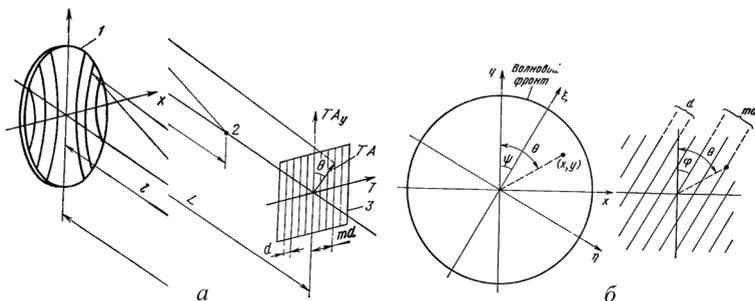


Рис. 5.7. Геометрическая схема контроля по методу Ронки: а: 1 – контролируемая поверхность, 2 – источник света, 3 – решетка Ронки; б – ориентация волнового фронта и решетки

кривизны зеркала ее изображение накладывается на саму решетку, образуя муаровую картину. Поскольку форма полос муара зависит от aberrаций зеркала, Ронки предложил использовать это явление для качественного контроля зеркал. Метод контроля по Ронки хорошо описан в монографиях [11–13].

Малакара [12] показал, что тест Ронки позволяет непосредственно измерять поперечную aberrацию (рис. 5.6, 5.7). Уже в первой работе 1923 г. Ронки указал, что решетка Ронки как дифракционная система создает много дифракционных порядков, каждый из которых образует с поперечным смещением изображение зрачка (рис. 5.8). Полосы становятся особенно резкими, когда сдвиг фаз между первым и нулевым порядками кратен  $2\pi$ . Этот эффект, условно называемый эффектом Тальбота в методе Ронки, описан в [12] (рис. 5.9).

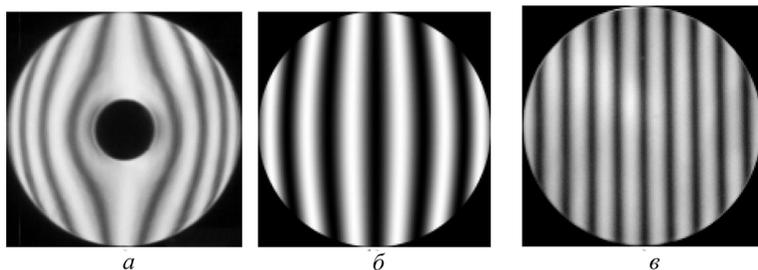


Рис. 5.8. Решетки Ронки для гиперболических (а), параболических (б) и сферических поверхностей (в)

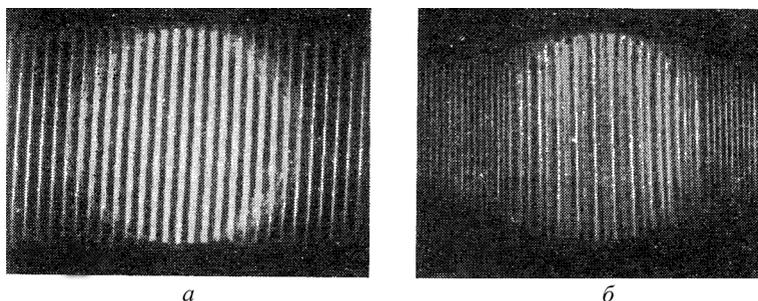


Рис. 5.9. Эффект Тальбота в методе Ронки: а – решетка находится в положении, соответствующем эффекту Тальбота; б – решетка находится вне такого положения [14]

### 5.5. Интерферометр Тальбота и Тальбота–Лоу с решетками Ронки

На рис. 5.10, 5.11 (см. цв. вклейку) показаны интерферометры Венского университета (Австрия). В Тальбот интерферометре (рис. 5.10) в качестве источника света используется 5 мВт полупроводниковый лазер с длиной волны  $\lambda = 532$  нм ( $\Delta\lambda_{1/2} = 10 \pm 2$  нм). Луч расширяется в коллиматоре до 20 мм, проходя через игольчатое отверстие 10 мкм. В качестве решетки Ронки используется линейка для видимой области (хром на стекле), изготовленная фирмой Edmund Optics Inc., имеющая период  $p = 200$  мкм, 10 %-ное пропускание и щели шириной 20 мкм. Это обеспечивает положение первой Тальбот плоскости на расстоянии 75,2 мм от решетки Ронки.

Авторы [17–19] тщательно проверили ковер Тальбота вплоть до 25-й плоскости воспроизведения и нашли его превосходным (рис. 5.12 (см. цв. вклейку), 5.13). На рис. 5.12, 5.14 показаны схемы

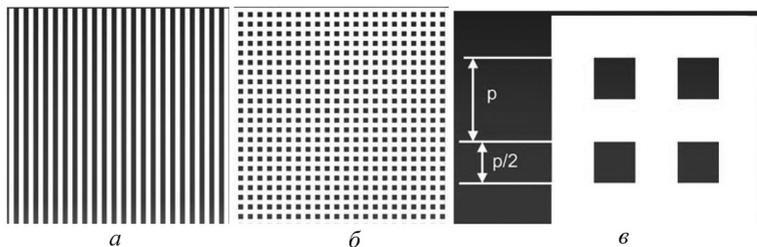


Рис. 5.10. Линейка (а) и решетка (б) Ронки; в – на решетке обозначен период

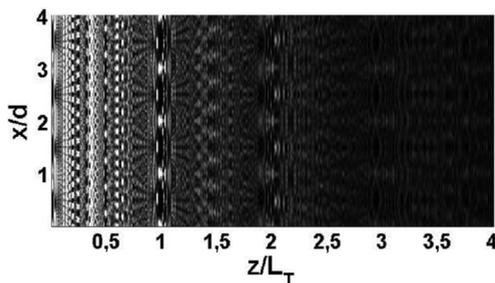


Рис. 5.13. Результаты расчетов ковра Тальбота для интерферометра Тальбота–Лоу [19]

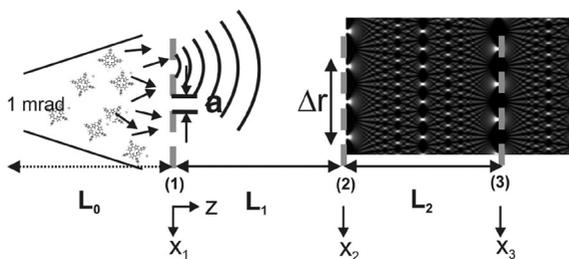


Рис. 5.14. Интерферометр Тальбота–Лоу [19]

интерферометра Тальбота–Лоу. Отметим, что в ряде публикаций такой 3-блочный лауртовский интерферометр называется LLL-интерферометр (иногда ЛЛЛ-интерферометр) [17]. Лазер в этом интерферометре заменен на натриевую лампу низкого давления, излучающую свет преимущественно с длиной волны  $\lambda = 589,3$  нм. Для той же линейки Ронки расстояние до первой плоскости самовоспроизведения составляет 67,9 мм (рис. 5.15).

Схема интерферометра Тальбота–Лоу состоит из трех последовательных элементов: разделителя, зеркала и анализатора. Интерференционное поле в каждой точке формируется лучами, исходящими из одной и той же точки на поверхности разделителя. Это обстоятельство снижает требования к пространственной и временной когерентности исходного излучения на поверхности разделителя. Это позволяет для них использовать лабораторные источники жесткого рентгеновского излучения для ЛЛЛ-интерферометров.

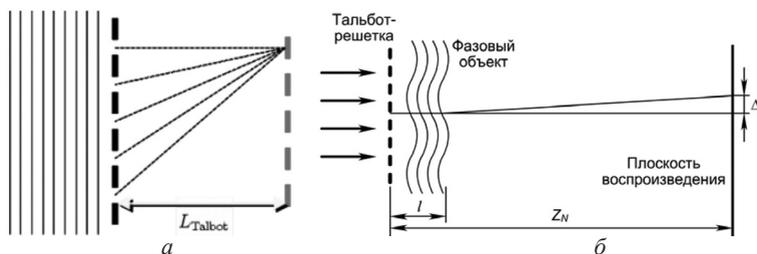


Рис. 5.15. Падение плоской световой волны на решетку Ронки (Тальбот решетку) и формирование изображения решетки в первой плоскости изображения (а); б – смещение ядра изображения решетки за счет рефракции и турбулентной пульсации плотности

## 5.6. Эксперименты в ИТМО им. А. В. Лыкова НАН Беларуси

В работах [20–30] описаны результаты экспериментов с интерферометром Тальбота в Институте тепло- и массообмена им. А. В. Лыкова НАН Беларуси (рис. 5.16–5.25), которыми руководит директор Института тепло- и массообмена академик НАН Беларуси О. Г. Пенязьков.

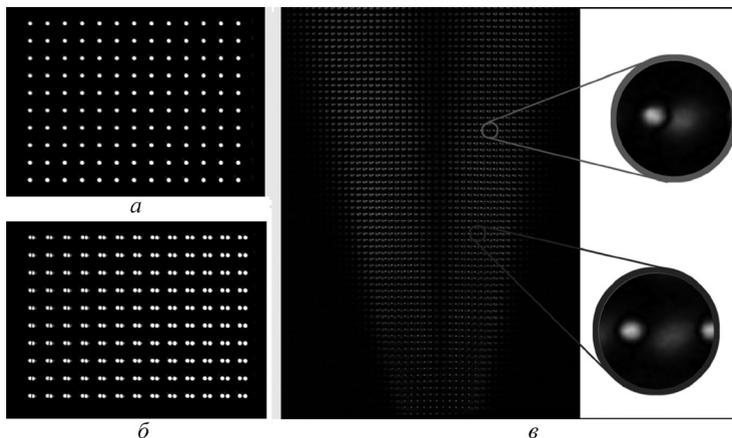


Рис. 5.18. Фрагменты Тальбот изображения струи: *a* – одна экспозиция, *б* – две экспозиции; *в* – Тальбот-изображение двумерной струи

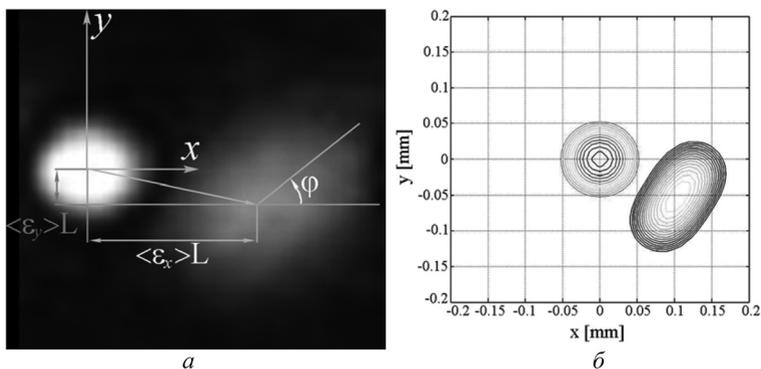


Рис. 5.19. Регистрируемые узлы в плоскости регистрации Тальбота (*a*) и результаты их оцифровки (*б*)

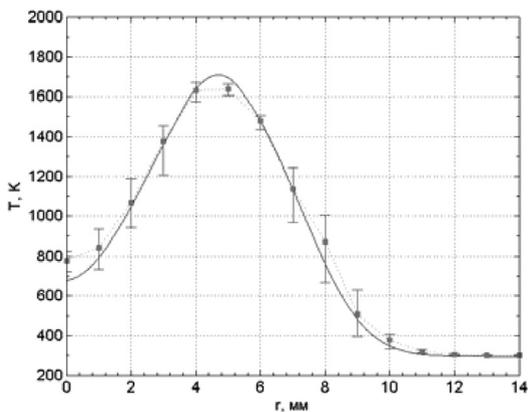


Рис. 5.25. Сопоставление значений температуры, полученных Тальбот интерферометрией и полученных из термодатных измерений для поперечного сечения пламени  $y = 10$  мм

В качестве источника света использовался электроразрядный газовый лазер с длиной волны  $\lambda = 457,9$  нм. Лазерный луч трансформировался с помощью коллиматора таким образом, что его диаметр увеличивался до 200 мм. Прямоугольная решетка Ронки с отверстиями диаметром  $d = 50$  мкм и периодом  $p = 250$  мкм обеспечивала нахождение первой плоскости воспроизведения на расстоянии  $z_T = p^2 \lambda^{-1} = 0,131$  м.

Тальбот изображения регистрировались на цифровой фотокамере Nikon-D700 с размером кадра  $24 \times 36$  мм и объемом кадра равным 12,1 Мрх. Камера устанавливалась в первой плоскости самовоспроизведения, отстоящей от решетки Ронки на 131 мм.

Для проверки измерений показателя преломления в смесях различных газов (табл. 5.1), выполненных с использованием Тальбот интерферометра, были произведены термодатные измерения с использованием 100 мкм термодатны из вольфрам-иридиевого сплава W5%RE/W20%RE (type A).

Т а б л и ц а 5.1. Показатель преломления  $(n - 1) \cdot 10^4$  при  $\lambda = 457,9$  нм;  $T = 298,15$  К;  $p = 10^5$  Па

Воздух	Метан, CH <sub>4</sub>	Смесь метана и воздуха, $\phi = 2,0$	Продукты реакции CO <sub>2</sub> +2H <sub>2</sub> O
2,666	4,117	2,917	2,927

## 5.7. Эксперименты Шандры Шакера (Индия)

Работами по оптической диагностике в Индийском технологическом институте (г. Нью-Дели) руководит академик АН Индии профессор Шандра Шакер [31–47] (рис. 5.26–5.30).

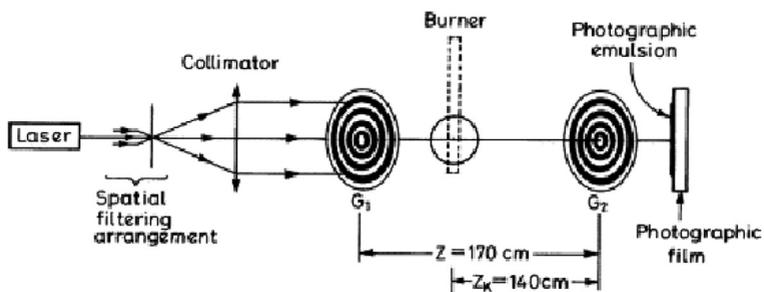


Рис. 5.26. Тальбот интерферометр Делийского технологического института, г. Нью-Дели, Индия [37]

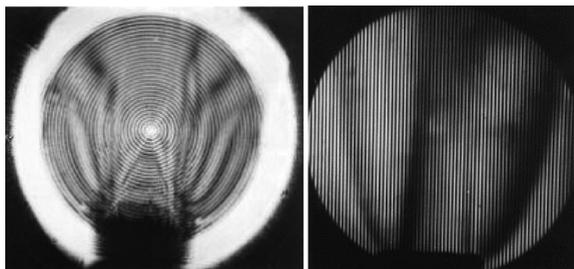


Рис. 5.27. Тальботограммы пламени, полученные в Делийском технологическом институте, г. Нью-Дели, Индия [37]

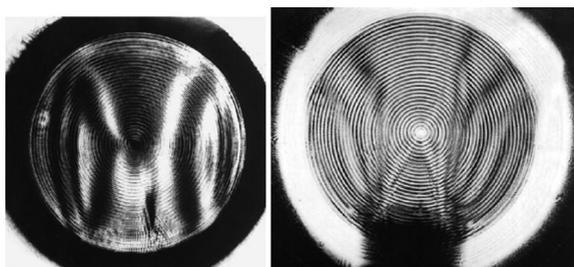


Рис. 5.28. Тальботограммы пламени, полученные в Делийском технологическом институте, Нью-Дели, Индия [37]

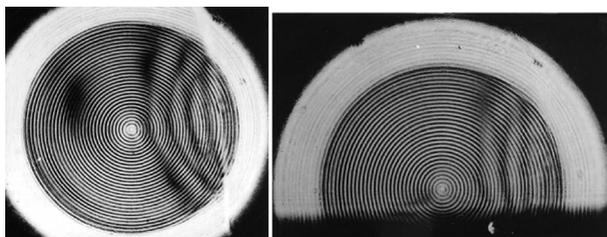


Рис. 5.29. Тальботограммы пламени, полученные в Делийском технологическом институте, г. Нью-Дели, Индия [37]



Рис. 5.30. Тальботограммы пламени, полученные в Делийском технологическом институте, г. Нью-Дели, Индия [37]

### 5.8. Другие эксперименты с интерферометрами на основе эффекта Тальбота

Эксперименты с Тальбот интерферометром также проводят в работах [3; 44–63]. Оригинальный вариант Тальбот интерферометра собран в Новосибирском институте автоматки и электротехники СО РАН, в котором в качестве решеток Ронки используются зонные пластинки Френеля (ЗПФ) [3]. ЗПФ2 размещается на двойном фокусном расстоянии от ЗПФ1 на подвижном столике с микровинтами, что позволяет достаточно точно контролировать смещения. Исследуемый объект  $O$  помещался между зонными пластинками, его перемещения вдоль оси и угол поворота измерялись. Расстояние  $l$  до экрана Э могло изменяться в пределах от 0 до 3 м. В отсутствие объекта непосредственно за ЗПФ2 наблюдается равномерно затененное поле. При увеличении расстояния  $l$  между экраном и ЗПФ2 поле разделяется на две области: не изменяющееся с расстоянием круглое пятно, соответствующее параллельному пучку, и увеличивающееся в размерах

пятно, соответствующее сферической волне с центром в фокальной точке  $f_1$  между зонными пластинками (рис. 5.31).

После внесения объекта  $O$  самоизображение первой ЗПФ искажается. В плоскости за второй ЗПФ появляется муар. Муаровые полосы обладают свойствами геометрической тени. На экране в параллельном пучке размер муаровых полос не зависит от положения экрана. В расходящемся пучке муар пропорционально увеличивается по мере увеличения расстояния  $l$ .

На рис. 5.31, *a* показана муаровая картина в плоскости ЗПФ2, если в качестве объекта используется пламя свечи. Тот же муар на фокусном расстоянии от ЗПФ2 дан на рис. 5.31, *б*. Изменение температуры в пламени вызывает изменение показателя преломления воздуха, что изменяет ход лучей и ведет к изменению интерференционной картины. Если на пути поднимающегося воздуха поставить преграду, например, металлическую линейку, то муаровая картина меняется (рис. 5.31, *в*). Концы линейки выходят далеко за пределы пламени, металл обладает хорошей теплопроводностью и в вертикальном направлении от центра пламени к линейке температура быстро спадает. В муаровой картине появляются параллельные линейке горизонтальные полосы.

Результаты экспериментов Новосибирской группы показывают, что частичное самовоспроизведение поля в интерферометре с двумя ЗПФ возможно лишь в одной плоскости ( $z_T = 2f_1$ ).

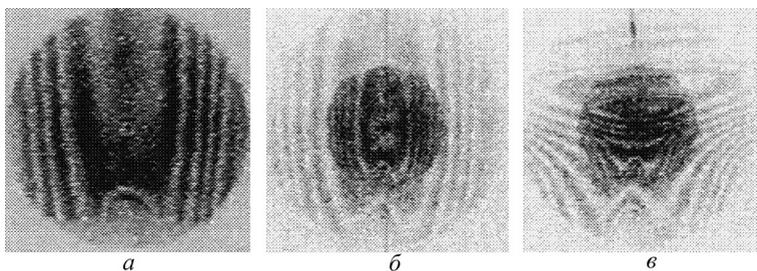


Рис. 5.31. Муаровые полосы пламени свечи, полученные в Новосибирском институте автоматике и электротехники СО РАН [3]: *a* – муаровая картина в плоскости ЗПФ2, *б* – муаровая картина на фокусном расстоянии от ЗПФ2, *в* – муаровая картина при наличии преграды (металлическая линейка)

Рентгеновские Тальбот интерферометры (рис. 5.32, см. цв. вклейку) и Тальбот–Лоу интерферометры на нанорешетках оказываются весьма перспективными [13; 14; 19; 48–50; 64].

## Литература к Главе 5

1. *Talbot, H. F.* LXXXVI. Facts relating to optical science. No. IV. / H. F. Talbot // *Philosophical Magazine Series 3*. – 1836. – Vol. 9, Iss. 56. – P. 401–407.

2. *Lord Rayleigh, F. R. S.* On copying diffraction gratings and on some phenomenon connected therewith / F. R. S. Lord Rayleigh // *Philosophical Magazine Series 5*. – 1881. – Vol. 11, Iss. 67. – P. 196–205.

3. *Пальчикова, И. Г.* Сравнительное изучение самоизображения прозрачных решёток / И. Г. Пальчикова, С. С. Попова, С. В. Смирнов // *Компьютерная оптика*. – 2000. – Вып. 20. – С. 60–70.

4. *Montgomery, W. D.* Self-Imaging Objects of Infinite Aperture / W. D. Montgomery // *J. Opt. Soc. Am.* – 1967. – Vol. 57, N 6. – P. 772–778.

5. *Кислов, В. И.* Эффект Тальбота и самовоспроизводимость периодического поля между плоскостями Тальбота / В. И. Кислов // *Оптика и спектроскопия*. – 1990. – Т. 78, № 1. – С. 144–147.

6. *Коронкевич, В. П.* Интерференционные свойства зонных пластинок / В. П. Коронкевич, И. Г. Пальчикова // *Автометрия*. – 1994. – № 3. – С. 85–100.

7. *Лидер, В. В.* Рентгеновские кристаллические интерферометры / В. В. Лидер // *Успехи физических наук*. – 2014. – Т. 184, № 11. – P. 1217–1236.

8. *Ohler, M.* X-ray diffraction moiré topography as a means to reconstruct relative displacement fields in weakly deformed bicrystals / M. Ohler, S. Kohler, J. Hartwig // *Acta crystallographica Section A*. – 1999. – Vol. 55. – P. 423–432.

9. *Macken, S.* Colour moiré interferometry for physical sensing using a standard web camera / S. Macken, D. Filippini // *Measurement science and technology*. – 2010. – Vol. 21, N 10. – Article ID 105305. – 6 p.

10. *Ronchi, V.* Forty years of history of a grating interferometer / V. Ronchi // *Appl. Opt.* – 1964. – Vol. 3. – P. 437–451.

11. *Wienberg, F. J.* The Optics of flame – Including Methods for the Study of Refractive Index Fields in Combustion and Aerodynamics / F. J. Wienberg. – London: Butterworths, 1963. – 253 p.

12. *Малакара, Д.* Оптический производственный контроль: пер. с англ. / Д. Малакара; под ред. А. Н. Соснова. – М.: Машиностроение, 1985. – 400 с.

13. *Malacara-Hernández, D.* Handbook of Optical Design / D. Malacara-Hernández, Z. Malacara-Hernández. – 2nd ed. – New York: Marcel Dekker Inc., 2004. – 522 p.

14. A. Null Ronchi Gratings as a function of period / D. Aguirre-Aguirre [et al.] // *J. of Physics: Conference Series*. – 2015. – Vol. 605. – Article ID 012015. – 6 p.

15. *Максутов, Д. Д.* Теневые методы исследования оптических систем / Д. Д. Максутов. – Ленинград; Москва: Гос. технико-теор. изд-во, 1934. – 171 с.

16. *Васильев, Л. А.* Теневые методы / Л. А. Васильев. – М.: Изд-во «Наука», 1968. – 400 с.
17. Realization of optical carpets in the Talbot and Talbot-Lau configurations / W. B. Case [et al.] // *Optics Express*. – 2009. – Vol. 17, N 23. – P. 20966–20974.
18. *Jahns, J.* The Lau effect (a diffraction experiment with incoherent illumination) / J. Jahns, A. W. Lohmann // *Optics Communications*. – 1979. – Vol. 28, N 3. – P. 263–267.
19. *Szewc, C.* Molecule Interference in the Near-Field Talbot Regime: PhD thesis / C. Szewc; University of Southampton. – 2012.
20. Исследование обтекания горизонтального цилиндра двумерной турбулентной струёй методом тальбот-интерферометрии / М. В. Дорошко [и др.] // Тепло- и массоперенос–2005. – Минск: ИТМО им. А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2005. – С. 210–214.
21. A Talbot interferometer in measurements of admixture concentration in a turbulent shear flow / M. V. Doroshko [et al.] // 12<sup>th</sup> International Symposium on Flow Visualization. – Göttingen, September 2006. – Paper ISFV 12-36.4.
22. Тальбот-метод исследования распределения концентрации метана в турбулентной осесимметричной струе / М. В. Дорошко [и др.] // ИФЖ. – 2006. – Т. 79, № 5. – С. 94–99.
23. Исследование статических характеристик пульсаций плотности в пограничном слое за ударной волной / М. В. Дорошко [и др.] // Тепло- и массоперенос–2007. – Минск: ИТМО им. А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2007. – С. 213–219.
24. Measurement of admixture concentration fluctuation in a turbulent shear flow using an averaged Talbot image / M. V. Doroshko [et al.] // *Experiment in Fluids*. – 2008. – Vol. 44. – P. 461–468.
25. Измерение пульсаций концентрации в сдвиговом турбулентном потоке методом осреднённых Тальбот-изображений / М. В. Дорошко [и др.] // ИФЖ. – 2008. – Т. 81, № 1. – С. 49–54.
26. Метод осреднённых Тальбот-изображений при исследованиях флуктуаций примеси в турбулентных течениях / П. П. Храмов [и др.] // Оптические методы исследования потоков: тр. X юбил. междунар. науч.-техн. конф., Москва, 23–26 июня 2009 г. / МЭИ; под ред. Ю. Н. Дубнищева, Б. С. Ринкевичюса. – Москва, 2009. – С. 28–31.
27. Метод осреднённых Тальбот-изображений для исследования параметров турбулентного переноса и смешения в сдвиговых потоках / П. П. Храмов [и др.] // Современные оптические методы исследования потоков / под ред. Б. С. Ринкевичюса. – М.: Оверлей, 2011. – С. 107–136.
28. *Doroshko, M.* Visualization of the flow structure behind the shock front using Talbot interferometry technique / M. Doroshko, P. Khrantsov, O. Penyazkov // Proc. of the 15th International Symposium on Flow Visualization. – Minsk, June 2012. – Paper ISFV15-182.

29. Измерения пульсаций концентраций в сдвиговом турбулентном потоке методом осредненных Тальбот-изображений / М. В. Дорошко [и др.] // ИФЖ. – 2013. – Т. 86, № 2. – С. 247–255.

30. *Shatan, I. N.* Light deflection and temperature measurements in reacting methane-air flow by means of Talbot-images method / I. N. Shatan, P. P. Khramtsov, O. G. Penyazkov // Proc. of the 16th International Symposium on Flow Visualization. – Okinawa, June 2012. – Paper ISFV16-1190.

31. *Bhattacharya, J.* Measurement of the refractive index using the Talbot effect and a moiré technique / J. Bhattacharya // Appl. Opt. – 1989. – Vol. 28, N 13. – P. 2600–2604.

32. Use of speckle technique for temperature measurement in gaseous flame / C. Shakher [et al.] // J. Optics. – 1992. – Vol. 23, N 2. – P. 35–39.

33. *Shakher, C.* Talbot interferometry with circular gratings for the measurement of temperature in axisymmetric gaseous flames / C. Shakher, A. J. P. Daniel // Appl. Opt. – 1994. – Vol. 33. – P. 6068–6072.

34. *Shakher, C.* Measurement of temperature using speckle shearing interferometry / C. Shakher, A. K. Nirala // Appl. Opt. – 1994. – Vol. 33. – P. 2125–2127.

35. *Shakher, C.* Measurement of the temperature profile of an atomic absorption spectrophotometer burner using a Talbot interferometer with circular gratings / C. Shakher, A. J. P. Daniel, S. Angra // Optical Engineering. – 1994. – Vol. 33, N 8. – P. 2663–2669.

36. *Thakur, M.* Measurement of temperature and temperature profile of an axisymmetric gaseous flames using Lau phase interferometer with linear gratings / M. Thakur, A. L. Vyas, C. Shakher // Opt. Lasers Eng. – 2001. – Vol. 36. – P. 373–380.

37. *Thakur, M.* Measurement of Temperature Profile of a Gaseous Flame with a Lau Phase Interferometer that has Circular Gratings / M. Thakur, A. L. Vyas, C. Shakher // Applied Optics. – 2002. – Vol. 41, N 4. – P. 654–657.

38. *Singh, P.* Measurement of temperature of an axisymmetric flame using shearing interferometry and Fourier fringe analysis technique / P. Singh, M. Faridi, C. Shakher // Opt. Eng. – 2004. – Vol. 43. – P. 387–392.

39. *Prakash, S.* A low cost technique for automated measurement of focal length using Lau effect combined with Moire readout / S. Prakash, S. Singh, A. Verma // J. Mod. Opt. – 2006. – Vol. 53, N 14. – P. 2033–2042.

40. *Hossain, M. M.* Refractive index determination: An Application of Lenless Fourier Digital Holography / M. M. Hossain, D. S. Mehta, C. Shakher // Opt. Eng. – 2006. – Vol. 45. – Article ID 106202.

41. *Shakher, C.* Interferometric methods to measure temperature and temperature profile of gaseous flames / C. Shakher // Proc. of ICOP 2009-International Conference on Optics and Photonics. – Chandigarh, October 2009. – Paper A1.IT2. – 7 p.

42. *Hossain, M. M.* Temperature measurement in laminar free convective flow using digital holography / M. M. Hossain, C. Shakher // Appl. Opt. – 2009. – Vol. 48. – P. 1869–1877.

43. *Sharma, S.* Digital holographic interferometry for measurement of temperature in axisymmetric flames / S. Sharma, G. Sheoran, C. Shakher // Appl. Opt. – 2012. – Vol. 51. – P. 3228–3235.

44. *Sharma, S.* Investigation of temperature and temperature profile in axisymmetric flame of butane torch burner using digital holographic interferometry / S. Sharma, G. Sheoran, C. Shakher // *Opt. Lasers Eng.* – 2012. – Vol. 50. – P. 1436–1444.
45. *Sharma, S.* Temperature measurement of axisymmetric flame under the influence of magnetic field using lensless Fourier transform digital holography / S. Sharma, G. Sheoran, C. Shakher // *Appl. Opt.* – 2012. – Vol. 51. – P. 4554–4562.
46. *Kumar, M.* Measurement of temperature and temperature distribution in diffusion flames using digital speckle pattern interferometry / M. Kumar, V. Kumar, C. Shakher // *SPIE Proc.* – 2013. – Vol. 9060. – 7 p.
47. *Kumar, V.* Measurement of natural convective heat transfer coefficient along the surface of a heated wire using digital holographic interferometry / V. Kumar, M. Kumar, C. Shakher // *Applied Optics.* – 2014. – Vol. 53, N 27. – P. G74–G83.
48. *Silva, D.* Talbot Interferometer for Radial and Lateral Derivatives / D. Silva // *Applied Optics.* – 1972. – Vol. 11, N 11. – P. 2613–2624.
49. Phase contrast laminography based on Talbot interferometry / V. Altapova [et al.] // *Optics Express.* – 2012. – Vol. 20, N 6. – P. 6496–6508.
50. *Смирнов, Е. В.* Волновая природа материи: от дифракции частиц на кристаллах до интерферометра Капицы–Дирака–Тальбота–Лоу / Е. В. Смирнов // *Инженерный журнал: наука и инновации.* – 2013. – Вып. 8. – С. 1–7.
51. *Арутюнян, Л. А.* Рентгеновский интерферометр на основе френелевских зонных пластин / Л. А. Арутюнян, К. Г. Труни, Г. М. Оганесян // *Изв. НАН Армении. Физика.* – 2011. – Т. 46, № 1. – С. 51–55.
52. *Giglio, M.* A white light speckle Schlieren technique / M. Giglio, S. Musazzi, U. Perini // *Opt. Commun.* – 1981. – Vol. 36, N 2. – P. 117–120.
53. Measurement of temperature distribution of flames by moiré deflectometry / E. Bar-Ziv [et al.] // *Appl. Opt.* – 1981. – Vol. 20. – P. 4263–4266.
54. Measurement of temperature distributions in a methane-air flame by moiré deflectometry / E. Bar-Ziv [et al.] // *Nineteenth Symposium (International) on Combustion.* – 1982. – Vol. 19, N 1. – P. 303–310.
55. *Lim, C.* Talbot interferometer with computer generated grating / C. Lim, V. Srinivasan // *Opt. Commun.* – 1983. – Vol. 44, N 3. – P. 219–222.
56. *Takeda, M.* Lateral aberration measurements with a digital Talbot interferometer / M. Takeda, S. Kobayashi // *Appl. Opt.* – 1984. – Vol. 23. – P. 1760–1764.
57. *Nakano, Y.* Measurements of phase objects using Talbot effect and moiré techniques / Y. Nakano, K. Murata // *Appl. Opt.* – 1984. – Vol. 23. – P. 2296–2299.
58. Temperature Measurement in Laminar Free Convection Using Electro-Optic Holography / G. S. Spagnolo [et al.] // *J. Phys. III.* – 1997. – Vol. 7. – P. 1893–1898.
59. *Stricker, J.* 3-D turbulent density field diagnostics by tomographic moiré technique / J. Stricker, B. Zakharen // *Exp. Fluids.* – 1997. – Vol. 23. – P. 76–85.
60. Wavefront sensor using the Talbot effect / N. Salama [et al.] // *Optics & Laser Technology.* – 1999. – Vol. 31, N 4. – P. 269–272.

61. *Spagnolo, G. S.* Talbot effect application: measurement of distance with a Fourier-transform method / G. S. Spagnolo, D. Ambrosini // *Meas. Sci. Technol.* – 2000. – Vol. 11. – P. 77–82.

62. *Xiao, X.* Temperature measurements in steady two-dimensional partially premixed flames using laser interferometric holography / X. Xiao, C. W. Choi, I. K. Puri // *Combustion and Flame.* – 2000. – Vol. 120, N 3. – P. 318–332.

63. *Siegel, Ch.* A wavefront sensor based on the fractional Talbot effect / Ch. Siegel, F. Loewenthal, J. Balmer // *Optics Communications.* – 2001. – Vol. 194, N 4–6. – P. 265–275.

64. *Friesch, O.* Quantum carpets woven by Wigner functions / O. Friesch, W. Schleich, I. Marzoli // *New J. Phys.* – 2000. – Vol. 2, N 1. – P. 4.

## СТАТИСТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СПЕКЛ-ПОЛЕЙ И МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЙ, ОСНОВАННЫЕ НА ИХ АНАЛИЗЕ

### 6.1. Особенности лазерного излучения

#### 6.1.1. Генерация лазерного излучения

Принцип работы лазера основывается на вынужденном (индуцированном) излучении, предсказанном А. Эйнштейном. Луч лазера может быть непрерывным, с постоянной амплитудой, или импульсным, достигающим больших пиковых мощностей в течение короткого времени. В некоторых схемах рабочий элемент лазера используется в качестве оптического усилителя излучения другого лазерного источника. Существует большое количество видов лазеров, использующих в качестве рабочей среды все агрегатные состояния вещества. Некоторые типы лазеров, например, лазеры на растворах красителей или полихроматические твердотельные лазеры, могут генерировать целый набор частот (мод оптического резонатора) в широком спектральном диапазоне [1–16].

#### 6.1.2. Волновая природа излучения

Излучение лазеров отличается от излучения обычных и люминесцентных источников света высокой когерентностью и направленностью. Слово лазер (laser) образовано начальными буквами английского выражения *light amplification by stimulated emission of radiation* – усиление света с помощью индуцированного излучения. Лазерное излучение представляет собой электромагнитные волны, вектор напряженности электрического поля которых,  $E$ , в однородной изотропной среде в стационарных условиях удовлетворяет волновому уравнению

$$\nabla^2 \mathbf{E} - (1/v)(\partial^2 \mathbf{E} / \partial t^2) = 0.$$

Здесь  $v = c/n$  – скорость распространения волны;  $c$  – скорость света в вакууме и  $n$  – показатель преломления. Наибольший интерес представляет решение волнового уравнения для плоской волны  $|\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)| = A \cos(\omega t - \mathbf{k}\mathbf{r} + \Delta\phi)$ , где  $A$  – амплитуда напряженности электрического поля, В/м;  $\omega = 2\pi\beta$  – круговая частота;  $\mathbf{k}$  – волновой вектор;  $|\mathbf{k}| = 2\pi/\lambda$ ;  $\lambda$  – длина волны, мкм;  $\Delta\phi$  – начальная фаза;  $\mathbf{r}$  – радиус-вектор точки пространства. Поверхность, для которой  $\mathbf{k}\mathbf{r} = \text{const}$ , является волновым фронтом волны. В данном случае волновой фронт является плоскостью, перпендикулярной к волновому вектору  $\mathbf{k}$ . Для плоской волны, которая распространяется вдоль оси  $z$ , проекции напряженности электрического поля будут иметь вид

$$E_x(z, t) = A_x \cos(\omega t - kz + \Delta\phi_x),$$

$$E_y(z, t) = A_y \cos(\omega t - kz + \Delta\phi_y),$$

где  $A_x, A_y$  – составляющие амплитуды электрического вектора по осям  $x$  и  $y$ . В общем случае конец вектора  $\mathbf{E}$  при распространении волны описывает сложную кривую, проекция которой на плоскость, перпендикулярную направлению распространения, имеет форму эллипса. При  $\Delta\phi = \Delta\phi_x - \Delta\phi_y = m\pi$  ( $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ ) эллипс превращается в прямую и волну называют линейно-поляризованной. При  $\Delta\phi = \Delta\phi_x - \Delta\phi_y = m\pi/2$  ( $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ ) эллипс превращается в окружность (круговая поляризация).

### 6.1.3. Направленность излучения

Направленность лазерного излучения является одним из главных его свойств. Угол расходимости лазерного излучения близок к дифракционному ( $\vartheta \sim \lambda/D$ ) и составляет единицы минут. Так, диаметр пятна, образованного лазером на Луне, составляет несколько километров, в то время как луч прожектора создает пятно диаметром 30–40 тыс. км, что превышает диаметр самой Луны [5]. Высокая направленность лазерного излучения определяет также его высокую плотность мощности.

Например, если тепловой источник мощностью 1 Вт излучает равномерно в диапазоне длин волн от 0,3 до 1,3 мкм, для видимой линии шириной  $5 \cdot 10^{-5}$  мкм плотность мощности на расстоянии 1 м составит  $4 \cdot 10^{-6}$  Вт/м<sup>2</sup>. Плотность мощности излучения аргонового лазера при той же ширине линии на расстоянии 1 м составит  $10^6$  Вт/м<sup>2</sup>, что на 12 порядков величины больше [5].

#### **6.1.4. Монохроматичность и модовый состав**

Монохроматичность лазерного излучения чрезвычайно высока. Спектр излучения лазера характеризуется некоторым интервалом частот, который называется шириной спектральной линии. У лазерного излучения этот интервал чрезвычайно узок. Спектр частот лазерного резонатора в многомодовом режиме определяется целочисленными собственными значениями  $(m, n, q)$ , где числа  $(m, n)$  определяют поперечные моды генерации, а число  $q$  показывает, сколько полуволн укладывается на длине резонатора. При одной поперечной моде разность между частотами продольных мод зависит от длины резонатора  $L$ :  $\omega_{q+1} - \omega_q = c / 2L$ . Если генерация лазерной энергии в одномодовом (по поперечным модам) режиме происходит на одной продольной моде, лазер называют одночастотным. Естественная ширина спектра излучения He–Ne лазера в одночастотном режиме при  $L = 1$  м составляет 0,08 Гц, однако в силу различного рода флуктуаций происходит уширение этой линии до десятков и сотен кГц. В многомодовом режиме He–Ne лазер может излучать одновременно на 10 продольных модах, при этом ширина спектра генерации составит 1,5 ГГц. Отметим, что собственная частота генерации этого лазера составляет  $4,74 \cdot 10^{14}$  Гц, поэтому линия генерации остается чрезвычайно узкой даже в многомодовом режиме.

Для столкновительного уширения контура линии профиль линии описывается соотношением

$$S(\omega) = \frac{1}{2\pi} \frac{\Delta\omega_c}{(\omega - \omega_0)^2 + (\Delta\omega_c / 2)^2},$$

где  $\Delta\omega_c$  – столкновительная полуширина контура.

### 6.1.5. Когерентность

Под термином «когерентность» понимается корреляция параметров электромагнитной волны, испущенной либо пространственно разнесенными источниками (пространственная когерентность), либо одним источником, но в различные моменты времени (временная когерентность) [15–19]. Этот случай иллюстрируется рис. 6.1.

Количественно временная когерентность определяется в секундах (время, в течение которого лазер излучает когерентно) или в метрах (расстояние, которое проходит лазерное излучение за время когерентности). Время и длина когерентности тесно связаны с монохроматичностью излучения. Сбои в генерации приводят к уширению спектральной линии излучения. Так, для полуширины спектра излучения He–Ne лазера  $\Delta\omega_{\text{ген}} = 100$  Гц длина когерентности составляет 300 км, а для  $\Delta\omega_{\text{ген}} = 1$  ГГц  $L_c = 3$  см. Интерферировать могут только когерентные источники

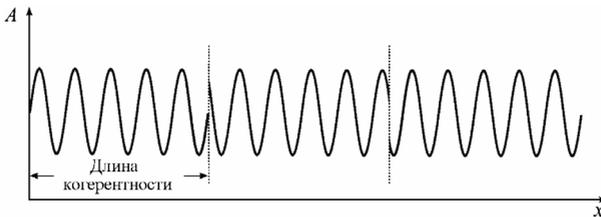


Рис. 6.1. Пространственное распределение амплитуды электромагнитной волны от времени и определение длины когерентности

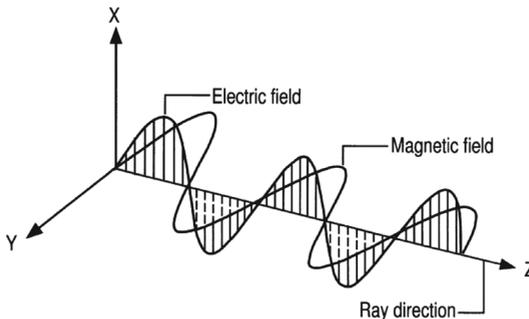


Рис. 6.2. Плоская элетромагнитная волна

излучения. Это свойство является основой установок оптической спекл-интерферометрии. Все дальнейшие рассуждения и математические выкладки в данной главе будут приводиться для случая плоской электромагнитной волны (рис. 6.2).

## 6.2. Образование спекл-поля

Широкое и целенаправленное изучение спекл-полей началось после появления лазеров – в начале 1960-х годов. Систематическое изложение современного состояния статистики спекл-полей содержится в ряде монографий, посвященных описанию явления спекла [20–26], хотя в той или иной степени эти вопросы освещаются во всех фундаментальных работах, рассматривающих данную область науки [27–32].

Применение спекл-полей в метрологии, в частности при измерениях в газодинамических течениях и процессах тепло- и массообмена, основывается на знании их статистических характеристик. Наиболее просто законы изменения интенсивности света в спекл-поле формулируются в случае использования источника монохроматического излучения и диффузного рассеивателя, создающего набег фазы  $\gg 2\pi$ . В этом случае спекл-поле не зависит от свойств шероховатой поверхности, что удобно, например, для диагностики течений, но не позволяет по спекл-полю анализировать состояние поверхности. Значительно более сложными и критичными к шероховатостям оказываются спекл-поля в частично когерентном свете. Применительно к исследованиям двухфазных течений при использовании спекл-полей в частично когерентном свете наряду с определением полей скоростей можно проанализировать распределения дисперсной фазы по размерам частиц. Схемы и методики таких измерений во многом должны быть аналогичны измерениям характеристик и шероховатости поверхностей.

Итак, начнем рассмотрение спекл-полей с описания основных законов их статистики. Процесс образования спекл-поля заключается в локализации в пространстве областей с максимальной (минимальной) интенсивностью света. В плоском разрезе

оно представляет собой хаотическое чередование максимумов и минимумов интенсивности светового поля. Такой характер спекл-поля предопределяет его статистическое описание.

Спекл-поля образуются при распространении когерентного излучения в пространстве за диффузным рассеивателем, в качестве которого может служить как прозрачный объект (матовая пластинка), так и непрозрачный (шероховатое тело). Рис. 6.3 иллюстрирует образование спекл-поля в пространстве за диффузно рассеивающей поверхностью или биотканью, а на рис. 6.4 приведены типичные фотографии спекл-полей.

При формировании спекл-поля различают ближнюю зону – зону Френеля и дальнюю зону – зону Фраунгофера. Параметром,

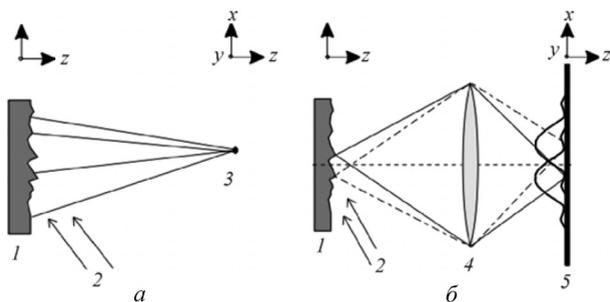


Рис. 6.3. Формирование спекл-поля при рассеянии на диффузной поверхности в свободной (безлинзовой) геометрии (а) и при формировании изображения с помощью линзы (б): 1 – шероховатая пластинка, 2 – когерентное излучение, 3 – точка наблюдения, 4 – формирующая линза, 5 – экран наблюдения

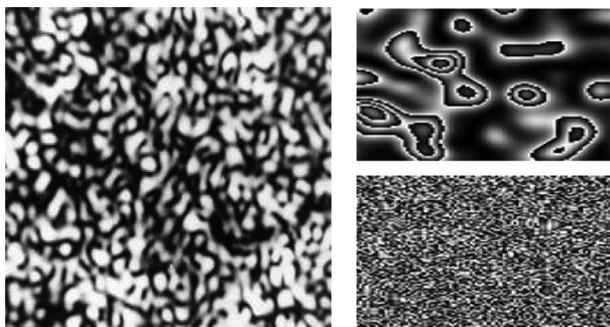


Рис. 6.4. Образцы спекл-полей при различном увеличении

определяющим зону, является величина  $D = \lambda z / d_I^2$ , где  $z$  – расстояние от рассеивателя до точки наблюдения, а  $d_I$  – начальный диаметр лазерного луча в биоткани. Средний размер спекла определяется этими же параметрами и составляет  $\sigma_{sp} = \lambda z / d_I$ . Таким образом, в ближней зоне  $\sigma_{sp} < \lambda$ , а в дальней  $\sigma_{sp} > \lambda$ . Начальное формирование спеклов в ткани происходит в ближней области, а при выходе рассеянного лазерного излучения из ткани будет определяться оптической системой наблюдения.

Спекл-поле формируется в рассеянном свете в результате интерференции всех лучей, попадающих в данную точку. Предполагается, что в силу диффузности биоткани как рассеивающего объекта разности фаз всех этих лучей равномерно распределены в интервале от 0 до  $2\pi$ . Пусть  $\mathbf{x} = \mathbf{x}(x, y)$  – декартовы координаты в объектной плоскости и  $\mathbf{X} = \mathbf{X}(X, Y) = \mathbf{X}(\vec{r})$  – координаты в плоскости изображения (наблюдения) (рис. 6.3).

Удобной моделью формирования статического спекл-поля является рассеяние лазерного излучения условной диффузно-шероховатой поверхностью [33–37]. В «идеальных» условиях формирования спекл-поля предполагается, что микронеровности диффузной поверхности подчиняются гауссовой статистике с величиной среднеквадратичного отклонения, много большей длины волны излучения зондирующего лазера. При этом длина когерентности лазера и размер освещаемой площадки должны быть существенно больше оптической разности хода для всех лучей, приходящих в точку наблюдения. При движении рассеивателей спекл-поле также приходит в движение и его корреляционная функция становится зависящей от времени. В биотканях, и соответственно, в биоспекл-полях, процессы многократного рассеяния усложняются тем обстоятельством, что каждый акт рассеяния может происходить на частицах, движущихся с различными скоростями [38–53].

Когерентность лазерного излучения оказывает существенное влияние на формирование распределения интенсивности при рассеянии в биотканях. Формирование спекл-поля в рассеянном биотканью излучении происходит при когерентном сложении амплитуд световых волн, приходящих в данную точку

пространства с различными фазами в результате процессов многократного рассеяния в зондируемой среде. Как и для других случайных сред, оно может быть описано в модели случайного блуждания [20] (рис. 6.5).

Для интерференции разность оптических путей любой пары элементарных волн, приходящих в точку наблюдения, должна быть меньше длины временной когерентности излучения  $l_c \approx \bar{\lambda}^2 / \Delta\lambda$ , где  $\Delta\lambda$  – ширина спектрального интервала излучения. При выполнении перечисленных выше условий элементарные волны, рассеянные неоднородностями, складываются по амплитуде – интерферируют, и результирующая амплитуда поля в произвольной точке  $\mathbf{r}$  определяется с учетом вклада фазовых сдвигов  $\Delta\phi_i$  и амплитуд  $\mathbf{a}_i / \sqrt{N}$  каждой элементарной волны

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}) = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_i \mathbf{a}_i \exp(-i\Delta\phi_i).$$

Для распределения Гаусса, величина среднеквадратичного отклонения интенсивности равна его среднему значению

$$\sigma_I = \sqrt{\langle I \rangle^2 - \langle I^2 \rangle} = \langle I \rangle.$$

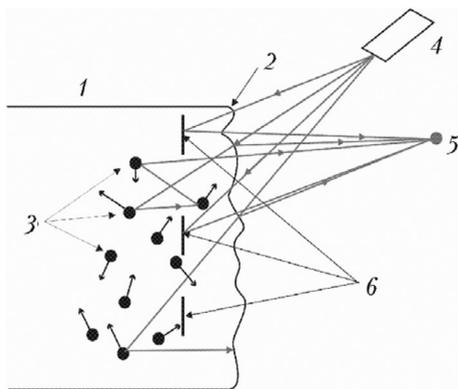


Рис. 6.5. Формирование биоспекл-поля при зондировании биоткани лазерным излучением [32]: 1 – модель биоткани; 2 – поверхность биоткани; 3 – движущиеся рассеиватели (эритроциты крови); 4 – зондирующий лазер; 5 – формирующийся спекл; 6 – неподвижные рассеиватели в биоткани

Отношение этих величин называется контрастом спекл-поля, который в общем случае может изменяться от 0 до 1:

$$C_{\text{sp}} = \frac{\sigma_I}{\langle I \rangle}. \quad (6.1)$$

Понятно, что в идеальном спекл-поле его контраст равен единице. Контраст может уменьшаться по многим причинам, например, при сложении спекл-поля с фоновым излучением. При отношении интенсивности фоновой засветки к суммарной интенсивности, равной  $b_{\text{sp}}$ , контраст будет равен  $C_{\text{sp}} = \sqrt{1 - b_{\text{sp}}^2}$  при когерентном сложении интенсивностей и  $C_{\text{sp}} = 1 - b_{\text{sp}}$  – при некогерентном [40]. В динамическом спекл-поле контраст может определяться смещением спеклов за время экспозиции, что позволяет проводить мониторинг приповерхностного кровотока [46–53].

### 6.3. Линейно поляризованное излучение

Для описания линейно поляризованного в одном направлении светового поля  $\mathbf{E}(x, y, z, t)$  удобно ввести его комплексную амплитуду  $\mathbf{A}(x, y, z)$  в форме

$$\mathbf{E}(x, y, z, t) = \mathbf{A}(x, y, z) \exp[i2\pi\nu t],$$

где

$$\mathbf{A}(x, y, z) = |\mathbf{A}(x, y, z)| \exp[-i \cdot \Theta(x, y, z)].$$

Интенсивность световой волны будет пропорциональна квадрату ее амплитуды:

$$I(x, y, z) = \lim_{T \rightarrow \infty} \int_{-T/2}^{T/2} |\mathbf{E}(x, y, z, t)|^2 dt = |\mathbf{A}(x, y, z)|^2.$$

В диффузном свете результирующая комплексная амплитуда световой волны может быть представлена как сумма составляющих волн от элементарных рассеивателей:

$$\mathbf{A}(x, y, z) = \sum_{k=1}^N \frac{1}{\sqrt{N}} \mathbf{a}_k(x, y, z) = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{k=1}^N |\mathbf{a}_k| \exp(i\vartheta_k). \quad (6.2)$$

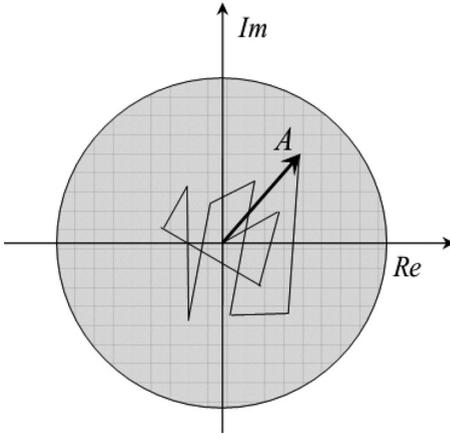


Рис. 6.6. Формирование комплексной амплитуды результирующей световой волны  $A$  при сложении комплексных амплитуд волн от элементарных рассеивателей

Рис. 6.6 иллюстрирует сложение комплексных амплитуд и формирование результирующего вектора  $\mathbf{A}$  в произвольной точке пространства. Если рассматривать элементарные рассеиватели как статистически независимые и рассеивающую поверхность достаточно «грубой», при которой фазы элементарных волн в каждой точке пространства могут принимать любые значения от  $-\pi$  до  $\pi$  с равной вероятностью, можно по-

лучить следующие выражения для осредненных значений действительной и мнимой частей введенной комплексной амплитуды. Знак  $\langle \rangle$  означает осреднение по ансамблю макроскопически подобных, но микроскопически независимых шероховатых поверхностей:

$$A^{(r)} = \text{Re}\{\mathbf{A}\} = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{k=1}^N |\mathbf{a}_k| \cos \vartheta_k,$$

$$A^{(i)} = \text{Im}\{\mathbf{A}\} = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{k=1}^N |\mathbf{a}_k| \sin \vartheta_k,$$

$$\langle A^{(r)} \rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{k=1}^N \langle |\mathbf{a}_k| \cos \vartheta_k \rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{k=1}^N \langle |\mathbf{a}_k| \rangle \langle \cos \vartheta_k \rangle = 0,$$

$$\langle A^{(i)} \rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{k=1}^N \langle |\mathbf{a}_k| \sin \vartheta_k \rangle \stackrel{(6)}{=} \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{k=1}^N \langle |\mathbf{a}_k| \rangle \langle \sin \vartheta_k \rangle = 0,$$

$$\langle [A^{(r)}]^2 \rangle = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \sum_{m=1}^N \langle |\mathbf{a}_k| |\mathbf{a}_m| \rangle \langle \cos \vartheta_k \cos \vartheta_m \rangle = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \frac{\langle |\mathbf{a}_k|^2 \rangle}{2},$$

$$\langle [A^{(i)}]^2 \rangle = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \sum_{m=1}^N \langle |\mathbf{a}_k \parallel \mathbf{a}_m| \rangle \langle \sin \vartheta_k \sin \vartheta_m \rangle = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \frac{\langle |\mathbf{a}_k|^2 \rangle}{2}, \quad (6.3)$$

$$\langle A^{(r)} A^{(i)} \rangle = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \sum_{m=1}^N \langle |\mathbf{a}_k \parallel \mathbf{a}_m| \rangle \langle \cos \vartheta_k \sin \vartheta_m \rangle = 0.$$

Можно показать, что при  $N \rightarrow \infty$  функция, описывающая плотность вероятности обнаружения в данной точке величины комплексной амплитуды с действительной и мнимой частями  $A^{(r)}$  и  $A^{(i)}$ , является Гауссовой:

$$P_{r,i}(A^{(r)}, A^{(i)}) = \frac{1}{p\langle I \rangle} \exp \left\{ -\frac{[A^{(r)}]^2 + [A^{(i)}]^2}{\langle I \rangle} \right\},$$

где

$$\langle I \rangle = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \langle |\mathbf{a}_k|^2 \rangle.$$

Интенсивность и фаза результирующей волны определяют через комплексную амплитуду:

$$I = [A^{(r)}]^2 + [A^{(i)}]^2,$$

$$\Theta = \arctg A^{(i)} / A^{(r)}.$$

Функция для плотности вероятности получения волны с данной интенсивностью и фазой имеет следующий вид:

$$P_{I,\Theta}(I, \Theta) = \begin{cases} \frac{1}{\pi\langle I \rangle} \exp\left(-\frac{I}{\langle I \rangle}\right), & I \geq 0, -\pi \leq \Theta < \pi, \\ 0, & \end{cases}$$

$$P_I(I) = \int_{-\pi}^{\pi} P_{I,\Theta}(I, \Theta) d\Theta = \begin{cases} \frac{I}{\langle I \rangle} \exp\left(-\frac{I}{\langle I \rangle}\right), & I \geq 0, \\ 0. & \end{cases}$$

Аналогично

$$P_{\Theta}(\Theta) = \int_0^{\infty} P_{I,\Theta}(I, \Theta) dI = \begin{cases} \frac{1}{2\pi}, & -\pi \leq \Theta < \pi, \\ 0. & \end{cases}$$

Заметим, что

$$P_{I,\Theta}(I, \Theta) = P_I(I)P_{\Theta}(\Theta).$$

Среднее от момента  $n$ -го порядка от интенсивности может быть записано через средние от интенсивности:

$$\langle I^n \rangle = n! \langle I \rangle^n.$$

В частности,

$$\langle I^2 \rangle = 2! \langle I \rangle^2.$$

Отношение величины среднеквадратичного отклонения интенсивности  $\sigma_I$  ( $\sigma_I^2 = \langle I^2 \rangle - \langle I \rangle^2 = \langle I \rangle^2$ ) к средней интенсивности  $\langle I \rangle$  принято называть контрастом спекл-поля

$$C = \sigma_I / \langle I \rangle.$$

В данном случае  $C = 1$  и спекл-поле называется полностью поляризованным. Вероятность появления в спекл-поле областей, интенсивность света в которых превышает некоторую интенсивность  $I$ , определяется по формуле

$$P(I) = \int_I^{\infty} \frac{1}{\langle I \rangle} \exp\left(-\frac{I'}{\langle I \rangle}\right) dI' = \exp(-I / \langle I \rangle).$$

Экспериментальная проверка представленных уравнений, в ходе которой были проведены замеры интенсивности в 23000 точек, подтвердила их справедливость [30] (рис. 6.7, 6.8).

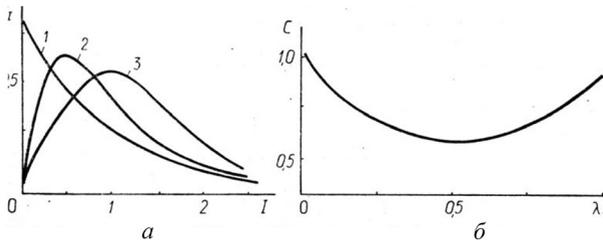


Рис. 6.7. Зависимость плотности вероятности распределения интенсивности в суммарном спекл-поле от значения интенсивности (а) и контраст суммы двух спекл-полей в зависимости от степени их скоррелированности (б): 1 –

$$C_{12} = 1; 2 - C_{12} = 0,6; 3 - C_{12} = 0$$

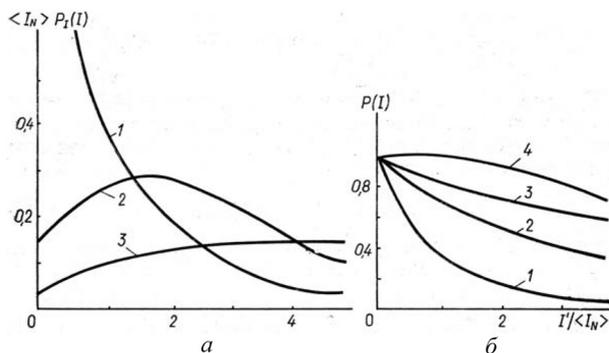


Рис. 6.8. Зависимости плотности вероятности распределения интенсивности в спекл-поле в результате суммирования с когерентным фоном от величины нормированной интенсивности (*a*: 1 –  $r = 0$ ; 2 –  $r = 2$ ; 3 –  $r = 4$ ) и вероятности того, что в спекл-поле, образованном в результате сложения с когерентным фоном, интенсивность превысит значение  $I'$  от величины  $I' \langle I_N \rangle$  (*b*: 1 –  $r_c = 0$ ; 2 –  $r_c = 1,125$ ; 3 –  $r_c = 2$ ; 4 –  $r_c = 4,5$ )

#### 6.4. Суммирование спекл-полей

Во многих случаях результирующее спекл-поле может представлять собой сумму описанных выше полностью поляризованных спекл-полей. Например, такое суммирование может осуществляться в результате частичной деполаризации излучения при отражении от шероховатой поверхности или для полихроматического излучения.

Так же как и элементарные электромагнитные волны, спекл-поля могут складываться по амплитудам (когерентно) либо по интенсивностям (некогерентно). Рассмотрим когерентное сложение спекл-полей. В этом случае

$$\mathbf{A} = \sum_{k=1}^N \mathbf{A}_k,$$

и при предположении о статистической независимости всех составляющих спекл-поля ( $\langle \mathbf{A}_k \cdot \mathbf{A}_l \rangle = 0$  для всех  $k, l$ ) статистические распределения для суммарного поля  $\mathbf{A}$  останутся неизменными.

При некогерентном сложении

$$I = \sum_{k=1}^N I_k,$$

где  $I = |A|^2$ ,  $I_k = |A_k|^2$ . В этом случае, если все суммируемые спекл-поля статистически независимы, то для различных интенсивностей составляющих  $I_l \neq I_k$  статистические распределения для суммарного поля имеют следующий вид [30]:

$$P_I(I) = \begin{cases} \sum_{k=1}^N \frac{I_k^{N-2}}{\prod_{\substack{p=1, \\ p \neq k}} I_k - I_p} \exp\left(-\frac{I}{I_k}\right), I \geq 0, \\ 0. \end{cases} \quad (6.4)$$

В случае, когда интенсивности всех составляющих полей равны  $I_0$ ,

$$P(I) = \begin{cases} \frac{I^{N-1}}{(N-1)!I_0^N} \exp\left(-\frac{I}{I_0}\right), I \geq 0, \\ 0. \end{cases} \quad (6.5)$$

В табл. 6.1 приведены наиболее типичные частные случаи распределений (6.4), (6.5). Значительно сложнее статистические суммы отыскиваются, когда суммируемые поля скоррелированы. Для количественной характеристики степени их корреляции вводятся комплексные коэффициенты корреляции:

$$\begin{aligned} \mu_{k,l} &= \langle \mathbf{A}_k \mathbf{A}_l^* \rangle / [\langle |A_k|^2 \rangle \langle |A_l|^2 \rangle]^{1/2}, \\ \mu_{k,l} &= \sqrt{C_{k,l}} \exp(i\psi_{k,l}). \end{aligned}$$

Наиболее часто используется квадрат модуля этого коэффициента

$$C_{k,l} = |\mu_{k,l}|^2 = \frac{\langle I_k I_l \rangle - \langle I_k \rangle \langle I_l \rangle}{[\langle (I_k - \langle I_k \rangle)^2 \rangle \langle (I_l - \langle I_l \rangle)^2 \rangle]^{1/2}}.$$

В случае, когда хотя бы один из коэффициентов корреляции не равен нулю, для отыскания статистических распределений

**Т а б л и ц а 6.1. Статистические распределения  
для некогерентной суммы статистически независимых спекл-полей**

Число суммируемых полей	Интенсивности составляющих спекл-полей	Распределения
2	$I_1 \neq I_2$	$P_I(I) = \frac{\exp(-I/I_1) - \exp(-I/I_2)}{I_1 - I_2}$
2	$I_1 = I_2 = I_0$	$P_I(I) = \frac{1}{I_0^2} \exp(-I/I_0)$
3	$I_1 \neq I_2 \neq I_3$	$P_I(I) = \frac{I_1}{(I_1 - I_2)(I_1 - I_3)} \exp(-I/I_1) - \frac{I_2}{(I_1 - I_2)(I_2 - I_3)} \exp(-I/I_2) + \frac{I_3}{(I_1 - I_2)(I_2 - I_3)} \exp(-I/I_3)$
3	$I_1 = I_2 = I_0 \neq I_3$	$P_I(I) = \frac{I}{I_0(I_0 - I_3)} \exp(-I/I_0) - \frac{I_3}{(I_0 - I_3)^2} \exp(-I/I_0) + \frac{I_3}{(I_0 - I_3)^2} \exp(-I/I_3)$
3	$I_1 = I_2 = I_3 = I_0$	$P_I(I) = \frac{I^2}{2I_0^3} \exp(-I/I_0)$

суммарного спекл-поля необходимо построить эквивалентный набор нескоррелированных спекл-полей  $A'$ , такой, что

$$\sum_{k=1}^N |A'_k|^2 = \sum_{k=1}^N |A_k|^2 = I.$$

Переход от  $A$  к  $A'$  будем описывать матрицей преобразования  $\mathfrak{A}$

$$[A'] = [\mathfrak{A}][A].$$

Для отыскания  $[\mathfrak{A}]$  строится матрица когерентности исходной системы спекл-полей

$$[\mathfrak{M}] = \langle [A][A^+] \rangle = \begin{bmatrix} \langle I_1 \rangle, & \sqrt{\langle I_1 \rangle \langle I_2 \rangle} \mu_{12}, & \dots & \sqrt{\langle I_1 \rangle \langle I_N \rangle} \mu_{1N} \\ \sqrt{\langle I_2 \rangle \langle I_1 \rangle} \mu_{12}^*, & \langle I_2 \rangle, & \dots & \sqrt{\langle I_2 \rangle \langle I_N \rangle} \mu_{2N} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \sqrt{\langle I_N \rangle \langle I_1 \rangle} \mu_{1N}^*, & \dots, & \dots & \langle I_N \rangle \end{bmatrix}.$$

Индекс + указывает на операцию преобразования Эрмита. Матрица когерентности преобразованного набора спекл-полей будет иметь вид

$$[\mathfrak{M}'] = [\mathfrak{A}][\mathfrak{M}][\mathfrak{A}^+].$$

Для всякой исходной системы существует единственная матрица перехода  $[\mathfrak{A}_0]$ , такая, что матрица когерентности преобразованной системы приводится к диагональному виду

$$[\mathfrak{M}'] = [\mathfrak{A}_0][\mathfrak{M}][\mathfrak{A}_0^+] = \begin{pmatrix} \lambda_1 & \dots & 0 \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & \dots & \lambda_N \end{pmatrix},$$

где  $\lambda_1 \dots \lambda_N$  – собственные значения матрицы когерентности исходной системы (действительные положительные числа). Именно эти значения и следует подставить в формулы (6.4), (6.5) вместо  $I_1 \dots I_N$  для получения искомого статистического распределения в случае суммирования скоррелированных спекл-полей [40].

Рис. 6.9 иллюстрирует статистические распределения суммарного спекл-поля как для коррелированных, так и некоррелированных спекл-полей. Как видно из рис. 6.9, б, контраст при суммировании некоррелированных спекл-полей выше, чем коррелированных. Вероятность в суммарном спекл-поле получить интенсивность выше значения  $I$  (см. (6.4)) при суммировании двух полей определится как

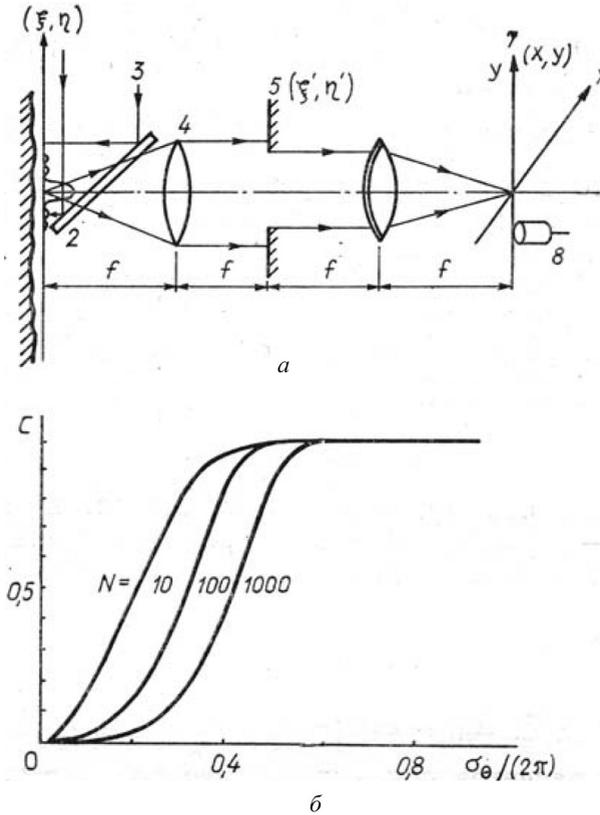


Рис. 6.9. Зависимость плотности вероятности распределения интенсивности в суммарном спекл-поле от значения интенсивности (а) и контраст суммы двух спекл-полей в зависимости от степени их скоррелированности (б): 1 –  $C_{12} = 1$ ; 2 –  $C_{12} = 0,6$ ; 3 –  $C_{12} = 0$

$$P_I(I) = \begin{cases} \frac{I}{I_1+I_2} \exp(-I/I_1) - \frac{I_2}{I_1-I_2} \exp(-I/I_1), I_1 \neq I_2, \\ \frac{I+I_0}{I_0} \exp(-I/I_0), I_1 = I_2 = I_0. \end{cases} \quad (6.6)$$

Так же как и в выражениях (6.4), (6.5), в случае коррелированных полей в (6.6) значения  $I_i$  необходимо заменить на  $\lambda_i$ .

Важным частным случаем суммирования спекл-полей является сложение полей с различной поляризацией. В общем случае для рассмотрения достаточно сложить спекл-поля с ортогональной поляризацией. Пусть некоторое поле  $\mathbf{A}(x, y)$  имеет компоненты  $A_x$  и  $A_y$ :

$$\mathbf{A}(x, y) = A_x(x, y)\mathbf{1}_x + A_y(x, y)\mathbf{1}_y.$$

Тогда

$$I(x, y) = \mathbf{A}(x, y)\mathbf{A}^*(x, y) = |A_x(x, y)|^2 + |A_y(x, y)|^2 = I_x(x, y) + I_y(x, y).$$

Взаимно ортогонально поляризованные поля могут быть коррелированы. Матрица когерентности будет иметь вид

$$[\mathfrak{M}] = \begin{bmatrix} \langle |A_x|^2 \rangle, & \langle A_x A_y^* \rangle \\ \langle A_x^* A_y \rangle, & \langle |A_y|^2 \rangle \end{bmatrix}.$$

Собственные значения  $\lambda_1, \lambda_2$  этой матрицы найдем по формуле [40]

$$\lambda_{1,2} = \frac{1}{2} \text{Sp}([\mathfrak{M}']) \left[ 1 \pm \sqrt{1 - 4 \frac{\det([\mathfrak{M}'])}{[\text{Sp}([\mathfrak{M}'])]^2}} \right],$$

где  $\text{Sp}([\mathfrak{M}']) = \lambda_1 + \lambda_2 = \langle I \rangle$ .

Рассматривая образование спекл-поля в частично поляризованной волне, последнюю можно представить в виде суперпозиции полностью неполяризованной и линейно поляризованной волн. Диагонализированная матрица когерентности такой волны переписется в форме

$$[\mathfrak{M}'] = \begin{bmatrix} \lambda_2 & 0 \\ 0 & \lambda_2 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \lambda_1 - \lambda_2 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix}. \quad (6.7)$$

Первый член справа в (6.7) представляет собой полностью неполяризованную волну с суммарной интенсивностью  $2\lambda_2$ , а второй – линейно поляризованную волну со средней интенсивностью  $(\lambda_1 - \lambda_2)$ .

Определим степень поляризации излучения как отношение средней интенсивности в поляризованной компоненте к суммарной средней интенсивности

$$P = \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{\lambda_1 + \lambda_2} = \sqrt{1 - 4 \frac{\det([\mathfrak{M}])}{\{\text{Sp}([\mathfrak{M}])\}^2}}.$$

Средние интенсивности некоррелированных спекл-полей могут быть определены через степень поляризации

$$\lambda_1 = \frac{1}{2} \langle I \rangle (1 + P),$$

$$\lambda_2 = \frac{1}{2} \langle I \rangle (1 - P),$$

$$\langle I \rangle = \lambda_1 + \lambda_2.$$

С учетом введенных определений, уравнение (6.4) для суммы спекл-полей с ортогональной поляризацией может быть переписано в форме

$$P(I) = (\langle I_{x_0} \rangle - \langle I_{y_0} \rangle)^{-1} [\exp(-I / I_{x_0}) - \exp(-I / I_{y_0})] = \frac{1}{P \langle I \rangle} \left[ \exp\left(-\frac{2}{1+P}\right) \frac{I}{\langle I \rangle} - \exp\left(-\frac{2}{1-P}\right) \frac{I}{\langle I \rangle} \right],$$

а выражение (6.5) – в виде

$$P(I) = \begin{cases} \frac{1}{2}(1+P) \exp\left[-\frac{2I}{\langle I \rangle(1+P)}\right] - \frac{1}{2}(1-P) \exp\left[-\frac{2I}{\langle I \rangle(1-P)}\right], & P \neq 0, \\ \frac{2I + \langle I \rangle}{\langle I \rangle} \exp\left[-\frac{2I}{\langle I \rangle}\right], & P = 0. \end{cases}$$

Графики, изображенные на рис 6.9, *а*, можно интерпретировать так же, как статистические распределения спекл-полей в частично поляризованном свете, причем кривая для  $C_{12} = 0$  соответствует  $P = 0$ ,  $C_{12} = 0,6 - P = 0,774$  и  $C_{12} = 1 - P = 1$  ( $P = \sqrt{C_{12}}$ ), а данные рис. 6.9, *б* соответствуют  $P = 0$  при  $\lambda_1 = 0,5$  и  $P = 1$  при  $\lambda_1 = 1$ .

Таким образом, статистический анализ распределения интенсивности в рассеянном свете позволяет определить степень деполаризации излучения при рассеянии.

### 6.5. Сложение с когерентным фоном

В спекл-интерферометрии результирующее спекл-поле может образовываться в результате сложения первичного спекл-поля с когерентным опорным пучком. Будем считать первичное спекл-поле полностью поляризованным, а когерентный опорный пучок – имеющим постоянную интенсивность и поляризацию, совпадающую с поляризацией спекл-поля. В этом случае результирующее спекл-поле можно описать, пользуясь показанной на рис. 6.6 схемой сложения комплексных амплитуд в некоторой произвольной точке пространства, с той лишь разницей, что к каждому вектору комплексной амплитуды  $A_i$  следует добавить постоянную комплексную амплитуду когерентного опорного луча с интенсивностью  $\sqrt{I_S}$ . Тогда формула (6.2) примет вид

$$P_{r,i}(A^{(r)}, A^{(i)}) = \frac{1}{\pi \langle I_N \rangle} \exp \left\{ -\frac{[A^{(r)} + \sqrt{I_S}]^2 + [A^{(i)}]^2}{\langle I_N \rangle} \right\}.$$

Аналогом уравнения (6.3) в этом случае будет

$$P_{I,\Theta}(I, \Theta) = \begin{cases} \frac{1}{2\pi \langle I_N \rangle} \exp \left( -\frac{I + I_S - 2\sqrt{II_S} \cos \Theta}{\langle I_N \rangle} \right), & I \geq 0, -\pi \leq \Theta < \pi, \\ 0. & \end{cases}$$

Определяя  $\langle I_N \rangle$  как среднюю интенсивность только первичного спекл-поля и интегрируя по фазе, получаем

$$P_I(I) = \begin{cases} \frac{1}{\langle I_N \rangle} \exp\left(-\frac{I+I_S}{\langle I_N \rangle}\right) \mathfrak{I}_0\left(2\frac{\sqrt{II_S}}{\langle I_N \rangle}\right), & I \geq 0, \\ 0, & \end{cases} \quad (6.8)$$

где  $\mathfrak{I}_0$  – модифицированная функция Бесселя нулевого порядка 1-го рода:

$$\mathfrak{I}_0\left(2\frac{\sqrt{II_S}}{\langle I_N \rangle}\right) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \exp\left(2\frac{\sqrt{II_S}}{\langle I_N \rangle} \cos \Theta\right) d\Theta.$$

Графики на рис. 6.9 построены по формуле (6.8) для различных величин отношения интенсивности когерентного излучения и спекл-поля  $r = I_S / \langle I_N \rangle$ . Контраст спекл-поля в этом случае вычисляется по формуле

$$C = \sqrt{1+2r} / (1+r).$$

Вероятность того, что суммарная интенсивность поля в некоторой точке превысит значение  $I$ , найдем, проинтегрировав (6.8):

$$P(I) = \int_{\sqrt{2I}}^{\infty} y \exp\left[-\frac{1}{2}(y^2 + 2r)\right] \mathfrak{I}_0(\sqrt{2r}y) dy,$$

где  $v = I / \langle I_N \rangle$ . По результатам расчетов величины  $P(I)$  построены графики, изображенные на рис. 6.9, б [25].

Плотность вероятности для фазы в анализируемом спекл-поле имеет следующий вид:

$$P_{\Theta}(\Theta) = \begin{cases} \frac{\exp(-r)}{2\pi} + \sqrt{\frac{r}{\pi}} \cos \Theta \exp(-r \sin^2 \Theta) \mathfrak{I}(\sqrt{2r} \cos \Theta), & -\pi \leq \Theta < \pi, \\ 0, & \end{cases}$$

где

$$\mathfrak{I}(\sqrt{2r} \cos \Theta) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\sqrt{2r} \cos \Theta} \exp(-y^2/2) dy.$$

## 6.6. Автокорреляционные функции

Для описания пространственного распределения интенсивности света в спекл-поле в плоскости регистрации  $(x, y)$  вводятся автокорреляционные функции, описывающие корреляции интенсивности светового поля в различных точках на плоскости наблюдения:

$$\mathfrak{R}_I(x_1, y_1; x_2, y_2) = \langle I(x_1, y_1)I(x_2, y_2) \rangle. \quad (6.9)$$

Аналогичным образом вводится автокорреляционная функция для амплитуд

$$\mathfrak{T}_A(x_1, y_1; x_2, y_2) = \langle \mathbf{A}(x_1, y_1) \mathbf{A}^*(x_2, y_2) \rangle.$$

Эти функции связаны между собой следующим образом:

$$\mathfrak{R}_I(x_1, y_1; x_2, y_2) = \langle I(x_1, y_1) \rangle \langle I(x_2, y_2) \rangle + |\mathfrak{T}_A(x_1, y_1; x_2, y_2)|^2.$$

Для их вычисления Гудмен [20] рассчитал комплексную амплитуду световой волны объективного спекл-поля в плоскости наблюдения как результат сложения волн, рассеянных каждой точкой поверхности. В приближении Френеля уравнение для  $a(x, y)$  имеет вид

$$\begin{aligned} \mathbf{A}(x, y) = \frac{1}{\lambda z} \exp \left[ -i \frac{\pi}{\lambda z} (x^2 + y^2) \right] \int \int_{-\infty}^{\infty} \alpha(\xi, \eta) \times \\ \exp \left[ -i \frac{\pi}{\lambda z} (\xi^2 + \eta^2) \right] \exp \left[ i \frac{2\pi}{\lambda z} (x\xi + y\eta) \right] d\xi d\eta. \end{aligned} \quad (6.10)$$

Координаты  $(\xi, \eta)$  здесь отсчитываются вдоль поверхности, генерирующей спекл-поле, а комплексная функция  $\alpha(\xi, \eta)$  характеризует ее микрорельеф и описывает комплексную амплитуду световой волны в плоскости  $(\xi, \eta)$  сразу после ее отражения от поверхности.

Используя (6.10) и характеризуя падающее на шероховатую поверхность излучение комплексной амплитудой  $\mathbf{A}(\xi, \eta)$ , Гудмен получил уравнение для автокорреляционной функции комплексной амплитуды волны в объективном спекл-поле:

$$\mathfrak{I}_A(x_1, y_1; x_2, y_2) = \frac{k}{\lambda^2 z^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |A(\xi_1, \eta_1)| \times \\ \exp \left[ i \frac{2\pi}{\lambda z} [\xi_1(x_1 - x_2) + \eta_1(y_1 - y_2)] \right] d\xi_1 d\eta_1.$$

С учетом этого выражение (6.9) можно записать следующим образом:

$$\Re_I(\Delta x, \Delta y) = \langle I \rangle^2 [1 + |\mu_A(\Delta x, \Delta y)|^2] = \\ \langle I \rangle^2 \left[ 1 + \frac{\left| \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |A(\xi, \eta)|^2 \exp \left[ i \frac{2\pi}{\lambda z} (\xi \Delta x + \eta \Delta y) \right] d\xi d\eta \right|^2}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |A(\xi, \eta)|^2 d\xi d\eta} \right], \quad (6.11)$$

где комплексный фактор когерентности  $\mu_A$ , определяемый как

$$\mu_A(x_1, y_1; x_2, y_2) = \frac{\mathfrak{I}_A(x_1, y_1; x_2, y_2)}{[\mathfrak{I}_A(x_1, y_1; x_1, y_1) \mathfrak{I}_A(x_2, y_2; x_2, y_2)]^{1/2}},$$

вычисляется по формуле

$$\mu_A(\Delta x, \Delta y) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |A(\xi, \eta)|^2 \exp \left[ i \frac{2\pi}{\lambda z} (\xi \Delta x + \eta \Delta y) \right] d\xi d\eta}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |A(\xi, \eta)|^2 d\xi d\eta}.$$

В частном случае генерации спекл-поля на прямоугольной пластине размерами  $L \times L$  при ее однородном освещении выражение (6.11) будет иметь следующий вид:

$$\Re_I(\Delta x, \Delta y) = \langle I \rangle^2 \left[ 1 + \frac{\sin^2 \left( \frac{L \Delta x}{\lambda z} \right) \sin^2 \left( \frac{L \Delta y}{\lambda z} \right)}{\left( \frac{L \Delta x}{\lambda z} \right)^2 \left( \frac{L \Delta y}{\lambda z} \right)^2} \right]. \quad (6.12)$$

Здесь  $z$  – расстояние между плоскостью наблюдения и предметной плоскостью;  $\Delta x$  и  $\Delta y$  – проекции вектора, описывающего изменение положения наблюдателя на оси  $x$  и  $y$  соответственно.

Автокорреляционная функция позволяет определить средний размер спекла. В качестве такового можно принять величину  $\Delta x$  (или  $\Delta y$ ), при которой входящая в (6.12) функция  $\sin x / x$  первый раз обращается в нуль. Обозначая эту величину  $\delta x$ , получаем

$$\delta x = \lambda z / L. \quad (6.13)$$

Для субъективного спекл-поля, формируемого с помощью линзы диаметром  $D$ , аналогичное уравнение будет иметь вид

$$\mathfrak{R}_I(r) = \langle I \rangle^2 \left[ 1 + \left| 2\mathfrak{J}_1 \left( \frac{\pi D r}{\lambda z} \right) / \left( \frac{\pi D r}{\lambda z} \right) \right|^2 \right],$$

где  $r = \sqrt{(\Delta x)^2 + (\Delta y)^2}$ ;  $\mathfrak{J}_1$  – функция Бесселя первого порядка. За размер спекла в этом случае может быть принято расстояние между двумя минимумами функции Бесселя. Это определяет размер  $\delta r$ :

$$\delta r = 2,4 \lambda z / D. \quad (6.14)$$

Здесь  $z$  – расстояние от формирующего объектива до плоскости наблюдения.

Согласно (6.13), (6.14), размер объективного спекла определяется размером освещаемой шероховатой поверхности  $L$  (это спекл-поле иногда также называют предметным или Френеля), а субъективного – диаметром формирующего объектива (иногда такое поле называют спекл-полем в плоскости изображения или Фраунгофера).

## 6.7. Усреднение приемником

При регистрации интенсивности спекл-поля фотоприемником происходит усреднение поля на апертуре приемного элемента. Опишем весовую функцию фотоприемника действительной положительной функцией  $\varphi(x, y)$ , такой, что

$$S = \int \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(x, y) dx dy.$$

Для однородной чувствительности фотоэлемента эта функция будет иметь вид

$$\varphi(x, y) = \begin{cases} 1 & \text{в площади фотоприёмника,} \\ 0 & \text{вне её.} \end{cases}$$

Тогда измеряемая фотоприемником интенсивность спекл-поля  $I_0$  будет связана с введенной ранее величиной  $I(x, y)$  следующим образом:

$$I_0 = \frac{1}{S} \int \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(x, y) I(x, y) dx dy.$$

Аналогичным уравнением будет описываться спекл-поле при его регистрации идеальным точечным фотодетектором, движущимся относительно спекл-поля, пусть такое движение происходит вдоль оси  $y$  со скоростью  $v$ , тогда

$$\varphi(x, y) = \delta(x) \text{rect} \frac{y}{VT},$$

где  $\delta(x)$  – дельта-функция;  $T$  – время интегрирования сигнала фотоприемником, а  $\text{rect} x$  равно единице для  $|x| \leq 1/2$  и нулю во всей остальной области.

Усреднение (6.11) по ансамблю дает

$$\langle I_0 \rangle = \frac{1}{S} \int \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(x, y) \langle I \rangle dx dy = \langle I \rangle.$$

Флуктуации интенсивности в спекл-поле можно определить при усреднении квадрата регистрируемой интенсивности:

$$\begin{aligned} \langle I_0^2 \rangle &= \frac{1}{S^2} \int \int_{-\infty}^{\infty} \int \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(x_1, y_1) \varphi(x_2, y_2) \times \\ &\quad \langle I(x_1, y_1) I(x_2, y_2) \rangle dx_1 dy_1 dx_2 dy_2. \end{aligned}$$

Это выражение может быть переписано с учетом введенных автокорреляционных функций:

$$\langle I_0^2 \rangle = \frac{1}{S^2} \int \int_{-\infty}^{\infty} \mathfrak{R}_S(\Delta x, \Delta y) \mathfrak{R}_I(\Delta x, \Delta y) d\Delta x d\Delta y,$$

где  $\Delta x = x_1 - x_2$ ;  $\Delta y = y_1 - y_2$ , а

$$\mathfrak{R}_S(\Delta x, \Delta y) = \int \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(x_1, y_1) \varphi(x_1 - \Delta x, y_1 - \Delta y) dx_1 dy_1.$$

С учетом этого уравнение для среднеквадратичного изменения интенсивности в спекл-поле будет иметь вид

$$\sigma_{I_0}^2 = \frac{\langle I \rangle^2}{S^2} \int \int_{-\infty}^{\infty} \mathfrak{R}_S(\Delta x, \Delta y) |\mu_A(\Delta x, \Delta y)|^2 d\Delta x d\Delta y.$$

### 6.8. Влияние структуры рассеивающей поверхности и некогерентности излучения

В предыдущем параграфе статистические свойства спекл-полей были проанализированы в предположении, что рассеивающая поверхность является достаточно «грубой» для искажения волнового фронта таким образом, чтобы набег фаз в отраженном свете существенно превышал величину  $\pi$ . В этом случае свойства спекл-полей не зависят от параметров и микроструктуры рассеивающей поверхности. Кроме того, предполагалось, что лазерное излучение строго монохроматично. Для исследования шероховатостей поверхности, основанного на анализе статистики спекл-полей, возникающих в отраженном от поверхности излучении, необходимо проанализировать их статистические свойства в более общем случае.

Рассмотрим процесс образования субъективного спекл-поля двухлинзовым объективом по схеме, показанной на рис. 6.9. В общем случае распределение интенсивности светового поля в плоскости изображения для монохроматического излучения может быть представлено в следующем виде:

$$I(x, y) = |\mathbf{A}(x, y)|^2 = \left| \int \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(x, y, \xi, \eta) \alpha(\xi, \eta) d\xi d\eta \right|^2.$$

Здесь  $\wp(x, y, \xi, \eta)$  – передаточная функция оптической системы, строящей изображение плоскости  $(\xi, \eta)$  в плоскости  $(x, y)$ ;  $\alpha(\xi, \eta)$  – комплексная амплитуда отраженной от поверхности волны, связанная с функцией  $h(\xi, \eta)$ , характеризующей микрорельеф поверхности. Фаза отраженной от поверхности волны будет определяться высотой шероховатостей поверхности:

$$\Theta(\xi, \eta) = \frac{4\pi}{\lambda} h(\xi, \eta), \quad (6.15)$$

а среднеквадратичный разброс фаз – среднеквадратичным разбросом  $h(\xi, \eta)$ :

$$\sigma_{\Theta}^2 = (4\pi/\lambda)^2 \sigma_h^2.$$

Считая коэффициент отражения на всей поверхности постоянным, а падающее излучение равномерным, комплексную амплитуду отраженной световой волны в плоскости  $(\xi, \eta)$  можно выразить только через ее фазу

$$\alpha(\xi, \eta) = \exp\left[i \frac{4\pi}{\lambda} h(\xi, \eta)\right].$$

Таким образом, распределение  $I(x, y)$  определяется как передаточной функцией оптической системы, так и микроструктурой рассеивающей поверхности. В случае, если поверхность  $(\xi, \eta)$  освещается не монохроматическим источником, в интеграл для вычисления  $I(x, y)$  вводится функция  $\aleph(\xi_1, \eta_1; \xi_2, \eta_2)$ , учитывающая степень пространственной когерентности падающего излучения:

$$I(x, y) = \iint \int_{-\infty}^{\infty} \aleph(\xi_1, \eta_1; \xi_2, \eta_2) \wp(\xi_1, \eta_1; x, y) \wp^* \times \\ (\xi_2, \eta_2; x, y) \alpha(\xi_1, \eta_1) \alpha(\xi_2, \eta_2) d\xi_1 d\eta_1 d\xi_2 d\eta_2.$$

Понятно, что в этом случае результирующее распределение  $I(x, y)$  оказывается также зависящим от степени когерентности падающего излучения.

Рис. 6.9, б иллюстрирует расчет контраста монохроматического спекл-поля, выполненный в [19] для показанной на

рис. 6.9, а конфигурации. Параметр  $N$  на кривых определяется следующим образом:

$$N = \lambda^2 f^2 / (S_p \pi r_c^2),$$

где  $S_p$  – площадь фильтрующего отверстия в плоскости  $(\xi', \eta')$ ;  $r_c$  – характерный размер, определяющий нормализованную автокорреляционную функцию, описывающую микрорельеф поверхности:

$$\rho_h(r) = \exp[-(r/r_c)^2], \quad (6.16)$$

а

$$\mu_\sigma(\Delta\xi, \Delta\eta) = \exp\{-\sigma_\sigma[1 - \rho_h(\Delta\xi, \Delta\eta)]\}.$$

Результаты расчетов показывают, что при высоте шероховатостей  $h \leq \lambda$  контраст образующегося спекл-поля является удобной для измерений величиной, характеризующей микрорельеф поверхности. Варьируя апертуру фильтрующей диафрагмы, можно

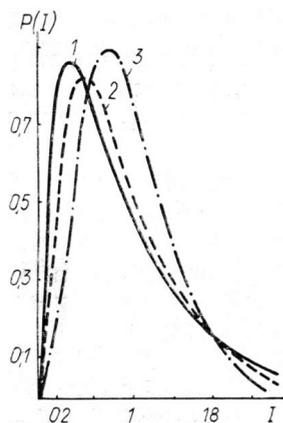


Рис. 6.10. Плотность вероятности распределения интенсивности излучения в спекл-поле для полихроматического излучения (табл. 6.2): 1 – средняя шероховатость  $\sigma_z = 1$  мкм; 2 –  $\sigma_z = 2$  мкм; 3 –  $\sigma_z = 10$  мкм

путем изменения параметра  $N$  подстраивать систему для регистрации «нужных» шероховатостей в области наибольшей зависимости  $C(\sigma_\sigma)$ . Подробнее детали техники будут обсуждаться в следующем параграфе.

Рис. 6.10 иллюстрирует расчеты плотности вероятности распределения интенсивности в полихроматическом спекл-поле, выполненные для спектрального состава, характерного для аргонового лазера [19]. Относительные интенсивности линий генерации такого лазера приведены в табл. 6.2.

Результаты расчетов показывают высокую критичность функции распределения интенсивности в спекл-поле к спектральному составу излучения. Как показано в [39; 43–48], использование полихроматического излучения для ди-

**Т а б л и ц а 6.2. Относительная интенсивность линий  
в полихроматическом излучении аргонового лазера**

Характеристика	Порядковый номер линии					
	1	2	3	4	5	6
Длина волны излучения, нм	514,5	501,7	496,5	488,0	476,5	457,9
Относительная интенсивность	0,246	0,008	0,096	0,522	0,116	0,013

агностики шероховатостей поверхности позволяет существенно увеличить диапазон уверенно регистрируемых шероховатостей до 50–100 мкм.

### 6.9. Измерение шероховатости поверхности

Проанализируем возможности определения степени шероховатости поверхности по результатам исследования спекл-полей в рассеянном поверхностью когерентном свете. Впервые на возможность таких измерений было указано в работе [43]. В ходе последующих исследований были предложены схемы измерений, основанные на анализе контраста спекл-полей [35–41], а также статистических распределений в них [18–21].

При расчете удобна предложенная в работе [20] схема, основанная на измерении контраста спекл-полей. Как показали результаты численного моделирования, представленные ранее в этой схеме контраст спекл-поля в плоскости изображения является сильной функцией шероховатости образца при  $\langle h \rangle \leq \lambda$ . Будем характеризовать шероховатость образца величиной среднеквадратичного отклонения его высоты:

$$R_S = \sqrt{\langle \Delta h^2 \rangle}.$$

Эта величина с учетом (6.15) может быть связана со среднеквадратичным изменением фазы световой волны при отражении от шероховатой поверхности:

$$R_S = \frac{\sqrt{\langle \Delta \Theta^2(\xi, \eta) \rangle}}{2\pi/\lambda}.$$

При  $R_S \gg \lambda$  распределение интенсивности в спекл-поле не зависит от свойств шероховатой поверхности, и мы лишаемся возможности диагностировать ее в монохроматическом свете, однако это обстоятельство оказывается весьма удобным для методов измерения перемещений поверхности и диагностики потоков жидкостей и газов, излагаемых в последующих главах.

Возвращаясь к ситуации  $R_S \leq \lambda$ , отметим, что контраст спекл-поля в этом случае всегда меньше единицы и стремится к нулю при  $R_S \rightarrow 0$  (зеркальная поверхность). Отметим также, что уравнение для определения контраста (6.1) сохраняется и для  $C < 1$ , но среднеквадратичное отклонение интенсивности становится меньше ее среднего значения:

$$\sigma_I = \sqrt{\langle I^2 \rangle - \langle I \rangle^2} \leq \langle I \rangle.$$

В спекл-поле с контрастом  $C < 1$  появляется «фоновая» составляющая, которую удобно отделить от «флуктуирующей»:

$$\mathbf{A}(x, y) = \mathbf{a}(x, y) + \mathbf{c}(x, y),$$

где  $\mathbf{c}$  – фоновая компонента. Обозначим

$$\operatorname{Re}[\mathbf{A}(x, y)] = A^{(r)} = a_r + c_r,$$

$$\operatorname{Im}[\mathbf{A}(x, y)] = A^{(i)} = a_i + c_i.$$

В соответствии с введенными определениями

$$\langle A^{(r)} \rangle = \langle a_r + c_r \rangle = c_r,$$

$$\langle A^{(i)} \rangle = \langle a_i + c_i \rangle = c_i$$

и

$$\sigma_r^2 = \langle A_r^2 \rangle - \langle A_r \rangle^2 = \langle a_r^2 \rangle,$$

$$\sigma_i^2 = \langle A_i^2 \rangle - \langle A_i \rangle^2 = \langle a_i^2 \rangle.$$

Пусть, далее  $\langle I_N \rangle$  – средняя интенсивность флуктуирующей части спекл-поля, а  $\langle I_S \rangle$  – ее фоновой составляющей:

$$\begin{aligned}\langle I_N \rangle &= \langle |A|^2 \rangle - |\langle A \rangle|^2 = \langle a_r^2 \rangle + \langle a_i^2 \rangle = \sigma_r^2 + \sigma_i^2, \\ \langle I_S \rangle &= |\langle A \rangle|^2 = c_r^2 + c_i^2.\end{aligned}$$

Функция для плотности вероятности в этом случае будет иметь следующий вид:

$$P(A^{(r)}, A^{(i)}) = \frac{1}{2\pi\sigma_r\sigma_i} \exp \left\{ - \left[ \frac{A^{(r)} - c_r}{2\sigma_r^2} + \frac{A^{(i)} - c_i}{2\sigma_i^2} \right] \right\}.$$

Усредненный контраст спекл-поля будет определяться уравнением [43]:

$$C = \frac{[2(\sigma_r^4 + \sigma_i^4) + 4(c_r^2\sigma_r^2 + c_i^2\sigma_i^2)]^{1/2}}{\sigma_r^2 + \sigma_i^2 + c_r^2 + c_i^2}.$$

Выразим действительную и мнимую части комплексной амплитуды через  $\Theta$ :

$$A^{(r)} = \sqrt{I} \cos \Theta,$$

$$A^{(i)} = \sqrt{I} \sin \Theta,$$

тогда интеграл от соотношения (6.16) можно представить в следующем виде:

$$\begin{aligned}P(I) &= \frac{1}{4\pi\sigma_r\sigma_i} \int_0^{2\pi} \exp \left\{ - \left[ \left( \frac{\cos^2 \Theta}{2\sigma_r^2} + \frac{\sin^2 \Theta}{2\sigma_i^2} \right) I - \right. \right. \\ &\quad \left. \left. \left( \frac{c_r}{\sigma_r^2} \cos \Theta + \frac{c_i}{\sigma_i^2} \sin \Theta \right) I^{1/2} + \frac{c_r^2}{2\sigma_r^2} + \frac{c_i^2}{2\sigma_i^2} \right] \right\} d\Theta.\end{aligned}$$

Сопоставление рассчитанных по этим уравнениям функций для плотности вероятности распределения интенсивности как в объективном, так и в субъективном спекл-полях (рис. 6.11, табл. 6.3) [49] показывает хорошее соответствие данных и прямую зависимость наблюдаемого контраста спекл-поля с величиной среднеквадратичной шероховатости рассеивающей поверхности.

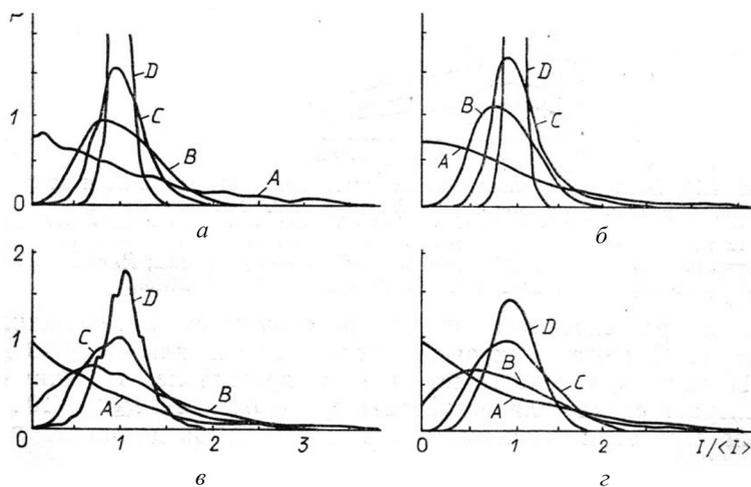


Рис. 6.11. Экспериментальные (*a*, *б*) и расчетные (*в*, *г*) зависимости плотности вероятности распределения интенсивности в спекл-поле от величины нормированной интенсивности [19]: *a*, *б* – для спекл-поля в плоскости изображения; *в*, *г* – в предметной плоскости

Т а б л и ц а 6.3. Распределение значений параметра (рис. 6.11)

Обозначение кривой	$r_c$ , мкм	Контраст спекл-поля, $C$			
		<i>a</i>	<i>б</i>	<i>в</i>	<i>г</i>
<i>A</i>	0,140	0,879	0,898	0,972	0,949
<i>B</i>	0,070	0,411	0,433	0,632	0,668
<i>C</i>	0,047	0,263	0,244	0,420	0,477
<i>D</i>	0,040	0,136	0,096	0,295	0,288

Графики на рис. 6.12 построены по результатам измерений контраста спекл-поля, возникающего за диффузно рассеивающей поверхностью [19]. Аргументом в этих зависимостях является величина

$$k_m = 0,61\lambda f / a.$$

Спекл-поле было сформировано с помощью двухлинзовой оптической системы, показанной на рис. 6.9, *a*. Размер апертуры диафрагмы *a* варьировали в процессе измерений. В качестве рассеивающей среды использовали матированные стекла. Высота

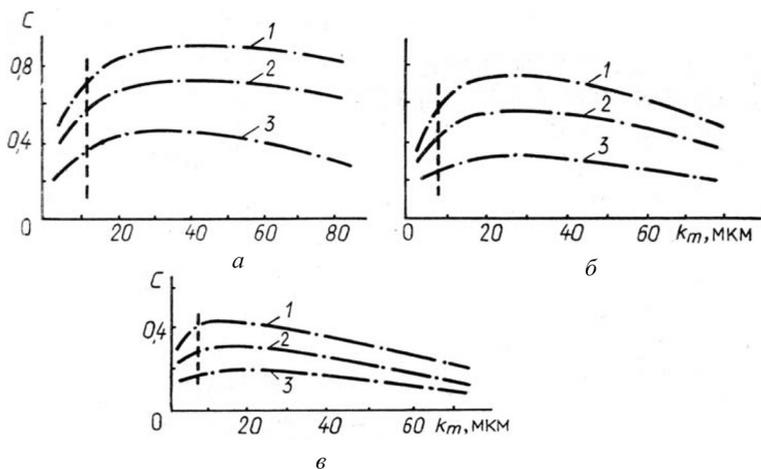


Рис. 6.12. Экспериментальные зависимости контраста спекл-поля от параметра, определяемого апертурой фильтрующей диафрагмы:  $a - r_c = 12$  мкм,  $R_s = 0,17$  мкм (1);  $0,13$  мкм (2) и  $0,077$  мкм (3);  $б - r_c = 9$  мкм,  $R_s = 0,14$  мкм (1);  $0,11$  мкм (2);  $0,066$  мкм (3);  $в - r_c = 8$  мкм,  $R_s = 0,091$  мкм (1);  $0,069$  мкм (2);  $0,042$  мкм (3). Пунктиром показано положение  $k_m = r_c$

микронеровностей составляла от  $0,042$  до  $0,17$  мкм. Как показывает анализ представленных данных, контраст спекл-поля возрастает с увеличением  $R_s$  до  $10-20$  мкм. При этом максимального значения он достигает при  $k_m \approx 2r_c$ .

Таким образом, регистрация контраста спекл-поля с переменной апертурой диафрагмы в плоскости  $(\xi', \eta')$  позволяет определить не только величину  $R_s$ , но и корреляционный масштаб шероховатостей  $r_c$ . Отметим, что при контрасте  $C \sim 10\%$  минимальные размеры регистрируемых шероховатостей составляют  $\sim 10^{-2}$  мкм. При этом сильная зависимость контраста спекл-поля от величины  $R_s$  сохраняется вплоть до  $R_s = 0,2 \dots 1$  мкм. Большую шероховатость измеряют с использованием полихроматического излучения. Весьма перспективным для таких измерений является использование инфракрасных лазеров.

В данной главе описаны основные статистические закономерности в спекл-полях и показано, как на основе их анализа могут быть определены параметры шероховатости исследуемых

поверхностей. Существенно, что данная методология может быть в полной мере применена и к диагностике газодинамических течений и процессов тепло- и массообмена.

Действительно, при распространении когерентного излучения через турбулентную среду зондирующий волновой фронт искажается, как и при отражении от шероховатой поверхности. Статистический анализ этих искажений, основанный на определении характеристик спекл-полей, позволяет найти характеристики турбулентности исследуемого течения. При этом автокорреляционные функции, описывающие флуктуации показателя преломления в турбулентном течении, могут быть восстановлены с помощью методов, аналогичных применяющимся в случае автокорреляционных функций шероховатости поверхности, описанных выше.

#### **6.10. Динамические параметры в статистике лазерных спекл-полей**

Когерентность лазерного излучения оказывает существенное влияние на формирование распределения интенсивности при рассеянии в биотканях. Формирование спекл-поля в рассеянном биотканью излучении происходит при когерентном сложении амплитуд световых волн, приходящих в данную точку пространства с различными фазами в результате процессов многократного рассеяния в зондируемой среде. Как и для других случайных сред, оно может быть описано в модели случайного блуждания [20].

В динамическом спекл-поле контраст может определяться смещением спеклов за время экспозиции, что позволяет проводить мониторинг приповерхностного кровотока [32]. Поскольку структурные элементы биоткани (кровь) находятся в движении, образующиеся в результате рассеяния на движущихся частицах спеклы также будут находиться в движении.

Понятно, что в идеальном спекл-поле его контраст равен единице. Контраст может уменьшаться по многим причинам, например, при сложении спекл-поля с фоновым излучением.

Это явление и называют динамикой лазерных спекл-полей в биотканях. Анализируя движения спеклов, можно получить информацию о движениях рассеивателей. Такой метод лазерной диагностики биотканей начал активно применяться в конце прошлого столетия [44; 45].

При движении рассеивателей спекл-поле находится в движении и его корреляционная функция зависит от времени. Процессы многократного рассеяния при этом усложняются тем обстоятельством, что каждый акт рассеяния может происходить на частицах, движущихся с различными скоростями [49].

Различают два основных метода изменения спекл-полей. Это «смещение» спекл-поля, при котором некоторая совокупность спеклов смещается как целое, не изменяя их взаимного расположения, и «кипение» спеклов, когда отдельные спеклы хаотически появляются и исчезают в одних и тех же точках пространства, не испытывая заметных смещений. Два параметра ( $\tau_c$  – время корреляции и  $\tau_d$  – время задержки) были введены в работе [49] для описания динамических свойств спекл-полей, испытывающих одновременно две моды изменения – «смещение» и «кипение» [50–62].

Как это было ранее, спекл-поля, используемые для диагностики процессов переноса в исследуемых образцах, генерируются в процессах многократного рассеяния когерентного (лазерного) зондирующего излучения элементами поверхности. Такое рассеяние аналогично рассеянию света в «мутных» средах, в описании которых накоплен значительный опыт [28]. При исследовании приповерхностного кровотока основными рассеивающими элементами являются эритроциты крови, движущиеся по микрокапиллярам биоткани. Вследствие этого движения генерируемое спекл-поле претерпевает сложные изменения, анализ которых и позволяет получить информацию об исследуемых процессах. Статистическое описание динамики изменения спекл-поля будет проводиться ниже с помощью пространственно-временных корреляционных функций, описывающих корреляции интенсивности рассеянного зондирующего излучения в различных точках пространства и в различные моменты вре-

мени [29]. Формирование спекл-поля в рассеянном биотканью излучении происходит при когерентном сложении амплитуд световых волн, приходящих в данную точку пространства с различными фазами в результате процессов многократного рассеяния в зондируемой среде, и, как и для других случайных сред, может быть описано в модели случайного блуждания.

Поскольку структурные элементы биоткани (кровь) находятся в движении, образующиеся в результате рассеяния на движущихся частицах спеклы также будут находиться в движении. Это явление и называют динамикой лазерных спекл-полей в биотканях. Анализируя движения спеклов, можно получить информацию о движении рассеивателей.

### 6.11. Трансляция и кипение спеклов

Корреляционная функция динамических био-спеклов имеет вид

$$\tilde{\gamma}(\vec{r}, \tau) - 1 = \exp\left(-\frac{|\vec{r}|^2}{r_c^2} + \frac{\tau_d^2}{\tau_c^2}\right) \exp\left[-\frac{1}{\tau_c^2}(\tau - \tau_d)^2\right].$$

Время когерентности  $\tau_c$  и время задержки  $\tau_d$  (рис. 6.13), относящиеся к флуктуации интенсивности спекл-поля выражаются как

$$\frac{1}{\tau_c} = |\vec{v}'| \left[ \frac{1}{r_s^2} \left(1 + \frac{l}{\rho}\right)^2 + \frac{1}{\omega^2} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad \tau_d = \frac{\tau_c^2}{r_s^2} \left(1 + \frac{l}{\rho}\right) \vec{v}' \vec{r}.$$

Расстояния  $r_T$  и  $r_c$  связаны соотношением  $r_c^2 = r_T^2 + r_s^2$ . Степень «кипения» может быть оценена коэффициентом  $\gamma = r_T / r_s$ . Время  $\tau_d$  определяет задержку времени, необходимую для перемещения спекла на расстояние  $\vec{r}$ . Размер спеклов характеризуется радиусом  $r_s$  (средним радиусом спекла) и для свободной пространственной геометрии определяется как  $r_s = 2l / k_0\omega$ , где  $k_0$  является волновым числом излучения, формирующего спекл-поле. Предполагается, что спеклы в плоскости наблюдения перемещаются со скоростью  $\vec{V}$ .

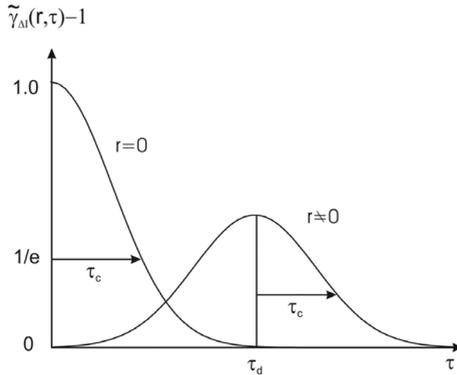


Рис. 6.13. Иллюстрация основных определений статистики динамического спекл-поля

Для гауссовского распределения лазерной интенсивности зависимости  $\omega$  и  $\rho$  от  $z$  выглядят так:

$$\omega = \omega_0 \left[ 1 + (z/a)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad \text{и} \quad \rho = z \left[ 1 + (z/a)^2 \right],$$

где  $a$  определяется формулой  $a = \pi\omega_0^2/\lambda$  (рис. 6.14).

Флуктуации интенсивности спекл-поля в двух точках, находящихся друг от друга на расстоянии, большем чем  $r_c$ , являются статистически случайными. Таким образом,  $r_c$  характеризует пространственную корреляционную функцию спекл-структуры. Если  $\gamma = 0$ , то динамические спеклы дают чистое «кипение»;

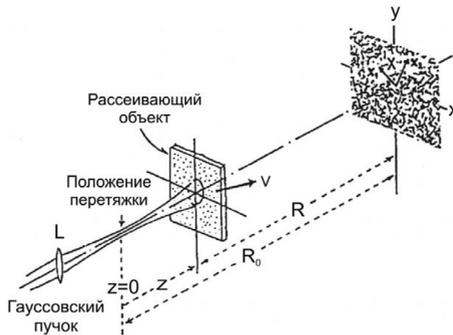


Рис. 6.14. Освещение гауссовым пучком при свободной пространственной геометрии

если  $\gamma < 1$ , то кипение становится доминирующим; и если  $\gamma > 1$ , то становится доминирующим поступательное движение спеклов (трансляция). Для свободной пространственной геометрии  $\tau_T = \omega / |\vec{v}'|$  определяет время, необходимое для того, чтобы новая группа рассеивателей попала в область луча. Так  $\tau_T$  характеризует время декорреляции вследствие кипения спеклов. Трансляционное расстояние равно  $r_T = \omega(1 + l / \rho)$ , а степень кипения определяется по формуле

$$\gamma = \frac{1}{l} \left\{ \frac{(l-z)z}{a} + a \right\}.$$

Расстояние трансляции  $r_T$  спекла может быть определено как расстояние, на котором спеклы находятся в трансляционном движении:  $r_T = \vec{v}(1 / \tau_c^2 - |\vec{v}|^2 / r_c^2)^{-\frac{1}{2}}$ .

В случае освещения плоской волной  $\vec{v} = \vec{v}'$  и для геометрии формирования изображения  $\vec{v} = M\vec{v}'$ , где  $M$  – увеличение,  $M = l_2 / f - 1$  и  $f$  является фокусным расстоянием линзы, формирующей изображение. Движение спеклов в плоскости изображения соответствует движению в сопряженной плоскости объекта. Поэтому трансляционное движение спеклов в плоскости объекта дает соответствующее трансляционное движение спеклов в сопряженной плоскости изображения.

Для гауссовского распределения лазерной интенсивности и геометрии формирования изображения время трансляции  $\tau_T = q / |\vec{v}'|$  и  $\gamma = Mq / r_s$ . Область, где «кипение» доминирует, существует в этом случае за фокальной плоскостью линзы, формирующей изображение.

## **6.12. Влияние процессов многократного рассеивания на формирование и динамику биоспекл-полей**

### **6.12.1. Формирование двойного биоспекл-поля**

Несмотря на большое количество исследований эффектов многократного рассеяния света в биотканях, в настоящее время отсутствует простая модель, описывающая основные особенности явления [50–58].

Флуктуации интенсивности, измеренные в одной точке, характеризуются величиной временной корреляции, определяемой как время, за которое нормализованная временная автокорреляционная функция флуктуаций интенсивности падает до величины  $1/e$ . Эта статистическая величина обратно пропорциональна скорости флуктуаций интенсивности спеклов. Ее обратное значение характеризует скорость диффузионного объекта для спеклов, рассеянных однократно или двукратно (в некоторых частных случаях).

Проблемы возникают, когда рассеиватели перемещаются с различными скоростями, что всегда имеет место для биоспеклов. На рис. 6.15 приведены различные оптические модели, привлекаемые для описания эффектов многократного рассеяния зондирующего излучения. В нижеприведенных моделях лазер-

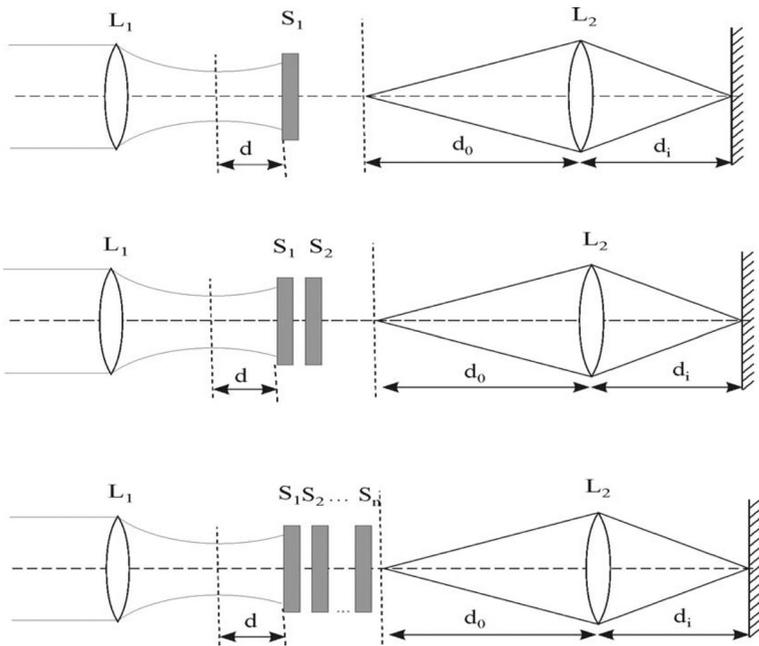


Рис. 6.15. Иллюстрация различных моделей, привлекаемых для описания эффектов многократного рассеяния зондирующего лазерного излучения.  $L_1$ ,  $L_2$  – линзы;  $S_1$ ,  $S_2$ ,  $S_n$  – диффузные рассеиватели

ный луч рассеян двумя различными (прозрачными) твердыми рассеивателями, которые могут двигаться с различными скоростями  $v_1$  и  $v_2$  в направлении, перпендикулярном лазерному лучу. Диффузный свет за вторым диффузором может быть описан как двойное спекл-поле. При этом время корреляции интенсивности спеклов зависит от обеих скоростей,  $v_1$  и  $v_2$ . Такой случай рассматривался в работах японской группы теоретиков Окамото и Асакуры [39; 43–48].

### 6.12.2. Статика двойных спекл-структур

На рис. 6.16 приведена принципиальная схема оптической установки, используемой для оценки пространственно-временной корреляции «двойного спекла» в геометрии свободного рас пространения.

Для случая, когда большое количество спеклов в плоскости объекта участвует в процессе формирования двойных спеклов в плоскости наблюдения, нормализованная пространственно-временная корреляционная функция флуктуаций интенсивности имеет ту же форму, что и для однократной спекл-структуры:

$$\gamma_{\Delta I}(\vec{r}, \tau) = \exp\left(-\frac{|\vec{v}|^2 \tau^2}{\xi_{02}^2}\right) \exp\left(-\frac{|\vec{r} - \sigma_d \vec{v} \tau|^2}{\xi_0^2}\right),$$

где  $\sigma_d = 1 + k = 1 + l_1 / l_2$ ,  $\xi_0 = k \xi_{01}$ ,  $\vec{r} = \vec{r}_2 - \vec{r}_1$ . Сравнение между однократным и двойным спекл-полями показывает, что расстояние  $l_1$  между источником и объектом эквивалентно радиусу кривизны волнового фронта  $\rho$  в случае освещения гауссовым пучком

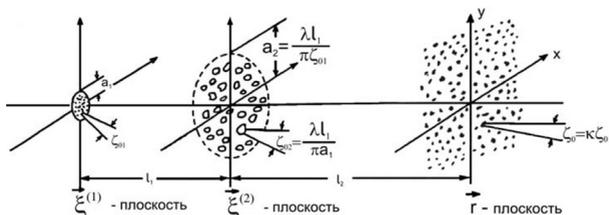


Рис. 6.16. Генерация «двойной» спекл-структуры в свободной (безлинзовой) геометрии

ком и  $\xi_0$  в данном случае является средним размером двойных спеклов.

Таким образом, первый диффузор играет роль «лупы», которая увеличивает микроскопическую структуру источника с увеличением, равным  $k$ . Полагая  $\vec{r} = 0$ , получаем  $\gamma_{\Delta l}(\tau) = \exp(-\tau^2 / \tau_c^2)$  и  $\tau_c = 1 / |\vec{v}| (1 / \xi_{02}^2 + \sigma_a^2 / \xi_0^2)^{-1/2}$ . Обычно расстояние между источником и объектом является большим по сравнению с линейными размерами самого источника ( $\xi_{01} \ll \xi_{02}$ ) и последнее соотношение преобразуется к виду  $\tau_c = \frac{1}{|\vec{v}|} \left( \frac{k \xi_{01}}{1+k} \right)$ .

### 6.12.3. Динамические двойные спекл-структуры. Безлинзовая геометрия

Теперь рассмотрим случай, когда движущийся диффузионный объект освещается светом, который был рассеян другим движущимся диффузором. В этом случае динамическое поведение результирующего двойного спекла зависит не только от движения диффузора, но также и от временных флуктуаций падающего света. На рис. 6.16 показана конфигурация для получения динамического двойного спекла в геометрии свободного распространения. Два прозрачных диффузора  $D_1$  и  $D_2$ , отделенные расстоянием  $R_1$ , движутся параллельно друг другу в собственных плоскостях  $\vec{\xi}^{(1)}$  и  $\vec{\xi}^{(2)}$  с постоянными скоростями  $\vec{v}_1$  и  $\vec{v}_2$ . Освещение первого диффузора гауссовым пучком дает динамическую двойную спекл-структуру в плоскости наблюдения  $\vec{r}$  на расстоянии  $R_2$  от второго диффузора. Анализ показывает, что уравнение времени корреляции состоит из членов, представляющих движение каждого диффузора и еще одного члена, описывающего влияние взаимодействия между двумя перемещающимися диффузорами. Когда один из диффузоров находится в покое; т. е.  $\vec{v}_1 = 0$ , имеет место пропорциональная связь между  $1 / \tau_c$  и скоростью перемещающегося диффузора, т. е. как в случае одного рассеивающего объекта.

Существуют два частных случая:

(I) первый диффузор освещен гауссовым лучом в положении перетяжки пучка и с радиусом пятна  $w_0 = \left[ \frac{2R_1}{k} (1+k) \right]^{\frac{1}{2}}$ . Когда плоскость наблюдения находится в дальней области, тогда время корреляции равно  $\frac{1}{\tau_c} = |\vec{v}_1 - \vec{v}_2| \left( \frac{\beta_1^2 + \beta_2^2}{2} \right)^{-\frac{1}{2}}$ . Для  $\beta_1 = \beta_2 = \beta$  последнее отношение меняется на  $1/\tau_c = \mathbf{v}_r / \beta$ , где  $\mathbf{v}_r = |\vec{v}_1 - \vec{v}_2|$  является относительной скоростью.

(II) первый диффузор освещен расходящимся гауссовым лучом с большим размером пятна и когда плоскость наблюдения находится в дальней области, время корреляции имеет вид  $\frac{1}{\tau_c} = \left( \frac{2}{\beta_1^2} |\vec{v}_1|^2 + \frac{2}{\beta_2^2} |\vec{v}_2|^2 \right)^{\frac{1}{2}}$ . Для  $\beta_1 = \beta_2 = \beta$  последнее отношение становится равным  $1/\tau_c = 2v_a / \beta$ , где  $v_a = \left[ (|\vec{v}_1|^2 + |\vec{v}_2|^2) / 2 \right]^{\frac{1}{2}}$  является среднеквадратичной скоростью.

#### **6.12.4. Изображение двойных динамических спекл-структур с помощью линзы**

На рис. 6.17 представлена оптическая конфигурация для динамических двойных спеклов в плоскости изображения. Так как эти два диффузора разделены расстоянием  $d$ , фокальная плоскость линзы может быть помещена в любое место между ними.

В общем случае все выражения для таких динамических спекл-структур являются очень сложными и включают члены, зависящие от обоих рассеивателей. Однако в некоторых особых случаях корреляционная функция интенсивностей принимает очень простой вид.

(I) Если радиус пятна освещающего луча  $\omega$  намного меньше расстояния  $d$  между диффузорами ( $\omega \ll d$ ) и когда ширина  $r_0$  функции распределения точек в передней фокальной плоскости линзы намного меньше, чем усредненный размер  $\xi_{20}$  освещающих спеклов ( $r_0 \ll \xi_{20}$ ), нормализованная корреляционная функция флуктуаций интенсивностей равна

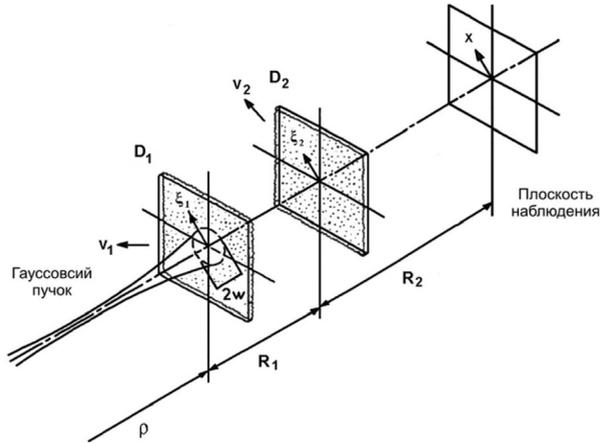


Рис. 6.17. Генерация динамического поля двойных спеклов двумя движущимися рассеивателями

$$\gamma_{\Delta l}(0, \tau) = \exp\left(-\frac{1}{r_0^2} |\vec{v}_1|^2 \tau^2\right), \quad \delta = d;$$

$$\gamma_{\Delta l}(0, \tau) = \exp\left(-\frac{1}{r_0^2} \left|\frac{\vec{v}_1 + \vec{v}_2}{2}\right|^2 \tau^2\right), \quad \delta = d/2;$$

$$\gamma_{\Delta l}(0, \tau) = \exp\left(-\frac{1}{r_0^2} |\vec{v}_2|^2 \tau^2\right), \quad \delta = 0.$$

(II) В противоположном случае, когда  $(\omega \gg d)$  и  $r_0 \gg \xi_{20}$ , нормализованная функция корреляции флуктуаций интенсивностей выражается независимо от положения фокуса

$$\gamma_{\Delta l}(0, \tau) = \exp\left(-\frac{1}{\xi_{20}^2} |\sigma_d \vec{v}_1 - \vec{v}_2|^2 \tau^2\right),$$

где  $\sigma_d = 1 + \frac{d}{\rho}$ . Если гауссов луч освещает диффузор в положении перетяжки, то

$$\gamma_{\Delta l}(0, \tau) = \exp\left(-\frac{1}{\xi_{20}^2} |\vec{v}_1 - \vec{v}_2|^2 \tau^2\right).$$

Важно, что скорость флуктуаций интенсивности пропорциональна скорости диффузора, который находится в центре, и не подвержена влиянию движения другого диффузора вне фокуса. Это открывает возможность для исследования движения объема среды вдоль ее глубины, изменяя положение фокуса линзы. Однако с использованием модели многофазного экрана Окамото и Асакура показали, что трудно удовлетворить условиям, необходимым для определения этой скорости в случае, если более чем два диффузора участвуют в процессе рассеивания [59–61].

Было сделано несколько попыток исследовать влияние двух различных видов рассеивателей на динамику биоспекл-структуры. В одной модели лазерный свет проходит через первый неподвижный прозрачный рассеиватель, имитирующий кожу. Затем лазерный луч рассеивается обратно вторым двигающимся диффузором (скорость  $v$ ), который представляет собой перемещающуюся кровь, и, наконец, он снова проходит через первый неподвижный прозрачный рассеиватель. Такой трижды рассеянный свет образует спекл-структуры, которые также называются двойным спеклом.

Экспериментальные исследования динамики таких спекл-структур с использованием пластин из матового стекла были выполнены Иваи и др. (рис. 6.18) [48]. Отражающий рассеивающий объект, перемещающийся с постоянной скоростью, был расположен на небольшом расстоянии позади статического прозрачного матового стекла отдельно от системы освещения (рис. 6.19). С хорошей точностью было показано, что даже для трижды рассеянных спекл-структур время корреляции интенсивности спекл-структур пропорционально  $1/v$ .

Сравнение между трехкратно рассеянными двойными спеклами и «нормальными» спеклами, полученными рассеиванием на единичной шероховатой поверхности показывает, что двойные спеклы имеют более мелкозернистую пространственную структуру и что зависящие от времени флуктуации интенсивности имеют существенно более высокую скорость изменения (в частности, в экспериментах Иваи и др. – в 72 раза), чем таковая у нормального спекла. Кроме того, динамические трехкратно

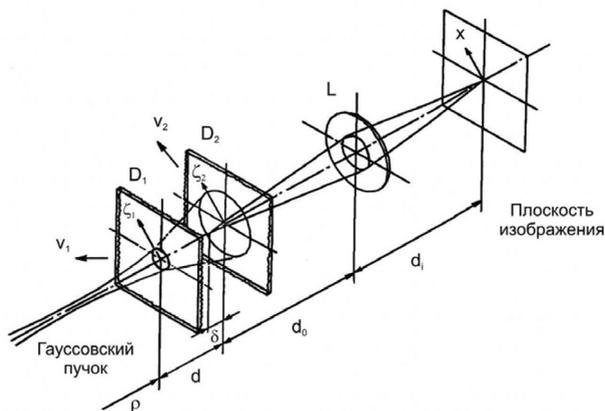


Рис. 6.18. Оптическая конфигурация для генерации динамического двойного спекла в плоскости изображения

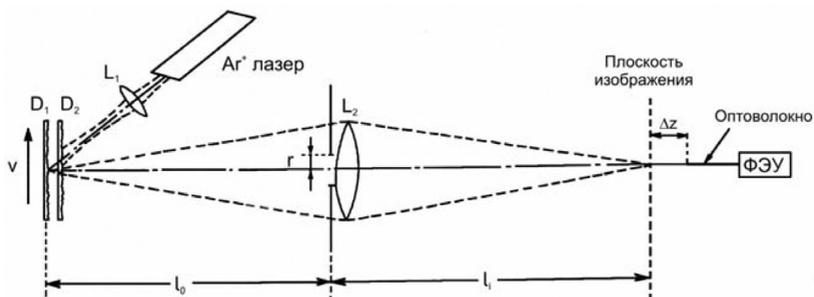


Рис. 6.19. Экспериментальная конфигурация для получения трижды рассеянного спекл-поля

рассеянные спеклы утрачивают информацию относительно направления движения объекта.

Как было отмечено в работах Иваи, спеклы перемещаются случайным образом, не давая явного соответствия чистому типу движения «трансляции» или «кипения». Таким образом, динамический трехкратно рассеянный свет может быть использован только для измерения величины скорости объекта в режиме реального времени. Отмечено также, что система измерения, использующая трехкратно рассеянный спекл, не подвержена влия-

нию любых малых смещений оптической системы, в отличие от схемы с использованием «нормальных» спеклов.

Статистические свойства света, рассеянного на случайной среде, глубоко связаны со статистическими изменениями рассеивателей [44; 49–62]. С целью теоретической оценки этих отношений была использована модель фазового экрана для получения характеристик светорассеяния объекта. В модели были использованы один или несколько фазовых экранов для получения случайной модуляции фазы падающего света. Модель неоднородной среды, представленной как набор фазовых экранов, является одной из наиболее общепринятых концепций для описания многократного рассеяния в турбулентных средах. Тонкие диффузионные экраны использовались в модели для исследования флуктуаций индекса преломления в турбулентных средах со слабым рассеиванием. Для биообъектов более предпочтительным является использование модели в виде набора «глубоких» случайных фазовых экранов. Так как каждый глубокий фазовый экран дает полностью развитую спекл-структуру, то ряд таких экранов стадии является хорошей моделью для режима сильного рассеивания, в котором свет, прошедший через рассеиватель, не имеет зеркальной или когерентной компонент.

Окамото и Асакура исследовали динамические свойства спекл-структур, полученных от серии глубоких фазовых экранов как в области френелевской дифракции [45], так и в плоскости изображения [60].

### **6.13. Многоскоростные приближения**

На рис. 6.20 показана принципиальная схема оптической установки, используемой для оценки пространственно-временных корреляционных функций спекл-структур, возникших в результате многократного рассеяния. Случайные фазовые экраны расположены параллельно друг другу и перемещаются с постоянными скоростями. При освещении этих диффузоров когерентным светом динамические спекл-структуры, возникшие в результате многократного рассеивания, находятся в плоскости на-

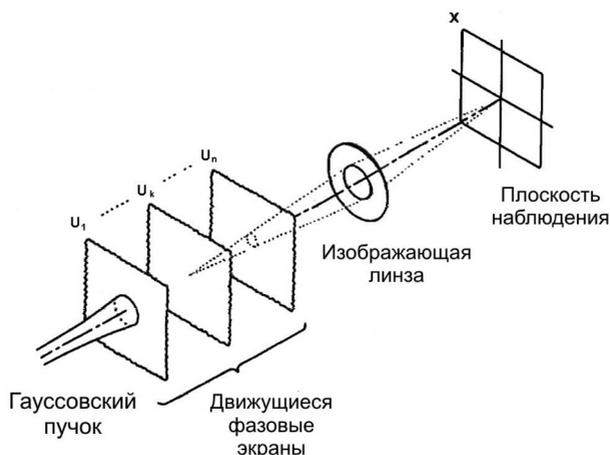


Рис. 6.20. Принципиальная схема для анализа спеклов, полученных от большого числа экранов со случайной фазой

блюдения, расположенной позади линзы. Для спеклов в области френелевской дифракции было показано, что различие в скоростях перемещения фазовых экранов сильно влияет на декорреляцию спекл-структуры и на скорость флуктуации интенсивности спеклов. Как уже было показано в случае двойных рассеивающих экранов, скорость каждого фазового экрана может быть определена отдельно методом фокусировки системы отображения на измеряемом фазовом экране. В этом случае необходимо, чтобы размер точек, распределенных в передней фокальной плоскости линзы, был меньшим, чем размер спеклов на втором диффузоре.

#### 6.14. Динамические режимы спекл-полей. Трансляция и кипение спеклов

Рассмотрим построение изображения в системе с одной линзой, где тонкая линза расположена в плоскости  $\bar{\xi}'_1$ , на расстоянии  $l_1$  от плоскости объекта и на расстоянии  $l_2$  от плоскости наблюдения. Функция распространения для этой системы записывается как

$$K(\mathbf{x}, \mathbf{X}) = \frac{1}{\lambda^2 l_1 l_2} \exp \left[ \frac{ik}{2} \left( \frac{|\mathbf{x}|^2}{l_1} + \frac{|\mathbf{X}|^2}{l_2} \right) \right] \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} P(\bar{\xi}') \times \\ \exp \left[ \frac{ik}{2} \left( \frac{1}{l_1} + \frac{1}{l_2} - \frac{1}{f} \right) |\xi'|^2 \right] \exp \left[ ik \left( \frac{\mathbf{x}}{l_1} + \frac{\mathbf{X}}{l_2} \right) \bar{\xi}' \right] d^2 \xi',$$

где  $P(\bar{\xi}')$  является диафрагмирующей функцией системы отображения, а  $f$  – фокусное расстояние линзы (рис. 6.21).

Распределение амплитуды падающего света  $\mathbf{A}_0(\mathbf{x})$  представлено в форме

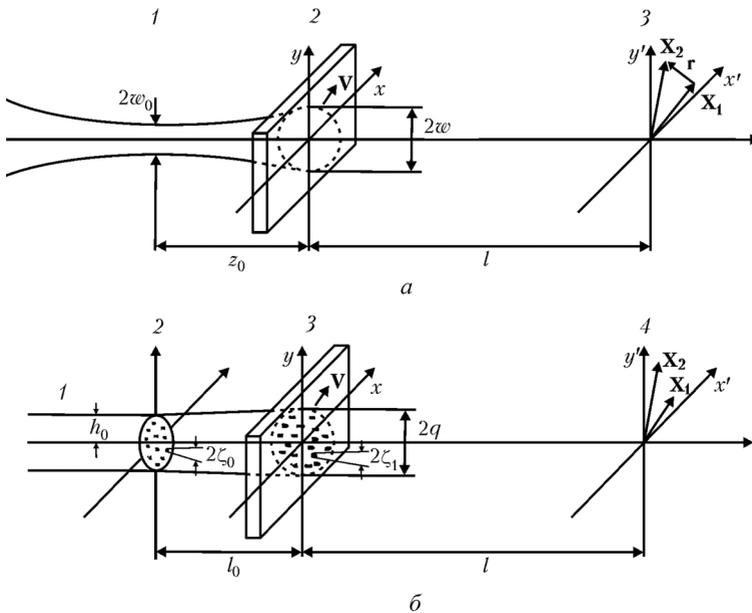


Рис. 6.21. Формирование динамического спекл-поля при рассеянии излучения биотканью, рассеиватели в которой движутся со скоростью  $V(x, y)$ , при зондировании биоткани лазерным источником с распределением интенсивности по закону Гаусса: а ( $l$  – гауссов пучок; 2 – биоткань; 3 – плоскость изображения) и «ограниченным» гауссовским распределением (б) ( $l$  – оптоволокно; 2 – плоскость источника; 3 – биоткань; 4 – плоскость изображения)

$$\mathbf{A}_0(\mathbf{x}) = \exp\left(\frac{ik}{2\rho}|\mathbf{x}|^2\right),$$

где  $\rho$  является радиусом искривления волнового фронта падающего света.

Проанализируем влияние движения рассеивателя на поведение спекл-поля в плоскости изображения. Предположим, что две спекл-структуры связаны с положением эритроцитов  $(\mathbf{x}_1)_j$  и  $(\mathbf{x}_2)_j$  в плоскости объекта в два момента времени  $t_1$  и  $t_2$  соответственно. Эти положения связаны следующим образом:  $(\mathbf{x}_2)_j = (\mathbf{x}_1)_j + \mathbf{v}_j(t_2 - t_1)$ , где  $\mathbf{v}_j$  является скоростью эритроцита.

Предположим, что все эритроциты движутся с постоянной скоростью в плоскости объекта  $\mathbf{v}$  и модулируют только фазу зондирующего лазерного излучения, тогда функция объекта записывается в виде

$$\mathbf{O}(\mathbf{x}, t) = \exp[i\phi(\mathbf{x} - \bar{\mathbf{v}}t)].$$

Получаем нормализованную функцию кросскорреляции флуктуации спеклов для свободного пространственного распространения

$$\gamma_{\Delta l}(\bar{\mathbf{r}}, \tau) = \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[\frac{ik}{R}(\bar{\mathbf{r}} - \sigma_d \bar{\mathbf{v}}\tau)\bar{\xi}\right] d^2\xi \right\}^2.$$

где  $\bar{\mathbf{r}} = \bar{\mathbf{r}}_2 - \bar{\mathbf{r}}_1$ ,  $\tau = t_2 - t_1$  и  $\sigma_d = 1 + R/\rho$ . Для однолинзовой геометрии отображения эта функция представима в виде

$$\gamma_{\Delta l}(\bar{\mathbf{r}}, \tau) = \left\{ \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} P(\bar{\xi}') P(\bar{\xi}' + \sigma_i \bar{\mathbf{v}}\tau) \exp\left(-\frac{ik}{d_i} \left[ \bar{\mathbf{r}} - d_i \left( \epsilon \sigma_i - \frac{1}{d_0} \right) \bar{\mathbf{v}}\tau \right] \bar{\xi}' \right) d^2\xi'}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |P(\bar{\xi}')|^2 d^2\xi'} \right\}^2,$$

где  $\epsilon = 1/d_0 + 1/d_i - 1/f$  является параметром дефокусировки и  $\sigma_i = 1 + d_0/\rho$ .

Для свободной пространственной геометрии функция корреляции принимает максимальное значение при  $\vec{r} = \sigma_d \vec{v} \tau$ . Это означает, что спекл-структура перемещается со скоростью  $\vec{V}_T$ :  $\vec{V}_T = \sigma_d \vec{v} = (1 + R/\rho) \vec{v}$ . Если  $\sigma_d = 0$ , то имеет место движение спеклов типа чистого «кипения». Это происходит при  $\rho = -R$ , т. е. при освещении биоткани сходящимся лазерным лучом. Для геометрии изображения максимальное значение корреляции получено при условии  $\vec{r} = d_i (\in \sigma_i - 1/d_0) \vec{v} \tau$ , что ведет к поступательной (трансляционной) скорости спекл-структуры в плоскости изображения  $\vec{V}_T = d_i (\in \sigma_i - 1/d_0) \vec{v}$ . Условие для чистого кипения задается уравнением  $\in \sigma_i - 1/d_0 = 0$ . В случае освещения плоской волной ( $\sigma_i = 1$ ), это условие приводит к  $d_i = f$ , означая, что кипение спеклов происходит в фокусе изображающей линзы. С другой стороны, имеется хорошая корреляция для любых

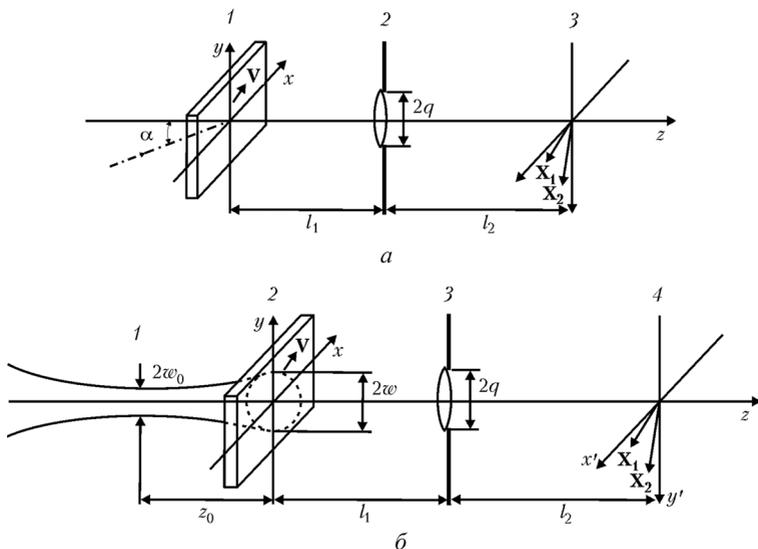


Рис. 6.22. Формирование динамического спекл-поля при рассеянии излучения биотканью, рассеиватели в которой движутся со скоростью  $V(x, y)$ , с помощью однолинзовой оптической системы при зондировании биоткани коллимированным лазерным источником: *a* (1 – биоткань; 2 – плоскость линзы; 3 – плоскость изображения) и лазерным источником с распределением интенсивности по закону Гаусса – *б* (1 – гауссов пучок; 2 – биоткань; 3 – плоскость линзы; 4 – плоскость изображения)

значений  $\vec{r}$  в направлении, противоположном скорости  $-\mathbf{v}$ , если  $\sigma_i = 0$ , т. е.  $d_0 = -\rho$ . В этом случае в плоскости изображения может наблюдаться чистое «трансляционное» движение спеклов.

Комплексная амплитуда гауссова луча задается уравнением

$$\mathbf{A}_0 = \frac{w_0}{w} \exp(ikz) \exp\left(-\frac{|\mathbf{x}|^2}{w^2}\right) \exp\left(-\frac{ik|\mathbf{x}|^2}{2\rho}\right),$$

где  $\omega$  – радиус луча в плоскости объекта, расположенной на расстоянии  $z$  от положения перетяжки луча, и  $\omega_0$  – радиус пятна в перетяжке луча (рис. 6.22).  $\omega$  и  $\rho$  выражаются как функции от  $z$ :  $w = w_0(1 + z^2 / z_0^2)^{1/2}$ ,  $\rho = z(1 + z_0^2 / z^2)$ , где  $z_0 = \pi w_0^2 / \lambda$ .

### 6.15. Формирование спекл-поля сложной оптической системой

Для анализа более сложных оптических конфигураций введем для упрощения записей одномерные передаточные функции оптической системы  $r_i = |\mathbf{K}(0, \mathbf{X})|^2$  и  $r_0 = |\mathbf{K}(\mathbf{x}, 0)|^2$  (табл. 6.3). Для оптической конфигурации с одной линзой эта функция в соответствии записывается как

$$\mathbf{K}(\mathbf{x}, \mathbf{X}) = \frac{-k^2 q^2}{4\pi i l_1 l_2} \exp\left[\frac{-k^2 q^2}{4(1 + \theta_1^2)} \left|\frac{\mathbf{x}}{l_1} - \frac{\mathbf{X}}{l_2}\right|^2\right] \times \\ \exp\left\{i \left[ k \left( l_1 + l_2 + \frac{|\mathbf{x}|^2}{2l_1} + \frac{|\mathbf{X}|^2}{2l_2} \right) + \tan^{-1} \theta_1 - \frac{k^2 q^2 \theta_1}{4(1 + \theta_1^2)} \left|\frac{\mathbf{x}}{l_1} - \frac{\mathbf{X}}{l_2}\right|^2 \right]\right\}.$$

Параметры  $l_1, l_2, q$  показаны на рис. 6.22, а параметр дефокусировки обозначен здесь как  $\theta_1 = kq^2 / 2(1/l_1 + 1/l_2 - 1/f)$ . Для более сложной изображающей системы, состоящей из двух линз, как это показано на рис. 6.23, передаточная функция имеет вид

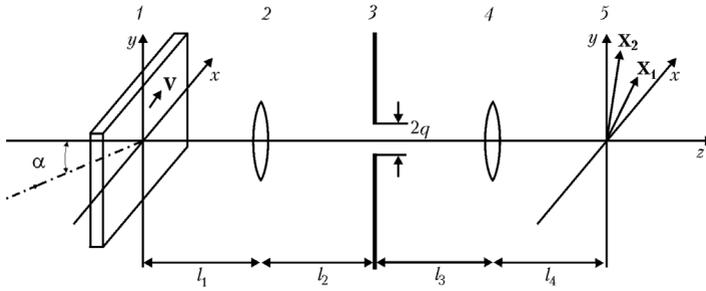


Рис. 6.23. Формирование динамического спекл-поля при рассеянии излучения биотканью, рассеиватели в которой движутся со скоростью  $V(x, y)$ , с помощью двухлинзовой оптической системы при зондировании биоткани коллимированным лазерным источником: 1 – биоткань; 2 – плоскость линзы I; 3 – плоскость диафрагмы; 4 – плоскость линзы II; 5 – плоскость изображения

$$\begin{aligned}
 \mathbf{K}(\mathbf{x}, \mathbf{X}) = & \frac{-k^2 q^2}{4\pi i l_1 l_2 l_3 l_4 A_1 A_2 (1 + \theta_2^2)^{1/2}} \times \\
 & \exp \left[ \frac{-k^2 q^2}{4(1 + \theta_2^2)} \left| \frac{\mathbf{x}}{A_1 l_1 l_2} - \frac{\mathbf{X}}{A_2 l_3 l_4} \right|^2 \right] \times \\
 & \exp \left\{ i \left[ k(l_1 + l_2 + l_3 + l_4 + i \tan^{-1} \theta_2) \right] + \right. \\
 & \left. i \frac{k}{2} \left[ \frac{1}{l_1} \left( 1 - \frac{1}{A_1 l_1} \right) |\mathbf{x}|^2 + \frac{1}{l_4} \left( 1 - \frac{1}{A_2 l_4} \right) |\mathbf{X}|^2 \right] - \right. \\
 & \left. i \frac{k^2 q^2 \theta_2^2}{4(1 + \theta_2^2)} \left| \frac{\mathbf{x}}{A_1 l_1 l_2} + \frac{\mathbf{X}}{A_2 l_3 l_4} \right|^2 \right\}.
 \end{aligned}$$

Здесь  $A_1 = 1/l_1 + 1/l_2 - 1/f_1$ ,  $A_2 = 1/l_3 + 2/l_4 - 1/f_2$ ,  $\theta_2 = \frac{kq^2}{2} \left( \frac{1}{l_2} - \frac{1}{A_1 l_2^2} + \frac{1}{l_3} - \frac{1}{A_2 l_3^2} \right)$ .

## 6.16. Динамические параметры биоспекл-полей в различных оптических конфигурациях

Для ограниченного гауссовского луча, схематически показанного на рис. 6.21, параметры динамического спекл-поля в «свободной» (безлинзовой) геометрии построения изображения будут иметь вид

$$\frac{1}{\tau_c} = |\mathbf{v}| \left( \frac{\gamma^2}{r_s^2} + \frac{1}{\zeta_1^2} \right)^{1/2}, \quad \tau_d = \frac{\tau_c^2}{r_s^2} \gamma \mathbf{v} \mathbf{r},$$

где  $\gamma = 1 + l / l_0$ ,  $\zeta_1 = \lambda l_0 / \pi h_0$  и  $q = \lambda l_0 / \pi \zeta_0$ .

При освещении коллимированным лазерным лучом и использовании однолинзовой изображающей системы, как это показано на рис. 6.22, динамические параметры спекл-поля будут иметь вид

$$\frac{1}{\tau_c} = |\mathbf{v}| \left[ \frac{1}{r_s^2} \left( \frac{l_2}{F} - 1 \right)^2 + \frac{1}{q^2} \right]^{1/2} = |\mathbf{v}| \left[ \left( \frac{B_0^2}{r_s^2} + \frac{1}{q^2} \right)^{1/2} \right],$$

$$\tau_d = \frac{\tau_c^2}{r_s^2} \left( \frac{l_2}{F} - 1 \right) \mathbf{v} \mathbf{r} = \frac{\tau_c^2}{r_s^2} B_0 \mathbf{v} \mathbf{r},$$

где  $B_0 = l_2 / f - 1$ .

При освещении диффузной пластинки лазерным лучом с гауссовским распределением и использовании той же однолинзовой изображающей системы, как это показано на рис. 6.21, динамические параметры спекл-поля будут иметь вид

$$\frac{1}{\tau_c} = |\mathbf{v}| \left( \frac{B_1^2}{r_s^2} + \frac{\mu^2}{q^2} \right)^{1/2}, \quad \tau_d = \frac{\tau_c^2}{r_s^2} B_1 \bar{\mathbf{v}} \mathbf{r},$$

где  $B_1 = \mu(l_2 / f - 1) - l_2 / l_1(\mu - 1)$ ,  $\mu = (1 + l_1 / \rho)$ ,  $r_s = 2l_2 / (k_0 q)$ .

Для двухлинзовой изображающей системы, показанной на рис. 6.23, при освещении диффузной пластинки коллимированным лазерным лучом, динамические параметры спекл-поля могут быть записаны следующим образом:

$$\frac{1}{\tau_c} = |\mathbf{v}| \left( \frac{B_2^2}{r_s^2} + \left( \frac{l_2}{F_1} - 1 \right)^2 \frac{1}{q^2} \right)^{1/2} = |\mathbf{v}| \left( \frac{B_2^2}{r_s^2} + \frac{v^2}{q^2} \right)^{1/2},$$

$$\tau_d = \frac{\tau_c^2}{r_s^2} B_2 \mathbf{v} \mathbf{r},$$

где  $B_2 = A_2 l_3 l_4 \left[ \left( 1 - \frac{l_2}{F_1} \right) \left( \frac{1}{l_2} - \frac{1}{A_1 l_2^2} + \frac{1}{l_3} - \frac{1}{A_2 l_3^2} \right) \right]$ ,  $\mathbf{v} = l_2 / f_2 - 1$ ,  
 $r_s = \frac{2}{k_0 q} (l_3 + l_4 - l_3 l_4 / f_2)$ .

При условии  $l_2 = f_1$  и  $l_3 = f_2$  динамические параметры будут иметь простой вид:

$$\frac{1}{\tau_c} = |\mathbf{v}| \frac{M}{r_s}, \quad \tau_d = \frac{\tau_c^2}{r_s^2} M \mathbf{v} \mathbf{r}, \quad r_s = \frac{2F_2}{k_0 q}.$$

Усредненная в пространстве и во времени интенсивность регистрируемого излучения в момент времени  $t_j$  в пространственной области  $\mathbf{X}_i$  будет определяться весовыми соответствующими функциями:

$$W(\mathbf{X}_i, t_j) = \int H_D H_T I(\mathbf{X}, t) dt.$$

Например, для интегрирования в пространстве с усреднением по круговой апертуре

$$H_{D_i} = \text{circ} \left( \frac{\mathbf{X} - \mathbf{X}_i}{D} \right).$$

Усреднение во времени часто проводится с использованием прямоугольных шаблонов:

$$H_{T_j} = \text{rect} \left( \frac{t - t_j}{T} \right).$$

Для гауссовских апертур

$$H_{D_i} = \exp \left[ -\frac{2(\mathbf{X} - \mathbf{X}_i)^2}{D^2} \right], \quad H_{T_j} = \exp \left[ -\frac{2(t - t_j)^2}{(T/2)^2} \right]$$

Т а б л и ц а 6.4. Скорость смещения спектр-поля  $V_s$ , средний размер спеклов  $r_s$  динамического спектр-поля и передаточные функции оптической системы  $r_0$  и  $r_i$  для различных оптических конфигураций

Рис. 6.21, а	Рис. 6.21, б	Рис. 6.22, а	Рис. 6.22, б	Рис. 6.23	Рис. 6.23, $l_2 = F_1, l_3 = F_2$
$V_s = \sigma v$	$V_s = \gamma v$	$V_s = B_0 v$	$V_s = B_1 v$	$V_s = B_2 v$	$V_s = Mv$
$r_s = \frac{2l}{k_0 w}$	$r_s = \frac{l}{l_0} \zeta_0$	$r_s = \frac{2l_2}{k_0 q}$	$r_s = \frac{2l_2}{k_0 q}$	$r_s = \frac{2}{k_0 q} \left( l_3 + l_4 - \frac{l_3 l_4}{F_2} \right)$	$r_s = \frac{2F_2}{k_0 q}$
$r_0 =$		$\frac{1}{2} r_s (1 + \theta_1^2)^{1/2}$	$\frac{1}{2} r_s (1 + \theta_1^2)^{1/2}$	$\frac{1}{2} r_s (1 + \theta_2^2)^{1/2}$	$\frac{1}{2} r_s (1 + \theta_2^2)^{1/2}$
$r_i =$		$\frac{l_1}{k_0 q} (1 + \theta_1^2)^{1/2}$	$\frac{l_1}{k_0 q} (1 + \theta_1^2)^{1/2}$	$\frac{l_1 l_2 A_1}{k_0 q} (1 + \theta_2^2)^{1/2}$	$\frac{F}{k_0 q} (1 + \theta_2^2)^{1/2}$

Т а б л и ц а 6.5. Усредненные по времени и в пространстве времена и когерентности  $\tau_c$  и задержки  $\tau_d$  динамического спекл-поля для различных оптических конфигураций

Рис. 6.21, а	$\frac{1}{\tau_{cD}} =  \mathbf{v}  \left( f_D \frac{\sigma^2}{r_s^2} + \frac{1}{w^2} \right)^{1/2}$	$\tau_{dD} = f_D \frac{\tau_{cD}^2}{r_s^2} \sigma \mathbf{v} \mathbf{r}$	
Рис. 6.21, б	$\frac{1}{\tau_{cD}} =  \mathbf{v}  \left( f_D \frac{\gamma^2}{r_s^2} + \frac{1}{\zeta_1^2} \right)^{1/2}$	$\tau_{dD} = f_D \frac{\tau_{cD}^2}{r_s^2} \gamma \mathbf{v} \mathbf{r}$	
Рис. 6.22, а	$\frac{1}{\tau_{cD}} =  \mathbf{v}  \left( f_D \frac{B_0^2}{r_s^2} + \frac{1}{q^2} \right)^{1/2}$	$\tau_{dD} = f_D \frac{\tau_{cD}^2}{r_s^2} B_0 \mathbf{v} \mathbf{r}$	$r_i = \frac{l_1}{k_0 q} (1 + \theta_1^2)^{1/2}$
Рис. 6.22, б	$\frac{1}{\tau_{cD}} =  \mathbf{v}  \left( f_D \frac{B_1^2}{r_s^2} + \frac{\mu^2}{q^2} \right)^{1/2}$	$\tau_{dD} = f_D \frac{\tau_{cD}^2}{r_s^2} B_1 \mathbf{v} \mathbf{r}$	$r_i = \frac{l_1}{k_0 q} (1 + \theta_1^2)^{1/2}$
Рис. 6.23	$\frac{1}{\tau_{cD}} =  \mathbf{v}  \left( f_D \frac{B_2^2}{r_s^2} + \frac{v^2}{q^2} \right)^{1/2}$	$\tau_{dD} = f_D \frac{\tau_{cD}^2}{r_s^2} B_2 \mathbf{v} \mathbf{r}$	$r_i = \frac{l_1 l_2 A_1}{k_0 q} (1 + \theta_2^2)^{1/2}$
Рис. 6.23, $l_2 = f_l$ , $l_3 = f_2$	$\frac{1}{\tau_{cD}} =  \mathbf{v}  \sqrt{f_D} \frac{M}{r_s}$	$\tau_{dD} = f_D \frac{\tau_{cD}^2}{r_s^2} M \mathbf{v} \mathbf{r}$	$r_i = \frac{F}{k_0 q} (1 + \theta_3^2)^{1/2}$

и

$$\tilde{\gamma}_{\Delta l}(\vec{r}, \tau, D, T) - 1 = \exp \left[ - \left( \frac{f_T}{\tau_{cD}} \right)^2 (\tau - \tau_d)^2 + \frac{\tau_{dD}^2}{\tau_{cD}^2} - f_D \frac{|\vec{r}|^2}{r_s^2} \right],$$

где  $f_D = \frac{1}{1 + (D/r_s)^2}$  и  $f_T = \left\{ 1 + [(T/2)/\tau_{cD}]^2 \right\}^{-1/2}$ . Эти величины называются параметрами временной и пространственной когерентности динамического поля соответственно.

Все динамические параметры спекл-полей, описанные выше для разных оптических конфигураций, сведены воедино для наглядности в табл. 6.4 и 6.5.

### Литература к Главе 6

1. Микаэлян, А. Л. Оптические квантовые генераторы на твёрдом теле / А. Л. Микаэлян, М. Л. Тер-Микаэлян, Ю. Г. Турков. – М.: Сов. радио, 1967. – 384 с.
2. Ищенко, Е. Ф. Оптические квантовые генераторы / Е. Ф. Ищенко, Ю. М. Климов. – М.: Сов. радио, 1968. – 468 с.
3. Качмарек, Ф. Введение в физику лазеров: пер. с польского / Ф. Качмарек. – М.: Издательство «МИР», 1981. – 540 с.
4. Карлов, Н. В. Лекции по квантовой электронике / Н. В. Карлов. – М.: Наука, 1988. – 336 с.
5. Ринкевичюс, Б. С. Лазерная диагностика потоков / Б. С. Ринкевичюс // Физика. Подписная научно-популярная серия. – М.: Знание, 1988. – № 12. – 64 с.
6. Ринкевичюс, Б. С. Лазерная диагностика потоков / Б. С. Ринкевичюс. – М.: МЭИ, 1990. – 287 с.
7. Звелто, О. Принципы лазеров / О. Звелто. – 3-е изд. – М.: Мир, 1990. – 560 с.
8. Брюннер, В. Справочник по лазерной технике: пер. с нем. / В. Брюннер, К. Юнге; под ред. А. П. Напартовича. – М.: Энергоатомиздат, 1991. – 554 с.
9. Тучин, В. В. Лазеры и волоконная оптика в биомедицинских исследованиях / В. В. Тучин. – 2-е изд. – Саратов: Изд-во Саратовского университета, 1998. – 469 с.
10. Сэм, М. Ф. Лазеры и их применение / М. Ф. Сэм // Соросовский образовательный журн. – 1996. – № 6. – С. 92–98.
11. Бахтизин, Р. З. Голубые диоды / Р. З. Бахтизин // Соросовский образовательный журн. – 2001. – № 7. – С. 75–83.
12. Пойзнер, Б. Н. Физические основы лазерной техники / Б. Н. Пойзнер. – Томск: Изд-во ТГУ, 2006. – 209 с.
13. Осико, В. Твердотельные лазеры. Часть I / В. Осико, И. Щербаков // Фотоника. – 2013. – Т. 39, № 3. – С. 14–33.

14. Короленко, П. В. Оптика когерентного излучения / П. В. Короленко. – М.: МГУ, 1997. – 222 с.
15. Теоретические основы и методы оптической диагностики в аэрофизическом эксперименте: учеб. пособие / В. М. Бойко [и др.]. – Новосибирск: Новосиб. гос. ун-т, 2008. – 412 с.
16. Черемисин, А. И. Фурье-оптика, часть 1. Световые волны и сигналы: учеб. пособие / А. И. Черемисин. – СПб.: изд-во СПбГУКиТ, 2012. – 340 с.
17. Франсон, М. Когерентность в оптике / М. Франсон, С. Сланский. – М.: Изд-во «Наука», 1967. – 80 с.
18. Goodman, J. W. Introduction to Fourier Optics / J. W. Goodman. – New York: McGraw Hill, 1968. – 457 p.
19. Гудмен, Дж. Введение в фурье-оптику / Дж. Гудмен. – М.: Изд-во «Мир», 1970. – 364 с.
20. Goodman, J. W. Statistic properties of laser speckle patterns / J. W. Goodman // Laser Speckle and Related Phenomena / ed. J. C. Dainty. – Berlin: Springer Verlag, 1975. – Ch. 2. – P. 9–75.
21. Dainty, J. M. The Statistics of Speckle Pattern / J. M. Dainty // Progress in Optics. Vol. XIV / ed. E. Wolf. – Amsterdam: North-Holland Publ. Co., 1976. – 422 p.
22. Франсон, М. Оптика спеклов: пер. с фр. / М. Франсон; под ред. Ю. И. Островского. – М.: Мир, 1980. – 171 с.
23. Speckle Metrology / ed. R. K. Erf. – New York: Academic Press, 1978. – 331 p.
24. Francon, M. Laser Speckle and Applications in Optics / M. Francon. – New York: Academic Press, 1979.
25. Dainty, J. C. Laser Speckle and Related Phenomena / J. C. Dainty. – 2nd ed. – Berlin: Springer Verlag, 1984. – 342 p.
26. Goodman, J. W. Statistical Optics / J. W. Goodman. – New York: John Wiley & Sons, 2001. – 572 p.
27. Speckle Metrology / ed. R. S. Sirohi. – New York: Marcel Dekker Inc., 1993. – 568 p.
28. Fomin, N. Speckle Photography for Fluid Mechanics Measurements / N. Fomin. – Berlin: Springer Verlag, 1998. – 248 p.
29. Goodman, J. W. Introduction to Fourier Optics / J. W. Goodman. – 3rd ed. – Englewood: Roberts & Company, 2005. – 578 p.
30. Goodman, J. W. Speckle Phenomena in Optics: theory and applications / J. W. Goodman. – Englewood: Roberts and Company Publishers, 2007. – 387 p.
31. Dynamic Laser Speckle and Applications / ed.: H. J. Rabal, R. A. Braga Jr. – Boca Raton: CRC Press., 2008. – 282 p.
32. Рубникович, С. П. Лазерно-оптические методы диагностики и терапии в стоматологии / С. П. Рубникович, Н. А. Фомин. – Минск: ПЧУП «Типография ФПБ» (ИТМО НАН Беларуси), 2010. – 361 с.
33. Rigden, J. D. The granularity of scattered optical maser light / J. D. Rigden, E. I. Gordon // Proc. IRE. – 1962. – Vol. 50. – P. 2367–2368.
34. Gabor, D. Laser speckle and its elimination / D. Gabor // IBMJ. Res. Dev. – 1970. – Vol. 14. – P. 509–514.

35. *Briers, J. D.* Some applications of holographic interferometry and speckle correlation techniques to the study of plant growth and physiology: PhD thesis / J. D. Briers. – London, 1975.
36. *Ульянов, С. С.* Что такое спеклы / С. С. Ульянов // Соросовский образовательный журн. – 1999. – № 5. – С. 112–116.
37. *Рябухо, В. П.* Спекл-интерферометрия / В. П. Рябухо // Соросовский образовательный журн. – 2001. – № 5. – С. 112–124.
38. *Asakura, T.* Dynamic laser speckle and their application to velocity measurement of diffuse object / T. Asakura, N. Takai // J. of Applied Physics. – 1981. – Vol. 25. – P. 179–194.
39. *Aizu, Y.* Bio-speckle phenomena and their applications to blood-flow measurements / Y. Aizu, T. Asakura // SPIE Proc. – 1991. – Vol. 1431. – P. 239–250.
40. *Briers, J. D.* Speckle fluctuations in biomedical optics: implications and applications / J. D. Briers // Opt. Eng. – 1993. – Vol. 32. – P. 277–283.
41. *Briers, J. D.* Monitoring biomedical motion and flow by means of coherent light fluctuations / J. D. Briers // SPIE Proc. – 1996. – Vol. 2732. – P. 2–15.
42. *Briers, J. D.* Capillary blood flow monitoring using laser speckle contrast analysis (LASCA) / J. D. Briers, G. Richards, X. W. He // J. Biomed. Opt. – 1999. – Vol. 4, N 1. – P. 164–175.
43. *Asakura, T.* Surface roughness measurements / T. Asakura // Speckle Metrology / ed. R. K. Erf. – New York: Academic Press, 1978. – P. 11–49.
44. *Aizu, Y.* Bio-speckles / Y. Aizu, T. Asakura // Trends in Optics / ed. A. Consortini. – Orlando: Academic Press Inc., 1996. – P. 27–49.
45. *Okamoto, T.* The statistics of dynamic speckles. / T. Okamoto, T. Asakura // Progress in Optics / ed. E. Wolf. – Amsterdam: Elsevier Science B.V., 1995. – Vol. XXXIV. – P. 183–248.
46. *Aizu, Y.* Bio-speckle phenomena and their application to the evaluation of blood flow / Y. Aizu, T. Asakura // Optics and Laser Technology. – 1991. – Vol. 23, N 4. – P. 205–219.
47. *Iwai, T.* Statistical properties of the dynamic dichromatic laser speckle / T. Iwai, N. Takai, T. Asakura // Opt. Commun. – 1982. – Vol. 44, N 1. – P. 13–18.
48. *Iwai, T.* Dynamic properties of speckled speckles with relation to velocity measurements of a diffuse object / T. Iwai, T. Asakura // Optics and Laser Technology. – 1989. – Vol. 21, N 1. – P. 31–35.
49. *Yoshimura, T.* Statistical properties of dynamic speckles / T. Yoshimura // J. of the Optical Society of America. – 1986. – Vol. 3A. – P. 1032–1054.
50. *Takai, N.* Real-time velocity measurement for a diffuse object using zero-crossing of laser speckle / N. Takai, T. Iwai, T. Asakura // J. Opt. Soc. Am. – 1980. – Vol. 70. – P. 450–455.
51. *Estes, L. E.* Scattering of light from a rotating ground glass / L. E. Estes, L. M. Narducci, R. A. Tuft // J. Opt. Soc. Am. – 1971. – Vol. 61. – P. 1301–1306.
52. *Jakeman, E.* Enhanced fluctuations in radiation scattered by a moving random phase screen / E. Jakeman, J. G. McWhirter, P. N. Pusey // J. Opt. Soc. Am. – 1976. – Vol. 66. – P. 1175–1182.

53. Blood flow observed by time-varying laser speckle / H. Fujii [et al.] // *Optical Letters*. – 1985. – Vol. 10. – P. 104–106.
54. *Yamada, Yu.* Light–tissue interaction and optical imaging in biomedicine / Yu. Yamada // *Annual Review of Heat Transfer* / ed. Chang-Lin Tien. – New York, 1995. – Vol. 6. – P. 1–59.
55. *O'Donnell, K. A.* Correlations of time-varying speckle near the focal plane / K. A. O'Donnell // *J. Opt. Soc. Am.* – 1982. – Vol. 72. – P. 191–197.
56. *Ma, S. N.* Laser speckle velocimetry using modulated dynamic speckle to measure the velocity of moving diffusers / S. N. Ma, Q. Lin // *Appl. Opt.* – 1986. – Vol. 25. – P. 22–25.
57. *Ohtsubo, J.* Velocity measurement using the time-space correlation of speckle patterns / J. Ohtsubo // *Opt. Commun.* – 1980. – Vol. 34. – P. 147–152.
58. *Schmidt-Harms, C. A.* Velocimetry of moving phase plates using laser speckle patterns / C. A. Schmidt-Harms // *Appl. Opt.* – 1984. – Vol. 23. – P. 2353–2358.
59. *Okamoto, T.* Velocity measurements of two moving diffusers using a temporal correlation length of doubly scattered light / T. Okamoto, T. Asakura // *J. Mod. Optics*. – 1990. – Vol. 37. – P. 389–408.
60. *Okamoto, T.* Velocity dependence of image speckles produced by a moving diffuser under dynamic speckle illumination / T. Okamoto, T. Asakura // *Opt. Commun.* – 1990. – Vol. 77. – P. 113–120.
61. *Okamoto, T.* Effect of imaging properties on dynamic speckles produced by a set of moving phase screens / T. Okamoto, T. Asakura // *Waves in Random Media*. – 1992. – Vol. 2. – P. 49–65.
62. *Uscinski, B. J.* Multi-phase screen analysis / B. J. Uscinski // *Wave Propagation in Random Media (Scintillation)* / ed.: V. I. Tatarskii, A. Ishimaru, V. U. Zavorotny. – Bellingham: SPIE Press, 1993. – P. 346–357.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Прошло уже почти полвека с того момента, когда Бурч и Токарский продемонстрировали, что спекл-поля могут служить источником информации. Следующие важные вехи в становлении спекл-интерферометрии как метрологической науки – 1972 и 1977 гг. В 1972 г. фон Копф и группа М. Франсона продемонстрировали, что предложенные Бурчем и Токарским пути применимы и для фазовых объектов, открыв, таким образом, пути исследования движения прозрачных сред. В 1977 г. сразу в четырех исследовательских группах удалось использовать принципы спекл-метрологии для измерения скорости потока жидкости или газа.

Ожидаемый взрыв количества научных публикаций по новой тематике последовал в начале 1980-х годов. В 1977 г. был организован Международный симпозиум по визуализации течений (МС по ВТ). Первый симпозиум состоялся летом 1977 г. в Токио (Япония). Организаторами симпозиума стали профессора Т. Асанума (Япония), В. Дж. Янг (США) и В. Мерцкирш (Германия). Проф. Т. Асанума в 1940 г. окончил Токийский императорский университет. С 1973 г. он является Председателем и Президентом аэрокосмического общества Токийского университета. Он также является первым президентом образованного в 1981 г. Японского общества по визуализации. В 1998 г. на 8-м МС по ВТ в г. Соренто (Италия) учреждены медали имени Леонардо да Винчи и имени Т. Асанумы. Первыми лауреатами этих наград стали организаторы первого МС по ВТ В. Мерцкирш и В. Дж. Янг.

**Лауреаты медалей имени Леонардо да Винчи  
и профессора Т. Асанумы**

Год вручения, симпозиум, страна	Медаль имени Леонардо да Винчи	Медаль имени профессора Т. Асанумы
1998 8 МС по ВТ, Италия	Prof. W. Merzkirch, Германия	Prof. W. J. Yang, США
2000 9 МС по ВТ, Великобритания	Prof. G. M. Carlo- magno, Италия	Prof. W. Merzkirch, Германия
2002 10 МС по ВТ, Япония	W. J. Yang, США	Prof. R. J. Adrian, США
2004 11 МС по ВТ, США	Prof. T. Kobayashi, Япония	Prof. G. S. Settles, США
2006 12 МС по ВТ, Германия	Prof. K. Takayama, Япония	Prof. C. Tropea, Германия
2008 13 МС по ВТ, Франция	Prof. Kenneth D. Kihm, США	Dr. Jurgen Kompenhans, Германия
2010 14 МС по ВТ, Корея	Prof. R. J. Adrian, США	Prof. Jung Yul Yoo, Корея
2012 15 МС по ВТ, Беларусь	Dr. J.-M. Desse, Франция Prof. S. Mochizuki, Япония	Prof. Kenneth D. Kihm, США
2014 16 МС по ВТ, Япония	Prof. N. A. Fomin, Беларусь	Prof. K. C. Kim, Корея

По-настоящему периодичным МС по ВТ стал начиная со второго симпозиума, который в 1980 г. проходил в г. Бохум (Германия) под председательством В. Мерцкирша. Был организован международный оргкомитет симпозиума, в который вошел соавтор данной монографии, профессор Н. А. Фомин. Конечно, в то время было достаточно международных симпозиумов, на которых всегда можно было рассказать о своих разработках. Но данный симпозиум стал «домашним» для всех разработчиков новой техники для диагностики потоков.

С 1951 г. функционирует Международная конференция по теплообмену (International Heat Transfer Conference, ИТТС). Эта конференция проводится раз в четыре года. Последняя ИТТС проходила в Киото (Япония) в 2014 г., следующая будет проходить в Пекине (Китай) в 2018 г. С 1954 г. каждые четыре года проводятся Международные симпозиумы по горению (International Combustion Symposium). 36-й Международный симпозиум по горению состоялся в 2016 г. в Сеуле, Корея. Среди более «молодых» симпозиумов стоит отметить Международный симпозиум по ударным волнам (International Symposium on Shock Wave, ISSW) и Международный коллоквиум по динамике взрыва и реагирующих систем (International Colloquium on Dynamic of Explosion and Reactive Systems, ICDERS), которые проводятся раз в 2 года.

Третий МС по ВТ проходил в США под председательством профессора В. Дж. Янга. «Сухим остатком» первых трех МС по ВТ стали 3 тома трудов – 3 энциклопедии по современным методам диагностики жидкостей и газов. Четвертый симпозиум проходил в Париже под председательством доктора К. Вере. Пятый симпозиум был в Праге в 1989 г. и собрал рекордное число ученых из СССР – 24 участника. Это был последний год участия ученых из СССР в крупном международном мероприятии, которое стоило в тот год очень дешево. За первые МС по ВП сложился коллектив участников симпозиума – около 300 человек из самых развитых стран.

Шестой симпозиум начал второй круг – он вновь проходил в Японии в г. Йокогама. Седьмой симпозиум опять уехал в США, где проходил под председательством Дж. Кроудера. И, наконец, восьмой симпозиум был последним, на подготовку к которому мы имели три года. Он прошел в г. Соренто, Италия, под председательством профессора Дж. Карломаньи. Последующие МС по ВТ проходили каждые два года.

Успех МС по ВТ воодушевил ученых на открытие других симпозиумов. Так, в 1991 г. возник Азиатский симпозиум по визуализации (АСВ, Asian Symposium on Visualization). 13-й АСВ прошел летом 2015 г. в Новосибирском институте теоретической

и прикладной механики им. С. А. Христиановича. С 1995 г. проходит международный симпозиум по PIV (International PIV Symposium). 11-й симпозиум состоялся в США осенью 2015 г. С 1997 г. проводится также Тихоокеанский симпозиум по визуализации течений и обработке изображений (ТС по ВТ и ОИ, Pacific Symposium on Flow Visualization and Image Processing). 10-й ТС по ВТ и ОИ прошел летом 2015 г. в Неаполе, Италия. Существует еще ежегодный симпозиум (IEEE Pacific Visualiza-



Вручение Н. А. Фомину медали имени Леонардо да Винчи. 25 июня 2014 г. Остров Окинава (Япония), 16 МС по ВТ

tion Symposium), последний из которых проходил в г. Тампей на Тайване.

Следует еще иметь в виду, что американское общество SPIE<sup>1</sup> ежегодно проводит крупные международные конференции по различным аспектам диагностики, а английский институт инженеров механиков (Institution of Mechanical Engineers, IMechE) часто проводит в Лондоне семинары по оптическим методам измерений. Кроме того, есть конференция в МЭИ по оптическим методам исследования потоков (ОМИП). И все-таки, МС по ВТ сохранил своих участников. Этот симпозиум отличают высокая требовательность при отборе докладов, благожелательная атмосфера при их представлении, сбалансированный состав участников. Очень приятно, что международный оргкомитет МС по ВТ сумел адекватно отблагодарить своих преданных участников.

**Список докладов сотрудников ИТМО им. А. В. Лыкова  
НАН Беларуси на Международном симпозиуме  
по визуализации течений**

1. Fomin N. A., Emrich R. J., Lysenko O. G., Labuda S. A., Soloukin R. I. Transition of Liquid Carbon Dioxide to Gas-Solid Mixture (Bochum, Germany, 1980).

2. Blinkov G., Fomin N., Rolin M., Vitkin D., Yadrevskaya N. Speckle tomography of an open flame (Prague, Czechoslovakia, 1989).

3. Blinkov G., Fomin N., Gleb V., Korobko E., Shulman Z. Diagnostics of field-induced structural changes in disperse electrosensitive systems (Prague, 1989).

4. Fomin N., Merzkirch W., Wintrich H., Vitkin D. Speckle photography of temperature field microstructure in a turbulent flame (Seattle, USA, 1995).

5. Fomin N., Vitkin D. Speckle tomography of flame in multi-jet combustors (Seattle, USA, 1995).

6. Fomin N. A., Lavinskaya E., Merzkirch W., and Vitkin D. Statistical analysis of turbulence by speckle photography (Sorrento, Italy, 1998).

---

<sup>1</sup> SPIE is the international society for optics and photonics.

7. Fomin N. A., Fuentes C., Saulnier J.-B., Tuhault J.-L. Microscale blood flux visualisation (*in vivo*) by cross-correlation speckle photography (Edinburgh, UK, 2000).
8. Bazylev N. B., Filatov S. A., Fomin N. A., Meleeva O. V. On-line nanostructures variations monitoring by digital laser speckle technologies (Daegu, Korea, 2010).
9. Meleeva O. V., Fomin N. A. Erbeck-Merzkirch integral transform for turbulent microstructure analysis (Minsk, Belarus, 2012).
10. Chizhik Sergei, Drozd Lizaveta, Fomin Nikita. Digital optical and scanning probe microscopy for inspection and manipulation of biocells (Minsk, Belarus, 2012).
11. Fomin N. A. Five Centuries of Speckle Photography (Okinawa, Japan, 2014).

## СОДЕРЖАНИЕ

<b>Предисловие</b> .....	3
<b>Список основных обозначений</b> .....	19
<b>Список сокращений</b> .....	22
<b>Глава 1. Введение в технику оптической визуализации</b> .....	25
1.1. Опыты Бурча и Токарского .....	25
1.2. Краткий обзор литературы .....	34
1.3. Техника PIV .....	39
1.4. Электронная спекл-фотография .....	44
1.5. Цифровая спекл-фотография .....	49
<b>Глава 2. Основные свойства когерентного света</b> .....	62
2.1. Образование спекл-поля .....	62
2.2. Спекл объективный и субъективный .....	67
2.3. Открытие биоспекл-полей .....	69
2.3.1. Первые наблюдения биоспекл-полей .....	69
2.3.2. Работы профессора Бриерса .....	70
2.3.3. Методики измерения кровотока в работах японских научно-исследовательских групп .....	75
2.3.4. Измерители кровотока по методике доктора Б. Рута .....	78
2.3.5. Измерения микроциркуляции по методикам группы профессора В. В. Тучина .....	80
2.3.6. Разработки доктора физико-математических наук Л. В. Танина (ЗАО «Голографическая индустрия», г. Минск) в биомедицине .....	82
2.3.7. Системы цифровой регистрации биоспекл-полей в БГМУ и ИТМО НАН Беларуси .....	87
2.4. Элементы теории дифракции .....	93
2.4.1. Изображение точечного источника света .....	93
2.4.2. Изображение точечного источника света при небольшой дефокусировке .....	95
2.4.3. Изображение двух монохроматических точечных источников света .....	95
2.4.4. Изображение большого числа монохроматических точечных источников, расположенных хаотически .....	97

2.4.5. Спектр большого числа когерентных точечных источников, образующих идентичные, одинаково ориентированные и хаотически расположенные пары . . . . .	98
2.4.6. Размеры спекл-структур . . . . .	99
2.4.7. Дифракция Фраунгофера на спекл-поле . . . . .	102
2.5. Уравнения Максвелла . . . . .	104
2.6. Трассирование лазерного излучения в схемах спекл-фотографии	107
2.6.1. Расчет траектории лазерного луча . . . . .	107
2.6.2. Интегральное преобразование Абеля . . . . .	110
2.6.3. Приближение Убероя и Коважного . . . . .	111
2.6.4. Интегральное преобразование Эрбека–Мерцкирша . . . . .	115
2.7. Диагностика параметров турбулентности по данным спекл-фотографии . . . . .	122
<b>Глава 3. Дифракционные основы техники . . . . .</b>	<b>137</b>
3.1. Опыты Гримальди . . . . .	137
3.2. Принцип Гюйгенса–Френеля . . . . .	140
3.3. Дифракция Френеля . . . . .	141
3.3.1. Зоны Френеля . . . . .	141
3.3.2. Картина дифракции на отверстии (щели) и на диске (тонкой проволоке) . . . . .	144
3.3.3. Спираль Френеля и Корню . . . . .	150
3.4. Дифракция Фраунгофера . . . . .	159
3.5. Дифракция Фраунгофера на отверстии или щели . . . . .	161
3.6. Дифракция гауссова пучка . . . . .	168
3.7. Дифракция Фраунгофера на двух одинаковых отверстиях или щелях . . . . .	170
3.8. Границы применимости различных приближений в теории дифракции . . . . .	173
3.9. Лазеры для спекл-интерферометров . . . . .	176
3.9.1. Мощность лазеров для анемометрии . . . . .	178
3.9.2. Источники излучения с малой длиной когерентности . . . . .	179
3.10. Основные приемы и алгоритмы обработки цифровых изображений . . . . .	183
3.10.1. Построение окон для усреднения . . . . .	183
3.10.2. Фильтрация изображений . . . . .	184
3.10.3. Кросскорреляционный анализ последовательных изображений . . . . .	186
3.10.4. Автокорреляционный анализ изображений с продолжительным временем экспозиции . . . . .	188
3.10.5. Анализ контраста изображений с продолжительным временем экспозиции . . . . .	190
3.10.6. Техника Гуи–Мерцкирша . . . . .	192

3.10.7. Статистический анализ погрешностей определения смещений спекл-полей . . . . .	193
3.10.8. Динамические свойства спекл-полей. . . . .	194
3.11. Диагностика течений в РЕМ-топливном элементе . . . . .	198
3.11.1. Структура и геометрия каналов в РЕМ-топливном элементе . . . . .	198
3.11.2. Пространственное разрешение . . . . .	200
3.11.3. Временное разрешение . . . . .	201
3.11.4. Анализ структуры течения в топливном элементе . . . . .	202
3.11.5. Выводы . . . . .	203
<b>Глава 4. Основные приемы спекл-интерферометрии . . . . .</b>	<b>208</b>
4.1. Метод двухэкспозиционной спекл-фотографии. . . . .	208
4.1.1. Показатель преломления в газах . . . . .	208
4.1.2. Отклонение световых лучей на градиентах плотности . . . . .	211
4.1.3. Кросскорреляционный анализ последовательных изображений . . . . .	217
4.2. Метод пространственной фильтрации спеклограммы . . . . .	228
4.3. Корреляционная спекл-интерферометрия и спекл-фотография. . . . .	235
4.3.1. Спекл-фотография через сложную апертуру . . . . .	235
4.3.2. Спекл-интерферометрия с опорным пучком . . . . .	240
4.3.3. Электронная спекл-интерферометрия. . . . .	246
4.3.4. Спекл-фотография «в белом свете». . . . .	247
4.4. Теневой фоновый метод (BOS). . . . .	248
4.5. Томографическое PIV . . . . .	255
4.5.1. Краткий обзор литературы по PIV . . . . .	255
4.5.2. Кросскорреляционный анализ изображений в PIV . . . . .	256
4.5.3. Формирование изображений визуализирующих частиц . . . . .	257
4.5.4. Визуализирующие частицы в технике микро-PIV . . . . .	258
4.5.5. Плотность введения визуализирующих частиц. . . . .	258
4.5.6. Стереоскопическая техника PIV . . . . .	259
4.5.7. Голографическая техника PIV . . . . .	259
4.5.8. Спекл-кинематография (speckle streak velocimetry, SSV) . . . . .	262
4.5.9. Томографические приемы в технике PIV . . . . .	264
4.6. Спекл-томография . . . . .	265
4.6.1. Диагностика на просвет. . . . .	265
4.6.2. Интегральное преобразование Радона . . . . .	266
4.6.3. Связь с другими интегральными преобразованиями . . . . .	269
4.6.4. Алгоритмы вычислений преобразования Радона . . . . .	270
4.6.5. Основные схемы газодинамических томографов . . . . .	273
4.6.6. Результаты моделирования. . . . .	279
4.6.7. Экспериментальные результаты. . . . .	280

<i>Глава 5. Тальбот-интерферометрия</i> . . . . .	301
5.1. Самовоспроизведение изображений решетки . . . . .	301
5.2. Эффект Муара . . . . .	305
5.3. Решетки Ронки и диафрагма Ричи . . . . .	308
5.4. Тест Ронки . . . . .	309
5.5. Интерферометр Тальбота и Тальбота–Лоу с решетками Ронки. . . . .	311
5.6. Эксперименты в ИТМО им. А. В. Лыкова НАН Беларуси . . . . .	313
5.7. Эксперименты Шандры Шакера (Индия) . . . . .	315
5.8. Другие эксперименты с интерферометрами на основе эффекта Тальбота . . . . .	316
<i>Глава 6. Статистические свойства спекл-полей и методы измерений, основанные на их анализе</i> . . . . .	323
6.1. Особенности лазерного излучения . . . . .	323
6.1.1. Генерация лазерного излучения . . . . .	323
6.1.2. Волновая природа излучения . . . . .	323
6.1.3. Направленность излучения . . . . .	324
6.1.4. Монохроматичность и модовый состав . . . . .	325
6.1.5. Когерентность . . . . .	326
6.2. Образование спекл-поля . . . . .	327
6.3. Линейно поляризованное излучение . . . . .	331
6.4. Суммирование спекл-полей . . . . .	335
6.5. Сложение с когерентным фоном . . . . .	342
6.6. Автокорреляционные функции . . . . .	344
6.7. Усреднение приемником . . . . .	346
6.8. Влияние структуры рассеивающей поверхности и немонахроматичности излучения . . . . .	348
6.9. Измерение шероховатости поверхности . . . . .	351
6.10. Динамические параметры в статистике лазерных спекл-полей. . . . .	356
6.11. Трансляция и кипение спеклов . . . . .	358
6.12. Влияние процессов многократного рассеивания на формирование и динамику биоспекл-полей . . . . .	360
6.12.1. Формирование двойного биоспекл-поля . . . . .	360
6.12.2. Статика двойных спекл-структур . . . . .	362
6.12.3. Динамические двойные спекл-структуры. Безлинзовая геометрия . . . . .	363
6.12.4. Изображение двойных динамических спекл-структур с помощью линзы . . . . .	364
6.13. Многоскоростные приближения . . . . .	368
6.14. Динамические режимы спекл-полей. Трансляция и кипение спеклов . . . . .	369
6.15. Формирование спекл-поля сложной оптической системой . . . . .	373
6.16. Динамические параметры биоспекл-полей в различных оптических конфигурациях . . . . .	375
<b>Заключение</b> . . . . .	383

Научное издание

**Базылев Николай Борисович**  
**Фомин Никита Александрович**

**КОЛИЧЕСТВЕННАЯ ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ТЕЧЕНИЙ ,  
ОСНОВАННАЯ НА СПЕКЛ-ТЕХНОЛОГИЯХ**

Редактор *Т. П. Петрович*  
Художественный редактор *Т. Д. Царева*  
Технический редактор *О. А. Толстая*  
Компьютерная верстка *Н. И. Кашуба*

Подписано в печать 21.10.2016. Формат 60 × 84<sup>1</sup>/<sub>16</sub>. Бумага офсетная.  
Печать цифровая. Усл. печ. л. 22,9+1,86 вкл. Уч.-изд. л. 19,7.  
Тираж 100 экз. Заказ 212.

Издатель и полиграфическое исполнение:  
Республиканское унитарное предприятие «Издательский дом «Беларуская  
навука». Свидетельство о государственной регистрации издателя,  
изготовителя, распространителя печатных изданий № 1/18 от 02.08.2013.  
Ул. Ф. Скорины, 40, 220141, г. Минск.

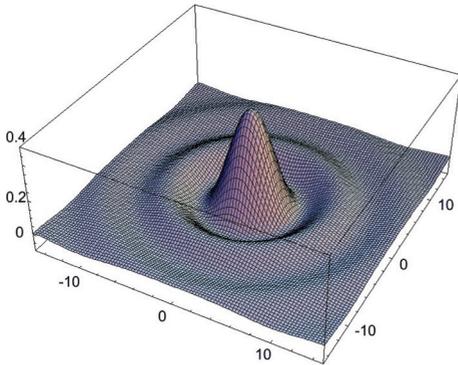


Рис. 1.9. Изображение диска Эйри<sup>1</sup>  $J_1(x) / x$

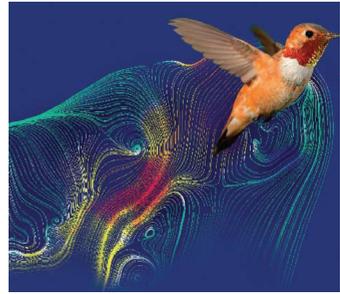


Рис. 1.15. Из брошюры фирмы «LA Vision»

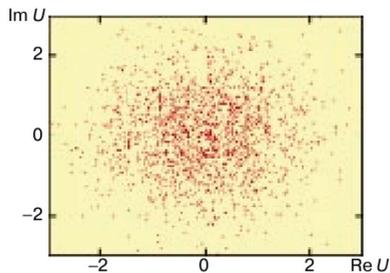


Рис. 2.3. Иллюстрация процесса формирования развитого спекл-поля [21]

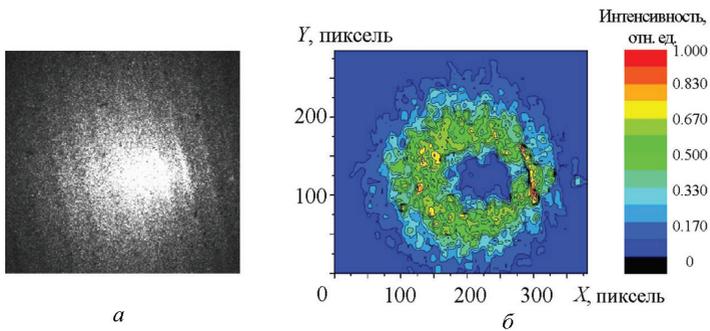


Рис. 2.20. Спекл-поле, зарегистрированное от участка кожи на большом пальце руки (а) и восстановленное мгновенное распределение интенсивности приповерхностного кровотока в нем (б)

<sup>1</sup> Paul Padley. Diffraction from a Circular Aperture [Electronic resource]. – Mode access: <http://cnx.org/content/m13097/1.1/>

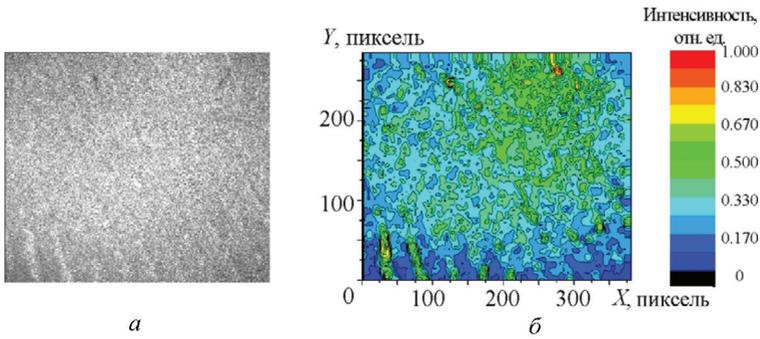


Рис. 2.21. Спекл-поле, зарегистрированное от участка кожи на указательном пальце руки (а) и восстановленное мгновенное распределение интенсивности приповерхностного кровотока в нем (б)

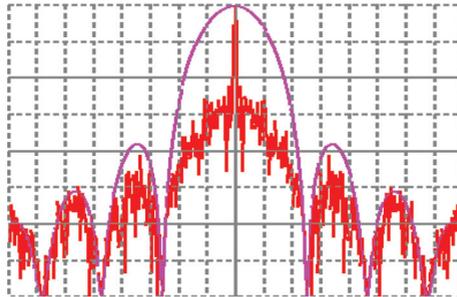


Рис. 2.30. Сечение дифракционной картины при дифракции на одной и на множестве одинаковых частиц



Рис. 2.36. Отклонение светового луча в сторону большей плотности

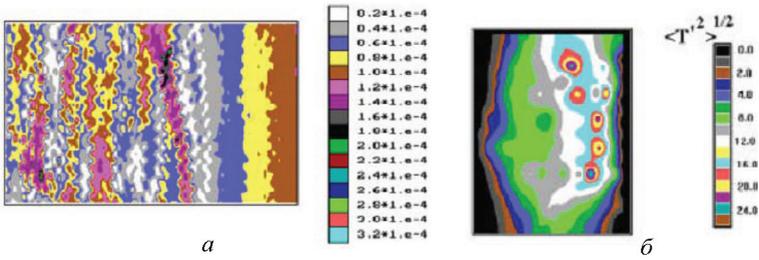


Рис. 2.50. Изолинии углов отклонения световых лучей, прошедших турбулентное течение (а, [129]). Распределение среднеквадратичных пульсаций температуры в турбулентном пламени, К (б)

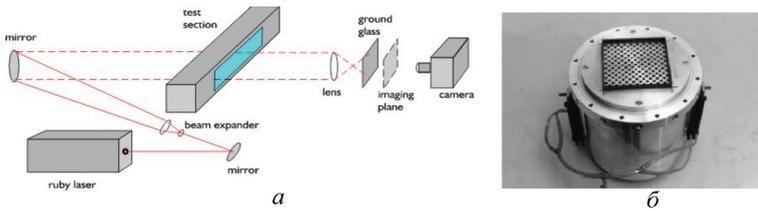


Рис. 2.51. Схема ударной трубы Эссенского университета (Германия) (а) и турбулизирующая решетка (б) [127]

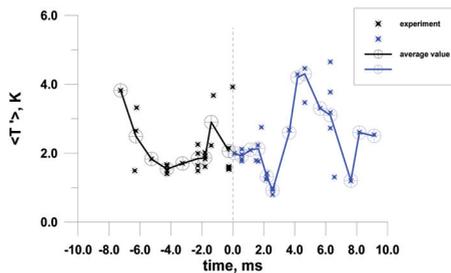


Рис. 2.54. Эволюция кинетической энергии турбулентности (в К) при взаимодействии с ударной волной

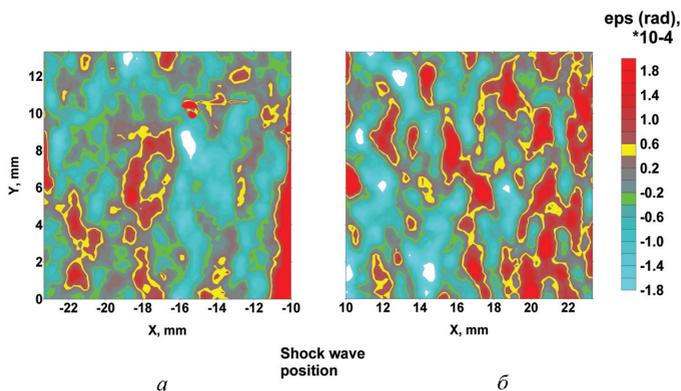


Рис. 2.56. Изолинии углов рефракции зондирующего излучение в турбулентном течении до (*a*) и после (*б*) его взаимодействия с ударной волной

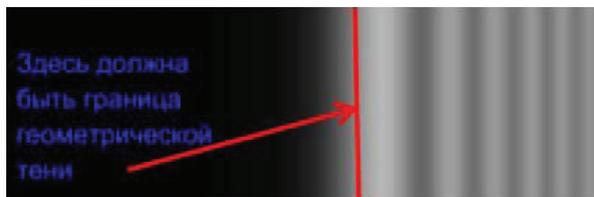


Рис. 3.3. Дифракция на краю непрозрачного экрана. Снимок границы тени сделан в лазерном свете [24]

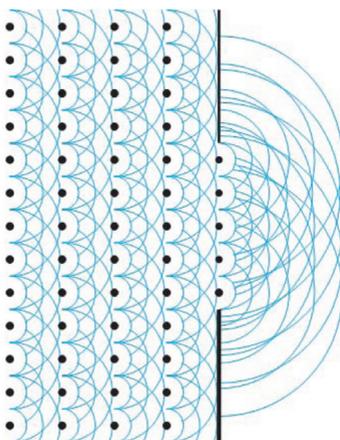


Рис. 3.4. Иллюстрация принципа Гюйгенса [24]

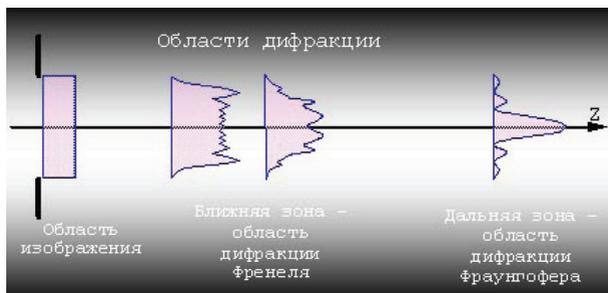


Рис. 3.5. Различные области дифракции

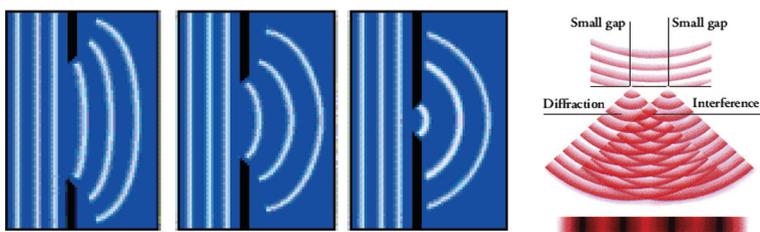


Рис. 3.6. Иллюстрация принципа Гюйенса–Френеля [24]

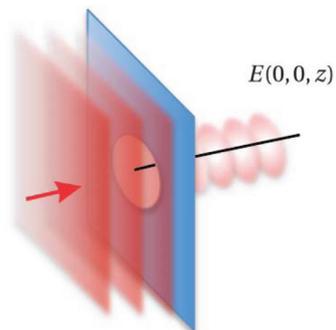


Рис. 3.14. Картина дифракции при освещении плоской волной кругового отверстия. Диаметр отверстия равен  $D = 20\lambda$  при  $\lambda = 500$  нм

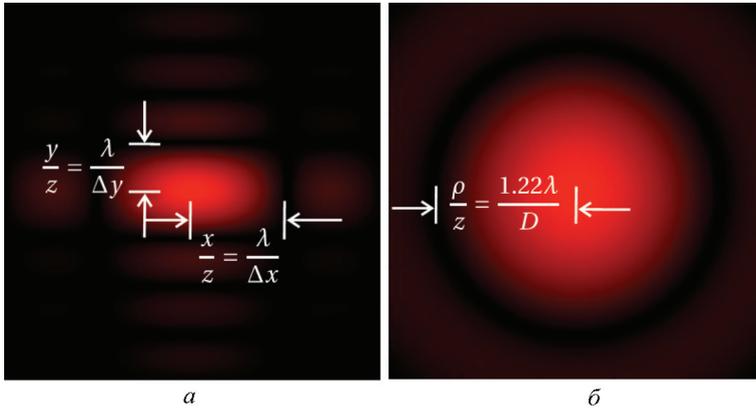


Рис. 3.33. Картина дифракции Фраунгофера на прямоугольном отверстии с высотой прямоугольника, равной двум его ширинам (*a*) и на круглом отверстии (*b*) [24]

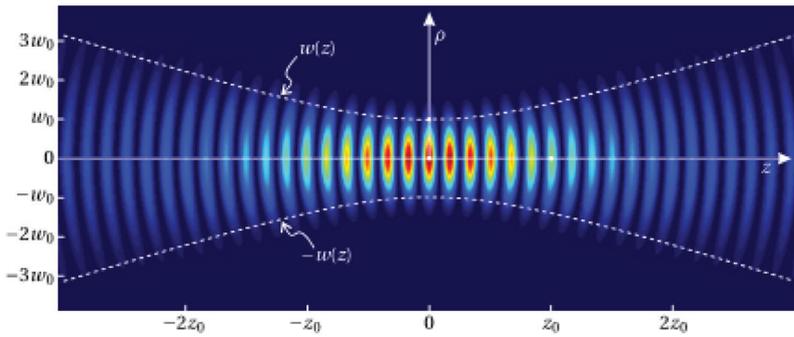


Рис. 3.37. Дифракция гауссова пучка вблизи фокуса [24]

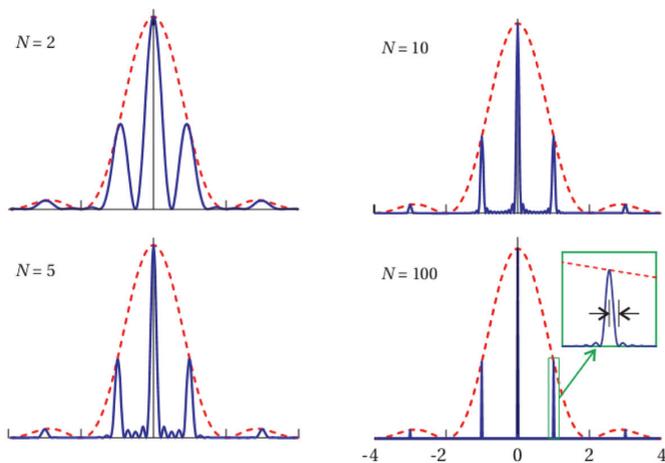


Рис. 3.39. Дифракция Фраунгофера через различное количество щелей, каждая из которых имеет ширину  $\Delta x = h/2$ . Расстояние между щелями равно удвоенной ширине щели. По оси ординат отложена координата  $x/z$  в единицах  $\lambda/h$ . Штриховая линия показывает дифракцию на одной щели. Число  $N$  показывает на скольких щелях происходит дифракция [24]

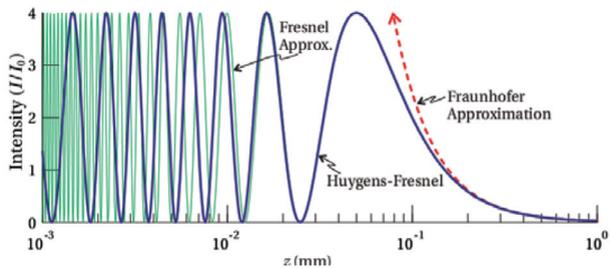


Рис. 3.45. Осевое распределение интенсивности волны за круговой апертурой, посчитанное в приближении Френеля и Фраунгофера [24]

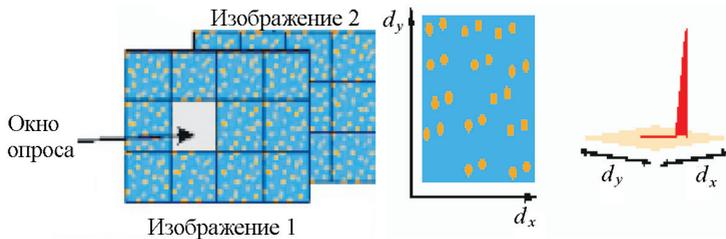


Рис. 3.48. Разбиение спеклограммы на подзоны и последующий кросскорреляционный анализ

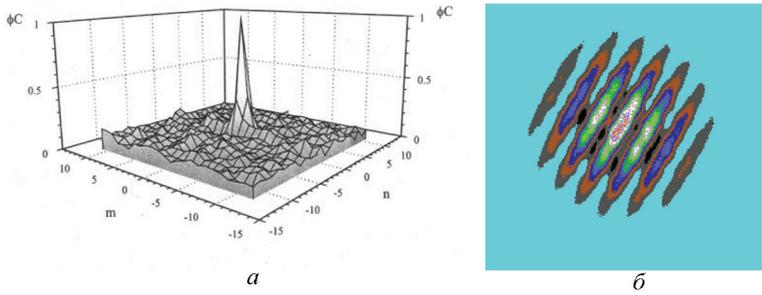


Рис. 3.51. Пример кросскорреляционной функции двух изображений (а) и синтезированный на ПЭВМ фурье-образ спеклограммы с интенсивностью спеклополя  $I = I_1 + I_2$  (б)

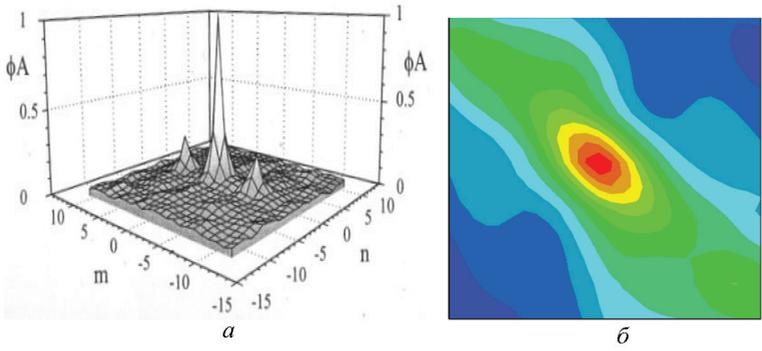


Рис. 3.53. Пример автокорреляционной функции одноэкспозиционной спеклограммы (а) и горизонтальное сечение автокорреляционной функции, представленное в квазицвете (б)

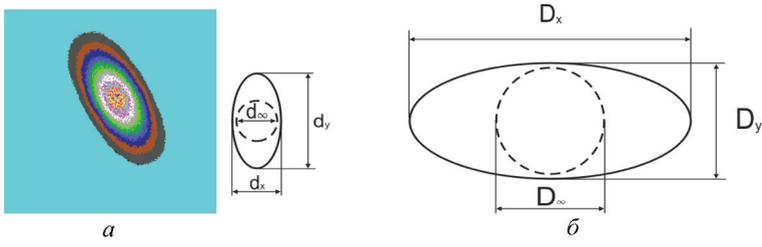


Рис. 3.54. Синтезированное на ПЭВМ дифракционное гало одноэкспозиционной спеклограммы (а) и основные обозначения, используемые при его анализе (б)

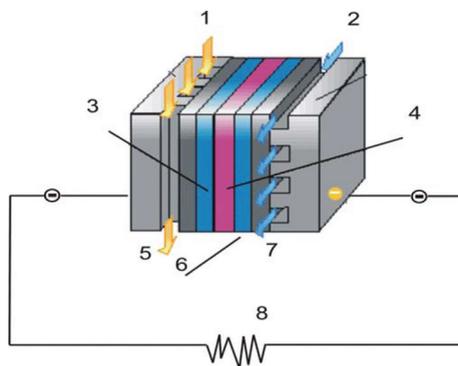


Рис. 3.62. Геометрия каналов PEM-топливного элемента в сборке: 1 – подача топлива (водорода); 2 – подача окислителя (воздуха или кислорода); 3 – анод с платиновым катализатором, вызывающим разложение водорода на положительно заряженные ионы (протоны) и электроны; 4 – PEM-мембрана, пропускающая только положительно заряженные ионы; 5 – вода, образующаяся на катоде в результате рекомбинации заряженных продуктов реакции; 6 – катод; 7 – выход неиспользованного окислителя; 8 – нагрузка

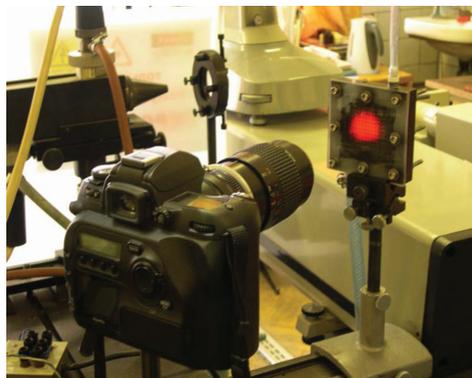


Рис. 3.64. Фотография холодной модели топливного элемента с прозрачной стенкой и геометрия каналов

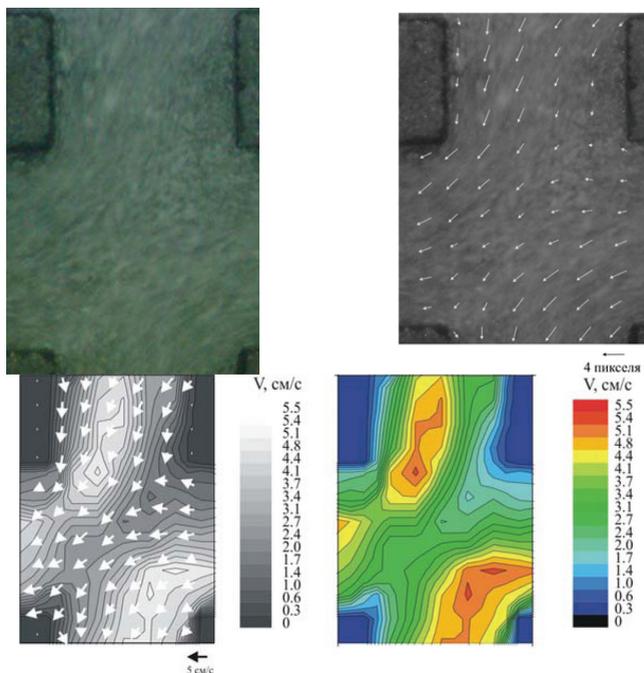


Рис. 3.65. Спеклограмма и фрагменты микротечения в модели топливного элемента, восстановленные в результате «оцифровки» одноэкспозиционной спеклограммы. В нижней части рисунка показаны изолинии скорости в выделенном фрагменте в черно-белом представлении (слева) и в квазицвете

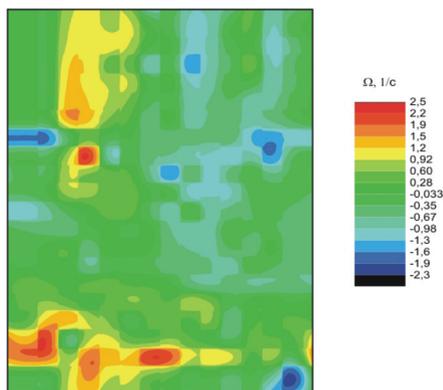


Рис. 3.66. Поле  $z$ -компоненты завихренности, рассчитанное в фрагменте течения  $2 \times 3$  мм по данным, представленным на рис. 3.65

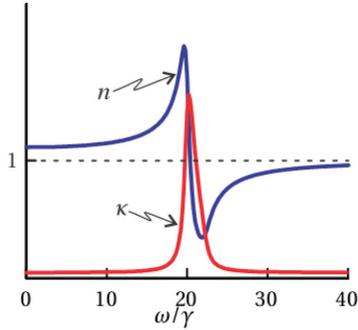


Рис. 4.1. Кривые дисперсии и поглощения вблизи одиночной полосы поглощения

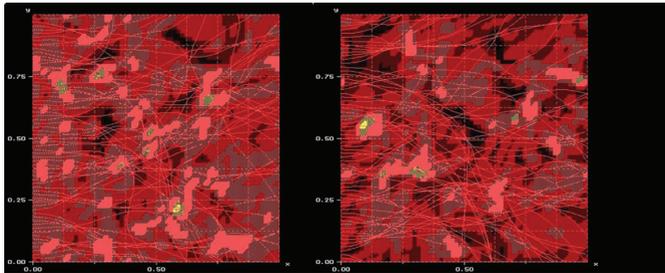


Рис. 4.3. Численные траектории лазерных лучей, прошедших через область турбулентности

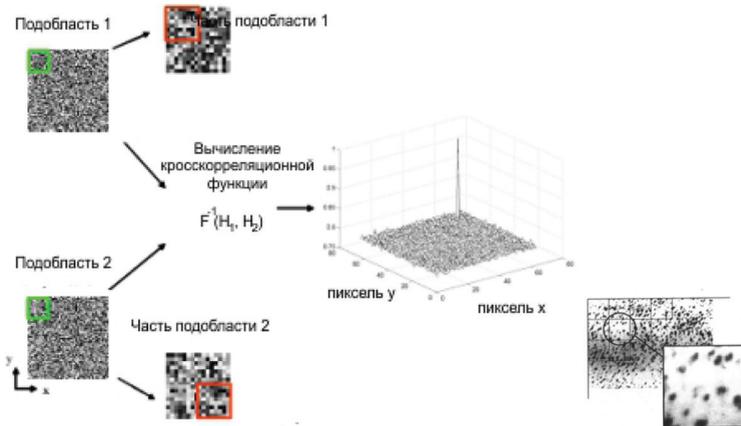


Рис. 4.10. Цифровая обработка спеклограммы. Вычисление кросскорреляционной функции двух участков спеклограммы, содержащей  $64 \times 64$  пикселя каждая [28]

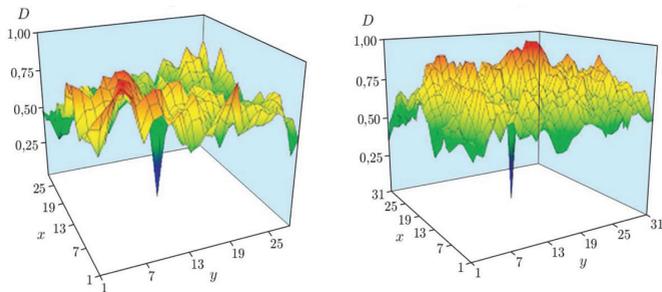


Рис. 4.12. Примеры полей структурной функции  $D(m, n)$  с ярко выраженной точкой минимума, соответствующей среднему смещению спекл-поля в заданных областях

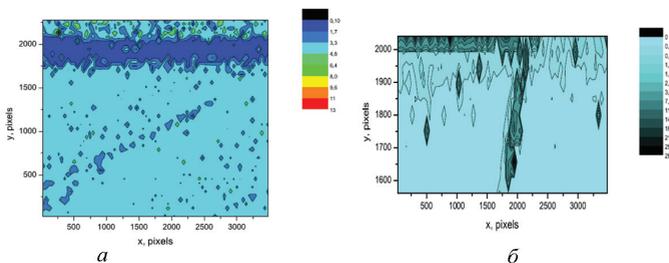


Рис. 4.14. Детализированный расчет поля смещений спеклов (в  $10^{-6}$  рад) в пограничном слое:  $a$  – фрагмент течения размером  $20 \times 30$  мм, полученный с коэффициентом оптического увеличения  $M = 1$ ;  $b$  – увеличенный фрагмент течения, полученный с  $M = 4$

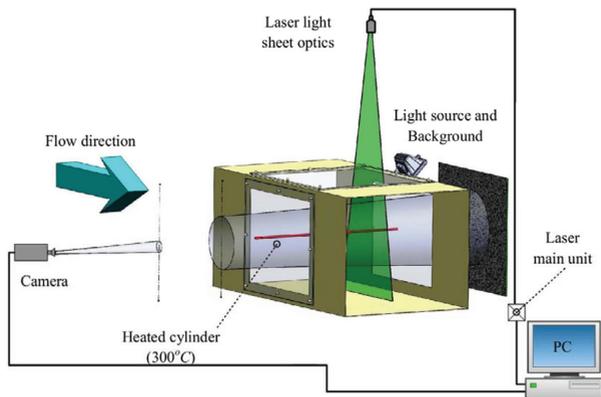


Рис. 4.49. Общий вид установки BOS Университета имени Отто фон Герике, г. Магдебург, Германия [166]

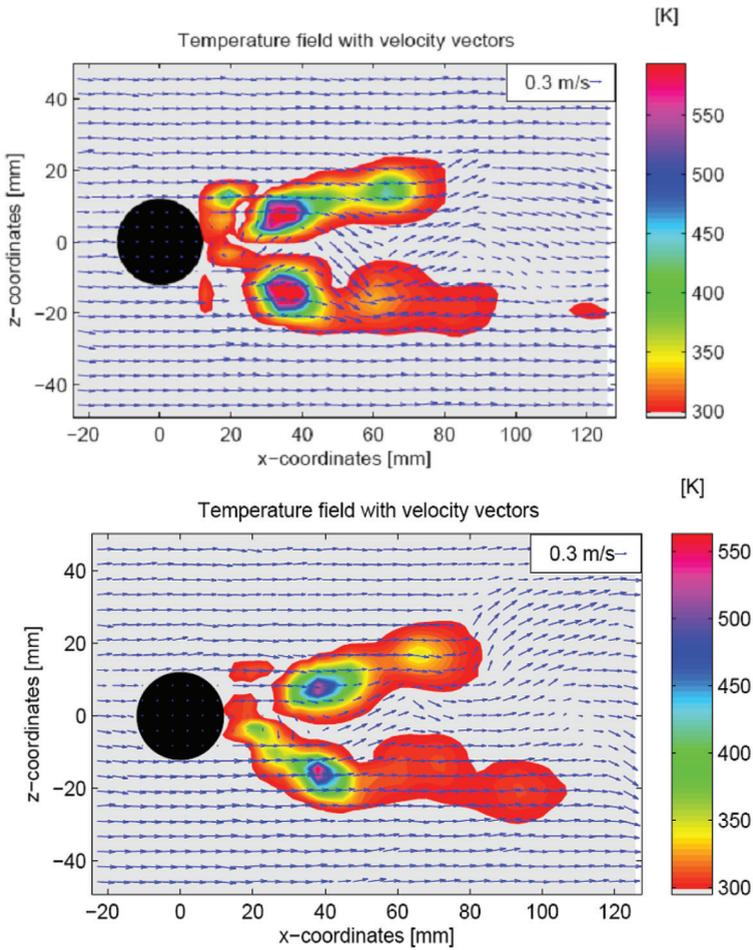


Рис. 4.50. Распределение температур и скоростей в вихревой полосе, позади нагретого до 573 К цилиндра, полученное техникой BOS в Университете имени Отто фон Герике, г. Магдебург, Германия [148]

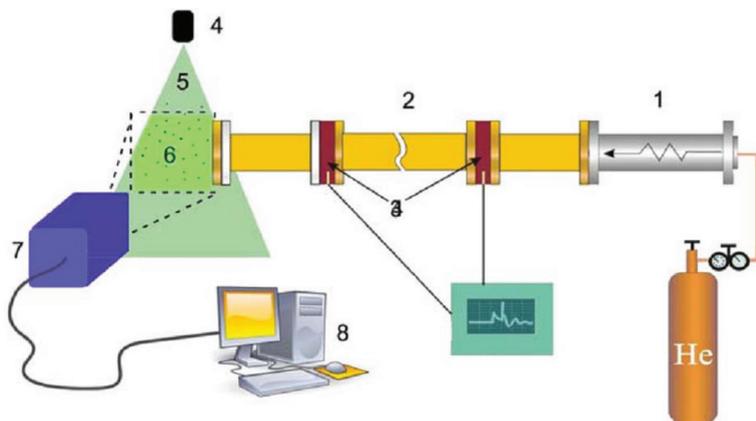


Рис. 4.51. Установка теневого фонового метода и PIV МГУ им. М. В. Ломоносова [164]: 1 – канал высокого давления; 2 – канал низкого давления; 3 – датчики давления; 4 – лазер; 5 – лазерная плоскость (нож) для PIV; 6 – рабочий объем газа (за ним расположена маска техники BOS); 7 – камера; 8 – компьютер

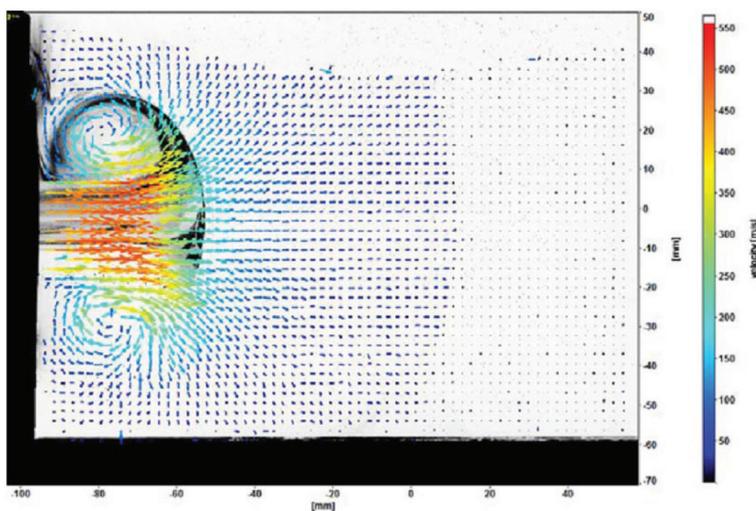


Рис. 4.52. Поле скорости в струе, истекающей из торца ударной трубы, полученное в МГУ [164]

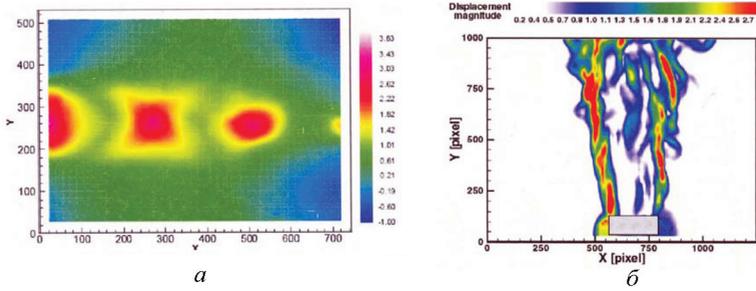


Рис. 4.54. Иллюстрация возможностей схемы BOS: *a* – распределение плотности газа в сверхзвуковом потоке [118]; *б* – распределение величины отклонения положения изображения точек фонового экрана от их положения на экране [124]

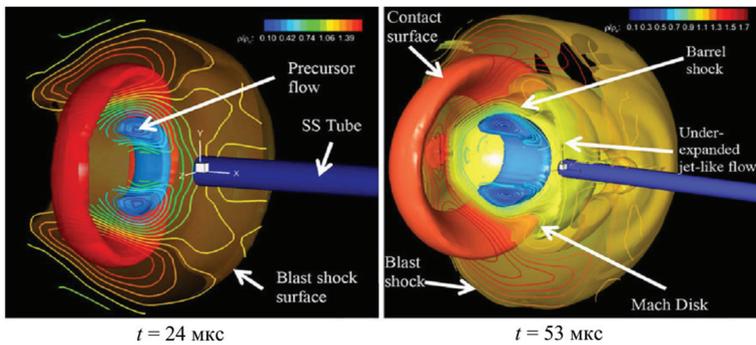


Рис. 4.55. Распределение плотности в 3-мерном вихревом течении, полученном при использовании микровзрыва для различных моментов времени [170]

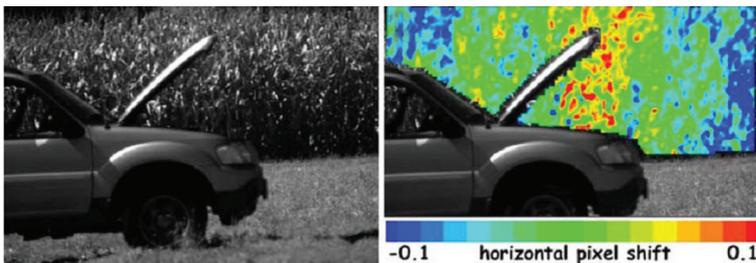


Рис. 4.56. Эксперименты Г. Сеттлса с теньвым фоновым методом с естественным фоном [145]

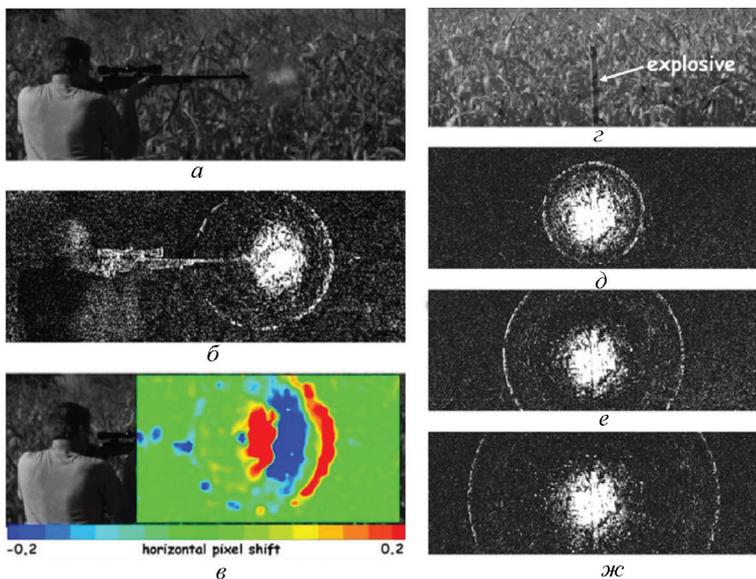


Рис. 4.57. Высокоскоростные эксперименты с выстрелом из винтовки: *a* – необработанная спеклограмма; *б* – изменение интенсивности в фоне; *в* – изолинии бокового смещения «спеклов» во время выстрела; взрыв 1 г. ТАНТ в воздухе: *г* – необработанная спеклограмма; *д-ж* – изменение интенсивности в фоне через 0,67; 1,33; и 2,0 мс после взрыва [145]

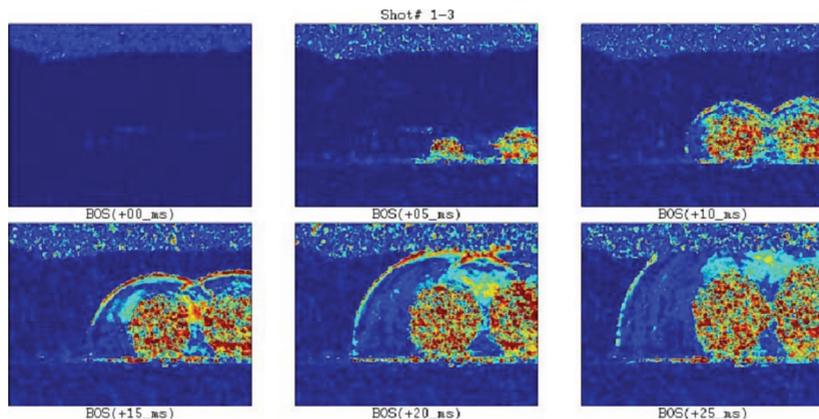


Рис. 4.59. Эволюция ударных волн при взрыве 10 кг ТНТ [175]

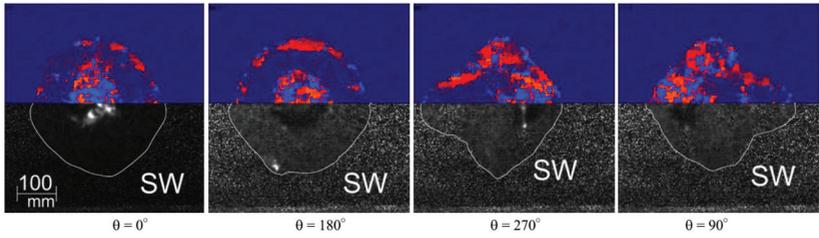


Рис. 4.60. Проекционные исследования формирования ударной волны при микровзрыве [149]

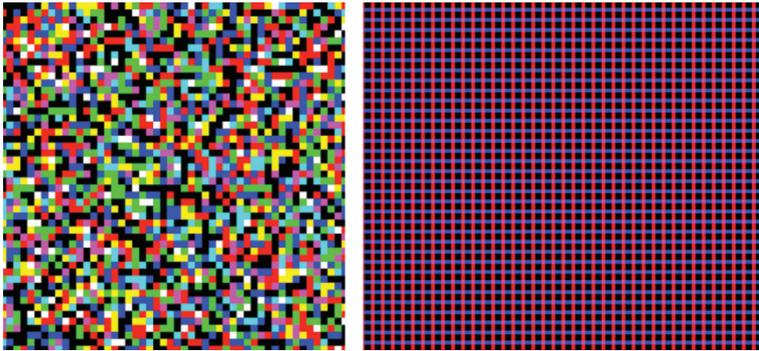


Рис. 4.61. Многоцветные маски для техники BOS [133; 143; 146; 147; 150; 163; 165; 168]

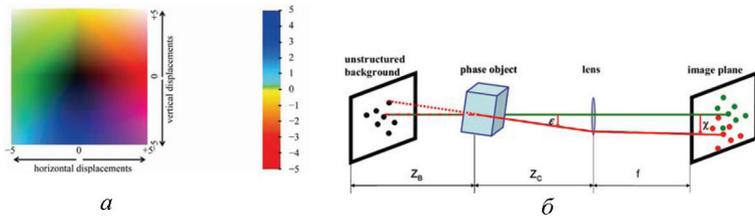


Рис. 4.62. Многоцветная маска (а) и ход лучей в цветном теновом фоновом методе (б) [168]

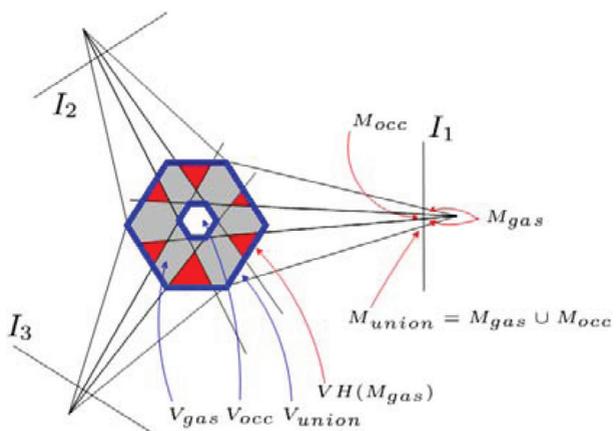


Рис. 4.63. Многолучевое зондирование в схеме BOS [168]

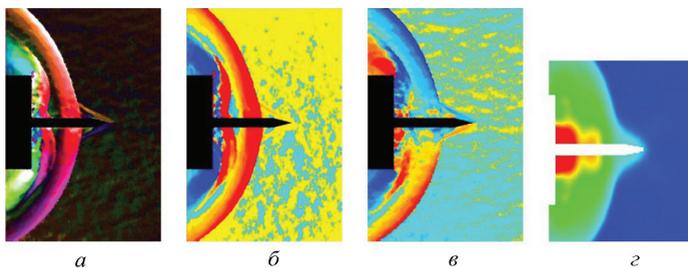


Рис. 4.64. Визуализация сверхзвукового течения цветным методом BOS: *a* – псевдоцвет шпирен для суммарного смещения структурных элементов сетки; *б* – горизонтальное смещение сетки; *в* – вертикальное смещение сетки; *г* – реконструированное поле плотности с центра течения [133]

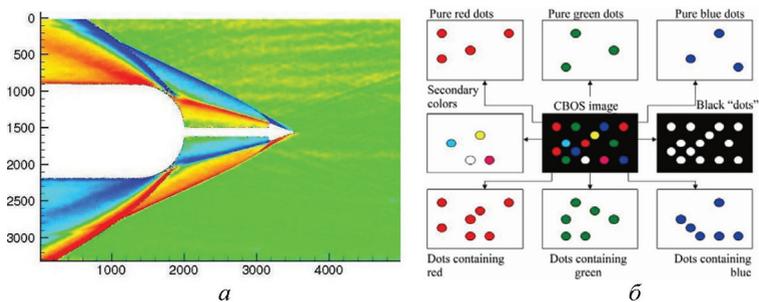


Рис. 4.65. Пример визуализации цветным методом CG BOS (*a*); разложение цветной ячейки метода CG BOS на 8 составляющих (*б*) [168]

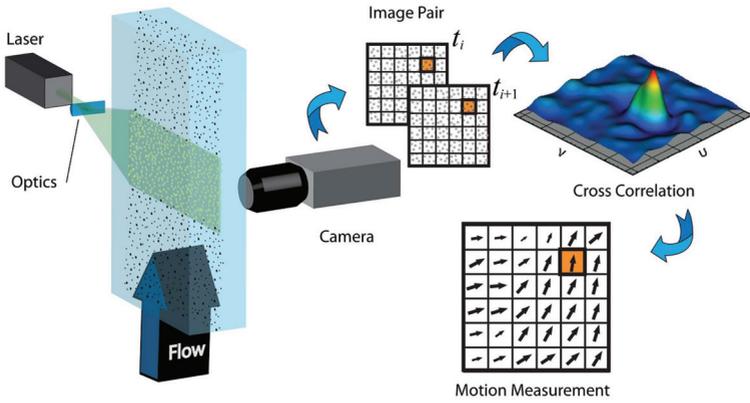


Рис. 4.66. Современная схема получения и обработки спеклограмм в PIV [189]

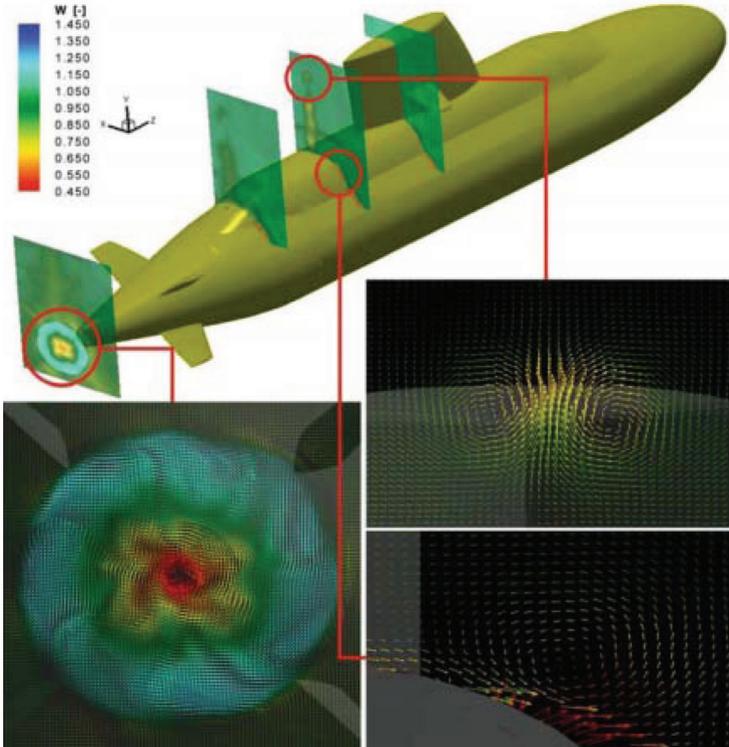


Рис. 4.67. Примеры восстановленных полей скоростей [189]

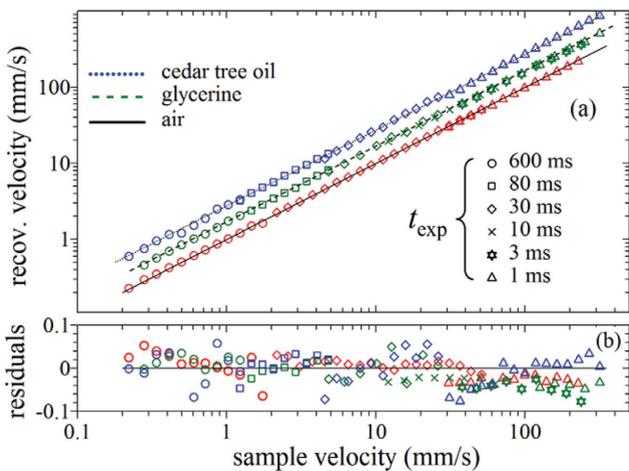


Рис. 4.73. Результаты измерения скорости методом SSV (спекл-кинематографии) [201]

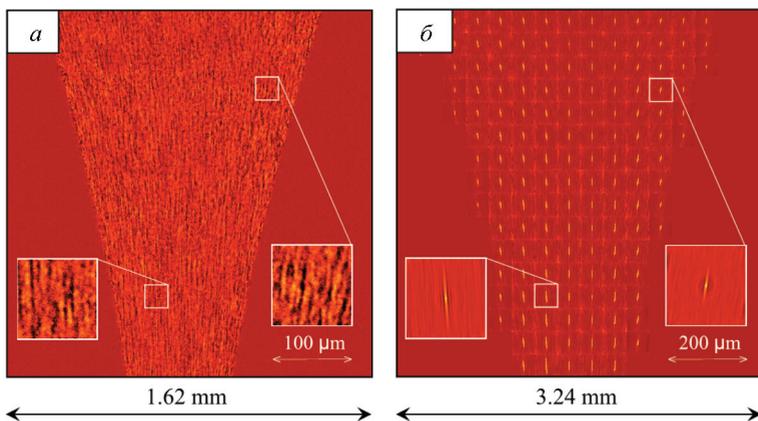
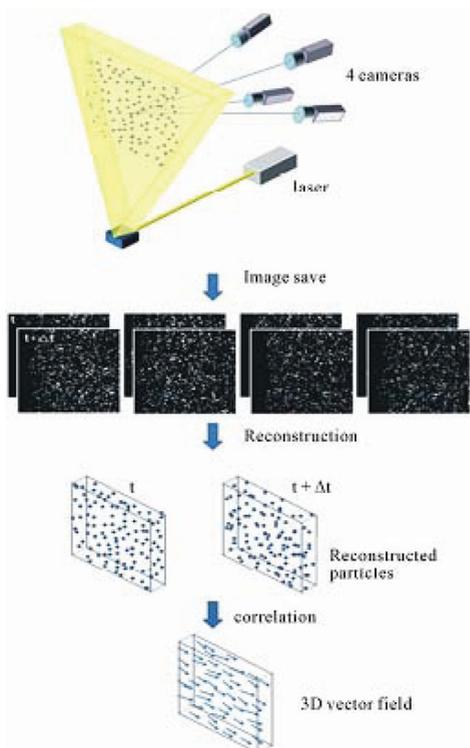
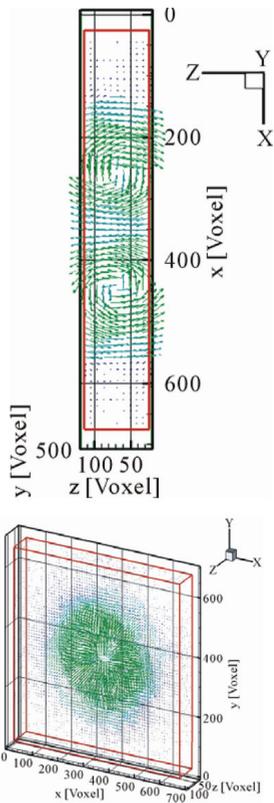


Рис. 4.74. SSV спеклограмма измерений скорости [201]: *a* – струйки спеклов, указывающие направление скорости потока; *б* – результат автокорреляционного анализа спеклограммы. В выделенных окнах с размерами  $16 \times 16$  пикселей видна величина скорости течения



*a*



*б*

Рис. 4.75. Схема томографического PIV [200; 203] (*a*); *б* – поля скорости, полученные методом ТОМО-PIV

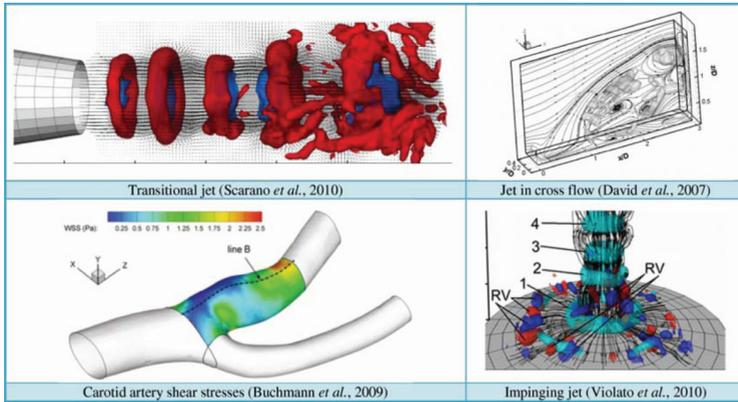


Рис. 4.76. Поля скоростей, восстановленные методом ТОМО-PIV [200]

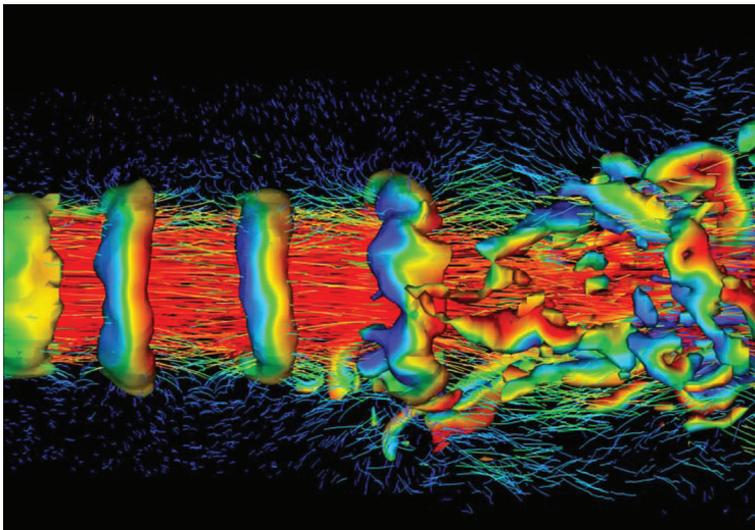


Рис. 4.77. Поле скоростей в струе, восстановленное методом ТОМО-PIV [200]

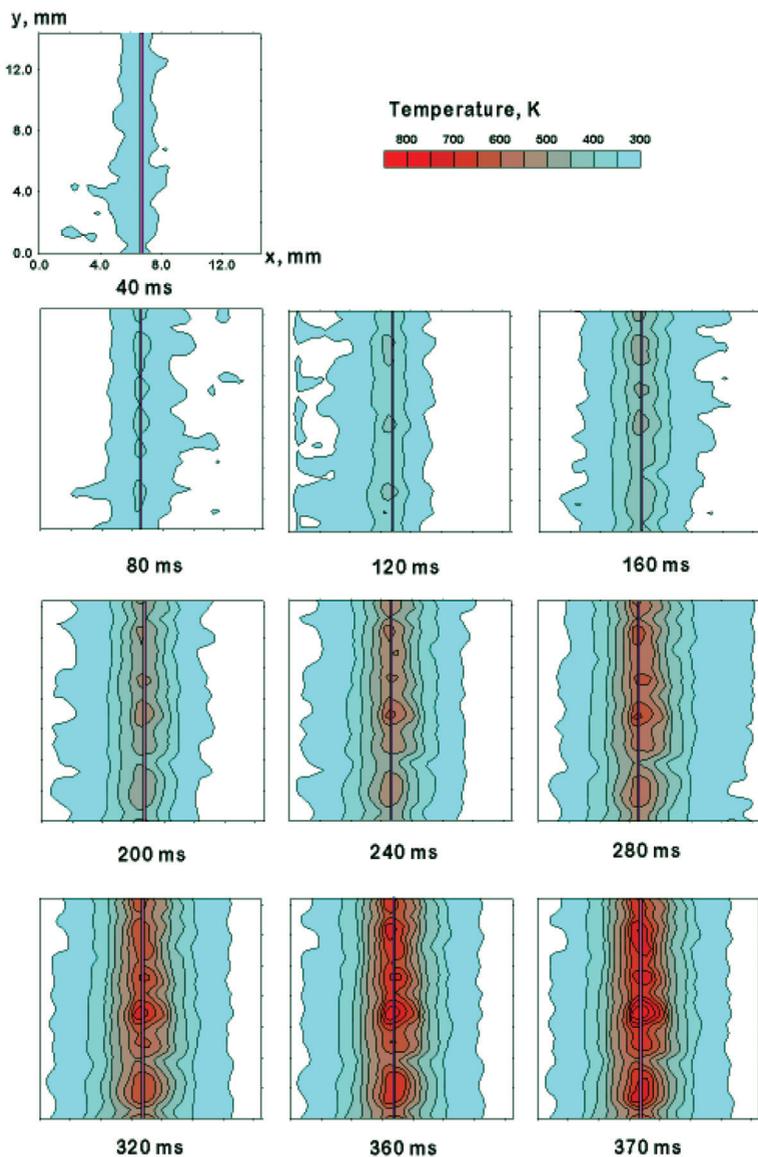


Рис. 4.85. Результаты экспериментальной реконструкции течения около взрывающейся проволоки, построенные по двум проекциям [224]

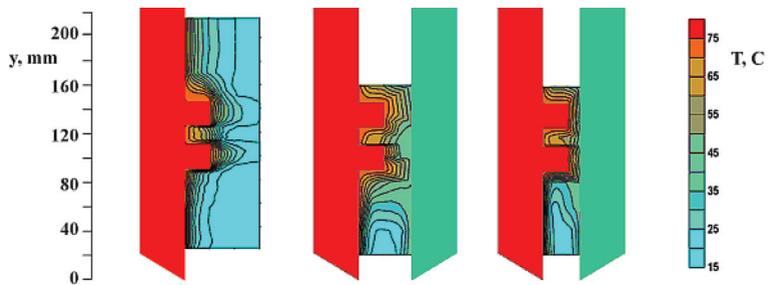


Рис. 4.87. Свободно конвективное течение около нагретой пластины [225]

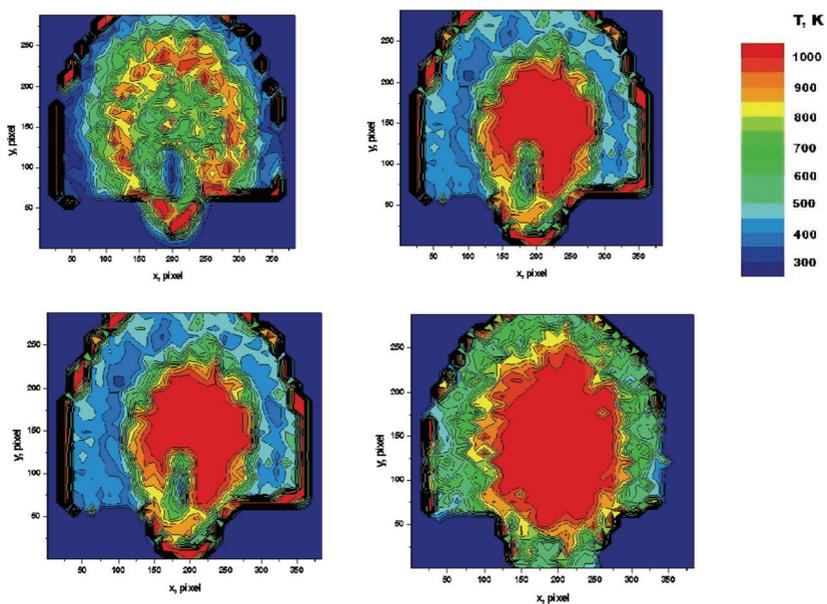


Рис. 4.88. Поле температур в свободно конвективном течении над пламенем, восстановленное по двум проекциям [223]

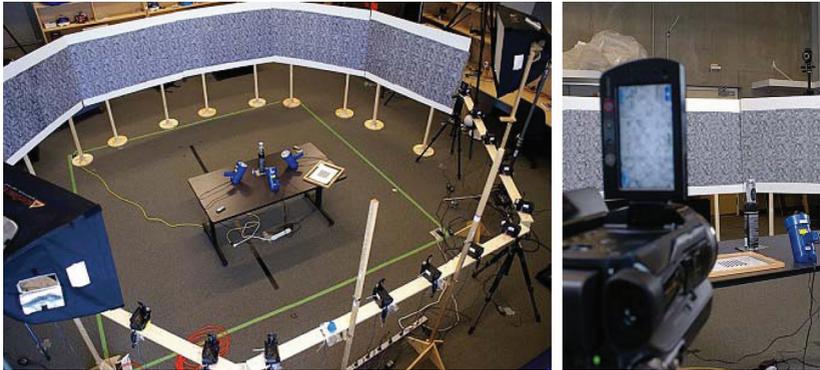


Рис. 4.91. Экспериментальный зал в Британском колумбийском университете (Канада) для томографического BOS. Всего собрано 16 проекций [140; 144]

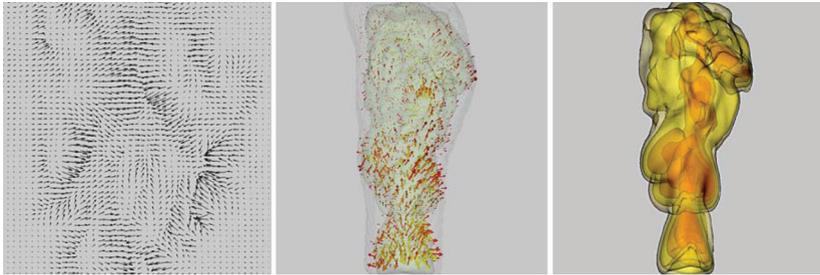


Рис. 4.92. Попытка томографической реконструкции импульсной струи используя данные 16 проекций [140; 144]

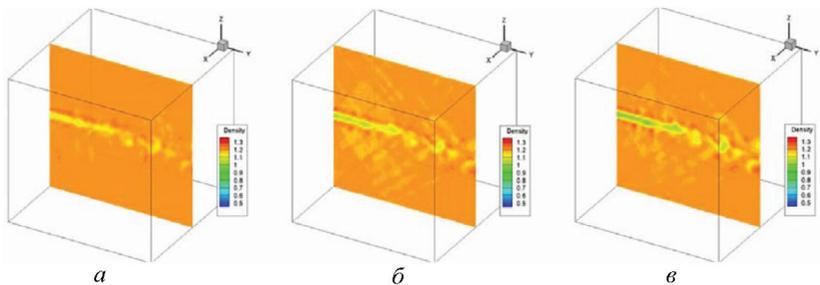


Рис. 4.93. Распределение плотности в струе [167]. Реконструкция по 6 (*a*), 13 (*б*) и 23 (*в*) проекциям

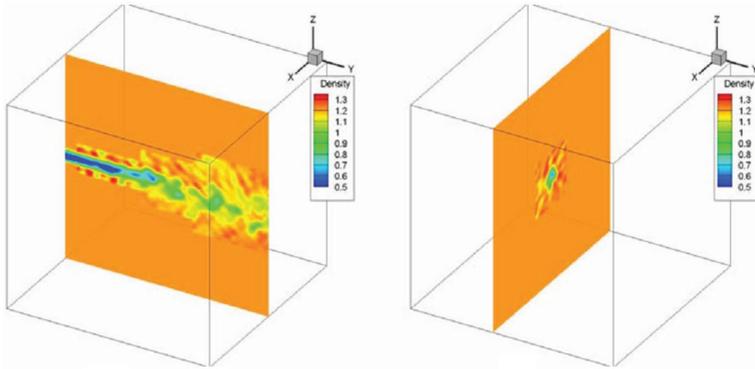


Рис. 4.94. Распределение плотности в струе в различных сечениях, восстановленное по 13 проекциям [167]

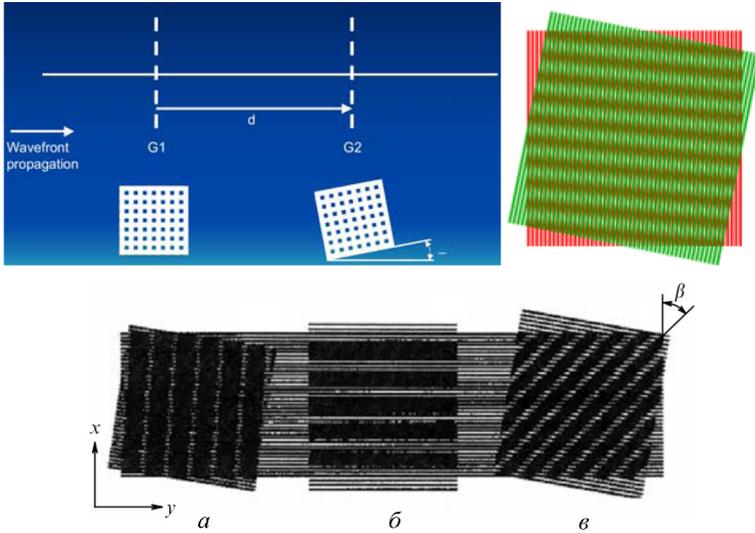


Рис. 5.3. Тальбот–Муар интерферометр. В нижней части рисунка показано образование ротационного (*а*), дилатационного (*б*) и смешанного (*в*) муара

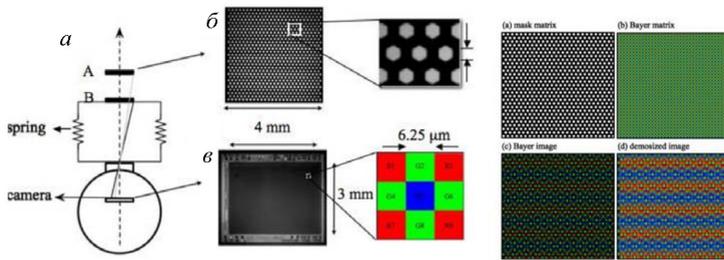


Рис. 5.5. Схема цветного муарового интерферометра университета Линкопинг (Швеция) [9]. Слева показано образование ротационного (а), дилатационного (б) и смешанного (в) муара

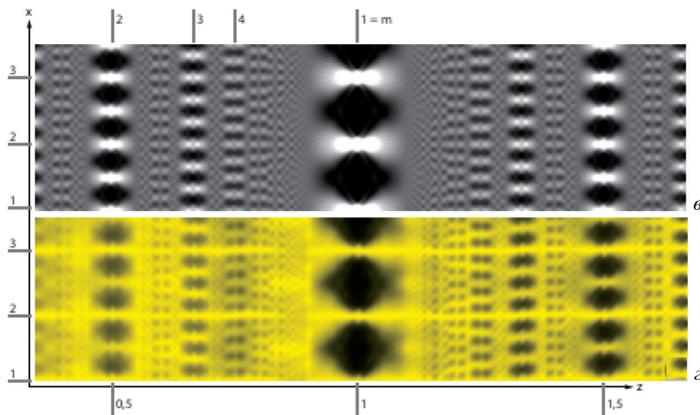
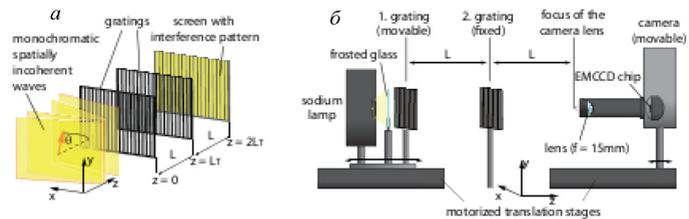


Рис. 5.11. Интерферометр Тальбота [17]: а – самовозпроизведение линейки Ронки. Первая плоскость самовозпроизведения  $zT = 75,2$  мм от линейки Ронки; б – лазерное излучение с длиной волны  $\lambda = 532$  нм ( $\Delta\lambda_{1/2} = 10 \pm 2$  нм) расширяется и проходит через линейки Ронки и направляется на  $658 \times 496$  пикселей CCD камеру с 10 мкм размером пикселя (Andor Luca); в – теоретический расчет ковра Тальбота; г – данные эксперимента. Цифры на оси  $x$  указывают расстояния в дистанциях Тальбота

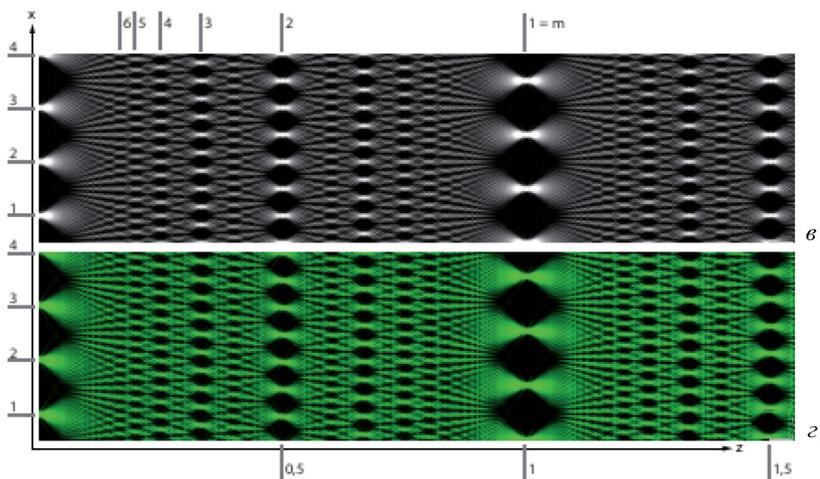
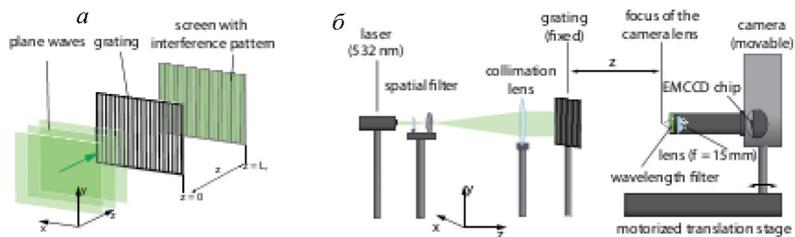


Рис. 5.12. Интерферометр Тальбота–Лоу [18]: *a* – добавлена 3-я линия Ронки; *б* – лазер заменен на натриевую лампу низкого давления; *в* – теоретические расчеты ковра Тальбота; *г* – видно, что ковер Тальбота теряет свою резкость

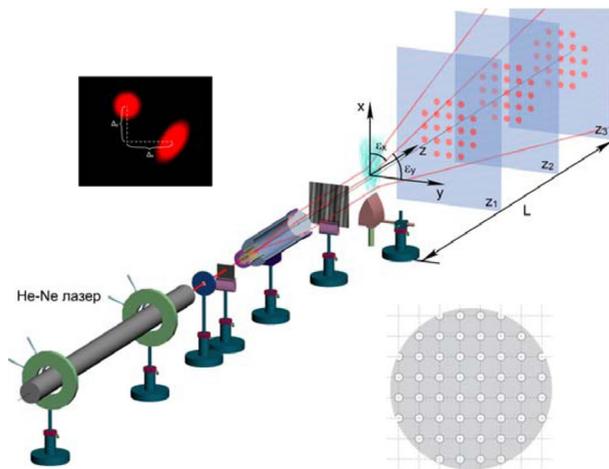


Рис. 5.16. Интерферометр Тальбота Института тепло- и массообмена им. А. В. Лыкова НАН Беларуси. Снизу справа – решетка Ронки. Период решетки  $p = 250$  мкм. Диаметр отверстий  $d = 50$  мкм. Длина волны лазера  $\lambda = 457,9$  нм

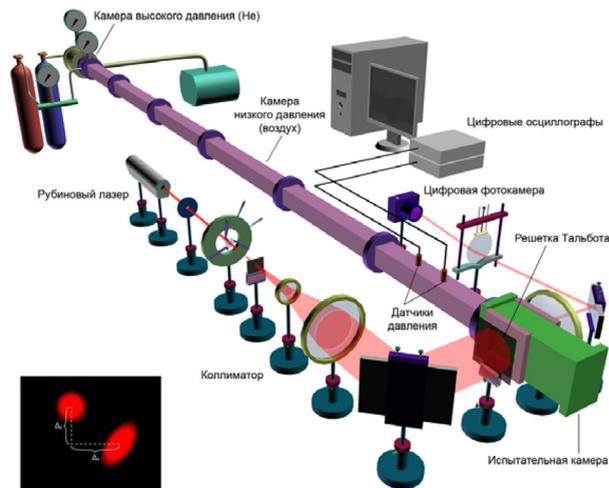


Рис. 5.17. Ударная труба Института тепло- и массообмена им. А. В. Лыкова НАН Беларуси с интерферометром Тальбота

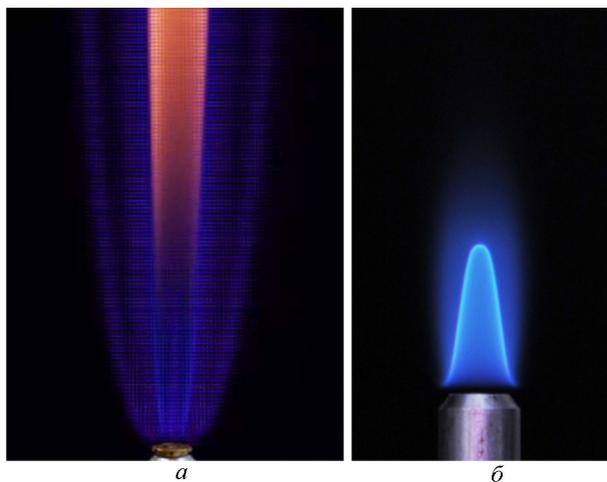


Рис. 5.20. Тальбот изображения горящего метано-воздушного пламени (*а*); внешний вид горелки (*б*)

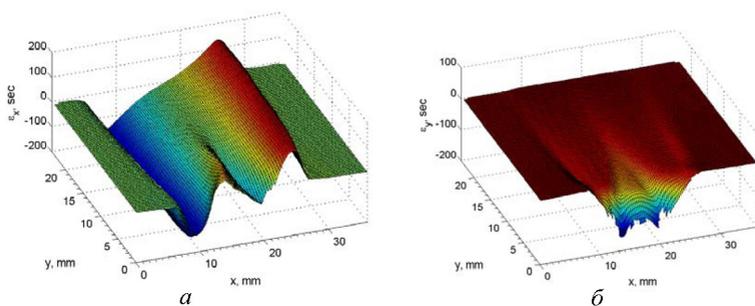


Рис. 5.21. Результаты диагностики метано-воздушного пламени: *а* – углы отклонения зондирующего излучения в направлении, поперечном распространению пламени. Максимальное отклонение равно  $8,2 \cdot 10^{-4}$  рад. ( $170^\circ$ ); *б* – углы отклонения зондирующего излучения в направлении распространения пламени. Максимальное отклонение равно  $2,1 \cdot 10^{-4}$  рад. ( $40^\circ$ )

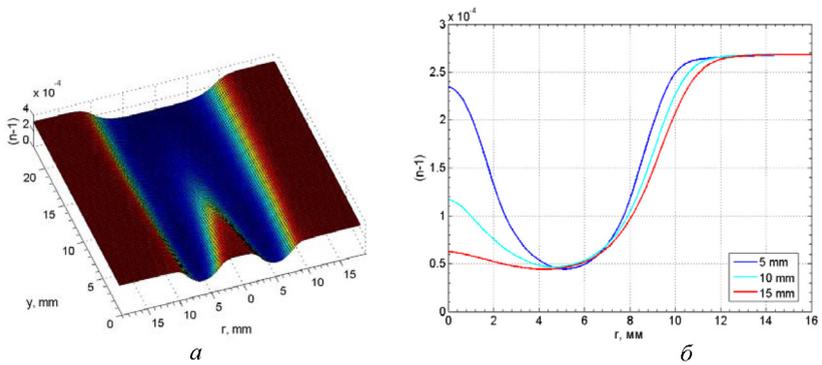


Рис. 5.22. Результаты диагностики метано-воздушного пламени:  $a$  – показатель преломления в пламени;  $b$  – распределение показателя преломления в трех сечениях пламени  $y = 5, 10, 20$  мм соответственно

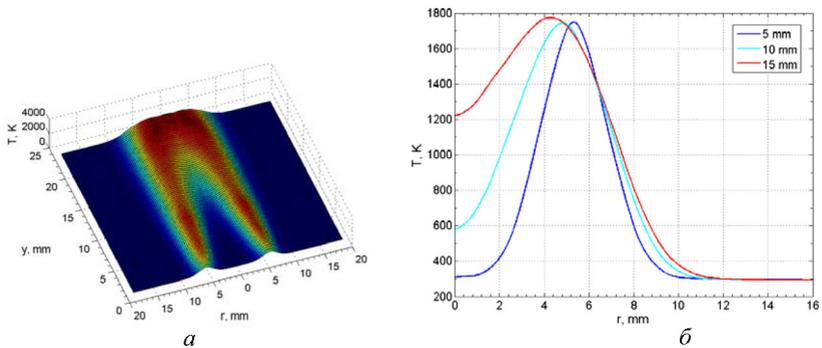


Рис. 5.23. Результаты диагностики метано-воздушного пламени:  $a$  – температура в пламени;  $b$  – распределение температуры в трех сечениях пламени:  $y = 5, 10, 20$  соответственно

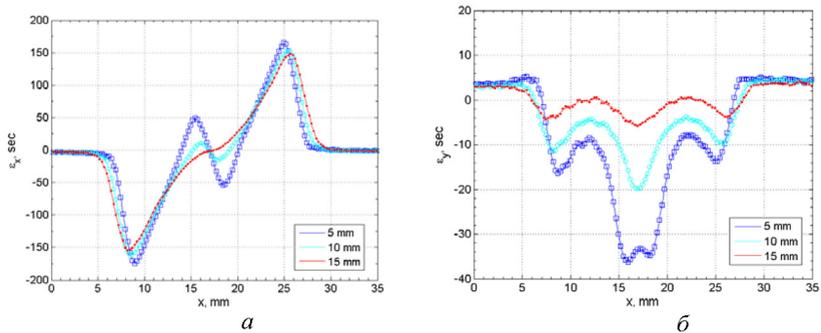


Рис. 5.24. Углы отклонения  $\varepsilon_x$  (а) и  $\varepsilon_y$  (б) для поперечного сечения пламени  $y = 5, 10, 15$  мм соответственно

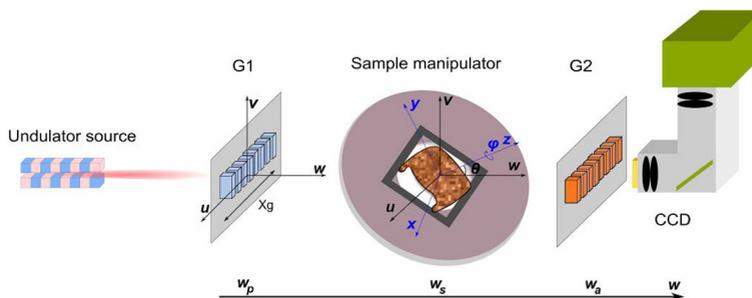


Рис. 5.32. Рентгеновский Тальбот интерферометр [48]