

На правах рукописи

Никитин Сергей Юрьевич

Рассеяние лазерного излучения в однородных газовых
и в жидких дисперсных средах

Специальности 01.04.21 – Лазерная физика и 03.01.02 – Биофизика

Автореферат

диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Москва, 2015 г.

Работа выполнена на кафедре общей физики и волновых процессов Физического факультета Московского государственного университета имени М. В. Ломоносова

Официальные оппоненты: **Баграташвили Виктор Николаевич**,
доктор физико-математических наук,
профессор, заведующий отделом
Института проблем лазерных и информационных
технологий Российской академии наук, г. Москва

Пластун Инна Львовна,
доктор физико-математических наук,
профессор Саратовского государственного
технического университета имени
Ю. А. Гагарина, г. Саратов

Чернега Николай Владимирович,
доктор физико-математических наук,
заведующий лабораторией
Физического института имени П. Н. Лебедева
Российской академии наук, г. Москва

Ведущая организация: Институт спектроскопии
Российской академии наук, г. Москва

Защита состоится 25 января 2016 г. в 15 час. 30 мин. на заседании Диссертационного совета Д 212.243.05 на базе Саратовского государственного университета имени Н. Г. Чернышевского по адресу: 410012, г. Саратов, ул. Астраханская, 83.

С диссертацией можно ознакомиться в научной библиотеке Саратовского государственного университета имени Н. Г. Чернышевского, и на сайте: <http://www.sgu.ru/research/dissertation-council/d-212-243-05/doktorskaya-dissertaciya-nikitina-sergeya-yurevicha>

Автореферат разослан _____ 2015 г.

Ученый секретарь диссертационного совета
доктор физико-математических наук, профессор

В. Л. Дербов

Общая характеристика работы

В диссертации представлены теоретические исследования обратного вынужденного комбинационного рассеяния и нестационарного когерентного антистоксова рассеяния света в газах, а также рассеяния лазерного пучка в жидкой дисперсной среде, представляющей собой суспензию красных клеток крови. Основные результаты диссертации опубликованы в работах [1 - 40].

Актуальность темы

Физические процессы, возникающие при взаимодействии лазерного излучения с веществом, используют для управления движением микроскопических частиц, для сверхглубокого охлаждения атомов, для сильного локального воздействия на вещество, включая его плавление, испарение и ионизацию. Эти процессы можно использовать для управления параметрами лазерного излучения, а также для диагностики вещества и различных материалов, включая живую материю. В реализации этих возможностей важная роль принадлежит теоретической физике, которая позволяет строить математические модели взаимодействия света и вещества. Разумеется, никакая модель не в состоянии описать физическое явление во всем его многообразии. Однако теоретическая модель, особенно аналитическая теория, способна выявить важные функциональные соотношения между параметрами, характеризующими данное явление, и подсказать пути дальнейших экспериментальных и теоретических исследований. Теоретическое моделирование помогает лучше понять физические процессы, и на этой основе оптимизировать работу технических устройств, разработать новые алгоритмы измерения и т.п.

В настоящей работе мы теоретически рассматриваем процессы обратного вынужденного комбинационного рассеяния и нестационарного когерентного антистоксова рассеяния света в газах, а также рассеяние лазерного пучка на суспензии эритроцитов в сдвиговом потоке.

Фундаментальной задачей лазерной физики является задача управления параметрами лазерного излучения: его частотой, когерентностью, длительностью импульса, мощностью. Один из способов решения этой задачи состоит в использовании явления вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) света в различных средах. При таком рассеянии частота лазерного излучения изменяется на величину, равную частоте молекулярных колебаний. Известно, что этот способ позволяет улучшать пространственную когерентность лазерного излучения, осуществлять когерентное

суммирование излучений нескольких лазерных модулей, осуществлять компрессию (сжатие) лазерных импульсов с одновременным повышением их пиковой мощности и увеличением крутизны переднего фронта импульса. В качестве рассеивающей среды часто используют сжатые молекулярные газы (водород, дейтерий, метан), заключенные в кюветы с размером порядка метра. При этом квантовая эффективность преобразования лазерного излучения в первую стоксову компоненту рассеяния обычно не превышает 50%. Поэтому актуален поиск способов повышения эффективности ВКР и уменьшения размеров преобразователей излучения. Одна из таких возможностей обсуждается в настоящей работе.

Сверхкороткие лазерные импульсы и фокусировка лазерного излучения предоставляют уникальные возможности для изучения сверхбыстрых физических процессов в очень малых объемах среды. Такие процессы происходят, в частности, при нестационарном когерентном антистоксовом рассеянии лазерного излучения. В настоящей работе анализируется влияние теплового движения молекул на процесс нестационарного когерентного антистоксова рассеяния света в газах.

Актуальная задача современной биомедицинской диагностики состоит в измерении физических параметров красных клеток крови – эритроцитов. Одним из таких параметров является деформируемость, определяемая как мера способности клеток изменять свою форму под действием внешних сил. Для измерения этого параметра используют разные способы: метод всасывания эритроцита в микропипетку, метод механической фильтрации крови, метод лазерного пинцета. Одним из наиболее удобных методов измерения деформируемости эритроцитов является метод лазерной дифрактометрии эритроцитов в сдвиговом потоке (эктацитометрия). Этот метод основан на наблюдении и анализе дифракционных картин, возникающих при рассеянии лазерного пучка на суспензии эритроцитов, деформированных силами вязкого трения в потоке жидкости. Обычно методом лазерной дифрактометрии измеряют среднюю деформируемость эритроцитов в исследуемом образце крови. Однако разные клетки крови здорового, а тем более больного человека, обладают разной способностью к деформации. С этой точки зрения деформируемость следует рассматривать как статистическую характеристику ансамбля эритроцитов и использовать для ее описания такие понятия как функция распределения, среднее значение и дисперсия. Возникает вопрос: можно ли измерять статистические характеристики неоднородных ансамблей эритроцитов методом лазерной дифрактометрии? Поиску ответа на этот вопрос посвящены две главы настоящей работы.

Решение задачи о рассеянии лазерного пучка на ансамбле эритроцитов базируется на представлении о том, как рассеивает лазерное излучение отдельная клетка крови. Для решения этой задачи в настоящее время применяют такие универсальные методы расчета как дискретно-дипольное приближение и метод конечных разностей во временном представлении. Эти методы позволяют получать весьма точные результаты, однако они весьма трудоемки и требуют большого времени (часы) для проведения численных расчетов. Возникает вопрос: нельзя ли подобрать такой метод расчета рассеяния света эритроцитом, который позволил бы находить картину рассеяния значительно быстрее без существенной потери точности вычислений? Один из таких методов предлагается в настоящей работе.

Цели работы

[1]. Изучить режим обратного вынужденного комбинационного рассеяния лазерного излучения в сжатом водороде, обусловленный параметрическим взаимодействием стоксовой и антистоксовой компонент рассеяния.

[2]. Проанализировать влияние теплового движения молекул на процесс нестационарного когерентного антистоксова рассеяния света в газах.

[3]. Изучить рассеяние лазерного пучка на неоднородных ансамблях эритроцитов в сдвиговом потоке лазерного эктацитометра.

[4]. Найти способ быстрого расчета рассеяния лазерного пучка на эритроцитах и их агрегатах.

Основные задачи

[1]. Вычислить эффективность обратного вынужденного комбинационного рассеяния лазерного излучения в сжатом водороде как функцию длины волны и спектральной ширины накачки, энергии, длительности и формы импульса накачки, давления газообразной среды и условий фокусировки пучка накачки.

[2]. Провести прямой расчет корреляционной функции тепловой скорости молекулы газообразной среды на основе законов классической механики и статистики.

[3]. Вычислить время корреляции тепловой скорости молекулы газа и найти связь этого параметра с другими параметрами газообразной среды, такими как среднее время свободного пробега молекул, газокинетический диаметр молекулы, концентрация молекул, средняя тепловая скорость молекул и давление газа.

[4]. Разработать аналитическую модель рассеяния лазерного пучка на неоднородном ансамбле эритроцитов в лазерном эктацитометре.

[5]. Найти связь дисперсии размеров эритроцитов и видности дифракционной картины, возникающей при рассеянии лазерного пучка на суспензии эритроцитов в лазерном эктацитометре.

[6]. Разработать алгоритмы измерения средней деформируемости эритроцитов, а также ширины и асимметрии распределения эритроцитов по деформируемости на основе данных лазерной дифрактометрии эритроцитов в сдвиговом потоке.

Научная новизна

[1]. Впервые построена модель обратного вынужденного комбинационного рассеяния лазерного излучения в газах, позволяющая оценивать эффективность этого процесса с учетом таких факторов как мощность и длина волны накачки, ширина спектра накачки, длительность импульса накачки, давление газа и условия фокусировки лазерного излучения.

[2]. Впервые найдено соотношение между импульсным откликом газообразной среды, измеряемым методом нестационарного когерентного антистоксова рассеяния света, и параметрами этой среды, такими как газокинетический диаметр молекулы, концентрация молекул, давление газа.

[3]. Предложена новая модель ансамбля эритроцитов, позволяющая оценивать статистические характеристики деформируемости клеток крови на основе данных лазерной дифрактометрии эритроцитов в сдвиговом потоке (эктацитометрии).

[4]. Разработаны новые алгоритмы обработки данных в лазерной дифрактометрии эритроцитов в сдвиговом потоке (эктацитометрии),

позволяющие оценивать ширину и асимметрию распределения клеток крови по деформируемости.

[5]. Предложен и реализован новый подход к расчету картины рассеяния лазерного излучения эритроцитом, позволяющий существенно увеличить скорость расчетов без потери точности вычислений.

Практическая ценность работы

[1]. Развита теоретическая модель позволяет проектировать и строить высокоэффективные компактные преобразователи лазерного излучения на основе процесса обратного вынужденного комбинационного рассеяния света в газах.

[2]. Указан способ измерения газокинетического диаметра молекул, концентрации молекул и давления газа на основе процесса нестационарного когерентного антистоксова рассеяния света.

[3]. На основе предложенных принципов измерений может быть создан лазерный прибор для диагностики крови с новыми функциональными возможностями.

[4]. С помощью лучеволнового приближения можно выполнять быстрые расчеты рассеяния лазерного пучка на прозрачных диэлектрических частицах с волновым параметром размера более 50.

Основные результаты

[1]. Развита модель квазистационарного обратного вынужденного комбинационного рассеяния лазерного излучения в сжатом водороде, учитывающая сильную перекачку энергии в обратную стоксову компоненту и фокусировку пучка накачки. Эта модель позволяет оценивать основные параметры преобразователя лазерного излучения, в частности, эффективность генерации обратной первой стоксовой компоненты как функцию энергии импульса накачки, давления водорода, длины волны и спектральной ширины накачки.

[2]. Построена динамическая модель обратного вынужденного комбинационного рассеяния лазерного излучения в сжатом водороде,

учитывающая локальную и волновую нестационарность процесса и описывающая все основные динамические режимы рассеяния, а именно, квазистатический режим, режим релаксационных колебаний, переходный режим и режим компрессии импульсов.

[3]. На основе законов классической механики вычислена корреляционная функция тепловой скорости молекулы газообразной среды, описывающая влияние теплового движения молекул на процесс нестационарного когерентного антистоксова рассеяния света в газах. Показано, что в ударном приближении эта функция является экспоненциальной, а время корреляции тепловой скорости втрое превышает среднее время свободного пробега молекулы газа.

[4]. Получены формулы, позволяющие измерять с помощью нестационарного когерентного антистоксова рассеяния света такие параметры газообразной среды как концентрация молекул, температура и давление газа, а также коэффициент диффузии и газокинетический диаметр молекул газа.

[5]. Разработана аналитическая модель рассеяния лазерного пучка на ансамбле эритроцитов, деформированных силами вязкого трения в сдвиговом потоке лазерного эктацитометра.

[6]. Установлена связь дисперсии размеров эритроцитов и видности дифракционной картины, возникающей при рассеянии лазерного пучка на суспензии эритроцитов в лазерном эктацитометре.

[7]. На основе анализа рассеяния лазерного пучка частицами, моделирующими клетки крови, предложены новые алгоритмы обработки данных в лазерной дифрактометрии эритроцитов в сдвиговом потоке (эктацитометрии). Это алгоритм характеристической точки, алгоритм кривизны линии изоинтенсивности и алгоритм центра дифракционной картины. Новые алгоритмы позволяют оценивать параметры распределения клеток крови по деформируемости, а именно, среднюю деформируемость, дисперсию деформируемости и асимметрию распределения эритроцитов по деформируемости.

[8]. Для расчетов рассеяния лазерного пучка эритроцитами и их агрегатами предложено новое приближение, названное лучеволновым

приближением. В этом приближении падающее излучение и свет внутри частицы рассматриваются как набор лучей, а свет за ее пределами как набор сферических волн, испускаемых отдельными элементами поверхности частицы. Показано, что лучеволновое приближение соизмеримо по точности с дискретно-дипольным приближением, но существенно превосходит последнее по скорости счета для частиц с волновым параметром размера более 50.

Защищаемые положения

[1]. Двухволновая модель обратного вынужденного комбинационного рассеяния лазерного излучения удовлетворительно описывает этот процесс в сжатом водороде, правильно предсказывая эффективность процесса как функцию мощности и длины волны накачки, ширины спектра накачки, длительности импульса накачки, давления водорода и условий фокусировки лазерного излучения.

[2]. Влияние теплового движения молекул газообразной среды на процесс нестационарного когерентного антистоксова рассеяния света определяется корреляционной функцией тепловой скорости молекулы газа. В ударном приближении эта функция является экспоненциальной, а время корреляции скорости втрое превышает среднее время свободного пробега молекулы газа.

[3]. Существует возможность измерения методом нестационарного когерентного антистоксова рассеяния света таких параметров газообразной среды как газокINETический диаметр молекул, концентрация молекул и давление газа.

[4]. Существует определенное соотношение между дисперсией размеров эритроцитов и видностью дифракционной картины, возникающей при рассеянии лазерного пучка на суспензии эритроцитов в лазерном эктацитометре.

[5]. Модель неоднородного ансамбля эллиптических дисков адекватна задаче об измерении статистических характеристик деформируемости эритроцитов методом лазерной дифрактометрии клеток крови в сдвиговом потоке (эктацитометрии).

[6]. Лазерная дифрактометрия эритроцитов в сдвиговом потоке (экацитометрия) позволяет измерять статистические характеристики неоднородных ансамблей клеток крови, в частности, дисперсию деформируемости и асимметрию распределения эритроцитов по деформируемости.

[7]. Быстрый расчет рассеяния лазерного пучка на частицах, моделирующих красные клетки крови, возможен в лучеволновом приближении, когда падающее излучение и свет внутри частицы представляются набором лучей, а свет за ее пределами – в виде набора сферических волн, испускаемых отдельными элементами поверхности частицы.

Апробация работы

Основные результаты работы докладывались на крупных национальных и международных научных конференциях, таких как конференции по когерентной и нелинейной оптике (ICONO - LAT), конференции по рассеянию электромагнитных и световых волн (ELS), конференциях по применению лазеров в науках о жизни (LALS), конференциях по медицинской физике, конференциях Дни Дифракции и других.

Публикации

По материалам диссертации опубликовано 104 работы, из них в изданиях по списку ВАК 33, в зарубежных рецензируемых журналах 7, в других журналах, в монографиях, тематических сборниках и сборниках трудов конференций 22, в сборниках тезисов конференций 42.

Содержание работы

Первая глава диссертации посвящена изучению обратного вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) лазерного излучения.

В 1964 году Н. Бломберген высказал идею о том, что параметрическое взаимодействие стоксовой и антистоксовой компонент может уменьшать инкремент усиления ВКР [41]. В 1973 году Ю. Е. Дьяков обратил внимание на то, что этот эффект возможен только для попутного рассеяния, но должен отсутствовать при ВКР назад. Отсюда следует, что при больших интенсивностях накачки можно ожидать резкой асимметрии рассеяния с

преимущественным развитием ВКР назад [42]. В 1982 году Ю. Е. Дьяков и С. Ю. Никитин теоретически проанализировали взаимодействие накачки, антистоксовой, попутной стоксовой и обратной стоксовой компонент ВКР и сформулировали условия существования режима обратного ВКР, обусловленного параметрическим взаимодействием стоксовой и антистоксовой компонент [1]. Главное из этих условий заключается в том, что комбинационно-активная среда должна иметь достаточно малую длину. В этом случае возможен режим ВКР, при котором накачка рассеивается преимущественно назад. В экспериментальных работах 1983 – 1993 годов было показано, что такой режим рассеяния действительно существует. Он был обнаружен в газах (водород, метан) и в кристаллах (кальцит, нитрат бария).

Режим обратного ВКР (ОВКР) представляет практический интерес, так как для него значительно уменьшена роль характерной для попутного ВКР конкуренции между стоксовыми компонентами различных порядков. Это позволяет осуществлять почти полную перекачку энергии в одну компоненту рассеяния, а именно, в обратную первую стоксову компоненту ВКР. В связи с этим актуальна задача всестороннего теоретического исследования данного режима рассеяния.

В первой главе диссертации проанализировано влияние на процесс ОВКР таких факторов как мощность, длина волны и ширина спектра накачки, давление водорода, длина кюветы с комбинационно-активной средой и фокусное расстояние линзы, используемой для фокусировки пучка накачки.

Анализ квазистационарного режима ОВКР в сжатом водороде показал, что эффективность процесса η приближенно описывается формулами

$$\eta = 1 - \frac{\kappa}{G}, \quad G = gk_n P_{n0}, \quad g = \frac{g_\infty}{1 + (ck_0 \sigma_v / \rho)^2}. \quad (1)$$

Здесь G - инкремент усиления, g - удельный коэффициент усиления ВКР, g_∞ - значение g в пределе высоких давлений, ρ - плотность водорода в единицах *амага* (число молекул в единице объема, отнесенное к числу Лошмидта), $c = 0.95nc \cdot a m a$ - постоянная, $\sigma_v = \sqrt{kT/m}$ - средняя тепловая скорость молекул, k - постоянная Больцмана, T - абсолютная температура газа, m - масса молекулы k_0 - волновое число молекулярных колебаний. Для ОВКР $k_0 = 2\pi \cdot (\nu_n + \nu_c)$, где ν_n - частота накачки, $\nu_c = \nu_n - \nu_0$ - частота стоксовой компоненты, $\nu_0 = 4155 \text{ см}^{-1}$ - частота молекулярных колебаний

водорода, $\kappa = 30$ - постоянная. Используя данные работы [43], при $\lambda_n = 0.532 \text{ мкм}$ получаем $g_\infty = 2.87 \text{ см} \cdot \text{ГВт}^{-1}$.

В качестве примера на рис. 1 и 2 показаны зависимости эффективности генерации стоксовой компоненты от энергии импульса накачки и от давления водорода, полученные для различных условий фокусировки лазерного пучка.

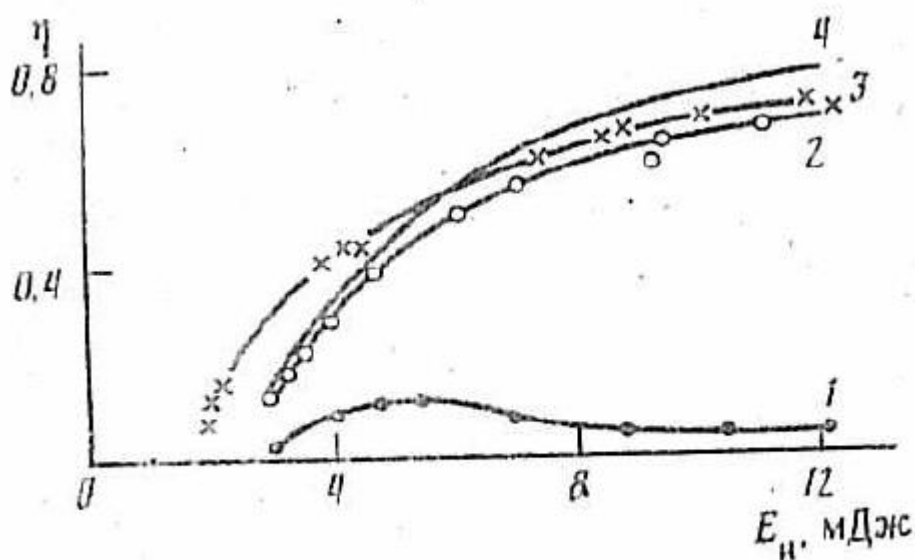


Рис. 1. Зависимость квантовой эффективности генерации обратной первой стоксовой компоненты η от энергии накачки E_n при фокусных расстояниях линзы $f = 4,5 \text{ см}$ (1), $8,7 \text{ см}$ (2), 16 см (3) и давлении водорода 100 атм (эксперимент) [8]. Кривая 4 построена по формулам (1).

Экспериментальные точки на этих графиках взяты из работы [8]. В этой работе возбуждение ВКР осуществлялось излучением с длиной волны $\lambda_n = 0.532 \text{ мкм}$ с расходимостью 0.5 мрад и шириной спектра $\Delta \nu_n \leq 10^{-2} \text{ см}^{-1}$. Длина кюветы с водородом составляла 7 см . Энергия лазерных импульсов достигала 17 мДж при длительности 30 нс по полувысоте. Пространственное распределение интенсивности и временная огибающая импульса были близки к гауссовым.

Низкая эффективность ОВКР при фокусировке лазерного пучка линзой с фокусным расстоянием $f = 4,5 \text{ см}$ объясняется оптическим пробоем водорода. При фокусных расстояниях более 8 см оптический пробой отсутствует, и экспериментальные данные хорошо описываются формулами (1).

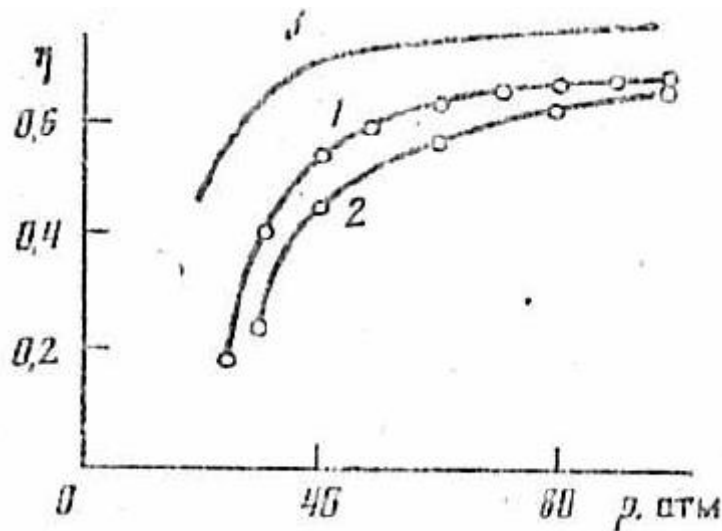


Рис. 2. Зависимость квантовой эффективности генерации обратной первой стоксовой компоненты от давления водорода p при энергии импульса накачки $E_n = 12 \text{ мДж}$ и фокусных расстояниях линзы 16 см (1), 11 см (2) (эксперимент) [8]. Кривая 3 построена по формулам (1).

Анализ влияния на процесс ширины спектра накачки показал, что вблизи порога ВКР это влияние описывается формулами

$$\eta = 1 - \frac{30}{G}, \quad G = gk_n P_n - \Delta G, \quad P_n = E_n / \tau_n, \quad k_n = 2\pi / \lambda_n, \quad (2)$$

$$\Delta G = gI_{кр} L = 4\pi \cdot \Delta\nu \cdot L, \quad \Delta\nu = \Delta\nu_n + \Delta\nu_0, \quad \Delta\nu_0 = \frac{1}{\pi c T_2}.$$

В этих формулах E_n и P_n - энергия и мощность накачки, τ_n - длительность импульса накачки, $\Delta\nu_n$ - ширина спектра накачки, $\Delta\nu_0$ - ширина спектральной линии спонтанного комбинационного рассеяния, $I_{кр}$ - критическая интенсивность накачки, c - скорость света, L - длина кюветы с комбинационно-активной средой, T_2 - время дефазировки молекулярных колебаний.

Результаты расчетов по формулам (2), а также экспериментальные данные [21], полученные при исследовании ОВКР в водороде, представлены на рисунке 3. Разные кривые на этом рисунке соответствуют разной ширине спектра накачки. Сплошными кривым показаны результаты теоретических расчетов, точками - экспериментальные данные. Температура газа $T = 298 \text{ К}$, давление $p = 70 \text{ атм}$, длительность импульса накачки $\tau_n = 15 \text{ нс}$, длина кюветы с водородом $L = 7 \text{ см}$. В этих условиях время дефазировки молекулярных

колебаний $T_2 = 10^{-10} \text{ с}$, а ширина спектральной линии спонтанного комбинационного рассеяния $\Delta\nu_0 = 0.1 \text{ см}^{-1}$.

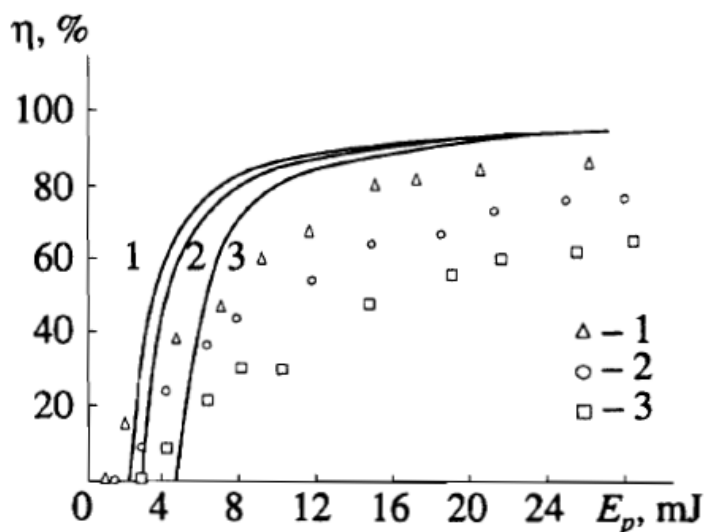


Рис. 3. Квантовая эффективность генерации первой стоксовой компоненты при обратном ВКР в сжатом водороде как функция энергии импульса накачки [21]. Фокусное расстояние линзы $f = 12 \text{ см}$. Длина волны накачки $\lambda_n = 532 \text{ нм}$. Давление водорода $p = 70 \text{ атм}$. Температура $T = 298 \text{ К}$. Точками показаны экспериментальные данные. Сплошные кривые построены теоретически по формулам (2). Разные кривые соответствуют разной ширине спектра накачки: $\Delta\nu_n = 0.1 \text{ см}^{-1}$ (кривая 1), $\Delta\nu_n = 0.3 \text{ см}^{-1}$ (кривая 2), $\Delta\nu_n = 0.8 \text{ см}^{-1}$ (кривая 3).

Как видно из рис. 3, в области небольшой эффективности преобразования теоретическая модель правильно передает зависимость эффективности обратного ВКР в водороде от спектральной ширины накачки.

Во второй главе диссертации рассматривается динамика процесса ОВКР. В приближении плоских волн и безынерционных молекулярных колебаний численно решена система уравнений, описывающая взаимодействие встречных волн. Полученные решения описывают основные динамические режимы рассеяния: квазистатический, релаксационные колебания и переходный режим. В приближении прямоугольного профиля пучка накачки получены уравнения динамики ОВКР, учитывающие локальную нестационарность процесса, а также фокусировку пучка накачки. Эти уравнения имеют вид

$$\tau_2 \frac{\partial C}{\partial \tau} + C = \sqrt{A(B + \mu)}, \quad \frac{\partial A}{\partial x} + \frac{\partial A}{\partial \tau} = -\frac{G}{\sigma(x)} C \sqrt{A(B + \mu)}, \quad -\frac{\partial B}{\partial x} + \frac{\partial B}{\partial \tau} = \frac{G}{\sigma(x)} C \sqrt{A(B + \mu)}. \quad (3)$$

Здесь A - нормированная мощность накачки, B - нормированная мощность обратной стоксовой компоненты рассеяния, C - нормированная амплитуда молекулярных колебаний. Параметр μ описывает затравку обратной стоксовой компоненты. Функция $\sigma(x)$ имеет смысл нормированной площади поперечного сечения сфокусированного пучка накачки и определяется формулой

$$\sigma(x) = \left[\frac{(x-1/2)L}{f} \right]^2 + \left[\frac{f + (x-1/2)L}{k_p \rho_0^2} \right]^2. \quad (4)$$

Здесь x - нормированная координата, ρ_0 - радиус лазерного пучка, k_p - волновое число накачки, f - фокусное расстояние линзы, L - длина кюветы с комбинационно-активной средой. Уравнения (3), (4) решались численно при следующих начальных и граничных условиях:

$$A(x, \tau = 0) = B(x, \tau = 0) = C(x, \tau = 0) = 0,$$

$$A(x = 0, \tau) = F(\tau), B(x = 1, \tau) = 0,$$

где функция $F(\tau)$ описывает форму импульса накачки. Использовались следующие значения параметров, выбранные в соответствии с условиями эксперимента [11]:

$$\lambda_p = 0.53 \text{ мкм}; \rho_0 = 1.25 \text{ мм}; \tau_p = 20 \text{ нс}; L = 7 \text{ см};$$

$$g = 2.87 \text{ см/ГВт}; T_2 = 0.1 \text{ нс}; \mu = 10^{-14}; f = 12 \text{ см}; \quad (5)$$

$$\nu_0 = \omega_0 / 2\pi = 4155 \text{ см}^{-1}$$

Форма импульса накачки считалась гауссовой. Точность расчетов контролировалась по выполнению закона сохранения энергии.

Результаты расчетов представлены на рис. 4, 5. На рис. 4 показаны зависимости от времени мощностей накачки на входе и выходе комбинационно-активной среды, а также выходной мощности обратной стоксовой компоненты рассеяния.

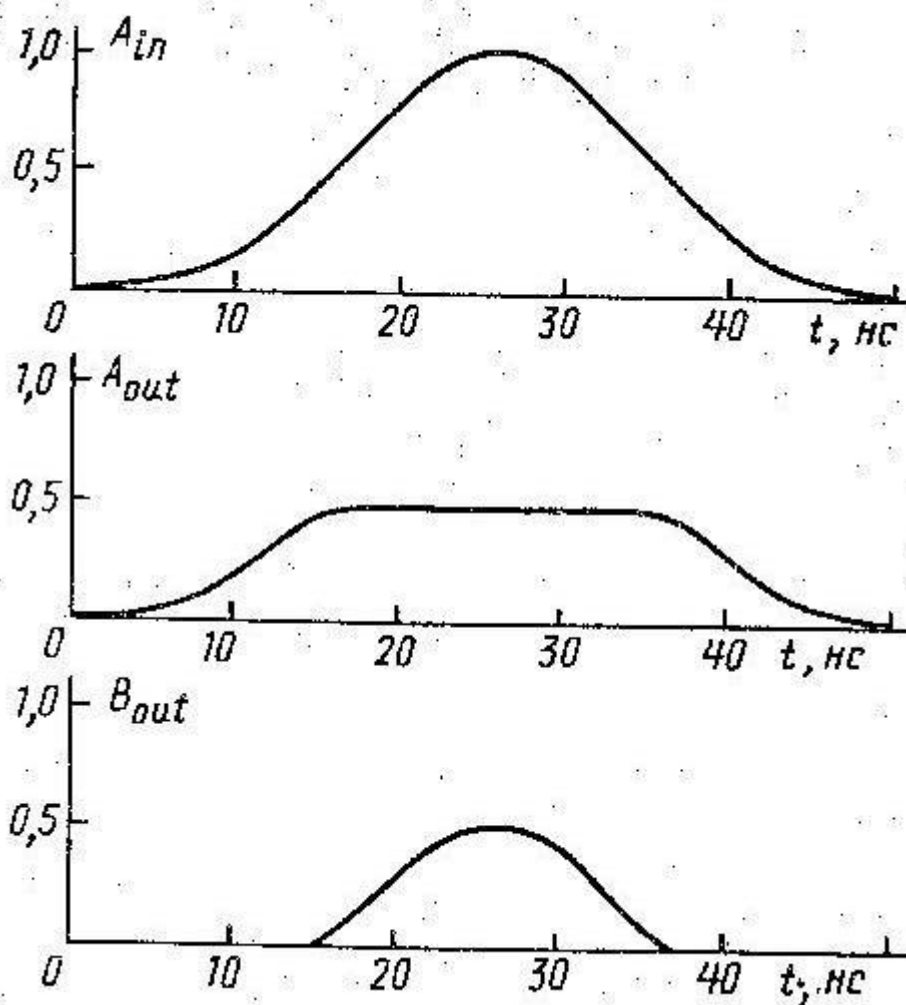


Рис. 4. Результаты численного эксперимента по динамике ОВКР в водороде. Энергия импульса накачки $W_p = 4$ мДж. Остальные параметры определяются формулами (5).

Представленные на этом рисунке данные качественно соответствуют экспериментальным данным, полученным в работе [11], где были измерены формы импульсов падающей и прошедшей накачки, а также обратной стоксовой компоненты при ОВКР в водороде.

На рис. 5 показана зависимость энергетической эффективности преобразования излучения при ОВКР (по квантам) от энергии импульса накачки. Кружками показаны результаты измерений [11]. Численные значения параметров определяются формулами (5). Крестиками на рисунке показаны результаты численных расчетов, сделанных на основе модели (3), (4). Отметим хорошее согласие данных натурального и численного экспериментов, относящихся к энергетической эффективности ОВКР, а также тот факт, что применяемая нами модель не содержит подгоночных параметров.

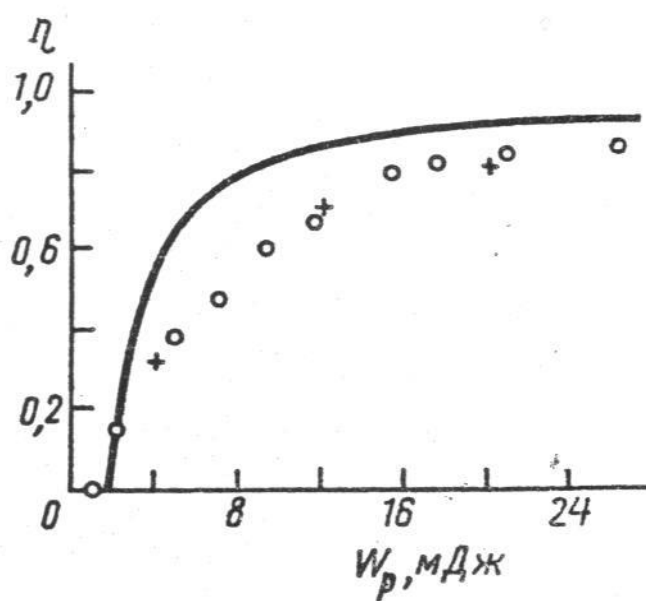


Рис. 5. Энергетическая эффективность преобразования излучения при ОВКР в водороде в зависимости от энергии импульса накачки. Кружками показаны экспериментальные данные [11]. Сплошная кривая рассчитана по формулам стационарной теории (1). Крестиками показаны данные численных экспериментов, выполненных на основе модели (3), (4).

В параграфе 2.5 диссертации показано, что модель (3), (4) хорошо описывает и режим компрессии лазерных импульсов при ОВКР в водороде.

Третья глава диссертации посвящена теории нестационарного когерентного антистоксова рассеяния света в газах.

Нестационарное когерентное антистоксово рассеяние света (КАРС) представляет собой процесс возбуждения и зондирования молекулярных колебаний среды, осуществляемый с помощью коротких лазерных импульсов. Колебания молекул возбуждаются с помощью импульса бигармонической накачки, настроенной в резонанс с комбинационно-активным переходом. Другой лазерный импульс, называемый пробным импульсом, посылается в среду спустя некоторое время после импульса возбуждения. Измеряется энергия антистоксова рассеяния пробного импульса как функция времени задержки. Эта зависимость называется импульсным откликом. Длительность лазерных импульсов, используемых для таких измерений, составляет единицы или десятки пикосекунд.

Благодаря этому метод нестационарного КАРС дает возможность наблюдать быстрые динамические и кинетические (релаксационные) процессы в различных средах.

В настоящее время нестационарное КАРС в газах представляет собой хорошо развитую область исследований. Однако есть и нерешенные вопросы. Один из них – вопрос о корреляционной функции тепловых скоростей молекул. В третьей главе диссертации выполнен прямой расчет этой функции на основе законов классической механики и статистики. Показано, что в приближении твердых гладких шаров корреляционная функция тепловой скорости молекулы газообразной среды является экспоненциальной

$$B(\tau) \equiv \langle v_z(t) \cdot v_z(t + \tau) \rangle = B(0) \exp(-|\tau|/\tau_v),$$

а время корреляции тепловой скорости втрое превышает среднее время свободного пробега молекул газа

$$\tau_v = 3 \cdot \tau_c. \quad (6)$$

На основе формулы (6) в диссертации установлена связь времени корреляции тепловой скорости молекулы с другими молекулярными параметрами, такими как масса m и газокинетический диаметр молекулы d , концентрация молекул N и температура газа T . Эта связь выражается формулой

$$\tau_v = \frac{3}{4\sqrt{\pi}} \cdot \frac{1}{Nd^2} \cdot \sqrt{\frac{m}{kT}}.$$

Как показано в работе [2] на примере газообразного водорода, время корреляции тепловой скорости молекул газа может быть измерено экспериментально методом нестационарного КАРС. Полученные в третьей главе диссертации формулы открывают возможность измерения этим же методом и других параметров газа, в частности газокинетического диаметра молекулы, концентрации молекул и давления газа.

В четвертой, пятой и шестой главах диссертации рассматривается рассеяние лазерного пучка в жидкой дисперсной среде, представляющей собой суспензию красных клеток крови. Эта задача возникает в связи с

проблемой измерения деформируемости эритроцитов методом лазерной дифрактометрии в сдвиговом потоке (эктацитометрии).

Деформируемость эритроцитов есть мера способности этих клеток изменять свою форму под действием внешних сил. Деформируемость эритроцитов существенно влияет на характер микроциркуляции крови в органах и тканях человеческого тела. Измерение этого параметра важно при диагностике и лечении многих заболеваний, в частности, таких распространенных, как сердечно-сосудистые заболевания и сахарный диабет.

Одним из наиболее удобных методов измерения деформируемости эритроцитов является лазерная дифрактометрия в сдвиге потока (эктацитометрия). В ротационном эктацитометре сильно разбавленная суспензия эритроцитов заливается в зазор между стенками двух прозрачных коаксиальных стаканов, один из которых неподвижен, а другой может вращаться с заданной угловой скоростью (так называемая ячейка Куэтта). Вращение подвижного стакана создает в суспензии сдвиговое напряжение, которое вытягивает эритроциты в направлении потока. При этом эритроциты приобретают форму близкую к эллипсоидальной. Для наблюдения за изменением формы клеток суспензию просвечивают лазерным пучком. Лазерный пучок рассеивается на эритроцитах и создает на экране наблюдения дифракционную картину (ДК), которая снимается на видеокамеру и в цифровом виде передается в компьютер. Компьютер обрабатывает ДК по определенному алгоритму и выдает данные о деформируемости эритроцитов.

На рис. 6 показана схема лазерного эктацитометра, на рис. 7 – вид эритроцитов в сдвиговом потоке, на рис. 8 – вид дифракционных картин при высоком и низком напряжениях сдвига. Для интерпретации экспериментальных данных вводят понятие линии изоинтенсивности (ЛИ). Так называется линия на экране наблюдения, на которой интенсивность рассеянного света имеет некоторое постоянное значение. Обычно ЛИ аппроксимируют эллипсом и измеряют большую (А) и малую (В) полуоси эллипса (рис. 9). Далее вычисляют параметр деформируемости

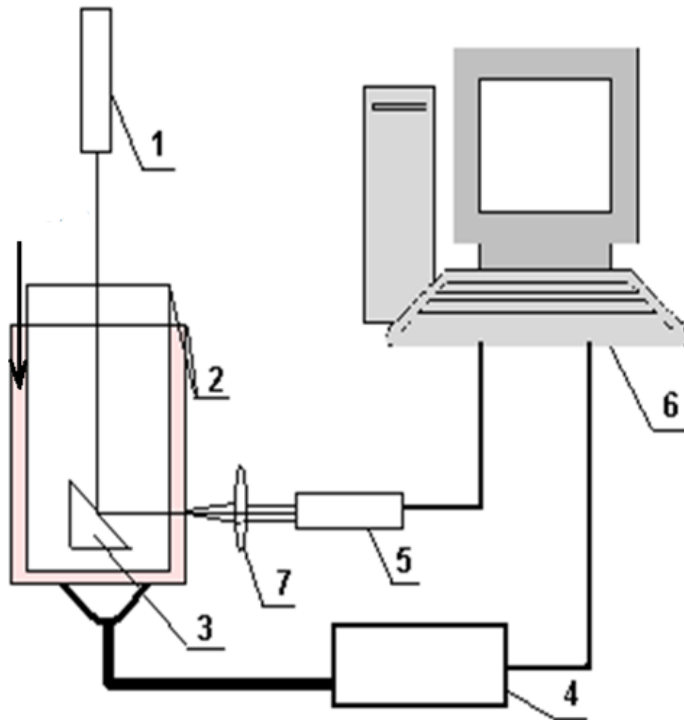


Рис 6. Схема лазерного эктацитометра: 1 – лазер, 2 – ячейка Куэтта, 3 – зеркало, 4 – двигатель, 5 – видеокамера, 6 – компьютер, 7 – линза.

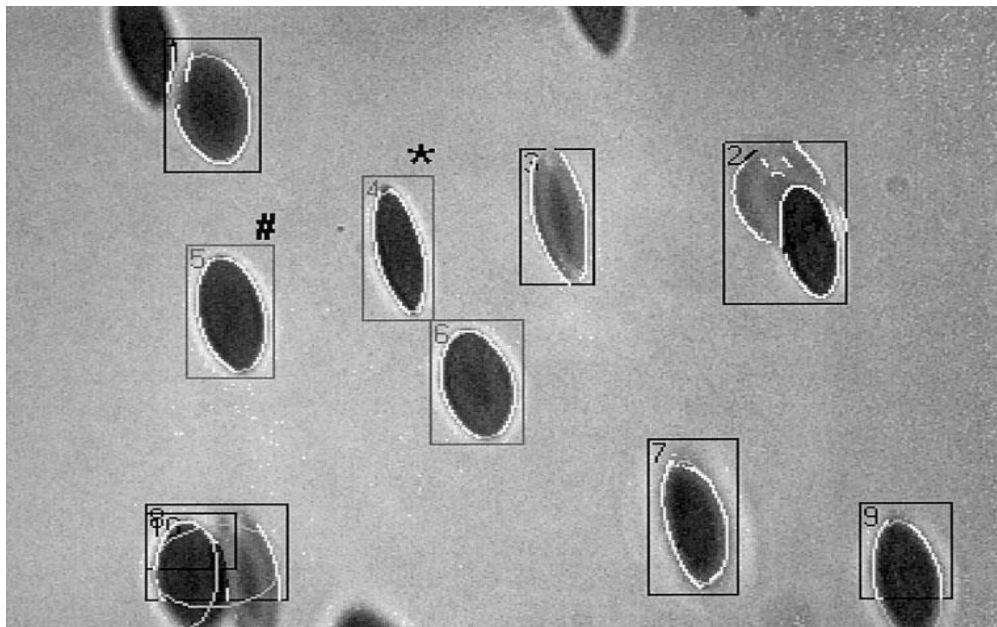
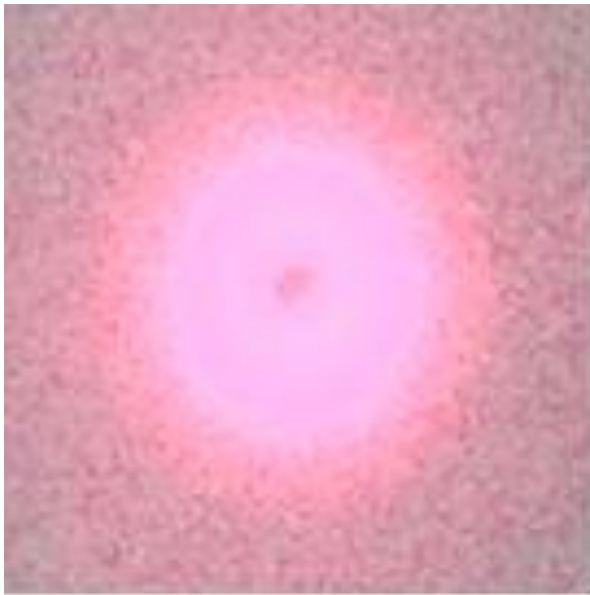


Рис 7. Вид эритроцитов в сдвиговом потоке [45]. Изображение получено с помощью микроскопа.



а



б

Рис 8. Картины дифракции лазерного пучка на суспензии эритроцитов: низкое сдвиговое напряжение (а), высокое сдвиговое напряжение (б).

(deformability index) $DI = \frac{A - B}{A + B}$, и строят зависимость этого параметра от сдвигового напряжения или сдвиговой скорости. Эта зависимость называется кривой деформируемости. На рисунке 10 показаны два примера кривых деформируемости эритроцитов. Одна кривая построена для крови пациентов с острым нарушением мозгового кровообращения (ОНМК), а другая – для крови здоровых добровольцев такого же возраста. Видно, что на всех сдвиговых скоростях деформируемость эритроцитов у пациентов с ОНМК заметно ниже нормы. Подобные измерения позволяют выявить реологическое нарушение, оценить его степень и подобрать адекватное лечение.

Метод лазерной эктацитометрии эритроцитов был предложен в 1975 году [44] и с тех пор используется без существенных изменений, позволяя измерять лишь среднюю деформируемость эритроцитов в исследуемом образце крови. Однако современная медицина ставит задачу измерения не только средней деформируемости, но и функции распределения эритроцитов по деформируемости. В диссертации поставлена задача выяснить, возможно ли измерение характеристик распределения эритроцитов по деформируемости методом лазерной эктацитометрии?

Для решения этой задачи в четвертой главе диссертации введена модель эритроцита в сдвиговом потоке – плоский эллиптический диск. Эта модель основана на данных микроскопических наблюдений [45]. Расчеты [34] показывают, что в нужной нам части ДК она обеспечивает достаточную

точность. Вместе с тем эта модель позволяет аналитически решить задачу о рассеянии лазерного пучка ансамблем эритроцитов, что важно для разработки новых алгоритмов обработки данных.

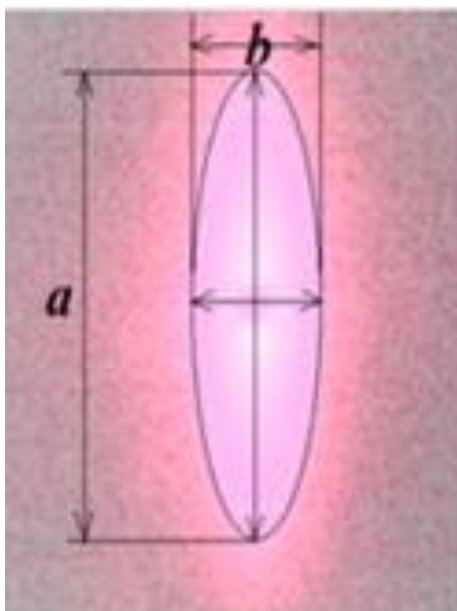


Рис.9. Линия изоинтенсивности и ее характеристики.

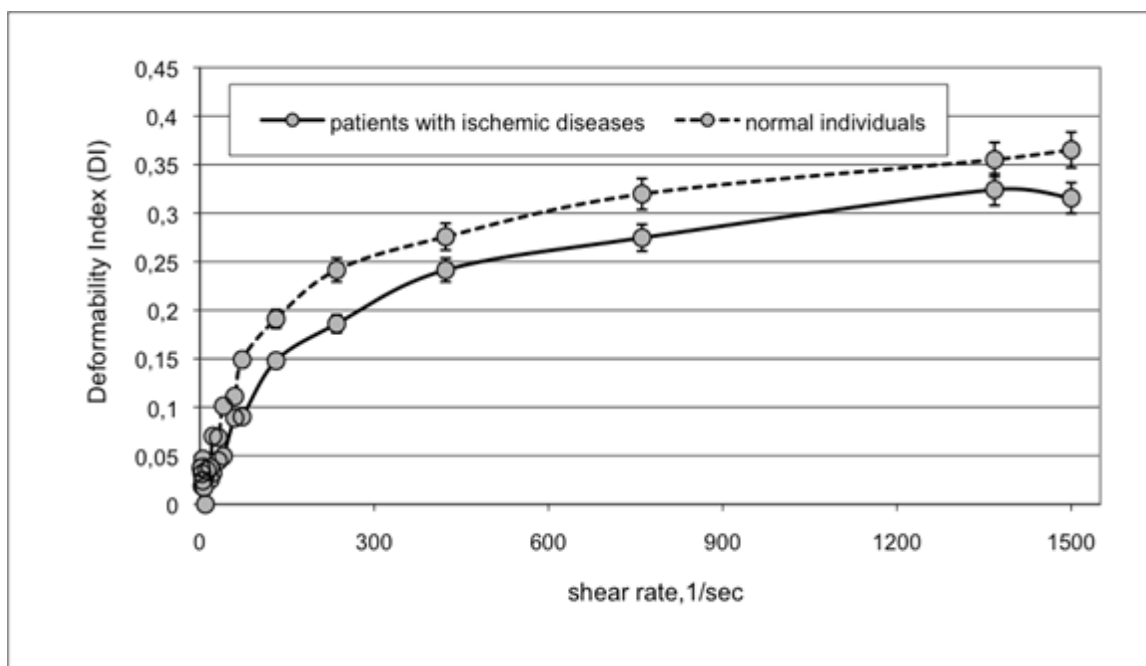


Рис 10. Кривые деформируемости эритроцитов. Верхняя кривая получена для крови здоровых добровольцев, нижняя – для крови пациентов с ОНМК [32].

В четвертой главе диссертации показано, что рассеяние лазерного пучка на ансамбле идентичных одинаково ориентированных эллиптических дисков описывается формулой

$$I = I_0 N |\gamma|^2 \cdot \left(ab \frac{k}{z} \right)^2 \left[\frac{J_1 \left(\frac{k}{z} \sqrt{a^2 x^2 + b^2 y^2} \right)}{\frac{k}{z} \sqrt{a^2 x^2 + b^2 y^2}} \right]^2. \quad (7)$$

Здесь I - интенсивность света на экране наблюдения x, y - декартовы координаты точки на экране наблюдения в системе координат, начало которой расположено в центре дифракционной картины; a, b и H - размеры полуосей и толщина эллиптического диска, моделирующего эритроцит в сдвиговом потоке лазерного эктацитометра. Остальные обозначения таковы: I_0 - интенсивность падающего лазерного пучка, N - число частиц, освещаемых лазерным пучком, z - расстояние от измерительного объема до экрана наблюдения, $k = 2\pi/\lambda$ - волновое число, λ - длина световой волны, $J_1(x)$ - функция Бесселя первого порядка. Параметр $|\gamma|^2$ определяется формулой $|\gamma|^2 = 4 \cdot \sin^2(\Delta\varphi/2)$, где $\Delta\varphi = k \cdot n_0 \cdot H \cdot (n-1)$, n - абсолютный показатель преломления материала, из которого состоят частицы, n_0 - абсолютный показатель преломления окружающей частицы среды. В условиях лазерной дифрактометрии $|\gamma|^2 \approx 1$. Формула (7) описывает распределение интенсивности света в области малых углов рассеяния (до 10 - 15 градусов) и тех точках экрана наблюдения, куда не попадает излучение прямого лазерного пучка.

В пятой главе диссертации вводится модель неоднородного ансамбля эллиптических дисков, у которых размеры полуосей являются случайными величинами и описываются формулами

$$a = a_0 \cdot (1 + \varepsilon), \quad b = b_0 \cdot (1 - \varepsilon). \quad (8)$$

Здесь a_0, b_0 - средние размеры полуосей, а ε - случайный параметр формы частиц с характеристиками

$$|\varepsilon| \ll 1, \quad \langle \varepsilon \rangle = 0, \quad \langle \varepsilon^2 \rangle \equiv \mu, \quad \langle \varepsilon^3 \rangle \equiv \nu. \quad (9)$$

Условия (9) означают, что неоднородность ансамбля по формам частиц предполагается относительно слабой. Параметр

$$s = \frac{a_0}{b_0}$$

характеризует среднюю деформируемость эритроцитов в исследуемом образце крови. Параметры μ и ν описывают, соответственно, ширину и асимметрию распределения эритроцитов по деформируемости. Целью дальнейшей работы является измерение этих параметров на основе данных лазерной эктацитометрии.

Анализ, проведенный в пятой главе диссертации, позволил сформулировать алгоритм измерения параметра μ , названный алгоритмом характеристической точки. Этот алгоритм применим для ансамблей эритроцитов с симметричной функцией распределения по деформируемости $w(\varepsilon)$, когда $w(\varepsilon) = w(-\varepsilon)$ («симметричный ансамбль»). Процедуру измерения иллюстрирует рис. 11. На этом рисунке показана ЛИ, а также ее полярные и характеристические точки.

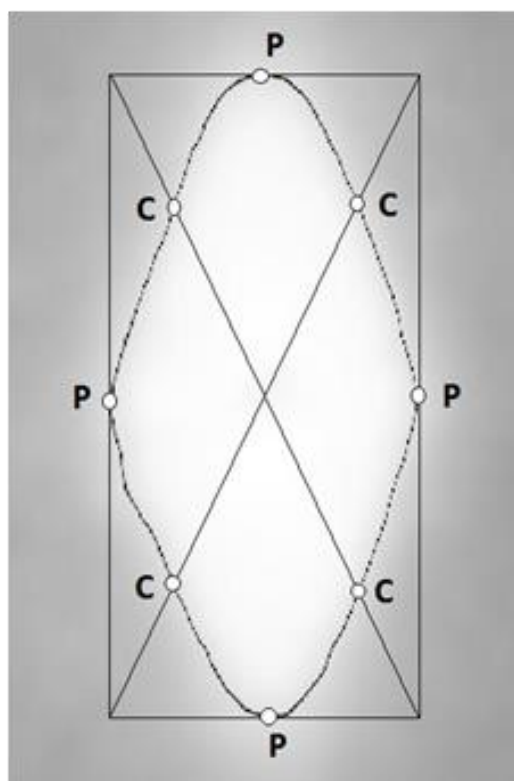


Рис. 11. Алгоритм характеристической точки. На рисунке показана линия интенсивности, ее полярные (P) и характеристические (C) точки.

Для измерения следует выбрать ЛИ, лежащую на периферии центрального дифракционного максимума так, чтобы интенсивность света на этой линии не превышала 10% интенсивность центрального пика ДК. Далее следует измерить координаты полярных (x_p, y_p) и характеристических (x_c, y_c) точек, показанных на рисунке 11, и вычислить параметр $P = \frac{1}{2} \left(\frac{x_c}{x_p} + \frac{y_c}{y_p} \right)$. После этого дисперсию деформируемости эритроцитов μ можно найти по формулам

$$\mu = \frac{1}{2} \cdot (\rho_3 + \sqrt{\rho_3^2 + \rho_4^2}), \quad \rho = P\sqrt{2} - 1, \quad \rho_1 = \frac{f_0 \cdot (2P^2 - 1) - \rho^2}{2\rho\sqrt{f_0}},$$

$$\rho_2 = \frac{f_0 \cdot (2P^2 - 1) + P^2}{2\rho\sqrt{f_0}}, \quad \rho_3 = \frac{2\rho_1\rho_2 - 1}{2\rho_2^2}, \quad \rho_4 = \frac{1 - \rho_1^2}{\rho_2^2}, \quad f_0 \equiv \frac{1}{4\beta^2} \cdot \frac{I}{I(0)}.$$

Здесь I - интенсивность света на данной ЛИ, $I(0)$ - интенсивность центрального максимума ДК, $\beta = -0,4$ - постоянная (параметр функции Бесселя). Проверка на экспериментальных данных, взятых из работы [46], показала, что алгоритм характеристической точки обеспечивает достаточную точность измерений.

В шестой главе диссертации предложен алгоритм измерения характеристик деформируемости эритроцитов, названный алгоритмом кривизны ЛИ. Этот алгоритм применим для ансамбля эритроцитов с произвольной функцией распределения по деформируемости, и позволяет измерять три характеристики: среднюю деформируемость (s), ширину (μ) и асимметрию (ν) распределения эритроцитов по деформируемости. Идею алгоритма иллюстрирует рис. 12. На этом рисунке показана ЛИ, ее полярные точки и круги кривизны ЛИ в полярных точках. Алгоритм состоит в следующем. В эксперименте по лазерной дифрактометрии необходимо измерить шесть величин, а именно, $I(0)$ - интенсивность центрального максимума ДК, I - интенсивность рассеянного света на ЛИ, расположенной вблизи границы центрального дифракционного максимума, x_p - координату полярной точки, лежащей на пересечении данной ЛИ с горизонтальной осью координат, y_p - координату полярной точки, лежащей на пересечении данной ЛИ с вертикальной осью координат, $R(x_p)$ - радиус кривизны данной ЛИ в первой из указанных полярных точек, $R(y_p)$ - радиус кривизны данной ЛИ во второй из указанных полярных точек.

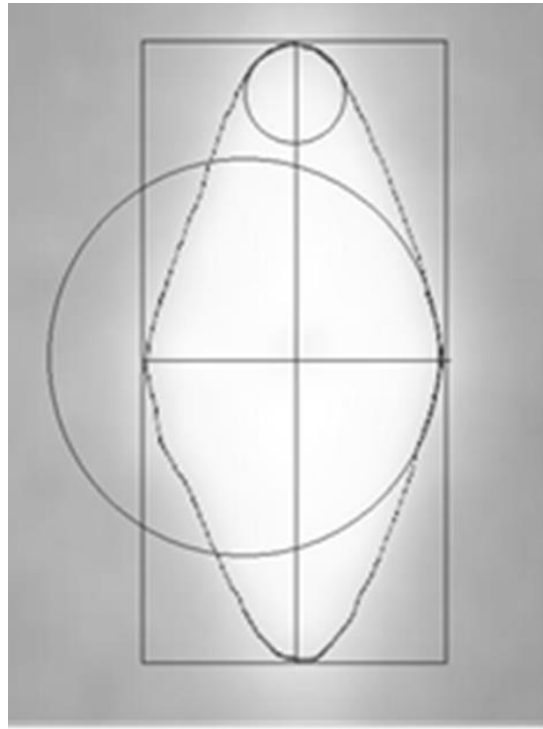


Рис. 12. Алгоритм кривизны линии изоинтенсивности.

Используя полученные данные, нужно вычислить параметры

$$f_0 \equiv \frac{1}{4\beta^2} \cdot \frac{I}{I(0)}, \quad D = \frac{y_p}{x_p}, \quad C_1 = \sqrt{\frac{x_p}{R(x_p)}}, \quad C_2 = \sqrt{\frac{y_p}{R(y_p)}},$$

где $\beta = -0.4 = const$ - параметр функции Бесселя. После этого величины s , μ и ν можно найти по формулам

$$s = \frac{Q}{1 + \sqrt{1 - 2Q \cdot qC_1}}, \quad \mu = \frac{1}{2q_1} (C_2/s + sC_1) - \frac{1}{q_1}, \quad \nu = \frac{1}{2q_2} (C_2/s - sC_1),$$

$$Q = 2(D - qC_2), \quad q = \frac{q_0}{2q_2}, \quad q_0 = \frac{2}{\sqrt{f_0}}, \quad q_1 = \frac{q_0}{1 - \sqrt{f_0}}, \quad q_2 = (4 - \sqrt{f_0})q_1.$$

Алгоритм кривизны ЛИ был проверен на экспериментальных данных, полученных М. Д. Лин и А. Е. Луговцовым в опытах со специально подготовленными образцами крови крыс [39]. Компьютерную программу для обработки и анализа ДК подготовил В. Д. Устинов. Проверка показала, что этот алгоритм обеспечивает точность, достаточную для практических приложений.

Седьмая глава диссертации посвящена лучеволновому приближению в теории рассеяния света малыми частицами.

Одной из проблем, связанных с оптикой крови, является проблема рассеяния света отдельным эритроцитом. В главах 4 - 6 диссертации мы моделировали эритроцит эллиптическим диском. Достоинством этой модели является то, что она позволяет аналитически описать рассеяние лазерного пучка ансамблем эритроцитов. Вместе с тем, очевидно, что аналитические формулы носят приближенный характер, поскольку сама модель не учитывает многие существенные обстоятельства. В эктацитометрии это такие обстоятельства как реальная форма частиц, разброс частиц по размерам, формам и показателю преломления, неоднородная ориентация частиц в пространстве, многократное рассеяние света, конечный размер измерительного объема, флуктуации числа частиц, облучаемых светом лазера, конечность времени усреднения дифракционной картины и т.п. Поэтому следующим шагом в развитии теории является проверка и обобщение результатов путем численных расчетов, оценка точности полученных соотношений, выявление области их применимости.

В настоящее время известно несколько методов, позволяющих весьма точно рассчитать картину рассеяния света частицей, моделирующей эритроцит. Это такие методы как дискретно-дипольное приближение, метод конечных разностей во временном представлении, метод Т-матрицы и другие. Однако эти методы довольно сложны. Расчеты бывают длительными и трудоемкими, есть ограничения на формы, размеры и показатели преломления частиц. Возникает вопрос о том, как наиболее просто и экономично построить процедуру расчетов, чтобы описать все существенные детали рассеяния света эритроцитами. Подходя к решению этого вопроса, мы исходили из того, что эритроцит представляет собой крупную (в масштабе длины световой волны) оптически мягкую частицу. Поэтому в основу метода можно положить приближение геометрической оптики, в котором свет рассматривается как набор лучей. С другой стороны, важно учесть явление дифракции света. Это можно сделать с помощью дифракционного интеграла Гюйгенса – Френеля. В итоге приходим к новому приближению в теории рассеяния света малыми частицами. Мы назвали это приближение лучеволновым.

Основную идею этого приближения иллюстрирует рис. 13. Падающее на частицу излучение представляется как набор лучей. Преломление и отражение лучей на поверхности частицы рассчитываются на основе закона Снеллиуса и формул Френеля. Выходящие из частицы лучи рассматриваются как источники элементарных вторичных волн. Результирующее световое

поле формируется в результате интерференции элементарных вторичных волн. Это поле можно рассчитать, используя принцип Гюйгенса – Френеля и дифракционный интеграл Кирхгофа.

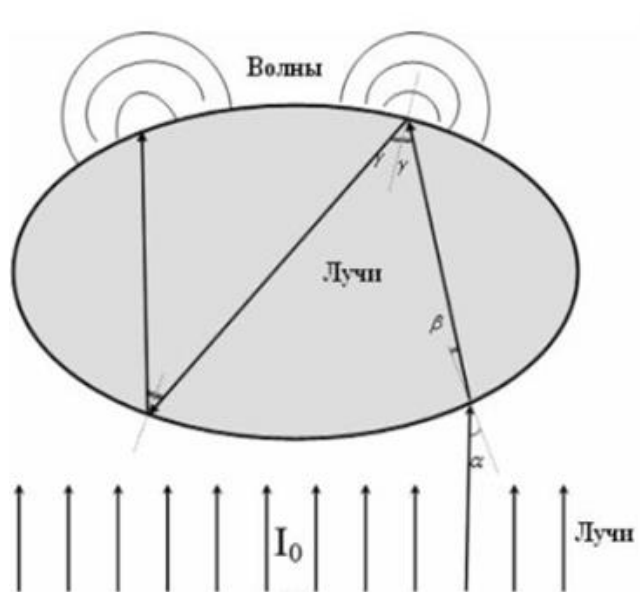


Рис. 13. Лучеволновое приближение.

Близкое по существу приближение было предложено в работе [47] и названо приближением физической оптики (ПФО). Различие между ПФО и лучеволновым приближением (ЛВП) состоит в том, что в ПФО учитывается кривизна элементов поверхности частицы, а в ЛВП эти элементы считаются плоскими.

В качестве тестовой была решена задача о рассеянии лазерного пучка сферической частицей. Численные расчеты провел А. Е. Луговцов. Результат представлен на рис. 14, где показаны картины рассеяния света частицей, вычисленные с помощью ЛВП и с помощью теории Ми. Отметим сходство картин рассеяния, полученных двумя разными методами. При этом время расчета картины рассеяния с использованием ЛВП составило около 15 минут.

На рис. 15 показаны результаты расчета картины рассеяния лазерного пучка на частице сфероидальной формы. Параметры частицы выбраны близкими к параметрам эритроцита. Расчеты сделаны двумя методами: с использованием ЛВП и с помощью дискретно-дипольного приближения (ДДП). Отметим высокую точность совпадения результатов, особенно в области малых углов рассеяния. При этом время расчета методом ДДП составило около 2 часов, а методом ЛВП – около 20 минут. Таким образом,

для частиц, подобных эритроцитам, ЛВП позволяет проводить расчеты значительно быстрее, чем ДДП, и без потери точности вычислений.

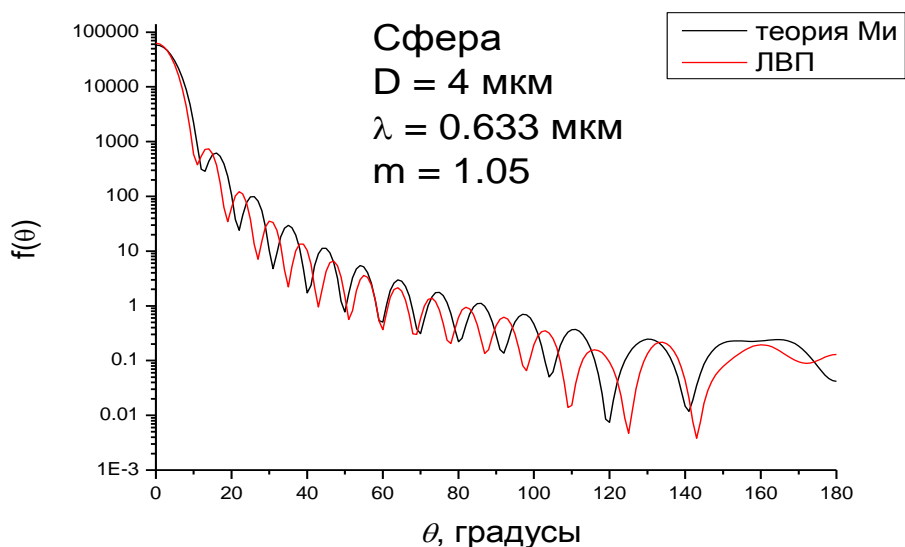


Рис. 14. Рассеяние лазерного пучка на сферической частице: сравнение теории Ми и ЛВП. Диаметр сферы 4 мкм, длина волны излучения 0.633 мкм, относительный показатель преломления 1.05. Время счета в ЛВП 15 минут.

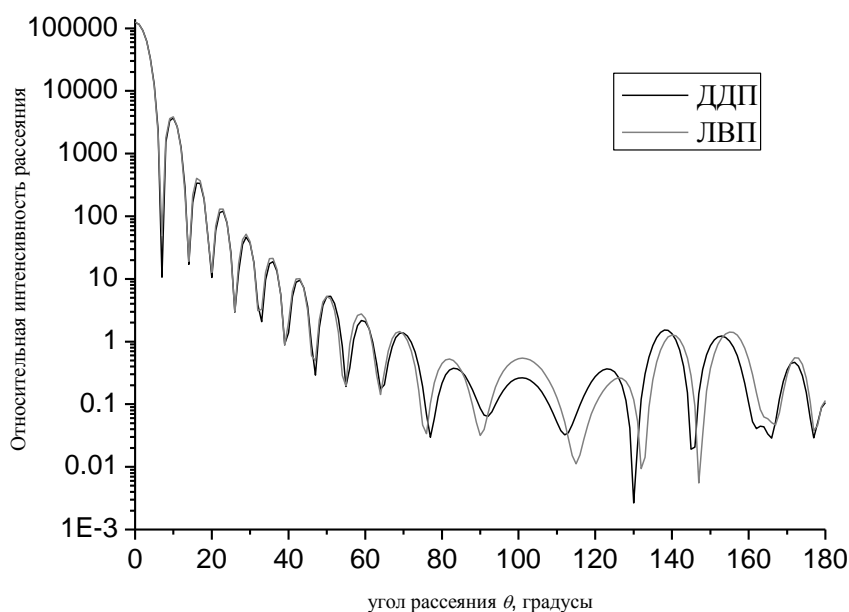


Рис. 15. Диаграммы рассеяния лазерного излучения на сфероиде при облучении его вдоль оси симметрии ($\theta_0 = 0^\circ$), полученные в дискретно-дипольном и луче-волновом приближениях. Полуоси сфероид $a = 3,25 \text{ мкм}$, $b = 1,15 \text{ мкм}$; относительный показатель преломления $n = 1,05$.

На рис. 16 показана область применимости ЛВП на шкале волнового параметра размера частицы (ρ). При $\rho < 60$ хорошо работает ДДП (или Discrete Dipole Approximation - DDA). При $\rho > 500$ можно применять приближение геометрической оптики (ГО). Область применимости ЛВП определяется условиями $60 < \rho < 500$. В эту область попадают эритроциты и их агрегаты.

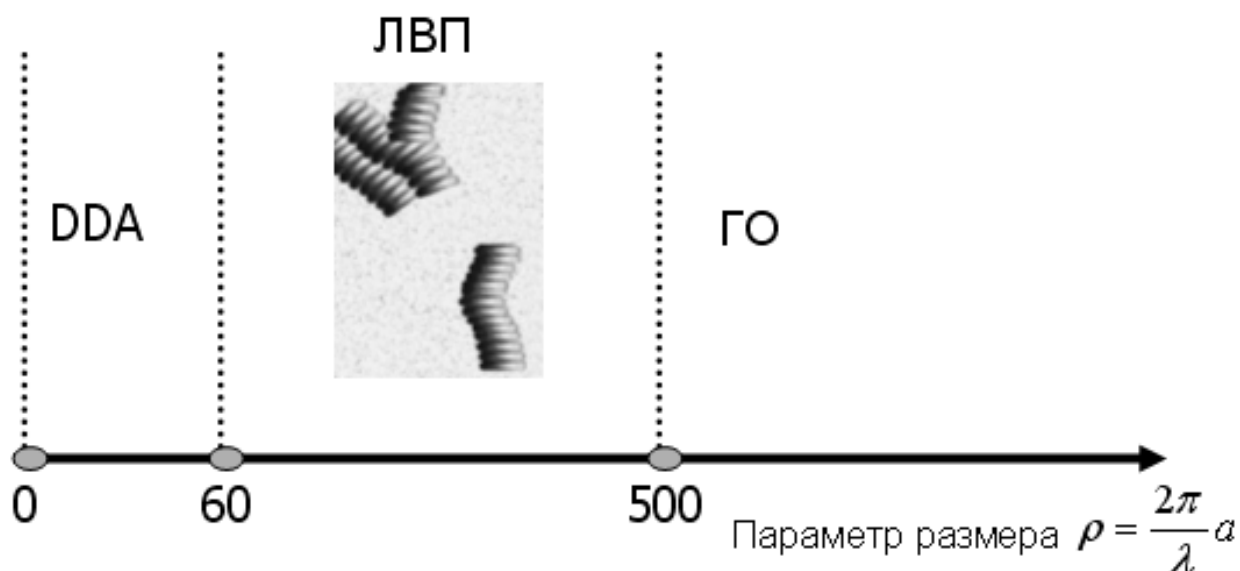


Рис. 16. Область применимости лучеволнового приближения на шкале волнового параметра размера частицы.

Литература

1. Дьяков Ю.Е., Никитин С.Ю. О взаимодействии и конкуренции прямого и обратного рассеяний при ВКР. Квантовая электроника, 1982, т. 9, N 6, с. 1259.
2. Дьяков Ю.Е., Крикунов С.А., Магницкий С.А., Никитин С.Ю., Тункин В.Г. Нестационарная когерентная спектроскопия комбинационного рассеяния газообразного водорода в области сужения Дики. ЖЭТФ, 1983, т. 84, N 6, с. 2013-2025.
3. Никитин С.Ю. Влияние некогерентности лазерных импульсов на характеристики сигнала нестационарной активной спектроскопии. Вестник Московского Университета. Серия 3: физика, астрономия, 1985, т. 26, N 3, с. 48.

4. Коломойцев Д.В., Никитин С.Ю. Анализ столкновительного сужения Q-полосы моды ν_1 молекулы CO_2 , наблюдаемого в области низких давлений газа. Оптика и спектроскопия, 1985, т. 59, N 5, с. 1021.
5. Коломойцев Д.В., Никитин С.Ю. Влияние некогерентности лазерных импульсов на сигнал нестационарной активной спектроскопии при зондировании неоднородно уширенных переходов. Оптика и спектроскопия, 1986, т. 60, N 3, с. 559.
6. Коломойцев Д.В., Никитин С.Ю. Анализ влияния частотного обмена на сигнал нестационарной активной спектроскопии. Оптика и спектроскопия, 1986, т. 61, N 6, с. 1201.
7. Коломойцев Д.В., Никитин С.Ю. Анализ экспериментальных данных по нестационарной активной спектроскопии молекулярного азота в приближении сильных столкновений. Оптика и спектроскопия, 1989, т. 66, N 2, с. 286.
8. Апанасевич П.А., Гахович Д.Е., Грабчиков А.С., Дьяков Ю.Е., Жмакин И.Н., Козич В.П., Кот Г.Г., Никитин С.Ю., Орлович В.А. Обратное ВКР в условиях жесткой фокусировки накачки. Известия АН СССР, серия физическая, 1989, т. 53, N 6, с. 1031-1037.
9. Морозов В.Б., Никитин С.Ю., Платонов Л.П., Тункин В.Г. Эффект насыщения в нестационарной активной спектроскопии. Вестник Московского Университета. Серия 3: физика, астрономия, 1989, т. 30, N 3, с. 32-38.
10. Никитин С.Ю., Платонов Л.П. Эффект насыщения в нестационарной активной спектроскопии: трехволновая модель. Вестник Московского Университета. Серия 3: физика, астрономия, 1990, т. 31, N 1, с. 48-54.
11. Апанасевич П.А., Дьяков Ю.Е., Котаев Г.Г., Круглик С.Г., Никитин С.Ю., Орлович В.А. Зависимость эффективности стационарного обратного вынужденного комбинационного рассеяния от длины волны и спектральной ширины возбуждающего света. Препринт Института Физики АН БССР. Минск, 1990, N 600, с. 1-42.
12. Коломойцев Д.В., Лободенко Е.И., Магницкий С.А., Никитин С.Ю., Тункин В.Г. Анализ экспериментальных данных по нестационарной

- активной спектроскопии газообразного аммиака. *Оптика и спектроскопия*, 1991, т. 70, N 2, с. 321-325.
13. Kolomoitsev D.V., Nikitin S.Yu. Physical effects in time-domain CARS of molecular gases. *Proceedings of SPIE*, 1991, v. 1402, p. 11-30.
 14. Burshtein A.I., Kolomoitsev D.V., Nikitin S.Yu., Storozhev A.V. Manifestation of adiabaticity and of strength of rotational inelastic collisions in time domain spectra of nitrogen. *Chemical Physics*, 1991, v. 150, N 2, p. 231.
 15. Коломойцев Д.В., Никитин С.Ю. Квантовые биения в условиях частотного обмена. *Оптика и спектроскопия*, 1991, т. 71, N 5, с. 809.
 16. Апанасевич П.А., Дьяков Ю.Е., Котаев Г.Г., Круглик С.Г., Никитин С.Ю., Орлович В.А. Стационарное обратное вынужденное комбинационное рассеяние в условиях немонохроматической накачки. *Известия Академии наук, серия физическая*, 1992, т. 56, N 12, с. 19-28.
 17. Коломойцев Д.В., Никитин С.Ю. К теории нестационарной спектроскопии неоднородно уширенных переходов. *Оптика и спектроскопия*, 1992, т. 73, N 5, с. 862-874.
 18. Жмакин И.Н., Никитин С.Ю., Сивашов Д.А. Динамика обратного вынужденного комбинационного рассеяния: численный эксперимент. *Вестник Московского Университета. Серия 3: физика, астрономия*, 1992, т. 33, N 1, с. 65.
 19. Никитин С.Ю., Сивашов Д.А. Обратное вынужденное комбинационное рассеяние сфокусированного пучка накачки: численный эксперимент. *Вестник Московского Университета. Серия 3: физика, астрономия*, 1992, т. 33, N 6, с. 69.
 20. Никитин С.Ю., Сивашов Д.А. Обратное вынужденное комбинационное рассеяние гауссова импульса накачки: численный эксперимент. *Вестник Московского Университета. Серия 3: физика, астрономия*, 1992, т. 33, N 4, с. 66.
 21. Apanasevich P.A., D'yakov Yu.E., Kotaev G.G., Kruglik S.G., Nikitin S.Yu., Orlovich V.A. Efficiency of steady-state backward stimulated Raman

- scattering as a function of the wavelength and spectral line width of pump radiation. *Laser Physics*, 1993, v. 3, N 1, p. 131-139.
22. Никитин С.Ю., Сивашов Д.А. Обратное вынужденное комбинационное рассеяние в режиме компрессии импульса: численный эксперимент. *Вестник Московского Университета. Серия 3: физика, астрономия*, 1993, т. 34, N 2, с. 31-37.
 23. Ганиханов Ф.Ш., Коломойцев Д.В., Коновалов И.Г., Кулясов В.Н., Морозов В.Б., Никитин С.Ю., Тункин В.Г. Исследование столкновительной дефазировки и спектрального обмена в атомах тулия методом нестационарной КАРС-спектроскопии. *Известия Академии наук, серия физическая*, 1993, т. 57, N 2, с. 154-164.
 24. Никитин С.Ю. Разность поляризуемостей как характеристика комбинационно-активных свойств молекулы. *Вестник Московского Университета. Серия 3: физика, астрономия*, 2002, N 3, с. 50.
 25. Nikitin S.Yu. Evaluation of a molecule size using data of the time-domain coherent anti-Stokes Raman spectroscopy. *Proceedings of SPIE*, 2006, v. 6259, p. 62590X.
 26. Lugovtsov A.E., Priezzhev A.V., Nikitin S.Yu. Light scattering by arbitrary oriented optically soft spheroidal particles: calculation in geometric optics approximation. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 2007, v. 106, p. 285-296.
 27. Луговцов А.Е., Никитин С.Ю., Приезжев А.В. Лучеволновое приближение для расчета рассеяния лазерного излучения прозрачной диэлектрической сфероидальной частицей. *Квантовая электроника*, 2008, т. 38, N 6, с. 606-611.
 28. A.V. Priezzhev, S.Yu. Nikitin, A.E. Lugovtsov. Ray-wave approximation for the calculation of laser light scattering by transparent dielectric particles, mimicking red blood cells or their aggregates. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 2009, v. 110, N 14-16, p. 1535-1544.
 29. С.Ю. Никитин. Нестационарное когерентное антистоксово рассеяние света как метод измерения коэффициента диффузии и размера молекул

в газообразной среде. Квантовая электроника, 2009, т. 39, N 7, с. 649-652.

30. С.Ю.Никитин, А.Е.Луговцов, А.В.Приезжев. К проблеме видности дифракционной картины в лазерной дифрактометрии эритроцитов. Квантовая электроника, 2010, том 40, N 12, с. 1074-1076.
31. С.Ю.Никитин, А.Е.Луговцов, А.В.Приезжев, В.Д.Устинов. Связь видности дифракционной картины с дисперсией размеров частиц в эктацитометре. Квантовая электроника, 2011, т. 41, N 9, с. 843-846.
32. S.Yu. Nikitin, A.V. Priezzhev, and A.E. Lugovtsov. Laser Diffraction by the Erythrocytes and Deformability Measurements. In: Advanced Optical Flow Cytometry: Methods and Disease Diagnoses. Edited by Valery V. Tuchin, published by Wiley, 2011, p. 133-154.
33. Никитин С.Ю., Кормачева М.А., Приезжев А.В., Луговцов А.Е. Рассеяние лазерного пучка на неоднородном ансамбле эллиптических дисков, моделирующих красные клетки крови в эктацитометре. Квантовая электроника, 2013, т. 43, N 1, с. 90-93.
34. S. Yu. Nikitin, A.V. Priezzhev, A. E. Lugovtsov. Analysis of laser beam scattering by an ensemble of particles modeling red blood cells in ektacytometer. Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, 2013, v. 121, p. 1-8.
35. Никитин С.Ю. Нестационарное когерентное антистоксово рассеяние света в газах и статистическая механика газообразной среды. Ломоносовские чтения - 2013. Секция физики. Сборник тезисов докладов. – М., Физический факультет МГУ, 2013, с. 5-13.
36. Никитин С.Ю., Приезжев А.В., Луговцов А.Е., Устинов В.Д. Измерение асимметрии распределения эритроцитов по деформируемости методом лазерной эктацитометрии. Квантовая электроника, 2014, т. 44, N 8, с. 774 – 778.
37. Nikitin S.Yu, Priezzhev A.V., Lugovtsov A.E., Ustinov V.D., Razgulin A.V. Laser ektacytometry and evaluation of statistical characteristics of inhomogeneous ensembles of red blood cells. Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, 2014, v. 146, p. 365 – 375.

38. Никитин С. Ю., Приезжев А. В., Луговцов А. Е., Устинов В. Д. Методы светорассеяния применительно к задачам изучения микрореологических свойств крови. Юбилейная научная конференция Ломоносовские чтения. Секция физики. Сборник тезисов докладов. – М., Физический факультет МГУ, 2015, с. 10-19.
39. S. Yu. Nikitin, A. E. Lugovtsov, V. D. Ustinov, M.D. Lin, A. V. Priezzhev. Study of laser beam scattering by inhomogeneous ensemble of red blood cells in a shear flow. *Journal of Innovative Optical Health Science*, 2015, v. 8, N 4, p. 1550031.
40. С. Ю. Никитин Ю. С. Юрчук. Упрощенный алгоритм измерения дисперсии деформируемости эритроцитов на основе метода лазерной эктацитометрии. *Квантовая электроника*, 2015, т. 45, N 8, с. 776 -780.
41. Bloembergen N. *Nonlinear Optics*, 1964. Русский перевод: Бломберген Н. *Нелинейная оптика*. М., Мир, 1966.
42. Дьяков Ю.Е. Осевое антистоксово излучение и эффект зависимости порога ВКР от фокусного расстояния. *Краткие сообщения по физике. ФИАН*. 1973, N 12, с. 34-40.
43. Bischel W.K., Dyer M.J. Absolute Raman-Gain Measurements in hydrogen. *Journal of Optical Society of America*, 1984, v. A1, p. 1252.
44. Bessis M., Mohandas N. A diffractometric method for the measurement of cellular deformability. *Blood Cells*, 1975, v. 1, p. 307-313.
45. J.G.G.Dobbe, M.R.Hardeman, G.J.Streekstra, J.Starckee, C.Ince, C.A.Grimbergen. Analyzing red blood cell-deformability distributions. *Blood Cells, Molecules, and Diseases*, 2002, v. 28, N 3, p. 373.
46. Streekstra G.J., Dobbe J.G.G., Hoekstra A.G. Quantification of the poorly deformable red blood cells using ektacytometry. *Optics Express*, 2010, v. 18, N 13, p. 14173.
47. J.-C.Ravey, P.Mazeron. Light scattering in the physical optics approximation; application to large spheroids. *J. Optics (Paris)*, 1982, V. 13, N. 5, p.273-282.