МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ

САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИНФОРМАЦИОННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ, МЕХАНИКИ И ОПТИКИ

ПРИОРИТЕТНЫЕ НАЦИОНАЛЬНЫЕ ПРОЕКТЫ «Образование»

ПОБЕДИТЕЛЬ КОНКУРСА ИННОВАЦИОННЫХ ОБРАЗОВАТЕЛЬНЫХ ПРОГРАММ ВУЗОВ

ПРОБЛЕМЫ КОГЕРЕНТНОЙ И НЕЛИНЕЙНОЙ ОПТИКИ

Сборник статей

Под ред. И.П. Гурова и С.А. Козлова

ИТМО
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

Санкт-Петербург
2008

УДК 535.131

Авторы:
Алексеев А.М., Балтийский С.А., Васильев В.Н., Воробьева Е.А., Гуров И.П., Денисюк А.И., Киракозов А.Х., Козлов С.А., Коппола Д., Куля М.С., Мазуренко Ю.Т., Маймистов А.И., Де Никола С., Никоноров Н.В., Новоселов Е.В., Турков В.К., Уманец А.В., Ферраро П., Финицио А.

Проблемы когерентной и нелинейной оптики: Сборник статей / Под ред. С.А. Козлова, И.П. Гурова. – СПб: СПбГУ ИТМО, 2008. 140 с.: ил.

Обсуждаются новые идеи, методы и модели в теории распространения ультракоротких и предельно коротких импульсов электромагнитного излучения, в оптической когерентной томографии и цифровой голографии и т.п.

В 2007 году СПбГУ ИТМО стал победителем конкурса инновационных образовательных программ вузов России на 2007–2008 годы. Реализация инновационной образовательной программы «Инновационная система подготовки специалистов нового поколения в области информационных и оптических технологий» позволит выйти на качественно новый уровень подготовки выпускников и удовлетворить возрастающий спрос на специалистов в информационной, оптической и других высокотехнологичных отраслях экономики.

ISBN 5-7577-0320-2 (978-6-7577-0320-6)

ПРЕДИСЛОВИЕ

Уважаемый читатель. Предлагаем Вашему вниманию пятый выпуск издания «Проблемы когерентной и нелинейной оптики». Как и предыдущие четыре [1-4], этот сборник состоит из двух частей. Первая часть – это статьи обзорного характера, которые посвящены ряду интересных и перспективных, с нашей точки зрения, направлений исследований в современной оптической науке. Обсуждаются новые идеи, методы и модели в теории распространения ультракоротких и предельно коротких импульсов электромагнитного излучения, в оптической когерентной томографии и цифровой голографии и т.п. Статьи сборника подготовлены известными в рассматриваемых областях оптической науки и техники специалистами. Большая часть из них – преподаватели факультета фотоники и оптоинформатики Санкт-Петербургского государственного университета информационных технологий, механики и оптики. Среди авторов есть и наши коллеги из Москвы, а также зарубежные партнеры из Италии. Мы надеемся, что статьи этого раздела книги найдут своего читателя как в профессиональной среде, так и среди только начинающих свой путь в оптической науке студентов и аспирантов.

Вторая часть сборника – это оригинальные статьи молодых ученых, большинство из которых являются членами молодежной ассоциации «Оптика – XXI век» [5]. Среди авторов сборника – как студенты, делающие только первые шаги в научно-исследовательской деятельности, так и аспиранты, чьи работы уже получили признание научной общественности. Надеемся, что и работы молодых авторов заинтересуют Вас. Почти половина статей молодых ученых в настоящем сборнике посвящена различным теоретическим и экспериментальным задачам фемтосекундной оптики и фемтотехнологиям, имеются работы по проблематике генерации излучения кратных и комбинационных частот, дифракции фемтосекундного спектрального суперконтинуума, методам оптической когерентной томографии и др.

Считаем важным подчеркнуть, что подготовка настоящего издания была поддержана администрацией Университета ИТМО, прежде всего его ректором В.Н. Васильевым, а также начальником НИЧ Л.М. Студеникиным. Мы весьма признательны за большую техническую работу по подготовке книги студентке факультета фотоники и оптоинформатики Е.М. Буяновской.

1. Проблемы когерентной и нелинейной оптики. Под ред. И.П. Гурова и С.А. Козлова – СПб, 2000, 278 с.
2. Проблемы когерентной и нелинейной оптики. Под ред. И.П. Гурова и С.А. Козлова – СПб, 2002, 248 с.

3. Проблемы когерентной и нелинейной оптики. Под ред. И.П. Гурова и С.А. Козлова – СПб, 2004, 276 с.
4. Проблемы когерентной и нелинейной оптики. Под ред. И.П. Гурова и С.А. Козлова – СПб, 2006, 268 с.
5. http://ysa.ifmo.ru

профессор И.П. Гуров
профессор С.А. Козлов

октябрь 2008 года

Часть 1.

Фундаментальные проблемы когерентной и нелинейной оптики

ВПОЛНЕ ИНТЕГРИРУЕМЫЕ МОДЕЛИ ТЕОРИИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ УЛЬТРАКОРОТКИХ И ПРЕДЕЛЬНО КОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ.

А.И. Маймистов

В настоящее время существует ряд моделей нелинейной оптики, основанных на вполне интегрируемых уравнениях, которые используются для описания распространения ультракоротких и предельно коротких импульсов электромагнитного излучения. Таковыми уравнениями являются хорошо известные нелинейное уравнение Шредингера и нелинейное уравнение Шредингера с производной, модифицированное уравнение Кортевега-де Фриза, уравнения синус-Гордона, уравнение Сазы-Садзумы и укороченные уравнения Максвелла-Блоха. Недавно к ним добавились три интегрируемые модели – укороченные уравнения Максвелла-Блоха для штарковских сред (характеризуемых постоянным дипольным моментом), уравнения Максвелла-Блоха с учетом поляризации излучения и уравнение Шафера-Вайна, предложенное в качестве альтернативы нелинейному уравнению Шредингера. Этим примерам посвящена основная часть настоящего обзора.

1. Введение

Развитие методов генерации очень коротких импульсов электромагнитного излучения привело к получению импульсов длительностью до нескольких колебаний напряженности электромагнитного поля [1-3]. Для оптического и УФ диапазона это импульсы длительностью порядка нескольких фемтосекунд (10^{-15} с) [4-8], аттосенундные (10^{-18} с) импульсы [2,3,9-15] отвечают рентгеновскому диапазону. Обсуждалась возможность получения всплесков излучения зептосекундной (10^{-21} с) длительности [16,17], что соответствует временам, характерным для ядерных процессов. По этой причине необходимо развивать методы теоретического описания распространения столь коротких импульсов, в том числе предельно коротких импульсов (ПКИ) электромагнитного излучения, имеющих только одно колебание. Для этой цели наиболее подходящими являются полные уравнения Максвелла, дополненные уравнениями, описывающими отклик среды. Помимо прямого численного моделирования процессов взаимодействия ПКИ со средой, важной проблемой является создание упрощенных моделей, которые позволяли бы получать аналитические результаты и в тоже время в максимально доступной мере учитывали бы характерные особенности явлений в поле ПКИ. Иногда анализ таких моделей приводит к появлению новых, ярких результатов, способствующих прогрессу в математической физике.

В случае, когда длительность оптических импульсов превышала несколько пикосекунд, вместо полных уравнений Максвелла используется укороченное волновое уравнения, которое определяет эволюцию огибающей импульса и его фазы. При этом предполагается, что огибающая меняется медленно на масштабах длины волны и обратной частоты несущей волны. Учет слабых дисперсии групповых скоростей и нерезонансной нелинейности достигается при использовании уравнения

$$ie_{,x} - s_2 e_{,tt} + \mu |e|^2 e = 0, \tag{1}$$

для нормированной комплексной функции – огибающей оптического импульса. В (1), которое называется нелинейным уравнением Шредингера (НУШ), параметр μ пропорциональный нелинейной восприимчивости третьего порядка учитывает мгновенный нелинейный отклик среды. Дисперсия групповых скоростей учитывается вторым слагаемым в (1), параметр s_2 положителен (отрицателен) для нормальной (аномальной) дисперсии. Замечательным свойством НУШ является то, что это уравнение вполне интегрируемое. Это означает, что существует (очень не простое) отображение на бесконечномерную систему линейных уравнений типа угол-действие, которые имеют вид $\varphi^a{}_{,t} = \omega^a$, $J^a{}_{,t} = 0$, где $a = 1,2,3,\ldots$ [18,19]. Для решения таких уравнений был создан чрезвычайно эффективный метод, получивший название метода обратной задачи рассеяния (МОЗР). Вполне интегрируемые уравнения имеют солитонные решения, которые являются устойчивыми по отношению к взаимным столкновениям и устойчивы относительно малых возмущений (надо заметить, что устойчивость не асимптотическая, то есть малые возмущения остаются малыми, а сам солитон изменив свои параметры, отделятся от возмущения). Это свойство делает поиск таких уравнений привлекательным для развития теорий эволюции нелинейных волн, в частности электромагнитных волн.

Для изучения распространения электромагнитных импульсов в резонансных нелинейных средах обычно используется модель двух или трехуровневых атомов. Здесь популярной моделью является система укороченного волновое уравнение Максвелла и уравнения Блоха (УМБ), описывающая медленно меняющиеся огибающую импульса, поляризацию и разность населенностей резонансных уровней [20,21]. Если длительность импульса меньше времен релаксации поляризации и разности населенностей, соответствующие уравнения УМБ являются вполне интегрируемыми. Солитонные решения этих уравнений отвечают импульсам, которые упруго взаимодействуют друг с другом, а в некоторых случаях могут образовать связанное состояние (оно называется бризером), которое моделирует импульс с высокочастотной фазовой и амплитудной модуляцией. Существуют также различные модификации уравнений УМБ, которые при определенных условиях тоже оказываются вполне интегрируемыми.

Переход к более коротким (до 10 фс) импульсам требует обобщения упомянутых выше (стандартных) моделей. Интересно, что если вместо приближения медленно меняющихся амплитуд и фаз (или комплексной огибающей) использовать приближение однонаправленной волны, то полные уравнения Максвелла-Блоха сводятся к системе уравнений, которые называются РМБ:

$$e_{,x} = -r_{1,t}\,,\ r_{1,t} = -r_2\,,\ r_{2,t} = r_1 + er_3\,,\ \ r_{3,t} = -er_2\,, \qquad (2)$$

где $e(x,t)$ есть нормированное электрическое поле импульса или мгновенная частота Раби, а (r_1, r_2, r_3) – компоненты вектора Блоха [20]. Интегрируемость этих уравнений была доказана в [22] и найдены решения, описывающие импульсы в одно колебание – солитоны, и импульсы в несколько (произвольное число) колебаний – бризеры. Обобщение (2) на случай двухкомпонентного электромагнитного поля предложено в [24-25], где была рассмотрена интегрируемая модель, описывающая частный случай резонансной двухуровневой среды.

Долгое время эти два примера (то есть, уравнения (1) и (2) и их расширения) исчерпывали семейство вполне интегрируемых моделей, используемых для описания распространения коротких импульсов в нелинейных средах. Развитие волоконной оптики вызвало разработку новых теорий аналитического описания импульсов, когда приближение медленно меняющейся огибающей импульса становится неправильным. Да и само понятие огибающей теряет смысл, если говорить об импульсе в одно или два колебания или отсутствует несущая волна. Далее будут обсуждаться способы описания таких коротких импульсов, в которых аналитические результаты достигались путем сведения исходных уравнений к известным вполне интегрируемым уравнениям. Затем, в последующих разделах будут рассмотрены подробно три случая, приводящие к новым уравнениям такого рода.

2. Теории, в которых возникают вполне интегрируемые уравнения

Развитие теории распространения фемтосекундных импульсов в нерезонансных средах исходило из необходимости учета дисперсии групповых скоростей следующего, третьего порядка и учета дисперсии нелинейного отклика среды. Так вместо НУШ было рассмотрено (на пример, см. [26]) уравнение следующего вида

$$ie_{,x} - s_2 e_{,tt} + \mu |e|^2 e + i\left(s_3\eta_3 e_{,ttt} + \mu_2 |e|^2 e_{,t} + \mu_3 e(ee^*)_{,t}\right) = 0. \qquad (3)$$

Параметр η_3 учитывает дисперсии групповых скоростей третьего порядка, параметры μ_2 и μ_3 отвечают двум эффектам, обусловленным инерциальностью отклика нелинейной поляризации среды – рамановскому саморассеянию и образованию ударной волны. Следует напомнить, что НУШ, в общем случае, является уравнением, учитывающим нелинейность и дисперсию в наименьшей мере, так что (2) является следующим приближением, на один шаг в сторону теории для ПКИ. Если положить $\eta_3 = 0$, $\mu_2 = \mu_3 = 1$, то (3) превращается в обобщенное НУШ (иногда обозначаемое как DNLS), которое вполне интегрируемо [27]. Если положить $\eta_3 = 1$, $\mu_2 = \pm 6$, $\mu_3 = 0$, то (2) сводится к другому интегрируемому обобщению НУШ – уравнение Хироты [28]. Для произвольных значений параметров уравнение (3) аналитически не решается. Однако, оказалось, что существует еще одно соотношение между параметрами в (3), при котором оно сводится к новому вполне интегрируемому уравнению [29-32]. Если $s_3\eta_3 = -\varepsilon$, $\mu_2 = 6\varepsilon$, $\mu_3 = 3\varepsilon$, где $\varepsilon = \pm 1$ и ввести новую переменную $\tau = t - \varepsilon x/3$, то функция $u(\tau, x) = e(t, x)\exp\{i\mu t/6\varepsilon - i2s_2 x/27\}$ будет удовлетворять уравнению

$$u_{,x} + \varepsilon\left(u_{,\tau\tau\tau} + 6|u|^2 u_{,\tau} + 3u(|u|^2)_{,\tau}\right) = 0. \qquad (4)$$

Для этого уравнения в [29] было найдено представление нулевой кривизны, что позволяет решить его методом обратной задачи рассеяния [18,19] и доказать его интегрируемость. Различные многосолитонные решения этого уравнения и его билинейная форма были найдены в последующих работах [30-32]. Надо заметить, что (4) является новым примером вполне интегрируемого уравнения, не вкладываемого в иерархию интегрируемых уравнений НУШ. Обобщение (4) на случай двухкомпонентного поля рассматривалось, и представление нулевой кривизны также было получено [32,33].

На недостатки моделей, основанных на обобщении НУШ, и модели двухуровневых атомов обращалось внимание во многих работах, среди которых [34-36]. Самое правильное – это использовать полные уравнения Максвелла и уравнения, описывающие линейный и нелинейный отклик среды. Есть много работ, где линейный отклик задается не мгновенным, то есть линейная поляризация определена интегралом типа свертки между функцией отклика и напряженностью электрического поля электромагнитной волны. При этом нелинейная часть поляризации иногда мгновенная, иногда нет. Интегрируемых моделей на этом пути не найдено. Другой путь состоит в дополнении уравнений Максвелла уравнениями движения нелинейных осцилляторов (например, [37-45]), смесью двухуровневых атомов, как в [46], или моделями многоуровневых атомов [47,48], если рассматриваются резонансные отклики. Среди таких работ следует отметить [49, 50], в которых введена и полуфеноменологическая модель нелинейного диэлектрика, как система трех связанных осцилляторов. Ряд результатов, полученных в рамках этой модели, представлен в [51]. Недавно были проведены исследования распространения и взаимодействия импульсов в несколько колебаний (бризеров) [52-55]. Численное моделирование эволюции циркулярно-поляризованного импульса показало, что парным соударениям волновых солитонов с малым числом осцилляций поля присущи свойства соударений солитонов НУШ.

В отмеченных работах вполне интегрируемые уравнения возникали в результате ряда дополнительных приближений, и это были уже известные уравнения. Например, уравнение НУШ, как высокочастотный предел уравнений движения модели Максвелла-Дюффинга [42]. Также возникали модифицированное уравнение Кортевега-де Фриза в [37, 39, 49,50, 56], уравнение синус-Гордона в [37, 55] и модифицированное уравнение синус-Гордона в [52,55,57]. В [46], где рассмотрено распространение ПКИ в среде из двух сортов двухуровневых атомов в резонансном и нерезонансном случаях, получено уравнение Конно- Камиямы-Сануки [58], которое интегрируемо с помощью МОЗР. Обзоры теорий и моделей, как интегрируемых, так и неинтегрируемых, используемых для описания распространение предельно коротких электромагнитных импульсов в нелинейной среде, представлены в [59,60].

Вместе с тем, исследования распространения ПКИ привели к построению трех моделей, которые базируются на вполне интегрируемых уравнениях, которые являются новыми, не сводимым к ранее известным. Основой МОЗР является представление нулевой кривизны, или U-V-представление, или пара Лакса для рассматриваемых нелинейных уравнений. В упомянутых трех случаях возникают пары Лакса, отличающиеся от используемой для классических интегрируемых уравнений [18].

3. Распространение предельно коротких импульсов в штарковской среде

Как правило, модели резонансного взаимодействия импульсов электромагнитного излучения с веществом учитывали несколько (два, три) состояний атомов (или молекул) для которых оператор дипольного момента не имеет диагональных элементов. Но, существуют среды (полярные молекулы, несимметричные квантовые точки, квантовые ямы) для которых оператор дипольного момента имеет диагональные элементы [61-66]. В средах такого рода имеет место линейный эффект Штарка. Ненулевые диагональные матричные элементы оператора дипольного момента могут быть индуцированы также внешними постоянными полями, нарушающими четность квантовых состояний, между которыми происходит резонансный переход под действием электромагнитного поля. При этом энергетические уровни будут смещаться пропорционально величине амплитуды этого поля. По аналогии с керровскими средами, среды с ненулевыми матричными элементами дипольного момента (или с постоянным дипольным моментом) можно назвать *штарковскими средами*. Недавно такие среды изучались в работах [48, 57, 66-76], где рассматривалось распространение очень коротких и предельно коротких импульсов электромагнитного излучения. Надо заметить, что модель штарковской среды может быть редуцирована в модель квадратично или квадратично-кубичной нелинейной среды в квазирезонансном приближении или в модель нелинейной нерезонансной среды (уравнение НУШ или его обобщения) в приближении медленно меняющихся огибающих и фаз ультракороткого импульса.

В упомянутых работах рассматривалась плоская электромагнитная волна, распространяющаяся в среде из атомов или молекул, у которых переход из основного состояния в возбужденное состояние характеризуется оператором дипольного момента, имеющим ненулевые как диагональные, так и недиагональные матричные элементы. В приближении двухуровневых атомов (молекул) [19] гамильтониан резонансной системы представляется в форме 2×2 матрицы:

$$\hat{H} = \frac{\hbar\omega_0}{2}\begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} d_{11}E & d_{12}E \\ d_{21}E & d_{22}E \end{pmatrix},$$

где E − напряженность электрического поля электромагнитной волны. Поляризация среды $P = n_A p$, где n_A − плотность атомов (молекул), выражена через поляризуемость одного атома (молекулы) p. Ее величина дается следующим выражением: $p = \mathrm{tr}\hat{\rho}\,\hat{d} = \rho_{11}d_{11} + \rho_{22}d_{22} + \rho_{12}d_{21} + \rho_{21}d_{12}$. Для ПКИ предполагается, что всеми релаксационными процессами в системе атомов можно пренебречь. Следовательно, матрица плотности $\hat{\rho}$ удовлетворяет следующему условию $\mathrm{tr}\hat{\rho} = \rho_{11} + \rho_{22} = 1$. С учетом этого условия выражение для поляризуемости можно переписать как:

$$p = (d_{11} + d_{22})/2 + (d_{11} - d_{22})(\rho_{11} - \rho_{22})/2 + \rho_{12}d_{21} + \rho_{21}d_{12}. \qquad (5)$$

В скалярном случае уравнения Максвелла приводят к волновому уравнению

$$E_{,zz} - c^{-2}E_{,tt} = 4\pi n_A \langle p_{,tt} \rangle, \qquad (6)$$

где поляризуемость p дается выражение (5). В правой части уравнения (6) суммирование по всем атомам и деление результата на плотность n_A обозначено уголковыми скобками. Матричные элементы матрицы плотности изменяются во времени согласно уравнениям, следующим из уравнения Неймана для матрицы плотности $\hat{\rho}$, и записываются как:

$$i\hbar\rho_{21,t} = -[\hbar\omega_0 - (d_{22} - d_{11})E]\rho_{21} + d_{21}(\rho_{22} - \rho_{11})E, \qquad (7.1)$$
$$i\hbar(\rho_{22} - \rho_{11})_{,t} = 2d_{12}E\rho_{21} - 2d_{21}E\rho_{12}, \qquad (7.2)$$

Эту систему уравнений можно называть уравнениям Блоха, несмотря на небольшое отличие от обычных уравнений Блоха для двухуровневых атомов или спинов в магнитном поле [20]. Удобно ввести вектор Блоха $\mathbf{r}$, компоненты которого выражаются через матичные элементы матрицы плотности как

$$r_1 = \rho_{12} + \rho_{21}, \quad r_2 = -i(\rho_{12} - \rho_{21}), \quad r_3 = \rho_{22} - \rho_{11}.$$

Постоянные фазы матричных элементов матрицы плотности $\hat{\rho}$ и оператора дипольного момента $\hat{d}$ могут быть выбраны (или скомбинированы) так, чтобы $d_{12} = d_{21} = d$. Теперь, полную систему уравнений рассматриваемой модели можно записать в следующем виде

$$\begin{aligned}
&E_{,zz} - c^{-2}E_{,tt} = 4\pi n_A \langle (d_{22} - d_{11})r_{3,tt}/2 + d r_{1,tt} \rangle, \\
&r_{1,t} = -[\omega_0 + (d_{11} - d_{22})E/\hbar]r_2, \\
&r_{2,t} = [\omega_0 + (d_{11} - d_{22})E/\hbar]\, r_1 + 2(dE/\hbar)r_3, \\
&r_{3,t} = -2(dE/\hbar)r_2,
\end{aligned} \qquad (8)$$

Здесь предполагалось, что если диполи молекул не ориентированы в общем для них всех направлении, суммарная поляризуемость нулевая, то есть $\langle d_{11}+d_{22}\rangle = 0$.

Система (8) отличается от известной системы Максвелла-Блоха [20,21] слагаемыми, пропорциональными параметру $(d_{11}-d_{22})$. Уравнения следует дополнить начальными и краевыми условиями. Роль эволюционной переменной в данной задаче играет координата z , по этому начальным условием следует считать исходный электромагнитный импульс: $E(t,z=0)=E_{in}(t)$. Краевыми условиями здесь будут следующие выражения:

$$E(t,z)=0\,,\quad \partial E(t,z)/\partial t=0\,,\quad r_1(t,z)=r_2(t,z)=0\,,\quad r_3(t,z)=-1 \text{ при } t\to\pm\infty\,.$$

Эти условия отвечают решениям в виде уединенных волн, распространяющихся вдоль оси z. Аналитическое решение системы уравнений (8) в обще случае неизвестно.

В статье [70] было найдено, что система уравнений (8) в пределе однородной линии резонансного поглощения имеет стационарное решение, которое описывает распространение импульс в форме всплеска электромагнитного поля

$$E_s^{(\pm)}(t,z)=\pm(\hbar/t_s d)\left\{\sqrt{1+\mu^2+(\mu t_s\omega_0)^2}\cosh\left[(t\pm z/V-t_0)/t_s\right]\pm\mu t_s\omega_0\right\}^{-1}, \tag{9}$$

где $\mu=(d_{11}-d_{22})/d$. Знак $\pm$ учитывает различные полярности этого импульса и проекцию скорости распространения на ось Z. Надо заметить, что амплитуды стационарных ПКИ различной полярности различны, в отличие от обычного случая, когда $\mu=0$. Скорость распространения этого ПКИ V определяется из следующего выражения:

$$(c/V)^2=1+\alpha(t_s\omega_0)[1+(t_s\omega_0)^2]^{-1}, \tag{10}$$

где $\alpha=8\pi n_A d_{12}^2(\hbar\omega_0)^{-1}$. Выражение (10) показывает, что линейный высокочастотный эффект Штарка не влияет на скорость распространения стационарного ПКИ.

Помимо ПКИ (9) существует ПКИ лоренцевской формы, его фронты спадают более медленно (алгебраически), нежели в случае (9). Надо заметить, что если $\mu>0$, полярность этого "алгебраического" стационарного ПКИ отрицательна, тогда как при $\mu<0$, полярность его положительна. Напряженность электрического поля такого алгебраического стационарного ПКИ представляется следующей формулой

$$E_{al}(t,z) = E_m\left\{1 + \left[(t \pm z/V_{al} - t_0)/t_{al}\right]^2\right\}^{-1}, \qquad (11)$$

где амплитуда ПКИ E_m и его длительность t_{al} определены как

$$E_m = \frac{4\hbar\omega_0(d_{22} - d_{11})}{4d^2 + (d_{22} - d_{11})^2}, \quad \frac{1}{t_{al}} = \frac{\omega_0(d_{22} - d_{11})}{\sqrt{4d^2 + (d_{22} - d_{11})^2}}.$$

Выражение для скорости рассматриваемого стационарного ПКИ может быть найдено из определения параметра α и дается выражением

$$(c/V)^2 = 1 + 8\pi n_A d^2/\hbar\omega_0. \qquad (12)$$

Возможность распространения такого "алгебраического" стационарного импульса является отличительной особенностью штарковской среды, тогда как в случае обычной модели двухуровневых атомов с нулевыми матричными моментами оператора дипольного момента стационарные ПКИ имеют экспоненциально затухающие хвосты.

Существует еще один класс точных решений уравнений (8) – кноидальные волны (*cnoidal waves*) – описывающих стационарные периодические волны. Поскольку сами исходные уравнения справедливы при условии, что длительность ПКИ много меньше времен релаксации населенности и поляризации среды, кноидальные волны не принадлежат классу ПКИ и не рассматривались.

Импульсы (9) и (11) отвечают волнам бегущим в одно сторону, вдоль или против направления оси координат. Если заранее предположить, что волны распространяются только в одном направлении, то полные уравнения Максвлла-Блоха сводятся к боле простой системе уравнений (редуцированным уравнениям Максвелла-Блоха, или РМБ), что часто использовалось в теории самоиндуцированной прозрачности [77,78] (см. также [79-81].).

Для рассматриваемого случая штарковской среды система РМБ имеет следующий вид [67-69,71]

$$\begin{aligned}
&E_{,z} + c^{-1}E_{,t} = -2\pi n_A\langle (d_{22} - d_{11})r_{3,t}/2 + dr_{1,t}\rangle, \\
&r_{1,t} = -[\omega_0 + (d_{11} - d_{22})E/\hbar]r_2, \; r_{2,t} = [\omega_0 + (d_{11} - d_{22})E/\hbar]\,r_1 + 2(dE/\hbar)r_3, \\
&r_{3,t} = -2(dE/\hbar)r_2,
\end{aligned} \qquad (13)$$

Эти уравнения удобно переписать в нормированной форме, аналогично уравнениям (2)

$$e_{,x} = r_2\,,\quad r_{1,t} = -(1+\mu e)r_2\,,\quad r_{2,t} = (1+\mu e)r_1 + er_3\,,\quad r_{3,t} = -er_2 \tag{14}$$

Замечательным отличием этой системы от (8) является то, что она допускает представление нулевой кривизны [67,68] и поэтому может быть решена с помощью МОЗР.

4. Представление нулевой кривизны для (14)

Метод обратной задачи рассеяния основывается на паре линейных уравнений

$$\psi_{,t} = \hat{U}\psi\,,\quad \psi_{,x} = \hat{V}\psi\,. \tag{15}$$

где

$$\hat{U} = \begin{pmatrix} U_{11} & U_{12} \\ U_{21} & U_{22} \end{pmatrix},\quad \hat{V} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & -A \end{pmatrix}.$$

Условие совместности уравнений в (15) приводит к матричному уравнению $\hat{U}_{,x} = \hat{V}_{,t} + \hat{V}\hat{U} - \hat{U}\hat{V}$, которое, в том случае, если оно совпадает с (14), называется представление нулевой кривизны (или U-V-представление) для (14). Это будет так, если [68]

$$\hat{U} = \begin{pmatrix} -\eta + \dfrac{\mu}{4\eta}e & \dfrac{1}{2}\left[1+\dfrac{\mu^2}{4\eta^2}\left(1+4\eta^2\right)\right]^{1/2} e \\ -\dfrac{1}{2}\left[1+\dfrac{\mu^2}{4\eta^2}\left(1+4\eta^2\right)\right]^{1/2} e & \eta - \dfrac{\mu}{4\eta}e \end{pmatrix}, \tag{16.1}$$

$$\hat{V} = \begin{pmatrix} \dfrac{-1}{1+4\eta^2}\left\{\eta r_3 + \mu\left(\eta + \dfrac{1}{4\eta}\right)r_1\right\} & \dfrac{(-r_1+2\eta r_2)}{2(1+4\eta^2)}\left[1+\dfrac{\mu^2}{4\eta^2}\left(1+4\eta^2\right)\right]^{1/2} \\ \dfrac{(r_1+2\eta r_2)}{2(1+4\eta^2)}\left[1+\dfrac{\mu^2}{4\eta^2}\left(1+4\eta^2\right)\right]^{1/2} & \dfrac{1}{1+4\eta^2}\left\{\eta r_3 + \mu\left(\eta + \dfrac{1}{4\eta}\right)r_1\right\} \end{pmatrix}, \tag{16.2}$$

гд $\eta = i\lambda$. Надо заметить, что если $\mu \to 0$, то (16) дают известное U-V-представление для классических уравнений РМБ (см [78]).

В общем случае, U-V-представление не единственное. Существуют преобразования (называемое калибровочным преобразованием) функции ψ в (15) $\tilde{\psi} = G\psi$, которое затрагивают U-V-матрицы, но не изменяют уравнение само матричное уравнение $\hat{U}_{,x} = \hat{V}_{,t} + \hat{V}\hat{U} - \hat{U}\hat{V}$. Можно найти такое калибровочное преобразование, что новая U-матрица будет иметь следующий вид

$$\hat{\hat{U}} = -\xi\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} + \frac{1}{2}w(t,x)\begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix},$$

где новый потенциал w и спектральный параметр ξ связаны с входящими в (16.1) e и η следующими выражениями

$$w(t,x) = \frac{\mu}{\sqrt{1+\mu^2}} + \sqrt{1+\mu^2}\,e(t,x), \quad \xi^2 - \eta^2 = \frac{\mu^2}{4(1+\mu^2)}.$$

Именно это U-V-представление было найдено в работе [67] и далее использовано в [69, 71] и в [48]. Выражение для преобразованной матрицы V громоздкое (см. [48,67]) и потому здесь не приведено. Легко найти солитонные решения (14) при условии, что $w = 0$, которые описывают распространение ПКИ $e(t,x)$ на ненулевом фоне. Сложнее найти солитонные решения (14) для случая $e(t,0) = 0$, который отвечает очень короткому всплеску электромагнитного излучения на входе в резонансную среду.

Представление нулевой кривизны, помимо способа перехода к переменным типа угол-действие, решения задачи Коши, позволяет записать рекуррентные соотношения, связывающие различные решения системы (14). Эти соотношения (преобразования Бёклунда, преобразования Дарбу) дают возможность по известному решению построить новое решение. Например, из «вакуумного» решения получить односолитонное решение, из односолитонного решения – двухсолитонное решение, и т.д. Двухсолитонные решения для (13) или (14) получено в [67], а для частного случая в [45] дано многосолитонное решение. Односолитонное решение, отвечающее стационарному ПКИ имеют следующую форму

$$E_s(t,z) = (\hbar / t_s d)\left\{\sqrt{1+\mu^2+(\mu t_s\omega_0)^2}\cosh\left[(t - z/V - t_0)/t_s\right] + \mu t_s\omega_0\right\}^{-1}, \tag{17}$$

где
$c/V = 1 + (\alpha/2)(t_s\omega_0)^2/[1+(t_s\omega_0)^2]$.

Для уравнений (13) или (14) можно найти решение в виде алгебраического солитона, подобного (11). Но, наиболее интересным оказалось, что существуют нестационарные импульсы, электрическое поле которых совершает несколько колебаний внутри ПКИ, при том, что он остается локализованным в пространстве и времени. Эти импульсы были найдены в работе [67] при анализе двухсолитоного решения уравнений (13), полученного с помощью преобразования Бёклунда. Их формирование наблюдалось затем при численном моделировании эволюции начального достаточно мощного импульса [72]. Позже в работе [73] для двухсолитонных решений (13) были вновь получены аналитические выражения. Такие нестационарные ПКИ из-за их осциллирующего поведения можно называть *бризерами*. В случае нулевого постоянного дипольного момента (точнее при $(d_{11}-d_{22})=0$), найденные бризеры переходят в 0π-импульсы теории СИП МакКолла-Хана [77]. Но, в случае штарковских сред площадь под огибающей бризера не равна нулю, Рис.1. В работе [72] помимо бризеров также было продемонстрировано образования и распространения нескольких однополярных (в одно колебание) уединенных волн – солитонов (13) для различных знаков параметра $(d_{11}-d_{22})/d$, Рис. 2 и 3. Как обычно, число солитонов растет с увеличением площади входного однополярного импульса.

Дальнейшее обобщение модели штарковской среды связано с учетом большего числа резонансных уровней [48, 74]. В качестве приложения следует отметить исследования отражение и преломления ПКИ на границе раздела диэлектрических сред, содержащей тонкую пленку двухуровневых атомов с постоянным дипольным моментом [75, 76].

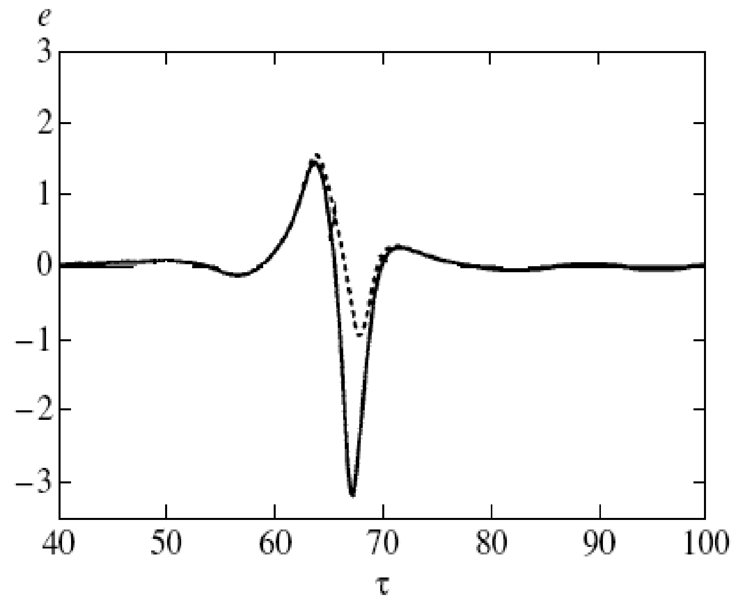

Рис. 1. Сплошная линия соответствует бризеру системы (13) для $\mu = -1$ [69]. Пунктирная линия отвечает 0π импульсу МакКолла-Ханна [77].

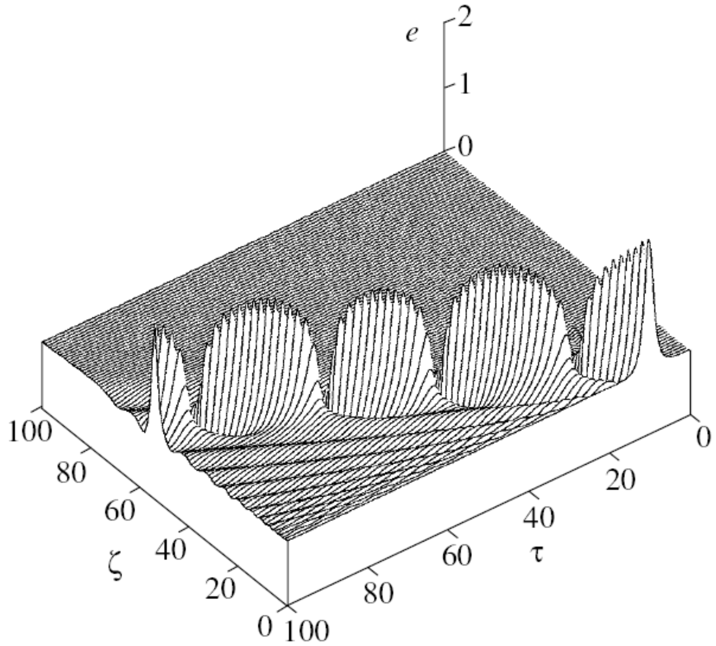

Рис. 2. (а) Образование бризера из начального однополярного ПКИ при $\mu < 0$ ($\mu = -1$) [72].

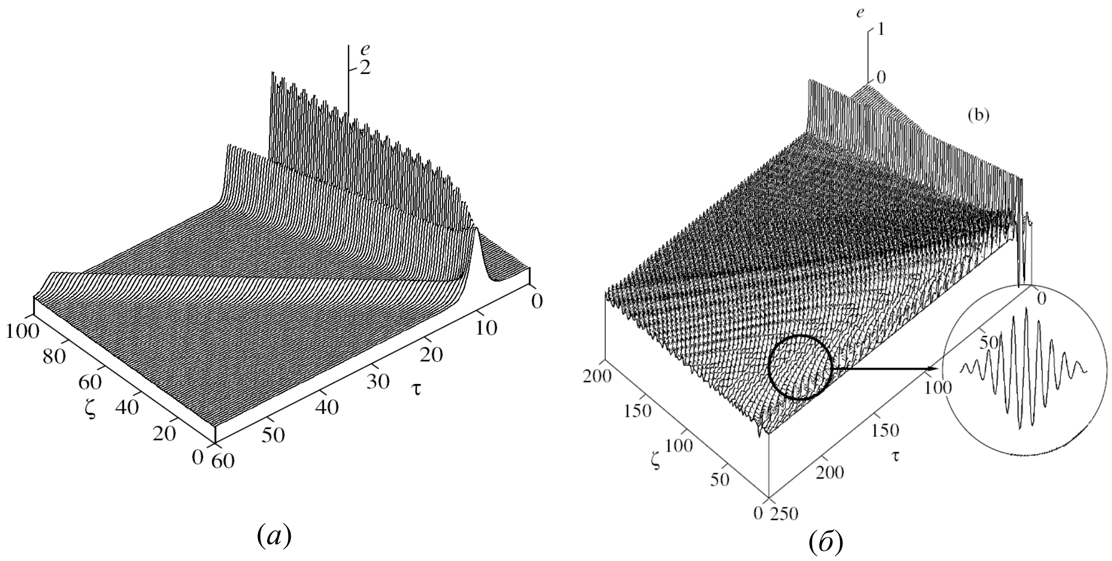

Рис. 3 (а) Эволюция исходного однополярного ПКИ – разбиение его на отдельные солитоны в штарковской среде при $\mu > 0$ ($\mu = 2$) [72].

Рис.3 (б). Эволюция исходного ПКИ, взятого в форме 0π-импульса, демонстрирующая разбиение его на солитон и бризер в штарковской среде при $\mu > 0$ ($\mu = 1$) [72]. На вставке показан профиль поля, отвечающего бризеру, движущемуся значительно медленнее солитона.

5. Когерентное распространение поляризованных импульсов

Распространение ПКИ в резонансной среде двухуровневых атомов описывалось в приближении однонаправленной волны вполне интегрируемой моделью [21,22], основанной на скалярных уравнениях РМБ (2). Учет поляризации электромагнитного поля, сохраняющий свойство интегрируемости был сделан в [23]. Рассматривалось взаимодействие ПКИ с двухуровневой средой, состоящей из атомов с энергетическим σ переходом ($\Delta J = \Delta m = 0$, где J и m обозначают полный угловой момент и его проекцию на ось квантования, соответственно). В этом случае матричный элемент дипольного момента записывается как $\mathbf{d} = d_x\mathbf{e}_x - id_y\mathbf{e}_y$, где $\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y$ – орты декартовой системы координат, определяющие оси X и Y, ортогональные направлению распространения волны Z. Уравнения для компонент электромагнитного импульса имеют вид

$$E^{(x)}_{,zz} - c^{-2}E^{(x)}_{,tt} = 4\pi c^{-2}n_A d_x r_{1,tt}\,, \quad E^{(y)}_{,zz} - c^{-2}E^{(y)}_{,tt} = 4\pi c^{-2}n_A d_y r_{2,tt}\,, \tag{18}$$

а уравнения Блоха в данном случае имеют вид

$$r_{1,t} = -\omega_0 r_2 + (d_y/\hbar)E^{(y)}r_3\,, \quad r_{2,t} = \omega_0 r_1 - (d_x/\hbar)E^{(x)}r_3\,, \tag{19}$$

$$r_{3,t} = (d_x / \hbar) E^{(x)} r_2 - (d_y / \hbar) E^{(y)} r_1 .$$

Используя приближение однонаправленной волны, и вводя нормированные зависимые e_1, e_2 и независимые переменные *x* и *t*, систему векторных РМБ (вРМБ) можно записать [24-25] как

$$\begin{aligned} &e_{1,x} = r_{1,t}, \quad e_{2,x} = \rho^2 r_{2,t}, \\ &r_{1,t} = -r_2 + e_2 r_3, \; r_{2,t} = r_1 - e_1 r_3, \; r_{3,t} = e_1 r_2 - e_2 r_1, \end{aligned} \tag{20}$$

где $\rho = d_y / d_x$. Заметьте, что если сделать замену $(r_1, r_2, r_3) \to (-r_1, -r_2, r_3)$, то при $e_2 = 0$ система (20) трансформируется в (2).

Изотропный случай, $d_y = d_x$, рассмотренный в [25], дает вРМБ, интегрируемую с помощью МОЗР, основанному на паре линейных уравнений

$$\psi_{,t} = \hat{U}\psi, \; \psi_{,x} = \hat{V}\psi .$$

где

$$\hat{U} = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} -i\lambda^2 & \lambda e \\ \lambda e^* & i\lambda^2 \end{pmatrix}, \quad \hat{V} = \frac{-\lambda}{2(1+\lambda^2)}\begin{pmatrix} i\lambda r_3 & r \\ r^* & -i\lambda r_3 \end{pmatrix}. \tag{21}$$

В U-V-матрицах используются обозначения $e = e_1 + ie_2$ и $r = r_1 + ir_2$. Таким образом, изотропный случай приводит к спектральной задаче Каупа-Ньюэлла [27], как при решении НУШ с производной. Солитонные решения можно найти в указанной статье. Авторы [25] получили многосолитонные решения системы вРМБ методом преобразований Дарбу и Бёклунда. Среди этих решений имеются и бризеры, которые описывают электромагнитные импульсы с малым числом колебаний поля:

$$e_{br}(x,t) = -2im \sin 2\varphi \frac{\cosh[t \sin 2\varphi - (x/2)\cot\varphi + i\varphi]}{\cosh^2[t\cos 2\varphi + (x/2) + i\varphi]} \exp\{it\cos 2\varphi + ix/2\} \tag{22}$$

где m и φ – две постоянные, определяемые из начального условия.

Если полагать отношение $\rho = d_y / d_x$ произвольным, то возникает другая спектральная задача с помощью которой МОЗР позволяет найти солитонные решения системы вРМБ [23]. Если $\rho \neq 0$ (т.е., скалярный вариант РМБ, (2)) и $\rho \neq 1$ (изотропный вариант вРМБ), то представление нулевой кривизны реализуется U-V-матрицами следующего вида:

$$\hat{U} = \frac{q^2}{2\rho}\begin{pmatrix} -i(\lambda^2-\lambda^{-2}) & \lambda e^* + \lambda^{-1}e \\ -\lambda e - \lambda^{-1}e^* & i(\lambda^2-\lambda^{-2}) \end{pmatrix}, \quad \hat{V} = \frac{2\rho^2(1-\rho^2)^{3/2}\lambda^2}{4\rho^2 - [(1-\rho^2)\lambda^2 - 1 - \rho^2]^2}\begin{pmatrix} A & B \\ C & -A \end{pmatrix},$$

где

$$A = (1/iq)(\lambda^2-\lambda^{-2})r_3, \quad B = \lambda r^* + \lambda^{-1}r, \quad C = -\lambda r - \lambda^{-1}r^*,$$

и $q^2 = (1-\rho^2)/4$. В этих U-V-матрицах, в отличии от (21), используются обозначения $e = (\rho e_1 + ie_2)/q$ и $r = r_1 + ir_2/\rho$.

Необходимые сведения для решения системы (20), используя МОЗР, проведены в [23]. Там же дано и солитонное решение, которое из-за громоздкости здесь не представлено. Могосолитонные решения и, в частности бризеры, были получены позже в работе [82], где, используя результаты [23], авторы построили преобразования Дарбу и Бёклунда для (20) в общем случае.

6. Уравнение Шафера-Вайна – альтернатива НУШ

В статье [83] была предложена модель, описывающая распространение очень коротких (вплоть до одного колебания) импульсов электромагнитного поля в нерезонансной диэлектрической среде. Авторы исходили из скалярного волнового уравнения, описывающее распространение плоской волны вдоль оси координат X

$$E_{,xx} - c^{-2}E_{,tt} = 4\pi c^{-2}P_{,tt}. \tag{23}$$

Поляризация P разделяется на линейную и нелинейную части: $P = P_l + P_{nl}$. В общем случае линейная часть поляризации представляется интегралом

$$P_l(x,t) = \int_0^\infty \chi^{(1)}(t-t')E(x,t')dt'.$$

Согласно [83, 84] в области длин волн от 1,6 мкм до 3 мкм для линейной восприимчивости очень хорошей аппроксимацией служит выражение

$$\chi^{(1)}(\lambda) = \chi_0^{(1)} - \chi_2^{(1)}\lambda^2,$$

где $\chi_0^{(1)} = 1{,}1104$ мкм$^{-2}$, $\chi_2^{(1)} = 0{,}01063$ мкм$^{-2}$ (длина волны берется в мкм).

Нелинейная часть поляризации дается выражением $P_{nl}(x,t)=\chi^{(3)}E^3(x,t)$, означающее, что можно ограничиться кубической (керровской) нелинейностью, причем дисперсия нелинейной восприимчивости отсутствует (отклик мгновенный). Учет сделанных предположений позволяет переписать исходное волновое уравнение в следующем виде

$$E_{,xx}-v^{-2}E_{,tt}-4\pi^2\chi_2^{(1)}E=4\pi\chi^{(3)}c^{-2}E^3_{,tt}\,. \tag{24}$$

Здесь $v=c(1+\chi_0^{(1)})^{-1/2}$ – фазовая скорость, как в обычном диэлектрике.

Линейная часть этого уравнения совпадает с уравнением Клейна-Гордона, у которого есть решения, бегущие слева направо и справа налево. Следующее приближение – ограничиться волнами, бегущими только в одном направлении. Редукция волнового уравнения (24) проводится с помощью метода многомасштабной теории возмущений. Подробности этой процедуры можно найти в [83]. Результирующее уравнение, названное уравнением Шафера-Вайна (ШВ), имеет вид

$$E_{,xt}+2\pi^2v\chi_2^{(1)}E+2\pi\chi^{(3)}vc^{-2}E^3_{,tt}=0\ . \tag{25}$$

Если сделать подходящую замену переменных и переобозначить независимые переменные, то это уравнение может быть представлено в следующей форме

$$e_{xt}=e+(e^3/6)_{,xx} \tag{26}$$

Это вид уравнения ШВ был рассмотрен в статьях [85,86], где было показано, что оно является вполне интегрируемым.

Численное решение полного волнового уравнения (23) и сравнение результатов с результатами решения уравнения ШВ (25) или (26) показало, что для импульсов в несколько колебаний получается согласие значительно более высокое, чем если бы вместо него решалось бы НУШ.

7. Об интегрируемости уравнения ШВ

В [85] было найдено, что уравнение ШВ может быть решено, используя метод обратной задачи рассеяния, основываясь на паре линейных уравнений

$$\psi_{,x}=\hat{U}\psi\,,\quad \psi_{,t}=\hat{V}\psi\,. \tag{27}$$

где

$$\hat{U} = \begin{pmatrix} \lambda & \lambda e_{,x} \\ \lambda e_{,x} & -\lambda \end{pmatrix}, \quad \hat{V} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & -A \end{pmatrix},$$

и

$$A = \frac{1}{4\lambda} + \frac{\lambda}{2} e^2, \quad B = -\frac{1}{2} e + \frac{\lambda}{2} e^2 e_{,x} \quad C = \frac{1}{2} e + \frac{\lambda}{2} e^2 e_{,x} \; . \tag{28}$$

Этот же результат был воспроизведен в [86-88], где дополнительно были найдены солитонные решения и гамильтонова структура уравнения ШВ. Матрица $\hat{U}$ соответствует спектральной задаче Вадати-Конно-Ишикавы [89,90], которая использовалась для решения методом ОЗР нелинейного уравнения, возникающего в теории одномерной модели Гейзенберга. Используя МОЗР, в [86] была получена формула для многосолитонного решения уравнения ШВ.

В статьях [85,91] представлен рецепт построения решений уравнения ШВ через решения уравнение синус-Гордона, используя ряд нелинейных преобразований. Если $q(y,t)$ – решение уравнения синус-Гордона $q_{,yt} = \sin q$ известно, то решение уравнения ШВ может быть определено с помощью следующих преобразований:

$$u_{,y} = \cos q(y,t), \; u_{,t} = -q_{,t}^2/2, \quad x = u(y,t),$$
$$e(x,t) = q_{,t}(y,t).$$

Используя эти преобразования в [91] было найдено решение уравнения ШВ, отвечающее импульсу в несколько колебаний электрического поля, когда $q(y,t)$ соответствовало бризеру уравнения синус-Гордона.

Интересно, что, как отмечено в [92], уравнение ШВ принадлежит семейству уравнений Рабело [93,94], которые описывают псевдосферические поверхности и обладают представлением нулевой кривизны.

Заключение

В настоящем обзоре кратко рассмотрены различные работы, посвященные описанию распространения коротких импульсов электромагнитного излучения в нелинейных средах. Критерием отбора таких теорий являлась возможность получить точные аналитические результаты. В большей части публикаций в этой области авторами находились либо частные решения, описывающие распространению уединенных или протяженных бегущих волн, либо исходные уравнения модели сводились к точно решаемым, или, если возможно, к вполне интегрируемым уравнениям. Последних не так уж много. Наиболее известными являются нелинейное уравнение Шредингера, нелинейное уравнение Шредингера с производной, уравнение Кортевега-де Фриза, модифицированное уравнение Кортевега-де Фриза, уравнения синус-Гордона, уравнение Сазы-Садзумы, редуцированные уравнения Максвелла-Блоха. Вместе с тем, после 2000 года список вполне интегрируемых уравнений расширился. В него вошли уравнения РМБ, учитывающие постоянный дипольный момент резонансных атомов, уравнения РМБ, обобщенные на случай циркулярно поляризованного излучения и уравнение, описывающее ПКИ в керровской среде, которые здесь назывались уравнением ШВ.

Стоит отметить, что нелинейная оптика остается одной из областей физики, где можно ожидать появление новых вполне интегрируемых уравнений, и в которой испытываются новые методы исследования нелинейных волн.

Благодарности

Я весьма признателен моим коллегам А.М. Башарову, И.Р. Габитову, С.О. Елютину, С.В. Сазонову и С.А. Козлову за многократные дискуссии, которые способствовали лучшему пониманию проблем распространения предельно коротких импульсов в нелинейных средах. Я благодарен А.А. Заболотскому за сделанные им замечания касательно интегрируемости упомянутых здесь уравнений. Работа частично поддерживалась РФФИ (грант № 06-02-16406).

Литература

1. *Brabec Th. Krausz F.* Intense few-cycle laser fields: Frontiers of nonlinear optics. // Rev.Mod.Phys. 2000. V. 72. №2. P. 545-591.
2. *Drescher M., Krausz F.* Attosecond physics: facing the wave-particle duality. // J.Phys. B. V. 38. №9. P. S727-S740.
3. *Scrinzi A, Ivanov M Yu, Kienberger R., Villeneuve D. M.* Attosecond physics. // J.Phys. B 2006. V. 39. №1. P. R1-R37.
4. *P.C. Becker, H.L. Fragnito, R.L. Fork, F.A. Beisser, C.V. Shank*. Generation of tunable 9 femtosecond optical pulses in the near infrared. Appl.Phys.Lett. 54, №5, 411-412 (1989)
5. *O. Duhr, E.T.J.Nibbering, G.Korn, G.Tempea, F.Krausz.* Generation of intense 8-fs pulses at 400 nm. Opt.Lett. 24, ?1, 34-36 (1999)
6. *Charles G. Durfee III, Sterling Backus, Henry C. Kapteyn, Margaret M. Murnane*. Intense 8-fs pulse generation in the deep ultraviolet. Opt.Lett. 24, №10, 697-699 (1999)
7. *S Sartania, Z Cheng, M Lenzner, G Tempea, C Spielmann, F Krausz, K Ferencz*, Generation of O.1-TW 5-fs optical pulses at a 1-kHz repetition rate. Opt. Lett. 22, №20, 1562-1564 (1997)

8. *B. Schenkel, J. Biegert, U. Keller, C. Vozzi, M. Nisoli, G. Sansone, S. Stagira, S. De Silvestri, O. Svelto*. Generation of 3.8-fs pulses from adaptive compression of a cascaded hollow fiber supercontinuum. Opt. Lett. 28, №20, 1987-1989 (2003)
9. *L. C. Dinu, H. G. Muller, S. Kazamias, G. Mullot, F. Auge, Ph. Balcou, P. M. Paul, M. Kovaev, P. Breger, and P. Agostini.* Measurement of the Subcycle Timing of Attosecond XUV Bursts in High-Harmonic Generation. Phys.Rev.Lett. 2003. V. 91, №6. P. 063901.
10. *Wei Cao, Peixiang Lu, Pengfei Lan, Xinlin Wang, Guang Yang*. Single-attosecond pulse generation with an intense multicycle driving pulse. // Phys.Rev. A 2006. V. 74. №6. P. 063821.
11. *Hentschel M, Kienberger R, Spielmann Ch, Reider G. A, Milosevic N, Brabec. T, Corkum P, Heinzmann U, Heinzmann U, Drescher M, Krausz F.* Attosecond metrology // Nature 414, 509-513 (2001)
12. *Altucci C., Velotta R., Marangos J. P., Heesel E., Springate E., Pascolini M., Poletto L., Villoresi P., Vozzi C., Sansone G., Anscombe M., Caumes J-P., Stagira S., and Nisoli M.* Dependence upon the molecular and atomic ground state of higher-order harmonic generation in the few-optical-cycle regime // Phys.Rev. A. 2005. V. 71. P. 013409 (5 pages)
13. *Sansone G., Benedetti E., Calegari F., Vozzi C., Avaldi L., Flammini R., Poletto L., Villoresi P., Altucci C., Velotta R., Stagira S., De Silvestri S., Nisoli M.* Isolated Single-Cycle Attosecond Pulses // Science. 2006. V. 314. №5798. P. 443 – 446.
14. *Wei Cao, Peixiang Lu, Pengfei Lan, Xinlin Wang, Guang Yang*. Single-attosecond pulse generation with an intense multicycle driving pulse. // Phys.Rev. A. 2006. V. 74. №6. P. 063821 (6 pages).
15. *Yiping Huo, Zhinan Zeng, Ruxin Li, and Zhizhan Xu*. Single attosecond pulse generation using two-color polarized time-gating technique. // Optics Express. 2005. V. 13, № 24. P. 9897-9902.
16. *Kaplan A. E., Shkolnikov P. L.* Lasetron: A Proposed Source of Powerful Nuclear-Time-Scale Electromagnetic Bursts. // Phys.Rev.Lett. 2002. V. 88, №7. 074801
17. *Gordienko S., Pukhov A., Shorokhov O., Baeva T.* Relativistic Doppler Effect: Universal Spectra and Zeptosecond Pulses. // Phys.Rev.Lett. 2004. V. 93. №11. 115002.
18. *Абловиц М., Сигур Х.* Солитоны и метод обратной задачи. – М.: Мир, 1987. – 479 с.
19. *Захаров В.Е., Манаков С.В., Новиков С.П., Питаевский Л.П.* Теория солитонов: метод обратной задачи. – М.: Наука, 1980. – 320 с.
20. *Аллен Л., Эберли Дж.* Оптический резонанс и двухуровневые атомы. – М.: Мир. 1978. – 223 с.
21. *Eilbeck J.C., Gibbon J.D., Caudrey P.J. and Bullough R.K.* Solitons in nonlinear optics. I. A more accurate description of the 2pi-pulse in self-induced transparency // J.Phys. A. 1973. V. 6. P. 1337-1347.
22. *Gibbon J.D., Caudrey P.J., Bullough R.K. Eilbeck J.C.* // Letts.Nuovo Cimento 1973. V. 8. P. 775-779 .
23. *Заболотский А. А.* Самоиндуцированная прозрачность циркулярно поляризованных фемтосекундных импульсов. // Письма в ЖЭТФ 2003. Т. 77. №9. С. 558-562.
24. *Заболотский А. А.* Однонаправленные оптические солитоны в двух-уровневых средах. // ЖЭТФ 2004. Т. 125. №6, С. 1229-1244.
25. *Steudel H., Zabolotskii A. A.* Solitons of the reduced Maxwell-Bloch equations for circularly polarized light. // J.Phys. A. 2004. V. 37. №18. P. 5047-5055.
26. *Kodama Y., Hasegawa A.* Nonlinear pulse propagation in a monomode dielectric guide. // *IEEE J.Quant.Electron*. 1987 V. QE-23. P. 510-524

27. *Kaup D.J., Newell A.C.* An exact solution for a Derivative Nonlinear Schrödinger equation. // *J.Math.Phys*. 1978. V.19. P. 798-801.
28. *Hirota R.* Exact envelope-soliton solutions of non-linear wave equation. // J.Math.Phys. 1973. V. 14, P. 805-809
29. *Sasa N., Satsuma J.* New-Type of Soliton Solutions for a Higher-Order Nonlinear Schrodinger Equation. // J.Phys.Soc.Japan 1991. V. 60. №2. P. 409-417.
30. *Mihalache D., Torner L., Moldoveanu F., Panoiu N.-C., Truta N.* Inverse-scattering approach to femtosecond solitons in monomode optical fibers. // Phys.Rev. E. 1993. V. 48. №6. P. 4699-4709.
31. *Gilson C., Hietarinta J., Nimmo J., Ohta Y.* Sasa-Satsuma higher-order nonlinear Schrodinger equation and its bilinearization and multisoliton solutions. // Phys.Rev. E. 2003. V. 68. №1. P. 016614 (10 pages).
32. *Nakkeeran K., Porsezian K., Shanmugha Sundaram P., Mahalingam A.* Optical solitons in N-coupled higher order nonlinear Schrodinger equations //Phys.Rev.Lett. 1998. V. 80. P. 1425-1428
33. *Sasanka Ghosh, Sudipta Nandy*. Inverse scattering method and vector higher order non-linear Schrodinger equation. // Nuclear Physics B V. 561 [PM] (1999) P. 451–466.
34. *Hile C. V.* Comparisons between Maxwell's equations and an extended nonlinear Schrodinger equation. // Wave Motion 1996. V. 24. №1. P. 1-12.
35. *Goorjian P.M., Silberberg Ya.* Numerical simulations of light bullets using the full-vector time-dependent nonlinear Maxwell equations // J.Opt.Soc.Amer. B. 1997. V. 14. №11. P. 3253-3260.
36. *Jing Cheng and Jianying Zhou.* Validity of the two-level approximation in the interaction of few-cycle light pulses with atoms // Phys.Rev. A. 2003. V. 67. №4. 041404(R).
37. *Беленов Э.М., Назаркин А.В.* О некоторых решениях уравнений нелинейной оптики без приближения медленно меняющихся амплитуд и фаз // Письма в ЖЭТФ 1990. Т. 51. №5. С. 252-255.
38. *Маймистов А.И., Елютин С.О.* Распространение ультракороткого импульса света в нелинейной нерезонансной среде. // Оптика и спектр. 1991. Т. 69. №1. С. 101-105.
39. *Kaplan A. E., Straub S.F., Shkolnikov P. L.* Electromagnetic bubbles: subcycle near-femtosecond and subfemtosecond field solitons. // J.Opt.Soc.Amer. B. 1997. V. 14. №11. P. 3013-3024.
40. *Kazantseva E.V., Maimistov A.I., Malomed B.A.* Propagation and interaction of ultrashort electromagnetic pulses in nonlinear media with a quadratic-cubic nonlinearity. // Opt.Commun. 2001. V. 188. №1-4. P. 195-204.
41. *Maimistov A.I., Caputo J.-G.* Propagation of extremely short pulses in nonresonant media: the total Maxwell-Duffing model. // Physica D. 2004. V. 189. №1-2. P. 107-114.
42. *Kazantseva E. V., Maimistov A.I., Caputo J.-G.* Reduced Maxwell-Duffing description of extremely short pulses in nonresonant media // Phys.Rev. E. 2005. V. 71. №5. P. 056622 (12 pages).
43. *Sorensen M. P., Brio M., Webb G. M., Moloney J. V.* Solitary waves, steepening and initial collapse in the Maxwell-Lorentz system. // Physica D. 2002. V. 170. №3-4. P. 287-303.
44. *Sorensen M. P., Webb G. M., Brio M., Moloney J. V.* Kink shape solutions of the Maxwell-Lorentz system // Phys.Rev. E. 2005. V. 71. №3. P. 036602 (5 pages).
45. *Серкин В.Н., Шмидт Э.М., Беляева Т.Л., Марти-Панамено Э., Салазар Х.* Фемтосекундные максвелловские солитоны. 1. Моделирование динамики максвелловских со-

литонов на персональном компьютере. // Квантовая электроника 1997. Т. 24. №10. С. 923-928.
46. *Сазонов С.В.* О предельно коротких и квазимонохроматических электромагнитных солитонах в двухкомпонентной среде. // ЖЭТФ 2001. Т. 119. №3. С. 419-433.
47. *Маймистов А.И.* Распространение УКИ поляризованного излучения в резонансной среде. // Квантовая электроника 1997. Т. 24. №11. С. 963-968.
48. *Заболотский А.А.* Усиление предельно коротких импульсов в оптической среде. // ЖЭТФ 2002. Т. 121. №5. С. 1012-1027.
49. *Козлов С.А., Сазонов С.В.* Нерезонансное взаимодействие импульсов из нескольких колебаний светового поля с диэлектрическими средами. // Изв. РАН, сер.физ., 1997. Т. 61. №7. С. 1422-1430.
50. *Козлов С.А., Сазонов С.В.* Нелинейное распространение импульсов длительностью в несколько колебаний светового поля в диэлектрических средах. // ЖЭТФ 1997. Т. 111. №2. С. 404-418.
51. *Bespalov V. G., Kozlov S. A., Shpolyanskiy Yu. A., Walmsley I. A.* Simplified field wave equations for the nonlinear propagation of extremely short light pulses. // Phys.Rev. A. 2002. V. 66. №1. P. 013811 (10 pages).
52. *Карташов Д. В., Ким А. В., Скобелев С. А.* Солитонные структуры волнового поля с произвольным числом колебаний в нерезонансных средах. // Письма в ЖЭТФ 2003. Т. 78. №5. С. 722-726.
53. *Скобелев С. А., Ким А. В.* О динамических свойствах ``упругих" взаимодействий волновых солитонов с малым числом осцилляций поля // Письма в ЖЭТФ 2004. Т. 80. №10. С. 727-731.
54. *Литвак А. Г., Миронов В. А., Скобелев С. А.* Динамика самовоздействия сверхкоротких электромагнитных импульсов // Письма в ЖЭТФ 2005. Т. 82. №3. С. 119-123.
55. *Skobelev S. A., Kartashov D. V., Kim A. V.* Few-Optical-Cycle Solitons and Pulse Self-Compression in a Kerr Medium. // Phys.Rev.Lett. 2007. V. 99. №20. P. 203902.
56. *Leblond H. and Sanchez F.* Models for optical solitons in the two-cycle regime. // Phys.Rev. A. 2003. V. 67. №1. 013804 (8 pages).
57. *Сазонов С.В., Устинов Н. В.* Новый класс предельно коротких электромагнитных солитонов. // Письма в ЖЭТФ 2006. Т. 83. №11. С. 573-578.
58. *Konno K., Kameyama W., Sanuki H.* Effect of Weak Dislocation Potential on Nonlinear Wave Propagation in Angarmonic Crystal. // J.Phys.Soc.Japan 1974. V. 37. №1. P. 171-176.
59. *Маймистов А.И.* Распространение предельно коротких электромагнитных импульсов в нелинейной среде. Некоторые модели. //Квантовая электроника. 2000. Т. 30. С. 287-304.
60. *Маймистов А.И.* Вполне интегрируемые модели в нелинейной оптике. "Проблемы когерентной и нелинейной оптики", Под ред. И.П. Гурова и С.А. Козлова Санкт-Петербург: СПбГИТМО, 248 с. с 114-142, 2002
61. *Bavli R., Band Y. B.* Nonlinear absorption and dispersion in a two-level system with permanent dipole moments. // Phys. Rev. A. 1991. V. 43, P. 5039-5043.
62. *Lavoine J. P., Hoerner C., Villaeys A. A.* Effects of permanent dipole moments in degenerate four-wave mixing processes. //Phys. Rev. A. 1991. V. 44, P. 5947-5957.
63. *Calderon O.G., Melle S., Gonzalo I.* Optical bistability in lasers induced by active molecules with a large permanent dipole moment // Phys. Rev. A. 2002. V. 65. 023811.

64. *Hadjichristov G.B., Stamova M.D., Kircheva P.P.* Two-photon resonance four-wave mixing spectroscopy in polar media. // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 1995. V. 28. №15. P. 3441-3451.
65. *Koc´inac S., Ikonic´ Z., Milanovic´ V.* The influence of permanent dipole moments on second harmonic generation in asymmetric semiconductor quantum wells. // Opt. Commun. 1997. V. 140. №1-3. P. 89-92
66. *Casperson L.W.* Few-cycle pulses in two-level media. //Phys. Rev. A. 1998. V. 57. №1. P. 609-621
67. *Agrotis M., Ercolani N.M., Glasgow S.A., Moloney J.V.* Complete integrability of the reduced Maxwell-Bloch equations with permanent dipole // Physica D. 2000. V. 138. №1-2. P. 134-162
68. *Caputo J.-G., Maimistov A.I.* Unidirectional propagation of an ultra-short electromagnetic pulse in a resonant medium with high frequency Stark shift. // Phys.Lett. A. 2002. V. 296. №1. P. 34-42.
69. *Agrotis M.* Hamiltonian flows for a reduced Maxwell-Bloch system with permanent dipole // Physica D. 2003. V. 183. №1-2. P. 141-158.
70. *Маймистов А.И., Капуто Дж.-Ги.* Предельно короткие электромагнитные импульсы в резонансной среде, обладающей постоянным дипольным моментом // Оптика и спектроскопия 2003. Т. 94. №2. С. 275-280.
71. *Glasgow S.A., Agrotis M.A., Ercolani N.M.* An integrable reduction of inhomogeneously broadened optical equations // Physica D . 2005. V. 212. №1-2. P. 82-99.
72. *Елютин С.О.* Динамика экстремально коротких импульсов в штарковской среде // ЖЭТФ 2005. Т. 128. №1. С. 47-29.
73. *Ustinov N.V.* Breather-like pulses in a medium with the permanent dipole moment. // arXiv: nlin.SI/0512056 (2005)
74. *Сазонов С.В.* Эффекты резонансной прозрачности в анизотропной среде с постоянным дипольным моментом. // ЖЭТФ 2003. Т. 124. №4. С. 803-819.
75. *Elyutin S.O.* Propagation of a videopulse through a thin layer of two-level dipolar atoms. // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 2007. V. 40. №13. P. 2533-2550.
76. *Н.В. Устинов*. Прохождение ультракороткими импульсами излучения анизотропной пленки резонансных частиц // Изв. АН РАН, сер.физ. 2005. Т. 69. №12. С. 1746-1748.
77. *McCall S.L., Hahn E.L.* Self-induced transparency // Phys. Rev. 1969. V. 183. №2. P. 457-485
78. *Maimistov A.I., Basharov A.M., Elyutin S.O., Sklyarov Yu.M.* Present state of self-induced transparency theory //Phys. Rept. 1990. V. 191. №1. P. 1-108.
79. *Kolesik M., Moloney J. V., Mlejnek M.* Unidirectional Optical Pulse Propagation Equation // Phys.Rev.Lett. 2002. V. 89. №28. P. 283902
80. *Kolesik M., Moloney J. V.* Nonlinear optical pulse propagation simulation: From Maxwell's to unidirectional equations // Phys.Rev. E. 2004. V.70 №3. 036604 (11pages).
81. *Kinsler P.* Limits of the unidirectional pulse propagation approximation // J.Opt.Soc.Amer. B. 2007. V. 24. №9. P. 2363-2368.
82. *Steudel H., Zabolotskii A. A., R. Meinel*. Solitons for the rotating reduced Maxwell-Bloch equations with anisotropy // Phys.Rev. E. 2005. V.72 №5. 056608 (7pages)..
83. *Schäfer T., Wayne C.E.* Propagation of ultra-short optical pulses in cubic nonlinear media // Physica D. 2004. V. 196. №1. P. 90-105.

84. *I.H. Maliton*. Interspecimen comparison of the refractive index of fused silica // J. Opt. Soc. Amer. 1965. V. 55. P. 1205-1210.
85. *Sakovich A., Sakovich S.* The short pulse equation is integrable //arXiv: nlin. SI/0409034 v1 , J. Phys. Soc. Japan. 2005. V. 74. P. 239-241.
86. *Victor K. K., Thomas B. B., Kofane T. C.* On exact solutions of the Schafer-Wayne short pulse equation: WKI eigenvalue problem // J.Phys. A. 2007. V. 40. №21. P. 5585-5596.
87. *Brunelli J.C.* The bi-Hamiltonian structure of the short pulse equation // Phys.Lett. A. 2006. V. 353. №6. P. 475-478.
88. *Matsuno Y.* Multiloop Soliton and Multibreather Solutions of the Short Pulse Model Equation. // J. Phys. Soc. Japan. 2007. V. 76. 084003 (6 pages)
89. *Wadati M., Konno K., Ichikawa Y.-H.* A Generalization of Inverse Scattering Method J.Phys.Soc.Japan 1979. V.46. №6. P. 1965-1966.
90. *Shimizu T., Wadati M.* A New Integrable Nonlinear Evolution Equation, Progr. Theor. Phys. 1980. V. 63. №3. P. 808-820.
91. *Sakovich A., Sakovich S.* Solitary wave solutions of the short pulse equation. J. Phys. A: Math. Gen. 2006. V. 39. P. L361-L367.
92. *Sakovich A., Sakovich S.* On Transformations of the Rabelo Equations. // SIGMA 2007. V.3. P. 086 (8 pages).
93. *Rabelo M.L.* On equations which describe pseudospherical surfaces // Stud. Appl. Math. 1989. V. 81. P. 221-248.
94. *Beals R., Rabelo M.L., Tenenblat K.* Backlund transformations and inverse scattering solutions for some pseudospherical surface equations // Stud. Appl. Math. 1989. V. 81. P. 125-151.

ИНФОРМАЦИОННАЯ ТЕОРИЯ ОПТИЧЕСКОЙ КОГЕРЕНТНОЙ ТОМОГРАФИИ

Ю.Т.Мазуренко

Обзор и обобщение работ автора по информационной теории оптической когерентной томографии (ОКТ). Предложено строгое определение понятия информационной эффективности ОКТ. Рассмотрены две существенные компоненты информационной эффективности ОКТ – скорость томографических измерений и качество получаемых при этом изображений внутренней структуры. Введены диаграммы качество-скорость ОКТ, позволяющие определить диапазон изменения этих важных характеристик и выбрать их оптимальную комбинацию. В рамках развиваемой теории проведено сопоставление информационных характеристик двух подходов к реализации ОКТ – временной ОКТ (ВОКТ) и частотной ОКТ (ЧОКТ). Показано, что принципиальные информационные преимущества ЧОКТ над ВОКТ не зависят от их конкретных реализаций (если эти реализации оптимальны) и полностью определяются единственным существенным параметром – числом N независимых элементов разрешения в продольном изображении (А-скане) внутренней структуры исследуемого объекта. В частности, скорость ЧОКТ в N раз превышает ВОКТ при одинаковом качестве получаемых изображений. На примере ретинальной ОКТ проведено сопоставление диаграмм качество-скорость, относящихся к ВОКТ и ЧОКТ. Это сопоставление иллюстрирует преимущество ЧОКТ над ВОКТ по обоим параметрам, и согласуется с кардинальным преимуществом современных промышленных ретинальных томографов второго поколения, основанных на ЧОКТ, над томографами первого поколения, основанными на ВОКТ.

Введение

Начиная с 1991 г. интенсивно развивается новая область когерентной оптики – оптическая когерентная томография (ОКТ) [1]. В широком смысле термин ОКТ относится к использованию интерферометрии широкополосного света для получения трехмерного изображения рассеивающих свет объектов. Подробные обзоры принципов и применений ОКТ были опубликованы в работах [2,3].

ОКТ была успешно применена в разнообразных исследованиях внутренней структуры биологических и материальных объектов. При этом основной областью применения оказалась медицина. ОКТ впервые позволила получить картины срезов разнообразных биологических тканей с микроскопическим разрешением, не прибегая к реальному отсечению образцов ткани.

Подавляющая доля медицинских применений принадлежит офтальмологии. В оптическом инструменте, каковым является глаз, основную роль играет сетчатка (ретина) глаза. Этот исключительно важный орган детектирует изображение, формируемое хрусталиком, и передает результат детектирования в мозг. В связи со сложностью строения этой тонкой (0.5 мм) ткани, расположенной на дне глазного яблока, основная часть болезней органа зрения, приводящих к слепоте, связана именно с болезнями сетчатки. В отличие от других органов человека, еще не так давно было невозможно себе представить прижизненное микроскопическое исследование среза (биопсию) сетчатки. Врач мог наблюдать сетчатку живого глаза только «со стороны», сквозь хрусталик глаза. ОКТ привела к революции в офтальмологии, впервые создав возможность прижизненной биопсии сетчатки глаза.

В настоящее время около пяти крупных зарубежных оптических фирм выпускает высокосовершенные оптические приборы, впитавшие в себя современные достижения физической оптики и оптоэлектроники - ретинальные томографы второго поколения, основанные на ОКТ. Эти томографы, предназначенные для получения трехмерных изображений сетчатки с микроскопическим разрешением, пользуются широким спросом в медицинских учреждениях всего мира, в том числе и в России.

Эффективность применения ОКТ в медицине определяется двумя важными характеристиками процесса получения оптических сечений (томограмм) исследуемых тканей.

Во-первых, необходима высокая скорость (быстродействие) ОКТ, в особенности при исследовании биологических тканей *in vivo*. Это связано с существованием непроизвольного естественного движения живых биологических объектов, в частности с быстрыми непроизвольными движениями глаза.

Во-вторых, весьма важной характеристикой ОКТ является качество изображения виртуальных срезов биоткани. Качество изображений, получаемых ОКТ, должно быть сопоставимым с качеством изображений, получаемых с помощью микроскопа при исследовании реальных срезов.

Обе указанные характеристики ОКТ фактически являются ее информационными характеристиками. Поэтому желательно сформировать теорию, дающую обоснованное определение этих характеристик их вклад в эффективность ОКТ и их взаимовлияние. По счастью, эти две характеристики имеют понятные аналогии в информационной теории связи. В настоящей статье приведен обзор результатов работ автора [4-7], посвященных этой проблеме. Информационные аспекты оптической когерентной томографии, в частности сопоставление ВОКТ и ЧОКТ исследовались также в работе [8].

Две разновидности оптической когерентной томографии

Существует два общих подхода к интерферометрии широкополосного света и, соответственно, к ОКТ. Эти подходы могут быть названы временная ОКТ (ВОКТ) и частотная ОКТ (ЧОКТ). В английском варианте эти два подхода называются time-domain OCT (TDOCT) и frequency-domain OCT (FDOCT). Рассмотрим принципы и особенности реализации этих подходов.

1. Временная ОКТ

Временная ОКТ (ВОКТ) основана на низкокогерентной сканирующей интерферометрии. Это направление интенсивно развивается, начиная с первой публикации [1]. Соответствующие исследования и применения подробно рассмотрены в обзоре [2].

Упрощенная схема ВОКТ показана на Рис. 1 (ВОКТ). Ключевой элемент устройства – интерферометр типа Майкельсона. Источник света, освещающий интерферометр, характеризуется широким спектром и, соответственно, малой длиной когерентности. Одно из плеч интерферометра включает опорное зеркало M, а зеркало в другом плече заменено объектом S, который обладает объемным обратным рассеянием. Излучение источника расщепляется светоделительной пластиной BS на два пучка – сигнальный пучок, направляемый на зеркало M, и опорный пучок, направляемый на объект S. Излучение, отраженное от опорного зеркала M и излучение, рассеянное объектом, снова смешиваются пластиной BS и направляются на фотодетектор PD. Объектив микроскопа ML селектирует область объекта, глубина которой определяется продольным конфокальным разрешением микроскопа (т.е. глубиной его фокуса).

Интерференция может наблюдаться, только если оптические длины в двух плечах интерферометра равны с точностью до длины когерентности используемого излучения. Это условие позволяет селектировать свет, рассеянный в обратном направлении от поперечного слоя объекта, глубина которого δz определяется соотношением:

$$\delta z \approx \frac{l_2}{2n} \approx \frac{c}{2nf_0}. \tag{1}$$

Здесь c – скорость света в вакууме, l_c - длина когерентности источника света в вакууме, f_0 - спектральная ширина излучения в шкале частот.

При сканировании опорного зеркала M последовательно детектируется рассеянное излучение от поперечных слоев, характеризуемых различными координатами z и одинаковой глубиной δz.

Поскольку мы используем интерференцию, мы можем в процессе сканирования в принципе измерить как амплитуду, так и фазу рассеянного излучения с помощью фотодетектора PD. В результате мы получим распределение комплексных коэффициентов обратного рассеяния по координате z. Обозначим это распределение $\beta(z)$. Продольное разрешение распределения $\beta(z)$ определяется формулой (1).

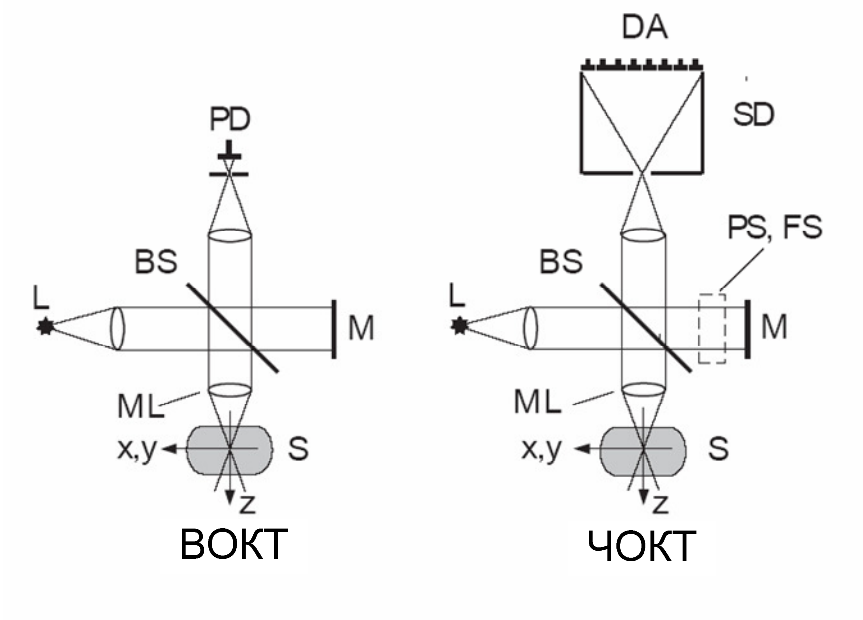

Рис. 1. Схемы ВОКТ и ЧОКТ. L: широкополосный источник света, S: объект, BS: светоделительная пластина, ML: объектив микроскопа, M: опорное зеркало, PD: фотодетектор, SD: спектральный прибор, DA: линейка фотодетекторов, PS, FS: частотный или фазовый сдвиг.

Однократное перемещение зеркала M на заданное расстояние позволяет найти распределение $\beta(z)$ вдоль одиночной вертикальной линии, пронизывающей объект (см. Рис. 1). Поперечное разрешение при этом определяется апертурой объектива микроскопа ML. Результат такого измерения называют А-сканом.

Распределение $\beta(z)$ может быть названо комплексным продольным изображением объекта. Если мы пренебрежем фазой рассеянного света, то мы получим вещественное распределение $|\beta(z)|^2$, которое и измеряется в большинстве случаев.

Если смещать сравнительно медленно в поперечном направлении (например, по оси x или y линию фокусировки микроскопа при быстром одновременном продольном сканировании то может быть получено двумерное продольное изображение внутренней структуры объекта (B-скан). Совокупность множества плотно расположенных B-сканов образует трехмерное изображение объекта.

Существуют реализации ВОКТ, называемые *en face* ОКТ. [2,9]. В этих реализациях сканирование по осям x и y производится при фиксированной разности хода в интерферометре. Это дает возможность получить поперечный скан объекта (C-скан). Совокупность множества C-сканов, смещенных в продольном направлении, составляет трехмерное изображение исследуемого объекта.

2. Частотная ОКТ

Частотная ОКТ (ЧОКТ) основана на спектральной интерферометрии [10], которая является естественной альтернативой рассмотренной выше низкокогерентной сканирующей интерферометрии. Схема ЧОКТ показана на Рис. 1 (ЧОКТ). Она отличается от схемы ВОКТ оптическим спектральным прибором SD, помещенным на выходе интерферометра. Второе отличие ЧОКТ от ВОКТ заключается в том, что опорное зеркало M неподвижно.

Спектральный прибор производит пространственное спектральное разложение двух интерферирующих излучений (излучения, рассеянного объектом и опорного излучения) Эти два спектральных разложения интерферируют, а результат интерференции детектируется, например, линейной матрицей фотодетекторов DA.

Чтобы понять принцип ЧОКТ, мы заменим сложный объект S обычным частично отражающим зеркалом. В этом случае схема ЧОКТ является обычным стационарным интерферометром Майкельсона. Пусть разность хода в интерферометре равна $2z_1$, где z_1 - продольная координата простейшего «однослойного» объекта. Как известно, в этой ситуации при интерференции спектрально разложенного света, на плоскости спектра возникают периодические интерференционные полосы («канавчатый спектр») [10]. Простое объяснение канавчатого спектра вытекает из условия конструктивной интерференции $2z_1 = k\lambda$, где λ - длина волны света и k – целое число. В соответствии с этим условием интерференционные полосы появляются на длинах волн $\lambda_k = \dfrac{2z_1}{k}$. В частотной шкале интерференционная картина содержит осциллирующую синусоидальную компоненту с периодом $\dfrac{c}{2z_1}$. Эта компонента фактически является Фурье-преобразованием простейшего продольного изображения $A_1\delta(z - z_1) + A_1\delta(z + z_1)$, где величина A_1 пропорциональна амплитудному коэффициенту отражения зеркала. Первый член такой суммы соответствует исследуемому объекту, состоящему из одной плоскости.

Предположим теперь, что объект состоит из большого числа частично прозрачных зеркал с различными координатами $z_j > 0$. Такой объект может быть охарактеризован продольным изображением $\beta(z) = \sum_j A_j \delta(z - z_j)$, $z_j > 0$. В этом случае мы получаем сложную интерференционную картину, включающую большое число синусоид с периодами $\frac{c}{2z_j}$ и амплитудами, пропорциональными A_j. Фурье-преобразование этой осциллирующей компоненты дает следующий результат измерения:

$$\beta_m(z) = \sum_j A_j \delta(z - z_j) + \sum_j A_j \delta(z + z_j) = \beta(z) + \beta(-z). \qquad (2)$$

Если функции $\beta(z)$ и $\beta(-z)$ не наложены одна на другую, то после измерения распределения $\beta_m(z)$ мы можем восстановить амплитудное продольное изображение исследуемого объекта $\beta(z)$.

Альтернативная возможность детектирования канавчатого спектра не предполагает использование спектрального разложения. Вместо этого используется источник узкополосного света, а интерференционная картина записывается последовательно при сканировании частоты источника [2]. В этом случае вместо линейки фотодетекторов используется одиночный фотодетектор.

Два простейших метода ЧОКТ, рассмотренные выше, основаны на детектировании спектрального распределения интенсивности света [2]. Однако существует возможность непосредственного измерения амплитуды и фазы спектрального распределения. Для этой цели фазовый [2] или частотный [4,11] сдвиг вводится в интерферометр, как это иллюстрируется на Рис. 1 (FDOCT).

3. Преимущества частотной ОКТ

Исследования ЧОКТ, выполненные до 2003 года, рассмотрены в обзоре [2]. В последнее время интерес к ЧОКТ обострился в связи с пониманием ее преимущества, по сравнению с ВОКТ, в чувствительности и скорости. Впервые на это преимущество и на его причины указал Митсуи в 1999 г. [12]. Через несколько лет интерес к этому обстоятельству возобновился [4,5,13-16]. Эти преимущества подробно рассмотрены ниже.

Описание ОКТ в терминах теории линейных систем

Можно считать, что трехмерное изображение состоит из множества продольных изображений (А-сканов $\beta(z)$), соответствующих множеству прямых линий пронизывающим объект в направлении, параллельном направлению наблюдения. Обычно рассматривается вещественное продольное изображение, представляемое вещественной функцией $|\beta(z)|^2$. Однако, поскольку ОКТ основана на интерферометрии, в принципе всегда существует возможность измерить амплитуду и фазу рассеянного света и, следовательно, найти комплексный коэффициент рассеяния $\beta(z)$. В связи с этим, а также имея в виду, что фазовая структура изображения может быть его важной характеристикой, мы будем полагать, что первичной целью ОКТ является измерение комплексного трехмерного изображения. Этот подход позволяет описывать ВОКТ и ЧОКТ простым и общим способом в терминах теории линейных систем и использовать основополагающие результаты теории связи Шеннона [17].

Пусть параллельный пучок света падает на плоскопараллельный рассеивающий слой, неоднородный в продольном направлении. Рассмотрим рассеянный свет, распространяющийся в направлении, противоположном направлению падающего света. В узкополосном приближении для оптического излучения, мы можем определить амплитуду излучения как медленно изменяющуюся огибающую. Несущую частоту обозначим ν_0. Предположим, что падающий свет является импульсом, столь коротким, что мы можем пренебречь его длительностью и рассматривать огибающую как дельта-функцию. Свет, рассеянный в обратном направлении, обычно представляет собой растянутый импульс, его комплексную амплитуду мы обозначим $h(t)$. В терминах теории линейных систем [18] $h(t)$ есть импульсный отклик рассеивающего объекта.

Импульсный отклик $h(t)$ фактически измеряется при ВОКТ. Можно показать, что для слабо рассеивающего объекта отклик $h(t)$ связан с комплексным продольным изображением $\beta(z)$ соотношением [4-7,19]:

$$h(t) \propto \beta\left(\frac{ct}{2n}\right). \tag{3}$$

Временное разрешение импульсного отклика $h(t)$, измеряемого при ОКТ, равно времени когерентности используемого излучения τ_c:

$$\tau_c \approx \frac{1}{f_0}. \tag{4}$$

Это выражение согласуется с (1) и (3).

Введем интервал времени T, в пределах которого может быть измерен импульсный отклик. Согласно (3), этот интервал равен $T = \frac{2Ln}{c}$, где L – максимальная глубина слоя, доступная для детектирования. Используя (4), мы найдем число N независимых элементов разрешения функции $h(t)$:

$$N = f_0 T\,. \tag{5}$$

Пусть теперь тот же самый рассеивающий слой освещается непрерывным монохроматическим светом с частотой ν. Обозначим комплексную амплитуду этого излучения $U_0(f)$, где $f = \nu - \nu_0$. Комплексная амплитуда $U_s(f)$ света, рассеянного в обратном направлении, может быть представлена в виде

$$U_s(f) = H(f)U_0(f)\,. \tag{6}$$

Здесь $H(f)$ - комплексный коэффициент обратного рассеяния на частоте $\nu = \nu_0 + f$. В терминах теории линейных систем $H(f)$ есть частотный отклик объекта. Частотный отклик объекта универсально связан с его импульсным откликом $h(t)$ преобразованиями Фурье:

$$\begin{aligned} H(f) &= \int h(t)\exp(-i2\pi ft)dt; \\ h(t) &= \int H(f)\exp(i2\pi ft)df. \end{aligned} \tag{7}$$

Согласно (6), измерение частотной зависимости комплексной амплитуды рассеянного света позволяет найти частотный отклик $H(f)$. Затем, используя соотношения (7), мы находим импульсный отклик $h(t)$ и, с помощью (3), продольное изображение $\beta(z)$. Это можно рассматривать как обоснование ЧОКТ.

Найдем частотное разрешение Δf, необходимое при измерении частотного отклика $H(f)$. Математически, временное, $h(t)$, и частотное, $H(f)$, представления эквивалентны, поэтому можно считать, что число независимых параметров, определяющих $h(t)$ и $H(f)$ одинаково. Предположим, что число N независимых элементов разрешения в $h(t)$ велико, что является типичным для практики. В этом случае можно считать, что $h(t)$ и $H(f)$ содержат одинаковое число независимых элементов разрешения. Это число дается соотношением (5). Таким образом, необходимое частотное разрешение Δf комплексного спектра $H(f)$ есть

$$\Delta f \approx \frac{1}{T}. \qquad (8)$$

Описание ОКТ и ее реализаций в терминах теоремы отсчетов Котельникова

Информационная теория передачи непрерывных сигналов [17] основана на использовании минимального дискретного набора отсчетов (выборок) непрерывного сигнала в шкале времени. Если спектр зависящего от времени непрерывного вещественного сигнала $s(t)$ ограничен частотным диапазоном f_0, то, согласно теореме Котельникова, для его полного определения достаточно знать набор значений $s(t_j)$, относящихся к моментам времени t_j, равномерно распределенным в шкале времени. Максимальное расстояние между соседними моментами измерения $\Delta t = |t_{j+1} - t_j|$ определяется как:

$$\Delta t = \frac{1}{2f_0}. \qquad (9)$$

Если продолжительность сигнала ограничена величиной $T \gg \Delta t$, то необходимое полное число отсчетов вещественного сигнала N_r есть:

$$N_r = 2f_0T. \qquad (10)$$

Найдем число независимых отсчетов, необходимых для задания одного продольного комплексного изображения $\beta(z)$, вытекающее из физических соображений и теоремы Котельникова. В нашем случае измеряемый оптический сигнал $h(t)$ представлен, в отличие от рассмотренного выше вещественного сигнала $s(t)$, в комплексной форме. (Комплексное представление амплитуды оптического излучения весьма удобно при рассмотрении интерференции света, которая является основой ОКТ).

Следуя (5), можно видеть, что комплексные функции $h(t)$, $H(f)$ и $\beta(z)$ полностью определены при задании $N = f_0T$ независимых комплексных отсчетов. Каждый комплексный отсчет может быть представлен двумя вещественными отсчетами, которые определяют вещественную и мнимую части функций $h(t)$, $\beta(z)$ или $H(f)$. Поэтому полное число независимых отсчетов, определяющих комплексное распределение $\beta(z)$, равно $2N$. Следовательно, функции $h(t)$, $\beta(z)$, или $H(f)$, полностью определяются числом независимых вещественных отсчетов $2N$, заданным следующим соотношением:

$$2N = 2f_0 T \ . \qquad (11)$$

Из сопоставления (11) и (10) следует, что соотношения (5) и (11), полученные из физических соображений, согласуются с математически строгой теоремой Котельникова. При большом значении произведения $f_0 T$ формула (11) может быть отнесена как к измерению $h(t)$, связанному с продольным изображением $\beta(z)$, так и к измерению спектра $H(f)$.

Таким образом, в терминах теоремы отсчетов, комплексные зависимости $h(t)$ или $H(f)$ могут быть найдены при однократном измерении интерференционной картины в шкале частот или времени и при условии того, что число отчетов удовлетворяет соотношению (11).

Переходя к реальным воплощениям устройств ОКТ, мы будем учитывать, что многие схемы ОКТ используют параллельное измерение электрических сигналов, полученных в результате детектирования оптического излучения. С точки зрения теории связи это означает, что используется множество каналов передачи информации. Рассмотрение передачи информации упрощается, если все используемые каналы являются независимыми и равноценными. Применительно к конкретным реализациям ОКТ каналами передачи информации можно считать электрические каналы, передающие результат фотодетектирования. Мы будем считать такие каналы равноценными или элементарными, если каждый из них переносит сигнал, соответствующий одной вещественной переменной.

Во многих случаях число таких каналов может быть приравнено числу фотодетекторов на выходе интерферометра. Однако, при гетеродинном измерении, осциллирующий ток фотодетектора содержит две интересующих нас величины – амплитуду и фазу, или две квадратурные компоненты синусоидального сигнала. Поэтому можно считать, что в этом случае фототок является носителем комплексной величины, т. е содержит два элементарных информационных канала, каждый из которых передает независимый вещественный сигнал. элементарными каналами. Такой канал следует считать совокупностью двух элементарных каналов. Так и происходит в реальности, при гетеродинном измерении фототок детектора, непосредственно воспринимающего оптическое излучение, распределяется затем на два электрических канала, соответствующих синусной и косинусной компонентам осциллирующего излучения.

Мы обозначим число элементарных каналов через M, а число независимых отсчетов, детектируемых в каждом элементарном канале при измерении одного продольного скана через n_c. Полное число $2N$ вещественных отсчетов, необходимое для детектирования продольного скана определяется формулой (11). Следовательно, можно записать следующее условие того, что M элементарных каналов независимы:

$$n_c M = 2 f_0 T \tag{12}$$

Ниже мы рассмотрим типичные разнообразные реализации ОКТ, чтобы показать возможности их описания в терминах параметров $2N$, n_c, M, всегда удовлетворяющих условиям (11) и (12).

1. Временная ОКТ

При ВОКТ детектирование комплексного отклика $h(t)$ может быть осуществлено методом оптического гетеродинирования. В схеме Рис. 1 (TDOCT), благодаря движению опорного зеркала M, мы получаем бегущую интерференционную картину. Поэтому интенсивность излучения на выходе интерферометра содержит осциллирующую компоненту, характеризуемую амплитудой и фазой. Осциллирующее излучение может быть эквивалентно характеризовано квадратурными компонентами (косинусной и синусной компонентами осцилляций). Амплитуды этих компонент пропорциональны вещественной и мнимой составляющим $h(t)$ или $\beta(z)$. Зависимость от времени каждой квадратурной компоненты может быть измерена и, следовательно, может быть найдено комплексное продольное изображение $\beta(z)$.

В рассматриваемом случае число независимых каналов есть $M = 2$, что соответствует двум электрическим каналам, необходимым для квадратурного детектирования. Поскольку $2N = 2 f_0 T$, то, в соответствии с (12), число отсчетов на канал есть $n_c = f_0 T$.

2. Частотная ОКТ

В этом случае необходимо измерить комплексный отклик $H(f)$. Мы рассмотрим четыре типичных реализации ЧОКТ.

A. Простейший способ измерения комплексного спектра $H(f)$ - это однократное детектирование спектрального распределения интенсивности света на выходе интерферометра Рис. 1 (FDOCT) [2]. Это возможно, если рассеивающий слой помещен с одной стороны относительно плоскости, соответствующей нулевой разности хода в интерферометре. Кроме того частотное разрешение должно быть, по крайней мере, в два раза лучше, чем необходимое разрешение $1/T$ комплексного спектра $H(f)$, определяемого формулой (8) [2].. Следовательно, минимальное число разрешаемых элементов в измеряемом спектре равно $2N = 2f_0T$, что соответствует (11). Число независимых каналов есть $M = 2N$.

B. Как было упомянуто выше, можно измерить то же самое спектральное распределение интенсивности, как и в случае A, при использовании источника узкополосного света и быстрого сканирования его частоты [2]. Ширина полосы частот источника света обеспечивает необходимое частотное разрешение, которое должно быть не хуже чем $\frac{1}{2T}$. Число независимых каналов в рассматриваемом случае $M = 1$, полное число детектируемых отсчетов, как и в предыдущем случае, равно $2N = 2f_0T$ и $n_c = 2N$.

C. Еще один хорошо известный подход к реализации ЧОКТ обеспечивает прямое измерение комплексного спектра интерферирующих излучений. Для этого спектральное распределение интенсивностей детектируется, по меньшей мере, два раза и, в промежутке между измерениями, в одно из плеч интерферометра вводится фазовый сдвиг $\pi/2$ [2]. Получаемая пара спектральных распределений дает вещественную и мнимую компоненты $H(f)$. В этом случае необходимое частотное разрешение определяется формулой (8), а число независимых каналов равно $M = N = f_0T$. Полное число детектируемых отсчетов по-прежнему равно $2N = 2f_0T$, следовательно, в соответствии с (12), $n_c = 2$.

D. Измерение комплексного спектрального распределения $H(f)$ может быть реализовано при использовании оптического гетеродинирования [4,11]. Для этого вводится частотный сдвиг между двумя интерферирующими излучениями, что приводит к их биениям на выходе интерферометра и, тем самым, к осцилляциям интенсивности в любой точке на плоскости спектра. Амплитуда и фаза осцилляций соответствует амплитуде и фазе частотного отклика $H(f)$. Две квадратурные компоненты осцилляций интенсивности могут быть зарегистрированы на каждом детекторе, входящем в линейную матрицу, что дает вещественную и мнимую составляющие $H(f)$. Как и в предыдущем случае, необходимое частотное разрешение равно $\frac{1}{T}$, следовательно, число фотодетекторов равно *N*. Необходимое число вещественных отсчетов по-прежнему равно $2N$, следовательно, в соответствии с (11) и (12), число независимых каналов равно $M = 2N$, а $n_c = 2$.

Мы показали в этом обзоре методов ЧОКТ, что различные реализации ЧОКТ могут быть характеризованы конкретными комбинациями параметров M и n_c. Тем не менее, в любом случае, каждая комбинация удовлетворяет условию (12) и, следовательно, обеспечивает детектирование $2N = 2f_0T$ вещественных отсчетов, что необходимо для получения одного комплексного продольного изображения.

Информационная эффективность ОКТ

Мы теперь найдем и сравним информационные характеристики ВОКТ и ЧОКТ, основываясь на информационной теории связи Шеннона [17]. Согласно Шеннону, канал связи может быть охарактеризован скоростью передачи (*transmission rate*), определяемой как количество информации, передаваемое в единицу времени (бит/сек). При заданных ограничениях свойств сигнала может быть найдена максимально возможная скорость передачи. Эта максимальная скорость передачи названа пропускной способностью канала связи (*channel capacity*) [17].

Каждое измерение создает новую информацию. Основываясь на этом очевидном утверждении и по аналогии со скоростью передачи сигналов, мы можем ввести *информационную производительность измерения* (бит/сек), которая определяется как количество новой информации, производимой в единицу времени в процессе измерения. По аналогии с пропускной способностью канала связи Шеннона мы можем также ввести *информационную эффективность измерения*, определяемую как максимально возможная скорость создания новой информации при измерении (информационная производительность измерения), удовлетворяющая заданным ограничениям измеряемого сигнала.

Скорость передачи R (бит/сек) M независимых каналов связи (в нашем случае информационная производительность измерения) может быть представлена выражением [17]:

$$R = 2Mf_eI \qquad (13)$$

Здесь M – число эквивалентных независимых каналов передачи сигнала, f_e - ширина полосы одного канала; $2f_e$ - (в соответствии с теоремой отсчетов) число независимых отсчетов в единицу времени в одном канале, I – информационное содержание одного отсчета (бит).

Применим выражение (13) к процессу измерения при ОКТ, полагая, что R есть информационная производительность измерения, M - число элементарных независимых каналов (определенных выше) для данной реализации ОКТ, f_e - электрическая ширина полосы одного элементарного канала.

Согласно Шеннону, фактическая скорость передачи канала связи может быть максимальна и равна, тем самым, его пропускной способности канала при следующих условиях:

а) передаваемый сигнал и шум, создаваемый в процессе передачи, независимы,

б) статистические свойства сигнала и шума те же, что и свойства белого шума [17].

Рассмотрим применимость этих условий к ОКТ.

Пусть шум, возникающий при ВОКТ и ЧОКТ, ограничен принципиально неустранимым дробовым шумом фотоэлектрического сигнала [2,14-16] Дробовой шум при ОКТ создается постоянным фототоком, производимым опорным излучением и поэтому не зависит от полезного сигнала, определяемого свойствами исследуемого объекта. Кроме того, дробовой шум достаточно интенсивного (классического) опорного сигнала (что является типичным случаем) может рассматриваться как белый шум.

Рассмотрим теперь статистические характеристики сигнала. В нашем случае эквивалентами передаваемого сигнала являются $\beta(z)$, $h(t)$ или $H(f)$. Поскольку до измерения наша информация о продольном изображении $\beta(z)$ не полна, мы можем считать, что (до измерения) зависимость $\beta(z)$ является случайной функцией. Найдем условия, при которых функция $\beta(z)$ (более строго, ее вещественная и мнимая части) может рассматриваться как белый шум. Предположим, что до измерения мы не имеем никаких сведений о сигнале $\beta(z)$ за исключением его средней «мощности» $\left\langle\left|\beta(z)\right|^2\right\rangle$, которая не зависит от z. [В оптическом смысле $\left\langle\left|\beta(z)\right|^2\right\rangle$ есть средний коэффициент обратного рассеяния по интенсивности]. В этом случае мы можем предположить, что функция $\beta(z)$ обладает максимально возможным числом реализаций, допустимым при данной средней мощности $\left\langle\left|\beta(z)\right|^2\right\rangle$. Это означает, что до измерения функция $\beta(z)$ может рассматриваться как белый шум [17]. Поскольку сигналы $h(t)$ и $H(f)$ являются линейными функциями $\beta(z)$, эти сигналы также обладают свойствами белого шума.

Эти заключения показывают, что теория Шеннона пропускной способности канала связи может быть применена для описания процесса измерения при ОКТ. Следовательно, мы можем представить информационную эффективность ОКТ C в виде формулы Шеннона, определяющей пропускную способность M каналов связи [17]:

$$C = 2Mf_e \log_2 \sqrt{\mathrm{SNR}+1}\text{, (бит/с).} \tag{14}$$

Здесь SNR – отношение сигнал-шум по мощности в одном элементарном канале.

В соответствии со смыслом формулы (14) мы можем представить ее в виде:

$$C = PV\,, \tag{15}$$

где

$$P = 2Mf_e;\; V = \log_2 \sqrt{\mathrm{SNR}+1}\,. \tag{16}$$

Здесь P – число вещественных отсчетов собираемых в единицу времени во всех каналах. Поскольку мы рассматриваем когерентное изображение, каждый элемент пространственного разрешения определяется двумя отсчетами, соответствующими вещественной и мнимой части $\beta(z)$. Для определенности мы будем рассматривать комплексное трехмерное изображение внутренней структуры объекта как суперпозицию двух вещественных трехмерных изображений. В рамках этого соглашения каждый элемент пространственного разрешения состоит из двух пикселей, соответствующих $\mathrm{Re}\beta(z)$ и $\mathrm{Im}\beta(z)$. Тогда величина P может быть названа скоростью сбора пикселей, совпадающей с полной скоростью сбора отсчетов $2Mf_e$. Величина V есть информационная емкость вещественного отсчета или среднее число бит, содержащееся в одном отсчете. Мы назовем V емкостью пикселя. Чем больше емкость пикселя, тем выше качество изображения.

Вычислим отношение сигнал-шум в одном канале для ВОКТ и ЧОКТ. Если SNR определяется дробовым шумом, создаваемым опорным излучением, то [20-22]

$$\mathrm{SNR} = \frac{\eta w_s}{f_e h\nu_0}\,. \tag{17}$$

Здесь η - квантовая эффективность фотокатода, w_s- средняя мощность рассеянного света, преобразованная в фототок в одном элементарном канале конкретной схемы ОКТ, h – постоянная Планка.

Выразим мощность рассеянного света w_s через полную интенсивность w_0 света, падающего на объект. Электрический сигнал, соответствующий свету, рассеянному объектом, распределяется между M элементарными каналами. Следовательно, средняя мощность рассеянного света, соответствующая одному каналу, в M раз меньше полной средней мощности детектируемого рассеянного света. По этой причине мы можем определить w_s следующим соотношением

$$w_s = \frac{\xi \alpha w_0 \Delta z}{M}. \tag{18}$$

Здесь ξ - коэффициент пропускания рассеянного света светоделительной пластиной BS (Рис. 1); α - средний коэффициент обратного рассеяния по интенсивности; Δz - глубина слоя, с которого собирается рассеянный свет.

Выражение (18) справедливо для ВОКТ и ЧОКТ. Однако величина Δz не одинакова для этих двух подходов.

При ВОКТ глубина слоя Δz ограничена длиной когерентности источника света и равна разрешению ОКТ δz, определяемому выражением (1). Поэтому при ВОКТ $\Delta z = \delta z$ и $w_s = \xi \alpha w_0 \delta z$. Мы обозначим полную глубину исследуемого рассеивающего слоя через $z_0 = N \delta z$. Тогда для ВОКТ,

$$w_s = \frac{\xi \alpha w_0 z_0}{MN}. \tag{19}$$

При ЧОКТ полная глубина исследуемого слоя равна $z_0 = N \delta z$. Следовательно, мы можем заменить в (18) Δz на $N \delta z$ и в результате мы получим для ЧОКТ:

$$w_s = \frac{\xi \alpha w_0 z_0}{M}. \tag{20}$$

Подстановка величин w_s из (19) и (20) в (17) дает следующие выражения для отношения сигнал-шум.

Для ВОКТ,

$$\mathrm{SNR} = \frac{\eta \xi \alpha z_0 w_0}{MN f_e h \nu_0}. \tag{21}$$

Для ЧОКТ,

$$\mathrm{SNR} = \frac{\eta \xi \alpha z_0 w_0}{M f_e h \nu_0}. \tag{22}$$

Заметим, что в (21) и (22) значения f_e могут отличаться.

Введем теперь суммарную ширину полосы частот для M каналов

$$F_e = Mf_e . \tag{23}$$

Согласно (16), (23) в терминах суммарной полосы частот полная скорость сбора отсчетов (пикселей) P согласуется с теоремой Котельникова: $P = 2F_e$.

Введение суммарной полосы частот F_e приводит к выражениям для отношения сигнал-шум, не зависящим от числа каналов M. Нетрудно получить из (21) и (22):

Для ВОКТ,

$$\mathrm{SNR} = \frac{\eta\xi\alpha z_0 w_0}{NF_e h\nu_0} . \tag{24}$$

Для ЧОКТ,

$$\mathrm{SNR} = \frac{\eta\xi\alpha z_0 w_0}{F_e h\nu_0} . \tag{25}$$

Новые выражения (24), (25) не зависят от параметра M. Это означает, что, при сравнении ВОКТ и ЧОКТ, конкретная реализация ВОКТ или ЧОКТ более не имеет значения. Нетрудно видеть, что, если все параметры в (24), (25), не считая N, одинаковы, то для любых (оптимальных) реализаций ВОКТ и ЧОКТ отношение сигнал-шум всегда в N раз больше для ЧОКТ по сравнению с ВОКТ.

Используя выражения (14), (24), (25), мы найдем теперь простые и общие формулы для информационной эффективности ОКТ.

Для ВОКТ,

$$C = 2F_e \log_2 \sqrt{\frac{\eta\xi\alpha z_0 w_0}{NF_e h\nu_0} + 1} . \tag{26}$$

Для ЧОКТ,

$$C = 2F_e \log_2 \sqrt{\frac{\eta\xi\alpha z_0 w_0}{F_e h\nu_0} + 1} . \tag{27}$$

Как и выражения (24), (25); формула (26) отличается от формулы (27) только параметром N, который обозначает число разрешаемых элементов в одиночном скане по глубине. Следовательно, этот параметр имеет фундаментальное значение для сравнения информационных характеристик ВОКТ и ЧОКТ. (В реальных ситуациях N может достигать величин 100…300).

Мы также найдем общие соотношения, связывающие емкость пикселя V со скоростью сбора пикселей P для ВОКТ и ЧОКТ. Эти соотношения вытекают из (16), (24), (25):

Для ВОКТ,

$$V = \log_2 \sqrt{\frac{2\eta\xi\alpha z_0 w_0}{NPh\nu_0} + 1}\,. \tag{28}$$

Для ЧОКТ,

$$V = \log_2 \sqrt{\frac{2\eta\xi\alpha z_0 w_0}{Ph\nu_0} + 1}\,. \tag{29}$$

Выражения (28) и (29) могут быть использованы для нахождения компромисса между качеством изображения (V) и скоростью (P) ОКТ. Графическое представление зависимостей (28) и (29) (см. ниже) может быть названо диаграмма качество-скорость или просто диаграмма V-P. Можно видеть, что, как и в случае информационной эффективности, единственным принципиальным параметром, определяющим отличие зависимостей V-P, относящихся к ВОКТ и ЧОКТ, является число N элементов разрешения одиночного скана по глубине.

Сравнение информационных характеристик ВОКТ и ЧОКТ

Сравним ВОКТ и ЧОКТ, используя характеристики их информационной эффективности (26), (27). При этом сравнении мы будем считать, что величины η, ξ, α, z_0, w_0,ν_0 одинаковы для двух подходов. Это означает, что исследуемый объект, как и фундаментальные характеристики аппаратуры одинаковы для ВОКТ и ЧОКТ. Рассмотрим два предельных случая.

1) Пусть скорость сбора пикселей $P = 2F_e$ одинакова для ВОКТ и ЧОКТ. В этом случае, в соответствии с формулами (26), (27), информационная производительность ЧОКТ выше благодаря увеличению емкости пикселя V (и, тем самым, качества изображения). Максимальное увеличение емкости пикселя реализуется при $\mathrm{SNR} \gg 1$. В этом пределе емкость пикселя при ЧОКТ превышает ту же величину для ВОКТ на $\log_2 \sqrt{N}$ бит.

2) Пусть SNR (и емкость пикселя) одинаковы для ВОКТ и ЧОКТ. Это означает, что качество изображений также одинаково. Тогда информационная эффективность (равная в этом случае скорости сбора пикселей) при ЧОКТ в N раз больше по сравнению с ВОКТ.

На Рис. 2 показан пример диаграмм качество-скорость (V-P) для ВОКТ и ЧОКТ, построенных с использованием выражений (28), (29) [6,7].

При расчетах были приняты следующие параметры: типичный коэффициент обратного рассеяния сетчатки глаза человека: $\alpha \approx 3.3\times10^{-6}$ мм$^{-1}$ (Оценен на основе данных работы [23]), $\eta = 0.5$, $\xi \approx 0.5$, , δz=10 мкм, $w_0 = 1\,$мВт (эта величина ограничена условиями безопасного облучения сетчатки глаза человека), $N = 256$ (типичное число элементов разрешения А-скана в промышленных ретинальных томографах). Полученные диаграммы иллюстрируют выигрыш ЧОКТ в скорости сбора пикселей *P* при одинаковой их емкости *V*, а также в емкости пикселя *V* при одинаковой скорости их сбора.

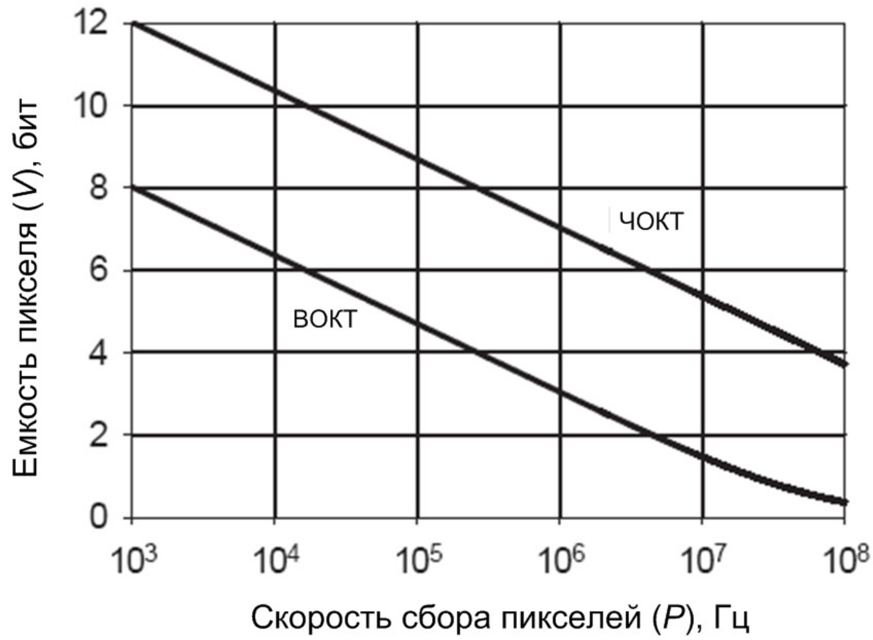

Рис. 2 Диаграммы качество-скорость (*V-P*) для ВОКТ и ЧОКТ. (см. текст).

Результаты, показанные на Рис. 2, соответствуют хорошо известным кардинальным преимуществам промышленных ретинальных томографов второго поколения, основанных на ЧОКТ и появившихся совсем недавно, над ретинальными томографами первого поколения, основанными на ВОКТ и появившимися в прошедшем столетии.

При сравнении характеристик промышленных томографов с графиками Рис. 2 следует иметь в виду, что на Рис. 2 параметры *V* и *P* относятся к измерениям $\beta(z)$, а соответствующие параметры приборов относятся к измерениям $\left|\beta(z)\right|^2$. Поэтому значения *P* на Рис. 2 в два раза превышают обычную характеристику скорости ОКТ. Поправки также могут быть введены в значения *V*. Однако в связи с логарифмическим масштабом на графиках Рис. 2 и оценочным характером величины α эти поправки не имеют существенного значения.

Промышленные приборы на основе ЧОКТ типично позволяют получать 20 тысяч А-сканов в секунду. Это приблизительно в 300 раз больше соответствующей характеристики приборов первого поколения. Отсюда вытекает, что значение скорости сбора пикселей P для приборов ЧОКТ приблизительно составляет 5 МГц, в то время как для приборов ВОКТ эта величина может быть оценена как 20 кГц. Из зависимости ВОКТ на Рис. 2 следует, что даже если бы в приборах первого поколения была достигнута скорость порядка нескольких МГц, качество изображений оказалось бы весьма низким.

В приборах первого поколения время получения одного В-скана составляло единицы секунд. В течение этого времени непроизвольные движения глаза могут повлиять на качество получаемых изображений. В приборах второго поколения единиц секунд достаточно для получения трехмерного изображения сетчатки, содержащего сотни В-сканов. Это также согласуется с Рис. 2.

Заключение

Информационные аспекты оптической когерентной томографии (ОКТ) исследованы на основе информационной теории связи Шеннона. По аналогии с пропускной способностью канала связи, введенной Шенноном, применительно к ОКТ введена информационная эффективность измерительного процесса. Этот термин обозначает максимально возможное количество информации, производимой в результате измерения. Это общее и строгое определение позволяет сравнить в терминах теории информации два основных подхода к реализации оптической когерентной томографии – временную ОКТ (ВОКТ), основанную на низкокогерентной сканирующей интерферометрии, и частотную ОКТ (ЧОКТ), основанную на спектральной интерферометрии.

Информационные эффективности ВОКТ и ЧОКТ представлены в общей форме, не зависящей от их конкретных реализаций. Показано, что единственный принципиальный фактор, определяющий отличие информационных эффективностей ВОКТ и ЧОКТ – это число N элементов разрешения в одиночном скане по глубине объекта (N может достигать значений 100...300). Информационная эффективность ЧОКТ может превышать информационную эффективность ВОКТ в N раз.

Введены двумерные характеристики ОКТ, учитывающие взаимосвязь скорости измерения и качества изображения. В терминах этих двумерных характеристик принципиальное преимущество ЧОКТ перед ВОКТ ЧОКТ также полностью определяется единственным параметром *N*.

Список литературы

1. *Huang D., Swanson E. A., Lin C. P., Schuman J .S., Stinson W. G., Chang W., Hee M. R., Flotte T., Gregory K., Puliafito C. A., Fujimoto J. G. Optical coherence tomography // Science, 1991, V.254, P.1178-1171.*
2. *Fercher A. F., Drexler W., Hitzenberger C. K., Lasser T.* Optical coherence tomography - principles and applications // Rep. Prog. Phys., 2003, V.66, P.239–303.
3. *Гуров И.П.*. Оптическая когерентная томография: принципы, проблемы и перспективы. В кн.: Проблемы когерентной и нелинейной оптики // Под ред. И.П. Гурова и С.А. Козлова. СПб: СПбГУ ИТМО, 2004. С. 6-30.
4. *Мазуренко Ю.Т., Папаян Г.В.* Спектральная гетеродинная томография // Опт. и Спектр. 2004, Т. 96, С. 324-331.
5. *Mazurenko Y.* Time-domain and frequency-domain optical Coherence Tomography from the viewpoint of information efficiency, Proc. OSAV'2004, Int. Topical Meeting on Optical Sensing and Artificial Vision, Saint Petersburg, Russia, 18-21 October 2004, State University ITMO, P. 210-218.
6. *Mazurenko Y.* Optical coherence tomography from viewpoint of information efficiency // The Imaging Science Journal, 2006, V. 54, P. 92-102.
7. *Mazurenko Y.* Information aspects of optical coherence tomography // Proc. of SPIE, 2006, V. 6162, P. 616201-1- 616201-11.
8. *Васильев В.Н., Гуров И.П.* Сравнительный анализ методов оптической когерентной томографии // Известия ВУЗов. Приборостроение. 2007. Т.50. №7. С. 30-40
9. *Podoleanu A. G., Dobre G. M., Jackson D. A.* En-face coherence imaging using galvanometer scanner modulation // Opt. Lett., 1998, V. 23, P. 147-149.
10. *Борн М., Вольф Э.*: Основы Оптики, М.: Наука, 1970.,
11. *Bachmann A.H., Leitgeb R.A.Lasser T.* Heterodyne Fourier domain optical coherence tomography for full range probing with high axial resolution // Opt. Expr. 2006, V. 14, P. 1487-1496.
12. *Mitsui T.* Dynamic range of optical reflectometry with spectral interferometry, // Jpn. J. Appl. Phys., 1999, 38, Pt. 1, 6133-6137.
13. *.Wojtkowski M., Leitgeb R., Kowalczyk A., Bajraszewski T., Fercher A. F.* In vivo human retinal imaging by Fourier domain optical coherence tomography // J. Biomed. Opt., 2002, V. 7, P. 457–463.
14. *de Boer J. F., Cense B., Park B. H., Pierce M. C., Tearney G. J., Bouma B. E.* Improved signal-to-noise ratio in spectral-domain compared with time-domain optical coherence tomography // Opt. Lett., 2003,V. 28, P. 2067-2069.
15. *Leitgeb R. A., Hitzenberger C. K., Fercher A. F.* Performance of fourier domain vs. time domain optical coherence tomography // Opt. Expr., 2003, V. 11, P. 889-894.
16. *Choma M. A., Sarunic M. V., Yang C., Izatt J. A.* Sensitivity advantage of swept source Fourier domain optical coherence tomography //Opt. Expr., 2003, V. 11, P. 2183-2189.
17. *Shannon: C.* A mathematical theory of communication Bell Syst. Tech. J., 1948, V. 27, P. 379-423, 623-656; Шеннон К. Статистическая теория передачи электрических

сигналов», перевод на русский язык: В сб. Теория передачи электрических сигналов при наличии помех, Сборник переводов, М.: ИЛ, 1953.
18. *Папулис А.*, Теория систем и преобразований в оптике», М.: Мир, , 1971.
19. *Wang R. K.* Resolution improved optical coherence-gated tomography for imaging through biological tissues // J. Mod. Opt., 1999, V. 46, P. 1905-1912.
20. *Swanson E. A., Huang D., Hee M. R., Fujimoto J. G., Lin C. P., Puliafito C. A.* High-speed optical coherence domain reflectometry // Opt. Lett., 1992, .V. 17, P. 151-153.
21. *Rollins A. M., Yazdanfar S., Kulkarni M. D., Ung-Arunyawee R. Izatt J. A.* In vivo video rate optical coherence tomography, // Opt. Expr., 1998, V. 3, P. 219-229.
22. *Ярив А.* Введение в оптическую электронику Пер. с англ. М.: ВШ 1983.
23. *Kobayashi K.* Imaging techniques and applications of the scanning laser ophthalmoscope, //Opt. Eng., 1995, V. 34, P. 717-725.

ОПТИЧЕСКАЯ ПАМЯТЬ НА ОСНОВЕ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ В НАНОЧАСТИЦАХ МЕТАЛЛОВ

А. И. Денисюк

В статье рассмотрена концепция использования металлических наночастиц, совершающих индуцированные переходы между фазовыми состояниями с различными оптическими свойствами, как элементов оптической памяти с преимуществами в малых размерах элемента, малой энергией и временем переключения. Данный перспективный тип памяти разрабатывается для применения в высокоинтегрированных устройствах нанофотоники.

Введение

Нанофотоника рассматривается как перспективная технология для создания устройств передачи, обработки и хранения данных в дополнение к существующим устройствам электроники [1-5]. Предполагается, что скорость обработки данных в устройствах нанофотоники будет составлять порядка ТГц, тогда как аналогичных показатель для устройств электроники в настоящее время ограничен величиной 10 ГГц [6]. Высокоинтегрированные устройства нанофотоники могут быть созданы с использованием фотонно-кристаллических [7-8] и в особенности плазмонных волноводов [6,9-10]. Последние служат для канализации поверхностных плазмон-поляритонных волн, которые распространяются по границе металл-диэлектрик и обладают высокой локализацией. Обработка и хранение данных в устройствах нанофотоники потребует создания переключателей и элементов памяти, с размерами порядка 10-100 нм [11-12]. Данными переключателями и элементами памяти могут служить наночастицы, совершающие индуцированные фазовые переходы, сопровождающиеся значительными изменениями их оптических свойств [11,13]. Оптические переключатели на основе обратимых фазовых переходов в наночастицах VO_2 продемонстрированы в работах [13-14].

В данной статье представлен краткий обзор современного состояния и перспектив развития оптической памяти на основе фазовых переходов. Первая часть данной статьи посвящена памяти на основе фазовых переходов в халькогенидных стеклах, использующейся в современных оптических дисках. Во второй части рассмотрена возможность создания оптической памяти на основе фазовых переходов в наночастицах металлов, в частности галлия, с целью применения в устройствах нанофотоники.

Память на основе фазовых переходов в халькогенидных стеклах

Память на основе фазовых переходов, в которой информация кодируется в фазовом состоянии среды, используется в перезаписываемых оптических дисках DVD и Blu-ray [15], а также рассматривается как основной тип памяти в электронике [16]. Данный принцип записи информации был впервые предложен С. Овшинским [17]. В настоящее время в качестве сред для записи используются халькогенидные стекла, например, $Ge_2Sb_2Te_5$ (GST), в которых возможны бистабильные обратимые переключения между кристаллическим и аморфным фазовым состоянием.

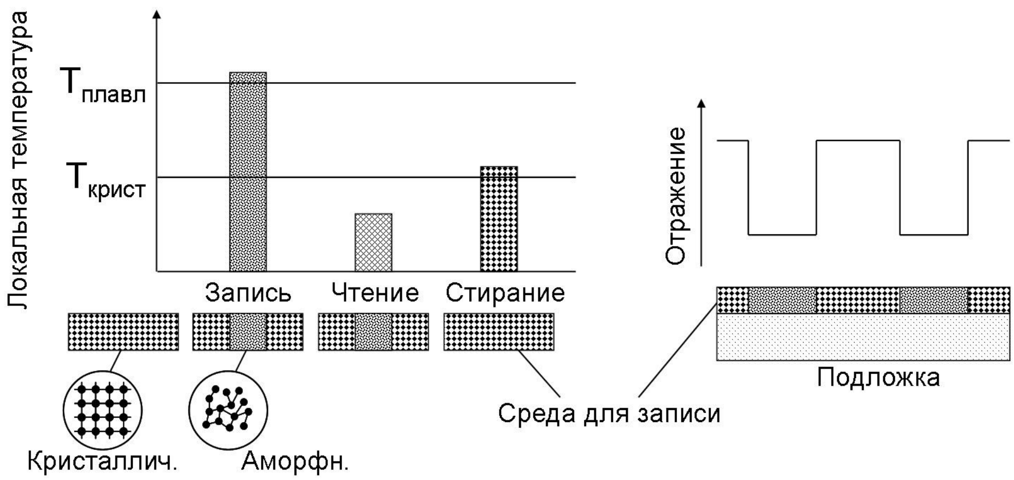

Рис. 1. Схематическое пояснение принципа действия памяти на основе фазовых переходов в халькогенидном стекле.

Рассмотрим принцип работы памяти на основе фазовых переходов в халькогенидных стеклах. Локальный участок пленки халькогенидного стекла находящейся в кристаллической фазе при нагреве до температуры плавления ($T_{плавл} \approx$ 500-600°C), например, сфокусированным лазерным лучем, переходит в аморфную жидкую фазу. После выключения источника нагрева вследствие быстрого охлаждения (более 10^9 град/сек), характерного для данных сред, и, как следствие, значительного уменьшения мобильности атомов, данный локальный участок среды оказывается «замороженным» в метастабильном аморфном твердом фазовом состоянии. Нагрев того же участка до температуры кристаллизации ($T_{крист} \approx$ 200°C) повышает мобильность атомов и вещество переходит в стабильное кристаллическое состояние (Рис. 1).

Кристаллическое и аморфное фазовые состояния халькогенидного стекла обладают различными оптическими и электрическими характеристиками, что позволяет использовать данный материал в качестве сред для записи, как в оптических дисках, так и в электронике. Для кристаллического состояния характерна малая шириной запрещенной зоны и вещество обладает полуметаллическими свойствами, в аморфном состоянии ширина запрещенной зоны больше и свойства вещества ближе к полупроводникам [15].

Память на основе фазовых переходов в наночастицах металлов

Создание элементов оптической памяти с размерами порядка 10-100 нм требует значительного изменения рефракции или абсорбции в среде для записи. Такие изменения оптических свойств возможны при фазовых переходах в металлах, например, в полиморфном металле галлий, который может находиться в нескольких твердых фазах с различной кристаллической структурой (обозначаются как α-, β-, δ-, ε- и γ-Ga) и жидкой аморфной фазе [11].

Объемные образцы галлия могут существовать только в твердой α и жидкой фазе, а остальные твердые кристаллические фазы являются метастабильными. В твердой α фазе атомы галлия соединены ковалентными связями и галлий обладает свойствами полупроводников, в то время как галлий в жидкой фазе аморфен и является классическим металлом со свободными электронами [18-19]. Столь значительная разница электронной структуры существенно изменяет оптические свойства галлия при фазовом переходе. Например, на длине волны телекоммуникационного стандарта 1,5 мкм толщина скин слоя α-Ga – 28 нм, тогда как тот же параметр для жидкой фазы галлия составляет 10 нм (рассчитано на основании оптических констант твердой α и жидкой фазы галлия [20-21]).

Твердая α фаза не наблюдается в случае наночастиц галлия [22]. Однако наночастицы галлия могут существовать в других твердых кристаллических фазах и жидком аморфном состоянии, переходы между которыми также сопровождаются значительными изменениями оптических свойств наночастиц, усиленными за счет плазмонных резонансов в них [11].

Локальное бистабильное переключение фазового состояния халькогенидных стекл не является широко распространенным свойством для других сред. Тем не менее, в случае наночастиц возможность бистабильного переключения их фазового состояния основана на особенностях фазовых переходов в них [11]. Рассмотрим переход наночастицы между двумя фазовыми состояниями «0» (низкотемпературная фаза с высоким порядком) и «1» (высокотемпературная фаза с низким порядком) с различными оптическими свойствами (Рис. 2). Переход из «0» в «1» начнется с дефектов в веществе, поскольку дефект изначально нарушает порядок близлежащих атомов. Таким дефектом могут быть атомы примеси и поверхность. В случае наночастиц доля поверхностных атомов существенна по сравнению с общим числом атомов в частице, и, следовательно, поверхностные эффекты оказывают значительное влияние на свойства всей частицы. Поэтому фазовый переход будет иметь место как постепенное изменение фазового состояния (в диапазоне температур T_1-T_2,), начиная с поверхности, вглубь наночастицы. Обратный переход из фазы «1» в «0» требует образование и рост зародышей фазы «0» и произойдет, когда размер зародышей станет критическим. В объемном образце по сравнению с наночастицей число атомов, и, следовательно, вероятность образования зародышей велика. Поэтому в объемном образце обратный переход потребует лишь незначительного переохлаждения по сравнению с температурой прямого перехода. Однако в случае наночастиц, где число атомов мало, вероятность образования зародышей фазы «0» существенно меньше, что потребует значительного переохлаждение наночастицы для совершения перехода из фазы «0» в «1». Таким образом, в случае наночастиц появится температурный интервал (T_0-T_1) в котором частица может стабильно находится в обоих фазовых состояниях [11,23]. Например, для наночастиц галлия диаметром 50 нм данный температурный интервал бистабильности составляет более 100 град. [24].

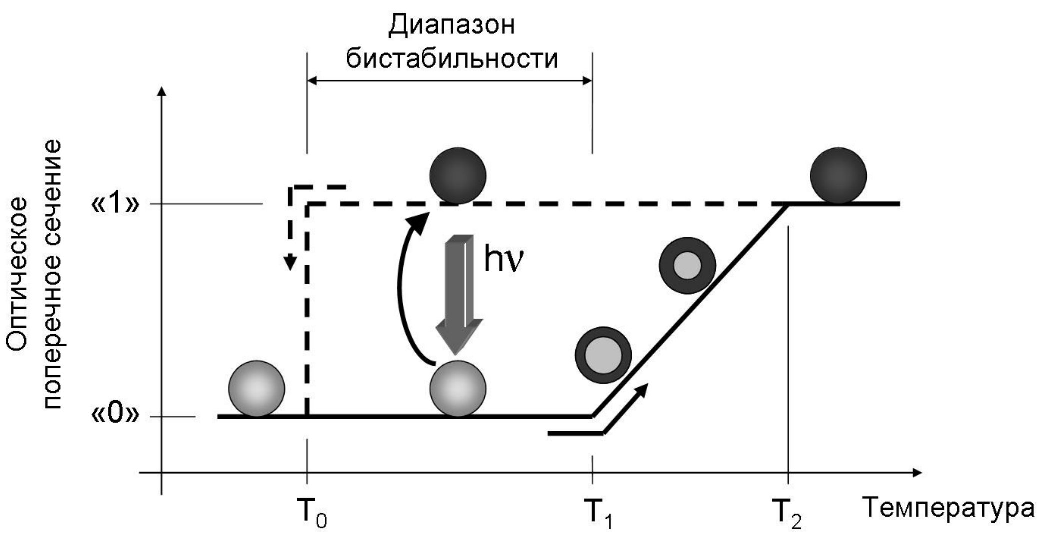

Рис. 2. Наночастица, совершающая переход между фазовыми состояниями «0» и «1», сопровождающийся изменением ее оптического поперечного сечения. В диапазоне температур T_0-T_1 возможно бистабильное переключения фазового состояния наночастицы под воздействием оптического импульса.

Свойство бистабильности фазового состояния определяет возможность записи информации в фазовом состоянии наночастицы. Так, наночастица находящаяся внутри диапазона бистабильности в состоянии «0» может быть переключена в состояние «1» под воздействием энергии, сообщенной, например, оптическим импульсом, таким образом, произойдет запись 1 бита информации [24]. Благодаря полиморфизму (не наблюдаемому в объемных образцах) наночастица галлия может существовать в четырех твердых (β-, δ-, ε- и γ-Ga) и жидкой фазе. Следовательно, на одной наночастице может быть записано несколько бит информации [25].

Весьма важным вопросов является энергопотребление устройств памяти, которое в основном определяется энергией необходимой для записи информации. Переключение фазового состояния наночастиц требует весьма малых затрат энергии. Так, переключение наночастицы галлия диаметром 50 нм из твердой β в жидкую фазу, потребует энергии порядка 15 фДж. Значительно менее энергоемки переходы из твердой в твердую фазу, например, переключение той же частицы галлия из δ в β фазу потребует менее чем 0,2 фДж, что равно энергии 1000 фотонов с длинной волны 1 мкм [11].

Не менее важной характеристикой для устройств памяти является время записи информации, то есть в данном случае время изменения фазового состояния среды. Время перехода из «старой» в «новую» фазу определяется скоростью перемещения их границы и размерами образца. Данная скорость существенно меньше скорости звука в среде [26]. Таким образом, для наночастиц металлов время фазового перехода составляет порядка наносекунд [11]. Однако в случае фотоиндуцированных переходов из «старой» фазы с высоким порядком в «новую» фазу с низким порядком электронная структура «новой» фазы может сформироваться за значительно меньшее время. Для галлия показано, что под воздействием фемтосекундных оптических импульсов фотоиндуцированное переключения фаз может происходить за время порядка 2-4 пс [11,27].

Предполагаемый высокий потенциал плотности записи информации в фазовом состоянии наночастицах металлов может быть изучен и продемонстрирован в лабораторных условиях с использованием электронного луча, который в отличие от оптических лучей, позволяет быть сфокусированным в пятно менее 10 нм диаметром. В зависимости от мощности сфокусированный электронный луч может служить как источником энергии для переключения фазового состояния индивидуальных частиц внутри массива наночастиц, так и для контроля изменения их фазового состояния с помощью измерения катодолюминесцентной эмиссии (Рис. 3) [28].

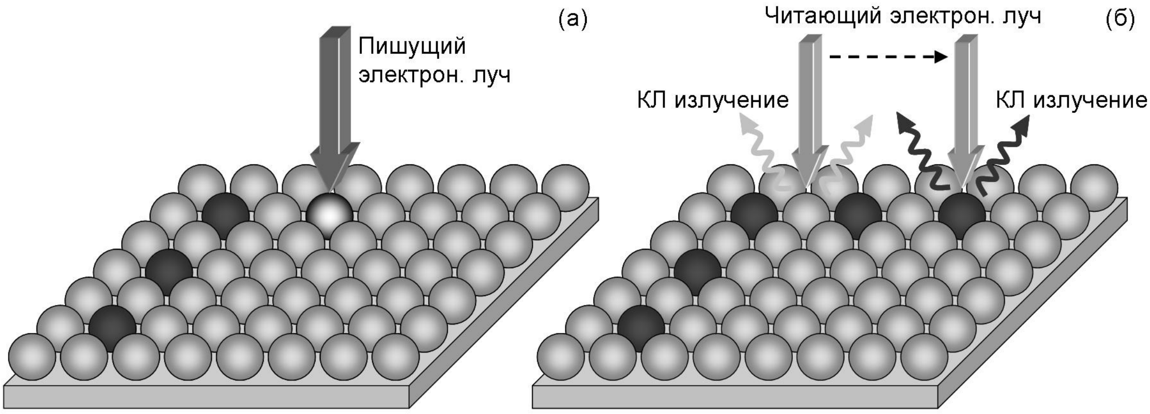

Рис. 3. Использования электронного луча для переключения (а) и считывания (б) фазового состояния индивидуальных частиц внутри массива наночастиц. Считывания производится с помощью измерения катодолюминесцентного (КЛ) излучения наночастиц.

Заключение

В статье рассмотрена концепция оптической памяти на основе фазовых переходов в наночастицах металлов. Данный тип памяти обладает высокими характеристиками: размером элемента порядка десятков нанометров, энергии переключения порядка фемто-джоулей и временем переключения до пикосекунд. Оптическая память на основе фазовых переходов в наночастицах металлов является перспективным типом памяти для высокоинтегрированных устройств нанофотоники.

Список литературы

1. *Kirchain R., Kimerling, L.* A roadmap for nanophotonics. // Nature Photonics, 2007, V. 1, P. 303-305.
2. *Rigneault H., Lourtioz J.-M., Delalande C., Levenson A.* Nanophotonics. – London: ISTE Ltd, 2006. – 324 p.
3. *Kwiat P. G.* An integrated light circuit. // Nature, 2008, V. 453, P. 294-295.
4. Intel Research www.intel.com/go/sp
5. IBM Research www.research.ibm.com/photonics
6. *Zia R., Schuller J. A., Chandran A., Brongersma M. L.* Plasmonics: the next chip-scale technology. // Materials Today, 2006, V. 9, P. 20-27.
7. *Miller D. A.* B. Photonics crystals: Straightening out light // Nature Materials, 2006, V. 5, P. 83-84.
8. *Rakich P. T., Dahlem M. S., Tandon S., Ibanescu M., Soljacic M., Petrich G. S., Joannopoulos J. D., Kolodziejski L. A., Ippen E. P.* Achieving centimeter-scale supercollimation in a large-area two-dimensional photonic crystal. // Nature Materials, 2006, V. 5, P. 93-96.
9. *Ozbay E.* Plasmonics: Merging Photonics and Electronics at Nanoscale Dimensions. // Science, 2006, V. 311, P. 189-193.

10. *Lal S., Link S., Halas N. J.* Nano-optics from sensing to waveguiding. // Nature Photonics, 2007, V. 1, P. 641-648.
11. *Zheludev N.* All change, please. // Nature Photonics, 2007, V. 1, P. 551-553.
12. *Baba T.* Photonic Crystals: Remember the light. // Nature Photonics, 2007, V. 1, P. 11-12.
13. *Rini M., Cavalleri A., Schoenlein R. W., Lopez R., Feldman L. C., Haglung R. F. Jr.* Photoinduced phase transition in VO_2 nanocrystals: ultrafast control of surface-plasmon resonance. // Optics Letters, 2005, V. 30, P. 558-560.
14. *Cavalleri A., Rini M., Schoenlein R. W.* Ultra-broadband femtosecond measurements of the photo-induced phase transition in VO_2: from the Mid-IR to the hard X-rays. // Journal of the Physical Society of Japan, 2006, V. 75, P. 011004-1-9.
15. *Waser R.* Nanoelectronics and Information Technology. – Darmstadt: Druckhaus Darmstadt GmbH, 2005. – 1002 p.
16. *Wuttig M.* Towards a universal memory? // Nature Materials, 2005, V. 4, P. 265–266.
17. *Ovshinsky S. R.* Reversible electrical switching phenomena in disordered structures. // Physical Review Letters, 1968, V. 21, P. 1450-1453.
18. *Bernasconi M., Chiarotti G. L., Tosatti E.* Ab initio calculations of structural and electronic properties of gallium solid-state phases. // Physical Review B, 1995, V. 52, P. 9988-9998.
19. *Comins N. R.* The optical properties of liquid metals. // Philosophical Magazine, 1972, V. 25, P. 817-831.
20. *Kofman R., Cheyssac P., Richard J.* Optical properties of Ga monocrystal in the 0.3-5-eV range. // Physical Review B, 1977, V. 16, P. 5216-5224.
21. *Teshev R. Sh., Shebzukhov A. A.* Electronic characterisitcs and dispersion of optical constants of liquid gallium in the 0.4-2.5 μm region. // Optics and Spectroscopy, 1988, V. 65, P. 693–695.
22. *Di Cicco A.* Phase transitions in confined gallium droplets. // Physical Review Letters, 1998, V. 81, P. 2942–2945.
23. *Shirinyan A. S., Wautelet M.* Phase separation in nanoparticles. // Nanotechnology, 2004, V. 15, P. 1720-1731.
24. *Soares B. F., Bashevoy M. V., Jonsson F., MacDonald K. F., Zheludev N. I.* Polymorphic nanoparticles as all-optical memory elements. // Optics Express, 2006, V. 14, P. 10652-10656.
25. *Soares B. F., Jonsson F., Zheludev N. I.* All-Optical Phase-Change Memory in a Single Gallium Nanoparticle. // Physical Review Letters, 2007, V. 98, P. 153905-1-4.
26. *Ivanov D. S., Zhigilei L. V.* Kinetic limit of heterogeneous melting in metals. // Physical Review Letters, 2007, V. 98, P. 195701-1-4.
27. *Rode A. V., Samoc M., Luther-Davies B., Gamaly E. G., MacDonald K. F., Zheludev N. I.* Dynamics of light-induced reflectivity switching in gallium films deposited on silica by pulsed laser ablation. // Optics Letters, 2001, V. 26, P. 441-443.
28. *Denisyuk A. I., Jonsson F., MacDonald K. F., Zheludev N. I., Garcia de Abajo F. J.* Luminescence readout of nanoparticle phase state. // Applied Physics Letters, 2008, V. 92, P. 093112-1-3.

ФОТОНИКА XXI ВЕКА: СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ И ТЕНДЕНЦИИ РАЗВИТИЯ

Н.В. Никоноров, В.Н. Васильев, С.А. Козлов

Настоящая статья написана по материалам доклада, который был зачитан 16 октября 2006 г. на пленарном заседании VI Международного оптического конгресса «ОПТИКА – XXI ВЕК»

Введение

Мировые тенденции в области развития оптики, оптического приборостроения и оптического материаловедения в последние годы претерпели значительные изменения. Эти изменения коснулись как сути – разработано новое поколение оптических материалов, открыты новые оптические явления и эффекты, которые легли в основу создания принципиально новых оптических элементов, приборов и систем, так и формы – появилось много новых оптических терминов. Сегодня в рейтинге этих терминов первое место по популярности занимает слово «фотоника». Весь мир, связанный с высокими технологиями активно употребляет и эксплуатирует этот термин. Этот термин вписан в приоритетные направления развития науки и техники многих ведущих стран (США, Великобритания. Южная Корея, страны Европейского Союза). В этих странах под слово «фотоника» разрабатываются государственные стратегические программы развития на 10-20 лет. Эти страны под фотонику выделяют гигантское госбюджетное финансирование. Сегодня фотоника – не только новейшая наука и технология. Во всем мире фотоника успешно развивается как бизнес: тысячи высокотехнологичных компаний работают в этом секторе. Рынок фотоники начинает конкурировать с традиционным оптическим рынком и по прогнозам должен через 10-15 лет догнать рынок электроники. Поэтому цель доклада – это понять, какое содержание сегодня вкладывается в слово «фотоника», на что ориентировано это направление, как развивается и какие задачи оно решает. Это первая попытка не только проанализировать, что происходит в мире по направлению фотоника, но и оглянуться на себя – мы идем в том же направлении, что и весь мир, или у нас, как всегда, собственный путь? Ушел ли «поезд фотоники» без нас, как это было с электроникой в последние 20 лет, или нам удалось все-таки не упустить его и занять в нем достойное место? Поэтому основная задача доклада была показать современное состояние и тенденции развития фотоники в мире и у нас в стране.

1. Термин «Фотоника»

Термин «**фотоника»** впервые появился в середине 60-х годов. Этот термин впервые ввел академик А.Н.Теренин (рис.1), который работал в Государственном оптическом институте им С.И.Вавилова и Ленинградском государственном университете (ЛГУ). Академик А.Н. Теренин основал новое направление, названное им фотоникой, находящееся на стыке физики и химии [1]. Уже в 1964 г. под руководством А.Н.Теренина. на физическом факультете ЛГУ была создана кафедра биомолекулярной и фотонной физики, а затем кафедра фотоники.

Рис.1. Академик А.Н.Теренин

Точного определения термина «фотоника» А.Н. Теренин не приводил. Тем не менее, в своей книге «Фотоника молекул красителей и родственных органических соединений», изданной в 1967 г., он определял фотонику, как «…**совокупность взаимосвязанных фотофизических и фотохимических процессов…»** [2].

В этом же году французский физик Пьер Эйгран (рис.2) дал более конкретное определение термина «фотоника» [3] - «…**Photonics is the science of the harnessing of light. Photonics encompasses the generation of light, the detection of light, the management of light through guidance, manipulation, and amplification, and most importantly, its utilisation for the benefit of mankind...»** («…Фотоника – наука об использовании света.

Фотоника охватывает генерацию света, детектирование света, управление светом посредством передачи, обработки и усиления и, что самое важное, его использование для блага человечества…»). Это определение фотоники легло в основу Европейской Стратегической Программы развития фотоники, опубликованной в 2006 г. [4] (ри1с.3) и вошедшей в 7-ю Рамочную Программу Евросоюза.

Рис.2. Французский физик Пьер Эйгран

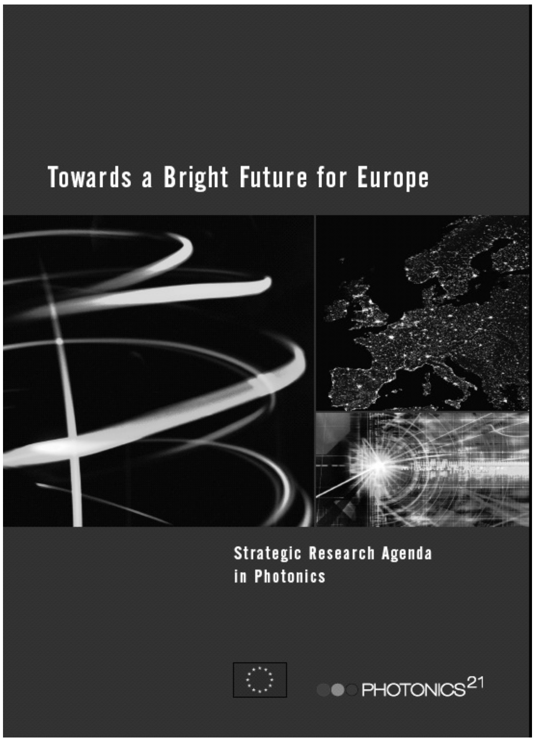

Рис.3. Титульная страница стратегической программы развития фотоники в странах Евросоюза в XXI веке

Наибольшую популярность термин «фотоника» стал приобретать в середине 80-х годов XX века в связи с бурным развитием лазерной техники, волоконной и интегральной оптики. К этому времени появилось много направлений в современной оптике и, соответственно, много названий: электрооптика, магнитооптика, акустооптика, волоконная оптика, интегральная оптика, микрооптика, нелинейная оптика, голография, иконика и т.д.

Такое разнообразие терминов привело к необходимости введения нового названия, которое объединяло бы новые современные направления оптики и давало бы новый толчок в развитии и коммерциализации оптики. Термин «фотоника» стал таким объединенным названием. В середине 80-х годов международный научно-популярный журнал “Photonics” опубликовал миниатюру, которая отразила эволюцию термина «фотоника» (рис.4).

Рис. 4. Эволюция термина фотоника (из журнала Photonics)

На сегодняшний день существует несколько определений термина «фотоника». Приведем некоторые из них:

- В 2004 американское издательство *Laurin Publishing Co Inc.* публикует словарь по фотонике, в котором определяет фотонику следующим образом: «…**Фотоника охватывает область науки и техники, связанную с использованием светового излучения (или потока фотонов) в оптических элементах, устройствах и системах, в которых генерируются, усиливаются, модулируются, распространяются и детектируются оптические сигналы, а также производится их запись или отображение…»** [[5]]. В этом определении важным пунктом является тот факт, что фотон является главным действующим информационным носителем.

- В 2006 министерство торговли и индустрии Объединенного Королевства публикует стратегическую программу по развитию фотоники "PHOTONICS: a UK strategy for success", в которой дается следующее определение фотоники (рис.5) [[6]]: **«… Фотоника – технология, которая включает излучение света, его передачу, отклонение, усиление и детектирование при помощи оптических компонент и устройств, лазеров и других источников, оптического волокна, электро-оптических метрологических устройств и других сложных нанофотонных систем…»**

- В 2006 Королевский институт технологии привел следующее определение фотоники: «…**Фотоника – область информационной технологии, которая выходит за границы между оптикой и электроникой, чтобы обеспечить технологию и инфраструктуру для глобального интернета и мобильной связи…»**

Российский словарь терминов «Фотоника», изданный Российской Академией Наук в 2004 году (рис.6), дает следующее определение [[7]]:

Рис..5. Титульная страница стратегической программы развития фотоники в XXI веке в Объединенном Королевстве

Рис. 6. Титульная страница словаря терминов по фотонике

- «…Фотоника - наука о способах генерации и практического использования света и других форм энергии излучений, квантовой единицей которых является фотон. …Термин «фотоника» возник по аналогии с термином «электроника» и подчеркивает тот факт, что фотон как материальный агент информационных систем может выполнять все функции, выполняемые электроном. …Фотоника изучает физические принципы использования света в системах передачи, приема, хранения, переработки и отображения информации, в том числе в виде оптических изображений. …Составными частями фотоники являются оптоэлектроника, иконика, тепловидение и ночное видение, квантовая электроника, отдельные разделы геометрической и физической оптики и ряд других дисциплин…».

Часто термин «фотоника заменяется термином «оптоэлектроника». Однако энциклопедический словарь «Электроника» (1991 г.) дает свое определение этому названию: «…Оптоэлектроника – раздел электроники, охватывающий использование эффектов взаимодействия электромагнитных волн оптического диапазона с электронами в веществах и методы создания оптоэлектронных приборов и устройств, использующих эти эффекты для генерации, передачи, хранения, обработки и отображения информации…».

2. Задачи фотоники

Современная фотоника ориентирована на решение следующих задач:

- миниатюризацию оптических элементов, устройств и систем;
- интеграцию оптических элементов, устройств и систем на единой базе (подложке, чипе);
- сверхбыстродействие оптических систем (в полностью оптических устройствах управление сигналом может осуществляться за время 10 фс);
- сверхскоростную передачу больших массивов информации (более 1 Тбит/с).
- низкий уровень энергии управляющих сигналов (в современных оптических переключателях энергия управляющего сигнала может составлять 1-5 фДж).
- полифункциональность оптических материалов.

3. Фотоника в государственных программах (примеры)

В 1994 г. Президентский Совет США (the President's Council on Competitiveness) выделяет фотонику в разряд критических технологий для экономики США и в 1998 г. Национальный Совет по исследованиям (the US National Research Council) публикует стратегию развития фотоники в 21 веке - "Harnessing Light. Optical Science and Engineering for the 21st Century" (рис.7).

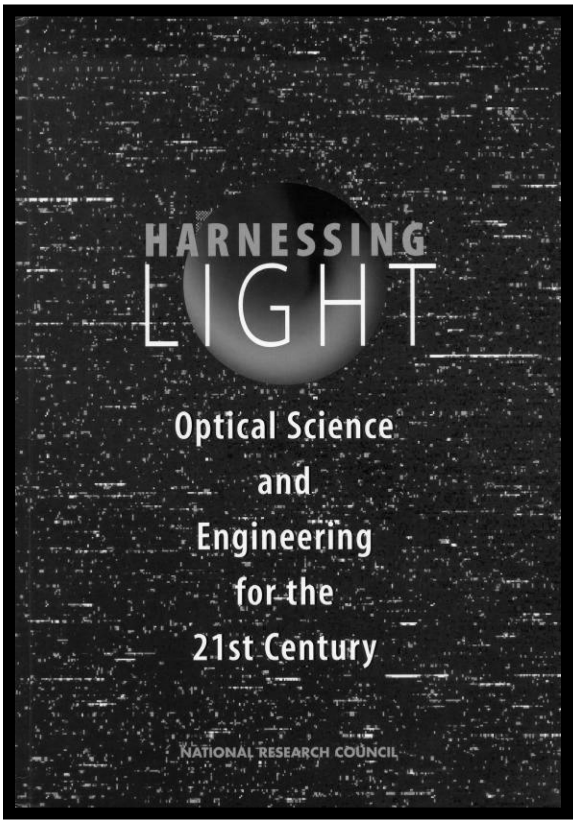

Рис.7. Титульная страница стратегической программы развития фотоники в в XXI веке в США.

В 2006 г. министерство промышленности и торговли Великобритании публикует глобальный программный документ по высоким технологиям - стратегию развития фотоники в 21 веке - "PHOTONICS: a UK strategy for success" (рис.5) .

В 2006 г. Европейский Союз в 7-ой Рамочной Программе развития науки техники в Европе выделяет 29 технологических платформ (приоритетных направлений). Одно (28-е) из этих направлений ориентировано на фотонику. Евросоюз публикует глобальный документ - стратегию развития приоритетного направления «фотоника» в Европе в 21 веке - "Towards a Bright Future for Europe - STRATEGIC RESEARCH AGENDA IN PHOTONICS" (рис. 3). В этой программе участвует 27 стран (среди них 21 – члены ЕС), более 40 университетов, более 160 высокотехнологичных компаний.

В России также опубликован список приоритетных направлений развития науки направлений, техники и технологий РФ (8 направлений) и перечень критических технологий (34 технологии). К сожалению, ни оптика, ни фотоника в эти перечни не попали.

4. Основные области приложений фотоники:

В стратегических программах Евросоюза и Объединенного Королевства по развитию фотоники в XXI веке из многочисленных приложений выделено только 5 приоритетных направлений, где уже имеются значительные заделы и в ближайшей перспективе просматривается возможность получения результатов, важных для коммерческих предложений:

1) информационные и телекоммуникационные технологии
2) живые системы и здоровье
3) безопасность и оборона
4) энергетика, освещение и дисплеи
5) индустриальная фотоника

5. Рынок фотоники

В перечисленных стратегических программах помимо приоритетных направлений развития фотоники дан анализ рынка фотоники.

Приведем несколько примеров:

1) Американская Программа сделала прогноз, что рынок фотоники в США будет удваиваться каждые четыре года и достигнет в 2013 году 500 миллиардов долларов. Далее он будет удваиваться уже каждые два года. К 2015 году рынок фотоники достигнет 1 триллион долларов. По прогнозам Программы в 2015 году более 35% всех выпущенных потребительских товаров будут составлять приборы и устройства, созданные на основе принципов фотоники.

2) По данным Программы Евросоюза:

- экономический рост индустрии фотоники превышает рост экономики многих ведущих стран;
- скорость ежегодного роста в лазерном секторе будет достигать 18%;
- рынок оптических устройств хранения информации будет возрастать на 20% каждые 5 лет;
- скорость ежегодного роста в секторе «живые системы и здоровье» достигнет 38 %;
- рынок органических светоизлучающих диодов (OLED) будет возрастать на 40% каждые 5 лет.

3) - Министерство науки и технологий Южной Кореи на фотонику ежегодно выделяет 30% всего госбюджета, направленного на науку. В 2005 эта величина составила 8.5 миллиардов долларов.

4) - Под 7-ю Европейскую Рамочную Программу в 2007 г. выделяется 50.5 миллиардов евро. Более 20% этого финансирования запланировано на фотонику.

6. Издания по фотонике (примеры)

Сегодня по фотонике имеется чрезвычайно широкий спектр литературы:
- периодические научно-популярные и рекламные журналы: "Photonics Spectra", "EuroPHOTONICS", "BioPHOTONICS", "Optics and Photonics News", «Фотоника»;
- справочники и словари: "Photonics Dictionary", "Photonics Corporate Guide", "Photonics Handbook", "Photonics Buyers' Guide", «Словарь терминов - Фотоника»;
- периодические научные журналы: "Photonics and Nanostructures";
- монографии: "Nanophotonics", "Fundamentals of Photonics", и т.д.

7. Образование по фотонике

Сегодня более 100 университетов мира ведут подготовку бакалавров и магистров по направлению «Фотоника». Спектр названий специальностей широкий, но, так или иначе, они включают в себя ключевое слово фотоника: "Photonics", "Photonic Networks", "Photonics Engineers", "Engineering in Photonics", "Optics and Photonics", "Optical and Photonic Engineering", "Photonics and Optoelectronic Devices" и т.д. Так например, 5 ведущих университетов Европы (Ghent University - Belgium, University of Brussels - Belgium, St.Andrews University - Scotland, Heriot-Watt University - Scotland, Royal Institute of Technology - Sweden) создали совместную программу "Erasmus Mundus Master of Science Program in Photonics" для подготовки высококвалифицированных специалистов во всех аспектах фотоники.

В 2002 г. в СПбГУ ИТМО создан новый факультет Фотоники и потоинформатики. В 2004 г. СПбГУ ИТМО явился инициатором открытия нового направления подготовки бакалавров и магистров в России - «Фотоника и оптоинформатика». В 2006 г. уже несколько ведущих университетов России (Владимирский гос. у-т, Ростовский гос. у-т, Балтийский гос. у-т, Томский гос. у-т СУР) начали подготовку бакалавров и магистров по направлению «Фотоника и оптоинформатика».

Заключение

В заключение доклада сформулировано три тезиса:
- «…Есть все основания полагать, что вклад фотоники в мировое развитие в 21 веке будет такой же весомый и значительный, как электроники в 20 веке и пара в 19 веке…» (цитата из Стратегической Программы "PHOTONICS: a UK strategy for success".

- Все мировое научное и технологическое сообщество уже включилось в процесс раздела будущего рынка продукции фотоники.

- По ключевым направлениям фотоники Россия не потеряла инициативу, более того, сегодня она находится в одинаковых «стартовых условиях» по отношению к другим ведущим странам как в области исследований, так и в области образования.

Литература:

1. Советский энциклопедический словарь. Под ред. А.М.Прохорова. М.: Изд. «Сов. Энциклопедия». 1983, стр. 1316.
2. Теренин А.Н. «Фотоника молекул красителей и родственных органических соединений», 1967.
3. www.photonics21.org
4. Towards a Bright Future for Europe. Strategic research agenda in photonics. 2006.
5. The Photonics Dictionary, Laurin Publishing Co Inc., USA, 2004.
6. Photonics: a UK strategy for success", July 2006.
7. Фотоника. Словарь терминов. Изд. РАН, 2004.