ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ В НАНОСТРУКТУРАХ

С. А. Максименко, Г. Я. Слепян, К. Г. Батраков, П. П. Кужир, А. В. Мадьяров, А. М. Немиленцев, А. А. Хрущинский, М. В. Шуба

1. Введение

Последние два десятилетия развития науки и технологии ознаменовались быстрым прогрессом в синтезе различных типов искусственных сред и материалов, обладающих наноразмерной структурированностью и свойствами, существенно отличающимися от свойств природных сред. По сути дела, происходит фундаментальный перелом в физике и химии конденсированного состояния, значительно расширяющий наши представления о природе твердых тел и наши возможности управления их свойствами, сделан решительный шаг к созданию материалов, приборов и устройств с новыми уникальными свойствами. Словосочетания с приставкой нано-: наноэлектроника и нанооптика, наномеханика, наносенсорика, наноматериалы – определяют целые направления в современной физике, химии, материаловедении, приборостроении.

Развитие наноэлектроники – электроники на глубоком субмикронном уровне, т. е. с линейными размерами элементов цепей меньше 0.1 мкм, - создает предпосылки нового шага в решении проблемы миниатюризации устройств передачи, приема и обработки информации. Термин охватывает как традиционные микроэлектронные устройства и технологии с более высокой степенью миниатюризации, так и последние достижения молекулярной электроники, которая манипулирует одиночными атомами и молекулами. Идет разработка мономолекулярных логических схем, которые могут стать основой для новых поколений компьютеров, отличающихся сверхминиатюрными размерами при уникальной эффективности. Основу для этого создают новые нанотехнологические материалы, такие как фуллерены [1] и углеродные нанотрубки (УНТ) [1, 2] – квазиодномерные макромолекулы углерода, органические полимеры [3], структуры на основе квантовых ям, квантовых проводов и квантовых точек (КТ) – локализованных наноразмерных включениях в полупроводник [4-6], обеспечивающих пространственное квантование движения носителей заряда в одном или нескольких направлениях и тем самым возможность использования таких структур в качестве активных сред полупроводниковых лазеров. Широкий обзор работ по лазерам на КТ представлен в монографии [6]. Недавние исследования продемонстрировали возникновение гибридных форм углерода - пиподов - на основе внедрения в УНТ различных фуллеренов [7], таких как C₆₀, C₇₀, C₈₀, C₈₄ и металлофулеренов [8], например Gd@C₈₂ и Sc₂@C₈₄. Оптические и электронные свойства КТ привлекают внимание также многообещающими возможностями для хранения, передачи и обработки квантовой информации [8-12]. В частности,

достигнут значительный прогресс в создании однофотонных источников света [12, 13].

Твердотельные наноструктуры представляют собой наноразмерные неоднородности различной природы и конфигурации внутри полупроводниковых и диэлектрических сред. Несмотря на различную физическую природу этих объектов, их объединяют весьма малые размеры в одном или нескольких направлениях, всего на 1–2 порядка превышающие характерное межатомное расстояние. При этих условиях длина волны де Бройля электрона оказывается сравнимой с размерами системы, и квантовая природа носителей заряда проявляется в полной мере. В частности, *пространственное ограничение овижения зарядов* приводит к дискретизации энергетического спектра с энергетическими уровнями, определяемыми размером и формой нанообъекта. Именно этот эффект лежит в основе использования полупроводниковых структур пониженной размерности в качестве активной среды полупроводникового лазера, обеспечивает уникальное свойство одностенных УНТ менять свою проводимость на несколько порядков, от полупроводниковой до металлической, при изменении радиуса на несколько ангстрем.

Помимо эффекта пространственного ограничения движения носителей заряда, присущая наноструктурам пространственная неоднородность создает в них *наномасштабные неоднородности электромагнитных полей*. Во многих случаях они порождают значительную пространственную дисперсию, которая, как известно, играет фундаментальную роль и в классической кристаллооптике [14]. Если первый фактор лежит в фокусе современных физических исследований наноструктур, то роль второго из них часто недооценивается. Осознание этого факта явилось мотивацией для цикла исследований по электродинамике наноструктур, выполненных в лаборатории электродинамики неоднородных сред НИИ ядерных проблем БГУ.

Развитие электродинамики всегда тесно увязывалось с практическими проблемами, возникающими при решении задачи приема-передачи и обработки сигналов теми или иными системами в тех или иных средах. Так, например, проблема радиолокации привела к развитию методов решения задач рассеяния электромагнитных волн на телах произвольной формы [15], а потребность осуществления дальней радиосвязи привела к созданию теории рассеяния на статистически неоднородных поверхностях [16]. Становление квантовой электроники потребовало создания теории открытых квазиоптических резонаторов [17]. Синтез высококачественных оптических волокон сделал реальной волоконнооптическую связь, что привело к развитию теории открытых диэлектрических волноводов [18, 19]. Развитие микроэлектроники стимулировало работы по электродинамике микрополосковых и других планарных структур [20]. Современный этап развития электродинамики связан с созданием высокоэффективных методов описания дифракции на телах с произвольной пространственной конфигурацией и диссипацией энергии [21]. Учитывая прогресс технологий синтеза все новых типов наноструктурированных объектов и материалов и потребности их применения в информационных и сенсорных системах, можно с уверенностью утверждать, что моделирование наноструктур и наноразмерных элементов цепей и систем является одним из магистральных направлений развития современной электродинамики. В связи с этим возникают новые постановки задач, а хорошо известные приемы и методы наполняются новым содержанием.

Первый этап развития квантовой физики твердого тела был полностью посвящен однородным средам. Итогом моделирования среды было дисперсионное уравнение для связанных состояний электромагнитного поля и материальных частиц. Его решения соответствуют собственным волнам среды так называемым квазичастицам, которые отличаются от обычных (свободных) частиц сложным видом дисперсионной характеристики. Переход к наноразмерным неоднородностям создал условия для дифракции и рассеяния квазичастиц, их преобразования друг в друга, подобно тому, как это имеет место для электромагнитных волн в нерегулярных волноводах или в квантовых полупроводниковых сверхрешетках [22]. Существенную роль при этом играют резонансные взаимодействия различных мод. Процессы взаимодействия различных мод в наноструктурах оказываются более сложными ввиду большего разнообразия взаимодействующих мод и сложной трехмерной конфигурации неоднородностей. Соответственно электромагнитные свойства наноматериалов также оказываются более богатыми и разнообразными. В частности, квантование движения носителей заряда и неоднородность электромагнитного поля внутри и вблизи наноразмерных объектов часто приводит к пространственной нелокальности электромагнитного отклика, обеспечивает необычные механизмы неустойчивости и нелинейности, делает нанообъекты привлекательными для использования в квантовых информационных сетях для хранения и передачи квантовой информации.

Таким образом, особенностью электродинамики наноструктур является то, что, в отличие от классической электродинамики, она имеет дело с системами и средами со сложными и необычными законами дисперсии квазичастиц. По сути дела, электродинамическая задача на наноуровне должна формулироваться как самосогласованная задача о движении носителей заряда в создаваемом ими электромагнитном поле. Очевидно, что в этом случае традиционное для классической электродинамики введение материальных параметров среды становится невозможным или, по крайней мере, требует существенной модификации.

Во многих случаях при взаимодействии наноструктур со светом принципиальную роль играет квантование последнего. При этом мы приходим к необходимости развития квантовой оптики наноструктур и наноструктурных композитов. Здесь следует подчеркнуть, что применение к наноструктурам общих принципов квантования электромагнитного поля [23] не является тривиальным. Особо следует выделить проблему введения эффективных материальных уравнений экситонного композита. Здесь известны различные способы, причем не всегда они принципиально эквивалентны. Между тем проблема особенно существенна именно в квантовой оптике: нарушение некоторых общих условий для материальных уравнений сразу же приводит к физическим противоречиям при квантовании поля [23]. Наиболее оправданный и эффективный путь здесь, по нашему мнению, основан на введении показателя преломления через амплитуду рассеяния одиночного рассеивателя на нулевой угол. Следует подчеркнуть, что этот путь применим не только для фотонов, но и для квантовых частиц иной физической природы (атомов, атомных ядер, нуклонов и т. д.), что позволило положить его в основу ядерной оптики поляризованных сред [24].

Начало работ в лаборатории в данном направлении можно отнести к 1997 г. К настоящему моменту заложены основы новой исследовательской дисциплины – наноэлектромагнетизма, синтезирующей макроскопическую электродинамику и микроскопическую теорию электронных свойств низкоразмерных структур. Исследования охватывают широкий класс эффектов переноса и линейной электродинамики УНТ и композитов на их основе [25–38], нелинейного переноса и нелинейной оптики УНТ [39–45], электродинамики КТ и их массивов с учетом влияния локальных полей [46–59], квантовой электродинамики низкоразмерных структур [60–65]. Начаты теоретические и экспериментальные исследования взаимодействия СВЧ излучения с нанокомпозитами на основе луковичных форм углерода (ЛФУ) [66, 66]. Обосновывается единый подход к построению электродинамики наноструктур [64], который аккумулирует и использует хорошо известные методы и приемы макроскопической электродинамики [21]. В работе [64] впервые вводится понятие наноэлектромагнетизма как самостоятельного направления исследований.

Исследования выполнялись в рамках ряда проектов Государственных программ фундаментальных исследований: «Электроника», «Вещество» «Нанотех», «Фотоника», Межвузовских программ фундаментальных исследований «Наноэлектроника» и «Низкоразмерные системы» и при поддержке БРФФИ (проекты Ф97-174, Ф99-069, Ф01-047, Ф01-176, Ф02Р-047, Ф04М-078, Ф05-127, Ф06Р-091, Ф06Р-101). Существенная поддержка исследованиям оказана со стороны международных научных фондов, таких как ИНТАС (проекты 96-0467, 97-2018, 03-50-4409, 04-83-3607, 05-109-4595, 05-1000008-7801, 06-1000013-9225), программа Наука ради мира научного комитета НАТО (проекты SfP-972614, PST.CLG.980375 и SfP-981051) и в рамках Белорусско-Германского соглашения в области исследований (проекты WEI-001-98 и BEL-01-01).

2. Базовый формализм электродинамики УНТ

УНТ – углеродная макромолекула, получаемая сворачиванием плоского графитового слоя в цилиндр. Типичный радиус УНТ лежит в пределах 5–20 нм, тогда как ее длина может достигать нескольких микрон. Геометрическая конфигурация УНТ зависит от направления вектора сворачивания \mathbf{R}_c и классифицируется дуальным индексом (*m*, *n*) с (*m*, 0) для zigzag УНТ и (*m*,*m*) для armchair УНТ (рис. 1).

Наш подход к описанию электромагнитного отклика УНТ основан на методе эффективных граничных условий (ЭГУ), первоначально развитом в теории антенн [17, 21] для периодических структур с периодом, значительно меньшим длины волны в свободном пространстве. В отношении УНТ метод ЭГУ применим в широком частотном диапазоне – от СВЧ до рентгеновского – там, где длина волны превышает длину С–С связи в графите b = 0.142 нм. Такой подход определяет общий метод решения широкого круга задач электродинамики наноструктур.

Идея метода состоит в том, что периодическая структура заменяется гладкой однородной поверхностью, на которой определяются подходящие ЭГУ для электромагнитного поля. ЭГУ выбираются таким образом, что пространственная структура электромагнитного поля, индуцированного эффективным током, текущим по однородной гладкой поверхности, и пространственная структура поля реального тока в решетке оказываются идентичными на достаточно большом расстоянии от поверхности. Параметры решетки при этом включаются в коэффициенты ЭГУ. ЭГУ возникают в результате усреднения микроскопических полей по физически бесконечно малому элементу цилиндрической поверхности. Принимая непрерывность тангенциальной составляющей электрического и аксиальной компоненты магнитного полей на поверхности УНТ, и воспользовавшись уравнением для аксиальной проводимости УНТ [26, 28], получаем:

$$\begin{split} E_{\phi,z}\Big|_{\rho=R_{\rm cn}+0} - E_{\phi,z}\Big|_{\rho=R_{\rm cn}-0} &= 0, \qquad H_z\Big|_{\rho=R_{\rm cn}+0} - H_z\Big|_{\rho=R_{\rm cn}-0} &= 0, \\ H_{\phi}\Big|_{\rho=R_{\rm cn}+0} - H_{\phi}\Big|_{\rho=R_{\rm cn}-0} &= \frac{4\pi}{c}\sigma_{zz}(\omega)E_z\Big|_{\rho=R_{\rm cn}}. \end{split}$$
(1)

Здесь $\sigma_{zz}(\omega)$ – аксиальная проводимость УНТ, R_{cn} – ее радиус. Пространственная дисперсия вводится в ЭГУ заменой $\sigma_{zz}(\omega) \rightarrow \sigma_{zz}(\omega)/[1 + \gamma(\omega)\partial^2/\partial^2 z]$, где $\gamma(\omega) = l_0/[k(1 + i/\omega\tau)]^2$, $k = \omega/c$, τ – среднее время свободного пробега электрона. Величина l_0 характеризует вклад пространственной неоднородности поля. В работах [26, 28] показано, что для металлических УНТ $l_0 \sim 10^{-5}$.



Рис. 1. Кристаллическая решетка графитового монослоя $\mathbf{R}_c = m\mathbf{a}_1 + n\mathbf{a}_2$, $|\mathbf{a}_{1,2}| = b\sqrt{3}$, b = 0.142 нм – длина С–С связи в графите

Равенства (1) образуют полную систему ЭГУ для электромагнитного поля на поверхности нанотрубки. Их вид аналогичен эквивалентным граничным условиям Вайнштейна – Сивова [15, 21] для сетчатых структур и частопериодических решеток в классической электродинамике СВЧ. Однако в отличие от электродинамики СВЧ, имеющей дело либо с проводниками, либо с диэлектриками, проводимость УНТ является сложной функцией внутренних параметров. Установление проводимости является критической проблемой электродинамики УНТ. Математически эта проблема формулируется системой нелинейных в общем случае уравнений для элементов матрицы плотности [64]:

$$\frac{\partial \rho_{cc}}{\partial t} + eE_z \frac{\partial \rho_{cc}}{\partial p_z} = -\frac{i}{\hbar} eE_z (R_{cv}^* \rho_{cv} - R_{cv} \rho_{vc}),$$

$$\frac{\partial \rho_{cv}}{\partial t} + eE_z \frac{\partial \rho_{cv}}{\partial p_z} = \frac{i}{\hbar} eE_z [R_{cv} (\rho_{vv} - \rho_{cc}) + (R_{cc} - R_{vv}) \rho_{cv}] - i\omega_{vc} \rho_{cv}, \quad (2)$$

где индексы v и c относятся соответственно к π -электрону в валентной зоне и в зоне проводимости, ω_{vc} – частота перехода. Матричные элементы $R_{ll'}$ (l, l' = c, v) выражаются через амплитуды функций Блоха u_l следующим образом:

$$R_{ll'} = -\frac{i\hbar}{2} \int \left(u_l^* \frac{\partial u_{l'}}{\partial p_z} - u_{l'} \frac{\partial u_l^*}{\partial p_z} \right) d^3 \mathbf{r} .$$
(3)

Система (2) описывает динамику электронов в УНТ во внешнем электрическом поле и учитывает как внутри-, так и межзонные переходы. Релаксация может быть введена в рассмотрение феноменологически заменой $\omega_{\nu c} \rightarrow \omega_{\nu c} + i/\tau$. Вычисление матричных элементов $R_{ll'}$ (3) является стартовой процедурой анализа проводимости УНТ. Дальнейшее решение системы (2) устанавливает закон проводимости УНТ как в линейном (после линеаризации системы уравнений), так и в нелинейном режимах [64].

3. УНТ как нановолновод поверхностных волн

Проблема распространения поверхностных волн вдоль изолированной бесконечно длинной УНТ в свободном пространстве аналогична задаче о собственных волнах спиральных замедляющих систем СВЧ диапазона [15]. Используя условия излучения на бесконечности ($\rho \to \infty$) можно выразить скалярный потенциал Герца Π_e через модифицированные функции Бесселя первого и второго рода $I_\ell(x)$ и $K_\ell(x)$:

$$\Pi_{e} \cong e^{ihz} e^{il\phi} \begin{cases} I_{l}(\kappa\rho) K_{l}(\kappa R_{\rm cn}), & \rho < R_{\rm cn}, \\ I_{l}(\kappa R_{\rm cn}) K_{l}(\kappa\rho), & \rho > R_{\rm cn}, \end{cases}$$
(4)

| 1 | 8 | 5 |
|---|---|---|
| 1 | 8 | 5 |

где $\kappa = \sqrt{h^2 - k^2}$. Данное представление непосредственно удовлетворяет первому условию ЭГУ (1). Тогда дисперсионное соотношение для поверхностных волн в УНТ записывается в виде

$$\left(\frac{\kappa}{k}\right)^{2} I_{l}(\kappa R_{\rm cn}) K_{l}(\kappa R_{\rm cn}) = \frac{ic}{4\pi k R_{\rm cn} \sigma_{zz}} \left[1 - \gamma(\omega)(k^{2} + \kappa^{2})\right].$$
(5)

На рисунке 2 представлены результаты расчетов по формуле (5) комплексного коэффициента замедления $\beta = k/h$ азимутально-симметричной (l=0) поверхностной волны в металлической (9,0) УНТ. Обсуждение азимутальнонесимметричных мод дано в [26]. В низкочастотном режиме, где $kb < 10^{-7}$, имеет место сильное затухание ($Im(\beta) \sim Re(\beta)$). Таким образом, в этом режиме УНТ как волноводы поверхностных волн не представляют интереса. Существенно, что при этом для типичных дли
н $l_{\rm cn} \sim 1\,{\rm мкм}$ выполняется условие *l*_{cn} Re(*h*) << 1. Это означает, что УНТ проводят низкочастотные электрические сигналы подобно электрическим цепям, без сопутствующих волновых эффектов. В инфракрасной области $(10^{-5} < kb < 10^{-3})$ ситуация кардинально изменяется – УНТ допускает распространение слабозатухающих волн с практически частоткоэффициентом но-независимыми замедления И фазовой скоростью $v_{\rm ph} = \operatorname{Re}(\omega/h)$. Таким образом, анализ распространения поверхностных волн в УНТ приводит к заключениям, определяющим потенциал УНТ как элементов высокочастотных цепей: в ИК диапазоне УНТ (а) является сильно замедляю*щей системой* с коэффициентом замедления $\beta \cong 0.02$ и (б) *может служить* бездисперсионным волноводом поверхностных волн.

Практическое применение УНТ в качестве волноведущих структур и элементов антенн требует создания в них различных типов нерегулярностей, подобных тем, что формируются в обычных макроскопических волноводах.



Рис. 2. Коэффициент замедления $\beta = k / h$ для азимутально-симметричной (*l=0*) поверхностной волны в металлической (9,0) УНТ: *l* – Re(β) ; *2* – Re(β) / Im(β) ; $\tau = 3 \times 10^{-12}$ c [26]

В УНТ экспериментально наблюдается целый ряд таких нерегулярностей – допирование кристаллической решетки примесными атомами, соединение УНТ различных радиусов, Т- и Y-образные ветвления, скрещивания УНТ. Введение нерегулярностей в макроскопические волноводы не изменяет их электронных свойств и проявляется в рассеянии электромагнитных волн и трансформации спектра собственных мод. В отличие от этого, нерегулярности в нановолноводе могут кардинальным образом изменить характер его проводимости.

4. УНТ как наноантенна в террагерцовом диапазоне

Прикладной интерес к электродинамике УНТ обусловлен, в частности, перспективой реализации наноразмерных антенн [29, 67–73]. Действительно, при реальных микронных длинах УНТ, для них выполняются условия $kR_{cn} <<1$, $kl_{cn} \sim 1$, которые являются типичными для проволочных антенн СВЧ диапазона [15] и которые определяют возможность реализации наноантенны на базе УНТ. При этом были отмечены широкие возможности управления с ее помощью различными характеристиками электромагнитного излучения (поляризация, диаграмма направленности, эффективность излучения) и потенциальная возможность создания эффективного электрического контакта между наноустройствами и макромиром. Другое применение – это беспроводное соединение с нанодатчиками. Реализация таких антенн на практике требует создания адекватной теории. При этом одним из ключевых аспектов является учет конечной длины нанотрубки. Эта проблема является ключевой и для построения корректной теории электромагнитного отклика композитов на основе УНТ.

Для УНТ характерна сильная геометрическая анизотропия (длина значительно превышает радиус), а радиус значительно меньше длины волны в рабочем диапазоне частот. В этом смысле макроскопическим аналогом УН является вибраторная антенна для радиоволн. Адекватная теория одиночных вибраторов [74] построена на основе метода интегральных уравнений. Можно ожидать, что этот метод окажется эффективным и для УНТ. Однако прямой перенос интегральных уравнений антенных вибраторов на случай УНТ не является возможным. Антенные вибраторы в диапазоне радиоволн с высокой степенью точности рассматриваются как идеальные проводники [74]. Граничные условия электромагнитного поля в УНТ имеют принципиально иной характер: они представляют собой двухсторонние граничные условия импедансного типа (1). Это приводит к тому, что интегральные уравнения вибраторов требуют кардинальной модификации при переходе к УНТ.

Не останавливаясь на математических деталях анализа [34], приведем базовый результат – интегро-дифференциальное уравнение для нахождения тока j(z) в вибраторе любой проводимости σ_{zz}

$$\left\{\frac{\partial^2}{\partial z^2} + \left(k^2 - \frac{i\omega}{2\pi\sigma_{zz}R_{cn}X}\right)\right\}j(z) = -\frac{i\omega}{2\pi R_{cn}X}E_{0z}(z) + \frac{1}{X}\left[\frac{d^2}{dz^2} + k^2\right]V(z,j(z)), (6)$$

в котором

$$V(z, j(z)) = \int_{-L/2}^{L/2} \ln(2p \mid z - z' \mid) \left[\frac{z - z'}{\mid z - z' \mid} \frac{\partial j(z')}{\partial z'} - ikj(z') \right] e^{ik|z - z'|} dz'$$

и $X = -2K_0(\sqrt{\kappa^2 - k^2}R_{cn})I_0(\sqrt{\kappa^2 - k^2}R_{cn})$. Уравнение получено путем решения краевой задачи электродинамики на основе граничных условий (1). Первый член в правой части (6) описывает действие сторонней ЭДС, а второй член – влияние распределения тока по трубке (собственная ЭДС) и включает в себя члены, определяемые запаздыванием взаимодействия. При $\sigma_{zz} \rightarrow \infty$ (6) сводится к уравнению Леонтовича – Левина для идеально проводящего вибратора [74].

На рисунке 3 показано, что изменение диаграммы направленности УНТ с изменением ее длины и угла падения. Как видно, учет конечной длины является принципиальным для определения излучающих свойств УНТ. Из анализа (6) также следует, что поляризуемость УНТ имеет резонансный характер в низкочастотном диапазоне (рис. 4). Природа резонансов связана с конечностью длины УНТ. В силу существенного, $\beta \cong 0.02$, замедления электромагнитных волн в УНТ, геометрические резонансы смещаются в ИК и даже СВЧ (для полупроводниковых УНТ) диапазоны. Например, поляризация полупроводниковой УНТ (23,0) длиною 1 мкм имеет резонансный отклик на частоте 180 ГГц. Поэтому полупроводниковые УНТ будут вносить заметный вклад в поляризуемость композита на их основе в области низких частот.



Рис. 3. Диаграмма направленности для УНТ (9,0) при разной длине трубки: $l_{cn} = \lambda$ (*a*, *b*), $l_{cn} = 2\lambda$ (*б*) и разных углах падения света: 90° (*a*, *б*, *г*), 60° (*b*) [34]. Диаграмма (*d*) соответствует длинноволновому пределу $L \ll \lambda$, $\lambda = 432.4$ нм. Горизонтальная линия указывает ориентацию УНТ

Таким образом, нами впервые описаны антенные свойства углеродной трубки в оптической и терагерцовой областях частот. Теория охватывает различные типы некиральных УНТ и различные диапазоны частот: низкие частоты, область квантовых переходов, окрестность плазменного резонанса. Теория основывается на квантовой микроскопической модели проводимости УНТ и строгом решении граничной задачи электродинамики для УН конечной длины. Кроме того, проведенные теоретические расчеты позволили дать удовлетворительное объяснение экспериментально зарегистрированному несоответствию поведения частотной дисперсии проводимости композитов из УНТ предсказаниям теории Друде для объемной среды [75]. Установлено, что экспериментально зарегистрированный резонанс поглощения в дальнем ИК диапазоне [76–77] может быть объяснен резонансом поверхностных волн на конечной длине нанотрубки.

При рассмотрении УНТ как передающей антенны возникает вопрос о физической реализации источника ЭДС (как указано в [73], в настоящее время этот вопрос не вполне ясен). Один из возможных путей аналогичен обычным радиочастотным антеннам, но вместо макроскопических металлических проводов могут быть использованы полупроводниковые нанопровода (см. также [67]). Другой подход: в качестве источника возбуждения используется фотолюминесценция квантового излучателя, размещенного внутри УНТ. В качестве последнего могут фигурировать макромолекулы, полупроводниковые квантовые точки, металлофулерены (см. разд. 8).



Рис. 4. Частотные зависимости мнимой (*a*) и действительной (б) части диэлектрической восприимчивости нанотрубки (9,0) [34]. Сплошная и пунктирная кривые представляют точное численное и приближенное решения соответственно. Кривая из точек рассчитана для идеально проводящей трубки

Одной из важнейших тенденций развития электроники является интеграция, приводящая к увеличению пространственной плотности электронных компонентов в системах передачи и обработки информации. Это порождает проблему электромагнитной совместимости, заключающейся в установлении паразитных связей электронных компонентов посредством их ближних и промежуточных электромагнитных полей. Современная наноэлектроника характеризуется максимально высокой степенью интеграции. Это дает основание предположить, что проблема электромагнитной совместимости будет проявляться в ней особенно остро. В этой связи становится актуальным исследование структуры электромагнитного поля в ближней и промежуточной зонах антенн на основе углеродной нанотрубки, что позволит в дальнейшем рассмотреть проблему их электромагнитной совместимости и проблему взаимодействия трубок в композитном материале.

Решение уравнения (6) позволило определить токи в УНТ и затем на частотах геометрических (антенных) резонансах выяснить характер распределения поля излучения вблизи нанотрубки [35]. При этом установлено, что дальняя зона УНТ формируется на расстоянии $r/L \ge 1/s\beta$ (*s* – номер антенного резонанса) (рис. 5). Данный результат имеет принципиальное физическое значение: размеры ближней и промежуточной зон, нормализованные к характерному размеру объекта (применительно к УНТ – длине *L*), возрастают с увеличением замедления рабочей волны. Наноструктурные элементы характеризуются сильным замедлением, что приводит к значительной величине эффекта. Так, используя оценку $\beta \approx 0.02$ для металлической УНТ на частоте первого геометрического резонанса, условия для границ ближней и дальней зоны будут соответственно r/L <<15 и $r/L \ge 50$, в то время как для границы дальней зоны макроскопического проводящего вибратора $r/L \ge 1$.



Рис. 5. Изменение напряженности поля вблизи УНТ при удалении от геометрического центра углеродной нанотрубки в перпендикулярном от нее направлении (сплошная кривая). Расстояние до нанотрубки по оси Х нормировано на длину УНТ. Поле ближней зоны – пунктирная кривая, поле дальней зоны – кривая из точек

Помимо одиночных нанотрубок впервые теоретически исследованы электромагнитные свойства УНТ пучков из металлических углеродных нанотрубок конечных размеров. При этом установлено, что в УНТ пучке могут распростра-

няться симметричные и несимметричные моды с различным характером поперечного распределения поля внутри пучка. С ростом поперечных размеров УНТ пучков замедление поверхностных мод уменьшается и стремится к единице для пучков больших радиусов (R > 25 нм), что характерно для макроскопических металлических проводов. Данный результат качественно согласуется с результатами работы [70], где в видимой области экспериментально зарегистрированы антенные резонансы многослойных углеродных нанотрубок больших поперечных размеров и указано на малое замедление собственных мод исследуемых нанотрубок. Увеличение коэффициента замедления собственных мод УНТ пучка с ростом числа трубок в нем приводит к смещению геометрических резонансов поляризуемости УНТ пучков с терагерцовой области в ближний ИК диапазон (рис. 6). В отличие от одиночной нанотрубки (сравните рис. 4 и 6) в частотной зависимости диэлектрической восприимчивости УНТ пучков в длинноволновом режиме имеют место несколько геометрических резонансов, соответствующих различным собственным модам УНТ пучка. В связи с малым замедлением собственных мод УНТ пучков их антенная эффективность близка к единице и на несколько порядков превышает таковую для одиночных УНТ. Таким образом, вариация числа трубок в пучке является еще одной степенью свободы при создании антенн и композитных материалов на основе углеродных нанотрубок с новыми функциональными возможностями в широком интервале частот от терагерцового до ближнего инфракрасного диапазонов.



Рис. 6. Частотные зависимости мнимой (*a*) и действительной (б) части диэлектрической восприимчивости пучка из 55 (пунктирная кривая) и 800 (сплошная кривая) нанотрубок (21,0)

5. Тепловое излучение из углеродных нанотрубок

В данном разделе исследуется тепловое излучение из однослойных металлических некиральных УНТ. При анализе использовалась флуктуационнодиссипативная теорема. Уравнение Дайсона для запаздывающего фотонного пропагатора было модифицировано для случая однослойных углеродных нанотрубок, для того чтобы учесть эффект конечной длины углеродной нанотрубки, а также реальную динамику π -электронов в ней. Был разработан численный метод для решения модифицированного уравнения Дайсона. Этот метод основывается на квадратурной аппроксимации интегрального оператора с последующим переходом к системе матричных уравнений конечного порядка.

Частотный спектр теплового излучения в ближней, промежуточной и дальней зонах был исследован. Было показано, что спектр теплового излучения углеродных нанотрубок существенным образом отличается от спектра излучения абсолютно черного тела. В частности, спектр теплового излучения проводящих углеродных нанотрубок типа «zigzag» представляет собой ряд дискретных линий на фоне непрерывного шума. Два различных подсемейства спектральных линий можно выделить в данном спектре: одно из этих подсемейств исчезает в дальней зоне, в то время как второе остается (рис. 7).



Рис. 7. Спектральные характеристики интенсивности теплового излучения I_{ω} однослойной (15,0) «zigzag» углеродной нанотрубки. В данном случае r_0 – расстояние между геометрическим центром углеродной нанотрубки и точкой наблюдения, $L = 10^{-4}$ см – длина углеродной нанотрубки. Предполагается, что угол между осью углеродной нанотрубки и направлением из геометрического центра углеродной нанотрубкой в точку наблюдения равен $\pi/2$

С физической точки зрения данные результаты могут быть проинтерпретированы как радикальная трансформация локальной вакуумной плотности состояний под влиянием углеродной нанотрубки. Данный факт, в частности,

обусловлен способностью металлических углеродных нанотрубок к поддержанию распространения сильно замедленных слабо затухающих поверхностных плазмонов в ТГц и ИК спектральных диапазонах. Дискретная спектральная структура обусловлена наличием геометрических резонансов поверхностных плазмонов. Спектральные линии, остающиеся в дальней зоне соответствуют дипольным резонансам в то время как исчезающие – квадрупольным.

Полученные результаты позволяют рассматривать УНТ как перспективный элемент для создания когерентных источников направленного теплового излучения (тепловые антенны на основе фотонных кристаллов были предложены ранее [78]).

6. Композиты на основе различных форм наноуглерода

Развитые подходы к описанию электромагнитного отклика композитных материалов на основе УНТ могут быть распространены на нанокомпозиты с другими формами наночастиц углерода. В частности, в рамках широкого научного сотрудничества с учеными СО РАН, США и Бельгии начаты экспериментальные и теоретические исследования композитов с луковичными формами углерода [79] в качестве наполнителя. Эти исследования позволили нам предложить ЛФУ в качестве базовой компоненты для создания широкополосных радиопоглощающих материалов [66]. ЛФУ обладают разнообразными электрическими и оптическими свойствами, которые управляются изменением размеров агрегатов и условиями их синтезирования [80]. Мы предполагаем, что такие материалы позволят существенным образом снизить толщину покрытий при сохранении их высокой эффективности.

Таблица 1

| Образ- | Отжиг ДНА, | Содержание маг- | Плот- | Максимальные потери на | | |
|--------|------------|-------------------|-------------------|------------------------|------|---------|
| цы | температу- | нитных металли- | ность | пропускание | | |
| | ра/время | ческих примесей, | порошка | 26-37 | 8-12 | 2-5 |
| | | % от веса | г/см ³ | ГГц | ГГц | ГГц |
| OLC-1 | 1800К/3ч | 0.1/Fe | 0.45 | -50.0 | -11 | -27.4 |
| OLC -2 | 2140К/3ч | 0.1/Fe | 0.36 | -46.0 | -8.8 | Смесь |
| OLC -3 | 1900К/3ч | 0.15/Fe, 0.015/Cr | 0.20 | -21.0 | -8.0 | ЛФУ |
| OLC -4 | 1800К/3ч | 0.15/Fe, 0.15/Cr | 0.25 | -30.0 | -6.0 | (15% от |
| | | | | | | веса) и |
| | | | | | | ДНА |
| MWNT | — | 0.9/Fe, 0.4/Co | 0.10 | -42.0 | — | - |
| CFC-1 | — | 0.9/Ni | 0.82 | -42.0 | -9.0 | -23.0 |
| CFC-2 | — | 0.3/Ni | 0.55 | 54.0 | -5.9 | -24.0 |
| ДНА | _ | 0.3/Cr, 0.1 Fe | 0.37 | _ | — | -5.6 |
| Сажа | _ | 1.3/Fe | 0.42 | _ | _ | -10.1 |

Характеристики материалов и экранирующие электромагнитные свойства различных типов ЛФУ (OLC –1,2,3,4) в сравнении с образцами многослойных УНТ (MWNT), волокнистого углерода (CFC–1,2), наноалмазов и сажи [66].

Экспериментальные исследования были выполнены для двух наборов образцов: а) ЛФУ порошки, полученные из детонационных наноалмазов (ДНА) различного происхождения; б) полимерные пленки (ПММА) с ЛФУ в качестве наполнителя. Образцы были изготовлены в Институте катализа СО РАН и в Международном технологическом центре (Рэлей, США). Наноалмазы синтезируются при высоких температурах и давлениях, вызванных детонацией углерода от взрывной ударной волны в отсутствии кислорода. Средние размеры частиц 4 – 5 нм. Частицы сажи, не подвергшиеся детонации, изолируются посредством окислительного удаления горячей смесью концентрированных кислот H_2SO_4 и HCl [79–80] или обработкой озоном. Отжиг ДНА порошка в вакууме при высокой температуре приводит к возникновению углеродных наночастиц со структурой ЛФУ [79–80]. Характеристики исследованных порошков приведены в табл. 1. Более подробная информация может быть найдена в [66].



Рис. 8. Ослабление в порошках ЛФУ (образцы OLC), многостенных углеродных нанотрубок (MWCNT) МУНТ и каталитических волокон углерода (образцы CFC) в Ка-диапазоне [66]

Измерение поглощения электромагнитного излучения порошками ЛФУ и композитными пленками выполнялись в диапазоне 2–37 ГГц. Далее мы проведем обсуждения результатов для Ка-диапазона (26–37 ГГц) и дадим только краткие комментарии относительно S- (2–5 ГГц) и X- (8–12 ГГц) диапазонов. Для образцов с аббревиатурами OLC-1, OLC-2, MWNT, CFC-1 и CFC-2 (см. табл. 1), рис. 8 демонстрирует однородное поглощение на протяжении всего диапазона, тогда как поглощение в образцах OLC-3 и OLC-4 существенно слабее и неоднородно. Образцы OLC-1 и OLC-2 имеют практически идентичные хими-

ческие составы и отличаются лишь технологическими особенностями получения. Порошки OLC-3 и OLC-4 отличаются присутствием Cr и меньшей плотностью. Уместно предположить, что примесь Сг может влиять на поглощение. Образцы CFC – 1 и CFC – 2 содержат в различных пропорциях (см. табл. 1) вместо Fe и Cr. Несмотря на это, они демонстрируют поглощение, очень схожее с таковым для образцов OLC-1 и OLC-2. В целом рис. 8 и табл. 1 показывают сильное влияние металлических примесей на поглощение. Влияние технологических особенностей получения образцов требует дополнительных исследований. Из рис. 8 можно заключить, что наилучшее ослабление (40–50 дБ) в Кадиапазоне демонстрируют порошки ЛФУ с примесями Fe. Такие порошки можно использовать при создании экранирующих покрытий. Отметим, что в настоящее время ослабление электромагнитного излучения поглощающими материалами, такими как сажа и карбонильное железо, смешанные в различных пропорциях в эпоксидной смоле, не превышает 15-20 дБ в Ка-диапазоне и быстро спадает с ростом частоты. Таким образом, поглощающие свойства порошков УЛФ, исследованные в работе [66], значительно превышают поглощение в традиционных материалах.



Рис. 9. Ослабление электромагнитного излучения в Ка-диапазоне в полимерных пленках с различным содержанием ЛФУ в качестве наполнителя [66]

На рисунке 9 представлены измерения электромагнитного ослабления в полимерных пленках с различным процентным содержанием УЛФ. В отличие от порошков ослабление не превышает 30 дБ и является сильно неоднородным. Указанная неоднородность является предметом текущих исследований. Все измеренные образцы демонстрируют значительное ослабление в диапазоне 28–32 ГГц, с быстрым уменьшением до 3–4 дБ при удалении от него. Изменение содержания металлических примесей не оказывает отчетливого воздействия на ослабление. Очевидно, что создание поглощающих электромагнитное излучение материалов на основе РММА пленок с УЛФ в качестве наполнителя требует больших затрат, связанных с решением вопросов с содержанием, примесями и технологией синтеза.

7. Возможность создания источника света на основе УНТ

В макроскопической электронике известны генераторы электромагнитного излучения, работающие на основе излучательной неустойчивости направленных электронных потоков, такие как лампа бегущей волны (ЛБВ), лампа обратной волны (ЛОВ), лазер на свободных электронах (ЛСЭ). Для функционирования таких приборов необходимо поддержание высокого вакуума для проводки электронных пучков. В противном случае рассеяние электронов нарушает когерентность излучения и приводит к деградации элементов системы. Для создания электронного пучка в таких приборах используются, например, вакуумные диоды. Плотность тока диодов ограничена влиянием пространственного заряда и относительно невысока (<10-100 A/см²). Поэтому для генерации стимулированного излучения требуется довольно протяженная область взаимодействия (от 10 см до нескольких метров в зависимости от параметров электронного пучка и генерируемой частоты). Одним из фундаментальных свойств УНТ является установленная экспериментально [81] баллистическая электронная проводимость со свободным пробегом, составляющим несколько десятков микрон. Большой пробег электронов в нанотрубке наряду с высокой плотностью тока (согласно некоторым экспериментальным работам, большей 10¹⁰ A/см²) позволяет реализовать источник стимулированного излучения, основанный на модуляции электронного потока в поле генерируемой им волны. Генерация при таких плотностях может развиваться при длинах в несколько микрон, соответствующих длинам производимых в настоящий момент нанотрубок.



Рис. 10. Направленный электронный поток в УНТ [38]

Еще одним базовым принципом работы таких приборов является синхронизация электронного пучка и электромагнитной волны для эффективной передачи кинетической энергии пучка волне. В приборах типа ЛОВ и ЛБВ это достигается, например, путем замедления волны в гофрированной электродинамической структуре. Существенное уменьшение фазовой скорости поверхностной волны в

УНТ (см. разд. 3 и работы [26, 31, 64]) по сравнению со скоростью света обеспечивает синхронное движение нерелятивистского пучка электронов и индуцированной электромагнитной волны.

Направленный поток электронов может быть получен путем приложения напряжения к определенной части одностенной или к разным стенкам двустенной УНТ (рис. 10). Если созданы определенные резонансные условия, связанные с одним из механизмов излучения (черенковский механизм, механизм излучения осциллятора и др.), – пучок электронов может излучать фотоны. Генерируемое излучение оказывает обратное влияние на электроны и приводит к модуляции электронного потока и усилению излучения. Если при длине, меньшей длины свободного пробега электрона, наработка излучения превышает его потери, то развивается лазерная генерация [82]. На линейной стадии развития генерации излучательная неустойчивость электронного потока описывается дисперсионным уравнением:

$$k^{2}-k_{m}^{2}=-\frac{\omega_{L}^{2}}{4m_{e}c^{2}}\sum\left|B_{nl}^{(m)}\right|^{2}\left\{\frac{1}{-\hbar\omega+\varepsilon_{n}(p_{n})-\varepsilon_{l}(p_{n}-k)}+\frac{1}{\hbar\omega+\varepsilon_{n}(p_{n})-\varepsilon_{l}(p_{n}+k)}\right\}.$$
(7)

Мы использовали следующие определения для матричных элементов:

$$B_{nl} = \sum_{\tau'\tau} b_{l\tau} b_{n\tau}^* \left\langle u_{n\tau} \middle| (\hat{p}_n + \tau) A(k, \omega) + A(k, \omega) (\hat{p}_n + \tau) \middle| u_{l\tau'} \right\rangle,$$

где $\varepsilon(p_n)$ – закон дисперсии, k – электромагнитный волновой вектор, k_m – собственные значения, соответствующие физической системе без электронного потока, ω – частота индуцированной электромагнитной волны, $\hat{\mathbf{p}}_n$ – оператор квазиимпульса, $b_{l\tau}$ и $u_{l\tau}(r_{\perp})$ постоянные коэффициенты и функции поперечной координаты разложения волновой функции электрона по собственным блоховским функциям, A – потенциал электромагнитного поля, τ – постоянная обратной решетки, ω_L – частота Лангмюра. Первый член дисперсионного уравнения (7) соответствует излучению, второй – поглощению фотона. В случае малости знаменателей этих членов взаимодействие электронного потока с электромагнитной волной очень интенсивное.



Рис. 11. Зависимость порогового тока (*a*) и инкремента неустойчивости (*б*) от длины УНТ [36]

Исследование дисперсионного уравнения позволяет определить области устойчивости и неустойчивости системы, вычислить время развития излучательной неустойчивости. Для работы в режиме генератора необходима положительная обратная связь, которая обеспечивает возврат части усиленной мощности. Один из естественных механизмов обратной связи – отражение излучения на границах. На рис. 11 приведена зависимость плотности стартового тока и инкремента неустойчивости от длины нанотрубки:

$$\frac{b_{nn}^{(m)}}{\nu_n^2} \frac{\partial^2 \varepsilon_n}{\partial p_n^2} k L^3 f(x) = 1 - |\alpha| + L \operatorname{Im}(k_m), \quad \omega_m^{"} = \left(\frac{\partial k_m}{\partial \omega}\right)^{-1} \left(\frac{b_{nn}^{(m)}}{\nu_n^2} \frac{\partial^2 \varepsilon_n}{\partial p_n^2} L^2 f(x) - \frac{1 - |\alpha|}{L} - \operatorname{Im}(k_m)\right)$$
(8)

Здесь υ_n – групповая скорость

 $x = (\omega - k_m \upsilon_n) L/(2\upsilon_n)$ и $f(x) = (x \cos x - \sin x)/x^3$

Расчет проведен для длины волны излучения 1 мкм. Коэффициент α выбран ~ 0.99. Из графиков видно, что при данных параметрах генерация начинает развиваться при длине больше 6 мкм, что вполне соответствует современному технологическому уровню. Характерное время развития генерации при длине нанотрубки 10 мкм составляет 0.4 нс.

Таким образом, нами впервые предложен [33, 36, 38] новый тип мономолекулярного источника когерентного излучения в ИК и терагерцовом диапазонах длин волн на основе черенковского механизма развития неустойчивости в УНТ. Подчеркнем, что предложенная нами идея является альтернативной по отношению к существующим схемам создания источников света на основе УНТ [83–85].



Рис. 12. Аппроксимация для параметра р в уравнении (9) [43]

8. Оптическая нелинейность УНТ

Ряд недавних теоретических и экспериментальных исследований [41–45, 86, 87] показал, что УНТ являются сильно нелинейными оптическими средами со значительным потенциалом прикладного использования в наноразмерных устройствах контроля и управления оптическим излучением. Для иллюстрации

этого утверждения рассмотрим процесс генерации третьей гармоники в УНТ, облучаемой интенсивным электромагнитным импульсом, линейно поляризованным вдоль оси УНТ и имеющим гауссову форму. Для определения плотности аксиального тока, индуцированного в УНТ, выполнено численное решение квантовых кинетических уравнений (2) [45].

Генерация третьей гармоники при нерезонансном возбуждении в кристаллах или газах в общем случае может быть описана с помощью поляризуемости третьего порядка, даже для достаточно больших интенсивностей, при которых еще не происходит разрушения вещества под действием облучающего поля. Для малых интенсивностей амплитуда тока *N*-й гармоники пропорциональна *N*-й степени амплитуды облучающего поля. Естественно было бы ожидать подобного поведения третьей гармоники в УНТ. Однако даже для интенсивностей импульса накачки меньших, чем 10¹⁰ Вт/см², ожидаемый степенной закон нарушается:

$$|j(N\omega)| \sim E_0^p, \tag{9}$$

причем в общем случае $p \neq N$. Этот факт указывает на то, что происходит насыщение взаимодействия УНТ с интенсивным лазерным импульсами и, следовательно, степенное разложение перестает быть справедливым. Для более детального исследования данного эффекта и его сравнения с экспериментальными данными [43] была вычислена $|j_z|^2$ как функция интенсивности падающего ультракороткого импульса. Было обнаружено, что в узкой низкоинтенсивной зоне параметр p в уравнении (9) может быть аппроксимирован числом, лежащим в диапазоне от 2.04 до 2.58, для различных типов УНТ (рис. 12). Экспериментальные результаты для третьей гармоники [43] подтверждают данное заключение. При более высоких интенсивностях облучающего поля численное моделирование предсказывает еще более значительное отклонение от степенного закона p = N. Рис. 13 демонстрирует насыщение третьей гармоники индуцированного тока при увеличении амплитуды импульса накачки в широком диапазоне амплитудных параметров.



Рис. 13. Амплитуда тока третьей гармоники как функция интенсивности облучающего поля для различных типов УНТ [43]; $j_0 = e\gamma_0 / 2\pi^2 \hbar R_c$

В случае электромагнитных полей достаточно слабой интенсивности нелинейный отклик УНТ может быть описан кубической восприимчивостью. С этой целью квантовые кинетические уравнения (2) решаются аналитически методом последовательных приближений, что позволяет определить компоненту тензора кубической восприимчивости $\chi_{zzzz}^{(3)}(-3\omega;\omega,\omega,\omega)$. Результаты наших вычислений находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными [87–88]. Сравнение представлено в табл. 2.

Таблица 2

Сравнение экспериментально измеренных значений кубической восприимчивости [87–88] с вычисленными теоретически [45].

| $\hbar\omega(eV)$ | $\operatorname{Im}[\chi^{(3)}]$, esu | $\operatorname{Im}[\chi^{(3)}]$, esu | | |
|-------------------|---------------------------------------|---------------------------------------|--|--|
| | Эксперимент [87–88] | Теория | | |
| 0.8 | -1.9×10^{-8} | -3.7×10^{-8} | | |
| 1.47 | -10^{-9} | -6.5×10^{-9} | | |

9. Излучение атома вблизи УНТ – механизм возбуждения нановолновода и наноантенны

Спонтанное излучение есть процесс взаимодействия возбужденного атома и вакуумных состояний электромагнитного поля. Эти состояния дифрагируют на диэлектрических телах подобно тому, как дифрагирует обычно классическое электромагнитное поле. Как результат, вероятность спонтанного распада оказывается зависящей от расположенных вблизи атома тел (эффект Парсела). Уникальной особенностью УНТ является существенное, на несколько порядков величины, увеличение скорости спонтанного распада атома вблизи УНТ по сравнению со скоростью распада в вакууме [60, 64], см. рис. 14. При расположении атома снаружи УНТ скорость спонтанного распада определяется формулой

$$\frac{\Gamma}{\Gamma_0} = \xi(\omega_A) = 1 + \frac{3R_{\rm cn}}{2\pi k_A^3} \operatorname{Im} \sum_{p=-\infty}^{\infty} \int_C \frac{\beta_A \kappa_A^4 I_p^2(\kappa_A R_{\rm cn}) K_p^2(\kappa_A r_A)}{1 + \beta_A \kappa_A^2 R_{\rm cn} I_p(\kappa_A R_{\rm cn}) K_p(\kappa_A R_{\rm cn})} dh, \quad (10)$$

где $\kappa_A = \sqrt{h^2 - k_A^2}$, индекс *A* указывает, что помеченные величины вычисляются на частоте атомного перехода ω_A , $\Gamma_0 = 4k_A^3 |\mu_z|^2 / 3\hbar$ – скорость спонтанного распада в свободном пространстве. При расположении атома внутри УНТ ($r_A < R_{\rm cn}$) приведенная формула модифицируется простой заменой $r_A \leftrightarrow R_{\rm cn}$ в числителе подынтегрального выражения.

Атом, взаимодействующий со средой, может распадаться как посредством излучения реального фотона (радиационный распад), так и путем излучения виртуального фотона с последующим возбуждением в среде квази-частиц, включая поверхностные волны (нерадиационный распад). Оба канала распада представлены в зависимостях, изображенных на рис. 8. Однако нерадиационный канал дает доминирующий вклад в рост скорости распада. Радиационный канал оказывается существенным только вблизи частот межзонных переходов



Рис. 14. Аномальное ускорение спонтанного распада атома, расположенного в центре различных УНТ типа zigzag: *I* – (9, 0), *2* – (10, 0), *3* – (23, 0), $\tau = 3 \times 10^{-12}$ с, $\gamma_0 = 2.7$ эВ [60]

(резонансные минимумы на рис. 14). Таким образом, нерадиационный канал атомного распада вблизи УНТ может служить средством возбуждения поверхностных волн в УНТ, т. е. – средством возбуждения нановолновода и наноантенны. Особенно интригующей данная идея выглядит применительно к упомянутым выше пиподам типа [($Gd@C_{82}$)n@SWNT] – одностенным УНТ, заполненным металлофулеренами. В таких системах атомы Gd находятся внутри УНТ на заданном одинаковом расстоянии от ее стенок и обеспечивают условия для возникновения эффекта Парсела.

10. Роль локальных полей в электродинамике КТ

Как уже указывалось ранее, эффект пространственного ограничения движения носителей заряда в квантовых точках приводит к дискретизации энергетического спектра локализованного в КТ экситона, что обеспечивает возможность создания инверсной населенности в КТ и, как следствие, их использование для разработки нового поколения полупроводниковых светоизлучающих приборов. Однако при этом остается в тени класс эффектов, связанных с дифракцией электромагнитных волн на КТ и приводящих к существенной модификации электромагнитного отклика КТ и их массивов. Действительно, резонансная природа экситона в КТ, феноменологически моделируемая в однорезонансном приближении лоренцевской диэлектрической проницаемостью

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_h + \frac{g_0}{\omega - \omega_0 + i\Gamma_{\text{hom}}} , \qquad (11)$$

приводит к весьма заметному скачку диэлектрической функции на границах КТ при частотах, близких к частоте экситона ω_0 (рис. 15) и, следовательно, к дифракции электромагнитного поля на КТ. В формуле (11) Γ_{hom} – однородная ши-

рина линии экситона, $g_0 = 4\pi w |\mu_0|^2 / 3\hbar V_{QD}$, где μ_0 – дипольный момент объемного образца, V_{QD} – объем КТ, $w = \pm 1$ – населенность экситонного уровня. Знак + соответствует возбужденной КТ. Параметр ε_h предполагается действительным, частотно-независимым и равным диэлектрической проницаемости окружающей среды.



Рис. 15. Поведение действительной части диэлектрической проницаемости КТ, $\operatorname{Re}[\varepsilon(\omega) - \varepsilon_h]/\varepsilon_h$, для типичных значений параметров $\Gamma_{\text{hom}} = 6.7 \times 10^9 \text{ c}^{-1}$ и $g_0 = 8 \times 10^{13} \text{ c}^{-1}$

Дифракция изменяет структуру поля как внутри, так и снаружи КТ и делает поле неоднородным на характерных размерах КТ (5–10 нм), значительно меньших, чем длина волны в окружающей среде. Электромагнитный отклик среды определяется ее поляризацией под действием внешнего поля. В объемных средах эта поляризация задается хорошо известным соотношением $\mathbf{P} = (\varepsilon(\omega)/\varepsilon_h - 1)\mathbf{E}/4\pi$. Поскольку линейный размер КТ много меньше длины волны, можно ограничиться дипольным приближением $\mathbf{P} = \alpha(\omega)\mathbf{E}/4\pi$, в котором $\alpha(\omega)$ – поляризуемость КТ. Для сферической КТ радиуса R_{QD} в первом приближении

$$\alpha(\omega) = \alpha_0(\omega) = R_{QD}^3 \frac{\varepsilon(\omega) - \varepsilon_h}{\varepsilon(\omega) + 2\varepsilon_h}.$$
(12)

Более строгий анализ [49] дает

$$\alpha(\omega) \approx \frac{\alpha_0(\omega)}{1 - \frac{2}{3}i(k\sqrt{\varepsilon_h})^3 \alpha_0(\omega)} = \frac{R_{QD}^3}{3\varepsilon_h} \frac{g_0}{\omega - \widetilde{\omega}_0 + i\widetilde{\Gamma}}, \qquad (13)$$

где $\widetilde{\omega}_0 = \omega_0 - g_0 / 3\varepsilon_h$, $\widetilde{\Gamma} = \Gamma_{\text{hom}} - w\Gamma_0 / 3$ и $\Gamma_0 = 2(kR_{QD}\sqrt{\varepsilon_h})^3 g_0 / 3\varepsilon_h$ – скорость спонтанного распада КТ. Таким образом, **учет** эффектов локального поля в КТ

приводит к сдвигу экситонного резонанса и изменению скорости его релаксации. Для GaAs сферических КТ с радиусом $R_{QD} = 3$ нм и диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_h = 12$, при длине волны 1.3 мкм и ширине линии спонтанного распада $\Gamma_0 = 10^9 \,\mathrm{c}^{-1}$, получаем оценку частотного сдвига экситонного резонанса $\hbar\Delta\omega \sim 1$ мэВ. Важно отметить, что смещение экситонного резонанса зависит от состояния КТ: оно является голубым для невозбужденной КТ и красным в противоположном случае.

На первый взгляд, сдвиг экситонного резонанса в КТ является скорее перенормировкой энергетического уровня, чем наблюдаемым эффектом. Действительно, наблюдение такого сдвига невозможно в сферически симметричных КТ, находящихся в заданном состоянии. Ситуация меняется в случае точек более сложной формы, когда сдвиг резонансной частоты становится зависящим от поляризации падающей электромагнитной волны. В результате мы приходим к поляризационно-зависимому расщеплению линии усиления в КТ [45, 47].

Строгая квантово-электродинамическая теория взаимодействия КТ с электромагнитным полем с учетом локальных полей представлена в [61], где получена обусловленная локальным полем поправка к гамильтониану взаимодействия света с КТ:

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_{IL} + \frac{4\pi}{3}P(-\mu\hat{b}^+ + \mu^*\hat{b}).$$
(14)

В этом выражении первый член описывает движение носителей заряда в КТ, второй член является стандартным гамильтонианом Джейнса – Куммингса, описывающим взаимодействие системы с полем [23], а последний член является указанной поправкой; P – макроскопическая поляризация КТ, \hat{b}^+ , \hat{b} – операторы рождения и уничтожения экситона в КТ. Анализ взаимодействия КТ с квантовым светом, описываемого гамильтонианом (14), приводит к следующим заключениям.

Резонансное взаимодействие неклассического света с КТ реализуется через два различных механизма. Первый из них, квазиклассический, связан с макроскопической поляризацией среды во внешнем электромагнитном поле. Этот механизм обеспечивает деполяризационный сдвиг резонансной частоты, голубой для КТ в основном состоянии и красный для возбужденной КТ. Слвиг экситонного резонанса наблюдается для состояний света, порождающих макроскопическую поляризацию среды, т. е. для классического света и любых других состояний с неопределенным числом фотонов. Величина сдвига зависит только от геометрии КТ и ее электронных свойств. Второй механизм взаимодействия света с КТ имеет квантово-электродинамическое происхождение и не может быть проинтерпретирован в рамках классической электродинамики. Этот механизм оставляет резонансную частоту несмещенной и реализуется в полях с заданным числом фотонов, таких как спонтанное излучение и поглощение одиночного фотона. Таким образом, мы предсказываем тонкую структуру линии экситона в КТ, взаимодействующей с квантовым светом (рис. 16). Интенсивности компонент тонкой структуры определяются статистикой квантового света.



Рис. 16. Тонкая структура электромагнитного отклика КТ в квантовом свете [61]. Верхний рисунок соответствует случаю поглощения, а нижний – излучения света

В физике полупроводников сложилась устойчивая концепция экситонного газа как системы свободно движущихся в безграничной полупроводниковой среде квази-частиц – экситонов. В квантовой точке движение экситона ограничено ее размерами. В этих условиях представляется полезным введение концепции экситонного композита [52] – среды из КТ. В отличие от обычных композитов экситонный композит образован резонансными активными включениями (их свойства описываются соотношением (11)), что и определяет особенности его электромагнитного отклика. При этом большая часть стандартных процедур пространственного усреднения, принятых в теории эффективной среды, остаются применимыми к экситонным композитам. Такой подход позволяет развить электродинамику слоистых гетероструктур с квантовыми точками на основе хорошо известных методов описания квантовых ям [50, 55].

11. Дисперсия фотонных состояний в экситонных композитах – новый тип оптической дисперсии

Дисперсия света является одним из важнейших эффектов взаимодействия света с веществом. Классический пример – частотная дисперсия: показатель преломления света зависит от частоты. В процессе распространения изменяется частотный спектр света. Диэлектрическая проницаемость среды представляет собой интегральный оператор во времени. Другой пример – пространственная дисперсия [14]: показатель преломления среды зависит от направления распространения света. В процессе распространения трансформируется пространственная структура волнового пучка. Диэлектрическая проницаемость среды представляет собой интегральный оператор в пространстве. Как один из типов дисперсии может рассматриваться анизотропия: показатель преломления зависит от поляризации света. В процессе распространения трансформируется поляризационная структура света; диэлектрическая проницаемость представляет собой тензор.

В работе [65] предсказан новый тип оптической дисперсии, имеющий место в наноструктурных композитных средах (экситонных композитах) для квантового света. Показатель преломления такого света зависит от квантовой статистики света. При распространении света в данной среде квантовая статистика света трансформируется. Диэлектрическая проницаемость среды представляет собой оператор в пространстве фотонных состояний.

Экситонный композит [52] представляет собой упорядоченную систему квантовых точек с пространственно локализованными экситонами. Показатель преломления n произвольного поля в произвольной среде определяется через амплитуду рассеяния на нулевой угол f(0) для одиночного рассеивателя как

$$n^{2} = 1 + \frac{4\pi\rho}{k^{2}} f(0), \tag{15}$$

где $k = \omega/c$ – волновое число, ρ – пространственная плотность рассеивателей (в нашем случае КТ). Таким образом, ключевой проблемой в определении показателя преломления является анализ взаимодействия поля с одиночным рассеивателем (применительно к экситонному композиту с КТ). При этом определяющую роль играет эффект локального поля. Данная задача детально рассмотрена в ряде работ [61, 65]. Краткие комментарии по этому поводу даны в разд. 9.

Согласно [65], амплитуда рассеяния на нулевой угол является оператором в пространстве квантовых состояний света и имеет в одномодовом случае вид

$$\hat{f}(0) = 2\langle \hat{a} \rangle [f_1(0) - f_2(0)] \hat{\xi} + f_2(0),$$
(16)

где $f_{1,2}(0) = -k^2 |\mu_0|^2 / \hbar V_{\rm QD} (\omega - \omega_{1,2} + i0)$ – парциальные амплитуды рассеяния, $\omega_1 = \omega_0 + \Delta \omega$ и $\omega_2 = \omega_0$ – частоты, соответствующие смещенной и несмещенной линии резонансного дуплета (см. рис. 16), $\langle a \rangle$ – среднее значение оператора уничтожения фотона, $\hat{\xi}$ – оператор, имеющий вид

$$\xi = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\left|2m+1\right\rangle\!\!\left\langle 2m\right|}{\sqrt{2m+1}}.$$
(17)

Показатель преломления определяется равенством (15), но с учетом (16), показатель преломления становится фотонным оператором.

Материальное уравнение экситонного композита для операторов электромагнитного поля имеет вид

$$\hat{\mathbf{D}} = \frac{1}{2} \left(\hat{\varepsilon} \, \hat{\mathbf{E}} + \hat{\mathbf{E}} \, \hat{\varepsilon} \right), \qquad (18)$$

где $\hat{\varepsilon} = \hat{n}^2$ – диэлектрическая проницаемость. Материальное уравнение (18) кардинально отличается от обычных случаев квантовой оптики сплошных сред [23]: оно не совпадает по виду с соответствующим уравнением для средних значений. Оператор $\hat{\varepsilon}$ не коммутирует с оператором напряженности и неэрмитов

даже при отсутствии диссипации (сказанное не является физическим противоречием, т. к. диэлектрическая проницаемость не является наблюдаемой величиной). Легко видеть, что все отмеченные свойства операторной диэлектрической проницаемости обусловлены тонкой структурой электродинамического отклика КТ: при $\Delta \omega \rightarrow 0$ $\hat{\varepsilon}$ переходит в С-число, совпадающее с диэлектрической проницаемостью среды из независимых двухуровневых осцилляторов.

Простейшей задачей квантовой оптики экситонного композита является распространение плоских волн. Анализ их основывается на решении уравнений Максвелла для безграничной однородной среды с материальным уравнением (18) [65]. Одномодовое поле имеет вид обобщенной плоской волны

$$\hat{\mathbf{E}} = i\sqrt{\frac{\hbar k}{A}} \mathbf{e} \left[\frac{e^{ikn_1 z}}{\sqrt{n_1}} \left\langle \hat{a} \right\rangle + \frac{e^{ikn_2 z}}{\sqrt{n_2}} \left(\hat{a} - \left\langle \hat{a} \right\rangle \right) \right], \tag{19}$$

где е – единичный вектор поляризации, $n_{1,2}^2 = 1 + 4\pi\rho f_{1,2}(0)/2$ (и аналогичное выражение для **H**). Первое слагаемое соответствует когерентной части поля, второе – некогерентной. Их показатели преломления $n_{1,2}$ различны, что и определяет трансформацию квантовой статистики поля.

Представленный эффект может наблюдаться в различных физических условиях. Так, при наклонном падении света на границу экситонного композита с вакуумом в последнем возникает двулучепреломление новой физической природы (пространственное расщепление света на когерентную и некогерентную части). При заполнении экситонным композитом микрорезонатора каждая его мода будет характеризоваться двумя резонансными частотами (для когерентной и некогерентной части соответственно). В фотонных кристаллах на основе экситонных композитов полосы непрозрачности для когерентного и некогерентного света будут сдвинуты друг относительно друга. Описанный эффект может иметь существенные приложения в квантовой метрологии, оптической информатике, квантовом компьютинге.

12. КТ в гармоническом электромагнитном поле. Режим сильной связи

При взаимодействии двухуровневой системы с сильным резонансным электромагнитным полем E(t), то есть при условии $\Omega_R = \mu E(t)/\hbar > \Gamma_0$, возникает эффект Раби осцилляций [23] – населенность ее уровней осциллирует с частотой Ω_R , называемой частотой Раби; Γ_0 – ширина линии спонтанного распада рассматриваемой системы. В стандартной модели [23] осцилляции Раби являются гармоническими. Учет локальных полей меняет гамильтониан взаимодействия КТ со светом (см. формулу (14)), что приводит к изменению эффекта Раби. Анализ системы уравнений Блоха, соответствующей гамильтониану (14), для режима сильной связи выполнен в [56]. Расчеты демонстрируют существенный ангармонизм Раби-осцилляций и возникновение двух режимов проявления эффекта при $\xi = \Omega_R / \Delta \omega < 1/2$ и при $\xi > 1/2$ с абсолютно различными колебатель-

ными характеристиками (сравните рис. 17, б и в). Здесь $\Delta \omega$ – деполяризационный сдвиг. При $\xi = \xi^{cr} = 0.5$ в динамике осцилляций возникает бифуркация, которая разделяет два колебательных режима. Для наблюдения режима бифуркации $\xi^{cr} = 0.5$ приведенная выше оценка деполяризационного сдвига $\hbar\Delta\omega \approx 1$ мэВ диктует условие $\hbar\Omega_R \approx 0.5$ мэВ. Данная величина является достижимой в 2-импульсных экспериментах для КТ. На рис. 17 отображены результаты расчета инверсности (т. е. разности населенностей верхнего и нижнего уровней в КТ) для различных значений параметра ξ .

Отметим, что период осцилляций для идеальной 2-уровневой системы не зависит от напряженности внешнего поля. Однако при наличии локальных полей период осцилляций Раби в КТ (в единицах Т) определяется следующим выражением [56]:

$$T_0 = \frac{2}{\pi} \begin{cases} \xi K(2\xi); & \xi < 0.5 \\ K(1/2\xi); & \xi > 0.5 \end{cases},$$
 (20)

где K(...) – эллиптический интеграл первого рода. Данный результат экспериментально подтвержден в работе [88]. Эффект Раби осцилляций, модифицированный влиянием локальных полей, может служить физической основой создания логических элементов квантовой информатики.



Рис. 17. Осцилляции инверсности в КТ с учетом влияния локальных полей [56]: $a - \xi = 0.2$; $\delta - \xi = 0.495$; $e - \xi = 0.5001$; $e - \xi = 0.51$; $\partial - \xi = 0.6$. $T = \Omega_R t / 2\pi$. При $\xi > 1$ поведение инверсности удовлетворяет приближению $w(t) = \cos(2\pi T)$, которое описывает стандартную картину осцилляций Раби [23]

Выше нами рассмотрена полуклассическая теория осцилляций Раби, в которой поле описывалось уравнениями классической электродинамики, а КТ рассматривалась как квантовая система. Таким образом, поле представляло обычную монохроматическую волну и в нем не учитывалось фотонная природа света. Для описания ряда экспериментов применение данной теории вполне допустимо. Однако в последнее время прогресс в экспериментальной квантовой оптике позволил создавать квантовые состояния электромагнитного поля, имеющие определенное распределение фотонов, таких как фоковские состояния, кубиты, когерентные поля и др., и использовать их в спектроскопии одиночных КТ. Далее в этом разделе мы рассмотрим нелинейную динамику взаимодействия КТ с подобными полями. В качестве примера рассмотрим когерентное состояние поля.

Пусть экситон в КТ, находящийся в момент t = 0 в основном состоянии, взаимодействует с когерентным полем, функция распределения фотонов которого имеет вид: $\exp[-\langle n \rangle/2] \langle n \rangle^{n/2} / \sqrt{n!}$ – где $\langle n \rangle$ среднее число фотонов. Полная система уравнений, описывающая процесс взаимодействия системы с данным излучением, приведена в [61]. Как и ранее, введем безразмерный параметр $\xi = \Omega_{\langle n \rangle} / \Delta \omega$, в котором $\Omega_{\langle n \rangle} = 2g\sqrt{\langle n \rangle}$ – квантовая частота Раби, g – постоянная взаимодействия с внешним полем. На рис. 18 отображены результаты вычислений инверсности как функции безразмерного времени $\tau = g t$ для $\langle n(0) \rangle = 9.0$ и различных значений ξ .



Рис. 18. Временная зависимость инверсности КТ, взаимодействующей с когерентным полем: $a - \xi = 0.2; \delta - 0.49; e - 0.53; e - 1.2; \partial - \xi = 3.5; e - \xi = 18.0$

Известно, что картина ОР в идеальной атомной системе (при отсутствии локального поля и релаксационных процессов), взаимодействующей с одномодовым когерентным полем, не зависит от параметра g [23]. При этом во временной эволюции инверсности возникают области коллапса и спонтанных возрождений населенностей [23]. Численное решение (3) показывает, что при $\xi \ge 18$ поведение OP анологично случаю отсутствия локального поля ($\xi \to \infty$ при $\Delta \omega \rightarrow 0$), как показано на рис. 18, *е*. В зависимости от ξ , в ОР возникают два различных режима колебаний. Первый из них проявляется при $\xi < 0.5$. При этом инверсность системы – отрицательна (рис.18, *a*, б). Во втором режиме, возникающем при $\xi > 0.5$, инверсность колеблется в диапазоне $-1 \le w(t) \le 1$ (рис. 18, *в*-*е*). Данные два режима разделены точкой бифуркации, возникающей, как и в предыдущем разделе, при $\xi_b = 0.5$ (сравните рис.18, б и в). В окрестности точки бифуркации поведение Раби осцилляций является хаотическим (рис. 18, в, г) и значительно отличается от явления коллапса – возрождений представленного на рис. 18, е. Как нами показано, данный результат указывает на изменение состояния квантового поля и является следствием нового типа дисперсии дисперсии фотонной статистики света [65].

13. Заключение

Мы сделали краткий обзор недавних результатов, полученных в лаборатории электродинамики НИИ ЯП БГУ, по исследованию и теоретическому моделированию электромагнитных эффектов в наноструктурах. Не останавливаясь на деталях анализа, мы постарались представить основные физические эффекты, возникающие при взаимодействии света с теми или иными наноразмерными объектами и определяемые именно масштабом этих объектов. Но, пожалуй, главная цель данной работы – продемонстрировать, как теоретические модели приводят к идеям, базовым для разработки элементного состава будущей нанооптики, квантовой информатики и т. п. Следует подчеркнуть, что методология исследования, развитая в наших работах и представленная в настоящей статье, не ограничивается в своей применимости углеродными нанотрубками и квантовыми точками. Напротив, эта методология, адаптирующая методы классической электродинамики к наноразмерным системам, с самого начала разрабатывалась как общая идеологическая платформа решения широкого класса задач. К настоящему моменту сделаны только первые шаги. Мы уверены, что развиваемая методология приведет в будущем к новым важным научным результатам.

Авторы выражают благодарность сотрудникам НИИ ЯП В. Н. Родионовой и В. А. Карповичу за проведение экспериментов по изучению электромагнитного отклика композитов на основе УЛФ. За предоставление образцов и многочисленные дискуссии авторы признательны нашим партнерам из Института катализа и Института неорганической химии СО РАН В. Кузнецову и А. Окотрубу, из Международного технологического центра (Рэлей, США) О. Шендеровой, из университета г. Намюра (Бельгия) профессору Ф. Ламбину и доктору Р. Лангет. Авторы благодарят своих постоянных соавторов профессора А. Лахтакия (Пенсильванский университет, США) и доктора А. Хоффмана (Технический университет Берлина) за многолетнее плодотворное сотрудничество, без которого представленные результаты были бы невозможны. Авторы выражают также признательность всем своим соавторам не упомянутым выше. Работа выполнена при поддержке БРФФИ (проекты Ф05-127, Ф05К-003, Ф06Р-091, Ф06Р-101), Государственного комитета по науке и технологиям РБ и ИНТАС (проект 03-50-4409), ИНТАС (проекты 05-1000008-7801 и 06-1000013-9225) и программы Наука ради мира научного комитета НАТО (проект SfP-981051).

Литература

- 1. Dresselhaus M. S., Dresselhaus G., Eklund P. C. Science of fullerenes and carbon nanotubes. 1996.
- 2. Dresselhaus M. S., Dresselhaus G., Avouris Ph. Carbon nanotubes. 2001.
- 3. Gamota D. R., Brazis P. et al. (Eds.) Printed organic and molecular electronics. 2004.
- 4. Kelly M. J. Low-dimensional semiconductors: materials, physics, technology, devices. 1995.
- 5. Gaponenko S. V. Optical Properties of semiconductor nanocrystals. 1998.
- 6. Bimberg D., Grundmann M., Ledentsov N. N. Quantum dot heterostructures. 1999.
- 7. Smith B. W., Monthioux M., Luzzi D. E. // Nature. 1998. Vol. 396, № 6709. P. 323.
- 8. Hirahara K., Suenaga K. et al. // Phys. Rev. Lett. 2000. Vol. 85, № 25. P. 5384.
- 9. Килин С.Я. // УФН. 1999. Т. 169, № 5. С. 507.
- 10. Yamamoto Y., Tassone F., Cao H. Semiconductor cavity quantum electrodynamics. 2000.
- 11. Michler P. (Ed.) Single quantum dots, Topics of applied physics. 2003.
- 12. Zwiller V., Aichele T., Benson O. // New J. Phys. 2004. Vol. 6. P. 96(23).
- 13. Lounis B., Orrit M. // Rep. Prog. Phys. 2005. Vol. 68, № 5. P. 1129.
- 14. Агранович В. М., Гинзбург В. Л., Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов. 1979.
- 15. Вайнштейн Л. А. Электромагнитные волны. 1988.
- 16. Басс Ф. Г., Фукс И. М., Рассеяние волн на статистически неровной поверхности. 1972
- 17. Вайнштейн Л. А. Открытые резонаторы и открытые волноводы. 1966.
- 18. Адамс М. Введение в теорию оптических волноводов. 1984.
- 19. Шевченко В. В. Плавные переходы в открытых волноводах. 1969.
- 20. Нефедов Е. И., Фиалковский А. Т. Полосковые линии передачи. 1980.
- 21. Ilyinsky A. S., Slepyan G. Ya., Slepyan A. Ya. Propagation, scattering and dissipation of electromagnetic waves. 1993.
- 22. Басс Ф. Г., Булгаков А. А., Тетервов А. П. Высокочастотные свойства полупроводников со сверхрешетками. 1989.
- 23. Scully M.O., Zubairy M. S. Quantum optics. 2001.
- 24. Барышевский В. Г. Ядерная оптика поляризованных сред. М., 1995.
- 25. Slepyan G. Ya., Maksimenko S. A. et al.// Phys. Rev. B. 1998. Vol. 57. P. 9485.
- 26. Lakhtakia A., Slepyan G. Ya. et al.// Carbon. 1998. Vol. 36. P. 1833.
- 27. Slepyan G. Ya., Maksimenko S. A. et al.// Phys. Rev. B. 1999. Vol. 60. P. 17136.
- 28. Maksimenko S. A., Slepyan G. Ya. // Electromagnetic fields in unconventional structures and materials. 2000. P. 217.
- 29. Slepyan G. Ya., Krapivin N. A. et al. // AEÜ Int. J. Electron. & Commun. 2001. Vol. 55. P. 273.
- 30. Slepyan G. Ya., Maksimenko S. A. et al. // Synth. Metals. 2001. Vol. 124. P. 121.
- 31. Максименко С. А., Слепян Г. Я. // Радиотехника и электроника. 2002. Т. 47. С. 261.
- Maksimenko S. A., Slepyan G. Ya. // Introduction to complex mediums for optics and electromagnetics. 2003. Vol. PM 123. P. 507.

- Maksimenko S. A., Slepyan G. Ya.// Proc. joint 9th Intern. Conf. on Electromagnetics in Advanced Applications ICEAA '05 and 11th European Electromagnetic Structures Conf. EESC '05. 2005. P. 949.
- 34. Slepyan G. Ya., Shuba M. V. et al. // Phys. Rev. B. 2006. Vol. 73, No 19. P. 195416 (11).
- 35. Maksimenko S.A., Slepyan G. Ya. et al. // Proc. SPIE 2006. Vol. 6328. P. 632807 (8).
- 36. Batrakov K. G., Kuzhir P. P., Maksimenko S. A. // Proc. SPIE. 2006. Vol. 6328 "Nanomodeling II". P. 63280Z (8).
- 37. Maksimenko S. A., Khrushchinsky A. A. et al. // J. Nanophotonics. 2007. Vol. 1. P. 013505(14).
- 38. Kuzhir P. P., Batrakov K. G., Maksimenko S. A. // Synthesis and Reactivity in Inorganic and Metal-Organic Chemistry. 2007. Vol. 37. P.341
- 39. Yevtushenko O. M., Slepyan G. Ya. et al. // Phys. Rev. Lett. 1997. Vol. 79. P. 1102.
- 40. Maksimenko A. S., Slepyan G. Ya. // Phys. Rev. Lett. 2000. Vol. 84. P. 362.
- 41. Slepyan G. Ya., Maksimenko S. A et al. // Phys. Rev. A. 1999. Vol. 61. P. R777.
- 42. Slepyan G. Ya., Maksimenko S. A. et al. // Phys. Rev. A. 2001. Vol. 63. P. 053808(10).
- 43. Stanciu C., Ehlich R., Petrov V. et al. // Appl. Phys. Lett. 2002. Vol. 81. P. 4064.
- 44. Slepyan G. Ya., Khrutchinski A. A. et al. // Int. J. of Nanoscience. 2004. Vol. 3. P. 343.
- 45. Nemilentsau A. M., Slepyan G. Ya. et al. // Carbon. 2006. Vol. 44, № 9. P. 2246.
- 46. Slepyan G. Ya., Maksimenko S. A. et al. // Phys. Rev. B. 1999. Vol. 59. P. 1275.
- 47. Maksimenko S. A., Slepyan G. Ya. et al. // J. Electronic Materials. 2000. Vol. 29. P. 494.
- 48. Maksimenko S. A., Slepyan G. Ya. et al. // Semiconductor Sci. and Techn. 2000. Vol. 15. P. 491.
- 49. Maksimenko S. A., Slepyan G. Ya. et al. // Mater. Sci. & Eng. B. 2001. Vol. 82. P. 215.
- 50. Slepyan G. Ya., Maksimenko S. A. et al. // Phys. Rev. B. 2001. Vol. 64. P. 125326 (8).
- 51. Maksimenko S. A., Slepyan G. Ya. et al. // Phys. Stat. Sol. (a). 2002. Vol. 190. P. 555.
- 52. *Slepyan G. Ya., Maksimenko S. A.* et al. // Advances in Electromagnetics of Complex Media and Metamaterials, NATO Sci. Ser.: II: Mathematics, Physics and Chemistry: Vol. 89. 2003. P. 385.
- 53. Bondarev I. V., Maksimenko S. A. et al. // Phys. Rev. B. 2003. Vol. 68. P. 073310(4).
- 54. Bondarev I.V., Maksimenko S. A. et al. // Material Sci. Eng. C. 2003. Vol. 23. P. 1107.
- 55. *Maksimenko S. A., Slepyan G. Ya.* // Encyclopedia of Nanoscience and Nanotechnology. 2004. P. 3097.
- 56. Slepyan G. Ya., Magyarov A. et al. // Phys. Rev. B. 2004. Vol. 70. P. 045320(5).
- 57. Slepyan G. Ya., Magyarov A. et al. // Superlattices and Microstructures. 2004. Vol. 36. P. 773.
- 58. Slepyan G. Ya., Magyarov A. et al. // Phys. Stat. Sol. (c). 2005. Vol. 2. P. 850.
- 59. Sreenivasan D., Haverkort J. E. M. et al. // Proc. SPIE. 2006. Vol. 6328 "Nanomodeling II". P. 63280T (9).
- 60. Bondarev I. V., Slepyan G. Ya., Maksimenko S.A. // Phys. Rev. Lett. 2002. Vol. 89. P. 115504(4).
- 61. Slepyan G. Ya., Maksimenko S. A. et al. // Phys. Rev. A. 2002. Vol. 66. P. 063804(17).
- 62. Бондарев И. В., Слепян Г. Я., Максименко С. А. // Опт. и Спектроск., 2003. Т. 94. С. 885.
- 63. Bondarev I. V., Slepyan G. Ya. et al. // Carbon. 2004. Vol. 42. P. 997.
- 64. *Maksimenko S. A, Slepyan G. Ya.* // The Handbook of Nanotechnology: Nanometer Structure Theory, Modeling, and Simulation. 2004. P. 145.
- 65. Maksimenko S. A,. Slepyan G. Ya. // arXiv.org:quant-ph/0605189. 2006.
- 66. Maksimenko S. A., Rodionova V. N. et al. // Diamond and Related Materials. 2007. Vol. 16. P. 1231.
- 67. Langlet R., Geuquet N. et al. // Diamond and Related Materials. 2007. ol. 16. P. 2145.
- 68. Kazunori A., Chikara M. et al. // US Patent WO03083993 (10 September 2003).
- 69. Burke P.J., Li S., Yu Z. // IEEE Trans. Nanotechn. 2006. Vol. 5. 314; arXiv.org:cond-mat/0408418. 2004).
- 70. Wang Y., Kempa K. et al. // Appl. Phys. Lett. 2004. Vol. 85. P. 2607.
- 71. Dresselhaus M. S. // Nature. 2004. Vol. 432. P. 959.
- 72. Murakami Y., Einarsson E. et al. // Phys. Rev. Lett. 2005. Vol. 94. P. 087402(4).
- 73. Hanson G. W. // IEEE Trans. Antenn. Propagat. 2005. Vol. 53. P. 3426.
- 74. Леонтович М. А., Левин М. Л. // ЖТФ. 1944. Т. 14. С. 481.

- 75. Jeon T.-I., Kim K. J. et al. // APL. 2002. Vol. 80. P. 3403.
- 76. Bommeli F., Degiorgi L. et al. // Synth. Metals. 1997. Vol. 86. P. 2307.
- 77. Ugawa A., Rinzler A.G., Tanner D. B. // Phys. Rev. B. 1999. Vol. 60. P. R11305.
- 78. Laroche M., Carminati R., Greffet J.-J. // Phys. Rev. Lett. 2006. Vol. 96. P.123903.
- 79. Kuznetsov V. L., Chuvilin A. L. et al. // Chem. Phys. Lett. 1994. Vol. 222. P. 343.
- Kuznetsov V.L., Butenko Yu.V. // Synthesis and applications of ultrananocrystalline diamond. 2005. P. 199.
- 81. Berger C. J., Yi Y., Wang Z. L., de Heer W. A. // Appl. Phys. A. 2002. Vol. 74. P. 363.
- 82. Zvelto O. Principles of lasers. 2004.
- 83. Collins Ph., Avouris, P. // Scientific American. 2000. P. 68.
- 84. Chen J., Perebeinos V. et al. // Science. 2006. Vol. 310. P. 1171.
- 85. Кибис О. В., Портной М. Е. // Письма в ЖТФ. 2005, Т. 31, вып. 15. С. 85.
- 86. Margulis V. A., Sizikova T. A. // Physica B. 1998. Vol. 245. P. 173.
- 87. Lauret J. S., Voisin C. et al. // Phys. Rev. Lett. 2003. Vol. 90. P. 057404(4).
- 88. Lauret J. S., Voisin C. et al. // Physica E. 2003. Vol. 17. P. 380.
- 89. Mitsumori Y., Hasegawa A. et al. // Phys. Rev. B. 2005. Vol. 71. P. 233305(6).

ELECTROMAGNETIC WAVES IN NANOSTRUCTURES

S. A. Maksimenko, G. Ya. Slepyan, K. G. Batrakov, P. P. Kuzhir, A. V. Magyarov, A. M. Nemilentsau, A. A. Khrutchinski, M. V. Shuba

A research discipline - nanoelectromagnetics - is introduced as a synthesis of macroscopic electrodynamics and microscopic theory of electronic properties of different nanostructures exemplified by carbon nanotubes (CNTs) and quantum dots (QDs). The method of effective boundary conditions is shown to be a universal tool for the study of electrodynamic problems of nanotubes. A set of physical effects, which emerge from the interaction of light with different nanocarbon structures and ODs and which are due to characteristic sizes of objects. are presented. Linear electrodynamics of nanotubes, nonlinear optical effects in nanotubes and foundations of quantum electrodynamics in nanotubes are discussed. A strong slowing down of surface waves in nanotubes is demonstrated and the concept of nanotube as a surface wave nanowaveguide in the infrared and terahertz range is presented. Antenna properties of CNTs and CNT bundles are described and the thermal radiation of isolated CNT is demonstrated to be strongly different from the black-body radiation. The idea of the CNT as monomolecular analog of free electron laser is proposed and discussed. The high-efficient generation of highorder harmonics in nanotubes exposed to strong pumping field is predicted. Experimental results on third-order harmonic generation in nanotube ensemble is compared with theoretical predictions. The formalism of electrodynamics of lossy dispersive media is applied to the problem of spontaneous radiation of an excited atom in the carbon nanotube. A theory is presented of the local field impact on the QD electromagnetic response in the weak and strong lightmatter coupling regimes. Potentiality of logic elements development for the quantum information processing on the basis of quantum dots in the strong light-matter coupling regime is discussed. First results on measurements of the attenuation of electromagnetic waves in onion-like carbon (OLC) - based polymer films on a substrate are reported in the frequency range 27-38 GHz. The measurements demonstrate potentiality of OLC-based composites as basic components for wideband electromagnetic wave absorbing materials.