

Dmytruk Iryna, Shygorin Pavlo, Svidzynskij Anatoliy. Viscosity Influence on Sound Dispersion in a Uniform Bose-Condensed Gas. Using the generalized Gross–Pitaevskii equation for the condensate and the quantum kinetic Boltzmann equation for the thermal cloud, we derive the closed set of linearized equations that describes noncondensate degrees of freedom on the background of the condensate. Our analysis of the dispersion relation between wave number and frequency of the sound wave is based on the Wang Chang–Uhlenbeck method. In this approach we derive the dispersion relation that includes the dissipation associated with viscosity. We study the problem of the eigenfunctions and the eigenvalues for the linearized collision operator of quantum kinetic Boltzmann equation. We calculate the first few normalized eigenfunctions and eigenvalues for a weakly interacting uniform Bose-condensed gas. We apply the set of the eigenfunctions and the eigenvalues to a discussion of the propagation sound waves and to calculate the viscosity coefficient.

Key words: quantum kinetic Boltzmann equation, linearized collision integral, the Wang Chang–Uhlenbeck method, viscosity.

Стаття надійшла до редколегії
02.06.2014 р.

УДК 539.104:519.46:537.311.33

Петр Трохимчук

Моделирование процессов и явлений релаксационной оптики. Кристаллооптические аспекты

Обсуждаются проблемы моделирования процессов и явлений релаксационной оптики. Кристаллооптические аспекты рассматриваются на основании классификации явлений, в основу которой положено разложение вектора Пойнтинга в ряд по степеням напряженностей электрического и магнитного полей. Анализируются возможные механизмы предполагаемых явлений.

Ключевые слова: релаксационная оптика, кристаллооптика, нелинейная оптика, вектор Пойнтинга, разложение в ряд, диэлектрическая проницаемость, магнитная проницаемость.

Постановка научной проблемы и её значение. Релаксационной оптикой был назван раздел современной физики, в котором изучаются процессы необратимого взаимодействия оптического излучения со средой [16; 17]. Необходимость создания такого раздела физики была обусловлена технологическими применениями лазерного излучения. Для этого необходимо было синтезировать в единую систему квантовую электронику (включая нелинейную оптику и параметрическую кристаллооптику), радиационную физику твердого тела, физическую химию, физику необратимых процессов. В основу релаксационной оптики была положена энергетически-хронологическая классификация процессов взаимодействия оптического излучения с веществом [16; 17].

Релаксационную оптику можно рассматривать и как расширение нелинейной оптики на безизлучательные процессы [17], так как в основу нелинейной оптики положено разложение в ряд поляризуемости среды по степеням напряженности электрического поля. При этом рассматривается лишь действительная часть этого разложения [17]. Однако существует целый ряд материалов (металлы, некоторые полупроводники и т. п.) для которых относительные диэлектрическая и магнитная проницаемости больше единицы. Поэтому, естественно, необходимо расширить «нелинейнооптический» подход и на такие материалы, включить в рассмотрение и комплексную часть диэлектрической и магнитной проницаемости, а также их тензорное произведение, что соответствует коэффициенту вектора Пойнтинга. Такой подход целесообразно использовать для описания процессов нелинейной и релаксационной оптики, а также их взаимосвязи и взаимовлияния.

Поэтому данная работа и посвящена кристаллооптическим аспектам моделирования процессов релаксационной оптики.

Изложение основного материала и обоснование полученных результатов исследования. Явления релаксационной оптики можно рассматривать как явления нелинейной оптики и параметрической кристаллооптики с безизлучательной релаксацией процесса взаимодействия излучения с веществом. Если в классической кристаллооптике [3; 5; 8; 9; 13; 17] рассматривается, как правило,

действительная часть либо поляризуемости или намагничености либо диэлектрической или магнитной проницаемости среды, включая их разложение в ряд по степеням напряженности электрического поля [3; 5; 8; 9; 13; 17], то в релаксационной оптике рассматривается комплексная и диэлектрическая и магнитная проницаемости среды, включая их разложения в ряд по степеням напряженностей электрического и магнитного полей, а также вектор Пойнтинга [17]. Это обусловлено тем, что ряд материалов (антимонид индия, арсенид индия, КРТ и т. п.) имеют и диэлектрическую, и магнитную проницаемости значительно больше единицы (порядка десяти). Поэтому для описания как оптических, так и релаксационнооптических явлений необходимо воспользоваться вектором Пойнтинга. Приведем эти разложения.

В первом приближении связь между вектором электрической индукции D и напряженностью электрического поля E задается через диэлектрическую проницаемость среды ε [17]:

$$\varepsilon = \frac{dD}{dE}, \quad (1)$$

а между магнитной индукцией B и напряженностью магнитного поля H через магнитную проницаемость среды μ [17]:

$$\mu = \frac{dB}{dH}. \quad (2)$$

Для нелинейной оптики явления безизлучательной релаксации не нужны – ими, как правило, пренебрегают [17]. Для нелинейной оптики наилучшим есть приближение слабонелинейной и бездисперсной среды.

В общем электрическая индукция D_j может быть представлена в форме разложения в ряд по степеням напряженности электрического поля:

$$D_i = (\varepsilon_{ij}^1 + i\varepsilon_{ij}^2)E_j + (\varepsilon_{ijk}^1 + i\varepsilon_{ijk}^2)E_j E_k + (\varepsilon_{ijkl}^1 + i\varepsilon_{ijkl}^2)E_j E_k E_l + \dots, \quad (3)$$

где $\varepsilon_{ij}^1, \varepsilon_{ij}^2, \varepsilon_{ijk}^1, \varepsilon_{ijk}^2, \varepsilon_{ijkl}^1, \varepsilon_{ijkl}^2$ – действительные и реальные части соответствующих компонент тензора диэлектрической проницаемости среды.

Аналогично магнитная индукция B_j может быть представлена в форме разложения в ряд по степеням напряженности магнитного поля:

$$B_i = (\mu_{ij}^1 + i\mu_{ij}^2)H_j + (\mu_{ijk}^1 + i\mu_{ijk}^2)H_j H_k + (\mu_{ijkl}^1 + i\mu_{ijkl}^2)H_j H_k H_l + \dots, \quad (4)$$

где $\mu_{ij}^1, \mu_{ij}^2, \mu_{ijk}^1, \mu_{ijk}^2, \mu_{ijkl}^1, \mu_{ijkl}^2$ – действительные и реальные части соответствующих компонент тензора магнитной проницаемости среды.

Соответствующие тензоры диэлектрической и магнитной проницаемости можно представить в следующем виде:

$$\varepsilon_{ij} = \varepsilon_{ij}^1 + i\varepsilon_{ij}^2 + (\varepsilon_{ijk}^1 + i\varepsilon_{ijk}^2)E_k + (\varepsilon_{ijkl}^1 + i\varepsilon_{ijkl}^2)E_k E_l + \dots \quad (5)$$

и

$$\mu_{ij} = \mu_{ij}^1 + i\mu_{ij}^2 + (\mu_{ijk}^1 + i\mu_{ijk}^2)H_k + (\mu_{ijkl}^1 + i\mu_{ijkl}^2)H_k H_l + \dots \quad (6)$$

После перегруппировки членов разложений (5) и (6) имеем:

$$\varepsilon_{ij} = (\varepsilon_{ij}^1 + \varepsilon_{ijk}^1 E_k + \varepsilon_{ijkl}^1 E_k E_l + \dots) + i(\varepsilon_{ij}^2 + \varepsilon_{ijk}^2 E_k + \varepsilon_{ijkl}^2 E_k E_l + \dots) \quad (5a)$$

и

$$\mu_{ij} = (\mu_{ij}^1 + \mu_{ijk}^1 H_k + \mu_{ijkl}^1 H_k H_l + \dots) + i(\mu_{ij}^2 + \mu_{ijk}^2 H_k + \mu_{ijkl}^2 H_k H_l + \dots) \quad (6a)$$

Представление тензоров диэлектрической и магнитной проницаемости в форме (5) и (6) позволяет учесть влияние индуцированных электрических и магнитных характеристик среды на соответствующие физические величины.

Величины ε_{ij} и μ_{ij} могут быть введены в соответствующие физические характеристики процессов. Также могут быть использованы и их тензорные произведения, которые в общем случае имеют вид:

$$\begin{aligned} \varepsilon_{ij} \times \mu_{ij} = & \left[\varepsilon_{ij}^1 + i\varepsilon_{ij}^2 + (\varepsilon_{ijk}^1 + i\varepsilon_{ijk}^2)E_k + (\varepsilon_{ijkl}^1 + i\varepsilon_{ijkl}^2)E_k E_l + \dots \right] \times \\ & \times \left[\mu_{ij}^1 + i\mu_{ij}^2 + (\mu_{ijk}^1 + i\mu_{ijk}^2)H_k + (\mu_{ijkl}^1 + i\mu_{ijkl}^2)H_k H_l + \dots \right]. \end{aligned} \quad (7)$$

Или после перегруппировки членов:

$$\begin{aligned} &= \varepsilon_{ij} \times \mu_{ij} = \left[(\varepsilon_{ij}^1 + \varepsilon_{ijk}^1 E_k + \varepsilon_{ijkl}^1 E_k E_l + \dots) + i (\varepsilon_{ij}^2 + \varepsilon_{ijk}^2 E_k + \varepsilon_{ijkl}^2 E_k E_l + \dots) \right] \times \\ &\times \left[(\mu_{ij}^1 + \mu_{ijk}^1 H_k + \mu_{ijkl}^1 H_k H_l + \dots) + i (\mu_{ij}^2 + i \mu_{ijk}^2 H_k + \mu_{ijkl}^2 H_k H_l + \dots) \right]. \end{aligned} \quad (8)$$

Действительная и мнимая части этого тензорного произведения имеют вид (9) и (10):

$$\begin{aligned} \text{Re}(\varepsilon_{ij} \times \mu_{ij}) &= (\varepsilon_{ij}^1 + \varepsilon_{ijk}^1 E_k + \varepsilon_{ijkl}^1 E_k E_l + \dots) \times (\mu_{ij}^1 + \mu_{ijk}^1 H_k + \mu_{ijkl}^1 H_k H_l + \dots) - \\ &- (\varepsilon_{ij}^2 + \varepsilon_{ijk}^2 E_k + \varepsilon_{ijkl}^2 E_k E_l + \dots) \times (\mu_{ij}^2 + i \mu_{ijk}^2 H_k + \mu_{ijkl}^2 H_k H_l + \dots), \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \text{Im}(\varepsilon_{ij} \times \mu_{ij}) &= (\varepsilon_{ij}^1 + \varepsilon_{ijk}^1 E_k + \varepsilon_{ijkl}^1 E_k E_l + \dots) \times (\mu_{ij}^2 + \mu_{ijk}^2 H_k + \mu_{ijkl}^2 H_k H_l + \dots) + \\ &+ (\varepsilon_{ij}^2 + \varepsilon_{ijk}^2 E_k + \varepsilon_{ijkl}^2 E_k E_l + \dots) \times (\mu_{ij}^1 + \mu_{ijk}^1 H_k + \mu_{ijkl}^1 H_k H_l + \dots). \end{aligned} \quad (10)$$

Тензорное произведение (8), его действительная (9) и мнимая (10) части, а также отдельные члены этих разложений могут быть использованы для феноменологической интерпретации явлений нелинейной и релаксационной оптики. Это могут быть кооперативные электрические и магнитные явления, включая динамические ферромагнитные, сегнетоэлектрические явления и т. п. [1; 17]. Особый интерес представляют несоизмерные явления: для примера, электрическое дипольное – магнитное квадрупольное или наоборот.

Эти явления зависят от интенсивности облучения. Каждому члену в разложениях (5)–(10) соответствует оптически индуцируемое явление. Классификация возможных явлений, которая основана на разложениях (8)–(10) приведена в табл. 1 и 2.

Таблица 1

Основные типы возможных явлений, которые основаны на разложении в ряд действительной части тензорного произведения $\varepsilon_{ij} \times \mu_{ij}$ [17]

$e_{ij} \times \mu_{ij}$	$\text{Re}(e_{ij} \times \mu_{ij})$ Излучательные процессы		
	$\sim E_i \dots E_j$	$\sim H_i \dots H_j$	$\sim E_i \dots H_j$
Первичные процессы (члены со знаком «+» в (9))	Чистые электрооптические процессы	Чистые магнитооптические процессы	Смешанные электро- и магнитооптические процессы
Вторичные процессы (члены со знаком «-» в (9))	Переизлучательные электрооптически индуцированные процессы	Переизлучательные магнитооптически индуцированные процессы	Переизлучательные электрооптически и магнитооптически индуцированные процессы
Мульти процессы (N порядка)	N-переизлучательные электрооптически индуцированные процессы	N-переизлучательные магнитооптически индуцированные процессы	N-переизлучательные электрооптически и магнитооптически индуцированные процессы

Результаты табл. 1 соответствуют процессам излучательной релаксации, включая переизлучение, т. е. явлениям линейной и нелинейной оптики [16; 17]. Если эти явления довольно хорошо изучены, то изучение возможных явлений, приведенных в табл. 2, требует и затрат, и времени. Дело в том, что необратимые изменения в твердых телах при лазерном облучении, как правило, относят к фазовым превращениям. Так как теории фазовых превращений, в том числе и переходов, в основном термодинамические, то понятно, почему в основном для этих исследований использовались термодинамические теории [12]. Однако, если вспомнить радиационную физику твердого тела то ударный и тепловой механизмы образования дефекта Френкеля в твердом теле описывают различные процессы [6]. Первый собственно и является эффектом радиационной физики и есть результатом соударения налетающей частицы с атомом облучаемого материала, а второй – это чисто термодинамический эффект, обусловленный тепловыми колебаниями решетки. В последнем случае могут возникать резонансные колебания, который и приводят к образованию дефекта. Таким ударным механизмом при лазерном облучении служит многократная ионизация (для антимонида индия достаточно двухфотонного поглощения) в режиме насыщения возбуждения, которая и приводит к фазовым превращениям в облученном материале [16–18]. Электромагнитные процессы на три-четыре порядка быстрее, чем тепловые, поэтому при лазерном воздействии на материалы это необходимо учитывать.

Таблиця 2

Основные типы возможных явлений, которые основаны на разложении в ряд мнимой части тензорного произведения $\epsilon_{ij} \times \mu_{ij}$ [7]

$\epsilon_{ij} \times \mu_{ij}$	Im($e_{ij} \times m_{ij}$) Безизлучательные процессы		
	$\sim E_i \dots E_j$	$\sim H_i \dots H_j$	$\sim E_i \dots H_j$
Первичные процессы (члены со знаком «+» в (10))	Электрооптически индуцированные процессы фазовых трансформаций в облученных материалах	Магнитооптически индуцированные процессы фазовых трансформаций в облученных материалах	Смешанные электрооптически и магнитооптически индуцированные процессы фазовых трансформаций в облученных материалах
Вторичные процессы (члены со знаком «-» в (10))	Переизлучательные электрооптически индуцированные процессы фазовых трансформаций в облученных материалах	Переизлучательные магнитооптически индуцированные процессы фазовых трансформаций в облученных материалах	Переизлучательные электрооптически и магнитооптически индуцированные процессы фазовых трансформаций в облученных материалах
Мульти процессы (N порядка)	N-переизлучательные электрооптически индуцированные процессы фазовых трансформаций в облученных материалах	N-переизлучательные магнитооптически индуцированные процессы фазовых трансформаций в облученных материалах	Смешанные N-переизлучательные электрооптически и магнитооптически индуцированные процессы фазовых трансформаций в облученных материалах

Классификация, наведенная в табл. 1, позволяет определить основные особенности соответствующих процессов и явлений.

Проблема кристаллографической симметрии разная для электрических и магнитных материалов [5; 13]. В линейном случае мы имеем 230 пространственных федоровских групп симметрии для «электрических» материалов [5]. Для «магнитных» материалов число пространственных групп симметрии равно 1651 [13]. Это обусловлено числом симметрии R . Этот элемент соответствует изменению направления электрического тока и его влияния на магнитный момент $\vec{M} = \vec{r} \times \vec{j}$. Магнитные группы симметрии водятся для магнитного момента. Мы имеем 230 магнитных групп без R , 230 магнитных групп с R и 1191 групп с различными комбинациями R с другими элементами симметрии. Эти группы были названы Шубниковскими [13]. В кристаллографии они также известны как черно-белые и цветные группы [13]. Наведем классификацию точечных групп магнитной симметрии. Их всего есть 143 [5]. Среди них 32 полярные группы (практически классические кристаллографические группы), 32 серые группы, каждая из которых включает инверсию времени и каждый поворот имеет антиповорот; черно-белые (смешанная полярность) нет инверсии времени, но вместе с поворотами существуют антиповороты. Еще точечные группы магнитной симметрии включают 122 кристаллографических группы и 21 граничных [5].

Уравнения Максвелла для среды записываются для векторов электрической и магнитной индукции D и B . Основные измеряемые величины в оптике и тэлектродинамике сплошной среды зависят от этих величин. Сама среда характеризуется диэлектрической и магнитной проницаемостями ϵ и μ , соответственно. Поэтому естественно представление вектора Пойнтинга через векторное произведение векторов электрической и магнитной индукции, а не напряженностей электрического и магнитного полей.

Результирующая симметрия может быть индуцируемой (как неравновесной так и необратимой). Кристаллографическая симметрия может дополнять динамическую симметрию.

В основание кристаллооптики положены принципы Неймана и Кюри [5]. Согласно принципу Неймана, группа симметрии внешней формы кристалла совпадает с группой симметрии соответствующего физического свойства или есть ее подгруппой. Согласно принципу Кюри при наложении двух групп симметрии возникает новая группа, в состав которой входят элементы симметрии, общие для исходных групп. Практически принцип Кюри, есть принципом суперпозиции групп симметрии среды и физического воздействия. Эти принципы могут быть использованы и в релаксационной оптике.

В пользу перехода к кристаллооптическим представлениям, вернее было бы говорить кристаллохимическим, в релаксационной оптике следует отнести ориентационный эффект [16; 17]: зависимость интенсивности лазерноиндуцированного дефектообразования в антимониде индия от крис-

таллографической ориентации. Для ориентации $\{111\}$ идет более интенсивное дефектообразование, чем для ориентации $\{110\}$. Облучение производилось импульсами рубинового лазера (длительность импульса 20 нс, длина волны 0,6943 мкм, плотность энергии в импульсе 0,1 Дж·см⁻²). Это согласуется с представлением о решающей роли чистой ковалентной связи, которая есть «затравочной» для дефектообразования при многофотонном поглощении света [16; 17]; соотношение концентраций дефектов (донорных центров) пропорционально эффективному сечению чистой ковалентной связи, и для кристаллографического направления $\{111\}$ больше чем для $\{110\}$.

В параметрической кристаллооптике к микроскопическим подходам относятся физико-химические модели [3; 13]. Например, за сегнетоэлектрические свойства кристаллов сегнетовой соли отвечают гидроксильные радикалы [1].

Само по себе изучение собственного поглощения света с кристаллофизической точки зрения интересно тем, что с помощью явлений безизлучательной релаксации можно регистрировать эффекты нелинейной оптики, включая генерацию гармоник, параметрическую генерацию и т. п. [17]. И если при примесном поглощении света мы регистрируем нелинейнооптические явления оптическими методами, то при собственном поглощении мы можем регистрировать эти явления при помощи фазовых трансформаций получаемых в облученном материале [17]. В данном случае «измерительной аппаратурой» нелинейнооптических явлений служит среда, а не излучение.

Следует отметить, что между лазерной генерацией, включая нелинейнооптические явления, и фазовыми переходами существует формальная аналогия [10; 12]. Нелинейнооптические явления могут рассматриваться как неравновесные фазовые переходы [10; 12].

Переход к многофотонным процессам поглощения излучения приводит к необратимым изменениям в облучаемой среде. В этом случае фазовые превращения успешно моделируются с помощью каскадной физико-химической модели последовательного насыщения возбуждения (разрыва) соответствующего числа связей [16; 17]. При этом в зависимости от условий облучения могут осуществляться переходы от состояний с более высокой симметрией к состояниям с более низкой симметрией и наоборот [16; 17].

Для выяснения природы фазовых превращений в облучаемых материалах с кристаллооптической точки зрения к чисто кристаллическим группам симметрии следует добавить и квазикристаллы [17]. Так, известно, что кремний имеет четыре кристаллические модификации, а если включить и квазикристаллы, то двенадцать. Следует отметить, что именно с этой точки зрения можно рассматривать эволюцию в исследованиях О. Г. Влоха и его школы: от кристаллооптических [3] представлений к рассмотрению несоразмерно модулируемых структур [2].

Рассмотрим теперь экспериментальные результаты, которые подтверждают необходимость расширения разложения электромагнитных характеристик среды до вектора Пойнтинга. Это, в первую очередь, экспериментальные результаты по образованию поверхностных интерференционных структур. Первую лазерноиндуцируемую интерферограмму на германии получил в 1965 году М. Бирнбаум (рис. 1) [14].

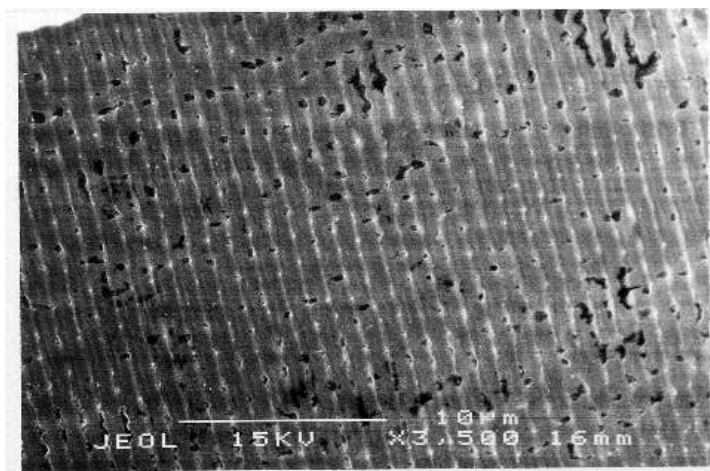


Рис. 1. Фотоинтерферограмма, полученная на германии после облучения излучением рубинового лазера [14]

Позже было установлено, что эти интерферограммы наноструктурированы. На рис. 2 приведено изображение поверхности арсенида галлия после облучения излучением второй гармоники неодимового лазера (длительность импульса 10 нс, длина волны 0,53 мкм, плотность мощности 5,5 МВт/см², линейная поляризация), полученное с помощью атомной силовой микроскопии [15]. Как видно из рисунка, «нанохолмы» имеют высоту 15–20 нм, высота соответствует распределению энергии облучения в интерферограмме.

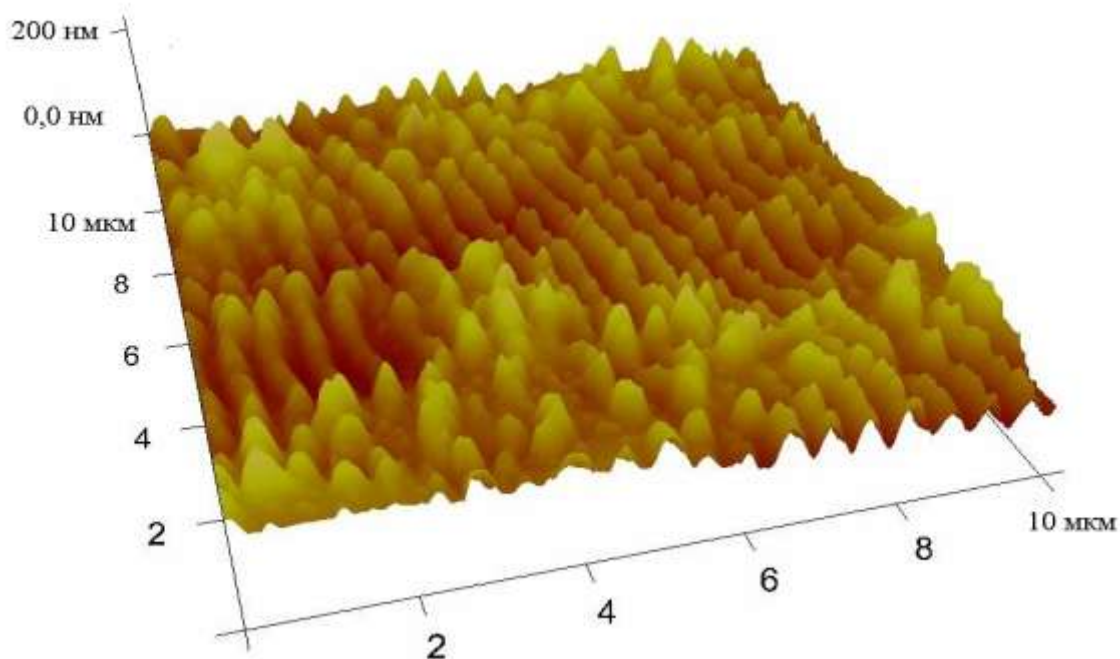


Рис. 2. Изображение поверхности арсенида галлия после облучения излучением второй гармоники неодимового лазера (длительность импульса 10 нс, длина волны 0,53 мкм, плотность мощности 5,5 МВт/см², линейная поляризация), полученное с помощью атомной силовой микроскопии [15]

С уменьшением длительности облучения высота «нанохолмов» растет настолько (до 400–450 нм), что их уже называют «нановетви» или «наноколонны».

На рис. 3–5 приведены наноструктуры, полученные на поверхности кремния при различных режимах лазерного облучения [4].

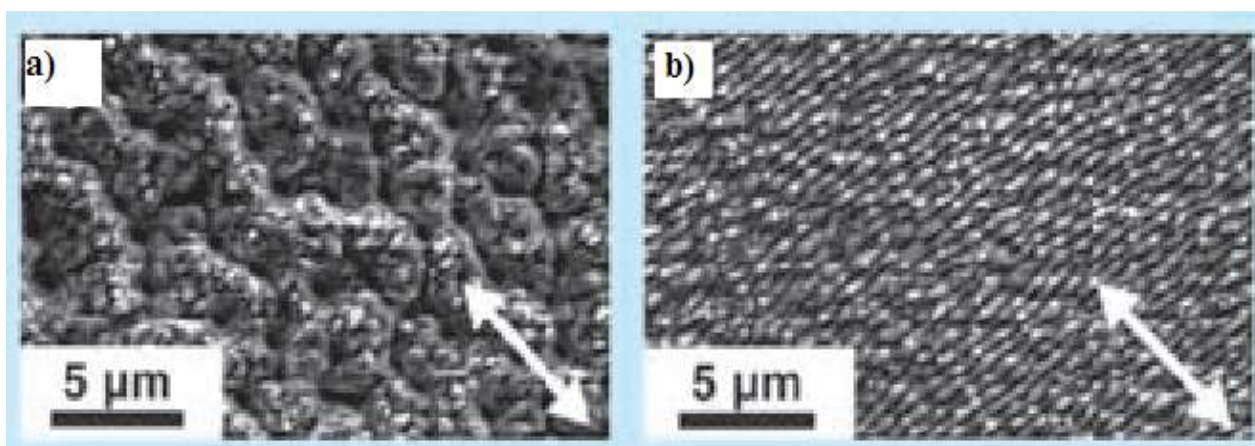


Рис. 3. Упорядоченные структуры, генерированные на поверхности кремния после лазерного облучения через слой воды (стрелка в нижнем углу показывает направление поляризации лазерного излучения): длительность импульса 100 фс, длина волны облучения 0,8 мкм, число импульсов 200, плотность энергии облучения а) 25 кДж/м², б) 5 кДж/м² [4]

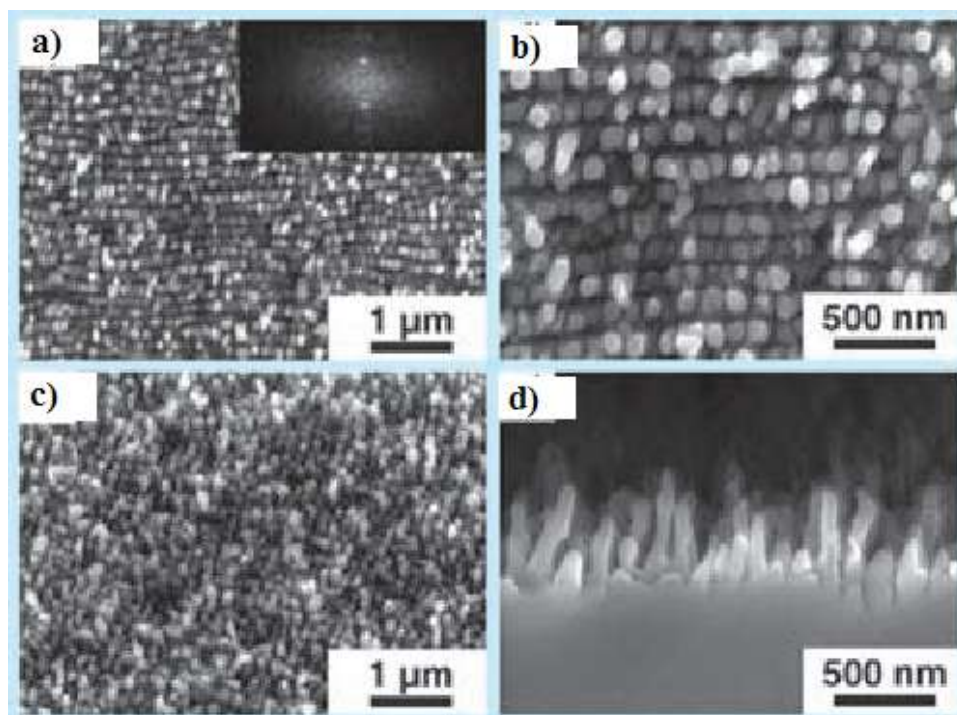


Рис. 4. Наноклонны, которые генерируются после облучения структур, приведенных на рис. 3 (длительность импульса 100 фс, длина волны облучения 0,8 мкм, число импульсов 200, плотность энергии облучения $0,5 \text{ кДж/м}^2$): а) и б) поворот плоскости поляризации на 90° ; с) поворот плоскости поляризации на 45° ; д) сечение наноклонн. На вставке рис. 4а – Фурье-изображение структуры [4]

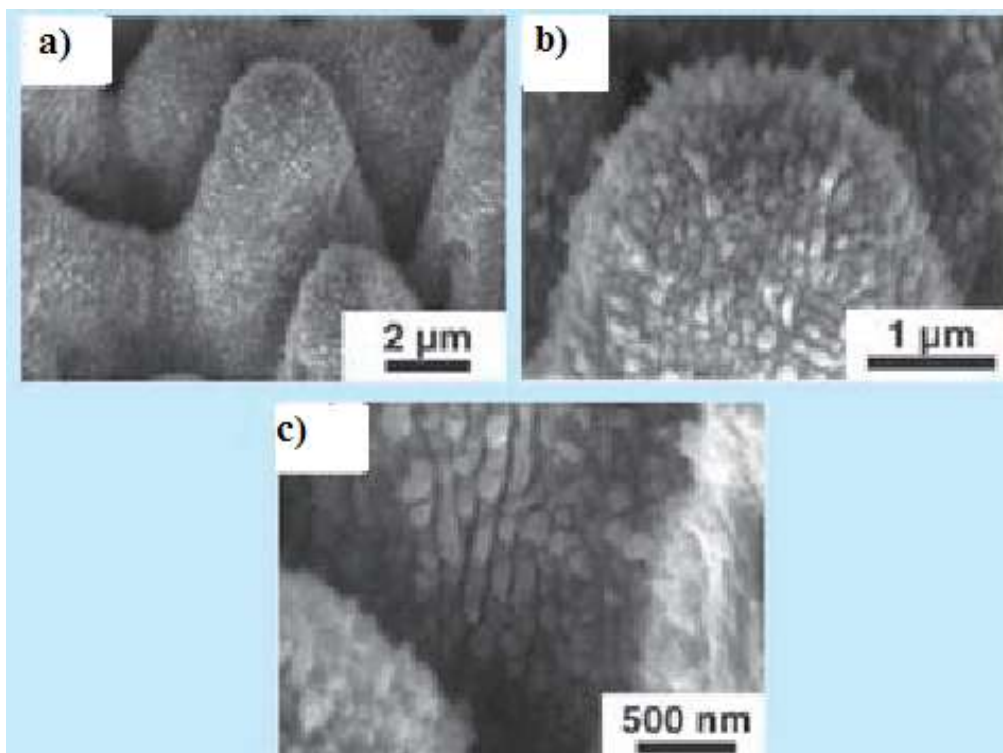


Рис. 5. Поверхностные наноклонны малого размера, которые имеют ортогональную ориентацию к нанорельефу большого размера [4]

Однородные по размеру и высоте наноструктуры получают при облучении излучением с циркулярной и эллиптической поляризацией [4].

Интересные экспериментальные результаты получены по объемному лазерному разрушению (рис. 6).

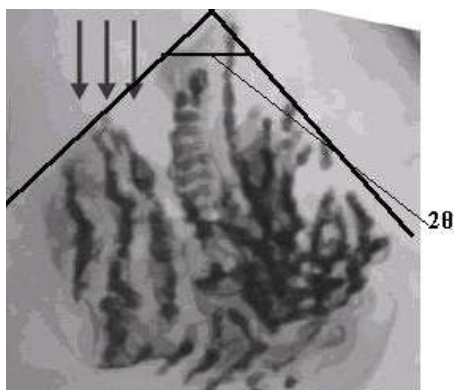


Рис. 6. Изображения получено с помощью просвечивающей электронной микроскопии каскада разрушений в кварце при облучении сериями фемтосекундных импульсов с энергией в импульсе 300 нДж/импульс

Угол θ на рис. 6 соответствует углу излучения Завилова-Черенкова [4; 17]. Самофокусировка сопровождается этим излучением аналогично и как торможение налетающей частицы в среде согласно Нильсу и Оге Борам [7].

С электродинамической точки зрения произведения напряженностей электрических и магнитных полей при разложении вектора в ряд соответствуют их векторным и скалярным произведениям, а с квантовомеханической точки зрения – антикоммутирующим переменным [16; 17]. Таким образом, такой кристаллофизический подход может быть предварительным для моделирования процессов и явлений релаксационной оптики с помощью методов современной электродинамики и квантовой механики. Его можно также использовать совместно с поляритон-плазмонной теорией образования лазерно-индуцированных наноструктур [4; 17]. Классификация, приведенная в табл. 2, позволяет предсказать электромагнитную природу и распределение поверхностных наноструктур (рис. 1–5). Эти нанохолмы или наноколонны могут иметь чисто электрическую природу, чисто магнитную и смешанную электромагнитную по аналогии с образованием стоячих электромагнитных волн в резонаторах [17].

При этом следует учитывать и роль термодинамических (тепловых) процессов. Кристаллооптические коэффициенты при этом зависят от температуры. При поглощении света метастабильными или нестабильными центрами тепловые процессы «работают» в одну сторону с оптическими, т. е. приводят систему к состоянию с минимумом потенциальной энергии облучаемого вещества, иными словами – к более стабильному состоянию. При поглощении света стабильными центрами (например, собственное поглощение) тепловые процессы способствуют восстановлению изначальной структуры. Этим объясняется различная высота лазерно-генерируемых поверхностных наноструктур: при облучении сериями наносекундных импульсов – до 20 нм, и сериями фемтосекундных импульсов – до 400 нм [17; 18].

Основные нелинейнооптические явления, включая параметрическую кристаллооптику, обусловлены примесным поглощением, поэтому поглощающие центры могут быть представлены в виде набора гармонических осцилляторов и там очень удобно использовать квантовую механику (теория возмущений есть одним из основных методов квантовой электродинамики). Для собственного поглощения нелинейнооптические явления оптическими методами регистрировать нельзя, так как это процессы безизлучательной релаксации. Поэтому справедливо заметил Шен, что генерацию второй гармоники в области собственного поглощения облучаемого материала получить нельзя [11]. Однако закономерным есть вопрос: а как же нам регистрировать монофотонное, включая и двухфотонное поглощение? Ответ на эти вопросы и дает релаксационная оптика. А кристаллооптику следует расширить и на процессы и явления безизлучательной релаксации.

Выводы. Таким образом показано, что при моделировании процессов и явлений релаксационной оптики целесообразно использовать и кристаллооптические (кристаллофизические) методы моделирования. Их можно использовать как отдельно, так и в совокупности с другими методами моделирования.

Источники и литература

1. Андреев А. В. Кооперативные явления в оптике / А. В. Андреев, В. И. Емельянов, Ю. А. Ильинский. – М. : Наука, 1988. – 286 с.
2. Влох О. Г. Кристалічні діелектрики з неспівмірно модульованою структурою / О. Г. Влох, А. В. Кітик. – Львів : Вид-во Нац. ун-ту «Львівська політехніка», 2002. – 284 с.
3. Влох О. Г. Явления пространственной дисперсии в параметрической кристаллооптике / О. Г. Влох. – Львов : Вища шк., 1984. – 152 с.
4. Макин В. С. Закономерности образования упорядоченных микро- и наноструктур в конденсированных средах при лазерном возбуждении мод поверхностных поляритонов : дис. ... д-ра физ.-мат. наук : спец. 01.04.05 «Оптика» / В. С. Макин. – СПб. : Гос. ун-т информ. технологий, механики и оптики, 2013. – 398 с.
5. Романюк М. О. Кристаллооптика / М. О. Романюк. – К. : ІЗМН, 1997. – 432 с.
6. Трохимчук П. П. Радіаційна фізика твердого тіла. Курс лекцій / П. П. Трохимчук. – Луцьк : РВВ «Вежа» Волин. держ. ун-ту ім. Лесі Українки, 2007. – 394 с.
7. Трохимчук П. П. Самофокусировка и излучение Вавилова-Черенкова / П. П. Трохимчук // Электроника Инфо. – 2014. – № 1. – С. 32–34.
8. Федоров Ф. И. Оптика анизотропных сред / Ф. И. Федоров. – М. : УРСС, 2004. – 384 с.
9. Федоров Ф. И. Теория гиротропии / Ф. И. Федоров. – Минск : Наука и техника, 1976. – 456 с.
10. Хакен Г. Синергетика / Г. Хакен. – М. : Мир, 1980. – 406 с.
11. Шен И. Принципы нелинейной оптики / И. Шен. – М. : Наука, 1989. – 559 с.
12. Шмаков В. А. Силовая оптика / В. А. Шмаков. – М. : Наука, 2004. – 318 с.
13. Шубников А. В. Симметрия в науке и искусстве / А. В. Шубников, В. А. Копцик. – Москва ; Ижевск : Ин-т компьютерных технологий, 2004. – 560 с.
14. Birnbaum M. Semiconductor surface damage produced by Ruby Laser / M. Birnbaum // Journal of Applied Physics. – 1965. – Vol. 36, issue 11. – P. 3688–3689.
15. Medvid' A. Nano-cones Formed on a Surface of Semiconductors by Laser Radiation: Technology, Model and Properties / A. Medvid' // Nanowires Science and Technology ed. Nicoletta Lupu. – Vukovar : Inech, 2010. – P. 61–82.
16. Trokhimchuck P. P. Foundations of Relaxed Optics / P. P. Trokhimchuck. – Lutsk : Vezha, 2011. – 627 p.
17. Trokhimchuck P. P. Nonlinear and Relaxed Optical Processes. Problems of interactions / P. P. Trokhimchuck. – Lutsk : Vezha–Print, 2013. – 280 p.
18. Trokhimchuck P. P. Problem of saturation of excitation in relaxed optics / P. P. Trokhimchuck // Journal of Optoelectronics and Advanced Materials. – 2012. – No. 3–4, vol. 14. – P. 363–370.

Трохимчук Петро. Моделювання процесів релаксаційної оптики. Кристаллооптичні аспекти. Обговорено проблеми моделювання процесів та явищ релаксаційної оптики. Кристаллооптичні аспекти розглянуто на основі класифікації явищ, що ґрунтуються на розкладі вектора Пойнтінга в ряд за степенями електричного та магнітного полів. Проаналізовано механізми можливих явищ. Тензорний добуток тензорів діелектричної та магнітної сприйнятливості можна трактувати як квадрат коефіцієнта заломлення, дійсна частина якого відповідає за випромінювальні процеси, а уявна – за безвипромінювальні. Такий підхід дає змогу розширити кристаллооптичні методи моделювання на безвипромінювальні процеси та розглядати як процеси лінійної та нелінійної оптики (випромінювальна релаксація), і релаксаційної оптики (безвипромінювальна релаксація).

Ключові слова: релаксаційна оптика, кристаллооптика, нелінійна оптика, вектор Пойнтінга, розклад в ряд, діелектрична проникність, магнітна проникність.

Trokhimchuck Petro. Modeling of Processes and Phenomena of Relaxed Optics. Crystal Optical Aspects. Problems of modeling of relaxed optical processes and phenomena are discussed. Crystal optical aspects are observed on the basis of expansion in series Pointing vector by step of electrical and magnetic fields is represented. Classification of possible phenomena is based on this expansion. Possible mechanisms of these phenomena are analyzed. Tensor product of permittivity and permeability tensors may be interpreted as square of reflection index: real part is corresponded to radiated processes and imagine is corresponded to radiationless processes. This concept allow to expanse crystal-optical methods on radiationless processes and allow to represent processes of Linear and Nonlinear Optics (radiated relaxation) and Relaxed Optics (radiationless processes) with one point of view.

Key words: Relaxed Optics, Crystal Optics, Nonlinear Optics, Pointing vector, expansion in srries, permittivity, permeability.

Статья сдана в редколлегию
19.06.2014 г.