

УДК 519.95:535.1: 535.3:537.311.3:539.104

ОСНОВНЫЕ ПРОБЛЕМЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ ВАВИЛОВА-ЧЕРЕНКОВА И УДАРНЫХ ПРОЦЕССОВ В РЕЛАКСАЦИОННОЙ ОПТИКЕ

П. П. Трохимчук

кандидат физико-математических наук, доцент
Восточноевропейский национальный университет
имени Леси Украинки, Луцк, Украина

Обсуждаются основные особенности моделирования черенковского излучения и ударных процессов релаксационной оптики. Показано, что эти процессы могут иметь неравновесный и необратимый характер. Проанализированы физико-химические и электродинамические аспекты этих явлений. Модифицированные модели Рэлея, теория Лугового-Прохорова и основные теории черенковского излучения используются для исследования представленных экспериментальных данных. Влияние интерференционных и дифракционных процессов на формирование лазерно-индуцируемых фазовых трансформаций проанализировано. Сравнительный анализ методов моделирования ударно-волновых процессов и каскадной модели возбуждения в режиме насыщения и возбуждения используются для моделирования лазерно-индуцированного пробоя облученного вещества. Проанализированы соответствующие экспериментальные данные для 4H-SiC. Получено хорошее совпадение экспериментальных и модельных данных.

Ключевые слова: ударные процессы, релаксационная оптика, насыщение возбуждения, каскадные процессы, необратимые явления, черенковское излучение, модель Рэлея, фемтосекундный лазер, дифракционное расслоение.

Введение

Проблемы получения и применения черенковского излучения представляют интерес с точки зрения релаксационной оптики [1–3].

Классическое черенковское излучение генерируется после прохождения частиц высокой энергии (электронов, ионов, γ -квантов) через вещество. Отличие черенковского и тормозного излучения заключается в следующем. Излучение Вавилова-Черенкова имеет две стадии [4; 5]; первая – это поляризация вещества, вторая – излучение этого поляризованного вещества. Но у нелинейнооптических процессов есть две или четыре стадии. Поэтому в кинетическом смысле черенковское излучение можно представить как нелинейнооптический процесс [1–3].

Но черенковское излучение можно представить и как ударный электромагнитный процесс [4].

Три типа моделей могут быть использованы для объяснения этого явления.

Во-первых, в классической концепции Тамма-Франка черенковское излучение представляется как реакция облученного вещества на его ударное возбуждение [4].

Теория Нильса и Оге Боров основана на теории замедления заряженных частиц [5]. Эта концепция может быть представлена как микроскопическая природа черенковского излучения. Но для частиц высоких энергий каждая частица поляризует вещество в большом объеме. И каждая частица имеет свой конус электромагнитного возбуждения облучаемой среды. Угол между перпендикуляром к поверхности этого конуса и его

осью соответствует углу черенковского излучения. Количество конусов равно числу налетающих частиц. В этом случае мы имеем дробление энергии каждой заряженной частицы по профилю ее электромагнитного воздействия на среду.

Для получения излучения Вавилова-Черенкова может быть использован и метод оптической накачки. После облучения вещества в области прозрачности вещества при фемтосекундном лазерном облучении этот эффект может быть получен за счет многофотонной поляризации вещества в режиме насыщения возбуждения. В этом случае для облучения лазерной модой ТЕМ₀₀ мы имеем только один конус [1–3]. Один конус может быть получен и для сфокусированного излучения. Но для режима фокусировки наблюдается дифракционное расслоение излучения и каскад черенковских излучателей. Таким образом, мы можем создавать излучатели в спектральном диапазоне собственного поглощения в объеме облучаемого вещества. Это явление может использоваться для локального изменения свойств облучаемого вещества по объему.

Экспериментальные данные по получению каскада лазерно-индуцированных повреждений в 4H-SiC можно представить как действие вторичного черенковского излучения [6; 7].

Изменение физических свойств облученного вещества в конических сечениях для оптического случая является простым по сравнению с облучением высокоэнергетическими частицами. В этом случае у нас меньше радиационных повреждений. Для моделирования этих процессов может быть использован кинетический метод оценки собственных механизмов многофотонного рассеяния света. Грубо говоря, мы имеем спектр различных нелинейно-оптических явлений. Поэтому спектр этого излучения должен быть непрерывным, как и для других случаев получения черенковского излучения.

Образование микроскопического распределения оптических повреждений может быть объяснено на основе интерференции черенковского излучения [8].

Процесс создания каскада из пяти фаз лазерно-индуцированных повреждений был смоделирован с помощью обобщающей модели колец Рэлея [2]. Представлен также сравнительный анализ этой модели и теория Лугового-Прохорова [9; 10].

Основные результаты и обсуждения

Экспериментальные данные, показывающие роль черенковского излучения в генерации каскадного разрушения объема 4H-SiC после импульсного фемтосекундного лазерного облучения, были получены группой Т. Окады [6; 7].

В [6; 7] для минитоаризации пролучаемых структур кристаллы 4H-SiC облучались импульсами фемтосекундного лазера (длительность импульсов 130 фс, длина волны 800 нм, частота импульсов 1 кГц, энергия 200-300 нДж/импульс) с помощью микроскопа [6]. Фемтосекундные лазерные импульсы облучались вдоль линий внутри монокристаллов 4H-SiC на глубине 30 мкм перемещением образца со скоростью сканирования 10 мкм/с (Рис 1 (b)). Лазерное облучение осуществлялось под прямым углом к поверхности (0001) кристалла. Направление облучения было почти параллельно к кристаллографическому направлению $[1\bar{1}00]$.

Светлополевое ПЭМ-изображение поперечного сечения линии, записанной с энергией импульса 300 нДж / импульс, показано на рисунке 1 [6].

Светлополевое ПЭМ-изображение участка поперечного сечения линии, записанного с энергией импульса 200 нДж/импульс, представлено на рисунке 2 [7].

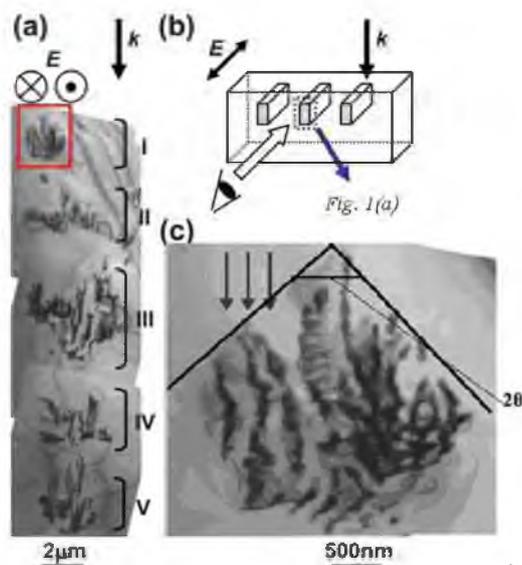


Рис. 1 – (а) Светлополевое ПЭМ-изображение сечения линии, записанного с энергией импульса 300 нДж/импульс. (б) Схематическое изображение геометрической взаимосвязи между облученной линией и микрофотографией поперечного сечения. (в) Увеличенное изображение прямоугольной области в (а). Модифицированные лазером слои с интервалом 150 нм указаны стрелками [6]

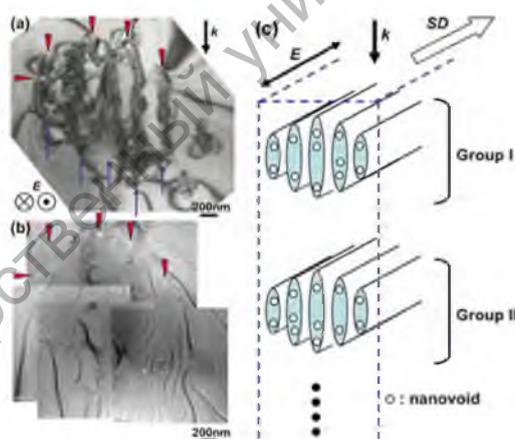


Рис. 2 – (а) Светлополевое ПЭМ-изображение части сечения линии, записанной с энергией импульса 200 нДж/импульс. (б) Изображение с нулевыми потерями той же области, что и в (а), где нановоиды выглядят как яркие области. Соответствие (а) можно найти, отметив стрелки на обеих микрофотографиях. (в) Схематические иллюстрации микроструктуры модифицированной лазером линии. Показаны направления распространения света (k), электрическое поле (E) и направление сканирования (SD). Представлены только две группы (I и II группы) лазерно-модифицированной микроструктуры [7]

В отличие от формирования поверхностных периодических структур в этом случае были получены трехмерные периодические структуры [2]. Поперечный размер этих структур составлял ~ 22 мкм, глубина ~ 50 мкм. Как видно из рисунка 1 (а), мы имеем пять ступеней неупорядоченных областей, которые расположены на расстоянии от 2 до 4 мкм друг от друга по вертикали [6]. Сами ветви в этом случае имеют толщину от 150 до 300 нм. Кроме того, в облученной нанополости имеются линии с диаметрами от 10 до 20 нм. При этом облученные структуры имеют кристаллографическую симметрию исходной структуры.

Объяснение основных особенностей экспериментальных данных рисунка 1 и рисунка 2 согласно [2] может быть следующим.

Создание каскада объемного разрушения (рис. 1 (а)) можно представить как результат дифракционного расслоения [2]. Оценка размеров каскада объемных разрушений может быть объяснена следующим образом. Размеры (диаметры) соответствующих членов каскада (рис. 1 (а)) d_{nir} пропорциональны соответствующим диаметрам дифракционных колец (диаметр соответствующего дифракционного кольца)

$$d_{nir} = kd_{ndif}, \quad (1)$$

где k – коэффициент пропорциональности.

Дифракционные диаметры d_{ndif} могут быть определены с помощью условия максимумов дифракционной картины (модифицированное соотношение Рэлея) [2]

$$d_{ndif} = n\lambda. \quad (2)$$

Оценки дифракционных диаметров d_{ndif} для $\lambda = 800$ нм при $n = 1, 2, 3$ позволяют объяснить размеры первых трех стадий каскадного разрушения объема (рис. 1 (а)). Для этого случая коэффициент $k \sim 2$. Но для стадий 4 и 5 рис. 1 (а) наши оценки $k_4 \sim 1,2$ и $k_5 = 1$. Различные значения коэффициентов k объясняются различными условиями оптического пробоя и созданием соответствующих фазовых превращений.

Расстояние между дифракционными пятнами и соответственными “движущимися” фокусами можно определить с помощью следующей формулы [2]

$$l_{nf} = \frac{d_{ndif}}{2 \tan \frac{\varphi}{2}}. \quad (3)$$

Эти расстояния для углов $\varphi_1 = 20^\circ$ и $\varphi_2 = 30^\circ$ наведены в [2]. Что удовлетворяет экспериментальным данным рис. 1 (а).

Качественное объяснение получения каскадных разрушений может быть следующим. В фокусе каждой дифракционной зоны (пятна) находится “генератор” соответствующего ударно-оптического пробоя. Но фокусы с более высоким числом расположены в “зоне” влияния предыдущих фокусов. Поэтому только первая стадия каскада на рис. 1 (с) представлена чисто ударным механизмом (конус Маха). Конусы Маха характерны и для второй, и третьей стадий каскада рис. 1 (с). Но его максимумы смещены от центра. Это может быть результатом взаимодействия второй и третьей ударных волн с предыдущими ударными волнами: первой – для второй волны и первой и второй – для третьей волны. Ударный механизм разрушения подтверждается линейным направлением оптического пробоя. Это направление параллельно направлению ударной волны и излучаемый спектр является непрерывным как для черенковского излучения, так и для наблюдаемых лазерно-индуцированных нитей в воде и воздухе [9]. Таким образом, основным создателем следов оптического пробоя является вторичное черенковское излучение и ударные волны. Это излучение поглощается более эффективно, чем лазерное излучение, и, следовательно, создание оптических следов пробоя происходит более эффективно, чем для исходного лазерного излучения. Черенковское излучение лежит в области собственного поглощения

4H-SiC, а 800 нм – в области прозрачности материала [2]. Для проверки этой гипотезы мы должны измерить спектр вторичного излучения. В этом случае можно использовать физико-химическую каскадную модель возбуждения собственных химических связей облучаемого вещества в режиме насыщения возбуждения [2].

Характер конуса, первую стадию каскада на рис. 1 (с) будем считать застывшей картиной черенковского излучения с оптической накачкой [1–3]. Угол 2θ в пике на Рис. 1 (с) соответствует черенковскому углу или углу конуса Маха [1–3]. Но этот угол меньше или равен черенковскому углу, который определяется как

$$\cos \theta_{ch} = \frac{c}{n\mathcal{D}}, \quad (4)$$

где n – показатель преломления, c – скорость света в вакууме, \mathcal{D} – скорость оптически-индуцируемой поляризации среды. Для 4H-SiC $n = 2,77$ [2]. В теориях Боров [5] угол Черенкова определяется как угол между направлением движения частицы и перпендикуляром к гиперboloиду электромагнитного возбуждения вещества. В этом случае справедливо следующее соотношение

$$\theta_{ch} + \alpha_{ex} = 90^\circ, \quad (5)$$

где α_{ex} – половина угла гиперboloида для случая Бора или половина угла фокусировки света в веществе.

Формула (5) может быть использована для определения угла Черенкова с помощью α_{ex} и для определения θ_{ch} с помощью α_{ex} .

Теория движущихся фокусов Лугового-Прохорова позволяет объяснить некоторые особенности самофокусировки [9; 10]. Расслоение лазерного луча осуществляется в направлении облучения. Результаты численного моделирования зависимости квадрата безразмерной электрической напряженности $|X(0, z_1)|^2$ на оси пучка от глубины представлены на рисунке 3 [10].

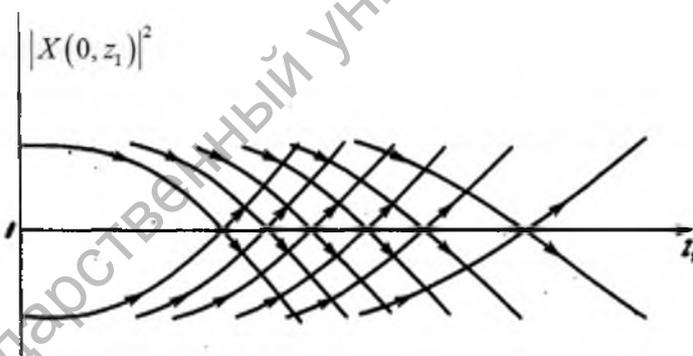


Рис. 3. Расслоение лазерного излучения согласно теории Лугового-Прохорова [10]

Значения параметра N (отношение начального поля к критическому полю) изменялись с 1 на 10 [10]. Для каждого значения N было получено решение $X(r_1, z_1)$. При этом были получены несколько точек на оси. Для различных значений N получено расслоение исходного пучка [10]. Таким образом, при $N > N_1$ поле на оси имеет конечное число интенсивных максимумов. Начальная интенсивность луча распределяется между максимумами; поэтому интенсивность максимума определяется из числа этих максимумов.

Анализ поля вне оси показывает, что наш луч имеет структуру кольца или другими словами, каждый максимум является результатом фокусировки в соответствующую зону кольца [2]. Этот факт отображен на рис. 3. Расстояния между максимумами намного меньше, чем расстояние между $z_1 = 0$ и первым максимумом.

Одним из основных выводов модели Лугового-Прохорова является следующее: дифракционное расслоение дифракционных колец генерируется в процессе лазерного облучения [10]. Этот вывод похож на вывод модели, основанной на кольцах Рэлея [2]. Что касается теории Лугового-Прохорова, то мы имеем, что расстояния между максимумами намного меньше, чем расстояние между $z_1 = 0$ и первым максимумом (первая стадия каскада повреждений). Но в теории Лугового-Прохорова расстояния между соседними максимумами (этапами каскада повреждений) различны, тогда как в модифицированной модели колец Рэлея эти расстояния одинаковы.

Процессы образования нановоидов (нанопор рис. 2 (с)) могут быть представлены как результат лазерно-индуцированного разрушения облучаемого материала и образования кавитационных пузырьков [2; 3]. Световое давление может быть определено с помощью следующей формулы [3]

$$P_0 = \frac{E_{ir}}{\tau_i c S}, \quad (6)$$

где E_{ir} – энергия облучения, τ_i – длительность импульса, S – площадь зоны облучения, c – скорость света.

Для оценки максимального радиуса нановоидов была использована модифицированная формула Рэлея [2; 3]

$$R_{\max} = \frac{2R}{0,915r} \sqrt{\frac{E_{ir}}{\pi \tau_i c E}}, \quad (7)$$

где R – радиус нанотрубки, r – радиус облучаемой зоны, E – модуль Юнга.

Если подставить $r = 250$ нм, $R = 10$ нм, $E = 600$ ГПа [35, 36], $E_{ir} = 130$ нДж, $\tau_i = 130$ пс, $c = 3 \cdot 10^8$ м/с, то $R_{\max} = 11$ нм.

Эллиптичность нановоидов можно определить с помощью формулы [2]

$$\alpha = \frac{\mathcal{G}_{ts}}{\mathcal{G}_s} = \sqrt{\frac{(1-2\nu)}{2(1-\nu)}} = \frac{R_{\max t}}{R_{\max r}} = 0,33, \quad (8)$$

где \mathcal{G}_{ts} – поперечная скорость звука, \mathcal{G}_s – продольная скорость звука; $R_{\max t}$ – максимальный продольный радиус нановоида; $R_{\max r}$ – максимальный поперечный радиус нановоида; ν – коэффициент Пуассона.

Использование модели Рэлея для электромагнитных процессов обусловлено электромагнитной природой лазерного оптического пробоя [2; 3].

В этом случае мы представили 4H-SiC как изотропное упругое тело. Для реальной картины мы должны взять гексагональную структуру. Но для качественного объяснения экспериментальных данных рис. 1 эта модифицированная модель Рэлея позволяет объяснить и оценить довольно точно размеры и формы полученных нановоидов.

Основные особенности распределения энергии в конусе Маха можно оценить следующим образом [10]. Энергетические характеристики экспериментальных данных, приведенных на рис. 1 (а), оценим следующим образом. Пусть каждая ступень (стадия) каскада имеет ~ 200 нанотрубок с размерами $d_{nt} = 20$ нм в диаметре и длиной $l_{nt} = 500$ нм.

Общее количество этих нанотрубок составляет $N_{1st} \sim 1000$. Их суммарный объем равен

$$V_{1st} = N_{1st} \frac{\pi d_{nt}^2}{4} l_{nt} = 0,63 \text{ мкм}^3. \quad (9)$$

Плотность атомов 4H-SiC может быть определена с помощью следующей формулы

$$N_a = \frac{\rho N_A}{A}, \quad (10)$$

где ρ – плотность полупроводника, N_A – число Авогадро, A – вес одного грамма-атома. Для 4H-SiC $N_{\text{aSiC}} = 2,4 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$.

Поэтому количество атомов в суммарном объеме нанотрубок равно

$$N_{\text{aSiC}} = N_{\text{aSiC}} V_{\text{1шт}} = 1,51 \cdot 10^{10}. \quad (11)$$

Энергия, которая необходима для оптического пробоя наших нанотрубок, может быть определена следующим образом. Пороговая энергия Зейтца для 4H-SiC равна $E_{\text{Zth}} \sim 25 \text{ эВ}$ [3; 8]. Пусть это значение соответствует энергии оптического пробоя. Поэтому суммарная энергия равна

$$E_{\text{1об}} = N_{\text{aSiC}} \cdot E_{\text{Zth}} = 30,2 \text{ нДж}. \quad (12)$$

Это значение равно 25% от энергии импульса. В этом случае мы имеем более высокую эффективность преобразования исходного излучения в “необратимую” часть черенковского излучения. Этот результат соответствует более интенсивному возбуждению по сравнению с классическими методами получения черенковского излучения. В этом “необратимом” случае мы имеем чистые фотохимические процессы.

Таким образом, мы даем ответ об основных особенностях экспериментальных данных рис. 1 и рис. 2, а представленные модели объясняют основные объемные процессы и явления релаксационной оптики в 4H-SiC.

Эти модели могут быть использованы для моделирования увеличения срока службы волоконно-оптических линий связи, а также других элементов оптоэлектронных систем.

В целом микроскопический механизм лазерно-индуцированного черенковского излучения можно представить в виде неравновесного спектра всех возможных нелинейно-оптических явлений в локальных точках распространения лазерного пучка. Это может быть рамановское и мандельштам-бриллюэновское, преобразование с повышением и понижением частоты, генерация гармоник и различные интерференции этих процессов и явлений. Совокупность этих явлений и процессов и генерирует непрерывный спектр от ультрафиолетовой до инфракрасной областей спектра оптического излучения.

Черенковское излучение с оптической накачкой можно представить как нелинейно-оптический процесс, скорость которого меньше скорости фазы света в облучаемом веществе. В этом случае фазовая скорость в веществе имеет физическую природу: это электромагнитная скорость “коллективного” движения заряженных частиц или заряда в веществе. Поэтому в локальном масштабе мы имеем нелинейно-оптические процессы, которые модулируются конусом Маха черенковским излучением (рис. 1 (с)). Это позволяет дополнить теорию Нильса и Оге Боров о микроскопическом механизме черенковского излучения [5].

В твердом теле этот спектр должен быть смещен в ультрафиолетовый диапазон. Поэтому наши филаменты (нити пробоя вещества) имеют меньшую длину, нежели в воде или воздухе [8; 9]. Основной причиной этого факта является большая плотность твердого тела и более интенсивное поглощение света. Но в жидкости и воздухе происходит прямое оптическое разрушение, и эти типы материи имеют более “мягкую” релаксацию чем твердое тело. А процессы многофотонной ионизации в режиме самофокусировки идут медленнее, чем в твердом теле. Континуальный спектр нитей в этом случае соответствует восстановлению разрушающих химических связей и электронных состояний облученных молекул и атомов.

Вопросы об излучении суперконтинуума в процессе фемтосекундной лазерной филаментации обсуждаются в [9]. В воздушном суперконтинууме спектры излучения филаментов расположены от ультрафиолетового до инфракрасного диапазонов. В целом

нелинейная оптика филаментов включает в себя суперрасширение частотно-углового спектра исходного импульса, генерацию более высших гармоник и терагерцовое излучение, сжатие импульсов, оптическую анизотропию филамента и другие нелинейные явления [8; 9].

Но эти вопросы можно проанализировать и с точки зрения черенковского излучения [4; 5]. Эта модель может быть использована и для модификации модели Франка [4; 8] для электронной “накачки” черенковского излучения и в режиме “оптической” накачки [8].

Экспериментальные данные рис. 1 и рис. 2 можно объяснить на основе двумерной интерференции различных волн или поляритон-плазмонов согласно В. Макина [11]. Максимумы этих интерферограмм являются источниками более интенсивной ионизации облученного вещества и сопутствующих процессов фазовых превращений.

Как видим, источниками релаксационно-оптических процессов являются оптические и нелинейнооптические процессы и явления.

Выводы

1. Обсуждаются основные особенности черенковского излучения и его роли в генерируемых релаксационно-оптических процессах.
2. Представлен краткий обзор экспериментальных данных по получению лазерно-индуцированных объемных каскадных разрушений в 4H-SiC.
3. Для объяснения этих данных используются модель дифракционного расслоения сфокусированного лазерного излучения и модифицированная модель Рэлея.
4. Представлен сравнительный анализ модели, основанной на кольцах Рэлея, и теории Лугового-Прохорова.
5. Проанализировано влияние интерференционных процессов на формирование лазерно-индуцированного оптического пробоя.
6. Эти модели позволяют удовлетворительно объяснить представленные экспериментальные данные.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. *Trokhimchuck, P. P.* Relaxed Optics. Realities and Perspectives / P. P. Trokhimchuck. – Saarbrücken: Lambert Academic Publishing, 2016. – 250 p.
2. *Trokhimchuck, P. P.* Some Problems of Modeling the Volume Processes of Relaxed Optics / P. P. Trokhimchuck // Int. J. Adv. Res. Phys. Sc. (IJARPS). Vol. 5. Is. 11. 2018. – P. 1–14.
3. *Trokhimchuck, P. P.* Problems of modeling the phase transformations in Nonlinear and Relaxed Optics (review) / P. P. Trokhimchuck // Int J. Eng. Res. @ Developm. (IJERD). Vol. 14. Is. 2. 2018. – P. 48–61.
4. *Франк, И. М.* Излучение Вавилова-Черенкова. Теоретические аспекты / И. М. Франк. – Москва : Наука, 1988. – 286 с.
5. *Бор, Н.* Прохождение излучения через вещество / Н. Бор. – Москва : ИЛ, 1950. – 148 с.
6. *Okada, T* Formation of periodic strain layers associated with nanovoids inside a silicon carbide single crystal induced by femtosecond laser irradiation / T. Okada, T. Tomita, S. Matsuo, S. Hashimoto, Y. Ishida, S. Kiyama, T. Takahashi // J. Appl. Phys. – 2009. – Vol. 106(5). – 054307 (5 pp).
7. *Okada, T* Formation of nanovoids in femtosecond laser irradiated single crystal silicon carbide / T. Okada, T. Tomita, S. Matsuo, S. Hashimoto, R. Kashino, T. Ito // Material Science Forum. – 2012. – Vol. 725. – P. 19–22.
8. *Trokhimchuck, P. P.* Problems of modeling diffraction and interference processes in Nonlinear and Relaxed Optics / P. P. Trokhimchuck // Int. J. Adv. Res. Phys. Sc. (IJARPS). Vol. 6. Is. 7. 2019. – P. 5–17.
9. Self-Focusing: Past and Present. Springer Series: Topics in Applied Physics, Vol. 114. / eds. R. W. Boyd, S. G. Lukishova, Y-R. Shen. – NY : Springer Verlag, 2009. – 605 p.

10. *Дышко, А. Л.* Самофокусировка интенсивных лазерных лучей / А. Л. Дышко, В. Н. Луговой, А. М. Прохоров // Письма в ЖЭТФ. – Т. 6, № 5. – 1967. – С. 655–659.
11. *Макин, В. С.* Regularities of creation of ordering micro- and nanostructures in condensed matter for laser excitation of mode of surface polaritons / V. S. Makin. D. Sc. Thesis, Saint-Petersburg, Russia: State University of Informative Technologies, Mechanics and Optics, 2013. – 384 p. (In Russian)

Поступила в редакцию 04.07.2019 г.

Контакты: trope1650@gmail.com (Трохимчук Петр Павлович)

Trokhimchuck P. BASIC PROBLEMS OF MODELING CHERENKOV RADIATION AND SHOCK PROCESSES IN RELAXED OPTICS.

Basic peculiarities of modeling Cherenkov radiation and shock processes of Relaxed Optics are discussed. It is shown that these processes may have nonequilibrium and irreversible nature. Physical and chemical and electrodynamic aspects of these phenomena are analyzed. Modified Rayleigh models, Lugovoy-Prokhorov theory and basic theories of Cherenkov radiation are used for the research of the experimental data. The author substantiates the influence of interference and diffraction processes on the formation of laser-induced phase transformations. The article provides a comparative analysis of the methods applied to model shock waves processes and a cascade model of excitation in saturation and excitation regime used for modeling a laser-induced breakdown of irradiated matter. Proper experimental data for 4H-SiC are analyzed. The agreement of experimental and modeling data is received.

Keywords: shock processes, Relaxed Optics, saturation of excitation, cascade processes, irreversible phenomena, Cherenkov radiation, Rayleigh models, femtosecond laser, diffraction stratification.