

УДК 621.373.535

Универсальный характер разрушения конденсированных сред мощным терагерцовым излучением и критерий Аббе

© 2020 г. **В. С. МАКИН***, **, ДОКТОР ФИЗ.-МАТ. НАУК; **Р. С. МАКИН*****, ДОКТОР ФИЗ.-МАТ. НАУК**Институт ядерной энергетики, г. Сосновый Бор Ленинградской обл.****Филиал АО "Корпорация космических систем специального назначения "Комета" — "Научно-проектный Центр оптоэлектронных комплексов наблюдения", Санкт-Петербург*****Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва**E-mail: makinvs@niioep.ru**Поступила в редакцию 21.11.2019*

DOI:10.17586/1023-5086-2020-87-01-03-11

Проведен анализ новых экспериментальных результатов по разрушению поверхностей полупроводников и тонких металлических пленок ультракороткими импульсами линейно поляризованного излучения терагерцового диапазона. Показано, что характер наблюдающегося разрушения хорошо объясняется в рамках универсальной поляритонной модели, апробированной для взаимодействия ультракороткоимпульсного излучения видимого и ближнего инфракрасного спектральных диапазонов с конденсированными средами. С использованием нелинейной математической модели формирования кратных длине волны воздействующего излучения пространственных периодов нанорешеток показано, что в оптическом и терагерцовом диапазонах периоды образующихся решеток существенно меньше линейного дифракционного предела. Продемонстрировано преодоление дифракционного предела в нелинейных процессах формирования интерференционных нанорешеток нормальной и аномальной ориентаций.

Ключевые слова: ультракороткоимпульсное терагерцовое излучение, взаимодействие, металлы и полупроводники, поверхностные поляритоны, самоорганизационные микрорешетки, универсальная поляритонная модель, дифракционный предел.

Коды OCIS: 190.3270, 260.3230, 160.6030

Одной из актуальных проблем физики взаимодействия когерентного ультракороткоимпульсного (УКИ) излучения с конденсированными средами является установление механизма разрушения сред, сопровождающегося возникновением переходных либо остаточных микро- и наноструктур разрушения с пространственными периодами, кратными длине волны излучения [1]. К настоящему времени можно считать установленным, что лазерно-индуцированное самоорганизационное разрушение поверхностей металлов, поверхностей и объема полупроводников, диэлектриков и стекол хорошо описывается в рамках универсальной поляритонной модели [2]. Недавно появились экспериментальные работы по изучению взаимодействия кристаллического кремния [3] и тонких металлических пленок [4–6] с УКИ поляризованного терагерцового излучения. В настоящей рабо-

те на основе анализа последних экспериментальных данных показывается, что результат взаимодействия импульсов терагерцового излучения (ТИ) хорошо объясняется с использованием универсальной поляритонной модели. Поскольку характерная длина волны ТИ на два порядка больше длин волн обычно используемых в экспериментах лазерных излучений видимого и ближнего ИК диапазонов, оказываются существенно облегченными условия образования решеток периодического рельефа малого пространственного масштаба и существенно преодолевается линейный критерий Аббе [7].

В универсальной поляритонной модели лазерно-индуцированного разрушения конденсированных сред рассматривается самоорганизационный механизм создания решетки за счет интерференции падающей волны с возбуждаемыми ею поверхност-

ными поляритонами (электродинамическая часть модели). Условие существования поверхностных плазмон-поляритонов (ППП) на границе раздела вакуум — поверхностно-активная среда (комплексная диэлектрическая проницаемость ϵ) имеет вид $\text{Re } \epsilon < -1$. Рассматривается также взаимная интерференция поверхностных поляритонов. При воздействии УКИ излучения интерференционная решетка в поверхностно-активной среде создает неравновесную решетку электронной плотности, переходящую в тепловую, и при остывании фиксируется в виде остаточных структур (решеток) (материальная запись интерференционной решетки). Поверхностные поляритоны возбуждаются лазерным излучением на исходно существующих шероховатостях или фазовых неоднородностях границы раздела (резонансных решетках), или на формируемых при взаимодействии падающей волны со средой. В простейшем случае нормального падения линейно поляризованного лазерного излучения формируется резонансная решетка нормальной ориентации ($\mathbf{g} \parallel \mathbf{E}$) за счет интерференции падающей волны с возбуждаемыми ППП с пространственным периодом

$$d = \lambda/\eta \leq \lambda/n. \quad (1)$$

Здесь η — действительная часть комплексного показателя преломления рассматриваемой границы раздела сред для поверхностных поляритонов, n — показатель преломления диэлектрической среды, граничащей с поверхностно-активной средой, λ — длина волны излучения в вакууме. При образовании сравнительно глубокого резонансного рельефа поглощаемая интенсивность поверхностных поляритонов может превысить поглощаемую интенсивность падающей волны, что приводит к необходимости учета взаимной интерференции поверхностных плазмон-поляритонов. В простейшем случае нормального падения линейно поляризованного излучения период образующейся решетки g при взаимной интерференции ППП противоположных направлений распространения есть

$$d = \lambda/2\eta, \quad (2)$$

а ее ориентация — $\mathbf{g} \parallel \mathbf{E}$.

В процессе взаимодействия излучения с конденсированной средой на регулярно микронеровной поверхности возникают пространственные гармоники ППП, волновые векторы которых больше и кратны волновому вектору ППП для плоской границы раздела. Интерференция пространственных гармоник ППП с падающей волной приводит к формированию решеток с меньшими периодами, кратными основному. В общем случае в нелинейной модели формирования пространственных решеток их периоды выражаются порядком Шарковского [2].

Наиболее часто экспериментально реализуется та часть порядка Шарковского, которую называют универсальностью Фейгенбаума.

Кроме ППП плоской границы раздела существуют так называемые локализованные (распространяющиеся) ППП, масштаб локализации которых вдоль поверхности в направлении, перпендикулярном направлению распространения волны, много меньше ее длины волны [8]. Различают каналные и клиновые ППП, направляемые впадинами и выступами рельефа соответственно. Они могут возбуждаться падающим лазерным излучением и интерферировать с ним, а также друг с другом противоположных направлений распространения [8]. В стандартной схеме взаимодействия линейно поляризованного лазерного излучения с образованием основного резонансного рельефа с $d \leq \lambda$ наблюдается взаимная интерференция локализованных (каналных и клиновых) ППП противоположных направлений распространения вдоль выступов (клиновые) или впадин (каналные) основного рельефа. Период такого рельефа G , который условно можно называть рельефом аномальной ориентации ($\mathbf{G} \perp \mathbf{E}$), описывается формулой

$$D = \lambda/2k\zeta. \quad (3)$$

Здесь ζ — действительная часть комплексного показателя преломления рассматриваемой границы раздела сред для локализованных (каналных и клиновых) ППП, $k = 1, 2, 4, \dots$.

Электродинамически сформированная интерференционная решетка при воздействии ультракоротких импульсов лазерного излучения вначале существует как решетка неравновесной электронной плотности, которая на временах электрон-фононной релаксации трансформируется в фоновую решетку, т.е. температурную решетку. В максимумах температуры конденсированная среда плавится, окисляется, испаряется, в ней образуются дефекты и др., а при остывании на ее поверхности (в объеме) фиксируется так называемая остаточная решетка, характеристики которой изучают с использованием средств современной зондовой и сканирующей электронной микроскопии.

Взаимодействие полей когерентного ТИ с полупроводниками имеет особенности по сравнению с излучениями видимого и ближнего ИК диапазонов. При взаимодействии ТИ с конденсированными средами наблюдаются как резонансные, так и нерезонансные эффекты [9, 10].

Осуществляемую электрическим полем ТИ (частоты $\omega/2\pi$, амплитуды E_{\max}) работу над электроном (заряд — e , эффективная масса — m^*) за полупериод можно оценить с использованием пондеромоторной энергии

$$W_p = (e^2 E_{\max}^2)/(4m^* \omega^2). \quad (4)$$

Для электрона в свободном пространстве при частоте 1 ТГц, напряженности электрического поля 0,3 МВ/см энергия W_p достигает значения 1 эВ. Эта энергия существенно превышает энергию ионизации примесей и энергию экситона в полупроводнике (порядка 10 мэВ) и сравнивается с энергией запрещенной зоны кремния ($E_g = 1,11$ эВ). Электрон может, таким образом, преодолеть барьер связанного состояния (полевая ионизация), а также возбудить другие электроны в неупругих столкновениях в полупроводнике (лавинная ударная ионизация). Процессы полевой и лавинной ударной ионизаций экспериментально реализованы в полупроводниках, в том числе кремнии [11], под действием субмегавольтовых/м (не менее 1 МВ/м) напряженностей электрических полей субпериодного УКИ ТИ. В недавней работе [12] экспериментально обнаружено затухание ТИ ($\lambda = 0,38$ ТГц) в диэлектрике SiO_2 ($E_g = 8,9$ эВ) при напряженностях электрического поля не менее 8,5 МВ/см за счет изменения проводимости диэлектрика. Таким образом, механизм формирования в зоне проводимости сверхкритической концентрации свободных носителей ($n > n_{cr}$), необходимой для существования ППП на границе раздела воздух — плазма полупроводника, определяемой из соотношения

$$\omega \geq \omega_p / \sqrt{2}, \quad \omega_p^2 = (4\pi n e^2) / m^*, \quad (5)$$

связан с лавинной ионизацией. Здесь ω — круговая частота ТИ, ω_p — плазменная частота. Оценка критической концентрации электронов в зоне проводимости кремния при использовании массы свободного электрона вместо эффективной массы m^* и второй формулы (5) дает $n_{cr} \approx 3 \times 10^{16}$ см⁻³. Это значение на четыре порядка ниже необходимого для реализации условий существования ППП на границе раздела плазма кремния — воздух при возбуждении излучением с $\lambda = 800$ нм. Заметим, что при реализуемых в экспериментах плотностях энергии излучения и достигаемой концентрации электронно-дырочных пар может осуществляться перенормировка эффективной массы электрона m^* . Терагерцовые поля позволяют вложить в нерезонансные степени свободы полупроводника на два порядка большую энергию по сравнению с энергией кванта ТИ ($h\nu = 4$ мэВ при $\nu = 1$ ТГц).

В работе [3] экспериментально обнаружено формирование и изучена зависимость пространственных периодов решеток, образующихся на полированной поверхности монокристаллического кремния (ориентация (111), удельное сопротивление 1 кОм см), от длины волны, плотности энергии и числа макроимпульсов ТИ. Терагерцовый лазер на свободных электронах (THz-FEL) выдавал макроимпульсы длительностью 4 пс с частотой 5 Гц.

Каждый макроимпульс состоял из порядка 10^2 микроимпульсов длительностью 20 пс с интервалом 37 нс. Микроимпульс содержал около 60 осцилляций терагерцовой волны с характерной длиной волны 100 мкм (3 ТГц) (рис. 1).

Поскольку излучение терагерцового лазера проходило через ондулятор, излучаемая терагерцовая волна была линейно поляризована и монохроматична. Характерная ширина спектральной линии излучения составляла $\Delta\lambda \approx 0,05\lambda$. Излучение, имеющее гауссово распределение, фокусировалось на образец внеосевым параболическим зеркалом с фокальной длиной 25,4 мм. Максимальная плотность энергии излучения на образце составляла $Q = 40$ Дж/см² на $\lambda = 80$ мкм.

На рис. 1а, б приведены изображения микро-решеток, полученных при воздействии 10 и 50 макроимпульсов с $\lambda = 82$ мкм. Их ориентация $G \perp E$ определялась ориентацией вектора напряженности электрического поля ТИ. На рис. 1г при количестве макроимпульсов $N = 50$ видно наличие «точечного» микрорельефа, образованного преимущественно в центральной части зоны воздействия при абляции и последующем осаждении испаренного материала в виде твердофазных микрочастиц. Видны также поверхностные трещины, направление которых отражает кристаллографическую ориентацию (111) облучаемой поверхности. Область формирования микро-решеток рельефа за один макроимпульс имеет вид микротрещин, в центре пятна ориентированных поляризацией излучения, а по краям — решеток гексагональной симметрии вращения относительно оси, параллельной нормали к поверхности, обусловленных ориентацией кристаллографических осей поверхности образца (см., например [13]).

Ориентация кристаллографических плоскостей поверхности кремния оказывает влияние на геометрию сформированного микрорельефа области разрушения поверхности так же, как это наблюдалось ранее в режимах взаимодействия фемтосекундного, пикосекундного и миллисекундного лазерных излучений с монокристаллами полупроводников (см. также [14]).

Зависимость периодов сформированных микро-решеток при фиксированной длине волны излучения 68 мкм от плотности энергии ТИ иллюстрирует рис. 2а. Видно, что при $Q = 24$ Дж/см² начинается уменьшение периода, которое связано с формированием более глубокого рельефа и его влиянием на дисперсионное соотношение для ППП — на увеличение модуля волнового вектора ППП границы раздела воздух — возбужденный кремний и соответствующее уменьшение периода микро-решеток. Заметим, что отношение $d_{\min} / \lambda \approx 0,044$, т.е. в 25 раз меньше $\lambda = 68$ мкм, где d_{\min} — минимальное экспериментально полученное значение периода решетки.

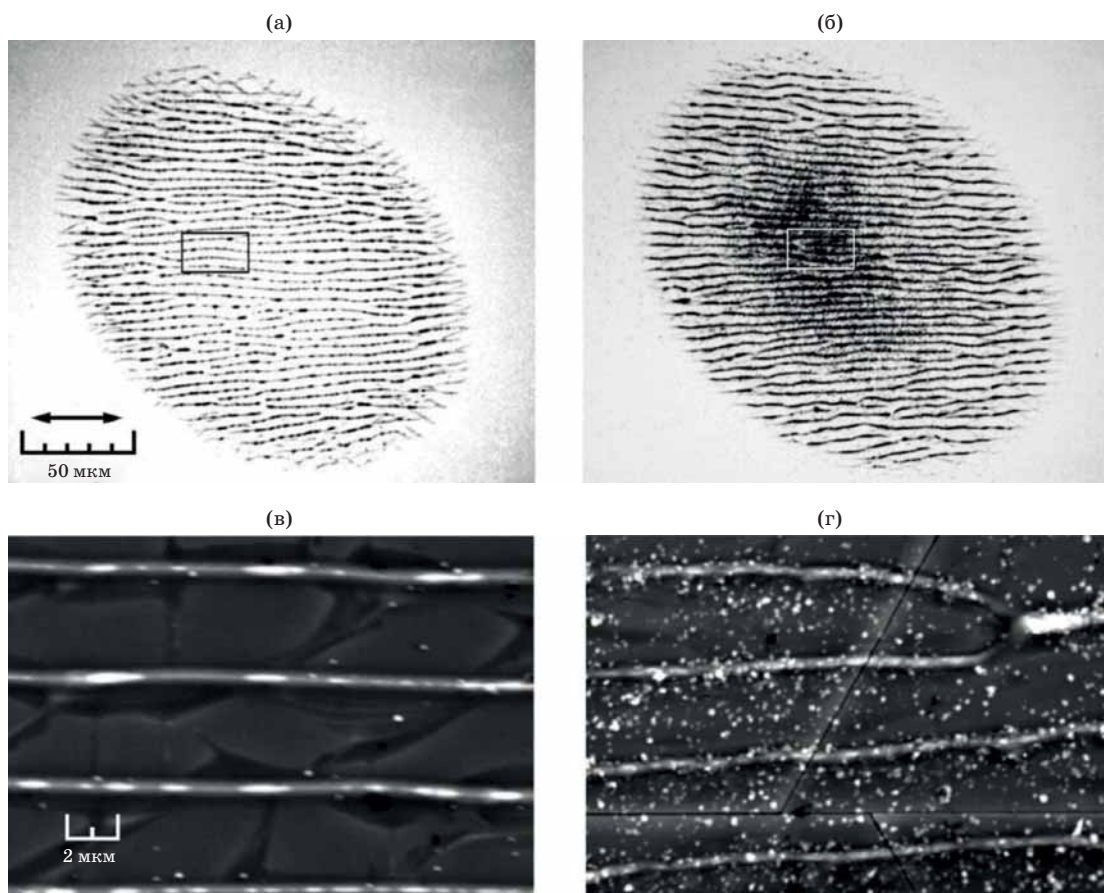


Рис. 1. Оптические микрофотографии периодических структур на поверхности кремния, полученные в результате облучения 10 (а) и 50 (б) макроимпульсами излучения с $\lambda = 82$ мкм и плотностью энергии 32 Дж/см^2 . Увеличенные изображения областей, отмеченных квадратом на рис. (а), (б), полученные с использованием сканирующей электронной микроскопии, приведены на рис. (в), (г) соответственно. Белые точки на рисунках (в), (г) относятся к материалу, осажденному в результате абляции [3].

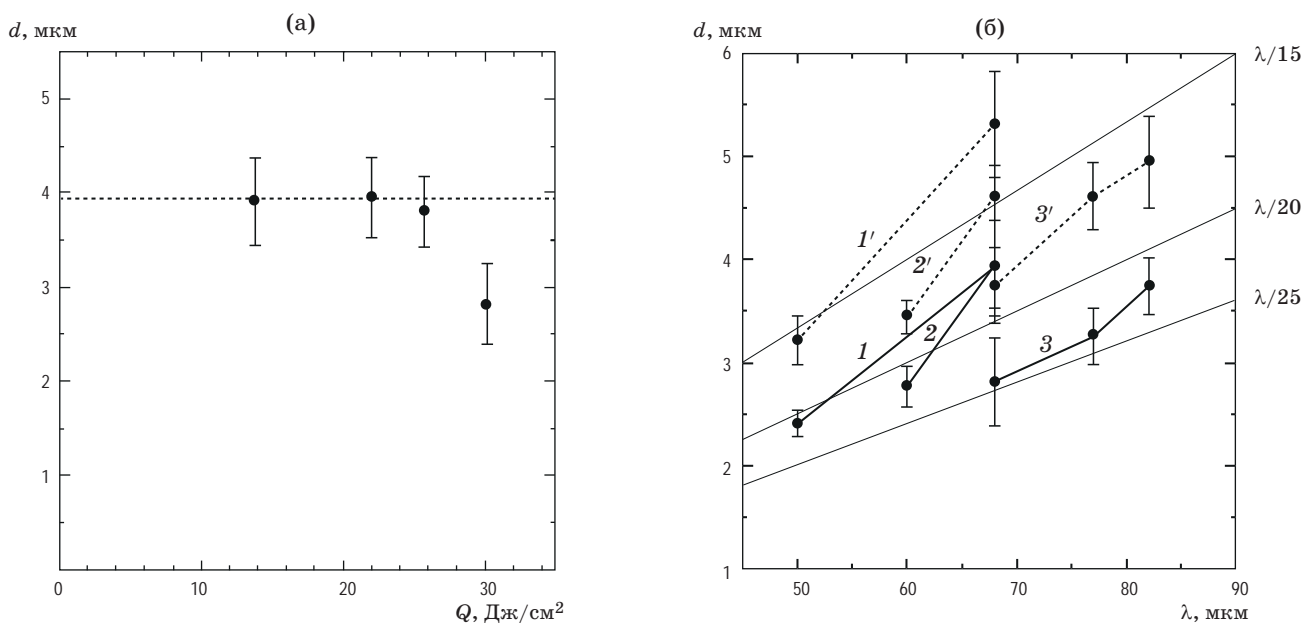


Рис. 2. Зависимости пространственного периода сформированных решеток G от плотности энергии в импульсе излучения с $\lambda = 68$ мкм вблизи центральной части области облучения при $N = 10$ (а) и зависимости периода решеток от длины волны излучения при плотностях энергии 13 (1), 22 (2) и 32 (3) Дж/см² (б). Линии 1–3 отвечают периодам вблизи центра, пунктирные (1'–3') линии отвечают периодам вблизи периферии зоны облучения [3].

На рис. 26 приведена зависимость пространственного периода решетки от длины волны воздействующего излучения при трех различных значениях плотности энергии ТИ ($Q = 13, 22$ и 32 Дж/см²), в центральных (линии 1–3) и периферийных (линии 1'–3') областях пятна разрушения. Из графиков рис. 26 также следует, что минимальное значение периодов $D_{\min} \approx \lambda/25$ — это на порядок меньше дифракционного предела $\lambda/2$.

В работе [3] приведены экспериментальные результаты по влиянию числа импульсов ($N \leq 100$) ТИ на периоды образующихся решеток на двух длинах волн 82 и 68 мкм. При плотности энергии излучения 32 Дж/см² зависимости хорошо аппроксимируются соотношением

$$\ln D = a - b \ln N, \quad (6)$$

где $b = 0,088$ на $\lambda = 82$ мкм и $b = 0,065$ на $\lambda = 68$ мкм. Спадающая зависимость обусловлена увеличением средней микро/наношероховатости поверхности, приводящей к росту модуля волнового вектора и уменьшению фазовой скорости локализованных ППП.

Заметим здесь, что гребни решетки $G \perp E$ оказываются промодулированными решеткой $g \parallel E$ с характерным пространственным масштабом $d \leq D$, однако, как видно из рис. 1а, в, этот пространственный масштаб не является хорошо определенной величиной.

Авторы работы [3] отмечают некоторое сходство решеток, сформированных линейно поляризованным ТИ на поверхности монокристаллического кремния, с известными результатами по взаимодействию, например, фемтосекундных импульсов излучения ближнего ИК диапазона с кремнием. Однако несоизмеримо малое по сравнению с длиной волны минимальное значение периода сформированных ТИ решеток ($D_{\min} \approx \lambda/25$) не позволило им применить известные модельные подходы [2] для объяснения полученных результатов.

Как было показано выше, неравновесная сверхкритическая концентрация носителей в кремнии осуществляется путем ударной ионизации [10]. Плотность энергии ТИ $Q \approx (30–40)$ Дж/см² оказывается достаточной для достижения концентрации неравновесных носителей выше критической в зоне проводимости и выполнения условий существования ППП. На терагерцовых частотах границы раздела поверхностно-активных сред поддерживают распространение терагерцовых ППП (граница раздела неравновесный полупроводник — вакуум [15]).

Анализ показывает, что наблюдавшиеся остаточные решетки в виде нанотрещин обусловлены интерференцией с участием локализованных (канальных и клиновых) ППП (ЛППП). При низких плотностях энергии $Q = 13$ Дж/см² и $\lambda = 50$ мкм минимальный период аномальной решетки со-

ставлял 2,4 мкм и в рамках универсальной поляритонной модели (УПМ) может быть описан формулой (3), где ζ — действительная часть показателя преломления ЛППП для границы раздела воздух — неравновесная плазма (полупроводника). Тогда $D = 2,4$ мкм при $k = 8$, $\zeta \approx 1,3$. Этот период $D = 2,4$ мкм много меньше $\lambda/2 = 25$ мкм и $\lambda = 50$ мкм. Например, при более высокой плотности энергии излучения 32 Дж/см² и $\lambda = 82$ мкм, при $k = 8$ и $\zeta \approx 1,02$ по формуле (3) $D \approx 5$ мкм (см. рис. 1в) — значение, примерно в 16 раз меньше длины волны ТИ. Таким образом, экспериментально наблюдается нелинейное преодоление линейного дифракционного предела для ТИ так же, как и для оптического [1, 16].

Ниже рассмотрим результаты взаимодействия серии УКИ ТИ с тонкими металлическими пленками [4–6]. В этих экспериментах ТИ получали с использованием оптического выпрямления фемтосекундных импульсов хром-форстеритовой лазерной системы с $\lambda = 1,24$ мкм в нелинейном органическом кристалле ОН1 с высокой эффективностью преобразования [17]. В экспериментах по воздействию на пленки алюминия толщиной 20 нм на стеклянной подложке использовалась серия импульсов линейно поляризованного излучения длительностью 700 фс по уровню 0,5 в спектральном диапазоне (0,3–2,5) ТГц, с частотой следования 100 Гц и энергией в импульсе до 30 мкДж [4]. Толщина скин-слоя δ составляла $\delta = 30–60$ нм на частоте (1–2) ТГц. При нормальном падении излучения наблюдалось формирование ортогональной системы из двух решеток, ориентированных поляризацией излучения (рис. 3). Авторы [4] связывают наблюдавшийся эффект с новым явлением — электрострикцией тонких металлических пленок. Нами предложено физическое объяснение явления формирования ортогональных решеток трещин на основе УПМ, отличное от предложенного в работе [4]. Под действием серии импульсов линейно поляризованного ТИ ($\lambda \approx 206,5$ мкм, длительность импульса $\tau = 700$ фс, $Q \approx 80$ мВт/см², $N = 600$) формировались решетки трещин разрушения тонких алюминиевых пленок (рис. 3) с $g \parallel E$ и $d \approx 16$ мкм, $d_{th} = \lambda/(2k\eta) \approx 13$ мкм ($k = 8$, $\eta \approx 1$) [4]. Здесь η — действительная часть диэлектрической проницаемости слоистой структуры воздух — пленка металла — стекло для ППП, d_{th} — теоретическая оценка периода структур. Образование решеток нормальной ориентации $g \parallel E$ обусловлено участием в интерференции ППП. В пределах трещины (внутри трещины) образовывались решетки аномальной ориентации $G \perp E$ с минимальным измеренным значением периода $D = \lambda/(2^7\zeta) \approx 1,3$ мкм, $\zeta \approx 1,2$ [4] (рис. 3д, е). Экспериментальное значение периода 1,3 мкм в 160 раз меньше длины волны ТИ и почти на два порядка меньше дифракционного терагерцового предела.

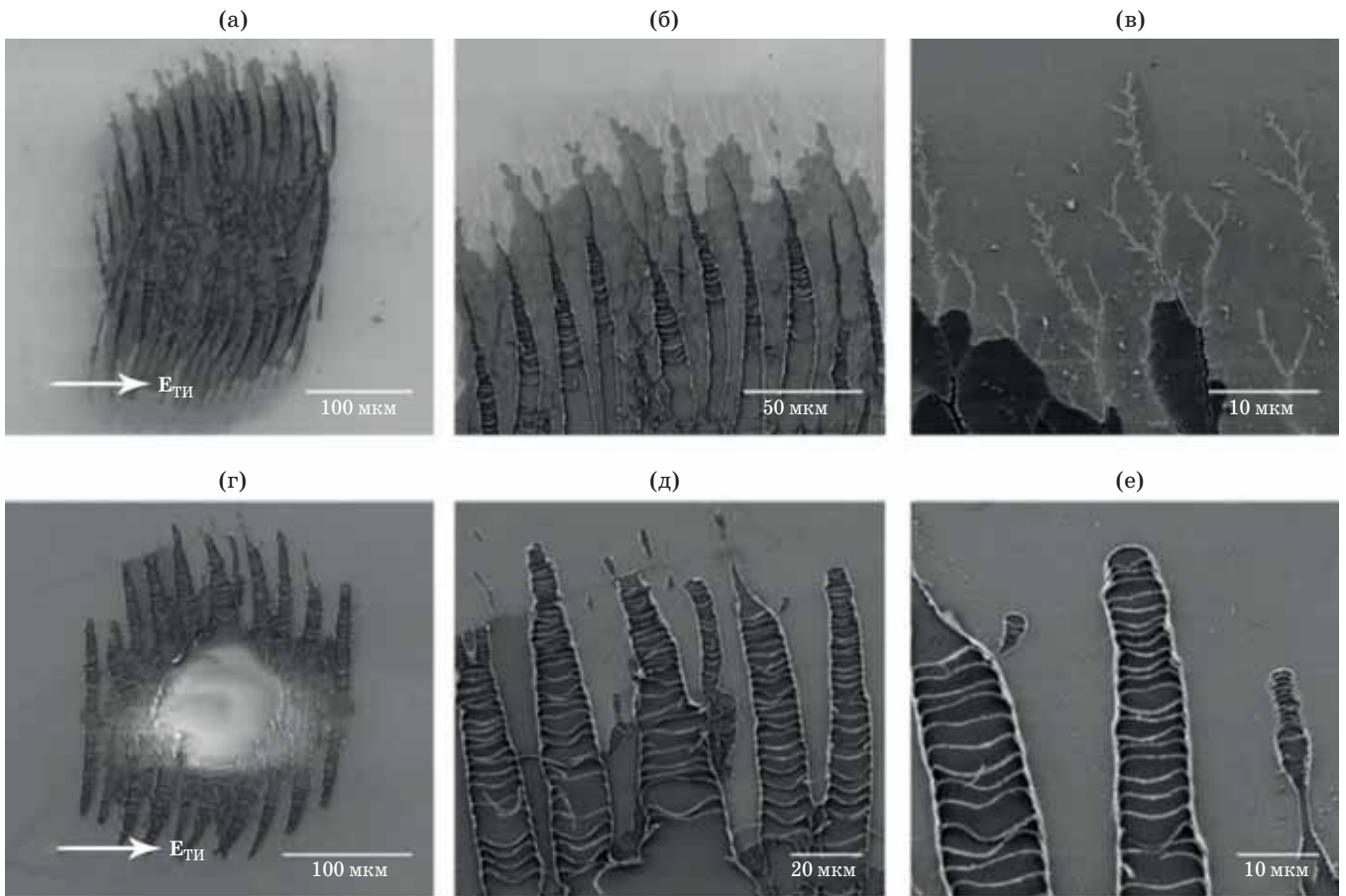


Рис. 3. Изображения, полученные методом сканирующей электронной микроскопии, областей разрушения алюминиевых пленок серий импульсов ТИ при различных плотностях энергии излучения (Q) и количестве импульсов. (а)–(в) 80 мДж/см², 600, (г)–(е) 240 мДж/см², 60. Значения Q приведены для центра фокального пятна. Стрелкой показано направление вектора напряженности электрического поля ТИ E [4].

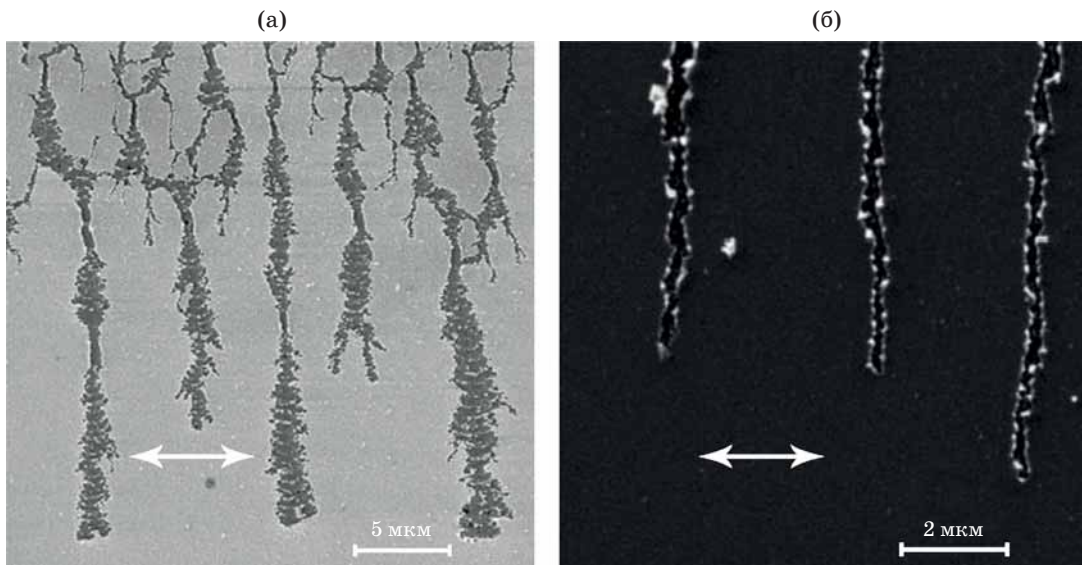


Рис. 4. Фрагменты областей воздействия линейно поляризованных терагерцовых импульсов с плотностью энергии выше порога разрушения поверхности металлической пленки никеля, $Q = 0,43$ Дж/см², $N = 40$ (а) [5], и периферийная область зоны облучения пленки нержавеющей стали, $N = 300$ (б). Изображения получены методом сканирующей электронной микроскопии [6]. Направление вектора напряженности электрического поля ТИ E обозначено двухсторонней стрелкой.

Аналогичный характер разрушения поверхностей тонких металлических пленок наблюдался у пленок никеля и нержавеющей стали [5, 6].

Как следует из рис. 4а, на пленке никеля толщиной 20 нм на поверхности стекла при воздействии серии линейно поляризованных импульсов ТИ с характерной длиной волны 190 мкм при $Q = 0,43 \text{ Дж/см}^2$ и $N = 40$ наблюдалось образование периодических решеток нормальной ориентации $g||E$ с тремя последовательно уменьшающимися в два раза периодами

$$d_1 = \lambda/(2^4\eta) \approx 10 \text{ мкм}, \eta \approx 1,19,$$

$$d_2 = \lambda/(2^5\eta) \approx 5 \text{ мкм}, \eta \approx 1,19,$$

$$d_3 = \lambda/(2^6\eta) \approx 2,5 \text{ мкм}, \eta \approx 1,19.$$

Кроме того, в областях максимальной интенсивности интерференционной картины (темные области на рис. 4а) наблюдалось образование субмикроструктур G аномальной ориентации $G \perp E$, минимальный период которых $D = \lambda/2k\zeta \approx 0,316 \text{ мкм}$, $k = 256$, $\zeta \approx 1,17$.

Аномальные структуры образуются за счет взаимной интерференции пространственных гармоник канальных ППП. Таким образом, образующиеся на пленке никеля микрорешетки обладают минимальным периодом, более чем на два порядка меньшим линейного дифракционного предела (критерий Аббе) [18].

При рассмотрении вопроса о влиянии спектральной ширины линии ТИ на образование решеточных структур обратимся к известной аналогии взаимодействия излучения суперконтинуума (СК) УКИ ИК лазерного излучения ($\lambda = 744 \text{ нм}$, $\tau = 110 \text{ фс}$) с поверхностью монокристаллического кремния [19, 20]. При этом экспериментально реализованная плотность энергии излучения была достаточна для образования сверхкритической плотности неравновесных носителей и существования на границе раздела плазма полупроводника — воздух ППП. При $Q > 0,2 \text{ Дж/см}^2$ при воздействии ИК лазерного излучения линейной поляризации на поверхности кремния формировались наноструктуры нормальной ориентации с периодом $d = \lambda/2\eta \approx 0,42 \text{ мкм}$, $\eta \approx 1$. Взаимодействие СК $\Delta\lambda = (500-900) \text{ нм}$ с полушириной на полувысоте (600–700) нм в воде приводило к формированию нанорешеток нормальной ориентации с периодом $d = \lambda_0/(2k\eta) = \lambda_0/(2k\xi n) \approx 0,12 \text{ мкм}$, $k = 2$, $\eta = \xi n$, $\xi \approx 1,1$, $n = 1,33$ — показатель преломления воды, λ_0 — «центральная» длина волны полуширины спектра СК. Образование этой решетки обусловлено интерференцией пространственных гармоник ППП взаимно противоположных направлений распространения. Таким образом, в рассмотренном случае осуществляется динамическая самоорганизационная селекция возможных периодов

интерференционных решеток, образуемых СК, из которых выживает только имеющая наибольший инкремент нарастания [19].

Описанная ситуация близка к селекции резонансных решеток из спектра исходных (и индуцированных) нано- и микрошероховатостей границы раздела, рассматриваемой в УПМ, на которую воздействует интенсивное поляризованное лазерное излучение. Сказанное качественно поясняет ситуацию с формированием решеток сравнительно широкополосным ТИ в рассматриваемом нами случае.

На рис. 4б [6], полученном с использованием электронного микроскопа, приведен фрагмент периферийной области разрушения поверхности пленки нержавеющей стали толщиной 20 нм на стекле при воздействии серии 300 импульсов с плотностью энергии выше порога разрушения ($Q = 0,250 \text{ Дж/см}^2$). Видны вертикальные штрихи решетки нормальной ориентации ($g||E$), а также модуляция этих штрихов решеткой $G \perp E$ с характерным периодом $D = \lambda/2k\zeta \approx 0,2 \text{ мкм}$, $k = 512$, $\zeta \approx 1$. Видно, что пространственный период аномальной решетки G приблизительно в 500 раз меньше линейного дифракционного предела Аббе.

Образование нанорешеток под действием лазерного излучения с точки зрения преодоления дифракционного оптического предела обсуждалось в работах [1, 8, 16] и более поздней работе [21]. В последней получены нанорешетки g нормальной ориентации в структуре, представляющей собой пленку негативного фоторезиста SU-8 толщиной 200 нм, нанесенную на кварцевую подложку. Их образование хорошо объясняется в рамках УПМ. Действительно, УКИ излучением с $\lambda = 395 \text{ нм}$, $\nu = 80 \text{ МГц}$, $s = 0,5 \text{ мкм/с}$ были сформированы нанорешетки $g||E$ с периодами $d_1 = \lambda/2\eta \approx 180 \text{ нм}$ ($\eta \approx 1,097$) и $d_2 = \lambda/2\eta = \lambda/2n\zeta \approx 120 \text{ нм}$, $\zeta \approx 1,024$, $n_{\lambda=400 \text{ нм}} \approx 1,606$. Структуры с периодом d_1 образуются на границе воздух–плазма, а нанорешетки с d_2 — на границе SU-8 — плазма стекла. Однако в работе [21] не были приведены теоретические соотношения, описывающие сформированные нанорешетки и их ориентацию, а также не указаны причины преодоления дифракционного оптического предела.

Одним из существенных физических факторов, ограничивающих минимальный период формируемых решеток, является влияние теплопроводности облучаемого материала, сглаживающей решетку температурной модуляции поверхности [15]. Однако и с использованием УКИ лазерного излучения на поверхности металла (молибден), облучаемого в воде, были получены рекордно малые значения периода аномальной нанорешетки: $D = 20 \text{ нм}$ ($\lambda = 800 \text{ нм}$, $\tau = 100 \text{ фс}$) [22]. Эффективное охлаждение области взаимодействия в этом случае осуществлялось граничащей с поверхностью металла водой.

Преодоление дифракционного предела связано с нелинейностью процессов формирования нанорешеток в рассмотренных материалах под действием терагерцового (или лазерного) излучения [1, 8, 16], поскольку критерий Аббе — линейный критерий [18].

Может показаться, что преодоление дифракционного (оптического) предела специфично только для рассмотренных нами волн эванесцентного типа, включая локализованные ППП. Однако существуют и другие примеры [23–26], в которых не используются подобные волны. К их числу относятся активно развиваемые в последние годы методы наноскопии, включая метод обеднения, стимулированного эмиссии (ОСЭ), (*stimulated emission depletion*), микроскопии и литографии — оптический метод, имеющий существенно субволновое разрешение в дальнем поле (в настоящее время не хуже 10 нм), в котором экспериментально достигнуто значительное преодоление линейного критерия Аббе. Однако причины того, почему это происходит, в работах, посвященных методу ОСЭ, не указываются (см. обзор [18]). В методе ОСЭ используются нелинейные оптические процессы, такие как стимулированное лазерным излучением обеднение уровней, что позволяет обойти линейный критерий Аббе и обуславливает его преодоление.

В недавней работе [20] было получено сверхвысокое разрешение в оптической микроскопии решетки газа ультрахолодных атомов, основанное

на подходе, сходном с методом ОСЭ, что позволило экспериментально реализовать разрешение 55 нм для лазерного излучения $\lambda = 852$ нм.

В заключение, выполненный анализ экспериментальных данных по взаимодействию УКИ ТИ с монокристаллическим кремнием и тонкими пленками металла позволил показать применимость универсальной поляритонной модели для описания происходящих процессов самоорганизации. Показано, что в нелинейных процессах взаимодействия ТИ, как и лазерного, формируются пространственные решетки разрушения с периодами, существенно меньшими линейного дифракционного оптического и терагерцового пределов, что связано с нелинейностью процессов их образования. Установлено, что для пленки нержавеющей стали получены пространственные периоды решеток, позволяющие преодолевать критерий Аббе более чем в 500 раз. Нелинейный подход к проблеме преодоления дифракционного оптического предела [18] имеет практическую значимость, позволяя разрешать объекты с пространственными масштабами вплоть до 8 нм [23]. Дальнейшее практически реализуемое продвижение нанотехнологий в нанoeлектронике, основанное на фотолитографическом получении изображений с минимальным пространственным масштабом, пропорциональным длине волны экспонирующего излучения, возможно путем реализации комплексного подхода к проблеме, основываясь и на использовании нелинейного критерия Аббе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Макин В.С., Макин Р.С. Нелинейное взаимодействие линейно поляризованного лазерного излучения с конденсированными средами и преодоление дифракционного предела // *Опт. спектр.* 2012. Т. 112. № 2. С. 193–198.
2. Макин В.С., Макин Р.С., Воробьев А.Я., Гуго Ч. В сб. «Нелинейность в современном естествознании» / под ред. Малинецкого Г.Г. М.: изд. ЛКИ, 2009. С. 303–322.
3. Irizawa A., Suga S., Nagashima T., et al. Laser-induced fine structures of silicon exposed to THz-FEL // *Appl. Phys. Lett.* 2017. V. 111. P. 251602.
4. Agranat M.B., Chefonov O.V., Ovchinnikov A.V., et al. Damage in thin film by high power terahertz radiation // *Phys. Rev. Lett.* 2018. V. 120. P. 085704.
5. Chefonov O.V., Ovchinnikov A.V., Evlashin S.A., et al. Damage threshold of Ni thin film by terahertz pulses // *J. Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves.* 2018. V. 39. № 11. P. 1047–1054. DOI: 10.1007/s10762-018-0537-8.
6. Чефоносов О.В., Овчинников А.В., Евлашин С.А. и др. Деградация и разрушение тонких стальных пленок при многократном воздействии сверхкоротких импульсов ТГц-излучения // *Письма в ЖТФ.* 2019. Т. 45. Вып. 11. С. 41–43.
7. Barsi C., Fleischer J.W. Nonlinear Abbe theory // *Nature Photonics.* 2013. V. 7. P. 639–643.
8. Макин В.С., Логачева Е.И., Макин Р.С. Локализованные поверхностные плазмон поляритоны и нелинейное преодоление дифракционного оптического предела // *Опт. спектр.* 2016. Т. 120. № 4. P. 641–646.
9. Saleu P., Basini M., Bonoti S., Hembling J., Krasilnikov M., Nikitin A.Y., Samuilov G., Tibai Z., Zhaunerchuk V., Goryashko V. Matter manipulation with extreme terahertz light: Progress in the enabling THz technology // *Physics Reports.* September 26, 2019.
10. Hirori H., Shinokita K., Shirai M., et al. Extraordinary carrier multiplication gated by a picoseconds electric field pulse // *Nature Commun.* 2011. V. 2. Article 594.
11. Hebling J., Hoffmann M.C., Hwang H.Y., Yeh K.-L., Nelson K.A. Observation of nonequilibrium carriers distribution in Ge, Si and GaAs by terahertz pump-terahertz probe measurements // *Phys. Rev. B.* 2010. V. 81. P. 035201.

12. O'Shea B.D., Andonian G., Barber S.K., Clarke C.I., Hoang P.D., Hogan M.J., Naranjo B., Williams O.B., Yakimenko Y., Rosenzweig J.B. Conductivity induced by high-field terahertz waves in dielectric materials // *Phys. Rev. Lett.* 2019. V. 123. P. 134801.
13. Fauchet P.M., Siegman A.E. Observation of higher-order laser-induced surface ripples on (111) germanium // *Appl. Phys. A.* 1983. V. 32. № 3. P. 135–140.
14. Либенсон М.Н., Макин В.С., Трубаев В.В. Лазерно-индуцированный рельеф гексагональной симметрии на поверхности (111) германия // *Письма в ЖТФ.* 1995. Т. 21. № 4. С. 44–50.
15. Williams C.R., Andrews S.R., Maier S., et al. Highly confined guiding of terahertz surface plasmon polaritons on structured metal surfaces // *Nature Photonics.* 2008. V. 2. P. 175–179.
16. Макин В.С., Макин Р.С., Воробьев А.Я. и др. Диссипативные наноструктуры и универсальность Фейгенбаума в неравновесной нелинейной системе металл — мощное поляризованное УКИ излучение // *Письма в ЖТФ.* 2008. Т. 34. № 9. С. 55–64.
17. Овчинников А.В., Чефонов О.В., Ситников Д.С. и др. Источник терагерцового излучения с напряженностью электрического поля свыше 1 МВ/см на основе фемтосекундного хром-форстеритового лазера с частотой следования импульсов 100 Гц // *Квант. электрон.* 2018. Т. 48. № 6. С. 554–558.
18. Abbe E. Beiträge zur Theorie des Mikroskops und der Mikroskopischen Wahrnehmung // *Archiv Mikroskop. Anatomie.* 1873. Bd. 9. S. 413–468.
19. Kudryashov S.I., Seleznev L.V., Rudenko A.A., Ionin A.A. *In situ* supercontinuum nanopatterning of silicon surface by femtosecond laser super-filaments // *Pis'ma v ZhETF.* 2019. V. 109. P. 160–161.
20. Kudryashov S.I., Seleznev L.V., Rudenko A.A., Ionin A.A. *In situ* supercontinuum nanopatterning of silicon surface by femtosecond laser super-filaments // *JETP Lett.* 2019. V. 109. P. 157–162.
21. He X., Datta A., Nam W., et al. Sub-diffraction limited writing based on laser induced periodic surface structures (LIPSS) // *Scientific Reports.* 2016. V. 6. Article 35035. DOI: 10.1038/srep35035.
22. Dar M.H., Saad N.A., Sahoo C., et al. Ultrashot laser-induced reproducible nano-gratings on a molibdenum surface // *Laser Phys. Lett.* 2017. V. 14. № 5. P. 026181.
23. Klar T.A., Wollhofen R., Jacak J. Sub-Abbe resolution: From STED microscopy to STED lithography // *Phys. Scripta.* 2014. V. T162. P. 014049.
24. Wang S., Subhankar S., Bienias P., et al. Dark state optical lattice with a subwavelength spatial structure // *Phys. Rev. Lett.* 2018. V. 120. P. 083601.
25. McDonald M., Trisnadi J., Yao K.-X., et al. Superresolution microscopy of cold atoms in an optical lattice // *Phys. Rev. X.* 2019. V. 9. P. 021001.
26. Huang F.M., Zheludev N.I. Supper-resolution without evanescent waves // *Nano Lett.* 2009. V. 9. P. 1249–1254.