

РАЗОГРЕВ НЕРАВНОВЕСНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ В ТВЕРДЫХ ПРОЗРАЧНЫХ ДИЭЛЕКТРИКАХ

А. М. Никифоров^{a}, А. С. Епифанов^a, С. В. Гарнов^b*

*^aМосковский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана
105005, Москва, Россия*

*^bИнститут общей физики им. А. М. Прохорова Российской академии наук
119991, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 13 апреля 2010 г.

Осуществлено компьютерное моделирование процесса нагрева неравновесных электронов интенсивным высокочастотным электромагнитным полем, приводящего к объемному разрушению твердых прозрачных диэлектриков при однократном облучении. Получены зависимости постоянной лавинной ионизации от пороговой напряженности поля. Показано, что использование уравнения типа Фоккера – Планка с граничным условием удвоения потока приводит к заметным ошибкам уже при отношении энергии квантов света к ширине запрещенной зоны порядка 0.1. Построены серии зависимостей критических полей от длительности импульса для различных начальных температур решетки и длин волн лазерного излучения, позволяющие идентифицировать электронную лавину в качестве предельного механизма пробоя. Для различных частот и длительностей импульса вычислено отношение энергии, запасенной в электронной подсистеме, к избыточной (по отношению к равновесному состоянию) энергии фононной подсистемы к концу действия лазерного импульса как с учетом разогрева фононного спектра, так и без него. Проанализировано влияние разогрева фононов на скорость ударной лавинной ионизации.

1. ВВЕДЕНИЕ

Первая попытка рассмотрения процесса развития лавины в твердых телах под воздействием лазерного излучения в видимом и ИК-диапазонах была предпринята в работе [1], где использовался метод, разработанный для исследования ударной ионизации в газах [2]. При этом в [1] пренебрегалось энергетическими потерями при электрон-фононных столкновениях, что впоследствии привело к сильно заниженным оценкам критических полей. В работе [3] было получено приближение диффузионного типа для квантового кинетического уравнения с учетом энергетических потерь при электрон-фононных столкновениях, справедливое, когда энергия кванта света существенно меньше средней энергии электрона. Однако диффузионное приближение не вполне адекватно описываемому процессу, если энергия фотона порядка средней энергии электрона, и является чисто классическим, даже если было получено из общего квантового кинетического урав-

нения [4]. В связи с этим в работе [5] приведено носящее квантовый характер дифференциально-разностное кинетическое уравнение в однофотонном приближении, в котором электрон-фононные столкновения рассматриваются в приближении Фоккера – Планка, а переходы с участием фотонов в электрон-фонон-фотонных столкновениях учитываются как конечные разности.

Затруднения, возникающие в процессе поиска аналитического решения дифференциально-разностного квантового кинетического уравнения, приводят к необходимости разработки методики, позволяющей осуществить компьютерное моделирование нагрева неравновесных электронов. Раздел 2 настоящей работы посвящен описанию процедуры моделирования лавинной ионизации. Развитый подход дает представление о погрешностях, связанных с использованием уравнения Фоккера – Планка вместо квантового кинетического уравнения. В разд. 3 выполнен сравнительный анализ результатов моделирования развития лавины методом статистических испытаний с результатами диффузионного приближения, построены зависимости постоянной

*E-mail: NikaHV@yandex.ru

лавиной ионизации от параметра, определяемого пороговой интенсивностью электромагнитного поля.

Предельную стойкость диэлектриков к лазерному излучению определяют собственные механизмы разрушения. Многофотонная ионизация и ударная лавинная ионизация считаются наиболее вероятными собственными механизмами, ответственными за пробой прозрачных диэлектриков. Отметим, что в рамках проблемы лазерного разрушения прозрачными считаются материалы, для которых линейный коэффициент поглощения электромагнитного излучения не достаточен для поглощения за время действия импульса энергии, необходимой для развития необратимых изменений. В обоих механизмах нелинейное поглощение возникает за счет быстрого нарастания концентрации электронов, которые через электрон-фонон-фотонные столкновения отбирают энергию из лазерного пучка, при этом дополнительно нагреваясь. И в том, и в другом случае возникающие электроны передают поглощаемую энергию в решетку посредством электрон-фононного взаимодействия, вызывая необратимые изменения. Электронная лавина является основным механизмом пробоя предельно чистых оптических материалов при длительностях импульса 10^{-11} – 10^{-7} с (для щелочно-галогенидных кристаллов [5]). При более коротких импульсах следует ожидать заметного влияния многофотонной ионизации [6]. Однако результаты работ [7, 8] для SiO_2 свидетельствуют о том, что электронная лавина может доминировать даже при длительностях лазерного импульса 10^{-14} – 10^{-11} с. Отметим, что существует достаточно много работ (см., например, [9, 10]), в которых делаются попытки учета нескольких или даже сразу всех процессов, приводящих к разрушению диэлектрика. Однако следует иметь в виду, что в связи с сильной нелинейностью механизмов пробоя они будут конкурировать лишь в достаточно узком интервале длительностей лазерного импульса. Кроме того, для того чтобы такое совместное рассмотрение процессов было корректным, необходимо уметь правильно определять постоянную лавинной ионизации. Этой проблеме и посвящена настоящая работа.

Роль механизмов разрушения из-за сложности сравнения теоретических и экспериментальных результатов оценивается, как правило, не столько по величине пороговой напряженности, сколько по ее характерным зависимостям от температуры диэлектрика, частоты электромагнитного поля, длительности импульса [11]. В разд. 4 показывается, как с помощью компьютерного моделирования можно

построить упомянутые зависимости в случае, когда энергия фотонов порядка средней энергии электронов. Надежные экспериментальные данные по величине эффективной массы, константе деформационного потенциала, зонной структуре конкретных кристаллов и, главное, частоте электрон-фононных столкновений для горячих электронов до сих пор отсутствуют. Поэтому не представляется возможным провести до конца последовательный численный расчет интересующих величин и приходится прибегать к значительным упрощениям исходных моделей.

При обсуждении зависимости порога оптического пробоя от температуры кристалла обычно имеется в виду начальная температура. Однако в процессе лавинной ударной ионизации температура области взаимодействия растет, и, естественно, возникает вопрос о корректности теоретических и экспериментальных исследований зависимости порога пробоя от температуры. В качестве обоснования использования начальной температуры кристалла обычно приводятся следующие соображения. Энергия лазерного излучения поглощается электронами в результате электрон-фонон-фотонных столкновений. Это поглощение мало, пока концентрация электронов не выросла существенно в результате лавинной ионизации. Заметный нагрев фононов в результате электрон-фононных столкновений также происходит лишь к концу действия лазерного импульса, так что можно считать, что лавина в основном развивается при температуре решетки, близкой к начальной.

Насколько бы ни были убедительными эти соображения, вопрос о разогреве фононов в процессе развития лавины до сих пор обсуждается в контексте проблемы лазерного пробоя и его предельных механизмов [12]. Численное моделирование лавинной ионизации, реализованное в настоящей работе, позволяет исследовать влияние изменений фононного спектра на постоянную развития лавины. Как будет ясно из дальнейшего, важным при этом оказывается вопрос, успевает ли установиться равновесие в системе фононов, т. е. в какой степени газ фононов, взаимодействующих с горячими электронами, можно характеризовать единой температурой. Это связано с тем, что в тройных электрон-фонон-фотонных столкновениях преимущественно участвуют фононы с большими квазиимпульсами, что необходимо для выполнения законов сохранения энергии и импульса. Так обстоит дело по крайней мере в примитивной модели параболической зоны проводимости, повсеместно используемой и для горячих элек-

тронов, хотя получаемые при этом результаты носят чисто оценочный характер. В действительности зона проводимости прозрачных в видимом диапазоне лазерного излучения диэлектриков состоит из большого числа «переплетенных» подзон, и в этой ситуации законы сохранения выполняются значительно легче, так что практически все фононы могут принимать участие в нагреве электронного газа. Но даже при этом может оказаться, что существуют узкие участки фононного спектра, дающие основной вклад в электрон-фонон-фотонные столкновения. Если такие участки существуют, то и генерация избыточных фононов происходит в этих же участках спектра, что должно приводить к увеличению частоты эффективных, с точки зрения поглощения фотонов, электрон-фононных столкновений. В разд. 5 данной статьи приведены результаты моделирования лавинной ионизации с учетом изменения концентрации фононов.

2. МОДЕЛИРОВАНИЕ РАЗВИТИЯ ЭЛЕКТРОННОЙ ЛАВИНЫ МЕТОДОМ СТАТИСТИЧЕСКИХ ИСПЫТАНИЙ

Одним из возможных способов исследования оптического пробоя вследствие лавинной ионизации является компьютерное моделирование методом статистических испытаний (метод Монте-Карло) разогрева неравновесных электронов зоны проводимости интенсивным электромагнитным полем. Заметим, что попытка симуляции развития лавины в поле лазера уже предпринималась в работе [13], где изучался разогрев электронов в SiO_2 . Как указывают авторы этой работы, в связи с тем, что взаимодействие электрона с излучением учитывается классически, разработанный ими подход справедлив, когда длина волны света $\lambda > 0.5$ мкм. Ниже будет показано, что классический подход может оказываться несправедливым уже для $\lambda \approx 1$ мкм.

В условиях лавинной ионизации концентрация электронов растет со временем по экспоненциальному закону $n = n_0 \exp(\tilde{\gamma}t)$, где n_0 — начальная концентрация электронов, $\tilde{\gamma}$ — постоянная лавинной ионизации. Событием является факт столкновения электрона с фононом (поглощение или испускание последнего) с возможным поглощением или испусканием фотона (или фотонов). Энергетическая ось от нуля до энергии ионизации I разбивается на ячейки, длина каждой из которых определяется энергией $\hbar\omega = \sqrt{2mV_s^2 I}$ эффективного акустического фо-

нона [14]; здесь m — эффективная масса электрона, V_s — скорость звука. При этом отслеживается перемещение электрона по энергетическим ячейкам. Частица следует от события к событию, каждое следующее событие разыгрывается с помощью псевдослучайных чисел, отбираясь из числа возможных. Отбор проводится сравнением случайного числа с отрезками, длина которых пропорциональна вероятности того или иного исхода. После каждого розыгрыша происходит изменение номера ячейки и инкрементируется число попаданий в нее для дальнейшего построения функции распределения электронов по энергиям. Фиксируются случаи, когда энергия электрона превышает энергию ионизации, в результате чего происходит удвоение числа электронов.

При моделировании методом Монте-Карло разогрева электронного газа эргодическая гипотеза (испытания и их результаты независимы друг от друга), очевидно, не справедлива. С точки зрения реального процесса развития лавины ясно, что последующие ионизации гораздо более вероятно будут производить другие (в смысле расположения на энергетической оси), более нагретые, электроны. Таким образом, розыгрыш зависит от предыстории процесса, поэтому начальное положение электрона на энергетической оси разыгрывается по функции распределения, сформировавшейся к моменту розыгрыша. Однако в нашей программе предусмотрена возможность считать электроны, выбитые из валентной зоны, как «холодными» (граничное условие удвоения потока) — для построения функции распределения, так и обладающими текущей средней энергией (для ускорения расчетов). По окончании внутреннего цикла вычисляются средняя энергия электрона и постоянная лавины, отнесенная к частоте ν рассеяния электрона на фононе,

$$\gamma = \frac{\tilde{\gamma}}{\nu} = \frac{N_{ion}}{N_{col}} \ln 2,$$

где N_{col} — полное число столкновений, N_{ion} — число актов ионизации. Внешний цикл повторяет описанный внутренний цикл несколько раз для получения статистически достоверных результатов.

В одноквантовом приближении (если ограничиться рассмотрением поглощения или испускания одного кванта света) возможны шесть процессов с вероятностями

$$\begin{aligned}
 W \left(\begin{array}{c} \uparrow \\ phon \end{array} \right) &\propto N(1-q)\nu, \\
 W \left(\begin{array}{c} \downarrow \\ phon \end{array} \right) &\propto (N+1)(1-q)\nu, \\
 W \left(\begin{array}{cc} \uparrow & \uparrow \\ phon & phot \end{array} \right) &\propto Nq\nu, \\
 W \left(\begin{array}{cc} \uparrow & \downarrow \\ phon & phot \end{array} \right) &\propto Nq\nu, \\
 W \left(\begin{array}{cc} \downarrow & \uparrow \\ phon & phot \end{array} \right) &\propto (N+1)q\nu, \\
 W \left(\begin{array}{cc} \downarrow & \downarrow \\ phon & phot \end{array} \right) &\propto (N+1)q\nu.
 \end{aligned} \tag{1}$$

Здесь символами $\begin{array}{c} \uparrow \\ phon \end{array}$ ($\begin{array}{c} \downarrow \\ phon \end{array}$) обозначен процесс, в котором фонон поглощается (испускается), $\begin{array}{c} \uparrow \\ phot \end{array}$ ($\begin{array}{c} \downarrow \\ phot \end{array}$) — процесс с поглощением (испусканием) фотона, N — равновесная функция распределения фононов, $\nu = 1/\tau$, τ — среднее время между электрон-фононными столкновениями. В работе [14] показано, что величина q , которая определяет долю процессов рассеяния с участием фотона, равна

$$q = \frac{I(eE\tau_p)^2}{3m(\hbar\Omega)^2(1 + \Omega^2\tau_p^2)}, \tag{2}$$

где e — заряд электрона, E — амплитуда порогового поля¹⁾, τ_p — время релаксации продольной компоненты импульса электрона (в расчетах $\tau_p = 10^{-15}$ с), Ω — частота электромагнитного поля. Отрезок, используемый при розыгрыше типа события, представлен на рис. 1. Оказалось возможным для ускорения внутреннего цикла все расчеты соответствующих вероятностей для каждой энергетической ячейки проводить заранее и сохранять в массиве, который помимо этого содержит необходимые поправочные коэффициенты для параметров τ , q . Другие массивы содержат данные о плотности числа состояний по отношению к их максимальным значениям.

Вероятности процессов рассеяния в двухквантовом приближении задаются выражениями

¹⁾ Амплитудой порогового поля называют минимальное необходимое для разрушения в одной вспышке пиковое значение напряженности поля в центре каустики. В теоретических работах временная форма импульса обычно берется прямоугольной.

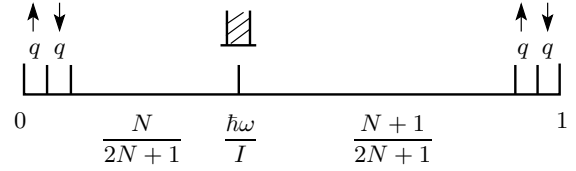


Рис. 1. Ячейка, разбитая на области, пропорционально размерам которых, согласно выражениям (1), определяются вероятности переходов при электрон-фононном и электрон-фонон-фотонном взаимодействиях (показаны только однофотонные процессы). Заштрихованная область отвечает «серой» зоне, смысл введения которой состоит в том, чтобы отразить зависимость плотности числа состояний и доли l -фотонных процессов от энергии

$$\begin{aligned}
 W \left(\begin{array}{c} \uparrow \\ phon \end{array} \right) &\propto N(1-2q_1-2q_2)\nu, \\
 W \left(\begin{array}{c} \downarrow \\ phon \end{array} \right) &\propto (N+1)(1-2q_1-2q_2)\nu, \\
 W \left(\begin{array}{cc} \uparrow & \uparrow \\ phon & phot \end{array} \right) &\propto Nq_1\nu, \\
 W \left(\begin{array}{cc} \uparrow & \downarrow \\ phon & phot \end{array} \right) &\propto Nq_1\nu, \\
 W \left(\begin{array}{cc} \downarrow & \uparrow \\ phon & phot \end{array} \right) &\propto (N+1)q_1\nu, \\
 W \left(\begin{array}{cc} \downarrow & \downarrow \\ phon & phot \end{array} \right) &\propto (N+1)q_1\nu, \\
 W \left(\begin{array}{cc} \uparrow & \uparrow \\ phon & phot \end{array} \right) &\propto Nq_2\nu, \\
 W \left(\begin{array}{cc} \downarrow & \uparrow \\ phon & phot \end{array} \right) &\propto (N+1)q_2\nu, \\
 W \left(\begin{array}{cc} \uparrow & \downarrow \\ phon & phot \end{array} \right) &\propto Nq_2\nu, \\
 W \left(\begin{array}{cc} \downarrow & \downarrow \\ phon & phot \end{array} \right) &\propto (N+1)q_2\nu,
 \end{aligned} \tag{3}$$

где q_1 и q_2 — доли процессов рассеяния с участием соответственно одного и двух фотонов в двухквантовом приближении [14]:

$$q_1 = \frac{a_1}{\sum_{l=-2} a_l}, \quad q_2 = \frac{4a_2}{\sum_{l=-2} a_l}.$$

Здесь

$$a_l = \frac{4\pi^2}{\hbar} B(k) \frac{m}{pk} \Upsilon_l(q),$$

$$\Upsilon_l(q) = \int_0^1 J_l^2 \left(\frac{eEk\tau_r}{\hbar m\Omega\sqrt{1 + \Omega^2\tau_r^2}} \chi \right) d\chi,$$

k — квазиимпульс фонона, $B(k)$ — квадрат модуля матричного элемента электрон-фононного взаимодействия [15], p — импульс электрона, J_l — функция Бесселя целого порядка вещественного аргумента.

Интересно заметить, что общая доля процессов с участием фотонов (2) в диффузионном приближении не изменяется, если учитывать процессы с участием большего числа фотонов, однако происходит перераспределение вероятностей процессов и, соответственно, их долей. Поэтому коэффициенты уравнения Фоккера – Планка остаются постоянными с изменением максимального числа учитываемых фотонов. Обратим внимание, что вероятности процессов

$$W \begin{pmatrix} \uparrow & \downarrow \\ phon & phot \end{pmatrix}, \quad W \begin{pmatrix} \downarrow & \downarrow \\ phon & phot \end{pmatrix},$$

$$W \begin{pmatrix} \uparrow & \uparrow \\ phon & phot \end{pmatrix}, \quad W \begin{pmatrix} \downarrow & \uparrow \\ phon & phot \end{pmatrix}$$

содержатся в записанных выше соотношениях для $W \begin{pmatrix} \uparrow \\ phon \end{pmatrix}$ и $W \begin{pmatrix} \downarrow \\ phon \end{pmatrix}$. Это означает, что данные процессы наравне с остальными вносят вклад в перераспределение вероятностей. В табл. 1 для иллюстрации перераспределения вероятностей приведены выражения для $\Upsilon_l(q)$. Видно, что величина вклада $(l + 1)$ -фотонного процесса относится к вкладу l -фотонного процесса примерно как $(eE\omega/V_s m\Omega^2)^2 \approx 100(\omega/\Omega)^2$, что составляет около 10^{-2} и менее (в программе $\omega/\Omega \lesssim 10^{-2}$).

Вследствие того что процесс лавинной ионизации имеет ряд существенных для моделирования особенностей, принципиальное значение приобретает вопрос о выборе генератора псевдослучайной последовательности. Во-первых, событие ионизации, особенно в диапазоне наносекундных импульсов, наступает очень редко — примерно один раз на 10^7 испытаний. Во-вторых, значительно различаются вероятности электрон-фононных и электрон-фонон-фотонных столкновений. В силу того что ионизация происходит на хвосте функции распределения, число актов рассеяния должно быть достаточно велико, поэтому выбрано максимальное число $N_{col} = 2 \cdot 10^9$, позволяющее для ускорения вычислений использовать целые числа. Перечисленные особенности определяют основные требования,

Таблица 1*

s	0	1	2	3
Υ_0	1	$-q$	$+\frac{27q^2}{40}$	$-\frac{135q^3}{504}$
Υ_1	—	$\frac{q}{2}$	$-\frac{9q^2}{20}$	$+\frac{45q^3}{224}$
Υ_2	—	—	$-\frac{9q^2}{80}$	$-\frac{9q^3}{112}$
Υ_3	—	—	—	$+\frac{3q^3}{224}$

Примечание: * в каждой клетке записан последний член, который необходимо учитывать при данном максимальном числе l учитываемых фотонов (в l -фотонном приближении), поэтому для получения полного выражения для $\Upsilon_l(q)$ при заданном l необходимо просуммировать содержимое ячеек, предшествующих $(l + 1)$ -й ячейке.

предъявляемые к генератору псевдослучайных чисел: предельная скорость вычислений, достаточно большой гарантированный период, равномерность распределения без смещений центра и отсутствие корреляций, которые могли бы привести к искажению результатов.

По скорости и периоду генератор R250 [16] вполне удовлетворяет предъявляемым требованиям, однако оценить непосредственно влияние возможных корреляций на значения постоянной развития лавины не представляется возможным. Другой генератор псевдослучайных чисел, ISAAC (Indirect, Shift, Accumulate, Add, Count) [17], достаточно хорошо изучен и по своим параметрам также подходит для нашей задачи. Но хотя он и считается очень быстрым (18.75 машинных циклов для генерации 32-битного числа), скорость расчетов с его использованием заметно уступает скорости вычислений с помощью R250. Поэтому были предприняты выборочные расчеты постоянной развития лавины для некоторых частот электромагнитного поля и различных отношений $\hbar\omega/k_B T$, проводимые с использованием обоих генераторов. На основании результатов сравнения было принято решение использовать в процессе розыгрыша комбинацию алгоритма генерации псевдослучайных чисел генератора R250 (обеспечивающего период 2^{249}) и линейного конгруэнтного метода с множителями 663608941 и 69069 (последний был предложен как наилучший для 32-битной арифметики в дополнительном коде [18]).

3. СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ МОДЕЛИРОВАНИЯ РАЗВИТИЯ ЛАВИНЫ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО И В ДИФFUЗИОННОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

По-видимому, наиболее адекватным способом получения теоретической зависимости постоянной развития лавины от интенсивности лазерного излучения является непосредственное численное решение квантового кинетического уравнения методом Монте-Карло. Однако описанную в разд. 2 процедуру моделирования до недавнего времени трудно было реализовать из-за недостаточной мощности компьютеров. Таким образом, оставалось невыясненным влияние замены квантового кинетического уравнения уравнением Фоккера–Планка для описания процесса развития лавины. Это обстоятельство послужило причиной того, что в ряде работ [19–22] авторы выходят за границу области применимости диффузионного приближения.

Результаты расчетов в этом и последующих разделах представлены для $\Omega\tau_p \gg 1$.

Сопоставление решений проводится по следующей схеме.

1. Непосредственное решение задачи методом Монте-Карло. При этом одновременно вычисляются средняя энергия и параметр δ , который играет роль эффективной безразмерной электронной температуры [3]:

$$\delta = (2N + 1) \left(\frac{1}{2} \frac{\hbar\omega}{I} + q \frac{(\hbar\Omega)^2}{I\hbar\omega} \right).$$

Он используется для того, чтобы осуществить формальный переход от метода Монте-Карло к диффузионному приближению. При $k_B T \gg \hbar\omega$ имеем

$$\delta = \left[1 + 2q \left(\frac{\Omega}{\omega} \right)^2 \right] \frac{k_B T}{I}.$$

Подчеркнем, что множитель δ содержит в себе зависимость от энергии электрона. При моделировании процесса нарастания лавины эта зависимость учитывается в розыгрыше.

2. При соответствующем значении δ с помощью метода Монте-Карло решается диффузионное уравнение, чтобы избежать не очень надежного краевого условия удвоения потока S , $S(0) = 2S(I)$, применяемого для определения постоянной развития лавины в диффузионном приближении совместно с краевым условием $f(I) = 0$, где $f(\varepsilon)$ — функция распределения электронов по энергиям. Такое рассмотрение отражает физическую картину при «выключенном»

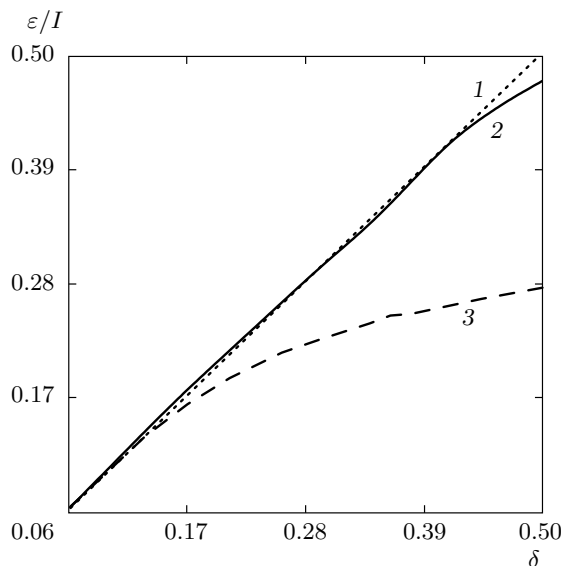


Рис. 2. Зависимости нормированной на энергию ионизации средней энергии электрона от эффективной температуры электронного газа: кривая 1 — ожидаемая средняя энергия электрона $\varepsilon_d(\delta)$ при «выключенной» ионизации по диффузионному приближению; 2 — средняя энергия электрона $\varepsilon_n(\delta)$ при «выключенной» ионизации, полученная по методу Монте-Карло; 3 — средняя энергия электрона $\varepsilon_i(\delta)$ при «включенной» ионизации (кривые, построенные обоими методами, совпадают)

электромагнитном поле (процессы с участием фотонов отсутствуют). Таким образом, считается, что электроны нагреты до температуры, соответствующей величине δ .

3. Решается собственно диффузионное уравнение с указанными краевыми условиями (эти вычисления были выполнены ранее [23, 24]).

Сопоставим для начала решения по методу Монте-Карло и в диффузионном приближении как бы в отсутствие электромагнитного поля и проследим за изменением средней энергии при изменении параметра δ , характеризующего эффективную температуру электронного газа. Представленные на рис. 2 две верхние кривые получены для ситуации, когда ионизация «выключена» — электрон, набирая энергию, большую энергии ионизации, не ионизует атом. Средняя энергия электронов $\varepsilon_d(\delta)$ по диффузионному приближению (прямая 1) практически совпадает со средней энергией $\varepsilon_n(\delta)$, полученной по методу Монте-Карло (кривая 2). Отклонение кривой 2 от прямой 1 связано с трудностями ее получения при больших эффективных температурах, ко-

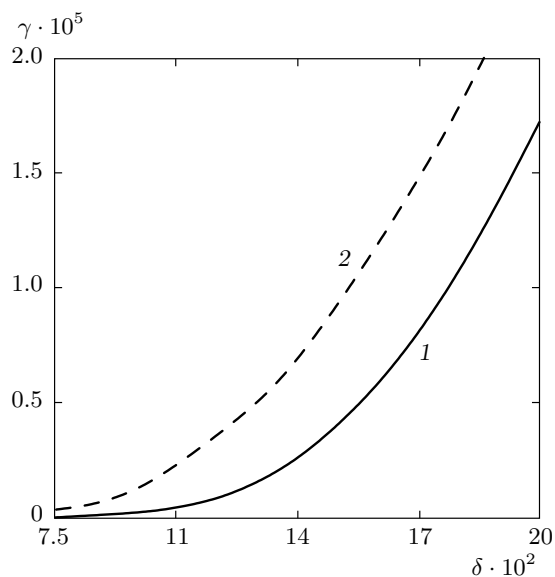


Рис. 3. Зависимости постоянной развития лавины от температуры электронного газа: кривая 1 соответствует аналитическому решению уравнения Фоккера–Планка $\gamma_{FP}(\delta)$; кривая 2 — решению уравнения Фоккера–Планка методом Монте-Карло $\gamma_{MC}(\delta)$

гда электроны «расползаются» на широкий интервал энергий, в несколько раз больший энергии ионизации. Нижняя кривая 3 — средняя энергия $\varepsilon_i(\delta)$ при «включенной» ионизации. Она одна, поскольку построенные обоими методами кривые совпадают. То же можно сказать и о функциях распределения электронов по энергиям. Таким образом, как и следовало ожидать, диффузионное приближение вполне корректно описывает функцию распределения электронов по энергии в отсутствие поглощения или испускания больших квантов света (энергия которых порядка средней энергии электрона).

На рис. 3 построен график зависимостей постоянной развития лавины от эффективной температуры электронного газа: кривая 1 отвечает зависимости $\gamma_{FP}(\delta)$, вычисленной путем аналитического решения уравнения Фоккера–Планка, как это было сделано в работе [23]; кривая 2 соответствует зависимости $\gamma_{MC}(\delta)$, рассчитанной при решении уравнения Фоккера–Планка методом Монте-Карло в однофотонном приближении. Разница в вычислениях сводится к различным методикам розыгрыша, а именно, при построении зависимости $\gamma_{FP}(\delta)$ среди вероятностей переходов отсутствуют области, определяющие процессы, протекающие с участием фотонов, однако используется эффективный параметр δ , как это описано выше. Наблюдаемое различие ве-

личин постоянной развития лавины связано с тем обстоятельством, что существует ошибка, вызванная применением краевого условия удвоения потока при стандартном решении диффузионного уравнения: по-видимому, не успевает установиться квазиравновесное состояние.

Для исследования вопроса о возможности использования диффузионного приближения для больших квантов света необходимо сравнить результаты, полученные при моделировании уравнения Фоккера–Планка с эффективной электронной температурой, «заменяющей» процессы, протекающие с участием фотонов, с результатами непосредственного моделирования квантового кинетического уравнения. Ниже приведено такое сравнение для трех различных отношений $\hbar\Omega/I$, а именно, построены зависимости постоянной развития лавины от параметра q , т.е. фактически, от интенсивности лазерного излучения для трех различных частот. Отношением энергии кванта света к энергии ионизации задается система лазер–материал, например, $\hbar\Omega/I = 0.1$ примерно соответствует системе, которую образуют лазер на стекле с неодимом, излучающий на частоте $\Omega = 1.78 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$, и кристалл NaCl, для которого $I = 9 \text{ эВ}$, или системе CO₂-лазер + кремний, для которой оба эти параметра примерно в 10 раз меньше.

Полученные численным моделированием зависимости $\gamma(q)$ представлены на рис. 4. Штриховые линии отображают результаты, относящиеся к моделированию уравнения Фоккера–Планка с использованием эффективного параметра δ , а сплошные кривые — результат моделирования квантового кинетического уравнения, учитывающего процессы с участием фотонов. На рис. 4а видно, что квантовый учет однофотонных процессов приводит к тому, что лавина нарастает значительно быстрее. При относительно малых значениях параметра q (соответствующего критическим интенсивностям в наносекундном диапазоне длительностей) моделирование квантового кинетического уравнения приводит (так же как и диффузионное приближение) к очень сильной зависимости постоянной развития лавины от интенсивности лазерного излучения. Однако при уменьшении длительности импульса указанная зависимость ослабевает. Это объясняется тем, что, с одной стороны, распределение горячих электронов по энергии близко к экспоненциальному, а с другой стороны, ионизация происходит лишь на самом хвосте этого распределения. При увеличении интенсивности средняя энергия электронов приближается к энергии ионизации, и доля ионизирующих электро-

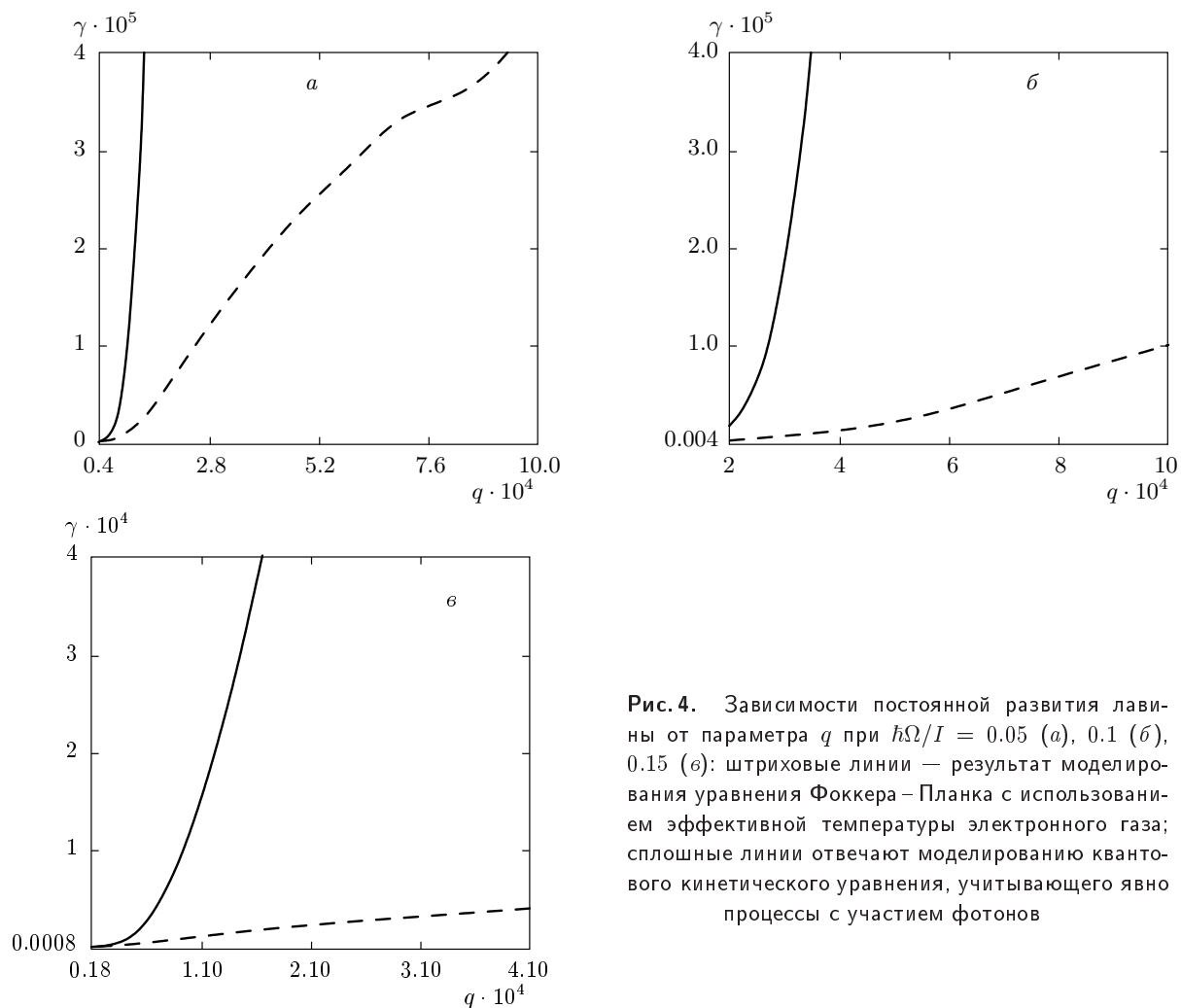


Рис. 4. Зависимости постоянной развития лавины от параметра q при $\hbar\Omega/I = 0.05$ (а), 0.1 (б), 0.15 (в): штриховые линии — результат моделирования уравнения Фоккера–Планка с использованием эффективной температуры электронного газа; сплошные линии отвечают моделированию квантового кинетического уравнения, учитывающего явно процессы с участием фотонов

нов начинает слабее зависеть от их средней энергии (распределение «вытягивается» и выравнивается). Имеет место соотношение [25] $\gamma \propto \exp(-\alpha/q)$, где $\alpha > 0$ — слабо зависящая от q величина, и резкая зависимость $\gamma(q)$ имеет место тогда, когда $\alpha/q \gg 1$.

Сравнивая результаты, приведенные на рис. 4, видим, что поправка к диффузионному приближению становится все большей при увеличении отношения $\hbar\Omega/I$, чего и следовало ожидать, поскольку энергия фотона в этом случае оказывается больше средней энергии электронов. При заданной длительности t_p импульса лазерного излучения необходимое значение $\tilde{\gamma}$ определяется из так называемого критерия пробоя [3] $\tilde{\gamma}t_p = 15\text{--}20$. Несмотря на то что зависимость $\gamma(q)$ весьма резкая, получаются заметные поправки к критическим значениям интенсивности по сравнению с диффузионным приближением.

По описанной в разд. 2 методике было проведено

моделирование с учетом двухфотонных процессов. В результате получены соответствующие зависимости постоянной развития лавины от эффективной электронной температуры и параметра q для тех же отношений $\hbar\Omega/I$. Сравнительный анализ полученных графиков с зависимостями, представленными на рис. 4, показал, что учет двухквантовых процессов не приводит к заметному изменению результатов.

Развитие электронной лавины зависит также от формы импульса электромагнитного излучения (реальная форма импульса не прямоугольная). Хотя в настоящей работе этот вопрос не рассматривается, отметим, что следует соблюдать особую осторожность при попытке перенесения теоретических результатов, полученных для фемтосекундных импульсов, без учета характеристик импульса, на реальную ситуацию, поскольку излучение уже нельзя

рассматривать как монохроматическое, к тому же форма импульса неизвестна. Упомянем также, что существует проблема, связанная с обоснованием невырожденности электронного газа, так как при столь коротких импульсах необходимые для пробоя концентрации электронов становятся весьма большими.

4. ЗАВИСИМОСТИ ПОРОГОВ ПРОБОЯ ОТ НАЧАЛЬНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ КРИСТАЛЛА, ЧАСТОТЫ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ, ДЛИТЕЛЬНОСТИ ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА

При лавинной ионизации зависимости порогового поля E_{cr} от температуры и частоты определяются соотношением между частотой поля и частотой электрон-фоонных столкновений. Так в работе [14] было показано, что для $\Omega\tau \ll 1$ в высокотемпературном приближении $E_{cr} \propto T^{1/2}$, а в случае $\Omega\tau \gg 1$ имеем $E_{cr} \propto T^{-1/2}$. Зависимость порога от частоты имеет вид $E_{cr} \propto \sqrt{1 + \Omega^2\tau^2}$ [14]. В реальном эксперименте в предположении, что развивается лавина, последнее соотношение дает грубую оценку для частоты электрон-фоонных столкновений. Однако эти результаты, как и численные теоретические оценки критических полей, были получены при решении кинетического уравнения типа Фоккера–Планка, которое не применимо, когда энергия фотона порядка средней энергии электронов.

В настоящем разделе построены зависимости порогового поля от температуры диэлектрика, частоты поля, длительности импульса, отвечающие случаю больших квантов света. Подчеркнем, что из-за отсутствия информации о параметрах горячих электронов ($\langle \varepsilon \rangle \approx 30k_B T$) и сложности определения порогов в эксперименте, трудно говорить о численных значениях порогов, скорее, их следует рассматривать как оценки по порядку величины.

На рис. 5а представлены зависимости порогового поля для длины волны лазерного излучения 0.27 мкм от отношения длительности импульса t_p к нормировочному времени $t_0 = 10^{-12}$ с для начальных температур кристалла NaCl, равных 300, 400, 500, 600 К. Для их построения сначала табулируются и аппроксимируются сплайнами полученные в результате моделирования развития лавины зависимости $q(t)$, которые затем пересчитываются на пороговые поля. Аналогичным образом получены зависимости для длин волн 0.53 и 1.06 мкм, представленные на рис. 5б и 5в.

Предполагаем, что энергия, необходимая для

развития необратимых микроскопических изменений не зависит от длительности импульса. Чтобы определить, как меняются при этом критические поля, необходимо пересчитать постоянную развития лавины при построении представленных на рис. 5 графиков. Пусть за время dt из электромагнитного поля вследствие электрон-фоон-фотонного взаимодействия поглощается энергия $d\varepsilon \propto n(t) dt$. Тогда за время импульса t_1 поглощается энергия

$$\varepsilon_1 \propto n_0 \frac{\exp(\tilde{\gamma}_1 t_1) - 1}{\tilde{\gamma}_1},$$

а в течение импульса длительности t_2 — энергия

$$\varepsilon_2 \propto n_0 \frac{\exp(\tilde{\gamma}_2 t_2) - 1}{\tilde{\gamma}_2}.$$

Приравнивая энергии и используя критерий пробоя $\tilde{\gamma}t \sim 15-20$, получаем соотношение

$$\tilde{\gamma}_2 t_2 \approx \tilde{\gamma}_1 t_1 + \ln \frac{\tilde{\gamma}_2}{\tilde{\gamma}_1}, \quad (4)$$

которое разрешаем относительно $\tilde{\gamma}_2$ последовательными приближениями. Полагая $\tilde{\gamma}_2^{(0)} = \tilde{\gamma}_1$, имеем

$$\frac{\tilde{\gamma}_2^{(1)}}{\tilde{\gamma}_2^{(0)}} = \frac{\tilde{\gamma}_2^{(1)}}{\tilde{\gamma}_1} = \frac{t_1}{t_2}.$$

Подставляя последнее равенство в соотношение (4), приходим к приближению для $\tilde{\gamma}_2$:

$$\tilde{\gamma}_2^{(2)} = \frac{1}{t_2} \left(\tilde{\gamma}_1 t_1 + \ln \frac{t_2}{t_1} \right).$$

Из рис. 5 видно, что пороговая величина электромагнитного поля с уменьшением длительности лазерного импульса возрастает, причем зависимость является плавной в наносекундном диапазоне длительностей импульсов и более резкой в пикосекундном диапазоне. Поскольку при более высоких начальных температурах число фоонов больше, электроны активнее отбирают энергию из лазерного луча. Это приводит к меньшим критическим полям при тех же импульсах, но более высоких начальных температурах. Зафиксировав длительность импульса, видим, что с возрастанием температуры критические поля убывают, что качественно соответствует закону $E_{cr} \propto T^{-1/2}$ при $\Omega\tau \gg 1$.

Зафиксируем теперь температуру и будем варьировать частоту электромагнитного поля. При увеличении энергии фотона его становится труднее поглотить, так как для этого нужен фоон с соответствующим большим импульсом. Сказанное выше означает, что критические поля для больших квантов света будут больше, что и наблюдается на рис. 6. Зафиксировав длительность лазерного импульса, можно

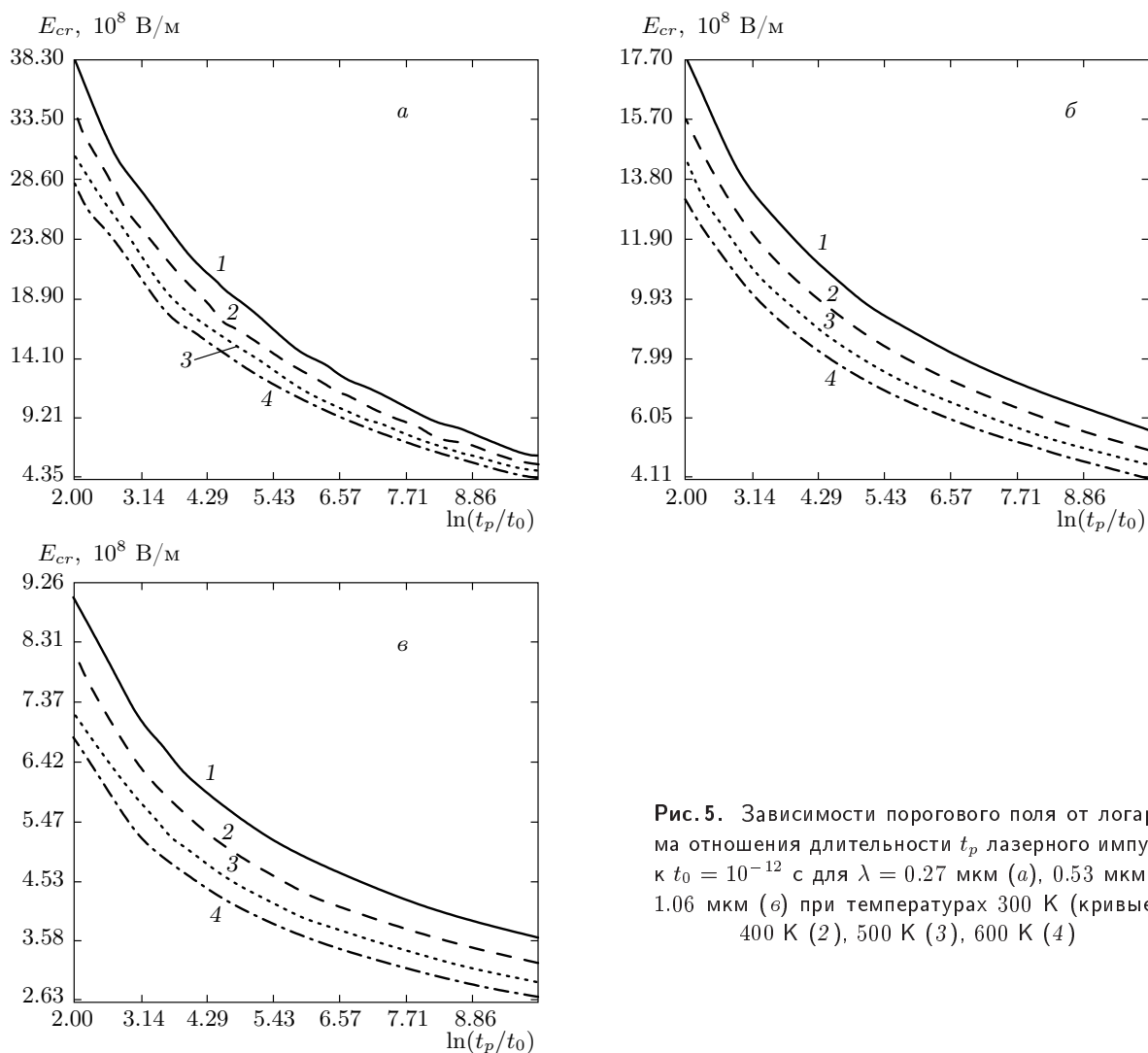


Рис. 5. Зависимости порогового поля от логарифма отношения длительности t_p лазерного импульса к $t_0 = 10^{-12}$ с для $\lambda = 0.27$ мкм (а), 0.53 мкм (б), 1.06 мкм (в) при температурах 300 К (кривые 1), 400 К (2), 500 К (3), 600 К (4)

заметить качественное согласие с тем, что величина критического поля при $\Omega\tau \gg 1$ пропорциональна частоте.

На рис. 7 представлены функции распределения электронов по энергии в предпробойных условиях. Все функции распределения приведены без множителя плотности числа состояний и нормированы на максимальное значение. Сравнивая функции распределения, полученные для различных длительностей импульсов, заключаем, что влияние электрон-фонон-фотонных процессов на форму функции распределения электронов тем сильнее, чем короче импульс, или, другими словами, чем выше интенсивность лазерного излучения, как и должно быть. Построенная на рис. 7а для интервала наносекундных импульсов функция распределения электронов по энергиям по форме почти не отличается

от бальцмановской. График функции распределения для интервала пикосекундных импульсов представлен на рис. 7б, на котором отчетливо видим выступающую «ступеньку», в которой угадывается максимум. Наконец, на рис. 7в, где приведена функция распределения электронов по энергиям для интервала фемтосекундных импульсов, обращает на себя внимание цепочка четко выраженных максимумов, которые повторяют первый максимум вблизи нуля через интервал $\hbar\Omega/I$.

5. ВЛИЯНИЕ РАЗОГРЕВА ФОНОННОГО ГАЗА НА РАЗВИТИЕ ЛАВИННОЙ ИОНИЗАЦИИ

Для учета влияния разогрева фононного газа на развитие электронной лавины описанную в разд. 2 процедуру моделирования следует несколько мо-

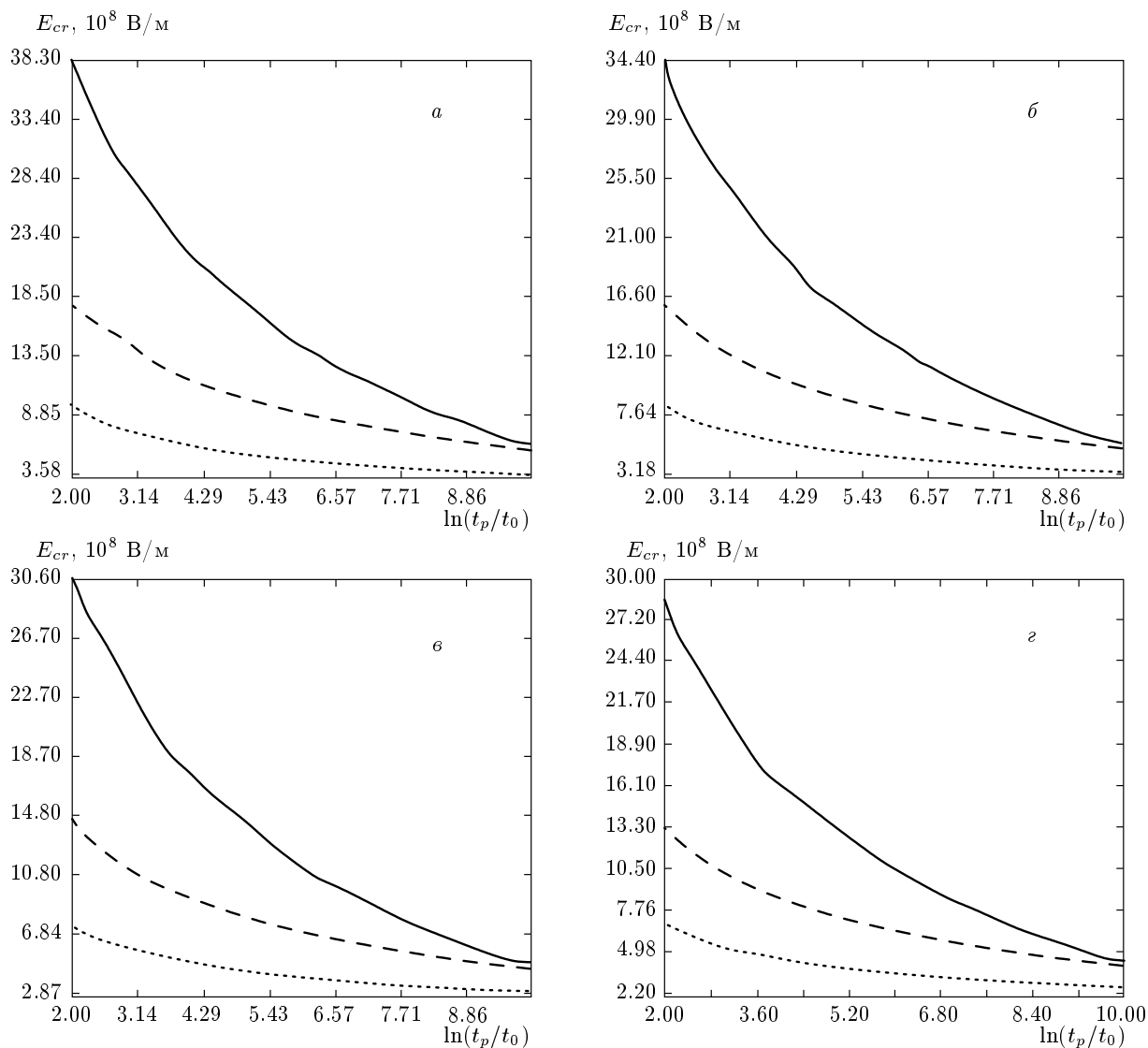


Рис. 6. Зависимости порогового поля от логарифма отношения длительности t_p лазерного импульса к $t_0 = 10^{-12}$ с для $T = 300$ К (а), 400 К (б), 500 К (в), 600 К (г) и различных длин волн лазерного излучения: сплошные кривые — 0.27 мкм; штриховые — 0.53 мкм; пунктирные — 1.06 мкм

дифицировать. Специальный счетчик регистрирует разность между числами поглощенных и испущенных фотонов, что позволяет вычислить полную энергию ϵ_{abs} , поглощаемую из электромагнитного поля. По разности всех актов испускания и поглощения фононов вычисляется энергия ϵ_{phon} , передаваемая электронной подсистемой в решетку. Предварительно было проверено, что если исходная энергия пробного электрона устанавливается равной средней энергии электронов в рамках данной модели, то в отсутствие электромагнитного поля упомянутая разность актов испускания и поглощения в пределах статистической погрешности равна нулю.

В связи с обсуждаемыми вычислениями интересно вспомнить одну простую модель, показывающую, как формируется экспоненциальное распределение по энергиям в невырожденном электронном газе. Пусть электроны с энергией ϵ могут испускать и поглощать единственный тип фононов с энергией ϵ_0 , а число таких фононов задается распределением Бозе-Эйнштейна

$$N = \left[\exp\left(\frac{\epsilon_0}{k_B T}\right) - 1 \right]^{-1}.$$

Понятно, что если бы энергия электронов могла изменяться от $-\infty$ до ∞ , то равновесие было бы

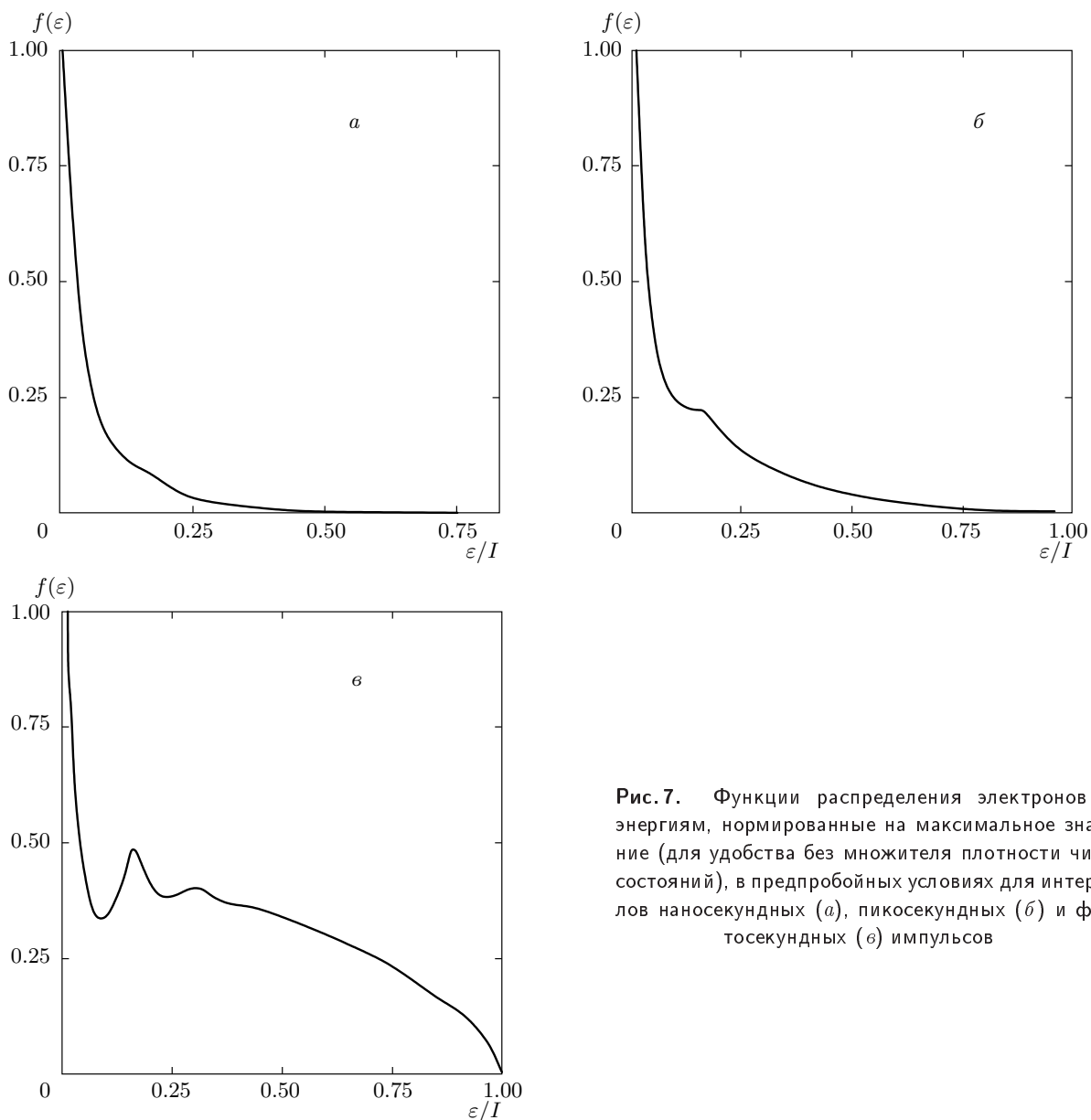


Рис. 7. Функции распределения электронов по энергиям, нормированные на максимальное значение (для удобства без множителя плотности числа состояний), в предпробойных условиях для интервалов наносекундных (а), пикосекундных (б) и фемтосекундных (в) импульсов

недостижимым: все электроны смещались бы влево по энергетической оси из-за спонтанного излучения. Пусть теперь энергии электронов ограничены условием $\varepsilon \geq 0$. Тогда, принимая плотность числа состояний за константу, получаем для равновесного состояния следующую систему разностных уравнений для функции $f(\varepsilon)$ распределения электронов по энергиям:

$$\begin{aligned} (N + 1)f(\varepsilon + \varepsilon_0) - Nf(\varepsilon) &= 0, & \text{если } 0 \leq \varepsilon \leq \varepsilon_0, \\ Nf(\varepsilon - \varepsilon_0) + (N + 1)f(\varepsilon + \varepsilon_0) - (2N + 1)f(\varepsilon) &= 0, \\ & \text{если } \varepsilon \geq \varepsilon_0. \end{aligned}$$

Решением этих уравнений является функция

$$f(\varepsilon) = A \exp\left(-\frac{\varepsilon}{k_B T}\right).$$

При любом отклонении от этой функции распределения будут преобладать либо переходы вверх по энергии или вниз до достижения равновесия. Приведенная выше схема расчета позволяет проследить этот процесс и вычислить энергию, передаваемую электроном с начальной энергией ε_{st} до того момента, как средняя энергия электрона становится равной $k_B T$, что соответствует средней энергии в рассмотренной простой модели. В пределах статисти-

ческой погрешности результат оказывается равным $\varepsilon_{st} - k_B T$, что свидетельствует о корректности принятой схемы моделирования.

Для начала приведем вычисленное при моделировании отношение $R = \varepsilon_{el} / \varepsilon_{phon}$ энергии $\varepsilon_{el} = \varepsilon_{abs} - \varepsilon_{phon}$, запасенной в электронной подсистеме, к избыточной (по отношению к равновесному состоянию) энергии ε_{phon} , сконцентрированной в фононах к концу действия лазерного импульса. Это отношение говорит о том, как развивается разрушение: если R мало, то необратимые микроскопические изменения могут начаться еще во время импульса, если же $R \geq 1$, то при пороговых интенсивностях все проявления пробоя нужно ожидать уже после его окончания. Отметим, что для проплава, растрескивания и т. п. требуются времена, заметно превышающие длительность короткого лазерного импульса. В табл. 2 приведены значения отношения R для различных длин волн и длительностей импульсов лазерного излучения (постоянная развития лавины $\gamma \approx 10^{-7}$ соответствует наносекундному диапазону длительностей и ее можно считать обратно пропорциональной длительности импульса) и, фактически, для двух температур — двух отношений $\varepsilon_0 / k_B T$, где ε_0 — энергия эффективного фонона. Обращает на себя внимание возрастание отношения R как при уменьшении длительности импульса, так и при уменьшении длины волны лазерного излучения.

Теперь обратимся непосредственно к анализу влияния разогрева фононов на скорость лавинной ионизации. Теоретические оценки времени релаксации в фононном спектре, прежде всего из-за недостаточности экспериментальных данных, не дают однозначного ответа на вопрос о возможности охарактеризовать фононы некоторой квазиравновесной температурой. Ниже мы приводим результаты для случая, когда фононы успевают перераспределиться за время набора электроном энергии от среднего значения до потенциала ионизации, так как в противном случае необходим учет конкретной зонной структуры.

Для указанной ситуации была принята следующая схема расчета. Процедура моделирования не имеет дела со спектральными объемными плотностями фононов, используются только протабулированные заранее вероятности испускания $(N + 1) / (2N + 1)$ и поглощения $N / (2N + 1)$, где N — число фононов согласно распределению Бозе–Эйнштейна. Поэтому, строго говоря, необходимы постоянный пересчет избытка рождающихся фононов в упомянутые плотности через функцию плотности числа состояний и перетабуляция вероятностей.

При этом время расчета одной точки зависимости $\gamma(q)$ достигает нескольких часов. Поэтому такое моделирование проводилось всего четыре раза с целью проверки альтернативного метода и коррекции для него предельной температуры.

Упомянутый альтернативный метод, принятый за основной, заключается в следующем. Устанавливается предельная температура, которая должна быть достигнута для возникновения пробоя (она может быть оценена по температуре плавления) с учетом коэффициента R , описанного выше. Заранее вычисляются числа фононов N_{max} , соответствующие этой температуре. Каждый раз, когда число ионизаций достигает значения, соответствующего критерию пробоя (для оптимизации счета принималось значение 32 акта ионизации), вычисляются значения ΔN — изменения чисел фононов, приходящихся в среднем на одно избыточное испускание,

$$\Delta N = \frac{N_{max} - N_0}{\Delta n_0},$$

где Δn_0 — показание счетчика разности между числом испусканий и числом поглощений фононов, описанного выше, за все время развития лавины до пробоя.

После первого такого расчета включается учет изменения числа фононов (за один внутренний цикл такой расчет повторяется многократно, причем каждый раз текущие значения N принимаются равными N_0 , ведь начинается как бы новый цикл пробоя). Этот учет сводится к пересчету вероятностей поглощения и испускания фононов после каждого акта ионизации согласно новому значению N : $N \leftarrow N + \Delta N \Delta n$, где Δn — текущее показание счетчика разности между числом испусканий и числом поглощений фононов. Результаты для пикосекундного диапазона длительностей импульса представлены в табл. 3 для двух значений температуры (точнее, для двух отношений энергии эффективного фонона к энергетической температуре $k_B T$), а данные для наносекундного диапазона — в табл. 4. В табл. 3 для $\varepsilon_0 / k_B T = 3$ и в табл. 4 дополнительно показано изменение отношения R накопленных электронами и фононами энергий при учете нагрева фононов. При анализе зависимости отношения R от длины волны из данных этих таблиц видна интересная особенность: без учета нагрева фононов это отношение растет при уменьшении длины волны лазерного излучения, а при учете нагрева — уменьшается при всех длительностях импульсов. Относительная погрешность в вычисленных значениях постоянной развития лавины составляет около 5%.

Таблица 2. Отношение энергии электронов к избыточной энергии фононов при $\varepsilon_0/k_B T = 3$ и $\varepsilon_0/k_B T = 0.3$

	$R = \varepsilon_{el}/\varepsilon_{phon}$					
	$\lambda = 1.06$ мкм		$\lambda = 0.53$ мкм		$\lambda = 0.27$ мкм	
	$\varepsilon_0/k_B T = 3$	$\varepsilon_0/k_B T = 0.3$	$\varepsilon_0/k_B T = 3$	$\varepsilon_0/k_B T = 0.3$	$\varepsilon_0/k_B T = 3$	$\varepsilon_0/k_B T = 0.3$
$\gamma = 10^{-7} \text{ c}^{-1}$	0.59	0.47	0.79	0.56	1.42	0.86
$\gamma = 10^{-6} \text{ c}^{-1}$	0.70	0.59	0.88	0.67	1.51	0.97
$\gamma = 10^{-5} \text{ c}^{-1}$	0.89	0.89	1.11	1.01	1.70	1.31

Таблица 3. Влияние нагрева фононов на постоянную развития лавины γ при $\varepsilon_0/k_B T = 3$ и $\varepsilon_0/k_B T = 0.5$ для пикосекундных импульсов

	$\varepsilon_0/k_B T = 3$			$\varepsilon_0/k_B T = 0.5$		
	$\lambda = 1.06$ мкм $q = 1.95 \cdot 10^{-2}$	$\lambda = 0.53$ мкм $q = 4.50 \cdot 10^{-3}$	$\lambda = 0.27$ мкм $q = 7.3 \cdot 10^{-4}$	$\lambda = 1.06$ мкм $q = 3.81 \cdot 10^{-3}$	$\lambda = 0.53$ мкм $q = 1.00 \cdot 10^{-3}$	$\lambda = 0.27$ мкм $q = 2.3 \cdot 10^{-4}$
$\gamma, \text{ c}^{-1}$, без учета нагрева	$9.8 \cdot 10^{-6}$ $R = 0.89$	$1.07 \cdot 10^{-5}$ $R = 1.11$	$1.02 \cdot 10^{-5}$ $R = 1.70$	$9.3 \cdot 10^{-6}$	$1.07 \cdot 10^{-5}$	$1.05 \cdot 10^{-5}$
$\gamma, \text{ c}^{-1}$, с учетом нагрева	$1.55 \cdot 10^{-5}$ $R = 3.61$	$1.56 \cdot 10^{-5}$ $R = 3.08$	$1.30 \cdot 10^{-5}$ $R = 1.98$	$1.34 \cdot 10^{-5}$	$1.43 \cdot 10^{-5}$	$1.28 \cdot 10^{-5}$

Таблица 4. Влияние нагрева фононов на постоянную развития лавины γ при $\varepsilon_0/k_B T = 3$ для наносекундных импульсов

	$\lambda = 1.06$ мкм $q = 1.74 \cdot 10^{-3}$	$\lambda = 0.53$ мкм $q = 3.30 \cdot 10^{-4}$	$\lambda = 0.27$ мкм $q = 3.10 \cdot 10^{-5}$
$\gamma, \text{ c}^{-1}$, без учета нагрева	$1.01 \cdot 10^{-7}$ $R = 0.47$	$1.00 \cdot 10^{-7}$ $R = 0.56$	$9.6 \cdot 10^{-8}$ $R = 0.87$
$\gamma, \text{ c}^{-1}$, с учетом нагрева	$2.15 \cdot 10^{-7}$ $R = 3.25$	$1.6 \cdot 10^{-7}$ $R = 2.43$	$1.29 \cdot 10^{-7}$ $R = 0.99$

Обращает на себя внимание тот факт, что учет нагрева фононов приводит к небольшому, но заметному увеличению скорости развития лавины. Это увеличение меньше выражено для длины волны $\lambda = 0.27$ мкм с одной стороны, а с другой, — оно сильнее для наносекундного диапазона длительностей лазерного импульса. Однако, поскольку зависимость критической интенсивности от постоянной развития лавины весьма слабая, пороговые поля практически не изменяются.

6. ВЫВОДЫ

Таким образом, в настоящей работе разработана процедура моделирования развития электронной лавины под действием интенсивного электромагнит-

ного поля применительно к проблеме лазерного разрушения диэлектриков. Решение квантового кинетического уравнения методом статистических испытаний при уточнении параметров горячих электронов и зонной структуры, дает возможность определить более корректные значения критических полей, чем диффузионное приближение. Зависимости постоянной лавинной ионизации от пороговой напряженности поля, полученные в результате моделирования, позволяют сделать вывод, что использование уравнения типа Фоккера–Планка с граничным условием удвоения потока приводит к заметным ошибкам уже при отношении энергии квантов света к ширине запрещенной зоны порядка 0.1.

Представлены зависимости критических полей от длительности одиночного импульса для различ-

ных начальных температур решетки и частот электромагнитного поля. С помощью этих зависимостей можно идентифицировать электронную лавину в качестве предельного механизма пробоя. При этом показано, что порог разрушения, вызванного развитием электронной лавины, слабо зависит от длительности импульса, когда последняя больше или порядка нескольких пикосекунд. При более коротких импульсах критическое поле резко возрастает. Для различных длительностей импульсов построены гистограммы распределения электронов по энергии в предпробойных условиях, сравнение которых позволяет заключить, что влияние электрон-фонон-фотонных процессов на форму функции распределения электронов тем сильнее, чем меньше длительность импульсов или, другими словами, чем выше интенсивность лазерного излучения.

Для различных частот и длительностей импульса вычислено отношение энергии, запасенной в электронной подсистеме, к избыточной (по отношению к равновесному состоянию) энергии фононной подсистемы к концу действия лазерного импульса как с учетом разогрева фононного спектра, так и без него. Отношение это позволяет делать выводы о том, когда будут развиваться микроскопические необратимые изменения. Проанализировано влияние разогрева фононов на скорость ударной лавинной ионизации. Показано, что несмотря на некоторое ускорение лавины вследствие разогрева фононного газа, пороговые поля практически не меняются.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Г. Молчанов, ФТТ **12**, 954 (1970).
2. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер, ЖЭТФ **47**, 1150 (1954).
3. А. С. Епифанов, ЖЭТФ **67**, 1805 (1974).
4. А. С. Епифанов, А. А. Маненков, А. М. Прохоров, ЖЭТФ **70**, 728 (1976).
5. Б. Г. Горшков, Ю. К. Данилейко, А. С. Епифанов и др., ЖЭТФ **72**, 1171 (1977).
6. Н. Бломберген, КЭ **1**, 786 (1974).
7. A.-C. Tien, S. Backus, H. Kapteyn et al., Phys. Rev. Lett. **82**, 3883 (1999).
8. D. Du, X. Liu, G. Korn et al., Appl. Phys. Lett. **64**, 3071 (1994).
9. X. Jing, J. Shao, J. Zhang et al., Opt Express **17**, 24137 (2009).
10. B. Retzfeld, Phys. Rev. Lett. **92**, 187401 (2004).
11. А. А. Маненков, А. М. Прохоров, УФН **148**, 179 (1986).
12. Т. Apostolova and P. Petrov, SPIE **7131**, 713126 (2009).
13. D. Arnold, E. Cartier, and M. V. Fischetti, SPIE **1441**, 478 (1990).
14. А. С. Епифанов, А. А. Маненков, А. М. Прохоров, Труды ФИАН **101**, 87 (1978).
15. П. А. Казлаускас, И. Б. Левинсон, Литовский физ. сб. **6**, 33 (1966).
16. S. Kirkpatrick and E. Stoll, J. Comp. Phys. **40**, 517 (1981).
17. <http://www.burtleburtle.net/bob/rand/isaacafa.html>.
18. D. E. Knuth, The Art of Computer Programming, Vol. 2: Seminumerical Algorithms Addison-Wesley Professional (1997).
19. B. C. Stuart, M. D. Feit, A. M. Rubenchik et al., Phys. Rev. Lett. **74**, 2248 (1995).
20. B. C. Stuart, M. D. Feit, S. Herman et al., Phys. Rev. B **53**, 1749 (1996).
21. Т. Apostolova and Y. Hahn, SPIE **4347**, 255 (2001).
22. S. R. Vatsya and S. K. Nikumb, J. Appl. Phys. **91**, 344 (2002).
23. A. S. Epifanov, IEEE J. Quant. Electron. **QE-17**, 2018 (1981).
24. A. S. Epifanov and S. V. Garnov, IEEE J. Quant. Electron. **QE-17**, 2023 (1981).
25. Л. В. Келдыш, ЖЭТФ **48**, 1692 (1965).