

УДК 621.382+535.3+533.9

## ТОРМОЖЕНИЕ СВЕРХЗВУКОВОГО ДРЕЙФА ФОТОВОЗБУЖДЕННОЙ ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНОЙ ПЛАЗМЫ В ПРОЦЕССЕ ВЫНУЖДЕННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ АКУСТИЧЕСКИХ ФОНОНОВ

В. Э. Гусев

Теоретически исследовано расширение оптически генерируемой вблизи поверхности полупроводника при низких температурах электронно-дырочной (ЭД) плазмы со сверхзвуковой скоростью. Показано, что вынужденное излучение фононов преимущественно инициирует сжатие, а не разогрев вырожденной плазмы. Установлена возможность замедления движения ЭД плазмы при увеличении интенсивности импульсного светового воздействия.

Экспериментальные наблюдения сверхзвукового расширения при гелиевых температурах фотогенерируемой ЭД плазмы [1, 2] стимулировали теоретические исследования процессов торможения неравновесных носителей в полупроводниках [3, 4]. В работе [4] анализировалось сопротивление движению фронта ЭД плазмы со стороны когерентных акустических полей. Это торможение носит ярко выраженный барьерный характер, так как эффективная генерация когерентного звука возможна только при околосвуковых скоростях  $V$  движения фронта плазмы ( $|V - c_0|/c_0 \ll \ll 1$ ,  $c_0$  — скорость продольного звука). Поэтому когерентное акустическое сопротивление не может объяснять слабую зависимость скорости сверхзвуковой диффузии плазмы от интенсивности оптического воздействия [2] и насыщение дрейфовой скорости ( $V \leq 1.6c_0$ ) после преодоления плазмой звукового барьера [1]. Препятствовать существенному превышению скоростью дрейфа  $V$  скорости звука  $c_0$  может процесс вынужденной генерации неравновесности носителями заряда акустических фононов, который реализуется при  $V > c_0$  [5].

Будем рассматривать ЭД плазму как идеальную жидкость, пренебрегая ее внутренней вязкостью и теплопроводностью [6]. Для анализа одномерного движения фотозвуждаемой вблизи поверхности  $x=0$  плазмы воспользуемся уравнениями непрерывности, баланса импульса и энергии

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(nv) = \left(\frac{\partial n}{\partial t}\right)_{op}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(nMv) + \frac{\partial}{\partial x}(nMv^2) = -\frac{\partial p}{\partial x} - f_{ac}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(n\frac{Mv^2}{2} + nE\right) + \frac{\partial}{\partial x}\left[v\left(n\frac{Mv^2}{2} + nE + p\right)\right] = W_{op} - W_{ac}. \quad (3)$$

Здесь  $n$ ,  $v$ ,  $p$  — концентрация, гидродинамическая скорость и давление ЭД плазмы;  $M$  — масса ЭД пары;  $E$  — внутренняя энергия, приходящаяся на одну ЭД пару.

Использование модели идеальной жидкости фактически предполагает что функция распределения частиц в ЭД плазме является фермиевской с направленным дрейфом [7]. Рассеяние носителей заряда на примесях не-

существенно влияет на вид такой функции распределения, если соответствующая частота рассеяния  $\tau_i^{-1}$  меньше частоты столкновений носителей заряда  $\tau^{-1}$  (например, частоты электронно-дырочных столкновений). Подобная ситуация реализуется в нелегированных, достаточно чистых, бездислокационных кристаллах полупроводников. В заключении настоящей работы мы сравним ее выводы с некоторыми из результатов экспериментов [1] в германии. Поэтому здесь укажем, что расчет времени рассеяния ЭД пар на ионизованных примесях в Ge с учетом экранирования кулоновского взаимодействия дает [8]  $(\tau_i [c])^{-1} \simeq 3 \cdot 10^{-6} N_i [cm^{-3}]$ , где  $N_i$  — концентрация примесей. Оценка времени рассеяния носителей заряда друг на друге проведена, например, в [9]:  $(\tau [c])^{-1} \simeq 10^{21} (T [K])^2 (n [cm^{-3}])^{-2/2}$ , что приводит к  $\tau^{-1} \sim 10^{10} c^{-1}$  при  $T \simeq 2 K$  и концентрации носителей, равной их концентрации  $n^*$  в ЭД жидкости в Ge ( $n^* \simeq 2.3 \cdot 10^{17} cm^{-3}$ ). Поэтому, даже если не учитывать разогрева вырожденной ЭД плазмы при ее фотовозбуждении, в чистых кристаллах германия ( $N_i < 10^{12} cm^{-3}$ )  $\tau_i^{-1} \ll \tau^{-1}$  вплоть до  $n \sim 10^{21} cm^{-3}$ . Таким образом, для описания движения ЭД плазмы, возбуждаемой наносекундными оптическими импульсами, в условиях целого ряда экспериментов ( $N_i < 2 \cdot 10^{11}$  [1],  $\sim 3 \cdot 10^{10}$  [10],  $< 10^{12} cm^{-3}$  [11]) можно использовать уравнения гидродинамики идеальной жидкости. Более того, как показывают теоретические оценки [8] и подтверждает эксперимент [1], в столь чистых кристаллах Ge при не слишком низких температурах ( $T \geq 1 K$ )  $\tau_i^{-1}$  гораздо меньше и частоты столкновений носителей заряда с равновесными фононами, что позволяет пренебречь в уравнении (2) торможением ЭД плазмы при рассеянии ЭД пар на примесях.

Нестационарный пространственно-неоднородный оптический источник ЭД плазмы  $(\partial n / \partial t)_{op}$  мы представим в виде

$$\left(\frac{\partial n}{\partial t}\right)_{op} = \alpha \frac{(1-R)}{h\nu} I_0 \varphi(t/\tau_L) e^{-\alpha x} \equiv a \mathcal{J}_0 \varphi(t/\tau_L) e^{-\alpha x}, \quad (4)$$

где  $\alpha$ ,  $R$  — коэффициенты поглощения и отражения света;  $h\nu$  — энергия оптического кванта;  $I_0$  — интенсивность лазерного воздействия; функция  $\varphi$  описывает профиль светового импульса с характерной длительностью  $\tau_L$ . Мы будем предполагать, что при фотовозбуждении ЭД пары в плазму поступает минимальная необходимая для этого энергия (равная химическому потенциалу ЭД пары  $\mu$ ). Фактически мы пренебрегаем разогревом ЭД плазмы при релаксации фотовозбужденных носителей к дну зон и считаем, что вблизи поверхности создается вырожденная ЭД плазма, энергия которой растет за счет увеличения концентрации, а не температуры. В этом случае плотность мощности оптических источников  $W_{op}$  можно представить в виде

$$W_{op} \simeq \mu (\partial n / \partial t)_{op}. \quad (5)$$

Плотность силы торможения плазмы при взаимодействии с акустическими фононами  $f_{ac}$  связана с темпом  $(\partial N_q / \partial t)_{p-e, h}$  изменения чисел заполнения  $N_q$  акустических мод при взаимодействии фононов с электронами и дырками [12]

$$f_{ac} = \int \frac{d^3 \mathbf{q}}{(2\pi)^3} \hbar q \xi \left( \frac{\partial N_q}{\partial t} \right)_{p-e, h}, \quad (6)$$

где  $\mathbf{q}$  — волновой вектор продольного акустического фонона,  $\xi$  — косинус угла между направлениями распространения фононов и дрейфового движения носителей (ось  $x$ ). В таких обозначениях для плотности мощности излучения носителями акустических фононов справедливо [12]

$$W_{ac} = \int \frac{d^3 \mathbf{q}}{(2\pi)^3} \hbar c_0 q \left( \frac{\partial N_q}{\partial t} \right)_{p-e, h}. \quad (7)$$

Для выявления характерных зависимостей параметров расширяющейся ЭД плазмы от интенсивности лазерного воздействия мы получим с помощью (1)–(3) интегральные соотношения баланса числа частиц,

импульса и энергии к моменту окончания светового импульса. Проинтегрируем (1)–(3) по области  $0 \leq x \leq l$ , такой, что плазма не достигает к данному моменту времени ее правой границы ( $l \gg \alpha^{-1}$ ,  $n(l)=0$ ). Используя (4)–(5) и условие отсутствия потока носителей на границе  $x=0$  ( $v(0)=0$ ), получаем

$$\int_0^l \partial n / \partial t dx' \simeq \mathcal{J}_0 \varphi(t/\tau_L),$$

$$\int_0^l \partial (nMv) / \partial t dx' \simeq p(x=0) - \int_0^l f_{ac} dx',$$

$$\int_0^l \partial \left( n \frac{Mv^2}{2} + nE \right) / \partial t dx' \simeq \mu(x=0) \mathcal{J}_0 \varphi(t/\tau_L) - \int_0^l W_{ac} dx'. \quad (8)$$

Проинтегрируем (8) за время действия оптических источников, полагая для простоты, что лазерный импульс имеет прямоугольную огибающую ( $\varphi(t/\tau_L) = \Theta(t) - \Theta(t - \tau_L)$ ),  $\Theta$  — ступенчатая функция, а концентрация равновесных носителей пренебрежимо мала ( $n(t=0)=0$ )

$$\int_0^l n dx' = \mathcal{J}_0 \tau_L,$$

$$\int_0^l nMv dx' = \int_0^{\tau_L} p(x=0, t') dt' - \int_0^{\tau_L} dt' \int_0^l dx' f_{ac},$$

$$\int_0^l \left( n \frac{Mv^2}{2} + nE \right) dx' = \mathcal{J}_0 \int_0^{\tau_L} \mu(x=0, t') dt' - \int_0^{\tau_L} dt' \int_0^l dx' W_{ac}. \quad (9)$$

Для получения качественных аналитических оценок мы распространим модель, предложенную в работе [1], на рассматриваемый нами случай, учитывающий взаимодействие плазмы с кристаллической решеткой. Будем полагать, что все термо- и гидродинамические параметры имеют прямоугольное распределение в пространстве, например

$$n(x, t)/n = v(x, t)/V = \Theta(x) - \Theta(x - Vt),$$

где  $V$  — характерная скорость дрейфового движения ЭД плазмы. Тогда (9) удастся преобразовать к виду

$$nV = \mathcal{J}_0, \quad (10)$$

$$p \simeq nMV^2 + \frac{1}{V\tau_L} \int_0^{\tau_L} dt' \int_0^{Vt'} dx' f_{ac} V \equiv nMV^2 + A, \quad (11)$$

$$n(\mu - E) \simeq n \frac{MV^2}{2} + \frac{1}{V\tau_L} \int_0^{\tau_L} dt' \int_0^{Vt'} dx' W_{ac} \equiv n \frac{MV^2}{2} + B. \quad (12)$$

Анализ показывает, что в рамках используемой весьма грубой модели нельзя гарантировать выполнения (11), (12) с точностью до членов порядка плотности кинетической энергии направленного движения ЭД пар ( $\sim nMV^2/2$ ). Поэтому первые слагаемые в правых частях соотношений (11), (12) должны быть опущены. Можно сделать количественные оценки корректности такого приближения. Мы, однако, приведем здесь лишь два качественных довода, которые представляются достаточно убедитель-

ными. Во-первых, пренебрежение  $nMV^2$  в (11) соответствует локальному равенству градиента давления плазмы и плотности силы сопротивления в (2). Последнее является характерным для диффузионного расширения плазмы, которое и должно реализоваться в случае сильного демпфирования направленного движения носителей. Во-вторых, мы предполагаем анализировать дрейф плазмы со скоростями  $c_0 \leq V \ll V_F$ , где  $V_F$  — скорость Ферми носителей. В этом случае кинетическая энергия направленного движения существенно меньше кинетической части внутренней энергии, которая связана с хаотическим движением носителей.

Получаемые из (11)—(12) оценочные связи  $p \simeq A$ ,  $n[\mu - E] \simeq B$  удобно преобразовывать к виду, содержащему лишь свободную энергию  $f$ , приходящуюся на одну ЭД пару. Используя термодинамические соотношения  $p = n^2 (\partial f / \partial n)_T$ ,  $\mu = f + n (\partial f / \partial n)_T$  и  $E = f - T (\partial f / \partial T)_n$ , находим

$$nT (\partial f / \partial T)_n \simeq B - A, \quad n^2 (\partial f / \partial n)_T \simeq A. \quad (13), (14)$$

Система связей (10), (13), (14) и определяет зависимости характерных концентраций  $n$ , температуры  $T$  и скорости движения  $V$  плазмы от интенсивности оптического воздействия (плотности потока ЭД пар  $\mathcal{J}_0$ , фотоницируемого вблизи поверхности полупроводника) и времени фотогенерации ЭД пар.

При дозвуковых скоростях расширения ЭД плазмы полученные соотношения приводят к модельным представлениям, используемым в [1]. Действительно, так как мы считаем существенным лишь вынужденное излучение акустических фононов ( $A = B = 0$  при  $V \leq c_0$ ), то в дозвуковом режиме в силу (13), (14)  $(\partial f / \partial n)_T = T (\partial f / \partial T)_n = 0$ . Эти соотношения определяют равновесные концентрацию  $n^*$  и температуру  $T^*$  ЭД жидкости [13] (в данной модели  $T^* = 0$ ). Тогда, согласно (10),  $V = \mathcal{J}_0 / n^*$ , что совпадает с предложенным в работе [1].

В интересующем нас режиме сверхзвукового движения ( $A \neq B \neq 0$ ) формулы (10), (13), (14) определяют нагрев плазмы и ее сжатие до плотностей  $n$ , больших  $n^*$ . Согласно [14], для системы, близкой к вырождению

$$f(n, T) \simeq f_1(n) + f_2(n, T) \simeq f_1^{(1)}(n) + f_1^{(2)}(n) + f_2(n, T) \simeq an^{2/3} - bn^{1/3} - cn^{-2/3}T^2,$$

где  $a$ ,  $b$ ,  $c$  — константы вещества,  $f_1^{(2)}(n)$  — вклад обменной энергии,  $f_1^{(1)}(n)$  — независящая от температуры часть кинетической энергии, вкладом в энергию от корреляций между носителями пренебрегается. Тогда (13), (14) преобразуются к виду

$$-f_2(n, T) = (A - B) / 2n = (2nV\tau_L)^{-1} \int_0^{\tau_L} dt' \int_0^{vt'} dx' (Vf_{ac} - W_{ac}), \quad (15)$$

$$n (\partial f_1 / \partial n)_T = A/n + (B - A) / 3n. \quad (16)$$

Выражение (15) описывает нагрев ЭД плазмы в процессе вынужденного излучения акустических фононов при ее сверхзвуковом дрейфе. Нагрев движущихся ЭД капель при спонтанном излучении фононов рассматривался в работах [15, 16] без учета сжимаемости ЭД капель. Возможность использования такого приближения обоснована, тем, что плотность сил торможения возникающих при поглощении и спонтанном излучении фононов однородна по объему ЭД капли [17] и, следовательно, не вызывает деформации ее формы и изменения концентрации ЭД пар. Отметим также, что даже в случае пространственно-неоднородного противодействия движению капли со стороны когерентных акустических полей ЭД капля может сохранять плотность за счет трансформации формы [18].

В рассматриваемой же нами одномерной задаче со стенкой ( $x=0$ ) плазма не может сохранить свою плотность. Увеличение концентрации ЭД плазмы при ее удержании вблизи фотозвуждаемой поверхности силами акустического сопротивления и определяется соотношением (16).

Как будет следовать из приведенного ниже расчета процесса вынужденного излучения фононов, в области околосвуковых скоростей ( $V \geq c_0$ ) выполняется неравенство  $0 < A - B \ll A$ . Тогда, используя (15), (16), получаем

$$|f_2(n, T)|/|f_1^{(1)}(n)| \leq |f_2(n, T)|/|n(\partial f_1/\partial n)| \sim (A - B)/A \ll 1. \quad (17)$$

Неравенство (17) означает, что добавка к кинетической энергии хаотического движения ЭД пар, вызванная нагревом плазмы, пренебрежимо мала. Таким образом, вынужденное излучение фононов при околосвуковом дрейфе плазмы преимущественно приводит к ее сжатию, а не разогреву и, следовательно, оставляет ее вырожденной. Таким образом, если вблизи поверхности фотогенерируется вырожденная плазма, то и при анализе излучения акустических фононов в процессе ее расширения ЭД плазму можно считать вырожденной.

Кинетическое уравнение, описывающее эволюцию фононной подсистемы при ее взаимодействии с вырожденной ЭД плазмой в пренебрежении фонон-фононными столкновениями, можно представить в виде, аналогичном [5],

$$\frac{dN_q}{dt} = \left( \frac{\partial N_q}{\partial t} \right)_{p-e, h} = N_q \tau_1^{-1}(q, V) + \tau_2^{-1}(q, V).$$

При дозвуковых скоростях движения плазмы процессы спонтанного излучения запрещены ( $\tau_2^{-1} \equiv 0$ ), а  $\tau_1^{-1} < 0$ , т. е. равновесные фононы могут только поглощаться плазмой. При сверхзвуковых скоростях движения носителей становятся возможными процессы спонтанного излучения, а также процессы усиления равновесных и излученных плазмой фононов ( $\tau_2^{-1} = \tau_1^{-1} \equiv \tau^{-1} > 0$ )

$$dN_q/dt = (N_q^2 + 1)/\tau. \quad (18)$$

В случае  $c_0 \ll V \ll V_F$  выражение для обратного времени развития неустойчивости в фононной подсистеме существенно упрощается

$$\tau^{-1} = \gamma_0 q [\Theta(q) - \Theta(q - 2k_F)] \left( \frac{V}{c_0} \xi - 1 \right) \Theta \left( \frac{V}{c_0} \xi - 1 \right), \quad (19)$$

где  $\gamma_0 = D^2 M^2 / 2\pi \rho_0 \hbar^3$ ;  $D$  — константа деформационного потенциала [1];  $\rho_0$  — плотность кристалла. Согласно (19), наиболее эффективно усиливаются фононы с наибольшими волновыми числами  $q$  ( $\tau^{-1} \sim q$ ), т. е. с  $q \sim 2k_F$  ( $k_F = (3\pi^2 n)^{1/3}$  — модуль фермиевского волнового вектора носителей). Следовательно, если характерные волновые векторы тепловых фононов  $q_T \simeq kT/(\hbar c_0)^{-1} \ln 2$ ,  $N_{qT}^B \simeq 1$  ( $N_q^B$  — функция распределения Бозе,  $k$  — постоянная Больцмана) малы по сравнению с  $2k_F$ , то можно пренебречь усилением тепловых фононов и рассматривать процесс (18) с начальным условием  $N_q(t=0) = 0$ . Оценки, проведенные для германия (Ge), показывают, что если  $n \geq n^* \simeq 2.3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  [13], то  $q_T \leq 0.1 (2k_F)$  при  $T \leq 2 \text{ K}$  ( $N_{2k_F}^B(2 \text{ K}) \simeq 10^{-3}$ ). Для оценки характерного времени  $\tau_0$  развития вынужденного процесса используем  $|D| \simeq 7 \text{ эВ}$ ,  $M \simeq 0.4 \cdot 10^{-27} \text{ г}$  [1]

$$\tau_0 = \tau(q = 2k_F, \xi = 1, n = n^*) \simeq 5 \cdot 10^{-10} \Delta^{-1} \text{ с}, \quad (20)$$

$\Delta = (V - c_0)/c_0$  — безразмерное превышение звукового барьера.

Вынужденные процессы нужно учитывать, если  $\tau_L \geq \tau_0$ . В эксперименте [1] это неравенство при максимальных интенсивностях лазерного воздействия выполнялось с большим запасом ( $\tau_L \simeq 100 \text{ нс} \gg \tau_0^{\text{min}} \simeq 5 \cdot 10^{-10} \Delta_{\text{max}}^{-1} \text{ с} \simeq 1 \text{ нс}$  для  $\Delta_{\text{max}} \sim 0.5$ ). В движущейся со скоростью  $V$  системе координат вынужденные процессы развиваются на расстояниях  $l_0 \sim \tau_0 (V - c_0)$ . Используя (20), в Ge ( $c_0 \simeq 5 \cdot 10^5 \text{ см/с}$ ) получаем  $l_0 \simeq 2.5 \text{ мкм}$  (независимо от  $\Delta$ ). Последняя оценка показывает необходимость учета вынужденных процессов и при торможении ЭД капель с ха-

рактерными размерами, превышающими несколько мкм, который до настоящего времени не проводился [17].

В рамках рассматриваемой гидродинамической модели уравнение (18) преобразуется к виду

$$\partial N_q / \partial t + c_0 \xi \partial N_q / \partial x = (N_q + 1) \tau^{-1} [\theta(x) - \theta(x - Vt)], \quad (21)$$

где последний множитель в правой части определяет пространственную локализацию источников фононов. Решение уравнения (21) с нулевыми начальными условиями описывает сгусток неравновесных фононов

$$N_q = \{\exp [T/\tau] - 1\} [\theta(q) - \theta(q - 2k_F)], \quad (22)$$

$$T(x, t, V, \xi) = \begin{cases} x/c_0 \xi, & 0 < x < c_0 \xi t, \\ x - Vt/c_0 \xi - V, & c_0 \xi t < x < Vt. \end{cases}$$

В соответствии с (22) уход фононов от границы ( $x=0$ ) и их отставание от фронта ( $x=Vt$ ) ЭД плазмы приводят к ограничению роста их чисел заполнения в областях  $0 \leq x \leq (c_0/V) c_0 t$  и  $c_0 t \leq x \leq Vt$ . Используя (22) для расчета силы торможения (6), можно показать, что  $f_{ac}$  в указанных областях монотонно убывает при приближении к границам плазмы. Максимум силы торможения реализуется за фронтом плазмы в области  $(c_0/V) c_0 t < x < c_0 t$ .

Таким образом, используемая нами грубая модель указывает на тенденцию к отрыву слоя ЭД плазмы, движущейся вблизи фронта, уже во время лазерного воздействия. После окончания процесса фотогенерации ЭД пар плазма за времена порядка  $\tau_0$  тормозится до звуковой скорости, однако дальнейшему быстрому замедлению фронта может препятствовать перепоглощение движущихся за ним излученных ранее фононов. Отметим, что при околосвуковых скоростях дрейфа плазмы эти излученные в вынужденном процессе фононы распространяются квазиколлинеарно с носителями в узком телесном угле (что исключает быстрое расплывание сгустка фононов из-за пространственной расходимости, как это имеет место в случае изотропного по направлениям излучения фононов [19]) с околосвуковыми скоростями. Эти обстоятельства приводят к тому, что время взаимодействия фононов с фронтом плазмы после окончания оптического воздействия может быть весьма длительным ( $\sim \tau_L/\Delta$  при  $\Delta \ll 1$ ). Важно, что в силу вышеизложенного импульс, запасенный в фононной подсистеме к моменту времени  $\tau_L$ , существенно превосходит импульс направленного движения ЭД плазмы со скоростью  $V \simeq c_0$ . Эти факторы, по-видимому, позволяют предположить, что процесс вынужденного излучения может являться тем, до настоящего времени однозначно не определенным [11, 20] источником акустических фононов, которые поддерживают длительное ( $\geq 1$  мкс) движение слоя ЭД пар с околосвуковыми скоростями (по крайней мере в тех экспериментах, где начальный этап сверхзвукового расширения наблюдался [1, 10]). К сожалению, математические трудности не позволяют пока дать убедительное количественное подтверждение этой гипотезе.

Дальнейшие расчеты приводят к следующему промежуточному результату:

$$B = \varepsilon_0 \int_0^{y_0} dy y \Phi(y) \equiv \varepsilon_0 G(y_0),$$

$$A - B = \varepsilon_0 \Delta \int_0^{y_0} dy y (y/y_0) \Phi(y) \leq \Delta B, \quad (23)$$

где

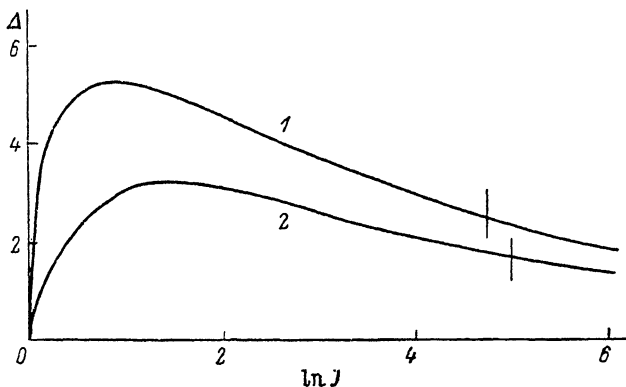
$$\Phi(y) = y^{-5} [(y^2 - 2y + 2) \exp(y) - 2 - y^3/3 - y^4/4],$$

$$y_0 = \tau_L k_F (n) / \tau_0 k_F (n^*), \quad \varepsilon_0 = \hbar c_0^2 (2k_F)^3 / \gamma_0 (2\pi)^2.$$

Соотношение (23) показывает, что малым параметром в (17) является безразмерная расстройка  $\Delta$ . Проводя интегрирование в (23), получаем (при  $\Delta \ll 1$ )

$$n^2 (\partial f_1 / \partial n) \simeq (\varepsilon_0 / 3) \{ Ei(y_0) - \ln y_0 - C - y_0^{-3} \times \\ \times [(y_0^3 - 2y_0 + 2) \exp(y_0) - 2 - y_0^3/3 + 3y_0^4/4] \}. \quad (24)$$

Здесь  $Ei$  — интегральная показательная функция;  $C$  — постоянная Эйлера. Решение (10), (24) определяет зависимость характерных концентраций и скорости расширения плазмы в процессе ее фотогенерации от интенсивности лазерного воздействия.



Зависимость превышения  $\Delta$  скоростью ЭД плазмы звукового барьера от интенсивности воздействия на германий лазерными импульсами различной длительности.  $\tau_L = 100$  (1) и 10 нс (2).

В случае  $f_1 = an^{2/3} - bn^{1/3}$  решение (10), (14) удается представить в удобном для анализа параметрическом виде

$$n^{1/3} = \frac{1 - \Delta_0 x}{2} + \sqrt{\left(\frac{1 + \Delta_0 x}{2}\right)^2 + \Delta_0 d G(x)}, \\ \Delta = x n^{-1/3}(x), \quad \mathcal{J} = n(x) [1 + \Delta_0 \Delta(x)], \quad (25)$$

где  $x$ ,  $\Delta_0 = [\gamma_0 \tau_L \cdot 2k_F (n^*)]^{-1}$ ,  $d = 36 \hbar c_0 (3\pi^2)^{1/3}$  — безразмерные параметры;  $n = n/n^*$ ,  $\Delta = \Delta/\Delta_0$ ,  $\mathcal{J} = \mathcal{J}_0/n^* c_0$  — безразмерные функции.

В пределе  $\mathcal{J} \rightarrow 1$  (25) предсказывает линейный рост расширения и слабую сжимаемость ЭД плазмы:  $\Delta \simeq (\mathcal{J} - 1)/\Delta_0$ ,  $n \simeq 1 + (3d/20\Delta_0)(\mathcal{J} - 1)^2$ . При достаточном больших интенсивностях воздействия решение (25) описывает уменьшение дрейфовой скорости с увеличением скорости фотогенерации

$$\Delta \simeq (3/d\Delta_0)^{1/2} x^2 \exp(-x/2), \quad n \simeq \mathcal{J} \simeq (3/d\Delta_0)^{-3/2} x^{-3} \exp(3x/2), \quad x \gg 1.$$

Это обстоятельство обусловлено тем, что при достаточном увеличении концентрации плазмы сопротивление ее сверхзвуковому расширению растет в зависимости от концентрации быстрее, чем внутреннее давление, что связано с дополнительной экспоненциальной зависимостью от  $k_F \sim n^{1/3}$  при развитии вынужденных процессов. При учете только спонтанных процессов (10), (24) преобразуются к виду

$$n^{1/3} = [1 - \Delta_0 d (\Delta_0)^2 / 20 (1 + \Delta_0 \Delta)]^{-1}, \quad \mathcal{J} = n [1 + \Delta_0 \Delta]. \quad (26)$$

Решение (26) описывает насыщение дрейфовой скорости при

$$\frac{V - c_0}{c_0} \simeq \Delta_0 \simeq \frac{10}{\Delta_0 d} \left[ 1 + \sqrt{1 + \frac{\Delta_0 d}{3}} \right]. \quad (27)$$

Соотношение (27) описывает рост максимальных достижимых скоростей расширения с увеличением времени оптического воздействия  $\tau_L$ . Однако

его можно использовать для оценок только в случае сверхкоротких лазерных импульсов  $(\alpha c_0)^{-1} \leq \tau_L \leq \tau_0$ . Например, используя приведенные выше параметры Ge ( $b \simeq 1.4 \cdot 10^{-20}$  эрг·см), получаем  $\Delta_0 \simeq 5 \cdot 10^{-10}$  с  $\tau_L^{-1}$ ,  $d \simeq 4$ , что приводит к  $V - c_0 \simeq c_0$  при  $\tau_L \simeq 100$  пс. При этом, однако, нельзя забывать, что в силу (17), (23) при  $V \geq 2c_0$  может играть существенную роль нагрев ЭД плазмы.

При  $\tau_L \geq \tau_0$  принципиальную роль играют процессы вынужденного излучения фононов. На рисунке представлены зависимости нормированного безразмерного превышения звукового барьера  $\Delta$  от потока неравновесных носителей, создаваемого вблизи поверхности лазерным излучением при различных длительностях светового воздействия. Отметим, что кривая 2 отвечает также следующим расчетным параметрам:  $\tau_L \simeq 100$  нс,  $|D| \simeq 2$  эВ [21]. В этом случае развитый в настоящей работе подход указывает на ограничение дрейфовой скорости ЭД плазмы на уровне  $V - c_0 \sim 0.1c_0$  при интенсивностях света, приблизительно в 4.5 раза превышающих необходимую для достижения звукового барьера. Последнее согласуется с результатами эксперимента [1].

В заключение укажем, что рассмотренный механизм ограничения скорости дрейфа плазмы срабатывает раньше, чем могут проявиться процессы рекомбинации ЭД пар. Возможность не учитывать Оже-рекомбинацию носителей в уравнении (1) определяется неравенством  $\tau_L \leq (\gamma n^2)^{-1}$ , где  $\gamma$  — константа Оже. Соответствующие приведенному неравенству верхние по интенсивности воздействия границы применимости полученных оценок (25) отмечены на рисунке вертикальными линиями ( $\gamma \simeq 10^{-31}$  см<sup>6</sup>·с<sup>-1</sup> в Ge [22]). Таким образом, гипотеза о связи насыщения дрейфовой скорости плазмы с рекомбинацией ЭД пар [1] в рамках рассмотренной модели не подтверждается.

#### Список литературы

- [1] Tamor M. A., Greenstein M., Wolfe J. P. // Phys. Rev. B. 1983. V. 27. N 12. P. 7353—7371.
- [2] Laurich B., Forchel A., Hillmer H., Hoai T. S., Axmann A. // J. Luminescence. 1984. V. 31—32. P. 681—683.
- [3] Mahler G., Fourikis A. // J. Luminescence. 1985. V. 30. P. 18—36.
- [4] Гусев В. Э. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 8. С. 2316—2322.
- [5] Такер Дж., Рэмpton В. Гиперзвук в физике твердого тела. М.: Мир, 1975. 454 с.
- [6] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика. Теоретическая физика. М.: Наука, 1986. Т. VI. 736 с.
- [7] Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Физическая кинетика. Теоретическая физика. М.: Наука, 1979. Т. X. 528 с.
- [8] Pan D. S., Smith D. L., McGill T. C. // Phys. Rev. B. 1978. V. 17. N 8. P. 3297—3302.
- [9] Покровский Я. Е. // Электронно-дырочные капли в полупроводниках. М.: Наука, 1988. С. 374—395.
- [10] Damen T. C., Worlock J. M. // Proc. III Int. Conf. on Light Scattering in Solids. Campinas, Brasil, 1975. P. 183—188.
- [11] Замковец Н. В., Сибельдин Н. Н., Стопачинский В. Б., Цветков В. А. // ЖЭТФ. 1978. Т. 74. № 3. С. 1147—1158.
- [12] Келдыш Л. В. // Экситоны в полупроводниках. М.: Наука, 1971. С. 5—16.
- [13] Райс Т., Хенсел Дж., Филиппс Т., Томас Г. Электронно-дырочная жидкость в полупроводниках. М.: Мир, 1980. 352 с.
- [14] Combescot M., Bok J. // J. Luminescence. 1985. V. 30. P. 1—17.
- [15] Тиходеев С. Г. // Кр. сообщ. по физике. 1975. № 5. С. 13—17.
- [16] Дьяконов М. И., Субашнев А. В. // Письма в ЖЭТФ. 1978. Т. 27. № 12. С. 692—696.
- [17] Дьяконов М. И., Субашнев А. В. // ЖЭТФ. 1978. Т. 75. № 5 (11). С. 1943—1951.
- [18] Тиходеев С. Г. // Письма в ЖЭТФ. 1979. Т. 29. № 7. С. 392—395.
- [19] Гусев В. Э. // Квант. электр. 1984. Т. 11, № 11. С. 2197—2209.
- [20] Сибельдин Н. Н., Стопачинский В. Б., Тиходеев С. Г., Цветков В. А. // Письма в ЖЭТФ. 1983. Т. 38. № 4. С. 177—180.
- [21] Mahler G., Schroder U. // Sol. St. Comm. 1978. V. 26. N 11. P. 787—790.
- [22] Auston D. H., Shank C. V., Le Fur P. // Phys. Rev. Lett. 1975. V. 35. N 15. P. 1022—1025.