

Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

В. Э. Гусев, Замедление сверхзвукового движения вырожденной электронно-дырочной плазмы при увеличении интенсивности импульсного поверхностного фотовозбуждения, *Докл. АН СССР*, 1990, том 310, номер 2, 340–344

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.9.170

12 февраля 2025 г., 03:16:01



© В.Э. ГУСЕВ

**ЗАМЕДЛЕНИЕ СВЕРХЗВУКОВОГО ДВИЖЕНИЯ
ВЫРОЖДЕННОЙ ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНОЙ ПЛАЗМЫ
ПРИ УВЕЛИЧЕНИИ ИНТЕНСИВНОСТИ
ИМПУЛЬСНОГО ПОВЕРХНОСТНОГО ФОТОВОЗБУЖДЕНИЯ**

(Представлено академиком Л.В. Келдышем 16 I 1989)

В ряде низкотемпературных экспериментов [1–3] обнаружено, что полупроводниковая электронно-дырочная (ЭД) плазма при достаточных энергиях световых импульсов расширяется в глубь кристалла со средними скоростями V , превышающими скорость продольного звука c_0 . Одновременно в работах [1, 2] содержится указание на насыщение величины дрейфовой скорости носителя при дальнейшем увеличении интенсивности фотовозбуждения I_0 . Торможение ЭД-плазмы когерентными акустическими полями носит барьерный характер [4, 5] и не может существенно препятствовать ее сверхзвуковому движению. Высказывалось [1] предположение, что ограничение скорости расширения плазмы может быть связано с процессами нелинейной рекомбинации ЭД-пар. В настоящей работе получены оценки, показывающие, что определяющую роль в торможении сверхзвукового дрейфа вырожденной ЭД-плазмы играют процессы вынужденного излучения акустических фононов. Речь идет о неустойчивости акустического поля кристалла, возникающей при сверхзвуковых скоростях движения носителей заряда, которая традиционно используется для усиления звука [6]. В случае пространственно-неоднородной фотогенерации ЭД-пар развитие такой неустойчивости и приводит фактически к невозможности существенного превышения скоростью расширения плазмы скорости звука.

Для выявления характерных зависимостей параметров расширяющейся от границы ($x = 0$) ЭД-плазмы от I_0 будем в случае прямоугольного огибающей оптического импульса ($\varphi(t/\tau_L) = \Theta(t) - \Theta(t - \tau_L)$, Θ — ступенчатая функция, τ_L — длительность воздействия) аппроксимировать распределение термодинамических параметров следующим образом:

$$(1) \quad n(x, t)/n = V(x, t)/V = T(x, t)/T = \Theta(x) - \Theta(x - Vt),$$

где n , V , T — средние (за время τ_L в области локализации плазмы) концентрация, дрейфовая скорость и температура. Запись (1) уже предполагает переход к режиму поверхностного фотовозбуждения ($V\tau_L \gg \alpha^{-1}$, где α — коэффициент поглощения света), когда оптическое воздействие инициирует поток носителей J на границе:

$$(2) \quad J(x = 0) = (1 - R)(h\nu)^{-1} I_0 \varphi(t/\tau_L) \equiv J_0 \varphi(t/\tau_L);$$

R — коэффициент отражения квантов света с энергией $h\nu$. Предположения (1), (2) позволяют упростить соотношения, связывающие параметры плазмы и света к концу воздействия (определяемые балансом числа частиц, импульса и энергии).

Если время рекомбинации ЭД-пар τ_R превосходит τ_L , то уравнения непрерывности, движения и переноса энергии позволяют получить следующие интегральные связи:

$$(3) \quad nV \approx J_0;$$

$$(4) \quad p \approx nMV^2 + \frac{1}{\tau_L} \int_0^{\tau_L} dt' \int_0^{Vt'} dx' F \equiv nMV^2 + A;$$

$$(5) \quad n(\mu - \epsilon) \approx n \frac{MV^2}{2} + \frac{1}{V\tau_L} \int_0^{\tau_L} dt' \int_0^{Vt'} dx' W \equiv n \frac{MV^2}{2} + B;$$

здесь p — давление ЭД-плазмы, μ и ϵ — химический потенциал и энергия ЭД-пары. Плотность силы торможения плазмы при взаимодействии с акустическими фононами F 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 [7]:

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

где q — волновой вектор продольного акустического фонона, ξ — косинус угла между направлениями распространения фононов и дрейфового движения носителей (осью x). В этих обозначениях для плотности мощности излучения носителями акустических фононов W справедливо [7]:

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

Соотношение (4) определяет потери импульса направленного движения ЭД-плазмы за счет излучения фононов. Связь (5) указывает, что разница между энергией, затрачиваемой на создание ЭД-пар, и их энергией расходуется на увеличение кинетической энергии направленного движения плазмы и излучение фононов.

Анализ позволяет установить, что использование для интегрирования уравнений гидродинамики плазмы распределений вида (1) (которые, вообще говоря, не являются решениями этих уравнений) приводит к невозможности гарантировать выполнение (4), (5) с точностью до членов порядка плотности кинетической энергии направленного движения ЭД-пар $nMV^2/2$. Поэтому соотношения (4), (5) имеет смысл использовать только тогда, когда в балансе импульса и энергии за время оптического воздействия доминируют потери на излучение фононов ($A, B \gg nMV^2/2$). Именно такая ситуация может реализовываться при сверхзвуковых скоростях движения носителей ($V \geq c_0$, c_0 — скорость продольного звука) в результате развития процесса вынужденного излучения фононов. Как подтверждается дальнейшими расчетами, уже незначительное превышение звукового барьера ($|V - c_0|/c_0 \equiv \Delta \ll 1$) приводит к резкому увеличению потерь на излучение фононов. Для оценок в таком режиме справедливо

$$(8) \quad p \approx A, \quad n(\mu - \epsilon) \approx B.$$

В качестве примера используем (1), (3)–(8) для анализа расширения ЭД-плазмы, близкой к вырождению. В случае дрейфа вырожденной ЭД-плазмы со сверхзвуковыми скоростями, существенно меньшими фермиевской скорости носителей:

$$(9) \quad c_0 \leq V \ll V_F = \frac{\hbar}{M} (3\pi^2 n)^{1/3},$$

кинетическое уравнение для фононов можно представить в виде

$$(10) \quad \frac{\partial N_q}{\partial t} + c_0 \xi \frac{\partial N_q}{\partial x} = \left(\frac{\partial N_q}{\partial t} \right)_{p-e, h} \equiv \frac{N_q + 1}{\tau} [\Theta(x) - \Theta(x - Vt)];$$

здесь τ — время развития неустойчивости в фононной подсистеме [6]:

$$(11) \quad \tau^{-1} = \gamma_0 q [\Theta(q) - \Theta(q - 2k_F)] \left(\frac{V}{c_0} \xi - 1 \right) \Theta \left(\frac{V}{c_0} \xi - 1 \right),$$

$\gamma_0 = D^2 M^2 / 2\pi\rho_0 \hbar^3$, D — константа деформационного потенциала, ρ_0 — плотность кристалла, $k_F = MV_F/\hbar$ — модуль фермиевского волнового вектора носителей.

Используя для оценки характерного времени в германии $|D| \approx 7$ эВ, $M \approx 0,4 \cdot 10^{-27}$ г [1], $n^* \approx 2 \cdot 10^{17}$ см⁻³ — концентрация ЭД-жидкости [8], получаем $\tau_0 = \tau(q = 2k_F, \xi = 1, n = n^*) \approx 5 \cdot 10^{-10}$ Δ⁻¹ с. В эксперименте [1] $\tau_L \approx \approx 10^2 \tau_0$ при максимальных воздействиях, и учет вынужденных процессов необходим. В движущейся с плазмой системе координат неустойчивость развивается на расстояниях $l_0 \approx \tau_0(V - c_0)$ за фронтом ($l_0 \approx 2,5$ мкм в Ge). Поэтому ее нужно принимать во внимание и при анализе торможения достаточно больших ЭД-капель, что до настоящего времени не сделано [9].

Воспользовавшись решением уравнения (10) с начальным условием $N_q(t = 0) = 0$, удастся аналитически рассчитать зависимость введенных величин A и B от скорости движения V и концентрации n ЭД-плазмы:

$$(12) \quad A = A(V, n), \quad B = B(V, n).$$

Укажем, что учет отличия от нуля начальной температуры кристаллической решетки приводит лишь к увеличению роли процесса вынужденного излучения фононов (к усилению торможения ЭД-пар). Отметим также, что при незначительном превышении звукового барьера ($\Delta \ll 1$) излучение фононов происходит, согласно (11), в узком телесном угле вблизи $\xi = 1$. Сравнение выражений (4), (5) для A и B показывает, что в этих условиях

$$(13) \quad \frac{A - B}{A} \approx \frac{V - c_0}{V} \approx \Delta \ll 1.$$

Пренебрегая вкладом в энергию от корреляций между носителями, представим свободную энергию f , приходящуюся на одну ЭД-пару близкой к вырождению плазмы, в виде [8]

$$(14) \quad f(n, T) = f_1(n) + f_2(n, T) \approx f_1^{(1)}(n) + f_1^{(2)}(n) + f_2(n, T) \approx an^{2/3} - bn^{1/3} - cn^{-2/3}T^2.$$

Здесь $f_1^{(2)}(n)$ — вклад обменной энергии, $f_1^{(1)}(n)$ — независящая от температуры часть кинетической энергии хаотического движения частиц, a, b, c — константы вещества. Тогда с помощью термодинамических связей

$$p = n^2(\partial f/\partial n)_T, \quad \mu = f + n(\partial f/\partial n)_T, \quad \epsilon = f - T(\partial f/\partial T)_n$$

можно разделить в соотношениях (8) нагрев и сжатие ЭД-плазмы за счет излучения фононов:

$$(15) \quad nf_2(n, T) \approx (B - A)/2,$$

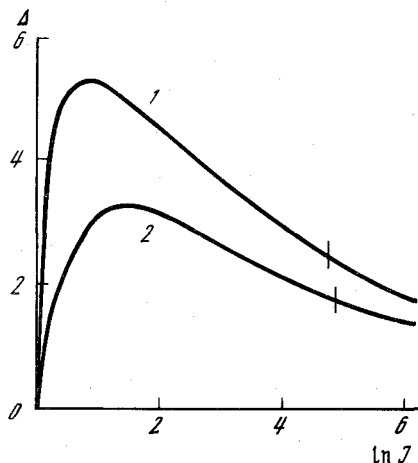
$$(16) \quad n^2(\partial f_1/\partial n) \approx A + (B - A)/3.$$

Оценка (15) подобна используемым для расчета нагрева дрейфующих ЭД-капель [10, 11]. Необходимости же учета сжимаемости ЭД-жидкости (16) в каплях не возникало потому, что в пренебрежении вынужденными процессами генерации фононов [9–11] сила торможения однородна по объему капель [9]. Кроме того, капли имеют возможность изменения формы [12].

С помощью (14)–(16) получаем следующую оценку:

$$\frac{|f_2|}{f_1^{(1)}} \lesssim \frac{|f_2|}{n(\partial f_1/\partial n)} \approx \frac{(B - A)/2A}{1 + (B - A)/3A}.$$

Рис. 1. Зависимость превышения Δ скоростью ЭД-плазмы звукового барьера от интенсивности оптического воздействия на германий импульсами различной длительности: 1 - $\tau_L = 100$ нс, $|D| \approx 7$ эВ [1]; 2 - $\tau_L = 10$ нс, $|D| \approx 7$ эВ, либо $\tau_L = 100$ нс, $|D| \approx 2$ эВ [13]



Следовательно, вблизи звукового барьера в силу (13) $|f_2| \ll f_1^{(1)}$, ЭД-плазму действительно можно считать вырожденной и справедливы представление (11) и расчеты (12). При $\Delta \ll 1$ соотношение (16) упрощается:

$$(17) \quad n^2 (\partial f_1 / \partial n) \approx A.$$

Левая часть соотношения (17) существенно изменяется при увеличении концентрации n на величину порядка n^* (или энергии на величину порядка $f_1^{(1)}(n^*) = MV_F^2(n^*)/2$). Следовательно, на таких масштабах наше пренебрежение в (8) кинетической энергией направленного движения оправдано при выполнении (9) (в Ge: $c_0 \approx 5 \cdot 10^5$ см \cdot с $^{-1}$, $V_F(n^*) \approx 10^7$ см \cdot с $^{-1}$).

Расчеты в рамках (14) позволяют представить соотношения (3), (12), (17) в параметрическом виде:

$$(18) \quad n^{1/3}(\kappa) = \frac{1 - \Delta_0 \kappa}{2} + \sqrt{\left(\frac{1 + \Delta_0 \kappa}{2}\right)^2 + \Delta_0 d G(\kappa, \Delta)},$$

$$\Delta(\kappa) = \kappa n^{-1/3}(\kappa), \quad J = n(\kappa) [1 + \Delta_0 \Delta(\kappa)],$$

где

$$G(\kappa, \Delta) = \frac{1}{3} \left\{ \text{Ei}(\kappa) - \ln \kappa - C - \frac{1}{\kappa^3} \left[(\kappa^2 - 2\kappa + 2)e^\kappa - 2 - \frac{\kappa^3}{3} + \frac{3\kappa^4}{4} \right] \right\} \Theta(\Delta),$$

$$\kappa, \Delta_0 = [\gamma_0 \tau_L 2k_F(n^*)]^{-1} \quad \text{и} \quad d = 36 \hbar c_0 (3\pi^2)^{1/3} b^{-1}$$

суть безразмерные параметры; $n = n/n^*$, $\Delta = \Delta/\Delta_0$, $J = J_0/n^*c_0$ - безразмерные переменные, Ei - интегральная показательная функция, C - постоянная Эйлера. При дозвуковых скоростях ($\Delta < 0$) решение (18), подобно модели [1], описывает рост вблизи поверхности толщины слоя ЭД-жидкости: $J < 1$, $n = 1$, $\Delta = (J - 1)/\Delta_0$. При воздействиях, незначительно превышающих необходимые для преодоления звукового барьера ($J \geq 1$), линейный рост скорости сохраняется:

$$\Delta \approx (J - 1)/\Delta_0, \quad n \approx 1 + (3d/20\Delta_0)(J - 1)^2.$$

При больших J (18) описывает уменьшение V с усилением фотогенерации:

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

Это обусловлено тем, что при достаточном увеличении концентрации плазмы n сопротивление ее сверхзвуковому расширению растет с увеличением n быстрее, чем внутреннее давление, что связано с дополнительной экспоненциальной зависимостью F от $k_F \sim n^{1/3}$ при развитии вынужденных процессов. На рис. 1 представлены зависимости нормированной безразмерной расстройки Δ от потока носителей, создаваемого оптическим излучением различной длительности в Ge ($b \approx \approx 1,4 \cdot 10^{20}$ эрг \cdot см [8]). Развитая теория указывает на ограничение V в Ge в случае $\tau_L \approx 100$ нс при $J \approx 3 \div 5$, что согласуется с экспериментом [1]; однако ограничение происходит при меньших скоростях расширения (Ge: $\Delta_0 \approx 0,5/\tau_L$ [нс], для $|D| \approx 7$ эВ), чем наблюдалось в [1]. Подчеркнем, что в результате оказалось (рис. 1), что $\Delta \lesssim 0,15 \ll 1$ и, следовательно, использованное нами приближение околосвукового расширения (13) оправдано.

Рассмотренный механизм ограничения скорости дрейфа плазмы включается раньше, чем проявляются процессы рекомбинации ЭД-пар. Возможность не учитывать оже-рекомбинацию определяется неравенством $\tau_L \lesssim (\gamma n^2)^{-1}$, где γ — константа Оже. Соответствующая ему верхняя по интенсивности света граница применимости (18) приближенно отмечена на рис. 1 вертикальной линией ($\gamma \approx \approx 10^{-31}$ см⁶ \cdot с⁻¹ в Ge [14]). Таким образом, гипотеза о связи насыщения дрейфовой скорости плазмы с рекомбинацией ЭД-пар [1] не подтверждается.

Московский государственный университет
им. М.В. Ломоносова

Поступило
16 I 1989

ЛИТЕРАТУРА

1. Tamor M.A., Greenstein M., Wolfe J.P. — Phys. Rev. B, 1983, vol. 27, № 12, p. 7353–7371.
2. Laurich B., Forchel A., Hillmer H. et al. — J. Luminescence, 1984, vol. 31/32, p. 681–683.
3. Damen T.C., Worlock J.M. Proc. III Int. Conf. on Light Scattering in Solids. Campinas, Brasil, 1975, p. 183–188.
4. Гусев В.Э. — Письма в ЖЭТФ, 1987, т. 45, № 6, с. 288–291.
5. Гусев В.Э. — Акуст. журн., 1987, т. 33, № 4, с. 624–628.
6. Такер Дж., Рэмpton В. Гиперзвук в физике твердого тела. М.: Мир, 1975. 454 с.
7. Келдыш Л.В. Сб.: Экситоны в полупроводниках. М.: Наука, 1971, с. 5–16.
8. Райс Т., Хенсел Дж., Филлипс Т., Томас Г. Электронно-дырочная жидкость в полупроводниках. М.: Мир, 1980. 350 с.
9. Дьяконов М.И., Субашнев А.В. — ЖЭТФ, 1978; т. 75, № 5 (11), с. 1943–1951.
10. Тиходеес С.Г. — Краткие сообщ. по физике, 1975, № 5, с. 13–17.
11. Дьяконов М.И., Субашнев А.В. — Письма в ЖЭТФ, 1978, т. 27, № 12, с. 692–696.
12. Тиходеес С.Г. — Там же, 1979, т. 29, № 7, с. 392–395.
13. Mahler G., Schroder U. — Solid State Commun., 1978, vol. 26, № 11, p. 787–790.
14. Auston D.H., Shank C.V., Le Fur P. — Phys. Rev. Lett., 1975, vol. 35, № 15, p. 1022–1025.

УДК 537.525.5

ФИЗИКА

© Е.А. ЛИТВИНОВ, академик Г.А. МЕСЯЦ, А.Г. ПАРФЕНОВ

О ВЕЛИЧИНЕ КАТОДНОГО ПАДЕНИЯ ПОТЕНЦИАЛА ВАКУУМНОЙ ДУГИ

Величина напряжения на разрядном промежутке является одной из важнейших характеристик любого разряда. В случае вакуумной дуги почти все падение потенциала (10–30 В) сосредоточено в узкой прикатодной области причем размер этой области не поддается прямому экспериментальному измерению [1, 2]. Существующие представления о природе катодного падения потенциала основаны в основном на предположении о существовании между катодом и плазмой слоя