

УДК 537.312

ВЛИЯНИЕ НЕРАВНОВЕСНЫХ ФОНОНОВ НА МИГРАЦИЮ НОСИТЕЛЕЙ В АЛМАЗЕ ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Ю. Ю. Воробьев, Е. П. Фетисов

Исследован процесс низкотемпературного переноса электронов и дырок в алмазе при наличии потока неравновесных фононов ("фононного ветра"). В результате численных расчетов выявлен характер зависимости переноса от основных параметров (мощности источника фононов, коэффициента диффузии носителей и т.д.) и получено распределение концентрации носителей во времени и пространстве.

Увлечение носителей потоком неравновесных акустических фононов в свое время подробно рассматривалось при анализе движения электрон-дырочных капель [1, 2] и получило название "фононного ветра". При этом "ветер" носил, по сути, стационарный характер и имел формальное сходство с кулоновским взаимодействием зарядов. С другой стороны, эксперименты с разлетом носителей в условиях генерации ультракороткими лазерными импульсами [3, 4] находят адекватную интерпретацию с учетом эффектов запаздывания в электрон-фононном взаимодействии [5, 6]. Представляет интерес синтез указанных выше предельных случаев, когда быстро включающийся источник носителей (и фононов) действует затем квазистационарно на временах порядка 10 нс. Нас будет интересовать именно эта ситуация, характерная, в частности, для модели твердотельного гамма-лазера, основанного на использовании радиоактивных атомов и реализуемого при гелиевых температурах ("холодный гамма-лазер") [7]. В качестве рабочего вещества будет рассматриваться алмаз.

Уравнение переноса для носителей с учетом диффузии и направленного движения под действием фононного ветра может быть записано в виде

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \operatorname{div}(Vn) = D_e \Delta n - \frac{n}{\tau_e} + g(r, t). \quad (1)$$

Здесь g – скорость генерации носителей, τ_e, D_e, V – их время жизни, коэффициент диффузии и направленная скорость, $V = \sigma_{ph} \tau_r (1 - V/s) J/m$, τ_r – время релаксации, s, σ_{ph}, J – скорость, сечение поглощения и поток неравновесных фононов.

Мы воспользуемся для скорости V предложенной в работе [5] и оправдавшей себя аппроксимацией $V = s\alpha J/(1 + \alpha J)$, $\alpha = \sigma_{ph} \tau_r / sm$. В случае "холодного гамма-лазера" носители, согласно модели, должны образовываться на поверхности алмаза в результате конверсионных процессов при радиоактивном распаде атомов Ta [8] в области протяженностью ~ 1 мм и шириной $\sim 10^{-5}$ см, распространяясь за короткое время $\sim 10^{-10}$ с на расстояние $\lambda \sim 10^{-3} - 10^{-4}$ см, поэтому задача обладает аксиальной симметрией. Аппроксимируем источник следующим образом:

$$g(r, t) = G_s f_1(r) f_2(t) / t_d, \quad f_1(r) = \exp(-\lambda r^2),$$

$$f_2(t) = 1,281 \frac{(2,5 \cdot 10^6 t)^2}{1 + (2,5 \cdot 10^6 t)^2} \exp\left(-\frac{5 \cdot 10^7 t - 30}{200}\right), \quad (2)$$

где t_d – период полураспада радиоактивных атомов, G_s – их плотность.

Фононный ветер создается потоком баллистических фононов. Первичный поток образуется в процессе релаксации носителей по энергии (J_1), а также при их рекомбинации (J_2). Соответствующие выражения имеют вид (ср. [5, 6]):

$$J_1 = \frac{G_s \epsilon_{PW}}{2st_d \lambda r} f_2(t) (1 - e^{-\lambda r^2}), \quad (3)$$

$$J_2 = \frac{2\epsilon_{PW}^r}{\tau_e s} \frac{1}{r} \int_0^r n(r', t) r' dr', \quad (4)$$

где $\epsilon_{PW}, \epsilon_{PW}^r$ – энергия носителей, "уходящая" в фононы, соответственно, при релаксации и рекомбинации электронов и дырок.

Вторичный ветер возникает в процессе частотной эволюции фононного распределения за времена порядка 10^{-6} с; в частности, поток баллистических фононов появляется при распаде "горячего фононного пятна" (если оно образуется). Соответствующий поток равен:

$$J_3 = \frac{WR_L^2}{2s} \frac{1}{r} f_2(t - \tau_d), \quad R_L \sim \lambda^{-1/2}. \quad (5)$$

W – выделяющаяся в источнике мощность, R_L – размер области энерговыделения, $\tau_d \simeq 10^{-6}$ с – характерное время задержки потока вторичных баллистических фононов.

В результате уравнение переноса принимает вид:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D_e \frac{\partial^2 n}{\partial r^2} + \frac{\partial n}{\partial r} \left[\frac{D_e}{r} - V \right] - n \left[\frac{1}{\tau_e} + \frac{\partial V}{\partial r} \right] - \frac{1}{r} (Vn) + g(r, t),$$

$$J = J_1 + J_2 + J_3, \quad \alpha = \sigma_{ph} D_e / s_k T. \quad (6)$$

При этом

$$\left. \frac{\partial n}{\partial r} \right|_{r=0} = 0, \quad n(r, 0) = 0, \quad n(r \rightarrow \infty, t) = 0. \quad (7)$$

Оценки для типичных значений параметров $\langle n \rangle \sim 10^{17} - 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $G_s \sim 10^{23} \text{ см}^{-3}$, $\tau_e \sim 10^{-6}$ с, $t_d \sim 10^{-5}$ с показывают, что роль "рекомбинационных" фононов в предположении $\epsilon_{PW} \sim \epsilon'_{PW}$ мала, $J_2 \ll J_1$, и этим "ветром" можно пренебречь. Далее, в отличие от ситуации с короткими импульсами накачки [3-6], в нашем случае величина αJ_1 мала, и скорость разлета за счет первичного ветра много меньше звуковой. В то же время $\alpha J_3 \sim (10^{-1} - 10^{-3})/r$, и для расстояний $r \sim 10^{-3} - 10^{-1}$ см вторичный ветер может ускорять носители до скоростей, сравнимых со скоростью звука.

Уравнение (6) с граничными и начальными условиями (7) решалось численно. При этом использовались параметры алмаза: $m_e = 0,2m_0$, $m_h = 0,4m_0$, $s = 1,821 \cdot 10^6 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$, плотность $\rho = 3,51 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$, акустический деформационный потенциал $\langle D \rangle = 5,5 \text{ эВ}$. Величина $\sigma_{\epsilon_{PW}}$ оказалась мало чувствительной к конкретному веществу [5] и равна $\sim 10^{-18} \text{ эВ} \cdot \text{см}^2$. Коэффициент диффузии носителей ввиду плохо контролируемой концентрации примесей в алмазе является не вполне определенной величиной. Используя значение подвижности $\mu \sim 2 \cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, при 300 К получаем $D_e \sim 50 \text{ см}^2/\text{с}$. При интересующих нас низких температурах величина D_e варьировалась в процессе вычислений в пределах 20 – 100 $\text{см}^2/\text{с}$. Результаты наших расчетов в случае короткого импульса $\sim 10 \text{ нс}$ в Cu_2O для полуширины облака носителей и зависимости максимальной скорости от энергии возбуждения согласуются с соответствующими величинами работы [6].

Основные результаты вычислений в рамках поставленной задачи представлены на рис. 1, 2. На рис. 1а, б приведена зависимость от времени концентрации носителей на расстоянии 1 мм от источника при различных значениях мощности накачки и коэффициента диффузии. Варьирование параметра $\sigma_{\epsilon_{PW}}$ от 10^{-19} до $10^{-17} \text{ эВ} \cdot \text{см}^2$ при

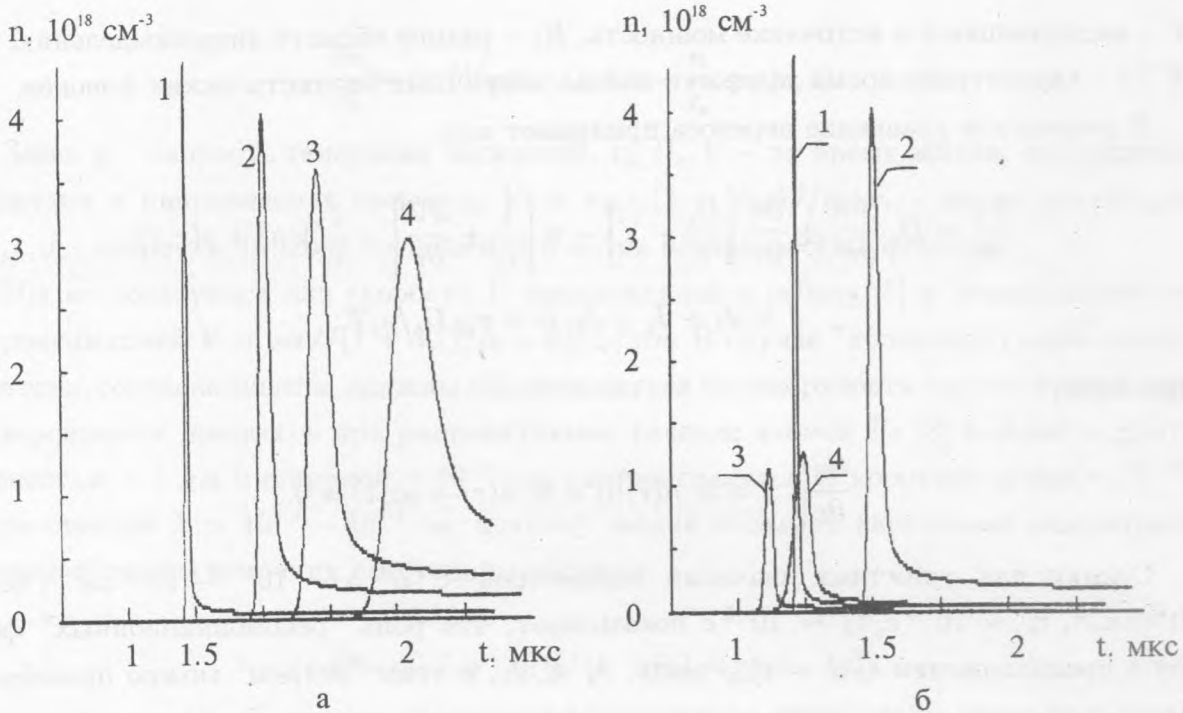


Рис. 1. Временная зависимость концентрации носителей n на расстоянии $L = 1$ мм от источника. а) Коэффициент диффузии $D_e = 20$ см²с⁻¹, мощность $W \simeq 10^{11}$ (1), 10^{10} (2), 5×10^9 (3), 10^9 Вт/см³ (4). б) $D_e = 20$ см²/с, $W = 10^{11}$ (1), 10^{10} Вт/см³ (2); $D_e = 100$ см²/с, $W = 10^{11}$ (3), 10^{10} Вт/см³ (4).

фиксированной мощности практически не меняет время смещения носителей на расстояние 1 мм, составляющее $t \sim 1,8$ мкс. На рис. 2а, б дана покадровая развертка плотности электронов в функции расстояния L от источника при двух значениях коэффициента диффузии $D_e = 20$ и 100 см²/с и фиксированной мощности $5 \cdot 10^9$ Вт/см³ (параметр $\sigma \epsilon_{RW} = 10^{-17}$ эВ · см²).

Полученные результаты подтверждают существенную роль фоновых ветров в процессе миграции. Непосредственно вслед за образованием облака носителей через времена $\Delta t \sim 0,2 - 0,3$ мкс проявляется действие первичного потока баллистических фононов. Однако в условиях относительно небольших мощностей происходит лишь небольшое смещение электронов, а основной эффект вплоть до времен ~ 1 мкс связан с их диффузией, при этом непосредственно вблизи источника плотность носителей растет. Увеличение потока первичных баллистических фононов мало сказывается на процессе переноса. В то же время включение вторичного ветра через $\Delta t \sim 1$ мкс резко

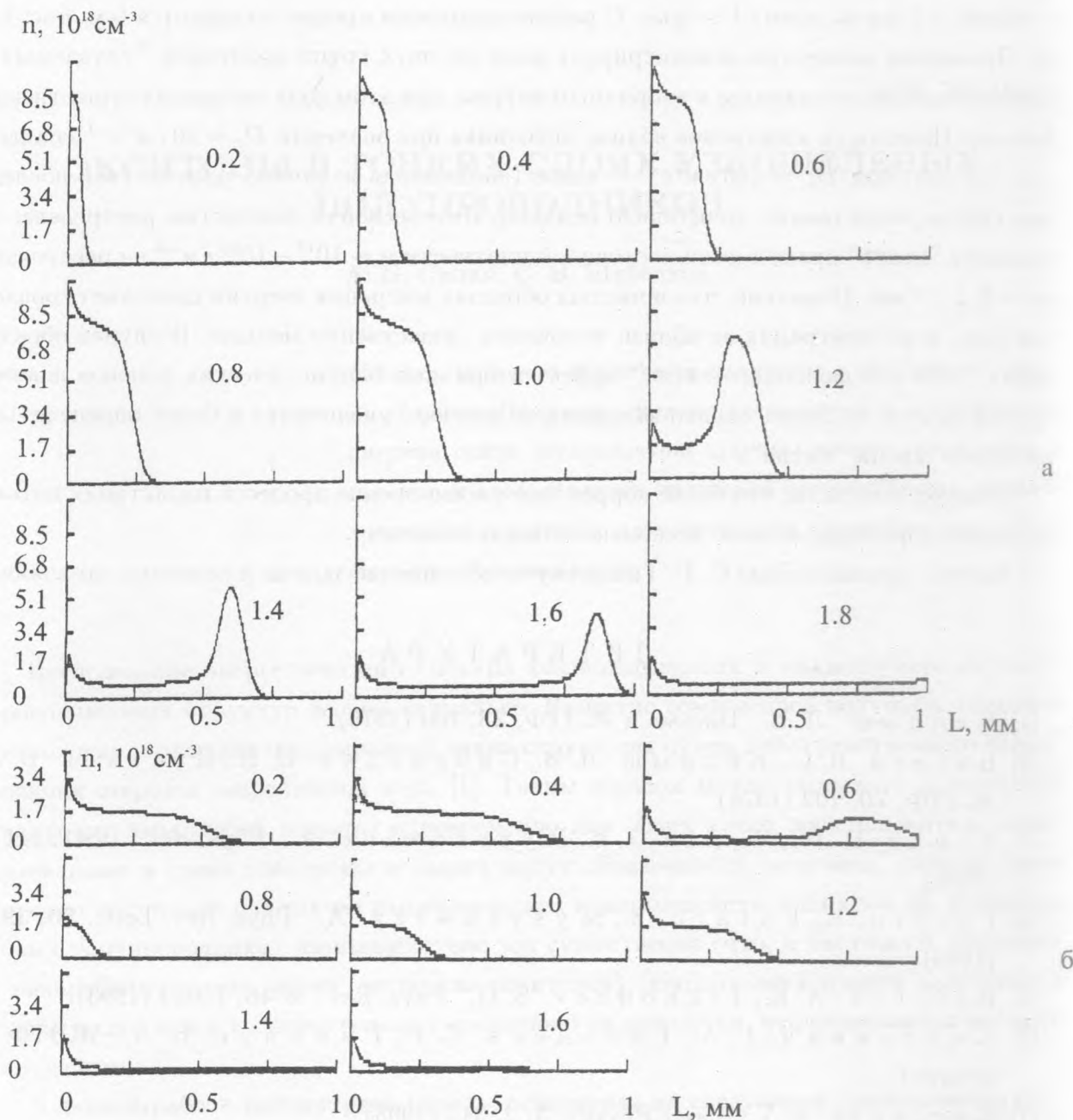


Рис. 2. Покадровая развертка процесса увлечения носителей через 0,2 мкс в интервале от 0,2 до 1,8 мкс при мощности $W = 5 \cdot 10^9 \text{ Вт/см}^3$ и $\sigma \epsilon_{PW} = 10^{-17} \text{ эВ} \cdot \text{см}^2$. а) Коэффициент диффузии $D_e = 20 \text{ см}^2/\text{с}$, б) $D_e = 100 \text{ см}^2/\text{с}$.

меняет картину – носители ”сдуваются” практически со скоростью звука, достигая рас-

стояний ~ 1 м.м за время $t \sim$ мкс. С ростом мощности процесс ускоряется (см. рис. 1а, б). Временная развертка демонстрирует наличие двух групп носителей, "сдуваемых", соответственно, первичным и вторичным ветром, при этом доля последних существенно больше. Плотность электронов вблизи источника при значении $D_e = 20$ см²с⁻¹ спадает \sim в 5-6 раз, при $D_e = 100$ см²с⁻¹ – вдвое (абсолютная величина плотности в последнем случае, естественно, значительно меньше). Интересной особенностью распределения является "хвост" практически постоянной плотности $n \sim 10^{17} - 10^{16}$ см⁻³ на расстояниях $\sim 0,2 - 1$ м.м. Очевидно, что в чистых образцах миграция энергии протекает гораздо быстрее, а концентрация ее вблизи источника существенно меньше. В случае образования "горячего фононного пятна" эффект вторичных баллистических фононов должен проявиться отчетливее, однако задержка во времени увеличится и будет определяться временем жизни "пятна".

Следует заметить, что более корректное рассмотрение процесса нарастания потока вторичных фононов должно несколько сгладить картину.

Авторы признательны С. Г. Тиходееву за обсуждение задачи и полезные замечания.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] Келдыш Л. В. Письма в ЖЭТФ, **23**, 100 (1976).
- [2] Багаев В. С., Келдыш Л. В., Сибельдин Н. Н., Цветков В. А. ЖЭТФ, **70**, 702 (1976).
- [3] Spoke D. W., Wolfe J. P., Mysyrowicz A. Phys. Rev., B **41**, 11171 (1990).
- [4] Fortin E., Fafard S., Mysyrowicz A. Phys. Rev. Lett., **70**, 3951 (1993).
- [5] Bulatov A. E., Tikhodeev S. G. Phys. Rev., B **46**, 15053 (1993).
- [6] Копелевич Г. А., Тиходеев С. Г., Гиппиус Н. А. ЖЭТФ (в печати).
- [7] Karjagin S. V. Laser Physics, **5**, 2, 343 (1995).

Поступила в редакцию 19 марта 1996 г.