Краткие сообщения по физике № 4-1985 г.

ФУНКЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ И СКОРОСТЬ ДРЕЙФА ДЫРОК В АЛМАЗЕ В СИЛЬНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ ПРИ НЕУПРУГОМ РАССЕЯНИИ НА ФОНОНАХ

В.А. Чуенков

УДК 537.311.33

Получены аналитические выражения для функций распределения и скорости дрейфа дырок в алмазе в сильном электрическом поле при резко неупругом рассеянии на оптических фононах (температура решетки в энергетических единицах много меньше энергии оптического фонона).

Энергетический спектр дырок в алмазе, характеризуемый функцией $\epsilon(\vec{P})$ (зависимость энергии ϵ от импульса $\vec{P}$), состоит из двух ветвей, смыкающихся в точке экстремума, расположенной в центре зоны Бриллюэна. Одна ветвь функции $\epsilon(\vec{P})$ соответствует зоне тяжелых дырок, имеющих эффективную массу m_h, другая – зоне легких дырок, имеющих эффективную массу m_l. Эффективная масса дырок в зоне, отщепленной от упомянутых выше зон вследствие спин-орбитального взаимодействия, много меньше m_h и m_l /1/. Поэтому влияние отщепленной зоны на кинетические явления можно не учитывать.

В алмазе правила отбора разрешают как внутризонные, так и межзонные переходы дырок, обусловленные рассеянием на оптических и акустических фононах. Матричные элементы, характеризующие рассеяние на фононах, являются постоянными величинами. Примесное рассеяние будем считать пренебрежимо малым. Предположим также, что

$$T \ll \hbar\omega_0, \quad eEl_{op} < \hbar\omega_0 < eEl_{ac}, \tag{1}$$

где T – температура решетки в энергетических единицах; $\hbar\omega_0$ – энергия оптического фонона; E – напряженность электрического поля,

$$l_{op} = \frac{2\pi\rho_0\hbar^3\omega_0}{D^2 m_h^2(1 + K^{3/2})} \operatorname{th}\frac{\hbar\omega_0}{2T}, \tag{2}$$

$$l_{ac} = \frac{\pi\rho_0\hbar^4 v_s^2}{\Lambda^2 m_h^2 T(1 + K^{3/2})}, \quad \left(K = \frac{m_l}{m_h}\right), \tag{3}$$

– длины свободного пробега тяжелых дырок, определяемые внутризонным и межзонным рассеянием соответственно на оптических (в области энергий $\epsilon \gg \hbar\omega_0$) и акустических фононах. Соответствующие длины свободного пробега легких дырок в $1/K^{1/2}$ раз больше. Отдельных обозначений для длин свободного пробега легких дырок вводить не будем. В (2), (3) приняты обозначения: ρ_0 – плотность; $v_s = (1/3)(2v_{s\perp} + v_{s\parallel})$, где $v_{s\perp}$ и $v_{s\parallel}$ – скорости распространения поперечных и продольных звуковых волн в кристалле; D и Λ – константы деформационного потенциала.

При условиях (1) достаточно найти функции распределения дырок в областях $\epsilon \leqslant \hbar\omega_0$ (пассивная область) и $\hbar\omega_0 \leqslant \epsilon \leqslant 2\hbar\omega_0$ (активная область). В активной области функции распределения дырок (обозначим их через $F_n(\vec{P}_n)$, где $n = h, l$) определяются действием электрического поля и внутризонным и межзонным рассеянием с испусканием оптических фононов, в результате которых дырки уходят в пассивную область $\epsilon \leqslant \hbar\omega_0$. В пассивной области, где при условиях (1) находится подавляющее число дырок, функции распределения (обозначим их через $f_n(\vec{P}_n)$) определяются главным образом действием электрического поля и переходами дырок из активной области в результате испускания оптических фононов; в пассивной области будем учитывать также в качестве малого возмущения рассеяние дырок на акустических фононах. В соответствии с высказанными выше замечаниями функции распределения $F_n(\vec{P}_n)$ и $f_n(\vec{P}_n)$ определяются интегральными уравнениями (электрическое поле E направлено вдоль оси Z):

$$F_n(\mathcal{E}, \mathcal{E}_\perp) = \varphi_n(\mathcal{E}_\perp) \exp\left[-\delta_n \frac{E_{op}}{E} \int_1^{\mathcal{E}} \left(\frac{\mathcal{E}' - 1}{\mathcal{E}' - \mathcal{E}_\perp}\right)^{1/2} d\mathcal{E}'\right], \tag{4}$$

$$f_n(\mathcal{E}_\perp, p_z) = \int_{-\Delta}^{p_z} S_n(\mathcal{E}_\perp, p_z')\, dp_z', \quad \Delta = (1 - \mathcal{E}_\perp)^{1/2}, \tag{5}$$

$$\varphi_n(\mathcal{E}_\perp) = \int_{-\Delta}^{+\Delta} S_n(\mathcal{E}_\perp, p_z)\, dp_z, \tag{6}$$

где $\epsilon = \mathcal{E}/\hbar\omega_0 = \mathcal{E}_\perp + p_z^2$; $\mathcal{E}_\perp$ – поперечная энергия; $\delta_h = 1$; $\delta_l = K^{1/2}$,

$$p = P_n/(2m_n\hbar\omega_0)^{1/2}, \quad E_{op} = \hbar\omega_0/el_{op}; \tag{7}$$

$\varphi_n(\mathcal{E}_\perp) = F_n(\mathcal{E} = 1, \mathcal{E}_\perp)$ – функции, определенные в интервале $0 \leqslant \mathcal{E}_\perp \leqslant 1$;

$S_n(\mathcal{E}_\perp, p_z)$ – деленный на eE интеграл столкновений в пассивной области:

$$S_n(\mathcal{E}_\perp, p_z) = 2\delta_n \frac{E_{op}}{E} (1 + K^{3/2})^{-1} (\mathcal{E} + 1)^{1/2} [F_{ho}(\mathcal{E}+1) + K^{3/2} F_{lo}(\mathcal{E}+1)] +$$

$$+ 2\delta_n \frac{E_{ac}}{E} (1 + K^{3/2})^{-1} \mathcal{E}^{1/2} [(1 + \eta\mathcal{E}) f_{ho}(\mathcal{E}) + K^{3/2}(1 + K\eta\mathcal{E}) f_{lo}(\mathcal{E}) - \tag{8}$$

$$- (1 + K^{3/2} + (1 + K^{5/2})\eta\mathcal{E}) f_n(\mathcal{E}_\perp, p_z)];$$

$$E_{ac} = \hbar\omega_0 / e l_{ac}, \ \eta = (4/9) m_h v_s^2 \hbar\omega_0 / T^2;$$

$F_{no}(\mathcal{E})$, $f_{no}(\mathcal{E})$ – изотропные части функций $F_n(\vec{p})$; $f_n(\vec{p})$, определяемые с помощью соотношения

$$F_{no}(\mathcal{E}) = \frac{1}{2\mathcal{E}^{1/2}} \int_0^{\mathcal{E}} d\mathcal{E}_\perp' \int_{-(\mathcal{E} - \mathcal{E}_\perp')^{1/2}}^{+(\mathcal{E} - \mathcal{E}_\perp')^{1/2}} dp_z' \delta(\mathcal{E}' - \mathcal{E}) f_n(\mathcal{E}_\perp', p_z'), \tag{9}$$

в котором $\delta(x)$ – дельта-функция. Уравнение (4) справедливо при $p_z > 0$. С точностью до экспоненциально малых членов порядка $\exp(- E_{op}/E)$ наличием дырок в области $\mathcal{E} > 1$, $p_z < 0$ можно пренебречь. С такой же точностью оправдан выбор нижнего предела в (5). Среднее значение физической величины $A(\mathcal{E}_\perp, p_z)$ определяется по формуле ($p_h + p_l = p_0$ – полная концентрация дырок):

$$\sum_{n=h,l} \frac{\pi}{p_0} (2m_n\hbar\omega_0)^{3/2} [\int_0^1 d\mathcal{E}_\perp \int_{-\Delta}^{+\Delta} A(\mathcal{E}_\perp, p_z) f_n(\mathcal{E}_\perp, p_z) dp_z +$$

$$+ \frac{1}{2} \int_1^\infty d\mathcal{E} \int_0^1 A(\mathcal{E}, \mathcal{E}_\perp) (\mathcal{E} - \mathcal{E}_\perp)^{-1/2} F_n(\mathcal{E}, \mathcal{E}_\perp) d\mathcal{E}_\perp] = A(E). \tag{10}$$

Уравнения (4) – (6), (9) должны быть дополнены условием нормировки (равенство (10) при $A(\mathcal{E}_\perp, p_z) = 1$) и условием сохранения числа дырок в каждой из зон

$$\int_1^\infty d\mathcal{E}(\mathcal{E} - 1)^{1/2} \int_0^1 d\mathcal{E}_\perp (\mathcal{E} - \mathcal{E}_\perp)^{-1/2} [F_h(\mathcal{E}, \mathcal{E}_\perp) - F_l(\mathcal{E}, \mathcal{E}_\perp)] = 0. \tag{11}$$

Уравнения (4) – (6), (9) совместно с условием нормировки и условием (11) решались методом последовательных приближений. В соответствии с неравенствами (1) (см. также (7), (8)) в качестве малых параметров были взяты величины $(E/E_{op})^{2/3}$, E_{ac}/E. При $(E/E_{op})^{2/3} \ll 1$ основной вклад в интегралы по $\mathcal{E}$, $\mathcal{E}_\perp$, у в (4)-(6), (9)-(11) вносят значения $\mathcal{E} \ll 1$

(в пассивной области), $\mathscr{E} - 1 \ll 1$ (в активной области), $\mathscr{E}_\perp \ll 1$, $y \ll 1$; при $E_{ac}/E \ll 1$ рассеяние дырок на акустических фононах можно считать малым возмущением. Были вычислены функции распределения $F_n(\mathscr{E}, \mathscr{E}_\perp)$, а также $f_n(\mathscr{E}_\perp, p_z)$ в нулевом приближении и поправки к ним в первом приближении (за недостатком места выражения для функций распределения в явном виде мы не приводим). С такой же точностью была вычислена с помощью (10) средняя скорость дрейфа дырок $u(E)$:

$$u(E) = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{2\hbar\omega_0}{m_h}}\,\frac{1+K^{3/2}}{1+K^2}\left[1 - D_0\left(\frac{E}{E_{op}}\right)^{2/3} - L_0\frac{E_{ac}}{E}\right],$$

$$D_0 = \frac{1}{2}\left(\frac{3}{2}\right)^{2/3}\Gamma\left(\frac{5}{3}\right)\left[\frac{1+K^{5/3}}{1+K^2} - \frac{2}{3}\,\frac{1+K^{7/6}}{1+K^{3/2}}\right], \tag{12}$$

$$L_0 = \frac{1}{3}\,(1+K^{3/2})^{-1}(1+K^2)^{-1}\Big\{(1+2\ln 2)(1+K^2)^2 - (1+K^{3/2})\times$$

$$\times(1+K^{5/2}) + \frac{1}{5}\,\eta\left[(4+\ln 2)(1+K^2)(1+K^3) - \frac{3}{2}\,(1+K^{5/2})^2\right]\Big\}.$$

Таблица 1

Зависимость скорости дрейфа дырок u (10^7 см/с) от электрического поля при T = 85 К

E, кВ/см		10	20	50	100
u	теория	0,94	1,06	1,11	1,09
	эксперимент	0,94	1,04	1,08	1,08

Таблица 2

Зависимость скорости дрейфа дырок u (10^7 см/с) от температуры при E = 30 кВ/см

T, К		85	220	300	400	500
u	теория	1,09	1,04	0,99	0,94	0,88
	эксперимент	1,10	1,05	1,00	0,90	0,80

Из таблиц 1, 2, в которых приведены вычисленные по формулам (12) теоретические и полученные в /1/ экспериментальные значения u(E), видно, что построенная нами теория хорошо согласуется с опытом. Входящие в (12) параметры алмаза приведены в /1, 2/. Они получены из опытов /1/ по измерению температурной зависимости подвижности дырок в предельно слабом электрическом поле (омической подвижности). В данной работе ни один из параметров не использован в качестве подгоночного.

Автор благодарен В.С. Вавилову и Е.А. Коноровой за плодотворное обсуждение работы.

Поступила в редакцию 6 февраля 1985 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. R e g g i a n i L. et al. Phys. Rev. B 23, № 6, 3050 (1981).
2. Ч у е н к о в В.А. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 8, 25 (1984).