

О ВОЗМОЖНОСТИ ОПТИЧЕСКОЙ ОРИЕНТАЦИИ РАВНОВЕСНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

М.И. Дьяконов, В.И. Перель

Недавно были осуществлены первые эксперименты по оптической ориентации свободных носителей в полупроводниках [1 – 4]. В материале *p*-типа, с которым проводилось большинство экспериментов, ориентированными оказываются электроны, заброшенные в зону проводимости циркулярно поляризованным светом (ориентация дырок в валентной зоне практически не происходит из-за быстрой релаксации их спина). Таким образом, ориентируются лишь спины неравновесных носителей. Число их пропорционально интенсивности света, но степень ориентации от интенсивности не зависит. Явление аналогично оптической ориентации возбужденных атомов газа [5].

Цель настоящей работы – показать, что в полупроводниках, как и в газе, может быть достигнута также и оптическая ориентация основного состояния (оптическая накачка). Именно, в полупроводнике *n*-типа (с простой зоной проводимости, дважды вырожденной по спину), можно получить значительную степень ориентации электронов даже при таких интенсивностях возбуждающего света, когда концентрация неравновесных носителей еще мала по сравнению с концентрацией равновесных электронов. Для этого необходимо, чтобы время спиновой релаксации τ_s было велико по сравнению с временем жизни неосновных носителей τ . Результаты экспериментов [1 – 4] показывают, что такое соотношение вполне реально.

Циркулярно поляризованный свет забрасывает в зону проводимости преимущественно электроны с одним направлением спина. В то же время скорость рекомбинации электронов не зависит от их спина. Ясно, что при этом будет происходить накопление ориентированных электронов в зоне проводимости. Если $\tau \ll \tau_s$, то в стационарном состоянии ориентированными будут равновесные электроны.

Кинетика спиновой ориентации описывается следующими уравнениями

$$\frac{dn_{\pm}}{dt} = -\alpha(n - n_0)n_{\pm} \mp \frac{n_+ - n_-}{2\tau_s} + J_{\pm}, \quad (1)$$

где n_+ и n_- – концентрации электронов со спином "вверх" и "вниз" соответственно, J_+ и J_- – числа электронов со спином "вверх" и "вниз", возникающих в зоне проводимости при поглощении света в единице объема за единицу времени, $n = n_+ + n_-$, n_0 – равновесная концентрация электронов, α – коэффициент рекомбинации. Из уравнения (1) находим стационарную степень ориентации электронов $P = (n_+ - n_-)/n$:

$$P = P_0 J \tau_s (J \tau_s + n)^{-1}, \quad (2)$$

где $J = J_+ + J_-$, $P_0 = (J_+ - J_-)/J$ – ориентация электрона в момент его рождения светом. Например, для перехода $\Gamma_6 \rightarrow \Gamma_8$ при возбуждении циркулярно поляризованным светом $P_0 = 1/2$. Стационарная концентрация неравновесных электронов есть $n - n_0 = J\tau$, где $\tau = (\alpha n)^{-1}$ – время жизни неравновесных носителей.

Ориентация P насыщается на уровне P_0 , когда $J \sim n/r_s$, при этом отношение $(n - n_0)/n \sim r/r_s$ еще мало, если $r \ll r_s$.

Обычно свет поглощается в узком слое вблизи поверхности кристалла и условиями эксперимента задается не J , а величина l — число электронов, создаваемых светом в единицу времени на единицу площади поверхности. В этом случае избыточные носители проникают на диффузионную длину $L = \sqrt{D_p \tau}$ (D_p — коэффициент диффузии дырок). С другой стороны, ориентация проникает на глубину $L_s = \sqrt{D_e \tau_s}$ (D_e — коэффициент диффузии электронов; в дальнейшем будем считать, что $L_s \gg L$). Действительно в слое толщиной L можно пренебречь спиновой релаксацией, так как диффузия выведет электрон из этого слоя за время, меньшее, чем τ_s , если $L \ll L_s$. Рекомбинация же сама по себе не может изменить степени ориентации. На глубине $z > L$ степень ориентации падает по закону $P(z) = P(0) \exp(-z/L_s)$. Степень ориентации вблизи поверхности $P(0)$ можно определить из уравнения баланса

$$(l_+ - l_-)/2 = P(0)l/2 + n_0 L_s P(0)/(2r_s). \quad (3)$$

Здесь левая часть представляет собой полный спин всех электронов, создаваемых светом в единицу времени. Первый член в правой части есть скорость исчезновения спина за счет его рекомбинации в слое L , где гибнут все избыточные носители, второй член — скорость релаксации спина в слое L_s , где концентрация электронов уже равна равновесной концентрации n_0 . Из формулы (3) находим

$$P(0) = P_0 / r_s (l r_s + n_0 L_s)^{-1}. \quad (4)$$

Формула (4) имеет тот же вид, что и формула (2), причем роль J играет величина l/L_s .

Подчеркнем, что ориентация порядка $P(0)$ проникает на глубину L_s , где избыточные носители отсутствуют.

Интересные явления возникают когда электроны вырождены. Если релаксация по энергии происходит достаточно быстро, то при оптической ориентации уровни Ферми ζ_+ и ζ_- для электронов с разными спинами будут различны. Это приведет к круговому дихроизму при межзонном поглощении в соответствующем интервале частот.

Поскольку подвижность зависит от положения уровня Ферми, то фотопроводимость будет различна при возбуждении циркулярно поляризованным светом и неполяризованным светом той же интенсивности.

Наконец, отметим, что наличие градиента ориентации приводит к появлению электродвижущей силы \mathcal{E} между двумя точками полупроводника 1 и 2. Действительно, выражение для плотности тока имеет вид

$$j = -\sigma \nabla(\chi/e - \phi) - (\sigma_+ - \sigma_-) \nabla \eta / e. \quad (5)$$

где $\sigma_{\pm} = e \mu_{\pm} n_{\pm}$, $\sigma = \sigma_+ + \sigma_-$, $2\chi = \zeta_+ + \zeta_-$, $2\eta = \zeta_+ - \zeta_-$, ϕ — потенциал, μ_{\pm} — подвижности электронов со спинами "вверх" и "вниз". Отсюда находим (при $\eta \ll \zeta$)

$$\mathcal{E} = \frac{1}{2e\sigma} \frac{d\sigma}{d\zeta} (\eta_2^2 - \eta_1^2). \quad (6)$$

Эту специфическую ЭДС можно назвать спиновой ЭДС.

Если электроны вырождены, то

$$\mathcal{E} = \frac{2\zeta^2}{9e\sigma} \frac{d\sigma}{d\zeta} (P_2^2 - P_1^2). \quad (7)$$

В отсутствие вырождения $\mathcal{E} = (kT/2e)(P_2^2 - P_1^2)$. Направление спиновой ЭДС таково, что, если $d\sigma/d\zeta > 0$, то при наличии внешней цепи ток в образце течет против градиента ориентации.

Физико-технический институт

им. А.Ф.Иоффе

Академии наук СССР

Поступила в редакцию

18 января 1971 г.

Литература

- [1] G.Lampel. Phys. Rev. Lett., 20, 491, 1968.
- [2] R.R.Parsons. Phys. Rev. Lett., 23, 1152, 1969.
- [3] А.И.Екимов, В.И.Сафаров. Письма в ЖЭТФ, 12, 293, 1970; Д.З.Гарбузов, А.И.Екимов, В.И.Сафаров. Письма в ЖЭТФ, 13, 36, 1971.
- [4] Б.П.Захарченя, В.Г.Флейшер, Р.И.Джигоев, Ю.П.Вещунов, И.Б.Русанов. Письма в ЖЭТФ, данный выпуск, стр. 195.
- [5] С.Cohen-Tannoudji, A.Kastler. Progress in Optics, 5, 33, 1966.