

УДК 621.315.592

## К ТЕОРИИ НЕЛИНЕЙНОГО ЭФФЕКТА УВЛЕЧЕНИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ СО

Д.Камбаров, И.М.Коканбаев, Б.Мамадалиев, В.Р.Расулов, Р.Я.Расулов  
Ферганский госуниверситет, г.Фергана

Эффект увлечения фотонами (ЭУФ) в полупроводниках связан с передачей импульса фотона носителям тока и возникающий, при этом, фототок описывается тензором четвертого ранга.

Если геометрия опыта допускает квадратичный по интенсивности света<sup>1</sup> ток как линейного, так и циркулярного ФГЭ, то его физическая природа, в настоящее время мало исследована. Этому вопросу посвящено настоящее сообщение<sup>2</sup>.

Для дальнейшего анализа эффекта по симметричным свойствам перепишем фототок в виде, где учитывая, что симметризованные  $(e_b e_g^* + e_g e_b^*)/2$  и антисимметризованные  $(e_b e_g^* - e_g e_b^*)/2$  произведения преобразуются по независимым представлениям:

$$j_a^{(2)} = I^2 \left( D_{abgml} \frac{e_b e_g^* + e_b^* e_g}{2} \frac{e_m e_n^* + e_m^* e_n}{2} + i F_{abgml} (\mathbf{e} \times \mathbf{e}^*)_m \frac{e_b e_g^* + e_b^* e_g}{2} + G_{abgl} (\mathbf{e} \times \mathbf{e}^*)_b (\mathbf{e} \times \mathbf{e}^*)_g \right) q_1$$

, Так как величины  $[e_m e_n^*]$ ,  $i(\mathbf{e}^* \times \mathbf{e})$  и стационарный ток  $j^{(2)}$  вещественны, поэтому тензоры  $D_{abgml}$ ,  $F_{abgml}$ ,  $G_{abgl}$  в (1) вещественны. Тензор пятого ранга  $F_{abgml}$  имеют отличные от нуля компоненты в кристаллах без центра симметрии. Тензора  $D_{abgml}$ ,  $G_{abgl}$  отличны от нуля в кристаллах произвольной симметрии, в том числе и в кристаллах без центра инверсии.

Фототок, связанный с третьим слагаемым (2), отличен от нуля лишь для эллиптически поляризованного света и не возникает как при освещении линейно поляризованным, так и при освещении неполяризованным оптическом возбуждении. Поэтому эффекта, описываемого  $G_{abgl}$  удобно называть двухфотонным циркулярным эффектом увлечения соответственно. Эффект, описываемый тензором  $D_{abgml}$  обычно наблюдается при линейно поляризованном возбуждении и его удобно называть двухфотонным линейным эффектом увлечения соответственно.

Фототок, связанный со вторым слагаемым (2), отличен от нуля при одновременном освещении эллиптически и линейно поляризованным светом. Именно последним вкладом в общий фототок отличаются двухфотонные поляризационные фотогальванические эффекты от однофотонных.

Судя по симметрии тензоров  $D_{abgml}$ ,  $F_{abgml}$ ,  $G_{abgl}$  по отношению к операции инверсии времени можно анализировать, что связаны ли эффекты, описываемые ими, процессами диссипации. Поэтому уместно отметить, что линейный эффект увлечения фотонами связан с процессами диссипации, а циркулярный эффект увлечения фотонами – нет (см. таблица 1). При этом учтено, что при инверсии времени ток  $j$ , волновой вектор фотона  $\hat{q}$  и величина  $i(\mathbf{e}^* \times \mathbf{e})$  не меняют своего знака.

В настоящем сообщении подробно не остановимся на деталях расчета двухфотонного тока при циркулярной поляризации  $j_{цирк}^{(2)}$ . Необходимо рассмотреть еще один возможный

<sup>1</sup> Здесь подразумеваются эффект увлечения носителей тока фотонами и линейный и циркулярный фотогальванические эффекты.

<sup>2</sup> Многими авторами эффект увлечения фотонами рассмотрен в области малых интенсивностей, когда применима теория возмущения. В дальнейшем нами будет рассмотрен случай для произвольной области интенсивности излучения.

вклад в нелинейный ток увлечения. Речь идет об в эффект увлечения фотонами резонансного насыщения (или эффект Раби) одно- и двухфотонного поглощения света.

Вклад в однофотонный ток увлечения, получаемый в пренебрежении зависимостью от  $\dot{q}$  составных матричных элементов рассматриваемых оптических переходов, запишется как

$$dj^{(1)} = \frac{3}{2} - \frac{\hbar q}{m_1 - m_2} eK^{(1)} J \frac{1}{10} \{D_1 Q_1 + D_2 Q'_1\},$$

где  $D_1 = t_p(1, k_1) - t_p(2, k_1)$ ,  $D_2 = k_1 \left( e^{b \frac{\hbar^2 k_1^2}{2m_1}} \frac{\partial}{\partial k} \left( t_p(1, k_1) e^{-b \frac{\hbar^2 k_1^2}{2m_1}} \right) - e^{b \frac{\hbar^2 k_1^2}{2m_2}} \frac{\partial}{\partial k} \left( t_p(2, k_1) e^{-b \frac{\hbar^2 k_1^2}{2m_2}} \right) \right)_{k_1}$ ,

$$Q_1 = 5L_2 + 2a \frac{\partial L_2}{\partial a} - \frac{2}{3}, \quad Q'_1 = aL_2 - \frac{2}{15}; \quad L_2 = \frac{3+a}{8a^2} \left[ 1 + \frac{1+a}{\sqrt{a}} \frac{a-3}{a+3} \arcsin \sqrt{\frac{a}{1+a}} \right] \text{ - для линейной}$$

поляризации, а для циркулярной поляризации имеем следующие соотношения

$$L_2 = \frac{1}{2\sqrt{2a}} (R_1 + R_2 + R_3), \quad R_1 = \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{a}} \left[ \sqrt{1+2a} + \frac{1}{2a} \ln(\sqrt{1+2a} - \sqrt{2a}) \right],$$

$$R_2 = 4 \frac{\sqrt{2}}{3\sqrt{a^3}} (1-2a)(2a-1+\sqrt{1+2a}), \quad R_3 = \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{a^3}} \left[ (4a-\sqrt{3})\sqrt{1+2a} - \frac{3}{\sqrt{2a}} \ln(\sqrt{1+2a} - \sqrt{2a}) \right].$$

В области малой интенсивности (11) принимает вид

$$dj^{(1)} = eK^{(1)} J \frac{T_1 T_2}{\hbar^2} \hbar \omega \left( \frac{eA_0}{\hbar c} \right)^2 |B| \frac{12}{35} \frac{\hbar q}{m_1 - m_2} \left\{ t_1^{(1)} \begin{pmatrix} 5 - 9 \frac{m_2}{m_1} + 7 \frac{m_2}{m_-} \\ 8 - 20 \frac{m_2}{m_1} + 14 \frac{m_2}{m_-} g \end{pmatrix} + t_2^{(1)} \begin{pmatrix} 9 - 5 \frac{m_2}{m_1} - 7 \frac{m_2}{m_-} \\ 20 - 8 \frac{m_2}{m_1} - 14 \frac{m_2}{m_-} g \end{pmatrix} \right\},$$

$g = \hbar/(2m_0 B) = -2gm_- / m_0$ ,  $g$ -  $g$ -фактор дырок.

Таким образом подставляя температурные и энергетические зависимости времен релаксации фотодырок и их равновесные распределения в конечном состоянии, а также соответствующих коэффициентов поглощения нетрудно сравнить экспериментальные и теоретические результаты для полупроводников определенной симметрии.