О ДВУХФОТОННОМ СДВИГОВОМ ЛИНЕЙНОМ ФОТОГАЛЬВАНИЧЕСКОМ ЭФФЕКТЕ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

И.Н.КАРИМОВ, Б.МАМАДАЛИЕВ, В.Р.РАСУЛОВ, Р.Я.РАСУЛОВ, И.ЭШБОЛТАЕВ

Икки фотонли ютилиш билан боғлиқ бўлган силжишли фотогальваник самаранинг инверсия маркази бўлмаган ярим ўтказгичларда содир бўлиши назарий таҳлил қилинган. Бунда фотонларнинг бир вақтда ва якка-якка ҳолда ютилишларига алоҳида–алоҳида қаралган; бундай тур оптик ўтишларнинг натижавий фототокка берадиган улушларига боғлиқ таҳлиллар бажарилган.

Калит сўзлар: *таҳлил, ток, фотогальваник эффект, яримўтказгич, свет, зона, симметрия, ютилиш, фотон, ўтказувчанлик, ўтиш, назария, икки фотонли силжиш.*

Проведен теоретический анализ возникновения тока сдвигового линейного фотогальванического эффекта при двухфотонном поглощении света в полупроводниках со сложной зоной, не имеющих центра симметрии. При этом учтены как переходы с одновременным поглощением двух фотонов, так и последовательное поглощение двух одинарных фотонов.

Ключевые слова: *анализ, ток, фотогальванический эффект, полупроводник, свет, зона, симметрия, поглощения, фотон, проводимость, переход, теория, двухфотонный сдвиг.*

The theoretical analysis of occurrence of a current of shift linear photogalvanic effect is carried out at two photon absorption of light in semiconductors with the difficult zone, not having the symmetry centre. Are thus considered as transitions with simultaneous absorption of two photons, and consecutive absorption of two unary photons.

Key words: *analysis, current, photon, semiconductors, zone, symmetry, two photons.*

Известно, что интерес к линейному (также и нелинейному) поглощению света в полупроводниках со сложной зонной структурой не ослабевает и в настоящее время, т.к. этот механизм поглощения

света является идеальным для создания как объемных полупроводниковых, так и размерно квантованных структурных фотоприемников инфракрасного (ИК) излучения в очень широком диапазоне частот.

С созданием лазеров, генерирующих мощное излучение субмиллиметрового диапазона (см., например, [1]) проявились новые аспекты взаимодействия электромагнитного излучения с твердыми телами, в частности многофотонное поглощение света в полупроводниках [2,3].

Рассмотрим однофотонное поглощение поляризованного света в полупроводниках типа n-GaP с энергией фотона $\hbar\omega$, удовлетворяющей неравенствам $\hbar\omega < \Delta E$, где ΔE - энергетическая разность двух-близкорасположеннқх подзон зоны проводимости. При этом оптическое поглощение можно рассматривать в рамках эффективного гамильтониана $H(\vec{k})$ [5], заменяя в нем $\vec{k}$ на $\vec{k} = -i\vec{\nabla} - \frac{e}{c\hbar}\vec{A}$, где $\vec{A} = A_0(\vec{e}e^{i\vec{\aleph}\vec{r}-i\omega t} + \vec{e}^{*}e^{-i\vec{\aleph}\vec{r}+i\omega t})$, A_0 – амплитуда векторного потенциала электромагнитной волны, $\vec{\aleph}(\hbar\omega)$ - волновой вектор (энергия) фотона. Далее рассмотрим многофотонный линейный фотогальванический эффект (ЛФГЭ), представляющий собой генерацию светом постоянного тока в среде в отсутствие внешнего постоянного электрического поля и пространственных неоднородностей, в n-GaP, обусловленное прямыми оптическими переходами между подзонами зоны проводимости. При этом будем учитывать «нелинейность» – насыщение однофотонного поглощения поляризованного света (ПС), обусловленного в основном изменением в поле сильной электромагнитной волны «резонансного» электронного вклада в коэффициент поглощения света[1].

Если геометрия опыта допускает квадратичный по интенсивности света ток фотогальванических эффектов[2], зависящих от степени поляризации света[3], то его физическая природа, в настоящее время мало исследована [12-14] Этому вопросу посвящено настоящее сообщение.

В квантово-механическом приближении диагональный и недиагональный по номерам зон (или подзон) вклады в ток ФГЭ можно записать в виде (см., например, [9])

$$\vec{j}_{âàë} = -e\sum_{n\vec{k}} v_{n\vec{k}} f_{n\vec{k}}, \quad \vec{j}_{ñàâ} = -e\sum_{n\neq n',\vec{k}} v_{n'n}(\vec{k})\rho_{nn'}(\vec{k}), \qquad (1)$$

где e- элементарный заряд ($e\rangle 0$ для дырок, $e\langle 0$ для электронов), $\rho_{nn'}(\vec{k})$ и $v_{n'n}(\vec{k})$-матричный элемент матрицы плотности и оператора скорости, $\vec{v}_{n\vec{k}} = \hbar^{-1}\vec{\nabla}_{\vec{k}}E_{n\vec{k}}$ - групповая скорость электрона в зоне n с волновым вектором $\vec{k}$, $\rho_{m}(\vec{k}) = f_{n\vec{k}}$ - неравновесная функция распределения в стационарных условиях, определяемая процессами генерации, рассеяния и рекомбинации, n и n' нумерует подзон сложной зоны, а для кристаллов вырожденной зоной – и вырожденные состояния подзон. Диагональный вклад в фототок определяется индуцированной светом асимметрией функции распределения, и он получил название «баллистический». Недиагональный вклад связан со сдвигом свободных носителей в реальном пространстве при квантовых переходах, он называется сдвиговым, о котором будет идти речь ниже.

Далее, для упрощения описания, рассмотрим двухквантовое поглощение света, подразумевая при этом, что отдельно взятые фотоны имеют одинаковые параметры: с одинаковыми волновыми векторами и соответствующей им частотой. В этом случае электронная плотность тока сдвигового линейного ФГЭ[4].

$$\delta j^{(N)} = \left(-\frac{i}{\hbar}\right)^{(N)}\int_0^{t_n} dt_{n-1}\int_0^{t_{n-1}} dt_{n-2}\ldots\int_0^{t_3} dt_2\int_0^{t_2} dt_1 \left\langle\left[\left[\left[\tilde{j}(t_{n-1}),\tilde{H}^{(\mathrm{int})}(t_{n-1})\right],\tilde{H}^{(\mathrm{int})}(t_{n-})\right],\ldots,\tilde{H}^{(\mathrm{int})}(t_1)\right]\right\rangle \qquad (2)$$

[1] В силу малости $\vec{\aleph}$ по сравнению с волновым вектором электрона $\vec{k}$, образовавшегося в результате поглощения фотона, при расчете N – фотонного тока линейного ФГЭ, считаем, что $\vec{\aleph} << \vec{k}$ и что $\vec{k}$ = 0.

[2] Феноменологический анализ показывает, что двухфотонный ток поляризационного ФГЭ (в отличие, от однофотонного), может возникать и при одновременном освещении эллиптически и линейно поляризованным светом.

[3] Здесь подразумывается эффект фотонного увлечения и линейный и циркулярный фотогальванические эффекты (см., например, [1])

[4] В многодолинных пьезополупроводниках, таких, как n-GaP, или теллур, в (1) надо провести суммирование по всем эквивалентным долинам.

где

$$\tilde{\hat{j}}(t)=e^{iH_0t/\hbar}\hat{\hat{j}}(t)e^{-iH_0t/\hbar},\ \tilde{H}^{(\mathrm{int})}(t)=e^{iH_0t/\hbar}H^{(\mathrm{int})}(t),\ H^{(\mathrm{int})}_{n'\vec{k}',n\vec{k}}=H^{(1)}_{n'\vec{k}',n\vec{k}}+H^{(2)}_{n'\vec{k}',n\vec{k}},$$

$\hat{\hat{j}}_{\alpha\varphi}(t)=\dfrac{e}{m_0}\langle\alpha|\hat{\hat{p}}|\beta\rangle$ - оператор плотности тока, $H^{(N)}_{n'\vec{k}',n\vec{k}}$ - матричный элемент оператора электрон-N фотонного взаимодействия.

В этих условиях поглощение света линейной и циркулярной поляризации при расчетах составных матричных элементов N-фотонных переходов $M^{(N)}_{n'\vec{k}',n\vec{k}}$ в методе эффективного гамильтониана достаточно рассматривать виртуальные состояния в пределах рассматриваемой зоны. Тогда выражение для коэффициента многофотонного поглощения света, например, для p-GaAs можно записать как

$$K^{(N)}=\frac{2\pi}{\hbar}\frac{\hbar\omega}{I}\sum_{\vec{k},m=\pm1/2}\left(f^{(N)}_{1\vec{k}}-f^{(N)}_{2\vec{k}}\right)\left|M^{(N)}_{21}(\vec{k})\right|^2\delta\left(E_{2\vec{k}}-E_{1\vec{k}}-N\hbar\omega\right), \tag{3}$$

где $f^{(N)}_{l\vec{k}}$ - неравновесная функция распределения электронов при N-фотонном поглощении света, $E_{l\vec{k}}$ - энергетический спектр электронов в подзоне «l».

При расчетах коэффициента поглощения света $K^{(N)}$ волновым вектором света пренебрегаем, т.е. считаем, что $k'=k_{1,2}\cong k$, и рассматриваем сферическое приближение в эффективном гамильтониане. Тогда

$$K^{(N)}=\frac{2\pi}{\hbar}N\hbar\omega\frac{1}{I}\rho(N\hbar\omega)\beta\left(\mu-E^{(N)}_1\right)(-\beta N\hbar\omega)F(\beta,N,\omega)\times$$

$$\times\left(\left\langle\frac{\left|M^{(N)}_{3/2,1/2}(\vec{k})\right|^2}{\sqrt{1+4\dfrac{\alpha_\omega}{\hbar^2\omega^2}\left|M^{(N)}_{3/2,1/2}(\vec{k})\right|^2}}\right\rangle+\left\langle\frac{\left|M^{(N)}_{-3/2,-1/2}(\vec{k})\right|^2}{\sqrt{1+4\dfrac{\alpha_\omega}{\hbar^2\omega^2}\left|M^{(N)}_{-3/2,-1/2}(\vec{k})\right|^2}}\right\rangle\right), \tag{4}$$

где $F(\beta,N,\omega)=\left[1-\exp(N\beta\hbar\omega)\right]\exp\left[\beta\left(\mu-E^{(N)}_1\right)\right]$, $E^{(N)}_1=NE^*_1$, $\rho(N\hbar\omega)=\mu_k^{(N)}_\omega\,(\pi^2\hbar^2)$ - приведенная плотность состояний $k^{(N)}=\left(2\mu_N\omega/\hbar\right)^{1/2}$, $\left\langle\left|M^{(N)}_{n'k',nk}\right|^2\right\rangle$ - квадрат абсолютного значения матричного элемента $M^{(N)}_{n'\vec{k}',n\vec{k}}$, усредненный по телесным углам вектора $\vec{k}$, $\alpha_\omega=6\omega^2T^{(1)}_1T^{(1)}_2\dfrac{I}{I_0}$, $I_0=\dfrac{cn_\omega\hbar^3\omega^3}{2\pi|B|}$, B – зонный параметр.

Далее решим уравнение Неймана

$$i\hbar\frac{\partial\rho_{\alpha\beta}}{\partial t}=\sum_\gamma\left[H_{\alpha\gamma},\rho_{\gamma\beta}\right] \tag{5}$$

методом итерации. В первом приближении по возмущению имеем $i\hbar\dfrac{\partial\rho^{(1)}_{\alpha\beta}}{\partial t}=\varepsilon_{\alpha\beta}\rho^{(1)}_{\alpha\beta}+f_{\alpha\beta}H^{(1)}_{\alpha\beta}$, решение которого ищем в виде $\rho^{(1)}_{\alpha\beta}=A^{(1)}_{\alpha\beta}e^{(\varepsilon-i\omega_1)t}+A^{(1)*}_{\alpha\beta}e^{(\varepsilon+i\omega_1)t}$, где $\varepsilon_{\alpha\beta}=E_\beta-E_\beta$, $f_{\alpha\beta}=f_\alpha-f_\beta$, $E_\beta\left(f_\alpha\right)$-энергия (функция распределения) носителей тока в состоянии $\langle\alpha|$ Тогда матричный элемент оператора одноквантового взаимодействия электронов с фотонами (или с фононами) выберем как

$$H^{(1)}_{\alpha\beta}=B^{(1)}_{\alpha\beta}e^{(\varepsilon-i\omega_1)t}+B^{(1)*}_{\alpha\beta}e^{(\varepsilon+i\omega_1)t} \tag{6}$$

Тогда

$$\rho^{(1)}_{\alpha\beta}=f_{\alpha\beta}\left(\frac{B^{(1)}_{\alpha\beta}}{i\hbar\varepsilon+\hbar\omega_1-E_{\alpha\beta}}e^{(\varepsilon-i\omega_1)t}+\frac{B^{(1)*}_{\alpha\beta}}{i\hbar\varepsilon-\hbar\omega_1-E_{\alpha\beta}}e^{(\varepsilon+i\omega_1)t}\right). \tag{7}$$

Уравнение Неймана для двухквантового случая напишем в виде

$$i\hbar\frac{\partial\rho_{\alpha\beta}^{(2)}}{\partial t}=\sum_{\gamma}\Big[H_{\alpha\gamma}^{(0)}\rho_{\gamma\beta}^{(2)}-\rho_{\alpha\gamma}^{(0)}H_{\gamma\beta}^{(2)}+H_{\alpha\gamma}^{(1)}\rho_{\gamma\beta}^{(1)}-\rho_{\alpha\gamma}^{(1)}H_{\gamma\beta}^{(1)}+f_{\alpha\beta}H_{\alpha\beta}^{(2)}\Big]=$$
$$=\varepsilon_{\alpha\beta}\rho_{\alpha\beta}^{(2)}+f_{\alpha\beta}H_{\alpha\beta}^{(2)}+\sum_{\gamma}\Big[H_{\alpha\gamma}^{(1)}\rho_{\gamma\beta}^{(1)}-\rho_{\alpha\gamma}^{(1)}H_{\gamma\beta}^{(1)}\Big] \qquad (8)$$

и представим матричный элемент двухквантового оператора возмущения как $H_{\alpha\beta}^{(2)}=H_{\alpha\beta}^{(0,2)}+\sum_{\gamma}H_{\alpha\gamma}^{(1)}H_{\gamma\beta}^{(1)}$. Здесь оператор $H_{\alpha\beta}^{(0,2)}$ описывает одновременное поглощение двух квантов, а $\sum_{\gamma}H_{\alpha\gamma}^{(1)}H_{\gamma\beta}^{(1)}$ – последовательного поглощения двух квантов, где производится суммирование по промежуточным состояниям (γ).

Тогда нетрудно получить решение уравнения Неймана во втором приближении как

$$\rho_{\alpha\beta}^{(2)}=C_{\alpha\beta}^{(2)}e^{(2\varepsilon-i\omega_2)t}+C_{\alpha\beta}^{(2)*}e^{(2\varepsilon+i\omega_2)t}+\tilde{C}_{\alpha\beta}^{(2)}e^{2\varepsilon t} \qquad (9)$$

где

$$D_{\alpha\gamma,\gamma\beta}^{(2)}=\left(B_{\alpha\gamma}^{(1)}A_{\gamma\beta}^{(1)}-A_{\alpha\gamma}^{(1)}B_{\gamma\beta}^{(1)}\right),D_{\alpha\gamma,\gamma\beta}^{(2)\ *}=\left(B_{\alpha\gamma}^{(1)*}A_{\alpha\gamma}^{(1)*}-A_{\alpha\gamma}^{(1)*}B_{\alpha\gamma}^{(1)*}\right),$$
$$\tilde{D}_{\alpha\gamma,\gamma\beta}^{(2)}=\left(B_{\alpha\gamma}^{(1)}A_{\gamma\beta}^{(1)*}-A_{\alpha\gamma}^{(1)}B_{\gamma\beta}^{(1)*}\right)+\left(B_{\alpha\gamma}^{(1)*}A_{\gamma\beta}^{(1)}-A_{\alpha\gamma}^{(1)*}B_{\gamma\beta}^{(1)}\right),$$

$$C_{\alpha\beta}^{(2)}=\frac{f_{\alpha\beta}B_{\alpha\beta}^{(2)}+\sum_{\gamma}D_{\alpha\gamma,\gamma\beta}^{(2)}}{2\hbar\omega_1-\varepsilon_{\alpha\beta}+2i\hbar\varepsilon},C_{\alpha\beta}^{(2)*}=-\frac{f_{\alpha\beta}B_{\alpha\beta}^{(2)*}+\sum_{\gamma}D_{\alpha\gamma,\gamma\beta}^{(2)\ *}}{2\hbar\omega_1+\varepsilon_{\alpha\beta}-2i\hbar\varepsilon},\ \tilde{C}_{\alpha\beta}^{(2)}=\frac{\sum_{\gamma}\tilde{D}_{\alpha\gamma,\gamma\beta}^{(2)}}{-\varepsilon_{\alpha\beta}+2i\hbar\varepsilon}, \qquad (10)$$

$2\hbar\omega_1$-энергия двух одинарных фотонов, выражение для $H_{\alpha\beta}^{(2)}$ выбрали как

$$H_{\alpha\beta}^{(2)}=B_{\alpha\beta}^{(2)}e^{(2\varepsilon-i\omega_2)t}+B_{\alpha\beta}^{(2)*}e^{(2\varepsilon+i\omega_2)t}+\tilde{B}_{\alpha\beta}^{(2)}e^{2\varepsilon t} \qquad (11)$$

Из последних соотношений видно, что $\rho_{\alpha\beta}^{(2)}$ в пределе $\varepsilon\to 0$ имеет как стационарную, так и нестационарную части, т.е. $\rho_{\alpha\beta}^{(2)}=\rho_{\alpha\beta}^{(2,st)}+\rho_{\alpha\beta}^{(2,\ nst)}$, где $\rho_{\alpha\beta}^{(2,st)}\propto\tilde{C}_{\alpha\beta}^{(2)}=\frac{\sum_{\gamma}\tilde{D}_{\alpha\gamma,\gamma\beta}^{(2)}}{-\varepsilon_{\alpha\beta}+2i\hbar\varepsilon}$, $\rho_{\alpha\beta}^{(2,\ nst)}$ определяется с помощью коэффициентов $C_{\alpha\beta}^{(N)}$, $C_{\alpha\beta}^{(N)*}$.

Продолжая расчеты аналогичным образом и считая, что $\sum_{\gamma}\Big[H_{\alpha\gamma}^{(2)}H_{\gamma\beta}^{(1)}+H_{\alpha\gamma}^{(1)}H_{\gamma\beta}^{(2)}\Big]$ описывает трехквантовый переход, который состоит из двух этапов: на первом этапе из которых сначала происходит одновременное двухквантовое поглощение, а затем происходит одноквантовый переход (первая слагаемая), и далее, наоборот, (вторая слагаемая), $\sum_{\gamma,\lambda}H_{\alpha\gamma}^{(1)}H_{\gamma\lambda}^{(1)}H_{\lambda\beta}^{(1)}$ описывает последовательное – неодновременное поглощение трех квантов, а также в

$$H_{\alpha\beta}^{(4)}=\sum_{\gamma}\Big[H_{\alpha\gamma}^{(3)}H_{\gamma\beta}^{(1)}+H_{\alpha\gamma}^{(1)}H_{\gamma\beta}^{(3)}+H_{\alpha\gamma}^{(2)}H_{\gamma\beta}^{(2)}+H_{\alpha\gamma}^{(2)}H_{\gamma\beta}^{(2)}\Big]+\sum_{\gamma,\lambda,\mu}H_{\alpha\gamma}^{(1)}H_{\gamma\lambda}^{(1)}H_{\lambda\mu}^{(1)}H_{\mu\beta}^{(1)}. \qquad (12)$$

описывает четырехквантовый переход, который состоит из трех этапов: в первом этапе последовательно одновременно поглощаются два кванты и этот оптический переход описывается соотношением $\sum_{\gamma}\Big[H_{\alpha\gamma}^{(2)}H_{\gamma\beta}^{(2)}+H_{\alpha\gamma}^{(2)}H_{\gamma\beta}^{(2)}\Big]$. На втором этапе сначала происходит трехквантовый переход, затем – одноквантовый (и наоборот), описываемый с $\sum_{\gamma}\Big[H_{\alpha\gamma}^{(3)}H_{\gamma\beta}^{(1)}+H_{\alpha\gamma}^{(1)}H_{\gamma\beta}^{(3)}\Big]$, где $\sum_{\gamma,\lambda,\mu}H_{\alpha\gamma}^{(1)}H_{\gamma\lambda}^{(1)}H_{\lambda\mu}^{(1)}H_{\mu\beta}^{(1)}$ слага-

емая описывает последовательное неодновременное поглощение четырех квантов. Из последних соотношений видно, что стационарная часть $H^{(4)}_{\alpha\beta}$, возникающая при $\varepsilon \to 0$, пропорциональна на $H^{(1)}_{\alpha\gamma} H^{(1)}_{\gamma\lambda} H^{(1)*}_{\lambda\mu} H^{(1)*}_{\mu\beta}$, $H^{(3)*}_{\alpha\gamma} H^{(1)}_{\gamma\beta} + H^{(1)*}_{\alpha\gamma} H^{(3)}_{\gamma\beta}$, $H^{(2)}_{\alpha\gamma} H^{(2)*}_{\gamma\beta} + H^{(2)*}_{\alpha\gamma} H^{(2)}_{\gamma\beta}$.

Для примера, ниже обсудим вопрос о фотонном механизме сдвиговом ЛФГЭ на свободных носителях, где ток возникает из-за асимметричного рассеяния электронов на фотонах и ограничимся вкладом переходов, протекающих поглощением двух фотонов. Тогда составной матричный элемент двухфотонного взаимодействия в однозонном приближении представится как

$$M^{(2)}_{\vec{k}',\vec{k}} = H^{(0,2)}_{\vec{k}',\vec{k}} + \sum_{\vec{k}''} H^{(1)}_{\vec{k}'\vec{k}''} H^{(1)}_{\vec{k}''\vec{k}} = -\left(\frac{e_0 A_0}{m_0 c}\right)^2 \hat{H}_{\vec{k}',\vec{k}}\left(\vec{k} \to \vec{e}\right) + \sum_{\vec{k}'} \frac{M^{(1)}_{\vec{k}',\vec{k}''} M^{(1)}_{\vec{k}'',\vec{k}}}{E_{\vec{k}''} - E_{\vec{k}}}, \qquad (13)$$

где $e_0\,(m_0)$ - заряд (масса) свободного электрона, A_0 - вектор потенциал электромагнитного излучения, составной матричный элемент перехода типа $\vec{k}_1 \to \vec{k}_3$

$$M^{(1)}_{\vec{k}_3,\vec{k}_1} = \frac{m_0}{m}\hbar A_0 \left[\delta_{\vec{k}_3,\vec{k}_1}\left(\vec{e}\vec{k}_1\right) + \frac{V_{\vec{k}_3,\vec{k}_1}}{E_{\vec{k}_3} - E_{\vec{k}_1}} \vec{e}\left(\vec{k}_3 - \vec{k}_1\right) + \sum_{\vec{k}_1'} \frac{V^*_{\vec{k}_3,\vec{k}_1'}}{E_{\vec{k}_1'} - E_{\vec{k}_3}} \frac{V_{\vec{k}_1',\vec{k}_1}}{E_{\vec{k}_1'} - E_{\vec{k}_1}} \delta_{\vec{k}_1',\vec{k}_3'}\left(\vec{e}\vec{k}_1'\right) \right] \qquad (14)$$

Аналогично можно получить выражение для $M^{(1)}_{\vec{k}_2,\vec{k}_3}$.Тогда

$$\sum_3 \frac{M^{(1)}_{23} M^{(1)}_{31}}{E_{31} - \hbar\omega} = \left(\frac{m_0}{m}\hbar A_0\right)^2 \left(\frac{e}{c\hbar}\right)^2 \sum_3 \frac{1}{E_{31} - \hbar\omega} \left\{ \frac{\left(\vec{e}\vec{k}_{31}\right)\left(\vec{e}\vec{k}_{23}\right)}{E_{31}E_{23}} V_{31}V_{23} + \right. \qquad (15)$$

$$\left. + \sum_{3'} \frac{V_{23'}V_{3'1}}{E_{3'2}E_{3'1}} \left(\vec{e}\vec{k}_3'\right)\left(\vec{e}\vec{k}_3\right) \cdot \left[\delta_{3'2'}\delta_{32} + \delta_{3'1'}\delta_{31}\right] \right\}.$$

где проведены следующие обозначения: $E_{mn} = E_{m\vec{k}} - E_{n\vec{k}}$, $E_{m'n} = E_{m\vec{k}'} - E_{n\vec{k}}$, $V_{mn} = V_{m\vec{k},n\vec{k}}$, $V_{m'n} = V_{m\vec{k}',n\vec{k}}$, $\delta_{mn} = \delta_{\vec{k}_m\vec{k}_n}, \delta_{m'n} = \delta_{\vec{k}'_m\vec{k}_n}$, $\vec{k}_{mn} = \vec{k}_m - \vec{k}_n$, $\vec{k}_{m'n} = k'_m - \vec{k}_n$. Откуда видно, что должен возникать ток сдвигового линейного фотогальванического эффекта, пропорциональный выражению

$$\mathrm{Im}\left[M^{(2)*}_{21} \left(\frac{\partial}{\partial \vec{k}_2} + \frac{\partial}{\partial \vec{k}_1} \right) M^{(2)}_{21} \right] \delta\left(E_2 - 2\hbar\omega\right). \qquad (16)$$

Например, ток фотонного механизма сдвигового ЛФГЭ в n-GaP, возникающий за счет прямых оптических переходов электронов в окрестности долины

$$J^{(z)}_{shift} = -2e\sum_{\vec{k}} R^{(z)}_{3\vec{k},1\vec{k}} w^{(z)}_{3\vec{k},1\vec{k}} = e\frac{4\pi^2 Ie^2}{c\omega m_0 n_\omega \hbar\omega} 2 \times$$

$$\times \mathrm{Im}\left[\left(\vec{e}\vec{p}_{31}\left(\vec{k}\right)\right)^* \vec{\nabla}_{\vec{k}} \left(\vec{e}\vec{p}_{31}\left(\vec{k}\right)\right) \right] f_{C1}(k)\delta\left(E_{C3}(k) - E_{C1}(k) - \hbar\omega\right), \qquad (17)$$

где величины общепринятые. Тогда учет выражения $\vec{e}\vec{p}_{31.} = \frac{m_0}{\hbar}\left\langle X_3 \middle| \vec{\nabla}_{\vec{k}} \hat{H}(\vec{k}) X_1 \right\rangle = \frac{m_0}{\hbar}\left[iPe_z + \right.$ $\left. + \eta D\left(e_x k_y + e_x k_y\right)\right]$ для n-GaP в сферическом приближении в энергетическом спектре электронов $\left(E_{Cl}\left(\vec{k}\right) = \hbar^2 k^2 / (2m^*) + (-1)^{(l+1)/2}\Delta/2\ (l = 3(X_3), 1(X_1))\right.$ имеем

$J^{(z)}_{shift,\alpha} = -e\frac{IK(\omega)}{\hbar\omega} R_\alpha$ или $\chi_{shift} = -eQK(\omega)/(P\Delta)$, где $R_\alpha = \frac{P}{Q}\frac{\hbar\omega}{\Delta} 2e_\beta e_\gamma \varepsilon_{\alpha\beta\gamma}$, $\varepsilon_{\alpha\beta\gamma}$ -тензор Ливи-Чивита $(\alpha,\beta,\gamma = x,y,z)$, χ_{shift} - тензор линейного ФГЭ, Δ -энергетическая щель в точке X, m^* - эффективная

масса электронов, *P, Q*-зонные параметры, $K(\omega)$ - коэффициент поглощения света, обусловленный прямыми оптическими переходами $K(\omega,T)=K_{II}(\omega,T)+2K_{\perp}(\omega,T)$,

$$K_{II}(\omega,T)=\frac{1}{2}\frac{e^2}{c\hbar}\frac{1}{n_\omega}\frac{k_BT}{B}\exp\left(\frac{E_F}{k_BT}\right)\frac{1}{k_{z0}}\exp\left(\frac{\hbar\omega-2Ak_{z0}^2}{k_BT}\right),$$

$$K_{\perp}(\omega,T)=\frac{1}{8}\frac{e^2}{c\hbar}\frac{1}{n_\omega}\left(\frac{k_BT}{B}\right)^2\frac{D^2}{P^2}\frac{\Delta}{\hbar\omega}\exp\left(\frac{E_F}{k_BT}\right)\exp\left(\frac{\hbar\omega-2Ak_{z0}^2}{k_BT}\right),$$

где $k_{z0}=\frac{\Delta}{2P}\left[\left(\frac{\hbar\omega}{\Delta}\right)^2-1\right]^{1/2}$, n_ω-коэффициент преломления света n-GaP. Отсюда видно, что спектральная зависимость $K_{II}(\omega,T)$ обратно пропорциональна k_{z0}, и поэтому имеет корневую особенность типа $\left[\left(\frac{\hbar\omega}{\Delta}\right)^2-1\right]^{-1/2}$ при $\hbar\omega\to\Delta$, которая возникает из-за «горба» нижней подзоны X_1.

В заключение отметим, что температурная зависимость двухфотонного тока сдвигового линейного фотогальванического эффекта определяется температурной зависимостью коэффициента двухфотонного поглощения света в полупроводнике, даже если его зона сложная, например, вырожденная (p-GaAs) или состоящая из близкорасположенных подзон (p-Te, n-GaP).

Литература

1. Стурман Б.И., Фридкин В.М. Фотогальванические эффекты в средах без центра инверсии. – М.: Наука, 1992.

2. Рывкин С. М., Ярошецкий И.Д. // В сб.: Проблемы современной физики. – Л.: Наука, 1980. – С.173-180.

3. Гуревич Л.Е., Травников В.С. // В сб.: Проблемы физики полупроводников. – Л.: Наука, 1980. – С.262-268.

4. Ивченко Е.Л., Пикус Г.Е. // В сб.: Проблемы физики полупроводников. – Л.: Наука, 1980. – С.262-268

5. Альперович В.Л., Белиничер В.И., Новиков В.Н., Терехов А.С. // Письма в ЖЭТФ. – 1981. – Т.33.- №11. – С.573-576.

6. Брынских Н.А., Гринберг А.А., Имамов Э.З // ФТП.1971. Т.5. №9. С.1735-1738.

7. Genzow D. and Normantas E. // Phys. Stat. Sol.(b) 1976. V.77. P.667; Нормантас Э. // ФТП. 1982. Т.12. № 4. С.630-634; Нормантас Э., Генцов Д., Мокер М. // ФТП. 1982. Т.16. №12. С.2222-2225.

8. Васко Ф.Т. // ФТП.- Т.18.- №1. – С.85-92.

9. Белиничер В.И. // ФТТ. – 1981. – Т.23. – № 11. – С.3463-3465.

10. Коканбаев И.М. // Узб. физ. журнал. 2003 . Т.5. № 4.

11. Расулов В.Р., Расулов Р.Я., Камбаров Д., М.Коканбаев И.М. // Естественные и технические науки. 2003. №12. (в печати).

12. Ганичев С.Д., Емельянов С.А., Ивченко Е.Л., Перлин Е.Ю., Ярошецкий И.Д. // Письма в ЖЭТФ. 1983. Т.37. № 10. С.479-481; Ганичев С.Д., Емельянов С.А., Ивченко Е.Л., Перлин Е.Ю., Терентьев Я.В., Федоров И.Д. // ЖЭТФ. 1986. Т.91. № 4 (10). С.1233-1248.

13. Расулов Р. Я. // ФТТ. – 1993. – Т.35.- В.6.

14. Ганичев С.Д., Ивченко Е.Л., Расулов Р. Я., Ярошецкий И.Д., Авербух Б.Я. // ФТТ. – 1993. – Т.35. – С.198-207.

Андижон давлат университети,
Фарғона давлат университети,
2013 йил 6 сентябрда қабул қилинган
(Тақризчи: доц. М.Носиров)