Uzbek Journal of Physics
Vol.21(№1) 2019 PP.1-8

ПОВЕРХНОСТНАЯ ФОТОПРОВОДИМОСТЬ МНОГОДОЛИННОГО ПОЛУБЕСКОНЕЧНОГО ПОЛУПРОВОДНИКА

Р.Я. Расулов, В.Р. Расулов, И.М. Эшболтаев, Н.З. Мамадалиева

Ферганский государственный университет, Фергана, Узбекистан; r_rasulov51@mail.ru
(Получена 13.07.2018)

Кўп воҳали яримчексиз яримўтказгичнинг ёруғлик электр майдон кучланганлиги векторига нисбатан квадратик сирт фотоўтказувчанлиги ҳисобланган. Бунда ток ташувчиларнинг сиртдан кўзгули сочилиши эътиборга олинган. Фотоўтказувчанлик электронлар номувозанатдаги тақсимот функциясига нисбатан кетма кет яқинлашиш методидан фойдаланилган ҳолда аниқланган.

Рассчитана квадратичная по электрическому полю световой волны фотопроводимость многодолинного полубесконечного полупроводника, обусловленная рассеянием носителей тока от поверхности. Методом последовательных приближений определены линейная и квадратичная по полю неравновесные функции распределения электронов.

The quadratic photoconductivity due to the electric field of a light wave is calculated for a multivalley semi-infinite semiconductor, which is caused by the scattering of current carriers on the surface. By the method of successive approximations the nonequilibrium electron distribution functions are determined that are linear and quadratic in the field.

I. ВВЕДЕНИЕ

Проблемы поверхности вызывают сегодня, пожалуй, наибольший интерес у физиков, поскольку носители тока в ней являются двумерной системой. Поэтому не только ее структура, но и многие явления выглядят на ней совсем не так, как в объеме. В связи с этим физика поверхности стала новой областью науки о строении вещества в конденсированном состоянии. При исследовании кинетических явлений в ограниченных полупроводниковых образцах особую роль играет природа рассеяния электронов поверхностями [1]. В случае “гладких” поверхностей природа рассеяния может быть определена граничными условиями для неравновесных функций распределения. При этом диффузность означает полностью изотропное рассеяние, а зеркальность – рассеяние с сохранением касательных по отношению к нормали поверхности компонентов импульса, где процесс со стенкой считается упругим. Граничное условие заключается в требовании отсутствия нормального к поверхности потока электронов. В силу уравнения непрерывности это требование должно выполняться в произвольной точке образца. Ограничимся в дальнейшем рассмотрением случая многодолинного полупроводника и проанализируем вопрос сначала в однозонном приближении с учетом разности продольной и поперечной эффективных масс электронов.

В дальнейшем используем метод расчета, предложенный в [2], и граничные условия, определяющие связь между функцией распределения отраженных от поверхности полубесконечного кристалла электронов с функцией распределения электронов, падающих на поверхность как при зеркальном, так и при диффузном рассеянии, где учтено, что функция распределения диффузно рассеянных от

поверхности электронов зависит только от их энергии и определяется из условия обращения в ноль полного потока электронов на поверхности (z=0). В [2-10] исследован поверхностный ФГЭ (ПФГЭ) в полупроводниках кубической симметрии. Однако вопрос о поверхностной проводимости полубесконечного полупроводника, обусловленной рассеянием электронов на поверхности и поглощением света на свободных носителях, остался открытым, чему посвящена настоящая работа.

II. ОБЩИЕ СООТНОШЕНИЯ

Энергетический спектр электронов. Для удобства дальнейших расчетов выберем следующую геометрию задачи. Направив ось x по плоскости zz' (z' направлена по главной оси эллипсоидальной изоэнергетической поверхности, ось z направлена по нормали к этой поверхности), энергетический спектр запишем в виде

$$E=\sum_{\alpha,\beta} A_{\alpha\beta}v_\alpha v_\beta \tag{1}$$

или

$$E=\sum_{\alpha,\beta} B_{\alpha,\beta}p_\alpha p_\beta\ , \tag{2}$$

где p_i и $v_i=\partial E/p_i$ – i-компоненты импульса и скорости соответственно. Если (2) перепишем в виде

$$E(\vec{V})=\frac{1}{2}\sum_{i,j=x,y,z} m_{ij}V_iV_j=AV_z^2+BV_x^2+CV_y^2+2DV_xV_z\,, \tag{3}$$

$$E(\vec{p})=\frac{1}{2}\sum_{i,j=x,y,z}\frac{1}{m_{ij}}p_ip_j=\overline{A}p_z^2+\overline{B}p_x^2+\overline{C}p_y^2+2\overline{D}p_xp_z\,, \tag{4}$$

тогда тензор эффективной массы электрона выражается продольной и поперечной составляющими как

$$\begin{aligned}
&\frac{1}{2}m_{yy}=C=\frac{1}{2}m_\perp,\quad \frac{1}{2}m_{xx}=B=\frac{1}{2}\left(m_{\text{II}}\sin^2\theta+m_\perp\cos^2\theta\right),\\
&\frac{1}{2}m_{zz}=A=\frac{1}{2}\left(m_\perp\sin^2\theta+m_{\text{II}}\cos^2\theta\right),\quad \frac{1}{2}m_{xz}=D=\frac{1}{4}m_{\text{II}}-m_\perp)\sin 2\theta,\\
&\overline{A}=\frac{B}{m_\perp m_{\text{II}}},\quad \overline{B}=\frac{A}{m_\perp m_{\text{II}}},\quad \overline{D}=-\frac{D}{m_\perp m_{\text{II}}},\quad \overline{C}=\frac{C}{(m_\perp)^2}=\frac{3}{2}m_{yy},
\end{aligned} \tag{5}$$

где θ – угол между осями z и z'[1], где ось z' направлена вдоль главной оси экстремума зоны проводимости полупроводника и выбрана геометрия $x,y,z\perp\vec{n}$, $\vec{n}$ – нормаль к поверхности. Для упрощения дальнейших расчетов удобно (как и в [2]) ввести следующие преобразования

$$V_x=\frac{b\sqrt{E}\sin\theta\sin\varphi}{\left(1+\delta\sin 2\varphi\right)^{1/2}},\quad V_y=c\sqrt{E}\cos\theta,\quad V_z=\frac{a\sqrt{E}\sin\theta\cos\varphi}{\left(1+\delta\sin 2\varphi\right)^{1/2}}, \tag{6}$$

где

[1] Остальные компоненты $A_{\alpha,\beta}$ и $B_{\alpha,\beta}$ равны нулю.

$$a = \frac{1}{\sqrt{A}} = \sqrt{\frac{2}{m_{zz}}}, \quad b = \frac{1}{\sqrt{B}} = \sqrt{\frac{2}{m_{xx}}}, \quad c = \frac{1}{\sqrt{C}} = \sqrt{\frac{2}{m_{\perp}}}, \quad \delta = \eta\sqrt{\frac{m_{xx}}{m_{zz}}}, \tag{7}$$

$\eta = D / B = m_{xz} / m_{xx}$ – параметр эллипсиодальности энергетического спектра. Тогда элементарный объем в пространстве скоростей имеет вид

$$dV_x dV_y dV_z = \frac{abc}{2} \frac{\sqrt{E}\, dE\, d\varphi}{1 + \delta \sin 2\varphi} \sin\theta\, d\theta. \tag{8}$$

Неравновесная функция распределения электронов. Теперь обсудим вопрос о функции распределения электронов, с помощью которой можно определить фотопроводимость. Пусть на полубесконечный многодолинный полупроводник перпендикулярно к поверхности z=0 падает световая волна частоты ω, и на носители тока действует электрическое поле напряженностью

$$\vec{\tilde{\varepsilon}} = 2 \times \mathrm{Re}\, \vec{\varepsilon} \exp(-i\omega t), \tag{9}$$

где ось z направим по внутренней нормали к поверхности с z=0, по которой распространяется электромагнитная волна.

Неравновесная функция распределения электронов f удовлетворяет кинетическому уравнению

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v}\vec{\nabla}_{\vec{r}} f - e\vec{\tilde{\varepsilon}}\vec{\nabla}_{\vec{p}} f = St(f - f_0), \tag{10}$$

которое решается в τ-приближении (τ – время релаксации импульса) методом итерации, где нельзя раскладывать $f(\vec{r}, t)$ по шаровым функциям по параметру $l / \left|\vec{\nabla} f / t\right|$, так как в приповерхностной области f меняется на длине l (или l/ωτ), где l – длина свободного пробега электрона, ω – частота возбуждающего света [2, 6]. По этой причине интеграл столкновения $St(f - f_0)$ напишем как $-(f - f_0)/\tau$, где f_0 – равновесная функция распределения электронов.

В дальнейшем рассмотрим два механизма рассеяния носителей тока на поверхности: зеркальное отражение (ЗО) и диффузное рассеяние (ДР), этим определяются граничные условия для неравновесной функции распределения. Отметим, что если энергетический спектр носителей тока сферический, тогда при зеркальном отражении тангенциальные компоненты импульса электронов сохраняются, а нормальные меняют знак. Как указано в [6], если изоэнергетическая поверхность эллипсоидальная, тогда при зеркальном отражении нормальные проекции скоростей падающих и отраженных электронов равны по модулю и противоположны по направлению. Поэтому в случае эллипсоидальной изоэнергетической поверхности взаимная компенсация потоков электронов, движущихся к поверхности и от нее как при зеркальном отражении, так и при диффузном рассеянии, зависит от пространственного изменения функции распределения и создания нормального электрического поля. В зеркальном отражении электроны, падающие на поверхность, могут иметь как положительные, так и отрицательные значения нормального компонента импульса, определяемые законом сохранения энергии. В дальнейшем будем учитывать пространственную зависимость электрического поля световой волны, а также учтем, что в полупроводниках кубической симметрии $\varepsilon_z = 0$. Тогда решение (10) ищем в виде

$$f\left(\vec{r};\vec{V};t\right)= f_0\left(E\right)+f_1+f_2,, \tag{11}$$

где f_1 и f_2 – линейная и квадратичная по $\vec{\varepsilon}$ добавки к равновесной функции распределения носителей тока $f_0(E)$.

Связь между функциями распределения падающих на поверхность (z=0) $f_-^{(+)}\left(z;\vec{V}\right)$ и зеркально отраженных от нее $f_+^{(+)}\left(z;\vec{V}\right)$ электронов описывается соотношением

$$f_+^+\left(z;V_x,V_y,V_z\right)=f_-^+\left(z;V_x+2\eta V_z,V_y,-V_z\right), \tag{12}$$

где $V_{z2}\rangle 0$, $V_{z1}\langle 0$, функция распределения $f_-\left(V_x,V_y,V_z\langle 0\right)$ соответствует носителям тока, летящим к поверхности, а $f_+\left(V_x,V_y,V_z\rangle 0\right)$ соответствует носителям тока, летящим от поверхности. Здесь учтено, что компоненты скорости отраженного от поверхности с z=0 электрона с $V_{1z}\rangle 0$ связаны с компонентами скорости падающего на нее электрона с $V_{1z}\rangle 0$.

Из сохранения потока электронов при фиксированном E, т.е.

$$\int\limits_{V_z\rangle 0} f_{1^+}(E)\delta(E-E')V_z d^3V=-\int\limits_{V_z\langle 0} f_{1^-}(\vec{V})\delta(E-E')V_z d^3V, \tag{13}$$

имеем

$$f_{1^+}\left(E'\right)=-\frac{1-\delta^2}{\pi}\int\limits_{\cos\varphi\langle 0} f_{1^-}\left(\vec{V}'\right)\delta\left(E-E'\right)\frac{\sin^2\theta\cos\varphi}{\left(1+\delta\sin\left(2\varphi\right)\right)^{3/2}}\,d\theta\,d\varphi\,dE'.$$

III. ЛИНЕЙНАЯ И НЕЛИНЕЙНАЯ ПО НАПРЯЖЕННОСТИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ ФОТОПРОВОДИМОСТЬ

Для расчета фотопроводимости полубесконечного многодолинного полупроводника, линейной ($\gamma_{\alpha,\beta}$) и нелинейной ($\chi_{\alpha,\beta}$) по напряженности электрического поля электромагнитной волны, будем использовать энергетический спектр (3) или (4) и метод расчета, предложенный в [2, 6], где α, β, δ = x, y, z (см. ф-лу (38)). Будем считать, что электромагнитное поле поперечное, т.е. отличны от нуля компоненты ε_x, ε_y.

Линейное по полю приближение. Решение кинетического уравнения (10), линейного по $\vec{\varepsilon}$ представим как

$$f_1=f_1\left(z;t\right)=f_1\left(z\right)\times\exp\left(i\omega t\right). \tag{14}$$

Тогда

$$-i\omega f_1+V_z\frac{\partial f_1}{\partial z}-e\left(\vec{\varepsilon}\vec{V}\right)\frac{\partial f_0}{\partial E}=-\frac{f_1}{\tau}, \tag{15}$$

общее решение которого ищем в виде

$$f_1\left(z\right)=\exp(-\gamma z/V_z)\left[C_1-\frac{e}{V_z}\int\limits_z^\infty\exp(-\gamma z'/V_z)\left(\vec{\varepsilon}\vec{V}\right)\frac{\partial f_0}{\partial E}dz'\right] \tag{16}$$

или

$$f_1(z) = C_1 \exp(-\gamma z / V_z) + \frac{e}{\gamma}\left(\vec{\varepsilon}\vec{V}\right)\frac{\partial f_0}{\partial E} = C_1 \exp(-\gamma z / V_z) + \frac{ie}{\omega}\left(1 - \frac{i}{\omega\tau}\right)\left(\vec{\varepsilon}\vec{V}\right)\frac{\partial f_0}{\partial E}. \quad (17)$$

Поскольку при $V_z \langle 0$ функция распределения $f_{1^-}(V_x, V_y, V_z; z \to \infty) = 0$, тогда $C_{1^-} = 0$ и

$$f_{1^-}(z) = \frac{ie}{\omega}\left(\vec{\varepsilon}\cdot\vec{V}\right)\frac{\partial f_0}{\partial E}\left(1 - \frac{i}{\omega\tau}\right) \Rightarrow \frac{e}{\gamma}\left(\vec{\varepsilon}\cdot\vec{V}\right)\frac{\partial f_0}{\partial E}. \quad (18)$$

Тогда для диффузного рассеяния электронов от поверхности имеем (при z=0)

$$f_{1^-} = \frac{ie}{\omega}\left(\vec{\varepsilon}\cdot\vec{V}\right)\frac{\partial f_0}{\partial E}\left(1 - \frac{i}{\omega\tau}\right) = \frac{ie}{\omega}\left[\frac{\varepsilon_x b \sin\theta \sin\varphi}{\left(1 + \delta\sin(2\varphi)\right)^{1/2}} + \varepsilon_y c \cos\theta\right]\frac{\partial f_0}{\partial E}\left(1 - \frac{i}{\omega\tau}\right)\sqrt{E}, \quad (19)$$

$$f_{1^+}(E) = \frac{ie}{\omega}\frac{\partial f_0}{\partial E}\left(1 - \frac{i}{\omega\tau}\right)\left[\left(\vec{\varepsilon}\vec{V}\right)\left(1 - \exp(-\gamma z / V_z) + \frac{2}{3}\frac{\delta}{\left(1-\delta^2\right)^{1/2}} b\varepsilon_x \sqrt{E}\exp(-\gamma z / V\right.\right]. \quad (20)$$

Тензоры $\chi_{\alpha,\beta,\delta}$ и $\gamma_{\alpha,\beta}$ определяются решением кинетического уравнения (10). В частности, для полубесконечного многодолинного полупроводника в первом приближении по напряженности электрического поля электромагнитной волны решение уравнения Больцмана (10) для f_1 имеет вид:
для зеркального отражения

$$f_{1+}(z) = \frac{ie}{\omega}\frac{\partial f_0}{\partial E}\left(1 - \frac{i}{\omega\tau}\right)\left[\left(2\eta\varepsilon_x V_z \exp(-\gamma z / V) + \vec{\varepsilon}\vec{V}\right)\right], \quad (21)$$

для диффузного отражения электронов от поверхности

$$f_{1+}(z) = \frac{ie}{\omega}\frac{\partial f_0}{\partial E}\left(1 - \frac{i}{\omega\tau}\right)\left[\left(\vec{\varepsilon}\vec{V}\left(1 - \exp(-\gamma z / V_z)\right)\right) + \frac{2}{3}\frac{\delta}{\left(1-\delta^2\right)^{1/2}}\varepsilon_x b\sqrt{E}\exp(-\gamma z / V_z)\right]. \quad (22)$$

Квадратичное по полю приближение. Уравнение Больцмана для следующей итерации функции распределения нетрудно получить в виде

$$V_z \frac{\partial f_2}{\partial z} + F(z) = -\frac{f_2}{\tau}, \quad (23)$$

общее решение которого ищем в виде

$$f_2(z) = \exp(-z / l_z)\left[C_2 + \frac{1}{V_z}\int_z^\infty \exp(-z' / l_z) F(z')\, dz'\right], \quad (24)$$

где

$$F(z) = -2\,\mathrm{Re}\left[\vec{\varepsilon}^*\vec{\nabla}_{\vec{p}} f_1\right]. \quad (25)$$

Из условия $f(z \to \infty) = 0$ при $V_z \langle 0$ имеем, что $C_{2^-} = 0$. Тогда

$$f_{2^-}(z) = \frac{1}{V_z}\exp(-z / l_z)\int_z^\infty \exp(-z' / l_z) F(z')\, dz' = -\tau F_-, \quad (26)$$

где $l_z = \tau V_z$.

Далее учитывая, что $F_\pm(z) = -2\,\mathrm{Re}\left[\vec{\varepsilon}^*\vec{\nabla}_{\vec{p}} f_{1^\pm}\right]$, т.е.

$$F_{-}(z)=-\frac{2e^2}{\omega^2\tau}\mathrm{Re}\left[\left(\vec{\varepsilon}\vec{V}\right)\left(\vec{\varepsilon}^{*}\vec{V}\right)\left(\frac{\partial^2 f_0}{\partial E^2}-\frac{\partial f_0}{\partial E}\frac{\partial\ln\tau}{\partial\ln E}\right)+\frac{\partial f_0}{\partial E}\frac{1}{m_{\alpha\beta}}\varepsilon_\alpha\varepsilon_\beta^{*}\right], \tag{27}$$

получим

$$f_{2^-}(z)=\frac{2e^2}{\omega^2}\varepsilon_\alpha\varepsilon_\beta^{*}\left[V_\alpha V_\beta\left(\frac{\partial^2 f_0}{\partial E^2}-\frac{\partial f_0}{\partial E}\frac{\partial\ln\tau}{\partial\ln E}\right)+\frac{\partial f_0}{\partial E}\frac{1}{m_{\alpha\beta}}\right]. \tag{28}$$

Если ввести параметр $\tilde{C}_1$ как $C_1=\tilde{C}_1\frac{ie}{\omega}\frac{\partial f_0}{\partial E}\left(1-\frac{i}{\omega\tau}\right)$, тогда

$$f_{1^+}(z)=f_{1^-}(z)+\frac{ie}{\omega}\frac{\partial f_0}{\partial E}\tilde{C}_1\exp(-\gamma z/V_z). \tag{29}$$

Далее учитывая, что при зеркальном рассеянии электронов от поверхности $\tilde{C}_1=2\varepsilon_x\eta V_z$, а при диффузном рассеянии $\tilde{C}_1=\frac{2}{3}\frac{\delta}{(1-\delta^2)^{1/2}}\varepsilon_x b\sqrt{E}-(\vec{\varepsilon}\vec{V})$, получим

$$f_{2^+}=f_{2^-}+\exp(-\frac{z}{\tau V_z})\left\{\tilde{C}_{2^+}+2\frac{e^2}{\omega^2}\left\{\left[\vec{\varepsilon}^{*}\vec{\nabla}_{\vec{p}}\left(\frac{\partial f_0}{\partial E}\tilde{C}_1\right)\cos\frac{\omega z}{V_z}+\vec{\varepsilon}^{*}\vec{\nabla}_{\vec{p}}\left(\tilde{C}_1\frac{1}{\omega\tau}\frac{\partial f_0}{\partial E}\right)\sin\frac{\omega z}{V_z}\right]+\right.\right.$$
$$\left.\left.+\tilde{C}_1\frac{1}{V_z^2}\frac{\partial f_0}{\partial E}\vec{\varepsilon}^{*}\vec{\nabla}_{\vec{p}}(V_z)\left[\left(V_z-\frac{z}{\tau}\right)\cos\frac{\omega z}{V_z}+\left(\omega z+\frac{2V_z}{\omega\tau}\right)\sin\frac{\omega z}{V_z}\right]\right\}\right\}. \tag{30}$$

При $\omega\tau\langle\langle 1$ имеем

$$f_{2^+}=f_{2^-}+\exp\left(-\frac{z}{\tau V_z}\right)\times$$
$$\times\left\{\tilde{C}_{2^+}+2\frac{e^2}{\omega^2}V_z\left[\vec{\varepsilon}^{*}\vec{\nabla}_{\vec{p}}\left(\frac{\partial f_0}{\partial E}\tilde{C}_1V_z\right)\cos\frac{\omega z}{V_z}+\tilde{C}_1\frac{\omega z}{2V_z}\frac{\partial f_0}{\partial E}\vec{\varepsilon}^{*}\vec{\nabla}_{\vec{p}}(V_z)\sin\frac{\omega z}{V_z}\right]\right\}. \tag{31}$$

Проведя дальнейшие расчеты, как в [2], нетрудно получить выражение для $f_{2^+}-f_{2^-}$:

$$f_{2^+}-f_{2^-}=2\frac{e^2}{\omega^2}\exp\left(-\frac{z}{\tau V_z}\right)\times$$
$$\times\left\{C_{2^+}+\varepsilon_\alpha^{*}\left[\left(\frac{\partial^2 f_0}{\partial E^2}V_\alpha\tilde{C}_1+\frac{\partial f_0}{\partial E}\frac{\partial\tilde{C}_1}{\partial p_\alpha}+\frac{1}{V_z}\frac{\partial f_0}{\partial E}\tilde{C}_1\frac{1}{m_{z\alpha}}\right)\cos\frac{\omega z}{V_z}+\frac{\omega z}{V_z^2}\frac{\partial f_0}{\partial E}\tilde{C}_1\frac{1}{m_{z\alpha}}\sin\frac{\omega z}{V_z}\right]\right\}. \tag{32}$$

Откуда

$$f_{2^+}(0)=f_{2^-}(0)+C_{2^+}+2\frac{e^2}{\omega^2}\left[\varepsilon_\alpha^{*}\left(\frac{\partial^2 f_0}{\partial E^2}V_\alpha\tilde{C}_1+\frac{\partial f_0}{\partial E}\frac{\partial\tilde{C}_1}{\partial p_\alpha}+\frac{1}{V_z}\frac{\partial f_0}{\partial E}\tilde{C}_1\frac{1}{m_{z\alpha}}\right)\right]. \tag{33}$$

Тогда из условия (12) имеем следующие соотношения, с помощью которых можно определить кинетические параметры, в частности, фотопроводимость образца

$$f_{2^+}(0)-f_{2^-}(0)=C_2+4\frac{e^2}{\omega^2}\eta\varepsilon_x\varepsilon_\alpha^{*}\left(\frac{\partial^2 f_0}{\partial E^2}V_zV_\alpha+2\frac{\partial f_0}{\partial E}\frac{1}{m_{z\alpha}}\right), \tag{34}$$

$$f_{2^-}(0)=2\frac{e^2}{\omega^2}\varepsilon_\beta\varepsilon_\alpha^*\left[V_\alpha V_\beta\left(\frac{\partial^2 f_0}{\partial E^2}-\frac{\partial f_0}{\partial E}\frac{\partial\ln\tau}{\partial\ln E}\right)+\frac{\partial f_0}{\partial E}\frac{1}{m_{\alpha\varphi}}\right], \tag{35}$$

где $\alpha, \beta = x, y$;

$$C_2=8\frac{e^2}{\omega^2}\eta|\varepsilon_x|^2V_z^2\left(\frac{\partial^2 f_0}{\partial E^2}-\frac{\partial f_0}{\partial E}\frac{\partial\ln\tau}{\partial\ln E}\right)+4\frac{e^2}{\omega^2}\eta\varepsilon_x\varepsilon_\alpha^*\left[\left(\frac{\partial^2 f_0}{\partial E^2}-\frac{\partial f_0}{\partial E}\frac{\partial\ln\tau}{\partial\ln E}\right)V_\alpha V_z-2\frac{\partial f_0}{\partial E}\frac{1}{m_{\alpha\varphi}}\right]. \tag{36}$$

Откуда

$$f_{2^+}(0)-f_{2^-}(0)=8\frac{e^2}{\omega^2}\eta\left\{\varepsilon_x\varepsilon_\alpha^*\left[V_\alpha V_z\left(\frac{\partial^2 f_0}{\partial E^2}-\frac{\partial f_0}{\partial E}\frac{\partial\ln\tau}{\partial\ln E}\right)+\eta|\varepsilon_x|^2V_z^2\left(\frac{\partial^2 f_0}{\partial E^2}-\frac{\partial f_0}{\partial E}\frac{\partial\ln\tau}{\partial\ln E}\right)\right]\right\}, \tag{37}$$

где учли, что $m_{zy}^{-1}=0$.

Поверхностная фотопроводимость. Отметим здесь, что для расчета компонентов тензоров $\chi_{\alpha,\beta,\delta}$ и $\gamma_{\alpha,\beta}$ для полубесконечного многодолинного полупроводника надо получить следующий интеграл

$$\Im_\alpha=-e\int_0^\infty dz\int d^3Vf(V)V_\alpha=-eN\frac{\int_0^\infty dz\int d^3Vf(V)V_\alpha}{\int d^3Vf_0(V)}=\gamma_{\alpha\beta}\varepsilon_\beta+\chi_{\alpha\beta\nu}\varepsilon_\beta\varepsilon_\nu, \tag{38}$$

где по повторяющимся индексам подразумевается суммирование ($\alpha, \beta, \delta = x, y, z$). Тогда в рассматриваемом нами случае

$$\Im=-eN\int_{V_z\rangle 0}^\infty C_2\tau V_zV_\alpha d^3V\left[\int d^3Vf_0(V)\right]^{-1}=-\frac{3}{4\pi}\frac{\left(m_{\text{II}}m_\perp^2\right)^{1/2}}{\left(2E_F\right)^{3/2}}eN\int_{V_z\rangle 0}^\infty C_2\tau V_zV_\alpha d^3V, \tag{39}$$

где учтено, что $\int f_0(V)d^3V=\frac{1}{2}abc\frac{2}{3}\left(E_F\right)^{3/2}2\frac{2\pi}{(1-\delta^2)^{1/2}}$.

Таким образом имеем следующие соотношения для компонента квадратичного по $\vec{\varepsilon}$ тензора $\chi_{\alpha,\beta,\delta}$

$$\begin{aligned}\chi_{\alpha xx}=&-\frac{3}{\pi}\frac{\left(m_{\text{II}}m_\perp^2\right)^{1/2}}{\left(2E_F\right)^{3/2}}e\frac{e^2}{\omega^2}N\eta\frac{1}{2}abc\int_{\cos\varphi\rangle 0}^\infty\frac{\sqrt{E}dE}{1+\delta\sin 2\varphi}\sin\theta\,d\theta\,d\varphi\times\\&\times V_\alpha V_z\tau\left\{\left(\frac{\partial^2 f_0}{\partial E^2}-\frac{\partial f_0}{\partial E}\frac{\partial\ln\tau}{\partial\ln E}\right)E\left[\frac{V_xV_z+\eta V_z^2}{E}+\eta V_z^2\frac{\partial^2 f_0}{\partial E^2}-2\frac{\partial f_0}{\partial E}\frac{1}{m_{zx}}\right]\right\},\end{aligned} \tag{40}$$

$$\begin{aligned}\chi_{\alpha yz}=&-\frac{3}{\pi}\frac{\left(m_{\text{II}}m_\perp^2\right)^{1/2}}{\left(2E_F\right)^{3/2}}e\frac{e^2}{\omega^2}N\eta\frac{1}{2}abc\int_{\cos\varphi\rangle 0}^\infty\frac{\sqrt{E}dE}{1+\delta\sin 2\varphi}\sin\theta\,d\theta\,d\varphi\times\\&\times V_\alpha V_z\tau\left\{\left(\frac{\partial^2 f_0}{\partial E^2}-\frac{\partial f_0}{\partial E}\frac{\partial\ln\tau}{\partial\ln E}\right)V_yV\right\}.\end{aligned} \tag{41}$$

Выше мы ограничились качественным анализом из-за отсутствия экспериментальных результатов по исследованию нелинейной по электрическому полю электромагнитной волны поверхностной фотопроводимости полубесконечного

полупроводника в случае поглощения света на свободных носителях, опуская дальнейшие количественные расчеты для конкретных экспериментальных случаев.

В заключение отметим, что в работе развита теория механизма фотопроводимости многодолинных полубесконечных полупроводников, обусловленного рассеянием носителей тока на поверхности кристалла и зависящего от степени поляризации возбуждающего света.

В случае эллипсоидальной поверхности взаимная компенсация потоков электронов, движущихся к поверхности и от нее, как в зеркальном отражении, так и при диффузном рассеянии зависит от пространственного изменения функции распределения. При этом возникают внутренние электрические поля, направленные как по поверхности, так и поперек её, физическая природа которых определяется тензорами $\chi_{\alpha,x,x}$ и $\chi_{\alpha,y,z}$ соответственно.

Данная статья финансирована грантом ОТ-Ф2-66 фонда фундаментальных исследований РУз.

ЛИТЕРАТУРА

1. Р.Ф. Грин. Перенос и рассеяние у поверхности кристалла. В кн.: Новое в исследовании поверхностного твердого тела (Москва, Мир, 1977).
2. Э. Нормантас, Г.Е. Пикус, ФТТ **27**, №10, 3017 (1985); ФТТ **28**, №6, 1665 (1986); ФТТ **30**, №6, 16652 (1988).
3. В.Л. Альперович, В.И. Белиничер, В.Н. Новиков, А.С. Терехов, ЖЭТФ **80**, №6, 2298 (1986).
4. В.И. Белиничер, ФТТ **24**, №3, 798 (1982).
5. Л.И. Магарилл, М.В. Энтин, ФТТ **21**, №5, 1280 (1979).
6. В.Р. Расулов, Р.Я. Расулов, ФТП **50**, №2, 162 (2016).
7. U. Yuki, Ch. Hiroki, H. Hiromitsu, Jap. J. Appl. Phys. (Pt 1) **46**, No.7B, 13267 (2008).
8. Sh. Tokudomi, J. Azuma, K. Takahashi, M. Kamada, J. Phys. Soc. Jap. **7**, No.10 (2007).
9. Yu. Wey, W. Chun-Sheng, Lu Wang-Bin, Chin. Phys. **16**, No.8 (2007).
10. Sh. Hirifumi, R. Shen, M. Ikeda, Jap. J. Appl. Phys. (Pt 1) **45**, No.3A (2007).