ИЗВЕСТИЯ РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ, 2020, том 84, № 1, с. 61–66

УДК 538.935

# ВЛИЯНИЕ СИЛЬНОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ НА ПРОВОДИМОСТЬ β-$Ga_2O_3$

© 2020 г. В. Л. Абдрахманов[1], Д. В. Завьялов[1], В. И. Конченков[1, *], С. В. Крючков[1, 2]

[1]Федеральное государственное бюджетное учреждение высшего образования "Волгоградский государственный технический университет", Волгоград, Россия

[2]Федеральное государственное бюджетное учреждение высшего образования "Волгоградский государственный социально-педагогический университет", Волгоград, Россия

*E-mail: kontchenkov@yandex.ru

Поступила в редакцию 29.07.2019 г.
После доработки 30.08.2019 г.
Принята к публикации 27.09.2019 г.

На основе анализа квантового кинетического уравнения, учитывающего рассеяние электронов на заряженных примесях, исследуется проводимость оксида галлия при воздействии на образец сильной электромагнитной волны и постоянного электрического поля, векторы напряженности которых сонаправлены. Показано, что при температуре порядка 100 K основной вклад в проводимость вносят процессы упругого рассеяния, а процессы с поглощением и испусканием фотонов становятся существенными лишь при значениях амплитуды напряженности волны порядка $10^6$ В · см$^{-1}$.

**DOI:** 10.31857/S0367676520010032

Оксид галлия в последние несколько лет активно исследуется как экспериментально, так и теоретически, что связано с развитием технологии получения этого материала и широкими перспективами его использования в области силовой электроники и в качестве основы для твердотельных излучателей света в ультрафиолетовом диапазоне [1–5]. Рассматриваемый материал вплоть до значений энергий носителей тока в зоне проводимости порядка нескольких электрон-вольт имеет параболический закон дисперсии, эффективная масса носителей заряда составляет $m = 0.28\,m_e$ ($m_e$ – масса свободного электрона). Анализ экспериментов по исследованию эффекта Холла [4], проведенный в работе [6], показывает, что при комнатных температурах основным механизмом, обеспечивающим проводимость β-модификации оксида галлия, является рассеяние на полярных оптических фононах, а при температурах порядка 100 K – рассеяние на заряженных примесях [7]. В серии работ, посвященных квантовохимическому моделированию электронной структуры и подвижности носителей тока в оксиде галлия [8–11], также подтверждается этот вывод. В работе [12] из первых принципов исследуется подвижность носителей заряда в оксиде галлия, отмечается преобладающий вклад в подвижность рассеяния на полярных оптических фононах, указывается на снижение подвижности при высоких концентрациях носителей тока.

Создание источников и детекторов излучения, работающих в ультрафиолетовом диапазоне, требует исследования высокочастотных свойств материала, причем следует рассматривать волну, частота Ω которой велика по сравнению со средней частотой столкновений $1/\tau$, т.е. $\Omega\tau \gg 1$ ($\tau$ – время релаксации импульса электрона). Такая ситуация соответствует области применимости квантового кинетического уравнения [13, 14]. В настоящей работе предпринята попытка решить квантовое кинетическое уравнение для электронного газа с параболическим законом дисперсии, когда вдоль одной из осей (для определенности – вдоль оси $Z$) приложены постоянное электрическое поле напряженностью $E_1$ и высокочастотное переменное электрическое поле сильной волны с напряженностью $E_0 \sin \Omega t$. При этом основным механизмом рассеяния предполагается рассеяние на примесях. Напряженность постоянного электрического поля выбирается равной порядка $10^4$–$10^5$ В · см$^{-1}$ – при таких значениях, как показывают расчеты [10, 15], вольт-амперная характеристика оксида галлия соответствует закону Ома, а энергетический спектр можно считать параболическим.

Квантовое кинетическое уравнение получено в [13] для электрон-фононной системы, однако

формально можно учесть взаимодействие электронов с заряженными примесями, считая такие столкновения упругими. Для невырожденного электронного газа в предположении, что фононный газ является равновесным, квантовое кинетическое уравнение принимает вид (1).

$$\begin{gathered}\frac{\partial f_{\vec p}}{\partial t}+e\vec E_1\frac{\partial f_{\vec p}}{\partial \vec p}=-\frac{2\pi}{\hbar}\mathrm{Re}\sum_{\vec k}\left|C_{\vec k}\right|^2\times\\ \times\sum_{s,l}J_s\left(\frac{e\vec E_0}{m\hbar\Omega^2}\cdot\vec k\right)J_l\left(\frac{e\vec E_0}{m\hbar\Omega^2}\cdot\vec k\right)\times\\ \times\exp\left[i(l-s)t\right]\int\limits_{-\infty}^{t}dt'\{\left[f_{\vec p}(t')N_{\vec k}-\right.\\ \left.-f_{\vec p+\vec k}(N_{\vec k}+1)\right]\exp\left(\frac{i}{\hbar}\left(\varepsilon_{\vec p+\vec k}-\varepsilon_{\vec p}-\right.\right.\\ \left.\left.-\hbar\omega_0-l\hbar\Omega\right)(t-t')\right)+\left[f_{\vec p}(t')(N_{\vec k}+1)-f_{\vec p+\vec k}N_{\vec k}\right]\times\\ \times\exp\left(\frac{i}{\hbar}\left(\varepsilon_{\vec p+\vec k}-\varepsilon_{\vec p}+\hbar\omega_0-l\hbar\Omega\right)(t-t')\right)-\\ -\left[f_{\vec p-\vec k}(t')N_{\vec k}-f_{\vec p}(N_{\vec k}+1)\right]\times\\ \times\exp\left(\frac{i}{\hbar}\left(\varepsilon_{\vec p}-\varepsilon_{\vec p-\vec k}-\hbar\omega_0-l\hbar\Omega\right)(t-t')\right)-\\ -\left[f_{\vec p-\vec k}(t')(N_{\vec k}+1)-f_{\vec p}N_{\vec k}\right]\times\\ \times\exp\left(\frac{i}{\hbar}\left(\varepsilon_{\vec p}-\varepsilon_{\vec p-\vec k}+\hbar\omega_0-l\hbar\Omega\right)(t-t')\right)\Bigg\}.\end{gathered}\tag{1}$$

Здесь $N_{\vec k}=1/\left(\exp\left(\hbar\omega_{\vec k}/(kT)\right)-1\right)$ – функция распределения фононов, $\vec k$ – импульс фонона, $\varepsilon_{\vec p}=p^2/(2m)$ – энергия электрона, $C_{\vec k}$ – константа электрон-фононного взаимодействия, $f_{\vec p}(t)=\left\langle a^+_{\vec p}a_{\vec p}\right\rangle_t$ – функция распределения электронов, $a^+_{\vec p}$ и $a_{\vec p}$ – операторы рождения и уничтожения электрона в состоянии с импульсом $\vec p$, угловые скобки $\langle\ \rangle_t$ означают усреднение с матрицей плотности, $J_n(x)$ – функция Бесселя первого рода (здесь и далее используется система СГС).

Приведенное уравнение является нелокальным по времени, то есть скорость изменения функции распределения $f_{\vec p}$ в текущий момент времени $t$ зависит от значений этой функции во все предыдущие моменты времени. Поскольку целью настоящей работы является вычисление статической проводимости образца оксида галлия, интерес представляет низкочастотная часть функции распределения [13, 14]. Усредняя (1) по промежутку времени $T\gg\Omega^{-1}$, $\hbar\varepsilon_{\vec p}^{-1}$ и считая $f_{\vec p}$ медленно меняющейся по сравнению с экспонентами в правой части (1), получаем уравнение для низкочастотной составляющей электронной функции распределения:

$$\begin{gathered}e\vec E_1\frac{\partial f_{\vec p}}{\partial \vec p}=\frac{2\pi}{\hbar}\sum_{\vec k}\left|C_{\vec k}\right|^2\sum_{l=-\infty}^{\infty}J_l^2\left(\frac{e\vec E_0}{m\hbar\Omega^2}\cdot\vec k\right)\times\\ \times\{\left[f_{\vec p+\vec k}(N_{\vec k}+1)-f_{\vec p}N_{\vec k}\right]\times\\ \times\delta\left(\varepsilon_{\vec p+\vec k}-\varepsilon_{\vec p}-l\hbar\Omega-\hbar\omega_{\vec k}\right)+\\ +\left[f_{\vec p-\vec k}N_{\vec k}-f_{\vec p}(N_{\vec k}+1)\right]\times\\ \times\delta\left(\varepsilon_{\vec p-\vec k}-\varepsilon_{\vec p}-l\hbar\Omega+\hbar\omega_{\vec k}\right)\}.\end{gathered}\tag{2}$$

С учетом упругости рассеяния $(\omega_{-\vec k}=\omega_{\vec k}=0)$ уравнение (2) преобразуется к виду:

$$\begin{gathered}e\vec E_1\frac{\partial f_{\vec p}}{\partial \vec p}=\frac{2\pi}{\hbar}\sum_{\vec k}\left|C_{\vec k}\right|^2(2N_{\vec k}+1)\times\\ \times\sum_{l=-\infty}^{\infty}J_l^2\left(\frac{e\vec E_0}{m\hbar\Omega^2}\cdot\vec k\right)\left[f_{\vec p+\vec k}-f_{\vec p}\right]\times\\ \times\delta\left(\varepsilon_{\vec p+\vec k}-\varepsilon_{\vec p}-l\hbar\Omega\right).\end{gathered}\tag{3}$$

Для рассмотрения рассеяния на примесях необходимо в (3) сделать замену

$$\begin{gathered}\left|C_{\vec k}\right|^2(2N_{\vec k}+1)\to\frac{n_{ci}}{V}\left(\frac{4\pi Ze^2}{\varepsilon_{st}}\right)^2\times\\ \times\frac{1}{\left(k^2/\hbar^2+\eta^2\right)^2}=\frac{n_{ci}}{V}\left(\frac{4\pi Ze^2}{\varepsilon_{st}}\right)^2\frac{\hbar^4}{\left(k^2+\eta^2\hbar^2\right)^2},\end{gathered}\tag{4}$$

где $\vec k=\vec p'-\vec p$ – изменение квазиимпульса электрона в результате рассеяния на примеси, $\eta=1/r_0$, $r_0$ – дебаевский радиус экранирования, $Ze$ – заряд примеси, $n_{ci}$ – концентрация примесей, $\varepsilon_{st}=11.4$ – статическая диэлектрическая проницаемость бета-модификации оксида галлия [3, 4]. Тогда уравнение (3) для рассеяния на примесях преобразуется к виду:

$$\begin{gathered}e\vec E_1\frac{\partial f_{\vec p}}{\partial \vec p}=\\ =\sum_{\vec p'}\left(\sum_{l=-\infty}^{\infty}J_l^2\left(\frac{e\vec E_0}{m\hbar\Omega^2}\cdot(\vec p'-\vec p)\right)\frac{2\pi n_{ci}\cdot\left(4\pi Ze^2\right)^2\hbar^3}{V\varepsilon_{st}^2\left((\vec p-\vec p\,')^2+\eta^2\hbar^2\right)^2}\delta\left(\varepsilon_{\vec p'}-\varepsilon_{\vec p}-l\hbar\Omega\right)\right)\times\\ \times\left[f_{\vec p'}-f_{\vec p}\right].\end{gathered}\tag{5}$$

Выражение (5) формально можно переписать в виде, соответствующем кинетическому уравнению Больцмана:

$$e\vec{E}_1\frac{\partial f_{\vec{p}}}{\partial\vec{p}} = \\ = \sum_{\vec{p}'}\left\{\left(\sum_{l=-\infty}^{\infty}W_l(\vec{p}',\vec{p})\right)f_{\vec{p}'} - \left(\sum_{l=-\infty}^{\infty}W_l(\vec{p},\vec{p}')\right)f_{\vec{p}}\right\}, \quad (6)$$

$$W_l(\vec{p},\vec{p}') = W_l(\vec{p}',\vec{p}) = J_l^2\left(\frac{e\vec{E}_0}{m\hbar\Omega^2}\cdot(\vec{p}'-\vec{p})\right)\times \\ \times\frac{2\pi n_{ci}\cdot\left(4\pi Ze^2\right)^2\hbar^3}{\varepsilon_{st}^2V\left((\vec{p}'-\vec{p})^2+\eta^2\hbar^2\right)^2}\delta\left(\varepsilon_{\vec{p}'}-\varepsilon_{\vec{p}}-l\hbar\Omega\right). \quad (7)$$

Величины $W_l(\vec{p},\vec{p}')$ формально можно рассматривать как вероятности перехода электрона из состояния с квазиимпульсом $\vec{p}$ в состояние с квазиимпульсом $\vec{p}'$ в результате рассеяния на примеси и поглощения или испускания $l$ фотонов с энергией $\hbar\Omega$. Уравнение вида (6) можно решать численно методом Монте-Карло, полагая $W_l(\vec{p},\vec{p}')$ равной вероятности рассеяния электрона на $l$-м канале рассеяния. Тогда следует вычислить полную вероятность рассеяния электрона с квазиимпульсом $\vec{p}$ на $l$-ом типе рассеяния $W_l(\vec{p}) = \int W_l(\vec{p},\vec{p}')d\vec{p}'$. Перейдем в сферическую систему координат, так что ось $Z$ сонаправлена с вектором $\vec{E}_0$, тогда векторы $\vec{p}$ и $\vec{p}'$ характеризуются наборами $\{p',\theta,\varphi\}$ и $\{p,\alpha,\beta\}$ соответственно.

$$W_l(\vec{p}) = V\int_0^{\infty}\frac{p'^2dp'}{(2\pi\hbar)^3}\int_0^{\pi}\sin\theta d\theta\times \\ \times\int_{-\pi}^{\pi}d\varphi J_l^2\left(\frac{eE_0}{m\hbar\Omega^2}p'\cos\theta-\frac{eE_0}{m\hbar\Omega^2}\cdot p\cos\alpha\right)\times \\ \times\frac{2\pi n_{ci}\cdot\left(4\pi Ze^2\right)^2\hbar^3}{\varepsilon_{st}^2V\left(p'^2+p^2-2pp'\cos\left(\vec{p}\,\hat{}\,\vec{p}'\right)+\eta^2\hbar^2\right)^2}\times \\ \times\delta\left(\varepsilon_{\vec{p}'}-\varepsilon_{\vec{p}}-l\hbar\Omega\right). \quad (8)$$

Здесь $\vec{p}\,\hat{}\,\vec{p}'$ – угол между векторами $\vec{p}$ и $\vec{p}'$,

$$\cos\vec{p}\,\hat{}\,\vec{p}' = \cos\theta\cos\alpha+\sin\theta\sin\alpha\cos(\varphi-\beta). \quad (9)$$

Переходим к безразмерным переменным:

$$\vec{p}\to\frac{\vec{p}}{\sqrt{2mkT}},\quad \Omega\to\frac{\hbar\Omega}{kT},\quad \eta^2\to\frac{\eta^2\hbar^2}{2mkT}, \\ \vec{E}_0\to\frac{e\vec{E}_0\sqrt{2mkT}}{m\hbar\Omega^2}. \quad (10)$$

После взятия интегралов по модулю конечного квазиимпульса электрона $p'$ и по полярному углу $\varphi$ выражение для полной вероятности принимает вид:

$$W_l(\vec{p}) = \frac{8\pi mn_{ci}\left(Ze^2\right)^2}{\varepsilon_{st}^2(2mkT)^{3/2}}\sqrt{p^2+l\Omega}\times \\ \times\int_{-1}^{1}dxJ_l^2\left(E_0\left(\sqrt{p^2+l\Omega}x-p\cos\alpha\right)\right)\times \\ \times\left(x^2\cdot4p^2\left(p^2+l\Omega\right)-x\cdot4p\left(2p^2+l\Omega+\eta^2\right)\times\right. \\ \times\sqrt{p^2+l\Omega}\cos\alpha+\left(2p^2+l\Omega+\eta^2\right)^2- \\ \left.-4p^2\left(p^2+l\Omega\right)\sin^2\alpha\right)^{-1/2}. \quad (11)$$

Выражение для вероятности рассеяния (11) содержит зависимость от концентрации заряженных примесей и радиуса экранирования. Ширина запрещенной зоны в энергетическом спектре оксида галлия составляет 4.8 эВ, поэтому собственных носителей заряда при комнатных температурах практически нет, и проводимость этого материала определяется примесями. В образцах оксида галлия, исследованных экспериментально в [4], концентрация доноров $N_D = 1.43\cdot10^{17}$ см$^{-3}$, концентрация акцепторов $N_A = 4.2\cdot10^{16}$ см$^{-3}$, энергия активации донора $E_D = -28.5$ мэВ (энергия отсчитывается от дна зоны проводимости). Для компенсированного полупроводника концентрация свободных носителей тока $n$ определяется выражением [16]:

$$\frac{N_D}{1+\frac{h_i}{g_i}\exp\left(\frac{E_F-E_D}{kT}\right)} = n+N_A, \quad (12)$$

где $E_F$ – энергия Ферми, $\gamma = h_i/g_i$ – фактор вырождения донорного уровня, $h_i$ – кратность вырождения ионного остатка, $g_i$ – кратность вырождения основного состояния нейтрального атома. В расчетах полагаем $\gamma = h_i/g_i = 2$. Для невырожденного полупроводника $n$-типа положение уровня Ферми определяется выражением

$$E_F = kT\ln\frac{n}{N_c},\quad N_C = 2\left(\frac{2\pi mkT}{(2\pi\hbar)^2}\right)^{3/2}, \quad (13)$$

$N_C$ – эффективная плотность состояний в зоне проводимости [16]. Подставляя (12) в (10), получаем выражение для концентрации свободных носителей заряда:

$$n = \frac{N_A+n_1}{2}\left(\sqrt{1+\frac{4n_1(N_D-N_A)}{(N_A+n_1)^2}}-1\right), \\ n_1 = \frac{g_i}{h_i}N_C\exp\left(\frac{E_D}{kT}\right). \quad (14)$$

При температуре $T = 100$ К концентрация свободных носителей составляет $n = 4 \cdot 10^{16}$ см$^{-3}$. Концентрация ионизированных примесей определяется выражением [16]:

$$n_{ci} = 2N_A + n. \tag{15}$$

Обратный квадрат радиуса экранирования

$$\frac{1}{r_0^2} = \frac{4\pi e^2}{\varepsilon_{st} kT}\left(n + \frac{(N_D - N_A - n)(N_A + n)}{N_D}\right). \tag{16}$$

При температуре $T = 100$ К значение $1/r_0^2$ составляет $1.4 \cdot 10^{12}$ см$^{-2}$.

Расчет показывает, что при температуре около 100 К вероятности переходов электрона $W_l(\vec{p})$ с поглощением и испускания фотонов (то есть для случаев $|l| > 0$) при амплитуде напряженности электромагнитной волны вплоть до $E_0 \sim 10^5$ В · см$^{-1}$ пренебрежимо малы по сравнению с вероятностью $W_0(\vec{p})$, то есть влияние электромагнитной волны на проводимость оксида галлия определяются упругими процессами. Технически это связано с достаточно большой эффективной массой носителей тока – формально полагая эффективную массу на порядок меньше, получаем вероятности рассеяния с поглощением и испусканием фотона сравнимыми с $W_0(\vec{p})$. Выражение для вероятности рассеяния имеет вид:

$$W_0(p) = \frac{8\pi m n_{ci}\left(Ze^2\right)^2}{(2mkT)^{3/2}\varepsilon_{st}^2} p \times$$
$$\times \int_{-1}^{1} dx \frac{J_0^2\left(E_0 px - E_0 p\cos\alpha\right)}{\left[\left(2p^2 + \eta^2\right)^2 - 4p^2\left(2p^2 + \eta^2\right)x\cos\alpha + 2p^4\left(2x^2 - 1 + \cos 2\alpha\right)\right]^{1/2}}. \tag{17}$$

На рис. 1 приведен график зависимости $W_0(\vec{p})$ для случая $\alpha = 0$, $E_0 = 10^4$ В · см$^{-1}$, $\Omega = 10^{14}$ с$^{-1}$. С ростом амплитуды напряженности волны становятся существенными вероятности $W_1(\vec{p})$ и $W_{-1}(\vec{p})$, соответствующие поглощению и испусканию фотона. На рис. 2 приведены графики вероятностей рассеяния, построенные для значения $E_0 = 10^6$ В · см$^{-1}$.

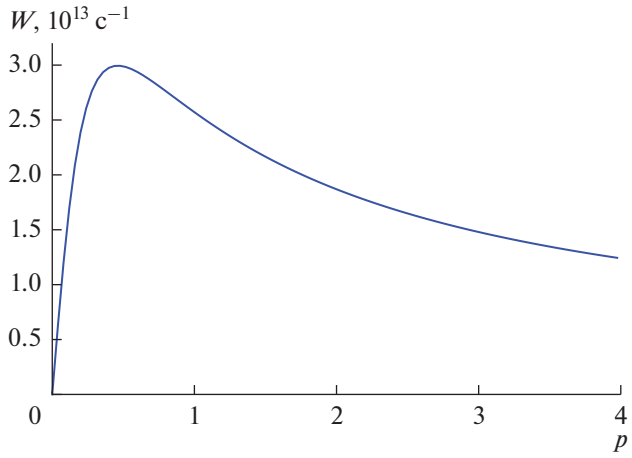


**Рис. 1.** Зависимость вероятности $W_0$ рассеяния электрона на заряженных примесях от модуля квазиимпульса электрона $p$ ($E_0 = 10^4$ В · см$^{-1}$, $\Omega = 10^{14}$ с$^{-1}$, $\alpha = 0$).

Поскольку в случае воздействия на образец электромагнитной волны с амплитудой напряженности $E_0 < 10^5$ В · см$^{-1}$, существенными оказываются упругие процессы электронного рассеяния, можно стандартным образом ввести время релаксации импульсов $\tau$. Считаем, что добавка к равновесной функции распределения пропорциональна напряженности постоянного электрического поля, которое полагаем слабым в том смысле, что это поле не искажает энергетический спектр материала:

$$f(\vec{p}) = f_0(\vec{p}) + f_1(\vec{p}) = f_0(\vec{p}) + A\left(\vec{E}_1, \vec{p}\right). \tag{18}$$

В этом случае интеграл столкновений может быть записан в виде $J = -f_1(\vec{p})/\tau(p,\alpha)$. Средняя частота столкновений определяется выражением:

$$\frac{1}{\tau(p,\alpha)} = -\frac{8n_{ci}\left(Ze^2\right)^2 m}{\varepsilon_{st}^2 (2mkT)^{3/2}} p \cdot J(p,\alpha), \tag{19}$$

$$J(p,\alpha) = \int_0^2 dz \int_0^\pi d\gamma \times$$
$$\times \frac{J_0^2\left(E_0 p\cos\alpha\left(-z + \sqrt{2z - z^2}\,\mathrm{tg}\,\alpha\cos\gamma\right)\right)}{\left(2p^2 z + \eta^2\right)^2} \times \tag{20}$$
$$\times \left(\left(-z + \sqrt{2z - z^2}\,\mathrm{tg}\,\alpha\cos\gamma\right)\right).$$

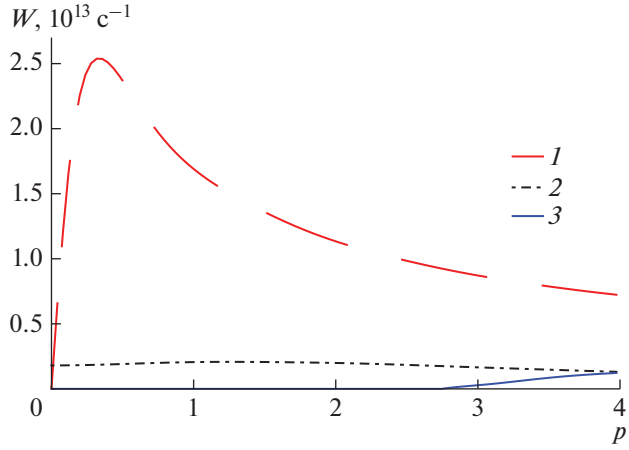


**Рис. 2.** Зависимость вероятностей $W_l$ рассеяния электрона на заряженных примесях от модуля квазиимпульса электрона $p$ ($E_0 = 10^6$ В · см$^{-1}$, $\Omega = 10^{14}$ с$^{-1}$, $\alpha = 0$). *1* – $W_0(\vec{p})$, вероятность рассеяния без поглощения и испускания фотона; *2* – $W_1(\vec{p})$, вероятность рассеяния с поглощением фотона; *3* – $W_{-1}(\vec{p})$, вероятность рассеяния с испусканием фотона.

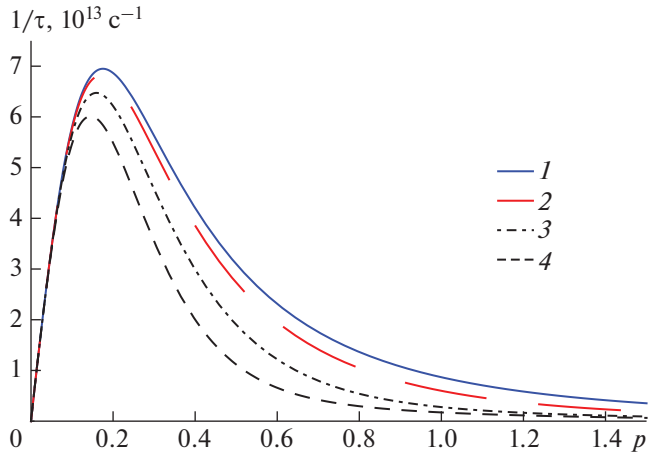


**Рис. 3.** Зависимость средней частоты столкновений $1/\tau$ от модуля квазиимпульса электрона $p$ при различных значениях амплитуды напряженности электрического поля волны: *1* – $E_0 = 0$; *2* – $E_0 = 0.6 \cdot 10^6$; *3* – $E_0 = 1.2 \cdot 10^6$; *4* – $E_0 = 1.8 \cdot 10^6$ В · см$^{-1}$.

В пределе $E_0 \to 0$ (19) переходит в известное выражение для вероятности рассеяния носителей тока на заряженных примесях [19]:

$$\frac{1}{\tau(p)} = \frac{\pi \cdot n_{ci} \cdot \left(Ze^2\right)^2}{\varepsilon_{st}^2 \sqrt{2m}\varepsilon_{\vec{p}}^{3/2}}\left(\ln(1+x) - \frac{x}{1+x}\right), \quad x = \frac{8mr_0^2\varepsilon_{\vec{p}}}{\hbar^2}. \tag{21}$$

Выражение (21) записано в размерных единицах. На рис. 3 приведены графики зависимости $\tau^{-1}(p)$, усредненные по углу рассеяния $\alpha$, построенные для разных значений амплитуды напряженности $E_0$ высокочастотного электрического поля. Видно, что средняя частота столкновений слабо зависит от $E_0$ вплоть до значений $E_0 \sim 10^6$ В · см$^{-1}$. Усредненное по модулю квазиимпульса электрона значение времени релаксации импульса $\tau \sim 10^{-13}$ с, таким образом, при $\Omega = 10^{14}$ с$^{-1}$ исходное предположение $\Omega\tau \gg 1$, при котором справедливо уравнение для низкочастотной части функции распределения (2), выполняется.

Представление функции распределения в форме (18) позволяет в явном виде найти $f_1$. Перейдем в систему координат, в которой векторы напряженности постоянного и высокочастотного электрических полей $\vec{E}_1$ и $\vec{E}_0$ направлены вдоль оси $Z$. Из (6), (19) получаем:

$$f_1 = \tau(\vec{p})\, E_1 \frac{\partial f_0}{\partial p_z}, \tag{22}$$

где $f_0 = \pi^{-3/2}\exp\left(-p^2\right)$ – равновесная функция распределения Больцмана. Используя (19), (20), (22), получаем:

$$f_1 = \frac{kTeE_1\varepsilon_{st}^2}{2\pi\sqrt{\pi}n_{ci} \cdot \left(Ze^2\right)^2} \cdot \frac{\exp\left(-p^2\right)\cos\alpha}{J(p,\alpha)}. \tag{23}$$

Вычислим плотность тока вдоль оси $Z$:

$$j_z = E_1 \cdot \frac{2n(kT)^{3/2}\varepsilon_{st}^2}{\sqrt{2\pi m}n_{ci} \cdot (Ze)^2}\int_0^{\pi} d\alpha \sin\alpha\cos^2\alpha \times \int_0^{\infty} dp \frac{\exp\left(-p^2\right)p^3}{J(p,\alpha)} = \sigma E_1. \tag{24}$$

Удельная проводимость, вычисленная согласно (24), равна $\sigma = 13.5$ (Ом · м)$^{-1}$, что при концентрации носителей заряда $n \sim 10^{16}$ см$^{-3}$ соответствует подвижности $\mu = 85$ см$^2$ · (В · с)$^{-1}$. При расчетах полагали $E_0 \sim 0.6 \cdot 10^6$ В · см$^{-1}$.

Таким образом, на основе анализа квантового кинетического уравнения, учитывающего рассеяние электронов на заряженных примесях, исследовано влияние сильной электромагнитной волны, вектор напряженности которой $\vec{E}_0$ коллинеарен с

вектором напряженности постоянного электрического поля $\vec{E}_1$, на проводимость оксида галлия. Показано, что вплоть до значений $E_0 \sim 10^5$ В · см$^{-1}$ основную роль играют упругие процессы, поэтому можно непосредственно ввести время релаксации. Вычисленные значения подвижности по порядку величины совпадают с наблюдаемыми в эксперименте.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России на выполнение государственных работ в сфере научной деятельности в рамках проектной части государственного задания, код проекта 3.2797.2017/4.6, и при финансовой поддержке РФФИ и Администрации Волгоградской области в рамках научного проекта 18-42-340006 р_а.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Кукушкин С.А., Николаев В.И., Осипов А.В. и др.* // ФТТ. 2016. Т. 58. № 9. С. 1812; *Kukushkin S.A., Nikolaev V.I., Osipov A.V. et al.* // Phys. Sol. St. 2016. V. 58. № 9. P. 1876.
2. *Stepanov S.I., Nikolaev V.I., Bougrov V.E. et al.* // Rev. Adv. Mater. Sci. 2016. V. 44. P. 63.
3. *Konishi K., Goto K., Murakami H. et al.* // Appl. Phys. Lett. 2017. V. 110. Art. № 103506.
4. *Irmscher K., Galazka Z., Pietsch M. et al.* // J. Appl. Phys. 2011. V. 110. Art. № 063720.
5. *Peelaers H., Van de Walle Ch.G.* // Appl. Phys. Lett. 2017. V. 111. Art. № 182104.
6. *Parisini A., Fornari R.* // Semicond. Sci. Technol. 2016. V. 31. Art. № 035023.
7. *Ma N., Tanen N., Verma A. et al.* // Appl. Phys. Lett. 2016. V. 109. Art. № 212101.
8. *Ghosh K., Singisetti U.* // Appl. Phys. Lett. 2016. V. 109. Art. № 072102.
9. *Ghosh K., Singisetti U.* // J. Mater. Res. 2017. V. 32. Art. № 4142.
10. *Ghosh K., Singisetti U.* // J. Appl. Phys. 2017. V. 122. Art. № 035702.
11. *Parisini A., Ghosh K., Singisetti U. et al.* // Semicond. Sci. Technol. 2018. V. 33. Art. № 105008.
12. *Kang Y., Krishnaswamy K., Peelaers H. et al.* // J. Phys. Cond. Matt. 2017. V. 29. Art. № 234001.
13. *Эпштейн Э.М.* // ФТТ. 1969. Т. 11. № 10. С. 2732.
14. *Поляновский В.М.* // ЖЭТФ. 1980. Т. 79. № 6(12). С. 2189.
15. *Zhang Zi-Ch., Wu Ye, Lu Ch., Ahmed Sh.* // Appl. Phys. A. 2018. V. 124. P. 637.
16. *Бонч-Бруевич В.Л., Калашников С.Г.* Физика полупроводников. М.: Наука, 1977. 672 с.