

## ФОТОГАЛЬВАНИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ ДЛЯ РАСЧЕТА ПРЕОБРАЗОВАНИЯ СОЛНЕЧНОЙ ЭНЕРГИИ ПРИ СПИНОВОМ РЕЗОНАНСЕ В КВАНТОВОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

ЧЕРНЫШОВ Н.Н., БЕЛОУСОВ А.В.,  
ПИСАРЕНКО В.М., ЧЕРНЫШОВА И.А.,  
АЛКХАВАЛДЕХ М.А.Ф., ДОРОШ Е.А.

Исследуется фотогальванический эффект в GaAs при оптических переходах между спиновыми зонами уровней Ландау для ультраквантового предела. Рассматривается геометрия, когда поляризация перпендикулярна, а ток направлен вдоль магнитного поля. Эффект обуславливается кубическими членами в гамильтониане, существующими из-за отсутствия центра инверсии.

**Ключевые слова:** фотогальванический эффект, оптические переходы, спиновые зоны, ультраквантовый предел, поляризация, электрическое поле, резонанс.

**Key words:** photovoltaic effect, optical transitions, spins zones, ultra quantum limit, polarization, electric field, resonance.

### 1. Введение

Статья посвящена исследованию фотогальванического эффекта (ФГЭ) в GaAs при оптических переходах между спиновыми зонами уровней Ландау для ультраквантового предела. Зависимость тока от магнитного поля имеет резонансный характер, причем содержит как четный, так и нечетный по полю вклады. Такой характер эффекта связан с резонансом в промежуточном состоянии и интерференцией амплитуд перехода второго порядка по релятивистским вкладам в гамильтониане. Начиная с работы Рашба, явление комбинированного резонанса (поглощение света за счет электрической компоненты электромагнитной волны, обусловленное электронными переходами с переворотом спина) продолжает оставаться в сфере интересов физики полупроводников. Исследовано явление интерференции магнито- и электродипольного резонансов в конфигурации Фойгта. Как и поглощение света, так и ФГЭ определяются отсутствием центральной симметрии среды. Сделано расчет распределения ЭДС вдоль направления магнитного поля. Целью работы является исследование фотогальванического эффекта при спиновом резонансе и проведение экспериментов по поглощению света как метод измерения зонных параметров. Устанавливается, что слагаемые в гамильтониане могут приводить к электродипольным переходам и фототоку.

### 2. Спиновый резонанс

Рассмотрим геометрию Фарадея, когда электрический

ток направлен вдоль магнитного поля и распространения света. Поляризация света и ориентация  $\mathbf{H}$  относительно кристаллографических осей считаются произвольными. Предположим, что выполняются условия, отвечающие суперквантовому пределу:  $\omega > E_F, \omega_s = |g|\mu_B \mathbf{H} \gg T$  – энергия спинового перехода,  $E_F$  – уровень Ферми, отсчитанный от нижней спиновой зоны,  $\mu_B$  – магнетон Бора,  $\hbar=1$ ,  $g$  – фактор,  $\mathbf{A}_0, \mathbf{A}(t)$  – векторные потенциалы однородного магнитного поля и электромагнитной волны:

$$U(\mathbf{r}) = \sum_i u(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i) \quad (1)$$

– потенциальная энергия взаимодействия электронов с примесями ( $\mathbf{r}_i$  – координата  $i$ -го примесного центра). Гамильтониан системы имеет вид [1]

$$H = H_0 + H_1 + H_2 + H_U + U + F,$$

где  $H_0$  – гамильтониан свободного электрона в параболическом приближении

$$H_0 = \frac{\mathbf{k}^2}{2m} + \frac{1}{2} g \mu_B H_1 \sigma_z, \mathbf{k} = \mathbf{p} + \frac{e\mathbf{A}_0}{c}. \quad (2)$$

Слагаемые  $H_1, H_2, H_U$  соответствуют трем возможным механизмам перехода с переворотом спина. На главных осях кристалла

$$\begin{cases} \Omega_1 = \mathbf{k}_2 \mathbf{k}_1 \mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_3 \mathbf{k}_1 \mathbf{k}_3; \\ \Omega_2 = \mathbf{k}_3 \mathbf{k}_2 \mathbf{k}_3 - \mathbf{k}_1 \mathbf{k}_2 \mathbf{k}_1; \\ \Omega_3 = \mathbf{k}_1 \mathbf{k}_3 \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2 \mathbf{k}_3 \mathbf{k}_2. \end{cases} \quad (3)$$

Члены гамильтониана  $F$  определяют взаимодействие электронов с электромагнитной волной

$$F = F_0 + F_1 + F_2 + F_U.$$

Для существования тока вдоль направления поля  $\mathbf{H}$  необходима нечетность вероятности перехода как функции продольного импульса  $\mathbf{p}_z$  (ось  $z$  направлена вдоль  $\mathbf{H}$ ). Она возникает, если вероятность рассчитана в ненулевом порядке по константе  $\delta_0$ , определяющей отсутствие центра инверсии. Будем исходить из решения квантового кинетического уравнения

$$\Omega f_L + G_a = 0, \quad (4)$$

где  $\Omega$  – интеграл столкновений электрона с примесями;  $f_L$  – добавка к равновесной функции распределения;  $G_a$  – вероятность генерации;  $L = (n, p, \sigma)$  – набор квантовых чисел;  $n$  – номер уровня;  $\mathbf{p} = (\mathbf{p}_x, \mathbf{p}_y)$  – импульс электрона,  $\sigma = \pm 1$ . Для обозначения проекции спина будем использовать знаки “ $\pm$ ”. Поскольку нас интересуют электронные переходы в пределах уровня Ландау при  $n = 0$ , будем опускать этот индекс. Потенциально нечетная по импульсу часть функции распределения, дающая вклад в ток, может возник

катель вследствие нечетности функции генерации. В первом порядке теории возмущений асимметричная часть вероятности перехода может возникнуть за счет интерференции вкладов  $F_1$  и  $F_2$ :

$$\omega_{L\beta}^{(1)} = \frac{\pi}{2} \text{Re}[(F_2)_{\beta L} (F_1)_{\beta L}^*], L = \mathbf{p}_+, \beta = \dot{\mathbf{p}}_-; \quad (5)$$

$$(F_1)_{\beta L}^* = \frac{\sqrt{2}\mathbf{e}\mathbf{E}_0\delta_0}{i\omega\omega^2} \mathbf{e}_\beta (a^2\mathbf{p}_z^2 - 1/2)\delta_{\beta\beta}. \quad (6)$$

Здесь  $a = \sqrt{c\hbar/\mathbf{e}\mathbf{H}}$  – длина действия магнитного поля;  $\mathbf{E}_0$  – амплитуда электромагнитной волны;  $\mathbf{e}$  – вектор поляризации. Зависимость от направления  $\mathbf{H}$  относительно кристаллографических осей заключена в коэффициентах  $B_{ijk}$ . Проанализированы слагаемые, возникающие из-за нечетности вероятности рассеяния на примесях по  $\mathbf{p}$ . Установлено, что в суперквантовом пределе (в отличие от случая отсутствия  $\mathbf{H}$ ) эти слагаемые не приводят к ФГЭ. Нечетность функции генерации отсутствует в параболическом приближении для спектра электронов. С учетом непараболическости спектра найдено вклад в ток:

$$\mathbf{j}_z^{(1)} = -\frac{\mathbf{e}^3\delta_0\tilde{g}\omega_s^2\mathbf{E}_0m}{\pi a^4|g|\varepsilon_g\omega^2} \int d\mathbf{p}_z f_{p_z}^{(0)} + \frac{\partial}{\partial m}(\tau_{p_z} + v_{p_z,+}^2) \times \quad (7)$$

$$\times \mathbf{p}_z (a^2\mathbf{p}_z^2 - 1/2)P\delta_\eta(\Delta).$$

Помимо рассмотренного вклада в ток, имеются еще слагаемые, связанные с учетом вклада в асимметричную вероятность перехода с переворотом спина от взаимодействия электронов с примесями. Может показаться, что переходы с переворотом спина при участии примесей не являются резонансными, так как при этом не сохраняется  $\mathbf{p}_z$ . Однако ФГЭ определяется резонансом в промежуточном состоянии. Причина этого аналогична причине возникновения резонансного ФГЭ в квантовой пленке. Эти вклады возникают при учете интерференции амплитуд перехода первого и второго порядков. Для случая  $\Delta \ll \lambda$  получено вклад в виде

$$\mathbf{j}_z^{(2)} + \mathbf{j}_z^{(3)} = -\frac{4\pi\alpha_s\mathbf{e}^3\mathbf{n}(\lambda)}{a^2\omega^2} \mathbf{E}_0^2 \left\{ \delta_\eta(\Delta) - \frac{\tilde{g}\omega_s}{\alpha_s|g|} \dot{\delta}_\eta(\Delta) \right\} \dot{P}; \quad (8)$$

$$\dot{P} = |\mathbf{e}_+|^2 \text{Im} B_{233} + \text{Im}(\mathbf{e}_+^* \mathbf{e}_- B_{133}).$$

В работе [2] были проведены измерения ФГЭ и эффекта увеличения на спиновых переходах в GaAs при  $\mathbf{H} // [111]$ . В этом случае анализ экспериментальных результатов показал, что измеряемые сигналы не зависят от угла между вектором линейной поляризации и кристаллографическими направлениями в плоскости (111). Для

экспериментальных кривых, полученных при противоположных направлениях волнового вектора света  $\mathbf{q}$  фотогальванической составляющей сигнала, не зависящей от знака волнового вектора излучения  $\mathbf{k}$ , строились симметричная комбинация сигналов, полученных при противоположных направлениях распространения света  $U = U(+\mathbf{q}) + U(-\mathbf{q})/2$ . На рис. 1-4 приведены зависимости сигналов ФГЭ  $U \times 10^7$ , В от  $\mathbf{H}$  для линейной, правой и левой относительно направления  $\mathbf{H}$  циркуляционных поляризации.

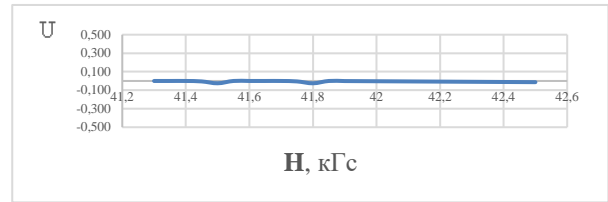


Рис. 1. Левая циркулярная поляризация

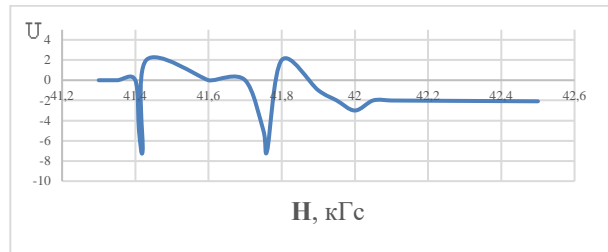


Рис. 2. Правая циркулярная поляризация

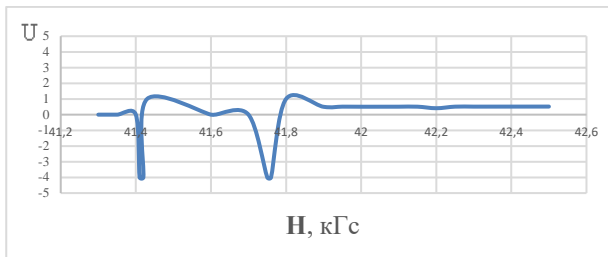


Рис. 3. Линейная диаграмма

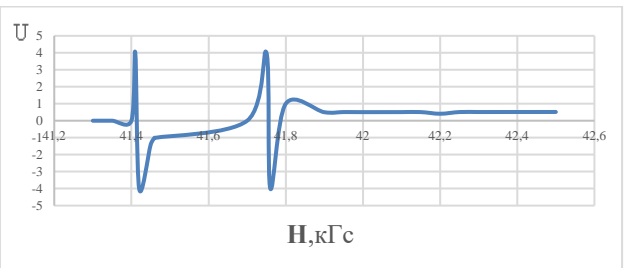


Рис. 4. Фононное увеличение

На рис. 1-4 показаны зависимости ЭДС при ФГЭ от  $\mathbf{H} // [111]$ . Из рисунков видно, что эффект существует только для линейной и правой циркулярной поляризации. Амплитуда сигнала для циркулярной поляризации в два раза больше, чем для линейной. Изменение знака  $\mathbf{H}$  не влияет

на величину эффекта при линейной поляризации излучения. Сигнал содержит как четный, так и нечетный по настройке резонанса вклады. Из сравнения теоретической и экспериментальной величины сигнала видно, что параметры четного вклада в ориентации  $\mathbf{H} // [001]$  хорошо согласуются. Для нечетного вклада величина сигнала  $4.7 \times 10^{-4} \text{ В}$ , что превышает экспериментальное значение  $\sim 4.2 \times 10^{-7} \text{ В}$ . Теория эффекта хорошо описывает наблюдаемые поляризационные зависимости в рассмотренных ориентациях  $\mathbf{H}$  относительно кристаллографических направлений. Сравнение теоретической и экспериментальной величин сигналов для четного по настройке от резонанса вклада позволяет определить параметры  $\tilde{g}; \alpha_s$ . Значения этих параметров находятся в хорошем соответствии с их величинами, вычисленными в модели Кейна. Теоретическая величина нечетного вклада по  $\Delta$  почти на три порядка превышает экспериментально наблюдаемую величину. Это связано с тем, что неоднородность  $\mathbf{H}$  в объеме образца приводит к подавлению знакопеременного сигнала и слабо влияет на величину знака постоянного вклада.

### 3. Усиление высокочастотного поля в неупорядоченной диэлектрической среде

Рассмотрим вопрос о распределении  $\mathbf{E}$  в слабопоглощающей среде. В случайно неоднородных макроскопических средах, построенных из непоглощающих микроскопических частей, вследствие раскачки локальных плазмонов происходит усиление локальных электрических полей. В такой среде средние значения от четных степеней модуля  $\mathbf{E}$  расходятся и являются определяющими для различных нелинейных откликов системы, что приводит к их усилению. Двухфазная среда, состоящая из двух статистически перемешанных компонент  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_2$ , обладает эффективной диэлектрической проницаемостью [3]

$$\epsilon_{\text{eff}} = \sqrt{\epsilon_1 \epsilon_2}, \quad (9)$$

Если обе среды являются металлами, описываемыми моделью Друде-Лоренца

$$\epsilon_{1,2} = 1 - \omega_{\text{P}(1,2)}^2 / \left( \omega \left( \omega + \frac{i}{\tau_{1,2}} \right) \right), \quad (10)$$

и поглощение в них очень мало  $\tau \rightarrow \infty$ , тогда исходные среды не обладают поглощением. Если частота света  $\omega$  лежит между плазменными частотами  $\omega_{\text{P}1}$  и  $\omega_{\text{P}2}$ , в среде возникает конечное поглощение. Это явление связано с возникновением окна между  $\omega_{\text{P}1}, \omega_{\text{P}2}$  и локальных плазмонов.

Перекачка энергии света в плазмоны дает конечное поглощение без столкновений. В работе [4] вычислены средние значения квадрата комплексного  $\mathbf{E}$  и квадрата модуля

$$\langle |\mathbf{E}|^2 \rangle = \frac{(1 + |\epsilon_2/\epsilon_1|)}{\sigma_1 |\epsilon_2/\epsilon_1| + \sigma_2} \langle \mathbf{E} \rangle^2; \quad \langle \mathbf{E}^2 \rangle = \frac{1}{2} \epsilon_{\text{eff}} \frac{\epsilon_1 + \epsilon_2}{\epsilon_1 \epsilon_2} \langle \mathbf{E} \rangle^2. \quad (11)$$

Величина  $\langle |\mathbf{E}|^2 \rangle$  расходится, а  $\langle \mathbf{E}^2 \rangle$  остается ограниченной при увеличении времени релаксации. Из неравенства Коши-Буняковского

$$\langle |\mathbf{E}|^{2n} \rangle \geq \langle |\mathbf{E}|^2 \rangle^n \Rightarrow |\mathbf{E}|^2.$$

Пространственное распределение  $\mathbf{E}$  неоднородно – в среде возникают “горячие точки”. В работе [3] сделано решение для  $\epsilon_{\text{eff}}$  конечной 2D двухфазной модели неупорядоченной среды, возникающей при иерархическом смешивании фаз с разными  $\epsilon$ . Модель Морозовского-Снарского базируется на построении среды путем последовательных и параллельных соединений исходных фаз. В ней складываются тонкие слои с проводимостями  $\sigma_{1,2}$  при равной толщине. Полученная среда с главными значениями  $\dot{\sigma}_{1,2}$  имеет анизотропную проводимость. На следующем этапе иерархии процедура повторяется: из получившейся среды вырезаются в направлении 1 и 2 осей слои равной толщины, а потом собираются. В модели используется два этапа итерации, одна из сред заменяется пустыми промежутками. В результате возникает цепочка проводимостей  $\sigma_{1,2}^n$ . Бесконечное повторение процедуры приводит к одинаковым значениям  $\sigma_{1,2}^\infty$ , совпадающим с соотношениями Дыхне

$$\sigma_1^\infty = \sigma_2^\infty = \sigma_{\text{eff}} = \sqrt{\sigma_1 \sigma_2}. \quad (12)$$

Преобразование Морозовского-Снарского для комплексных диэлектрических проницаемостей системы  $\epsilon_{1,2}^n$  имеет вид

$$\epsilon_1^{n+1} = (\epsilon_1^n + \epsilon_2^n) / 2; \quad \epsilon_2^{n+1} = \frac{2\epsilon_1^n \epsilon_2^n}{\epsilon_1^n + \epsilon_2^n}. \quad (13)$$

Для случая постоянного тока  $\epsilon_{1,2}$  имеет мнимое значение, а получившаяся цепочка сходится к результату Дыхне. То же справедливо для случая действительных положительных  $\epsilon_{1,2}$ , соответствующих статической  $\epsilon$ . Отображение (13) должно привести к сценарию динамического

хаоса для чисто действительных  $\varepsilon_{1,2}$  с противоположными знаками. Таким образом, задача сводится к нелинейному рекуррентному соотношению для диэлектрических проницаемостей. Величины  $\varepsilon$  на  $n$ -м этапе итерации сворачиваются в элементарную функцию. Для  $-\varepsilon_1/\varepsilon_2$  получаем

$$\begin{cases} \varepsilon_1^n = -\sqrt{-\varepsilon_1\varepsilon_2} \operatorname{ctg}(2^n \operatorname{arccctg}(\sqrt{-\varepsilon_1/\varepsilon_2})); \\ \varepsilon_2^n = \varepsilon_1\varepsilon_2/\varepsilon_1^n. \end{cases} \quad (14)$$

При большом  $n$  и  $h = \varepsilon_1/\varepsilon_2 < 0$  величины  $z_n$  быстро осциллируют как функции  $h$ . На малом промежутке по  $h$  их поведение совпадает с тангенсами. При  $h \sim 1$  расстояние между соседними нулями или полюсами  $z_n$  имеет порядок величины  $\pi 2^{-n}$ , т.е. при увеличении  $n$  на 1 частота осцилляций удваивается. Хотя это поведение имеет резкий характер, функция системы уравнений (14) регулярная и никакой фрактальности в картине динамического хаоса не наблюдается [5]. Нули  $\varepsilon_1^n$  и полюсы  $\varepsilon_2^n$  (и наоборот) совпадают с нулями и полюсами  $z_n$  соответственно. Частотная зависимость  $\varepsilon$  определяется через  $h$  зависимость от частоты  $\omega$ . На рис.5 изображена частотная зависимость мнимой части диэлектрической проницаемости  $\varepsilon_1^6$  в случае, если две исходных среды являются металлами, описываемыми в модели Друде-Лоренца, при  $2\omega_{p1} = \omega_{p2} = 2; 1/\tau = 0.02$ , которая повторяет среднюю линию  $\operatorname{Im}(\varepsilon_{\text{eff}}) = \operatorname{Im}\sqrt{\varepsilon_1\varepsilon_2}$ . На кривых выделяется область НЧ поглощения – плазменная зона  $\omega_{p1} < \omega < \omega_{p2}$ . В ее пределах  $\varepsilon_1^6$  осциллирует. С уменьшением  $1/\tau$  осцилляции учащаются, а синусоидально-модулированная кривая распадается на отдельные пики. При возрастании  $n$  частота пиков увеличивается и они сливаются в среднюю кривую.

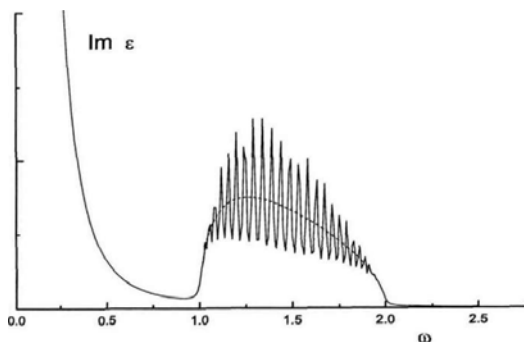


Рис. 5. Частотная зависимость мнимой части диэлектрической проницаемости

#### 4. Фотогальванический эффект в оптически-неупорядоченной среде

Большой интерес представляет приложение результатов исследований к ФГЭ, который является частным случаем нелинейных электромагнитных эффектов. Предположим, что ВЧ поляризация  $\mathbf{D}^\omega$  и плотность стационарного тока  $\mathbf{j}^0$  описана уравнениями

$$\mathbf{D}_i^\omega = \varepsilon^\omega(\mathbf{r})\mathbf{E}_i^\omega; \quad \mathbf{j}_i^0 = \sigma^0(\mathbf{r})\mathbf{E}_i^0 + \alpha_{ijk}^{\text{eff}}\mathbf{E}_j^\omega\mathbf{E}_k^{-\omega}, \quad (15)$$

где  $\mathbf{E}_k^{-\omega} = (\mathbf{E}_k^\omega)^*$ . Первый член описывает ВЧ часть поляризации среды на оптических частотах  $\omega$ , второй описывает НЧ электрический ток ФГЭ. Обе величины удовлетворяют уравнениям Максвелла

$$\begin{cases} \nabla \cdot \mathbf{j}^0 = 0; \nabla \times \mathbf{E}^0 = 0; \\ \nabla \cdot \mathbf{D}^\omega = 0; \nabla \times \mathbf{E}^\omega = 0. \end{cases}$$

ВЧ диэлектрическая проницаемость  $\varepsilon^\omega(\mathbf{r})$  и проводимость на нулевой частоте  $\sigma^0(\mathbf{r})$  предполагаются случайными функциями координат. По аналогии с  $\sigma_{\text{eff}}$  можно ввести эффективный фотогальванический коэффициент  $\alpha_{ijk}^{\text{eff}}$ . Тогда

$$\langle \mathbf{j}_i \rangle = \varepsilon_{ijk} \langle \mathbf{E}_j^\omega \mathbf{E}_k^{\omega*} \rangle = \alpha_{ijk}^{\text{eff}} \langle \mathbf{E}_j^\omega \rangle \langle \mathbf{E}_k^{\omega*} \rangle. \quad (16)$$

Усреднение в уравнении (16) проводится по пространству. Средний ток дает вклад не только в ФГТ, но и в статический отклик, связанный с перераспределением статического поля. Статический отклик описывается первым членом в уравнении для  $\mathbf{j}_i^0$ . Однако среднее значение от этого члена обращается в нуль, если  $\sigma^0(\mathbf{r}), \varepsilon^\omega(\mathbf{r}), \mathbf{E}^\omega(\mathbf{r})$  являются независимыми случайными величинами, либо  $\sigma(\mathbf{r})$  не зависит от координат. В этом случае уравнение для эффективной фотогальванической константы  $\alpha_{ijk}^{\text{eff}}$  сводится к среднему значению  $\langle \mathbf{E}_j^\omega \mathbf{E}_k^{\omega*} \rangle$ . Предположим, что электромагнитная волна падает на образец перпендикулярно к его плоскости, среда изотропна и имеет 2D неоднородность:  $\varepsilon^\omega(\mathbf{r}) = \varepsilon^\omega(x, y)$ , а статическая проводимость не зависит от координат. Тогда в плоскости отсутствует выделение направления и для компонент  $(i, j) = (x, y)$  тензор средних значений выражается через среднее квадрата модуля  $\langle \mathbf{E}_j^\omega \mathbf{E}_k^{\omega*} \rangle = 0.5 \delta_{ij} \langle |\mathbf{E}^\omega|^2 \rangle$ . Выберем модель Друде-Лоренца [6]:

$$\varepsilon_{1,2} = 1 - \frac{\omega_{p(1,2)}^2}{\omega \left( \omega + \frac{i}{\tau_{1,2}} \right)}. \quad (17)$$

В рассматриваемом пределе НЧ  $\sigma$  слабо зависит от координат, в то время как ВЧ  $\varepsilon$  в разных точках имеет разные знаки. К таким объектам относятся композиты полупроводник-полупроводник, металл-диэлектрик, металл-металл. Они состоят из компонент с близкими свойствами в определенной области частот. Тогда мнимая часть  $\varepsilon$  меньше действительной части, а локальные  $\dot{\varepsilon}_{1,2}$  имеют разные знаки. Это возможно в полупроводниках:

- в области частот больше оптического поглощения;
- в окрестности плазменного резонанса;
- в области поляризованного резонанса.

При  $\alpha_{ix} = \alpha_{iy} = \alpha_i$ , совпадающих в обеих средах, получаем для среднего фототока

$$\langle \mathbf{j}_i \rangle = \alpha_i \frac{(|\varepsilon_1| + |\varepsilon_2|) \operatorname{Im}(\sqrt{\varepsilon_1 \varepsilon_2})}{\ddot{\varepsilon}_1 |\varepsilon_2| + \ddot{\varepsilon}_2 |\varepsilon_1|} |\langle \mathbf{E}^\omega \rangle|^2 = \alpha_i^{\text{eff}} |\langle \mathbf{E}^\omega \rangle|^2. \quad (18)$$

В области локального поглощения ( $\ddot{\varepsilon}_{1,2} \rightarrow 0$ ) знаменатель стремится к нулю, а числитель при  $\varepsilon_1 \varepsilon_2 < 0$  остается конечным – происходит усиление фотогальванического тензора. При этих условиях в слабо поглощающей среде остается конечной мнимая часть  $\varepsilon_{\text{eff}}$ . Причина этого эффекта заключается в раскашке локального поля, а величина квадрата модуля  $\mathbf{E}$  определяется балансом макроскопического поглощения и скорости локальных потерь, определяемых  $\ddot{\varepsilon}$ . В области прозрачности  $\varepsilon_1 \varepsilon_2 > 0$  эффективный фотогальванический тензор имеет порядок, как и локальный.

## Вывод

Освещение однородной неполярной среды без центра инверсии может приводить к возникновению стационарного тока, направление которого связано с поляризацией электромагнитного поля тензором третьего ранга и не зависит от волнового вектора. В области примесь-зонных переходов ФГЭ определяется асимметрией вероятности ионизации примесей из-за наличия мультипольных моментов в распределении заряда. В области межзонных оптических переходов ФГЭ обусловлен кулоновским взаимодействием между образующимися свободными дыркой и электроном. Оптические переходы между спиновыми уровнями в квантовом магнитном поле

приводят к возникновению резонансного ФГЭ. Резонанс обусловлен интерференцией различных амплитуд перехода. Он может иметь пикообразный вид, а также и представлять антисимметричные фано-резонансы, в зависимости от поляризации и частоты света. ВЧ диэлектрическая проницаемость случайной разупорядоченной среды в отсутствие поглощения не сходится к конечному пределу при стремлении размеров среды к бесконечности, что происходит в результате возникновения хаотических резонансно-поглощающих областей (горячих точек). В результате происходит усиление нелинейных эффектов, в частности, ФГЭ.

**Литература:** 1. *Brouers F., Henrioulle N., Sarychev A.* Electrical Transport and Optical Properties of inhomogeneous media. M.: Scientific Center for Applied Problems in Electrodynamics, 1996. P.46. 2. *Sarychev A.K., Shubin V.A.* Anderson localization of surface plasmons and nonlinear optics of metal-dielectric composites / *Phys. Rev. B*, 1999. Vol. 60. P.16389-16408. 3. *Hammond G.R., Jenkins J.H., Stanley C.H.* Optical rectification in tellurium from 10.6 m / *Opto-electronics*, 1972. Vol. 4, N3. P.189-196. 4. *Baltz R., Kraut V.* A model calculation to explain the existence of bulk photo-current in ferroelectrics / *Sol. St. Com field m.*, 1978. Vol. 26, N 5. P.961-963. 5. *Herman K.H., Volgel E.* CO<sub>2</sub> laser-induced photoeffects in tellurium / *Proc. 11<sup>th</sup> Int. Conf. Phys. Semiconductor.* Warsaw, 1972. P.870-875. 6. *Kraut W., Baltz R.* Anomalous bulk photovoltaic effect in ferroelectrics: a quadratic response theory / *Phys. Rev. B*, 1979. Vol. 19, N 3. P.1548-1554. 7. *Chernyshov N.N.* Conductivity of multi-component electron gas // *Radioelectronics & informatics.* 2015. №1. P.23-25. 8. *Chernyshov N.N., Slusarenko A.A.* Study the photovoltaic effect in the spin resonance for crystals without inversion centre // *Zbiór artykułow naukowych / Inzynieria i technologia.* Nauka wczoraj, dzis, jutro; Warszawa, 02.2016. P.53-58.

## Транслитерованный список литературы:

1. *F. Brouers, N. Henrioulle, A. Sarychev.* Electrical Transport and Optical Properties of inhomogeneous media. M.: Scientific Center for Applied Problems in Electrodynamics. 1996. P.46.
2. *A.K. Sarychev, V.A. Shubin.* Anderson localization of surface plasmons and nonlinear optics of metal-dielectric composites / *Phys. Rev. B*, 1999. Vol.60. P.16389-16408.
3. *G.R. Hammond, J.H. Jenkins, C.H. Stanley.* Optical rectification in tellurium from 10.6 m / *Opto-electronics*, 1972. Vol. 4, N3. P.189-196.
4. *R. Baltz, V. Kraut.* A model calculation to explain the existence of bulk photo-current in ferroelectrics / *Sol. St. Com field m.*, 1978. Vol. 26, N 5. P.961-963.
5. *K.H. Herman, E. Volgel.* CO<sub>2</sub> laser-induced photoeffects in tellurium / *Proc. 11<sup>th</sup> Int. Conf. Phys. Semiconductor.* – Warsaw, 1972. P.870-875.
6. *W. Kraut, R. Baltz.* Anomalous bulk photovoltaic effect in ferroelectrics: a quadratic response theory / *Phys. Rev. B*, 1979. Vol. 19, N 3. P.1548-1554.

7. *N.N. Chernyshov*. Conductivity of multicomponent electron gas // *Radioelectronics & informatics*; №1; KhNURE, 2015. P.23-25.

8. *N.N. Chernyshov, A.A. Slusarenko*. Study the photovoltaic effect in the spin resonance for crystals without inversion centre // *Zbior artykulow naukowych / Inzynieria i technologia*. Nauka wczoraj, dzis, jutro; Warszawa, 02.2016. P.53-58.

Поступила в редколлегию 12.06.2018

**Рецензент:** д-р физ.-мат. наук, проф. Панченко А.Ю.

**Чернышов Николай Николаевич**, канд. техн. наук, с.н.с., докторант, доцент кафедры проектирования и эксплуатации электронных аппаратов ХНУРЭ. Научные интересы: солнечная энергетика, фотогальваника, математическое и компьютерное моделирование. Адрес: Украина, 61166, Харьков, пр. Науки, 14, тел.: +380930436635, E-mail: mykola.chernyshov@nure.ua.

**Белусов Александр Владимирович**, канд. техн. наук, профессор, директор Института энергетика, информационных технологий и управляющих систем, Белгородский государственный технологический университет им. В.Г. Шухова. Научные интересы: нетрадиционная энергетика, теория автоматического управления, математическое и компьютерное моделирование. Адрес: Россия, 308012, Белгород, ул. Костюкова, 46, тел.: +79155227660, E-mail: ntk@intbel.ru.

**Писаренко Василий Михайлович**, канд. техн. наук, доцент кафедры микроэлектроники электронных приборов и устройств ХНУРЭ. Научные интересы: солнечная энергетика, микро- и наноэлектроника, теория автоматического управления, математическое и компьютерное моделирование. Адрес: Украина, 61166, Харьков, пр. Науки, 14, тел.: +380504034205, E-mail: vasilyi.pisarenko@nure.ua.

**Чернышова Ирина Александровна**, работник библиотеки, Белгородский государственный технологический университет им. В.Г. Шухова. Адрес: Россия, 308012, Белгород, ул. Костюкова, 46.

**Мохаммед Амин Фалах Алкхавалдех**, аспирант кафедры микроэлектроники электронных приборов и устройств ХНУРЭ. Научные интересы: солнечная энергетика, материаловедение, компьютерное моделирование. Адрес: Украина, 61166, Харьков, пр. Науки, 14.

**Дорош Егор Андреевич**, студент кафедры энергетика и автоматика, Белгородский государственный технологический университет им. В.Г. Шухова. Адрес: Россия, 308012, Белгород, ул. Костюкова, 46.

**Chernyshov Nikolay Nikolaevich**, Cand. Sc., Senior Researcher, Doctoral Candidate, Associate Professor of the Department of design and operation of electronic devices, Kharkov national University of Radioelectronics. Research interests: solar energy, photovoltaic, mathematical and computer modeling. Address: Ukraine, 61166, Kharkov, Nauka Ave., 14, Phone: + 380930436635, E-mail: mykola.chernyshov@nure.ua

**Belousov Alexander Vladimirovich**, Cand. Sc., Professor, Director of the Institute of energy, information technologies and control systems, The Federal State Budget Educational Institution of Higher Education "Belgorod State Technological University named after V.G. Shukhov". Research interests: unconventional energy, theory of automatic control, mathematical and computer modeling. Address: Russia, 308012, Belgorod, Kostyukova Str., 46, Phone: + 79155227660, E-mail: ntk@intbel.ru

**Pisarenko Vasily Mikhailovich**, Cand. Sc, Associate Professor, Department of microelectronics of electronic devices, Kharkov national University of Radioelectronics. Research interests: solar energy, micro- and nan electronics, theory of automatic control, mathematical and computer modeling. Address: Ukraine, 61166, Kharkov, Nauka Ave., 14, Phone: +380504034205, E-mail: vasilyi.pisarenko@nure.ua.

**Chernyshova Irina Aleksandrovna**, The employee of the library, The Federal State Budget Educational Institution of Higher Education "Belgorod State Technological University named after V.G. Shukhov". Address: Russia, 308012, Belgorod, Kostyukova Street, 46.

**Mohammed Amin Falah Alkhalwaldeh**, Post graduate of the Department of microelectronics electronic devices, Kharkiv national University of radio electronics. Research interests: solar energy, materials science, computer modeling. Address: Ukraine, 61166, Kharkov, Nauka Ave., 14.

**Dorosh Yegor Andreevich**, Student, Department of energy and automation, The Federal State Budget Educational Institution of Higher Education "Belgorod State Technological University named after V.G. Shukhov". Address: Russia, 308012, Belgorod, Kostyukova Str., 46.