УДК 621.039.05

Н.Н. ЧЕРНЫШОВ, канд. техн. наук, Н.И. СЛИПЧЕНКО, д-р физ.-мат. наук., А.В. БЕЛОУСОВ, канд. техн. наук., М.А.Ф. АЛКХАВАЛДЕХ

ФОТОГАЛЬВАНИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ ПРИ ОПТИЧЕСКИХ ПЕРЕХОДАХ ДЛЯ УЛЬТРАКВАНТОВОГО ПРЕДЕЛА МЕЖДУ СПИНОВЫМИ ЗОНАМИ УРОВНЕЙ ЛАНДАУ

Введение

Статья посвящена исследованию фотогальванического эффекта (ФГЭ) в GaAs при оптических переходах между спиновыми зонами уровней Ландау для ультраквантового предела. Рассмотрена геометрия, когда поляризация перпендикулярна, а ток направлен вдоль магнитного поля. Эффект обусловлен кубическими членами в гамильтониане, существующими из-за отсутствия центра инверсии. 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. Проводится сравнение теории с экспериментом. 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 [1 – 5].

Цель статьи – теоретическое исследование ФГЭ при спиновом резонансе, которые могут дополнить эксперименты по поглощению света как метод измерения зонных параметров. Одни и те же слагаемые в гамильтониане могут приводить к электродипольным переходам и к току ФГЭ. Рассчитано распределение ЭДС вдоль направления магнитного поля **H** при распространении света вдоль того же направления (геометрия Фарадея).

Фотогальванический эффект при спиновом резонансе

Рассмотрим уравнение для спинового перехода, отвечающее суперквантовому пределу: $\omega > \mathbf{E}_F, \omega_s = |g|\mu_B \mathbf{H} >> T$ $\mathbf{E}_F$ – уровень Ферми относительно нижней спиновой зоны, μ_B – магнетон Бора. Поляризация света и ориентация магнитного поля **H** относительно кристаллографических осей произвольные; $U(\mathbf{r}) = \sum_i u(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i)$ – потенциальная энергия взаимодействия электронов с хаотически распределенными примесями ($\mathbf{r}_i$ – координата i-го примесного центра). Гамильтониан рассматриваемой системы имеет вид $H = H_0 + H_1 + H_2 + H_U + U + F$, где H_0 – гамильтониан свободного электрона в параболическом приближении. Слагаемые H_1, H_2, H_U соответствует трем возможным механизмам перехода с переворотом спина.

Нечетная по импульсу часть функции распределения, дающая вклад в ток, может возникать вследствие нечетности функции генерации. В первом порядке теории возмущений асимметричная часть вероятности перехода возникает за счет интерференции вкладов F_1 и F_2

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

Зависимость от направления **H** относительно кристаллографических осей заключена в коэффициентах B_{ijk} (Φ и Θ – азимутальный и полярный углы с осью (100)):

$$\begin{cases} B_{133} = \cos 2\Phi \cos 2\Theta - i/2 \sin 2\Phi \cos\Theta (3\cos^2\Theta - 1); \\ B_{233} = -3i/2 \sin 2\Phi \sin\Theta \sin 2\Theta. \end{cases} \quad (2)$$

Проанализированы слагаемые, возникающие из-за нечетности вероятности рассеяния на примесях по **p**. В суперквантовом пределе (в отличие от случая отсутствия **H**) эти слагаемые не приводят к ФГЭ. Нечетность функции генерации отсутствует в параболическом приближении для спектра электронов. С учетом непараболичности спектра найдено вклад в ток [6]

$$\mathbf{j}_z^{(1)} = -\frac{\mathbf{e}^3 \delta_0 \tilde{g} \omega_s^2 \mathbf{E}_0^2 m}{\pi a^4 |g| \varepsilon_g \omega^2} \int d\mathbf{p}_z f_{\mathbf{p},z}^{(0)} + \frac{\partial}{\partial m} (\tau_{\mathbf{p}z} + \upsilon_{\mathbf{p}z,+}^z) \times \mathbf{p}_z (a^2 \mathbf{p}_z^2 - 1/2) P \delta_\eta(\Delta). \quad (3)$$

Здесь $P = \mathrm{Re}(\mathbf{e}_- \mathbf{e}_+^* B_{133}), \delta_\eta(\Delta) = \eta / \pi(\Delta^2 + \eta^2) -$ дельта-функция, $\Delta = \omega - \omega_s -$ отстройка от резонанса, $\eta -$ уширение.

Помимо рассмотренного вклада в ток имеются еще слагаемые, связанные с учетом вклада в асимметричную вероятность перехода с переворотом спина от взаимодействия электронов с примесями. ФГЭ при этом 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 $(\Delta << \lambda)$ получено уравнение для вклада плотности тока [7; 8]

$$\mathbf{j}_z^{(2)} + \mathbf{j}_z^{(3)} = -\frac{4\pi \alpha_s \mathbf{e}^3 \mathbf{n} \langle \lambda \rangle}{a^2 \omega^2} \mathbf{E}_0^2 \left\{ \delta_\eta(\Delta) - \frac{\tilde{g} \omega_s}{\alpha_s |g|} \dot{\delta}_\eta(\Delta) \right\} \dot{P}, \dot{P} = |\mathbf{e}_+|^2 \operatorname{Im} B_{233} + \operatorname{Im}(\mathbf{e}_+^* \mathbf{e}_- B_{133}). \quad (4)$$

На рис. 1 – 4 приведены зависимости сигналов ФГЭ от **B** поляризаций, $U \times 10^7, B$.

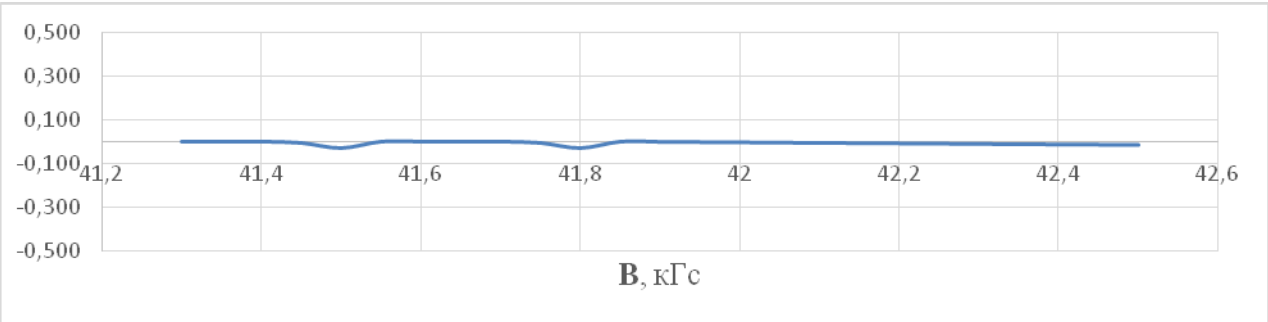

Рис. 1. Левая циркулярная поляризация

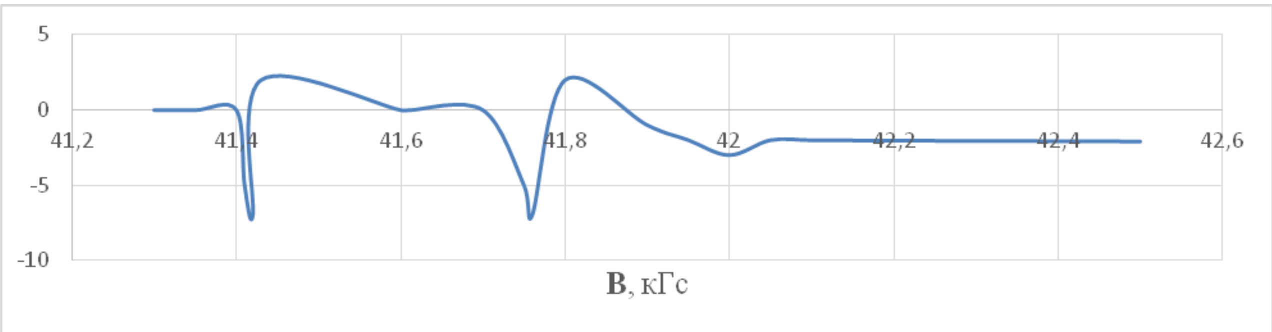

Рис. 2. Правая циркулярная поляризация

Проведены измерения ФГЭ и эффекта увеличения на спиновых переходах в GaAs. Анализ результатов показал, что измеряемые сигналы не зависят от угла между вектором линейной поляризации и кристаллографическими направлениями в плоскости (111). Из рисунка видно, что эффект существует только для линейной и правой циркулярной поляризаций. Амплитуда сигнала для циркулярной поляризации в два раза больше чем линейной. Изменение знака **B** не влияет на величину эффекта при линейной поляризации излучения. Сигнал содержит как четный, так и нечетный по настройке резонанса вклады.

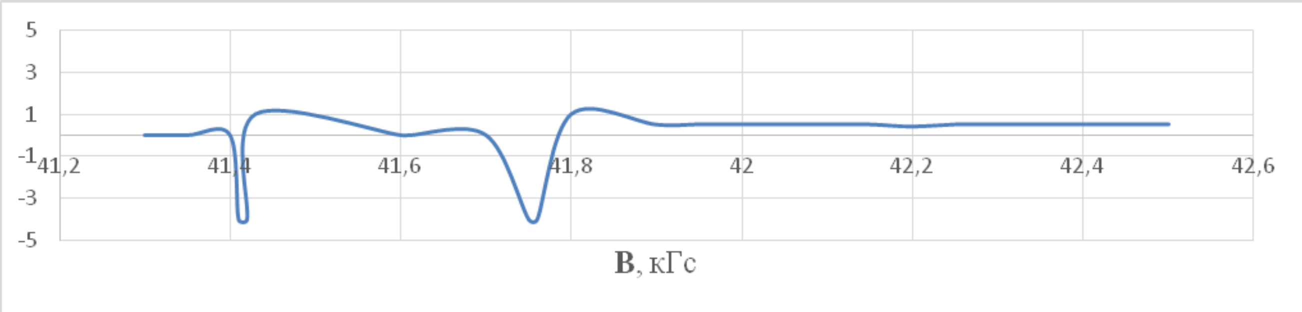

Рис. 3. Линейная диаграмма

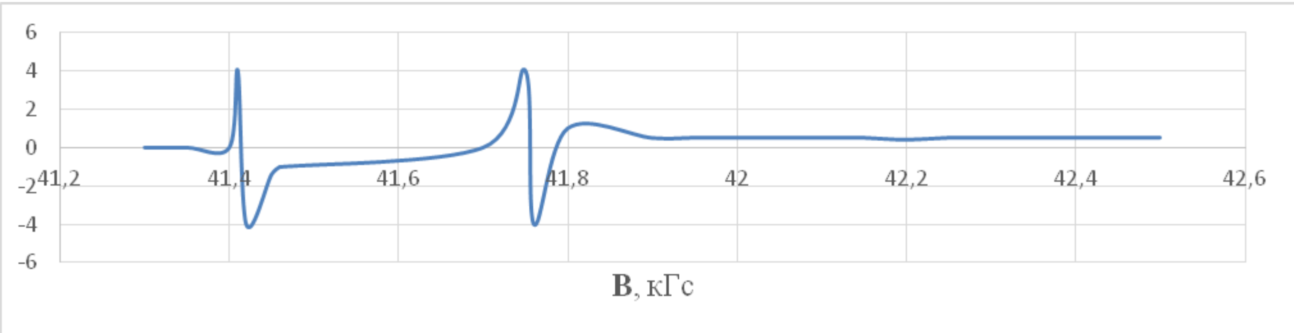

Рис. 4. Фононное увеличение

Из сравнения теоретической и экспериментальной величин сигнала видно, что параметры четного вклада в ориентации магнитной индукции **B**//[001] хорошо согласуются. Для нечетного вклада величина сигнала 4.7×10^{-4} В, что превышает экспериментальное значение 4.2×10^{-7} В. Теория эффекта хорошо описывает наблюдаемые поляризационные зависимости в рассмотренных ориентациях **B** относительно кристаллографических направлений. Сравнение теоретической и экспериментальной величин сигналов для четного по настройке от резонанса вклада позволяет определить параметры $\tilde{g}$ и α_s. Значения этих параметров находятся в хорошем соответствии с их величинами, вычисленными в модели Кейна. Теоретическая величина нечетного вклада по Δ почти на три порядка превышает экспериментально наблюдаемую величину. Это связано с тем, что неоднородность **B** в объеме, занимаемом образцом, приводит к подавлению знакопеременного сигнала и слабо влияет на величину знак постоянного вклада.

Усиление высокочастотного поля в неупорядоченной диэлектрической среде

Рассмотрим вопрос о распределении электрического поля **E** в слабопоглощающей среде. В случайно-неоднородных макроскопических средах, построенных из непоглощающих микроскопических частей, вследствие раскачки локальных плазмонов происходит усиление локальных **E**. В такой среде расходятся средние значения от четных степеней модуля **E** и являются определяющими для различных нелинейных откликов системы, что приводит к их усилению. Двухфазная среда, состоящая из двух статистически перемешанных компонент ε_1 **и** ε_2 обладает эффективной диэлектрической проницаемостью [9 – 12]

$$\varepsilon_{\text{eff}} = \sqrt{\varepsilon_1 \varepsilon_2}, \tag{5}$$

Если обе среды являются металлами, описываемыми моделью Друде – Лоренца

$$\varepsilon_{1,2} = 1 - \omega^2_{P(1,2)} \Big/ \omega\left(\omega + \frac{i}{\tau_{1,2}}\right), \tag{6}$$

и поглощение в них очень мало $\tau \to \infty.$, то исходные среды не обладают поглощением. Если частота света ω лежит между плазменными частотами ω_{P1} и ω_{P2}, в среде возникает конечное поглощение. Это явление связано с возникновением окна между ω_{P1}, ω_{P2} и локальными плазмонами. Перекачка энергии света в плазмоны дает конечное поглощение без столкновений. В работе [13] вычислены средние значения квадрата комплексного **E** и квадрата модуля поля

$$\left\langle |\mathbf{E}|^2 \right\rangle = \frac{\left(1 + |\varepsilon_2/\varepsilon_1|\right)}{\sigma_1 |\varepsilon_2/\varepsilon_1| + \sigma_2} \left|\langle \mathbf{E} \rangle\right|^2; \; \left\langle \mathbf{E}^2 \right\rangle = \frac{1}{2} \varepsilon_{\text{eff}} \frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}{\varepsilon_1 \varepsilon_2} \langle \mathbf{E} \rangle^2. \tag{7}$$

Величина $\left\langle |\mathbf{E}|^2 \right\rangle$ расходится, а $\left\langle \mathbf{E}^2 \right\rangle$ остается ограниченной при увеличении времени релаксации. Из неравенства Коши – Буняковского $\left\langle |\mathbf{E}|^{2n} \right\rangle \geq \left\langle |\mathbf{E}|^2 \right\rangle^n$ следует расходимость более высоких моментов $|\mathbf{E}|^2$. Пространственное распределение **E** неоднородно – в среде возникают “горячие точки”. В работе [14] сделано решение для ε_{eff} конечной 2D двухфазной модели неупорядоченной среды, возникающей при иерархическом смешивании фаз с разными ε. 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 $\sigma^n_{1;2}$. Бесконечное повторение процедуры приводит к одинаковым значениям $\sigma^\infty_{1;2}$, совпадающим с соотношениями Дыхне [14]

$$\sigma_1^\infty = \sigma_2^\infty = \sigma_{\text{eff}} = \sqrt{\sigma_1 \sigma_2}. \tag{8}$$

Для случая постоянного тока $\varepsilon_{1;2}$ имеет мнимое значение, а получившаяся цепочка сходится к результату Дыхне. То же справедливо для случая действительных положительных $\varepsilon_{1;2}$, соответствующих статической ε. Задача сводится к нелинейному рекуррентному соотношению для диэлектрических проницаемостей. Величины ε на *n*-м этапе итерации сворачиваются в элементарную функцию. 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 $\pi 2^{-n}$, то есть при увеличении *n* на 1 частота осцилляций удваивается.

Фотогальванический эффект в оптически-неупорядоченной среде

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

$$\mathbf{D}_i^{\omega} = \varepsilon^{\omega}(\mathbf{r})\mathbf{E}_i^{\omega}; \ \ \mathbf{j}_i^{0} = \sigma^{0}(\mathbf{r})\mathbf{E}_i^{0} + \alpha_{ijk}\mathbf{E}_j^{\omega}\mathbf{E}_k^{-\omega}, \tag{9}$$

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

$$\begin{cases} \nabla\mathbf{j}^{0} = 0; \nabla\times\mathbf{E}^{0} = 0; \\ \nabla\mathbf{D}^{\omega} = 0; \nabla\times\mathbf{E}^{\omega} = 0. \end{cases} \tag{10}$$

ВЧ диэлектрическая проницаемость $\varepsilon^{\omega}(\mathbf{r})$ и проводимость на нулевой частоте $\sigma^{0}(\mathbf{r})$ предполагается случайными функциями координат. По аналогии с σ_{eff} можно ввести эффективный фотогальванический коэффициент $\alpha_{ijk}^{\text{eff}}$. Тогда [13]

$$\langle \mathbf{j}_i \rangle = \varepsilon_{ijk}\langle \mathbf{E}_j^{\omega}\mathbf{E}_k^{\omega *}\rangle = \alpha_{ijk}^{\text{eff}}\langle \mathbf{E}_j^{\omega}\rangle\langle \mathbf{E}_k^{\omega *}\rangle. \tag{11}$$

Среднее значение тока дает вклад не только в ФГЭ, но и статический отклик, связанный с перераспределением статического поля. Статический отклик описывается первым членом в уравнении для $\dot{\mathbf{j}}_i^{0}$. 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 $\alpha_{ijk}^{\text{eff}}$ определяется усреднением второго слагаемого в уравнениях (9) и сводится к среднему значению $\langle \mathbf{E}_j^{\omega}\mathbf{E}_k^{\omega *}\rangle$. Предположим, что электромагнитная волна падает на образец перпендикулярно 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 направление и для компонент $(i, j) = (x, y)$ тензор средних значений выражается через среднее от квадрата модуля $\langle \mathbf{E}_j^{\omega}\mathbf{E}_k^{\omega *}\rangle = 0.5\delta_{ij}\langle |\mathbf{E}^{\omega}|^{2}\rangle$. Для модели ВЧ ε выберем модель Друде – Лоренца

$$\varepsilon_{1;2} = 1 - \frac{\omega_{P(1;2)}^{2}}{\omega\left(\omega + \dfrac{i}{\tau_{1;2}}\right)}. \tag{12}$$

В рассматриваемом пределе НЧ σ слабо зависит от координат, в то время как ВЧ ε в разных точках имеет разные знаки. К рассматриваемым объектам относятся композиты полупроводник-полупроводник, металл-диэлектрик, металл-металл. Они состоят из компонент с близкими свойствами в определенной области частот. Тогда мнимая часть ε меньше действительной части, а локальные $\dot{\varepsilon}_{1;2}$ имеют разные знаки. Это возможно в полупроводниках [15]:

- в окрестности плазменного резонанса на свободных носителях;
- в области частот, существенно превышающих край оптического поглощения;
- в области поляризованного резонанса.

При $\alpha_{ixx} = \alpha_{iyy} = \alpha_{i}$, совпадающих в обеих средах, получаем уравнение для среднего фототока:

$$\langle \mathbf{j}_i \rangle = \alpha_i \frac{(|\varepsilon_1| + |\varepsilon_2|)\mathrm{Im}\left(\sqrt{(\varepsilon_1\varepsilon_2}\right)}{\ddot{\varepsilon}_1|\varepsilon_2| + \ddot{\varepsilon}_2|\varepsilon_1|} \left|\langle \mathbf{E}^{\omega} \rangle\right|^2 = \alpha_i^{\mathrm{eff}} \left|\langle \mathbf{E}^{\omega} \rangle\right|^2. \tag{13}$$

Из уравнения видно, что в области слабого локального поглощения $(\ddot{\varepsilon}_{1;2} \to 0)$ знаменатель стремится к нулю, в то время как числитель при $\varepsilon_1\varepsilon_2 < 0$ остается конечным, т. е. происходит усиление фотогальванического тензора. Именно при этих условиях в слабо поглощающей среде остается конечной мнимая часть $\varepsilon_{\mathrm{eff}}$. Причина этого эффекта заключается в раскачке локального поля, а величина квадрата модуля **E** определяется балансом макроскопического поглощения и скорости локальных потерь, определяемых $\ddot{\varepsilon}$. В области прозрачности среды $\varepsilon_1\varepsilon_2 > 0$ эффективный фотогальванический тензор имеет такой же порядок, как и локальный. В качестве примера материала рассмотрим несимметричный кристалл GaAs, в котором симметрия разрешает объемный ФГЭ. Будем предполагать, что объемный образец построен из чередующихся сильно- и слаболегированных “столбиков” вдоль оси 0z = (111), совпадающей с нормалью к поверхности образца, со статическими свойствами. ФГЭ будет усилен в области частот между плазменными частотами свободных электронов. В GaAs фотогальванический тензор имеет только равные друг другу компоненты α_{123}. Используя ориентацию осей $0x = (01\bar{1}); 0y = (\bar{2}11)$, находим $\mathbf{j}_x = 0$ и $\mathbf{j}_y = \sqrt{2/3\alpha_{\mathrm{eff}}}\left|\langle \mathbf{E}^{\omega} \rangle\right|^2$. Отметим, что использованное приближение малости флуктуаций статической σ не влияет на порядок величины ответа, пока эти флуктуации не превышают среднюю величину проводимости: $\ln\left(\sigma/\langle\sigma\rangle\right) \le 1$. Это происходит потому, что усиление ФГЭ обусловлено не близостью к порогу перколяции, а возможностью поглощения поля в среде при отсутствии локальных потерь. В пределе НЧ света усиление $\langle \mathbf{E} \rangle^2$ возникает в системе металл-диэлектрик, где малое отношение статических проводимостей $h = \sigma_1/\sigma_2$ определяет близость к порогу перколяции. В перколяционной системе с проводимостями σ_1 и σ_2 средний квадрат поля [16]

$$\langle \mathbf{E}^2 \rangle = \frac{\sigma_1 + \sigma_2}{\sqrt{\sigma_1\sigma_2}} \langle \mathbf{E} \rangle^2. \tag{14}$$

Если одна из величин $\sigma_{1;2}$ стремится к нулю, а вторая ограничена, то $\langle \mathbf{E}^2 \rangle \to \infty$. В отличие от ВЧ случая, в этом пределе для нахождения $\langle \mathbf{j}_i \rangle$ недостаточно усреднять его величину, а необходимо решать уравнение на статическое **E** во втором порядке.

Выводы

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. Приложение переменного напряжения к проводящей среде, не обладающей центром инверсии, сопровождается возникновением стационарного тока, связанного с асимметрией рассеяния электронов на примесях и фононах.

Оптические переходы между спиновыми уровнями в квантовом магнитном поле приводят к возникновению резонансного ФГЭ. Резонанс обусловлен интерференцией различных амплитуд перехода. Он может иметь как пикообразный вид, так и представлять антисимметричные фанорезонансы, в зависимости от поляризации и частоты света. ВЧ диэлектрическая проницаемость случайной разупорядоченной среды в отсутствии 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.

Наличие границ образца приводит к понижению симметрии кристалла и, как следствие отсутствия инверсии в системе образец + поле, к фототоку вдоль границы (пленочный ФГЭ). Этот эффект возможен в кристалле с центром инверсии, если либо поверхность кристалла не является плоскостью симметрии кристалла, либо поляризация наклонно направлена относительно поверхности. В размерно-квантовой системе поверхностный фотогальванический ток содержит резонансы, связанные с межзонными переходами. Резонансы обусловлены промежуточными состояниями для перехода и могут быть как симметричными, так и антисимметричными функциями частоты.

Список литературы:

1. Edelstein V.M. Inverse Faraday Effect in Conducting Crystals Caused by a Broken Mirror Symmetry // Phys. Rev. Lett. – 1998. – v.80. – p.5766-5769.
2. Bychkov Yu. A. and Rashba E.I. JETP Lett. – 1984. – v.39. – p.78.
3. Rashba E.I., Sheka V.I. In book: Landau Level Spectroscopy. Netherlands, 1991. – p.l78.
4. Chen Y.F., Dobrovolska M. Interference of electric-dipole and magnetic-dipole interactions in conduction-electron-spin resonance // Phys. Rev. B. – 1985. – v.32. – p.890-902.
5. Dresselhaus G. Spin-Orbit Coupling Effects in Zinc Blende Structures // Phys. Rev. – 1955. – v.l00. – p.580-586.
6. Barkan I.B., Entin M.V., Marennikov S.I. Holographic storage in $LiNbO_3$ at high temperature // Phys. Stat. Solidi (a). – 1976. – v.38. N 2. – p.K139-K142.
7. Chaplik A.V., Entin M.V., Magarill L.I. Spin orientation of electrons by lateralelectric field in 2D system without inversion symmetry // Physica E. – 2002. – v.l3. – p.744-747.
8. Brouers F., Blacher S., Sarychev A.K. Fractal Reviews in the Natural and Applied Sciences, 1995. – p.237-240.
9. Brouers F., Blacher S., Henrioulle N., Sarychev A. Electrical Transport and Optical Properties of inhomogeneous media. – M. : Scientific Center for Applied Problems in Electrodynamics, 1996. – p.46.
10. Clerc J.P., Giraud G., Laugier J.M., Luck J.M. Advances in Physics. – 1990. – v.39. – p.191-204.
11. Sarychev A.K, Shubin V.A., Shalaev V.M. Anderson localization of surface plasmons and nonlinear optics of metal-dielectric composites // Phys. Rev. B. – 1999. – v.60. – p.16389-16408.
12. Brouers F., Henrioulle N., Sarychev A. Electrical Transport and Optical Properties of inhomogeneous media. – M. : Scientific Center for Applyed Problems in Electrodynamics, 1996. –p.46.
13. Kraut W., Baltz R. Anomalous bulk photovoltaic effect in ferroelectrics: a quadratic response theory // Phys. Rev. B. – 1979. – v.19, N 3. – p.1548-1554.
14. Baltz R., Kraut V. A model calculation to explain the existence of bulk photo-current in ferroelectrics // Sol. St. Com field m. – 1978. – v.26, N 5. – p.961-963.
15. Chernyshov N.N., Slusarenko A.A. 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.
16. Chernyshov N.N. Conductivity of multicomponent electron gas // Radioelectronics & informatics. – 2015. – №1. – p.23-25.

Харьковский национальный университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 11.07.2018