

Министерства высшего и среднего специального образования Республики

Узбекистан

Ферганский государственный университет

На правах рукописи

УДК 621.315.592

Б75 ОД

Тевфик ЭСКИ

2000 2000

**ВЛИЯНИЕ СОСТОЯНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ СВЕТА НА ОПТИЧЕСКИЕ И
ФОТОГАЛЬВАНИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ И В
ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ
СТРУКТУРАХ**

(специальность 01.04.10 -физика полупроводников и диэлектриков)

А в т о р е ф е р а т

диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-математических
наук

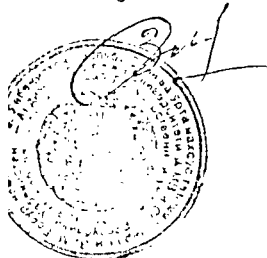
Научный руководитель:

доктор физико-математических наук

Р.Я.РАСУЛОВ

Андижан - 2000

*Разрешение
в печать*



Работа выполнена в Ферганском государственном университете

Научный руководитель: доктор физ.- мат. наук **Р.Я.Расулов**

Официальные оппоненты: доктор физ.- мат. наук, профессор **З.Хакимов**
профессор **А.Т.Тешабоев**

Ведущая организация: Национальный университет Республики Узбекистан

Защита диссертации состоится «18» мая 2000 г. в 14⁰⁰ часов на заседании Специализированного Совета K067.28.02 по защите диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук при Андижанском государственном университете по адресу: 710000, г. Андижан, ул. Университетская, 129.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Андижанского государственного университета

Автореферат разослан «___» _____ 2000г.

Ученый секретарь Специализированного
Совета, кандидат физико-математических наук

Р.Алиев

B379.244,03

B379.271.42,03

Введение

Под фотогальваническим эффектом понимается возникновение фототока в замкнутом или фотоэдс в разомкнутом образце при его стационарном освещении. В настоящей диссертации теоретически рассматриваются механизмы *фотогальванических эффектов (ФГЭ) и эффекта фотонного узелчения (ЗУФ)*, связанные с асимметрией элементарных процессов ионизации, рекомбинации и рассеяния неравновесных носителей тока на фонах, на примесях и на других неоднородностях кристаллической структуры и зависящие от состояния поляризации возбуждающего света.

Поляризационные фотогальванические эффекты, также возникающие при однородном освещении и, в отличие от классических фотовольтаических эффектов, обусловленных лишь неоднородностью освещения или неоднородностью образца и не связанные с передачей носителем импульса фотона возможны лишь в кристаллах без центра инверсии. Это *линейный фотогальванический эффект (ЛФГЭ)*, возникающий в пьезоэлектрических кристаллах при их освещении линейно поляризованным светом, а в определённых условиях и неполяризованным светом и *циркулярный фотогальванический эффект (ЦФГЭ)*, возникающий в гиротропных кристаллах при их освещении циркулярно поляризованным светом. Отличительной особенностью ЦФГЭ является зависимость величины и направления фототока от степени циркулярной поляризации возбуждающего света. Как ЛФГЭ, так и ЦФГЭ обусловлены асимметричным распределением носителей тока по импульсу, возникающего в актах поглощения и в средах без центра инверсии.

Постановка задачи : в выполненных в последние годы теоретических работах были предложены и теоретически изучены ряд возможных механизмов ЛФГЭ и ЦФГЭ. Выполненные экспериментальные исследования показали, что в зависимости от условий эксперимента – типа кристалла, степени легирования, температуры, частоты возбуждающего света в кристаллах могут доминировать разные механизмы возникновения ФГЭ, связанные с между зонным возбуждением, возбуждением с примеси, переходами между ветвями вырожденных зон или поглощением свободными носителями. Однако детальная количественная теория из этих возможных механизмов для ряда полупроводников и полупроводниковых структур ещё не построена. Это делает невозможным количественное сравнение эксперимента и теории, а во многих случаях и вообще не позволяет установить доминирующий механизм эффекта. Во многих случаях сопоставление теории и эксперимента затрудняется отсутствием нужных данных о зонной структуре кристалла, структуре и энергетическом положении примесей, механизмах подвижности и тому подобное. Особенно это касается сегнетоэлектрических и других диэлектрических кристаллов и металлов. С этой точки зрения исследования на кристаллах A_3B_5 со структурой цинковой обманки и в теллуре представляются наиболее перспективными: достаточная изученность других свойств этих кристаллов создаёт базу для количественного сопоставления теории и эксперимента при исследовании ФГЭ. Поэтому создание количественной теории оптических и фотогальванических свойств в зависимости от состояния поляризации возбуждающего света полупроводников A_3B_5 р- и п-типа и теллура, а также для структур с квантовыми ямами на их основе является актуальным

Целью настоящей работы является построение количественной теории оптических и фотогальванических явлений в зависимости от состояния поляризации возбуждающего света полупроводников A_3B_5 р- и п-типа и теллура, а также для структур с квантовыми ямами на их основе, сопоставление результатов этих расчётов с экспериментом и выяснение того, какой из возможных механизмов вышеуказанных явлений доминирует в изученных полупроводниках или полупроводниковых структурах.

Научная новизна работы определяется тем, что в ней впервые:

- развита теория фотонного механизма как баллистического, так и сдвигового ЛФГЭ в полупроводниках типа р - GaAs с вырожденной валентной зоной, связанной с прямыми оптическими переходами между ветвями сложной зоны;
- построена количественная теория эффекта увлечения дырок фотонами в полупроводниках типа р – Ge при трех фотонном поглощении циркулярно поляризованного излучения, где учтен эффект насыщения фотовозбужденных носителей тока;
- построена количественная теория прецессионного механизма как ЭУФ, так и ЛФГЭ в кристаллах простой зоной (теллур, кристаллы A_3B_5 п-типа), обусловленного прямыми оптическими переходами между спиновыми ветками зоны проводимости полупроводника;
- впервые проведен расчет коэффициент поглощения света, также фототок ЭУФ в полупроводниковых структурах с квантовыми ямами в зависимости от состояния поляризации излучения, в зависимости состояния поляризации, где учитывается не только оптические переходы между ветвями зоны, но и между размерно квантованными состояниями ;
- впервые проведен расчет нелинейного однофотонного поглощения линейно поляризованного света с учетом эффекта Раби в полупроводниковых кристаллах с вырожденной валентной зоной или со сложной зоной проводимости.

Практическая ценность работы. Развита теория создает основы для возможного применения линейного ФГЭ для создания фотоприёмников и оптических затворов, отличающих от других аналогичных приборов мало инерционностью, определяемой временем релаксации импульса носителей тока и чувствительностью к поляризации света. Использование ЛФГЭ для регистрации фото излучения позволяет расширить частотный диапазон фотоприёмников в зависимости от состояния поляризации света и, возможно, повысить их чувствительность. Применение линейного и циркулярного ФГЭ для оптической записи даёт возможность провести запись не только по интенсивности, но и поляризации света. Сравнение теоретических результатов с экспериментальными данными позволяет определить величины до сих пор неизвестных зонных параметров кристалла, констант электрон – фононных взаимодействий и параметров примесных центров.

Основные результаты диссертации докладывались на международных конференциях (Сеул, 1998; Нукус, 1997; Бухара, 1997) опубликованы в работах, приведенных в конце автореферата и в тезисах докладов, перечисленных там конференций.

Настоящая диссертация посвящена исследованию механизмов оптических явлений и ЛФГЭ и ЭУФ в кристаллах как с, так и без центра симметрии и в структурах с квантовыми ямами. Диссертация состоит из введения, четырёх глав, Заключения, одного приложения и списка цитируемой литературы.

Содержание работы

Во Введении приведены цель, актуальность, научная новизна, практическая ценность и структура диссертации и ее апробация.

Глава 1. Поляризационные фотогальванические эффекты в полупроводниках. В Главе 1 кратко изложены сведения о зонной структуре полупроводников типа арсенида галлия и теллура. Далее изложена феноменологическая теория фотогальванических эффектов. Феноменологические соотношения, зависящие только от симметрии, т.е. от кристаллического класса, дают возможность определить зависимость фототока от поляризации света и указать оптимальную геометрию кристалла, дающую возможность отделить на опыте один эффект от другого. В этой главе также приведены краткие сведения о механизмах ЭУФ и ЦФГЭ.

В этой главе рассматриваются механизмы ЛФГЭ в полупроводниках со сложной зоной, состоящей из нескольких ветвей, где учтены два вклада: баллистический и сдвиговый. Первый из них связан асимметрией процессов поглощения света или релаксации, а второй - со сдвигом центра тяжести волнового пакета носителей тока в реальном пространстве при квантовых переходах. При расчёте баллистического и сдвигового вкладов в ЛФГЭ в кристаллах A_3B_5 р-типа и n-GaP, учтены асимметрия в вероятностях переходов, обусловленная асимметрией взаимодействия электронов с фононами (фононный механизм) и с фотонами (фотонный механизм). Вычислены температурные и спектральные зависимости тока ЛФГЭ для вышеуказанных механизмов и кристаллов.

ЭУФ связан с передачей импульса фотона носителям и описывается тензором $T_{\alpha\beta\gamma}$ (возникающий, при этом, фототок пропорционален волновому вектору фотона (\vec{k})). Поэтому ЭУФ возникает в кристаллах произвольной симметрии.

ЦФГЭ и ЛФГЭ, в отличие от ЭУФ, не связаны с передачей импульса фотона носителям тока и направление фототока зависит только поляризацией падающего света. Это является основной чертой ЦФГЭ и ЛФГЭ и различаются следующими особенностями: первый из них возникает при освещении линейно поляризованным светом, а в кристаллах низкой симметрии при освещении неполяризованным (или циркулярно поляризованным) светом; второй возникает при освещении циркулярно поляризованным светом и меняет направление при изменении знака поляризации. ЦФГЭ и ЛФГЭ описываются следующими феноменологическими соотношениями

$$j_{\alpha} = \sigma_{\alpha\beta\gamma}^{(1)} \{E_{\beta}(\omega), E_{\gamma}^*(\omega)\}_{sim}, \quad (1)$$

$$j_{\alpha}^{as} = \frac{i}{2} \sigma_{\alpha\beta}^{(2)} (\vec{E}(\omega) \times \vec{E}^*(\omega))_{\beta}$$

Здесь \vec{E} -вектор напряженности электрического поля световой волны, $(\alpha, \beta, \gamma, \delta = x, y, z)$, $\{E, E^*\}_{sim} = (E E^* + E^* E)/2$, $\sigma_{\alpha\beta}^{(2)}$ -антисимметричный тензор, описывающий ЦФГЭ и связывающий компоненту вектора плотности фототока и псевдовектора $(\vec{E} \times \vec{E}^*)$ и по свойствам симметрии подобен тензору гирации и поэтому ЦФГЭ может возникать в гиротропных средах; $\sigma_{\alpha\beta\gamma}^{(1)}$ -симметричный по отношению к последним двум индексам тензор и по свойствам симметрии подобен пьезоэлектрическому тензору и описывает ЛФГЭ. Поэтому ЛФГЭ может возникать в пьезоэлектрических средах.

Проведенное в [3] теоретическое и экспериментальное исследование ЛФГЭ в р-GaAs (Zn) показало, что преобладающим механизмом ЛФГЭ в этих кристаллах при температуре $T \geq 250$ K, концентрации дырок $p = 10^{15} - 10^{19}$ см⁻³ при возбуждении CO₂ лазером являются переходы между ветвями тяжелых и легких дырок. В [3] рассмотрен баллистический ЛФГЭ (БЛФГЭ). Было показано, что температурная зависимость тока БЛФГЭ описывается общей формулой

$$J_a^{LO} = I \chi \left| \delta_{av} \right| e_p e_r, \quad (1.a)$$

$$\chi^*(T) = p \left(\frac{E^*}{k_B T} \right)^{3/2} \exp \left(- \frac{E^*}{k_B T} \right) \frac{aN_\Omega + b(N_\Omega + 1)}{2N_\Omega + 1}.$$

Здесь $E^* = \hbar\omega m_1 m_2 / (m_1 - m_2)$, m_1 , m_2 - эффективные массы тяжелых и легких дырок, ω - частота возбуждающего света, N_Ω - числа заполнения LO - фононов. Коэффициенты a и b в (1.a) определяются параметрами зонной структуры, константами электрон-фононного или электрон - фотонного взаимодействия и частотой света. Измеренная на опыте зависимость $\chi(T)$ оказалась в хорошем согласии с (1.a), при этом для значений

a и b было получено: $a = 3,4 \cdot 10^{-24} \text{ A} \cdot \text{см}^3 / (W_{LO} a) b$. Как показано в [3], БЛФГЭ обусловлен наличием членов разной четности в операторах взаимодействия дырок с фотонами (фотонный механизм БЛФГЭ) или с фононами (фононный механизм БЛФГЭ). Отметим здесь, что ток сдвигового ЛФГЭ (СЛФГЭ) может возникать как при прямых оптических переходах (фотонный механизм СЛФГЭ), так и при рассеянии на фононах (фононный механизм СЛФГЭ).

Общая формула для тока СЛФГЭ дырок в кристаллах с вырожденной валентной зоной имеет вид:

$$\vec{j} = e \sum_{n,n',k,k'} W_{n'k',nf}^{(1)} R_{nk',nf}^{(1)} \quad (2)$$

$$W_{n'k',nf}^{(1)} = \frac{2\pi}{\hbar} f_{nf}(N_\Omega + 1) \left| d_{nk',nf}^{(1)} \right|^2 \delta(E_{n'k'} - E_{nf} + \hbar\omega)$$

есть вероятность перехода в единицу времени из состояния (n,k) в состояние (n',k') с поглощением ($s=-1$) или с испусканием ($s=+1$) фонона, f_{nk} - функция распределения дырок ветви $l=1,2$; величина

$$\vec{R}_{n'k',nf}^{(1)} = -\text{Im} \left[d_{nk',nf}^{(1)} (\vec{\nabla}_F + \vec{\nabla}_F) d_{n'k',nf}^{(1)} \right] \left| d_{nk',nf}^{(1)} \right|^2 \quad (3)$$

есть сдвиг дырки при переходе $n\vec{k} \rightarrow n'\vec{k}'$, $d_{n'k',nf}^{(1)}$ - матричный элемент этого перехода.

Индекс n включает как номер ветви l , так и спиновое состояние m .

Глава 2. Оптические и фотогальванические эффекты в полупроводниках. Ток однофотонного эффекта увлечения в полупроводниках с горба образной зонной структурой рассчитан в 2.1., а в 2.2. рассчитан ток эффекта увлечения в р-Ge при трех фотонном поглощении циркулярно поляризованного света. В 2.3. рассчитаны дополнительные, ранее не рассмотренные, вклады в ток линейного фотогальванического эффекта (ЛФГЭ) в полупроводниках. Показано, что баллистический ЛФГЭ (БЛФГЭ) обусловлен наличием членов разной четности в операторе взаимодействия дырок с фотоном (фотонный механизм БЛФГЭ), а ток сдвигового ЛФГЭ (СЛФГЭ) может возникать при прямых оптических переходах (фотонный механизм СЛФГЭ). В 2.4 построена теория линейного фотогальванического эффекта в гиротропных кристаллах. Прецессионный механизм фотогальванических

эффектов в полупроводниках теоретически исследован в 2.5. В 2.6 построена теория линейно-циркулярного дихроизма (ЛЦД) однофотонного поглощения света в полупроводниках с горба образной зонной структурой. Рассчитан коэффициент поглощения света в кристаллах без центра инверсии электронной проводимости, обусловленный прямыми оптическими переходами, сопровождаемыми переворотом спина электронов. Получены выражения для токов эффекта увлечения электронов фотонами и сдвигового линейного фотогальванического эффекта в кристаллах без центра инверсии, обусловленных оптическими переходами указанного типа. Учтены вклады в ток увлечения, возникающие при учете волнового вектора фотона не только в законе сохранения энергии, но и в законе сохранения импульса и при учете взаимодействия магнитного поля световой волны с магнитным моментом электронов. Теоретически рассмотрены механизмы баллистического и сдвигового линейных фотогальванических эффектов (ЛФГЭ), обусловленные асимметрией вероятности оптических переходов между подзонами M'_1 и M'_2 с участием длинноволновых оптических фононов и сдвигом носителей тока в реальном пространстве при квантовых переходах соответственно. Анализированы температурные и частотные зависимости тока как баллистического, так и сдвигового ЛФГЭ для фотонного и фононного механизмов.

Глава 3. Оптические и фотогальванические эффекты в полупроводниковых квантовых ямах. В 3.1. исследовано межподзонное поглощение света в размерно квантованных полупроводниковых структурах. Получено выражение для тензора диэлектрической проницаемости в периодических размерно квантованных структурах, чем определяется коэффициент поглощения света. Показано, что для определенных между зонных оптических переходах тензор диэлектрической проницаемости становится анизотропной. В 3.2. исследовано поглощение света в полупроводниковой квантовой яме, связанное с оптическими переходами между подзонами размерного квантования легких и тяжелых дырок. Показано, что при низкой температуре функция распределения имеет ступенчатый вид: $\Theta(E - E_F), E_F$ - химический потенциал дырок. В этом случае спектр межподзонного поглощения представляет собой набор относительно узких пиков, соответствующих переходам $\hbar\omega \rightarrow \hbar\omega, \hbar\omega$. Каждый из пиков ограничен областью энергий $\hbar\omega$ между $E_h^{(n)} - E_h^{(1)}$ (или $E_l^{(n)} - E_l^{(1)}$ и $E_h^{(n)}(k_F) - E_F$ (или $E_l^{(n)}(k_F) - E_F$), где k_F - квазиимпульс Ферми¹. Получено выражение для коэффициента однофотонного нелинейного (резонансного) поглощения света в области интенсивности света в случае $I \ll I_0$:

$$K^{(1)} = \frac{2\alpha D^2}{\hbar^3 \omega n_{\omega}} \sum_{n'n} |k_z^{(nn')}|^2 \mu_{2n',1n} \sum_{S=\pm} \int \frac{|e'_S|^2 d\Omega}{(1 + A_{nn'} |e'_S|^2)^{1/2} d}.$$

$$\text{Здесь } A_{nn'} = \frac{I}{I_0} \frac{D^2}{B^2} |dk_z^{(nn')}|^2, \mu_{2n',1n}^{-1} = m_l^{(n')-1} - m_h^{(n)-1}, I_0 = \frac{\hbar^3 \omega^2 n_{\omega} d^2}{8\pi \alpha T_1 T_2 B^2},$$

$\mu_{1n',1n} = \mu_{2n',1n} (I \rightarrow \hbar)$, α - постоянная тонкой структуры ($e^2 / \hbar c$); $m_l^{(n)}$ и $m_h^{(n)}$ - эффективные массы легких и тяжелых дырок в размерной квантованной яме, B, D - объемные зонные параметры полупроводника. Анализировано двух фотонное (без

¹ В общем случае (при $\vec{k}_\perp \neq 0, T \neq 0$) расчет коэффициента поглощения света в структурах GaAs-AlGaAs с квантовой ямой с бесконечно высокими стенками рассчитан в [5].

учета резонансного насыщения данного оптического перехода, вклад в коэффициент поглощения которой имеет малость второго порядка) нелинейное поглощение поляризованного излучения, ω -частота, I -интенсивность возбуждающего света, n_ω - коэффициент преломления света на частоте ω .

В случае $\vec{p} \perp \vec{z}$ -поляризации, т.е. $\vec{E} \perp \vec{z}$ получено выражение

$$K_{\perp}^{(1)} = \frac{2\pi\alpha}{n_\omega \hbar^3 \omega d^3} B^2 \sum_{nn'} Q_{n'n}^{(\perp)}, \quad (4)$$

где $Q_{n'n}^{(\perp)} = |\mu_{2n', 1n}| |k_z^{(nn')} d|^2 \{ \tilde{a} - \tilde{b} \frac{1}{I_0} \frac{D^2}{B^2} |k_z^{(n'n)} d|^2 \} \frac{D^2}{B^2}$, $\tilde{a} = 78/12$ и

$\tilde{b} = 35/12$ - для линейной поляризации света. В случае другой геометрии опыта, т.е. при $\vec{E} \parallel \vec{z}$ (s-поляризация) имеем

$$K_{\parallel}^{(1)} = \frac{2\pi\alpha B^2}{n_\omega \hbar^3 \omega d^3} \sum_{nn', S=\pm} Q_{n'n}^{(s)}, \quad (5)$$

где $Q_{n'n}^{(\pm)} = 4 \left(\frac{B \pm A}{B} \right)^2 |\mu_{\pm}| |dk_z^{(n'n)}|^2 \{ \tilde{a}_1 - \tilde{b}_1 \frac{I_{\pm}}{I_0} |dk_z^{(n'n)}|^2 \}$, $I_{\pm} = (B \pm A)I/B$,

$\mu_- = \mu_{1n', 1n}$, $\mu_+ = \mu_{2n', 1n}$, $\tilde{a}_1 = 1$, $\tilde{b}_1 = 3/8$ - для линейной поляризации

излучения. Показано, что при нелинейном поглощении света в структурах с квантовыми ямами сильно отличается от нелинейного поглощения в объемном полупроводнике. Это связано с тем, что в структурах с размерно-квантованными ямами поглощения света протекает как в пространстве двумерного волнового вектора k_{\perp} , аналогичное в объемном полупроводнике, так и между состояниями размерного квантования. Именно второй ступень поглощения света изменяет вид правил отбора оптических переходов при нелинейном поглощении света. Например, при двух фотонном поглощении света возникает дополнительный вклад в $K^{(2)}$, возникающий за счет учета закона сохранения энергии между начальными и промежуточными состояниями. Отметим, что при наклонном к стенке ямы падении света коэффициент однофотонного поглощения света (без учета резонансного насыщения) также зависит от степени поляризации света. Этот случай, по-видимому, не является линейным циркулярным дихроизмом при однофотонном поглощении света, а, по всей вероятности, является два луче преломлением ω . В 3.3. рассчитан ток ЭУФ в симметричной и бесконечно глубокой размерно квантованной яме. При расчетах тока ЭУФ предполагали, что вероятности оптических переходов зависят от импульса фотона лишь за счет его учета в законах сохранения энергии и импульса и пренебрегали зависимостью квадрата матричного элемента оптических переходов от \vec{k} и не учитывали вклад в составной матричный элемент взаимодействия магнитного поля световой волны с угловым моментом, которые требуют отдельного рассмотрения.

Глава 4. Сравнение теории с экспериментом. В 4.1. сопоставлены теоретические и экспериментальные результаты по линейному фотогальваническому эффекту в p-GaAs. В [3] проведен численный расчет тока фононного механизма СЛФГЭ

и БЛФГЭ для p-GaAs и теоретические значения коэффициентов a_{phon} и b_{phon} в

и) сопоставлены с экспериментальными, где указано заметное количественноехождение теоретических и экспериментальных температурных зависимостей тока. Это расхождение может быть связано с пренебрежением в количественных расчетах вкладами фотонного механизма СЛФЭ и БЛФЭ, обусловленного наличием слагаемых разной четности по волновому вектору \vec{k} в эффективном гамильтониане зоны $\hat{H}(\vec{k})$ зоны Γ_8 . Оценки этого вклада, проведенные в [3] и основанные на данных, относящихся в то время к величине коэффициента D' , определяющего величину кубического по \vec{k} члена в $\hat{H}(\vec{k})$, указывали на меньшую роль фотонного механизма по сравнению с фононным. Однако данные последних работ показывают, что значение D' в 2,7 раза больше принятого нами ранее. Поэтому представляет интерес расчет фотонного механизма СЛФЭ и БЛФЭ, чему и был посвящен один из параграфов настоящей диссертационной работы (см., например, глава 3).

При дальнейших количественных расчетах принимаем следующие значения параметров GaAs: $\hbar\Omega = 36$ meV — энергия LO-фонона, $m_1 = 0,51m_0$, $m_2 = 0,09m_0$, низко- и высокочастотные диэлектрические проницаемости: $\epsilon = 12,5$ и $\epsilon_\infty = 10,9$, $|D'| = 3,9 \cdot 10^{-23}$ eVcm², $\rho = 5,31$ g/cm³.

Сначала оценим $L^{(v)}$. Константа k_0 для разных кристаллов лежит в пределах $(6 \div 10) \cdot 10^{-10}$ эВсм (см., например, [3]). Этим значениям k_0 для GaAs при освещении CO₂-лазером ($\hbar\omega = 0,12$ эВ) соответствует $L_1^{(1)} = (0,2 \div 1,4) \cdot 10^{-8}$ см $(0,15 \div 1) X_{\text{exp}}$, где $X_{\text{exp}} = 0,17 \cdot 10^{-7}$ см при комнатной температуре. Эти оценки показывают, что вклад в ток СЛФЭ связанный асимметрией фотонных процессов за счет релятивистских линейных по \vec{k} слагаемых в \hat{H} , сравним с экспериментальным. В расчетах a_{phot} и b_{phot} СЛФЭ учли, что при поглощении света фотоны рождают изотропно распределенных по скоростям носителей тока, которые далее начинают пытаться рассеяться на фононах, примесях и между собой в зависимости от их энергии, сдвигаясь в реальном пространстве в каждом шагу процесса каскадного рассеяния, и дает соответствующий вклад в общий фототок. Этот ток отличен от тока, исчезающего при рассеянии дырок из начального состояния, не только ввиду уменьшения степени анизотропии распределения в результате столкновений, но и вследствие зависимости среднего сдвига от энергии. При этом "парциальные" фототоки могут иметь противоположные знаки. Коэффициенты a_{phot} и b_{phot} в (1.а) для тока СЛФЭ и БЛФЭ, обусловленные асимметрией дырочно-фотонного взаимодействия с учетом квадратичных и кубических по \vec{k} членов в $\hat{H}(\vec{k})$ и для полного тока приведены в табл.1. Из табл.1 видно, что баллистический и сдвиговый вклад фотонного механизма тока сравнимы по порядку величины и эти вклады частично компенсируют друг друга. Отношение для полного тока коэффициентов, приведенных в (1.а), $|a_{\text{tot}}|/|b_{\text{tot}}| \sim 5$, что согласуется с экспериментальными данными, согласно которым

Таблица 1. Значение коэффициентов a_i и b_i в p-GaAs для двух частот возбуждения ($\hbar\omega = 117$ meV и $\hbar\omega = 130$ meV) при комнатной температуре

| Энергия фотона , meV | Типы оптических переходов (см. рис. 1) | | | | | | Баллистический | | Сдвиговый | | Суммарный | |
|----------------------------|---|--------|-------|-------|--------|-----|----------------|-------|-----------|-------|-----------|------|
| | А | | В | | С | | | | | | | |
| | a | b | a | b | a | b | a | b | a | b | a | b |
| | Nm | | | | | | | | | | | |
| | Фононный механизм | | | | | | | | | | | |
| 117 | -14.1 | -2.7 | 15.3 | 4.0 | -4.5 | 2.8 | -2.3 | 4.1 | -3.0 | -3.0 | -6.3 | 1.1 |
| 130 | -15.3 | -1.6 | 16.0 | 3.3 | -4.7 | 2.8 | -4.0 | 4.5 | -2.0 | -2.9 | -6.3 | 1.6 |
| | Фотонный механизм | | | | | | | | | | | |
| 117 | 0.326 | -0.119 | 0.5 | -0.06 | -0.551 | 0.0 | 0.278 | -0.2 | 0.2 | 0.2 | 0.467 | 0.04 |
| 130 | 0.318 | -0.161 | 0.54 | -0.05 | -0.562 | 0.0 | 0.3 | -0.17 | 0.3 | 0.3 | 0.482 | 0.09 |
| | Результирующий | | | | | | | | | | | |
| 117 | -13.77 | -2.88 | 15.8 | 3.64 | -5.05 | 2.8 | -3.03 | 3.915 | -2.81 | -2.84 | -5.83 | 1.1 |
| 130 | -14.98 | -1.77 | 16.59 | +3.35 | -5.53 | 2.8 | -3.7 | 4.33 | -2.72 | -2.72 | -6.42 | 1.69 |

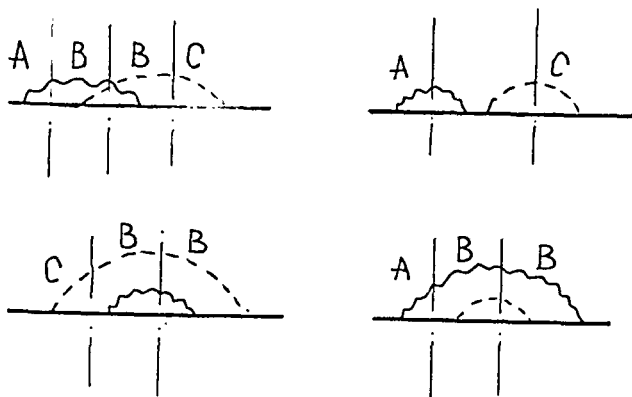


Рис.1. Диаграммы Фейнмана -Келдыша; интерференция которых дает вклад в линейный фотогальванический эффект в полупроводниках со сложной зонной структурой

$|a_{tot}| \gg |b_{tot}|$, тогда как для фотонного механизма отношение этих коэффициентов: $|a_{tot}|/|b_{tot}| \sim 10$.

На рис.2 сопоставлены теоретическая и экспериментальная температурные зависимости фототока для образца p-GaAs с концентрацией, дырок $p=7,4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Как видно из рис. 2, что наилучшее согласие теории и эксперимента лежит в области комнатной температуры и учет фотонного вклада в фототок в области температур $T > 200 \text{ K}$ уменьшает расхождение теоретических и экспериментальных результатов на 30% и развитая теория фотонного механизма СЛФГ⁺ и БЛФГЭ для p-GaAs не содержит подгоночных параметров.

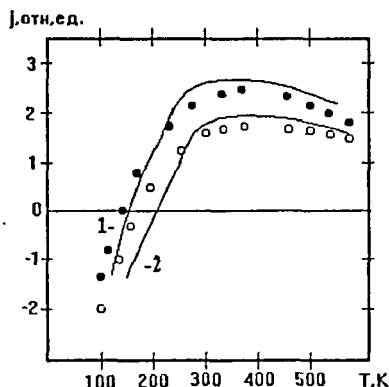


Рис.2. Температурная зависимость тока ЛФГЭ в p- GaAs при $p=7,4 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$: точки эксперимент [3] ((•- $\lambda=10,6 \text{ мкм}$, о- $\lambda=9,5 \text{ мкм}$). Сплошные линии теоретические результаты по фотонному механизму сдвигового ЛФГЭ: 1- $\lambda = 10,6 \text{ мкм}$, 2 - $\lambda = 9,5 \text{ мкм}$.

В 4.2. сравниваются теория с экспериментом по эффекту фотонного увлечения в p-Ge. В [9] было показано, что из-за различия знака одно-, двух- и трех квантовых вкладов ток ЭУФ меняет знак с ростом интенсивности света, что соответствует экспериментальным данным.

Для сравнения теоретической и экспериментальной зависимости отношения $\chi = j/(pI_0)$ от интенсивности вошедшего в кристалл света I_0 учитывалось три механизма рассеяния дырок: на акустических и на оптических фононах, а также на ионизированных примесях. Здесь p -концентрация дырок,

$$\bar{j} = d^{-1} \int_0^d j(z) dz \quad (6)$$

-полный ток увлечения, усредненный по длине образца d , $j(z)$ - плотность суммарного тока,

$$j(z) = \bar{a}_1 I(z) + \bar{a}_2 I^2(z) + \bar{a}_3 I^3(z), \quad (7)$$

коэффициенты $\bar{a}_1, \bar{a}_2, \bar{a}_3$ не зависят от $I(z)$.

Для р-Ge при комнатной температуре и при поглощении света с длиной волны $\approx 90 \text{ мкм}$, пренебрегаем зависимостью суммарного коэффициента поглощения света от I_0 , и поэтому можно поставить в (7) вместо $I(z)$ экспоненту $I_0 \exp(-K_s z)$. Тогда и \bar{j} при учете $K_s d \gg 1$ получим

$$\bar{j} = \left(j_i^0 + \frac{1}{2} j_q^0 + \frac{1}{3} j_k^0 \right) \frac{1}{K_s d}, \quad (8)$$

т.е. j_i^0, j_q^0, j_k^0 - линейный, квадратичный и кубический по I_0 токи увлечения вблизи внешней поверхности образцов. Таким образом определяемая на опыте интенсивность I , равная не равенство токов $j_i^0 = -j_q^0 - j_k^0$, как это было бы при $K_s d \ll 1$, а равенство $= -\frac{1}{2} j_q^0 - \frac{1}{3} j_k^0$, что ранее не было учтено.

При построении теоретической зависимости $\chi(I_0)$ для упрощения численных расчетов выбран случай $I_0 \ll I_{\sigma}$ для $\delta j^{(1)}(I_0)$, т.е. $\delta j^{(1)}(I_0) \sim I_0^2$, и бирались следующие значения величин Ge: $m_1 = 0.33 m_0$; $m_2 = 0.045 m_0$; $T = 300 \text{ K}$, $\omega = 6.8$, акустическая длина $l_s = 4.3 \times 10^{-3} \text{ см}$, скорость звука $c_s = 5.2 \times 10^5 \text{ см/с}$, плотность $\rho = 5.3 \text{ г/см}^3$, константа взаимодействия дырок с фононами $E_{\text{ср}} = 13.00 \text{ эВ}$, энергия оптического фонона $\hbar\omega = 37 \text{ меВ}$, статическая диэлектрическая проницаемость $\epsilon = 16$, концентрация примесей $N \sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$, длина волны излучения волны $\lambda = 90.55 \text{ мкм}$ ($\hbar\omega = 13.7 \text{ эВ}$).

Показано, что для первого и второго механизмов рассеяния вклад легких дырок превышает 20 и 6 % соответственно, а при рассеянии на ионизированных примесях основной вклад в полный ток увлечения дают легкие дырки. Во всех трех случаях направления потоков легких и тяжелых дырок противоположны. Для первого и второго механизмов рассеяния результирующий ток увлечения имеет отрицательный знак, а в третьем случае - положительный. Это связано с тем, что с переходом от одного механизма рассеяния к другому изменяются соотношения между временами релаксации импульса легких и тяжелых дырок, а значит, и вклад в полный ток эффекта увлечения.

Отметим, что при вычислении $\delta j^{(1)}(I_0)$ нужно задать также величину $T_1 T_2$, которая может быть меньше произведения $\tau_1(E_1^{(1)}) \tau_2(E_2^{(1)})$.

Наилучшее согласие с экспериментальным значением точки инверсии токов оптического увлечения при циркулярной поляризации $I_1^{\text{ср}}(\text{circ}) = 80 \text{ кВт/см}^2$, соответствующее теоретическим $I_1^{\text{т}}(\text{circ}) = 71 \text{ кВт/см}^2$, получается при $\omega^2 T_1 T_2 = 32$.

Во всех областях интенсивности света вклад насыщения в однофотонный ток увлечения $\delta j^{(1)}(I_0)$ превышает вклад в двухфотонный ток $j_e^{(2)}$; превышение зависит от значения I_0 и достигает 3.2 раза. Знаки этих вкладов этих токов совпадают и противоположны знаку $j_e^{(1)}$.

Расчет показывает, учет вклада трехфотонного тока увлечения в общий ток приводит к значительному (всего лишь на $\sim 2 \text{ кВт/см}^2$) уменьшению I_1 в р-Ge при $T = 300 \text{ K}$ при циркулярной поляризации.

Ход зависимостей среднего тока увлечения \bar{j} , деленного на концентрацию дырок p и от интенсивности I_1 , от интенсивности света для циркулярной поляризации

как в области $I_0 \sim I_1$, так и при $I_0 > I_1$ находится в хорошем согласии экспериментальными (рис. 3).

В Приложение 1 к диссертации вычислена релаксация неравновесной функции распределения возбуждаемых светом носителей тока по импульсу в полупроводниках со сложной зонной структурой при рассеянии на оптических фононах.

В заключении диссертации приведены следующие результаты:

- Развита количественная теория фотонного механизма линейной фотогальванического эффекта в полупроводниках без центра инверсии возникающего за счет учета асимметричной части вероятности электрон-фотонного взаимодействия. Она возникает лишь при учете наряду с квадратичными по волновому вектору (k) слагаемыми, и линейные и кубические (нерелятивистски по k слагаемые в эффективном гамильтониане) дырок в полупроводниках типа p-GaAs. При расчетах учтено, что в случае Больцмановской статистики, когда начальные состояния почти свободны, в уходящем члене фототока не возникает асимметрия по распределению. Теоретически рассмотрены механизмы линейной ФГЭ в полупроводниках со сложной валентной зоной и зоной проводимости обусловленные асимметрией взаимодействия носителей тока с LO-фононами, так асимметрией взаимодействия с фононами. Причиной возникновения асимметрии является наличие членов разной четности по волновому вектору фонона матричном элементе электрон-фононного взаимодействия или по волновому вектору электрона в матричном элементе электрон-фотонного взаимодействия.
- Развита количественная теория сдвигового линейного ФГЭ в полупроводниках типа p-GaAs и n-GaP, обусловленного прямыми оптическими переходами между ветвями сложной зоны полупроводника.
- Построена количественная теория прецессионного механизма как ЭУФ, так линейного ФГЭ в полупроводниках типа p-Ge или p-GaAs, Te, обусловленного прямыми оптическими переходами между спиновыми ветвями валентной зоны полупроводника.
- Получены температурные и спектральные зависимости токов линейного ФГЭ и ЭУФ произведено сравнение теоретических результаты с экспериментальными.
- Рассчитан спектр дальнего инфракрасного поглощения света, обусловленного оптическими переходами дырок между подзонами размерного квантования структурах типа p-GaAs/AlGaAs (001) с квантовыми ямами. Анализированы правила отбора для оптических переходов в центре двумерной зоны Бриллюэна. Учтен резонансное насыщение однофотонных электронных переходов между размерно-квантованными подзонами легких и тяжелых дырок. Теоретически исследован линейно-циркулярный дихроизм: нелинейного однофотонного (резонансного) поглощения света в размерно-квантованной яме.
- Исследовано влияние состояния поляризации на эффект увлечения носителей тока при трехфотонном поглощении света субмиллиметрового диапазона ($\lambda = 90 \text{ мкм}$) кристаллах типа p-Ge при комнатной температуре. Сравнение теоретических экспериментальных зависимостей тока увлечения дырок фотонами от интенсивности и поляризации возбуждающего света позволило разделить и сопоставить вклады линейное поглощение света, связанные с одно-, двух- и трехфотонными переходами.

Результаты диссертации опубликованы в следующих работах:

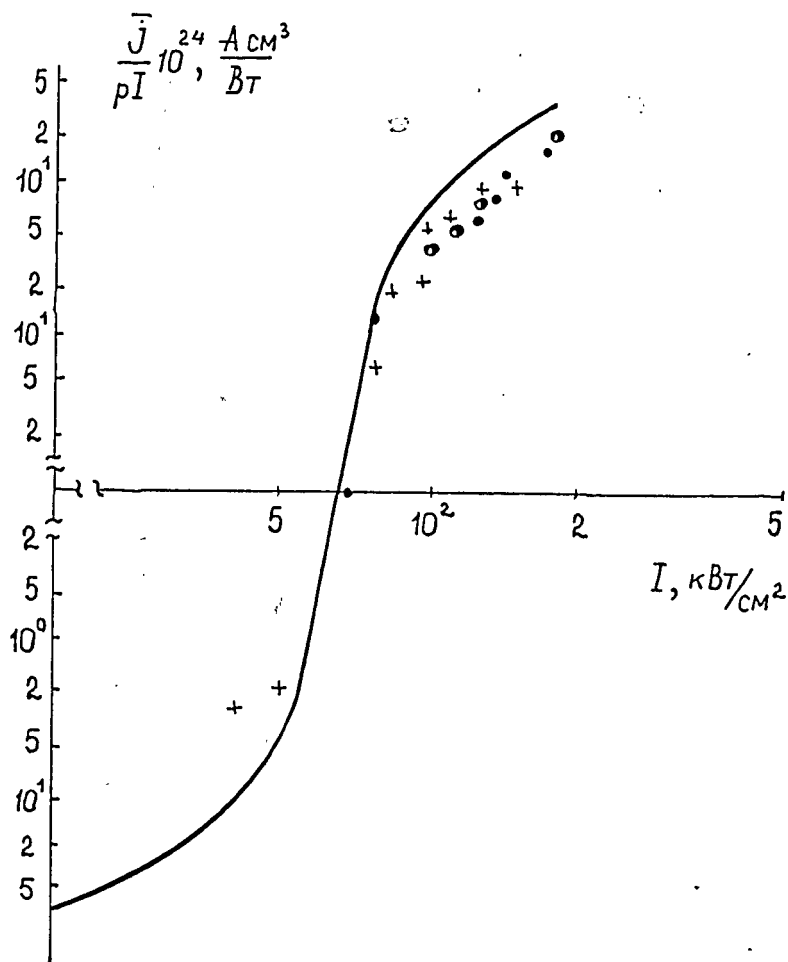


Рис.3. Зависимость среднего тока увлечения \bar{J} , деленного на концентрации дырок ρ и интенсивность I , от интенсивности циркулярно поляризованного света. Сплошная кривая – теория с учетом эффекта Раби в однофотонных оптических переходах; +, •, ● – экспериментальные результаты для p-Ge, + для $\rho = 1.5 \times 10^{14} cm^{-3}$; • для $\rho = 3 \times 10^{14} cm^{-3}$; ● для $\rho = 3 \times 10^{15} cm^{-3}$.

1. RASULOV R.Ya., **ESKI T.**, SALENKO Yu.E.// Linear Circular Dichroism of Nonlinear Absorption of Light in a Quantum Wells. // FIZ.TVERD.TELA. 1998. V. 40. №. 7. P. 1347 - 1349.
2. RASULOV R.Ya., **ESKI T.**, SALENKO Yu.E.// Photon Drag Effect of Carriers Current in Quantum Wells. // FIZ.TVERD.TELA. 1998. V. 40. №. 9. P. 1710 - 1711.
3. RASULOV R.Ya., **ESKI T.**, SALENKO Yu.E.// To the Theory of Photogalvanic Effects in Crystals without Center of Inversion. // FIZ. I TEKHN.POLUPR.. 1999. V. 33. №1, P.52-57.
4. RASULOV R.Ya., **ESKI T.** About the Photon Mechanism of Photogalvanic Effect in Crystals Without Center of Inversion. Materials of the Thesis of an International Conference " Modern Problems of Semiconductors Physics". Nukus. 1997. P. 20.
5. RASULOV R.Ya., **ESKI T.** About Absorption of Polarized Radiation in a Quantum Well with Dimensional - Induced condition. Materials of The Thesis of an International Conference " Modern Problems of Semiconductors Physics". Nukus. 1997. P. 18.
6. RASULOV R.Ya., **ESKI T.** To the Theory of Shift Photogalvanic Effect in Crystals without Center of Inversion. Materials of the Thesis of an International Conference " Modern Problems of Semiconductors Physics". Nukus. 1997. P. 25.
7. RASULOV R.Ya., **ESKI T.** The linear - circular dichroism of one-photon absorption of light in Tellurium.// Materials of the thesis of an international conference " Problems of theoretical physics and of solid state physics". Bukhara. 1997. P. 40-41.
8. RASULOV R.Ya., **ESKI T.** Drag accompanying three photon absorption of circularly polarized light in p - Ge // Abstracts the 9th Seoul International Symposium on the Physics of Semiconductors and Applications - November 6-7, Seoul, 1998. P.48.
9. RASULOV R.Ya., **ESKI T.** Linear - Circular Dichroism of Nonlinear Absorption of Light in Tellurium. // Abstracts the 9th Seoul International Symposium on the Physics of Semiconductors and Applications - November 6-7, Seoul, 1998. P.44.
10. A.E.AVLIYAEV, RASULOV R.Ya., **ESKI T.** The Superficial Phenomena in Limited Semiconductors. // Abstracts the 9th Seoul International Symposium on the Physics of Semiconductors and Applications - November 6-7, Seoul, 1998. P.50.
11. **ESKI T.**, RASULOV R.Ya, D. KAMBAROV. The Optical and Photoelectric Phenomena in Semiconductors Quantum Wells. // Abstracts the 9th Seoul International Symposium on the Physics of Semiconductors and Applications - November 6-7, Seoul, 1998. P. 28.

Тевфик ЭСКИ

ЁРУГЛИК КУТБЛАНИШ ХОЛАТИНИНГ ЯРИМУТКАЗГИЧ ВА УНИНГ ТИЗИМЛАРИДАГИ ОПТИК ВА ФОТОГАЛЬВАНИК САМ АРАЛАРГА ТАЪСИРИ

Ушбу диссертацияда мураккаб валент зонали ва симметрия марказига эга булмаган яримутказгичларда кечадиган чизикли фотогальваник самара фотонли механизмининг микдорий назарияси ривожлантирилган. Фотонли эргаштириш самарасининг циркуляр кутбланган уч фотонли ютилишининг микдорий назарияси қурилган. Фототокнинг тажриба натижаларига жуда яқин келадиган спектрал ва хароратий боғланишлари назарий натижалар олинган.

ФЭС ва ясси кутбланаган ёругликнинг ютилиши улчанили кванталашган $p\text{-GaAs/AlGaAs}$ (001) тизимларда назарий жихатдан урганилган. Бунда Раби самарасининг улуши эътиборга олинган.

«Урқачли» зонали яримутказгичлар утказувчанлик зонасининг спин тармоклари орасидаги оптик утишлар билан аниқланувчи фотогальваник самараларнинг прецессиявий механизмининг микдорий назарияси қурилган.

Олинган назарий натижаларнинг тажрибавий тасдиқлари таҳлил этилган

Tevfik ESKI

**THE INFLUENCE OF THE STATE OF THE LIGHTS POLARIZATION TO OPTICAL
AND PHOTO GALVANICAL EFFECTS IN SEMICONDUCTORS AND
SEMICONDUCTORS STRUCTURES**

This present dissertation is developed by the quantitative theory of the photon mechanism of linear photogalvanic effect (LPGE) in semiconductors without centre of inversion at complex zone and constructed by the theory of photon drag effect (PDE) in structures with dimensional quantum well on the p-GaAs/AlGaAs (001). The temperature and spectral dependence of currents LPGE and PDE are received with three-photon absorption of the circular polarized radiation.

The theoretical and experimental results on LPGE in p-GaAs and on multi photon mechanism of PDE in p-Ge are compared

The quantitative theory of the precision mechanism of the PDE and LPGE, caused by direct optical transitions between spin subband of conductivity zone is constructed.

The infrared absorption of linearly polarized light caused by optical transitions between dimensional quantified light and heavy holes subzones are considered, where the resonant saturation of one photon electronic is taken into account. Theoretically, it is investigated that one photon nonlinear absorption of polarized linearly light in semiconductors with "camel's back" zoned structure in terms of Rabi effect.