

СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ
НАУК
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

На правах рукописи

Энтин Матвей Вульфович

**Теория фотоэлектрических явлений,
обусловленных отсутствием центральной
симметрии среды**

(01.04.10– физика полупроводников)

Диссертация

на соискание ученой степени

доктора физико-математических наук

Новосибирск - 2005

Содержание

I	Введение	6
II	Фотогальванический эффект в кристалле без центра инверсии.	29
§1.	ФГЭ в области примесь-зонных переходов.	29
§2.	Теория явлений переноса в сильном статическом электрическом поле для кристаллов без центра инверсии.	35
1.	Постановка задачи.	35
2.	Решение кинетического уравнения	40
3.	Обсуждение	43
§3.	Фотогальванический эффект при учете электрон-дырочного взаимодействия	44
§4.	Токи в неравновесных полупроводниках без центра инверсии.	46
§5.	Фотогальванический эффект при спиновом резонансе в квантующем магнитном поле.	48
1.	Теория.	49
2.	Обсуждение экспериментальных результатов.	53
§6.	Усиление фотогальванического эффекта в двумерно-разупорядоченной среде.	56
1.	Усиление высокочастотного поля в неупорядоченной диэлектрической среде.	56
2.	Фотогальванический эффект в оптически-неупорядоченной среде	59
III	ФГЭ в системах с пространственными ограничения-	

ми	64
§1. ФГЭ в классических пленках.	65
§2. Фотогальванический эффект на свободных носителях в классической пленке.	69
§3. Поверхностный фотогальванический эффект в металле.	70
1. Приближение времени релаксации.	70
2. ФГЭ в чистых металлических пленках при низкой температуре	72
§4. Фотогальванический эффект в размерно-квантованной системе	74
1. Фотогальванический эффект в инверсионном канале на вицинальной грани	75
2. Экспериментальные результаты и обсуждение	77
3. Теория	78
§5. Теория вертикального эффекта Холла в размерно-квантованной системе	83
IV Теория когерентного фотогальванического эффекта	87
§1. Феноменология КФГЭ	87
§2. КФГЭ в классической области частот.	89
§3. КФГЭ, обусловленный квантовыми поправками.	89
§4. КФГЭ в стекле.	92
§5. Квазистационарный КФГЭ	93
§6. Фотоиндуцированное понижение симметрии стекла при двухчастотном освещении.	97

V	Электрические, оптические и фотоэлектрические свойства искривленных квантовых систем	107
§1.	Электроны в криволинейных низкоразмерных структурах	107
§2.	Оптические и фотоэлектрические свойства спиральных квантовых проволок	117
§3.	Подавление эффектов спин-орбитального взаимодействия в одномерной системе.	121
VI	Квантовые насосы на основе нуль-мерных структур.	124
§1.	Теория одномерного квантового насоса на основе двухбарьерной структуры	124
§2.	Индукционный ток в квантовом кольце.	137
VII	Заключение	146

Список сокращений

ФГЭ – фотогальванический эффект.

ОФГЭ – объемный ФГЭ.

КФГЭ – когерентный фотогальванический эффект.

ЦИ – центр инверсии.

СО – спин-орбитальное (взаимодействие).

Часть I

Введение

Предыстория наблюдения фотогальванического эффекта, возможно, насчитывает много десятилетий [3]- [12]. Однако, настоящая история изучения фотогальванического эффекта может исчисляться с 1974 года, когда в работах [1]- [2] впервые было однозначно установлено, что в материале – ниобате лития под действием света течет незатухающий ток. Используемый в этой работе ниобат лития – диэлектрик и сегнетоэлектрик, практически прозрачный. Ток в нем течет в направлении полярной оси. При этом в разомкнутом режиме накапливаемое электрическое поле составляет много киловольт на сантиметр, а напряжение – десятки киловольт. Именно эти установленные факты противоречили всем ранее выдвигавшимся теориям. Такое напряжение невозможно было объяснить поверхностными ЭДС [62]- [67], обусловленными разделением электронов на поверхностных барьерах, поскольку максимальное ЭДС может быть не больше ширины запрещенной зоны. Стационарность тока противоречила возможному объяснению за счет фотодеполяризации сегнетоэлектрика [4] – когда накопленная плотность заряда компенсирует спонтанную поляризацию, ток обязан прекратиться. Отсутствие затухания тока также противоречит объяснению за счет эффекта оптического выпрямления (возникновению статической поляризации под действием высокочастотного поля [3]). Малый коэффициент поглощения противоречил модели ЭДС Дембера [60]. Эффект фотонного увлечения не годился для объяснения, так как ток направлен вдоль полярной оси и не зависел от направления падения света.

Таким образом, требовалась новая идея для объяснения эффекта. Все известные механизмы влияния света сводились к изменению проводимости или концентрации носителей. Движущей силой для тока являлось либо внешнее электрическое поле, либо градиент концентрации. Одновременно в двух группах теоретиков [13] и [A1, 14] возникла идея о том, что в присутствии неравновесия, даже однородного по пространству, для возникновения тока не нужно других факторов. Тогда в по-

лярном кристалле для направления электрического тока есть подходящий вектор – направление оси поляризации. Таким образом, источником неравновесия служит свет, а источником анизотропии – полярная ось кристалла.

Далее необходимо было придумать модель, в которой может возникнуть ток в отсутствии стационарного электрического поля.

Простейшей такой моделью являлись примеси с дипольным моментом, с которых происходит фотоионизация [1]- [2], [13, 15], [A2, A3]. Вылетающие электроны могут ”запоминать” направление дипольного момента. Память о дипольном моменте сохраняется в анизотропии функции распределения вылетевших носителей (см. рис. 1). Другой моделью является протекание низкочастотного тока в проводящей среде [A4]. Разложение тока по статическому электрическому полю может содержать четные по полю вклады:

$$j_i = \sigma_{ij}E_j + \alpha_{ijk}E_jE_k + \alpha_{ijkl}E_jE_kE_l + \dots \quad (1.1)$$

Если считать поле гармонически меняющимся во времени и усреднить выражение (1.1) по нему, то линейные члены пропадут, а квадратичные и следующие за ними четные дадут ненулевые вклады [A2, A3, A4]. Коэффициент при квадратичном слагаемом – тензор третьего ранга. Отсюда можно заключить, что стационарный ток под действием переменного поля с нулевым средним возможен во всех средах, симметрия которых допускает существование тензора третьего ранга. Такими трехмерными средами являются кристаллы без центра инверсии. При этом кристалл не обязательно должен быть полярным, обладающим дипольным моментом. Примером сред, обладающих тензором третьего ранга, являются все полупроводники A_3B_5 . К этому заключению независимо и одновременно пришли мы [A2, A3] и авторы работы [15].

Определение фотогальванического эффекта было дано в работе [A3]: фотогальваническим эффектом называется возникновение стационарного тока в однородной среде под действием однородного стационарного освещения в отсутствие тянущих стационарных полей, не связанное с передачей электрону импульса от фотонов.

Разберем это определение подробнее. Стационарность нужна для того, чтобы отделить эффект от токов релаксации ранее созданной поляризации – например,

тока разрядки конденсатора или фотодеполяризации электрета. Последняя фраза отграничивает ФГЭ от эффекта фотонного увлечения, на корпускулярном языке, связанного с передачей импульса фотонов. Неоднородность светового поля, вызывает неоднородное распределение фотовозбужденных носителей, их диффузию, и, как следствие различия коэффициентов диффузии различных групп носителей, возникновение компенсирующей ЭДС (Дембера). Сама неоднородность в эффекте Дембера возникает из-за поглощения света в приповерхностном слое. Отсюда происходит требование однородности освещения. Примерами неоднородных систем являются р-п переход или барьер Шоттки, где также происходит возникновение ЭДС, связанного с разделением носителей под действием статического поля или градиента химического потенциала.

Но какой фактор приводит к стационарному ускорению электронов в ФГЭ? Этим фактором является передача электронам импульса от "третьего тела" – примесей, фононов, и других рассеивателей. Обычно рассеиватели тормозят электроны. Однако в ФГЭ они выступают в роли как тормоза, так и "ускорителя". (Впрочем, и автомобиль ускоряется именно за счет силы трения колес о дорогу).

Теория ФГЭ также имеет свою предысторию. Первыми работами, упоминавшими возможность тока, квадратичного по электрическому полю, в пьезоэлектрических кристаллах, были статьи [222, 223] и [94, 95]. В заметке [222] содержалась идея о возможности квадратичных по электрическому полю вкладов в ток в кристалле без центра симметрии и качественные оценки эффекта; в заметке [223] анализировался вид кинетического уравнения в таком кристалле. В статьях [94, 95], содержатся выражения для отклика второго порядка в световом поле, не учитывающие столкновений. Такой подход некорректен, так как столкновения играют определяющую роль в кинетическом ФГЭ.

Важным свойством ФГЭ является его чувствительность к поляризации света и независимость от направления волнового вектора. В большей области частот, с которой приходится сталкиваться физике фотоэлектрических явлений в веществе, волновой вектор волны мал по сравнению с типичным электронным. Это означает относительную слабость явлений, обусловленных волновым вектором. Слабость фо-

тогальванического эффекта имеет другое происхождение – она связана с малостью асимметрии среды, а также с тем, что асимметрия проявляется только при учете взаимодействия с третьим телом в процессе поглощения фотонов.

Зависимость от поляризации света роднит ФГЭ с другими поляризационно-зависимыми эффектами – горячей и поляризованной люминесценцией, поляризационно-зависимой фотопроводимостью, оптической ориентацией электронных и ядерных спинов.

Квазистационарное поле можно считать действительным. В таком поле все компоненты меняются синхронно. Фотогальванический тензор в медленно меняющемся поле также действителен. Этот ФГЭ получил название линейного. При линейном ФГЭ ток для поля круговой поляризации можно получить сложением токов от двух ортогональных линейных поляризаций. Направление вращения не играет роли. Однако существует другой вариант ФГЭ – циркулярный [88–92]. Простым бытовым аналогом его является автомобиль, приводимый в поступательное движение за счет вращения колес. Другим примером является закрученный теннисный мячик, отлетающий от поверхности в соответствии с направлением вращения (см. рис. 2).

В этих моделях вращение переходит в поступательное движение. На формальном языке, псевдовектор – момент импульса или момент силы порождают вектор скорости. Говоря другими словами, псевдовекторная обобщенная сила вызывает отклик вектора потока. В теории линейного отклика коэффициент связи между плотностью тока и амплитудой электрического поля электромагнитной волны должен быть псевдотензором второго ранга:

$$j_i = \alpha_{ijk} E_j E_k^* + c.c. \equiv \beta_{ij} [\mathbf{E} \times \mathbf{E}^*]_j. \quad (1.2)$$

На квантовом языке, циркулярный ФГЭ связан с передачей электрону спина от фотонов и превращением этого неравновесного спина в поступательное движение. Для циркулярного ФГЭ важно, чтобы электрон сохранял память о фазе поля на протяжении периода поля – если поле меняется медленнее, чем релаксирует фаза, циркулярный ФГЭ исчезает. В тех случаях, когда циркулярный ФГЭ возникает за счет создания неравновесного по спину состояния электронов (это не единственный путь передачи электронам памяти о циркулярной поляризации, см., например [A14, A16, A12]),

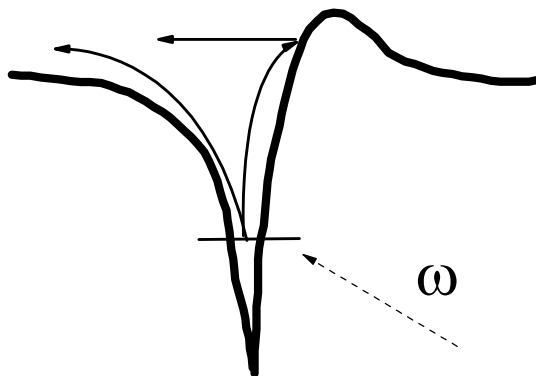


Рис. 1. Фотовозбуждение электрона с дипольной примеси. При выбранной частоте света переход происходит преимущественно налево.

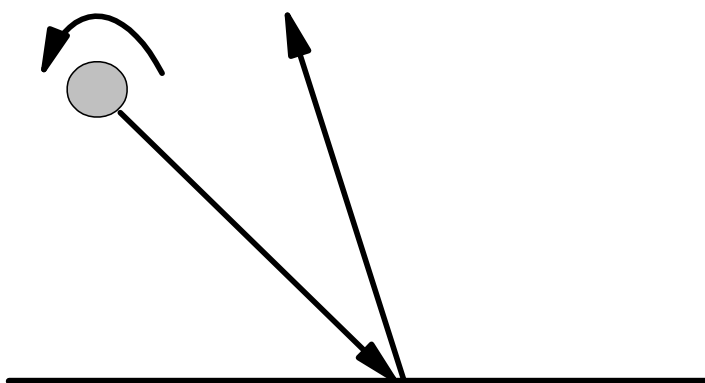


Рис. 2. Модель поверхностного циркулярного фотогальванического эффекта.

циркулярный ФГЭ получил в последнее время название спин-гальванического эффекта.

На микроскопическом языке, спиновый циркулярный ФГЭ возникает в результате корреляции между спином и импульсом электрона, вызванным спин-орбитальным (СО) взаимодействием. За счет него переходы с переворотом спина и определенным направлением импульса имеют преимущество, по отношению к переходам с противоположной ориентацией импульса. Это и порождает электрический ток. В двумерном варианте спин-гальванический эффект определяется СО взаимодействием, связанным с гамильтонианом Рашба [231, 232].

С точки зрения микроскопического механизма процесса, в спин-гальваническом эффекте анизотропия переходов возникает уже в борновском приближении, не требуя участия взаимодействия электронов с дырками, примесями или фононами, как в линейном ФГЭ, что увеличивает величину отклика. С симметричной точки зрения, в отличие от линейного ФГЭ, циркулярный ФГЭ возможен не только в кристаллах, но и в изотропных (но гиротропных!) средах, где псевдотензор второго ранга можно свести к псевдоскаляру. (Например, он должен существовать в растворе сахара). В таких средах вращение, передаваемое право-лево асимметричным молекулам вызовет их направленное движение. В частности, маленькие спиральки во взвеси, если их завращать, начнут перемещаться поступательно в направлении, определяемом направлением вращения и направлением их спирали (правой или левой). Направленность движения сохраняется, несмотря на случайное направление спиралей.

Фотогальванический эффект нечувствителен к фазе электрического поля. Однако существует другой его вариант, который является фазово-чувствительным. Следующий, кубический, член разложения тока по электрическому полю при усреднении по времени может давать ненулевой вклад. Такой вклад возникает, в частности, когда поле состоит из основной и удвоенной частот, которые обладают взаимной когерентностью. В этом случае усреднение приводит к конечному ответу для стационарного тока. Этот вариант получил название когерентного фотогальванического эффекта [A18], [A19], [A20]. Когерентный ФГЭ (КФГЭ) исчезает при освещении некогерентными источниками, пусть и с правильным соотношением частот, что отличает

его от некогерентного ФГЭ. Зато когерентный ФГЭ возможен в любых средах, в том числе, и в полностью изотропных и негиротропных, в отличие от некогерентного ФГЭ. Наблюдался КФГЭ, в основном, в стеклах, где фототок приводит к накоплению заряда, статическому электрическому полю, понижению симметрии среды, и как следствие, к генерации второй гармоники в исходно изотропном материале. КФГЭ интенсивно изучался экспериментально и теоретически в последнее десятилетие [A21, A22], [145]- [174]. Отметим, что КФГЭ нашел применение в волоконных световодах для создания индуцированной генерации второй гармоники [143, 144], которая нашла объяснение именно на основе КФГЭ [155–157].

За исследованием ФГЭ в объемном материале последовало предложение [A11, A13] использовать ограниченные образцы. Качественную модель подобного эффекта (в циркулярном варианте) дает рис. 2. Неэквивалентность поверхностей ограниченного кристалла, вместе с рассеянием на поверхности образца приводят к возможности тока в направлении вдоль поверхности (в отличие от ЭДС Дембера, направленной по нормали). Для такого тока сам кристалл может обладать центром инверсии, в то же время в системе кристалл+поверхность+поле должен существовать вектор, параллельный поверхности. Вначале был теоретически исследован ФГЭ в классических пленках [A13, A11, A12], обусловленный неэквивалентностью поверхностей ограниченного кристалла. Этот ток может быть обусловлен либо несимметричным срезом кристалла, либо наклонным, по отношению к нормали положением вектора поляризации. Механизм этого эффекта иллюстрируется рис.3.

Экспериментально наиболее ярким в типичных полупроводниковых системах – объемном GaAs оказался поверхностный ФГЭ, – поверхностный ток, возникающий вследствие конечности глубины поглощения в полубесконечном образце [45, 46, 53].

Случай, когда пленка становится квантовой, был рассмотрен в работе [A14]. В работах [A15, A16] был исследован инверсионный канал на поверхности полупроводника (в первой – экспериментально).

Различные аспекты физики объемного и поверхностного фотогальванических эффектов исследовались как теоретически, так и экспериментально, на протяжении последующих лет. Им посвящен ряд обзоров и книг [16–20], кандидатских и доктор-

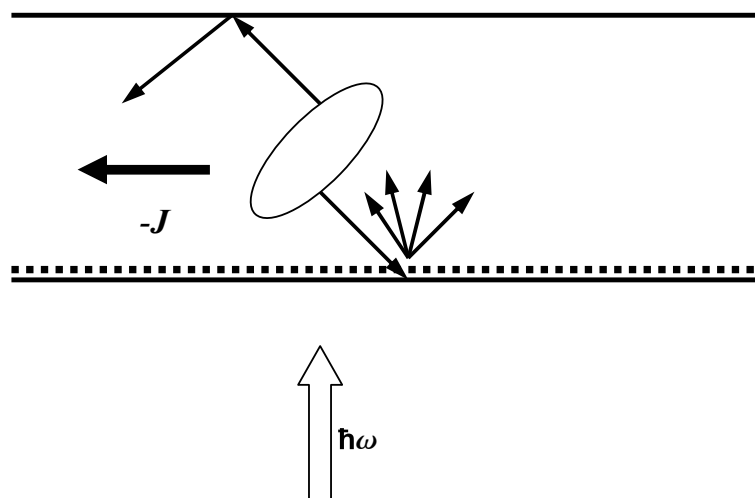


Рис. 3. Фотогальванический эффект в классической пленке из материала с анизотропным законом дисперсии при межзонном возбуждении электронов. Оси эллипсоида закона дисперсии направлены наклонно по отношению к нормали. Свет падает по нормали к поверхности. Передняя граница диффузна, задняя – зеркальна. Электроны, выбитые вверх имеют большую длину пробега, чем те, которые выбиты вниз. Это создает поток электронов вдоль пленки.

ских диссертаций (например, [21–25]). За прошедшие годы эта область стала одним из признанных разделов физики твердого тела.

Несмотря на то, что с момента экспериментального обнаружения и объяснения фотогальванического эффекта прошло более 25 лет, интерес к этому и родственным с ним эффектам не прекращается. В частности, в последние годы был исследован спин-гальванический эффект (СГЭ) [243–247] (возникновение тока под действием неравновесной спиновой поляризации; при обычном для наблюдения этого эффекта оптическом возбуждении СГЭ является вариантом циркулярного ФГЭ, в котором циркулярная поляризация света вначале перерабатывается в спиновую поляризацию электронов). Был исследован и обратный эффект – возникновение спиновой поляризации под действием стационарного тока [129–131, 227, 230, 238, 240], условием для которого является расщепление спиновых подзон в системе без инверсионной симметрии (эффект Рашба [231, 232, 237]). ФГЭ на спиновом переходе в продольном магнитном поле в 2D системе рассмотрен в [126].

Другое направление работ получили в последнее время название квантовых храповиков (quantum ratchet). Под такими системами понимается микроскопические системы, к которым приложены периодические силы, вызывающие стационарную перекачку электронов. Собственно ФГЭ изучался, в основном, в предположении слабого внешнего излучения. При исследовании квантовых храповиков на теории возмущений по внешнему полю не останавливаются. В частности, используется подход, основанный на нелинейном квантовом уравнении движения частицы с формальным учетом трения и шума (см. например, [249]). Сама нелинейность может приводить к спонтанному нарушению пространственной симметрии, приводящему к возникновению стационарного тока и в отсутствие выделенного направления.

Родственные эффекты в ограниченных квантовых системах получили название квантового электронного насоса (см., например, [250–253]). Квантовый насос – это квантовая точка с полевыми электродами, на которые подается периодически меняющееся напряжение. При наличии пространственной асимметрии системы или соответствующей фазировке потенциалов, между истоком и стоком в системе за период изменения параметров протекает конечный заряд, то есть возникает стационарный

ток. В этом смысле квантовый насос является аналогом фотогальванического эффекта. В некоторых условиях заряд, протекающий за период изменения параметров, оказывается квантованным. Предлагались различные варианты насосов. В частности, квантовые насосы предполагается использовать в качестве стандартов заряда и для измерения дробного холловского заряда.

ФГЭ исследовался и в ограниченных мезоскопических системах [254–256]. В отличие от неограниченных систем, в мезоскопических системах отсутствие центра инверсии обуславливается случайным распределением примесей – направление тока оказывается случайным и флуктуационно меняется в зависимости от внешних условий.

В самое последнее время изучался баллистический спиновый транспорт в квантовых ямах под действием двух взаимно когерентных электромагнитных волн с частотами ω и 2ω , т.е. в условиях КФГЭ, причем основное внимание уделялось ситуации, в которой отсутствует полный поток заряда [257].

Следует отметить и другие эффекты, родственные фотогальваническому.

С точки зрения поляризационной зависимости, близкими к ФГЭ эффектами являются горячая поляризованная люминесценция [69, 70, 72, 73], оптическая поляризация спинов [116, 118–121] и выстраивание [117] электронных импульсов в полупроводнике, поляризационно-зависимая фотопроводимость и ЭДС Дембера [51, 52, 54, 57, 58, 110–112, 260]. Родственные черты этих эффектов состоят в запоминании исходной поляризации света в распределении электронов по углам и их среднем спине. Так же как и в ФГЭ, отсутствие симметрии кристалла и направление исходной поляризации света отражаются на функции распределения электронов по спинам импульсам. В процессе релаксации электронов по энергии эта анизотропия частично сохраняется, что приводит к осцилляционным зависимостям анизотропии функции распределения от энергии электронов, а также спектра горячей люминесценции и спектра фотопроводимости. Отличает эти явления то, что ФГЭ определяется первой, а не второй, как поляризованная люминесценция и фотопроводимость угловой гармоникой функции распределения и поэтому связана с нецентроинверсностью системы.

С точки зрения теории необратимых процессов, в ФГЭ переменное электриче-

ское поле выступает в роли обобщенной силы, а стационарный электрический ток является векторным откликом второго порядка на это поле. Нами была выведена [A14] и неоднократно применена формула для этого отклика (нелинейный вариант формулы Кубо). При низкой симметрии среды возможны и другие необычные отклики. В частности, возможен отклик скалярного типа на векторную обобщенную силу (например, изменение температуры электронного газа, линейное по приложенному электрическому полю [A4]), а также векторные отклики на скалярные обобщенные силы (пример – ток под действием разности температур подсистем либо их химических потенциалов, либо под действием временных производных температуры или концентрации [A6], [258]).

В атомной физике практически одновременно с ФГЭ было открыто явление светоиндуцированного дрейфа (СИД) [82, 83]. СИД состоит в возникновении направленного потока атомов определенного сорта в газе под действием резонансно-поглощаемого света в присутствии буферного газа. В отличие от эффектов светового давления, резонансные атомы получают импульс не за счет фотонов, а за счет соударений с буферными атомами. Отбор взаимодействующих атомов происходит за счет эффекта Доплера – при положительной отстройке частоты света от частоты перехода возбуждаются атомы, летящие против луча света, при отрицательной отстройке – по лучу. Поскольку возбужденный атом имеет другое сечение столкновения, чем невозбужденный (скажем, большее), возбужденные атомы быстрее рассеиваются и теряют свой импульс. Так возникает нескомпенсированный поток атомов. Импульс фотона непосредственно в создании потока не принимает участия, но служит важным ”спусковым крючком” всего процесса. Общим в СИД и ФГЭ является участие столкновений в создании потока, различие – в участии (неучастии) импульса фотона в процессе.

Задолго до СИД в физике твердого тела был предложен похожий механизм – резонансное фотонное увлечение [78]- [81]. Само по себе увлечение электронов фотонами [86]- [73] связано с ускорением электронов за счет передачи им импульса от фотона. На самом деле, свободный электрон поглотить фотон не может по закону сохранения импульса и энергии и внутризонный процесс сам сопровождается

ся столкновением с "третьим телом" (примесями, фононами, другими электронами). При межзонном переходе электрон приобретает дополнительный импульс от фотона, а при внутризонных переходах с участием рассеивателей возникает анизотропия распределения, пропорциональная импульсу фотона. Однако, при межзонных (межподзонных) переходах импульс фотона несколько изменяет энергию фотовозбужденного носителя. Если эта энергия (при прямых переходах жестко связанная с частотой фотона) оказывается близка к какой-нибудь пороговой энергии рассеяния, то дополнительного импульса может хватить для включения (выключения) этого порогового процесса. В результате, ток зависит от энергии фотона резонансным образом, меняя направление, в зависимости от отстройки и направления освещения, причем амплитуда максимума определяется не импульсом фотона, а импульсом фотовозбужденного электрона. Наиболее ярко этот эффект был продемонстрирован на межзонных переходах в GaAs [22, 40, 49], где пороговым процессом оказалось граница для излучения электроном оптического фонона. Как и СИД этот эффект можно трактовать как следствие доплеровского смещения частоты перехода. Отметим, что авторы СИД также предложили твердотельные варианты его осуществления – возбуждение переходов между экситонными состояниями и переходы между параллельными подзонами в двумерной системе; этот вариант был впоследствии экспериментально реализован.

Родственным эффектом для когерентного ФГЭ является изученное в атомной физике возникновение потоков и асимметрии ионизации под действием электромагнитного поля с ненулевым средним кубом [145–150].

Особую роль может играть форма низкоразмерной системы [A23, A24, 259]. В одномерной системе на продольное движение электронов действует только продольная же компонента электрического поля волны. Искривление навязывает пространственную неоднородность действующего электрического поля, увеличивая его волновой вектор по сравнению с волновым вектором в свободном пространстве. Спиральная квантовая проволока превращает циркулярно-поляризованную волну в волну, бегущую вдоль проволоки в направлении, определяемом знаком поляризации волны и спиральностью проволоки [A25, A26, 176, 239]. Передача электрону импульса от вол-

ны может приводить к его ускорению и току под действием светового поля. Явление имеет аналог в вакуумной электронике – лампу бегущей волны.

Помимо работ, вошедших в диссертацию, автором выполнен ряд исследований, имеющих тесное отношение к рассматриваемой проблеме. В работе [260] была изучена поляризационно-зависящая фотопроводимость и фототок при межзонных прямых переходах в многодолинном полупроводнике (на примере кремния). Специфика задачи состоит в том, что время жизни холодных фотовозбужденных носителей в данной долине весьма велико. Возбуждение поляризованным светом вызывает неодинаковое распределение электронов по долинам. Таким образом, память о поляризации ”замораживается” в неравновесном распределении по долинам на достаточно большое (порядка мс) время. Поскольку каждая долина обладает анизотропной проводимостью результирующая фотопроводимость становится анизотропной, а диффузия фотовозбужденных электронов от поверхности приводит к поверхностному току. Этот фототок ожидается очень большим по сравнению с полупроводником с центральными межзонами переходами за счет большого времени жизни в долине.

В другой работе [261] был изучен объемный ФГЭ, связанный с анизотропным рассеянием электронов на ориентированных краевых дислокациях. За счет поля напряжений область обеднения вокруг дислокации имеет анизотропную форму. В работе эта модель использовалась для нахождения фотогальванического тока в пределе статического электрического поля.

Цель диссертации.

Целью диссертации являлось построение теории фотогальванических эффектов, то есть возникновения стационарного электрического тока под действием переменного электромагнитного поля.

Положения, выносимые на защиту.

1. Однородное 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 (фотогальванический эффект). 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.

2. Приложение переменного напряжения к однородной проводящей среде, не обладающей центром инверсии, сопровождается возникновением стационарного тока, связанного с асимметрией процессов рассеяния электронов на примесях и фононах.
3. Оптические переходы между спиновыми подуровнями в квантующем магнитном поле приводят к возникновению резонансного ФГЭ. Резонанс обусловлен интерференцией различных амплитуд перехода; он может иметь как пикообразный вид, так и представлять антисимметричные Фано-резонансы, в зависимости от поляризации и частоты света.
4. Высокочастотная 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.
5. Наличие границ образца приводит к понижению симметрии кристалла и, как следствие отсутствия инверсии в системе образец+поле, к фототоку вдоль границы (пленочный фотогальванический эффект). 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-квантованной системе поверхностный фотогальванический ток содержит резонансы, связанные с межподзонными переходами. Резонансы обусловлены промежуточными состояниями для перехода и могут быть как симметричными, так и антисимметричными функциями частоты.

6. В классической металлической пленке возможен фотогальванический эффект, обусловленный оптическими переходами между зонами, усиленный за счет аномально большой длины пробега носителей, отрелаксировавших к поверхности Ферми, но сохранивших направленное движение.
7. В размерно-квантованной системе при наклонном направлении магнитного поля возможно возникновение холловского напряжения в направлении оси квантования. Эта ЭДС может быть выражено через величину тока Холла вдоль образца. Вертикальная ЭДС Холла содержит также компоненту, обусловленную перераспределением электронов с различными спинами по нормали к образцу (спиновая ЭДС Холла).
8. Форма нерелятивистского гамильтониана искривленной квантовой проволоки постоянного сечения.

В спиральной квантовой проволоке под действием циркулярно-поляризованного электромагнитного поля возникает стационарный электрический ток, направление которого определяется направлением спирали и циркулярной поляризации света.
9. Теория одномерного квантового насоса на основе двухбарьерной структуры. Результаты расчета стационарного тока в одномерной системе, состоящей из двух дельтаобразных ям/барьеров, каждый из которых гармонически осциллирует во времени.
10. Кондактанс изолированного квантового кольца может значительно превышать квант кондактанса. В пределе низких температур кондактанс испытывает осцилляции с магнитным потоком, имеющие большую скважность.
11. В среде с центром инверсии при одновременном воздействии двух взаимнокогерентных световых волн основной и удвоенной частоты возможно возникновение стационарного тока (когерентный фотогальванический эффект). В области классических частот КФГЭ, помимо классических столкновительных механизмов, может быть обусловлен высокочастотным подавлением слабой лока-

лизации. В стеклах с низкой проводимостью КФГЭ может быть обусловлен прыжками электронов между локализованными состояниями. Помимо стационарного тока, в таких средах возможно возникновение логарифмически медленно нарастающей поляризации.

Научная новизна и прикладная ценность. В работах автора был предсказан и рассчитан ряд новых эффектов в физике полупроводников.

В работах автора впервые была предсказана возможность фотогальванического эффекта в кубических кристаллах без центра инверсии, получено выражение для тока в области примесного поглощения, найден коэффициент фотогальванического эффекта при зона-зонных переходах с учетом электрон-дырочного взаимодействия, построена теория квадратичных поправок к закону Ома.

Также впервые была получена общая формула, связывающая вектор тока со скалярными и тензорными силами, и построена микроскопическая теория неравновесных релаксационных токов, обусловленных временными производными температуры и концентрации носителей, или отличием химических потенциалов связанных и свободных электронов.

Впервые был предсказан пленочный ФГЭ. Построены теории пленочного ФГЭ для межзонных переходов в полупроводниках и поверхностного в металлах. Построена теория диффузионного поверхностного ФГЭ и резонансного ФГЭ в размерно-квантованной системе.

Результаты, полученные в диссертации, позволили заложить основу новому научному направлению: "Теория объемного и поверхностного фотогальванического эффекта". Это направление было создано, в основном, усилиями трех групп российских теоретиков: В.И. Белиничера, Б. И. Стурмана, В.И. Новикова (ИАиЭ СО РАН), Е.Л. Ивченко, Г.И. Пикуса (ФТИ им Иоффе), Э.М.Баскина, М.Д. Блоха, Л.И. Магарилла и М.В. Энтина (ИФП СО РАН).

Значимость результатов определяется тем, что ряд предсказанных в работах автора явлений в настоящее время экспериментально изучен. К ним относятся, в частности, ОФГЭ в кубических кристаллах без центра инверсии, пленочный ФГЭ при межзонных переходах, резонансный ФГЭ в размерно-квантованной системе, по-

ляризационная зависимость ОФГЭ в сегнетоэлектриках и когерентный ФГЭ в стеклах.

Исходной целью исследования являлось выяснение механизмов оптического повреждения сегнетоэлектриков с целью разработки способов голографической записи. После того, как было понято, что ФГЭ является общим свойством всех кристаллов без центра инверсии, стало достаточно очевидно, что он применим как новый способ фотоприема. Для этих целей он, в принципе, не уступает известным методам, обладая определенными достоинствами (безинерционность, высокая спектральная и поляризационная чувствительность). Чувствительность ФГЭ к структуре кристалла, тонким механизмам взаимодействия электронов и их релаксации дало новый инструмент для изучения электронных процессов в твердом теле.

Когерентный ФГЭ нашел применение как процесс, участвующий в формировании световодов для генерации гармоник оптического излучения. Эти факторы определяют прикладную ценность работы.

Апробация работы. Основные результаты диссертационной работы докладывались на I Советско-японском симпозиуме по сегнетоэлектричеству (Новосибирск, 1976). III Семинаре по полупроводникам-сегнетоэлектрикам (Ростов, 1976), VI Всесоюзном совещании по нерезонансному взаимодействию излучения с веществом (Ленинград, 1976), IV Международном конгрессе по сегнетоэлектричеству (Ленинград, 1977), Совещаниях по теории полупроводников: IX (Тбилиси, 1978), X (Новосибирск, 1980), XI (Ужгород, 1983), XII (Ташкент, 1983), XIII (Ереван, 1987), XIV (Донецк, 1989) II Республиканской конференции по фотоэлектрическим явлениям в полупроводниках (Одесса, 1982), V Всесоюзной школе-семинаре по физике поверхности полупроводников (Одесса, 1982), Республиканской школе по физике полупроводников (Севан, 1982), Семинаре по электронным процессам в двумерных системах (1983, Новосибирск), Республиканской школе-семинаре по горячим электронам в полупроводниках (Канев, 1983), III Международном Совещании по фотоэлектрическим и оптическим явлениям в полупроводниках (Варна, Болгария, 1986), Всесоюзной школе по теоретической физике (Одесса, 1987), IX Всесоюзном симпозиуме "Электронные процессы на поверхности и в тонких слоях полупроводников" (Новосибирск, 1988),

на Международном совещании по успехам в мезоскопической физике и технологии (Черноголовка, 1994), на 4 Международной конференции по электрическому транспорту и оптическим свойствам неоднородных сред (Москва-Петербург, 1996), Российской конференции по физике полупроводников (Зеленогорск, 1996), на 24 (Иерусалим, Израиль, 1998) и 26 (Эдинбург, Великобритания, 2002) Международных конференциях по физике полупроводников, на 4-ой Российской конференции по физике полупроводников (Новосибирск, 1999), на 15 Международной конференции по электронным свойствам двумерных систем (Нара, Япония, 2003), на 9, 10, 11 Международных симпозиумах "Наноструктуры: физика и технология" (С.Петербург, 2001, 2002, 2003).

Кроме того, работы докладывались на семинарах в ФТИ РАН СССР им.Иоффе (Ленинград), ИПАН УССР (Киев), ИАиЭ СО АН СССР (Новосибирск).

Публикации. Результаты исследований, составляющих содержание диссертации, опубликованы в статьях [A1]- [A27].

Общая характеристика работы

Первая глава диссертации посвящена исследованию фотогальванического эффекта в объемных кристаллах без центра инверсии.

В первом параграфе главы, написанном по материалам публикаций [A1, A2, A3], изучается вопрос о возникновении фотогальванического эффекта при примесью-зонном возбуждении электронов. Задача решается с помощью нахождения асимметричной части вероятности ионизации. В качестве модели рассмотрена ионизация водородоподобного s состояния в простую зону с изотропным законом дисперсии. Считается, что асимметрия создается за счет мультипольных моментов потенциала примеси.

Во втором параграфе, соответствующем статье [A4], рассмотрены квадратичные поправки к закону Ома. Рассмотрен предел статического электрического поля. Квадратичные по электрическому полю поправки к току в случае переменного поля определяют фотогальванический коэффициент. Это описание годится вплоть до частот электромагнитного поля порядка времени релаксации по импульсу. Наряду с

квадратичными по полю вкладами, найдены все четные поправки в низшем порядке по анизотропии рассеяния. Рассмотрены механизмы анизотропного рассеяния, связанные с рассеянием на примесях, обладающих мультипольными (в частности, октупольными) моментами. Помимо этого, рассмотрена анизотропия, создаваемая интерференцией нелинейного пьезо- и деформационного рассеяния. В задачу включаются различные механизмы релаксации импульса и энергии. Рассмотрен также механизм возникновения линейного по электрическому полю изменения температуры образца в кристаллах с особенной полярной осью.

В третьем параграфе, излагающем результаты работы [A5], рассмотрен линейный фотогальванический эффект при межзонных центральных переходах в полупроводнике. Показано, что основным механизмом, приводящем к ФГЭ является электростатическое взаимодействие электрона и дырки.

В четвертом параграфе, соответствующем работе [A6], рассмотрено возникновение неравновесных токов в средах без центра инверсии, обусловленных действием иных, нежели электрическое поле, обобщенных сил. В качестве примера рассмотрен токовый отклик на скалярные обобщенные силы- временную производную от температуры и на разность температур между электронной подсистемой и фононами, который оказывается возможен в кристаллах с особенной полярной осью.

В пятом параграфе раздела, для написания которого использовалась работа [A7], рассмотрен ФГЭ на спиновых переходах в квантующем магнитном поле в объемном материале без центра инверсии. В параграфе изучается ФГЭ в n-InSb в ультраквантовом пределе, когда заполнена одна спиновая подзона. Эффект обусловлен кубическими по импульсу слагаемыми в гамильтониане, связанными с отсутствием центра инверсии. Показано, что фототок имеет резонансный характер, несмотря на то, что процесс происходит с участием примесного рассеяния. Резонанс обусловлен промежуточным состоянием при межподзонных переходах за счет интерференции амплитуд перехода второго порядка.

В шестом параграфе, содержащем результаты работ [A8, A9, A10], изучен фотогальванический эффект в двумерной слабопогощающей среде Дыхне без центра инверсии. Показано, что в результате расходимости среднего квадрата модуля элек-

трического поля происходит гигантское увеличение эффективного фотогальванического коэффициента.

Вторая глава посвящена изучению ФГЭ в системах с пространственными ограничениями, под которыми понимаются системы, обладающие одной или двумя границами. В отличие от объемного материала в создании фототока в этих системах принимает участие поверхность. Направление фототока комбинируется из тензоров, относящихся к кристаллу, векторов поляризации света и нормали к поверхности. Требования к симметрии самого кристалла для существования ФГЭ в ограниченных системах ниже, чем в объемных кристаллах. Поэтому фотогальванический эффект становится возможным даже в пленке из изотропного материала. Однако нормаль к поверхности должна быть выделенной – границы системы должны быть неэквивалентны. Последнее достигается либо разницей материальных границ, либо направлением падения света.

В первом параграфе главы, соответствующем работе [A12], исследован фотогальванический эффект в пленке с классическим размерным эффектом в низкочастотной области. Задача решается с помощью классического кинетического уравнения во втором порядке по электрическому полю. Предполагается, что вектор электрического поля волны наклонно направлен по отношению к поверхности. Рассеяние электронов в объеме описывается в приближении времени релаксации.

Во втором параграфе ([A11]) изучается ФГЭ в полупроводниковой пленке в области межзонных переходов. При этом сами переходы рассматриваются квантовым образом, а движение электронов считается классическим. В результате межзонного возбуждения электроны приобретают четную анизотропию распределения по углам. Эта четная анизотропия превращается в нечетную при столкновении электронов с поверхностями образца. Рассмотрены случаи пленки, тонкой и толстой по сравнению с глубиной поглощения света и длиной свободного пробега.

В третьем параграфе ([A13]) рассмотрен ФГЭ в металлической пленке. Предполагается, что свет вызывает межзонные переходы электронов. Специфика металла состоит в малой глубине поглощения по сравнению с толщиной и в том, что электроны могут успеть прорелаксировать к поверхности Ферми, сохранив анизотропию по

импульсу, в результате чего процесс может определяться в чистом материале высокоподвижными носителями вблизи поверхности Ферми.

В четвертом параграфе ([A14]) рассмотрен ФГЭ в размерно-квантованной пленке при межподзонных переходах. Ток возникает либо при несимметричном срезе кристалла, либо при наклонном направлении вектора поляризации. Показано, что фототок, в отличие от поглощения, может состоять не только из симметричных, но и из антисимметричных пиков, в зависимости от типа поляризации света.

В пятом параграфе ([A15, A16]) результаты предыдущего параграфа применены к рассмотрению ФГЭ в инверсионном канале на вращательной грани.

В шестом параграфе, излагающем результаты работы [A17], рассмотрена теория вертикального эффекта Холла в размерно-квантованной системе. ЭДС Холла вдоль оси квантования возникает при наклонном направлении магнитного поля и тянущем электрическом поле, направленном вдоль поверхности. В отсутствие спиновых эффектов эту ЭДС удастся выразить через компоненты тензора продольной проводимости системы, в том числе, и в режиме квантового эффекта Холла. Кроме того, рассмотрен спиновый вертикальный эффект Холла, обусловленный неодинаковым вертикальным распределением носителей с разными компонентами спина в квантовой яме.

В третьей главе диссертации построена теория когерентного эффекта Холла.

В первом параграфе, соответствующем статьям [A18, A19], этот эффект рассмотрен в классической области частот. Рассмотрение ведется на базе классического кинетического уравнения.

Во втором параграфе ([A19]) изучен КФГЭ, обусловленный высокочастотным подавлением квантовых поправок. Рассмотрены системы различной размерности.

В третьем параграфе ([A20]) изучен КФГЭ в области прыжковой проводимости. Предполагается, что оптические переходы происходят между локализованными состояниями в стекле. В этой модели вычислен стационарный ток. Кроме того, рассмотрен нестационарный КФГЭ, обусловленный медленным выходом тока на стационарное значение.

В четвертом параграфе ([A21, A22]) обобщены результаты экспериментов по

записи в стекле решеток нелинейной поляризуемости двумя световыми лучами основной и удвоенной частоты, обусловленной КФГЭ.

В четвертой главе диссертации рассмотрены фотоэлектрические свойства искривленных квантовых проволок.

В первом параграфе, соответствующем публикациям [A23, A24], выведен гамильтониан для искривленной и закрученной квантовой проволоки постоянного сечения. Показано, что помимо известного геометрического потенциала, в гамильтониане появляются добавки, связанные с центробежными силами. Помимо них гамильтониан проволоки с несимметричным сечением начинает содержать слагаемые, обусловленные закруткой проволоки. Рассмотрены некоторые частные примеры квантовых проволок.

Во втором параграфе, который написан по материалам статьи [A25], рассматриваются фотоэлектрические свойства спиральной квантовой проволоки. Показано, что спиральность приводит к возможности внутризонных переходов, в отсутствие рассеяния. Эти переходы запрещены в прямолинейной квантовой проволоке. В приближении эффективной массы найден фототок, возникающий в квантовой проволоке при ее освещении циркулярно-поляризованной электромагнитной волной. Исследована гиротропия системы из параллельных спиральных квантовых проволок.

В третьем параграфе ([A26]) исследовано подавление спин-орбитальных эффектов в искривленных одномерных системах, в частности, спин-гальванического, спиновой ориентации под действием стационарного электрического поля и электродипольного поглощения между спиновыми подзонами. Найден фототок в спиральной квантовой проволоке, обусловленный магнитодипольными переходами между спиновыми подзонами.

Пятая глава диссертации посвящена физике квантовых насосов.

В первом параграфе, соответствующем работе [A27], изучены свойства одномерного квантового насоса на основе двух колеблющихся дельтаобразных барьеров. Показано, что система обладает большим разнообразием свойств, в зависимости от высоты барьеров, энергии электронов, частоты и фазы колебаний барьеров. Исследованы режимы слабого и сильного переменных сигналов.

Во втором параграфе ([A28]) рассмотрен индукционный ток в квантовом кольце. Предполагается, что идеальное одноканальное квантовое кольцо помещено в нормальное к его плоскости медленно меняющееся магнитное поле. Такое поле должно приводить к индукционному току, определяющемуся кондактансом изолированного кольца. Рассмотрен случай взаимодействия электронов с фононами. Показано, что кондактанс кольца осциллирует, как функция потока через кольцо, достигая больших значений в максимумах, превышающих квант кондактанса.

Часть II

Фотогальванический эффект в кристалле без центра инверсии.

§1. ФГЭ в области примесь-зонных переходов.

При воздействии лазерного излучения в ряде сегнетоэлектриков ($LiNbO_3$, $LiTaO_3$, $Ba_2NaNb_5O_{15}$, $BaTiO_3$ и др.) было обнаружено значительное изменение показателя преломления, которое сохраняется длительное время после выключения света [4,103]. Механизм этого эффекта (оптического повреждения или optical damage) был в течение длительного времени непонятен. Между тем, выяснение механизма было очень важно для решения ряда прикладных задач, в том числе задач, связанных с устранением эффекта и его применением [14]. Первая группа задач связана с применением этих материалов в электро- и акустооптике, где длительное освещение приводит к ухудшению свойств устройств. Вторая группа задач определяется применимостью сегнетоэлектриков для голографических запоминающих устройств, объемных фазовых решеток и т.п.

После работ Гласса с соавторами [1, 2] стало ясно, что первопричиной оптического повреждения является стационарный ток, возникающий в объеме образца под действием освещения. Схема возникновения оптического повреждения состоит в перераспределении электронов между ловушками в сегнетоэлектрике. Поле этого заряда вызывает модуляцию коэффициента преломления через электрооптический эффект. Таким образом, под действием пространственно- промодулированного света в образце возникает решетка показателя преломления.

Возникновение стационарного тока под действием однородного стационарного освещения образца получило название фотогальванического эффекта. В настоящем параграфе рассмотрен механизм фотогальванического эффекта в области частот света, соответствующих примесь-зонным переходам. Вероятно, что именно такое

возбуждение ответственно за основную часть фототока в ниобате лития.

На первый взгляд существование стационарного тока в однородном образце без внешнего поля при освещении противоречит обычным физическим представлениям. Действительно, для возникновения тока функция распределения подвижных носителей не должна быть четной по импульсу. Равновесная функция распределения четна, поскольку четен закон дисперсии. Нечетная по импульсу добавка может возникнуть как следствие неравновесности электронной подсистемы. Тем не менее обычно считается, что освещение оставляет функцию распределения квазиравновесной и, следовательно, четной. Основанием для этого служит существование "иерархии" времен: $\tau_l \gg \tau_\epsilon \gg \tau_p$, где τ_l - время жизни неравновесных носителей, τ_ϵ - время энергетической релаксации, τ_p - время релаксации по импульсу.

Нечетные добавки к функции распределения возникают при наложении на систему внешних полей, градиента температуры и т.п. Другое возражение состоит в том, что току некуда быть направленному – в кристалле обычно отсутствует выделенное направление. Однако, неравновесность, вызванная светом, сама может привести к току без дополнительных полей. При этом малость ФГ-тока по сравнению с обычным фототоком в тянущем поле, обусловленная малостью отношения τ_p/τ_l может быть скомпенсирована малостью дрейфовой скорости электрона в слабом поле, выделенное направление в кристалле, определяющее направление тока, может задаваться особенной осью кристалла (например, вектором спонтанной поляризации в сегнетоэлектрике).

Для расчета ФГЭ в области оптических переходов мы будем стартовать с кинетического уравнения, в котором внешнее поле учитывается в вероятности генерации носителей. При этом она, так же как и вероятность рассеяния, рассчитывается квантовомеханически, а само уравнение пишется для классической величины - функции распределения. Стационарное кинетическое уравнение имеет вид

$$\hat{I}f_{\mathbf{p}} + W_g(\mathbf{p}) - W_r(\mathbf{p}) = 0, \quad (2.1)$$

где \hat{I} - оператор рассеяния, $\hat{I}f_{\mathbf{p}} \equiv W_{\mathbf{p}'\mathbf{p}}f_{\mathbf{p}'} - W_{\mathbf{p}\mathbf{p}'}f_{\mathbf{p}}$, $W_{\mathbf{p}'\mathbf{p}}$ вероятность рассеяния из состояния \mathbf{p}' в состояние \mathbf{p} , $W_g(\mathbf{p})$ и $W_r(\mathbf{p})$ - вероятности ионизации и рекомбинации

в состоянии \mathbf{p} . Формальное решение уравнения (2.1) имеет вид

$$f_{\mathbf{p}} = \hat{I}^{-1}(W_r(\mathbf{p}) - W_g(\mathbf{p})), \quad (2.2)$$

Нечетная по импульсу часть функции распределения может быть найдена разложением по нечетным частям \hat{I} и W : $\hat{I} = \hat{I}^+ + \hat{I}^-$, $W_{r,g} = W_{r,g}^+ + W_{r,g}^-$,

$$f_{\mathbf{p}} = (\hat{I}^+)^{-1}(W_r^-(\mathbf{p}) - W_g^-(\mathbf{p})) - (\hat{I}^+)^{-1}\hat{I}^-(\hat{I}^+)^{-1}(W_r^+(\mathbf{p}) - W_g^+(\mathbf{p})). \quad (2.3)$$

Заметим, что для спонтанных переходов часть тока, связанная с захватами не зависит от поляризации света и следовательно равна нулю в несегнетоэлектриках. Поэтому ФГ-ток будет содержать только "выбросную" часть. Если пренебречь асимметрией рассеяния, получаем для плотности тока в кубическом кристалле

$$j_i = 2e \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} v_i \tau_p N w_g(\mathbf{p}), \quad (2.4)$$

где $w_g(\mathbf{p})$ - вероятность генерации с одиночной примеси, N – концентрация примесей. Ток определяется только нечетной частью вероятности перехода. Если не учитывать искажения волновой функции свободного движения полем примеси, то вероятности перехода под действием линейно-поляризованного электромагнитного поля являются четными при одновременной смене знаков импульсов и спинов. С учетом спина электрона σ это утверждение звучит как $w_{\sigma\sigma'}(\mathbf{p}) = w_{-\sigma,-\sigma'}(-\mathbf{p})$. С учетом спина

$$j_i = e \sum_{\sigma,\sigma'} \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} v_{i,\sigma} \tau_p(\epsilon_{\mathbf{p}\sigma}) N w_g(\mathbf{p}, \sigma, \sigma'), \quad (2.5)$$

Таким образом, и при учете спина частиц ФГЭ возникает лишь в том случае, когда принимается во внимание искажение волновых функций свободного движения полем примеси. Поскольку оказалось, что эффект не связан со спином частиц, в настоящем параграфе мы будем им пренебрегать и спиновые индексы в формулах опускать.

Будем считать, что примесь вначале находится в s - состоянии с энергией ϵ_0 гораздо большей, чем боровская энергия, но гораздо меньшей, чем энергия фотона ω и ширина запрещенной зоны. Тогда при вычислении искажения волновой функции конечного состояния полем примеси можно ограничиться борновским приближением. Мы рассмотрели водородоподобную примесь, потенциал которой асимметричен

и разлагается по мультипольным моментам $Q_{j_1 \dots j_n}^n$. Фурье-образ потенциала имеет вид

$$V(\mathbf{q}) = \frac{4\pi e}{\kappa q^2} \sum_n \frac{i^n}{n!} Q_{j_1 \dots j_n}^n q_{j_1} \dots q_{j_n}$$

Здесь κ -диэлектрическая проницаемость среды. В результате для плотности тока имеем

$$j_i = 1.73 \frac{e^4 (\omega - |\epsilon_0|)^2}{\kappa \omega^4} \tau_p N Q_{ijk} E_j E_k \quad (2.6)$$

В выражении (2.6) время релаксации по импульсу τ_p определяется энергией фото-возбужденного электрона $(\omega - |\epsilon_0|)$. Поэтому измерение фотогальванического тока позволяет определить энергетическую зависимость релаксации электронов.

Из выражения (2.6) следует, что фотогальванический ток существенно зависит от поляризации света. В кубическом кристалле типа A_3B_5 симметрия допускает только симметричный по всем перестановкам индексов тензор с неравными нулю элементами Q_{123} . На рис. 4 изображена зависимость направления тока в кубическом кристалле типа GaAs от направления электрического поля. При усреднении по всем поляризациям и направлениям падения ток обращается в нуль. При усреднении по поляризациям при заданном волновом векторе зависимость вектора плотности тока от направления аналогична зависимости от \mathbf{E} .

Оценим величину тока. Считая октупольный момент атома $Q_{ijk} \sim ea^3$, где a - постоянная решетки, получаем для тока оценку

$$j \sim ev \left(N \sigma_o \frac{I}{\omega} \tau_p \right) \frac{e^2}{\kappa v} (mva)^3,$$

где I – интенсивность света, σ_o – сечение поглощения света. Для конечности ФГЭ важно, чтобы базовые состояния электрона не обладали определенной четностью. Действительно, таким свойством обладают плоские волны. Помимо вклада (2.6), обусловленного влиянием асимметричного потенциала на конечное (свободное) состояние электрона, асимметрия сказывается также за счет поправок к начальным (локализованным) состояниям электрона. Связанные состояния в нецентроинверсном кристалле не обладают определенной четностью. Такие состояния образуются в результате смешивания из атомных состояний с определенным моментом и четностью при учете асимметрии потенциала. Если не учитывать анизотропию кристалла,

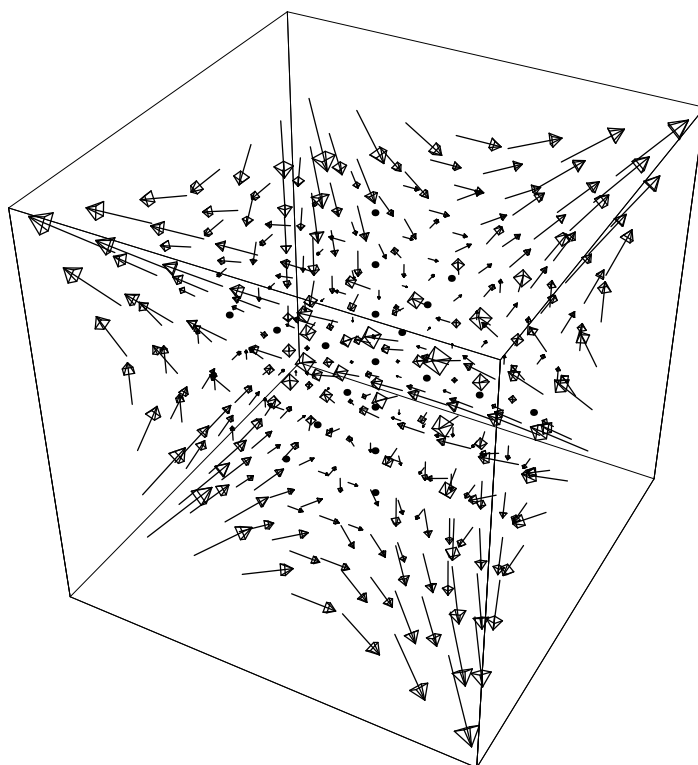


Рис. 4. Зависимость направления тока в GaAs от направления электрического поля. Положение каждого вектора соответствует направлению поля, а направление его – направлению плотности тока.

в качестве базисных связанных состояний можно выбрать S , P и D состояния в p -представлении

$$\begin{aligned} |S\rangle &= \phi_S(p), \\ |P, i\rangle &= p_i \phi_P(p), \\ |D, i, j\rangle &= (p_i p_j - p^2 \delta_{ij}) \phi_D(p). \end{aligned} \quad (2.7)$$

Асимметричный потенциал приводит к смешиванию состояний; для некоторого невырожденного состояния можно записать волновую функцию в виде

$$\beta_S \phi_S(p) + \beta_{P,i} \frac{p_i}{p} \phi_P(p) + \beta_{D,i,j} \frac{1}{p^2} (p_i p_j - \frac{p^2}{3} \delta_{ij}) \phi_D(p). \quad (2.8)$$

Коэффициенты смешивания определяются асимметричной частью потенциала V_{as} : $\beta_{P,i} \sim V_{as}/(E_S - E_P)$. Для величины тока при этом механизме получаем

$$j_i = \frac{2e^3 p^5}{15\pi} \phi_S(p) \phi_P(p) \left(\text{Re}(\beta_S \beta_{P,i}^*) |\mathbf{E}|^2 + 2 \text{Re}(\beta_S \beta_{P,k}^*) \text{Re}(E_k E_i^*) \right). \quad (2.9)$$

Здесь \mathbf{p} - импульс фотовозбужденного электрона. Выражение (2.9) справедливо для кристалла с особенной полярной осью; аналогичное выражение можно написать для кубического кристалла.

Обсудим отличие ФГЭ от других известных эффектов, приводящих к ЭДС при освещении однородного образца. Во-первых, это эффект увлечения электронов фотонами. Этот эффект возникает за счет передачи электрону импульса от фотона и имеет порядок величины $eN\sigma_o I \tau_p / mc$. Отношение ФГЭ к току увлечения по порядку величины равно $\frac{e^2}{\kappa v} (mva)^3 \frac{c}{v}$. Во вторых, это оптическое выпрямление, то есть возникновение статической поляризации под действием светового поля. Но в проводящем образце ток оптического выпрямления существует только как переходный, при включении или выключении света, в отличие от стационарного ФГЭ тока.

§2. Теория явлений переноса в сильном статическом электрическом поле для кристаллов без центра инверсии.

1. Постановка задачи.

В настоящем разделе, получена в статическом пределе четная по электрическому полю поправка к току, связанная с отсутствием центра инверсии кристалла. Рассматривается случай невырожденного электронного газа.

Качественно статический предел можно проиллюстрировать моделью асимметричных рассеивателей – тетраэдров (см. рис. 5). Как уже говорилось ранее, циркулярный фотогальванический эффект в этом пределе отсутствует и поле может считаться действительным. Поскольку для задачи важно аккуратное рассмотрение рассеяния за рамками борновского приближения, мы основывались на методе квантового кинетического уравнения. Вначале было получено квантовое кинетическое уравнение с учетом поправок к борновскому приближению, затем оно решалось итерациями по нечетному интегралу столкновений. Рассмотрение велось в произвольном порядке по электрическому полю.

В ранее принятых теориях разогревных явлений в полупроводниках считалось, что электрический ток в сильном электрическом поле является нечетной функцией электрического поля. Это утверждение следовало из приложения к кристаллу модели сплошной среды. Однако, и в теории, учитывавшей анизотропию, ток оказался нечетной функцией поля. Последнее означает, что в разложении тока по полю тензор α_{ijk} и все тензоры нечетного ранга должны быть равны нулю.

Между тем, из кристаллографии следует, что тензор нечетного ранга, вообще говоря, не равен нулю в кристалле без центра инверсии. Равенство нулю α_{ijk} есть следствие предположения о четности вероятности рассеяния электронов

$$W_{p,p'} = W_{-p,-p'}.$$

В этом предположении кинетическое уравнение Больцмана

$$-eE \frac{\partial f_{\mathbf{p}}}{\partial \mathbf{p}} = \hat{I} f_{\mathbf{p}} \equiv \sum_{\mathbf{p}'} [W_{\mathbf{p}',p} f_{\mathbf{p}'} - W_{p,\mathbf{p}'}] f_{\mathbf{p}} \quad (2.10)$$

разбивается на уравнения для четной $f_{\mathbf{p}}^+$ и нечетной $f_{\mathbf{p}}^-$ частей функции распределения

$$-eE \frac{\partial f_{\mathbf{p}}^{\pm}}{\partial \mathbf{p}} = \hat{I} f_{\mathbf{p}}^{\mp}. \quad (2.11)$$

В низшем порядке по полю $f_{\mathbf{p}}^- = 0$, $f_{\mathbf{p}}^- = f_0(\epsilon(\mathbf{p}))$, где $f_0(\epsilon(\mathbf{p}))$ -равновесная функция распределения. Из (2.11) следует, что $f_{\mathbf{p}}^-$, с которой связан ток, разлагается по нечетным степеням поля. Однако если $W_{\mathbf{p}',p}$ не является четной функцией, что может иметь место в кристаллах без центра инверсии, в разложении тока по электрическому полю возможны члены, содержащие четные степени \mathbf{E} .

Как известно, в борновском приближении вероятность перехода является четной в любых кристаллах. Для выхода за борновское приближение мы воспользовались методом квантового кинетического уравнения. В работе [АЗ, 125] было получено нечетный вклад в вероятность перехода в низшем порядке теории возмущений. В качестве механизмов рассеяния были рассмотрены заряженные примеси с мультипольными моментами и асимметричное рассеяние на акустических фононах. Поправки для вероятности перехода, содержащие асимметричные вклады, были получены в рамках диаграммной техники Константинова-Переля в низшем порядке по концентрации электронов и пренебрежении влиянием электрического поля на процесс соударений.

При этом нужно учитывать только фононные диаграммы типа в,г (см. рис. 6)

Рассмотрим вероятность перехода для рассеяния электронов на фононах. На рисунке а изображена одна из типичных диаграмм теории возмущений.

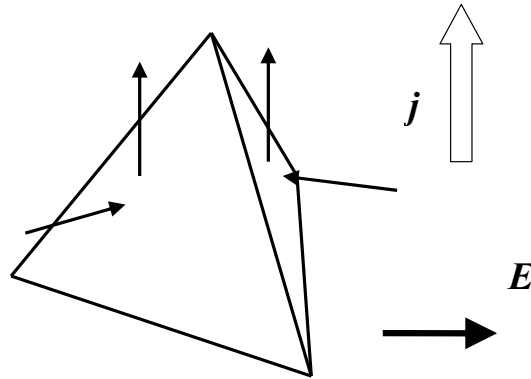


Рис. 5. Качественная модель квадратичных поправок к закону Ома. Электроны, ускоренные электрическим полем E в горизонтальном направлении, рассеиваются преимущественно вверх. Направление этого тока не зависит от знака поля.

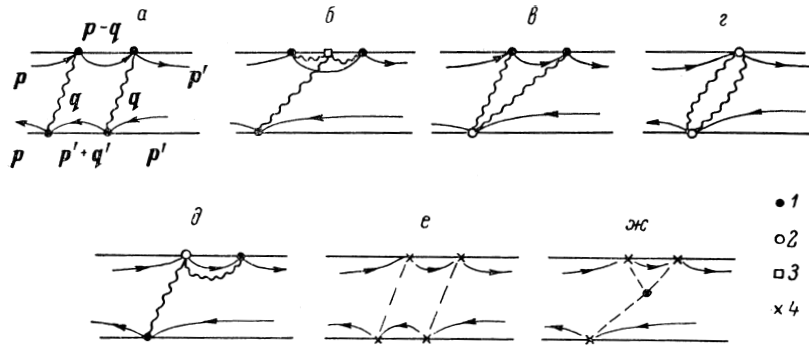


Рис. 6. Диаграммы для вероятности перехода $W_{pp'}$. Волнистая линия относится к фононам, штриховая - к примесям; 1 - электрон-фононная вершина, соответствующая c_{qt} , 2 - вершина, соответствующая $c_{qt,q't'}$ - фонон-фононная вершина, 4 - примесная вершина.

Эта диаграмма описывает взаимодействие электронов с фононами в гармоническом приближении, т. е. для гамильтониана электрон-фононного взаимодействия в низшем порядке по деформации кристалла:

$$H_{eph} = \sum_{\mathbf{q}, t, \mathbf{p}} c_{\mathbf{q}, t} (b_{\mathbf{q}, t} + b_{-\mathbf{q}, t}^+) a_{\mathbf{p}}^+ a_{\mathbf{p}-\mathbf{q}}^+, \quad (2.12)$$

где $c_{\mathbf{q}, t}$ - матричный элемент электрон-фононного взаимодействия, t - номер ветви колебаний. Здесь и в дальнейшем используется система единиц с $\hbar = 1$.

Можно убедиться, что вклад от диаграмм типа а не меняется при смене знака всех импульсов. Тем же свойством обладают все диаграммы в гармоническом приближении. Тем же свойством обладают все диаграммы в гармоническом приближении.

Таким образом, следует учесть поправки более высокого порядка по деформации кристалла в гамильтониане взаимодействия. Эти поправки включают фонон-фононный гамильтониан и ангармонические поправки к гамильтониану электрон-фононного взаимодействия. Первые поправки приводят диаграммам типа б; в дальнейшем мы будем ими пренебрегать, предполагая малость фонон-фононного взаимодействия.

Во втором порядке по деформации кристалла гамильтониан взаимодействия электронов с фононами имеет вид

$$H_{e-ph} = \sum_{\mathbf{q}, \mathbf{q}', t, t', \mathbf{p}, \mathbf{p}'} c_{\mathbf{q}t, \mathbf{q}'t'} (b_{\mathbf{q}t} + b_{-\mathbf{q}t}^+) (b_{\mathbf{q}'t'} + b_{-\mathbf{q}'t'}^+) a_{\mathbf{p}}^+ a_{\mathbf{p}'} \delta_{\mathbf{p}, \mathbf{p}'+\mathbf{q}+\mathbf{q}'} \quad (2.13)$$

Матричный элемент ангармонического взаимодействия $c_{\mathbf{q}t, \mathbf{q}'t'}$ обладает следующими свойствами

$$c_{\mathbf{q}t, \mathbf{q}'t'} = c_{\mathbf{q}'t', \mathbf{q}t}^* = c_{-\mathbf{q}t, -\mathbf{q}'t'}^*$$

Вклад в вероятность перехода, обусловленный ангармонизмом, дают диаграммы типов в-д. Диаграмма д, содержащая произведение $c_{\mathbf{q}t, \mathbf{q}'t'} c_{-\mathbf{q}t, -\mathbf{q}'t'}$, четна и для дальнейшего интереса не представляет. Нечетная часть вероятности перехода определяется диаграммами типа в. Гамильтониан ангармонического взаимодействия электронов с акустическими фононами при $q \rightarrow 0$ состоит из нелинейного деформацион-

ного потенциала $\Lambda_{ijkl}u_{ij}u_{kl}$ (u_{ij} -деформация кристалла) и нелинейного пьезопотенциала. Первый из них приводит только к четным по импульсам вкладам в вероятность перехода. Асимметрия оказывается связанной с нелинейными поправками к пьезопотенциалу. Рассмотрим нелинейный пьезопотенциал. Поле в пьезоэлектрике с точностью до членов третьего порядка удовлетворяет нелинейному уравнению Пуассона

$$\nabla_i [\kappa_{ij}E_j + \kappa_{ijk}E_jE_k] = 4\pi\nabla_i (\beta_{ijk}u_{jk} + f_{ijkl}u_{jk}E_l + \beta_{ijklm}u_{jk}u_{lm}). \quad (2.14)$$

Здесь κ_{ij} - тензор диэлектрических проницаемостей, κ_{ijk} - нелинейная поляризуемость, β_{ijk} - пьезотензор, f_{ijkl} - коэффициенты электрострикции, β_{ijklm} - нелинейный пьезотензор. Решая это уравнение с требуемой точностью, находим

$$\begin{aligned} c_{\mathbf{q}t, \mathbf{q}'t'} = & \frac{2\pi ie(q_i + q'_i)}{\rho\Omega\sqrt{\omega_{\mathbf{q}t}\omega_{\mathbf{q}'t'}}((\mathbf{q} + \mathbf{q}')\kappa(\mathbf{q} + \mathbf{q}'))} \left\{ q_j e_k^t(\mathbf{q}) q'_l e_m^{t'}(\mathbf{q}') \beta_{ijklm} + \right. \\ & + \kappa_{ijk} \frac{(4\pi)^2}{(\mathbf{q}\kappa\mathbf{q})(\mathbf{q}'\kappa\mathbf{q}')} q_j q'_k q_l q'_p q_m q'_r \beta_{lmn} \beta_{prs} e_n^t(\mathbf{q}) e_s^{t'}(\mathbf{q}') + \\ & \left. + 2\pi f_{ijkl} \left[\frac{q'_r q'_m \beta_{rmn}}{(\mathbf{q}'\kappa\mathbf{q}')} q'_l q_j e_k^t(\mathbf{q}) e_n^{t'}(\mathbf{q}') + \frac{q_r q_m \beta_{rmn}}{(\mathbf{q}\kappa\mathbf{q})} q_l q'_j e_n^t(\mathbf{q}) e_k^{t'}(\mathbf{q}') \right] \right\}, \end{aligned} \quad (2.15)$$

В дальнейшем для простоты удерживался в только первый член, соответствующий учету нелинейного пьезотензора. Кроме того, считалось, что гармонический гамильтониан определяется деформационным взаимодействием, для которого $c_{\mathbf{q}t} = i\Lambda_{ij}e_i^t(\mathbf{q})q_j/\sqrt{2\rho\omega_{\mathbf{q}t}\Omega}$, где Λ_{ij} - тензор деформационного потенциала.

Перейдем теперь к рассмотрению взаимодействия с примесями. На рисунке 6-б изображена простейшая диаграмма электрон-примесного взаимодействия, дающая вклад в нечетную часть вероятности перехода. Диаграммам этого типа соответствует выражение

$$2\pi n\Omega \sum_{\mathbf{q}, \mathbf{q}'} \delta_{\mathbf{q}, \mathbf{p}'-\mathbf{q}-\mathbf{q}'} \text{Re} \left\{ V_{\mathbf{q}} V_{\mathbf{q}'} V_{-\mathbf{q}-\mathbf{q}'} \frac{1}{\varepsilon_{\mathbf{p}, \mathbf{p}+\mathbf{q}} + i\delta} \right\} \delta(\varepsilon_{\mathbf{p}, \mathbf{p}'}), \quad (2.16)$$

где n - концентрация примесей. Нечетная часть выражения (2.16) не обращается в нуль, если фурье-компонента потенциала примесного центра $V_{\mathbf{q}}$ не является четной функцией \mathbf{q} . Разлагая форм-фактор примеси по мультипольным моментам, получим

$$V_{\mathbf{q}} = \frac{4\pi e}{\Omega(\mathbf{q}\kappa\mathbf{q})} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n!} Q_{ij}^{(n)} \dots q_i q_j \dots \quad (2.17)$$

Нечетная часть $V_{\mathbf{q}}$ определяется нечетными мультипольными моментами: дипольным, октупольным и т. д. Вероятность перехода удовлетворяет соотношениям

$$W_{\mathbf{p}\mathbf{p}'}e^{-\varepsilon_{\mathbf{p}}/T} = W_{-\mathbf{p}',-\mathbf{p}}e^{-\varepsilon_{\mathbf{p}'}/T}, \quad (2.18)$$

$$\sum_{\mathbf{p}'} W_{\mathbf{p}\mathbf{p}'}e^{-\varepsilon_{\mathbf{p}}/T} = \sum_{\mathbf{p}'} W_{\mathbf{p}'\mathbf{p}}e^{-\varepsilon_{\mathbf{p}'}/T} \quad (2.19)$$

гарантирующими обращение в нуль столкновительного интеграла с равновесной функцией распределения.

2. Решение кинетического уравнения

Схема решения кинетического уравнения Больцмана состояла в последовательности действий:

- интеграл столкновений разбивался на четную и нечетную части,
- нечетную часть считали малой и по ней делали теорию возмущений,
- четная часть интеграла столкновений считалась изотропной, завися только от угла между начальным и конечным импульсами ,
- делалось приближение иерархии времен релаксации, в предположении, что время энергетической релаксации τ_{ε} гораздо больше времени релаксации по импульсу τ_p ,
- в пренебрежение нечетной анизотропией находились связанные между собой уравнения для изотропной и нечетной по импульсу частей функции распределения,
- эти решения подставлялись в кинетическое уравнение с учетом анизотропного рассеяния и находился ток.

Для рассматриваемых нами механизмов релаксации времена релаксации на фононах τ^{ph} и примесях τ^i имеют вид

$$\tau_p(\varepsilon) = \tau_p^{ph}(T) \frac{x^{3/2}}{x^2 + z}, \quad \tau_p^{(2)}(\varepsilon) = \tau_p^{ph}(T) \frac{3x^{3/2}}{3x^2 + z},$$

$$x = \frac{\varepsilon}{T}, \quad z = \frac{\tau_p^{ph}(T)}{\tau_p^i(T)}, \quad \tau_p^{ph}(T) = \frac{\pi \rho s^2}{\sqrt{2m^{3/2} \Lambda^2 T^{3/2}}},$$

$$\tau_p^i(T) = \frac{\kappa^2 \sqrt{2m} T^{3/2}}{\pi n e^2 \ln \eta}, \quad \tau_\varepsilon(\varepsilon) = \frac{1}{\alpha^2} \tau_p^{ph}(\varepsilon), \quad (2.20)$$

$\alpha' = \sqrt{2ms^2/T}$ - параметр неупругости электрон-фононного взаимодействия, s -скорость звука. Безразмерный вектор $\xi_i = eE_i \sqrt{3\tau_p^{ph}(T)\tau_\varepsilon(T)/2T}$ пропорционален электрическому полю, а по порядку величины равен изменению энергии электрона в электрическом поле на длине остывания, отнесенному к температуре T . Четный по электрическому полю вклад в ток выражается через функции $F(x)$ и $\Phi(x)$, определяющиеся выражениями

$$F(x) = N \exp\left(-\int_0^x \frac{dx}{1 + \xi^2 \Theta(x)}\right), \quad (2.21)$$

$$\Phi(x) = F(x) \left\{ N_1 + \alpha' \int_0^x \frac{dx \Theta(x)}{[1 + \xi^2 \Theta(x)]^2} \left[(\gamma \xi)(\xi^2 \Theta(x) - 1) + \right. \right.$$

$$\left. \left. + 2\xi_i \xi_j \xi_k \frac{x \Theta(x)}{3x^2 + z} (\lambda_{ijk}^i z + \lambda_{ijk}^{ph} x) \left(\frac{x(1 + \xi^2 \Theta'(x))}{1 + \xi^2 \Theta(x)} + \frac{x^2 - 3z}{2(x^2 + z)} \right) \right] \right\}. \quad (2.22)$$

Здесь введены обозначения

$$\gamma_i = \frac{\sqrt{3} e m T \ln \frac{\varepsilon}{m s^2}}{12 \cdot 45 \cdot 7 \rho \kappa s^2} \beta_{rlm'l'm'} P[ir'lm'l'm'] \delta_{ir} \delta_{lm} \delta_{l'm'},$$

$$\lambda_{ijk}^{(ph)} = \frac{18\sqrt{3} \cdot 10^{-4} e m T}{\rho \kappa s^2} \beta_{rlm'l'm'} \{ P[jk] P[l'm'j] P[ilm] [5.8(\delta_{ir} \delta_{lk} \delta_{m'j} \delta_{ml'} +$$

$$+ \delta_{r'l'} \delta_{m'k} \delta_{ij} \delta_{lm} + 3.2(\delta_{ir} \delta_{lm} \delta_{l'k} \delta_{m'j} + \delta_{r'l'} \delta_{jm'} \delta_{lm} \delta_{ik}) - 2.6(\delta_{ir} \delta_{l'k} \delta_{lm'} \delta_{mj} +$$

$$+ \delta_{r'l'} \delta_{ik} \delta_{lm'} \delta_{mj} + 0.73 \delta_{rk} \delta_{il'} \delta_{lm'} \delta_{mj} - 4.3 \delta_{rk} \delta_{il'} \delta_{lm} \delta_{m'j}] -$$

$$- P[ilm] P[l'm'jk] [1.4 \delta_{il} \delta_{mr} \delta_{l'm'} \delta_{jk} + 1.7 \delta_{ir} \delta_{l'l'} \delta_{mm'} \delta_{jk} -$$

$$- 0.6 \delta_{r'l'} \delta_{im'} \delta_{ij} \delta_{mk} - 2.9 \delta_{il} \delta_{ml'} \delta_{rm} \delta_{jk}] \},$$

$$\lambda_{ijk}^{(i)} = \frac{16\sqrt{3} 10^{-2} T e m^2}{\kappa \ln \eta} \tilde{Q}_{lmn} P[li] P[kj] [1.5 \delta_{mn} \delta_{li} \delta_{kj} +$$

$$0.06(\delta_{nm} \delta_{lk} \delta_{ij} + 2 \delta_{nk} \delta_{ml} \delta_{ij}) - 1.2 \delta_{nl} \delta_{mi} \delta_{kj} - 0.36(2 \delta_{nl} \delta_{mk} \delta_{ij} + \delta_{nk} \delta_{mj} \delta_{li})]. \quad \left. \right\}$$

Функция $\Theta(x) = \frac{x}{x^2+z}$, $z = \tau_p^{ph}(T)/\tau_p^i(T)$. Константы N и N_1 определены условиями нормировки

$$\nu T^{3/2} \int_0^\infty dx \sqrt{x} F(x) = 1, \quad \int_0^\infty dx \sqrt{x} \Phi(x) = 0.$$

Буквой $P[i\dots k]$ обозначен оператор суммирования по всем перестановкам по группе индексов $i\dots k$. Примесный безразмерный тензор $\lambda_{ijk}^{(i)}$ определяется эффективным октупольным моментом примеси \tilde{Q}_{ijk} .

Величина четного вклада равна

$$\begin{aligned} \tilde{j}_i = \nu T^{3/2} \frac{2}{\sqrt{3}} n_0 e s \int_0^\infty dx x^2 \left\{ -\Theta(x) \Phi'(x) \xi_i + \alpha' \gamma_i (F' + F) \Theta(x) + \right. \\ \left. + 2\alpha' \xi_j \xi_k \frac{x^{3/2} \Theta(x)}{3x^2 + z} (\sqrt{x} \Theta(x) F')' [\lambda_{ijk}^{(i)} z + \lambda_{ijk}^{(ph)} x] \right\}. \end{aligned} \quad (2.23)$$

В предельных случаях получаем

1) $\xi \ll 1, z \ll 1$ -слабый разогрев, рассеяние на фононах превалирует

$$\tilde{j}_i = \frac{4\alpha' n_0 e s}{\sqrt{3\pi}} \left[2(1 - \ln 2) (\xi \gamma) \xi_i + \gamma_i \xi^2 + \left(\lambda_{ijk}^{(ph)} + \frac{1}{3} \lambda_{ijk}^{(i)} z \ln \frac{1}{z} \right) \xi_j \xi_k \right]. \quad (2.24)$$

2) $\xi^2 \ll z, z \gg 1$ -слабый разогрев, превалирует рассеяние на примесях

$$\tilde{j}_i = \frac{4\alpha' n_0 e s}{\sqrt{3\pi} z^2} \left\{ (\gamma \xi) \frac{21}{8} \xi_i + 4! \gamma_i \xi^2 - \xi_j \xi_k \left[9 \cdot 5! \lambda_{ijk}^{(i)} + 11 \cdot 6! \lambda_{ijk}^{(ph)} \frac{1}{z} \right] \right\}. \quad (2.25)$$

Векторная величина γ_i существует только в кристаллах с особенной полярной осью- в частности, во всех пироэлектриках и сегнетоэлектриках. Тензор λ_{ijk} отличен от нуля в более широком классе кристаллов, в частности, в кубических кристаллах без центра инверсии типа $A_3 B_5$. В этих кристаллах существуют только равные друг другу компоненты $\lambda_{123} = \lambda_{132} = \lambda_{213} = \lambda_{231} = \lambda_{312} = \lambda_{321}$. В таких кристаллах четная часть тока обращается в ноль, если поле направлено по одной из кристаллографических осей.

Заметим, что в слабых полях четная по полю часть тока начинается с квадратичных по ξ_i (т. е. по полю) поправок. В пределе сильных полей $j \sim \xi^{1/2}$. Оценки показывают, что при благоприятных условиях в слабом электрическом поле квадратичная поправка может достигать 10^{-2} от величины омического вклада. В переменном электрическом поле квадратичная поправка к закону Ома определяет стационарный ток ФГЭ, который выражается через амплитуду переменного поля теми же формулами с коэффициентом $1/2$.

Интересно, что квадратичная поправка к току, вообще говоря, не связана с разогревом электронов. Действительно, как видно из (2.24, 2.25), она оказывается конечной в случае отсутствия фононного рассеяния в отличие от кубического члена в токе, определяемого релаксацией энергии электронов. Более того, в пироэлектрике электрическое поле может привести к остыванию электронного газа. Действительно, из выражения для средней энергии электронов

$$\langle \epsilon \rangle = \int_0^\infty \epsilon \nu(\epsilon) d\epsilon [F(\epsilon) + \Phi(\epsilon)] \quad (2.26)$$

получаем при $\xi \ll 1$, $z \ll 1$

$$\langle \epsilon \rangle = \frac{3}{2} T (1 - \alpha' \gamma_i \xi_i + \xi^2) \quad (2.27)$$

Из (2.27) видно, что при малом ξ и $\gamma_i \xi_i > 0$ изменение энергии электрона в электрическом поле отрицательно. При увеличении поля изменение энергии становится положительным из-за обычного разогрева электронов. Физическая причина остывания заключается в следующем. Приложение электрического поля приводит к сдвигу аргумента функции распределения по импульсам на величину пропорциональную электрическому полю. Из-за различия вероятностей рассеяния из состояний \mathbf{p} и $-\mathbf{p}$ этот сдвиг неодинаков для разных групп электронов. В результате поверхности $f_{\mathbf{p}} = \text{const}$ деформируются, сжимаясь или расширяясь в зависимости от направления поля, что приводит соответственно к уменьшению или увеличению средней энергии электронов.

3. Обсуждение

Несмотря на то, что со момента публикации работы прошло много времени, к сожалению, до сих пор не были поставлены эксперименты по ее проверке. Между тем, в работе содержится, в частности, достаточно непривычный вывод о возможности изменения температуры электронов, нечетной по приложенному полю. Это дает пример линейного скалярного отклика на векторную обобщенную силу. Другой пример, векторного отклика на скалярную обобщенную силу дан в следующем параграфе. Кроме того, четные отклики высших порядков приводят к возможности стационарного тока при воздействии двух световых волн с частотами ω и 3ω .

§3. Фотогальванический эффект при учете электрон-дырочного взаимодействия

В борновском приближении вероятность перехода обладает симметрией $\mathbf{p} \rightarrow -\mathbf{p}$. Поэтому для возникновения асимметрии при межзонных переходах приходится учитывать взаимодействие с третьим телом. Это уменьшает величину асимметрии и, соответственно, фотогальванический коэффициент. Однако, имеется еще одна возможность увеличения эффекта- учет взаимодействия между электроном и дыркой в свободном состоянии. В работе [А5] было рассмотрено влияние этого взаимодействия на асимметрию процесса прямого межзонного перехода.

Из общих соображений, асимметрия может возникнуть из-за асимметрии кристаллических волновых функций или потенциала взаимодействия между электроном и дыркой. Последний определяется зависимостью диэлектрической проницаемости $\chi_{ij}(\mathbf{k})$ от передаваемого волнового вектора \mathbf{k} . Однако, в отсутствие временной дисперсии $\chi_{ij}(\mathbf{k}) = \chi_{ji}(-\mathbf{k})$. Отсюда следует, что потенциал электрон-дырочного взаимодействия,

$$V_{\mathbf{k}} = -\frac{4\pi}{k_i k_j \chi_{ij}(\mathbf{k})} \quad (2.28)$$

четен по \mathbf{k} . Таким образом, нечетные по импульсу электрона поправки к взаимодействию не возникают. Поэтому дальше анизотропией диэлектрической проницаемости мы пренебрегаем. Реальной причиной асимметрии вероятности перехода оказывается асимметрия блоховских волновых функций электрона $u_{\mathbf{k}}$ и дырки $v_{\mathbf{k}}$: $u_{\mathbf{k}} \neq u_{-\mathbf{k}}$, $v_{\mathbf{k}} \neq v_{-\mathbf{k}}$. При этом, в обычно используемом пренебрежении зависимостью блоховских амплитуд от импульса асимметрия теряется.

Для получения нечетных поправок к вероятности перехода между невырожденными центральными зонами мы воспользовались разложением по близости импульса возбуждаемых электронов и дырок к нулю.

Результат для плотности тока имеет вид

$$j_i = 16\pi \frac{I(m_e + m_h)k_0}{c\omega\kappa^2(m_e + m_h)^2} \frac{\tau_e m_h + \tau_h m_e}{1 - \exp(-2\pi\mu/\varepsilon k_0)} \times S_i \quad (2.29)$$

$$\mathbf{S} = \lim_{\mathbf{k} \rightarrow 0} \left\{ |\langle u_0 \mathbf{p} e v_0 \rangle|^2 \text{Im} (\langle u_0 \partial_{\mathbf{k}} u_{\mathbf{k}} \rangle - \langle v_0 \partial_{\mathbf{k}} v_{\mathbf{k}} \rangle) + \text{Im} \langle u_0 \mathbf{p} e v_0 \rangle^* \partial_{\mathbf{k}} \langle u_{\mathbf{k}}^* \mathbf{p} e v_{\mathbf{k}} \rangle \right\} \quad (2.30)$$

Индексы e и h относятся к электрону и дырке, соответственно.

Отметим, что взаимодействие электрона с дыркой приводит к существенной зависимости тока от частоты при энергиях отстоящих от края поглощения на величину, порядка боровской $m e^4 / \kappa^2 \hbar$.

§4. Токи в неравновесных полупроводниках без центра инверсии.

Рассмотренный раньше фотогальванический эффект в кристаллах без центра инверсии является частным случаем более общей ситуации – переноса заряда в отсутствие равновесия в нецентросимметричных средах. Для возникновения тока в таких средах необходимо существование вектора, построенного из обобщенной силы, описывающей отклонение от равновесия, и тензоров физических свойств среды. В отличие от центросимметричных сред, в общем случае возможны векторные отклики на тензорные и даже скалярные обобщенные силы. И наоборот, скалярные отклики на векторные силы. (Пример такого отклика был рассмотрен в предыдущем параграфе.) Единственное требование должно быть выполнено, чтобы симметрия допускала существование соответствующего отклика. Общее выражение для векторного отклика, разложенного по обобщенным силам F_s (скаляр) $F_{i,s}$ (вектор), $F_{ij,s}$ (тензор 2 ранга) ... (i – векторные индексы, s нумерует тип силы) имеет вид

$$J_i = \sum_{\nu} \alpha_i^{(\nu)} F^{(\nu)} + \sum_{\nu} \alpha_{i,j}^{(\nu)} F_j^{(\nu)} + \sum_{\nu, \nu'} \alpha_{i,j,k}^{(\nu, \nu')} F_j^{(\nu)} F_k^{(\nu')} + \sum_{\nu} \beta_{ijk}^{(\nu)} F_{jk}^{(\nu)} + \dots \quad (2.31)$$

Первое слагаемое описывает отклик на скалярную силу. В качестве такой могут выступать отклонение температуры или концентрации от равновесной, либо разница концентраций в долинах. В результате в среде возникает поток частиц, в частности, электрический ток. Другой пример скалярной обобщенной силы – скорость изменения температуры со временем. Третье слагаемое описывают векторный отклик на тензорные силы, например, вторые производные от температуры по координате.

Качественно ток как отклик на изменение температуры T со временем можно оценить исходя из того, что влияние его исчезает, если изменение температуры происходит медленнее, чем релаксирует энергия. Поэтому характерное неравновесие по энергии должно быть пропорционально $\tau_{\epsilon} \frac{dT}{dt}$. При рассеянии неравновесных электронов может возникнуть векторная анизотропия функции распределения, приводящая к току. Эта анизотропия пропорциональна анизотропной части неупругой вероятности рассеяния, имеющей порядок величины безразмерной степени анизотропии α_a , умноженной на τ/τ_{ϵ} . Результирующая плотность тока равна току, в расчете

на электрон ev , умноженному на концентрацию и указанные факторы:

$$J_i \sim \alpha_a \tau \frac{dT}{T dt}. \quad (2.32)$$

В работе [А6] этот эффект рассмотрен на примере полупроводника с полярной осью, эллипсоидальным энергетическим спектром, четно-анизотропным электрон-фононным взаимодействием и нечетно-анизотропным рассеянием на заряженных примесях.

В результате для тока, вызванного \dot{T} и \dot{n} мы получили выражение (статистика Больцмана):

$$j_i \propto -en\tau^2 \sqrt{T} \left((2\mu/T - 6) \frac{\dot{T}}{T} + \frac{\dot{n}}{n} \right) \sum_j \frac{\Lambda_j^2}{\sum_k \Lambda_k^2} \langle p_i \hat{I} p_j^2 \rangle |_{\epsilon=T}. \quad (2.33)$$

Направление вектора тока совпадает с особенной полярной осью.

Несмотря на достаточно длительный срок, прошедший со времени выхода работы [А6], мне неизвестны попытки его измерения. Между тем это вполне возможно. Релаксационные токи можно наблюдать в любых одноосных материалах. Наибольшую величину этого тока можно ожидать при быстром однородном нагреве или возбуждении электронов, например при импульсном воздействии в области поглощения на свободных носителях. При длительности импульса 10^{-8} с и энергии в импульсе 1Дж, $\dot{T} \sim 10^9$ К/с; при $\tau \sim 10^{-12}$ с, $n \sim 10^{17}$ см $^{-3}$, степени анизотропии $\tau\Gamma_{ijj} \sim 10^{-3}$ плотность тока имеет порядок величины 10^{-2} А/см 2 .

Отношение релаксационного тока, связанного с производной от концентрации по времени, к току ФГЭ описывается отношением времен релаксации по импульсу холодных и горячих носителей, умноженному на отношение времени рекомбинации к сумме времени рекомбинации и длительности импульса. Этот параметр может быть больше единицы.

§5. Фотогальванический эффект при спиновом резонансе в квантующем магнитном поле.

В настоящем разделе теоретически исследован фотогальванический эффект в n-InSb при оптических переходах между спиновыми подзонами уровней Ландау в ультраквантовом пределе. 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 и Шеки [233], явление комбинированного резонанса (поглощение света за счет электрической компоненты электромагнитной волны, обусловленное электронными переходами с переворотом спина) продолжает оставаться в сфере интересов физики твердого тела. Так, было обнаружено и исследовано явление интерференции магнитодипольного и электродипольного резонансов в конфигурации Фойгта в кристаллах без центра инверсии [234, 235]. Изучение ФГЭ в этой ситуации представляло особый интерес, так как как поглощение света, так и ФГЭ определяются нецентроинверсностью среды. Зависимость от поляризации света и ориентации кристалла помогает выделению его среди других фотоэлектрических эффектов. ФГЭ в магнитном поле изучался в ряде работ [125, 241, 242], однако случай квантующего поля до нашей работы не рассматривался.

Целью работы было совместное теоретическое и экспериментальное исследование. Исследование ФГЭ при спиновом резонансе может дополнить эксперименты по поглощению света как метод измерения зонных параметров, поскольку одни и те же слагаемые в гамильтониане могут приводить как к электродипольным переходам, так и к току ФГЭ.

1. Теория.

Мы будем рассматривать ток вдоль направления магнитного поля \mathbf{H} при распространении света вдоль того же направления (геометрия Фарадея). Поляризация света и ориентация \mathbf{H} относительно кристаллографических осей считаются произвольными. Предположим, что выполнены условия, отвечающие суперквантовому пределу: $\omega_s \gg T$, $\omega > E_F$ где $\omega_s = |g|\mu_B H$ – энергия спинового перехода, E_F – уровень Ферми, отсчитанный от нижней спиновой подзоны, g – g -фактор, μ_B – магнетон Бора; $\hbar = 1$. Пусть \mathbf{A}_0 , $\mathcal{A}(t) = \text{Re} \mathbf{A} e^{-i\omega t}$ – векторные потенциалы постоянного однородного магнитного поля и электромагнитной волны соответственно,

$$U(\mathbf{r}) = \sum_i u(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i) \quad (2.34)$$

– потенциальная энергия взаимодействия электронов с хаотически распределенными примесями (\mathbf{r}_i – координата i -го примесного центра). Гамильтониан рассматриваемой системы имеет вид

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_1 + \mathcal{H}_2 + \mathcal{H}_U + U + \mathcal{F}, \quad (2.35)$$

где \mathcal{H}_0 – гамильтониан свободного электрона в параболическом приближении:

$$\mathcal{H}_0 = \frac{k^2}{2m} + \frac{1}{2} g \mu_B H_i \sigma_i, \quad \mathbf{k} = \mathbf{p} + \frac{e}{c} \mathbf{A}_0 \quad (2.36)$$

Слагаемые \mathcal{H}_1 , \mathcal{H}_2 , \mathcal{H}_U соответствуют трем возможным механизмам переходов с переворотом спина. Слагаемое $\mathcal{H}_1 = \delta_0 \boldsymbol{\sigma} \boldsymbol{\Omega}$ связано с отсутствием центра инверсии (в главных осях кристалла $\Omega_1 = k_2 k_1 k_2 - k_3 k_1 k_3$, $\Omega_2 = k_3 k_2 k_3 - k_1 k_2 k_1$, $\Omega_3 = k_1 k_3 k_1 - k_2 k_3 k_2$), слагаемое

$$\mathcal{H}_2 = \bar{g} \mu_B \{(\mathbf{H}\mathbf{k})(\boldsymbol{\sigma}\mathbf{k}) + (\boldsymbol{\sigma}\mathbf{k})(\mathbf{H}\mathbf{k})\} \quad (2.37)$$

– с зависимостью g -фактора от импульса, а слагаемое

$$\mathcal{H}_U = \alpha_s ([\nabla U, \mathbf{k}] \boldsymbol{\sigma}) \quad (2.38)$$

есть спин-орбитальное взаимодействие электрона с примесями. Члены в гамильтониане, обозначенные буквой \mathcal{F} определяют взаимодействие электронов с электромагнитной волной, причем

$$\mathcal{F} = \mathcal{F}_0 + \mathcal{F}_1 + \mathcal{F}_2 + \mathcal{F}_U, \quad (2.39)$$

где

$$\mathcal{F}_0 = \frac{e}{mc}(\mathbf{k}\mathcal{A}), \quad \mathcal{F}_1 = i\frac{e\delta_0}{c}(\boldsymbol{\sigma}\boldsymbol{\Omega})(\mathbf{r}\mathcal{A}), \quad (2.40)$$

$$\mathcal{F}_2 = 2g\frac{e}{c}\mu_B(\boldsymbol{\sigma}\mathcal{A})(\mathbf{H}\mathbf{k}), \quad \mathcal{F}_U = \alpha_s\frac{e}{c}(\boldsymbol{\sigma}[\nabla U\mathcal{A}]), \quad (2.41)$$

Для существования тока вдоль направления поля \mathbf{H} необходима нечетность вероятности перехода как функции продольного импульса p_z (ось z направлена вдоль магнитного поля). Очевидно, что она возникает, если вероятность рассчитана в ненулевом порядке по константе δ_0 , определяющей нецентроинверсность. Мы будем исходить из решения квантового кинетического уравнения вида

$$\hat{I}f_\iota + G_\iota = 0, \quad (2.42)$$

где f – добавка к равновесной функции распределения, – интеграл столкновений электрона с примесями, G_a – вероятность генерации, $\iota = (n, \mathbf{p}, \sigma)$ – набор квантовых чисел, характеризующих собственные состояния гамильтониана \mathcal{H}_0 в калибровке $A_0 = (0, Hx, 0)$, n – номер уровня, $\mathbf{p} = (p_x, p_y)$ – импульс электрона, $\sigma = \pm 1$ (в дальнейшем для обозначения проекции спина будем использовать знаки + и -). Поскольку мы интересуемся электронными переходами в пределах уровня Ландау $n = 0$, будем в дальнейшем опускать этот индекс во всех величинах.

Потенциально нечетная по импульсу часть функции распределения, дающая вклад в ток, может возникать вследствие нечетности функции генерации или вероятности рассеяния. В пренебрежении взаимодействием с примесями и в первом порядке теории возмущений асимметричная часть вероятности перехода может возникать за счет интерференции вкладов \mathcal{F}_1 и \mathcal{F}_2 :

$$w_{\iota\beta}^{(1)} = \frac{\pi}{2}\text{Re}[(\mathcal{F}_2)_{\beta\iota}(\mathcal{F}_1)_{\beta\iota}^*], \quad (2.43)$$

где $\iota = \mathbf{p}, +$, $\beta = \mathbf{p}', -$,

$$(\mathcal{F}_1)_{\beta\iota}^* = \frac{\sqrt{2}eE_0\delta_0}{i\omega a^2}e_B(a^2p_z^2 - 1/2)\delta_{\mathbf{p}\mathbf{p}'}. \quad (2.44)$$

Здесь E_0 – амплитуда поля электромагнитной волны, \mathbf{e} – вектор поляризации, $a = \sqrt{c\hbar/eH}$ – магнитная длина, $e_B = e_-B_{133} + e_+B_{233}$, $e_{\pm} = (e_x \pm ie_y)/\sqrt{2}$. Зависимость от направления магнитного поля относительно кристаллографических осей заключена в коэффициентах B_{ijk} (Φ и Θ – азимутальный и полярный углы с осью (100)):

$$B_{133} = \cos 2\Phi \cos 2\Theta - i/2 \sin 2\Phi \cos \Theta (3 \cos^2 \Theta - 1), \quad (2.45)$$

$$B_{233} = -3i/2 \sin 2\Phi \sin \Theta \sin 2\Theta. \quad (2.46)$$

В нашей работе проанализированы слагаемые, возникающие из-за нечетности вероятности рассеяния на примесях по импульсу. Было найдено, что в суперквантовом пределе, в отличие от случая отсутствия магнитного поля, эти слагаемые не приводят к фотогальваническому эффекту. Нечетность функции генерации также отсутствует в параболическом приближении для спектра электронов. С учетом непараболичности спектра мы нашли вклад в ток

$$j_z^{(1)} = -\frac{e^3 \delta_0 \tilde{g} \omega_s^2 E_0^2 m}{\pi a^4 |g| \epsilon_g \omega^2} \int dp_z f_{p_z,+}^{(0)} \frac{\partial}{\partial m} (\tau_{p_z,+} v_{p_z,+}^z) \times p_z (a^2 p_z^2 - 1/2) P \delta_{\eta}(\Delta). \quad (2.47)$$

Здесь $P = \text{Re}(e_- e_+^* B_{133})$, $\delta_{\eta}(\Delta) = \eta/\pi(\Delta^2 + \eta^2)$ – дельта-функция, размытая на уширение η , $\Delta = \omega - \omega_s$ – отстройка от резонанса.

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 с участием примесей не являются резонансными, так как при этом не сохраняется p_z . Однако, как будет видно из дальнейшего, 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 (см. рис. (7)).

Для случая $\Delta \ll \epsilon$ мы получили этот вклад в виде

$$j_z^{(2)} + j_z^{(3)} = -\frac{4\pi \alpha_s e^3 n \langle \epsilon \rangle}{a^2 \omega^2} E_0^2 \left(\delta_{\eta}(\Delta) - \frac{\tilde{g} \omega_s}{\alpha_s |g|} \delta'_{\eta}(\Delta) \right) P'. \quad (2.48)$$

Величина

$$P' = |e_+|^2 \text{Im} B_{233} + \text{Im}(e_+^* e_- B_{133}) \quad (2.49)$$

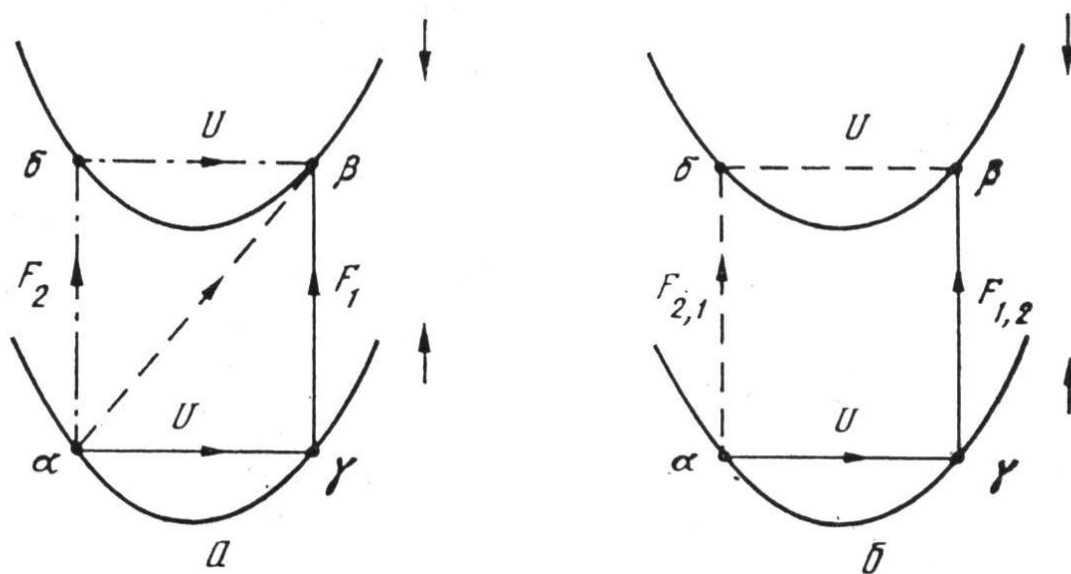


Рис. 7. Два типа переходов, определяющих вклады $j_z^{(2)}$ и $j_z^{(3)}$ в ФГЭ при спиновом резонансе: а) – интерференция матричных элементов перехода, определяемых \mathcal{F}_U (штриховая линия) и составного матричного элемента типа $U \times \mathcal{F}_1$ (сплошная линия), либо $\mathcal{F}_1 U \times$ (штрих-пунктир); б) – интерференция матричных элементов $U \times \mathcal{F}_{1,2}$ и $\mathcal{F}_{2,1} \times U$. Сохранение импульса при переходе диктует резонансный характер процесса.

определяет поляризационную и угловую зависимости. В таблице 1 приведены величины P и P' для различных ориентаций и поляризаций.

Величины P и P' для различных ориентаций и поляризаций

Поляризация	[001]		[110]		[111]	
	P	P'	P	P'	P	P'
Круговая правая	0	0	0	0	0	$-2 \cdot 3^{-1/2}$
Круговая левая	0	0	0	0	0	0
Линейная	$-1/2 \cos 2\varphi$	$1/2 \sin 2\varphi$	0	0	0	$-3^{-1/2}$

Таблица 1.

2. Обсуждение экспериментальных результатов.

В работе [А7] были проведены измерения ФГЭ и эффекта увлечения на спиновых переходах в InSb при $\mathbf{H} \parallel [111]$. В этом случае анализ экспериментальных результатов показал, что измеряемые сигналы не зависят от угла между вектором линейной поляризации и кристаллографическими направлениями в плоскости (111). Поэтому для выделения из экспериментальных кривых, полученных при противоположных направлениях волнового вектора света \mathbf{q} фотогальванической составляющей сигнала, не зависящей от знака волнового вектора излучения, строились симметричная комбинация сигналов полученных при противоположных направлениях распространения света $U = [U(+q) + U(-q)]/2$.

На рис. 8 приведены зависимости сигналов ФГЭ от магнитного поля для линейной, а также правой и левой относительно направления магнитного поля циркулярных поляризаций. Из рисунка видно, что эффект существует только для линейной и правой циркулярной поляризаций, причем амплитуда сигнала для циркулярной поляризации в два раза больше чем для линейной, что соответствует теории (таблица). Изменение знака магнитного поля не влияет на величину эффекта при линейной по-

ляризации излучения. Сигнал содержит как четный, так и нечетный по расстройке резонанса вклады. В этой ориентации, как видно из таблицы, проявляются только $j_z^{(2)}$ и $j_z^{(3)}$. Из сравнения теоретической величины сигнала с экспериментальной получим $\alpha_s = 5.7 \cdot 10^{14} \text{ см}^2$, что хорошо согласуется со значением этого параметра, полученным из четного вклада в ориентации $\mathbf{H}||[001]$. Для нечетного вклада получим величину сигнала ЭДС, равную $4.7 \cdot 10^{-4} \text{ В}$, что намного превышает экспериментально наблюдаемое значение $4.2 \cdot 10^{-7} \text{ В}$. Причины расхождения остались не выяснены.

Таким образом, предлагаемая теория эффекта хорошо описывает наблюдаемые поляризационные зависимости в рассмотренных ориентациях магнитного поля относительно кристаллографических направлений. Сравнение теоретической и экспериментальной величин сигналов для четного по расстройке от резонанса вклада в ФГЭ 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 по Δ вклада почти на три порядка превышает экспериментально наблюдаемую. Частично это может быть связано с тем, что неоднородность магнитного поля в объеме, занимаемом образцом, приводит к подавлению знакопеременного сигнала, но слабо влияет на величину знакопостоянного вклада. Возможны также другие, не учтенные теорией вклады, описывающие нечетный по Δ пик. Примесные пики, показанные на рис., в эксперименте ведут себя почти так же, как и пик спинового резонанса на свободных носителях. Согласно правилам отбора, разрешены только внутрицентровые переходы между связанными состояниями. Поэтому в таких переходах свободные электроны рождаются за счет автоионизационных процессов. Вклад этих состояний в ФГЭ может быть связан с тем, что возбужденные примесные состояния являются промежуточными, а конечным состоянием является свободное. Частота перехода между примесными уровнями выступает в роли резонансной.

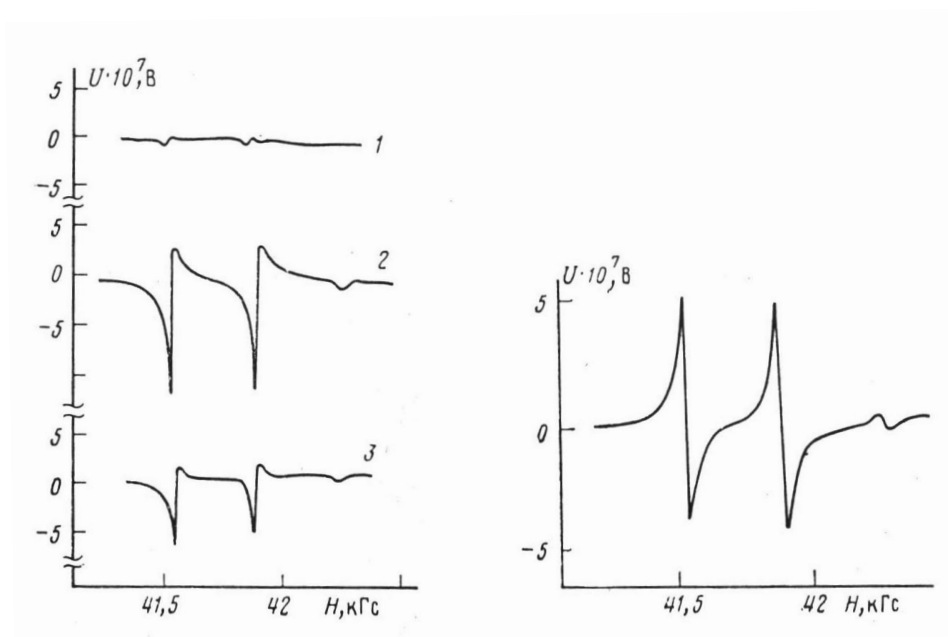


Рис. 8. Случай $\mathbf{H} \parallel [111]$. Слева: зависимости ЭДС ФГЭ от магнитного поля для различных поляризаций излучения: 1 – левая циркулярная, 2 – правая циркулярная, 3 – линейная. Справа: Зависимость эффекта фотонного увлечения от магнитного поля.

§6. Усиление фотогальванического эффекта в двумерно-разупорядоченной среде.

В этом параграфе изучается фотогальванический эффект в двумерной слабопоглощающей среде Дыхне без центра инверсии. Показано, что в результате расходимости среднего квадрата модуля электрического поля происходит гигантское увеличение эффективного фотогальванического коэффициента.

1. Усиление высокочастотного поля в неупорядоченной диэлектрической среде.

Вначале остановимся на вопросе о распределении электрических полей в слабопоглощающей среде. Этот вопрос был предметом изучения ряда работ последнего времени [132, 133], [A8, A10, A9, 134, 135, 137], в том числе, принадлежащих автору. Было показано, что в случайно-неоднородных макроскопических средах, построенных из непоглощающих микроскопических частей, вследствие раскачки локальных плазмонов происходит усиление локальных электрических полей. В результате в такой среде расходятся средние от четных степеней модуля электрического поля. Эти величины являются определяющими для различных нелинейных откликов системы, что должно приводить к их усилению.

В работе [A8] рассматривается диэлектрическая проницаемость двумерной двухфазной среды Дыхне, состоящей из двух статистически перемешанных компонент с диэлектрическими проницаемостями ϵ_1 и ϵ_2 . Хорошо известно, что такая среда обладает эффективной диэлектрической проницаемостью

$$\epsilon_{\text{eff}} = \sqrt{\epsilon_1 \epsilon_2}, \quad (2.50)$$

Предположим, что обе среды являются металлами, описываемыми моделью Друде-Лоренца

$$\epsilon_{1,2} = 1 - \frac{\omega_p^{(1,2)2}}{\omega(\omega + \frac{i}{\tau_{1,2}})}, \quad (2.51)$$

и поглощение в них очень мало $\tau \rightarrow \infty$. Тогда исходные среды не обладают поглощением. Однако, если частота света ω лежит между плазменными частотами ω_{p1} и ω_{p2} ,

в среде возникает конечное поглощение. Это явление связывается с возникновением окна частот между ω_{p1} и ω_{p2} , в котором в среде возможны локальные плазмоны. Именно перекачка энергии света в плазмоны дает конечное (бесстолкновительное) поглощение. В работе [A8] вычислены средние значения квадрата комплексного электрического поля и квадрата модуля поля:

$$\langle |\mathbf{E}|^2 \rangle = \frac{(1 + |\varepsilon_2/\varepsilon_1|)\sigma_{\text{eff}}}{\sigma_1|\varepsilon_2/\varepsilon_1| + \sigma_2} \langle \mathbf{E} \rangle^2 \quad (2.52)$$

$$\langle \mathbf{E}^2 \rangle = \frac{1}{2} \varepsilon_{\text{eff}} \frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}{\varepsilon_1 \varepsilon_2} \langle \mathbf{E} \rangle^2. \quad (2.53)$$

Из последнего уравнения следует, что величина $\langle |\mathbf{E}|^2 \rangle$ расходится, в то время, как $\langle \mathbf{E}^2 \rangle$ остается ограниченной при увеличении времени релаксации.

Из последнего утверждения и неравенства Коши-Буняковского

$$\langle |\mathbf{E}|^{2n} \rangle \geq \langle |\mathbf{E}|^2 \rangle^n. \quad (2.54)$$

немедленно следует расходимость и более высоких моментов квадрата модуля электрического поля.

При конечном, но большом поглощении эти результаты означают, что пространственно электрические поля распределены крайне неоднородно - в среде возникают "горячие точки". Само последнее явление стало, в последствие, предметом изучения большой группы работ.

В работе [A10] получено точное решение для эффективной диэлектрической проницаемости конечной двумерной двухфазной модели неупорядоченной среды [136], возникающей при иерархическом смешивании фаз с разными диэлектрическими проницаемостями.

Модель Морозовского-Снарского ([136]) базируется на построении среды путем последовательных и параллельных соединений исходных фаз: берем предельно тонкие слои равной толщины с проводимостями σ_1 и σ_2 и складываем их стопкой.

Полученная среда имеет анизотропную проводимость с главными значениями σ'_1 и σ'_2 . На следующем этапе иерархии процедура повторяется: из получившейся среды вырезаются в направлении 1 и 2 осей слои равной толщины и вновь собираются в стопку. На рис.9 изображены два этапа итерации, причем одна из сред

заменена пустыми промежутками. В результате возникает цепочка проводимостей $\sigma_{1,2}^n$. Бесконечное повторение процедуры приводит к одинаковым значениям σ_1^∞ и σ_2^∞ , совпадающими с соотношениями Дыхне:

$$\sigma_1^\infty = \sigma_2^\infty = \sigma_{eff} = \sqrt{\sigma_1 \sigma_2}. \quad (2.55)$$

Для удобства мы будем говорить не на языке проводимости, а на языке диэлектрической проницаемости $\varepsilon = 1 + 4\pi i\sigma/\omega$. Преобразование Морозовского-Снарского для комплексных диэлектрических проницаемостей системы $\varepsilon_{1,2}^n$ имеет вид:

$$\varepsilon_1^{n+1} = (\varepsilon_1^n + \varepsilon_2^n)/2, \quad \varepsilon_2^{n+1} = \frac{2\varepsilon_1^n \varepsilon_2^n}{\varepsilon_1^n + \varepsilon_2^n}. \quad (2.56)$$

В случае постоянного тока ε_1 и ε_2 чисто мнимы и получившаяся цепочка сходится к результату Дыхне. То же справедливо и в случае чисто действительных положительных $\varepsilon_{1,2}$, соответствующих статической диэлектрической проницаемости.

По аналогии с [137], можно было бы ожидать, что отображение (2.56) должно привести к сценарию динамического хаоса для чисто действительных $\varepsilon_{1,2}$ с противоположными знаками. В работе [136] с помощью компьютерного моделирования было показано, что при $\varepsilon_1 \varepsilon_2 < 0$, последовательность значений (2.56) не сходится. Результат оказывается чувствительным к начальному значению и ни на каком шаге не происходит изотропизация системы: $\varepsilon_1^n \neq \varepsilon_2^n$.

Мы свели задачу к нелинейному рекуррентному соотношению для диэлектрических проницаемостей. Величины диэлектрических проницаемостей на n -ом этапе итерации удается свернуть к элементарной функции.

Для отрицательного $\varepsilon_1/\varepsilon_2$ получаем:

$$\varepsilon_1^n = -\sqrt{-\varepsilon_1 \varepsilon_2} \operatorname{ctg}(2^n \operatorname{arcctg}(\sqrt{-\varepsilon_1/\varepsilon_2})), \quad \varepsilon_2^n = \varepsilon_1 \varepsilon_2 / \varepsilon_1^n \quad (2.57)$$

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 очень

резкое, но функция (2.57) вполне регулярная, и никакой фрактальности, или перемежаемости регулярного и фрактального поведения, как в картине динамического хаоса [137], не наблюдается. Согласно (5.21), нули ε_1^n и полюса ε_2^n (и наоборот) совпадают с нулями и полюсами z_n соответственно.

Частотная зависимость диэлектрической проницаемости большого образца определяется через h зависимостью от частоты ω начальных диэлектрических проницаемостей $\varepsilon_{1,2}$. На рисунке 10 изображена частотная зависимость мнимой части диэлектрической проницаемости ε_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 в среднем повторяет $\text{Im}(\varepsilon_{eff}) = \text{Im}\sqrt{\varepsilon_1\varepsilon_2}$ (средняя линия).

На обеих кривых выделяется область низкочастотного поглощения и плазменная зона $\omega_{p1} < \omega < \omega_{p2}$. В ее пределах ε_1^6 осциллирует. С уменьшением $1/\tau$ осцилляции обостряются, и синусоидально модулированная средняя кривая распадается на отдельные пики. При возрастании n частота пиков увеличивается и они сливаются в среднюю кривую, соответствующую эффективной проводимости. Именно из-за слияния резонансов в области частот между плазменными в бездиссипативной среде возникает конечная действительная часть эффективной проводимости.

Таким образом, в отсутствие поглощения высокочастотная диэлектрическая проницаемость композита при разных знаках исходных диэлектрических проницаемостей ε не сходится ни к какому пределу и осцилляционно зависит от частоты и n .

2. Фотогальванический эффект в оптически-неупорядоченной среде

В рамках настоящей диссертации для нас представляло интерес приложение этих результатов к ФГЭ, который является частным случаем нелинейных электромагнитных эффектов. Мы будем предполагать, что высокочастотная поляризация \mathbf{D}^ω и локальная плотность стационарного тока \mathbf{j}^0 в среде может быть описана выражениями

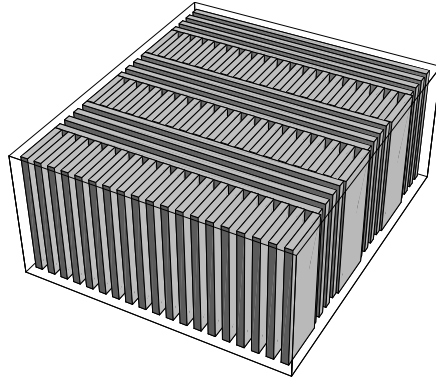


Рис. 9.

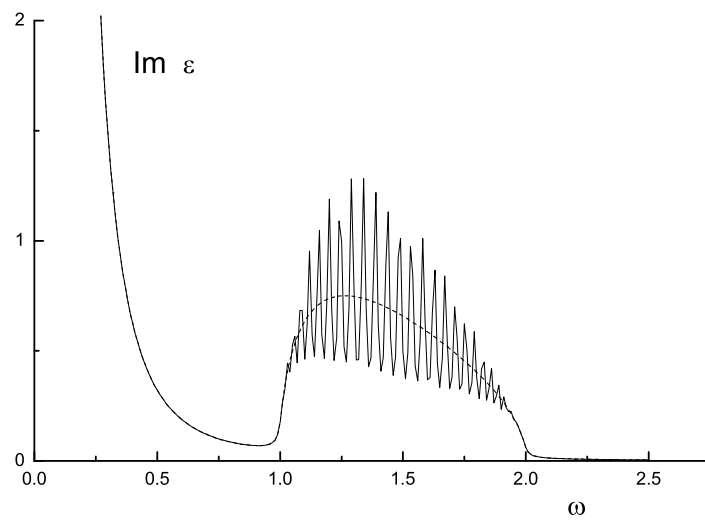


Рис. 10.

$$D_i^\omega = \varepsilon^\omega(\mathbf{r})E_i^\omega \quad (2.58)$$

$$j_i^0 = \sigma^0(\mathbf{r})E_i^0 + \alpha_{ijk}E_j^\omega E_k^{-\omega} + c.c., \quad (2.59)$$

где $E_k^{-\omega} = (E_k^\omega)^*$. Первый член описывает высокочастотную часть поляризации среды на оптических частотах ω , второй – низкочастотный ток фотогальванического эффекта. Обе величины удовлетворяют уравнениям Максвелла

$$\nabla \mathbf{j}^0 = 0, \quad \nabla \times \mathbf{E}^0 = 0, \quad (2.60)$$

$$\nabla \mathbf{D}^\omega = 0 \quad \nabla \times \mathbf{E}^\omega = 0, \quad (2.61)$$

Высокочастотная диэлектрическая проницаемость $\varepsilon^\omega(\mathbf{r})$ и проводимость на нулевой частоте $\sigma^0(\mathbf{r})$ предполагаются случайными функциями координат.

По аналогии с эффективной проводимостью, можно ввести эффективный фотогальванический коэффициент $\alpha_{ijk, eff}$:

$$\langle j_i \rangle = \alpha_{ijk} \langle E_j^\omega E_k^{\omega*} \rangle = \alpha_{ijk, eff} \langle E_j^\omega \rangle \langle E_k^{\omega*} \rangle \quad (2.62)$$

Усреднение в (2.62) проводится по пространству. Вообще говоря, в средний ток дает вклад не только непосредственно фотогальванический ток, но и статический отклик, связанный с перераспределением статического поля, описываемый первым членом в уравнении (2.59). Однако среднее от этого члена обращается в нуль, если $\sigma^0(\mathbf{r})$ и $\varepsilon^\omega(\mathbf{r})$ (и, следовательно, $\mathbf{E}^\omega(\mathbf{r})$) являются независимыми случайными величинами, либо проводимость вообще не зависит от координат. В этом случае выражение для эффективной фотогальванической константы $\alpha_{ijk, eff}$ определяется усреднением второго слагаемого в (2.58) и сводится, таким образом, к среднему $\langle E_j^\omega E_k^{\omega*} \rangle$.

Предположим, что электромагнитная волна падает на образец перпендикулярно его плоскости (x, y) , а среда макроскопически изотропна, имеет двумерную неоднородность: $\varepsilon^\omega(\mathbf{r}) = \varepsilon^\omega(x, y)$, а статическая проводимость не зависит от координат. Тогда в плоскости отсутствуют выделенные направления и для компонент $(i, j) = (x, y)$ тензор средних выражается через среднее от квадрата модуля поля: $\langle E_j^\omega E_k^{\omega*} \rangle = 1/2 \delta_{ij} \langle |\mathbf{E}^\omega|^2 \rangle$.

В качестве модели высокочастотной диэлектрической проницаемости ε мы выберем среду Дыхне в модели Друде-Лоренца:

$$\varepsilon_{1,2} = 1 - \frac{\omega_{p(1,2)}^2}{\omega(\omega + \frac{i}{\tau_{1,2}})}, \quad (2.63)$$

В рассматриваемом пределе низкочастотная проводимость слабо зависит от координат, в то время как высокочастотная диэлектрическая проницаемость в разных точках имеет разные знаки. К рассматриваемым объектам относятся композиты полупроводник-полупроводник, металл-диэлектрик, металл-металл состоящие из компонент с близкими свойствами в такой области частот, когда мнимая часть диэлектрической проницаемости меньше действительной, а знаки локальных $\varepsilon'_{1,2}$ различны. Это возможно в полупроводниках, во-первых, в окрестности плазменного резонанса на свободных носителях, во-вторых в области поляритонного резонанса, и в третьих, в области частот, существенно превышающих край оптического поглощения.

В частном случае $\alpha_{ixx} = \alpha_{iyy} \equiv \alpha_i$, совпадающих в обеих средах, получаем для среднего фотогальванического тока

$$\langle j_i \rangle = \alpha_i \frac{(|\varepsilon_1| + |\varepsilon_2|) \text{Im}(\sqrt{(\varepsilon_1 \varepsilon_2)})}{\varepsilon_1'' |\varepsilon_2| + \varepsilon_2'' |\varepsilon_1|} |\langle \mathbf{E}^\omega \rangle|^2 = \alpha_{eff,i} |\langle \mathbf{E}^\omega \rangle|^2. \quad (2.64)$$

Согласно 2.64), в области слабого локального поглощения ($\varepsilon''_{1,2} \rightarrow 0$) 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 слабопоглощающей среде остается конечной мнимая часть эффективной диэлектрической проницаемости. Причина заключается в раскачке локального электрического поля. Величина квадрата модуля электрического поля определяется балансом макроскопического поглощения и скорости локальных потерь, определяемых ε'' . В области прозрачности среды $\varepsilon_1 \varepsilon_2 > 0$ эффективный фотогальванический тензор имеет такой же порядок, как и локальный.

В качестве примера материала рассмотрим нецентросимметричный кристалл GaAs, в котором симметрия разрешает объемный фотогальванический эффект. Будем предполагать, что объемный образец построен из чередующихся сильно- и слаболегированных "столбиков" вдоль оси $0z = (111)$, совпадающей с нормалью к поверх-

ности образца, со статистически одинаковыми свойствами. В частности, это может быть распределение свойств типа "шахматной доски". Фотогальванический эффект будет усилен в области частот между плазменными частотами свободных электронов. В массивном арсениде галлия фотогальванический тензор имеет только равные друг другу компоненты типа α_{123} . Используя ориентацию осей $Ox = (01\bar{1})$ и $Oy = (\bar{2}11)$, находим, что $j_x = 0$, а $j_y = \sqrt{2/3} \alpha_{eff} |\langle \mathbf{E}^\omega \rangle|^2$.

Обсудим полученные результаты. Во-первых, отметим, что использованное приближение малости флуктуаций статической проводимости не влияет на порядок величины ответа, пока эти флуктуации не превышают среднюю величину проводимости: $\ln(\sigma/\langle\sigma\rangle) \lesssim 1$. Это происходит потому, что усиление фотогальванического эффекта обусловлено не близостью к порогу перколяции, а возможностью поглощения поля в среде в отсутствие локальных потерь.

В пределе низкой частоты света усиление $\langle \mathbf{E} \rangle^2$ возникает в смеси металл-диэлектрик, где мало отношение статических проводимостей $h = \sigma_1/\sigma_2$ определяющее близость к порогу перколяции. В перколяционной системе средний квадрат поля расходится. Действительно, мы нашли, что в системе с проводимостями σ_1 и σ_2

$$\langle \mathbf{E}^2 \rangle = \frac{\sigma_1 + \sigma_2}{\sqrt{\sigma_1 \sigma_2}} \langle \mathbf{E} \rangle^2. \quad (2.65)$$

Если одна из величин $\sigma_{1,2}$ стремится к нулю, а вторая ограничена, $\langle \mathbf{E}^2 \rangle \rightarrow \infty$. Однако, в отличие от высокочастотного случая, в этом пределе для нахождения среднего тока недостаточно усреднять его величину, а необходимо решать уравнение на статическое поле во втором порядке по переменному полю, и на основании (2.65) вывод о расходимости эффективного фотогальванического коэффициента сделать невозможно.

Часть III

ФГЭ в системах с пространственными ограничениями

Феноменология пленочного ФГЭ

Влияние отсутствия центра инверсии на зонную структуру типичных полупроводников, например A_3B_5 , мало, что является следствием близости этих кристаллов к эквивалентным с центром инверсии. В сочетании с необходимостью учета взаимодействия это приводит к малости объемного ФГ эффекта в таких материалах.

В работе [A11] была впервые рассмотрена ситуация, в которой ФГ эффект может возникнуть без учета взаимодействий, так как это позволяет надеяться на увеличение эффекта. Такая ситуация возможна в пленке, материал которой сам по себе может обладать ЦИ, тем не менее система в целом не будет иметь ЦИ, если поверхности пленки различны (например, различны коэффициенты зеркальности, см. рис. 3).

Рассматривался ток вдоль пленки, то есть в направлении, в котором пленка однородна. Возможны два случая. Во-первых, если нормаль к плоскости пленки является осью симметрии кристалла, ФГ ток может возникнуть при наклонном положении вектора поляризации до отношению к нормали. Во-вторых, эффект может существовать при случайном расположении кристаллографических осей для любой поляризации света.

В изотропном материале можно записать феноменологическое выражение для тока в виде

$$\mathbf{J} = \alpha_1(\text{Re}\mathbf{E} - \mathbf{n}(\mathbf{nE}))(\mathbf{nE}^*) + i\alpha_2[\mathbf{n}[\mathbf{E}\mathbf{E}^*]] \quad (3.1)$$

Здесь \mathbf{n} -нормаль к поверхности, α_1 и α_2 -две вещественные константы. Физиче-

ски поверхностный ФГЭ можно пояснить на примере деформированного (слагаемое с α_1) или закрученного (слагаемое с α_2) мяча, соударяющегося с поверхностью. Такой мяч после соударения отлетает под углом, не равным углу падения, что приводит к возникновению "потока" мячей вдоль поверхности. В первом случае (линейный ФГЭ) анизотропия отлета возникает, если мяч деформирован под углом к поверхности. Деформация играет роль тензора поляризации света, оси которого должны быть наклонно направлены и в реальной задаче. Циркулярный ФГЭ возникает, если вектор $[\mathbf{E}\mathbf{E}^*]$ не направлен по нормали к поверхности.

В общем случае, фотогальванический тензор α_{ijk} в пленке можно построить из кристаллических тензоров и вектора нормали \mathbf{n} . Если вектор нормали участвует в первом порядке, $\alpha_{ijk} = \alpha_{ijkl}n_l$, это значит, что пленка обладает ориентированной поверхностью. Тензор четвертого ранга α_{ijkl} относится к самому кристаллу. Он возможен и в центроинверсных средах. Например, в кубическом кристалле с Ц.И. симметричная по индексам j, k часть тензора, определяющая линейный ФГЭ, в осях кристалла имеет вид

$$\alpha_{ijkl} = A(\delta_{ij}\delta_{kl} + \delta_{ik}\delta_{jl}) + B\delta_{il}\delta_{jk} + C \sum_m \delta_{im}\delta_{jm}\delta_{km}\delta_{lm}.$$

Если \mathbf{n} не совпадает с осью кристалла, тензор α_{ijkl} следует преобразовать с помощью операции поворота. Ориентированность поверхности может возникать из-за поверхностного потенциала, различия в рассеянии электронов на поверхности, либо направления падения света (если поглощение в пленке достаточно велико.)

§1. ФГЭ в классических пленках.

В настоящем параграфе рассмотрен случай, когда свет вызывает прямые межзонные переходы. В негиротропном материале без учета взаимодействия электронов с чем-либо вероятности генерации и рекомбинации являются четными функциями импульса. Тем не менее ток появляется из-за того, что электроны с импульсами \mathbf{p} и $-\mathbf{p}$ движутся к разным поверхностям и, следовательно, по разному релаксируют. Это разрешает возникновение ЭДС вдоль пленки и в материале с центром инверсии. Циркулярный ФГЭ в данном случае не возникает.

Из сказанного выше ясно, что необходимо рассмотреть случай, когда поверхность пленки не является плоскостью симметрии системы и коэффициенты зеркальности поверхностей различны. В работе изучены два случая, типичных для полупроводников: прямые переходы между невырожденными эллипсоидальными экстремумами валентной зоны и зоны проводимости и прямые переходы между вырожденной валентной зоной и сферической зоной проводимости вблизи края поглощения. Подход базируется на классическом кинетическом уравнении для электронной функции распределения $f^j(z, v)$:

$$v_z \frac{\partial f^j}{\partial z} = -\frac{f^j - \bar{f}^j}{\tau^j} + W_j. \quad (3.2)$$

Ось z направлена вдоль нормали пленки, j - номер долины. Интеграл столкновений записан в простейшем виде, учитывающем сохранение энергии при столкновениях, τ - время релаксации по импульсу, черта над f обозначает усреднение по изоэнергетической поверхности. W_j включает процессы генерации и состояние в j -й долине с импульсом p и рекомбинации из этого состояния. Аналогичному уравнению удовлетворяют дырки.

Предполагалось, что толщина пленки мала по сравнению с длиной поглощения и длиной волны света, и, следовательно, вероятность генерации электронов и дырок не зависит от координат. Рассматривались только прямые переходы. Случай непрямых переходов рассмотрен в работе [260]. Граничные условия для уравнения (3.2) при отсутствии междолинных переходов и рекомбинации на поверхности и изотропном поверхностном рассеянии с коэффициентами зеркальности, не зависящими от импульса носителей, имеют вид

$$f^j(\pm b, \pm \mathbf{v}) = P_{\pm}^j f^j(\pm b, \pm \mathbf{v}^*) + (1 - P_{\pm}^j) \frac{\langle v_z f^j(\pm b, \pm \mathbf{v}) \rangle_{\pm}^j}{\langle v_z \rangle_{\pm}}, \quad v_z > 0. \quad (3.3)$$

Здесь P_{\pm}^j - коэффициенты зеркальности поверхностей пленки $z = \pm b$ соответственно для j -й группы электронов; угловые скобки означают процедуру усреднения по изоэнергетической поверхности. Скорости \mathbf{v} и \mathbf{v}^* связаны условием зеркального отражения. Если выполняется условие иерархии времен релаксации по импульсу, энергии и рекомбинации $\tau_p \ll \tau_e \ll \tau_r$, функции распределения в W можно заменить на квазиравновесные. Предполагалось, что междолинная релаксация не происходит.

Выполнение этих условий позволяет пренебречь в уравнении членом с междолинными переходами и приводит к равенству химических потенциалов в квазиравновесных функциях, относящихся к разным долинам. Неравновесные добавки к концентрациям электронов дырок, определяются из уравнений полного баланса частиц и электронейтральности.

Нами были рассмотрены прямые переходы между единственными центральными экстремумами валентной зоны и зоны проводимости с эллиптическими изоэнергетическими поверхностями (типа CdS), многодолинный случай (типа Ge или Si), а также центральные межзонные переходы в кубическом полупроводнике типа A_3B_5 . Последний случай отличается вырождением валентной зоны в точке $\mathbf{p} = 0$. В пренебрежение излучательной рекомбинацией и в пределе тонкой пленки величина тока в кубическом полупроводнике типа A_3B_5 определяется формулой

$$J_i = 2eb \sum_j \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \frac{P_+ - P_-}{1 - P_+ P_-} w_g^j(\mathbf{p}) \frac{p_i}{p_z} \theta(p_z). \quad (3.4)$$

Здесь

$$w_g = \frac{\pi e^2}{\hbar \omega^2} |\mathbf{v}_{cv} \mathbf{E}|^2 \delta(\epsilon_c(\mathbf{p}) - \epsilon_v(\mathbf{p}) - \hbar \omega)$$

- вероятность межзонного перехода. Для удобства здесь и далее индексы, относящиеся к электронам, не пишутся. Используя выражения для энергий легких и тяжелых дырок и для матричных элементов скорости из [192], формулу (3.4) можно преобразовать к виду

$$J_i = be^3 \frac{P_+ - P_-}{1 - P_+ P_-} \frac{m \sqrt{2m(\hbar \omega - E_g)}}{4\pi^2 \omega^2 \hbar^4} \sum_j \int d\Omega_{\mathbf{p}} \frac{p_i}{p_z} \theta(p_z) \theta_{kl}^j \text{Re}(E_k^* E_l) \times \\ \times |1 - 2m_e(A - (-1)^j \sqrt{B^2 + C^2 \chi})|^{-3/2}. \quad (3.5)$$

$$\theta_{ll}^j = s^2 \left[2 + (-1)^j \frac{B}{\sqrt{B^2 + C^2 \chi}} \frac{3p_l'^2 - p^2}{p^2} \right], \quad (3.6)$$

$$\theta_{lk}^j = s^2 (-1)^j \frac{\sqrt{3(C^2 + 3B^2)}}{\sqrt{B^2 + C^2 \chi}} p_l' p_k', \quad l \neq k. \quad (3.7)$$

Константы A, B, C, s - стандартные обозначения параметров валентной зоны, $\chi = (p_x'^2 p_y'^2 + p_x'^2 p_z'^2 + p_y'^2 p_z'^2)/p^4$, p_j' - компоненты вектора \mathbf{p} в системе кристаллографических осей. Величина $\epsilon_{cv}(\mathbf{p}) = \epsilon_c(\mathbf{p}) - \epsilon_v(\mathbf{p})$, $\epsilon_v(\mathbf{p}) = p^2(A \pm \sqrt{B^2 + C^2 \chi})$. Интеграл по углам в выражении (3.5) формально расходится при $p_z \rightarrow 0$ за счет электронов, летящих

вдоль поверхности и почти не соударяющихся с ней; расходимость эта слабая, логарифмическая и ограничивается учетом соударений с примесями при $p_z \sim 2bm_e/\tau_p$.

Фототок в кубическом кристалле возникает из-за четной анизотропии межзонной генерации, которая перерабатывается в нечетную вследствие рассеяния электронов на поверхности. Он оказывается отличен от нуля, даже в приближении изотропной среды, если пренебречь кубической симметрией. Не ограничиваясь близостью перехода к краю поглощения, в изотропном приближении можно представить межзонный матричный элемент скорости как $\mathbf{v}_{cv}(\mathbf{p}) = \mathbf{p}\mathcal{L}(p)$. Вероятность перехода оказывается пропорциональной квадрату угла между импульсом и направлением вектора поляризации. В том же пределе тонкой пленки мы получили для тока выражение

$$J_i = \frac{be^3}{3\pi\hbar\omega^2} \mathcal{L}^2(p) p^{3/2} \text{Re}(E_z^* E_i) \left[\frac{P_-^h - P_+^h}{1 - P_-^h P_+^h} - \frac{P_-^e - P_+^e}{1 - P_-^e P_+^e} \right], \quad (3.8)$$

$$p = \sqrt{2 \frac{m_e m_h (\hbar\omega - E_g)}{m_e + m_h}}.$$

Для существования тока в изотропном приближении необходимо наличие как нормальной, так и тангенциальной компонент электрического поля; направление тока совпадает с проекцией электрического поля на плоскость пленки.

В случае, когда глубина поглощения и длина пробега электронов оказываются меньше толщины пленки, ток превращается в поверхностный, рассмотренный в работах [36, 41, 42].

В заключение обсудим отличие ФГ эффекта в пленках от эффекта Дембера. Собственно эффектом Дембера называется возникновение ЭДС и направлении неоднородности (т. е. оси z в нашем случае) при освещении. Величина его не превышает несколько kT . Однако в оптически анизотропных кристаллах при косом расположении осей относительно нормали будет возникать ЭДС вдоль пленки. Ввиду неограниченности пленки продольная ЭДС также не ограничена. Таким образом, эффект Дембера описывает ситуацию при размерах неоднородности, превышающих все характерные длины, кроме длины диффузии, в то время как ФГ эффект соответствует пределу, когда толщина (или размер неоднородности) порядка длины пробега по импульсу. Помимо этого, ЭДС Дембера вдоль пленки в отличие от ФГ обращается в

нуль в кубическом кристалле, а в кристалле одно- и двухосном направлении тока Дембера на зависит от поляризации света (также в отличие от ФГ тока).

§2. Фотогальванический эффект на свободных носителях в классической пленке.

Здесь рассматривается фотогальванический эффект в классическом пределе $\epsilon \gg \omega \tau_p \gg 1$. Для простоты предполагается, что одна из поверхностей пленки $z = -b$ диффузна, а вторая – зеркальна. Глубина проникновения электрического поля считается больше толщины пленки. Задача решается в предположении изотропного энергетического спектра электронов.

В классическом приближении электрическое поле входит в полевое слагаемое кинетического уравнения. Решается оно в два этапа. На первом этапе находится отклик функции распределения на высокочастотное электрическое поле, на втором – стационарный отклик на вторую степень поля. В результате получено выражение для тока

$$J_i = \frac{e^2 b}{2\pi^2 \omega} \text{Im} \left\{ E_i E_z^* \int_0^\infty \epsilon^2 d\epsilon \tau \int_{-1}^1 dy \int_1^\infty dx \frac{1-x^2}{x^3} \times \right. \\ \times \left[\frac{1}{x^2} \frac{\partial^2 f_0}{\partial \epsilon^2} (2i \text{Im} \Phi - \Psi (1 - e^{-2ix\beta})) + \right. \\ \left. \left. + \frac{1}{\sqrt{\epsilon x}} \frac{\partial}{\partial \epsilon} (z \sqrt{\epsilon} \frac{\partial}{\partial \epsilon} f_0) (\Phi^* + \Psi e^{-ix\beta}) + \frac{1}{\epsilon} \frac{\partial f_0}{\partial \epsilon} \omega \frac{\partial}{\partial \omega} \Phi \right] \right\}. \quad (3.9)$$

Здесь введены обозначения (употребимые только в пределах параграфа!)

$$\Psi = 2(1 - e^{-\alpha x(y+1)}) e^{-i\beta x(3-y)}, \\ \Phi = (1 - e^{\alpha x(y-3)}) e^{i\beta x(1+y)} - (1 - e^{-\alpha x(y+1)}) e^{i\beta x(3-y)}, \\ z = \int_1^\infty dx \frac{1}{x^4} (1 - e^{-i\beta x})^2 \left[\int_1^\infty dx \frac{1}{x^3} (1 - e^{-4i\beta x}) \right]^{-1}. \\ \alpha = \frac{b}{l_p}, \quad \beta = \frac{b\omega}{v}, \quad v = \sqrt{m/2\epsilon}.$$

В отличие от ранее рассмотренного случая межзонного поглощения, при внутризонных переходах в токе присутствует не только линейный ФГЭ (пропорциональный $\text{Re} (E_i E_z^*)$), но и циркулярный (пропорциональный $\text{Im} (E_i E_z^*)$).

Имеются три предельных случая в зависимости от параметров α и β . В этих случаях формула (3.10) упрощается:

$$J_i = \frac{e^3 b}{\pi^2 \hbar^3 \omega^2} \int_0^\infty \epsilon d\epsilon \frac{\partial f_0}{\partial \epsilon} \operatorname{Re}[E_i E_z^* I_0],$$

где при $\alpha \ll 1, \beta \ll 1$

$$I_0 = -\ln(\omega \tau_p / 4) - i\pi/2,$$

при $\alpha \ll 1, \beta \gg 1$

$$I_0 = \ln(b/l_p) + C - 2/3 - 2iv/3b\omega,$$

при $\alpha \gg 1$

$$I_0 = \frac{1}{12b} v \epsilon \frac{\partial \tau_p}{\partial \epsilon}.$$

Согласно последним формулам, во всех предельных случаях циркулярный фотогальванический эффект оказывается меньше линейного, однако при $\alpha \ll 1, \beta \gg 1$ эта малость всего лишь логарифмическая.

§3. Поверхностный фотогальванический эффект в металле.

1. Приближение времени релаксации.

В настоящем разделе рассмотрен поверхностный фотогальванический эффект в металлической пленке при оптических переходах между зонами металла.

Мы предполагали, что свет проникает в металл на малую глубину $z \sim 1/\lambda$, так что локальная вероятность генерации в зону s пропорциональна $e^{-\lambda z}$:

$$\begin{aligned} g_{\mathbf{p}}^s &= e^{-\lambda z} w_g^s(\mathbf{p}) \\ w_g^s(\mathbf{p}) &= \frac{\pi e^2 E_0^2}{\omega^2} \sum_{s'} |\mathbf{v}_{ss'} \mathbf{e}|^2 [\delta(\epsilon_{ss'} - \omega) f_{s'}(1 - f_s) - \delta(\epsilon_{ss'} + \omega) f_s(1 - f_{s'})]. \end{aligned} \quad (3.10)$$

Здесь E_0 -амплитуда электрического поля на поверхности металла, \mathbf{e} - его поляризация ϵ_s - закон дисперсии в зоне s , $\epsilon_{ss'} = \epsilon_s - \epsilon_{s'}$, f_s -функция Ферми с энергией

ϵ_s , $\mathbf{v}_{ss'}$ - межзонный матричный элемент скорости. Направление вектора $\mathbf{v}_{ss'}$ в достаточно изотропной среде определяется вектором импульса: $\mathbf{v}_{ss'} = v_{ss'}(p)\mathbf{p}/p$. Функция генерации- четная функция импульса. Ток возникает из-за различия коэффициентов зеркальности поверхностей и из-за неоднородности интенсивности электромагнитного поля.

В модели частично диффузной поверхности и приближении времени релаксации полный ток в пленке имеет вид

$$\mathbf{J} = \frac{2e}{4\pi^3} \int d^3p (\mathbf{v} - \mathbf{n}(\mathbf{n}\mathbf{v})) \tau \theta(v_z) w_g^s(\mathbf{p}) \times \left\{ \frac{l(1-k)}{1-\lambda^2 l^2} + \frac{l(1-k')}{2(1-P_+P_-k'^2)} \left[\frac{P_+(k-k') + P_+P_-k' - 1}{1+\lambda l} - \frac{P_-(1-kk') - k + P_+P_-k'}{1-\lambda l} \right] \right\} \quad (3.11)$$

Здесь P_+ и P_- -коэффициенты зеркальности освещенной и задней сторон пленки, τ -время релаксации по импульсу, $l = \tau v_z$, $k' = e^{-2\lambda b}$, $k = e^{-2b/l}$.

В частном случае $\lambda d \gg 1$, $\lambda l \gg 1$ (3.11) упрощается

$$\mathbf{J} = \frac{e}{(2\pi)^3} (1 - P_+) \int d^3p (\mathbf{v} - \mathbf{n}(\mathbf{n}\mathbf{v})) \tau \theta(v_z) w_g^s(\mathbf{p}) (1 - k') \frac{1 + P_-k'}{1 - P_+P_-k'^2}. \quad (3.12)$$

Использованное при получении (3.12) приближение времени релаксации справедливо, строго говоря, только если электрон релаксирует за одно соударение. Это так, если главным механизмом релаксации является релаксация на примесях или излучение дебаевских фононов. Первый случай осуществляется в аморфных пленках, второй, если рассматриваются температуры выше дебаевской ω_D а также, когда велика энергия фотовозбужденных носителей $|\epsilon - \epsilon_F| \gg \omega_D$. В обоих случаях длина свободного пробега слабо зависит от энергии и составляет величину порядка нескольких ангстрем (в частности, для фононного механизма $l \sim v_F/\omega_D$). Для пленок оптимальной толщины $l \sim b$ величина $\lambda b \ll 1$. Ограничиваясь учетом двух зон, получаем

$$\mathbf{J} = \frac{e^3 E_0^2 p_0^2 v_{12}^2(p_0)}{4\pi\omega^2(v_2 - v_1)} (\mathbf{e} - \mathbf{n}(\mathbf{n}\mathbf{e})) (\mathbf{n}\mathbf{e}^*) \sum_{s=1,2} (-1)^s v_s \tau_s (P_-^{(s)} - P_+^{(s)}) I(2b/\tau v_s) + c.c., \quad (3.13)$$

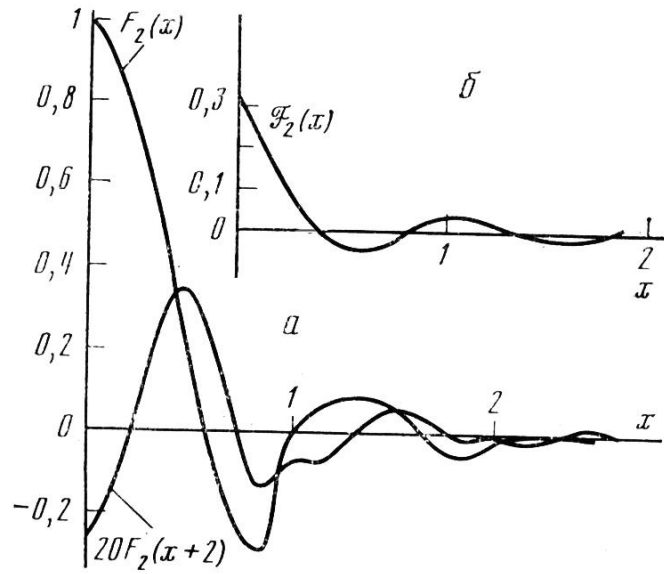
где $v_s = \partial\epsilon_s/\partial p|_{p=p_0}$, p_0 -корень уравнения $\epsilon_{21}(p_0) = \omega$,

$$I(x) = \int_0^1 dy y (1 - y^2) \frac{1 - e^{-x/y}}{1 - P_+^{(s)} P_-^{(s)} e^{-2x/y}} \quad (3.14)$$

Согласно (3.14), $\mathbf{J} \propto L$ при $b \rightarrow \infty$ и $\mathbf{J} \propto b$ при $b \rightarrow 0$. Поверхностная плотность тока имеет порядок величины 10^{-6} А/см при интенсивности поглощенного света 1Вт/ см².

2. ФГЭ в чистых металлических пленках при низкой температуре

Этот случай требует специального рассмотрения, так как электрон находящийся на расстояниях от поверхности Ферми, гораздо меньше ω_D релаксирует вначале по энергии, а потом, попав в тепловой слой T , по импульсу. Таким образом, если возбуждение происходит в область энергий гораздо меньше ω_D , электроны сохраняют направление движения, в которое были выбиты фотонами, но время релаксации по импульсу определяется их энергией в тепловом слое. С такой подстановкой остается справедливой формула (3.14). Если же возбуждение происходит в широкую область Δ вблизи энергии Ферми, то только доля электронов порядка ω_D/Δ достигает поверхности с сохранением четной анизотропии. Это означает, что результат (3.14) следует умножить на фактор ω_D/Δ с некоторым дополнительным числовым множителем. Если минимальная энергия возбуждения Δ_m не равна нулю, то доля электронов, доходящих до поверхности Ферми с сохранением второй сферической гармоники функции распределения описывается введенной в работе функцией $\mathcal{F}_2(x)$, где $x = \Delta_m/\omega_D$ и ответ нужно умножить на этот фактор. Функция $\mathcal{F}_2(x)$ и ее производная приведены на рис. 11.



а) Зависимость функции $F_2(x)$. Кривая $20F_2(x+2)$ дает хвост этой функции для $x > 2$. При $x \rightarrow 0$ $F_2 \rightarrow 1$, что соответствует сохранению импульса электрона при релаксации к поверхности Ферми. б) Зависимость

$$\mathcal{F}_2(x) = \int_x^{\infty} dx F_2(x); \quad \mathcal{F}_2(0) \approx 0,32$$

Рис. 11.

§4. Фотогальванический эффект в размерно-квантованной системе

В настоящем разделе построена теория резонансного фотогальванического эффекта в размерно-квантованной системе. Мы рассмотрели межподзональные переходы в квантовой пленке или инверсионном канале на поверхности полупроводника. Специально исследован случай инверсионного канала на вицинальной грани многодолинного полупроводника. Показано, что фототок вдоль поверхности состоит из двух компонент: кинетической, обусловленной зависимостью вероятностей возбуждения электрона от знака продольного импульса, и сдвиговой, связанной со сдвигом электрона вдоль канала в процессе фотовозбуждения.

Кинетический пленочный ФГЭ возникает из-за того, что в процессе оптического перехода между подзонами электрон получает направленный импульс вдоль поверхности. По соображениям симметрии, для возникновения ФГЭ необходимо отсутствие центра инверсии в пленке. Если сам материал обладает центром инверсии, отсутствие центра инверсии размерно-квантованной системы может быть обусловлено наклонным положением вектора поляризации света относительно нормали к поверхности и выделенностью одной из поверхностей. Последний фактор может быть связан с наличием поверхностного потенциала, внутрипленочным поглощением света (неэквивалентны освещенная и затемненная поверхности) или различием рассеяния электронов на разных поверхностях пленки. В любом случае, в возникновении анизотропии возбуждения должно участвовать несохранение импульса вдоль поверхности и, следовательно, рассеяние электронов. Наоборот, сдвиговой эффект возникает и в отсутствие рассеяния.

В работе [A14] был рассмотрен фотогальванический эффект в размерно-квантованной системе из материала с изотропным законом дисперсии. В такой системе ФГЭ может возникать только при наклонном положении вектора поляризации света относительно нормали к поверхности.

Кинетический эффект определяется вероятностью межподзонального перехода с изменением импульса. Графики для этого процесса приведены на рис. 12. Механизм

ФГЭ в квантовой пленке очень похож на ранее рассмотренный случай квантующего магнитного поля. Резонанс обусловлен не конечным, а промежуточным состоянием (резонансными знаменателями $(\epsilon_2(\mathbf{p}) - \epsilon_1(\mathbf{p}) - \omega)^{-1}$).

1. Фотогальванический эффект в инверсионном канале на вицинальной грани

Наличие анизотропии спектра в материалах типа n-Si делает возможным существование ФГЭ при нормальном падении света на образец, но наклонном положении эллипсоидов эффективных масс [A15, A16]. Экспериментально этот эффект изучался в инверсионном п-канале на вицинальной (с большими индексами Миллера) грани кремния в работе [A15].

В настоящем параграфе излагается теория эффекта. ФГЭ в инверсионном канале возникает из-за неэквивалентности направлений \mathbf{p} и $-\mathbf{p}$ в плоскости образца. К ней приводят наклонное положение эллипсоидов относительно нормали и асимметрия потенциальной ямы, в которой движется электрон. На классическом языке сила, действующая на электрон вдоль плоскости, вызывает изменение его нормальной скорости, что на квантовом языке соответствует переходу между уровнями поперечного квантования под действием поля, параллельного поверхности. Такой переход без учета рассеяния приводит к сдвигу электрона вдоль поверхности на расстояние порядка толщины канала. Это определяет первый из вкладов в ФГЭ - сдвиговый [16]. Величина его в первом приближении не зависит от процессов рассеяния. Второй, кинетический, вклад возникает за счет асимметрии вероятности переходов как функции импульса в плоскости системы. Этот вклад определяется как несохранением продольного импульса в процессе возбуждения, так и длиной пробега фотовозбужденных носителей. Мы будем рассматривать резонансный вклад в ФГЭ, обусловленный оптическими переходами между низшей парой подзон поперечного квантования.

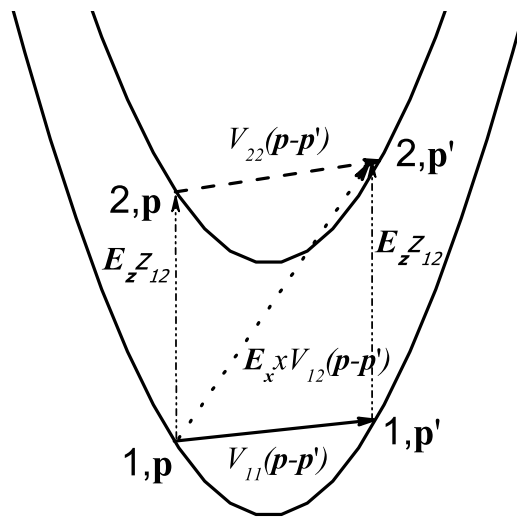


Рис. 12. Схема межподзонного перехода с участием рассеяния (матричные элементы $V_{ij}(\mathbf{p} - \mathbf{p}')$) и света (матричные элементы $eE_x x$, $eE_z z_{12}$). Недиагональный переход обусловлен композитным матричным элементом $eE_x x \times V_{12}(\mathbf{p} - \mathbf{p}')$.

2. Экспериментальные результаты и обсуждение

Экспериментально фотогальванический эффект в размерно-квантованной системе впервые изучался в работе [A15]. Для исследования использовались образцы с инверсионным каналом кремния на поверхности, слегка отклоненной от сингулярного направления (вицинальная грань). Как было указано ранее, в такой системе отсутствует центр инверсии, хотя массивный кремний центром инверсии обладает. Поэтому фототок вдоль поверхности возможен и при нормальном падении света.

В выбранной области частот оптические переходы происходят между первой и второй подзонами поперечного квантования. Наблюдаемый ток имеет резонансный характер. В данной работе этот эффект впервые обнаружен экспериментально в инверсионном слое на поверхности кремния при возбуждении межподзонного резонанса между первой и второй подзонами квантования субмиллиметровым излучением с энергией кванта $\hbar\omega = 10,45$ мэВ.

Экспериментальные образцы, исследованные в данной работе, представляли собой кремниевые МОП-транзисторы, изготовленные на поверхности кремния, отклоненной на угол $\theta = 9,5$ град от поверхности (100) вокруг направления [011]. Такие образцы были использованы для того, чтобы имелась возможность возбудить перехода между квантовыми подзонами при нормальном падении света, когда вектор электрического поля волны направлен вдоль инверсионного слоя. Подвижность электронов в максимуме при 4,2 К лежала в пределах от $1,6 \cdot 10^4$ до $1,9 \cdot 10^4$ см²/В.

В качестве источника излучения использовался субмиллиметровый лазер, работавший на длине волны 119 мкм. Эксперимент проводился при температуре 4,2 К. Его геометрия приведена на рис. 13а.

Как видно из этого рисунка, экспериментальная структура состояла из двух МОП-транзисторов, ориентированных вдоль направления скоса (транзистор 1) и перпендикулярно ему (транзистор 2). Линейно-поляризованное излучение падало нормально к поверхности структуры, а направление электрического поля волны \mathbf{E} могло меняться произвольным образом в ее плоскости.

Теория [A14] строилась для изотропного энергетического спектра. Обобщение ее на случай (он реализован в эксперименте), когда нижние, оптически активные

подзоны образованы из эллипсоида, большая ось которого отклонена на малый угол к нормали, приводится ниже.

На рис. 13, в показана измеренная зависимость фотоэдс от затворного напряжения для транзисторов 1 и 2, когда $\mathbf{E} \parallel \mathbf{A}$, т.е. когда в обоих транзисторах наблюдается резонансная ФП, показанная на рис. 13, б. Как видно, при $V_3 = 3,1$ В на первом транзисторе наблюдается резонанс фотоэдс. На транзисторе 2 также виден сигнал, однако его величина на порядок меньше. Это поведение также свидетельствует о том, что эффект не является болометрическим. При $\mathbf{E} \perp \mathbf{A}$ фотоэдс отсутствовала на обоих транзисторах.

Следует отметить, что обнаруженный эффект родствен поверхностному фототоку [45, 46], впервые наблюдавшемуся при межзонных переходах у поверхности GaAs. Однако он имеет ряд принципиальных отличий. Во-первых, эффект возникает в размерно-квантованной системе и поэтому является резонансным, тогда как в [45, 46] рассматривалась система классических электронов. Во-вторых, в нашем случае фотогальванический эффект возникает при нормальном падении света, а не при наклонном. Таким образом, в данной работе впервые был обнаружен резонансный фотогальванический эффект, возникающий при возбуждении оптических переходов между подзонами размерного квантования в инверсионном слое на поверхности полупроводника и обусловленный отсутствием центра инверсии в этой системе. Этот эффект открывает новый класс явлений в двумерных электронных системах и поэтому является также новым инструментом спектроскопии размерно-квантованных систем.

3. Теория

Схема подзон для n-канала кремния, использованного в эксперименте [A15], приведена на рисунке 15.

В рассматриваемой области частот переходы происходят между нижними состояниями, образованными парой эквивалентных долин, причем непараболичностью спектра (смешиванием состояний из разных долин) можно пренебречь. Таким образом, в качестве исходного гамильтониана для электрона в инверсионном канале

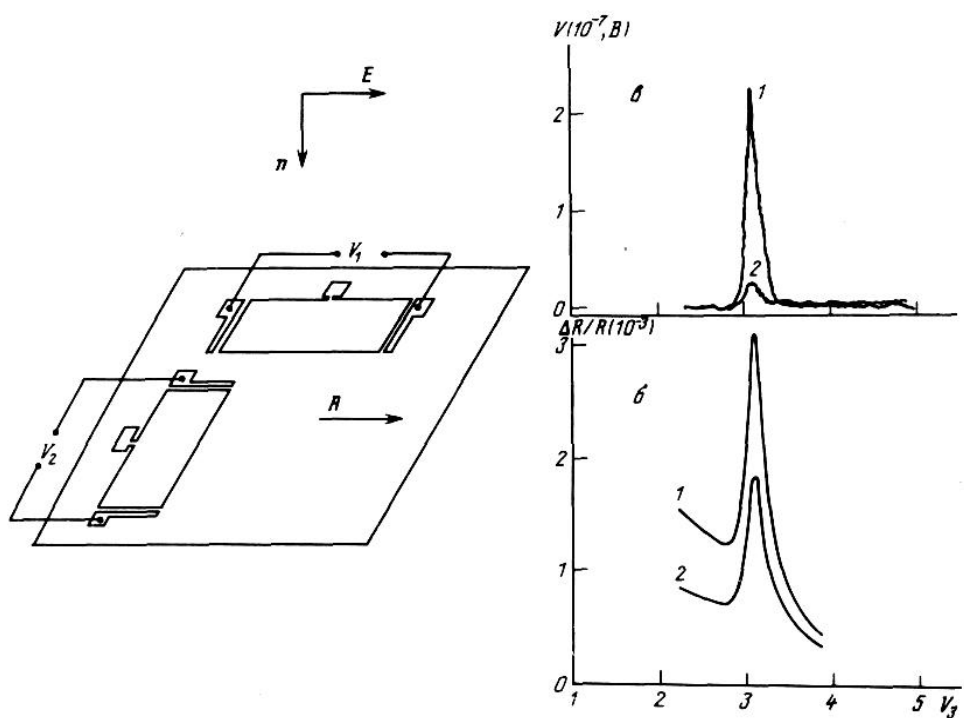


Рис. 13. а- геометрия эксперимента; б - зависимость фотопроводимости от V_g , в- зависимость фотоэдс от V_g .

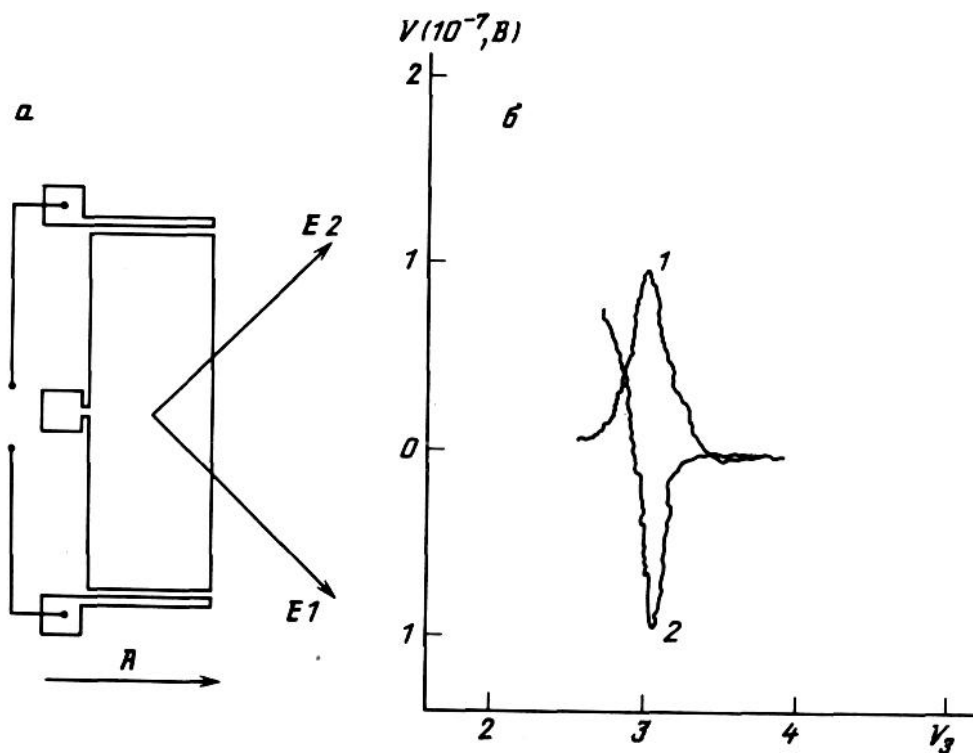


Рис. 14. Резонансная фотоэдс при двух направлениях E для транзистора 2.

можно использовать эллипсоидальный $H = 1/2 p_i(1/m)_{ij}p_j$, где $(1/m)_{ij}$ - тензор обратных эффективных масс, имеющий вид в осях, привязанных к каналу (ось x выбрана вдоль проекции большой оси эллипсоида на поверхность, θ - угол наклона эллипсоида по отношению к нормали).

Сдвиговый фотогальванический эффект можно найти без учета рассеяния. В результате

$$\alpha_{xxx} = -\frac{2\pi e^3 \sin^3 2\theta (m_1 - m_\perp)^3}{((m_1 + m_\perp) - (m_1 - m_\perp) \cos 2\theta)^3} \times \sum_{n,n'} |z_{nn'}|^2 (z_{nn} - z_{n'n'}) (N_n - N_{n'}) \delta(\epsilon_n - \epsilon_{n'} - \omega) \quad (3.15)$$

Здесь N_n -концентрация электронов в n -ой подзоне поперечного квантования, ϵ_n -дно соответствующей подзоны, m_1 и m_\perp -продольная и поперечная эффективные массы электрона, $z_{nn'}$ - матричный элемент координаты электрона поперек канала. В частном случае одной заполненной подзоны получаем (с учетом уширения перехода γ):

$$\alpha_{xxx} = -\frac{2e^3 \sin^3 2\theta (m_1 - m_\perp)^3}{((m_1 + m_\perp) - (m_1 - m_\perp) \cos 2\theta)^3} |z_{12}|^2 (z_{11} - z_{22}) N_s \frac{\gamma}{\delta^2 + \gamma^2}. \quad (3.16)$$

Здесь $\delta = \epsilon_2 - \epsilon_1 - \omega$ -расстройка резонанса. Согласно (3.16), сдвиговая компонента дает вклад лишь в линейный ФГЭ.

Кинетический вклад в ФГЭ был вычислен с помощью базовых формул работы [A14]. В качестве модели рассеивателей были выбраны малые поверхностные неровности [128]. Фотогальванический коэффициент выражается графически через треугольник из функций Грина, в вершинах которого находятся операторы импульса. Усреднение по случайным неровностям поверхности, скоррелированным по Гауссу, определяет диаграммную технику с правилами вычисления диаграмм, изложенными в [A14]. В частном случае дельта-скоррелированных неровностей задачу можно свести к изотропной. В результате для кинетического вклада получаем выражение

$$j_x^{(k)} = \frac{1}{m_x} |E_x|^2 K \frac{\gamma}{\delta^2 + \gamma^2} \quad (3.17)$$

$$j_y^{(k)} = \frac{1}{m_\perp} \frac{K}{\delta^2 + \gamma^2} (\gamma \text{Re}(E_x E_y^*) + \delta \text{Im}(E_x E_y^*)) \quad (3.18)$$

Величина K является медленной функцией частоты

$$K \propto \frac{2N_s e^3 z_{21}}{\omega^2} (\omega + AE_F) \frac{(m_1 - m_\perp) \sin 2\theta}{(m_1 + m_\perp) - (m_1 - m_\perp) \cos 2\theta}. \quad (3.19)$$

Величина $A \sim 1$ выражается через параметры инверсионного канала.

Как видно из (3.16) и (3.17) в x-компоненте тока присутствует только линейный ФГЭ, а в y-компоненте - как линейный, так и циркулярный ФГЭ (первое и второе слагаемые в (3.17), соответственно). Знак j_x , не зависит от поляризации. В то же время y-компонента тока меняет знак в зависимости от вектора поляризации. Для линейной поляризации падающего света $j_x \propto \cos^2 \phi$, $j_y \propto \sin 2\phi$, где ϕ - угол между осью x и вектором поляризация; при этом максимальные значения $j_x(\phi = 0)$ и $j_y(\phi = \pi/4)$ относятся как $2m_{\perp}/m_1$. При круговой поляризации j_y , определяется циркулярным вкладом, знак которого меняется при замене левой волны на правую. В общем случае циркулярная компонента пропорциональна степени круговой поляризации. Линейный вклад в ФГЭ зависит от частоты как симметричный резонанс, а циркулярный как антисимметричный. Сдвиговой и кинетические вклады в ФГЭ имеют, вообще говоря, одинаковый порядок величины. Однако из-за разной зависимости от угла при малых θ , соответствующих эксперименту, кинетический ФГЭ преобладает. Отношение констант сдвигового и кинетического ФГЭ пропорционально $j_x^{(s)}/j_x^{(k)} \sim \theta^2(m_1 - m_{\perp})/m_1 m_{\perp}$.

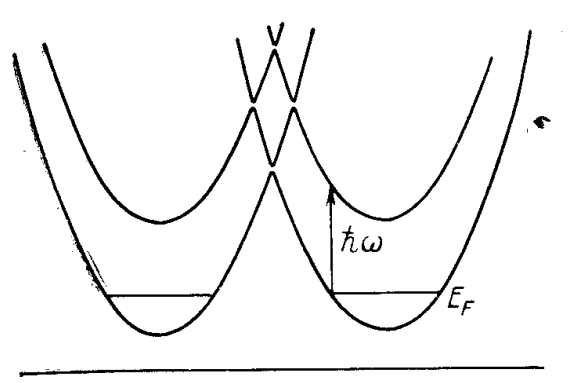


Рис. 15. Минизоны, образующиеся в инверсионном канале на вицинальной грани Si. Энергия Ферми - 3.8 мЭВ, ширина минищели - 0.5 мЭВ, расстояние между подзонами 10 мЭВ, расстояние до первой минищели - 15 мЭВ.

§5. Теория вертикального эффекта Холла в размерно-квантованной системе

Обычно холловское напряжение в 2D системе возникает вдоль поверхности под действием нормальной компоненты магнитного поля. В то же время очевидно, что тангенциальная компонента магнитного поля может вместе с тангенциальным тянущим электрическим полем перераспределить электроны поперек квантового слоя и вызвать появление поперечного напряжения. Этот эффект является сравнительно слабым, так как воздействие продольного магнитного поля на электроны уменьшено из-за их квантования. Кроме того, возникающая разность потенциалов не может быть измерена как электродвижущая сила из-за изолированности системы вдоль оси квантования. Тем не менее, вертикальное холловское напряжение измеримо емкостными методами с помощью изолированных электродов, размещенных сверху и снизу от квантовой пленки.

Вопрос об ЭДС Холла в направлении неоднородности в классическом электронном газе, заключенном в яму с параболическим потенциалом, изучался и ранее (например, в [139]). Однако, в отличие от предыдущих работ, нами было найдено вертикальное холловское напряжение в произвольном квантовом слое и в наклонном магнитном поле.

Мотивация включения этой задачи в диссертацию состоит в том, что в вертикальное холловское напряжение дает вклад спиновая составляющая, обусловленная спин-орбитальным взаимодействием электронов с вертикальным полем квантовой ямы. Механизм этого эффекта обусловлен ориентацией спинов горизонтальной компонентой магнитного поля. Спин-орбитальное взаимодействие заставляет электроны с ориентированным спином, движущиеся в заданном направлении вдоль поверхности под действием тянущего электрического поля, смещаться по вертикали. Таким образом, этот эффект тесно связан со спин-гальваническим эффектом. Однако, в отличие от последнего, он возникает уже в приближении эффективной массы.

Геометрия эффекта изображена на рисунке 16. Мы будем искать линейный отклик разности потенциалов V между верхним и нижним электродами на однородное

продольное тянущее электрическое \mathbf{E} . В первом приближении по магнитному полю \mathbf{B} в изотропной среде отклик имеет вид

$$V = \lambda[\mathbf{nB}]\mathbf{E} \quad (3.20)$$

Здесь $\mathbf{n} = (0, 0, 1)$ - нормаль к плоскости системы, $\mathbf{E} = (E_x, E_y, 0)$, $\mathbf{B} = (B_{\parallel}, B_z)$. Если магнитное поле не мало, симметрия по отношению к отражению координат и вращению плоскости (x, y) дает феноменологическое выражение

$$V = \Lambda\mathbf{E} = \lambda_1([\mathbf{nB}]\mathbf{E}) + \lambda_2(\mathbf{Bn})(\mathbf{BE}), \quad (3.21)$$

где коэффициенты $\lambda_{1,2}$ являются функциями B_z^2 и B_{\parallel}^2 . Коэффициент λ_1 меняет знак при отражении времени и, следовательно, связан с диссипацией, а λ_2 не меняется и, вообще говоря, не связан с рассеянием.

Согласно (3.22), поперечное холловское напряжение полностью определяется параметрами квантовой ямы, продольным током и перпендикулярной ему планарной компонентой магнитного поля.

$$V = \frac{4\pi\chi}{\kappa} \frac{1}{ec} [\mathbf{nB}]\mathbf{j} \quad (3.22)$$

Здесь χ - поляризуемость квантового слоя в расчете на один электрон [141]:

$$\chi = 2e^2 \sum_{n \neq 0} \frac{|z_{n0}|^2}{\varepsilon_n - \varepsilon_0}.$$

ε_n -уровень квантования в яме. В режиме КЭХ на плато из (3.22) получаем

$$V = \mathbf{B}_{\parallel}\mathbf{E}N(e^2/h)(4\pi\chi/\kappa ec),$$

где N - фактор заполнения уровней Ландау.

В работе также изучен специфический эффект Холла, обусловленный спином электронов и спин-орбитальным взаимодействием. Этот эффект возникает из-за того, что волновые функции электронов с различными направлениями спина и заданным продольным импульсом имеют разную локализацию в вертикальном направлении.

Разберем физическую причину спинового эффекта Холла. В пренебрежение влиянием магнитного поля на орбитальное движение состояния в квантовой яме могут классифицироваться по проекции спина $s = \pm 1/2$ на направление магнитного

поля \mathbf{B} . Усреднение гамильтониана спин-орбитального взаимодействия по состоянию с заданным s определяет эффективную потенциальную энергию

$$U(z) + 2\alpha s dU/dz(\mathbf{p}[\mathbf{B}\mathbf{n}])/B \approx U(z + 2\alpha s \mathbf{p}[\mathbf{B}\mathbf{n}]/B);$$

это означает, что потенциальные ямы для электронов с проекциями спина $s = \pm 1/2$ смещены по вертикали, причем смещение зависит от продольного импульса электрона. Магнитное поле ориентирует спин, а тянущее электрическое поле - импульс, в результате чего возникает вертикальное перераспределение носителей.

Величина ЭДС, обусловленная спином, равна

$$V^{SO} = \frac{2m\pi\alpha}{\kappa B} [\mathbf{nB}_{\parallel}]_i (\sigma_{ik}^0(\zeta + \omega/2) - \sigma_{ik}^0(\zeta - \omega/2)) E_k. \quad (3.23)$$

Здесь $\omega = g\mu_B B$, $\sigma_{ik}^0(\zeta)$ - тензор проводимости в отсутствие спинового расщепления, рассматриваемый как функция химического потенциала; этот тензор связан с проводимостью в присутствии расщепления конечно-разностным соотношением $2\sigma_{ik}(\zeta) = \sigma_{ik}^0(\zeta + \omega/2) + \sigma_{ik}^0(\zeta - \omega/2)$. Если спиновое расщепление мало, то для напряжения находим

$$V^{SO} = \frac{2\pi\alpha m g \mu_B}{\kappa} [\mathbf{nB}_{\parallel}]_i \frac{\partial \sigma_{ik}}{\partial \zeta} E_k. \quad (3.24)$$

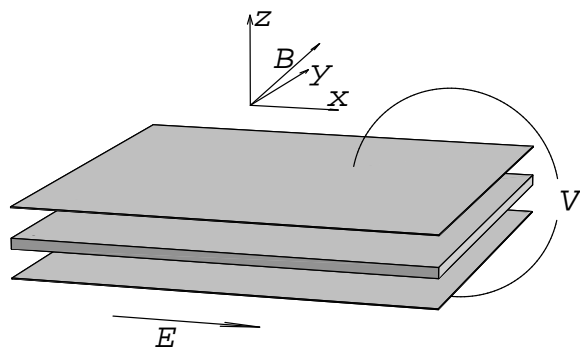


Рис. 16.

Часть IV

Теория когерентного фотогальванического эффекта

§1. Феноменология КФГЭ

В работах [A18] и [A19] было впервые рассмотрено возникновение стационарного тока под действием двух электромагнитных волн с основной и удвоенной частотами, получившее наименование когерентного фотогальванического эффекта. При наличии двух когерентных световых пучков $\mathbf{E}(t) = 2\text{Re}(\mathbf{E}_\omega e^{i\omega t} + \mathbf{E}_{2\omega} e^{2i\omega t})$, $\mathbf{E}_{-\omega}^* = \mathbf{E}_\omega$ в любой проводящей среде может возникнуть стационарный электрический ток. Общее выражение для нелинейного отклика тока на частоте ω_1 в изотропной среде имеет вид

$$\mathbf{j}_{\omega_1} = \mathbf{E}_\omega f_1 + \mathbf{E}_{2\omega} f_2 + c.c., \quad (4.1)$$

где f_1 и f_2 произвольные функции скалярных комбинаций полей $\mathbf{E}_{\pm\omega}$, $\mathbf{E}_{\pm 2\omega}$. При разложении тока в ряд по степеням полей возникают всевозможные комбинационные гармоники с частотами $\omega_1 = 2n\omega + m\omega$, среди которых имеется и нулевая частота, соответствующая стационарному току. В низшем порядке по электрическому полю $\omega_1 = 0$ при $n = 1$, $m = -2$ и КФГЭ описывается выражением

$$\mathbf{j} = \tilde{\alpha}_1 \mathbf{E}_{2\omega} \mathbf{E}_{-\omega}^2 + \tilde{\alpha}_2 \mathbf{E}_\omega (\mathbf{E}_\omega \mathbf{E}_{-2\omega}) + c.c. \quad (4.2)$$

Если представить компоненты полей в виде $E_{\omega,k} = \mathcal{E}_{\omega,k} \exp(i\phi_{\omega,k})$ с действительными амплитудами $\mathcal{E}_{\omega,k}$, то вклад в ток от соответствующих компонент полей определяется фазовым множителем $\exp(i(\phi_{2\omega,k} - \phi_{\omega,j} - \phi_{\omega,l}))$. В частном случае линейной поляризации фазы всех компонент поля данной частоты одинаковы, и вклады в ток от членов с $\alpha_1 = |\alpha_1| \exp(i\psi_1)$, $\alpha_2 = |\alpha_2| \exp(i\psi_2)$ пропорциональны $\cos(\phi_{2\omega} - 2\phi_\omega + \psi_{1,2})$.

Фазовая чувствительность отличает рассматриваемый эффект от известного фотогальванического эффекта, поэтому мы называем его когерентным. Он не про-

порционален интенсивности света и обращается в ноль при некогерентном освещении. КФГЭ зависит не от абсолютных, а от относительных фаз полей, поэтому, в принципе, не исключается возможность КФГЭ и при некогерентном освещении, если выполнено условие взаимной когерентности. В работе [145] аналогичный ток рассматривался как возникающий при отличном от нуля среднем кубе электрического поля $\langle E^3 \rangle$. Выражение (4.2) показывает, что ток возможен и при $\langle E^3 \rangle = 0$.

Очевидно, что для КФГЭ несущественно отсутствие центра инверсии. С учетом анизотропии кристалла в общем случае ток описывается феноменологическим выражением

$$j_i = \alpha_{ijkl} E_{2\omega,j} E_{\omega,k}^* E_{\omega,l}^* + c.c. \quad (4.3)$$

Для линейно-поляризованного электромагнитного поля коэффициенты $\alpha_{1,2}$ можно считать вещественными. Направление тока комбинируется из направлений первой и второй гармоник.

КФГЭ требует взаимной когерентности электромагнитных полей с частотами ω и 2ω , которой можно добиться с помощью удвоения частоты в нелинейной среде. Означает ли это, что сами поля должны быть обязательно когерентны? Нет. Действительно, рассмотрим мысленный эксперимент. Пусть оба луча света ω и 2ω проходят одинаковый оптический путь в вакууме, отражаясь от дрожащего зеркала см. рис. 17.

Тогда когерентность каждого из лучей теряется, так как они приобретает дополнительную случайную фазу $\phi_\omega(t) = 2k_\omega \delta L(t)$ или $\phi_{2\omega}(t) = 2k_{2\omega} \delta L(t)$, где $\delta L(t)$ – величина смещения зеркала. Относительная же фаза лучей не претерпевает изменения. Таким образом, при отсутствии когерентности каждого из лучей, взаимная когерентность сохраняется.

Отметим, что в самом общем случае для существования когерентного фототока в среде необходимо отличие от нуля коррелятора полей

$$\int dt E_i(t) E_j(t + t_1) E_k(t + t_2).$$

Рассмотренный пример показывает, что такое электромагнитное поле необязательно должно быть порождено когерентным источником. Например, космические источни-

ки электромагнитного излучения могут иметь ненулевые корреляторы электромагнитного поля третьего порядка. В среде с центром инверсии, в отсутствие обычного ФГЭ, когерентный ФГЭ может выступать в качестве единственного источника постоянного тока.

В макроскопическом образце ток КФГЭ обычно пространственно неоднороден из-за осцилляций фаз, вызванной различием скоростей световых пучков и их неколлинеарностью.

§2. КФГЭ в классической области частот.

Рассмотрим КФГЭ в области поглощения на свободных носителях в классической области частот $\hbar\omega \ll \epsilon$ где ϵ - энергия электронов. Для нахождения коэффициентов $\alpha_{1,2}$ следует решать классическое кинетическое уравнение в третьем порядке по электрическому полю. В результате мы получили выражения

$$\tilde{\alpha}_1 = -\frac{2e^2}{dm^2} \int d\epsilon \nu(\epsilon) \epsilon \tau_p \frac{\partial}{\partial \epsilon} \left\{ \frac{\tau_\epsilon}{1 - 2i\omega\tau_\epsilon} \left(1 + \frac{2\epsilon}{d} \frac{\partial}{\partial \epsilon} \right) \tau_p \frac{\partial f_0(\epsilon)}{\partial \epsilon} \right\}, \quad (4.4)$$

$$\tilde{\alpha}_2 = -\frac{2e^2}{dm^2} \int d\epsilon \nu(\epsilon) \epsilon \tau_p \frac{\partial}{\partial \epsilon} \left\{ \frac{\tau_\epsilon}{1 + i\omega\tau_\epsilon} \left(1 + \frac{2\epsilon}{d} \frac{\partial}{\partial \epsilon} \right) \tau_p \frac{\partial f_0(\epsilon)}{\partial \epsilon} \right\}, \quad (4.5)$$

где τ_ϵ - время релаксации по энергии.

В случае невырожденного электронного газа в низкочастотном пределе при температурах T , меньших дебаевской, $j \sim \sigma_0 E_{2\omega} (eE_\omega l_\epsilon / kT)^2$, где l_ϵ - длина остывания, σ_0 - омическая проводимость. В пределе $\omega\tau_\epsilon \gg 1$ в токе появляется дополнительный множитель $1/\omega\tau_\epsilon$ (при рассеянии на фононах), и $(kT/\epsilon_F)^2/\omega\tau_\epsilon$, когда релаксация импульса определяется примесями.

§3. КФГЭ, обусловленный квантовыми поправками.

Помимо чисто классического вклада, существует другой вклад в КФГЭ, обусловленный квантовыми поправками. Причина его возникновения состоит в синхронном с тянущим полем изменении фазы волновой функции электрона, возвращающегося в

начальную точку, под действием поля \mathbf{E}_ω В результате на половине периода, когда электрон ускоряется, скажем, вправо, происходит относительное увеличение квантовой поправки, а на другом полупериоде - ее уменьшение, т. е. возникает постоянный ток. Аналогичный вклад в КФГЭ возникает, если в роли тянущего поля выступает $\mathbf{E}_{-\omega}$, а фаза волновой функции определяется совместным действием $\mathbf{E}_{-\omega}$ и $\mathbf{E}_{2\omega}$.

Для нахождения КФГЭ, обусловленного квантовыми поправками, мы воспользовались формулами для квантовых поправок к нелинейному отклику [214]. Разлагая экспоненту до второго порядка по вектор-потенциалу \mathbf{A} , получаем:

$$\alpha_{1,2} = \alpha f_{1,2}(\omega\tau_\phi), \quad \alpha = -\frac{64}{(16\pi)^{d/2}} \frac{e^4}{\hbar^3} \tau_\phi^2 (D\tau_\phi)^{2-(d/2)},$$

$$\begin{Bmatrix} f_1(y) \\ f_2(y) \end{Bmatrix} = y^{(d/2)-4} \int \frac{dx}{x^{d/2}} e^{-4x/y} \begin{Bmatrix} e^{2ix} \left(x + \frac{\sin 2x}{2} - \frac{2\sin^2 x}{x} \right) \\ e^{-ix} \left(\sin x + \frac{1}{3} \sin 3x - \frac{\cos x - \cos 3x}{2x} \right) \end{Bmatrix}. \quad (4.6)$$

Здесь D - коэффициент диффузии электронов, τ_ϕ -время сбоя фазы. Функции $f_{1,2}(y)$ приведены на рисунках 18 и 19.

Максимальное значение эффект имеет при $\omega\tau_\phi \sim 1$, его порядок определяется при этом величиной α . Поскольку обычно $\tau_p \ll \tau_\phi \leq \tau_\epsilon$, в этой области соотношение квантового и классического вкладов в КФГЭ определяется выражением $\epsilon_F \tau_p / \hbar (\tau_\phi / \tau_p)^2$ которое больше единицы (считается, что температура достаточно низкая, так что импульс в основном релаксирует на примесях). Большой вклад квантовых эффектов объясняется тем, что при $\omega\tau_\phi \sim 1$ величина поля, достаточного для сбоя фазы электрона, еще мала для разогрева электронного газа. Классический вклад в КФГЭ оказывается больше квантового только при частотах $\omega < \tau_\phi^{-1} (\hbar \epsilon_F \tau_p \tau_\epsilon)^{1/2} / T \tau_\phi^{3/2}$.

Фотогальванический ток, пропорциональный квадрату переменного поля и связанный с квантовыми поправками, возникает в мезоскопических образцах [254]. Он связан с локальным понижением симметрии и является чисто флуктуационным. Например, направление тока флуктуирует от образца к образцу. В отличие от этой ситуации, КФГЭ из-за квантовых поправок не требует понижения симметрии и является макроскопическим явлением, знак которого определяется поляризацией и фазой

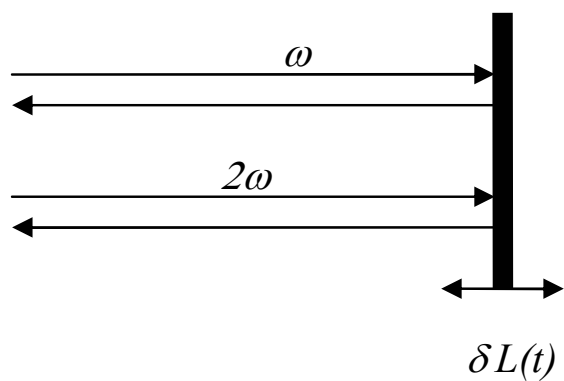


Рис. 17. Отражение двух лучей света с основной и удвоенной частотами от случайно дрожащего зеркала. Разность оптических путей сохраняется.

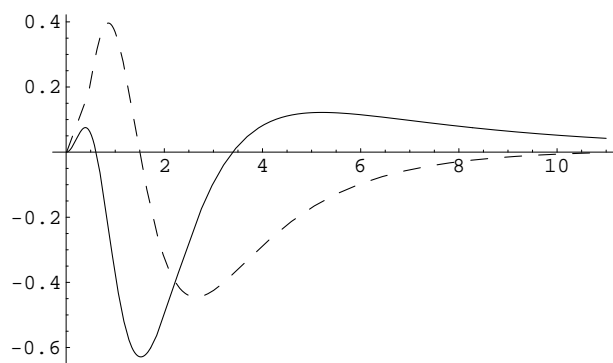


Рис. 18. Действительная (сплошная линия) и мнимая (штрихованная) части функции $10^3 \times f_1(x)$ при $d=2$.

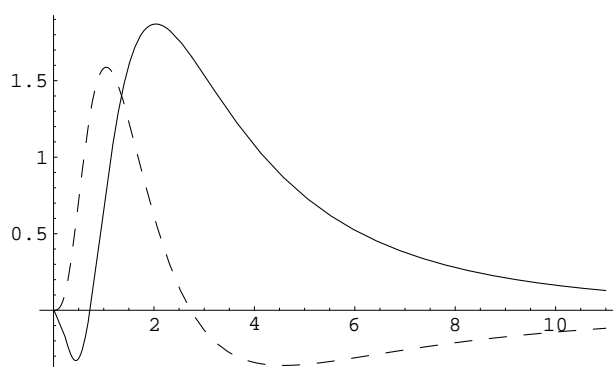


Рис. 19. Действительная (сплошная линия) и мнимая (штрихованная) части функции $10^3 \times f_2(x)$ при $d=2$.

световых пучков.

§4. КФГЭ в стекле.

Интерес к КФГЭ подогревало то обстоятельство, что он предположительно отвечает за генерацию второй гармоники (ГВГ) в стеклянных световодах [143, 144]. Из-за малой проводимости оптических стекол возникающие электрические поля достаточно сильные ($10^4 - 10^5$ В/см), чтобы вызвать понижение симметрии среды, необходимое для ГВГ. Довольно подробно разработаны сценарии появления в стекле под влиянием этого поля макроскопической восприимчивости второго порядка [155–162, 162–166, 168, 169]. Менее ясен сам механизм КФГЭ в стекле.

В работах [152–161, 168, 169] предполагается, что КФГЭ возникает в результате ионизации примесей. Этот механизм требует наличия относительно мелких заполненных состояний с глубиной менее 2 эВ. В равновесии наличие таких состояний, очевидно привело бы к значительному поглощению света в стекле. В то же время световоды являются рекордно прозрачными твердотельными средами.

В настоящем разделе исследуется возникновение стационарного тока в стекле под действием двух взаимно-когерентных световых волн с основной и удвоенной частотами. Предполагается, что свет вызывает переходы между парами локализованных состояний. Наличие двух когерентных источников приводит к пространственной асимметрии переходов. Найдено квазиклассическое выражение для вероятности перехода между локализованными состояниями в произвольном порядке по электрическому полю. Асимметричная часть вероятности перехода получена в третьем порядке по полю. Макроскопический ток найден в модели сетки Миллера - Абрахамса с внешними источниками тока, возникающими из-за асимметричных фотопереходов.

Общепринятое объяснение состоит в том, что, несмотря на большую плотность состояний в запрещенной зоне, все они локализованы и поэтому вероятности перехода между ними подавлены за счет туннельных факторов. Тем не менее, именно такие переходы определяют фотоэлектрические свойства стекол. Поэтому изменение свойств стекол наблюдается после очень больших экспозиций.

Нашей целью является исследование КФГЭ в стеклах и в неупорядоченной системе локализованных состояний вообще. Стекло рассматривается как система одноуровневых центров. Электронные состояния этих центров локализованы в пространстве и имеют непрерывный энергетический спектр. Из-за довольно большой плотности этих состояний уровень Ферми оказывается закрепленным в запрещенной зоне. Оптические переходы возможны между состояниями по разные стороны от уровня Ферми. Низкий коэффициент поглощения света в стекле в рассматриваемой области частот свидетельствует в пользу этой модели.

§5. Квазистационарный КФГЭ

Мы базируемся на модели стекла, как системы локализованных состояний между которыми происходят туннельные оптические переходы см. рис. (20), а также переходы под действием фононов. Мы будем предполагать, что в оптических переходах фононы несущественны, в то время как тепловая релаксация обязательно включает в себя излучение или поглощение фононов.

Рассмотрим два локализованных состояния с энергиями ε_1 и ε_2 , между которыми возможен туннельный переход с амплитудой T_{12} (квазимолекулу). Система освещается двумя линейно поляризованными когерентными источниками. Амплитуды полей E_ω , $E_{2\omega}$ действительны, фазы различных компонент одинаковы. Поэтому удобно ввести относительную фазу $\varphi = 2\varphi_\omega - \varphi_{2\omega}$. Мы будем предполагать, что амплитуда перехода T_{12} экспоненциально падает с расстоянием между центрами.

В основном, действие поля приводит к переменным во времени сдвигам уровней

$$\pm\mathcal{U}(t) = 2(\mathcal{U}_\omega \cos \omega t + \mathcal{U}_{2\omega} \cos(2\omega t + \varphi)). \quad (4.7)$$

Здесь $\mathcal{U}_{\omega,2\omega} = e/2(\mathbf{E}_{\omega,2\omega}\mathbf{l})$, \mathbf{l} - вектор расстояния между центрами локализации состояний.

Система уравнений для амплитуд вероятностей находится в первом или втором состоянии имеет вид:

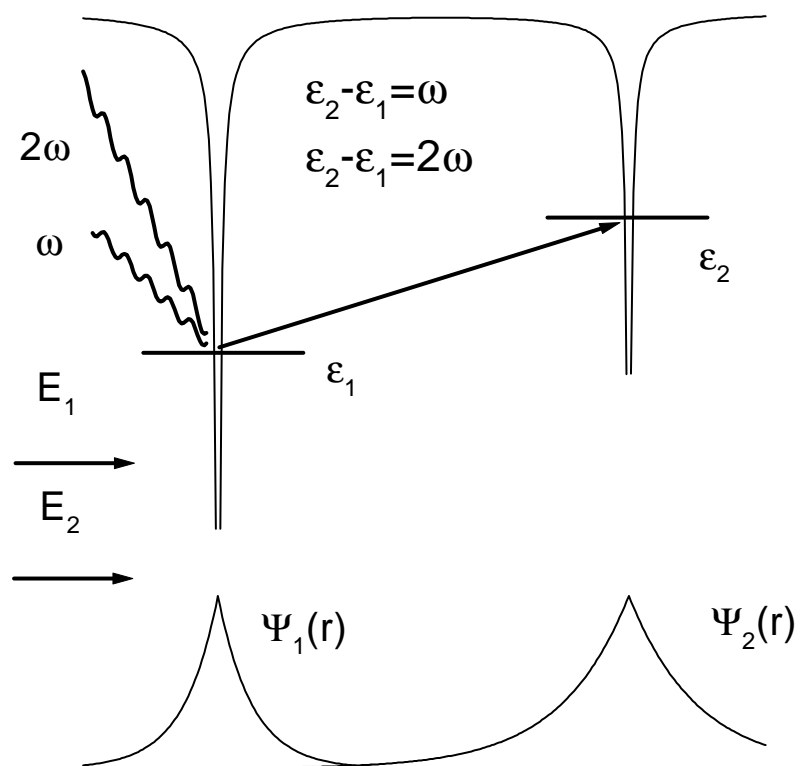


Рис. 20. Схема переходов между локализованными состояниями.

$$\begin{aligned} i\dot{a}_1 &= (\varepsilon_1 + \mathcal{U})a_1 + T_{12}a_2, \\ i\dot{a}_2 &= (\varepsilon_2 - \mathcal{U})a_2 + T_{12}^*a_1. \end{aligned} \quad (4.8)$$

Здесь и в дальнейшем масса электрона и постоянная Планка полагаются равными единице. Уравнения (4.7) справедливы, если выполнены неравенства $\omega, |\varepsilon_{12}| \ll (\varepsilon_1, \varepsilon_2)$, где $\varepsilon_{12} = \varepsilon_1 - \varepsilon_2$. Кроме того, мы пренебрегаем переходами под действием фононов, что возможно, если частота света много больше частоты соударений с фононами.

Вероятность перехода нужно искать в первом неисчезающем приближении, приводящем к среднему току. Такой ток возникает, если вероятность перехода становится асимметричной по отношению к инверсии координат, т.е. различаются вероятности перехода между одинаковыми парами состояний, расположенными на расстоянии \mathbf{l} и $-\mathbf{l}$. По симметрии выражение для тока содержит, как минимум, три поля. К току приводит второй порядок по полю \mathbf{E}_ω и первый порядок по полю $\mathbf{E}_{2\omega}$.

В результате асимметричная часть имеет вид:

$$W_{12} = 2\pi |T_{12}|^2 / \omega^3 (\mathbf{E}_{2\omega}\mathbf{l})(\mathbf{E}_{-\omega}\mathbf{l})^2 \cos\varphi [\delta(\varepsilon_{21} - 2\omega) + \delta(\varepsilon_{21} - \omega)] + c.c. \quad (4.9)$$

В (4.9) учтены только процессы возбуждения электронов. Строго говоря, в интерференционной части вероятности перехода нельзя выделить число фотонов, участвующих в переходе. Первый член в (4.9) соответствует интерференции двухфотонной амплитуды с участием фотонов ω и однофотонной с участием 2ω , при результирующем изменении энергии электрона на 2ω , второй – произведению однофотонной амплитуды с поглощением ω и смешанной амплитуды с поглощением кванта 2ω и излучением ω .

Подчеркнем, что эффект отличен от нуля именно потому, что состояния системы, между которыми происходит переход, не обладают определенной четностью. Ситуация аналогична переходу примесь – зона, когда конечное состояние обладает определенным импульсом, но не моментом. В нашем случае отсутствие определенной

четности связано с тем, что начальное и конечное состояние имеют разные центры локализации.

Плотность динамического тока под действием переходов равен произведению заряда на частоту перехода W_{12} и на расстояние между атомами l_i , усредненному по направлениям пар и межатомному расстоянию.

$$j_i = \frac{2\pi e}{15\omega^3} N \langle |T_{12}|^2 l^4 [\delta(\varepsilon_{21} - 2\omega) + \delta(\varepsilon_{21} - \omega)] \rangle \times \quad (4.10)$$

$$2\text{Re}(2E_{2\omega,j}E_{-\omega,j}E_{-\omega,i} + E_{2\omega,i}E_{-\omega,j}E_{-\omega,j}). \quad (4.11)$$

В рассматриваемой модели одиночных молекул N – концентрация молекул. Если ввести время жизни возбужденного расстояния τ_l , то в стационарных условиях ток остановится и возникнет стационарная поляризация среды

$$P_i = \frac{2\pi e}{15\omega^3} N \langle \tau_l |T_{12}|^2 l^4 [\delta(\varepsilon_{21} - 2\omega) + \delta(\varepsilon_{21} - \omega)] \rangle \times \quad (4.12)$$

$$2\text{Re}(2E_{2\omega,j}E_{-\omega,j}E_{-\omega,i} + E_{2\omega,i}E_{-\omega,j}E_{-\omega,j}). \quad (4.13)$$

Если считать, что оба состояния принадлежат системе случайных локализованных состояний, то расстояния между атомами в паре могут меняться до бесконечности. Естественно полагать, что вероятность обратного перехода $1/\tau_l \sim \exp(-l/a)$ (a – длина локализации) так же экспоненциально зависит от расстояния, как и $|T_{12}|^2$, поэтому произведение $\tau_l |T_{12}|^2$ почти не зависит от расстояния. С учетом этого динамическая поляризация должна расти со временем t как l^7 , $l \sim a \ln t/\tau_0$. Тогда стационарная поляризация обратилась бы в бесконечность. Однако этот подход учитывает только возврат на исходное состояние (“близнецовую” рекомбинацию) и пренебрегает уходом электронов на другие локализованные состояния. С учетом последнего фактора при очень больших временах ток выходит на стационар, определяемый перколяционной сетью.

§6. Фотоиндуцированное понижение симметрии стекла при двухчастотном освещении.

Впервые в работе [144] было обнаружено, что при длительном освещении изотропной среды – стекла монохроматическим светом в нем начинается генерация второй гармоники (ГВГ). Этот результат означает, что стекло в результате освещения понижает симметрию и в нем становится отличным от нуля тензор поляризуемости второго порядка на оптической частоте $\chi_{ijk}^{(2)}$. Этот тензор определяет второй порядок разложения высокочастотной поляризации по электрическому полю

$$P_i(\omega) = \kappa_{ij}(\omega)E_j(\omega) + \int d\omega_1 d\omega_2 \chi_{ijk}^{(2)}(\omega_1, \omega_2)E_j(\omega_1)E_k(\omega_2)\delta(\omega - \omega_1 - \omega_2). \quad (4.14)$$

Понижение симметрии происходит спонтанно, поскольку сам свет не может определять вектор, необходимый для этого явления. ГВГ накапливается за большое время, что означает, что в стекле происходят медленные изменения. Наиболее естественной причиной понижения симметрии является накопление статических электрических полей. Время релаксации заряда в стекле определяется временем Максвелла, очень большим из-за низкой проводимости стекла. Поэтому накопленное в стекле поле будет долгоживущим.

Механизм усиления следует искать в медленном изменении материальных констант (эффективных коэффициентов квадратичной нелинейности) при воздействии света. Симметрия исходного материала не допускает квадратичной нелинейности и воздействие монохроматического света не индуцирует ее. Действительно, в низшем порядке по интенсивности света ток должен был бы определяться фотогальваническим тензором. Последний равен нулю в изотропной и негиротропной среде, какой является стекло. По этой причине в отсутствие затравочной решетки квадратичная нелинейность при подсветке не появляется, а механизм заведомо связан с самоусиливающимся понижением симметрии (скорость изменения отклонения от изотропной симметрии растет с самим отклонением). Наиболее естественным промежуточным агентом в таком процессе является квазистационарное электрическое поле, усиливающееся при воздействии света. Причиной возникновения поля могут выступать

стационарный ток КФГЭ (в настоящее время этот механизм считается общепринятым, см. [A21, A22, 145–150, 152–169]).

Говоря на языке нелинейных процессов, статическое поле обеспечивает положительную обратную связь, необходимую для раскачки генерации второй гармоники. В работах [A21, A22] обсуждались разные схемы развития неустойчивости. В работе [A21] был предложен механизм, обусловленный неустойчивостью статического поля в монохроматическом свете вследствие КФГЭ. Такая неустойчивость может развиваться по схеме: синхронная генерация второй гармоники на затравочной решетке поля \rightarrow возникновение КФГЭ – тока \rightarrow усиление разделения зарядов и рост электрического поля, пропорциональный самому полю. Этот механизм требует участия когерентных процессов перекачки во вторую гармонику. Другой механизм [A22] основан на усилении статического поля вследствие абсолютной отрицательной фотопроводимости [226, 262].

В работе [A21] были исследованы накопление и релаксация решеток в оксидном стекле под действием двух световых пучков с частотами ω и 2ω (длины волн 1.079 мкм и 0.539 мкм). Было установлено, что интенсивность дифракции растет в процессе освещения, выходя на некоторый стационарный уровень при больших временах. В отсутствие освещения происходит релаксация решеток. Однако, непрерывное освещение одним лучом к полной релаксации не приводило. Мы связывали это явление с подпиткой дифракционной решетки когерентным монохроматическим светом.

В эксперименте два тонких луча с основной (от импульсного неодимового лазера) и удвоенной частотами пересекались внутри стекла (промышленная марка К-8). частотами. Угол между осями лучей выбирался так, чтобы удовлетворялись условия дифракции Брэгга для луча основной гармоники. Наблюдалась интенсивность дифрагированного луча основной гармоники в процессе записи двумя лучами и релаксации. Результаты эксперимента представлены на рис. 21. На рис. 21-1 показана зависимость интенсивности дифракции в процессе записи решетки, на рис. 21-2 и 21-3 – релаксация в образце, неизолированном от внешней засветки и изолированном от нее (21-3).

Временные характеристики записи оказались абсолютно неотличимыми в изо-

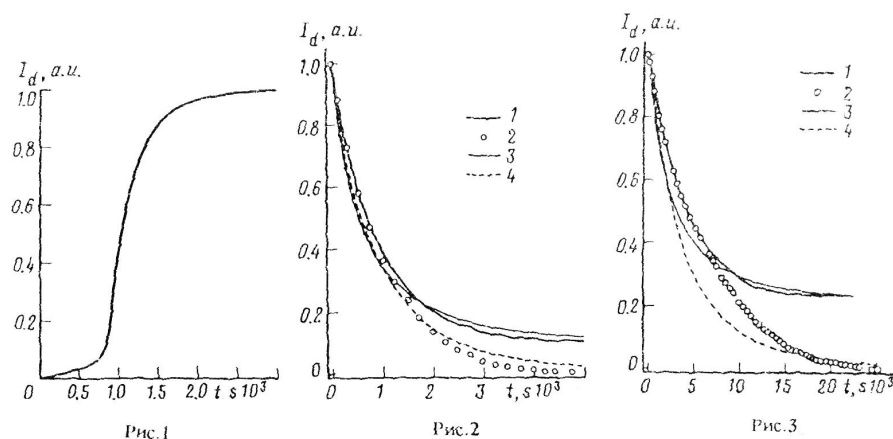


Рис. 21. 1. Зависимость интенсивности дифракции от времени в процессе записи решетки. 2. Релаксация интенсивности дифракции в неизолированном образце. 3. Релаксация интенсивности дифракции в изолированном образце. Кривые 1 и 2 – эксперимент, 3 и 4 – теория, базирующаяся на нелинейной модели релаксации; 1, 3 – непрерывное считывание, 2, 4 – темновая релаксация.

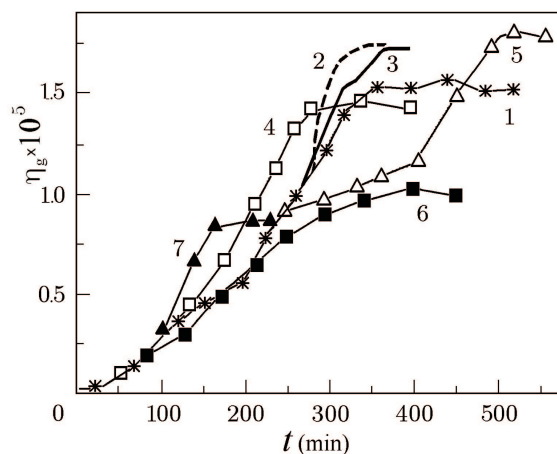


Рис. 22. Кинетика эффективности ГВГ на РП $\chi^{(2)}$ в стекле: 1 при записи РП двух-частотным излучением; 2,3 при усилении РП лучом a_ω ; 4,5 при усилении лучом $a_{2\omega}$; 6,7 при усилении лучом $d_{2\omega}$. Кривые 2,4,6 соответствуют поляризации (s), параллельной плоскости схождения записывающих лучей a_ω и $a_{2\omega}$, 3,5,7- перпендикулярной (p) поляризации. Луч $d_{2\omega}$ освещает решетку сбоку.

лированном от света и неизолированном образцах. Однако релаксация в затемненном образце происходит в 5 раз быстрее, чем в незатемненном. Луч второй гармоники стирает решетку на два порядка быстрее, чем происходит стирание в темноте. Иными словами, индуцированные решетки обладают ярко выраженной фоточувствительностью.

Возникновение решетки поляризуемостей в процессе записи в среде, под действием обоих полей 2ω и ω , доказывает участие в этом процессе КФГЭ. На это однозначно указывает возможность записи решеток двумя взаимно-когерентными световыми лучами основной и удвоенной частот, то есть наличие стационарного отклика на разночастотные поля, обусловленное их интерференцией. Это может объяснить начальные стадии процесса возникновения статического поля, но не более поздние, когда происходит насыщение эффекта.

Подсветка основной гармоникой приводит к стиранию решетки, но не полному – величина интенсивности дифракции в присутствии подсветки выходит на остаточное стационарное значение. Очевидно, что это свидетельствует об участии света в поддержании уровня решетки. Эффект подпитки решетки светом наблюдался в фазово-согласованных условиях, когда возможно возникновение обратной связи через генерацию второй гармоники и когерентный фотогальванический эффект. В процессе оптического стирания принципиально возможен и другой контур обратной связи – без генерации второй гармоники, но с участием абсолютной отрицательной фотопроводимости.

Помимо поддержания уровня решетки, было обнаружено, что в ряде оксидных стекол решетки поляризуемости (РП) могут **усиливаться** при воздействии на них монохроматического излучения [160, 162]. Вначале усиление решеток наблюдалось в фазово-согласованных условиях, когда существует возможность его объяснения генерацией второй гармоники падающего света.

В работе [A22] было показано, что оптическое усиление решеток поляризуемости в стекле может не зависеть ни от поляризации, ни от направления распространения света и, следовательно, может не быть связано с нелинейным взаимодействием волн. В качестве образцов для экспериментального исследования использовались

объемное ($1 \times 1 \times 1$ см) щелочное метафосфатное стекло на основе KPO_3 с добавками 20 мол.% Sb_2O_3 , 14 мол.% Nb_2O_3 и 0.2 мол.% Er_2O_3 . На рис. 22 приведены зависимости эффективности преобразования η_g от времени для всей совокупности экспериментов.

Кривая 1 на рис.22 иллюстрирует процесс записи бихроматическим светом вплоть до насыщения. Максимальный коэффициент преобразования во вторую гармонику составил $\eta_g \sim 1.5 \cdot 10^{-5}$. Характерное время жизни РП в исследуемом образце было $\sim 7 \div 10$ дней.

На кривых 2-7 представлены результаты измерений усиления фотоиндуцированных решеток. Кривые 2 и 3 демонстрируют усиление РП в стекле излучением основной частоты (луч a_ω) с различными поляризациями. Величина η_g росла вплоть до насыщения, что свидетельствовало об увеличении амплитуды РП. Зависимость η_g от поляризации оказалась несущественной.

Кривые 4 и 5 демонстрируют усиление начальной РП лучом $a_{2\omega}$. Видно, что усиление соизмеримо с предыдущим случаем, хотя интенсивности лучей a_ω и $a_{2\omega}$ различаются на порядок. Поворот поляризации падающего света слабо влияет на эффективность усиления, (кривые 4 и 5).

Из этого эксперимента следует, что усиление фотоиндуцированных РП в фосфатном стекле возникает при монохроматической подсветке вне зависимости от частоты света, его поляризации и направления распространения. Такие свойства не согласуются с ранее предложенными механизмами усиления фотоиндуцированных решеток поляризуемостей в оксидных стеклах, основанными на фазосогласованным нелинейном взаимодействии волн, которые требуют, чтобы направление распространения, поляризация и частота усиливающего света были согласованы с подобными характеристиками основных излучений, формирующих начальную решетку поляризуемостей. Отсюда следует, что в данных образцах возможный вклад трехволновых процессов, при которых генерируется вторая гармоника, синфазная с решеткой, несущественен или отсутствует вообще.

Экспериментальные результаты поднимают ряд вопросов, требующих теоретического объяснения.

Во-первых, нужно построить модель КФГЭ, дающую ток в области слабого поглощения в стекле. Адекватной моделью представляется рассмотренная в предыдущих параграфах модель оптических переходов между локализованными состояниями. Во-вторых, нужно объяснить, как в этой модели может возникнуть абсолютная отрицательная фотопроводимость (см. ниже). В третьих, необходимо объяснить кинетику процесса стирания и выхода на стационарное состояние при подсветке. В четвертых, нужно описать механизм усиления решеток.

Согласно нашим представлениям о материале, частота света недостаточна для примесь-зонных переходов. Поэтому как модели КФГЭ, так и АОФП, должны включать в себя только переходы между локализованными состояниями. В качестве причины абсолютной отрицательной фотопроводимости мы рассматриваем асимметричные переходы между локализованными состояниями в присутствии статического электрического поля. Для усиления необходимо преимущественное возбуждение электронов со смещением в пространстве против направления электрического поля. Предположим, что в стекле существует две группы локализованных одноуровневых состояний A и B (см. рис.23, по оси X отложена координата, по оси Y энергия). Плотность состояний группы B имеет колоколообразный вид с максимумом при энергии ϵ_2 . В равновесном состоянии уровни A заполнены электронами, а уровни B пустые. Введем характерную длину прыжка электрона в пространстве R , определяющую вероятность туннельного перехода между локальными уровнями, и будем считать ее постоянной. При поглощении кванта света $\hbar\Omega$ электроны с уровней A переходят в состояния B , как показано стрелками на рис.23. Непосредственно из рис.23 видно, что при достаточно большой энергии кванта $\hbar\Omega > \epsilon_2 - \epsilon_1$ электроны преимущественно переходят против направления внешнего электрического поля, поскольку плотность состояний для таких переходов выше, чем для переходов по направлению поля (для случая $\hbar\Omega < \epsilon_2 - \epsilon_1$ эффект сменяется на противоположный). Далее, если фотовозбужденный электрон при возвращении в невозбужденное состояние релаксирует в пространстве изотропно, то в среде возникает поток электронов, что соответствует появлению абсолютной отрицательной фотопроводимости. В противном случае, если электрон релаксирует точно в исходное состояние (близнецовая

рекомбинация), то в среде возникает отрицательная фотополяризация. Схему можно применить к эксперименту [A21], предполагая, что в исследуемом стекле имеются две группы активных уровней типа B , отстоящие от уровня A на интервалы ≤ 1.17 и 2.34 эВ.

Для макроскопического описания процесса усиления решетки рассмотрим однодвовую модель статического поля. В однородных условиях и линейном приближении уравнение Максвелла для медленной части поля имеет вид

$$\frac{\kappa}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \sigma \mathbf{E} = 0. \quad (4.15)$$

с решением

$$E(t) = E(0)e^{-t/\tau_M}, \quad \tau_M = \kappa/4\pi\sigma.$$

При $\sigma < 0$ происходит нарастание статического поля. Поскольку в равновесных условиях $\sigma > 0$, раскачка требует пороговой величины интенсивности подсветки. Если считать, что проводимость разлагается по интенсивности света I как $\sigma = \sigma_0 - \sigma_1 I$, где $-\sigma_1$ представляет абсолютную отрицательную фотопроводимость, то пороговая интенсивность для раскачки есть $I_1 = \sigma_0/\sigma_1$.

При интенсивности света $I < I_1$ раскачки поля не происходит и поле релаксирует к нулю. При больших интенсивностях света поле нарастает. Развивающаяся неустойчивость может ограничиваться сверху нелинейными механизмами, например, из-за зависимости проводимости от статического поля. С увеличением электрического поля фотопроводимость должна стать положительной, то есть зависимость абсолютной фотопроводимости от статического поля в области интенсивностей света $I > I_1$ должна иметь вид типа изображенного на рис. 24. При такой зависимости модуль поля будет асимптотически выходить на единственное значение E_1 . Другими словами, при длительном освещении образца во всех точках пространства поле по модулю будет одинаково. С первого взгляда, это означает отсутствие пространственной модуляции восприимчивости. Однако, постоянство модуля поля в пространстве не означает постоянства самого поля.

Формально, поле в каждой точке может иметь свое направление. Для ответа на этот вопрос отметим, что стационарное поле должно быть безвихревым, $\nabla \times \mathbf{E} = 0$.

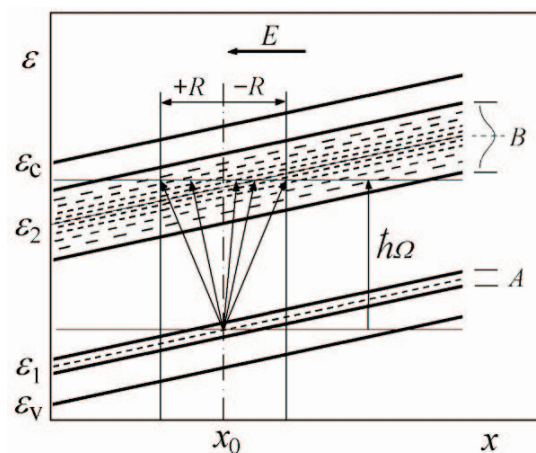


Рис. 23. Схема оптических переходов.

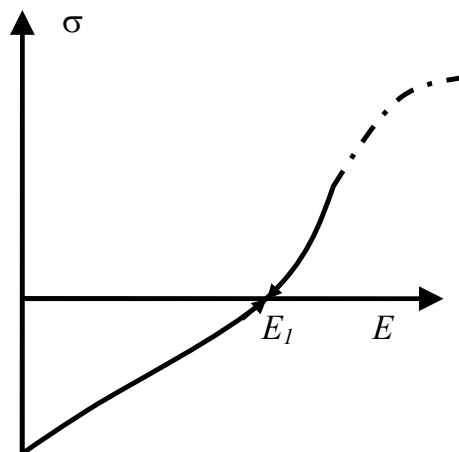


Рис. 24. Предполагаемая зависимость проводимости от интенсивности света. В области $E < E_1$ осуществляется абсолютная отрицательная фотопроводимость. Точка E_1 – устойчивая стационарная. Стрелки показывают направление эволюции поля.

Другое уравнение, которому должно удовлетворять поле, это

$$\nabla \mathbf{j} = 0. \quad (4.16)$$

Уравнение (4.16) удовлетворяется условием $\sigma(E_1) = 0$. Рассмотрим, возможна ли плоская решетка из полей, направленная, скажем, вдоль оси x . Естественно, что асимптотическое решение имеет вид доменов, внутри которых направление поля постоянно. Если поле имеет направлено вдоль или против оси y , то такое решение будет противоречить условию отсутствия вихрей. Решение с $E_x = \pm E_1$, $E_{y,z} = 0$ не противоречит этому уравнению.

По разные стороны от границы домена поле должно иметь разные знаки. Уравнение (4.16) будет удовлетворяться автоматически, если ток обращается в ноль. Скачок поля на границе домена $[E_x] = \pm 2E_1$ определяет поверхностную плотность заряда $\pm 2E_1/4\pi\kappa$. Такое распределение поля определяет знакопеременную решетку $\chi_{ijk} \propto E_x = E_1 \text{sign}(\sin(qx))$. Период и направление решетки определяются начальными условиями, то есть начальной записанной решеткой перед ее усилением. Решетка не является гармонической и из-за нелинейности не сохраняет свою форму в процессе релаксации.

В отличие от распределения нелинейной поляризуемости, показатель преломления в этом макроскопическом приближении оказывается постоянным. За рамками макроскопического приближения переход от одного значения поля к другому происходит за счет экранировки зарядами на толщине дебаевского слоя. Доменные стенки и образуют решетку показателей преломления.

Остановимся вкратце на нелинейной кинетике явления. Очевидно, что скорость роста поляризации \mathbf{P}_s нелинейна по полю и должна иметь колоколообразную зависимость. Обобщая уравнение (4.15) на учет нелинейности, получим:

$$\frac{d}{dt} \mathbf{E} + \mathbf{E}(\tau_M^{-1} - \beta \mathbf{E}^2 + \gamma \mathbf{E}^4) = 0, \quad (4.17)$$

Усиление поля существует, если

$$\tau_M^{-1} - \beta \mathbf{E}^2 + \gamma \mathbf{E}^4 < 0. \quad (4.18)$$

При $\tau_M^{-1} > 0$ и $\beta^2 \geq 4\gamma\tau_M^{-1}$ формально существует два стационарных состояния (или порога):

$$E_a^2 = \frac{1}{2\gamma}(\beta - \sqrt{\beta^2 - 4\gamma\tau_M^{-1}}), \quad E_b^2 = \frac{1}{2\gamma}(\beta + \sqrt{\beta^2 - 4\gamma\tau_M^{-1}}). \quad (4.19)$$

Первое состояние неустойчиво. Поля $E > E_a$ усиливаются, поля $E < E_a$ затухают. Иначе говоря, первый порог E_a соответствует началу усиления, второй E_b насыщению. Если $\tau_M^{-1} \rightarrow 0$, то $E_a \rightarrow 0$, и существует только второй порог насыщения. Наконец, если $\beta^2 < 4\gamma\tau_M^{-1}$, то эффект усиления отсутствует. Наличие двух порогов для пространственно синусоидальной решетки означает разбиение на доменные области. А именно, область с $E(x) > E_a$ растёт до насыщения. Область с $E(x) < E_a$ стремится к нулю. Поэтому, в зависимости от начальной амплитуды решетки, образуются чередующиеся доменные области разного размера.

Часть V

Электрические, оптические и фотоэлектрические свойства искривленных квантовых систем

§1. Электроны в криволинейных низкоразмерных структурах

В этом параграфе рассматриваются электронные процессы в искривленных системах на основе низкоразмерных полупроводниковых структур. Показано, что форма вызывает изменение гамильтониана системы и появление специфического взаимодействия электронов с искривлениями системы. Изучено взаимодействие электронного спина с искривлениями. Проанализированы различные частные случаи искривленных систем.

В последнее время быстрый технологический прогресс позволил создать различные низкоразмерные системы сложной геометрической формы [177]- [180], такие как свитки, кольца, спирали и другие структуры. Это обусловило возобновление интереса к теоретическому исследованию искривленных низкоразмерных систем.

Выводу общего вида гамильтониана искривленных низкоразмерных систем посвящено большое количество работ. Электронные состояния в искривленных низкоразмерных системах изучались как теоретически, так и экспериментально (см., например, [181–186], [188–190]).

Понижение размерности системы за счет ограничения движения электрона по одной или нескольким координатам приводит к поперечному квантованию состояний электронов. В энергетической шкале, в первую очередь, это сказывается в возникновении поперечных уровней движения электронов. Если система неоднородна, то поперечные уровни начинают зависеть от продольной координаты. Такое пред-

ставление адекватно, если характерный размер неоднородности велик по сравнению с толщиной слоя или квантовой проволоки. Подобное адиабатическое квантование можно применить к искривленным низкоразмерным системам. Под таковыми мы понимаем системы, локально совпадающие с соответствующими плоскими двумерными или прямолинейными одномерными. Можно рассмотреть условно "равноширинное" квантование – систему, имеющую одинаковый в каждом сечении потенциал, ограничивающий поперечное движение.

Рассматриваемые системы имеют аналог в общей теории относительности, базирующейся на локальной лоренц-инвариантности системы. Более того, ряд теорий рассматривает физические поля как следствие введения дополнительных координат в системе, по которым происходит потом компактизация, квантование. В нашем случае происходит понижение размерности системы от трех до двух- или одномерной. Подобно общей теории относительности, уравнения движения электронов нужно описывать в рамках криволинейной геометрии.

Если бы движение электрона было происходило строго по поверхности или кривой линии, то его можно было бы описать с помощью соответствующего преобразования двумерного или одномерного свободного уравнения Шредингера к криволинейным координатам.

Даже классическое движение по криволинейной поверхности обладает рядом интересных особенностей. В отсутствие геометрического потенциала и внешних полей, частица движется по геодезической. В частности, для сферической поверхности, где геометрический потенциал постоянен, геодезические являются большими окружностями. Все геодезические, выходящие из одной точки, пересекаются в противоположной точке – поверхность работает как идеальная линза. Идеальной линзой является и полусфера.

Учет конечности толщины поверхностного слоя или квантовой проволоки приводит к изменению гамильтониана. В первую очередь, квантование поперечных состояний приводит к большим вкладам в энергию, пропорциональным $1/d^2$. Если устремить толщину d к нулю, то эти вклады растут, в то время как кинетическая энергия продольного движения может оставаться конечной. Однако, при постоян-

стве поперечных характеристик конформного потенциала и состояний вдоль поверхности, эти вклады тоже постоянны и могут быть исключены сдвижкой энергии. Наличие искривления приводит к дополнительным вкладам в энергию, которые оставаясь, с одной стороны, малыми по сравнению с энергией квантования, оказываются сравнимыми с продольной кинетической энергией. Наиболее известным вкладом является геометрический потенциал, не зависящий от характеристики поперечного потенциала и от структуры поперечного состояния. Поскольку это величина локальная, то она может определяться только локальными геометрическими характеристиками искривленной системы. По размерности, геометрический потенциал может быть только пропорционален второй степени кривизны системы. Если продольная кинетическая энергия электрона мала по сравнению с уровнями поперечного квантования, то геометрический потенциал является основным следствием кривизны системы. Если же кинетическая энергия электрона сравнима или превышает уровни поперечного квантования, то может повлиять другой фактор – центробежное смещение электрона к внешней стороне квантовой ямы, которое дает вклад в энергию пропорциональный кривизне, кинетической энергии и обратно пропорциональный толщине слоя.

Разница искривленных физических одномерных систем от двумерных состоит в необходимости учитывать их поперечную геометрию (форму поперечного сечения). Поскольку поперечное сечение может испытывать поворот вдоль проволоки, локальный одномерный гамильтониан системы должен определяться как локальной кривизной системы, так и закрученностью проволоки вдоль ее оси.

Для построения гамильтониана использовалось адиабатическое приближение по медленности изменения направляющих векторов системы. Характерными параметрами адиабатичности являются произведения кривизны и кручения на толщину. Рассмотрены квантовые проволоки постоянного сечения как круговой, так и некруговой симметрии. Показано, что электронный гамильтониан включает в себя кривизну и кручение проволоки. Рассмотрение не ограничивалось нерелятивистским случаем, а включало также спин-орбитальное взаимодействие. Показано, что при распространении электрона вдоль криволинейной системы происходит взаимодействие спина с

локальными направляющими векторами, приводящее к повороту электронного спина. Найдены состояния в некоторых частных случаях квантовых проволок.

Гамильтониан для криволинейной квантовой проволоки

Далее рассмотрим движение электронов с квадратичным и изотропным спектром в изогнутой и/или скрученной квантовой проволоке. В пренебрежение толщиной проволока задается уравнением

$$\mathbf{r} = \mathbf{a}(q_3), \quad (5.1)$$

В качестве q_3 выбрана длина дуги вдоль этой кривой. Однако для учета формы проволоки такого одномерного описания мало. Если учесть конечность толщины, уравнение (5.1) определяет только некоторую среднюю линию, проходящую внутри проволоки вдоль нее.

Рассматриваемую систему можно представить себе как однородную прямолинейную проволоку с поперечным сечением произвольной формы, которую закрутили вдоль оси и/или изогнули. Причем мы будем считать изгиб и кручение проволоки произвольным образом зависящим от q_3 . Математически проволоку можно задать как геометрическое место точек, образованное плоской фигурой при ее движении вдоль кривой, причем:

1. ее плоскость остается нормальной к кривой в точках их пересечения и
2. кривая пересекает фигуру в одной и той же точке фигуры.

В общем случае мы будем ограничивать движение электронов поперек проволоки произвольным, не обязательно жестким, потенциалом $U(\mathbf{r})$. Потенциал, отвечающий нашим предположениям, должен одинаково зависеть от поперечных по отношению к кривой локальных координат в любом сечении, с точностью до поворота системы координат вокруг касательной к кривой. Мы выберем систему координат (криволинейных), чтобы в ней потенциал не зависел от q_3 . Введем подвижный репер кривой из касательной $\mathbf{t}(q_3) = \partial_3 \mathbf{a}$, нормали $\mathbf{n}(q_3) = \partial_3 \mathbf{t} / |\partial_3 \mathbf{t}|$ и бинормали $\mathbf{b}(q_3) = \mathbf{t} \times \mathbf{n}$ и связанные с ним вектора

$$\mathbf{n}_1 = \mathbf{n} \cos \phi - \mathbf{b} \sin \phi, \quad \mathbf{n}_2 = \mathbf{n} \sin \phi + \mathbf{b} \cos \phi. \quad (5.2)$$

Здесь $\phi(q_3)$ – угол поворота поперечного сечения вокруг \mathbf{t} . Мы определим новые координаты соотношением:

$$\mathbf{r}(\mathbf{q}) = \mathbf{a}(q_3) + q_1 \mathbf{n}_1 + q_2 \mathbf{n}_2. \quad (5.3)$$

В координатах q_i поперечный потенциал имеет вид $U = U(\mathbf{q}_\perp)$, где $\mathbf{q}_\perp = (q_1, q_2)$.

Мы будем считать толщину проволоки малой по сравнению с радиусом ее кривизны. Кроме того, будет полагаться малым произведение внутреннего кручения проволоки $\omega \equiv \partial_3 \phi$ на ее толщину. Эти параметры определяют адиабатичность движения электрона по проволоке: при продольном движении электроны сохраняют номер подзоны поперечного квантования.

Проведем разложение волновой функции Φ по поперечным состояниям в проволоке $\phi_n(\mathbf{q}_\perp)$

$$\Phi(\mathbf{q}) = \frac{1}{(G)^{1/4}} \sum_n \phi_n(\mathbf{q}_\perp) \psi_n(q_3), \quad (5.4)$$

которые удовлетворяют уравнению

$$\left(\frac{\mathbf{p}_\perp^2}{2\mu} + U \right) \psi_n = E_n \psi_n, \quad (5.5)$$

где E_n – энергия поперечного состояния в проволоке.

Рассмотрим невырожденный спектр поперечных состояний. Будем искать состояния, формирующиеся из некоторого поперечного состояния n , считая все остальные $\psi_{n'}$ при $n' \neq n$ малыми по сравнению с ψ_n . В результате находим эффективный гамильтониан

$$h_n \psi_n \equiv \left[\frac{p^2}{2m} - \overbrace{\frac{\varpi^2(q)}{8m}}^a + \overbrace{\frac{1}{2m} \beta_n \zeta^2(q)}^b + \overbrace{\frac{1}{m} \{\varpi \mathbf{1}, p^2\}(\mathbf{q}_\perp)_{nn}}^c \right] \psi_n = (E - E_n) \psi_n. \quad (5.6)$$

Здесь $\beta_n = (M^2)_{nn}$. Слагаемое а) представляет геометрический потенциал, выраженный через кривизну кривой ϖ ; как видно из (5.6), он не зависит от структуры потенциала конфайнмента. Геометрический потенциал содержит постоянную Планка и в чисто классическом приближении обращается в ноль.

Слагаемое б) определяется кручением кривой и ее поперечного сечения

Слагаемое в) связано с центробежной силой – электрон,двигающийся по вдоль криволинейной поверхности, смещается к внешней стороне потенциальной ямы; если потенциальная яма асимметрична, то это изменяет его потенциальную энергию

пропорционально центробежной силе. При малой продольной кинетической энергии вклад от с) пренебрежим по сравнению с геометрическим потенциалом, однако при большой кинетической энергии он может стать основным фактором, влияющим на продольное движение (в частности, в классике, отклоняющем траектории от геодезических).

Константа β_n для конкретных потенциалов квантовой проволоки

Рассмотрим типичные потенциалы $U(\mathbf{q}_\perp)$.

1. Прямоугольный ящик $-a_i/2 < q_i < a_i/2$ с твердыми стенками. Поперечные состояния ($n = (n_1, n_2)$, характеризуются двумя числами $n_{1,2} = 1, 2, \dots$), а $E_n = \pi^2(n_1^2/a_1^2 + n_2^2/a_2^2)/2\mu$. Для коэффициента β_n находим

$$\beta_n = \frac{1}{12} \left[\pi^2 \left((\epsilon n_1)^2 + \left(\frac{n_2}{\epsilon} \right)^2 \right) - 6 \left(\left(\frac{\epsilon n_1}{n_2} \right)^2 + \left(\frac{n_2}{\epsilon n_1} \right)^2 \right) \right], \quad (5.7)$$

где $\epsilon = a_2/a_1$ – отношение сторон прямоугольника, $C(n_1, n'_1) = (1 - (-1)^{(n_1+n'_1)})/2$.

2. Параболический потенциал вида $U(\mathbf{q}_\perp) = \mu(\omega_1^2 q_1^2 + \omega_2^2 q_2^2)/2$. Теперь $E_n = \omega_1(n_1 + 1/2) + \omega_2(n_2 + 1/2)$; $n_{1,2} = 0, 1, 2, \dots$. Для β_n , γ_n находим:

$$\beta_n = \frac{1}{4\omega_1\omega_2} [(2n_1 + 1)(2n_2 + 1)(\omega_1^2 + \omega_2^2) - 2\omega_1\omega_2], \quad (5.8)$$

Учет спина

В рамках диссертации я ограничился нерелятивистским случаем. В работе [A23, A24, 259] мы нашли также гамильтониан спин-орбитального взаимодействия электронов с кривизной в криволинейных системах. Следствия этого гамильтониана в одномерной искривленной квантовой проволоке рассмотрены в следующих разделах диссертации.

Учет внешнего электромагнитного поля

Из градиентной инвариантности следует, что в пренебрежение толщиной учет внешнего электромагнитного поля можно произвести, спроектировав вектор-потенциал \mathbf{A}

на направление проволоки $\mathbf{t}(q)$ и добавив эту проекцию к импульсу вдоль проволоки:
 $p \rightarrow p + eA_{\mathbf{t}}/c = p + e(\mathbf{A}\mathbf{t})/c$.

Поглощение света в спиральной квантовой проволоке

В качестве примера существенного влияния формы низкоразмерного объекта на физические свойства рассмотрим поглощение света в тонкой спиральной квантовой проволоке постоянного сечения, описываемой уравнением

$$\mathbf{r} = \mathbf{a}(q) \equiv (R \cos kq, R \sin kq, \eta q) \quad (5.9)$$

Здесь R – радиус спирали, q – координата вдоль проволоки, знак k определяет направление спирали $\xi = \pm 1$ (плюс соответствует левой спирали), длина витка спирали равна $2\pi/|k|$, η – отношение шага спирали к длине ее витка; ось спирали направлена вдоль z (см. рис.25).

Гамильтониан искривленной квантовой проволоки постоянного сечения в отсутствие внешнего поля был выведен в общем виде в [A23, A24]. Для спиральной геометрии (5.9) в пренебрежение спином и постоянным сдвигом дна зоны, связанным с кривизной и кручением, электроны описываются обычным квадратичным одномерным гамильтонианом $H = p^2/2m$, где $p = -i\partial/\partial q$ – оператор импульса электрона вдоль проволоки. При наличии внешнего электромагнитного поля \mathbf{A} градиентное преобразование гамильтониана приводит к замене импульса на $p + e/cA_{\mathbf{t}}$, где $A_{\mathbf{t}}$ – проекция вектор-потенциала на касательную к квантовой проволоке с ортом $\mathbf{t}(q) = (-kR \sin kq, kR \cos kq, \eta)$. Подчеркнем, что в настоящей работе мы будем пренебрегать переходами между поперечными состояниями электронов в проволоке. Далее полагаем $\hbar = 1$.

Мы будем рассматривать спиральную квантовую проволоку во внешнем однородном переменном электрическом поле $\mathbf{E}(t) = \text{Re}(\mathbf{E}_0 e^{-i\omega t})$, пренебрегая волновым вектором волны \mathbf{K} . На электроны в проволоке действует только тангенциальная компонента поля

$$E_{\mathbf{t}} = -\dot{A}_{\mathbf{t}}/c = \text{Re}(kR(-E_{0,x} \sin kq + E_{0,y} \cos kq) + \eta E_{0,z})e^{-i\omega t}.$$

Таким образом, с точки зрения одномерного гамильтониана, поля E_x и E_y создают действующие на электрон волны с волновым вектором k , а E_z – однородное поле вдоль спирали. Для свободного электромагнитного поля оптических или меньших частот исходный волновой вектор волны мал; в то же время волновой вектор спирали k может быть сделан достаточно большим, в частности, сравнимым с фермиевским импульсом электронов. В результате процесс поглощения света оказывается разрешенным даже для свободного электрона.

Динамический ток, возникающий под действием поля, разбивается на вклады от соответствующих пространственных гармоник:

$$J(q, t) = \text{Re}((kR\sigma(\omega, k)(-E_{0,x} \sin kq + E_{0,y} \cos kq) + \eta\sigma(\omega, 0)E_{0,z})e^{-i\omega t}). \quad (5.10)$$

Здесь $\sigma(\omega, k) = \sigma(\omega, -k)$ – динамическая проводимость одномерной системы с учетом пространственной дисперсии, которая описывается формулой Кубо

$$\sigma(\omega, k) = \frac{2e^2}{m^2L} \sum_{p,p'} \frac{f(\varepsilon) - f(\varepsilon')}{\varepsilon' - \varepsilon} |(\mathcal{U})_{p,p'}|^2 \frac{1}{\delta + i(\varepsilon - \varepsilon' - \omega)}, \quad (5.11)$$

где $\varepsilon = p^2/2m$ – энергия электрона, $f(\varepsilon)$ – функция Ферми, $\mathcal{U} = \{p, e^{ikq}\}$ (фигурные скобки обозначают операцию симметризации), L – полная длина спирали, δ – темп включения поля. Пренебрегая рассеянием электронов, для действительной части проводимости получаем

$$\text{Re } \sigma(\omega, k) = \frac{4e^2m\omega}{|k|^3} \left[f\left(\frac{(k^2 - 2m\omega)^2}{8mk^2}\right) - f\left(\frac{(k^2 + 2m\omega)^2}{8mk^2}\right) \right] \quad (5.12)$$

Средняя по времени поглощаемая мощность волны с амплитудой E_0 , распространяющейся вдоль оси спирали, равна в случае линейной поляризации $\text{Re}(\sigma)k^2R^2E_0^2/4$, а в случае циркулярной поляризации – удвоенному этому значению. При низкой температуре поглощение в вырожденном электронном газе отлично от нуля в полосе частот $|p_F|k| - k^2/2| < m\omega < (p_F|k| + k^2/2)$, определяемой законами сохранения энергии и импульса. При малом k полоса поглощения сжимается к частоте $\omega = |k|v_F$.

Разберем физическую причину поглощения на свободных носителях. Спиральная геометрия квантовой проволоки приводит к искусственному увеличению волно-

вого вектора волны. При освещении квантовой проволоки вдоль оси циркулярно-поляризованным светом электромагнитное поле с точки зрения электрона, движущегося по проволоке, представляет собой бегущую волну с длиной, совпадающей с периодом спирали. Импульс, передаваемый от света электрону, делает разрешенными переходы между состояниями свободного электрона, что приводит к бесстолкновительному поглощению электромагнитного поля.

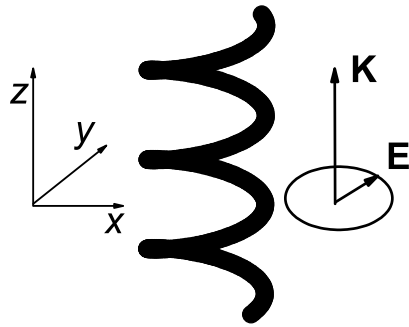


Рис. 25. Спиральная квантовая проволока.

§2. Оптические и фотоэлектрические свойства спиральных квантовых проволок

Все другие изученные в диссертации случаи возникновения фототока обусловлены совместным действием переменного электромагнитного поля и рассеяния электронов. В настоящем параграфе рассмотрено возникновение стационарного тока в спиральной квантовой проволоке под действием циркулярно-поляризованного света. Эффект связан с возникновением в системе координат, связанной с проволокой, бегущей электромагнитной волны с длиной волны, определяемой периодом спирали. Ток вызван передачей электронам эффективного импульса (волнового вектора) волны, то есть попадает под определение эффекта фотонного увлечения. Однако период волны искусственно навязан средой, точнее ориентацией среды (направления квантовой проволоки) относительно поляризации волны. Наличие спиральной симметрии приводит также к гиротропии среды из параллельных квантовых проволок.

Рассматриваются спиральные квантовые проволоки типа изображенной на Рис. 25 и однородная среда из таких параллельных квантовых проволок.

Симметрия спирали допускает существование антисимметричного тензора третьего ранга. Физически такой тензор соответствует преобразованию вращения в поступательное движение. Если под вращением понимать круговую поляризацию электромагнитной волны, поглощаемой в среде, а под поступательным движением – электронный ток, то отсюда следует возможность возникновения стационарного тока в спиральной квантовой проволоке под действием света – циркулярного фотогальванического эффекта [16]. Аналогичный тензор определяет гиротропию среды, ”построенной” из таких проволок.

В оптической и инфракрасной области частот импульс фотона обычно имеет малую величину по сравнению с электронным. Поэтому в теории фотогальванического эффекта этим импульсом, как правило, пренебрегают. Исключение составляют эффекты, прямо связанные с импульсом фотона - увлечение электрона фотонами, в том числе, резонансное увлечение, для которого импульс фотона играет роль спускового крючка, в то время как электрон получает свой импульс от третьего тела. В рас-

смаатриваемой задаче бегущая вдоль проволоки волна передает электрону импульс. В результате изменения импульса электрона в системе возникает стационарный ток. В классическом пределе стационарный ток объясняется ускорением электронов, движущихся с фазовой скоростью волны.

Гиротропия молекулярных систем - сред, состоящих из органических хиральных молекул изучалась более столетия. Такими средами являются, в частности, растворы белков и ДНК (см., например, [193]). Другой хорошо известный пример сред, обладающих геометрически наведенной гиротропией - холестерические жидкие кристаллы (см., например, [194]).

Для вычисления стационарного тока мы воспользовались как формулой Кубо для нелинейного отклика второго порядка, так и классическим кинетическим уравнением. В приближении постоянного времени релаксации в области частот, превышающих время релаксации τ , удается свести стационарный ток к динамической проводимости

$$J_0 = -\frac{e}{4m\omega} \zeta \xi \tau |k| \operatorname{Re} [\sigma(\omega, k)] (1 - \eta^2) E_0^2. \quad (5.13)$$

В пределе низкой температуры зависимость тока от частоты представляет прямоугольный пик $|p_F |k| - k^2/2| < m\omega < (p_F |k| + k^2/2)$. Знак тока определяется произведением направления круговой поляризации $\zeta = \pm 1$, на ξ т.е. смена направления поляризации или спирали меняет знак тока. При $k \rightarrow 0$ ширина пика стремится к нулю быстрее, чем положение, т.е. пик становится бесконечно-узким.

В классическом пределе $k \ll p_F$, $\omega \ll \varepsilon_F$ более аккуратное приближение, учитывая, в частности, энергетическую зависимость времени релаксации, можно получить в рамках кинетического уравнения. В предположении об упругости столкновений электронов с примесями для стационарного тока вдоль проволоки находим

$$J_0 = -\frac{e}{\pi} \int dp v f_-(p) = \frac{2e^3 \zeta \xi |k|}{\pi m^2} (1 - \eta^2) E_0^2 \int dp \frac{\omega \tau}{(\omega^2 - k^2 v^2)^2 \tau^2 + \omega^2} \varepsilon \frac{\partial(\tau \varepsilon)}{\partial \varepsilon} \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \quad (5.14)$$

При $\tau \rightarrow \infty$ ток имеет резонанс по частоте при совпадении фермиевской скорости электронов v_F с фазовой скоростью волны $s = \xi \zeta \omega / |k|$. Резонанс связан с тем, что постоянное ускорение на гребне волны разгоняет электроны. Этот вклад, комбинируясь с вкладом упруго рассеянных электронов, создает постоянный ток в направлении

фазовой скорости волны.

В этом пределе при постоянном времени релаксации формула (5.14) совпадает с (5.13). Вне резонанса,

$$J_0 \sim k/\omega^3 \text{ при } \omega \gg |k|v_F, \quad \omega\tau \gg 1,$$

$$J_0 \sim k\tau^2/\omega \text{ при } \omega \gg |k|v_F, \quad \omega\tau \ll 1 \text{ или при } \omega \ll |k|v_F, \quad k^2v_F^2\tau \ll \omega,$$

$$J_0 \sim \omega/k^3v_F^4 \text{ при } \omega \ll |k|v_F, \quad k^2v_F^2\tau \gg \omega.$$

При $\omega \rightarrow 0$ или $k \rightarrow 0$ ток стремится к нулю.

Подчеркнем, что наше рассмотрение фотогальванического эффекта ограничивалось кинетическим подходом и пренебрегало локализацией состояний в одномерной системе. Это справедливо, если локализация разрушается сбоем фазы, в частности, если время сбоя фазы становится сравнимо с τ (например, в ограниченной системе) или меньше него.

Рассмотрен также предел сильного поля волны. В этом пределе электроны группируются в минимумах волны и движутся с ее скоростью. В результате, постоянный ток равен

$$J_0 = -en_e s, \tag{5.15}$$

где под n_e понимается средняя линейная плотность электронов. Это выражение перестает зависеть от электрического поля и релаксации электронов.

Этот результат остается справедливым и тогда, когда потенциал волны перестает быть классическим для электронов, поскольку волна образует движущуюся периодическую решетку для электронов, в которой устанавливается квазиравновесное состояние электронного газа, перемещающегося вместе с волной.

Помимо рассмотренных задач, была изучена геометрически-наведенная гиротропия трехмерной среды, состоящей из одинаковых параллельных спиральных квантовых проволок. На формальном языке, симметрия однородной среды, составленной из спиралей, допускает возможность существования антисимметричного тензора третьего ранга $\gamma_{ijk} = -\gamma_{jik}$, возникающего при разложении пространственно-диспергирующей диэлектрической проницаемости $\varepsilon_{ij}(\mathbf{K})$ по волновому вектору электромагнитного поля \mathbf{K} :

$$\varepsilon_{ij}(\mathbf{K}) = \varepsilon_{ij}(0) + i\gamma_{ijk}K_k + \dots$$

Однородная среда, содержащая спирали, обладает симметрией D_∞ , для которой тензор γ_{ijk} имеет только две независимые компоненты γ_{xyz} и $\gamma_{yxz} = -\gamma_{xzy}$:

$$\gamma_{yxz} = -\gamma_{xzy} = 2in \frac{\pi}{\omega k} \eta(1 - \eta^2)(\sigma(\omega, k) - \sigma(\omega, 0)). \quad (5.16)$$

Формулы (20) и (24), вместе с выражением (3) определяют гиротропию системы. Очевидно, что круговой дихроизм и вращение плоскости поляризации усиливаются в окрестности резонанса.

§3. Подавление эффектов спин-орбитального взаимодействия в одномерной системе.

Спин-орбитальное (СО) взаимодействие лежит в основе различных способов спинового контроля за счет того, что оно порождает связь трансляционной и спиновой степеней свободы. Изучались такие эффекты, как спин-гальванический эффект [244], спиновая поляризация [227] и спиновый ток [228] под действием постоянного электрического поля, спиновая поляризация под действием электромагнитной волны [230]. Одномерная система представлялась более удобным объектом для спиновой поляризации из-за наличия всего двух направлений импульса электрона, и соответственно, единственной предпочтительной оси квантования спина. Это стимулировало нас к рассмотрению одномерной задачи, длительно рассматривавшейся в применении к 2D системе.

Поскольку довольно быстро было обнаружено, что простейший гамильтониан Рашба в одномерной системе не приводит к спиновой поляризации, был рассмотрен одномерный гамильтониан

$$\mathcal{H} = \frac{p^2}{2m} + V(x) + \mathcal{H}_{SO} \quad (5.17)$$

с СО взаимодействием самого общего вида

$$\mathcal{H}_{SO} = \{(\mathbf{a}(x)\boldsymbol{\sigma}), p\}, \quad (5.18)$$

где $\boldsymbol{\sigma}$ – матрицы Паули, фигурные скобки обозначают процедуру симметризации, вектор $\mathbf{a}(x)$ является произвольной функцией координаты x вдоль проволоки. Такой гамильтониан возникает в различных моделях, описывающих СО взаимодействие в одномерных системах. В частности, он следует из одномерного квантования двумерного гамильтониан Рашба [231], [232]

$$\hat{\mathcal{H}}_{SO} = \alpha_R(\boldsymbol{\sigma}[\mathbf{p} \times \mathbf{n}]), \quad (5.19)$$

где \mathbf{p} двумерный импульс электрона, \mathbf{n} нормаль к плоскости системы (вдоль оси z), x – направление проволоки. Более общую форму (5.18) гамильтониан принимает для криволинейной проволоки. Такой же гамильтониан возникает при квантовании

трехмерного гамильтониан СО взаимодействия Дрессельхауз. Другим примером является СО взаимодействие, индуцированное самой кривизной [A24]. В общем случае гамильтониан (5.18) не сохраняет спин и, следовательно, в рамках его можно ожидать всех указанных спиновых эффектов. Однако, мы показали, что эти эффекты в рамках гамильтониана (5.18) отсутствуют.

Доказательство основывается на унитарном преобразовании вида:

$$U(x) = T_x(\exp(-i \int_0^x dx(\mathbf{a}(x)\boldsymbol{\sigma}))). \quad (5.20)$$

Здесь T_x обозначает оператор координатного упорядочения, размещающий все стоящие за ним операторы в направлении убывания координаты x_k . Унитарное преобразование исключает из гамильтониана спин электрона:

$$\mathcal{H}' = U^{-1}\mathcal{H}U = \frac{p^2}{2m} + V(x) - \frac{a^2(x)}{2}. \quad (5.21)$$

Были рассмотрены различные задачи, касающиеся возможности управления спинами электронов при распространении электрона вдоль квантовой проволоки. Одним из эффектов является возникновение спиновой поляризации при пропускании тока через квантовую проволоку. Потенциальная применимость этого эффекта в спиновой электронике состоит в возможности электрически ориентировать электронные спины. Другой эффект состоит в поглощении света при оптических переходах между состояниями с противоположными электронными спинами, что позволяло бы ориентировать электронные спины оптическим путем. Третий изучаемый эффект – спингальванический эффект, то есть возникновение электрического тока под действием предварительно вызванной ориентации электронов по спинам, который потенциально позволяет ”считывать” спиновое состояние электронов, переводя его в электрический сигнал. В задаче об оптических переходах пренебрегалось непосредственным воздействием магнитного поля электромагнитной волны на электронные спины.

Прямым следствием преобразования 5.20 является исключение спина электрона из различных откликов одномерного проводника. Это означает подавление спин-орбитального взаимодействия при понижении размерности системы до одномерной, что приводит к исчезновению таких эффектов, как фотогальванический

эффект на спиновых переходах, поглощение света при спиновых переходах, спин-гальванический эффект, поляризация электронных спинов под действием электрического поля. В этом смысле одномерные системы подходят, скорее, для сохранения спина электрона, чем для управления им.

Нами был рассмотрен фотогальванический эффект на спиновых переходах, обусловленный включением взаимодействия магнитного поля электромагнитной волны с электронным спином. Рассматриваемая система представляет собой спиральную квантовую проволоку, изображенную на рисунке 25. Считается, что свет циркулярно поляризован в плоскости (x, y) .

Ранее фотогальванический эффект был изучен в разделе 22 в пренебрежение спиновыми эффектами. Для случая переходов с переворотом спина ток определяется выражением

$$J_{PG} = \frac{1}{8} e \tau (g \mu_B)^2 \xi \operatorname{Im}[\mathbf{B}_0, \mathbf{B}_0^*]_z \left[f\left(\frac{2m\omega - C^2}{2C}\right) - f\left(\frac{2m\omega + C^2}{2C}\right) \right], \quad (5.22)$$

где

$$C = 2m\alpha A_{11} \frac{1}{R} R^2 |k|^3. \quad (5.23)$$

Ток существует в узкой области частот, соответствующей разрешенным переходам с переворотом спина. В отсутствие СО взаимодействия это окно сжимается до нуля, в то время как амплитуда сигнала остается постоянной. Таким образом прямое взаимодействие спина с магнитным полем волны приводит к наличию спин-управляемого трансляционного эффекта.

Часть VI

Квантовые насосы на основе нуль-мерных структур.

§1. Теория одномерного квантового насоса на основе двухбарьерной структуры

Квантовый насос представляет собой прибор, генерирующий постоянный ток при нулевом смещении. Причиной тока является переменное внешнее поле, позволяющее локально менять параметры системы.

Квантовый насос, в сущности, аналогичен различным вариантам фотогальванического эффекта (ФГЭ), достаточно подробно изучавшимся, в основном, в отечественной литературе, начиная с 80 годов. Различие состоит в том, что под фотогальваническим эффектом чаще понимают постоянный ток в однородной макроскопической среде (исключение - мезоскопический ФГЭ), в то время как под насосом понимают объект микроскопических размеров. С точки зрения феноменологии, ничего необычного в появлении постоянного тока в насосе нет - в принципе, любой асимметричный микроконтакт может выпрямлять переменное напряжение. Однако рассмотрение адиабатического транспорта в квантовом объекте приводит к новому явлению - квантованию транспорта заряда [250].

В последнее время произошел бурный всплеск числа работ, посвященных физике квантовых насосов, как теоретических [196]- [206] так и экспериментальных ([207]- [210]). Важную роль квантовые насосы играют в биологии: механизм Таулесса применялся к объяснению активного переноса ионов через клеточную мембрану [211].

В работе в качестве модели насоса рассматривается одномерная система с по-

тенциалом (см. рис. 26):

$$U(x) = (u_1 + v_1(t))\delta(x + d) + (u_2 + v_2(t))\delta(x - d). \quad (6.1)$$

Здесь и далее u и v измеряются в единицах \hbar/md , импульс p в единицах \hbar/d , энергия E - в единицах $\hbar^2/2md^2$, частота - в единицах $\hbar/2md^2$. При положительных u_1 и u_2 в отсутствие переменного сигнала это система с двумя барьерами, при отрицательных - с двумя ямами. Электронный газ в областях $x < -d$ и $x > d$ считается равновесным, а функциями распределения одинаковыми. Переменный сигнал предполагается гармоническим: $v_1(t) = v_1 \sin(\omega t)$, $v_2(t) = v_2 \sin(\omega t + \varphi)$. Задача заключается в нахождении постоянного тока, вызванного переменным полем. Такая модель использовалась, в частности, в работе [212], но не была подробно исследована. Между тем, рассматриваемый потенциал, несмотря на свою простоту, из-за четырех входящих независимых параметров, приводит к большому разнообразию возможных поведений решения, исследование которых являлось целью работы.

Постоянный ток может возникать только при асимметрии системы. Для этого должно быть выполнено хотя бы одно из условий $u_1 \neq u_2$, $v_1 \neq v_2$ или $\varphi \neq 0$. Макроскопическими аналогами этим случаям выступают линейный фотогальванический эффект в полярной среде (причина - наличие в среде полярного вектора, аналог - выделенное направление от u_1 к u_2), поверхностный ФГЭ (причина - неоднородность электромагнитного поля, аналог - отличие v_1 от v_2) и циркулярный ФГЭ (причина - сдвиг фазы между разными декартовыми компонентами поляризации, здесь - сдвиг фазы между $v_1(t)$ и $v_2(t)$), соответственно.

Решение уравнения Шредингера с потенциалом (6.1) искалось в виде:

$$\Psi = \sum_n e^{-i(E+n\omega)t} \times \begin{cases} \delta_{n,0}e^{ip_n x/d} + r_n e^{-ip_n x/d} & \text{при } x < -d, \\ a_n e^{ip_n x/d} + b_n e^{-ip_n x/d} & \text{при } -d < x < d, \\ t_n e^{ip_n x/d} & \text{при } x > d. \end{cases} \quad (6.2)$$

Здесь $p_n = \sqrt{p^2 + n\omega}$, $p = \sqrt{E}$. Волновая функция (6.2) соответствует одной волне, падающей на барьер слева. (В конечных формулах мы будем помечать значками "→" и "←" решения для задач с волной, падающей слева и справа, соответственно.) Величины t_n и r_n дают амплитуды прохождения (отражения) с поглощением (при

$n > 0$) или излучением (при $n < 0$) n квантов переменного поля, t_0 определяет амплитуду упругого процесса. Если p_n становятся мнимым, то волны, уходящие от барьеров, нужно считать затухающими. Это означает, что $\text{Im}p_n > 0$.

Для амплитуд прохождения $t_n = e^{-i(p+p_n)}T_n^{\rightarrow}$ слева направо получаем

$$\begin{aligned} v_1 v_2 g_{n-1} e^{-i\varphi} T_{n-2}^{\rightarrow} - i [v_1 S_{n-1} + v_2 V_n e^{-i\varphi}] T_{n-1}^{\rightarrow} - [2W_n + \\ + v_1 v_2 (g_{n-1} e^{i\varphi} + g_{n+1} e^{-i\varphi})] T_n^{\rightarrow} + i [v_1 S_{n+1} + v_2 V_n e^{i\varphi}] T_{n+1}^{\rightarrow} + v_1 v_2 g_{n+1} e^{i\varphi} T_{n+2}^{\rightarrow} = 2ip\delta_{n,0}. \end{aligned} \quad (6.3)$$

Здесь

$$S_n = 2u_2 g_n + e^{-2ip_n}, \quad V_n = 2u_1 g_n + e^{-2ip_n}, \quad (6.4)$$

$$W_n = 2u_1 u_2 g_n + (u_1 + u_2 - ip_n) e^{-2ip_n}, \quad g_n = \sin 2p_n / p_n. \quad (6.5)$$

Уравнение для амплитуды прохождения T_n^{\leftarrow} при падении волны справа имеет вид

$$\begin{aligned} v_1 v_2 g_{n-1} e^{-i\varphi} T_{n-2}^{\leftarrow} - i [v_1 S_n + v_2 V_{n-1} e^{-i\varphi}] T_{n-1}^{\leftarrow} - [2W_n + \\ + v_1 v_2 (g_{n-1} e^{-i\varphi} + g_{n+1} e^{i\varphi})] T_n^{\leftarrow} + i [v_1 S_n + v_2 V_{n+1} e^{i\varphi}] T_{n+1}^{\leftarrow} + v_1 v_2 g_{n+1} e^{i\varphi} T_{n+2}^{\leftarrow} = 2ip\delta_{n,0}. \end{aligned} \quad (6.6)$$

При условии, что электроны справа и слева от контакта равновесны и имеют одинаковые химические потенциалы, постоянный ток можно выразить через вероятность прохождения

$$J = \frac{e}{\pi\hbar} \int dE \sum_n (|T_n^{\rightarrow}|^2 - |T_n^{\leftarrow}|^2) f(E) \theta(E + n\omega). \quad (6.7)$$

Здесь $f(E)$ - фермиевская функция распределения.

При низкой температуре величину тока удобно продифференцировать по химическому потенциалу μ :

$$\mathcal{G} = e \frac{\partial}{\partial \mu} J = G_0 \sum_n \theta(\mu + n\omega) (|T_n^{\rightarrow}|^2 - |T_n^{\leftarrow}|^2)_{p=p_F}. \quad (6.8)$$

Здесь $G_0 = 2e^2/h$ - квант кондактанса, p_F - импульс Ферми. Получившаяся величина \mathcal{G} имеет размерность кондактанса. Ее можно трактовать как двухтерминальный фотокондактанс (кондактанс при одновременном изменении напряжения на обоих контактах).

Исходный потенциал (6.1) имеет симметрию относительно изменения знака координаты с одновременной заменой $u_1, v_1 \leftrightarrow u_2, v_2$ и $\varphi \leftrightarrow -\varphi$ и сдвижкой по времени на $-\varphi/\omega$. Из этого следует, что коэффициенты прохождения справа $|T_n^-|^2$ и слева $|T_n^+|^2$ должны превращаться друг в друга при одновременной замене $u_1, v_1 \leftrightarrow u_2, v_2$ и $\varphi \leftrightarrow -\varphi$.

Обратимость времени диктует соотношение между матрицами прохождения справа и слева для прямого и обращенного по времени переменных сигналов $p \rightarrow -p$, $T \rightarrow T^*$, $v_1(t) \rightarrow v_1(-t)$, $v_2(t) \rightarrow v_2(-t)$. В отсутствие переменного сигнала при прохождении p сохраняется, и вероятности прохождения слева и справа совпадают. Возбуждение одной δ -функцией ($v_2 = 0$) с гармоническим сигналом является четным по времени и, следовательно, сохраняет это свойство симметрии для канала перехода без изменения энергии $n = 0$. То же справедливо и при синхронных сигналах. Однако при наличии сдвига фаз канал перехода без изменения энергии оказывается уже несимметричным. В рамках теории возмущений по внешнему сигналу это означает, что поправка к вероятности прохождения с сохранением энергии (асимметричная) начинается со слагаемого, пропорционального $v_1 v_2$.

В отличие от фотогальванического эффекта, в данной постановке было проведено исследование не только в режиме слабого сигнала, но и при конечной его амплитуде. В пределе слабого переменного сигнала $v_1, v_2 \ll u_1, u_2$ были получены аналитические формулы для тока. Помимо этого случая, удастся аналитически исследовать различные резонансные случаи. В общем виде задача изучалась с помощью компьютерного расчета. Результаты представлены на рис. 26-33.

Ток определяется поправками $T_{\pm 1}$, связанными реальными процессами испускания-поглощения одного фотона. Кроме того, имеется поправка и в T_0 , обусловленная влиянием виртуального однофотонного процесса на безизлучательный канал. Помимо квадратов переменных сигналов v_1 и v_2 , в режиме $u_1 = u_2$ в ответ входит билинейная комбинация, поэтому недостаточно рассмотреть отклик только на одном из них. Последний вклад чувствителен к относительной фазе сигналов.

Выражение для тока обращается в бесконечность при $p_{-1} = 0$ (на пороге испускания одного фотона). Эта особенность объясняется резонансом с состоянием элек-

трона с нулевой энергией: такое "неподвижное" состояние можно трактовать как связанное.

Помимо указанных осцилляций с периодом $\delta p = \pi/2$, амплитуда прохождения испытывает осцилляции с периодами $\delta p_{\pm 1} = \pi/2$. Экстремумы в зависимости тока от p расположены вблизи точек минимума функций W_0 и $W_{\pm 1}$, и соответственно, связаны с упругим процессом и процессом с поглощением или испусканием кванта поля. В случае, когда $v_2 = 0$ ($v_1 = 0$), в выражении для тока остается член пропорциональный $v_1^2(v_2^2)$.

При $u_1, u_2 \gg p$ осцилляции превращаются в острые пики, соответствующие резонансам прохождения. При $p \sim 1$ амплитуда прохождения имеет характерный масштаб $p \sim u_1, u_2$. Соответствующая структура при малых u_1 и u_2 может рассматриваться как резонанс на нулевой энергии. При отрицательных u_1 и u_2 имеются резонансы на связанных состояниях (одном или двух, в зависимости от расстояния между ямами.)

Особенности \mathcal{G} можно классифицировать по их происхождению от электронного спектра: на резонансы, связанные с дискретными состояниями системы в отсутствие переменного поля, резонансы, связанные с квазистационарными состояниями и пороговые особенности, связанные с нулевой энергией. Наличие высокочастотного поля приводит к тому, что эти особенности получают фотонные повторения с энергиями, отстоящими от исходных на величины, кратные частоте переменного поля. В слабом переменном поле фотонные повторения оказываются тем слабее, чем выше их кратность. Стационарные состояния лежат в области отрицательных энергий и поэтому проявляются в зависимости $\mathcal{G}(p_F)$ только за счет своих фотонных повторений. Квазистационарные состояния проявляются при $|u_i| \gg 1$ или $v_i \gg 1$, когда δ – функции способны "запирать" электроны. При этом электроны запираются как барьерами, так и ямами, а также и переменным потенциалом.

В рамках теории возмущений особенности возникают из-за нулей энергетических знаменателей. Точное обращение в нуль возможно только при энергии, отстоящей от связанного состояния на ω . Приближенное обращение в нуль возможно на квазистационарных состояниях и их первых фотонных повторениях. На пороге $p \rightarrow 0$

возникает только слабая особенность в \mathcal{G} .

Для конечных u_1 и u_2 особенность величины \mathcal{G} в точке $p_{-1} = 0$, связанная с порогом испускания кванта, является скачком. Если $u_1 = u_2 = 0$, $v_1, v_2 \rightarrow 0$, скачок превращается в полюсную особенность. Значение на пороге ограничено величиной $1/v_1v_2$.

На графиках Рис. 27-28 представлены зависимости \mathcal{G} от импульса Ферми при $u_1 = u_2$ при наличии одного $v_2 = 0$ (Рис. 27) или двух ($v_1 = v_2, \varphi = \pi/2$) (Рис. 28) переменных сигналов. Такая система в отсутствие переменного сигнала является симметричной. Различные кривые соответствуют различной силе δ -функций. В пределе $u_1, u_2 \rightarrow \infty$ кривые превращаются в систему антисимметричных Фано-резонансов на импульсах, соответствующих квазистационарным уровням (см. вставку к Рис. 27). Асимметрия возникает из-за того, что квазистационарные состояния выступают в роли промежуточных для для составной амплитуды перехода.

Зависимость \mathcal{G} от импульса при возбуждении тока двумя сфазированными сигналами (Рис. 28) оказывается другой, нежели при одном (Рис. 27), что свидетельствует об интерференционном фазово-чувствительном характере эффекта. В частности, при больших u_1 и u_2 резонансы на квазистационарных уровнях становятся симметричными.

Отдельно следует остановиться на случае отсутствия статических барьеров $u_1 = u_2 = 0$. Ток в этом случае возникает только при одновременном присутствии сигналов v_1 и v_2 (Рис. 29). При малых v_1 и v_2 , в основном, поведение совпадает с результатом теории возмущений. Резонанс на нулевой энергии становится очень узким и глубоким. Нелинейные поправки сказываются в области малых импульсов, где они приводят к обращению \mathcal{G} в ноль, а также к ограничению величины резонансного минимума и возникновению двухфотонного резонанса в точке $p_{-2} = 0$. Амплитуда однофотонного резонанса, как можно увидеть из Рис. 29, оказывается велика (пропорциональна $1/v_1v_2$), а двухфотонного – конечна, в согласии с дальнейшим анализом.

На Рис. 30 представлены результаты расчета величины \mathcal{G} для одиночной квантовой ямы ($u_1 = -1$), вблизи которой помещен возбуждающий электрод ($v_1 = 0, v_2 =$

1). Такая система в отсутствие переменного сигнала симметрична, симметрию нарушает расположение второго электрода. В отличие от структуры с барьерами, в этой задаче возникают одно- и двух- фотонные резонансы $E = \omega + E_0$ и $E = 2\omega + E_0$, связанные с локализованным состоянием $E_0 = -1$. В согласии с уравнением, в резонансах \mathcal{G} приближается к нулю (в однофотонном случае равно нулю). Значение в двухфотонном минимуме оказывается пропорционально v_2^2 . Малое значение в минимуме в изображенном случае обусловлено слабым перекрытием потенциала и волновой функции связанного состояния.

Разберем подробнее механизм возникновения резонанса на нулевой энергии на этом рисунке. Электрон, летящий справа, проходит через статическую δ -функцию и затем взаимодействует с переменным потенциалом. Если его энергия равна ω , то, испустив фотон, он окажется на дне зоны. Этот процесс имеет большую вероятность, поскольку плотность состояний на дне зоны обращается в бесконечность. После этого он уже, как правило, не сможет вернуться назад. Но и электрон, налетающий справа, по той же причине вернется направо. Таким образом, ток будет течь справа налево, чему соответствует рисунок.

Рис. 31 демонстрирует изменение тока при $u_1 = u_2, v_2 = 0$ с частотой переменного сигнала $0.1 \leq \omega \leq 10$. Выбран случай системы с довольно большими барьерами. Резкие резонансы соответствуют точкам $p = \pi n/2$ (положение не меняется с частотой) и их фотонным повторениям $p = \sqrt{\pi^2 n^2/4 \pm \omega}$ (смещаются с частотой вправо и влево).

На Рис. 32 показана зависимость \mathcal{G} в несимметричной системе $u_1 = 3, v_1 = 0.1, u_2 = 1, v_2 = 0$. Видно, что в зависимости от частоты, резонансы приобретают то симметричную, то асимметричную форму.

На Рис. 33 представлены результаты расчета величины \mathcal{G} в отсутствие статического потенциала при большой (одинаковой) амплитуде переменных сигналов. С увеличением амплитуды сигнала зависимость величины \mathcal{G} от импульса Ферми усложняется. Появляются резонансы высокого порядка, соответствующие $E = j\omega$ или $E = \pi^2 n^2/4 \pm j\omega$ ($j = 1, 2, \dots$).

В пределе очень больших сигналов зависимость становится универсальной. В

этом можно убедиться, исходя из системы уравнений (6.3): при больших величинах v_1 и v_2 они входят в амплитуды прохождения мультипликативно, $T_n \sim (v_1 v_2)^{-1}$ в области $p^2 \ll v_1 v_2$, а вне этой области действует теория возмущений и $T_n \sim (v_1 v_2)^{-n}$.

Обсудим отличие квантового насоса от ФГЭ. ФГЭ обычно рассматривается в пределе слабого электромагнитного поля (за исключением, в частности, работы [259], посвященной чисто классическому пределу). В случае квантовых частот механизм ФГЭ состоит в поглощении световых квантов с анизотропным возбуждением электронов. В процессе релаксации индуцированные оптические переходы играют второстепенную роль по сравнению с безизлучательными процессами, а также с некогерентными оптическими процессами. В работе насоса даже в слабосигнальном пределе электромагнитное поле считается классическим, поэтому поправки к вероятности перехода включают в себя не только поглощение, но и вынужденное испускание, а также и полевую поправку к упругой части вероятности перехода. Помимо этого, если поле не является слабым, вероятность перехода содержит вклады, обусловленные излучением (поглощением) любого числа фотонов.

Другое отличие насоса от ФГЭ состоит в локальности приложенного переменного сигнала. Важным определяющим свойством ФГЭ является однородность переменного поля и однородность самой системы. Ток, возникающий под действием неоднородного электромагнитного поля, связан с передачей электронам импульса от волны, то есть с эффектом фотонного увлечения. В исходно неоднородной системе ток порождается диффузией между областями с разной концентрацией электронов. В насосе воздействие переменного сигнала проявляется на расстояниях, соизмеримых с длиной волны электрона, малых по сравнению с длинами пробега, и тем более, с диффузионными. Это позволяет независимо манипулировать приложенными в разных местах переменными сигналами.

В задаче о выпрямлении в микроконтакте переменное напряжение прилагается между "морями". В то же время в рассматриваемой постановке переменные сигналы приложены непосредственно к барьерам. В такой задаче в пределе нулевой частоты постоянный ток $J|_{\omega \rightarrow 0}$ вообще не может возникать из-за упомянутой ранее обратимости статической вероятности прохождения. Это отличает насос от выпрямления

на микроконтакте.

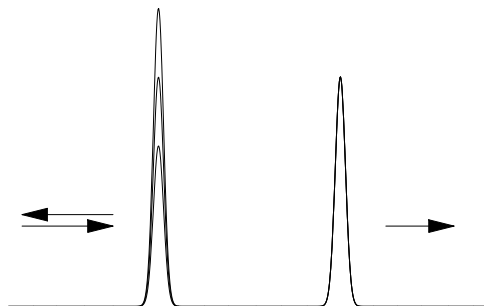


Рис. 26. Квантовый насос на основе симметричной структуры из двух δ -барьеров, первый из которых осциллирует. Параметры $u_1 = u_2$, $v_2 = 0$.

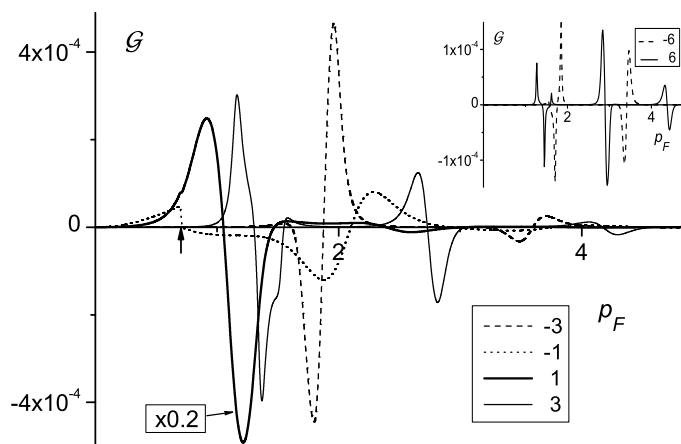


Рис. 27. Зависимость \mathcal{G} от импульса Ферми в симметричной структуре $u_1 = u_2$ в пределе слабого переменного сигнала. Величины $v_2 = 0$, $v_1 = 0.1$, частота $\omega = 0.5$. Значения величин $u_1 = u_2$ указаны на рисунке. Стрелкой отмечен резонанс $p_{-1} = 0$, $p_F = \sqrt{0.5}$.

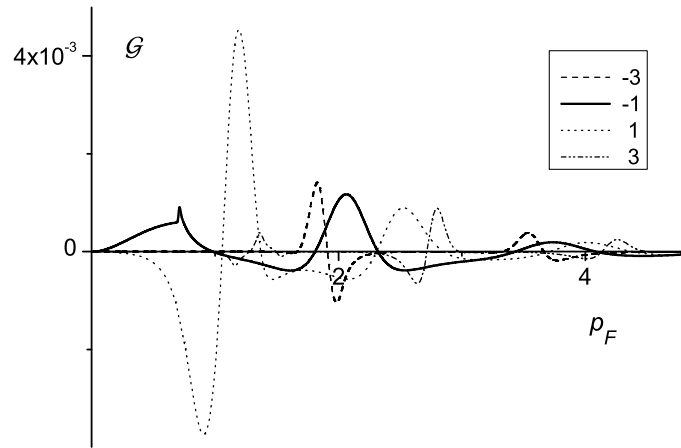


Рис. 28. То же, что и на Рис. 27 при $v_1 = v_2 = 0.1$, фаза $\varphi = \pi/2$.

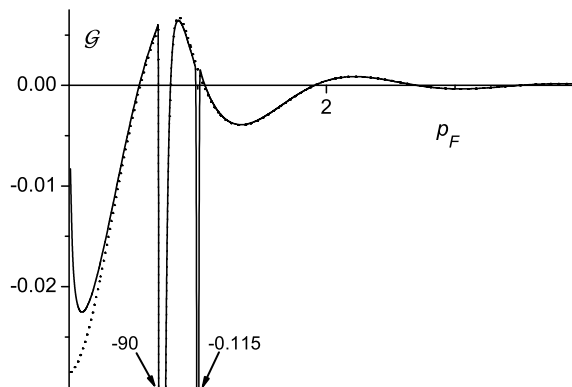


Рис. 29. То же, что и на Рис. 28 при $u_1 = u_2 = 0$. Сплошная линия – численный результат, пунктир – результат, полученный по теории возмущений. Значения \mathcal{G} в минимумах, не поместившиеся на рисунке, указаны на графиках.

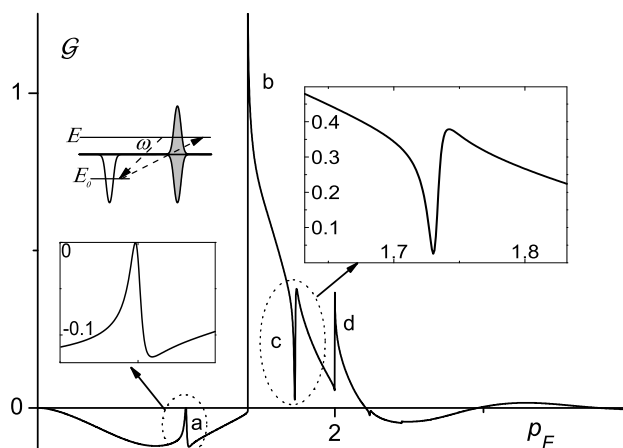


Рис. 30. Величина \mathcal{G} в структуре с одиночной квантовой ямой и колеблющимся барьером/ямой (показана на врезке). Рисунок иллюстрирует возникновение (а)одно- и (с) двух- фотонных резонансов на локализованном уровне ϵ_0 . Использованы значения параметров $u_1 = -1$, $v_1 = 0$, $u_2 = 0$, $v_2 = 1$, $\omega = 2$. Врезки детализируют окрестность резонансов (а) и (с). Буквами (b)и (d) обозначены одно- и двух-фотонные резонансы с нулевой энергией ($E = \omega$, $E = 2\omega$).

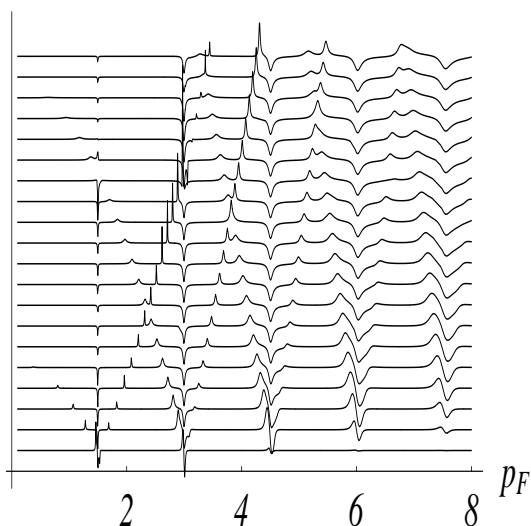


Рис. 31. Изменение величины \mathcal{G} с частотой переменного сигнала $0.1 \leq \omega \leq 10$. $u_1 = u_2 = 10$, $v_1 = 0.1$, $v_2 = 0$. Кривые смещены относительно друг друга вдоль вертикальной оси на постоянное расстояние. Частота увеличивается снизу вверх.

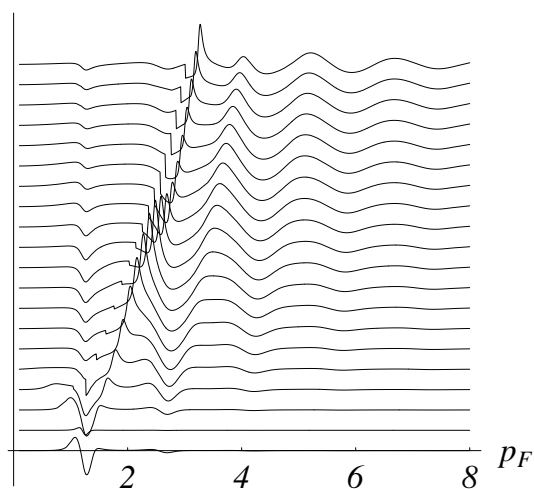


Рис. 32. То же, что на Рис. 31 $u_1 = 3$, $u_2 = 1$, $v_1 = 0.1$, $v_2 = 0$.

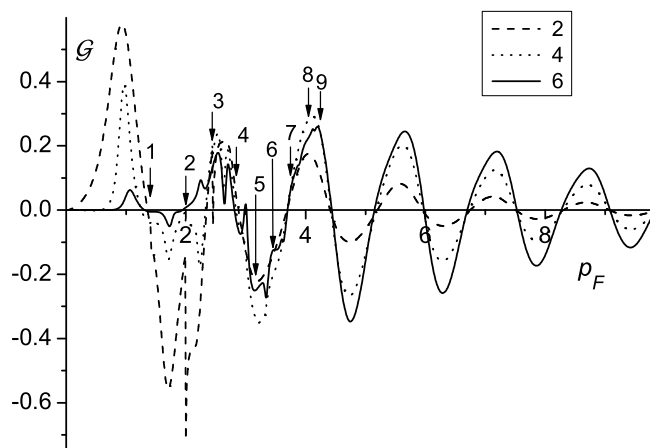


Рис. 33. Нелинейный режим работы насоса. Симметричный случай $u_1 = u_2 = 1$, $v_1 = v_2 = 2, 4, 6$ (указаны на рисунке), $\phi = \pi/2$, $\omega = 2$. Стрелками отмечены резонансы $p = \sqrt{n\omega}$.

§2. Индукционный ток в квантовом кольце.

К проблеме квантового насоса примыкает и вопрос о возбуждении постоянного тока переменным магнитным полем, линейно меняющимся во времени. Однородный ток может возникать в системе с кольцевой топологией. Хотя классическая постановка задачи достаточно тривиальна, размерно-квантованная система обладает рядом интересных особенностей.

Мотивировка включения этой задачи в диссертацию состоит в том, что квантовое кольцо в переменном магнитном поле является частным случаем квантового насоса. Квантовый насос – это квантовая система, которая за цикл изменения периодического меняющегося возмущения направленно переносит электроны. В адиабатическом режиме изменение параметров системы происходит медленно. Было показано, что конечное число электронов может быть перемещено за цикл, если возмущаются два или больше параметров системы, и при этом их изменение происходит по замкнутой траектории с конечной площадью. То же самое происходит и с единственным параметром, если он является циклическим.

Одним из видов квантовых насосов является квантовое кольцо. При периодическом изменении его параметров конечное число электронов обходит кольцо. Пусть в качестве параметра выступает поток магнитного поля через кольцо. Мгновенные состояния электронов периодически зависят от потока, то есть поток является циклической переменной. Если сделать поток линейно растущим со временем, то время становится циклическим параметром.

В работе [A28] был вычислен индукционный ток в одноканальном квантовом кольце, помещенном в квазистационарное магнитное поле.

Видимо, первой работой, в которой изучалось квантовое несверхпроводящее кольцо, помещенное в переменное магнитное поле, была статья [213], в которой эта модель предлагалась в качестве простой иллюстрации эффекта Джозефсона. Позже квантовые кольца в переменных полях изучались, в частности, в связи с задачами о квантовых насосах, начиная с работы [250], а также в связи с осцилляциями Ааронова-Бома в мезоскопическом режиме [214]. Несмотря на то, что изучение влияния переменного магнитного поля на квантовые объекты достаточно сложно

экспериментально осуществить, эти задачи привлекали и продолжают привлекать внимание исследователей. Интерес к этому вопросу не затух, о чем свидетельствуют периодически появляющиеся работы [215] - [220]. Однако, до настоящего времени не исследовано влияние неупругого рассеяния электронов на электрический отклик квантового кольца.

В работе [A28] рассматривается идеальное одноканальное квантовое кольцо, помещенное в адиабатически изменяющееся магнитное поле. В таком поле, помимо незатухающего тока, наводится индукционный ток, пропорциональный вихревому электрическому полю. В отличие от незатухающего тока, индукционный ток определяется кинетикой электронов. Задача рассмотрена с учетом рассеяния электронов на фононах. Предполагается, что скорость изменения магнитного поля мала, что позволяет разлагать отклик кругового тока по вихревому электрическому полю, то есть величине временной производной от магнитного потока. Отклик на вихревое поле можно считать кондуктансом бесконтактного квантового кольца. В отличие от обычной постановки, кондуктанс кольца предполагается измерять бесконтактным способом, в частности, по поглощению высокочастотного электромагнитного поля. Отметим, что стационарный потенциал примесей в кольце не приводит к настоящему рассеянию, так как из-за сохранения когерентности стационарные состояния электронов в присутствии магнитного поля являются блоховскими с сохраняющимся азимутальным током (в отсутствие магнитного поля - нулевым). Именно поэтому рассматривался случай идеального кольца, взаимодействующего с фононами. Поскольку при низких температурах рассеяние на фононах относительно слабое, кондуктанс кольца может достигать большой величины, значительно превышающей квант кондуктанса. Этим одноканальное кольцо отличается от одноканального микроконтакта, кондуктанс которого ограничен сверху величиной кванта из-за неизбежной релаксации электронов в резервуарах.

Задача изучается с помощью квантового кинетического уравнения. Рассматривается случай n -полупроводника с квадратичным электронным спектром. Кольцо помещено в медленно меняющееся магнитное поле $H(t)$, направленное по его оси.

Искомый эффект является поправкой к незатухающему току $J_0(\Phi)$:

$$J(\Phi) = J_0(\Phi) + G(\Phi)\mathcal{E}. \quad (6.9)$$

Здесь $\mathcal{E} = -\dot{\Phi}(t)/c$ - ЭДС, наводимая в кольце переменным магнитным полем, $\Phi(t) = H(t)\pi R^2$ -поток магнитного поля, G - кондактанс кольца. Кондактанс кольца зависит от его размера и величины потока. В пределе большого радиуса кольца кондактанс G , очевидно, должен перейти в кондактанс одномерной системы и перестать зависеть от магнитного потока Φ .

В качестве механизма релаксации мы рассмотрим рассеяние электронов на акустических фононах. Для простоты считается, что спектр фононов изотропен, а их взаимодействие с электронами не нарушается наличием границ образца (в частности, для квантового кольца, "захороненного" внутри объемного материала с близкими свойствами).

В отсутствие спинового расщепления квантовое кинетическое уравнение можно решить при $\phi = 0$ и $\phi = 1/2$, так как в этих условиях приходный член в кинетическом уравнении обращается в ноль. В результате при этих значениях потока находим

$$G(\phi) = \frac{e^2}{\pi} \frac{1}{(m_e R^2)^2} \sum_m \tau_m(\phi) (m + \phi)^2 \frac{\partial f_m}{\partial \mu}, \quad \phi = 0, 1/2 \quad (6.10)$$

где обратное время релаксации

$$\tau_m^{-1}(\phi) = \sum_{m'} W_{mm'}(\phi). \quad (6.11)$$

Формулу (6.10) при $\phi \neq 0, 1/2$ можно понимать как "наивное" решение в приближении времени релаксации. Точный результат находится при помощи численного решения системы алгебраических уравнений.

При достаточно низкой температуре основной вклад в проводимость определяется парой уровней, скажем a и b , ближайших к уровню Ферми и находящихся по разные стороны от него. В этом случае

$$G = \frac{e^2}{\pi} \frac{(V_a - V_b)^2}{W_{ab} + W_{ba}} \frac{\partial f_a}{\partial \mu} \frac{\partial f_b}{\partial \mu} \left(\frac{\partial f_a}{\partial \mu} + \frac{\partial f_b}{\partial \mu} \right)^{-1}. \quad (6.12)$$

Из (6.12) и (2.54) видно, что кондактанс экспоненциально возрастает при сближении уровней a и b .

На Рис. 34 приведена зависимость кондактанса кольца радиуса 10^{-6} см с одним электроном от потока при различных температурах, полученная в результате численного расчета. Использовались параметры материала GaAs: $\tau_{PA} = 4$ пс, $\tau_{DA} = 8$ пс, $s = 5 \cdot 10^5$ см/с, $\omega_0 = 421$ К. При этих параметрах в проводимости участвуют электроны нижних уровней $m = 0, -1$ и доминирует деформационный механизм рассеяния. Для сравнения при $T = 0.3$ приведен результат в τ -приближении (пунктир), который совпадает с результатом численного решения кинетического уравнения при $\phi = 0, 0.5$ и значительно отличается от него в других точках. Мощный пик при $\phi = 0.5$ обусловлен пересечением уровней. Такой же пик при $\phi = 0$ оказывается подавленным из-за обращения в ноль скорости электрона в состоянии $m = 0$. Осцилляции связаны с соизмеримостью длины волны излучаемых фононов и радиуса кольца. Отметим наличие разрыва производной $G(\phi)$ в точках $\phi = 0, 1/2$, обусловленное неаналитичностью вероятности перехода как функции $\epsilon_{\nu\nu'}$ при $\epsilon_{\nu\nu'} = 0$.

На Рис. 35 и 36 приведены результаты расчета кондактанса для многоэлектронных квантовых колец радиуса $R = 10^{-6}$ см и $R = 10^{-5}$ см с фиксированным целым числом электронов N . При низкой температуре в точках $\phi = 0, 1/2$ для $N = 4n + 2$ химический потенциал лежит между ближайшими уровнями, для $N \neq 4n + 2$ - на одном из уровней. Если $\phi \neq 0, 1/2$, то уровень Ферми совпадает с уровнем кольца при нечетном N и находится посередине между уровнями при четном N . Это определяет различие в поведении кондактанса для разных N . Для радиуса 10^{-6} см основным механизмом рассеяния является деформационный потенциал, а для 10^{-5} см - пьезопотенциал. Осцилляции, в основном, проявляются при малом радиусе, когда возрастает энергия фонона и уменьшается его длина волны. В этом случае, поскольку в рассеянии участвуют только продольные фононы, несущественна неучтенная размазка осцилляций из-за различия частот фононов разного типа.

В связи с тем, что при низких температурах мы получили очень большое изменение величины проводимости при изменении магнитного поля, возникает вопрос, не является ли этот результат следствием использованных в работе приближений. Подчеркнем ограничения, связанные с ними. Во-первых, это адиабатическое приближение. Предполагалось медленное изменение поля, так что $\dot{\phi} \ll \delta\epsilon$. Такое условие

нарушается при пересечении уровней. Однако, обычно скорость изменения магнитного поля весьма мала и поэтому может сказаться только в очень узкой окрестности точек пересечения уровней.

Предполагалось также, что устанавливается энергетическое равновесие в отсутствие обмена частицами между кольцом и резервуаром. Это условие также легко выполняется за счет достаточно толстых барьеров. Кроме того, учет энергии зарядки кольца приводит к конечному энергетическому барьеру между различными зарядовыми состояниями и к квантованию среднего заряда кольца при низкой температуре (ниже энергии зарядки).

Наиболее существенным ограничением кажется предположение об идеальности кольца. Асимметрия, вызванная флуктуационным потенциалом, неизбежно вызовет расщепление уровней. Пока этот потенциал достаточно слаб, он оказывает влияние только в окрестности точек пересечения уровней $\phi = 0, 1/2$, приводя к обращению в ноль скорости электрона в этих точках; как следствие, обращается в ноль и вклад в кондуктанс от ближайших к энергии Ферми уровней и резко уменьшаются пики кондуктанса в низкотемпературной области. Если же расщепление уровней, обусловленное магнитным полем, становится больше величины расщепления из-за асимметрии, результат должен переходить в рассмотренный предел идеального кольца. При развитии флуктуационном потенциале в кольце большого радиуса из-за локализации разрешенные зоны становятся экспоненциально узкими; в результате с ростом длины окружности кольца экспоненциально уменьшается средняя скорость электрона и кондуктанс.

Изученный в работе механизм рассеяния приводит к ограничению нарастания тока в идеальном кольце под действием растущего магнитного поля. Результирующий ток определяется диссипативным кондуктансом. Показано, что кондуктанс изолированного кольца может достигать значительной величины, намного превышающей квант кондуктанса. При низкой температуре межуровневые переходы подавлены, а только они и вызывают рассеяние. Изменение расстояния между уровнями при изменении магнитного поля приводит к экспоненциально-сильному влиянию на кондуктанс и резким максимумам в зависимости кондуктанса от магнитного поля.

Таким образом, кондуктанс одномерного кольца даже в отсутствие спинового расщепления зависит от магнитного поля, в отличие от одномерного проводника. В области слабого магнитного поля магнетокондуктанс $G(\phi) - G(0)$ может быть как отрицательным, так и положительным. Кроме того, в модели с рассеянием на деформационном потенциале может наблюдаться линейная зависимость кондуктанса от магнитного поля.

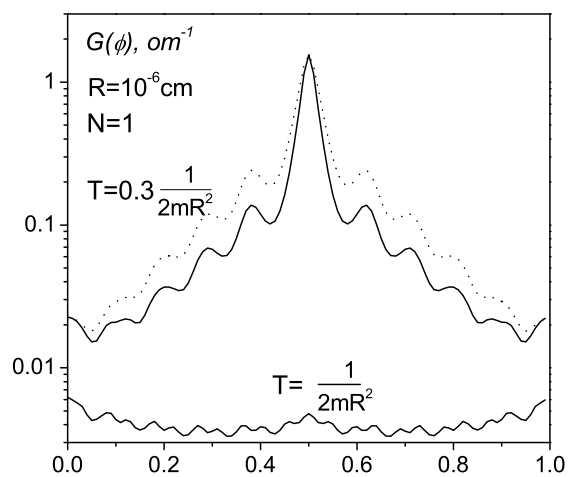


Рис. 34. Зависимость кондактанса (в логарифмическом масштабе) от магнитного потока квантового кольца радиуса 10^{-6} см с одним электроном при различных температурах. Пунктир - τ -приближение. Использовались параметры GaAs.

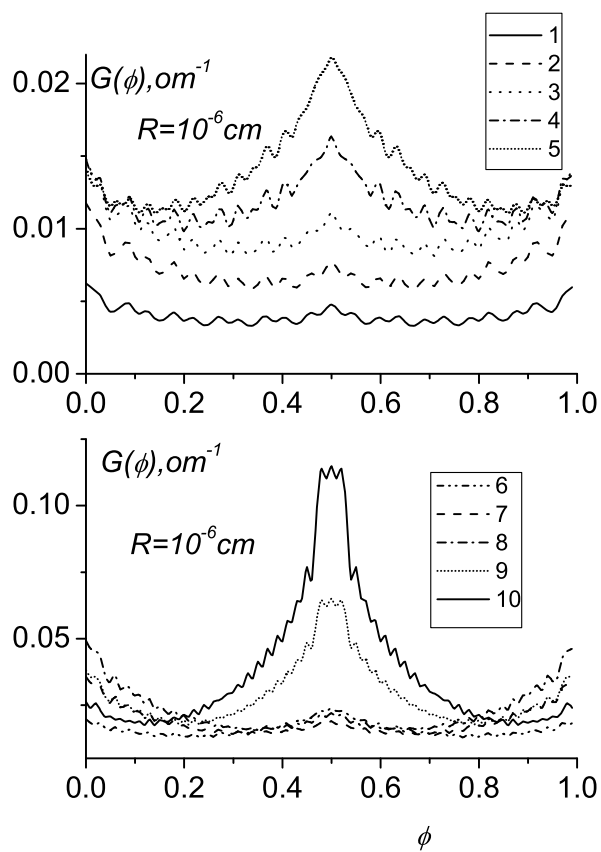


Рис. 35. Кондуктанс GaAs квантового кольца с целым числом электронов (отмечено на кривых) в отсутствие спинового расщепления при $T = 1/2m_eR^2$, $R = 10^{-6}$ см в зависимости от магнитного поля.

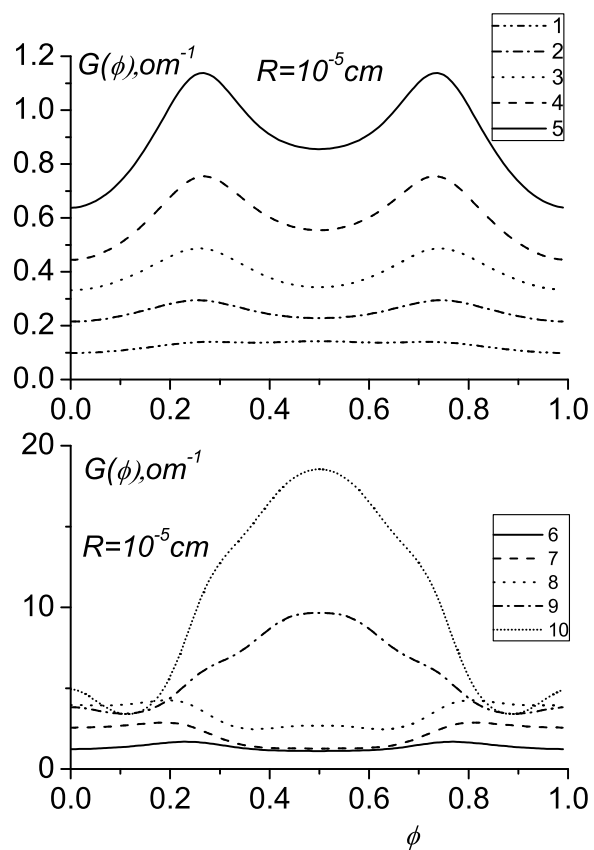


Рис. 36. То же, что на предыдущем рис., при $R = 10^{-5}$ см.

Часть VII

Заключение

В заключение перечислим основные результаты, полученные в диссертации.

В работе было установлена возможность существования стационарного фототока в однородной среде без центра инверсии под действием электромагнитного поля в отсутствие дополнительных стационарных полей. Было доказано, что объемный ФГЭ возможен не только в сегнетоэлектриках, но и во всех кристаллах без центра инверсии, в том числе в кристаллах типа A_3B_5 .

Были впервые исследованы модели линейного фотогальванического эффекта в области примесь-зонных и зона-зонных переходов. Показано, что эффект возникает при учете влияния взаимодействия электронов с примесями или с дыркой в процессе оптического перехода.

Была построена теория квадратичных и четных поправок к закону Ома в стационарном электрическом поле, обусловленных нечетной асимметрией рассеяния электронов. Показано, что к асимметрии приводят неборновские поправки к вероятности перехода по потенциалу примесей.

Впервые была разработана теория резонансного ФГЭ в кристалле без центра инверсии в квантующем магнитном поле в области оптических переходов с переверотом спина. Найдено, что резонанс, в общем случае, имеет несимметричную форму и обусловлен интерференцией амплитуд перехода с участием примесей через промежуточные состояния.

Было установлено отсутствие термодинамического предела для эффективной высокочастотной диэлектрической проницаемости металл-диэлектрического композита в отсутствие поглощения в исходных компонентах. Была установлена возможность усиления ФГЭ в композитном металл-диэлектрическом материале, обусловленная усилением локальных электрических полей.

Был впервые теоретически изучен ФГЭ в пленке, и показано, что ток вдоль пленки возникает при наклонном положении вектора поляризации электромагнит-

ного поля, либо при несимметричном положении нормали к пленке относительно кристаллографических осей.

Фотогальванический эффект в пленке был исследован в области частот света, соответствующих поглощению на свободных носителях и для зона-зонных переходов в полупроводнике. Помимо этого, рассмотрен фотогальванический эффект в металлических пленках, обусловленный поглощением света при межзонных переходах.

Был теоретически изучен ФГЭ в размерно-квантованной системе, обусловленный с переходами между уровнями поперечного квантования. Было показано, что резонанс связан с интерференцией процессов перехода с участием электромагнитного поля и рассеяния на примесях. Было проведено сравнение с результатами эксперимента по наблюдению фототока в *n*-инверсионном канале на вицинальной поверхности кремния.

Была изучена ЭДС Холла в вертикальном направлении в размерно-квантованной системе в наклонном магнитном поле. Было показано, что в ЭДС присутствует компонента, обусловленная перераспределением в квантовой яме электронов с различной ориентацией спина.

Была построена теория когерентного ФГЭ в объемных материалах. Было показано, что когерентный ФГЭ возможен в любых материалах, в том числе и изотропных. Этот эффект был исследован в области поглощения на свободных носителях. Было показано, что КФГЭ может возникать в результате механизма, подобного механизму подавления слабой локализации. Предложен прыжковый механизм КФГЭ в стеклах. Показано, что в таких средах возможно возникновение логарифмически медленно нарастающей поляризации под действием светового поля.

Был построен адиабатический гамильтониан искривленной и/или закрученной квантовой проволоки. Был изучен фототок, возникающий в проволоке под действием циркулярно-поляризованного электромагнитного поля.

Была построена теория индукционного тока в изолированном идеальном квантовом кольце с учетом рассеяния электронов на фононах. Было показано, что кондактанс кольца испытывает осцилляции с числом квантов магнитного потока, достигая при низкой температуре величины, гораздо большей величины кванта кондактанса.

Была построена теория одномерного квантового насоса на основе двухбарьерной структуры с гармонически колеблющимися дельтаобразными барьерами. Были исследованы различные режимы работы этого насоса, включая режимы слабого и сильного переменного напряжения. Было показано, что зависимость тока от параметров системы обладает сложной, отражающей различные возможные резонансы со связанными и квазистационарными состояниями.

В таблицах приведены основные качественные характеристики рассмотренных эффектов. Отмеченные клетки соответствуют темам, в исследовании которых вклад автора был приоритетен или наиболее существенен.

В таблице 2 ФГЭ сравнивается с другими фотоэлектрическими эффектами. В таблице 3 проведено сравнение различных видов ФГЭ между собой. В таблице 4 сравниваются механизмы перемещения электрона при кинетическом и сдвиговом ФГЭ. В таблице 4 сравниваются механизмы взаимодействия, ответственные за ФГЭ. Нужно отметить, что приводимые характеристики – только качественные, отражающие наиболее типичные ситуации. По отношению к каждой из них можно придумать пример, несколько меняющий ситуацию.

Личный вклад автора

В работах [A1] автору диссертации принадлежит качественная теория ФГЭ. В работах [A2], [A3] и [125] М.В.Э. принадлежит постановка задачи; все расчеты делались совместно коллективом авторов. В работах [A6] М.В.Э. принадлежит постановка задачи, расчеты делались совместно с М.Д. Блохом. В работе [A7] М.В. Энтину и Л.И. Магариллу (Л.И.М.) принадлежит построенная теория ФГЭ на спиновых переходах и совместное с А.М. Палкиным и В.И. Созиновым обсуждение эксперимента; эксперимент был выполнен А.М. Палкиным и В.И. Созиновым. В работах [A13], [A16], [A12] все результаты были получены авторами М.В.Э. и Л.И.М. совместно. В работе [A5] М.В.Э. принадлежит постановка задачи, руководство работой; расчеты выполнялись совместно с В.И. Шелестом. Расчеты в работе [A14] были выполнены совместно с Л.И. Магариллом. В работе [A15] группе в составе Г.М. Гусева, З.Д. Квона, В.И. Созинова и О.А. Шегая принадлежит эксперимент,

а Л.И.М. и М.В.Э. – теория; результаты обсуждались совместно. В работах [A19] и [A20] постановка задачи принадлежит М.В.Э., а расчеты проводились совместно с Э.М.Баскиным. В работе [A21] М.В. Энтину принадлежит обсуждение вопросов о механизме записи и релаксации в стекле; эксперимент был выполнен группой в составе М.К. Балакирев, В.А. Смирнов, Л.И. Вострикова. Работа [A8] выполнялась всем коллективом соавторов (Э.М. Баскиным, М.В. Энтиным, А.К. Сарычевым и А.А. Снарским). В работах [A23], [A24], [A25], [A28] все вычисления были проведены авторами совместно. В работах [A26] и [A17] М.В.Э. принадлежит идеи работ; расчеты выполнялись совместно с Л.И.М. В работе [A27] М.В.Э. принадлежит постановка задачи, аналитические расчеты и участие в численных вычислениях; Л.С. Брагинскому и М.М. Махмудиану принадлежит вывод исходных уравнений для численных расчетов, которые проводил, в основном, М.М. Махмудиан; обсуждения проводились авторами совместно.

Таблица 2. Сравнение различных фотоэлектрических явлений.

Название эффекта	фотопроводимость		фотодиффузия	ФГЭ	Фотонное увлечение	Резонансное фотонное увлечение
Источник выделенного направления	Статическое электрическое поле		Градиент концентрации	Поляризация света+ анизотропия среды	Волновой вектор света	Волновой вектор света
Источник импульса электрона	Тот же		столкновения	столкновения	фотон	столкновения
Источник энергетического неравновесия	Электрическое поле		Градиент химического потенциала	свет	свет	свет
Зависимость от поляризации	изотропная	анизотропная	нет	есть	нет	нет
	нет	есть				
Зависимость от направления света	нет		нет	нет	есть	есть

Таблица 3. Сравнение разновидностей ФГЭ.

Разновидности ФГЭ	Объемный ФГЭ		Пленочный/поверхностный ФГЭ		Когерентный ФГЭ
Порядок по электрическому полю	2		2		3
Среды	линейный	циркулярный	Ограниченный кристалл/ пленка		Кристалл,стекло, жидкость, газ
	Кристалл без ЦИ пиро электрик	Гиротропная среда	линейный	циркулярный	
			Пленка с выделенной поверхностью		

Таблица 4. Разделение по механизму перемещения электронов.

Механизм перемещения	Характерное смещение за акт рассеяния или ионизации
кинетический	Длина пробега
сдвиговой	Постоянная решетки или размер потенциала

Публикации по теме диссертации

- [A1] I.B. Barkan, M.V. Entin and S.I. Marennikov. Holographic storage in LiNbO at high temperature, *Phys.Stat.Solids (a)*, 1976, v.38, N 2, p.K139-K142; I.B. Barkan, S.I. Marennikov, M.V. Entin. Photoferroelectric phenomena and optical storage in transition metal-doped LiNbO₃ crystal. - *Ferroelectrics*, 1978, v.22, p.665-666.
- [A2] E.M. Baskin, M.D. Blokh, M.V. Entin, L.I. Magarill. Quadratic-in-field current and photogalvanic effect in crystals without the inversion center. - *Phys.Stat.Solids (b)*, 1977, 83, p.K97-K100.
- [A3] Э.М. Баскин, Л.И. Магарилл, М.В. Энтин. Фотогальванический эффект в кристаллах без центра инверсии. - *ФТТ*, 1978, т.20, N 8, с.2432-2436.
- [A4] М.Д. Блох, Л.И. Магарилл, М.В. Энтин. Теория явлений переноса в сильном электрическом поле в кристаллах без центра инверсии. - *ФТП*, 1978, т.12, N 2, с.249-257.
- [A5] В.И. Шелест, М.В. Энтин. Фотогальванический эффект при учете электрон-дырочного взаимодействия. - *ФТП*, 1979, т.13, с.2312-2315.
- [A6] М.В. Энтин. Новые варианты фотогальванического эффекта. - В сборнике: Десятое Собрание по теории полупроводников, тезисы докладов, часть 2, Новосибирск, 1980, с.190. М.Д. Блох, М.В. Энтин. - Токи в неравновесных полупроводниках без центра инверсии. - *ФТП*, 1982, т.16, с.822-826.
- [A7] Л.И. Магарилл, А.М. Палкин, В.И. Созинов, М.В. Энтин. Фотогальванический эффект при спиновом резонансе в квантующем магнитном поле. - *ЖЭТФ*, 1990, т.97, с.950-964.
- [A8] E.M. Baskin, M.V. Entin, A.K. Sarychev, A.A. Snarskii. Enhancement of high-frequency field in near-ideal metal mixture. - *Physica*, 1997, v.A242, p.49-56.
- [A9] М.В. Энтин. Усиление фотогальванического эффекта в двумерно-разупорядоченной среде. - *ФТП*, 1997, т.31, в.8, с.973-976.

- [A10] М.В. Энтин. Высокочастотная диэлектрическая проницаемость модельной двумерно-разупорядоченной среды. - ЖЭТФ, 1998, т.114, с.669-675.
- [A11] Л.И. Магарилл, М.В. Энтин. Фотогальванический эффект в пленках. - ФТТ, 1979, т.21, в.5, с.1280-1285.
- [A12] Л.И. Магарилл, М.В. Энтин. Фотогальванический эффект на свободных носителях в классических пленках. - Поверхность. Физика, химия, механика, 1984, т.4, с.51-53.
- [A13] Л.И. Магарилл, М.В. Энтин. Поверхностный фотогальванический эффект в металлах. - ЖЭТФ, 1981, т.81, с.1001-1010.
- [A14] Л.И. Магарилл, М.В. Энтин. Фотогальванический эффект в размерно-квантованной системе. - Поверхность. Физика, химия, механика, 1982, т.1, с.74-78.
- [A15] Г.М. Гусев, З.Д. Квон, Л.И. Магарилл, В.И. Созинов, О.А. Шегай, М.В. Энтин. Резонансный фотогальванический эффект в инверсионном канале на поверхности полупроводника. - Письма в ЖЭТФ, 1987, т.46, с.28-31.
- [A16] Л.И. Магарилл, М.В. Энтин. Фотогальванический эффект в инверсионном канале на вицинальной грани. - ФТТ, 1989, т.31, с.37-41.
- [A17] Л.И. Магарилл, М.В. Энтин. Теория вертикального эффекта Холла в размерно-квантованной системе. - Письма в ЖЭТФ, 2003, т.77, с.590-593.
- [A18] М.В. Энтин. Теория когерентного фотогальванического эффекта. - ФТП, 1989, т.23, N 6, с.1066-1063.
- [A19] Э.М. Баскин, М.В. Энтин. Когерентный фотогальванический эффект, обусловленный квантовыми поправками. - Письма в ЖЭТФ, 1988, т.48, в.10, с.554-556.
- [A20] E.M. Baskin, M.V. Entin. Hopping mechanism of coherent photovoltaic effect and photoinduced polar anisotropy in glass, in book: Coherent control in atoms, molecules and semiconductors. Chicago, USA, May 1998, Proceedings of the

International Workshop held in Chicago, USA, 19-22 May, Kluwer Academic Publishers, Ed. by W. Potz and A. Schroeder, 191-202, 1999.

- [A21] М.К. Балакирев, В.А. Смирнов, Л.И. Вострикова, М.В. Энтин Релаксация оптической плотности стекла, модулированной бихроматическим излучением. - Письма в ЖЭТФ, 1996, т.63, N 3, с.166-170.
- [A22] М.К. Балакирев, Л.И. Вострикова, В.А. Смирнов, М.В. Энтин Оптическое усиление фотоиндуцированных решеток поляризуемости в фосфатном стекле. - Письма в ЖЭТФ, 2004, т.80, N 1, с.32-35.
- [A23] M.V. Entin and L.I. Magarill. Electrons in a twisted quantum wire. - Phys.Rev.B, 2002, v.66, p.205308-(1-5).
- [A24] Л.И. Магарилл, М.В. Энтин. Электроны в криволинейных квантовых проволоках. - ЖЭТФ, 2003, т.123, с.867-880.
- [A25] Л.И. Магарилл, М.В. Энтин. Оптические и фотоэлектрические свойства спиральных квантовых проволок. - Письма в ЖЭТФ, 2003, т.78, с.249-252.
- [A26] M.V. Entin and L.I. Magarill. Suppression of spin-orbit effects in a 1D system. - Europhysics Lett., 2004, v.68, p.853-859.
- [A27] Л.С. Брагинский, М.М. Махмудиан, М.В. Энтин. Теория одномерного квантового насоса на основе двухбарьерной структуры. - ЖЭТФ, 2005, т. 127, с.1-9.
- [A28] Л.И. Магарилл, М.В. Энтин. Индукционный ток в квантовом кольце. - Письма в ЖЭТФ, 2004, т.80, с.477-481.

Цитированная литература

- [1] A.M. Glass, D. Linde and T.J. Negran. High-voltage bulk photovoltaic effect and the photorefractive process in LiNbO₃. - Appl.Phys.Lett., 1974, v.25, N 4, p.233-235.
- [2] A.M. Glass, D. Linde, D.H. Auston and T.J. Negran. Excited state polarization, bulk photovoltaic effect and the photorefractive effect in electrically polarized media. - J.Electr.Mater., 1975, v.4, N 5, p.915-943.

- [3] Н. Бломберген. Нелинейная оптика. - М.: Мир, 1966. - 424 с.
- [4] П.В. Ионов. Фоточувствительность сегнетоэлектрических ниобатов. - ФТТ, 1973, т.15, N 9, с.2827-2828.
- [5] V.M. Fridkin, A.A. Grekov, P.V. Ionov, A.I. Rodin, E.A. Savchenko, K.A. Verkhovskaya. Photoconductivity in certain ferroelectrics. - Ferroelectrics, 1974, v.8, N 3, p.433-435.
- [6] W.T.H. Koch, R. Munser, W. Ruppel, P. Wurfel. Bulk photovoltaic effect in BaTiO₃. - Solid State Commun., 1975, v.17, N 7, p.847-850.
- [7] K.H. Herman, E. Volgel. CO₂ laser-induced photoeffects in tellurium. - Proc. 11th Int.Conf.Phys.Semicond., Warsaw, 1972, p.870-875.
- [8] G.R. Hammond, J.H. Jenkins, C.H. Stanley. Optical rectification in tellurium from 10.6 m. - Opto-electronics, 1972, v.4, N 3, p.189-196.
- [9] G. Ribakovs and A.A. Gundjian. Photon drag and other emfs induced in tellurium by a TEA CO₂ laser. - Appl.Phys.Lett., 1974, v.24, N 8, p.577-379.
- [10] G. Ribakovs, A.A. Gundjian. Theory of the photon drag effect in tellurium. - J.Appl.Phys., 1977, v.48, N 11, p.4609-4612.
- [11] J.M. Doviak, S. Kothary. Optical rectification and photon drag in p-type GaAs at 10.6 m and 1.06 m. - Proceeding Intern.Conf. on Phys. Semiconductors, Stuttgart, 1974, p.1257-1261.
- [12] A.F. Gibson, C.B. Hatch, M.F. Kiminit, S. Kothari, A. Sera-fetinides. Optical rectification and photon drag in n-type gallium phosphide. - J.Phys C, 1977, v.10, N 6, p.905-916.
- [13] В.И. Белиничер, И.Ф. Канаев, В.К. Малиновский, Б.И. Стурман. Фотоиндуцированные токи в сегнетоэлектриках. - Автометрия, 1976, N 4, с.23-28.
- [14] И.Б. Баркан, Е.В. Пестряков, М.В. Энтин. Кинетика импульсной голографической записи в электрооптических кристаллах. - Автометрия, 1976, в.4, с.13-18;

- Исследование импульсной голографической записи в монокристалле LiNbO_3 с примесью железа. там же с.18-22; I.V. Barkan, S.I. Marennikov, M.V. Entin. Conductivity of Fe doped LiNbO_3 . - *Phys.Stat.Solidi (a)*, 1977, v.44, N 1, p.K91-K94; И.В. Баркан, С.И. Маренников, Е.В. Пестряков, М.В. Энтин. Оптическое повреждение в ниобате лития с примесью железа, индуцированное импульсным лазером. - *Известия АН СССР, серия физическая*, 1977, т.1977, N 4, с.748-751; I.V. Barkan, M.V. Entin and S.I. Marennikov. Dynamical optical storage in LiNbO_3 *Phys.Stat.Solidi (a)*, 1978, v.45, N 1, p.K17-K22.
- [15] В.И. Белиничер, В.К. Малиновский, Б.И. Стурман. Фотогальванический эффект в кристаллах с полярной осью. - *ЖЭТФ*, 1977, т.73, N 2, с.692-699.
- [16] В.И. Белиничер и Б.И. Стурман. Фотогальванический эффект в кристаллах без центра симметрии. - *УФН*, 1980, т.130, с.415-458.
- [17] Е.Л. Ивченко, Г.Е. Пикус. Фотогальванические эффекты в полупроводниках. - В кн.: Проблемы современной физики. Сборник статей к 100-летию со дня рождения А.Ф. Иоффе. - Л.: Наука, 1980, с.275-293.
- [18] E.L. Ivchenko, G.E. Pikus, in book: *Semiconductor Physics*, V.M. Tushkevich and V.Ya. Frenkel, Editors, Cons. Bureau, p.427, New York (1986).
- [19] E.L. Ivchenko, G.E. Pikus. *Supperlattices and Other Heterostructures*. - *Symmetry and Optical Phenomena*, Springer, Berlin, 1997.
- [20] Б.И. Стурман, В.М. Фридкин. Фотогальванический эффект в средах без центра симметрии и родственные явления. - М.: Наука, 1992, 208 с.
- [21] В.И. Белиничер. Исследования фотогальванических эффектов в кристаллах. Диссертация на соискание учёной степени доктора физ.-мат. наук. Новосибирск, 1982 г.
- [22] А.С. Терехов. Новые фотоэлектрические явления в арсениде галлия вблизи порога межзонных переходов. Диссертация на соискание учёной степени доктора физ.-мат. наук. Новосибирск, 1990 г.

- [23] И.Б. Баркан. Исследования механизма оптически наведенной неоднородности коэффициента преломления в ниобате лития. Диссертация на соискание учёной степени кандидата физ.-мат. наук. Новосибирск, 1981 г.
- [24] А.В. Ефанов. Поляризационно-чувствительные фотоэлектрические и оптические явления в полупроводниках. Диссертация на соискание учёной степени кандидата физ.-мат. наук. Новосибирск, 1984 г.
- [25] Л.И. Вострикова. Оптические и фотоэлектрические явления в стеклах, обусловленные воздействием двухчастотного взаимно-когерентного поля. Диссертация на соискание учёной степени кандидата физ.-мат. наук. Новосибирск, 2002 г.
- [26] В.И. Белиничер, Е.Л. Ивченко, Б.И. Стурман. - ЖЭТФ, 1982, т.83, с.649-661.
- [27] Е.Л. Ивченко, Г.Е. Пикус. Новый фотогальванический эффект в гиротропных кристаллах. - Письма в ЖЭТФ, 1978, т.27, с.640-643.
- [28] A.V. Efanov, M.V. Entin. Photogalvanic Effect in crystal with dislocations. - Phys.Stat.Sol. (b), 1983, v.119, N 3, p.473.
- [29] В.И. Белиничер. Магнитооптические эффекты в ферромагнетиках и вид оператора тока. - ФММ, 1977, т.43, N 5, с.903-906.
- [30] В.И. Белиничер. Фото-Холл эффект в кристаллах без центра симметрии. - Автометрия, 1978, N 1, с.39-46.
- [31] В.И. Белиничер., А.Н. Филонов. Модели примесных центров в теории фотогальванического эффекта. - Автометрия, 1978, N 1, с.46-50.
- [32] В.И. Белиничер, Б.И. Стурман. Фононный механизм фотогальванического эффекта. - ФТТ, 1978, т.20, N 3, с.821-829.
- [33] В.И. Белиничер. Влияние спина электрона на фотогальванический эффект. - ФТТ, 1978, т.20, N 10, с.2955-2958.
- [34] В.И. Белиничер. Фотогальванический эффект на свободных носителях в кристаллах без центра симметрии. - ЖЭТФ, 1978, т. 75, N 2, с.641-652.

- [35] V.I. Belinicher. Space oscillating photocurrent in crystals without symmetry center. - Phys.Lett., 1978, v.A2, p.213-216.
- [36] В.Л. Альперович, В.И. Белиничер, В.Н. Новиков, А.С. Терехов. Поверхностный фотогальванический эффект в арсениде галлия. - Письма в ЖЭТФ, 1980, т.31, N 10, с.581-584.
- [37] В.И. Белиничер, С.М. Рывкин. Реактивная фотоэлектродвижущая сила в полупроводниках. - ЖЭТФ, 1981, т.81, N 1, с.353-360.
- [38] В.И. Белиничер. Влияние магнитного поля на фотогальванический эффект и определение массы носителей заряда в полярных кристаллах. - ФТТ, 1981, т.23, N 6, с.1799-1800.
- [39] V.I. Belinicher, V.N. Novikov. Photogalvanic effect in piezoelectrics. Quantative theory for interband transitions, in gallium arsenide. - Phys.St.Sol., 1981, v.107, N B1, p.61-68.
- [40] В.Л. Альперович, В.И. Белиничер, В.Н. Новиков, А.С. Терехов. Увлечение электронов и дырок фотонами при межзонных переходах в полупроводниках. Эффект резонансной отдачи. - Письма в ЖЭТФ, 1981, т.33, в.11, с.573-576.
- [41] В.И. Белиничер, В.Н. Новиков. Неравновесная фотопроводимость и влияние внешних полей на поверхностный фотогальванический эффект. - ФТП, 1981, т.15, N 10, с.1957-1964.
- [42] В.И. Белиничер. Поверхностный фотогальванический эффект на свободных носителях. - ФТТ, 1982, т.24, N 3, с.798-807.
- [43] В.И. Белиничер. Асимметрия рассеяния поляризованных по спину электронов и механизмы фотогальванических эффектов. - ФТТ, 1982, т.24, N 1, с.15-19.
- [44] В.И. Белиничер. О механизмах циркулярного эффекта увлечения. - ФТТ, 1981, т.23, N 11, с.3463-3465.

- [45] В.Л. Альперович, В.И. Белиничер, В.Н. Новиков, А.С. Терехов. Поверхностный фотогальванический эффект в арсениде галлия. - Письма в ЖЭТФ 1980, т.31, в.10, с.581-584.
- [46] В.Л. Альперович, В.И. Белиничер, В.Н. Новиков, А.С. Терехов. Поверхностный фотогальванический эффект в твердых телах. Теория и эксперимент для межзонных переходов в арсениде галлия. - ЖЭТФ 1981, т.80, в.6, с.2298-2312.
- [47] В.Л. Альперович, В.И. Белиничер, Г.М. Гусев, В.Н. Новиков, А.С. Терехов. Длина свободного пробега и диффузность поверхностного рассеяния электронов в арсениде галлия. - Письма в ЖЭТФ, 1981, т.34, в.8, с.437-440.
- [48] V.L. Alperovich, V.I. Belinicher, V.N. Novikov, A.S. Terekhov. Photogalvanic effect investigation in gallium arsenide. - Ferroelectrics, 1982, v.13, p.113-125.
- [49] В.Л. Альперович, В.И. Белиничер, В.Н. Новиков, А.С. Терехов. Эффект увлечения на межзонных переходах в арсениде галлия. - ФТТ, 1982, т.24, в.3, с.866-874.
- [50] В.Л. Альперович, С.П. Мощенко, А.С. Терехов. Механизмы влияния магнитного поля на баллистические фототоки. - ФТТ, 1983, т.25, в.9, с.2780-2782.
- [51] В.Л. Альперович, В.И. Белиничер, А.В. Браславец, А.В. Ефанов, С.П. Мощенко, А.С. Терехов, М.В. Энтин. Поляризационно-зависимая баллистическая фотоэдс в структуре металл-полупроводник. - Письма в ЖЭТФ, 1985, т.41, в.10, с.413-415.
- [52] В.Л. Альперович, С.П. Мощенко, А.Г. Паулиш, А.С. Терехов. Баллистическая вентильная фотоэдс в арсениде галлия. - ФТП, 1987, т.21, в.2, с.324-327.
- [53] В.Л. Альперович, В.И. Белиничер, А.О. Минаев, С.П. Мощенко, А.С. Терехов. Баллистический фотогальванический эффект на межзонных переходах в арсениде галлия. - ФТТ, 1988, т.30, в.10, с.3111-3117.

- [54] В.Л. Альперович, А.О. Минаев, А.С. Терехов. Магнетоиндуцированная поляризационно-зависимая баллистическая фотоэдс в структуре полупроводник-металл. - Письма в ЖЭТФ, 1989, т.49, в.1, с.19-21.
- [55] В.Л. Альперович, А.О. Минаев, А.С. Терехов. Баллистический перенос электронов через эпитаксиальные слои GaAs в эффекте магнетоиндуцированного поверхностного фототока. - Письма в ЖЭТФ, 1989, т.49, в.11, с.610-612.
- [56] V.L. Alperovich, A.O. Minaev, and A.S. Terekhov. Ballistic photocurrents in GaAs layers: momentum relaxation on the surface and interface. - Proceedings of the 20th International Conference on the Physics of Semiconductors, Thessaloniki, Greece, August 6 - 10, 1990, p.2487-2490.
- [57] В.Л. Альперович, А.О. Минаев, С.П. Мощенко, А.С. Терехов. Поляризационная зависимость экситонной фотоэдс на границе арсенид галлия-металл. - ФТТ, 1990, т.32, в.3, с.950-952.
- [58] В.Л. Альперович, А.О. Минаев, Н.С. Рудая, А.С. Терехов. Релаксация импульса фотоэлектронов на поверхности GaAs в эффекте магнетоиндуцированной поляризационно-зависимой фотопроводимости. - ФТТ, 1990, т.32, в.7, с.2152-2154.
- [59] W.G. Adams, R.E. Day. The action of light on selenium. - Proc.Roy.Soc., 1977, v.25, N 1, p.113-117.
- [60] H. Dember. Uber eine photoelectromotorische kraft in Kupferoxydul-kristallen. - Phys. Zs., 1931, v.32, N14, p.554-556.
- [61] I.K. Kikoin, M.M. Noskov. A new photoelectric effect in cuprous oxide. - Phys. Zeit. Sowjet., 1934, v.5, N 4, p. 586-596.
- [62] J. Frenkel. Theory of some photoelectric and photomagnetic phenomena in semiconductors. - Phys. Zeit. Sowjet., 1935, v.8, N 2, p.185-203.
- [63] L. Landau, B. Lifshitz. On the theory of the photoelectromotive force in semiconductors. - Phys. Zeit. Sowjet., 1936, v. 9, N 5, p.475-503; Л.Д. Ландау,

- Е.М. Лившиц. К теории фотоэлектродвижущей силы в полупроводниках. - В кн.: Собрание трудов Л.Д. Ландау. М.: Наука, 1969, с.157-180.
- [64] Б.И. Давыдов. К теории движения в газах и полупроводниках. - ЖЭТФ, 1937, т.7, N 9, с.1069-1089.
- [65] С.М. Рывкин. Фотоэлектрические явления в полупроводниках. - М.: Физматгиз, 1963, - 496 с.
- [66] Р. Бьюб. Фотопроводимость твердых тел. - М.: ИЛ, 1962. - 558 с.
- [67] Я. Тауц. Фото- и термоэлектрические явления в полупроводниках. - М.: ИЛ, 1962. - 250 с.
- [68] A.F. Gibson, M.E. Kimmit, A.C. Walker. Photon drag in germanium. - Appl.Phys.Lett., 1970, v.17, N 2, p.75-77.
- [69] П.М. Валов, А.М. Данишевский, Л.А. Кастальский, Б.С. Рывкин, С.М. Рывкин, И.Д. Ярошецкий. Увлечение электронов фотонами при внутри зонном поглощении света свободными носителями тока в полупроводниках. - ЖЭТФ, 1970, т.59, N 6, с.1919-1925.
- [70] П.М. Валов, Б.С. Рывкин, С.М. Рывкин, Е.В. Титова, И.Д. Ярошецкий. Увлечение электронов светом при фотоионизации примесных центров. - ФТП, 1971, т.5, N 9, с.1772-1775.
- [71] Б.И. Васильев, Л.Н. Курбатов, В.Н. Трухин, С.С. Шахиджанов, А.Б. Ястребков. Исследование спектральной зависимости эффекта фотонного увлечения в висмуте. - Письма в ЖТФ, 1960, т.6, N 13, с.829-830.
- [72] П.М. Валов, А.М. Данишевский, И.Д. Ярошецкий. Влияние магнитного поля на эффекты увлечения свободных носителей тока фотонами в полупроводниках. - ЖЭТФ, 1970, т.59, N 3, с.722-731.
- [73] С.М. Рывкин, И.Д. Ярошецкий. Увлечение электронов фотонами в полупроводниках. - В кн.: Проблемы современной физики. Сборник статей к 100-летию со дня рождения А.Ф. Иоффе. Л.: Наука, 1980, с.173-185.

- [74] А.В. Андрианов П.М. Валов, М.Д. Ярошецкий. Инверсия знака "линейного" фотогальванического эффекта в полупроводниках. - Письма в ЖЭТФ, 1980, т.31, N 9, с.532-535.
- [75] В.И. Земский, Б.П. Захарченя, Д.Н. Мирлин. Поляризация горячей фотолюминесценции в полупроводниках типа GaAs. - Письма в ЖЭТФ, 1976, т.24, N 2, с.96-99.
- [76] Л.Э. Гуревич, А.А. Румянцев. Циклотронный резонанс в постоянном и переменном световом поле. - ЖЭТФ, 1967, т.53, N 3, с.1144-1149.
- [77] Л.Э. Гуревич, О.Л. Мезрин. Световый эффект вблизи плазменной частоты. - ЖЭТФ, 1972, т.62, N 6, с.2255-2264.
- [78] Н.А. Брынских, А.А. Гринберг, Э.З. Имамов. Классическая теория увлечения свободных носителей тока светом. - ФТП 1971, т.5, N 9, с.1735-1738.
- [79] А.А. Гринберг. Теория фотоэлектрического и фотомагнитного эффектов, обусловленных давлением света. - ЖЭТФ, 1970, т.58, N 3, с.989-995.
- [80] А.А. Гринберг, Л.В. Удод. Резонансный ток увлечения дырок, обусловленный их взаимодействием с оптическими фононами. - ФТП, 1974, т.8, N 5, с.1012-1015.
- [81] А.А. Гринберг, Д.С. Буляница, Э.З. Имамов. Ток увлечения, обусловленный импульсом фотонов при межзонных оптических переходах. - ФТП, 1973, т.7, N 1, с.45-54.
- [82] Ф.Х. Гельмуханов, А.М. Шалагин. Светоиндуцированная диффузия газов. - Письма в ЖЭТФ, 1979, т.29, N 12, с.773-776.
- [83] С.Н. Атутов, И.М. Ермолаев, А.М. Шалагин. Исследование светово-индуцированного дрейфа паров натрия. - ЖЭТФ, 1987, т.92, N 4, с.1215-1227.
- [84] В.И. Перель, Я.М. Пинский. Постоянный ток в проводящей среде, обусловленный высокочастотным электромагнитным полем. - ФТТ, 1973, т.15, N 4, с.996-1003.

- [85] Л.Э. Гуревич, В.С. Травников. Увлечение электронов электромагнитными волнами и электромагнитных волн электронами. - В кн.; Проблемы современной физики. Сборник статей к 100-летию со дня рождения А.Ф.Иоффе. - Л.:Наука, 1980, с.262-268.
- [86] A.F. Gibson, S. Montasser. A theoretical description of the photon drag spectrum of p-type germanium. - J.Phys. C., 1975, v.8, N 6, p.3147-3157.
- [87] F.S. Chen. Optical induced change of refractive indices in LiNbO₃ and LiTaO₃. - J.Appl.Phys., 1969, v.40, N. 8, p.3389-3396.
- [88] В.М. Аснин, Л.Л. Бакун, Л.М. Данишевский, Е.Л. Ивченко, Г.Е. Пикус, А.А. Рогачев. Обнаружение фотоэдс, зависящей от знака циркулярной поляризации света. - Письма в ЖЭТФ, 1977, т.28, N 2, с.80-84.
- [89] Е.Л. Ивченко, Г.Е. Пикус. Новый фотогальванический эффект в гиротропных кристаллах. - Письма в ЖЭТФ, 1978, т.27, N 11, с.640-643.
- [90] V.M. Asnin, L.A. Bakun, A.M. Danishevsky, E.L. Ivchenko, G.E. Pikus, A.A. Rogachev. Circular photogalvanic effect in optically active crystals. - Solid State Commun., 1979, v.30, N 9, p.565-570.
- [91] Е.Л. Ивченко, Г.Е. Пикус. Фотогальванический эффект в полупроводниках со сложными зонами. - ФТП, 1979, т. 13, N 5, с.992-994.
- [92] В.В. Леманов, С.Х. Есяян, А.Ю. Максимов, В.Т. Габриэлян. Циркулярный фотогальванический эффект в сегнетоэлектрике $Pb_5Ge_3O_{11}$. - Письма в ЖЭТФ, 1981, т.34, N 8, с.444-446.
- [93] А.В. Андрианов, Е.Л. Ивченко, Г.Е. Пикус, Р.Я. Расулов, И.Д. Ярошецкий. Линейный фотогальванический эффект в арсениде галлия. - ЖЭТФ, 1981, т.81, N 6, с.2080-2094.
- [94] В.Н. Генкин, П.М. Меднис. К теории нелинейных эффектов в кристаллах при учете частично заполненных зон. - ЖЭТФ, 1968, т.54, N 4, с.1137-1150.

- [95] П.М. Меднис. О фототоке в полупроводниках без центра симметрии. - Письма в ЖЭТФ, 1968, т.7, N 3, с.355-357.
- [96] В.М. Файн. Квантовая радиофизика. Фотоны и нелинейные среды. - М.: Советское радио, 1972, - 472 с.
- [97] W. Kraut, R. Baltz. Anomalous bulk photovoltaic effect in ferroelectrics: a quadratic response theory. - Phys.Rev. B, 1979, v.19, N 3, p.1548-1554.
- [98] R. Baltz, W. Kraut. Theory of the bulk photovoltaic effect in pure crystals. - Phys.Rev., 1981, v.23, N. B10, p.5590-5596.
- [99] R. Baltz, V. Kraut. A model calculation to explain the existence of bulk photocurrent in ferroelectrics. - Sol.St.Comm., 1978, v.26, N 5, p.961-963.
- [100] R. Baltz. Theory of the anomalous bulk, photovoltaic effect in ferroelectrics. - Phys.Stat.Sol., 1978, v.89, N 62, p.419-429.
- [101] N. Kristoffel, A. Gulbis. Some optical properties of a vibronic ferroelectrics and the anomalous bulk photovoltaic effect. - Z.Physik B, 1980, v.39, N 2, p.143-149.
- [102] Д.Р. Акопов, Л.А. Греков, А.И. Родин. Аномальный фото-вольтаический эффект в SbSI. - ФТТ, 1978, т.20, N 7, с.2226-2227.
- [103] В.М. Фридкин, Б.Н. Попов, П.В. Ионов. Температурная и спектральная зависимости фотовольтаического тока в сегнетоэлектриках. - Изв. АН СССР. Сер.физ., 1977, т.41, N 4, с.771-774.
- [104] В.М. Фридкин, Р.М. Магомадов. Аномальный фотовольтаический эффект в $LiNbO_3 : Fe$ в поляризованном свете. Письма в ЖЭТФ, 1979, т.30, N 11, с.723-726.
- [105] V.M. Fridkin, A.I. Rodin. Anomalous photovoltaic effect in ferroelectrics SbSI and cubic piezoelectric Zn3. - Phys.Stat.Sol., 1980, v.61, N A1, p.123-126.
- [106] В.М. Фридкин, Б.Н. Попов. - Аномальный фотовольтаический эффект в сегнетоэлектриках. УФН, 1978, т.126, N 4, с.657-671.

- [107] V.M. Fridkin, A.A. Grekov, A.I. Rodin. Investigation of photovoltaic, effect in the crystals without the symmetry center. - *Ferroelectrics. Proc. of the 4-th Symp. on ferroelectric-semiconductors*, Rostov Don, 1981.
- [108] Б.Н. Попов, В.М. Фридкин. Магнитофотовольтаический эффект в кристаллах без центра симметрии. - *ДАН СССР*, 1981, т.256, N 1, с.63-66.
- [109] А.П. Леванюк, А.Р. Погосян, Е.М. Уюкин. Аномально большие фотохолловские токи в кристаллах ниобата лития. - *ДАН СССР*, 1981, т.256, N 1, с.60-63.
- [110] Ю.С. Гальперн, Ш.М. Коган. Возникновение поперечной фотоэдс в условиях наблюдения фотопроводимости. - *ФТП*, 1968, т. 2, N 11, с.1697-1699.
- [111] Ю.С. Гальперн, Ш.М. Коган. Анизотропные фотоэлектрические эффекты. - *ЖЭТФ*, 1969, т.56, N 1, с.355-361.
- [112] Ю.С. Гальперн, Ш.М. Коган. Возникновение поперечной фотоэдс под действием неполяризованного излучения. - *ФТП*, 1970, т.4, N 4, с.806-808.
- [113] М.П. Петров, А.Д. Грачев. Фотогальванические эффекты в силикате висмута. - *Письма в ЖЭТФ*, 1979, т.30, N 1, с.18-21.
- [114] М.П. Петров, А.И. Грачев. Объемные фотогальванические эффекты в кристаллах типа силленита. - *ФТТ*, 1960, т.2, N 6, с.1671-1675.
- [115] Б.И. Стурман. Фотогальванический эффект в модели неглубоких примесных центров. - *ФТТ*, 1980, т.22, N 20, с.3081-3090.
- [116] М.И. Дьяконов, В.И. Перель. О спиновой ориентации электронов при межзонном поглощении света в полупроводниках. - *ЖЭТФ*, 1971, т.60, N 5, с.1954-1965.
- [117] В.Д. Дымников, М.И. Дьяконов, В.И. Перель. Анизотропия импульсного распределения фотовозбужденных электронов и поляризация горячей люминесценции в полупроводниках. - *ЖЭТФ*, 1976, т.71, N 6, с.2373-2380.
- [118] G. Lampel. Nuclear dynamic polarization by optical electronic saturation and optical pumping in semiconductors. - *Phys.Rev.Lett.*, 1968, v.20, N 10, p.491-493;

- [119] U.K. Parsons. Band-to-band optical pumping in solids and polarization photoluminescence. - *Phys.Rev.Lett.*, 1969, v.22, N 20, p.1152-1154.
- [120] А.И. Екимов, В.И. Сафаров. Оптическая ориентация носителей при межзональных переходах в полупроводниках. - *Письма в ЖЭТФ*, 1970, т.12, N 6, с.293-297.
- [121] Б.П. Захарченя, В.Г. Флейшер, Р.М. Джигоев, Ю.П. Воцунов, И.Б. Русаков. Эффект оптической ориентации электронных спинов в кристалле. - *Письма в ЖЭТФ*, 1971, т.13, N 4, с.195-197.
- [122] Вопросы квантовой теории необратимых процессов. Под редакцией В.Л. Бонч-Бруевича. - М.: ИЛ, 1961. - 365 с.
- [123] В.К. Малиновский, Б.И. Стурман. К описанию фотогальванического эффекта в кристаллах с малой подвижностью. - *ФТТ*, 1980, т.22, N 12, с.3678-3683.
- [124] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. Электронные свойства легированных полупроводников. - М.: Наука, 1979. - 416 с.
- [125] М.Д. Блох, Л.И. Магарилл. Теория фотогальванического эффекта на свободных носителях в магнитном поле. - *ФТТ*, 1980, т.22, N 8, с.2279-2284.
- [126] Л.И. Магарилл. Фотогальванический эффект в двумерной системе в параллельном магнитном поле. - *ФТТ*, 1990, т.32, с.3558-3563.
- [127] L.I. Magarill. Photogalvanic effect in asymmetric lateral superlattice. - *Physica E: Low Dim.Syst. and Nanostruct.*, 2000, v.9, p.652-658.
- [128] А.В. Чаплик, М.В. Энтин. Энергетический спектр и подвижность электронов в тонкой пленке с неидеальной границей.- *ЖЭТФ*, 1968, т. 55, с.990-996.
- [129] Л.И. Магарилл, М.В. Энтин. Спиновая ориентация двумерных электронов электрическим полем. - *Письма ЖЭТФ*, 2000, т.72, с.195-200.
- [130] Л.И. Магарилл, А.В. Чаплик, М.В. Энтин. Спин-плазмонные колебания двумерного электронного газа. - *ЖЭТФ*, 2001, т.119, с.175-181.

- [131] A.V. Chaplik, M.V. Entin, L.I. Magarill. Spin orientation of electrons by lateral electric field in 2D system without inversion symmetry. - *Physica E*, 2002, v.13, p.744-747.
- [132] F. Brouers, S. Blacher, A.K. Sarychev, - in "Fractal Reviews in the Natural and Applied Sciences", 1995, p.237-240.
- [133] F. Brouers, S. Blacher, N. Henriouille, A. Sarychev. В кн. "Electrical Transport and Optical Properties of inhomogeneous media". - М.: Scientific Center for Applied Problems in Electrodynamics, 1996. p.46.
- [134] J.P. Clerc, G. Giraud, J.M. Laugier and J.M. Luck. - *Advances in Physics*, 1990, v.39, p.191-204.
- [135] A.K. Sarychev, V.A. Shubin, V.M. Shalaev. Anderson localization of surface plasmons and nonlinear optics of metal-dielectric composites. - *Phys.Rev. B*, 1999, v.60, p.16389-16408.
- [136] А.Е. Морозовский, А.А. Снарский, *УФЖ*, **28**, 1230 (1983).
- [137] М.В. Энтин, Г.М. Энтин. Масштабная инвариантность в теории протекания и фракталы. - *Письма в ЖЭТФ*, 1996, т. 64, с.427-430.
- [138] А.М. Дыхне, - *ЖЭТФ*, 1970, v.59, 110-116.
- [139] Л.И. Магарилл, А.В. Чаплик, *ЖЭТФ*, **74**, 2196 (1978)
- [140] R. Kubo, *Journ.Phys.Soc.Japan*, **12**, 570 (1957) [Перевод в сборнике *Вопросы квантовой теории необратимых процессов*, ИИЛ, М. 1961, с. 39], 365 с.
- [141] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Квантовая механика (нерелятивистская теория), М.: Наука, 1989, с.340.
- [142] T. Okashita, H. Kobori, T. Ohyama. Resonant-photoelectromagnetic effects in far-infrared regions for compound semiconductors. - *J.Phys. Soc. Japan*, 1998, v.67, p.675-678.

- [143] U. Osterberg, W. Margulis. Dye laser pumped by Nd:YAG laser pulses frequency doubled in a glass optical fiber. - *Optic Lett.*, 1986, v.11, p.516-518.
- [144] Q.H. Stolen, H.W.K. Tom. Self-organized phase-matched harmonic generation in optical fibers. - *Optic Lett.*, 1987, p.585.
- [145] Н.Б. Баранова, Б.Я. Зельдович, А.И. Чуриков, А.А. Шульгинов. Полярная асимметрия фотоионизации в поле с $\langle E^3 \rangle \neq 0$ (Теория и эксперимент). - *ЖЭТФ*, 1990, т.98, с.1857-1869.
- [146] N.B. Baranova, B.Ya. Zel'dovich. Physical effects in optical fields with nonzero average cube. - *J.Opt.Soc.Am.*, 1991, v.B8, p.27-32.
- [147] М.А. Болштянский, Б.Я. Зельдович, Я.Е. Каплицкий и др. Влияние поляризации на свойства индуцированного χ_2 -тензора в стекле. - *Квантовая электроника*, 1992, т.19, с.1136-1138.
- [148] Б.Я. Зельдович, А.Н. Чудинов, А.А. Шульгинов. Интерференция световых полей с частотами ω и 2ω при возбуждении молекул. - *Оптика и спектроскопия*, 1992, т.73, в.6, с.1200-1205
- [149] N.B. Baranova, H.R. Reiss, B.Y. Zeldovich. Multiphoton and tunnel ionization by an optical-field with polar asymmetry. - *Phys.Rev. A*, 1993, v.48, p.1497-1505.
- [150] Н.Б. Баранова, И.М. Бетеров, Б.Я. Зельдович, И.И. Рябцев, А.Н. Чудинов, А.А. Шульгинов. Обнаружение интерференции одно- и двухфотонной ионизации из $4s$ состояния натрия. - *Письма в ЖЭТФ*, 1992, т.55, с.431-435.
- [151] Г.М. Шмелев, Нгуен Шон, Г.И. Цуркан. Фотостимулированный четный акусто-электрический эффект. - *Изв. Вузов, Физика*, 1985, N 2, с.84-87.
- [152] В.Б. Сулимов. Теория КФГЭ и метод неравновесных функций Грина. - *ЖЭТФ*, 1992, т.101, с.1749-1771.
- [153] В.О. Соколов, В.Б. Сулимов. Генерация второй гармоники в стеклянных волоконных световодах. - *Известия АН СССР, серия физическая*, 1990, v.54, p.2312-2322.

- [154] V.O. Sokolov, V.B. Sulimov. Theory of 3rd-order nonlinear photoconductivity and 3rd-order photogalvanic effect in glass. - Phys.Stat. Solidi B, 1995, v.187, N 1, p.189-204.
- [155] E.M. Dianov, V.O Sokolov. Theory of polarization dependence of coherent photocurrent and its application to the photogalvanic model of second-harmonic generation in silica fibres. - Sov.Lightwave Commun., 1992, 2, 133-140.
- [156] Е.М. Дианов, П.Г. Казанский, Д.Ю. Степанов. К вопросу о ФГВГ в оптических волокнах. - КЭ, 1989, т.16, с.887-888.
- [157] Е.М. Дианов, П.Г. Казанский, Д.Ю. Степанов. К вопросу о ФГВГ в оптических волокнах. - КЭ, 1990, т.17, с.926.
- [158] E.M. Dianov, V.O. Sokolov, V.B. Sulimov. Theory of germanium-related defects in silica glass. - Sov. Lightwave Commun., 1991, 1, 1-28;
- [159] E.M. Dianov et all. Photoinduced second-harmonic generation: observation of charge separation due to the photovoltaic effect. - Sov. Lightwave Commun., 1992, v.2, p.83-88; Effect of ultraviolet irradiation on the oreparation process for photo-induced second harmonic generation in optical fibers. - ibid, p.147-152; Photoinduced second harmonic generation: observation of motion of space charge regions. - ibid, p.269-274.
- [160] Е.М. Дианов, П.Г.Казанский, Д.С. Стародубов. Решетки динамической поляризуемости 2-го порядка в стекле, легированном полупроводниковыми микрокристаллами, созданные за счет когерентного фотогальванического эффекта. - Квантовая электроника, 1994, т.21, в.7, с.685-688.
- [161] Е.М. Дианов, Д.С. Стародубов. Фотоиндуцированная генерация второй гармоники в centrosymmetric средах. - Квантовая электроника, 1995, т.22, N 5, с.419-432.
- [162] М.К. Балакирев, В.А. Смирнов. Наблюдение эффекта самодифракции и реше-

ток показателя преломления в стекле, наведенных взаимнокогерентными световыми полями ω и 2ω . - Письма в ЖЭТФ, 1995, т.61, в.7, с.537-540.

- [163] М.К. Балакирев, Л.И. Вострикова, В.А. Смирнов. Светоэлектрическая неустойчивость в оксидном стекле. - Письма в ЖЭТФ, 1997, т.66, N 12, с.771-776.
- [164] M.K. Balakirev. Optical Anisotropy Induced by Coherent Bichromatic Light in Glass. - Physics of Vibrations, 1998, v.6, N 3, p.233-237.
- [165] M.K. Balakirev, L.I. Vostrikova, V.A. Smirnov. Photoinduced amplification of the subharmonic of light in oxide glass. - Optics Communications, 2000, v.178, p.181-185.
- [166] М.К. Балакирев, Л.И. Вострикова, В.А. Смирнов. Самодифракция света при оптическом полинге стекла. - Квантовая электроника, 2002, т.32, N 5, с.546-551.
- [167] Ю.В. Глущенко, В.Б. Смирнов. Фотоиндуцированная генерация второй гармоники в стеклянных волоконных световодах. - Оптика и спектроскопия, 1992, т.72, N 6, с.990-1011.
- [168] В.Р. Antonyuk. All optical poling of glasses. - Optics Comm., 2000, v.181, p.191-195.
- [169] Б.П. Антонюк, В.Б. Антонюк. Самоорганизация возбуждений в германосиликатных волоконных световодах и ее роль в генерации второй гармоники. - УФН, 2001, т.171, N 1, с.61-78.
- [170] A. Hache, J.E. Sipe, H.M. van Driel. Quantum interference control of electrical currents in GaAs. - IEEE J Quantum Elect, 1998, v.34, N 7, p.1144-1154.
- [171] H.M. van Driel, J.E. Sipe, A. Hache, et al. Coherence control of photocurrents in semiconductors. - Phys.Stat. Solidi B, 1997, v.204, N 1.
- [172] A. Hache, Y. Kostoulas, R. Atanasov, et al. Observation of coherently controlled photocurrent in unbiased, bulk GaAs. - Phys.Rev.Lett., 1997, v.78, N 2, p.306-309.
- [173] R. Atanasov, A. Hache, J.L.P. Hughes, et al. Coherent control of photocurrent generation in bulk semiconductors. - Phys.Rev.Lett., 1996, v.76, N 10, p.1703-1706.

- [174] В.Л. Агафонов, В.И. Белиничер. Когерентный фотогальванический эффект на межзонных и внутризонных переходах. - ФТТ, 1992, т.34, в.8, с.2606-2613.
- [175] W. Potz, W.A. Schroeder (Eds.). Coherent Control in atoms, Molecules, and Semiconductors. - Proceedings of an International Workshop held in Chicago 19-22 May 1998, Kluwer Academic Publishers Dordrecht/Boston/London.
- [176] О.В. Кибис, Д.А. Романов. Электрон-фотонное взаимодействие в фуллереновых трубках с хиральной симметрией. - ФТТ, 1995, т.37, с.129-131.
- [177] V.Ya. Prinz, V.A. Seleznev, A.K. Gutakovsky, A.V. Chehovskiy, V.V. Preobrazhenskii, M.A. Putyato and T. A. Gavrilova. Free-standing and overgrown InGaAs/GaAs nanotubes, nanohelices and their arrays. - Physica E, 2000, v.6, p.828-831.
- [178] Prinz V.Ya. et al. Free-standing conductive GeSi/Si helical microcoils, micro- and nanotubes. - Inst. Phys. Conf. Ser., 2000, 166, p. 203-206.
- [179] Prinz V.Ya., Grutzmacher D. et al. A new technique for fabricating three-dimensional micro- and nanostructures of various shapes superlattices. - Nanotechnology, 2001, 12, p. 399-402.
- [180] O.G. Schmidt, K. Eberl. Nanotechnology: Thin solid films roll up into nanotubes. - Nature, 2001, v.410, p.168.
- [181] M.L. Leadbeater, C.L. Foden, T.M. Burke, J.H. Burroughes, M.P. Grimshaw, D.A. Ritchie, L. Wang, and M.Pepper. Electron transport in a non-uniform magnetic field. - J.Phys.: Cond.Matter, 1995, v.7, N 25, L307-L315; M.L. Leadbeater, C.L. Foden, J.H. Burroughes, M. Pepper, T.M. Burke, L.L. Wang, M.P. Grimshaw, and D.A. Ritchie. Magnetotransport in a nonplanar two-dimensional electron gas. - Phys.Rev. B, 1995, v.52, p.R8629-R8632.
- [182] C.L. Foden, M.L. Leadbeater, and M. Pepper. Quantum magnetic confinement and transport in spherical two-dimensional electron gases. - Phys.Rev. B, 1995, v.52, p.R8646-R8649.

- [183] А.А. Быков, А.К. Бакаров, А.В. Горан, А.В. Латышев, А.И. Торопов. Анизотропия магнетотранспорта и самоорганизация корругированных гетерограниц в селективно легированных структурах на (100) GaAs подложках. - Письма в ЖЭТФ, 2001, т. 74, с.182-185.
- [184] Л.И. Магарилл, Д.А. Романов, А.В. Чаплик, Баллистический транспорт и спин-орбитальное взаимодействие двумерных электронов на цилиндрической поверхности. - ЖЭТФ, 1998, т. 113, с.1411-1428; Л.И.Магарилл, А.В.Чаплик. Влияние спин-орбитального взаимодействия двумерных электронов на намагниченность нанотрубок. ЖЭТФ, 1999, т. 115, с.1478-1483.
- [185] А.И. Ведерников, А.В. Чаплик. Двумерные электроны в свернутых квантовых ямах.- ЖЭТФ, 2000, т. 117, 449-454.
- [186] В.М. Осадчий, В.Я. Принц. Разделение носителей заряда в свернутых гетероструктурах. - Письма в ЖЭТФ, 2000, т.72, в. 6, с.451-456.
- [187] Л.И.Магарилл, Д.А.Романов, А.В.Чаплик, Энергетический спектр электронов и незатухающий ток в эллиптическом квантовом кольце, ЖЭТФ, 1996, т.110, сс.669-682.
- [188] R.C.T. da Costa. Quantum mechanics of a constrained particle. - Phys.Rev. A, 1981, v.23, p.1982-1987.
- [189] H. Jensen and H. Koppe. Quantum mechanics with constraints. - Annals of Phys., 1971, v.63, p.586-591.
- [190] N. Ogawa, K. Fujii, and A. Kobushukin, Progr.Theor.Phys. 1990, v.83, p.894.
- [191] M.V. Berry, Proc.Royal Soc.A, **392**, 45 (1984).
- [192] Г.Л. Бир, Г.Е. Пикус. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках, Наука, М., 1972, 584 с.
- [193] М.В. Волькенштейн. Биофизика. - М.: Наука, 1989, 489 с.
- [194] С.Чандрасекар. Жидкие кристаллы. - М.: Мир, 1980, 344 с.

- [195] Л.И.Магарилл и А.В.Чаплик, Фотоиндуцированный магнетизм баллистических наноструктур. - Письма в ЖЭТФ, 1999, т.70, с.607-612.
- [196] M. Moskalets and M. Büttiker. Quantum pumping: Coherent rings versus open conductors. - Phys.Rev. B, 2003, v.68, p.161311(1-4).
- [197] J.E. Avron, A. Elgart, G.M. Graf, and L. Sadun. Geometry, statistics, and asymptotics of quantum pumps. - Phys.Rev. B, 2000, v.62, p.R10618-R10621.
- [198] J.E. Avron, A. Elgart, G.M. Graf, and L. Sadun. Optimal Quantum Pumps. - Phys.Rev.Lett., 2001, v.87, p.236601(1-4).
- [199] O. Entin-Wohlman and Amnon Aharony. Adiabatic transport in nanostructures. - Phys.Rev. B, 2002, v.65, p.195411(1-8).
- [200] Doron Cohen. Quantum pumping in closed systems, adiabatic transport, and the Kubo formula. - Phys. Rev. B, 2003, v.68, p.155303(1-15).
- [201] Huan-Qiang Zhou, Sam Young Cho, and Ross H. McKenzie. Gauge Fields, Geometric Phases, and Quantum Adiabatic Pumps. - Phys.Rev.Lett., 2003, v.91, p.186803(1-4).
- [202] M. Moskalets and M. Büttiker. Floquet scattering theory of quantum pumps - Phys.Rev. B, 2002, v.66, p.205320(1-10).
- [203] F. Renzoni, T. Brandes. Charge transport through quantum dots via time-varying tunnel coupling. - Phys.Rev. B, 2001, v.64, p.245301(1-4).
- [204] Shi-Liang Zhu and Z.D. Wang. Charge pumping in a quantum wire driven by a series of local time-periodic potentials. - Phys.Rev. B, 2002, v.65, p.155313(1-5).
- [205] C.S. Tang, C.S. Chu. Nonadiabatic quantum pumping in mesoscopic nanostructures. - Solid State Commun., 2001, v.120, p.353-357.
- [206] Baigeng Wang, Jian Wang, and Hong Guo. Current plateaus of nonadiabatic charge pump: Multiphoton assisted processes. - Phys.Rev. B, 2003, v.68, p.155326(1-7).

- [207] M. Switkes, C.M. Marcus, K. Campman, and A.C. Gossard. An Adiabatic Quantum Electron Pump. - *Science*, 1999, v.283, p.1905-1908.
- [208] T. Altebaeumer, H. Ahmed. Performance of Silicon Based Bi-Directional Electron Pumps Consisting of Two Coulomb Blockade Devices. - *Japanese Journal of Applied Physics*, 2002, part I, v.41, N 4B, p.2694-2697.
- [209] Y. Ono, Y. Takahashi. Electron pump by a combined single-electron/field-effect-transistor structure. - *Appl. Phys. Lett*, 2003, v.82, p.1221-1223.
- [210] S.V. Lotkhov, S.A. Bogoslovsky, A.B. Zorin, J. Niemeyer. - *Applied Physics Lett.*, 2001, v.78, p.946.
- [211] R.D. Astumian. Adiabatic Pumping Mechanism for Ion Motive ATPases. - *Phys. Rev. Lett.*, 2003, v.91, p.118102(1-4).
- [212] S.W. Kim. Floquet scattering in parametric electron pumps. - *Phys.Rev. B*, 2002, v.66, p.235304(1-6).
- [213] F. Bloch. Simple Interpretation of the Josephson Effect - *Phys.Rev.Lett.*, 1968, v.21, p.1241-1243.
- [214] B.L. Altshuler, A.G. Aronov, D.E. Khmel'nitskii, and A.I. Larkin, in book: *Quantum Theory of Solids*, ed. by I.M. Lifshitz, Mir, Moscow, 1982.
- [215] K.B. Efetov. Dynamic persistent currents in mesoscopic rings. - *Phys.Rev.Lett.*, 1991, v.66, p.2794-2797.
- [216] V.E. Kravtsov, V.I. Yudson. Direct current in mesoscopic rings induced by high-frequency electromagnetic field. - *Phys.Rev.Lett.*, 1993, v.70, p.210-213.
- [217] M. Moskalets, M. Büttiker. Floquet states and persistent-current transitions in a mesoscopic ring. - *Phys.Rev. B*, 2002, v.66, p.245321(1-5).
- [218] L. Arrachea. Current oscillations in a metallic ring threaded by a time-dependent magnetic flux. - *Phys.Rev. B*, 2002, v.66, p.045315(1-11).

- [219] V. Gudmundsson, Chi-Shung Tang, A. Manolesku. Nonadiabatic current generation in a finite width semiconductor ring. - Phys.Rev. B,2003, v.67, p.161301(R)(1-4).
- [220] A.V. Chaplik, L.I. Magarill. Persistent currents in ballistic quantum rings and nanotubes under alternative magnetic field - Laser Phys., 2004, v.14, N 3, p.412-419.
- [221] Ф.Т. Васько. - ФТТ, 1975, т.17, с.2288.
- [222] П.-А.В Казлаускас, И.Б. Левинсон. Эффект Сасаки в кристаллах без центра инверсии. - ФТТ, 1964, т.6, с.3192-3194.
- [223] И.Б. Левинсон. К вопросу о наличии центра инверсии в импульсном пространстве кинетического уравнения. - Литовский физический сборник, 1965, т.5, N 1, с.105-107.
- [224] И.Б. Левинсон. - ЖЭТФ, 1969, в.57, р.660.
- [225] В.Ф. Гантмахер, И.Б. Левинсон. Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках. - М.: Наука, 1984, глава 4,349 с.
- [226] М.И. Дьяконов. О фотоиндуцированных электрических доменах в рубине. - Письма в ЖЭТФ 1984,т.39, с.158-160.
- [227] V.M. Edelstein. Spin polarization of conduction electrons induced by electric current in two-dimensional asymmetric electron systems. - Solid State Comm., 1990, v.73, p.233.
- [228] J. Schliemann and D. Loss. Dissipation effects in spin-Hall transport of electrons and holes - Phys.Rev. B, 2004, v.69, p.165315(1-5).
- [229] E.I. Rashba. Spin currents, spin populations, and dielectric function of noncentrosymmetric semiconductors - Phys.Rev. B, 2004, v.70, p.161201(1-4).
- [230] V.M. Edelstein. Inverse Faraday Effect in Conducting Crystals Caused by a Broken Mirror Symmetry. - Phys.Rev.Lett., 1998, v.80, p.5766-5769.
- [231] Yu.A. Bychkov and E.I. Rashba. - JETP Lett., 1984, v.39, p.78.

- [232] E.I. Rashba and V.I. Sheka. - in book: Landau Level Spectroscopy, ed. by G.Landwehr and E.I.Rashba, Elsevier, Netherlands, 1991, p.178.
- [233] Э.И. Рашба, В.И. Шека. - ФТТ, 1961, т.3, с.1735-1743.
- [234] Y.F. Chen, M. Dobrovolska, et al. Interference of electric-dipole and magnetic-dipole interactions in conduction-electron-spin resonance in InSb.- Phys.Rev. B, 1985, v.32, p.890-902.
- [235] В.И. Шека, Л.С. Хазан. Зависимость интенсивности спинового резонанса электрона от импульса фотона. - Письма в ЖЭТФ, 1985, т.41, с.61-63.
- [236] G. Dresselhaus. Spin-Orbit Coupling Effects in Zinc Blende Structures - Phys.Rev., 1955, v.100, p.580-586.
- [237] Ф.Т. Васько. Спиновое расщепление спектра двумерных электронов, обусловленное поверхностным потенциалом. - Письма ЖЭТФ, 1979, т.30, с.574-577.
- [238] А.Г. Аронов, Ю.Б. Лянда-Геллер, Г.Е. Пикус. - ЖЭТФ, 1991, т.100, с.973.
- [239] E. L. Ivchenko B. Spivak. Chirality effects in carbon nanotubes Phys.Rev. B, 2002, v.66, pp.155404(1-9).
- [240] Е.Л. Ивченко, Ю.Б. Лянда-Геллер, Г.Е. Пикус. - ЖЭТФ, 1990, т.98, с.989.
- [241] Е.Л. Ивченко, Ю.Б. Лянда-Геллер, Г.Е. Пикус, Р.Я. Расулов. - ФТП, 1984, т.18, с.93.
- [242] Е.Л. Ивченко, Ю.Б. Лянда-Геллер, Г.Е. Пикус, Р.Я. Расулов. - ФТТ, 1988, т.30, с.990.
- [243] S.D. Ganichev, E.L. Ivchenko et al. Conversion of Spin into Directed Electric Current in Quantum Wells. - Phys.Rev.Lett., 2001, v.86, p.4358-4361.
- [244] S.D. Ganichev, E.L. Ivchenko et al. Spin-galvanic effect. - Nature, 2002, v.417, p.153-156.

- [245] S.D. Ganichev, S.N. Danilov et al. Spin-Sensitive Bleaching and Monopolar Spin Orientation in Quantum Wells. - *Phys.Rev.Lett.*, 2002, v.88, p.057401(1-4).
- [246] S.D. Ganichev, E.L. Ivchenko, W. Prettl. Photogalvanic effects in quantum wells. - *Physica E*, 2002, v.14, p.166-171.
- [247] S.D. Ganichev, H. Ketterl et al. Circular photogalvanic effect induced by monopolar spin orientation in p-GaAs/AlGaAs multiple-quantum wells. - *Appl.Phys.Lett.*, 2000, v.77, p.3146-3148.
- [248] S.D. Ganichev, and W. Prettl. Spin photocurrents in quantum wells. - *J.Phys.: Condens. Matter*, 2003, v.15, p.R935-R983.
- [249] R. Bartussek, P. Hanggi, and J.G. Kissner. - *Europhys.Lett.*, 1994, v.28, p.459.
- [250] D.J. Thouless. Quantization of particle transport. - *Phys. Rev B*, 1983, v.27, p.6083-6087.
- [251] I.L. Aleiner and A.V. Andreev. Adiabatic Charge Pumping in Almost Open Dots. - *Phys.Rev.Lett.*, 1998, v.81, pp.1286-1289.
- [252] S.H. Simon. Proposal for a quantum Hall pump. - *Phys.Rev. B*, 2000, v.61, p.R16327-R16330.
- [253] R. Dean, Astumian and Imre Derenyi. Towards a Chemically Driven Molecular Electron Pump - *Phys. Rev. Lett.* 2001, v.86, p. 3859-3862.
- [254] В.И. Фалько, Д.А. Хмельницкий. *ЖЭТФ*, 1989, т.95, с.328.
- [255] B. Spivak, F. Zhou, and M.T. Beal Monod. Mesoscopic mechanisms of the photovoltaic effect and microwave absorption in granular metals. - *Phys.Rev. B*, 1995, v.51, p.13226-13230.
- [256] F. Zhou, B. Spivak, and B. Altshuler, Mesoscopic Mechanism of Adiabatic Charge Transport *Phys. Rev. Lett.* 1999, v.82, p.608-611.
- [257] R.D.R. Bhat and J.E. Sipe. Optically Injected Spin Currents in Semiconductors- *Phys.Rev.Lett.*, 2000, v.85, pp.5432-5435.

- [258] В.К. Малиновский, Б.И. Стурман. Релаксационные токи в кристаллах с полярной осью, в сборнике: Десятое Собрание по теории полупроводников, тезисы докладов, часть 2, Новосибирск, 1980, с.76-77.
- [259] M.V. Entin and L.I. Magarill. Spin-orbit interaction of electrons on a curved surface. - Phys.Rev. B, 2001. v.64, p.085330(1-5).
- [260] А.В. Ефанов, М.В. Энтин. Поляризационно-зависящие фотопроводимость и фототок в многодолинных полупроводниках. - ФТП, 1982, т.16, N 4, с.662-669.
- [261] A.V. Efanov, M.V. Entin. Photogalvanic effect in crystal with dislocations. - Phys.Stat.Sol. (b), 1983, v.119, N 3, p.473-477.
- [262] В.К. Малиновский, В.Н. Новиков, Б.И. Стурман. Механизмы абсолютной отрицательной фотопроводимости диэлектриков. - Письма в ЖЭТФ 1985, т.41, с.285-287.