

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ  
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

Московский физико-технический институт  
(государственный университет)

Кафедра физики твердого тела

**Влияние СВЧ-облучения  
на магнетотранспортные характеристики  
двумерных электронных систем**

Выпускная квалификационная работа на соискание степени магистра  
по направлению 511600 „Прикладные физика и математика“

Студент 222 гр. ФОПФ  
Печенежский И. В.

Научный руководитель:  
д. ф.-м. н. Дорожкин С. И.

ЧЕРНОГОЛОВКА 2008

# Содержание

<b>1</b>	<b>Введение</b>	<b>2</b>
<b>2</b>	<b>Индукцированные СВЧ-излучением осцилляции фототока и фотоЭДС</b>	<b>6</b>
2.1	Вводные замечания . . . . .	6
2.2	Образец . . . . .	6
2.3	Установка . . . . .	7
2.4	Схема измерений . . . . .	7
2.5	Результаты эксперимента . . . . .	8
<b>3</b>	<b>Сосуществование одночастичных и коллективных эффектов в фотоотклике на СВЧ-облучение</b>	<b>12</b>
3.1	Образец . . . . .	12
3.2	Установка . . . . .	12
3.3	Схема измерений . . . . .	13
3.4	Результаты эксперимента . . . . .	13
<b>4</b>	<b>Одновременное облучение двумя частотами</b>	<b>22</b>
4.1	Вводные замечания . . . . .	22
4.2	Результаты эксперимента . . . . .	23
<b>5</b>	<b>Численные расчет</b>	<b>26</b>
5.1	Расчетная модель . . . . .	26
5.2	Одночастичные особенности в магнетосопротивлении под облучением . . . . .	29
5.3	Одновременное облучение двумя частотами . . . . .	30
5.4	Особенности в магнетосопротивлении при дробных значениях отношения $\omega/\omega_c$ . . . . .	30
<b>6</b>	<b>Эффекты шнурования электрического тока</b>	<b>39</b>
6.1	Вводные замечания . . . . .	39
6.2	Аналитический расчет . . . . .	40
6.3	Численный расчет . . . . .	42
6.4	Обсуждение результатов . . . . .	44
<b>7</b>	<b>Заключение</b>	<b>47</b>

# 1 Введение

В последнее время транспортные свойства двумерных электронных систем, помещенных в магнитное поле и облучаемых СВЧ, интенсивно исследуются экспериментально и теоретически. Это связано с наблюдением на образцах двумерных электронных систем с высокой подвижностью электронов индуцированных излучением гигантских осцилляций магнетосопротивления (ИОМ) [1, 2] (см. рис. 1) и, особенно, с обнаружением того факта, что в основных минимумах ИОМ магнетосопротивление стремится к нулю при

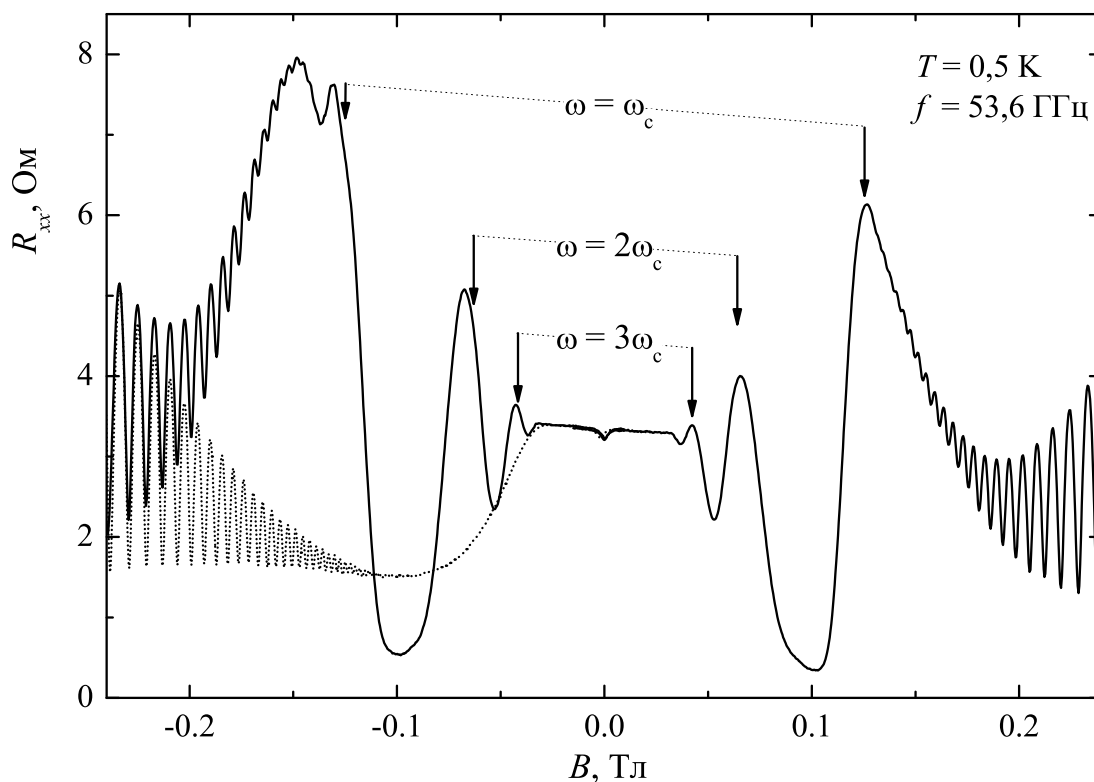


Рис. 1. Типичный вид зависимости магнетосопротивления  $R_{xx}$  под СВЧ-облучением (сплошная кривая) и в отсутствие облучения (пунктирная кривая) в зависимости от магнитного поля  $B$ . Стрелки соответствуют расчетным положениям гармоник циклотронного резонанса для электронов в GaAs с эффективной массой  $m^* = 0,067 m_e$ . Общий наклон, нарушающий симметрию по знаку магнитного поля, обусловлен подмешиванием холловской составляющей.

понижении температуры и увеличении мощности облучения [3, 4]. Последний факт, однако, не связан с возникновением состояния типа сверхпроводящего, как это гипотетически предполагалось в первых работах [3, 4], так как одновременно с магнетосопротивлением к нулю стремится и магнетопроводимость [5].

Установлено, что ИОМ, как и осцилляции Шубникова-де Гааза (ОШдГ), периодичны по обратному магнитному полю, но их период определяется не концентрацией носителей, а частотой облучения. А именно, положение этих осцилляций отвечает гармоникам циклотронного резонанса, определяемым соотношением  $\omega/\omega_c = j$  ( $j = 1, 2, 3, \dots$ ), где  $\omega_c$  и  $\omega$  — циклотронная и круговая микроволновая частоты соответственно. Кроме ИОМ также наблюдаются дополнительные осцилляции в положении субгармоник циклотронного резонанса, когда  $\omega/\omega_c = 1/j$ , и при некоторых дробных значениях  $\omega/\omega_c$  (см., например, работы [6, 7]).

Основные существующие в настоящее время теории описывают ИОМ в приближении независимых электронов. Хорошо установленными являются два механизма, ведущие к появлению таких осцилляций. Первый — на основе не прямых оптических переходов между уширенными уровнями Ландау, сопровождающихся одновременным поглощением фотона и рассеянием на примеси (отметим, что этот механизм был довольно давно предсказан сначала для неуширенных беспорядком уровней Ландау [8], а затем и при учете такого уширения [9], и воспроизведен в работе [10], посвященной объяснению ИОМ), а второй — с формированием неравновесной функции распределения электронов по энергии [11, 12]. В работе [12], в частности, было показано, что эффект неравновесности функции распределения параметрически доминирует над эффектом, связанным с непрямыми переходами. Этот вывод удается подтвердить на основании исследований дробных особенностей. Если объяснение осцилляций при дробных значениях  $\omega/\omega_c$  в рамках механизма не прямых переходов возможно только за счет переходов с одновременным поглощением нескольких фотонов [13, 14], то, как показано в разд. 5.4, механизм на основе неравновесной функции распределения позволяет объяснить дробные особенности при учете только однофотонных процессов. В последнем случае дробные осцилляции возникают только при частотах ниже пороговых, зависящих от уширения уровней Ландау и величины дроби, как

это наблюдалось в эксперименте [7], что служит подтверждением преимущественной роли неравновесного распределения.

Основным результатом работ [8, 9] было предсказание знакопеременных осцилляций фототока при изменении магнитного поля, соответствующих протеканию тока как по направлению постоянного электрического поля, так и против него. Положение таких осцилляций в магнитном поле соответствует положению гармоник циклотронного резонанса, то есть такое же, как у ИОМ. До настоящего времени осцилляции фототока экспериментально не наблюдались. Существует два сообщения о наблюдении осцилляций фото-ЭДС [15,16], причем только в недавней работе [16] был отмечен знакопеременный характер этих осцилляций. Первым результатам по наблюдению осцилляций фототока, практически симметричным относительно нулевого уровня, посвящен разд. 2. По-видимому, такое же поведение фототока следует ожидать и в рамках механизма неравновесной функции распределения, но соответствующее теоретическое рассмотрение в настоящее время отсутствует.

Фотоотклик двумерных электронных систем на СВЧ-облучение не ограничивается описанными выше осцилляциями, расположенными при  $\omega/\omega_c = j$ . Вообще положение этих осцилляций практически не коррелирует с поглощением излучения в образце, что наиболее наглядно было продемонстрировано в экспериментах с циркулярно поляризованным излучением [17]. Связанные с поглощением особенности доминируют в фотоотклике при более высоких температурах и в образцах с меньшей подвижностью электронов. В подобных случаях особенности наблюдаются при совпадении частоты излучения с частотой стоячей магнетоплазменной волны, возникающей в образце конечных размеров [18,19]. Положение соответствующих резонансов отличается от положения циклотронного резонанса вследствие гибридизации плазменных и циклотронных возбуждений [20–22]. Полное понимание того, как происходит переход между двумя упомянутыми типами фотоотклика в настоящее время отсутствует. Вопрос, не вызваны ли ИОМ также коллективными эффектами, остается открытым несмотря на успехи одночастичных теорий и то, что до настоящего времени отдельные попытки описать ИОМ в терминах коллективных возбуждений успеха не имели. В разд. 3 представленной работы на основе экспериментальных данных будет продемонстрировано, что магнетоплазменные резонансы, обусловленные геометрией исследо-

ванного образца, проявляются в виде узких особенностей в подавлении ОШдГ, которые сосуществуют с ИОМ, накладываясь на них. Тем самым демонстрируется одновременное присутствие одночастичных и многочастичных эффектов в фотоотклике. Численный расчет в разд. 5.2, выполненный в рамках одночастичного рассмотрения, описывает ИОМ, а также объясняет некоторые другие экспериментальные результаты.

Вообще одной из основных проблем в изучении фотоотклика в настоящее время является выяснение механизма образования состояний с близкими к нулю значениями магнетосопротивления и магнетопроводимости. Дело в том, что принятые теории ИОМ предсказывают отрицательные значения магнетосопротивления на месте этих состояний. Разрешение этого противоречия лежит вне перечисленных теорий и, возможно, состоит в формировании доменной структуры вместо неустойчивых однородных состояний с отрицательным магнетосопротивлением, как это предложено в работе [23]. Однако это объяснение пока не получило экспериментального подтверждения.

Еще одним направлением в деятельности по изучению двумерных электронных систем, находящихся под СВЧ-излучением, является исследование их отклика на одновременное облучение двумя монохроматическими частотами [24, 25]. Некоторые полученные нами экспериментальные результаты таких исследований изложены в разд. 4 и дополнены численным расчетом, описанным в разд. 5.3.

В свете работ последних лет по изучению транспортных свойств двумерного электронного газа, в том числе, в связи с поиском доменной структуры распределения тока, вновь приобрел актуальность вопрос о распределении тока в реальных образцах. В разд. 6 выполнены аналитический анализ и численный расчет распределения потенциала при наличии градиента плотности электронов вдоль направления тока в образце. Обнаруженное шнурование тока около одной стороны образца способно дать объяснение некоторым экспериментальным данным (например, из статьи [15]), полученным в режиме индуцированных излучением состояний с близкими к нулю значениями магнетосопротивления и магнетопроводимости.

## 2 Индуцированные СВЧ-излучением осцилляции фототока и фотоЭДС

### 2.1 Вводные замечания

Большинство существующих работ по изучению транспортных свойств двумерных электронных систем посвящены изучению фотоотклика в магнетосопротивлении. Некоторые результаты по индуцированным микроволновым излучением осцилляциям ЭДС приведены в работе [15], в которой измерялось напряжение между внутренним и стоящим на периметре образца потенциальными контактами, и в работе [16], в которой образец имел геометрию Корбино. Однако самое первое предсказание осцилляций фототока [8] до настоящего времени фактически не имело экспериментального подтверждения. А именно, было предсказано, что фототок течет в направлении статического электрического поля для магнитных полей, удовлетворяющих условию  $n - 1/2 < \omega/\omega_c < n$ , и против электрического поля для случая, когда  $n < \omega/\omega_c < n + 1/2$ ,  $n = 1, 2, 3, \dots$ . Следует, однако, ожидать возникновение эффекта не только при наличии разницы электрохимических потенциалов, создаваемой при транспортных измерениях, но и при наличии встроенного электрического поля в неоднородных образцах, которое само по себе не приводит к току при отсутствии облучения.

### 2.2 Образец

В данном эксперименте исследовался образец на основе GaAs/AlGaAs гетероструктуры с электронной плотностью  $n_s = 2,8 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Контакты к двумерному газу были созданы диффузией Ni/Ge/Au пленки. Образец имел форму мостика Холла с тремя парами внешних потенциальных контактов, расположенных по обе стороны вдоль длинной (2,8 мм) стороны образца. Ширина мостика — 0,6 мм. Помимо токовых контактов (стока, истока) и описанных боковых потенциометрических контактов, образец обладал девятью внутренними контактами квадратной формы, располагавшимися в узлах прямоугольной сетки из трех поперечных и трех продольных рядов (см. рис. 3). Литографический размер внутренних контактов в плоскости был  $0,06 \times 0,06 \text{ мм}^2$  и, по-видимому, не сильно изме-

нялся в процессе вжигания. Подвижность  $\mu$  составляла около  $1 \times 10^7 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$  (точное определение подвижности затруднялось наличием внутренних контактов).

### 2.3 Установка

Измерения выполнялись в криостате с откачкой паров  $^3\text{He}$ , обеспечивающем достижение температуры вплоть до 0,5 К. При откачке только паров  $^4\text{He}$  из одноградусной камеры в криостате устанавливалась температура 1,5 К. Контроль за температурой осуществлялся по давлению насыщенных паров  $^3\text{He}$ . Криостат был оснащен сверхпроводящим соленоидом, создающим магнитное поле до 12 Тл. Электромагнитное излучение заводилось в криостат по тонкостенной трубке из нержавеющей стали диаметром 18 мм и длиной около 1 м, что давало возможность при использовании соответствующих генераторов заводить в криостат электромагнитное излучение с частотой от 9,8 ГГц. В этом разделе будут представлены результаты, полученные при использовании в качестве источника излучения генератора Г4-161 (диапазон 129,20 – 142,80 ГГц) с паспортной максимальной мощностью излучения около 4 мВт на выходе из генератора. Образец устанавливался внутри трубки на расстоянии примерно 10 мм от ее открытого конца, при этом он оказывался в центре соленоида. Поверхность образца была перпендикулярна оси трубки и направлению магнитного поля.

### 2.4 Схема измерений

Фототок и фотоЭДС измерялись, главным образом, немодуляционным способом в режиме непрерывного облучения с использованием предусилителя тока SR570 (конвертера ток-напряжение) и мультиметра Keithley 2000 соответственно. Кроме того, были выполнены измерения указанных величин с помощью усилителя с синхронным детектором SR830. В последнем случае сигнал в форме прямоугольных импульсов со скважностью 2 и частотой 1 кГц от генератора сигналов Г6-34 подавался на вход внешней модуляции одного из генераторов СВЧ и одновременно служил опорным сигналом для усилителя с синхронным детектором. При измерении фототока таким способом один из токовых контактов обычно держался заземленным, сигнал же снимался либо с низкоомного резистора, который со-

единял исследуемый контакт и землю, либо со вторичной обмотки трансформатора типа УНИПАН 233.7.3, по первичной обмотке которого протекал ток от контакта на землю. Результаты, полученные всеми методами, согласуются друг с другом, далее будут приведены данные, полученные без использования модуляции. Магнитное поле определялось посредством умножения на калибровочный коэффициент напряжения, измеряемого цифровым вольтметром на калиброванном сопротивлении, стоящем в цепи питания соленоида постоянным током. Считывание данных с синхронных детекторов и мультиметров, и последующее сохранение данных на персональном компьютере, осуществлялось через шину GPIB с использованием программы, работающей в среде LabVIEW 6.0.

## 2.5 Результаты эксперимента

Экспериментальные кривые фототока и фотоЭДС между внутренним и внешним контактами показаны на рис. 2 и 3 соответственно. На рисунках приведена разница между измеряемыми значениями в присутствии ( $I(P_\omega > 0)$  и  $V(P_\omega > 0)$ ) и при отсутствии ( $I(P_\omega = 0)$  и  $V(P_\omega = 0)$ ) облучения для того, чтобы исключить не связанные с облучением эффекты, обусловленные неидеальностью измерительных приборов. Однако роль этих эффектов довольно мала, так что разностные сигналы не сильно отличаются от необработанных, полученных под облучением. Заметное различие наблюдается лишь в кривых фототока вблизи нулевого значения магнитного поля, что обусловлено малым сопротивлением исследуемого образца как источника измеряемого тока. Описанные выше методы измерения фототока и фотоЭДС модуляционным способом при использовании усилителей с синхронными детекторами дают результаты, согласующиеся с теми, что приведены на рис. 2 и 3. Стоит заметить, что фотоЭДС, измеренная между любой парой контактов на периметре образца, примерно на два порядка меньше по амплитуде и имеет более сложное и плохо воспроизводимое на разных парах контактов поведение. В то же самое время нули фототока и фотоЭДС фактически совпадают друг с другом для всех девяти внутренних контактов, а сами амплитуды осцилляций отличаются не более, чем в два раза, и для фототока, и для фотоЭДС. Было также обнаружено, что фотоЭДС, измеренная между внутренним и внешним контактами, не зависела от замыкания других внутренних контактов на один из внешних, если эти внутренние контакты находились дальше, чем на

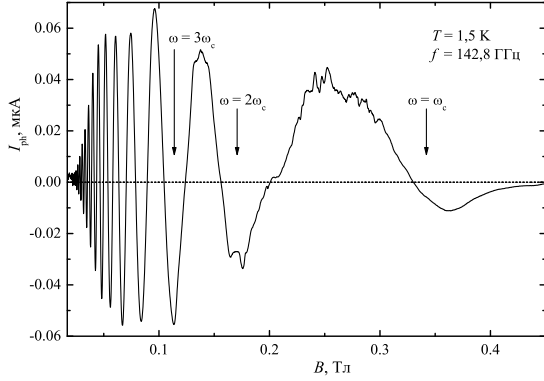


Рис. 2. Фототок  $I_{\text{ph}} = I(P_{\omega} > 0) - I(P_{\omega} = 0)$ , измеренный между внутренним и внешним контактами в зависимости от магнитного поля  $B$ . Положительный знак соответствует направлению тока от внутреннего контакта ко внешнему в измерительной части цепи. Уровень нуля обозначен пунктиром. Температура  $T = 1,5$  К, частота облучения  $f = 142,8$  ГГц. Стрелки отмечают расчетные положения гармоник циклотронного резонанса для  $m^* = 0,067 m_e$ .

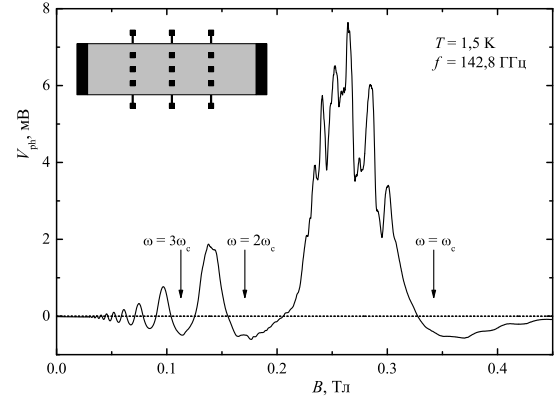


Рис. 3. ФотоЭДС  $V_{\text{ph}} = V(P_{\omega} > 0) - V(P_{\omega} = 0)$ , измеренная между внутренним и внешним контактами в зависимости от магнитного поля  $B$ . Уровень нуля обозначен пунктиром. Температура  $T = 1,5$  К, частота облучения  $f = 142,8$  ГГц. Стрелки отмечают расчетные положения гармоник циклотронного резонанса для  $m^* = 0,067 m_e$ . В верхнем левом углу условно изображена геометрия образца; черным цветом показаны области омических контактов.

0,4 мм (наибольшее расстояние между соседними рядами). С другой стороны, аналогичное замыкание ближайших контактов, расположенных на расстоянии 0,15 мм, приводило к уменьшению детектируемого сигнала примерно в два раза. Фототок, измеренный с двух контактов замкнутых между собой, фактически полностью совпадал с суммой токов от этих контактов по отдельности. На основании изложенного можно заключить, что фотосигналы формируются в относительной близости ко внутреннему контакту.

Наиболее характерным свойством всех экспериментальных кривых на рис. 2 и 3 является их осцилляционный характер, напоминающий индуцированные излучением осцилляции магнетосопротивления. Однако тогда, как магнетосопротивление всегда остается положительной величиной, фототок и фотоЭДС осциллируют относительно нулевого уровня, меняя свои знаки. Ниже предлагается простая модель, способная объяснить такое поведение этих величин в исследованных образцах. Как уже было упомянуто в разд. 2.1, фототок может вызываться встроенным электрическим полем в образце. Более того, эксперимент показал, что подсветка образца сильно влияет на амплитуду детектируемых сигналов, что

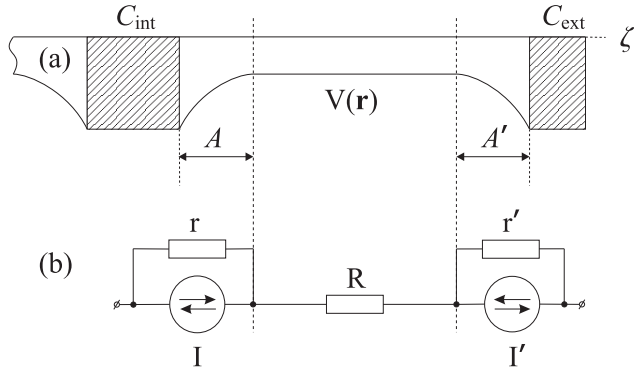


Рис. 4. (a) Схематическое изображение изгиба дна подзоны размерного квантования  $V(\mathbf{r})$  в образце между внутренним  $C_{\text{int}}$  и внешним  $C_{\text{ext}}$  контактами. Области контактов заштрихованы.  $\xi$  — электрохимический потенциал в равновесии. (b) Эквивалентная электрическая схема образца на рис. (a) под облучением.

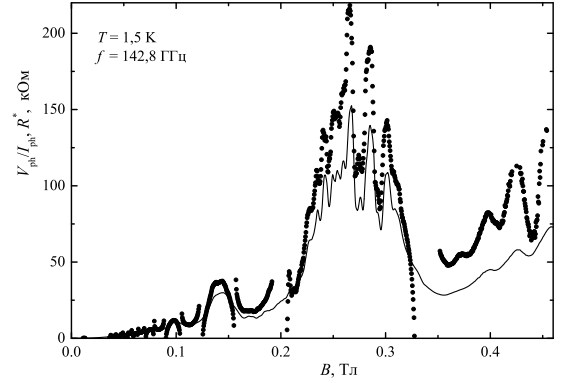


Рис. 5. Сравнение отношения  $V_{\text{ph}}/I_{\text{ph}}$  (точки), вычисленного из данных, изображенных на рис. 2 и 3, с двухконтактным сопротивлением  $R^*$  (сплошная кривая). Все измерения сделаны между одними и теми же контактами при одинаковых условиях облучения. Часть точек на кривой  $V_{\text{ph}}/I_{\text{ph}}$  вблизи мест очевидного расхождения не изображены.

можно приписать изменению распределения электрического поля в образце в результате подсветки. Такое встроенное электрическое поле определено существует около контактов. Координатная зависимость потенциальной энергии электронов схематически показана на рис. 4, где в областях  $A$  и  $A'$  около контактов имеется ненулевое электрическое поле. В этих областях происходит генерация фототока, формально аналогичная фотодиодной. Однако в отличие от фотодиодов направление фототока зависит от величины магнитного поля [8], что отражено в эквивалентной схеме парами противоположно направленных стрелок. Должен существовать механизм компенсации фототока в случае открытой цепи. Если в фотодиодах такой механизм обычно связан с сильно нелинейной проводимостью диода, то в нашем случае, по-видимому, компенсирующий ток обусловлен обычной омической проводимостью, что отражено в эквивалентной схеме сопротивлениями  $r$  и  $r'$ . Сопротивление  $R$  обозначает сопротивление области образца вдали от контактов, в которой отсутствует встроенное электрическое поле. Основная разница между внутренним и внешним контактами состоит в существенном различии их шунтирующих сопротивлений  $r \gg r'$ . Этот факт проистекает из того, что сопротивление кольцевой области  $A$  вокруг внутреннего контакта пропорционально  $\sigma_{xx}^{-1} \approx \rho_{xy}^2/\rho_{xx}$ , а сопротивление полосы  $A'$  у внешнего

контакта пропорционально  $\rho_{xx}$ , последнее же в наших экспериментальных условиях много меньше, чем  $\sigma_{xx}^{-1}$ . Это объясняет, почему роль внешних контактов незначительна. Из эквивалентной схемы на рис. 4 следует, что фототок  $I_{\text{ph}}$  и фотоЭДС  $V_{\text{ph}}$ , измеренные между контактами  $C_{\text{int}}$  и  $C_{\text{ext}}$  равны соответственно  $(Ir - I'r')/(R+r+r')$  и  $Ir - I'r'$ . Следовательно, фотоЭДС и фототок связаны между собой по закону  $V_{\text{ph}} = I_{\text{ph}}(R+r+r')$  с коэффициентом пропорциональности, равным сопротивлению между контактами  $R^* = R+r+r'$ . Сопротивление  $R^*$  можно измерить независимо. Его сравнение с  $V_{\text{ph}}/I_{\text{ph}}$  показано на рис. 5. Вполне разумное согласие поддерживает предложенную модель. Очевидные расхождения на кривой  $V_{\text{ph}}/I_{\text{ph}}$  около нулей в фототоке  $I_{\text{ph}}$  отражает ошибку, связанную с малыми различиями положений нулей на экспериментальных кривых фототока и фотоЭДС. Приняв эту причину во внимание, можно пренебречь подобными расхождениями. Обратимся теперь к знаку измеряемого фототока. Исходя из того, что в эксперименте главную роль играет распределение потенциала около внутреннего контакта, легко получить, что фаза фототока согласуется с предсказаниями статьи [8]. А именно, фототок течет от внутреннего (внешнего) контакта ко внешнему (внутреннему) контакту в измерительной цепи (в образце) тогда, когда  $n < \omega/\omega_c < n + 1/2$ , и в противоположном направлении при  $n - 1/2 < \omega/\omega_c < n$ . Существенно, что теория [8] при наличии статического электрического поля предсказывает осцилляции фототока примерно симметричные относительно нуля, как это и наблюдается в эксперименте.

Необходимо отметить, что, хотя предложенный выше сценарий эффекта базируется на механизме не прямых переходов, такое же поведение фототока можно ожидать и в рамках подхода с неравновесной функцией распределения электронов.

Итак, в этом разделе приведены первые результаты по наблюдению в двумерных электронных системах под облучением осцилляций фототока и фотоЭДС, и предложена простейшая модель, проясняющая роль контактов в формировании сигнала в реальных образцах.

## 3 Сосуществование одночастичных и коллективных эффектов в фотоотклике на СВЧ-облучение

### 3.1 Образец

В эксперименте по исследованию магнетосопротивления под СВЧ-облучением изучался образец, имеющий форму мостика Холла с шириной токонесущего канала  $W = 50$  мкм и с расстоянием между потенциометрическими выводами  $L = 250$  мкм. Структура была выращена методом молекулярно-пучковой эпитаксии и представляла собой одиночную GaAs-квантовую яму шириной  $130 \text{ \AA}$ , ограниченную AlAs/GaAs сверхрешеточными барьерами. Источником электронов служили два дельта-слоя, легированные кремнием. Они располагались в сверхрешетках по обе стороны от квантовой ямы, на расстоянии  $215 \text{ \AA}$  от нее. Именно сравнительно малое расстояние от плоскости двумерного газа до легированных слоев, которое обеспечивало высокую плотность электронов в двумерной системе и наличие в ней достаточно короткопериодных флуктуаций потенциала, необходимых для наблюдения индуцированных излучением осцилляций магнетосопротивления в сравнительно сильных магнитных полях [26], послужили поводом к экспериментальному исследованию данного образца. Концентрация носителей, определенная из положений минимумов осцилляций Шубникова-де Гааза, составляла  $n_s = 9,2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Подвижность электронов в исследованном образце была равна  $\mu = 1,2 \times 10^6 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$ .

### 3.2 Установка

Эксперимент был выполнен на установке, описанной в разд. 2.3, но в которой диаметр волноводной трубки был равен 20 мм, а достигаемые температуры были равны 0,6 К и 1,7 К при откачке паров  $^3\text{He}$  и при откачке только паров  $^4\text{He}$  соответственно. В этом разделе будут представлены результаты, полученные при использовании в качестве источника излучения лампы обратной волны, работающей в диапазоне 323 – 538 ГГц и обеспечивающей в этом диапазоне паспортную мощность излучения от 1 до 3 мВт на выходе из лампы. Перед образцом, с целью усиления напряженности электромагнитного поля падающей на

него волны, устанавливался рупор из медной фольги, обращенный узкой стороной к образцу.

### 3.3 Схема измерений

Через токовые контакты образца пропускался переменный ток частотой 67,4 Гц и амплитудой 0,1 мкА с выхода генератора синусоидального сигнала одного из усилителей с синхронным детектированием SR830; с этого же прибора подавался опорный сигнал на синхронный детектор второго прибора SR830. Использование двух усилителей позволяло одновременно снимать показания с разных пар потенциометрических контактов к образцу.

### 3.4 Результаты эксперимента

На рис. 6 приведена зависимость удельного магнетосопротивления  $\rho_{xx}$  от величины магнитного поля  $B$ , полученная при облучении образца электромагнитным излучением с частотой  $f = 483$  ГГц, а также в отсутствие излучения. На этом рисунке видна сложная, в условиях облучения, зависимость амплитуды осцилляций Шубникова-де Гааза от магнитного поля, которая и представляет собой один из основных предметов данного исследования. Наиболее выраженное подавление наблюдается при трех различных значениях магнитного поля одного направления, обозначенных на рисунке как CR, MP<sub>1</sub>, MP<sub>2</sub>. Подавление амплитуд осцилляций Шубникова-де Гааза происходит по-разному для особенностей, обозначенных как CR и MP. В первом случае амплитуда осцилляций подавляется в более широкой области магнитных полей, при этом магнетосопротивление сильно меняется как в максимумах, так и в минимумах; во втором случае подавляются только максимумы осцилляций, причем в сравнительно более узкой области магнитных полей. Кроме того, хорошо видны индуцированные излучением осцилляции магнетосопротивления [1], проявляющиеся при  $|B| > 0,4$  Тл в виде осциллирующей огибающей минимумов осцилляций Шубникова-де Гааза.

Рис. 6 демонстрирует, что особенности CR и MP отчетливо проявляются при обоих направлениях магнитного поля. (Небольшая общая асимметрия кривой рис. 6 относительно нуля магнитного поля может быть связана с неоднородностью образца, приводящей

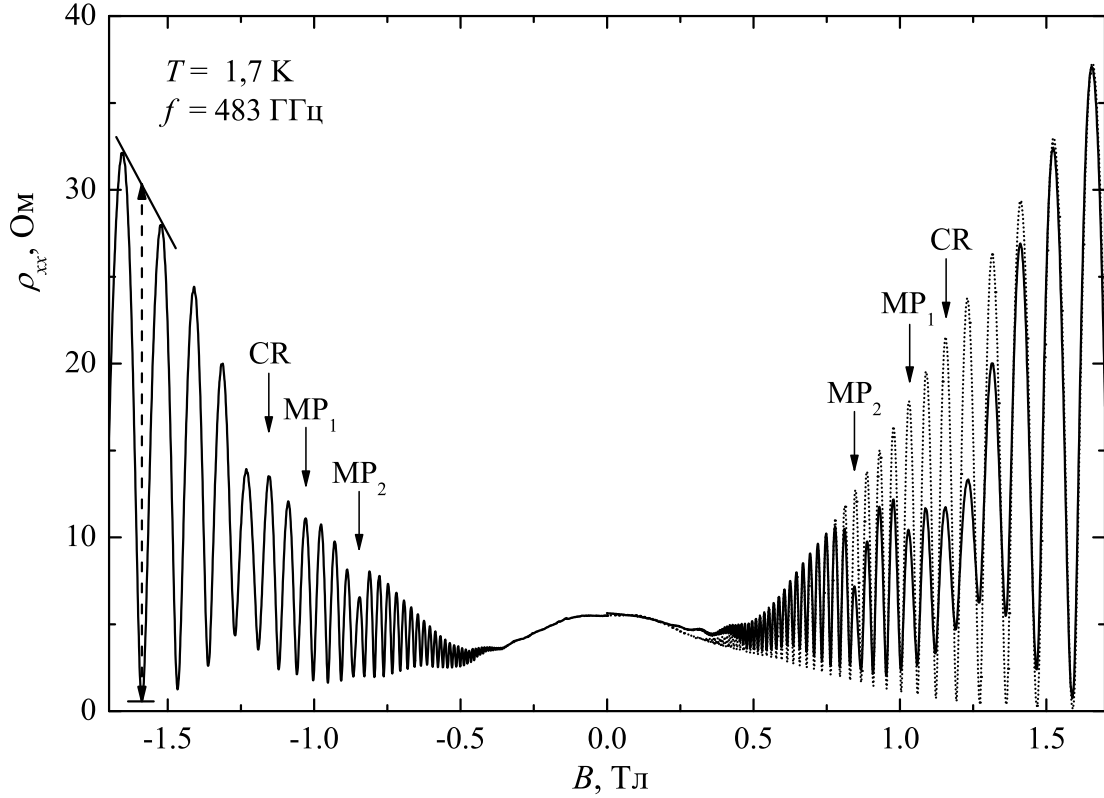


Рис. 6. Удельное магнетосопротивление  $\rho_{xx}$  под облучением частоты  $f = 483$  ГГц (сплошная кривая) и в его отсутствие (пунктирная кривая) в зависимости от магнитного поля  $B$ . Стрелка CR соответствует расчетному положению циклотронного резонанса для электронов с эффективной массой  $m^* = 0,067 m_e$ , а стрелки MP<sub>1</sub> и MP<sub>2</sub> отмечают поля, в которых излучение максимально подавляет осцилляции Шубникова-де Гааза. Обоюдоострой стрелкой показана процедура определения удвоенной амплитуды 2A ОШдГ. Температура измерений  $T = 1,7$  К.

к подмешиванию в продольное магнетосопротивление холловской компоненты, а также с возбуждением краевых магнетоплазмонов [27], которое приводит к появлению в измеряемом экспериментально сигнале вклада, несимметричного по полю.) Была также проверена воспроизводимость интересующих нас особенностей при измерениях с разных пар контактов образца. Такая проверка показала отсутствие сколько-нибудь существенных различий в магнетосопротивлении при измерениях с пар контактов, расположенных по разные стороны токового канала, что показано на рис. 7. Таким образом, симметрия положений рассматриваемых особенностей по магнитному полю, а также воспроизводимость

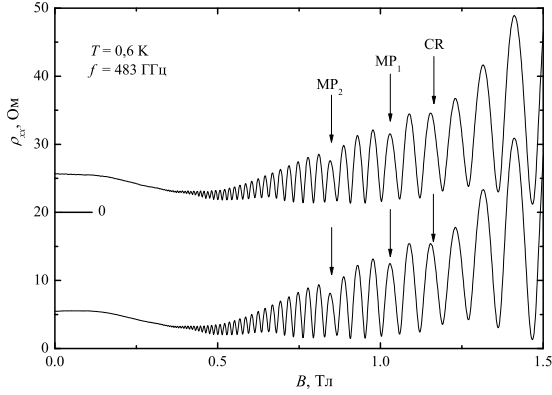


Рис. 7. Удельное магнетосопротивление  $\rho_{xx}$  в зависимости от магнитного поля  $B$ , измеренное при температуре  $T = 0,6$  К с двух разных, противоположных, пар контактов под воздействием излучения с частотой  $f = 483$  ГГц. Для ясности верхняя кривая смещена вверх по оси  $\rho_{xx}$ . Стрелки  $MP_1$  и  $MP_2$  отмечают поля, в которых излучение максимально подавляет амплитуду ОШдГ, а  $CR$  — расчетное положение циклотронного резонанса при  $m^* = 0,067 m_e$ .

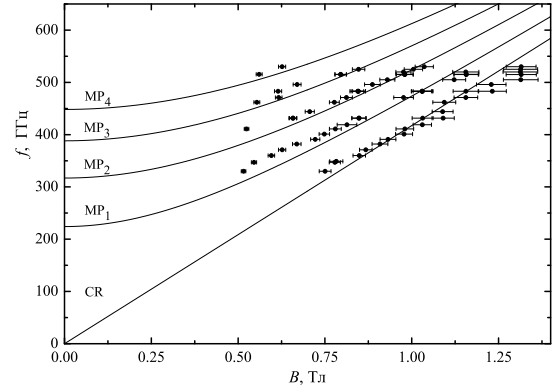


Рис. 8. Точки отображают значения магнитного поля  $B$ , при которых наблюдается максимальное подавление осцилляций Шубникова-де Гааза под воздействием различных частот излучения  $f$ . Сплошная прямая, помеченная как  $CR$ , соответствует циклотронному резонансу; сплошные кривые  $MP_1$ ,  $MP_2$ ,  $MP_3$ ,  $MP_4$  — расчетным магнетоплазменным ветвям.

показаний с разных пар контактов, свидетельствует об объемном характере исследуемых явлений и возможности их описания в терминах магнетосопротивления.

С целью проанализировать зависимость от частоты падающего излучения тех значений магнитного поля, в которых максимально подавляются осцилляции Шубникова-де Гааза, были проведены измерения магнетосопротивления при облучении частотами в интервале от 323 до 538 ГГц. Общая картина заключалась в том, что с повышением частоты излучения особенности смещались в более сильные поля. Результат более детального анализа полученных кривых приведен на рис. 8, где точки соответствуют частотам излучения и полям, при которых амплитуда ОШдГ, измеренная под облучением и нормированная на ее темновое значение, имеет как функция магнитного поля хорошо выраженные минимумы (пример такой зависимости имеется на рис. 10b). Точность определения этих точек, указанная на рис. 8, фактически определяется полупериодом ОШдГ, так как амплитуды осцилляций могут быть определены только в положениях минимумов и максимумов (см.

построение на рис. 6). Из этого рисунка видно, что подобного рода особенности группируются около пяти зависимостей от магнитного поля, близких к линейным.

Для определения процессов, ответственных за подавление ОШдГ, сплошными линиями на рис. 8 построены ожидаемые положения циклотронного резонанса (CR) и магнетоплазменных мод, соответствующих стоячим волнам поперек образца ( $MP_1 - MP_4$ ). Частота, соответствующая циклотронному резонансу, определялась по формуле

$$f_c = \frac{1}{2\pi} \frac{eB}{m^*c}, \quad (1)$$

где  $c$  — скорость света, а  $e$  и  $m^*$  — соответственно заряд электрона и его эффективная масса. При построении было положено, что  $m^* = 0,067 m_e$ . Одна из серий экспериментальных точек неплохо следует зависимости циклотронной частоты от магнитного поля. Другие серии точек вполне укладываются на теоретические зависимости для четырех ветвей магнетоплазменных возбуждений  $MP_1 - MP_4$ , полученных по формуле (см., например, работу [18] и ссылки в ней)

$$f_{mp,n}(B) = \sqrt{\frac{n_s e^2}{2\pi m^* \epsilon_{eff}} \frac{\pi}{W} n + \left( \frac{eB}{2\pi m^* c} \right)^2}. \quad (2)$$

Здесь  $n = 1, 2, 3, 4$ , а остальные параметры имеют следующие значения в соответствии с параметрами образца:  $n_s = 9,2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ,  $W = 50 \text{ мкм}$ ,  $m^* = 0,067 m_e$ ,  $\epsilon_{eff} = (\epsilon_{GaAs} + \epsilon_{vac})/2 = (12,8 + 1)/2$  — эффективная диэлектрическая проницаемость среды.

Обсудим немного подробнее вопрос о магнетоплазмонах в двумерном электронном газе. Хорошо известно, что дисперсионный закон для двумерных плазмонов  $f_p(q)$  в отсутствие эффектов запаздывания выражается в виде [20]

$$f_p^2(q) = \frac{n_s e^2}{2\pi m^* \epsilon_{eff}} q, \quad (3)$$

где  $q$  — волновой вектор плазмона. В перпендикулярном магнитном поле гибридизация между плазмонами и циклотронными возбуждениями приводит к появлению магнетоплазмонов [21] с частотами  $f_{mp}(q)$ , описываемыми формулой

$$f_{mp}^2(q) = f_p^2(q) + f_c^2. \quad (4)$$

В случае конечного размера пространства, занимаемого двумерным электронным газом, существуют выделенные значения волнового вектора, соответствующие стоячим волнам

поперек холловского мостика шириной  $W$ :

$$q = \frac{\pi}{W} n, \quad (5)$$

где  $n$  — натуральное число. Подстановка (1), (3), (5) в (4) и дает приведенную выше формулу (2). Отметим, что формула (2) получена в отсутствие эффектов запаздывания, которые могут значительно изменить положение магнетоплазменных резонансов [28, 29], но в нашем случае эффекты запаздывания не должны играть заметной роли в силу небольшой по сравнению с единицей величины параметра  $\alpha = \sqrt{\frac{2n_s e^2 W}{m^* c^2}} \approx 0,2$ , характеризующего их роль [29, 30].

Как легко заметить, рис. 8 демонстрирует, что все пять групп экспериментальных точек неплохо группируются около проведенных линий, рассчитанных без подгоночных параметров. Этот факт, с учетом отмеченной выше „некраевой“ природы происхождения экспериментально наблюдавшихся особенностей в подавлении ОШдГ, позволяет отождествить рассматриваемые особенности с резонансным поглощением излучения при совпадении энергии фотона с циклотронной энергией и энергиями магнетоплазменных мод, соответствующих стоячим волнам поперек проводящего ток канала. Подобного рода результаты, с обнаружением нескольких магнетоплазменных ветвей, были получены в работе [19]. Есть однако несколько отличий, состоящих в следующем. Во-первых, в упомянутой работе отсутствуют ветви с четными  $n$ . Появление в нашем эксперименте точек с  $n = 2, 4$ , вероятно, объясняется отсутствием соответствующей симметрии в конфигурации падающего электромагнитного излучения [29]. Во-вторых, и что более важно, ни в недавних экспериментах [19], ни в более ранних [18], в магнетосопротивлении не наблюдались ни особенности при  $\omega = \omega_c$ , ни индуцированные излучением осцилляции магнетосопротивления.

В нашем же эксперименте хорошо выражено сосуществование рассмотренных выше магнетоплазменных резонансов с индуцированным излучением осцилляциями магнетосопротивления, положение которых соответствует положениям гармоник циклотронного резонанса:  $\omega/\omega_c = j$ , ( $j = 1, 2, 3, \dots$ ). Этот факт подтверждается периодичностью по обратному магнитному полю минимумов и максимумов наблюдаемых нами ИОМ: на рис. 9 отмечены минимумы и максимумы этих осцилляций вместе с приписанными им номерами. Положения экстремумов были определены после вычета из кривой магнетосопротив-

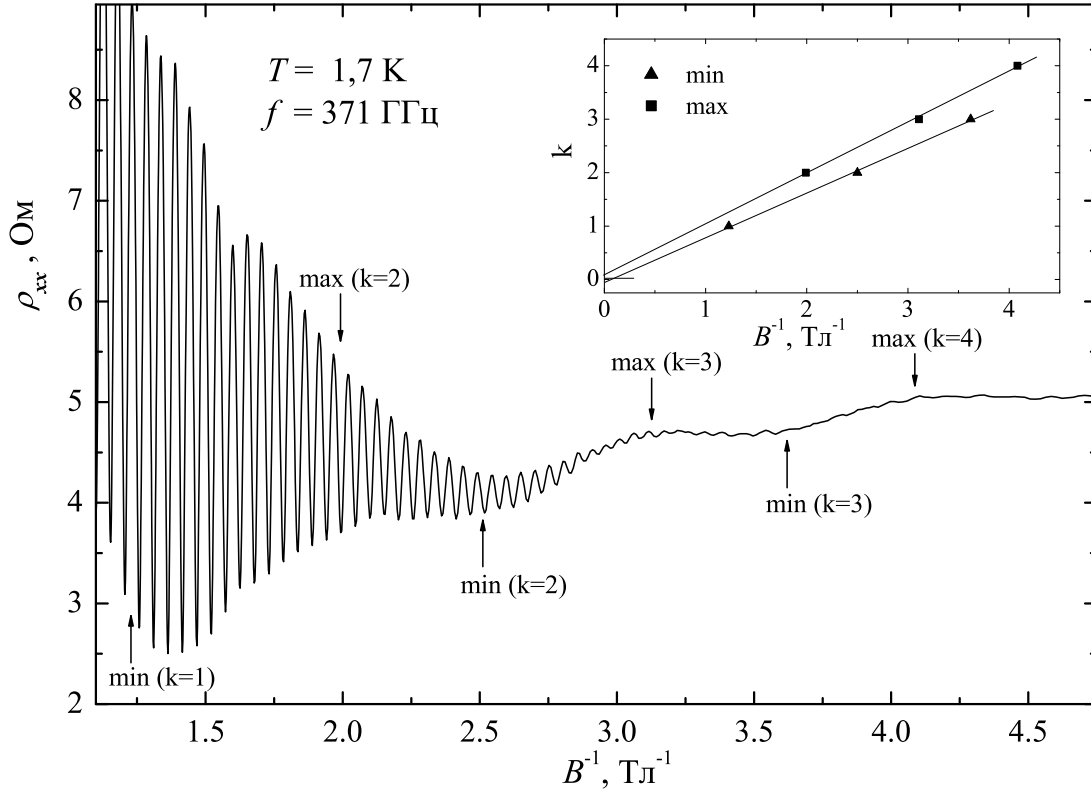


Рис. 9. Удельное магнетосопротивление  $\rho_{xx}$  в зависимости от  $B^{-1}$ , измеренное при температуре  $T = 1,7$  К под воздействием излучения с частотой  $f = 371$  ГГц. Отмечены положения минимумов и максимумов индуцированных излучением осцилляций магнетосопротивления, которым приписан соответствующий индекс  $k$ . На вставке приведено построение  $k$  от  $B^{-1}$  для определения эффективной массы.

ления кривой, полученной без облучения, и последующего ее усреднения для сглаживания ОШдГ (результат описанной процедуры не показан). На вставке к рис. 9 номера экстремумов ИОМ отложены в зависимости от их положения в обратном магнитном поле. Обсуждаемые зависимости оказываются прямолинейными, отражая этим периодичность ИОМ по обратному магнитному полю. Наклоны полученных прямых соответствуют значениям эффективной массы электронов, равным  $m_{\max}^* \approx 0,072 m_e$  и  $m_{\min}^* \approx 0,062 m_e$  из данных для максимумов и минимумов ИОМ соответственно. Отклонения полученных величин от известного значения эффективной массы электронов в GaAs ( $m^* = 0,067 m_e$ ) составля-

ет не более 10%, что можно считать вполне удовлетворительным, учитывая невысокую точность определения экстремумов ИОМ в нашем эксперименте. Таким образом утверждение о положении ИОМ вблизи гармоник циклотронного резонанса, ранее полученные на основании измерений на существенно более низких частотах микроволнового излучения остаются справедливыми и для исследованной нами области частот.

Другим ярким проявлением одночастичных эффектов является наблюдение так называемых „окон“ в магнетосопротивлении высокосовершенных образцов под облучением. Дело в том, что наличие щелей между уширенными уровнями Ландау делает возможным ситуации, когда в спектре отсутствуют состояния, отличающиеся по энергии на величину энергии фотона. Поэтому в магнетосопротивлении удастся обнаружить области полей — „окна“, где магнетосопротивление, включая амплитуды осцилляций Шубникова-де Гааза оказывается нечувствительным к облучению в целой области частот [31].

Приведем простое рассуждение для определения возможных положений в магнитном поле вышеописанных „окон“. Пусть полуширина уровней Ландау равна  $\tilde{\Gamma}$ ; причем  $\tilde{\Gamma}$ , вообще говоря, есть некоторая функция от магнитного поля  $B$ . Рассмотрим стимулированные излучением переходы между состояниями на уширенных уровнях Ландау, номера которых отличаются на некоторое целое число  $j$ . Очевидно, что для существования таких переходов необходимо выполнение неравенств  $j\hbar\omega_c - 2\tilde{\Gamma} < \hbar\omega < j\hbar\omega_c + 2\tilde{\Gamma}$ . Соответственно, переходы с изменением номера уровня Ландау на  $j + 1$  возможны, если  $(j + 1)\hbar\omega_c - 2\tilde{\Gamma} < \hbar\omega < (j + 1)\hbar\omega_c + 2\tilde{\Gamma}$ . Если же выполнено неравенство  $j\hbar\omega_c + 2\tilde{\Gamma} < \hbar\omega < (j + 1)\hbar\omega_c - 2\tilde{\Gamma}$ , то все переходы оказываются невозможными. Отметим, что выполнение последнего неравенства возможно лишь при  $4\tilde{\Gamma} < \hbar\omega_c$ , то есть при хорошо разрешенных уровнях Ландау. „Окно открывается“, когда  $j\hbar\omega_c + 2\tilde{\Gamma} = (j + 1)\hbar\omega_c - 2\tilde{\Gamma}$ ; из чего непосредственно следует, что при увеличении частоты излучения соответствующие „окна“ должны появляться в поле, где  $\hbar\omega_c = 4\tilde{\Gamma}$ , и при таких частотах, для которых выполняется соотношение  $\omega = (j - 1/2)\omega_c$ ,  $j = 1, 2, 3, \dots$

На рис. 10 приведены записи магнетосопротивления под влиянием облучения и в его отсутствие (рис. 10а), а также зависимость от поля амплитуды ОШдГ под облучением, нормированной на темновое значение (рис. 10б). Эта зависимость немонотонна. В частности, на ней хорошо виден минимум, связанный с магнетоплазмонным резонансом  $MP_1$ ,

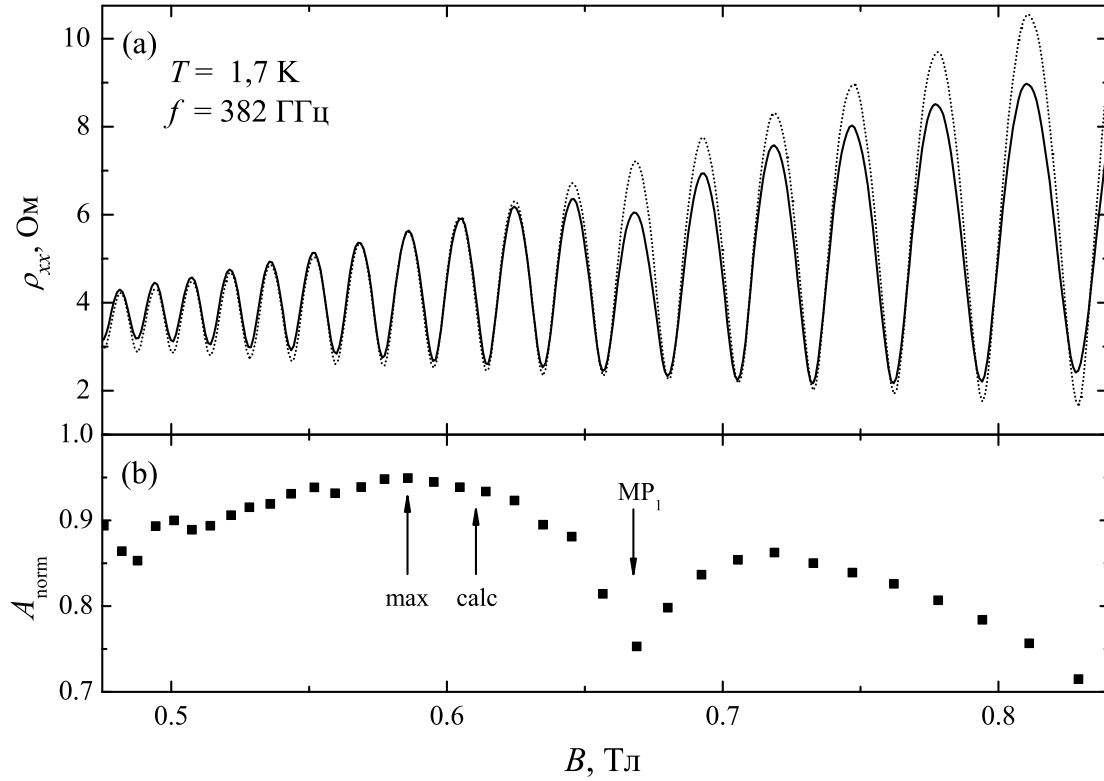


Рис. 10. (a) Удельное магнетосопротивление  $\rho_{xx}$  в зависимости от магнитного поля  $B$  при температуре  $T = 1,7$  К под воздействием излучения с частотой  $f = 382$  ГГц (сплошная кривая) и без облучения (пунктирная кривая). (b) Амплитуда  $A_{\text{norm}}$  ОШдГ в условиях облучения, нормированная для каждой осцилляции на ее темновое значение. Стрелкой „max“ отмечено положение минимально подавленной осцилляции, а стрелкой „calc“ — положение „окна“, определенное из соотношения  $\omega = 3\omega_c/2$ .

нас же интересует максимум, в котором значение нормированной амплитуды близко к единице, то есть воздействие излучения на ОШдГ минимально. Положение максимума при  $B \approx 0,59$  Тл оказывается близким к значению магнитного поля (помечено на рис. 10b стрелкой „calc“), в котором выполнено соотношение  $\omega = 3\omega_c/2$ . Существенно, что вблизи этого магнитного поля практически совпадают и средние значения магнетосопротивления под облучением и без него (то есть соответствующие кривые почти тождественны). Возможно, что согласие между расчетным и экспериментальными положениями миниму-

ма было бы лучше, если бы не магнетоплазменный резонанс, приводящий к появлению минимума при  $B = 0,67$  Тл.

Полученные нами данные впервые демонстрируют эффект подавления ОШдГ, обусловленный резонансным поглощением СВЧ на магнетоплазмонах. Наиболее же существенным нам представляется наблюдение одночастичных эффектов в присутствии резонансного поглощения на коллективных возбуждениях. Отметим, что полученные нами результаты по отдельности хорошо согласуются с более ранними наблюдениями подавления ОШдГ при  $\omega = \omega_c$  [32], с обнаружением особенностей на плавных кривых магнетосопротивления в области магнетоплазменных резонансов [19], ИОМ и „окон“ в фотоотклике. Заметим также, что зависимости резонансной частоты от магнитного поля, сходные приведенным на рис. 8, были недавно получены [33] в результате прямых измерений поглощения СВЧ-излучения в подобных образцах. Произведенный в разд. 5.2 расчет в рамках одночастичного подхода воспроизводит ИОМ, сильное подавление ОШдГ в положении циклотронного резонанса, а также существование и расположение „окна“.

## 4 Одновременное облучение двумя частотами

### 4.1 Вводные замечания

Одним из направлений в экспериментальной деятельности по изучению двумерных электронных систем, находящихся под СВЧ-излучением, стало исследование их отклика на одновременное облучение двумя монохроматическими частотами, то есть на бихроматическое облучение. Такого рода эксперименты интересны, как минимум, с двух точек зрения: во-первых, они потенциально могут пролить свет на роль многофотонных процессов [6], а, во-вторых, дать некоторые дополнительные сведения о свойствах состояний с нулевым магнетосопротивлением [24, 25]. В данной главе будут приведены результаты по исследованию магнетосопротивления, которые дополняют имеющиеся данные других авторов, а также результаты для фототока и фотоЭДС при бихроматическом облучении. Данные для магнетосопротивления получены на образце с электронной плотностью  $n_s = 3,1 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$  и подвижностью  $\mu$  после засветки около  $3 \times 10^7 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$ , данные для фототока и фотоЭДС под бихроматическим облучением — на образце, описанном в разд. 2.2.

Магнетосопротивление под микроволновым облучением может быть выражено как

$$R_{xx}^\omega = R_{xx}^0 + \Delta R_{xx}^\omega, \quad (6)$$

где  $R_{xx}^0$  есть магнетосопротивление в отсутствие облучения,  $\Delta R_{xx}^\omega$  — осциллирующая с изменением магнитного поля поправка, индуцированная излучением с частотой  $f = \omega/2\pi$ . Для образцов с высокой подвижностью  $|\Delta R_{xx}^\omega|$  легко может превосходить  $R_{xx}^0$ , и в минимумах ИОМ можно было бы ожидать отрицательные значения магнетосопротивления, вместо которых в реальных экспериментах наблюдаются состояния с близким к нулю сопротивлением.

Следует ожидать, что в линейном по мощности излучения режиме, когда поправки  $|\Delta R_{xx}^{\omega_1}|$  и  $|\Delta R_{xx}^{\omega_2}|$  при облучении каждой из частот  $\omega_1$  и  $\omega_2$  не превосходят  $R_{xx}^0$ , совокупная поправка к магнетосопротивлению  $\Delta R_{xx}^{\omega_1\omega_2}$  при одновременном облучении двумя частотами должна описываться суммой поправок от каждой из частот:

$$\Delta R_{xx}^{\omega_1\omega_2} = \Delta R_{xx}^{\omega_1} + \Delta R_{xx}^{\omega_2}, \quad (7)$$

или

$$R_{xx}^{\omega_1\omega_2} = R_{xx}^0 + \Delta R_{xx}^{\omega_1} + \Delta R_{xx}^{\omega_2}. \quad (8)$$

С другой стороны, такая аддитивность нарушается, когда мощность какой-либо из этих двух частот оказывается достаточной для формирования состояний с близким к нулю сопротивлением. Наблюдение состояний с близким к нулю сопротивлением обычно требует относительно большой интенсивности микроволнового поля, при которой уже происходит насыщение роста  $|\Delta R_{xx}^{\omega}|$  с увеличением мощности  $P_{\omega}$ . Как эмпирически найдено в [24], в режиме насыщения хорошо выполняется следующее выражение для  $\Delta R_{xx}^{\omega_1\omega_2}$ :

$$\Delta R_{xx}^{\omega_1\omega_2} = \alpha \Delta R_{xx}^{\omega_1} + (1 - \alpha) \Delta R_{xx}^{\omega_2}, \quad (9)$$

где коэффициенты перед поправками отражают относительную мощность каждой из гармоник СВЧ-облучения:  $\alpha = P_{\omega_1}/(P_{\omega_1} + P_{\omega_2})$ . Если учесть формирование состояний с близким к нулю сопротивлением, то можно переписать (9) в виде

$$R_{xx}^{\omega_1\omega_2} = \max\{\alpha R_{xx}^{\omega_1} + (1 - \alpha) R_{xx}^{\omega_2}, 0\}. \quad (10)$$

Исследованию нелинейного режима и демонстрации справедливости выражения (10) и была посвящена, главным образом, работа [24]. Ниже же будут приведены результаты по экспериментальной проверке аддитивности вкладов от обоих частот в линейном режиме, кроме этого, в разд. 5.3 выполнен численный расчет магнетосопротивления для этого режима.

## 4.2 Результаты эксперимента

На рис. 11 приведены экспериментальные зависимости магнетосопротивления  $R_{xx}$  в зависимости от магнитного поля  $B$  без облучения и при облучении частотами  $f_1$  и  $f_2$  как в отдельности, так и одновременно. На кривых  $f_1$  и  $f_2$  хорошо видны ИОМ, при этом их амплитуда не превышает величину магнетосопротивления без облучения. Для сравнения с экспериментальной кривой  $f_1 \& f_2$ , соответствующей бихроматическому облучению, на рис. 12 построены кривые  $a$  и  $b$ , полученные по формулам (8) и (10) соответственно. Коэффициент  $\alpha$  при построении кривой  $b$  был взят равным 0,28 для обеспечения наилучшего совпадения с кривой  $f_1 \& f_2$ . Видно, что, несмотря на неплохое сходство в общем

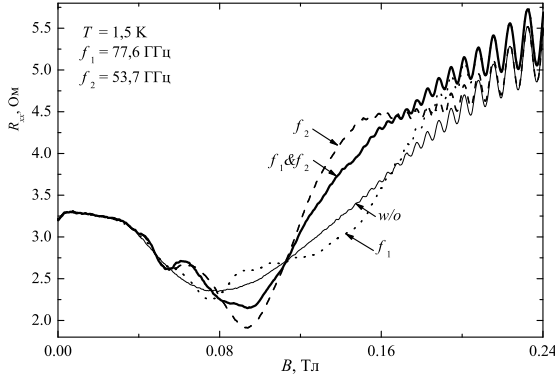


Рис. 11. Магнетосопротивление  $R_{xx}$  в зависимости от магнитного поля  $B$  без облучения (сплошная тонкая кривая  $w/o$ ), под облучением частотой  $f_1 = 77,6$  ГГц (пунктирная кривая  $f_1$ ), под облучением частотой  $f_2 = 53,7$  ГГц (штриховая кривая  $f_2$ ) и при одновременном облучении частотами  $f_1$  и  $f_2$  (сплошная жирная кривая  $f_1 \& f_2$ ). Температура  $T = 1,5$  К.

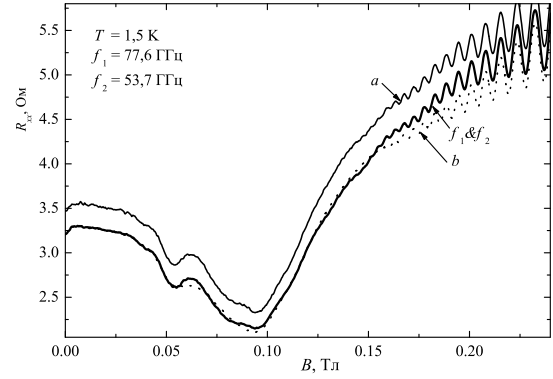


Рис. 12. Магнетосопротивление  $R_{xx}$  в зависимости от магнитного поля  $B$  при одновременном облучении частотами  $f_1$  и  $f_2$  (сплошная жирная кривая  $f_1 \& f_2$ ) в сравнении с ожидаемым видом в линейном режиме, когда вклады от каждой частоты суммируются (сплошная тонкая кривая  $a$ ), и в нелинейном режиме при  $\alpha = 0,28$  (пунктирная кривая  $b$ ). Кривая  $a$  смещена вверх по оси  $R_{xx}$ , иначе в приведенном масштабе она совпала бы с  $f_1 \& f_2$ .

поведении кривых  $b$  и  $f_1 \& f_2$ , при  $0,05 \text{ Тл} < B < 0,10 \text{ Тл}$  и при  $B > 0,15 \text{ Тл}$  имеются заметные различия. В то же время, различие между кривыми  $a$  и  $f_1 \& f_2$  присутствует в гораздо меньшей степени, что непосредственно свидетельствует в пользу аддитивного от каждой частоты вклада в магнетосопротивление в линейном режиме. Все другие наши результаты, полученные при относительно небольших мощностях облучения, в том числе и для случая, когда разница между частотами составляла лишь несколько гигагерц, также находятся в полном согласии с соотношением (8).

В отличие от магнетосопротивления, в котором ИОМ проявляются как осцилляции относительно темнового магнетосопротивления, осцилляции фототока и фотоЭДС сами по себе являются знакопеременными, то есть происходят относительно нулевого уровня. Таким образом, особый экспериментальный интерес представляет проверка аддитивности фототока и фотоЭДС. На рис. 13 и 14 приведены экспериментальные зависимости фотоЭДС  $V_{ph}$  и фототока  $I_{ph}$  в зависимости от магнитного поля  $B$  без облучения и при облучении частотами  $f_1$  и  $f_2$  в отдельности и одновременно. Кроме того, построенная на

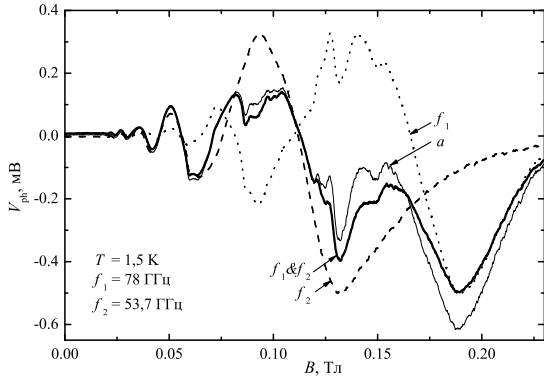


Рис. 13. ФотоЭДС  $V_{\text{ph}}$  в зависимости от магнитного поля  $B$  под облучением частотой  $f_1 = 78$  ГГц (пунктирная кривая  $f_1$ ), под облучением частотой  $f_2 = 53,7$  ГГц (штриховая кривая  $f_2$ ) и при одновременном облучении частотами  $f_1$  и  $f_2$  (сплошная жирная кривая  $f_1 \& f_2$ ), а также ожидаемый вид  $V_{\text{ph}}$  в линейном режиме (сплошная тонкая кривая  $a$ ). Температура  $T = 1,5$  К.

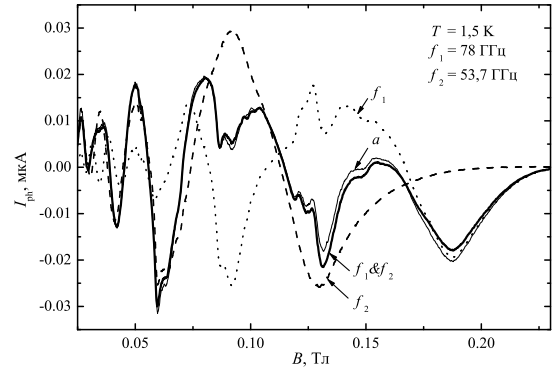


Рис. 14. Фототок  $I_{\text{ph}}$  в зависимости от магнитного поля  $B$  под облучением частотой  $f_1 = 78$  ГГц (пунктирная кривая  $f_1$ ), под облучением частотой  $f_2 = 53,7$  ГГц (штриховая кривая  $f_2$ ) и при одновременном облучении частотами  $f_1$  и  $f_2$  (сплошная жирная кривая  $f_1 \& f_2$ ), а также ожидаемый вид  $I_{\text{ph}}$  в линейном режиме (сплошная тонкая кривая  $a$ ). Температура  $T = 1,5$  К.

рис. 13 кривая  $a$  соответствует сумме  $V_{\text{ph}}^{\omega_1 \omega_2} = V_{\text{ph}}^{\omega_1} + V_{\text{ph}}^{\omega_2}$ , а кривая  $a$  на рис. 14 — сумме  $I_{\text{ph}}^{\omega_1 \omega_2} = I_{\text{ph}}^{\omega_1} + I_{\text{ph}}^{\omega_2}$ . Несмотря на то, что на этих рисунках приведены данные для довольно значительных мощностей облучения, когда амплитуда фотоЭДС достигала нескольких десятых милливольт, а фототок — десятков наноампер, видно, что даже в таких условиях фотоЭДС и фототок при одновременном облучении двумя частотами с неплохой точностью соответственно равны сумме фотоЭДС и фототоков при отдельном облучении каждой частотой. Согласие становится еще большим при уменьшении мощности облучения. Была также сделана проверка случая, когда разница между частотами составляла лишь несколько гигагерц. Таким образом, все полученные результаты при умеренных мощностях облучения подтверждают справедливость аддитивного вклада каждой частоты в фотоотклик.

## 5 Численные расчет

### 5.1 Расчетная модель

В выполненном нами численном расчете фотопроводимости в качестве основного эффекта взаимодействия электромагнитного излучения с двумерными электронами рассматривается неравновесное стационарное заполнение состояний на уширенных беспорядком уровнях Ландау. Впервые неравновесная функция распределения использовалась для объяснения вида магнетосопротивления высокосовершенных образцов под облучением в работе [11]; этот подход был развит в последующих теоретических работах, включивших в рассмотрение процессы неупругой релаксации электронов. Наиболее полное изложение этого подхода имеется в статье [12], а для более высоких мощностей облучения — в [34]. Ниже приведены необходимые сведения из [12], на основе которых выполнялся численный расчет.

Диагональная компонента тензора магнетопроводимости выражается через изотропную часть  $f(\varepsilon)$  неравновесной функции распределения как

$$\sigma_{xx} = -\sigma_{\text{dc}}^{\text{D}} \int d\varepsilon \tilde{\nu}^2(\varepsilon) \frac{df(\varepsilon)}{d\varepsilon}, \quad \sigma_{\text{dc}}^{\text{D}} = \frac{e^2 \nu_0 v_F^2}{\omega_c^2 \tau_{\text{tr}}}. \quad (11)$$

Здесь  $\nu_0 = m^*/2\pi\hbar^2$  — плотность состояний в нулевом магнитном поле в расчете на одну проекцию спина,  $m^*$  — эффективная масса,  $\tilde{\nu}(\varepsilon) = \nu(\varepsilon)/\nu_0$  — безразмерная плотность состояний в магнитном поле,  $v_F$  — фермиевская скорость,  $\tau_{\text{tr}}$  — транспортное время релаксации. Магнитное поле предполагается классически сильным, то есть  $\omega_c \tau_{\text{tr}} \gg 1$ . В этом пределе вклад в проводимость от энергии  $\varepsilon$  пропорционален квадрату плотности состояний.

Неравновесная функция распределения находится из квантового кинетического уравнения, которое в приближении времени энергетической релаксации имеет вид:

$$\frac{\mathcal{P}_\omega}{4} \sum_{\pm} \tilde{\nu}(\varepsilon \pm \hbar\omega) [f(\varepsilon \pm \hbar\omega) - f(\varepsilon)] = f(\varepsilon) - f_T(\varepsilon), \quad (12)$$

где  $f_T(\varepsilon) = (\exp[(\varepsilon - \varepsilon_F)/T] + 1)^{-1}$  — фермиевская функция распределения ( $k_B = 1$ ),  $\varepsilon_F$  — энергия Ферми. Безразмерная величина  $\mathcal{P}_\omega$ , равная

$$\mathcal{P}_\omega = \frac{\tau_{\text{in}}}{\tau_{\text{tr}}} \left( \frac{e\mathcal{E}_\omega v_F}{\hbar\omega} \right)^2 \frac{\omega_c^2 + \omega^2}{(\omega_c + \omega)^2 [(\omega_c - \omega)^2 + \gamma^2]}, \quad (13)$$

включает квадрат матричного элемента перехода под действием излучения и время энергетической релаксации  $\tau_{\text{in}}$ . Выражение (13) отличается от формулы (10а) из работы [12] явным учетом динамической экранировки, которая приводит к появлению в знаменателе параметра  $\gamma = \alpha \varepsilon_F / 2\hbar \sqrt{\epsilon_{\text{eff}}}$  (см. работы [30, 35] и ссылки в них), где  $\alpha = 1/137$  — постоянная тонкой структуры,  $\sqrt{\epsilon_{\text{eff}}} = (\sqrt{\epsilon_{\text{GaAs}}} + \sqrt{\epsilon_{\text{vac}}})/2 = (\sqrt{12,8} + 1)/2 \simeq 2,3$ ,  $\epsilon_{\text{eff}}$  — эффективная диэлектрическая проницаемость. Соответственно,  $\mathcal{E}_\omega$  — амплитуда неэкранированного электрического поля падающей волны. В приведенных ниже расчетах мощность излучения характеризуется величиной  $\mathcal{P}_\omega^{(0)} \equiv \mathcal{P}_\omega(\omega_c = 0)$ .

Для высоких уровней Ландау ( $\varepsilon_n = \hbar\omega_c(n + 1/2)$ ,  $n \gg 1$ ), уширенных вследствие среднemasштабных флуктуаций потенциала примесей (то есть флуктуаций с характерным пространственным масштабом меньшим магнитной длины, но много большим фермиевской длины волны электронов), безразмерная плотность состояний  $\tilde{\nu}(\varepsilon)$  в самосогласованном борновском приближении дается формулой (см. работу [36] и ссылки в ней)

$$\tilde{\nu}(\varepsilon) = \frac{(2\hbar\omega_c)^2}{\pi\Gamma^2} \text{Im } s(\varepsilon), \quad (14)$$

где функция  $s(\varepsilon)$  является решением уравнения

$$s(\varepsilon) = \left( \frac{\Gamma}{2\hbar\omega_c} \right)^2 \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{1}{\varepsilon/\hbar\omega_c - n - 1/2 - s(\varepsilon)}. \quad (15)$$

Здесь  $\Gamma = \hbar \sqrt{\frac{2\omega_c}{\pi\tau_q}}$ ,  $\tau_q$  — время свободного пробега электрона в нулевом магнитном поле. Собственная энергия  $s(\varepsilon)$  есть периодическая функция, поэтому достаточно определить ее вид в интервале  $0 \leq \varepsilon \leq \hbar\omega_c$ . Для численного решения уравнения (15) можно воспользоваться итерационным методом, выразив функцию  $s(\varepsilon)$  в  $(k + 1)$ -ом приближении через  $k$ -ое:

$$s_{k+1}(\varepsilon) = \left( \frac{\Gamma}{2\hbar\omega_c} \right)^2 \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{1}{\varepsilon/\hbar\omega_c - n - 1/2 - s_k(\varepsilon)}, \quad (16)$$

и ограничив число итераций требуемой точностью. В качестве начального приближения  $s_0(\varepsilon)$  бралось решение уравнения (15) в предельном случае хорошо разрешенных уровней

Ландау,  $\Gamma \ll \hbar\omega_c$ :

$$s_0(\varepsilon) = \frac{1}{2} \left( \frac{\varepsilon}{\hbar\omega_c} - \frac{1}{2} \right) \left\{ 1 - \operatorname{Re} \sqrt{1 - \left( \frac{\Gamma}{\varepsilon - \hbar\omega_c/2} \right)^2} \right\} + \\ + \frac{i}{2} \left( \frac{\Gamma}{\hbar\omega_c} \right) \operatorname{Re} \sqrt{1 - \left( \frac{\varepsilon - \hbar\omega_c/2}{\Gamma} \right)^2},$$

где  $0 \leq \varepsilon \leq \hbar\omega_c$ . Соответствующее этому решению выражение для безразмерной плотности состояний имеет хорошо известный полуэллиптический вид с полушириной уровня  $\Gamma = \hbar \sqrt{\frac{2\omega_c}{\pi\tau_q}}$ :

$$\tilde{\nu}(\varepsilon) = \frac{2\hbar\omega_c}{\pi\Gamma} \sum_n \operatorname{Re} \sqrt{1 - \left( \frac{\varepsilon - \hbar\omega_c(n + 1/2)}{\Gamma} \right)^2}. \quad (17)$$

В противоположном пределе сильно перекрывающихся уровней Ландау ( $\Gamma \gg \hbar\omega_c$ ) в выражении для плотности состояний обычно оставляют только нулевую и первую гармоники разложения в ряд Фурье:

$$\tilde{\nu}(\varepsilon) = 1 - 2\delta \cos \frac{2\pi\varepsilon}{\hbar\omega_c}, \quad \delta = \exp \left( -\frac{\pi}{\omega_c\tau_q} \right) \ll 1. \quad (18)$$

В настоящей работе нас будет интересовать переходная область между сильно перекрытыми и хорошо разделенными уровнями Ландау,  $\Gamma \sim \hbar\omega_c$ , где формулы (17) и (18) неприменимы. Поэтому в расчетах используется численное решение уравнения (15).

Система (12) бесконечного числа рекуррентных уравнений связывает между собой значения функции распределения  $f(\varepsilon)$  в наборе точек  $\varepsilon_k = \varepsilon_0 + k\hbar\omega$  ( $k$  — целое число), удаленных друг от друга на расстояние  $\hbar\omega$ . Эта система линейных уравнений при наложении условия  $f(\varepsilon \rightarrow \infty) \rightarrow 0$  имеет однозначное решение. Для определения функции распределения во всем диапазоне энергий система (12) решалась для большого числа наборов точек, задаваемых выбором  $\varepsilon_0$  в интервале энергий  $\hbar\omega$ . Число точек разбиения определялось требуемой точностью. Далее по формуле (11) вычислялась магнетопроводимость. В результатах расчетов приводятся значения удельного магнетосопротивления  $\rho_{xx} \simeq \rho_{xy}^2 \sigma_{xx}$ , где  $\rho_{xy} = H/n_s e c$ ,  $n_s$  — поверхностная плотность двумерных электронов,  $H$  — напряженность магнитного поля.

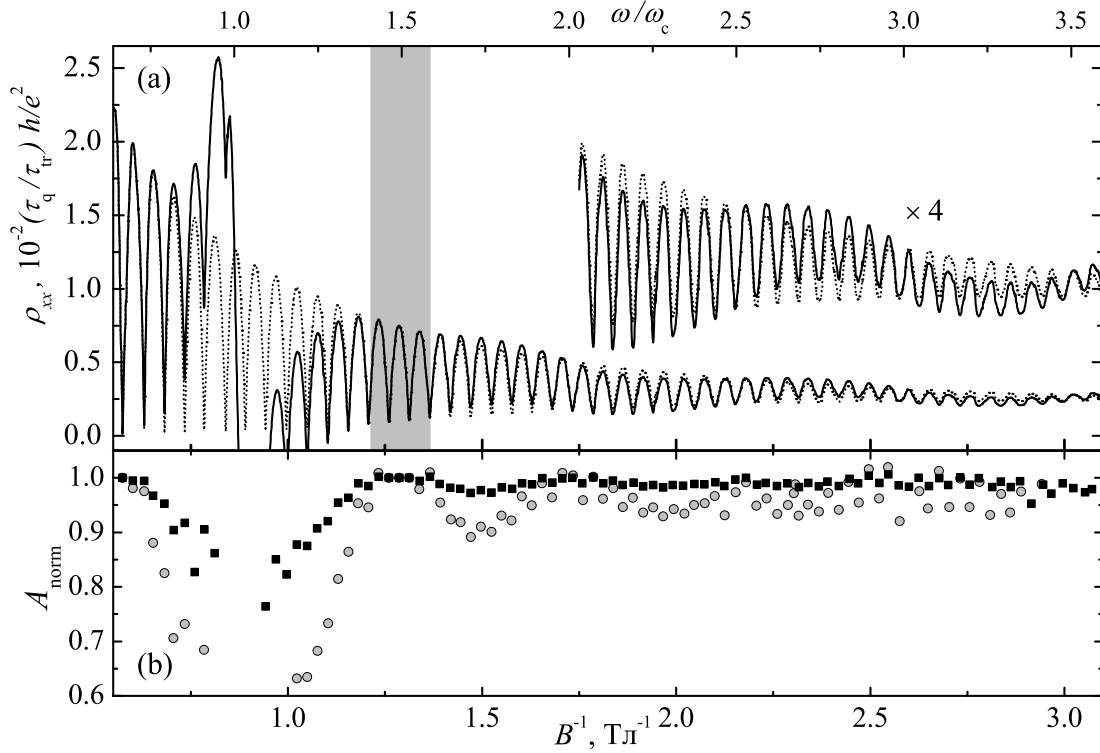


Рис. 15. (а) Рассчитанное удельное магнетосопротивление  $\rho_{xx}$  в зависимости от обратного магнитного поля  $B^{-1}$ . Пунктирная кривая получена в отсутствие облучения ( $\mathcal{P}_{\omega}^{(0)} = 0$ ), сплошная — для мощности  $\mathcal{P}_{\omega}^{(0)} = 0,024$  при частоте  $f = 483$  ГГц. Соответствующие значения параметра  $\omega/\omega_c$  приведены на верхней шкале. Серым фоном выделено „окно“ — область магнитного поля, в которой обе кривые совпадают. Параметры расчета:  $n_s = 9,2 \times 10^{11}$  см $^{-2}$ ,  $T = 1,7$  К,  $4\Gamma/\hbar\omega_c = \sqrt{0,59/B[\text{Тл}]}$ . (б) Рассчитанные зависимости от магнитного поля величины нормированной амплитуды ОШдГ  $A_{\text{norm}}$ . Значения, представленные квадратами, соответствуют кривой под облучением на рис. (а); кружки получены для более высокой мощности излучения  $\mathcal{P}_{\omega}^{(0)} = 0,1$ .

## 5.2 Одночастичные особенности в магнетосопротивлении под облучением

Индукцированные излучением осцилляции магнетосопротивления и „окна“, наблюдаемые экспериментально (см. разд. 3.4), естественным образом обнаруживают себя при численных расчетах в рамках теории неравновесного заполнения электронных состояний на уширенных беспорядком уровнях Ландау. В качестве демонстрации таких эффектов на

рис. 15 приведены рассчитанные кривые магнетосопротивления под облучением и без него, которые были получены при параметрах, наиболее соответствующих экспериментальным данным, описанным в разд. 3.4. Как видно из рис. 15, в результате неравновесного заполнения уровней Ландау появляются ИОМ, а ОШдГ оказываются наиболее подавлены вблизи положения циклотронного резонанса. Любопытно, что при  $\omega/\omega_c > 2$  и небольших мощностях излучения появление ИОМ практически не сопровождается заметным уменьшением амплитуды ОШдГ, которое явно проявляется только при дальнейшем увеличении мощности (см. рис. 15b). В области „окна“, как и следовало бы ожидать, магнетосопротивление не зависит от мощности излучения, совпадая с темновым.

### 5.3 Одновременное облучение двумя частотами

Уравнения, описанные в разд. 5.1, легко обобщаются на случай, когда облучение происходит двумя частотами одновременно, если эти частоты относятся между собой как целые числа. На рис. 16 приведены вычисленные зависимости удельного магнетосопротивления  $\rho_{xx}$  в зависимости от магнитного поля  $B$  без облучения и при облучении частотами  $f_1$  и  $f_2$  как в отдельности, так и одновременно, при этом  $f_1 : f_2 = 3 : 2$ . Кривая  $f_1 \& f_2$ , соответствующая бихроматическому облучению, на рис. 12 полностью совпадает с кривой  $a$ , полученная по формуле (8), что служит прямой демонстрацией того, что в модели неравновесного заполнения состояний при малых мощностях облучения поправки к магнетосопротивлению от каждой частоты действительно можно считать независимыми, как это и наблюдается в нашем эксперименте (см. разд. 4.2).

### 5.4 Особенности в магнетосопротивлении при дробных значениях отношения $\omega/\omega_c$

В экспериментах обнаружено (см., например, [6, 7, 11, 37]), что в магнетосопротивлении  $\rho_{xx}$  высокосоввершенных образцов под облучением могут возникать особенности, положения которых соответствуют дробным значениям отношения круговой частоты микроволнового излучения  $\omega$  к циклотронной частоте  $\omega_c$ , таким как  $\omega/\omega_c = 1/2, 2/3, 3/2$  и др. Эти особенности могут проявлять себя подобно состояниям с нулевым магнетосо-

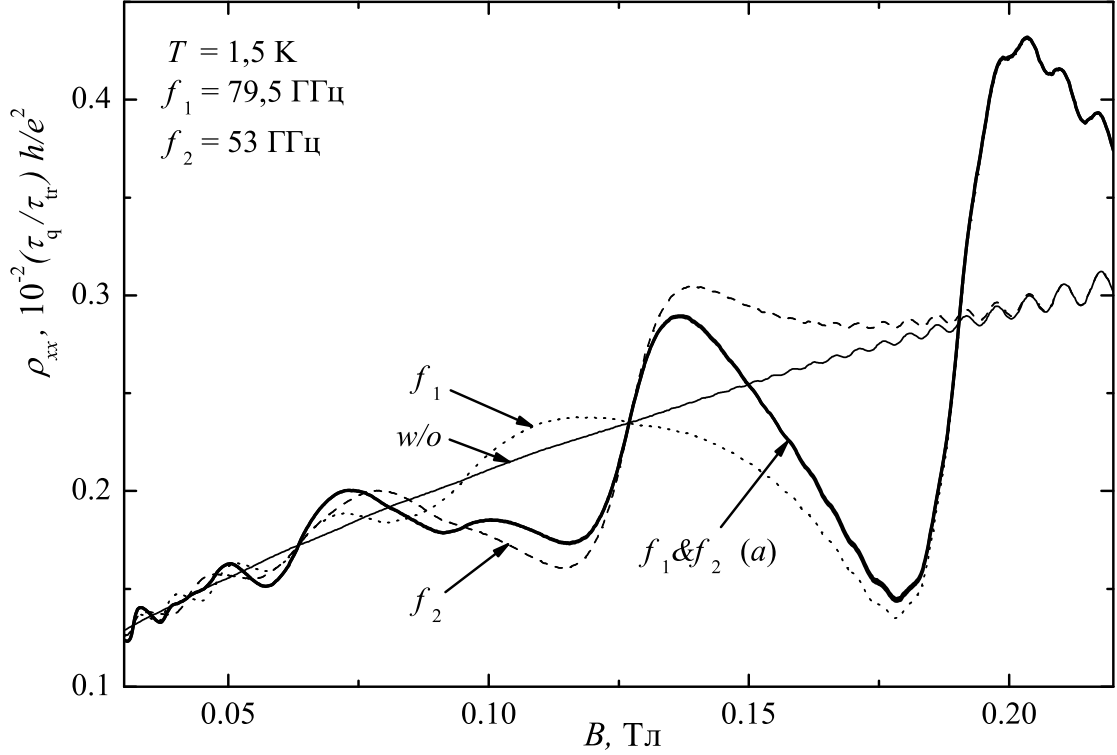


Рис. 16. Рассчитанное удельное магнетосопротивление  $\rho_{xx}$  в зависимости от обратного магнитного поля  $B^{-1}$  без облучения (сплошная кривая  $w/o$ ), под облучением частотой  $f_1 = 79,5 \text{ ГГц}$  (пунктирная кривая  $f_1$ ), под облучением частотой  $f_2 = 53 \text{ ГГц}$  (штриховая кривая  $f_2$ ) и при одновременном облучении частотами  $f_1$  и  $f_2$  (сплошная жирная кривая  $f_1 \& f_2$ ). Кривая  $a$ , соответствующая ожидаемой зависимости  $\rho_{xx}$  в линейном режиме, когда вклады от каждой частоты суммируются, полностью совпадает с кривой  $f_1 \& f_2$ . Параметры расчета:  $\mathcal{P}_{\omega_1}^{(0)} = 0,8$ ,  $\mathcal{P}_{\omega_2}^{(0)} = 0,2$ ,  $n_s = 3,1 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ,  $T = 1,5 \text{ K}$ ,  $4\Gamma/\hbar\omega_c = \sqrt{0,15/B[\text{Тл}]}$ .

противлением [6]. Объяснение, впервые предложенное в работе [37], основано на многофотонных процессах. Существуют теоретические работы [13, 14], которые, опираясь на эту идею, предсказывают в терминах не прямых переходов наличие минимумов в магнетосопротивлении при определенных дробных соотношениях между циклотронной частотой  $\omega_c$  и частотой микроволнового излучения  $\omega$ , включая и соотношения, наблюдавшиеся в эксперименте.

В этом разделе будет предложена альтернативная возможность объяснения экспериментально обнаруженных особенностей при дробных значениях  $\omega/\omega_c$  на основании неравновесного распределения электронов, формирующегося под влиянием только однофотонного поглощения и испускания при энергетической релаксации. Другими словами, в наших расчетах для объяснения существования дробных особенностей не требуется включения в рассмотрение многофотонных процессов. Существенно, что такой подход позволяет объяснить наблюдавшиеся в эксперименте [7] пороги по частоте облучения, ниже которых только и было возможным наблюдать дробные особенности при  $\omega/\omega_c = 1/2, 1/3, 1/4$ .

Вычисленные зависимости  $\rho_{xx}$  от отношения  $\omega_c/\omega$  для трех значений мощности и в отсутствие облучения при определенных параметрах приведены на рис. 17. Главным эффектом облучения является возникновение особенности вблизи циклотронного резонанса ( $\omega_c/\omega = 1$ ). Полностью такая особенность показана на вставке к рис. 17. Она состоит из минимума и максимума, расположенных в непосредственной близости, но по разные стороны от точки  $\omega_c/\omega = 1$ . Изменение магнетосопротивления происходит резко вблизи положения циклотронного резонанса и ослабляется по мере удаления от него. Однако обратим внимание на серию подобных особенностей, расположенных около дробных значений  $\omega_c/\omega$ . Слева от положения циклотронного резонанса наблюдается серия при  $\omega_c/\omega = n/(n+1)$ , справа — при  $\omega_c/\omega = (n+1)/n$ , где  $n = 1, 2, 3, \dots$ . Хорошо видны также особенности при  $\omega_c/\omega = 3/5$  и  $5/7$ . Нумерация других наблюдаемых особенностей не представлена, чтобы не загромождать рисунок. Стоит отметить, что при  $\omega_c/\omega = 1/2, 2/3, 2$  расчет демонстрирует наличие узлов, то есть точек, где отсутствует зависимость магнетосопротивления от мощности излучения, и все приведенные кривые пересекаются. При других же значениях  $\omega_c/\omega$ , отмеченных на рис. 17, магнетосопротивление зависит от мощности только при относительно малых  $\mathcal{P}_\omega^{(0)}$ . Последнее обстоятельство также проявляется в виде серии точек пересечения кривых, вычисленных при различных достаточно больших мощностях облучения, но эти точки не лежат на темновой кривой. Особое место в теориях фотоотклика в магнетосопротивлении занимает решение вопроса об отрицательной величине магнетосопротивления, возникающей в минимумах особенностей, индуцированных излучением. На рис. 17 основная область отрицательного магнетосопротивления наблюдается при  $\omega_c/\omega < 1$ . Наши расчеты показывают, что при достаточно большой мощности

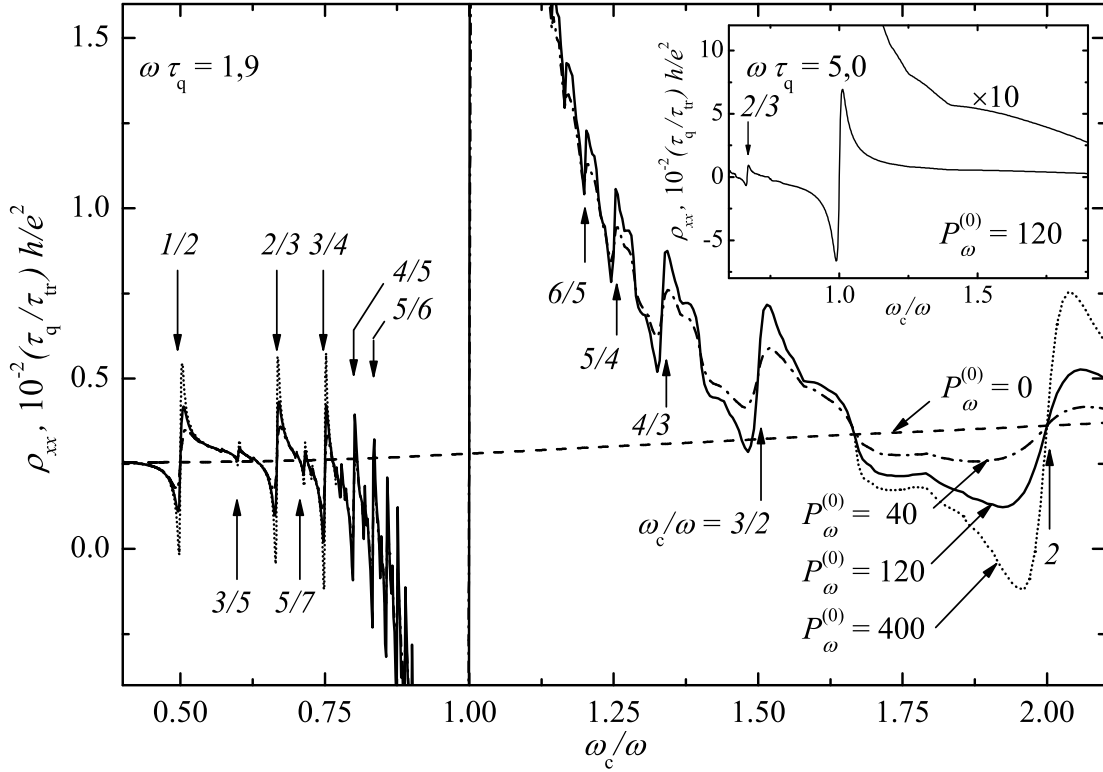


Рис. 17. Расчетные зависимости удельного магнетосопротивления  $\rho_{xx}$  от отношения  $\omega_c/\omega$ , пропорционального магнитному полю, при отсутствии облучения (штриховая линия,  $P_\omega^{(0)} = 0$ ) и при трех различных значениях мощности излучения (штрих-пунктирная кривая,  $P_\omega^{(0)} = 40$ ; сплошная кривая,  $P_\omega^{(0)} = 120$ ; пунктирная кривая,  $P_\omega^{(0)} = 400$ ). В целях упрощения рисунка данные с  $P_\omega^{(0)} = 400$  приведены только для осцилляций, в минимумах которых магнетосопротивление при этой мощности становится отрицательным. Стрелками отмечено положение дробных значений  $\omega_c/\omega$ , около которых наблюдаются основные осцилляционные особенности в магнетосопротивлении. Для всех трех кривых  $\omega\tau_q = 1,9$ . На вставке: функция  $\rho_{xx}$  при  $P_\omega^{(0)} = 120$ , рассчитанная для значения  $\omega\tau_q = 5,0$ , и ее участок при десятикратном увеличении.  $\varepsilon_F = 100\hbar\omega$ ,  $T = 2,4\hbar\omega$ .

излучения (см. результаты для  $P_\omega^{(0)} = 400$ ) аналогичный эффект возникает в минимумах дробных осцилляций при  $\omega_c/\omega \lesssim 2/3, 3/4, 2$ . Результаты, представленные на рис. 17 для разных мощностей, свидетельствуют о том, что отрицательная величина сопротивления для указанных дробей не связана с особенностью на циклотронном резонансе, а является свойством перечисленных дробных особенностей. В настоящее время общепринятой является точка зрения, что в силу неустойчивости однородных состояний с отрицательным

сопротивлением в областях с  $\rho_{xx} < 0$  происходит спонтанное возникновение доменной структуры с сопротивлением, близким к нулю [23].

Осцилляционные особенности в магнетосопротивлении возникают вследствие существенно различного вида неравновесной функции распределения при значениях  $\omega_c/\omega$ , лежащих по разные стороны от соответствующего дробного значения. Примеры функций распределения, вычисленных для минимума, узла и максимума особенности при  $\omega_c/\omega = 2/3$ , приведены на рис. 18. В минимуме магнетосопротивления (рис. 18а) в неравновесной функции распределения внутри уровней Ландау преобладают участки с положительной производной, то есть участки с инверсной заселенностью, а в максимуме (рис. 18с) — участки с нормальной заселенностью ( $df(\varepsilon)/d\varepsilon < 0$ ). В результате при расчете по формуле (11) функции распределения, показанной на рис. 18а, соответствует меньшее значение магнетосопротивления, чем функции на рис. 18с. Таким образом, знак осциллирующей поправки к магнетосопротивлению определяется сдвигом фаз между осциллирующими в  $f(\varepsilon)$  и  $\nu(\varepsilon)$ , зависящим от отношения  $\omega/\omega_c$ .

Вычисления показывают, что наблюдение дробных особенностей возможно только в режиме, переходном от сильно перекрывающихся к хорошо разрешенным уровням Ландау. Это обстоятельство демонстрирует рис. 19а, где амплитуда особенности при  $\omega_c/\omega = 3/2$ , рассчитанная для различных  $\tau_q$  и неизменной величине  $\omega_c$ , достигает максимума при  $\omega_c\tau_q \simeq 1,8$ , то есть в точке разделения уровней Ландау согласно расчету по формулам (14) и (15) (см. рис. 19b), и монотонно спадает до нуля как при уменьшении, так и при увеличении  $\omega_c\tau_q$ .

Перейдем к анализу и интерпретации полученных результатов. При  $\omega_c\tau_q \gtrsim 1,8$  плотность состояний, вычисленная по формулам (14) и (15), приобретает вид разделенных энергетическими щелями уровней Ландау с полушириной  $\tilde{\Gamma}$  (см. рис. 19b). При дальнейшем увеличении  $\omega_c\tau_q$  форма уровней быстро приближается к полуэллиптической, а  $\tilde{\Gamma} \rightarrow \Gamma$ . Прежде всего объясним, почему дробные особенности в магнетосопротивлении должны исчезать с ростом  $\omega_c\tau_q$ . В случае разделенных уровней однофотонные переходы между состояниями на уровнях Ландау возможны только для интервалов частот  $\omega$ , удовлетворяющих неравенствам

$$M\hbar\omega_c - 2\tilde{\Gamma} < \hbar\omega < M\hbar\omega_c + 2\tilde{\Gamma}, \quad M = 0, 1, 2, \dots \quad (19)$$

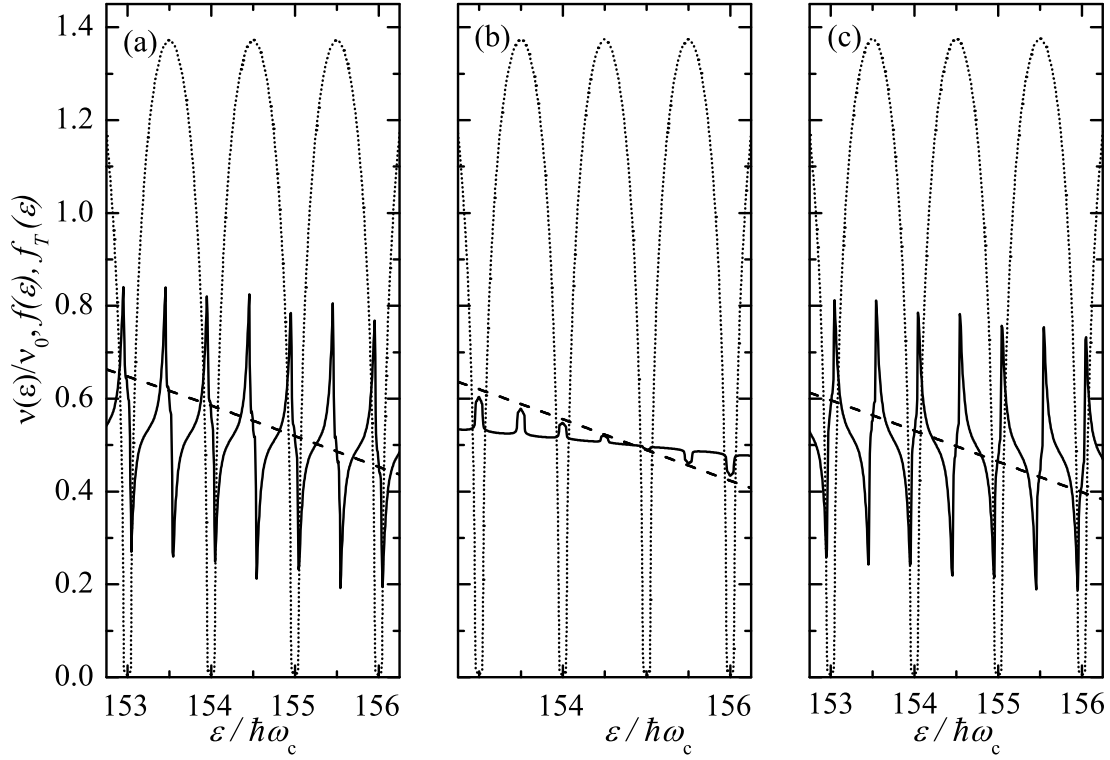


Рис. 18. Зависимость от энергии безразмерной плотности состояний  $\nu/\nu_0$  (пунктир), неравновесной функции распределения  $f$  (сплошная кривая) и фермиевской функции распределения  $f_T$  (штриховая кривая) для  $\omega_c/\omega = 2/3$  (b), а также для значений  $\omega_c/\omega$ , соответствующих минимуму (a) и максимуму (c) магнетосопротивления вблизи  $\omega_c/\omega = 2/3$ .  $\mathcal{P}_\omega^{(0)} = 400$ ,  $\varepsilon_F = 100\hbar\omega$ ,  $T = 2,4\hbar\omega$ ,  $\omega\tau_q = 3,5$ .

Вне этих интервалов переходы отсутствуют, а магнетосопротивление совпадает с темновым, демонстрируя „окна“, что уже обсуждалось в разд. 3.4. Происходящее при  $\omega_c\tau_q \rightarrow \infty$  сужение уровней ( $\tilde{\Gamma}/\hbar\omega_c \sim (\omega_c\tau_q)^{-1/2} \rightarrow 0$ ) приводит к тому, что возможными остаются только переходы вблизи гармоник циклотронного резонанса ( $\omega \approx M\omega_c$ ), либо на низких частотах ( $\omega \leq 2\tilde{\Gamma}$ ). Поэтому при росте  $\omega_c$  все большее число дробных особенностей попадает в области „окон“ и не может быть реализовано. Для каждой заданной дроби  $\omega/\omega_c = m/n \equiv j$  ( $m \neq n$  — целые числа) с ростом  $\omega_c$  пропорционально растет и  $\omega$ . Отсюда следует существование верхней границы частоты излучения  $\omega_{\text{th}}^{(j)}$ , ниже которой может

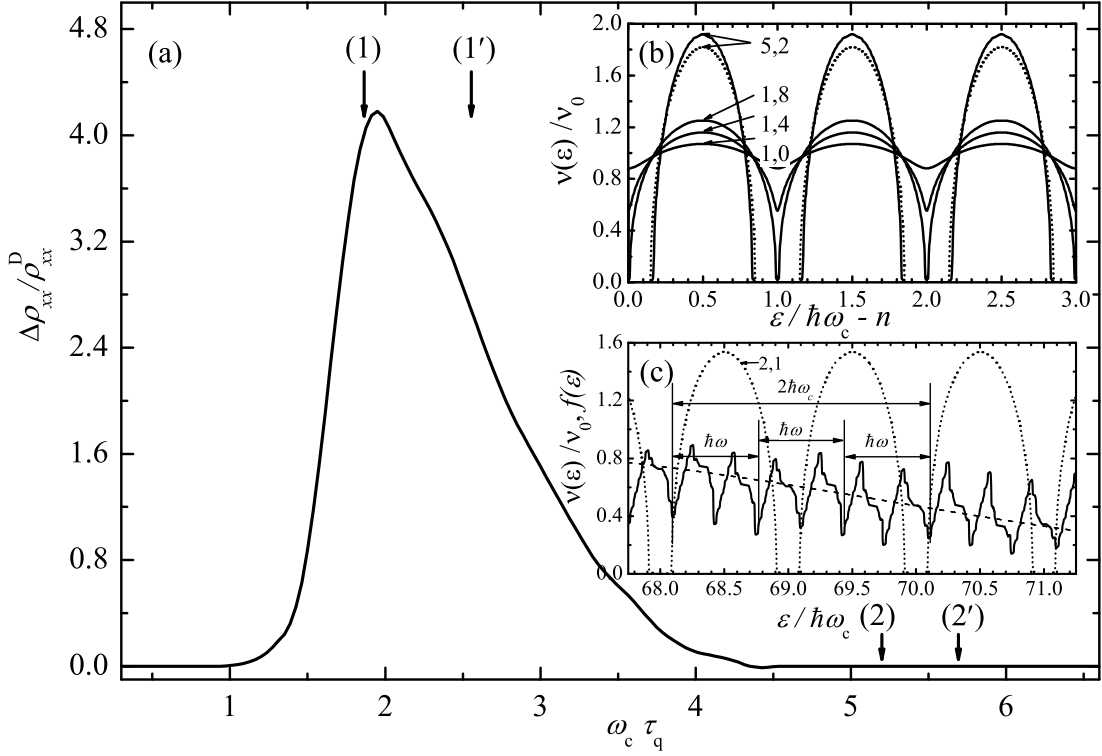


Рис. 19. (а) Разность значений  $\Delta\rho_{xx}$  удельного магнетосопротивления в максимуме и минимуме особенности при  $\omega_c/\omega = 3/2$ , нормированная на друдевское значение магнетосопротивления  $\rho_{xx}^D = \sigma_{dc}^D \rho_{xy}^2$ , в зависимости от  $\omega_c \tau_q$ . Стрелки (1) и (1') отмечают значения  $\omega_c \tau_q \approx 1,8$  и  $\omega_c \tau_q = 8/\pi \approx 2,5$ , при которых появляется щель между уровнями Ландау в результате расчета по формулам (14), (15) и при использовании приближения (17) соответственно. Пояснение для стрелок (2) и (2') см. в тексте. (b) Вычисленные по формулам (14) и (15) зависимости от энергии безразмерной плотности состояний  $\nu(\epsilon)/\nu_0$  для различных значений  $\omega_c \tau_q$ , указанных на рисунке (сплошные линии). Пунктир соответствует полуэллиптической плотности состояний (17). (c) Зависимость от энергии безразмерной плотности состояний  $\nu/\nu_0$  (пунктир), неравновесной функции распределения  $f$  (сплошная кривая) и фермиевской функции распределения  $f_T$  (штриховая кривая) для минимума дробной особенности  $\omega_c/\omega = 3/2$ , соответствующего  $\omega_c \approx 0,99 \times 3\omega/2$ .  $\omega_c \tau_q = 2,1$ . Стрелки демонстрируют реализацию эффекта соизмеримости для  $\omega_c/\omega = 3/2$ . Параметры расчета для всех рисунков:  $\mathcal{P}_\omega^{(0)} = 400$ ,  $\epsilon_F = 100\hbar\omega$ ,  $T = 2,4\hbar\omega$ .

наблюдаться данная дробь, причем эта частота зависит от ширины уровня, определяемой  $\tau_q$ .

Условие существования дробных особенностей оказывается более жестким, чем это следует из формулы (19), если сделать следующее естественное предположение, подтверждаемое анализом результатов наших расчетов: комбинационные резонансы при  $n\omega = m\omega_c$

могут проявиться лишь тогда, когда можно перевести электрон между состояниями, отличающимися по энергии на  $m\hbar\omega_c$ , путем цепочки из  $n$  последовательных реальных переходов, каждый из которых сопровождается поглощением (испусканием) фотона с энергией  $\hbar\omega$ . Это и есть механизм реализации эффекта соизмеримости  $\omega$  и  $\omega_c$ . Очевидно, что в силу  $m \neq n$  при  $N < j < N + 1$  ( $N = 0, 1, 2, \dots$ ) в цепочку должны входить переходы с изменением номера уровня Ландау как на  $N$ , так и на  $N + 1$ , откуда следует

$$(N + 1)\hbar\omega_c - 2\tilde{\Gamma} < \hbar\omega < N\hbar\omega_c + 2\tilde{\Gamma}. \quad (20)$$

Неравенства (20) являются необходимым и достаточным условием возможности вышеописанной цепочки реальных переходов (с ненулевой плотностью всех промежуточных состояний), что делает существенно разными однофотонные и многофотонные механизмы образования дробных особенностей: в последнем случае промежуточные состояния виртуальны и условие (20) не возникает. Хотя выполнение соотношения (20) зависит от величины  $\omega/\omega_c = j$ , оно дает и общее для всех  $j$  условие  $\tilde{\Gamma}/\hbar\omega_c > 1/4$ , определяющее верхний предел по  $\omega_c\tau_q$ , выше которого все дробные особенности отсутствуют.

В частном случае особенности при  $\omega/\omega_c = 2/3$  связь между состояниями, разделенными по энергии на величину  $2\hbar\omega_c$ , реализуется в результате двух межуровневых и одного внутриуровневого перехода (рис. 19с). Неравенства (20) дают значение верхнего предела  $\omega_c\tau_q \approx 5,2$ , которое отмечено на рис. 19а стрелкой (2). Это значение существенно ближе к правой границе расчетного пика для амплитуды рассматриваемой особенности, чем значение  $\omega_c\tau_q \approx 22$ , следующее из условия (19), что подтверждает верность предположения, на котором базируется соотношение (20).

Использование в условии (20) вместо расчетного значения  $\tilde{\Gamma}$  полуширины  $\Gamma = \hbar \sqrt{\frac{2\omega_c}{\pi\tau_q}}$ , соответствующей пределу сильно разделенных уровней (17), позволяет получить аналитические оценки интересующих нас величин. Для случая, представленного рис. 19а, соответствующая оценка верхнего предела  $\omega_c\tau_q = 18/\pi \approx 5,7$  помечена стрелкой (2'). Аналитические оценки пороговых частот  $\omega_{\text{th}}^{(j)}$ , следующие из неравенств (20) после замены  $\omega_c$  на  $\omega/j$  и  $\tilde{\Gamma}$  на  $\Gamma$ , имеют вид:

$$\omega_{\text{th}}^{(j)} = \begin{cases} \frac{8}{\pi\tau_q} \frac{j}{(N+1-j)^2}, & \text{при } N < j \leq N + 1/2, \\ \frac{8}{\pi\tau_q} \frac{j}{(j-N)^2}, & \text{при } N + 1/2 < j < N + 1. \end{cases} \quad (21)$$

Как было уже отмечено, наличие порогов по частоте было экспериментально обнаружено в работе [7] для особенностей магнетосопротивления, расположенных около положений субгармоник циклотронного резонанса  $\omega/\omega_c = 1/n$ .

Обратимся теперь к противоположному пределу перекрывающихся уровней Ландау. В пределе  $\omega_c\tau_q \ll 1$  дробные особенности вблизи  $\omega/\omega_c = m/n$  возникают при учете  $n$ -ого члена разложения периодической плотности состояний в ряд Фурье:

$$\tilde{\nu}(\varepsilon) = 1 - 2 \sum_{n=1}^{\infty} \delta^n \lambda_n \cos \frac{2\pi n \varepsilon}{\hbar \omega_c}, \quad (22)$$

где коэффициенты  $\lambda_n$  выражаются через полиномы Лагерра [38]. В силу  $\omega_c\tau_q \ll 1$  величина  $\delta = \exp(-\frac{\pi}{\omega_c\tau_q}) \ll 1$ . Соответственно, при не слишком большой мощности облучения достаточно ограничиться первым членом разложения (22), что в главном порядке по  $\delta^2$  дает осциллирующую поправку к магнетопроводимости [12], равную

$$\sigma_{xx}^{(1)} = -2\sigma_{xx}^D \delta^2 \frac{\mathcal{P}_\omega \frac{2\pi\omega}{\omega_c} \sin \frac{2\pi\omega}{\omega_c}}{1 + \mathcal{P}_\omega \sin^2 \frac{\pi\omega}{\omega_c}}. \quad (23)$$

Учет следующих членов разложения дает в  $\sigma_{xx}$  все более экспоненциально малые вклады. Однако, эти вклады могут доминировать вблизи комбинационных резонансов при достаточной большой мощности излучения (см. соответствующие оценки в [39]). Таким образом, в режиме перекрывающихся уровней Ландау, благодаря экспоненциальному подавлению высоких гармоник плотности состояний, дробные резонансы проявляются только при высокой мощности, в виде острых пиков и провалов вблизи  $n\omega = m\omega_c$  (рис. 17). С уменьшением магнитного поля при фиксированной мощности дробные особенности затухают экспоненциально быстрее целочисленных, поэтому их реальное наблюдение возможно только в переходной области  $\delta \sim 1$ . Важно отметить, что вне зависимости от значения  $\omega_c\tau_q$  дробные особенности отсутствуют в линейном режиме по мощности микроволн, в том смысле, что для проявления эффекта соизмеримости требуется последовательное поглощение нескольких фотонов.

Итак, в рамках теории неравновесного заполнения электронных состояний на уширенных за счет беспорядка уровнях Ландау нами объяснены осцилляционные особенности, индуцированные микроволновым излучением и расположенные вблизи дробных значений отношения частот  $\omega$  и  $\omega_c$ , а также сформулированы условия возникновения таких особенностей, согласующиеся с экспериментальными наблюдениями.

## 6 Эффекты шнурования электрического тока

### 6.1 Вводные замечания

Большая величина отношения модуля холловской компоненты тензора магнетопроводимости  $|\sigma_{xy}|$  к диссипативной  $\sigma_{xx}$  в сочетании с неоднородностью изучаемой системы может приводить к нетривиальным распределениям электрического тока. Одним из наиболее известных примеров является перетекание тока через границу между эквипотенциальной областью с высокой проводимостью и двумерной электронной системой, происходящее на тем более коротком отрезке границы, чем больше отношение  $|\sigma_{xy}|/\sigma_{xx}$  в двумерной системе. Аналитическое решение этой задачи было получено в результате классических расчетов в работах [40, 41], выполненных в связи с изучением квантового эффекта Холла. Другим примером является предсказание „статического скин-эффекта“ [42] для случая протекания тока по бесконечной полоске с двумерной электронной системой, описываемой в рамках друдевской проводимости и находящейся в перпендикулярном магнитном поле  $H_z$ , величина которого линейно изменяется вдоль полоски. В этом разделе будут представлены результаты анализа и численных расчетов распределения тока в образце холловской геометрии (прямоугольник с двумя эквипотенциальными сторонами) с двумерной электронной системой при слабо изменяющейся плотности электронов  $n_s$  вдоль направления тока. Эти результаты демонстрируют существование эффекта шнурования тока около одной из сторон образца, имеющего своим следствием качественное различие между разностями потенциалов, измеренными с противоположных сторон. Будет показано, что полученные результаты могут объяснить экспериментальные данные, полученные в работе [15], которая посвящена исследованию индуцированных СВЧ-излучением состояний с близкими к нулю значениями магнетопроводимости  $\sigma_{xx}$  и магнетосопротивления  $\rho_{xx}$  [3, 4].

## 6.2 Аналитический расчет

Аналогично работе [42] будем основывать вычисления на условии непрерывности поверхностного электрического тока с плотностью  $\mathbf{j}$ :

$$\nabla \mathbf{j} = \frac{\partial j_x}{\partial x} + \frac{\partial j_y}{\partial y} = 0, \quad (24)$$

и линейной связи между потенциальным электрическим полем  $\mathbf{E} = -\nabla\phi$  и  $\mathbf{j}$ :

$$\mathbf{j} = \hat{\sigma}\mathbf{E}, \quad (25)$$

где  $\hat{\sigma}$  — тензор магнетопроводимости двумерной системы с компонентами, которые мы будем считать зависящими только от координаты  $x$ . Тогда задача о распределении потенциала в прямоугольном образце длиной  $L$  и шириной  $W$  с эквипотенциальными краями, параллельными оси  $y$ , сводится к уравнению в частных производных

$$\sigma_{xx} \left( \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} \right) + \frac{d\sigma_{xy}}{dx} \frac{\partial \phi}{\partial y} + \frac{d\sigma_{xx}}{dx} \frac{\partial \phi}{\partial x} = 0 \quad (26)$$

и граничным условиям

$$\begin{aligned} j_y |_{y=\pm W/2} &= 0, \\ \phi |_{x=\pm L/2} &= \mp \phi_0/2. \end{aligned} \quad (27)$$

Переформулируем задачу с неоднородным магнитным полем, рассмотренную в работе [42], на случай  $\sigma_{xy} \approx n_s e c / H_z$ , монотонно меняющейся вдоль оси  $x$ . Рассмотрим бесконечно длинную полосу, вытянутую вдоль этой оси, и аналогично [42] будем искать решение специального вида, удовлетворяющее условию  $j_y = 0$  не только на границах полосы  $y = \pm W/2$ , но и при всех значениях  $y$ . Нетрудно убедиться, основываясь на том, что в соответствии с уравнением (24) плотность тока  $j_x$  является только функцией  $y$ , что такая задача имеет решение только в случае, когда комбинация компонент тензора магнетосопротивления  $(d\rho_{xy}/dx)/\rho_{xx} = k$  не зависит от координаты  $x$ . Решение для плотности тока имеет в этом случае экспоненциальный вид

$$j_x = \frac{Ik}{2 \sinh(kW/2)} e^{-ky}, \quad (28)$$

соответствующий шнурованию тока при  $|kW| \gg 1$  около одного края образца ( $I$  — полный ток через образец). Величина  $|kW|$  может быть велика даже при малом относительном

изменении  $\rho_{xy}$  на масштабе, равном ширине образца  $W$ , за счет большой величины отношения  $|\rho_{xy}|/\rho_{xx} = |-\sigma_{xy}|/\sigma_{xx}$ . В случае линейного изменения магнитного поля  $H_z$  с координатой  $x$ , рассмотренном в работе [42], величина  $k = (d\rho_{xy}/dx)/\rho_{xx}$  в рамках теории Друде действительно является константой и полученное решение (28) является точным. Изменение знака  $k$ , происходящее при изменении знака магнитного поля, переводит шнур тока с одной стороны полоски на другую.

При условии  $j_y = 0$  холловское электрическое поле  $E_y = -\partial\phi/\partial y = -\rho_{xy}(x)j_x$ , и в результате разность потенциалов  $U_{xy}(x) = \phi(x, y = W/2) - \phi(x, y = -W/2)$  между точками, расположенными на разных сторонах полоски друг против друга, определяется локальным значением холловского сопротивления  $\rho_{xy}$ :  $U_{xy}(x) = \rho_{xy}(x)I$ . Для дальнейшего нам понадобится формула для разности потенциалов, измеренной между точками, находящимися на одной стороне образца на расстоянии  $l$  друг от друга:  $U_{xx}^\pm(x_0) = \phi(x = x_0 - l/2, y = \pm W/2) - \phi(x_0 + l/2, y = \pm W/2) = j_x \int_{x_0-l/2}^{x_0+l/2} \rho_{xx} dx$ . Эти величины обычно используются для вычисления „удельного сопротивления“ по формуле  $\rho_\pm^* = (W/l)U_{xx}^\pm/I$ , которое теперь оказывается зависящим от стороны образца:

$$\rho_\pm^* = \frac{\exp(\mp kW/2)}{2 \sinh(kW/2)} \frac{W}{l} [\rho_{xy}(x_0 + l/2) - \rho_{xy}(x_0 - l/2)]. \quad (29)$$

Таким образом, при  $|kW| \gg 1$  величина  $\rho^*$  оказывается пропорциональной разности холловских сопротивлений, а коэффициент пропорциональности может быть либо экспоненциально малым, либо примерно равным геометрическому фактору  $W/l$  в зависимости от стороны образца, с которой измеряется разность потенциалов, используемая для определения  $\rho^*$ .

Нетрудно убедиться, что в интересующем нас случае, когда  $|\sigma_{xy}| \gg \sigma_{xx}$ ,

$$\frac{1}{\rho_{xx}} \frac{d\rho_{xy}}{dx} \approx \frac{1}{\sigma_{xx}} \frac{d\sigma_{xy}}{dx}, \quad (30)$$

так что  $k$  фактически будет константой при линейном законе изменения  $\sigma_{xy} = \sigma_{xy}^{(0)}(1 + \alpha x)$  и независимой от координат величине  $\sigma_{xx}$ . Именно такой случай сначала рассмотрим более подробно. Вопрос о применимости этой модели к реальным экспериментам будет обсужден ниже. Приведенный выше анализ может служить ориентиром для численных расчетов при замене величины  $k$  на  $\alpha\sigma_{xy}^{(0)}/\sigma_{xx}$ , в частности величина  $\rho_\pm^*$  при  $x_0 = 0$  и

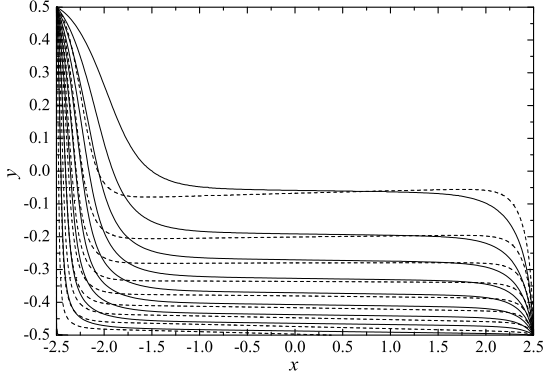


Рис. 20. Распределение потенциала в образце при  $\sigma_{xy}(x) = \sigma_{xy}^{(0)}(1 + \alpha x)$  для следующих значений параметров:  $\sigma_{xy}^{(0)} = 1$ ,  $\alpha = 0,02$ ,  $L = 5$ ,  $W = 1$ . Сплошные линии соответствуют независимой от координат величине  $\sigma_{xx} = 0,004$ , а штриховые — постоянному отношению  $\sigma_{xy}/\sigma_{xx}$  ( $\sigma_{xx}$  при этом меняется по закону  $\sigma_{xx}(x) = \sigma_{xx}^{(0)}(1 + \alpha x)$ ,  $\sigma_{xx}^{(0)} = 0,004$ ). Приведенные эквипотенциальные линии снизу вверх соответствуют значениям потенциала  $\phi = (0,4, 0,3, \dots, -0,3, -0,4)\phi_0$ .

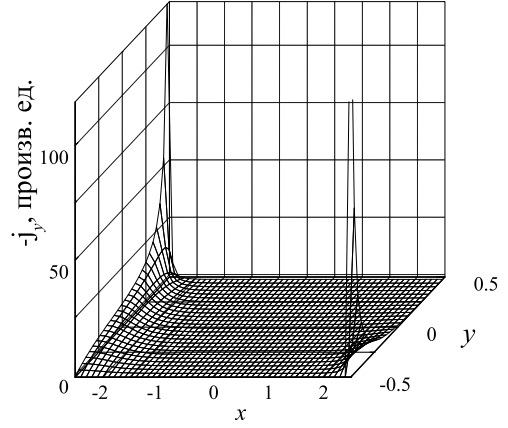


Рис. 21. Зависимость от координат компоненты тока  $j_y$  для случая независимой от  $x$  величины  $\sigma_{xx} = 0,004$ , параметры вычислений такие же, как для рис. 20.

$\alpha l \ll 1$  принимает вид:

$$\rho_{\pm}^* \approx \frac{\alpha W \exp(\mp \alpha \sigma_{xy}^{(0)} W / 2 \sigma_{xx})}{\sigma_{xy}^{(0)} 2 \sinh(\alpha \sigma_{xy}^{(0)} W / 2 \sigma_{xx})}. \quad (31)$$

### 6.3 Численный расчет

Задача, определяемая уравнениями (26) и (27), записанными в конечных разностях на прямоугольной сетке, решалась численно итерационным методом для конечного прямоугольного образца с соотношением сторон  $L/W = 5$ . На рис. 20 сплошными линиями приведены вычисленные эквипотенциали для  $\sigma_{xy} = \sigma_{xy}^{(0)}(1 + \alpha x)$  и не зависящей от координат величины  $\sigma_{xx}$ . В силу соотношения  $|\sigma_{xy}| \gg \sigma_{xx}$  ток примерно параллелен эквипотенциалам, а величина плотности тока пропорциональна градиенту потенциала, то есть плотности линий. Рис. 20 естественно воспроизводит упоминавшийся во введении результат

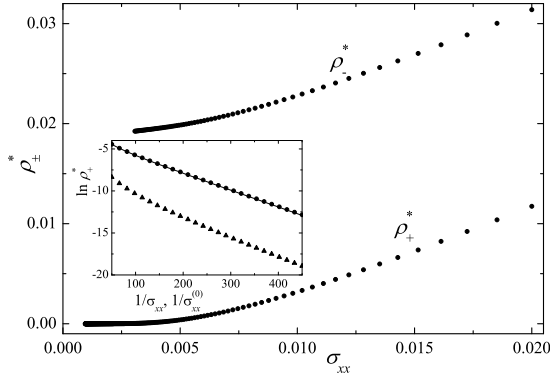


Рис. 22. Зависимость от  $\sigma_{xx}$  (в случае, когда  $\sigma_{xx}$  не зависит от координаты  $x$ ) величин  $\rho_{\pm}^*$ , определенных из значений падения напряжений на верхней (нижняя кривая) и нижней (верхняя кривая) сторонах образца, показанного на рис. 20. На вставке круглыми точками зависимость  $\rho_+^*(\sigma_{xx})$  перестроена в координатах  $(\sigma_{xx}^{-1}, \ln \rho_+^*)$ . Там же приведена сплошная линия, построенная по формуле (31), которая полностью совпадает с результатами вычислений. Треугольниками на вставке представлена расчетная зависимость  $\rho_+^*$  от  $1/\sigma_{xx}^{(0)}$  для случая линейной координатной зависимости  $\sigma_{xx}(x) = \sigma_{xx}^{(0)}(1 + \alpha x)$ . Значения параметров такие же, как для рис. 20.

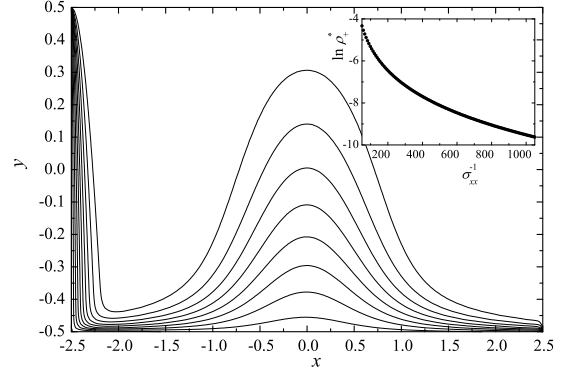


Рис. 23. Распределение потенциала при кубической зависимости  $\sigma_{xy}(x) = \sigma_{xy}^{(0)}[1 + 0,2(x/2,5)^3]$  и  $\sigma_{xy}^{(0)} = 1$ ,  $\sigma_{xx} = 0,004$ . На вставке приведена зависимость  $\ln \rho_+^*$  от  $\sigma_{xx}^{-1}$ .

о концентрации тока в углах прямоугольного образца. Нас же интересует концентрация тока, происходящая около одной (в данном случае нижней) стороны образца. Видно также, что на большей части длины образца вблизи его середины эквипотенциальные линии примерно параллельны его сторонам, так что условие  $j_y = 0$ , априори наложенное при аналитическом анализе, хорошо выполняется уже в сравнительно коротком ( $L/W = 5$ ) образце. Более наглядно этот факт демонстрирует рис. 21. Действительно, заметное отклонение  $j_y$  от нуля происходит только вблизи концов образца ( $x = \pm 2,5$ ). Результаты для величин  $\rho_{\pm}^* = [\phi(x = -1, y = \pm 0,5) - \phi(x = 1, y = \pm 0,5)]/2I$ , соответствующие их измерениям с различных сторон образца, приведены на рис. 22. Вставка к рис. 22 показывает, что  $\rho_+^*$ , определенная из величины разности потенциалов на верхней границе образца (рис. 20) экспоненциально падает при уменьшении  $\sigma_{xx}$  и хорошо описывается формулой (31), полученной для бесконечно длинного образца при  $j_y = 0$ . Отметим, что

шнурование тока может осуществляться и при  $j_y \neq 0$ . Чтобы подчеркнуть определенную общность сделанных выводов, продемонстрируем результаты расчетов для двух других случаев. Во-первых, можно ввести зависимость  $\sigma_{xx}$  от координаты  $x$ :  $\sigma_{xx}(x) = \sigma_{xx}^{(0)}(1 + \alpha x)$ , сохранив, как в теории Друде, постоянным отношение  $\sigma_{xy}/\sigma_{xx} = \sigma_{xy}^{(0)}/\sigma_{xx}^{(0)} = const$ . Соответствующие результаты для распределения потенциала и зависимости величины  $\rho_+^*$  от  $\sigma_{xx}^{-1}$  приведены на рис. 20 и вставке к рис. 22 соответственно. Как видно, эффект шнурования и близкая к экспоненциальной зависимость  $\rho_+^*(\sigma_{xx}^{-1})$  полностью воспроизводятся в этом случае. Сильное же нарушение условия  $j_y = 0$  присутствует на втором примере, где выбрана нелинейная (кубическая) зависимость  $\sigma_{xy}(x)$  (см. рис.4). Из этого рисунка очевидно шнурование тока около нижней границы образца, однако ширина шнура и плотность тока в нем теперь зависят от координаты  $x$ . На вставке в полулогарифмическом масштабе приведена величина  $\rho_+^*$  для этого случая, также демонстрирующая сильную зависимость от  $\sigma_{xx}^{-1}$ .

## 6.4 Обсуждение результатов

Перейдем теперь к обсуждению применимости полученных результатов к реальным экспериментам. Рассмотренная модель вполне может быть использована для описания эффектов в режиме индуцированных СВЧ-излучением состояний с близкими к нулю значениями магнетосопротивления и магнетопроводимости. Действительно, при не слишком высоких частотах излучения такие состояния возникают в магнитных полях, где отсутствуют осцилляции Шубникова-де Гааза, хотя выполняется соотношение  $|\sigma_{xy}| \gg \sigma_{xx}$ , что дает основания для классического рассмотрения задачи о распределении тока. Факт отсутствия осцилляций Шубникова-де Гааза в гетероструктурах GaAs/AlGaAs с высокой подвижностью электронов при  $|\sigma_{xy}| \gg \sigma_{xx}$  обычно объясняется наличием в образцах длиннопериодных флуктуаций потенциала и связанных с ним флуктуаций плотности электронов, приводящих к размытию осцилляций. Так что существенная роль длиннопериодных флуктуаций плотности электронов в таких образцах является неплохо установленной. Более того, для объяснения всё большего количества результатов приходится привлекать предположение о существовании монотонного изменения плотности электронов в образцах. В качестве примера можно сослаться на недавнюю работу [43] по наблюдению кван-

тования магнетосопротивления в режиме дробного квантового эффекта Холла, в которой для объяснения результатов было использовано предположение о наличии в образце градиента плотности электронов  $n_s$  в 1% на сантиметр. Естественно, что наличие градиента плотности ведет к появлению градиента  $\sigma_{xy} \approx n_s e c / H_z$ . Особенностью индуцированных излучением состояний с близкими к нулю значениями  $\sigma_{xx}$  и  $\rho_{xx}$  является тот факт, что их положение по магнитному полю определяется соотношением между циклотронной частотой и частотой излучения и не зависит от плотности электронов. Хотя для этих состояний зависимость  $\sigma_{xx}$  и  $\rho_{xx}$  от плотности электронов неизвестна, на сегодняшний день нет ни экспериментальных, ни теоретических оснований полагать, что она может быть сильной. А только очень сильная зависимость  $\sigma_{xx}$  и  $\rho_{xx}$  от  $n_s$  способна качественно повлиять на полученные нами результаты, связанные со шнурованием тока. Действительно, рассмотренный выше пример с постоянной величиной отношения  $\sigma_{xy} / \sigma_{xx}$ , соответствующий прямой пропорциональности  $\sigma_{xx} \propto n_s$ , показывает полное качественное соответствие случаю отсутствия зависимости  $\sigma_{xx}$  от  $n_s$ . Таким образом, рассмотренная модель вполне соответствует экспериментальным условиям, существующим в образцах с градиентом плотности электронов вдоль направления тока, находящихся в индуцированном облучением состоянии с близкими к нулю значениями  $\sigma_{xx}$  и  $\rho_{xx}$ . Полученные результаты объясняют наблюдения, опубликованные в работе [15], когда в состоянии с близким к нулю магнетосопротивлением с одной стороны образца измеряемая разность потенциалов стремится к нулю, а с другой — демонстрирует конечное значение. При изменении знака магнитного поля стороны как бы меняются местами. К сожалению, в работе [15] не приведены количественные значения магнетосопротивления, которые могли бы позволить оценить величину градиента плотности в исследованных образцах. Существенным полученным результатом является близкая к экспоненциальной зависимость величины „магнетосопротивления“ от  $\sigma_{xx}^{-1}$ . Такая зависимость трансформирует степенную температурную зависимость  $\sigma_{xx}(T)$  в сильную экспоненциальную для  $\rho_+^*(T)$ . Возможно, именно этот факт является объяснением близких к активационным температурных зависимостей магнетосопротивления в минимумах индуцированных излучением гигантских осцилляций магнетосопротивления [3, 4, 15]. Отметим, что до сих пор не было предложено никакой модели, которая могла бы объяснить столь сильную температурную зависимость.

Таким образом, выполненные анализ и расчеты показывают, что целый ряд результатов, полученных в режиме индуцированных излучением состояний с близкими к нулю значениями магнетосопротивления и магнетопроводимости могут быть объяснены шнурованием тока, связанным с наличием в исследованных образцах градиента плотности электронов. В частности, возможно объяснение сильной температурной зависимости магнетосопротивления, которая до сих пор представлялась загадочной.

## 7 Заключение

В экспериментальной части работы исследованы магнитоэлектрические свойства двумерных электронных систем в гетероструктурах GaAs/AlGaAs с высокой подвижностью электронов в условиях облучения электромагнитными волнами СВЧ диапазона. Основными результатами этой части являются следующие.

1. Обнаружены знакопеременные, как функции магнитного поля, осцилляции фототока и фотоЭДС, создаваемые СВЧ-облучением. Установлено, что положение этих осцилляций соответствует положению гармоник циклотронного резонанса. Предложено объяснение возникновения осцилляций за счет загиба дна подзоны размерного квантования около легированных контактов, что позволяет объяснить наблюдаемое направление фототока.
2. При изучении фотоотклика на излучение субмиллиметрового диапазона обнаружено сосуществование подавления осцилляций Шубникова-де Гааза с индуцированными излучением осцилляциями магнетосопротивления и с областями магнитного поля, в которых двумерная электронная система нечувствительна к облучению. Зависимости положений в магнитном поле областей максимального подавлением ОШДГ от частоты излучения оказались близкими к соответствующим теоретическим зависимостям для циклотронного резонанса и нескольких стоячих магнетоплазменных волн в образце соответствующей конечной ширины. Принимая во внимание описание индуцированных излучением осцилляций, областей нечувствительности к излучению, а также циклотронного резонанса в терминах независимых электронов, сделан вывод о сосуществовании в фотоотклике коллективных (магнетоплазменное поглощение) и одночастичных эффектов.
3. Выполнены исследования фотоотклика в магнетосопротивлении, фототоке и фотоЭДС на бихроматическое излучение. При небольших мощностях излучения обнаружена аддитивность эффектов, создаваемых излучениями разных частот.

В теоретической части работы выполнены расчеты магнетосопротивления в рамках модели с неравновесной функцией распределения электронов, создаваемой в результате

облучения, и анализ распределения токов в образцах с небольшой неоднородностью электронной плотности вдоль направления тока. В результате показано следующее.

1. Индуцированные излучением осцилляции при дробных значениях  $\omega/\omega_c$  могут быть объяснены в терминах однофотонных процессов. Для этого случая предсказано существование порогов по частоте излучения, зависящих от величины дроби, ниже которых только и могут наблюдаться дробные осцилляции. Это предсказание соответствует экспериментальным наблюдениям.
2. Показано, что при небольших мощностях излучения имеет место аддитивность фотоотклика в магнетосопротивлении на излучение различных частот.
3. Предсказано шнурование тока около одной из сторон прямоугольного канала при наличии градиента плотности электронов вдоль канала и больших величинах отношения холловской компоненты тензора магнетопроводимости к диссипативной. Показано, что в таких условиях с одной стороны канала измеряемое падение напряжения примерно пропорционально разности холловских сопротивлений между точками измерения. Величина падения напряжения  $U_{xx}$  с другой стороны стремится к нулю с увеличением  $\sigma_{xx}^{-1}$  примерно по экспоненциальному закону:  $U_{xx} \propto \exp(-1/\sigma_{xx})$ .

Часть результатов этой дипломной работы изложена в опубликованных статьях [39,44].

В заключение я хочу выразить глубокую благодарность своему научному руководителю Сергею Ивановичу Дорожкину за помощь в работе и критические замечания при написании диплома, а также всем сотрудникам кафедры физики твердого тела МФТИ за теплую атмосферу, в которой я имел счастливую возможность учиться и работать.

## Список литературы

- [1] M. A. Zudov, R. R. Du, J. A. Simmons, and J. L. Reno, Phys. Rev. B **64**, 201311(R) (2001).
- [2] P. D. Ye, L. W. Engel, D. C. Tsui, J. A. Simmons, J. R. Wendt, G. A. Vawter, and J. L. Reno, Appl. Phys. Lett. **79**, 2193 (2001).
- [3] R. G. Mani, J. H. Smet, K. von Klitzing, V. Harayanamurti, W. B. Johnson, and V. Umansky, Nature **420**, 646 (2002).
- [4] M. A. Zudov, R. R. Du, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, Phys. Rev. Lett. **90**, 046807 (2003).
- [5] C. L. Yang, M. A. Zudov, T. A. Knuuttila, R. R. Du, L. N. Pfeiffer and K. W. West, Phys. Rev. Lett. **91**, 096803 (2003).
- [6] M. A. Zudov, R. R. Du, L. N. Pfeiffer, K. W. West, Phys. Rev. B **73**, 041303(R) (2006).
- [7] S. I. Dorozhkin, J. H. Smet, K. von Klitzing, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, Письма в ЖЭТФ **86**, 616 (2007).
- [8] В. И. Рыжий, ФТТ **11**, 2577 (1969).
- [9] В. И. Рыжий, Р. А. Сурис, Б. С. Щамхалова, ФТП **20**, 2078 (1986).
- [10] A. C. Durst, S. Sachdev, N. Read, and S. M. Girvin, Phys. Rev. Lett. **91**, 086803 (2003).
- [11] С. И. Дорожкин, Письма в ЖЭТФ **77**, 681 (2003).
- [12] I. A. Dmitriev, M. G. Vavilov, I. L. Aleiner, A. D. Mirlin, and D. G. Polyakov, Phys. Rev. B **71**, 115316 (2005).
- [13] W. Apel, Yu. A. Bychkov, and M. Weyrauch, arXiv:cond-mat/0512452v1 (2005).
- [14] X. L. Lei and S. Y. Liu, Appl. Phys. Lett. **88**, 212109 (2006).
- [15] R. L. Willett, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, Phys. Rev. Lett. **93**, 026804 (2004).
- [16] А. А. Быков, Письма в ЖЭТФ **87**, 281 (2008).
- [17] J. H. Smet, B. Gorshunov, C. Jiang, L. Pfeiffer, K. West, V. Umansky, M. Dressel, R. Meisels, F. Kuchar, and K. von Klitzing, Phys. Rev. Lett. **95**, 116804 (2005).
- [18] E. Vasiliadou, G. Müller, D. Heitmann, D. Weiss, K. von Klitzing, H. Nickel, W. Schlapp, and R. Lösch, Phys. Rev. B **48**, 17145 (1993).
- [19] I. V. Kukushkin, V. M. Muravev, J. H. Smet, M. Hauser, W. Dietsche, and K. von Klitzing, Phys. Rev. B **73**, 113310 (2006).
- [20] F. Stern, Phys. Rev. Lett. **18**, 546 (1967).
- [21] А. В. Чаплик, ЖЭТФ **62**, 746 (1972).
- [22] S. J. Allen, Jr., D. C. Tsui, and R. A. Logan, Phys. Rev. Lett. **38**, 980 (1977).
- [23] A. V. Andreev, I. L. Aleiner, and A. J. Millis, Phys. Rev. Lett. **91**, 056803 (2003).
- [24] M. A. Zudov, R. R. Du, L. N. Pfeiffer, K. W. West, Phys. Rev. Lett. **96**, 236804 (2006).
- [25] A. C. Durst, Nature **442**, 752 (2006).
- [26] С. И. Дорожкин, УФН **175**, 213 (2005).
- [27] I. V. Kukushkin, M. Yu. Akimov, J. H. Smet, S. A. Mikhailov, K. von Klitzing, I. L. Aleiner, and V. I. Fal'ko, Phys. Rev. Lett. **92**, 236803 (2004).
- [28] I. V. Kukushkin, J. H. Smet, S. A. Mikhailov, D. V. Kulakovskii, K. von Klitzing, and W. Wegscheider, Phys. Rev. Lett. **90**, 156801 (2003).
- [29] S. A. Mikhailov and N. A. Savostianova, Phys. Rev. B **71**, 035320 (2005).

- [30] S. A. Mikhailov, Phys. Rev. B **70**, 165311 (2004).
- [31] S. I. Dorozhkin, J. H. Smet, V. Umansky, K. von Klitzing, Phys. Rev. B **71**, 201306(R) (2005).
- [32] A. E. Kovalev, S. A. Zvyagin, C. R. Bowers, J. L. Reno, and J. A. Simmons, Solid State Commun. **130**, 379 (2004).
- [33] S. A. Studenikin, A. S. Sachrajda, J. A. Gupta, Z. R. Wasilewski, O. M. Fedorych, M. Byszewski, D. K. Maude, M. Potemski, M. Hilke, K. W. West, and L. N. Pfeiffer Phys. Rev. B **76**, 165321 (2007).
- [34] I. A. Dmitriev, A. D. Mirlin, and D. G. Polyakov, Phys. Rev. B **75**, 245320 (2007).
- [35] S. A. Mikhailov, Phys. Rev. B **54**, 10335 (1996).
- [36] I. A. Dmitriev, A. D. Mirlin, and D. G. Polyakov, Phys. Rev. Lett. **91**, 226802 (2003).
- [37] M. A. Zudov, Phys. Rev. B **69**, 041304(R) (2004).
- [38] M. G. Vavilov and I. L. Aleiner, Phys. Rev. B **69**, 035303 (2004).
- [39] И. В. Печенежский, С. И. Дорожкин, И. А. Дмитриев, Письма в ЖЭТФ, **85**, 94 (2007).
- [40] R. W. Rendell and S. M. Girvin, Phys. Rev. B **23**, 6610 (1981).
- [41] Н. А. Усов, Ф. Р. Улинич, Письма в ЖЭТФ **40**, 306 (1984).
- [42] А. В. Чаплик, Письма в ЖЭТФ **72**, 723 (2000).
- [43] W. Pan, J. S. Xia, H. L. Stormer, D. C. Tsui, C. L. Vicente, E. D. Adams, N. S. Sullivan, L. N. Pfeiffer, K. W. Baldwin, and K. W. West, Phys. Rev. Lett. **95**, 066808 (2005).
- [44] С. И. Дорожкин, А. А. Быков, И. В. Печенежский, А. К. Бакаров, Письма в ЖЭТФ **85**, 705 (2007).