Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
Центр физики наногетероструктур
сектор теории оптических и электрических явлений в полупроводниках

Влияние спин-орбитального взаимодействия на магнитный эффект храповика

Научный доклад Поташина Сергея Олеговича

Направление подготовки: 1.3 «Физические науки»

Специальность 1.3.11 - физика полупроводников

Санкт-Петербург
2024

Научный руководитель:

д. ф.-м. н., г. н. с. Качоровский Валентин Юрьевич

Рецензенты:

-

-

Оглавление **стр.**

1) Актуальность, цель и научная новизна работы

Актуальность работы. В последнее время большое внимание уделяется плазмонным эффектам в двумерных (2D) структурах в контексте развивающейся области плазменно-волновой электроники. Активно данная область начала развиваться около 20 лет назад, после теоретической работы [1], где было показано, что постоянный ток (DC), протекающий в канале полевого транзистора (FET), может привести к неустойчивости по отношению к генерации плазменных колебаний. Такая неустойчивость может приводить к эмиссии ТГЦ излучения на фундаментальной плазменной частоте. Далее, в другой теоретической работе [2] было сделано предположение, что нелинейные свойства электронной жидкости в канале полевого транзистора могут быть использованы для выпрямления плазменных колебаний, индуцированных падающей электромагнитной волной. Принципиально важно, что скорость плазменных волн в двумерном электронном канале полевого транзистора можно регулировать напряжением на затворе, причём её типичное значение $\sim 10^8$ см/с соответствует временному масштабу 10^{-12} с для длины канала ~ 1 мкм. Таким образом, можно ожидать, что полевой транзистор за счёт плазменных эффектов может эффективно использоваться в терагерцовом (ТГц) диапазоне частот в качестве излучателя или детектора (см. обзор в [3] и [4]).

Однако при создании таких устройств возникают определенные трудности. Поскольку размеры типичных FET на два или более порядков меньше длины ТГц волны, одиночное устройство слабо взаимодействует с излучением. Связь резко возрастает, если в канале FET протекает постоянный ток [4]. Однако такой ток приводит к увеличению шума устройства.

Другой возможный способ увеличить связь с излучением — использовать периодические структуры (например матрицы полевых транзисторов или структуры с латеральной решёткой затворов) вместо одиночных полевых транзисторов. Такие структуры вызывают все больший интерес как простые примеры плазмонных кристаллов [5-9]. Они перспективны с точки зрения возможных применений и уже продемонстрировали отличные характеристики в качестве ТГц детекторов [10–14], что хорошо согласуется с результатами численного моделирования [15–18]. Сообщалось также о первых наблюдениях индуцированного током ТГц излучения [19, 20].

Как уже было сказано выше, для большого круга задач в оптоэлектронике необходимо обеспечить эффективное преобразование высокочастотных сигналов ТГц диапазона в электрический отклик постоянного тока. Для возникновения такого DC тока необходима асимметрия в системе, которая будет определять направление генерируемого DC фотоотклика, а также какой-то механизм нелинейности, который позволяет выпрямить сигнал. В частности, известно (в том числе, экспериментально), что взаимодействие внешнего переменного электрического поля с системой решетчатых затворов без центра инверсии приводит к генерации постоянного тока [21,22]. Данное явление называется эффектом храповика (ratchet effect). Физически фооткликв этом эффекте возникает за счёт совместного действия статического пространственно-модулированного периодического потенциала $U(x)$, создаваемого в системах с латеральными решётками затворов и электрического поля $E(x,t)$, амплитуда которого также модулируется решёткой. В результате DC фотоотлик контролируется параметром латеральной асимметрии [21]:

$$\Xi = \overline{\left|E(x,t)\right|^2 \frac{dU(x)}{dx}}, \tag{1}$$

где усреднение ведётся как по координате, так и по времени. DC ток возникает, если этот параметр отличен от нуля. Как можно видеть из этой формулы, эффект храповика появляется во втором порядке по электрическому полю и в первом по статическому потенциалу, т.е. в третьем порядке по полному внешнему полю. Хоть эффект храповика изучался теоретически и наблюдался экспериментально в различных низкоразмерных системах, ряд интересных вопросов, связанных с этим эффектом, все ещё остаётся неизученным. Одним из таких вопросов, является проявление эффектов спин-орбитального (SO) взаимодействия в эффекте храповика.

Целью работы является исследование эффекта храповика в структуре с асимметричной модуляцией плотности электронов, задаваемой решеткой затворов, в магнитном поле в режиме осцилляций Шубникова-де Гааза (ШдГ) при наличии в системе спин-орбитального взаимодействия.

Научная новизна:

1. Обнаружено, что в магнитном поле, в режиме осцилляций Шубникова-де Гааза, ТГц возбуждение приводит к гигантским магнитоосцилляциям DC тока, которые существенно модифицируются спин-орбитальным (СО) взаимодействием.
2. Впервые показано, что в DC фотооткике появляются биения, вызванные спин-орбитальным (СО) расщеплением зоны проводимости.
3. Построена теория на основе гидродинамической модели, которая позволяет оценить константу СО расщепления спектра. Для структуры на основе нитридов получено значение α_{so} = 7,5 ± 1,5 МэВ, что с хорошей точностью согласуется с экспериментом.
4. Продемонстрировано, что амплитуда осциллирующего DC тока существенно больше тока в нулевом магнитном поле, а огибающая токовых осцилляций кодирует информацию о циклотронном и плазмонном резонансах.

Апробация работы: Основные результаты работы докладывались на научных семинарах ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН; международных научных конференциях «Нанофизика и наноэлектроника» (Нижний-Новгород 2023), «Зимняя школа по физике полупроводников» (Екатеринбург 2024), международной зимней школе по физике полупроводников (Санкт-Петербург 2021, 2023, 2024).

Публикации:

A1. S. O. Potashin, V. Yu. Kachorovskii, and M. S. Shur, «Hydrodynamic inverse Faraday effect in a two-dimensional electron liquid» // Phys. Rev. B 102, 085402 (2020).

A2. P. Sai, S. O. Potashin, M. Szoła, D. Yavorskiy, G. Cywiński, P. Prystawko, J. Łusakowski, S. D. Ganichev, S. Rumyantsev, W. Knap, and V. Yu. Kachorovskii., « Beatings of ratchet current magneto-oscillations in GaN-based grating gate structures: Manifestation of spin-orbit band splitting» // Phys. Rev. B 104, 045301 (2021).

A3. E. Mönch, S. O. Potashin, K. Lindner, I. Yahniuk, L. E. Golub, V. Yu. Kachorovskii, V. V. Bel'kov, R. Huber, K. Watanabe, T. Taniguchi, J. Eroms, D. Weiss, and S. D. Ganichev, « Ratchet effect in spatially modulated bilayer graphene: Signature of hydrodynamic transport» // Phys. Rev. B 105, 045404 (2022)

A4. E. Mönch, S. O. Potashin, K. Lindner, I. Yahniuk, L. E. Golub, V. Yu. Kachorovskii, V. V. Bel'kov, R. Huber, K. Watanabe, T. Taniguchi, J. Eroms, D. Weiss, and S. D. Ganichev, « Cyclotron and magnetoplasmon resonances in bilayer graphene ratchets» // Phys. Rev. B 107, 115408 (2023)

A5. Поташин С.О., «Гидродинамический эффект "храповика" при оптическом возбуждении электронной жидкости» // тезис, Молодежной конференции по физике полупроводников «Зимняя школа 2024», СПБ 2024

A6. Поташин С.О., Голуб Л.Е., Качоровский В.Ю, «Гидродинамический эффект "храповика" при оптическом возбуждении электронной жидкости» // тезис , XXV Уральская международная зимняя школа по физике полупроводников, Екатеринбург 2024.

A7. С.О.Поташин, Л.Е.Голуб, В.Ю.Качоровский, «Интерференционные эффекты в плазмонных сверхрешетках» // расширенный тезис, XXVII Международный симпозиум «Нанофизика и наноэлектроника, Нижний Новгород 13-16 марта, 2023 г.

A8. С.О.Поташин, В.Ю.Качоровский, «Эффект храповика в двухслойном графене: циклотронный и магнетоплазмонный резонансы» // тезис, Молодежная конференция по физике полупроводников «Зимняя школа 2023», Зеленогорск 2-6 марта, 2023 г.

2) Основная часть работы

2.1) Введение

Физика эффекта храповика становится существенно более богатой при приложении магнитного поля. Магнитный эффект храповика широко изучался в различных системах, чаще всего в полупроводниковых структурах [23-29]. В частности, в работе [30] теоретически был рассмотрен эффект храповика в магнитном поле для графена и двухслойного графена и было показано, что он может быть существенно усилен в условиях циклотронного резонанса (ЦР). Для нас чрезвычайно важно, что магнитный эффект храповика усиливается (более чем на два порядка) в режиме осцилляций ШдГ, когда проводимость системы резко осциллирует с энергией Ферми и, как следствие, с плотностью электронов. В результате, неоднородные (динамические и статические) модуляции плотности, индуцированные электромагнитной волной и наведённым статическим потенциалом, приводят к очень сильному отклику.

Интересно, что индуцированные ТГц волной осцилляции DC тока в режиме ШдГ усиливаются не только в структурах с латеральной решёткой затворов, но и в одиночных полевых транзисторах [31]. Хотя общая физика усиления в обоих случаях связана с быстрыми осцилляциями сопротивления, есть существенное различие. В структурах с решетчатым затвором форма типичного фотоотклика постоянного тока примерно повторяет колебания сопротивления, в то время как в одиночных полевых транзисторах типичный отклик сдвинут относительно колебаний сопротивления на фазу $\pi/2$. Последний сдвиг был теоретически объяснен гидродинамической моделью в работе [31] и экспериментально продемонстрировано в работе [32]. Ключевая идея заключается в следующем. Использовалась феноменологическая гидродинамическая модель, основанная на введении темпа транспортного рассеяния γ(n), который в режиме ШдГ быстро осциллирует с безразмерной концентрацией $n=(N-N_0)/N_0$ (здесь N_0 — равновесная концентрация, N —

концентрация в канале). Разлагая $\gamma(n) \approx \gamma(0) + \gamma'(0)n$ по малым n, обнаруживаем, что в уравнении Навье-Стокса появляется нелинейный член $\gamma'(0)$nv, где v - скорость дрейфа электронов. Этого достаточно, чтобы появился ненулевой отклик, который в одиночном полевом транзисторе возникает во втором порядке по отношению к внешнему полю (как n, так и v линейны по отношению к этому полю). Поэтому в этом случае отклик пропорционален первой производной $\gamma'(0)$ по концентрации (т.е. по энергии Ферми E_F); следовательно, он сдвинут относительно осцилляций проводимости. Напротив, в структурах с латеральной сверхрешеткой отклик постоянного тока появляется только в третьем порядке по возмущению [21]. Как следствие, ток храповика пропорционален второй производной $\gamma''(0)$ и поэтому осцилляции этого тока находятся в фазе с осцилляциями сопротивления. При этом, для расчётов мы используем феноменологическую гидродинамическую модель, предложенную в [31] и основанную на введении функции $\gamma(n)$ в гидродинамические уравнения.

Важно обсудить роль электрон-электронных (ээ) взаимодействий в системе. Эффект ээ взаимодействий двоякий. Прежде всего, достаточно быстрые ээ-столкновения переводят систему в гидродинамический режим. Предположим, что это так и для нашей системы, и воспользуемся гидродинамическим подходом. Во-вторых, ээ-взаимодействие приводит к плазмонным колебаниям, так что в задаче появляется новый частотный масштаб - плазменная частота $\omega_p(q)$, где q – обратный масштаб системы. Для одного полевого транзистора, q пропорционально обратной длине устройства с численным коэффициентом, зависящим от граничных условий. Для структур с латеральной сверхрешеткой q равен вектору обратной решетки: $q = 2\pi/L$-обратный вектор решетки, L — период структуры. При нулевом магнитном поле DC отклик резко усиливается в окрестности плазмонного резонанса $\omega = \omega_p(q)$ как для одиночного полевого транзистора с асимметричными граничными условиями [1], так и для периодических асимметричных пространственно-модулированных структур [33]. Кроме того, отклик существенно зависит от поляризации излучения.

2.2) Описание системы

В данной работе мы рассматривали движение двумерных электронов с параболической дисперсией в статическом периодическом потенциале:

$$U(x) = U_0 \cos(qx) \tag{2}$$

Данный потенциал возникает в двумерном электронном газе (2ДЕГ) за счет наличия латеральной решётки завторов с периодом L (здесь $q = 2\pi/L$).

Мы также предполагаем, что решётка приводит к модуляции электрического поля. Компоненты поля имеют следующий вид:

$$E_x(x,t) = E_0 \cos\alpha[1 + h\cos(qx + \phi)]\cos\omega t,$$

$$E_y(x,t) = E_0 \sin\alpha[1 + h\cos(qx + \phi)]\cos(\omega t + \theta), \tag{3}$$

где $h = 1$-глубина модуляции, ϕ - фаза, определяющая асимметрию модуляции, α, θ- фазы, описывающие поляризацию излучения, которые можно связать с параметрами Стокса.

Легко увидеть, что в рамках данной модели параметр асимметрии (1) становится равным:

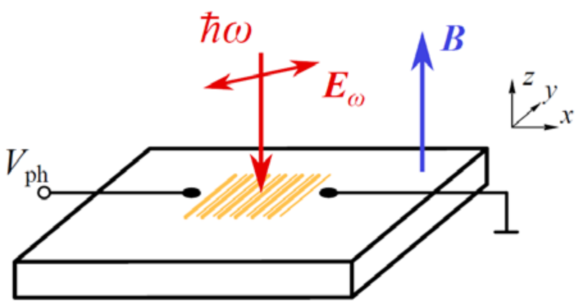
$$\Theta = \frac{E_0^2 U_0 hq \sin\phi}{4} \tag{4}$$

Видно, что коэффициент асимметрии Θ пропорционален синусу фазы ϕ.

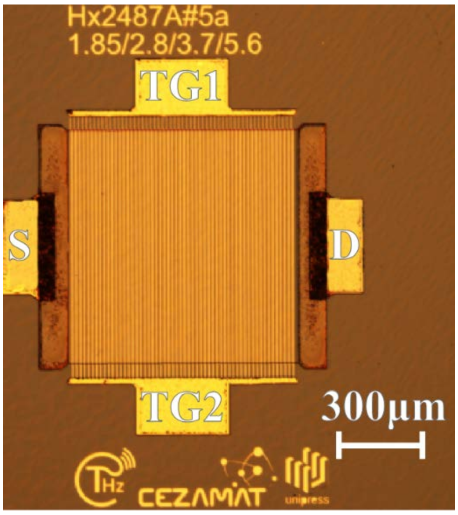
Мы считаем, что к системе приложено внешнее магнитное поле, перпендикулярное к плоскости системы (см. рис 1a).

Необходимо сказать пару слов об эксперименте, который предполагается объяснить в рамках развитой нами теории. Эксперимент проводился под руководством Сергея Ганичева из университета Регенсбурга и Войтека Кнапа из Института физики высоких давлений (Варшава). Для исследований была выбрана гетероструктура AlGaN/GaN. Важными уникальными свойствами системы GaN являются способность формировать высокоплотные, высокоподвижные 2ДЕГ на границе раздела AlGaN/GaN. Для настоящей работы существенно, что такие системы обладают большим спиновым расщеплением Рашбы [34] в зоне проводимости. Плотность 2ДЕГ и спиновое расщепление в этой системе примерно на порядок выше, чем в структурах AlGaAs/GaAs. Высокая плотность носителей является важным фактором, поскольку, как будет показано далее, амплитуда фотоотклика в режиме ЩдГ осцилляций пропорциональна квадрату плотности электронов.

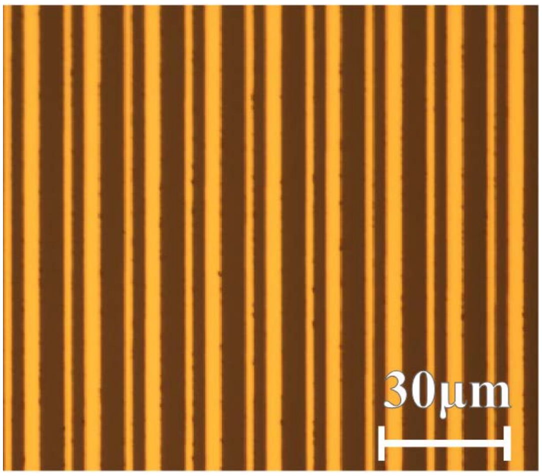
а)



б)



в)

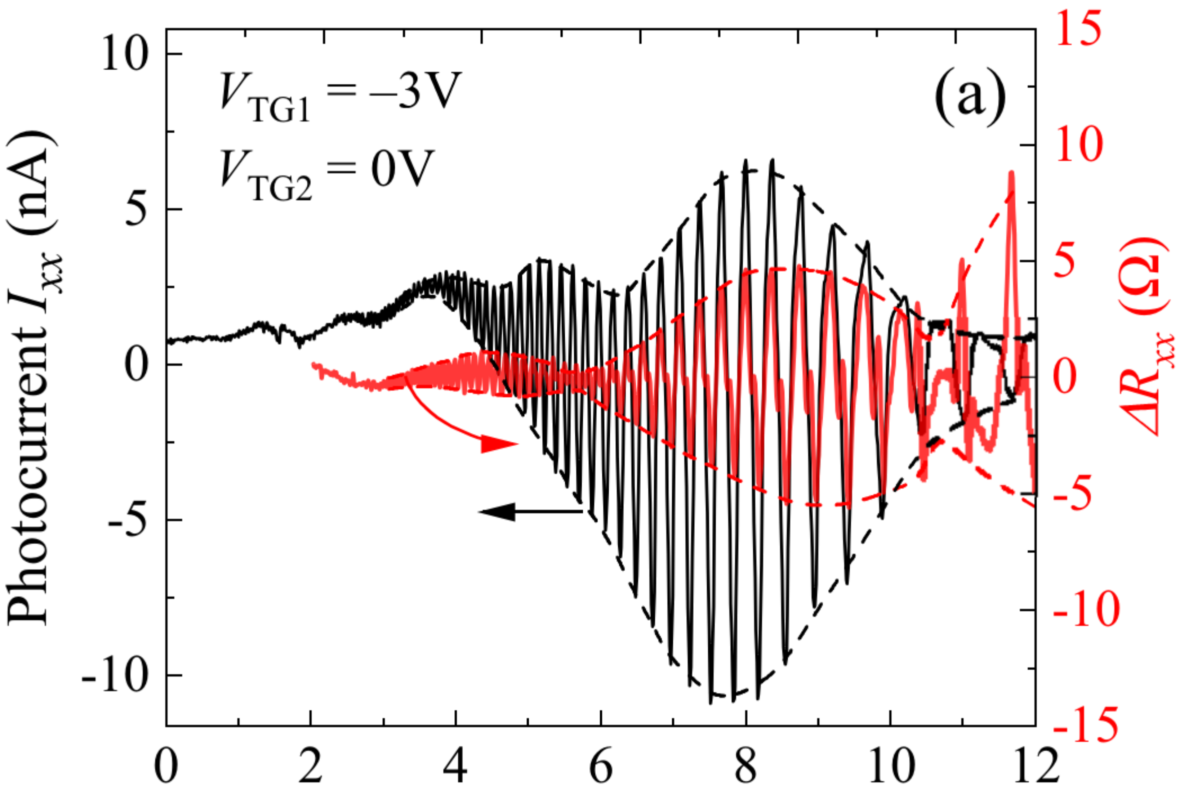


Экспериментальные образцы приведены на рис. 1(б,в).

Рис. 1. (*а*) *На данном рисунке изображена геометрия системы. Красная стрелка символизирует внешнее излучение, падающее на решётку, синяя стрелка обозначает приложенное по нормали внешнее магнитное поле.*

(б) *Фотографии с контрастного микроскопа Nomarski исследуемого асимметричного двухрешетчатого затвора, где TG1 и TG2 –верхний и нижний контакт к разным затворным подрешеткам, прикладывая напряжение, к которым, мы получаем разницу напряжений, в результате чего модулируется плотность двумерного электронного газа, S и D - электроды истока и стока. (в) Увеличенная активная область асимметричной двойной решётки затворов.*

В такой системе была измерена зависимость фототока от магнитного поля для случая линейной поляризации падающей волны и получены следующие результаты. Во-первых, было экспериментально показано, что фототок, зависимость которого показна на рис.2, был обусловлен эффектом



храповика.

Рис. 2. *Осцилляции фототока и сопротивления Шубникова–де Гааза в зависимости от магнитного поля, меняющегося в интервале от B = 0 до B = 12 Тл.*

Во-вторых, из рис.2 видно, что увеличение магнитного поля приводит к появлению знакопеременных колебаний с амплитудой на порядки большей, чем сигнал, полученный при нулевом магнитном поле. Кроме того, огибающая колебаний имеет биения в зависимости от магнитного поля. Важно отметить, что эффект ЩдГ также демонстрирует аналогичные биения функции огибающей. Сравнение наблюдаемых колебаний тока храповика с осцилляциями ШдГ магнитосопротивления показывает, что в сильных магнитных полях колебания фототока и сопротивления имеют одинаковые период и фазу.

В-третьих, показано, что биения осцилляций, который видны на рис.2, обусловлены спиновым расщеплением зоны проводимости и могут быть использованы для извлечения параметра спин-орбитального расщепления зоны проводимости Δ.

Отметим, что наблюдаемые биения не могут быть связаны с осцилляциями сопротивления, индуцированными волной, а также с фононными и холловскими колебаниями сопротивления, поскольку они наблюдаются в однородных двумерных электронных системах и обычно требуют на два порядка большей подвижности. Кроме того, эти осцилляции нечувствительны к положению химического потенциала по отношению к уровням Ландау и, следовательно, должны быть практически нечувствительны к слабой периодической модуляции потенциала, что резко контрастирует с колебаниями ШдГ, рассматриваемыми в данной работе.

2.3) Теоретическая модель

Общее поведение наблюдаемого тока соответствует поведению тока в магнитном эффекте храповика, недавно обнаруженного в квантовых ямах на основе CdTe [35] и графене [36]. Важно отметить, что колебания тока в магнитном эффекте храповика находятся в фазе с колебаниями ШдГ. Такие магнитоколебания фототока ранее были описаны в теоретической модели Лифшица и Дьяконова [31], но, как было уже отмечено выше, имелся сдвиг между осцилляциями фототока и сопротивления. Далее мы предложим гидродинамическую модель магнитного эффекта храповика, аналогичную феноменологической модели, развитой в [31]. В рамках этой модели, фототок пропорционален второй производной магнетосопротивления и, следовательно, не имеет сдвига фазы между фототоком и сопротивлением, в хорошем согласии с экспериментальными данными. Важно отметить, что наша теоретическая модель предсказывает, что DC фотоотклик в режиме ШдГ существенно усиливается по сравнению с фотооткликом в нулевом магнитном поле. Данный факт также полностью согласуется с экспериментом.

Так же мы покажем, что огибающая фототока в режиме ШдГ содержит информацию о циклотронном и плазмонном резонансах. Важнейшим результатом работы является демонстрация биений в DC фотоотклике за счет СО-расщепления зоны проводимости. Теоретически рассчитанная величина этого расщепления, как мы покажем далее, хорошо согласуется с экспериментом.

Развитая нами теория базируется на гидродинамических уравнениях на безразмерную концентрацию n и дрейфовую скорость электронной жидкости v. В работе мы рассматривали модель идеальной жидкости, т.е. вязкостью электронной жидкости пренебрегался. В результате мы имеем следующие уравнения:

$$\frac{\partial \mathrm{n}}{\partial \mathrm{t}} + \nabla[\mathbf{v}(1 + \mathrm{n})] = 0,$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial \mathrm{t}}+(\mathbf{v}\nabla)\mathbf{v}+\gamma(\mathrm{n})\mathbf{v}+\boldsymbol{\omega}_{\mathbf{c}}\times\mathbf{v}+\mathrm{s}^2\nabla\mathrm{n}=\mathbf{a}, \qquad (5)$$

где $\mathbf{a}$-результирующее поле, в которое входит электрическое поле $\mathbf{E}(\mathbf{x},\mathbf{t})$ и производная от статического потенциала $\mathrm{dU(x)/dx}$, s-скорость плазменной волны, которая контролируется дополнительным задним затвором, $\boldsymbol{\omega_c}=e\boldsymbol{B}/cm_{eff}$ -циклотронная частота, создаваемая магнитным полем $\mathbf{B}$, $\gamma(n)=1/\tau_{tr}(n)$ -скорость релаксации импульса, которая зависит от безразмерной концентрации. Нелинейности в системе, обусловлены наличием членов $\nabla(\mathrm{nv}),(\mathrm{v}\nabla)\mathrm{v}$, а также зависимостью скорости транспортного рассеяния от концентрации. Остановимся на последнем механизме подробнее. Как писалось выше, мы будем использовать подход, предложенный в работе [31]. Мы предполагаем, что $\gamma(n)$ контролируется локальным значением концентрацией электронов n, которая, в свою очередь, определяется локальным значением энергии Ферми $n(r)=(E_F(r)-E_F^0)/E_F^0$.Вследствие осцилляций ШдГ, скорость рассеяния $\gamma(n)$ является осциллирующей функцией E_F и, следовательно, осциллирует с n. В отсутствие СО-связи $\gamma(x,t)=\gamma[n(x,t)]$ и даётся следующей формулой [31]:

$$\gamma(\mathrm{x,t})=\gamma\left(1-\delta\cos\left[\frac{2\,\pi\mathrm{E_F(x,t)}}{\hbar\omega_\mathrm{c}}\right]\right),$$

$$\delta=\frac{8\pi^2\mathrm{T}}{\hbar\omega_\mathrm{c}}\,\frac{\mathrm{e}^{\overline{\frac{\pi}{\omega_\mathrm{c}\tau_\mathrm{q}}}}}{\sinh\left(\frac{4\pi^2\mathrm{T}}{\hbar\omega_\mathrm{c}}\right)}, \qquad (6)$$

где T-температура, $E_F(x,t)=E_F[1+n(x,t)]$ -локальная энергия Ферми, τ_q-квантовое время релаксации, которое может быть сильно перенормировано за счет ээ столкновений в гидродинамическом режиме. Мы предполагаем, что $2\pi^2T+\pi\hbar/\tau_q\gg\hbar\omega_c$, в результате чего $\delta\ll1$. Тогда второй вклад в выражение (6) мал, и скорость релаксации импульса близка к транспортной, но содержит малую, быстро осциллирующую поправку.

Уравнение (6) может быть обобщено на случай ненулевой СО-связи, используя результаты работы [37]:

$$\gamma(\mathrm{x},\mathrm{t}) = \gamma\left(1 - \delta\cos\left[\frac{2\,\pi \mathrm{E_F}(\mathrm{x},\mathrm{t})}{\hbar\omega_\mathrm{c}}\right]\cos\left(\frac{2\pi\Delta}{\hbar\omega_c}\right)\right), \tag{7}$$

Данное выражение написано для случая, когда спектр имеет следующий вид: $E(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \pm \Delta$, где расщепление зоны проводимости, $\Delta = \alpha_{so} k_F$, пропорционально спин-орбитальной константе связи α_{so}.

Экспериментально измеренные значения α_{so} лежат в диапазоне 4-10 мэВÅ [34]. Для таких значений α_{so} и типичных значений концентрации можно предположить $\Delta \ll E_F$ и пренебречь зависимостью k_F от n. Уравнение (7) было получено в предположении, что время квантового рассеяния τ_q одинаково в двух расщепленных подзонах СО. Это предположение верно только для модели короткодействующего потенциала рассеяния, где скорость как транспортного, так и квантового рассеяния не зависит от импульса. Для любого потенциала конечного радиуса действия квантовые времена рассеяния в двух подзонах отличаются из-за малого различия волновых векторов Ферми, в результате чего время квантового рассеяния τ_q «расщепится» на времена τ_1 и τ_2. Однако, детальный микроскопический расчёт $\tau_{1,2}$ для конкретной модели потенциала рассеяния выходит за рамки данной работы. Здесь мы используем $\tau_{1,2}$ в качестве подгоночных параметров.

Разложим теперь $\gamma(\mathrm{n})$ вблизи уровня Ферми:

$$\gamma(n) = \gamma(0) + \gamma'(0)n + \gamma''(0)\frac{n^2}{2} \tag{8}$$

где γ' и γ''— соответственно первые и вторые производные по n, взятые на уровне Ферми. Осцилляции очень быстрые, т.е. мы предполагаем, что $E_F/\hbar\omega_c \gg 1$.Из этого неравенства следует, что осциллирующий вклад в DC ток может быть очень большим и может существенно превышать значение DC тока в отсутствие магнитного поля [36].

Далее в работе мы сосредоточимся на осцилляциях ШдГ в магнитном эффекте храповика, поэтому мы сохраняем только колебания, связанные с зависимостью γ от n, и, более того, пренебрегаем членом в (8), пропорциональным γ'.

DC ток определяется следующим выражением:

$$\mathbf{J_{DC}} = -\mathrm{eN}\langle(1+\mathrm{n})\mathbf{v}\rangle_{\mathrm{t,x}} \tag{9}$$

где $\langle\ldots\rangle$-усреднение по координате и времени. Решение мы будем строить перетурбативным методом относительно E_0 и U_0. Отметим, что ненулевой вклад в J_{DC} появляется лишь в третьем порядке по полю: во втором по E_0 и в первом по U_0.

3)Обсуждение результатов

Поскольку вычисления являются достаточно громоздкими, сформулируем лишь основные этапы расчётов. За счёт того, что параметр $E_F/\hbar\omega_c \gg 1$ основной вклад в выпрямленный DC ток вносит нелинейный член $\gamma''\mathbf{v}\frac{\mathrm{n}^2}{2}$ в правой части уравнения (5) [см. также уравнение (8)]. Поэтому мы пренебрегаем всеми другими нелинейными членами в гидродинамических уравнениях. Вычислив n и v в линейном (по E_0 и U_0) приближении, подставим результат в нелинейный член и усредним по времени и координате, получим $\frac{\gamma''(0)\langle\mathrm{vn}^2\rangle_{\mathrm{t,x}}}{2} \neq 0$. Далее можно найти J_{DC} путем усреднения уравнения (5) по t и x. В результате мы получаем:

$$\frac{\mathbf{J_{DC}}}{\mathrm{J_0}} = \frac{\gamma''(0)}{\gamma}\mathbf{R} \tag{10}$$

где

$$\mathrm{J_0} = -\left(\frac{\mathrm{eE_0}}{2\mathrm{m}}\right)^2\left(\frac{\mathrm{eU_0q}}{2\mathrm{ms}^2}\right)\frac{\mathrm{eN_0hsin\phi}}{\gamma^3} \tag{11}$$

-не зависящий от частоты и магнитного поля параметр, имеющий размерность тока (физически J_0 дает типичное значение тока для случая, когда все частоты одного порядка). Безразмерный фактор $\gamma''(0)/\gamma$ учитывает осцилляции ШдГ, а безразмерный вектор **R** зависит от поляризации излучения, а также содержит информацию о циклотронном и магнитоплазмонном резонансах, которые возникают для $\omega = \omega_c$ и $\omega = \sqrt{\omega_q^2 + \omega_c^2}$ соответственно.

Важно отметить, что в нашей модели можно аналитически выразить плавную огибающую осцилляций ШдГ, которая будет описывать биения вызванные за счёт СО-расщепления в зоне проводимости. Важно отметить, что биения наиболее выражены, когда $\tau_1 = \tau_2$.

Так же мы можем объяснить, почему отклик в режиме ШдГ-осцилляций намного больше, чем при нулевом магнитном поле. Увеличение отклика по сравнению со случаем $B = 0$ обусловлено фактором

$$\delta \left(\frac{2\pi E_F}{\hbar\omega_c}\right)^2 \gg 1 \tag{12}$$

Можно убедиться, что для экспериментальных значений параметров неравенства в уравнениях (12) и $\delta \ll 1$ выполняются одновременно в широком интервале магнитных полей 1 < B < 7 Т. Важно также отметить, что благодаря коэффициенту E_F^2 в $\gamma''(0)/\gamma$ отклик увеличивается с концентрацией в отличие от обычного транзистора, работающего при $B = 0$, где отклик обратно пропорционален концентрации при высокой концентрации и насыщается при низкой концентрации, когда транзистор смещён ниже порога. Это означает, что использование системы AlGaN/GaN для детекторов, работающих в режиме колебаний ШдГ, очень выгодно из-за чрезвычайно высокой концентрации 2ДЭГ.

Тогда отклик фактически не зависит от угла поляризации α, можно положить $q \to 0$ в уравнениях (10). Соответственно, аналитическое выражение для тока упрощается. В отсутствие циркулярной составляющей поляризации получаем:

$$\begin{bmatrix} J_{DC}^x \\ J_{DC}^y \end{bmatrix} = \frac{\gamma''(0)}{\gamma} \frac{2J_0\gamma^4\omega_c}{(\gamma^2+\omega_c^2)|(\omega+i\gamma)^2-\omega_c^2|^2} \begin{bmatrix} -\omega_c \\ \gamma \end{bmatrix} \tag{13}$$

Это выражение ещё больше упрощается в резонансном режиме $\omega \approx \omega_c \gg \gamma$:

$$\begin{bmatrix} J_{DC}^x \\ J_{DC}^y \end{bmatrix} = \frac{\gamma''(0)}{\gamma} \frac{J_0\gamma^4}{2\omega_c^3[(\omega-\omega_c)^2+\gamma^2]^2} \begin{bmatrix} -\omega_c \\ \gamma \end{bmatrix} \tag{14}$$

Формула (14) демонстрирует быстрые осцилляции, описываемые функцией $\gamma''(0)/\gamma$, а также циклотронный резонанс шириной γ.

Теперь сравним теоретические результаты с экспериментальными наблюдениями. На рис. 3 показана x-компонента DC тока (эта компонента измерялась в эксперименте), рассчитанная с помощью уравнения (10), как функция магнитного поля.

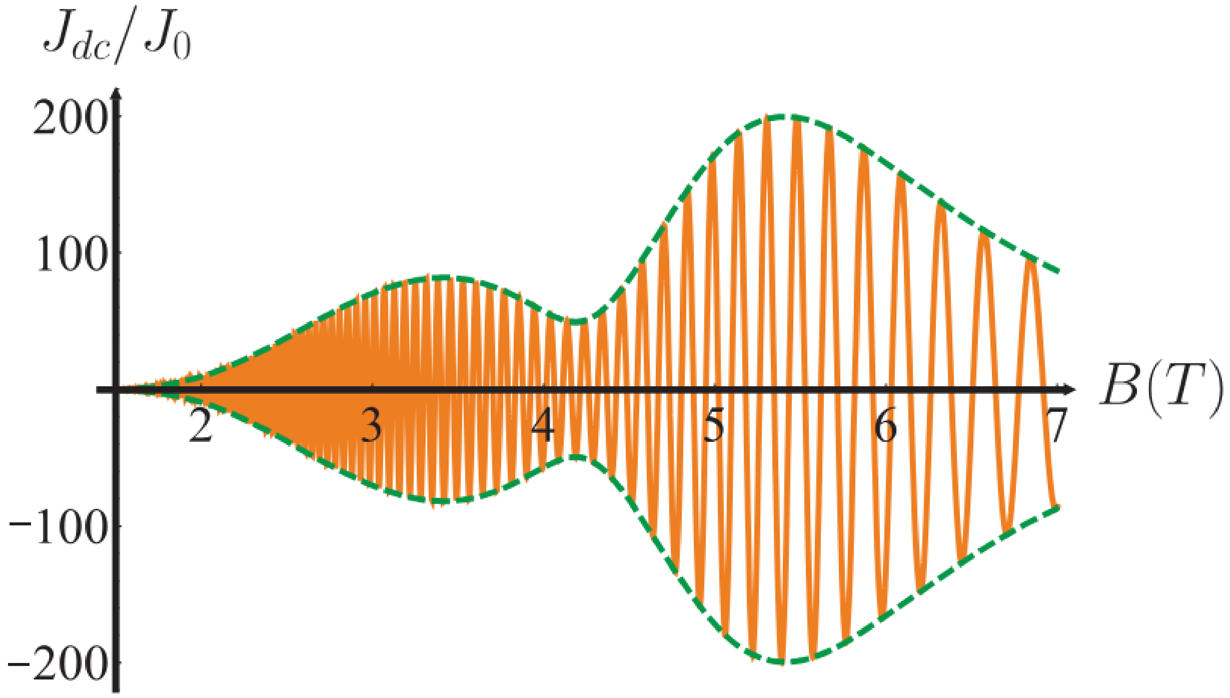
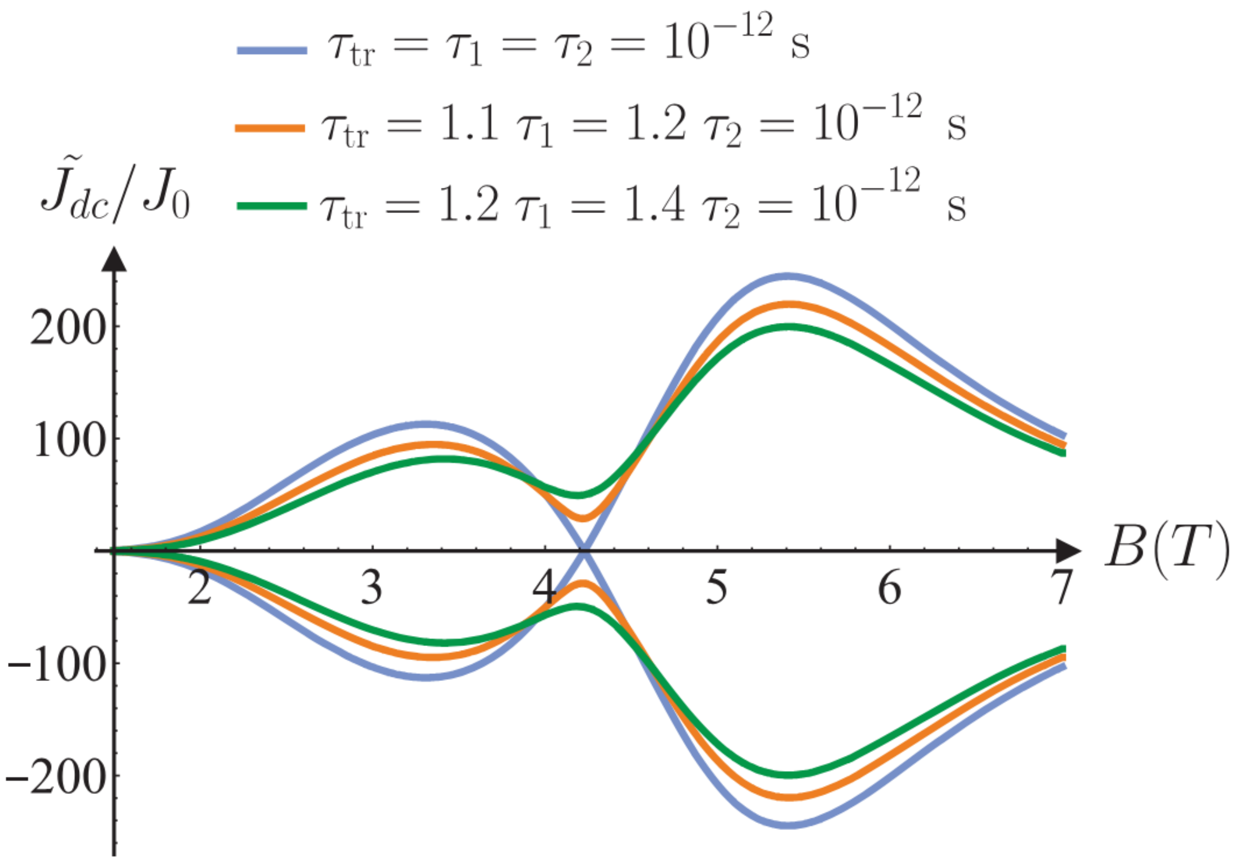


Рис. 3. *Теоретическая кривая, построенная для x-компоненты J_{DC}, как функция магнитного поля, для случая линейной поляризации, направленной вдоль оси x (α=0). На графике предоставлены магнитоосцилляции для следующих параметров:α_{SO} = 7.5 meVÅ, T = 4 K, m_{eff} = 0.23m_e, d= 2.5×10^{-6} см, L = 15 × 10^{-4} см, N_0 =8 × 10^{12} см$^{-2}$, τ_{tr} = 1,2×10^{-12} с, τ_1 = 1,4×10^{-12} с, τ_2 =10^{-12} с.*

Наилучшее соответствие было получено для α_{so} = 7.5 ± 1.5 meVÅ, что соответствует работам по измерению спин-орбитальной расщепления зоны проводимости другими способами, например, работе [34]. В качестве параметров подгонки мы использовали $\tau_{1,2}$, выбрав $\tau_{tr} = 1.2\tau_1 = 1.4\tau_2$. Мы видим, что именно такое поведение наблюдается в эксперименте (см. рис. 2). Что особенно важно, мы воспроизводим экспериментально наблюдаемые биения осцилляций ШдГ, используя значение α_{so}, согласующееся с предыдущими экспериментами. На рис. 4(а,б) показана зависимость плавной огибающей DC тока от магнитного поля для разных значений $\tau_{1,2}$ и разных концентраций. Наиболее выраженная модуляция получается для $\tau_1 = \tau_2$ (см. рис. 4а). Зависимость от концентрации проявляется как за счёт фактора $\left(\frac{2\pi E_F}{\hbar\omega_c}\right)^2$ в $\gamma''(0)/\gamma$, так и за счёт зависимости Δ от k_F.



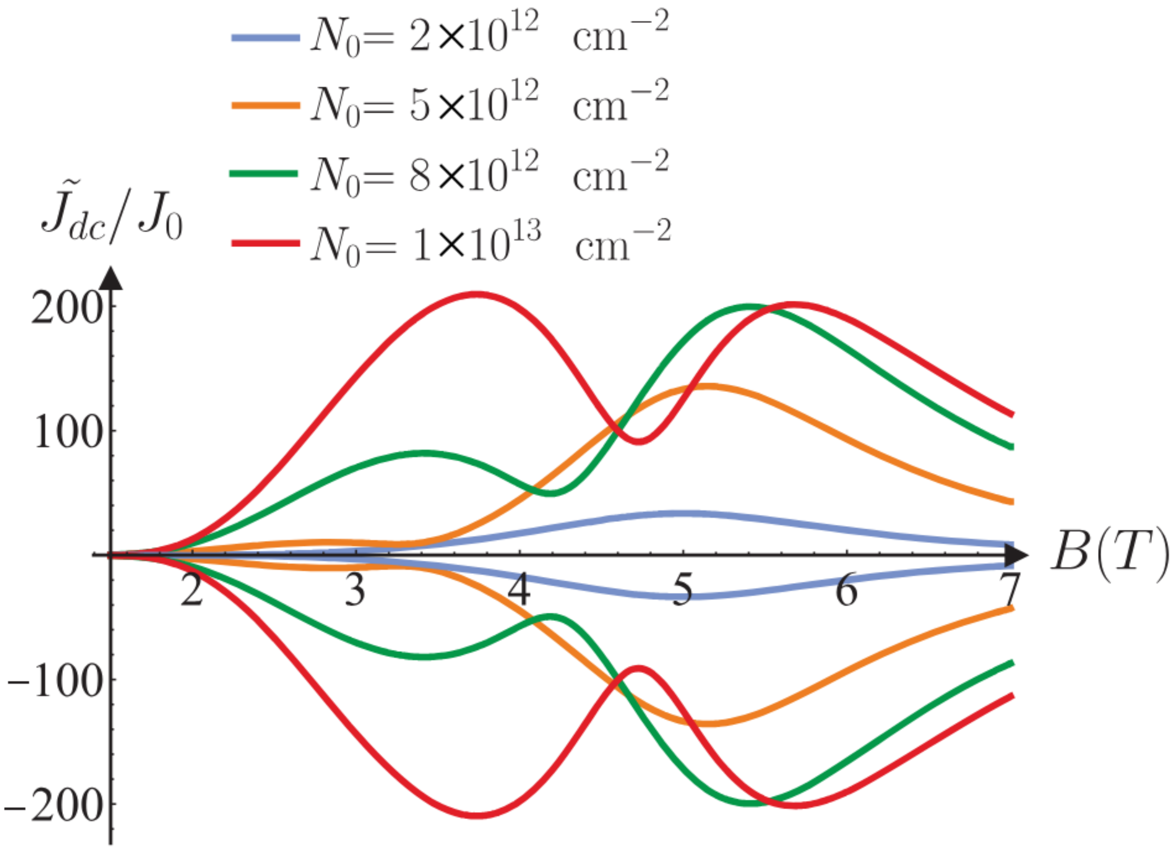


Рис. 4. *Теоретическая кривая, построенная для огибающей x-компоненты* $\widetilde{J_{DC}}$, *как функция магнитного поля, для случая линейной поляризации, направленной вдоль оси x (α=0) при разных значениях а)* $\tau_{1,2}$ *и б) разных значениях равновесной концентрации электронного двумерного газа* N_0. *Остальные параметры использовались те же, что и при построении рис.3*

Для лучшего согласия с экспериментом отметим, что, помимо биений, наблюдался медленно меняющийся фон, на котором также наблюдались колебания. Мы не обсуждаем здесь физическое происхождение этого фона. Чтобы сконцентрировать внимание на биениях фототока в режиме ШдГ, мы убрали этот фон из экспериментальной зависимости и получили зависимость, представленную на рис. 5(а). Эта зависимость прекрасно описывается теоретическими формулами с циклотронной массой $m = 0{,}37m_e$, см. рис. 5(б).

Подчеркнём также, что уравнение (14) очевидным образом можно представить как произведение гладкой функции, описывающей CR, и быстро осциллирующей функции, кодирующей информацию о спин-орбитальном расщеплении. Это иллюстрирует рис. 6.

В заключение данного раздела, хочется пару слов упоминать о роли плазменных эффектов в системе. В нашей теории можно показать, что плазменными эффектами можно пренебречь, и как следствие, отклик нечувствителен к направлению линейной поляризации. Однако роль плазмонных эффектов до конца не изучена. Дело в том, что развитая в данной работе теория, описывающая эффект храповика предполагает слабую связь с решёткой затворов. В такой ситуации, волновой вектор плазмона, определяющий частоту колебаний плазмы, задаётся полным периодом решетки: $q = 2\pi/L$. В эксперименте L = 13,95 мкм, т.е. значение очень большое, и как следствие, плазменная частота, мала. Эта частота в эксперименте не проявляется. Если, однако, предположить, что связь не такая слабая (например, если решётка имеет меньший период), то должны проявиться плазмоны, которые могут привести к расщеплению циклотронного резонанса.

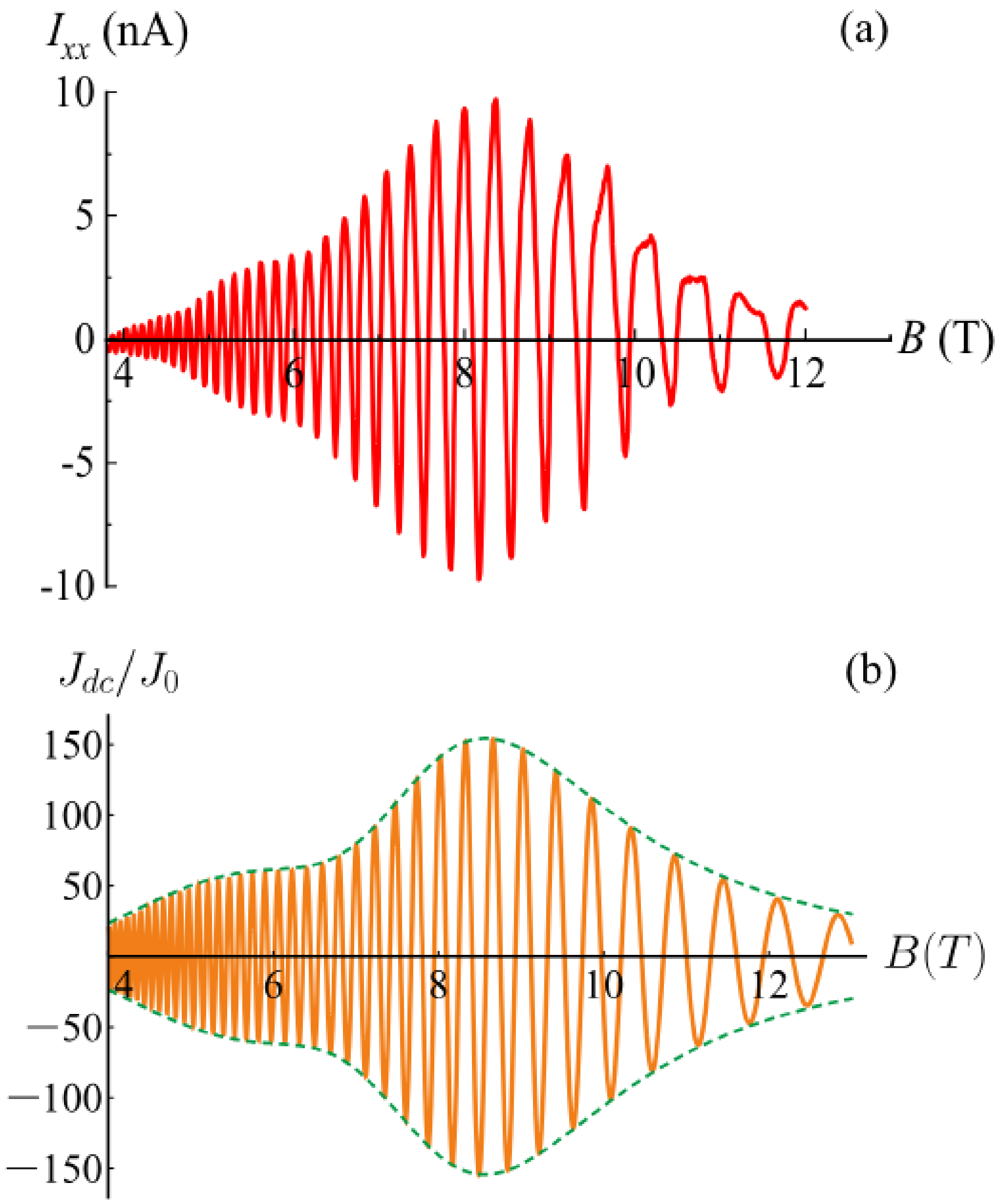


Рис. 5. *(a) Экспериментально измеренный фотоотклик после удаления медленно меняющегося фона (b) теоретическая кривая для следующих параметров:* $\alpha_{SO} = 6{,}8 \times 10^{11}$ *эВ см,* $N = 9{,}3 \times 10^{12}$ *см*$^{-2}$*,* $\tau_{tr} = \tau_1 = 1{,}45\ \tau_2$ *и* $m = 0{,}37\ m_e$*.*

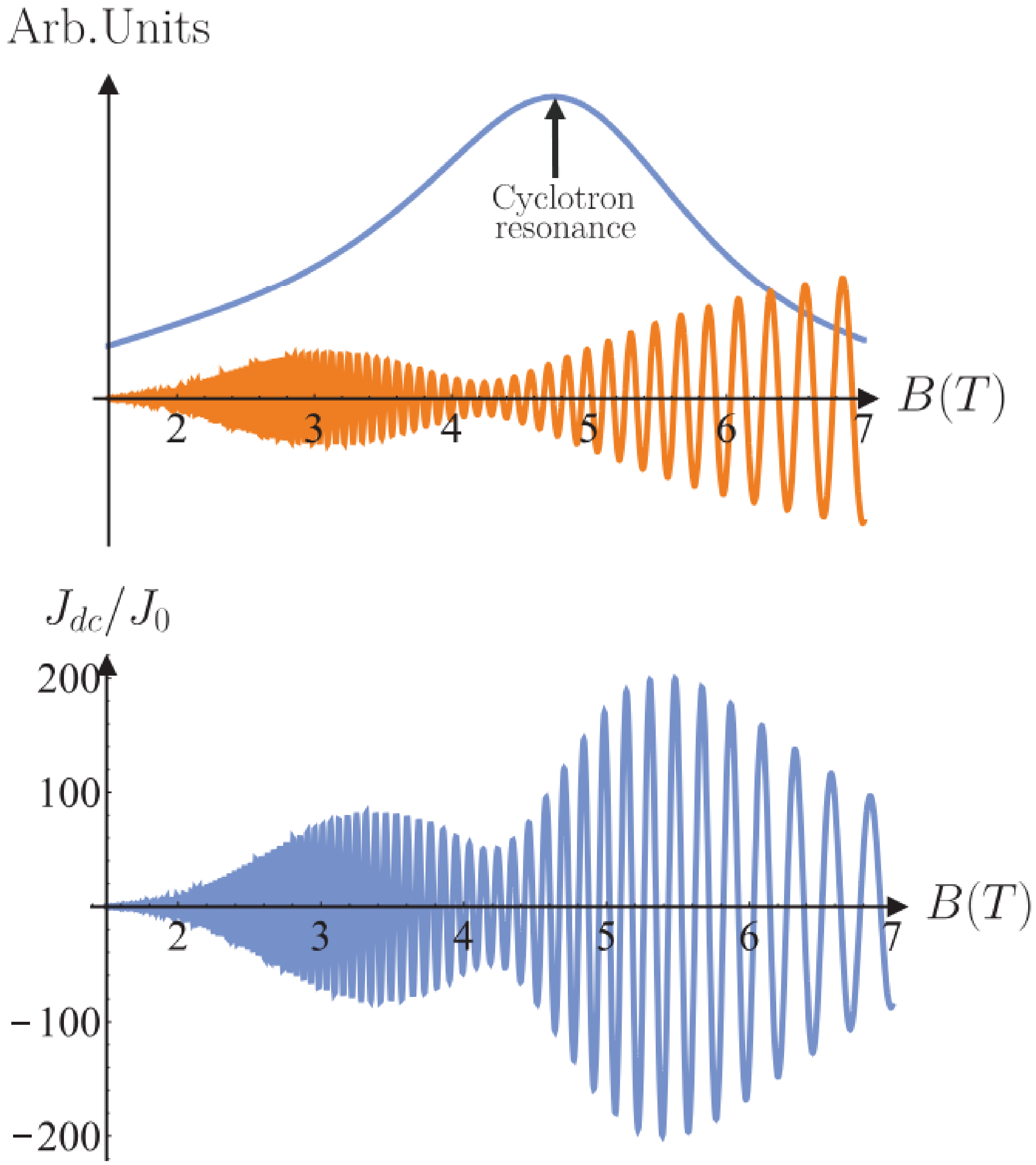


Рис. 6. *На графике изображена зависимость ДС тока как функция магнитного поля. На верхнем графике изображена гладкая огибающая (синяя кривая), которая показывает циклотронный резонанс (CR) и быстро осциллирующая функция (оранжевая кривая на верхней панели), которая содержит биения колебаний Шубникова–де Гааза (ШдГ). В результате их перемножения получается кривая, изображённая на нижнем графике.*

4)Заключение

В работе был изучен эффект храповика в магнитном поле в системе с двойной асимметричной решёткой затворов. Мы показали, что терагерцовое излучение приводит к гигантским магнитоосцилляциям DC тока в режиме ШдГ-колебаний. Амплитуда осцилляций значительно увеличивается по сравнению с величиной DC тока при нулевом магнитном поле. Продемонстрировано, что фототок осциллирует как вторая производная продольного сопротивления и, следовательно, практически повторяет ШдГ осцилляции удельного сопротивления с точностью до умножения на гладкую огибающую. В этой огибающей закодирована информация о циклотронном резонансе. Одним из важнейших экспериментальных результатов, который удалось объяснить теоретически, является демонстрация биений магнето осцилляций в DC фотоотклике. Показано, что хорошего согласия теории и эксперимента можно достичь, полагая, что эти биения возникают в результате спин-орбитального расщепления зоны проводимости. Величина расщепления СО, полученная в результате сравнения эксперимента и теории, хорошо согласуется с независимыми измерениями СО и расчётами расщепления зоны проводимости. В работе также обсуждаются условия, необходимые для наблюдения магнитоплазмонных резонансов.

Список Литературы

[1] M. I. Dyakonov and M. S. Shur, Phys. Rev. Lett. 71,2465 (1993).

[2] M. I. Dyakonov and M. S. Shur, IEEE Trans. on Elec. Dev. 43, 380 (1996).

[3] W. J. Stillman and M. S. Shur, J. of Nanoelectronics and Optoelectronics. 2, 209 (2007).

[4] D. Veksler, F. Teppe, A. P. Dmitriev, V. Yu. Kachorovskii, W. Knap, M. S. Shur, Phys. Rev. B 73,125328 (2006).

[5] G. C. Dyer, G. R. Aizin, S. Preu, N. Q. Vinh, S. J. Allen, J. L. Reno, and E. A. Shaner, Phys. Rev. Lett. 109, 126803 (2012)

[6] G. R. Aizin, G. C. Dyer, Phys. Rev. B 86 235316 (2012).

[7] V. Yu. Kachorovskii and M. S. Shur, Appl. Phys. Lett. 100, 232108 (2012)

[8] Gregory C. Dyer, Gregory R. Aizin, S. James Allen, Albert D. Grine, Don Bethke, John L. Reno, and Eric A. Shaner Nature Photonics 7, 925 (2013).

[9] Lin Wang, Xiaoshuang Chen, Weida Hu1, Anqi Yu, and Wei Lu, Appl. Phys. Lett. 102, 243507 (2013).

[10] X. G. Peralta, S. J. Allen, M. C. Wanke, N. E. Harff, J. A. Simmons, M. P. Lilly, J. L. Reno, P. J. Burke, and J. P. Eisenstein, Appl. Phys. Lett. 81, 1627 (2002).

[11] E. A. Shaner, Mark Lee, M. C. Wanke, A. D. Grine, J. L. Reno, and S. J. Allen, Appl. Phys. Lett. 87, 193507 (2005).

[12] E. A. Shaner, M. C. Wanke, A. D. Grine, S. K. Lyo, J. L. Reno, and S. J. Allen, Appl. Phys. Lett. 90, 181127 (2007).

[13] A. V. Muravjov, D. B. Veksler, V. V. Popov, O. V. Polischuk, N. Pala, X. Hu, R. Gaska, H. Saxena, R. E. Peale, and M. S. Shur Appl. Phys. Lett. 96, 042105 (2010).

[14] G. C. Dyer, S. Preu, G. R. Aizin, J. Mikalopas, A. D. Grine, J. L. Reno, J. M. Hensley, N. Q. Vinh, A. C. Gossard, M. S. Sherwin, S. J. Allen, and E. A. Shaner ,

Appl. Phys. Lett., 100, 083506 (2012).
[15] G. R. Aizin, V. V. Popov, and O. V. Polischuk Appl. Phys. Lett. 89, 143512 (2006).
[16] G. R. Aizin, D. V. Fateev, G. M. Tsymbalov, and V. V. Popov Appl. Phys. Lett. 91, 163507 (2007).
[17] T. V. Teperik, F. J. Garci'a de Abajo, V. V. Popov, and M. S. Shur Appl. Phys. Lett. 90, 251910 (2007).
[18] V. V. Popov, D. V. Fateev, T. Otsuji, Y. M. Meziani, D. Coquillat, and W. Knap, Appl. Phys. Lett. 99, 243504 (2011).
[19] Y. M. Meziani, H. Handa, W. Knap, T. Otsuji, E. Sano, V. V. Popov, G. M. Tsymbalov, D. Coquillat, and F. Teppe Appl. Phys. Lett. 92, 201108 (2008).
[20] T. Otsuji, Y. M. Meziani, T. Nishimura, T. Suemitsu, W. Knap, E. Sano, T. Asano, and V. V. Popov, J. Phys.: Condens. Matter bf 20, 384206 (2008).
[21] E.L. Ivchenko and S. D. Ganichev, Pisma v ZheTF 93, 752 (2011) [JETP Lett. 93, 673 (2011)].
[22] E. L. Ivchenko, M. I. Petrov Physics of the Solid State, September 2014, 56, 1833 (2014) [Fizika Tverdogo Tela, 2014, 56, 1772 (2014)].
[23] S. A. Tarasenko, Phys. Rev. B 77, 085328 (2008); Phys. Rev. B 83, 035313 (2011).
[24] S. D. Ganichev, S. A. Tarasenko, J. Karch, J. Kamann, and Z. D. Kvon, J. Phys.: Condens. Matter 26, 255802 (2014).
[25] G. V. Budkin and L. E. Golub, Phys. Rev. B 90, 125316 (2014).
[26] G. V. Budkin and S. A. Tarasenko, Phys. Rev. B 93, 075306 (2016).
[27] A. V. Nalitov, L. E. Golub, and E. L. Ivchenko, Phys. Rev. B 86, 115301 (2012).
[28] C. Drexler, S. A. Tarasenko, P. Olbrich, J. Karch, M. Hirmer, F. Müller, M. Gmitra, J. Fabian, R. Yakimova, S. Lara-Avila, S. Kubatkin, M. Wang, R. Vajtai, P. M. Ajayan, J. Kono, and S. D. Ganichev, Nat. Nanotechnol. 8, 104 (2013).
[29] P. Olbrich, J. Kamann, M. König, J. Munzert, L. Tutsch, J. Eroms, D. Weiss, M.-H. Liu, L. E. Golub, E. L. Ivchenko, V. V. Popov, D. V. Fateev, K. V.

Mashinsky, F. Fromm, Th. Seyller, and S. D. Ganichev, Phys. Rev. B 93, 075422 (2016).

[30] N. Kheirabadi and E. McCann, V. I. Fal'ko, Phys. Rev. B 97, 075415 (2018).

[31] M. B. Lifshits and M. I. Dyakonov, Phys. Rev. B 80, 121304(R) (2009).

[32] O. A. Klimenko, Y. A. Mityagin, H. Videlier, F. Teppe, N. V. Dyakonova, C. Consejo, S. Bollaert, V. N. Murzin, and W. Knap, Appl. Phys. Lett. 97, 022111 (2010).

[33] I. V. Rozhansky, V. Yu. Kachorovskii, and M. S. Shur, Phys. Rev. Lett. 114, 246601 (2015).

[34]W. Weber, S. D. Ganichev, Z. D. Kvon, V. V. Bel'kov, L. E. Golub, S. N. Danilov, D. Weiss, W. Prettl, Hyun-Ick Cho, and Jung-Hee Lee, Appl. Phys. Lett. 87, 262106 (2005).

[35] G. V. Budkin, L. E. Golub, E. L. Ivchenko, and S. D. Ganichev, JETP Lett. 104, 649 (2016).

[36] S. Hubmann, V. V. Belkov, L. E. Golub, V. Yu. Kachorovskii, M. Drienovsky, J. Eroms, and D. Weiss, Phys. Rev. Research 2, 033186 (2020).

[37] P. Faltermeier, G. V. Budkin, J. Unverzagt, S. Hubmann, A. Pfaller, V. V. Bel'kov, L. E. Golub, E. L. Ivchenko, Z. Adamus, G. Karczewski, T. Wojtowicz, V. V. Popov, D. V. Fateev, D. A. Kozlov, D. Weiss, and S. D. Ganichev, Phys. Rev. B 95, 155442 (2017).