PACS numbers: 71.45.Gm , 71.55.Eq , 73.20.Mf , 73.40.Gk

Туннельная спектроскопия квазидвумерных плазмонов

В.А. Волков, Э. Тахтамиров, Д.Ю. Иванов, Ю.В. Дубровский, Л. Ивс, П.К. Мэйн, М. Хенини, Д.К. Мод, Ж.-К. Портал, Ж.К. Маан, Дж. Хилл

1. Введение

В двумерных (2D) электронных системах на основе полупроводников с изотропным параболическим законом дисперсии движение электронов вдоль и поперек интерфейса разделяется. Поэтому в магнитном поле B, перпендикулярном интерфейсу, одночастичные уровни Ландау (УЛ) из разных подзон не взаимодействуют друг с другом, и возможно их пересечение [1]. Иная ситуация реализуется в 2D системах на основе полупроводников с сильнонепараболическим спектром, таких, как узкощелевой полупроводник PbTe [2]. Туннельные измерения в последнем случае демонстрируют антипересечение УЛ из разных 2D подзон.

Нами впервые обнаружено сильное взаимодействие таких УЛ в туннельной 2D системе на основе GaAs, полупроводника с почти параболическим законом дисперсии электронов. Были использованы сильнонеупорядоченные образцы, что позволило разрешить туннельные переходы между двумя 2D системами как без изменения, так и с изменением номера УЛ при туннелировании 2D $\rightarrow$ 2D.

2. Измерения

2.1. Образцы

Использовалась однобарьерная гетероструктура GaAs/$Al_{0,4}Ga_{0,6}As$/GaAs с толщиной барьера 12 нм и вертикальным туннельным транспортом. Барьер был отделен от сильнолегированных контактных областей нелегированными спейсерами толщиной 50 нм. Для формирования 2D электронных слоев было использовано дельта-легирование кремнием с концентрацией в каждом слое 3×10^{11} см$^{-2}$ на расстоянии 5 нм с каждой стороны барьера. При помощи жидкостного травления были сформированы мезаструктуры диаметром 100 – 400 мкм. Прозрачность туннельного барьера была значительно ниже прозрачности спейсера, поэтому почти все приложенное к структуре напряжение падало на туннельном барьере. Измерения осцилляций типа Шубникова – де Гааза в туннельном токе давали концентрацию электронов в 2D слоях, примерно равную концентрации легирующей примеси. Схематическое изображение зонной диаграммы исследуемой структуры при нулевом напряжении приведено на рис. 1. Типичное значение подвижности электронов составляло величину $\mu = 1000$ см^2 В$^{-1}$ с$^{-1}$ при 4,2 К.

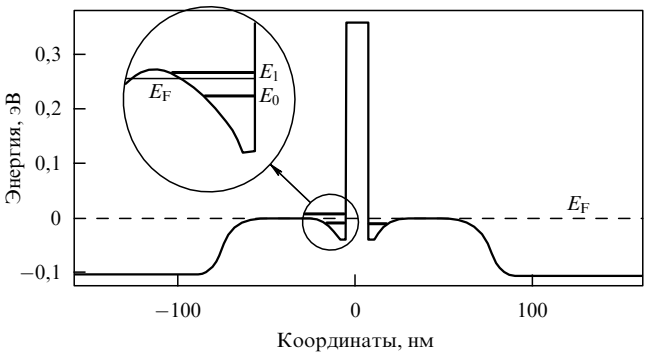

Рис. 1. Схематическая зонная диаграмма при нулевом смещении. Вставка более детально показывает уровни энергии в 2D системах. E_0 и E_1 — донья основной и первой 2D подзоны, E_F — энергия Ферми.

2.2. Эксперимент

Рисунок 2 показывает дифференциальную туннельную проводимость G при 4,2 К, измеренную с помощью стандартной lock-in методики, как функцию приложенного напряжения V_b в различных магнитных полях вплоть до 15 Тл. В нулевом магнитном поле (нижняя кривая на рис. 2) дифференциальная проводимость имеет пик при нулевом смещении и два заметных "плеча" при бóльших напряжениях для обеих полярностей приложенного напряжения. Пик при нулевом смещении отражает резонансное туннелирование между основными состояниями правой и левой электронными системами, а "плечи" связаны с резонансным туннелированием между основной 2D подзоной ($n = 0$) эмиттерной системы и первой возбужденной подзоной ($n = 1$) коллекторной системы. Тот факт, что виден значительный пик в нулевом магнитном поле при нулевом напряжении, свидетельствует об относительно большой доле процессов туннелирования с сохранением импульса вдоль интерфейса, несмотря на большое число рассеивающих центров. Развитие этих особенностей с увеличением магнитного поля связано с туннелированием между различными УЛ.

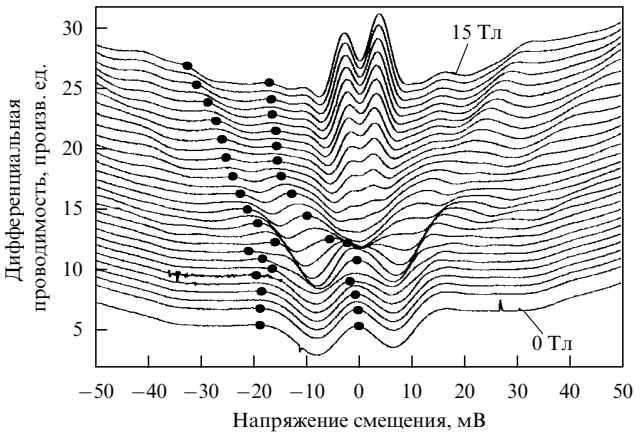

Рис. 2. Туннельная дифференциальная проводимость при температуре 4,2 К как функция приложенного к структуре напряжения для мезы диаметром 400 мкм. Нижняя кривая снята при $B = 0$ Тл. Вторая снизу — при $B = 1$ Тл. Дальше — с шагом $\Delta B = 0{,}5$ Тл до $B = 15$ Тл. Пики, эволюция которых рассматривается в данной работе, отмечены кружками.

В районе $B = 6$ Тл, т.е. вблизи фактора заполнения УЛ $\nu = 2$, измеренные кривые $G(V)$ демонстрируют (см. рис. 2) заметный минимум при нулевом напряжении. С дальнейшим увеличением B минимум плавно переходит

© В.А. Волков, Э. Тахтамиров, Д.Ю. Иванов, Ю.В. Дубровский, Л. Ивс, П.К. Мэйн, М. Хенини, Д.К. Мод, Ж.-К. Портал, Ж.К. Маан, Дж. Хилл 2001

в два максимума. Детали процесса туннелирования в районе нулевого смещения рассмотрены в работе [3] и здесь обсуждаться не будут.

3. Результат

Обсудим поведение "плечей" в $G(V)$, выделенных кружками на рис. 2. Веерная диаграмма для этих переходов приведена на рис. 3. Рассматривается только отрицательное смещение, так как основные черты этой диаграммы симметричны по напряжению.

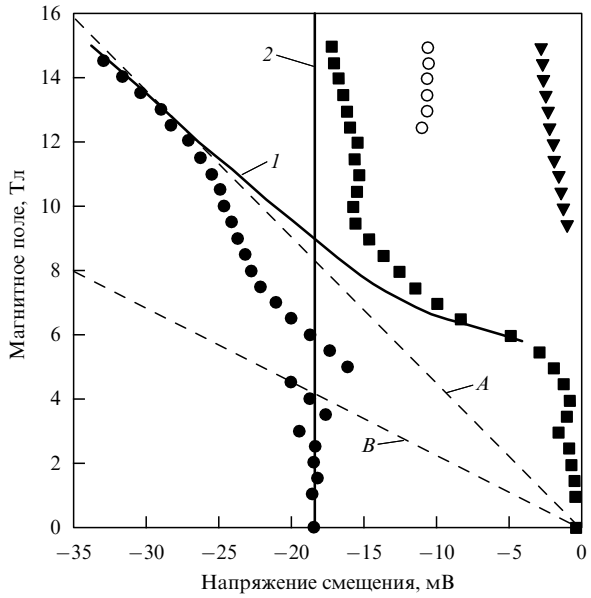

Рис. 3. Положение пиков по шкале напряжения как функция магнитного поля. Кружки, квадраты и треугольники представляют экспериментальные данные и обсуждаются в тексте. Кривая *1* — это расчетное положение пика при переходе $(n = 0,\ N = 0) \to (n = 0,\ N = 1)$, где N — номер УЛ. Вертикальная линия, отмеченная как *2*, представляет ожидаемое положение пика для перехода $(n = 0,\ N = 0) \to (n = 1, N = 0)$. Кривые *1* и *2* не учитывают взаимодействия между УЛ. Линии *A* и *B* имеют наклоны $L\hbar\omega_c$ и $2L\hbar\omega_c$ и описывают туннелирование между УЛ с $\Delta N = 1$ и $\Delta N = 2$, где $L = 1{,}28$.

В магнитных полях, бóльших 12 Тл, и напряжениях смещения ~ 30 мВ закрашенные кружки соответствуют переходу между нижним УЛ $(N = 0)$ основной 2D подзоны $(n = 0)$ в эмиттере и первым УЛ $(N = 1)$ основной 2D подзоны $(n = 0)$ в коллекторе, т.е. $(n = 0,\ N = 0) \to (n = 0,\ N = 1)$. Штриховая линия *A* имеет наклон $L\hbar\omega_c$, где ω_c — циклотронная частота, $L = 1{,}28$ — электростатический фактор (отношение приложенного напряжения к напряжению, падающему на барьере). Эта линия демонстрирует положение пика для туннелирования с $\Delta N = 1$ в пренебрежении уширением УЛ. Штриховая линия *B* дает в том же приближении положение пиков для туннелирования с $\Delta N = 2$.

Для уширенных УЛ измеряемая дифференциальная туннельная проводимость определяется плотностью состояний на уровне Ферми в эмиттерной 2D системе. Расчетное положение пиков для переходов между уширенными УЛ $(n = 0,\ N = 0) \to (n = 0,\ N = 1)$ показано сплошной линией *1*. Положение пиков, соответствующих туннелированию с сохранением УЛ $(\Delta N = 0)$, не зависит от магнитного поля и должно совпадать с вертикальной линией *2*. В случае, когда отсутствует взаимодействие между УЛ, некоторые линии на рис. 3 должны были бы пересечься, подобно линиям *1* и *2*. Вместо этого наблюдается явное расталкивание линий, состоящих из кружков и квадратов, что и является свидетельством взаимодействия УЛ $(n = 0,\ N = 1)$ и $(n = 1,\ N = 0)$. Наблюдаемое расщепление порядка 10 мэВ. Некоторый намек на расталкивание наблюдается также в районе пересечения линий *2* и *B*, что соответствует взаимодействию УЛ $(n = 0,\ N = 2)$ и $(n = 1,\ N = 0)$ в коллекторной системе. К сожалению, точность определения положений пиков не позволяет сделать более конкретных утверждений.

Для полноты картины мы также приводим положения пиков в районе нулевого смещения (кривые из треугольников), которые описаны в работе [3] по исследованию туннельной щели на уровне Ферми в магнитном поле. Происхождение пиков, обозначенных пустыми кружками в районе 14 мВ в магнитных полях, бóльших 12 Тл, предположительно связано со спиновым расщеплением в системе.

4. Возможные причины антипересечения

Обсудим возможные причины наблюдающегося в нашем эксперименте сильного (~ 10 мэВ) антипересечения уровней $(n = 0,\ N = 1)$ и $(n = 1,\ N = 0)$. Механизм, ответственный за этот эффект, должен перемешивать продольное (вдоль слоя) и поперечное (перпендикулярно барьеру) движения электронов в квази-2D системе.

4.1. Разориентация магнитного поля

Эксперименты в наклонном магнитном поле показали, что точность ориентации магнитного поля вдоль тока ($\mathbf{B} \parallel \mathbf{J}$) была достаточной для исключения влияния компоненты магнитного поля в плоскости образца на антипересечение. А именно, разориентация ($\mathbf{B}$ и $\mathbf{J}$) порядка 5° не приводила к качественному изменению рис. 3. Более того, заметных на глаз количественных изменений также не было.

4.2. Непараболичность электронного спектра $E(k)$

Другой возможной причиной антипересечения могла бы стать непараболичность электронного спектра $E(k)$ в GaAs. Качественно похожее антипересечение наблюдалось в сильно непараболичном материале PbTe [2]. Но в этом случае сильное антипересечение УЛ связано с тем фактом, что главные оси эллипсоидов постоянной энергии дна зоны проводимости (L-точки зоны Бриллюэна) не совпадали с направлением роста. Это не так для GaAs, и оценки вклада непараболичности в антипересечение дают величину порядка 1 мэВ, слишком малую для объяснения обнаруженного эффекта.

4.3. Туннелирование с участием магнитоплазмонов

Альтернативное объяснение антипересечения связано с коллективными возбуждениями электронной системы. Рассмотрим возможные механизмы релаксации энергии электрона, который протуннелировал на какой-либо возбужденный уровень в системе с полностью дискретным спектром. Хорошо известно, что если расстояние до нижележащего энергетического уровня кратно энергии LO-фонона, то энергетическая релаксация происходит за счет резонансного излучения таких фононов. Это соот-

ветствует появлению фононных реплик в туннельном спектре. В нашем случае подобные процессы еще запрещены (фононные реплики видны при значительно бóльших напряжениях смещения V_b). С другой стороны, энергетически разрешена релаксация с испусканием квази-2D магнитоплазмонов, имеющих характерную энергию, равную $\hbar\omega_c$ (внутриподзонные плазмоны) или расстоянию между 2D подзонами (межподзонные плазмоны [4]). Туннельные процессы с резонансным испусканием внутриподзонных и межподзонных 2D магнитоплазмонов будут проявляться на эксперименте, вообще говоря, подобно одночастичным процессам с изменением квантовых чисел n и N. Качественно иная ситуация возникает в районе пересечения одночастичных термов *1* и *2* на рис. 3. Следует ожидать, что кулоновское взаимодействие, ответственное за возникновение плазменных возбуждений, будет приводить к сильному взаимодействию двух вышеупомянутых ветвей магнитоплазмонов именно в районе пересечения одночастичных термов. Этим можно попытаться объяснить наблюдаемое антипересечение "одночастичных" термов.

Перейдем к количественному описанию спектра квази-2D магнитоплазмонов. Существует большое количество работ, посвященных теоретическому исследованию спектра плазмонов в квази-2D системах. В большинстве из них исследовались плазмоны при отсутствии магнитного поля (см., например, [4–6]). Было показано, что существуют две ветви плазмонов: внутриподзонные плазмоны, которые связаны с колебанием электронов в основной 2D подзоне, и межподзонные плазмоны, связанные с виртуальными переходами между 2D подзонами. Первые имеют бесщелевой спектр, а вторые — слабую дисперсию и щель, равную сумме межподзонной энергии Δ и энергии деполяризации. Взаимодействие межподзонных и внутриподзонных мод при отсутствии магнитного поля весьма малó даже при специальном выборе геометрии структуры [7]. Ряд работ был посвящен расчету спектра квази-2D плазмонов в магнитном поле (см., например, [8–11]). Результаты содержат очень богатую структуру спектра таких магнитоплазмонов, но очень сильно зависят от использовавшихся приближений и типа системы. Мы сделали расчет спектра магнитоплазмонов в рамках приближения случайных фаз для структуры, использовавшейся в эксперименте. Поскольку плазмоны возбуждаются в процессе 2D $\to$ 2D туннелирования в симметричной системе, интерес представляют только антисимметричные (относительно центра барьера) плазмонные моды. Результат был получен в дипольном приближении (малые волновые векторы $\mathbf{q} = (q_x, q_y)$) для достаточно сильных магнитных полей, когда фактор заполнения $\nu < 4$.

Результат представлен на рис. 4, где показаны четыре магнитоплазменных ветви: межподзонная *1*, внутриподзонная *2*, а также ветви комбинированного резонанса *3* и *4*, связанные с виртуальными переходами между состояниями $(n = 0,\ N = 1)$ и $(n = 1,\ N = 0)$, а также $(n = 0,\ N = 0)$ и $(n = 1,\ N = 1)$. Энергия деполяризации в данном случае близка к 4 мэВ. При $q = 0$ энергии магнитоплазмонов совпадают с энергиями одночастичных возбуждений, показанными на рис. 4 линиями из кружков и крестиков. Вероятно, антипересечение ветвей *1* и *4* и было обнаружено в наших экспериментах из-за высокой плотности состояний на них. Наблюдавшееся антипересечение двух пиков можно интерпретировать как проявление релаксации на "гибридных" внутри- и межподзонных магнитоплазмонах. Необычная форма антипересечения на рис. 3, возможно, связана с влиянием ветви *2* на рис. 4.

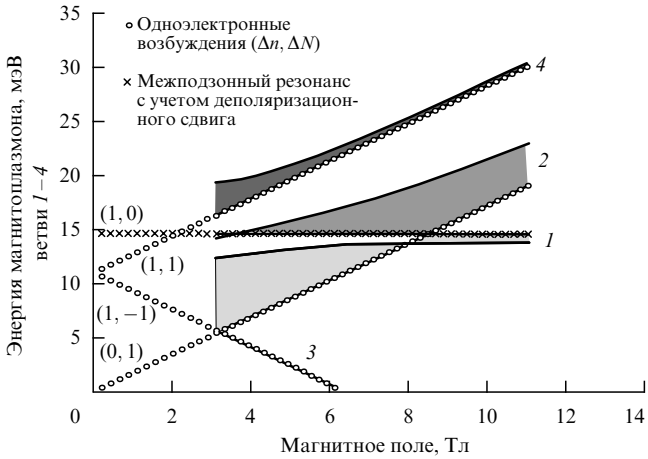

Рис. 4. Энергия магнитоплазмона (четыре ветви) как функция магнитного поля при различных волновых векторах q. Закрашенные области соответствуют значениям q от нуля до 5×10^5 см$^{-1}$. Ветвь *1* — межподзонный плазмон, *2* — внутриподзонный плазмон, а ветви *3* и *4* являются плазмонами комбинационного резонанса соответственно с переходами $\Delta - \omega_c$ и $\Delta + \omega_c$. Линия кружков показывает энергию одночастичных возбуждений (Δn, ΔN); $\Delta = 11$ мэВ — межподзонная энергия.

5. Заключение

Исследованы процессы туннелирования между сильнонеупорядоченными 2D электронными системами в квантующем магнитном поле, параллельном току. Обнаружено сильное взаимодействие между уровнями Ландау из разных 2D подзон. Предложено объяснение наблюдаемого антипересечения, связанное с возбуждением внутри- и межподзонных магнитоплазмонов в квази-2D системе.

Работа была поддержана РФФИ (проекты 99-02-17592, 01-02-97020, 01-02-06476), программами "Физика твердотельных наноструктур", "Поверхностные атомные структуры" и "Физика квантовых и волновых процессов".

Список литературы

1. Duke C B *Phys. Rev.* **159** 632 (1967); Ben Daniel D J, Duke C B *Phys. Rev.* **160** 679 (1967); Duke C B *Phys. Lett. A* **24** 461 (1967); Baraff G A, Appelbaum J A *Phys. Rev. B* **5** 475 (1972)
2. Tsui D C, Kaminsky G, Schmidt P H *Phys. Rev. B* **9** 3524 (1974)
3. Khanin Yu N et al. *Physica E* **6** 602 (2000)
4. Dahl D A, Sham L J *Phys. Rev B* **16** 651 (1977)
5. Витлина Р З, Чаплик А В *ЖЭТФ* **81** 1011 (1981)
6. Jain J K, Das Sarma S *Phys. Rev. B* **36** 5949 (1987)
7. Hu C-M, Schüller C, Heitmann D *Phys. Rev. B* **64** 073303 (2001)
8. Chiu K W, Quinn J J *Phys. Rev. B* **9** 4724 (1974)
9. Tselis A, Quinn J J *Surf. Sci.* **113** 362 (1982)
10. Wendler L, Pechstedt R *J. Phys. Condens. Mat.* **2** 8881 (1990)
11. Бисти В Е *Письма в ЖЭТФ* **69** 543 (1999)