

Измерение логарифмической составляющей дисперсии одномерного плазмона в узких одиночных полосках двумерных электронов

В. А. Ковальский¹⁾, И. В. Кукушкин, М. Н. Ханнанов, С. И. Губарев, Ю. Смет⁺, К. фон Клитцинг⁺

Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

⁺Max-Planck-Institut für Festkörperforschung, 70569 Stuttgart, Germany

Поступила в редакцию 26 октября 2006 г.

С помощью метода оптического детектирования исследованы спектры резонансного микроволнового поглощения в одиночных полосках двумерных (2D) электронов с большим отношением длины к ширине. В измеренных зависимостях частоты плазменных возбуждений от волновых векторов наблюдаются отклонения от линейного поведения в области малых квазиимпульсов, связанные с влиянием логарифмического члена на закон дисперсии 1D плазмона. Проведено сравнение экспериментальных результатов с теоретическими, подтверждающее применимость логарифмической составляющей к описанию дисперсии 1D плазмона для волновых векторов, в десятки и сотни раз меньших обратной ширины полоски.

PACS: 71.35.Cc, 78.66.Fd

Закон дисперсии одномерных (1D) плазмонов был вычислен более 100 лет назад [1–4]. Теория предсказывает линейную зависимость частоты 1D плазмона от волнового вектора K с логарифмическими отклонениями от линейного закона дисперсии, которые становятся существенными в области малых K . Из аналитического выражения для дисперсии 1D плазмона следует, что в формулу для фазовой скорости 1D плазмона, наряду с электронной плотностью n_s и шириной полоски W , также входит логарифмический член, величина которого возрастает с уменьшением K [4]:

$$v_{1Dp}^2 \propto n_s W \ln(1/KW). \quad (1)$$

Подобное поведение 1D плазмона отличается от хорошо известной корневой зависимости для двумерных (2D) плазмонов, изученной в многочисленных экспериментальных [5, 6] и теоретических [7, 8] работах. За прошедшее десятилетие было предпринято несколько попыток по измерению дисперсии 1D плазмона с помощью методов ИК спектроскопии [9] и комбинационного рассеяния [10]. С целью усиления плазменного отклика измерения в обоих случаях приходилось выполнять не на одиночных 1D структурах (квантовых проволоках или полосках), а на периодических сверхрешетках, состоящих из таких структур. Сильное кулоновское взаимодействие между близлежащими электронными проволоками в таких

системах приводит к подавлению эффектов, связанных с 1D плазмонами. Наблюдаемые плазменные колебания демонстрируют черты, характерные для 2D плазмонов [11], что находит подтверждение в соответствующих теоретических расчетах [12].

В последнее время, с улучшением качества исследуемых образцов (за счет увеличения их электронной подвижности), нижняя частотная граница наблюдения 1D и 2D плазмонов, определяемая неравенством $\omega\tau > 1$ (τ – время упругой релаксации электронов), сдвинулась в микроволновую область. Это позволило проводить исследования плазменных возбуждений на одиночных электронных структурах с миллиметровыми размерами, таких как диски, кольца, полоски. Необходимо отметить существенное различие в понятиях одномерности для электронов и плазмонов. Одномерность электронов подразумевает ограничение их волновых функций в двух направлениях и может быть реализована в узких квантовых проволоках с энергией расщепления между уровнями размерного квантования, превышающей фермиевскую энергию электронов. Для наблюдения 1D плазмонов достаточно, чтобы изучаемые структуры имели либо большое отношение длины к ширине (как в случае узких миллиметровых полосок), либо близкое к 1 отношение внешнего диаметра к внутреннему для узких колец. Помимо этого, измерения дисперсии 1D плазмона следует проводить при векторах K , малых по сравнению с обратной шириной полоски [4]. Эти условия, однако, не были выполнены ни в одной из вышеуказанных экспериментальных работ. Недавно,

¹⁾e-mail: koval@issp.ac.ru

с помощью метода оптического детектирования микроволнового поглощения [13], обладающего высокой чувствительностью, нами были исследованы спектры плазменных колебаний в одиночных миллиметровых полосках [14], а также в кольцах с различными внешними и внутренними диаметрами [15, 16]. В узких полосках с отношением длины к ширине 20:1 и 10:1 обнаружен линейный закон дисперсии плазмонов вплоть до волновых векторов $K = 1/W$, что позволило сделать вывод об одномерной природе этих возбуждений [14]. В то же время, в измеренных зависимостях не наблюдались сколько-нибудь заметные отклонения от линейного поведения при малых K , связанные с влиянием логарифмической составляющей на закон дисперсии 1D плазмона. Вместо этого, логарифмический член отождествлялся с некоторым постоянным коэффициентом, не зависящим от K , и вычислялся из экспериментальных зависимостей плазменной скорости от концентрации и поперечных размеров образцов [14]. Отсутствие проявления логарифмической составляющей в дисперсии 1D плазмона связано с тем, что логарифмический член в выражении (1) начинает описывать дисперсионные зависимости при значениях квазиимпульсов, существенно меньших по сравнению с величинами K , достижимыми в работе [14]. Между тем, исследование этой составляющей представляет большой интерес для дальнейшего анализа свойств плазмон-поляритонных мод, недавно обнаруженных в 2D системах [17], однако до сих пор не наблюдавшихся в спектрах коллективных возбуждений 1D систем. Эти гибридные моды являются результатом смешивания плазменных волн со световыми и образуются при малых квазиимпульсах плазмонов, когда их фазовая скорость приближается к скорости света. Расходимость логарифмического члена при нулевых квазиимпульсах, в свою очередь, является ключевым фактором в формировании плазмон-поляритонных мод в 1D системах.

В настоящей работе мы приводим результаты исследований спектров микроволнового поглощения миллиметровых полосок с различными отношениями длины к ширине и разными концентрациями 2D электронов. Использование структур с большим отношением длины к ширине в наших измерениях позволило исследовать частотную зависимость 1D плазмона вплоть до волновых векторов, в сотни раз меньших обратной ширины полосок. В свою очередь, это дало возможность обнаружить и изучить влияние логарифмического члена на закон дисперсии 1D плазмона.

Измерения были выполнены на мезах прямоугольной формы с различным отношением длины к шири-

не (от 5:1 до 1000:1), изготовленных на одиночных квантовых ямах GaAs/AlGaAs n -типа с электронной плотностью от $0.4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ до $2.2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Подвижность μ в разных образцах составляла от $2 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ до $5 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. На торцах исследуемых полосок были сформированы омические контакты к 2D электронным слоям, расположенным внутри прямоугольных мез. На расстоянии около 10 мкм от омических контактов на поверхности образцов были изготовлены потенциальные пальчиковые затворы, с помощью которых можно было изменять локальную плотность 2D электронов под ними (прикладывая переменное напряжение) и тем самым возбуждать плазменные волны. Образцы помещались в центр копланарной полосковой линии, по которой микроволновое возбуждение передавалось 2D системе. Центральная жила полосковой линии подсоединялась к одному из затворов, а заземленный контакт – к ближайшему омическому контакту исследуемой структуры. К полосковой линии через SMA-разъем был подсоединен коаксиальный кабель, предназначенный для передачи микроволнового излучения от 0.01 до 50 ГГц со слабым (менее 5 дБ/м) затуханием. Источником микроволнового излучения служил генератор HP-83650B, работающий в диапазоне от 0.01 до 50 ГГц. В эксперименте применялся метод оптического детектирования, основанный на сравнении спектров рекомбинационного излучения 2D электронов, измеренных в условиях СВЧ облучения и без него [13, 14]. Фотовозбуждение осуществлялось с помощью стабилизированного полупроводникового лазера с длиной волны 750 нм и мощностью приблизительно 100 мВт. Свет от лазера подводился к образцу посредством 400-микрометрового оптического кварцевого световода, расположенного перпендикулярно поверхности образца на расстоянии около 1 мм. Тот же световод использовался для сбора сигнала фотолюминесценции 2D электронов, который затем регистрировался ССД детектором и анализировался с помощью двойного спектрометра со спектральным разрешением 0.03 мэВ. Абсолютная величина разностного сигнала фотолюминесценции (по отношению к СВЧ мощности) интегрировалась по всему спектру рекомбинационного излучения, и вычисленное значение служило мерой интенсивности микроволнового поглощения. Отметим, что в спектрах фотолюминесценции, измеренных в узких полосках с шириной меньше 50 мкм, существенный вклад дают спектральные линии объемных состояний, возбуждаемых в GaAs подложке (см. верхний спектр на рис.1а для полоски шириной 2 мкм). Это связано с тем, что диаметр пятна лазерной засветки существенно пре-

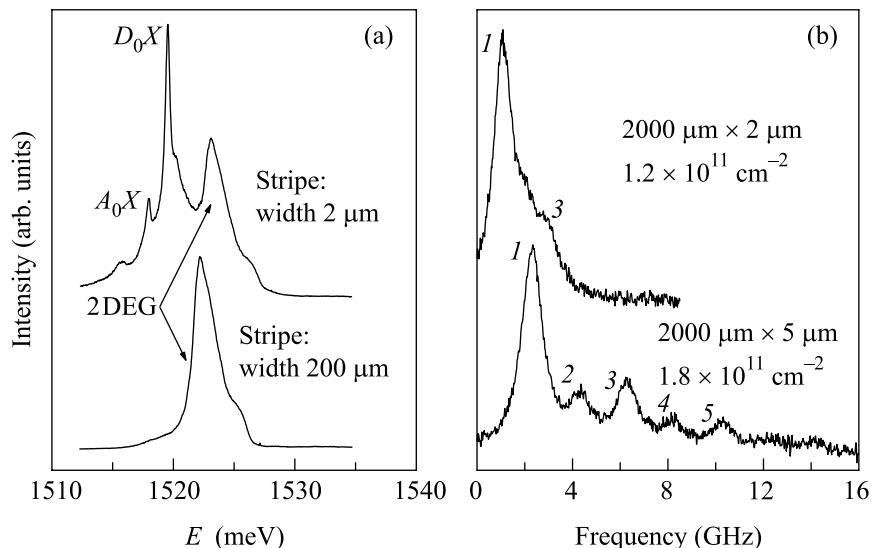


Рис.1. (а) Спектры излучения, измеренные в мезах прямоугольной формы с размерами 2000×200 мкм (нижняя кривая) и 2000×2 мкм (верхняя кривая); электронная плотность в структурах составляла $1.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $1.2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, соответственно. В спектре люминесценции, измеренном для узкой полоски, наряду с сигналом излучательной рекомбинации 2D электронов из мезы, наблюдаются объемные линии излучения из подложки, отвечающие рекомбинации связанных экситонов на донорах и акцепторах, D_0X и A_0X . (б) Спектры резонансного микроволнового поглощения, измеренные в узких электронных полосках с разными отношениями длины к ширине и концентрациями: 2000×2 мкм и $1.2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$; 2000×5 мкм и $1.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$

вышает поперечный размер таких структур и значительная часть сигнала излучения собирается не из прямоугольной мезы (полоски), а из GaAs подложки. Для сравнения на том же рисунке показан типичный спектр фотолюминесценции для полоски шириной 200 мкм, в котором интенсивность линий объемных состояний значительно слабее рекомбинационного сигнала из 2D электронного канала. Наблюдаемые объемные возбуждения в спектрах люминесценции, измеренных в узких полосках, классифицируются как связанные нейтральные экситонные состояния на донорах и акцепторах (обозначенные D_0X и A_0X , соответственно), не чувствительные к микроволновому излучению. Однако вследствие большой интенсивности объемных линий по сравнению с интенсивностью сигнала 2D электронов возникает дополнительный шумовой вклад от объемных состояний, который затрудняет детектирование плазменных резонансов в узких полосках. Во избежание этого, нами интегрировалась лишь та часть разностного спектра, где преобладал сигнал рекомбинационного излучения 2D электронов.

На рис.1б представлены частотные зависимости микроволнового поглощения в нулевом магнитном поле, измеренные в прямоугольных полосках с различным отношением длины к ширине и разными электронными плотностями. В спектрах поглоще-

ния наблюдается несколько резонансных пиков, соответствующих стоячим плазменным волнам, которые формируются вдоль длинной стороны образцов. Волновые числа K для этих мод определяются как видом возбуждаемых волн зарядовой плотности, так и продольными размерами исследуемых структур. Выражение для K может быть записано в виде $K = \alpha\pi N/L$, где L – длина полоски, $N = 1, 2, 3, \dots$ – количество узлов в распределении индуцированной зарядовой плотности и α – коэффициент, зависящий от функционального вида возбуждаемых плазменных волн и принимающий значение 1 в случае обычных синусоидальных колебаний. Как видно из рисунка, резонансные пики с нечетными номерами проявляются сильнее в приведенных частотных зависимостях по сравнению с пиками, отвечающими четным номерам. Например, для полоски с размерами 2 мм \times 5 мкм (см. нижнюю кривую на рис.1б) основная дипольная мода по крайней мере в три раза сильнее всех остальных плазменных резонансов, а амплитуда резонансного пика под номером 3 превышает соответствующее значение для пика 2. Преобладание резонансных мод с нечетными номерами в спектрах микроволнового поглощения может быть объяснено в рамках дипольного приближения [18, 19], согласно которому только такие моды возбуждаются в однородном микроволновом поле. В нашей экспе-

риментальной конфигурации, однако, распределение переменного электрического поля сильно неоднородно, что приводит к возбуждению плазменных резонансов как с четными, так и с нечетными номерами, причем нечетные моды действительно проявляются сильнее в частотных зависимостях микроволнового поглощения.

Периодическая структура частотных зависимостей микроволнового поглощения на рис.1b свидетельствует о линейной дисперсии возбуждаемых волн, что в свою очередь является отличительным признаком 1D плазмонов. Величина расщепления между соседними резонансными пиками зависит как от концентрации 2D электронов, так и от размеров образцов. Чем меньше значение электронной плотности и ширина исследуемой полоски, тем меньше период между пиками и, как следствие, меньше скорость 1D плазмона [14]. Например, на рис.1b (верхняя кривая) показан спектр микроволнового поглощения, измеренный в полоске с шириной 2 мкм и концентрацией $1.2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, в котором резонансные пики плохо разрешены. На рис.2 представлены дисперси-

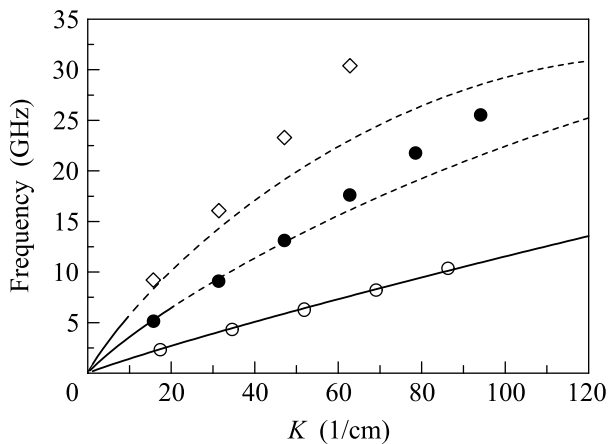


Рис.2. Дисперсионные зависимости плазменных возбуждений, измеренные в электронных полосках с различными поперечными размерами и концентрациями: $2 \times 0.2 \text{ мм}$ и $1.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (\diamond); $2 \times 0.1 \text{ мм}$ и $1.2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (\bullet); $2000 \times 5 \text{ мкм}$ и $1.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (\circ). Сплошными и пунктирными линиями показаны результаты расчетов с использованием формулы (2) для всех трех полосок. Пунктирные линии соответствуют области волновых векторов, для которых не выполняется неравенство $KW \ll 1$

онные зависимости, полученные из микроволновых спектров для трех полосок со следующими геометрическими размерами и концентрациями: $2 \times 0.2 \text{ мм}$, $1.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$; $2 \times 0.1 \text{ мм}$, $1.2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $2 \text{ мм} \times 5 \text{ мкм}$, $1.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Величины квазиимпульсов плазмонов

вычислялись из номеров соответствующих резонансных пиков N и выражения $K = \alpha\pi N/L$, в котором коэффициент α принимает значения, близкие к 1, и зависит от конкретных структур. На том же рисунке построены теоретические кривые для этих экспериментальных зависимостей с помощью аналитического выражения, полученного в длинноволновом пределе $KW \ll 1$ для полоски с параболическим распределением равновесной плотности [4]

$$\omega^2 = (2n_s W e^2 / \epsilon^* m_e) K^2 [\ln(8/KW) - 0.577]. \quad (2)$$

Здесь n_s и m_e – концентрация и эффективная масса электронов, ϵ^* – среднее значение диэлектрических постоянных вакуума и GaAs. Отметим, что распределение равновесной электронной плотности в исследуемых структурах сильно отличается от полуэллиптического профиля. Для полосок с шириной 0.1–0.2 мм оно однородно вплоть до самых границ, а затем быстро убывает в приграничном слое обеднения с характерным размером несколько микрометров. Совершенно другая картина распределения возникает в узких полосках с шириной 2–5 мкм, в которых величина слоя обеднения сопоставима с поперечными размерами самих структур. Различия в распределении равновесной плотности для образцов с разными ширинами могут приводить к формированию в структурах стоячих плазменных мод, отличных от обычных синусоидальных волн. Результатом этого, в свою очередь, является изменение величины коэффициента α в выражении для волнового вектора плазмона для разных образцов. По этой причине мы используем коэффициент α как подгоночный параметр в процедуре аппроксимации экспериментальных зависимостей на рис.2 формулой (2). Соответствующие подгоночные кривые показаны сплошными и пунктирными линиями на рис.2. Коэффициент α равен 1 для полосок с шириной 0.1 и 0.2 мм и 1.1 для полоски с шириной 5 мкм. Как видно из рисунка, теория хорошо описывает экспериментальные точки для самой узкой полоски, в отличие от других исследованных структур. Это объясняется тем, что только для такой полоски условие $KW \ll 1$ (см. выражение (2)) выполняется во всем измеряемом диапазоне волновых векторов. Для более широких полосок это неравенство справедливо лишь при квазиимпульсах, соответствующих фундаментальной плазменной моде, что согласуется с поведением кривых на рис.2. Для иллюстрации влияния логарифмического члена в законе дисперсии 1D плазмона на рис.3 построена универсальная зависимость частоты фундаментальной плазменной моды от величины отношения длины к ширине для образцов с различными

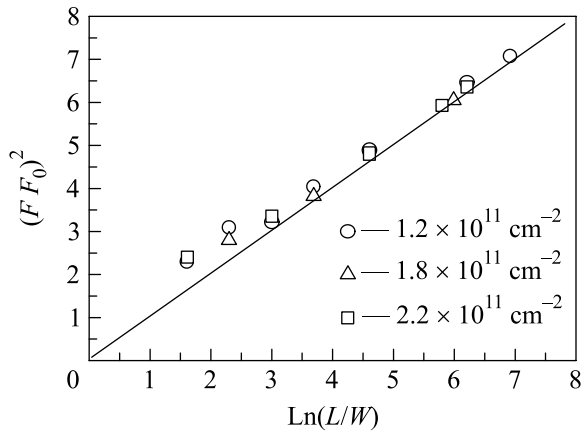


Рис.3. Сводная зависимость квадрата нормированной частоты основной плазменной моды $(F/F_0)^2$ от логарифма отношения длины к ширине $\ln(L/W)$, измеренная для полосок с различными длинами, ширинами и концентрациями 2D электронов. $F_0 = (n_S e^2 W / 2 \epsilon^* m_e L^2)^{1/2}$. Прямая линия соответствует логарифмической зависимости, отвечающей формуле (2)

геометрическими размерами и электронными плотностями. В эксперименте измерялись структуры с продольными размерами 0,5, 1 и 2 мм, поперечными размерами от 2 до 200 мкм и концентрациями 2D электронов $1,2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $1,8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $2,2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Из соображения удобства экспериментальные данные на рис.3 построены в координатах $(F/F_0)^2$ от $\ln(L/W)$. Здесь F – плазменная частота, $2\pi F_0 = (2\pi^2 n_S e^2 W / \epsilon^* m_e L^2)^{1/2}$ – нормировочная величина, полученная путем подстановки значения квазиимпульса для основной моды π/L ($\alpha = 1$) в линейное слагаемое выражения (2). В пределе узких полосок с большим отношением длины к ширине экспериментальные точки хорошо ложатся на прямую линию, соответствующую логарифмической зависимости в этих координатах (см. рис.3). Наоборот, в области малых значений $\ln(L/W)$ наблюдается заметное расхождение между экспериментом и теорией, связанное с неприменимостью выражения (1) (точнее, его логарифмической части) к описанию дисперсии 1D плазмона в относительно широких полосках [14].

Итак, в настоящей работе мы изучали свойства 1D плазменных возбуждений в спектрах микроволновых поглощений, измеренных в полосках с различными геометрическими размерами и концентрациями 2D электронов. В дисперсионных зависимостях для структур с наибольшим отношением длины к

ширине нами было обнаружено и исследовано влияние логарифмического члена, входящего в выражение для дисперсии 1D плазмона [4], в области малых K . Оказалось, что логарифмическая составляющая закона дисперсии 1D плазмона становится существенной при квазиимпульсах, в десятки раз меньших обратной ширины полоски. Подобные значения волновых векторов экспериментально не достижимы в полосках с меньшим отношением длины к ширине, в дисперсионных зависимостях которых наблюдалось линейное поведение, характерное для 1D плазмонов.

Работа была выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, ИИТАС и DFG.

1. A. Sommerfeld, Ann. Physik und Chemie **67**, 233 (1899).
2. G. Eliasson, J. Wu, P. Hawrylak, and J. J. Quinn, Solid State Commun. **60**, 41 (1986).
3. S. Das Sarma and W. Y. Lai, Phys. Rev. B **32**, 1401 (1985).
4. I. L. Aleiner, D. Yue, and L. I. Glazman, Phys. Rev. B **51**, 13467 (1995).
5. S. J. Allen, Jr., D. C. Tsui, and R. A. Logan, Phys. Rev. Lett. **38**, 980 (1977).
6. D. Heitmann, Surf. Sci. **170**, 332 (1986).
7. F. Stern, Phys. Rev. Lett. **18**, 546 (1967).
8. A. V. Chaplik, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **62**, 746 (1972) [Sov. Phys. JETP **35**, 395 (1972)].
9. T. Demel, D. Heitmann, P. Grambow, and K. Ploog, Phys. Rev. Lett. **66**, 2657 (1991).
10. A. R. Goni, A. Pinczuk, J. S. Weiner et al., Phys. Rev. Lett. **67**, 3298 (1991).
11. E. Ulrichs, G. Biese, C. Steinebach et al., Phys. Rev. **56**, R12760 (1997).
12. W. Que, Phys. Rev. B **43**, 7127 (1991).
13. B. M. Ashkinadze and V. I. Yudson, Phys. Rev. Lett. **83**, 812 (1999).
14. I. V. Kukushkin, J. H. Smet, V. A. Kovalskii et al., Phys. Rev. B **72**, 161317 (2005).
15. С. И. Губарев, В. А. Ковальский, Д. В. Кулаковский и др., Письма в ЖЭТФ **80**, 134 (2004).
16. V. A. Kovalskii, S. I. Gubarev, I. V. Kukushkin et al., Phys. Rev. B **73**, 195302 (2006).
17. I. V. Kukushkin, J. H. Smet, S. A. Mikhailov et al., Phys. Rev. Lett. **90**, 156801 (2003).
18. S. A. Mikhailov and N. A. Savostianova, Phys. Rev. B **71**, 35320 (2005).
19. C. Dahl, F. Brinkop, A. Wixforth et al., Solid State Commun. **80**, 673 (1991).