

РАЗМЕРНЫЙ МАГНИТОПЛАЗМЕННЫЙ РЕЗОНАНС ДВУМЕРНЫХ ДЫРОК В (001) GaAs/AlGaAs КВАНТОВЫХ ЯМАХ

М.Ю.Акимов⁺, И.В.Кукушкин^{+*}, С.И.Губарев⁺¹⁾, С.В.Товстоног⁺, И.Смет^{*2)},
К.фон Клитцинг^{*2)}, В.Вегшайдер^{□2)}

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

^{*} Max-Planck-Institut für Festkörperforschung
70569 Stuttgart, Germany

[□] Walter Schottky Institute, Technische Universität München, Am Coulombwall
D-85748 Garching, Germany

Поступила в редакцию 21 августа 2000 г.

После переработки 27 сентября 2000 г.

Обнаружен и исследован размерный магнитоплазменный резонанс в пространственно ограниченной двумерной дырочной системе в (001)GaAs/AlGaAs одиночных квантовых ямах. Из анализа полевой зависимости магнитоплазменного резонанса от диаметра двумерной системы измерена квазиклассическая циклотронная масса дырок, которая оказалась равной $0.26 m_0$ (m_0 – масса свободного электрона), что значительно превышает массу, предсказанную теоретически. Предложен способ прямого определения концентрации и подвижности двумерных дырок из анализа магнитоплазменного резонанса.

PACS: 73.20.Dx, 73.50.Mx, 76.70.Hb

Размерное квантование в гетероструктурах на основе GaAs/AlGaAs снимает четырехкратное вырождение валентной зоны и разбивает дырочные состояния на две двукратно вырожденные по спину подзоны: так называемые подзоны тяжелых и легких дырок. Названия тяжелая и легкая подзоны обусловлены продольными массами дырок, ответственными за энергию размерного квантования дырочных состояний в квантовой яме. Низжайшим энергетическим состоянием является состояние тяжелой дырки, для которой величина размерного квантования меньше, а подзона легких дырок расположена выше по энергии. Продольные массы легких и тяжелых дырок известны достаточно хорошо, поскольку именно они определяют энергии размерного квантования дырочных состояний в яме, которые надежно измеряются различными оптическими методами. Гораздо меньше известно о значениях дырочных масс в плоскости ямы. Согласно теоретическим расчетам, проведенным в работах Андо [1] и Экенберга [2] для одиночных переходов и для квантовых ям, энергетический спектр двумерных (2D) дырок в гетероструктурах GaAs на поверхности (001) носит чрезвычайно сложный вид. В этих работах показано, что отталкивание зон легких и тяжелых дырок при k , отличном от нуля, приводит к очень большой непараболичности дисперсии тяжелых дырок даже при энергиях всего несколько мэВ. При этом, в результате линейных по k членов, законы дисперсии для дырочных состояний с разным спином существенно различаются, что приводит к тому, что планарная масса для состояний тяжелой дырки с различным спином может отличаться в несколько

¹⁾ e-mail: gubarev@iissp.ac.ru

²⁾ J.Smet, K.von Klitzing, W.Wegscheider.

раз. Картина существенно упрощается при малых концентрациях 2D дырок. В этом случае законы дисперсии практически перестают зависеть от спинового состояния дырок и возникает хорошо определенный параметр – квазиклассическая масса тяжелой дырки, которая составляет согласно расчетам $m_h = 0.16m_0$ [1, 2]. Однако экспериментальных измерений планарной массы дырок в области низких концентраций, где влиянием непараболичности можно пренебречь, до настоящего времени не имеется. При изучении магнитопоглощения в дальней ИК области [3, 4] удается лишь измерять переходы между нижайшими уровнями Ландау, в которых величина циклотронной массы не проявляется непосредственно. Кроме того, эксперименты по ИК магнитопоглощению были проведены на образцах с большой концентрацией дырок, так что не только эффекты непараболичности вносили значительный вклад в измеряемую величину, но и энергии переходов для дырок с разным спином отличались в несколько раз.

Наиболее надежным методом измерения планарной массы носителей заряда является метод циклотронного резонанса. До настоящего времени в литературе отсутствуют данные об измерении циклотронного резонанса в дырочном канале в GaAs/AlGaAs на поверхности (100) в микроволновом диапазоне частот. Необходимость именно микроволновых измерений циклотронного резонанса определяется тем, что из-за сильной непараболичности дисперсии дырок требуется исследовать циклотронные переходы вблизи дна дырочной зоны. Кроме того, лишь при микроволновых исследованиях можно надеяться измерять циклотронные переходы между уровнями Ландау с большими номерами и хорошо определенную в теории величину – квазиклассическую циклотронную массу дырок.

Сложность детектирования циклотронного резонанса в микроволновой области связана с необходимостью иметь очень высокую подвижность 2D дырок в образце, поскольку резонанс в этом случае сдвигается в область малых магнитных полей и условие $\omega_c \tau > 1$ выполняется лишь при длинных временах релаксации импульса. В отличие от электронных 2D каналов, в которых достаточно большие величины τ получаются без особых проблем, в 2D дырочных системах высокую подвижность удается получать лишь для гетероструктур, выращенных на поверхности (311) [4], легированных кремнием. Однако в таких структурах наблюдается сильная планарная анизотропия проводимости, отсутствующая в традиционных квантовых ямах, полученных на поверхности (001). Главная сложность получения высокоподвижных *p*-каналов в (001) GaAs/AlGaAs квантовых ямах состоит в необходимости использовать бериллий для легирования барьера акцепторами, который отсутствует в лучших МВЕ установках. В отличие от традиционных способов получения *p*-канала, в настоящей работе мы использовали высококачественные (001) GaAs/AlGaAs квантовые ямы *p*-типа, в которых дырочный 2D канал возникал за счет остаточных естественных примесей (углерод), присутствующих в барьере. При этом концентрация 2D дырок оказывалась довольно малой ($\sim 10^{10}$ см⁻², однако их подвижность оказалась рекордно высокой ($(2-3) \cdot 10^5$ см²/В·с) и удовлетворяла требованиям, необходимым для наблюдения микроволнового циклотронного резонанса.

Необходимо отметить, что знание закона дисперсии тяжелых дырок в (001) GaAs/AlGaAs квантовых ямах требуется не только для исследования свойств 2D дырочных каналов, но также и для изучения 2D электронных систем оптическими

методами, которые основаны на анализе электронно-дырочного рекомбинационного излучения.

В настоящей работе приводятся результаты измерений циклотронного резонанса 2D дырок в СВЧ диапазоне, полученные в результате исследования размерного магнитоплазменного резонанса для GaAs/AlGaAs гетероструктур, выращенных в направлении (100).

Измерения проводились на высококачественных одиночных квантовых ямах GaAs/AlGaAs шириной 300 и 250 Å. Для исследования размерного магнитоплазменного резонанса на поверхности образцов специально вытравливались мезы – диски с диаметрами 0,1, 0,2, 0,5 и 1 мм и толщиной 500 нм так, что 2D канал оказывался внутри мезы. Такие структуры размещались внутри СВЧ тракта (16 мм) в максимуме электрического поля СВЧ волны. Эксперименты проводились в диапазоне частот от 16 до 40 ГГц при температуре $T = 1.5$ К. Для регистрации резонансного микроволнового поглощения использовался метод оптического детектирования, развитый недавно для изучения магнитоплазменного резонанса в 2D электронном газе [5]. Для этого к образцу был подведен световод, который использовался как для оптического возбуждения, так и для регистрации рекомбинационного излучения 2D дырочного газа. Спектры излучения анализировались с помощью двойного спектрометра, который обеспечивал разрешение 0.03 мэВ, и детектировались фотоэлектронным умножителем. Мощность микроволнового излучения модулировалась на частоте 500 Гц, и исследовались зависимости изменения синхронно детектированного сигнала люминесценции как функции длины волны излучения и магнитного поля.

На рис.1 показаны типичный спектр люминесценции 2D дырочного газа (верхняя кривая) и отвечающий ему дифференциальный по мощности СВЧ спектр (нижняя кривая), записанные в резонансном магнитном поле ($B = 0.17$ Тл для частоты

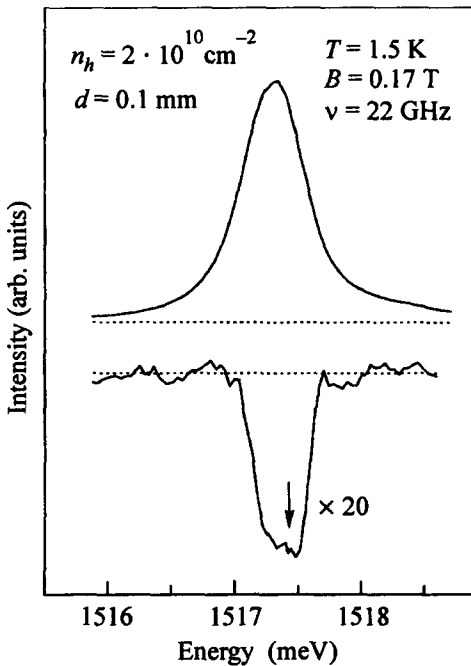


Рис.1. Спектр люминесценции и дифференциальный (по мощности СВЧ) спектр излучения 2D дырочного газа, измеренные в квантовой яме (001)GaAs/AlGaAs шириной 300 Å при $T = 1.5$ К в резонансном магнитном поле $B = 0.17$ Тл для мезоструктуры с диаметром $d = 0.1$ мм при микроволновом возбуждении с частотой 22 ГГц. Концентрация двумерных дырок $2 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$

$f = 22$ ГГц). Как видно из рисунка, в случае дырочного канала малой плотности резонансное поглощение СВЧ приводит к уменьшению интегральной интенсивности люминесценции. Такое поведение связано, главным образом, с резонансным нагревом дырочного газа в результате поглощения СВЧ мощности. Интенсивность, спектральное положение и форма линии рекомбинационного излучения 2D дырочного газа практически не зависят от магнитного поля в использованных магнитных полях $H \leq 0.35$ Тл, поэтому зависимость модуляционного сигнала люминесценции (измеренного в максимуме линии) от магнитного поля с очень хорошей точностью отражает резонансный профиль поглощения СВЧ 2D дырками.

Рис.2а иллюстрирует, как изменяются положение и форма резонансного СВЧ поглощения (зависимость дифференциальной интенсивности люминесценции от магнитного поля) при вариации частоты микроволнового возбуждения. Видно, что

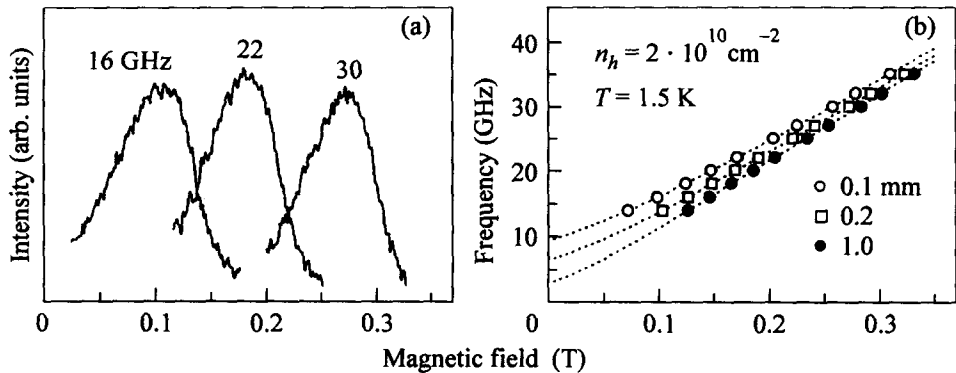


Рис.2. (а) Профили оптически детектированного размерного магнитоплазменного резонанса 2D дырочного газа, измеренные при различных частотах микроволнового возбуждения для мезы диаметром $d = 0.1$ мм в квантовой яме (001)GaAs/AlGaAs шириной 300 Å. Концентрация двумерных дырок $2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$. (б) Полевые зависимости оптически детектированных размерных магнитоплазменных резонансов, измеренные для мез различного диаметра ($d = 0.1, 0.2$ и 1 мм) для 2D дырочного канала с плотностью $2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$. Пунктиром показаны аппроксимации, полученные по формуле (1) для верхней ветви магнитоплазменной моды

уменьшение частоты микроволнового возбуждения приводит к сдвигу максимума резонансной кривой в область меньших магнитных полей, в то время как ширина контура практически не изменяется. Ширина резонанса определяется упругим временем рассеяния 2D дырок, поэтому из анализа резонансного контура мы могли измерять их подвижность.

Подобно тому, как это было обнаружено нами в 2D электронных системах [6], ограниченность размера образцов приводит к смешиванию плазменной и циклотронной мод и к зависимости частоты резонанса от концентрации 2D носителей и от размера структуры [5, 7]. Для структуры, имеющей форму диска с диаметром d для частот верхней и нижней магнитоплазменных ветвей, получается следующее выражение:

$$\omega_{DMR} = \pm \frac{\omega_{CR}}{2} + \sqrt{\omega_p^2 + \left(\frac{\omega_{CR}}{2}\right)^2} \quad (1)$$

где $\omega_{CR} = eH/m^*c$ – циклотронная частота, а $\omega_p^2 = 3\pi^2 n_{2D} e^2 / 2m^* \epsilon_{eff} d$ – плазменная частота 2D-носителей с концентрацией n_{2D} в мезе диаметром d , $\epsilon_{eff} = (1 + \epsilon_0)/2$ – среднее значение диэлектрических постоянных вакуума и GaAs.

На рис.2б показана зависимость резонансного поля для верхней ветви оптически детектированного размерного магнитоплазменного резонанса, измеренная для разных частот СВЧ возбуждения для мез различного диаметра при фиксированной концентрации дырок. Из этого рисунка видно, что в случае большего диаметра ($d = 1$ мм) зависимость частоты резонанса от магнитного поля очень близка к линейной. Это связано с тем, что плазменная энергия уменьшается с ростом d как $d^{-1/2}$ и ее вклад в энергию гибридной магнитоплазменной моды становится малым по сравнению с циклотронной энергией. При уменьшении диаметра мезы плазменная частота увеличивается, что приводит к смещению максимума резонансного поглощения в область меньших магнитных полей (при фиксированной частоте микроволнового возбуждения) в соответствии с формулой (1). Смещение резонансного поля B_{DMR} верхней ветви размерного магнитоплазменного резонанса относительно резонансного поля циклотронного резонанса B_{CR} для фиксированной частоты микроволнового возбуждения f можно записать в следующем виде:

$$B_{DMR} = B_{CR} - 3\pi e n_{2D} / 4f \epsilon_{eff} d. \quad (2)$$

На рис.3а показаны зависимости резонансного магнитного поля от обратного диаметра мезы, измеренные для различных частот микроволнового возбуждения f . Как

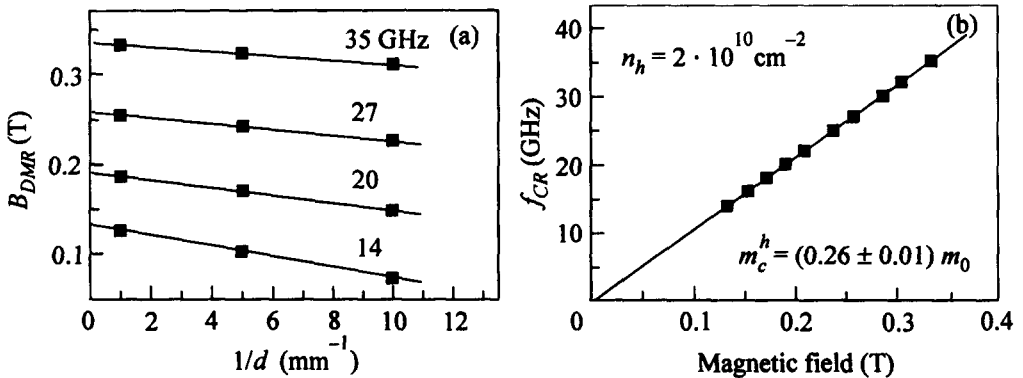


Рис.3. (а) Зависимости резонансного магнитного поля от обратного диаметра меза-структуры, измеренные для нескольких частот СВЧ возбуждения. (б) Магнитополевая зависимость циклотронного вклада в частоту магнитоплазменного резонанса в формуле (1), измеренная в квантовой яме (001)GaAs/AlGaAs шириной 300 Å при концентрации $2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$. Прямая соответствует циклотронной массе дырки в плоскости ямы $m_c^h = 0.26m_0$

следует из формулы (2), наклон этих линейных зависимостей определяется частотой микроволнового возбуждения и концентрацией 2D носителей заряда, что позволило нам определить концентрацию дырок, которая оказалась равной $2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$. Подвижность 2D дырок при этой концентрации можно было определить из ширины резонансного контура, и она оказалась равной $2 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. Для определения циклотронной квазиклассической массы 2D дырок необходимо в энергии магнитоплазменной моды разделить циклотронный и плазменный вклады. Из формулы (2) следует, что поскольку вклад плазменной частоты уменьшается с ростом диаметра мезы, то, аппроксимируя зависимость резонансного магнитного поля от диаметра в область $1/d \rightarrow 0$ (что отвечает случаю структур бесконечного размера), можно исключить плазменный вклад и определить величину резонансного магнитного поля, отвечающего заданной циклотронной частоте. На рис.3б показана зависимость

циклотронной частоты от магнитного поля, измеренная указанным выше способом для концентрации 2D дырок $2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$. Видно, что эта зависимость хорошо описывается линейной функцией, наклон которой отвечает эффективной циклотронной массе $m_h = 0.26m_0$. Измеренная величина квазиклассической циклотронной массы дырок существенно отличается от значения, вычисленного теоретически [1, 2], что означает необходимость модификации расчетной модели.

Таким образом в настоящей работе экспериментально измерена циклотронная масса 2D дырок в квантовой яме (001)GaAs/AlGaAs. Изучение размерного магнитоплазменного резонанса в СВЧ диапазоне частот позволяет определять как концентрацию дырок в канале, так и их эффективное упругое время рассеяния.

Работа была выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований и программы "Физика твердотельных наноструктур", а также ИНТАС (грант # 99-1146).

-
1. T.Ando, J. Phys. Soc. Jpn. **54**, 1528 (1985).
 2. U.Ekenberg and M.Altarelli, Phys. Rev. **B32**, 3712 (1985).
 3. H.L.Stormer, A.Chang et al., Phys. Rev. Lett. **51**, 126 (1983).
 4. B.E.Cole, J.M.Chamberlain, M.Henini, and T.Cheng, Phys. Rev. **B55**, 2503 (1997).
 5. B.M.Ashkinadze et al., Phys. Status Solidi (**a**) **164**, 523 (1997).
 6. С.И.Губарев, И.В.Кукушкин, С.В.Товстоног и др. Письма в ЖЭТФ **72**, 469 (2000).
 7. S.J.Allen, H.L.Stormer, and J.C.M.Hwang, Phys. Rev. **B28**, 4875 (1983).