

Циклотронный резонанс в двумерной электронной системе с самоорганизующимися антиточками

С. Д. Сучалкин, Ю. Б. Васильев, М. Цундел⁺¹⁾, Г. Нахтвай⁺¹⁾, К. фон Клитцинг⁺¹⁾, К. Эберл⁺¹⁾

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, 194021 Санкт-Петербург, Россия

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

Поступила в редакцию 29 января 2001 г.

После переработки 14 ноября 2001 г.

Представлены данные экспериментального исследования циклотронного резонанса в двумерной электронной системе с искусственным случайным рассеивающим потенциалом, обусловленным наличием массива самоорганизующихся квантовых островков AlInAs, образованного в плоскости гетероперехода AlGaAs/GaAs. Обнаружено резкое сужение линии циклотронного резонанса с увеличением магнитного поля, объясняемое особенностями рассеяния носителей в данном потенциале. Полученные результаты указывают на формирование сильно коррелированного электронного состояния в сильных магнитных полях при концентрациях носителей, меньших, чем концентрация антиточек.

PACS: 71.70.-d, 73.20.Dx, 76.40.+b

1. Несмотря на то, что циклотронный резонанс (ЦР) является одним из мощнейших экспериментальных методов для исследования систем носителей заряда в полупроводниках, его применение для наблюдения эффектов, обусловленных электрон-электронным взаимодействием, является весьма ограниченным в силу того, что в трансляционно инвариантной и однородной системе ЦР связан с “движением” центра масс и как положение, так и форма линии ЦР не зависят от относительных координат носителей [1].

Однако в каждой реальной системе условия теоремы Кона не выполняются в большей или меньшей степени и коллективные эффекты могут стать “видимыми” в спектрах ЦР из-за нарушения трансляционной симметрии, вызванного наличием случайного потенциала [2], и в силу конечной непараболичности энергетического спектра [3]. Другим условием наблюдения корреляционных эффектов в ЦР является достаточно малая концентрация носителей n_s , так как отношение потенциальной энергии, обусловленной электрон-электронным взаимодействием, к кинетической энергии электрона в двумерной системе возрастает с понижением концентрации носителей как $n_s^{-1/2}$.

В настоящей работе мы представляем результаты исследования ЦР в двумерной (2D) системе носителей с искусственным случайным потенциалом, обусловленным самоорганизующимися квантовыми

“островками”, сформированными в плоскости 2D системы носителей. Полученные результаты указывают на определяющую роль электрон-электронного взаимодействия в формировании спектра ЦР.

2. Образцы, используемые в эксперименте, состоят из инвертированного одиночного гетероперехода AlGaAs/GaAs с массивом самоорганизующихся квантовых “островков” AlInAs, сформированных в плоскости перехода на поверхности AlGaAs. Энергетическое положение дна зоны проводимости в AlInAs выше, чем в GaAs, поэтому “островки” выполняют функцию антиточек, создавая короткодействующий отталкивающий потенциал для электронов в GaAs. Данные STM и AFM показывают, что “островки” имеют в поперечном сечении форму окружности с диаметром от 6 до 12 нм и высотой в направлении роста ~ 1 нм. Их концентрация превышает 10^{11} см⁻², и среднее расстояние между ними ~ 10 нм.

Данные образцы отличаются от подобных, исследовавшихся ранее, образцов [4–6]. Основное отличие заключается в том, что AlInAs антиточки не содержат электронов и потому являются электрически нейтральными, что определяет короткодействующий характер создаваемого ими случайного потенциала. Другой важный момент заключается в том, что расстояние между соседними антиточками порядка диаметра антиточки, то есть фактически данную систему можно рассматривать как гетеропереход с искусственно введенной шероховатостью интерфейса, которая обуславливает случайный рассеивающий по-

¹⁾M.Zundel, G.Nachtwei, K. von Klitzing, K.Eberl.

тенциал с радиусом корреляции ~ 10 нм. Измерения ЦР были выполнены с помощью фурье-спектрометра в геометрии Фарадея при температуре 2.1 К. Концентрация электронов оценивалась из спектров ЦР и изменялась как с помощью затвора, так и кратковременной засветки красным фотодиодом.

3. Типичная серия спектров ЦР представлена на рис.1. Каждая кривая получена при собственном

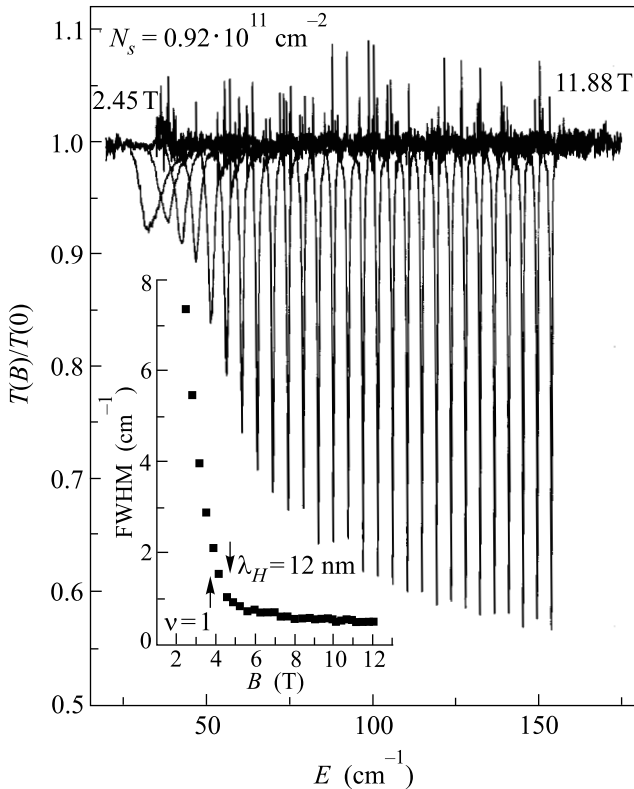


Рис.1. Спектры циклотронного резонанса в магнитных полях для образца с концентрацией электронов $n_s = 0.85 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Вставка: полуширина линии циклотронного резонанса как функция магнитного поля

фиксированном магнитном поле, разница между значениями которого, соответствующим соседним кривым, составляет 0.35 Тл. Наиболее яркой особенностью представленной серии спектров является резкое сужение линии ЦР в сильных магнитных полях. При магнитном поле 12 Тл полуширина линии ЦР составляет всего 0.5 см^{-1} . Столь узкие линии ЦР до этого наблюдались лишь в очень высококачественных и чистых GaAs/AlGaAs гетероструктурах [7]. В структурах, исследующихся в данной работе, значения концентрации и транспортной подвижности электронов, полученные из анализа осцилляций Шубникова – де Гааза (ОШГ) дают значения $n_s = 0.85 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $\mu_T = 9.3 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{Вс}$, соот-

ветственно. Низкая подвижность в совокупности с тем фактом, что спиновое расщепление в магнитных полях, соответствующих нечетным факторам заполнения (кроме $\nu=1$), не разрешается в ОШГ, указывает на наличие сильной неупорядоченности в системе [8]. В этих условиях столь сильное (более чем на порядок) сужение линии ЦР указывает на подавление процессов импульсной релаксации носителей в сильном магнитном поле.

Другой особенностью спектров ЦР является “переключение” ЦР моды на другую моду с более высокой частотой, смещенной относительно циклотронной на некоторую величину ω_0 , происходящее в интервале магнитных полей 1–3 Тл (рис.2).

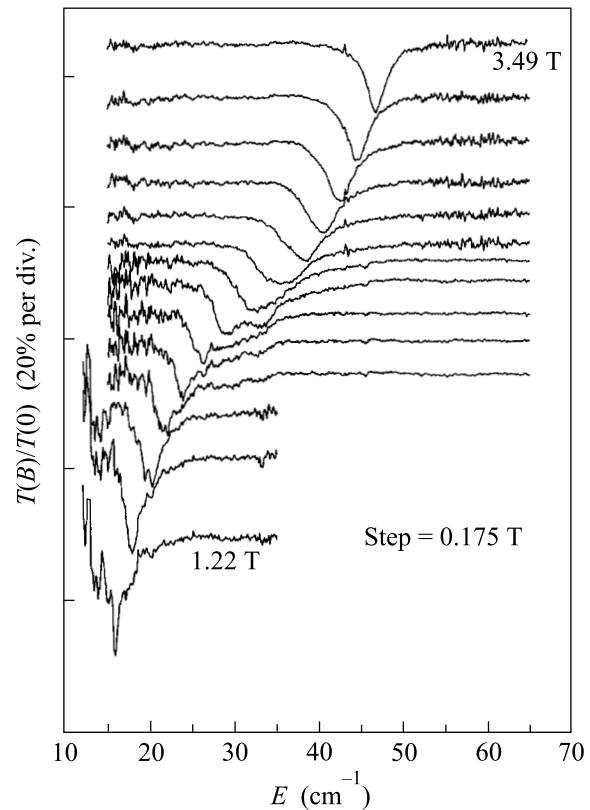


Рис.2. Переключение линии циклотронного резонанса на моду с большей энергией для образца с концентрацией электронов $n_s = 0.85 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$

Следует отметить, что данные особенности отсутствуют в структуре, идентичной по составу и выращенной в сходных условиях, но не содержащей массива антиоточек.

Основные черты спектров ЦР в данной системе сильно зависят от концентрации носителей. Экспериментальные данные позволяют выделить характерную концентрацию носителей $N_s \sim 10^{11} \text{ см}^{-2}$, которая соответствует концентрации антиоточек. Пове-

дение ЦР резко меняется, когда концентрация носителей становится меньше N_s . При этом ω_0 зависит от концентрации носителей (рис.3), а магнитное по-

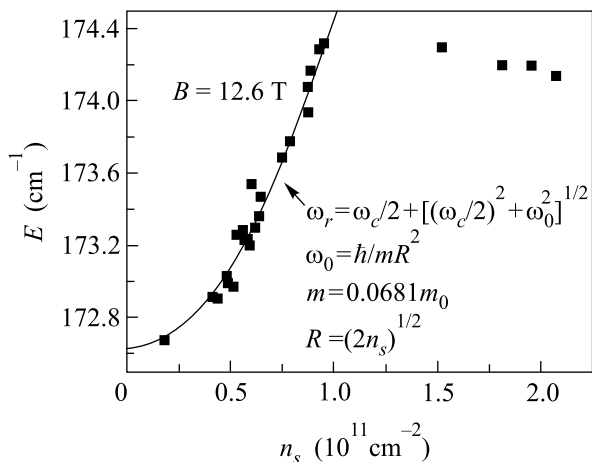


Рис.3. Зависимость положения линии поглощения от величины концентрации электронов

ле B_s , соответствующее насыщению полуширины линии ЦР, напротив, не зависит от концентрации, и для $n_s < 10^{11} \text{ см}^{-2}$ равно приблизительно 4.5 Тл.

Для $n_s > 10^{11} \text{ см}^{-2}$ наблюдается прямо противоположная картина: ω_0 перестает зависеть от концентрации носителей, а B_s обнаруживает заметные корреляции с фактором заполнения.

4. Потенциал, действующий на отдельный электрон, складывается из случайного потенциала ионизированных доноров, отделенных от плоскости 2D электронной системы спейсером $D = 20$ нм потенциала, создаваемого остальными электронами, и случайного потенциала, создаваемого антиточками. Принимая во внимание, что концентрация ионизированных доноров $N = n_s$, и предполагая положительный заряд доноров распределенным равномерно (с плотностью $\sigma = Ne$) в плоскости, параллельной плоскости 2D электронов, величину случайного потенциала антиточек можно оценить по порядку величины как

$$W \sim 4\pi e^2 n_s \langle z \rangle / \epsilon,$$

где $\langle z \rangle$ – характерная “высота” квантовых антиточек в направлении роста, ϵ – диэлектрическая проницаемость материала. Оценка дает величину $W \sim 1-2$ мэВ, что значительно больше $kT = 0.0172$ мэВ (2 К), но меньше циклотронной энергии уже при умеренных магнитных полях ($H > 2$ Тл).

В случае слабых магнитных полей, когда характерный размер волновой функции

$$\sim \lambda_H = (\hbar c / eH)^{1/2} \gg L,$$

где L – радиус корреляции случайного потенциала, линия ЦР испытывает однородное уширение, определяемое временем релаксации продольной составляющей квазиимпульса электронов. По мере увеличения магнитного поля, когда магнитная длина λ_H становится меньше L , носители начинают “чувствовать” локальный потенциал, при этом частота поглощения отличается от циклотронной. Для простоты можно предположить, что локальный минимум потенциала имеет параболическую форму и характерный размер R , при этом

$$\omega_{\text{res}} = \frac{\omega_c}{2} + \sqrt{\left(\frac{\omega_c}{2}\right)^2 + (\omega_0)^2}, \quad (1)$$

где $\omega_0 = \hbar / m^* R^2$. Поскольку значения R имеют разброс, то линия ЦР уширена, причем в данной ситуации уширение является неоднородным. С увеличением магнитного поля происходит изменение характера уширения линии ЦР. Ширина линии ЦР, определяемая данным механизмом, уменьшается с увеличением магнитного поля, так как на ширину пика ЦР могут эффективно влиять только гармоники случайного потенциала с волновыми векторами $k > 1/\lambda_H$ [9]. В предположении гауссова характера распределения антиточек по размеру амплитуда таких гармоник экспоненциально падает с уменьшением λ_H .

Особый интерес представляет немонотонный характер зависимости резонансной частоты от концентрации носителей. В области малых концентраций, когда n_s меньше плотности минимумов хаотического потенциала антиточек, линия ЦР сдвигается в сторону высоких частот с ростом концентрации (рис.3). Такой сдвиг невозможно объяснить наличием непараболичности. Данный эффект может указывать на то, что эффективный потенциал, действующий на отдельный электрон, определяется не столько потенциалом антиточек, сколько электрон-электронным взаимодействием. Иными словами, в данных условиях возможно образование сильно коррелированного состояния типа вигнеровского кристалла [10].

Ранее в ряде работ [11–14] наблюдались сужение и сдвиг линии ЦР в инверсионных слоях на поверхности Si. Для объяснения полученных результатов привлекались модели, также включающие электрон-электронное взаимодействие, такие как пиннинг волны зарядовой плотности [11], вигнеровский кристалл [12], вигнеровское стекло [13]. По-видимому, эффекты, наблюдавшиеся в этих работах, обусловлены наличием случайного рассеивающего потенциала, возникающего из-за сильной шероховатости поверхности SiO_2 на границе с Si.

В заключение мы хотели бы подчеркнуть, что представленные в работе результаты свидетельствуют о формировании сильнокоррелированного электронного состояния, наблюдение которого в экспериментах по ЦР становится возможным благодаря наличию случайного потенциала (в данном случае потенциала антиточек), нарушающего условия теоремы Кона. Более детальный анализ этого состояния, а также роли таких параметров как электронная концентрация, амплитуда и длина корреляции случайного потенциала, будет представлен в последующих публикациях.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов Российского фонда фундаментальных исследований, ИНТАС (# 99-01146), и программы "Физика твердотельных наноструктур".

1. W. Kohn, Phys. Rev. **123**, 1242 (1961).
2. J. Richter, H. Sigg, K. von Klitzing, and K. Ploog, Surface Science **228**, 159 (1990); Phys. Rev. **B39**, 6268 (1989).
3. C. M. Hu and E. Batke, Phys. Rev. Lett. **75**, 918 (1995).
4. G. Yusa and H. Sakaki, Appl. Phys. Lett. **70**, 345 (1997).
5. E. Ribeiro, E. Müller, T. Heinzel et al., Phys. Rev. **B58**, 1506 (1998).
6. S. Cina, D. D. Arnone, H. P. Hughes et al., Phys. Rev. **B60**, 7780, (1999).
7. R. J. Nicholas, M. A. Hopkins, D. J. Barnes et al., Phys. Rev. **B39**, 10955 (1989).
8. M. M. Fogler and B. I. Shklovskii, Phys. Rev. Lett. **80**, 4749 (1998).
9. И. В. Кукушкин, С. В. Мешков, В. Б. Тимофеев, УФН **155**, 219 (1988).
10. Ю. Е. Лозовик, В. И. Юдсон, Письма в ЖЭТФ **22**, 26 (1975).
11. J. P. Kotthaus, Surf. Sci. **73**, 472 (1978).
12. R. J. Wagner et al., Phys. Rev. **b22**, 945 (1980).
13. B. A. Wilson, S. J. Allen, Jr., and D. C. Tsui, Phys. Rev. Lett. **44**, 479 (1980); Phys. Rev. **b24**, 5887 (1981).
14. J.-P. Cheng and B. D. McCombe, Phys. Rev. **b44**, 3070 (1991).