

КВАЗИОДНОМЕРНЫЕ ЭЛЕКТРОНЫ В КВАНТУЮЩЕМ НАКЛОННОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

И.В.Кукушкин, В.И.Фалько, К. фон Клитцинг¹⁾, К.Пло^{г1)},
Д.Хайтман¹⁾

Институт физики твердого тела АН СССР
142432, Черноголовка, СССР

¹⁾ K. von Klitzing, K.Ploog, D.Heitmann . Max-Planck-Institute fur Festkorperproblem, Stuttgart, FRG

Поступила в редакцию 28 февраля 1991 г.

Методом магнитолюминесценции изучен спектр квазиодномерных электронов в наклонном магнитном поле. Обнаружена магнитная анизотропия при изменении взаимной ориентации поля и нитей, из которой оценены параметры удерживающего потенциала.

1. Свойства квазиодномерных электронных систем широко исследовались в магнитотранспортных ¹ и магнитоемкостных измерениях ², в экспериментах по ИК-поглощению, включая циклотронный резонанс ³, а также методами комбинационного рассеяния света ⁴ и люминесценции ⁵. Несмотря на это отсутствуют прямые методы определения основных параметров энергетического спектра квазиодномерных электронов и характеристик создающего нити потенциала. Наш предыдущий опыт ⁶ показывает, что измерения в наклонном магнитном поле могут быть информативны с точки зрения тестирования потенциальной ямы любой размерности.

2. В данной работе изучаются спектры люминесценции квазиодномерных электронных структур, приготовленных на базе одиночного гетероперехода, в сильном наклонном магнитном поле. В нашем случае характерные линейные масштабы L_Y квантующего потенциала в плоскости гетероструктуры намного больше магнитной длины λ_H , а соотношение между шириной L_Z ямы в направлении роста и λ_H произвольно. Картина электронного спектра очевидна в двух пределах: относительно слабого, $\lambda_H \gg L_Z$ и сильного, $\lambda_H \ll L_Z$ маг-

нитного поля. В первом из них наиболее быстрым является движение поперек гетероструктуры, а циклотронное вращение, слабо перенормированное потенциалом нити, $\omega \approx eH_z/mc$ носит двумерный характер. Низколежащие уровни спектра в этом случае представляют собой разные уровни Ландау из нижней подзоны. В обратном же пределе самым быстрым является циклотронное вращение. Оно носит трехмерный характер, и низколежащие состояния одиночичного спектра представляют собой построенную на нижнем уровне Ландау серию размерно квантованных состояний в яме, ограничивающей движение частиц вдоль магнитного поля: $E_n = \epsilon_n(\vec{H}/H) + \hbar eH/2mc$.

В случае однородной гетероструктуры форма эффективной одномерной потенциальной ямы $U_{\vec{H}}(\eta)$ вдоль магнитного поля определяется только углом его наклона, $U_{\vec{H}}(\eta) = U_0(\eta H_z/H)$, $U_0(z)$ - форма ямы в z -направлении. В результате, каждый из уровней в спектре бесконечно вырожден по положению центра циклотронной орбиты, а расщепления $\epsilon_n(\vec{H}/H) - \epsilon_{n'}(\vec{H}/H)$ не зависят от H и при $H_z/H \ll 1$ малы по сравнению с межподзонным расщеплением⁶. Модуляция электронной плотности в плоскости гетероперехода (у нас - в виде нитей) делает эту простую картину более разнообразной. Во-первых, потенциал $U_{\vec{H}}(\eta)$, квантующий движение электрона вдоль магнитного поля, различается для разных взаимных ориентаций \vec{H} и оси нити. Во-вторых, энергия электрона зависит от положения центра циклотронной орбиты, что снимает вырождение и приводит к асимметричному (с фиолетового края) уширению линий.

В качестве иллюстрации, рассмотрим спектр электронов в параболическом потенциале $\{m(\omega_y)^2/2 + m(\omega_z)^2/2\}$ и наклонном магнитном поле, $\vec{H} = (H_x, H_y, H_z)$, который можно найти точно. Надлежащим выбором канонических переменных гамильтониан системы запишем в терминах действующих в пространстве эрмитовых полиномов повышающих, $b_j^+ = u_{j\alpha}r_\alpha + v_{j\alpha}\partial_\alpha$, и понижающих, $b_j = u_{j\alpha}^*r_\alpha - v_{j\alpha}^*\partial_\alpha$, операторов с коммутационными соотношениями $[b_j^+, b_{j'}^-] = -\delta_{jj'}$ и $[b_j, b_{j'}] = 0$, $j, j' = (-, +)$, в диагональном виде,

$$\hat{H} = \hbar\omega_+ \{b_+^+ b_+ + 1/2\} + \hbar\omega_- \{b_-^+ b_- + 1/2\} + p_z^2/2M. \quad (1)$$

Здесь последнее слагаемое отражает зависимость энергии краевого состояния в магнитном поле от положения центра скачущей орбиты, а

$$\begin{aligned} \omega_\mp^2 &= \frac{\omega_y^2 + \omega_z^2 + (eH/mc)^2}{2} \mp \\ &\mp \sqrt{\left(\frac{\omega_y^2 + \omega_z^2 + (eH/mc)^2}{2}\right)^2 - \left(\frac{\omega_y e H_y}{mc}\right)^2 - \left(\frac{\omega_z e H_z}{mc}\right)^2 - \omega_y^2 \omega_z^2}. \end{aligned}$$

В пределе самых сильных полей соотношение

$$E_n(\vec{H}) = \frac{\hbar e H}{2mc} + n\hbar \left((\omega_z H_z/H)^2 + (\omega_x H_x/H)^2\right)^{1/2} \quad (2)$$

дает вполне четкое представление о полевых и угловых зависимостях спектральных характеристик. Хотя потенциал в использованных нами структурах и далек от параболического, в данном кратком сообщении, обсуждая результаты измерений, мы будем апеллировать к формулам (2) как к удобной иллюстрации.

3. В работе исследовались квази $1d$ системы, приготовленные на основе одиночного гетероперехода GaAs - AlGaAs голограммическим методом⁴. Квантовые нити имели ширину 150 нм и расстояние между ними составляло 150 нм.

В процессе приготовления квази $1d$ структуры вытравливался лишь слой легированного AlGaAs вплоть до спейсера. Для обеспечения возможности исследования квази $1d$ структур методом люминесценции применялись одиночные гетеропереходы с δ -легированием⁸. В этих структурах на расстоянии 25 нм от интерфейса создавался монослой атомов акцепторов (Be) с концентрацией 10^{10} см $^{-2}$, благодаря чему при фотовозбуждении образца в непосредственной близости от электронов оказывались дырки, связанные на этих акцепторах. Детали эксперимента и параметры структур можно найти в работах^{5,7}.

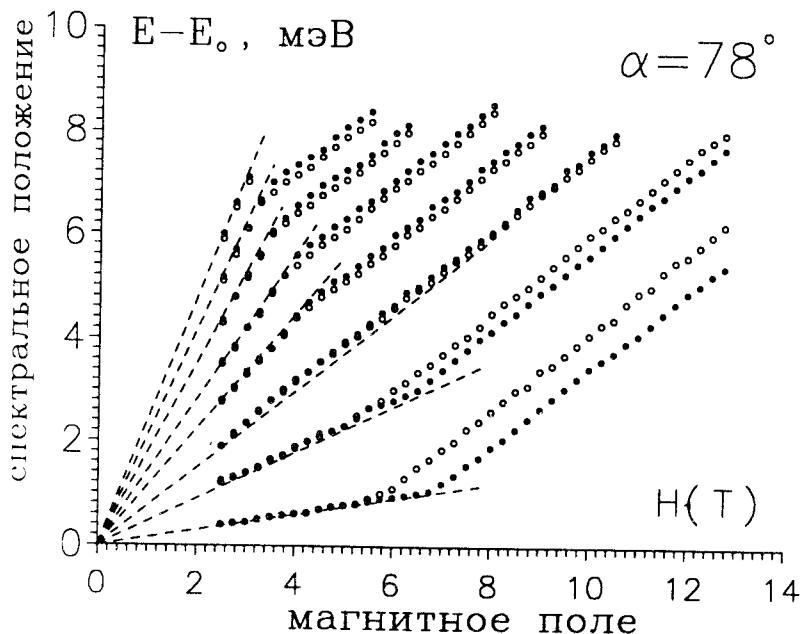


Рис. 1. Зависимости спектрального положения линий люминесценции от полного магнитного поля, измеренные при угле наклона магнитного поля по отношению к направлению роста гетероперехода (оси z) $\alpha = 78$. Светлые символы отвечают ориентации параллельной составляющей магнитного поля вдоль квантовых нитей, а темные символы, - поперек их

4. На рис.1 представлены зависимости спектрального положения линий люминесценции от полного магнитного поля, измеренные при угле наклона магнитного поля по отношению к направлению роста гетероперехода (оси z) $\alpha = 78$. На этом рисунке представлены данные, для двух случаев: при ориентации параллельной составляющей магнитного поля вдоль квантовых нитей (светлые символы) и поперек их (темные символы). Как видно из рис.1, в спектральном положении линий люминесценции и в расщеплении между линиями наблюдается магнитная анизотропия при изменении взаимной ориентации нитей и магнитного поля. Отметим, что для обнаружения заметной анизотропии необходимо было сильно наклонить магнитное поле до углов $\alpha = 75 - 80$. Это связано с тем, что размерное квантование вдоль осей y и z сильно отличается и, как видно из (2), анизотропия может проявляться лишь при больших углах наклона: $\operatorname{tg}\alpha > E^z/E^y \sim \frac{\omega_z}{\omega_y}$. Как видно из рис.1, в малом магнитном поле веер уровней Ландау определяется его нормальной компонентой, а в полях, превышающих некоторое критическое значение, расщепления между уровнями перестает зависеть от магнитного поля. Такое поведение отчетливо видно из рис.2, на котором представлены зависимости $\Delta E_{01}(\vec{H})$ и $\Delta E_{12}(\vec{H})$, измеренные при различных ориентациях

параллельной составляющей магнитного поля, - вдоль квантовых нитей E^{zz} и поперек их E^{yz} . Исходя из измеренных величин E_{ik}^{zz} и E_{ik}^{yz} и пользуясь формулой (2), мы оценили энергии 1d-квантования: $E_{01}^y = 1,45$ мэВ, $E_{12}^y = 1,1$ мэВ.

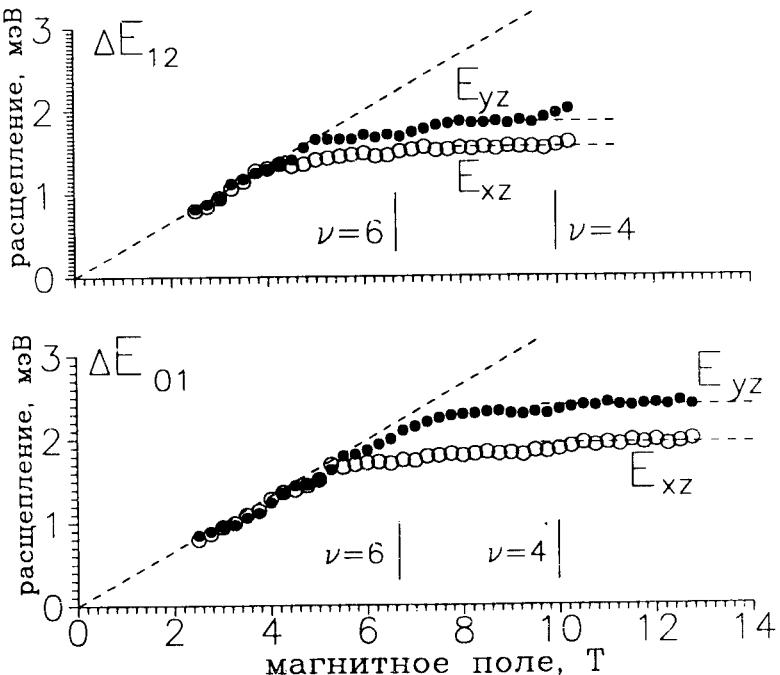


Рис. 2. Зависимости $\Delta E_{01}(\vec{H})$ и $\Delta E_{12}(\vec{H})$, измеренные при различных ориентациях параллельной составляющей магнитного поля, - вдоль квантовых нитей E^{zz} и поперек их E^{yz}

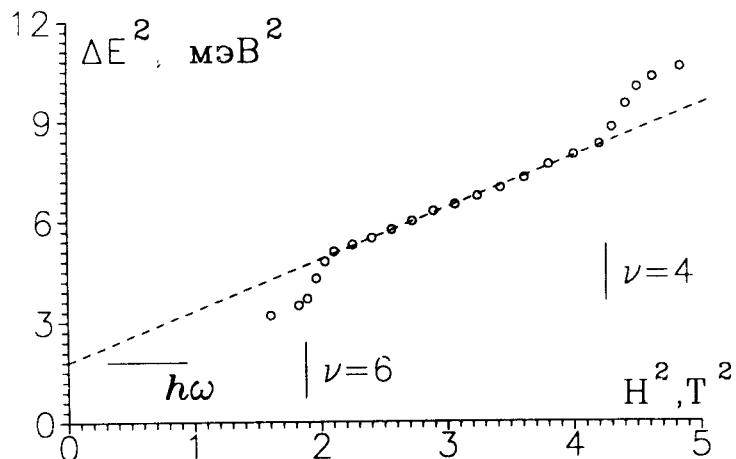


Рис. 3. Зависимость $\Delta E(H)$, измеренная в перпендикулярном магнитном поле для концентрации $2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ в диапазоне факторов заполнения $4 < \nu < 6$

Применение формулы (2) для оценки величин размерного квантования уязвимо, поскольку форма потенциальной ямы вдоль направления z не является параболической⁶ (и именно с этим связана обнаруженная разница в E_{01}^y и E_{12}^y). Поэтому мы исследовали также зависимость расщепления между уровнями от магнитного поля в случае $\vec{H} \parallel z$. При такой ориентации, как

было показано ранее⁵, расщепление между квантовыми уровнями ΔE определяется как циклотронным $\hbar\omega_c$, так и одномерным квантованием E_{ik}^y :

$$\Delta E^2 = \hbar\omega_c^2 + (E_{ik}^y)^2. \quad (3)$$

На рис.3 в координатах, соответствующих (3), показана зависимость $\Delta E(H)$, измеренная для той же самой концентрации $2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и в том же диапазоне ν ($4 < \nu < 6$). Из экстраполяции экспериментальной зависимости к $H = 0$ мы определили величину $E_{01}^y = 1,35 \text{ мэВ}$.

Таким образом, оценки величины $1d$ квантования, полученные в наклонном и в перпендикулярном магнитном поле, близки. Отметим, что в обоих случаях наблюдались скачкообразные изменения в расщеплениях при изменении числа заполненных уровней (см. рис. 2 и 3). Эти скачки связаны с изменением формы ямы и будут обсуждаться отдельно.

Авторы благодарят Тимофеева В.Б. за интерес к работе.

Литература

1. Bergren K.F., Thornton T.J., Newson D.J., Pepper M Phys. Rev. Lett., 1986, 57, 1796.
2. Smith T.P., Brum J.A., Hong J.M. et al. Phys. Rev. Lett., 1988, 61, 585.
3. Demel T., Heitmann D., Grambow P., Ploog K. Phys. Rev., 1988, B38, 12732.
4. Weiner J.S., Danan G., Pinczuk A. et al. Phys. Rev. Lett., 1989, 63, 1641.
5. Кукушкин И.В., Плаут А.С., фон Клитцинг К., Плог К., Хайтман Д. Письма в ЖЭТФ, 1990, 51, 176.
6. Кирличев В.Е., Кукушкин И.В., Тимофеев В.Б., Фалько В.И. Письма в ЖЭТФ, 1990, 51, 383.
7. Demel T., Heitmann D., Grambow P., Ploog K. Appl. Phys. Lett., 1988, 53, 2176.
8. Kukushkin I.V., von Klitzing K., Ploog K., Timofeev V.B. Phys. Rev., 1989, B40, 7788.