

РАМАНОВСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ МАГНИТОПЛАЗМЕННЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ В СИСТЕМЕ ДВУМЕРНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В НАКЛОННОМ И ПАРАЛЛЕЛЬНОМ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

*В.Е.Курпичев, И.В.Кукушкин, Б.Н.Шепель, К. фон Клитцинг^{*1},
К.Еберл^{*1}*

*Институт физики твердого тела РАН
142432 Черноголовка, Московской обл., Россия*

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

Поступила в редакцию 29 мая 1996 г.

Методом рамановского рассеяния света исследована дисперсия магнитоплазменных возбуждений двумерных электронов в наклонном и параллельном магнитных полях. Наклон поля использовался для разделения сигналов объемной горячей люминесценции и рамановского рассеяния света двумерными электронами. Измерены зависимости энергии магнитоплазмона от угла наклона поля при различных импульсах передачи.

PACS: 73.40.Nm

1. Спектроскопия рамановского рассеяния света (PPC) является мощным инструментом для исследования структуры энергетического спектра различных систем. Возможность измерения энергий как одночастичных, так и коллективных возбуждений, а также определение закона дисперсии таких возбуждений обусловило активное применение данного метода в исследовании двумерных (2D)-систем. Наряду с измерениями межподзонных и спиновых расщеплений [1], величины энергетической щели в условиях дробного квантового эффекта Холла [2] сообщалось также о первом измерении энергии теоретически предсказанного ротонного минимума в дисперсии магнитоплазмона [3]. Однако в нашей предыдущей работе [4] мы сообщали о трудностях, которые возникают при получении спектров резонансного PPC в высококачественных гетероструктурах GaAs/AlGaAs. В таких спектрах излучения доминируют линии горячей магнитолюминесценции (ГМЛ) из объема GaAs, которые отстоят от линии лазера на циклотронную энергию электрона, отслеживают спектральное положение лазера и резонансно возгораются при совпадении энергии фотовозбуждения с позицией уровней Ландау. Такие свойства ГМЛ создают полную иллюзию наблюдения рамановского рассеяния света [4]. Выделение на фоне линий горячей люминесценции сигнала PPC на 2D-электронах представляется сложной задачей и требует применения специальных методов. Вместе с тем, нам известна лишь одна работа [5], где была предпринята попытка прямого доказательства двумерного происхождения наблюдаемого сигнала PPC. Как известно, энергия циклотронного квантования 2D-электронов определяется только компонентой магнитного поля (B), перпендикулярной к 2D-слою, поэтому наклон поля является основным тестом для определения двумерной природы эффекта. В работе [5] исследовалась извлеченная из спектров PPC зависимость энергий связанных межподзонно-циклотронных мод от угла наклона магнитного поля к

¹)K.von Klitzing, K.Eberl

интерфейсу. Однако в этой работе исследовалась нелегированная GaAs/AlGaAs квантовой яме, в которой без подсветки отсутствовал 2D-канал, а PPC происходило на фотовозбужденных электронах. Отметим, что именно в квантовых ямах метод наклона магнитного поля не позволяет различить сигналы горячей люминесценции и рамановского рассеяния света, поскольку в обоих случаях все расщепления между уровнями зависят от угла наклона поля [6].

Целью данной работы было выделение сигнала PPC на 2D-электронах в спектрах излучения GaAs/AlGaAs одиночного гетероперехода (ОГ) и исследование дисперсии магнитоплазменных возбуждений двумерных электронов в наклонном и параллельном магнитных полях.

2. Мы исследовали несколько ОГ GaAs/AlGaAs высокого качества (с подвижностью электронов $2 - 3 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ при концентрации $0.8 - 1.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$), имеющих толщину AlGaAs спейсера и буферного слоя GaAs 60 и 2000 нм, соответственно. Фотовозбуждение осуществлялось Ti/Sp-лазером, перестраиваемым в пределах 1530–1600 мэВ, с характерной величиной плотности мощности $\omega = 1 - 10 \text{ Вт}/\text{см}^2$. Спектральным прибором служил двойной монохроматор Ramalog U-1000. Все измерения выполнены при температуре 4.2 К. Высокое качество образцов подтверждается очень малой шириной исследуемых линий (0.2 мэВ) и резонансов (0.05 мэВ). Измерение рамановских спектров производилось с помощью двухсветовой методики [7] в криостате с горизонтальной ориентацией магнитного поля, что позволяло поворотом вставки вокруг вертикальной оси плавно менять угол наклона магнитного поля по отношению к интерфейсу в диапазоне 0–360°.

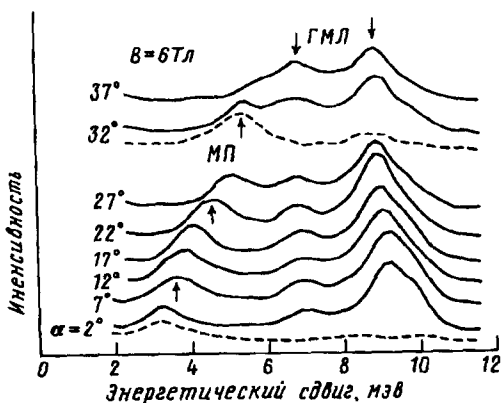


Рис.1. Спектры рамановского рассеяния, измеренные в GaAs/AlGaAs ОГ при $B = 6 \text{ Тл}$, $k = 0.96 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$, $T = 4.2 \text{ К}$ для различных значений угла наклона поля α и энергии фотовозбуждения - $E_L = 1574.0$ (сплошная линия) и $E_L = 1590.4 \text{ мэВ}$ (штриховая линия)

3. На рис.1 представлены спектры излучения, измеренные в GaAs/AlGaAs ОГ для $B = 6 \text{ Тл}$, но при различных углах наклона α магнитного поля к интерфейсу. Угол $\alpha = 0$ соответствует случаю параллельного поля, а при $\alpha = 90$ - поле перпендикулярно 2D-слою. На этом рисунке показаны спектры излучения, измеренные для различных энергий фотовозбуждения $E_L = 1574.0 \text{ мэВ}$ (сплошная линия) и 1590.4 мэВ (штриховая линия), и для удобства их сопоставления энергетическая ось представлена как рамановский сдвиг. В спектрах, измеренных при $E_L = 1574 \text{ мэВ}$, доминируют две линии ГМЛ объема GaAs [4], и их спектральная позиция практически не зависит от угла наклона поля. В диапазоне углов 0–45° видна также еще одна линия (МП), спектральная позиция которой сильно зависит от α . При фиксированном угле спектральная

позиция всех линий (ГМЛ и МП) отслеживала энергию лазерного фотовозбуждения. При углах, больших 45° , линия МП не видна на фоне интенсивных линий горячей люминесценции.

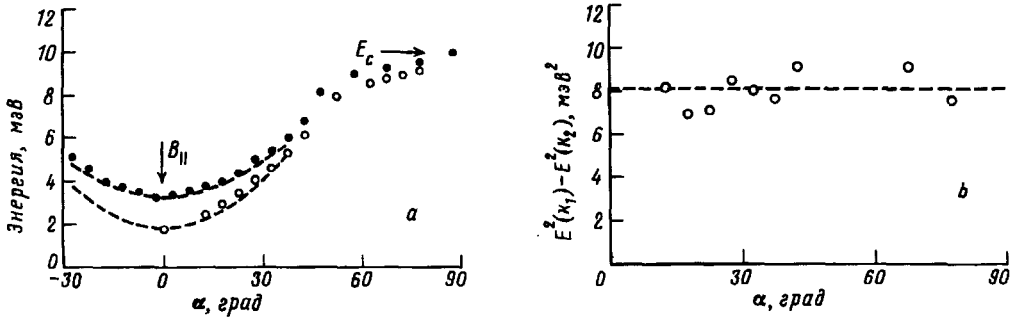


Рис.2. Зависимости рамановского сдвига линии МП (а) и величины $[E_{mpl}^2(k_1) - E_{mpl}^2(k_2)]$ (б) от угла наклона магнитного поля, измеренные при $E_L = 1590.4$ мэВ, $B = 6$ Тл и различных значениях компоненты квазиимпульса передачи в 2D-плоскости $k_1 = 0.96 \cdot 10^{11}$ см $^{-1}$ (●) и $k_2 = 0.23 \cdot 10^{11}$ см $^{-1}$ (○)

В работах [4, 8] было показано, что интенсивность ГМЛ пороговым образом зависит от E_L , а именно, когда E_L превышает ширину запрещенной зоны GaAs примерно на две энергии оптического фонона GaAs, интенсивность линий ГМЛ резко уменьшается, что объясняется появлением быстрого канала энергетической релаксации для фотовозбужденных электронов и дырок. Типичные спектры, измеренные для различных α , при энергии фотовозбуждения $E_L = 1590.4$ мэВ, превышающей упомянутый выше порог, показаны на рис.1 штриховой линией. Как видно из рисунка, превышение порога приводит к сильному подавлению ГМЛ, в то время как рамановский сигнал остается относительно интенсивным. Это дало нам возможность построить зависимость рамановского сдвига линии МП от угла наклона поля, представленную на рис.2а.

Спектр коллективных возбуждений системы 2D-электронов в перпендикулярном магнитном поле – магнитоплазмонов, был вычислен теоретически и измерен экспериментально по поглощениям, в далекой ИК области в работах [9, 10]. Энергия магнитоплазмона E_{mpl} в перпендикулярном магнитном поле при малых значениях передаваемого квазиимпульса k в плоскости 2D-слоя ($k \ll 1/\lambda_H$, где λ_H – магнитная длина) равна [9]:

$$E_{mpl} = (E_c^2 + E_{pl}^2(k))^{1/2}, \quad (1)$$

где $E_{pl}(k) = (n_s e^2 k / 2m\epsilon\epsilon_0)^{1/2}$ описывает зависимость энергии 2D-плазмона от квазиимпульса при нулевом магнитном поле, а $E_c = (\hbar e B / m)$ – циклотронная энергия (n_s и m – концентрация и масса 2D-электронов, ϵ – диэлектрическая проницаемость GaAs). В наклонном магнитном поле циклотронное расщепление в первом приближении определяется нормальной компонентой поля: $E_c = (\hbar e B / m) \sin(\alpha)$, поэтому измеренная зависимость энергии магнитоплазмона от угла наклона магнитного поля близка к функции $(E_c^2 \sin^2 \alpha + E_{pl}^2)^{1/2}$ (штриховая линия на рис.2а). Однако в сильном наклонном поле расщепление

между энергетическими уровнями перестает зависеть от поля и определяется межподзонным квантованием за счет конечной ширины потенциальной ямы, измеренной вдоль направления магнитного поля [6]. Поэтому угловая зависимость $E_c(\alpha)$ заметно отличается от $\sin(\alpha)$, что не позволяет анализировать измеренную функцию $E_{mpl}(\alpha)$ в координатах E_{mpl}^2 от $\sin^2(\alpha)$. Однако, как видно из рис.2а, угловая зависимость энергии магнитоплазмона достигает минимального значения в параллельном поле ($\alpha = 0$) и равна $E_{pl}(k)$, если пренебречь влиянием параллельного магнитного поля на массу 2D-электронов [11,12]. В нашем эксперименте мы могли изучать угловую зависимость энергии магнитоплазменных возбуждений для различных величин квазиимпульса k , передаваемого в 2D плоскости в процессе рассеяния света. Значения k можно было менять в диапазоне от $0.2 \cdot 10^5$ до $1.4 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$ путем изменения угла между накачивающим и принимающим световодами и образцом. На рис.2а показаны зависимости $E_{mpl}(\alpha)$, измеренные при различных квазиимпульсах: $k_1 = 0.96 \cdot 10^5$ и $k_2 = 0.23 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$. Как видно из этого рисунка, уменьшение k приводит к сдвигу линии магнитоплазмона в область меньших энергий, причем сдвиг наиболее заметен при малых значениях α . Отметим, что чувствительность спектрального положения линии МП к квазиимпульсу передачи является отличительным признаком рамановского процесса, в то время как линии горячей люминесценции таким свойством не обладают, поскольку за время жизни горячих носителей происходят процессы рассеяния по импульсу.

Как следует из формулы (1), угловая зависимость энергии магнитоплазмона определяется в основном изменением циклотронного расщепления при наклоне магнитного поля, в то время как вклад E_{pl} в первом приближении не зависит от α . Поэтому следует ожидать, что разность

$$[E_{mpl}^2(k_1) - E_{mpl}^2(k_2)] = ne^2(k_1 - k_2)/2m\epsilon_0 \quad (2)$$

не должна зависеть от угла наклона магнитного поля и будет содержать информацию только об энергии плазменных колебаний в нулевом магнитном поле. Угловая зависимость разности квадратов энергий $[e_{mpl}^2(k_1) - E_{mpl}^2(k_2)]$, измеренная для $k_1 = 0.96 \cdot 10^5$ и $k_2 = 0.23 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$ представлены на рис.2б. Из этого рисунка видно, что угловая зависимость практически отсутствует, а из измеренной величины можно оценить концентрацию 2D-электронов $n_s = (1.4 \pm 0.2) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (если считать, что масса электронов практически не зависит от параллельного магнитного поля и равна $0.067m_0$).

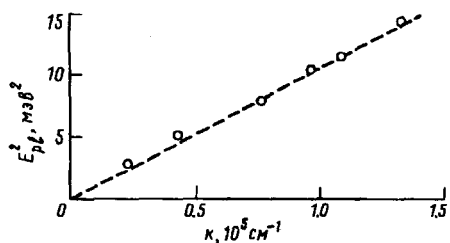


Рис.3. Зависимость квадрата энергии магнитоплазмона E_{pl}^2 от квазиимпульса передачи ($k \perp B_{\parallel}$), измеренная в параллельном магнитном поле $B = 6 \text{ Тл}$ при $n_s = 1.35 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$

Для исследования закона дисперсии магнитоплазменных возбуждений в параллельном магнитном поле и для более точного определения концентрации 2D-электронов мы измерили зависимость E_{pl} от k при $\alpha = 0$ и $B = 6 \text{ Тл}$. Компонента квазиимпульса передачи в 2D-плоскости менялась путем изменения

ориентации световодов по отношению к образцу и была перпендикулярна магнитному полю ($B \perp k$). Отметим, что при изменении конфигурации от $B \perp k$ к $B \parallel k$ мы обнаружили небольшое увеличение энергии магнитоплазмона, связанное с анизотропией массы 2D-электронов вдоль и поперек параллельного магнитного поля [11], однако этот эффект составлял лишь 7% при $B = 6$ Тл и будет более подробно описан в отдельной публикации. На рис.3 показана зависимость квадрата энергии магнитоплазмона от квазимульса передачи, измеренная в параллельном магнитном поле $B = 6$ Тл. Видно, что дисперсия плазменных возбуждений соответствует закону $E_{p1} \propto k^{1/2}$ (показано штриховой линией на рис.3), а значение концентрации 2D-электронов, измеренное из этой зависимости, отвечает величине $n_s = 1.35 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Отметим, что концентрация электронов, измеренная по осцилляциям проводимости при непрерывном фотовозбуждении с той же плотностью мощности, оказалась довольно близка: $n_s = 1.45 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

В данной работе из анализа поведения различных линий в спектрах излучения GaAs/AlGaAs ОГ при изменении угла наклона магнитного поля к плоскости интерфейса однозначно разделены сигналы РРС на 2D-электронах и горячей магнитолюминесценции объемного GaAs и измерена дисперсия магнитоплазменных возбуждений двумерных электронов в наклонном и параллельном магнитных полях.

Работа была выполнена при поддержке программы "Физика твердотельных наноструктур" (грант 1-062/3) и Российского фонда фундаментальных исследований (грант 96-02-16177).

-
1. A.Pinczuk, Festkorperprobleme **32**, 45 (1992).
 2. A.Pinczuk, B.S.Denism L.N.Pfeiffer, and K.W.West, Semicond. Sci. Technol. **9**, 1865 (1994).
 3. A.Pinczuk, J.P.Valladares, D.Heiman et al., Phys. Rev. Lett. **61**, 2701 (1988).
 4. В.Е.Кирпичев, И.В.Кукушкин, Б.Н.Шепель и др., Письма в ЖЭТФ **62**, 863 (1995).
 5. R.Boroff, R.Merlin, J.Pamulapati et al., Phys. Rev. **B43**, 2081 (1991).
 6. В.Е.Кирпичев, И.В.Кукушкин, В.Б.Тимофеев, В.И.Фалько, Письма в ЖЭТФ **51**, 383 (1990).
 7. E.D.Isaacs and D.Heiman, Rev. Sci. Instrum. **58**, 1672 (1987).
 8. S.I.Gubarev, T.Ruf, M.Cardona, and K.Ploog, Phys. Rev. **B46**, 1647 (1993).
 9. А.В.Чаплик, ЖЭТФ **62**, 746 (1972).
 10. E.Batke, D.Heitmann, and C.W.Tu, Phys. Rev. **B34**, 6951 (1986).
 11. H.Tang and P.N.Butcher, J.Phys. **C21**, 3313 (1988).
 12. E.Batke, and C.W.Tu, Phys. Rev. **B34**, 3027 (1986).