

ЦИКЛОТРОННАЯ МАССА ЭЛЕКТРОНОВ В НАКЛОННОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ В ГЕТЕРОПЕРЕХОДЕ GaAs—GaAlAs

А. А. Дремин, А. В. Малявкин

Со времени открытия квантового эффекта Холла исследователей циклотронного резонанса (ЦР) в двумерном электронном газе интересовал вопрос, наблюдаются ли в ЦР особенности при тех значениях фактора заполнения $\nu = n_s \hbar / eH$, при которых обнаружены особенности в σ_{xx} и σ_{xy} . Эксперименты показали, что при целых значениях ν , когда уровень Ферми находится между уровнями Ландау и ухудшается экранировка хаотического потенциала примесей и неоднородностей структуры, линия ЦР уширяется. Наиболее наглядно это было показано в работе Хайтмана и др. [1] на структуре GaSb—InAs—GaSb. Исследования ЦР в гетеропереходах GaAs—GaAlAs с подвижностью электронов порядка 10^8 см²/В·с выявили новые факты [2–4]. Так, в гетеропереходе с передним затвором [4], который позволяет плавно изменять n_s в широком диапазоне, при $\nu=2$ в магнитном поле 3.62 Тл наряду с уширением линии ЦР происходит скачкообразное увеличение m_c^* на 2%. При увеличении магнитного поля до 8.2 Тл величина скачка m_c^* сильно уменьшается, а в больших полях (~14 Тл) появляется минимум m_c^* при $\nu \approx 1$. Такие черты зависимости $m_c^*(n_s)$ не объяснены в рамках существующих теорий транспортных явлений в многоэлектронных двумерных системах. В настоящей работе изучается зависимость $m_c^*(n_s)$ в наклонном магнитном поле.

Исследуемая структура представляет собой одиночный гетеропереход GaAs—GaAlAs. На поверхности «чистого» GaAs были выращены спейсер из нелегированного Ga_{1-x}Al_xAs ($x=0.4$) толщиной 200 Å, затем слой Ga_{1-x}Al_xAs n -типа ($n_d \sim 5 \cdot 10^{17}$ см⁻³) толщиной 1200 Å. Поверх него был напылен затвор из никрома (50 Å). Равновесная концентрация электронов в темноте при гелиевой температуре $n_s = 3.3 \cdot 10^{11}$ см⁻² с помощью затворного напряжения V_g , n_s менялась от $8 \cdot 10^{10}$ до $5 \cdot 10^{11}$ см⁻². Концентрация определялась по периоду шубниковских осцилляций сопротивления образца в магнитном поле, а косинус угла наклона $\cos \theta$ — по изменению периода шубниковских осцилляций после поворота образца. Точность определения $\cos \theta$ около 2%, что приводит к большой ошибке в величине m_c^* в наклонном поле, однако точность измерения относительных изменений m_c^* при фиксированном θ примерно на порядок выше.

ЦР измерялся по поглощению излучения субмиллиметрового лазера с накачкой CO₂-лазером ($\lambda=170$ мкм, $\hbar\omega=7.27$ мэВ). Излучение детектировалось угольным болометром, расположенным непосредственно за образцом, линия ЦР записывалась при медленной развертке магнитного поля сверхпроводящего соленоида. Температура в криостате 1.7 К.

На рис. 1 показаны зависимости $m_c^*(n_s)$ при разных углах наклона. Величина m_c^* вычислялась из положения максимума линии поглощения H_{res} по формуле

$$m_c^* = \frac{eH_{res}}{c\hbar\omega} \cos \theta. \quad (1)$$

При $\theta=0$ наблюдается слабый рост m_c^* при увеличении n_s , обусловленный непараболичностью зоны проводимости GaAs. При $\theta > 30^\circ$ зависимость $m_c^*(n_s)$ радикально отличается. С уменьшением n_s ($n_s < 2.7 \cdot 10^{11}$ см⁻²) m_c^* резко возрастает, что сопровождается уширением резонанса (рис. 2). При $n_s > 4.3 \cdot 10^{11}$ см⁻² происходят заметное уменьшение m_c^* и некоторое сужение линий. В промежутке наблюдаются два локальных максимума m_c^* , которые совпадают с целыми значениями фактора заполнения

$\nu=3$ и 4, причем максимум при четном $\nu=4$ выражен сильнее. С уменьшением θ исчезают максимумы сначала при $\nu=3$, а затем при $\nu=4$.

Для истинно двумерного электрона в магнитном поле значение имеет только нормальная компонента H , но для реальной структуры необходимо учитывать наличие серии размерно-квантованных подзон. Известно [5], что наклонное магнитное поле приводит к перемешиванию состояний различных подзон из-за появления члена гамильтониана $(eH_x/m^*c) p_x z$, где H_x и p_x — тангенциальные компоненты магнитного поля и импульса, z — координата в нормальном направлении. Влияние перемешивания под-

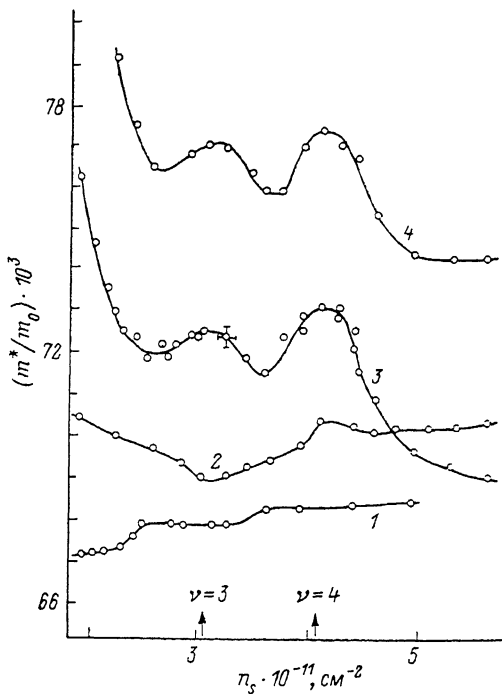


Рис. 1. Зависимость эффективной циклотронной массы от концентрации двумерных электронов для разных углов наклона образца в магнитном поле.

$\hbar\omega=7.27$ мэВ. Угол наклона, град: 1 — 0, 2 — 27, 3 — 45, 4 — 54.

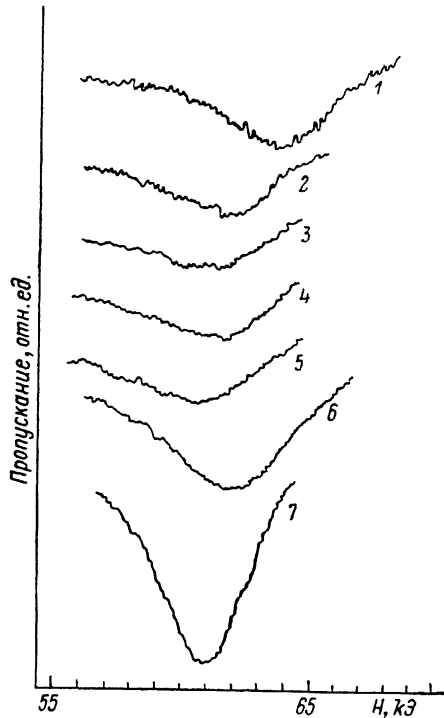


Рис. 2. Примеры записей спектра ЦР в наклонном магнитном поле при разных концентрациях электронов n_s .

$\hbar\omega=7.27$ мэВ. $\theta=45^\circ$. n_s , см $^{-2}$: 1 — 2.0×10^{11} , 2 — 2.2, 3 — 2.6, 4 — 3.0, 5 — 3.6, 6 — 4.1, 7 — 4.4

зон на ЦР наблюдалось в работах [6-9]. Поправка к энергии уровня Ландау i -й подзоны, квадратичная по H_x , линейно зависит от номера уровня и может описываться как изменение циклотронной массы [9]

$$\frac{m_c^*(\theta=0)}{m_c^*(\theta)} = 1 - m^* \omega_{\parallel}^2 \sum_{i' \neq i} \frac{z_{ii'}^2}{E_{ii'}} \frac{1}{1 - (\hbar\omega_{\perp}/E_{ii'})^2}, \quad (2)$$

где $\omega_{\parallel, \perp} = eH_{\parallel, \perp}/m^*c$; $z_{ii'}$ — матричный элемент z между подзонами; $E_{ii'} = E_{i'} - E_i$ — разность энергий. Таким образом, изменения в ЦР при наклоне нельзя свести к умножению H на $\cos \theta$, продольная компонента H также влияет на положение резонанса. Величины $E_{ii'}$ и $z_{ii'}$ зависят от n_s , при увеличении n_s потенциальная яма у поверхности раздела сужается, из-за чего увеличивается разность энергий и уменьшается $z_{ii'}$. В простейшем приближении треугольной ямы [10] $E_{ii'} \propto n_s^{2/3}$, $z_{ii'} \propto n_s^{-1/3}$, следовательно, поправка к m_c^* приблизительно пропорциональна $n_s^{-4/3}$. Этот эффект качественно объясняет различие кривых при $\theta=0$ и в наклонном поле, но максимумы m_c^* не описываются в рамках такой «одночастичной» модели.

Совпадение максимумов m_c^* с целочисленными значениями ν указывает на возможную связь этого явления с экранировкой. Возникает предположение, что эффективность экранировки непосредственно влияет на величину разностей энергий подзон, однако, этот вопрос в рамках существующей теории энергетического спектра гетероперехода не разработан [11]. Мы не можем также исключить непосредственного влияния эффективности экранировки на положение резонанса, но эта связь не объяснена даже для более простого случая нормальной поля [4]. Заметим, что амплитуда максимумов m_c^* (n_s) в нашем случае превосходит изменения m_c^* при $\theta=0$, и эти особенности не имеют аналогов в зависимости m_c^* (n_s) в нормальном магнитном поле. Объяснение осцилляций циклотронной массы в наклонном поле требует дальнейших исследований.

Авторы выражают благодарность Э. П. Шлитерису (ИРЭ АН СССР), предоставившему необходимую информацию о конструкции субмиллиметрового лазера, С. В. Иорданскому, И. В. Кукушкину, С. В. Мешкову, В. Б. Тимофееву, Д. Е. Хмельницкому за полезные обсуждения результатов эксперимента.

Список литературы

- [1] Heitmann D., Ziesmann M., Chang L. L. // Phys. Rev. 1986. V. B34. N 10. P. 7463—7466.
- [2] Seidenbusch W., Gonnik E., Weimann G. // Phys. Rev. 1987. V. B36. N 17. P. 9155—9159.
- [3] Batke E., Stormer H. L., Gossard A. C., English J. H. // Phys. Rev. 1988. V. B37. N 6. P. 3093—3096.
- [4] Ensslin K., Heitmann D., Sigg H., Ploog K. // Phys. Rev. 1987. V. B36. N 15. P. 8177—8180.
- [5] Stern F., Howard W. E. // Phys. Rev. 1967. V. 163. N 2. P. 816—819.
- [6] Schlesinger Z., Hwang J. C. M., Allen S. J. // Phys. Rev. Lett. 1983. V. 50. N 26. P. 2098—2101.
- [7] Brummel M. A., Hopkins M. A., Nicholas R. J., Portal J. C., Cheng K. Y., Cho A. Y. // J. Phys. C. 1986. V. 19. N 5. P. L107—L112.
- [8] Rikken G. L. J. A., Sigg H., Langerak C. J. G. M., Myron H. W., Perenboom J. A. A. J., Weimann G. // Phys. Rev. 1986. V. B34. N 8. P. 5590—5597.
- [9] Wieck A. D., Bollweg K., Merkt V., Weinmann G., Schlapp W. // Phys. Rev. 1988. V. B38. N 14. P. 10158—10161.
- [10] Stern F. // Phys. Rev. 1972. V. B5. N 12. P. 4891—4899.
- [11] Stern F., Das Sarma S. // Phys. Rev. 1984. V. B30. N 2. P. 840—848.

Институт физики твердого тела АН СССР
Черноголовка
Московская область

Поступило в Редакцию
26 июля 1989 г.

ЗАРЯДОВОЕ УПОРЯДОЧЕНИЕ МОЛЕКУЛЯРНЫХ КРИСТАЛЛОВ СМЕШАННОЙ ВАЛЕНТНОСТИ. МНОГОЭЛЕКТРОННЫЕ КЛАСТЕРЫ

С. И. Клокишнер, А. В. Коряченко,
Б. С. Цукерблат

1. В работах [1-3] показано, что в молекулярных кристаллах, содержащих в качестве структурной единицы обменные кластеры смешанной валентности (СВ), возможно явление стабилизации зарядово-упорядоченной (дипольной) фазы с одновременным подавлением туннелирования лишнего электрона внутри каждого кластера. Рассмотрены простейшие трехэлектронные системы ионов переходных металлов типа d^1-d^2 . Поскольку условия возникновения фазовых переходов, их особенности, а также магнит-