Письма в ЖЭТФ, том 109, вып. 10, с. 685 – 688 © 2019 г. 25 мая

Проявление эффектов запаздывания для “темных” плазменных мод в двумерной электронной системе

В. М. Муравьев[1], *И. В. Андреев, С. И. Губарев, П. А. Гусихин, И. В. Кукушкин*

Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Россия

Поступила в редакцию 10 апреля 2019 г.
После переработки 10 апреля 2019 г.
Принята к публикации 15 апреля 2019 г.

Методом оптического детектирования резонансного микроволнового поглощения исследованы плазменные возбуждения с различной симметрией в одиночном диске двумерных электронов. Впервые исследовано проявление эффектов запаздывания для “темных” осесимметричных плазменных возбуждений. Показано, что гибридизация этих возбуждений со светом значительно меньше, чем гибридизация дипольно активных двумерных плазмонов. В перпендикулярном магнитном поле обнаружено необычное пересечение магнитодисперсий “светлых” и “темных” плазмон-поляритонных мод.

DOI: 10.1134/S0370274X19100084

Плазменные возбуждения в двумерных электронных системах (ДЭС) являются предметом активного исследования на протяжении более 50 лет [1–6]. Одним из стимулов такого интереса является то, что высококачественные двумерные электронные системы оказались удобным объектом для исследования эффектов взаимодействия между светом и веществом [7–14]. Здесь важную роль сыграла возможность контролируемой перестройки свойств двумерных плазмонов в широких пределах путем изменения концентрации двумерных электронов и приложения внешнего магнитного поля.

Гибридизация между 2Д плазмоном и электромагнитной волной наступает, когда их длины волн и частоты одновременно становятся соизмеримыми. Влияние электродинамических эффектов запаздывания может быть количественно описано при помощи параметра запаздывания A, который определяется как отношение частоты плазмона ω_p к частоте света $\omega_{\text{light}} = cq/\sqrt{\varepsilon}$ для того же волнового вектора q [1]:

$$A = \frac{\omega_p(q)}{\omega_{\text{light}}(q)} = \sqrt{\frac{n_s e^2 q}{2m^* \varepsilon(q)\varepsilon_0}} \times \frac{\sqrt{\varepsilon}}{cq} \sim \sqrt{\frac{n_s}{q}}, \qquad (1)$$

где n_s – концентрация двумерных электронов, m^* – эффективная масса носителей заряда, $\varepsilon(q)$ и ε_0 – эффективная диэлектрическая проницаемость окружающей ДЭС среды и электрическая постоянная. Для ДЭС в форме диска волновой вектор связан с диаметром диска следующим соотношением: $q = 2.4/d$ [7]. Собственные плазменные моды в диске можно характеризовать с помощью радиального $n = 0, 1, ...$ и магнитного $m = 0, \pm 1, \pm 2, ...$ волновых чисел, определяющих число узлов осцилляций электронной плотности вдоль радиуса и периметра диска, соответственно [15–17]. Например, для фундаментальной плазменной моды в диске $n = 0$ и $m = 1$.

Плазменные возбуждения с $m = 0$ имеют аксиальную симметрию, вследствие чего обладают нулевым дипольным моментом и называются “темными” (безызлучательными) или осесимметричными плазмонами [15]. Такая симметрия определяет целый ряд их исключительных физических свойств [6, 18, 19]. “Темные” плазменные моды невозможно возбудить падающей на образец плоской электромагнитной волной. Поэтому эти моды не наблюдались в большинстве экспериментов по исследованию свойств плазменных возбуждений в ДЭС [2–5, 20–22]. Для возбуждения осесимметричных “темных” плазменных возбуждений необходимо использовать специальные ближнеполевые методики [6, 18, 19]. Однако, если поведение “светлых” плазмон-поляритонных возбуждений в условиях сильного запаздывания хорошо изучено как экспериментально, так и теоретически [7, 8, 14, 23], то эффекты запаздывания для “темных” осесимметричных мод не наблюдались экспериментально вплоть до настоящего времени. В этой работе мы сообщаем о наблюдении эффектов запаздывания для “темных” плазмон-поляритонных мод, о исследовании дисперсии этих мод и их свойств в перпендикулярном магнитном поле.

Эксперименты были выполнены на высококачественных GaAs/AlGaAs гетероструктурах с шири-

[1]e-mail: muravev@issp.ac.ru

ной квантовой ямы 20 нм. Концентрация двумерных электронов в различных образцах составляла от $n_s = 2.6 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$ до $3.4 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$, подвижность – $\mu = 4 \cdot 10^6$ см^2/(В · с) при температуре $T = 4.2$ К. Образцы представляли собой диски ДЭС с диаметром мезы $d = 0.5, 2$ и 4 мм. Для возбуждения различных мод плазменных колебаний в образце использовалась неинвазивная ближнеполевая методика [19]. Плазменные колебания в диске возбуждались сверхвысокочастотным (СВЧ) излучением в диапазоне частот от 10 до 90 ГГц, которое подводилось к образцу по прямоугольному металлическому волноводу со встроенным оптоволоконным кварцевым световодом с диаметром 0.4 мм. Световод формировал вблизи своего конца локально неоднородное электромагнитное поле, что позволило возбуждать "темные" осесимметричные плазменные моды. Для регистрации плазменных возбуждений в ДЭС использовалась оптическая методика детектирования микроволнового поглощения [24, 25, 26]. Она основывается на том, что спектр люминесценции от ДЭС испытывает значительное изменение при разогреве двумерной электронной системы. Для возбуждения фотолюминесценции в ДЭС использовалось излучение с длиной волны $\lambda = 780$ нм от стабилизированного полупроводникового лазера. Оптоволоконный световод служил как для облучения образца, так и для сбора сигнала люминесценции, который поступал на вход спектрометра с встроенной CCD (*charge-coupled device*) камерой. Эксперименты проводились в криостате со сверхпроводящим магнитом ($B = 0{-}1$ Тл) при температуре на образце $T = 4.2$ К.

На рисунке 1 показаны типичные кривые микроволнового поглощения в зависимости от магнитного поля, измеренные при облучении диска диаметром $d = 4$ мм с электронной концентрацией $n_s = 3.2 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$ СВЧ излучением с частотой $f = 22, 31, 37$ и 55 ГГц. При измерении микроволнового поглощения мы разворачивали магнитное поле при фиксированной частоте, а не наоборот, поскольку при развороте частоты невозожно обеспечить постоянство микроволновой мощности. Образец представлял собой единичный диск с диаметром $d = 4$ мм и электронной концентрацией $n_s = 3.2 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$. На кривых (рис. 1) наблюдается веер магнитоплазменных мод. Часть их них по магнитному полю находится значительно правее циклотронного резонанса $B_c = 2\pi f m^*/e$. Это является проявлением электродинамических эффектов запаздывания [7, 8, 14]. Также на большинстве кривых удается выделить ярко выраженный резонанс (AP – *axisymmetric plasmon*), амплитуда которого значительно превосходит амплитуду смежных резонансов. Далее будет показано, что этот резонанс отвечает возбуждению "темной" осесимметричной плазменной моды [18, 19].

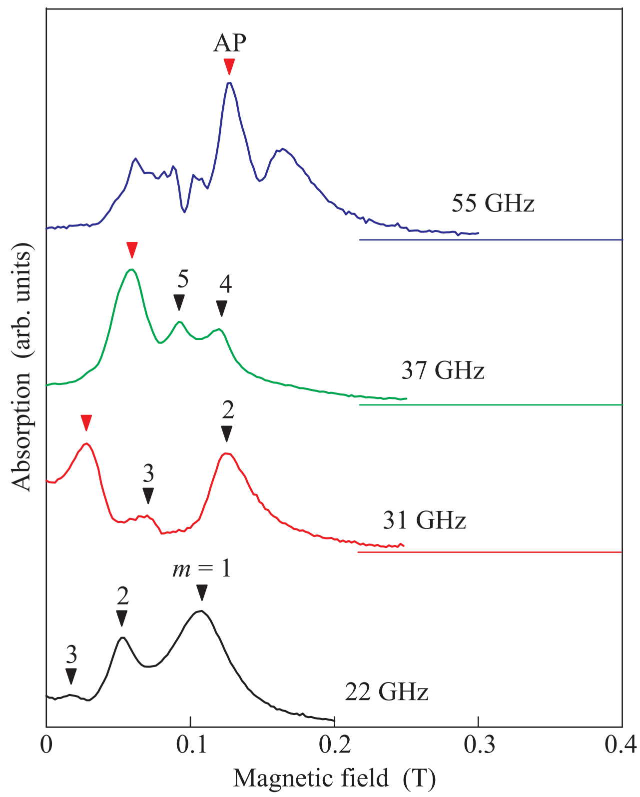

Рис. 1. (Цветной онлайн) Спектры интенсивности микроволнового поглощения в зависимости от величины разворачиваемого магнитного поля. Линиями для каждой из кривых указан уровень сигнала без СВЧ облучения. Черными стрелками на рисунке указаны номера "светлых" магнитоплазменных мод, красной стрелкой указано магнитополевой положение "темной" осесимметричной плазменной моды AP. Измерения проводились на диске с диаметром $d = 4$ мм и электронной концентрацией $n_s = 3.2 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$

Для понимания физической природы наблюдаемых резонансов на рис. 2 построена зависимость их частот от величины приложенного магнитного поля. Магнитодисперсия фундаментальной магнитоплазменной моды (пустые кружки $m = 1$) имеет ряд особенностей, характерных для плазменных колебаний в режиме сильного запаздывания. Во-первых, плазменная частота в нулевом магнитном поле $f = 9$ ГГц оказывается значительно меньше, чем предсказываемое в теории значение $f_p = 20.3$ ГГц (черная стрелка на рис. 2). Во-вторых, магнитодисперсионная зависимость фундаментальной моды пересекает линию, отвечающую циклотронному резонансу (CR – *cyclotron resonance*) и демонстрирует причудливое зигзагооб-

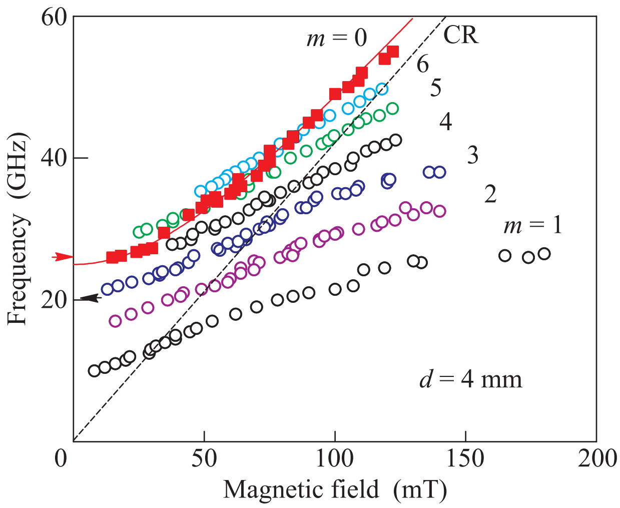

Рис. 2. (Цветной онлайн) Магнитодисперсия дипольно активных “светлых” плазменных мод с $m = 1, 2, 3, 4, 5, 6$ (пустые кружки) и “темной” моды с $m = 0$ (красные квадраты). Видно пересечение магнитодисперсий “светлых” и “темных” плазмон-поляритонных мод, вызванное радикальным подавлением плазмон-фотонной связи для дипольно не активных “темных” плазменных мод. Штриховая линия соответствует циклотронному резонансу (CR, *cyclotron resonance*), сплошная красная кривая описывается зависимостью (2). Измерения проводились на диске с диаметром $d = 4$ мм и электронной концентрацией $n_s = 3.2 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$

разное поведение. Это сопровождается наличием веера кратных гармоник с аналогичными свойствами (пустые кружки на рис. 2). Такое поведение дипольно активных магнитоплазменных мод свидетельствует о их поляритонной природе как проявлении эффектов запаздывания.

Поведение же “темной” осесимметричной моды AP с $m = 0$ (рис. 2, красные квадраты) в режиме сильного запаздывания имеет совершенно иной характер. Во-первых, ее магнитодисперсия не подвержена заметной гибридизации со светом и описывается стандартной квадратичной зависимостью [27]:

$$\omega^2 = \omega_{\mathrm{AP}}^2 + \omega_c^2. \tag{2}$$

Получается забавная ситуация: в силу своей особой симметрии и уникальной магнитодисперсии резонанс AP проходит сквозь гребенки “светлых” плазмон-поляритонных мод, не взаимодействуя и не гибридизуясь с ними. Во-вторых, экспериментальное значение плазменной частоты осесимметричной моды в нулевом магнитном поле 25.0 ± 0.3 ГГц совсем незначительно отличается от теоретического значения $f_{\mathrm{AP}} = 26.6$ ГГц (красная стрелка на рис. 2) [15]. Здесь для подсчета теоретической плазменной частоты мы учли, что для осесимметричного плазмона $q = 7.9/d$ [15], а также точное значение эффективной диэлектрической проницаемости окружающей ДЭС среды

$$\varepsilon(q) = \frac{1 + \varepsilon \left(\dfrac{1 + \varepsilon \tanh qh}{\varepsilon + \tanh qh} \right)}{2} \tag{3}$$

для нашей GaAs полупроводниковой подложки $\varepsilon = \varepsilon_{\mathrm{GaAs}} = 12.8$, а толщина подложки $h = 0.55$ мм [28]. Таким образом, “темные” плазменные моды испытывают очень слабую связь со светом. Это обстоятельство выглядит естественным на фоне того, что эти моды имеют нулевой дипольный момент. Однако, если гибридизация дипольно-активных плазмонов со светом хорошо изучена как экспериментально, так и теоретически [7, 8, 14, 23], то проявление эффектов запаздывания для “темных” осесимметричных мод остается загадкой.

Для количественного сравнения связи света с различными типами плазменных возбуждений мы построили зависимость $\omega_{\mathrm{exp}}/\omega_p$ от параметра запаздывания A (рис. 3). Здесь ω_p – плазменная частота, вы-

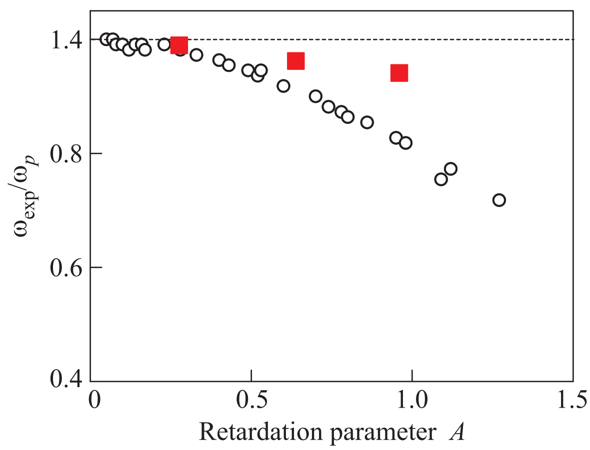

Рис. 3. (Цветной онлайн) Нормированная плазменная частота $\omega_{\mathrm{exp}}/\omega_p$ при $B = 0$ Т как функция безразмерного параметра запаздывания $A = \omega_p \sqrt{\varepsilon} d/2.4c$. Экспериментальные данные, показанные пустыми кружками, отвечают дипольно активной фундаментальной $m = 1$ плазмон-поляритонной моде, тогда как красные точки соответствуют “темной” $m = 0$ осесимметричной моде

численная без учета эффектов запаздывания. Пустые кружки отвечают дипольно активной фундаментальной $m = 1$ плазмон-поляритонной моде, тогда как красные квадраты соответствуют “темной” $m = 0$ осесимметричной моде (для двумерных дисков с диаметром $d = 4, 2$ и 0.5 мм). Обе зависимости стартуют с $\omega_{\mathrm{exp}}/\omega_p = 1$ (штриховая линия) при малых значениях A. Однако ближе к $A = 1$ между модами видна существенная разница – отклонение от квазистатического приближения у "светлой" моды более чем в 2.5 раза больше, чем у "темного" плазмон-поляритонного возбуждения.

Полученные экспериментальные результаты открывают целый ряд новых направлений для исследований. Во-первых, неясна физическая природа эффектов запаздывания для дипольно запрещенных плазменных колебаний. Данная проблема тесно связана с проявлением электродинамических эффектов непосредственно в законе Кулона взаимодействия заряженных частиц. Во-вторых, "темные" плазменные колебания могут найти практическое применение в системах квантовой плазмоники [29]. Действительно, как показано в настоящих экспериментах, "темные" плазменные возбуждения очень слабо взаимодействуют со светом, а также их излучательный распад дипольно запрещен [18]. Это может приводить к инверсной заселенности энергетических уровней "темных" плазменных колебаний под действием накачки.

В работе проведено экспериментальное исследование спектров поглощения "светлых" и "темных" двумерных плазменных возбуждений при малых волновых векторах, когда начинают проявляться эффекты запаздывания. Для возбуждения "темных" плазменных колебаний применена уникальная ближнеполевая методика [19]. Впервые обнаружено проявление эффектов запаздывания для "темных" плазменных возбуждений. Показано, что при измерениях на одном и том же образце – гибридизация этих возбуждений со светом существенно меньше, чем гибридизация дипольно активных 2Д плазмонов. Особо стоит отметить, что в перпендикулярном магнитном поле было обнаружено пересечение магнитодисперсий "светлых" и "темных" плазмон-поляритонных мод.

Работа была выполнена при поддержке Российского Научного Фонда, грант # 18-72-10072.

1. F. Stern, Phys. Rev. Lett. **18**, 546 (1967).
2. C. C. Grimes and G. Adams, Phys. Rev. Lett. **36**, 145 (1976).
3. S. J. Allen, D. C. Tsui, and R. A. Logan, Phys. Rev. Lett. **38**, 980 (1977).
4. T. N. Theis, J. P. Kotthaus, and P. J. Stiles, Solid State Commun. **24**, 273 (1977).
5. S. J. Allen, H. L. Störmer, and J. C. M. Hwang, Phys. Rev. B **28**, 4875 (1983).
6. D. C. Glattli, E. Y. Andrei, G. Deville, J. Poitrenaud, and F. I. B. Williams, Phys. Rev. Lett. **54**, 1710 (1985).
7. I. V. Kukushkin, J. H. Smet, S. A. Mikhailov, D. V. Kulakovskii, K. von Klitzing, and W. Wegscheider, Phys. Rev. Lett. **90**, 156801 (2003).
8. I. V. Kukushkin, V. M. Muravev, J. H. Smet, M. Hauser, W. Dietsche, and K. von Klitzing, Phys. Rev. B **73**, 113310 (2006).
9. V. M. Muravev, I. V. Andreev, I. V. Kukushkin, S. Schmult, and W. Dietsche, Phys. Rev. B **83**, 075309 (2011).
10. G. Scalari, C. Maissen, D. Turcinkova, D. Hagenmüller, S. De Liberato, C. Ciuti, C. Reichl, D. Schuh, W. Wegscheider, M. Beck, and J. Faist, Science **335**, 1323 (2012).
11. Q. Zhang, M. Lou, X. Li, J. L. Reno, W. Pan, J. D. Watson, M. J. Manfra, and J. Kono, Nature Physics **12**, 1005 (2016).
12. A. Bayer, M. Pozimski, S. Schambeck, D. Schuh, R. Huber, D. Bougeard, and C. Lange, Nano Lett. **17**, 6340 (2017).
13. X. W. Li, M. Bamba, Q. Zhang, S. Fallahi, G. C. Gardner, W. L. Gao, M. H. Lou, K. Yoshioka, M. J. Manfra, and J. Kono, Nat. Photonics **12**, 324 (2018).
14. P. A. Gusikhin, V. M. Muravev, A. A. Zagitova, and I. V. Kukushkin, Phys. Rev. Lett. **121**, 176804 (2018).
15. A. L. Fetter, Phys. Rev. B **33**, 5221 (1986).
16. А. О. Говоров, А. В. Чаплик, Поверхность **12**, 5 (1987).
17. С. С. Назин, В. Б. Шикин, ФНТ **15**, 277 (1989).
18. V. M. Muravev, I. V. Andreev, V. N. Belyanin, S. I. Gubarev, and I. V. Kukushkin, Phys. Rev. B **96**, 045421 (2017).
19. A. A. Zagitova, V. M. Muravev, P. A. Gusikhin, A. A. Fortunatov, and I. V. Kukushkin, JETP Lett. **108**, 446 (2018).
20. S. J. Allen, Jr., H. L. Störmer, and J. C. M. Hwang, Phys. Rev. B **28**, 4875 (1983).
21. C. Dahl, J. P. Kotthaus, H. Nickel, and W. Schlapp, Phys. Rev. B **46**, 15590 (1992).
22. E. Vasiliadou, G. Müller, D. Heitmann, D. Weiss, K. v. Klitzing, H. Nickel, W. Schlapp, and R. Lösch, Phys. Rev. B **48**, 17145 (1993).
23. S. A. Mikhailov and N. A. Savostianova, Phys. Rev. B **71**, 035320 (2005).
24. B. M. Ashkinadze, E. Linder, E. Cohen, and A. Ron, Phys. Stat. Sol. **164**, 231 (1997).
25. I. V. Kukushkin, J. H. Smet, K. von Klitzing, and W. Wegscheider, Nature (London) **415**, 409 (2002).
26. V. M. Muravev, I. V. Andreev, S. I. Gubarev, V. N. Belyanin, and I. V. Kukushkin, Phys. Rev. B **93**, 041110(R) (2016).
27. А. В. Чаплик, ЖЭТФ **62**, 746 (1972)
28. В. А. Волков, С. А. Михайлов, ЖЭТФ **94**, 217 (1988).
29. R. F. Oulton, V. J. Sorger, T. Zentgraf, R.-M. Ma, C. Gladden, L. Dai, G. Bartal, and X. Zhang, Nature **461**, 629 (2009).