

Когерентный и некогерентный вклады в затухание циклотронного магнитоплазменного резонанса двумерных электронов

И. В. Андреев¹⁾, В. М. Муравьев, В. Н. Белянин, С. И. Губарев, И. В. Кукушкин

Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Россия

Поступила в редакцию 6 ноября 2015 г.

Методом оптического детектирования проведены исследования спектра резонансного микроволнового поглощения диска двумерных электронов. Изучена ширина циклотронного магнитоплазменного резонанса в зависимости от электронной концентрации и размера двумерной электронной системы. Измерены вклады когерентного радиационного и некогерентного столкновительного механизмов в релаксацию магнитоплазменных возбуждений. Установлено, что важным параметром, определяющим ширину резонанса, является отношение длины электромагнитной волны к латеральному размеру двумерной электронной системы.

DOI: 10.7868/S0370274X1524008X

В последнее время большой интерес исследователей вызывает изучение эффектов взаимодействия световых волн с плазменными возбуждениями в двумерных электронных системах (ДЭС). Такой интерес вызван значительным количеством уникальных свойств, отличающих двумерные плазменные поляритоны от их трехмерных аналогов. Параметрами плазменных возбуждений в ДЭС легко управлять, изменяя электронную концентрацию в системе и прикладывая внешнее магнитное поле. Благодаря этому двумерные плазмоны представляют собой крайне удобный и гибкий объект для изучения эффектов взаимодействия света с веществом. Взаимодействие электромагнитного излучения с ДЭС особенно сильно, когда длина волны излучения сравнима с латеральным размером двумерной системы. В таком случае вследствие гибридизации плазменной и световой волн происходит сильное уменьшение резонансной плазменной частоты [1, 2]. В некоторых случаях гибридизация между волнами оказывается настолько сильной, что можно экспериментально наблюдать режим ультрасильной связи [3–5].

Вторым проявлением электродинамических эффектов в ДЭС является радиационное затухание плазменных возбуждений. Теоретические расчеты предсказывают, что для ДЭС в форме бесконечной плоскости в вакууме ширина плазменного резонанса определяется суммой некогерентного столкновительного вклада $\gamma = 1/\tau$, задаваемого характерным временем рассеяния τ , и электродинамической добавки $\Gamma = \gamma \cdot 2\pi\sigma_{2D}/c$; $\Delta\omega = \gamma + \Gamma$ [6–10] (где σ_{2D} – проводи-

мость ДЭС в нулевом магнитном поле, c – скорость света; для записи формул всюду использована система единиц СГС). Здесь электродинамическое слагаемое описывает когерентное дипольное переизлучение электромагнитных волн колеблющимися двумерными электронами. Величина Γ играет фундаментальную роль во взаимодействии света и вещества, определяя вероятность электрон-фотонного рассеяния в ДЭС [11].

В недавних исследованиях циклотронного магнитоплазменного резонанса [1, 2, 12], проведенных в высокоподвижных ДЭС, в которых $2\pi\sigma_{2D}/c \gg 1$, не было обнаружено значительного вклада от когерентного излучательного механизма затухания. Напротив, вопреки соотношению $\Delta\omega = \gamma \left(1 + \frac{2\pi\sigma_{2D}}{c}\right)$, ширина резонанса была близка к γ . Это обстоятельство вызывает закономерный вопрос о роли когерентных радиационных эффектов в динамике двумерной плазмы. В особенности интерес к этой проблеме подогревается недавним обнаружением новых релятивистских плазменных возбуждений в том же диапазоне двумерных проводимостей $2\pi\sigma_{2D} \gg c$ [13, 14]. В настоящей работе мы провели систематические исследования когерентного (радиационного) и некогерентного (столкновительного) механизмов релаксации циклотронного магнитоплазменного возбуждения. Мы показали, что отношение длины волны резонансного микроволнового излучения и латерального размера ДЭС определяет основной механизм релаксации магнитоплазменных возбуждений.

Эксперименты были выполнены на гетероструктурах GaAs/Al_xGa_{1-x}As ($x = 0.3$) с квантовой ямой

¹⁾e-mail: andreev@issp.ac.ru

шириной 20 нм, расположенной на глубине 400 нм от поверхности кристалла. В экспериментах изучались три типа структур с концентрацией двумерных электронов в пределах $0.2 \cdot 10^{11} - 0.9 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Экспериментальные образцы в форме дисков были изготовлены при помощи оптической литографии и жидкостного травления. Для возбуждения плазменных волн в ДЭС образец монтировался внутри сверхразмерного прямоугольного волновода и облучался свободно распространяющимися СВЧ электромагнитными волнами с диапазоном частот $f = (12-120) \text{ ГГц}$. Образец в волноводе был погружен в криостат со сверхпроводящим магнитом. Магнитное поле направлялось перпендикулярно поверхности образца. Измерения проводились при температуре $T = 4.2 \text{ К}$. Для детектирования плазменного возбуждения применялась оптическая методика детектирования микроволнового поглощения [15–17]. Сравнивались спектры рекомбинационной люминесценции двумерных электронов, измеренные в условиях СВЧ-облучения и без него. Для фотовозбуждения использовался стабилизированный полупроводниковый лазер с длиной волны 780 нм и мощностью приблизительно 0.1 мВт. Для подвода света от лазера к образцу и для сбора сигнала фотolumинесценции двумерных электронов был использован один и тот же оптический кварцевый световод, пропущенный внутрь СВЧ-волновода и расположенный таким образом, чтобы обеспечить равномерное освещение поверхности исследуемой структуры. Далее спектр фотolumинесценции анализировался с помощью двойного спектрометра со спектральным разрешением 0.03 мэВ и регистрировался высокочувствительным CCD-приемником. Поскольку форма линии рекомбинационной люминесценции ДЭС крайне чувствительна к разогреву, в качестве меры интенсивности микроволнового поглощения можно использовать интеграл абсолютной величины разности спектров люминесценции в условиях СВЧ-облучения и без него [15–17].

На рис. 1 представлены результаты измерений резонансного поглощения микроволнового излучения, полученные на диске ДЭС с электронной плотностью $n_s = 0.2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и диаметром $d = 1 \text{ мм}$. На вставках к рисунку показаны типичные кривые микроволнового поглощения в зависимости от магнитного поля при двух частотах возбуждения, $f = 50$ и 86 ГГц . Наблюдаемый резонанс отвечает возбуждению в исследуемом диске циклотронной магнитоплазменной моды. На основной части рисунка показана зависимость частоты наблюдаемого магнитоплазменного резонанса от величины магнитного по-

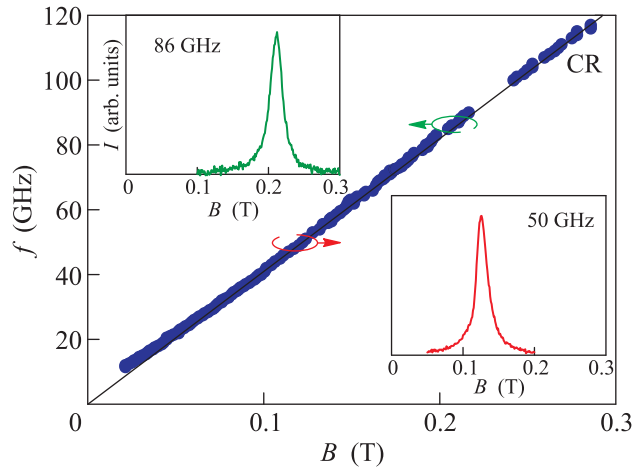


Рис. 1. (Цветной онлайн) Магнитодисперсия фундаментальной циклотронной магнитоплазменной моды в диске ДЭС диаметром $d = 1 \text{ мм}$ с электронной концентрацией $n_s = 0.2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Пунктирная линия соответствует циклотронному резонансу в GaAs. На вставках – типичные зависимости интенсивности микроволнового поглощения от магнитного поля для частот микроволнового облучения 50 и 86 ГГц. Измерения проводились при температуре $T = 4.2 \text{ К}$

ля. Данные получены путем обработки массива кривых резонансного поглощения, измеренных на различных частотах микроволнового излучения. Магнитодисперсия циклотронной магнитоплазменной моды на рис. 1 асимптотически стремится к частоте циклотронного резонанса $\omega_c = eB/m^*c$ (где B – внешнее магнитное поле, $m^* = 0.067m_e$ – эффективная масса электронов в GaAs). Здесь и далее измерения проводились с разворотом магнитного поля. Полуширина линии магнитоплазменного резонанса по частоте Δf как величина, имеющая непосредственный физический смысл, вычислялась из экспериментальных данных как произведение полуширины резонанса по магнитному полю ΔB и наклона кривой магнитодисперсии плазменной моды $\partial f / \partial B$: $\Delta f = \left(\frac{\partial f}{\partial B} \right) \Delta B$. При этом непосредственное сравнение контуров циклотронного магнитоплазменного резонанса при различных частотах (вставки к рис. 1) и вычисленных ширин линии показывает, что ширина линии резонанса в данном образце практически не зависит от частоты. Ширина магнитоплазменного резонанса в данном случае определяется некогерентным чисто столкновительным механизмом релаксации [12]. В этом случае полуширина линии определяется временем столкновительной релаксации τ : $\Delta\omega = \gamma = 1/\tau$. Такое поведение ширины линии дол-

гое время считалось типичным для циклотронного резонанса в ДЭС [18–21].

Однако, как будет показано ниже, при увеличении электронной концентрации и латерального размера ДЭС поведение циклотронного резонанса радикально изменяется. Действительно, на рис. 2а представлены типичные зависимости микроволново-

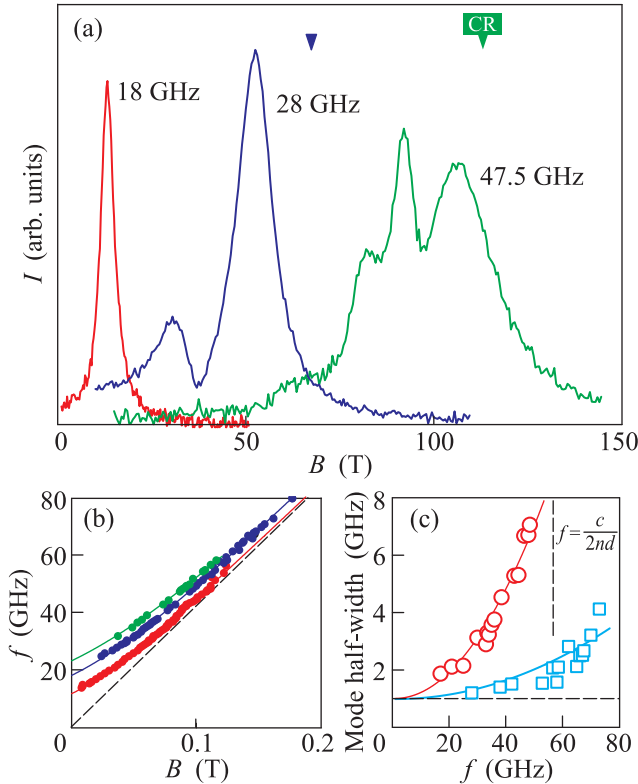


Рис. 2. (Цветной онлайн) (а) – Зависимости интенсивности микроволнового поглощения от магнитного поля для частот микроволнового облучения 18, 28 и 47.5 ГГц для образца с электронной плотностью $n_s = 0.9 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и диаметром $d = 1 \text{ мм}$. Стрелки показывают положение циклотронного резонанса. Измерения проводились при температуре $T = 4.2 \text{ К}$. (б) – Магнитодисперсия первых трех гармоник циклотронной магнитоплазменной моды. Штриховая линия соответствует циклотронному резонансу в GaAs. (с) – Зависимости полуширины линии резонанса от частоты для первой (кружки) и второй (квадраты) магнитоплазменных мод

го поглощения от магнитного поля, измеренные для образца с большей электронной плотностью ($n_s = 0.9 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$) и тем же диаметром $d = 1 \text{ мм}$. При малых частотах ($f = 18 \text{ ГГц}$) наблюдается один пик резонансного микроволнового поглощения, смещающийся в сторону больших магнитных полей с увеличением частоты. Так же как и в экспериментах рис. 1,

данный резонанс отвечает возбуждению в исследуемом диске циклотронной магнитоплазменной моды. В области частот выше 20 ГГц возникает второй, а после 30 ГГц – третий пик. Они соответствуют возбуждению следующих размерных гармоник циклотронного магнитоплазменного резонанса. При этом при движении в сторону больших магнитных полей и частот все наблюдаемые моды сильно уширяются. Магнитоплазменная природа наблюдаемых резонансов хорошо подтверждается их магнитодисперсией, приведенной на рис. 2б. В пределе больших магнитных полей частота мод асимптотически стремится к циклотронной частоте. Экспериментальные точки на рис. 2б хорошо описываются теоретически предсказанной зависимостью для магнитодисперсии циклотронного магнитоплазменного возбуждения для образцов в форме диска [18, 22]:

$$\omega = \frac{\omega_c}{2} + \sqrt{\omega_p^2 + \left(\frac{\omega_c}{2}\right)^2}, \quad (1)$$

где ω_p – плазменная частота в нулевом магнитном поле. Точки на рис. 2 ложатся на теоретические дисперсионные кривые, соответствующие плазменным частотам в нулевом магнитном поле $f_p = \omega_p/2\pi = 12, 17$ и 23 ГГц .

Для количественного изучения наблюдаемого уширения магнитоплазменных мод их полуширина по частоте Δf была вычислена из полуширины резонансов по магнитному полю ΔB и наклону $\partial f/\partial B$ магнитодисперсионных кривых. Полученная таким образом зависимость Δf от частоты резонанса приведена на рис. 2с. Кружки на рисунке соответствуют фундаментальной магнитоплазменной моде, квадраты – ее второй гармонике. Видно, что в области низких частот ширина как фундаментальной моды, так и второй гармоники стремится к фиксированной ненулевой величине $\Delta f = 1 \text{ ГГц}$. Релаксация магнитоплазменного возбуждения в этом пределе, по-видимому, связана с некогерентным столкновительным рассеянием $\Delta f = 1/\tau$. При переходе же в область частот $f \sim c/nd$ (где n – эффективный показатель преломления окружающей ДЭС среды) наблюдается неожиданный стремительный рост ширины магнитоплазменных мод, при котором первая мода быстро уширяется и исчезает, уступая место второй, и так далее.

Обнаруженный рост ширины линии циклотронного магнитоплазменного резонанса с частотой можно объяснить активацией когерентного радиационного механизма релаксации двумерной плазмы. В этом случае полуширина линии $\Delta\omega = \gamma + \Gamma_{\text{disk}}$, где Γ_{disk} – излучательный вклад когерентно осцил-

лирующих электронов диска. Данный излучательный вклад в релаксацию магнитоплазменного возбуждения легко оценить исходя из следующих качественных соображений [7, 9, 11]. Электромагнитная волна вынуждает электроны совершать когерентные колебания с частотой ω . Каждый осциллирующий электрон дипольно излучает с интенсивностью $I \sim \dot{p}^2/c^3 \sim \omega^4 e^2 a^2/c^3$, где a – амплитуда колебаний, $p \sim ea$ – соответствующий дипольный момент. Величина излучательного затухания Γ_0 отдельного осциллирующего электрона определяется отношением интенсивности дипольного излучения I к энергии электрона $m^* \omega^2 a^2$, что дает $\Gamma_0 \sim e^2 \omega^2 / m^* c^3$. Для N когерентно осциллирующих электронов интенсивность излучения должна быть умножена на N^2 , а средняя энергия – на N . Следовательно, $\Gamma_{\text{disk}} \sim N \Gamma_0$. Полное число когерентных электронов в ДЭС $N \sim n_s L_c^2$ (где L_c – длина когерентности), что приводит нас к выражению

$$\Gamma_{\text{disk}} \sim \Gamma \frac{L_c^2}{\lambda^2}, \quad L_c \ll \lambda. \quad (2)$$

Здесь Γ является не зависящей от частоты радиационной шириной в случае ДЭС бесконечного размера [7, 9, 10]:

$$\Gamma = \frac{2\pi\sigma_{2D}}{nc} \gamma = \frac{4\pi n_s e^2}{m^*(1+n_{\text{GaAs}})c}, \quad (3)$$

где $n = (1+n_{\text{GaAs}})/2$ – эффективный показатель преломления диэлектрического окружения ДЭС. Для исследуемой структуры величина $\Delta f = \Gamma/2\pi = 7$ ГГц. Из экспериментальных данных, приведенных на рис. 2с, следует, что для фундаментальной гармоники переход к режиму, в котором доминирует когерентный излучательный вклад Γ , наблюдается в области частот $f \approx c/nd$, а для второй гармоники – при существенно больших частотах. Это свидетельствует об уменьшении длины пространственной когерентности с ростом номера моды. На рис. 2с сплошными линиями показаны две подгоночные кривые, построенные согласно квадратичной зависимости (2) для фундаментальной моды с длиной когерентности $L_c = d$ и ее второй кратной гармоники с $L_c = d/2$. При подгонке безразмерный коэффициент пропорциональности в формуле (2) выбирался произвольным и одинаковым для обеих кривых. Видно, что согласно экспериментальным данным длины когерентности для фундаментальной магнитоплазменной моды и ее второй кратной гармоники отличаются в два раза.

Чтобы дополнительно продемонстрировать влияние отношения латерального размера образца к

длине электромагнитной волны на рост излучательного вклада в ширину линии, нами были проведены измерения на образце с большим диаметром ($d = 2$ мм). На рис. 3 разными цветами показаны

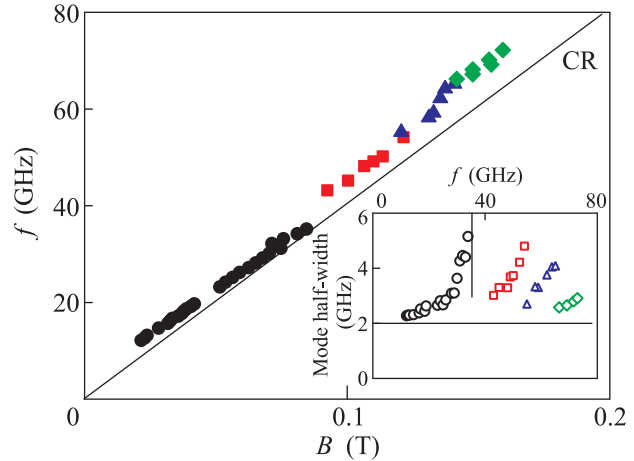


Рис. 3. (Цветной онлайн) Магнитодисперсия первых четырех циклотронных магнитоплазменных мод в диске ДЭС диаметром $d = 2$ мм с электронной концентрацией $n_s = 0.7 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$. Пштриховая линия соответствует циклотронному резонансу в GaAs. На вставке – зависимости полуширины линии резонанса от частоты для указанных магнитоплазменных мод

магнитодисперсии первых четырех магнитоплазменных мод, а на вставке к нему – ширины этих мод, измеренные для образца с электронной плотностью $n_s = 0.7 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$ и диаметром $d = 2$ мм. Несмотря на сравнительно большой диаметр образца, эффекты запаздывания [1, 2] в данном случае не оказывают значительного влияния на магнитодисперсию плазменных мод. Это подтверждается тем, что в больших магнитных полях магнитоплазменные моды асимптотически стремятся к линии циклотронного резонанса, не пересекая ее. В данном случае с ростом частоты все четыре магнитоплазменные моды подвергаются столь быстрому уширению за счет роста излучательного вклада, что практически отсутствуют области, в которых было бы возможным наблюдение одновременно двух соседних гармоник магнитоплазменного резонанса. При сравнении экспериментальных данных рис. 2с и вставки к рис. 3 видно, что двукратное увеличение диаметра образца d с 1 до 2 мм приводит к соответствующему двукратному уменьшению частот, при которых начинает доминировать излучательный вклад в ширину соответствующей моды. Этот результат подтверждает нашу гипотезу о том, что соотношение излучательного и столкновительного вкладов в ширину линии цикло-

тронного резонанса определяется величиной отношения $d/\lambda = dn_f/c$.

Таким образом, в данной работе исследован переход между режимами, в которых ширина линии циклотронного магнитоплазменного резонанса в ДЭС определяется преимущественно некогерентным столкновительным либо, соответственно, преимущественно когерентным излучательным механизмом. Установлено, что доминирующий механизм уширения линии определяется отношением d/λ длины волны к размеру образца. В случае $d/\lambda \ll 1$ доминирует некогерентный столкновительный механизм, в случае $d/\lambda \geq 1$ – когерентный излучательный.

Авторы признательны В.А. Волкову за содержательные и плодотворные обсуждения полученных результатов, способствовавшие улучшению данной работы. Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект # 14-12-00599).

1. I. V. Kukushkin, J. H. Smet, S. A. Mikhailov, D. V. Kulakovskii, K. von Klitzing, and W. Wegscheider, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 156801 (2003).
2. I. V. Kukushkin, V. M. Muravev, J. H. Smet, M. Hauser, W. Dietsche, and K. von Klitzing, *Phys. Rev. B* **73**, 113310 (2006).
3. G. Günter, A. A. Anappara, J. Hees, A. Sell, G. Biasiol, L. Sorba, S. De Liberato, C. Ciuti, A. Tredicucci, A. Leitenstorfer, and R. Huber, *Nature (London)* **458**, 178 (2009).
4. V. M. Muravev, I. V. Andreev, I. V. Kukushkin, S. Schmult, and W. Dietsche, *Phys. Rev. B* **83**, 075309 (2011).
5. 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).
6. W. Chiu, T. K. Lee, and J. J. Quinn, *Surf. Sci.* **58**, 182 (1976).
7. S. A. Mikhailov, *Phys. Rev. B* **54**, 10335 (1996).
8. O. R. Matov, O. F. Meshkov, O. V. Polishchuk, and V. V. Popov, *JETP* **82**, 471 (1996).
9. S. A. Mikhailov, *Phys. Rev. B* **70**, 165311 (2004).
10. Q. Zhang, T. Arikawa, E. Kato, J. L. Reno, W. Pan, J. D. Watson, M. J. Manfra, M. A. Zudov, M. Tokman, M. Erukhimova, A. Belyanin, and J. Kono, *Phys. Rev. Lett.* **113**, 047601 (2014).
11. R. P. Leavitt and J. W. Little, *Phys. Rev. B* **34**, 2450 (1986).
12. I. V. Andreev, V. M. Muravev, V. N. Belyanin, and I. V. Kukushkin, *Appl. Phys. Lett.* **105**, 202106 (2014).
13. П. А. Гусихин, В. М. Муравьев, И. В. Кукушкин, *Письма в ЖЭТФ* **100**, 732 (2014).
14. V. M. Muravev, P. A. Gusikhin, I. V. Andreev, and I. V. Kukushkin, *Phys. Rev. Lett.* **114**, 106805 (2015).
15. B. M. Ashkinadze, A. Nazimov, E. Cohen, A. Ron, and L. N. Pfeiffer, *Phys. Stat. Sol. (a)* **164**, 523 (1997).
16. М. Ю. Акимов, И. В. Кукушкин, С. И. Губарев и др., *Письма в ЖЭТФ* **72**, 662 (2000).
17. I. V. Kukushkin, J. H. Smet, K. von Klitzing, and W. Wegscheider, *Nature (London)* **415**, 409 (2002).
18. S. J. Allen, H. L. Stormer, and J. C. M. Hwang, *Phys. Rev. B* **28**, 4875 (1983).
19. T. Englert, J. Maan, C. Uihlein, D. C. Tsui, and A. C. Gossard, *Sol. State Commun.* **46**, 545 (1983).
20. D. Heitmann, M. Ziesmann, and L. L. Chang, *Phys. Rev. B* **34**, 7463 (1986).
21. J. Richter, H. Sigg, K. von Klitzing, and K. Ploog, *Phys. Rev. B* **39**, 6268 (1989).
22. V. Shikin, S. Nazin, D. Heitmann, and T. Demel, *Phys. Rev. B* **43**, 11903 (1991).