

Обнаружение аномально слабо затухающих плазменных волн в двумерной электронной системе

П. А. Гусихин¹⁾, В. М. Муравьев, И. В. Кукушкин

Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Россия

Поступила в редакцию 6 октября 2014 г.

Методом оптического детектирования проведены исследования спектра микроволнового поглощения полоски двумерных электронов в GaAs/AlGaAs гетероструктурах. Обнаружен ранее не наблюдавшийся низкочастотный резонанс микроволнового поглощения, отвечающий возбуждению слабо затухающей плазменной волны в двумерной электронной системе. Новая плазменная мода имеет аномально малую ширину, значительно меньшую обратного времени релаксации двумерных электронов. Измеренные зависимости частоты новой моды от концентрации двумерных электронов и величины магнитного поля указывают на плазмон-поляритонную природу моды.

DOI: 10.7868/S0370274X1422010X

Существование плазменных возбуждений в двумерных электронных системах (ДЭС) было теоретически предсказано в 1967 г. [1]. Впервые они наблюдались в системе электронов на поверхности жидкого гелия [2]. Затем плазмоны были обнаружены и в твердотельных структурах – кремниевых МОП-транзисторах [3]. Двумерные плазменные возбуждения подчиняются следующему дисперсионному соотношению [1]:

$$\omega_p^2 = \frac{n_s e^2}{2m^* \varepsilon_0 \varepsilon(q)} q, \quad (1)$$

где n_s и m^* – плотность и эффективная масса электронов в двумерной системе, $\varepsilon(q)$ – эффективная диэлектрическая проницаемость окружения ДЭС, q – волновой вектор плазмона, определяющийся геометрическими параметрами структуры. В частности, при наличии близко расположенного металлического затвора дисперсионное соотношение (1) становится линейным [4, 5]:

$$\omega_p^2 = \frac{n_s e^2 d}{m^* \varepsilon_0 \varepsilon} q^2. \quad (2)$$

Из (1) и (2) видно, что скорость плазменных возбуждений перестраивается в широких пределах путем изменения электронной концентрации в ДЭС. Это делает двумерные плазмоны удобным и гибким объектом для научных исследований и приложений в области субтерагерцовой плазмоники [6–8]. Двумерные плазменные возбуждения наблюдаются, когда $\omega_p \tau \gg 1$, где τ – время релаксации двумерных электронов [9]. Это условие ограничивает на-

блюдение плазменных волн в современных высококачественных наноструктурах диапазоном криогенных температур. Данное обстоятельство сильно сдерживает развитие субтерагерцовых приложений в области плазмонной электроники.

В настоящей работе нами был обнаружен высокодобротный резонанс в спектре микроволнового поглощения полоски ДЭС. Сильная зависимость частоты резонанса от концентрации двумерных электронов и величины приложенного магнитного поля однозначно указывает на его плазмонную природу. При этом отличительной чертой обнаруженной плазменной моды является то, что ее ширина по частоте $\Delta\omega$ значительно меньше обратного времени релаксации двумерных электронов $1/\tau$. Наблюдающиеся на той же структуре обычные плазменные моды обладают на порядок большей шириной по частоте.

Исследования проводились на гетероструктуре GaAs/Al_xGa_{1-x}As с одиночной квантовой ямой шириной 20 нм, расположенной на глубине 200 нм. Подвижность электронов μ в использовавшейся структуре составляла $8 \cdot 10^6$ см²/В·с, а плотность n_s менялась от $0.5 \cdot 10^{11}$ до $1.9 \cdot 10^{11}$ см⁻² с помощью метода оптического обеднения [10]. На поверхности образца с помощью оптической литографии была вытравлена меза в форме полоски шириной $W = 100$ мкм и длиной $L = 1$ мм (вставка к рис. 1). С обоих концов меза оканчивалась омическими контактами С. Поверх мезы на расстоянии 10 мкм от контактов поперек полоски были нанесены металлические затворы G шириной 30 мкм, служащие для возбуждения плазмонов. Для исследования резонансного возбуждения плазменных волн использовался метод оптическо-

¹⁾e-mail: gusikhin@issp.ac.ru

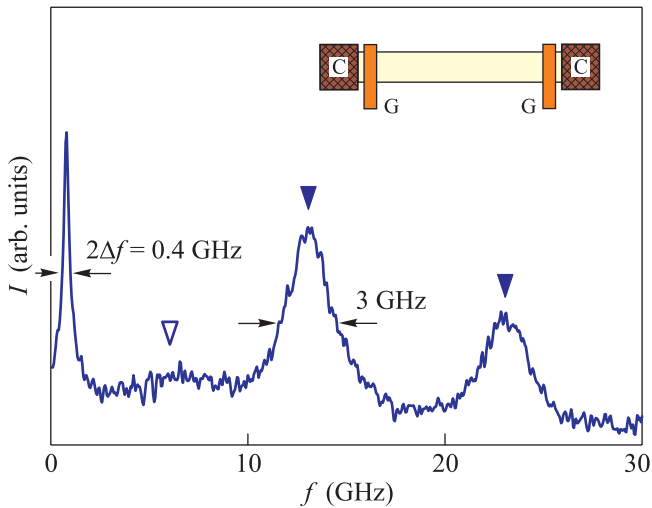


Рис. 1. Спектр поглощения полоски двумерной электронной системы с электронной плотностью $n_s = 1.9 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ в нулевом магнитном поле. На вставке приведено схематическое изображение используемых образцов

го детектирования микроволнового поглощения. При этом сравнивались спектры люминесценции двумерной электронной системы в условиях сверхвысокочастотного (СВЧ) возбуждения и без него. Для фотозвозбуждения использовался стабилизированный полупроводниковый лазер с длиной волны 750 нм и мощностью приблизительно 100 мкВт. Сигнал фотолюминесценции регистрировался с помощью ССД-детектора и двойного спектрометра со спектральным разрешением 0.03 мэВ. Источником СВЧ-излучения в диапазоне от 0.01 до 30 ГГц служил генератор НР-83650В. Мощность на выходе генератора находилась в пределах 1–10 мкВт. Микроволновый сигнал с помощью коаксиального кабеля направлялся в гелиевый криостат и поступал на исследуемую структуру посредством согласованного копланарного волновода. Центральный проводник волновода соединялся с одним из металлических затворов G, а заземленный проводник присоединялся к омическому контакту C на конце полоски. Мерой интенсивности микроволнового поглощения считался интеграл абсолютного значения разности сравниваемых спектров в измеряемом спектральном диапазоне. Образец находился внутри сверхпроводящего соленоида, что позволяло создавать внешнее магнитное поле до 9 Тл, перпендикулярное плоскости образца. Все измерения проводились при температуре 1.5 К.

На рис. 1 показан характерный спектр поглощения микроволнового излучения в исследуемой полоске ДЭС. Спектр получен в нулевом магнитном по-

ле при развороте частоты для образца с концентрацией $n_s = 1.9 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. На спектральной кривой можно видеть три пика, два из которых (показаны стрелками), на частотах $f = 13$ и 23.5 ГГц, соответствуют возбуждению продольной плазменной моды вдоль длины полоски [11]. Действительно, в полоске двумерных электронов с длиной L , значительно превосходящей ширину W , наиболее низкочастотными являются продольные плазменные моды, спектр которых в пределе $qW \ll 1$ определяется формулой [12]

$$\omega_{1D}^2 = \frac{n_s W e^2}{2\pi m^* \epsilon_0 \epsilon} q^2 \left(\ln \frac{8}{qW} - 0.577 \right), \quad (3)$$

где волновой вектор $q = N\pi/L$ ($N = 1, 2, \dots$). Продольные плазменные возбуждения с $qW \ll 1$ называются одномерными плазмонами. Для исследуемой полоски ДЭС формула (3) дает для частот двух нижайших одномерных плазменных мод значения, которые находятся в хорошем согласии с экспериментом.

Третий пик на частоте $f = 0.8$ ГГц является неожиданным наблюдением. Во-первых, его частота намного меньше, чем частота любого из возможных плазменных возбуждений в исследуемой геометрии ДЭС. Действительно, как мы видели, частоты всех продольных плазменных мод в исследуемой полоске ДЭС лежат выше 10 ГГц. Также можно рассмотреть экранированный двумерный плазмон, локализованный в подзатворной области. В соответствии с формулой (2) для экранированного плазмона с $q = \pi/W$ имеем частоту $f = 5.9$ ГГц. В спектре действительно присутствует слабый резонанс в районе этой частоты (контурная стрелка на рис. 1). Во-вторых, обнаруженный резонанс имеет существенно меньшую ширину по частоте ($2\Delta f = 0.4$ ГГц), чем ширина $2\Delta f = 3$ ГГц резонанса, отвечающего одномерному плазмону. Поскольку ширина плазменного возбуждения определяется соотношением $\Delta f = 1/\tau$, для исследуемой структуры новому резонансу соответствует рекордная подвижность двумерных электронов, $\mu = 30 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. На данный момент какое-либо теоретическое описание обнаруженного резонанса отсутствует. Однако мы предполагаем, что столь слабое затухание моды объясняется ее плазмон-поляритонной природой.

На рис. 2а показаны спектры микроволнового поглощения, полученные при различных значениях электронной плотности в ДЭС: $n_s = 1.9 \cdot 10^{11}$, $1.2 \cdot 10^{11}$ и $0.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Концентрация двумерных электронов в структуре менялась путем оптического обеднения. Для удобства восприятия спектры сдвинуты друг относительно друга по оси ординат. Как мож-

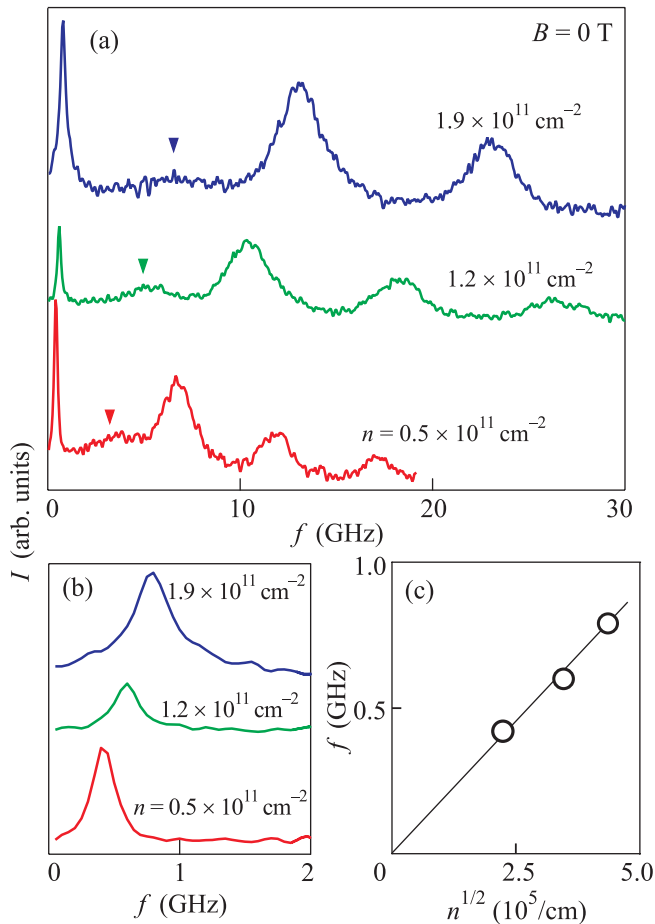


Рис. 2. (а) – Спектры поглощения структур с концентрациями электронов $0.5 \cdot 10^{11}$, $1.2 \cdot 10^{11}$ и $1.9 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. (б) – Зависимость частоты наблюдаемого резонанса от квадратного корня из электронной плотности двумерной электронной системы. (с) – Спектры поглощения в области низких частот

но видеть, положение одномерного и экранированного (отмечены стрелками на рис. 2а) плазменных резонансов по частоте пропорционально квадратному корню из электронной плотности в ДЭС ($\omega_p \propto \sqrt{n_s}$). Такое поведение согласуется с теоретическим предсказанием (3). Частота нового низкочастотного резонанса растет с увеличением n_s по тому же корневому закону. Это подтверждается экспериментальными данными на рис. 2б, где показаны те же спектры, но в более узком частотном диапазоне, 0–2 ГГц. На рис. 2с построена зависимость частоты нового резонанса от квадратного корня электронной плотности. Корневой характер концентрационной зависимости говорит о том, что в основе явления лежит межэлектронное взаимодействие. Таким образом, обнаруженный резонанс отвечает возбуждению слабо затухаю-

щей плазменной волны в двумерной электронной системе.

На рис. 3 построена зависимость частоты наблюдаемого резонанса от величины магнитного поля,

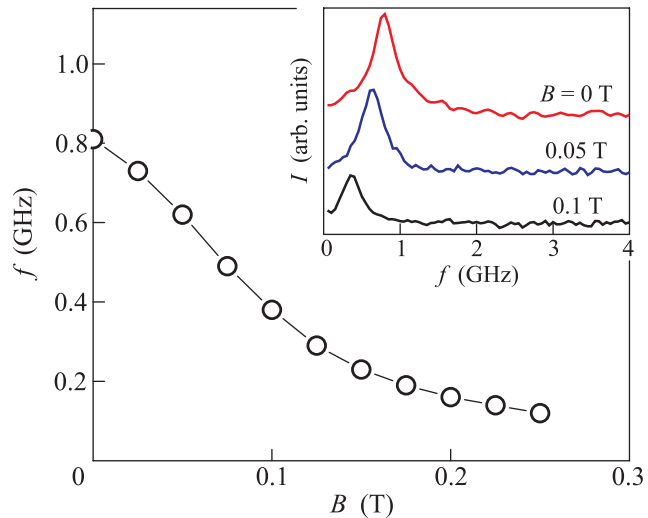


Рис. 3. Зависимость частоты наблюдаемого резонанса от величины приложенного перпендикулярного магнитного поля для структуры с электронной плотностью $n_s = 1.9 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. На вставке приведены примеры спектров поглощения для значений магнитного поля 0, 0.05 и 0.1 Тл

приложенного перпендикулярно плоскости образца. Показаны результаты измерений для структуры с электронной плотностью $n_s = 1.9 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. Магнитополевое поведение резонанса можно качественно описать формулой [11, 12]

$$\omega_p(B)^2 = \frac{\omega_p(0)^2}{1 + \omega_c^2/\omega_T^2}, \quad (4)$$

где $\omega_c = eB/m^*$ – циклотронная частота, $\omega_p(0)$ – частота плазменной моды в нулевом магнитном поле, ω_T – некоторая подгоночная частота, которая для случая одномерного плазмона пропорциональна частоте поперечной плазменной моды в нулевом магнитном поле. На вставке к рис. 3 приведены примеры спектров микроволнового поглощения, полученных при различных значениях магнитного поля. На этих спектрах хорошо заметно смещение исследуемого резонанса в область меньших частот при увеличении магнитного поля. Кроме того, важно отметить, что при увеличении магнитного поля происходят сужение и падение амплитуды резонанса. Аналогичное поведение наблюдается для краевых магнитоплазмов [11, 12, 14]. Оно объясняется локализацией плазменной волны вблизи края ДЭС при увеличении магнитного поля. Сильная магнитополевая зависимость

новой моды служит еще одним подтверждением ее плазменной природы.

Таким образом, в настоящей работе нами исследовались спектры микроволнового поглощения плоскости двумерной электронной системы. Обнаружен новый высокодобротный резонанс, отвечающий возбуждению слабо затухающей плазменной волны в ДЭС. Плазменный характер обнаруженного возбуждения подтверждается корневой зависимостью частоты резонанса от концентрации двумерных электронов, а также сильной магнитополевой зависимостью. Необычным свойством новой моды является ее наблюдение в области $\omega\tau < 1$, где все известные плазменные возбуждения затухают. Обнаруженная слабозатухающая плазменная волна потенциально может стать основой для субтерагерцовых плазмонных устройств, работающих при комнатной температуре.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант # 14-12-00693).

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, Jr., D. C. Tsui, and R. A. Logan, Phys. Rev. Lett. **38**, 980 (1977).
4. А. В. Чаплик, ЖЭТФ **62**, 746 (1972).
5. V. M. Muravev, C. Jiang, I. V. Kukushkin, J. H. Smet, V. Umansky, and K. von Klitzing, Phys. Rev. B **75**, 193307 (2007).
6. W. Knap, M. Dyakonov, D. Coquillat, F. Teppe, N. Dyakonova, J. Lusakowski, K. Karpierz, M. Sakowicz, G. Valusis, D. Seliuta, I. Kasalynas, A. El Fatimy, Y. M. Meziani, and T. Otsuji, J. Infrared Milli. W. **30**, 1319 (2009).
7. V. V. Popov, J. Infrared Millim. THz. Waves **32**, 1178 (2011).
8. V. M. Muravev and I. V. Kukushkin, Appl. Phys. Lett. **100**, 082102 (2012).
9. I. V. Andreev, V. M. Muravev, V. N. Belyanin, and I. V. Kukushkin, *Measurement of Magneto-Plasma Excitation Relaxation Time in the Two-Dimensional Electron System* (2014).
10. I. V. Kukushkin, K. von Klitzing, K. Ploog, V. E. Kirpichev, and B. N. Shepel, Phys. Rev. B **40**, 4179 (1989).
11. I. V. Kukushkin, J. H. Smet, V. A. Kovalskii, S. I. Gubarev, K. von Klitzing, and W. Wegscheider, Phys. Rev. B **72**, 161317(R) (2005).
12. I. L. Aleiner, D. Yue, and L. I. Glazman, Phys. Rev. B **51**, 13467 (1995).
13. S. J. Allen, Jr., H. L. Störmer, and J. C. M. Hwang, Phys. Rev. B **28**, 4875(R) (1983).
14. В. А. Волков, С. А. Михайлов, ЖЭТФ **94**, 217 (1988).