

Экспериментальное определение длины пробега экранированных краевых магнитоплазменных возбуждений в двумерном электронном газе

B. M. Муравьев⁺, И. В. Андреев⁺, И. В. Кукушкин^{++*}, Ю. Смет^{*}, К. фон Клитцинг^{*}*

⁺Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

^{*}Max-Planck-Institut für Festkörperforschung, 70569 Stuttgart, Germany

Поступила в редакцию 17 апреля 2008 г.

Проведено исследование магнито-осцилляций фотонапряжения, возникающих в двумерной электронной системе с задним затвором при микроволновом облучении. Осцилляции являются следствием интерференции экранированных краевых магнитоплазменных волн (КМП). Путем анализа зависимости амплитуды осцилляций от электронной плотности количественно определяется длина пробега КМП. Исследованы зависимости длины пробега КМП от концентрации двумерных электронов, частоты микроволнового излучения, времени электронной релаксации и величины магнитного поля. Установлено, что полученные зависимости находятся в качественном согласии с существующими теоретическими расчетами.

PACS: 67.57.Lm, 76.60.-k

Плазменные возбуждения в двумерных электронных системах являются объектом интенсивного научного исследования уже более тридцати лет [1, 2]. Отчасти это объясняется тем, что по сравнению, например, со световыми или электронными волнами, многие параметры плазменных волн легко регулируются изменением плотности электронной системы или приложением внешнего магнитного поля. Это свойство делает плазмоны гибким и удобным объектом для физических исследований и различных приложений. Одним из основных проявлений волновой природы плазменных возбуждений является их способность интерферировать. В течение долгого времени явление плазмонной интерференции экспериментально не наблюдалось из-за низкого качества доступных структур. За последние десять лет произошел значительный прогресс в технологиях изготовления структур, приведший, в частности, к существенному увеличению подвижности двумерных электронов. Как результат, недавно был обнаружен и исследован новый тип магнито-осцилляций фото-ЭДС и продольного магнитосопротивления в высокоподвижных двумерных электронных системах при облучении структуры электромагнитным излучением СВЧ диапазона [3, 4]. Эффект был обусловлен интерференцией краевых магнитоплазмонов (КМП), когерентно возбуждаемых электромагнитным излучением в приконтактных областях и распространяющихся вдоль границы двумерного электронного газа. Оказалось, что период магнито-осцилляций определяется частотой электромагнитного облучения, плотностью элек-

тронного газа и расстоянием вдоль края электронной системы между потенциальными контактами. Эти свойства открывают уникальные возможности для применения эффекта интерференции КМП для детектирования и спектроскопии излучения микроволнового и терагерцового диапазонов частот [5, 6].

Для наблюдения эффекта интерференции КМП необходимо, чтобы длина пробега плазмона превышала расстояние от места возбуждения до места интерференции L . Поэтому важным представляется вопрос об изучении длины пробега КМП. Первые эксперименты по определению длины пробега плазмонов [7] показали, что в электронных системах с подвижностью $\mu = 10^6 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ она может достигать нескольких миллиметров. Это обстоятельство позволяет наблюдать и изучать эффект плазмонной интерференции на структурах макроскопического (миллиметрового) размера. Однако, несмотря на то, что зависимость длины пробега КМП от концентрации двумерных электронов, частоты микроволнового излучения, электронной подвижности и величины магнитного поля является определяющей при выборе условий наблюдения плазмонной интерференции, до настоящего времени не предпринималось никаких попыток ее детального изучения. В настоящей работе мы исследовали поведение амплитуды магнито-осцилляций, возникающих при микроволновом облучении в структуре, при изменении электронной плотности задним затвором. В результате, нам удалось измерить величину длины пробега экранированного КМП и ее зависимость от концентрации двумерных электронов,

времени релаксации электронов, магнитного поля и частоты СВЧ излучения.

Исследования проводились на структурах, представляющих собой одиночную GaAs/AlGaAs квантовую яму шириной 18 нм, расположенную на глубине 135 нм от поверхности кристалла. Для контролируемого изменения плотности двумерного электронного газа, под квантовой ямой на расстоянии 765 нм был выращен n^+ GaAs задний затвор. Путем подачи напряжения на задний затвор электронная плотность регулировались в пределах от $0.7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ до $2.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, а подвижность от $0.7 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ до $2.1 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. На структуре с помощью фотолитографии была изготовлена меза в форме холловского мостика с размерами и геометрией, заимствованными из предыдущих наших экспериментальных работ [3, 7]. Образец, закрепленный на конце 16-миллиметрового волновода, помещался в гелиевый криостат внутрь сверхпроводящего соленоида. По волноводу к образцу подводилось СВЧ излучение. Микроволновые генераторы охватывали диапазон частот от 19 до 80 ГГц при выходной мощности, не превышающей 10 мВт. Для измерений применялась методика синхронного детектирования сигнала фото-ЭДС при модуляции падающего излучения с частотой 1 кГц. Эксперименты проводились при гелиевой температуре 4.2 К на образце.

На рис.1а приведены типичные экспериментальные зависимости фото-ЭДС от магнитного поля, измеренные для различных значений концентрации двумерных электронов при частоте микроволнового облучения $f = 38 \text{ ГГц}$ и длине $L = 50 \text{ мкм}$, а также при $f = 48 \text{ ГГц}$, $L = 200 \text{ мкм}$ и электронной плотности $n_s = 1.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Видно, что эти кривые представляют собой B -периодические осцилляции, амплитуда которых увеличивается с ростом электронной плотности. Такой вид зависимостей фото-ЭДС от поля объясняется интерференцией экранированных КМП, когерентно возбуждаемых в приконтактных областях исследуемой структуры [3]. Краевые магнитоплазмоны (КМП) являются особым типом плазменных волн, распространяющихся вдоль края двумерной электронной системы при достаточно сильных магнитных полях ($\omega_c \tau > 1$, где ω_c – циклотронная частота, а τ – время упругой релаксации электронов). Скорость экранированных КМП пропорциональна холловской проводимости [8]:

$$v_{\text{emp}} \propto \sigma_{xy} \propto n_s e^2 / m^* B, \quad (1)$$

где n_s – концентрация двумерных электронов, B – величина магнитного поля, e и m^* – заряд и эффективная масса электрона. Зная соотношение (1), лег-

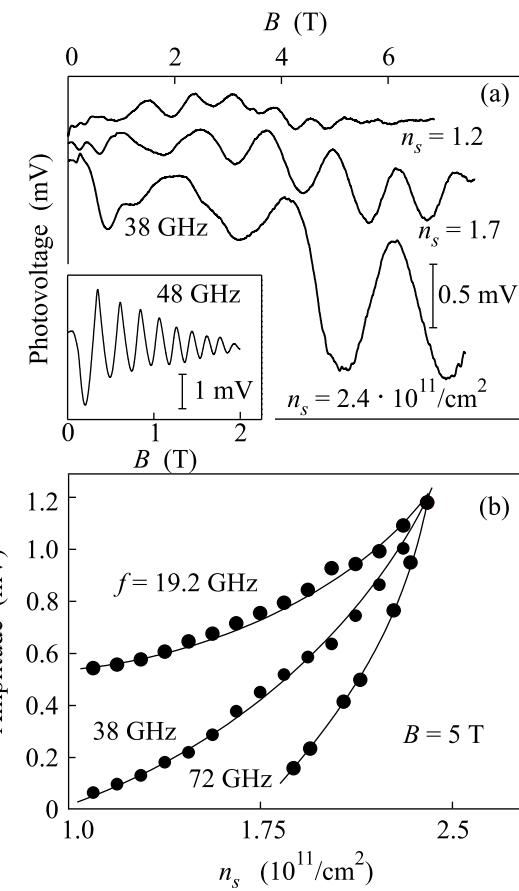


Рис.1. (а) Осцилляции фотонапряжения, измеренные на частоте микроволнового облучения $f = 38 \text{ ГГц}$ для структуры с $L = 50 \text{ мкм}$ при трех различных электронных концентрациях. Для удобства графики сдвинуты относительно друг друга по вертикали. На вставке к рисунку показан график магнито-осцилляций фото-ЭДС для структуры с $L = 200 \text{ мкм}$, $n_s = 1.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ при $f = 48 \text{ ГГц}$. (б) Зависимости амплитуды осцилляций фото-ЭДС в магнитном поле $B = 5 \text{ Тл}$ от электронной плотности, измеренные на частотах микроволнового облучения $f = 19.2, 38$ и 72 ГГц .

ко найти зависимость периода магнито-осцилляций фото-ЭДС ΔB от частоты падающего излучения f , концентрации двумерных электронов и расстояния между местами возбуждения и интерференции экранированных КМП L . Считая, что волновой вектор КМП при конструктивной интерференции равен $2\pi N/L$, где N – целое, согласно (1) имеем, что период магнито-осцилляций $\Delta B \propto n_s/fL$. Рис.1б более подробно демонстрирует зависимость амплитуды осцилляций фото-ЭДС от электронной плотности в магнитном поле $B = 5 \text{ Тл}$ при различных частотах падающего СВЧ излучения. Кривые для каждой из трех частот нормированы к одной амплитуде осцил-

ляций при электронной плотности $n_s = 2.4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Видно, что амплитуда осцилляций фото-ЭДС увеличивается с ростом концентрации, причем изменение амплитуды наиболее сильно при более высоких частотах микроволнового излучения.

Для определения длины пробега КМП L_{emp} выражим амплитуду магнито-осцилляций фото-ЭДС U через L_{emp} . Поскольку в месте интерференции вблизи контакта происходит сложение амплитуд испущенной волны и волны, прошедшей расстояние L , то напряжение на контакте U_r , вызванное нелинейной квадратичностью и выпрямлением на нем, равно

$$U_r = U_0 |1 + e^{-iqL}|^2, \quad (2)$$

где $q = q_1 - iq_2$, $q_1 \propto \omega B / n_s$ – волновой вектор плазмона, а $q_2 = 1/L_{\text{emp}}$ – член, отвечающий за его затухание. После преобразования уравнения (2) имеем

$$U_r = U_0 (1 + e^{-2q_2 L} + 2e^{-q_2 L} \cos q_1 L). \quad (3)$$

Согласно (3), амплитуда магнито-осцилляций фотонапряжения убывает с уменьшением L_{emp} по закону

$$U \propto e^{-q_2 L} = e^{-L/L_{\text{emp}}}. \quad (4)$$

Теперь несложно качественно понять поведение экспериментальных кривых, изображенных на рис.1. Прежде всего из рисунка видно, что амплитуда осцилляций фотонапряжения растет при увеличении электронной плотности n_s , что, согласно (4), объясняется увеличением L_{emp} с ростом n_s . Также легко заметить, что, согласно вставке к рис.1а, амплитуда осцилляций падает с увеличением магнитного поля B , что вызвано падением L_{emp} с ростом B . Более сложным является определение взаимосвязи длины пробега КМП и частоты падающего микроволнового излучения f . Согласно рис.1б, при одном и том же изменении электронной плотности амплитуда осцилляций фото-ЭДС падает больше при облучении системы более высокочастотным излучением. Таким образом, длина пробега L_{emp} падает с ростом f .

Согласно теоретическому рассмотрению [9], длина пробега КМП вдоль края полубесконечной электронной системы описывается следующим выражением:

$$L_{\text{emp}} \propto \frac{n_s e^2 \tau}{m^* \omega} \frac{1}{1 + 0.09 \frac{\omega_c \tau}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}}}, \quad (5)$$

где $\omega_c = eB/m^*$ – циклотронная частота. Приведенное теоретическое соотношение было получено в приближении, когда электронный газ находится на

границе между диэлектрической подложкой и вакуумом. Сравнивая теоретическую формулу (5) с предложенным выше анализом экспериментальных кривых на рис.1, приходим к выводу, что в пределе малых магнитных полей теория качественно правильно описывает поведение длины пробега КМП L_{emp} при изменении различных параметров. Для количественного определения L_{emp} проверим, что длина пробега плазмона пропорциональна проводимости электронного газа в нулевом магнитном поле $L_{\text{emp}} \propto \sigma_0 = n_s e^2 \tau / m^*$. Для этого при фиксированном магнитном поле $B = 5 \text{ Тл}$ измерим зависимость амплитуды магнито-осцилляций фотонапряжения U от электронной плотности n_s (рис.1б). При этом для каждого из значений n_s определим сопротивление электронной системы в нулевом магнитном поле $\rho_0 = 1/\sigma_0$ (рис.2а). Учитывая соотношение (4) в предположе-

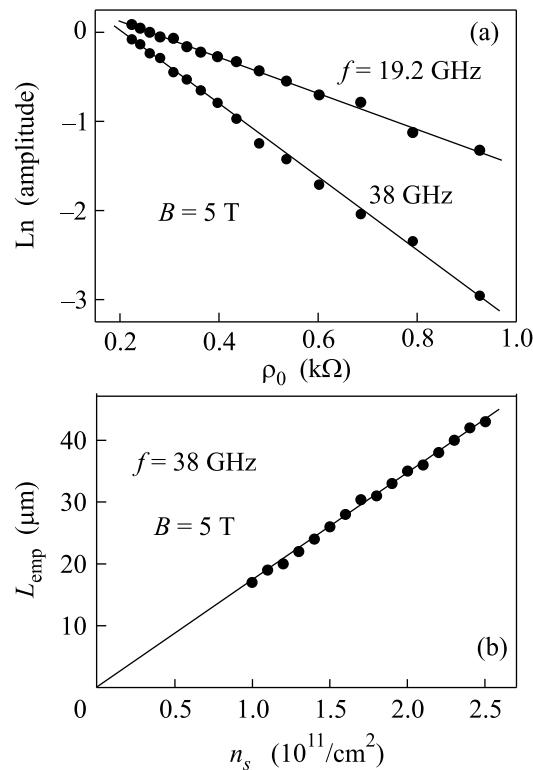


Рис.2. (а) Зависимости логарифма амплитуды магнито-осцилляций фото-ЭДС от сопротивления электронного газа ρ_0 , измеренные для двух частот микроволнового облучения. Сопротивление ρ_0 изменялось вариацией электронной плотности с помощью заднего затвора. (б) Зависимость длины пробега экранированных краевых магнитоплазмонов от концентрации двумерных электронов, измеренная при частоте микроволнового излучения $f = 38 \text{ ГГц}$ и магнитном поле $B = 5 \text{ Тл}$. Зависимость получена при температуре на образце $T = 4.2 \text{ К}$.

нии, что $L_{\text{emp}} \propto \sigma_0$, приходим к следующему выражению для логарифма амплитуды осцилляций фотоЭДС:

$$\ln U = A - L/L_{\text{emp}} = A - C(\omega, B)L \cdot \rho_0, \quad (6)$$

где $\rho_0 = 1/\sigma_0$, A – постоянная величина, а $C(\omega, B)$ – некоторая функция частоты излучения и магнитного поля. Экспериментальные данные полностью подтверждают пропорциональность длины пробега плазмона проводимости электронного газа. Действительно, на рис.2а приведены зависимости $\ln U(\rho_0)$, измеренные для двух частот микроволнового излучения 19.2 и 38 ГГц при фиксированном магнитном поле 5 Тл. В согласии с (6) зависимости носят линейный характер, тангенс угла наклона которых равен $C(\omega, B)L$. Поскольку для использовавшейся в экспериментах структуры $L = 50$ мкм, то по величине тангенса угла наклона можно определить значение $C(\omega, B)$, а значит, и величину длины пробега КМП L_{emp} для любого ρ_0 . Таким образом удается количественно восстановить поведение L_{emp} при изменении концентрации двумерных электронов n_s (рис.2б). Зависимость носит линейный характер в согласии с теоретическим предсказанием (5). Согласно полученным результатам длина пробега КМП при частоте падающего излучения 38 ГГц и электронной плотности $1.7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ составляет $L_{\text{emp}}(B = 5 \text{ Тл}) = 30$ мкм.

Для определения зависимости длины пробега экранированного КМП от частоты микроволнового излучения f и магнитного поля B описанная процедура была проделана для нескольких значений частот и величин магнитного поля. Полученные результаты представлены на рис.3. Эксперимент показывает, что длина пробега экранированного КМП L_{emp} уменьшается обратно пропорционально частоте f (рис.3б) и незначительно падает с увеличением магнитного поля (рис.3а). Наиболее удачно поведение длины пробега плазмона при изменении магнитного поля описывает следующая формула:

$$L_{\text{emp}} = \frac{L_0}{1 + (B/B_0)^2}, \quad (7)$$

где $B_0 = 6$ Тл и $L_0 = 41$ мкм для $f = 52.5$ ГГц. Некоторое несоответствие между экспериментальной зависимостью (7) и теорией (5) может быть объяснено тем, что использовавшаяся в экспериментах архитектура структуры несколько отличается от рассматриваемой в теории.

В наших предыдущих исследованиях [7] мы показали, что длина пробега КМП пропорциональна

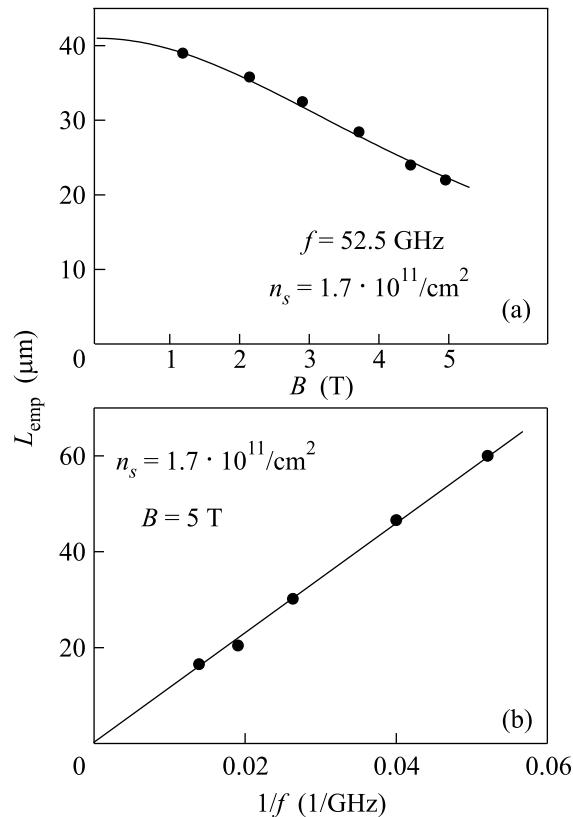


Рис.3. (а) Зависимость длины пробега экранированных краевых магнитоплазмонов от величины магнитного поля при частоте микроволнового излучения $f = 52.5$ ГГц и концентрации двумерных электронов $n_s = 1.7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. (б) Зависимость длины пробега экранированных краевых магнитоплазмонов от частоты микроволнового излучения при концентрации двумерных электронов $n_s = 1.7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и магнитном поле $B = 5$ Тл. Эксперименты проводились при температуре на образце $T = 4.2$ К

времени электронной релаксации τ и составляет $L_{\text{emp}}(T = 4.2 \text{ K}) = 0.5 \text{ мм}$ при частоте падающего излучения 46 ГГц и электронной концентрации $n_s = 2.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Эти результаты были получены для двумерной электронной системы без заднего затвора. Как было показано выше, при наличии проводящего затвора на расстоянии $d = 765$ нм от электронной системы длина пробега плазмона при аналогичных условиях значительно падает и составляет 70 ± 2 мкм. Для восстановления соответствия между двумя экспериментами заметим, что, согласно [10], добавление проводящего затвора вблизи электронной системы значительно уменьшает скорость плазменных волн, распространяющихся в ней. Это обстоятельство и объясняет значительное уменьшение длины пробега плазмона, наблюдающееся в структурах с задним затвором.

Следует заметить, что проведенные исследования представляют значительный интерес для различных приложений, использующих свойства плазменных возбуждений в низкоразмерных электронных системах [11, 5, 12]. Полученные результаты позволяют предсказывать в зависимости от температуры и частоты излучения необходимые для работы параметры прибора.

Таким образом, в настоящей работе развита экспериментальная методика количественного определения длины пробега экранированных краевых магнитоплазмонов. Методика применена для исследования зависимости длины пробега экранированных магнитоплазмонов от концентрации двумерных электронов, частоты микроволнового излучения, времени электронной релаксации и величины магнитного поля. Установлено, что полученные результаты находятся в качественном согласии с существующими теоретическими расчетами.

Авторы признательны В.А. Волкову и С.А. Михайлову за полезные обсуждения и замечания. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, DFG. В. М. М. так-

же благодарен Landau Scholarship (Forschungzentrum, Jülich) за финансовую поддержку.

1. D. Heitmann, *Surf. Sci.* **170**, 332 (1986).
2. V. A. Volkov and S. A. Mikhailov, *Landau Level Spectroscopy*, Chaper **15**, 855 (1991).
3. I. V. Kukushkin, M. Yu. Akimov, J. H. Smet et al., *Phys. Rev. Lett.* **92**, 236803 (2004).
4. B. Simović, C. Ellenberger, K. Ensslin et al., *Phys. Rev. B* **51**, 13467 (2005).
5. I. V. Kukushkin, S. A. Mikhailov, J. H. Smet et al., *Appl. Phys. Lett.* **86**, 044101 (2005).
6. P. S. Dorozhkin, S. V. Tovstonog, S. A. Mikhailov et al., *Appl. Phys. Lett.* **86**, 044101 (2005).
7. V. M. Muravev, I. V. Kukushkin, A. L. Parahonskii et al., *JETP Lett.* **83**, 290 (2006).
8. V. A. Volkov and S. A. Mikhailov, *JETP* **94**, 217 (1988).
9. S. A. Mikhailov, *Appl. Phys. Lett.* **89**, 042109 (2006).
10. V. M. Muravev, C. Jiang, I. V. Kukushkin et al., *Phys. Rev. B* **75**, 193307 (2007).
11. W. Knap, Y. Deng, S. Rumyantsev et al., *Appl. Phys. Lett.* **80**, 18 (2002).
12. E. A. Shaner, M. Lee, M. C. Wanke et al., *Appl. Phys. Lett.* **87**, 193507 (2005).