

Измерение длины пробега краевых магнитоплазмонов в системе двумерных электронов из спектров магнитоосцилляций фотонапряжения при микроволновом облучении

В. М. Муравьев, И. В. Кукушкин, А. Л. Парохонский, Ю. Смет⁺, К. фон Клитцинг⁺

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

⁺Max-Planck-Institute für Festkörperforschung, 70569 Stuttgart, Germany

Поступила в редакцию 23 января 2006 г.

После переработки 15 февраля 2006 г.

В спектре периодических по магнитному полю осцилляций сигнала фотонапряжения, возникающих на холловских структурах при микроволновом облучении, обнаружены и исследованы две частотные составляющие осцилляций. Возникновение этих двух частот в осцилляциях фотонапряжения объясняется наличием двух траекторий краевых магнитоплазмонов и эффектами интерференции коллективных возбуждений на этих траекториях. Исследовано влияние температуры, частоты микроволнового излучения и величины магнитного поля на длину пробега краевых магнитоплазмонов.

PACS: 71.35.Cs, 78.66.Fd

В шкале частот электромагнитных волн имеется проблемный диапазон 300–1000 ГГц, в котором практически полностью отсутствуют доступные, дешевые, миниатюрные и эффективные генераторы, детекторы и спектрометры электромагнитного излучения. Вместе с тем, хорошо известно, что именно этот диапазон частот имеет замечательные перспективы для приложений и научных исследований. Недавно нами был обнаружен и исследован новый тип магнитоосцилляций фото-ЭДС и продольного магнитосопротивления в двумерных электронных системах в условиях непрерывного облучения структуры электромагнитным излучением СВЧ диапазона [1]. Характерной особенностью этих осцилляций является их периодичность по магнитному полю (а не по обратному магнитному полю, как в большинстве магнитоосцилляционных эффектов). Период осцилляций определяется частотой электромагнитного облучения, плотностью электронного газа в структуре и расстоянием между потенциальными контактами. Такое поведение осцилляций обусловлено интерференцией краевых магнитоплазмонов (КМП), когерентно возбуждаемых электромагнитным излучением в области неодородности, связанной с потенциальными контактами, и распространяющихся вдоль границы двумерного электронного газа. Краевые магнитоплазмоны – плазменные возбуждения специального типа, которые имеют почти линейный закон дисперсии, и их скорость легко перестраивается путем вариации двух параметров: магнитного поля и концентрации электронов [2, 3]. При воздействии на

структуру электромагнитного поля в контактных областях когерентно возбуждаются КМП и в условиях, когда расстояние между контактами равно целому числу длин волн коллективных краевых магнитоплазменных возбуждений, из-за интерференции возникает резонансное усиление плазменных колебаний и, как следствие, усиление фото-ЭДС. Эффект наблюдается вплоть до высоких температур (около 100 К), отчетливо проявляется даже в области слабых магнитных полей (0.02–0.2 Тл) и в диапазоне частот 10–160 ГГц [4]. Обнаруженный эффект позволяет регистрировать миллиметровое и субмиллиметровое излучения при мощности возбуждения менее 1 нВт. Кроме того, путем сканирования магнитного поля можно измерять спектр излучения в диапазоне 20–160 ГГц с точностью, лучшей 0.3 ГГц. Малые размеры детектора (0.1–0.5 мм) позволяют надеяться на создание многопиксельной матрицы детекторов, необходимой для получения изображения различных объектов и предметов в миллиметровом и субмиллиметровом интервалах длин волн. Для наблюдения эффектов интерференции КМП и для детектирования микроволнового излучения необходимо, чтобы длина пробега краевых возбуждений превышала расстояние между контактами. Поэтому актуальным является вопрос о длине пробега КМП и ее зависимости от температуры, магнитного поля и частоты. В настоящей работе мы исследовали спектр магнитоосцилляций фотонапряжения двумерных электронов при микроволновом облучении и обнаружили две частотные составляющие осцилляций, которые связаны с наличием двух

траекторий, на которых происходит интерференция КМП в холловской структуре. Также нами было исследовано влияние температуры, магнитного поля и частоты на длину пробега КМП.

В экспериментах использовались одиночные легированные AlGaAs/GaAs квантовые ямы, изготовленные в форме холловских мостиков (рис.1а) с ши-

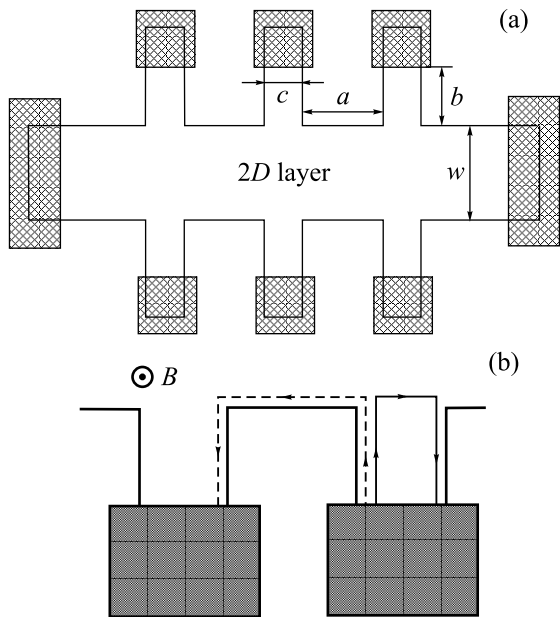


Рис.1. (а) Схематичное изображение структур, используемых в экспериментах; (б) схематичное изображение траекторий КМП, соответствующих высокочастотной (штриховая линия) и низкочастотной (сплошная линия) модам

риной мостика $W = 0.4$ мм, шириной подводящих полосок $c = 0.05$ мм, расстоянием между ближайшими полосками $a = 0.5$ мм и различными длинами полосок $b = 0.2$ и 0.1 мм. Типичные значения электронной концентрации и подвижности составляли $n_s = 2.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $\mu = 0.8 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, соответственно. Образец, закрепленный в 16 миллиметровом волноводе в пучности электромагнитного поля, размещался в гелиевом криостате внутри сверхпроводящего соленоида. По волноводу к образцу подводилось СВЧ-излучение. Микроволновые генераторы охватывали диапазон частот от 25 до 80 ГГц при выходной мощности, не превышающей 10 мВт. Температура образца измерялась по калибровочному сопротивлению. Для измерений применялась методика синхронного детектирования сигнала фото-ЭДС при модуляции падающего излучения с модулирующей частотой 1 кГц.

На рис.2а показана магнито-полевая зависимость фотонапряжения, возникающего между ближайшими

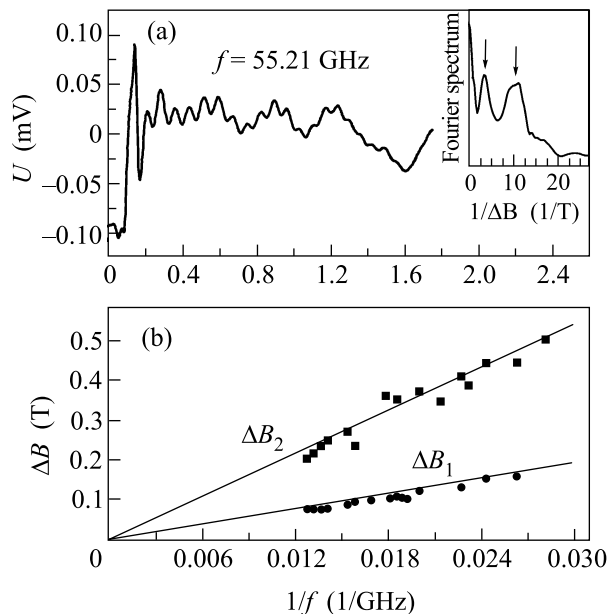


Рис.2. (а) Зависимость фотонапряжения $U(B)$, возникающего между ближайшими контактами, от магнитного поля, измеренная при фиксированной частоте $f = 55.21$ ГГц и мощности $w = 0.1$ мВт падающего излучения. На вставке показан фурье-спектр от $U(B)$; (б) зависимость двух периодов магнитоосцилляций ΔB_1 (соответствует L_h , нижняя кривая) и ΔB_2 (L_l , верхняя кривая) от обратной частоты падающего излучения $1/f$; $n_s = 2.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$; $T = 4.2 \text{ К}$

подводящими полосками, измеренная на холловских мостиках с $b = 0.2$ мм при фиксированной частоте падающего излучения 55.21 ГГц. Видно, что эта зависимость представляет собой промодулированные осцилляции. Частоты осцилляций и огибающей можно легко определить посредством быстрого Фурье-преобразования функции фотонапряжения от величины магнитного поля (как показано на вставке к рис.2а). Видно, что фурье-образ имеет два максимума, что говорит о наличии у анализируемой функции двух частотных составляющих по магнитному полю. Зависимость периода ΔB каждой из этих составляющих от обратной частоты падающего излучения $1/f$ представлена на рис.2б. Видно, что эта зависимость носит линейный характер.

Объяснение осцилляций в фотонапряжении заключается в интерференции КМП [1], когерентно возбуждаемых в контактных областях структуры. Действительно, скорость КМП с логарифмической точностью пропорциональна холловской проводимости [2] $v_{\text{emp}} \propto \sigma_{xy} \propto n_s/B$. Предполагая, что волновой вектор КМП равен $\pi N/L$, где L есть расстояние вдоль границы системы от места излучения КМП до места интерференции, находим период ΔB осцилляций

$$\Delta B \propto n_s / fL. \quad (1)$$

Согласно (1), из отношения тангенсов углов наклона двух прямых, показанных на рис.2b, которые соответствуют различным краевым модам, можно определить отношение путей L_h/L_l , пробегаемых КМП до интерференции, где L_h – путь, отвечающий высокочастотной по полю моде, а L_l – низкочастотной. Таким образом, имеется возможность определить на образце области возбуждения и интерференции магнитоплазменных волн. Подставляя численные данные, находим $L_h/L_l \approx (2.2 \div 2.7)$. Предполагая, что излучение магнитоплазموнов осуществляется посредством модуляции потенциала металлическим контактом в близлежащей области двумерного электронного слоя, а интерференция происходит либо на излучающем, либо на соседнем контактах (рис.1b), находим в соответствии с геометрическими размерами образца

$$\frac{L_h}{L_l} = \frac{a + 2b}{2b} \approx 2.3. \quad (2)$$

Полученное значение хорошо согласуется с экспериментом.

Итак, интерференция высокочастотной моды происходит на соседнем контакте (штриховая линия), а низкочастотной – на излучающем контакте (сплошная линия), как схематично показано на рис.1b. Последняя в литературе не упоминается. Ее происхождение можно объяснить как перескок КМП с одного края подводящей полоски на другой за счет наведенного потенциала. Такой перескок возможен в случае, если длина волны КМП сравнима с расстоянием между краями. В наших экспериментах это условие выполняется.

Затухание КМП зависит, во-первых, от электронного рассеяния и, во-вторых, от радиационных потерь. Поскольку диагональная компонента тензора сопротивлений в условиях наших экспериментов велика по сравнению с волновым сопротивлением вакуума, то радиационными потерями можно пренебречь [5, 6].

Выразим амплитуду осцилляций фото-ЭДС U через длину пробега КМП L_{emp} . Поскольку на контакте происходит интерференция и сложение амплитуд испущенной волны и волны, прошедшей расстояние L , то напряжение на контакте U_r , связанное с нелинейной квадратичностью и выпрямлением на контакте, равно

$$U_r = U_0 |1 + e^{-iqL}|^2, \quad (3)$$

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. Таким образом,

$$U_r = U_0 (1 + e^{-2q_2 L} + 2e^{-q_2 L} \cos q_1 L). \quad (4)$$

Из (4) видно, что амплитуда осцилляций фото-ЭДС убывает с увеличением L по закону

$$U \propto e^{-q_2 L} = e^{-L/L_{\text{emp}}}. \quad (5)$$

Рис.3а на примере двух мод с различными L иллюстрирует применимость оценки (5) к нашим экспе-

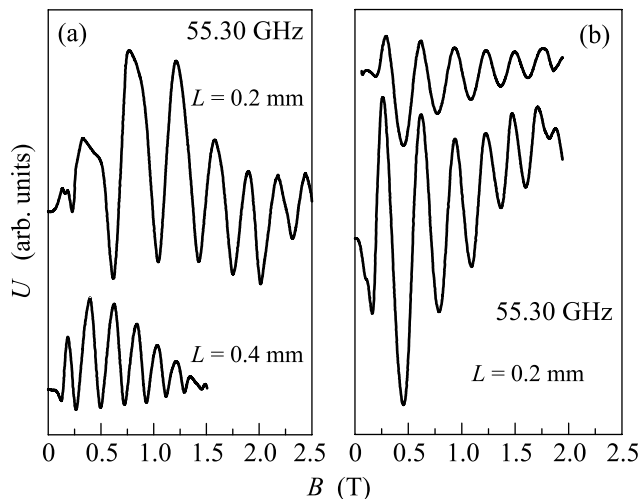


Рис. 3. (а) Осцилляции фотонапряжения, измеренные на частоте $f = 55.3$ ГГц для двух различных длин, $L_1 = 0.2$ и $L_2 = 0.4$ мм при температуре 4.2 К; (б) сравнение амплитуд магнитоосцилляций, измеренных на частоте $f = 55.3$ ГГц для $L = 0.2$ при температурах 4.2 К и 77 К; $n_s = 2.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$

риментам. Из рисунка видно, что амплитуда осцилляций фотонапряжения падает при увеличении магнитного поля, что объясняется уменьшением L_{emp} с ростом B . Заметим, что поскольку скорость КМП обратно пропорциональна магнитному полю [2],

$$v_{\text{emp}} \propto \sigma_{xy} \ln\left(\frac{1}{qa}\right) \propto \frac{1}{B} \ln\left(\frac{1}{qa}\right), \quad (6)$$

где q – волновой вектор КМП, а a – характерный поперечный размер КМП, а эффективное время рассеяния увеличивается с магнитным полем $\tau_{\text{emp}} \propto B$ [7], то полевая зависимость длины пробега КМП определяется слабым логарифмическим членом

$$L_{\text{emp}} = v_{\text{emp}} \times \tau_{\text{emp}} \propto \ln(1/B). \quad (7)$$

Ввиду значительного интереса к созданию различных приложений, использующих физические

свойства плазменных возбуждений в низкоразмерных системах [4, 8], актуальным является исследование температурной зависимости длины пробега КМП. Нами обнаружено, что при увеличении температуры происходит заметное падение амплитуды магнитоплазменных осцилляций (рис.3b), что свидетельствует об уменьшении длины пробега. На рис. 4 в полулогарифмическом масштабе представлены температурные зависимости амплитуды быстрого фурье-преобразования сигнала фотонапряжения для мод с различными L . Видно, что с увеличением L уменьшается критическая температура T_c , при которой наблюдается резкое падение амплитуды магнитоплазменных осцилляций. Этот результат можно трактовать следующим образом. Как указывалось выше, длина пробега КМП уменьшается с ростом температуры, поэтому осцилляции пропадают (изломы на рис.4), когда $L_{\text{emp}}(T_c)$ сравни-

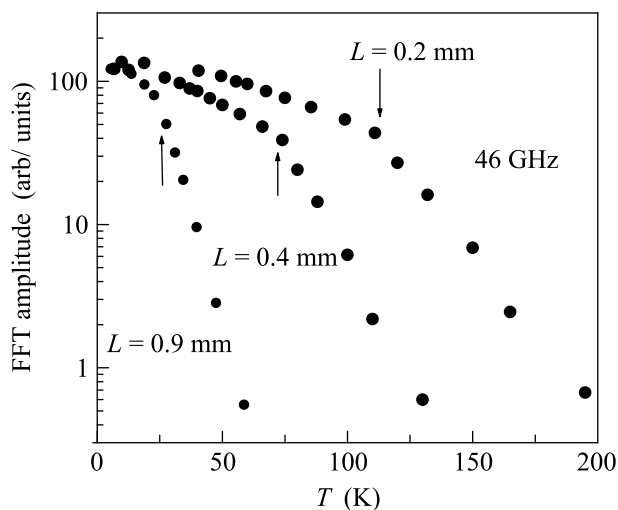


Рис.4. Температурные зависимости амплитуды быстрого фурье-преобразования сигнала фотопроводимости, измеренные на частоте $f = 46$ ГГц для мод с различными длинами L ; $n_s = 2.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Стрелками указаны значения критической температуры T_c для различных L

вается с L . Таким образом, можно утверждать, что $L_{\text{emp}}(T_c = 23 \text{ К}) \approx 0.9 \text{ мм}$, $L_{\text{emp}}(T_c = 75 \text{ К}) \approx 0.4 \text{ мм}$ и $L_{\text{emp}}(T_c = 125 \text{ К}) \approx 0.2 \text{ мм}$ при частоте падающего излучения 46 ГГц и электронной концентрации

$n_s = 1.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Надо заметить, что при дальнейшем уменьшении L не было обнаружено возрастания критической температуры выше 150 К. Возможным объяснением этого является то, что при таких температурах исчезает выпрямляющее свойство приконтактной области, поскольку при этом температура сравнивается с фермиевской энергией электронов. Указанное выше ограничение можно обойти, повысив электронную концентрацию. Кроме этого, нами было установлено, что длина пробега КМП уменьшается при увеличении частоты и уменьшении электронной подвижности. Детальные исследования зависимости L_{emp} от частоты, магнитного поля, электронной концентрации и температуры будут опубликованы в более подробной статье.

Таким образом, в настоящей работе исследовано влияние температуры, магнитного поля и частоты микроволнового излучения на длину пробега краевых магнитоплазмонов. Проведен спектральный анализ магнитоосцилляций фотонапряжения и обнаружены две различные частоты, отвечающие различным траекториям КМП и эффектам интерференции коллективных возбуждений на этих траекториях.

В заключение авторы выражают благодарность В.А. Волкову и С.А. Михайлову за обсуждение результатов настоящей статьи и полезные замечания.

Работа была выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, INTAS и DFG.

1. I. V. Kukushkin, M. Yu. Akimov, J. H. Smet et al., Phys. Rev. Lett. **92**, 236803 (2004).
2. В. А. Волков, С. А. Михайлов, ЖЭТФ **94**, 217 (1988).
3. S. J. Allen, H. L. Stormer, and J. C. M. Hwang, Phys. Rev. B **28**, 4875 (1983).
4. I. V. Kukushkin, S. A. Mikhailov, J. H. Smet, and K. von Klitzing, Appl. Phys. Lett. **86**, 044101 (2005).
5. S. A. Mikhailov, Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz. **57**, 570 (1993).
6. S. A. Mikhailov, Phys. Rev. B **54**, 10335 (1996).
7. I. V. Kukushkin, J. H. Smet, V. A. Kovalskii et al., Phys. Rev. B **72**, 161317 (2005).
8. X. G. Peralta, S. J. Allen, M. C. Wanke et al., Appl. Phys. Lett. **81**, 1627 (2002).