

ФОТОГАЛЬВАНИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В МЕЗОСКОПИЧЕСКОЙ СИСТЕМЕ

А.А.Быков, Г.М.Гусев, З.Д.Квон,
Д.И.Лубышев, В.П.Мигаль

Обнаружен фотогальванический эффект, возникающий при облучении мезоскопических образцов δ -легированного GaAs микроволновым излучением и обусловленный отсутствием центра инверсии в мезоскопической системе.

В работе ¹ было показано, что, так как свойства мезоскопических проводников определяются конкретной реализацией случайного потенциала, в них должны наблюдаться эффекты, характерные для систем без центра инверсии. К этим эффектам относятся выпрямление переменного поля низкой частоты из-за неомичности вольт-амперной характеристики ² и генерация стационарного фототока под воздействием излучения — фотогальванический эффект ³. Из этих эффектов в настоящее время экспериментально наблюдалась только неомичность вольт-амперной характеристики в образцах с металлической ⁴ и прыжковой ⁵ проводимостью.

В данной работе экспериментально обнаружен фотогальванический эффект при облучении мезоскопических образцов δ -легированного GaAs микроволновым излучением частотой 6 – 80 ГГц.

Экспериментальные образцы представляли собой полоски δ -легированных слоев GaAs шириной 0,5 – 2 мкм с расстоянием между потенциометрическими зондами 2 – 3 мкм. Они были получены с помощью оптической литографии и последующего ионного травления. Параметры исходных δ -легированных слоев, технология получения которых описана ранее ⁶, были следующими: 1) концентрация электронов $n_s = 3,5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ и подвижность $\mu = 4200 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$; 2) $n_s = 1,1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ и $\mu = 2100 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. Эксперимент проводился при температурах 1,6 – 4,2 К в магнитных полях до 70 кГс. Микроволновое излучение частотой 6 – 8 ГГц, модулированное по амплитуде, подавалось с помощью кабеля непосредственно на токовые контакты образца. Излучение частотой 80 ГГц подавалось на образец при помощи волновода. ЭДС измерялась как с потенциометрических, так и с токовых контактов образца. На рис. 1 показана зависимость ЭДС (V) одного из образцов с параметрами типа 2 от магнитного поля. Здесь же для сравнения приведена зависимость магнетопроводимости $\Delta\sigma(H)/\sigma$. Видны аперiodические осцилляции как магнетопроводимости, так и ЭДС. Все осцилляции воспроизводятся с высокой точностью. Амплитуда флуктуаций $\Delta\sigma/\sigma$ равна $3 \cdot 10^{-3}$, в то время как амплитуда осцилляций ЭДС порядка величины самого сигнала, более того, видно, что осциллирующая ЭДС несколько раз меняет знак. Из рисунка также видно, что хотя и наблюдается некоторое совпадение максимумов и минимумов магнетопроводимости и ЭДС, в целом корреляция отсутствует. Отметим также, что число осцилляций магнетопроводимости и ЭДС практически одинаково, хотя видно, что в ЭДС почти все флуктуации имеют одинаковую амплитуду в отличие от магнетопроводимости, где имеется большое число флуктуаций малой амплитуды. Более точный анализ требует количественной обработки результатов, что будет проведено в дальнейшем.

Поскольку для стационарной ЭДС, генерируемой в образце, токовые и потенциометрические зонды равноправны, ЭДС измеренная в обоих случаях, как и следовало ожидать, полностью совпадала. Отметим также, что хотя измерения сопротивления проводились четырехзондовым методом, в отличие от результатов работы ⁷ магнетосопротивление, как и ЭДС, при изменении знака магнитного поля было симметричным. Это, по-видимому, обусловлено тем, что в нашем случае $L_\varphi < L$, где L_φ — длина фазовой когерентности, L — расстояние между потенциометрическими зондами, и, как было показано в работе ⁸, антисимметричная часть магнетосопротивления мала по сравнению с симметричной частью.

Пленки δ -легированного GaAs представляют собой квазидвумерную электронную систему с несколькими заполненными уровнями размерного квантования⁹. В соответствие с этим универсальные флуктуации магнетосопротивления чувствительны только к компоненте магнитного поля, перпендикулярной слою двумерных электронов. Рис. 2а показывает, что флуктуации ЭДС также определяются только магнитным полем, перпендикулярным поверхности образца, а в магнитном поле параллельном δ -слою осцилляции ЭДС отсутствуют.

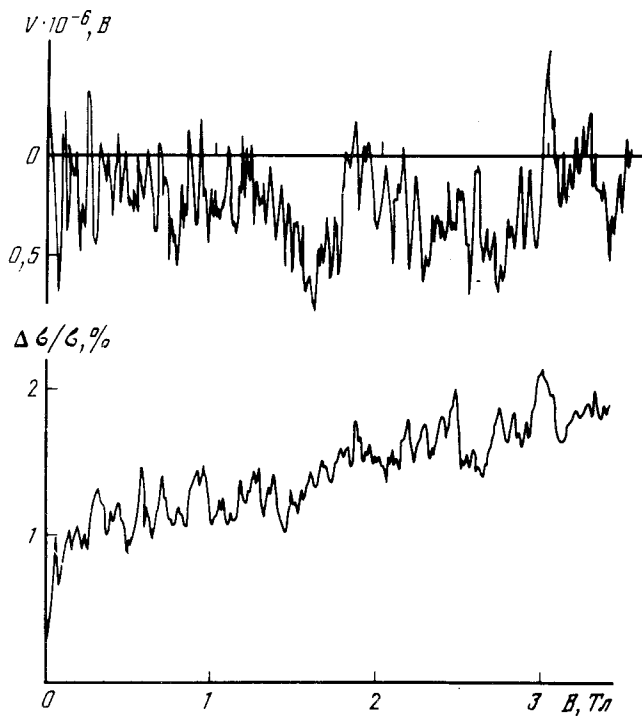


Рис. 1. Зависимость ЭДС и магнетопроводимости от магнитного поля
 $f = 7,4$ ГГц, $T = 4,2$ К

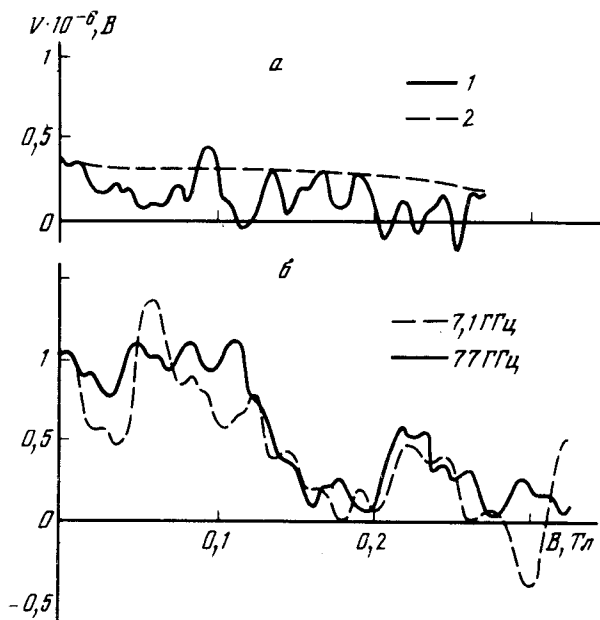


Рис. 2. а) Зависимость ЭДС от магнитного поля: 1 - $B \perp$ поверхности, 2 - $B \parallel$ поверхности образца; б) Зависимость ЭДС от магнитного поля для двух частот СВЧ излучения, $T = 4,2$ К

Примечание: зависимости на рис. 1, 2а, б сняты в разное время и при различных уровнях СВЧ мощности

На рис. 2б показаны зависимости ЭДС от магнитного поля для двух частот СВЧ излучения 7,1 и 77 ГГц. Видно, что ЭДС для обеих частот ведет себя подобным образом. Имеются некоторые совпадения максимумов, хотя в целом корреляция практически отсутствует. Однако однозначное сравнение поведения V при различных частотах с целью установления частотной дисперсии ЭДС затруднено из-за неопределенности в поляризации излучения выходящего из волновода.

Как показывают результаты измерения отрицательного магнетосопротивления, для исследованных макроскопических структур длина когерентности L_φ равна 0,45 мкм для $T = 4,2$, а время $\tau_\varphi = 1,510^{-11}$ с. В этом случае выбранный диапазон частот является оптимальным для изучения фотогальванического эффекта³ при неразогретых амплитудах СВЧ поля.

С увеличением СВЧ мощности наблюдался рост ЭДС приблизительно по линейному закону, а затем выход на насыщение при величинах ЭДС ~ 10 мкВ. Это насыщение может быть обусловлено разогревом образца. При достаточно высоких температурах теория дает следующую оценку эффекта³:

$$I \sim \frac{e}{\tau_\varphi} \left(\frac{eEL_\varphi}{\hbar\pi^2\tau_f^{-1}} \right)^2.$$

Для $E = 3$ В/см получаем $V \sim 3,5$ мкВ, что соответствует наблюдаемым значениям ЭДС.

Таким образом, в данной работе впервые обнаружен фотогальванический эффект в мезоскопической системе. В отличие от универсальных флуктуаций проводимости, где мезоскопический вклад мал по сравнению с усредненной проводимостью, обнаруженный эффект полностью определяется мезоскопикой. Это позволяет надеяться, что фотогальванический эффект окажется новым эффективным инструментом исследования мезоскопических свойств проводников малых размеров.

В заключение авторы благодарят Д.Е.Хмельницкого и В.И.Фалько за ознакомление с результатами работы³ до опубликования, Е.Б.Ольшанецкого за помощь в измерениях, М.Р.Бакланова за проведение плазмохимического травления, В.Н.Овсяка и С.И.Стенина за поддержку данных исследований.

Литература

1. Альтшулер Б.Л., Хмельницкий Д.Е. Письма в ЖЭТФ, 1985, 42, 291.
2. Ларкин А.И., Хмельницкий Д.Е. ЖЭТФ, 1986, 91, 1815.
3. Фалько В.И., Хмельницкий Д.Е. ЖЭТФ, 1988, 95.
4. Kaplan S.B. Surf. Sci., 1988, 196, 93.
5. Орлов А.О., Савченко А.К. Письма в ЖЭТФ, 1986, 44, 34.
6. Гусев Г.М., Квон З.Д., Лубышев Д.И. и др. ФТТ, 1988, 30, 3148.
7. Benoit A.D., Washburn S., Umbach C.P. et al. Phys. Rev. Lett., 1986, 57, 1765.
8. Benoit A., Umbach C.P., Laibowitz R.B., Webb R.A. Phys. Rev. Lett., 1987, 58, 2343.
9. Zrenner A., Koch F., Ploog K. Surf. Sci., 1988, 196, 671.