

ФОТОГАЛЬВАНИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В АСИММЕТРИЧНОЙ СИСТЕМЕ ТРЕХ КВАНТОВЫХ ЯМ В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

О.Е.Омельяновский, В.И.Цебро¹⁾, В.И.Кадушкин*

Физический институт им.П.Н.Лебедева РАН
117924 Москва, Россия

*Научно-исследовательский технологический институт
390011 Рязань, Россия

Поступила в редакцию 10 января 1996 г.

В магнитных полях до 75 кЭ и температурном интервале от 4.2 К до 300 К исследован фотогальванический эффект (ФГЭ) в асимметричной нелегированной системе трех квантовых ям GaAs/AlGaAs при освещении белым светом разной интенсивности. Обнаружен предсказанный в работе [1] максимум спонтанного тока ФГЭ J^{PGB} в зависимости от магнитного поля. Из анализа экспериментальных данных следует, что основной исходной характеристикой ФГЭ является не спонтанный ток, а электродвижущая сила E^{PGB} , возникающая перпендикулярно приложенному магнитному полю. Установлено, что данная э.д.с. не зависит от мощности падающего света, линейно увеличивается с размером освещаемой области d и медленно спадает с температурой; $E_{max}^{PGB} \sim 0.8$ В при 300 К и ~ 0.1 В при 4.2 К для $d \sim 3$ мм. Получен вид кривой $E^{PGB}(H)$ при комнатной температуре с учетом сильного поперечного магнитосопротивления наноструктуры.

PACS 73.20.Dx, 73.50.Pz

В работе [1] показано, что вызванная оптическим воздействием неравновесность функции распределения носителей в асимметричной системе квантовых ям в магнитном поле, параллельном слоям наноструктуры, приводит к латеральному фотогальваническому эффекту (ФГЭ), заключающемуся в появлении спонтанного тока, направленного вдоль слоев наноструктуры и перпендикулярно направлению магнитного поля. Экспериментально этот эффект был обнаружен в работе [2] по смещению вольт-амперной характеристики на асимметричной структуре GaAs/AlGaAs с тремя туннельно связанными квантовыми ямами. Измерения ФГЭ в [2] были выполнены в слабом магнитном поле $H \sim 5$ кЭ при температурах $T > 77$ К.

В настоящей работе сообщаются результаты исследований ФГЭ на подобной асимметричной наноструктуре в сильных магнитных полях до 75 кЭ и температурах от 4.2 до 300 К. Исследовались образцы наноструктуры $i\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/i\text{-GaAs}$ ($x=0.25$) с тремя квантовыми ямами шириной слоев $L_W = 54, 60$ и 70 Å, разделенных барьерными слоями $L_B = 20$ и 30 Å. Данная асимметричная система туннельно связанных квантовых ям находилась между двумя широкими (200 Å) барьерными слоями $i\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x=0.25$) со стороны буферного слоя $i\text{-GaAs}$ (1 мкм) и закрывающего структуру слоя $i\text{-GaAs}$ (200 Å).

Образцы имели прямоугольную форму размером порядка 8×2 мм и одну пару контактов, симметрично расположенных вдоль одной линии на расстоянии 4 мм друг от друга. Контакты создавались вжиганием индия в вакууме или в азотной атмосфере при температуре 420°C в течение нескольких минут. Для

¹⁾e-mail: tsebro@sci.lpi.ac.ru

измерений ФГЭ была сконструирована специальная вставка диаметром 20 мм с оптическим вводом, помещаемая вертикально в дьюар-вставку промежуточных температур сверхпроводящего соленоида. Температура образца стабилизировалась в интервале от 4.2 К до комнатной с точностью ~ 0.05 К. Световое излучение от галогенной лампы КГМ-70 заводилось к образцу по гибкому световоду диаметром ~ 1 мм. Мощность подводимого к образцу излучения составляла в максимуме величину порядка 5 мВт. Для ее контролируемого уменьшения использовались калиброванные металлические сетки. Контакты и прилегающие к ним участки образца закрывались специальным экраном, так что облучалась центральная область образца световым пятном диаметром от 2 до 3 мм. Простая проверка показала, что освещенные участки образца имели примерно в сто раз меньшее электрическое сопротивление, чем закрытые экраном. Образцы ориентировались плоскостью слоев по направлению магнитного поля и, в свою очередь, могли ориентироваться линией контактов как вдоль, так и поперек направления магнитного поля.

Схема измерений представляла собой простую последовательную замкнутую цепь из образца и эталонного измерительного сопротивления, по падению напряжения на котором определялся циркулирующий в цепи ток. Отметим, что измеряемый ток являлся током короткого замыкания J_{sc}^{PGE} , так как сопротивление исследуемых образцов (в зависимости от диаметра светового пятна лежащее в интервале от 60 до 140 МОм при комнатной температуре и максимальном освещении) было намного больше измерительного сопротивления (10 кОм). Измерялись зависимости $J_{sc}^{PGE}(H)$ при различных температурах и уровнях освещенности. Магнитное поле разворачивалось в двух направлениях: от 0 до 75 кЭ и от 0 до -75 кЭ. Во время развертки поля компьютерная система сбора и обработки информации осуществляла накопление и усреднение измеряемых значений тока по большому числу отсчетов, в результате чего чувствительность по току достигала величины ± 0.001 нА.

Основные результаты экспериментов свелись к следующему:

1) в отсутствие магнитного поля всегда наблюдался очень небольшой, в пределах десятых долей наноампера, зависящий от мощности светового излучения W ток $J_{sc}^0(W)$ (фототок при $H = 0$), величина и знак которого менялись с температурой;

2) при ориентации образцов линией контактов перпендикулярно направлению магнитного поля наблюдался отчетливо выраженный фотогальванический эффект с величиной $J_{sc}^{PGE} \gg J_{sc}^0(W)$ и асимметричной немонотонной зависимостью $J_{sc}^{PGE}(H)$. Величина ФГЭ и форма зависимостей $J_{sc}^{PGE}(H)$ сильно изменялись с температурой;

3) при ориентации образцов линией контактов вдоль направления магнитного поля, в пределах чувствительности измерительной схемы, фотогальванический эффект отсутствовал.

Особенности полученных данных иллюстрируются следующим образом.

На рис.1 представлены зависимости $J_{sc}^{PGE}(H)$, измеренные для одного из образцов при температуре 283.7 К при разных уровнях мощности светового излучения: $0.36W_{max}$, $0.49W_{max}$, $0.65W_{max}$ и максимальной мощности $W_{max} \approx 5$ мВт. Видно, что при данной температуре зависимости $J_{sc}^{PGE}(H)$ представляют собой практически симметричные нечетные по H функции с хорошо выраженными экстремумами в области положительных и отрицательных значений J_{sc}^{PGE} . Измеренные при $H = 0$ для различных значений W вольт-амперные характеристики $J(U)$ проявляют при данной температуре очень слабую нелинейность в интервале значений $-10 \text{ нА} < J < 10 \text{ нА}$, характерных для на-

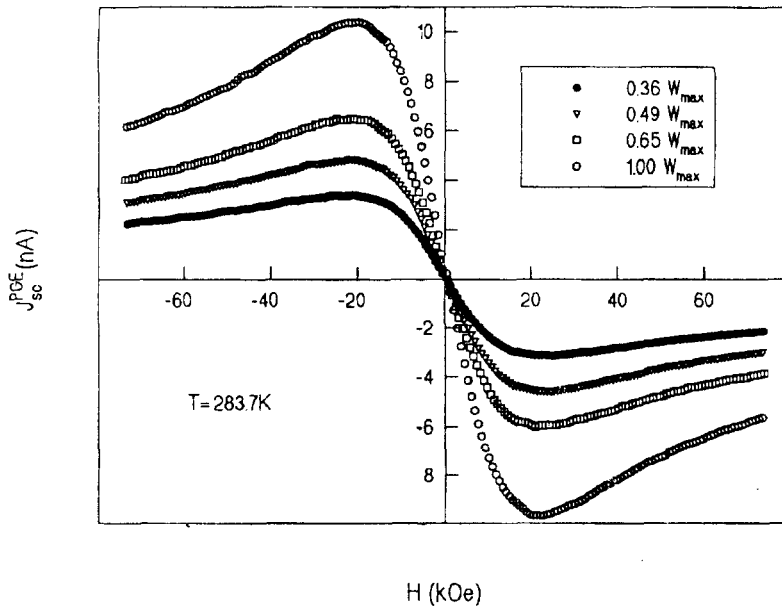


Рис.1. Полевые зависимости тока ФГЭ $J_{sc}^{PGE}(H)$ при $T = 283.7$ К и разных уровнях освещенности

блюдаемого ФГЭ, а их небольшая асимметрия связана с наличием нулевого фототока $J_{sc}^0(W)$. Проводимость наноструктуры в нулевом магнитном поле при этой температуре, определяемая по наклону зависимостей $J(U)$, прямо пропорциональна W . Если, используя измеренные при различных W вольт-амперные характеристики $J(U)$, преобразовать экспериментальные кривые $J_{sc}^{PGE}(H)$ в зависимости вида $U_{sc}^{PGE}(H)$, то получится единая, не зависящая от W , нечетная по H функция $U_{sc}^{PGE}(H)$, описывающая зависимость ФГЭ от магнитного поля и достигающая экстремальных значений $U_{max}^{PGE} = \pm 0.63$ В при $H_{max} \approx \pm 20$ кЭ (см. кривую 1 на рис. 3).

При понижении температуры величина ФГЭ, измеряемая по току, сильно уменьшается, а экспериментальные кривые $J_{sc}^{PGE}(H)$ становятся сильно асимметричными. Для примера на рис. 2 представлены зависимости $J_{sc}^{PGE}(H)$, измеренные при температуре 204.1 К при тех же разных уровнях мощности W . Видно, что величина эффекта (если ее измерять как разницу между амплитудными значениями $J_{sc}^{PGE}(H)$) уменьшилась примерно в 5 раз, но при этом сильно изменилась симметрия кривых $J_{sc}^{PGE}(H)$ относительно начала координат. Однако при данной температуре, наряду с общим уменьшением проводимости системы, уже существенно сильнее проявляется нелинейность и асимметрия вольт-амперных характеристик (см. вставку на рис. 3). Если, как и ранее, по измеренным при $H = 0$ и различных W вольт-амперным характеристикам построить обобщенную зависимость $U_{tr}^{PGE}(H)$, то получится также единая для различных W нечетная по H кривая $U_{tr}^{PGE}(H)$ с амплитудными значениями $U_{max}^{PGE} = \pm 0.3$ В, всего лишь вдвое меньшими, чем при $T = 283.7$ К (см. кривую 2 на рис. 3).

Фотогальванический эффект удастся наблюдать и при очень низких гелиевых температурах. Так, на рис. 4 приведены зависимости $J_{sc}^{PGE}(H)$, измеренные при температуре 4.2 К для разных W . Величина эффекта при

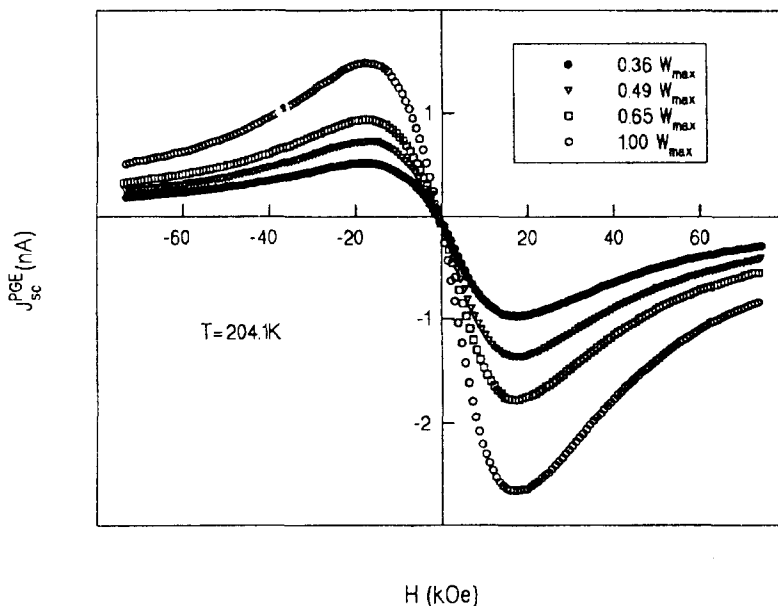


Рис. 2. Полевые зависимости тока ФГЭ $J_{sc}^{PGE}(H)$ при $T = 204.1$ К и разных уровнях освещенности

этой температуре, определяемая по разнице амплитуд J_{sc}^{PGE} , ровно в 100 раз меньше, чем при комнатной температуре. К сожалению, не удалось с необходимой точностью измерить вольт-амперные характеристики наноструктуры при температуре 4.2 К в области значений токов, характерных для ФГЭ, для того, чтобы построить функцию $U_{tr}^{PGE}(H)$. Начальные участки зависимостей $J(U)$ при температуре 4.2 К нелинейны, а в целом вольт-амперные характеристики в большом интервале значений U сильно асимметричны. Тем не менее, возможно оценить амплитудные значения $U_{tr}^{PGE}(H)$, используя величину проводимости наноструктуры при больших положительных и отрицательных напряжениях. Такая оценка дает величину $U_{max}^{PGE} \sim \pm 0.1$ В.

В работе [1] предсказывалось, что спонтанный ток ФГЭ, определяемый простой связью $J_{ФГЭ} = \beta T$ (β – обусловленный неравновесностью диссипативный коэффициент, T – плотность тороидного момента), должен при развертке магнитного поля проходить через максимум. Это связано с тем, что величина T убывает с ростом H из-за локализации волновых функций электронов. Полученные в настоящей работе данные можно рассматривать как подтверждение этого предсказания. Однако очень правильная антисимметричная и не зависящая при данной температуре от световой мощности W форма кривых $U^{PGE}(H)$ позволяет предположить, что исходной характеристикой ФГЭ является не спонтанный ток, а электродвижущая сила E^{PGE} , возникающая в направлении, перпендикулярном приложенному магнитного полю. Если считать, что восстанавливаемая по экспериментальным зависимостям $J_{sc}^{PGE}(H)$ и $J(U)$ -характеристикам функция $U_{tr}^{PGE}(H)$ в значительной мере отображает основной характер функции $E^{PGE}(H)$, то оказывается, что $E^{PGE}(H)$ не зависит от мощности падающего света и, следовательно, от концентрации неравновесных носителей заряда, и довольно слабо зависит от температуры, уменьшаясь по величине всего в 6 раз при охлаждении наноструктуры от ком-

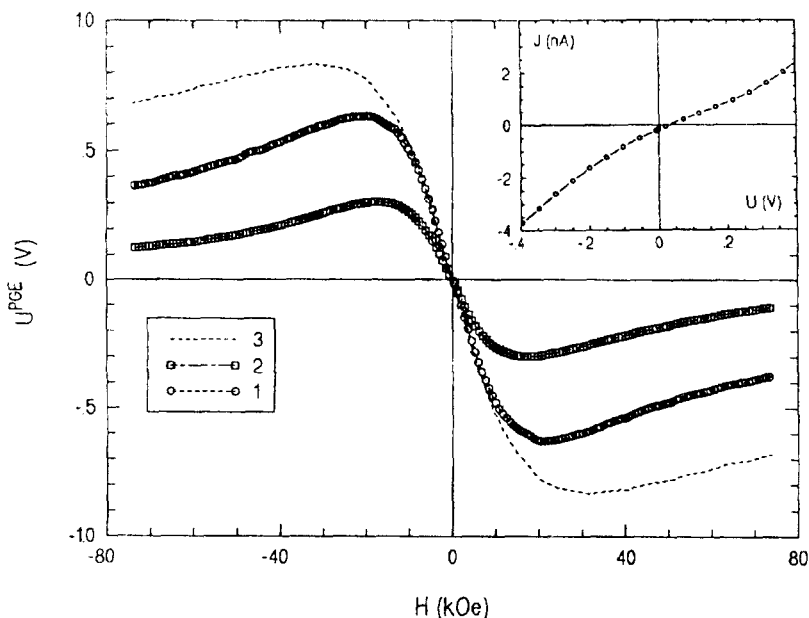


Рис.3. Зависимости $U^{PGE}(H)$, восстановленные по экспериментальным зависимостям $J_{sc}^{PGE}(H)$ и вольт-амперным характеристикам $J(U)$ при $T = 283.7$ К (кривая 1) и $T = 204.1$ К (кривая 2). На вставке приведен начальный участок вольт-амперной характеристики наноструктуры при $T = 204.1$ К. Показана полевая зависимость э.д.с. ФГЭ при $T = 283.7$ К с учетом поперечного магнитосопротивления наноструктуры (кривая 3)

натной до температуры жидкого гелия. В этом смысле спонтанный ток ФГЭ, который, как было показано, при понижении температуры становится сильно асимметричным, является как бы следствием нелинейных и асимметричных вольт-амперных характеристик наноструктуры, измеряемых независимо при подаче на структуру внешнего постоянного электрического напряжения.

В пользу трактовки полученных данных через возникновение э.д.с. ФГЭ говорят эксперименты с изменением размера светового пятна на образце, которые позволили проследить зависимость предполагаемой э.д.с. от длины освещаемого участка. Так, при увеличении диаметра светового пятна от 2 до 3 мм, наклон вольт-амперных характеристик $J(U)$ вырос в 2.2 раза (поскольку длина неосвещенных участков сократилась примерно вдвое), а ток ФГЭ $J_{sc}^{PGE}(H)$ вырос в 3.3 раза, то есть величина $E^{PGE}(H) \propto J_{sc}^{PGE}(H)/J(U)$ увеличилась в 1.5 раза, ровно настолько, насколько увеличилась длина освещаемого центрального участка образца.

В настоящий момент причины, приводящие к усилению нелинейности и асимметричности $J(U)$ -характеристик при понижении температуры, не ясны. Однако если ФГЭ исходно связан с возникновением э.д.с., пропорциональной H по крайней мере в малых полях, то весьма существенно, что немонотонная с экстремумами зависимость $J^{PGE}(H)$ может быть простым следствием сильного положительного магнитосопротивления наноструктуры. Нами были проведены исследования поперечного магнитосопротивления на образцах данных наноструктур [3] при $T = 283.7$ К и показано, что сопротивление наноструктуры очень сильно возрастает с полем, следуя некоторой зависимости $R(H)$, близкой к линейной в средних полях с тенденцией к насыщению в больших. При ма-

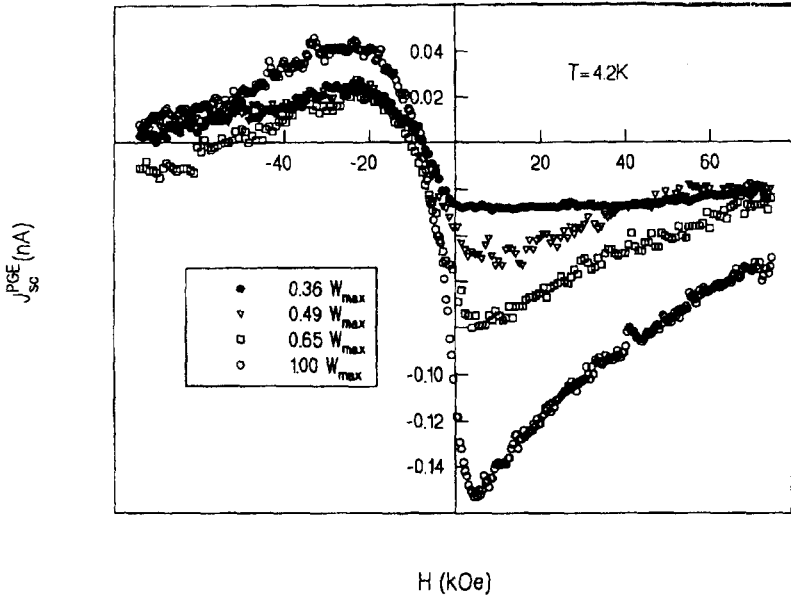


Рис.4. Зависимости $J_{sc}^{PGE}(H)$, измеренные при $T = 4.2$ К и разных уровнях освещенности

лых (до 1 В) напряжениях на структуре $(R(H) - R(0))/R(0) = 1.85$ в магнитном поле 75 кЭ. Если, используя экспериментальные значения магнитосопротивления $R(H)$ и тока $J_{sc}^{PGE}(H)$, построить зависимость $E^{PGE}(H) = J_{sc}^{PGE}(H) \cdot R(H)$, то получится зависимость, представленная кривой 3 на рис. 3. Видно, что экстремумы на этой зависимости выражены уже гораздо слабее, то есть уменьшение тока ФГЭ в полях > 20 кЭ происходит в основном из-за сильного магнитосопротивления. Следует отметить, что магнитосопротивление в [3] исследовалось при минимальном в наших опытах диаметре светового пятна 2 мм, когда остается существенным вклад в полное сопротивление наноструктуры неосвещенных участков образца. Реальное магнитосопротивление освещаемой области наноструктуры может быть намного больше измеренной в [3] величины. В этом случае функция $E^{PGE}(H)$ может вообще не иметь экстремумов и в полях > 20 кЭ просто выходить на насыщение.

Авторы благодарны А.А.Горбачеву, В.В.Капаеву и Ю.В.Капаеву за плодотворное обсуждение результатов работы. Работа выполнена в рамках проекта 95-02-04358-а Российского фонда фундаментальных исследований и проекта 2-016/2 Программы "Физика твердотельных наноструктур" Министерства науки РФ.

1. А.А.Горбачев, В.В.Капаев, Ю.В.Капаев, Письма в ЖЭТФ 57, 565 (1993).
2. Ю.А.Алещенко, И.Д.Воронова, С.П.Гришечкина и др., Письма в ЖЭТФ 58, 377 (1993).
3. В.И.Цебро, О.Е.Омельяновский, В.И.Кадушкин, в печати.