

Фотогальванический эффект в асимметричной наноструктуре GaAs/AlGaAs при лазерном возбуждении

© И.В. Кучеренко, Л.К. Водопьянов, В.И. Кадушкин*

Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, 117924 Москва, Россия

* Научно-исследовательский технологический институт, 390011 Рязань, Россия

(Получена 29 декабря 1995 г. Принята к печати 15 января 1997 г.)

Обнаружен фототок в структуре GaAs/GaAlAs с тремя асимметричными квантовыми ямами в магнитном поле H , параллельном поверхности образца, при облучении его квазинепрерывным лазером с $\lambda = 1.065$ мкм. Ток протекает в плоскости слоев перпендикулярно магнитному полю. Его величина возрастает с ростом H , при коммутации магнитного поля знак фототока изменяется. Эффект объяснен на основании модели о несимметричной структуре электронных волновых функций в магнитном поле.

В работе [1] впервые была высказана идея о том, что в асимметричной системе квантовых ям при освещении в магнитном поле возникает эдс фотогальванического эффекта. В отсутствие магнитного поля под действием циркулярно поляризованного освещения фотогальванические эффекты (ФГЭ) наблюдали в однородных кристаллах без центра симметрии [2]. Эти эффекты чаще всего обнаруживаются в сегнетоэлектриках. ФГЭ наблюдали также в полупроводниках со сложными зонами, таких как Te, p -Ge и p -GaAs [3]. В магнитном поле в условиях неоднородной освещенности возникает хорошо известный эффект Кикоина–Носкова [4]. Холловский ток может быть обусловлен также потенциальными барьерами, например, в области контакта металл–гетероструктура.

Первые результаты по экспериментальному обнаружению ФГЭ в квантово-размерных структурах при возбуждении светом от лампы накаливания были представлены в работе [5]. Настоящая работа является продолжением этой работы. В ней решались следующие задачи. Проверить ход найденной в [5] спектральной зависимости тока короткого замыкания $I_{sc}(\lambda)$, используя когерентные источники света, нормированные на постоянную энергетическую освещенность образца при различных длинах волн. Выяснить зависимость I_{sc} от напряженности магнитного поля H в более широком диапазоне H (до 12 кЭ) при освещении инфракрасным (ИК) лазером с подпороговой энергией излучения ($\varepsilon_{las} < E_g$). Последнее обстоятельство имеет принципиальное значение для изучения ФГЭ в полупроводниках. Дело в том, что при таком возбуждении не генерируются носители противоположных знаков (электроны и дырки) и неравновесная функция распределения создается возбуждением носителей одного знака с примесных состояний, а также в результате разогрева электронного газа. В этой связи представлялось интересным более детально исследовать полученный в работе [5] необычный результат, состоящий в том, что знак смещения I_{sc} при возбуждении светом с $\varepsilon_{las} < E_g$ не зависит от направления магнитного поля. Возможно, что этот

эффект был связан с низкой интенсивностью возбуждения в ближней ИК области, так как спектральное распределение мощности излучения лампы накаливания существенно неоднородно и сильно падает в области $\lambda > 0.9$ мкм.

В настоящей работе исследовались фотоэдс и фототок короткого замыкания в магнитном поле до 12 кЭ в многоямной структуре. Структура состояла из трех прямоугольных нелегированных квантовых ям GaAs шириной 70, 60 и 54 Å, разделенных барьерами нелегированного Al_{0.25}Ga_{0.75}As шириной 30 и 20 Å. Эта структура отделена от полуизолирующей подложки GaAs буферным слоем i -GaAs и ограничена барьерными слоями нелегированного Al_{0.25}Ga_{0.75}As (300 Å). Возбуждающий свет направлялся по нормали к плоскости образца, магнитное поле прикладывалось вдоль слоев, а фототок короткого замыкания измерялся в плоскости слоев перпендикулярно направлению магнитного поля.

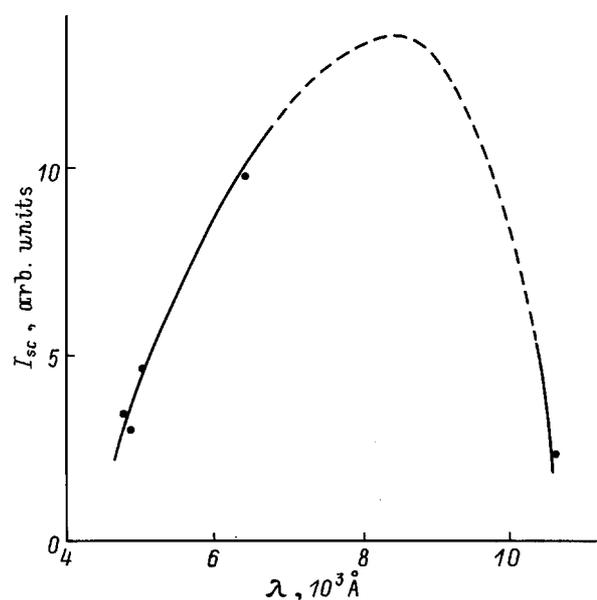


Рис. 1. Спектральная зависимость фототока короткого замыкания I_{sc} при $T = 300$ К.

Спектральная зависимость фототока короткого замыкания при $T = 300$ К показана на рис. 1. Эта зависимость измерялась при условии постоянной интенсивности освещения образца на уровне 0.6 Вт/см^2 , что достигалось изменением мощности лазера или диаметра пятна возбуждающего излучения. Найденная зависимость качественно совпадает с той, которая была получена в работе [5]. Поэтому можно предполагать, что максимум I_{sc} расположен при $\lambda = 0.8 \text{ мкм}$, что соответствует ширине запрещенной зоны GaAs при $T = 300$ К ($E_g = 1.43 \text{ эВ}$ [6]). На рис. 2 представлены вольт-амперные характеристики (ВАХ) при освещении структуры лазерами с длиной волны $\lambda = 6764 \text{ \AA}$ и $\lambda = 1.065 \text{ мкм}$ при одинаковой интенсивности освещения 0.6 Вт/см^2 . Из рис. 2 видно, что ВАХ при освещении лазером с $\lambda = 1.065 \text{ мкм}$ близка к линейной, незначительные отклонения от линейности наблюдаются при $U < 0.05 \text{ В}$. При освещении лазером с $\lambda = 6764 \text{ \AA}$ ВАХ существенно нелинейна. При коммутации напряжения ток не изменяет знак вплоть до $U \leq 2 \text{ В}$ (кривая 1). Этот результат свидетельствует о возникновении электрического поля внутри структуры при освещении светом в области фундаментального поглощения и отсутствии таких полей при освещении лазером с $\lambda = 1.065 \text{ мкм}$. Исследования в магнитном поле мы проводили при освещении образца лазером с подпороговой энергией $\lambda = 1.065 \text{ мкм}$ и удельной мощностью 0.6 Вт/см^2 (см. вставку к рис. 3). При такой длине волны могут возбуждаться только носители с энергетических состояний примесей и дефектов, таким образом вклад в фототок фотоэлектромагнитного эффекта исключается. Как видно из рис. 3, фототок линейно возрастает с полем до 11 кЭ . При коммутации магнитного поля знак фототока изменяется на противоположный. Представленные здесь значения фототока равны $\Delta I_{sc} = I_{sc}(H) - I_{sc}(0)$. При облучении образца лазером с $\lambda = 1.065 \text{ мкм}$ сопротивление образца уменьшается на 2 порядка, что, очевидно, связано с возбуждением носителей с примесей и дефектов.

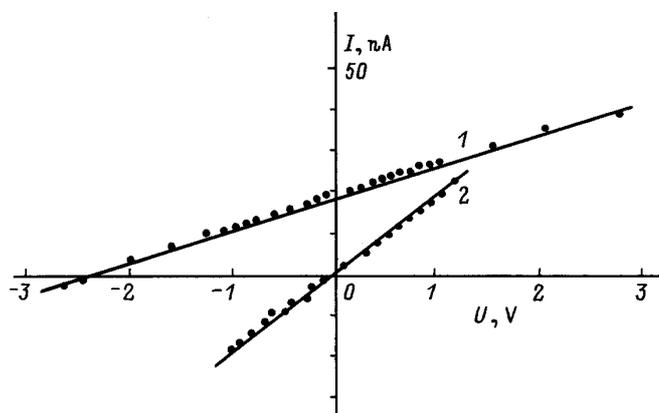


Рис. 2. Вольт-амперные характеристики наноструктуры при возбуждении лазерами с длинами волн $\lambda = 676 \text{ \AA}$ (1) и $\lambda = 1.065 \text{ мкм}$ (2) при $T = 300 \text{ К}$.

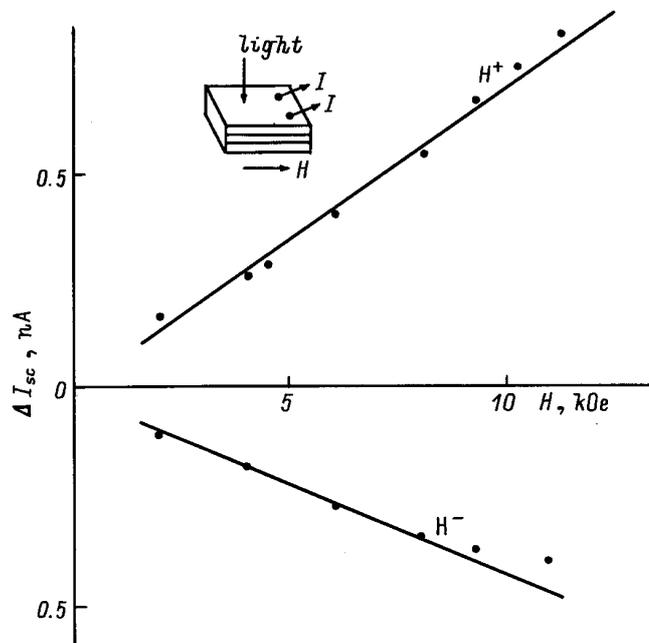


Рис. 3. Зависимость фототока I_{sc} от напряженности магнитного поля H при возбуждении лазером с длиной волны $\lambda = 1.065 \text{ мкм}$. На вставке — геометрия эксперимента.

Таким образом, детальное изучение проводимости в многоямной несимметричной структуре показало, что при возбуждении ее когерентными источниками света в магнитном поле H возникает фототок, величина которого увеличивается с ростом H . Мы связываем этот фототок с проявлением фотогальванического эффекта, природу которого можно объяснить на основе модели [1]. Согласно этой модели, в несимметричной наноструктуре в магнитном поле, лежащем в плоскости гетероструктуры (x, y) , возникают токи, наводящие тороидальный момент. Спектр носителей заряда в этом случае, согласно [7], становится асимметричным по квазиимпульсу $E(k_y) \neq E(-k_y)$. Полный ток вдоль оси y при неравновесной функции распределения отличен от нуля. Если неравновесность вызвана оптическим воздействием, то в системе возникает фотогальванический эффект. Плотность тока $j_{FGE} = \beta T_H$, где β — коэффициент, обусловленный неравновесностью, T_H — тороидальный момент, индуцированный магнитным полем. В слабых магнитных полях $j \sim H$, в сильных магнитных полях $j \sim 1/H$. Уменьшение тока в сильных магнитных полях обусловлено, согласно [1], увеличением локализации волновой функции, когда электрон все меньше чувствует наличие второй ямы. Значение магнитного поля, при котором кривая $j = f(H)$ проходит через максимум, можно оценить из соотношения $\lambda \sim W$, где λ — магнитная длина, W — ширина ямы. В нашем случае этот максимум должен наблюдаться при $H \cong 40\text{--}50 \text{ кЭ}$.

Авторы выражают благодарность Ю.В. Копаеву и А.А. Горбачевичу за участие в интерпретации экспериментальных результатов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты 93-02-2361 и 94-02-04634).

Список литературы

- [1] А.А. Горбачевич, В.В. Капаев, Ю.В. Копаев. Письма ЖЭТФ, **57**, 565 (1993).
- [2] В.И. Белиничер, Б.И. Стурман. УФН, **130**, 415 (1980).
- [3] I.M. Doviak, S. Kothary. *Proc. XII Int. Conf. on Phys. of Semicond.* (Stuttgart, 1974) p. 1257.
- [4] С.М. Рывкин. *Фотоэлектрические явления в полупроводниках* (М., Физматгиз, 1963) с. 371.
- [5] Ю.А. Алешенко, И.Д. Воронова, С.П. Гришечкина. Письма ЖЭТФ, **58**, 377 (1993).
- [6] В.И. Гавриленко, А.М. Грехов. *Оптические свойства полупроводников*. Справочник (Киев, Наук. думка, 1987) с. 208.
- [7] Ю.А. Артамонов, А.М. Горбачевич, Ю.В. Копаев. ЖЭТФ, **101**, 557 (1992).

Редактор Т.А. Полянская

Photogalvanic effect in an asymmetrical GaAs / AlGaAs nanostructure under laser excitation

I.V. Kucherenko, L.K. Vodopyanov, V.I. Kadushkin*

P.N. Lebedev Physics Institute,
Russian Academy of Sciences,
117924 Moscow, Russia

* Scientific–Research Technological Institute,
390011 Ryazan, Russia