

ИНДУЦИРОВАННЫЙ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ ФОТОГАЛЬВАНИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В АСИММЕТРИЧНОЙ СИСТЕМЕ КВАНТОВЫХ ЯМ

*Ю.А.Алещенко, И.Д.Воронова, С.П.Гришечкина, В.В.Капаев,
Ю.В.Капаев, И.В.Кучеренко, В.И.Кадушкин*, С.И.Фомичев**

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

**Научно-исследовательский технологический институт
390011 Рязань, Россия*

Поступила в редакцию 23 июля 1993 г.

В системе GaAs/AlGaAs обнаружен индуцированный магнитным полем фотогальванический эффект (ФГЭ). Получено, что знак и величина напряжения $V_{\text{ФГЭ}}$ зависят от температуры и длины волны излучения. Эффект объяснен асимметрией электронного спектра, возникающей в магнитном поле для асимметричной электронной волновой функции.

Согласно [1], при освещении полупроводниковой системы с квантовой ямой, ограниченной барьерами разной высоты, или асимметричной структуры из квантовых ям под действием магнитного поля возникает ЭДС фотогальванического эффекта $V_{\text{ФГЭ}}$. Этот эффект имеет место, когда магнитное поле B ориентировано вдоль слоев, а излучение направлено по оси структуры. В настоящей работе сообщаются результаты исследований гетеросистемы GaAs/AlGaAs с тремя квантовыми ямами i -GaAs шириной 70, 60 и 54 Å, разделенных барьерами i -Al_{0,25}Ga_{0,75}As толщиной 30 и 20 Å (рис.1,а). Квантово-размерная система отделена от подложки (GaAs(Cr), 300 мкм) буфером i -GaAs (0,5 мкм), ограничена барьерными слоями i -Al_{0,25}Ga_{0,75}As (300 Å) и заканчивается слоем i -GaAs (200 Å). Структура выращена на установке МЛЭ серии "Цна".

Измерялся ток короткого замыкания $I_{\text{кз}}$ и вольт-амперные характеристики (ВАХ) структуры в зависимости от величины и направления магнитного поля ($B^{+,-} = 0 \div 0,5 \text{ Тл}$) в температурном интервале $77 \leq T \leq 300 \text{ К}$ и спектральном диапазоне $0,69 \leq \lambda \leq 1,4 \text{ мкм}$. Величина $V_{\text{ФГЭ}}$ определялась как произведение $\Delta I_{\text{кз}}^{+,-}(B^{+,-}, \lambda)R(B^{+,-}, \lambda)$, где

$$\Delta I_{\text{кз}}^{+,-}(B^{+,-}, \lambda) = I_{\text{кз}}^{+,-}(B^{+,-}, \lambda) - I_{\text{кз}}(0, \lambda),$$

а $R(B^{+,-}, \lambda)$ – сопротивление структуры, измеряемое на ВАХ. Геометрия опыта показана на рис.1 б. Источниками излучения служили различные лампы накаливания (максимальная мощность излучения на образце $P \approx 10 \text{ мВт}$). В спектральных измерениях использовалась галогенная лампа КГМ-150 вместо обычного глобара. При этом максимальная мощность на образце не превышала 1 мВт.

При $T = 300 \text{ К}$ вольт-амперные характеристики структуры в условиях $B = 0$, $B^{+,-} = \text{const}$ при освещении и без него были линейными. Эти измерения проведены как при освещенных контактах, так и при их экранировании. Возбуждение структуры излучением мощностью $P \approx 10 \text{ мВт}$ приводило к уменьшению сопротивления более чем на порядок. При максимальных мощности излучения и магнитном поле наблюдался сдвиг ВАХ по V -координате

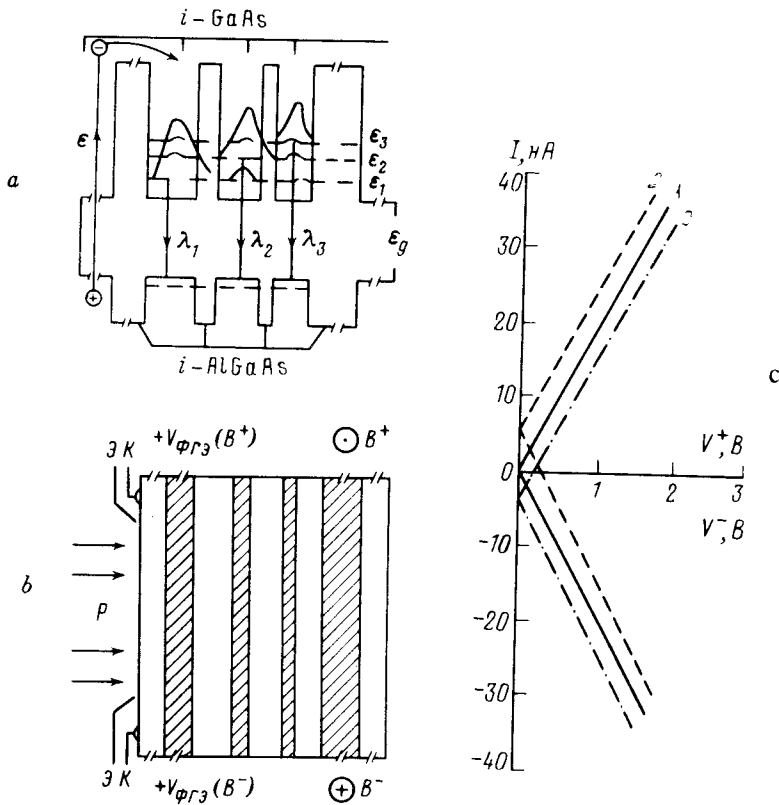


Рис.1. *a* – Зонная диаграмма системы туннельно-связанных квантовых ям: ϵ – энергия кванта возбуждающего излучения, ϵ_g – ширина запрещенной зоны GaAs, $\lambda_{1\pm 3}$ – линии излучения фотолюминесценции с основного и возбужденных уровней. *b* – Геометрия опыта и полярность $V_{\text{ФГЭ}}$ в магнитном поле $B^{+,-}$, Э – защитный экран, К – контакты. *c* – Вид ВАХ структуры при $P \approx 10 \text{ мВт}$, $T = 300 \text{ К}$; кривая 1 – $B = 0$, кривая 2 – $B^+ = 0,5 \text{ Тл}$, кривая 3 – $B^- = 0,5 \text{ Тл}$

симметрично относительно ВАХ в поле $B = 0$ (рис.1, *c*). Величину $V_{\text{ФГЭ}}$ можно было оценить по отсечкам ВАХ при различных B . Получено, что зависимость $V_{\text{ФГЭ}}$ от B линейна в области магнитных полей от 0 до $\sim 0,5 \text{ Тл}$. При $P \approx 10 \text{ мВт}$ и $B \approx 0,5 \text{ Тл}$ величина достигала 260 мВ .

Спектральные характеристики фотогальванического эффекта представлены на рис.2. В магнитном поле кривые $I_{\text{кэ}}^{+,-}(B^{+,-}, \lambda)$ смещаются по оси ординат относительно $I_{\text{кэ}}$ при $B = 0$ (рис.2 *a*). При этом знак смещения зависит от направления магнитного поля, а величина линейно увеличивается с ростом B (линейный эффект) в области энергий кванта $\epsilon > \epsilon_g$. При $\epsilon < \epsilon_g$ кривые $I_{\text{кэ}}^{+,-}(B^{+,-}, \lambda)$ смещаются в одну сторону, то есть знак смещения не зависит от направления магнитного поля. Зависимость величины смещения от B при $\epsilon < \epsilon_g$ подробно не исследовалась.

На рис.2 *b* показана величина $\Delta I_{\text{кэ}}$, индуцированная магнитным полем. При $\epsilon > \epsilon_g$ величина $\Delta I_{\text{кэ}}$ имеет разные знаки при различных направлениях B и одинаковые при $\epsilon < \epsilon_g$. По зависимостям $\Delta I_{\text{кэ}}^{+,-}(B^{+,-}, \lambda)$ и сопротивлениям $R(B^{+,-}, \lambda)$ была найдена зависимость $V_{\text{ФГЭ}}^{+,-}(B^{+,-}, \lambda)$, по форме практически повторяющая зависимость $I_{\text{кэ}}^{+,-}(B^{+,-}, \lambda)$ при $\epsilon > \epsilon_g$.

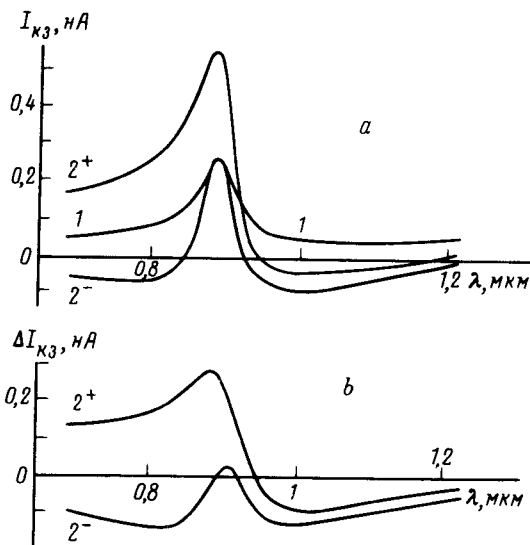


Рис.2. Спектральные характеристики: *a* – ток короткого замыкания $I_{кз}$: 1 – при $B = 0$, $2^{+,-}$ – при $B^{+,-} = 0,5$ Тл, $P \approx 0,5$ мВт, $T = 300$ К; *b* – то же для $\Delta I_{кз}$, индуцированного магнитным полем

Характерной особенностью зависимости $I_{кз}$ при $B = 0$ от температуры (рис.3) является смена знака вблизи $T \approx 120$ К (освещение лампой накаливания). При этом величина $\Delta I_{кз}(B \neq 0)$ также меняла знак при изменении температуры от 300 до 77 К. Как видно из рис.3, величина $\Delta I_{кз}$ при $T = 300$ К значительно больше, чем при 77 К. Однако абсолютная величина $V_{ФГЭ}$ при 77 К не определена из-за существенной нелинейности ВАХ структуры при этой температуре.

Температурная зависимость $I_{кз}(B = 0)$ близка к наблюдавшейся ранее в объемных кристаллах ФГЭ [2], где изменение знака $I_{кз}$ объясняется сменой механизма возбуждения носителей ("зона – зона" \rightarrow "примесь – зона") при понижении температуры. Мы предполагаем, что в отсутствие магнитного поля температурный ход $I_{кз}$ может быть связан с таким явлением в буферном слое и подложке. Для выяснения аномалий, привносимых подложкой в эффект ФГЭ, были выполнены контрольные эксперименты с подложкой после стравливания с нее структуры. Они показали, что вклад подложки в наблюдаемую величину $\Delta I_{кз}$ несуществен.

По нашему мнению, наблюдаемый фотогальванический эффект является подтверждением предсказания работы [1]. При несимметричной структуре электронных волновых функций в магнитном поле возникают неоднородные токи, наводящие не только магнитный момент (как в случае симметричных волновых функций) но и тороидный момент.

В результате зависимость энергии электронов от перпендикулярной по отношению к магнитному полю компоненты квазиимпульса k_y (в плоскости слоя) становится несимметричной: $E(k_y) \neq E(-k_y)$. При неравновесной функции распределения возникает однородная компонента тока, приводящая к ФГЭ [3]. Расчет электронного спектра исследуемой структуры показал, что расстояние первого и второго возбужденных состояний от основного уровня равны соответственно 110 и 450 К (см. рис.1а). При $T = 77$ К основной вклад

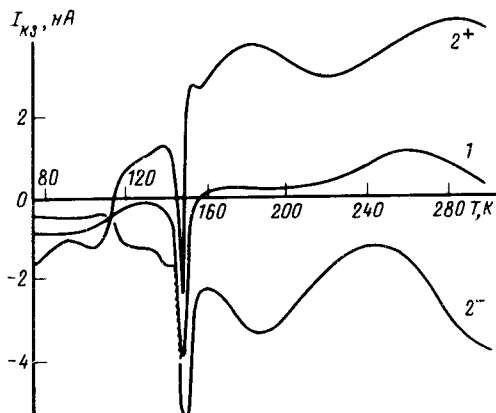


Рис.3. Температурные зависимости $I_{кз}$: кривая 1 - при $B = 0$, $2^{+,-}$ - при $B^{+,-} = 0,5 \text{ Тл}$

в ФГЭ происходит от нижнего уровня (ϵ_1). Смещение волновых функций вдоль оси структуры для первого и второго возбужденных уровней (ϵ_2, ϵ_3) противоположно смещению для основного уровня (ϵ_1) и превышает его по абсолютной величине. В результате смещение минимумов $E(k_y)$ для этих возбужденных состояний будет в противоположном по отношению к основному состоянию направлении при том же направлении магнитного поля. Увеличение заселенности этих состояний (ϵ_2, ϵ_3) с ростом температуры, по-видимому, и обуславливает изменение знака ФГЭ. И действительно, такое изменение заселенности основного и возбужденных уровней проявляется при сравнении спектров фотолюминесценции для $T = 77$ и 300 К .

Для подтверждения предлагаемого механизма наблюдаемого нами ФГЭ необходимо провести измерения в сильных магнитных полях (до $\sim 10 \text{ Тл}$). Согласно работе [1], в этой области полей ФГЭ должен проходить через максимум по B .

Наблюдавшийся в работе [4] ФГЭ для одной асимметричной квантовой ямы имеет, по-видимому, ту же природу и должен иметь также максимум по полю B , однако обсуждаемый нами механизм температурного изменения знака ФГЭ для такой структуры отсутствует.

Выражаем благодарность А.А.Горбачевичу за многочисленные обсуждения экспериментальных результатов и вычисления электронных характеристик исследуемой структуры.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код 93-02-2361).

1. А.А.Горбачевич, В.В.Капаев, Ю.В.Копаев, Письма в ЖЭТФ **57**, 565 (1993).
2. А.В.Андрианов, П.В.Валов, И.Д.Ярошецкий, Письма в ЖЭТФ **31**, 532 (1984).
3. Ю.А.Артамонов, А.А.Горбачевич, Ю.В.Копаев, ЖЭТФ **101**, 557 (1992).
4. А.П.Дмитриев, С.А.Емельянов, С.В.Иванов и др., Письма в ЖЭТФ **54**, 279 (1991).