

ФОТОПРОВОДИМОСТЬ В ОБЛАСТИ ЦИКЛОТРОННОГО РЕЗОНАНСА ДВУМЕРНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА В GaAs/AlGaAs ПРИ БОЛЬШИХ ФАКТОРАХ ЗАПОЛНЕНИЯ

Варванин Н. А., Губанков В. Н., Котельников И. Н.,
Медведев Б. К., Мокеров В. Г., Мордовец Н. А.

Исследовались фотопроводимость и пропускание двумерного электронного газа в зависимости от магнитного поля B при воздействии лазерного излучения дальнего ИК диапазона. При факторе заполнения уровней Ландау $\nu \sim 10$ амплитуда, форма и знак фотосигнала зависят от положения линии ЦР относительно осцилляций Шубникова—де-Гааза, что соответствует болометрической модели фотоотклика.

Первые данные по фотопроводимости (ФП) двумерного электронного газа (ДЭГ) в гетеропереходе (ГП) GaAs/AlGaAs получены Мааном с соавт. [1]. В этой работе при облучении образца лазерным излучением с длиной волны $\lambda = 96$ мкм был обнаружен резкий пик фотосигнала в области циклотронного резонанса (ЦР) на зависимости фотосопротивления от магнитного поля B . Обнаруженный эффект объяснялся в [1] разогревом ДЭГ при поглощении падающего излучения в области ЦР. Отметим, что в этой и во всех последующих работах исследования ФП проводились для $\lambda \leq 200$ мкм в режиме квантового эффекта Холла (КЭХ). Стейн с соавт. [2] и Хорстман с соавт. [3] наблюдали в аналогичных условиях более сложную структуру сигнала ЦР в ФП на фоне квантовых осцилляций, периодических по $1/B$. В дальнейших исследованиях [4, 5] на ГП с высокой подвижностью ($\mu \geq 10^6$ см²/В·с) были обнаружены два характерных времени отклика ФП: «медленное» ($\tau_0 \geq 1$ мс), которое связывалось с временем установления температуры образца, и «быстрое» ($\tau_0 \leq 0.1$ мкс), обусловленное процессами энергетической релаксации фотовозбужденных двумерных ($2D$) электронов. Было также показано, что механизм ФП при ЦР в условиях КЭХ не сводится к чисто болометрическому эффекту и требуются дополнительные данные и идеи для объяснения наблюдавшихся в [1-5] различий в экспериментальных значениях таких параметров сигнала ФП, как знак, форма линии и характерные времена фотоотклика. Таким образом, представляется важным исследовать механизм ФП в отсутствие КЭХ, когда ЦР попадает в область магнитных полей, соответствующих большим факторам заполнения ν уровней Ландау.

В наших экспериментах исследовались ФП и пропускание ДЭГ гетеропереходов GaAs/AlGaAs в условиях отсутствия КЭХ при $\nu \sim 10$. В исследованиях использовались два образца, полученных методом молекулярно-лучевой эпитаксии, с концентрацией $2D$ -электронов $\approx 5 \cdot 10^{11}$ см⁻², которая контролировалась по измерениям осцилляций Шубникова—де-Гааза при 4.2 К перед каждым экспериментом, и подвижностью $\mu \approx 5 \cdot 10^4$ см²/В·с (холловские данные при 77 К). Образцы помещались в криостат со сверхпроводящим соленоидом ($B \leq 7$ Т). Излучение от лазера дальнего ИК диапазона (длины волн $\lambda = 394, 418$ и 433 мкм, мощность ~ 0.1 – 1 мВт) попадало на ГП через металлический световод. Плоскость гетероструктуры располагалась перпендикулярно силовым линиям магнитного поля. Для измерений пропускания за образцом вне соле-

ноида устанавливается приемник из n -InSb. Фотосигнал измерялся синхродетектором на частоте модуляции лазерного излучения 600 Гц. При измерении ФП по двухтактной схеме через образец пропускался постоянный ток ≈ 5 мкА. Сигнал с образца, пропорциональный изменению его сопротивления, подавался на усилитель с синхродетектором.

Из экспериментов по пропусканию определялись величина циклотронной эффективной массы, которая оказалась равной $0.069m_0$, и форма циклотронного провала на кривой коэффициента пропускания K от B . Типичные кривые

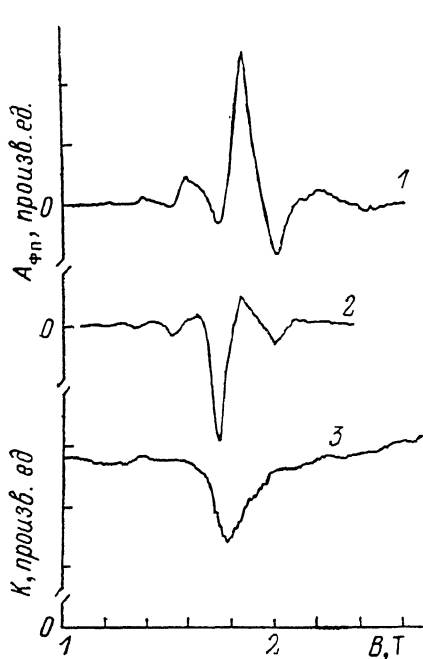


Рис. 1. Зависимости от магнитного поля фотоотклика $A_{\text{ФП}}$ для $\lambda=418$ (1) и 433 мкм (2) (образец 1, $T=4.2$ К) и пропускания K ($\lambda=433$ мкм), нормированного на зависимость сигнала приемника от магнитного поля (3).

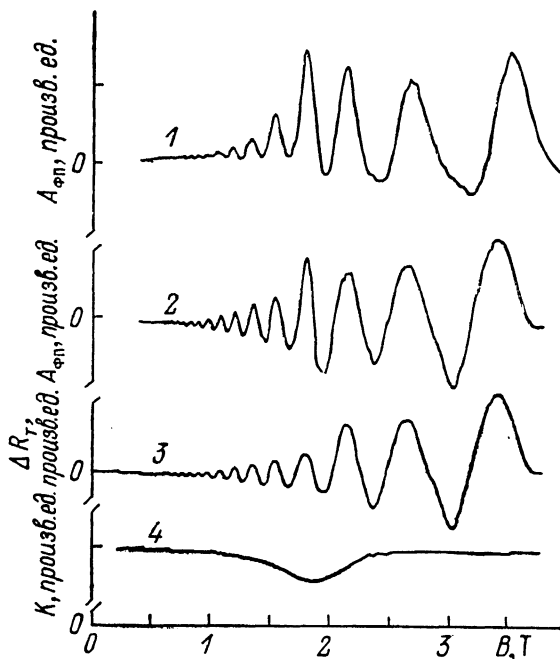


Рис. 2. Зависимости от магнитного поля фотоотклика $A_{\text{ФП}}$ (1), разности магнитосопротивлений $\Delta R_T \sim \partial R / \partial T$ (3), пропускания K (4) и модельная кривая фотоотклика (2), полученная из кривых 3, 4 по формуле $A_{\text{ФП}} = (\partial R / \partial T) \Delta T$.

$K(B)$ для $T=4.2$ К приведены на рис. 1 и 2 для образцов 1 и 2 соответственно. Видно, что ширины $B_{\text{ЦР}}$ линий ЦР различаются в 3 раза, однако величина $B_{\text{ЦР}} / \Delta B_{\text{ЦР}}$ остается $\gg 1$ для обоих образцов.

Зависимости фотоотклика $A_{\text{ФП}}(B)$ для образцов 1 и 2 существенно различались (рис. 1 и 2). Для образца 1 с узкой линией ЦР (рис. 1) фоновый фотосигнал соответствовал $A_{\text{ФП}}=0$, благодаря чему удалось наблюдать смену знака фотоотклика в области ЦР при незначительной перестройке λ излучения. В образце 2 с широкой линией ЦР (рис. 2) фотоотклик отличался большей амплитудой осцилляций ФП в резонансной области, чем в случае образца 1, слабо выраженной областью ЦР и дополнительным фоном, смещающим кривую $A_{\text{ФП}}(B)$ в область положительных значений. Аналогичные зависимости $A_{\text{ФП}}(B)$ наблюдались для этих двух образцов и при других исследованных λ .

Из болометрической модели фотоотклика в системе с ДЭГ, развитой в [6], следует, что наблюдаемая зависимость $A_{\text{ФП}}(B)$ должна определяться величиной температурной чувствительности $\partial R / \partial T(B)$ магнитосопротивления $R(B)$ ДЭГ и изменением $\Delta T(B) = \Delta T_0 + \Delta T_e$, температуры образца T_0 и электронного газа T_e , за счет поглощения излучения в ДЭГ. В рамках этой модели $A_{\text{ФП}}(B) = [\partial R / \partial T(B)] \Delta T(B)$, если предположить (см., например, [6]) равенство $\partial R / \partial T_0 = \partial R / \partial T_e = \partial R / \partial T$. Оценки, проведенные с использованием полученных

в [4, 5] времени энергетической релаксации τ_0 и τ_1 для ФП в GaAs/AlGaAs, показали, что в условиях нашего эксперимента электронный разогрев должен быть значительным ($\Delta T_0 > T_0$).

Для анализа температурной чувствительности $\partial R/\partial T(B)$ исследуемых образцов использовались кривые $\Delta R_T(B) = R_{2,0}(B) - R_{4,2}(B)$, полученные из экспериментальных кривых $R_T(B)$, измеренных при $T = 2.0$ и 4.2 К (рис. 2, кривая 3). Положения по магнитному полю максимумов и минимумов осцилляций ФП для обоих образцов хорошо совпали с аналогичной структурой кривых $\Delta R_T(B)$, что соответствует болометрической модели фотоотклика. В пользу этой же модели свидетельствует и смена знака фотосигнала в области ЦР при изменении λ , наблюдавшемся для образца 1. Действительно, знак фотоотклика $A_{ФП}$ в резонансной области должен определяться знаком $\partial R/\partial T \sim \Delta R_T$ [$0 < \Delta T \sim \sim (1-K)$] при $B = B_{ЦР}$, что и наблюдается на рис. 1. Более сложная структура ФП образца 2 также объясняется в рамках болометрической модели. Для доказательства этого утверждения на рис. 2 приведен модельный фотоотклик (кривая 2), полученный из экспериментальных кривых $\Delta R_T(B)$ и $K(B)$, приведенных на рис. 2, по следующей формуле: $A_{ФП}(B) = \Delta R_T(B) [1 - K(B) + \text{const}] (\sim \partial R/\partial T) \Delta T$. Видно, что кривая 2 хорошо описывает все особенности экспериментальной $A_{ФП}(B)$, а предположение $T(B) = \text{const}$ для нерезонансной ФП оправдано. Оценка разогрева в области ЦР по амплитуде фотосигнала дала величину $\Delta T \approx 0.1$ К для обоих образцов. В случае нерезонансной ФП ΔT для образца 1 оказалась много меньше $\Delta T \approx 0.1$ К для образца 2, оцененной по амплитуде нерезонансных осцилляций $A_{ФП}$. Полученный результат показывает, что нерезонансная ФП может быть связана с конечной плотностью состояний между уровнями Ландау ДЭГ, так как в образце 2 $B_{ЦР}$ в 3 раза больше, чем для образца 1. Для окончательного ответа на этот вопрос необходимы дополнительные эксперименты. Различие фоновой ФП в образцах 1 и 2, по-видимому объясняется вкладом в фотосигнал параллельной проводимости в ГП.

Таким образом, из приведенных данных следует, что зависимость $A_{ФП}(B)$ в отсутствие КЭХ отражает зависимость температуры двумерного электронного газа от магнитного поля в условиях облучения. В нерезонансной области ФП разогрев ДЭГ связан, по-видимому, с поглощением на свободных носителях за счет конечной плотности состояний между уровнями Ландау. В области ЦР резкое возрастание температуры ДЭГ, вызванное резонансным поглощением излучения, приводит к возрастанию амплитуды фотоотклика, форма и знак которого определяются структурой $\partial R/\partial T(B)$. Отметим, что при больших факторах заполнения переход от целого ν к полуцелому при изменении B или λ не вносит изменений в наблюдаемую картину осцилляций ФП в отличие от случая КЭХ (см., например, [1]). Это позволяет сделать вывод об отсутствии заметного вклада в ФП эффектов перераспределения свободных носителей между уровнями Ландау при ЦР в условиях больших ν .

Список литературы

- [1] Maan J. C. et al. // Appl. Phys. Lett. 1982. V. 40. N 7. P. 609—610.
- [2] Horstman R. E. et al. // Sol. St. Commun. 1984. V. 50. N 8. P. 753—756.
- [3] Stein D. et al. // Surf. Sci. 1984. V. 142. P. 406—411.
- [4] Chou M. J. et al. // Proc. 18 Int. Conf. Phys. Semicond. Singapore, 1987. V. 1. P. 437—440.
- [5] Rikken G. L. J. A. et al. // Surf. Sci. 1988. V. 196. P. 303—309.
- [6] Neppel F. et al. // Phys. Rev. B. 1979. V. 19. N 10. P. 5240—5250.

Институт радиотехники
и электроники АН СССР
Москва

Получена 10.11.1989
Принята к печати 13.11.1989