

©1995 г.

СТРИМИНГ И ДАЛЬНЕЕ ИК ИЗЛУЧЕНИЕ В ДВУМЕРНЫХ ДЫРОЧНЫХ СТРУКТУРАХ GaAs/AlGaAs

Ю.Л.Ива́нов, Г.В.Чураков, В.М.Устинов, А.Е.Жуков, А.Ю.Егоров

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021, Санкт-Петербург, Россия

(Получена 10 января 1995 г. Принята к печати 16 января 1995 г.)

Исследованы магнетотранспортные свойства и дальнее ИК излучение двумерного дырочного газа в сильном электрическом поле вдоль слоев и магнитном поле поперек слоев с квантовыми ямами. Обнаружен отрицательный характер магнетосопротивления вдоль кристаллографического направления [110], а также увеличение интегральной интенсивности дальнего ИК излучения. Подобное поведение двумерного дырочного газа связывается с гофрировкой изоэнергетических поверхностей в пространстве скоростей и сильным перемешиванием дырочных квантовых подзон.

Сильное взаимодействие носителей заряда с оптическими фонанами при наличии сильного электрического поля \mathbf{E} приводит к возникновению анизотропной функции распределения в импульсном пространстве, вытянутой в направлении поля \mathbf{E} . Такое движение носителей заряда называется стримингом [1]. Приложение сильного магнитного поля \mathbf{H} перпендикулярно полю \mathbf{E} деформирует анизотропную функцию распределения, обуславливая различные гальваномагнитные явления [2]. В условиях сложной валентной зоны германия стриминг в магнитном поле приводит к возникновению инверсного распределения горячих дырок, что является основой работы недавно созданных субмиллиметровых германиевых лазеров [3]. В объемных материалах, например в германии, стриминг хорошо изучен. Что касается двумерных структур, то, насколько нам известно, стриминг в них практически не изучался.

В настоящем сообщении приводятся предварительные результаты исследования гальваномагнитных и эмиссионных явлений при приложении вдоль квантово-размерных слоев GaAs сильного поля \mathbf{E} и перпендикулярного ему поля \mathbf{H} .

Исследовались две группы образцов, содержащих по 10 изолированных квантовых ям шириной 200 Å. Ширина разделяющих их барьеров в одной группе образцов составляла 100 Å, в другой — 160. Проводимость в квантовых ямах обеспечивалась модулированным легированием в барьерах (40 Å слой примеси Ве с концентрацией $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$

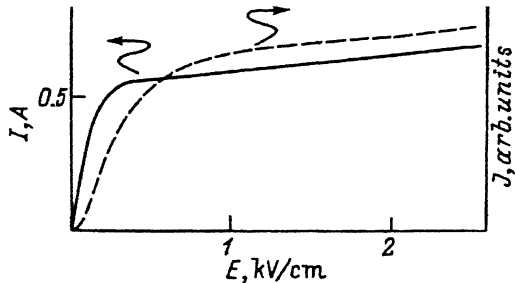


Рис. 1. Типичная вольт-амперная характеристика образцов. Пунктиром показана зависимость интенсивности дальнего ИК излучения от электрического поля.

в середине барьера). Концентрация дырок по нашим оценкам в этом случае составляет $(6-8) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Осцилляции Шубникова-де-Гааза, которыми обычно пользуются для измерения концентрации носителей заряда в двумерном случае, в магнитных полях вплоть до 6 Тл, к сожалению, не наблюдаются. Результаты исследования проявления стриминга для этих двух групп образцов принципиально не различаются.

Образцы имели форму, при которой расстояние между контактами составляет величину, гораздо меньшую по сравнению с длиной контактов. В этом случае холловское поле в значительной мере «закорачивается», направление приложенного поля E не меняется при включении поля H , перпендикулярного к слоям, и ток можно считать диссипативным. К образцам прикладывалось электрическое поле величиной до 6 кВ/см с длительностью импульса до 2 мкс. Использовались два случая его ориентации относительно кристаллографических направлений — параллельно $[110]$ и $[100]$. Образцы погружались непосредственно в жидкий гелий.

Вольт-амперная характеристика образцов (рис. 1) имеет хорошо выраженное насыщение тока, что свидетельствует о преобладающем рассеянии при испускании оптического фонона и наличии стриминга. Это означает, что время рассеяния дырок в пассивной* области τ^- гораздо больше времени рассеяния в активной области τ^+ , т.е. времени испускания оптического фонона. В этом случае при приложении сильного поперечного магнитного поля в пассивной области должна образовываться ловушка и диссипативный ток должен иметь участок резкого спада на гаусс-амперной характеристике [2].

Дальнее ИК излучение, возникающее в образцах при приложении сильного поля E , регистрировалось в области спектральной чувствительности фотоприемника на основе $\text{Ge}(\text{Ga})$. Его интенсивность в зависимости от E также представлена на рис. 1. Геометрия эксперимента такова, что регистрируемое излучение распространяется от поверхности образца, т.е. перпендикулярно слоям. Согласно [4], излучение, распространяющееся в этом направлении, может быть связано с переходами практически между любыми подзонами размерного квантования дырок в силу их перемешивания, в частности, между первой и второй подзонами. Согласно численным оценкам и спектральным измерениям фотолюминесценции, уровень Ферми для дырок соответствует энергии 0.04–0.06 эВ. Это означает, что при $T = 4.2 \text{ К}$ в равновесных условиях заполнена лишь первая подзона. Разогрев дырок электрическим полем приводит к заполнению вышележащих (по энергии) подзон, с которых дырки переходят в нижнюю, в частности с излучением (см. также работу [5]).

* Применяемые термины введены в [2].

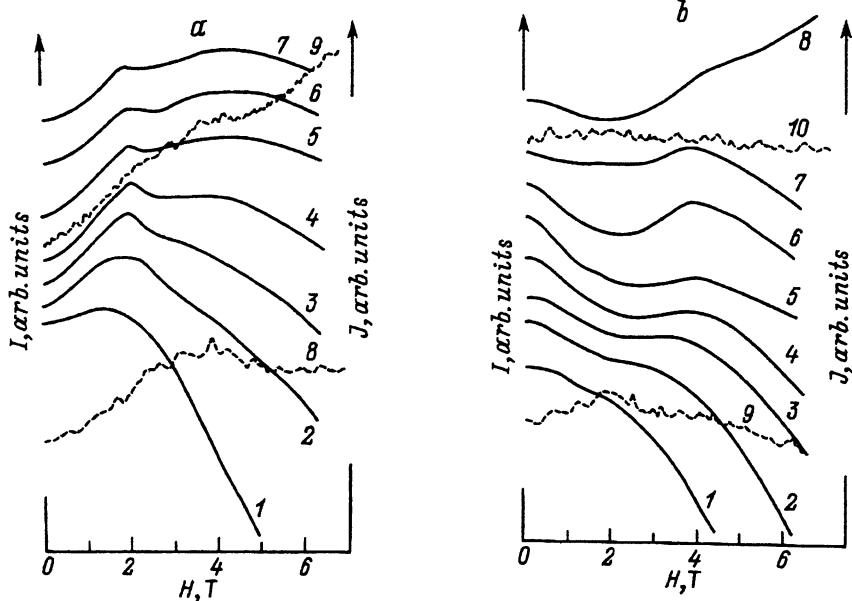


Рис. 2. Гаусс-амперные зависимости диссипативного тока и зависимости интенсивности дальнего ИК излучения (пунктирные кривые) от поля H для двух кристаллографических ориентаций электрического поля E . a — $E \parallel [110]$. Кривым соответствуют поля E , кВ/см: 1 — 0.37, 2 — 0.58, 3 — 0.82, 4 — 1.1, 5 — 1.7, 6 — 2.2, 7 — 2.8, 8 — 0.6, 9 — 1.65. b — $E \parallel [100]$. Кривым соответствуют поля E , кВ/см: 1 — 0.55, 2 — 0.83, 3 — 1.1, 4 — 1.7, 5 — 2.2, 6 — 2.8, 7 — 3.3, 8 — 4.4, 9 — 0.6, 10 — 1.7.

Гаусс амперные характеристики для двух ориентаций поля E относительно кристаллографических направлений представлены на рис. 2.

При кристаллографической ориентации поля $E \parallel [110]$ ток возрастает непосредственно после введения магнитного поля, что является проявлением отрицательного магнетосопротивления. Его величина при $E = 1$ кВ/см составляет около 5%.

Явление отрицательного магнетосопротивления можно объяснить, если учесть гофрировку поверхности постоянной энергии в пространстве скоростей тяжелых дырок вдали от точки $V = 0$, которая отраже-

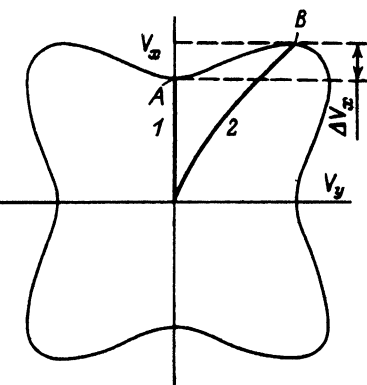


Рис. 3. Поверхность постоянной энергии в пространстве скоростей. Жирными кривыми схематически показан стриминг в отсутствии (кривая 1) и наличии (кривая 2) магнитного поля. ΔV_x — приращение скорости при наличии магнитного поля.

на на рис. 3. Действительно, в направлении $[110]$ эта поверхность, соответствующая, например, энергии оптического фонона, имеет впадину. Дырки, разгоняясь в баллистическом полете электрическим полем до энергии оптического фонона и «останавливаясь» при его испускании, имеют среднюю скорость в направлении поля E , которая определяется максимальной скоростью во впадине (точка A на рис. 3). В магнитном поле при его возрастании поток дырок в пространстве скоростей отклоняется и дырки достигают энергии оптического фонона при большей скорости в направлении поля E (точка B на рис. 3). Соответственно возрастает и их средняя скорость, а следовательно, и ток. В дальнейшем при возрастании поля H , как это видно на рис. 3, поток дырок отклоняется больше и максимальная скорость в направлении поля E уменьшается.

При ориентации поля $E \parallel [100]$ поверхность постоянной энергии в пространстве скоростей имеет выпуклость. В этом случае отклонение потока дырок при введении поля H приводит только, как это легко видеть, к уменьшению максимальной, а следовательно, и средней скорости дырок.

Сказанное иллюстрируется на рис. 2, a и b и соответствует полям H до 3 Тл, в которых при ориентации $E \parallel [110]$ возникает четкий максимум на гаусс-амперных кривых, а при ориентации $E \parallel [100]$ наблюдается спад тока при увеличении поля H от нуля. Однако в более высоких полях H как в той, так и в другой кристаллографических ориентациях поля E возникает второй, более широкий максимум. Он сильнее проявляется при больших полях E .

Интенсивность далекого ИК излучения, когда $E \parallel [100]$, практически не зависит от магнитного поля при значениях E , соответствующих стримингу. При $E \parallel [110]$ интенсивность излучения в тех же полях E монотонно возрастает, достигая 17 % от начальной величины при $H = 6$ Тл в поле $E = 1.7$ кВ/см (рис. 2).

Более полное объяснение наблюдаемых экспериментальных данных требует дальнейших исследований.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований.

Список литературы

- [1] G.A. Baraff. *Phys. Rev.*, **133**, 26 (1964).
- [2] И.И. Восилюс, И.Б. Левинсон. *ЖЭТФ*, **50**, 1660 (1966).
- [3] *Optical and Quat. Electron. Special Issue*, **23** (1991).
- [4] Л.Е. Голуб, Е.Л. Ивченко, Р.Я. Расулов. *ФТП*, **29** (1995).
- [5] L.E. Vorobyew et al. *Abstracts of Inv. Lect. and Contr. Pap.* (St. Petersburg, Russia, 1994) p. 17.
- [6] Л.Г. Герчиков, А.В. Субашиев. *ФТП*, **25**, 231 (1991).

Редактор В.В. Чалдышев

Magnetotransport and far IR emission in two-dimensional hole GaAs/AlGaAs structures

Yu.L. Ivanov, G.V. Churakov, V.M. Ustinov, A.E. Zhukov, A.Yu. Yegorov

A.F. Ioffe Physicotechnical Institute, Russian Academy of Sciences, 194021 St. Petersburg, Russia

Magnetotransport and FIR emission of 2D hole gas in a strong longitudinal electric field and a transverse magnetic field have been studied. A negative character of magnetoresistance along [100] direction and an increase in the integral FIR emission intensity have been observed. This sort of behaviour of 2DHG (two-dimensional hole gas) is attributed to the warping of isoenergetic surfaces in the velocity space and the mixing of the hole quantum subbands.
