

ЭФФЕКТИВНАЯ ТЕМПЕРАТУРА И РЕЛАКСАЦИЯ ЭНЕРГИИ
2D-ЭЛЕКТРОНОВ $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As/GaAs}$

Кадушкин В. И., Денисов А. А., Сеничкин А. П.

Методом сопоставления вольтамперных и вольттемпературных характеристик проводимости измерена зависимость электронной температуры T_e от электрического поля E и установлена функциональная связь мощности потерь P электронной подсистемы с электронной температурой. Исследовались селективно легированные гетероструктуры $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As/GaAs}$ с $n_s = (0.48 \div 2.7) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ и $\mu = (0.80 \div 3.18) \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ в температурном диапазоне $T = 4.2 \div 24 \text{ К}$ и $E \leq 30 \text{ В/см}$. В области слабого разогрева $T_e \leq 20 \text{ К}$, $E \leq 10 \text{ В/см}$, $T_e \sim E^2$, $P \sim T_e^2$, что указывает на акустический механизм релаксации. В области сильного разогрева $T_e \sim E^1$, $P \sim T_e^2$ и основную роль играют оптические фононы. Выполнены измерения разогревных эффектов в магнитном поле.

1. Измерения электронной температуры в полупроводниковых структурах с пониженной (2D) размерностью выполнены в [1-6]. Обращают на себя внимание количественные и качественные расхождения результатов: в [1-3] зависимость T_e от E описывается степенным законом с показателем от 1/3 до 2; авторы [1-6] отмечают появление неомичной проводимости, обусловленной разогревом электронов, в электрических полях, различающихся порядком величины. Не соответствующими общеизвестным величинам подвижностей μ представляются значения греющих электрических полей E (при сравнимых концентрациях носителей n_s и ΔT_e) [1, 3]. Вне рассмотрения осталось влияние магнитного поля на эффекты разогрева [7, 8].

Нами проведены измерения $T_e(E)$ и $P(T_e)$ на селективно легированных гетероструктурах $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As/GaAs}$ ($x \approx 0.3$), выращенных методом МЛЭ, с одиночной квантовой ямой. Концентрация и подвижность электронов в двумерном канале, измеренные по осцилляциям Шубникова—де-Гааза и эффекту Холла (в слабом магнитном поле), составили $n_s = (0.48 \div 2.7) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ и $\mu = (0.80 \div 3.18) \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ при 4.2 К.

Зависимость $T_e(E)$ определялась по известной методике [1] из измерений вольтамперных (ВАХ) и вольттемпературных характеристик (ВТХ), регистрируемых на двухкоординатных самописцах Н306. Температура образца регистрировалась термопарой с чувствительностью 10 мкВ/К, имевшей непосредственный контакт с образцом. Магнитное поле (до 7.4 Т) возбуждалось сверхпроводящим соленоидом.

2. Установленные зависимости $T_e(E)$ и $P(T_e)$ для одного из образцов показаны на рис. 1 и 2. В области разогрева I (рис. 1) $T_e \sim E^2$, при значительном разогреве (область II) $T_e \sim E$. Характерна кривая I ($T = 4.2 \text{ К}$). По достижении напряженности поля $E \approx 6 \text{ В/см}$, что соответствует $T_e \approx 17 \text{ К}$, квадратичная зависимость $T_e(E)$ ослабляется с тенденцией к насыщению. В области I доминирует акустический механизм релаксации: до $T_e \approx 15 \text{ К}$ это пьезоэлектрические фононы, что ранее установлено авторами [8]. Изменение характера зависимости T_e от E (при $E > 6 \text{ В/см}$) вызвано «примешиванием» релаксации на деформационном потенциале акустических фононов. Параметр $(8m^*s^2\xi)^{1/2}$, определяющий степень разогрева, для данного образца дает оценку $T_e = 15 \text{ К}$, что совпадает с T_e , при которой имеет место отклонение от закона E^2 (s — скорость звука, ξ — энергия Ферми).

Высокотемпературные участки II кривых $T_e(E)$ аппроксимируются в пределе $E \rightarrow 0$ на $T_e \approx 20$ К. Именно с таким значением температуры авторы [9] связывают в GaAs переход от акустического механизма к релаксации на оптических фононах.

На зависимости $P(T_e)$ соответственно выделяются два участка: $P \sim T_e^2$ и $\sim T_e^3$. Первая зависимость совпадает со следующей из теории [4, 10]. Высокотемпературный участок показывает, что скорость потерь энергии электронами существенно возрастает, так что увеличение электронной температуры меняется с закона $T_e \sim \sqrt{P}$ на $\sim \sqrt[3]{P}$. Таким образом, смена механизма релаксации энер-

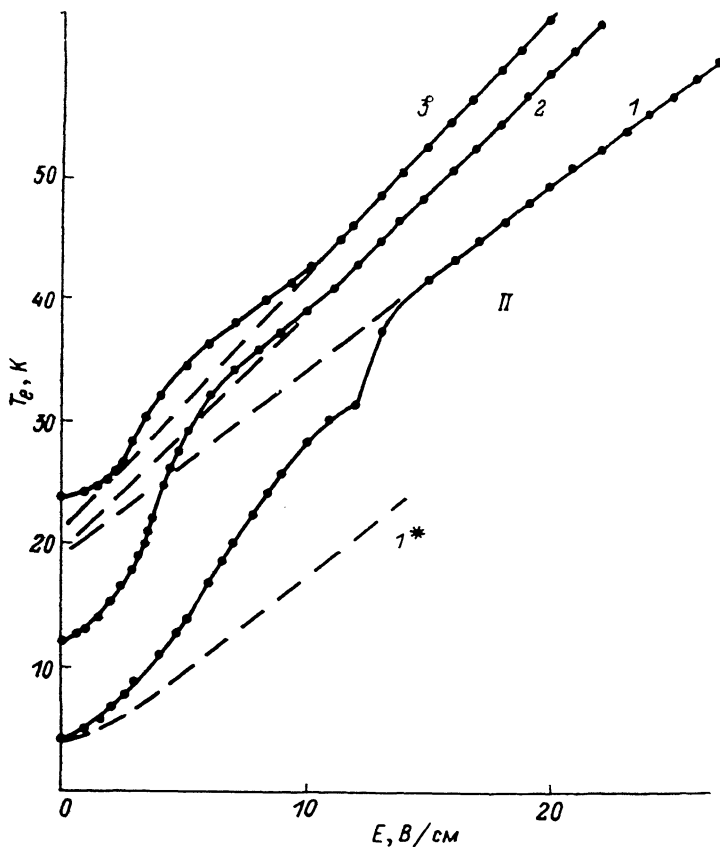


Рис. 1. Зависимость электронной температуры образца $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As/GaAs}$ ($n = 10.6 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $\mu = 3.1 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, $\xi = 51 \text{ мВ}$) от электрического поля при разных температурах решетки.

T_e , К: 1 — 4.2, 2 — 12.0, 3 — 23.5; штриховая линия 1* — расчет по [14].

гии сопровождается резким изменением функции потерь энергии, что характерно для соединений $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$ [11, 12].

С использованием данных рис. 2 и ВАХ для участка, где $T_e \sim E^2$, а $P \sim T_e^2$, по выражению для $P(T_e)$ из [4] найдены время релаксации энергии $\tau_e = 3.5 \times 10^{-11} \text{ с}$ и константа связи в соотношении $\Delta T_e = \beta P^{1/2}$: $\beta = 1.05 \cdot 10^{-2} \text{ К} \cdot \text{с}^{1/2}/\text{эВ}^{1/2}$. Эти данные неожиданно оказались очень близкими к результатам измерений на 2D-системе Si—SiO₂ [5, 6].

Измерения ВАХ в магнитном поле показали, что магнитное поле затрудняет разогрев электронов. Критические значения электрических полей E_1 (появление неомичной проводимости) смещаются в магнитных полях от 0.7 до 1.9 Т по закону $E_1 \sim B$ при 4.2 К, в классически сильном магнитном поле до 1.2 Т — по закону $E_1 \sim B^2$ при 77 К.

3. Явный вид зависимости T_e от E и B для двумерных электронов неизвестен [10, 13]. Для качественного анализа полученных результатов воспользуемся выражением для эффективной температуры объемных (3D) электронов [14]

$$T_e = \frac{T}{2} \left\{ 1 + \left[1 + \frac{3\pi}{8} \left(\frac{\mu E}{s} \right)^2 \right]^{1/2} \right\}. \quad (1)$$

Результаты расчета по (1) для 4.2 К приведены на рис. 1 (кривая 1*) ($\mu = 3.1 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, $s = 5 \cdot 10^5 \text{ см/с}$). Опережающее возрастание T_e с E 2D-электронов указывает на существенно меньшую скорость потерь энергии ими по отношению к 3D-электронам. Это понятно, если учесть, что излучение фононов 2D-электронами идет преимущественно по x - и y -координатам [10]. Этот факт является определенным, хотя и косвенным указанием на двумерный характер релаксации энергии горячих электронов в термостат.

Влияние магнитного поля на эффекты разогрева, проявляющееся в зависимости критического поля E от B на ВАХ, рассмотрим аналогично [15]. Положим, как и для 3D-электронов, что появление неомичной проводимости соответствует одинаковой степени разогрева, т. е. в условиях $E = E_1 [T_e(E_1, B) - T] / T \approx 0.5$. Тогда в классическом слабом магнитном поле учет зависимости $\mu(B)$ [14] приводит к закону $E_1 \sim B^2$, что имеет место в эксперименте при 77 К.

Из выражения для $T_e(E_1, B)$ в квантующем магнитном поле [16] (в условиях $E = E_1$) следует $(E_1/sB)^2 \tau_e/\tau_p \approx 1$, где τ_e и τ_p — времена релаксации энергии и импульса на фононах и примесях. Найденная в эксперименте линейная зависимость $E_1(B)$ свидетельствует о том, что величина τ_e/τ_p от магнитного поля не зависит и в диапазоне 0.7–1.9 Т при 4.2 К равна $2 \cdot 10^2$. Эту величину следовало бы использовать для оценки τ_e , определив τ_p по температуре Дингла

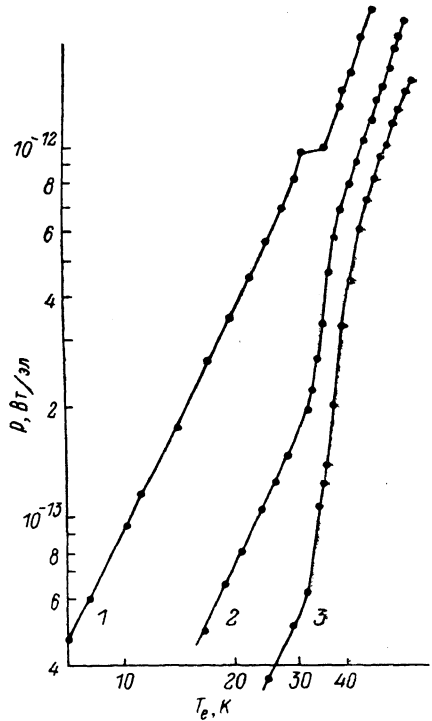


Рис. 2. Функциональная связь мощности (в расчете на один электрон) и электронной температуры.

1—3 — то же, что и на рис. 1.

из осцилляций Шубникова—де-Гааза, и сопоставить с τ_e из зависимости $P(T_e)$. Полученные оценки различаются несущественно. Но это скорее случайный результат, поскольку процесс разогрева сопровождается не только конкуренцией механизмов релаксации энергии, но и изменением электронной теплоемкости, что не учтено в уравнении баланса энергии и соответственно в численных оценках τ_e .

При измерениях ВАХ эффекта Холла (в слабом магнитном поле) и осцилляций магнитосопротивления ШГ в исследованном интервале электрических полей не обнаружено изменений концентрации электронов в двумерном канале. Изложенное относилось к горячим электронам. Существенно слабые $[(10^{-3} - 10^{-2}) \text{ В/см}]$ электрические поля (теплые электроны) вызывают нелинейные эффекты, обусловленные активацией поверхностных состояний на границе раздела гетероперехода.

Полученные результаты и их качественный анализ показывают, что свойства неравновесных электронов в двумерном канале идентичны свойствам объемных электронов. Детально сопоставить результаты экспериментов с теорией невозможно ввиду недостаточной полноты последней [10, 13]. Так, отсутствует теория разогрева 2D-электронов в магнитном (классическом и квантующем) поле при наличии конкуренции различных механизмов релаксации энергии и импульса, в уравнении баланса энергии не учитывается очевидная зависимость теплоемкости 2D-электронов от температуры [6] (см. также [17]). Несомненно,

что этими, а также другими трудно предсказуемыми факторами следует объяснить количественные и качественные расхождения в результатах экспериментов работ [1-6], на которые обращено внимание в п. 1.

Список литературы

- [1] Inoue M., Hijamizu S., Hida H., Hashimoto H., Inuichi Y. // IX Int. Symp. «Gallium Arsenide a. Rel. Comp.». Japan, 1981. P. 251—262.
- [2] Shah J., Pinszuk A., Störmer H. L., Gossard A. C., Wiegmann W. // Appl. Phys. Lett. 1984. V. 44. N 3. P. 322—324.
- [3] Schubert E. F., Ploog K., Dämkes D., Heine K. // Appl. Phys. 1984. V. A33. P. 183—193.
- [4] Sakaki H., Hirakawa K., Yoshino J., Svensson S. P., Sekuguchi Y., Hotta T., Nichii S., Miura N. // Surf. Sci. 1984. V. 142. N 1-3. P. 306—313.
- [5] Hönlein W., Laudwehr G. // Surf. Sci. 1982. V. 113. N 1-3. P. 260—262.
- [6] Hopfel R. A., Gornik E. // Surf. Sci. 1984. V. 142. N 1-3. P. 412—422.
- [7] Долгополов В. Т., Шапкин А. А., Дорожкин С. И., Выродов Е. А. // ЖЭТФ. 1985. Т. 89. В. 6 (12). С. 2113—2123.
- [8] Блюмина М. Г., Денисов А. Г., Полянская Т. А., Савельев И. Г., Сеничкин А. П., Шмарцев Ю. В. // Письма ЖЭТФ. 1986. Т. 44. В. 5. С. 257—260.
- [9] Вул Б. М., Заварицкая Э. И., Воронова И. Д., Рождественская Н. В. // ФТП. 1973. Т. 7. В. 9. С. 1766—1770.
- [10] Карпус В. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 1. С. 12—19.
- [11] Bauer G. // Spring. Tract in Mod. Phys. 1974. V. 74. P. 1—106.
- [12] Puguat M., Collet J., Conset A. // Sol. St. Commun. 1981. V. 38. N 6. P. 531—536.
- [13] Есипов С. Э., Левинсон И. Б. // ЖЭТФ. 1986. Т. 90. В. 1. С. 330—345.
- [14] Смит Р. Полупроводники. М., 1982. 558 с.
- [15] Веселаго В. Г., Глушков М. В., Леонов Ю. С., Шотов А. П. // ФТП. 1969. Т. 3. В. 10. С. 1580—1583.
- [16] Казаринов Р. Ф., Скобов В. Г. // ЖЭТФ. 1962. Т. 42. В. 4. С. 1047—1053.
- [17] Аронзон Б. А., Мейлихов Е. З. // ФТП. 1979. Т. 13. В. 5. С. 974—984.

Получена 26.08.1988
Принята к печати 7.03.1989