

## «ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ КВАЗИБАЛЛИСТИКА»

### В МИКРОСТРУКТУРАХ С ДВУМЕРНЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ГАЗОМ

Дубровский Ю. В., Ларкин И. А., Морозов С. В.

Обнаружено нелинейное поведение дифференциальной проводимости короткоканального (длина канала меньше длины энергетической релаксации электронов) гетероструктурного полевого транзистора при тянущих напряжениях порядка энергии оптического фонона. В магнитном поле, удовлетворяющем условию  $\omega_c \tau_p \approx 1$ , происходит качественное изменение наблюдаемых нелинейностей ( $\omega_c$  — циклотронная частота,  $\tau_p$  — время релаксации импульса электронов). Результаты интерпретируются в рамках модели «энергетической квазибаллистики».

Недавно нами экспериментально было обнаружено нелинейное поведение дифференциальной проводимости  $\sigma_d$  трехмерного электронного газа в короткоканальных полевых GaAs-транзисторах [1, 2]. Длина канала  $L$  транзисторов удовлетворяла условию  $l_p \ll L < l_e$ , где  $l_p$ ,  $l_e$  — длины импульсной и энергетической релаксации соответственно. В этом случае электроны дрейфуют практически без релаксации по энергии, а электронная температура  $T_e$  возрастает вдоль канала. Такую ситуацию мы назвали «энергетической квазибаллистикой» (ЭКБ).

В режиме ЭКБ для больцмановского газа при условии сохранения толщины канала и концентрации электронов, как показано в работах [1, 2], выполняются простые соотношения

$$T_{eL} \sim eV_c, \quad (1)$$

$$\sigma_d = \frac{dI_c}{dV_c} \sim \tau_p(T_{eL}), \quad (2)$$

где  $T_{eL}$  — электронная температура в конце канала,  $V_c$  — тянущее напряжение на образце,  $I_c$  — ток через канал,  $\tau_p$  — время релаксации импульса электронов. В этом случае экспериментальные зависимости  $\sigma_d(V_c)$  функционально совпадают с зависимостью  $\tau_p(T_e)$ , чем и объясняется нелинейное поведение  $\sigma_d(V_c)$ .

Настоящая работа посвящена исследованию разогрева двумерного электронного газа (ДЭГ) в короткоканальных GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As-гетероструктурах. Предполагалось, что и в двумерном электронном газе может реализоваться режим энергетической квазибаллистики. При этом принимались во внимание следующие особенности двумерного электронного газа. Во-первых, можно в широких пределах изменять концентрацию ДЭГ за счет эффекта поля и, как следствие, может качественно меняться зависимость  $\tau_p$  от  $T_e$  [3]. Во-вторых, достаточно высокая подвижность ДЭГ позволяет легко достичь области классически сильных магнитных полей, что позволяет, как будет видно из дальнейшего, независимым способом подтвердить модель ЭКБ.

Исследовались гетероструктурные полевые GaAs/Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As-транзисторы с барьером Шоттки (ГПТШ). Ширина  $W$  и длина  $L$  затвора составляли 50 и 1 мкм соответственно. Концентрация ДЭГ, полученная из осцилляций Шубникова—де-Гааза, при напряжении на затворе  $V_g = 0$  В составила  $n_e = 9 \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup>. При этом подвижность электронов  $\mu = 3 \cdot 10^4$  см<sup>2</sup>/В·с. Все измерения проводились при  $T = 4.2$  К.

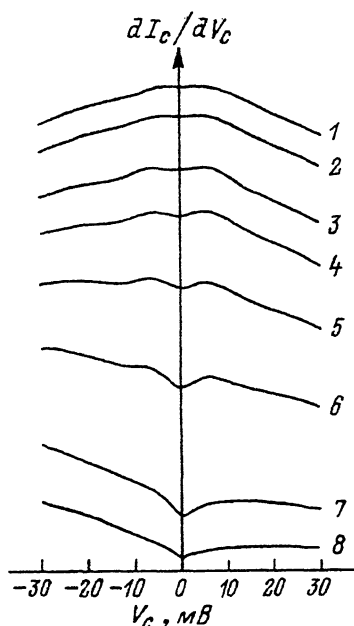


Рис. 1. Зависимости дифференциальной проводимости от напряжения между стоком и истоком при различных напряжениях на затворе.

$V_g$ , В: 1—0.0, 2—0.2, 3—0.4, 4—0.5, 5—0.6, 6—0.7, 7—0.8, 8—0.85.

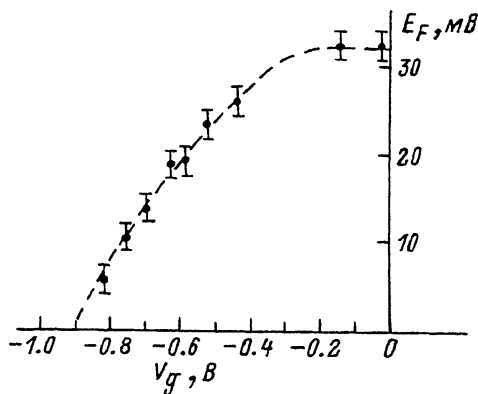


Рис. 2. Зависимость энергии Ферми в ДЭГ от напряжения на затворе.

Измерялась дифференциальная проводимость канала ГПТШ  $\sigma_d = dI_c/dV_c$  как функция тянущего напряжения  $V_c$  между стоком и истоком. Примеры таких зависимостей при различных напряжениях на затворе представлены на рис. 1. Видно, что при  $V_g < -0.7$  В появляется заметная нелинейность в поведении  $\sigma_d$  при  $V_c < 10$  мВ.

На рис. 2 представлена зависимость энергии Ферми  $E_F$  в ДЭГ от напряжения на затворе, определенная из осцилляций Шубникова—де-Гааза. Таким образом, нелинейное поведение  $\sigma_d = f(V_c)$  явно проявляется при  $E_F < 12$  мэВ. При положительных смещениях на затворе приповерхностная обедненная область становится меньше толщины слоя  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  и  $E_F$  в ДЭГ не меняется.

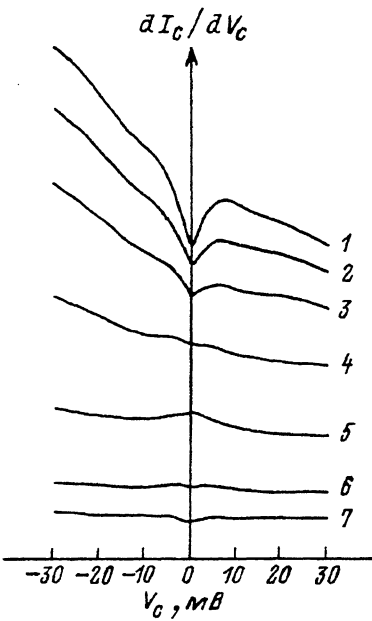
Построение количественной теории ЭКБ для вырожденного ДЭГ встречает определенные трудности. Можно, однако, ожидать, что основные закономерности транспорта ДЭГ в режиме ЭКБ аналогичны рассмотренным в работе [1,2]. Действительно, качественно экспериментальные результаты, как и в работах [1,2], можно объяснить следующим способом. В условиях нашего эксперимента выполняется соотношение  $L < l_{\text{эак}}$ , где  $l_{\text{эак}}$ —длина энергетической релаксации на акустических фононах. Так как рассеяние на оптических фононах имеет пороговый характер [4], при достаточно низкой электронной температуре (во всяком случае до  $T_c \sim 50+100$  К) электронная система дрейфует вдоль канала практически без потерь энергии (энергетическая квазибаллистика). Вследствие этого электронная температура возрастает аналогично падению потенциала вдоль канала.

Экспериментально режим ЭКБ реализуется, во всяком случае при  $V_c < 10$  мВ. При больших отрицательных напряжениях на затворе энергия Ферми относительно мала и электронная температура может достигь значений порядка или даже больших, чем  $E_F$ . В этом случае  $\tau_p$  определяется рассеянием на ионизированных примесях и возрастает с увеличением температуры. Как следствие,  $\sigma_d$  возрастает с  $V_c$ .

Когда тянущее напряжение становится порядка энергии оптического фонона  $\hbar\Omega_0$ , появляется мощный канал неупругого рассеяния электронов на оптических фононах,  $T_c$  насыщается, а зависимость  $\sigma_d(V_c)$  выполаживается. Усиливающийся с увеличением отрицательных  $V_g$  общий наклон зависимостей  $\sigma_d(V_c)$  связан с «перекосом» канала тянущим напряжением  $V_c$ . Заметим, что при малых  $E_F$  ситуация во многом аналогична случаю, рассмотренному в [1,2].

Рис. 3. Зависимости дифференциальной проводимости от напряжения между стоком и истоком в различных магнитных полях  $H$ .

$V_g = -0.76$  В.  $n$ ,  $kЭ$ : 1—0, 2—2, 3—4, 4—8, 5—16, 6—32, 7—51.



В области затворных напряжений, соответствующих высокой концентрации электронов и  $E_F \gg T_c$ ,  $\sigma_d$  практически не зависит от  $V_c$ , что соответствует хорошей экранировке и слабой температурной зависимости  $\tau_p$  [ $^3$ ]. При  $V_c > 10$  мВ падение  $\sigma_d$  связано с рассеянием на оптических фононах.

Рассмотрим теперь влияние магнитного поля на исследуемые зависимости. На рис. 3 представлены зависимости  $\sigma_d(V_c)$  в различных магнитных полях. Можно отметить следующие общие особенности этих зависимостей. Нелинейность  $\sigma_d(V_c)$  при малых  $V_c$  с увеличением магнитного поля исчезает и даже имеется тенденция к изменению зависимостей на обратную. Хотя масштаб магнитных полей, в которых происходит характерное изменение зависимостей  $\sigma_d(V_c)$ , зависит от  $V_g$ , однако оно неизменно происходит при магнитном поле, в

котором  $\sigma_d(V_c = 0)$  уменьшилась в  $\sim 2$  раза.

Так как образец широкий ( $W/L \approx 50$ ), в слабых магнитных полях проводимость образца пропорциональна  $\sigma_{xx}$ . Магнитное поле можно в первом приближении учесть, заменив  $\tau_p(T_d)$  в выражении (2) на  $\tau_{p\text{эфф}}(T_d)$ :

$$\tau_{p\text{эфф}}(T_d) = \frac{\tau_p(T_d)}{1 + \omega_c^2 \tau_p^2(T_d)},$$

где  $\omega_c$  — циклотронная частота. Поэтому если  $\tau_p$  возрастает с температурой, при достижении магнитного поля, удовлетворяющего условию  $\omega_c \tau_p \approx 1$ ,  $\tau_{p\text{эфф}}$  становится убывающей функцией  $T_c$ . Заметим, что  $\tau_p$  падает как раз в 2 раза по сравнению со своим значением в нулевом магнитном поле при  $\omega_c \tau_p \approx 1$ .

Пропорциональность  $\sigma_d \sim \tau_{p\text{эфф}}$  обусловила аналогичное изменение зависимостей  $\sigma_d(V_c)$  в магнитном поле на рис. 3. Различный масштаб по магнитному полю связан с изменением  $n_c$  и  $\mu$  при изменении  $V_g$ .

В заключение отметим, что предложенная нами модель ЭКБ хорошо объясняет экспериментальные результаты и в случае систем с ДЭГ.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Дубровский Ю. В., Ларкин И. А., Морозов С. В. // ЖЭТФ. 1991. Т. 99. В. 6. С. 1827—1835.
- [2] Dubrovskii Yu. V., Larkin I. A., Morozov S. V. // Superlatt. and Microstruct. 1990. V. 8. N 2. P. 233—237.
- [3] Datta S., McLennan M. J. // Rep. Prog. Phys. 1990. V 53. N 8. P. 1003—1048.
- [4] Есипов С. Е., Левинсон И. Б. // ЖЭТФ. 1986. Т. 90. В. 1. С. 330—345.