

ПРЯМЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ ВРЕМЕН ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ РЕЛАКСАЦИИ НА ГЕТЕРОГРАНИЦЕ AlGaAs/GaAs В ДИАПАЗОНЕ 4.2 - 50 К

А.А.Веревкин¹⁾, Н.Г.Птицина, К.В.Смирнов, Г.Н.Гольцман,
Е.М.Гершензон, К.С.Ингвессон²⁾

*Московский педагогический государственный университет
119882 Москва, Россия*

*Massachusetts University
MA 01003 Amherst, USA*

Поступила в редакцию 7 августа 1996 г.

Измерена температурная зависимость времени энергетической релаксации двумерного электронного газа $\tau_e(T)$ на гетерогранице AlGaAs/GaAs в квазиравновесных условиях в области перехода от рассеяния на акустических фононах к рассеянию с участием оптических фононов. Выявлен температурный интервал постоянства τ_e , связываемого с доминированием рассеяния на деформационном потенциале. В предшествующей ему низкотемпературной области сосуществования как пьезоакустического, так и обусловленного деформационным потенциалом процессов рассеяния наблюдается слабое падение τ_e с ростом температуры. Участие оптических фононов в процессах рассеяния наблюдалось, начиная с $T \sim 25$ К (характерное время жизни фонона составило $\tau_{LO} = 4.5$ пс). Энергетические потери, рассчитанные из данных по τ_e в рамках модели с эффективной неравновесной электронной температурой, совпадают с литературными данными, полученными в условиях сильного разогрева.

PACS: 72.20.Jv, 73.40.Lq.

Низкотемпературные процессы энергетической релаксации в двумерном электронном газе гетероструктур AlGaAs/GaAs длительное время являются объектом активных исследований [1]. По мере изготовления более совершенных низкоразмерных структур вклад электрон-фононного взаимодействия в транспортные процессы в этой практически важной системе становится все более заметным. В то же время до сих пор имеет место ряд существенных расхождений между существующей теорией и экспериментальными данными по неупругой релаксации даже в структурах с одиночными гетеропереходами [1,2]. Так, наблюдается быстро нарастающее с ростом электронной температуры T_e (начиная с $T_e \sim 10$ К) расхождение между экспериментальными данными и теорией для зависимости энергетических потерь $Q_e(T_e)$ в условиях сильного разогрева ($(T_e - T)/T \gg 1$) [2]. Это связано, в основном, с оценочным характером определения областей доминирования того или иного механизма рассеяния.

Измерения энергетических потерь Q_e как функции электронной температуры T_e , в условиях сильного разогрева длительное время оставались единственным способом определения темпа энергетической релаксации и, соответственно, температурных областей доминирования тех или иных механизмов рассеяния. Однако, общепринятые методы определения электронной температуры в гетероструктурах по затуханию осцилляций Шубникова-де Гааза [3-5]

¹⁾sasha@rpl.mpgu.msk.su

²⁾K.S.Ingvesson

и по подавлению локализационных эффектов [6] практически не работают при $T_e > 15 - 20$ К. В более высокотемпературном интервале $T_e > 20$ К проводились эксперименты по определению характерного времени жизни оптического фонона τ_{LO} путем наблюдения люминесценции, обусловленной остыванием носителей при импульсном межзонном возбуждении (главным образом по затуханию люминесценции линий комбинационного рассеяния [7]). Однако, они способны дать информацию о неупругой релаксации только в области достаточно ярко выраженных процессов с участием оптических фононов. Интерпретация данных таких экспериментов осложняется тем, что измеренные величины τ_{LO} для гетероструктур обнаруживают значительный разброс значений в зависимости от близости энергии возбуждающего кванта к величине энергии запрещенной зоны того или иного материала (для GaAs $\tau_{LO} \sim 7$ пс, для AlGaAs $\tau_{LO} \sim 1.5$ пс [7]), что было объяснено существенной разницей в процессах электронной и дырочной релаксации. Недавние наблюдения времен затухания люминесценции в объемном GaAs [8] показали, что картина релаксации при возбуждении носителей фотонами с энергией ~ 2 эВ на самом деле еще более сложна в связи с различием вкладов в релаксационные процессы легких и тяжелых дырок. При этом на результаты наблюдения релаксации в таких экспериментах в пикосекундном диапазоне в первую очередь оказывают влияние процессы электрон-дырочного взаимодействия [8].

Очевидно, что значительный интерес представляют прямые измерения квазиравновесных времен энергетической релаксации в низкоразмерных структурах в диапазоне температур, включающем область перехода от акустического рассеяния к рассеянию с участием оптических фононов.

Первый эксперимент по прямому определению τ_e в области доминирования акустического рассеяния из временных зависимостей релаксации сопротивления в области развитых осцилляций Шубникова-де Гааза при пропускании коротких электрических импульсов через образец [9] дал возможность авторам сделать оценку $\tau_e = 0.5$ нс в исследовавшемся диапазоне температур $T = 4.2 - 14$ К. К сожалению, при этом не учитывалось влияние на релаксационные процессы довольно сильного магнитного поля (2-3 Тл), отчетливо регистрировавшееся в ряде более поздних экспериментов ([10] и др.).

С целью непосредственного определения времен энергетической релаксации в гетероструктурах AlGaAs/GaAs при низких температурах нами был применен метод субмиллиметровой спектроскопии с высоким временным разрешением [11]. Важнейшим преимуществом метода является квазиравновесность условий измерений (превышение электронной температуры над решеточной даже при $T = 4.2$ К было менее 0.1 К [11]) и отсутствие иных возмущающих факторов (магнитного поля, высокоэнергетичных возбуждений и пр.).

Как и в [11], для исследования релаксации фотопроводимости, связанной с нагревом электронной системы, нами использовалось излучение двух ламп обратной волны 2-миллиметрового диапазона волн, разнесенных по частоте на варьируемую величину Δf . Ориентация постоянного тока, пропускаемого через образец, совпадала с вектором напряженности электрического поля падающей волны. Время энергетической релаксации определялось по частотной зависимости переменного напряжения (сигнала фотопроводимости) на образце:

$$\Delta U(\Delta f) = \frac{\Delta U_{\Delta f=0}}{\sqrt{1 + (2\pi\Delta f\tau_e)^2}} \quad (1)$$

Время энергетической релаксации падает с ростом температуры, поэтому основным фактором, ограничивающим максимальную температуру, при которой измерения еще могут быть выполнены с удовлетворительной точностью, является максимально достижимая частота Δf_{max} . В данном случае $\Delta f_{max} = 1500$ МГц, что соответствовало определяемому с погрешностью не более 20% значению $\tau_e = 150$ пс. Как выяснилось, это позволило провести измерения с точностью не хуже указанной вплоть до $T \sim 50$ К.

Исследуемые структуры были идентичны использовавшимся в [11]: они были изготовлены методом молекулярно-лучевой эпитаксии и имели подвижность $7.5 \cdot 10^5$ см²/Вс при концентрации $4.2 \cdot 10^{11}$ см⁻² (при $T = 4.2$ К). Мезоструктуры площадью 400×100 мкм² имели омические контакты (AuGeNi).

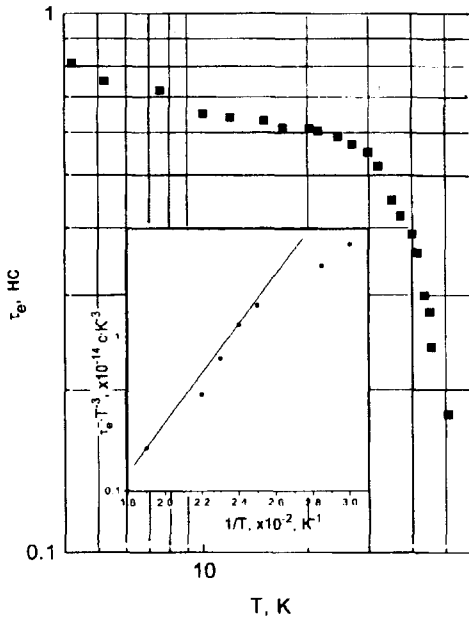


Рис.1. Температурная зависимость времени энергетической релаксации $\tau_e(T)$; на вставке – зависимость $\tau_e T^{-3}$ от T^{-1} (прямая линия соответствует $\hbar\omega_{LO} = 36.5$ мэВ)

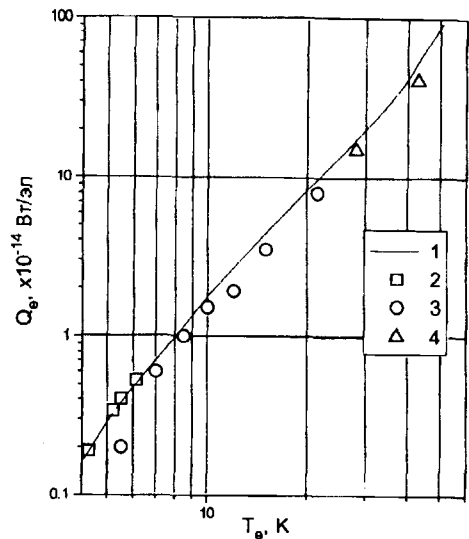


Рис.2. Рассчитанные из $\tau_e(T)$ согласно (4), энергетические потери (кривая) и данные по $Q_e(T_e)$ из работ: □ – [4] ($n_s = 4.5 \cdot 10^{11}$ см⁻²), ○ – [3] ($n_s = 4.6 \cdot 10^{11}$ см⁻²), Δ – [13] ($n_s = 3.8 \cdot 10^{11}$ см⁻²)

Полученная в эксперименте зависимость $\tau_e(T)$ представлена на рис.1. Весь температурный интервал можно разделить на три области: 1) область медленного падения τ_e по мере роста температуры ($4.2 \text{ К} < T < 15 \text{ К}$); 2) область температурной независимости времени энергетической релаксации $\tau_e = \text{const}$ ($16 \text{ К} < T < 21 \text{ К}$); 3) область резкого уменьшения времени энергетической релаксации, начинающаяся при $T \sim 25 \text{ К}$.

Первый, низкотемпературный интервал 4.2–15 К, как следует из теоретического рассмотрения [2,5], находится в переходной области сосуществования процессов рассеяния, обусловленных пьезоакустическим потенциалом (РА) и рассеянием на деформационных акустических фононах (ДА). В этой области

наблюдается постепенное замедление процесса падения τ_e с ростом температуры по мере уменьшения вклада РА-процессов. Постоянству времени релаксации, наблюдаемому в интервале $16\text{ К} < T < 21\text{ К}$, согласно [3], соответствует доминирование ДА-процессов (энергетические потери вида $Q_e \sim (T_e^\gamma - T^\gamma)$, где $\gamma = 2$). Существование предсказанного теорией [2,12] перехода к линейной зависимости $Q_e \sim (T_e - T)$ при повышении T , что должно было бы означать увеличение τ_e с ростом температуры, не согласуется как с нашими результатами, так и со всеми известными экспериментальными данными по $Q_e(T_e)$. Значение времени релаксации $\tau_{DA} = 0.61\text{ нс}$ в этой области меньше предсказанного в работе [3] ($\sim 0.9\text{ нс}$), но очень близко к оценке $\tau_e = 0.5\text{ нс}$, полученной из первых прямых измерений [9].

В предположении постоянства вклада акустического деформационного рассеяния вплоть до 50 К мы связали быстрое уменьшение времени релаксации при $T > 25\text{ К}$ с влиянием оптических фононов.

Выделим температурно-зависящий вклад τ_{eO} :

$$\tau_{eO}^{-1} = \tau_e^{-1} - \tau_{DA}^{-1}. \quad (2)$$

Если τ_{eO} определяется рассеянием на оптических фононах, то его температурная зависимость должна описываться выражением

$$\tau_{eO} = \frac{\pi^2 k_B T \tau_{LO}}{3\epsilon_F} \left(\frac{k_B T}{\hbar \omega_{LO}} \right)^2 \exp \left(\frac{\hbar \omega_{LO}}{k_B T} \right), \quad (3)$$

где k_B – постоянная Больцмана, а ϵ_F – энергия Ферми.

Полученные нами данные действительно близки к описываемым формулой (3) при общепринятом значении $\hbar \omega_{LO} = 36.5\text{ мэВ}$ (врезка на рис. 1). Таким образом, τ_{eO} можно отождествить со вкладом оптических фононов. Определенное из значений τ_{eO} характерное время жизни оптического фонона $\tau_{LO} \approx 4.5\text{ пс}$. Оно оказывается приблизительно в 30 раз больше времени спонтанного излучения оптического фонона [1], что связано с процессами перепоглощения фононов электронами.

Из полученных результатов можно рассчитать зависимость энергетических потерь от электронной температуры, считая, что полученные нами в квазиравновесных условиях значения τ_e являются функцией только электронной температуры, согласно известным соотношениям [3]:

$$\tau_e(T_e) = \frac{d\epsilon}{dQ_e(T_e)}, \quad d\epsilon \sim \frac{\pi^2 k_B^2 T_e \Delta T_e}{3\epsilon_F}. \quad (4)$$

Полученная численным интегрированием зависимость представлена на рис.2. Здесь же нанесены экспериментальные данные, взятые из работ [3,4,13] для образцов с близкими к нашей концентрациями. Хорошее совпадение значений Q_e , полученных в условиях сильного разогрева, и из расчета по значениям τ_e , полученным в квазиравновесных условиях, показывает, что τ_e действительно является функцией только электронной температуры в исследованном диапазоне температур.

Отметим, что если в температурной зависимости времени энергетической релаксации вклад оптических фононов проявляется в резком уменьшении τ_e при $T > 25\text{ К}$, то отклонения от зависимости вида $Q_e \sim T_e^2$ практически

незаметны даже при $T \sim 40$ К. Это объясняется интегральным характером энергетических потерь по отношению к τ_e . Участие оптических фононов в процессах рассеяния при таких относительно низких температурах исключает существование теоретически предсказанного [2,12] выхода на линейную зависимость $Q_e \sim (T_e - T)$ по мере повышения температуры.

Таким образом, использованный нами прямой метод определения τ_e в двумерном электронном газе гетероструктур GaAs/AlGaAs позволил наблюдать переход от области сосуществования РА- и DA-процессов к области доминирования рассеяния на деформационном потенциале, а при дальнейшем повышении температуры – переход от акустического рассеяния к рассеянию на оптических фононах. Получено значение эффективного времени жизни оптических фононов $\tau_{LO}=4.5$ пс. Экспериментальные данные позволяют сделать вывод о выполнении условий модели эффективной неравновесной электронной температуры в диапазоне 4.2 – 50 К.

Авторы благодарят А.В.Сергеева за полезные обсуждения. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты 95-02-06409 и 96-02-18614).

1. B.K.Ridley, Rep.Progr.Phys. **54**, 169 (1991).
2. В.Карпус, ФТП **22**, 439 (1988).
3. H.Sakaki, K.Hirakawa, J.Yoshino et al., Surface Science **142**, 306 (1984); K.Hirakawa and H.Sakaki, Appl. Phys. Lett. **49**, 889 (1986).
4. М.Г.Блюмина, А.Г.Денисов, Т.А.Полянская и др., Письма в ЖЭТФ **44**, 257 (1986); А.М.Кресчук, М.Ю. Martisov, Т.А. Polyanskaya et al., Solid State Commun. **65**, 1189 (1988).
5. Y.Ma, R.Fletcher, E.Zaremba et al., Phys. Rev. B **43**, 9033 (1990).
6. P.Santhanam, S.Wind, and D.E.Prober, Phys. Rev. B **35**, 3188 (1987); A.Mittal, R.G.Wheeler, and D.E.Prober, Surface Science, to be published (1996).
7. J.F.Ryan, R.A.Taylor, A.J.Turberfield et. al., Phys. Rev. Lett. **53**, 1841 (1984); W.Potz, and P.Kocevar, Phys. Rev. B **28**, 7040 (1983).
8. U.Hohenester, P.Supancic, P.Kocevar et al., Phys. Rev. B **47**, 13233 (1993).
9. J.Lutz, F.Kuchar, K.Ismail et.al., Semicond. Sci. Technol. **8**, 399 (1993).
10. D.J. Mc.Kitterick, A.Ya.Shik, A.J.Kent et. al., Phys. Rev. B **49**, 2585 (1994); Н.А.Мордовец, И.Н.Котельников, ФТП **28**, 1960 (1994); I.Maran, W.Seidenbusch, E.Gornik et al., Semicond. Sci. Techn. **9**, 700 (1994).
11. А.А.Веревкин, Н.Г.Птицина, Г.М.Чулкова и др., Письма в ЖЭТФ **61**, 579 (1995); А.А.Verevkin, N.G.Ptitsina, G.M.Chulcova et.al., Phys.Rev.B **53**, R7592 (1996).
12. P.J.Price, Surf.Science **113**, 199 (1982); **143**, 145 (1984).
13. R.A.Hopfel and G.Weimann, Appl. Phys. Lett. **46**, 291 (1985).