

ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ РЕЛАКСАЦИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В 2D-КАНАЛЕ AlGaAs-GaAs ГЕТЕРОСТРУКТУР В КВАЗИРАВНОВЕСНЫХ УСЛОВИЯХ ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

А.А.Веревкин, Н.Г.Птицина, Г.М.Чулкова, Г.Н.Гольцман,
Е.М.Гершензон¹⁾, К.С.Ингвессон^{*2)}

Московский педагогический государственный университет
119882 Москва, Россия

**Department of Electrical and Computer Engineering, University of Massachusetts
Amherst, MA 01003, USA*

Поступила в редакцию 24 февраля 1995 г.

В диапазоне температур $T = 1,5 - 20$ К в квазиравновесных условиях проведены измерения времени энергетической релаксации двумерных электронов τ_e в гетеропереходах AlGaAs-GaAs. Показано, что при $T > 4$ К τ_e слабо зависит от температуры, а при $T < 4$ К $\tau_e^{-1} \sim T$. Линейная зависимость $\tau_e^{-1}(T)$ в блох-грюнайзеновской области температур ($T < 5$ К) однозначно указывает на преобладание пьезоакустического механизма электрон-фононного взаимодействия в неупругих процессах рассеяния электронов. Значения τ_e в этой области температур с высокой точностью совпадают с результатами теории [6]. При более высоких температурах, где рассеяние на деформационных акустических фононах становится существенным, наблюдается значительное расхождение экспериментальных и теоретических результатов.

В последнее десятилетие ведутся интенсивные исследования электрон-фононного взаимодействия в двумерном электронном газе в GaAs-AlGaAs гетероструктурах. При низких температурах, как и в объемном материале, широко используются эксперименты по разогреву электронов. Подвижность 2D-электронов, хотя и существенно выше в лучших 2D-структурах, чем в трехмерном случае, все же практически не несет информации об электрон-фононном взаимодействии, так как по-прежнему, ограничена примесным рассеянием. До сих пор единственным методом исследования при низких температурах, который использовался для изучения энергетической релаксации электронов, были измерения мощности энергетических потерь, приходящихся на один электрон Q_e , как функции температуры электронов T_e . Так как такие измерения проведены в условиях значительного разогрева электронного газа [1-3], из них не просто получить информацию о кинетических временах релаксации энергии и импульса в равновесных условиях.

Нами в широком диапазоне температур 1,5-20 К в квазиравновесных условиях прямым методом проведены измерения времени энергетической релаксации двумерных электронов в гетеропереходах GaAs-AlGaAs. Измерения проводились на спектрометре-релаксометре миллиметрового диапазона волн с высоким временным разрешением. В этом методе, который ранее успешно использовался для исследования сверхпроводниковых структур [4], электромагнитное излучение от двух ламп обратной волны, смещенных по частоте на величину ΔF , подводится к исследуемому образцу. Поглощение электромагнитного излучения свободными носителями приводит к разогреву электронного газа и к изменению сопротивления, если оно зависит от электронной температуры. Изменение сопротивления образца ΔR на частоте $f = \Delta F$ измеряется по

¹⁾e-mail: gershenson@rpl.mpgu.msk.su

²⁾K.S.Yngvesson

изменению напряжения постоянного смещения на нем ΔU . Время релаксации сигнала субмиллиметровой фотопроводимости, равное времени энергетической релаксации свободных носителей в отсутствие болометрического эффекта, определяется по частотной зависимости величины

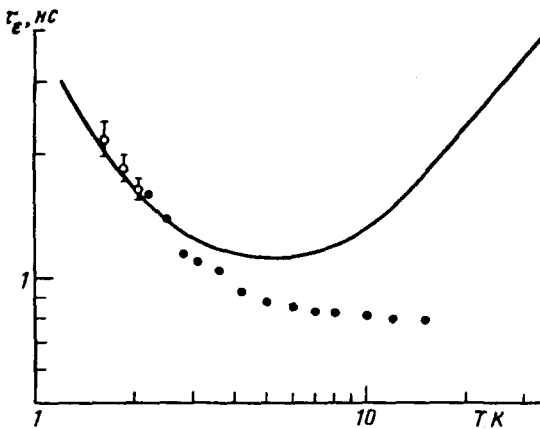
$$\Delta U(f) = \frac{\Delta U(f=0)}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau_c^2}}.$$

Измерения τ_c в квазиравновесных условиях ($T_e \approx T$) предъявляют высокие требования к чувствительности измерительной аппаратуры. Величина сигнала ΔU мала из-за слабой температурной зависимости сопротивления образца, которая определяется электрон-фононным взаимодействием, в то время как при низких температурах основной вклад в сопротивление вносит температурно-независимое примесное рассеяние. Кроме того, дополнительные требования к чувствительности диктуются тем, что для выполнения условий квазиравновесности суммарная поглощенная образцом мощность электромагнитного излучения $P_{e\sim}$ и постоянного тока P_e должна быть ограничена. Предельно допустимые значения ($P_{e\sim} + P_e$) к тому же уменьшаются при понижении температуры из-за роста τ_c [5]. Чувствительность используемой нами измерительной аппаратуры позволяла проводить исследования при $P_{e\sim \min} \approx 5 \cdot 10^{-17}$ Вт/эл и $P_{e\sim \min} \approx 10^{-17}$ Вт/эл. Образцы были изготовлены методом молекулярно-лучевой эпитаксии и имела при $T = 4,2$ К подвижность $\mu \approx 7 \cdot 10^5$ см²/В·с и концентрацию электронов в двумерном слое $N_e \approx 4,2 \cdot 10^{11}$ см⁻². Размеры проводящего слоя составляли 200×50 мкм. Измерения проводились на спектрометре 2-миллиметрового диапазона волн при изменении f в пределах $10^7 \div 10^9$ Гц в диапазоне $T = 1,6 - 20$ К.

Измерения $\tau_c(P_e)$ при различных температурах решетки показали, что мощность $P_e = 5 \cdot 10^{-17}$ Вт/эл удовлетворяет условиям квазиравновесности лишь при $T \geq 3$ К. Поглощенная электронами мощность электромагнитного излучения P_e была достаточно малой, так что возникающее изменение электронной температуры $\Delta T_e \ll T_e$, и процесс релаксации энергии системы мог быть описан одним значением $\tau_c(T_e)$, как и в квазиравновесных условиях. Путем экстраполяции измеренных зависимостей $\tau_c(P_e)$ к $P_e \rightarrow 0$ были получены квазиравновесные значения τ_c при низких температурах.

На рисунке приведена зависимость $\tau_c(T)$. Значения τ_c , полученные путем экстраполяции, на рисунке выделены. Видно, что в области высоких температур $T > 4,2$ К τ_c практически не зависит от T , а при $T < 4,2$ К τ_c растет с понижением температуры по закону, близкому к T^{-1} . Из измерений $\tau_c(P_e)$ были получены и зависимости τ_c от электронной температуры T_e в условиях сильного разогрева постоянным электрическим полем при различных температурах решетки. Для определения электронной температуры T_e измерялись осцилляции Шубникова-де Гааза. Значения T_e определялись традиционным способом из сравнения амплитуд осцилляций в магнитном поле $B < 1,5$ Тл, соответствующих различным значениям P_e при фиксированной температуре решетки и различным значениям температуры при фиксированной малой мощности P_e ($P_e < 10^{-17}$ Вт/эл). Совокупность измерений $\tau_c(T)$, $\tau_c(P_e)$ и осцилляций Шубникова-де Гааза показала, что время энергетической релаксации при достаточно низких температурах ($T < 5$ К) определяется лишь электронной температурой ($\tau_c(T) = \tau_c(T_e)$ при одинаковых значениях T и T_e).

В теоретических работах, посвященных электрон-фононному взаимодействию в 2D-структурах [1, 5, 7], как правило, обсуждается либо температурная зависимость подвижности, либо зависимость мощности потерь Q_e от T_e . Из этих



Температурная зависимость τ_e : сплошная линия – теоретическая зависимость $\tau_e(T_e)$, рассчитанная по данным [6]; ● – эксперимент; ○ – значения τ_e , полученные экстраполяцией экспериментальных данных к $P_e \rightarrow 0$

работ следует, что в интересующем нас диапазоне температур пьезоакустическое РА и деформационное DA-рассеяния оказываются одного порядка, при высоких T преобладает DA-рассеяние, а при низких – РА-рассеяние. В связи с этим в литературе обычно приводится численный расчет $Q_e(T_e)$ и $\mu(T)$ с учетом обоих типов рассеяния. Из численного расчета $Q(T_e)$ в условиях сильного разогрева можно получить значения

$$\tau_e(T_e) = \frac{dE}{dQ(T_e)},$$

где dE – изменение средней энергии носителей, вызванное изменением поглощенной электронами мощности $dQ(T_e)$. Для двумерного вырожденного электронного газа [1]

$$dE = \frac{\pi^2 k^2 T_e dT_e}{3\epsilon_F \tau_e},$$

где ϵ_F – энергия Ферми, k – постоянная Больцмана. Именно такая ситуация реализуется в нашем эксперименте в условиях сильного разогрева постоянным электрическим полем ($T_e \gg T$) при малой поглощенной мощности электромагнитного излучения. Наиболее полный анализ электрон-фононного рассеяния в 2D-структурах, в том числе и для наиболее популярной системы электронов в 2D-канале (001)GaAs, используемой и нами, был проведен в серии работ Карпуса [5]. Из этих работ следует, что при $T \leq 6$ К значения τ_e должны определяться только электронной температурой T_e , так как в этой области температур ($T < \hbar k_F s/k$, k_F – волновой вектор электрона на поверхности Ферми, s – скорость звука) основным механизмом энергетической релаксации электронов является спонтанное испускание акустических фононов. Это подтверждается и нашими экспериментами, в которых было показано, что $\tau_e(T_e) = \tau_e(T)$ при одинаковых T и T_e .

Полученная указанным выше способом из графика рис.3 работы [6] теоретическая зависимость $\tau_e(T_e)$ представлена на рисунке сплошной линией. Видно, что экспериментальные результаты практически совпадают с теоретическими в области низких температур. Линейная зависимость $\tau_e^{-1}(T)$ в области низких температур однозначно указывает на преобладание пьезоакустического рассеяния в этих условиях. Это подтверждается и экспериментами [2], в которых при $T = 1,6$ К была получена зависимость $Q \sim T_e^3$, характерная для пьезоакустического рассеяния. При $T > 4$ К экспериментальные результаты $\tau_e(T)$ и

теоретические $\tau_e(T_e)$ в условиях сильного разогрева заметно расходятся. С одной стороны, по-видимому, здесь и не следует ожидать совпадения значений $\tau_e(T)$ и $\tau_e(T_e)$, так как в этой переходной области, где $T > \hbar k_{Fs}/k$, в квазиравновесных условиях вынужденное электрон-фононное взаимодействие должно играть все большую роль, что должно приводить к уменьшению $\tau_e(T)$ по сравнению с $\tau_e(T_e)$. Однако, с другой стороны, из разогревных экспериментов Sakaki et.al.[1], выполненных при $T = 4,2$ К и $T_e = 4,2 - 20$ К, следует квадратичная зависимость $Q(T_e)$, которая при $T > 8$ К расходится с теоретической зависимостью Карпуса [6]. Значения $\tau_e(T_e)$, которые можно оценить из измерений $Q(T_e)$, дают $\tau_e \sim 0,7$ нс, что близко по величине к значениям, полученным в нашем эксперименте при $T = 6 \div 12$ К. Необходимо при этом отметить, что точность измерений $Q(T_e)$ обычно недостаточна для получения из экспериментальных данных температурной зависимости $\tau_e(T_e)$.

Хорошее количественное соответствие наших экспериментальных данных с теорией [5, 6] в области низких температур позволяет предполагать, что и точность расчета $\mu(T)$ в работах [5] достаточно высока в этой области температур. Из опубликованных измерений подвижности двумерных электронов μ при низких температурах для лучших GaAs-AlGaAs гетеро-структур, (см., например, [8]), можно пытаться получить предельную подвижность, ограниченную электрон-фононным взаимодействием. Для этого нужно исключить из измеренных значений μ вклад примесного рассеяния, реально ограничивающий μ при низких температурах. Хотя точность таких оценок невелика, они не противоречат нашему выводу о соответствии расчета [5] экспериментальным значениям μ при низких T .

Таким образом, проведенные нами измерения времени энергетической релаксации электронов в 2D-структурах GaAs-AlGaAs показывают, что в блохгрюнайзеновской области температур ($T < 5$ К), где $\tau_e \sim T^{-1}$, пьезоакустический механизм электрон-фононного взаимодействия преобладает в неупругих процессах рассеяния электронов. Значения τ_e в этой области с высокой точностью совпадают с результатами расчета Карпуса [5, 6]. При более высоких T (в переходной области), где рассеяние на деформационных акустических фонах становится существенным, наблюдается значительное расхождение экспериментальных и теоретических результатов.

Авторы выражают благодарность Ю.А.Гурвичу за полезные обсуждения и М.А.Тисхлер за помощь в изготовлении GaAs-AlGaAs структур.

Эта работа поддерживается Международным научным фондом в рамках проекта M7K000 и Российским фондом фундаментальных исследований в рамках проекта 95-02-06409.

-
1. H.Sakaki, K.Hirakawa, J.Yoshino et.al., Surf. Sci. **142**, 306 (1984); K.Hirakawa and H.Sakaki, Appl. Phys. Lett. **49**, 889 (1986).
 2. М.Г.Блюмина, А.Г.Денисов, Т.А.Полянская и др., Письма в ЖЭТФ **44**, 257 (1986); А.М.Кресчук, М.Ю.Мартисов, Т.А.Полянская et.al., Sol. State. Commun. **65**, 1189 (1988).
 3. P.Hawker, A.J.Kent, O.H.Hughes et.al., Semicond. Sci. Technol. **7**, B29 (1992).
 4. Yu.Gousev, G.N.Goltsman, A.D.Semenov et.al., J. Appl. Phys. **75**, 3695 (1994).
 5. В.Карпус, ФТП **20**, 12 (1986); ФТП **21**, 1949 (1987); V.Karpus, Semicond. Sci. Technol. **5**, 691 (1990).
 6. В.Карпус, ФТП, **22**, 43 (1988).
 7. P.J.Price, Ann. Phys. (N.Y.) **133**, 217 (1981); J. Vac. Sci. Technol. **19**, 599 (1981); Suff. Sci. **113**, 199 (1982); **143**, 145 (1984).
 8. C.T.Foxon, J.J.Harris, D.Hilton et.al., Semicond. Sci. Technol. **4**, 582 (1980).