

Разогрев двумерного электронного газа электрическим полем поверхностной акустической волны

© И.Л. Дричко, А.М. Дьяконов, В.Д. Каган, А.М. Крещук, Т.А. Полянская,
И.Г. Савельев, И.Ю. Смирнов, А.В. Сусллов

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

(Получена 16 мая 1997 г. Принята к печати 20 июня 1997 г.)

Исследован разогрев двумерного электронного газа высокочастотным электрическим полем поверхностной акустической волны, который можно описать с помощью электронной температуры T_e . Показано, что баланс энергии электронного газа определяется рассеянием электронов на пьезоэлектрическом потенциале акустических фононов (при определении T_e из измерений на частоте $f = 30$ и 150 МГц). Экспериментальные зависимости мощности энергетических потерь Q от T_e на разных частотах поверхностной волны зависят от соотношения $\omega\bar{\tau}_e$ по сравнению с 1, где $\bar{\tau}_e$ — время релаксации средней энергии электронов. Приведены теоретические расчеты разогрева двумерного электронного газа электрическим полем поверхностной акустической волны для случая теплых электронов ($\Delta T \ll T$), показывающие, что для одной и той же мощности энергетических потерь Q степень разогрева двумерных электронов (т.е. отношение T_e/T) при $\omega\bar{\tau}_e > 1$ ($f = 150$ МГц) меньше, чем при $\omega\bar{\tau}_e < 1$ ($f = 30$ МГц). Представлены результаты эксперимента, подтверждающие этот расчет.

1. Введение

Исследование нелинейных по величине подводимой мощности эффектов в поглощении пьезоактивных ультразвуковых волн, обусловленном их взаимодействием с трехмерным электронным газом (при бальмановской статистике), показало, что механизмы нелинейности зависят от состояния, в котором находятся электроны. Если электроны находятся в свободном (делокализованном) состоянии, то механизм нелинейности при неслишком больших мощностях звука обычно связан с их разогревом в электрическом поле ультразвуковой волны. При этом характер разогрева зависит от соотношения $\omega\tau_e$, где ω — частота звука, τ_e — время релаксации энергии [1,2]. Если электроны локализованы, то механизм нелинейности связан с характером локализации (на отдельной примеси или в ямах флуктуационного потенциала). В работе [3] было показано, что при локализации электронов на отдельных примесях нелинейность определялась примесным пробоем в электрическом поле звуковой волны. Когда в результате этого эффекта электроны оказывались в зоне проводимости, то их температура начинала расти из-за разогрева в электрическом поле волны [4].

При изучении структур с двумерным электронным газом (2 МЭГ) открывается уникальная возможность в одном цикле измерений и на одном и том же образце изучать механизмы нелинейности в делокализованных и локализованных состояниях электронов, так как в режиме квантового эффекта Холла оба этих состояния осуществляются при изменении магнитного поля. Ранее изменение коэффициента поглощения пьезоактивной поверхностной акустической волны (ПАВ) при взаимодействии с 2 МЭГ в зависимости от мощности ПАВ в структурах GaAs/AlGaAs наблюдалось в работах [5,6] только в области магнитных полей, соответствующей

целым, малым по величине, числам заполнения, — в режиме квантового эффекта Холла, когда двумерные электроны локализованы. Полученные данные авторы объясняли разогревом 2 МЭГ.

В данной работе представлена часть наших исследований, посвященных изучению нелинейных эффектов при взаимодействии двумерных электронов, находящихся в делокализованном состоянии, с электрическим полем ПАВ с целью исследования механизмов нелинейности.

2. Методика эксперимента

Мы исследовали коэффициент поглощения ПАВ частотой $30 \div 210$ МГц двумерным электронным газом в гетероструктурах GaAs/Al_{0.75}Ga_{0.25}As как в зависимости от температуры в диапазоне $T \cong 1.4 \div 4.2$ К — в линейном режиме (входная мощность не превышала 10^{-7} Вт), так и в зависимости от мощности ПАВ при $T = 1.5$ К в магнитном поле до 30 кЭ. Для исследования использовались образцы, изучавшиеся ранее в работе [7] с холловскими концентрацией $n_s^H = 6.7 \cdot 10^{11}$ см⁻² и подвижностью $\mu_H = 1.28 \cdot 10^5$ см²/(В·с) при $T = 4.2$ К. Технология изготовления гетероструктур описана в работе [8], методика эксперимента по поглощению звука — в работе [7]. Здесь только отметим, что изучаемая структура с 2 МЭГ располагалась на поверхности пьезодиэлектрика (ниобата лития LiNbO₃), по которой распространяется ПАВ. Возбуждение ПАВ велось в импульсном режиме, для чего на возбуждаемый встречно-штыревой преобразователь подавались радиоимпульсы с частотой заполнения $30 \div 210$ МГц от генератора высокой частоты. Длительность импульсов была порядка 1 мкс, а частота следования — 50 Гц. Под мощностью ПАВ везде в настоящей работе понимается мощность в импульсе.

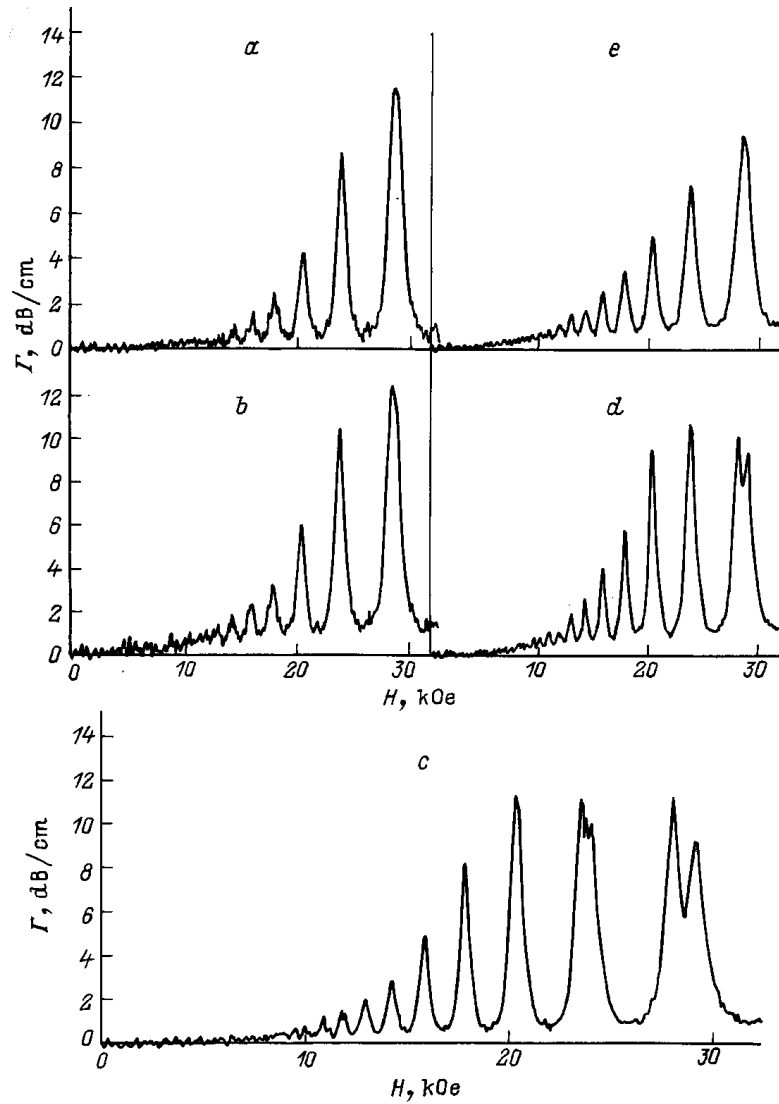


Рис. 1. Зависимости коэффициента поглощения Γ от магнитного поля H на частоте $f = 30$ МГц при температурах T , К: a — 4.2, b — 3.8, c — 1.5 и мощностях волны на выходе генератора P , Вт: a – c — 10^{-5} , d — 10^{-4} , e — 10^{-3} .

Переменное электрическое поле с частотой ПАВ, сопровождающее волну деформации, проникает в канал с двумерными электронами, вызывая электрические токи и соответственно — джоулевы потери; в результате такого взаимодействия энергия волны поглощается. В эксперименте измеряется коэффициент поглощения ПАВ в магнитном поле. Поскольку измеряемый коэффициент поглощения определяется проводимостью 2 МЭГ, квантование электронного спектра, приводящее к осцилляциям Шубникова–де-Гааза, вызывает осцилляции и в поглощении ПАВ.

3. Результаты и анализ эксперимента

На рис. 1 представлены зависимости коэффициента поглощения Γ от магнитного поля H для разных температур и мощностей ПАВ на частоте 30 МГц. Ана-

логичные кривые получены и для других частот ПАВ. Характер зависимостей $\Gamma(H)$ анализируется в работе [7]. Положение максимумов поглощения Γ_{\max} в зависимости от магнитного поля при $H < 25$ кЭ эквидистантно по $1/H$, а расщепление максимумов $\Gamma(H)$ при $H > 25$ кЭ на 2 пика со значениями Γ_M в максимумах¹ связано с релаксационным характером поглощения. Показанные на рис. 2, 3 зависимости Γ от температуры и мощности ПАВ извлекались из экспериментальных кривых такого же типа, как на рис. 1, для соответствующих частот, в магнитном поле $H < 25$ кЭ при больших числах заполнения $\nu = n_s hc / 2eH > 7$.

На рис. 2 приведена температурная зависимость величины $\Delta\Gamma = \Gamma_{\max} - \Gamma_{\min}$, измеренной в линейном режиме

¹ В работе [7] показано, что значения Γ_M не зависят от проводимости 2 МЭГ и в пределах погрешности эксперимента определяются только характеристиками ПАВ и зазором между образцом и LiNbO_3 .

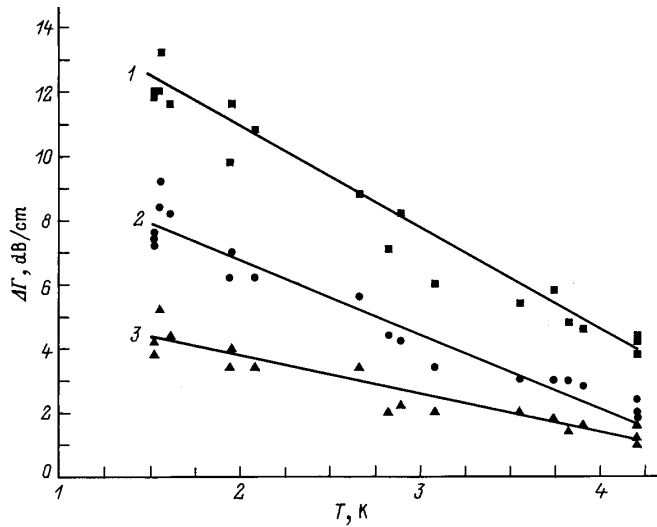


Рис. 2. Зависимости величин $\Delta\Gamma = \Gamma_{\max} - \Gamma_{\min}$ от температуры T в линейном режиме на частоте 150 МГц в магнитном поле H , кЭ: 1 — 17.5, 2 — 15.5, 3 — 14.1.

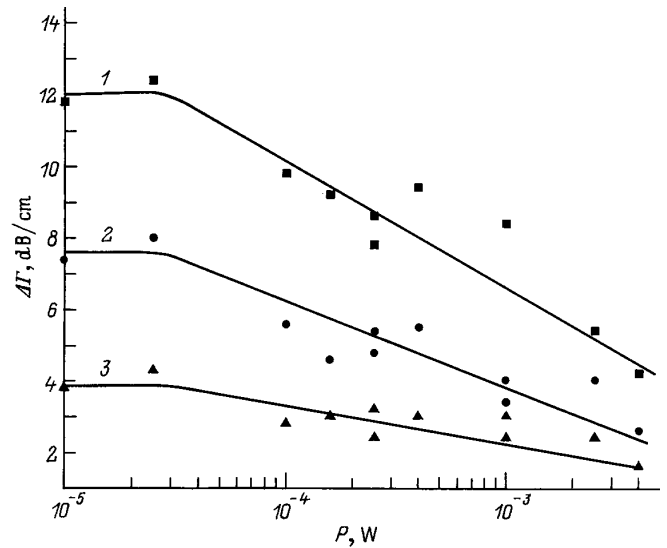


Рис. 3. Зависимости величины $\Delta\Gamma = \Gamma_{\max} - \Gamma_{\min}$ от мощности на выходе генератора P на частоте 150 МГц при $T = 1.5$ К в магнитном поле H , кЭ: 1 — 17.5, 2 — 15.5, 3 — 14.1.

на частоте 150 МГц при разных магнитных полях. Здесь Γ_{\max} и Γ_{\min} — значения Γ на верхней и нижней линиях, огибающих осциллирующую зависимость $\Gamma(H)$ при $H < 25$ кЭ. На рис. 3 представлена зависимость $\Delta\Gamma$ от величины P — мощности ПАВ (частотой 150 МГц) на выходе генератора при $T = 1.5$ К. Из рис. 2, 3 видно, что $\Delta\Gamma$ уменьшается с ростом температуры и с увеличением мощности ПАВ.

В работе [7] было показано, что в области магнитных полей, где еще не наблюдается квантовый эффект Холла (в нашем случае $H < 25$ кЭ), равны диссипативные проводимости

$$\sigma_{xx}^{ac} = \sigma_{xx}^{dc},$$

где σ_{xx}^{dc} — проводимость, вычисленная из измеренных на постоянном токе сопротивлений $\rho_{xx}(H)$ и $\rho_{xy}(H)$, а σ_{xx}^{ac} — проводимость, найденная из коэффициента поглощения $\Gamma(H)$, измеренного в линейном режиме. Этот факт давал нам основание полагать, что в этой области магнитных полей электроны находятся в делокализованном состоянии. Как уже указывалось во введении, мы в этой работе будем анализировать нелинейности лишь в этом случае.

Ранее мы показали [9], что если электроны делокализованы, то из зависимости $\sigma_{xx}^{ac}(H)$ можно определять такие характеристики 2МЭГ, как концентрацию носителей n_s , транспортное τ и квантовое² времена релаксации. Причем подвижность при $H = 0$ $\mu = e\tau/m$ и концентрация n_s оказываются близки к величинам, полученным из измерений на постоянном токе: холловским концентрации и подвижности электронов, а также

² Под этим термином мы имеем в виду так называемое уходящее время τ_0 , обратно пропорциональное почти полному сечению рассеяния [10]. В экспериментах по квантовым осцилляциям оно определяется как $\tau_0 = \hbar/2\pi T^*$, где T^* — температура Дингла.

значению n_s , найденному по осцилляциям Шубникова–де-Гааза. Поэтому естественно было предположить, что причиной зависимости Γ от мощности ПАВ является, так же как и в статическом случае, разогрев 2МЭГ, но в электрическом поле ПАВ. Разогрев 2МЭГ в статическом электрическом поле в подобных гетероструктурах был исследован в работах [11–15]. В этих статьях было показано, что в широком диапазоне концентрации 2МЭГ в области гелиевых температур процессы релаксации энергии электронов определяются пьезоакустическим электрон-фононным взаимодействием в условиях малоуглового рассеяния и слабого экранирования.

По аналогии с работами [11–14] будем использовать понятие температуры двумерных электронов T_e и определять ее путем сравнения зависимостей коэффициента поглощения Γ от мощности ПАВ с зависимостью Γ от температуры решетки T . Такое сравнение позволяет установить соответствие между температурой двумерных электронов и выходной мощностью генератора. Значения T_e извлекались двумя способами: 1) из сопоставления зависимостей величины амплитуды осцилляций $\Delta\Gamma = \Gamma_{\max} - \Gamma_{\min}$ от температуры T (рис. 2) и от мощности P (рис. 3) при одном и том же значении магнитного поля H ; 2) из сопоставления зависимостей от температуры решетки T и от мощности P отношений $\Gamma_{\max}/\Gamma_M = f(T)$ и $\Gamma_{\max}/\Gamma_M = f(P)$. Здесь значения $\Gamma_{\max}(T)$ и $\Gamma_{\max}(P)$ также брались при одном H , а Γ_M — коэффициент поглощения при $H = 28$ кЭ (рис. 1). Использование отношений величин Γ вместо их абсолютных значений способствовало уменьшению влияния экспериментального разброса величины Γ на погрешность в определении T_e , в результате точность определения T_e этими двумя способами была не хуже 10%.

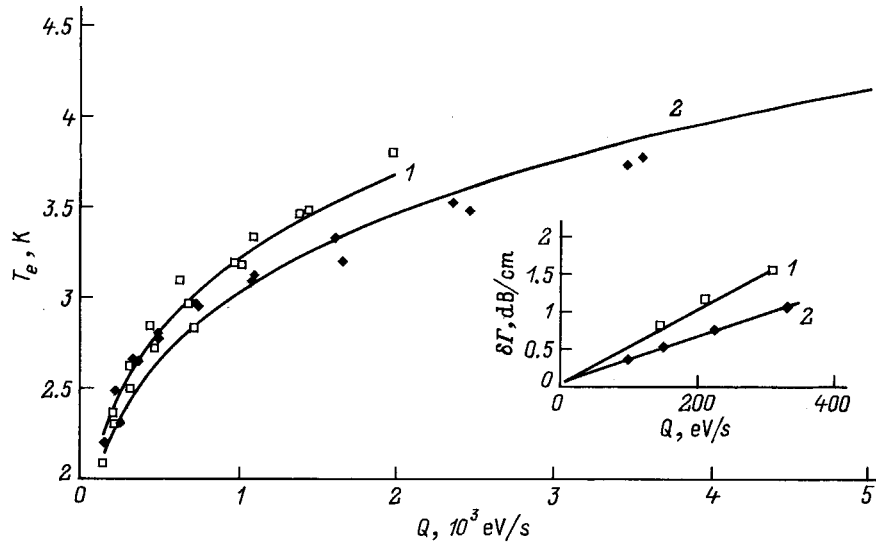


Рис. 4. Электронная температура T_e в зависимости от мощности энергетических потерь Q при частотах поверхностной акустической волны f , МГц: 1 — 150, 2 — 30. На вставке — зависимость $\delta\Gamma = \Gamma(W_e) - \Gamma_0$ от величины Q при частотах поверхностной акустической волны f МГц: 1 — 150, 2 — 30.

Для определения абсолютной величины энергетических потерь в результате поглощения ПАВ при взаимодействии с электронами (\bar{Q}) необходимо было провести следующие расчеты. Напряженность электрического поля E , в котором оказываются двумерные электроны гетероструктуры при распространении ПАВ в пьезоэлектрике, расположенном на расстоянии a от канала с высокой подвижностью, равна

$$|E|^2 = K^2 \frac{32\pi}{v} (\varepsilon_1 + \varepsilon_0) \frac{bq \exp(-2qa)}{1 + \left(\frac{4\pi\sigma_{xx}}{v\varepsilon_s}\right)^2 c^2} W, \quad (1)$$

где K^2 — константа электромеханической связи; $v = 3.5 \cdot 10^5$ см/с и q — скорость и волновой вектор звука в LiNbO_3 соответственно; a — величина вакуумного зазора между образцом и пластиной из LiNbO_3 ; ε_0 , ε_1 , ε_s — диэлектрические постоянные вакуума, LiNbO_3 и полупроводника с 2МЭГ соответственно; W — входная мощность ПАВ, отнесенная к ширине звуковой дорожки. Функции b и c равны

$$b = \left[\varepsilon_1^+ \varepsilon_s^+ - \varepsilon_1^- \varepsilon_s^- \exp(-2qa) \right]^{-2},$$

$$c = \frac{1}{2} \left\{ 1 + b^{1/2} \left[\varepsilon_1^+ \varepsilon_s^- - \varepsilon_1^- \varepsilon_s^+ \exp(-2qa) \right] \right\},$$

$$\varepsilon_1^+ = \varepsilon_1 + \varepsilon_0, \quad \varepsilon_s^+ = \varepsilon_s + \varepsilon_0,$$

$$\varepsilon_1^- = \varepsilon_1 - \varepsilon_0, \quad \varepsilon_s^- = \varepsilon_s - \varepsilon_0.$$

Величина энергетических потерь определяется как $\bar{Q} = \sigma_{xx} E^2$. Если умножить обе части уравнения (1) на σ_{xx} , то получим, что $\bar{Q} = 4W\Gamma$, где Γ — величина коэффициента поглощения, измеряемая в эксперименте. Определение величины мощности W на входе в

образец при акустических измерениях весьма не точно. Дело в том, что эта величина определяется, во-первых, качеством встречно-штыревых преобразователей; во-вторых — потерями, связанными с несогласованностью линии, подающей электрическую мощность на передающий преобразователь, а также линии, снимающей электрическую мощность с приемного преобразователя, причем потери в приемной и передающей частях линии могут быть не одинаковыми; в-третьих — поглощением ПАВ в подложке, абсолютную величину которой затруднительно измерить в нашем эксперименте. Влияние этих погрешностей тем меньше, чем ниже частота, поэтому при определении W на частоте 30 МГц мы считали, что как потери на преобразование для передающего и приемного преобразователей, так и потери в передающей и приемной линиях одинаковы. Суммарные потери при этом оказывались равными $\Delta P = 16$ дБ, если пренебречь поглощением ПАВ в пьезодиэлектрике. Если предположить, что нелинейные эффекты на частоте 150 МГц начинаются при такой же величине \bar{Q} , как и при 30 МГц, то для определения суммарных потерь на частоте 150 МГц можно привязаться к "пороговой" величине \bar{Q} , при которой становится заметным отклонение величины $\Gamma_{\max}(\bar{Q})/\Gamma_M$ на частоте 30 МГц от постоянной величины (напомним, что $\Gamma(H)/\Gamma_M \sim 1/\sigma_{xx}(H)$ в области делокализованных электронных состояний, т.е. при $H < 25$ кЭ [7]). Оценка суммарных потерь таким способом на частоте 150 МГц дает величину $\Delta P = 18$ дБ. Таким образом, мощность W на входе в образец определяется выходной мощностью генератора P с учетом суммарных потерь ΔP .

Имея в виду результаты работ [11–14], мы построили зависимости

$$Q = \bar{Q}/n_s = f(T_e^3 - T^3),$$

соответствующие уравнению баланса энергии при взаимодействии электронов с пьезоэлектрическим потенциалом акустических фононов (РА-рассеяние) при условии слабого экранирования для частот 30 и 150 МГц при разных магнитных полях:

$$Q_{PA} = e\mu E^2 = A_3(T_e^3 - T^3), \quad (2)$$

но поскольку условие слабого экранирования для этого образца не выполняется (см. далее разд. 5), были построены также и зависимости $Q = f(T_e^5 - T^5)$, соответствующие уравнению баланса энергии при РА-рассеянии, но при условии сильного экранирования для тех же частот 30 и 150 МГц и тех же магнитных полей:

$$Q_{PA} = A_5(T_e^5 - T^5), \quad (3)$$

Анализ, проведенный методом наименьших квадратов, показал, что экспериментальные кривые лучше описываются формулой (3). На рис. 4 представлены экспериментальные точки и теоретические кривые зависимостей типа (3) со значениями $A_5 = (3.0 \pm 0.5) \text{ эВ}/(\text{с} \cdot \text{К}^5)$, $f = 30 \text{ МГц}$, где f — частота ПАВ (см. кривую 1 на рис. 4) и $A_5 = (4.0 \pm 0.6) \text{ эВ}/(\text{с} \cdot \text{К}^5)$, $f = 150 \text{ МГц}$ (см. кривую 2 на рис. 4).

4. Теория разогрева двумерных электронов при контроле рассеяния на решетке электрон-электронными столкновениями

Для описания разогрева электронного газа с помощью температуры T_e , отличающейся от температуры решетки T , необходимо, чтобы электрон-электронные соударения происходили чаще, чем столкновения с решеткой, т.е. выполнялось условие $\tau_{ee} \ll \tau_e$, где τ_e , τ_{ee} — времена релаксации энергии электрона на фононах и электрон-электронные (ee) взаимодействия соответственно.

Импульс рассеивается в слабо разупорядоченном 2МЭГ гетероструктур GaAs/AlGaAs главным образом на кулоновском заряде остаточной примеси в области интерфейса и как правило для времен релаксации имеют место соотношения

$$\tau_p \ll \tau_{ee} \ll \tau_e, \quad (4)$$

где τ_p — время релаксации импульса электрона.

4.1. Статический режим

При выполнении неравенств (4) неравновесная часть функции распределения имеет вид

$$f_p = -eE\nu\tau_p \frac{\partial f_0(\varepsilon_p)}{\partial \varepsilon_p}, \quad (5)$$

где E — электрическое поле, ν — скорость электрона, $f_0(\varepsilon_p)$ — основная часть функции распределения электронов с энергией $\varepsilon_p = p^2/2m$, где p — импульс и m —

эффективная масса электрона. Благодаря быстрым ee столкновениям для $f_0(\varepsilon_p)$ устанавливается фермиевское распределение, но уровень Ферми ε_F и температура T_e должны определяться из уравнений сохранения для концентрации и средней энергии электрона, в то время как электрон-фононные столкновения обуславливают передачу энергии от электрона к решетке.

В работах [16,17] представлены результаты расчета уравнения баланса энергии в 2МЭГ при рассеянии электрона на пьезоэлектрическом и деформационном потенциалах акустических фононов. Численные коэффициенты в приведенных далее соотношениях из работы [16] относятся к 2МЭГ, расположенному у поверхности (001) GaAs при условии

$$k_F < \pi/d, \quad (6)$$

где ширину локализации электрона в квантовой яме d можно для гетерограницы оценить величиной

$$d = \left[\left(\frac{3}{4} \right) \frac{a_B^*}{\pi N^*} \right]^{1/3}, \quad N^* = N_{\text{depl}} + \frac{11}{32} n_s. \quad (7)$$

Здесь N_{depl} — концентрация остаточной примеси в области гетерограницы, $a_B^* = \hbar^2 \varepsilon_s / m e^2$ — эффективный боровский радиус.

Мощность энергетических потерь за счет РА-рассеяния определяется при слабом экранировании выражением [16]

$$Q_{PA} = b_1 Q_1 \left(\frac{k_B T}{\hbar k_F s_t} \right)^3 \left(\frac{T_e^3}{T^3} - 1 \right),$$

$$Q_1 \equiv \frac{2ms_t^2}{\tau_0}, \quad b_1 = \frac{\zeta(3)}{2} \frac{13}{16} \left[1 + \frac{9}{13} \left(\frac{s_t}{s} \right)^2 \right], \quad (8)$$

где $1/\tau_0 = (e\beta_{14})^2 m / 2\pi\rho\hbar^2 s_t$, β_{14} — пьезоэлектрическая константа, ρ — плотность полупроводника (в нашем случае GaAs), s и $s_t = 0.59s$ — продольная и поперечная скорости звука в GaAs соответственно, $k_F = (2\pi n_s)^{1/2}$ — волновой вектор электрона с энергией Ферми ε_F , $\zeta(x)$ — функция Римана, k_B — постоянная Больцмана.

При рассеянии электронов на деформационном потенциале акустических фононов (ДА-рассеяние) соответствующее выражение имеет вид

$$Q_{DA} = b_2 Q_2 \left(\frac{k_B T}{2ms^2} \right)^2 \left(\frac{k_B T}{\hbar k_F s} \right)^3 \left(\frac{T_e^5}{T^5} - 1 \right),$$

$$Q_2 \equiv \frac{2ms^2}{l_0/s}, \quad b_2 = 12\zeta(5), \quad (9)$$

где $l_0 \equiv \pi\hbar^4 \rho / 2m^3 E_1^2$, E_1 — деформационный потенциал.

Соотношения (8), (9) имеют место при малоугловом рассеянии, когда

$$k_B T \ll 2\hbar k_F s \equiv k_B T_{sma}, \quad (10)$$

и слабом экранировании при

$$k_B T \gg 2\hbar s_t / a_B^* \equiv k_B T_{scr}. \quad (11)$$

При сильном экранировании, когда выполняется противоположное (11) неравенство

$$k_B T \ll 2\hbar s_t / a_B^* \equiv k_B T_{scr}, \quad (12)$$

имея для РА-рассеяния [16]

$$Q_{PA}^{scr} = \zeta(5) \frac{3}{4} \frac{59}{64} \left[1 + \frac{45}{59} \left(\frac{s_t}{s} \right)^4 \right] \frac{2ms_t^2}{\tau_0} \times \frac{\varepsilon_F}{\varepsilon_B} \left(\frac{k_B T}{\hbar k_F s_t} \right)^5 \left(\frac{T_e^5}{T^5} - 1 \right), \quad (13)$$

где $\varepsilon_B = \hbar^2 / 2m(a_B^*)^2$ — боровская энергия.

4.2. Разогрев электронов поверхностной акустической волной

При выполнении соотношений между временами (4) неравновесная часть функции распределения, зависящая от импульса электрона, быстро релаксирует и токовая ее часть, антисимметричная по импульсу, имеет обычный вид (5), но $E(x, t) = E_0 \cos(qx - \omega t)$, где $\omega = 2\pi f$. В результате $f_0(\varepsilon_p)$ является фермиевской функцией, но химический потенциал $\varepsilon_F(x, t)$ и температура $T_e(x, t)$ могут быть функциями координат и времени. Эти функции также должны определяться из уравнений сохранения для концентрации и средней энергии электрона. Медленные электрон-фононные (*eph*) столкновения, ответственные за передачу энергии от электрона к решетке, входят только в последнее уравнение, а из уравнения для концентрации выпадают, так как *eph* взаимодействие сохраняет полное число электронов.

Основная часть величины химического потенциала задается условием нормировки для полной концентрации электронов, т.е. является константой. Имеются, правда, поправки, пропорциональные амплитуде волны, но нелинейный вклад от этих поправок, отнесенный к основной величине химического потенциала, мал и его можно не учитывать. Выпишем поэтому только уравнение для изменения средней энергии

$$\frac{\pi^2}{6} \rho \frac{\partial(T_e^2)}{\partial t} - \sigma_{xx} E_0^2 \frac{\omega^2}{\omega^2 + (q^2 D)^2} \cos^2(qx - \omega t) + \bar{Q}(T_e) = 0, \quad (14)$$

где T_e — электронная температура, ρ_0 — двумерная плотность состояний, σ_{xx} — электропроводность, D — коэффициент диффузии, $\bar{Q}(T_e)$ — энергия, передаваемая решетке. Гармонические изменения химического потенциала с волновым вектором q и частотой ω приводит к изменению джоулева источника нагрева для волны и к появлению в нем сомножителя

$$\frac{\omega^2}{\omega^2 + (q^2 D)^2}.$$

Поскольку в эксперименте $q^2 D \ll \omega$ (см. [7]), то пространственным изменением джоулева источника тепла можно пренебречь. По той же причине мы пренебрегаем пространственным изменением температуры, но учитываем изменение во времени температурной добавки к средней энергии. Величина $\bar{Q}(T_e)$ зависит от механизма *eph* взаимодействия. Для РА-рассеяния $\bar{Q}(T_e) = n_s Q_{PA}(T_e)$, где $Q_{PA}(T_e)$ даются формулами (8) или (13), а в упрощенном виде выражениями (2) или (3); $n_s = \rho_0 \varepsilon_F$ — полная концентрация двумерных электронов.

Рассмотрим сначала условие слабого разогрева

$$\Delta T = T_e - T \ll T. \quad (15)$$

В этом случае

$$\frac{\partial \Delta T}{\partial t} + \frac{\Delta T}{\tau_\varepsilon} = \frac{3\sigma_{xx} E_0^2 \cos^2(qx - \omega t)}{\pi^2 \rho_0 T}, \quad (16)$$

где для малоуглового РА-рассеяния при сильном экранировании

$$\frac{1}{\tau_\varepsilon} = \frac{15}{\pi^2} \varepsilon_F A_5 T^3, \quad (17)$$

A_5 — коэффициент, определяемый равенством (13) при записи его в форме (3). Уравнение (16) легко решается. Нелинейную по электрическому полю волны поправку для температуры мы должны подставить в выражение для электропроводности, а последнее — в выражение для коэффициента затухания Γ поверхностной акустической волны:

$$\delta \Gamma = \Gamma(W) - \Gamma_0 = \frac{\partial \Gamma}{\partial \sigma_{xx}} \frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial T} \times \frac{3\sigma_{xx} E_0^2 \tau_\varepsilon}{2\pi^2 \rho_0 T} \left(1 + \frac{1/2}{1 + 4\omega^2 \tau_\varepsilon^2} \right). \quad (18)$$

Здесь $\Gamma_0 \equiv \Gamma(T)$ при $W \rightarrow 0$ — коэффициент поглощения в линейной области при заданной температуре решетки T , а $\delta \Gamma$ — нелинейная добавка $\Gamma(W)$. Электрическое поле ПАВ выражается через подводимую мощность W и коэффициент поглощения Γ как $\sigma_{xx} E_0^2 = 4\Gamma W$. Из выражения (18) следует, что при $\omega \tau_\varepsilon \gtrsim 1$ и выполнении (15) вторая гармоника в нагревной функции быстро уменьшается из-за осцилляций во времени, и разогрев определяется средней мощностью волны. Последнее утверждение справедливо и для случая большого нагрева. При этом выполняется квазистатическое условие баланса

$$A_5 (T_e^5 - T^5) = \sigma_{xx} E_0^2 / 2n_s. \quad (19)$$

Найденная по соотношению (19) температура T_e определяет электропроводность и поглощение ПАВ. Для сильного нагрева трудность аналитического решения нелинейного уравнения (14) не позволяет получить простые формулы для произвольного параметра $\omega \tau_\varepsilon$.

При $\omega\tau_e \ll 1$ в полной мере проявляется то обстоятельство, что разогрев 2МЭГ определяется не величиной средней мощности, но мгновенно меняющимся полем волны. Из-за этого при слабом нагреве мы видим увеличение степени разогрева 2МЭГ (см. множитель в скобках в выражении (18) при $\omega\tau_e \rightarrow 0$). Для $\omega\tau_e \rightarrow 0$ можно выписать следующее выражение, считая производную по времени в соотношении (16) малым членом. Для РА-взаимодействия при сильном экранировании

$$T_e(x, t) = \left[T^5 + \frac{\sigma_{xx} E_0^2 \cos^2(qx - \omega t)}{A_5 n_s} \right]^{1/5}.$$

Это выражение должно быть подставлено в зависящую от температуры часть электропроводности, которая в сильном магнитном определяется выражением для шубниковских осцилляций

$$\Delta\sigma_{xx} = C \frac{2\pi^2 T_e(x, t) / \hbar\omega_c}{\sinh[2\pi^2 T_e(x, t) / \hbar\omega_c]} \cos\left(\frac{2\pi\varepsilon_F}{\hbar\omega_c}\right),$$

где C — слабо меняющаяся функция температуры и магнитного поля, ω_c — циклотронная частота. При этом в поглощении ПАВ участвует только соответствующая 1-й гармонике часть тока в слое 2МЭГ. Соответственно определяется и эффективная температура, входящая в выражение для $\Gamma(W)$:

$$\frac{T_e}{\sinh(2\pi^2 T_e / \hbar\omega_c)} = \int_0^{2\pi} \frac{d\varphi}{\pi} (\cos^2 \varphi) \times \frac{[T^5 + (\sigma_{xx} E_0^2 / A_5 n_s) \cos^2 \varphi]^{1/5}}{\sinh\{(2\pi^2 / \hbar\omega_c)[T^5 + (\sigma_{xx} E_0^2 / A_5 n_s) \cos^2 \varphi]^{1/5}\}}.$$

Использование этого выражения при больших нагревах довольно сложно.

4.3. Определения времен релаксации

4.3.1. Время электрон-электронного взаимодействия τ_{ee} . В теоретических работах [18,19] было показано, что время жизни квазичастицы в 2МЭГ при больших передачах импульса определяется величиной

$$\frac{\hbar}{\tau_{ee}^{(p)}} = \frac{\pi^2 T^2}{2\varepsilon_{F0}} \ln\left(\frac{\varepsilon_{F0}}{T_m}\right), \quad T_m = \max\{T, \hbar/\tau_p\}, \quad (20)$$

где ε_{F0} — энергия Ферми при $T = 0$; $\tau_{ee}^{(p)}$ называют "чистым" временем электрон-электронного (ee) взаимодействия.

При понижении температуры, в меру разупорядоченности 2МЭГ, все большую роль в ee взаимодействии играет так называемое "грязное" или "найквистовское" время $\tau_{ee}^{(N)}$ с малой передачей импульса (в процессе диффузионного движения электрона) $\Delta q \approx 1/L_T$ [20,22], где $L_T = (D\hbar/k_B T)^{1/2}$ — диффузионная длина за время

$\hbar/k_B T$, называемая часто длиной когерентности. Частота ee столкновений определяется величиной

$$\hbar/\tau_{ee}^{(N)} = (TR_{\square} e^2 / \hbar) \ln(\hbar/2e^2 R_{\square}), \quad (21)$$

где $R_{\square} = 1/\sigma_{xx}$ — сопротивление на квадрат пленки.

4.3.2. Время релаксации средней энергии электрона $\bar{\tau}_e$. Если разогрев 2МЭГ характеризуется электронной температурой T_e , то мощность потерь энергии Q (в расчете на 1 электрон) можно записать в виде [10]

$$Q = [\bar{\varepsilon}(T_e) - \bar{\varepsilon}(T)] / \bar{\tau}_e, \quad (22)$$

где $\bar{\varepsilon}(T_e)$ и $\bar{\varepsilon}(T)$ — средняя энергия электрона при T_e и T соответственно, $\bar{\tau}_e$ — время энергетической релаксации. Изменение средней кинетической энергии двумерного электрона при $\varepsilon_F \gg k_B T$ равно

$$\Delta\varepsilon = \bar{\varepsilon}(T_e) - \bar{\varepsilon}(T) = \frac{\pi^2 k_B^2 (T_e^2 - T^2)}{6 \varepsilon_{F0}} \Big|_{\Delta T \ll T} = \frac{\pi^2 k_B^2 T \Delta T}{3 \varepsilon_{F0}}. \quad (23)$$

Последнее равенство в (23) соответствует условию слабого разогрева (15). Если зависимость $Q(T_e, T)$ типа (2) или (3) при разложении по $\Delta T/T$ можно представить в виде

$$Q(T, \Delta T) = \gamma A_{\gamma} T^{\gamma-1} \Delta T,$$

где γ — величина показателя при T_e и T в выражениях (2) или (3), то для величины $\bar{\tau}_e$ получаем

$$\bar{\tau}_e \Big|_{\Delta T \ll T} = \frac{\pi^2 k_B^2}{3\gamma A_{\gamma} \varepsilon_{F0} T^{\gamma-2}}. \quad (24)$$

Для случая (3), т.е. $\gamma = 5$, получаем выражение (17) для $1/\bar{\tau}_e = 1/\tau_{ee}$.

5. Обсуждение экспериментальных результатов

Рассмотрим условия применимости теорий разогрева, изложенных в предыдущем разделе, к нашим результатам. Типичные значения концентрации остаточной примеси N_{depl} в области 2МЭГ для наших гетероструктур порядка 10^{10} см^{-2} , поэтому $N_{\text{depl}} \ll n_s$. При величинах параметров для GaAs: $m = 0.07m_0$, диэлектрическая проницаемость $\varepsilon_s = 12.8$, боровский радиус $a_B^* = 97 \text{ \AA}$, получаем в соответствии с (7)

$$d = 85 \text{ \AA}, \quad dk_F/\pi \cong 0.3 < 1,$$

т.е. условие (6) выполнено.

Время релаксации импульса для исследованного образца оценивалось по величине холловской подвижности — $\tau_p \cong \mu_H m/e$ и составляет $\tau_p \cong 5.1 \cdot 10^{-12} \text{ с}$.

В работе [23] было экспериментально показано, что в области гелиевых температур при небольших подвижностях 2МЭГ в квантовых ямах на гетерогранице GaAs/GaAlAs преобладает *ee* взаимодействие с малой передачей импульса (21). Для нашей структуры при $R_{\square} = 73 \text{ Ома}$, $\hbar/\tau_{ee}^{(N)} = 1.46 \cdot 10^{-2} T$ и изменяется в пределах

$$\hbar/\tau_{ee}^{(N)} = 0.02 \div 0.06 \text{ К} \quad (25)$$

в диапазоне $T = 1.5 \div 4.2 \text{ К}$.

В выражении (20) мы использовали значение $T_m = T$, так как $\hbar/\tau_p \cong 1.5 \text{ К} \leq T$. При $\varepsilon_{F0} \cong 266 \text{ К}$ для нашего образца величина $\hbar/\tau_{ee}^{(p)}$ в том же температурном диапазоне составляет

$$\hbar/\tau_{ee}^{(p)} = 0.07 \div 0.4 \text{ К} \quad (26)$$

Сумма вкладов (25) и (26) дает для исследованного образца значения

$$1.5 \cdot 10^{-11} \text{ с} < \tau_{ee} < 8.4 \cdot 10^{-11} \text{ с} \quad (27)$$

в интервале $T = 1.5 \div 4.2 \text{ К}$.

Для оценки величины релаксации энергии $\bar{\tau}_\varepsilon$ (24) необходимо знать коэффициент A_γ в соотношениях типа (2) или (3):

$$Q = A_\gamma(T_e^\gamma - T^\gamma).$$

Расчет по формулам (8), (9) и (13) дает для 2МЭГ в нашей структуре (при $\beta_{14} = 0.12 \text{ Кл/м}^2$ [24] и тех же значениях остальных параметров, что и в работе [16]) при малоугловом рассеянии и слабом экранировании, когда $T_{scr} \ll T \ll T_{sma}$ (см. (10), (11) и (8), (9)):

$$\begin{aligned} Q_{PA}[\text{эВ/с}] &= 67.5[\text{эВ}/(\text{с} \cdot \text{К}^3)](T_e^3 - T^3), \\ Q_{DA}[\text{эВ/с}] &= 13.7[\text{эВ}/(\text{с} \cdot \text{К}^5)](T_e^5 - T^5), \end{aligned} \quad (28)$$

а при сильном экранировании в случае $T \ll T_{scr} \ll T_{sma}$ (см. (10), (12) и (13)):

$$Q_{PA}^{scr}[\text{эВ/с}] = 16.2[\text{эВ}/(\text{с} \cdot \text{К}^5)](T_e^5 - T^5). \quad (29)$$

Как указано в работе [16], РА-рассеяние в области сильного экранирования с "уверенностью" доминирует над ДА-рассеянием.

Надо также заметить, что для подобного образца с $n_s = 6.75 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $\mu_H = 1.5 \cdot 10^5 \text{ см}/(\text{В} \cdot \text{с})$ в исследованиях на постоянном токе (т.е. в статическом режиме) [11,14] при $T = 1.86 \text{ К}$ до $T_e \cong 4 \text{ К}$ разогрев описывался законом типа (2), справедливым для РА-рассеяния при слабом экранировании, и было найдено значение $A_3 = 130 \text{ эВ}/(\text{с} \cdot \text{К}^3)$ для образца 1 из работы [11], которое выше величины, указанной для Q_{PA} в (28).³

³ Как показано В. Карпусом [16], экспериментальные данные [11] в области $T_e \gg T$ хорошо укладываются в общую картину зависимости $Q(T_e, T)$ (см. рис. 4 из работы [16]). Следует отметить, что использованное нами значение $\beta_{14} = 0.12 \text{ Кл/м}^2$ [24] для расчета (28), (29) соответствует $h_{14} = 1.06 \cdot 10^7 \text{ В/см}$ (в обозначениях [16]). Поэтому теоретическое значение A_γ ($\gamma = 3$ или 5) для РА-рассеяния в работах [11,14,16] (см., например, $\alpha \equiv A_3$ для теоретической кривой на рис. 3 из работы [11]) в 1.3 раза больше соответствующих величин для Q_{PA} , при приведенных в соотношениях (28) и (29), при близких значениях n_s .

Однако, какие бы значения A_γ и γ мы не использовали для оценки $\bar{\tau}_\varepsilon$ на основании (24) — теоретические из (28), (29) или экспериментальное $A_3 = 130 \text{ эВ}/(\text{с} \cdot \text{К}^3)$, $\gamma = 3$ — мы получим для времени релаксации энергии оценки в пределах $\bar{\tau}_\varepsilon = (2-50) \cdot 10^{-9} \text{ с}$.

Сравнивая приведенные выше значения τ_p , τ_{ee} (27) и интервал значений для $\bar{\tau}_\varepsilon$, можно видеть, что соотношения (4) выполняются. Поэтому, действительно, можно было ввести понятие электронной температуры T_e и использовать теории разогрева, изложенные в разд. 4.

Рассмотрим оценки значений критических температур, при которых имеет место смена механизмов релаксации энергии при *eph* взаимодействии T_{sma} (10) и T_{scr} (12). Мы определили эти температуры при использовании значения $s_l = 3.03 \cdot 10^5 \text{ см/с}$ (см. [16]) и приведенного выше значения a_B^* . В результате получаем

$$T_{sma} = 9.5 \text{ К} \quad \text{и} \quad T_{scr} = 4.6 \text{ К}. \quad (30)$$

Так как температура фононов в наших опытах $T = 1.55 \text{ К}$, то

$$T < T_{scr} < T_{sma}. \quad (31)$$

Таким образом в нашем эксперименте выполняются неравенства (10) и (12), хотя и не столь сильно, в особенности (12), как предполагается теорией [16] для применения выражения (13).

В итоге наблюдение закона типа (3) с $\gamma = 5$ (см. разд. 3 и рис. 4) и приведенное соотношение температур (31) позволяет утверждать, что при разогреве двумерных электронов электрическим полем ПАВ ($f = 30, 150 \text{ МГц}$) релаксация их энергии определяется РА-рассеянием при сильном экранировании (13), которое при использованных нами параметрах дает теоретическое соотношение (29).

В то же время, как отмечалось выше, при исследовании в статическом режиме (при температуре фононов $T \cong 1.86 \text{ К}$ [11-15], т.е. выполнении неравенств (31)), наблюдался закон (2) с $\gamma = 3$, что говорит о доминирующей роли РА-рассеяния при слабом экранировании (8) в механизмах релаксации энергии электронов. Кроме указанного противоречия между результатами исследований разогрева 2МЭГ в высокочастотном (ВЧ) и постоянном электрическом полях, следует отметить различие экспериментальных значений $A_5 \cong 3 \text{ эВ}/(\text{с} \cdot \text{К}^5)$ при $f = 30 \text{ МГц}$ и $A_5 \cong 4 \text{ эВ}/(\text{с} \cdot \text{К}^5)$ при $f = 150 \text{ МГц}$ (см. разд. 3). Причем эти величины не больше (как экспериментальное значение A_3 в статическом режиме), а меньше теоретической величины $A_5 \cong 16.2 \text{ эВ}/(\text{с} \cdot \text{К}^5)$ — (29), рассчитанной по теории [16].

Поскольку расчеты в работе [16] были выполнены для постоянного электрического поля, естественно, они не могут объяснить отмеченные расхождения и, в особенности, различие зависимостей $Q(T_e)$ при разных частотах. По-видимому, оно связано с разным соотношением $\omega\tau_\varepsilon$ по сравнению с 1. Имея в виду приближительность расчетных параметров и неточность в определении входной мощности при наших измерениях, мы приняли за величину времени энергетической релаксации

значение τ_ϵ , оцененное по теоретическому значению $A_5 \cong 16.2 \text{ эВ}/(c \cdot \text{К}^5) c \gamma = 5$ (29), что дает при расчете на основе (17) или (24) значение $\tau_\epsilon \cong 3.3 \cdot 10^{-9} \text{ с}$. При частоте $f = 30 \text{ МГц}$ $\omega\tau_\epsilon \cong 0.6 < 1$, а при $f = 150 \text{ МГц}$ $\omega\tau_\epsilon \cong 3 > 1$, что приводит к разному разогреву при одной и той же величине энергетических потерь. В связи с этим мы предприняли попытку теоретически рассмотреть этот вопрос (см. разд. 4.2) и сравнить полученные результаты с экспериментом. В результате мы можем продемонстрировать справедливость формулы (18), полученной в предположении слабого разогрева $\Delta T \ll T$. Для этого на вставке к рис. 4 представлены экспериментальные значения разности $\delta\Gamma = \Gamma(W) - \Gamma_0$ в зависимости от Q для 2-х частот 30 и 150 МГц при $H = 15.5 \text{ кЭ}$. Из рисунка видно, что в соответствии с (18) эти зависимости линейны и при одних и тех же значениях энергетических потерь Q величина $\delta\Gamma_1$ ($f_1 = 30 \text{ МГц}$) больше $\delta\Gamma_2$ ($f_2 = 150 \text{ МГц}$), причем их отношение $\delta\Gamma_1/\delta\Gamma_2$ с точностью до 10% равно теоретической величине

$$\left(1 + \frac{1/2}{1 + 4\omega_1^2\tau_\epsilon^2}\right) / \left(1 + \frac{1/2}{1 + 4\omega_2^2\tau_\epsilon^2}\right)$$

при $\omega_{1,2} = 2\pi f_{1,2}$. Аналогичный результат получен и для $\delta\Gamma_1/\delta\Gamma_2$ в магнитном поле $H = 14.1 \text{ кЭ}$. Таким образом эксперимент подтверждает теоретический вывод о том, что при $\Delta T \ll T$ мощность энергетических потерь зависит от $\omega\tau_\epsilon$.

Необходимо заметить, что при определении величины Q при $f = 150 \text{ МГц}$ считалось, что $\delta[\Gamma(W)/\Gamma_M]$ не зависит от частоты (см. разд. 3), что противоречит изложенному выше результату. Однако величины Q и $\delta\Gamma$ в начале нелинейных эффектов столь малы, что их отличия на разных частотах лежат в пределах погрешности наших измерений.

Как видно из теории (см. разд. 4.2), пока не удалось получить аналитические выражения в случае сильного разогрева 2МЭГ в высокочастотном электрическом поле ПАВ, однако можно предположить, что по аналогии со случаем малого разогрева различие в коэффициентах A_5 сохраняется и при разогревах до $T \cong 4 \text{ К}$.

Более точное численное развитие теории разогрева 2МЭГ при произвольных значениях $\omega\tau_\epsilon$ от $\omega = 0$ до $\omega\tau_\epsilon \gg 1$, в том числе в переходных областях $T \cong T_{scr}$ и $T \cong T_{sma}$, возможно даст объяснение и расхождению в экспериментальных результатах, полученных в постоянном и ВЧ электрических полях при одинаковом направлении неравенств (31).

6. Заключение

В работе наблюдался разогрев 2МЭГ высокочастотным электрическим полем поверхностной акустической волны (ПАВ), который можно описать с помощью электронной температуры T_e , превышающей температуру решетки T .

Показано, что экспериментальные зависимости мощности энергетических потерь Q от T_e на разных частотах ПАВ зависят от соотношения $\omega\tau_\epsilon$ по сравнению с 1, где τ_ϵ — время релаксации энергии двумерных электронов. Приведены теоретические расчеты разогрева двумерного электронного газа электрическим полем поверхностной акустической волны для случая теплых электронов ($\Delta T \ll T$), показывающие, что для одной и той же мощности энергетических потерь Q степень разогрева (т.е. отношение T_e/T) при $\omega\tau_\epsilon > 1$ ($f = 150 \text{ МГц}$) меньше, чем при $\omega\tau_\epsilon \lesssim 1$ ($f = 30 \text{ МГц}$). Представлены результаты эксперимента, подтверждающие этот расчет.

Показано, что время релаксации энергии электронов τ_ϵ определяется рассеянием энергии на пьезоэлектрическом потенциале акустических фононов в условиях сильного экранирования для частот ПАВ, используемых в эксперименте.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты 95-02-04066а и 95-02-04042а), а также Фонда международной ассоциации (грант INTAS-1403-93-ext).

Список литературы

- [1] Ю.М. Гальперин, И.Л. Дричко, Б.Д. Лайхтман. ФТТ, **12**, 1437 (1970).
- [2] И.Л. Дричко. ФТТ, **27**, 499 (1985).
- [3] Ю.М. Гальперин, И.Л. Дричко, Л.Б. Литвак-Горская. ФТТ, **28**, 3374 (1986).
- [4] Ю.М. Гальперин, И.Л. Дричко, Л.Б. Литвак-Горская. *Труды совещания по плазме и неустойчивости в полупроводниках* (Вильнюс, Лит. ССР 1986) с. 186.
- [5] A. Wixforth, J. Scriba, M. Wassermeir, J.P. Kotthaus, G. Weimann, W. Schlapp. Phys. Rev. B, **40**, 7874 (1989).
- [6] A. Schenstrom, M. Levy, B.K. Sarma, H. Morkoc. Sol. St. Commun. **68**, 357 (1988).
- [7] И.Л. Дричко, А.М. Дьяконов, А.М. Крещук, Т.А. Полянская, И.Г. Савельев, И.Ю. Смирнов, А.В. Суслов. ФТП, **31**, 451 (1997).
- [8] М.Г. Блюмина, А.Г. Денисов, Т.А. Полянская, И.Г. Савельев, А.П. Сеничкин, Ю.В. Шмарцев. ФТП, **19**, 164 (1985).
- [9] И.Л. Дричко, И.Ю. Смирнов. ФТП, **31**, 1092 (1997).
- [10] В.Ф. Гантмахер, И.Б. Левинсон. *Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках* (М., Наука, 1984).
- [11] М.Г. Блюмина, А.Г. Денисов, Т.А. Полянская, И.Г. Савельев, А.П. Сеничкин, Ю.В. Шмарцев. Письма ЖЭТФ, **44**, 257 (1986).
- [12] И.Г. Савельев, Т.А. Полянская, Ю.В. Шмарцев. ФТП, **21**, 2096 (1987).
- [13] А.М. Крещук, М.Ю. Мартисов, Т.А. Полянская, И.Г. Савельев, И.И. Сайдашев, А.Я. Шик, Ю.В. Шмарцев. ФТП, **22**, 604 (1988).
- [14] А.М. Kreshchuk, M.Yu. Martisov, T.A. Polyanskaya, I.G. Savel'ev, I.I. Saidashev, A.Yu. Shik, Yu.V. Shmartsev. Sol. St. Commun., **65**, 1189 (1988).
- [15] А.М. Крещук, Е.П. Лаурс, Т.А. Полянская, И.Г. Савельев, И.И. Сайдашев, Е.М. Семашко. ФТП, **22**, 2162 (1988).
- [16] В. Карпус. ФТП, **22**, 439 (1988).
- [17] В. Карпус. ФТП, **20**, 12 (1986).

- [18] А.В. Чаплик. Письма ЖЭТФ, **60**, 1845 (1971).
- [19] H. Fukuyama, E. Abrahams. Phys. Rev. B, **27**, 5976 (1983).
- [20] Б.Л. Альтшулер, А.Г. Аронов. Письма ЖЭТФ, **30**, 514 (1979).
- [21] F. Schmid. Z. Phys., **217**, 251 (1979).
- [22] B.L. Altshuler, A.G. Aronov, D.E. Khmel'nitskii. J. Phys. C, **15**, 73 (1982).
- [23] И.Г. Савельев, Т.А. Полянская. ФТП, **22**, 1818 (1988).
- [24] A.R. Hutson, D.L. White. J. Appl. Phys., **33**, 40 (1962).

Редактор Т.А. Полянская

Heating of two-dimensional electron gas by the electric field of surface acoustic wave.

I.L. Drichko, A.M. D'yakonov, V.D. Kagan,
A.M. Kreshchuk, T.A. Polyanskaya, I.G. Savel'ev,
I.Yu. Smirnov, A.V. Suslov.

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

Abstract The heating of two-dimensional electron gas by the high-frequency electric field of a surface acoustic wave has been investigated. It is shown that this heating can be described in terms of electron temperature T_e and that the energy balance is determined by the electron scattering on the piezoelectric potential of acoustic phonons with the strong screening. Experimental dependencies of the energy losses power $Q(T_e)$ on different surface wave frequencies depend on the relation $\omega\bar{\tau}_e$ as compared with 1, where $\bar{\tau}_e$ is the relaxation time of the mean electron energy. Theoretical calculations of the two-dimensional electron gas heating by the wave electric field at $\Delta T \ll T$ are presented to show that the heating degree of two-dimensional electrons (i.e. ratio T_e/T) is less at $\omega\bar{\tau}_e > 1$ ($f = 150$ MHz) than at $\omega\bar{\tau}_e \lesssim 1$ ($f = 30$ MHz). Experimental this theory is presented.

E-mail: pta@nano.ioffe.rssi.ru (Polyanskaya),

irina.l.drichko@shuvpop.ioffe.rssi.ru (Drichko)