

в парафазе вблизи перехода при воздействии полей $E_2 = +450, +850$ В/см. При воздействии на кристалл ТГС поля $E_2 = -450$ В/см в области парафазы изменение фазовой характеристики гармоники невелико, что можно связать с компенсацией внешним полем внутреннего смещающего поля $E_{см}$, которое в наших образцах имело величину порядка 400 В/см и было обусловлено ростовой дефектной структурой кристалла. Электрическое поле E_2 сглаживает острый минимум фазы гармоники в области перехода со стороны сегнетофазы, что имеет место и для волны основной частоты. Но в целом влияние внешнего электрического поля на фазовые характеристики гармоники меньше, чем для волны основной частоты, — для одинаковых напряженностей внешнего поля фаза второй гармоники не обнаруживает большого размытия, скачок фазы в области перехода остается резким.

Аномальное поведение амплитуды второй гармоники продольной волны ω_{33} в области фазового перехода обнаруживает более сильную зависимость от величины и направления внешнего электрического поля. При наложении на образец электрического поля E_2 происходит практически полное подавление аномального роста амплитуды второй гармоники продольной волны (рис. 2), исключая поле $E_2 = -450$ В/см, когда аномалия остается, но несколько уменьшается. Это свидетельствует в пользу флуктуационного механизма амплитудной аномалии второй гармоники продольной волны ω_{33} . Кроме того, необходимо отметить, что под влиянием электрического поля E_2 появляются осцилляции амплитуды второй гармоники в области фазового перехода при изменении температуры. Это имеет место для всех величин поля E_2 , использовавшихся в эксперименте.

Л и т е р а т у р а

- [1] Струков Б. А., Спиридонов Т. П., Минаева К. А., Федорихин В. А., Давтян А. В. Кристаллография, 1982, т. 27, № 2, с. 313—319.
- [2] Шувалов Л. А., Плужников К. А. Кристаллография, 1981, т. 6, № 5, с. 692—699.
- [3] Минаева К. А., Леванюк А. П. Изв. АН СССР, сер. физ., 1965, т. 29, № 6, с. 978—981.
- [4] Минаева К. А., Струков Б. А. ФТТ, 1966, т. 8, № 1, с. 32—35. *
- [5] Сандлер Ю. М., Сериков В. И. ФТТ, 1976, т. 18, № 6, с. 1782—1784.

Московский государственный
университет им. М. В. Ломоносова
Москва

Поступило в Редакцию
16 сентября 1987 г.

ФОНОННАЯ СПЕКТРОМЕТРИЯ ГОРЯЧИХ ЭЛЕКТРОНОВ В МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНКАХ

В. А. Шкловский

Ранее в работах [1, 2] автор теоретически рассмотрел тепловое излучение от нагреваемой током металлической пленки, осажденной на массивную монокристаллическую подложку из диэлектрика, находящуюся при гелиевых температурах. В зависимости от величины тока вычислялась нелинейная добавка к «остаточному» электросопротивлению пленки ρ_0 и спектральное распределение излучаемых ею в диэлектрик баллистических фононов. Оказалось, что в зависимости от соотношения между толщиной пленки d и эффективной длиной $l \equiv \alpha l_{pe}(T_e)$ (α — средняя акустическая прозрачность границы металл—диэлектрик (М—Д), $l_{pe}(T_e)$ — средняя длина свободного пробега фонона по отношению к рас-

сению на электронах с температурой T_e) возможны два существенно различных режима фононного излучения из пленки.

Если $d \gg l$, то тепловое излучение равновесно с температурой T_e и его интенсивность зависит от величины α , т. е. от свойств подложки.

Если $d \ll l$ (режим электронного перегрева), то практически каждый излученный горячими электронами фонон покидает пленку без поглощения в ней. В этом режиме не зависящее от α спектральное распределение излучаемых пленкой фононов $\mathcal{J}(\omega, T_e)$ определяется только характеристиками электронов металла и оказывается пропорциональным [2] спектральной функции электронного взаимодействия (ЭФВ) $S(\omega) \equiv \alpha^2(\omega) F(\omega)$ ($\alpha^2(\omega)$ — квадрат матричного элемента ЭФВ, $F(\omega)$ — плотность фононных состояний). Если P — мощность, выделяемая током плотностью j в единице объема пленки ($P = \rho_0 j^2$), а Q — полный поток фононов через границу М—Д, то $Q = Pd = Q(T_e) - Q(T_0)$, где

$$Q(T) \equiv \int_0^{\infty} d\omega \mathcal{J}(\omega, T), \quad \mathcal{J}(\omega, T) \equiv 2N(0) S(\omega) [\exp(\hbar\omega/T) - 1]^{-1}. \quad (1)$$

Здесь T_0 — температура гелиевой ванны, а $N(0)$ — плотность электронных состояний на уровне Ферми.

Цель данной заметки — обсудить связанные с формулой (1) возможности извлечения $S(\omega)$ из данных по исследованию «грязных» металлических пленок в режиме электронного перегрева. Если отвлечься пока от способа экспериментального определения зависимости $T_e(P)$ и $N(0)$ (см. ниже), то в принципе извлечение $S(\omega)$ реализуемо двояко.

В первом случае, получив экспериментальную зависимость $P(T_e, T_0)$, можно численно «обратить» интегральное соотношение $P = Q/d$ (см. формулу (1)) подобно тому, как это предлагалось еще И. М. Лифшицем в работе [3], где обсуждалось восстановление спектра бозевских возбуждений по результатам измерения теплоемкости. Основная трудность на этом пути — некорректность такой обратной задачи.

Другая возможность состоит в непосредственном измерении спектрального распределения излучаемых пленкой фононов $\mathcal{J}(\omega, T_e)$ с помощью подходящего [4] фононного детектора, реализующего «спектрометрический» элемент предлагаемого метода, так как $\mathcal{J}(\omega, T_e) \sim S(\omega)$ (см. (1)).

Остановимся теперь на способах экспериментального измерения $T_e(P)$ и $N(0)$. Определение T_e по величине нелинейной добавки $\delta\rho(T_e)$ к остаточному электросопротивлению пленки ρ_0 , обычно принятое в опытах по генерации тепловых импульсов [4],¹ в характерной для наблюдения электронного перегрева области достаточно низких температур мало эффективно из-за того, что $\delta\rho \ll \rho_0$. Однако в силу именно этого неравенства оказывается возможным использование шумовой термометрии [5], когда для измерения T_e используются флуктуации напряжения на исследуемой пленке. Недавно в работах Роукса с соавторами [7] этот метод был использован для экспериментального наблюдения перегрева электронов в пленках Си толщиной $\sim 10^3$ Å на подложках из сапфира. Предсказываемая теорией [8, 9] зависимость $T_e \sim P^{1/3}$ (для электронов с квадратичным законом дисперсии, взаимодействующих с дебаевскими фононами) уверенно наблюдалась в интервале температур 25—300 мК. Используя результаты своих измерений, авторы [7] определили константу a в выражении для времени энергетической релаксации электронов на фононах $\tau_e = aT_e^{-3}$ для Си по известной электронной теплоемкости $C_e = \gamma T$.

Заметим, однако, что использование уже известной величины $\gamma \sim N(0)$ в этом случае не является необходимым. Электронную теплоемкость исследуемой пленки можно находить в опыте по ее остыванию, измеряя $T_e(t)$ с помощью той же методики. Скорость такого остывания определяется уравнением

$$C_e \dot{T}_e = -dP(T_e, T_0), \quad (2)$$

¹ См. также [5].

где зависимость $P(T_e, T_0)$ известна из стационарного эксперимента [7]. Сравнение наблюдаемой и полученной интегрированием (2) зависимостей $T_e(t)$ позволит найти $N(0)$. Такая «релаксационная» методика определения $N(0)$ не связана с конкретным видом электронного спектра и, следовательно, пригодна для измерения γ в структурно-неупорядоченных («грязных») металлических пленках, где перенормировка $N(0)$ за счет ЭФВ зависит от поведения $S(\omega)$ при $\omega \ll \omega_D$ [10].

В то время как для чистых металлов при $\omega \rightarrow 0$ $S(\omega) \sim \omega^2$ теоретические оценки поведения $S(\omega)$ в грязном пределе существенно зависят от используемых моделей. Так, в [11, 12] получено $S(\omega) \sim \omega^3$, тогда как в [13] $S(\omega) \sim \omega$. Соответственно в наблюдаемых зависимостях $T_e \sim P^{1/n}$ величина n должна изменяться от 6 до 4, а показатель p в температурной зависимости $\tau_e \sim T_e^{-p}$ — от 4 до 2 ($p=n-2$), так как

$$\tau_e^{-1}(T) = 4\pi \int_0^{\infty} d\omega S(\omega) \text{sh}(\hbar\omega/T).$$

В массивных металлах для экспериментального определения τ_e при $T \ll \Theta_D \equiv \hbar\omega_D$ существуют различные методы [10]. Величина τ_e часто используется как феноменологический параметр в работах по слабой локализации грязных металлических пленок и резистивному поведению сверхпроводящих пленок в существенно нелинейных режимах. Однако, как хорошо известно [10], для достаточно тонких пленок, особенно если они напыляются при низких температурах, τ_e может существенно изменяться (часто более чем на порядок [11]) по сравнению со случаем массивного металла за счет сильного изменения $S(\omega)$ в интересующей нас «кинетической» области частот $\omega \ll \omega_D$. Обычные способы экспериментальной оценки τ_e по температурной зависимости электро- и теплосопротивления таких пленок при достаточно низких температурах становятся непригодными в силу малости указанных эффектов. Поэтому измерения $P(T_e, T_0)$ по методике работы [7] для грязных пленок могут дать пока отсутствующую прямую информацию о $\tau_e(T)$. Кроме того, дополненные фононной спектроскопией теплового излучения пленки они содержат более детальную экспериментальную информацию об ЭФВ таких пленок в той области частот ($\omega \ll \omega_D$), где традиционные методы туннельной [14] и микроконтактной [15] спектроскопии не претендуют на достаточную точность.

Л и т е р а т у р а

- [1] Шкловский В. А. Письма ЖЭТФ, 1977, т. 26, с. 679; ЖЭТФ, 1980, т. 78, с. 1281.
- [2] Shklovskij V. A. J. Low Temp. Phys., 1980, vol. 41, p. 375.
- [3] Лифшиц И. М. ЖЭТФ, 1954, т. 26, с. 551.
- [4] Физика фононов больших энергий. Сборник статей. М.: Мир, 1976.
- [5] Волоцкая В. Г., Шкловский В. А., Мусиенко Л. Е. ФНТ, 1980, т. 6, с. 1033.
- [6] Webb R. A., Giffard R. P., Wheatley J. C. J. Low Temp. Phys., 1973, vol. 13, p. 383.
- [7] Roukes M. L., Freeman M. R., Germain R. S., Richardson R. C., Ketchen M. B. Phys. Rev. Lett., 1985, vol. 55, p. 422.
- [8] Каганов М. И., Лифшиц И. М., Танатаров Л. В. ЖЭТФ, 1956, т. 31, с. 232.
- [9] Маслов К. В., Шкловский В. А. ЖЭТФ, 1976, т. 71, с. 1514.; ЖЭТФ, 1980, т. 78, с. 1223.
- [10] Grimvall G. Physica Scripta, 1976, vol. 14, p. 63.
- [11] Keck B., Schmid A. J. Low Temp. Phys., 1976, vol. 24, p. 611.
- [12] Poon S. J. Sol. St. Commun., 1980, vol. 34, p. 659.
- [13] Meisel L. V., Cote P. J. Phys. Rev., 1981, vol. B23, p. 5834.
- [14] Mc Millan W. L., Rowell J. M. In: Superconductivity ed. by R. D. Parks, New York, 1969. 561 p.
- [15] Янсон И. К. ФНТ, 1983, т. 9, с. 676.