Письма в ЖЭТФ, том 36, вып. 11, стр. 386 – 389 *5 декабря 1982 г.*

О НОВОМ МЕХАНИЗМЕ НЕЛИНЕЙНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ ЗВУКА В МЕТАЛЛИЧЕСКИХ СТЕКЛАХ

Ю.М.Гальперин, В.Л.Гуревич, Д.А.Паршин

Предлагается объяснение наблюдавшейся [3 – 5] частотной и температурной зависимостей нелинейного поглощения звука в металлическом стекле. При возрастании интенсивности звука резонансное поглощение сменяется релаксационным. Последнее становится нелинейным, когда вызванное деформацией характерное изменение энергии двухуровневых систем оказывается больше kT.

Нелинейное резонансное поглощение звука – один из основных эффектов, подтверждающих существование двухуровневых систем (ДУС), (см., например, [1]) в неупорядоченных материалах. Причина нелинейности – то, что интенсивный звук частоты ω выравнивает заселенности уровней у ДУС с энергией (расстоянием между уровнями) $E = \hbar\omega$. Однако в металлических стеклах (например, PdSiCu, PdSi, PdNiP) наряду с типично резонансным поглощением [2-5] обнаружено и такое поведение нелинейного поглощения, которое не имеет аналога в диэлектрических стеклах и не объясняется существующими теориями. Мы хотим предложить объяснение этих экспериментов и тем самым дать теорию нового нелинейного механизма поглощения в металлических стеклах, причем не резонансного, а релаксационного.

Коэффициент резонансного поглощения звука [1]

$$\Gamma^{(\mathrm{res})} = (\pi n M^2/\rho v^2)\omega\, \mathrm{th}(\hbar\omega/2kT)(1 + J/J_c)^{-1/2} . \tag{1}$$

Здесь n – плотность состояний ДУС, считающаяся постоянной, M – недиагональный матричный элемент их взаимодействия со звуком, ρ – плотность, v – скорость звука, J – его интенсивность, J_c – ее критическое значение (см. ниже), T – температура.

В опытах [3,4] наблюдалось нелинейное поглощение, имевшее ту же зависимость от J, что и (1), но коэффициент при $(1 + J/J_c)^{-1/2}$ линейно зависел от ω и почти не зависел от T – в отличие от (1), где при $\hbar\omega \ll kT$ $\Gamma^{(\mathrm{res})}(0) \propto \omega^2/T$. При этом частотный и температурный интервалы в [2] и [3,4] частично перекрывались.

В недавней работе [5] показано, что результаты [2] и [3,4] на самом деле получены при разных интенсивностях звука J. При возрастании в зависимости $\Gamma(J)$ сначала имеет место нелинейная область *1*, хорошо описываемая (1), а затем – нелинейная область *2*, в которой поглощение ведет себя согласно [3,4]. При этом оказывается, что критические интенсивности J_{c1} и J_{c2} различаются примерно на порядок.

Мы считаем, что при $J \gg J_{c1}$ резонансный вклад в поглощение практически полностью "вымирает", и остается только релаксационный вклад ($\Gamma^{(\mathrm{rel})}$). Его механизм состоит в том, что в поле звуковой волны расстояние между уровнями ДУС периодически изменяется с частотой ω. В результате функция распределения верхнего уровня, F, отличается от равновесной, так как равновесие устанавливается лишь за конечное время $\tau(E)$, определяемое взаимодействием ДУС с электронами. Это и приводит к диссипации звуковой энергии. В поглощение дают вклад все ДУС с $E \lesssim kT$, так как именно с ними взаимодействуют электроны, переводя их из основного в возбужденное состояние.

В поле звуковой волны расстояние между уровнями $E(t)$ есть периодическая функция времени t, которую мы запишем в виде $E(t) = |\Delta + d\cos\omega t|$. Здесь Δ – расстояние между уровнями в отсутствие деформации, $d = D(J/\rho v^3)^{1/2}$, D – "диагональный" деформационный потенциал. В выражении для $E(t)$ мы пренебрегли туннельным матричным элементом, что не должно сказаться на порядковых оценках. Частоту ω будем считать удовлетворяющей неравенству $\omega\tau_{min}(kT) \ll 1$, что соответствует экспериментальной ситуации в [3-5]. Здесь τ_{min} – минимальное (при заданном энергетическом аргументе) значение времени релаксации ДУС.

При интенсивностях J, удовлетворяющих условию $d \ll kT$, коэффициент $\Gamma^{(\mathrm{rel})}$ не зависит от J. В области $\omega\tau_{min}(kT) \ll 1$ он определяется формулой Екле [6], полученной для диэлектрических стекол, справедливой и в нашем случае

$$\Gamma^{(\mathrm{rel})} \simeq nD^2\omega/\rho v^3 . \tag{2}$$

$\Gamma^{(\mathrm{rel})}$, таким образом, пропорционально ω и не зависит от T. Этот результат получается из релаксационной формулы типа Мандельштама – Леонтовича, если предположить, что при заданном Δ имеется широкий спектр ДУС с самыми различными временами релаксации τ. Максимальный вклад в поглощение дают системы с $\omega \simeq 1$ и $\Delta \lesssim kT$.

При больших интенсивностях, когда $d \gg kT$, ДУС с $\Delta \lesssim d$ большую часть периода имеют энергию $E(t) \gg kT$, и лишь в течение небольшого промежутка времени $\Delta t \simeq kT/d\omega \ll 1/\omega$ расстояние между уровнями оказывается $\lesssim kT$. В эти моменты и происходит поглощение, причем заметный вклад дают только те ДУС, у которых $\tau \lesssim \Delta t$ (остальные не успевают "отрелаксировать" за это время). Эти два обстоятельства и обусловливают нелинейное поведение $\Gamma^{(\mathrm{rel})}$ при $d >> kT$.

Для диссипативной функции $T\dot{S}$ ДУС с энергией E можно получить выражение:[1)]

$$T\dot{S} = -(kT/4)\mathrm{ch}^{-2}(E/2kT)(\delta F\partial F/\partial t), \tag{3}$$

где δF – отклонение функции распределения F от равновесного значения F_0. Функция F определяется из уравнения

$$\partial F/\partial t = -\delta F/\tau(E), \tag{4}$$

причем вместо $\tau(E)$ в (4) можно подставить $\tau(kT)$. При $\omega\tau d/kT << 1(\tau << \Delta t)$ уравнение (4) можно решать итерациями, разлагая δF в ряд по этому малому параметру. Подчеркнем, что это условие можно совместить с неравенством $d >> kT$ только при $\omega\tau(kT) << 1$. В этом случае

$$T\dot{S} = (4kT)^{-1}\,\mathrm{ch}^{-2}(E/2kT)\,\tau(\partial E/\partial t)^2, \tag{5}$$

причем формулой (5) можно пользоваться для оценок и при $\tau \simeq \Delta t$.

Вычисляя энергию, поглощаемую за период (т. е. фактически за время $\simeq \Delta t$) и поделив ее на $2\pi/\omega$, находим среднюю скорость поглощения энергии одной ДУС. Полученный результат нужно просуммировать по всем ДУС, дающим вклад в поглощение (у которых $\Delta \lesssim d$). Из них наибольший вклад дают те, у которых $\tau \approx \Delta t$. Из-за экспоненциальной зависимости τ от интеграла перекрытия между двумя уровнями (являющегося случайной величиной с плавной функцией распределения [1)]), число последних уменьшается с ростом d лишь логарифмически. Поэтому, разделив полученную плотность поглощаемой энергии на плотность потока звуковой энергии, получаем с логарифмической точностью коэффициент поглощения звука:

$$\Gamma^{(\mathrm{rel})}(J) \simeq \Gamma^{(\mathrm{rel})}(0)(J_{c2}/J)^{1/2} \propto J^{-1/2}. \tag{6}$$

Критическая интенсивность $J_{c2} \simeq \rho v^3(kT/D)^2$ [2)] пропорциональна T^2 – в соответствии с результатом эксперимента [4] (отметим, что в оценке может фигурировать малый численный коэффициент).

Формула (6) справедлива вплоть до интенсивности J_m, удовлетворяющей условию $d(J_m)\omega\tau_{min}/kT \simeq 1$. Учитывая, что в металлических стеклах $\hbar/\tau_{min} \simeq (V_\perp/V_0)^2 kT$ [7], где $1/V_0$ – плотность электронных состояний на один атом на уровне Ферми, $V_\perp$ – матричный элемент перехода ($\simeq$ 1 эВ), мы получим

$$J_m \simeq \rho v^3(kT/D)^2(kT/\hbar\omega)^2(V_\perp/V_0)^2 \simeq J_{c2}(\omega\tau_{min})^{-2} >> J_{c2}. \tag{7}$$

Таким образом, необходимое условие существования области 2 – неравенство $\omega\tau_{min} << 1$ [3)].

---

1) Можно показать, что при выполнении неравенства $\hbar\omega << T, d$ неравновесная матрица плотности ДУС является диагональной в представлении, диагонализующем гамильтониан в заданном поле звуковой волны. Поэтому можно использовать понятие функции распределения. Последовательный вывод дан одним из автором (Ю.Г.), а также Б.Д.Лайхтманом, которому мы признательны за то, что он сообщил нам свои результаты.

2) Отсюда следует, что нелинейные эффекты должны быть выражены более ярко для поперечного звука, чем для продольного, что и наблюдалось в [4]

3) При $\omega\tau_{min} >> 1$ может возникнуть нелинейная область 3, где $\Gamma \propto J^{-1}$. О наличии широкого разброса времен релаксации τ при заданном E свидетельствует возможность наблюдать при одной частоте, но разных интенсивностях звука, наряду с рассмотренной здесь нелинейностью, также и нелинейное резонансное поглощение. Это означает, что при $\omega\tau'_{min} << 1$ имеется все же заметная доля ДУС с $\omega\tau > 1$, участвующих в резонансном поглощении.

В металлических стеклах этому условию удовлетворяют частоты звука $f = \omega/2\pi$ меньше 1 ГГц. В диэлектрических стеклах τ_{min} при 0,1 ÷ 1 К на 3 – 4 порядка больше. Поэтому нелинейная область *2* там может иметь место лишь при $f \simeq 1$ МГц, где измерение поглощения затруднено.

Изложенные выше соображения согласуются с наблюдавшимися в опытах [3–5] зависимостями, хотя и не позволяют определить численные коэффициенты. Однако порядковые оценки согласуются с данными [3–5]. Укажем в заключение, что в рамках этой же теории можно объяснить и нелинейное поведение скорости звука, наблюдавшееся в [4].

Литература

1. *Hunklinger S., Arnold W.* In. Physical Acoustics, N-Y, 1976, **12**, 155.
2. *Doussineau P.* J. Phys. (Paris) Lett., 1981, **42**, L83.
3. *Araki H. et al.* Phys. Rev., 1980, **B21**, 4470.
4. *Park G. et al.* Phys. Rev., 1981, **B24**, 7389.
5. *Hikata A. et al.* J. Low. Temp. Phys., 1982, **49**, 339.
6. *Jäckle J.* Z. Phys., 1972, **257**, 212.
7. *Black J.L.* In Glassy Metals I, 167. Springer Verlag, N-Y, 1981.

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
21 октября 1982 г.