

П. Е. СТЕПАНОВ

РЕЛАКСАЦИОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ УПРУГИХ КОЛЕБАНИЙ В β-ЛАТУНИ ВБЛИЗИ ТОЧКИ КЮРИ

(Представлено академиком М. А. Леонтовичем 8 VII 1950)

1. В β-латуни (сплаве меди и цинка с приблизительно 50% атомным составом, кристаллизующемся в объемно-центрированной кубической решетке), как известно, возможны процессы разупорядочения: „степень порядка“ $\bar{\eta}(T, p) = \frac{N'_{\text{Cu}} - N''_{\text{Cu}}}{N'_{\text{Cu}} + N''_{\text{Cu}}}$, где N'_{Cu} — число атомов меди на „своих“ местах, N''_{Cu} — число атомов меди на „чужих“ местах, являясь функцией температуры T и давления p , претерпевает значительные непрерывные изменения при изменении T и p . Переход в совершенно неупорядоченное состояние, с $\bar{\eta} = 0$, когда симметрия решетки становится другой, происходит при обычных давлениях, т. е. практически при $p = 0$, также непрерывно, т. е. это переход 2-го рода. Температура перехода („точка Кюри“) $T_c = 740^\circ \text{K}$.

Упругие колебания, возбужденные в β-латуни, должны вызывать запаздывающие колебания η неравновесной степени порядка. Оценить связанное с этим поглощение в настоящее время, за недостатком экспериментальных данных, не представляется возможным, если речь не идет о состояниях вблизи точки Кюри. Цель настоящей статьи — оценить это поглощение вблизи точки Кюри.

2. Предполагая, что временное изменение η дается уравнением

$$\frac{d\eta}{dt} = -\frac{1}{\tau}(\eta - \bar{\eta}),$$

где τ — константа („время релаксации“), можно вывести следующую формулу для логарифмического декремента β затухания колебаний сжатия в образце β-латуни:

$$\beta = \frac{\pi}{\omega\tau} \left(\frac{E^n}{E} - 1 \right) \frac{(\omega\tau E / E^n)^2}{1 + (\omega\tau E / E^n)^2}. \quad (1)$$

Здесь ω — частота колебаний; E и E^n — модули Юнга, равновесный и при постоянном η , соответственно; $E^{-1} = s_{11} - (2s_{11} - 2s_{12} - s_{44})(l^2 m^2 + m^2 n^2 + n^2 l^2)$; s_{ij} — коэффициенты упругости; l, m, n — направление растяжения относительно кристаллографических осей. Аналогичная формула может быть написана для E^n . Уравнение (1), разумеется, справедливо при любой температуре ниже точки Кюри.

3. Переходя к численной оценке (1), мы начинаем с оценки τ . Время релаксации степени порядка в сплаве есть среднее время обмена соседних атомов своими местами. В настоящее время существует возможность сравнительно точного определения времени обмена ме-

стами соседних атомов Cu и Zn в α -латуни. Этим можно, по нашему мнению, воспользоваться, чтобы составить себе приблизительное представление о величине такого времени для β -латуни.

В статье (1) Зинер объясняет наблюдавшееся им ранее высокое поглощение упругих колебаний в α -латуни перераспределением атомов Cu и Zn по узлам решетки. При $\omega = 620$ гц максимум поглощения наблюдается при $T = 700^\circ \text{K}$. Из этого мы заключаем, что для α -латуни при $T = 700^\circ \text{K}$ $\tau \approx 1/600$ сек. При более рыхлой структуре, которой обладает β -латунь, нужно ожидать, что для нее τ будет меньше. Мы полагаем, что вероятным значением τ для β -латуни вблизи точки Кюри является значение $\tau \approx 1/2000$ сек. С этим числом не находятся в противоречии оценки, сделанные из других оснований (закалка, диффузия), одно из которых будет указано ниже в связи с обсуждением значения модуля Юнга. Приведенное в качестве вероятного значение τ достаточно велико, чтобы, для образцов лабораторного масштаба, оправдать выражение (1), написанное в терминах модуля Юнга, а не в терминах „фогтовских“ модулей упругости c_{ij} .

4. Рейнегарт (2) и Гуд (3), пользуясь методом „составного пьезоосциллятора“, измеряли модули упругости β -латуни в широком интервале температур, включающем точку Кюри. Они не обнаружили скачка модулей в точке Кюри, а обнаружили лишь излом. Из этого мы (вступая в противоречие с (4)) делаем заключение не в том смысле, что скачок модулей упругости так мал, что ускользает от наблюдения, а в том, что частота, на которой работали упомянутые авторы, была достаточно высока ($\approx 10^5$ гц), чтобы в эксперименте фиксировались E^η (не испытывающие скачков в точке Кюри), а не E .

Однако численные значения, полученные в (3), были подвергнуты критике (5). Если внести в результаты Гуда, относящиеся к состоянию кристалла в точке Кюри, такие же исправления, какие предложены для комнатных температур (5), то получатся следующие значения адиабатных коэффициентов упругости s_{ij}^η при постоянной степени порядка для β -латуни в точке Кюри:

$$s_{11}^\eta = 4,97; \quad s_{12}^\eta = -2,36; \quad s_{44}^\eta = 1,5 \cdot 10^{-12} \text{ см}^2/\text{дин}.$$

Эти значения s_{ij}^η дают, между прочим, для коэффициента Пуассона по тетрагональной оси σ_{100}^η значение, равное 0,47, что хорошо согласуется (6) с тепловым поведением (малое значение энтропии разупорядочения) β -латуни. Этого нельзя сказать о неисправленных значениях s_{ij}^η Гуда. Обращает на себя внимание высокая упругая анизотропия β -латуни: отношение модуля Юнга по тригональной оси к таковому по тетрагональной оси $\frac{E^\eta [111]}{E^\eta [100]} = 8,6$.

5. Измерений E не производилось. Вблизи точки Кюри заключения о значении E можно сделать на основании термодинамических соотношений, так как, очевидно, у точки Кюри (слева, т. е. с низкотемпературной стороны) разность $E^\eta - E$ равна скачку E в точке Кюри.

Для смещения точки Кюри под влиянием растягивающих напряжений σ_{ij} имеем соотношения:

$$-\left(\frac{\partial T}{\partial \sigma_{ij}}\right)_\eta = \frac{T \Delta \alpha_{ij}}{\Delta c^\sigma} = \frac{\Delta s_{ijkl}^T}{\Delta \alpha_{kl}}. \quad (2)$$

Δc^σ , $\Delta \alpha_{ij}$, Δs_{ijkl}^T — скачки в точке Кюри плотности теплоемкости при постоянном напряжении, коэффициентов теплового расширения и изотермических коэффициентов упругости (здесь они выписаны в 4-значковых, тензорных обозначениях), соответственно.

Уравнение (2) содержит лишь два соотношения ввиду равенств $\Delta\alpha_{ij} = \Delta\alpha\delta_{ij}$, $\Delta s_{ijkl}^T = \Delta s_{11}^T \delta_{ij} \delta_{kl}$ (δ_{ij} — символ Кронекера), которые можно вывести из соображений симметрии. Определить Δs_{11}^T из (2) можно, пользуясь экспериментальным значением Δc^σ (7) и учтя, что, согласно грубому расчету, сделанному на основе атомных представлений в (6), $\left(\frac{\partial T}{\partial \sigma_{11}}\right)_\eta \approx 10^{-2}$ град/атм. Получается $\Delta s_{11}^T = 6,6 \cdot 10^{-12}$ см²/дин. Ввиду возможной неточности в значении $\left(\frac{\partial T}{\partial \sigma_{11}}\right)_\eta$, входящем в выражение для Δs_{11}^T в квадрате, мы будем полагать лишь, что $\Delta s_{11}^T \approx 10^{-12}$ см²/дин.

Если неравновесные значения адиабатных коэффициентов упругости

$$s_{ij}^\eta = s_{ij}^{T\eta} - \frac{T\alpha^\eta}{c^{\sigma\eta}}$$

(значки η сверху означают, что соответствующая величина должна быть взята при постоянной η) мало отличаются от таковых изотермических, то для равновесных значений

$$s_{ij} = s_{ij}^T - \frac{T\alpha^2}{c^\sigma} = s_{ij}^{T\eta} - \Delta s_{ij}^T \frac{(1 + \alpha^\eta / \Delta\alpha)^2}{1 + c^{\sigma\eta} / \Delta c^\sigma}$$

это уже не имеет места, а следовательно, и нельзя полагать Δs_{11} равными Δs_{11}^T .

Как нетрудно видеть, $\Delta s_{11} \equiv s_{11} - s_{11}^\eta < \Delta s_{11}^T$, но существенного различия между значениями этих двух величин нет, если речь не идет о „λ-точке“, где скачки растут в бесконечность. Ориентировочная численная оценка поглощения (6) основана на следующем значении скачка адиабатного коэффициента упругости s_{11} β-латуни в точке Кюри: $\Delta s_{11} = 0,3 \cdot 10^{-12}$ см²/дин. При этом E^η [100] будет превышать E [100] на 6%, а E^η [111] превысит E [111] в полтора раза.

6. Используя указанные значения E^η/E , находим анизотропию частоты максимального поглощения $\frac{\omega_m [111]}{\omega_m [100]} = 1,5$ и анизотропию максимального поглощения $\frac{\beta_m [111]}{\beta_m [100]} = 6$. Эти результаты не зависят от значения τ . Второй из них слабо чувствителен к значению Δs_{11} . Он определяется упругой анизотропией кристалла, твердо установленной на опыте.

Как видно из (1), величина максимального поглощения β_m определяется значением относительного скачка модуля Юнга в точке Кюри $(E^\eta - E)/E$. Из приведенной оценки этого отношения следует, что нужно ожидать высокого значения β_m . Даже для тетрагонального направления оно составит около 0,1. Это поглощение было бы нетрудно выделить и в экспериментах на поликристаллических образцах не только ввиду его большой величины, но и по той причине, что межкуристаллитная теплопроводность как механизм поглощения колебаний проявляет себя на мелкокристаллических образцах (в опытах (8) были крупнокристаллические образцы) лишь при более высоких, чем ω_m , частотах и поэтому не будет маскировать обсуждаемое релаксационное поглощение. С другой стороны, „поперечная теплопроводность“, учет влияния которой может при определенной постановке эксперимента оказаться необходимым, дает максимум поглощения при частотах, значительно более низких, чем ω_m (при толщине колеблющейся пластинки порядка 1 мм).

7. В равенстве $\Delta s_{44} = 0$ находит выражение независимость степени порядка от напряжений сдвига. Отсутствие релаксационного поглощения колебаний сдвига (декремент затухания сдвиговых колебаний, пропорциональный величине $(s_{44} - s_{44}^0)/s_{44} = \Delta s_{44}/s_{44}$, равен нулю) из этого становится физически понятным: колебания сдвига происходят при постоянном η .

Физический институт им. П. Н. Лебедева
Академии наук СССР и
Молотовский государственный университет

Поступило
6 VII 1950

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ C. Zener, Phys. Rev., **71**, 34 (1947). ² J. Reinhardt, *ibid.*, **58**, 365 (1940).
³ W. Good, *ibid.*, **60**, 605 (1940). ⁴ Л. Холоденко, ЖЭТФ, **18**, 812 (1948).
⁵ E. Lasarus, Phys. Rev., **74**, 1726 (1948). ⁶ П. Степанов, ЖЭТФ, **10**, 103 (1940).
⁷ C. Sykes and H. Wilkinson, Journ. Inst. Metals, **61**, 233 (1937). ⁸ C. Zener, Phys. Rev., **56**, 343 (1939).