

Здесь $n(\omega) = [\exp(\hbar\omega/kT) - 1]^{-1}$; т. н. структурная амплитуда $G_\lambda(q, Q) = [Qe_\lambda(q)/\sqrt{M}] \exp(-W)$ определяет зависимость интенсивности рассеяния от величины передаваемого импульса Q и его ориентации относительно вектора поляризации $e_\lambda(q)$ исследуемого фонона (M — массы атомов, $W(Q)$ — тепловой Дебая — Уоллера фактор). Спектральная интенсивность когерентного Н. р. н. определяется вторым сомножителем в (6), где $\Gamma_\lambda(q)$ — затухание (величина, обратная времени жизни) фонона. Для слабозатухающих фононов $[\Gamma_\lambda(q) \ll \omega_\lambda(q)]$ интенсивность рассеяния имеет два острых максимума при $\omega = \pm \omega_\lambda(q)$ с полушириной пиков $2\Gamma_\lambda(q)$. Температурная зависимость Н. р. н. с возбуждением фонона в кристалле $[\omega = \omega_\lambda(q) > 0]$ или поглощением его $[\omega = -\omega_\lambda(q) < 0]$ определяется множителями $1 \pm n(\omega_\lambda(q))$ или $n(\omega_\lambda(q))$.

В экспериментах обычно измеряется зависимость сечения рассеяния от ω при разл. значениях вектора Q . По положению её максимумов и по их ширине с помощью обратного преобразования Фурье находится зависимость частоты фононов ω_λ и их затухания Γ_λ от волнового вектора q для каждой ветви λ колебаний (рис. 1).

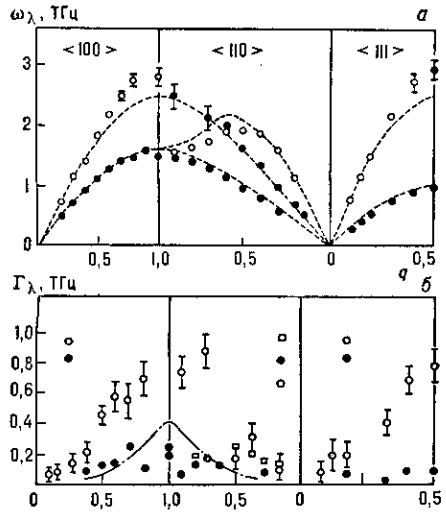


Рис. 1. а — фононные дисперсионные кривые $\omega_\lambda(q)$; б — затухание $\Gamma_\lambda(q)$ для продольных (○) и поперечных (●) акустических фононов в гранецентрированной кубической решётке ^4He при $T = 16$ К (молярный объём 11,72 см³); пунктир — теоретические кривые.

Н. р. н. даёт информацию о структурных фазовых переходах 2-го рода в кристаллах, в т. ч. сегнетоэлектрических. В частности, удаётся исследовать поведение т. н. критической «мягкой» моды колебаний, частота к-рой $\omega_c \rightarrow 0$ при $T \rightarrow T_c$ (T_c — тем-пра фазового перехода), а вектор поляризации описывает статистич. волну смещений атомов с волновым вектором q_c , «замораживающую» при $T < T_c$. Сечение рассеяния в этом случае обычно имеет один квазиупругий пик при $\omega \approx 0$ и $q = q_c$, полная интенсивность к-рого растёт как $1/\omega_c^2 \sim (T - T_c)^{-1}$, а ширина $\Gamma_c \sim \omega_c^2$ уменьшается как $(T - T_c)^\gamma$, где $\gamma \geq 1$ наз. критич. индексом (см. Критические явления). Н. р. н. при $T \rightarrow T_c$ отражает появление в кристалле упорядоченных областей новой фазы, время жизни к-рых $\tau_c = 1/\Gamma_c$, и размеры неограниченно возрастают при $T \rightarrow T_c$.

Некогерентное Н. р. н. происходит на отд. атомах независимо и поэтому волновой вектор Q не фиксируется. В результате этого сечения некогерентного рассеяния определяется лишь законом сохранения энергии $\omega = \pm \omega_\lambda$. Поэтому оно имеет вид плавной ф-ции частоты ω , характеризующей плотность фононных состояний $g(\omega)$. Для моноватомной решётки сечение некогерентного Н. р. н. может быть представлено в виде:

$$\frac{1}{N} \frac{d^2\sigma}{d\Omega d\mathcal{E}} = \frac{p}{p_0} \frac{\sigma_{\text{нк}}}{4\pi} [1 + n(\omega)] e^{-2W(Q)} \frac{\hbar Q^2}{2M\omega} \varphi(x, |\omega|), \quad (7)$$

где $x = Q/|Q|$, $\varphi(x, \omega) = (1/N) \sum_{q,\lambda} |x e_\lambda(q)|^2 \delta[\omega - \omega_\lambda(q)]$. Для кубич. решётки $|x e_\lambda(q)|^2 = 1/3$ и ф-ция $\varphi(x, \omega) = (1/3N) \sum_{q,\lambda} \delta(\omega - \omega_\lambda)$ определяют плотность фононных состояний.

Некогерентное Н. р. н. часто используется для исследования динамики решётки водородсодержащих кристаллов, т. к. в этом случае осн. вклад в сечение рассеяния дают протоны ($\sigma_{\text{нк}}$ велико, M протона мала). Напр., в зависимости плотности фононных состояний φ от энергии фононов $\hbar\omega$ для поликристаллич. CsHSO_4 пики а, б, в обусловлены рассеянием на протонах (рис. 2). При $T = 414$ К этот кристалл испытывает структурный фазовый переход в состояние с высокой ионной проводимостью (см. Ионные суперпроводники), к-рый сопровождается разупорядочением протонов в решётке. Рис. 2 показывает, что это приводит к изменению спектра фононных частот.

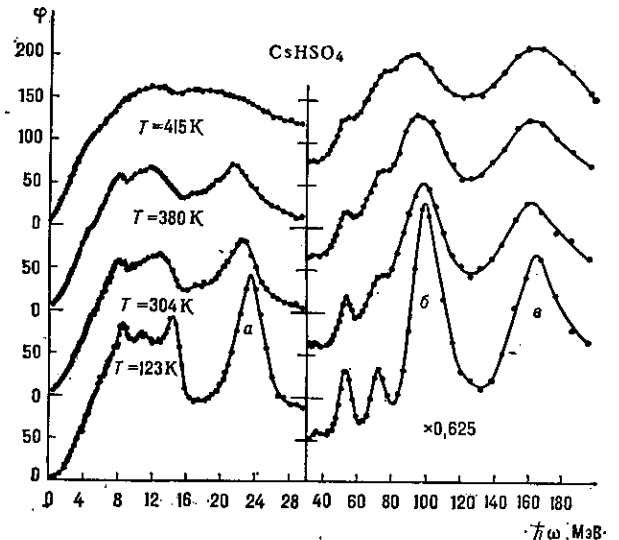


Рис. 2. Взвешенная плотность фононных состояний φ в зависимости от энергии фононов при различных температурах.

С помощью некогерентного рассеяния изучаются также молекулярные вращения, диффузия протонов в металлах и т. д. Применение т. н. метода изотопич. контраста, состоящего в замене протона на дейтрон, позволяет исследовать динамику отд. частей сложных молекул и получать информацию о характере хим. связи в молекулах.

Н. р. н. в жидкостях. В отличие от фононов в кристаллах, коллективные возбуждения в жидкости (флуктуации плотности) ввиду отсутствия дальнего порядка и диффузии частиц быстро затухают (см. Дальний и ближний порядок). Поэтому $S(Q, \omega)$ в жидкости не имеет ярко выраженных пиков при $\omega = \pm \omega(Q)$. Обычно проводят теоретич. расчёт ф-ции $S(Q, \omega)$ для определённой модели коллективных возбуждений и, сопоставляя её с экспериментально измеренной, находят параметры модели.

Наиб. изучены коллективные возбуждения в моноватомных жидкостях, как квантовых (^4He , ^3He), так и классических (Ne, Ar, Rb, Na). Напр., в сверхтекучем ^4He благодаря наличию дальнего порядка удалось наблюдать коллективные возбуждения в области импульсов $Q \leq 2,5 \text{ \AA}^{-1}$ (рис. 3; см. Сверхтекучесть).

Некогерентное Н. р. н. в жидкости позволяет изучать характер диффузии частиц и их колебат. спектр.