

Исследования доменной структуры (*сегнетоэластиков*, магнетиков), возникающей при переходе кристалла в менее симметричную фазу, основано на регистрации распределения $I(x)$ в окрестности узлов обратной решетки. Измерение геом. характеристик этого распределения позволяет сделать заключения о точечной симметрии парамагн. и ферромагн. фаз кристалла, определить зависимость параметра порядка от температуры или внешних полей, выяснить тип фазового перехода (рис. 6).

Содержание водорода в биол. системах достигает 50% от общего кол-ва атомов, что даёт возможности для H→D-замещения. В Н. с. биол. объектов, обладающих ограниченным дальним порядком (мультиламеллярные мембраны, фибриллярные системы и др.), удаётся наблюдать лишь первые неск. порядков отражений, пространств. разрешение при этом ~10 Å; анализ структуры ведётся в терминах пространств. распределения белков, липидов, воды.

Лит.: Абов Ю. Г., Литвин Д. Ф., Экспериментальные методы нейтрографии, «ПТЭ», 1980, т. 3, с. 3; Гуревич И. И., Тарасов Л. В., Физика нейтронов низких энергий, М., 1965; Вассон Г. Е., Neutron diffraction, 3 ed., Oxf., 1975; Wright A. C., Leadbetter A. J., Diffraction studies of glass structure, «Phys. and Chem. Glasses», 1976, в. 17, п. 122; Neutron diffraction, ed. by H. Dachs, В., 1978; Нозик Ю. З., Озеров Р. П., Хенниг К., Структурная нейтрография, М., 1979; Enderby J. E., Neilson G. W., The structure of electrolyte solutions, «Repts Progr. Phys.», 1981, в. 44, п. 593; Останевич Ю. М., Сердюк И. Н., Нейтрографические исследования структуры биологических макромолекул, «УФН», 1982, т. 137, с. 85; Кривоглаз М. А., Диффузное рассеяние рентгеновских лучей и нейтронов, К., 1984; Уиндзор К., Рассеяние нейтронов от импульсных источников, пер. с англ., М., 1985.

А. М. Балагуров, Ю. М. Останевич.

НЕЛИНЕЙНАЯ АКУСТИКА — область акустики, в к-рой изучают явления в звуковых полях большой интенсивности и взаимодействия звуковых волн с возмущениями другой природы (гидродинамич., тепловыми, эл.-магн. и т. д.). Для описания этих явлений недостаточны приближения линейной теории звука и необходим учёт нелинейных членов ур-ний гидродинамики и ур-ния состояния. Такие явления (т. н. нелинейные эффекты) возникают в результате изменения физ. свойств среды, вызванных распространяющейся волной большой интенсивности и влияющих как на условия распространения данной волны (самовоздействие), так и на др. виды возмущений (взаимодействие).

Развитие Н. а. стимулировалось применением интенсивных звуковых полей и связанных с ними нелинейных эффектов. Так, необходимость увеличения интенсивности акустич. волн, используемых в УЗ-технологии, потребовала изучения условий фокусировки мощного звука и усреднённых эффектов в звуковых полях; совершенствование техн. средств, применяемых для зондирования океана и атмосферы, привело к разработке параметрич. приёмных и излучающих систем. Увеличение мощности промышленных шумов, в особенности уровня авиац. шумов, потребовало разработки теории генерации звука турбулентностью и изучения особенностей распространения шума большой интенсивности.

Н. а. занимает промежуточное место между линейной теорией звука и теорией ударных волн. Предметом её исследований являются слабо нелинейные волны, в то время как ударные волны, как правило, сильно нелинейны; в классич. же акустике нелинейные эффекты не рассматриваются вообще. Н. а. близка к нелинейной оптике и др. разделам физики нелинейных волн. К осн. вопросам, к-рыми занимается совр. Н. а., относятся: распространение волн конечной амплитуды, звуковые пучки большой интенсивности и их самовоздействие, нелинейное поглощение и взаимодействие волн, особенности нелинейного взаимодействия в твёрдых телах, генерация и распространение интенсивных шумов, усреднённые эффекты в звуковом поле, акустич. кавитация и др.

Распространение волны конечной амплитуды. Распространение звуковой волны большой интенсивности (т. н. волны конечной амплитуды), в отличие от малоамплитудной, сопровождается нарастающим искажением её формы, обусловленным разницей в скоростях перемещения разл. точек профиля волны. Скорость c перемещения точки профиля, соответствующей заданному значению колебат. скорости v , определяется ф-лой

$$c(v) = c_0 + \epsilon v,$$

где $\epsilon = (\partial c^2 / \partial \rho)_s \rho_0 / c_0^2 + 1$ — нелинейный параметр среды, ρ_0 и c_0 — равновесные значения плотности среды и скорости звука в ней, S — энтропия. Точки профиля волны, соответствующие областям сжатия (где $v > 0$), «бегут» быстрее точек, соответствующих областям разрежения (где $v < 0$), т. к. скорость звука в области сжатия больше, чем в области разрежения. Кроме того, происходит увлечение волны средой, к-рая в области сжатия движется в направлении распространения волны, а в области разрежения — в противоположную сторону. Разница скоростей для разл. точек профиля пренебрежимо мала в случае волн малой интенсивности, и волна успевает затухнуть, прежде чем в ней разовьются нелинейные эффекты. Поэтому распространение таких волн происходит практически без изменения формы, в соответствии с соотношениями линейной акустики, согласно к-рой скорость звука для всех точек профиля волны постоянна. Если же интенсивность волны достаточно велика, то влияние нелинейных эффектов оказывается более сильным, чем влияние диссипативных процессов, обуславливающих затухание волны, и крутизна волновых фронтов по мере распространения возрастает.

Для матем. описания явлений в звуковых полях большой интенсивности необходим учёт нелинейных членов ур-ний механики сплошной среды. В частности, следует принять во внимание, что при больших возмущениях избыточное давление p' уже не пропорц. избыточной плотности ρ' (нелинейность *Гука закона* для случая твёрдых тел), а выражается соотношением

$$p' = c_0^2 \rho' + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial c^2}{\partial \rho} \right)_s \rho'^2.$$

Кроме того, следует учесть нелинейные члены ур-ний движения сплошной среды. В результате получаются нелинейные ур-ния, к-рые для простейшего случая распространения плоской волны могут быть сведены к одному ур-нию (ур-нию Бюргерса):

$$\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\epsilon}{c_0^2} v \frac{\partial v}{\partial y} = b \frac{\partial^2 v}{\partial y^2}, \quad (1)$$

где x — координата, вдоль к-рой распространяется волна, $y = t - x/c_0$, t — время, $b = v_{эф}/2c_0^2$ — диссипативный параметр среды. Здесь $v_{эф} = \rho_0^{-1}[\eta + \xi + \kappa(c_v^{-1} - c_p^{-1})]$ — эффективная кинематич. вязкость, η и ξ — коэф. сдвиговой и объёмной вязкостей, κ — коэф. теплопроводности, c_v и c_p — уд. теплоёмкости при постоянном объёме и давлении.

Вклад нелинейных эффектов зависит от амплитуды волны и характеризуется акустич. *Маха числом*: $M_a = v_m/c_0 = \rho_m/\rho_0$ (где v_m — амплитуда колебат. скорости частиц, ρ_m — вызванная звуковым возмущением амплитуда избыточной плотности), имеющих порядок отношения нелинейного члена к линейному в ур-нии (1). Относит. роль нелинейных и диссипативных эффектов характеризуется акустич. *Рейнольдса числом* $Re_a = \epsilon v_{m0} \lambda / \nu_{эф}$ (где v_{m0} — нач. значение амплитуды колебат. скорости, $\lambda = c_0/f$ — длина звуковой волны, $f = \omega/2\pi$ — её частота) определяет отношение нелинейного члена к диссипативному в ур-нии (1). Для воды