

$q$  и  $m$  — энергия, электрич. заряд и масса частицы соответственно. Этот компонент скорости и обеспечивает появление силы Лоренца, искривляющей траекторию частицы в соответствии с формой силовой линии.

И. и. ультрарелятивистских частиц отличается от синхротронного излучения лишь тем, что в случае И. и. радиус кривизны траектории частицы  $R_k$  определяется геометрией магн. поля ( $R_k \approx R_m$ ) и не зависит от энергии частицы, а в случае синхротронного излучения величина  $R_k$  увеличивается пропорционально энергии частицы. Вследствие этого характерная частота  $\omega_0$  и мощность  $P$  И. и. растут быстрее с увеличением энергии частицы, чем при синхротронном излучении:

$$\omega_0 = \frac{3c}{2R_m} \left( \frac{E}{mc^2} \right)^3, \quad P = \frac{2q^2c}{3R_m^2} \left( \frac{E}{mc^2} \right)^4.$$

И. и., по-видимому, играет большую роль при генерации наблюдаемого излучения *пульсаров*. Мощность И. и. частиц, истекающих из пульсаров, достаточна для объяснения их рентг. и гамма-излучения. Оптич. и радиоизлучение пульсаров можно объяснить И. и. лишь в том случае, если оно является когерентным, т. е. испускается заряж. сгустками частиц с размерами меньше длины волны генерируемого ими излучения. Возможно также, что когерентный механизм И. и. ответствен за генерацию переменного радиоизлучения квазаров и ядер активных галактик.

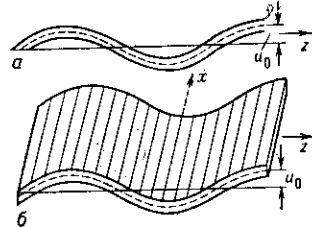
Лит.: К л е п и к о в Н. П., Излучение фотонов и электронно-позитронных пар в магнитном поле, «ЖЭТФ», 1954, т. 26, с. 19; O s c h e l k o v Y u. P., U s o v V. V., Curvature radiation of relativistic particles in the magnetosphere of pulsars, 1. Theory, «Astrophys. and Space Sci.», 1980, v. 69, p. 439.

В. В. Усов.

**ИЗГИБНЫЕ ВОЛНЫ** — деформации *изгиба*, распространяющиеся в стержнях и пластинках. Длина И. в. всегда много больше толщины стержня и пластинки. Если длина волны становится сравнимой с толщиной, то движение в волне усложняется и волну уже не наз. изгибной. Примеры И. в. — стоячие волны в камертоне, в деках музыкальных инструментов, в диффузорах громкоговорителей, а также волны, возникающие при вибрациях тонкостенных механич. конструкций (корпусов самолётов и автомобилей, перекрытий и стен зданий и т. п.).

В бесконечных стержнях и пластинках возникают бегущие И. в. В стержне направлением распространения волны является его ось; в пластинке плоские И. в. могут распространяться по любому направлению, ориентированному в её плоскости и, кроме того, возможны цилиндрич. И. в. При распространении И. в. каждый элемент стержня или пластинки смещается перпендикулярно оси стержня или плоскости пластинки (рис.).

Деформации стержня (а) и пластинки (б) в изгибной волне. Сплошной чертой дано положение оси стержня и срединной плоскости до смещения, пунктирной — положение оси стержня и срединной плоскости пластинки после смещения;  $u$  — амплитуда смещения элементов стержня и пластинки в изгибной волне; ось  $z$  — направление распространения волны.



И. в. малых амплитуд в стержне и пластинке описываются соответственно уравнениями:

$$\rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + ER^2 \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = 0, \quad \rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + \frac{Eh^2}{12(1-\sigma^2)} \Delta^2 u = 0,$$

где  $t$  — время,  $z$  — координата вдоль оси стержня,  $\Delta$  — двумерный оператор Лапласа по координатам плоскости пластинки,  $u$  — смещение элементов стержня или пластинки,  $\rho$  — плотность материала,  $E$  — модуль Юнга,  $\sigma$  — коэф. Пуассона,  $R$  — радиус инерции поперечного сечения стержня относительно оси, перпен-

дикулярной плоскости изгиба и проходящей через нейтральную поверхность,  $h$  — толщина пластинки.

Фазовые скорости  $c_{ст}$  и  $c_{пл}$  гармонич. И. в. частоты  $\omega$  в стержне и пластинке соответственно равны  $c_{ст} = \sqrt{\frac{4ER^2}{\rho V \omega}}$ ,  $c_{пл} = \sqrt{\frac{4Eh^2}{12\rho(1-\sigma^2)V \omega}}$ . Эти скорости много меньше фазовых скоростей  $c_l$  продольных волн в стержне и пластинке. Для И. в. характерна дисперсия — при увеличении частоты фазовая скорость возрастает (см. *Дисперсия звука*). Групповая скорость И. в. равна удвоенному значению фазовой скорости.

В стержнях и пластинках, размеры к-рых в направлении распространения И. в. ограничены, в результате отражений от концов возникают стоячие И. в. Если размеры пластинки ограничены по фронту И. в., то в пластинке возможна целая совокупность И. в., отличающихся друг от друга фазовыми скоростями и распределением амплитуд вдоль фронта. Такие И. в. являются одним из видов *нормальных волн* в упругих волноводах (см. *Волновод акустический*). И. в. возможны не только в плоских, но и в искривлённых пластинках (т. н. *оболочках*). В этом случае возможность существования и характеристики волн определяются геометрией оболочки и граничными условиями на её краях. Так, в замкнутой сферич. оболочке И. в. невозможны, в то время как в замкнутой цилиндрич. оболочке со свободными концами цилиндра И. в. возможны; они распространяются как в направлении, перпендикулярном образующей, так и вдоль неё.

И. в. используются для определения коэф. *внутреннего трения* в твёрдых телах, в дисперсионных УЗ-линиях задержки и др.

Лит.: Л а н д а у Л. Д., Л и ф ш и ц Е. М., Теория упругости, 4 изд., М., 1987, гл. 1—3; К о л ь с к и й Г., Волны напряжения в твёрдых телах, пер. с англ., М., 1955, ч. 1, гл. 3; Б а б а к о в И. М., Теория колебаний, 3 изд., М., 1968, ч. 2, гл. 7, 9; Л э м б Г., Динамическая теория звука, пер. с англ., М., 1960, гл. 4—5.

И. А. Викторов.

**ИЗИНГА МОДЕЛЬ** — предельно упрощённая модель магнетика в виде системы магн. диполей (спинов), расположенных в узлах кристаллич. решётки. В каждом узле с номером  $k$  спин может быть направлен «вверх» ( $\sigma_k=1$ ) или «вниз» ( $\sigma_k=-1$ ). В микроскопич. состоянии системы заданы ориентации спинов во всех узлах решётки. Энергия  $E\{\sigma\}$  микроскопич. состояния  $\{\sigma\}$  складывается из обменного взаимодействия спинов, описываемого константами  $I_{kl}$ , и взаимодействия спинов с внеш. магн. полем  $h$ :

$$E\{\sigma\} = - \sum_{k,l} I_{kl} \sigma_k \sigma_l - h \sum_k \sigma_k,$$

суммирование ведётся по узлам решётки. И. м. введена В. Ленцем (W. Lenz) в 1920, для одномерного случая исследована Э. Изингом (E. Ising) в 1925, для двумерной решётки — Л. Онсагером (L. Onsager) в 1944.

При  $h=0$  любой энергетич. уровень дважды вырожден, т. к. энергия взаимодействия не изменяется при перевороте всех спинов (изменении знака всех  $\sigma_k$ ). Преобразование  $\sigma_k \rightarrow -\sigma_k$  вместе с тождеств. преобразованием образуют группу симметрии  $Z_2$ . Фазовые переходы в И. м. связаны со спонтанным нарушением этой симметрии. Включение магн. поля нарушает симметрию  $Z_2$ .

**Разновидности модели.** Взаимодействие ближайших соседей:  $I_{kl} \neq 0$ , только если узлы  $k$  и  $l$  соединены ребром решётки. О д н о р о д н а я И. м. (с взаимодействием ближайших соседей): величины  $I_{kl}$  не изменяются при трансляции ребра ( $k, l$ ) на произвольный вектор решётки и зависят лишь от ориентации ребра ( $k, l$ ) (а н и з о т р о п н а я И. м.). Однородная изотропная И. м.: пост.  $I_{kl}$  одинаковы на всех рёбрах. Ферромагнитная И. м.:  $I_{kl} > 0$ , в осн. состояний (с наим. энергией) все спины ориентированы одинаково. Антиферромагнитная И. м. (взаимодействие ближайших соседей):  $I_{kl} < 0$ , предполагается, что решётку можно разделить на две подрешётки. В осн. состоянии все спины одной