

ся двумя направлениями:  $n_1 = p_n/p_n$ ,  $n_2 = p_c/p_c$ . Если  $p_i = 1$ ,  $p_r = 1$ , то угл. корреляция продуктов распада зависит только от  $n_1, n_2$ :  $dN \propto W(n_1, n_2) d\Omega(n_1) d\Omega(n_2)$ . Ф-ция  $W(n_1, n_2)$  определяет корреляцию (связь) направлений  $n_1$  и  $n_2$ . Наличие такой корреляции (на первый взгляд противоречащее представлению о статистич. характере распада нестабильной частицы) объясняется тем, что частица с ненулевого спина имеет возможность «запомнить» направление  $n_1$  за счёт своей поляризации: состояния с разл. проекциями  $m_s$  спина на направление  $n_1$  рождаются, вообще говоря, с разными вероятностями; в противном случае корреляция между  $n_1$  и  $n_2$ , разумеется, отсутствует. Ф-ция  $W(n_1, n_2)$  подсчитывается по тому же правилу, что и угл. распределения [ф-лы (3), (5)]. Напр., если  $s_a = s_c = 0$ ,  $s_b = s_d = 1/2$ , то в предположении наименьшего орбитального момента и сохранения чётности получаем  $W(x) = 1 + 3x^2$  при  $s_a = 3/2$ ;  $W(x) = 1 - 2x^2 + 5x^4$  при  $s_c = 5/2$  и т. д.

**Воздействие внешних полей на угловые корреляции.** Метод угл. корреляций применим для описания каскадных распадов ядер в том случае, когда за время жизни промежуточного ядра внеш. воздействия не успели существенно изменить его поляризац. состояние. Практически возмущения корреляции могут быть вызваны взаимодействием магн. момента ядра с внеш. магн. полем ( $\alpha$ ), с магн. моментом электронной оболочки (*сверхтонкая структура*) ( $\beta$ ) или взаимодействием квадрупольного электрич. момента ядра с электрич. полем, создаваемым средой в месте нахождения ядра ( $\gamma$ ). Последнее имеет место в случае, когда нестабильное ядро находится в кристаллич. структуре; ф-ция корреляций при этом зависит не только от угла между векторами  $n_1$  и  $n_2$ , но и от ориентации их относительно кристаллографич. осей; в этом случае и сверхтонкое расщепление приводит к анизотропному возмущению корреляции. Усреднение такой корреляции по направлениям кристаллографич. осей даёт ф-цию корреляции для каскада, наблюдаемого в кристаллич. порошке.

Для газов и жидкостей в случае ( $\beta$ ) возмущение корреляции изотропно, так что возмущённая ф-ция угл. корреляции, как и невозмущённая, зависит только от  $n_1, n_2$ . В жидкости межатомные расстояния меньше, чем в газах, а движения атомов неупорядочены, и поле, действующее на каждый атом, меняется случайным образом. Этим вызывается переориентация магн. момента оболочки, что посредством сверхтонкого расщепления сказывается на угл. корреляции. С ростом темп-ры частота  $\omega$  возмущающего поля растёт и оболочка не успевает переориентироваться. Т. о., в пределе  $\omega \rightarrow \infty$  угл. корреляция такая же, как и в случае сохранения полного момента (ядра и оболочки) при наличии сверхтонкого расщепления. Последний случай может иметь место только в газах, если время между соударениями больше времени жизни промежуточного ядра. Предел  $\omega \rightarrow 0$  (в жидкости) соответствует кристаллич. порошку.

Возмущения корреляции во всех случаях уменьшают её. Напр., изотропное сверхтонкое возмущение переводит невозмущённую угл. корреляцию

$$1 + \sum_{k=1}^2 A_{2k} P_{2k}(n_1, n_2) \quad \text{в} \quad 1 + \sum_{k=1}^2 G_{2k} A_{2k} P_{2k}(n_1, n_2).$$

Здесь коэф.  $G_{2k} \leq 1$  зависят только от параметров, описывающих взаимодействие промежуточного ядра. Влияние возмущения на угл. корреляцию существенно, если вызываемое им расщепление уровней промежуточного ядра сравнимо с собств. их шириной (или больше её). Чувствительность угл. корреляций к внеш. воздействиям позволяет с их помощью получать информацию об электрич. и магн. моментах ядер или, напр., о полях, действующих внутри кристалла. Наиб. подходят для этой цели каскадные распады с большим временем жизни промежуточного ядра.

Лит.: 1) Кинематика ядерных реакций, 2 изд., М., 1968; 2) Давыдов А. С., Теория атомного ядра, М., 1958; 3) Заставенко Л. Г., К вопросу об однозначности фазового анализа, «ЖЭТФ», 1958, т. 35, с. 785; Jacob M., Wick G. C., On the general theory of collisions for particles with spin, «Ann. Phys.», 1959, v. 7, p. 404;

4) Lee Y. Y. [a. o.], Determination of spin of FO resonance, «Phys. Rev. Lett.», 1964, v. 12, № 12, p. 342; 5) Adair R. K., Nuclear potential well depth, «Phys. Rev.», 1954, v. 94, p. 737; 6) Dalitz R. H., Decay  $\tau$  mesons of known charge, там же, p. 1046; 7) Biedenharn L. C., Rose M. E., Theory of angular correlations of nuclear radiations, «Rev. Mod. Phys.», 1953, v. 25, № 3, p. 729; 8) Steffen R. M., «Adv. Phys.», 1955, v. 4, № 14, p. 294. Л. Г. Заставенко.

**УДАР твёрдых тел** — совокупность явлений, возникающих при столкновении движущихся твёрдых тел, а также при некоторых видах взаимодействия твёрдого тела с жидкостью или газом (У. струи о тело, У. тела о поверхность жидкости, гидравлич. У., действие взрывной или ударной волны на твёрдое тело и др.). Промежуток времени, в течение к-рого длится У., обычно очень мал (на практике  $\sim 10^{-4} - 10^{-5}$  с), а развивающиеся на площадке контакта соударяющихся тел силы (т. н. ударные, или мгновенные) очень велики. За время У. они изменяются в широких пределах и достигают значений, при к-рых ср. величины давления (напряжений) на площадках контакта имеют порядок  $10^4$  и даже  $10^5$  атм. Действие ударных сил приводит к значит. изменению за время У. скоростей точек тела. Следствиями У. могут быть также остаточные деформации, звуковые колебания, нагревание тел, изменение механич. свойств их материалов (в частности, их упрочение), полиморфные и хим. превращения и др., а при скоростях соударения, превышающих критические, — разрушение тел в месте У. Критич. скорости для металлов имеют порядок 15 м/с (медь) — 150 м/с и более (высококачеств. стали).

Изменение скоростей точек тела за время У. определяется методами общей теории У., где в качестве меры механич. взаимодействия тел при У. вместо самой ударной силы  $P$  вводится её импульс за время У., т. е. величина

$$S = \int_0^{\tau} P dt = P_{cp} \tau,$$

наз. ударным импульсом. Одновременно, ввиду малости  $\tau$ , импульсами всех неударных сил, таких, напр., как сила тяжести, а также перемещениями точек тела за время У. пренебрегают. Осн. ур-ния общей теории У. вытекают из теорем об изменении кол-ва движения и кинетич. момента системы при У. С помощью этих теорем, зная приложенный ударный импульс и скорости в начале У., определяют скорости в конце У., а если тело является несвободным, то и импульсные реакции связей.

Процесс соударения двух тел можно разделить на две фазы. 1-я фаза начинается с момента соприкосновения точек  $A$  и  $B$  тел (рис.), имеющих в этот момент скорость сближения  $v_{An} - v_{Bn}$ , где  $v_{An}$  и  $v_{Bn}$  — проекции скоростей  $v_{Aн}$  и  $v_{Bн}$  на общую нормаль  $n$  к поверхностям тел в точках  $A$  и  $B$ , наз. линией удара. К концу 1-й фазы сближение тел прекращается, а часть их кинетич. энергии переходит в потенц. энергию деформации. Во 2-й фазе происходит обратный переход потенц. энергии упругой деформации в кинетич. энергию тел, при этом тела начинают расходиться и к концу 2-й фазы точки  $A$  и  $B$  будут иметь скорость расхождения  $v_{An} - v_{Bn}$ . Для совершенно упругих тел механич. энергия к концу У. восстановилась бы полностью и было бы  $|v_{An} - v_{Bn}| = |v_{An} - v_{Bn}|$ ; наоборот, У. совершенно неупругих тел закончился бы на 1-й фазе ( $v_{An} - v_{Bn} = 0$ ). При У. реальных тел механич. энергия к концу У. восстанавливается лишь частично вследствие потерь на образование остаточных деформаций, нагревание тел и др. Для учёта этих потерь вводится т. н. коэф. восстановления  $k$ , к-рый считается зависящим только от физ. свойств материалов тел:

$$k = \frac{|v_{An} - v_{Bn}|}{|v_{An} - v_{Bn}|} = -\frac{(v_{An} - v_{Bn})}{(v_{An} - v_{Bn})}.$$

В случае У. по неподвижному телу  $v_{Bн} = v_{Bн} = 0$  и  $k = -v_{An}/v_{An}$ . Значение  $k$  определяется эксперименталь-

