

электрич. зарядом (см. *Изотопическая инвариантность*). В случае атомных ядер И. м. являются аналогичные состояния ядер-изобар.

**ИЗОТОПИЧЕСКИЙ СДВИГ** — сдвиг друг относительно друга уровней энергии и спектральных линий атомов разл. изотопов одного хим. элемента; проявляется также во вращат. и колебат. спектрах молекул, содержащих разл. изотопы одного элемента.

И. с. в спектрах изолированного атома может быть обусловлен неск. причинами. Одна из них связана с движением ядра относительно центра инерции атома (э ф ф е к т м а с с ы). В системе центра инерции импульс ядра  $P$  равен сумме импульсов электронов  $\sum_i p_i$ .

Учёт движения ядра приводит к появлению в гамильтониане атома члена:

$$\frac{P^2}{2M} = \frac{m}{M} \left\{ \sum_i \frac{p_i^2}{2m} + \sum_{i \neq k} \frac{p_i p_k}{2m} \right\}, \quad (*)$$

где  $m$  — масса электрона,  $M$  — масса ядра. И. с. равен квантовомеханич. среднему от этой величины. Вклад в энергию атома, соответствующий первому члену суммы (\*), наз. н о р м а л ь н ы м и л и б о р о в с к и м сдвигом, он равен  $\Delta \epsilon_n = (-m/M)\epsilon$ , где  $\epsilon = \sum_i p_i^2/2m$  —

энергия атома в случае неподвижного ядра. Вклад, вносимый в энергию атома вторым членом, наз. с п е ц и ф и ч. И. с.  $\Delta \epsilon_c$ , он имеет чисто квантовый характер и возникает вследствие обменного взаимодействия атомных электронов.

Сдвиг уровней за счёт эффекта массы наиб. важен для лёгких элементов с массовым числом  $A \leq 60$ ; при  $A \rightarrow \infty$  он исчезает. В случае тяжёлых изотопов ( $A \geq 100$ ) осн. вклад в И. с. вносит эффект объёма. Внутри ядра конечного размера поле существенно отличается от поля точечного заряда. Поэтому для электрона, проникающего в ядро, наблюдается сдвиг уровня энергии, возрастающий с ростом радиуса ядра. В этом случае И. с. наз. сдвигом за счёт эффекта объёма. Такой И. с. наиб. важен в случае конфигураций, содержащих  $s$ -электроны, для  $k$ -рых максимум электронной плотности достигается на ядре. Для электронов с не равным нулю орбитальным моментом он значительно меньше. Исследование эффекта объёма позволяет получить ряд сведений о структуре ядра.

И. с. принято считать положительным, когда длина волны спектральной линии уменьшается с ростом массы ядра. Различные длин волн, вызванное И. с., используется в лазерном разделении изотопов.

В молекулах замена атома одного изотопа другим приводит к изменению её приведённой массы  $M$  и вследствие этого — к изменению вращат. ( $\sim 1/M$ ) и колебат. ( $1/\sqrt{M}$ ) энергий молекул, что и вызывает И. с. в молекулярных спектрах.

Лит.: Ельяшевич М. А., Атомная и молекулярная спектроскопия, М., 1962; Собельман И. И., Введение в теорию атомных спектров, [2 изд.], М., 1977; Радциг А. А., Смирнов Б. М., Параметры атомов и атомных ионов, 2 изд., М., 1986; Летохов В. С., Нелинейные селективные фотопроцессы в атомах и молекулах, М., 1983. Б. Н. Чичков.

**ИЗОТОПИЧЕСКИЙ СПИН** (изотопспин, изоспин;  $I$ ) — неаддитивное квантовое число, характеризующее адроны, существование  $k$ -рого обусловлено *изотопической инвариантностью* сильного взаимодействия; И. с. одинаков для совокупности адронов, образующих т. н. *изотопический мультиплет*, и определяется числом ( $n$ ) входящих в него частиц:  $n = 2I + 1$ . И. с. адронов, как и обычный спин, может принимать целые и полуцелые значения:  $0, 1/2, 1, 3/2, \dots$ . Полный И. с. системы адронов вычисляется по правилам, аналогичным правилам сложения угл. моментов. Суммарный изоспин ядра определяет число разл. зарядовых состояний с примерно одинаковой энергией связи. И. с. сохраняется в процессах сильного взаимодействия и нарушается слабым и эл.-магн. взаимодействиями.

При описании слабого взаимодействия кварков и лептонов используют понятие слабого изоспина  $I^w$ ,  $k$ -рый характеризует совокупности этих частиц, имеющих разные электрич. заряды, но ведущих себя сходным образом по отношению к слабому взаимодействию. Число частиц в таких группах равно  $2I^w + 1$ . Для кварков и лептонов  $I^w$  может принимать значения  $0, 1/2$ . Нулевые значения  $I^w$  присущи всем кваркам и лептонам с правой ( $R$ ) спиральностью:  $I_R^w = 0$ . Кварки и лептоны с левой ( $L$ ) спиральностью имеют  $I_L^w = 1/2$  и разбиваются на дублеты, соответствующие трём поколениям фермионов:  $\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L; \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L; \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L$ .

Третья проекция слабого И. с. наряду со слабым гиперзарядом  $Y^w$  входит в обобщённую Гелл-Манна — Нисиджимы формулу для электрич. заряда:  $Q = -I_3^w + 1/2 Y^w$ . Слабый И. с. (так же, как и слабый гиперзаряд) является источником калибровочного поля (в данном случае трёхкомпонентного, 2 компоненты  $k$ -рого образуют поля зарядж. промежуточных векторных бозонов ( $W^\pm$ ), а третья компонента в сочетании с калибровочным полем, порождаемым слабым гиперзарядом, образуют поле  $Z^0$ -бозона и эл.-магн. поле). Симметрия, отвечающая наличию слабого изоспина, спонтанно нарушена за счёт взаимодействия с Хиггса бозонами.

Лит.: Газирович С., Физика элементарных частиц, пер. с англ., М., 1969; Окунь Л. В., Лептоны и кварки, М., 1981. А. А. Кожар.

**ИЗОТОПИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ** — зависимость темп-ры  $T_k$  перехода в сверхпроводящее состояние металла от его изотопного состава:  $T_k$  возрастает при уменьшении ср. атомной массы  $M$  изотопа. Для ряда металлов (Hg, Sn, Tl) выполняется (приблизительно) соотношение  $T_k \cdot M^{1/2} = \text{const}$ , но для др. металлов (напр., Pb, переходных металлов) показатель степени в соотношении  $T_k \sim M^{-1/2}$  иной. Впервые И. э. наблюдался в 1950 [1, 2]; было установлено, что у изотопа  $^{198}\text{Hg}$   $T_k = 4,177$  К, а у чистой ртути с естеств. изотопным составом ( $M = 200,6$ )  $T_k = 4,154$  К. Исследования показали также, что одновременно с  $T_k$  изменяется критическое магнитное поле  $H_{k,0}$  (при  $T \rightarrow 0$ ), но отношение  $H_{k,0}/T_k$  для разных изотопов данного сверхпроводящего металла остаётся постоянным. И. э. свидетельствует, что сверхпроводимость связана с массой частиц, образующих кристаллич. решётку, и обусловлена взаимодействием электронов с фононами (колебаниями решётки).

Лит.: Maxwell E., Isotope effect in the superconductivity of mercury, «Phys. Rev.», 1950, v. 78, p. 477; Reynolds C. A. и др., Superconductivity of isotopes of mercury, там же, p. 487.

**ИЗОТОПНАЯ ХРОНОЛОГИЯ** — определение абс. возраста горных пород, минералов, следов древних человеческих культур и в целом Земли по накоплению в них продуктов распада радиоакт. нуклидов. Идея И. х. принадлежит П. Кюри (P. Curie) и Э. Резерфорду (E. Rutherford). При И. х. учитывают, что радиоакт. распад каждого радионуклида происходит с пост. скоростью. Он приводит к накоплению конечных стабильных нуклидов, содержание  $k$ -рых  $D$  связано с возрастом  $t$  исследуемого объекта соотношением:  $D = P(e^{\lambda t} - 1)$ , где  $P$  — число атомов радионуклида,  $\lambda$  — постоянная распада. Отсюда:

$$t = \frac{1}{\lambda} \ln(1 + D/P).$$

В И. х. наиб. распространены свинцовый, аргоновый, стронциевый и углеродный методы. В первом используется накопление радиогенного свинца в результате распада  $^{238}\text{U} \rightarrow ^{206}\text{Pb}$ ,  $^{235}\text{U} \rightarrow ^{207}\text{Pb}$ ,  $^{232}\text{Th} \rightarrow ^{208}\text{Pb}$ . Аргоновый метод основан на радиогенном накоплении Ar в калиевых минералах  $^{40}\text{K} \xrightarrow{\beta, \gamma} ^{40}\text{Ar}$  (см. *Электронный захват*). Стронциевый метод основан на  $\beta$ -распаде  $^{87}\text{Rb} \xrightarrow{\beta} ^{87}\text{Sr}$ . Для оценки возраста объектов  $\leq 60$  000 лет используется радиоуглеродный метод. В земной атмо-