

гими. О. п. нарушаются в сильных внеш. полях за счёт поляризуемости атома или молекулы или при многофотонном поглощении (см. *Многофотонные процессы*).

Для атома существуют и др. строгие О. п. Для электрич. переходов разл. мультипольности  $\kappa$  изменение орбитального квантового числа  $\Delta l = 0, \pm 1, \dots, \pm \kappa$  ( $l + l' + \kappa$  — чётное число;  $l$  и  $l'$  — орбитальные квантовые числа атомного электрона в начальном и конечном состояниях), для магн. переходов  $\Delta l = 0, \pm 1, \dots, \pm (\kappa - 1)$  ( $l + l' + \kappa$  — нечётное число). Для электрич. дипольных переходов  $\Delta l = \pm 1$ , т. е. такие переходы возможны между конфигурациями разл. чётности (правило Лапорта), а для электрических квадрупольных переходов  $\Delta l = 0, \pm 2$  (за исключением переходов  $ns \rightarrow n's$ ). О. п. для проекции полного момента важны для определения поляризации спектральных линий испускания.

В атомах, где осуществляется приближённый тип связи, квантовые переходы подчиняются приближённым О. п. Так, в случае  $LS$ -связи кроме перечисленных должны выполняться след. О. п.: для электрич. переходов

$$\Delta L = 0, \pm 1, \dots, \pm \kappa, L + L' \geq \kappa, \\ \Delta S = 0;$$

для магн. переходов

$$\Delta L = 0, \pm 1, \dots, \pm (\kappa - 1), L + L' \geq \kappa - 1, \\ \Delta S = 0, \pm 1, \dots, \pm (\kappa - 1), S + S' \geq \kappa - 1.$$

В случае электрич. дипольных переходов  $\Delta L = 0, \pm 1$  (исключая переходы  $S \rightarrow S'$ ) и  $\Delta S = 0$ . Для электрич. квадрупольных переходов  $\Delta L = 0, \pm 1, \pm 2$  ( $L + L' \geq 2$ ), т. е. переходы между двумя  $S$ -уровнями ( $L = L' = 0$ ) и между  $S$ - и  $P$ -уровнями ( $L = 0, L' = 1$ ) запрещены. О. п. по спину  $S$  и  $S'$  одно и то же для всех электрич. переходов разл. мультиплетности; оно разрешает переходы лишь между уровнями одинаковой мультиплетности. Вероятность магн. дипольного перехода в  $\alpha^2 = (137)^{-2}$  раз меньше вероятности электрич. дипольного перехода той же частоты.

О. п. имеют место и для переходов между состояниями в атомных системах с др. типами связей ( $LK$ -,  $jK$ -,  $jj$ -связи и др.). Нарушение О. п. обусловлено магн. взаимодействием, гл. обр. *спин-орбитальным взаимодействием* (см., напр., *Интеркомбинационные квантовые переходы*).

В молекулах чисто вращательные переходы подчиняются О. п. для изменения проекции полного угл. момента (характеризуется квантовым числом  $K$ ) на выделенную ось симметрии молекулы. Так, для молекул типа жёсткого симметричного волчка  $\Delta K = 0$  в поглощении. Однако центробежное искажение и эффекты колебательно-вращат. взаимодействия (*вибронного взаимодействия*) существенно ослабляют это О. п. В частности, в спектрах молекул симметрии  $C_{3v}$  в осн. состоянии разрешаются переходы с  $\Delta K = \pm 3, \pm 6$  и т. д. (вероятность переходов с  $\Delta K = \pm 6$  на 4 порядка меньше, чем переходов с  $\Delta K = \pm 3$ ), а в вырожденных вибронных состояниях возможны и переходы с  $\Delta K = \pm 1, \pm 2$  и т. д. Для молекул типа асимметричного волчка О. п. по  $\Delta K$  теряют смысл.

Для чисто колебат. переходов как в поглощении (и испускании), так и при *комбинационном рассеянии света* гармонические квантовые числа  $\nu$  и  $l$  могут изменяться на  $\pm 1$  (осн. полосы), но при учёте механич. и эл.-опт. ангармонизма колебаний молекулы становятся разрешёнными и переходы с высокими значениями  $\nu$  и  $l$  (обертонны, суммарные и разностные полосы).

В общем случае многоатомной молекулы электронные уровни энергии могут классифицироваться только по типу симметрии соответствующей точечной или перестановочно-инверсионной группы (см. *Симметрия молекулы*) и по спину. Переход между электронными

уровнями энергии типов симметрии  $\Gamma_1$  и  $\Gamma_2$  разрешён, если прямое произведение  $\Gamma_1 \times \Gamma_2$  содержит тип симметрии дипольного (или квадрупольного) момента молекулы. Т. к. электрич. дипольный момент молекулы не зависит от спина, при электрич. дипольном переходе спин электрона не изменится (интеркомбинац. запрет). Однако, как и в атоме, спин-орбитальное взаимодействие снимает этот запрет. В частности, переходы из первого возбуждённого триплетного состояния в основное приводят к возникновению *фосфоресценции*. При наличии вибронного взаимодействия О. п. можно определить только для переходов между вибронными состояниями.

Дипольные электронные переходы в линейных молекулах подчиняются О. п.  $\Delta \Lambda = 0, \pm 1$  ( $\Lambda$  — квантовое число проекции полного орбитального момента на ось молекулы). Если при электронном переходе молекула изгибается (линейно-изогнутые переходы), то могут возникать вращат. переходы с  $\Delta K > 0$ .

Лит.: Никитин А. А., Рудзикас З. Б., Основы теории спектров атомов и ионов, М., 1983; Герцберг Г., Электронные спектры и строение многоатомных молекул, М., 1989.

М. Р. Алеев, В. П. Шевелько.

О. п. для элементарных частиц распадается на группы, соответствующие свойствам симметрии разл. типов взаимодействий: сильного, эл.-магн., слабого. Сохранение электрич. заряда, энергии, импульса и полного угл. момента системы является точным для всех типов взаимодействий. В перечисленных взаимодействиях сохраняются также *барионное число*  $B$  ( $\Delta B = 0$ ) и, по-видимому, три типа *лептонных чисел*  $L$  — электронное  $L_e$ , мюонное  $L_\mu$  и тау-лептонное  $L_\tau$  ( $\Delta L_e = \Delta L_\mu = \Delta L_\tau = 0$ ). (О возможном несохранении лептонных чисел, проявляющемся в нейтринных осцилляциях, см. *Нейтрино*.)

Следствием *изотопической инвариантности* сильного взаимодействия являются О. п. по изотопич. спину:  $\Delta I = 0, \Delta I_3 = 0$  для переходов, вызываемых этим взаимодействием. Всякая система адронов может быть однозначно представлена в виде суперпозиции состояний, имеющих определ. значение  $I$ , т. е. разложена по неприводимым представлениям изотопич. группы. Если в разложении начального и конечного состояний системы имеются совпадающие неприводимые представления (т. е. с одинаковыми  $I$ ), то реакция разрешена. В дополнение к правилам  $\Delta I = 0, \Delta I_3 = 0$  существуют ограничения, связанные с обращением в нуль *Клебиа — Гордана коэффициентов*. Так, напр., в реакции распада  $\rho^0$ -мезона ( $I = 1, I_3 = 0$ ) на два  $\pi$ -мезона в разложении конечного состояния имеются неприводимые представления с  $I = 0, 1, 2$ . Наличие представления с  $I = 1$  делает распад возможным. Однако из двух непротиворечащих правилу  $\Delta I_3 = 0$  состояний —  $\pi^+\pi^-$  и  $\pi^0\pi^0$  — осуществляется лишь первое, т. к. коэф. Клебиа — Гордана обращаются для второго из них в нуль. Изотопич. инвариантность нарушается эл.-магн. и слабым взаимодействиями.

Сильное и эл.-магн. взаимодействия сохраняют пространственную чётность  $P$  (см. *Чётность*) и *зарядовую чётность*  $C$ . Сохранение  $G$ -чётности в сильном взаимодействии является следствием изотопич. инвариантности и сохранения зарядовой чётности.

В сильном и эл.-магн. взаимодействиях сохраняются *кварковые ароматы*, откуда следуют строгие О. п. для *странности, очарования, прелести* и аромата  $t$ -кварка (пока экспериментально не открытого):  $\Delta S = 0, \Delta C = 0, \Delta b = 0, \Delta t = 0$ .

В слабом взаимодействии, не сохраняющем по отдельности ни  $P$ -, ни  $C$ -чётности, имеется приближённое сохранение  $CP$ -чётности (см. *CP-инвариантность*) (степень нарушения  $CP$ -чётности в распадах  $K$ -мезонов составляет ок.  $10^{-8}$ ).

Слабое взаимодействие, вызываемое *заряженным током*, либо изменяет на единицу странность, очарование и прелесть:  $\Delta S = \pm 1, \Delta C = \pm 1, \Delta b = \pm 1$  квантовых