обратимом И. п. равно $dS = T^{-1}\sum_j [A_j + (\partial U/\partial a_j)_T]da_j$. Полное подведённое тепло ΔQ связано с изменением энтропии системы $S_2 - S_1$ соотношением $\Delta Q = T(S_2 - S_1)$. Работа R при И. п. с изменением объёма от V_1 до V_2 равна изменению энергии Гиббса (свободной энергии), для идеального газа $R = NkT\ln(V_2/V_1)$, N — число молекул.

Примером необратимого И. п. является изотермич. *дросселирование*, когда газ или жидкость протекает через перегородку с малым отверстием при пост. темп-ре. В этом случае подводимая теплота равна изменению энтальпии тела.

Лит. см. при ст. *Термодинамика*. *Д. Н. Зубарев.*

ИЗОТОПИЧЕСКАЯ ИНВАРИАНТНОСТЬ — свойство симметрии сильных взаимодействий, обусловливающее существование особых семейств адронов — т. н. изотопических мультиплетов, состоящих из частиц с одинаковыми квантовыми числами (*барионным числом*, спином, *внутренней чётностью*, *странностью* и т. д.), близкими по значению массами, но с отличающимися электрич. зарядами. И. и. находит своё выражение в неизменности сильных взаимодействий при замене адронов, участвующих в процессе, на другие, принадлежащие тому же изотопич. мультиплету.

Примерами изотопич. мультиплетов являются:

$$p,\ n;\ \Xi^0,\ \Xi^-;\ K^+,\ K^0;\ \tilde{K}^0,\ K^-;\ D^+,\ D^0;$$
$$\Sigma^+,\ \Sigma^0,\ \Sigma^-;\ \pi^+,\ \pi^0,\ \pi^-;\ \rho^+,\ \rho^0,\ \rho^-;$$
$$\Delta^{++},\ \Delta^+,\ \Delta^0,\ \Delta^-.$$

Каждый изотопич. мультиплет характеризуется особой величиной, изотопическим спином (изоспином) I, к-рый определяет полное число частиц, входящих в мультиплет, равное $2I+1$. Изоспин может принимать значения 0, $^1/_2$, 1, $^3/_2$, 2..., т. е. возможно существование изотопич. синглетов, дублетов, триплетов, квартетов и т. д. Примеры изотопич. дублетов, триплетов и квартетов были приведены выше. К изотопич. синглетам относятся, напр., Λ-гиперон, η- и η'-мезоны и др. частицы.

Прямым следствием И. и. являются, в частности, равенства сечений

$$\sigma(\pi^+ + p \to \pi^+ + p) = \sigma(\pi^- + n \to \pi^- + n),$$
$$\sigma(\pi^- + p \to K^0 + \Lambda) = \sigma(\pi^+ + n \to K^+ + \Lambda),$$
$$\sigma(\pi^+ + p \to K^+ + \Sigma^+) = \sigma(\pi^- + n \to K^0 + \Sigma^-).$$

С матем. точки зрения И. и. есть проявление инвариантности эффективных лагранжианов сильных взаимодействий относительно линейных преобразований входящих в них полей адронов, реализуемых в векторных пространствах, к-рые образуются полями, отвечающими разл. компонентам изотопич. мультиплетов. Эти линейные преобразования составляют группу, изоморфную группе вращений трёхмерного пространства (обычно о нём говорят как об изотопическом пространстве). Изотопич. мультиплеты представляют собой неприводимые представления указанной группы. (Отсюда появление термина «изотопич. спин» по аналогии с обычным спином.) При преобразованиях группы компоненты изотопич. мультиплета переходят в линейные комбинации компонент того же мультиплета.

В рамках представлений о *кварках* динамич. причиной, обусловливающей существование И. и. в сильных взаимодействиях адронов, является близость масс u- и d-кварков и одинаковый характер их сильных взаимодействий. Последоват. замена в составе адронов u-кварков на d-кварки, находящихся в том же состоянии, позволяет получить все компоненты изотопич. мультиплета. На основе этих представлений устанавливается и тип группы, ответственный за И. и. Близость свойств u- и d-кварков по отношению к сильному взаимодействию эквивалентна утверждению, что сильные взаимодействия инвариантны (как показывает эксперимент, с точностью до неск. процентов) относительно преобразований

$$u' = a_{11}u + a_{12}d,\qquad d' = a_{21}u + a_{22}d, \tag{1}$$

где a_{ik} — комплексные числа. При этом необходимо, чтобы матрица $\|a\|$ была унитарной, а $\det\|a\| = 1$. Такие матрицы образуют группу $SU(2)$, к-рая локально изоморфна $O(3)$ — группе вращений 3-мерного пространства. Инвариантность сильного взаимодействия относительно группы вращений в изотопич. пространстве была установлена экспериментально задолго до появления гипотезы кварков.

Исторически первые соображения, заложившие основу представления об И. и., были сформулированы в 1932 сразу после открытия нейтрона, составившего вместе с протоном первое обнаруженное семейство из двух похожих по своим свойствам частиц. Исходя из приблизит. равенства масс нейтрона и протона и предположения (высказанного несколько ранее Д. Д. Иваненко) о том, что нейтрон имеет спин $^1/_2$ и в той же степени элементарен, как и протон, В. Гейзенберг (W. Heisenberg) предложил рассматривать нейтрон и протон как разные зарядовые состояния одной и той же частицы — нуклона, а электрич. заряд как внутр. переменную, характеризующую состояние нуклона. Волновая ф-ция нуклона в пространстве зарядовой переменной может быть представлена в виде: $\psi_N = \begin{pmatrix}\psi_p\\ \psi_n\end{pmatrix}$, где ψ_p, ψ_n — волновые ф-ции протона и нейтрона, ($|\psi_p|^2$ и $|\psi_n|^2$ определяют вероятность нахождения нуклона соответственно в состоянии протона и нейтрона). Операторы, действующие на зарядовую переменную нуклона, должны представлять собой матрицы 2×2. В общем случае они выражаются через 4 матрицы — единичную и три матрицы τ_1, τ_2, τ_3, совпадающие с *Паули матрицами* σ_x, σ_y, σ_z:

$$\tau_1 = \begin{pmatrix}0 & 1\\ 1 & 0\end{pmatrix},\quad \tau_2 = \begin{pmatrix}0 & -i\\ i & 0\end{pmatrix},\quad \tau_3 = \begin{pmatrix}1 & 0\\ 0 & -1\end{pmatrix}. \tag{2}$$

Именно эти матрицы $\boldsymbol{\tau}(\tau_1, \tau_2, \tau_3)$ и были использованы Гейзенбергом. С точностью до множителя $^1/_2$ они совпадают с совр. операторами изоспина нуклона $\boldsymbol{I}(I_1, I_2, I_3)$, $I_i = {}^1/_2\tau_i$. Протону и нейтрону отвечают в зарядовом (изотопич.) пространстве состояния $p = \begin{pmatrix}\psi_p\\ 0\end{pmatrix}$ и $n = \begin{pmatrix}0\\ \psi_n\end{pmatrix}$, являющиеся собств. векторами оператора $I_3 = {}^1/_2\tau_3$, принадлежащими собств. значениям $\pm{}^1/_2$, а электрич. заряд нуклона (в единицах элементарного заряда e) выражается ф-лой: $Q = {}^1/_2 + I_3$. Очевидно, что операция преобразования протона в нейтрон (и наоборот), к-рая необходима для описания обменного характера ядерных сил, соответствует повороту на 180° вокруг оси 2 в изотопич. пространстве (к-рый обеспечивает смену знака проекции изоспина на ось 3). Это преобразование осуществляется с помощью оператора $i\tau_2$, причём волновая ф-ция нейтрона переходит в волновую ф-цию протона ($n \to p$), а волновая ф-ция протона — в волновую ф-цию нейтрона с обратным знаком ($p \to -n$) [символами частиц здесь обозначены соответствующие им волновые ф-ции]. Возможность путём поворота на 180° вокруг оси 2 перейти от протона к нейтрону позволяла объяснить наблюдавшееся на опыте примерное равенство ядерных сил для pp и nn систем (т. н. зарядовая симметрия). Вскоре, однако, выяснилось, что ядерные силы практически одинаковы (в состояниях с одинаковыми спинами и угловыми моментами) для любых пар нуклонов, включая np-систему (т. н. зарядовая независимость ядерных сил). Для объяснения этого факта оказалось необходимым допустить возможность произвольных вращений в изотопич. пространстве, т. е. предположить И. и. Это было сделано в 1936 Б. Кассеном (B. Cassen) и Э. Кондоном (E. Condon), к-рые впервые ввели понятие «изотопич. спина». Они также указали, что определяющим для свойств системы нуклонов (в том