числе ядер) при И. и. является значение её полного изоспина (сохраняющегося в силу И. и. и вычисляемого по правилам, аналогичным сложению угловых моментов). Для пары нуклонов значение полного изоспина однозначно связано с собств. значениями оператора $(\tau_1\tau_2)$. Действительно, легко проверить, что для $I=0$ $(\tau_1\tau_2)=-3$, для $I=1$ $(\tau_1\tau_2)=1$. Поэтому потенц. энергия взаимодействия двух нуклонов в нерелятивистском случае может быть представлена в виде

$$U(\boldsymbol{r}_1-\boldsymbol{r}_2)=V_1(\boldsymbol{r}_1-\boldsymbol{r}_2)+(\tau_1\tau_2)\,V_2(\boldsymbol{r}_1-\boldsymbol{r}_2),$$

где V_1 и V_2 — ф-ции (операторы), зависящие также от спинов нуклонов. В силу сказанного выше для ядер с заданным атомным числом и одинаковым полным изоспином энергии связи ядер, отвечающих разным проекциям изоспина, оказываются близкими.

Поскольку ядерные силы, действующие между нуклонами, согласно гипотезе X. Юкавы (H. Yukava, 1935), обусловлены обменом между ними мезонами (с массой в 200—300 электронных масс), свойство И. и. должно находить своё отражение в структуре мезон-нуклонных взаимодействий. Юкава постулировал существование только заряж. мезонов, к-рые не приводили к И. и. ядерных взаимодействий. Следующий шаг был сделан Н. Кеммером (N. Kemmer), к-рый предположил существование наряду с заряженными также нейтрального мезона, к-рый составил вместе с заряженными мезонами триплет частиц с $I=1$. На этой основе он сформулировал т. н. симметричную мезонную теорию (1938), к-рая обладала свойством И. и. и приводила к изотопически-инвариантным ядерным силам. Открытие в 1947 $\pi^{\pm}$-мезонов, а вслед за ними в 1950 — π^0-мезона блестяще подтвердило идеи симметричной мезонной теории.

В дальнейшем с открытием *странных частиц* идеи И. и. были с успехом использованы при рассмотрении их свойств. В частности, отнесение каждой из этих частиц к определённому изотопич. мультиплету в сочетании с введением квантового числа странность позволило установить эмпирич. ф-лу для электрич. заряда элементарных частиц — *Гелл-Мана — Нишиджимы формулу* и предсказать существование Σ^0-, Ξ^0-гиперонов по их изотопич. партнёрам.

И. и. позволяет записать выражения для эффективных лагранжианов пион-нуклонного, пион-гиперонного, каон-нуклонного взаимодействий, удовлетворяющие свойству И. и.:

$$L_{\pi NN}=ig_{\pi NN}(\bar{N}\gamma_5\tau N)\,\boldsymbol{\pi};$$

$$L_{\pi\Lambda\Sigma}=ig_{\pi\Lambda\Sigma}\bar{\Lambda}\gamma_5(\boldsymbol{\Sigma\pi})+\text{эрм. сопр.},$$

$$L_{KN\Sigma}=ig_{KN\Sigma}(\bar{N}\gamma_5\tau K)\,\boldsymbol{\Sigma}+\text{эрм. сопр.}$$

Здесь $g_{\pi NN}$, $g_{\pi\Lambda\Sigma}$, $g_{KN\Sigma}$ — константы взаимодействия,

$$N=\begin{pmatrix}p\\n\end{pmatrix},\quad K=\begin{pmatrix}K^+\\K^0\end{pmatrix},$$

$$\boldsymbol{\pi}=(\pi_1,\ \pi_2,\ \pi_3),\quad \boldsymbol{\Sigma}=(\Sigma_1,\ \Sigma_2,\ \Sigma_3),$$

соответственно спиноры и векторы в изотопич. пространстве. Символы частиц обозначают отвечающие им поля, причём: $\pi^{\pm}=\frac{1}{\sqrt{2}}(\pi_1\mp i\pi_2)$, $\Sigma^{\pm}=\frac{1}{\sqrt{2}}(\Sigma_1\mp i\Sigma_2)$, $\pi^0=\pi_3$, $\Sigma^0=\Sigma_3$, $\bar{N}=(\bar{p},\bar{n})$ (черта над символом частицы означает дираковское сопряжение, напр. $\bar{p}=p^+\gamma_0$, где p^+ эрмитово сопряжено p), γ_0, γ_5 — *Дирака матрицы*. В частности, в развернутом виде

$$L_{\pi NN}=ig_{\pi NN}\sqrt{2}\,(\bar{p}\gamma_5 n\pi^+ +\bar{n}\gamma_5 p\pi^-)+$$
$$+ig_{\pi NN}(\bar{p}\gamma_5 p\pi^0-\bar{n}\gamma_5 n\pi^0),$$

$$L_{KN\Sigma}=ig_{KN\Sigma}\sqrt{2}\,(\bar{p}\gamma_5\Sigma^+K^0+\bar{n}\gamma_5\Sigma^-K^+)+$$
$$+ig_{KN\Sigma}(\bar{p}\gamma_5\Sigma^0K^+-\bar{n}\gamma_5\Sigma^0K^0)+\text{эрм. сопр.}$$

Следует отметить различие в величинах констант для заряженных и нейтральных пионов и Σ-гиперонов (на фактор $\sqrt{2}$), а также различие в знаках для взаимодействия π^0 и Σ^0 с протоном и нейтроном (характерно для 3-й компоненты изотопич. вектора). Эти особенности взаимодействия нашли подтверждение в эксперименте.

Соотношения между каналами реакций и запреты, вытекающие из И. и. И. и. сильных взаимодействий и вытекающее из неё условие сохранения полного изоспина в процессах сильного взаимодействия приводит к ряду нетривиальных соотношений между разл. сечениями и каналами реакций. Напр.

$$\frac{\sigma(p+p\to{}^2D+\pi^+)}{\sigma(n+p\to{}^2D+\pi^0)}=2,$$

$$\frac{\sigma(K^-+n\to\Lambda+\pi^-)}{\sigma(K^-+p\to\Lambda+\pi^0)}=2.$$

Изоспин конечного состояния в этих процессах равен 1, т. к. у дейтрона ^{2}D и Λ-гиперона $I=0$. Таким же должен быть изоспин исходного состояния. Это справедливо для состояний p+p и K^-+n, а состояния n+p и K^-+p являются суперпозициями состояний с $I=1$ и $I=0$, причём вес состояния с $I=1$ равен $^1/_2$ (см. *Клебша — Гордана коэффициенты*). Это объясняет значение правой части приведённых отношений. Аналогичное происхождение имеет отношение ширин распада барионных резонансов Δ^{++} и Δ^0:

$$\frac{\Gamma(\Delta^{++}\to p+\pi^+)}{\Gamma(\Delta^0\to p+\pi^-)}=3.$$

Изоспин Δ-резонанса равен $^3/_2$. Такой же изоспин у системы $p+\pi^+$, а система $p+\pi^-$ является суперпозицией состояний с $I=^1/_2$ и $I=^3/_2$, причём статистич. вес состояния с $I=^3/_2$ равен $^1/_3$.

Требование сохранения изоспина в сильных процессах обусловливает и ряд запретов. Напр., сечение процесса $^2D+{}^2D\to{}^4He+\pi^0$ значительно меньше сечения процесса $^2D+{}^2D\to{}^2D+n+p+\pi^0$, т. к. в первом процессе для нач. состояния $I=0$, для конечного $I=1$, т. е. величина изоспина изменяется.

Правила запрета, связанные с сохранением изоспина для мезонов, общее — систем, с нулевым *гиперзарядом* Y (для них $Q=I_3$), удобно сформулировать в терминах *G-чётности*. Операция $G=Ce^{i\pi I_2}$ является произведением операции поворота на 180° в изотопич. пространстве на *зарядовое сопряжение* (C). При этом системы с $Y=0$ переходят сами в себя и можно говорить о G-чётности. В частности, $G_\pi=-1$, $G_\eta=G_{\eta'}=1$. Отсюда следует, что распады $\eta\to3\pi$, $\eta'\to3\pi$ идут с изменением изоспина, в то время как распад $\eta'\to\eta\pi\pi$ разрешён для сильного взаимодействия. Это объясняет, почему ширины $\Gamma(\eta\to\gamma\gamma)$ и $\Gamma(\eta\to3\pi)$ близки по величине и малы, в силу чего полная ширина η-мезона много меньше ширин близких по массе резонансов. Это также объясняет малую величину отношения $\Gamma(\eta'\to3\pi^0)/\Gamma(\eta'\to\eta\pi\pi)=2{,}6\cdot10^{-3}$, к-рая характеризует степень точности соблюдения закона сохранения изоспина.

Изотопическая инвариантность и слабые взаимодействия адронов. И. и. находит специфич. отражение и в нек-рых свойствах слабого взаимодействия адронов, в частности в законе сохранения слабого векторного тока, связанного с $u\rightleftarrows d$ переходами (см. *Векторного тока сохранение*). В терминах изотопич. дублета кварков $q=\binom{u}{d}$ компоненты слабого векторного тока $j^{\pm}$ представляются в виде $j^{\pm}_{\mu}=\bar{q}\gamma_\mu\tau^{\pm}q$, где $\tau^{\pm}=^1/_2(\tau_1\pm i\tau_2)$, т. е. входят в один изотопич. триплет с изотопич. векторной частью *электромагнитного тока* кварков $j^3_\mu=^1/_2\bar{q}\gamma_\mu\tau_3 q$ (γ_μ — матрицы Дирака, $\mu=0$, 1, 2, 3). Следовательно, в силу сохранения эл.-магн. тока кварков и с той точностью, с какой справедлива И. и., должен также сохраняться слабый векторный ток кварков. Это приводит к тому, что можно ввести (подобно электрич. заряду) понятие с л а б о г о з а р я д а кварков, к-рый