

проявлениями одного, более фундаментального, электро-слабого взаимодействия. Однако при тех пространственно-временных масштабах ($\sim 10^{-13}$ см, $\sim 10^{-23}$ с), с к-рыми обычно имеют дело в атомных ядрах, единая природа эл.-магн. и слабых сил практически не проявляется и их можно рассматривать как независимые. Эти взаимодействия, будучи гораздо слабее СВ, в большинстве ядерных процессов малосущественны, но возможны в ситуации, когда их роль становится определяющей. Так, эл.-магн. взаимодействие (наиб. существ. часть к-рого — кулоновское отталкивание между протонами), в отличие от СВ, является дальнедействующим. Поэтому обусловленная им положит. кулоновская энергия ядра растёт с увеличением числа частиц A в ядре быстрее, чем отрицат. часть ядерной энергии, обусловленная СВ. В результате тяжёлые ядра становятся при больших A нестабильными — сначала по отношению к делению (см. Деление ядер), а затем и абсолютно нестабильными. Со слабым взаимодействием нуклонов связано такое явление, как несохранение чётности в нуклон-нуклонном рассеянии и в др. ядерных явлениях (см. Несохранение чётности в ядрах). Гравитац. силы, действующие между нуклонами, пренебрежимо малы во всех ядерных явлениях и существуют только в астрофиз. условиях (см. Нейтронные звёзды).

Основой Я. с. является сильное взаимодействие нуклонов. Сильное взаимодействие нуклонов в ядрах отличается от взаимодействия свободных нуклонов, однако последнее является фундаментом, на к-ром строится вся ядерная физика и теория Я. с. Это взаимодействие обладает изотопической инвариантностью. Суть её в том, что взаимодействие между 2 нейтронами, 2 протонами или между протоном и нейтроном в одинаковых квантовых состояниях одинаково. Поэтому можно говорить о взаимодействии между нуклонами, не уточняя, о каких нуклонах идёт речь (см. также Изотопическая инвариантность ядерных сил). Я. с. являются короткодействующими (радиус их действия $\sim 10^{-13}$ см) и обладают свойством насыщения, к-рое заключается в том, что с увеличением числа нуклонов в ядре уд. энергия связи нуклонов остаётся примерно постоянной (рис. 1). Это приводит к возможности существования ядерной материи.

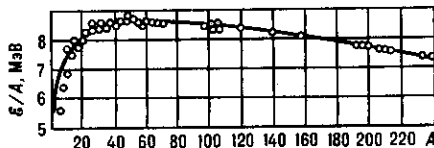


Рис. 1.

Поскольку нуклоны в ядре движутся, как правило, со сравнительно небольшими скоростями (в 3—4 раза меньше скорости света), то для построения модели СВ нуклонов в ядрах можно пользоваться нерелятивистской теорией и приближённо описывать его потенциалом, к-рый является ф-цией расстояния r между нуклонами. В отличие от кулоновского и гравитац. потенциалов, обратно пропорциональных расстоянию, потенциал Я. с. зависит от r гораздо сложнее. Кроме того, потенциал Я. с. зависит от спинов нуклонов и орбитального момента L относительного движения нуклонов.

Нерелятивистский потенциал Я. с. содержит неск. компонентов: центральный V_C , тензорный V_T , спин-орбитальный V_{LS} и квадратичный спин-орбитальный потенциал V_{LL} . Наиб. важный из них — центральный — является комбинацией сильного отталкивания на малых расстояниях (т. н. отталкивательный кор) и притяжения — на больших (см. рис. к ст. Ядерная материя). Существуют модели СВ нуклонов с бесконечным («жестким») кором (напр., феноменологич. потенциал Хамалды — Джонстона), а также более реалистич. модели с конечным («мягким») кором (напр., потенциал Рейда, рис. 2). С кон. 1950-х гг. было предпринято множество попыток построения потенциала

Я. с. на основе полевой теории мезон-нуклонного взаимодействия. Очевидные трудности такой теории связаны с большой силой взаимодействия и неприменимостью теории возмущений и основанных на ней методов. Весьма популярен полуфеноменологич. потенциал «однобозонного обмена», основанный на представлениях мезон-нуклонной полевой теории, но использующий простейшую модель одномезонного обмена. При этом оказалось, что для описания притяжения на промежуточных расстояниях необходимо помимо известных мезонов π , ρ , ω , ... вводить также обмен несуществующим σ -мезоном, к-рый интерпретируют как эфф. учёт обмена двумя π -мезонами. Константы мезон-нуклонного взаимодействия рассматривались как феноменологич. параметры, к-рые подбирались так, чтобы потенциал описывал эксперим. фазы нуклон-нуклонного рассеяния. За короткодействующее отталкивание оказались ответственными ω - и ρ -мезоны, а за дальнедействующее притяжение — π -мезон. Член однопионного обмена вносит вклад в центральный и тензорный потенциалы:

$$V_C^\pi = \frac{1}{3} \frac{f_{\pi NN}^2}{\hbar c} m_\pi c^2 \frac{\exp(-r/\lambda)}{r/\lambda} (\sigma_1 \sigma_2), \quad (1)$$

$$V_T^\pi = \frac{1}{3} \frac{f_{\pi NN}^2}{\hbar c} m_\pi c^2 \left(1 + \frac{3}{r/\lambda} + \frac{3}{(r/\lambda)^2} \right) \frac{\exp(-r/\lambda)}{r/\lambda} (\sigma_1 r) (\sigma_2 r), \quad (2)$$

где $f_{\pi NN}$ — константа пион-нуклонного взаимодействия, m_π — масса пиона, $\lambda = \hbar c / m_\pi = 1.4$ Фм — комптоновская длина волны пиона, а σ_1 , σ_2 — спиновые Паули матрицы. Как видно из выражений (1), (2), потенциал однопионного обмена экспоненциально спадает на расстоянии порядка комптоновской длины пиона. Др. члены потенциала однобозонного обмена имеют такого же типа экспоненц. факторы, но с комптоновскими длинами соответствующих бозонов, к-рые в неск. раз меньше пионной. На таких расстояниях обмен неск. пионами может быть столь же существенным, как и обмен одним тяжёлым мезоном. Это объясняет, почему члены, отвечающие обмену тяжёлыми мезонами, воспринимаются как полуфеноменологические. В то же время вид потенциала Я. с. на больших расстояниях, без сомнения, описывается выражениями (1), (2). Такой асимптотич. вид имеют и все без исключения феноменологич. потенциалы. В настоящее время наиб. точными считаются т. н. парижский и боннский потенциалы, к-рые сочетают черты феноменологич. потенциалов с мягким кором и потенциала однобозонного обмена.

Совр. представления о природе СВ, основанные на КХД, поставили задачу расчёта потенциала СВ нуклонов в рамках КХД, но она пока не решена, поскольку не решена и более простая задача о построении теории одного нуклона. Существует неск. кварковых моделей адронов, из к-рых наиб. известна модель мешков в разл. вариантах. Она позволяет качественно понять природу отталкивательного кора, оценить его радиус и высоту, но не позволяет рассчитать вид потенциала на больших расстояниях. Под большим вопросом, с точки зрения КХД, оказывается статус мезонов (за исключением π -мезона) в формировании потенциала СВ нуклонов: обмен тяжёлыми мезонами между нуклонами происходит на столь малых расстояниях, что их кварк-глюонная природа становится существенной. Особое место в КХД-теории СВ принадлежит π -мезону. Согласно совр. представлениям, он интерпретируется как коллективное возбуждение вакуума, состоящее из большого числа кварк-антикварковых пар (золотой бозон, связанный со спонтанным наруше-

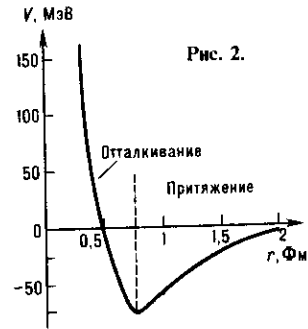


Рис. 2.