

заряда) с увеличением расстояния, так что размер области взаимодействия ограничен областью т. н. конфайнмента кварков — областью невылетаия цветных объектов, радиус которой $\sim 10^{-13}$ см (см. *Удержание цвета*).

Последоват. описание структуры адронов на основе совр. теории сильного взаимодействия — *квантовой хромодинамики* — пока встречает теоретич. трудности, однако для мн. задач вполне удовлетворит. результаты даёт описание взаимодействия нуклонов, представляемых как элементарные объекты, посредством обмена мезонами. Эксперим. исследование пространств. структуры Н. выполняется с помощью рассеяния высокоэнергичных лептонов (электронов, мюонов, нейтрино, рассматриваемых в совр. теории как точечные частицы) на дейтронах. Вклад рассеяния на протоне измеряется в отд. эксперименте и может быть вычтен с помощью опередл. вычислит. процедуры.

Упругое и квазиупругое (с расщеплением дейтрона) рассеяние электронов на дейтроне позволяет найти распределение плотности электрич. заряда и магн. момента Н. (*формфактор* Н.). Согласно эксперименту, распределение плотности магн. момента Н. с точностью порядка неск. процентов совпадает с распределением плотности электрич. заряда протона и имеет среднеквадратичный радиус $\sim 0,8 \cdot 10^{-13}$ см (0,8 Ф). Магн. формфактор Н. довольно хорошо описывается т. н. дипольной ф-лой $G_{Mn} = \mu_n(1 + q^2/0,71)^{-2}$, где q^2 — квадрат переданного импульса в единицах (ГэВ/с)².

Более сложен вопрос о величине электрич. (зарядового) формфактора Н. G_{En} . Из экспериментов по рассеянию на дейтроне можно сделать заключение, что $G_{En}(q^2) \leq 0,1$ в интервале квадратов переданных импульсов (0—4) (ГэВ/с)². При $q^2 \rightarrow 0$ вследствие равенства нулю электрич. заряда Н. $G_{En} \rightarrow 0$, однако экспериментально можно определить $\partial G_{En}(q^2)/\partial q^2|_{q^2=0}$. Эта величина наиб. точно находится из измерений *длины рассеяния* Н. на электронной оболочке тяжёлых атомов. Осн. часть такого взаимодействия определяется магн. моментом Н. Наиб. точные эксперименты дают длину не-рассеяния $a_{pe} = -1,378(18) \cdot 10^{-16}$ см, что отличается от расчётной, определяемой магн. моментом Н.: $a_{pe} = -1,468 \cdot 10^{-16}$ см. Разность этих значений даёт среднеквадратичный электрич. радиус Н. $\langle r_{En}^2 \rangle = 0,088(12)$ Ф или $\partial G_{En}(q^2)/\partial q^2|_{q^2=0} = -0,02$ Ф². Эти цифры нельзя рассматривать как окончательные из-за большого разброса данных разл. экспериментов, превышающих приводимые ошибки.

В *глубоко неупругом процессе* рассеяния (взаимодействия с рождением многих вторичных адронов, преим. пионов) налетающая точечная частица (лептон) взаимодействует непосредственно с точечными компонентами нуклона — кварками. Кварковый состав Н. (*ddu*) наиб. наглядно выявляется в экспериментах с взаимодействием нейтрино и антинейтрино высоких энергий с протонной и нейтронной (в составе дейтерия) мишенями. Напр., полное сечение σ реакции $\nu_\mu p \rightarrow \mu^- X$ (где X — совокупность адронов) примерно в два раза больше полного сечения реакции $\nu_\mu p \rightarrow \mu^- X$, поскольку ν_μ взаимодействует только с *d*-кварком [кварковый состав протона (*uud*)]. Аналогично $\sigma(\bar{\nu}_\mu p) \approx 2\sigma(\bar{\nu}_\mu n)$. Поправки к этим простым соотношениям полных сечений связаны в осн. с наличием «моря» виртуальных пар кварк — антикварк.

Взаимодействия Н.

Сильное взаимодействие Н. с нуклонами. Следствием изотопич. инвариантности является равенство сечений нейтрон-нейтронного и протон-протонного взаимодействия, если в последнем случае учесть вклад кулоновского взаимодействия. На кварк-глюонном уровне изотопич. симметрия является следствием малой разности масс *d*- и *u*-кварков (при малости самой массы кварков). Этим же объясняется малость разности масс про-

тона и Н., а также величина и знак этой разности (*d*-кварк тяжелее *u*-кварка).

При низких энергиях (до 15 МэВ) рассеяние Н. на протоне изотропно в системе центра масс, т. е. взаимодействие определяется в осн. *S*-волной (относит. движением с орбит. моментом $L = 0$). Для *S*-волнового взаимодействия сечение рассеяния может быть охарактеризовано двумя параметрами — эфф. радиусом потенциала взаимодействия и длиной рассеяния. Зависимость от относит. направления спинов Н. и протона удваивает число параметров, т. к. длины рассеяния для синглетного (полный спин системы 0) и триплетного (полный спин 1) состояний различны (отличаются в неск. раз). Совр. значения длин рассеяния и эфф. радиусов (в Ф): $a_t = 5,39(3)$, $a_s = -23,74(9)$; $r_{0t} = 1,70(3)$, $r_{0s} = 2,67(3)$. Параметры пр-рассеяния не могут быть непосредственно сопоставлены с *pp*- и *np*-рассеянием, поскольку системы *pp* и *np* в соответствии с *Паули принципом* не могут находиться в триплетном состоянии. Синглетная длина *pp*-рассеяния равна: $a_{pp} = -7,815(8)$ Ф, $r_0 = 2,758$ Ф. Расчёт кулоновского вклада в a_{pp} позволяет получить чисто ядерную длину *pp*-рассеяния a_{pp}^* , к-рая оказывается равной $-17,25$ Ф. Согласно изотопич. инвариантности, $a_{pp}^* = a_{nn}$. Определение параметров *np*-рассеяния — сложная проблема, т. к. прямое взаимодействие свободных Н. до сих пор не наблюдалось из-за трудности эксперимента. Предложено неск. вариантов эксперимента по поиску прямого *np*-рассеяния в пучках высокопоточных импульсных или стационарных реакторов.

Наиб. определённые сведения об a_{np} получены при исследовании реакции $n-d \rightarrow 2n$: $a_{np} = -18,45(46)$ Ф, и реакции $nd \rightarrow p2n$: $a_{np} = -16,73(45)$ Ф. Расхождение результатов связано с неоднозначностью процедуры экстраполяции к нулевой энергии Н. и недостаточным описанием дейтрона. Сравнивая a_{np} и a_{pp} , можно заключить, что изотопич. инвариантность соблюдается, хотя эксперим. точность недостаточна.

На раннем этапе развития ядерной физики большую роль для понимания свойств ядерных сил сыграли осн. характеристики дейтрона. Дейтрон является связанным триплетным состоянием *pp* с энергией связи $-2,224$ МэВ. Синглетное состояние *np* имеет положит. энергию связи 64 кэВ и является резонансом. Др. резонансов и связанных состояний в области низких энергий в *np*-системе нет. Эти два параметра позволяют определить потенциал нуклон-нуклонного взаимодействия и радиус ядерных сил. Наличие у дейтрона квадратного электрич. момента $Q = 2,859 \cdot 10^{-27}$ см² приводит к выводу о существовании тензорных ядерных сил.

Радиац. захват Н. протоном, $pn \rightarrow d\gamma$, является простейшей ядерной реакцией. Сечение захвата при малых энергиях Н. зависит от скорости Н. как $1/v$. Для тепловых Н. (с $\lambda = 1,73\text{Å}$) $\sigma_{pn} = 0,311$ бари.

Изотопич. инвариантность ядерных сил и известная энергия связи синглетного *np*-состояния позволяют обосновать отсутствие связанного *nn*-состояния (днейтрона). Эксперим. поиски такого состояния в реакции типа $A + B \rightarrow C + 2n$ подтверждают этот вывод: сечение образования днейтрона $\leq 10^{-29}$ см². Не найдены также связанные состояния трёх и четырёх Н. Для большего числа Н. существование связанных состояний не исключено, хотя вероятность их образования в исследованных ядерных реакциях должна быть крайне мала.

При больших энергиях нуклон-нуклонного взаимодействия его характер меняется. При энергиях падающих нуклонов (200—400) МэВ, соответствующих их сближению на расстоянии $\sim 0,3$ Ф, во взаимодействии проявляются отталкиват. силы. Это явление обычно сопоставляется с существованием жёсткой отталкивающей сердцевинки (*ко́ра*) у нуклонов и приписывается доминирующей роли на малых расстояниях обмена тя-