

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

РАЗМЕРЫ НУКЛОНОВ

Я. Смородинский

Одной из самых интересных задач современной физики является выяснение свойств нуклона. Хорошо известно, что ни протон, ни нейtron не описываются уравнением Дирака, хотя они имеют тот же спин, что и электрон. Это свойство нуклонов принято связывать с их взаимодействием с π -мезонами. Несмотря на то, что до сих пор не существует сколько-нибудь последовательной мезонной теории, качественно ясно, что «голый» нуклон должен быть окружён мезонным облаком, радиус которого должен иметь порядок величины $\frac{\hbar}{mc} = 14 \cdot 10^{-14}$ см. Это означает, что на расстояниях такого порядка величины от центра нуклона свойства последнего должны отклоняться от свойств точечной частицы. Изучение физических свойств нуклонов на расстояниях $< 10^{-13}$ должно дать поэому важные сведения для понимания природы нуклонов.

Наиболее прямым путём для такого изучения является изучение рассеяния γ -квантов или электронов протонами.

Первые результаты изучения рассеяния электронов с энергией 190 Мэв протонами были сообщены в 1954 г. Гофтадтером и др.^{1, 2, 3}. Эти опыты показали, что поле протона остаётся кулоновским, вплоть до расстояний 10^{-13} см, т. е. что размеры протона меньше чем 10^{-13} см*).

В конце 1954 г. на конференции по физике частиц большой энергии⁴ было сообщено о дальнейших опытах Гофтадтера, в результате которых было получено более точное значение для радиуса протона. Наконец, в апреле 1955 г. появилось сообщение¹¹, в котором дана величина среднего квадратичного радиуса протона

$$\langle R^2 \rangle = (7,4 \pm 2,4) \cdot 10^{-13} \text{ см.}$$

В этих опытах изучалось рассеяние электронов с энергией 100, 188 и 236 Мэв на углы $> 35^\circ$.

*). Эти же опыты дали для среднего квадратичного радиуса дейтерона величину $(1,5 \pm 0,2) \cdot 10^{-13}$ см и для α -частицы $(1,4 \pm 0,2) \cdot 10^{-13}$ см.

Полученная величина радиуса находится в согласии с оценкой, полученной на основании данных о рассеянии протонов протонами больших энергий (см. ⁵).

Данные по сечению упругого рассеяния и полному сечению (упругое рассеяние + мезонообразование) в интервале энергии 700—1000 $M_{\text{эв}}$ ^{6,7} показывают, что в этом интервале

$$\sigma_{\text{упругое}} = \frac{1}{2} \sigma_{\text{полное}} = 22 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2 (\pm 10\%).$$

К такому же заключению приводят и опыты по рассеянию π -мезонов с энергией 1400 $M_{\text{эв}}$ протонами. Результаты их указывают на существование области очень сильного взаимодействия («чёрной»)¹² с радиусом $R \approx 5 \cdot 10^{-14} \text{ см}$.

Такое соотношение между сечениями позволяет рассматривать рассеяние в этом интервале, как рассеяние на чёрных шариках (рассматривая процесс рождения мезонов, как поглощение протонов). Как известно, сечение упругого рассеяния на чёрном шарике равно πr^2 . В случае столкновения двух протонов мы должны понимать под r сумму радиусов обеих частиц ($2R$). Пользуясь приведёнными выше данными, получим:

$$R \approx 4 \cdot 10^{-14} \text{ см}.$$

Тот же порядок величины следует и из ещё одного опыта. (Правда, в этом случае речь может идти только об отсутствии противоречия.) Мы имеем в виду известные опыты Ферми-Юза по рассеянию медленных нейтронов (см., например, ⁶).

В этих опытах было показано наличие взаимодействия между электроном и нейтроном. Величину взаимодействия нейтрона с электроном принято характеризовать эффективной глубиной прямоугольной ямы, имеющей радиус $e^2/mc^2 = 2,80 \cdot 10^{-13} \text{ см}$. Такое модельное описание законно, поскольку рассеяние медленных нейтронов определяется, как известно, только величиной $\int H d^3x$ — интегралом от гамильтонiana взаимодействия по всему объёму.

Очевидно, что эффективная глубина V_0 связана с этим интегралом выражением

$$V_0 = -\frac{3}{4\pi} \left(\frac{mc^2}{e^2} \right)^3 \int H d^3x.$$

Экспериментальное значение (см. ⁹)

$$V_0 = 4200 \pm 600 \text{ эв}.$$

Взаимодействие нейтрона (медленного) с электроном складывается из двух частей: взаимодействие магнитного момента с электрическим полем электрона (Фолди)^{*}) и электростатического взаимодействия

^{*}) Интересно отметить, что взаимодействие медленно движущегося магнитного момента с электростатическим полем на первый взгляд противоречит электродинамике. В действительности это взаимодействие является

ствия, связанного с тем, что мезонное облако, окружающее нейтрон, часть времени несёт на себе заряд (в целом система, конечно, всё время нейтральна).

Магнитное взаимодействие описывается гамильтонианом

$$H_m = -\mu_N \left(\frac{e\hbar}{2Mc} \right)^2 \frac{1}{e} \operatorname{div} \mathbf{E},$$

где $\mu_N = -1,91$ ядерного магнетона, а M — масса нуклона. Интегрируя по объёму, замечая, что $\int \operatorname{div} E d^3x = -4\pi e$ (E — поле электрона, с зарядом $-e$), и, сравнивая с формулой, написанной выше, получаем для эффективного потенциала:

$$V_{0m} = \frac{3}{4} |\mu_N| \left(\frac{m}{M} \right)^2 \left(\frac{\hbar c}{e^2} \right)^2 mc^2.$$

Подставляя значения постоянных, получим:

$$V_{0m} = 4080 \text{ эв.}$$

Электростатическое взаимодействие определяется, очевидно, гамильтонианом

$$H_{el} = -e\varphi \quad (\varphi \text{ — потенциал мезонного облака}).$$

Интегрируя по объёму и производя простые преобразования (интегрирование по частям), получим:

$$\int H_{el} d^3x = -4\pi e \int \varphi r^2 dr = -\frac{4\pi e}{6} \int (\varphi r)'' r^3 dr.$$

Но согласно уравнению Пуассона $(\varphi r)'' = -4\pi r \rho$ (ρ — плотность заряда в мезонном облаке, очевидно, отрицательная). Обозначая

$$\int \rho d^3x = -\beta e; \quad \int \rho r^4 d^3x = -\langle R^2 \rangle \beta e$$

(βe — эффективный заряд мезонного облака, $\langle R^2 \rangle$ — средний квадрат его радиуса). Величину β можно интерпретировать как долю времени, в течение которого мезонное облако заряжено.

Используя эти обозначения, мы можем написать:

$$V_{0el} = \frac{\beta}{2} \frac{\langle R^2 \rangle}{(e^2/mc^2)^2} mc^2.$$

Таким образом, для полного эффекта получаем:

$$V_0 = V_{0m} + V_{0el} = \frac{3}{4} |\mu_N| \left(\frac{m}{M} \right)^2 \left(\frac{\hbar c}{e^2} \right)^2 \left[1 + \frac{2\beta}{3|\mu_N|} \frac{\langle R^2 \rangle}{(\hbar/Mc)^2} \right] mc^2.$$

Переходя к сравнению с опытом, приходится отметить, что точность эксперимента мала и нельзя реально оценить влияние второго

следствием релятивистских эффектов (этим путём оно и получено Фолди) и связано с так называемым «дрожанием» нейтрона в области размерами $\frac{\hbar}{mc}$ — явлением, характерным для уравнения Дирака.

(электростатического) члена, так как уже одно магнитное взаимодействие даёт, в пределах ошибок, объяснение эффекту.

Для оценки мы можем, однако, считать, что на долю электростатического взаимодействия приходится не более 10% эффекта. Отсюда получим: $\beta \langle R^2 \rangle \sim 0,3 \left(\frac{\hbar}{Mc} \right)^2$.

Подставляя $\langle R^2 \rangle \sim (4 \cdot 10^{-14})^2 \sim 3 \left(\frac{\hbar}{Mc} \right)^2$, получаем $\beta \sim 0,1$. Это значит, что нейtron примерно 10% времени является протоном, окружённым отрицательно заряженным мезонным облаком.

Дальнейшее уточнение опытов даст возможность проверить справедливость таких оценок.

Сейчас можно только сделать заключение, что радиус нуклона оказывается заметно меньше, чем среднее расстояние между нуклонами в ядре, которое имеет порядок \hbar/mc . Этот вывод очень важен, так как он объясняет тот факт, что нуклоны в ядре в значительной степени (как показывает теория оболочек) сохраняют свои свойства (например, магнитный момент), что было бы очень странно, если бы размеры нуклона были равны расстоянию между нуклонами в ядрах. Таким образом ядро оказывается сравнительно «пустым»: нуклоны занимают лишь около 1/40 его объёма.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. I. A. McIntyre a. R. Hofstadter, Phys. Rev. **96**, 854 (1954).
2. R. Hofstadter, R. Mc Allister a. E. Wiener, Phys. Rev. **96**, 854 (1954).
3. R. Hofstadter, Bull. Amer. Phys. Soc. **29**, № 8, 29 (1954).
4. Science News Letter **67**, 117 (1955), 19 февраля 1955 г.
5. Я. Смородинский, Проблемы современной физики, вып. 7 (1954) (вводная статья).
6. A. M. Shapiro, C. P. Leavitt a. F. F. Chew, Phys. Rev. **95**, 663 (1954).
7. L. W. Smith, A. W. Reynolds a. G. Snow, Phys. Rev. **97**, 1186 (1955).
8. Д. Юз, Нейтронные исследования на ядерных котлах, ИЛ, стр. 197, 1954.
9. B. D. Fried, Phys. Rev. **88**, 1142 (1952).
10. L. L. Foldy, Phys. Rev. **87**, 693 (1952).
11. R. Hofstadter a. R. W. Mc Allister, Phys. Rev. **98**, 217 (1955).
12. L. M. Eisberg, W. B. Fowler, R. M. Lea, W. D. Shepard, R. P. Shutt, A. M. Thorndike a. W. L. Whittemore, Phys. Rev. **97**, 797 (1955).

*
* *

Примечание к корректуре

Недавно опубликовано сообщение, что Сербер и Рарита также рассмотрели рассеяние протонов протонами на основе оптической модели (Serber a. Rarita, Bull. Amer. Phys. Soc. **30** № 3 НАЗ (1955)).