

P3-2010-63

Ю. А. Александров

О ВЗАИМОДЕЙСТВИИ  
МЕЖДУ НЕЙТРОНОМ И ЭЛЕКТРОНОМ.  
СВЯЗЬ С МЕЗОННОЙ ТЕОРИЕЙ ЮКАВЫ

Александров Ю. А.

P3-2010-63

О взаимодействии между нейтроном и электроном.

Связь с мезонной теорией Юкавы

Хотелось бы еще раз подчеркнуть, что значение длины  $n$ - $e$ -рассеяния, равное  $-1,30(3) \cdot 10^{-16}$  см, противоречит мезонной теории Юкавы, а  $-1,60(4) \cdot 10^{-16}$  см согласуется с ней. К сожалению, на этот факт практически не обращают внимания.

Из-за большого количества трудно учитываемых поправок будущие эксперименты по измерению длины  $n$ - $e$ -рассеяния желательно проводить при сравнительно большом относительном вкладе искомой длины в измеряемую величину.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики им. И. М. Франка ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2010

Alexandrov Yu. A.

P3-2010-63

On the Interaction between the Neutron and the Electron.

Connection with the Yukawa Meson Theory

It would be desirable to underline once again that the  $n$ - $e$  scattering length value, which is  $-1.30(3) \cdot 10^{-16}$  cm, contradicts the Yukawa meson theory and  $-1.60(4) \cdot 10^{-16}$  cm is in agreement with it. Unfortunately, practically nobody pays attention to this fact.

Because of a considerable number of difficult-to-estimate corrections, the future experiments on the measurement of the  $n$ - $e$  scattering length should be performed at a rather big relative contribution of the sought-for length to the measured value.

The investigation has been performed at the Frank Laboratory of Neutron Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2010

Хотелось бы еще раз обратить внимание на проблему взаимодействия между нейтроном и электрическим полем электрона ( $n$ - $e$ -взаимодействия) и ее связи с мезонной теорией ядерных сил Юкавы.

В 1936 г. Э. Кондон рассмотрел [1] упругое рассеяние нейтронов на электронах атома. Он нашел, что длина рассеяния должна быть пропорциональна  $Zf$ , где  $f$  — атомный формфактор, но полагал, что рассматриваемое явление вызвано главным образом свойством электрона, а не связано со структурой нейтрона.

В 1941 г. Д. Д. Иваненко, видимо, впервые обратил внимание [2] на связь  $n$ - $e$ -взаимодействия с теорией ядерных сил Юкавы [3] и внутренней структурой нейтрона.

Экспериментальная часть проблемы ведет свой отсчет от работ Хэвенса и др. [4] (измерение энергетической зависимости полного сечения при энергии нейтронов менее 1 эВ) и Э. Ферми и Л. Маршалла [5] (измерение асимметрии рассеяния тепловых нейтронов вперед-назад). Экспериментальной части проблемы уже более 60 лет, но, по мнению многих физиков, она не является до конца решенной. Действительно, большая часть измерений приводит к величине длины  $n$ - $e$ -рассеяния  $a_{ne} = -1,33(3) \cdot 10^{-16}$  см, однако почти никто из физиков (за исключением, пожалуй, авторов работ [6–9]) не обращает внимания, что такое значение  $a_{ne}$  противоречит основному положению теории Юкавы, объяснившего происхождение ядерных сил, если, конечно, не сомневаться в работах Л. Фолди [10–12]\*, разделившего длину рассеяния  $a_{ne}$  на две части:

$$a_{ne} = a_I + a_F. \quad (1)$$

Величину

$$a_F = \frac{1}{2} \mu_n \frac{e^2}{Mc^2}, \quad (2)$$

где  $M$  — масса нейтрона, обычно называют длиной рассеяния Фолди. Помимо известных констант она зависит от аномального магнитного момента

---

\*В работах Фолди, конечно, трудно сомневаться. Они приводятся в публикациях таких известных физиков, как Сирс [13], Бете [14], Фрауенфельдер и Хэнли [15], Бернштейн [16], Сегре [17], Швебер [18]. В декабре 1957 г. о своих работах Фолди рассказывал на международном конгрессе в Стэнфорде.

нейтрона, хорошо известного в настоящее время:  $\mu_n = -1,9130431(6)$ . Вопрос о природе данного момента не ставится, берется лишь его экспериментальная величина.

Вычисления приводят к значению

$$a_F = -1,467971(4) \cdot 10^{-16} \text{ см.} \quad (3)$$

Величина  $a_I$  представляет собой так называемую внутреннюю (intrinsic), в данном случае вызванную именно распределением электрического заряда внутри нейтрона, длину  $n$ - $e$ -рассеяния. Можно показать, что величина  $a_I$  связана со средним квадратом радиуса распределения электрического заряда нейтрона [12, 13], описывающего внутреннюю радиальную протяженность заряда:

$$a_I = \frac{Me^2}{3\hbar^2} \langle r_{\text{in}}^2 \rangle, \quad (4)$$

где

$$\langle r_{\text{in}}^2 \rangle = \int r^2 \rho(r) dV \quad (5)$$

средний квадрат радиуса распределения электрического заряда внутри нейтрона.

Поскольку длина рассеяния Фолди  $a_F$  хорошо известна, а точность измерений в настоящее время достаточно высока, то при измерении  $a_{ne}$  большой интерес представляет определение  $a_I$ , т.е. знака и величины  $\langle r_{\text{in}}^2 \rangle$ . Если  $a_{ne} < a_F$  (например  $a_{ne} = -1,6 \cdot 10^{-16}$  см), то знак  $\langle r_{\text{in}}^2 \rangle$  отрицателен, если же  $a_{ne} > a_F$  (например  $a_{ne} = -1,3 \cdot 10^{-16}$  см), то  $\langle r_{\text{in}}^2 \rangle > 0$ .

Основным положением теории Юкавы, объяснившей происхождение ядерных сил, является утверждение, что силы возникают в результате обмена  $\pi$ -мезонами между взаимодействующими ядрами. Поскольку радиус взаимодействия должен быть порядка  $R = \hbar/(m_\pi c) = 1,4 \cdot 10^{-13}$  см, то масса  $\pi$ -мезона  $m_\pi$  будет порядка 140 МэВ. В силу виртуального процесса  $n \Rightarrow p + \pi^-$  нейтрон часть времени должен проводить в виде протона и  $\pi^-$ -мезона. Именно  $\pi^-$ -мезон дает отрицательный хвост в распределении внутреннего электрического заряда как наиболее легкая отрицательная частица, и, стало быть, знак  $\langle r_{\text{in}}^2 \rangle$  должен быть отрицательным. На данный факт, а также на противоречивость значения  $a_{ne} = -1,33(3) \cdot 10^{-16}$  см и работ группы Л. Кестера [19] по определению длин когерентного рассеяния и сечений рассеяния нейтронов свинцом и висмутом\* было обращено внимание в конце прошлого века в работах [6–9]. Ни одна теоретическая концепция, базирующаяся на теории

---

\*Получается комплексное значение  $b_p$  — длины рассеяния, обусловленной электрической поляризуемостью нейтрона. Минимальное действительное значение  $b_p$  соответствует лишь  $a_{ne} = -1,37 \cdot 10^{-16}$  см, и оно растет с ростом  $|a_{ne}|$ .

Юкавы, не может привести к  $\langle r_{\text{in}}^2 \rangle > 0$ , и, следовательно, результаты измерений, дающие  $a_{ne} > a_F$ , либо просто некорректны, либо описание структуры нейтрона еще очень далеко от совершенства, а основное положение теории Юкавы неверно. Можно обновлять и совершенствовать старые представления о структуре центральной части нейтрона, но вряд ли можно дополнительно вводить легкие виртуальные положительно заряженные частицы на периферии нейтрона, на расстояниях порядка радиуса действия ядерных сил.

Дифференциальное сечение когерентного рассеяния нейтронов имеет вид

$$\sigma(E, \varphi) = |b_n + Zf(\sin \varphi/\lambda)a_{ne} + b_p|^2, \quad (6)$$

где  $E$  и  $\varphi$  — энергия и угол рассеяния;  $b_n \approx 10^{-12}$  см — длина ядерного рассеяния;  $f(\sin \varphi/\lambda)$  — атомный формфактор;  $\lambda$  — длина волны нейтрона;  $b_p \approx 3 \cdot 10^{-15}$  см — длина рассеяния, обусловленная электрической поляризуемостью нейтрона [20], при малых значениях  $kR$  ( $k = 2\pi/\lambda$ ,  $R$  — радиус ядра) она практически не зависит от угла рассеяния и ее можно включить в  $b_n$ .

Для свинца величина  $Zfa_{ne} \approx 1,3 \cdot 10^{-14}$  см, и поскольку  $Zfa_{ne}/b_n \approx 0,013$ , величина  $a_{ne}$  поддается измерению, однако искомый эффект мал, а его нужно определять с погрешностью, составляющей несколько процентов. Отсюда возникают трудности правильного учета систематических эффектов.

Зачастую они оказываются весьма существенными. Так, например, при измерении полного сечения рассеяния нейтронов на ядрах свинца или висмута в интервале энергий от тепловой до 10 эВ изменение сечения ядерного рассеяния всего лишь на 0,1% вызывает изменение искомой длины  $n$ - $e$ -взаимодействия на 10%. В области малых углов может влиять швингеровское рассеяние (взаимодействие магнитного момента движущегося нейтрона с электрическим полем ядра)  $\sigma_{\text{Sch}}$ , однако его можно достаточно точно учесть [20].

Еще один из источников систематических эффектов — тепловое движение атомов, например в опытах [5, 21]. На ксеноне подобный эффект превышает искомый в 4 раза, а на аргоне — в 10 раз. При этом нужно хорошо знать спектр падающих нейтронов, особенно в длинноволновой его области.

В мишени нельзя допускать примесей легких газов. Опасны также неизвестные  $p$ -резонансы в ядрах мишени: они могут вызвать дополнительную асимметрию при рассеянии нейтронов.

При измерении энергетической зависимости полного сечения дополнительная погрешность может возникнуть из-за рассеяния нейтронов на малые углы. Сечение подобного рассеяния  $\sigma(\varphi) = Nb^2 \exp(-q^2 L^2/5)$  [22], где  $N$  — число рассеивающих атомов в каждой неоднородности радиуса  $L$ , вызывающей рассеяние на малые углы;  $b$  — длина рассеяния;  $q = 2k \sin \phi/2 \approx k\phi$ ,

$k = 2\pi/\lambda = 2,19 \cdot 10^9 \sqrt{E}$ , где  $E$  следует брать в электрон-вольтах. Причиной такого рассеяния могут быть кластеры дефектов структуры, магнитные гетерофазные флуктуации и т.п. Размеры неоднородностей обычно порядка  $L \approx 20\text{--}50 \text{ \AA}$ . Сечение рассеяния вперед может достигать нескольких тысяч барн, оно быстро спадает с увеличением угла рассеяния и сильно зависит при этом от энергии нейтронов.

Еще одной причиной неучтенной погрешности может быть резонансное ядерное рассеяние. Если для уровней с положительной энергией операцию его учета можно провести, то для уровней с отрицательной энергией она может быть невозможна из-за отсутствия достаточно полной информации. Подобные некорректности были допущены, например, в работах Кестера, в частности в его последней итоговой работе [23].

В таблице приведены данные, полученные в результате учета некоторых систематических погрешностей, где поправка, связанная с агрегатным состоянием образца,  $\Delta\sigma = \sigma_{\text{exp}}(1 - S)$ , а  $S$  — величина, близкая к единице. О ее определении см., например, [24]. Следует заметить, что, как было показано в работе [25], вводить поправки на агрегатное состояние вещества при энергиях нейтронов ниже 1 эВ можно, как правило, лишь с большой неопределенностью.

$E$ , эВ	$\Delta\sigma$ , б	$\Delta\sigma_{\text{Sch}}$ , б	$\Delta\sigma_{\text{abs}}$ , б
0,1	0,1	$10^{-3}$	$10^{-2}$
1,3	$7 \cdot 10^{-3}$	—	—
100	$10^{-4}$	$10^{-2}$	$6 \cdot 10^{-4}$

Определение систематических погрешностей (а с большой вероятностью есть еще и невыявленные) представляет собой существенную трудность при извлечении  $a_{ne}$  из экспериментов, а ведь в большинстве из них вклад  $n$ - $e$ -взаимодействия не превышает 1–1,5% от дифференциального или полного измеряемого сечения. Существенно также то, что вклад измеряется с погрешностью не хуже 2–3%. Таким образом, практически всегда существует опасность либо недостаточно точного учета систематических погрешностей, либо просто неучета источников их происхождения.

Поэтому гораздо более предпочтительными оказываются опыты с относительно большим вкладом  $n$ - $e$ -взаимодействия в измеряемую величину. Такими являются, например, опыты группы Д. Юза [26] по измерению угла полного отражения тепловых нейтронов от границы жидкого кислорода и висмута. Отражение вызвано нескомпенсированным ядерным рассеянием и  $n$ - $e$ -взаимодействием примерно в равной степени. Результат:  $a_{ne} = -1,39(13) \cdot 10^{-16}$  см.

Другим экспериментом с большим измеряемым эффектом являются дифракционные опыты, проведенные группой физиков Дубны [27], на монокристаллах вольфрама из различных смесей его изотопов, имеющих длины рассеяния в 10–15 раз меньше, чем у естественной изотопической смеси вольфрама. В таких опытах вклад  $n$ - $e$ -взаимодействия составлял 20–25%, а не 1–1,5%. В процессе измерений был обнаружен и измерен вклад дополнительного источника систематической погрешности — магнитного гетерофазного состояния вольфрама (пара- и ферромагнитной фаз, существующих одновременно) [28]. Результат измерений:  $a_{ne} = -1,60(5) \cdot 10^{-16}$  см. Он не противоречит теории Юкавы, а находится с ней в полном согласии.

В заключение хотелось бы заметить, что новые эксперименты по измерению длины  $n$ - $e$ -рассеяния были бы, конечно, желательны, но лишь при искомом эффекте порядка нескольких десятков процентов. Трудно согласиться с необходимостью изменения теории Юкавы в периферических областях нейтрона.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. *Condon E. U.* // Phys. Rev. 1936. V. 49. P. 459.
2. *Иваненко Д. Д.* // ЖЭТФ. 1941. Т. 11. С. 197.
3. *Yukawa H.* // Proc. Phys. Math. Soc. Jap. 1935. V. 17. P. 48.
4. *Havens W. et al.* // Phys. Rev. 1947. V. 72. P. 634.
5. *Fermi E., Marchall L.* // Phys. Rev. 1947. V. 72. P. 1139.
6. *Александров Ю. А.* // Материалы XVII зимней школы ЛИЯФ. Ленинград, 1982. С. 254.
7. *Бунатян Г. Г.* // ЯФ. 1987. Т. 46. С. 604.
8. *Alexandrov Yu.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1989. V. 284. P. 134.
9. *Alexandrov Yu.* // Proc. ISINN-3. Dubna: JINR, 1995. P. 243.
10. *Foldy L.* // Phys. Rev. 1951. V. 83. P. 688L.
11. *Foldy L.* // Phys. Rev. 1952. V. 87. P. 688.
12. *Foldy L.* // Rev. Mod. Phys. 1958. V. 30. P. 471.
13. *Sears V. F.* // Phys. Rep. 1986. V. 141. P. 281.
14. *Bethe H. A., Hoffmann F.* Mesons and Fields. V. 2: Mesons. N. Y., 1955. P. 358.

15. *Frauenfelder H., Henley E.M.* Subatomic Physics. New Jersey, 1974.
16. *Bernstein J.* Elementary Particles and their Currents. San Francisco and London, 1968.
17. Experimental Nuclear Physics. / Ed. Segre E. V.2. N.Y. and London, 1953.
18. *Schweber S.S.* An Introduction to Relativistic Quantum Field Theory. N. Y., 1961.
19. *Koester L. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1976. V. 36. P. 1021.
20. *Alexandrov Yu. A.* Fundamental Properties of the Neutron. Oxford: Clarendon Press, 1992.
21. *Krohn V., Ringo G.* // Phys. Rev. 1966. V. 148. P. 1303; D. 1976. V. 8. P. 1305.
22. *Свергун Д. И., Фейгин Л. А.* Рентгеновское и нейтронное малоугловое рассеяние. М.: Наука, 1986.
23. *Koester L. et al.* // Phys. Rev. C. 1995. V. 51. P. 3363.
24. *Kopecky S. et al.* // Proc. Int. Conf. on Nucl. Data for Sci. and Technol., Gatlinburg, May 9–13, 1994. V. 1. P. 133.
25. *Binder K.* // Phys. Status Solidi. 1970. V. 41. P. 767.
26. *Hughes D. J. et al.* // Phys. Rev. 1953. V. 90. P. 497.
27. *Александров Ю. А. и др.* // ЯФ. 1974. Т. 20. С. 1190.
28. *Александров Ю. А. и др.* // ЖЭТФ. 1985. Т. 89. С. 34.

Получено 24 мая 2010 г.



Редактор *А. И. Петровская*

Подписано в печать 01.07.2010.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 0,68 Уч.-изд. л. 0,82 Тираж 290 экз. Заказ № 57031.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований  
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: [publish@jinr.ru](mailto:publish@jinr.ru)

[www.jinr.ru/publish/](http://www.jinr.ru/publish/)