

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

ИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НЕЙТРОНА С ЭЛЕКТРОНОМ

Силы, действующие между нейтроном и электроном, не могут быть кулоновскими, так как нейтрон не имеет электрического заряда. Эти силы не могут быть и ядерного характера, поскольку электрон не наделён нуклеонным зарядом. Рассматриваемое взаимодействие, в основном, объясняется двумя причинами. Во-первых, нейтрон имеет аномально большой магнитный момент, равный $\mu_n = 1,91$ ядерного магнетона. Поэтому должны проявиться силы взаимодействия магнитного момента нейтрона с электромагнитным полем электрона. Во-вторых, в соответствии с мезонной теорией, нейтрон испытывает непрерывные превращения в протон и π -мезон

$$n \rightleftharpoons p + \pi^-.$$

Из оценки магнитных моментов частиц приходят к заключению, что примерно 20% времени нейтрон проводит в диссоциированном состоянии. Поэтому при проникновении электрического поля электрона в мезонное облако диссоциированного нейтрона (размер порядка 10^{-13} см) должны проявиться силы притяжения между электроном и нейтроном¹. Наиболее интересна вторая часть описываемого взаимодействия.

По оценке Ферми¹ сечение взаимодействия нейтрона с электроном $\sigma_e \approx 10^{-37}$ см². При современной лабораторной технике процессы с таким сечением не могут быть экспериментально обнаружены. Однако в конкретном опыте электроны не являются свободными, а входят в состав атома, размер которого порядка 10^{-8} см. Если при этом опыт выполняется с тепловыми нейтронами, длина волны которых $\lambda = \frac{h}{p}$ также

порядка 10^{-8} см, то существенно сказываются явления интерференции рассеянной нейтронной волны. Амплитуда когерентно рассеянной на ядре нейтронной волны (a) будет складываться с амплитудой рассеяния на электронах (b), так что полное взаимодействие с атомом будет равно $\sigma_a = 4\pi(a+b)^2 = \sigma_n + 2\sqrt{\sigma_n\sigma_e} + \sigma_e$, где σ_e пренебрежимо мало. С другой стороны, амплитуда нейтронной волны, рассеянной на электронах атома (размеры рассеивающего объема сравнимы с длиной волны падающего излучения), будет зависеть от угла рассеяния и энергии нейтрона.

В первом опыте, выполненном Ферми и Маршаллом², изучалось рассеяние тепловых нейтронов в ксеноне. Авторы полагали, что взаимодействие магнитного момента нейтрона с атомом будет исключено, так как атом Xe не имеет магнитного момента. Кроме того, интерференция нейтронной волны на группе атомов не проявится (молекула состоит из одного атома). Эффект связывался ими с диссоциацией нейтрона. В упомянутом и последующем³ опытах измерялось отношение числа нейтронов, рассеянных под углами 45° и 135° к направлению исходного пучка нейтронов. В системе центра тяжести сталкивающегося нейтрона и атома

ядерное рассеяние изотропно, а электронное (на электронах атома) существенно анизотропно. Отношение числа нейтронов, рассеянных под углами 45° и 135° , равно:

$$\frac{d\sigma(45^\circ)}{d\sigma(135^\circ)} = 1 + \frac{2ab}{\sigma_a/4\pi} \left[\left(\int n F d\lambda \right)_{45^\circ} - \left(\int n F d\lambda \right)_{135^\circ} \right],$$

где σ_a — полное сечение ядерного рассеяния, F — атомный фактор рассеяния монохроматических нейтронов электрона атома, а n учитывает энергетическое распределение нейтронов по длинам волн. При сравнении экспериментальных результатов с расчётными вводится поправка на движение центра тяжести (переход к лабораторной системе координат). Для Хе эта поправка³ составляет 2,1%, в то время как эффект рассеяния на электронах на порядок меньше.

Большие ошибки первого опыта позволили лишь определить² порядок энергии взаимодействия нейтрона с электроном при расстоянии между ними, равном классическому радиусу электрона $r_0 = 2,8 \cdot 10^{-13}$ см; $V_0 = -500 \pm 5000$ эв. Если характеризовать взаимодействие потенциальной ямой шириной r_0 , то глубина этой ямы равна V_0 . Позже опыт был повторен³ в более совершенных условиях: улучшена коллимация и увеличена мощность пучка тепловых нейтронов, увеличена эффективность индикации нейтронов. Опыты выполнялись с Ag, Kг и Хе. По опытам с Ag экспериментально определялась поправка на движение центра тяжести. Из опытов с Kг и Хе вычислялась энергия взаимодействия нейтрона с электроном: $V_0 = -5020 \pm 13\%$ эв (Kг) и $-2860 \pm 16\%$ эв (Хе). Средняя из этих величин приведена в таблице.

Экспериментально найденная энергия взаимодействия нейтрона с электроном (V_0 в эв)

Из опытов по рассеянию ³	-4100 ± 1000
По измерениям пропускания ⁶	-5300 ± 1000
По отражению ⁷	-4200 ± 700
Среднее из экспериментальных значений	-4530 ± 500

Одновременно с опытами по рассеянию нейтронов группа Раби определяла энергию взаимодействия нейтронов с электронами по измерениям пропускания расплавленными металлами монохроматических тепловых нейтронов с энергией порядка 10^{-2} эв^{4, 5, 6}. В этом методе находят сечение взаимодействия тепловых нейтронов с атомами жидкости (σ_a) в функции энергии нейтронов λ

$$\sigma_a = \sigma_n + 2abF(\lambda) + P(\lambda),$$

где σ_n — полное сечение взаимодействия нейтрона с ядром, $F(\lambda)$ — учитывает интерференцию нейтронов на электронах атома, а $P(\lambda)$ интерференцию нейтронов в жидкости. В области энергий нейтронов 0,1—2 Å полное сечение изменяется на несколько процентов, но многочисленные поправки затрудняют определение сечения взаимодействия нейтронов с электронами $\sigma_e = 4\pi b^2$.

В первых опытах, выполненных с расплавленным свинцом⁴ и висмутом⁵ был определён только порядок энергии взаимодействия: $V_0 \sim 2500$ эв.

В дальнейшем, в опыте с расплавленным Вi точно учитывались необходимые поправки: сечение захвата нейтрона ядром, пропорциональное λ (для $0,026 \text{ эв}$ оно равно $0,035 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$), поправка на движение центра тяжести, пропорциональная $0,011 \lambda^2$, рассеяние нейтронов в жидкости $P(\lambda) = 0,095 \lambda^2$. Полученная в результате энергия взаимодействия приведена во второй строке таблицы.

В кратком сообщении группы, работающей над отражением нейтронных пучков⁷, приводится значение энергии взаимодействия нейтрона с электроном, полученное по измерению критического угла полного отражения нейтронов (третья строка таблицы). Хорошо коллимированный пучок нейтронов направляется на полированную с оптической точностью зеркальную поверхность. Если фаза нейтронной волны при рассеянии не меняется ($a > 0$), то существует критический угол между направлением пучка нейтронов и плоскостью зеркала, начиная с которого наступает полное отражение нейтронов. При этом критический угол определяется сечением рассеяния. Для компенсации ядерного рассеяния в описываемых опытах висмутовое зеркало покрывалось жидким кислородом (когерентное рассеяние нейтронов от ядер Вi и О равно по абсолютной величине, но противоположно по фазе). По измеренному критическому углу отражения вычислялось сечение взаимодействия нейтронов с электронами.

Как видно из таблицы, результаты, полученные различными методами, в пределах ошибок измерений совпадают. Усредняя независимые данные, находим среднее из экспериментальных значений $V_0 = -4530 \pm 530 \text{ эв}$. Эта энергия на три порядка меньше энергии ядерного взаимодействия частиц, в силу чего и потребовались тонкие опыты.

В первых опытах^{2,4} ошибочно полагали, что при столкновении нейтрона с атомом, не имеющим магнитного момента, диссоциация нейтрона полностью объясняет взаимодействие нейтрона с электронами атома. При этом не учитывались силы, действующие между магнитным моментом нейтрона и электростатическим полем электрона, которое в опытах не компенсируется. Фолди^{8,9}, применяя соотношения электродинамики, вычислили это взаимодействие и нашёл его равным $V_0 = -4080 \text{ эв}$, т. е. разность между этой частью взаимодействия и экспериментальным значением меньше 450 эв . Эта разность должна быть связана с диссоциацией нейтрона.

Взаимодействие с учётом диссоциации нейтрона вычисляется по мезонной теории. Применяя псевдоскалярный вариант мезонной теории для полной энергии взаимодействия нейтрона с электроном, получили¹⁰ величину $V_0 = -5380 \text{ эв}$. В симметричном псевдоскалярном варианте теории¹¹ полная энергия взаимодействия на 1208 эв больше энергии взаимодействия магнитного момента с электрическим полем электрона. Остальные варианты мезонной теории предсказывают ещё большую величину взаимодействия. В⁹ подводится итог экспериментальным и теоретическим работам, рассматривающим взаимодействие нейтрона с электроном. При этом отмечается, что мезонная теория сталкивается с новой трудностью объяснения малой величины взаимодействия электрона с нейтроном, обладающим anomalно большим магнитным моментом. Отмеченные трудности не могут разрешить существующие варианты мезонной теории.

И. В.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Э. Ферми, Лекции по атомной физике, ИЛ, Москва, 1952.
2. E. Fermi and L. Marshall, Phys. Rev., **72**, 1139 (1947). Научно-реферативный сб., вып. IV, реферат 58 (1948).
3. M. Hamermesh, G. K. Ringo and A. Wattenberg, Phys. Rev., **85**, 483 (1952).

4. W. W. Havens, I. I. Rabi and L. J. Rainwater, Phys. Rev., **72**, 634 (1947). Научно-реферативный сб., вып. IV, реферат 57 (1948).
 5. L. J. Rainwater, I. I. Rabi and W. W. Havens, Phys. Rev., **75**, 1295 (1949).
 6. W. W. Havens, L. J. Rainwater and I. I. Rabi, Phys. Rev., **82**, 345 (1951).
 7. J. A. Harver, D. J. Hughes and M. D. Goldberg, Phys. Rev., **87**, 220 (1952).
 8. L. L. Foldy, Phys. Rev., **83**, 688 (1951).
 9. L. L. Foldy, Phys. Rev., **87**, 693 (1952).
 10. B. D. Fried, Phys. Rev., **86**, 434 (1952).
 11. S. Borowitz, Phys. Rev., **86**, 567 (1952).
-