

ИЗМЕРЕНИЕ ПЕРИОДА ПОЛУРАСПАДА НЕЙТРОНА

*Л.Н.Бондаренко, В.В.Кургузов, Ю.А.Прокофьев,
Е.В.Рогов, П.Е.Спивак*

На пучке нейтронов реактора ИРТМ методом регистрации протонов был измерен период полураспада нейтрона. В результате получено значение $T_{1/2} = 10,13 \pm 0,09$ мин. Вычисленное отношение $G_A^*/G_V^* = 1,279 \pm 0,006$.

Известное сейчас наиболее точное значение периода полураспада нейтрона $T_{1/2} = 10,61 \pm 0,16$ мин было получено в работе [1]. В этой работе с помощью детектора с геометрией, близкой к 4π , регистрировались электроны, возникающие при распаде нейтронов. Другой метод определения периода полураспада нейтрона, основанный на измерении скорости счета протонов, был применен в ранее опубликованной работе [2]. Как нам сейчас очевидно, завышенное значение $T_{1/2} = 11,7 \pm 0,3$ мин было получено в этой работе вследствие того, что в установке, на пути протонов между ограничительными диафрагмами, давление остаточных газов было в 10 – 20 раз выше измеренного авторами вблизи вакуумного насоса. Большое сечение перезарядки ($\sim 2 \cdot 10^{-15}$ см²) должно было приводить к нейтрализации около 10% протонов распада.

Вместе с тем, примененный в работе [2] метод, как нам кажется, позволяет избежать значительных трудностей в корректном определении эффективности и величине компонент фона, способных внести ошибку в результаты.

В настоящем сообщении приводятся основные результаты измерений периода полураспада нейтрона, выполненные указанным методом.

На рис. 1 показана принципиальная схема установки. Камера, изготовленная из нержавеющей стали, обезгаживалась и откачивалась безмасляными насосами. Давление остаточных газов, измеренное в месте прохождения протонов между диафрагмами D_1 и D_2 , не превышало $(2 \div 3) \times 10^{-8}$ тор. Протоны распада, после прохождения диафрагмы D_2 , ускорялись до 25 кэВ и фокусировались на окно детектора.

Константа распада λ связана с измеряемой скоростью счета протонов N_p , равенством

$$N_p C \equiv f_p = \lambda \iint q(\mathbf{r}) d\Omega dV \dots \quad (1)$$

где f_p – поток протонов, падающих на диафрагму D_2 и $q(\mathbf{r})$ – абсолютные значения плотности нейтронов пучка.

Это равенство может быть представлено в виде

$$f_p = \lambda Q_S \epsilon, \quad (2)$$

где Q_S – абсолютное значение интегральной плотности нейтронов по сечению пучка, $\epsilon = \iint \rho(\mathbf{r}) dV d\Omega / \int \rho(\mathbf{r}) dS$ и $\rho(\mathbf{r})$ – распределение плотности нейтронов по сечению пучка.

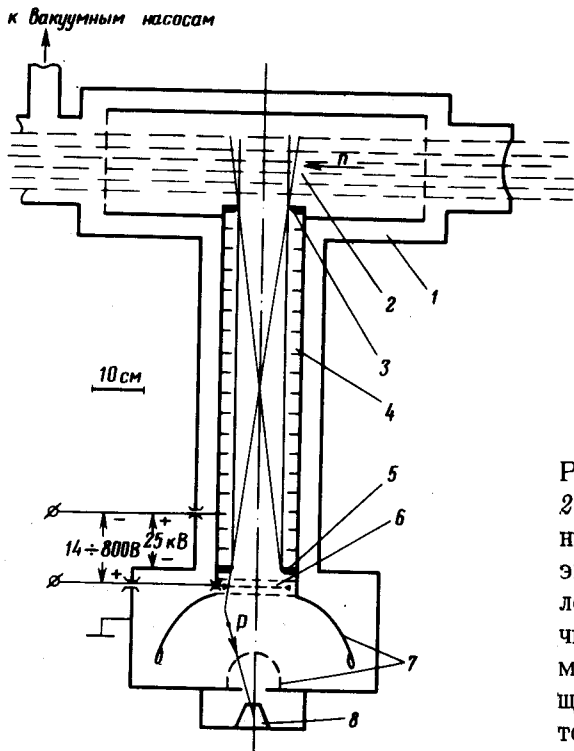


Рис. 1. 1 – Вакуумная камера; 2 – пучок нейтронов; 3 – ограничительная диафрагма D_1 ; 4 – экран, ограничивающий бесполое пространство; 5 – ограничивающая диафрагма D_2 ; 6 – тормозящая сетка; 7 – фокусирующие электроды; 8 – детектор протонов

Измерение скорости счета протонов N_p производилось с помощью пропорционального дрейфового счетчика, наполненного CH_4 до давления 8 мм. Окно счетчика, диаметром 17 мм, закрывалось органической пленкой толщиной 20 мкг/см². Контрольные измерения распределения интенсивности протонов по окну счетчика, показали, что 90% интенсивности сосредоточено на диаметре 10 мм со спадом до уровня 0,15% на диаметре 13 мм.

Процедура измерений заключалась в попеременном измерении фона при потенциале 800 В на сетке 6 (рис. 1) и суммарной величины эффекта и фона при потенциале 14 В на этой сетке. Подаваемый на сетку 6 потенциал 800 В задерживает все протоны и не меняет величину ни основной компоненты фона, обязанной своим происхождением быстрым нейтронам, ни интенсивности и спектра электронов, которые детектировались счетчиком в первых каналах анализатора. На рис. 2 показаны результаты измерений. Экстраполированное значение скорости счета протонов оказалось равным 0,848 сек⁻¹ с погрешностью $\pm 0,23\%$. В эту величину были введены поправки: одна из них учитывает обратное рассеяние протонов, падающих на пленку окна счетчика (контрольные измерения с источником H_1^+ показали, что величина этой поправки составляет $0,25 \pm 0,15\%$); другая поправка учитывает результаты контрольных опытов на пучке нейтронов, перекрытом заслонкой из Cd, (наблюдался некоторый избыток в скорости счета – $(0,27 \pm 0,2)\%$ от ожидаемой интенсивности, соответствующей измеренной плотности нейтронов за Cd).

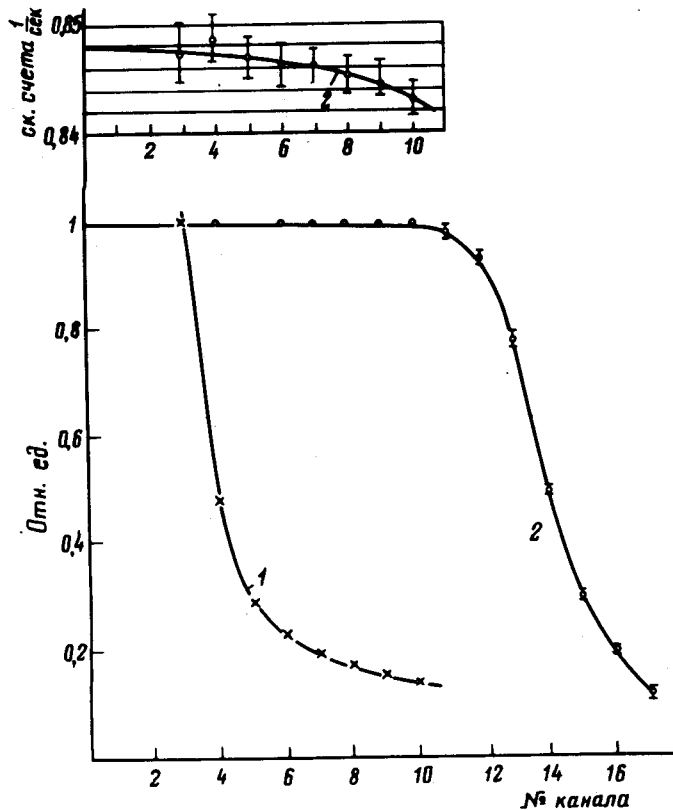


Рис. 2. Интегральный спектр амплитуд импульсов: 1 — фон; 2 — протоны распада

Коэффициент C , связывающий поток протонов f_p с измеренной скоростью счета протонов N_p , учитывает потерю части протонов — 0,36% — с энергией меньшей 14 эВ и поглощение протонов в сетках, проникаемость которых, измеренная теньвым методом с помощью источника α -частиц, оказалась равной $0,8716 \pm 0,0025$.

Измерение интегральной плотности нейтронов Q_S производилось методом активации тонких золотых фольг (~ 14 мгр/см²), полностью перекрывающих пучок нейтронов. Как известно этот метод является в настоящее время наиболее точным и используется для калибровки других индикаторов плотности нейтронов, для которых определение их эффективности и числа атомов мишени встречает значительные трудности.

Контрольные опыты показали, что методические погрешности, возникающие при учете закадмиевого эффекта и поправки на отклонения хода сечения от закона $1/v$, не превышали $\pm 0,5\%$. Измерения абсолютных активностей облученных фольг производились на калибруемой установке $\beta\gamma$ -совпадений. Погрешность измерений — $\pm 0,3\%$ была близка к погрешности опорных измерений активности тонкого слоя золота методом $4\pi\beta\gamma$ -совпадений. Величина ϵ была рассчитана на ЭВМ методом Монте-Карло на основании измеренного распределения плотности нейтронов и геометрических параметров установки. Погрешность ϵ учитывает погрешность самого расчета, ошибки в знании координат элементов пучка относительно ограничивающих диафрагм и погрешность в измерении диаметров диафрагм и расстояний между ними.

Т а б л и ц а 1

f_p , сек ⁻¹	0,976 ± 0,004
Q_S , 10 ⁵ см ⁻¹	1,0025 ± 0,0065
ϵ , 10 ⁻³ см	8,538 ± 0,0024

Подстановка представленных в табл. 1 величин в равенство $T_{1/2} = \ln 2 / (f_p 60 Q_S \epsilon)$ приводит к значению периода полураспада нейтрона: $T_{1/2} = 10,13 \pm 0,09$ мин.

Т а б л и ц а 2

Метод	λ	Ссылка	Год
Ft — нейтрона и $0^+ \rightarrow 0^+$ перехода	1,279 ± 0,006	настоящая работа [1]	1978
	1,244 ± 0,011		1972
Электрон-спиновая корреляция	1,258 ± 0,015	[6]	1975
	1,261 ± 0,012	[7]	1977
Электрон-нейтринная корреляция	1,250 ± 0,036	[8]	1975

В табл. 2 приведены значения $|\lambda| = G_A/G_V$, полученные различными методами. Данные настоящей работы рассчитаны по методу работы [3] с использованием последних значений $Ft_{0^+ \rightarrow 0^+} = 3086,6 \pm 3,5$ [4] и $f_{(n)} = 1,693 \pm 0,002$ [5]; данные работы [1] пересчитаны нами таким же образом.

Авторы выражают свою благодарность П.Н.Орлову за участие в создании установки, А.Ю.Куликову за разработку электронной аппаратуры, а также Ю.В.Гапонову и В.Н.Тихонову за полезные обсуждения результатов.

Авторы благодарны В.Н.Чернышевичу и всему коллективу работников ИРТМ ИАЭ им. И.В.Курчатова, помогавшим в проведении этой многолетней работы.

Институт атомной энергии
им. И.В.Курчатова

Поступила в редакцию
28 июля 1978 г..

Литература

- [1] С. Christensen, А. Nielsen, А. Bahnsen, W. Brown, В. Rustad. Phys. Rev., D5, 1628, 1972.
- [2] А.Н. Сосновский, П.Е. Спивак, Ю.А. Прокофьев, И.Е. Кутиков, Ю.П. Добрынин. ЖЭТФ, 35, 10, 1958.

- [3] R. J. Blin-Stoyle, J. M. Freeman. Nucl. Phys., A150, 369, 1970.
- [4] H. Vonach et al. Nucl Phys., A278, 189, 1977.
- [5] Б.С.Джелепов, Л.Н.Зырянова, Ю.П.Суслов. Бета-процессы. М., Изд. Наука, 1972.
- [6] V. Krohn, G. Ringo. Phys. Lett., 55B, 175, 1975.
- [7] Б.Г.Ерозолимский, А.И.Франк, Ю.А.Мостовой, С.С.Арзуманов, Л.Р.Войцик. Точное измерение коэффициента корреляции спин-электрон в распаде поляризованных нейтронов и определение отношения G_A/G_V . Препринт ИАЭ-2963.
- [8] R. Dobrozemsky et al. Phys. Rev., D11, 510, 1975.
-