

**П И С Ь М А**  
**В ЖУРНАЛ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ**  
**И ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ**

ОСНОВАН В 1965 ГОДУ  
 ВЫХОДИТ 24 РАЗА В ГОД

ТОМ 62, ВЫПУСК 1  
 10 ИЮЛЯ, 1995

*Журнал поддерживается в 1995 году Российским фондом фундаментальных исследований по проекту N 95 – 02 – 91007*

Письма в ЖЭТФ, том 62, вып.1, стр.3 - 8

© 1995г. 10 июля

**ДОПОЛНИТЕЛЬНЫЙ РЕЗУЛЬТАТ ПО ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ**  
**НЕЙТРОНА, ИЗВЛЕЧЕННЫЙ ИЗ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО**  
**ХРАНЕНИЮ УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ**

*В.К.Игнатович*

*Лаборатория нейтронной физики им. И.М.Франка ОИЯИ,  
 141980 Дубна, Московская область, Россия*

Поступила в редакцию 18 апреля 1995 г.

После переработки 4 мая 1995 г.

Путем анализа результатов измерения времени жизни нейтрона в работе [1] показано, что одна из поправок — поправка на вытекание из щели заслонки, закрывающей сосуд хранения ультрахолодных нейтронов, должна иметь положительный знак. После изменения этого знака и усреднения погрешности по температурам время жизни нейтрона получается равным  $\tau_{\beta} = 887,6 \pm 2,3$ . Хотя этот результат лучше согласуется с принятым в настоящее время значением для  $\tau_{\beta}$ , его нельзя считать надежным, поскольку разброс полученных значений (возможный источник их обсуждается) почти на два порядка превосходит указанную авторами систематическую погрешность.

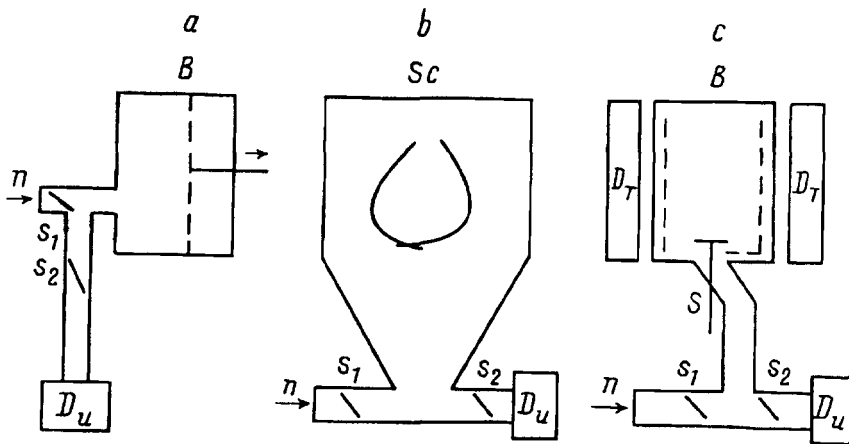
В литературе неоднократно декларируется необходимость измерения времени жизни нейтрона  $\tau_{\beta}$  относительно  $\beta$ -распада с высокой степенью точности (см., например, [2]). Поэтому предпринимаются все новые усилия в этом направлении, чтобы уменьшить имеющуюся в настоящее время погрешность в величине  $\tau_{\beta}$  до уровня порядка 0,1%.

Чтобы продемонстрировать насколько трудными являются эксперименты с ультрахолодными нейтронами (УХН), которые, тем не менее, дают наибольшую точность в определении  $\tau_{\beta}$ , достаточно указать на результаты, полученные тремя конкурирующими группами.

В работе [3] (рис.а) была получена величина

$$\tau_{\beta} = 887,6 \pm 3 \text{ с.} \quad (1)$$

Неопределенность связана в основном с систематической погрешностью, обусловленной необходимостью вводить гравитационную поправку. Эта погрешность зависит от спектра [4] и может быть уменьшена либо путем выбора



Схемы трех основных экспериментов для определения времени жизни нейтрона с помощью хранения УХН. В случае схем *a* нейтроны,  $n$  при закрытой заслонке  $s_2$  поступают в установку через открытую заслонку  $s_1$ , после чего заслонка  $s_1$  закрывается и нейтроны хранятся заданное время в сосуде *B* (в случае схемы *b*) нейтроны заполняют вакуумный кожух, а хранятся в ковше *Sc*.) В случае *a* в сосуде может меняться объем путем перемещения стенки, указанной пунктиром. В случае *c* в сосуд может быть введена показанная пунктиром дополнительная поверхность. Через заданное время открывается заслонка  $s_2$  и нейтроны, хранившиеся в сосуде, выпускаются на детектор УХН  $D_u$ . В случае *c* вокруг сосуда для хранения устанавливаются счетчики, регистрирующие количество УХН, нагревающихся во время хранения до тепловых энергий при соударении со стенками. *S* – дополнительная тарелочная заслонка, запирающая нейтроны в сосуде для хранения

нужной части спектра удерживаемых нейтронов, либо изменением постановки эксперимента [5].

В работе [6] (рис. *b*), в которой наряду с измерением времени хранения измерялся также спектр удерживаемых нейтронов и изменение спектра в процессе хранения, был получен результат:

$$\tau_{\beta} = 888,4 \pm 2,9 \text{ с.} \quad (2)$$

Этот результат был уточнен в подробной работе [7] и составляет теперь

$$\tau_{\beta} = 888,4 \pm 3,3 \text{ с,} \quad (3)$$

причем показывается, что систематическая погрешность составляет величину порядка 1с и основная неопределенность приходится на статистическую погрешность.

Наконец в работе [1] (рис. *c*) получен результат

$$\tau_{\beta} = 882,56 \pm 2,7 \text{ с.} \quad (4)$$

Заметим, что погрешности всех результатов фактически различаются всего лишь во втором знаке.

Официально принятая величина [8], усредненная по всем экспериментам, включая и УХН, составляет

$$\tau_{\beta} = 889,1 \pm 2,1 \text{ с.} \quad (5)$$

В настоящей работе на основании дедуктивного [9] анализа данных, приведенных в [1], получен результат, отличающийся от приведенного в [1]. Новый результат гораздо лучше согласуется с (5) и полностью совпадает с результатом (1). При этом погрешность измерений оказывается можно еще понизить на 0,4с. Таким образом, результаты измерений в [1] позволяют привести еще одну цифру

$$\tau_{\beta} = 887,6 \pm 2,3 \text{ с} \quad (6)$$

Правда, при этом возникает ряд вопросов, ответ на которые пока найти не удастся. Например, почему 5 из 20 серий измерений (или 25%) при анализе результатов были отброшены.

Анализ основан на изучении сводной таблицы поправок, приведенных в [1]. Но прежде чем анализировать эту таблицу напомним вкратце, как проводился эксперимент и как извлекалась из него величина  $\tau_{\beta}$ .

В эксперименте измерялись два времени хранения:  $\tau_1$  без дополнительных стенок и  $\tau_2$  — с дополнительными стенками (пунктир на рис.с):

$$\frac{1}{\tau_i} = -\frac{1}{t_i} \ln \frac{N_i(t_i)}{N_i(0)}, \quad (7)$$

где индекс  $i = 1, 2$  характеризует тип эксперимента (без дополнительных стенок и с ними, соответственно),  $N(0)$  — число накапливаемых нейтронов,  $N(t_i)$  — число нейтронов, оставшихся в сосуде после выдержки УХН в нем в течение времени  $t_i$ .

Чтобы получить  $\tau_{\beta}$  необходимо из  $\tau_i$  исключить  $\tau_a$  и  $\tau_{i,n}$ , характеризующие поглощение и неупругое рассеяние в стенках соответственно. Они связаны с  $\tau_i$  соотношениями

$$\frac{1}{\tau_i} = \frac{1}{\tau_{\beta}} + \frac{1}{\tau_{i,a}} + \frac{1}{\tau_{i,in}}. \quad (8)$$

Времена  $\tau_{i,n}$  и  $\tau_a$ , которые пропорциональны площади внутренней поверхности стенок сосуда, исключаются следующим образом:

Во время хранения нейтронов в ловушке детекторами тепловых нейтронов, установленными снаружи ( $D_T$  на рис.с), регистрируются тепловые нейтроны, возникающие в результате нагревания УХН на стенках. Полное число этих нейтронов  $N_{i,in}$ , зарегистрированное за время хранения  $t_i$ , полагается равным

$$N_{i,in} = \epsilon_{in} \frac{\tau_i}{\tau_{i,in}} [N_i(0) - N_i(t_i)], \quad (9)$$

где  $\epsilon_{in}$  — эффективность детекторов тепловых нейтронов.

Отношение  $r = N_{1,in}/N_{2,in}$  позволяет определить величину

$$\xi = \tau_{2,in}/\tau_{1,in}$$

с помощью выражения

$$r = \xi \frac{\tau_1 N_1(0) - N_1(t_1)}{\tau_2 N_2(0) - N_2(t_2)}. \quad (10)$$

Здесь, кроме  $\xi$ , все величины измеряемы. Зная  $\xi$ , мы легко получаем

$$\frac{1}{\tau_{\beta}} = \frac{1}{1 - \xi} \left( \frac{1}{\tau_1} - \xi \frac{1}{\tau_2} \right). \quad (11)$$

Для большей надежности эксперименты проводились при трех температурах: +20, -12 и -55°C. Количество нагретых нейтронов, зарегистрированных детекторами  $D_T$ , должно уменьшаться с понижением температуры, но отношение  $\xi$  должно оставаться неизменным.

Перейдем теперь к исследованию некоторых поправок, приведенных в табл.1, представляющей фрагмент из таблицы поправок работы [1].

Таблица 1

N	+20	-12	-55	среднее
0	880,16±6,89	881,27±1,67	891,99±3,98	882,08±1,50
1	0,00±0,02	-0,16 ± 0,02	-8,78 ± 0,88	-0,73 ± 0,36
...	...	...	...	...
S	+2,32±4,48	+1,32±2,30	-9,55 ± 1,73	+0,48±2,24
R	882,48±8,22	882,59±2,84	882,84±4,34	882,56±2,70

В этой таблице строка с номером 0 содержит величину  $\tau_\beta$ , извлекаемую из эксперимента с помощью выражения (11) без учета поправок, а строка 1 – поправку на вытекание из щели заслонки S (рис.с) во время хранения УХН. Знак этой поправки ни при каких условиях не может быть отрицательным.

Действительно, если кроме потерь в стенках при хранении УХН имеет место вытекание через щель заслонки S, то время, извлекаемое с помощью (11) и указанное в нулевой строке табл.1, представляет собой не  $\tau_\beta$ , а величину  $\tau'_\beta$ , которая содержит в себе время вытекания через щель  $\tau_s$ :

$$\frac{1}{\tau'_\beta} = \frac{1}{\tau_\beta} + \frac{1}{\tau_s}. \quad (12)$$

Отсюда

$$\frac{1}{\tau_\beta} = \frac{1}{\tau'_\beta} - \frac{1}{\tau_s} < \frac{1}{\tau'_\beta}, \quad (13)$$

а значит  $\tau_\beta > \tau'_\beta$ . Таким образом, любая поправка на вытекание через щель, а в эксперименте [1] она измерялась по счету детектора УХН  $D_u$ , должна быть положительной, а не отрицательной. Заметим, что подобную поправку на вытекание через щель уже приходилось учитывать ранее. Например, в известных экспериментах [10] по изучению аномалии УХН. И там она была положительной.

В двух последних строках фрагмента таблицы приведены суммарная поправка в строке S и окончательный результат при данной температуре в строке R. Если изменить знак поправки на вытекание в строке 1 табл. 1, то фрагмент должен выглядеть так, как показано в табл. 2, из которой и вытекает декларируемый выше результат (6).

Таблица 2

N	+20	-12	-55	среднее
0	880,16±6,89	881,27±1,67	891,99±3,98	882,08±1,50
1	0,00±0,02	+0,16±0,02	+8,78±0,88	+0,73±0,36
...	...	...	...	...
S	+2,32±4,48	+1,64±2,30	+8,01±1,73	+0,48±2,24
R	882,48±8,22	882,91±2,84	900,00±4,34	887,6±2,28

Нужно отметить удивительно счастливое стечение обстоятельств, что окончательная цифра совпадает с той, которая приведена в (1).

Заметим, что изменение сдвига не меняет погрешность, поэтому все погрешности в табл.2 оставлены такими же, как они и были в табл.1, за исключением окончательной величины, указанной в правом нижнем углу табл.2. Это связано с иным, чем в [1], способом вычисления окончательной погрешности. Она получается усреднением по всем данным в последней строке табл.2, а не как среднеквадратичная сумма погрешностей средней величины (правый верхний угол табл.1) и средней погрешности (предпоследняя строка в последней колонке).

Иными словами, если обозначить  $\sigma_{N,i}$  погрешность на пересечении строки с номером  $N$  и столбца с номером  $i+1$ , то приведенная в табл.2 окончательная погрешность  $\sigma_{R,4} = 2,28$  вычисляется по формуле

$$\sigma_{R,4} = 1/\sqrt{\sum_{i=1}^3 1/\sigma_{R,i}^2}, \quad (14)$$

тогда как погрешность  $\sigma_{R,4} = 2,70$ , приведенная в табл.1, получается при вычислении по формуле

$$\sigma_{R,4} = \sqrt{\sigma_{0,4}^2 + \sigma_{3,4}^2}. \quad (15)$$

На наш взгляд вычислять погрешность нужно по формуле (14).

К сожалению, результаты работы [1] не были опубликованы в подробном виде, чтобы можно было судить как вычислялись или оценивались те или иные поправки. Очень важной представляется поправка на изменение эффективности детекторов  $D_T$  с изменением температуры. Согласно работе [1] эта поправка составляет  $-0,32$ с. Этот результат, однако, противоречит разбросу величины  $\tau_\beta$  (последняя строка в табл.2), который составляет почти 20с и может означать систематическую погрешность.

Одним из источников систематической погрешности может быть предположение об одинаковой эффективности  $\epsilon_{in}$  в формуле (9) для хранения с дополнительной поверхностью и без нее. Если эффективность регистрации нагретых нейтронов меняется с введением дополнительной поверхности, то в соотношениях (9) вместо  $\epsilon_{in}$  следует писать  $\epsilon_{i,in}$ :

$$N_{i,in} = \epsilon_{i,in} \frac{\tau_i}{\tau_{i,in}} [N_i(0) - N_i(t_i)], \quad (16)$$

где  $\epsilon_{i,in}$  — эффективность регистрации нагретых нейтронов без дополнительной поверхности ( $i=1$ ) и с нею ( $i=2$ ).

Соответственно в отношении  $r$  (10) появляется дополнительный фактор  $\zeta = \epsilon_{1,in}/\epsilon_{2,in}$ :

$$r = \zeta \xi \frac{\tau_1 N_1(0) - N_1(t_1)}{\tau_2 N_2(0) - N_2(t_2)}. \quad (17)$$

Попытка исключить  $\tau_{in}$  и  $\tau_c$  из времени хранения  $\tau$ , определяемого с помощью детектора УХН, приводит к следующему результату:

$$\frac{1}{\tau_1} - \frac{\zeta \xi}{\tau_2} = \frac{1 - \zeta \xi}{\tau_\beta} + \frac{1 - \zeta}{\tau_{1,in}} + \frac{1 - \zeta}{\tau_{1,c}}, \quad (18)$$

т.е. возникает погрешность, пропорциональная  $1 - \zeta$ .

В работе [1] приводится поправка на изменение эффективности при введении дополнительной поверхности, но результат составляет всего 0,13с и никак не может объяснить итоговый температурный разброс в 20с.

Думается, что здесь может быть большая погрешность по следующим причинам. Представим себе, что нагревание нейтронов в боковых стенках описывается временем  $\tau_w$  и регистрация этих нейтронов счетчиками  $D_T$  происходит с эффективностью  $\epsilon_w$ , а нагревание при соударении с дном описывается временем  $\tau_b$  и регистрация происходит с эффективностью  $\epsilon_b$ . Поскольку положение боковых стенок и дна дополнительной поверхности по отношению к детекторам  $D_T$  отличаются от положений соответствующих частей основной, то  $\epsilon_w$  и  $\epsilon_b$  для основной и дополнительной поверхностей различны. Кроме того, нейтроны, нагретые на внутренней стороне дополнительной поверхности, на пути к детектору испытывают рассеяние и поглощение внутри дополнительных стенок, что является дополнительным источником изменения эффективности. Особенно это существенно для низких температур, когда спектр нагретых нейтронов становится мягче.

Исследования, результаты которых приведены в данной публикации, были возможны отчасти благодаря Гранту J6P100 от Международного научного фонда и Российского правительства. Автор благодарен Р. Голубу, С. Ламоро, В. Несвижевскому, Ю.Н. Покотиловскому, А.П. Сереброву, А.В. Стрелкову и В.Н. Швецову за обсуждение и поддержку данной работы, а также выражает свою неизменную признательность Игорю Каррону из техасского университета (Texas A&M University).

- 
1. В.Мампе, Л.Н.Бондаренко, В.И.Морозов и др., Письма в ЖЭТФ **57**, 77 (1993).
  2. J.M.Pendlebury, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **43**, 687 (1993).
  3. W.Mampe, P.Ageron, J.C.Bates et al., Nucl. Instr. & Meth. A **284**, 111 (1989).
  4. В.К.Игнатович, ЯФ **53**, 1297 (1991).
  5. J.M.Pendlebury, D.J.Richardson, Nucl. Instr. & Meth. A **337**, 504 (1994).
  6. В.П.Алфименков, В.В.Варламов, А.В.Васильев и др., Письма в ЖЭТФ **52**, 984 (1990).
  7. В.П.Алфименков, В.В.Несвижевский, А.П.Серебров и др., ЖЭТФ **102**, 740 (1992).
  8. Review of particle properties, Phys. Rev. D **45**, No. 11, II-25 (1992).
  9. J.Maddox, Nature **370**, 323 (1994).
  10. В.П.Алфименков, А.Д.Стойка, А.В.Стрелков, ОИЯИ РЗ-80-761, Дубна, 1980.