Письма в ЖЭТФ, том 95, вып. 5, с. 248 – 252 © 2012 г. 10 марта

Анализ и корректировка результата эксперимента по измерению времени жизни нейтрона

С. С. Арзуманов[1], *Л. Н. Бондаренко, В. И. Морозов, Ю. Н. Панин, С. М. Чернявский*

Научно-исследовательский центр "Курчатовский институт", 123183 Москва, Россия

Поступила в редакцию 30 декабря 2011 г.

После переработки 30 января 2011 г.

Введены поправки в результат проведенных авторами измерений времени жизни нейтрона, составлявший $\tau_\beta = 885.4 \pm 0.9_{\rm stat} \pm 0.4_{\rm syst}$ с. Новое скорректированное значение $\tau_\beta = 881.6 \pm 0.8_{\rm stat} \pm 1.9_{\rm syst}$ с.

В последнее время появились новые результаты по измерению времени жизни нейтрона [1–3], заметно (на 5–6 с) отличающиеся от среднемирового значения, составляющего 885.7(0.8) с [4]. Поскольку в среднемировое значение заметный вклад дала величина $\tau_\beta = 885.4\pm0.9_{\rm stat}\pm0.4_{\rm syst}$ с из нашей работы [5], нами был предпринят дополнительный анализ этого результата. Кроме того, критический анализ этого же результата был выполнен в работах [6, 7].

Метод измерения τ_β в [5] основан на хранении ультрахолодных нейтронов (УХН) в двух сосудах с жидкостным фторополимерным покрытием с разной частотой соударений УХН со стенками (рис. 1). В геометрии 1 нейтроны хранились в пространстве внутреннего сосуда *7*, а в геометрии 2 – в щелевом пространстве между сосудами *7* и *8*. Вакуумный кожух сосуда был окружен 24 счетчиками тепловых нейтронов *10*, которые регистрировали УХН, испытавшие неупругое рассеяние при взаимодействии со стенками сосудов.

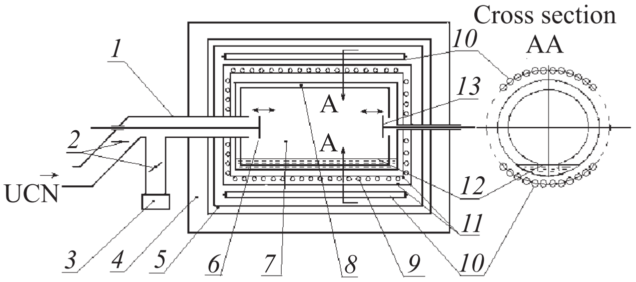

Рис. 1. Схема установки из работы [5]: *1* – подводящий нейтроновод, *2* – заслонки УХН, *3* – детектор УХН, *4* – борированный полиэтилен, *5* – кадмиевый чехол, *6* – заслонка внутреннего сосуда, *7* – внутренний сосуд, *8* – внешний сосуд, *9* – змеевик охлаждения, *10* – детектор тепловых нейтронов, *11* – двойной вакуумный кожух, *12* – уровень жидкого фторополимера, *13* – заслонка щелевого пространства между внутренним и внешним сосудами

В процессе хранения УХН определялись полные вероятности их утечки из сосудов:

$$\lambda^{(1)} = \lambda_\beta + \lambda_i^{(1)} = \frac{1}{T^{(1)}}\ln(N_i^{(1)}/N_f^{(1)}),$$

$$\lambda^{(2)} = \lambda_\beta + \lambda_i^{(2)} = \frac{1}{T^{(2)}}\ln(N_i^{(2)}/N_f^{(2)}),$$

где $N_i^{(1)}$, $N_f^{(1)}$, $N_i^{(2)}$, $N_f^{(2)}$ – количества УХН, зарегистрированных при вытекании из сосудов, $T^{(1)}$, $T^{(2)}$ – длительность интервалов хранения (индексы "1" и "2" определяют геометрию, "i" и "f" относятся к начальному и конечному моментам хранения), $\lambda_\beta = 1/\tau_\beta$, $\lambda_l^{(1)}$ и $\lambda_l^{(2)}$ – вероятности потерь УХН при их взаимодействии со стенками сосуда. Вероятности утечки УХН за счет их взаимодействия со стенками

$$\lambda_l^{(1)} = \frac{J^{(1)}\lambda^{(1)}\varepsilon^{(1)}(\sigma_{ie}+\sigma_c)}{(N_i^{(1)}-N_f^{(1)})\varepsilon_{th}^{(1)}\sigma_{ie}},$$

$$\lambda_l^{(2)} = \frac{J^{(2)}\lambda^{(2)}\varepsilon^{(2)}(\sigma_{ie}+\sigma_c)}{(N_i^{(2)}-N_f^{(2)})\varepsilon_{th}^{(2)}\sigma_{ie}},$$

где $\varepsilon^{(1)}$ и $\varepsilon^{(2)}$ – эффективности регистрации УХН, $J^{(1)}$ и $J^{(2)}$ – количество нейтронов, зарегистрированных внешним детектором на интервале хранения, $\varepsilon_{th}^{(1)}$ и $\varepsilon_{th}^{(2)}$ – эффективности регистрации неупругорассеянных УХН, σ_{ie} и $\sigma_{\rm c}$ – вероятности неупругого рассеяния и захвата при взаимодействии УХН со стенками сосуда хранения. Если $\varepsilon^{(1)} = \varepsilon^{(2)}$ и $\varepsilon_{th}^{(1)} = \varepsilon_{th}^{(2)}$, то отношение вероятностей потерь $\xi = \dfrac{\lambda_l^{(2)}}{\lambda_l^{(1)}} = \dfrac{J^{(2)}\lambda^{(2)}(N_i^{(1)}-N_f^{(1)})}{J^{(1)}\lambda^{(1)}(N_i^{(2)}-N_f^{(2)})}$, откуда $\lambda_\beta = \dfrac{\xi\lambda^{(2)}-\lambda^{(1)}}{\xi-1}$. Более точное соотношение для величины ξ, связанное с использованием широкого спектра УХН, приведено в [5, 8].

[1]e-mail: sarzumanov@yandex.ru

Поправки к величине τ_β [c], введенные в работе [5] и после рассмотренных ниже коррекций

№	Значение	Данные [5]		После коррекций	
1	Нескорректированное значение	887.9	± 0.80	887.55	± 0.83
2	Поправка на потери УХН в процессе регистрации (неравенство $\varepsilon^{(1)} \neq \varepsilon^{(2)}$)	-3.1	± 0.36	-4.3	± 0.28
3	Поправка на разность эффективностей регистрации (неравенство $\varepsilon_{th}^{(1)} \neq \varepsilon_{th}^{(2)}$)	$+0.6$	± 0.3	-1.6	± 1.86
4	Поправка на неравенство температуры сосудов	0.0	± 0.15	0.0	± 0.15
5	Поправка на примесь надграничных нейтронов в спектре УХН	0.0	± 0.21	0.0	± 0.21
6	Поправка на утечку УХН за счет рассеяния и захвата на молекулах остаточного газа	0.0	± 0.18	0.0	± 0.18

Статистическая погрешность результата λ_β определялась через статистические погрешности измерения шести величин, $N_i^{(1)}$, $N_f^{(1)}$, $N_i^{(2)}$, $N_f^{(2)}$, $J^{(1)}$, и $J^{(2)}$ с привлечением данных о зависимостях скорости счета детекторов тепловых нейтронов $j^{(1)}(t)$, $j^{(2}(t)$ на интервалах хранения. Методическая погрешность $(\Delta\lambda_\beta)_m$, обусловленная возможными неравенствами эффективностей, $\varepsilon^{(1)} \neq \varepsilon^{(2)}$, $\varepsilon_{th}^{(1)} \neq \varepsilon_{th}^{(2)}$, а также неравенством $\left(\frac{\sigma_{ie}+\sigma_c}{\sigma_{ie}}\right)^{(1)} \neq \left(\frac{\sigma_{ie}+\sigma_c}{\sigma_{ie}}\right)^{(2)}$, определялась как

$$\frac{(\Delta\lambda_\beta)_m}{\lambda_\beta} = \frac{\lambda_l^{(1)}}{\lambda_\beta}\frac{\xi}{\xi-1}\frac{\Delta\xi}{\xi}, \qquad (1)$$

где $\Delta\xi$ – погрешность, обусловленная этими факторами. Сдвиг величины τ_β при $\frac{\Delta\xi}{\xi} = \frac{\varepsilon^{(2)}-\varepsilon^{(1)}}{\varepsilon^{(1)}} > 0$ был отрицательным, а при $\frac{\Delta\xi}{\xi} = \frac{\varepsilon_{th}^{(2)}-\varepsilon_{th}^{(1)}}{\varepsilon_{th}^{(2)}} > 0$ положительным.

Было выполнено 3 серии измерений при температурах $+20$, -8 и $-26\,^\circ$C.

В работе [5] окончательный усредненный результат после введения всех поправок, представленных в таблице, составил $\tau_\beta\,[\mathrm{c}] = 885.4 \pm 0.9_{\mathrm{stat}} \pm 0.4_{\mathrm{syst}}$.

Нами был проведен ряд дополнительных исследований и выполнен повторный анализ ранее полученных экспериментальных данных. Изменения коснулись пп. 1–3 таблицы.

1. Повторная обработка показала, что нескорректированное значение $\tau_\beta = 887.55 \pm 0.83$ с. Расхождение в -0.35 с с указанным в [5] значением обусловлено удалением из расчета нескольких серий измерений при температуре $-26\,^\circ$C, в которых во временных спектрах детектора нагретых УХН были обнаружены импульсы пробоев.

2. При регистрации УХН, сохранившихся в сосуде, одновременно открывались заслонки *6* и *13* (рис. 1). Ультрахолодные нейтроны из внутреннего сосуда (геометрия 1) заполняли и щелевое пространство между внутренним и внешним сосудами. Таким образом, УХН вытекали на детектор уже из комплексного сосуда, объем которого равнялся сумме объемов внутреннего и щелевого сосудов. При регистрации УХН, сохранившихся в щелевом сосуде (геометрия 2), открывалась только заслонка *13* и вытекание УХН на детектор также осуществлялось из комплексного сосуда. В работе [5] разница в эффективностях регистрации определялась как

$$\frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon^{(1)}} = \frac{\varepsilon^{(2)}-\varepsilon^{(1)}}{\varepsilon^{(1)}} = \frac{\lambda_{\mathrm{emp}}^{(1)}(\lambda_{\mathrm{emp}}^{(2)}-\lambda_{\mathrm{comp}}^{(2)})}{\lambda_{\mathrm{emp}}^{(2)}(\lambda_{\mathrm{emp}}^{(1)}-\lambda_{\mathrm{comp}}^{(1)})} - 1, \qquad (2)$$

где $\lambda_{\mathrm{emp}}^{(1)}$ и $\lambda_{\mathrm{emp}}^{(2)}$ – экспериментально определяемые вероятности вытекания УХН на детектор, а $\lambda_{\mathrm{comp}}^{(1)} = 1/\tau_{\mathrm{comp}}^{(1)}$, $\lambda_{\mathrm{comp}}^{(2)} = 1/\tau_{\mathrm{comp}}^{(2)}$ – вероятности, определяемые из времен хранения $\tau_{\mathrm{comp}}^{(1)}$ и $\tau_{\mathrm{comp}}^{(2)}$ УХН в комплексном сосуде.

В работе [5] величина $\varepsilon^{(1)}$ оказалась меньше $\varepsilon^{(2)}$, что и привело к поправке к измеренному времени жизни величиной -3.1 ± 0.3 с. Разница в эффективностях появилась из-за различия энергетических спектров УХН, возникающих в комплексном сосуде при измерениях в геометриях 1 и 2. В конце процедуры хранения спектры УХН во внутреннем и щелевом сосудах практически не отличались. Однако в геометрии 1 спектр УХН при перетекании их в комплексный сосуд становился более жестким. Возможной причиной этого являлся разогрев (т.е. увеличение скорости части УХН) на движущихся заслонках *6* и *13*. Скорость заслонок составляла 30–40 см/с. Поэтому часть УХН могла увеличить свою скорость в среднем на ту же величину, а энергию – на 15 нэВ. При этом часть УХН верхнего участка спектра могла преодолеть энергетический барьер в 106 нэВ, неупруго рассеяться в отражающем слое фторополимера и покинуть сосуд в виде тепловых нейтронов. При измерениях в геометрии 2 открывалась только заслонка *13*, при взаимодействии с которой УХН могли только охладиться, уменьшив свою скорость. Второй возможной причиной разогрева в обоих случаях могли стать вибрации стенок внутреннего сосуда при отрыве заслонок от входных отверстий, поскольку из-за высокой вязкости фторополимера усилие отрыва было очень большим. Вибрации были более выражены при отрыве заслонки *13*.

При обработке результатов в [5] мы были уверены, что поправка к эффективности из соотношения (2) должна учитывать эти эффекты, т.к. изменения спектров в геометриях 1 и 2 сопровождаются соответствующими изменениями величин $\lambda_{\mathrm{emp}}^{(1)}$, $\lambda_{\mathrm{emp}}^{(2)}$, $\lambda_{\mathrm{comp}}^{(1)}$, $\lambda_{\mathrm{comp}}^{(2)}$. Тем не менее для проверки этой поправки был проведен анализ зависимостей скорости счета $j(t)$ детектора неупругорассеянных нейтронов на интервалах регистрации вытекающих УХН. Эти зависимости (при измерении $N_i^{(1)}$ и $N_i^{(2)}$) приведены на рис. 2. В геометрии 1 после начала регистрации наблюдается подъем скорости счета неупругорассеянных нейтронов. Он частично связан с переходом УХН в комплексный сосуд, где частота соударений выше, чем во внутреннем сосуде. Однако в основном подъем счета связан с возникновением в комплексном сосуде УХН с энергией выше граничной энергии фторополимера. Эти нейтроны регистрируются детектором, поскольку исчезают из комплексного сосуда за счет неупругого рассеяния в слое фторополимера и диффузно отражающего УХН покрытия из мелкодисперсного тефлона (Grease).

Характер зависимости $j(t)$ для геометрии 2 несколько иной. В геометрии 2 скорость счета должна сначала резко уменьшаться, поскольку УХН из щелевого сосуда переходят в комплексный, где частота их ударов становится меньше. Из рис. 2 видно, что при температуре $+20\,^\circ$C так и происходит. Однако при температуре $-8\,^\circ$C начинает проявляться нагрев УХН и резкого падения $j(t)$ уже не наблюдается. При температуре $-26\,^\circ$C наблюдается значительный подъем $j(t)$, который обусловлен, скорее всего, нагревом УХН на механических вибрациях стенок. Таким образом, и в геометрии 2 наблюдается зависящий от температуры слабый нагрев УХН. Результаты, приведенные на рис. 2, были использованы нами для независимой оценки сдвига в величине τ_β, обусловленного неравенством $\varepsilon^{(1)} \neq \varepsilon^{(2)}$. Можно показать, что величина относительной разности эффективностей равна

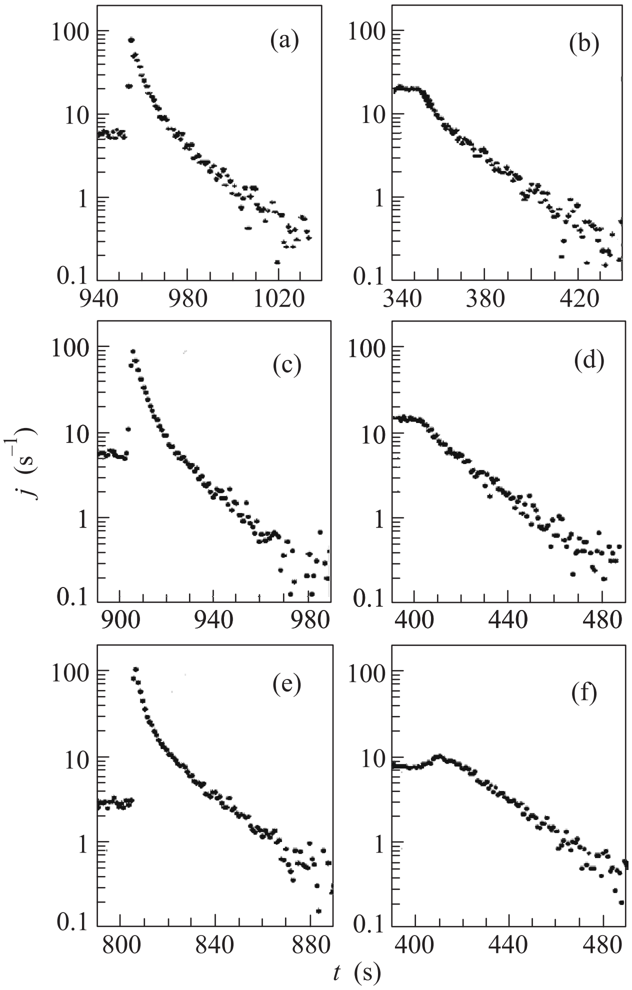

Рис. 2. Скорость счета детектора нагретых нейтронов в процессе выпуска сохранившихся УХН на детектор УХН: (a, c, e) – из внутреннего сосуда, (b, d, f) – из щелевого сосуда, (a, b) – $T = 20\,^\circ$C, (c, d) – $T = -8\,^\circ$C, (e, f) – $T = -26\,^\circ$C

$$\frac{\varepsilon^{(2)}-\varepsilon^{(1)}}{\varepsilon^{(2)}} \approx \frac{\frac{\varepsilon^{(2)}(\sigma_{ie}+\sigma_c)}{\varepsilon_{th}^{(2)}\sigma_{ie}}\left[\frac{1}{N_i^{(1)}}\int\limits_0^{t_{\mathrm{reg}}} j^{(1)}(t)dt-\frac{1}{N_i^{(2)}}\int\limits_0^{t_{\mathrm{reg}}} j^{(2)}(t)dt\right]-\left(\frac{\lambda_\beta}{\lambda_{\mathrm{emp}}^{(2)}}-\frac{\lambda_\beta}{\lambda_{\mathrm{emp}}^{(1)}}\right)}{1-\frac{\varepsilon^{(2)}(\sigma_{ie}+\sigma_c)}{\varepsilon_{th}^{(2)}N_i^{(2)}\sigma_{ie}}\int\limits_0^{t_{\mathrm{reg}}} j^{(2)}(t)dt-\frac{\lambda_\beta}{\lambda_{\mathrm{emp}}^{(2)}}}, \tag{3}$$

где $t_{\mathrm{reg}} = 200$ с – время регистрации вытекающих из сосуда нейтронов, а безразмерная комбинация $\frac{\varepsilon^{(2)}(\sigma_{ie}+\sigma_c)}{\varepsilon_{th}^{(2)}\sigma_{ie}} \approx \frac{\varepsilon^{(1)}(\sigma_{ie}+\sigma_c)}{\varepsilon_{th}^{(1)}\sigma_{ie}}$ известна с точностью до 3–5% при всех температурах сосуда. Методический сдвиг, полученный из (3) усреднением по всем температурным сериям, составил -4.3 ± 0.28 с, а не -3.1 ± 0.33 с, как в работе [5]. Подобное расхождение объясняется тем, что процесс вытекания УХН из комплексного сосуда носил не экспоненциальный характер и лишь грубо определялся значениями вероятностей $\lambda_{\mathrm{emp}}^{(1)}$, $\lambda_{\mathrm{emp}}^{(2)}$, $\lambda_{\mathrm{comp}}^{(1)}$, $\lambda_{\mathrm{comp}}^{(2)}$. Это особенно проявилось при вытекании УХН при измерениях в геометрии 1. Поэтому методический сдвиг в -4.3 с, полученный из соотношения (3), является более корректным.

3. Поправка, связанная с неравенством эффективностей регистрации тепловых нейтронов, вводилась в работе [5] расчетным путем с привлечением экспериментальных данных по сечениям неупругорассеянных нейтронов на основных конструкционных материалах, из которых были изготовлены сосуды, вакуумный низкотемпературный кожух с системой охлаждения и другие детали установки. Расчеты, выполненные методом Монте-Карло, показали, что $\frac{\varepsilon_{th}^{(2)}-\varepsilon_{th}^{(1)}}{\varepsilon_{th}^{(2)}} = -(0.0038 \pm 0.0020)$. Однако при введении соответствующей поправки в работе [5] была нами допущена ошибка в ее знаке. Значение τ_β должно быть уменьшено на 0.6 ± 0.3 с, а не увеличено.

Проверка остальных методических поправок по пп. 4, 5, 6 в таблице не изменила их величины и погрешности. Если ввести правильный знак расчетной поправки на неравенство $\varepsilon_{th}^{(1)} > \varepsilon_{th}^{(2)}$, то $\tau_\beta = 882.65 \pm 0.83_{st} \pm 0.52_m$ с. Однако поскольку при измерении такой фундаментальной константы, как τ_β, нежелательны поправки, которые вносятся расчетным образом, мы оценили эту поправку экспериментально. Относительная разница эффективностей $\frac{\varepsilon_{th}^{(2)}-\varepsilon_{th}^{(1)}}{\varepsilon_{th}^{(2)}} = -\frac{\Delta\xi}{\xi}$ должна приводить к разным методическим сдвигам в различных температурных сериях измерений τ_β, поскольку в (1) входят существенно разные отношения $\lambda_l^{(1)}/\lambda_\beta$ (0.128 при $-26\,^\circ$C и 0.46 при $20\,^\circ$C). Отсюда можно определить величину $\Delta\xi/\xi$, которая обусловлена возможной разницей эффективностей $\frac{\varepsilon_{th}^{(2)}-\varepsilon_{th}^{(1)}}{\varepsilon_{th}^{(2)}}$:

$$\frac{\Delta\xi}{\xi} = $$

$$= \frac{(\lambda_\beta)_{T=20}-(\lambda_\beta)_{T=-26}}{(\lambda_\beta)_{T=20}\left(\frac{\lambda_l^{(1)}\xi}{\lambda_\beta\xi-1}\right)_{T=20}-(\lambda_\beta)_{T=-26}\left(\frac{\lambda_l^{(1)}\xi}{\lambda_\beta\xi-1}\right)_{T=-26}},$$

где индексами "$T = 20$" и "$T = -26$" обозначены величины $\frac{\lambda_l^{(1)}}{\lambda_\beta}\frac{\xi}{\xi-1}$ при температурах сосуда $+20$ и $-26\,^\circ$C. С включением всех методических поправок и их погрешностей, кроме обсуждаемой поправки на неравенство $\varepsilon_{th}^{(1)} \neq \varepsilon_{th}^{(2)}$, имеем $(\lambda_\beta)_{T=-26} = (113.154 \pm 0.122)\cdot 10^{-5}\,\mathrm{c}^{-1}$ и $(\lambda_\beta)_{T=20} = (113.667 \pm 0.582)\cdot 10^{-5}\,\mathrm{c}^{-1}$. Отсюда было получено, что $\Delta\varepsilon_{th}/\varepsilon_{th}^{(2)} = -0.0095 \pm 0.010$, а усредненный по всем температурным сериям методический сдвиг $\Delta\tau_\beta = 1.60 \pm 1.86$ с. Этот сдвиг не противоречит расчетному значению $\Delta\tau_\beta = -0.6 \pm 0.3$ с, но является более надежным, поскольку получен экспериментально. Принимая эту поправку, результат нашего эксперимента [5] можно определить как

$$\tau_\beta = 881.6 \pm 0.8_{\mathrm{stat}} \pm 1.9_{\mathrm{syst}}\ \mathrm{c}.$$

В заключение мы хотели бы поблагодарить авторов работ [6, 7], обративших наше внимание на неправильный знак поправки, обусловленной разницей в эффективностях регистрации неупругорассеянных нейтронов для двух геометрий эксперимента (-0.6 с вместо $+0.6$ с). Вместе с тем в работах [6, 7] при расчетах завышена скорость заслонок и не учтено, что эффект слабого нагрева УХН в заметной степени содержался в поправке на неравенство $\varepsilon^{(1)} \neq \varepsilon^{(2)}$, составлявшей -3.1 ± 0.36 с. Выполнение ими расчета величины $\Delta\varepsilon_{th}/\varepsilon_{th}^{(2)}$ методом Монте-Карло произведено по схеме с рис. 1, которая отражает лишь идею эксперимента, а не реальную конструкцию установки. Данных, приведенных в работах [5, 8] и использованных авторами, для такого расчета недостаточно.

Учитывая данные работ [1–3], Particle Data Group (PDG) изменила рекомендуемое среднемировое значение времени жизни свободного нейтрона на 881.5(1.5) с [9]. Однако в новое среднемировое значение заметный вклад по-прежнему дает величина $\tau_\beta = 885.4 \pm 0.9_{\mathrm{stat}} \pm 0.4_{\mathrm{syst}}$ с, полученная в нашей работе [5]. В связи с вышесказанным мы предлагаем PDG при определении среднемирового значения времени жизни нейтрона использовать наш новый скорректированный результат и исключить из анализа старый результат работы [5].

1. A. Serebrov, V. Varlamov, A. Kharitonov et al., Phys. Letter B **605**, 72 (2005); A. Serebrov, V. E. Varlamov, A. G. Kharitonov et al., Phys. Rev. C **78**, 035505 (2008).
2. V. Ezhov, in *Proceeding of The Seventh UCN Workshop*, St. Petersburg, 2009; http:// cns. pnpi.spb.ru/7ucn/articles/Ezhov1.pdf.
3. F. Pichlmaier, V. Varlamov, K. Schreckenbach, and P. Geltenbort, Phys. Rev. B **693**, 221 (2010).
4. K. Nakamura, K. Hagiwara, K. Hikasa et al., J. Phys. G **37**, 075021 (2010).
5. S. Arzumanov, L. Bondarenko, S. Chernyavsky et al., Physics Letters B **483**, 15 (2000); Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A **440**, 511 (2000).
6. A. K. Fomin, A. P. Serebrov., Письма в ЖЭТФ **92**, 40 (2010).
7. A. P. Serebrov and A. K. Fomin, Phys. Rev. C **82**, 0355501 (2010).
8. A. I. Fomin, *Ph.D. thesis*, RRC “Kurchatov Institute”, Moscow, 2000.
9. http://pdg.lbl.gov.