

УДК @@@

МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ БОЛЬШИХ СКОРОСТЕЙ СЧЕТА ДЕТЕКТОРОВ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЫСОКОЙ ТОЧНОСТЬЮ

© 2006 г. Д. Н. Абдурашитов, В. Н. Гаврин, В. В. Горбачев, Т. В. Ибрагимова,
А. В. Калихов, А. А. Шихин, В. Э. Янц

Институт ядерных исследований РАН

Россия, 117312, Москва, просп. 60-летия Октября, 7а

Поступила в редакцию 18.03.2004 г.

После доработки 03.10.2005 г

На примере измерений скорости счета распадов ^{37}Ar в пропорциональных счетчиках описан метод измерения скоростей счета детекторов до 10^6 c^{-1} с точностью лучше 1% с использованием цифрового осциллографа.

ВВЕДЕНИЕ

При решении многих задач перед исследователями встает проблема точного измерения высоких скоростей счета детекторов. Это касается экспериментов в области физики космических лучей, а также ряда реакторных и ускорительных экспериментов.

Обычно счет импульсов с детекторов осуществляется “поштучно” с использованием амплитудных анализаторов или цифровых осциллографов, записывающих раздельно форму каждого импульса. Время преобразования современных спектрометрических а.ц.п. составляет единицы микросекунд, а время передачи и первичного анализа оцифрованных данных – не менее 5–10 мкс. Мертвое время цифровых осциллографов, регистрирующих форму одиночных импульсов, обычно значительно больше. При этом точность, с которой определяется скорость счета событий, при больших загрузках ограничивается наложением импульсов. Таким образом, скорость счета импульсов, которая может быть определена традиционными методами, не превышает 10^4 – 10^5 c^{-1} (см., например, [1])¹.

ПРИМЕНЕНИЕ ЦИФРОВОГО ОСЦИЛЛОГРАФА

Нами разработан метод измерения скоростей счета детекторов до 10^6 c^{-1} (и выше) с использованием цифрового осциллографа. Осциллограф настраивается таким образом, чтобы иметь возможность записывать форму сразу большого количества импульсов в кадре. Скорость счета определяется из анализа последовательностей импульсов в таких кадрах и никак не связана с мертвым временем осциллографа (временем подготовки к записи очередного кадра). В этом случае можно говорить о временном разрешении импульсов – минимальном временном интервале, при котором пара соседних импульсов может быть разделена. Временное разрешение зависит, очевидно, от длительности импульсов и от временного разрешения осциллографа. В описанном ниже примере применения данного метода временное разрешение составило около 30 нс. Соответственно скорость счета при использовании данного метода может быть выше, чем при традиционных, в десятки и даже сотни раз. Точность измерения скорости счета детекторов в большой степени зависит от методики анализа зарегистрированных последовательностей импульсов.

Ниже мы, не теряя общности, опишем применение методики для измерений скорости счета распадов ^{37}Ar в пропорциональных счетчиках. Измерения проводились в рамках подготовки эксперимента по калибровке галлиевого радиохимического детектора солнечных нейтрино SAGE² искусственным источником нейтрино на основе изотопа ^{37}Ar

¹ Оценим точность измерения скорости счета событий в детекторе “традиционными” методами. Пусть за время T система счета зарегистрировала N импульсов. Тогда скорость счета импульсов равна $p = N/T$, а реальная скорость процесса с учетом мертвого времени – $p_0 = N/(T - N\Delta t)$, где Δt – время обработки одного импульса. Неопределенность величины p_0 может быть получена из неопределенностей величин, входящих

в выражение для $\sigma_{p_0}^2 = p_0^4 \left(\frac{1}{p^3 T} + \frac{\sigma_T^2}{p^2 T^2} + \sigma_{\Delta t}^2 \right)$. Здесь учтено,

что для пуассоновского потока событий $\sigma_N^2 = N$. С увеличением времени T измерений относительная ошибка измерения скорости процесса становится прямо пропорциональной скорости p_0 : $\delta_{p_0} = \frac{p_0}{p_0} = p_0 \sigma_{\Delta t}$. Это означает, что если неопределенность времени, необходимого на обработку одного импульса, составляет $\sigma_{\Delta t} \sim 1$ мкс, то с точностью 1% может быть измерена скорость не выше $p_0 \sim 10^4 \text{ c}^{-1}$.

² В Российско-американском галлиевом эксперименте SAGE, который проводится в Баксанской нейтринной обсерватории Института ядерных исследований РАН с 1990 г., измеряется скорость захвата нейтрино от Солнца на галлиевой мишени. Цели и методы эксперимента SAGE подробно описаны в работах [2, 3].

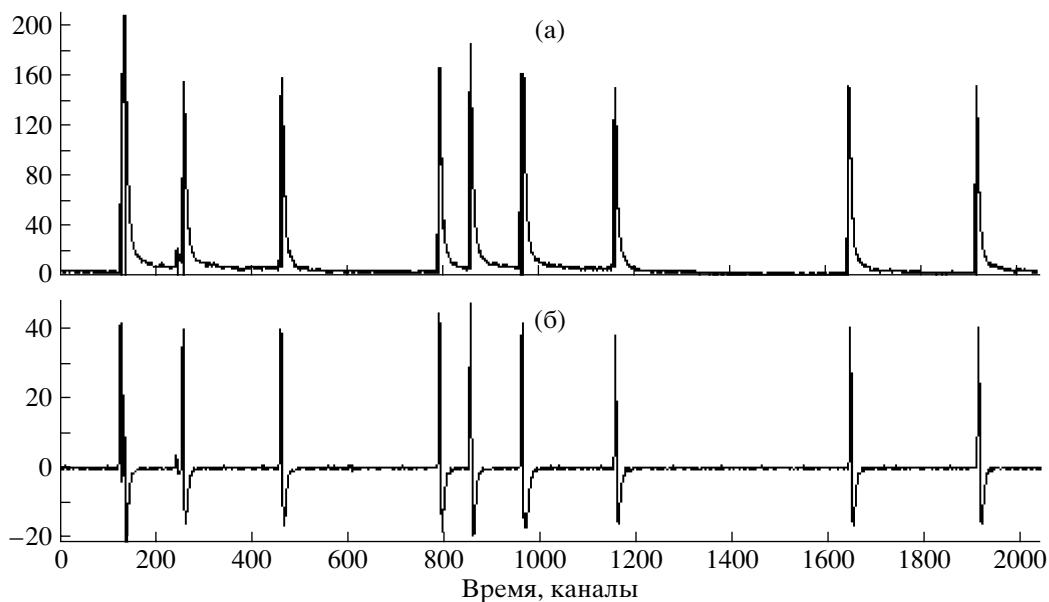


Рис. 1. а – пример последовательности импульсов, регистрируемых цифровым осциллографом; б – соответствующая последовательность дифференцированных импульсов. Для наглядности кадр ограничен 2048 временными каналами; один канал соответствует временному интервалу 10 нс.

активностью 0.4 МКи [4–6]. Разработка представленного в данной работе метода была обусловлена требованием определения активности источника с высокой точностью.

РЕГИСТРАЦИЯ РАСПАДОВ ^{37}Ar

Распад ^{37}Ar ($T_{1/2} = 35.04$ сут) в 100% случаев происходит e -захватом на основное состояние ^{37}Cl с испусканием оже-электронов и рентгеновского излучения с энергией 2.8, 0.23 и 0.03 кэВ (K -, L - и M -захваты) [7]. В настоящее время надежная регистрация столь малого энерговыделения возможна только при использовании пропорциональных счетчиков. Газовые пропорциональные счетчики объемом 0.6 см³ использовались для регистрации единичных атомов ^{37}Ar в хлораргоновом радиохимическом эксперименте по регистрации солнечных нейтрино [8]. Импульсы со счетчиков снимались через зарядово-чувствительные предусилители с временем формирования около 100 мкс.

При измерениях мы использовали быстрые токовые предусилители и формирователи импульсов с временем формирования 20 нс. Импульсы подавались на вход цифрового осциллографа ЛА-н10М4 (см. <http://www.rudshel.ru>), настроенного на режим регистрации с длительностью развертки 1.3 мс при временном разрешении 10 нс (131072 точки в кадре) с автоматическим запуском. Длительность фронта сформированных импульсов составляла 50–70 нс, спада – до 1 мкс.

Для измерений активности ^{37}Ar мы использовали специально изготовленные для этой цели ци-

линдрические пропорциональные счетчики объемом 10 см³. Счетчики такого типа описаны в работе [9]. Катодом в них служит тонкая углеродная пленка, нанесенная на внутреннюю поверхность кварцевой трубки, анодом – вольфрамовая проволока диаметром 12 мкм. Рабочая газовая смесь составлена из аргона и метана, объемная доля которого 10%, при атмосферном давлении. В состав газовой смеси введен ^{37}Ar , распады которого регистрировались.

АНАЛИЗ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЕЙ ИМПУЛЬСОВ

На рис. 1 показана часть одного из зарегистрированных кадров с записью импульсов детектора. Обработка осциллограммы проводилась следующим образом. После сглаживания, удаляющего высокочастотные шумы, сигнал численно дифференцировался. Сглаживание в данном случае является необходимым элементом процедуры, поскольку позволяет осуществлять численное дифференцирование массива данных в присутствии шума. Для сглаживания использовалась двукратная процедура Хэмминга с коэффициентами 0.23 0.54 0.23 (см., например, [10]). По превышению дифференцированным сигналом заданного порога определялось начало импульса; за амплитуду импульса принималось значение сглаженного сигнала в момент перехода дифференцированного сигнала через нуль.

Конечная длительность импульсов приводит к тому, что при увеличении скорости счета импуль-

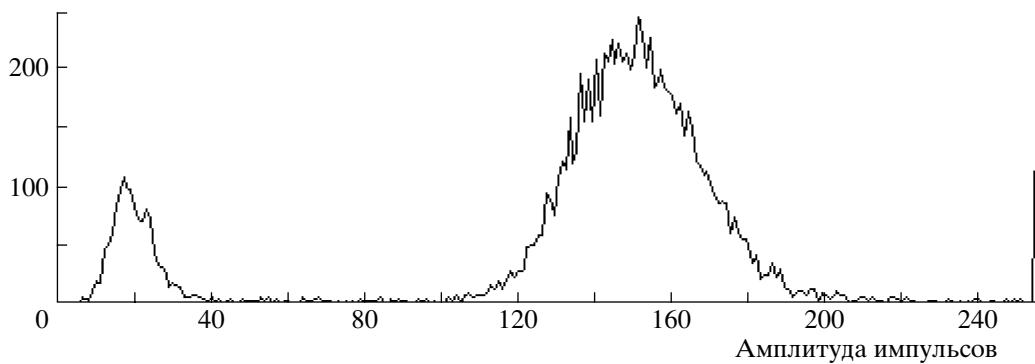


Рис. 2. Спектр импульсов от распада ^{37}Ar в пропорциональном счетчике. Шкала амплитуд ограничена разрешением осциллографа 256 каналов. При том что K -пик находится полностью в пределах диапазона измерений, часть импульсов L -пика не регистрируется из-за введения порога, подавляющего шумы. В правой части рисунка (на краю шкалы) видны импульсы с амплитудой выше верхней границы диапазона измерений, соответствующие наложению событий типа $K + K$.

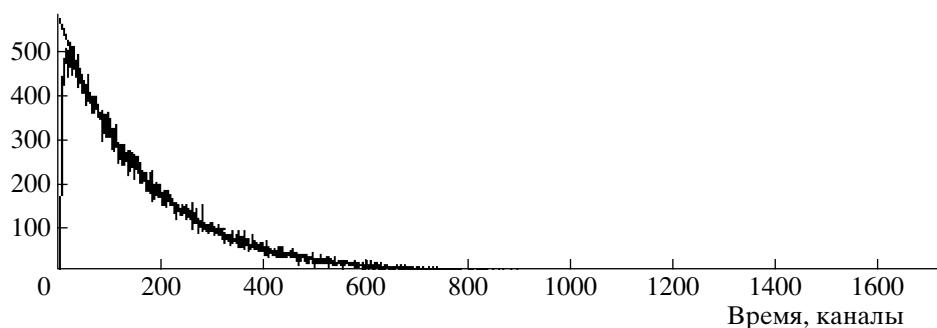


Рис. 3. Распределение временных интервалов между парами соседних импульсов в кадрах. Распределение аппрокси- мируется экспоненциальной кривой. На начальном участке распределение отличается от экспоненциального из-за на- ложения импульсов.

сы накладываются друг на друга. При этом иска- жается спектр событий, а часть событий не разре- шается по времени. Поэтому амплитуда импульсов определялась с учетом предыстории, т.е. зависи- мости поведения сигнала на входе осциллографа от предыдущего зарегистрированного импульса. Для двух импульсов, следующих один за другим, форма более позднего корректировалась: из зна- чений сигнала в каждой точке вычиталось значе- ние, соответствующее уровню сигнала предшест- вовавшего импульса. Мы считали, что все им- пульсы, зарегистрированные в отдельных измерениях, имеют подобную форму, и для каж- дого измерения формировался эталонный им- пульс путем усреднения нескольких (в нашем слу- чае 100) отдельных нормированных импульсов.

На рис. 2 приведен спектр импульсов распада ^{37}Ar в пропорциональном счетчике, полу- ченный с учетом наложения событий.

Точность измерения скорости счета ограниче- на при таком рассмотрении количеством нало- женных событий, не разрешенных по времени. Од- нако это ограничение можно обойти, если учиты-

вать то обстоятельство, что регистрируемые события подчиняются статистике Пуассона. Это ха- рактерно практически для всех задач, связанных с регистрацией ионизирующих частиц.

В этом случае временные интервалы между событиями имеют экспоненциальное распределе- ние $P(t) = \lambda e^{-\lambda t}$, единственный параметр которого прямо связан со скоростью счета $p = 1/\bar{t} = \lambda$ (здесь \bar{t} – средний интервал между импульсами). На рис. 3 приведен пример такого распределения. Начальная часть распределения отличается от экспоненциального, поскольку при малых t про- исходит наложение событий (события не разделены). Наложения могут быть многократными, и интервалы между импульсами в этом случае под- чиняются распределению Эрланга [11]. Для того чтобы подавить влияние наложений, достаточно для определения параметров потока использо- вать распределение временных расстояний между импульсами, начиная с некоторого порогового t_{\min} , равного нескольким длительностям фронта им- пульсов.

КОРРЕКЦИЯ КОНЕЧНОЙ ДЛИНЫ КАДРА

Величина, подчиняющаяся экспоненциальному распределению, с ненулевой вероятностью может принимать любое неотрицательное значение. Между тем в нашем случае регистрируемый интервал между событиями имеет жесткую верхнюю границу, равную длине кадра. Поэтому оценка параметра распределения оказывается завышенной.

Эффект конечной длины кадра был рассмотрен нами с помощью метода Монте-Карло.

Параметр экспоненциального распределения λ из полученной в результате розыгрыша гистограммы может быть оценен разными способами, в том числе аппроксимацией гистограммы методом наименьших квадратов с различным учетом весов точек, непосредственным счетом математического ожидания (m_t) и дисперсии (σ_t^2), которые для экспоненциального распределения однозначно связаны с параметром λ ($m_t = \sigma_t = 1/\lambda$). Все способы дают одинаковый результат при неограниченной длине кадра ($T_1 = \infty$), а также при большом количестве импульсов в кадре (больше 100). Однако при $T_1 < \infty$ оценки параметра λ , полученные указанными способами, несколько различаются. Наиболее предсказуемо ведет себя оценка, полученная из аппроксимации методом наименьших квадратов с одинаковым весом для каждой точки гистограммы. λ в этом случае оказывается нечувствительной к величине порога t_{\min} .

Розыгрыш событий в кадрах может быть проведен двумя способами: 1) некоторый импульс попадает в случайное место в кадре, и от него осуществляется отсчет интервалов, распределенных по экспоненциальному закону, “вперед” и “назад” до границ кадра; 2) начало кадра “вставляется” в заданную последовательность импульсов. В первом способе полученное из аппроксимации (методом наименьших квадратов с одинаковыми весами всех точек) значение среднего интервала t_1 между событиями связано со средней величиной задаваемого интервала $t_0 = 1/\lambda_0$ соотношением $t_0 = \frac{t_1}{1 - 2t_1/T_1}$, которое выполняется с высокой точностью (лучше 0.1%), начиная со скоростей счета, соответствующих регистрации в среднем нескольких импульсов в кадре ($n > 3$).

Однако в измерениях реализуется ситуация, соответствующая второму способу розыгрыша, когда процесс имеет определенное направление во времени. При этом выбор момента времени (до начала кадра), с которого начинается последовательность разыгрываемых импульсов, не влияет на распределение получаемых интервалов между событиями, а также интервалов между границами кадров и крайними импульсами в кадрах. Последнее совпадает с исходным экспоненци-

альным распределением с показателем $\lambda = \lambda_0$ на отрезке $[0, T_1]$ с нулевыми значениями при $t > T_1$.

Связь полученного из аппроксимации среднего значения интервала t_1 между событиями с задаваемым средним интервалом t_0 может быть описана выражением $t_0 = \frac{t_1}{1 - t_1/T_1}$, которое, однако,

дает систематическую недооценку величины t_0 при малом среднем количестве импульсов в кадре n . С увеличением скорости счета эффект недооценки уменьшается: уже для $n = 10$ систематический сдвиг не превышает 1%, а для $n = 30 - 0.1\%$. Эти значения задают нижний предел определяемых экспоненциальным методом скоростей счета детектора. Для $T_1 = 1.3$ мс минимальная скорость счета составляет $p_{\min} \sim n/T_1 \sim 10^4$ с⁻¹.

Таким образом, реальная скорость счета импульсов детектором равна $p = \frac{1}{t_1} - \frac{1}{T_1} = \frac{1}{t_0}$, где t_1 – средний интервал между зарегистрированными импульсами, полученный из аппроксимации распределения временных интервалов между импульсами в кадрах экспоненциальной функцией методом наименьших квадратов с равными весами каждой точки гистограммы.

Неопределенность скорости счета определяется только дисперсией параметра аппроксимации λ_1 (или среднего интервала t_1), которая зависит от количества зарегистрированных интервалов в гистограмме, превышающих пороговое значение t_{\min} , или от времени измерений $T = T_1 N_k$ (N_k – количество записанных в измерении кадров).

Величина t_{\min} не искажает (в пределах <1%) получаемое аппроксимацией значение λ_1 , по крайней мере, до значений $t_{\min} \sim 3t_0$. Это означает, что если принять порог равным $t_{\min} = 600$ нс (~10 длительностей фронта импульсов), то точность измерения 1% может быть достигнута для скоростей

$$\text{счета } p_{\max} \sim \frac{1}{t_{\min}/3} \sim 5 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}.$$

Оценим, какая скорость счета может быть зарегистрирована с точностью выше 1% без экспоненциального анализа длительности интервалов. Два импульса неразличимы, если временной интервал между ними меньше времени нарастания фронта импульса t_ϕ . Вероятность того, что за время $t = t_\phi$ после прихода импульса в счетчике будут зарегистрированы другие импульсы, равна $P_{k>0}(a) = 1 - P_0(a) = 1 - e^{-a}$, где $P_k(a) = \frac{a^k}{k!} e^{-a}$ – распределение Пуассона с параметром $a = t_\phi/t_0$; здесь t_0 – средняя величина временного интервала между импульсами. Отсюда $a = -\ln(1 - P_{k>0})$, и для $P_{k>0} = 0.01$ $t_0 = t_\phi/a \approx 100t_\phi$. В измерениях скорости распада ³⁷Ar

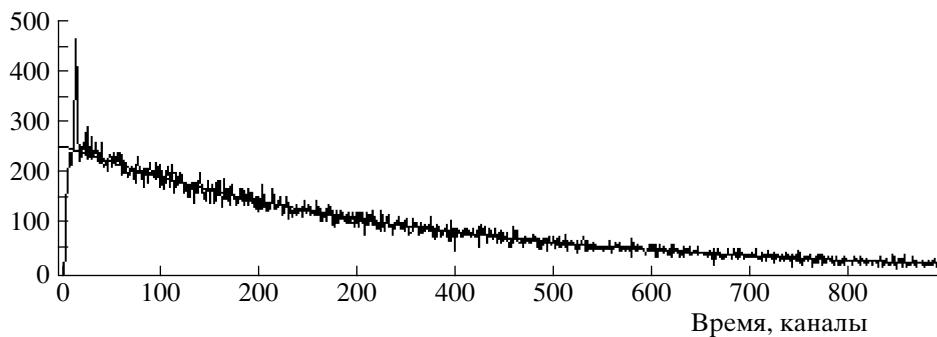


Рис. 4. Распределение временных интервалов между парами соседних импульсов. На начальном участке заметно выделяется пик коррелированных шумовых импульсов.

время нарастания фронта импульсов составляло $t_{\phi} \sim 70$ нс, поэтому максимальная скорость счета, которую можно было определить с заданной точностью простым подсчетом количества импульсов в кадрах, не превышала $p_{\max} \sim 1/t_0 \sim 1.4 \cdot 10^5$ с⁻¹, что в 30–40 раз меньше, чем экспоненциальным методом.

В описываемых измерениях мы использовали амплитудный спектр импульсов, однако, поскольку записываемая последовательность содержит форму каждого импульса, можно перейти к энергетическому спектру, в котором энергия пропорциональна освобожденному заряду. (Напомним, что зарядово-чувствительные предуслители имеют значительно большее время формирования импульсов по сравнению с токовыми предуслителями, поэтому их использование при высоких скоростях счета нецелесообразно.)

Из описания видно, что при измерениях скоростей счета событий, имеющих сложный спектр, может возникнуть систематическая ошибка, связанная с наложением “допороговых” импульсов, которые по отдельности не регистрируются. Поэтому необходимо иметь предварительную информацию о спектре событий. В нашем случае события *M*-, *L*- и *K*-пиков значительно разделены по энергиям, и избежать указанного систематического сдвига удается, повысив порог до 1–1.4 кэВ. При этом в диапазоне измерений остаются только события *K*-пика, а *L*-пик и наложенные *L* + *L*-события, так же как и шумы аппаратуры (и события *M*-пика), остаются за порогом. Конечно, в этом случае необходимо провести независимые измерения эффективности счета событий *K*-пика.

В качестве дополнительного преимущества описанного экспоненциального метода определения скоростей счета детекторов следует отметить возможность исключения ошибок, связанных с коррелированными шумами аппаратуры. Такие шумовые события не подчиняются распределению Пуассона и, следовательно, искажают экспоненциальное распределение временных интервалов.

На рис. 4 приведен пример такого искаженного распределения. Здесь шумовые события появлялись вслед за импульсами большой амплитуды, и причина их – в “переколебаниях” переходной характеристики регистрирующей аппаратуры: при подаче на вход предуслителя прямоугольного сигнала на выходе наблюдается затухающий колебательный процесс. В описанном случае оказалось достаточно поднять порог отбора событий, однако обнаружить этот эффект мы смогли только при использовании экспоненциального метода.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Описанным методом нами были определены скорости счета импульсов от распадов ³⁷Ag в пропорциональных счетчиках в интервале $2 \cdot 10^4$ – 10^6 с⁻¹. Метод может быть применен, видимо, и для измерения скоростей счета выше 10^6 с⁻¹. Для этого необходимо, чтобы сам детектор “справлялся” с такой загрузкой. В случае пропорциональных счетчиков большие загрузки могут привести к возникновению пространственного заряда около анодной нити, искажающего спектр исследуемых событий. Однако это обстоятельство можно обойти, например, уменьшив коэффициент газового усиления или увеличив длину счетчика, или просто заменив один счетчик несколькими. Кроме того, необходимо использовать более “быстрые” газовые смеси для уменьшения длительности импульсов (например, уменьшив давление газа в счетчике).

Вместе с тем метод хорошо подходит для использования со сцинтилляционными детекторами, в которых импульсы с выхода ф.э.у. имеют малую длительность. Применение, например, пластиковых сцинтилляторов с временем высвечивания ~ 1 нс может позволить посчитать импульсы, скорость которых значительно превышает 10^6 с⁻¹.

Работа выполнена при поддержке гранта № 1431 Международного научно-технического центра и гранта НШ-1782-2003.02 Российского фонда фундаментальных исследований.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Курочкин С.С., Распутный В.Н. Дистанционные анализаторы и спектрометры. М.: Энергоатомиздат, 1990.
2. Abdurashitov J.N., Gavrin V.N., Girin S.V. et al. // Phys. Rev. 1999. V. C 60. P. 055801; E-print archives. Astro-ph/9907113.
3. Абдурашитов Д.Н., Веретенкин Е.П., Вермул В.М. и др. // ЖЭТФ. 2002. Т. 122. С. 211; E-print archives. Astro-ph/0204245.
4. Гаврин В.Н., Корноухов В.Н., Косарев А.А. и др. Препринт П-713. М.: ИЯИ АН СССР, 1991.
5. Haxton W.C. // Phys. Rev. 1988. V. C 38. P. 3474.
6. Abdurashitov J.N., Gavrin V.N., Girin S.V. et al. // Proc. XI International Workshop on Neutrino Telescopes. Venice, Italy, 22–25 February 2005.
7. Table of Isotopes. 7th Edition / Ed. by C.M. Lederer and V.S. Shirley, 1978.
8. Cleveland B.T., Daily T.J., Davis R. Jr. et al. // Astrophys. J. 1998. V. 496. P. 505.
9. Danshin S., Kopylov A., Yants V. // Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res. 1994. V. A 349. P. 466.
10. Hamming R.W. Digital Filters. 2nd ed. Englewood Cliffs. NJ: Prentice-Hall, 1983.
11. Лавренчик В.Н. Постановка физического эксперимента и статистическая обработка его результатов. М.: Энергоатомиздат, 1986.