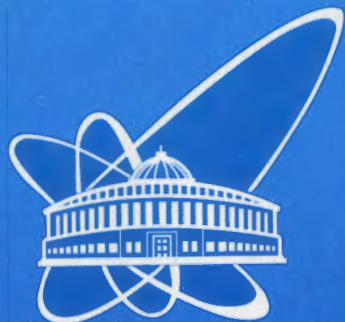


02-65



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

55507

P1-2002-65

**ВОССТАНОВЛЕНИЕ СПЕКТРОВ БЫСТРЫХ
НЕЙТРОНОВ В ШИРОКОМ ДИАПАЗОНЕ ЭНЕРГИЙ
(ВПЛОТЬ ДО 200 МэВ) В ПОДКРИТИЧЕСКОЙ
УРАН-СВИНЦОВОЙ СБОРКЕ ЭЛЕКТРОЯДЕРНОЙ
СИСТЕМЫ «ЭНЕРГИЯ ПЛЮС ТРАНСМУТАЦИЯ»**

Направлено в журнал «Известия НАН Белоруссии.

Серия физико-математических наук»

и на XVI Международный семинар имени академика А. М. Балдина по физике высоких энергий «Релятивистская ядерная физика и квантовая хромодинамика» (10–15 июня 2002 г., Дубна)

2002

Б. А. Марцынкевич¹, А. М. Хильманович¹, С. В. Корнеев², И. Л. Рахно²,
С. Е. Чигринов², М. И. Кривопустов, А. Н. Соснин, Ц. Тумэндэлгэр,
Д. Чултэм, О. С. Заверюха, А. В. Павлюк

¹Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Белоруссии, Минск

²Институт радиационных физико-химических проблем
НАН Белоруссии, Минск

Введение

Нейтроны со значениями энергий жесткого края спектра порядка 200 МэВ рождаются в ядерных реакциях при облучении мишеней из тяжелых ядер (Pb, Bi, W, Pb-Bi и др.) протонами с энергиями от 500 до 2000 МэВ. Предполагается, что нейтроны, полученные таким способом, будут использоваться в подкритических системах для производства энергии и трансмутации долгоживущих радиоактивных продуктов взаимодействия нейтронов с ядрами делящихся веществ: Th, U, Pu и др. (см., например, обзоры, приведенные в ссылке [1]).

Наше понимание задач современного этапа исследований по проблеме электроядерного способа производства энергии следующее. Можно ли создать экономически целесообразный, замкнутый технологический процесс для производства энергии и трансмутации образующихся долгоживущих радиоактивных нуклидов? Эту задачу в значительной степени можно решить, если будут известны скорости ядерных реакций с нейтронами I_k , протекающих с нуклидами, которые входят в состав вещества подкритических систем,

$$I_k = \int_E \varphi(E) \sigma_k(E) dE. \quad (1)$$

В этой формуле $\varphi(E)$ – спектр нейтронов, а $\sigma_k(E)$ – эффективное сечение k -й реакции.

В настоящее время в ряде научных центров создаются подкритические установки, мишени которых будут облучаться протонами высоких энергий. Знание скоростей реакций в различных точках объема такой системы позволяет определить энерговыделение, подкритичность системы, наработку радиоактивных нуклидов и другие макроскопические и технические характеристики.

В будущих подкритических системах, работающих под управлением протонного пучка ускорителя, помимо делящихся веществ (Th, U, Pu или их композиции) для генерации нейтронов под действием высокоэнергетичных протонов будут использоваться мишени (Pb, Bi, W, эвтектика Pb-Bi и др.), конструкционные материалы (Al, Ti, Fe, Co, Ni, Zn, Zr, Mo и др.), теплоносители (H₂O, Pb и др.) и другие вещества. Перечень таких материалов и веществ широкий и окончательно еще не определен.

При взаимодействии протонов, например, со свинцовой мишенью образуется большой спектр радиоактивных нуклидов. Задача определения их выходов является очень важной и в настоящее время решается исследовательскими группами во многих научных центрах. Очевидно

также, что под действием нейтронов, генерируемых в системе, образуются радиоактивные нуклиды в реакциях с названными выше веществами и конструкционными материалами, которые используются для создания подкритических систем. Радиоактивность этих нуклидов может быть значительной. Поэтому на начальной стадии исследований по электроядерному способу производства энергии проблеме образования радиоактивных нуклидов под действием нейтронов должно быть уделено особое внимание.

Скорость реакций I_k может быть определена экспериментально. Трудность состоит в том, что необходимо облучить нейтронами и измерить активность большого числа химических элементов. Альтернативным путем может быть проведено измерение спектра нейтронов $\phi(E)$ с последующим расчетом по известным сечениям $\sigma_k(E)$ соответствующих значений скоростей реакций I_k .

Сложность определения реакций I_k по формуле (1) состоит в том, что помимо необходимости знания спектра нейтронов $\phi(E)$ в широком диапазоне энергий требуется знание в этом же диапазоне и сечений ядерных реакций $\sigma_k(E)$. Такая информация о сечениях реакций для большинства нуклидов отсутствует. Поэтому в данной работе авторами предпринята попытка получить значения скоростей реакций для максимально широкого круга химических элементов с естественным изотопным составом. Поскольку такие реакции являются, как правило, пороговыми, то полученные экспериментальные значения могут быть использованы при разработке методики восстановления спектров нейтронов в широком диапазоне энергий $0 < E < 200$ МэВ.

В настоящей работе описывается *методика восстановления спектров быстрых нейтронов*, разработанная авторами в связи с серией экспериментов, начатых в ноябре 1999 г. в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ (Дубна) на модели подкритической электроядерной системы по программе: "Исследование физических аспектов электроядерного способа производства энергии и трансмутации радиоактивных отходов атомной энергетики на пучках синхрофазотрона/нуклотрона ОИЯИ" – проект «Энергия плюс трансмутация» (см. наши работы [2], а также обзор А.М.Балдина, А.И.Малахова и А.Н.Сисакяна, опубликованный в июне 2001 г. [17]).

В разделе 4 настоящей работы приведена схема эксперимента по моделированию уран-свинцовой сборки с экспонированием большого числа активационных пороговых детекторов, с помощью которых была получена первичная информация, необходимая для восстановления спектров быстрых нейтронов.

1. Основные положения активационных методов измерения спектров быстрых нейтронов

Методы восстановления спектров быстрых нейтронов $\varphi(E)$ с использованием экспериментальных значений скоростей реакций подробно изложены в монографиях [3 – 5]. Эти методы ограничиваются значениями энергии нейтронов до 20 МэВ и используются, в основном, в экспериментах на атомных реакторах. Их суть сводится к следующему. Все методы предполагают знание сечений ядерных реакций $\sigma_k(E)$, для которых определены значения скоростей I_k . В этом случае можно записать систему интегральных уравнений:

$$I_k = \int_{E_k^{thr}}^{E^{max}} \varphi(E) \sigma_k dE, \quad k = 1, 2, \dots, K. \quad (2)$$

Здесь K – число пороговых реакций, а E_k^{thr} – энергия k -й пороговой реакции.

Известно, что задача (2) является задачей решения системы уравнений Фредгольма 1-го рода и относится к классу некорректно поставленных (в классическом смысле) задач, так как сечение $\sigma_k(E)$ определено не на всей области переменных, а только в точках k . Решение системы интегральных уравнений (2), в конечном итоге, сводится к решению системы линейных алгебраических уравнений. Однако число уравнений K в системе (2) является конечным. Очевидно также, что значения скоростей реакции I_k определяются экспериментально с погрешностями ΔI_k , как и используемые функции возбуждения $\sigma_k(E)$. Вследствие этого получаемое решение системы (2) $\varphi(E)$ может осциллировать. Погрешность решения этой системы зависит от вида функции $\varphi(E)$, погрешности ΔI_k , выбора реакции k (или порога E_k^{thr}) и количества пороговых реакций K .

Теория решения систем линейных алгебраических уравнений показывает, что точность восстановления спектра нейтронов $\varphi(E)$ зависит от вида функций возбуждения $\sigma_k(E)$ для используемых в эксперименте активационных детекторов. Идеальным является случай, когда форма сечения имеет вид δ -функции: $\sigma_k(E) = A_k \cdot \delta(E_k - E)$. Другими словами, матрица σ_{kl} , которая описывает сечение k -й реакции для значения энергии с индексом l , является диагональной. Для низких энергий функция $\sigma_k(E)$ имеет следующий вид: при некоторой пороговой энергии E_k^{thr} эта функция равна нулю; далее, она увеличивается до некоторого максимального

значения и остается приблизительно постоянной или немного уменьшается с увеличением энергии вплоть до 20 МэВ.

При приближении к высоким энергиям (100 – 200 МэВ) значения функции возбуждения $\sigma_k(E)$ начинают уменьшаться, т.е. ее вид приближается к колоколообразному и несколько напоминает δ -функцию. Это связано с тем, что сечение реакции стремится по мере увеличения энергии нейтронов к своему пределу (см., например, реакции $^{209}\text{Bi}(n, xn)^{(210-x)}\text{Bi}$ [6]). В целом, в отношении сечений реакций для используемых детекторов можно сказать, что их вид не должен быть подобным – матрицы σ_{kl} не должны быть линейно зависимыми.

Методы восстановления спектров нейтронов [3 – 5] условно можно разделить на два типа: априорная информация о спектре нейтронов отсутствует, или имеются только предварительные сведения о спектре нейтронов. Очевидно, что в первом случае задача является более сложной.

К первому типу методов восстановления спектров нейтронов можно отнести, например, многогрупповой метод, в котором рассматриваемая область энергии разбивается на конечное число энергетических групп. Для каждой группы производится усреднение сечений реакции по энергии. Если при усреднении используется вид спектра, то это означает, что данный метод относится ко второму типу. Абсолютное большинство реализованных алгоритмов относится ко второму типу методов восстановления спектров нейтронов.

Для уменьшения погрешностей при восстановлении спектра используются следующие приемы: систему уравнений (2) делают переопределенной (т.е. число реакций должно быть больше числа выбранных энергетических групп); выбирают реакции с равномерно распределенными по энергии порогами; пользуются естественным ограничением на форму спектра – $\varphi(E) \geq 0$ или применяют сложные математические приемы, например, метод регуляризации. Отметим, что большинство этих методов сводится в конечном итоге к решению системы линейных алгебраических уравнений.

Одним из способов, получивших широкое распространение, прежде всего, для восстановления спектров нейтронов в активных зонах атомных реакторов, является *метод эффективных пороговых сечений*. Этот метод, основанный на использовании априорной информации о спектре нейтронов, не сводится к решению системы линейных алгебраических уравнений.

Вообще говоря, спектр нейтронов в некоторой системе можно рассчитать тем или иным математическим методом, основанным на статистических испытаниях (например, методом Монте-Карло). Для этого должны быть известны параметры системы (плотность,

химический состав), а также, как минимум, полные сечения поглощения и рассеяния нейтронов ядрами химических элементов, образующих систему. В большинстве случаев перечисленные требования являются трудными выполнимыми. Вместе с тем, приближенная модель системы дает хорошие результаты расчета спектра, хотя в большинстве случаев – в относительных единицах. Более того, рассчитанный спектр нейтронов может быть применен в качестве опорного при разработке того или иного метода, основанного на использовании экспериментальных данных.

Перейдем к описанию метода эффективных пороговых сечений для восстановления спектров нейтронов высоких энергий (вплоть до 200 МэВ).

2. Разработка метода восстановления спектра быстрых нейтронов

Анализ ядерных реакций с высокими порогами показывает, что их ядра-продукты имеют малые периоды полураспада – порядка нескольких десятых долей секунды. По-видимому, для таких пороговых реакций наступает естественный предел экспериментальных возможностей активационного метода. Однако следует отметить, что для протонов с энергией порядка 1 ГэВ выходы образовавшихся нейтронов существенно уменьшаются в области энергий 100–200 МэВ. При разработке программы восстановления спектра нейтронов в качестве базового принят *алгоритм метода эффективных пороговых сечений*. Он основан на представлении сечения реакции одноступенчатой функцией, которая равна нулю при значениях энергии меньше так называемой эффективной пороговой энергии E^{eff} и равна постоянной величине σ^{eff} при энергиях больше E^{eff} :

$$\sigma = \begin{cases} 0 & E \leq E^{eff}, \\ \sigma^{eff} & E \geq E^{eff}. \end{cases} \quad (3)$$

Значения σ^{eff} и E^{eff} подбираются таким образом, чтобы выполнялось следующее равенство:

$$\int_0^{\infty} \varphi(E) \sigma_k(E) dE = \sigma_k^{eff} \int_{E_k^{eff}}^{\infty} \varphi(E) dE. \quad (4)$$

Левая часть выражения (4) есть экспериментально определенное значение активационного интеграла I_k . Из этого равенства следует, что величины σ^{eff} и E^{eff} взаимосвязаны и их выбор, вообще говоря, произволен. Главным

критерием такого выбора, согласно работам [3,4], является требование, чтобы при выбранных E_k^{eff} значения сечений σ_k^{eff} минимально отличались для разных спектров нейтронов $\varphi(E)$.

Проведенный нами анализ показывает, что значение E_k^{eff} можно принять равным энергии физического порога E_k^{thr} реакции, который рассчитывается по значениям масс ядер [7]

$$E_k^{eff} = E_k^{thr}. \quad (5)$$

При выбранном значении E_k^{eff} остается только одна неизвестная величина – сечение σ_k^{eff} .

Очевидно, что расчет значений σ_k^{eff} является задачей усреднения функции $\sigma_k(E)$ по некоторой весовой функции $\varphi(E)$. В качестве опорной была использована функция $\varphi(E)$, рассчитанная по программам SONET [8] и DCM/CEM [9]. Как видно из рис. 1, результаты этих расчетов функции $\varphi(E)$ хорошо согласуются.

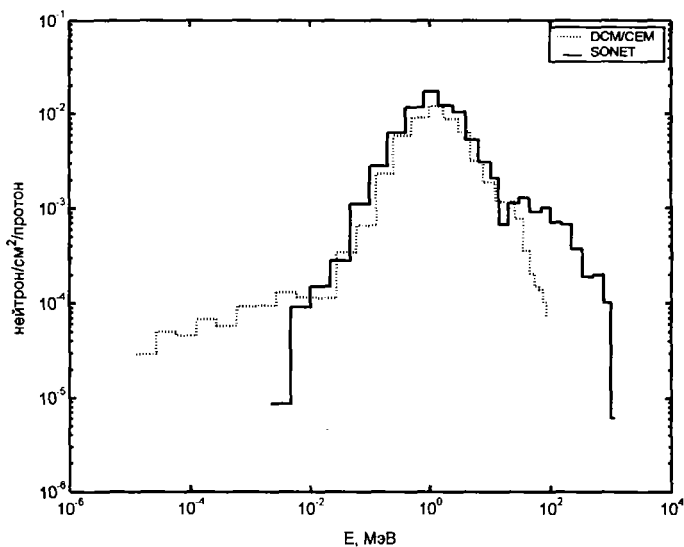


Рис.1. Рассчитанные опорные функции спектра нейтронов $\varphi(E)$ для точки, которая расположена на центральной детекторной пластине на расстоянии 7,5 см от оси симметрии U/Pb-сборки (геометрию эксперимента см. на рис. 2 и 3 настоящей работы)

Программа [9], которая использована при проведении расчетов, спектров нейтронов, включает моделирование каскадной стадии процесса и модули, учитывающие предравновесное испарение частиц возбужденными остаточными ядрами [10] и процесс высокоэнергетического деления ядер [11], а также модули для моделирования переноса и взаимодействия частиц в веществе мишени. В процедурах моделирования переноса частиц в мишени и бланкете используются аппроксимации нуклон- и мезон-ядерных сечений [12] для нейтронов с энергией выше 10,5 МэВ и заряженных частиц с энергией, превышающей соответствующую энергию обрезания; для нейтронов с энергией $E_n < 10,5$ МэВ применена система многогрупповых констант [13]. Из оценок спектра нейтронов, полученных с использованием программы [9], видно, что энергия нейтронов в месте расположения активационных пороговых детекторов может изменяться в диапазоне от долей эВ до сотен МэВ с максимумом спектрального распределения, находящимся в интервале 1 - 2 МэВ [14]. В расчетах опорной функции $\varphi(E)$ по программе [9] учитывалось наличие замедлителя из полиэтилена, имеющего объем около 1 м^3 , а также слоев кадмия, которые одновременно несут функции внешней защиты установки (см. рис. 4 в нашей работе [2в], на котором показана эта защита-замедлитель с размерами $110 \times 106 \times 111 \text{ см}$).

Возвратимся к выражению (3), которое запишем в следующем виде:

$$F(E_k^{eff}) = \frac{I_k}{\sigma_k^{eff}}. \quad (6)$$

По дискретным значениям $F(E_k^{eff})$ строится функция $F(E)$:

$$F(E) = \int_E^{\infty} \varphi(E') dE', \quad (7)$$

которая называется интегральным спектром нейтронов.

В соответствии с известной теоремой Ньютона и Лейбница производная от первообразной функции $F(E)$ по переменному пределу E есть подынтегральная функция $\varphi(E)$:

$$\frac{dF(E)}{dE} = -\varphi(E). \quad (8)$$

Иными словами, дифференцирование функции интегрального спектра дает искомую функцию спектра нейтронов $\varphi(E)$.

3. Определение активационных интегралов

Для моноизотопных химических элементов конечное ядро-продукт может образоваться в результате одной ядерной реакции. Так как нейтроны высоких энергий вызывают значительное число пороговых ядерных реакций, то количество активационных детекторов для восстановления спектра нейтронов может быть небольшим.

В результате взаимодействия быстрых нейтронов с тяжелыми ядрами ($A \sim 150 - 200$) возможны ядерные реакции с испусканием 15 – 20 нейтронов с образованием ядер-продуктов, имеющих периоды полураспада больше одной минуты. Для ядер с $A \sim 100 - 150$ реакции, приводящие к образованию ядер-продуктов с периодом полураспада больше одной минуты, возможны только при испускании 10 – 15 нейтронов. Соответственно, для средних ядер ($A < 100$) число испущенных нейтронов уменьшается до 2 – 6. Реакции с испусканием 10 – 20 нейтронов имеют пороги, равные 150 – 200 МэВ.

В табл. 1 приведены нуклиды, наиболее подходящие для использования их в качестве активационных детекторов, а также реакции с максимально высокими порогами и их характеристики.

Для элементов, имеющих несколько изотопов в смеси ($L=2, 3, \dots$), одно и то же конечное ядро-продукт может образовываться в результате нескольких реакций: (n, γ) -, $(n, 2n)$ -, $(n, 3n)$ -, $(n, 4n)$ и др. Если изотопный состав химического элемента, из которого изготовлен активационный детектор, сохраняется (например, у элементов с естественным природным содержанием), то сумма скоростей реакций $\sum I_k$ будет постоянной. Очевидно, что функция возбуждения реакции образования конечного ядра-продукта будет определяться всеми L изотопами данного элемента.

Действительно, удельная активность A_{0kl} радиоактивного нуклида, образовавшегося на момент окончания облучения нейтронами, связана со скоростью реакции I_k следующим выражением:

$$A_{0kl} = \frac{C_k N_a}{M_k} [1 - \exp(-\lambda_k t_a)] I_k. \quad (9)$$

Здесь A_{0kl} – количество изотопа l в 1 г элемента k , N_A – число Авогадро, M_k – атомная масса k -го химического элемента, C_k – содержание изотопа, λ_k – постоянная распада, а t_a – время активации.

Таблица 1. Пороговые значения энергий (n, xn) - реакций с образованием ядер-продуктов, имеющих период полураспада больше 1 мин

<i>k</i>	Реакция	$T_{1/2}$ ядра- продукта, мин	Содержание изотопа в естественной смеси изотопов, отн. ед.	Порог реакции E^{thr}_k , МэВ
1	$^{238}\text{U}(n, 12n)^{227}\text{U}$	1,1	0,99275	70,6
2	$^{232}\text{Th}(n, 8n)^{225}\text{Th}$	8,0	1	43,5
3	$^{209}\text{Bi}(n, 16n)^{194}\text{Bi}$	1,8	1	125,2
4	$^{208}\text{Pb}(n, 19n)^{190}\text{Pb}$	1,2	0,524	148,6
5	$^{205}\text{Tl}(n, 18n)^{188}\text{Tl}$	1,2	0,70476	134,2
6	$^{197}\text{Au}(n, 13n)^{185}\text{Au}$	4,2	1	97,0
7	$^{181}\text{Ta}(n, 15n)^{167}\text{Ta}$	2,9	0,99988	114,2
8	$^{175}\text{Lu}(n, 15n)^{161}\text{Lu}$	1,2	0,974	117,2
9	$^{169}\text{Tm}(n, 14n)^{156}\text{Tm}$	1,3	1	111,8
10	$^{165}\text{Ho}(n, 16n)^{150}\text{Ho}$	1,5	1	124,7
11	$^{150}\text{Nd}(n, 18n)^{133}\text{Nd}$	12,0	0,00564	≈140
12	$^{139}\text{La}(n, 15n)^{125}\text{La}$	1,3	0,9991	≈120
13	$^{133}\text{Cs}(n, 14n)^{120}\text{Cs}$	1,1	1	≈110
14	$^{127}\text{I}(n, 13n)^{115}\text{I}$	1,3	1	109,7
15	$^{115}\text{In}(n, 13n)^{103}\text{In}$	1,1	0,957	113,6
16	$^{103}\text{Rh}(n, 10n)^{94}\text{Rh}$	1,2	1	≈75
17	$^{93}\text{Nb}(n, 9n)^{85}\text{Nb}$	8,2	1	≈65
18	$^{89}\text{Y}(n, 9n)^{81}\text{Y}$	1,2	1	≈65
19	$^{59}\text{Co}(n, 6n)^{54}\text{Co}$	1,5	1	55,5
20	$^{55}\text{Mn}(n, 6n)^{50}\text{Mn}$	1,76	1	54,4

Выполнив суммирование по всем L изотопам, вносящим вклад в образование одного и того же конечного ядра-продукта, имеем

$$A_{0k} = \sum_{l=1}^L A_{0kl} = \frac{N A}{M_k} \left[1 - \exp(-\lambda_k t_a) \right] \sum_{l=1}^L C_{kl} \int_{E_{kl}^{thr}}^{\infty} \sigma_{kl}(E) \varphi(E) dE, \quad (10)$$

$$A_{0k} = \sum_{l=1}^L A_{0kl} = \frac{N A}{M_k} \left[1 - \exp(-\lambda_k t_a) \right] \langle I_k \rangle.$$

Здесь $\langle I_k \rangle$ – взвешенное значение (с учетом содержания изотопа C_{kl}) скорости образования конечного ядра-продукта, которая является постоянной для данного спектра нейтронов.

Таким образом, элементы со сложным изотопным составом также могут быть использованы для изучения спектров быстрых нейтронов в обсуждаемых экспериментах с гибридными электроядерными системами, управляемыми протонными ускорителями высоких энергий [2].

4. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Подробное описание программы исследований физических аспектов электроядерного способа производства энергии и трансмутации радиоактивных отходов атомной энергетики, основных систем уран-свинцовой сборки и так называемого *калориметра деления урана*, а также широкого комплекса методических вопросов постановки экспериментов, выполненных в 1999 – 2001 гг. в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ на протонном пучке синхрофазотрона и нового сверхпроводящего ускорителя – нуклотрона, приведено в наших работах, которые указаны в ссылке [2], а также в обзоре [17].

Схема эксперимента, обсуждаемого в настоящей работе, показана на рис. 2. В этом эксперименте скорости реакций измерялись с помощью активационной методики. В качестве активационных детекторов использовались чистые химические вещества, в основном, металлы. Образцы 23 химических элементов (C, F, Mg, Si, S, Al, Ti, Mn, Fe, Co, Ni, Cu, Zn, Zr, Mo, Rh, Cd, In, Au, Hg, Pb, Bi и Np) с естественным содержанием изотопов размещались на детекторных пластинах из стеклотекстолита по окружности, имеющей радиус 75 мм (см. рис. 3).

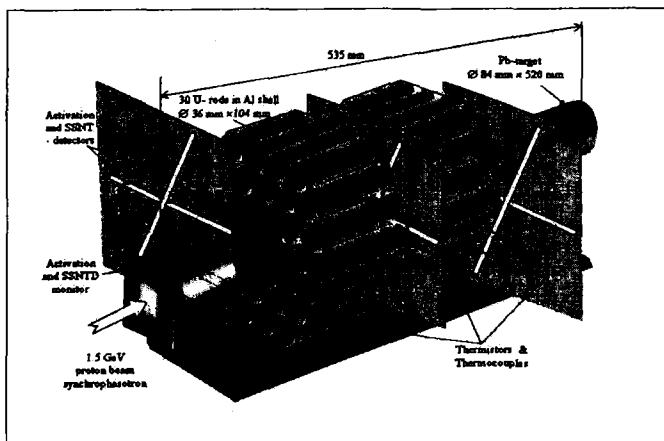


Рис. 2. Схема эксперимента (ноябрь 1999 г.) по облучению свинцовой мишени с урановым бланкетом на протонном пучке синхрофазотрона ОИЯИ при энергии 1,5 ГэВ (проект “Энергия плюс трансмутация” [2в])

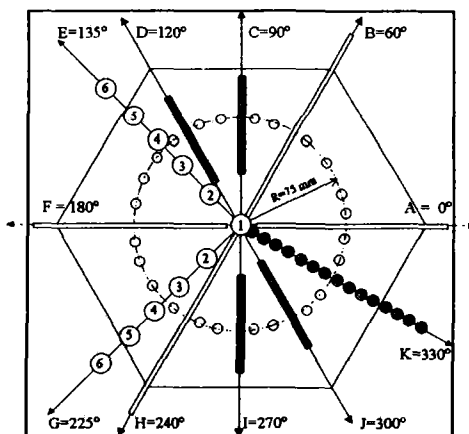


Рис.3. Схема расположения активационных и трековых детекторов на центральной пластине с размерами 30×30×0,3 см в эксперименте по облучению U/Pb-сборки. В настоящей работе обсуждаются результаты, которые получены с помощью активационных пороговых детекторов, размещенных на окружности с R=75 мм (полное описание других детекторов, показанных на этом рисунке, приведено в нашей работе [2в])

Эти пластины устанавливались в следующих трех положениях: перед первой секцией, в зазоре между секциями и за второй секцией уранового blankets подкритической U/Pb-сборки. Описание вопросов размещения активационных детекторов и их характеристик впервые приведено в работе [2в], из которой заимствованы рис. 2 и 3.

Измерение спектров гамма-квантов ядер-продуктов реакций производилось с помощью спектрометра с детектором из сверхчистого германия, имеющего высокое энергетическое разрешение и высокую эффективность регистрации гамма-квантов. В работе [2в] содержатся предварительные результаты определения удельных активностей радиоактивных нуклидов. В табл. 2, приведенной в Приложении, даются значения скоростей реакций (иначе говоря, активационных интегралов), которые были использованы при восстановлении спектра быстрых нейтронов (см. формулу (1)). На рис. 4 показан интегральный спектр нейтронов $F(E)$, полученный с помощью дискретных значений $F(E_k^{eff})$ (см. формулы (3), (6) и (7)).

Восстановленный спектр быстрых нейтронов $\varphi(E)$ подкритической двухсекционной U/Pb-сборки, управляемой протонным пучком синхрофазотрона с энергией 1,5 ГэВ, представлен на рис.5. На этом же рисунке для сравнения приведена гистограмма спектра нейтронов, рассчитанного по модели DCM/CEM. Для восстановления этого спектра использованы экспериментальные результаты, полученные с помощью активационных пороговых детекторов, которые были размещены на передней пластине (см. рис. 2).

В результате проведенных исследований по восстановлению спектров быстрых нейтронов в широком диапазоне энергий (вплоть до ~200 МэВ) в подкритической U/Pb-сборке электроядерной системы «Энергия плюс трансмутация» в настоящем сообщении разработана методика измерения удельных активностей радиоактивных нуклидов, образующихся в результате облучения активационных детекторов быстрыми нейтронами. Рассчитанные на их основе скорости реакций (активационные интегралы) позволяют восстанавливать спектр нейтронов по методу эффективных пороговых сечений.

В настоящее время авторы продолжают изучение устойчивости результатов расчета сечений σ_k^{eff} в зависимости от вида опорной функции $\varphi(E)$. Представляет интерес разработать процедуру использования опорного спектра без обращения к расчетам по методу Монте-Карло. В случае подкритических систем, управляемых протонными ускорителями высоких энергий, в первом (грубом) приближении можно считать, что опорная функция является суммой спектра первичных нейтронов, выходящих из свинцовой мишени, и спектра нейтронов деления ядер.

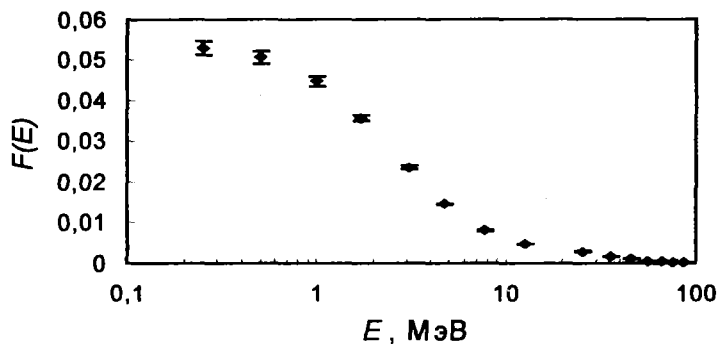


Рис. 4. Интегральный спектр нейтронов $F(E)$; значения по оси ординат приводятся в относительных единицах

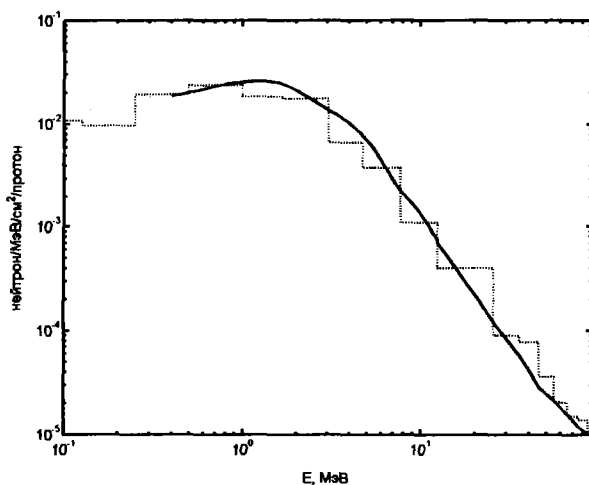


Рис. 5. Восстановленный по экспериментальным данным (сплошная линия) и рассчитанный по модели DCM/CEM (гистограмма) спектры нейтронов $\phi(E)$ для точки, которая расположена на передней детекторной пластине на расстоянии 7,5 см от оси симметрии U/Pb-сборки (см. рис.2 и 3)

Анализ результатов экспериментов по облучению быстрыми нейтронами активационных детекторов, размещенных в бланкете, показывает, что для корректного восстановления спектра нейтронов требуется набрать большой флюенс протонов за очень короткое время. Кроме этого, необходимо сократить до минимума время выдержки активационных детекторов, т.е. временной промежуток от окончания облучения до начала измерения спектров гамма-квантов. Выполнение этого условия обеспечит получение информации о короткоживущих продуктах реакций, имеющих высокоэнергетические пороги (см.табл.1).

Рассмотрение удельных активностей детекторов, расположенных на трех пластинах, для модели U/Pb-сборки электроядерной системы, состоящей только из двухсекционного уранового бланкета (см. рис. 2), показал, что поля нейтронов отличаются мало. Этот факт можно объяснить тем, что энергия бомбардирующих протонов является достаточно высокой, а передний торец свинцовой мишени находится на значительном расстоянии от переднего торца первой секции уранового бланкета. Кроме этого, такая модель U/Pb-сборки имеет относительно малые размеры. Поэтому три детекторные пластины, на которых размещались активационные детекторы, находятся приблизительно в одинаковых условиях. С увеличением размеров подкритической системы картина существенно изменится.

Необходимо отметить, что наблюдается хорошее согласие результатов по восстановлению спектра быстрых нейтронов из экспериментальных данных с использованием набора активационных пороговых детекторов и расчетных значений, полученных с помощью статистических моделей.

Заключение

Метод восстановления спектра быстрых нейтронов, генерируемых в U/Pb-сборке, который впервые разработан в настоящей работе, позволяет получить более подробную информацию о форме спектра по сравнению с другими интегральными методами (такими, как трековый интегратор деления [2в, 15а] и гамма-спектроскопия осколков деления [16]). Основные выводы, полученные этими тремя независимыми методами, использованными в одном и том же эксперименте с урановым бланкетом, подтверждают, что исследуемая модель электроядерного реактора (с рассеивателями нейтронов без их поглощения) является реактором на быстрых нейтронах.

В заключение отметим, что результаты, полученные в настоящей работе, а также в сообщениях [2,15а,16,18] на модели гетерогенной

подкритической U/Pb-сборки, изготовленной в масштабе 1:30, будут использованы в дальнейшем в ходе создания в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ полномасштабной гибридной электроядерной системы “Энергия плюс трансмутация” для исследований на пучках нового сверхпроводящего ускорителя – нуклотрона, которая показана на рис.1 в нашей работе [2в] и рис.23 в обзоре А.М.Балдина, А.И.Малахова и А.Н.Сисакяна [17].

Авторы с глубокой благодарностью отмечают, что описанные в данной работе эксперименты по электроядерной тематике выполнены при поддержке академиков А.М.Балдина (ОИЯИ, Дубна), В.И.Субботина (Институт прикладной математики им. М.В.Келдыша, Москва) и Г.А.Филиппова (Всероссийский научно-исследовательский и проектно-конструкторский институт атомного энергетического машиностроения, Москва).

Авторы выражают благодарность А.И.Малахову, В.Н.Пеневу, И.А.Шелаеву, Е.А.Матюшевскому, Ю.С.Анисимову и П.И.Зарубину за содействие в решении вопросов подготовки экспериментов по программе проекта “Энергия плюс трансмутация”. Персонал инженерно-технических отделов Лаборатории высоких энергий ОИЯИ, руководимый А.Д.Коваленко, авторы благодарят за обеспечение эффективной работы синхрофазотрона при облучении уран-свинцовой сборки.

Авторы признательны участникам Объединенного научного семинара Лаборатории высоких энергий и Лаборатории физики частиц ОИЯИ (руководитель семинара В.А.Никитин) за конструктивное обсуждение результатов настоящей публикации. Авторы благодарны механикам ядерно-физических стендов А.Ф.Елишеву и И.И.Марьину (ОИЯИ) и А.С.Нестеровичу (АНТЦ “Сосны”, Минск, Белоруссия) за помощь при монтаже модели электроядерной системы.

Авторы благодарят Министерство по атомной энергии России за предоставление материала, из которого создана модель уранового бланкета – именно благодаря этому появилась возможность начать электроядерные исследования на пучках синхрофазотрона/нуклотрона по программе международной коллаборации «Энергия плюс трансмутация», объединяющей заинтересованных специалистов научных институтов и университетов стран-участниц ОИЯИ и других стран.

Эксперименты по электроядерной технологии, которые описаны в настоящей работе, выполнены при поддержке грантом, выделенным Международным научно-техническим центром (проект 1372: ФЭИ, Обнинск – ОИЯИ, Дубна), а также грантом дирекции ОИЯИ на обеспечение эксплуатации ускорительных и реакторных установок Института.

Таблица 2. Активационные интегралы для пороговых ядерных реакций на детекторах, расположенных на передней и центральной пластинах двухсекционной уран-свинцовой сборки (см.рис. 2)

N	Ядро-мишень	Содержание изотопа в смеси, отн. ед.	Реакция	Ядро-продукт	Актив. инт. (центр.), 1/с $\times 10^{-24}$	Отн. погрешность, %	Актив. инт. (передн.), 1/с $\times 10^{-24}$	Отн. погрешность, %
1	Al-27	1	n,a	Na-24	1,38+6	25	1,64+6	32
2	Mn-55	1	n,2n	Mn-54	6,40+6	23	8,88+6	21
3	Mn-55		n,4n	Mn-52	2,23+5	28	2,55+5	30
4	Co-59	1	n,2n	Co-58	5,97+6	4	7,1+6	11
5	Co-59		n,3n	Co-57	1,42+6	3	1,5+6	15
6	Co-59		n,4n	Co-56	2,44+5	5	5,5+5	12
7	Co-59		n,5n	Co-55	3,30+4	31	1,9+4	40
8	Rh-103	1	n,3n	Rh-101m	4,63+6	13	5,1+6	17
9	Rh-103		n,4n	Rh-100	3,42+6	21	3,2+6	21
10	Au-197	1	n,2n	Au-196	1,45+7	4	2,2+7	7
11	Au-197		n,3n	Au-195	6,05+8	6	2,1+9	6
12	Au-197		n,4n	Au-194	4,22+6	9	6,3+6	12
13	Au-197		n,a	Ir-194	1,87+7	19	3,4+7	16
14	Bi-209	1	n,3n	Bi-207	1,19+8	12	1,0+8	7
15	Bi-209		n,4n	Bi-206	3,69+6	4	4,6+6	2
16	Bi-209		n,5n	Bi-205	3,55+6	11	4,3+6	3
17	Bi-209		n,7n	Bi-203	1,3+6	7	2,2+6	6
18	In-113	0,0428	n,3n	In-111	4,09+7	7	5,4+7	7
	In-115	0,957	n,5n	In-111				
19	In-113		n,He-3	Ag-111	4,65+9	9	8,6+9	11
	In-115		n,na	Ag-111				
20	In-115		n,n'	In-115m	3,87+7	5	3,52+7	18
21	Mg-24	0,787	n,t	Na-22	3,53+6	30	8,4+6	20
22	Mg-25	0,1013	n,d	Na-24	2,28+7	7	2,1+7	4
23	Fe-54	0,0584	n,t	Mn-52	3,6+6	9	4,0+6	8
24	Fe-56	0,9186	n,t	Mn-54	3,24+6	13	3,6+6	9
25	Pb-204	0,0137	n,2n	Pb-203	1,75+8	6	1,62+8	6
	Pb-206	0,25	n,4n					
	Pb-207	0,212	n,5n					
	Pb-208	0,524	n,6n					
26	Pb-204		n,4n	Pb-201	9,41+7	19	1,0+8	13
	Pb-206		n,6n					
	Pb-207		n,7n					
	Pb-208		n,8n					
27	Pb-204		n,5n	Pb-200	1,36+7	25	1,43+7	23
	Pb-206		n,7n					
	Pb-207		n,8n					
28	Pb-204		n,t	Tl-202	4,16+7	5	4,84+7	17
	Pb-207		n,n'a					

N	Ядро-мишень	Содержание изотопа в смеси, отн. ед.	Реакция	Ядро-продукт	Акт. инт. (центр.), 1/c $\times 10^{-24}$	Отн. погрешность, %	Акт. инт. (передн.), 1/c $\times 10^{-24}$	Отн. погрешность, %
29	Ti-46	0,0793	n,t	Sc-44	2,5+8	13	3,2+8	7
30	Ti-46		n,t	Sc-44m	2,0+6	9	2,5+6	8
31	Ti-47	0,0728	n,d	Sc-46	2,3+7	10	2,5+7	16
32	Ti-48	0,7394	n,t	Sc-46				
	Ti-48		n,d	Sc-47	2,3+6	3	3,2+6	3
33	Ti-49	0,0551	n,t	Sc-47				
	Ti-49		n,d	Sc-48	1,7+5	8	2,6+5	5
34	Ti-50	0,0534	n,t	Sc-48				
	Ti-49		n,He-3	Ca-47	1,9+5	41	6,4+5	39
35	Ti-50		n,a	Ca-47				
	Zn-64	0,4889	n,3n	Zn-62	3,3+5	20	4,7+5	23
36	Zn-66	0,2781	n,t	Cu-64	2,24+7	5	2,63+7	4
37	Zn-68	0,1857	n,d	Cu-67	1,44+6	16	1,65+6	7
38	Zr-90	0,5146	n,2n	Zr-89	1,05+7	3	1,4+7	2
	Zr-91	0,1123	n,3n					
	Zr-92	0,1711	n,4n					
	Zr-94	0,174	n,6n					
	Zr-96	0,028	n,8n					
39	Zr-90		n,3n	Zr-88	3,76+6	8	5,23+6	5
	Zr-91		n,4n					
	Zr-92		n,5n					
	Zr-94		n,7n					
40	Zr-90		n,5n	Zr-86	2,64+5	26	4,0+5	12
	Zr-91		n,6n					
	Zr-92		n,7n					
41	Zr-90		n,t	Y-88	3,27+6	18	3,8+6	9
42	Zr-96		n,2n	Zr-95	6,7+5	20	5,52+5	33
43	Zr-94		n,a	Sr-91	1,23+7	53	9,7+6	36
44	Ni-58	0,6788	n,2n	Ni-57	1,11+6	7	1,23+6	5
	Ni-60	0,2623	n,4n					
	Ni-61	0,0119	n,5n					
	Ni-62	0,0366	n,6n					
	Ni-64	0,0108	n,8n					
45	Ni-58		n,3n	Ni-56	2,5+7	17	1,46+7	22
	Ni-60		n,5n					
	Ni-61		n,6n					
	Ni-62		n,7n					
46	Ni-58		n,t	Co-56	1,84+6	14	2,92+6	11
47	Ni-60		n,t	Co-58	7,73+7	2	8,51+7	3
48	Ni-61		n,d	Co-60	2,13+7	37	3,06+7	21
	Ni-62		n,t					
49	Mo-92	0,1584	n,t	Nb-90	9,56+6	7	9,2+6	4

N	Ядро-мишень	Содержание изотопа в смеси, отн. ед.	Реакция	Ядро-продукт	Актив. инт. (центр.), $1/c \times 10^{-24}$	Отн. погрешность, %	Актив. инт. (передн.), $1/c \times 10^{-24}$	Отн. погрешность, %
50	Mo-92		n,a	Zr-89	8,39+6	4	8,35+6	6
51	Mo-94	0,0904	n,2n	Mo-93m	2,88+6	17	1,92+6	10
52	Mo-96	0,1653	n,d	Nb-95	5,46+6	10	1,10+7	22
	Mo-97	0,0946	n,t					
53	Mo-96		n,d	Nb-95m	1,10+6	18	9,20+5	4
	Mo-97		n,t					
54	Mo-97		n,d	Nb-96	9,33+6	7	9,0+6	6
	Mo-98	0,2378	n,t					
55	Hg-196		n,4n	Hg-193m	1,6+8	46	2,5+8	34
	Hg-198	0,1002	n,6n					
	Hg-199	0,1684	n,7n					
	Hg-200	0,2313	n,8n					
56	Hg-196		n,2n	Hg-195m	8,7+8	24	1,4+9	26
	Hg-198		n,4n					
	Hg-199		n,5n					
	Hg-200		n,6n					
	Hg-201	0,1322	n,7n					
	Hg-202	0,298	n,8n					
57	Hg-196		n,t	Au-194	3,2+8	23	2,6+8	33
58	Hg-199		n,d	Au-198	7,0+6	10	2,4+6	29
	Hg-200		n,t					
59	Hg-200		n,d	Au-199	2,3+6	13	1,03+6	24
	Hg-201		n,t					
60	Cd-106	0,0124	n,d	Ag-105	1,06+8	21	3,2+7	22
61	Cd-108	0,0087	n,t	Ag-106m	1,0+8	18	3,7+7	21

Литература

- 1) а) Р.Г.Васильков, В.И.Гольданский, В.П.Джелепов, В.П.Дмитриевский. Электроядерный метод генерации нейтронов. Атомная энергия, 1970, 29, 151.
- б) Р.Г.Васильков, В.И.Гольданский, В.В.Орлов. Об электроядерном бридинге. УФН, 1983, 139, 435.
- 2) а) М.И.Кривопустов, Д.Чултэм. Об экспериментах по электроядерной технологии и трансмутации радиоактивных отходов на пучках синхрофазотрона (Дубна). Новости ОИЯИ. №3, стр. 27-30, 1998.
- б) M.I.Krivopustov, D.Chultem, Ts.Tumendelger et al. Project «Energy plus Transmutation»: Complex Investigation of Physical Aspects of Accelerator Driven Power Generation and Nuclear Radioactive Wastes Transmutation Using JINR (Dubna) Synchrophasotron/Nuclotron Beams. Abstracts for 3rd International Conference Accelerator Driven Transmutation Technologies and Application (June 7-11, 1999, Praha, Czech Republic), p. 55.
- в) М.И.Кривопустов, Д.Чултэм, И.Адам и др. О первом эксперименте по калориметрии уранового blankets на модели U/Pb-сборки электроядерной системы "Энергия плюс трасмутация" на пучке синхрофазотрона ОИЯИ при энергии протонов 1,5 ГэВ. Препринт ОИЯИ P1-2000-168, Дубна, 2000 (принято в журнал Kerntechnik).
- 3) С.С.Ломакин, В.И.Петров, П.С.Самойлов. Радиометрия нейтронов активационным методом. М., Атомиздат, 1975.
- 4) А.А.Лапенас. Измерение спектров нейтронов активационным методом. Рига, Изд-во "Зинатне", 1975.
- 5) Е.А.Крамер-Агеев, В.С.Трошин, Е.Г.Тихонов. Активационные методы спектрометрии нейтронов. М., Атомиздат, 1976.
- 6) T.Nakamura et al.. Proceedings of the Second Specialists Meeting on High Energy Nuclear Data (January 26-27, 1995, JAERI, Tokai, Japan). Eds. T.Fukahori and N.Kishida.
- 7) В.А.Кравцов. Массы атомов и энергии связи ядер. М., Атомиздат, 1974.
- 8) S.Chigrinov, A.Kievitskaia, K.Routkovskaia et al. Calculation Method of Energy System Based on Using of High Energy Paticles and Nuclei Accelerators. In Proceeding of ICENES'93 (September 20-24, 1993, Makuhari, Chiba, Japan), p. 434.
- 9) A.Polanski, A.N.Sosnin, V.D.Toneev. JINR Preprint E2-91-1991, Dubna, 1991.
- 10) M.Blann. Annual Rev. Nucl. Sci., 1966, 17, 478; 1975, 25, 123.

- 11) V.S.Barashenkov, S.Yu.Shmakov. Nuclear Fission Induced by High Energy Protons. JINR Preprint E2-79-802, Dubna, 1979.
- 12) V.S.Barashenkov, A.Polanski. Electronic Guide for Nuclear Cross Sections. Communication JINR E2-94-417, Dubna, 1994.
- 13) а) Л.П.Абагян и др. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1981.
б) В.Ф.Хохлов, М.Н.Савоськин. Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Ядерные константы, 1972, 8, 328.
- 14) А.Н.Соснин, М.И.Кривоустов, М.Замани и др. Моделирование с помощью метода Монте-Карло нейтронных спектров в U/Pb-сборке, облучаемой протонами. Тезисы докладов 52-го Совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра (3-8 сентября 2001, Саров, Россия), стр. 252.
- 15) а) Д.Чултэм, Ц.Тумэндэлгэр, М.И.Кривоустов. Трековый интегратор деления урана для исследования энерговыделения в подкритическом урановом бланкете электроядерной системы «Энергия плюс трансмутация». Препринт ОИЯИ P1-2001-128, Дубна, 2001 (направлено в журнал Nuclear Tracks and Radiation Measurements).
б) Л.А.Гончарова, К.А.Котельников, С.П.Кузнецов, Н.Г.Полухина, Н.И.Старков, П.И.Зарубин, О.С.Заверюха, М.И.Кривоустов, В.П.Перельгин, Ц.Тумэндэлгэр, Д.Чултэм. Автоматизация измерений и анализа трековой информации об энерговыделении в урановом бланкете электроядерной системы. Препринт 25 Физического Института им. П.Н.Лебедева РАН, Москва, 2001.
- 16) Д.Чултэм, Ц.Тумэндэлгэр, М.И.Кривоустов и др. Исследование спектров масс осколков деления и выходов (n, γ)- и ($n, 2n$)- реакций в модели подкритического уранового бланкета электроядерной системы на протонном пучке синхрофазотрона при энергии 1,5 ГэВ. Препринт ОИЯИ P1-2002-16, Дубна, 2002 (направлено в журнал Kerntechnik).
- 17) А.М.Балдин, А.И.Малахов, А.Н.Сисакян. Некоторые проблемы релятивистской ядерной физики и множественного рождения частиц. Сообщение ОИЯИ P1-2001-106, Дубна, 2001, стр. 58-59 (направлено в журнал ОИЯИ «Физика элементарных частиц и атомного ядра»).
- 18) M.I.Krivooustov, D.Chultem, A.N.Sosnin et al. Experimental Studies of Electronuclear Method of Energy Production and Transmutation of Radioactive Wastes Using Relativistic Beams from JINR (Dubna) Synchrophasotron/Nuclotron – project «Energy plus Transmutation». Proceedings of the XV International Seminar on High Energy Physics Problems. Relativistic Nuclear Physics and Quantum Chromodynamics. (September 25-29, 2000, Dubna, Russia). Vol.II, pp.3-21, Dubna, 2001.

Получено 4 апреля 2002 г.