



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ИФВЭ 2009–13  
ОРИ

А.В. Санников

**СЕЧЕНИЯ АКТИВАЦИИ ВИСМУТА  
ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИМИ НЕЙТРОНАМИ**

Направлено в *ИТЭ*

Протвино 2009

**Аннотация**

Санников А.В. Сечения активации висмута высокоэнергетическими нейтронами. Препринт ИФВЭ 2009–13. – Протвино, 2009. – 11 с., 6 рис., 4 табл., библиогр.: 18.

Сечения активации висмута рассчитаны в рамках обобщенной каскадной модели в диапазоне энергий нейтронов 15–1000 МэВ. Полученные данные использованы при сравнении с двумя экспериментами, выполненными в ИФВЭ и RAL, и при восстановлении высокоэнергетических нейтронных спектров по результатам измерений. Подтверждена равновесная форма каскадного пика высокоэнергетических нейтронных спектров за толстыми защитами.

**Abstract**

Sannikov A.V. Bismuth Activation Cross Sections for High Energy Neutrons. Preprint 2009–13. – Protvino, 2009. – p. 11, fig. 6, tables 4, refs.: 18.

Bismuth activation cross sections have been calculated in the frame of the generalized cascade model in the neutron energy range 15–1000 MeV. The obtained data have been used in comparison with two experiments performed at IHEP and RAL and in unfolding high energy neutron spectra from measurement data. The equilibrium shape of the cascade peak of high energy neutron spectra outside thick shields has been confirmed.

## Введение

Совершенствование методов спектрометрии высокоэнергетических нейтронов является актуальной задачей в связи с рядом новых научно-технических программ, реализующихся в последнее время. Среди них можно назвать создание мощных источников нейтронов на основе протонных ускорителей для исследования материалов, электроядерный бридинг и трансмутация радиоактивных отходов и т.д. Сложность спектрометрии нейтронов с энергиями выше нескольких десятков МэВ заключается в том, что в этом диапазоне неприменимо большинство методов, используемых для измерения низкоэнергетических спектров нейтронов. Практически единственным широко применяющимся детектором высокоэнергетических нейтронов остается углеродный активационный детектор (УАД) на основе реакции  $^{12}\text{C}(n,x)^{11}\text{C}$  с порогом 20 МэВ и сечением около 20 мб в широком диапазоне энергий.

Перспективным активационным детектором для этой области энергий является  $^{209}\text{Bi}$ , для которого в работе [1] были выполнены измерения сечений реакций  $^{209}\text{Bi}(n, xn)^{210-x}\text{Bi}$  ( $x=3-12$ ) в диапазоне энергий 20–150 МэВ. Эти реакции имеют пороги от 14,4 МэВ ( $x=3$ ) до 88 МэВ ( $x=12$ ) и достаточно большие сечения от 1700 до 40 мб, соответственно, в максимуме. Результаты расчетов [2], выполненных по программе ALICE/89, неплохо согласуются с экспериментальными данными. Автор этой программы, однако, позднее отметил [3] серьезные недостатки модели, ограничивающие ее применимость диапазоном энергий нуклонов ниже 100 МэВ. Кроме того, результаты измерений имеют достаточно большие погрешности, достигающие нескольких десятков процентов. В связи с этим есть необходимость уточнения сечений, особенно в диапазоне энергий выше 100 МэВ.

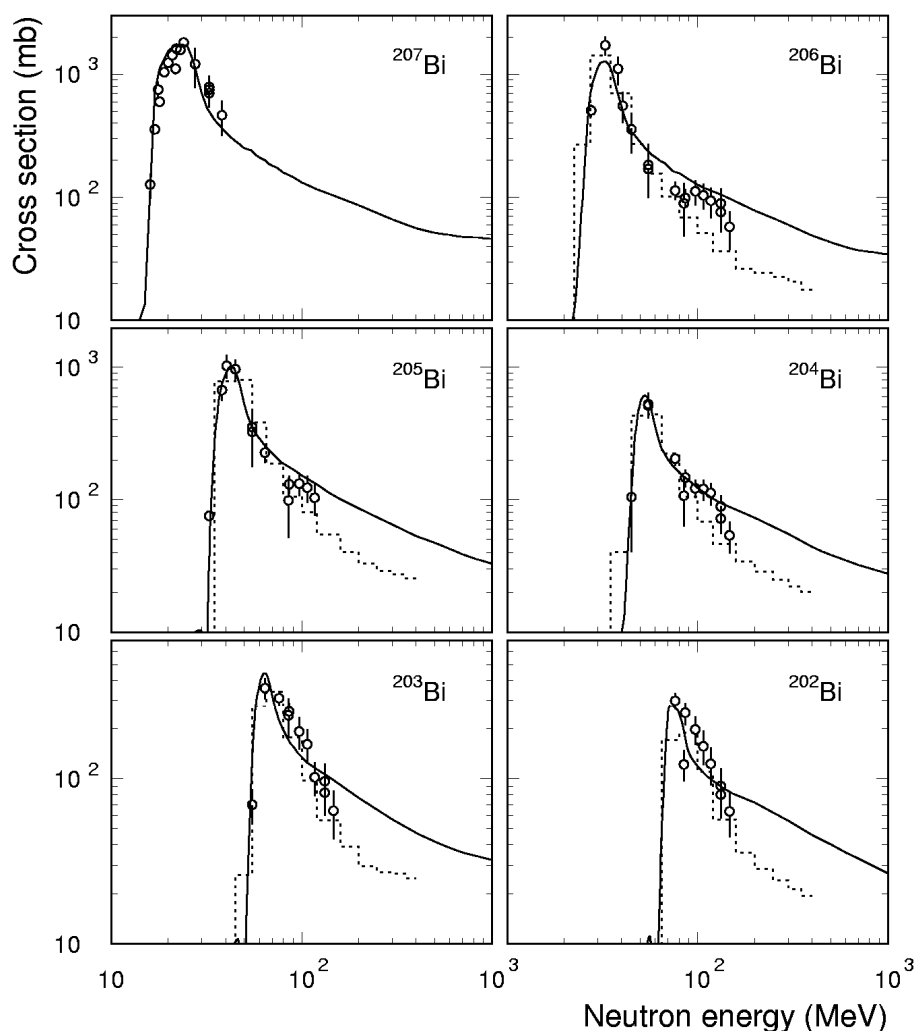
Данная работа посвящена расчетному исследованию сечений активации висмута нейтронами с энергиями 15-1000 МэВ, выполненному в рамках обобщенной каскадной модели (ОКМ) [4, 5], и сравнению полученных результатов с экспериментальными данными двух независимых групп в полях высокоэнергетических нейтронов на ускорительных комплексах ИФВЭ [6, 7] и RAL [8, 9]. Проведено восстановление нейтронных спектров по измеренным скоростям реакций  $^{209}\text{Bi}(n, xn)$  и  $^{12}\text{C}(n, x)^{11}\text{C}$ .

### Расчеты сечений активации висмута

Обобщенная каскадная модель является развитием каскадно-экситонной модели ядерных реакций, используемой в программе переноса высокоэнергетических адронов в веществе HADRON [10]. Основными отличительными особенностями ОКМ от предыдущих каскадных моделей являются:

- самосогласованная модель ядерного потенциала и плотности нуклонов в ядре, полностью основанная на экспериментальных данных;
- описание нуклонов волновыми пакетами в координатном и импульсном пространствах, позволяющее учесть нелокальность нуклон-нуклонных взаимодействий в ядре;
- точный расчет классических траекторий адронов в поле ядра;
- учет зависимости сечений нуклон-нуклонных взаимодействий от плотности ядерного вещества.

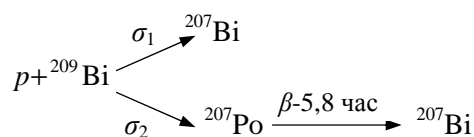
В работе [4] было показано, что ОКМ согласуется с экспериментом по полным сечениям реакции нуклонов с ядрами в диапазоне энергий 10 МэВ – 10 ГэВ без использования свободных параметров для отдельных ядер. Расширение диапазона применимости каскадной модели в область низких энергий позволило отказаться от предравновесной стадии ядерной реакции, предшествующей испарительному каскаду. Успешное описание двойных дифференциальных сечений выхода нуклонов и сложных частиц при взаимодействии нуклонов с ядрами при энергиях ниже 100 МэВ [5] дает основание предполагать, что спектр остаточных ядер также можно рассчитать с достаточной точностью в рамках ОКМ.



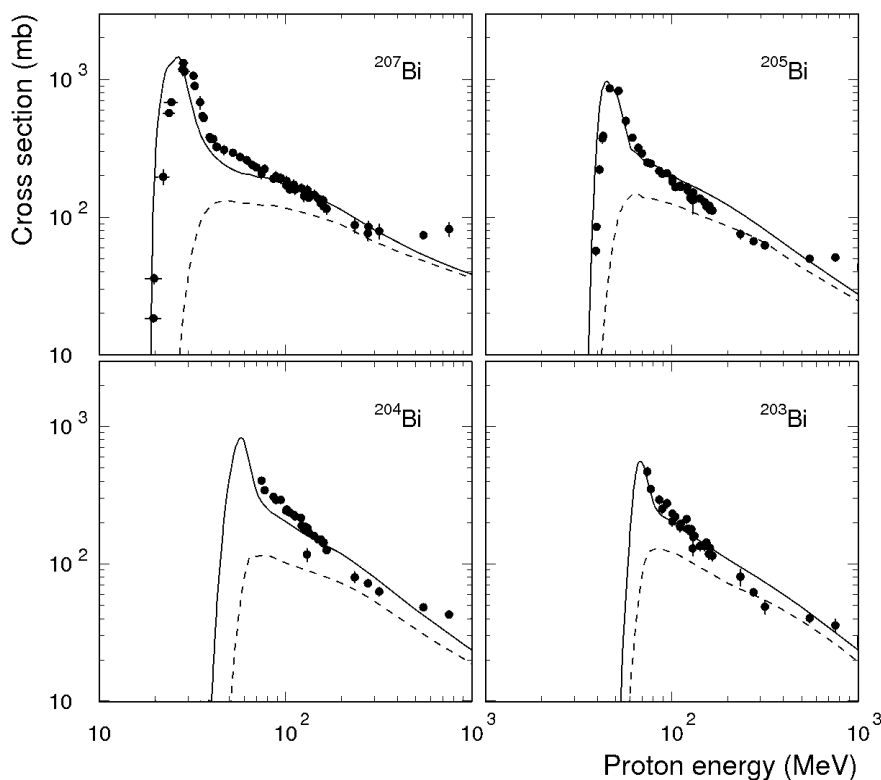
**Рис. 1.** Сечения активации  $^{209}\text{Bi}(n, xn)^{210-x}\text{Bi}$  нейтронами с энергиями 15-1000 МэВ. Точки – экспериментальные данные [1, 11]; гистограммы – расчетные данные [2]; кривые – расчет по ОКМ (данная работа).

Результаты расчета сечений активации представлены на рис. 1 для остаточных ядер от  $^{207}\text{Bi}$  до  $^{202}\text{Bi}$ . Там же приведены экспериментальные данные [1] и [11] (для  $^{207}\text{Bi}$  в диапазоне энергий 16–24 МэВ) и расчетные сечения [2], взятые из работы [8]. В большинстве случаев результаты расчета по ОКМ согласуются с экспериментом в пределах погрешностей, то же можно сказать относительно расчетных данных [2]. При энергиях выше 100 МэВ, однако, результаты двух расчетов систематически расходятся друг с другом, причем различие достигает коэффициента 3.

Для проверки энергетических зависимостей сечений в высокоэнергетической области были выполнены расчеты сечений активации  $^{209}\text{Bi}$  протонами. В этом случае появляется второй канал рождения изотопов висмута за счет образования изотопов полония, переходящих в процессе  $\beta$ -распада в ядра висмута с тем же атомным весом. На нижеприведенной схеме показаны эти каналы реакции для остаточного ядра  $^{207}\text{Bi}$ .



В таких случаях различают независимое и кумулятивное сечения образования нуклидов:  $\sigma_{\text{ind}} = \sigma_1$  и  $\sigma_{\text{cum}} = \sigma_1 + v_2\sigma_2$ , где  $v_2$  – относительная вероятность  $\beta$ -распада ядра полония по сравнению с  $\alpha$ -распадом. Эта вероятность близка к 100% в рассматриваемых ниже случаях.



**Рис. 2.** Сечения активации висмута протонами с энергиями 20–1000 МэВ. Точки – экспериментальные кумулятивные сечения [12]. Расчет по ОКМ: штриховые кривые – независимые сечения; сплошные кривые – кумулятивные сечения.

Результаты нашего расчета независимых и кумулятивных сечений для четырех нуклидов показаны на рис. 2 в сравнении с экспериментальными данными по кумулятивным сечениям из базы данных EXFOR [12]. При энергиях протонов вблизи порогов реакций преобладает второй канал, так как реакции с вылетом протонов  $^{209}\text{Bi}(n,pxn)^{209-x}\text{Bi}$  сильно подавлены из-за большой величины кулоновского барьера. В области высоких энергий, напротив, независимые сечения близки к кумулятивным, т.е. сечения реакций с образованием промежуточных ядер полония малы. Наши результаты в целом близки к экспериментальным данным в интересующей нас области энергий выше 100 МэВ, что говорит в пользу высокоэнергетических нейтронных сечений, рассчитанных по ОКМ (рис. 1).

### Выход нейтронов с поверхности вольфрамовой мишени, облучаемой протонами с энергией около 1 ГэВ

В работе [6] приведены экспериментальные значения скоростей реакций  $^{209}\text{Bi}(n,xn)^{210-x}\text{Bi}$  ( $x=3-7$ ) и  $^{12}\text{C}(n,x)^{11}\text{C}$ , измеренных вблизи поверхности цилиндрической вольфрамовой мишени размерами  $\varnothing 20 \times 60$  см при облучении протонами с энергиями 0,895 и 1,21 ГэВ на ускорителе У-1,5 ИФВЭ. Под скоростью реакции  $R_i$  понимается вероятность реакции  $i$  (относительное число активированных ядер) при облучении ядер флюенсом  $\Phi$ :

$$R_i = \int \sigma_i(E) \Phi(E) dE, \quad (1)$$

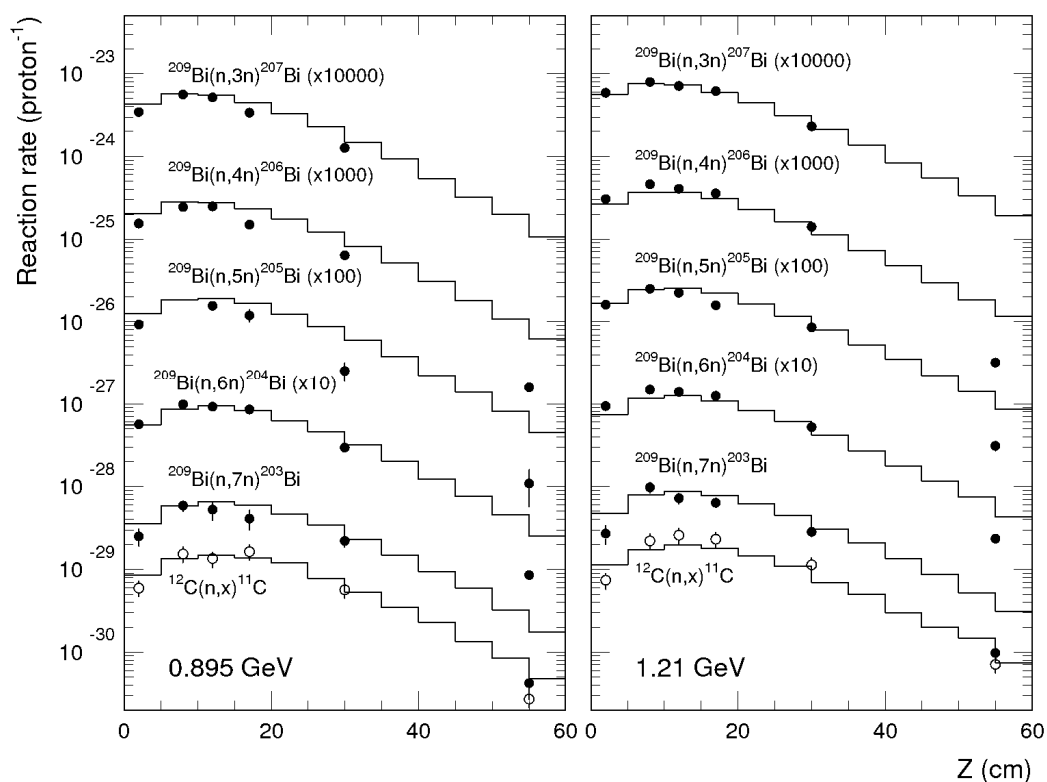
где  $\sigma_i$  – микроскопическое сечение реакции  $i$ . Активационные детекторы размерами  $\varnothing 20 \times 1$  мм ( $^{209}\text{Bi}$ ) и  $\varnothing 20 \times 9$  мм (УАД) располагались на расстояниях  $Z = 2; 8; 12; 17; 30$  и  $55$  см от переднего торца мишени. Интенсивность пучка протонов во время измерений составляла  $(1 - 1,3) \cdot 10^{13}$  протонов за цикл. В работе [7] выполнено сравнение полученных экспериментальных данных с результатами расчетов по программам NMTC/JAERI, HERMES и LANET на основе сечений активации висмута [2].

В данной работе скорости реакций  $^{209}\text{Bi}(n,xn)^{210-x}\text{Bi}$  на поверхности вольфрамовой мишени рассчитаны по программе HADRON [10] с использованием сечений активации висмута нейтронами, рассчитанных по ОКМ. Профиль пучка протонов, падающих на вольфрамовую мишень, задавался по результатам измерений [6]. Результаты расчетов представлены на рис. 3 в сравнении с экспериментальными данными. Последние были уменьшены на 11% для реакции  $^{209}\text{Bi}(n,6n)^{204}\text{Bi}$  с учетом современного значения выхода фотонов с  $E_\gamma = 375$  кэВ из базы данных NuDat 2.5 [13], равного 82%, в отличие от 73,7%, принятого в работе [6]. На рис. 3 приведены также результаты расчетов и измерений для УАД, в расчетах использовались оцененные сечения реакции  $^{12}\text{C}(n,x)^{11}\text{C}$  из работ [14,15].

Из сравнения результатов рис. 3 нужно отметить в первую очередь большое завышение расчетных данных при  $Z = 55$  см, достигающее коэффициента 3–4 (экспериментальные данные для нуклида  $^{207}\text{Bi}$  на этом расстоянии отсутствуют). Такая же систематика наблюдалась при сравнении расчетных и экспериментальных данных в работе [7]. Причиной этих расхождений является, по-видимому, неполный учет условий эксперимента в расчетах, например углового распределения падающих на мишень протонов. На расстояниях до 30 см от торца мишени результаты расчетов и измерений согласуются друг с другом в пределах 20-30%, за исключением нуклида  $^{205}\text{Bi}$  на 30 см при энергии 0,895 ГэВ.

Для проверки расчетных сечений было выполнено также восстановление нейтронных спектров на различных расстояниях от торца мишени по измеренным скоростям реакций на висмуте и углероде. Учет показаний УАД является существенным в данной задаче, т.к. сечения активации висмута довольно малы при энергиях выше 100 МэВ, а расчетные спектры нейтронов, показанные на рис. 4, простираются вплоть до энергий несколько сот МэВ. Жесткие спектры нейтронов сопровождаются значительным компонентом заряженных адронов (протоны и

пионы), вклад которых в активацию детекторов необходимо учитывать при восстановлении нейтронных спектров.



**Рис. 3.** Скорости реакций  $^{209}\text{Bi}(n, xn)^{210-x}\text{Bi}$  и  $^{12}\text{C}(n, x)^{11}\text{C}$  вблизи поверхности вольфрамовой мишени при облучении протонами с энергиями 0,895 и 1,21 ГэВ. Точки – экспериментальные данные [6], гистограммы – расчет.

Расчеты по программе HADRON показали, что этим вкладом в активацию висмута можно пренебречь, так как максимумы спектров протонов и пионов лежат значительно выше 100 МэВ, где сечения на висмуте малы. В случае углеродного детектора расчетные значения этих вкладов приведены в табл. 1. Они были вычтены из показаний УАД. При восстановлении нейтронных спектров использовалась программа BON95 [15, 16], основанная на методах параметризации и итераций. В данной задаче метод параметризации не применялся, в качестве начальных приближений для итерационной процедуры использовались расчетные спектры нейтронов.

**Таблица 1.** Процентный вклад заряженных адронов в показания УАД.

Энергия протонов	Расстояние от переднего торца мишени				
	2 см	8 см	12 см	17 см	30 см
0,895 ГэВ	2	4	5	8	12
1,210 ГэВ	2	5	7	9	14

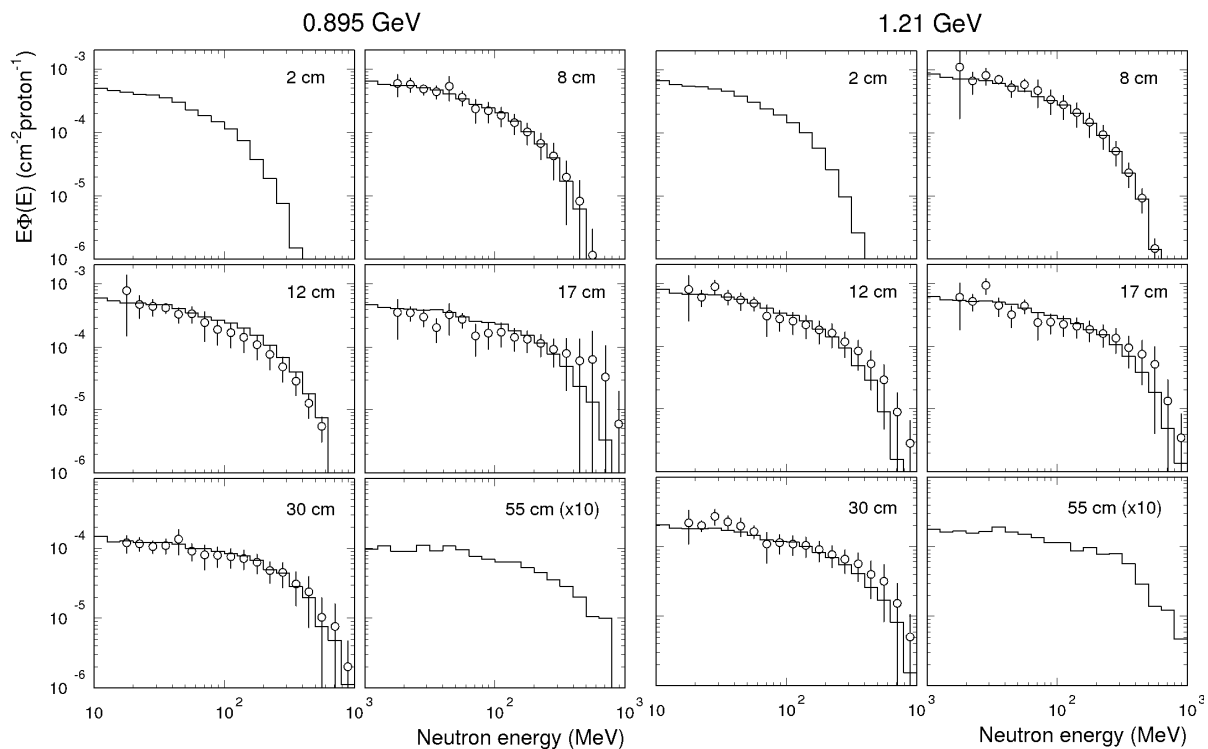
Спектры восстанавливались в 18 группах от 15,9 до 1000 МэВ (10 групп на порядок энергии нейтронов). Групповые сечения образования нуклидов на висмуте (данная работа) и угле-роде [14, 15], использовавшиеся при восстановлении, приведены в табл. 2. Неопределенности этих сечений для всех детекторов задавались равными 15%. Тестовые расчеты показали, что погрешности экспериментальных данных, составляющие в большинстве случаев от 4 до 7%, слишком малы, что приводит к большим нерегулярностям в восстановленных спектрах. В связи с этим погрешности измерений были увеличены на 10%, чтобы получить достаточно гладкие решения, что является одним из основных требований при решении некорректных обратных задач. При энергии протонов 0,895 МэВ на расстояниях 8 см и 30 см восстановление проводилось по показаниям 5 детекторов без  $^{205}\text{Bi}$ . В первом случае экспериментальные данные отсутствуют, во втором – содержат, по-видимому, неисключенную систематическую ошибку.

**Таблица 2.** Групповые сечения (мб) образования радионуклидов на висмуте (данная работа) и угле-роде [14, 15].

$E_{\text{max}}$ (МэВ)	$^{207}\text{Bi}$	$^{206}\text{Bi}$	$^{205}\text{Bi}$	$^{204}\text{Bi}$	$^{203}\text{Bi}$	$^{202}\text{Bi}$	$^{11}\text{C}$
12,6							
15,9	9,9	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
20,0	928,8	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
25,1	1689,8	6,4	0,0	0,0	0,0	0,0	4,0
31,6	1020,6	765,6	0,0	0,0	0,0	0,0	17,0
39,8	420,2	952,6	379,6	0,0	0,0	0,0	21,7
50,1	287,3	364,9	824,5	173,6	0,0	0,0	22,0
63,1	226,0	231,6	349,7	469,1	208,0	0,0	21,6
79,4	178,4	177,7	221,8	202,4	316,1	162,8	21,0
100,0	146,2	141,5	169,7	141,5	162,0	142,9	20,2
125,9	122,1	117,1	138,0	109,6	121,8	91,5	19,5
158,5	105,4	100,8	112,5	91,1	101,0	75,0	18,8
199,5	92,3	85,1	93,8	78,7	83,9	66,0	18,2
251,2	80,0	72,3	79,3	67,6	70,3	57,8	18,0
316,2	68,7	62,0	67,8	57,4	59,5	50,2	18,1
398,1	60,1	53,2	57,9	48,3	50,7	43,0	18,8
501,2	53,8	46,0	50,2	41,2	44,2	37,1	20,0
631,0	50,2	40,8	44,1	36,2	39,4	32,5	21,6
794,3	47,9	37,1	38,7	32,1	35,8	28,5	23,1
1000,0	46,6	35,3	34,8	29,0	33,4	24,9	24,7

Результаты восстановления нейтронных спектров на четырех расстояниях от торца ми-шени при двух энергиях протонов приведены на рис. 4 в сравнении с расчетными спектрами. В целом экспериментальные спектры согласуются в пределах погрешностей (СКО) с расчетными, хотя в некоторых случаях наблюдаются нерегулярности в восстановленных спектрах, несмотря на увеличенные ошибки измерений. Наиболее заметны скачки в спектре на 17 см при энергии 0,895 МэВ. В этом случае имеет место также максимальное отклонение от расчетного спектра, главным образом, в высокоэнергетической области. По нашему мнению, это является следствием неучтенных систематических и/или случайных погрешностей в экспериментальных данных.





**Рис. 4.** Спектры нейтронов вблизи поверхности вольфрамовой мишени на различных расстояниях от ее торца при облучении протонами с энергиями 0,895 и 1,21 ГэВ. Гистограммы – расчет; точки с погрешностями (СКО) – результаты восстановления по показаниям висмутового детектора и УАД.

### Спектры нейтронов за толстыми защитами интенсивного источника нейтронов RAL

В работах [8,9] приведены экспериментальные данные по скоростям реакций  $^{209}\text{Bi}(n, \chi n)$  ( $\chi=4-10$ ) за толстой защитой интенсивного источника нейтронов Лаборатории Резерфорда (RAL) на основе ускорителя протонов с энергией 800 МэВ. Геометрия мишени и защиты установки показана на рис. 5. Пучок протонов с током 170  $\mu\text{A}$  бомбардировал охлаждаемую тяжелой водой танталовую мишень, генерируя мощный поток нейтронов на ее поверхности. Точки измерения находились над мишенью за комбинированной стальной (284 см) и бетонной (97 см) защитой (точка А). Во второй серии измерений (точка В) толщина бетона была увеличена на 60 см. В измерениях использовались висмутовые мишени размерами  $\varnothing 8 \times 1,1$  см и УАД размерами  $\varnothing 8 \times 3$  см. Обсчет облученных детекторов проводился на полупроводниковом спектрометре.

Результаты измерений в точках А и В представлены в табл. 3. Можно видеть, что погрешности измерений на висмуте, как правило, значительно выше, чем в работах [6, 7], в то время как для УАД они значительно ниже. Это можно объяснить различием экспериментальных методик, а также различной плотностью потока нейтронов в сравниваемых условиях. Спектры нейтронов восстанавливались по программе BON95 в 16 группах от 25,1 МэВ (порог реакции  $^{209}\text{Bi}(n, 4n)^{206}\text{Bi}$ ). Вклад заряженных адронов в показания УАД принят равным 7,5% по данным работы [17], в качестве начального спектра для итерационной процедуры взят спектр за верхней бетонной защитой экспериментального зала протонного синхротрона У-70, приведен-

ный в этой же работе. Результаты восстановления спектров в точках А и В представлены на рис. 6 в сравнении с данными [8, 9].

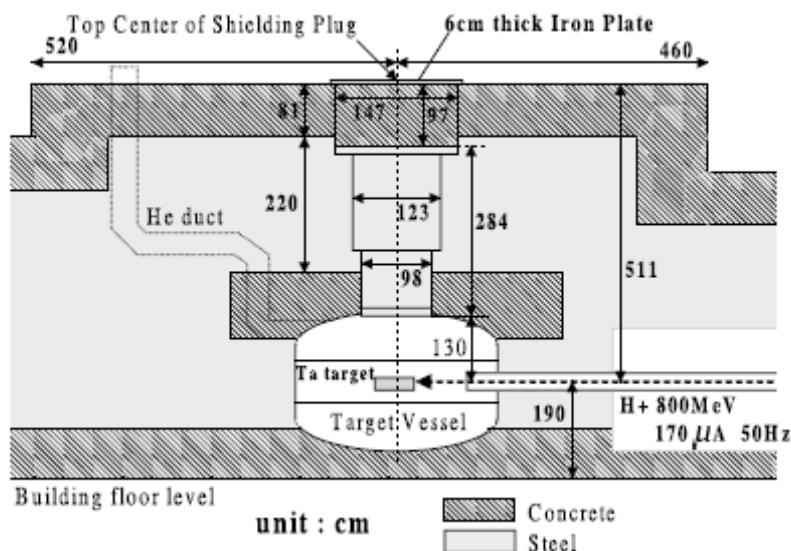
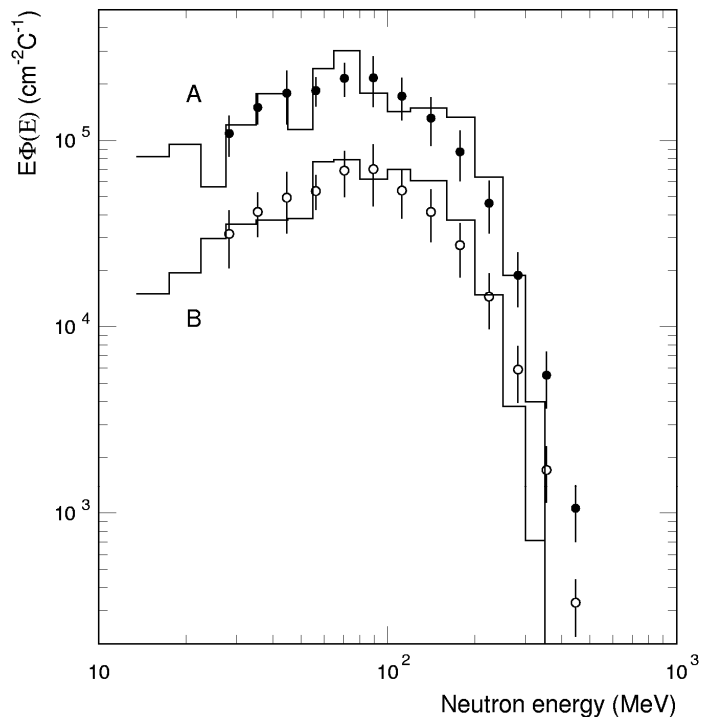


Рис. 5. Геометрия мишенной станции и защиты интенсивного источника нейтронов RAL.

Таблица 3. Скорости реакций  $^{209}\text{Bi}(n,xn)^{210-x}\text{Bi}$  и  $^{12}\text{C}(n,x)^{11}\text{C}$ , измеренные за толстыми защитами интенсивного источника нейтронов RAL [8, 9].

Реакция	Скорость реакции ( $10^{-21}$ Кулон $^{-1}$ )	
	Точка А	Точка В
$^{209}\text{Bi}(n,4n)^{206}\text{Bi}$	$100 \pm 11,9\%$	$28,6 \pm 22,6\%$
$^{209}\text{Bi}(n,5n)^{205}\text{Bi}$	$91,8 \pm 20,8\%$	$26,0 \pm 25,1\%$
$^{209}\text{Bi}(n,6n)^{204}\text{Bi}$	$53,1 \pm 5,1\%$	$16,3 \pm 8,3\%$
$^{209}\text{Bi}(n,7n)^{203}\text{Bi}$	$44,0 \pm 16,4\%$	$14,0 \pm 32,6\%$
$^{209}\text{Bi}(n,8n)^{202}\text{Bi}$	$27,4 \pm 10,1\%$	$9,33 \pm 17,0\%$
$^{12}\text{C}(n,x)^{11}\text{C}$	$6,75 \pm 2,6\%$	$2,04 \pm 4,6\%$

За исключением высокоэнергетических «хвостов» форма спектров, восстановленных по разным программам и с использованием различных сечений, практически одинакова. В отличие от гладких спектров, полученных в данной работе, в спектрах [8,9] наблюдаются заметные нерегулярности, что говорит либо о неточностях в использованных сечениях активации висмута и углерода, либо о недостатках методики восстановления спектров. Одним из распространенных недостатков является, например, неучет погрешностей функций чувствительности детекторов. В наших расчетах они составляли 15%, как было указано выше. Для УАД эта погрешность является преобладающей, так как экспериментальные ошибки составляют 2,6 и 4,6% в точках А и В, соответственно (табл. 3).



**Рис. 6.** Спектры нейтронов за толстыми защитами интенсивного источника нейтронов RAL в точках А и В. Гистограммы – данные [8, 9], точки – настоящая работа.

Данные, представленные на рис. 6, показывают, что добавление к толстой защите 60 см бетона не приводит к изменению формы нейтронного спектра. Это является еще одним подтверждением установления равновесных высокоэнергетических нейтронных спектров за толстыми защитами либо даже за относительно тонкими защитами под большими углами к пучку адронов, падающих на мишень [15]. При этом характерная форма каскадного пика ( $E > 20$  МэВ) также слабо зависит от энергии пучка и материала защиты (бетон, сталь или воздух в случае нейтронных спектров, генерируемых космическим излучением в атмосфере), как показано в той же работе.

В табл. 4 приведены плотности потока нейтронов на единичный ток пучка протонов, средние энергии спектров и коэффициенты перехода от флюенса к амбиентному эквиваленту дозы, определенные по восстановленным спектрам нейтронов с  $E > 25$  МэВ. По измеренным плотностям потока в точках А и В можно найти важную для радиационной защиты длину ослабления  $\lambda$  высокоэнергетического равновесного спектра нейтронов в бетонной защите, которая определяется из выражения

$$\Phi / \Phi_0 = r^{-2} \exp(-t / \lambda), \quad (2)$$

где  $t$  – толщина защиты, а  $r$  – расстояние от мишени. Она равна 55,5 см или  $131 \text{ г/см}^2$  с учетом приведенной в работах [8, 9] плотности бетона  $2,36 \text{ г/см}^3$ .

**Таблица 4.** Интегральные характеристики каскадных пиков нейтронных спектров за толстыми защитами интенсивного источника нейтронов RAL.

Точка	$\dot{\Phi}$ ( $10^5 \text{ см}^{-2} \cdot \text{Кулон}^{-1}$ )	$\bar{E}$ (МэВ)	$h^*(10)$ (пЗв·см <sup>2</sup> )
А	$3,49 \pm 0,30$	$87,3 \pm 7,6$	$388 \pm 11$
В	$1,06 \pm 0,12$	$89,1 \pm 8,3$	$383 \pm 13$

## Заключение

Рассчитанные в рамках обобщенной каскадной модели сечения активации висмута в целом не противоречат данным двух независимых экспериментов и могут использоваться в задачах спектрометрии высокоэнергетических нейтронов. Результаты восстановления нейтронных спектров за защитами различной толщины интенсивного источника нейтронов RAL подтверждают равновесную форму каскадного пика высокоэнергетических нейтронных спектров, которая ранее была установлена расчетным путем и использовалась при восстановлении спектров за бетонной и стальной защитами высокоэнергетических опорных полей ЦЕРН [14, 15], спектра нейтронов за верхней защитой протонного синхротрона ИФВЭ [17], а также космического спектра нейтронов на высоте 3 км [15, 18]. Определена длина ослабления в бетоне для нейтронов данного равновесного спектра.

## Список литературы

- [1] E.Kim, T.Nakamura, A.Konno et al. *Measurements of Neutron Spallation Cross Sections of  $^{12}\text{C}$  and  $^{209}\text{Bi}$  in the 20- to 150-MeV Energy Range*. Nucl. Sci. Eng. **129**, 209-223 (1998).
- [2] T.Fukahori. *Review of Evaluation in the Medium Energy Region*. Proc. 1991 Symp. Nuclear Data, Tokai, Japan, 1991, JAERI-M 91-032, p. 106 (1991).
- [3] M.Blann. *New Precompound Decay Model*. Phys. Rev. **C54**, 1341-1349 (1996).
- [4] A.V.Sannikov and E.N.Savitskaya. *Total Nucleon-Nucleus Reaction Cross Sections Calculated in the Frame of the Cascade Model*. Radiat. Prot. Dosim. **110**, 27-31 (2004).
- [5] А.В.Санников, Е.Н.Савицкая. *Обобщенная каскадная модель ядерных реакций*. IX Российская научная конференция «Радиационная защита и радиационная безопасность в ядерных технологиях». Тезисы докладов, с. 276-281, Обнинск, 2006.
- [6] Г.И.Крупный, Г.Н.Стеценко, А.А.Янович. *Выход вторичного излучения с поверхности тяжелых мишеней, облучаемых протонами средних энергий ( $E_p \sim 1\text{ГэВ}$ )*. Препринт ИФВЭ 2000-34, Протвино, 2000.
- [7] H.Takada, S.Meigo, T.Sasa et al. *Reaction Rate Distribution Measurement and Analysis for 0.895 and 1.21 GeV Proton Bombardment on Thick Tungsten Target*. Proc. III Workshop on Simulating Accelerator Radiation Environments (SARE3). KEK, Tsukuba, Japan, 1997, p. 255-263.
- [8] T.Nunomiya, N.Nakao, P.Wright et al. *Experimental Data of Deep-Penetration Neutrons through a Concrete and Iron Shield at the ISIS Spallation Neutron Source Facility Using an 800-MeV Proton Beam*. KEK Report 2001-24, Tsukuba, 2001.
- [9] T.Nunomiya, N.Nakao, P.Wright et al. *Measurement of Deep Penetration of Neutrons Produced by 800-MeV Proton Beam through Concrete and Iron at ISIS*. Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. **B179**, 89-102 (2001).
- [10] A.V.Sannikov, E.N.Savitskaya. *Physics of the HADRON Code: Recent Status and Comparison with Experiment*. Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. **A450**, 127-137 (2000).
- [11] L.R.Veeser, E.D.Arthur and P.G.Young. *Cross Sections for  $(n,2n)$  and  $(n,3n)$  reactions above 14 MeV*. Phys. Rev. **C16**, 1792-1802 (1977).
- [12] V.McLane. *CSISRS experimental nuclear data file*. National Nuclear Data Center (NNDC), Brookhaven National Laboratory (1988). WWW address: <http://www.nndc.bnl.gov/>.
- [13] WWW address: <http://www.nndc.bnl.gov/nudat2/>.
- [14] J.Liu, A.V.Sannikov and G.R.Stevenson. *Neutron energy spectra of the CERN-CEC reference field facility measured by the indium Bonner spectrometer and carbon activation detector*. CERN/TIS-RP/IR/94-17. Geneva, 1994.

- [15] А.В.Санников. *Развитие методов спектрометрии нейтронного излучения на больших протонных ускорителях*. Автореферат диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. Протвино, 2006.
- [16] A.V.Sannikov. *BON95, a universal user-independent unfolding code for low informative neutron spectrometers*. GSF report. Munich, 1995.
- [17] Г.И.Крупный, В.Н.Пелешко, Я.Н.Расцветалов, Е.Н.Савицкая, А.В.Санников. *К вопросу создания высокоэнергетического опорного поля нейтронного излучения*. Препринт ИФВЭ 2009-5, Протвино, 2009.
- [18] H.Schraube, J.Jakes, A.V.Sannikov, E.Weitzenegger, S.Roesler and W.Heinrich. *The cosmic ray induced neutron spectrum at the summit of the Zugspitze (2963 m)*. Radiat. Prot. Dosim. **70**, 405-408 (1997).

*Рукопись поступила 1 июля 2009 г.*

А.В. Санников  
Сечения активации висмута высокоэнергетическими нейтронами.

Оригинал-макет подготовлен с помощью системы Word.  
Редактор Н.В. Ежела.

---

Подписано к печати	06.07.2009.	Формат 60 × 84/8.	Офсетная печать.	
Печ.л. 1,62.	Уч.– изд.л. 1,3.	Тираж 80.	Заказ	Индекс 3649.

---

ГНЦ РФ Институт физики высоких энергий,  
142282, Протвино Московской обл.

---

**ПРЕПРИНТ 2009-13, И Ф В Э, 2009**

---