

ИЗМЕРЕНИЕ СПЕКТРА НЕЙТРОНОВ УСКОРИТЕЛЬНОГО ИСТОЧНИКА ВРЕМЯПРОЛЕТНЫМ МЕТОДОМ

© 2014 г. В. И. Алейник, Д. А. Касатов*, А. Н. Макаров, С. Ю. Таскаев

*Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН
Россия, 630090, Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, 11*

E-mail: alexxtak314@gmail.com

**Новосибирский государственный университет*

Россия, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Поступила в редакцию 10.10.2013 г.

Для измерения спектра нейтронов от ускорительного источника со стационарным протонным пучком применяется времяпролетная методика с новым способом генерации коротких импульсов излучения. В работе описаны возникающие при этом специфические проблемы и способы их решения. Представлен измеренный спектр нейтронов в реакции ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ при энергии протонов 1.915 МэВ и приведено его сравнение с расчетом. Показано его соответствие требованиям, предъявляемым к нейтронному пучку для проведения нейтронозахватной терапии.

DOI: 10.7868/S0032816214030021

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время в качестве перспективной методики лечения злокачественных опухолей рассматривается бор-нейтронозахватная терапия (б.н.з.т.) – избирательное уничтожение клеток опухоли путем предварительного накопления в них стабильного изотопа ${}^{10}\text{B}$ и последующего облучения нейтронами [1]. В результате поглощения нейтрона ядром бора происходит ядерная реакция ${}^{10}\text{B}(n, \alpha){}^7\text{Li}$ с выделением большого количества энергии в клетке, что приводит к ее гибели. Испытания, проведенные на ядерных реакторах, показали, что б.н.з.т. позволяет лечить глиобластомы мозга и метастазы меланомы [2, 3]. Для широкого внедрения методики в клиническую практику необходимы источники эпитепловых нейтронов на основе ускорителей заряженных частиц. В работе [4] был предложен источник на основе электростатического ускорителя-тандема с вакуумной изоляцией электродов и пороговой реакции генерации нейтронов ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$. Прототип этого ускорительного источника эпитепловых нейтронов был сооружен, и генерация нейтронов осуществлена [5]. Выход нейтронов был измерен по активации мишени радиоактивным изотопом ${}^7\text{Be}$, неизбежно образующимся при генерации нейтронов, и по регистрации β^- -распада ${}^{128}\text{I}$, образующегося под нейтронным потоком в кристалле NaI γ -спектрометра. Эпитепловой характер спектра нейтронов качественно подтвердили показания пузырьковых детекторов BDT и BD100R, чувствительных к нейтронам с разным диапазоном энергий.

В данной работе представлены и обсуждаются результаты измерения спектра генерируемых нейтронов времяпролетным методом, когда при короткой вспышке излучения энергия нейтронов определяется по времени запаздывания их регистрации удаленным детектором.

Использование времяпролетного метода позволяет с хорошей точностью и достоверностью восстановить спектр нейтронов эпитепловой диапозона.

Для создания коротких вспышек нейтронов было предложено новое техническое решение, основанное на использовании порогового характера сечения реакции ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$. Решение напоминает известный “метод мигающего ускорителя”: ускоритель работает в стационарном режиме при энергии протонного пучка ниже порога реакции ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ (1.882 МэВ) и генерации нейтронов не происходит; при подаче отрицательного короткого (200 нс) импульса напряжения 40 кВ на генерирующую нейтроны мишень, электрически изолированную от корпуса установки, энергия протонов увеличивается до 1.915 МэВ, что и приводит к вспышке нейтронного излучения. Прямоугольные импульсы высокого напряжения создаются с использованием двойной формирующей линии и тиратрона, работающего в качестве ключа с частотой 100 Гц. Нейтроны регистрируются удаленным детектором, состоящим из литийсодержащего сцинтиллятора GS20 \varnothing 18 и толщиной 4 мм и фотоэлектронного умножителя. Время пролета нейтрона измеряется времяцифровым преобразователем ВЦП-1: измеряется ин-

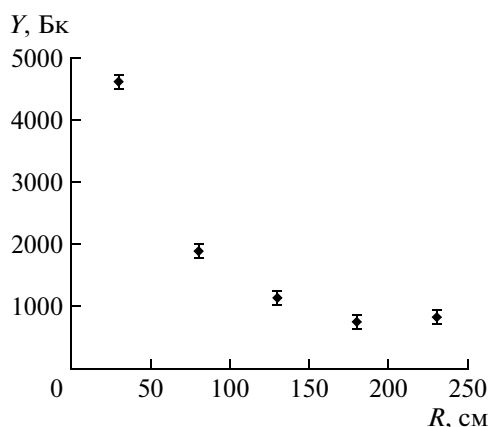


Рис. 1. Зависимость активности Y таблеток ^{115}In от расстояния до мишени R .

тервал времени между моментами подачи высокого напряжения на мишень и появлением сигнала с нейтронного детектора. Предложенное техническое решение генерации коротких импульсов нейтронного излучения включая схему генератора, измеренную форму импульса, расчетную эффективность регистрации нейтронов и результаты калибровки α - Be -источником детально описано в работе [6].

ПРОБЛЕМЫ ПРОВЕДЕНИЯ ИЗМЕРЕНИЙ СПЕКТРА НЕЙТРОНОВ

При проведении измерений выявился ряд мешающих работе проблем, влияние которых было, по возможности, минимизировано.

Первая проблема была связана с электромагнитными наводками от генерируемых коротких импульсов высокого напряжения на измерительную аппаратуру и на аппаратуру ускорителя. Наводки вызывали сбои и ложные срабатывания как в цепи измерительной аппаратуры времяпролетной методики, так и в цепях управления ускорителем и даже в самой схеме генерации высоковольтных импульсов. Для подавления наводок на входе питания схемы генерации импульсов установлен высокочастотный ферритовый фильтр, через который также происходило заземление всех узлов высоковольтной схемы. На проводах управления ускорителем и высоковольтной схемой размещены ферритовые кольца. Вокруг генерирующей нейтроны мишени смонтирован металлический заземленный экран. Вся измерительная аппаратура вблизи детектора помещена внутрь помехозащищенного бокса с фильтрацией по питанию. Сам нейтронный детектор помещен внутрь заземленного экрана, и осуществлена экранировка проводов. Все эти меры сделали возможным генерацию коротких импульсов высокого напряжения и проведение измерений.

Следующая проблема связана с так называемыми фоновыми нейтронами. Дело в том, что сам принцип времяпролетных измерений накладывает жесткие требования на уровень потока фоновых нейтронов, поскольку генерация измеряемых нейтронов осуществляется в течение короткого времени (200 нс в данном случае), а их регистрация — в течение более длительного промежутка времени (в 500 раз) при работающем ускорителе. Появление фоновых нейтронов связано с двумя факторами. Во-первых, при транспортировке протонного пучка его небольшая часть попадает на стенки вакуумной камеры, изготовленной из нержавеющей стали, и вызывает генерацию нейтронов в результате реакции $^{55}\text{Mn}(p, n)^{55}\text{Fe}$. Известно, что содержание марганца в стали 12X18H10T составляет 2%. Хотя сечение реакции $^{55}\text{Mn}(p, n)^{55}\text{Fe}$ много меньше сечения реакции $^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}$, но зато много ниже порог реакции, составляющий всего 1.034 МэВ. Поэтому взаимодействие гало протонного пучка со стенками вакуумного тракта вызывает генерацию нейтронов, хотя и незначительную по потоку, но заметно мешающую проведению измерений. Подавление этих фоновых нейтронов было осуществлено защитой стенок камеры молибденовой фольгой на всем протяжении тракта транспортировки пучка. Во-вторых, генерация фоновых нейтронов возможна на конструкционных материалах вблизи мишени, например в медной подложке в реакции $^{63}\text{Cu}(\alpha, n)^{66}\text{Ga}$: высокоэнергичные α -частицы образуются в реакции $^7\text{Li}(p, \alpha)^4\text{He}$ при прохождении протонного пучка через литиевый слой.

Еще один путь появления паразитного фонового нейтронного сигнала связан с отражением нейтронов от стен и пола помещения, в котором находятся установка и нейтронный детектор. Степень влияния отраженных нейтронов оценена из проведенных экспериментов с активационными детекторами. В качестве активационных детекторов использовались таблетки ^{115}In $\varnothing 10$, толщиной 0.4 мм и массой 0.2 г. На рис. 1 представлена зависимость активности таблеток ^{115}In от расстояния до мишени, вплоть до 239 см, когда таблетки располагались на полу защищенного бункера. Видно, что вблизи пола в активацию таблеток начинают вносить существенный вклад отраженные нейтроны. Для уменьшения влияния отраженных нейтронов нейтронный детектор был приподнят над полом на высоту 1.5 м.

Следующая проблема связана с паразитным сигналом от γ -квантов. Хотя нейтронный детектор на основе литиевого стекла работает за счет реакции $^6\text{Li} + n \rightarrow ^3\text{H} + \alpha + 4.785 \text{ МэВ}$, γ -кванты высокой энергии также могут создавать яркие вспышки в сцинтилляторе, как и нейтроны. На рис. 2 представлены спектры γ -квантов, измеренные ВГО-спектрометром, расположенным на

расстоянии 160 см от мишени в свинцовой защите, для двух энергий протонов, одна из которых ниже порога генерации нейтронов. Видно, что помимо ярко выделенной линии 478 кэВ, обусловленной взаимодействием протонов с литием, при генерации нейтронов появляются γ -кванты с энергиями до 4.8 МэВ и выше. На рис. 3 видно, что детектор регистрирует не только нейтроны, которые формируют ярко выделенный пик 1, но и γ -кванты с широким спектром амплитуд сигнала 2. Для отсекания сигналов γ -квантов с амплитудой ниже характерных нейтронных применен амплитудный дискриминатор. Для ослабления потока γ -квантов высокой энергии, дающих неотличимый от нейтронов сигнал, применена свинцовая защита толщиной 7 см, которая позволила в 100 раз уменьшить поток γ -квантов с энергиями в несколько мегаэлектронвольт [7]. При этом свинцовая защита не влияет на форму спектра нейтронов, поскольку в области энергий нейтронов от 1 эВ до 100 кэВ сечение рассеяния нейтронов на свинце практически постоянно.

Еще одна сложность связана с нестабильным напряжением на ускорителе. Электростатический ускоритель-тандем обеспечивает высокую стабильность энергии протонного пучка – 10 кэВ, но для времяпролетного способа измерения спектра нейтронов такая стабильность критична. Для предотвращения незапланированных вспышек нейтронного излучения энергия протонов была занижена от порога реакции на 10 кэВ. Но и это не всегда помогало, поскольку нестабильность энергии протонов временами доходила до 20 кэВ. Каждая такая вспышка нейтронов, вызванная скачком энергии протонов, может дать до 1000 и более шумовых событий на измеряемом в этот момент спектре, уничтожив несколько часов набора статистики. Для исключения этого фона была использована программная фильтрация, которая в реальном режиме времени отслеживала напряжение на ускорителе и набирала статистику по спектру нейтронов. В том случае, когда напряжение на ускорителе выходило за установленные границы (рис. 4), набор статистики прекращался, а при восстановлении напряжения – автоматически возобновлялся. Благодаря работе программы удалось ближе подойти к порогу рождения нейтронов (до 1875 ± 5 кэВ) и отсеять фоновые выбросы. Таким образом, спектр нейтронов измерялся при энергии протонов 1915 ± 5 кэВ. Также помимо импульсного характера нестабильности напряжения на ускорителе наблюдалось дополнительное медленное изменение напряжения, которое корректировалось вручную.

Еще одна трудность при проведении времяпролетных экспериментов связана с отсутствием обычно используемых диагностик пучка на мишени. Из-за подачи высоковольтных импульсов на мишень оказалось невозможным использовать

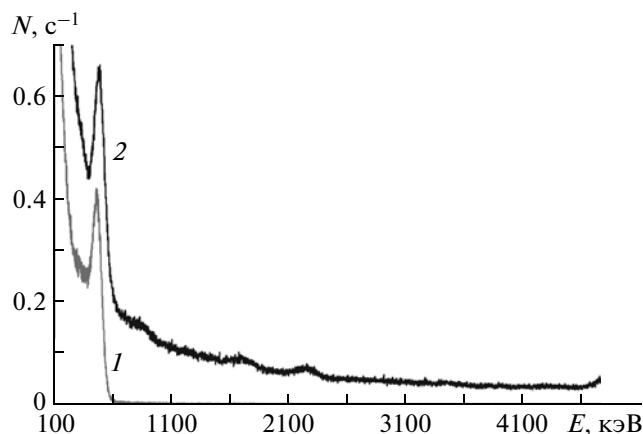


Рис. 2. Спектр γ -квантов генерирующей нейтроны мишени при попадании на нее протонного пучка с энергией 1.870 МэВ (1) и 1.930 МэВ (2). N – скорость счета детектора.

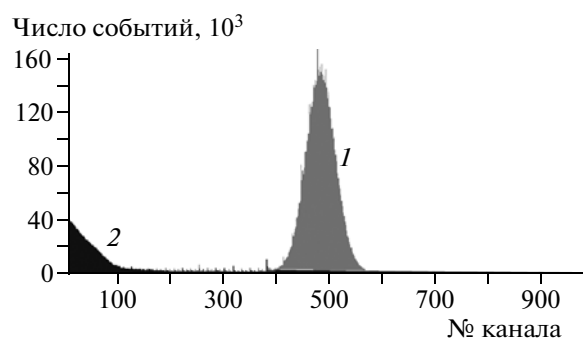


Рис. 3. Характерный спектр сигналов нейтронного детектора. 1 – нейтронные импульсы, 2 – шум от высокоэнергетичных γ -квантов.

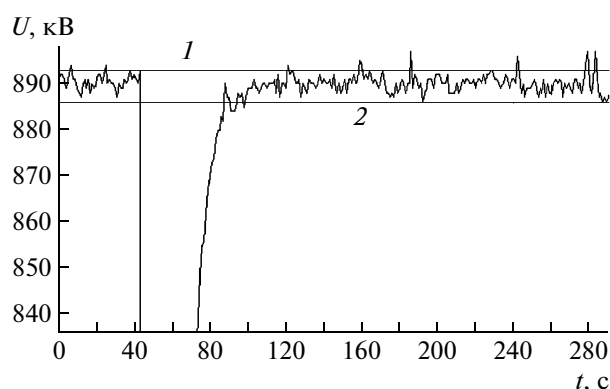


Рис. 4. Пример работы программы фильтрации во время проведения времяпролетного эксперимента (U – напряжение на ускорителе, t – время): 1 и 2 – соответственно верхняя и нижняя допустимые границы напряжения.

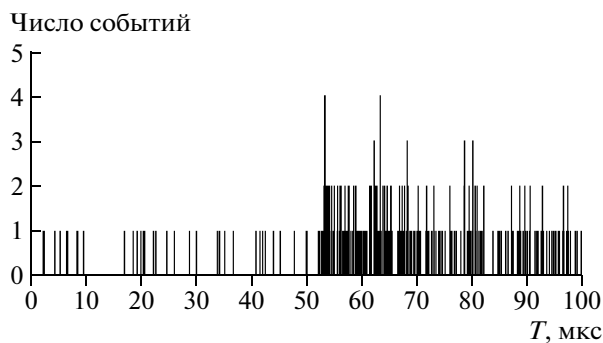


Рис. 5. Процесс набора статистики во время эксперимента (07.03.2013). T – время пролета, N – количество зарегистрированных событий. Первые 50 мкс показывают только шумовые события, следующие 50 мкс отображают значение сигнал + шум.

токовую, калориметрическую и дозиметрические диагностики. Единственным способом контроля положения пучка вблизи мишени остался температурный – с помощью четырех термопар, закрепленных по сторонам вакуумной камеры вблизи мишени, можно было зафиксировать смещение пучка. Однако этот метод не отличается точностью и скоростью и больше подходит как средство защиты от прожигания вакуумного тракта пучком. Поэтому в качестве дополнительной диагностики было предложено использовать следующий метод. Интервал, в котором происходит регистрация нейтронов с помощью ВЦП-1, составляет 100 мкс, причем в первые 50 мкс при расположении нейтронного детектора на удалении 78 см измеряются энергии нейтронов в диапазоне от 2 эВ до 200 кэВ, а в последующие 50 мкс – более медленные. Отказавшись от регистрации медленных нейтронов, возможно измерять уровень шума от случайных событий. Для этого достаточно запустить регистрацию нейтронных событий на ВЦП-1 не одновременно с высоковольтным импульсом, вызывающим вспышку нейтронов, а на 50 мкс раньше. Пока не произошла нейтронная вспышка, нейтронный детектор регистрирует только шумовой сигнал, после импульса – и полезный сигнал тоже. Пример работы этого метода в процессе набора статистики по спектру нейтронов представлен на рис. 5. Таким образом, в любой момент времени можно отслеживать реальное соотношение сигнал/шум. Если это соотношение начинает ухудшаться, значит, необходима коррекция положения и/или энергии пучка.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 6 представлены результаты измерения спектра нейтронов времяпролетным методом, суммированные за пять дней набора статистики.

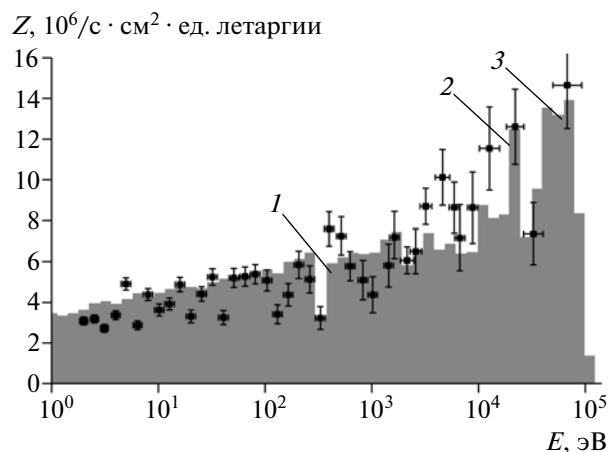


Рис. 6. Результаты измерения спектра нейтронов: столбцы отображают расчетный спектр нейтронов, точками показан измеренный спектр, цифрами 1–3 отмечены характерные особенности спектра.

Также на рис. 6 для сравнения представлен расчетный спектр нейтронов [8].

Для определения энергии нейтронов помимо измеряемого времени пролета необходимо знать пройденный ими путь. Если бы для создания коротких импульсов нейтронного излучения применялся механический прерыватель, установленный за мишенью, то путь однозначно определялся бы расстоянием от прерывателя до детектора. В данном случае реализации режима “мигающего ускорителя” ситуация несколько сложнее. Нейтроны, генерируемые в тонком слое лития, далее проходят через мишенный узел, обеспечивающий необходимый эффективный теплосъем. Мишенный узел толщиной 6 см изготовлен из нержавеющей стали и имеет каналы подведения воды с характерным размером до 2.2 см [9]. Прохождение нейтронов через мишенный узел сопровождается их рассеянием и торможением в результате упругого рассеяния в воде. Так, например, за пять столкновений с ядрами водорода энергия нейтронов уменьшается с начальных 40 кэВ (средняя энергия испускаемых нейтронов) до 300 эВ. Поскольку характерная для данных энергий длина свободного пробега нейтрона в воде имеет величину 1.1 см, то в результате пяти столкновений нейтрон смещается в первоначальном направлении на расстояние порядка 1 см, проходя при этом путь 5.5 см. Таким образом, путь, который проходят нейтроны до детектора, получается разным – быстрые нейтроны, которые практически не тормозятся и не рассеиваются, проходят меньший путь, чем те, которые замедляются.

На рис. 6 экспериментально измеренный спектр представлен для случая, когда пройденный нейтронами путь принимается равным 84 см, при том, что расстояние от центра литиевого слоя мишени

до торца детектора составляет 78 см. Выбор такого расстояния обусловлен желанием совместить ярко выраженный провал в потоке нейтронов в области 300–400 эВ как в расчетном спектре (316–398 эВ), так и в измеренном (I на рис. 6). Этот провал связан с рассеянием нейтронов на ядрах ^{55}Mn , присутствующих в составе нержавеющей стали в количестве 2%. В этой области энергий сечение рассеяния нейтронов на ^{55}Mn имеет достаточно широкий пик с максимумом в 3232 барн при 340 эВ.

На рис. 6 цифрами 2 и 3 отмечены пики в потоке нейтронов, которые обусловлены их свободным пролетом сквозь железо, поскольку при энергиях 24.5, 72.9 и 82 кэВ сечение рассеяния нейтронов на ядрах ^{55}Fe имеет величину на 3 порядка меньше характерных сечений рассеяния в данной области энергий. Видно, что экспериментально измеренный спектр достаточно хорошо согласуется с расчетным, но еще большее согласие в этой области энергий получается тогда, когда расстояние пролета принимается равным не 84, а 80 см. Если учесть, что стекло GS20 находится на некотором расстоянии от торца детектора и генерация идет с поверхности диаметром 10 см, то получаемая длина пролета быстрых нейтронов 80 см хорошо согласуется с расстоянием от центра литиевой мишени до торца детектора в 78 см. Также можно обратить внимание на то, что экспериментально определяемая разность путей 40-кэВ и 300-эВ нейтронов в 4 см хорошо объясняется процессом рассеяния последних в воде.

Таким образом, на ускорительном источнике нейтронов времяпролетной методикой измерен спектр нейтронов, который подтверждает расчетные данные. Формируемый поток нейтронов со средней энергией 13 кэВ соответствует “идеальному спектру” нейтронов для б.н.з.т. [10, 11].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для развития методики нейтронозахватной терапии злокачественных опухолей создан источник эпитепловых нейтронов на основе электростатического ускорителя-тандема с вакуумной изоляцией электродов и генерации нейтронов в результате пороговой реакции $^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}$. С целью измерения спектра нейтронов времяпролетным методом разработан времяпролетный диагностический комплекс и осуществлена импульсная генерация нейтронов с применением нового технического решения.

В работе представлены решения, позволившие минимизировать влияние электромагнитных наводок, “паразитных” нейтронов, высокоэнергетичных γ -квантов и нестабильности напряжения ускорителя на измерение спектра генерируемого потока нейтронов. Набор статистики в течение пяти дней позволил восстановить спектр нейтронов с высокой степенью детализации. Измеренный спектр нейтронов с хорошей точностью соответствует расчетному вплоть до деталей, обусловленных торможением нейтронов и их резонансным рассеянием или пропуском. Экспериментально подтверждено, что спектр генерируемого потока нейтронов соответствует “идеальному” для проведения нейтронозахватной терапии.

Работа выполнена при частичной поддержке Министерства образования и науки РФ (государственный контракт № 14.512.11.0105 от 08.07.2013).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Locher G., Roentgenol A.J.* // Radium Ther. 1936. V. 36. P. 1.
2. *Hatanaka H.* // Basic Life Sci. 1990. V. 54. P. 15.
3. *Hatanaka H., Nakagawa Y.* // Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys. 1994. V. 28. P. 1061.
4. *Bayanov B., Belov V., Bender E., Bokhovko M., Dimov G., Kononov V., Kononov O., Kuksanov N., Palchikov V., Pivovarov V., Salimov R., Silvestrov G., Skrinsky A., Soloviov N., Taskaev S.* // Nucl. Instrum. and Methods. 1998. V. A413. P. 397. DOI: 10.1016/S0168-9002(98)00425-2.
5. *Кузнецов А.С., Малышкин Г.Н., Макаров А.Н., Сорокин И.Н., Суляев Ю.С., Таскаев С.Ю.* // Письма в ЖТФ. 2009. Т. 35. Вып. 8. С. 1.
6. *Aleynik V., Bayanov B., Burdakov A., Makarov A., Sinitskiy S., Taskaev S.* // Appl. Radiation and Isotopes. 2011. V. 69. P. 1639. DOI: 10.1016/j.apradiso.2011.02.014.
7. *Машикович В.П.* Защита от ионизирующих излучений: Справочник. М.: Энергоатомиздат, 1982.
8. *Bayanov B., Kashaeva E., Makarov A., Malyshekin G., Samarin S., Taskaev S.* // Appl. Radiation and Isotopes. 2009. V. 67. Issues 7-8. Suppl. 1. P. S282. DOI: 10.1016/j.apradiso.2009.03.076.
9. *Bayanov B., Belov V., Taskaev S.* // J. Phys. 2006. V. 41. P. 460.
10. *Kreiner A.* Neutron Capture Therapy. Principles and Applications / Eds W. Sauerwein, A. Wittig, R. Moss, Y. Nakagawa. Heidelberg-New York-Dordrecht-London: Springer, 2012. P. 43. DOI: 10.1007/978-3-642-31334-9.
11. *Leung K.* Neutron Capture Therapy. Principles and Applications / Eds W. Sauerwein, A. Wittig, R. Moss, Y. Nakagawa. Heidelberg-New York-Dordrecht-London: Springer, 2012. P. 65. DOI: 10.1007/978-3-642-31334-9.