

УДК 539.125.5:621.039.556:539.12...162.2:543.522

ИЗУЧЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ ИЗ ВЫВОДНОГО КАНАЛА W-Ве ФОТОНЕЙТРОННОГО ИСТОЧНИКА

© 2020 г. А. А. Афонин^{1, *}, С. В. Зувев¹, Е. С. Конобеевский^{1, 2}, М. В. Мордовской^{1, 2}, В. Н. Пономарев¹, Г. В. Солодухов¹

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
“Институт ядерных исследований Российской академии наук”, Москва, Россия

²Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования
“Московский физико-технический институт (государственный университет)”, Москва, Россия

*E-mail: afonin@inr.ru

Поступила в редакцию 02.03.2020 г.

После доработки 15.04.2020 г.

Принята к публикации 27.04.2020 г.

Измерены распределения плотности потока тепловых нейтронов относительно центра W-Ве-фотонейтронного источника и оси выводного нейтронного канала. Измерения проводились с использованием активационных детекторов. Распределения аппроксимированы простыми функциями, параметры которых зависят от координат детекторов. Получено пространственное распределение тепловых нейтронов в горизонтальной плоскости относительно оси выводного канала фотонейтронного источника.

DOI: 10.31857/S0367676520080037

ВВЕДЕНИЕ

Созданный на базе линейного ускорителя электронов W-Ве-фотонейтронный источник нейтронов [1–3] обеспечивает облучение различных образцов во внутренней полости источника с максимальной плотностью потока тепловых нейтронов $10^7–10^8 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. При этом спектр нейтронов имеет сложный характер и содержит кроме тепловых, также нейтроны больших энергий [3]. Для ряда задач необходимо иметь возможность вывода из источника пучка нейтронов различных энергий. Ранее в работе [2] нами была показана принципиальная возможность получения пучка тепловых нейтронов из фотонейтронного источника и исследованы некоторые его характеристики. Цель настоящей работы – подробное исследование пространственного распределения тепловых нейтронов вблизи выхода нейтронного канала фотонейтронного источника.

НЕЙТРОННО-АКТИВАЦИОННЫЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЙ

Для определения плотности потока нейтронов использовался метод нейтронно-активационного анализа (НАА) [4]. В рамках НАА площадь S пика в гамма-спектре активированного нейтронами образца представляется в виде:

$$S = KE(t_1, t_2, t_3)J, \quad (1)$$

где K – коэффициент, зависящий от экспериментальных условий и характеристик активационного детектора; J – интеграл свертки (скорость реакции):

$$J = \int_0^{\infty} \sigma(E) \varphi(E) dE; \quad (2)$$

$\sigma(E)$ – сечение активирующей ядерной реакции в зависимости от энергии нейтронов E ; $\varphi(E)$ – спектральная плотность потока нейтронов;

$$E(t_1, t_2, t_3) = (1 - e^{-\lambda t_1}) e^{-\lambda t_2} (1 - e^{-\lambda t_3}); \quad (3)$$

λ – постоянная радиоактивного распада аналитического изотопа элемента, t_1 – время активации; t_2 – время выдержки после облучения; t_3 – время измерения.

Интеграл свертки (2) может быть представлен в виде суммы m произведений величин сечения $\sigma(E_j)$ и плотности потока нейтронов $\Phi(E_j)$ – средних на m элементарных энергетических участках E_j шириной ΔE_j . Учитывая, что спектральная плотность потока нейтронов на участке ΔE_j равна: $\varphi(E_j) = \Phi(E_j)/\Delta E_j$, интеграл свертки представляем в виде суммы:

$$J = \sum_{j=0}^m \sigma(E_j) \Phi(E_j). \quad (4)$$

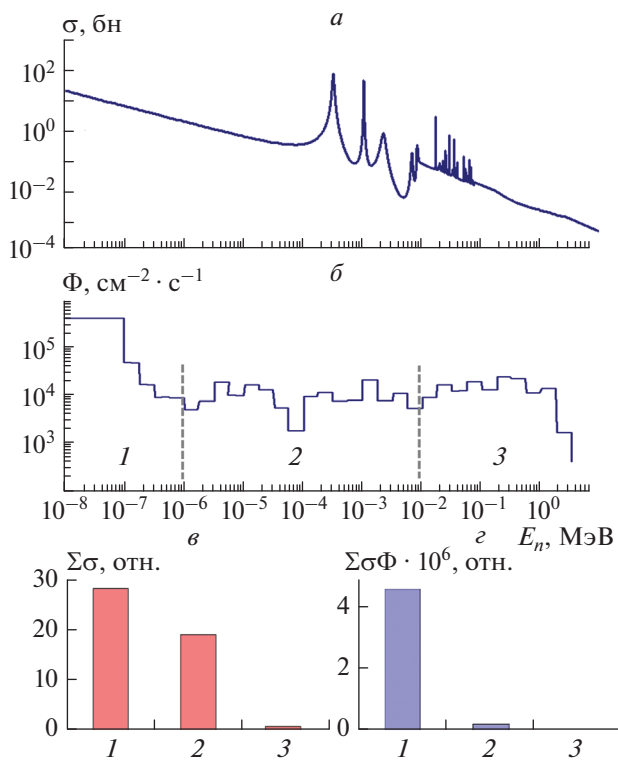


Рис. 1. Энергетическая зависимость сечения реакции захвата $^{55}\text{Mn}(n, \gamma)^{56}\text{Mn}$ [5] (*a*); модельный энергетический спектр (плотность потока Φ) нейтронов [3] на выходе нейтронного канала фотонейтронного источника и разбивка его на три области: область тепловых (1), промежуточных (2) и быстрых нейтронов (3) (*b*); суммы сечения (*c*) и интегралы свертки (*d*) для областей 1–3 спектра на рис. 1*b*.

При выборе активационного детектора мы воспользовались методикой, изложенной нами в работе [6]. Она заключается в том, что для НАА используются детекторы, имеющие избирательную чувствительность к нейтронам различных энергий с учетом характерных особенностей исследуемого спектра. На рис. 1*a* показана энергетическая зависимость сечения реакции захвата (n, γ) на ядре ^{55}Mn [5] и модельный энергетический спектр нейтронов (рис. 1*b*) [3] на выходе нейтронного канала источника. Спектр на рис. 1*b* можно условно разбить на три области: 1 – “тепловых” ($10^{-2} - 1$ эВ), 2 – “промежуточных” (1 эВ–10 кэВ) и 3 – “быстрых” (более 10 кэВ) нейтронов. Здесь обозначение областей условное. Видно, что и сечение, и спектр имеют характерные особенности в разных участках энергетической зависимости. На рис. 1 также показаны суммы сечения (рис. 1*c*) и интеграл свертки (4) (рис. 1*d*) для областей 1–3 спектра на рис. 1*b*. Для ^{55}Mn видно, что, хотя вклады в сечение тепловой и промежуточ-

ных частей спектра существенны, но в интеграл свертки дает вклад только тепловая область.

В этом случае в сумме (4) остаются только члены из тепловой области и сумму можно заменить произведением средних величин по этой области:

$$J = \sigma_T \Phi_T, \quad (5)$$

где σ_T – сечение активирующей ядерной реакции при тепловой энергии нейтронов $E_T = 0.025$ эВ; Φ_T – плотность потока тепловых нейтронов.

Зная значение σ_T для реакции в активационном детекторе, можно из результатов измерений гамма-спектров активированного нейтронами детектора (1) получить значение плотности потока тепловых нейтронов Φ_T :

$$\Phi_T = S / KE(t_1, t_2, t_3) \sigma_T. \quad (6)$$

Анализ [6] для реакций захвата на разных ядрах показал, что можно подобрать ряд элементов для использования в качестве активационных детекторов, которые будут чувствительны в основном к нейтронам из тепловой области спектра (например, ^{23}Na , ^{26}Mg , ^{27}Al , ^{37}Cl , ^{50}Ti , ^{55}Mn , ^{63}Cu и др.), либо из промежуточной области (например, ^{116}Sn , ^{114}Cd , ^{116}Cd и др.). Также возможен и общий случай, когда детектор может быть чувствителен ко всем нейтронам из низкоэнергетических областей 1–2 спектра (например, для ^{127}I , ^{175}Lu , ^{79}Br , ^{81}Br , ^{197}Au и др.). В то же время практически отсутствуют примеры, когда замечен вклад только быстрых нейтронов в интеграл свертки. Только ^{106}Cd , ^{114}Cd и ^{116}Cd чувствительны ко всем областям спектра (в разной степени).

Поскольку нас интересует именно тепловая область спектра и плотность потока тепловых нейтронов, то для удобства проведения измерений в качестве изотопа активационного детектора выбран ^{55}Mn из-за достаточного больших значений сечения σ_T и удобного для измерений периода полураспада.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Фотонейтронный источник [1–3] создан на базе линейного ускорителя электронов с максимальной энергией 9 МэВ. Схема фотонейтронного источника показана на рис. 2. Электроны ускорителя вызывают в вольфрамовом конвертере 1 поток тормозных фотонов с максимальной энергией до 9 МэВ. Тормозные гамма-кванты, попадая на фотонейтронную мишень 2, выполненную в виде двух блоков $10 \times 10 \times 10$ см³ из бериллия, вызывают образование быстрых нейтронов в реакции $^9\text{Be}(\gamma, n)$. Нейтроны в полиэтиленовом замедлителе 4, окружающем фотонейтронные мишени, замедляются до тепловой энергии, при этом максимальная плотность потока тепловых

нейтронов $10^7\text{--}10^8\text{ см}^{-2}\cdot\text{с}^{-1}$ достигается в центре источника в объеме $10 \times 10 \times 10\text{ см}^3$, расположенном между блоками бериллиевой мишени. Эта внутренняя область *б* обычно используется для облучения тепловыми нейтронами исследуемых образцов. Слои защиты из борированного полиэтилена *5* замедляют вышедшие из замедлителя быстрые нейтроны и поглощают медленные и тепловые нейтроны. Источник представляет собой куб с размерами $1 \times 1 \times 1\text{ м}^3$.

В слоях замедлителя и защиты выполнен канал *3* для вывода нейтронов из источника в виде коллиматора диаметром 3 см, расположенный под углом 67° относительно направления электронного пучка и выходящий из центра области *б* с максимальной плотностью потока тепловых нейтронов.

Для измерения плотности потока нейтронов в качестве активационных детекторов использовались образцы KMnO_4 весом $\sim 3\text{ г}$, в которых в результате активации тепловыми нейтронами в реакции $^{55}\text{Mn}(n, \gamma)^{56}\text{Mn}$ образуется изотоп ^{56}Mn с периодом полураспада 2.58 ч. Для изотопа ^{55}Mn характерно большое сечение реакции нейтронного захвата для тепловых нейтронов $\sigma_T = 13.3\text{ бн}$ [5].

Образцы размещались на разных расстояниях от выхода нейтронного канала. Каждый набор (11 образцов) устанавливался горизонтально по линии, перпендикулярной оси коллиматора на расстоянии 1.5–3.5 м от центра источника. Облучение образцов проводили при среднем токе электронов 50 мкА. Время облучения варьировалось от 60 до 180 мин.

После облучения образцы поочередно перемещались в низкофоновую камеру [7] и активационные γ -спектры образцов были измерены с помощью HPGe-спектрометра из особо чистого германия. Время измерения каждого спектра составляло 1000 с. Спектры для каждого облученного образца были записаны в компьютер и обработаны с помощью программы SpectraLineGP [8]. В результате обработки вычисляли площадь аналитического пика с энергией 847 кэВ, соответствующего образованию изотопа ^{56}Mn . Далее по формуле (6) с использованием известного сечения σ_T реакции $^{55}\text{Mn}(n, \gamma)^{56}\text{Mn}$, времен облучения, выдержки и измерения и других известных параметров (эффективность детектора, масса элемента в детекторе, выход γ -квантов и др.) вычислялась плотность потока нейтронов в точках расположения детекторов.

Полученные экспериментальные значения плотности потока тепловых нейтронов в зависимости от смещения ΔL от оси коллиматора при различных расстояниях *R* от центра источника представлены на рис. 3.

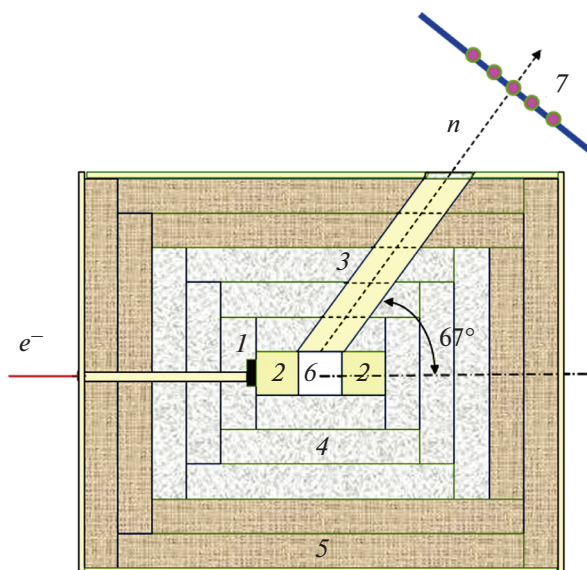


Рис. 2. Схема фотонейтронного источника: 1 – W-тормозная мишень-конвертер, 2 – Be-фотонейтронные мишени, 3 – выводной нейтронный канал, 4 – полиэтиленовый замедлитель, 5 – защита из борированного полиэтилена, 6 – полость для внутреннего облучения, 7 – активационные образцы KMnO_4 .

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Представленные на рис. 3 экспериментальные распределения плотности потока тепловых нейтронов приведены для расстояний $R = 1.5, 2, 2.5$ и 3 м от центра источника. Видно, что распределения имеют схожий характер и меняются подобным образом при изменении *R*. Поэтому их можно описать общей аппроксимационной кривой (кривые 3 на рис. 3), рассчитанной как сумма двух гауссианов, зависящих от смещения ΔL от оси коллиматора:

$$\Phi = \Phi_1 e^{-4 \ln 2 \left(\frac{\Delta L}{w_1}\right)^2} + \Phi_2 e^{-4 \ln 2 \left(\frac{\Delta L}{w_2}\right)^2}, \quad (7)$$

где параметры аппроксимации Φ_1, Φ_2 – значения плотности потока на оси коллиматора, а w_1, w_2 – ширины распределений FWHM (полная ширина на середине высоты). На рис. 3 кривая 1 в этом случае отражает наличие пучка тепловых нейтронов, а кривая 2 – фон источника. Параметры аппроксимации в свою очередь зависят от расстояний *R* от центра источника, как показано на рис. 4.

Полученные зависимости параметров были использованы для вычисления по формуле (7) значений плотности потока тепловых нейтронов в широком диапазоне расстояний от источника и оси нейтронного канала. Результат представлен на рис. 5 в виде контурной диаграммы пространственного распределения тепловых нейтронов в горизонтальной плоскости относительно оси вы-

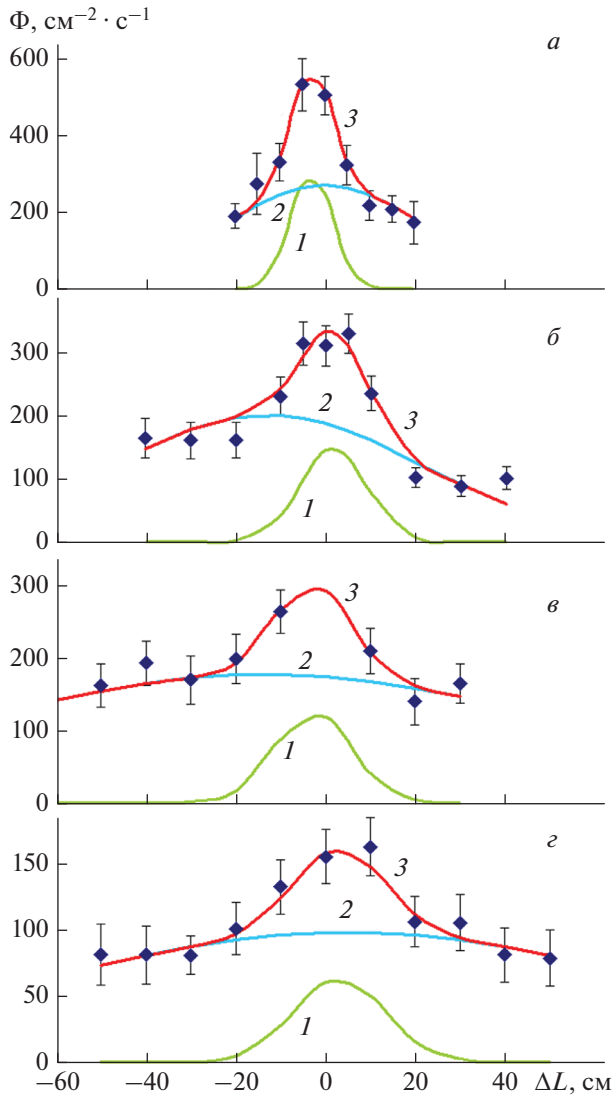


Рис. 3. Пространственные распределения плотности потока нейтронов в зависимости от смещения ΔL от оси коллиматора при различных расстояниях R от центра источника: a – 1.5, $б$ – 2, $в$ – 2.5, $г$ – 3 м. Точки – экспериментальные данные. Кривые: 1 – аппроксимация по первой части формулы (7), 2 – по второй части, 3 – суммарная кривая аппроксимации экспериментальных данных по формуле (7).

водного канала фотонейтронного источника. Сплошными линиями показаны линии уровней (изолинии) и приведены некоторые соответствующие им значения плотности потока Φ . Подобные пространственные распределения могут быть построены отдельно по первой и второй частям формулы (7). При этом получаются, соответственно, распределение интенсивности в пучке тепловых нейтронов и распределение фона тепловых нейтронов вне источника.

Значения плотности потока Φ в центре источника и на выходе нейтронного канала полу-

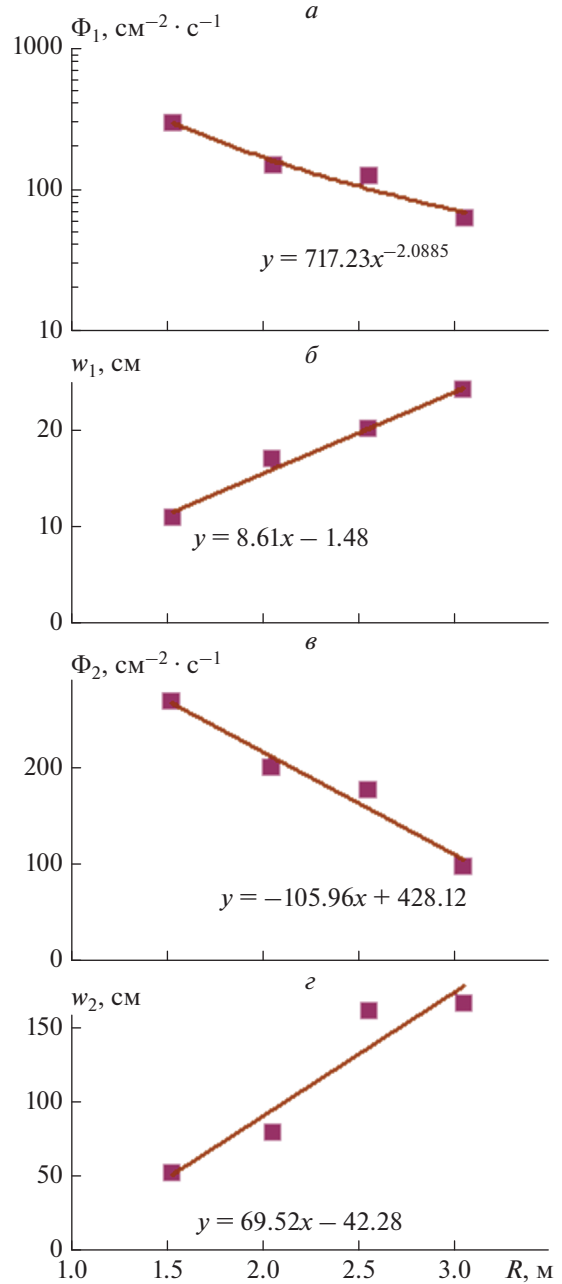


Рис. 4. Зависимости параметров аппроксимации экспериментальных данных рис. 3 от расстояния R от центра источника: a , $б$ – параметры кривых 1; $в$, $г$ – кривых 2 на рис. 3. Также приведены уравнения кривых, аппроксимирующих эти зависимости.

чились равными 10^7 и 10^4 $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ соответственно, что соответствует контрольным измерениям. При этом интенсивность (плотность потока) тепловых нейтронов на оси пучка составляет $600\text{--}150$ $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ на расстоянии 1.5–3 м от центра источника. Для увеличения интенсивности нейтронов на выходе нейтронного канала необходи-

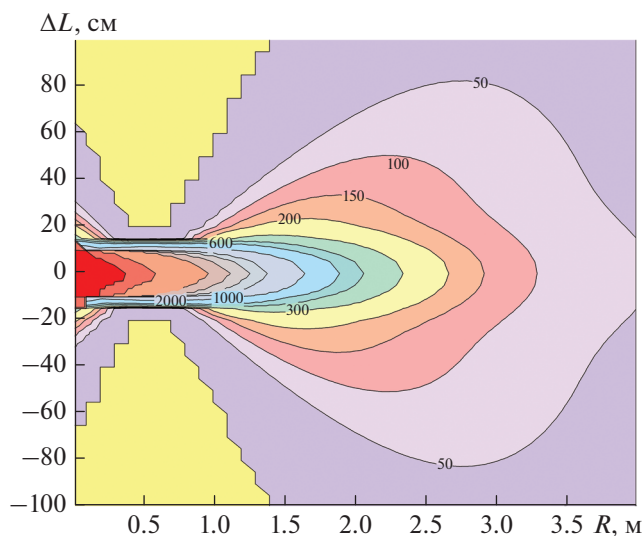


Рис. 5. Контурная диаграмма пространственного распределения тепловых нейтронов в горизонтальной плоскости относительно оси выводного канала фотонейтронного источника. Сплошными линиями показаны линии уровней (изолинии) и приведены некоторые соответствующие им значения плотности потока Φ [$\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$].

мы дополнительные исследования по оптимизации выводного коллиматора.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Использование метода нейтронно-активационного анализа для изучения распределения тепловых нейтронов вблизи выхода нейтронного канала фотонейтронного источника позволило получить

пространственное распределение тепловых нейтронов в виде карты плотности потока. Полученное распределение имеет максимум на оси нейтронного канала, что свидетельствует о наличии реального пучка нейтронов. Интенсивность тепловых нейтронов в таком пучке составляет на выходе коллиматора 10^4 и $600\text{--}150 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ на расстоянии 1.5–3 м от центра источника. Для того чтобы в дальнейшем планировать физические задачи с использованием тепловых нейтронов, необходимо проведение дополнительных работ по оптимизации выводного коллиматора нейтронного канала. Также необходимы исследования пространственных распределений нейтронов из источника более высоких энергий, чем тепловые.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Андреев А.В., Бурмистров Ю.М., Зуев С.В. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2017. Т. 81. № 6. С. 824; Андреев А.В., Бурмистров Ю.М., Зуев С.В. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2017. V. 81. № 6. P. 748.
2. Zuyev S.V., Konobeevski E.S., Mordovskoy M.V. et al. // Phys. Part. Nucl. 2019. V. 50. № 5. P. 619.
3. Andreev A., Burmistrov Yu., Gromov A. et al. // Fifth Int. Conf. on Nucl. Fragm. NUFRA2015. (Kemer, 2015).
4. Гутько В.И. Активационный анализ. Минск: МГЭУ, 2008. 74 с.
5. <https://www-nds.iaea.org/ngatlas2/>.
6. Афонин А.А., Зуев С.В., Конобеевский Е.С. // Изв. РАН. Сер. физ. 2018. Т. 82. № 6. С. 814; Afonin A.A., Zuyev S.V., Konobeevski E.S. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2018. V. 82. № 6. P. 731.
7. Андреев А.В., Бурмистров Ю.М., Зуев С.В. и др. // Яд. физ. и инж. 2013. Т. 4. № 9–10. С. 879.
8. http://larm.ru/products/detail.php?ELEMENT_CODE=SpectralLineGP.