

ИССЛЕДОВАНИЯ ВЫХОДОВ (γ , xn)-РЕАКЦИЙ НА ЕСТЕСТВЕННОМ ИРИДИИ ПРИ ГРАНИЧНОЙ ЭНЕРГИИ ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ 55 МэВ

© 2025 г. М. В. Желтоножская^{1),*}, П. Д. Ремизов¹⁾, В. Д. Пупышев¹⁾,
В. В. Ханкин¹⁾, А. А. Кузьменков²⁾, А. П. Черняев¹⁾

Поступила в редакцию 01.10.2024 г.; после доработки 18.10.2024 г.; принята к публикации 18.10.2024 г.

В работе приведены результаты исследования средневзвешенных по потоку тормозного излучения сечений получения ядер $^{185-190}\text{Ir}$ и ^{192}Ir в (γ , xn)-реакциях при облучении естественной смеси изотопов иридия тормозным излучением с граничной энергией 55 МэВ. Впервые полученные экспериментальные данные о средневзвешенных сечениях фотонейтронных реакций с вылетом до шести частиц сравнивались с теоретическими средневзвешенными сечениями, рассчитанными в рамках модели Ферми-газа с постоянной температурой и модели ядерной массы Гогни–Хартри–Фока–Боголюбова с использованием программного кода TALYS1.96. Показано, что сечения изученных реакций одновременно успешно описываются только моделью Ферми-газа с постоянной температурой с учетом предравновесных процессов.

Ключевые слова: ядра $^{185-190}\text{Ir}$ и ^{192}Ir , (γ , xn)-реакция, изотопы иридия

DOI: 10.31857/S0044002725010139, EDN: GRTAGM

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследования фотоядерных реакций играют существенную роль в различных аспектах фундаментальной ядерной физики и для целого ряда практических приложений. В настоящее время сечения фотоядерных реакций наиболее полно изучены для (γ , n)- и (γ , γ')-каналов [1, 2] в области энергий гигантского дипольного резонанса. Реакции с вылетом большого числа нейтронов изучены значительно хуже. Основной причиной этого являются более низкие сечения этих каналов по сравнению с (γ , n)-реакцией. В то же время изучение реакций с вылетом большого числа частиц представляет значительный интерес по причине их существенного отличия от (γ , n)-реакции. Реакции с вылетом четырех-пяти частиц очень чувствительны к вкладу предравновесных процессов. Отдельный научный интерес представляют исследования этих реакций на изотопах иридия, поскольку экспериментальные данные о фотонейтронных реакциях для этих нуклидов практически отсутствуют. Так, в работе [3] изучены парциальные фотонейтронные сечения только $\sigma((\gamma, n) + (\gamma, pn))$ - и $\sigma(\gamma, 2n)$ -

реакций на естественной смеси изотопов иридия для монохроматических фотонов с энергией $8 \leq E_\gamma \leq 22$ МэВ. В ряде работ опубликованы результаты исследований фотонейтронных реакций с вылетом одного нейтрона при облучении мишеней, содержащих естественную смесь изотопов иридия тормозным излучением: реакция $^{191}\text{Ir}(\gamma, n)^{190}\text{Ir}$ при граничной энергии 12, 12.5, 16 и 22 МэВ в [4], реакции $^{191}\text{Ir}(\gamma, n)^{190}\text{Ir}$ и $^{193}\text{Ir}(\gamma, n)^{194}\text{Ir}$ при граничной энергии 11–14 МэВ в [5] и при граничной энергии 7–20 МэВ с шагом 0.2 МэВ в работе [6]. Однако для реакций с вылетом трех и более нейтронов на изотопах иридия экспериментальных данных нет. Целью нашей работы являлось исследование сечений получения ядер $^{185-190}\text{Ir}$ и ^{192}Ir в (γ , xn)-реакциях при облучении мишеней, состоящих из естественной смеси изотопов иридия, тормозным излучением с граничной энергией 55 МэВ.

2. МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

В эксперименте облучалась сборка мишени иридия естественного изотопного состава и мониторной мишени из тантала. Облучение мишеней тормозным излучением электронов проходило на разрезном микротроне НИИЯФ МГУ [7]. При проведении эксперимента из ускорителя выводился пучок электронов с энергией 55.52 МэВ и тормозился в вольфрамовой мишени толщи-

¹⁾ Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия.

²⁾ Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, химический факультет, Москва, Россия.

* E-mail: mail: zhelton@yandex.ru

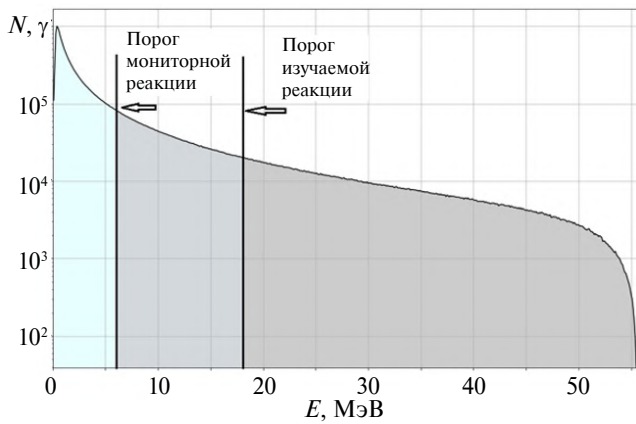


Рис. 1. Спектр тормозного излучения разрезного микротрона НИИЯФ МГУ, смоделированный с использованием программного пакета GEANT4.

ной 2.1 мм. Средний ток пучка был измерен с помощью цилиндра Фарадея и составил 110 нА. Спектр тормозного излучения ускорителя для условий эксперимента (рис. 1) был смоделирован с помощью программного пакета GEANT4 [8].

Для определения сечений изучаемых реакций измерялись спектры наведенной активности облученных мишеней в условиях низкофоновой спектрометрической лаборатории. Измерения проводились на полупроводниковых спектрометрах с детекторами из сверхчистого германия OrtecTM и CanberraTM большого объема с энергетическим разрешением 1.8–2 кэВ на γ -линии 1332 кэВ ^{60}Co . Гамма-спектры записывались через определенные промежутки времени, т.е. соответствующие радионуклиды были идентифицированы и по энергии, и по периоду полураспада. Эффективность регистрации спектрометром γ -квантов распада была определена с помощью стандартных калибровочных источников ^{152}Eu и ^{226}Ra . Для проверки калибровки мы использовали программный пакет GEANT4 [8]. Результаты моделирования совпали с экспериментальными значениями эффективности в пределах погрешности эксперимента. Обработка γ -спектров проводилась с помощью программы Winspectrum [9].

Основываясь на формуле активации и учитывая свойства радионуклидов и детектора, геометрию мишени и условия записи γ -спектра, можно определить экспериментальное средневзвешенное сечение фотоядерной реакции из выражения

$$\langle \sigma^{\text{эксп}} \rangle = \frac{\lambda S M}{F m N_A p (1 - e^{-\lambda t_{\text{акт}}}) e^{-\lambda t_{\text{п}}} (1 - e^{-\lambda t_{\text{изм}}}) \theta \eta \epsilon k}, \quad (1)$$

где S — площадь рассматриваемого фотопика в измеренном γ -спектре (отсчеты); m — масса облучаемой мишени (г); M — молярная масса ядра изотопа-мишени (г/моль); N_A — число Авогадро (6.02×10^{23} моль $^{-1}$); p — содержание изотопа-мишени в облучаемой смеси; $t_{\text{акт}}$, $t_{\text{изм}}$, $t_{\text{п}}$ — времена облучения образца, измерения на спектрометре, паузы между окончанием измерения спектра и началом измерений соответственно (с); F — интегральная (от энергетического порога реакции до максимальной энергии в спектре) плотность потока тормозного излучения (1/см 2 с); θ — отношение живого времени записи спектра к реальному; η — квантовый выход γ -излучения; ϵ — эффективность регистрации γ -излучения детектором; k — коэффициент самопоглощения γ -излучения материалом мишени [10]. Величины λ , M , p и η — физические константы, которые были взяты из базы данных МАГАТЭ [11]. S , F , m , $t_{\text{акт}}$, $t_{\text{изм}}$, $t_{\text{п}}$, θ , ϵ и k — определялись из условий эксперимента.

Для расчета плотности потока тормозного излучения F использовалась мониторинговая реакция $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180}\text{Ta}$ [12]. Экспериментальные сечения этой реакции хорошо изучены для монохроматических γ -квантов в энергетическом диапазоне до 30 МэВ. Сечения реакции $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180}\text{Ta}$ в области гигантского дипольного резонанса для монохроматического γ -излучения σ_i были взяты из литературных данных [2, 13]. В энергетической области выше гигантского дипольного резонанса до 55 МэВ, для которой экспериментальных данных не так много, сечение реакции $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180}\text{Ta}$ рассчитывалось в рамках статистической модели с помощью программного кода TALYS1.96 [14]. Для определения средневзвешенного сечения мониторинговой реакции $\langle \sigma_{\text{мон}} \rangle$ производилась свертка сечений мониторинговой реакции по спектру тормозного излучения ускорителя [12]:

$$\langle \sigma_{\text{мон}} \rangle = \frac{\sum \sigma_i \varphi_i(E_{\text{пор}}; E_{\text{э}})}{\sum \varphi_i(E_{\text{пор}}; E_{\text{э}})}, \quad (2)$$

где φ_i — весовой коэффициент, отражающий долю фотонов данной энергии в тормозном спектре (см. рис. 1). Суммирование производилось от энергетического порога фотоядерной реакции ($E_{\text{пор}}$) до максимальной энергии фотонов в тормозном спектре, соответствующей энергии ускоренных электронов ($E_{\text{э}}$).

С помощью рассчитанного таким образом средневзвешенного сечения мониторинговой реакции определялась интегральная плотность потока тормозного излучения $F_{\text{мон}}$ с энергиями выше

энергетического порога мониторинг реакции:

$$F_{\text{мон}} = \frac{\lambda S M}{\langle \sigma_{\text{мон}} \rangle m N_A p (1 - e^{-\lambda t_{\text{акт}}}) e^{-\lambda t_{\text{п}}} (1 - e^{-\lambda t_{\text{изм}}}) \theta \eta \epsilon k}. \quad (3)$$

При расчетах $F_{\text{мон}}$ использовались γ -переходы с энергиями 93.3 и 103.6 кэВ, сопутствующие распаду ^{180}Ta .

Для определения интегральной плотности потока F каждой исследуемой реакции проводилась перенормировка $F_{\text{мон}}$ на разницу энергетических порогов мониторинг и изучаемой реакций (см. рис. 1):

$$F = F_{\text{мон}} \frac{\sum \varphi_j(E_{\text{пор}}; E_{\text{Э}})}{\sum \varphi_i(E_{\text{мон}}; E_{\text{Э}})}. \quad (4)$$

Эта величина далее использовалась в формуле (1) для определения средневзвешенных экспериментальных сечений исследуемых реакций.

Теоретические средневзвешенные сечения реакций определялись методом свертки сечений σ_i , рассчитанных в рамках модели Ферми-газа с постоянной температурой [15], и модели ядерной массы Гогни–Хартри–Фока–Боголюбова [16–18] с использованием программного кода TALYS1.96 [14] для монохроматического γ -излучения по спектрам тормозного излучения ускорителя аналогично определению средневзвешенного сечения мониторинг реакции по формуле (2).

3. ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

В γ -спектрах облученной мишени иридия достоверно установлены γ -переходы, сопутствующие распадам $^{195-190}\text{Ir}$ и ^{192}Ir (рис. 2 и табл. 1).

Полученные экспериментальные данные о средневзвешенных сечениях изученных реакций приведены в табл. 2. Также в табл. 2 показаны рассчитанные теоретические средневзвешенные сечения вместе с энергетическими порогами исследуемых реакций.

Для средневзвешенного сечения мониторинг реакции, которое рассчитывалось с использованием программного кода TALYS1.96, ошибка включала погрешность моделирования тормозного спектра в программном коде GEANT4 и находилась в пределах 3–4% для этой граничной энергии тормозного излучения. Погрешности определения квантовых выходов составляли менее 1%, поскольку мы использовали наиболее интенсивные γ -линии, кроме ^{185}Ir , для которого средневзвешенная ошибка составила 18%. Общая погрешность определения эффективности регистрации детектором колебалась в пределах 2–3%, поскольку проводились относительные измерения. Таким образом, общая погрешность расчетов экспериментальных средневзвешенных выходов оказалась в пределах 7–8%, так как ошибка определения потока тормозного излучения является доминирующей при расчете средневзвешенных сечений по формуле (1).

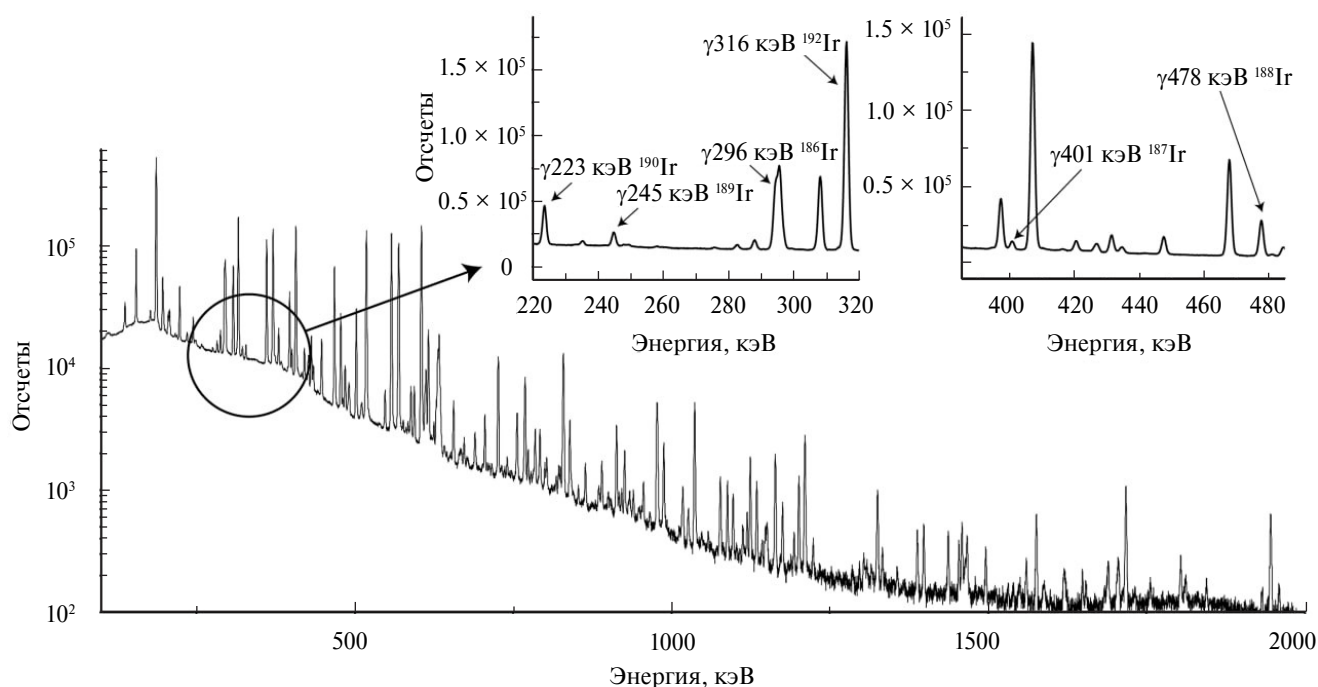


Рис. 2. γ -спектр облученной мишени иридия.

Таблица 1. Характеристики продуктов изученных (γ, xn)-реакций на изотопах иридия

Радиоизотоп	Период полураспада, $T_{1/2}$	γ -пики для идентификации, кэВ	Квантовый выход, η , %
^{192}Ir	73.8 сут	316	82.9
^{190}Ir	11.8 сут	223	3.7
^{189}Ir	13.2 сут	245	5.9
^{188}Ir	41.5 ч	478	14.8
^{187}Ir	10.5 ч	401	4.0
^{186}Ir	16.6 ч	296	62.1
^{185}Ir	14.4 ч	1829	10.0

Таблица 2. Средневзвешенные сечения (γ, xn)-реакций на изотопах иридия при граничной энергии тормозного излучения 55 МэВ

Реакция	$E_{\text{пор}}$, МэВ	$\langle\sigma^{\text{эксп}}\rangle$, мбн	Теоретические средневзвешенные сечения, $\langle\sigma^{\text{теор}}\rangle$, мбн			
			Модель Ферми-газа с учетом (a) и без учета (b) предравновесных процессов		Модель Гогни—Хартри—Фока—Боголюбова с учетом (a) и без учета (b) предравновесных процессов	
			(a)	(b)	(a)	(b)
$^{193}\text{Ir}(\gamma, n)^{192}\text{Ir}$	7.8	99 ± 6	99	95	106	103
$^{193}\text{Ir}(\gamma, 3n)^{190}\text{Ir} +$ $+ ^{191}\text{Ir}(\gamma, n)^{190}\text{Ir}$	22.0 8.0	48 ± 4	44.7	44.1	46.5	45.9
$^{193}\text{Ir}(\gamma, 4n)^{189}\text{Ir} +$ $+ ^{191}\text{Ir}(\gamma, 2n)^{189}\text{Ir}$	28.4 14.4	23 ± 2	23.4	25.0	20.0	21.4
$^{193}\text{Ir}(\gamma, 5n)^{188}\text{Ir} +$ $+ ^{191}\text{Ir}(\gamma, 3n)^{188}\text{Ir}$	36.6 22.6	6.0 ± 0.4	6.1	7.6	4.55	5.64
$^{191}\text{Ir}(\gamma, 4n)^{187}\text{Ir}$	29.3	3.10 ± 0.22	3.37	4.75	2.93	4.15
$^{191}\text{Ir}(\gamma, 5n)^{186}\text{Ir}$	37.8	1.1 ± 0.08	1.31	2.28	0.89	1.58
$^{191}\text{Ir}(\gamma, 6n)^{185}\text{Ir}$	44.8	0.20 ± 0.04	0.18	0.29	0.06	0.12

Следует отметить, что программный код TALYS1.96 включает в себя шесть моделей для описания плотности уровней. Варьирование этими моделями проводилось для всех исследуемых реакций. В табл. 2 приведены теоретические средневзвешенные сечения, рассчитанные для модели Ферми-газа с постоянной температурой и для модели ядерной массы Гогни—Хартри—Фока—Боголюбова.

В модели Ферми-газа в классическом случае одночастичные состояния возбужденного ядра эквидистантны и коллективные уровни отсутствуют. Протоны и нейтроны заполняют низшие из возможных энергетических уровней и переходят в более высокоэнергетические состояния только при возбуждении. Энергетические уровни индивидуальны для каждого ядра и зависят от изученности его структуры. Выше последнего дискретного уровня энергия возбуждения переходит в квазинепрерывный спектр.

В модели ядерных уровней Гогни—Хартри—Фока—Боголюбова энергетические уровни

ядра вычисляются за счет одновременного применения одночастичных уровней и коллективных свойств, предсказываемых взаимодействием Гогни [17], которое описывает низкоэнергетические квадрупольные коллективные уровни ядра. Температурно-зависимые расчеты ядерных свойств на основе метода Хартри—Фока учитывают изменения в структуре ядра при увеличении энергии возбуждения, а учет вклада микроскопического момента инерции позволяет описать низкоэнергетические уровни сильно деформированных ядер.

Можно отметить, что теоретические величины средневзвешенных сечений, рассчитанных с использованием модели Ферми-газа с учетом предравновесных процессов в пределах погрешности измерений, хорошо описывают все экспериментальные результаты. Отсюда можно сделать вывод о статистическом характере протекания (γ, xn)-реакций, поскольку именно этот механизм хорошо описывается кодом TALYS1.96. В то же время микроскопическая модель Го-

гни—Хартри—Фока—Боголюбова хорошо описывает только (γ, n) - и $(\gamma, 2n)$ -каналы, а для остальных реакций наблюдается расхождение в 1.5–2 раза, которое можно объяснить тем фактом, что ядра иридия относятся к переходной области от деформированных ядер к сферическим.

Из наших данных для реакций с вылетом более трех нейтронов можно оценить, что вклад предравновесных процессов в полное сечение составляет $3.5 \pm 0.5\%$. Отметим, что такой вклад для (γ, n) - и $(\gamma, 2n)$ -реакций приводит к изменению сечения в пределах 5%, поэтому его невозможно выделить экспериментально. В то же время для реакций с вылетом трех и более нейтронов за счет того, что предравновесные нейтроны уносят больше энергии, сечение этих процессов значительно уменьшается по сравнению с равновесными процессами (см. табл. 2). Как видно, эти реакции позволяют количественно оценить вклад предравновесных процессов.

4. ВЫВОДЫ

Впервые получены экспериментальные средневзвешенные по потоку тормозного излучения сечения фотонейтронных реакций с вылетом до шести частиц на мишени, содержащей естественную смесь изотопов иридия при энергии пучка электронов 55 МэВ. Измеренные средневзвешенные сечения реакций с вылетом до шести нейтронов одновременно успешно описываются только моделью Ферми-газа с постоянной температурой с учетом предравновесных процессов. Показано, что вклад предравновесных процессов составляет 3–4% и наиболее сильно проявляется при вылете четырех и более нейтронов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 24-25-00249).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. A. V. Varlamov, V. V. Varlamov, D. S. Rudenko, and M. E. Dtepanov, *Atlas of Giant Dipole Resonances* (IAEA Nuclear Data Section, Vienna, 1999).
2. T. Kawano, Y. S. Cho, P. Dimitriou, D. Filipescu, N. Iwamoto, V. Plujko, X. Tao, H. Utsunomiya, V. Varlamov, R. Xu, R. Capote, I. Gheorghe, O. Gorbachenko, Y. L. Jin, T. Renström, M. Sin, *et al.*, *Nucl. Data Sheets* **163**, 109 (2020).
3. A. Veyssi re, H. Beil, R. Berg re, P. Carlos, A. Lepretre, and A. De Miniac, *J. Phys. (Paris) Lett.* **36**, 267 (1975).
4. I. N. Vishnevsky, V. O. Zheltonozhsky, E. V. Kulich, A. N. Savrasov, and N. V. Strilchuk, *Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.* **72**, 1577 (2008).
5. J. Tickner, R. Bencardino, and G. Roach, *Nucl. Instrum. Methods B* **268**, 99 (2010).
6. A. M. Goryachev, and G. N. Zalesnyi, *JETP Lett.* **26**, 107 (1977).
7. A. N. Ermakov, B. S. Ishkhanov, A. N. Kamanin, N. I. Pakhomov, V. V. Khankin, V. I. Shvedunov, N. V. Shvedunov, E. E. Zhuravlev, A. I. Karev, and N. P. Sobenin, *Instrum. Exp. Tech.* **61**, 173 (2018).
8. S. Agostinelli, J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, H. Araujo, P. Arce, M. Asai, D. Axen, S. Banerjee, G. Barrand, F. Behner, L. Bellagamba, J. Boudreau, L. Broglia, A. Brunengo, H. Burkhardt, *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods A* **506**, 250 (2003).
9. M. V. Zheltonozhskaya, V. A. Zheltonozhsky, D. E. Myznikov, A. N. Nikitin, N. V. Strilchuk, and V. P. Khomenkov, *Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.* **85**, 1122 (2021).
10. M. Długosz-Lisiecka and H. Bem, *J. Radioanal. Nucl. Chem.* **298**, 495 (2013).
11. IAEA. Live Chart of Nuclides [Electronic resource], URL: <https://nds.iaea.org/relnsd/vcharthtml/VChartHTML.html> (accessed: 10.08.2023)
12. V. A. Zheltonozhsky and A. M. Savrasov, *Nucl. Instrum. Methods B* **456**, 116 (2019).
13. O. S. Deiev, I. S. Timchenko, S. N. Olejnik, V. A. Kushnir, V. V. Mytrochenko, and S. A. Perezhugin, *Phys. Rev. C* **106**, 024617 (2022).
14. A. J. Koning and D. Rochman, *Nucl. Data Sheets* **113**, 2841 (2012).
15. A. Gilbert and A. G. W. Cameron, *Can. J. Phys.* **43**, 1446 (1965).
16. S. Goriely, S. Hilaire, and A. J. Koning, *Phys. Rev. C* **78**, 064307 (2008).
17. S. Goriely, S. Hilaire, M. Girod, and S. Peru, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 242501 (2009).
18. S. Goriely, S. Hilaire, M. Girod, and S. Peru, *Eur. Phys. J. A* **52**, 202 (2016).

**INVESTIGATION OF (γ, xn) -REACTIONS ON NATURAL IRIDIUM
AT 55 MeV BREMSSTRAHLUNG END-POINT ENERGY**

© 2025 M. V. Zheltonozhskaya¹⁾, P. D. Remizov¹⁾, V. D. Pupyshev¹⁾, V. V. Khankin¹⁾,
A. A. Kuzmenkov²⁾, A. P. Chernyaev¹⁾

¹⁾*Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, Russia*

²⁾*Faculty of Chemistry, Lomonosov Moscow State University, Russia*

The paper presents the results of a study of the flux-weighted average cross sections of $^{185-190}\text{Ir}$ and ^{192}Ir nuclei production in (γ, xn) -reactions under irradiation of a natural mixture of iridium isotopes by Bremsstrahlung with an end-point energy of 55 MeV. For the first time experimental data on the weighted average cross-sections of photoneutron reactions with the emission of up to 6 particles have been compared with theoretical weighted average cross-sections calculated in the framework of the Fermi model with a constant temperature and the Gogni–Hartree–Fock–Bogoliubov nuclear mass model using the TALYS1.96 software. It is demonstrated that the cross sections of the investigated reactions can be accurately described by the Fermi model with a constant temperature, which incorporates pre-equilibrium processes.