

ФОТОЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ НА p -НУКЛИДАХ $^{106,108}\text{Cd}$ ПРИ ВЕРХНЕЙ ГРАНИЦЕ ТОРМОЗНОГО СПЕКТРА 55,5 МэВ

© 2015 г. С. С. Бельшев¹⁾, А. А. Кузнецов²⁾, К. А. Стопани^{2,*},
В. В. Ханкин²⁾

С использованием методики наведенной активности измерены абсолютные выходы фотоядерных реакций на p -нуклидах $^{106,108}\text{Cd}$. Полученные результаты сопоставлены с расчетом, выполненным в рамках статистической модели. Получено хорошее согласие в случае реакций на изотопе ^{108}Cd , однако экспериментальное соотношение между фотопротонными и фотонейтронными реакциями на ^{106}Cd значительно отличается от теоретического. Полученные результаты обсуждаются с точки зрения генерации обойденных ядер в p -процессе.

1. ВВЕДЕНИЕ

Образование обойденных ядер в процессах астрофизического нуклеосинтеза является одной из нерешенных проблем ядерной физики. Обойденными ядрами, или p -нуклидами называется группа из 35 ядер от ^{74}Se до ^{196}Hg , лежащих в стороне от траекторий s - и r -процессов нуклеосинтеза. Обзор проблематики исследований p -процесса содержится в работе [1]. Основным рассматриваемым механизмом образования p -нуклидов является их синтез из менее нейтронно-дефицитных изотопов в реакциях захвата протона (p, γ) и в фотоядерных реакциях (γ, n) , (γ, p) , (γ, α) на этапе взрыва сверхновой. Современные астрофизические модели позволяют проводить детальные расчеты эволюции состава звезды в процессе термоядерного горения с учетом всех упомянутых реакций [2], однако отличие итоговой распространенности p -нуклидов, рассчитанной с их помощью, от наблюдаемой достигает двух порядков

¹⁾Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Россия.

²⁾Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына
МГУ им. М.В. Ломоносова, Россия.

* E-mail: hatta@depni.sinp.msu.ru

(например, в случае изотопов молибдена $^{92,94}\text{Mo}$). Как считается, основными причинами этого расхождения является недостаток информации о концентрации исходных ядер p -процесса в момент синтеза и неточности в используемых сечениях соответствующих реакций.

Стабильные изотопы кадмия $^{106,108}\text{Cd}$ относятся к p -нуклидам. В то же время надежные экспериментальные данные о сечениях фотоядерных реакций в астрофизической области энергий на этих ядрах отсутствуют. Парциальные сечения $[\sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, np)]$ и $\sigma(\gamma, 2n)$ на мишени из естественной смеси изотопов кадмия без разделения вклада реакций на отдельных изотопах были измерены в работе [3] в рамках широкомасштабной программы измерения фотоядерных сечений 1960–1980-х гг. Результаты данной работы в виде интегрального сечения (226 мб), центра (15,8 МэВ) и ширины (6,3 МэВ) ГДР включены в библиотеку RIPL [4] и используются в моделях для расчета сечений на индивидуальных изотопах. В работах [5, 6] с использованием активационной методики были получены относительные выходы отдельных фотоядерных реакций на изотопах природного кадмия.

2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Абсолютные выходы фотоядерных реакций под действием тормозного γ -излучения были получены с использованием методики наведенной активности. Используемая экспериментальная установка и процедура измерений описаны в работе [7]. Для облучения мишени применялся ускоритель электронов РМ-55 с энергией пучка электронов 55,5 МэВ. Взаимодействие пучка электронов с тормозной мишенью из вольфрама толщиной 2,2 мм рождало поток тормозного излучения, которым облучалась мишень, изготовленная из естественной смеси изотопов кадмия. Чистота использованного материала не хуже чистоты промышленного кадмия 99,93%, что является приемлемым с точки зрения точности используемой методики. Оценка верхней границы выходов реакций на возможных примесях, сделанная на основе дипольного правила сумм, приблизительно на 2 порядка ниже ошибок эксперимента (5–10%).

Для очистки пучка γ -квантов от электронов использовался алюминиевый поглотитель толщиной 3 см. Толщина кадмиевой мишени составляла $0,66 \pm 0,01$ мм. Перед кадмиевой мишенью в облучаемой сборке располагалась мониторная мишень из меди толщиной $0,107 \pm 0,002$ мм, используемая для нормировки абсолютного количества реакций. Зависимость тока пучка электронов от времени во время облучения показана на рис. 1.

Облучение продолжалось в течение 37 мин, после чего облученная мишень была перенесена в низкофоновую измерительную камеру на основе детектора из сверхчистого германия, и было начато измерение серий спектров наведенной γ -активности, которое продолжалось в течение 26 дней. Периодичность измерения спектров составляла 3,5 сек. При обработке производилась группировка коротких измерений спектров в соответствии с периодом полураспада того или иного изотопа. Пример спектра, полученного в результате данной процедуры, показан на рис. 2. На спектре отмечены линии, соответствующие распадам продуктов реакций на изотопах $^{106,108}\text{Cd}$, в то время как большая часть линий в зарегистрированных спектрах является результатом распадов ядер, образовавшихся в реакциях на более тяжелых изотопах кадмия).

В случае отсутствия накопления экспериментальные выходы реакций находились по формуле

$$Y_{\text{exp}} = \frac{A_0}{\lambda C_f}, \quad (1)$$

где A_0 — активность продукта реакции в момент окончания облучения, λ — постоянная распада, C_f — коэффициент, учитывающий нестабильность тока пучка во время облучения, рассчитываемый по формуле

$$C_f = e^{-\lambda T} \int_0^T I(t) e^{\lambda t} dt, \quad (2)$$

где $I(t)$ — записанный во время облучения ток пучка, T — продолжительность облучения.

Для нахождения активности в момент окончания облучения A_0 зависимость площади соответствующего пика в измеренных спектрах аппроксимировалась формулой

$$S(t) = \frac{A_0(1 - e^{-\lambda T_{\text{real}}})e^{-\lambda t} T_{\text{live}}}{\varepsilon \kappa T_{\text{real}}}, \quad (3)$$

где T_{real} — длительность измерения спектра, T_{live} — «живое» время, т. е. длительность измерения спектра без учета мертвого времени детектора, ε — эффективность детектора на энергии данного пика, κ — квантовый выход фотонов, соответствующий данному пику в распаде.

Полученные в результате обработки данных выходы продуктов фотоядерных реакций на $^{106,108}\text{Cd}$ приведены в табл. 1 в единицах 1/мкКл, т.е. число реакций образования данного ядра на единицу заряда электронного пучка. Для определения выходов каждого продукта реакций использовались несколько наиболее интенсивных гамма-линий, после чего вычислялось средневзвешенное значение. Следующие спектральные линии были использованы для определения выхода ^{105}Ag : 64 кэВ, 280 кэВ, 319 кэВ, 331 кэВ, 344 кэВ, 443 кэВ, 644 кэВ, 1088 кэВ; ^{105}Cd : 347 кэВ, 433 кэВ, 961 кэВ, 1302 кэВ, 1693 кэВ; ^{104}Ag : 741 кэВ, 759 кэВ, 768 кэВ, 858 кэВ, 863 кэВ, 908 кэВ, 923 кэВ, 926 кэВ, 942 кэВ, 1527 кэВ, 1626 кэВ; ^{104m}Ag : 1238 кэВ; ^{104}Cd : 67 кэВ, 84 кэВ, 559 кэВ, 626 кэВ, 710 кэВ; ^{107}Cd : 93 кэВ, 828 кэВ; ^{106m}Ag : 450 кэВ, 717 кэВ, 748 кэВ.

В случае изотопов $^{104,105}\text{Ag}$ и их изомерных состояний образование ядер возможно не только в реакции, но и в результате β -распада соответствующего изотопа кадмия $^{104,105}\text{Cd}$. Возникновение данных цепочек распадов учитывалось при обработке путем соответствующей модификации выражения (1) (см. [8]). Таким образом, величины в табл. 1 представляют собой так называемые независимые выходы, свободные от эффектов накопления.

Теоретические значения выходов продуктов наблюдаемых реакций на $^{106,108}\text{Cd}$, приведенные в табл. 1, были рассчитаны с помощью сечений TALYS. TALYS представляет собой универсальный пакет моделирования ядерных реакций [9]. С его по-

мощью был выполнен расчет сечений фотоядерных реакций на стабильных изотопах кадмия с учетом двух основных механизмов фотопоглощения: формирование ИВГДР с параметрами, рассчитанными на основе глобальной систематики, и квазидейтронное поглощение фотона. В распад полученного составного состояния давали вклад экситонный и испарительный процессы вылета нуклонов. Отметим, что данная комбинация моделей является общепринятой при расчете сечений фотоядерных реакций: по аналогичной схеме производится расчет в КМФР [10] и EMPIRE [11].

Теоретические выходы вычислялись как свертка сечения и тормозного спектра в облучаемой мишени, рассчитанного с помощью модели установки в пакете GEANT4 [12]. Для получения итогового значения выходы реакций на отдельных изотопах природного кадмия складывались с коэффициентами, соответствующими их процентному содержанию в естественной смеси. За счет малости содержания ^{108}Cd в естественной смеси (0,89%) основной вклад в образование продуктов реакций с массовыми числами $A \leq 105$ дают реакции на ^{106}Cd , в то время, как продукты реакций с массовыми числами 106 и 107 также образуются в реакциях на ^{110}Cd (12,49% в естественной смеси изотопов).

Можно отметить достаточно хорошее совпадение результатов эксперимента с теоретическим расчетом в некоторых случаях, однако обращает на себя внимание большее расхождение в выходах изотопов ^{105}Cd и ^{105}Ag , т.е. продуктов фотонейтронной и фотопротонной реакций на ядре ^{106}Cd . Это достаточно неожиданный результат, поскольку обычно точность статистических моделей, особенно при расчете фотонейтронных сечений, оценивается как несколько десятков процентов, в то время, как в данном случае наблюдается расхождение в несколько раз. Следует добавить, что при этом расхождение в реакциях с образованием ^{104}Ag и ^{104}Cd , т.е. с вылетом двух нуклонов, выглядит закономерным и вписывается в общую картину, в которой теоретическим расчетом завышается сечение вылета нейтронов и, соответственно, занижается сечение вылета протонов.

Отдельно была рассмотрена возможность увеличенного выхода ^{105}Ag в табл. 1

за счет наработки в реакциях под действием нейтронов, рождаемых в процессе облучения. Источником таких нейтронов может служить как сам набор экспериментальных мишеней, так и структуры ускорителя. С использованием описанной выше модели GEANT4 были получены оценки нейтронных потоков и спектров от данных источников. Для проверки адекватности результатов моделирования проведено гамма-активационное облучение мишени из Au и определен экспериментальный выход реакции захвата $^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198}\text{Au}$, который совпал в рамках погрешности с результатом моделирования. Расчитанные таким образом выходы реакции $^{106}\text{Cd}(n, np)^{105}\text{Ag}$ на исходном ядре равны $2 \cdot 10^1$ и $3 \cdot 10^{-3}$ 1/мкКл от облучаемой сборки мишеней и на нейтронах от деталей ускорителя, соответственно. Эти величины существенно меньше выходов реакций под действием фотонов, что позволяет сделать вывод о несущественности вклада вторичных нейтронов в полученные выходы.

3. ИЗОТОПЫ КАДМИЯ В ПРОЦЕССАХ НУКЛЕОСИНТЕЗА

Изотопы кадмия $^{106,108}\text{Cd}$ относятся к p -нуклидам. Их низкое процентное содержание в естественной смеси изотопов кадмия (1,25% и 0,89%, соответственно, количество в Солнечной системе $5,8 \cdot 10^{-11}$ и $4,1 \cdot 10^{-11}$ [13]) обусловлено удаленностью этих изотопов от траекторий s - и r -процессов звездного нуклеосинтеза, в которых происходит генерация большинства средних и тяжелых ядер (рис. 3). На рис. 4,5 показаны возможные пути образования $^{106,108}\text{Cd}$ в реакциях p -процесса.

Ранее в работе нашей группы [5] в аналогичных условиях облучения было отмечено повышенное значение выхода фотопротонной реакции (γ, p) на изотопе ^{106}Cd , сравнимое по величине, или превышающее выход реакции (γ, n) на этом же изотопе. Этот результат противоречил расчетам, выполненным с помощью статистических моделей TALYS и КМФР, которые предсказывали значение примерно в 4–5 раз меньше. Одновременно было получено пониженное значение выхода фотонейтронной реакции: отношение между выходами реакций $(\gamma, p)/(\gamma, n)$ превысило теоретически предсказанное на порядок. Причина наблюдаемого расхождения связывалась

с особенностями оболочечной структуры ядра ^{106}Cd . В контексте обсуждения генерации p -ядер важным является то обстоятельство, что прямые измерения сечений фотонейтронных и фотопротонных реакций на обойденных изотопах кадмия отсутствуют, поэтому в расчетах сетей астрофизических реакций используются именно предсказания статистических моделей, и если наблюдаемые отклонения не являются ошибкой эксперимента, они должны иметь значительное влияние на результаты расчетов p -процесса. Точность сечений фотоядерных реакций, рассчитанных с помощью популярных реализаций статистических моделей, неодинакова для разных ядер. Зачастую рассчитанная величина сечения может совпадать с измеренной лишь с точностью до порядка. Отметим, что роль фотопротонной реакции на ^{106}Cd в звездных условиях дополнительно возрастает за счет малости порога этой реакции — 7,4 МэВ, в то время как порог фотонейтронной реакции равен 10,9 МэВ.

Интенсивность протекания фотоядерных реакций в условиях звездного p -процесса определяется сечением данной реакции и спектром фотонов. При этом термодинамическое равновесие вещества и излучения приводит к тому, что заселенность возбужденных состояний ядер-мишеней описывается распределением Максвелла-Больцмана, а спектр фотонов соответствует планковскому. Таким образом, скорость протекания фотоядерной реакции при температуре T описывается следующим соотношением [14]:

$$\lambda = \frac{\sum_{\mu} (2J_{\mu} + 1) \lambda_{\mu} e^{-E_{\mu}/kT}}{\sum_{\mu} (2J_{\mu} + 1) e^{-E_{\mu}/kT}}, \quad (4)$$

где E_{μ} , J_{μ} — это энергии и спины возбужденных состояний ядра-мишени, а λ_{μ} определяется как

$$\lambda_{\mu} = \int_0^{\infty} c n_{\gamma}(E, T) \sigma_{\mu}(E) dE, \quad (5)$$

где $n_{\gamma}(E, T)$ — это планковский спектр фотонов при температуре T , c — скорость света, а $\sigma_{\mu}(E)$ — сечение данной фотоядерной реакции при условии, что исходное ядро-мишень находится в возбужденном состоянии μ . В лабораторных условиях может быть измерена только величина λ_0 , соответствующая протеканию реакции из

основного состояния ядра-мишени.

Как видно из представленных данных, полученные в данном измерении выходы подтверждают выводы работы [5] о значительных расхождениях между рассчитанными и экспериментальными сечениями реакций (γ, n) и (γ, p) . Поскольку именно расчетные значения сечений используются для получения скоростей протекания реакций на изотопах кадмия $^{106,108}\text{Cd}$ [15, 16], можно говорить и о соответствующих неточностях в этих величинах. В работе [17] рассматривается влияние погрешностей используемых в расчете скоростей протекания фотоядерных реакций λ на итоговую распространенность p -ядер $^{92,94}\text{Mo}$ в модели взрыва сверхновой типа II. Показано, что ошибка λ в пределах одного порядка для фотоядерных реакций на p -ядрах, приводящих к их расщеплению или фотоэрозии, может привести к изменению итоговой распространенности до 5–6 раз.

Как видно из полученных результатов, несмотря на значительное отличие теоретических выходов реакций (γ, n) , (γ, p) на ^{106}Cd от экспериментальных, их суммарное значение совпадает с экспериментом, т.е. исходное сечение фотопоглощения, рассчитанное в TALYS на основе дипольного правила сумм, по-видимому не сильно отличается от истинного значения, и разница в выходах обусловлена перераспределением сечения между реакциями (γ, n) , (γ, p) , в то время как суммарное сечение фоторасщепления рассчитано верно. Однако, ввиду различия порогов реакций, это не означает, что верна и рассчитанная суммарная скорость протекания реакций фоторасщепления. Для иллюстрации на рис. 6 показана температурная зависимость отношения $\lambda_{\text{TALYS}}/\lambda_{\text{корр}}$, где λ_{TALYS} это результат расчета скорости фоторасщепления ^{106}Cd на TALYS по формуле (4), представляющий собой сумму скоростей протекания отдельных реакций фоторасщепления с учетом вклада многочастичных фотоядерных реакций с вылетом до 2 нуклонов и реакций (γ, d) и (γ, α) :

$$\lambda_{\text{TALYS}} = \lambda_{\alpha} + \lambda_d + \lambda_n + \lambda_p + \lambda_{2n} + \lambda_{np} + \lambda_{2p}, \quad (6)$$

а $\lambda_{\text{корр}}$ является результатом приблизительной коррекции λ_{TALYS} с учетом экспери-

ментального соотношения между фотонейтронной и фотопротонной реакциями:

$$\lambda_{\text{корр}} = \lambda_{\alpha} + \lambda_d + \frac{Y_{\text{эксп}}(\gamma, n)}{Y_{\text{теор}}(\gamma, n)} \lambda_n + \frac{Y_{\text{эксп}}(\gamma, p)}{Y_{\text{теор}}(\gamma, p)} \lambda_p + \lambda_{2n} + \lambda_{np} + \lambda_{2p}. \quad (7)$$

Важно отметить, что в отсутствие измеренных с достаточно хорошим энергетическим разрешением сечений отдельных реакций внесенная поправка имеет лишь оценочный характер, однако, во-первых, область заметного перекрытия планковского спектра фотонов и сечения реакций (γ, n) , (γ, p) при температурах до $10 \cdot 10^9$ К составляет диапазон от нуклонного порога 7,4 МэВ до примерно 15–16 МэВ, что совпадает с точкой максимума ГДР. Во-вторых, сама область однонуклонных реакций ограничена сверху энергией примерно 20 МэВ, поскольку начиная с энергии 12,3 МэВ открываются пороги многочастичных реакций, которые доминируют в сечении при более высоких энергиях. Таким образом, полученная с использованием 55-МэВ'ного тормозного спектра оценка, по-видимому, правильно описывает ситуацию с фоторасщеплением ^{106}Cd в расчетах p -процесса: при температурах $T_9 = 2\text{--}3,5$ основанные на TALYS расчеты склонны занижать интенсивность фоторасщепления данного изотопа, а при более высоких температурах возможно существенное завышение роли этого процесса, что безусловно сказывается на точности вычисления итоговой распространенности ^{106}Cd .

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты работы позволяют сделать вывод о необходимости более детального исследования сечения фотоядерных реакций на изотопах, расположенных на NZ-диаграмме вблизи p -нуклидов $^{106,108}\text{Cd}$ (в число этих ядер также попадают p -нуклиды ^{102}Pd и ^{96}Ru). Благодаря форме спектра фотонов, участвующих в фотоядерных реакциях в p -процессе, помимо собственно величины сечения существенное влияние на скорости протекания реакций оказывают свойства его структуры, в первую очередь пороги реакций и различные локальные особенности, такие, как пигми-резонанс [18].

Проведенное исследование показало хорошее согласие между теоретическими и экспериментальными выходами фотоядерных реакций на изотопе ^{108}Cd , в то время как соотношение между фотопротонной и фотонейтронной реакциями на ^{106}Cd превысило результат расчета статистической модели на порядок, в связи с чем необходимо дополнительно подчеркнуть важность измерения протонных каналов реакций фоторасщепления.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант №15-02-05839).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. M. Arnould and S. Goriely, Phys. Rep. **384**, 1–84 (2003).
2. W. R. Hix and F.-K. Thielemann, J. Comp. Appl. Math. **109**, 321–351 (1999).
3. A. Leprêtre, H. Beil, R. Bergère, P. Carlos, A. De Miniac, A. Veyssière, Nucl. Phys. A **219**, 39–60 (1974).
4. R. Capote, M. Herman, P. Obložinský, P.G. Young, S. Goriely, T. Belgia, A.V. Ignatyuk, A.J. Koning, S. Hilaire, V.A. Plujko, M. Avrigeanu, O. Bersillon, M.B. Chadwick, T. Fukahori, Zhigang Ge, Yinlu Han, S. Kailas, J. Kopecky, V.M. Maslov, G. Reffo, M. Sin, E.Sh. Soukhovitskii, P. Talou, Nucl. Data Sheets **110**, 3107–3214 (2009).
5. С. С. Бельшев, Б. С. Ишханов, А. А. Кузнецов, В. Н. Орлин, К. А. Стопани, В. Ханкин, Н. В. Шведун, ЯФ **77**, 856–863 (2014).
6. С.С. Бельшев, Б.С. Ишханов, В.Н. Орлин, К.А. Стопани, В.В. Ханкин, Н.В. Шведун, ЯФ **76**, 987 (2013).
7. S. S. Belyshev, A. N. Ermakov, B. S. Ishkhanov, V. V. Khankin, A. S. Kurilik, A. A. Kuznetsov, V. I. Shvedunov, and K. A. Stopani, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. Sect. A **745** 133–137 (2014).
8. Бельшев С.С., Стопани К.А., Троцкий С.Ю., Курилик А.С., Кузнецов А.А., Вестн. Моск. ун-та. Физ. астрон. (4), 42–47 (2011).
9. A.J. Koning, S. Hilaire and M.C. Duijvestijn, “TALYS-1.0,” in *Proceedings of the International Conference on Nuclear Data for Science and Technology - ND2007, May 22 - 27, 2007, Nice, France, editors O.Bersillon, F.Gunsing, E.Bauge, R.Jacqmin, and S.Leray*, EDP Sciences, 2008, p. 211–214.
10. B. S. Ishkhanov, V. N. Orlin, Phys. Part. Nucl. **38**, 232–254 (2007).
11. M. Herman, R. Capote, B.V. Carlson, P. Oblozinsky, M. Sin, A. Trkov, H. Wienke, V. Zerkin, “EMPIRE: Nuclear Reaction Model Code System for Data Evaluation”, Nucl. Data Sheets **108** 2655–2715 (2007).
12. S. Agostinelli et al., Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A **506**, 250–303 (2003).
13. K. Lodders, H. Palme, and H.-P. Gail, “Abundances of the elements in the Solar System,” in *Solar System, vol. 4B, J. E. Trümper, Ed. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2009*, pp. 712–770.
14. J. A. Holmes, S. E. Woosley, W. A. Fowler, and B. A. Zimmerman, At. Data Nucl. Data Tables **18**, 305–412 (1976).
15. Y. Xu, S. Goriely, A. Jorissen, G. Chen, M. Arnould, Astron. Astrophys. **549**, A106 (2013)
16. Cyburt et al., ApJS **189**, 240 (2010).

17. K. Göbel, J. Glorius, A. Koloczek, M. Pignatari, R. Reifarth, R. Schach, and K. Sonnabend, EPJ Web Conf. **93**, 03006 (2015).
18. D. Savran, T. Aumann, A. Zilges, Prog. Part. Nucl. Phys. **70** 210–245 (2013).

Подписи к рисункам.

Рис. 1. Ток электронного пучка в процессе облучения.

Рис. 2. Спектр гамма-квантов наведенной активности кадмиевой мишени, соответствующий измерению в течение 2 ч через 3 часа после облучения.

Рис. 3. Траектории r - и s - процессов звездного нуклеосинтеза в области изотопов кадмия.

Рис. 4. Пути образования p -нуклида ^{106}Cd в астрофизических фотоядерных реакциях. Для нестабильных изотопов (незакрашенные клетки) показан период полураспада, для стабильных изотопов указано процентное содержание в естественной смеси изотопов.

Рис. 5. Пути образования p -нуклида ^{108}Cd в астрофизических фотоядерных реакциях. Для нестабильных изотопов (незакрашенные клетки) показан период полураспада, для стабильных изотопов указано процентное содержание в естественной смеси изотопов.

Рис. 6. Отношение скоростей протекания реакций фоторасщепления $\lambda_{\text{TALYS}}/\lambda_{\text{корр}}$, где λ_{TALYS} — результат расчета TALYS на изотопе ^{106}Cd , $\lambda_{\text{корр}}$ — результат расчета после нормировки сечений в соответствии с экспериментальными выходами.

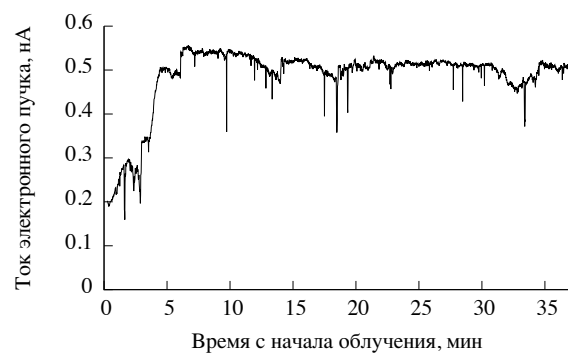


Рис. 1. Ток электронного пучка в процессе облучения.

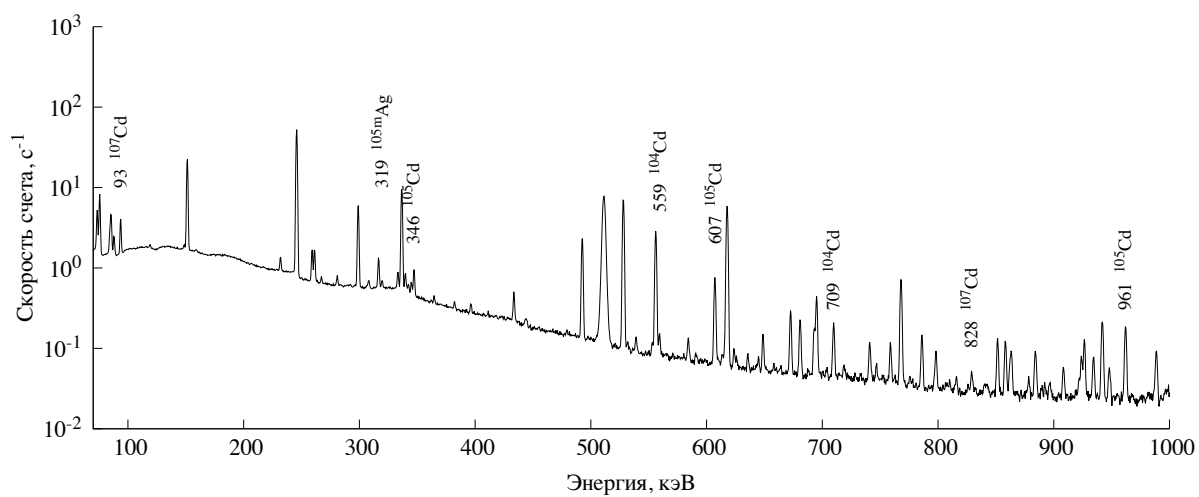


Рис. 2. Спектр гамма-квантов наведенной активности кадмиевой мишени, соответствующий измерению в течение 2 ч через 3 часа после облучения.

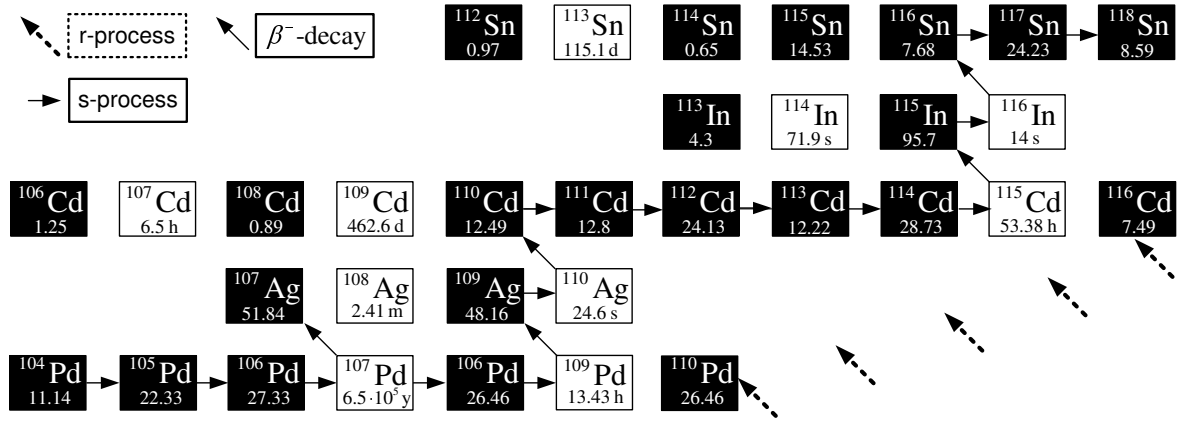


Рис. 3. Траектории r - и s - процессов звездного нуклеосинтеза в области изотопов кадмия.

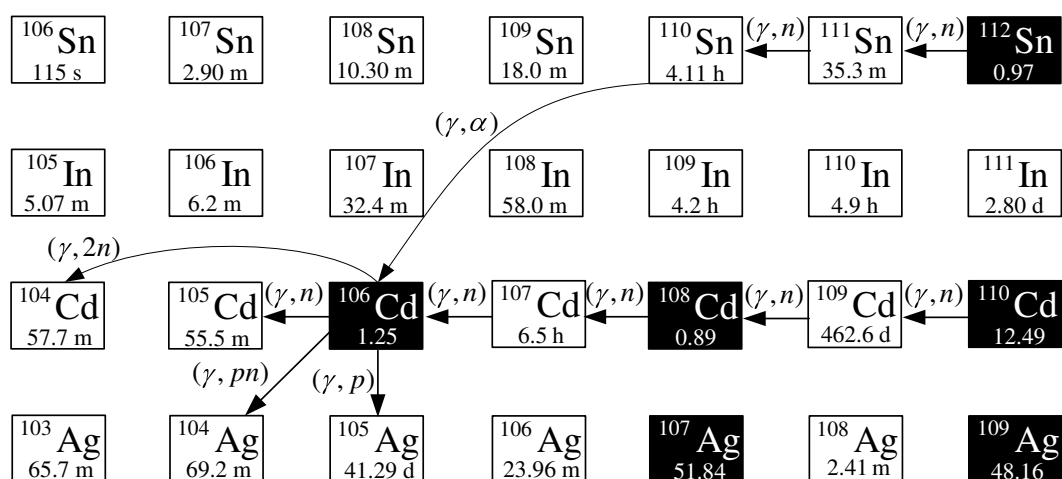


Рис. 4. Пути образования p -нуклида ^{106}Cd в астрофизических фотоядерных реакциях. Для нестабильных изотопов (незакрашенные клетки) показан период полураспада, для стабильных изотопов указано процентное содержание в естественной смеси изотопов.

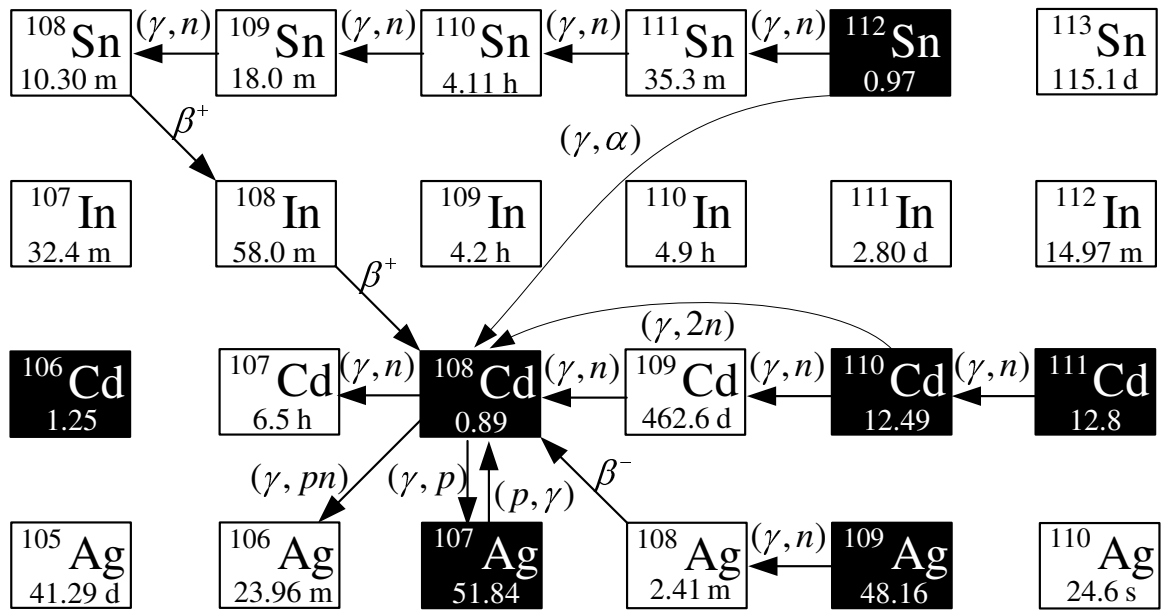


Рис. 5. Пути образования p -нуклида ^{108}Cd в астрофизических фотоядерных реакциях. Для нестабильных изотопов (незакрашенные клетки) показан период полураспада, для стабильных изотопов указано процентное содержание в естественной смеси изотопов.

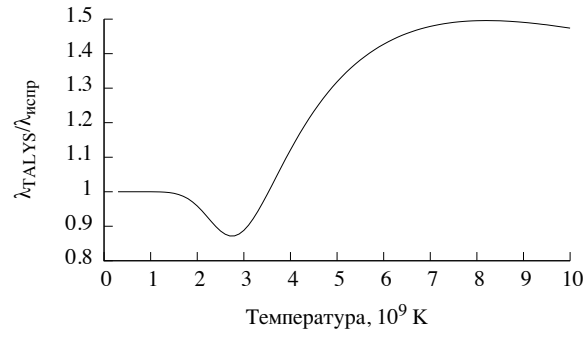


Рис. 6. Отношение скоростей протекания реакций фоторасщепления $\lambda_{\text{TALYS}}/\lambda_{\text{корр}}$, где λ_{TALYS} — результат расчета TALYS на изотопе ^{106}Cd , $\lambda_{\text{корр}}$ — результат расчета после нормировки сечений в соответствии с экспериментальными выходами.

Таблица 1. Выходы фотоядерных реакций на изотопах $^{106,108}\text{Cd}$ под действием тормозного излучения с верхней границей спектра 55,5 МэВ. Приведены экспериментальные значения и результат расчета с использованием пакета TALYS

Конечное ядро	$T_{1/2}$	Выход эксп. $Y_{\text{эксп}}$, 1/мкКл	Выход TALYS $Y_{\text{теор}}$, 1/мкКл
^{105}Cd	55,5 мин	$(1,41 \pm 0,05) \times 10^6$	$(2,8 \pm 0,1) \times 10^6$
^{105}Ag	41,29 д	$(1,5 \pm 0,1) \times 10^6$	$(0,33 \pm 0,02) \times 10^6$
^{104}Ag	69,2 мин	$(1,2 \pm 2) \times 10^5$	$(1,8 \pm 0,1) \times 10^4$
^{104m}Ag	33,5 мин	$(1,4 \pm 2) \times 10^5$	$(5,6 \pm 0,3) \times 10^4$
^{104}Cd	57,7 мин	$(1,88 \pm 0,07) \times 10^5$	$(2,6 \pm 0,1) \times 10^5$
^{107}Cd	6,5 ч	$(2,7 \pm 0,2) \times 10^6$	$(2,8 \pm 0,1) \times 10^6$
^{106m}Ag	8,28 д	$(7,2 \pm 0,2) \times 10^3$	$(8 \pm 2) \times 10^3$

**PHOTONUCLEAR REACTIONS OF THE ASTROPHYSICAL
p-PROCESS ON CADMIUM ISOTOPES INDUCED WITH 55.5 MeV
BREMSSTRAHLUNG**

S. S. Belyshev, A. A. Kuznetsov, K. A. Stopani, V. V. Khankin

The photon activation technique is used to measure absolute yields of photonuclear reactions on the $^{106,108}\text{Cd}$ *p*-nuclides. The obtained results are compared with the statistical model calculation. A good agreement is obtained in the ^{108}Cd case, however experimental ratios between photoproton and photoneutron reactions on ^{106}Cd is significantly different from the theoretical one. The obtained results are discussed from the point of view of the *p*-process of nucleosynthesis.

СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ

1. Бельшев Сергей Сергеевич —физик;

Адрес автора для переписки: 119991, ГСП-1, Москва, Ленинские горы, дом 1, строение 2, НИИ ядерной физики имени Д.В.Скобельцына, МГУ имени М.В.Ломоносова

тел.: 8-495-939-25-58, e-mail: belyshev@depni.sinp.msu.ru

2. Кузнецов Александр Александрович — к.ф.-м.н., с.н.с;

Адрес автора для переписки: 119991, ГСП-1, Москва, Ленинские горы, дом 1, строение 2, НИИ ядерной физики имени Д.В.Скобельцына, МГУ имени М.В.Ломоносова

тел.: 8-495-939-25-58, e-mail: kuznets@depni.sinp.msu.ru

3. Стопани Константин Александрович —к.ф.-м.н., н.с;

Адрес автора для переписки: 119991, ГСП-1, Москва, Ленинские горы, дом 1, строение 2, НИИ ядерной физики имени Д.В.Скобельцына, МГУ имени М.В.Ломоносова

тел.: 8-495-939-25-58, e-mail: hatta@depni.sinp.msu.ru

4. Ханкин Вадим Валерьевич —м.н.с;

Адрес автора для переписки: 119991, ГСП-1, Москва, Ленинские горы, дом 1, строение 2, НИИ ядерной физики имени Д.В.Скобельцына, МГУ имени М.В.Ломоносова

тел.: 8-495-939-25-58, e-mail: v-k32@yandex.ru