

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА ПРИ СТОЛКНОВЕНИИ ЯДЕР ДЕЙТЕРИЯ

© 2024 г. А. С. Соловьев¹⁾, *

Поступила в редакцию 30.10.2023 г., после доработки 30.10.2023 г., принята к публикации 14.11.2023 г.

В настоящей работе исследуется процесс радиационного захвата, протекающий при столкновении дейтронов. Данный процесс представляет значительный интерес для астрофизических приложений. Теоретическую основу исследования составляет микроскопический кластерный подход в осцилляторном представлении. Вычисляются полное и парциальные сечения соответствующей реакции в терминах астрофизического S -фактора. Достигнуто хорошее согласие с экспериментальными данными. Показано, что тензорная сила ядерного взаимодействия играет ключевую роль для описания низкоэнергетической зависимости полного сечения (астрофизического S -фактора).

DOI: 10.31857/S0044002724020076, EDN: KRJGYU

1. ВВЕДЕНИЕ

Реакция радиационного захвата ${}^2\text{H}(d, \gamma){}^4\text{He}$ является одним из важных звеньев цепочки наиболее влиятельных ядерных процессов, которые протекали в ходе первичного нуклеосинтеза [1], чем обусловлена ее ядерно-астрофизическая значимость. Кроме того, детальное понимание механизма соответствующей реакции имеет огромное значение для различных областей фундаментальной ядерной физики, в частности, связанных с изучением проявлений тензорной силы нуклон-нуклонного (NN) взаимодействия. Тем не менее ее полное сечение (астрофизический S -фактор) и вклады парциальных переходов по-прежнему недостаточно хорошо известны при низких энергиях.

Экспериментальные значения полного астрофизического S -фактора реакции ${}^2\text{H}(d, \gamma){}^4\text{He}$ при энергиях ниже 2.5 МэВ можно извлечь, воспользовавшись данными, измеренными в работах [2–6]. Однако соответствующие значения характеризуются значительными погрешностями и имеют разброс [7].

Разнообразные аспекты теоретической стороны исследований реакции ${}^2\text{H}(d, \gamma){}^4\text{He}$ можно найти в работах [8–19]. Указанные работы базировались на различных теоретических подходах, среди которых модель прямого захвата, потенциальная кластерная модель, модель резонирующих групп, вариационный метод Монте-Карло и микроскопическая многоканальная кластерная модель. В частности, последняя использовалась в [18, 19] для

проведения первопринципных расчетов полного и парциальных астрофизических S -факторов рассматриваемой реакции. Несмотря на это, нерешенные проблемы все еще остаются.

В настоящей работе реакция радиационного захвата ${}^2\text{H}(d, \gamma){}^4\text{He}$ исследуется в рамках микроскопического кластерного подхода, сформулированного в осцилляторном представлении (МКПОП) [20, 21]. Выполняется расчет полного астрофизического S -фактора при астрофизически важных энергиях, после чего анализируются вклады различных парциальных процессов в его энергетическую зависимость. В общем и целом проведение данного исследования представляется актуальным и выглядит весьма целесообразным.

2. ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ МКПОП

Физическую основу МКПОП формируют кластерные аспекты ядерной структуры и динамики, когда предполагается, что нуклоны ядерной системы значительную часть времени проводят в подструктурах, именуемых кластерами. Математические основы МКПОП состоят в следующем. Внутренняя структура кластеров фиксируется нижайшими конфигурациями, совместимыми с принципом запрета Паули, трансляционно-инвариантной осцилляторной модели оболочек. Относительное движение кластеров строго трактуется путем разложений по базису осцилляторных функций. Ядерное NN -взаимодействие описывается полуреалистическим эффективным ядерным потенциалом из работы [22], который включает в себя центральные, спин-орбитальные и тензорные

¹⁾Всероссийский научно-исследовательский институт атомтики имени Н.Л. Духова, Москва, Россия.

*E-mail: alexander.solovyev@mail.ru

силы. Влияние ограничений конфигурационного пространства на результаты расчетов частично устраняется подходящей адаптацией данного потенциала, который достаточно хорошо зарекомендовал себя в теоретических исследованиях ядерной структуры и динамики легкаядерных систем. Универсальность такого подхода к разнообразным задачам ядерной физики была продемонстрирована в ряде недавних работ [20, 21, 23–25], в которых можно также найти его детальную формулировку и подробности проведения расчетов. Поэтому в настоящем исследовании вкратце излагаются только физико-математические основы МКПОП.

Таким образом, в двухкластерном приближении МКПОП полная волновая функция рассматриваемой ядерной системы ищется в виде разложения в ряд

$$\Psi = \sum_{J=J_0}^{\infty} \sum_{M=-J}^J \sum_{s_1=s_2}^{s_1+s_2} \sum_{l=|J-s|}^{J+s} \sum_{v=v_0}^{\infty} C_{J^{\pi} M s v} \Psi_{J^{\pi} M s v} \quad (1)$$

по базисным функциям

$$\Psi_{J^{\pi} M s v} = N_{J^{\pi} s v} \mathcal{A} \left\{ \sum_{m+\sigma=M} C_{lm \sigma}^{JM} \left[\phi_{s_1}^{(1)} \phi_{s_2}^{(2)} \right]_{s \sigma} f_{v l m}(\mathbf{q}) \right\}, \quad (2)$$

где $N_{J^{\pi} s v}$ — нормировочная постоянная; $\mathcal{A}$ — оператор антисимметризации по перестановкам всех пар нуклонов; $C_{lm \sigma}^{JM}$ — коэффициент Клебша–Гордана; $\phi^{(1)}$ и $\phi^{(2)}$ — волновые функции внутренних состояний кластеров, отвечающие нижайшим разрешенным принципом Паули состояниям трансляционно-инвариантной осцилляторной модели оболочек; $f_{v l m}$ — осцилляторная функция; $\mathbf{q}$ — вектор, характеризующий относительное расстояние между кластерами, s_1 и s_2 — спины кластеров; s , l и J — канальный спин, орбитальный момент и полный угловой момент соответственно с проекциями σ , m и M ; v — число осцилляторных квантов с минимальным разрешенным значением v_0 ; π — четность системы. Неизвестными величинами в таком подходе являются коэффициенты разложения $C_{J^{\pi} M s v}$, которые находятся путем решения системы линейных алгебраических уравнений [20, 23, 24].

3. ДЕТАЛИ РАСЧЕТОВ

При описании реакции радиационного захвата ${}^2\text{H}(d, \gamma){}^4\text{He}$ используется конфигурационное модельное пространство четырехнуклонной ядерной системы, ограниченное кластерной фрагментацией $d + d$, которая в зависимости от состояний системы характеризуется различными наборами квантовых чисел, задаваемыми в сокращенной записи в виде термов $2s+1 l_J$. Во всех осцилляторных функциях значение осцилляторного радиуса r_0 полагается

равным 1.22 Фм в соответствии с работами [20, 21, 23, 24].

Для выбранного ядерного потенциала [22] применяется параметризация PNN [20], в которой слегка модифицируются значения майорановского ($m_{c,3}$) и бартлетовского ($b_{c,3}$) параметров обменных примесей, входящих в третью компоненту центральной части соответствующего NN -потенциала. Вместо значений $m_{c,3} = 0.3573$ и $b_{c,3} = 0.1427$ выбраны следующие значения: $m_{c,3} = 0.375$ и $b_{c,3} = 0.125$.

Основное состояние ядра ${}^4\text{He}$ с $J^{\pi} = 0^{+}$ в текущем варианте МКПОП имеет кластерное представление $\{d + d, {}^1S_0; d + d, {}^5D_0\}$, где D -волновая компонента обусловлена тензорной силой ядерного потенциала. Коэффициенты разложения полной волновой функции основного состояния ${}^4\text{He}$ по базису (2) находятся путем решения системы линейных однородных алгебраических уравнений для связанных состояний [23, 24].

В силу сохранения изоспина и условий проницаемости барьера предполагается, что $E2$ -переходы являются доминирующими для реакции ${}^2\text{H}(d, \gamma){}^4\text{He}$ при низких энергиях. Данное предположение подтверждается, например, первопринципными расчетами из работы [19]. Из правил отбора для электромагнитных переходов следует, что в основное состояние ${}^4\text{He}$ с $J^{\pi} = 0^{+}$ возможны $E2$ -захваты только из состояний рассеяния дейтронов с $J^{\pi} = 2^{+}$.

В рамках используемого модельного пространства полная волновая функция многоканального рассеяния дейтронов с $J^{\pi} = 2^{+}$ имеет кластерное представление $\{d + d, {}^5S_2; d + d, {}^1D_2; d + d, {}^5D_2; d + d, {}^5G_2\}$, где все каналы связаны тензорной силой. Помимо правила векторного сложения угловых моментов и закона сохранения четности, условие тождественности дейтронов накладывает дополнительное ограничение на возможные термы для состояний рассеяния, которое приводит к тому, что их орбитальный момент и канальный спин должны иметь одинаковую четность. Коэффициенты разложения данной четырехканальной функции по базису (2) определяются путем решения системы линейных неоднородных алгебраических уравнений для состояний рассеяния [23, 24].

При $E2$ -захватах переходы из состояний рассеяния $\{d + d, {}^5S_2\}$, $\{d + d, {}^5D_2\}$ и $\{d + d, {}^5G_2\}$ происходят в связанное состояние $\{d + d, {}^5D_0\}$. В свою очередь, $E2$ -захват из канала $\{d + d, {}^1D_2\}$ идет в канал $\{d + d, {}^1S_0\}$. Все расчеты $E2$ -переходов выполняются в ведущем порядке длинноволнового приближения [24], которое, как известно, является хорошим приближением для описания реакций радиационного захвата при астрофизических энергиях.

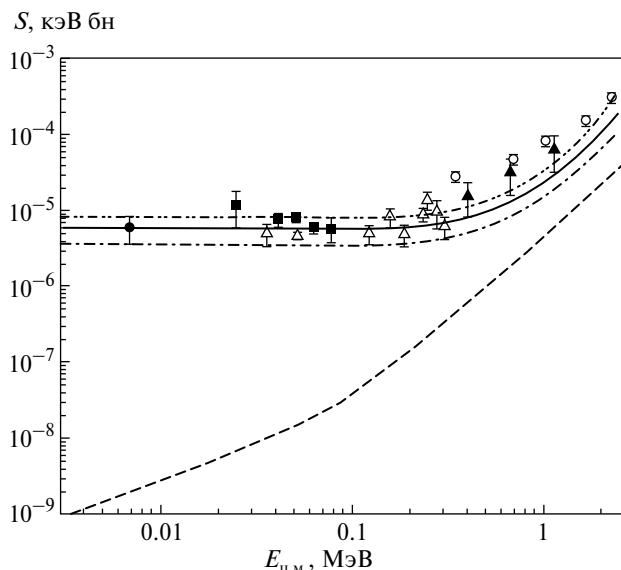


Рис. 1. Полный астрофизический S -фактор реакции радиационного захвата ${}^2\text{H}(d, \gamma){}^4\text{He}$. Штриховая, штрихпунктирная с одной точкой, сплошная и штрихпунктирная с двумя точками кривые — расчеты в рамках МКПОП со значениями интенсивности тензорной силы 0, 1.21, 1.39 и 1.5 соответственно. Экспериментальные данные: $\blacktriangle$ — [2], $\blacksquare$ — [3], $\bigcirc$ — [4], $\triangle$ — [5], $\bullet$ — [6].

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Полный астрофизический S -фактор реакции ${}^2\text{H}(d, \gamma){}^4\text{He}$, вычисленный в МКПОП, показан на рис. 1 как функция энергии относительного движения $E_{\text{ц.м.}}$ сталкивающихся дейтронов в системе центра масс. Экспериментальные данные, представленные на рис. 1, извлечены из измерений [2–6]. Расчеты выполнены со следующими значениями интенсивности тензорного взаимодействия g_t : 0 (штриховая кривая), 1.21 (штрихпунктирная с одной точкой кривая), 1.39 (сплошная кривая) и 1.5 (штрихпунктирная с двумя точками кривая). Ненулевые значения интенсивности g_t выбраны таким образом, чтобы воспроизвести в пределах погрешностей экспериментальное значение $S = (6.0 \pm 2.4) \times 10^{-6}$ кэВ бн при $E_{\text{ц.м.}} \approx 7$ кэВ из работы [6].

Как видно из рис. 1, полный астрофизический S -фактор, вычисленный без учета тензорной силы ($g_t = 0$, штриховая кривая), проявляет резкий спад с уменьшением энергии и лежит систематически ниже экспериментальных данных. Фактически этот расчет не позволяет даже качественно воспроизвести плоскую низкоэнергетическую зависимость экспериментальных данных, подтверждая тот факт, что тензорная сила чрезвычайно важна для описания реакции ${}^2\text{H}(d, \gamma){}^4\text{He}$ [18, 19]. Полный астрофизический S -фактор, вычисленный с

Таблица 1. Расчетные и экспериментальные значения энергии основного состояния ядра ${}^4\text{He}$ и энергетического выхода реакции ${}^2\text{H}(d, \gamma){}^4\text{He}$

Величина, МэВ	Расчет				Эксперимент
	$g_t = 0$	$g_t = 1.21$	$g_t = 1.39$	$g_t = 1.5$	
E_0	-25.690	-27.618	-28.296	-28.697	-28.296
Q	21.242	23.170	23.848	24.249	23.848

учетом тензорной силы, демонстрирует плоскую энергетическую зависимость вплоть до 0.2 МэВ, а затем монотонное возрастание с увеличением энергии. Расчеты с $g_t = 1.39$ (сплошная кривая) и $g_t = 1.5$ (штрихпунктирная с двумя точками кривая) находятся в довольно хорошем согласии с данными. Расчет с $g_t = 1.21$ (штрихпунктирная с одной точкой кривая) лежит немного ниже, чем большинство экспериментальных точек.

В табл. 1 приведены энергия основного состояния ядра ${}^4\text{He}$ (E_0) и энергетический выход реакции ${}^2\text{H}(d, \gamma){}^4\text{He}$ (Q), вычисленные в МКПОП. Экспериментальные данные, указанные в табл. 1, взяты из работы [26]. Следует отметить, что энергия связи d -кластера, полученная с выбранной кластерной волновой функцией и используемой параметризацией потенциала, воспроизводит экспериментально измеренную энергию связи дейтрона $E_d = 2.224$ МэВ [27].

Из табл. 1 видно, что расчет, выполненный с $g_t = 1.39$, воспроизводит экспериментальные значения. Другие расчетные результаты, представленные в табл. 1, слегка отклоняются от экспериментальных данных. В связи с этим полный астрофизический S -фактор, вычисленный с $g_t = 1.39$, можно интерпретировать как рекомендованный в рамках реализованного варианта МКПОП.

На рис. 2 анализируются вклады различных парциальных $E2$ -захватов в энергетическую зависимость рекомендованного полного астрофизического S -фактора реакции ${}^2\text{H}(d, \gamma){}^4\text{He}$. Вклад перехода из канала 5D_2 (штрихпунктирная с одной точкой кривая) является малым при рассмотренных энергиях. Переход из канала 5G_2 (штрихпунктирная с двумя точками кривая) пренебрежимо мал. Как и следовало ожидать, эти D - и G -волновые переходы в конечное D -волновое состояние подавлены из-за присутствия центробежного барьера во входных каналах и малости D -волновой компоненты полной волновой функции конечного состояния. При относительно низких энергиях поведение полного астрофизического S -фактора определяется переходом из канала 5S_2 (штриховая кривая). При более высоких энергиях проявляется переход из канала 1D_2 (точечная кривая), чему способствует огромная S -волновая компонента полной волновой функции ${}^4\text{He}$. При энергиях в окрестности 800 кэВ вклады

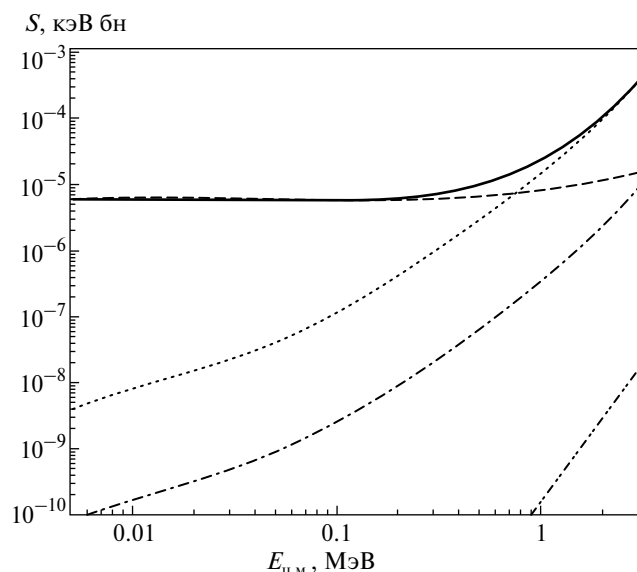


Рис. 2. Вклады парциальных $E2$ -переходов в энергетическую зависимость полного астрофизического S -фактора реакции ${}^2\text{H}(d, \gamma){}^4\text{He}$ в МКПОП с $g_t = 1.39$. Штриховая, штрихпунктирная с одной точкой и штрихпунктирная с двумя точками кривые — переходы из входных каналов 5S_2 , 5D_2 и 5G_2 соответственно в конечный канал 5D_0 . Точечная кривая — переход из входного канала 1D_2 в конечный канал 1S_0 . Сплошная кривая — полный астрофизический S -фактор.

доминирующих переходов из каналов 5S_2 и 1D_2 сопоставимы друг с другом.

Если тензорная сила игнорируется, то D -волновая примесь в конечной волновой функции исчезает, и S -волновой захват в конечный D -волновой канал, $\{d + d, {}^5S_2\} \rightarrow \{d + d, {}^5D_0\}$, ответственный за плоское низкоэнергетическое поведение полного S -фактора, оказывается запрещенным. Более того, в этом случае остается только D -волновой захват в конечный S -волновой канал, $\{d + d, {}^1D_2\} \rightarrow \{d + d, {}^1S_0\}$, вклад которого имеет монотонно-возрастающую энергетическую зависимость. Поэтому расчеты без учета тензорной силы, в принципе, способны описать резкую зависимость астрофизического S -фактора при относительно высоких энергиях, но не могут воспроизвести его плавное поведение при более низких энергиях.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе реакция радиационного захвата ${}^2\text{H}(d, \gamma){}^4\text{He}$ исследовалась на основе МКПОП. Реализованный вариант МКПОП позволяет описывать данную реакцию при энергиях, представляющих астрофизический интерес, что создает хорошие перспективы для его дальнейшего развития и применения в исследованиях важных процессов ядерного синтеза в системе $d + d$.

Проведена серия расчетов наблюдаемых для реакции ${}^2\text{H}(d, \gamma){}^4\text{He}$ в рамках МКПОП. В результате выявлен оптимальный расчет, при котором полный астрофизический S -фактор реакции ${}^2\text{H}(d, \gamma){}^4\text{He}$ достаточно хорошо согласуется с экспериментальными данными при астрофизических энергиях, а также воспроизведены энергия связи дейтрона, энергия основного состояния ядра ${}^4\text{He}$ и энергетический выход реакции.

Продемонстрирована значимость тензорной силы ядерного взаимодействия для воспроизведения плоской энергетической зависимости экспериментальных данных по полному астрофизическому S -фактору при низких энергиях. Показано, что соответствующая низкоэнергетическая зависимость полностью обусловлена вкладом $E2$ -перехода $\{d + d, {}^5S_2\} \rightarrow \{d + d, {}^5D_0\}$, который оказывается запрещенным при отсутствии тензорной силы. По этой причине тензорная сила играет ключевую роль в данном случае. Полученный результат находится в соответствии с выводами работ [18, 19].

Для расширения описательных возможностей и увеличения предсказательной силы МКПОП применительно к рассмотренной четырехнуклонной системе требуется включение конфигураций $p + t$ и $n + h$ в модельное пространство подхода и учет соответствующих кластерных каналов в расчетах. Анализ влияния этих кластерных структур на ядерную спектроскопию ядра ${}^4\text{He}$ и радиационный захват в системе $d + d$ является одним из направлений дальнейших исследований.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. R. H. Cyburt, B. D. Fields, K. A. Olive, and T.-H. Yeh, *Rev. Mod. Phys.* **88**, 015004 (2016).
2. R. W. Zurmühle, W. E. Stephens, and H. H. Staub, *Phys. Rev.* **132**, 751 (1963).
3. F. J. Wilkinson III and F. E. Cecil, *Phys. Rev. C* **31**, 2036 (1985).
4. H. R. Weller, P. Colby, J. Langenbrunner, Z. D. Huang, D. R. Tilley, F. D. Santos, A. Arriaga, and A. M. Eiró, *Phys. Rev. C* **34**, 32 (1986).
5. C. A. Barnes, K. H. Chang, T. R. Donoghue, C. Rolfs, and J. Kammeraad, *Phys. Lett. B* **197**, 315 (1987).
6. J. Zhou, Y.-Y. Fu, S.-H. Zhou, H.-H. Xia, C.-B. Li, and Q.-Y. Meng, *Chin. Phys. C* **33**, 350 (2009).
7. Y. Xu, K. Takahashi, S. Goriely, M. Arnould, M. Ohta, and H. Utsunomiya, *Nucl. Phys. A* **918**, 61 (2013).
8. F. D. Santos, A. Arriaga, A. M. Eiró, and J. A. Tostevin, *Phys. Rev. C* **31**, 707 (1985).
9. J. A. Tostevin, *Phys. Rev. C* **34**, 1497 (1986).
10. H. J. Assenbaum and K. Langanke, *Phys. Rev. C* **36**, 17 (1987).
11. G. Blüge, H. J. Assenbaum, and K. Langanke, *Phys. Rev. C* **36**, 21 (1987).

12. J. Piekarewicz and S. E. Koonin, *Phys. Rev. C* **36**, 875 (1987).
13. B. Wachter, T. Mertelmeier, and H. M. Hofmann, *Phys. Lett. B* **200**, 246 (1988).
14. A. Arriaga, A. M. Eiró, F. D. Santos, and J. E. Ribeiro, *Phys. Rev. C* **37**, 2312 (1988).
15. A. Arriaga, V. R. Pandharipande, and R. Schiavilla, *Phys. Rev. C* **43**, 983 (1991).
16. K. Sabourov, M. W. Ahmed, S. R. Canon, B. Crowley, K. Joshi, J. H. Kelley, S. O. Nelson, B. A. Perdue, E. C. Schreiber, A. Sabourov, A. Tonchev, H. R. Weller, E. A. Wulf, R. M. Prior, M. C. Spraker, H. M. Hofmann, and M. Trini, *Phys. Rev. C* **70**, 064601 (2004).
17. Y.-Q. Ma, Y. Tian, and Z.-Y. Ma, *Chin. Phys. Lett.* **24**, 69 (2007).
18. K. Arai, S. Aoyama, Y. Suzuki, P. Descouvemont, and D. Baye, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 132502 (2011).
19. P. Descouvemont, D. Baye, Y. Suzuki, S. Aoyama, and K. Arai, *AIP Adv.* **4**, 041011 (2014).
20. A. S. Solov'yev, *Phys. Rev. C* **106**, 014610 (2022).
21. A. C. Соловьёв, *ЯФ* **86**, 132 (2023) [A. S. Solov'yev, *Phys. At. Nucl.* **86**, 24 (2023)].
22. H. Kanada, T. Kaneko, S. Nagata, and M. Nomoto, *Prog. Theor. Phys.* **61**, 1327 (1979).
23. A. S. Solov'yev and S. Yu. Igashov, *Phys. Rev. C* **96**, 064605 (2017).
24. A. S. Solov'yev and S. Yu. Igashov, *Phys. Rev. C* **99**, 054618 (2019).
25. A. C. Соловьёв, *Изв. РАН. Сер. физ.* **84**, 534 (2020) [A. S. Solov'yev, *Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.* **84**, 411 (2020)].
26. D. R. Tilley, H. R. Weller, and G. M. Hale, *Nucl. Phys. A* **541**, 1 (1992).
27. G. Audi, A. H. Wapstra, and C. Thibault, *Nucl. Phys. A* **729**, 337 (2003).

THEORETICAL STUDY OF THE DEUTERON + DEUTERON RADIATIVE CAPTURE

© 2024 A. S. Solov'yev¹⁾

¹⁾*Dukhov Automatics Research Institute (VNIIA), Moscow, Russia*

In the present work, the $d + d$ radiative capture process is studied. This process is of significant interest for astrophysical applications. The theoretical framework of the study is based on the microscopic cluster approach in the oscillator representation. The total and partial cross sections for the reaction in terms of the astrophysical S factor are calculated. A good agreement with experimental data is achieved. The tensor force of the nuclear interaction is shown to play a key role in describing the low-energy dependence of the total cross section (astrophysical S factor).