

## محاسبه نرخ واکنش و عامل اختریفیزیکی S در واکنش $^{16}\text{O}(p, \gamma)^{17}\text{F}$

علی مقدسی\*، حسین صادقی، رضا پورایمانی

گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه اراک، اراک، ایران

دریافت: 1396/03/21 ویرایش نهایی: 1396/06/04 پذیرش: 1396/10/09

### چکیده

واکنش  $^{16}\text{O}(p, \gamma)^{17}\text{F}$ ، یک واکنش مهم در چرخه CNO و تأثیر گذار در تحولات ستاره‌ای می‌باشد. فاکتور اختریفیزیکی S برای ترازهای مقید شامل  $5/2^+$  (حالت پایه) و  $1/2^+$  (اولین حالت برانگیخته) با استفاده از پتانسیل وود-ساکسون محاسبه می‌شود. بیشترین سهم در سطح مقطع گیراندازی کل برای هر دو حالت مقید  $5/2^+$  و  $1/2^+$  با گذار E1 از موج ورودی p به حالت‌های  $1d_{5/2}$  و  $1s_{1/2}$  است. از نتایج به دست آمده کاملاً مشخص است که سهم حالت پایه در فاکتور S از سهم اولین حالت برانگیخته بسیار کمتر است، که علت این اختلاف فاحش عمق زیاد حالت پایه و تکانه زاویه‌ای بزرگ آن و همچنین ویژگی‌های هاله‌ای پروتون در حالت  $1/2^+$  است. با مقایسه مقادیر محاسبه شده با نتایج تجربی و تئوری که دیگران محاسبه کرده‌اند، تطابق خوبی بین آنها در انرژی‌های پایین قابل مشاهده است. مقدار فاکتور S را در انرژی صفر با استفاده از روش برون‌یابی برای ترازهای  $5/2^+$  و  $1/2^+$  به ترتیب برابر 0/3482 و 10/21 کیلو الکترون‌ولت-بارن به دست آورده‌ایم. همچنین نرخ واکنش را محاسبه و آن را با داده‌های NACRE و CA88 مقایسه کردیم، تطابق خوبی بین آنها مشاهده شد.

**کلیدواژگان:** سطح مقطع، فاکتور S، تحولات ستاره‌ای، واکنش گیراندازی تابش، نرخ واکنش

### مقدمه

به دلیل دافعه کولونی پرتابه، ذرات باردار هنگامی که به یک هسته هدف نزدیک می‌شوند باید انرژی کافی برای عبور از سد کولونی را داشته باشند و همچنین به دلیل سطح مقطع پایین، اندازه‌گیری مستقیم سطح مقطع این واکنش و بسیاری از واکنش‌های مشابه برای انرژی‌های پایین در حدود صفر با تجهیزات آزمایشگاهی کنونی قابل انجام نمی‌باشد. یکی از راه‌های غیر مستقیم برای محاسبه سطح مقطع در انرژی‌های پایین، برون‌یابی می‌باشد. اما از آنجا که سطح مقطع با تغییر انرژی دچار تغییرات زیادی می‌شود و به عبارت دیگر وابستگی شدیدی به انرژی دارد، بهتر است در این مسیر از کمیتی استفاده نماییم که تابع کندتری نسبت به انرژی باشد. فاکتور S کمیتی متناسب با سطح مقطع می‌باشد. اما قسمت تابع نمایی در آن حذف گردیده است، به همین

در تحولات ستاره‌ای سه مرحله برای تشکیل هسته‌های سنگین وجود دارد که به ترتیب شامل چرخه پروتون-پروتون، چرخه CNO و سوختن هیدروژن است. واکنش  $^{16}\text{O}(p, \gamma)^{17}\text{F}$  در چرخه CNO رخ داده و بخش‌های مختلف چرخه را به هم متصل می‌کند. به هر حال این واکنش در فرآیند تولید انرژی در خورشید اهمیت بالایی ندارد ولی در ستاره‌های داغ‌تر بسیار مهم و تأثیرگذار است.

محاسبه نرخ گذار برای این واکنش در شناخت ما از نوکلئوسنتز ستاره‌ها ضروری می‌باشد. برای تعیین نرخ گذار باید مقدار فاکتور S و سطح مقطع واکنش در انرژی‌های کم را محاسبه کرد.

\* نویسنده مسئول: moghadasi326@gmail.com

را برای این واکنش محاسبه کردند و به ترتیب مقادیر  $0/40 \pm 0/04$  و  $9/8 \pm 1/0$  را برای حالت پایه و اولین حالت برانگیخته  $^{17}\text{F}$  به دست آوردند.

محاسبه فاکتور S در انرژی صفر با استفاده از نظریه میدان‌های مؤثر توسط ریبرگ و همکاران [11] صورت گرفت با در نظر گرفتن مرتبه LO مقدار آن برابر 7 کیلو الکترون ولت بارن که پایین‌تر از مقادیر تجربی است، به دست آمد. این محاسبات نشان می‌دهد برای محاسبه دقیق‌تر آن باید مراتب بالاتری از بسط لاگرانژی را در نظر گرفت.

بناشر و همکاران [12] با استفاده از مدل پوسته‌ای و اندرکنش زاگر-باک-مک‌گوری (ZBM) به محاسبه ساختار  $^{17}\text{F}$  پرداختند و فاکتور S را در انرژی صفر در اولین حالت برانگیخته و حالت پایه به ترتیب برابر مقادیر  $9/32$  و  $0/486$  کیلو الکترون ولت-بارن به دست آوردند.

داده‌های تجربی واکنش  $^{16}\text{O}(p, \gamma)^{17}\text{F}$  با استفاده از پتانسیل دو جسمی توسط آرتموف و همکاران [13] مورد تحلیل قرار گرفت. آن‌ها ضرایب نرمالیزاسیون مجانبی برای داده‌های تجربی پیشین را محاسبه کردند و به کمک آن‌ها فاکتور S را در انرژی صفر برای حالت پایه  $0/40 \pm 0/04$  و برای اولین حالت برانگیخته مقادیر  $9/07 \pm 0/36$  و  $9/45 \pm 0/40$  کیلو الکترون ولت-بارن به دست آوردند. در منابع [14-30] نیز محاسبات متعدد با روش‌های گوناگون روی این واکنش انجام شده است که به خاطر دور نشدن از هدف اصلی مقاله از بیان آن‌ها خودداری می‌شود.

در این مقاله پس از مقدمه‌ای کوتاه در خصوص اهمیت واکنش و ذکر برخی محاسبات انجام شده ابتدا به طور مختصر در مورد فاکتور S مطالبی بیان و سپس به توضیح روابط و تئوری محاسبات در قسمت سوم

دلیل تابع کندتری نسبت به انرژی می‌باشد. پس برای برون‌یابی در انرژی‌های پایین از این کمیت استفاده می‌شود.

اندازه‌گیری تجربی سطح مقطع و فاکتور S واکنش  $^{16}\text{O}(p, \gamma)^{17}\text{F}$  در منابع [1-5] انجام شده است. ما در ادامه نتایج محاسباتمان را با داده‌های تجربی که این دانشمندان به دست آورده‌اند مقایسه می‌کنیم، تطابق خوبی بین آن‌ها مشاهده می‌شود.

محاسبات تئوری این کمیت‌ها توسط دانشمندان دیگر انجام شده است، که در ادامه به برخی از این محاسبات و نتایج آن‌ها اشاره می‌شود. چو و همکاران [6] فاکتور S را برای محدوده انرژی 800 تا 2800 کیلو الکترون ولت محاسبه کرده‌اند. آن‌ها رابطه فاکتور S برای گیراندازی در دو تراز  $5/2^+$  پایه و  $1/2^+$  برانگیخته را به ترتیب برابر  $0/337 + 0/0002E$  و  $8/552 + 0/353E + 0/00013E^2$  کیلو الکترون ولت-بارن محاسبه کرده‌اند.

جینگز و همکاران [7] وابستگی انرژی فاکتور اختریفیزیکی S برای واکنش‌های  $^7\text{Be}(p, \gamma)^8\text{B}$  و  $^{16}\text{O}(p, \gamma)^{17}\text{F}$  را بررسی کرده‌اند. کیونگ هوون [8] فاکتور S را بر اساس مکانیسم گیراندازی تابش مستقیم تحلیل، و این فاکتور را در نزدیکی انرژی صفر و بدون استفاده از توابع موج مجانبی محاسبه کرده است.

آسنسائو و همکاران [9] به کمک تحلیل واکنش‌های انتقالی  $^{16}\text{O}(d, n)^{17}\text{F}$  و  $^{16}\text{O}(d, p)^{17}\text{O}$  ضرایب نرمالیزاسیون مجانبی (ANC) برای واکنش‌های  $^{16}\text{O}(p, \gamma)^{17}\text{F}$  و  $^{16}\text{O}(n, \gamma)^{17}\text{O}$  را تعیین کردند و با محاسبه سطح مقطع گیراندازی مستقیم، مقدار فاکتور S برای اولین حالت برانگیخته را برابر  $9/6 \pm 0/8$  کیلو الکترون ولت-بارن به دست آوردند.

گاگیلاردی و همکاران [10] با استفاده از واکنش  $^{16}\text{O}(^3\text{He}, d)^{17}\text{F}$  ضریب نرمالیزاسیون مجانبی فاکتور S

- رقابتی بین واکنش‌های مختلف در این محدوده وجود نداشته باشد.  
واکنش مورد مطالعه حائز این شرایط است و می‌توانیم از برون‌یابی برای آن استفاده کنیم.

### تئوری محاسبات

در این تحقیق از کد RADCAP برای انجام محاسبات استفاده شده و این کد برای اندازه‌گیری سطح مقطع و فاکتور S در واکنش‌های گیراندازی تابش با پرتابه نوترون و پروتون نوشته شده است. در این بخش به بیان مباحث تئوری و فرمول‌های لازم در این کد برای انجام محاسبات می‌پردازیم.

با حل معادله شرودینگر برای یک سیستم نوکلئون (n) هسته (x) توابع موج برای این سیستم محاسبه می‌شود.

$$-\frac{\hbar^2}{2m_{nx}} \left[ \frac{d^2}{dr^2} - \frac{l(l+1)}{r^2} \right] u_{lj}^I(r) + V u_{lj}^I(r) = E_i u_{lj}^I(r) \quad 3$$

J اسپین ذاتی محصول واکنش، l تکانه زاویه‌ای حرکت نسبی پرتابه و هدف و J مجموع اسپین ذاتی هدف و l است. پتانسیل هسته‌ای در معادله بالا از رابطه زیر جایگزین می‌شود:

$$V(r) = V_0(r) + V_c(r) + \langle \mathbf{s} \cdot \mathbf{l} \rangle V_s(r) \quad 4$$

در معادله بالا کمیت  $V_c(r)$  پتانسیل کولونی می‌باشد و از رابطه زیر به دست می‌آید:

$$\begin{cases} V_c(r) = \frac{Z_a Z_b e^2}{r} & ; r > R_c \\ V_c(r) = \frac{Z_a Z_b e^2}{2R_c} \left( 3 - \frac{r^2}{R_c^2} \right) & ; r < R_c \end{cases} \quad 5$$

در معادله 4،  $V_0(r)$  و  $V_s(r)$  به ترتیب ناشی از اندرکنش‌های مرکزی و اسپین-مدار می‌باشند. با استفاده

می‌پردازیم، در ادامه نتایج محاسبات را در قسمت چهارم ارائه و به مقایسه آن با نتایج گذشته می‌پردازیم.

### فاکتور S

در اخترفیزیک با انرژی پرتابه کمتر از یک مگا الکترون ولت مواجه هستیم. در تحولات ستاره‌ها به علت ویژگی‌های فیزیکی خاصی نظیر دما و فشار که در ستاره وجود دارد، برخی واکنش‌ها در انرژی‌های بسیار پایین صورت می‌پذیرند ولی تحقق این شرایط در بسیاری از موارد در آزمایشگاه فعلاً امکان‌پذیر نیست.

همان‌گونه که قبلاً بیان شد یکی از راه‌های غیرمستقیم برای تعیین سطح مقطع در این محدوده، روش برون‌یابی می‌باشد. به همین خاطر به کمیتی نیاز داریم که تابع کندتری نسبت به انرژی باشد تا عدم قطعیت کمتری در محاسبات ایجاد شود. از این رو فاکتور S به صورت زیر تعریف شد:

$$S(E) = E \sigma(E) \exp [2\pi\eta(E)] \quad 1$$

$\eta(E)$  پارامتر زامرفیلد و با بار الکتریکی پرتابه و هدف نسبت مستقیم و با سرعت نسبی بین آن‌ها ( $v$ ) نسبت معکوس دارد و رابطه آن به صورت زیر است:

$$\eta(E) = \frac{Z_a Z_b e^2}{\hbar v} \quad 2$$

فاکتور S در انرژی گاموف در حالت‌های زیر تابعی با تغییرات کند نسبت به انرژی است:

- انرژی برانگیختگی خیلی کوچک‌تر از سد کولنی باشد.

- رزونانس باریکی در محدوده پنجره گاموف نباشد یا تعداد زیادی حالت رزونانس همپوشانی داشته باشند.

$$e_{\lambda} = Z_b e \left( -\frac{m_a}{m_c} \right)^{\lambda} + Z_b e \left( \frac{m_b}{m_c} \right)^{\lambda} \quad 11$$

و عملگر انتقال دوقطبی مغناطیسی در منابع [32,33] به صورت زیر بیان شده است:

$$O_{M1\mu} = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \mu_N \left[ e_M 1_{\mu} + \sum_{i=a,b} g_i (s_i)_{\mu} \right]$$

که

$$e_M = \left( \frac{m_a^2 Z_a}{m_c^2} + \frac{m_b^2 Z_b}{m_c^2} \right) \quad 12$$

المان‌های ماتریس برای انتقال  $J_0 M_0 \rightarrow J M$  از رابطه زیر محاسبه می‌شود:

$$\langle JM | O_{E\lambda\mu} | J_0 M_0 \rangle = \langle J_0 M_0 \lambda \mu | JM \rangle \frac{\langle J || O_{E\lambda} || J_0 \rangle}{\sqrt{2J+1}} \quad 13$$

المان‌های ماتریس تقلیل یافته برابر [34]

$$\langle J || O_{E\lambda} || J_0 \rangle = (-1)^{j+I_a+J_0+\lambda} \times [(2J+1)(2J_0+1)]^{1/2} \times \left\{ \begin{matrix} j & J & I_a \\ J_0 & j_0 & \lambda \end{matrix} \right\} \langle j || O_{E\lambda} || j_0 \rangle_J \quad 14$$

که

$$\langle j || O_{E\lambda} || j_0 \rangle_J = \frac{e_{\lambda}}{\sqrt{4\pi}} (-1)^{l_0+l+j_0-j} \frac{\hat{\lambda} j_0}{\hat{j}} \left\langle j_0 \frac{1}{2} \lambda_0 \middle| j \frac{1}{2} \right\rangle \times \int_0^{\infty} dr r^{\lambda} u_{j_j}^J(r) u_{j_0 j_0}^{J_0}(r) \quad 15$$

و برای انتقال  $M1$  داریم [35]

$$\langle j || O_{E\lambda} || j_0 \rangle_J = (-1)^{j+I_a+J_0+1} \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \hat{J} \hat{J}_0 \quad 16$$

از پارامترهای وود-ساکسون این دو کمیت از روابط زیر به دست می‌آیند:

$$\begin{aligned} V_0(r) &= V_0 f_0(r) \\ V_s(r) &= -V_{so} \left( \frac{\hbar}{m_{\pi} c} \right)^2 \frac{1}{r} \frac{d}{dr} f_s(r) \\ f_i(r) &= \left[ 1 + \exp\left( \frac{r-R_i}{a_i} \right) \right]^{-1} \end{aligned} \quad 6$$

توابع موج به دست آمده از معادله شرودینگر برای حالت‌های مقید به کمک رابطه زیر نرمالیز می‌شوند:

$$\int dr |u_{ij}^J|^2 = 1 \quad 7$$

تابع موج پیوستار از رابطه زیر به دست می‌آید:

$$\begin{aligned} u_{ij}^J(r \rightarrow \infty) &= i \sqrt{\frac{m_{nx}}{2\pi k \hbar^2}} \\ &\times \left[ H_1^{(-)}(r) - S_{\alpha_c} H_1^{(+)}(r) \right] e^{i\sigma_1(E)} \end{aligned} \quad 8$$

اکنون با محاسبه توابع موج حالت‌های مقید و پیوستار، سطح مقطع واکنش گیراندازی تابش برای انتقال‌های الکتریکی و مغناطیسی از رابطه زیر به دست می‌آید [31]:

$$\begin{aligned} \sigma_{ELJ_b}^{d.c.} &= \frac{(2\pi)^3}{k^2} \left( \frac{E_{nb}+E_b}{\hbar c} \right)^{2L+1} \frac{2(2I_a+1)}{(2I_n+1)(2I_x+1)} \\ &\times \frac{L+1}{L[(2L+1)!!]^2} \sum_{J_c, J_c'} (2J_c+1) \\ &\times \left\{ \begin{matrix} j_c & J_c & I_x \\ J_b & j_b & L \end{matrix} \right\}^2 |\langle JM || O_{E\lambda\mu} || J_0 M_0 \rangle|^2 \end{aligned} \quad 9$$

عملگرهای انتقال‌های چند قطبی الکتریکی از رابطه زیر به دست می‌آید [32]:

$$O_{E\lambda\mu} = e_{\lambda} r^{\lambda} Y_{\lambda\mu}(\hat{r}) \quad 10$$

$e_{\lambda}$  معرف بار مؤثر می‌باشد و از رابطه زیر پیروی می‌کند.

تراز را انتخاب و سپس آن را بررسی نماییم تا مطمئن شویم که انرژی برانگیختگی را درست پیش‌بینی می‌کند. در این واکنش دو تراز مقید متناسب در کانال ورودی واکنش وجود دارد که ترازهای  $5/2^+$  حالت پایه و  $1/2^+$  حالت برانگیخته با انرژی 0/495 مگا الکترون ولت می‌باشند. پارامترهای مناسب پتانسیل وود-ساکسون که با آن‌ها می‌توان انرژی ترازها را درست پیش‌بینی کرد، در جدول 1 آمده است.

جدول 1. پارامترهای مناسب پتانسیل وود-ساکسون برای ترازهای  $1/2^+$  و  $5/2^+$

$J^\pi$	$5/2^+$	$1/2^+$
$V_0(\text{MeV})$	-51/77	-51/412
$R_0(\text{fm})$	3/21	3/21
$a_0(\text{fm})$	0/65	0/65
$V_{\text{so}}(\text{MeV})$	-10	-10
$R_{\text{so}}(\text{fm})$	3/21	3/21
$a_{\text{so}}(\text{fm})$	0/65	0/65
$R_c(\text{fm})$	3/21	3/21

با استفاده از این پتانسیل‌ها و حل معادله شرودینگر توابع موج حالت‌های مقید را به دست می‌آوریم. با استفاده از معادله 8 تابع موج حالت‌های پیوستار نیز محاسبه می‌گردد.

بعد از محاسبه توابع موج به کمک معادله‌های 9 تا 17 و با شناخت کافی از اسپین و تکانه‌های پرتابه، هدف و محصول واکنش می‌توانیم سطح مقطع واکنش برای ترازهای مختلف را محاسبه کنیم، که در این مسیر از کد RADCAP استفاده کرده‌ایم.

اکنون با کمک روش‌های برون‌یابی می‌توانیم مقادیر فاکتور S را در انرژی صفر برای هر دو گذار به دست آوریم. به ترتیب مقادیر 0/3482 و 10/21 کیلو الکترون ولت-بارن برای گذار به ترازهای  $5/2^+$  و  $1/2^+$  به دست آمد، تطابق با نتایج محاسبات موجود در جدول 2 قابل مشاهده می‌باشد.

$$\begin{aligned} & \times \left\{ \begin{matrix} j & J & I_a \\ J_0 & j_0 & 1 \end{matrix} \right\} \mu_N \left\{ \frac{1}{\hat{I}_0} e_M \left[ \frac{2\hat{J}_0}{\hat{I}_0} (l_0 \delta_{j_0, l_0+1/2} \right. \right. \\ & \left. \left. + (l_0+1) \delta_{j_0, l_0-1/2} \right) + (-1)^{l_0+1/2-j} \frac{\hat{J}_0}{\sqrt{2}} \right. \\ & \left. \times \delta_{j_0, l_0 \pm 1/2} \delta_{j, l_0 \mp 1/2} + g_N \frac{1}{\hat{I}_0^2} \left[ (-1)^{l_0+1/2-j} \right. \right. \\ & \left. \left. \times \tilde{J}_0 \delta_{j, j_0} - (-1)^{l_0+1/2-j} \frac{\hat{J}_0}{\sqrt{2}} \delta_{j_0, l_0 \pm 1/2} \delta_{j, l_0 \mp 1/2} \right] \right\} \\ & + g_a (-1)^{I_a+j_0+J+1} \hat{J}_0 \hat{I}_a \tilde{I}_a \times \\ & \times \left\{ \begin{matrix} I_a & J & j_0 \\ J_0 & I_a & 1 \end{matrix} \right\} \int_0^\infty dr r^2 u_{j_0}^I(r) u_{l_0}^{J_0}(r) \end{aligned}$$

فاکتور g به ترتیب برای نوترون و پروتون برابر 3/826 و 5/586 می‌باشد.

اکنون سطح مقطع کل برای همه اسپین‌ها و چندقطبی‌ها را از رابطه زیر محاسبه می‌شود:

$$\sigma^{\text{d.c.}}(E) = \sum_{L, J_b} (SF)_{J_b} \sigma_{L, J_b}^{\text{d.c.}}(E) \quad 17$$

$(SF)_{J_b}$  فاکتورهای اسپکتروسکوپی هستند. سپس فاکتور S هم با استفاده از رابطه 1 محاسبه می‌شود. اکنون به کمک نتایج به دست آمده از کد RADCAP برای محاسبه نرخ واکنش می‌توانیم از رابطه بین فاکتور S و نرخ واکنش  $N_A \langle \sigma v \rangle$  استفاده کنیم.

$$\begin{aligned} N_A \langle \sigma v \rangle &= N_A \frac{(\frac{8}{\pi})^{1/2}}{\mu^{1/2} (k_B T)^{3/2}} \\ & \times \int_0^\infty S(E) \exp(-E/k_B T - 2\pi\eta) dE \quad 18 \end{aligned}$$

در بخش بعدی به بیان نتایج محاسبات خواهیم پرداخت.

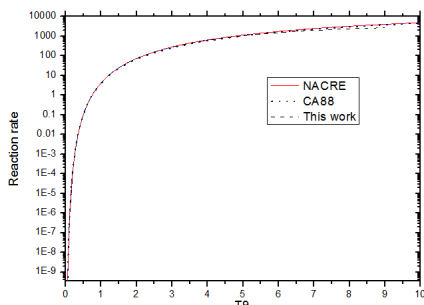
### نتایج محاسبات

برای محاسبه توابع موج حالت مقید از معادله شرودینگر ابتدا باید پتانسیل هسته‌ای مناسب برای آن

دست آورده‌ایم، در شکل 2 با داده‌های NACRE و CA88 مقایسه شده است و تطابق خوبی بین آن‌ها مشاهده می‌شود.

### بحث و نتیجه‌گیری

محاسبه سطح مقطع و نرخ واکنش در انرژی‌های نزدیک صفر در اختزفیزیک از اهمیت بالایی برخوردار است. ولی از آن‌جا که سطح مقطع غالباً تابع همواری نسبت به انرژی نمی‌باشد بهتر است از برون‌یابی این کمیت خودداری شود. برای رفع این مشکل از کمیت دیگری به نام فاکتور S که متناسب با سطح مقطع ولی تابع هموارتری نسبت به انرژی می‌باشد، استفاده می‌گردد.



شکل 2. مقایسه بین نتایج محاسبات نرخ واکنش و داده‌های NACRE و CA88. کمیت T9 دمای واکنش برحسب  $10^9$  کلون است.

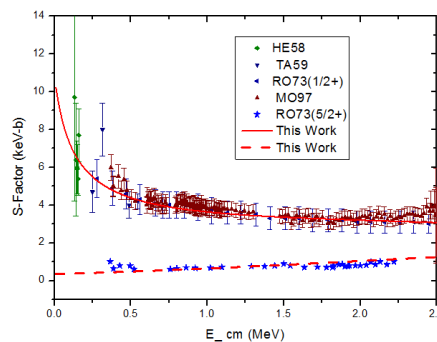
با محاسبه فاکتور S برای گذار به دو تراز مورد نظر مشاهده می‌کنیم که سهم تراز برانگیخته  $1/2^+$  بسیار بیشتر از سهم تراز پایه  $5/2^+$  است که این تفاوت به علت عمق و تکانه زاویه‌ای این حالت نسبت به اولین حالت برانگیخته می‌باشد.

در گذار به حالت‌های  $5/2^+$  و  $1/2^+$  هیچ رفتار رزونانسی مشاهده نمی‌شود. در گذار به حالت پایه از آن رو که گیراندازی موج p ورودی پروتون باید از طریق پدیده تونل زنی از سد‌های کولنی و گریز از مرکز صورت پذیرد. ولی هنگامی که انرژی کاهش یابد، تنها با مانع

جدول 2. مقایسه بین مقادیر محاسبه شده برای فاکتور اختزفیزیکی S در انرژی صفر و نتایج دیگران برحسب keV-b

$S_{1/2}(0)$	$S_{5/2}(0)$	نتایج
$9,07 \pm 0,36$ $9,45 \pm 0,40$	$0,4 \pm 0,04$	آرموف و همکاران [13]
9,8	0,4	گاگلیاردی و همکاران [10]
8,552	0,317	چو و همکاران [7]
9,76	0,37	دوبویچنکو و همکاران [22]
10,987	0,319	گیمارش و برتولانی [14]
$9,4 \pm 1,7$	---	رولفز و همکاران [5]
9,71	---	برونه [19]
$9,8 \pm 1,0$	$0,40 \pm 0,04$	کروها و همکاران [20]
$9,3 \pm 1,4$	$0,35 \pm 0,05$	ژیوبینگ و همکاران [21]
9,075	0,304	هوآنگ و همکاران [23]
9,32	0,486	پنیاشر و همکاران [12]
$9,6 \pm 0,8$	---	آسنسائو و همکاران [9]
10,21	0,3482	نتایج ما

در ادامه با استفاده از معادله 1، فاکتور اختزفیزیکی S را برای گذار به هر دو تراز به دست می‌آید. در منابع [6-2] اندازه‌گیری برای این کمیت صورت گرفته است و شکل 1 نتایج به دست آمده برای هر دو گذار و مقایسه آن‌ها با نتایج ما را نشان داده است.



شکل 1. مقایسه بین نتایج گذار به ترازهای  $5/2^+$  و  $1/2^+$  و اندازه‌گیری‌های پیشین. خط کامل برای گذار به تراز برانگیخته  $1/2^+$  و خط تیره برای گذار به تراز پایه  $5/2^+$  می‌باشد.

در نهایت با استفاده از روش انتگرال‌گیری سیمپسون و معادله 18 نرخ واکنش در دماهای اختزفیزیکی را به

## مرجع‌ها

[1] R. Morlock, R. Kunz, A. Mayer, M. Jaeger, A. Möller, J.W. Hammer, P. Mohr, H. Oberhammer, G. Staudt, V. Kölle, Halo Properties of the First  $1/2^+$  State in  $^{17}\text{F}$  from the  $^{16}\text{O}(p, \gamma)^{17}\text{F}$  Reaction, *Physical Review Letters* **79** (1997) 3837-3840.

[2] J.B. Warren, K.A. Laurie, D.B. James, K.L. Erdman, gamma radiation from the proton bombardment of oxygen, *Canadian Journal of Physics* **32** (1954) 563-570.

[3] R.E. Hester, R.E. Pixley, W.A. Lamb, Radiative Capture of Protons in Oxygen at 140 to 170 keV, *Physical Review* **111** (1958) 1604-1606.

[4] N. Tanner, Direct Radiative Capture of Protons by  $^{16}\text{O}$  and  $^{20}\text{Ne}$ , *Physical Review* **114** (1959) 1060-1064.

[5] C. Rolfs, Spectroscopic factors from radiative capture reactions, *Nuclear Physics A* **217** (1973) 29-70.

[6] H.C. Chow, G.M. Griffiths, T.H. Hall, The  $^{16}\text{O}(p, \gamma)^{17}\text{F}$  Direct Capture Cross Section with an Extrapolation to Astrophysical Energies, *Canadian Journal of Physics* **53** (1975) 1672-1686.

[7] B.K. Jennings, S. Karataglidis, T.D. Shoppa, Direct capture astrophysical S factors at low energy, *Physical Review C* **58** (1998) 579-581.

[8] Kyung-Hoon Kim, Astrophysical S Factors of the  $^{16}\text{O}(p, \gamma)^{17}\text{F}$  Reaction at Energies Applicable in Stellar Cores, *Journal of the Korean Physical Society* **43** 5 (2003) 691-695.

[9] M. Assunção, R. Lichtenthaler, V. Guimarães, A. Lépine-Szily and A.M. Moro, Astrophysical S-factors for the  $p+^{16}\text{O}$  and  $n+^{16}\text{O}$  captures from the analysis of  $^{16}\text{O}(d, n)^{17}\text{F}$  and  $^{16}\text{O}(d, p)^{17}\text{O}$  transfer reactions, *AIP Conference Proceedings* **884** (2007) 158-162.

کولنی روبرو است، مقدار فاکتور S در گذار به تراز  $5/2^+$  در انرژی‌های پایین کاسته می‌شود.

افزایش فاکتور S برای گذار به حالت برانگیخته  $1/2^+$  پیامد ویژگی‌های هاله‌ای تابع موج در این حالت است. به‌خاطر انرژی بستگی بسیار کم، حدود 105 کیلو الکترون‌ولت، تابع موج آن یک دنباله طولانی دارد و شعاع جذر میانگین مربعی آن (5/33fm) بزرگتر از شعاع حالت پایه (3/70fm) می‌باشد. شعاع بزرگ این حالت منجر به یک جابه‌جایی بزرگ انرژی می‌شود و هنگامی که انرژی کاهش می‌یابد سهم گذار اصلی به‌حالت  $1/2^+$  به سمت شعاع‌های بزرگ‌تر منتقل می‌گردد. به‌طور مثال در انرژی مرکز جرم برابر 0/1 مگا الکترون‌ولت برای انتقال به‌حالت هاله‌ای  $1/2^+$ ، شعاع حدود 50 فرمی می‌شود. به‌همین علت پروتون می‌تواند بسیار بیرون‌تر از شعاع کلاسیکی هسته و بدون تونل زنی از سد کولنی و گریز از مرکز جذب هدف شود.

نتایج به‌دست آمده در شکل 1 با نتایج تجربی پیشین مورد مقایسه قرار گرفته است تطابق خوبی بین آن‌ها مشاهده می‌شود. ولی در انرژی‌های بالاتر از حد اختریفیزیکی از این تطابق کاسته می‌شود. در ادامه فاکتور S در انرژی صفر برای هر دو گذار از روش برون‌یابی محاسبه و با نتایج به‌دست آمده توسط دیگران تطابق خوبی دارد.

در نهایت نرخ واکنش برحسب دما محاسبه و با نتایج پیشین مورد مقایسه قرار گرفت، تطابق خوبی بین آن‌ها مشاهده می‌گردد.

- scattering, *Nuclear Physics A* **596** (1996) 122-136.
- [20] V. Kroha, P. Bém, V. Burjan, J. Novák, Š. Piskoř, E. Šiměckov, Asymptotic normalization constants in nuclear astrophysics, *Czechoslovak Journal of Physics* **51** 5 (2001) 471-489.
- [21] GUO Bing, LI Zhi-Hong, LIU Wei-Ping, BAI Xi-Xiang, Test of Determination of (p, $\gamma$ ) Astrophysical S-Factors Using the Asymptotic Normalization Coefficients from Neutron Transfer Reactions, *Chinese Physics Letters* **24** 9 (2007) 2544-2546.
- [22] S. Dubovichenko, A. Dzhazairov-Kakhramanov, Study of the nucleon radiative captures  ${}^8\text{Li}(n,\gamma){}^9\text{Li}$ ,  ${}^9\text{Be}(p,\gamma){}^{10}\text{B}$ ,  ${}^{10}\text{Be}(n,\gamma){}^{11}\text{Be}$ ,  ${}^{10}\text{B}(p,\gamma){}^{11}\text{C}$ , and  ${}^{16}\text{O}(p,\gamma){}^{17}\text{F}$  at thermal and astrophysical energies, *International Journal of Modern Physics E* **26** 3 (2017) 1630009-56.
- [23] J.T. Huang, C.A. Bertulani, V. Guimarães, Radiative capture of nucleons at astrophysical energies with single-particle states, *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **96** (2010) 824-847.
- [24] C. Barbieria, B.K. Jenningsa, Study of the  ${}^{16}\text{O}(p,\gamma)$  Reaction at Astrophysical Energies, *Nuclear Physics A* **758** (2005) 395c-398c.
- [25] T. Murata, S. Chiba, Analysis of Low Energy Proton Capture Cross Section for Light Nuclei, *JAERI-Conf* **2004-005** (2004) 156-160.
- [26] D. Baye, E. Brainis, Zero-energy determination of the astrophysical S factor and effective-range expansions, *Physical Review C* **61** (2000) 025801-10.
- [27] M. Dufour, P. Descouvemont, Microscopic analysis of the  ${}^{13}\text{C}(\alpha, n){}^{16}\text{O}$  and  ${}^{16}\text{O}(n,\gamma){}^{17}\text{O}$  reactions, *Nuclear Physics A* **694** (2001) 221-232.
- [28] A.M. Mukhamedzhanov, F.M. Nunes, Low energy behavior of the astrophysical S-factor in radiative captures to loosely bound final states, *Nuclear Physics A* **708** (2002) 437-459.
- [10] C.A. Gagliardi, et al., Tests of transfer reaction determinations of astrophysical S factors, *Physical Review C* **59** (1999) 1149-1153.
- [11] E. Ryberg, C. Forssén, H.W. Hammer and L. Platter, Effective field theory for proton halo nuclei, *Physical review C* **89** (2014) 014325-6.
- [12] K. Bennaceur, N. Michel, F. Nowacki, J. Okołowicz, M. Płoszajczak, Shell model description of  ${}^{16}\text{O}(p,\gamma){}^{17}\text{F}$  and  ${}^{16}\text{O}(p,p){}^{16}\text{O}$  reactions, *Physics Letters B* **488** (2000) 75-82.
- [13] S.V. Artemov, S.B. Igamov, K.I. Tursunmakhatov, R. Yarmukhamedov, Determination of Nuclear Vertex Constants (Asymptotic Normalization Coefficients) for the Virtual Decays  ${}^3\text{He} \rightarrow d + p$  and  ${}^{17}\text{F} \rightarrow {}^{16}\text{O} + p$  and Their Use for Extrapolating Astrophysical S-Factors of the Radiative Proton Capture by the Deuteron and the  ${}^{16}\text{O}$  Nucleus at Very Low Energies, *Bulletin of the Russian academy of sciences: physics.* **73** 2 (2009) 165-170.
- [14] V. Guimarães, C.A. Bertulani, Light radioactive nuclei capture reactions with phenomenological potential models, *AIP Conference Proceedings* **1245** (2010) 30-39.
- [15] D. Baye, P. Descouvemont, M. Hesse, Microscopic analysis of extranuclear capture on the  ${}^{16}\text{O}(p,\gamma){}^{17}\text{F}$  reaction, *Physical Review C* **58** (1998) 545-553.
- [16] V.S. Melezhik, D. Baye, Time-dependent analysis of the Coulomb breakup method for determining the astrophysical S factors, *Physical Review C* **64** (2001) 054612-11.
- [17] C. Iliadis, C. Angulo, P. Descouvemont, M. Lugaro, P. Mohr, New reaction rate for  ${}^{16}\text{O}(p,\gamma){}^{17}\text{F}$  and its influence on the oxygen isotopic ratios in massive AGB stars, *Physical Review C* **77** (2008) 045802-11.
- [18] R.E. Azuma et al., AZURE: An R-matrix code for nuclear astrophysics, *Physical Review C* **81** (2010) 045805-17.
- [19] C.R. Brune, A comparison of K- and R-matrix parameterizations of s-wave  ${}^{16}\text{O}+p$  elastic



- [33] A.R. Edmonds, *Angular Momentum in Quantum Mechanics*, Princeton University Press, Princeton, (1960).
- [34] H. Sadeghi, R. Ghasemi, H. Khalili, The Astrophysical S-factor of the  $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$  Reaction at Solar Energies, *Chinese Physics C* **33** (2013) 84101-5.
- [35] R.D. Lawson, *Theory of the Nuclear Shell Model*, Clarendon Press, Oxford, (1980).
- [29] A.M. Mukhamedzhanov et al., Asymptotic normalization coefficients and astrophysical radiative capture reactions, *Nuclear Physics A* **631** (1998)788c-792c
- [30] K. Bennaceur, F. Nowacki, J. Okolowicz, M. Ploszajczak, Analysis of the  $^{16}\text{O}(p,\gamma)^{17}\text{F}$  capture reaction using the shell model embedded in the continuum, *Nuclear Physics A* **671** (2000) 203-232.
- [31] C.A Bertulani, RADCAP: a potential model tool for direct capture reactions, *Computer Physics Communications* **156** (2003) 123-153.
- [32] A. Bohr, B. Mottelson, *Nuclear Structure*, vol. I, Benjamin, New York, (1969).

Archive of SID

## Calculation of reaction rate and astrophysical S-factor for $^{16}\text{O}(p,\gamma)^{17}\text{F}$ reaction

Ali Moghadasi\*, Hosein Sadeghi, Reza Pourimani

Department of Physics, Faculty of Science, Arak University, Arak, Iran

Received: 11.06.2017    Final revised: 26.08.2017    Accepted: 30.12.2017

### Abstract

The  $^{16}\text{O}(p,\gamma)^{17}\text{F}$  is an important reaction in CNO cycle and effective in the stellar revolution. The Cross Section and S-factor is calculated using woods Saxon potential for bound levels including  $5/2^+$  (ground state) and  $1/2^+$  (first excited state). The main portion of the total cross section for both final states was provided by E1 transitions from the incoming p wave to the bound  $1d_{5/2}$  and  $2s_{1/2}$  states. The contribution of the S- factor in the ground state, because of deeply bound state and higher angular momentum, is less than the contribution of the first excited state and the halo properties of the proton at  $1/2^+$  state. By comparing our results with the previous results, a good agreement was observed. The S-factor at zero Energy for states  $5/2^+$  and  $1/2^+$  was 0.3482 and 10.21 (keVb), respectively. In addition, we calculated reaction rate, which indicated good agreement between our results, and the data from NACRE and CA88.

**Keywords:** Cross section, S-factor, Stellar revolution, Radiative capture, Reaction rate

---

\* Corresponding Author: Ali.Moghadasi@yahoo.com