Archive of SID

مجله علوم پایه دانشگاه آزاد اسلامی، (JSIAU)
سال ۲۰، شماره ۷۵، بهار ۱۳۸۹

افزایش توان راکتور همجوشی در سیستم سه لایه ای دوتریوم – تریتیوم با در نظر گرفتن اثر برهنه سازی میون از ذرات α (muon stripping effect)

حیدر ایزدنشان*
گروه فیزیک، واحد مرودشت، دانشگاه آزاد اسلامی، مرودشت، ایران
محمود قرآن نویس
گروه فیزیک، واحد علوم و تحقیقات، دانشگاه آزاد اسلامی، تهران، ایران

تاریخ دریافت: ۸۸/٦/١٦ **تاریخ پذیرش: ۸۹/۳/۱۹**

چکیده

مقدمه:دستیابی به انرژی سالم و پایدار از جمله مسائلی است که جهان امروز با آن دست به گریبان است و این امر باعث بروز رقابتهای شدیدی بین کشور های پیشرفته دنیا برای یافتن روشهای جدید در این زمینه شده است.یکی از این روشها که توجه بسیاری از دانشَمندان در نقاط مختلف دنیا را به خود معطوف کرده است بدست آوردن انرژی از طریق فرآیند همجوشی هسته ای است .

هدف: در این مقاله ضمن بررسی همجوشی به روش کاتالیزور میونی در سیستم سه لایه ای D/T , T2 ,D2 به بررسی تاثیر اثر برهنه سازی میون از ذرات آلفا در این سیستم که در مطالعات قبلی این سیستم در نظر گرفته نشده بود پرداخته شده است. در مشاهدات اخیر دیده شد که در یک واکنش همجوشی می تواند مولکول شبه پایدار $(dt\mu)^*$ تولید گردد.

روش بررسی:در اینجا ضمن در نظر گرفتن تمامی شاخه های ممکن همجوشی در این سیستم سه لایه ای ا به روش محاسبات عددی با استفاده از نرم افزار Rung Kutta 45-Maple حل شده اند که نتایج آن در جداول (۳) و (۴) و (۵) و (۶) آورده شده است.

*عهده‌دار مکاتبات: izadneshan@yahoo.com ،تلفن: ۰۷۱۱-۲۳۱۷۳٤٦، فکس: ۰۷۱۱-۲۳۱۸۳۲۹

www.SID.ir

Archive of SID

نتایج:در این مقاله ضمن استفاده از این شاخه همجوشی و همچنین اثر برهنه سازی که در مطالعات قبلی این سیستم در نظر نگرفته نشده بود، توان همجوشی و آهنگ چرخش میون در این سیستم سه لایه ای محاسبه می گردد.

نتیجه گیری: محاسبات نشان می دهد که با در نظر گرفتن این اثر در این سیستم به ازاء هر میون ۸۲,۶ همجوشی صورت گرفته و آهنگ چرخش میون ۱۸ درصد نسبت به سیستم قبل افزایش داشته است.

واژه های کلیدی : همجوشی به روش کاتالیزور میونی ، اثر برهنه سازی ، سیستم سه لایه ای ، دوتریوم ، تریتیوم

مقدمه

نظریه همجوشی از طریق کاتالیزور میونی μCF اولین بار توسط فرانک در سال ۱۹۴۷ با مشاهده واپاشی پایون منفی به میون و نوترینو مطرح شد.ساخاروف نیز در سال ۱۹٤۸ توانست با استفاده از اثر تونل زنی کوانتوم مکانیکی تشکیل مولکولهای فشرده شده را توضیح دهد. تئوریهای آنها بر این پایه استوار بود که در مولکول میون دار $ab\mu$ که a و b می توانند پروتون دوترون و یا تریتیوم باشند هسته های a وb به نسبت مرتبه نسبت به $\frac{m_e}{m_\mu}=\frac{1}{207}$ به یکدیگر نزدیکتر هستند.(e الکترون است). بنابر این مسئله فشردگی در همجوشی را که در روشهای دیگر نیازمند دمای بالایی است می تواند حل کند . اولین مشاهده تجربی پدیده abe نیز در اواخر سال ۱۹٥٦ در برکلی توسط گروه آلوارز با مشاهده تصاویر اتاقک حباب انجام شد.[۱]

در طرح های اولیه به ازای هر میون فقط یک همجوشی صورت می گرفت به همین خاطر بنظر نمی رسید که این روش بتواند روش مقرون به صرفه ای برای به دست آوردن انرژی باشد. اما بعد ها با بالا بردن ضریب تکثیر میونی،این روش امیدهای تازه ای را زنده کرد. امروزه آزمایشگاه های بزرگی در نقاط مختلف دنیا مشغول انجام آزمایش های پر هزینه و مطالعه بر روی روش μCF و بدست آوردن روشهای جدیدی برای بالا بردن ضریب تکثیر میونی و توان همجوشی در محیطهای مختلف هستند.[۲]

همجوشی کاتالیزور میونی در سیستم سه لایه ای

هنگامیکه میون وارد سیستم محیط D/T می شود ،اتمهای میونی $d\mu$ و $t\mu$ در حالت های بر انگیخته تشکیل می شوند که به وسیله واکنشهای مختلف به حالت های پایین تر وآانگیخته می شوند. همچنین واکنش تعویض میون از ایزوتوپ سبکتر به ایزوتوپ سنگین تر به خاطر اختلاف انرژی بستگی حالتهای $t\mu(n)$ و $d\mu(n)$ نیز رخ می دهد.که باعث افزایش جمعیت حالتهای اتمی $t\mu$ در یک فرآیند تقریباً یکطرفه می شود .مقدار آهنگ چرخش میونی ، بسیار حساس به این است که با چه احتمالی میونها به حالت $d\mu(1S)$ می رسند .این احتمال توسط دانشمندان مختلفی محاسبه و نتایج مشابهی حاصل شده است.[۱]

آزمایشهای انجام گرفته نشان داده است که آهنگ چرخش میونی λ_C در مخلوط D/T توسط رابطه زیر مشخص می شود:[۲-۱۲]

$$\frac{1}{\lambda_C}\cong\frac{P_{1S}^{d\mu}}{C_t\lambda_{dt}}+\frac{1}{{C_d}^2\lambda_{dt\mu}} \qquad (۴)$$

که در آن $P_{1S}^{d\mu}$ احتمال رسیدن میونها به حالت $d\mu(1S)$ و C_d و C_t به ترتیب کسر غلظتهای دوتریوم و تریتیوم و $\lambda_{dt\mu}$ آهنگ تشکیل مولکول میون دار $dt\mu$ و λ_{dt} آهنگ انتقال میون از دوتریوم به تریتیوم است.

اما در تحقیقات بعدی تناقضی در این فرآیند مشاهده شده است.[۳-۲] اختلاف رابطه فوق با تئوریهای ارائه شده در تعیین جمعیت اتمهای $d\mu(1S)$ $(P_{1S}^{d\mu})$ می باشد که آزمایش مقدار بیشتری را برای آن نسبت به تئوری پیشنهاد می کند .در واقع تناقض هنگامی آشکار می شود که میون به حالت $t\mu(2s)$ می رسد . جوابی که برای برطرف

www.SID.ir

Archive of SID

کردن این اختلاف توسط فرولیچ و گروهش ارائه گردید این است که اتمهای $t\mu(2S)$ در برخورد با مولکولهای D_2 و DT می توانند مولکول شبه پایدار $(dt\mu)^*$را تولید نمایند.[۳] که از فروپاشی آن که کاملاً نیز نامتقارن است اتمهای میونی $d\mu(1s)$ و $t\mu(1s)$ با نسبت شاخه ای $\Gamma_{d\mu}:\Gamma_{t\mu}\approx 9:1$ به دست می آیند . و با این وضع جمعیت $d\mu(1s)$ نسبت به سیستمی که این فرآیند در نظر گرفته نمی شود، بیشتر خواهد شد . این افزایش جمعیت $d\mu(1s)$ باعث کاهش آهنگ چرخش میون و ضریب چرخش میونی (تعداد واکنشهایی که بوسیله یک میون در طول مدت عمرش کاتالیز می شود) در سیستم می شود .

نتایج و بحث

آهنگ تشکیل مو لکول میونی $(dt\mu)^*$

مطا بق با مکانیسم وسمن می توان گفت که اگر مولکول $(dt\mu)^*$ در حا لت تشدیدی تشکیل شود ، انرژی بستگی مولکول $(dt\mu)^*$ به انرژی چرخشی و نوسانی مولکول کمپلکس تبدیل می شود :

$$t\mu(2s)+D_2 \longrightarrow \left[(dt\mu)^* dee\right]_{\nu,k} \qquad (۵)$$

که ν و k اعداد کوانتومی چرخشی و نوسانی مولکول میون دار کمپلکس می باشند . همچنین در این حالت فرض می شود که مولکول D_2 در ابتدا در حالت زمینه خود باشد $(\nu=0,k=0)$ که سطح مقطع این واکنش را می توان بوسیله رابطه Breit-Wigners محاسبه کرد :

$$\sigma=\frac{\pi}{k^2}\left[\ \frac{\Gamma_{ent}\Gamma_r}{(E_{col}-E_{res})^2+\frac{1}{4}(\Gamma_{ent}+\Gamma_{res})^2}\ \right] \qquad (۶)$$

که انرژی تشدیدی وسمن E_{res} , مطابق پایستگی انرژی بصورت زیر خواهد بود :

$$E_{res}+E_b=\Delta E_{rovib}+\Delta E_{hf} \qquad (۷)$$

که E_b انرژی بستگی مولکول $(dt\mu)^*$ و ΔE_{rovib} اختلاف انرژی بین حالتهای چرخشی _ نوسانی مولکول کمپلکس $\left[(dt\mu)^* dee\right]$ و مولکول D_2 می باشد و ΔE_{hf} اختلاف انرژی بین جداشدگی فوق ریز تراز های اتمی و مولکولی است و Γ_r در رابطه (۷) پهنای پراکندگی است و از رابطه زیر بدست می آید :

$$\Gamma_r=\Gamma_{Aug}+\Gamma_f+\Gamma_e \qquad (۸)$$

که Γ_{Aug} پهنا ی واپاشی اوژه برای مولکول کمپلکس و Γ_f پهنای همجوشی و Γ_e پهنای پراکندگی کولمبی است . Γ_{ent} در رابطه (۸) پهنای کانال ورودی است .می توان انتظار داشت که Γ_r بوسیله تابش اوژه حاصل شود :

$$\left[(dt\mu)^*_{v,j}\, dee\right]\longrightarrow\left[(dt\mu)^*_{v',j'}\, de\right]^{+}+e^- \qquad (۹)$$

که Γ_{Aug} بوسیله قانون طلایی فرمی محاسبه می شود :

$$\Gamma_{Aug}=2\pi\rho(E)\sum\left|\langle f|H_I|i\rangle\right|^2 \qquad (۱۰)$$

که $|i\rangle$ و $|f\rangle$ حالتهای اولیه ونهایی سیستم و $\rho(E)$ چگالی حالت نهایی در انرژی E می باشد . عملگر بر همکنش H_I ،بوسیله برهمکنش دو قطبی بدست می آید:[۴]

www.SID.ir

Archive of SID

$$H_I = \frac{-(r_e.d)}{r_e^{\,3}} \qquad (۱۱)$$

بنابر این خواهیم داشت :

$$\Gamma_{Aug}^{res} = \frac{\left|\left\langle X_f(r_{dt})\middle|r_{dt}\middle|X_i(r_{dt})\right\rangle\right|^2}{\left|\left\langle X_{01}(r_{dt})\middle|r_{dt}\middle|X_{11}(r_{dt})\right\rangle\right|^2}\frac{K_{bound}}{K_{res}}\Gamma_{Aug}^{11\to 01} \qquad (۱۲)$$

که $\Gamma_{Aug}^{11\to 01}$ دامنه انتقال $(j,v)=(1,1)$ به $(j,v)=(0,1)$ است و عدد موج K برابر $K=\left[2(E_b-E_I)\right]^{1/2}$ است که E_I انرژی برهمکنشی است .اگر فرض کنیم تابش اوژه دارای مکانیسم تشدیدی باشد ،پهنای آن در مقایسه با پهنای کانال ورودی بسیارکوچک خواهد بـود$(\Gamma_{Aug} << \Gamma_{ent})$در نتیجـــه سطح مقطع که از رابطه (۱۰) بدست می آید، بصورت زیر خواهد شد :

$$\sigma(E_{coll}) = \frac{2\pi^2}{K^2}\Gamma_{Aug}\delta(E_{coll}-E_{res}) \qquad (۱۳)$$

و آهنگ تشکیل مولکول میونی $(dt\mu)^*$ وابسته به دما ،از رابطه زیر بدست می آید :

$$\lambda_{(dt\mu)^*} = \rho\ v(E_{res})\,p(E_{res},T)\,\sigma(E_{res}) \qquad (۱۴)$$

که $p(E_{res},T)$ تابع توزیع انرژی بر همکـنشی در دمای T است . اگر فرض کنیم سیستم در حالت تعادل باشد، $p(E_{res})$ را می توان بوسیله تابع توزیع ماکسول نشان داد.

واپاشی مولکول کمپلکس $(dt\mu)^*$

همانطور که در قسمت قبل گفته شد، مولکول کمپلکس $(dt\mu)^*$ از شاخه $t\mu(2S)$ مطابق رابطه (۹) تشکیل خواهد شد . این مولکول بسیار ناپایدار است و با ثـابت واپاشـی λ_{decay} از بین می رود و از واپاشی آن اتمهای میونـــی $d\mu(1S)^f$ و $t\mu(1S)^f$ با انـــرژی بالا ، مطـابق واکنشهای زیر بدست می آید :

$$\left[(dt\mu)^* dee\right] \xrightarrow{0.9\lambda_{decay}} d\mu(1S)^f \quad [\approx 1KeV] + ... \qquad (۱۵)$$

$$\left[(dt\mu)^* dee\right] \xrightarrow{0.1\lambda_{decay}} t\mu(1S)^f \quad [\approx 1KeV] + ... \qquad (۱۶)$$

این اتمهای میونی دارای انرژی بالایی هستند و همانطور که از رابطه (۱۵) مشاهده می شود، از واپاشی مولکول کمپلکس به جمعیت $d\mu$ نیز افزوده می شود که باعث کاهش آهنگ چرخش میون می شود. سیستمی که در قسمت بعد به آن اشاره خواهیم کرد و مبنای تحقیق در این طرح است، راهی برای استفاده مجدد از این اتمهای میونی سریع و در نتیجه افزایش آهنگ چرخش میون در سیستم خواهد بود. برای انجام این کار پس از به وجود آمدن اتمهای میونـــی $d\mu(1S)^f$ و $t\mu(1S)^f$ در محیط اول، با ضخامت خاصی که برای این محیط تعیین می کنیم این اتمهای میونی را مجبور می کنیم تا وارد محیط دوم یعنی کند کننده شوند(T_2) .در محیط دوم این اتمهای میونی کند می شوند و همچنین میون از دوتریوم به تریتیوم منتقل می شود پس از آن در محیط سوم که شامل دوتریوم خالص است (D_2) از این شاخه جدید دوباره همجوشی صورت می گیرد.این سه لایه به صورت تناوبی تکرار می شوند ، بنابراین میونـــی که با احتمال ω_S رها مـــی شود دوباره می تواند وارد محیط اول شود و یک چرخه دیگر را آغاز کند .

بررسی سیستم پیشنهادی

اتمهای میونی $t\mu(1S)^f$ و $d\mu(1S)^f$ تولید شده از واکنش (۱۵) و (۱۶) دارای انرژی بسیار بالایی، نزدیک به 1KeV هستند . این انرژی زیاد مانع از تشکیل مجدد مولکول میون دار از این شاخه خواهد شد . به همین خاطر

www.SID.ir

Archive of SID

سیستم زیر به صورتی ارائه شده است تا اتم میون دار بعد از کند شدن، به محدوده انرژی برسد که بتواند دوباره مولکول میون دار در حالت تشدیدی را تشکیل دهد . مطابق شکل (۱) میون بعد از وارد شدن به محیط D/T ، اتم میون دار در حالت برانگیخته تشکیل می دهد. سپس با واکنشهای مختلف ،به حالت های پایین تر می رسد تا هنگامیکه به حالت $(2S)$ برسد ، و با ثابت تشکیل $\lambda' a$ در شکل (۱) نشان داده شده است. اتم $t\mu(2S)$ با ثابت $\lambda^*_{dt\mu}$ ،مولکول $(dt\mu)^*$ تشکیل می دهد و با ثابت $\lambda^{(1S)}_{t\mu}$ می تواند به حالت $t\mu(1S)$ وآنگیخته شود . $t\mu(1S)$ با ثابت $\lambda_{dt\mu}$ در همان لایه D/T ، تشکیل مولکول تشدیدی $dt\mu$ داده و سرانجام $dt\mu$ با ثابت همجوشی $\lambda^f_{dt\mu}$ ، همجوشی می کند . میون آزاد شده بعد از این واکنش همجوشی دوباره می تواند در همان لایه وارد چرخه شود. همچنین میون با احتمال ω_s ممکن است به هسته α بچسبد. اتم های میونی $d\mu(2s)$ تشکیل شده، در برخورد با تریتیوم های محیط ، میون را به $t\mu(2s)$ تعویض می کنند واز این کانال به تعداد $t\mu(2s)$ می افزایند . ازطرف دیگر $d\mu(2s)$ با ثابت $\lambda^{1s}_{d\mu}$ به $d\mu(1s)$ وآنگیخته و سرانجام میون را در صورت عدم واپاشی با احتمال λ_{dt} به $t\mu(1s)$ تعویض می کنند .

اتم های میونی سریع که از کانال $(dt\mu)^*$ تولید می شوند را جهت تشخیص با $d\mu(1s)^f$ و $t\mu(1s)^f$ نشان می دهیم . بر طبق واکنشهای (۱۵)و (۱۶) ، $d\mu(1s)^f$ با احتمال 0.9 و $t\mu(1s)^f$ با احتمال ۰,۱ تشکیل می شوند سپس اتم های میونی $d\mu(1s)^f$ و $t\mu(1s)^f$ تولید شده، وارد محیط شامل تریتیوم خالص می شوند . این محیط جهت کند شدن $t\mu(1s)^f$ و تعویض میون از $d\mu(1s)^f$ به $t\mu(1s)^f$ استفاده می شوند. چگالی این محیط را طوری انتخاب می کنیم که اتم میونی $t\mu(1s)^f$ مدت زمان زیادی را در محیط تلف نکند و در نهایت با انرژی جنبشی در محدوده $0.45eV-1.5eV$ از آن خارج شود . این محدوده انرژی منطقه انرژی است که $dt\mu$ به صورت تشدیدی تشکیل می شود. بنابراین شعاعی از $t\mu(1s)^f$ می تواند به محیط شامل D_2 هدایت شود و $dt\mu$ تشدیدی مطابق واکنش زیر تشکیل می شود: [۵-۶]

$$t\mu(1s)^f + D_2 \xrightarrow{\lambda_{dt\mu^r}} \left[(dt\mu)_{11}\, dee\right]_{k_0,v_0} \qquad (۱۷)$$

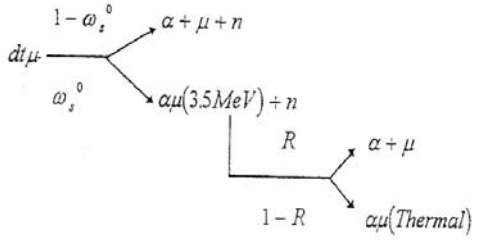
انرژی برخورد $t\mu(1s)^f$ و D_2 و انرژی رها شده از تشکیل $(dt\mu)_{11}$ ،صرف انرژی چرخشی و نوسانی مولکول کمپلکس می شود . همچنین v_0عدد کوانتمی نوسانی و k_0 عدد کوانتمی چرخشی مولکول کمپلکس است . بسته به انرژی برخورد $t\mu(1s)^f$ به ازاء $v_0 = 3,4,5$ قله های تشدیدی را در منطقه انرژی $0.45eV-1.5eV$ خواهیم داشت . $\lambda^r_{dt\mu}$ آهنگ تشکیل مولکول $dt\mu$ در حالت تشدیدی است،[۷] که بعد از تشکیل با آهنگ $\lambda^f_{dt\mu}$ همجوشی می کند و با احتمال ($1-\omega_S$) میون وارد مرحله بعدی جهت تکرار می شود .

چسبندگی و برهنه سازی

چسبندگی فرآیندی است که طی آن میون به ذره باردار مثبت از قبیل ذره α می چسبد ، احتمال انجام این فرآیند را با ω_s نشان می دهیم همین ω_s بازده کاتالیزور میونی را در مدت زمان عمر کوتاه میون محدود می سازد ، بنابراین بایستی توجه ویژه ای به آن گردد. اختلاف مابین اندازه گیریها و تئوریهای ارائه شده بر روی چسبندگی سبب ایجاد بررسیهای جدیدتری گردیده است.

همجوشی $dt\mu$ در دو شاخه مختلف زیر اتفاق می افتد :

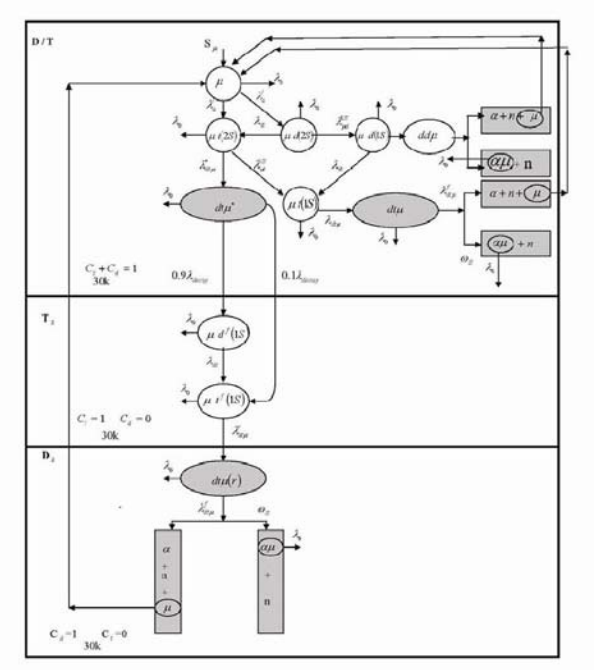
(۱۸)



www.SID.ir

Archive of SID

که در آن $\alpha\mu$ نشان دهنده یون هلیوم میوندار در حالت مقید n و ۱ است که دارای انرژی جنبشی 3.5 Mev است. احتمال اینکه میون پس از همجوشی مقید به ذره آلفا بماند با ضریب چسبندگی اولیه ω_s^0 نشان داده می شود. در این حالت میون مقید به ذره آلفا امکان ادامه شرکت در همجوشی را نخواهد داشت.



شکل ۱- سیستم هم جوشی سه لایه ای پیشنهادی

احتمال آزاد شدن میون پس از همجوشی برابر با نسبت شاخه ای برابر با نسبت شاخه ای (ω_s-۱) خواهد بود انرژی صرف شده برای تولید میون (۴/۵ Gev ≈) است که در مقایسه با انرژی آزاد شده از همجوشی (17.6 ev) ، بسیار زیاد است ، بنابراین برای رسیدن به بهره انرژی قابل قبول برای سیستم همجوشی ، تعداد همجوشیهایی که یک میون در طول عمرش کاتالیز می کند بایستی زیاد باشد و ضریب چسبندگی میون به ذره آلفا مهمترین پارامتری است که در رسیدن به ضریب چرخش بالا ، ایجاد محدودیت می کند. اما این امکان وجود دارد که میون چسبنده به ذره آلفا از طریق فرآیندهای یونیزاسیون و تعویض بار و وانگیختگی و برانگیختگی جدا شده و مطابق شکل (۱)دوباره به چرخه همجوشی باز گردد. بنابراین احتمال چسبندگی موثر میون به ذره α به صور زیر نوشته می شود :

$$\omega_s^{eff} = \omega_s^0 (1 - R) \qquad (۱۹)$$

که در آن R ضریب بازفعالسازی است.

از طرف دیگر اندازه گیریهایی که بر روی ω_s^{eff} بر حسب ϕ توسط گروههای مختلف انجام گرفته است نشان می دهد که در این اندازه گیریها ضریب چسبندگی و محاسبات تئوریکی نیز نشانگر این موضوع است که از هم خوانی خوبی برخوردار نیستند به همین دلیل بایستی بررسیهای بیشتری بر روی این پارامتر مهم انجام گیرد. [۱۳]

www.SID.ir

Archive of SID

در فرآیند کاتالیزور میونی در محیط d-t ، چگالی نسبی دوتریوم و تریتیوم و چگالی هیدروژن مایع (ϕ) ، ضریب چسبندگی موثر را تحت تاثیر قرار می دهند. این تاثیر به صورت زیر بیان می شود .

$$\omega_s^{eff} \cong \omega_s + \frac{\beta}{1-\beta+K\phi\sqrt{c_t}} \qquad (۲۰)$$

که پس از اندازه گیریهای انجام شده ω_s^{eff} به ازاء حالت $J=0$ برای مزو مولکولهای $dt\mu, dd\mu, pt\mu, pd\mu$ به صورت زیر بدست آمده است که درجداول (۱) و (۲) به ترتیب احتمالات چسبندگی جزئی (ω_{nl}) و کلی (ω_s) محاسبه و نشان داده شده است.[۹]

جدول۱- احتمالات ضریب چسبندگی جزئی (ω_{nl}) و ضریب چسبندگی کلی (ω_s) برای حالتهای $J=0$ مولکولهای $pd\mu$ ، $pt\mu$.

$\omega\%$	$pd\mu(00)$	$pt\mu(00)$
ω_{1s}	۹۵,۹۳	۸۴,۴۰
ω_{25}	۰,۸۲	۰,۰۳
ω_{2p}	۱,۶۸	۸,۳۱
$\omega(n=3)$	۰,۳۹	۱,۵۰
$\omega(n=4)$	۰,۱۱	۰,۵۳
$\omega(n\geq 5)$	۰,۰۸	۰,۴۶
ω_s	۹۹,۱۰	۹۵,۲۳

جدول۲- احتمالات ضریب چسبندگی جزئی (ω_{nl}) و ضریب چسبندگی کلی (ω_s) برای حالتهای $J=0$ مولکولهای $dd\mu$ ، $dt\mu$.

$\omega\%$	$dd\mu(01)$	$dt\mu(01)$
ω_{1s}	۱۰,۱۴	۰,۶۸۷۹
ω_{25}	۱,۳۳	۰,۰۹۸۷
ω_{2p}	۱,۱۰	۰,۰۲۴۰
$\omega(n=3)$	۰,۷۷	۰,۰۳۸۶
$\omega(n=4)$	۰,۳۳	۰,۰۱۶۶
$\omega(n\geq 5)$	۰,۵۲	۰,۰۲۴۰
ω_s	۱۴,۱۹	۰,۸۸۹۰

در همجوشی به روش کاتالیزور میونی ، نسبت تکثیر انرژی ، M_E ، به صورت زیر تعریف می شود :

$$M_E = \frac{E_{out}}{E_{in}} \qquad (۲۱)$$

که در این را بطه Ein انرژی کل اعمال شده به سیستم و Eout انرژی هسته ای کل رها شده در اثر همجوشی است .[۱۰] اگر فرض کنیم که پریود راکتور در حال کار، τ و میزان تزریق میونی $S_\mu(t)$ باشد ،به صورت زیر تعریف می شوند:

www.SID.ir

Archive of SID

$$E_{in} = \int_0^{\tau} S_{\mu}(t) E_{\mu} dt = E_{\mu} \int_0^{\tau} S_{\mu}(t) dt \qquad (۲۲)$$

و

$$E_{out} = \int_0^{\tau+\tau_{\mu}} \left[\left(-\frac{dN_{dt\mu}}{dt} \right)_{decay} Q_{dt} + \left(-\frac{dN_{dt\mu^r}}{dt} \right)_{decay} Q_{dt} \right] dt \qquad (۲۳)$$

و میزان واپاشی همجوشی میونی دوتریوم ـ تریتیوم به صورت زیر تعریف می شود :

$$\left(-\frac{dN_{dt\mu}}{dt} \right)_{decay} = \lambda_{dt\mu} N_{dt\mu}(t) \qquad (۲۴)$$

$$\left(-\frac{dN_{dt\mu^r}}{dt} \right)_{decay} = \lambda^r_{dt\mu} N_{dt\mu^r}(t) \qquad (۲۵)$$

بنابراین معادله (۳-۵۹) به صورت زیر در می آید :

$$E_{out} = Q_{dt} \int_0^{\tau+\tau_{\mu}} \left[\lambda_{dt\mu} N_{dt\mu}(t) + \lambda^r_{dt\mu} N_{dt\mu^r}(t) \right] dt \qquad (۲۶)$$

نسبت تکثیر انرژی ، ME به وسیله رابطه زیر ارائه می شود :

$$M_E = \frac{E_{out}}{E_{in}} = \left(\frac{Q_{dt}}{E_{\mu}} \right) \frac{\int_0^{\tau+\tau_{\mu}} \left[\lambda_{dt\mu} N_{dt\mu}(t) + \lambda^r_{dt\mu} \ N_{dt\mu^r}(t) \right] dt}{\int_0^{\tau} S_{\mu}(t)\, dt} \qquad (۲۷)$$

که در این رابطه ، Q_{dt} و E_{μ} ثابت ها هستند و بقیه عبارت ، X_{tot} ، بازده چرخش میون در سیستم سه لایه ای تعریف می شود :

$$X_{tot} = \frac{\int_0^{\tau+\tau_{\mu}} \left[\lambda_{dt\mu} N_{dt\mu}(t) + \lambda^r_{dt\mu} N_{dt\mu^r}(t) \right] dt}{\int_0^{\tau} S_{\mu}(t)\, dt} \quad \text{که} \qquad (۲۸)$$

تفسیر واقعی X_{tot} ، تعداد متوسط همجوشی d+t است، که یک میون در طول عمرش در این سیتم سه لایه ای کاتالیز می کند .برای حل معادله (۲۸) باید تابعیت زمانی $S_{\mu}(t)$ و $N_{dt\mu^r}(t)$ و $N_{dt\mu}(t)$ روشن باشد .

نتیجه گیری

در این مقاله دینامیک چرخش میون در سیستم غیر همگن سه لایه ای D/T و T_2 و D_2 با توجه به تشکیل مولکول کمپلکس $(dt\mu)^*$ و همچنین اثر برهنه سازی میون از ذرات آلفا که در مطالعات قبلی در نظر گرفته نشده بود.[۱۴] مطالعه و بازده این چرخه محاسبه شد . با استفاده از جداول (۳) و (۴) و (۵) می توان دید که آهنگ چرخش میون در سیستم پیشنهادی به ازاء $C_d = C_t = 0.5$ و $\phi = \phi_0 = \phi' = 1$ بیشترین مقدار است، که در این شرایط $X_{tot} = 82.6$ است و مقدار آن در این سیستم پیشنهادی نسبت به مقدار آهنگ چرخش میون در شرایط یکسان با یک سیستم جداگانه با سوخت D/T که در جدول (۶) ارائه شده است ،۱۸ درصد افزایش دارد ،بنابراین با انتخاب $C_d = C_t = 0.5$ و $\phi = \phi_0 = \phi' = 1$ مقدار X_{tot} بهینه مقدار است .

www.SID.ir

Archive of SID

جدول ۳- مقادیر $X_{dt\mu}$ و $X_{dt\mu^r}$ به ازاء $C_t = C_d = 0.5$ و LHD $\phi^{/} = \phi = 1$ ، X_{tot} آهنگ چرخش کل است.

$\Phi_0(LHD)$	$X_{dt\mu}$	$X_{dt\mu^r}$	X_{tot}
۱	۴۱,۳	۳۵,۲	۶,۸۲
۰,۱	۲۵,۰۱	۲۱,۰۳	۴۶,۰۴
۰,۰۱	۵,۵	۳,۸	۹,۳
۰,۰۰۵	۳,۳	۲,۰	۵,۳
۰,۰۰۴	۲,۰	۱,۶	۴,۴
۰,۰۰۳	۲,۵	۱,۲	۳,۷
<۰.۰۰۰۳	Muon life time is smaller than moderation time $t\mu$		

جدول ۴- مقادیر $X_{dt\mu}$ و $X_{dt\mu^r}$ به ازاء $C_t = 0.1, C_d = 0.9$ و LHD $\phi^{/} = \phi = 1$ ، X_{tot} آهنگ چرخش کل است.

$\Phi_0(LHD)$	$X_{dt\mu}$	$X_{dt\mu^r}$	X_{tot}
۱	۲۸,۶	۳,۰	۳۱,۶
۰,۱	۲۶,۹	۲,۸	۲۹,۷
۰,۰۱	۱۸,۲	۱,۶	۱۹,۸
۰,۰۰۵	۱۴,۲	۱,۰	۱۵,۲
۰,۰۰۴	۱۳,۲	۰,۸	۱۴,۰
۰,۰۰۳	۱۲,۰	۰,۷	۱۲,۷
<۰.۰۰۰۳	Muon life time is smaller than moderation time $t\mu$		

جدول ۵- مقادیر $X_{dt\mu}$ و $X_{dt\mu^r}$ به ازاء $C_d = 0.1, C_t = 0.9$ و LHD $\phi^{/} = \phi = 1$ ، X_{tot} آهنگ چرخش کل است.

$\Phi_0(LHD)$	$X_{dt\mu}$	$X_{dt\mu^r}$	X_{tot}
۱	۲۸,۲	۴۶,۱	۷۴,۳
۰,۱	۵,۱	۲۴,۳	۳۹,۴
۰,۰۱	۳,۰	۴,۰	۷,۰
۰,۰۰۵	۱,۸	۲,۰	۳,۸
۰,۰۰۴	۱,۶	۱,۶	۳,۲
۰,۰۰۳	۱,۳	۱,۲	۲,۵
<۰.۰۰۰۳	Muon life time is smaller than moderation time $t\mu$		

www.SID.ir

Archive of SID

جدول ۶- مقادیر $X_{dt\mu}$ به ازاء $C_t = C_d = 0.5$ در سیستم جداگانه D/T.

$\Phi(LHD)$	$T_\mu(\mu s)$	$X_{dt\mu}$
۱	۲,۲	۶۶,۴
۰,۱	۲,۲	۱۳,۵
۰,۰۱	۲,۲	۱,۶
۰,۰۰۵	۲,۲	۰,۸۶
۰,۰۰۴	۲,۲	۰,۶۷
۰,۰۰۳	۲,۲	۰,۵
۰,۰۰۰۳	۲,۲	۰,۰۵

البته نتایج نشان می دهد که برای حالت $C_d = 0.1$ و $C_t = 0.9$ و $\phi = \phi_0 = \phi' = 1$ نیز χ_{tot} محاسبه شده و قابل ملاحظه است ولی در این حالت میزان درخواست تریتیوم بالاست که با توجه به کمبود تریتیوم توصیه نمی شود .

Refrences:

1. Eskandari, M.R., *Principal of Nuclear Fusion*, Shiraz University press, Iran (1995).
2. Frank, F.C., *Nature*, **160**, 525 (1947).
3. Sakharov, A.D., Lebedev, P.N., Ph*ysics Inst. Rep*, **4**, 235 (1948).
4. Alvarez, L.W., Bradner, H., Crawford, F.S., Jr., Crawford, J.A., *Phys. Rev*., **105**, 1127 (1959).
5. Bystritsky, V.M., Dzhelepov, V.P., Ershova1, Z.V., Filchenkov, V.V., Kapyshev1, V.K., Mukhamet-Galeeva1, S.M., Nadezhdin, V.S., Rivkis1, L.A., Rudenko, A.I., Satarov, V.I., Sergeeva, N.V., Somov, L. N., Stolupin, V.A., and Zinov, V.G., *Phys. Lett.* B, **94** (1980).
6. Rhoades Brown, M.J., and Prakash, m., *Phys. Rev. Lett*., **53**, 333 (1984)
7. Jones, S.E., Anderson, A.N., Caffery, A.J., Dew.Van, C., and Watts, J.N.,Watts, K.D., Bradbury, J.N., Choen, J.S., Gram, P.A.M., Leon, M., Maltrud, H.R., and Paciotti, M.A., *Phys. Rev. Lett*., **56**, 588 (1986).
8. Voropaev, N.I., Balin D.V., Breunlich, W.N., Case, T., Crowe, K.M., Daniel, H., Ganzha, V.A., Gartner, B., Hartmann, F.J., Kammel, P., Kozlov, S.M., Lauss, B., Maev, E.M., Markushin, V.E., Misko, Yu.A., Mühlbauer, M., Petitjean, C., Petrov, G.E., Prymas, W., Schapkin, G.N., Schott, W., Semenchuk, G.G., Smirenin, Yu.V., Trofimov, V.A., Vasiliev, A.A., Vorobyov, A.A., and Zmeskal, J., *J. H. F. I.*, **118**, 135 (1999).
9. Petitjean, C., *Nuclear Physics* A , **543**, 79 (1992).
10. Scrinzi, A., Kammel, P., Zmeskal, J., Breunlich, W.H., Marton, J., Faifman, M.P., and Ponomarev, L.I., *Phys. Rev*. A, **47**, 4691 (1993).
11. Faghihi, F., Eskandari, M.R., *Int. J. Mod. Phys*. C, **14**, 10 (2003).
12. Adamczak, A., Faifman, M.P., Ponomarev, L.I., Korobov, V.I., Melezhik, V.S., Siegel, R.T., Woźniak, J., *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, **62**, 255(1996).
13. Nakamura, S.N., Nagamine, K., Matsuzaki, T., Ishida, K., Kawamura, N., Sakamoto, S., Iwasaki, M., Tanase, M., Kato, M., Kurosawa, K., Sugai, H., Watanabe, I., Kudo, K., Takeda, N., Eaton, G.H., *J. H. F. I.*, **118**, 209 (1999).
14. Eskandari, M.R, gheysari, R.G. and Izadneshan, H., P*roceedings of the Annual Physics Conference of Iran and 8th Gathering of Physics Students*, Tabriz university, Iran (2003).

www.SID.ir