

بررسی سیستم های سه جسمی کولنی و واکنش های تعویض بار در همجوشی از طریق کاتالیزور میونی

سونیا جسری

دانشگاه رازی کرمانشاه

چکیده

با استفاده از تقریب دو حالت که در آن سهم نامتعامل بودن حالت های اولیه و نهائی در نظر گرفته شده است، سطح مقطع دیفرانسیلی اتم های میونی $(\mu, d\mu, t\mu)$ در حالت های برانگیخته برای واکنش تعویض بار میون منفی با ایزوتوپ های هیدروژن در همجوشی از طریق کاتالیزور میونی در انرژی های پایین محاسبه شده است. نتایج بدست آمده نشان می دهد که توزیع عدد کوانتومی n برای گیراندازی میون در $n=14$ دارای پیک است.

۱. مقدمه

امروزه دسترسی به همجوشی سرد با استفاده از ذره ای به نام میون مستند شده است. در این روش میون منفی نقش کاتالیزور را ایفا می کند. به همین دلیل کاتالیز واکنش های هسته ای با میون منفی در مخلوط سرد دوتریم-تریتیوم به عنوان همجوشی از طریق کاتالیزور میونی شناخته شده است. میون ذره ای بنیادی از خانواده لپتون است که از نظر فیزیکی مشخصات الکترون مانند بار ($1/6 \times 10^{-19}$) و اسپین ($1/2$) را دارا می باشد و جرم آن 207 برابر جرم الکترون است. انرژی جنبشی اولیه میون نوعاً نزدیک به 200 MeV است، لذا باید کند شود. میون پس از کند شدن جایگزین الکترون های مدار ایزوتوپ های هیدروژن مایع می شود و اتم های میونی را تشکیل می دهد. میون می تواند در هر مداری گیر بیفتد به طوریکه انرژی پایسته بماند. توزیع عدد کوانتومی n برای گیراندازی میون در $n=14$ دارای پیک است [1]. مسئله ی برهمکنش میون ها با ایزوتوپ های هیدروژن یکی از ساده ترین مسائل سه جسمی است و برهمکنش آنها از نوع کولنی است. گیراندازی میون توسط ایزوتوپ های هیدروژن معمولاً در فرآیند تعویض بار روی می دهد. مطابق با واکنش:

که D و T به ترتیب دوتریم و تریتیوم ایزوتوپ های هیدروژن هستند و ln به ترتیب عدد کوانتومی و مداری می باشد. برای توضیح چنین واکنش هایی، تئوری های متعددی موجود است که برخی از آنها وابسته به زمان و برخی دیگر مستقل از زمان است. برای مثال در انرژی های پایین، بسط ویژه تابع و تقریب جفت شدگی به کار می رود و در انرژی های بالا، تقریب بورن استفاده می شود [2-3]. در تقریب بورن سهم نامتعامل بودن حالت های اولیه و نهائی در نظر گرفته نشده است. کوشش هایی در به حساب آوردن سهم نامتعامل بودن انجام شده است، که روش آنها فرمولبندی کوانتومی وابسته به زمان با استفاده از تقریب دو حالت (TSA) است [4-5]. ما در این مطالعه بر اساس TSA به محاسبه سطح مقطع دیفرانسیلی اتم های میونی در حالت های برانگیخته پرداخته ایم. در بخش ۲ ابتدا مروری بر چارچوب تقریب دو حالت ارائه می دهیم و بر همین اساس به محاسبه احتمال گیراندازی میون در حالت های $n=1-14$ برای واکنش تعویض بار می پردازیم و در نهایت در بخش ۳ بحث و نتیجه گیری از محاسبات سطح مقطع دیفرانسیلی تشکیل این سه اتم میونی ارائه شده است.

۲. تئوری و محاسبات

تشکیل اتم های میونی در برخورد میون با ایزوتوپ های هیدروژن واکنشی تعویض بار $3 + (1, 2) \rightarrow (3, 1) + 2$ است.

در اینجا به طور خلاصه روش TSA را توضیح می دهیم، توضیح بیشتر در مرجع [6] آمده است.

تابع موج حالت های مقید اولیه و نهائی در معادله های دیفرانسیلی زیر صدق می کنند:

$$\left(\begin{array}{c} - \\ 2 \end{array} \right)$$

که M_1 و M_2 و M_3 جرم های ذرات و α و β به ترتیب انرژی های حالت مقید اولیه و نهائی و \vec{r}_{12} و \vec{r}_{13} فاصله های نسبی بین ذرات هستند. هامیلتونی کل سیستم سه ذره ای در حالت های اولیه و نهائی را می توان به صورت زیر نوشت:

$$H = -$$

$$H = -$$

که μ_i ، μ_f ، m_{12} و m_{13} جرم های کاهش یافته هستند. انرژی کل در حالت های اولیه و نهائی به صورت $u = \frac{k_i^2}{2\mu_i} + \beta$ و $v = \frac{k_f^2}{2\mu_f} + \alpha$ می باشد [6]. در تقریب دو حالت کلی سیستم یک برهم نهی از ویژه حالت های اولیه و نهائی می باشد:

$$\Psi(\vec{R}_1, \vec{R}_2, t)$$

که $b_i(t)$ و $a_f(t)$ ضرایب وابسته به زمان هستند. با قرار دادن تابع موج (۸) در معادله شرودینگر وابسته به زمان و انجام محاسبات ریاضی، ماتریس گذار به صورت زیر بدست می آید [6]:

$$M_{fi}$$

که عناصر ماتریسی " h_{fi}^3 " و " s_{fi} " و " h_{ii}^3 " با انجام محاسبات ریاضی بدست می آیند [6]، که به دلیل طولانی بودن روابط از آوردن آنها خودداری می شود و در نهایت به رابطه سطح مقطع دیفرانسیل زیر می رسیم [6]:

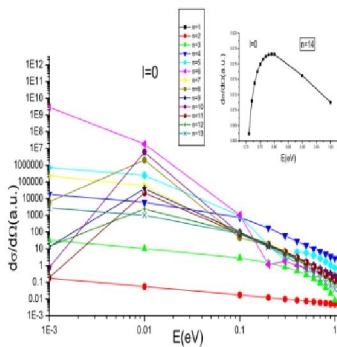
$$\frac{d\sigma}{d\Omega} :$$

همانطور که در روابط (۱)، (۲) و (۳) مشاهده می شود، تشکیل سه اتم میونی نیز فرآیند تعویض بار است. با توجه به روابط فوق و با در نظر گرفتن یکاهای اتمی ($\mathbf{e} = \hbar = 4\pi\epsilon_0 = \mathbf{a}_0 = 1$) که \mathbf{a}_0 شعاع بوهر اتم هیدروژن است و با در نظر گرفتن تبدیل فوریه توابع موج اولیه و نهایی و تعریف $\vec{B} = \vec{k}_f - \vec{k}_i(1 - \frac{M}{m+M})$ و $\vec{C} = \vec{k}_f(1 - \frac{M}{m_\mu+M}) - \vec{k}_i$ استفاده از رابطه $\Phi_{nlm}(\vec{p}) = F_{nl}(\vec{p})Y_{lm}(\Omega)$ برای بدست آوردن توابع موج حالت برانگیخته که در اینجا که به دلیل طولانی بودن روابط از آوردن آنها خودداری می شود، تابع موج حالت برانگیخته را می توان با قرار دادن عدد n مربوطه بدست آورد و با محاسبه عنصر ماتریسی به رابطه زیر برای ماتریس گذار از $1s \rightarrow nl$ می رسیم [6].

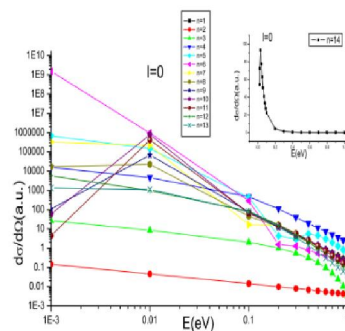
$$M_{fi} = \frac{[-($$

۳. بحث و نتیجه گیری

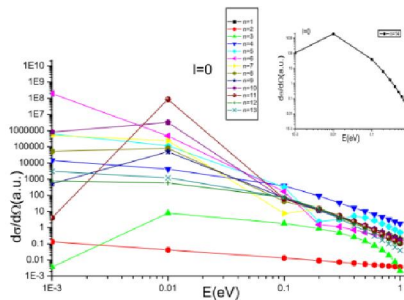
در همجوشی از طریق کاتالیزور میونی، میون می تواند در هر مداری گیر بیفتد به طوریکه انرژی پایسته بماند. برای تعیین توزیع مدارهایی که میون در آنها گیر می افتد، نیاز است که احتمال گیراندازی را به صورت تابعی از انرژی نسبی برخورد بدانیم. بنابراین در این مطالعه، ما سطح مقطع دیفرانسیلی تشکیل اتم های میونی در حالت های برانگیخته بالای $n=1-14$ در رنج انرژی $0.001 - eV$ را محاسبه کرده ایم. در شکل های ۱-۳ نتایج سطح مقطع دیفرانسیلی برای $(n = 1 - 14, l = 0)$ به صورت تابعی از انرژی میون فرودی برای سه اتم میونی $(p\mu, d\mu, t\mu)$ در TSA نشان داده شده است. اگرچه تعداد حالت های نهایی خیلی زیاد است ولی توزیع عدد کوانتومی اصلی n در $n=14$ دارای پیک است که توصیف کننده مدار اتم هیدروژن میونی هم انرژی با مدار $n=1$ اتم هیدروژن الکترونی است. این موضوع با تصویر مکانیک کوانتومی سازگار است، جاییکه احتمال گیراندازی اوژه با همپوشانی میان توابع موج الکترون و میون متناسب است. نتایج بدست آمده با نتایج دیگر سازگار است [7].



شکل ۱: سطح مقطع دیفرانسیلی تشکیل اتم $p\mu$ بر حسب انرژی میون فرودی در حالت های $n=1-14$ برای $l=0$



شکل ۲: سطح مقطع دیفرانسیلی تشکیل اتم $d\mu$ بر حسب انرژی میون فرودی در حالت های $n=1-14$ برای $l=0$



شکل ۳: سطح مقطع دیفرانسیلی تشکیل اتم $t\mu$ بر حسب انرژی میون فرودی در حالت های $n=1-14$ برای $l=0$

۴. منابع

- [1] P. Forlich, Advances In Physics, Vol. 41, No. 5 (1992), 405-508
- [2] J.W.Humbersto, Adv. Atom. Mol. Phys. Rep. 244, 167(1986)
- [3] D.J. Armour and J.W. Humbersto, Phys. Rep. 244, 167 (1991)
- [4] V.S. Kulhar and C.S. Shastry, Can. J. Phys. 55, 1393 (1977)
- [5] V.S. Kulhar and C.S. Shastry, Can. J. Phys. 56,565(1978)
- [6] B. Rezaei and S. Jesri, Phys. Scr. 84, 045704 (2011)
- [7] K. Sakimoto, Phys. Rev. A 81,012511 (2010)