

## امکان اندازه گیری عناصر ماتریس هسته ای واپاشی دو بتا بدون نوترینو ( $\nu\beta\beta$ ) با استفاده از سطح مقطع واکنش های تبادل بار نوع (n,p)

حسین رشیدی، هادی گودرزی\*، رسول خدابخش

دانشگاه ارومیه، دانشکده علوم، گروه فیزیک

### چکیده

اگر با استفاده از واکنش تبادل بار نوع (n,p) ایزو اسپینی را اندازه بگیریم که از گذار تک فرمی عنصر ماتریسی حالت پایه هسته نهایی به حالت ایزویاریک مشابه (IAS) هسته اولیه جلوگیری کند، عنصر ماتریسی هسته ای فرمی  $M_{FV}^{0\nu}$  در واپاشی دو بتایی بدون نوترینو را می توان اندازه گیری کرد. اینجا تخمین ساده ای برای  $^{82}\text{Se}$  در نظر گرفته شده است که در واقع سطح مقطع کوچکی ( $\sigma_{np}(0_f^+ \rightarrow \text{IAS})$ ) را نشان می دهد که بوسیله ترکیب IAS دوتایی حالت پایه هسته نهایی ارائه می شود و اختلاط ایزواسپین ضعیف بوده و می تواند به صورت اختلالی رفتار کند. اندازه گیری چنین سطح مقطعی، در اندازه گیری عناصر ماتریس هسته ای واپاشی  $0\nu\beta\beta$  به ما کمک می کند.

**کلید واژه:** عناصر ماتریس هسته ای، سطح مقطع پراکندگی واکنش تبادل بار نوع (n,p)، تقارن ایزواسپینی، واپاشی دو بتا بدون نوترینو

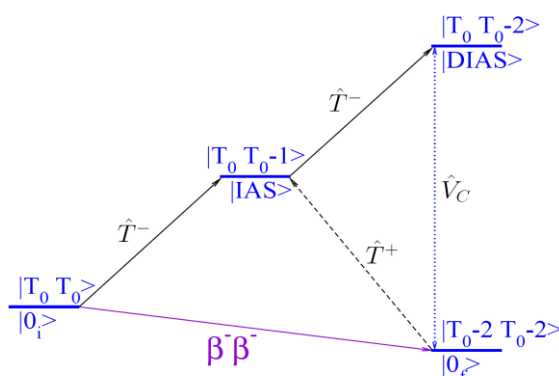
### مقدمه

نوترینو فرمیونی با اسپین ۱/۲ است، که ممکن است با پاد ذره خودش یکسان باشد که در این حالت، نوترینو یک ذره مایورانا است که با نوترینو دیراک که با پادذره خودش یکسان نیست، متفاوت است و نوترینو مایورانا در مدل غیر استاندارد ظاهر می شود چون که پایستگی کل عدد لپتونی را نقض می کند [۱]. وجود واپاشی دو بتایی بدون نوترینو ( $\nu\beta\beta$ ) در صورتی امکان پذیر است که نوترینو یک ذره مایورانا باشد و این واپاشی اجازه می دهد تا جرم مطلق نوترینو در ترازهای انرژی در حدود ۱۰ MeV بررسی شود. واپاشی دو بتا بدون نوترینو  $Z^+{}^AEL_N \rightarrow Z^+{}^AEL_{N-2} + 2e^-$  تنها راه ممکن برای بررسی ویژگی های بارهای مزدوج نوترینوهاست [۲].

با استفاده از یک دامنه گذار از حالت پایه به حالت میانی  $1^+$ ، که در واکنش تبادل بار اندازه گیری می شود، تلاش می شود تا دامنه هسته ای در واپاشی دو بتا دو نوترینو اندازه گرفته شود [۳]. با این حال، اگر گذار غالباً از طریق یک تک حالت میانی  $1^+$  باشد این روش بطور مداوم  $M^{2\nu}$  را تعیین می کند چون نسبت فازها را نمی توان اندازه گرفت. تلاش ها به همان شیوه برای اندازه گیری  $M^{1\nu}$  نا امید کننده تر به نظر می رسد چون که

تعداد زیادی حالت میانی از چند قطبی متفاوت (با سهم نسبتاً مناسبی از حالت  $1^+$ ) به دلیل یک ممتوم بزرگ از نوترینو مجازی، جمعیت مجازی در واپاشی  $(0\nu\beta\beta)$  دارند.

یک طرح پیشنهادی استفاده از، تشابه بین بخش فرمی از پتانسیل نوترینو در واپاشی  $(0\nu\beta\beta)$  و همبستگی شعاعی برهمکنش دو جسمی کولمبی است که بعداً به عنوان منبع پیشرو در شکست ایزواسپین در هسته شناخته شد. قسمت فرمی عناصر ماتریسی هسته ای فرمی  $M_F^{0\nu}$  از کل عناصر ماتریس هسته ای  $M^{0\nu}$  می تواند به عنصر اختلاط کولمبی بین حالت ایده ال دو ایزوباریکی مشابه<sup>۱</sup> (DIAS) از حالت پایه هسته اولیه و هسته نهایی مربوط باشد. این حالت DIAS ایده ال یک حالت دقیق هسته ای است اگر تقارن ایزواسپینی دقیق باشد [۴]. به عنوان یک نتیجه از اختلاط کولمبی، عنصر ماتریسی گذار تک فرمی  $\langle 0_f | \hat{T}^- | IAS \rangle$  بین حالت ایزوباریک مشابه (IAS) حالت پایه هسته اولیه و حالت پایه هسته نهایی غیر صفر می شود که در شکل ۲ نشان داده شده است.



شکل ۲. گذار دو تایی فرمی از حالت پایه  $|0_i\rangle$  هسته اولیه به DIAS در هسته نهایی  $|0_f\rangle$  منحصر می شود، اگر تقارن ایزواسپینی دقیق باشد. بخش ایزوتانسور برهمکنش کولمبی، حالت ایده ال DIAS را با حالت پایه  $|0_f\rangle$  از هسته نهایی ترکیب می کند. به دلیل اختلاط، عنصر ماتریسی گذار تک فرمی  $\langle LAS | \hat{T}^+ | 0_f \rangle$  ناپدید نمی شود و بوسیله واکنش تبادل بار می توان آن را اندازه گیری کرد که توسط آن عنصر ماتریس هسته ای  $0\nu\beta\beta$  اندازه گیری می شوند [۴].

در این روابط از تقارن ایزواسپینی برهمکنش های قوی استفاده می شود که عنصر ماتریسی فرمی  $M_F^{0\nu}$  به فرم یک وزن انرژی گذار دو تایی عنصر ماتریسی است:

$$M_F^{0\nu} = -\frac{2}{e^2} \sum_s \bar{\omega}_s \langle 0_f | \hat{T}^- | 0_s^+ \rangle \langle 0_s^+ | \hat{T}^- | 0_i \rangle \quad (1)$$

اینجا  $\hat{T}^- = \sum_a \tau_a^-$  عملگر پایین آورنده ایزواسپینی است. همه حالت های  $0^+$  از هسته میانی، ایزوباریک (N- $1, Z+1$ ) هستند و  $\bar{\omega}_s = \frac{E_s - (E_{0_i} + E_{0_f})}{\nu}$  انرژی برانگیخته حالت میانی مربوط به انرژی میانگین حالت پایه هسته اولیه و نهایی است. معادله (۱) بیان می کند که غالباً دامنه گذار دوتایی فرمی از طریق گذار IAS حالت پایه اولیه به حالت پایه نهایی است بنابراین [۴]:

<sup>۱</sup> Double isobaric analog state



$$M_F^{0\nu} \approx -\frac{2}{e^2} \bar{\omega}_{IAS} \langle 0_f | \hat{T}^- | IAS \rangle \langle IAS | \hat{T}^- | 0_i \rangle \quad (2)$$

اینجا دامنه دومین گذار فرمی به دلیل ترکیب DIAS ایده ال  $|0_i^+\rangle = \frac{(\hat{T}^-)^2}{\sqrt{4T_0(2T_0-1)}} |0_i^+\rangle$  در حالت پایه هسته نهایی، ناپدید نمی شود  $\langle 0_f | \hat{T}^- | IAS \rangle = \langle 0_f | DIAS \rangle \langle DIAS | \hat{T}^- | IAS \rangle$ . ایزواسپین حالت پایه هسته اولیه  $T_0 = \frac{(N-Z)}{2}$  است. بنابراین اگر بتوان در واکنش های تبادل بار نوع  $(n,p)$ ، ایزواسپین  $\Delta T = 2$  را که از گذار عنصر ماتریسی  $\langle IAS | \hat{T}^+ | 0_f \rangle$  جلوگیری می کند، اندازه گیری کرد آنگاه  $M_F^{0\nu}$  را می توان بر حسب معادله (۲) بررسی کرد. با استفاده از نتایج محاسبات QRPA برای  $M_F^{0\nu}$ ، عنصر ماتریسی  $\langle IAS | \hat{T}^+ | 0_f \rangle = 0.005$  تخمین زده می شود که هزار بار کوچکتر از عنصر ماتریسی حالت پایه اولیه  $\langle IAS | \hat{T}^- | 0_i \rangle \approx \sqrt{N-Z}$  است. این سرکوب جدی  $\langle IAS | \hat{T}^+ | 0_f \rangle$  نشان می دهد که اختلاط ایزواسپینی در هسته بسیار کوچک است. ویژگی های متنوع IAS بوسیله واکنش های  $(n,p)$  و  $(^3\text{He},t)$  و واکنش های تبادل بار دیگر روی هسته مادر مطالعه می شود. در این مورد سطح مقطع واکنش در زاویه صفر پراکندگی می تواند با یک عنصر بزرگ ماتریس فرمی  $\langle IAS | \hat{T}^- | 0_i \rangle \approx \sqrt{2T_0}$  متناسب باشد [۵]. در صورتی می توان سطح مقطع کوچک واکنش های تبادل بار نوع  $(n,p)$  روی هسته نهایی را از سرکوب جدی عنصر ماتریسی  $\langle IAS | \hat{T}^+ | 0_f \rangle$  استخراج کرد که یک تناسب مشابهی با کانال  $(p,n)$  داشته باشد.

اول از همه، استدلال می کنیم که ایزواسپین پرتابه ممکن نیست بیشتر از  $T = \frac{1}{2}$  باشد. در واقع اجزای اصلی تابع موج های  $|0_f\rangle$  و  $|IAS\rangle$  ایزواسپین کلی شان دو واحد اختلاف دارند بنابراین پیش از این برای یک پرتابه با ایزواسپین  $T = 1$  کانال ایزواسپینی ورودی و خروجی وجود داشت که ناشی از جفت شدگی مجدد ایزواسپین  $T = 1$  پرتابه با اجزای اصلی توابع موج هسته دختر وهدف است. در چنین حالتی استخراج اطلاعات در مورد ناخالصی های کم ایزواسپین مربوط به سطح مقطع واکنش به ندرت امکان پذیر است بنابراین تلاش هایمان وقتی امکان پذیر است که ایزواسپین  $T = \frac{1}{2}$  باشد که در واکنش های  $(^3\text{He},t)$  و  $(n,p)$  این چنین است. با این حال، حتی برای  $T = \frac{1}{2}$  نیز تضمینی نیست که سطح مقطع واکنش با سرکوب کامل عنصر ماتریسی  $\langle IAS | \hat{T}^+ | 0_f \rangle$  متناسب باشد زیرا ناخالصی های دیگر ایزواسپین در تابع موج های  $|IAS\rangle$  و  $|0_f\rangle$  ممکن است اثر بیشتری روی سطح مقطع داشته باشد لذا باید واکنش  $(n,p)$  در زاویه صفر پراکندگی را مورد ارزیابی قرار داد. IAS در هسته های نسبتاً سبکی مانند  $^{48}\text{Ca}$  ظاهر می شود بنابراین از بسط IAS در هسته های سنگین تر صرف نظر باید کرد. در این مورد اختلاط کولمبی به طور اختلالی رفتار می کند. حالت پایه هسته اولیه دارای بزرگترین ایزواسپین  $T_Z = T_0$  در میان همه هسته های درگیر است بنابراین به عنوان یک حالت خاصی از ایزواسپین کل  $T = T_0: |0_i^+\rangle \equiv |T_0 T_0\rangle_i$  می توان آن را در نظر گرفت. به هر حال، اختلاط های کوچک ایزواسپین از اختلاط کولمبی ناشی می شود که باید در تابع موجی از IAS و حالت پایه هسته نهایی باشد:

$$|IAS\rangle = |T_0 T_0 - 1\rangle_i + \sum_s \alpha_s |T_0 - 1 T_0 - 1\rangle_s \quad (3)$$

$$|0_f^+\rangle = |T-2_0T_0-2\rangle_f + \sum_s \beta_s |T_0-1T_0-2\rangle_s + \gamma |T_0T_0-2\rangle_i \quad (4)$$

معادله (۳) تابع موج IAS و تنها ترکیبی از همه حالت‌های  $0^+$  با ایزواسپین نرمال  $T_0-1$  در هسته میانی می باشد. برای حالت پایه هسته نهایی در معادله (۴)، ترکیبی از همه حالت های  $0^+$  با  $T$  های بزرگتر باید در نظر گرفته شود. همچنین  $\Delta T = 2$  فقط ترکیبی از  $DIAS |T_0T_0-2\rangle_i$  ایده ال است که دامنه  $\gamma$  کمی است که به طور تجربی تعیین می شود. دامنه  $\alpha$  و  $\beta$  از ایزواسپین  $\Delta T = 1$  در معادله (۳) اضافه می شوند که بر اساس میدان متوسط کولمبی  $U_C$  تعیین می شوند در حالی که دامنه  $\gamma$  بوسیله تانسور دو جسمی برهمکنش کولمبی تعیین می شود. به یک کانال واکنش از طریق ترکیب DIAS ایده ال نیاز است

$$\gamma |n\rangle \otimes |T_0T_0-2\rangle_i \rightarrow |p\rangle \otimes |T_0T_0-1\rangle_i, T = T_0 \pm \frac{1}{2}, T_z = T_0 - \frac{3}{2} \quad (5)$$

تا سطح مقطع واکنش تبادل بار از نوع  $(n,p)$  در زاویه صفر پراکندگی را بتوان تعیین کرد. در حقیقت ایزواسپین  $\Delta T = 1$  ترکیبی را مجاز می داند که کانال های واکنش به صورت زیر باشد:

$$|n\rangle \otimes \beta |T_0-1T_0-2\rangle \rightarrow |p\rangle \otimes |T_0T_0-1\rangle, T = T_0 - \frac{1}{2} \quad \text{I کانال} \quad (6)$$

$$|n\rangle \otimes \beta |T_0-2T_0-2\rangle \rightarrow |p\rangle \otimes \alpha |T_0-1T_0-1\rangle, T = T_0 - \frac{3}{2} \quad \text{II کانال} \quad (7)$$

اولا باید سطح مقطع در کانال I تخمین زده شود لذا ماتریس گذار (ماتریس-T) برای مرحله اول واکنش:

$$T_{np}^{(I)}(0_f^+ \rightarrow IAS) \propto \langle p | \otimes_i \langle T_0T_0-1 | \hat{V}_{str} | n \rangle \otimes \sum_s \beta_s |T_0-1T_0-2\rangle_s \quad (8)$$

که حالت های با گذار  $T$  بزرگتر در هسته نهایی، حالت های مشابهی از حالت های  $0^+$  در هسته میانی هستند:

$$|T_0-1T_0-2\rangle_s = \frac{\hat{T}^-}{\sqrt{2T_0-2}} |T_0-1T_0-1\rangle_s \quad (9)$$

اینجا  $\hat{V}_{str}$  برهمکنش بین پرتابه و هدف است که غالبا فرض میشود که برهمکنش قوی است. دامنه اضافه شده  $\beta_s$  در اولین مرتبه اختلال با میدان متوسط کولمبی به صورت زیر است:

$$\beta_s = \frac{\langle T_0-1T_0-2 | \hat{U}_C | T_0-2T_0-2 \rangle_f}{E_s - E_{0_f^+}} = \frac{\langle T_0-1T_0-1 | \hat{U}_C^+ | T_0-2T_0-2 \rangle_f}{\sqrt{2(T_0-1)}(E_s + \Delta_C - E_{0_f^+})} \quad (10)$$

که در آن  $\Delta_C$  انرژی جابه جا شده کولمبی است. پس با استفاده از تقارن ایزواسپینی  $\hat{V}_{str}$  در معادله (۸)، داریم:

$$T_{np}^{(I)}(0_f^+ \rightarrow IAS) \propto \frac{\langle T_0-2T_0-2 | \hat{U}_C^- | T_0-1T_0-1 \rangle_s}{\sqrt{2T_0}(E_s + \Delta_C - E_{0_f^+})} \langle T_0-1T_0-1 | a_n(k') \hat{V}_{str} a_p^+(k) | T_0T_0 \rangle_i \quad (11)$$

با استفاده از عنصر ماتریسی  $\langle T_0-1T_0-1 | a_n(k') \hat{V}_{str} a_p^+(k) | T_0T_0 \rangle_i$ ، ماتریس گذار  $T$  برای پراکندگی مستقیم واکنش نوع  $(n,p)$ ، روی حالت پایه هسته اولیه با حالت برانگیخته تک قطبی در هسته میانی بر اساس فرم تشدید ایزو بردار تک قطبی<sup>۱</sup> IVMR تعیین می شود. برای تخمین فرض می شود که سطح مقطع واکنش  $(n,p)$  با تک قطبی قوی بخشی از  $0^+$ ، IVMR متناسب باشد:

<sup>۱</sup>Isovector monopole resonance

$$\sigma_{pn}(0_i^+ \rightarrow IVMR_s) = \sigma_0 \left| \langle IVMR_s | \hat{R}^- | 0_i^+ \rangle \right|^2 \quad (12)$$

که  $\sigma_0$  سطح مقطع واحد و  $\hat{R}^- = \sum_s \frac{r_a^2}{R^2} \tau_a^-$  عملگر متغیر بار تک قطبی است لذا نسبت دو سطح مقطع به صورت زیر است:

$$r^{(I)} \equiv \frac{\sigma_{np}^{(I)}(0_f^+ \rightarrow IAS)}{\sigma_{pn}^{(I)}(0_i^+ \rightarrow IVMR)} = \frac{1}{2T_0} \left( \frac{Ze^2}{2R} \right)^2 \frac{\left| \sum_s \frac{\langle 0_f^+ | \hat{R}^- | s \rangle \langle s | \hat{R}^- | 0_i^+ \rangle}{E_s + \Delta_C - E_{0_f^+}} \right|^2}{\sum_s \left| \langle s | \hat{R}^- | 0_i^+ \rangle \right|^2} \quad (13)$$

صورت کسر توان دوم دامنه گذار تک قطبی دو تایی بین حالت پایه هسته اولیه و نهایی را نشان می دهد و مخرج کسر شامل تک قطبی قوی  $\beta^-$ ،  $IVMR$  برانگیخته از حالت پایه هسته اولیه است. همان تبدیل را در ماتریس گذار کانال II داریم:

(14)

$$T_{np}^{(II)} \propto_s \frac{\langle T_0 - 1T_0 - 1 | \hat{U}_c^- | T_0 T_0 \rangle_i}{\sqrt{2T_0(E_s - \Delta_C - E_{0_f^+})}} \langle T_0 - 2T_0 - 2 | a_n(k) \hat{V}_{str} a_p^+(k) | T_0 - 1T_0 - 1 \rangle_s$$

بنابراین نسبت سطح مقطع در کانال II می شود:

$$r^{(II)} \equiv \frac{\sigma_{np}^{(II)}(0_f^+ \rightarrow IAS)}{\sigma_{np}(0_f^+ \rightarrow IIVMR)} = \frac{1}{2T_0} \left( \frac{Ze^2}{2R} \right)^2 \frac{\left| \sum_s \frac{\langle 0_f^+ | \hat{R}^- | s \rangle \langle s | \hat{R}^- | 0_i^+ \rangle}{E_s - \Delta_C - E_{0_f^+}} \right|^2}{\sum_s \left| \langle s | \hat{R}^- | 0_f^+ \rangle \right|^2} \quad (15)$$

مخرج شامل کل تک قطبی قوی  $\beta^+$  از  $IVMR$  برانگیخته شده حالت پایه هسته نهایی است. با توجه به تخمین  $\sigma_{np}(\gamma DIAS \rightarrow IAS) \approx 10^{-6} \sigma_{pn}(0_i^+ \rightarrow IAS)$  برای واکنش نوع (n,p) در زاویه پراکندگی صفر که به دلیل ترکیبی از  $DIAS$  است به نسبتی از سطح مقطع می رسیم که:

$$\frac{\sigma_{np}^{(I)}(0_f^+ \rightarrow IAS)}{\sigma_{np}(\gamma DIAS \rightarrow IAS)} \approx 10^6 r^{(I)} \cdot \frac{\sigma_{pn}(0_i^+ \rightarrow IVMR)}{\sigma_{pn}(0_i^+ \rightarrow IAS)} \quad (16)$$

$$\frac{\sigma_{np}^{(II)}(0_f^+ \rightarrow IAS)}{\sigma_{np}(\gamma DIAS \rightarrow IAS)} \approx 10^6 r^{(II)} \cdot \frac{\sigma_{np}(0_f^+ \rightarrow IVMR)}{\sigma_{pn}(0_i^+ \rightarrow IAS)} \quad (17)$$

برای یک تخمین عددی،  $^{82}\text{Se}$  به عنوان نوکلئونی انتخاب می شود که با جرم متوسط واپاشی دو بتا می کند. سهم برانگیختگی حفره-ذره هر دو  $\Delta = 0, \Delta = 2$  با عناصر ماتریسی تک قطبی است (کل تک قطبی قوی غالباً بوسیله سهمی از برانگیختگی حفره-ذره  $\Delta = 2$  است). برای توصیف همزمان دو نوع برانگیختگی تک ذره خیلی بزرگ، اصولاً باید از یک مدل هسته ای استفاده شود که به طور همزمان ایزواسپین پایسته باشد. از دو روش برای تخمین استفاده می شود: برانگیختگی های حفره-ذره  $\Delta = 2$  در تصویر شبه ذره Bogolyubov در یک فضای بزرگ  $7\hbar\omega$  تک ذره، مستقل رفتار می کنند، در حالیکه برای برانگیختگی حفره-ذره  $\Delta = 0$  در داخل پیوستار QRPA، دارای برد Landau صفر و نیروی Migdel صفر است. برآورد سهم

برانگیختگی حفره-ذره  $\Delta = 2$ ،  $r^{(I)} = 6.6 \times 10^{-7}$  و  $r^{(II)} = 1.3 \times 10^{-5}$  است. در پیوستار QRPA، در محاسبه سهم برانگیختگی حفره-ذره  $\Delta = 0$  از جایگزینی  $\hat{R}^- \rightarrow \hat{R}^- - a\hat{T}^-$  استفاده می شود که اجازه می دهد از سهم عناصر ماتریسی تک قطبی یک ترکیب ساختگی IAS کم کنیم که به دلیل این است که ایزواسپین در این مدل به طور کامل پایسته نیست. تخمین سهم برانگیختگی حفره-ذره  $\Delta = 0$ ،  $r^{(I)} = 6.4 \times 10^{-8}$  و

$r^{(II)} = 2.2 \times 10^{-6}$  است. با توجه به نسبت سطح مقطع  $\frac{\sigma_{pn}(0_i^+ \rightarrow IVMR)}{\sigma_{pn}(0_i^+ \rightarrow IAS)} \approx 0.1$  و

$\frac{\sigma_{np}(0_f^+ \rightarrow IVMR)}{\sigma_{pn}(0_i^+ \rightarrow IAS)} \approx 0.01$  و با استفاده از معادله (۱۶ و ۱۷) به نتیجه زیر می رسیم که:

$$\frac{\sigma_{np}^{(I)}(0_f^+ \rightarrow IAS)}{\sigma_{np}(\gamma DIAS \rightarrow IAS)} \approx \frac{\sigma_{np}^{(II)}(0_f^+ \rightarrow IAS)}{\sigma_{np}(\gamma DIAS \rightarrow IAS)} \approx 0.1 \quad (18)$$

در واقع سطح مقطع  $\sigma_{np}(0_f^+ \rightarrow IAS)$  در زاویه صفر پراکندگی غالباً بوسیله ترکیبی از DIAS ایده ال در حالت پایه هسته نهایی است.

### نتیجه گیری

در تجزیه تحلیل بالا فرض شده که اختلاط بین حالت IAS و حالت پایه  $0^+$  با ایزواسپین نرمال در هسته میانی بکار رفته، ضعیف است. به هر حال، در هسته های سنگین چگالی حالت های  $0^+$  در مجاورت IAS بقدری زیاد می شود که IAS را گسترده می کند یعنی تشدید اختلاط رخ میدهد. با این وجود در مورد حالت IAS برای  $^{48}\text{Ca}$  با  $T=4, T_z=3$  در  $^{81}\text{Se}$ ، باید توجه کرد که اختلاط ضعیف فرض می شود. تخمین سطح مقطع واکنش نوع (n,p) می تواند ما را در اندازه گیری عناصر ماتریس هسته ای در واپاشی دوتاب بدون نوترینو  $(0\nu\beta\beta)$  کمک کند [۴].

### منابع

- [ ۱ ] E. Majorana, *Nuovo Cim.* ۱۴, ۱۷۱ (۱۹۳۷).  
[ ۲ ] F.T. Avignone III, S.R. Elliott, and J. Engel, *Rev. Mod. Phys.* ۸۰, ۴۸۱ (۲۰۰۸).  
[ ۳ ] D. Frekers, *Prog. Part. Nucl. Phys.* ۶۴ (۲۰۱۰) ۲۸۱.  
[ ۴ ] Vadim Rodin and Amand Faessler, *Phys. Rev. C* ۸۰ (۲۰۰۹) ۰۴۱۳۰۲(R).  
[ ۵ ] T.N. Taddeucci et al., *Nucl. Phys. A* ۴۶۹, ۱۲۵ (۱۹۸۷).  
[ ۶ ] F. Simkovic, A. Faessler, V.A. Rodin, P. Vogel, and J. Engel, *Phys. Rev. C* ۷۷ (۲۰۰۸) ۰۴۵۵۰۳.



۲ و ۳ اسفند ماه ۱۳۹۱  
دانشگاه فردوسی مشهد



Nuclear society of Iran  
19 th Iranian's Nuclear Conference  
20-21February , 2013  
Ferdowsi University of Mashhad

19 th Iranian's Nuclear Conference