

نقش شکست تقارن بار در اختلاف انرژی بستگی هسته‌های آینه‌ای $^{15}\text{O} - ^{15}\text{N}$ و $^{17}\text{O} - ^{17}\text{F}$

محمود اصغری

گروه علوم پایه دانشکده علمی - کاربردی پست و مخابرات

(دریافت مقاله: ۸۲/۱/۱۰ ؛ دریافت نسخه نهایی: ۸۲/۷/۲۶)

چکیده

پتانسیلهای شکست تقارن بار (CSB) ناشی از مبادله مزونهای $(\pi-\pi)$ و $(\pi-\eta)$ و مزونهای برداری $(\rho-\omega)$ در هسته‌های آینه‌ای مد نظر می‌باشند. با محاسبه توام اثر کولنی و اثر ناشی از پدیده‌های شکست تقارن بار مذکور توجه معقولانه‌ای برای اختلاف انرژی بستگی بین دو هسته آینه‌ای را ارائه می‌نماییم.

واژه‌های کلیدی: تقارن بار، برهمکنش، انرژی بستگی، CSB

۱. مقدمه

مطالعه خصوصیات تقارن بار در نیروهای هسته‌ای وانحراف جزئی از این تقارن بار اطلاعات مهمی را درباره برهمکنشهای هسته‌ای ارائه می‌نماید. ضمناً پس از حذف نیروهای الکترومغناطیس و عمدتاً نیروی کولنی در برهمکنشهای هسته‌ای، معتبر بودن ناوردایی ایزواسپین مورد توجه است. امروزه مشخص شده‌است که استقلال نیروهای هسته‌ای از بار در موارد زیادی نقض شده است [۱]. دلیل این نقض ابتدا ناشی از اختلاف جرم پایونهای باردار و خنثی و نیز اختلاف جرم کوراکهای u و d پنداشته می‌شود، با این حال مقدار انحراف نیروهای هسته‌ای از تقارن بار خوب شناخته نشد. در دهه گذشته کار قابل ملاحظه‌ای انجام شده است و با محاسبه اختلاف انرژی کولنی در هسته‌های آینه‌ای، اختلاف انرژی بستگی موجود بین تئوری و تجربه (Nolen-Schiffer Anomaly) Okamoto- برای تعداد زیادی از هسته‌های آینه‌ای از جمله ^3He , ^3H معلوم شده است. در آزمایش شکست تقارن بار باید پارامترهای پراکندگی نظیر طول پراکندگی در پراکندگی $n-n$ با طول پراکندگی $p-p$ پس از اصلاح اثر

الکترومغناطیس در انرژیهای پایین مقایسه شوند. نتیجه پراکندگی برای نوکلئونها یکسان نخواهد بود. جدول ۱، این نتیجه را نشان می‌دهد.

لازمه تقارن بار، ناوردا بودن تحت انعکاس بار در صفحه XY در فضای ایزواسپین است. با توجه به تعریف عملگر تقارن بار P_{CS} [۷] به شکل زیر:

$$P_{CS} = e^{i\pi T_Y} = \prod_{i=1}^A e^{i\pi T_Y(i)}, \quad (1)$$

$$T_Y = \sum_{i=1}^A T_Y(i), \quad (2)$$

که در آن مؤلفه T_Y بردار ایزواسپین است و A مجموع نوکلئونهای هسته می‌باشد، شرط لازم برای داشتن تقارن بار این است که

$$[P_{CS}, H] = 0 \quad (3)$$

این رابطه بیانگر این است که با جابه‌جایی p, n و بالعکس، برهمکنش تغییر نمی‌کند.

و نیز ۵۰ تا ۷۵ درصد نامتعارف بودن اختلاف انرژی کولنی را در هسته‌های آینه ای توضیح می‌دهد. (Nolen-Schiffer Anomaly)

دو نفر از محققین به نامهای Coon و Barrett [۱۰] نشان داده‌اند که CSB ناشی از ترکیب ρ - ω در حدود ۱۴۰ درصد قویتر از تخمینهای قبلی است و نیز نشان داده‌اند که اثر CSB ناشی از این منبع در اختلاف طول پراکندگی حدود یک فرمی است. $(\Delta a)_{\rho\omega} = |a_{nn} - a_{pp}| \cong 1$ که در مقایسه با مقدار کل اندازه گیری شده آن $\Delta a_{CSB} = 1/4 \pm 0/8$ نقش این منبع بسیار با اهمیت است.

۲. برهمکنشهای CSB

امروزه مشخص شده است که اختلاف انرژی بستگی هسته‌های آینه‌ای عمدتاً ناشی از برهمکنشهای برد بلند به نام برهمکنشهای الکترومغناطیس می‌باشند. تصحیح الکترومغناطیسی بر همکنش دو نوکلئون منبع اصلی دو پدیده انحراف از استقلال بار و انحراف از تقارن بار است. این دو پدیده CSB و CIB (Charge-Independent Breaking) ناشی از دو دسته بر همکنشهای زیر هستند.

۱- برهمکنشهای وابسته مستقیم به بار مانند بر همکنشهای کولنی، بر همکنشهای مغناطیسی، اختلاف جرم نوترون و پرتون و ...

۲- بر همکنشهای وابسته غیر مستقیم به بار مانند بر همکنشهای ناشی از اختلاف جرم الکترومغناطیس مزونهای با ایزواسپین $T=1$ که بین نوکلئونها، مبادله می‌شوند، ترکیب الکترومغناطیس مزونهای خشی با اسپین و پارتیه یکسان و با ایزواسپین متفاوت، مبادله همزمان فوتون و پایون و ...

هنوز بین مقادیر اندازه‌گیری شده انرژی بستگی و مقادیر به‌دست آمده از طریق تئوری تفاوت وجود دارد که این تفاوت به برهمکنشهای برد کوتاه CSB نسبت داده می‌شود.

جهت کاهش این تفاوت نیاز به تصحیح الکترومغناطیس بر همکنشهاست و تصحیحی که ما انجام داده‌ایم مربوط به ترکیب مزونهای خشی با اسپین و پارتیه یکسان و با ایزواسپین متفاوت (Isospin Mixing) می‌باشند. این مزونها عبارتند از مزونهای $\omega, \rho, \eta', \eta, \pi$ کل اختلاف انرژی بستگی را می‌توان به‌صورت زیر نوشت.

جدول ۱. نتایج تجربی به‌دست آمده برای طول پراکندگی NN [۲]

طول پراکندگی	پراکندگی
[۳] $-187 \pm 0/6$	$nn \rightarrow {}^2 H(\bar{\pi}, \gamma) \pi n$
[۴] $-7/828 \pm 0/008$	pp
[۴] $-17/1 \pm 0/2$	PP, با تصحیح اثر کولنی
[۵] $-17/9$	PP, با تصحیح اثر کولنی
[۶] $-23/75 \pm 0/09$	pn

هسته‌های آینه‌ای منبع اطلاعات دیگری در آزمایش این ناوردایی هستند. در این رابطه با پیگیری کارهای Henley و Miller در زمینه برهمکنش دو نوکلئون و دسته بندی این برهمکنشها به چهار نوع ذیل، اثر نقض تقارن بار را در تعدادی از هسته‌های آینه‌ای بررسی می‌کنیم.

۱- برهمکنش کلاس I شامل برهمکنشهای مستقل از بار.

۲- برهمکنش کلاس II شامل برهمکنشهای وابسته به بار ولی دارای تقارن بار.

۳- برهمکنش کلاس III شامل برهمکنشهای مستقل از بار که در آنها تقارن بار نقض می‌شود.

۴- برهمکنشهای کلاس IV شامل برهمکنشهای وابسته به بار که در آنها تقارن بار نقض می‌شود. و سبب ترکیب ایزواسپین می‌شوند [۸].

توصیف کامل دسته بندی برهمکنش نوکلئون- نوکلئون را می‌توان در مرجع [۱] مشاهده نمود.

در مقاله ارائه شده اثر برهمکنشهای CSB (نیروهای کلاس IV) را در اختلاف انرژی بستگی هسته‌های آینه‌ای ${}^{15}O$ - ${}^{15}N$ و ${}^{17}F$ - ${}^{17}O$ بررسی می‌کنیم. برای تعدادی از هسته‌ها سهم ناشی از ترکیب $(\rho^0 - \omega)$ ، $\pi^0 - \eta$ و مبادله دو پایون در CSB توسط دونفر از محققین به نامهای Iqbal [۹, Blunden] کار شده است. آنان به این نتیجه رسیده‌اند که نظریه مبادله مزونی اختلاف طول پراکندگی در S_0 را به طور معقولانه ای توجیه می‌نماید.

$$\Delta a = a_{pp} - a_{nn}, \delta a = a_{nn} - a_{np}$$

$$+ \mu \left[\frac{\mu^\gamma}{\gamma M^\gamma} + K^\Sigma \frac{\mu^\gamma}{\gamma M^\gamma} + K^\Pi \frac{\mu^\gamma}{\gamma M^\gamma} \left[1 + \frac{\mu^\gamma}{\lambda M^\gamma} \right] \right] \left[\frac{\gamma}{\gamma} (\bar{\sigma}_1, \bar{\sigma}_\gamma) \phi(\mu r) - S_{1\gamma} \chi(\mu r) \right]$$

$$+ \gamma \mu \left[\frac{\mu^\gamma}{\gamma M^\gamma} + K^\Sigma \frac{\mu^\gamma}{\gamma M^\gamma} + K^\Pi \frac{\mu^\gamma}{\gamma M^\gamma} \right] Q_{1\gamma} \frac{\chi(\mu r)}{\mu^\gamma r^\gamma}, \quad (12)$$

$$V_{-LS}(\mu, r) \equiv \frac{\mu^\gamma}{\gamma M^\gamma} (K^\omega - K^\rho) (\bar{\sigma}_1 - \bar{\sigma}_\gamma) L \lambda(\mu r), \quad (13)$$

$$\phi(x) \equiv \frac{e^{-x}}{x}, \quad (14)$$

$$\chi(x) \equiv \frac{1}{\gamma} \left[1 + \frac{\gamma}{x} + \frac{\gamma}{x^2} \right] \phi(x), \quad (15)$$

$$\lambda(x) \equiv \left[\frac{1}{x} + \frac{1}{x^2} \right] \phi(x), \quad (16)$$

$$S_{1\gamma} \equiv \gamma (\bar{\sigma}_1, r) (\bar{\sigma}_\gamma, r) - \bar{\sigma}_1 \cdot \bar{\sigma}_\gamma, \quad (17)$$

و در روابط (۱۲) و (۱۳)، K^Σ ، K^Π را بر حسب ضرایب توزیع مغناطیسی K^ω ، K^ρ می‌توان نوشت.

$$K^\Sigma \equiv K^\omega + K^\rho, \quad (18)$$

$$K^\Pi \equiv K^\omega K^\rho. \quad (19)$$

تفاوت بین مقادیر به‌دست آمده از آزمایش (ستون آخر جدول ۲) و کار نظری دیگر محققان در مراجع [۱۴] و [۱۵] جدول ۳ آورده شده است.

۳. نتایج

نتایج کار دیگر محققان جهت محاسبه ΔE_{em} در مرجع [۱۵] بر اساس اطلاعات به‌دست آمده از آزمایشات مربوط به چگالی بارهسته‌ها در مرجع [۱۶] می‌باشد. این نتایج برای مجموعه‌ای از پتانسیلهای Skyrme نظیر *SII* و *SIII* و *SGII* در مرجع [۱۷] داده شده است. اختلاف بین مقادیر به‌دست آمده از آزمایش و مقادیر محاسبه شده محققان در جدول ۲ را می‌توان به نیروهای CSB نسبت داد. که توسط مولف محاسبه و در جدول شماره ۴ و خلاصه آن در جدول شماره ۶ آورده شده است. بدین طریق که با استفاده از روابط (۸ تا ۱۹) پتانسیلهای CSB روابط (۵) تا (۷)، $V_{\rho\omega}$ ، $V_{\pi\eta}$ ، $V_{\pi\eta'}$ را بر حسب مقادیر پارامترها در سه حالت مختلف زیر (۱) و (۲) و (۳) به‌دست آورده و نتایج به دست

$$\Delta E = \Delta E_{em} + \Delta E_{CSB} \quad (4)$$

سهم ناشی از بخش الکترومغناطیس برهمکنشها (ΔE_{em}) برای تعدادی از هسته‌های آینده‌ای مطابق محاسبات دیگر محققان [۱۱-۱۵] در جدول ۲ تنظیم شده است. برهمکنشهای CSB که شامل بخشهای مربوط به نیروهای CSB کلاس IV ناشی از ترکیب $\rho-\omega$ و $\pi-\eta$ و $\pi-\eta'$ می‌باشند در محاسبات ما مد نظر بوده است که سهم اصلی ناشی از ترم $\rho-\omega$ است. این برهمکنشها را با روابط (۵ تا ۷) می‌توان بیان نمود [۱۸].

$$V_{\rho\omega}(r) = -(\tau_1^Z + \tau_\gamma^Z) \frac{g_\rho g_\omega}{4\pi} \chi_{\rho\omega} [V_+(\mu_\rho, r) - V_+(\mu_\omega, r)]$$

$$- (\tau_1^Z + \tau_\gamma^Z) \frac{g_\rho g_\omega}{4\pi} \chi_{\rho\omega} [V_-(\mu_\rho, r) - V_-(\mu_\omega, r)], \quad (5)$$

$$V_{\pi\eta}(r) = -(\tau_1^Z + \tau_\gamma^Z) \frac{g_\pi g_\eta}{4\pi} \chi_{\pi\eta} [(\mu_\pi, r) - V(\mu_\pi, r)], \quad (6)$$

$$V_{\pi\eta'}(r) = V_{\pi\eta}(r) (\eta \rightarrow \eta'), \quad (7)$$

که در آن g_π و g_ρ و g_ω ضرایب توزیع و χ_{ab} زاویه ترکیب می‌باشند.

$$\chi_{ab} \equiv \frac{\mu_{ab}^\gamma}{\mu_b^\gamma - \mu_a^\gamma} \quad (8)$$

$$V(\mu, r) \equiv \frac{\mu^\gamma}{\gamma M^\gamma} \left[\frac{1}{\gamma} (\bar{\sigma}_1, \bar{\sigma}_\gamma) \phi(\mu r) + S_{1\gamma} \chi(\mu r) \right], \quad (9)$$

و پتانسیلهای (Langacker, و (HIM) (Henley, Miller) (LS) Sparrow) برای مزونهای شبه اسکالر به صورت معادله ۹ و برای $\rho-\omega$ به صورت معادلات زیر می‌باشند [۱۸و۷].

$$V_{+HM}(\mu, r) \equiv \mu \left[1 + K^\rho \frac{\mu^\gamma}{\gamma M^\gamma} \right] \phi(\mu r) \quad (10)$$

$$- \mu \left[\frac{\mu^\gamma}{\gamma M^\gamma} (\gamma + \gamma k^\rho) \right] \bar{L} \cdot \bar{S} \lambda(\mu r)$$

$$+ \mu \left[\frac{\mu^\gamma}{\gamma M^\gamma} (1 + k^\rho) \right] \left[\frac{\gamma}{\gamma} (\bar{\sigma}_1, \bar{\sigma}_\gamma) \phi(\mu r) - S_{1\gamma} \chi(\mu r) \right],$$

$$V_{-HM}(\mu, r) \equiv -\frac{\mu^\gamma}{\gamma M^\gamma} K^\rho (\bar{\sigma}_1 - \bar{\sigma}_\gamma) \bar{L} \cdot \bar{S} \lambda(\mu r) \quad (11)$$

$$V_{+LS}(\mu, r) \equiv$$

$$\mu \left[\left[1 + \frac{\mu^\gamma}{\lambda M^\gamma} \right] + K^\Sigma \frac{\mu^\gamma}{\gamma M^\gamma} + K^\Pi \frac{\mu^\gamma}{\gamma M^\gamma} \right] \phi(\mu r) -$$

$$- \mu \left[\frac{\gamma \mu^\gamma}{\gamma M^\gamma} + K^\Sigma \frac{\mu^\gamma}{M^\gamma} + K^\Pi \frac{\gamma \mu^\gamma}{\lambda M^\gamma} \right] \bar{L} \cdot \bar{S} \lambda(\mu r)$$

جدول ۲. سهم نیروی کولنی و دیگر نیروهای الکترومغناطیس در اختلاف انرژی بستگی هسته‌های آینه‌ای برحسب MeV (محاسبه شده توسط دیگر محققان)

پتانسیل به کار رفته	مرجع [۱۱]	مرجع [۱۲]	مرجع [۱۳]	SII^a	$SIII^a$	$SGII^a$	WS^a	DME^b	$SKII^b$	مقدار به دست آمده از آزمایش
$^{15}_O - ^{15}_N$	۳/۲۲	۳/۴۴	۳/۳۸	۳/۳۴۷	۳/۳۱۲	۳/۳۲۵	-	۳/۱۸۰	۳/۲۷۰	۳/۵۳۶
$^{17}_F - ^{17}_O$	۳/۲۵	۳/۳۲	۳/۲۳	۳/۳۳۸	۳/۴۲۳	۳/۴۲۳	۳/۴۰۷	۳/۲۰۰	۳/۳۰۵	۳/۵۴۲

a: مرجع شماره [۱۵] b: مرجع شماره [۱۴]

جدول ۳. تفاوت اختلاف انرژی بستگی به دست آمده از آزمایش و تئوری

	مرجع [۱۵]				مرجع [۱۴]	
	SII	SIII	SGII	WS	DME	SKII
$^{15}_O - ^{15}_N$	۰/۱۸۹	۰/۲۲۴	۰/۲۱۱	—	۰/۳۵۶	۰/۲۶۶
$^{17}_F - ^{17}_O$	۰/۲۰۴	۰/۱۰۹	۰/۱۰۹	۰/۱۳۵	۰/۳۴۲	۰/۲۳۷

مربوط به اثر CSB در هسته‌های آینه‌ای، از تابع موج نوسانگر هارمونیک استفاده شده است. نقش تمام برهمکنشها به جز جملات درجه دوم، همگی به حساب آورده شده است. در مرجع شماره [۱۵] سوزوکی (Suzuki) فقط برهمکنش مربوط به جمله مرکزی $p-w$ را در نظر گرفته است. با احتساب بقیه جملات با افزایش این اثر تا حدود ۷۵٪ مواجه خواهیم بود. از جدول ۲ می‌توان کاهش اختلاف انرژی کولنی را با به کار بردن برهمکنش $SKII$ و پتانسیل DME ملاحظه نمود. اختلاف انرژی بستگی با به کارگیری تئوریهای DME و $SKII$ در مرجع [۱۴] بحث شده است.

۴. نتیجه گیری

به منظور تعیین میزان سهم برهمکنشهای قوی (CSB) در اختلاف انرژی بستگی هسته‌های آینه‌ای، پتانسیلهای شکست تقارن بار Miller، (HM) Henly، Sparrow و (LS) Langacker را در یک سری از هسته‌های آینه‌ای بررسی نمودیم. مجموعه پارامترهای متفاوتی را از مراجع [۱۱-۱۵] در فرمولهای پتانسیل مذکور به کار بردیم. نتایج را در جدول ۶ تنظیم نمودیم. مقایسه‌ای بین سهم CBS مقادیر (جدول ۶) و تفاوت اختلاف انرژی بستگی ناشی از برهمکنشهای الکترومغناطیسی دیگران (جدول ۳) نشان می‌دهد که تفاوت قابل ملاحظه‌ای در نتیجه محاسبات محققان وجود دارد. و بهترین حالت تطبیق محاسبات مولف در حالت به کارگیری

آمده را در جدول ۴ تنظیم نموده ایم. سه حالت مختلف انتخاب پارامترها به شرح زیر هستند.

۱- به کارگیری تزویجهای تک بوزون (OB) برای مزونهای برداری و شبه اسکالر و جمع اثر پتانسیلهای CSB ناشی از آن. در این حالت مقادیر پارامترهای $g\eta'$ ، $g\eta$ از مراجع [۱۹-۲۲] و مرجع [۲۳] (Nijmegen Potential) انتخاب شده اند. کل اختلاف انرژی بستگی در این حالت برابر است با:

$$(V_{\pi\eta})_{OB} + (V_{\pi\eta'})_{OB} + (V_{\rho\omega})_{OB}$$

۲- به کارگیری تزویجهای تک بوزون (OB) برای مزونهای شبه اسکالر و VMD برای مزونهای برداری و جمع اثر پتانسیلهای ناشی از آن. کل اختلاف انرژی بستگی در این حالت عبارت است از

$$(V_{\pi\eta})_{OB} + (V_{\pi\eta'})_{OB} + (V_{\rho\omega})_{VMD}$$

۳- به کارگیری تزویجهای تئوریک (TH) برای مزونهای شبه اسکالر و تزویجهای (OB) برای مزونهای برداری و جمع اثر پتانسیلهای ناشی از آن. کل اختلاف انرژی بستگی این حالت نیز عبارت خواهد بود از

$$(V_{\pi\eta})_{TH} + (V_{\pi\eta'})_{TH} + (V_{\rho\omega})_{OB}$$

پارامترهای حالت‌های مذکور در جدول ۵ آورده شده اند. در هر سه حالت مذکور پتانسیل $OBEP$ بکار می‌بریم. در محاسبات

- ۱- One Boson
- ۲- Vector Meson Dominance
- ۳- One-Boson Exchange Potential

جدول ۴. سهم پتانسیلهای CSB متناسب به HM و LS در اختلاف انرژی بستگی حالت‌های پایه هسته‌های آینه‌ای بر حسب MeV (محاسبه شده به وسیله مؤلف)

	$V_{\pi\eta}$ _{ps}		$V_{\pi\eta'}$ _{ps}		$V_{\rho\omega}$ _v		کل اختلاف انرژی بستگی در سه حالت مختلف		
	OB	TH	OB	TH	OB	VMD	۱	۲	۳
	$^{15}O - ^{15}N^a$	۰/۱۴۷	۰/۰۸۵	—	—	۰/۳۱۴	۰/۲۷۷	۰/۴۶۱	۰/۴۲۴
$^{17}F - ^{17}O^a$	۰/۱۰۰	۰/۰۵۸	—	—	۰/۱۵۷	۰/۱۵۵	۰/۲۵۷	۰/۲۵۵	۰/۲۱۵
$^{15}O - ^{15}N^b$	۰/۱۴۷	۰/۰۸۵	۰/۰۵۶	۰/۰۳۰	۰/۳۴۳	۰/۲۷۴	۰/۵۴۶	۰/۴۷۷	۰/۴۵۸
$^{17}F - ^{17}O^b$	۰/۱۰۰	۰/۰۵۸	۰/۰۳۹	۰/۰۲۱	۰/۱۸۰	۰/۱۵۳	۰/۳۱۹	۰/۲۹۳	۰/۲۵۶

استفاده از پتانسیل LS, CSB: مرجع شماره [۱۸] (b); استفاده از پتانسیل HM, CSB: مرجع شماره [۷] (a)

جدول ۵. پارمترهای به کار رفته در پتانسیلهای CSB برای حالت‌های ۱ و ۲ و ۳

$\mu_{\pi\eta}^2$ (GeV ²)	$\mu_{\pi\eta'}^2$ (GeV ²)	$\mu_{\rho\omega}^2$ (GeV ²)	$\chi_{\pi\eta}$	$\chi_{\pi\eta'}$	$\chi_{\rho\omega}$
-۰/۰۰۳۶	-۰/۰۰۳۵	-۰/۰۰۳۷	-۰/۰۱۳	-۰/۰۰۳۹	۰/۱۸۳۷
حالت	$\frac{g_{\rho} g_{\eta}}{2\pi}$	$\frac{g_{\rho} g_{\eta'}}{2\pi}$	$\frac{g_{\rho} g_{\omega}}{2\pi}$	K^0	K^{ω}
۱	۱۰/۳۲ OB	۱۱/۱۲ OB	۲/۸۰ OB	۶/۶۰ OB	۰/۶۵۵ OB
۲	۱۰/۳۲ OB	۱۱/۱۲ OB	۲/۸۰ OB	۳/۷ VMD	-۰/۱۲ VMD
۳	۶/۰۱ TH	۵/۸۷ TH	۲/۸۰ OB	۶/۶۰ OB	۰/۶۵۵ OB

جدول ۶. سهم پتانسیلهای CSB متناسب به HM و LS در اختلاف انرژی بستگی پایه هسته‌های آینه‌ای بر حسب MeV

	سهم CSB با پتانسیل HM در سه حالت مختلف			سهم CSB با پتانسیل LS در سه حالت مختلف		
	۱	۲	۳	۱	۲	۳
$^{15}O - ^{15}N$	۰/۴۶	۰/۴۲	۰/۴۰	۰/۵۵	۰/۴۸	۰/۴۶
$^{17}F - ^{17}O$	۰/۲۶	۰/۲۶	۰/۲۲	۰/۳۲	۰/۲۹	۰/۲۶

و اینکه همه این برهمکنشها در انرژی بستگی هسته سویم هستند بدیهی است که لحاظ نمودن همه آنها کار بسیار پیچیده است.

قدردانی

از جناب آقای دکتر محمدعلی گومشی نویری به خاطر همکاری در ویرایش این مقاله و توصیه های مفیدشان سپاسگزار می شود.

تشریحی برهمکنش DME برای $^{15}O - ^{15}N$ و SKII برای $^{17}F - ^{17}O$ می باشد. در کل نتایج به دست آمده امیدوارکننده هستند. اختلاف بین نتایج محققان به دلیل انتخاب فرمولهای مختلف با پارامترهای متفاوت در برهمکنش NN است. به عبارت دیگر هر محققى بخشى از نیروهای الکترومغناطیسی را در محاسبات خود وارد می کند نه تمام آنها را. با توجه به تعدد برهمکنشهای الکترومغناطیس در تصحیح برهمکنش NN

مراجع

11. S Shlomo and D O Riska, *Nucl. Phys.* A254 (1975) 281.
12. S Shlomo, *Phys. Lett.* B42 (1972) 146.
13. S Shlomo, *Rep. Prog. Phys.* 41 (1978) 957.
14. H Sato, *Nucl. Phys.* A269 (1976) 378.
15. T Suzuki, H Sagawa and A Arima, *Nucl. Phys.* A536 (1992) 141.
16. H de Vries, C W de Jager and C de Vries, *At. Data Nucl. Tables* 36 (1987) 495.
17. N Van Giai and H Sagawa, *Phys. Lett.* B106 (1981) 379.
18. P Langacker and D A Sparrow, *Phys. Rev. C* 25 (1982) 1194.
19. M M Nagels et al., *Nucl. Phys.* B147 (1979) 189.
20. M M Nagels, T A Rijken and J J de Swart, *Phys. Rev D* 12 (1975) 744.
21. M M Nagels, T A Rijken and J J de Swart, *Phys. Rev D* 15 (1977) 2547.
22. M M Nagels, T A Rijken and J J de Swart, *Phys. Rev D* 20 (1979) 1633.
23. V G Stoks, *Phys. Rev C* 49 (1994) 2950 - 2962.
1. Wick C Haxton and Ernest M Henley, *Symmetries and Fundamental Interaction in Nuclei*, World scientific (1995) 127-168.
2. S A Coon, *Proceeding of the Charge - Symmetry Breaking Workshop*, Vancouver, B.C., 1981, edited by N E Davison, J P Svenne, W T H van Oers, TRIUMF Report TRI-81-3 (1981) P.22.
3. O Shori et al., *Phys. Rev.* C35 (1987) 2252.
4. E M Henley, *Isospin in Nuclear Physics*, edited by D H Wilkinson (North - Holland, Amsterdam, 1969) P.15.
5. O Dumbraijs et al., *Nucl. Phys.* B216 (1983) 277.
6. G A Miller, B M K Nefkens and I Slaus, *Phys. Rep.* 194 (1990) 1.
7. E M Henley and G A Miller, *in Mesons in Nuclei*, edited by M Rho and D H Wilkinson (North-Holland, Amsterdam, 1979).
8. C Y Cheung, E M Henley and G A Miller, *Nucl. Phys. A* 305 (1978) 342; A348 (1980) 365.
9. P G Blunden and M J Iqbal, *Phys. Lett. B* 198 (1987) 14.
10. S A Coon and R C Barrett, *Phys. Rev. C* 36 (1987) 2189.