

مطالعه نظری اثر دو قطبی های مغناطیسی روی تشدید

چهار قطبی هسته ای

نوشته: دکتر مرتضی شهبازی مقدم
موسسه علوم و فنون هسته ای دانشگاه تهران

چکیده:

مطالعه شکل خط های تشدید چهار قطبی هسته ای به ما اطلاعاتی در مورد تاثیر دو قطبی های مغناطیسی روی تشدید چهار قطبی می دهد. در این مقاله شکل بیناب تشدید چهار قطبی را برای ملکول دو اتمی برای چهار حالت ساده حساب کرده ایم. برای حالت های $I_1 = I_2 = 1$ و $I_1 = I_2 = \frac{3}{2}$ ، $I_1 = \frac{3}{2}$ ، $I_2 = \frac{1}{2}$ ، $I_1 = \frac{1}{2}$ ، $I_2 = \frac{3}{2}$ و $I_1 = I_2 = 0$ ، $\eta = 0$ ، $\theta = 0$ ، $I_1 = I_2 = 1$ ، $I_2 = \frac{1}{2}$ ، $I_1 = 1$ ، $I_2 = \frac{1}{2}$ ، $\eta = 0$ ، $\theta = 0$ بیناب نامتقارن و برای حالت $\theta = \frac{\pi}{2}$ ، $\eta = 0$ بیناب متقارن بدست آورده ایم.

۱- پیش گفتار:

مطالعه تاثیر دو قطبی های مغناطیسی را می توان از طریق بیناب نمائی چهار قطبی هسته ای امکان پذیر ساخت. در این مورد م. شهبازی م. گورجی وال. گیبه [۱] و همچنین ا. کلی جیانی، د. آمبروستی و ف. سالوتی [۲] دستگاهائی طرح کرده اند و این امکان را با ثبات رسانیده اند. بطور نظری م. مک انان و ا. اسکات [۳] نیز روی خط های تشدید از جامد مطالعه نموده اند.

اینک برای مفهوم بیشتر محاسبات انجام گرفته بیادآوری اصول تشدید چهار قطبی هسته ای می پردازیم.

۲- پیوند چهار قطبی و هامیلتونین آن:

پیوند چهار قطبی وقتی وجود پیدا میکند که هسته یک اتم دارای یک معان چهار قطبی بوده و در محیط الکترونی اطراف آن گرادیان میدان الکتریکی وجود داشته باشد. چنانچه از اسمش پیداست گرادیان میدان الکتریکی وقتی وجود دارد که بارهای اطراف هسته بطور یکنواخت توزیع نشده باشند. این پیوند چهار قطبی سبب می شود تا هسته نسبت به ملکولش تغییر جهتی که بوسیله انرژی معینی مشخص می شود، پیدا نماید.

تراگذرهای تحریک شده بین ترازهای انرژی که بوسیله یک میدان الکتریکی رادیو فرکانس ایجاد می شود، تشدید

چهار قطبی هسته ای نامیده می شود.

تاثیر متقابل بارهای هسته ای با بارهای اتمی یا ملکولی بتوسط انتگرال زیر توصیف می شود.

$$E = \int_{r_e} \int_{r_n} \frac{1}{r} \rho_e(r_e) \cdot \rho_n(r_n) dr_e dr_n.$$

که در آن ρ_e چگالی بار الکترونی، r_e شعاع برداری عنصر حجمی الکترونی، ρ_n چگالی بار هسته ای، r_n شعاع برداری عنصر حجمی هسته ای باشد.

بسط این عبارت بر حسب ρ_n/ρ_e عبارت زیر را می دهد.

$$E = \iint \frac{\rho_e \rho_n}{r_e} \cdot dr_e \cdot dr_n + \iint \cos \theta \frac{\rho_e \rho_n}{r_e} \cdot \frac{r_n}{r_e} dr_e dr_n + \iint \frac{3 \cos^2 \theta - 1}{2r_e} \cdot \frac{r_n^3}{r_e^3} \rho_e \rho_n dr_e dr_n + \dots$$

اولین جمله بسط مربوط به انرژی تاثیر متقابل کولونی است که در بیناب های دیدگانی وارد می شود. جمله دوم تاثیر متقابل دو قطبی است که صفر است زیرا بنا بر پارامتر توابع موجی اپراتور هسته ای، هسته در حالت پایه از خود معان دو قطبی نشان نمی دهد. جمله سوم انرژی تاثیر متقابل چهار قطبی است که اندازه آن $(r_n/r_e)^2$ مرتبه بزرگتر از انرژی مربوط به جمله ایتیکی است و فرکانس آن روی 10 MHz تمرکز یافته است.

جملات بعدی که بترتیب تاثیر متقابل هشت قطبی است که صفر است مانند جمله دوم و تاثیر متقابل شانزده قطبی است که فرکانسش حدود سیکل است و مشاهده آن بسیار مشکل است. بعلاوه برای 162 نیز صفر است بنابراین مقدار انرژی بصورت رابطه زیر در می آید:

جملات بعدی که بترتیب تاثیر متقابل هشت قطبی است که صفر است مانند جمله دوم و تاثیر متقابل شانزده قطبی است که فرکانسش

$$E = \int \int \rho_n(r_n) r_n^2 (3 \cos^2 \theta_{en} - 1) \frac{\rho_e(r_e)}{r_e^3} dr_e dr_n,$$

$$= \int \int \rho_n(r_n) \left[\frac{3}{2} \sum X_i X_j x_i x_j - \frac{1}{2} r_n^2 r_e^2 \right] \frac{\rho_e(r_e)}{r_e^5} dr_e dr_n.$$

این بیان انرژی را می توان حاصل ضرب دو تانسور متقارن بصورت زیر دانست :

$$Q_{ij} = \int \rho_n(r_n) (3x_i x_j - \delta_{ij} r_n^2) dr_n,$$

$$(\nabla E)_{ij} = \int \rho_e(r_e) \frac{\partial}{\partial X_i} \cdot \frac{\partial}{\partial X_j} \left(\frac{1}{r_e} \right) dr_e,$$

$$E = -\frac{1}{6} \sum_{ij} Q_{ij} (\nabla E)_{ij}.$$

اجزاء تانسور گرادیان میدان الکتریکی $(\nabla E)_{ij}$ ثابتهای هستند که اگر تانسور را به محورهای اصلی آن ببریم به دو کاهش می یابد. عبارتهای قراردادی زیر را می نویسیم :

$$V_{xx} = \frac{\partial^2 V}{\partial x^2}; \quad V_{yy} = \frac{\partial^2 V}{\partial y^2}; \quad V_{zz} = \frac{\partial^2 V}{\partial z^2};$$

$$V_{zz} = q; \quad \frac{V_{xx} - V_{yy}}{V_{zz}} = \eta$$

با توجه به نابرابری زیر :

$$|V_{xx}| < |V_{yy}| < |V_{zz}|.$$

در این دستگاه مختصات اپراتور کوانتیکی مربوط به E بصورت زیر نوشته می شود :

$$H = \frac{eQq}{4I(2I-1)} [3I_z^2 - I^2 + \eta(I_x^2 - I_y^2)]$$

و عناصر ماتریس مربوط بصورت زیر است :

$$\langle m | H | m \rangle = \frac{eQq}{4I(2I-1)} [3m^2 - I(I+1)].$$

$$\langle m \pm 2 | H | m \rangle = \frac{eQq}{4I(2I-1)} \frac{\eta}{2} [(I \pm m + 2)(I \mp m - 1)(I \pm m + 1)(I \mp m)]^{\frac{1}{2}}.$$

اینک هامیلتونین را برای حالت $I=1$ مطالعه میکنیم (حالت ازت).

حالت اول - گرادیان میدان الکتریکی که روی محورهای اصلی آن قرار دارد، دارای تقارن چرخشی است. هامیلتونین قطری بوده و بنابراین دوترانرژی داریم با یک تراگذر دوقطبی مغناطیسی (تحت تاثیر یک میدان با فرکانس رادیویی) :

$$E_1 = \langle 1 | H | 1 \rangle = \langle -1 | H | -1 \rangle = K(*), \quad K = \frac{eQq}{4},$$

$$E_0 = \langle 0 | H | 0 \rangle = -2K.$$

حالت دوم - گرادیان میدان نامتقارن است :

هامیلتونین دیگر قطری نبوده با این وجود در حالت $I=1$ قطری کردن ماتریس به عبارتهای ساده توابع موج جدید و تراز های انرژی منتهی می شود :

$$E_A = (1+\eta)K, \quad \Psi_A = -\frac{1}{\sqrt{2}} (\Psi_{+1} + \Psi_{-1}) \quad \text{تراز A:}$$

$$E_B = (1-\eta)K, \quad \Psi_B = \frac{1}{\sqrt{2}} (\Psi_{+1} - \Psi_{-1}) \quad \text{تراز B:}$$

$$E_C = -2K, \quad \Psi_C = \Psi_0 \quad \text{تراز C:}$$

$\psi_{-1}, \psi_0, \psi_{+1}$ توابع I_z بوده و تراگذرهای زیر را نشان می دهد :

$$v_1 = (3 + \eta)K$$

$$v_2 = (3 - \eta)K$$

$$v_3 = 2\eta k$$

که بنوسطرابطه زیر با یکدیگر مربوط می شوند .

$$v_1 = v_2 + v_3 \Rightarrow \frac{2v}{3}(1 + v_2) \eta = 3 - \frac{v_1 - v_2}{v_1 + v_2}$$

اینک با شناخت اصول تشدید چهار قطبی و در تعقیب مطالعات مک انان و دیگران [۳] هامیلتونین کلی را برای وقتی که دو قطبی های مغناطیسی وجود دارند حساب کرده و بینابهای آنها را رسم میکنیم . برای این منظور مقادیرهای مختلف دواسپین را وقتی که گرادیان میدان الکتریکی متقارن نبوده در نظر می گیریم :

میدانیم مانند تشدید مغناطیسی هسته در یک پلی کریستال ، شدت خط تشدید فقط به شدت میدان بافرکانس رادیویی و همچنین به پدیده های استراحت پهنای خط تشدید بستگی پیدا می کند . در واقع دامنه خط تشدید جذبی متناسب با قسمت موهومی "X حساسیت مغناطیسی می باشد [۴] . وقتی دوراز اشباع باشیم می توان نوشت :

$$X = \frac{2N\mu^2 I(I+1) - m(m+1)}{3KT I^2(2I+1)} \cdot \frac{v}{\Delta v}$$

که در آن N تعداد هسته های تشدید در cm^3 است . μ ممان مغناطیسی ، v فرکانس تشدید و Δv پهنای خط است . بنا بر عقیده ل . گیبه [۵] پهنای خط تشدید تحت تاثیر پدیده های مغناطیسی که وابسته به ممان مغناطیسی هسته است و پدیده های الکتریکی که وابسته به تغییر است میدان الکتریکی که هسته ها تحت تاثیر آن قرار می گیرند ، بستگی دارد .

پدیده های الکتریکی علل مختلفی از قبیل وجود ناخالصی در کریستال ، وجود فشارهای مکانیکی یا حرارتی یا وجود گرادیان حرارتی ممکن است داشته باشد که سبب پهن شدن خط تشدید می گردد . حالت اول حالتی است که اهمیت زیادتری از لحاظ ساختمان کریستالی دارد و موضوع مقاله را تشکیل می دهد .

۳- تاثیر پدیده دو قطبی مغناطیسی

در صورتیکه فقط هامیلتونین تاثیر چهار قطبی را در نظر بگیریم ، تراگذرهای تشدید بین تراز های انرژی تکفام میباشند . در واقع زمان حیات ترازها - یا زمان استراحت - می توانند باعث پهن شدن این خط های تشدید گردند منتها اثر شان قابل چشم پوشی است .

سیستمی در نظر بگیریم که دواسپین یکسان روی یک محور داشته باشد و برای سهولت فرض کنیم نامتقارنی میدان صفر باشد . با این ترتیب با در نظر گرفتن تاثیر متقابل دو قطبی $^{14}_N - ^{14}_N$ ، می توان نوشت :

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_{Q_{14}} + \mathcal{H}_{d(14-14)}$$

هامیلتونین چهار قطبی برای یک هسته بصورت زیر نوشته می شود .

$$\mathcal{H}_Q = \frac{e^2 q Q}{4I(2I-1)} \left[3I_2^2 - I(I+1) + \frac{\eta}{2}(I_+^2 - I_-^2) \right]$$

برای دو هسته یکسان ، انرژی ها اضافه می شوند و با $D=0$ داریم

$$\mathcal{H}_Q = \frac{e^2 q Q}{4I(2I-1)} \left[3 I_1^2 + 3 I_2^2 - 2I(I+1) \right]$$

تأثیر متقابل دو قطبی مغناطیسی که نمایشگر انرژی یک دو قطبی در میدان دو قطبی دیگر است بصورت زیر نوشته می‌گردد:

$$W_d = \frac{\mu_1 \cdot \mu_2}{r_{12}^3} - \frac{(\mu_1 \cdot r_{12})(\mu_2 \cdot r_{12})}{r_{12}^5}$$

با توجه باینکه در مکانیک کوانتیک μ_1 و μ_2 اپراتور هستند یعنی:

$$\mu_2 = \gamma_2 \hbar I_2, \text{ و } \mu_1 = \gamma_1 \hbar I_1$$

این عبارت را می‌توان بصورت کلاسیک بسط داد تا اجزاء اپراتورهای اسپین و بردار را که دواسپین را بهم متصل می‌کند، ظاهر گردند:

$$W_d = \frac{\hbar \gamma_1 \gamma_2}{r_{12}^3} \left[\vec{I}_1 \cdot \vec{I}_2 - 3 \frac{(\vec{I}_1 \cdot r_{12})(\vec{I}_2 \cdot r_{12})}{r_{12}^2} \right]$$

که در آن

$$A = I_{21} I_{22} (1 - 3 \cos^2 \theta_{12})$$

$$B = -\frac{1}{4} (I_{-1} I_{+2} + I_{+1} I_{-2}) (1 - 3 \cos^2 \theta_{12})$$

$$C = -\frac{3}{2} (I_{+1} I_{+2} + I_{+2} I_{+1}) \sin \theta_{12} \cos \theta_{12} e^{-i\psi_{12}}$$

$$D = C^* = -\frac{3}{4} (I_{-1} I_{-2} + I_{-2} I_{-1}) \sin \theta_{12} \cos \theta_{12} e^{i\psi_{12}}$$

$$E = -\frac{3}{4} (I_{+1} I_{+2}) \sin^2 \theta_{12} e^{-2i\psi_{12}}$$

A: جمله دیاگنال است که در نمایش I_z که معمولاً در تشدید مغناطیسی هسته ای بکار برده می‌شود و تأثیر میدان حاصل از جزء I_z اسپین I_2 را روی جزء I_z اسپین I_1 بدست میدهد.

B: جمله غیر دیاگنال است و امکان تراگذری "فلیپ - فلاپ" بین دواسپین ترویج شده و نتیجه اثر یک جزء میدان چرخشی تولید شده در جابجائی یک اسپین بوسیله دیگری که مربوط به تراگذرهای $\Delta M = \Delta m_1 + \Delta m_2 = 0$ است، بدست میدهد.

C, D: ترازهای مشخص شده بوسیله $\Delta M = +1$ را بهم مربوط میسازند. تراگذرهای با تبادل انرژی با بیرون باوجود یک هامیلتونین اصلی (مغناطیسی یا چهار قطبی) ممکن می‌شود و این در صورتیست که با زمان تغییر نماید. این جمله ها و دو جمله بعدی در زمان استراحت اسپین - شبکه دخالت میکنند. وقتی تغییر میکند، جزء I_z یک میدان چرخشی عمود بر I_z تولید می‌کند و این وقتی است که $\theta = 0 = \frac{\pi}{2}$ باشد. E, F : ترازهای مشخص شده بوسیله $\Delta M = +2$ است که مربوط به تراگذرهای غیر مستقیم بوسیله جنبش های با فرکانس زاویه ای $2W$ می‌شود که W ضربان لامور حرکت r_{12} در حالت ترویج زمین است.

۴- تأثیر متقابل چهار قطبی با وجود ترویج دو قطبی

دو اسپین I_1 و I_2 مشابه که روی محور ZZ قرار دارند و بنابراین $\theta = 0$ است را در نظر میگیریم. جهت گرادیان

میدان چرخشی با جهت بردار r_{12} اشتباه می‌شود. این دقیقاً حالتی است که بوسیله اسکات و دیگران برای ملکول ازت مطالعه شده است. چون $\theta=0$ پس فقط در هامیلتونین فوق جملات A و B تاثیر متقابل دو قطبی باقی میماند. اگر برای سهولت جمله‌نویسی بنویسیم:

$$\mu_w = -\frac{3l^2 qQ}{4}, w_d = -\frac{hl^2}{r^3}, \epsilon = \frac{wd}{wq}$$

که در اینصورت برای هامیلتونین کلی داریم:

$$\mathcal{H} = I_{21}^2 + I_{22}^2 - \frac{4}{3} - 2\epsilon I_{21} I_{22} + \frac{\epsilon}{2} (I_{-1} I_{+2} + I_{+1} I_{-1})$$

عناصر ماتریس \mathcal{H} را در دستگاه بردارهای زیر میتوان حساب کرد.

$$\begin{aligned} &|1, 1\rangle, -|1, 0\rangle, -|1, -1\rangle, -|0, 0\rangle, -|0, 0\rangle, -|0, 1\rangle, -|-1, 1\rangle \\ &-|-1, 1\rangle, -|-1, 1\rangle, -|-7, 0\rangle, -|-1, -1\rangle \end{aligned}$$

بابت ترتیب قرار دادن آنها زیر ماتریسهائی در ماتریس X بصورت جدول (۱) بدست می‌آوریم. دیاگنالیزه کردن زیر ماتریسها بصورت زیر انجام میپذیرد:

$$\begin{pmatrix} 1 & \epsilon \\ \epsilon & 1 \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} 1+\epsilon & 0 \\ 0 & 1-\epsilon \end{pmatrix}$$

(بردارها عبارتند از $|0, -1\rangle, |0, 0\rangle, |1, 0\rangle, |1, 0\rangle, |1, 0\rangle, |1, 0\rangle$ و برای ماتریس مرکزی محاسبه زیر را یادآوری میکنیم:

$$\begin{pmatrix} 2(1+\epsilon)-\lambda & \epsilon & 0 \\ \epsilon & -\lambda & \epsilon \\ 0 & \epsilon & 2(1+\epsilon)-\lambda \end{pmatrix} = 0$$

که نتیجه آن

$$[2(1+\epsilon)-\lambda][\lambda^2 - 2\lambda(1+\epsilon) - 2\epsilon^2] = 0$$

$$\lambda = 2(1+\epsilon)$$

$$\lambda = 1+\epsilon + \sqrt{(1+\epsilon)^2 + 2\epsilon^2} \sqrt{2} (1+\epsilon)$$

$$\lambda = 1+\epsilon - \sqrt{(1+\epsilon)^2 + 2\epsilon^2} \sqrt{2}$$

میتوان بطور مستقیم یا با در نظر گرفتن تقارن مقادیرهای زیر را بررسی نمود:

$$\Psi = \frac{1}{\sqrt{2}} [|1, -1\rangle - |-1, 1\rangle]$$

$$\Psi^I = \frac{\sqrt{1-n^2}}{2} [|1, -1\rangle + |-1, 1\rangle + n |0, 0\rangle]$$

$$\Psi^{II} = \frac{n}{\sqrt{2}} [|1, -1\rangle + |-1, 1\rangle] - \sqrt{1-n^2} |0, 0\rangle$$

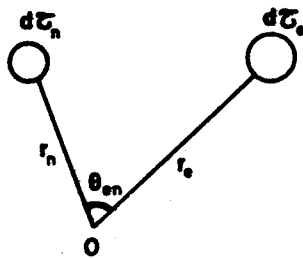
نتیجه دیاگنالیزه کردن ترازها که گروه بندی شده اند در جدول (۲) آورده می‌شوند:

	1,1	1,0	0,1	1,-1	0,0	-1,1	0,-1	-1,0	-1,-1
1,1	$2(1-\epsilon)$								
1,0		1	ϵ						
0,1		ϵ	1						
1,-1				$2(1-\epsilon)$	ϵ	0			
0,0				ϵ	0	ϵ			
-1,1				0	ϵ	$2(1-\epsilon)$			
0,-1							1	ϵ	
-1,0							ϵ	1	
-1,-1									$2(1-\epsilon)$

جدول ۲- ماتریس دیاگنالیزه منتهجه

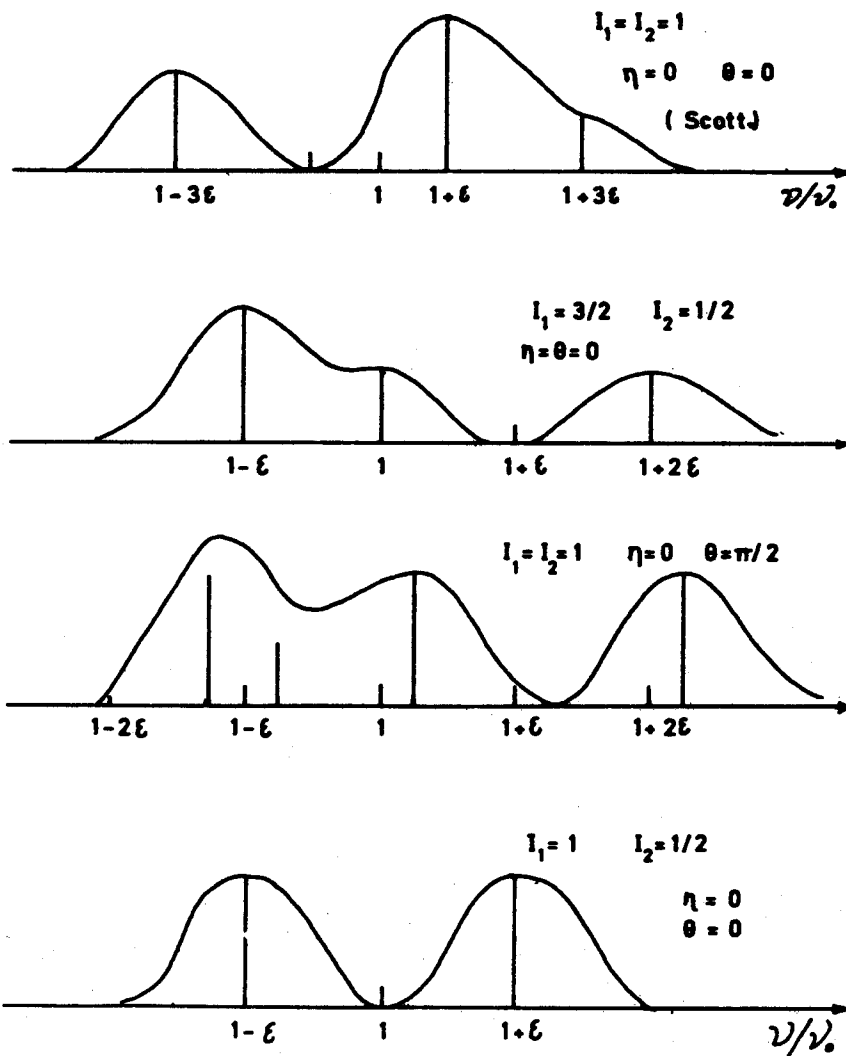
تراگذر	شدت	تراگذر	شدت	شدت کمی	اختلاف انرژی
Ψ_1	$\frac{1-\eta^2}{4}(-1-1) + \frac{\eta^2}{2}(-1-1)$	Ψ_3	$\frac{1-\eta^2}{4}(-1-1) + \frac{\eta^2}{2}(-1-1)$	$1 \sim \eta^2$	-1.0
	$\frac{\eta^2}{4}(-1-1) + \frac{1-\eta^2}{2}(1+1)$		$\frac{\eta^2}{4}(-1-1) + \frac{1-\eta^2}{2}(1+1)$	$2 \sim \eta^2$	1.0
	1/4 - 1/4		1/4 - 1/4	0	1.0
	1/2 + 1/2		1/2 + 1/2	2	1-3.6
Ψ_2		Ψ_6		0	1.3.6
				0	1-0
	1/4 + 1/4		1/4 + 1/4	-1	1.3.6
				0	1-0

جدول ۳- احتمال تراگذرها و اختلاف انرژی مربوطه



شکل ۱- چگونگی تاثیر متقابل بارهای هسته‌ای با بارهای اتمی یا ملکولی

$$\epsilon = \omega_d / \omega_q$$



شکل ۲ - بیناب‌های محاسبه شده که بجز آخری بقیه نامتقارن هستند

جدول (۱): زیر ماتریس های ماتریس

$\Psi_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} (1,0\rangle + 0,1\rangle), \Psi_3 = \frac{1}{\sqrt{2}} (- 1,0\rangle + 0,-1\rangle)$	1+ε
$\Psi_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} (1,0\rangle - 0,1\rangle), \Psi_4 = \frac{1}{\sqrt{2}} (-1,0\rangle + 0,-1\rangle)$	1+ε
$\Psi_5 = \sqrt{\frac{1-n^2}{2}} (1,-1\rangle + -1,1\rangle) + n 0,0\rangle$	2(1+ε)
$\Psi_2 = \frac{-n}{\sqrt{2}} (1,-1\rangle + -1,1\rangle) - \sqrt{1-n^2} 0,0\rangle$	0 1+ε
$\Psi_6 = \frac{1}{\sqrt{2}} (1,-1\rangle - -1,1\rangle)$	2(1+ε)
$\Psi_7 = 1,1\rangle, \Psi_8 = -1,-1\rangle$	2(1+ε)

در جدول (۲) نتایج دیگالیزه کردن نشان داده شد. محاسبه احتمال تراگذر های بین این ترازها و همچنین اختلاف انرژی مربوطه در جدول (۳) آورده می شود [۶].

در شکل (۱) چگونگی نامتقارنی بیناب نموده شده است. محاسبه را برای سه حالت ساده دیگر انجام داده ایم که در آنها دو اسپین با پارامتر نامتقارنی $D=0$ چنانچه از شکل (۱) پیدا است دوبینابی که در زیر بیناب اولی قرار دارند نیز نامتقارن هستند در صورتیکه بیناب آخری دارای ساختمان متقارن می باشد.

۵- نتیجه گیری

باتوجه به ویژه گیهای خط های تشدید چهار قطبی و تاثیر پدیده های مغناطیسی روی آن، تاثیر دو قطبی های مغناطیس را روی تشدید چهار قطبی برای حالت های دو اسپین I_2, I_1 با D و θ مختلف مطالعه و محاسبه نموده ایم. ترازهای انرژی و احتمال تراگذری بین این ترازها در جدول های (۱) تا (۳) داده شده اند و بینابهای مربوطه نیز در شکل (۳) نموده شده است. در محاسبات و حالات انتخاب شده حالت (۱) که مربوط به محاسبات اسکات و دیگران است برای ازت جامد می باشد. حالت های بعدی آنهاست که ما محاسبه نموده و دو حالت نامتقارن و یک حالت متقارن بدست آورده ایم.

فهرست منابع

- [1] CHAHBAZI, M., GOURDJI, M. et GUIBE, L, 2ed International symposium on Nuclear Quadrupole Resonance Spectroscopy, Sep. 1973, Viareggio, Italie.
- [2] Colligiani, A., Ambrosetti, R. and Salvetti, F. J. Chem. Phys. 60, 1871, 1974
- [3] Mc Ennan M.M., Brookeman, J.R., Caneda, D.C. and Scott, T.A., Phys. Letters 31A, 404, 1970.
- [4] Andrew, E.R., "Nuclear Magnetic Resonance" Cambridge at the University Press, 1958.

[5] These D'Etat, Universite de Paris, 1962 GUIBE, L.

[6] THESE 3eme CYCLE, UNIVERSITE DE PARISXI, CHAHBAZI M. 1973.

THEORETICAL STUDY OF MAGNETIC
DIPOLES ON NUCLEAR QUADRUPOLE
RESONANCE

By: M. SHAHBAZI

Institute of Nuclear Science and Technology

Tehran University

Abstract

Theoretical investigations on the characteristics of the Nuclear Quadrupole Resonance and the influence of the magnetic effect on it have been carried out. The magnetic dipole effect on the Quadrupole resonance for the two spins I_1 and I_2 with different values of η and θ has been studied. The energy levels and their transition probabilities are presented with their corresponding spectra. The first case presented has an asymmetrical spectrum and the results are the same as those obtained by Scott et al. The other three cases are the results of our work. The first two of these cases are asymmetrical while the last is a symmetrical spectrum.