



## وابستگی خواص ماده هسته ای در نقطه اشباع به میدان مغناطیسی

رضایی، زینب - بردبار، غلامحسین

دانشگاه شیراز، دانشکده علوم، بخش فیزیک و رصدخانه ابوریحان بیرونی

### چکیده:

در این مقاله به بررسی ویژگی های ماده هسته ای تحت تاثیر میدان مغناطیسی قوی می پردازیم. با بهره گیری از پتانسیل هسته ای  $AV_{18}$  و روش وردشی پایین ترین مرتبه مقید، انرژی ماده هسته ای مغناطیده محاسبه می گردد. سپس با استفاده از انرژی سیستم، چگالی اشباع، انرژی اشباع، مغناطش ماده هسته ای در نقطه اشباع و نیز پذیرفتاری مغناطیسی و تراکم ناپذیری آن در نقطه اشباع بررسی می گردند.

کلمات کلیدی: ماده هسته ای-خواص اشباع-میدان مغناطیسی

## Magnetic field dependency of nuclear matter properties at saturation point

Rezaei, Zeinab - Bordbar, Gholam Hossein

Shiraz University, College of Sciences, Department of Physics and Biruni Observatory

### Abstract:

*In this paper we investigate the properties of nuclear matter in the presence of strong magnetic field. Using  $AV_{18}$  nuclear potential and the lowest order constraint variational method, the energy of magnetized nuclear matter is calculated. Moreover, applying the energy of system, the saturation density, the saturation energy, the nuclear matter magnetization at the saturation point, and also the magnetic susceptibility and the incompressibility at the saturation point are explored.*

**Key words:** nuclear matter- saturation properties- magnetic field



## مقدمه :

ماده هسته‌ای با برهمکنش قوی در حضور میدان مغناطیسی قوی در آزمایشهای برخورد یونهای سنگین شکل می‌گیرد [1]. در این آزمایشها که تا انرژی 10 GeV انجام می‌پذیرد ماده هسته‌ای تا چگالی بالا فشرده می‌گردد [2]. علاوه بر آن میدانهای مغناطیسی بسیار قوی در این برخوردها ایجاد می‌شود [3 و 4]. میدان مغناطیسی قوی خواص ماده هسته‌ای را تحت تاثیر خود قرار می‌دهد. با استفاده از نظریه نسبیتی هارتری نشان داده شده است که میدان مغناطیسی قوی منجر به مقید شدن بیشتر ماده هسته‌ای شده و معادله حالت آن را نرمتر می‌کند [5]. همچنین نتایج بیانگر آن است که چگالی اشباع ماده هسته‌ای با افزایش میدان مغناطیسی بیشتر می‌گردد. محاسبات انجام شده در مدل‌های تبدلی موثر باریون-مزون در حضور میدان مغناطیسی نیز موید آن هستند که با افزایش میدان مغناطیسی، چگالی اشباع ماده هسته‌ای افزایش می‌یابد [6]. این محاسبات تایید می‌نمایند که در اثر میدان مغناطیسی، تقید سیستم کاهش یافته ولی تراکم ناپذیری آن افزایش می‌یابد. با استفاده از مدل اسکایرم غیرنسبیتی در روش هارتری-فوک، معادله حالت ماده هسته‌ای مغناطیده محاسبه شده است [7]. در تحقیق حاضر، ویژگی‌های ماده هسته‌ای سرد مغناطیده در نقطه اشباع را با استفاده از روش وردشی پایین‌ترین مرتبه مقید و پتانسیل هسته‌ای AV18 استخراج می‌کنیم.

## انرژی ماده هسته‌ای مغناطیده در روش وردشی پایین‌ترین مرتبه مقید:

یک سیستم همگن از ماده هسته‌ای متقارن سرد در حضور میدان مغناطیسی در راستای Z را در نظر می‌گیریم. چگالی نوکلئونهای با اسپین بالا و پایین و نیز چگالی کل به ترتیب با  $\rho^{(+)}$ ،  $\rho^{(-)}$  و  $\rho$  نشان داده می‌شوند. پارامتر قطبش اسپینی نیز به صورت زیر تعریف می‌شود،

$$\delta = \frac{\rho^{(+)} - \rho^{(-)}}{\rho}. \quad (1)$$



در روش مذکور ابتدا یک تابع موج آزمایشی به صورت  $\psi = F\phi$  در نظر می‌گیریم که  $\phi$  تابع موج حالت پایه غیر برهمکنشی نوکلئونها و  $F$  تابع همبستگی بس ذره ای است. با استفاده از تقریب جاسترو، این تابع همبستگی به صورت زیر برحسب عملگر متقارن کننده و توابع همبستگی دو ذره ای نوشته می‌شود،

$$F = S \prod_{i > j} f(ij). \quad (2)$$

در مرحله بعد، بسط خوشه ای تابعی انرژی را تا جمله دوجسمی در نظر می‌گیریم،

$$E(\psi) = \frac{1}{A} \frac{\langle \psi | H | \psi \rangle}{\langle \psi | \psi \rangle} = E_1^P + E_1^n + E_2, \quad (3)$$

که در آن  $E_1^P$ ،  $E_1^n$  و  $E_2$  به ترتیب انرژی تک جسمی پروتون، انرژی تک جسمی نوترون و انرژی دوجسمی ماده هسته ای است. انرژی تک جسمی پروتون در حضور میدان مغناطیسی  $B$  عبارت است از

(۴)

$$E_1^P = \frac{eB}{\pi\hbar c \rho} \sum_{i=+,-} \sum_{j(i)=0}^{j_{\max}^{(i)}} \left( \frac{1}{6} \frac{\hbar^2 k_F^{p(i)2}}{2m} + \frac{e\hbar B}{2mc} \left( j^{(i)} + \frac{1}{2} \right) - \lambda_i \mu_p B \right) k_F^{p(i)}.$$

در رابطه فوق  $j^{(i)}$ ، اعداد صحیح معرف ترازهای لاندا برای پروتونی با اسپین  $i$ ،  $j_{\max}^{(i)}$  شماره تراز آخر لاندا،  $k_F^{p(i)}$  تکانه فرمی پروتون،  $\lambda_{\pm} = \pm 1$  و  $\mu_p$  گشتاور مغناطیسی پروتون است. همچنین  $e$  و  $c$  به ترتیب بار پروتون و سرعت نور هستند و  $k_F^{p(i)}$  و  $j_{\max}^{(i)}$  با چگالی پروتون به صورت زیر در ارتباط هستند،

$$\rho_p = \frac{eB}{\pi\hbar c} \sum_{i=+,-} \sum_{j(i)=0}^{j_{\max}^{(i)}} k_F^{p(i)}. \quad (5)$$

دو جمله اول در انرژی تک جسمی پروتون مربوط به جفت شدن بار پروتون با میدان مغناطیسی و جمله آخر نشان دهنده برهمکنش میدان مغناطیسی با گشتاور مغناطیسی پروتون می‌باشد. انرژی تک جسمی نوترون نیز به صورت زیر بیان می‌گردد



$$E_1^n = \frac{1}{6\pi^2 \rho} \sum_{i=+,-} \left( \frac{3}{5} \frac{\hbar^2 k_F^{n(i)2}}{2m} - \lambda_i \mu_n B \right) k_F^{n(i)3}, \quad (6)$$

که در آن  $\mu_n$  گشتاور مغناطیسی نوترون و  $k_F^{n(i)}$  تکانه فرمی نوترون است و از طریق رابطه زیر به چگالی نوترون مربوط است،

$$\rho_n = \frac{1}{6\pi^2} \sum_{i=+,-} k_F^{n(i)3}. \quad (7)$$

جمله اول در انرژی تک جسمی نوترون معرف انرژی جنبشی نوترونها و جمله دوم، برهمکنش میدان مغناطیسی با گشتاور مغناطیسی نوترون است. همچنین انرژی دوجسمی ماده هسته ای در رابطه (۳) به صورت زیر داده می شود،

$$E_2 = \frac{1}{2A} \sum_{ij} \langle ij | v(12) | ij - ji \rangle, \quad (8)$$

که در آن

$$v(12) = -\frac{\hbar^2}{2m} [f(12), [\nabla_{12}^2, f(12)]] + f(12)V(12)f(12).$$

در روابط بالا  $f(12)$  و  $V(12)$  توابع همبستگی دو ذره ای و پتانسیل هسته ای است. در روش وردشی پایین ترین مرتبه مفید، تابع  $f(12)$  به صورت  $f(12) = \sum_{k=1}^3 f^{(k)}(r_{12})P_{12}^{(k)}$  در نظر گرفته می شود که شکل  $P_{12}^{(k)}$  در مرجع [8 و 9] داده شده است. با استفاده از توابع همبستگی دو ذره ای مذکور و پتانسیل هسته ای AV18 [10]، انرژی دوجسمی به دست می آید. پس از آن، انرژی دوجسمی را نسبت به وردش توابع همبستگی دو ذره ای تحت قید بهنجارش  $\frac{1}{A} \sum_{ij} \langle ij | h_{S_e}^2 - f^2(12) | ij \rangle_a = 0$  [11]، کمینه می نماییم. نتیجه این وردش، معادلات دیفرانسیلی است که با حل آنها، توابع همبستگی و انرژی دوجسمی حاصل می گردند. با بهره گیری از انرژی حاصل در چگالی های مختلف ماده هسته ای، خواص این سیستم در نقطه اشباع قابل حصول است که در ادامه به بررسی آنها می پردازیم.

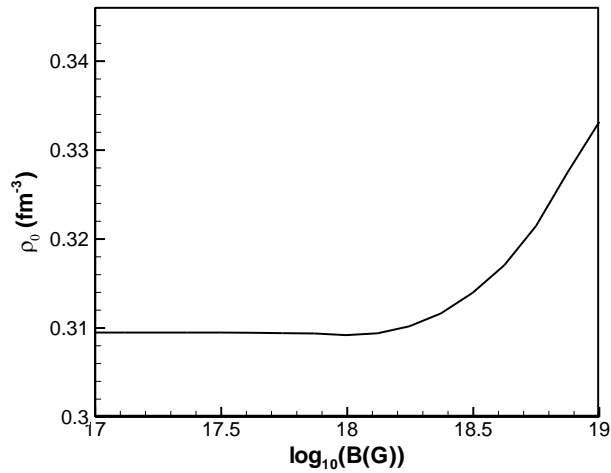


## نتایج :

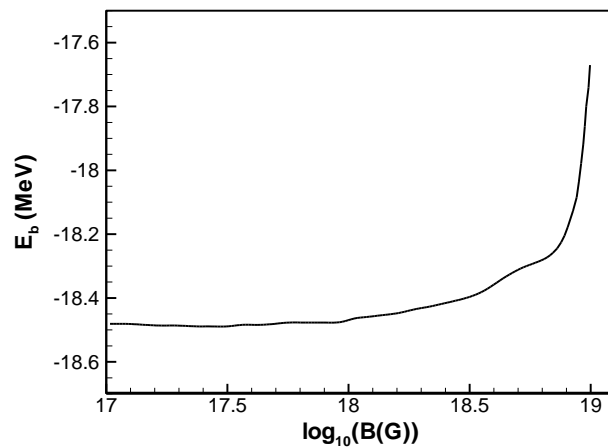
شکل ۱ چگالی اشباع ماده هسته ای را برحسب میدان مغناطیسی نمایش می دهد. در غیاب میدان، مقدار این کمیت  $0.310 \text{ fm}^{-3}$  به دست می آید. با افزایش میدان مغناطیسی تا  $3 \times 10^{17} \text{ G}$ ، چگالی اشباع کاهش یافته و به مقدار  $0.309 \text{ fm}^{-3}$  می رسد. اما بعد از آن، افزایش میدان مغناطیسی سبب بیشتر شدن چگالی اشباع می گردد. شکل ۲ انرژی اشباع ماده هسته ای را به صورت تابعی از میدان مغناطیسی نشان می دهد. در غیاب میدان، مقدار انرژی اشباع برابر با  $-18.46 \text{ MeV}$  است. با افزایش میدان مغناطیسی تا  $3 \times 10^{17} \text{ G}$ ، انرژی اشباع کاهش یافته و به  $-18.48 \text{ MeV}$  می رسد. پس از آن، افزایش میدان مغناطیسی منجر به رشد انرژی اشباع می شود. شکل ۲ بیانگر آن است که در میدان  $8 \times 10^{18} \text{ G}$ ، انرژی اشباع افزایش زیادی دارد. افزایش انرژی اشباع با میدان تایید می کند که در حضور میدان مغناطیسی، تقید ماده هسته ای کمتر می گردد. این در حالی است که با بیشترین میدان مغناطیسی در نظر گرفته شده در این کار، ماده هسته ای مقید می ماند. شکل ۳ نیز مغناطش ماده هسته ای در نقطه اشباع را ارائه می دهد. با افزایش میدان، بزرگی این کمیت رشد می یابد. پذیرفتاری مغناطیسی ماده هسته ای در نقطه اشباع با رابطه

$$\chi(B) = \left( \frac{\partial M(\rho, B)}{\partial B} \right) \rho_0 \quad (9)$$

داده می شود که در آن  $M$  مغناطش سیستم است. شکل ۴ این کمیت را برحسب میدان مغناطیسی نمایش می دهد. با افزایش میدان مغناطیسی، پذیرفتاری مغناطیسی ماده هسته ای در نقطه اشباع افزایش می یابد. پذیرفتاری مغناطیسی منفی ضعیف ماده هسته ای، دلالت بر خواص دیامغناطیسی القا شده توسط میدان دارد. اثر دیامغناطش لاندای بر پذیرفتاری مغناطیسی، در میدانهای مغناطیسی پایین مهمتر می باشد. در میدانهای مغناطیسی قوی، پذیرفتاری مغناطیسی به سمت صفر میل می کند.



شکل شماره (۱) - چگالی اشباع ماده هسته ای بر حسب میدان مغناطیسی



شکل شماره (۲) - انرژی اشباع ماده هسته ای بر حسب میدان مغناطیسی

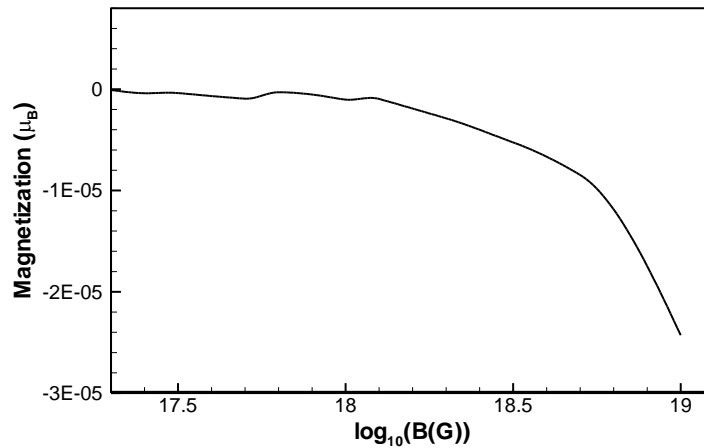
تراکم ناپذیری ماده هسته ای در نقطه اشباع در حضور میدان مغناطیسی که نشان دهنده سختی معادله حالت می باشد از رابطه زیر بدست می آید،

$$K(B) = 9\rho_0^2(B) \left( \frac{\partial^2 E(\rho, B)}{\partial \rho^2} \right)_{\rho_0} \quad (10)$$

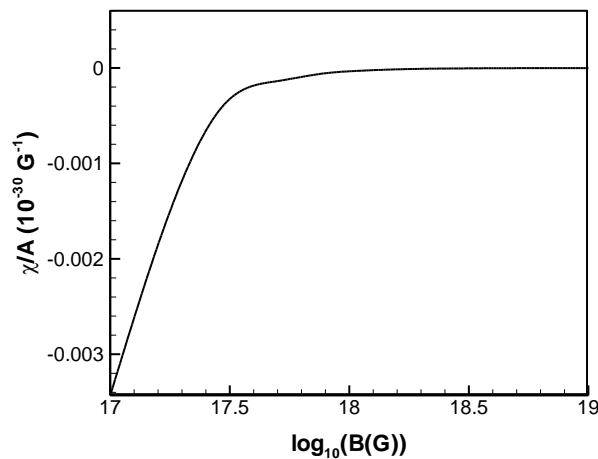
شکل ۵ وابستگی کمیت فوق را به میدان مغناطیسی ارائه می دهد. در غیاب میدان، این کمیت برابر با 302 MeV است. در میدانهای مغناطیسی کمتر، تراکم ناپذیری با افزایش میدان مغناطیسی کاهش می یابد. این



اثر، نشان دهنده نرم شدن معادله حالت در میدانهای مغناطیسی کم است. در میدانهای قوی تر، افزایش میدان مغناطیسی باعث بیشتر شدن تراکم ناپذیری شده و معادله حالت را سختتر می نماید. در این سیستم کوانتس لاندان منجر به نرم شدن معادله حالت و مغناطش ماده هسته ای سبب سختی آن می گردد.



شکل شماره (۳) - مغناطش ماده هسته ای در نقطه اشباع بر حسب میدان مغناطیسی

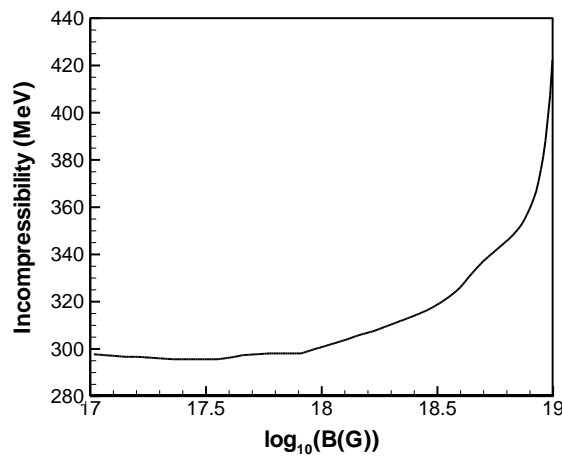


شکل شماره (۴) - پذیرفتاری مغناطیسی ماده هسته ای در نقطه اشباع بر حسب میدان مغناطیسی



### نتیجه گیری:

در این بررسی تاثیر میدان مغناطیسی بر خواص اشباع ماده هسته ای را با استفاده از پتانسیل هسته ای  $AV_{18}$  و روش وردشی پایین ترین مرتبه مقید مورد بررسی قرار دادیم. در میدانهای قوی، چگالی اشباع ماده هسته ای با افزایش میدان مغناطیسی بیشتر می گردد. همچنین با افزایش میدان، انرژی اشباع نیز بیشتر می شود و



### شکل شماره (۵) - تراکم ناپذیری ماده هسته ای در نقطه اشباع بر حسب میدان مغناطیسی

تقید ماده هسته ای کاهش پیدا می کند. پذیرفتاری مغناطیسی ماده هسته ای در نقطه اشباع نشان می دهد که در میدانهای مغناطیسی کمتر، ماده هسته ای دارای خاصیت دیامغناطیسی است. نتایج حاضر موید آن است که در میدانهای مغناطیسی پایینتر در اثر کوانتس لاندای معادله حالت سیستم نرمتر و در میدانهای مغناطیسی قویتر در اثر مغناطس ماده هسته ای، معادله حالت سختتر می گردد.

### مراجع :

- [1] N. Hermann, J.P. Wessels, T. Wienold, Collective flow in heavy-ion collisions, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 49, 581 (1999) and references therein.
- [2] P. Danielewicz, R. Lacey, W.G. Lynch, Determination of the equation of state of dense matter, Science 298, 1592 (2002).





- [3] D.E. Kharzeev, L.D. McLerran, H.J. Warringa, The effects of topological charge change in heavy ion collisions: "Event by event P and CP violation", Nucl. Phys. A 803, 227 (2008).
- [4] A. Bzdak, V. Koch, J. Liao, Charge-dependent correlations in relativistic heavy ion collisions and the chiral magnetic effect, Lect. Notes Phys. 871, 503 (2013).
- [5] S. Chakrabarty, D. Bandyopadhyay, S. Pal, Dense nuclear matter in a strong magnetic field, Phys. Rev. Lett. 78, 2898 (1997).
- [6] J.P.W. Diener, F.G. Scholtz, Saturated symmetric nuclear matter in strong magnetic fields, Phys. Rev. C 87, 065805 (2013).
- [7] R. Aguirre, E. Bauer, Coexistence of phases in asymmetric nuclear matter under strong magnetic fields, J. Phys. G 42, 105101 (2015).
- [8] G.H. Bordbar, Z. Rezaei, A. Montakhab, Investigation of the field-induced ferromagnetic phase transition in spin-polarized neutron matter: A lowest order constrained variational approach, Phys. Rev. C 83, 044310 (2011).
- [9] G.H. Bordbar, Z. Rezaei, Magnetized hot neutron matter: lowest order constrained variational calculations, Phys. Lett. B 718, 1125 (2013).
- [10] R.B. Wiringa, V.G.J. Stoks, R. Schiavilla, Accurate nucleon-nucleon potential with charge-independence breaking, Phys. Rev. C 51, 38 (1995).
- [11] G.H. Bordbar, M. Modarres, Lowest order constrained variational calculation for asymmetrical nuclear matter with the new Argonne potential, Phys. Rev. C 57, 714 (1998).