

## انرژی اشباع و چگالی اشباع ماده هسته ای نامتقارن در یک مدل نیمه کلاسیکی

صادق محمدپور لیما

دانشگاه آزاد اسلامی واحد چالوس - گروه فیزیک

### چکیده:

خواص اشباع ماده هسته ای نامتقارن گرم وابسته به آیزواسپین در چارچوب تقریب توماس - فرمی با استفاده از برهم کنش موثر نوکلئون - نوکلئون مایرز و سوییتسکی در یک روش جدید، مورد بررسی قرار گرفته است. اثر دما روی معادله حالت، آنترویی، انرژی بستگی و سایر کمیت‌های ترمودینامیکی بحث شده است. همچنین دمای بحرانی، فشار بحرانی انتقال فاز مایع - گاز بر حسب پارامتر  $\delta$  محاسبه شده است. نتایج محاسبات با سایر نتایج نظری در توافق خوبی است.

واژه های کلیدی: ماده هسته ای نامتقارن، مدل توماس فرمی، انرژی اشباع

### ۱. مقدمه

تعیین معادله حالت (EOS) ماده هسته ای نامتقارن چگال و گرم یکی از موضوعات بسیار مهم و جالب در حیطه اختر فیزیک می باشد [۲،۱]. چنین ماده هسته ای گرم و چگال در برخوردهای یون - سنگین نسبیتی [۳]، رمبش ستاره ها، انفجارات ابرنواخترها، ستاره های نوترونی و غیره تولید می شود [۴]. خواص ماده هسته ای نامتقارن گرم و چگال در مدل های نسبیتی و غیرنسبیتی از قبیل روش خودسازگار دیراک - بروکتر - هارتری - فوک [۵]، روش های وردشی [۶]، مدل میدان متوسط نسبیتی [۷]، برهم کنش پدیده شناختی اسکرم [۸] و فرمالیسم تابع گرین [۹] مورد بررسی قرار گرفته است و کمتر از یک مدل ماکروسکوپی، برای تعیین خواص چنین ماده نوکلئونی برانگیخته استفاده شده است. یکی از روش های ماکروسکوپی برای محاسبه خواص ترمودینامیکی و خواص اشباع ماده هسته ای نامتقارن روش جدید توماس - فرمی مایرز و سوییتسکی در دمای متناهی می باشد که یک روش نیمه کلاسیکی است. نخست این مدل را برای یک سیستم هسته ای در دمای صفر فرمول بندی می کنیم و آنرا به ماده هسته ای نامتقارن در دمای متناهی توسعه می دهیم.

### ۲. مدل توماس - فرمی در $T = 0$

پتانسیل برهم کنشی پیچیده این سیستم بس ذره ای در تقریب توماس فرمی با پتانسیل ثابت  $V_0$  تقریب

زده می شود در این صورت این سیستم هسته ای را می توان به صورت یک گاز تبهگن از فرمیونها در نظر گرفت و اندرکنش پیچیده بین ذرات را می توان به صورت یک پتانسیل خارجی تحت عنوان پتانسیل موثر وارد فرمول بندی مسئله نمود. شکل پتانسیل موثری که در این مدل استفاده می کنیم به صورت زیر می باشد:

$$V_{12\tau} = -\frac{2T_{F,\tau}}{\rho_0} f\left(\frac{r_{12}}{a}\right) \left\{ \frac{1}{2}(1 \mp \xi) \alpha - \frac{1}{2}(1 \mp \zeta) \left[ \beta \left(\frac{p_{12}}{p_F}\right)^2 - \gamma \left(\frac{p_{12}}{p_F}\right)^{-1} + \sigma \left(\frac{2\rho}{\rho_0}\right)^{\frac{2}{3}} \right] \right\} \quad (1)$$

که در آن  $\bar{\rho}^{\frac{2}{3}} = \frac{1}{2}(\rho_1^{\frac{2}{3}} + \rho_2^{\frac{2}{3}})$  و  $\rho_1$  و  $\rho_2$  بترتیب چگالیهای پروتون و نوترون در نقاط  $r_1$  و  $r_2$  هستند،

$$\rho_0 = \left(\frac{4\pi}{3} r_0^3\right)^{-1} \text{ چگالی اشباع ماده هسته ای، } T_F = \frac{p_F^2}{2m} \text{ و } T_{F,\tau} = \frac{p_{F,\tau}^2}{2m_\tau} \text{ انرژی فرمی و}$$

تکانه فرمی هستند که  $\bar{m} = \frac{1}{2}(m_n + m_p)$  عاملهای  $\frac{1}{2}(1 \mp \xi)$ ،  $\frac{1}{2}(1 \mp \zeta)$  در رابطه فوق به معنی تمایز برهم کنش بین ذرات یکسان و غیر یکسان است. برای وابستگی فضایی برهم کنش فوق از نیروی یوکاوا  $f\left(\frac{r_{12}}{a}\right) = \frac{1}{4\pi a^3} \frac{\exp(-\frac{r_{12}}{a})}{\frac{r_{12}}{a}}$  استفاده می کنیم که  $r_{12}$  فاصله بین ذرات و  $a = 0.59542 \text{ fm}$  برد موثر یوکاوا می باشد. پارامترهای قابل تنظیم برهم کنش فوق به صورت  $\alpha = 3.60928$ ،  $\zeta = 0.59778$ ،  $\xi = 0.44003$

$$\gamma_{1,u} = \frac{1}{2}(1 \pm \zeta) \gamma \quad \beta_{1,u} = \frac{1}{2}(1 \pm \zeta) \beta \quad \alpha_{1,u} = \frac{1}{2}(1 \pm \xi) \alpha \quad \sigma = 1.33677 \quad \gamma = 0.21329 \quad \beta = 0.37597$$

$$\sigma_{1,u} = \frac{1}{2}(1 \pm \zeta) \sigma \text{ می باشند [۱۱ و ۱۰].}$$

### ۳. مدل توماس - فرمی برای ماده هسته ای نامتقارن گرم و چگال

اکنون می خواهیم اثرات دما را روی معادله حالت ماده هسته ای نامتقارن مورد بررسی قرار دهیم این محاسبات بطور دقیق از محاسبات معادله حالت ماده هسته ای نامتقارن در دمای صفر تبعیت می کند به استثنای این که ما باید تابع توزیع فرمی - دیراک  $f_\tau(p_1) = (1 + \exp(\frac{1}{T}(\mathcal{E}_\tau(p_1) - \mu_\tau)))^{-1}$  با  $\beta = \frac{1}{KT}$  را بجای تابع پله ای  $\Theta(k_F - |k|)$  در حالت  $T = 0 \text{ MeV}$  و دما  $T$  و  $K \equiv 1$  ثابت بولتزمن می باشد) مورد استفاده قرار می دهیم که  $\mu$  پتانسیل شیمیایی و

$$\mathcal{E}_\tau(p_1) = \frac{p_1^2}{2m_\tau} + V_\tau(p_1) \quad (2)$$

انرژی کل تک ذره (انرژی جنبشی و پتانسیل) در دما و چگالی داده شده می باشند ( $\tau$  نشاندهنده آیزواسپین می باشد) چگالی ماده هسته ای،  $\rho$ ، بوسیله رابطه زیر داده می شود:

$$\rho = \frac{2}{h^3} \sum_\tau \int_{-\infty}^{+\infty} d^3 p_1 f_\tau(p_1) \quad (3)$$

انرژی بستگی بر نوکلئون این سیستم ماده هسته ای نامتقارن به صورت زیر محاسبه می شود:

$$u = \frac{E}{A} = \frac{2}{\rho h^3} \sum_{\tau} \int_{-\infty}^{+\infty} d^3 p_1 \left( \frac{p_1^2}{2m_{\tau}} + \frac{1}{2} V_{\tau}(p_1) \right) f_{\tau}(p_1) \quad (4)$$

و وابستگی دمایی پتانسیل تک ذره به صورت زیر داده می شود:

$$V(p_1) = -\frac{2}{h^3} \frac{2}{\rho_0} \times [T_{F,\tau} \int_{\tau} d^3 p_2 (\alpha_l - \beta_l (\frac{p_{12}}{p_F})^2 + \gamma_l \frac{p_F}{|p_{12}|} - \sigma_l (\frac{2\rho}{\rho_0})^{\frac{2}{3}}) f_{\tau}(p_2) \quad (5)$$

$$T_F \int_{-\tau} d^3 p_2 (\alpha_u - \beta_u (\frac{p_{12}}{p_F})^2 + \gamma_u \frac{p_F}{|p_{12}|} - \sigma_u (\frac{2\rho}{\rho_0})^{\frac{2}{3}}) f_{-\tau}(p_2)]$$

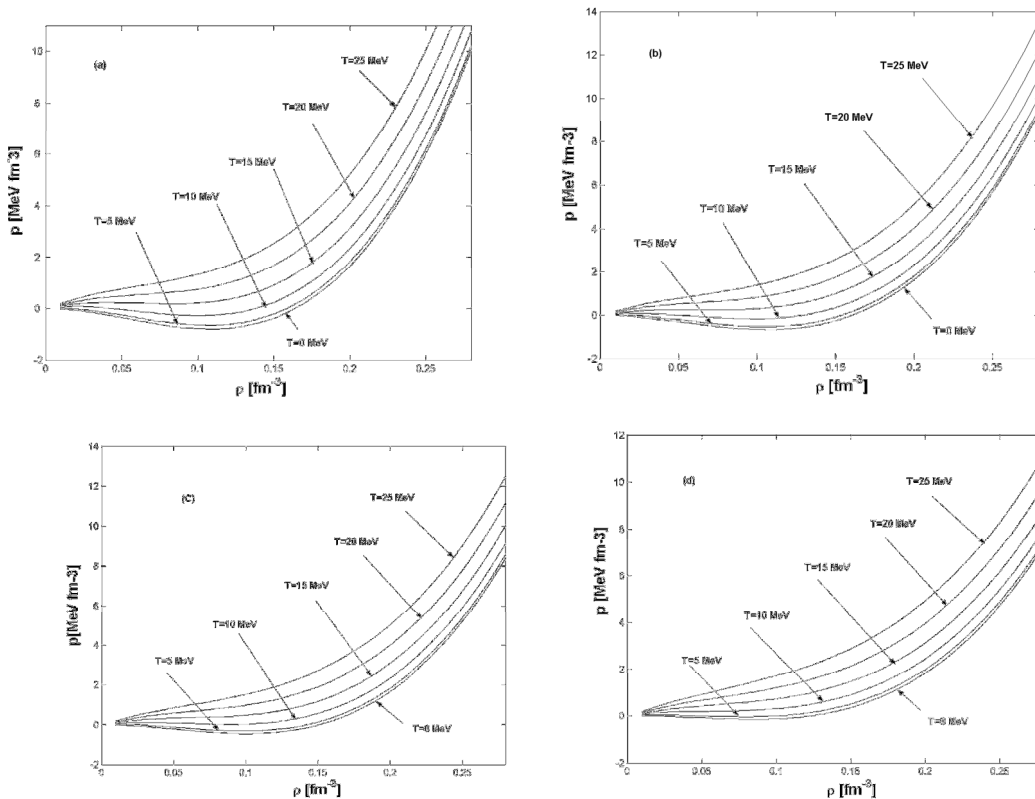
در این روش به جای استفاده از انرژی تک ذره ای (۲)، که شامل انرژی پتانسیل است، طبق نظریه لاندائو، تاثیرات انرژی پتانسیل را در جرم متوسط نوکلئونها وارد می نماییم. بنابراین انرژی های تک ذره  $\mathcal{E}_{\tau}(p_1)$  را در جملاتی از جرم موثر  $m^*$  به صورت  $\mathcal{E}_{\tau}(p_1, T, \rho) = \frac{p_1^2}{2m^*(T, \rho)}$  می نویسیم. این جرم موثر طوری تعیین می شود که انرژی آزاد هلمهولتز بر نوکلئون، برای این سیستم کمینه شود. تغییرات  $m^*$  نیز در بازه  $0 \leq \frac{m^*}{m} \leq 1$  است که در آن  $m = \bar{m}$  متوسط جرم پروتون و نوترون می باشد. انرژی آزاد هلمهولتز بر نوکلئون  $f$  و آنتروپی بر نوکلئون به صورت زیر محاسبه می شوند:

$$f = u - Ts \quad (6)$$

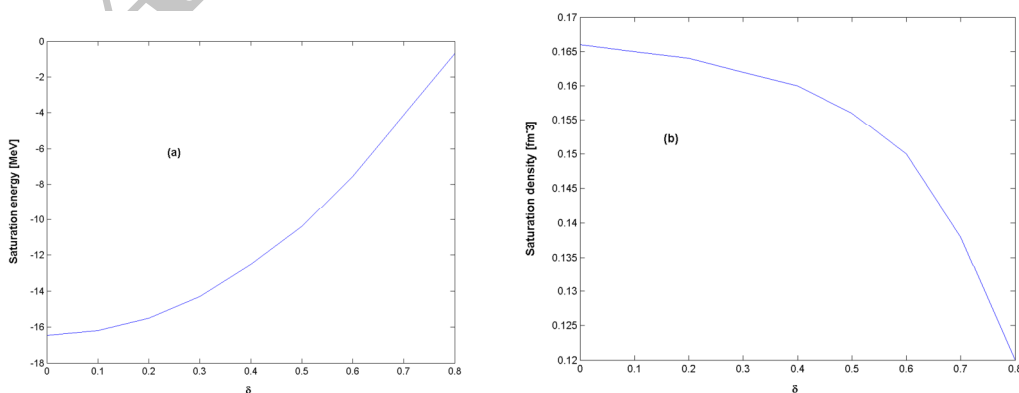
$$s = -\frac{2}{\rho h^3} \sum_{\tau} \int_{-\infty}^{+\infty} d^3 p_1 [f_{\tau}(p_1) \ln f_{\tau}(p_1) + (1 - f_{\tau}(p_1)) \ln(1 - f_{\tau}(p_1))] \quad (7)$$

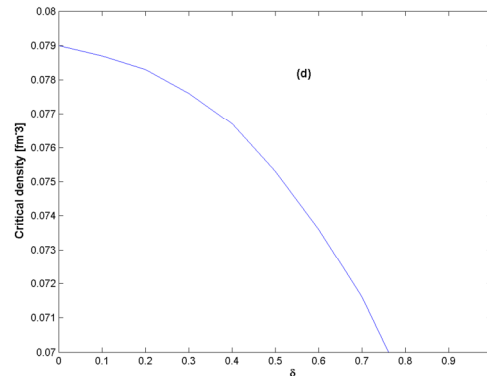
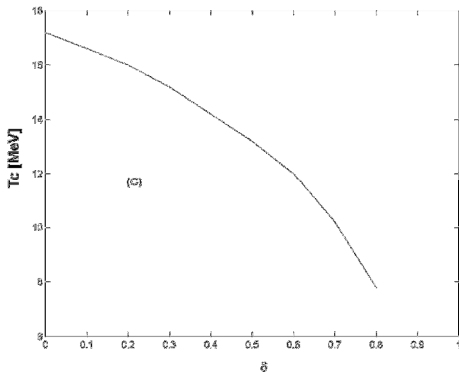
جرمی را که به ازای آن جرم انرژی آزاد هلمهولتز بر نوکلئون کمینه شده است را به عنوان جرم موثر تعریف می کنیم و انرژی بستگی بر نوکلئون، آنتروپی بر نوکلئون و دیگر کمیت های ترمودینامیکی را می توان برای همان دم، چگالی و جرم موثر بدست آورد. از انرژی آزاد محاسبه شده می توان فشار همدمای  $P(T, \rho, m^*) = \rho^2 \frac{\partial f(T, \rho, m^*)}{\partial \rho} \Big|_{\rho=\rho_0}$  را بدست آورد. نتایج حاصل از این روش با نتایج محاسبه شده در مراجع [۱۶-۱۲] و نتایج نظری دیگر در توافق است.

۴- نتایج:

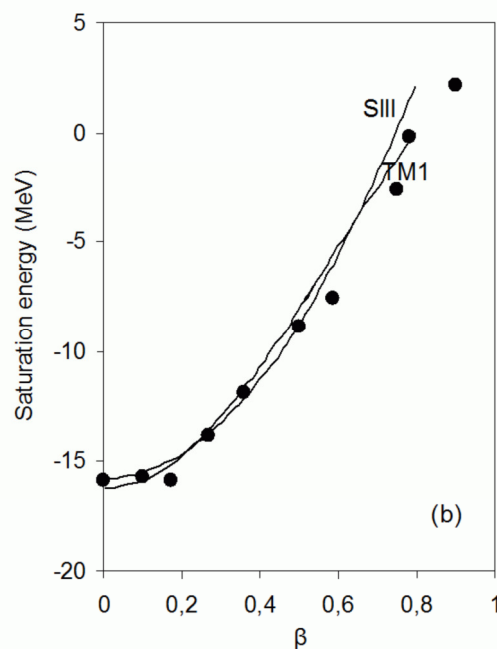
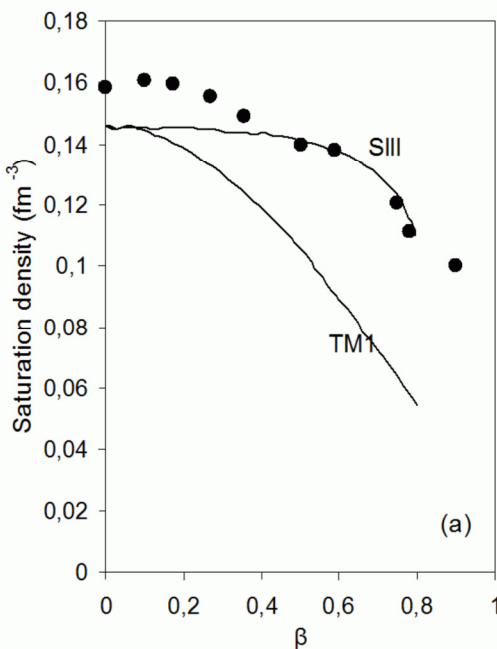


شکل (۱): فشار ماده هسته ای نامتقارن بر حسب چگالی در دماهای مختلف برای مقادیر مختلف  $\delta$  رسم شده است.  $\delta=0.2$  (a),  $\delta=0.4$  (b),  $\delta=0.6$  (c),  $\delta=0.8$  (d). از این شکل مشاهده می شود که فشار برای همه مقادیر  $\delta \leq 0.8$  بطور یکنواخت افزایش می یابد. جاییکه که فشار بر حسب چگالی کاهش می یابد یک ناپایداری مکانیکی را نشان می دهد. برای مقادیر بزرگتر  $\delta$  از جمله برای ماده نوترونی، فشار بطور یکنواخت بر حسب چگالی افزایش می یابد.





شکل ۲(a) انرژی اشباع ماده هسته ای نامتقارن بر حسب  $\delta$  رسم شده است. از این شکل به طور واضح پیداست که انرژی اشباع با افزایش پارامتر عدم تقارن  $\delta$  افزایش می یابد طوری که چگالی ماده هسته ای نامتقارن با افزایش پارامتر عدم تقارن  $\delta$  کاهش می یابد (شکل ۲(b)). برای مقادیری از  $\delta$  که بزرگتر از 0.8 هستند انرژی اشباع مثبت می شود که نشان می دهد حالت پایه ماده هسته ای نامتقارن حالت مقید نیست. این نتایج با نتایج مرجع [۱۳] که در زیر نشان داده شده اند بسیار همخوانی دارد. مرجع شکل ۲(c) دمای بحرانی بر حسب  $\delta$  رسم شده است. برای ماده هسته ای متقارن در این مدل دمای بحرانی انتقال فاز مایع - گاز  $T_c = 17.2 \text{ MeV}$  بدست آمده است. و برای  $\delta \geq 0.6$  دمای بحرانی  $T_c$  سریعاً کاهش می یابد. شکل ۲(d) چگالی بحرانی بر حسب  $\delta$  رسم شده است.



شکل‌های فوق انرژی اشباع و چگالی اشباع ماده هسته‌ای نامتقارن بر حسب پارامتر عدم تقارن را در روش وردشی مونت کارلو (VMC) نشان می‌دهند که با نتایج حاصل شده در مدل توماس فرمی سازگار است.

#### ۴. نتیجه گیری:

معادله حالت (EOS) ماده هسته‌ای نامتقارن چگال و گرم را در مدل جدید غیر نسبیتی توماس-فرمی مایرز و سوییتسکی محاسبه نموده‌ایم. علاوه بر سادگی اش مدل جدید توماس-فرمی نتایج یکسانی با معادله حالت محاسبه شده ماده هسته‌ای نامتقارن در روشهای غیر نسبیتی و محاسبات وردشی می‌دهد و از پیچیدگیهایی که در این روشها مشهود است بدور می‌باشد. بررسی‌ها برای دماهای متناهی نسبتا کم هستند و به نظر می‌رسد که این مدل یک ابزار نظری ساده برای بررسی معادله حالت هسته‌ای در چنین محدوده‌هایی فراهم می‌سازد. با استفاده از این مدل توانستیم تغییرات فشار، آنتروپی، انرژی اشباع، چگالی اشباع، دمای بحرانی، چگالی بحرانی و سایر متغیرهای ترمودینامیکی را بدست آوریم.

#### مراجع:

- [۱] J. M. Lattimer et al., Phys. Rep. 333, 121 (2000); Astrophys. J. 550, 426(2001).
- [۲] A. W. Steiner et al., Phys. Rep. 411, 3 (2005).
- [3] Isospin Physics in Heavy-Ion Collisions at Intermediate Energies, Eds. Bao-An Li and W. Udo Schroder (Nova Science Publishers, Inc, New York, 2001).
- [۴] M.Prakash et al., Phys. Rep. 280 1 (1997).
- [۵] I. Vidaña, A. Polls, Phys. Lett. B 666, 232 (2008); E.N.E. Van Dalen, C. Fuchs, A. Faessler, Nucl. Phys. A 744 227 (2004).
- [۶] B. Friedman, V.R. Pandharipande, Nucl. Phys. A 361, 502 (1981); R.B. Wiringa, V. Ficks, A. Fabrocini, Phys. Rev. C 38, 1010 (1988).
- [7] W. Z. Jiang, B. A. Li, L.W. Chen, Phys. Lett. B 653, 184 (2007).
- [8] D. Bandyopadhyay et al., Phys. Lett. B 218, 391 (1989).
- [9] F. Weber, M.K. Wigiel, Nucl. Phys. A 493, 549 (1989).
- [10] Myers W D and Swiatecki W J, Ann of phys .204, 401 (1990); phys. Rev. C 57, 3020(1998).
- [11] Strobel K and Weber F and Weigel M K, Z. Naturforsch. 54a, 83 (1999).
- [۱۲] Wei-Zho, Bao An Li, Lie- Wen Chen Phys. Lett B 653, 184 (2007).
- [۱۳] K.Manisa1, U. Atav, S. Sariaydin.Cent. Eur. J. Phys. 8(4), 587 (2010).
- [۱۴] H. R. Moshfegh, M. Modarres Nucl. Phys. A 759 79 (2005); H. R. Moshfegh, M. Modarres Nucl. Phys. A 792 201(2007).
- [15] T. Maruyama et al; Nucl. Phys. A 834, 561c (2010).
- [16] W. Zuoa; Nucl. Phys. A 834, 574c (2010).