جهت تهیه فایل WORD این مقاله به سایت DaneshResan.com مراجعه نمایید و عنوان مقاله را جستجو کنید
بیش از ۲ میلیون مقاله فارسی در این سایت موجود میباشد

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 برهم‌کنش موثر نوکلئون _ نوکلئون مایرز و سوییتسکی در یک روش جدید، مورد بررسی قرار گرفته است. اثر دما روی معادله حالت، آنتروپی، انرژی بستگی و سایر کمیتهای ترمودینامیکی بحث شده است. همچنین دمای بحرانی، فشار بحرانی انتقال فاز مایع _ گاز بر حسب پارامتر δ محاسبه شده است. نتایج محاسبات با سایر نتایج نظری در توافق خوبی است.

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

۱.مقدمه

تعیین معادله حالت (EOS) ماده هسته‌ای نامتقارن چگال و گرم یکی از موضوعات بسیار مهم و جالب در حیطه اختر فیزیک می‌باشد[۲،۱]. چنین ماده هسته‌ای گرم وچگال در برخوردهای یون _ سنگین نسبیتی[۳] ، رمبش ستاره‌ها، انفجارات ابرنواخترها، ستاره‌های نوترونی و غیره تولید می‌شود[۴]. خواص ماده هسته‌ای نامتقارن گرم و چگال در مدلهای نسبیتی و غیرنسبیتی از قبیل روش خودسازگار دیراک-بروکنر-هارتری-فوک [۵]، روشهای 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 روشهای ماکروسکوپی برای محاسبه خواص ترمودینامیکی و خواص اشباع ماده هسته‌ای نامتقارن روش جدید توماس- فرمی مایرز وسویتسکی در دمای متناهی می‌باشد که یک روش نیمه کلاسیکی است. نخست این مدل را برای یک سیستم هسته‌ای در دمای صفر فرمولبندی میکنیم و آنرا به ماده هسته‌ای نامتقارن در دمای متناهی توسعه می‌دهیم.

۲. مدل توماس- فرمی در $T=0$

پتانسیل برهمکنشی پیچیده این سیستم بس ذره ای در تقریب توماس فرمی با پتانسیل ثابت V_0 تقریب

جهت تهیه فایل WORD این مقاله به سایت DaneshResan.com مراجعه نمایید و عنوان مقاله را جستجو کنید
بیش از ۲ میلیون مقاله فارسی در این سایت موجود میباشد

زده می‌شود در این صورت این سیستم هسته‌ای را می‌توان به صورت یک گاز تبهگن از فرمیونها در نظر گرفت واندرکنش پیچیده بین ذرات را می‌توان به صورت یک پتانسیل خارجی تحت عنوان پتانسیل موثر وارد فرمول بندی مسئله نمود. شکل پتانسیل موثری که در این مدل استفاده می‌کنیم به صورت زیر می‌باشد:

$$V_{12\tau} = -\frac{2T_{F,\tau}}{\rho_0} f(\frac{r_{12}}{a})\{\frac{1}{2}(1\mp\xi)\alpha - \frac{1}{2}(1\mp\zeta)[\beta(\frac{p_{12}}{p_F})^2 - \gamma(\frac{p_{12}}{p_F})^{-1} + \sigma(\frac{2\bar{\rho}}{\rho_0})^{\frac{2}{3}}]\} \quad (۱)$$

که در آن $\bar{\rho}^{\frac{2}{3}} = \frac{1}{2}(\rho_1^{\frac{2}{3}} + \rho_2^{\frac{2}{3}})$ (ρ_1 و ρ_2 بترتیب چگالیهای پروتون و نوترون در نقاط r_1 و r_2 هستند)، $\rho_0 = (\frac{4\pi}{3} r_0^3)^{-1}$ چگالی اشباع ماده هسته‌ای، $T_F = \frac{p_F^2}{2\bar{m}}$ و $T_{F,\tau} = \frac{P_F^2}{2m_\tau}$ انرژی فرمی و $p_F = \hbar(\frac{3}{2}\pi^2\rho_0)^{\frac{1}{3}}$ 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 برهم‌کنش بین ذرات یکسان و غیر یکسان است. برای وابستگی فضایی برهم‌کنش فوق از نیروی یوکاوا $f(\frac{r_{12}}{a}) = \frac{1}{4\pi a^3}\frac{\exp(-\frac{r_{12}}{a})}{\frac{r_{12}}{a}}$ استفاده می‌کنیم که r_{12} فاصله بین ذرات و $a = .59542\,fm$ برد موثر یوکاوا می‌باشد.. پارامترهای قابل تنظیم برهم‌کنش فوق به صورت $\xi = 0.44003$ ، $\zeta = 0.59778$ ، $\alpha = 3.60928$ ، $\beta = 0.37597$ ، $\gamma = 0.21329$ ، $\sigma = 1.33677$ ، $\alpha_{l,u} = \frac{1}{2}(1\pm\xi)\alpha$ ، $\beta_{l,u} = \frac{1}{2}(1\pm\zeta)\beta$ ، $\gamma_{l,u} = \frac{1}{2}(1\pm\zeta)\gamma$ ، $\sigma_{l,u} = \frac{1}{2}(1\pm\zeta)\sigma$ می‌باشند[۱۰و۱۱].

۳. مدل توماس- فرمی برای ماده هسته‌ای نامتقارن گرم و چگال

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

$$\varepsilon_\tau(p_1) = \frac{p_1^2}{2m_\tau} + V_\tau(p_1) \quad (۲)$$

انرژی کل تک ذره (انرژی جنبشی و پتانسیل) در دما و چگالی داده شده می باشند(τ نشاندهنده آیزواسپین می باشد) چگالی ماده هسته‌ای، ρ ، بوسیله رابطه زیر داده می‌شود :

$$\rho = \frac{2}{h^3}\sum_\tau \int_{-\infty}^{+\infty} d^3 p_1 f_\tau(p_1) \quad (۳)$$

جهت تهیه فایل WORD این مقاله به سایت DaneshResan.com مراجعه نمایید و عنوان مقاله را جستجو کنید
بیش از ۲ میلیون مقاله فارسی در این سایت موجود میباشد

انرژی بستگی بر نوکلئون این سیستم ماده هسته‌ای نامتقارن به صورت زیر محاسبه می‌شود:

$$u=\frac{E}{A}=\frac{2}{\rho h^3}\sum_{\tau}\int_{-\infty}^{+\infty}d^3p_1\left(\frac{p_1^2}{2m_\tau}+\frac{1}{2}V_\tau(p_1)\right)f_\tau(p_1) \qquad (۴)$$

و وابستگی دمایی پتانسیل تک ذره به صورت زیر داده می‌شود:

$$V(p_1)=-\frac{2}{h^3}\frac{2}{\rho_0}\times[T_{F,\tau}\int_{\tau}d^3p_2(\alpha_l-\beta_l(\frac{p_{12}}{p_F})^2+\gamma_l\frac{p_F}{|p_{12}|}-\sigma_l(\frac{2\overline{\rho}}{\rho_0})^{\frac{2}{3}})f_\tau(p_2)$$
$$T_F\int_{-\tau}d^3p_2(\alpha_u-\beta_u(\frac{p_{12}}{p_F})^2+\gamma_u\frac{p_F}{|p_{12}|}-\sigma_u(\frac{2\overline{\rho}}{\rho_0})^{\frac{2}{3}})f_{-\tau}(p_2)] \qquad (۵)$$

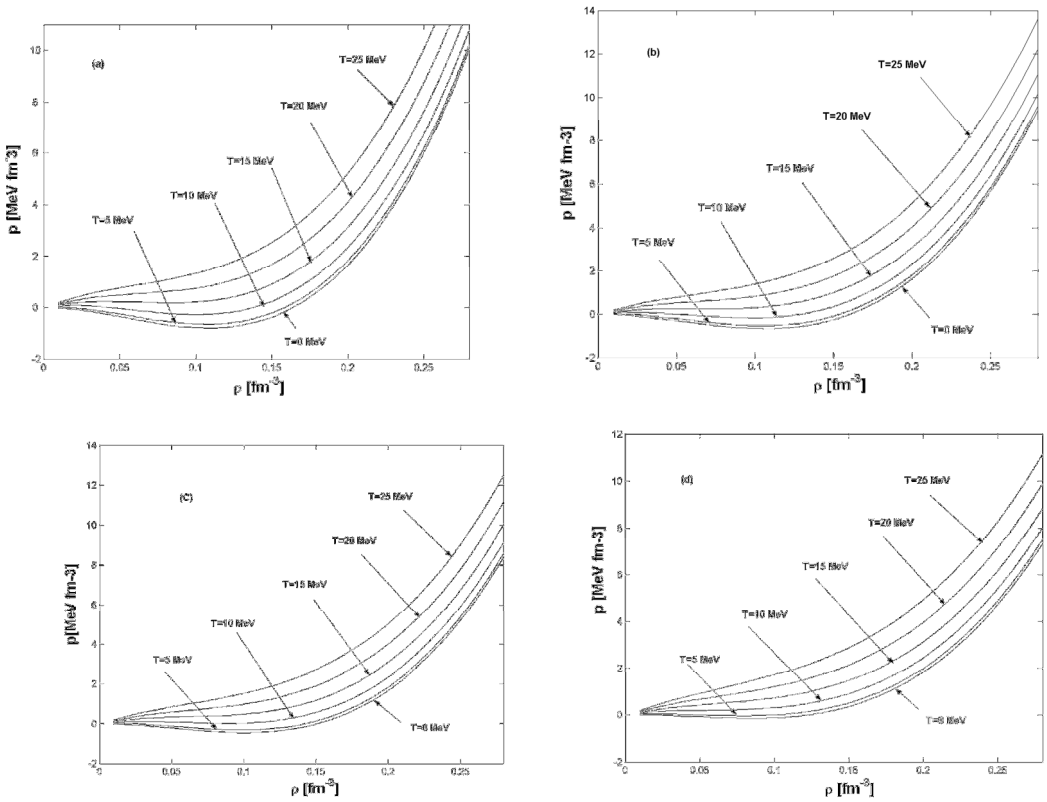
در این روش به جای استفاده از انرژی تک ذره‌ای (۲)، که شامل انرژی پتانسیل است، طبق نظریه لانداو، تاثیرات انرژی پتانسیل را در جرم متوسط نوکلئونها وارد می‌نماییم. بنابراین انرژی‌های تک ذره $\varepsilon_\tau(p_1)$ را در جملاتی از جرم موثر m^* به صورت $\varepsilon_\tau(p_1,T,\rho)=\frac{p_1^2}{2m_\tau^*(T,\rho)}$ می‌نویسیم. این جرم موثر طوری تعیین می‌شود که انرژی آزاد هلمهولتز بر نوکلئون، برای این سیستم کمینه شود. تغییرات m^* نیز در بازه $0\le\frac{m^*}{m}\le 1$ است که در آن $m=\overline{m}$ متوسط جرم پروتون و نوترون می‌باشد. انرژی آزاد هلمهولتز بر نوکلئون f و آنتروپی برنوکلئون به صورت زیر محاسبه می‌شوند:

$$f=u-Ts \qquad (۶)$$

$$s=-\frac{2}{\rho h^3}\sum_{\tau}\int_{-\infty}^{+\infty}d^3p_1[f_\tau(p_1)\ln f_\tau(p_1)+(1-f_\tau(p_1))\ln(1-f_\tau(p_1))] \qquad (۷)$$

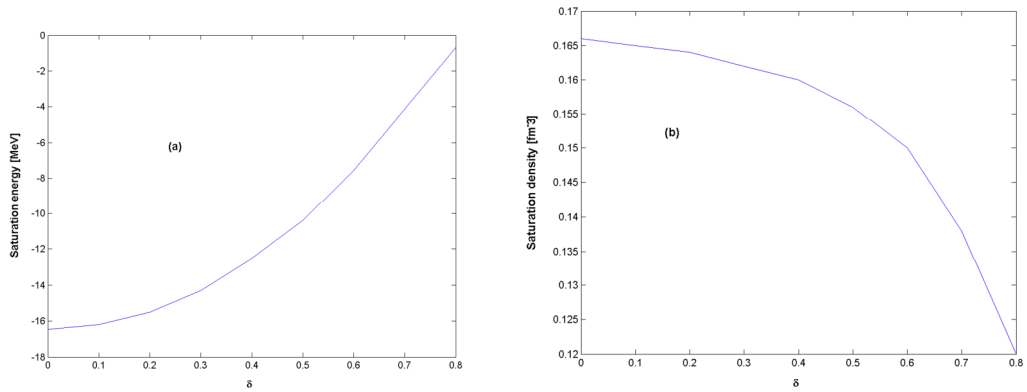
جرمی را که به ازای آن جرم انرژی آزاد هلمهولتز بر نوکلئون کمینه شده است را به عنوان جرم موثر تعریف می‌کنیم و انرژی بستگی بر نوکلئون، آنتروپی بر نوکلئون و دیگر کمیتهای ترمودینامیکی را می‌توان برای همان دما، چگالی و جرم موثر بدست آورد. از انرژی آزاد محاسبه شده می‌توان فشار همدمای $P(T,\rho,m^*)=\rho^2\left.\frac{\partial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

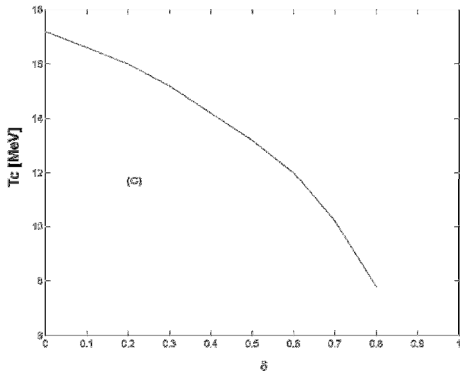
٤ -نتایج:

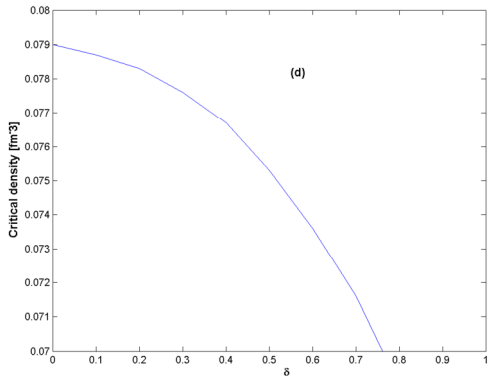


شکل (۱): فشار ماده هسته‌ای نامتقارن بر حسب چگالی در دماهای مختلف برای مقادیر مختلف δ رسم شده است. $\delta=0.2$ (a), $\delta=0.4$ (b), $\delta=0.6$ (c), $\delta=0.8$ (d)

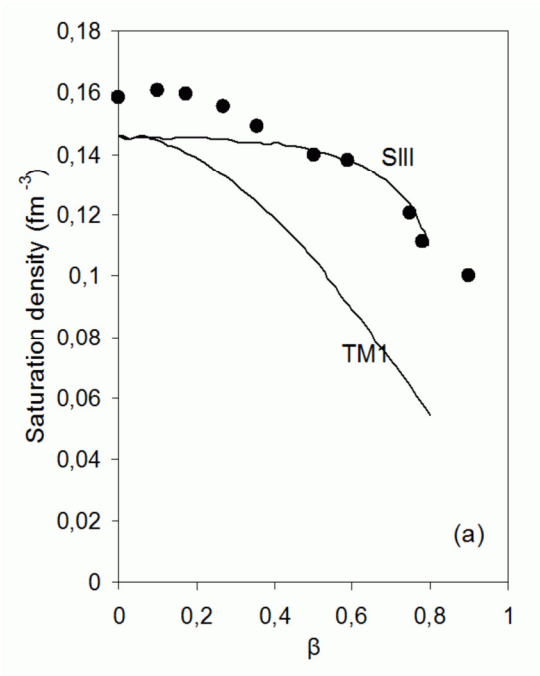
از این شکل مشاهده می‌شود که فشار برای همه مقادیر $\delta\leq0.8$ بطور یکنواخت افزایش می‌یابد. جاییکه که فشار برحسب چگالی کاهش می‌یابد یک ناپایداری مکانیکی را نشان میدهد. برای مقادیر بزرگتر δ از جمله برای ماده نوترونی، فشار بطور یکنواخت بر حسب چگالی افزایش می‌یابد.

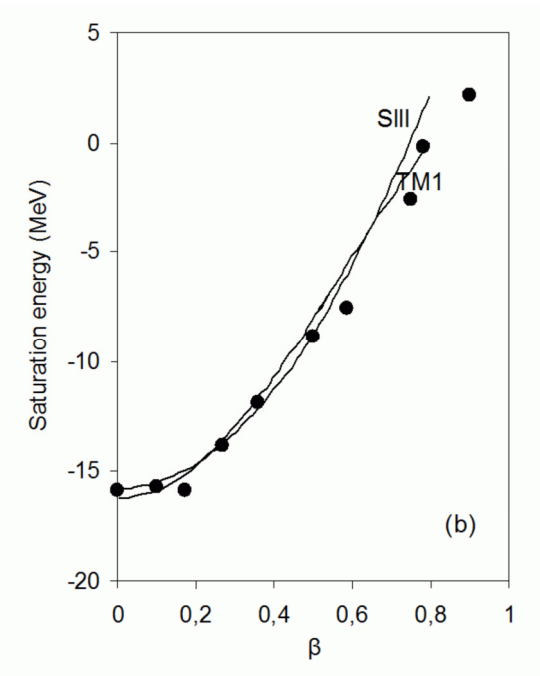






شکل (a)۲ انرژی اشباع ماده هسته ای نامتقارن بر حسب δ رسم شده است. از این شکل به طور واضح پیداست که انرژی اشباع با افزایش پارامتر عدم تقارن δ افزایش می‌یابد طوریکه چگالی ماده هسته‌ای نامتقارن با افزایش پارامتر عدم تقارن δ کاهش می‌یابد (شکل (b)۲). برای مقادیری از δ که بزرگتر از 0.8 هستند انرژی اشباع مثبت می‌شود که نشان میدهد حالت پایه ماده هسته‌ای نامتقارن حالت مقید نیست. این نتایج با نتایج مرجع [۱۳] که در زیر نشان داده شده اند بسیار همخوانی دارد. مرجع شکل (c)۲ دمای بحرانی بر حسب δ رسم شده است. برای ماده هسته‌ای متقارن در این مدل دمای بحرانی انتقال فاز مایع – گاز $T_c = 17.2\ MeV$ بدست آمده است. وبرای $\delta \geq 0.6$ دمای بحرانی T_c سریعا کاهش می‌یابد. شکل (d)۲ چگالی بحرانی بر حسب δ 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.

٤. نتیجه گیری:

معادله حالت (*EOS*) ماده هسته‌ای نامتقارن چگال و گرم را در مدل جدید غیر نسبیتی توماس_فرمی مایرز و سوییتسکی محاسبه نموده‌ایم. علارغم سادگی‌اش 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 ترمودینامکی 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. Wigel, 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. Sarıaydın.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).