پژوهشگاه دانشهای بنیادی

شماره مقاله : ۴۳

مقاله نامه بیست و دومین کنفرانس بهاره فیزیک (۳۱-۳۰ اردیبهشت ۱۳۹۴)

نقش برهمکنش هایپرون – هایپرون در تعیین ساختار ماده ستارگان نوترونی

غضنفری مجرد، مهدی [۱]، عرب سعیدی، روح اله [۲]

[۱و۲] دانشگاه کاشان

چکیده

بر اساس تقریب میدان – میانگین نیمه‌کلاسیکی توماس- فرمی ساختار ماده باریونی بررسی می‌گردد. با ارائه شکل صریح پتانسیل شیمیایی برای تمام ذرات، فراوانی ذرات و معادله حالت برای رده وسیعی از چگالی‌های باریونی که در اخترفیزیک مورد توجه هستند، تعیین می گردند. الکترون‌ها و میون‌ها در این مدل به منظور خنثی‌کردن بار الکتریکی کل این ماده و پایدارکردن آن در برابر واپاشی بتا در نظر گرفته شده و رفتار نسبیتی دارند. این چارچوب نیمه‌کلاسیکی کمک می‌کند تا حالات ذرات دیگر به سادگی توسط موقعیت و تکانه شان در فضای فاز تعیین گردند.

تعیین معادلهٔ حالت ماده باریونی که از شرایط حدی بالای ماده از حیث چگالی برخوردار است، نقش کلیدی در درک خواص وساختار سیستم هایی نظیر ستارگان نوترونی دارد. در طول چند دهه اخیر تلاشهای بی وقفه ای در این زمینه صورت گرفته است[1] . در این مقاله در توصیف ساختار باریونی، نظریه میدان میانگین نیمه‌کلاسیکی توماس- فرمی (TF) را به کار می‌بریم[2,3]. در اینجا مدل TF برای ماده پایدار بتایی شامل بخش باریونی که علاوه بر نوکلئون‌ها، هایپرون‌ها را شامل می شود همراه با الکترون‌های آزاد و میون‌ها به عنوان بخش لپتونی، مطرح می گردد. در این چارچوب نیمه‌کلاسیکی، حالات ذرات دیگر به سادگی توسط موقعیت و تکانه‌شان در فضای فاز مشخص می‌گردند. برای پتانسیل تعمیم یافته جدیدی که در این تحقیق برای بررسی برهمکنش بین باریونها به کار گرفته می شود، داریم[4]:

$$V_{12} = -2G_{B_1,B_2}\rho_0^{-1} f\left(\frac{r_{12}}{a}\right)\left\{\frac{1}{2}(1\mp\xi)\alpha - \frac{1}{2}(1\mp\zeta)\times\left[\beta\left(\frac{p_{12}}{p_0}\right)^2 - \gamma\left(\frac{p_0}{|p_{12}|}\right) + \sigma\left(\frac{2\bar{\rho}}{\rho_0}\right)^{\frac{2}{3}}\right]\right\}. \quad (1)$$

با افزایش چگالی ماده به علت افزایش سریع پتانسیل شیمیایی نوکلئونی، گونه‌های مختلفی از ذرات جدید ممکن است ظاهر شوند که در میان آنها هایپرون‌ها، یعنی باریون‌های شگفت می توانند مورد بررسی قرارگیرند. متاسفانه تا به حال به لحاظ تجربی جزئیات پتانسیل هایپرون- نوکلئون $(H-N)$ و حتی بیشتر پتانسیل‌های هایپرون- هایپرون $(H-H)$ به گونه ضعیفی شناخته شده است. با توجه به این داده‌های تجربی محدود، می‌توان ضرائب جفت شدگی برهمکنش مورد نظر را بدست آورد. در بررسی حاضر تاثیر هایپرون‌های دارای عدد شگفتی $S=-1$ یعنی ذرات $\Lambda, \Sigma^-, \Sigma^0, \Sigma^+$ و نیز ذرات دارای عدد شگفتی $S=-2$ یعنی ذرات Ξ^- و Ξ^0 را در ساختار ماده باریونی بررسی می‌نماییم. آنالیز داده‌های تجربی نشان می‌دهد که میزان عمق چاه پتانسیلی که یک ذره Λ ، Σ و Ξ در ماده هسته‌ای متقارن در حالت سکون تجربه می کند با نتایج زیر برآورد می شود:

$$U_\Xi^N \cong -18\,(MeV), \qquad U_\Lambda^N \cong -U_\Sigma^N \cong -30\,(MeV), \quad (2)$$

ودر نهایت، در برآورد کلی برای عمق چاه پتانسیل هر باریون در ماده باریونی دیگر که داری چگالی اشباع است، داریم:

مقاله نامه بیست و دومین کنفرانس بهاره فیزیک (۳۱-۳۰ اردیبهشت ۱۳۹۴)

$$U_{\Xi}^{\Xi} \cong U_{\Sigma}^{\Xi} \cong U_{\Lambda}^{\Xi} \cong U_{\Sigma}^{\Sigma} \cong U_{\Lambda}^{\Sigma} \cong U_{\Xi}^{\Sigma} \cong 2\,U_{\Lambda}^{\Lambda} \cong 2\,U_{\Xi}^{\Lambda} \cong 2\,U_{\Sigma}^{\Lambda} \cong -10(MeV) \qquad (3)$$

فرمول‌بندی مدل توماس- فرمی در این بررسی به محاسبات در دمای صفر (حالت پایه) برای تعیین معادله حالت اختصاص یافته است. در حد دمای صفر، تابع پله‌ای نقش تابع توزیع درفضای فاز را ایفا می کند. بنابراین چگالی انرژی باریونی غیرنسبیتی کل می‌تواند به صورت زیر محاسبه شود[4]:

$$e_B = \frac{2}{h^3} \sum_{i=n,p,\Sigma^-,\Sigma^0,\Sigma^+,\Lambda,\Xi^0,\Xi^+} \int d^3p_1 (m_i c^2 + \frac{p_1^2}{2m_i} + \frac{1}{2}V_i(p_1)) \times \theta(p_{F,i} - p_1)$$

$$V_i(p_1) = V_i^i(p_1) + V_i^j(p_1)\ . \qquad (4)$$

در معادله فوق $V_i(p_1)$ به عنوان پتانسیل میدان- میانگین برای هر باریون برحسب پتانسیل تک‌ذره‌ای که $V_i^i(p_1)$ باریون i از طرف باریون مشابه خود و $V_i^j(p_1)$ پتانسیل تک‌ذره‌ای که باریون i از طرف باریون j نا مشابه خوداحساس می‌کند، نوشته می شود. چگالی باریونی سیستم عبارت است از:

$$\rho_B = \rho_N + \rho_H\ , \qquad \rho_N = \rho_n + \rho_p\ , \qquad \rho_H = \rho_\Lambda + \rho_{\Xi^0} + \rho_{\Xi^-} + \rho_{\Sigma^+} + \rho_{\Sigma^0} + \rho_{\Sigma^-}\ . \quad (5)$$

برای یک ماده باریونی شامل یک ترکیب خنثی از باریون‌ها و لپتون‌ها با محاسبه پتانسیل شیمیایی همه گونه‌ها شرایط تعادل بتایی به صورت زیرمطرح می شود:

$$\begin{aligned}
&\mu_p = \mu_{\Sigma^+} = \mu_n - \mu_{e^-} \\
&\mu_\Lambda = \mu_{\Sigma^0} = \mu_n \\
&\mu_{\Sigma^-} = \mu_n + \mu_{e^-} \\
&\mu_{\mu^-} = \mu_{e^-}\ .
\end{aligned} \qquad (6)$$

در این روابط پتانسیل شیمیایی لپتون‌ها بر حسب انرژی فرمی این ذرات تعیین می شود:

$$\mu_l = \sqrt{p_{F,l}^2 c^2 + m_l^2 c^4}\ . \qquad (7)$$

پتانسیل شیمیایی هر باریون از مشتق چگالی انرژی باریونی نسبت به چگالی آن باریون بدست آید [4]:

$$\mu_{B_i} = \frac{\partial e_B}{\partial \rho_{B_i}} \approx m_i c^2 + \frac{p_{F,i}^2}{2m_i} + \sum_{j \neq i} V_i^{(j)}(p_{F,i}). \qquad (8)$$

همچنین شرط خنثی‌بودن بار الکتریکی ما را ملزم می‌دارد که:

$$\rho_p + \rho_{\Sigma^+} = \rho_{e^-} + \rho_{\mu^-} + \rho_{\Sigma^-}. \qquad (9)$$

با حل معادلات جفت شده (٦) و (٩) به صورت خودسازگار در یک چگالی باریونی معین، می‌توان به معادله حالت یعنی رابطه میان فشار و چگالی باریونی دست پیدا کرد:

$$P = \rho_B^2 \left(\frac{\partial\left(e/\rho_B\right)}{\partial \rho_B}\right) \qquad e = e_B + e_l\ . \qquad (10)$$

در رابطه بالا چگالی انرژی نهایی با اضافه‌کردن سهم چگالی انرژی لپتونی به صورت زیر به چگالی انرژی باریونی بدست می آید:

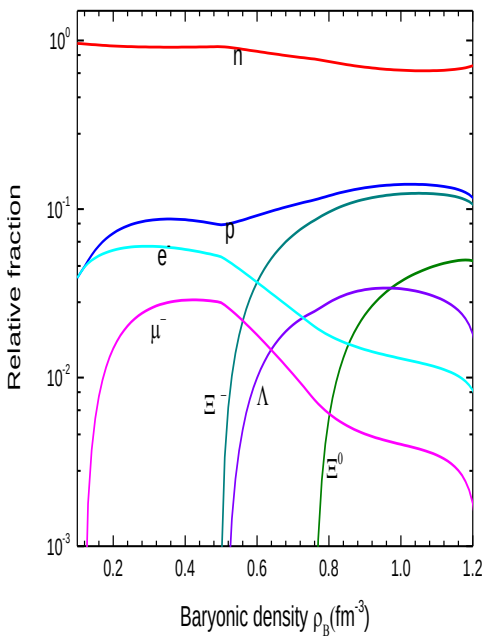
مقاله نامه بیست و دومین کنفرانس بهاره فیزیک (۳۱-۳۰ اردیبهشت ۱۳۹۴)

$$e_l = \sum_{l=e,\mu} \frac{g}{h^3} \int_0^{p_{F,l}} 4\pi p^2 \sqrt{p^2c^2 + m^2c^4}\, dp$$
$$= \sum_{l=e,\mu} \frac{\pi m^4 c^5}{h^3} \left[x_l (x_l{}^2 + 1)^{\frac{1}{2}} (2x_l{}^2 + 1) - \sinh^{-1} x_l \right] \quad x_l = \frac{p_{F,l}}{mc} . \quad (11)$$

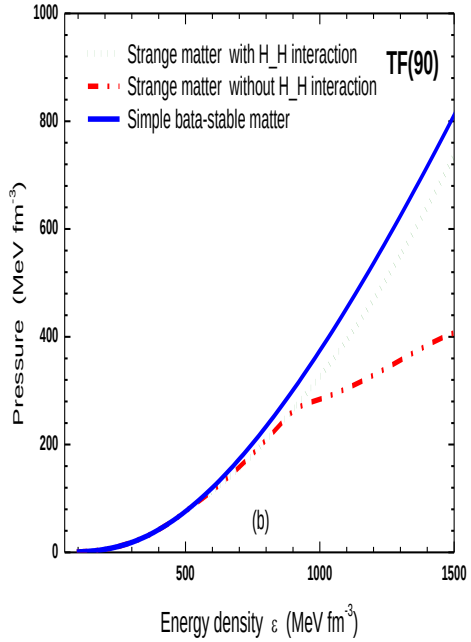
بحث و نتیجه گیری

در این کار ما دو حالت مختلف ماده را با و بدون وارد کردن برهمکنش هایپرون – هایپرون بررسی می‌نماییم. فراوانی هایپرونی در چگالی‌های باریونی بالا قابل توجه است و به نوبه خود محتوای تشکیل دهنده بخش بزرگی از هسته ستارگان نوترونی به حضور هایپرونها مربوط می شود. شکل (۱) فراوانی نسبی ذرات مختلف $y_i = \frac{\rho_i}{\rho_B}$ را برای ماده باریونی نمایش می‌دهد. همان‌طور که در این شکل نشان داده شده است، نوترون‌ها گونه غالب در چگالی‌های بالاتر باریونی می‌باشند. چنین ویژگی‌های عمومی برای فراوانی این ذرات در بسیاری از مدل‌ها رایج است. در حقیقت معادلات (٦)و(٨) بیان می‌کنند که ماهیت جاذبه ای-دافعه ای پتانسیل تک‌ذره‌ای باریونها در تکانه فرمیشان نقش کلیدی در تعیین چگالی آستانه پیدایش آنها دارد. Ξ^- اولین گونه هایپرونی است که در ماده ظاهر می‌شود به طور کلی هایپرون‌های دارای بار مثبت و هایپرون‌های سنگین‌تر دیرتر ظاهرمی‌شوند. همانگونه که در این شکل دیده می شود پیدایش بیشترهایپرون‌های Λ^0 و Ξ^0 منجر به کاهش نسبی فراوانی نوترون‌ها می‌گردد. یک نکته مفید در ساختار ماده ستاره‌های نوترونی این است که بر اساس رفتار پتانسیل شیمیایی نوترون و الکترون، با افزایش چگالی، لپتون زدایی بیشتردر ماده باریونی شکل می گیرد. در این حیطه، ماهیت معادله حالت به چگالی ذرات مختلف و برهمکنش قوی میان آنها بستگی پیدا می کند. همچنان که درشکل (۲) می‌بینیم حضور هایپرون‌ها ویژگی‌های معادله حالت را تغییر می‌دهد. نتیجه اصلی معرفی درجات آزادی جدید هایپرونی آرام ترشدن رفتار معادله حالت می‌باشد. این آرام‌شدن به علت کاهش انرژی جنبشی کل سیستم است. براین اساس هایپرون‌ها به دلیل جرم سکون بزرگتر، درتکانه های فرمی پایین‌تری قرار می گیرند. برای ماده در حضور هایپرونها همانگونه که در این شکل دیده می شود برهمکنش هایپرون-هایپرون معادله حالتی را معرفی می‌کند که نسبت به حالتی که این نوع برهمکنش منظور نمی شود سخت تر شده است. در ارائه این مدل با مطرح کردن ایده اصلی که همان تعیین شکل صریح پتانسیل شیمیایی بر حسب رفتارپتانسیل تک ذره ای برای هر ذره تشکیل دهنده است، به بررسی ساختار و معادله حالت ماده چگال باریونی سرد پرداختیم . بر این اساس، مزیت اصلی برای تعیین معادله حالت، کاهش بسیار مطلوب زمان و خطای محاسبات است. نتایج حاصل از این مدل با مدلهای مطرح دیگر دراین زمینه ازتوافق خوبی برخوردار است. مزیت ویژه این مدل نسبت به روش های دیگر بس ذره ای، قابلیت بالای آن در توصیف خواص گوناگون سیستم های باریونی آنهم در عین هموارشدن هرچه بیشتر فرآیندتحلیل و محاسبات است.

مقاله نامه بیست و دومین کنفرانس بهاره فیزیک (۳۱-۳۰ اردیبهشت ۱۳۹۴)



شکل (۱): فراوانی نسبی ذرات مختلف برحسب چگالی باریونی.



شکل (۲): معادله حالت ماده باریونی برحسب چگالی انرژی ماده باریونی.

مرجع‌ها

[1] M. Camenzind, Compact Objects in Astrophysics (Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 2007).
[2] W. D. Myers, W.J. Swiatecki, Nucl. Phys. A 601, 141 (1996).
[3] H.R. Moshfegh, M. Ghazanfari Mojarrad, J. Phys. G 15, 085102 (2011).
[4] H.R. Moshfegh, M. Ghazanfari Mojarrad, Eur. Phys. J. A 49 (2013).