

文章编号: 1007-4627(2009)02-0093-09

核物质热力学性质的同位旋和动量相关性*

徐 骏¹, 陈列文^{1,2}, 李宝安³, 马红孺¹

(1 上海交通大学理论物理研究所, 上海 200240;

2 兰州重离子加速器国家实验室原子核理论中心, 甘肃 兰州 730000;

3 Department of Physics, Texas A&M University-Commerce,
Commerce, TX 75429, USA)

摘 要: 利用3个具有不同的同位旋和动量相关性的热力学模型研究了非对称核物质的热力学性质, 它们是重离子碰撞中同位旋弥散数据约束下的、同位旋和动量相关的MDI模型, 完全动量无关的MID模型, 以及同位旋标量动量相关的extended MDYI(eMDYI)模型。主要研究了同位旋非对称热核物质的对称能和系统力、化学不稳定性以及液气相变的温度效应。MDI模型对称能的温度效应来源于动能和势能两部分贡献, 而MID和eMDYI模型只有势能部分对对称能的温度效应有贡献。研究结果还表明, 力学不稳定性区域、化学不稳定性区域和液气共存区都依赖于模型的同位旋和动量相关性, 以及对称能的密度依赖关系。

关键词: 同位旋; 动量相关; 对称能; 不稳定性; 液气相变

中图分类号: O571.41⁺⁵ **文献标识码:** A

1 引言

同位旋非对称热核物质的热力学性质研究是近年来核物理研究前沿中的热点之一^[1-10]。同位旋非对称热核物质包含了温度和同位旋两大效应, 一直是人们密切关注的对象^[11-15]。高温下, 由于泡利阻塞效应, 费米面将变得弥散, 对称能将减小。另一方面, 有限温度下, 核物质将会发生液气相变。近30年来已经有许多这方面的实验和理论工作^[16-22]。人们常常利用合理的热力学模型研究液气相变。此外, 人们还利用重离子碰撞的多重碎裂研究核物质的液气相变^[10, 23, 24], 比如通过多重碎裂质量分布的临界指数^[25-30], 或是测量量热曲线^[10, 31-33]来研究这一问题。当然, 还可以通过其他可观测量研究原子核的液气相变和临界现象^[34-38]。

尽管对于同位旋非对称热核物质的研究正如火如荼地进行着, 但该领域依然有一些悬而未决的问题, 许多问题可以追溯到核物质中相互作用的同位

旋矢量部分和对称能的密度依赖关系^[22, 39, 40]。值得庆幸的是, 由重离子碰撞的同位旋弥散数据^[41], 在饱和密度以下, 对称能的密度依赖关系已经被约束在一定的范围内^[42-44]。而且我们认为, 核物质中相互作用的同位旋矢量部分和同位旋标量部分都应该是动量相关的, 但其动量相关性对同位旋非对称热核物质的热力学性质的影响研究至今仍然很少。对称能、温度效应、动量相关性互相纠缠在一起, 使问题变得更加复杂。

本文将系统地研究同位旋和动量相关性对同位旋非对称热核物质热力学性质的影响, 包括核物质的对称能、力学不稳定性、化学不稳定性和液气相变。我们通过自洽的3个热力学模型来展开研究工作。第1个模型是重离子碰撞的同位旋弥散数据约束下的、同位旋和动量相关的MDI模型, 第2个是单粒子势完全动量无关的MID模型, 第3个是同位旋标量部分动量相关、但同位旋矢量部分动量无关

* 收稿日期: 2008-10-16; 修改日期: 2008-11-13

* 基金项目: 国家自然科学基金资助项目(10334020, 10575071, 10675082); 教育部新世纪优秀人才计划项目(NCET-05-0392973); 上海市青年科技启明星计划项目(06QA14024); 国家重点基础研究发展规划项目(973计划项目)(2007CB815004); 李宝安的工作由美国国家科学基金(PHY-0652548, PHY-0757839), 研究合作奖(7123), 美国德州董事会奖项目资助(003565-0004-2007)

作者简介: 徐骏(1981-), 男(汉族), 上海人, 博士研究生, 从事核反应理论研究; E-mail: xujunz626@hotmail.com

的extended MDYI(eMDYI)模型。其中,MDI模型是比较理想的、更接近真实情况的模型,而MID模型和eMDYI模型只是和MDI模型作比较,籍此研究核物质中相互作用同位旋和动量相关性的效应。

2 模型简介

下面主要介绍MDI, MID和eMDYI模型,同时列出了有关热力学量的计算公式。

MDI模型是基于Gogny有效相互作用^[45]的一个热力学自洽模型。在动量和同位旋相关的MDI模型中,具有总密度 ρ , 同位旋不对称度 δ 和温度 T 的热平衡非对称核物质的势能密度表示为^[21, 44]

$$V_{\text{MDI}}(\rho, T, \delta) = \frac{A_u(x)\rho_n\rho_p}{\rho_0} + \frac{A_1(x)}{\rho_0}(\rho_n^2 + \rho_p^2) + \frac{B}{\sigma+1} + \frac{\rho^{\sigma+1}}{\rho_0^\sigma}(1-x\delta^2) + \frac{1}{\rho_0} \sum_{\tau, \tau'} C_{\tau, \tau'} \times \int \int d^3p d^3p' \frac{f_\tau(\mathbf{r}, \mathbf{p}) f_{\tau'}(\mathbf{r}', \mathbf{p}')}{1+(\mathbf{p}-\mathbf{p}')/\Lambda^2}, \quad (1)$$

这里 $\rho_{n(p)}$ 为中子(质子)的密度, 同位旋不对称度定义为 $\delta=(\rho_n-\rho_p)/\rho$ 。在平均场近似下, 式(1)对密度求变分后得到一个动量为 \mathbf{p} , 同位旋为 τ 的核子, 在具有总密度 ρ , 同位旋不对称度 δ 和温度 T 的热平衡非对称核物质中感受到的单粒子势为^[44, 45]

$$U_{\text{MDI}}(\rho, T, \delta, \mathbf{p}', \tau) = A_u(x) \frac{\rho_{-\tau}}{\rho_0} + A_1(x) \frac{\rho_{\tau}}{\rho_0} + B \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^\sigma (1-x\delta^2) - 8\tau x \frac{B}{\sigma+1} \frac{\rho^{\sigma-1}}{\rho_0^\sigma} \delta \rho_{-\tau} + \frac{2C_{\tau, \tau}}{\rho_0} \int d^3p' \frac{f_\tau(\mathbf{r}', \mathbf{p}')}{1+(\mathbf{p}-\mathbf{p}')^2/\Lambda^2} + \frac{2C_{\tau, -\tau}}{\rho_0} \int d^3p' \frac{f_{-\tau}(\mathbf{r}', \mathbf{p}')}{1+(\mathbf{p}-\mathbf{p}')^2/\Lambda^2}, \quad (2)$$

这里令 $\tau=1/2(-1/2)$ 为中子(质子)的同位旋, $f_\tau(\mathbf{r}, \mathbf{p})$ 是同位旋为 τ 的粒子在坐标为 \mathbf{r} 和动量为 \mathbf{p} 处的相空间分布函数。零温下分布函数为阶跃函数 $f_\tau(\mathbf{r}, \mathbf{p})=(2/h^3)\Theta(p_f(\tau)-p)$, 积分可以解析求解。有限温度下分布函数为费米分布

$$f_\tau(\mathbf{r}, \mathbf{p}) = \frac{2}{h^3} \frac{1}{\exp\left(\frac{p^2/2m+U_\tau-\mu_\tau}{T}\right)+1}, \quad (3)$$

其中 μ_τ 为中子或质子化学势, 由 $\rho_\tau = \int f_\tau(\mathbf{r}, \mathbf{p}) d^3p$ 决定。此时, 通过自洽的迭代过程可以求解^[46]。式(2)的最后两项是动量相关项, 且其动量

相关性是同位旋相关的。参数 $A_u(x)$, $A_1(x)$, B , σ , $C_{\tau, \tau}$, $C_{\tau, -\tau}$ 和 Λ 被假定是与温度无关的, 这些参数的拟合结果满足零温下饱和密度 $\rho_0=0.16 \text{ fm}^{-3}$ 处对称核物质的结合能为 -16 MeV , 对称能为 31.6 MeV 和不可压缩系数为 $K_0=211 \text{ MeV}$ 这些实验值, 参数的具体值见文献^[45]。

由于对称能的密度依赖关系至今仍然不清楚, 因此我们引入参数 x 调节对称能的密度依赖关系, 同时使对称核物质状态方程的其他性质保持不变。图1是MDI模型零温下 x 取值 $-2, -1, 0, 1$ 时, 对称能随密度的依赖关系^[44]。当 x 取值越小(大), 对称能随密度变化就越快(慢), 我们称对称能就越硬(软)。饱和密度 ρ_0 处的对称能不随 x 的取值变化, 但该处对称能对密度的导数与 x 的取值有关。

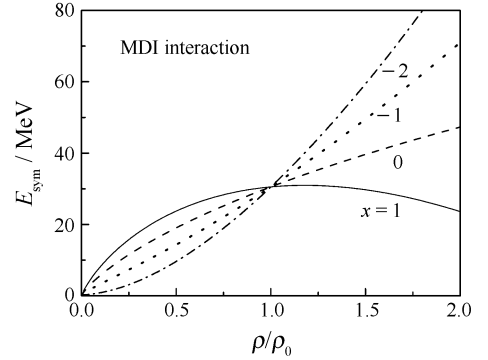


图1 MDI模型零温下 x 取值 $-2, -1, 0$ 和 1 时对称能随密度的依赖关系(取自文献^[44])

需要指出的是, MDI模型已被广泛用于研究丰中子核重离子碰撞同位旋效应的输运模型中。图2是在密度为 $1.2\rho_0$ 以下由输运模型模拟结果与MSU的同位旋弥散数据作比较^[42, 43], 得到参数 x 的值应该在 0 和 -1 之间。基于这一重要结论, 在下面的工作中, 主要研究 $x=0$ 和 $x=-1$ 两种情况。该模型零温下对称能的势能部分可参数化为

$$E_{\text{sym}}^{\text{pot}}(\rho, x) = F(x) \frac{\rho}{\rho_0} + [18.6 - F(x)] \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{G(x)}, \quad (4)$$

其中 $F(x)$ 和 $G(x)$ 的值, 参见文献^[44]。

在完全动量无关的MID模型中, 热平衡非对称核物质的势能密度表示为

$$V_{\text{MID}}(\rho, T, \delta) = \frac{\alpha}{2} \frac{\rho^2}{\rho_0} + \frac{\beta}{1+\gamma} \frac{\rho^{1+\gamma}}{\rho_0^\gamma} + \rho E_{\text{sym}}(\rho, x) \delta^2, \quad (5)$$

参数 α , β 和 γ 由零温时对称核物质在饱和密度 ρ_0 处的不可压缩系数 K_0 决定^[1]。为了使模型之间具有可比性,我们设不可压缩系数 K_0 仍为211 MeV,与MDI模型相同。对称能的势能部分 $E_{\text{sym}}^{\text{pot}}(\rho, x)$ 即为MDI模型零温时对称能势能部分的参数化形式(4)式。于是,该模型在零温下不同 x 的取值时对于非对称核物质来说,与MDI模型具有相同的状态方程。对该模型势能密度求导得到的单粒子势是完全动量无关的。

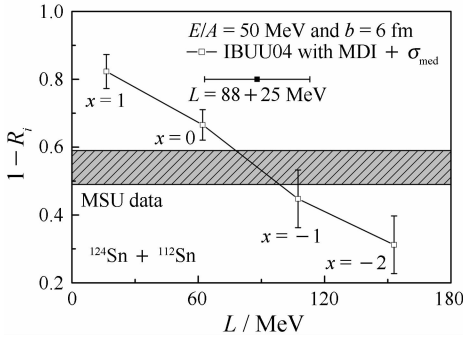


图2 通过MSU的实验数据与MDI模型模拟结果的比较,得出参数 x 的取值范围。其中 R_i 为同位旋弥散度, L 表征对称能的密度依赖关系(取自文献[42])

MDI相互作用是动量和同位旋相关的,而MID相互作用是完全动量无关的。为了区分同位旋标量部分和同位旋矢量部分的动量相关性对系统性质的影响,我们引入同位旋标量部分动量相关、而同位旋矢量部分动量无关的eMDYI模型。在eMDYI模型中,热平衡非对称核物质的势能密度表示为

$$U_{\text{eMDYI}}(\rho, T, \delta) = \frac{A}{2} \frac{\rho^2}{\rho_0} + \frac{B}{1+\sigma} \frac{\rho^{1+\sigma}}{\rho_0^\sigma} + \frac{C}{\rho_0} \iint d^3 p d^3 p' \frac{f_0(\mathbf{r}, \mathbf{p}) f_0(\mathbf{r}', \mathbf{p}')}{1+(\mathbf{p}, \mathbf{p}')^2/\Lambda^2} + \rho E_{\text{sym}}^{\text{pot}}(\rho, x) \delta^2, \quad (6)$$

这里 $f_0(\mathbf{r}, \mathbf{p})$ 是具有相同密度 ρ 和温度 T 的对称核物质的相空间分布函数, $E_{\text{sym}}^{\text{pot}}(\rho, x)$ 为零温下MDI模型对称能势能部分贡献的参数化形式((4)式)。该模型势能密度对密度求变分后得到的单粒子势,其同位旋标量部分动量相关,而同位旋矢量部分则动量无关。另外,取 $A=(A_u+A_l)/2$ 以及 $C=(C_{\tau,+}+C_{\tau,-})/2$,且 B , σ 和 Λ 的取值均与MDI模型中相应参数的取值相同。这样,该模型零温下在 x 的不同取值时对于非对称核物质也具有和MDI模型相同的

状态方程。同时,由于参数的选取,使得对于对称核物质来说,eMDYI模型与MDI模型是完全相同的模型。

以上3个模型平均每个核子的结合能写成

$$E(\rho, T, \delta) = \frac{1}{\rho} \left[V(\rho, T, \delta) + \sum_{\tau} \int d^3 p \frac{p^2}{2m} f_{\tau}(\mathbf{r}, \mathbf{p}) \right], \quad (7)$$

每个核子的熵为

$$S_{\tau}(\rho, T, \delta) = -\frac{8\pi}{\rho h^3} \int_0^{\infty} p^2 \times [n_{\tau} \ln n_{\tau} + (1-n_{\tau}) \ln(1-n_{\tau})] dp, \quad (8)$$

其中 n_{τ} 为占据几率

$$n_{\tau} = \frac{1}{\exp\left(\frac{p^2/2m + U_{\tau} - \mu_{\tau}}{T}\right) + 1}. \quad (9)$$

最后,系统的压强可以由下式计算得到

$$P(\rho, T, \delta) = \left[T \sum_{\tau} S_{\tau}(\rho, T, \delta) - E(\rho, T, \delta) \right] \rho + \sum_{\tau} \mu_{\tau} \rho_{\tau}. \quad (10)$$

3 对称能

对称能的定义基于抛物线近似:

$$E(\rho, T, \delta) = E(\rho, T, \delta=0) + E_{\text{sym}}(\rho, T) \delta^2 + O(\delta^4). \quad (11)$$

在 δ 较大时抛物线近似也很好地被满足,这一点已被验证^[46]。为方便起见,对称能近似地可由纯中子物质的结合能减去对称核物质的结合能计算得到。

由于计算热力学量要对动量积分,费米分布计算结果主要由低动量处的单粒子势决定,对动量相关性的依赖性不强。因此,上面3个模型得到的结合能及对称能在零温和有限温度下都非常类似^[47]。但是,动能和势能对对称能的贡献并不同。图3给出了 $x=0$ 时3个模型在不同密度下动能和势能对对称能的贡献,以及总对称能随温度的变化关系。对于 $x=-1$ 结论类似。在所有模型中,对称能都随温度的升高而减小,这可以理解为高温下对称能效应变得不重要。对于MDI模型,其总对称能和势能部分在研究的3个密度下都随着温度的升高而减小。同时,密度为 $\rho=1.0\rho_0$ 和 $0.5\rho_0$ 时,动能部分在低

温下随着温度的升高而稍微升高，而在高温下随着温度的升高而减小，密度为 $\rho=0.1\rho_0$ 时，动能部分随着温度的升高而单调减小。这一行为完全由同位旋和动量相关的MDI相互作用自洽决定，且低密度下的行为符合自由费米气体模型。另一方面，在MID模型和eMDYI模型中，对称能的动能贡献在

所有密度下均随着温度的升高而减小，而势能部分不随温度的变化而变化，且两个模型中的势能部分取值相同。因此可以说，对称能的温度效应对于MDI模型来说由动能和势能两部分贡献引起，其中主要由势能部分引起，而对于MID模型和eMDYI模型只由动能的贡献引起。

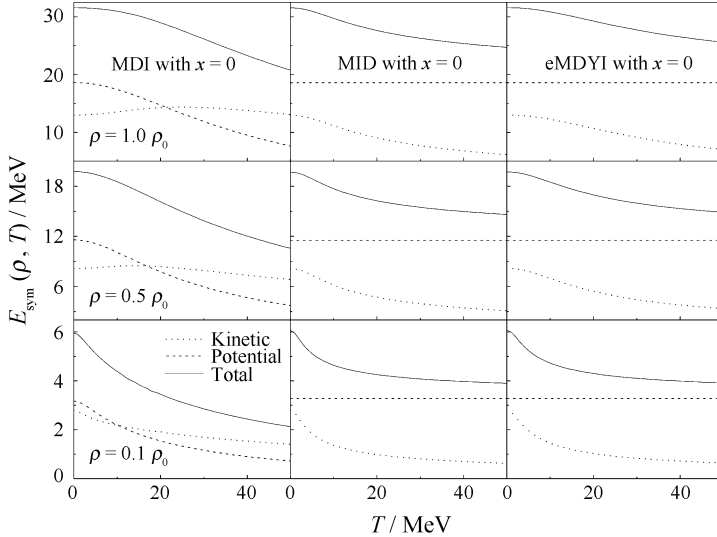


图3 $x=0$ 时3个模型在不同密度下动能和势能对对称能的贡献及总对称能随温度的变化关系(取自文献[48])

类似于对称能，在有限温度下还可以定义对称自由能^[46]，其抛物线近似关系与(11)式相似。对称自由能决定了有限温度下中子星各组分的比例。对称能与对称自由能均可由同位旋标度实验得到。鉴于篇幅关系，在这里不进行深入讨论。

4 不稳定性

同位旋非对称热核物质的力学和化学不稳定性已经在不同理论模型中已进行了深入的研究^[1, 5, 16, 48, 49]，然而，涉及力学和化学不稳定性的同位旋和动量相关效应的研究工作并不多。本章基于MDI, MID和eMDYI模型对系统的力学和化学不稳定性进行讨论。

同位旋非对称热核物质的力学和化学稳定性条件可以分别写成

$$\left(\frac{\partial P}{\partial \rho}\right)_{T, \delta} \geq 0, \quad (12)$$

$$\left(\frac{\partial \mu_n}{\partial \delta}\right)_{P, T} \geq 0, \quad \left(\frac{\partial \mu_p}{\partial \delta}\right)_{P, T} \leq 0. \quad (13)$$

如果在某一局部(12)式不满足，也即压强会随着密度的增加而减小，那么有微小的密度增加，该部

分就会被周围物质压缩，于是密度会进一步增加，压强进一步减小。也就是说，无限小的密度涨落就会放大，导致系统在力学上不稳定。对于化学不稳定性则类似。

图4给出了3个模型在 $x=0$ 和 $x=-1$ 时不同温度下 $\rho\delta$ 平面内的力学和化学不稳定性区域的边界，即ITS(isothermal spinodal)曲线和DS(diffusive spinodal)曲线。ITS曲线左边包围的区域是力学不稳定性区域，ITS曲线和DS曲线之间的区域是化学不稳定性区域。于是，系统在力学不稳定性区域是化学稳定的，而在化学不稳定性区域是力学稳定的，在其他区域则力学和化学都是稳定的。可见，不稳定性区域的面积都随温度的升高而减小。在对称核物质中，MDI模型的ITS和DS曲线与eMDYI模型的重合， $x=0$ 的结果与 $x=-1$ 的结果重合。另外，不稳定性区域的边界也与对称能的密度依赖关系(即 x 值)有关。我们来观察不稳定性区域的最大 δ 值。对于力学不稳定性，在温度 $T=5$ 和 10 MeV时， $x=-1$ 比 $x=0$ 时的大，在温度 $T=15$ MeV时则相反。

而对于化学不稳定性,在温度 $T=5$ MeV时, $x=-1$ 比 $x=0$ 时的大,在温度 $T=10$ 和 15 MeV时则相反。不稳定区域还依赖于所选取的相互作用的同

位旋和动量相关性。在低温时,MDI模型和MID模型的不稳定区域较为相似,在高温下,则与eMDYI模型的较为相似。

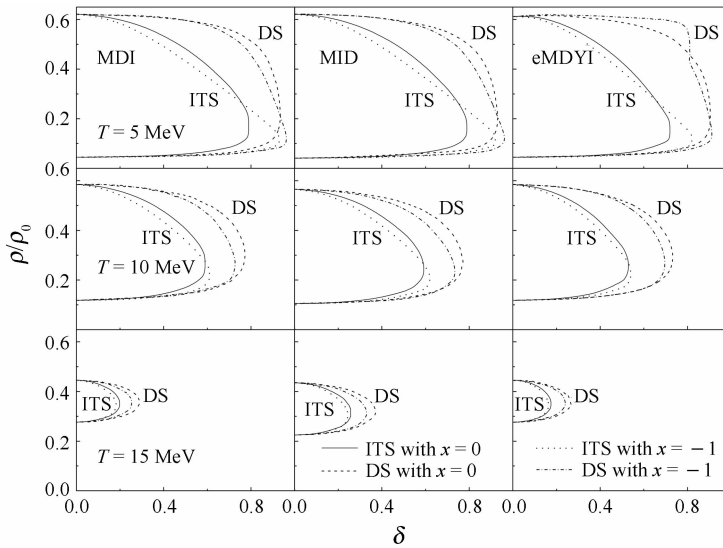


图4 3个模型在 $x=0$ 和 $x=-1$ 时不同温度下 $\rho\delta$ 平面内的力学和化学不稳定区域的边界(取自文献[47])

5 液气相变

核物质的液气相变是一个非常热门的课题。对相变问题起决定性作用的物理量是核子的化学势,而这个量是与相互作用的同位旋和动量相关性密切相关的。下面将利用MDI, MID和eMDYI这3个模型研究同位旋非对称热核物质液气相变的同位旋和动量相关性。

液气两相共存的吉布斯条件可以写成:

$$P^L(T, \rho^L, \delta^L) = P^G(T, \rho^G, \delta^G), \quad (14)$$

$$\mu_n^L(T, \rho^L, \delta^L) = \mu_n^G(T, \rho^G, \delta^G), \quad (15)$$

$$\mu_p^L(T, \rho^L, \delta^L) = \mu_p^G(T, \rho^G, \delta^G), \quad (16)$$

其中L和G分别代表液相和气相。我们将在一确定温度下研究液气相变。(14)、(15)和(16)式表示具有一定密度和同位旋不对称度的两相必须有相同的压强和中子质子的化学势才能共存。因此,我们可以作出某一确定压强的中子和质子化学势的等压线,然后作一个矩形使它的端点都在该等压线上,那么端点上的化学势和压强将满足吉布斯条件,即对应的两个相可以共存。该法可称为寻找液气共存两相的几何构造方法^[2, 48]。

我们在 $x=0$ 和 $x=-1$ 两种情况下,温度 $T=10$ MeV时通过几何构造得到可以共存的两相(见

图5)。左图中的是MDI和MID模型的结果,实线为在压强 $P=0.090$ MeV/fm³时的化学势等压线,这种情况下构造的矩形用点线在图中标出,矩形的端点即为可以共存的两个相。随着压强的升高,矩形变得越来越窄。到达化学不稳定性的临界压强 P_c 时,矩形退化成一条垂直于 δ 轴的直线。此时的等压线在图中用虚线表示,矩形退化成的直线在图中用点划线表示,点虚线对应的同位旋不对称度 δ 是等压线的拐点。临界压强以上中子和质子的化学势分别随着同位旋不对称度单调变化,化学不稳定性消失,故不能构造矩形。

对于eMDYI模型,其单粒子势是动量相关的,但其动量相关性又是同位旋无关的。通过对eMDYI模型和MDI模型的结果比较,可以研究对称势的动量相关效应对核物质液气相变的影响。而将eMDYI模型的结果和MID模型的结果作比较,又可以研究单粒子势同位旋标量部分的动量相关性对核物质液气相变的影响。图5的右图中显示的是eMDYI模型化学势的等压线。与MDI和MID模型的结果相比较,最大的区别在于,eMDYI模型化学势等压线的左右两个极值点对应的 δ 值对于中子和质子是不同的,但MDI和MID模型中子和质子化学势等压线的极值点对应的 δ 值相同。即eMDYI模型中子

和质子随压强具有非同步变化的特点，这与eMDYI模型的定义和建立方式有关。(a)图中为低压强 $P=0.090\text{ MeV}/\text{fm}^3$ 时的情况，这时矩形可以精确地构造出来。由于化学势 μ_n 和 μ_p 的非同步变化，将会有有一个极限压强，极限压强以上矩形就不能构造出来，吉布斯条件无解。(b)图显示的就是极限压强时的情况，注意这里的极限压强和MDI，MID模

型的临界压强有所区别，因为在极限压强下中子和质子化学势的等压线仍有化学不稳定区域存在，只是由于该模型特有的非同步特性使得在极限压强以上构造不出矩形来。(c)图显示的情况是 μ_n 开始随 δ 单调增加，而 μ_p 尚有化学不稳定区域存在。(d)图显示的情况是 μ_n 和 μ_p 都随 δ 单调变化，系统处于化学稳定区域。

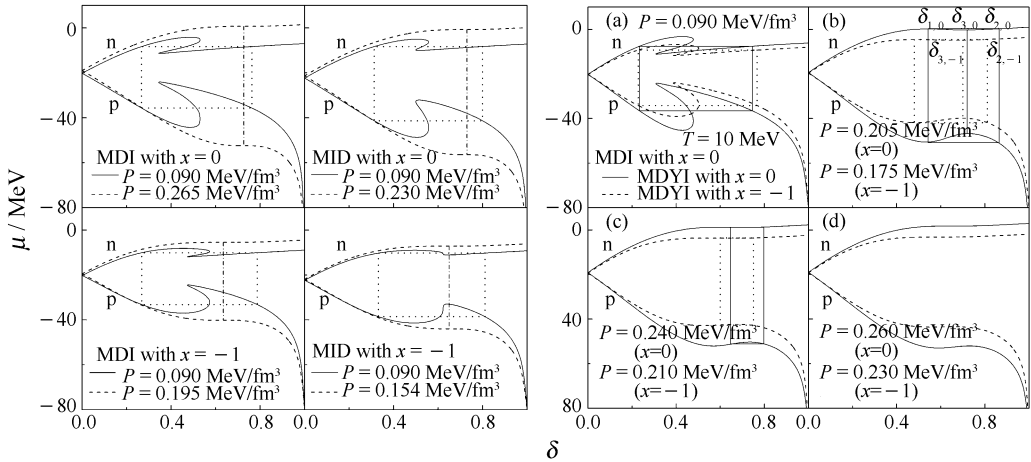


图5 MDI和MID模型化学势等压线(左)；eMDYI模型化学势等压线(右)。温度 T 均为10 MeV (取自文献[50])

液相和气相的区别仅仅在于两者密度的差异，通过几何构造得出的两相分别具有自己的密度 ρ 和同位旋不对称度 δ 。 δ 小的相一般密度较高，定义它为液相。 δ 大的相一般密度较低，定义它为气相。图6(a)给出了MDI模型和MID模型在温度 $T=10\text{ MeV}$ 时 P - δ 平面内的液气共存二相图。曲线左边为液相，右边为气相，曲线包围的部分为液相和气相共存的区域。当压强大于临界压强(critical pressure (CP))或小于对称共存点(equal concentration (EC))的压强时，没有液气共存区域。MDI模型 $x=0$ 和 $x=-1$ 临界压强分别为 $P=0.265$ 和 $0.195\text{ MeV}/\text{fm}^3$ ，而MID模型 $x=0$ 和 $x=-1$ 临界压强分别为 $P=0.230$ 和 $0.154\text{ MeV}/\text{fm}^3$ 。可以看到，当 $x=-1$ ，即对称能比较硬时，临界压强和两相共存区域的面积比较小，最大同位旋不对称度(maximum asymmetry(MA))也略小一些，对EC点无影响。同时，在这个温度下，与完全动量无关的MID模型相比，MDI模型的临界压强和两相共存区域的面积更大，而最大同位旋不对称度则几乎相同，EC点则略高一些。

再来看eMDYI模型的结果。图6(b)给出了eMDYI模型在温度 $T=10\text{ MeV}$ 时 P - δ 平面内的液气共存二相图。可见，曲线上不封口，被极限压强(limit pressure(LP))截断，对于 $x=0$ 和 $x=-1$ 极限压强分别为 0.205 和 $0.175\text{ MeV}/\text{fm}^3$ 。有趣的是，对于 $x=-1$ 有最大同位旋不对称度，而对于 $x=0$ 没有MA点，这就造成 $x=0$ 和 $x=-1$ 两种情况下液气相变的过程有所不同。关于这一点，详见参考文献[51]。eMDYI模型极限压强与两相共存区域的面积大小也依赖于参数 x 值，在 $T=10\text{ MeV}$ 时，对称能越软，极限压强越大，两相共存区域的面积也越大。

从图6可以看出，eMDYI模型与MDI模型的液气共存二相图在极限压强以下十分类似。因此可得这样的结论：在极限压强以下部分，对称势的动量相关性即单粒子势同位旋矢量部分的动量相关性对液气共存二相图影响很小，而单粒子势同位旋标量部分的动量相关性扩大了两相共存区域的面积；在极限压强以上部分，单粒子势同位旋矢量部分和标量部分的动量相关性对两相共存区域均有影响。

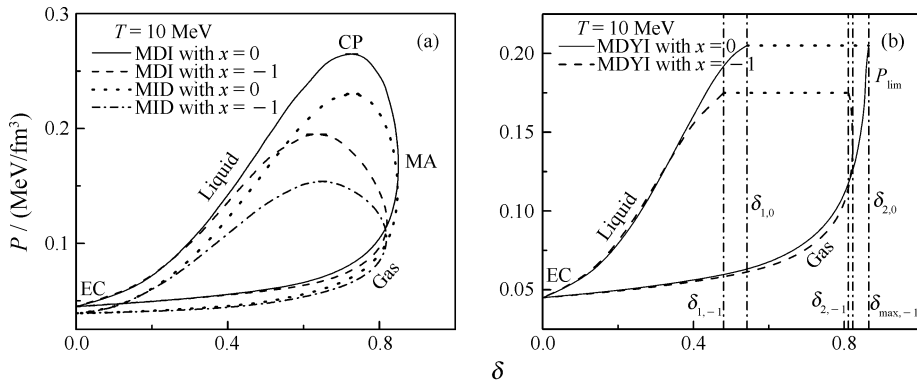


图6 MDI和MID模型的液气二元相图(a); eMDYI模型的液气二元相图(b)。温度均为 $T=10$ MeV (取自文献[509])

密度较低的气相一般来说中子丰度要高于密度较高的液相,这是被所有热力学模型和运输模型的结果所证实的特性^[20],在实验上也被观测到^[21]。然而,在我们的MDI模型研究中发现,高动量下液气两相中的中子质子比例发生了逆转。这一工作在文献[51]中提到。

6 结论

在本文中,我们利用MDI, MID和eMDYI模型系统而细致地研究了非对称核物质热力学性质的同位旋和动量相关效应,包括对称能、力学和化学不稳定性以及液气相变。对于MDI模型,对称能的温度效应由动能和势能两部分贡献。而对于MID模型和eMDYI模型,对称能的温度效应只有动能部分的贡献。我们还发现,力学和化学不稳定性不仅与对称能有关,还依赖于模型的同位旋和动量相关性。MDI模型的力学和化学不稳定性边界在低温下与MID模型的结果类似,而在高温下则与eMDYI模型的结果类似。对于液气相变,我们发现对称能越软,液气共存区域面积越大,同位旋和动量相关性也使液气共存区域面积变大。

我们的研究表明,核物质中相互作用的同位旋和动量相关性对热中子物质的热力学性质有很大的影响。由于同位旋非对称热核物质存在于核反应实验室和宇宙的中子星中,因此我们的研究结果对于核物理和天体物理都是非常有价值的。例如,对核反应的放射性束流及稀有同位素的产生。核物质液气相变的巨大同位旋和动量相关效应也将使人们更好地理解重离子碰撞实验中的液气相变现象。此外,对称能的温度效应对中子星的演化和冷

却有重要影响,从而影响到中子星的壳层结构和整体性质,这是我们正在进行的研究工作。

参考文献 (References):

- [1] Li B A, Ko C M. Nucl Phys, 1997, A618: 498.
- [2] Qian W L, Su R K, Wang P. Phys Lett, 2000, B491: 90.
- [3] Li B A, Sustich A T, Tilley M, *et al.* Phys Rev, 2001, C64: 051303(R).
- [4] Natowitz J B, Hagel K, Ma Y, *et al.* Phys Rev Lett, 2002, 89: 212701.
- [5] Li B A, Sustich A T, Tilley M, *et al.* Nucl Phys, 2002, A699: 493.
- [6] Chomaz Ph, Margueron J. Nucl Phys, 2003, A722: 315c; Margueron J, Chomaz Ph. Phys Rev, 2003, C67: 041602(R).
- [7] Sil T, Samaddar S K, De J N, *et al.* Phys Rev, 2004, C69: 014602.
- [8] Ducoin C, Chomaz P, Gulminelli F. Nucl Phys, 2006, A771: 68.
- [9] Ducoin C, Chomaz P, Gulminelli F. Nucl Phys, 2007, A781: 407.
- [10] Ma Y G. Eur Phys J, 2006, A30: 227.
- [11] Li Wenfei, Zhang Fengshou, Chen Liewen. Acta Physica Sinica, 2001, 50(6): 1040(in Chinese).
(李文飞, 张丰收, 陈列文. 物理学报, 2001, 50(6): 1040.)
- [12] Li Zhuxia, Li Qingfeng. High Energy Physics and Nuclear Physics, 2002, 26(9): 926(in Chinese).
(李祝霞, 李庆峰. 高能物理与核物理, 2002, 26(9): 926.)
- [13] Liu Min, Li Zhuxia. Journal of the Graduate School of the Chinese Academy of Sciences, 2007, 24(2): 167(in Chinese).
(刘敏, 李祝霞. 中国科学院研究生院学报, 2007, 24(2): 167.)
- [14] Liu Jianye, Zhao Qiang. Nuclear Physics Review, 2001, 18(1): 21(in Chinese).

- (刘建业, 赵强. 原子核物理评论, 2001, 18(1): 21.)
- [15] Li Baoan, Chen Liewen, Ko Cheming. Phys Rep, 2008, 464: 113.
- [16] Lattimer J M, Ravenhall D G. Astrophys J, 1978, 223: 314.
- [17] Finn J E, Agarwal S, Bujak A, *et al.* Phys Rev Lett, 1982, 49: 1321.
- [18] Bertsch G F, Siemens P J. Phys Lett, 1983, B126: 9.
- [19] Jaqaman H, Mekjian A Z, Zamick L. Phys Rev, 1983, C27: 2782; *ibid.* 1984, C29: 2067.
- [20] Chomaz Ph, Colonna M, Randrup J. Phys Rep, 2004, 389: 263.
- [21] Das C B, Gupta S D, Lynch W G, *et al.* Phys Rep, 2005, 406: 1.
- [22] Chomaz Ph, Gulminelli F, Trautmann W, *et al.* Dynamics and Thermodynamics with Nucleonic Degrees of Freedom. Berlin: Springer, 2006.
- [23] Pochodzalla J, Möhlenkamp T, Rubehn T, *et al.* Phys Rev Lett, 1995, 75: 1040.
- [24] Ma Y G, Siwek A, Péter J, *et al.* Phys Lett, 1997, B390: 41.
- [25] Bauer W. Phys Rev, 1988, C38: 1297.
- [26] Gilkes M L, Albergo S, Bieser F, *et al.* Phys Rev Lett, 1994, 73: 1590.
- [27] D'Agostino M, Botvina A S, Bruno M, *et al.* Nucl Phys, 1999, A650: 329.
- [28] Elliott J B, Gilkes M L, Hauger J A, *et al.* Phys Rev, 1997, C55: 1319.
- [29] Elliott J B, Gilkes M L, Hauger J A, *et al.* Phys Rev, 1994, C49: 3185.
- [30] Berkenbusch M K, Bauer W, Dillman K, *et al.* Phys Rev Lett, 2002, 88: 022701.
- [31] Fisher M E. Physics (N. Y.), 1967, 3: 255.
- [32] Albergo S, Costa S, Costanzo E, *et al.* Nuovo Cimento, 1985, A89: 1.
- [33] Natowitz J B. Phys Rev, 2002, C65: 034618; Natowitz J B, Hagel K, Ma Y G, *et al.* Phys Rev Lett, 2002, 89: 212701.
- [34] NIMROD Collaboration (Ma Y G, *et al.*). Phys Rev, 2004, C69: 031604(R); 2005, C71: 054606.
- [35] Richert J, Wagner P. Phys Rep, 2001, 350: 1.
- [36] Gupta S D, Mekjian A Z, Tsang M B. Adv Nucl Phys, 2001, 26: 89.
- [37] Bonasera A, Bruno M, Mastinu P F, *et al.* Riv Nuovo Cimento, 2000, 23(2): 1.
- [38] Chomaz Ph. Proceedings of the International Nuclear Physics Conference INPC2001. Berkeley CA, USA, 2001, In: Norman E, Schroeder L, Wozniak G. AIP Conf Proc, (New York: Melville, 2002, 610: 167.
- [39] Li B A, Ko C M, Bauer W. Topical Review, Int Jour Mod Phys, 1998, E7: 147.
- [40] Li Bao-an, Schröder W U. Isospin Physics in Heavy-Ion Collisions at Intermediate Energies. New York: Nova Science Publishers, Inc, 2001.
- [41] Tsang M B, Liu T X, Shi L, *et al.* Phys Rev Lett, 2004, 92: 062701.
- [42] Chen L W, Ko C M, Li B A. Phys Rev Lett, 2005, 94: 032701[arXiv: nucl-th/0407032].
- [43] Li B A, Chen L W. Phys Rev, 2005, C72: 064611.
- [44] Chen L W, Ko C M, Li B A. Phys Rev, 2005, C72: 064309 [arXiv: nucl-th/0509009].
- [45] Das C B, Gupta S D, Gale C, *et al.* Phys Rev, 2003, C67: 034611.
- [46] Xu J, Chen L W, Li B A, *et al.* Phys Rev, 2007, C75: 014607.
- [47] Xu J, Chen L W, Li B A, *et al.* Phys Rev, 2008, C77: 014302.
- [48] Li Wenfei, Zhang Fengshou. Acta Physica Sinica, 2001, 10(12): 1888(in Chinese). (李文飞, 张丰收. 物理学报, 2001, 10(12): 1888.
- [49] Muller H, Serot B D. Phys Rev, 1995, C52: 2072.
- [50] Xu J, Chen L W, Li B A, *et al.* Phys Lett, 2007, B650: 348.
- [51] Li B A, Chen L W, Ma H R, *et al.* Phys Rev, 2007, C76: 051601(R).

Effects of Isospin and Momentum-dependent Interactions on Thermal Properties of Nuclear Matter^{*}

XU Jun^{1, 1)}, CHEN Lie-wen^{1, 2}, LI Bao-an³, MA Hong-ru¹

(1 *Institute of Theoretical Physics, Shanghai Jiaotong University, Shanghai 200240, China;*

2 *Center of Theoretical Nuclear Physics, National Laboratory of Heavy Ion*

Research Facility in Lanzhou, Lanzhou 730000, China;

3 *Department of Physics, Texas A&M University-Commerce, Commerce, TX 75429, USA*)

Abstract: In this article, three models with different isospin and momentum dependence are used to study the thermodynamical properties of asymmetric nuclear matter. They are isospin and momentum-dependent MDI interaction constrained by the isospin diffusion data of heavy ion collision, the momentum-independent MID interaction and the isoscalar momentum-dependent eMDYI interaction. Temperature effects of symmetry energy, mechanical and chemical instability and liquid-gas phase transition are analyzed. It is found that for MDI model the temperature effects of the symmetry energy attribute from both the kinetic and potential energy, while only potential part contributes to the decreasing of the symmetry energy for MID and eMDYI models. We also find that the mechanical instability, chemical instability and liquid-gas phase transition are all sensitive to the isospin and momentum dependence and the density dependence of the symmetry energy.

Key words: isospin; momentum dependence; symmetry energy; instability; liquid-gas phase transition

* **Received date:** 10 Jan. 2008; **Revised date:** 11 Nov. 2008

* **Foundation item:** National Natural Science Foundation of China(10334020, 10575071, 10675082); Program for New Century Excellent Talents in University, MOE of China (NCET-05-0392); Shanghai Rising-Star Program (06QA14024); Major State Basic Research Development Program of China (973 Program) (2007CB815004); The work of B. A. Li was supported in part by the US National Science Foundation Awards (PHY-0652548 and PHY-0757839); the Research Corporation under Award (7123); the Texas Coordinating Board of Higher Education Award (003565-0004-2007).

1) E-mail: xujunz626@hotmail.com