

# 利用 $\pi^-/\pi^+$ 探测对称能的高密行为<sup>\*</sup>

雍高产<sup>1,2;1)</sup> Bao-An Li<sup>3</sup> 左维<sup>1,2</sup>

1 (中国科学院近代物理研究所 兰州 730000)

2 (中国科学院研究生院 北京 100049)

3 (Department of Chemistry and Physics, P.O. Box 419, Arkansas State University, State University, Arkansas 72467-0419, USA)

**摘要** 利用同位旋和动量相关的 IBUU 相对论强子输运模型,以  $^{132}\text{Sn} + ^{124}\text{Sn}$  碰撞在  $E/A = 400\text{MeV}$ ,  $b = 1\text{fm}$  时为例,研究了在 3 种不同的对称能作用下发射粒子谱中  $\pi^-/\pi^+$  的比率随时间和横动量的演化. 计算结果表明,  $\pi^-/\pi^+$  的比率与核物质对称能的硬度有一个反向变化关系. 由于  $\pi$  介子主要来自于核反应形成的高密区,因此  $\pi^-/\pi^+$  的比率可以作为精确研究核物质对称能高密行为的一个探针. 通过与实验数据的比较,就能够得出比以往更精确的关于对称能高密行为的重要信息.

**关键词** 相对论强子输运模型 对称能  $\pi^-/\pi^+$  比率

## 1 引言

经过许多人数年的艰苦努力,对称核物质状态方程已得到解决<sup>[1]</sup>,最近放射性核束物理的进展掀开了核科学的新篇章<sup>[2,3]</sup>,特别是美国的 RIA 和德国的 GSI 新加速器设备的应用,将提供研究非对称核物质状态方程和稠密核物质新特性的良好机遇<sup>[4-6]</sup>. 非对称核物质状态方程的探索有助于研究不稳定核结构<sup>[7-10]</sup>和天文物理中的一些关键问题<sup>[11-15]</sup>:如超新星爆发机制,中子星里的 Kaon 凝聚,超新星形成过程中的核合成等. 核物质的对称能在正常核物质密度下大约是  $30\text{MeV}$ <sup>[16,17]</sup>,但是在其他核物质密度下人们对它的了解就很少了<sup>[4,5]</sup>. 目前基于各种微观和唯象核多体理论研究给出的各种核物质密度下的对称能是很不一致的<sup>[5]</sup>. 因此从不同方面研究核物质的对称能尤为重要. 实验上对对称能的研究主要是通过自由核子的中-质比,同位旋蒸馏 (fractionation), 中质微分流, 中质关联函数, 同位旋扩散, 质子微分椭圆流<sup>[18-30]</sup>, 以及

$\pi^-/\pi^+$ <sup>[6]</sup>等等. 到目前为止,以上研究都没有考虑对称势的动量依赖性,并且对对称能的研究只是粗略地考虑了上下两种走向而没有细分. 这是因为只是在最近参数化的动量依赖单核子势才应用到输运模型<sup>[31-33]</sup>. 本文将依据具有上述单核子势的相对论强子输运模型利用  $\pi^-/\pi^+$  来研究对称能的高密行为.

## 2 理论模型

我们的研究是建立在著名的 BUU 输运模型基础上,并同时考虑了同位旋和动量对单核子势的影响. 其中不但包括核子,而且还有  $\Delta$ ,  $N^*$  和 Pion 介子. 我们用相对论平均场理论计算初始弹靶核核子密度分布,各种粒子间的反应截面直接由实验数据或者由细致平衡原理, Breit-Wigner 等共振态产生截面公式得出. 粒子相空间分布函数的计算采用试验粒子和网格法技术数值求解,同时考虑了费米子同位旋依赖的泡利阻塞影响<sup>[4,18,31-34]</sup>. 参数化的单粒

2004-10-08 收稿

<sup>\*</sup> 美国国家科学 (PHY 0088934, PHY0243571, PHY0354572) 基金, 香港 K. C. Wong 教育基金, 中国科学院知识创新工程重要方向性项目 (KJ9X2-SW-No2), 国家重点基础研究发展规划项目 (G2000077400), 国家自然科学基金重点基金 (10235030), 国家科技部重大前期研究专项基金 (2002CCB00200) 资助

1) E-mail: yonggaochan@impcas.ac.cn

子式被表示为

$$\begin{aligned}
 U(\rho, \delta, \mathbf{p}, \tau) = & A_{\text{unlike}}(x) \frac{\rho_{\tau'}}{\rho_0} + A_{\text{like}}(x) \frac{\rho_{\tau}}{\rho_0} + \\
 & B \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^{\sigma} (1 - x\delta^2) - \\
 & 8x\tau \frac{B}{\sigma + 1} \frac{\rho^{\sigma-1}}{\rho_0^{\sigma}} \delta \rho_{\tau'} + \\
 & \frac{2C_{\text{like}}}{\rho_0} \int d^3\mathbf{p}' \frac{f_{\tau}(\mathbf{r}, \mathbf{p}')}{1 + (\mathbf{p} - \mathbf{p}')^2/\Lambda^2} + \\
 & \frac{2C_{\text{unlike}}}{\rho_0} \int d^3\mathbf{p}' \frac{f_{\tau'}(\mathbf{r}, \mathbf{p}')}{1 + (\mathbf{p} - \mathbf{p}')^2/\Lambda^2}.
 \end{aligned} \tag{1}$$

对质子此式还要加上库仑作用势. 其中对质子(中子)  $\tau = 1/2$  ( $-1/2$ ) 且  $\tau \neq \tau'$ ,  $\sigma = 4/3$ ,  $f_{\tau}(\mathbf{r}, \mathbf{p})$  是相空间分布函数. 参数  $A_{\text{like}}$ ,  $A_{\text{unlike}}$ ,  $B$ ,  $C_{\text{like}}$ ,  $C_{\text{unlike}}$  和  $\Lambda$  的选取要使  $U(\rho, \delta, \mathbf{p}, \tau)$  适合 Hartree-Fock 和(或者)Brueckner-Hartree-Fock 计算, 对称核物质饱和点特性以及正常核物质密度下 30MeV 的对称能. 对称核物质压缩系数取为 211MeV. 具体来说,  $B = 106.35\text{MeV}$ ,  $\Lambda = p_{\text{F}}^0$ ,  $p_{\text{F}}^0$  是对称核物质的核子费米动量,  $C_{\text{unlike}} = -103.4\text{MeV}$  和  $C_{\text{like}} = -11.7\text{MeV}$ ,  $C_{\text{unlike}}$  和  $C_{\text{like}}$  项描述的是具有同位旋为  $\tau$  的核子在与同位旋为  $\tau'$  或者为  $\tau$  的背景场中的核子作用时获得的单粒子势的动量相关部分.

$$\begin{aligned}
 A_{\text{unlike}}(x) = & A_{\text{unlike}}(0) - \frac{2B}{\sigma + 1} x, \\
 A_{\text{like}}(x) = & A_{\text{like}}(0) + \frac{2B}{\sigma + 1} x.
 \end{aligned} \tag{2}$$

这其中  $A_{\text{unlike}}(0) = -95.98\text{MeV}$ ,  $A_{\text{like}}(0) = -120.57\text{MeV}$ . 参数  $x$  的引入是为了模拟各种微观、唯象多体理论对密度依赖对称能的不同预言. 例如当  $x = 1$  时, 单粒子势  $U(\rho, \delta, \mathbf{p}, \tau)$  对应的对称能是 Gogny Hartree-Fock 预言. 从单粒子势  $U(\rho, \delta, \mathbf{p}, \tau)$  获得的标量势  $(U_n + U_p)/2$  很接近于使用适合于核子-核子散射, 少体核束缚能以及核物质饱和点特性的真实哈密顿量的变分多体计算<sup>[35]</sup>. 从单粒子势  $U(\rho, \delta, \mathbf{p}, \tau)$  获得的矢量势  $(U_n - U_p)/2$  也与 Lane 势<sup>[36]</sup> 符合得很好. 由单粒子势  $U(\rho, \delta, \mathbf{p}, \tau)$  可以得出核子有效质量<sup>[37]</sup>:

$$\frac{m_{\tau}^*}{m_{\tau}} = \left[ 1 + \frac{m_{\tau} dU}{p dp} \right]_{p_{\text{F}}^{\tau}}^{-1}. \tag{3}$$

介质中的核子-核子弹性散射截面表示为<sup>[38]</sup>:

$$\sigma_{\text{med}} \approx \sigma_{\text{free}} \left( \frac{\mu_{\tau, \tau'}^*}{\mu_{\tau, \tau'}} \right)^2, \tag{4}$$

其中  $\mu$  是同位旋为  $\tau, \tau'$  的碰撞核子对的约化质量,

$\sigma_{\text{free}}$  是实验核子-核子弹性散射的自由截面. 同位旋非对称核物质的核态方程通常表示为<sup>[5]</sup>:

$$E(\rho, \delta) = E(\rho, 0) + E_{\text{sym}}(\rho) \delta^2 + o(\delta^4), \tag{5}$$

此处  $\rho = \rho_n + \rho_p$  是重子密度,  $E(\rho, 0)$  是对称核物质中的单核子能量,  $\delta \equiv (\rho_n - \rho_p)/(\rho_n + \rho_p)$  是同位旋非对称度,  $E_{\text{sym}}(\rho)$  是对称能, 改变单粒子势  $U(\rho, \delta, \mathbf{p}, \tau)$  中的参数  $x$ , 我们就能得到不同密度依赖的对称能, 如图 1 所示<sup>[39]</sup>.

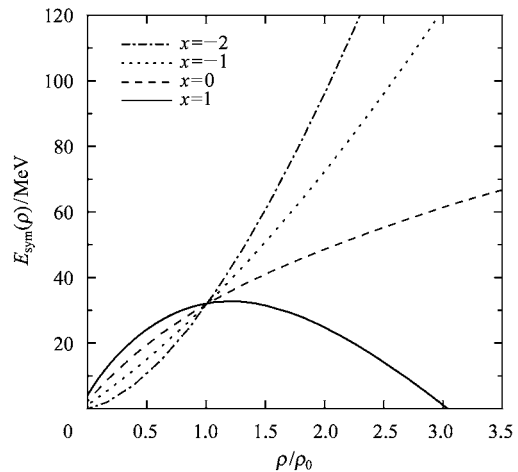


图 1 不同参数  $x$  对应的密度依赖核物质对称能( $\rho_0$  为正常核物质密度)

随着  $x$  从 1 下降到 -2, 对称能变得越来越硬, 但是不同的对称能在正常核物质密度时具有相同的值, 这是由单粒子势参数化所满足的条件决定的. 为了精确地得出不同密度下对称能的硬度, 应当在不同的  $x$  值下研究对对称能敏感的可观测量. 在这里我们选取  $\pi^-/\pi^+$  比率作为研究对称能的敏感探针.

### 3 结果与讨论

$\pi^-/\pi^+$  能探测对称能的高密行为可以从两个方面说明: 首先, 根据 Delta 共振模型<sup>[40]</sup>, 原初的  $\pi^-/\pi^+$  比值为  $(5N^2 + NZ)/(5Z^2 + NZ) \approx (N/Z)^2$ . 这样就可以由  $\pi^-/\pi^+$  直接测量“参加者”反应区的非对称度  $(N/Z)_{\text{dense}}$ , 而  $(N/Z)_{\text{dense}}$  是反应系统蒸馏后的结果. 我们知道同位旋蒸馏强度敏感地依赖于对称能的硬度<sup>[20-24]</sup>, 所以,  $\pi^-/\pi^+$  是对称能敏感的可观测量. 其次, 根据 Pion 介子产生的统计模型<sup>[41]</sup>,  $\pi^-/\pi^+ \propto \exp[(\mu_n - \mu_p)/T]$ , 式子中  $T$  是温度,  $\mu_n, \mu_p$  分别是中子和质子的化学势.  $\mu_n$  与  $\mu_p$  之差

为<sup>[42]</sup>

$$\mu_n - \mu_p = V_{\text{asy}}^n - V_{\text{asy}}^p - V_C + T \left[ \ln \frac{\rho_n}{\rho_p} + \sum_m \frac{m+1}{m} b_m \left( \frac{\lambda_T^3}{2} \right)^m (\rho_n^m - \rho_p^m) \right], \quad (6)$$

其中  $V_{\text{asy}}^n$ ,  $V_{\text{asy}}^p$  分别是中子和质子的对称势,  $V_C$  是质子受到的库仑势,  $\lambda_T$  是核子的热波长,  $b_m$  是费米分布函数的反转系数(常数).  $V_{\text{asy}}^n - V_{\text{asy}}^p = 2v_{\text{sym}}(\rho)\delta$ , 函数  $2v_{\text{sym}}(\rho)$  的大小取决于对称能<sup>[6]</sup>. 因为无论是动量不依赖对称势还是动量依赖对称势都对应相同的对称能<sup>[32]</sup>, 所以这里由动量不依赖对称势得出的关系对动量依赖对称势依然成立.  $\rho_n$ ,  $\rho_p$ ,  $V_C$  也直接受对称势、间接受对称能的影响. 因此,  $\pi^-/\pi^+$  也同上面的 Delta 共振模型分析一样是对称能敏感的可观测量. 实际上, 由于 Pion 介子在反应过程中持续不断的产生, 吸收和散射,  $\pi^-/\pi^+$  的计算往往代之以  $(\pi^-/\pi^+)_{\text{like}}$ :

$$(\pi^-/\pi^+)_{\text{like}} \equiv \frac{\pi^- + \Delta^- + \frac{1}{3}\Delta^0 + \frac{2}{3}N^{*0}}{\pi^+ + \Delta^+ + \frac{1}{3}\Delta^+ + \frac{2}{3}N^{*+}}. \quad (7)$$

在单核子能量小于 2GeV 时, Pion 介子主要经  $\Delta_{1232}$  衰变而产生. 因此对于一般的中能重离子碰撞来讲, 只需考虑 Delta 共振. 相比于核反应时间, Delta 共振态寿命极短,  $(\pi^-/\pi^+)_{\text{like}}$  的比率在“冻结”时就自然变为  $\pi^-/\pi^+$  的比率.

从图 2(b) 可以看出, 在反应的绝大部分时间里, “参加者”中存在一个高密区(从正常核物质密度  $0.16/\text{fm}^3$  到大约 2 倍核物质密度). 高密区的形成是由于反应初期原子核之间的压缩所致, 后来的膨胀相又使得高密区逐渐消失. 短暂 (5—22fm/c) 的高密核物质的存在使得我们能够从反应的发射粒子谱中获得关于高密情况下有关核态方程的信息. 从图 2(a) 我们可以看到, 高密区中质比对于不同的对称能随着反应的进行而明显分离开来. 这是因为在高密区, 硬的对称能 ( $x = -1, -2$ ) 具有较大的对称势, 能够更有力地排斥中子, 吸引质子, 从而使得高密区中质比较小, 对于软的对称能 ( $x = 1$ ), 在高密区具有相反的对称作用势, 即吸引中子, 排斥质子, 所以中质比较高, 高密区中质比与对称能的硬度是反向变化关系. 三种对称势能对应的中质比在起始阶段由于库仑势效应都略微上升. 这种中质比的对称势效应在同位旋蒸馏 (fractionation) 过程中也得到了体现, 如图 3 所示.

在图 2(c), 起初由于碰撞核-核间的中子皮重

叠, 造成核表面大多数中子-中子散射, 又由于  $\pi^-$  介子主要来自中子-中子散射, 故  $(\pi^-/\pi^+)_{\text{like}}$  比值在反应的初始阶段很大. 随着时间的推移, 不同对称能对应的比率迅速 ( $t > 15\text{fm}/c$ ) 达到饱和并且明

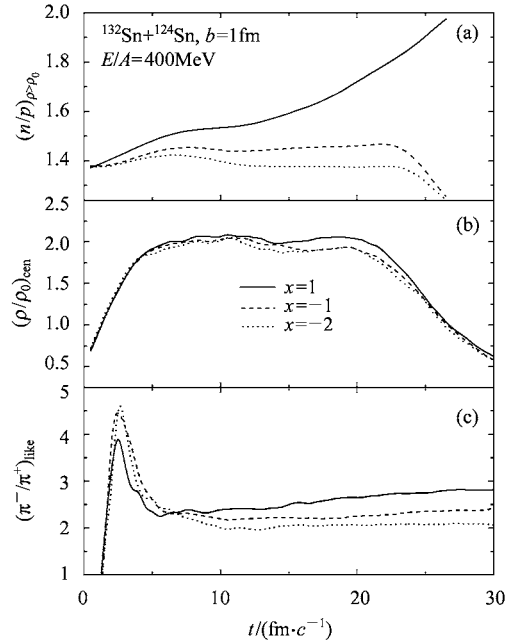


图 2  $E/A = 400\text{MeV}$ ,  $b = 1\text{fm}$  时  $^{132}\text{Sn} + ^{124}\text{Sn}$  碰撞产生的高密核物质中的中质比、中心重子数密度以及  $(\pi^-/\pi^+)_{\text{like}}$  比率在不同的对称能下随时间演化

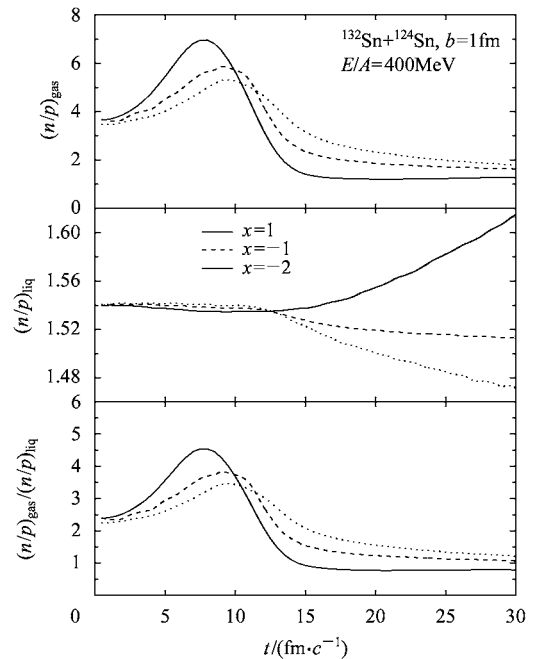


图 3  $E/A = 400\text{MeV}$ ,  $b = 1\text{fm}$  时  $^{132}\text{Sn} + ^{124}\text{Sn}$  碰撞中气相 ( $\rho < \rho_0/8$ , 单核子相), 液相 (非单核子相) 中质比以及同位旋蒸馏强度 (degree of fractionation) 在不同对称能下随时间的演化

显地分离开. 这是由于对于较硬的对称能 ( $x = -1, -2$ ), 较多的中子在散射前由于被排斥而无缘碰撞, 从而产生较少的  $\pi^-$  介子, 使得  $\pi^-/\pi^+$  的比率较小. 而对于软的对称能 ( $x = 1$ ), 中子由于被吸引而更多地聚集在高密核物质内部, 导致较多的中子-中子散射, 从而产生较多的  $\pi^-$  介子, 使得  $\pi^-/\pi^+$  的比率较大 ( $\pi^+$  介子对对称能不敏感, 后面解释). 比较图 2(a) 与 (c) 窗口可以看出,  $(\pi^-/\pi^+)_{\text{like}}$  的比率与高密区中质比的关系在大部分反应时间里仍大致地符合 Delta 共振模型分析, 即  $(\pi^-/\pi^+)_{\text{like}} \approx (N/Z)_{\text{dense}}^2$ . 这样我们就可以在“冻结”时间通过测量  $\pi^-/\pi^+$  的比率并比较模型计算结果就可以较精确地得出关于对称能硬度的重要信息. 同样, 也可以在不同的横动量下测量  $\pi^-/\pi^+$  的比率, 如图 4 所示.

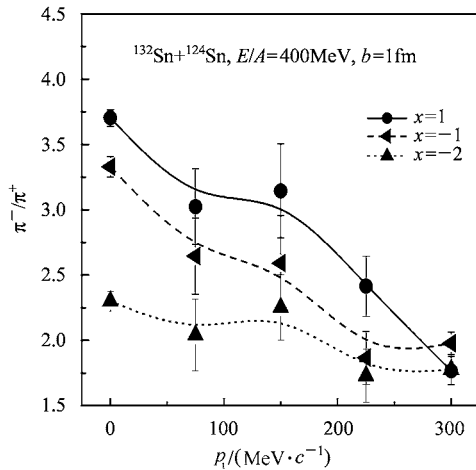


图 4  $E/A = 400\text{MeV}$ ,  $b = 1\text{fm}$  时  $^{132}\text{Sn} + ^{124}\text{Sn}$  中产生的  $\pi^-/\pi^+$  比率在不同对称能下随横动量变化情况

由于  $\pi^-$ ,  $\pi^+$  介子和带正电荷核物质有相反的库仑相互作用,  $\pi^-$  介子较多地被库仑势拉向低动量端,  $\pi^+$  介子较多地被库仑势推向高动量端. 因此  $\pi^-/\pi^+$  比率在低横动量端增长很快. 同图 2(c) 一样, 由于较硬的对称能 ( $x = -1, -2$ ) 能够更有力地

排斥中子造成高密区中子-中子碰撞数目减少, 导致  $\pi^-$  介子下降, 使得  $\pi^-/\pi^+$  比率较小. 较软的对称能 ( $x = 1$ ) 由于吸引中子造成在高密区较多的中子-中子碰撞, 因而产生更多的  $\pi^-$  介子, 使得  $\pi^-/\pi^+$  比率较大. 对称能对反应系统的质子与  $\pi^+$  介子有相反的影响. 故对于不同的对称能,  $\pi^-/\pi^+$  比率明显地分离开来. 由于  $\pi^-$  介子主要来自于单核子能量为  $400\text{MeV}$  的中子-中子碰撞, 即便发生二次碰撞, 来自高密区的  $\pi^-$  介子由于库仑场吸引作用, 其横动量很难大于  $300\text{MeV}/c$ . 故高横动量端的  $\pi^-$  介子主要来自于少量的表层中子散射. 由于表层核子局域密度接近于零, 核子应受的对称势消失<sup>[38]</sup>, 而  $\pi^+$  介子对对称势是不敏感的 (硬的对称能吸引质子, 使高密区质子数增加, 但聚集的荷电质子增加了库仑排斥作用. 同样, 软的对称能排斥质子, 分散的质子减小排斥库仑效应. 因此库仑势弱化了对称势效应). 对于丰中子碰撞系统, 较多的中子-中子散射, 使得产生  $\pi^-$  介子数目总大于  $\pi^+$  介子数目, 从而  $\pi^-/\pi^+$  的比率总大于 1. 由上面的分析可以得出, 对于单核子能量为  $400\text{MeV}$  的 Sn + Sn 碰撞, 我们也可以通过测量  $\pi^-/\pi^+$  的横动量分布 ( $p_t < 300\text{MeV}/c$ ), 较精确地得出关于高密情况下对称能硬度的信息.

## 4 结论

利用同位旋和动量依赖的相对论强子输运模型, 以  $^{132}\text{Sn} + ^{124}\text{Sn}$  碰撞为例, 我们研究了在高密情况下 3 种不同对称能对应的发射粒子谱中的  $\pi^-/\pi^+$  的比率. 无论对时间还是对横动量,  $\pi^-/\pi^+$  的比率与对称能的硬度都呈反向变化关系. 这样  $\pi^-/\pi^+$  的比率就可以作为精确得出高密情况下对称能硬度的一个敏感探针. 现今理论计算结果与将来实验数据的比较, 我们可以得出比以往更精确的关于高密核物质的对称能的信息.

## 参考文献 (References)

- 1 Danielewicz P, Lacey R, Lynch W G. Science, 2002, **298**:1592
- 2 Lattimer J M, Prakash M. Phys. Rep., 2000, **333**:121
- 3 Toro M Di et al. Nucl. Phys., 2001, **A681**:426c
- 4 Li B A, Ko C M, Bauer W. Topical Review, Int. Jour. Mod. Phys., 1998, **E7**:147
- 5 Wolfgang et al. Effects of Isospin Asymmetry and In-Medium Corrections on Directed Transverse Flow and the Balance Energy, LI B A, Udo Somöder W. Isospin Physics in Heavy-Ion Collisions at Intermediate Energies. New York: Nova Science Publishers, Inc., 2001. 411—425
- 6 Li B A. Phys. Rev. Lett., 2002, **88**:192701; Nucl. Phys., 2002, **A708**:365
- 7 Oyamatsu K, Tanihata I, Sugahara Y et al. Nucl. Phys., 1998, **A634**:3
- 8 Brown B A. Phys. Rev. Lett., 2000, **85**:5296

- 9 Horowitz C J, Piekarewicz J. Phys. Rev. Lett., 2001, **86**:5647; Phys. Rev., 2001, **C63**:025501
- 10 Furnstah R J. Nucl. Phys., 2002, **A706**:85
- 11 Kutschera M. Phys. Lett., 1994, **B340**:1; Z. Phys., 1994, **A348**:263; Acta Phys. Polon., 1998, **B29**:25
- 12 Iattimer J M, Prakash M. Astrophys., 2001, **J. 550**:426
- 13 Prakash M et al. Phys. Rep., 1997, **280**:1
- 14 Bombaci I. Equation of State for Dense Isospin Asymmetric Nuclear Matter for Astrophysical Applications. Equation of State for Isospin-Asymmetric Nuclear Matter and Neutron Star Properties. Li B A, Udo Schröder W. Equation of State for Dense Isospin Asymmetric Nuclear Matter for Astrophysical Applications. New York: Nova Science Publishers., Inc., 2001. 35—82
- 15 Horowitz C J, Piekarewicz J. Phys. Rev. Lett., 2001, **86**:5647; Horowitz C J et al. Phys. Rev., 2001, **C63**:025501
- 16 Myers W D, Swiatecki W J. Nucl. Phys., 1996, **A81**:1
- 17 Pomorski K, Dudek J. Phys. Rev., 2003, **C67**:044316
- 18 LI B A, Ko C M, REN Z Z. Phys. Rev. Lett., 1997, **78**:1644
- 19 Tsang M B et al. Phys. Rev. Lett., 2004, **92**:062710
- 20 LI B A, Ko C M. Nucl. Phys., 1997, **A618**:498
- 21 Baran V, Colonna M, Toro M Di et al. Nucl. Phys., 1998, **A632**:287
- 22 XU H S et al. Phys. Rev. Lett., 2000, **85**:716
- 23 TAN W P et al. Phys. Rev., 2001, **C64**:051901(R)
- 24 Baran V, Colonna M, Toro M Di et al. Nucl. Phys., 2002, **A703**:603
- 25 LI B A. Phys. Rev. Lett., 2000, **85**:4221
- 26 Greco V, Colonna M, Toro M Di et al. Phys. Rev., 2003, **C67**:015203
- 27 Scalone L, Colonna M, Toro M Di. Phys. Lett., 1997, **B46**:19
- 28 CHEN L W, Greco V, Ko C M et al. Phys. Rev. Lett., 2003, **90**:162701; Phys. Rev., 2003, **C68**:014605
- 29 Shi L, Danielewicz P. Phys. Rev., 2003, **C68**:064604
- 30 LI B A. Phys. Rev., 2001, **C64**:054604
- 31 Das C B, Gupta S Das, Gale C et al. Phys. Rev., 2003, **C67**:034611
- 32 LI B A. Phys. Rev., 2004, **C69**:064602
- 33 LI B A, Das C B, Gupta S Das et al. Phys. Rev., 2004, **C69**:011603 (R); Nucl. Phys., 2004, **A735**:563
- 34 LI B A, Sustich A T, ZHANG B. Phys. Rev., 2001, **C64**:054604
- 35 Wiringa R B. Phys. Rev., 1988, **C38**:2967
- 36 Lane A M. Nucl. Phys., 1962, **A35**:676
- 37 Jeukenne J P, Lejeune A, Mahaux C. Phys. Rep., 1976, **25**:83
- 38 Persram D, Gale C. Phys. Rev., 2002, **C65**:064611
- 39 CHEN L W, Ko C M, LI B A. Phys. Rev., 2004, **C69**:054606
- 40 Stock R. Phys. Rep., 1986, **135**:259
- 41 Bertsch G F. Nature, 1980, **283**:280
- 42 Jaqaman H R, Mekjian A Z, Zamick L. Phys. Rev., 1983, **C27**:2782; 1984, **C29**:2067; Jaqaman H R. Phys. Rev., 1988, **C39**:169

## Study on Stiffness of the Symmetry Energy at High Densities by $\pi^-/\pi^+$ Ratio\*

YONG Gao-Chan<sup>1,2;1)</sup> Bao-An Li<sup>3</sup> ZUO Wei<sup>1,2</sup>

1 (Institute of Modern Physics, Chinese Academy of Sciences, Lanzhou 730000, China)

2 (Graduate School, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

3 (Department of Chemistry and Physics, P. O. Box 419, Arkansas State University, State University, Arkansas 72467 - 0419, USA)

**Abstract** Using the isospin- and momentum-dependent transport model, for three different symmetry energies, we have calculated the  $\pi^-/\pi^+$  ratio as a function of time and transverse-momentum in central  $^{132}\text{Sn} + ^{124}\text{Sn}$  collision at  $E_{\text{beam}}/A = 400\text{MeV}$ . The results show that the  $\pi^-/\pi^+$  ratios is very sensitive to the stiffness of the symmetry energy. Thus we can probe the stiffness of the symmetry energy at high densities by using the  $\pi^-/\pi^+$  ratio at different time or transverse momentum more accurately than before. Comparing experimental data with the calculations will reveal crucial information about the stiffness of the symmetry energy more accurately.

**Key words** hadronic transport model, symmetry energy,  $\pi^-/\pi^+$  ratio

Received 8 October 2004

\* Supported by National Science Foundation Grants (PHY0088934, PHY0243571, PHY0354572), K. C. Wong Education Foundation Hong Kong, Chinese Academy of Science Knowledge Innovation Project (KJ9X2-SW-No2), Major State Basic Research Development Program (G2000077400), the National Natural Science Foundation of China (10235030), the Important Pre-research Project (2002CCB00200) of the Chinese Ministry of Science and Technology

1) E-mail: yonggaochan@impcas.ac.cn