

文章编号: 1007-4627(2024)01-0515-07

反质子引起的核反应中粒子产生动力学和超核形成机制研究

刘旭东, 韦斯纳, 冯兆庆[†]

(华南理工大学物理与光电学院, 广州 510641)

摘要: 基于量子分子动力学输运模型 LQMD(Lanzhou Quantum Molecular Dynamics transport model) 框架下, 分别采用 Skyrme 能量密度泛函和相对论协变密度泛函研究了反质子引起的核反应中粒子产生和靶核碎裂机制。以入射动量为 5 GeV/c 反质子轰击 ^{58}Ni 散裂反应为例, 分析了两种不同平均场下产生粒子 π 、K、 Λ 和 Σ 随时间的演化和相空间分布, 以及核碎片和超核碎片的质量和电荷分布。结果显示, 两种平均场下产生粒子的相空间分布相似, 而碎片分布不同, 特别是中等质量碎片的产额。碰撞系统在相对论平均场下涨落效应更加明显, 导致碎片产额偏高。

关键词: LQMD 输运模型; 反质子引起的核反应; 粒子产生; 快度分布; 动能谱

中图分类号: O571.53

文献标志码: A

DOI: 10.11804/NuclPhysRev.41.2023CNPC78

0 引言

自从 20 世纪英国物理学家狄拉克预言正电子开始, 直至近期 RHIC-STAR 合作组发现反氦-4 原子核^[1], 反物质原子核和引起其的核反应机制研究一直是核物理学的前沿课题。迄今为止, 反物质相关物理仍有若干未解之谜, 如宇宙中正反物质不对称问题、反粒子-粒子相互作用等。目前, 人们利用高能核-核碰撞可以产生大量的反质子, 再通过冷却储存环收集反质子进行核反应^[2], 欧洲核子中心利用低能反质子束流开展散裂反应、延迟裂变、反质子原子谱学等与反质子相关的研究, 并寻找冷的夸克胶子等离子体物质^[3]。反质子引起的核反应在强子核介质效应、中子皮厚度、奇异超核、不稳定原子核结构等方面有重要应用^[4]。反质子引起的核反应动力学涉及大量反应道, 如湮灭反应、电荷交换反应、弹性碰撞与非弹性碰撞等。反质子与核子湮灭主要反应产物是 π 介子, 随着入射能量的升高也会出现超子, 如反质子湮灭产生 $\bar{\Lambda}\Lambda$ 阈值 1.439 GeV/c^[5]。因此, 高能反质子束流可以产生超子并形成超核。迄今为止, 已有一些模型被提出来研究反质子引起的核反应机制, 如核内级联模型 (Intra-Nuclear Cascade, INC)^[6]、统计碎裂模型 (Statistics Multifragmentation Model, SMM)^[7]、微观输运模型等^[8-9]。

本文采用兰州量子分子动力学模型 (Lanzhou

Quantum Molecular Dynamics transport model, LQMD) 研究入射动量为 5 GeV/c 反质子轰击 ^{58}Ni 的粒子产生与碎片分布。采用 Skyrme 能量密度泛函和相对论协变密度泛函 (Relativistic Mean-Field, RMF) 分别描述核子的动力学演化, 而反质子、介子、超子等演化采用光学势和库仑相互作用势, 并对计算结果做了分析。

1 LQMD 模型介绍

LQMD 模型中考虑了重子-重子、介子-重子和介子-介子碰撞以及质量 2 GeV 以下共振态的产生和演化, 用于质子、反质子和介子引起的散裂反应和重离子碰撞动力学研究, 在核物质对称能、强子的介质效应、结团产生、超核形成等方面取得了重要成果。本工作中我们将研究反质子引起的核反应机制, 分析在不同平均场演化下反应末态产物的影响。

1.1 动力学演化

在 LQMD 模型中核子的演化可以用泊松括号表示:

$$\dot{p}_i = \{H, p_i\}, \quad \dot{q}_i = \{H, q_i\}, \quad (1)$$

根据泊松括号的定义 $\{A, B\} = \sum_k \left(\frac{\partial A}{\partial p_k} \cdot \frac{\partial B}{\partial q_k} - \frac{\partial A}{\partial q_k} \cdot \frac{\partial B}{\partial p_k} \right)$, 上式可以表示为

$$\dot{p}_i = \sum_k \left(\frac{\partial H}{\partial p_k} \cdot \frac{\partial p_i}{\partial q_k} - \frac{\partial H}{\partial q_k} \cdot \frac{\partial p_i}{\partial p_k} \right) = -\frac{\partial H}{\partial q_i},$$

收稿日期: 2023-10-18; 修改日期: 2024-02-20

基金项目: 国家自然科学基金资助项目 (12175072, 12311540139)

作者简介: 刘旭东 (2000-), 男, 广东河源人, 硕士研究生, 从事原子核物理研究; E-mail: 202120130864@mail.scut.edu.cn

[†] 通信作者: 冯兆庆, E-mail: fengzqh@scut.edu.cn

$$\dot{q}_i = \sum_k \left(\frac{\partial H}{\partial p_k} \cdot \frac{\partial q_i}{\partial q_k} - \frac{\partial H}{\partial q_k} \cdot \frac{\partial q_i}{\partial p_k} \right) = \frac{\partial H}{\partial p_i}, \quad (2)$$

其中: p_i 和 q_i 分别表示反应中第 i 个核子的动量坐标和空间坐标; H 为哈密顿量。在 RQMD 中, 由于一个 N 体的系统具有 $4N$ 个空间坐标和 $4N$ 个动量坐标, 但是在相空间中, N 体系统只有 $3N$ 个空间坐标和 $3N$ 个动量坐标, 一共 $6N$ 个自由度, 所以需要降低 2 个维度将相对论 $8N$ 减少到相空间 $6N$ 个自由度, 采用质量壳条件和时间约束条件可以将 $8N$ 个自由度减少至 $6N$ 个自由度^[10], 此时核子的态可以表示为: $\phi_i = p_i^{*2} - M_i^{*2}$ 。而哈密顿量可以表示为多个态的线性求和^[11]:

$$H = \sum_i^{2N-1} \lambda_i(\tau) \phi_i, \quad (3)$$

其中拉格朗日乘子 $\lambda_i(\tau)$ 在每个时间步长中由必须始终满足 $2N$ 个约束的条件确定^[12]。这样上面的核子演化方程可以写成:

$$\dot{p}_i = -\frac{\partial H}{\partial q_i} = \sum_i^{2N-1} \lambda_i(\tau) \frac{\partial \phi_i}{\partial q_i}, \quad (4)$$

$$\dot{q}_i = \frac{\partial H}{\partial p_i} = \sum_i^{2N-1} \lambda_i(\tau) \frac{\partial \phi_i}{\partial p_i}. \quad (5)$$

在 LQMD 模型中, 单个核子利用高斯波包来表示^[13-14]:

$$\phi_i(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{(2\pi L)^{3/4}} \exp \left[-\frac{(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i(t))^2}{4L} \right] \cdot \exp \left(\frac{i\mathbf{p}_i(t) \cdot \mathbf{r}}{\hbar} \right), \quad (6)$$

其中: $\mathbf{r}_i(t)$ 和 $\mathbf{p}_i(t)$ 为相空间中 6 维时间相关的参数; L 为坐标空间高斯波包宽度的平方。全系统波函数可表示为 N 体单核子波函数的直积:

$$\Phi(\mathbf{r}, t) = \prod_i \phi_i(\mathbf{r}, \mathbf{r}_i, \mathbf{p}_i, t), \quad (7)$$

由于 LQMD 模型是半经典框架下的模型, 因此需要对核子的量子力学波函数做 Wigner 变换, 得到其在经典力学中的相空间 Wigner 密度分布函数^[15]:

$$f_i(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) = \frac{1}{(\pi\hbar)^3} \exp \left\{ -\frac{[\mathbf{r} - \mathbf{r}_i(t)]^2}{2L} - \frac{[\mathbf{p} - \mathbf{p}_i(t)]^2 \cdot 2L}{\hbar^2} \right\}, \quad (8)$$

对上面的相空间分布函数动量和坐标求积分分别可得核子的单核子空间密度和动量密度:

$$\rho(\mathbf{r}, t) = \int f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) d\mathbf{p} = \sum_i \frac{1}{(2\pi L)^{3/2}} \exp \left\{ -\frac{[\mathbf{r} - \mathbf{r}_i(t)]^2}{2L} \right\}, \quad (9)$$

$$g(\mathbf{p}, t) = \int f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) d\mathbf{r} = \sum_i \left(\frac{2L}{\pi\hbar^2} \right)^{3/2} \exp \left\{ -\frac{[\mathbf{p} - \mathbf{p}_i(t)]^2 \cdot 2L}{\hbar^2} \right\}, \quad (10)$$

其中核子采用固定的波包宽度 $\sigma_r = 2 \text{ fm}$, $L = \sigma_r^2$, 在 RMF 下还需要考虑相对论带来的尺缩效应, 计算两核子的平均密度时还必须加上洛伦兹因子:

$$\rho_{ij}^* = \frac{\gamma}{(2\pi L)^{3/2}} \exp \left\{ -\frac{[\mathbf{q}_i - \mathbf{q}_j]^2}{2L} \right\}, \quad (11)$$

$$\gamma = \sqrt{\frac{(M_i^* + M_j^*)^2}{(M_i^* + M_j^*)^2 - (\mathbf{p}_i^* + \mathbf{p}_j^*)^2}}, \quad (12)$$

$$\mathbf{q}_i - \mathbf{q}_j = \gamma(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j), \quad (13)$$

其中: M_i^* , M_j^* 是两核子的相对论质量; $\mathbf{p}_i^*$, $\mathbf{p}_j^*$ 是两核子相对论动量, 单位皆为 MeV/c ; $\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j$ 是两核子实验室系下的距离。关于核子的哈密顿量具体形式将在后面平均场部分详细介绍。

1.2 Skyrme 平均场

Skyrme 平均场作用力由 Skyrme 能量密度泛函出发推导得到, 本次工作不考虑动量相关项, 核子的哈密顿量可以表示为

$$H_B = \sum_i \sqrt{p_i^2 + m_i^2} + U_{\text{int}}, \quad (14)$$

$\sqrt{p_i^2 + m_i^2}$ 是相对论能量, 其中 p_i 和 m_i 分别表示第 i 个核子的动量和质量。 U_{int} 是有效相互作用势, 它包括库仑势 U_{Coul} 与局域势 U_{loc} 。库仑势可以表示为

$$U_{\text{Coul}} = \frac{1}{2} \sum_{i,j} \frac{e_i e_j}{r_{ij}} \text{erf}(r_{ij}/\sqrt{4L}), \quad (15)$$

其中: e_i 和 e_j 是两核子的电荷数; r_{ij} 是两核子距离; erf 是误差函数, L 是两核子平均高斯波包宽度的平方。而局域相互作用势 $U_{\text{loc}} = \int V_{\text{loc}}[\rho(r)] d\mathbf{r}$, 能量密度泛函 V_{loc} 又表示为

$$V_{\text{loc}}(\rho) = \frac{\alpha}{2} \frac{\rho^2}{\rho_0} + \frac{\beta}{1+\gamma} \frac{\rho^{1+\gamma}}{\rho_0^\gamma} + \frac{C_{\text{sym}}}{2} \frac{\rho^2}{\rho_0} \delta^2 + \frac{g_{\text{sur}}}{2\rho_0} (A\rho)^2 + \frac{g_{\text{sur}}^{\text{iso}}}{2\rho_0} [A(\rho_n - \rho_p)]^2, \quad (16)$$

分别是两体项、三体项、对称能项、表面能与表面对称能项, 这里的 ρ_n 、 ρ_p 和 ρ 分别表示中子、质子和核子的总密度, t_z 是核子的同位旋第三分量。参数 α , β , γ , g_{sur} , $g_{\text{sur}}^{\text{iso}}$, C_{sym} 和 ρ_0 的值分别取 -226.5 , 173.7 MeV , 1.309 , 23 , $-2.7 \text{ MeV} \cdot \text{fm}^2$, 38 MeV 和 0.16 fm^{-3} ^[16]。

1.3 相对论平均场

相对论平均场作用力是采用介子交换实现的也就是介子场标量介子和矢量介子分别给核子之间提供中距吸引与短距排斥^[17]。引入 σ 介子的非线性自相互作用来合理地降低不可压缩性^[18]，研究过程中我们还考虑了同位旋矢量标量 ρ 介子和同位旋矢量标量 δ 介子^[19-20]，系统拉氏量如下：

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \bar{\psi} \left[\gamma_\mu (i \partial^\mu - g_\omega \omega^\mu - g_\rho \boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{b}^\mu) - (M_N - g_\sigma \sigma - \right. \\ & \left. g_\delta \boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\delta}) \right] \psi + \frac{1}{2} \left(\partial_\mu \sigma \partial^\mu \sigma - m_\sigma^2 \sigma^2 \right) - \frac{1}{3} g_2 \sigma^3 - \\ & \frac{1}{4} g_3 \sigma^4 + \frac{1}{2} m_\omega^2 \omega_\mu \omega^\mu - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \frac{1}{2} m_\rho^2 \mathbf{b}_\mu \mathbf{b}^\mu - \\ & \frac{1}{4} \mathbf{B}_{\mu\nu} \mathbf{B}^{\mu\nu} + \frac{1}{2} \left(\partial_\mu \boldsymbol{\delta} \cdot \partial^\mu \boldsymbol{\delta} - m_\delta^2 \boldsymbol{\delta}^2 \right), \end{aligned} \quad (17)$$

这里 $M_N = 938 \text{ MeV}$ 是核子在自由空间的质量， $g_i(\sigma, \omega, \rho, \delta)$ 是四种介子作用的耦合常数， $m_i(\sigma, \omega, \rho, \delta)$ 是四种介子的质量。 g_2 和 g_3 是 σ 介子非线性自相互作用的耦合常数， $F_{\mu\nu} = \partial_\mu \omega_\nu - \partial_\nu \omega_\mu$ 和 $\mathbf{B}_{\mu\nu} = \partial_\mu \mathbf{b}_\nu - \partial_\nu \mathbf{b}_\mu$ 分别表示矢量介子 ω 和 ρ 的全反对称张量。介子与核子的运动方程可以用欧拉-拉格朗日等式得到，利用相对论平均场近似^[21-22]、无海近似以及局域密度近似，此时每种介子场的克莱尔戈登方程左边微分项皆为零，最终核子的运动方程可以表示为

$$\left[i \gamma^\mu \partial_\mu - g_\omega \gamma^0 \omega_0 - g_\rho \gamma^0 \boldsymbol{\tau}_3 \cdot \boldsymbol{\delta} - (M_N - g_\sigma \sigma - g_\delta \boldsymbol{\tau}_3 \cdot \boldsymbol{\delta}) \right] \psi = 0, \quad (18)$$

$$m_\sigma^2 \sigma + g_2 \sigma^2 + g_3 \sigma^3 = g_\sigma \bar{\psi} \psi = g_\sigma \rho_S, \quad (19)$$

$$m_\omega^2 \omega_0 = g_\omega \bar{\psi} \gamma^0 \psi = g_\omega \rho, \quad (20)$$

$$m_\rho^2 \mathbf{b}_0 = g_\rho \bar{\psi} \gamma^0 \boldsymbol{\tau}_3 \psi = g_\rho \rho_3, \quad (21)$$

$$m_\delta^2 \boldsymbol{\delta}_3 = g_\delta \bar{\psi} \boldsymbol{\tau}_3 \psi = g_\delta \rho_{S3}, \quad (22)$$

其中的 ρ 和 ρ_S 分别是重子密度和重子标量密度， $\rho_3 = \rho_p - \rho_n$ ， $\rho_{S3} = \rho_{Sp} - \rho_{Sn}$ 。在相对论近似下，系统的能量密度泛函可以写成：

$$\begin{aligned} \epsilon = & \sum_{i=p,n} 2 \int_0^{p_F^i} \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \sqrt{p^2 + M_i^2} + \frac{1}{2} m_\sigma^2 \sigma^2 + \frac{1}{3} g_2 \sigma^3 + \\ & \frac{1}{4} g_3 \sigma^4 + \frac{1}{2} m_\omega^2 \omega_0^2 + \frac{1}{2} m_\rho^2 \mathbf{b}_0^2 + \frac{1}{2} m_\delta^2 \boldsymbol{\delta}_3^2, \end{aligned} \quad (23)$$

这里的 p_F^i 是核子费米动量($i = p, n$)， $M_i = M_N - g_\sigma \sigma \pm g_\delta \boldsymbol{\delta}_3$ 是核子的有效质量(质子符号为 $-$ ，中子符号为 $+$)。

1.4 反应道

在反质子诱导的核反应中，介子的产生主要通过反质子-核子湮灭反应得到。以及反质子-核子非弹性散射产生共振态 $\Delta(1232)$ ， $N^*(1440)$ ， $N^*(1535)$ 衰变也可以得到 π 介子^[23]。奇异粒子主要由反质子-核子湮灭产生，反质子-核子的湮灭反应使用赝标量和矢量介子的SU(3)对称的统计模型描述的^[24]，同时还考虑了几个介子的最终态混合可能^[9]。此外LQMD模型还考虑了电荷交换反应(Charge-exchange reaction, CEX)、弹性散射(Elastic scattering, EL)和非弹性散射，包含的反应道如下^[5]：

$$\begin{aligned} \bar{B}B & \rightarrow \text{annihilation}(\pi, \eta, \rho, \omega, K, \bar{K}, \eta', K^*, \bar{K}^*, \phi), \\ \bar{B}B & \rightarrow \bar{B}B(\text{CEX, EL}), \bar{N}N \leftrightarrow \bar{N}\Delta(\bar{\Delta}N), \bar{B}B \rightarrow \bar{Y}Y. \end{aligned}$$

其中B表示N, Δ , N^* 等核子与共振态，Y表示包括 Λ ， Σ 等在内的超子，K表示 K^0 , K^+ ， $\bar{K}$ 表示 $\bar{K}^0$, K^- 介子，每个反应道的截面均采用实验数据参数化或外推得到。

1.5 介质效应

对于核子我们按照上面的两种平均场进行演化，但对于碰撞产生的介子、超子以及入射的反质子，我们采用的是相对论平均场或手征有效场论来描述，它的哈密顿量表示为^[25-26]

$$H = \sum_{i=1}^N \left[\sqrt{\mathbf{p}_i^2 + m_i^2} + V_i^{\text{Coul}} + V_{\text{opt}}(\mathbf{p}_i, \rho_i) \right], \quad (24)$$

即由三部分组成：库仑相互作用势、核子能量和光学势。其中库仑相互作用为

$$V_i^{\text{Coul}} = \sum_{j=1}^{N_B} \frac{e_i e_j}{r_{ij}}, \quad (25)$$

N 和 N_B 分别为反应体系介子、超子或者反质子总数和重子的总数，光学势 $V_{\text{opt}}(\mathbf{p}_i, \rho_i) = \omega(\mathbf{p}_i, \rho_i) - \sqrt{\mathbf{p}_i^2 + m_i^2}$ ， $\omega(\mathbf{p}_i, \rho_i)$ 是介子、超子和反质子在核介质中的能量。超子在核介质中的能量由色散关系可以表示为^[27]

$$\omega(\mathbf{p}_i, \rho_i) = \sqrt{(m_B + \Sigma_S^B)^2 + \mathbf{p}_i^2} + \Sigma_V^B, \quad (26)$$

这里自能标量 $\Sigma_S^{\Lambda, \Sigma} = 2\Sigma_S^N/3$ ， $\Sigma_S^\Xi = 1\Sigma_S^N/3$ 和自能矢量 $\Sigma_V^{\Lambda, \Sigma} = 2\Sigma_S^N/3$ ， $\Sigma_V^\Xi = 1\Sigma_S^N/3$ 均可由核子的自能标量 Σ_S^N 及矢量 Σ_S^N 得到，由此得到的 Λ 与核子的光学势在饱和和密度处($\rho_0 = 0.16 \text{ fm}^{-3}$ ，动量为0)为 -32 MeV 。

反核子的能量由G宇称变换计算得到^[28]：

$$\omega(\mathbf{p}_i, \rho_i) = \sqrt{(m_{\bar{B}} + \Sigma_S^{\bar{B}})^2 + \mathbf{p}_i^2} + \Sigma_V^{\bar{B}}, \quad (27)$$

反质子的自能标量 $\Sigma_S^{\bar{N}} = \xi \Sigma_S^N$ 与自能矢量 $\Sigma_V^{\bar{N}} = -\xi \Sigma_V^N$ ，其中 ξ 取 0.25，由反质子-核子散射拟合得到^[28]，由此得到反质子与核子的光学势在饱和密度下为 -164 MeV。

2 计算结果和讨论

2.1 粒子产生和碎片分布

根据前文反应道的介绍，反质子诱导的核反应中存在着非弹性散射。非弹性散射会使得核子激发形成共振态，共振态继续衰变，也会产生大量的粒子，这些粒子又会引发一连串的级联散射。所以研究这些粒子的产生，有利于理解反应体系所经历的复杂动力学过程，特别是各个微观散射反应道之间的关联。本次工作，反应的碰撞参数 b 取的是 $0 \sim r_0$ fm (r_0 是靶核半径)，囊括了对心碰撞与擦边碰撞，核物质的饱和密度取 $\rho_0 = 0.16 \text{ fm}^{-3}$ 。相对论平均场我们采用的参数是 set2^[21]，此套参数与前面 Skyrme 平均场所选参数计算所得的对称能软硬接近，可以更好地比较对称核物质在不同平均场下动力学机制的差异。如图 1 所示，入射动量为 5 GeV/c， $\bar{p} + {}^{58}\text{Ni}$ 反应系统下， π 介子、K 介子、 Λ 和 Σ 超子数量随时间演化的关系。可以发现在反应初期就有大量的介子产生，在反应发生的短时间内迅速产生。随着反应的进行， π 介子的产生逐渐平缓，反质子湮灭给靶核带来区域的能量冗余，使得部分散射后的核子处于共振态，共振态会随时间衰变产生 π 介子，同时 π 介子与基态核子发生散射也会产生共振态，导致反质子反应结束后 π 介子会小幅度增加直至共振态产生与衰变完全平衡，K 介子的产生在反应初期的情况与 π 介子相似，然而 K^+ 和 K^0 介子能量较低时与其他核子基本只发生弹性散射，在反应末期数量几乎不再变化， K^- 和 $\bar{K}^0$ 介子的奇异数为 1，继续散射会与核子发生电荷交换和奇异数交换从而产生超子，具体反应道如： $\pi N \rightarrow \Delta$ ， $\bar{K} N \rightarrow \pi + Y$ 等。同时当反核子动能达到实验给出的动能阈值时将产生一对相反的超子，反应道为 $\bar{N} N \rightarrow \bar{\Lambda} \Lambda$ ，一对相反的夸克湮灭产

生一对相反奇异夸克 $u\bar{u}(d\bar{d}) \rightarrow s\bar{s}$ ，反应过程遵循电荷守恒与奇异数守恒。因此反应产生的介子与核子发生散射也会产生超子 $\pi(\eta, \rho, \omega) + N \rightarrow K + Y$ ， $\bar{K} + N \rightarrow \pi + Y$ 。随着湮灭反应和 K^- 和 $\bar{K}^0$ 介子的电荷、奇异数交换结束超子不再增加，超子的反应截面在 mb 量级。同时超子本身会发生衰变，通过弱相互作用力超子会衰变成介子或者其他超子 $\Lambda \rightarrow N + \pi$ ， $\Sigma \rightarrow N + \pi$ ，它们的平均寿命约为 10^{-10} s (Σ^0 通过电弱相互作用衰变， $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda + \gamma$ ，平均寿命约为 10^{-20} s)，因此超子就有强产生弱衰变的特点，在以 fm/c 为单位的时间系下相对稳定，如图 1 中反应产生的 K^+ 和 K^0 介子和超子数目在反应初期迅速增加，最后达到平衡。在不同的平均场下所有粒子反应道截面相同，因此产生粒子的多重性和动力学演化相似。

5 GeV/c 的反质子打中质量靶核发生的是散裂反应，湮灭反应的存在使得反质子能给靶核内部带来更大的能量沉积。如前文所说，能量沉积会使周围核子激发，同时在反质子入射方向上会发生核子之间级联散射，根据动量守恒，部分核子或团簇从靶核中沿入射方向飞出。在这个过程中，由于超子与核子之间的光学势是排斥的，所以产生的超子会飞离反应区，然后被核子结团或者核碎片捕获吸收形成超核。研究碎片的质量分布有利于评估反质子在核内的能量释放，而超核的质量分布可以更好地理解超子的产生以及超核的形成，图 2 给出了不同平均场下 Λ 超核碎片和普通核子碎片的分布，横坐标表示质量数或者电荷数。其中，碎片与结团的识别均采用最小树法 (Minimum Spanning Tree, MST)，MST 的参数 $r_0 = 3.5 \text{ fm}$ ， $p_0 = 0.2 \text{ GeV/c}$ 。

在相同的反应系统中，不同的平均场下模型给出的碎片分布趋势是一致的，在低质量和高质量的碎片数量比较多，在中质量碎片区形成低谷。因为在随机且均匀的碰撞参数下，从擦边碰撞到中心碰撞都会发生，其中大质量碎片主要是由擦边碰撞产生的，碰撞时反质子会捕获远核半径附近的核子或与其发生弹性与非弹性散射，形成一个小核与一个近靶质量的大核；中质量碎片主要

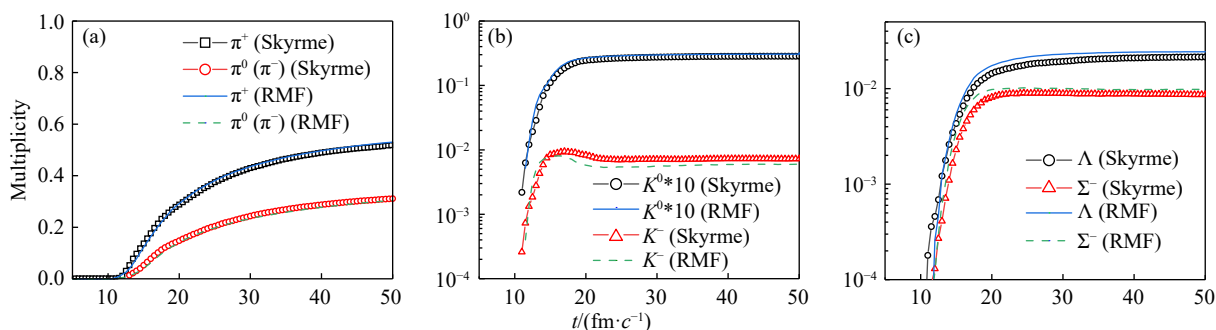


图 1 入射动量 5 GeV/c 下 $\bar{p} + {}^{58}\text{Ni}$ 反应 (a) π 介子多重数，(b) K 介子多重数和 (c) 超子多重性的时间演化 (在线彩图)

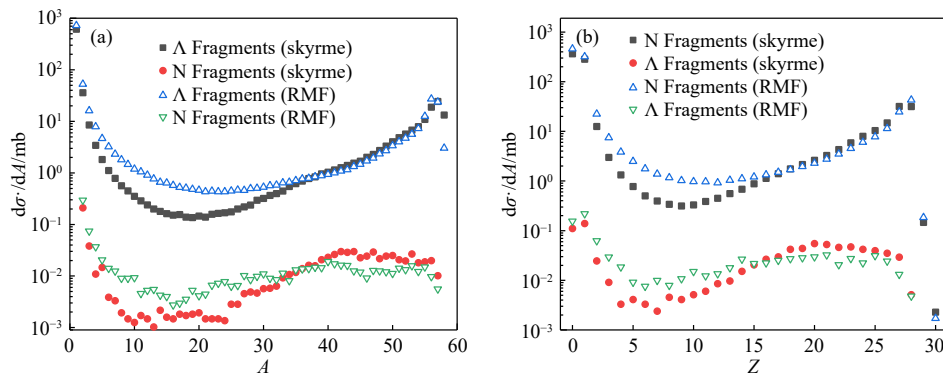


图 2 入射动量为 5 GeV/c 下 $\bar{p}+^{58}\text{Ni}$ 反应产生核碎片和超核在不同平均场下 (a) 质量和 (b) 电荷分布 (在线彩图)

是由近中心碰撞或中心碰撞产生的, 中质量碎片描述中心碰撞时核子的碎裂程度, 低质量碎片在擦边碰撞和中心碰撞都会产生, 它们由反应后动量较大的核子从结团中脱出形成。 Λ 超核碎片与普通核碎片相比, 在近靶质量上的分布差异是由于擦边碰撞产生的超子会受到核子的排斥势向核外飞出, 难以被其他核子捕获形成超核。然而, 从图中可以发现 RMF 相比于 Skyrme 平均场, 中质量碎片分布有着较大的差异, 说明反应后不同的平均场给核子带来的效应不完全相同。从高质量碎片来看, 两者平均场都能保持稳定, 然而 RMF 下在中质量碎片上数量更多, 大结团更容易碎裂成中小结团。

2.2 介子与超子快度分布与动能谱

实验上, 反质子诱导的核反应为核物质产生奇异粒子提供了良好的环境。介子和超子主要是通过反质子湮灭反应道 $\bar{p}N \rightarrow \text{annihilation}(\pi, K, \Lambda, \Sigma, \Xi)$ 产生, 它们的演化过程会受到反应区周围的核子强相互作用与多重散射过程的影响。介子、奇异粒子的快度分布、动能不变谱和集体运动等与高温的核物质状态方程有关。快度是表征核子运动速度的物理量, 采用快度描述利于坐标洛伦兹变换下核子之间速度或者动量的关系, 图 3 给出了 π 介子、 K 介子、 Λ 和 Σ 超子的快度分布, 可以发现每种核子的分布峰值都向右偏移了一些, 同时随着核子速度或者动量增加, 核子数量在迅速减少。峰值的偏移是

因为反质子诱导的核反应中反应区的动量受到反质子入射能量影响, 在湮灭反应过程遵循动量守恒, 所以质心的动量方向与入射方向相同, 且会随着入射能量的增加峰值动量也会增加。本次工作分析了所有的事件数据, 包括没有产生超核的事件, 即反质子与靶核子发生弹性散射、非弹性散射, 或者完全湮灭放出了 γ 光子的情况。 Λ 、 Σ 超子的中心快度的产生截面在 mb 量级与前文的时间演化的截面相符, 图 3 中超子的截面偏离快度峰值后迅速减少, 超子质量比核子大, 由于一对超子的质量较大, 根据能量守恒湮灭产生的超子拥有的动量不会太高, 介子质量比较小, 快度分布则比较广。此外, 不同产物的快度分布在不同的平均场下几乎完全相同, 说明产物在 RMF 与 Skyrme 平均场下的动力学演化是相当的。

动能谱的情况与快度分布相似, 不同的是动能不变谱以动能来描述反应产物在平均场下的运动状态, 随着入射能量的增加不变谱的截面分布会变得平缓^[29], 因为入射能的增加使得产物得到的平均动能增加, 拥有高动能的产物截面也随之增加。图 4 给出了 π 介子和 $\Lambda+\Sigma$ 超子的不变谱, 随着动能的增加, 产物的不变谱截面都在减小。对于比较轻 π 介子, 不变谱的分布比较平缓, 高动能的数目比较多; 而质量较大的超子, 不变谱呈指数迅速减少。此外与产物快度分布相似, 平均场对它们分布影响不明显。

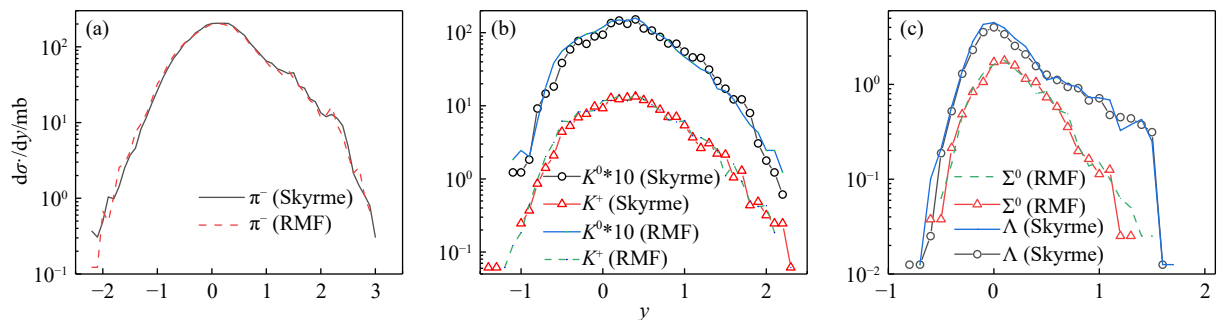
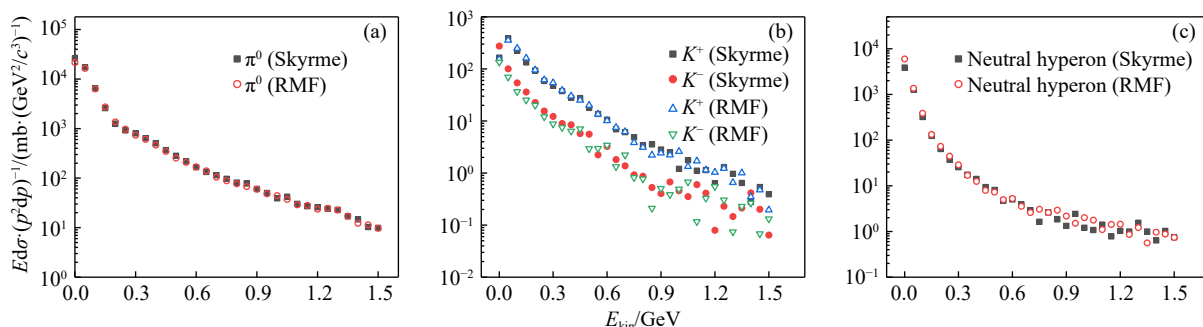


图 3 入射动量 5 GeV/c 下 $\bar{p}+^{58}\text{Ni}$ 的产物快度分布 (在线彩图)

(a) π 介子快度分布; (b) K 介子的快度分布; (c) Λ 和 Σ 超子的快度分布。

图 4 入射动量 5 GeV/c 下 $\bar{p}+^{58}\text{Ni}$ 的介子和超子不变能谱 (在线彩图)(a) π 介子动能谱; (b) 中性超子动能谱。

3 结论

我们基于 LQMD 模型研究了在不同平均场下入射动量为 5 GeV/c 反质子轰击 ^{58}Ni 粒子产生相空间分布和碎裂机制。结果显示, 在相对论平均场下中等质量碎片产额比 Skyrme 能量密度泛函高出约三倍, 反映出更加明显的涨落效应。而湮灭产生的粒子相空间分布不会受到核子平均场的影响, 依赖于反质子与核子湮灭反应截面和粒子-核子散射。反质子湮灭产物主要为 π 介子, 奇异粒子产额比 π 介子低一个数量级。反质子引起的核反应有利于产生“类靶”区域超核, 截面在毫靶量级, 超核碎片的截面比核碎片截面低约两个数量级。另一方面, 反质子引起的核反应在研究强子介质效应方面也具有一定优势。

参考文献:

- [1] CHEN J, KEANE D, MA Y G, et al. Phys Rept, 2018, 760: 1.
- [2] JAHNKE U, BOHNE W, VON EGIDY T, et al. Phys Rev Lett, 1999, 83: 4959.
- [3] AMORETTI M, AMSLER C, BONOMI G, et al. Nature, 2002, 419: 456.
- [4] SUN Z Y, CHEN L W, CAI H J, et al. Sci Sin-Phys Mech Astron, 2020, 50: 112010.
- [5] FENG Z Q, LENSKE H. Phys Rev C, 2014, 89: 044617.
- [6] CUGNON J, DENEY P, VANDERMEULEN J. Phys Rev C, 1990, 41: 1701.
- [7] BONDORF J, BOTVINA A, ILJINOV A, et al. Phys Rept, 1995, 257(3): 133.
- [8] BUSS O, GAITANOS T, GALLMEISTER K, et al. Phys Rept, 2012, 512(1): 1.
- [9] LARIONOV A B, GAITANOS T, MOSEL U. Phys Rev C, 2012, 85: 024614.
- [10] QIANG LI G, MARUYAMA T, LOTFY Y, et al. Nucl Phys A, 1992, 537(3): 631.
- [11] SUDARSHAN E C G, MUKUNDA N, GOLDBERG J N. Phys Rev D, 1981, 23: 2218.
- [12] MARTY R, AICHELIN J. Phys Rev C, 2013, 87: 034912.
- [13] AICHELIN J. Phys Rept, 1991, 202(5): 233.
- [14] FENG Z Q, JIN G M. Phys Rev C, 2010, 82: 044615.
- [15] WIGNER E P. On the Quantum Correction for Thermodynamic Equilibrium[M]. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 1997: 110.
- [16] FENG Z Q. Phys Rev C, 2017, 96: 034607.
- [17] WALECKA J. Ann Phys, 1974, 83(2): 491.
- [18] BOGUTA J, BODMER A. Nucl Phys A, 1977, 292(3): 413.
- [19] SEROT B D, WALECKA J. Phys Lett B, 1979, 87(3): 172.
- [20] KUBIS S, KUTSCHERA M. Phys Lett B, 1997, 399(3): 191.
- [21] WEI S, FENG Z. Nuclear Science and Techniques, 2024, 35: 15.
- [22] NARA Y, MARUYAMA T, STOECKER H. Phys Rev C, 2020, 102: 024913.
- [23] FENG Z Q. Phys Rev C, 2011, 83: 067604.
- [24] GOLUBEVA E, ILJINOV A, KRIPPA B, et al. Nucl Phys A, 1992, 537(3): 393.
- [25] LIU H J, FENG Z Q. SCIENTIA SINICA Physica, Mechanica & Astronomica, 2023, 53(5): 252011.
- [26] FENG Z Q, XIE W J, CHEN P H, et al. Phys Rev C, 2015, 92: 044604.
- [27] FENG Z Q. Phys Rev C, 2020, 101: 064601.
- [28] FENG Z Q. Phys Rev C, 2016, 93: 041601.
- [29] ZHANG D, FENG Z. Nuclear Physics Review, 2022, 39(1): 1. (in Chinese)

(张定昌, 冯兆庆. 原子核物理评论, 2022, 39(1): 1.)

Study on the Dynamics of Particle Formation and Supernucleus Formation Mechanism in Antiproton-induced Nuclear Reactions

LIU Xudong, WEI Sina, FENG Zhaoqing[†]

(School of Physics and Optoelectronic Technology, South China University of Technology, Guangzhou 510641, China)

Abstract: Within the framework of Lanzhou quantum molecular dynamics (LQMD) transport model, we investigate the particle production and fragmentation mechanism of target nucleus induced by antiproton with the Skyrme energy density functional and relativistic covariant density functional, respectively. The temporal evolution and phase-space distributions of π , K, Λ and Σ as well as the mass and charge distributions of nuclear fragments and hypernuclear fragments are analyzed by the model in the reaction of antiproton on ^{58}Ni at an incident momentum of 5 GeV/c. It is found that the phase-space distributions of particles are similar with the two mean-field potentials, but different situation for the fragment distribution, in particular for the intermediate mass fragments. The fluctuation effect of the collision system is more obvious under the relativistic mean field, which leads to the high debris yield.

Key words: LQMD transport model; antiproton induced nuclear reaction; particle production; rapidity distribution; kinetic energy spectrum

Received date: 18 Oct. 2023; Revised date: 20 Feb. 2024

Foundation item: National Natural Science Foundation of China (12175072, 12311540139)

[†] Corresponding author: FENG Zhaoqing, E-mail: fengzhq@scut.edu.cn