

部分子在核中多次散射的蒙特卡罗模拟*

萨本豪 杨夏周 白希祥

(中国原子能科学研究院, 北京)

摘 要

本文提出了用输运理论处理部分子在核中多次硬散射的方法和相应的蒙特卡罗技巧. 用偏畸抽样办法克服了 Q^2 依赖性的困难. 作为例子, 计算了 $p(E_p = 400\text{GeV}) + W$ 反应中 π^+ 产生对 $P + P$ 反应中 π^+ 产生的比值. 计算结果与实验符合得相当好.

近若干年来, 有大量理论和实验工作探讨核物质的新形态和相应的相变.

在这些研究中, 普遍感兴趣的问题之一是相对论性重离子碰撞中产生的快粒子(主要是 π 介子)的横动量行为. 人们认为有可能从中直接或间接地引出核物质相变的信息. 在我们看来, 输运理论和相应的蒙特卡罗技巧应该是作这类研究的有力手段.

作为尝试的第一步, 我们基于部分子-部分子多次硬散射模型, 用蒙特卡罗方法研究了部分子在核中的输运. 通常处理部分子在核中多次散射的主要困难在于部分子结构函数、破碎函数和硬散射微分截面 $d\sigma/di$ 的 Q^2 依赖性. 本文用偏畸抽样技巧克服了这些困难.

参照文献[1], 假设在核内部分子(夸克和胶子)的行为像似真正的点粒子, 炮弹与靶核的相互作用可看作是炮弹中部分子与靶核中部分子多次硬散射的迭加, 而这种部分子多次硬散射是产生单强子的主要机制. 此外, 靶核被看作是球体, 具有半径 $R = r_0 A^{1/3}$ ($r_0 = 1.14 \text{ fm}$, A 是靶核质量数)和核子密度 $\rho = 3/(4\pi r_0^3)$.

由部分子在核中多次硬散射所致单强子产生的不变单举截面可表为

$$E_F \frac{d\sigma(E_I, E_F)}{d^3P_F} = \sum_{n=1}^{\infty} \left[E_F \frac{d\sigma(E_I, E_F)}{d^3P_F} \right]_n,$$

$$\left[E_F \frac{d\sigma(E_I, E_F)}{d^3P_F} \right]_n = \sum_{i,j} \int dx d^2P_i \frac{dz}{z} d^2q_i G_{I/i}(x, \mathbf{P}_i, Q_i^2) \times H_n(i, \mathbf{P}; j, \mathbf{P}') F_{j/F}(z, \mathbf{q}_i, Q_F^2). \quad (1)$$

式中 $G_{I/i}$ 表结构函数^[2], 是核子 I 中含有部分子 i (纵动量部分数为 x , 横动量为 \mathbf{P}_i)的几率; $F_{j/F}$ 表示破碎函数^[3], 是经过 n 次部分子-核碰撞后的部分子 j , 破碎为出射强子 F (纵动量部分数为 $1/z$, 横动量为 \mathbf{q}_i)的几率. $H_n(i, \mathbf{P}; j, \mathbf{P}')$ 是 n 次接连的部分子-核碰撞(碰前的部分子 i 具有动量 \mathbf{P} , 碰后的部分子 j 具有动量 \mathbf{P}')的单举不变截面; 它可由

* 国家自然科学基金资助的课题.
本文 1986 年 12 月 29 日收到.

成

im
ip
b-
ic

部分子-核子碰撞的微分截面

$$\sigma(i, P; j, P') = \frac{1}{\pi} \sum_k \int dx_k d^2 P_{ik} G_{N/k}(x_k, P_{ik}, Q^2) \times \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{i}}(ik \rightarrow jX) \delta\left(1 + \frac{\hat{i}}{\beta} + \frac{\hat{u}}{\beta}\right), \quad (2)$$

和相应的非弹性总截面

$$\sigma(i, P) = \frac{1}{2} \sum_j \int \frac{d^3 P'}{E'} \sigma(i, P; j, P'), \quad (3)$$

表示为

$$H_n(i, P; j, P') = \sum_{1, \dots, n-1} \rho^n \int \frac{d^3 P_1}{E_1} \dots \int \frac{d^3 P_{n-1}}{E_{n-1}} \sigma(i, P; j, P_1) \dots \sigma(n-1, P_{n-1}; j, P') \times D(i, j; P_1, \dots, P_n), \quad (4)$$

$$D(i, j; P_1, \dots, P_n) = \int d^2 b \int_{z_0}^{z_c} dz_1 \dots \int_{z_{n-1}}^{z_c} dz_n \exp\left[-\rho \sum_{k=0}^n \sigma(k, P_k)(z_{k+1} - z_k)\right]. \quad (5)$$

这里采用了令碰撞次数和部分子具有同一个标号的标记法。式中 b 是碰撞参数; z_0, z_i 和 z_c 分别是在靶核中部分子直线轨道的入口点, 第 i 次碰撞点和出口点的位置(入口点和出口点的位置显然由 b 决定)。式(2)中 $d\hat{\sigma}/d\hat{i}$ 是部分子-部分子散射微分截面^[4]。同文献[1]一样, 我们亦在出现于分母的 β, \hat{i} 和 \hat{u} (Mandelstem 变数, 我们整个计算都是在实验系中完成的。) 上加 1 GeV, 以使微分截面正规化。所不同的是本文用蒙特卡罗模拟, 取代文献[1]把式(5)中的指数作展开并截断在 $A^{1/3}$ 项的办法。

在统计理论中, 物理变量的观测值, 是由系综的平均值表示, 亦即(以一维情形为例)

$$A_{\text{obs}} = \langle A \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} A(x) f(x) dx, \quad \int_{-\infty}^{\infty} f(x) dx = 1. \quad (6)$$

用蒙特卡罗模拟计算 A_{obs} 的办法是: 按密度分布函数 $f(x)$, 作相点 x 的抽样; 如共抽样 I 个相点, 则观测量的蒙特卡罗估计值为

$$A_{\text{obs}}^{\text{M-C}} = \frac{1}{I} \sum_{i=1}^I A(x_i). \quad (7)$$

如果密度分布函数未知或太复杂, 可先按某种近似的密度分布函数 $f_a(x)$ 作相点抽样, 但需同时在蒙特卡罗估计值 $A_{\text{obs}}^{\text{M-C}}$ 的相应项中乘上纠偏因子 $f(x_i)/f_a(x_i)$ (这里 x_i 指第 i 个抽样相点)。

基于部分子-部分子硬散射模型, 部分子在核中输运的蒙特卡罗模拟可按下列步骤进行:

1. 按靶核几何截面作碰撞参数 b 的随机抽样。
2. 确定入射部分子是夸克 (u 和 d) 或胶子。这首先要从适当的密度分布 $f_1(Q_0)$ ($Q_0^2 = 5\text{GeV}^2/c^2$) 抽样, 然后再引入一个相应的纠偏因子

$$B_1 = f_1(Q)/f_1(Q_0). \quad (8)$$

式中 $f_1(Q)$ 由结构函数的归一化因子按下式构成

作

抽

这

作

决

 P_{n-} $P_{n'}$

作

是

式中

$$f_i(Q) = N_{i,i}^G(Q^2) / \sum_k N_{i,k}^G(Q^2). \quad (9)$$

3. 从结构函数的横动量部分

$$f(\mathbf{P}_i) d\mathbf{P}_i = \frac{b_i^2}{2\pi} \exp(-b_i P_i) d\mathbf{P}_i \quad \left(b_i = \frac{2}{\langle P_i \rangle} = 2.05 \text{ C/GeV} \right), \quad (10)$$

作入射部分子横动量 P_i 的抽样。相应的部分子纵动量 P_{\parallel} 则从有效结构函数^[9]

$$G_{I/i}(x) = \frac{\alpha e^{-\alpha x}}{e^{-0.05x} - e^{-\alpha x}}, \quad (\alpha = 2.0) \quad (11)$$

抽样,并引入一个相应的纠偏因子

$$B_2 = G_{I/i}(x, Q^2) / G_{I/i}(x). \quad (12)$$

这里 $G_{I/i}(x, Q^2)$ 表结构函数的纵动量部分。

4. 从密度分布函数

$$\rho\sigma(n-1, P_{n-1}) \exp[-\rho\sigma(n-1, p-1)(z_n - z_{n-1})] / \{1 - \exp[-\rho\sigma(n-1, p-1)(z_c - z_{n-1})]\}$$

作靶核内第 n 次部分子-核子碰撞发生的位置的抽样。

5. 由密度分布函数

$$\sigma(n-1, P_{n-1}; n) / \sigma(n-1, P_{n-1}). \quad (13)$$

决定第 n 次碰撞后的部分子是夸克或胶子,式(13)中

$$\sigma(i, P; j) = \frac{1}{2} \int \frac{d^3 P'}{E'} \sigma(i, P; j, P'). \quad (14)$$

6. 第 n 次碰撞后部分子的动量, 本应从相应的部分子-核碰撞微分截面 $\sigma(n-1, P_{n-1}; n, P_n)$ 抽样决定, 鉴于它是极复杂的三维函数, 因而我们先从密度分布函数(10)作 P_n 抽样, 再按下列近似的纵动量密度分布函数

$$\sigma_a(n-1, P_{n-1}; n, P_n) = \sigma(n-1, P_{n-1}; n, P_n) |_{P_{n_i}=\langle P_i \rangle, \varphi_n=0} / \sigma_a(n-1, P_{n-1}),$$

$$\sigma_a(n-1, P_{n-1}) = \frac{1}{2} \sum_n \int dP_{n\parallel} \sigma(n-1, P_{n-1}; n, P_n) |_{P_{n_i}=\langle P_i \rangle, \varphi_n=0}. \quad (15)$$

作 $P_{n\parallel}$ 抽样。式中的求和, 只对部分子的种类进行。需要引进的相应的纠偏因子, 显然即是

$$B_3^{(n)} = \frac{[\sigma(n-1, P_{n-1}; n, P_n) / \sigma(n-1, P_{n-1})]}{[\sigma_a(n-1, P_{n-1}; n, P_n) / \sigma_a(n-1, P_{n-1})] b_i^2 \exp(-b_i P_i) / (2\pi)}. \quad (16)$$

7. 第 n 次碰撞对强子-核碰撞中次级强子产生的贡献显然就是

$$\left[E_F \frac{d\sigma(E_I, E_F)}{d^3 P_F} \right]_n = \left(\sum_i N_{i,i}^G \right) \pi R^2 \prod_{\alpha=1}^{n-1} \{1 - \exp[-\rho\sigma(\alpha-1, P_{\alpha-1})(z_c - z_{\alpha-1})]\}$$

$$\times \exp[-\rho\sigma(n, p')(z_c - z_n)] B_1 B_2 \prod_{\alpha=1}^n \frac{\sigma(\alpha-1, P_{\alpha-1})}{\sigma(\alpha-1, P_{\alpha-1}; \alpha)} B_3^{(\alpha)}$$

$$\times \frac{N_{n/F}^F}{P_{n\parallel}} [P_F b_i^2 \exp(-b_i P_{Fi})] F_{n/F} \left(\frac{P_{F\parallel}}{P_{n\parallel}}, Q_F^2 \right). \quad (17)$$

式中 $N_{n/F}^F$ 是由部分子 n 变为强子 F 的破碎函数的归一化因子。

于是, 可由下式

$$E_F \frac{d\sigma^{pA}(P_i, P_F)}{d^3P_F} = A^{\alpha(P_i)} E_F \frac{d\sigma^{pp}(P_i, P_F)}{d^3P_F}. \quad (18)$$

计算质子-核碰撞的单举不变截面与质子-质子碰撞相应截面比值的指数 $\alpha(P_i)$.

图 1 给出了入射质子能量为 400 GeV、核子-核子质心系 90° 的 $p + W \rightarrow \pi^+ + x$ 反应与 $p + p \rightarrow \pi^+ + x$ 反应截面比值的 $\alpha(P_i)$ 对 P_i 的分布. 误差棒表示文献[6]的数据. 实线和点线分别是本文的考虑和未考虑 EMC 效应的结果 ($n \leq 3, n > 3$ 的贡献可忽略). 对于靶核 $W(A = 184)$ 尚缺 EMC 效应的数据, 故用拟合 $F_2(F_e)/F_2(D)$ 的 μ 介子深度非弹性散射数据而得到的有效 EMC^[7] 修正

$$f_{\text{EMC}}(x) = 1.179 - 0.5085x. \quad (19)$$

来代替. 点划线则表示本文的既未考虑 EMC 效应修正又不在输运过程中加硬散射 ($Q^2 > 4\text{GeV}^2/c^2$) 限制的结果. 虚线表示文献[1]的结果, 该文忽略了 $n > 2$ 的以及二次阴影效应的贡献.

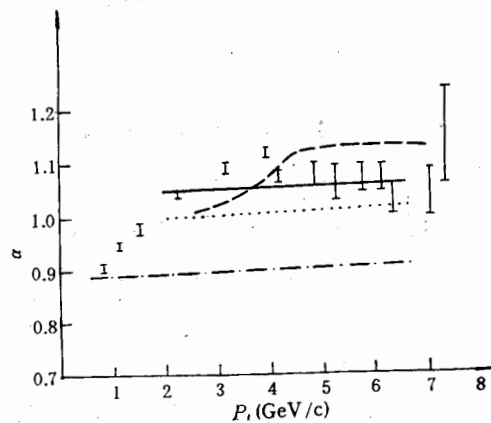


图 1. 核子-核子质心系 90° 的 $p + W$ 与 $p + p$ 反应中 π^+ 产生单举不变截面比值的指数 $\alpha(P_i)$ 对 P_i 的分布, 入射质子能量 400 GeV

实线: 本文有 EMC 效应修正的结果.

点线: 本文无 EMC 效应修正的结果.

点划线: 本文无 EMC 效应修正并无输运过程硬散射限制的结果.

虚线: 文献[1]的结果.

I: 取自文献[7]的数据.

由图可见, 本文的考虑 EMC 效应修正的结果与数据符合得较好. 这表明, 即便在这样高的人射能量下, EMC 效应仍然不可忽略.

虽然把硬散射的处理推广到软散射的区域 ($P_i < 2\text{GeV}/c$) 是没有什么道理的, 但从图中的点线、点划线同数据的比较中似乎可以看出: $P_i < 2\text{GeV}/c$ 区域的数据有可能用硬散射和软散射的某种组合来解释.

张孝泽曾对本文提出过中肯的建议, 卢兆启和葛洵参加了有益的讨论, 作者谨致谢意.

参 考 文 献

- [1] A. Krzywicki, J. Engel and B. Petersson, *Phys. Lett.*, **85B**(1979), 407.
M. Lev and B. Petersson, *Z. Physik*, **C21**(1983), 155.
- [2] J. F. Owens and E. Reya, *Phys. Rev.*, **D17**(1978), 3033.
- [3] R. Baier, J. Engels and B. Petersson, *Z. Physik*, **C2**(1979), 265.
- [4] B. L. Combridge, J. Kripfganz and J. Ranft, *Phys. Lett.*, **70B**(1977), 234.
- [5] UA2 collab., *Phys. Lett.*, **144B**(1984), 283.
- [6] Y. B. Hsiung, et al., *Phys. Rev. Lett.*, **55**(1985), 457.
- [7] M. Diemoz, F. Ferroni and E. Longo, *Phys. Rep.*, **130**(1986), 293.

TRANSPORT THEORY APPROACH TO THE PARTON MULTIPLE SCATTERING IN NUCLEI—MONTE CARLO SIMULATION

SA BENHAO YANG XIAZHOU BAI XIJANG

(Institute of Atomic Energy, Beijing)

ABSTRACT

Transport theory approach to the parton multiple hard scattering in nucleus and the corresponding Monte Carlo techniques have been developed. The puzzle of Q^2 dependence is overcome by bias sampling method. As an example the ratio of π^+ production in $p(E_p=400 \text{ GeV})+W$ reaction to $p+p$ reaction has been calculated. The agreement with data reasonably good.

18)

反
据。
忽
介

19)

射
次

E这

但
了能

文谢