

核内核子-核子非弹散射截面 (I)*

茅广军 李祝霞 卓益忠

(中国原子能科学研究院 北京 102413)

余自强

(南开大学物理系 天津 300071)

1994-03-28 收稿

摘 要

在与平均场、核内核子-核子弹射截面以及输运方程相统一的理论框架内推导了核内核子-核子非弹散射截面的解析表达式。其数值结果能很好地重现自由非弹截面的实验值,所计算的有效非弹截面与 Dirac-Brueckner 的计算结果相一致。

关键词 相对论 BUU, 平均场, 有效非弹散射截面。

1 引 言

众所周知, Δ 粒子的产生与湮灭在中高能相对论重离子碰撞的研究中占有显著的地位, 在每核子能量 300MeV 到 1—2GeV 能区的重离子碰撞中, $N + N \rightarrow N + \Delta$ 反应道在核子-核子碰撞中发挥着重要作用。同时, 它又是研究其它介子比如 π 介子、K 介子产生的基础。在目前数值模拟重离子碰撞过程的 Monte Carlo 程序中, 人们普遍采用自由非弹截面的实验结果。由于在重离子碰撞过程中将产生高温、高密物质, 必然会导致较强的介质效应, 因此如何在动力学模拟中包含自洽的有效非弹截面已引起越来越广泛的兴趣。

B. ter Haar 和 R. Malfliet 用 Dirac-Brueckner (DB) 方法研究了介质内 $NN \rightarrow N\Delta$ 反应截面, 发现截面随密度的增加而减小^[1]。由于同时求解动力学方程和 G 矩阵存在着极大的困难, 目前为止尚不能用 Dirac-Brueckner (DB) 方法对重离子碰撞过程作数值模拟; 如果将 ter Haar 等人的结果应用到描述重离子碰撞的其它模型(比如 VUU、BUU), 在平均场与碰撞项之间就达不到自洽。随着对重离子碰撞研究的进一步深入, 有必要建立更为严格并且实用的动力学理论, 即在一个统一的理论框架内自洽地处理输运方程的各个部分, 比如平均场、有效弹性截面、有效非弹截面, 使介质效应能够被自动地加入。为此, 在文献[2, 3]中我们以 Walecka 的 QHD-I 和 QHD-II 模型为基础, 利用闭合时间回路的格林函数方法导出了自洽的 Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck (BUU) 方

* 国家自然科学基金资助。

程,并给出了有效弹性散射截面的数值结果,但在这些工作中没有引入 Δ 粒子自由度。

本文的目的是在与文献[2,3]同样的理论框架内,在有效相互作用中引入 Δ 粒子自由度,导出介质内 $NN \rightarrow N\Delta$ 反应截面的解析表达式,并给出数值结果,以便应用到重离子碰撞的研究中去。

2 理论模型

在文献[2]中我们已经给出了核子与 $\sigma, \omega, \pi, \rho$ 介子耦合的相互作用拉氏量密度

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_I^N = & g_\sigma \bar{\psi}(x) \psi(x) \sigma(x) - g_\omega \bar{\psi}(x) \gamma_\mu \psi(x) \omega^\mu(x) \\ & + \frac{f_\pi}{m_\pi} \bar{\psi}(x) \gamma_\mu \gamma_5 \boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\phi}(x) \partial^\mu \boldsymbol{\pi}(x) - \frac{1}{2} g_\rho \bar{\psi}(x) \gamma_\mu \boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\rho}^\mu(x) \psi(x). \end{aligned} \quad (1)$$

要得到非弹散射截面,必须引入 Δ 粒子自由度,为简化起见,在本文中暂不考虑 Δ - ρ 相互作用。 Δ 粒子与核子及 σ, ω, π 介子耦合的拉氏密度可写为

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_I^\Delta = & g_\sigma \bar{\psi}_{\Delta\nu}(x) \psi_\Delta^\nu(x) \sigma(x) - g_\omega \bar{\psi}_{\Delta\nu}(x) \gamma_\mu \psi_\Delta^\nu(x) \omega^\mu(x) \\ & - \frac{f^*}{m_\pi} \bar{\psi}_{\Delta\mu}(x) \partial^\mu \boldsymbol{\pi}(x) \cdot \mathbf{S}^+ \psi(x) - \frac{f^*}{m_\pi} \bar{\psi}(x) \mathbf{S} \psi_{\Delta\mu}(x) \cdot \partial^\mu \boldsymbol{\pi}(x), \end{aligned} \quad (2)$$

上式中 $\psi_{\Delta\nu}$ 是描述 Δ 粒子的 Rarita-Schwinger 旋量,我们已经假设对 σ, ω 介子而言 Δ 粒子具有与核子同样的耦合方式。

与以前的工作相一致,本文仍采用闭合时间回路格林函数方法。在相互作用表象中,沿闭合回路的核子格林函数为

$$iG_{12} = \left\langle T \left[\exp \left(-i \int dx H_I(x) \right) \psi(1) \bar{\psi}(2) \right] \right\rangle, \quad (3)$$

其中 $\int dx = \int dt \int d\mathbf{x}$, $\int dt$ 表示对时间路径的积分是沿整个闭合回路的^[2]。根据场算符在回路中的不同位置,我们有四种格林函数: $G_{12}^-, G_{12}^{++}, G_{12}^{+-}, G_{12}^{-+}$ 组成一个矩阵

$$G_{12} = \begin{pmatrix} G_{12}^- & G_{12}^{++} \\ G_{12}^{+-} & G_{12}^{-+} \end{pmatrix}. \quad (4)$$

其它粒子的格林函数及各项自能均可写成类似的矩阵形式。在文献[2]中我们已经给出核子与介子的零级格林函数, Δ 粒子的零级格林函数可写为

$$iG_{\mu\nu}^0(1,2) = i \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} G_{\mu\nu}^0(x,k) e^{-ik(x_1-x_2)}, \quad (5)$$

$$G_{\mu\nu}^{0\mp\mp}(x,k) = (\not{k} + M_\Delta) D_{\mu\nu} \left[\frac{\pm 1}{k^2 - M_\Delta^2 \pm i\epsilon} + \frac{\pi i}{E(k)} \delta(k_0 - E(k)) f_\Delta(x,k) \right], \quad (6)$$

$$G_{\mu\nu}^{0+-}(x,k) = -\frac{\pi i}{E(k)} \delta(k_0 - E(k)) [1 - f_\Delta(x,k)] (\not{k} + M_\Delta) D_{\mu\nu}, \quad (7)$$

$$G_{\mu\nu}^{0-+}(x,k) = \frac{\pi i}{E(k)} \delta(k_0 - E(k)) f_\Delta(x,k) (\not{k} + M_\Delta) D_{\mu\nu}, \quad (8)$$

其中

$$D_{\mu\nu} = +g_{\mu\nu} - \frac{1}{3} \gamma_\mu \gamma_\nu - \frac{1}{3M_\Delta} (\gamma_\mu k_\nu - \gamma_\nu k_\mu) - \frac{2}{3M_\Delta^2} k_\mu k_\nu, \quad (9)$$

$f_{\Delta}(x, k)$ 是 Δ 粒子的分布函数.

将(3)式按 Wick 定理展开可得到 Dyson 方程

$$iG_{12} = iG_{12}^0 + \int dx_3 \int dx_4 G_{14}^0 \Sigma(4, 3) iG_{32}, \quad (10)$$

自能项 $\Sigma(4, 3)$ 跟 G_{12} 相类似也是 2×2 矩阵. 在四阶微扰近似下

$$\Sigma(4, 3) = \Sigma_{\text{HF}}(4, 3) + \Sigma_{\text{Born}}(4, 3), \quad (11)$$

其中 $\Sigma_{\text{HF}}(4, 3)$ 包括 Hartree 项和 Fock 项

$$\Sigma_{\text{HF}}(4, 3) = \Sigma_{\text{H}}(4, 3) + \Sigma_{\text{F}}(4, 3). \quad (12)$$

在图 1 中给出了玻恩项 Σ_{Born} 的费曼图, 图中双线表示 Δ 粒子, 实线和虚线分别表示核子与介子. 图 1(a), (b) 描述弹性散射过程, 在文献[3]中已作了详细讨论; 图 1(c)–(f) 表示非弹过程, 由于在中高能区单 Δ 产生反应道起着主要作用, 故只需包括对 $N + N \rightarrow N + \Delta$ 反应有贡献的费曼图, 与之相对应的自能项可写为

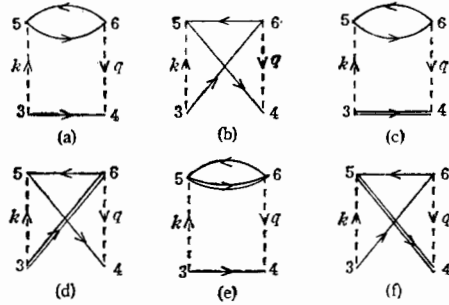


图 1 Born 自能项费曼图

$$\begin{aligned} \Sigma^{(c)}(4, 3) = & \sum_{T_4, T_5, T_6} \int dx_5 \int dx_6 \langle t | \frac{f^*}{m_\pi} S_j | T_4 \rangle q^\nu k^\mu G_{\nu\mu}^0(4, 3) \langle T_4 | \frac{f^*}{m_\pi} S_i^+ | t \rangle \\ & \times \text{tr} \left\{ \langle t_6 | \frac{f_\pi}{m_\pi} \not{k} \gamma_5 \tau_i | t_5 \rangle G^0(5, 6) \langle t_5 | \frac{f_\pi}{m_\pi} q \gamma_5 \tau_j | t_6 \rangle G^0(6, 5) \right\} \\ & \times \Delta_\pi^0(5, 3) \Delta_\pi^0(4, 6), \end{aligned} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} \Sigma^{(d)}(4, 3) = & + \sum_{T_4, T_5, T_6} \int dx_5 \int dx_6 \langle t | \frac{f_\pi}{m_\pi} q \gamma_5 \tau_j | t_4 \rangle G^0(4, 5) \langle t_4 | \frac{f_\pi}{m_\pi} \not{k} \gamma_5 \tau_i | t_5 \rangle \\ & \times G^0(5, 6) \langle t_5 | \frac{f^*}{m_\pi} S_j | T_6 \rangle G_{\rho\nu}^0(6, 3) q^\rho k^\nu \langle T_6 | \frac{f^*}{m_\pi} S_i^+ | t \rangle \\ & \times \Delta_\pi^0(5, 3) \Delta_\pi^0(4, 6), \end{aligned} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} \Sigma^{(e)}(4, 3) = & - \sum_{T_4, T_5, T_6} \int dx_5 \int dx_6 \langle t | \frac{f_\pi}{m_\pi} q \gamma_5 \tau_j | t_4 \rangle G^0(4, 3) \langle t_4 | \frac{f_\pi}{m_\pi} \not{k} \gamma_5 \tau_i | t_5 \rangle \\ & \times \text{tr} \left\{ \langle T_6 | \frac{f^*}{m_\pi} S_i^+ | t_5 \rangle G^0(5, 6) \langle t_5 | \frac{f^*}{m_\pi} S_j | T_6 \rangle G_{\rho\nu}^0(6, 5) q^\rho k^\nu \right\} \\ & \times \Delta_\pi^0(5, 3) \Delta_\pi^0(4, 6), \end{aligned} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} \Sigma^{(f)}(4, 3) = & + \sum_{T_4, T_5, T_6} \int dx_5 \int dx_6 \langle t | \frac{f^*}{m_\pi} S_j | T_4 \rangle G_{\nu\sigma}^0(4, 5) q^\nu k^\sigma \langle T_4 | \frac{f^*}{m_\pi} S_i^+ | t_5 \rangle \\ & \times G^0(5, 6) \langle t_5 | \frac{f_\pi}{m_\pi} q \gamma_5 \tau_j | t_6 \rangle G^0(6, 3) \langle t_6 | \frac{f_\pi}{m_\pi} \not{k} \gamma_5 \tau_i | t \rangle \\ & \times \Delta_\pi^0(5, 3) \Delta_\pi^0(4, 6). \end{aligned} \quad (16)$$

其中 t 表示核子同位旋, T 是 Δ 粒子同位旋, k, q 是 π 介子交换的四动量.

对(10)式作 Wigner 变换并引入半经典近似和准粒子近似, 经过与文献[2]同样的推导过程可以得到核子所满足的相对论 BUU 方程

$$\{[\partial_{\mu}^{\nu} - \Sigma_{\text{HF}}^{\mu\nu}(\mathbf{x}, \mathbf{p})\partial_{\nu}^{\rho} - \partial_{\nu}^{\rho}\Sigma_{\text{HF}}^{\mu\nu}(\mathbf{x}, \mathbf{p})\partial_{\rho}^{\sigma}]\rho_{\mu} + m^{*}[\partial_{\tau}^{\tau}\Sigma_{\text{HF}}^{\tau\tau}(\mathbf{x}, \mathbf{p})\partial_{\tau}^{\nu} - \partial_{\nu}^{\rho}\Sigma_{\text{HF}}^{\tau\tau}(\mathbf{x}, \mathbf{p})\partial_{\rho}^{\sigma}]\} \frac{f(\mathbf{x}, \mathbf{p}, \tau)}{E^{*}} = C(\mathbf{x}, \mathbf{p}). \quad (17)$$

方程左面是输运部分;右面是碰撞项,包括弹性与非弹两部分

$$C(\mathbf{x}, \mathbf{p}) = C_{\text{el}}(\mathbf{x}, \mathbf{p}) + C_{\text{in}}(\mathbf{x}, \mathbf{p}). \quad (18)$$

平均场与碰撞项的弹性部分的表达式已在文献[2]中给出,碰撞项的非弹部分可写为

$$C_{\text{in}}(\mathbf{x}, \mathbf{p}) = \frac{1}{2} \int \frac{d^3 p_2}{(2\pi)^3} \int \frac{d^3 p_3}{(2\pi)^3} \int \frac{d^3 p_4}{(2\pi)^3} (2\pi)^4 \delta^{(4)}(\mathbf{p} + \mathbf{p}_2 - \mathbf{p}_3 - \mathbf{p}_4) \quad (19)$$

$$W_{\text{in}}(\mathbf{p}, \mathbf{p}_2, \mathbf{p}_3, \mathbf{p}_4)(F_2 - F_1),$$

上式中

$$F_1 = f(\mathbf{x}, \mathbf{p}, \tau)f(\mathbf{x}, \mathbf{p}_2, \tau)[1 - f_{\Delta}(\mathbf{x}, \mathbf{p}_3, \tau)][1 - f(\mathbf{x}, \mathbf{p}_4, \tau)], \quad (20)$$

$$F_2 = [1 - f(\mathbf{x}, \mathbf{p}, \tau)][1 - f(\mathbf{x}, \mathbf{p}_2, \tau)]f_{\Delta}(\mathbf{x}, \mathbf{p}_3, \tau)f(\mathbf{x}, \mathbf{p}_4, \tau). \quad (21)$$

$W_{\text{in}}(\mathbf{p}, \mathbf{p}_2, \mathbf{p}_3, \mathbf{p}_4)$ 是跃迁几率,可以用微分截面表示^[4]

$$\int \frac{d^3 p_3}{(2\pi)^3} \int \frac{d^3 p_4}{(2\pi)^3} (2\pi)^4 \delta^{(4)}(\mathbf{p} + \mathbf{p}_2 - \mathbf{p}_3 - \mathbf{p}_4) W_{\text{in}}(\mathbf{p}, \mathbf{p}_2, \mathbf{p}_3, \mathbf{p}_4) = \int \nu \sigma_{\text{in}}(s, t) d\Omega. \quad (22)$$

将(22)代入到(19)式得到

$$C_{\text{in}}(\mathbf{x}, \mathbf{p}) = \frac{1}{2} \int \frac{d^3 p_2}{(2\pi)^3} \nu \sigma_{\text{in}}(s, t)(F_2 - F_1) d\Omega. \quad (23)$$

上式中 ν 是 Møller 速度, $\sigma_{\text{in}}(s, t)$ 是有效非弹微分截面。通过计算(13)–(16)式并将其变换到二核子质心系,最后得到 $\sigma_{\text{in}}(s, t)$ 的解析表达式

$$\sigma_{\text{in}}(s, t) = \frac{16}{(2\pi)^2 s} \left(\frac{f_{\pi}}{m_{\pi}}\right)^2 \left(\frac{f^{*}}{m_{\pi}}\right)^2 \left[\frac{(s - m^{*2} - m_{\Delta}^{*2})^2 - 4m^{*2}m_{\Delta}^{*2}}{s(s - 4m^{*2})} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (24)$$

$$[D(s, t) + E(s, t) + (s, t \leftrightarrow u)],$$

其中

$$D(s, t) = -\frac{m^{*2}t[(m_{\Delta}^{*2} + m^{*2})^2 - t]^2[(m_{\Delta}^{*2} - m^{*2})^2 - t]}{6m_{\Delta}^{*2}(t - m_{\pi}^2)^2}, \quad (25)$$

$$E(s, t) = -\frac{m^{*2}}{12m_{\Delta}^{*2}(t - m_{\pi}^2)(u - m_{\pi}^2)} [E_1 + E_2 + E_3 + E_4 + E_5 + E_6], \quad (26)$$

$$E_1 = m_{\Delta}^{*2}[(8s - 3t)m^{*2}t - 2(s + 3t)m^{*4} + 3m^{*6} - 2s^2t + 2t^3], \quad (27)$$

$$E_2 = m_{\Delta}^{*3}m^{*}[(2s + t)t - 2(s + t)m^{*2} + 6m^{*4}], \quad (28)$$

$$E_3 = m_{\Delta}^{*2}m^{*}[(2s - t)m^{*2}t + (s + 3t)m^{*4} - (s + t)st - 3m^{*6}], \quad (29)$$

$$E_4 = m_{\Delta}^{*5}m^{*}[s - t - 3m^{*2}] + m_{\Delta}^{*4}[(s - 3t)m^{*2} + 2st - t^2], \quad (30)$$

$$E_5 = (s + 9t)m^{*6} + (s + 6t)(s + t)m^{*2}t - 6(s + 2t)m^{*4}t, \quad (31)$$

$$E_6 = -m_{\Delta}^{*6}m^{*2} - 2m^{*8} - t^2(s + t)^2. \quad (32)$$

上式中 D 表示直接项的贡献, E 是交换项的贡献,

$$s = (\mathbf{p} + \mathbf{p}_2)^2 = [E^{*}(\mathbf{p}) + E^{*}(\mathbf{p}_2)]^2 - (\mathbf{p} + \mathbf{p}_2)^2, \quad (33)$$

$$t = (\mathbf{p} - \mathbf{p}_3)^2 = \frac{1}{2}(3m^{*2} + m_{\Delta}^{*2} - s) + 2|\mathbf{p}||\mathbf{p}_3|\cos\theta, \quad (34)$$

$$u = (\mathbf{p} - \mathbf{p}_4)^2 = 3m^{*2} + m_{\Delta}^{*2} - s - t. \quad (35)$$

θ 是二核子质心系中的散射角,

$$|\mathbf{p}| = \frac{1}{2} \sqrt{(s - 4m^{*2})}, \quad (36)$$

$$|\mathbf{p}_3| = \frac{1}{2} \frac{\sqrt{(s - m^{*2} - m_\Delta^{*2})^2 - 4m^{*2}m_\Delta^{*2}}}{\sqrt{s}}, \quad (37)$$

$$E^*(p) = \sqrt{p^2 + m^{*2}}, \quad (38)$$

$$E^*(p_2) = \sqrt{p_2^2 + m^{*2}}. \quad (39)$$

其中 m^* 与 m_Δ^* 是核子与 Δ 粒子的有效质量。考虑到 π, ρ 介子对 Hartree-Fock 自能项只有很小的贡献^[5], 在本文的数值计算中我们将采用简化模型, 即在平均场中只考虑 σ, ω 介子的贡献, 并且略去 Fock 项, 因为该项只是对 Hartree 项的一个小的修正, 最后得到

$$\begin{aligned} m^* &= M_N - g_\sigma \sigma_0 \\ m_\Delta^* &= M_\Delta - g_\sigma \sigma_0 \end{aligned} \quad (40)$$

其中

$$\begin{aligned} m_\sigma^2 \sigma_0 + b g_\sigma^2 \sigma_0^2 + c g_\sigma^4 \sigma_0^3 &= g_\sigma \rho_s \\ \rho_s &= \frac{4}{(2\pi)^3} \int d\mathbf{p}_3 \frac{m^*}{E^*(p_3)} f(\mathbf{x}, \mathbf{p}_3, \tau) \end{aligned} \quad (41)$$

表 1 给出本文所采用的四组参数和相应的饱和态性质, 本文计算中全部采用 $m_\sigma = 550$ MeV, $m_\omega = 783$ MeV.

表 1

	g_σ	g_ω	$b g_\sigma^2$	$c g_\sigma^4$	E_{bin}	m^*	$K(\text{MeV})$	ρ_0
set A	11.24	14.03			-15.45	0.538	561.7	0.145
set B	9.40	10.95	-0.69	40.44	-15.57	0.70	380	0.145
set C	6.90	7.54	-40.49	383.07	-15.76	0.83	380	0.145
set D	7.937	6.696	42.35	157.55	-16.00	0.85	210	0.153

在上面的推导中, Δ 粒子被处理成为一个基本粒子, 而实际上在相对论重离子反应中它是一个衰变的粒子。为此, 我们引入 Δ 粒子的质量分布函数^[6]

$$f(M_\Delta) = \frac{1}{4} \Gamma^2(q) / \left[(M_\Delta - M_0)^2 + \frac{1}{4} \Gamma^2(q) \right], \quad (42)$$

上式中

$$q^2 = \frac{[M_\Delta^2 - (M_N + m_\pi)^2][M_\Delta^2 - (M_N - m_\pi)^2]}{4M_\Delta^2}, \quad (43)$$

$$\Gamma(q) = \{0.47/[1 + 0.6(q/m_\pi)^2]\} q^3/m_\pi^2. \quad (44)$$

Δ 粒子的中心质量可以定义为

$$\langle M_\Delta \rangle = \frac{\int_{M_N + m_\pi}^{\sqrt{s} - M_N} f(M_\Delta) M_\Delta dM_\Delta}{\int_{M_N + m_\pi}^{\sqrt{s} - M_N} f(M_\Delta) dM_\Delta}. \quad (45)$$

这里 S 是自由空间中二粒子的总能量. (42)–(45) 中的常数取为

$$\begin{aligned} M_N &= 939\text{MeV}, \quad m_\pi = 138\text{MeV}, \quad M_0 = 1232\text{MeV}, \\ \Gamma_0 &= 110\text{MeV}, \quad \frac{f_\pi^2}{4\pi} = 0.080, \quad \frac{f^{*2}}{4\pi} = 0.37. \end{aligned}$$

在下面的计算中我们将以 $\langle M_\Delta \rangle$ 代替 M_Δ .

考虑到强子的有限体积以及部分短程相关效应, 在各个耦合顶角引入形状因子. 对于 $NN\pi$ 耦合采用常用的形式

$$F_{NN\pi}(t) = \frac{\Lambda^2}{\Lambda^2 - t}; \quad (46)$$

而对 $N\Delta\pi$ 顶角存在着各种不同的形状因子, 考虑到 Δ 粒子的质量分布, $N\Delta\pi$ 耦合顶角的形状因子取为:

$$F_{N\Delta\pi}(t, \langle M_\Delta \rangle) = \frac{\Lambda^2}{\Lambda^2 - t} \left[\frac{\frac{1}{4} \Gamma^2(\langle q \rangle)}{\langle M_\Delta \rangle - M_0)^2 + \frac{1}{4} \Gamma_0^2} \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (47)$$

上式中 $\langle q \rangle$ 是通过将(43)式中的 M_Δ 换为 $\langle M_\Delta \rangle$ 得到的. 如果 $\langle M_\Delta \rangle = M_0$, 则 $F_{NN\pi}(t)$ 与 $F_{N\Delta\pi}(t, \langle M_\Delta \rangle)$ 相等. 唯一的自由参数 Λ 将通过拟合自由非弹截面的实验数据来决定, 由于在我们的模型中没有考虑 Δ - ρ 相互作用, 必须用一个比较小的截断因子来模拟 ρ 介子的贡献^[7].

3 数值结果

为了与实验结果做比较, 必须给出 $pp \rightarrow pp\pi^0 + pn\pi^+$ 的截面公式; 单 Δ 产生反应道的截面公式可写为

$$\sigma_{NN \rightarrow N\Delta} = \frac{1}{32} \int \sigma_{in}(s, t) dQ, \quad (48)$$

而

$$\sigma_{pp \rightarrow pp\pi^0 + pn\pi^+} = \frac{4}{3} \sigma_{NN \rightarrow N\Delta}, \quad (49)$$

其中 $4/3$ 是同位旋因子.

图 2 给出自由非弹截面的数值结果, 虚线和点线分别表示直接图和交换图的贡献, 黑点是实验值^[8], 在计算中 Λ 取为 510MeV . 在只有一个可调参数情况下, 结果与实验符合得很好, 说明本理论模型的优越性, 同时可以看出交换项的抵消效果是不能忽略的.

图 3 给出 $\rho = \rho_0$ 时核内核子-核子非弹散射截面, 不同的曲线对应于不同的平均场, 黑点是 ter Haar 等人的计算结果^[9]. 可以看出有效非弹截面对有效质量的大小很敏感, 考虑到文献[1]中 $m^* = 0.605$, 我们的结果与 ter Haar 等人的计算结果是一致的.

图 4 给出不同能量、密度下的有效非弹散射截面, 在计算中采用了 B 组平均场. 从图中可以看出有效截面随着密度的增加而下降, 尤其是在高能、高密度时变化更为明显, 这说明非弹散射截面有很强的密度依赖, 在重离子碰撞的研究中必须加以考虑.

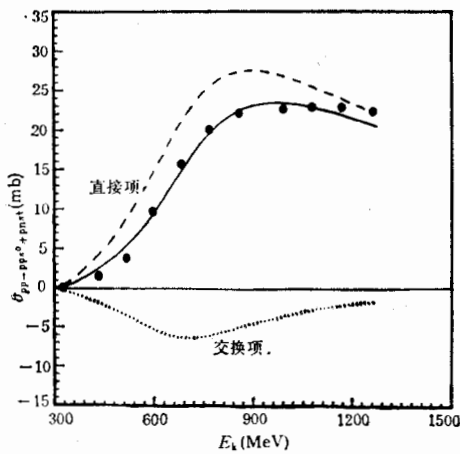


图2 自由非弹散射截面

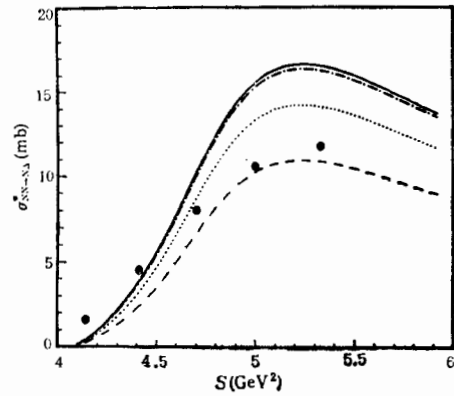


图3 平均场对有效非弹截面的影响

— — — — — $m^* = 0.538$, $m^* = 0.70$,
- · - · - $m^* = 0.83$, — $m^* = 0.85$.

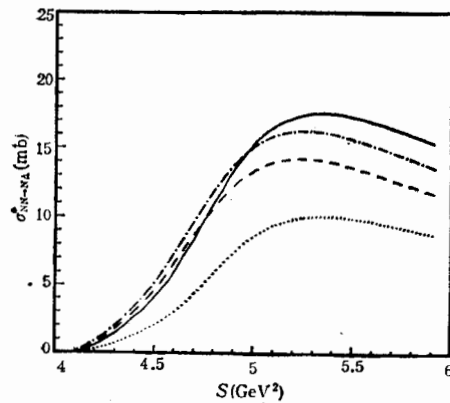


图4 有效非弹散射截面随能量、密度的变化

S 是自由空间中二粒子系统总能量。
— $\rho = 0$, - - - $\rho = 0.5\rho_0$,
- · - $\rho = \rho_0$, $\rho = 2\rho_0$.

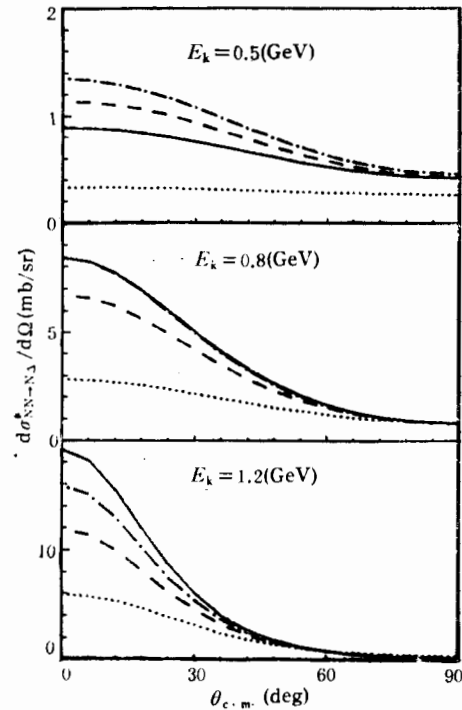


图5 有效非弹微分散射截面随能量、密度的变化

E_k 是实验室入射动能, 不同的曲线对应于不同密度(见图4).

图5给出不同能量、密度下的有效非弹散射微分截面。随着能量的增加, 微分截面更趋向于各向异性, 在高压、高密度时微分截面在前冲角被压低, 而在大角度时的密度依赖却不明显。

4 总结与展望

本文从相对论有效相互作用出发推导了核内核子-核子非弹散射截面的解析表达式, 该截面公式是与平均场、核内核子-核子弹性散射截面同时给出的, 处于一个统一的理论框架内, 自动考虑了介质效应, 且物理图象清楚, 易于计算, 便于应用到重离子碰撞的研究中去。我们的数值结果能很好地重现自由非弹截面的实验值, 所计算的有效非弹截面与 DB 的计算结果是一致的。

在本文的计算中没有包括介质的屏蔽效应, G. F. Bertsch 等人用非相对论模型研究后指出^[7], 在高密度时介质的反屏蔽效应将对非弹截面产生很大影响。为了与本文的理论框架相自洽, 将采用相对论模型来研究, 这部分工作在下续论文中给出。

参 考 文 献

- [1] B. ter Haar, R. Malfliet, *Phys. Rev.*, **C36**(1987) 1611.
- [2] 余自强、茅广军、卓益忠等, *高能物理与核物理*, **16**(1992)312.
- [3] 茅广军、李祝霞、卓益忠等, *高能物理与核物理*, **18** 增刊(1994)56.
- [4] S. R. de Groot, W. A. van Leeuwen, Ch. G. van Weert, *Relativistic Kinetic Theory*, North-Holland: Amsterdam 1980.
- [5] B. D. Serot, J. D. Walecka, *Adv. Nucl. Phys.*, **16**(1986) 1.
- [6] Y. Kitazoe, M. Sano, H. Toki et al., *Phys. Lett.*, **B166**(1986) 35.
- [7] G. F. Bertsch, G. E. Brown, V. Koch et al., *Nucl. Phys.*, **A490**(1988) 745.
- [8] F. Shimizu, Y. Kubota, H. Koiso et al., *Nucl. Phys.* **A386**(1982) 571.

In-medium Nucleon-Nucleon Inelastic Scattering Cross Section (I)

Mao Guangjun Li Zhuxia Zhuo Yizhong
(China Institute of Atomic Energy, Beijing 102413)

Yu Ziqiang

(Department of Physics Nankai University, Tianjin 300071)

Received 28 March 1994

Abstract

The explicit expressions for in-medium $NN \rightarrow N\Delta$ cross section are derived within the relativistic Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck approach, which are given simultaneously with the other integrants of transport model such as the mean field, NN elastic scattering cross section as well as the transport equation itself based on the effective Lagrangian. Our results can reproduce the experimental data of free inelastic cross section nicely. The in-medium inelastic cross section is calculated up to twice nuclear matter density and is in agreement with the Dirac-Brueckner calculations.

Key words relativistic BUU, mean field, effective inelastic scattering cross section.