

中能强子-核物理的现状与问题*

宁平治 申虹

(南开大学物理系 天津 300071)

摘 要 中能强子与核的散射研究发现,400MeV 以上似乎普遍存在着截面理论值偏低的现象,例如,质子-核(PA)散射、 π 介子-核(πA)散射、 k 介子-核(kA)散射的微分截面传统理论值比实验结果约低 20%。引入相对论动力学可使 PA 散射理论结果大为改善。然而,在核子层次上的各种修正对介子-核散射的理论结果改善甚小。人们正在从更深入的非核子自由度寻找原因。

关键词 强子-核散射, 非相对论和相对论散射理论, 核介质效应, 非核子自由度。

1 引 言

近年来,人们对中能区(400~800MeV)强子与原子核的散射予以相当关注。在这...

不需考虑粒子产生问题。因此,这一能区被认为是检验现有理论的理想能区。对于中能区强子-核散射,通常采用冲量近似下的一阶 KMT 理论或 Glouber 理论。然而,人们发现,用上述传统理论计算的散射截面普遍低于实验结果。图 1 给出 PA 散射的一个典型结果^[1],表明非相对论冲量近似计算值(NRIA)系统地低于实验数据且有相位差别。 $\pi^{\pm}A$ 散射和 k^+A 散射的传统计算结果也低于实验数据。近年,理论家们就这一传统理论截面丢失现象作了许多工作,分别从不同层次上寻找原因。下面几节扼要介绍这方面的进展和存在的问题。

2 强子与核散射的传统研究

传统研究是指在核子层次上的研究,不涉及介子自由度和夸克自由度。对于 PA 散射,已作过的传统修正主要有以下几个方面^[2]:(1)NN t 矩阵的 off-shell 效应;(2)NN t 矩阵的 Lorentz 不变性;(3)电磁效应;(4)Pauli 阻塞效应;(5)中间态束缚势影响;(6)核子激发态传播;(7)二体关联贡献;(8)相对论运动学修正。其中,各种非相对论修正对理论结果的影响较大。由于 PA 散射的入射粒子动能占总能量相当大的部分,因此,应考虑相对论动力学,通常采用相对论冲量近似(RIA)

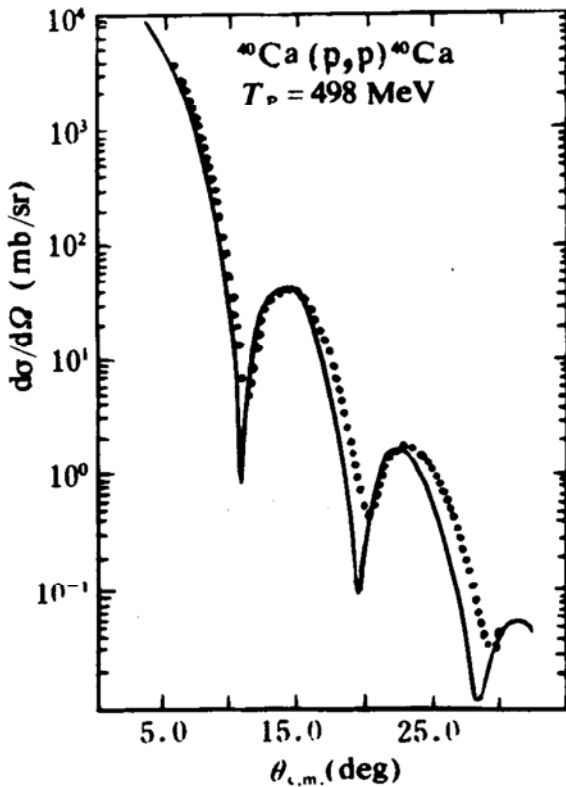


图 1 P-⁴⁰Ca 弹性散射微分截面

能区内,入射粒子穿透时间较短,多次散射变得不甚重要;这一能区已高出 Δ_{33} 共振区,散射机制应当相对比较简单;此外,这一能区尚

* 国家自然科学基金和国家教委博士点基金资助课题
本文 1993 年 12 月 28 日收到。

来描述^[2]. 另外, 还有相对论唯象光学模型, Walecka 模型和 Dirac-Brueckner-Fock 方法等. 在 RIA 情况下, Schrödinger 方程由 Dirac 方程代替, Hilbert 空间扩展为包含负能态的空间, 波函数由 2 分量形式变为 4 分量形式. 核介质内的 Dirac 方程有如下形式

$$[E\gamma^0 - \vec{\gamma} \cdot \vec{P} - m - U_s(r) - \gamma^0 U_v(r) - 2i\gamma^0 \vec{\gamma} \cdot \hat{r} U_T(r)] \Psi_R = 0 \quad (1)$$

其中, 标势 $U_s(r)$ 、矢量势和标量势分别表示为

$$U_s(r) = \sum_{N=p,n} \left(-\frac{4\pi ik}{m}\right) f_s^{PN} \otimes \rho_s^N(r) \quad (2)$$

$$U_v(r) = \sum_{N=p,n} \left(-\frac{4\pi ik}{m}\right) f_v^{PN} \otimes \rho_v^N(r) \quad (3)$$

$$U_T(r) = \sum_{N=p,n} \left(-\frac{4\pi ik}{m}\right) f_T^{PN} \otimes \rho_T^N(r) \quad (4)$$

这里的 \otimes 号表示折叠积分, 核密度 $\rho_s(r)$ 、 $\rho_v(r)$ 、 $\rho_T(r)$ 分别为

$$\rho_s(r) = \sum_{O_{cc}} \frac{2j+1}{4\pi} [(\chi_{O_{cc}}^U)^2 - (\chi_{O_{cc}}^L)^2] \quad (5)$$

$$\rho_v(r) = \sum_{O_{cc}} \frac{2j+1}{4\pi} [(\chi_{O_{cc}}^U)^2 + (\chi_{O_{cc}}^L)^2] \quad (6)$$

$$\rho_T(r) = \sum_{O_{cc}} \frac{2j+1}{4\pi} 2(\chi_{O_{cc}}^U)(\chi_{O_{cc}}^L) \quad (7)$$

上式中的上标 U 和 L 分别表示波函数的上分量和下分量, O_{cc} 表示填充态. 满足 Lorentz 不变性的核子-核子振幅可表示为

$$\hat{f} = \frac{k}{2i} \{f_s + \gamma_1 \cdot \gamma_2 f_v + \sigma_1^{\mu\nu} \sigma_2^{\mu\nu} f_T + \gamma_1^5 \gamma_2^5 f_P + \gamma_1^5 \gamma_1^4 \gamma_2^5 \gamma_2^4 f_A\} \quad (8)$$

采用 RIA 计算所得的微分截面 $d\sigma/d\Omega$, 自旋观测量的分析本领 A_y 和自旋转动函数 Q 与实验数据的符合都比较好, 如图 2 所示^[2].

RIA 理论结果好的原因可以这样来考虑, 若将 4 分量 Dirac 方程约化为等效二分量 Schrödinger 方程, 可以看到, 光学势的中心部分和自旋轨道耦合部分均具有非线性密度相关性, 即

$$U_{\text{中心}} \sim \frac{E}{M} U_v + U_s + \frac{1}{2M} (U_s^2 - U_v^2) \quad (9)$$

$$U_{\text{自旋轨道}} \sim \frac{1}{2M} \left(\frac{1}{E - U_v + M + U_s} \right)$$

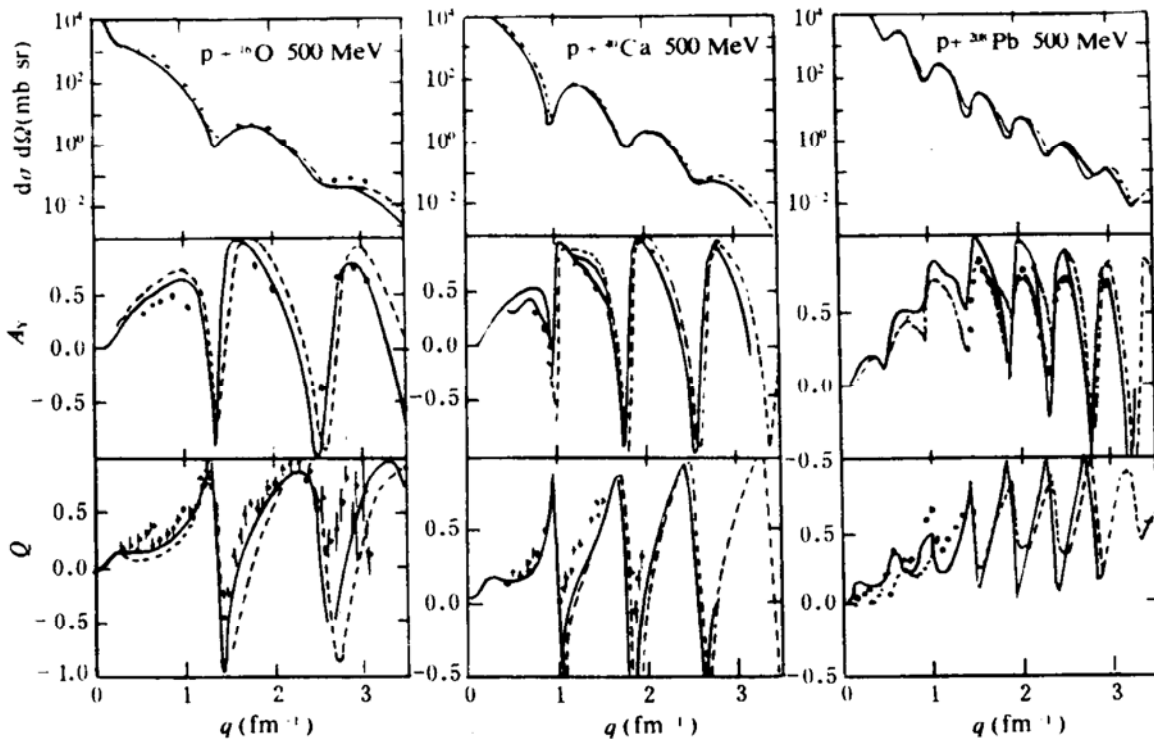


图 2 动能为 500MeV 的质子与核散射的微分截面 $d\sigma/d\Omega$, 自旋观测量分析本领 A_y , 自旋转动函数 Q . 图中的实线为 RIA 理论值, 虚线为 NRIA 理论值

$$\cdot \frac{1}{r} \frac{d}{dr} (U_s - U_v) \quad (10)$$

这类似于下面将谈到的 NRIA 中的非传统核介质修正. 另外, 相对论动力学明显包含质子通过负能态的虚传播, 正能态和负能态间的耦合矩阵元正比于 $\vec{\sigma} \cdot \vec{P} (U_s - U_v) / (E + M)$, 它很大并且具有自旋相关性, 这一贡献可使自旋观测的理论值大为改进.

对于 πA 散射, 已进行的传统修正主要有^[3]: (1) πN 二体散射振幅的 off-shell 效应; (2) 自旋翻转和同位旋翻转效应; (3) 核子束缚效应; (4) 费米平均影响; (5) 核质心运动影响; (6) 核多体关联效应; (7) π 吸收影响; (8) N^* 共振影响; (9) 不同的 πN 相移; (10) 不同的核子形式因子; (11) 不同的反对称化处理. 这类修正对理论结果的影响都比较小, 只有 π 吸收和 N^* 共振在微分截面的各区有一定影响, 迄今尚无一家理论结果与实验数据很好符合.

对于 $k^+ A$ 散射, 已进行的传统修正主要有^[4]: (1) $k^+ N$ 二体散射振幅的 off-shell 效应; (2) 核内核子的束缚和反冲效应; (3) 费米运动影响; (4) Pauli 原理引起的对关联效应; (5) 核基态形变影响; (6) 虚激发态影响; (7) 双电荷交换效应; (8) 双重自旋翻转效应; (9) 核质心约束引起的核子关联效应; (10) U 道 $k^+ N$ 二体作用贡献; (11) 相对论运动学影响. 这些修正对 $k^+ A$ 散射截面的影响都比较小, Pauli 关联和虚激发的影响稍大, 但二者在很大程度上相互抵消. 与 PA 散射的情况不同, 即使计入相对论修正, 考虑核介质内 DIRAC 海的 $N\bar{N}$ 激发, $k^+ A$ 散射截面的理论结果仍不能得到改善^[5].

综上所述, 关于强子与核散射中的传统理论截面丢失现象, 人们在核子层次上所作的各种修正只有对 PA 散射情况有所改善, 对于 πA 散射和 kA 散射情况都未获得成功. 理论工作者正从更深入的层次上寻找原因.

3 强子与核散射的次传统研究

次传统研究主要是考虑介子自由度的影响, 仍认为核内核子的性质与自由核子是相同的. 把核内虚 π 介子的贡献加入后, 传统理论结果得到一定的改善. 我们以 $k^+ A$ 散射为例, 简单介绍一下次传统层次上的几种修正.

Akulinichev 的简单模型认为^[6], 核内虚 π 介子与 k^+ 介子的散射对 $k^+ A$ 散射截面的贡献很重要, $k^+ \pi$ 散射截面甚至有可能大于 $k^+ N$ 散射截面, 这是由于 $k^+ \pi$ 允许 S 道共振, 而 $k^+ N$ 不允许. 考虑虚 π 介子贡献后, 截面比应为

$$\begin{aligned} \eta &= \eta_{\text{opt}} + \delta\sigma(k^+ N) / \sigma(k^+ N) \\ &= \eta_{\text{opt}} + \frac{n_\pi \sigma(k^+ \pi)}{\sigma(k^+ N)} \end{aligned} \quad (11)$$

其中, $n_\pi = (\langle E \rangle - U) / \langle \omega_\pi \rangle \approx 0.07$ 是每个核子平均虚 π 介子数目. 当入射动量为 $800 \text{ MeV}/c$ 时, $\sigma(k^+ N)$ 实验值约为 12 mb , $\sigma(k^+ \pi)$ 无实验数据, 估计值为 20 mb . 这样, (11) 式中的第二项约为 0.12 , 即: 考虑虚 π 介子的贡献后, 使理论截面提高约 12% .

次传统层次的另一种修正是考虑介子交换流对 $k^+ A$ 散射的贡献. 基本思想也是计入核内虚 π 介子的影响, 借用双电荷交换 (DCX) 过程的介子交换流 (MEC) 计算方法, 得到前向散射 MEC 振幅为

$$F^{\text{MEC}}(0) = -\frac{1}{4\pi} \int d\vec{q} U_0^{k\pi}(\vec{P}, \vec{q}) W_A^\pi(\vec{q}) \quad (12)$$

其中, $U_0^{k\pi}(\vec{P}, \vec{q})$ 是 $k\pi$ 散射振幅的同位旋标量部分, $W_A^\pi(\vec{q})$ 是核内 π 介子动量分布函数,

$$\begin{aligned} W_A^\pi(\vec{q}) &= \frac{g^2}{4M_N^2} \sum_{i < j}^A \frac{F^2(\vec{q})}{(2\pi)^3} \\ &\cdot \langle \Psi_A | \left(\frac{(\vec{\sigma}_i \cdot \vec{q})(\vec{\sigma}_j \cdot \vec{q})}{\epsilon_\pi(q)^4} (\vec{\tau}_i \cdot \vec{\tau}_j) \right. \\ &\cdot e^{-iq \cdot \vec{r}_{ij}} | \Psi_A \rangle \end{aligned} \quad (13)$$

因为是虚 π , 计入了 $k\pi$ 散射振幅的 off-shell 行为. 把计算得出的 MEC 振幅叠加到 kA 光学模型振幅上, 得到的总截面和微分截面都有所增大, 与实验数据符合较好.

Troitsky 和 Tsybulnikov 的介子场论方法 (FFS 理论) 考虑了核内各种可能的介子交换对 k^+N 散射振幅的贡献. 在核介质内, 对 k^+N 二体散射振幅有贡献的费曼图都应受到相应的修正, 传统理论中所采用的真空中 π 传播子 D_0 应由核介子内 π 传播子 D 所代替.

$$D_0 = (\omega^2 - 1 - k^2)^{-1} \quad (14)$$

$$D(\omega, k) = D_0(\omega, k) + D_0(\omega, k)\pi(\omega, k)D(\omega, k) \quad (15)$$

这样, k^+N 二体散射振幅 Γ 就受到一定的修正. 当这种修正很小时, 可得

$$\delta\Gamma \sim f_{\pi N}^2 \Gamma G G (D - D_0) \quad (16)$$

因为散射截面 σ 与散射振幅平方 Γ^2 成正比, 由此可得

$$\delta\sigma_N/\sigma_N \sim 2[f_{\pi N}^2 \Gamma G G (D - D_0)]\Gamma/\Gamma^2 \quad (17)$$

真空中振幅 Γ 几乎与动量无关, 可提出积分外消去, 因此, 上式化简为

$$\delta\sigma_N/\sigma_N \sim 2f_{\pi N}^2 G G (D - D_0) \quad (18)$$

给定适当的参数并计算积分后可得 $\delta\sigma_N/\sigma_N$ 约为 (10~30)%, 这说明采用 FFS 理论可使 k^+A 散射理论截面值增大.

4 强子与核散射的非传统研究

非传统研究是考虑核内核子结构和尺寸的可能变化, 往往涉及夸克自由度. 传统核物理认为, 核子是无结构的基本粒子, 其性质无论处于何种环境都是不变的. 然而, 近年来的理论和实验工作表明, 核子的性质受到周围环境的影响, 当核子处于核介质内时, 它的有效质量会有所减少, 它的半径会相应增大. 这种核介质内核子半径增大效应 (swelling 效应) 也可以简单地理解为核子内夸克禁闭在核环境下得到部分解除. 这些核子性质的变化会对强子与核的散射产生一定的影响. 严格研究这种影响应该以量子色动力学 (QCD) 为基础. 然而, 由于非微扰 QCD 遇到的困难, 人们大多利用符合 QCD 精神的等效模型来研究非传统核介质效应. 通常采用的简单模

型有以下几种:

Siegel 和 Kaufmann 的简单模型^[7]: 这一模型被用来研究核半径增大对 k^+A 散射截面的影响. 当入射动量为 300~800MeV/c 时, k^+N 散射主要决定于 s 波的散射, 这一 s 波散射相移可参数化为

$$\delta(S_{11}) \approx -kR \quad (19)$$

其中, k 是与入射动量对应的波数, R 是等效的硬球半径. 由实验数据定出 $R \approx 0.32\text{fm}$. 当 k^+N 散射发生在核介质内时, 由于核子半径的增大, 会导致散射相移 $\delta(S_{11})$ 也增大. 这一变化会通过 k^+A 光学势影响散射截面. 如果将 $\delta(S_{11})$ 增大 10~15%, 就可以很好地符合 $k^+^{12}\text{C}$ 的散射实验数据.

Brown 的介子交换模型: 这一模型认为, 核子半径可由其芯半径 $(r_{\text{core}}^2)^{1/2}$ 和矢量介子云计算的到,

$$\langle r \rangle^2 = \frac{6}{m_v^2} + \langle r_{\text{core}}^2 \rangle \quad (20)$$

其中, m_v 是矢量介子质量. 在核介质内, 矢量介子质量的减少必然导致核子半径的增大. k^+N 相互作用要求只能交换矢量介子. 矢量介子交换的波恩振幅正比于 $(q^2 + m_v^2)^{-1}$, 当 $q^2 \leq m_v^2$ 时, 这一波恩振幅正比于 m_v^{-2} . 由 KSRF 关系得到

$$m_v^2(0) = 2f_\pi^2(0)g^2 \quad (21)$$

其中, $f_\pi(0)$ 表示真空中的 π 衰变常数, g 是规范耦合常数. Brown 假定上式在核介质中也成立, 即

$$m_v^2(\rho) = 2f_\pi^2(\rho)g^2 \quad (22)$$

可以得到,

$$m_v^2(\rho)/m_v^2(0) = f_\pi^2(\rho)/f_\pi^2(0) \quad (23)$$

由介子交换 NJL 模型计算可得,

$$f_\pi(\rho)/f_\pi(0) = 1 - \frac{1}{2}\lambda\rho/\rho_0 \quad (24)$$

因此, 核介质内 k^+N 二体散射振幅可写成:

$$f_{k^+N}(\rho) = f_{k^+N}(0)(1 - \frac{1}{2}\lambda\rho/\rho_0)^{-2} \quad (25)$$

考虑这种修正后的光学势为

$$\begin{aligned}
 V_{\text{opt}} &= -\frac{4\pi}{2E} f_{k^+N}(\rho) \rho(r) \\
 &= -\frac{4\pi}{2E} f_{k^+N}(0) \rho(r) \left(1 - \frac{1}{2} \lambda \rho / \rho_0\right)^{-2}
 \end{aligned}
 \tag{26}$$

这一光学势呈现出非线性密度相关性. 当取 $\lambda = 0.2$ 时, $k^+ - {}^{12}\text{C}$ 的散射截面与实验数据的符合得到了明显的改善.

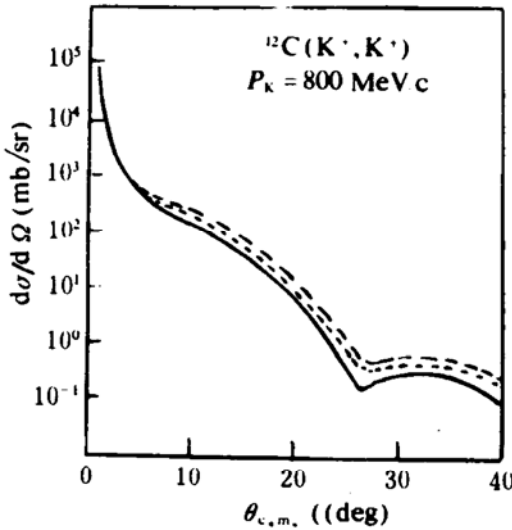


图 3 $k^+ - {}^{12}\text{C}$ 弹性散射微分截面. 图中的实线为传统理论值, 一—线为包含非传统修正未考虑夸克禁闭理论值, 一·—线为包含非传统修正考虑夸克禁闭理论值

夸克 NJL 模型^[8]: 这一模型是非微扰 QCD 的等效可解模型. 它反映了 QCD 的基本对称性和其它主要特性. 在这一模型下, 采用四费米子相互作用描写夸克相互作用, 不明显考虑胶子自由度. 流夸克质量为 m 的 NJL 模型拉氏量为

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L} &= \bar{\Psi}(i\nabla - m)\psi \\
 &+ g[(\bar{\Psi}\psi)^2 + (\bar{\Psi}i\gamma_5\tau\psi)^2]
 \end{aligned}
 \tag{27}$$

其中, g 表示耦合常数. 由此可导出真空中的夸克质量自洽方程

$$M = m + \frac{2Gn_c n_f}{\pi^2} \int_0^\Lambda \frac{MP^2 dP}{\sqrt{P^2 + M^2}}
 \tag{28}$$

其中, $G = (1 + 1/12)g$, n_c 和 n_f 分别为夸克的色数和味数, Λ 是动量空间截断参数.

在核介质内, 核密度变化会影响夸克有

效质量 M , 核介质内的夸克质量自洽方程为

$$M = m + \frac{2Gn_c n_f M}{\pi^2} \int_0^\Lambda \frac{p^2 \theta(p - k_F)}{\sqrt{p^2 + M^2}} dp
 \tag{29}$$

其中, $\theta(p - k_F)$ 是阶跃函数, k_F 是夸克物质的费米动量, 它与核密度的关系为 $\rho = \frac{2}{3\pi^2} k_F^3$.

上述 NJL 模型中未考虑夸克禁闭问题, 一种简单的模型禁闭的方法是引入低动量软截断形式因子, 即: 在夸克质量自洽方程中引入 $F(p^2)$:

$$\begin{aligned}
 M^* &= m + \frac{2Gn_c n_f M^*}{\pi^2} \\
 &\cdot \int_0^\Lambda \frac{F(p^2) p^2 \theta(p - k_F)}{\sqrt{p^2 + M^{*2}}} dp
 \end{aligned}
 \tag{30}$$

其中, $F(p^2)$ 的一种可能形式为

$$F(p^2) = 1 - e^{-p^2 \lambda_0^2 / (\hbar c)^2}
 \tag{31}$$

k^+N 二体散射 Born 振幅近似与形状因子乘 $[q^2 + (2m_Q)^2]^{-1}$ 成正比, 在小动量转移 ($q^2 \rightarrow 0$) 情况下, 这一散射振幅正比于 $(4m_Q)^{-2}$. 用数值求解方程 (30) 所得组元夸克有效质量 M^* 代替 m_Q , 得到核介质中的 k^+N 二体散射振幅正比于 $(4M^*)^{-2}$. 从而, 通过计算最终可得到 k^+A 散射振幅和散射截面. 如此得到的 $k^+ - {}^{12}\text{C}$ 散射截面有明显改善, 如图 3 中虚线所示.

关于 PA 散射, 当引入核内矢量介子质量密度相关性后, 也可以使传统结果大为改善. 对于 πA 散射, 即使引入核内核子膨胀效应或夸克有效质量变小效应, 传统结果仍无明显改善.

5 结束语

前面几节扼要介绍了当前强子-核物理的研究状况和问题, 重点是关于 400 ~ 800 MeV 强子与核散射中理论截面丢失现象的研究. 这方面的理论工作和实验工作都还在继续, 有许多问题尚未搞清楚. 有些人认为, 不必考虑夸克自由度, 只需在核子和介子

层次上寻找原因;另外一些人则认为,这种截面丢失现象正是核内夸克效应的体现.关于 PA 散射,研究工作较多,相对论散射理论和非相对论散射理论加非传统修正都取得了很大成功,但现在尚不能肯定相对论动力学效应和非传统和介质效应哪个更本质、更重要.关于 πN 散射,尽管在 100~400MeV 能区的研究工作较多,但在 100~800MeV 能区的研究工作却较少,物理上还不清楚偏离的原因,至今尚未找到一种成功的理论.关于 kA 散射,虽然在 800MeV/c 的研究工作较多,但这些工作都不太系统,由单能单靶分析得出的结论往往说法不一,特别表现在核介质效应发生在哪个层次上和丢失截面与靶核质量数 A 的关系上^[9].

综上所述,在中能区高端,强子与核的散射研究还很不充分,期待着更深入广泛的理论工作和实验工作来完善.

参 考 文 献

- 1 Brown G E, et al. Phys. Rev. , 1991,C44 : 2653
- 2 Ray L, et al. Phys. Rep. , 1992,212 : 223
- 3 Arima M, et al. Nucl. Phys. ,1992,A543 : 613
- 4 Caillon J C, et al. Phys. Rev. ,1992,C45 : 2503
- 5 Caillon J C, et al. Phys. Lett. ,1993,B311 : 19
- 6 Akulinichev S V. Phys. Rev. Lett. , 1992,68 : 290
- 7 Siegel P B, et al. Phys. Rev. , 1985,C31 : 2184
- 8 Brown G E, et al. Phys. Rev. Lett. ,1988,60 : 2723
- 9 Min D, et al. Commun. Theor. Phys. , 1994,21

Present Status and Open Problems of Hadron -nuclear Physics at Intermediate Energy

Ning Pingzhi Shen Hong

(Department of Physics, Nankai University, Tianjin 300071)

Abstract Traditional theoretical investigations of the hadron-scattering cross sections in a wide range of nuclei in the intermediate-energy region (above 400MeV) have revealed obvious discrepancies with the existing experimental data. It is about 20% lower than the data for hadronic probes such as proton, pion and kaon. For proton-nucleus scattering, an agreement with experiment may significantly be improved by introduction of relativistic dynamics. For meson probes, however, almost all the modifications at nucleon level lead to only very minor changes. One has to search for new interpretations at more deeper level on non-nucleonic degree of freedom.

Key Words hadron-nucleus scattering, nonrelativistic and relativistic scattering theories, nuclear medium effects, non-nucleonic degree of freedom.