



K⁺核散射中的反阴影效应*

宁平治

(南开大学物理系 天津 300071)

摘要 核散射中罕见的反阴影效应在K⁺介子与核的散射中出现了,1988~1990年BNL的系列实验确认了这一反常现象.然而,在核子层次上对此所作的各种理论解释几乎均告失败,因此人们不得不到夸克层次上寻找原因.

关键词 K⁺核散射, 反阴影效应, 核介质效应, 夸克自由度.

1 引言

近几年来,K⁺介子与原子核的散射引起人们相当大的兴趣.在实验方面,作为二次束的K介子流,其流强和单色性不断得到改善.已有的K束装置,如美国的BNL、日本的KEK和欧洲的CERN,已得到一批实验结果.计划中的和着手建造的K介子工厂将提供更多的K核散射数据(如加拿大的TRIUMF).在理论方面,由于K⁺介子是最弱的强子探针,它在核内的平均自由程可达5~7fm,因而K⁺核散射过程是对原子核深部进行理论研究的极好场合.K⁺介子的夸克结构是($\bar{s}u$),它在原子核内不能形成三夸克共振态,因而具有弱吸收特性,这与 π^\pm 介子和K⁻介子截然不同.基于上述考虑,通常认为,在冲量近似下采用一阶KMT理论或Glauber理论来描写K⁺核弹性散射过程应该是非常合适的,比 π 核散射和K⁻核散射的理论描述要好.

然而,关于K⁺核散射的实验研究和理论研究呈现出明显的矛盾.实验上测量了K⁺-¹²C总截面和K⁺-d总截面,并定义前者与后者六倍的比值 R_T

$$R_T = \frac{\sigma(K^+ - ^{12}\text{C})}{6\sigma(K^+ - d)} \quad (1)$$

实验数据在很宽的动量范围内(450~900MeV/c)给出的结果都是 $R_T > 1$ ^[1],称为反阴影效应.另一方面,根据冲量近似所作的理论计算却都给出了 $R_T < 1$ 的结果,即呈现阴影效应,这是各种核散射过程通常呈现的效应.实验结果和理论结果如此严峻的分歧,迫使实验家和理论家开展进一步的深入工作.BNL为确认反阴影效应的存在,在AGS上再次进行了835号K⁺核散射实验,并测量了Si、Ca、C和Li四种靶核的总截面^[2],实验结果肯定这一反常效应的存在.理论家们在核子层次上考虑各种可能的常规核介质效应和其他常规的修正已作了许多工作,下一节扼要介绍这些工作.

2 K⁺核散射的常规研究

常规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K⁺核弹性散射的影响大体有下述各种因素:

- (1)核内核子的束缚效应;
- (2)核内核子的反冲效应;
- (3)核内核子的费米运动效应;
- (4)Pauli原理引起的对关联效应;
- (5)核质心约束引起的核子关联效应;
- (6)核基态形变引起的核子关联效应;
- (7)散射中核态虚激发和退激发效应;

* 国家自然科学基金和国家教委博士点基金资助课题

- (8)核内双重电荷交换效应;
- (9)核内双重自旋翻转效应;
- (10)K⁺ 介子与核内核子相互作用的高能壳效应;
- (11)用有效 K⁺N 二体势代替自由 K⁺N 二体势^[3];
- (12)除 t 道外,再计入 n 道 K⁺N 二体作用^[4].

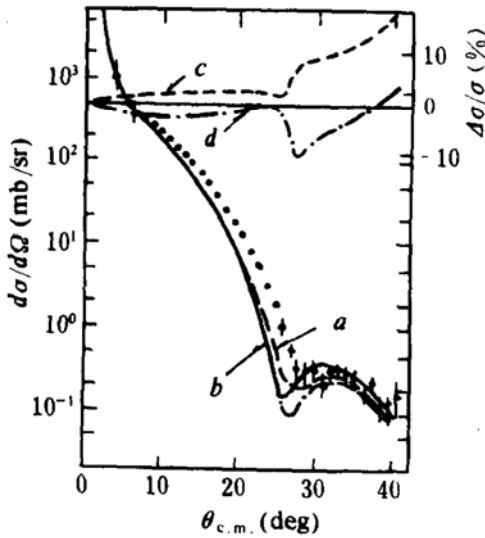


图 1 K⁺-¹²C 弹性散射微分截面

从已报导的大量理论工作的结果来看,上述各种效应对 K⁺ 核弹性散射截面的修正或小到可以忽略不计,或互相抵消.例如,文献[5]指出,考虑¹²C核基态形变引起的截面修正小于 1%;计入双重自旋翻转效应,对截面影响不超过 1%;考虑双重电荷交换效应,即在核内首先发生 K⁺+n→K⁰+p 过程,产生的 K⁰ 介子再与核内另一核子作用,K⁰+p→K⁺+n,这种效应对截面的修正也小于 1%.考虑¹²C的 2⁺(4.43MeV)和 3⁻(9.6MeV)态的虚集体激发效应与泡利关联和质心关联在很大程度上相互抵消,如图 1 所示.图中的微分截面是在冲量近似下,由 KMT 一阶光学势计算出

$$V_{opt}(K^+A) = -\frac{4\pi}{2E}\bar{f}(K^+N)\rho(r) \quad (2)$$

其中 $\bar{f}(K^+N)$ 是同位旋平均 K⁺ 介子与核子二体散射振幅, $\rho(r)$ 是靶核密度分布. 图中曲

线 a) 和 b) 是由不同的光学势计算出的 800MeV/c 动量下 K⁺-¹²C 弹性散射的微分截面,明显低于实验值;曲线 c) 和 d) 分别对应于泡利关联修正和虚集体激发修正,这两种相反的修正不能改善理论结果与实验数据的符合.文献[5]也指出,相应的总截面或(1)式定义的截面比,同样不能由上述各种效应得到改善.这说明对 K⁺ 核弹性散射迄今所作的一切常规理论计算,无法证实实验上的反阴影效应($R_T > 1$).

3 K⁺ 核散射的次常规研究

人们没有预料到,在传统核物理的范畴内,像 K⁺ 核弹性散射这样一个相对简单的过程竟未能解释实验上的反阴影效应.当前,尽管仍有人试图在传统核物理框架下对此进行研究^[3,4],更多的人则认为 K⁺ 核散射可能具有复杂的背景^[5,6,7],这种复杂性可以来自介子自由度(次常规效应),也可以来自夸克自由度(非常规效应).

K⁺ 核散射的一种最简单的次常规研究认为^[7],核内的虚 π 介子与入射 K⁺ 介子的相互作用起重要作用,甚至证明在几百 MeV/c 的入射动量范围内,K⁺ π 散射截面大于 K⁺N 散射截面,这是由于 K⁺ 介子与 π 介子能够形成共振态,而与核子不能形成共振态.考虑核内虚 π 介子的贡献后,(1)式的截面比应改写为

$$R'_T = R_T + n_\pi \sigma(K^+\pi) / \sigma(K^+N) \quad (3)$$

其中, n_π 是与每个核子相联系的平均虚 π 介子数目,其理论计算值约为 0.07. 当 $P_K = 800$ MeV/c, $\sigma(K^+\pi)$ 的估算值为 20mb, $\sigma(K^+N)$ 的实验值约为 12mb. 这样,(3)式中第二项约提供 10% 的增长,从而可以解释图 2 中实验数据呈现的反阴影效应.通常,在冲量近似下所作的一阶 KMT 理论计算中,K⁺ 介子与核内核子相互作用的元振幅采用的是自由 K⁺N 二体振幅,未包含核内虚 π 介子的贡献.其实,虚 π 介子仍是核力束缚效应的结果.

在介子交换模型中,K⁺N 二体相互作用

由于拉氏量不变性的要求只能交换矢量介子. 在 $N=Z$ 的对称核物质中, K^+N 相互作用主要由 ω 介子交换决定. 文献[3]提出, 在核介质内 K^+N 相互作用与核密度 ρ 有关, 并近似认为 K^+N 二体势 $V(\rho)$ 与 ω 介子交换势 $V^\omega(\rho)$ 具有类似的密度依赖关系, 于是对有心部分和自旋轨道耦合部分可分别写出

$$V_c(\rho) = \alpha_c(\rho)V_c(\rho=0) \quad (4)$$

$$V_{so}(\rho) = \alpha_{so}(\rho)V_{so}(\rho=0) \quad (5)$$

其中密度相关系数 α_c 和 α_{so} 分别为

$$\alpha_c(\rho) = V_c^\omega(\rho)/V_c^\omega(\rho=0) \quad (6)$$

$$\alpha_{so}(\rho) = V_{so}^\omega(\rho)/V_{so}^\omega(\rho=0) \quad (7)$$

核介质内的 ω 介子交换势的有心部分 V_c^ω 和自旋轨道耦合部分 V_{so}^ω 可根据 σ - ω 模型或 Dirac-Brueckner 理论计算出来, 对动量为 \vec{P} 的核子可得

$$\alpha_c(\rho) = 1 \quad (8)$$

$$\alpha_{so}(\rho) \approx \left(\frac{\vec{P}^2 + m_N^2}{\vec{P}^2 + m_N^{*2}} \right)^{1/2} \quad (9)$$

其中, m_N 和 m_N^* 分别是自由核子质量和核内核子有效质量. 按照文献[8]的 σ - ω 模型计算, 当核密度由零增到饱和密度时, m_N^* 由 m_N 减小到 $0.73m_N$. 利用上述结果计算出 $K^+ - {}^{12}\text{C}$ 散射截面, 其与实验数据的符合明显改善. 这项次常规研究的结果只是粗略的估计, 定量的结果需要更严格的理论计算.

另一项考虑核内介子自由度的研究是在有限费米子理论的框架下考虑各种可能的介子交换(包括核子激发态 Δ 的影响)对 K^+N 散射振幅的贡献^[9]. 这时, (1)式的截面比应改写为

$$R'_T = R_T + \delta\sigma_{K^+N}/\sigma_{K^+N} \quad (10)$$

其中, $\delta\sigma_{K^+N} = \bar{\sigma}_{K^+N} - \sigma_{K^+N}$ 是核介质内 K^+N 截面与自由 K^+N 截面之差. 理论计算结果为

$$\delta\sigma_{K^+N}/\sigma_{K^+N} \sim 2f_{\pi N}^2 G(D - D_0) \quad (11)$$

其中, $f_{\pi N}^2$ 是 πN 耦合常数, G 为准粒子格林函数, D_0 和 D 分别为真空中和核介质中的 π 介子格林函数. 给定适当参数后, (11)式的积分可给出

$$\sigma_{K^+N}/\sigma_{K^+N} \sim (10 \sim 30)\% \quad (12)$$

因而可用以解释 $K^+ - {}^{12}\text{C}$ 散射实验的反阴影效应.

4 K⁺核散射的非常规研究

这是指在夸克层次上的研究. 关于原子核内夸克自由度的重要性如何, 至今存在着很不相同的看法. 正如轻子与原子核深度非弹性散射的 EMC 效应和准弹性电子散射的纵向和横向强度函数的研究一样, K^+ 核散射的反阴影效应也被看作是核内夸克自由度的可能表现之一^[10,11].

在传统核物理中, “镶嵌”在原子核内的核子本身的性质, 如核子大小、质量、磁矩、形式因子以及核子其他内部性质, 被认为是不变的, 即与自由核子的性质相同. 由这个图像所作的常规理论计算成功地解释了绝大多数低能核物理现象, 这说明上述传统图像的近似程度是非常好的. 然而, 从更深层次考虑问题, 核子是一个由夸克组成的动力学体系, 它理应受到周围环境的影响. 近几年, 研究在核环境下核子性质改变的工作^[10,12~14], 已有许多报道, 其倾向性的看法是, 核介质内核子内部结构和性质因周围核环境的影响而明显改变, 例如核子半径增大, 核子有效质量减小. 核介质内核子半径增大亦称核子膨胀 (Swelling), 这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, 亦即夸克禁闭尺度增加. 文献[11]首先讨论了核内核子膨胀对 K^+ 核散射的影响, 简要介绍如下.

在 $P_K < 800\text{MeV}/c$ 的较低动量下, K^+N 相互作用主要决定于同位旋 $I=1$ 的 S 波 (S_{11}) 散射振幅, 并且实验 K^+N 相移 $\delta(S_{11})$ 与入射 K^+ 介子的动量 P_K 近似呈线性关系, 因而可参数化为

$$\delta(S_{11}) \approx -KR \quad R \approx 0.32\text{fm} \quad (13)$$

其中, K 是与入射动量对应的波数, 负号表示排斥作用, R 为等效硬球半径. 当 K^+N 相互作用发生在核介质内, (13)式应改变为

$$\delta(S_{11}) \approx -K(R + \delta R) \quad (14)$$

δR 为核子半径增量. 这个变化将通过(2)式的 K^+ 核光学势影响散射截面. 文献[11]的计算结果表明, 若取 $\delta R/R$ 为(10~20)%, $K^+ - ^{12}C$ 散射实验的反阴影效应就可得到满意解释.

核内核子膨胀或夸克禁闭的部分解除. 以及核内核子有效质量的变化, 这些非常规核介质效应的严格理论研究是应该以量子色动力学(QCD)为基础的. 但由于非微扰 QCD 遇到的困难, 目前大多利用符合 QCD 精神的等效模型来研究非常规核介质效应, 如 NJL 模型^[5,6,10]、色介电模型^[13]、Bethe ansatz 模型^[14]和 QCD 求和规则^[15]等. 其中 NJL 模型目前得到广泛的应用, 并有许多新的发展. 这个 30 年前由 Nambu 和 Jona-Lasinio 在强子层次上建立的模型, 如今已被改造成建立在夸克层次上的模型, 成功地研究了手征对称性的自发破缺及其与核介质的密度、温度的关系等问题.

NJL 模型的拉氏密度为

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(i\nabla - m)\psi + g[(\bar{\psi}\psi)^2 + (\bar{\psi}\gamma_5\tau\psi)^2] \quad (15)$$

其中, ψ 是具有质量 m 的流夸克场, $\psi = (\uparrow, \downarrow)$, g 是耦合常数, 当 $m=0$ 时, \mathcal{L} 具有严格的手征对称性. 从上述拉氏密度出发, 可以导出核介质内组元夸克的自洽质量方程^[5,16]

$$M^* = m + \frac{2Gn_c n_f M^*}{\pi^2} \int_0^\Lambda \frac{p^2 \theta(p - K_F)}{\sqrt{p^2 + M^{*2}}} dp \quad (16)$$

其中, M^* 是核介质内组元夸克的质量, n_c 和 n_f 分别为夸克的色数和味数, Λ 是动量空间的截断参数, $\theta(p - K_F)$ 是阶跃函数. 由方程(16)可求出核介质内夸克有效质量 M^* 随核密度的变化关系, 如图 2 所示. 从图中可看出, M^* 随核密度 ρ 的增大而减少. 在正常核密度下, $\rho = \rho_0$, 对应的费米动量为 $K_F = 1.35 \text{ fm}^{-1}$, M^* 仅为零密度值的 3/4, 即有 $M^*(\rho_0)/M^*(0) = 0.75$, 在考虑夸克禁闭影响后, $M^*(\rho_0)/M^*(0) = 0.85$. 夸克有效质量

M^* 随核密度的变化关系可近似表示为^[5]

$$\frac{M^*(\rho)}{M^*(0)} \approx 1 - \frac{\lambda}{2} \frac{\rho}{\rho_0} \quad (17)$$

上式对 $\rho < \rho_0$ 近似成立.

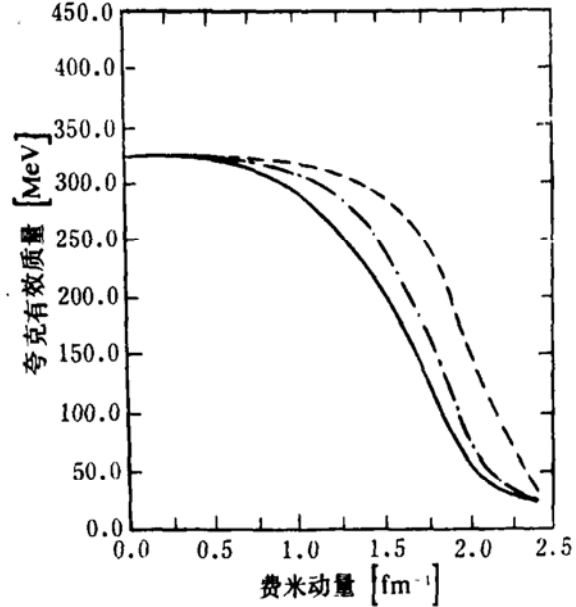


图 2 夸克有效质量 M^* 与费米动量(核密度)的关系
——未考虑夸克禁闭 —·—考虑夸克禁闭(A)
——考虑夸克禁闭(B)

对于 S 波 K^+N 散射, 其玻恩散射振幅粗略地与 $[q^2 + (2M^*)^2]^{-1}$ 成正比. 当 K^+N 散射在核介质内发生时, 平均 K^+N 散射振幅修正为(q^2 很小)

$$\bar{f}^*(K^+N) \approx \frac{\bar{f}(K^+N)}{1 - \lambda(\rho/\rho_0)} \quad (18)$$

从而, (2)式的 KMT 一阶光学势由线性密度相关变为非线性密度相关

$$V_{opt}(K^+A) \approx -\frac{4\pi}{2E} \bar{f}(K^+N) \frac{\rho(r)}{1 - \lambda\rho(r)/\rho_0} \quad (19)$$

当选取参数 $\lambda=0.2$ 时, 由上式计算出的 K^+A 弹性散射微分截面和总截面如图 3 所示. 可以看出, 二者理论曲线与实验数据的符合均有明显改善, 总截面呈现的反阴影效应自然得到解释, 即由核介质内夸克有效质量的减小所引起. 另一种由矢量介子交换模型所作的解释^[6]与上述夸克 NJL 模型解释所得的结

论一致. 实际上, 矢量介子有效质量近似等于夸克有效质量的二倍. 核子电磁半径 $\langle r_{em}^2 \rangle^{1/2}$ 由其芯半径 $\langle r_{core}^2 \rangle^{1/2}$ 和矢量介子云贡献

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

其中, m_v 是矢量介子质量. 上式表明, 在核介质内矢量介子质量的减小必然联系着核子半径的增大, 即核内核子膨胀. 对 K^+ 核散射反阴影效应的这种解释得到越来越多的支持^[1,2,5,6].

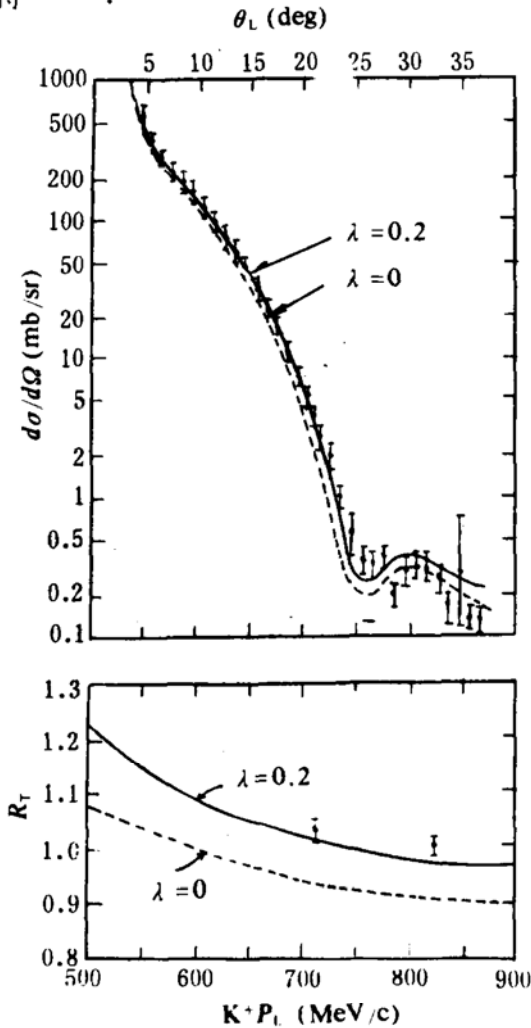


图 3 核内核子膨胀效应对 $K^+ - {}^{12}\text{C}$ 散射截面的影响. 上图是微分截面, 下图是总截面比 R_T

5 结束语

以上扼要介绍和评述了 K^+ 核散射的研

究现状. 有关的各类研究尚在继续. 一种观点认为, 没有必要到夸克层次寻找原因来说明 K^+ 核散射的反阴影效应, 只要认真地考虑介子自由度的影响即可. 这种观点恐怕也并非受到传统核物理思想的束缚. 首先, 对核子内夸克定域尺度 R_c 研究还不甚清楚, 有的研究结果给出 R_c 约为核子半径的一半, 有的给出 R_c 约为核子半径的 1/5; 如果后者是正确的话, 那么在核介质内由于 π 介子场的变化而引起的核介质对核子内部夸克结构的影响将小到可以略去不计, 因而只在核子层次加上 π 介子自由度就足够了, 不必考虑夸克层次. 其次, 除 K^+ 核散射外, 其他被认为是反映核内夸克信号的过程, 如 EMC 效应和准弹性电子散射的响应函数等, 也能够 在强子层次上得到适当的解释. 因而 K^+ 核散射的反阴影效应也可能仅在强子层次上得到解释.

另一方面, 核环境下强子性质的变化已成为近几年热门的研究课题, 并得到不少有意义的结论. 把这方面的研究成果应用到 K^+ 核散射是很自然的事. 至于 K^+ 核散射中的反阴影效应是否就是核内强子性质变化所引起, 尽管已有几家有说服力的研究, 人们仍不能做出十分肯定的回答, 并存在许多含混不清的问题. 例如, 如果前述反阴影效应是核内核子膨胀的结果, 人们可以问, 这种核子膨胀对 K^+ 核散射的影响对轻核和重核是否有所不同? 通常认为, 重核内部的束缚核子数较多, 核越重, 其束缚核子数比表面层核子数越多, 因而重核的核子膨胀效应应较明显, 反映到 K^+ 核散射截面上, 重靶核似应具有较强的反阴影效应. 另一方面, 文献[6]的作者曾猜测像 ${}^4\text{He}$ 这样的轻核, 其束缚能高达 28.3 MeV, 中心核密度很大, 束缚核子的膨胀效应可能较强. 然而, 最近对 ${}^4\text{He}$ 、 ${}^{12}\text{C}$ 、 ${}^{40}\text{Ca}$ 和 ${}^{120}\text{Sn}$ 四种靶核所作的 K^+ 核散射的初步计算结果并未显示出上述效应与靶核质量数 A 存在某种关系, 膨胀效应引起的四种核的小角度 K^+ 散射微分截面相对增量大致均在百分之几的范围. 这可能是因为在重核的小角度 K^+ 散射

中库仑散射的影响较强,靶核子的屏蔽饱和效应也较明显,这些因素使得较重核的 K^+ 散射中束缚核子膨胀效应的表现受到掩盖.对于象 ^4He 这样的轻核,强的表面效应可能使束缚核子中夸克禁闭部分解除受到限制.因此,如果存在核内核子膨胀,并导致 K^+ 核散射的反阴影效应,那么从轻核到重核这种影响到底如何仍是一个有待深入研究的课题.

参 考 文 献

- 1 Mardor Y, et al. Phys. Rev. Lett., 1990, 65 : 2110
- 2 Sawafra R. Proceedings of the Fourth Conference on the Intersections between Particle and Nuclear Physics, May 23~29, 1991, Tucson, Arizona; Ed. Willem T. H., 1992 AIP
- 3 Labarsouque J. Nucl. Phys., 1990, A506 : 539
- 4 Andersen O, et al. Phys. Rev., 1990, C41 : 1296
- 5 Weise W. Nuovo Cimento, 1989, 102A : 265
- 6 Brown G E, et al. Phys. Rev. Lett., 1988, 60 : 2723
- 7 Akulinichev S V. Phys. Rev. Lett., 1992, 68 : 290
- 8 Kurasawa H, Suzuki T. Phys. Lett., 1988, B208 : 160
- 9 Migdal A B, et al. Phys. Rep., 1990, 192 : 254
- 10 Christov C V, et al. Nucl. Phys., 1990, A510 : 689
- 11 Siegel P B, Kaufmann W B. Phys. Rev., 1985, C31 : 2184
- 12 Mulders P J. Phys. Rep., 1990, 185 : 83 及其中引文
- 13 Phatak S C. Phys. Rev., 1991, C44 : 875
- 14 Villate J E, Koltun D S, Phys. Rev., 1991, C43 : 1967
- 15 Hatsuda T, Lee S H. Phys. Rev., 1992, C46 : R34
- 16 Henley E M, Müther H. Nucl. Phys., 1990, A513 : 667

Antishadowing in K^+ -nucleus Scattering

Ning Pingzhi

(Department of Physics, Nankai University, Tianjin 300071)

Abstract Unusual antishadowing appeared in K^+ -nucleus scattering, which was reconfirmed by Brookhaven experiments in 1988~1991. Almost all of the conventional explanations of this effect at nucleon level are not successful. One has to search for new interpretations at quark level.

Key Words K^+ -nucleus scattering, antishadowing, medium effects, non-nucleonic degree of freedom.