

K⁺核散射与非线性密度相关修正*

闵德芬¹⁾ 宁平治²⁾ 李清润³⁾ 姜绍周²⁾ 吴秀文²⁾ 陈侠先⁴⁾

1) (天津医学院物理教研室, 天津 300073)

2) (南开大学物理系, 天津 300071)

3) (中国科学院高能物理研究所, 北京 100039)

4) (上海宝钢职工大学物理部, 上海 201900)

摘 要

本文计及 K⁺N 二体振幅的非线性密度相关修正, 对入射动量为 800 MeV/c 的 K⁺ 介子与原子核 ⁴He, ¹²C, ⁴⁰Ca 和 ¹²⁰Sn 的弹性散射微分截面进行了微观计算, 考察了不同质量数原子核的非线性密度相关修正的影响.

一、引 言

近来 K⁺ 介子与原子核的散射引起人们相当大的兴趣^[1-8], 这主要是因为 K⁺ 介子具有与 π^+ 、 π^- 或 K⁻ 介子十分不同的性质. 由于 K⁺ 介子的夸克组分是 (s \bar{u}), 在 K⁺ 介子与原子核的散射 (K⁺A) 过程中不能通过夸克-反夸克湮灭形成任何三夸克共振态. 与迄今研究过的各种强子相互作用比较, K⁺ 介子与核子散射 (K⁺N) 是最弱的. K⁺ 介子在核内的平均自由程可达 5 至 7 fm. 这使得 K⁺ 介子成为原子核深部结构的优良探针.

由于 K⁺ 介子在核内的多次散射小到可以忽略, 多次散射级数收敛极快, 用一阶 KMT 理论描述 K⁺A 散射应非常适用. 然而, 已作过的这类计算^[1] 表明, 理论结果与实验数据虽然接近, 但存在着确定的偏离. 对于 K⁺ 与 ¹²C 的弹性散射微分截面和总截面, 这个确定的偏离约为 15—20%, 明显超出实验误差范围.

为了克服上述偏离, 人们已在核子层次上作了许多常规的理论修正^[1,4,7], 这些修正包括核子束缚效应、核子反冲效应、泡利禁戒效应、二体关联效应、质心关联效应、基态形变效应、核虚激发效应、高能壳修正、双重自旋翻转和双重同位旋翻转效应以及散射中 u 道的贡献等. 令人费解的是, 所有这些理论修正要么小到可以忽略, 要么相互抵消, 均未能克服上述偏离.

为了寻找新的解释, 人们不得不到比核子层次更深的层次上去探索. Brown 等人^[8] 在 K⁺N 相互作用的介子交换模型框架下研究了矢量介子质量与核密度的关系, 指出 K⁺N 散射振幅是密度相关的. 他们选择适当的密度参数对 800 MeV/c 入射 K⁺ 介子与 ¹²C 核的弹性散射进行了理论计算, 结果表明可使微分截面和总截面的理论曲线提升到实

本文1992年2月1日收到.

* 国家自然科学基金和国家教委博士学科点专项基金资助.

验数据的范围以内. Weise^[2]也进行了类似研究,并在夸克模型框架下把核内矢量介子质量的变化与核子膨胀效应联系起来. 以上研究都只是对¹²C核进行的. 人们自然要问,核内核子膨胀效应如果存在,它是否也应在K⁺介子与其他原子核的散射中表现出来,甚至是否在其他核过程中表现出来,EMC效应提供了这方面的一个例子.

为了回答上述第一个问题,在实验方面, Brookhaven 的 AGS 正在着手准备作K⁺介子与若干种原子核的散射实验^[6]. 本文的目的是从理论上对选定的几种靶核计算K⁺A散射微分截面,考察上述密度相关修正对不同原子核的影响. 第二节给出本文理论计算所使用的理论框架. 第三节给出计算结果,第四节是讨论和小结.

二、理论框架

根据 KMT 多次散射理论, K⁺A 散射的一阶光学势由下式给出

$$V_{\text{opt}}^{\text{K}^+} = \frac{A-1}{A} \langle 0 | \sum_{j=1}^A t_j | 0 \rangle, \quad (1)$$

这里 t_j 是入射 K⁺ 介子与第 j 个靶核子的二体散射 t 矩阵, 它满足 Lippmann-Schwinger 方程:

$$t_j = v_j + v_j \frac{1}{E - H_0 + i\epsilon} t_j, \quad (2)$$

其中 H_0 是靶核哈密顿量与动能之和. 如果把靶核子视为自由粒子, 则 H_0 简化为入射 K⁺ 介子和靶核子的动能之和, 这时方程(2)的解 $t_j^{\text{K}^+\text{N}}$ 就是 K⁺N 自由二体散射矩阵或相应的自由二体散射振幅 $f_j^{\text{K}^+\text{N}}$:

$$f_j^{\text{K}^+\text{N}} = - \frac{m^*}{2\pi} t_j^{\text{K}^+\text{N}}. \quad (3)$$

在具体分析 K⁺A 散射时(对于 $N=Z$ 的核)需要用到的是对同位旋求平均的 K⁺N 散射振幅^[9,10]:

$$f^{\text{K}^+\text{N}} = \frac{1}{2} [f(\text{K}^+\text{p}) + f(\text{K}^+\text{n})] = \frac{3}{4} f(I=1) + \frac{1}{4} f(I=0) \quad (4)$$

迄今已有几组由实验数据定出的 K⁺N 自由二体散射振幅^[11], 在本文的理论计算中将采用较广泛使用的 Marlow 等人定出的一组参数^[12-14].

现在考虑非常规核介质效应的影响. 由于核内束缚核子中组元夸克的禁闭部分解除, 使得组元夸克的质量在核内不同于自由空间, 并与核密度有关. 令 $m_q(\rho)$ 和 $m_q(0)$ 分别代表核密度为 ρ 和 $\rho=0$ 时组元夸克的质量, 可以证明^[2,8]

$$\frac{m_q(\rho)}{m_q(0)} \simeq 1 - \frac{\lambda}{2} \frac{\rho}{\rho_0}, \quad (5)$$

其中 λ 为模型参数, 不同模型给出的典型值约为 $0.2 < \lambda < 0.4$. 在介子交换模型下, K⁺N 相互作用主要是矢量介子交换, 上述核介质中组元夸克质量的变化近似地正比于矢量介子质量的变化^[8]. 熟知, 核子的电磁半径 $\langle r_{\text{em}}^2 \rangle^{1/2}$ 由其芯半径 $\langle r_{\text{core}}^2 \rangle^{1/2}$ 和矢量介子云贡献:

$$\langle r_{\text{em}}^2 \rangle = \frac{6}{m_V^2} + \langle r_{\text{core}}^2 \rangle, \quad (6)$$

此处 m_v 是矢量介子质量. 由(5)式和(6)式可知, 由核表面到核内部, 随着核密度 ρ 的增大, 组元夸克的质量将减小, 这意味着核内核子半径的增大或膨胀. 这种非常规核介质效应-核内核子膨胀效应必将反映到作为 K^+A 散射计算的输入量 K^+N 二体散射振幅上. 在动量转移较小(实验测量角分布在 $\theta < 40^\circ$) 的情况下, 中能 K^+N 二体散射的玻恩振幅近似与 m_{2q} 或 m_v^2 成反比, 于是我们得到核介质内 K^+N 二体振幅与自由空间 K^+N 二体振幅之间的下述近似关系, 其中包含非线性密度相关因子:

$$f^{K^+N}(\rho) \approx \frac{f^{K^+N}(0)}{\left(1 - \frac{\lambda}{2} \frac{\rho}{\rho_0}\right)^2}. \quad (7)$$

由(3)式, 相应的核介质内 K^+N 二体散射 t 矩阵应修正为:

$$t^{K^+N}(\rho) = -\frac{2\pi}{m^*} \frac{f^{K^+N}(0)}{\left(1 - \frac{\lambda}{2} \frac{\rho}{\rho_0}\right)^2} \quad (8)$$

在(3)式和(8)式中的 m^* 是 K^+ 介子与核子的约化质量, 其中包含相对论质能关系.

K^+N 二体散射实验给出的是分波散射振幅 f_l^\pm , 这里正、负号是指 $j = l \pm 1/2$. 在 K^+N 质心系(用下标 C 表示), 各分波的 f_l^\pm 的总和给出 K^+N 二体散射振幅:

$$f_C^{K^+N}(0) = \sum_l \{(l+1)f_l^+ + lf_l^-\} P_l(\cos\theta_C), \quad (9)$$

将(9)式代入(8)式可得 K^+N 质心系的密度相关二体 t 矩阵 $t_C^{K^+N}(\rho)$. 为将它变换到 K^+ 介子与靶核的质心系(用下标 A 表示), 还需乘以运动学因子 γ :

$$t_A^{K^+N}(\rho) = \gamma t_C^{K^+N}(\rho), \quad (10)$$

$$\gamma = \left[\frac{E_K(k_C) E_K(k'_C) E_N(k_C) E_N(k'_C)}{E_K(k_A) E_K(k'_A) E_N(k_A) E_N(k'_A)} \right]^{1/2}, \quad (11)$$

其中 E_K 和 E_N 表示 K^+ 介子和核子对于所指定动量下的总能. 在一阶 KMT 理论框架下, 由(10)式的二体 t 矩阵即可构造 K^+A 光学势:

$$V_{opt}^{K^+A}(r) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int \rho(q) t_A^{K^+N}(\rho, q) e^{-iq \cdot r} dq, \quad (12)$$

在上式中已包含靶核内束缚核子膨胀效应的影响. K^+A 弹性散射波函数则通过求解下述修正的 Klein-Gordon 方程得到:

$$[\nabla^2 + \frac{\hat{L}^2}{\hbar^2} + k^2 - 2E'(U_{opt}^{K^+A} + U_C)] \Psi^\pm(r) = 0, \quad (13)$$

其中 $U_{opt}^{K^+A} = V_{opt}^{K^+A}/\hbar C$, 库仑势 $U_C = V_C/\hbar C$, $k^2 = (E^2 - m_0^2 C^4)/(\hbar C)^2$, $E' = E/\hbar C$, k 和 E 分别是在介子-核质心系中 K^+ 介子的动量和总能.

三、计算及结果

根据上节的理论框架, 使用改进的 RSPACE 程序分别对 ${}^4\text{He}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{40}\text{Ca}$ 和 ${}^{120}\text{Sn}$ 四种靶核计算了(12)式的 K^+A 微观光学势. 靶核密度分布参数见表1, 它们取自文献[15]和

[16]. 计算程序中已计入核子有限大小的修正. 在计算 K⁺A 光学势时还要用到(9)式中的 K⁺N 二体散射分波振幅 f_l^{\pm} , 它们的数值已由 K⁺N 二体散射实验定出, 我们采用文献 [17] 定出的 Martin 振幅. 在包含核子膨胀效应的计算中, (5) 式内反映膨胀程度的参数 λ 对四种靶核均取为 0.2^[6,8]. $\lambda = 0$ 对应于不存在核子膨胀效应的情况.

表1 靶核密度分布参数

靶核	密度分布函数形式	C(fm)	Z(fm)	W	$\langle r^2 \rangle^{1/2}$ (fm)
⁴ He	3PF	0.964	0.322	0.517	1.710
¹² C	2PF	2.420	0.450	0	2.455
⁴⁰ Ca	2PF	3.510	0.563	0	3.430
¹²⁰ Sn	2PF	5.320	0.576	0	4.640

使用改进的 PIRK 程序分别对上述四种靶核计算了包含和不包含束缚核子膨胀效应的 K⁺弹性散射微分截面. K⁺介子入射动量为 800MeV/c. 计算结果见图1至图4. 对四种靶核, 输入的 K⁺N 分波振幅均包含 s, p, d 三个分波, 尽管 d 波所起作用已很小. 由于 K⁺-⁴He 和 K⁺-¹²⁰Sn 的散射实验数据尚未见报道, 在图1和图4中没有给出实验数据. 在图2和图3中给出了已有的关于 K⁺-¹²C 和 K⁺-⁴⁰Ca 的实验数据, 这些数据取自文献 [11] 和 [12].

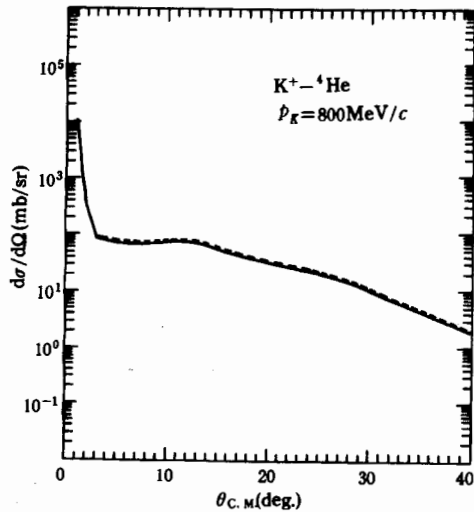


图1 800MeV/c 入射动量(442MeV)K⁺-⁴He
弹性散射微分截面

实线为未计入核子膨胀效应($\lambda=0$)的计算结果,
虚线为计入核子膨胀效应($\lambda=0.2$)的结果

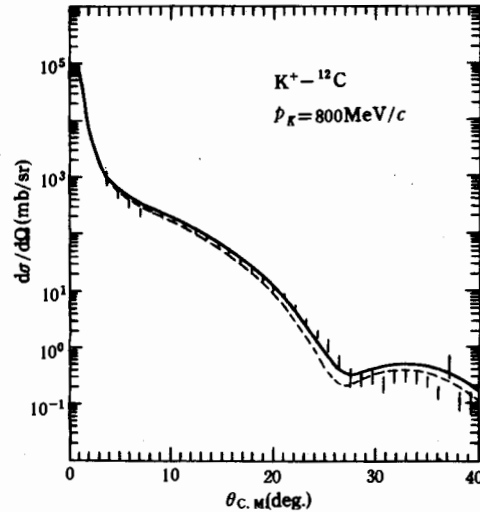


图2 800MeV/c 入射动量(442MeV)K⁺-¹²C
弹性散射微分截面

虚线为未计入核子膨胀效应($\lambda=0$)的计算结果,
实线为计入核子膨胀效应($\lambda=0.2$)的结果. 实验数据取自文献 [12]

下面首先考虑¹²C 和⁴⁰Ca 的情况, 因为对这两种靶核的 K⁺散射已作过一些实验和理论的研究. 由图2和图3可以看出, 计及核内核子膨胀效应($\lambda=0.2$)以后, K⁺-⁴⁰Ca 和 K⁺-

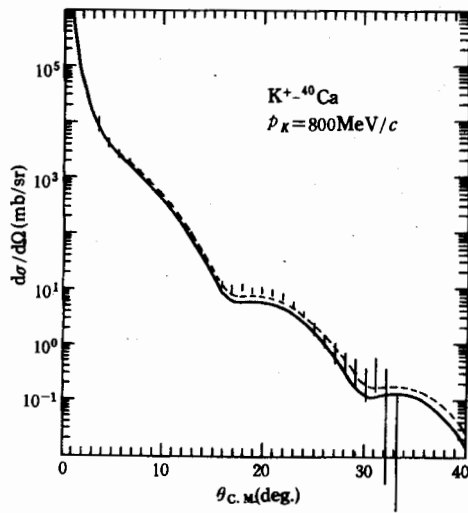


图3 800MeV/c 入射动量(442MeV)K⁺-⁴⁰Ca
弹性散射微分截面

实线为未计入核子膨胀效应($\lambda=0$)的计算结果,
虚线为计入核子膨胀效应($\lambda=0.2$)的结果.实验数
据取自文献[12]

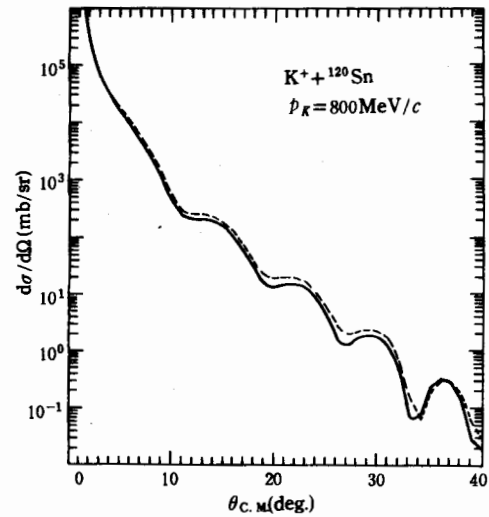


图4 800MeV/c 入射动量(442MeV)K⁺-¹²⁰Sn
Sn 弹性散射微分截面

实线为示计入核子膨胀效应($\lambda=0$)的计算结果,
虚线为计入核子膨胀效应($\lambda=0.2$)的结果

⁴⁰Ca 散射的微分截面都得到一定升高. 在小角度区 K⁺-¹²C 截面升高比 K⁺-⁴⁰Ca 截面升高程度要大. 例如, 在 $\theta_{c.m.} = 4^\circ$ 处, 前者的截面相对增量为 $\Delta\sigma/\sigma = 8.05\%$, 后者为 $\Delta\sigma/\sigma = 5.43\%$. 但在 0° 至 40° 的整个角度区内二者升高的幅度总体上相近. 这个结果与文献[4]的计算结果一致. 在文献[4]中考虑核内核子的密度相关有效质量修正后计算了上述二种靶核的 K⁺ 散射微分截面, 比未修正的截面几乎得到同等程度的提高, 只是在前向区 K⁺-¹²C 截面增量大于 K⁺-⁴⁰Ca 截面增量. 在文献[8]中, 计及介质效应后仅使 K⁺-¹²C 截面升高, 而 K⁺-⁴⁰Ca 截面增量很小(文献[8]未给出 K⁺-⁴⁰Ca 计算结果).

对于 K⁺-⁴He 散射的情况, 迄今尚无实验数据和理论计算. 本文的计算结果(图1)表明, 计及束缚核子膨胀效应后, K⁺-⁴He 微分截面有所增加, 在小角度区截面相对增量与 K⁺-¹²C 的情况相近, 如表2所示. 文献[8]曾预言(未作具体计算)核子膨胀效应对 K⁺-⁴He 弹性散射截面的影响应该最大, 本文计算结果未呈现这样的特征, 其截面相对增量与其他靶核的 K⁺ 小角度散射截面相对增量大体在同一水平.

表2 计及核子膨胀效应后800MeV/c K⁺-⁴He 弹性散射小角度区微分截面的相对增量

$\theta_{c.m.}$	2°	4°	6°	8°	10°	12°	14°	16°
$\Delta\sigma/\sigma(\%)$	2.11	7.78	8.04	8.19	7.15	6.61	6.91	7.72

对于 K⁺-¹²⁰Sn 散射的情况, 目前也没有实验数据和理论计算. 本文计算结果如图4所示. 计及核子膨胀效应在总体上使微分截面增大. 在第一极小点以前的小角度区内, 核子膨胀效应引起的截面相对增量与前三种靶核的情况相近. 例如, 在 $\theta_{c.m.} = 5^\circ$ 处, $\Delta\sigma/\sigma =$

5.09%; 在 $\theta_{c.m.} = 8^\circ$ 处, $\Delta\sigma/\sigma = 10.6\%$.

四、小结和讨论

总的来说,通过本文的理论计算可以看出,计及非线性密度相关修正(或称核内核子膨胀效应)后使轻核到较重核的 K⁺ 散射微分截面均有所增加. 在第一极小点以前的小角度区内,上述四种 K⁺ 散射微分截面因计及核子膨胀效应而引起的相对增量 $\Delta\sigma/\sigma$ 大致均在百分之几的范围,在第一极小点以后的角度区内 $\Delta\sigma/\sigma$ 有所不同. 在本文采用的 DWIA 的理论框架下,前向区的理论结果更为可靠.

通常认为,对较重的靶核,核内部的束缚核子数较多;越重的靶核的束缚核子数越多于核表面层核子数,因而束缚核子的膨胀效应,作为其夸克禁闭部分解除的表现,对于较重的靶核似应较明显,从而计及这种膨胀效应的 K⁺A 微分截面对较重核似应增大较多. 然而本文的计算结果并未支持这种观点,即未观察到核子膨胀效应与核质量数 A 存在明显的某种关系. 我们还不能肯定地说,是较重的核膨胀效应较大,还是较轻的核膨胀效应较大. 文献[8]曾猜测较轻的核膨胀效应较大,目前还缺乏充分的根据.

K⁺A 散射中核子膨胀效应可能受到多种因素的影响. 对于较重的靶核的小角度 K⁺ 散射,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. 另一方面,象⁴He 这样的很轻的核,其束缚能高达28.3MeV,中心核密度很大,束缚核子膨胀效应可能并不小. 此外,在800MeV/c 动量范围,K⁺介子进入核内可能形成 Z* 共振也使问题复杂化^[11].

最近 Arima 等人对800MeV/c 入射动量的 π 核散射作了仔细的计算^[18],对于¹²C 靶,尽管从理论上考虑了各种常规的介质效应和 π 吸收也未能克服计算结果与实验数据之间的偏离. 由于 π 核散射存在丰富的共振和非弹性道,加上 π 探针不象 K⁺ 探针那样“干净”,故在 π 核散射中计入束缚核子膨胀效应比在 K⁺ 核散射情况更加困难. 核子膨胀对 π N 元振幅的修正很难象对 K⁺N 元振幅的修正那样简明地去作. 然而,文献[18]的作者试探性地硬把 π N 分波振幅适当增大,居然能使理论结果与实验数据较好地符合. 这是否意味着束缚核子膨胀效应不仅可能对 K⁺A 散射的“偏离”问题提供解释,而且也可能对 π A 散射的“偏离”问题提供解释. 显然,不论是 K⁺ 散射还是 π 散射,关于核子膨胀效应或非线性密度相关修正需要做进一步的更深入的理论工作.

参 考 文 献

- [1] P. B. Siegel, W. B. Kaufmann and W. R. Gibbs, *Phys. Rev.*, **c30**(1984), 1256.
- [2] W. Weise, *Nuovo Cimento*, **102A**(1989), 265.
- [3] W. B. Kaufmann and W. R. Gibbs, *Phys. Rev.*, **c40**(1989), 1729.
- [4] J. Labarsouque, *Nucl. Phys.*, **A506**(1990), 539.
- [5] M. Mizoguchi and H. Toki, *Nucl. Phys.*, **A513**(1990), 685.
- [6] Y. Mardor et al., *Phys. Rev. Lett.*, **65**(1990), 2110.
- [7] O. Andersen, A. S. Jensen, A. Miranda and G. C. Oades, *Phys. Rev.*, **c41**(1990), 1296.
- [8] G. E. Brown, C. B. Dover, P. B. Siegel and W. Weise, *Phys. Rev. Lett.*, **60**(1988), 2723.

- [9] J. M. Eisenberg and D. S. Koltun, *Theory of Meson Interactions with Nuclei* (John Wiley & Sons, 1980).
[10] T. Ericson and W. Weise, *Pions and Nuclei* (Oxford: Clarendon, 1988).
[11] C. B. Dover and G. E. Walker, *Phys. Rep.*, **89**(1982), 177.
[12] D. Marlow et al., *Phys. Rev.*, **c25**(1982), 2619.
[13] W. R. Coker et al., *Phys. Rev.*, **c31**(1985), 1412.
[14] J. D. Lumpe and L. Ray, *Phys. Rev.*, **c33**(1986), 665.
[15] C. W. de Jager, H. de Vries and C. de Vries, *At. Data Nucl. Data Tables*, **14**(1974), 479.
[16] J. A. Jansen et al., *Nucl. Phys.*, **A188**(1972), 337.
[17] B. R. Martin, *Nucl. Phys.*, **B94**(1975), 413.
[18] M. Arima, K. Masutani and R. Se Ki, *Phys. Rev.*, **c44**(1991), 415.

K^+ -Nucleus Scattering and Nonlinear Densitydependent Correction

MIN DEFEN¹⁾ NING PINGZHI²⁾ LI QINGRUN³⁾ JIANG SHAOZHOU²⁾
WU XIUWEN²⁾ CHEN XIAXIAN⁴⁾

- 1) (*Division of Physics, Tianjin Medical College, Tianjin 300073*)
- 2) (*Department of Physics, Nankai University, Tianjin 300071*)
- 3) (*Institute of High Energy Physics, Academia Sinica, Peking 100039*)
- 4) (*Division of Physics, Workers University of Baoshan Iron and Still Compony, Shanghai 201900*)

ABSTRACT

Microscopic calculations of the K^+ elastic scattering on ${}^4\text{He}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{40}\text{Ca}$ and ${}^{120}\text{Sn}$ at 800MeV/c are performed, in which non-linear density-dependent corrections are included. The influence of the corrections in K^+ scattering on different nuclei are discussed.