

# $\pi^\pm$ 和 $K^\pm$ 介子在 Ca 原子核上的非弹性散射

刘宪辉 王德懋

(中国科学院高能物理研究所) (贵阳师范学院)

张振球

(广西师范大学)

## 摘 要

用 KMT 多次散射展开的一级项和程函扭曲波冲量近似, 并采用拟合电子非弹性散射实验的跃迁密度, 研究了正负  $\pi$  介子在 Ca 核上的非弹性散射, 同时预言了  $K^\pm$  介子在 Ca 上的非弹性散射。

## 一、引 言

用各类基本粒子做探针来研究原子核的基态和激发态等的性质, 了解基本粒子与原子核的相互作用及其反应动力学, 一直是核物理研究工作的重要方面。关于  $\pi$  核物理的研究已有很长的历史, 人们进行了大量的实验工作和理论工作。但是, 前期由于实验条件的限制, 人们对  $\pi$  核相互作用的了解还远远不能令人满意。为此, 在 70 年代后期, 建造了能产生高强度介子束流的加速器, 称为介子工厂, 并制造了探测效率更高的探测仪器, 把测量精度大大的提高了。由于介子工厂的运转, 近几年来已报道了许多  $\pi^\pm$  和  $K^\pm$  介子轰击原子核靶的新的实验工作, 提供了一批新的实验数据, 其中就有  $\pi^\pm$  介子在 Ca 同位素上的非弹性散射。

Ca 原子核在壳层模型中是双满壳幻数核。它的结构相对来说是较简单的, 理论处理也比较容易。许多中重核的性质的研究都是以 Ca 核为出发点, 采用的有关核参数首先必须符合 Ca 原子核的情况, 至少也不能矛盾。因此, 对 Ca 核性质进行综合的全面的深入研究是必要的。

要深入了解  $\pi$ -Ca 核物理过程, 首先要弄清楚  $\pi$  的弹性和非弹性散射过程。与此同时, K 介子作为带奇异数的基本粒子, 它将从另一个侧面来探测原子核, 且 K 核物理本身有它自己的丰富内容。如超核的形成是通过奇异交换反应进行的,

$$A(K^-, \pi^-)A, A(\pi^-, K^-)A.$$

这种反非弹性人迁)已磁跃迁们期望惜目前文章中探讨,二节,

中似描述核时,弹过程那么,来描述

其中  $k$  粒子初

其中

$V(b, z, k_i)$  是某方向的

这种反应过程联系着  $\pi$  和  $K$  介子。对这些过程的深入了解,也都要涉及对基本的弹性和非弹性过程的准确了解。

人们对 Ca 同位素核的低能激发态的性质,用电磁探针(电子散射,库仑激发和  $\gamma$  跃迁)已作过广泛的研究。跃迁密度的径向分布形状是模型有关的,而强度参数则要符合电磁跃迁的约化跃迁几率  $B(EL\downarrow)$ 。不同的实验小组所给出的跃迁密度参数不大一致,我们期望能通过对  $\pi^\pm$  和  $K^\pm$  与核的非弹性散射过程的研究来进一步澄清所存在的问题。可惜目前还未有  $K$  介子与 Ca 核的非弹性散射实验(关于  $K^\pm$ -Ca 核弹性散射,我们在另一篇文章中已做了研究[11]),相信不久会有的。本文仅对  $\pi^\pm$ ;  $K^\pm$ -Ca 核非弹性散射做了理论探讨,由于篇幅限制  $\pi^\pm, K^\pm$ - $^{42,44,46}\text{Ca}$  同位素的非弹性散射将在另一篇文章中讨论。在第二节,我们给出理论公式,第三节给出计算结果并作些讨论。

## 二、理论公式

中能介子与原子核碰撞过程,通常是进行多次散射。其弹性散射可用一光学位来近似描述,也可以用 Glauber 多次散射近似来描述。对于非弹性散射,一般认为介子穿越原子核时,在发生多次散射过程中,其中有一次把原子核激发到能量较高的状态上,而多次非弹过程是小的,因为一次非弹比弹性散射要小约 2 个数量级,多次非弹的几率就很小了。那么,我们可以用 KMT 理论中的多次散射展开式中的一级项[1],采用扭曲波冲量近似来描述这种非弹性散射过程。这样,散射矩阵可以表示为<sup>[13]</sup>

$$\langle \mathbf{k}_f | T | \mathbf{k}_i \rangle = \int d\mathbf{r} \chi_f^{(-)+}(\mathbf{k}_f, \mathbf{r}) \left\langle \Psi_f \left| \sum_{i=1}^A t_i(\mathbf{k}_f, \mathbf{k}_i) \right. \right. \\ \left. \left. \times \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i) \right| \Psi_i \right\rangle \chi_i^{(+)}(\mathbf{k}_i, \mathbf{r}). \quad (1)$$

其中  $\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_f$  是入射粒子初末态动量,  $\Psi_i, \Psi_f$  是原子核初末态波函数,  $\chi_i^{(+)}, \chi_f^{(-)}$  是炮弹粒子初末态的扭曲波波函数。在程函近似下,

$$\chi_i^{(+)}(\mathbf{k}_i, \mathbf{r}) = (2\pi)^{-\frac{3}{2}} e^{i\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{r}} D_i(\mathbf{k}_i, \mathbf{r}), \quad (2a)$$

$$\chi_f^{(-)}(\mathbf{k}_f, \mathbf{r}) = (2\pi)^{-\frac{3}{2}} e^{i\mathbf{k}_f \cdot \mathbf{r}} D_f(\mathbf{k}_f, \mathbf{r}), \quad (2b)$$

其中

$$D_i(\mathbf{k}_i, \mathbf{r}) = \exp \left[ \frac{i}{\hbar v_i} \int_{-\infty}^z V(\mathbf{b}, \mathbf{z}') dz' \right], \quad (3a)$$

$$D_f(\mathbf{k}_f, \mathbf{r}) = \exp \left[ \frac{i}{\hbar v_f} \int_z^{\infty} V(\mathbf{b}, \mathbf{z}'') dz'' \right]. \quad (3b)$$

$V(\mathbf{b}, \mathbf{z})$  是入射粒子穿越原子核时所感受到的扭曲光学位。  $v_i, v_f$  是炮弹速度。  $t_i(\mathbf{k}_f, \mathbf{k}_i)$  是炮弹与第  $i$  个靶核子的两体  $t$  矩阵。一般来说,在 (3a) 和 (3b) 中的积分是沿不同方向的,前者沿入射方向,后者沿出射方向。散射振幅与  $T$  矩阵有如下关系

$$F_{fi}(\mathbf{k}_f, \mathbf{k}_i) = - \frac{(2\pi)^2}{\hbar^2 c^2} \frac{E_\mu E_A}{E_\mu + E_A} \sqrt{\frac{k_f}{k_i}} \langle \mathbf{k}_f | T | \mathbf{k}_i \rangle. \quad (4)$$

立  
单

与原  
理的  
条件  
构造  
了,把  
卜子衰  
上素上

论处理  
首先必  
采人研

与此同  
理本身

微分截面为

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sum |F_{fi}(\mathbf{k}_f, \mathbf{k}_i)|^2. \quad (5)$$

这里 $\sum$ 表示对初态磁量子数的求平均,对末态求和.

### A. 跃迁密度

所谓跃迁密度是指原子核初末态波函数的重叠几率密度,定义为

$$\rho_{fi}(\mathbf{r}) = \langle \Psi_f | \sum_{j=1}^A \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j) | \Psi_i \rangle, \quad (6)$$

在电子与原子核非弹性散射中或核的库仑激发和电磁跃迁过程中,都出现类似的矩阵元,即电荷跃迁密度,定义为

$$\rho_{fi,c}(\mathbf{r}) = \langle \Psi_f | \sum_{j=1}^Z e \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j) | \Psi_i \rangle. \quad (7)$$

式(6)与式(7)的不同之处在于,(7)式只包含核内质子的跃迁,而式(6)包含了中子和质子的跃迁.对于中子的跃迁,许多作者在考虑强子-核非弹性散射时,把它看成与质子跃迁是等同的;也有一些作者是把它分出来单独考虑的.人们利用荷电粒子做探针,已对原子核的低激发态进行了广泛的研究,提供了包括电荷跃迁密度在内的大量的核内信息.跃迁密度的空间坐标函数形式是与理论模型有关的,但都必须符合电子非弹性散射的实验形状因子,它的强度必须符合电磁跃迁的约化跃迁几率  $B(EL\uparrow)$ . 对于角动量从零到  $L$  的跃迁,约化跃迁几率是

$$B(EL\uparrow) = \sum_{M\mu} |\langle LM | Q_{\lambda\mu} | 00 \rangle|^2, \quad (8)$$

$$Q_{\lambda\mu} = e \sum_{j=1}^Z r_j^\lambda y_{\lambda\mu}^*(\hat{r}_j).$$

假定式(7)可以表示成形式

$$\rho_{fi,c}(\mathbf{r}) = i^L \rho_{ir}^L(r) y_{LM}(\hat{r}), \quad (9)$$

(8)式就可写为

$$B(EL\uparrow) = z^2 e^2 (2L+1) \left| \int r^{L+2} \rho_{ir}^L(r) dr \right|^2. \quad (10)$$

$B(EL\uparrow)$  的数值可在参考[2]中找到.  $\rho_{ir}^L(r)$  的函数形式取决于所用模型.一种是粒子空穴激发模型,由无规位相近似(RPA)波函数直接算出,通常采用 Gillet, Vinh-Man<sup>[3]</sup> 的波函数;一种是拟合( $e, e'$ )材料的经验的壳模型形式<sup>[10]</sup>;再一种是集体激发模型,如(Tasse)的振动液滴模型<sup>[4]</sup>,它的参数也是由拟合( $e, e'$ )材料来确定的.本文讨论的是中重核,我们取修正的 Tasse 模式,

$$\rho_{ir}^L(r) = \mathcal{C} r^L \frac{d}{dr} \rho_F(r) \quad (11)$$

$$\rho_F(r) = (1 + \exp[(r - c_{ir})/a_{ir}])^{-1}$$

这里  $c_{ir}$  和  $a_{ir}$  不是基态核密度参数,而是由( $e, e'$ )材料直接拟合的参数,  $\mathcal{C}$  值由(10)式

确定. 不同的实验小组, 由于实验条件的不同, 对这些参数往往给出不同的数值. 本文就是要采用各家的参数来分析  $\pi^\pm$ ,  $K^\pm$ -Ca 核的非弹性散射, 以便对他们作出比较.

### B. 程函近似

在式(3)中的扭曲位  $V(\mathbf{b}, z)$ , 我们采用 KMT 理论导出的一级光学位形式, 它取为

$$V(\mathbf{r}) = \frac{\hbar^2 c^2}{E} 2\pi [f_{\mu p}(0)z\rho_p(\mathbf{r}) + f_{\mu n}(0)(A-z)\rho_n(\mathbf{r})] + V_{\text{coul}}. \quad (12)$$

其中  $f_{\mu N}(0)$  是介子-核子朝前散射振幅,  $\rho_p(\mathbf{r})$  和  $\rho_n(\mathbf{r})$  分别为靶核中质子和中子的单粒子密度分布函数.  $V_{\text{coul}}$  是库仑位, 我们取电荷均匀分布球形的库仑位.

式(3a)对  $dz'$  轴的积分应该是沿入射方向  $\hat{k}_i$  的, 而式(3b)对  $dz''$  轴的积分应该是沿出射方向  $\hat{k}_f$  进行的. 为了计算方便, 我们取  $\mathbf{k}_i + \mathbf{k}_f$  的方向为  $z$  轴,

$$\mathbf{q} = \mathbf{k}_i - \mathbf{k}_f$$

在入射粒子能量足够高时, 由于原子核激发所花费的能量相对来说是很少的,  $k_f \approx k_i$  即  $v_f \approx v_i$ , 那么  $\mathbf{q}$  近似垂直于  $z$  轴. 我们把(3)式中  $dz'$ ,  $dz''$  的积分取成沿  $\mathbf{k}_i + \mathbf{k}_f$  方向, (1)式变为

$$\langle \mathbf{k}_f | T | \mathbf{k}_i \rangle = \int d\mathbf{b} dz e^{i\mathbf{q} \cdot \mathbf{b} + \frac{i}{\hbar v_i} \int_{-\infty}^{\infty} V(\mathbf{b}, z') dz'} \rho_{fi}(\mathbf{r}) \times \bar{f}_{\mu N}(\mathbf{k}_f, \mathbf{k}_i), \quad (13)$$

那么散射振幅由(4), (13)式直接得

$$F_{fi}(\mathbf{q}) = \int d^{(2)}b e^{i\mathbf{q} \cdot \mathbf{b}} \left[ \int_{-\infty}^{\infty} \rho_{fi}(\mathbf{r}) dz \right] e^{\frac{i}{\hbar v_i} \int_{-\infty}^{\infty} V(\mathbf{b}, z') dz'} \bar{f}_{\mu N}(\mathbf{q}), \quad (14)$$

这里  $\bar{f}_{\mu N}$  和  $\bar{f}_{\mu N}$  上面的一横表示对中子和质子的平均, 写

$$\rho_{fi}(\mathbf{r}) = i^L \rho_{ir}^L(\mathbf{r}) \bar{P}_L^M(\theta) e^{iM\varphi}, \quad (15)$$

则

$$F_{fi}^M(\mathbf{q}) = \frac{zf_{\mu p}(\mathbf{q}) + (A-z)f_{\mu n}(\mathbf{q})}{A} \int 2\pi i^{L+M} J_M(qb) \times \left[ \int_{-\infty}^{\infty} \rho_{ir}^L(\mathbf{r}) \bar{P}_L^M(\theta) dz \right] e^{\frac{i}{\hbar v_i} \int_{-\infty}^{\infty} V(\mathbf{b}, z') dz'} b db, \quad (16)$$

$\bar{P}_L^M(\theta)$  可以展成为  $b$  与  $z$  的多项式, 仅当  $L+M$  等于偶数时(16)式的积分才不为零

$$\bar{P}_L^M(\theta) = \sum_n C_n^M \frac{b^{L-2n} z^{2n}}{r^L}. \quad (17)$$

$C_n^M$  是展开系数, 视  $L, M$  的具体数值而定. 微分截面是

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sum_M |F_{fi}^M(\mathbf{q})|^2. \quad (18)$$

### C. 基本振幅

我们暂不考虑自旋有关部分, 因为它的贡献是十分小的. 我们采用分波相移给出的散射振幅

$$f_{\mu N}(\mathbf{q}) = f_0(\mathbf{q}) + f_1(\mathbf{q}) \hat{\mathbf{r}} \cdot \boldsymbol{\tau}. \quad (19)$$

$\epsilon$  是  $\pi$  介子的同位旋,  $\tau$  是核子的同位旋算符.  $f_0, f_1$  由分波相移给定. 我们只取  $s, p, D$  分波, 相移参数取自参考[5].

$K^+$  和  $K^-$  是奇异数不同的两类粒子, 其  $KN$  振幅是完全不同的. 它的表达式及有关的相移参数可分别在参考[6][7]中找到. 我们亦只取  $s, p, D$  分波, 高分波的贡献是极小的.

此外, 我们应该把  $\mu N$  质心系中的两体振幅变换到  $\mu A$  质心系中去

$$f_{\mu N}(\mu A \text{ 质心系}) = \frac{k_{\mu A}}{k_{\mu N}} f_{\mu N}(\mu N \text{ 质心系}) \quad (20)$$

$k_{\mu A}$  和  $k_{\mu N}$  分别为介子与靶核 A 质心系中动量和介子与核子质心系中动量.

### 三、计算结果和讨论

在表 1 中, 我们给出  $^{40}\text{Ca}$  的最低几个激发态的跃迁密度参数. 其中约化跃迁几率是以 Weisskopf 单位  $W. U.$  表示

$$W. U. (0 \rightarrow L) = \frac{2L+1}{4\pi} \left( \frac{3}{3+L} \right)^2 R^{2L} (e^2 \text{fm}^{2L}) \quad (21)$$

$$R = 1.2A^{1/3}$$

表 1  $^{40}\text{Ca}$  低激发态的跃迁密度参数

$J_i^{\pi} \rightarrow J_f^{\pi}$	$B(EL \uparrow) W. U.$	$C_{lr} (\text{fm})$	$a_{lr} (\text{fm})$	组别	参考
$0^+ \rightarrow 2_1^+$ (3.904 MeV)	$(2.2 \pm 0.2)^*$				[2]
	$2.22 \pm 0.24$	3.916	0.417	I	[4]
	2.0	3.113	0.695	II	[8]
$0^+ \rightarrow 3_1^-$ (3.737 MeV)	$(26. \pm 1.)^*$				[2]
	$22.4 \pm 1.0$	3.535	0.43	III	[4]
	27.7	3.168	0.5114	IV	[4]
	31.7	3.598	0.7897	V	[8]
	$24.9 \pm 1.0$	3.535	0.337	VI	[9]
$0^+ \rightarrow 3_2^-$ (6.29 MeV)	$4.6 \pm 0.4$	5.112	0.2443	VII	[10]
$0^+ \rightarrow 3_3^-$ (6.59 MeV)	$2.5 \pm 0.2$	5.112	0.2443	VIII	[10]

很明显表 1 中各家所给参数不尽相同. 对于  $^{40}\text{Ca}$  的基态参数我们选取为中子和质子分布不同的三参数费米分布<sup>[11]</sup>

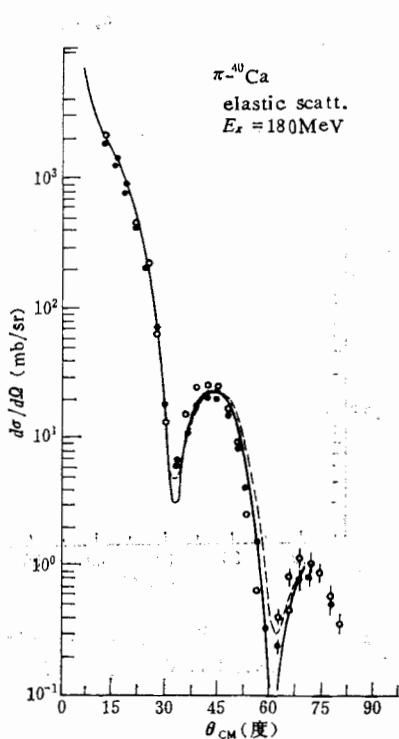
$$\rho(r) = \rho_0 \left( 1 + W \frac{r^2}{R^2} \right) / [1 + e^{(r-R)/a}] \quad (22)$$

$$R_p = 2.5893 \quad a_p = 0.42102 \quad W_p = -0.102$$

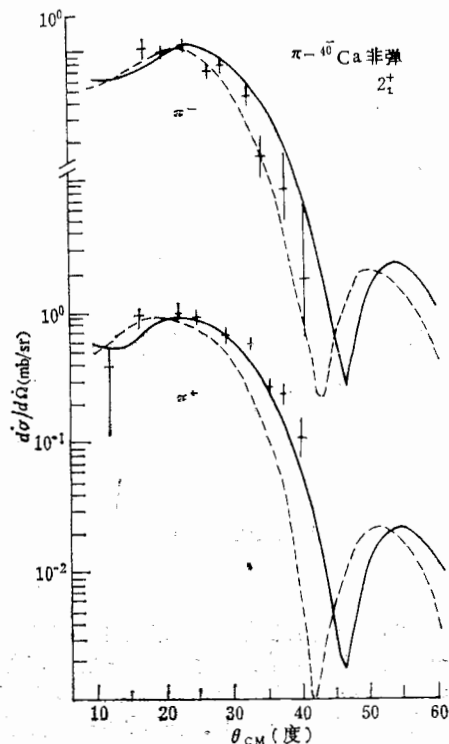
$$R_n = 2.5178 \quad a_n = 0.3883 \quad W_n = -0.102$$

利用上节所给公式和上面的参数, 我们计算了 180 MeV 的  $\pi^{\pm}$  与 Ca 核的弹性和非弹性散射, 800 MeV/c 的  $K^{\pm}$  与 Ca 核的非弹性散射.

图(1)是  $\pi^{\pm}$ -Ca 弹性散射微分截面, 是用 Glauber 近似计算的结果, 不论是峰谷位置和大小上理论都与实验相符. 图(2)是  $\pi^{\pm}$ -Ca 核的  $2_1^+$  态非弹性散射. 实验点取自参考

图 1 180 MeV 的  $\pi^{-40}\text{Ca}$  弹性散射.

曲线是理论计算值;实验点取自参考文献 [12]; 实线是用表 1 中第 I 组参数;虚线用表 1 中第 II 组参数;实验点取自参考文献 [12]

图 2  $\pi^\pm-^{40}\text{Ca}$  非弹性散射,终态是  $2^+$  (3.904 MeV).

曲线是理论计算值;实验点取自参考文献 [12]; 实线是用表 1 中第 I 组参数;虚线用表 1 中第 II 组参数;实验点取自参考文献 [12]

文献[12],曲线是计算值,实线用表 1 中第 I 组参数,虚线用第 II 组参数.注意到  $B(EL\uparrow)$  有一误差范围,曲线 I 可上下展宽 10%,第 I 组参数所得理论曲线更符合实验材料.第一个主峰的位置和高度理论与实验一致,但在小角度稍稍偏小.理论在  $\sim 45^\circ$  附近有极小.图(3)(4)是  $\pi^\pm$  在 Ca 核上引起的到  $3\bar{1}$  态激发的非弹性散射微分截面,实验点取自[12],四条曲线分别对应于表 1 中第 III 到第 VI 组不同的参数.从图中可以看到 III, IV 组参数所得结果比较好,理论曲线的形状和大小接近实验值,理论预言朝前角有极小,第二个极小的位置也接近实验.只是角度  $\geq 50^\circ$  时理论值显得太小,这是近似方法的缺陷. C. Gustafsson 和 E. Lambert<sup>[23]</sup> 在计算 1 GeV 的质子在  $^{12}\text{C}$  上的非弹性散射时,曾分析程函扭曲与出射角的关系,指出若取正确的扭曲方向(即式 (3a)  $dz'$  积分沿入射方向,式 (3b)  $dz''$  积分沿出射方向),可以大大抬高角度的微分截面计算值.本文没有做这一分析,因为采用 Fermi 型密度分布函数,要那样做是十分困难的.另外图中实线(第 III 组参数)用的  $B(EL\uparrow)$  值是改用[2]的  $(26.0 \pm 1.0) W. U.$  值,这个值是被大多数人接受的.图(5)是  $\pi^\pm\text{-Ca}$  的  $3\bar{3}$  态激发的微分截面,曲线是理论值,无实验数据,跃迁密度参数取自[10],由图看到,曲线形状类似于  $3\bar{1}$  态的情况,但数值较小,因为  $B(EL\uparrow)$  值小.我们也计算了  $3\bar{2}$  态的跃迁,曲线形状与  $3\bar{3}$  态的完全一样,仅大小不同.

在计算中,我们发现库仑效应对非弹性散射影响很小,质心运动修正在  $A$  大时可以忽

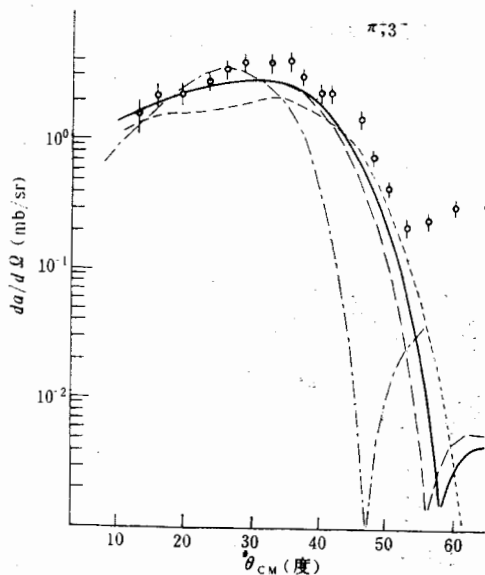


图3  $\pi^+ - {}^{40}\text{Ca}$  非弹性散射, 终态是  $3^-_1$  (3.737 MeV)  
——用表1中第III组参数; ——用第IV组参数;  
- · - · - 用第V组参数; - - - 用第VI组参数。  
实验点取自参考文献[12]。详细说明看文章内容

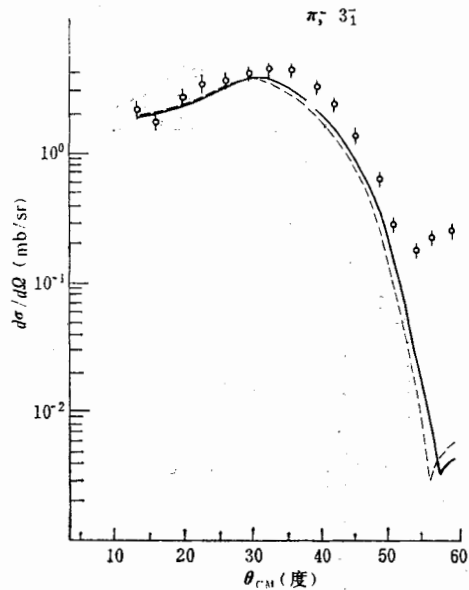


图4  $\pi^- - {}^{40}\text{Ca}$  非弹性散射, 终态是  $3^-_1$   
(3.737 MeV) 说明如图3

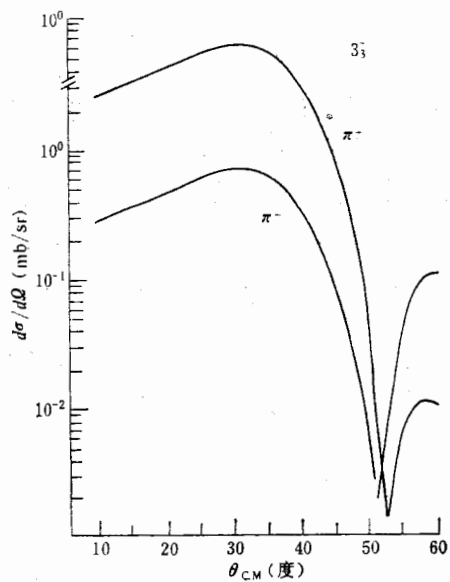


图5  $\pi^\pm - {}^{40}\text{Ca}$  非弹性散射, 终态是  $3^-_1$  (6.59 MeV).  
用表1中第VIII组数据

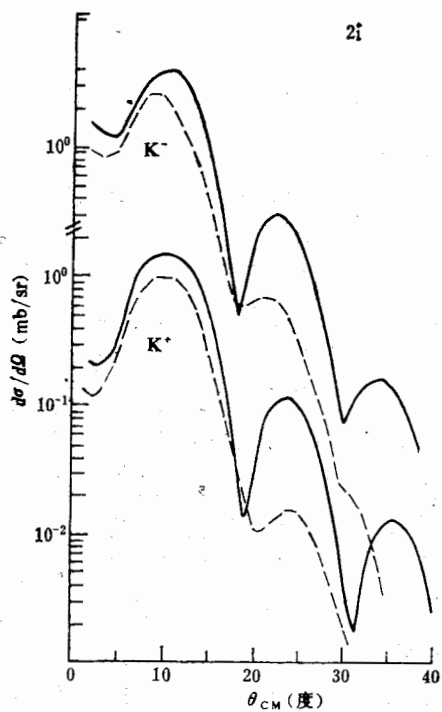


图6  $K^\pm - {}^{40}\text{Ca}$  非弹性散射, 终态是  $2^+_1$  (3.904 MeV)  
实线用表1的第I组参数, 虚线用第II组参数

略。 $\pi N$  相移取参考文献[5]中两家数值是非常接近的,计算结果无明显差别。

非弹性散射的计算值,在稍大些的角度总小于实验值,这一系统的偏离,除程函扭曲方法问题外,可能还表明强相互作用与电磁相互作用不同, KMT 多次散射展开的高次项可能会有一定的贡献。

为进一步比较表 1 中各家参数的合理程度,我们在图(6),(7),(8)中给出 800MeV/C 的  $K^\pm$ -Ca 的非弹性散射微分截面。相移参数取自 [6, 7], 跃迁密度的选取如同在计算  $\pi^\pm$ -Ca 非弹时一样。我们看到各家参数所得计算结果差别是明显的。我们希望不久能有实验材料来与之比较,从而判断各组参数的合理程度,为进一步研究提供参考。很明显  $K^\pm$ -Ca 的曲线与  $\pi^\pm$ -Ca 的曲线有显著差别,由于 K 介子能量比较高,微分截面的峰谷位置都移向小角度,且出现更多的振荡,与实验材料比较会更加灵敏。我们可以比较对照  $\pi^\pm$ - $^{12}\text{C}$  和  $K^\pm$ - $^{12}\text{C}$  的非弹性散射实验材料,的确看到了峰谷位置的显著移动。

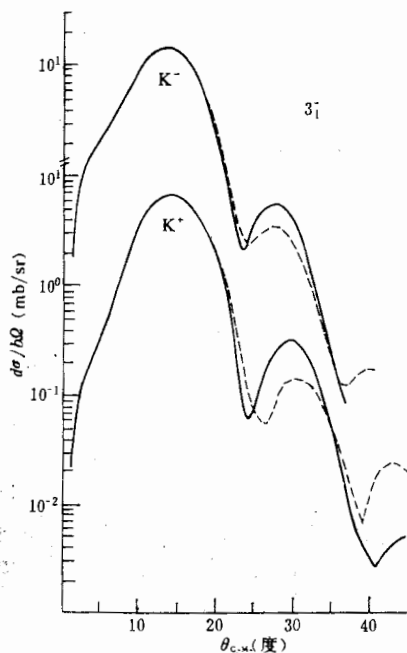


图 7  $K^\pm$ - $^{40}\text{Ca}$  非弹性散射。终态  $3_1$ (3.737MeV)  
实线用表 1 第 III 组参数;虚线用第 IV 组参数

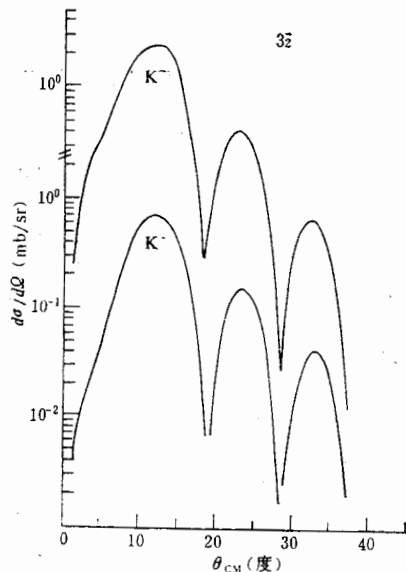


图 8  $K^\pm$ - $^{40}\text{Ca}$  非弹性散射。终态是  $3_2$   
(6.29MeV)。参数用表 1 第 VII 组数据

综上所述,多次散射机制能解释介子与原子核的非弹性散射的相互作用过程。程函扭曲波冲量近似应用于小角度散射是合适的。综合分析比较  $\pi^\pm$  和  $K^\pm$  介子在 Ca 原子核上的非弹性散射,可以判别各家提供的核参数与实验符合的程度,为进一步的研究和更精确的测定核参数提供参考。

### 参 考 文 献

- [1] Kerman-Mcmanus-Jhaler, *Ann. Phys.*, 8 (1959), 551.
- [2] Atomic Data and Nuclear Data Tables, 23 (1979).



- [3] Gillet Vinh-Mau, *Phys. Rev.*, **133B** (1964), 1190. *Nuclear Phys.*, **A91** (1967), 292.
- [4] P. L. Hallowell et al. *Phys. Rev.*, **C7** (1973), 1396.
- [5] UCRL-20030 (1970) J. M. McKinley, *Rev. Mod. Phys.*, **35**(1963), 788.
- [6] B. R. Martin, *Nucl. Phys.*, **B94** (1975), 413.
- [7] M. Alston-Garnjost et. al., *Phys. Rev.*, **D18** (1978), 182.
- [8] R. A. Eisentein et. al., *Phys. Rev.*, **188** (1969), 1815.
- [9] J. Heisenberg et al., *Nucl. Phys.*, **A164** (1971), 353.
- [10] K. Itoh et al., *Phys. Rev.*, **C2** (1970), 2181.
- [11] 孔令江等: "K<sup>±</sup> 介子与 <sup>40-48</sup>Ca 的弹性散射及中子分布的分析", 高能物理与核物理.
- [12] K. G. Boyer et al., *Phys. Rev.*, **C24** (1981), 234.
- [13] C. Gustafsson, E. Lambert *Ann. Phys.*, **111** (1978), 304.

## INELASTIC SCATTERING OF PION AND KAON MESONS ON Ca NUCLEUS

LIU XIAN-HUI

(*Institute of High Energy Physics, Academia Sinica*)

WANG DE-MAO

(*Gui-yang Teacher's College*)

ZHANG ZHEN-QIU

(*Guang-xi Normal University*)

### ABSTRACT

In the frame of the first order approach of KMT multiple scattering theory, using the eikonal distorted wave impulse approximation, together with the empirical transition densities, the inelastic scattering of the pion mesons on <sup>40</sup>Ca is investigated, and the inelastic scattering of the kaon mesons on <sup>40</sup>Ca is also predicted.