Λ-N 相互作用的单 K 及 2π, $\pi\rho$ 介子交换理论

吴慧芳　沈建平　余友文　张宗烨
（中国科学院高能物理研究所）

摘　要

本文目的在于用介子交换理论研究 Λ-N 相互作用. 我们考虑了三种过程: (i) 单K介子交换, (ii) 中间态包含一个核子的 2π 及 $\pi\rho$ 交换的方盒图, (iii) 中间态包含一个核子激发态的 2π 及 $\pi\rho$ 交换的方盒图. 为简单起见, 在计算中使用了两个近似: 第一, 假定初始的核子 N 和超子 Λ 是静止的; 第二, 中间态的能量采取了平均值. 得到的结果定性地与实验特点相符合.

一、引　言

从有关超核的一些实验中已知 Λ-N 相互作用具有以下一些特点[1]: 1. 从 Λp 之间不存在束缚态这一事实, 得知 $V_{\Lambda N}$ 比 V_{NN} 相应部分的强度要弱一些, 约为 V_{NN} 的一半. 2 ${}^4_\Lambda$He 及 ${}^4_\Lambda$H 的能谱表明（见图 1), $V_{\Lambda N}$ 与自旋有关, 单态比三态具有稍强的吸引力. 这一点与 V_{NN} 的特性恰好相反. 3. ${}^4_\Lambda$He 与 ${}^4_\Lambda$H 结合能差（见图 1) 给出了 $V_{\Lambda N}$ 具有明显的电荷不对称性, $V_{\Lambda p}$ 比 $V_{\Lambda n}$ 的吸引力略强一些.

这些实验特点能否由介子交换理论得出呢? 这是一个有趣的课题. 我们将描述 N-N 相互作用的介子交换理论应用到 Λ-N 相互作用中来, 考虑了单K交换和 2π 及 $\pi\rho$ 交换

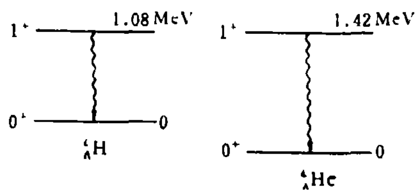


图 1　${}^4_\Lambda$H 及 ${}^4_\Lambda$He 的能谱

机制. 在零动量近似和封闭近似下给出了 $V_{p\Lambda}$ 及 $V_{n\Lambda}$ 的解析表达式. 选用一般采用的耦合常数, 所得的结果表明上述实验特点都可以定性地得到解释.

本文 1980 年 4 月 1 日收到.

二、Λ-N 的介子交换势

我们采用文献[2]中处理 N-N 相互作用的方法，来讨论 Λ-N 相互作用. 对于 Λ-N 相互作用，不存在单 π 及单 ρ 交换. 因此我们考虑了如下三种机制：(i) 单K交换，(ii) 中间态为 ΣN 的 2π，πρ 交换的方盒图，(iii) 中间态为 ΣΔ 的 2π，πρ 交换的方盒图（见图 2). 在这里略去了长 π 图及交叉图，于是两玻色子交换位（TBEP）可以分解为两个传递位.

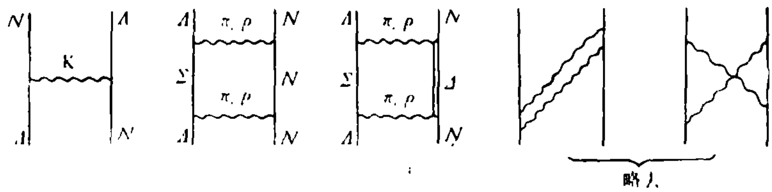
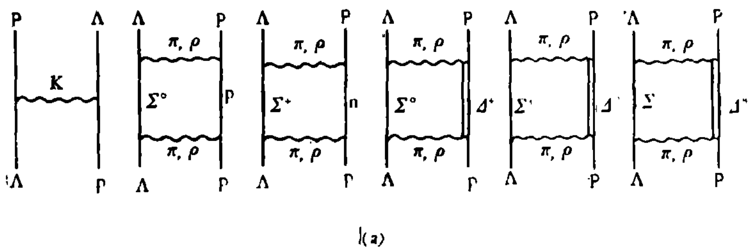
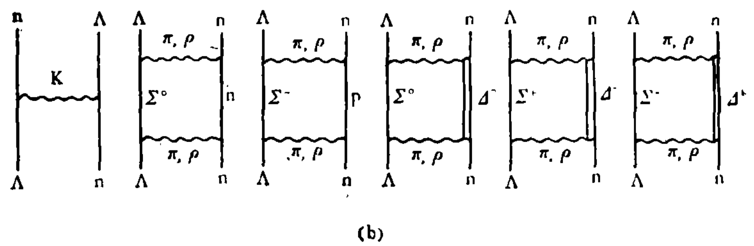


图 2　Λ-N 相互作用的介子交换位

为了研究 Λ-N 相互作用的电荷对称破坏，我们考虑了各种介子的质量差以及 Σ 和 Δ 的质量差. 对于 Λ-p 及 Λ-n 分别考虑了 6 个过程(见图 3).



(a)　Λ-p 相互作用



(b)　Λ-n 相互作用

图　3

在计算中，有两类介子，一类是膺标介子（ps)，另一类是矢量介子（V). 在非相对论近似下，相互作用哈密顿量是

$$H_{N\Lambda K} = -\sqrt{4\pi}\,\frac{f_{N\Lambda K}}{m_K}(\boldsymbol{\sigma}\cdot\boldsymbol{\nabla})(\boldsymbol{\tau}_{N\Lambda}\cdot\boldsymbol{\varphi}_K), \tag{1}$$

$$H_{NN\pi} = -\sqrt{4\pi}\frac{f_{NN\pi}}{m_\pi}(\boldsymbol{\sigma}\cdot\nabla)(\boldsymbol{\tau}\cdot\boldsymbol{\varphi}_\pi), \tag{2.1}$$

$$H_{\Delta N\pi} = -\sqrt{4\pi}\frac{f_{\Delta N\pi}}{m_\pi}(\boldsymbol{\sigma}_{\Delta N}\cdot\nabla)(\boldsymbol{\tau}_{\Delta N}\cdot\boldsymbol{\varphi}_\pi), \tag{2.2}$$

$$H_{\Sigma\Lambda\pi} = -\sqrt{4\pi}\frac{f_{\Sigma\Lambda\pi}}{m_\pi}(\boldsymbol{\sigma}\cdot\nabla)(\boldsymbol{\tau}_{\Sigma\Lambda}\cdot\boldsymbol{\varphi}_\pi), \tag{2.3}$$

$$H_{NN\rho} = \sqrt{4\pi}\left\{ig_{NN\rho}\boldsymbol{\tau}\cdot\boldsymbol{\varphi}_{\rho_4} - \frac{f_{NN\rho}}{m_\rho}(\boldsymbol{\sigma}\times\nabla)_j(\boldsymbol{\tau}\cdot\boldsymbol{\varphi}_{\rho_j})\right\}, \tag{3.1}$$

$$H_{\Delta N\rho} = -\sqrt{4\pi}\frac{f_{\Delta N\rho}}{m_\rho}(\boldsymbol{\sigma}_{\Delta N}\times\nabla)_j(\boldsymbol{\tau}_{\Delta N}\cdot\boldsymbol{\varphi}_{\rho_j}), \tag{3.2}$$

$$H_{\Sigma\Lambda\rho} = -\sqrt{4\pi}\frac{f_{\Sigma\Lambda\rho}}{m_\rho}(\boldsymbol{\sigma}\times\nabla)_j(\boldsymbol{\tau}_{\Sigma\Lambda}\cdot\boldsymbol{\varphi}_{\rho_j}). \tag{3.3}$$

其中

$$\left\langle\frac{3}{2}\|\sigma_{\Delta N}\|\frac{1}{2}\right\rangle = \left\langle\frac{3}{2}\|\tau_{\Delta N}\|\frac{1}{2}\right\rangle = 2, \tag{4.1}$$

$$\langle 1\|\tau_{\Sigma\Lambda}\|0\rangle = \sqrt{3}, \tag{4.2}$$

$$\left\langle\frac{1}{2}\|\tau_{N\Lambda}\|0\right\rangle = -\sqrt{2}. \tag{4.3}$$

由此可以得到：单K交换位在动量表象为

$$-4\pi f_{\Lambda NK}^2\frac{(\boldsymbol{\sigma}_1\cdot\boldsymbol{q})(\boldsymbol{\sigma}_2\cdot\boldsymbol{q})}{\omega_q^2 m_K^2}\boldsymbol{\tau}_{N\Lambda}^+(1)\cdot\boldsymbol{\tau}_{N\Lambda}(2). \tag{5}$$

其中

$$\omega_q^2 = \boldsymbol{q}^2 + m_K^2 - (M_\Lambda - M)^2, \tag{5.1}$$

很容易就可以将它变换到坐标表象，得到 $V_{\Lambda N}^{(K)}(r)$. 对于两玻色子交换的情况，以交换 2π，中间态为 ΣN 的情况为例，(见图 4) 它在动量表象的表达式为

$$\frac{(4\pi)^2}{4m_\pi^4}f_{NN\pi}^2\cdot f_{\Lambda\Sigma\pi}^2\cdot\left\{(\boldsymbol{\sigma}_1\cdot\boldsymbol{q})(\boldsymbol{\sigma}_2\cdot\boldsymbol{q})\frac{1}{\omega_1}\left(\frac{1}{\omega_1+\hat{e}}+\frac{1}{\omega_1+\hat{E}}\right)(\boldsymbol{\tau}_{\Sigma\Lambda}^+(1)\cdot\boldsymbol{\tau}(2))\right\}$$
$$\cdot\frac{1}{E_i-H_0}\left\{(\boldsymbol{\sigma}_1\cdot\boldsymbol{q}')(\boldsymbol{\sigma}_2\cdot\boldsymbol{q}')\frac{1}{\omega_2}\left(\frac{1}{\omega_2+\hat{e}}+\frac{1}{\omega_2+\hat{E}}\right)(\boldsymbol{\tau}_{\Sigma\Lambda}(1)\cdot\boldsymbol{\tau}(2))\right\}. \tag{6}$$

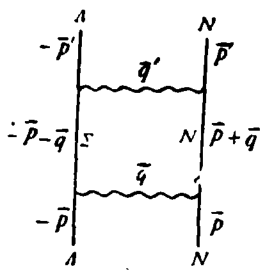


图 4 2π 交换位

其中

$$\omega_1^2 = \boldsymbol{q}^2 + m_\pi^2, \tag{7.1}$$

$$\omega_2^2 = \boldsymbol{q}'^2 + m_\pi^2, \tag{7.2}$$

$$\hat{e} = \sqrt{(\boldsymbol{p}+\boldsymbol{q})^2 + M^2} - \sqrt{\boldsymbol{p}^2 + M^2}, \tag{8.1}$$

$$\hat{E} = \sqrt{(\boldsymbol{p}+\boldsymbol{q})^2 + M_\Sigma^2} - \sqrt{\boldsymbol{p}^2 + M_\Lambda^2}. \tag{8.2}$$

$(E_i - H_0)$ 代表中间态为 ΣN 的能量传播子. 要将 (6) 式变换到坐标表象是比较复杂的. 为了简单，我们采用以下两点近似：(i) 零动量近似，即认为初态粒子的动量很小；(ii) 封闭近似，即将中间态的能量取为平均值. 于是 (6)式可以分解为两个传递位，而且每个传递位可以简单地由解析表达式给出[2]. 在略去传递

位中的自旋轨道耦合项的情况下．我们得到的 $V_{\Lambda N}$ 包括三部分：中心力、自旋交换力以及张量力，即

$$V_{\Lambda p} = V_{\Lambda p}^{(c)}(r) + V_{\Lambda p}^{(\sigma)}(r)\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \boldsymbol{\sigma}_2 + V_{\Lambda p}^{(T)}(r)S_{12}, \tag{6.1}$$

$$V_{\Lambda n} = V_{\Lambda n}^{(c)}(r) + V_{\Lambda n}^{(\sigma)}(r)\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \boldsymbol{\sigma}_2 + V_{\Lambda n}^{(T)}(r)S_{12}. \tag{6.2}$$

所选用的各种介子的耦合常数列在表 1 中．对于 N 与 Δ 的顶点，耦合常数取为通常计算核力中所采用的值；对于 Λ 与 Σ 的顶点，有的取为实验值，有的借助于层子模型导出．由此通过简单的运算就可以得到 $V_{\Lambda N}$.

表 1　各种介子的耦合常数[3]

K　介　子	π　介　子	ρ　介　子
$f_{\Lambda NK} = 0.872$	$f_{NN\pi} = 0.277$	$g_{NN\rho} = 1.721$
	$f_{\Delta N\pi} = 0.600$	$f_{NN\rho} = 2.715$
	$f_{\Lambda\Sigma\pi} = 0.209$	$f_{\Delta N\rho} = 4.607$
		$f_{\Sigma\Lambda\rho} = 1.951$

三、计算结果与讨论

计算的结果给在图 5 中，分别给出了 $V_{\Lambda p}$ 及 $V_{\Lambda n}$ 的五个部分：交换 K 介子的自旋交换力 $V_{\Lambda N}^{K(\sigma)}(r)$ 和张量力 $V_{\Lambda N}^{K(T)}(r)$ 以及交换 2π, $\pi\rho$ 的中心力 $V_{\Lambda p}^{(c)}(r)$, $V_{\Lambda n}^{(c)}(r)$，自旋交换力 $V_{\Lambda N}^{(\sigma)}(r)$ 和张量力 $V_{\Lambda N}^{(T)}(r)$．从图 5 中可以看到：

1. $V_{\Lambda N}$的中心力(它只由 2π 及 $\pi\rho$ 交换所贡献)的主要特点与 N-N 相互作用相似，即短程部分有一个排斥心，中程是一个吸引位．但 $V_{\Lambda N}$ 比相应的 V_{NN} 要弱一些，大致上弱一倍左右，这一点与实验特点是一致的．

2. 给出了 $V_{\Lambda N}$ 的电荷不对称性，$V_{\Lambda p}$ 的中心力部分比 $V_{\Lambda n}$ 的吸引力稍强一些．

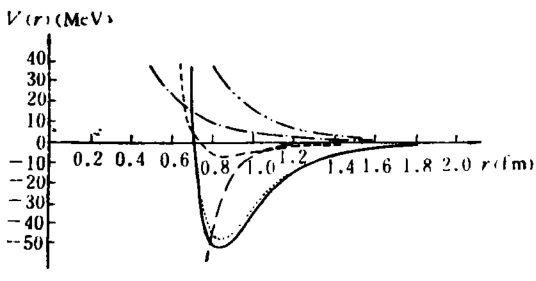


图 5　Λ-N 相互作用

—— $V_{\Lambda p}^{(c)}$;　– – –$V_{\Lambda N}^{(T)}$;　······ $V_{\Lambda n}^{(c)}$;　—·—··—$V_{\Lambda N}^{K(T)}$;　---- $V_{\Lambda N}^{(\sigma)}$;　—·—·—$V_{\Lambda N}^{K(\sigma)}$

3. $V_{\Lambda N}$ 中的自旋交换项由两部分提供，一部分是单 K 交换，它只对交换项有贡献；另一部分是 2π 及 $\pi\rho$ 交换．它只对直接项有贡献．当第一部分的作用大于第二部分时，可以得到 $s = 0$ 的态比 $s = 1$ 的态具有稍强的吸引力．

根据以上的分析，可以看到：尽管我们所采用的办法是初步的，但是单 K 交换及 2π, $\pi\rho$ 交换机制所给出的 Λ-N 相互作用是定性地与实验特点相符合的．它为研究超核结构

提供了一个初步可信的 Λ-N 相互作用. 进一步,准备改进近似的方法,更仔细地研究 Λ-N的介子交换势.

参 考 文 献

[1] G. Backenstoss et al., *Contemp. Phys.*, **15**(1974), 197; A. Bamberger et al., *Phys. Lett.*, **36B** (1971), 412; *Nucl. Phys.*, **B60**(1973), 1.
[2] J. W. Durso, M. Saarela, G. E. Brown and A. D. Jackson, *Nucl. Phys.*, **A278**(1977), 445; A. M. Green, *Proc. Int. Conf.* on Nuclear Structure, Tokyo, 1977; *J. Phys. Soc.*, Japan, **44**(1978), Suppl p. 43.
[3] M. M. Nagels et al., *Nucl. Phys.*, **B109**(1976), 1; M. Saarela, ACTA UNIVERSITIS OULUENSIS, Series A Scientiae Rerum Naturalium, No. 54, Physica, No. 13.

SINGLE K MESON AND 2π, $\pi\rho$ EXCHANGES IN THE Λ-N INTERACTION

WU HUI-FANG SHEN JIAN-PING YU YOU-WEN ZHANG ZONG-YE
(Institute of High Energy Physics, Academia Sinica)

ABSTRACT

The purpose of this paper is to study the Λ-N interaction by using meson exchange theory. We have considered three processes: i) Single K meson exchange, ii) Box diagrams of 2π and $\pi\rho$ exchanges with a nucleon in the intermediate states, and iii) Box diagrams of 2π and $\pi\rho$ exchange with an isobar in the intermediate states. For simplicity, two approximations are used in the calculation. First, the initial nucleon N and hyperon are considered to be at rest. Second, an average value is used for the energies of the intermediate states. The results are qualitatively consistent with experiments.