

Λ -N 的 S 波分离势与 Λ 超子在核物质中的单粒子位阱深度

厉光烈 沈建平

(中国科学院高能物理研究所)

摘 要

利用单 K、 η 、 ω 及 2π 、 $\pi\rho$ 介子交换势给出的散射长度和有效力程, 我们导出了一种 Λ -N 的 S 波分离势, 并通过计算 Λ -p 弹性散射的 S 波相移和 Λ 超子在核物质中的单粒子位阱深度对该分离势的特性进行了讨论.

通过计算 Λ -p 散射的 S 波相移, ${}^3\text{He}$ 和 ${}^3\text{H}$ 的基态结合能之差, ${}^4\text{He}$ 和 ${}^4\text{H}$ 的 Λ 分离能和能谱^[1]以及 Λ 超子在核物质中的单粒子位阱深度^[2], 我们已经证明了用单 K、 η 、 ω 及 2π 、 $\pi\rho$ 介子交换机制给出的 Λ -N 相互作用势^[3]有一定的合理性. 考虑到 Λ -N 的 S 波分离势对研究 S 壳 Λ 超核结构, 特别是用 Faddeev 方程严格求解 ${}^3\text{H}$ 等三体问题, 十分有用, 我们进一步利用上述的 Λ -N 介子交换势给出的散射长度和有效力程导出了 Λ -N 的 S 波分离势, 并通过拟合 Λ -p 散射的 S 波相移和计算 Λ 超子在核物质中的基态结合能对该分离势的特性进行了讨论.

(I) Λ -N 的 S 波分离势

我们取 Λ -N 的 S 波分离势为 Yamaguchi 型^[3]形式:

$$V_{\Lambda-N}(k', k) = -\frac{\lambda}{2\mu} v(k')v(k) \quad (1)$$

其中

$$v(k) = (k^2 + \beta^2)^{-1} \quad (2)$$

$\mu = \frac{M_N \cdot M_\Lambda}{M_N + M_\Lambda}$ 是 Λ -N 系统的约化质量, λ 和 β 是常数, 它们与散射长度 a 和有效力程 b 有以下关系:

$$\begin{aligned} a &= \frac{2}{\beta} \left(1 - \frac{\beta^2}{\pi^2 \lambda} \right)^{-1} \\ b &= \frac{1}{\beta} \left(1 + \frac{2\beta^3}{\pi^2 \lambda} \right) \end{aligned} \quad (3)$$

表 1 列出了由上述介子交换势^[3](在表中以 M 标记)给出的散射长度 a 和有效力程 b ,

以及与之相应的 $A-N$ s 波分离势参数 λ 和 β (以下标 s, t 分别标记自旋单态和三态)。为了便于比较,在表 1 中还列出了由 Nijmegen 组的单玻色交换势 (A, B, D 和 F)^[4] 和 Herndon-Tang 的唯象势 (A', C', E', E 和 H)^[5] 给出的 a, b 及 λ, β 。

表 1

势的类型	a_s	b_s	λ_s	β_s	a_t	b_t	λ_t	β_t
M $A-p$	-2.17	1.82	0.67809	2.1250	-1.28	2.08	0.57695	2.1433
M $A-n$	-2.70	1.83	0.62782	2.0368	-1.00	2.30	0.49952	2.1234
A $A-p$	-2.16	2.03	0.50636	1.9465	-1.32	2.31	0.43479	1.9660
A $A-n$	-2.67	2.04	0.46848	1.8645	-1.02	2.55	0.38190	1.9608
B $A-p$	-2.11	3.19	0.15522	1.3732	-1.88	3.16	0.16692	1.4226
B $A-n$	-2.47	3.09	0.15859	1.3571	-1.66	3.33	0.15429	1.4130
D $A-p$	-1.77	3.78	0.10861	1.2659	-2.06	3.18	0.15803	1.3844
D $A-n$	-2.03	3.66	0.11075	1.2503	-1.84	3.32	0.14843	1.3786
F $A-p$	-2.18	3.19	0.15318	1.3626	-1.93	3.35	0.14205	1.3528
F $A-n$	-2.40	3.15	0.15244	1.3456	-1.84	3.37	0.14286	1.3634
A' $A-N$	-2.18	2.17	0.42242	1.8416	-0.52	4.28	0.16490	1.7361
C' $A-N$	-2.16	1.98	0.51133	1.9186	-0.74	3.64	0.19159	1.6985
E' $A-N$	-2.62	2.93	0.17859	1.3969	-1.51	3.76	0.11889	1.3283
E $A-N$	-2.88	2.84	0.18785	1.4045	-1.18	4.35	0.094663	1.2925
H $A-N$	-2.72	3.08	0.15443	1.3324	-1.93	3.55	0.12245	1.2957

(II) $A-p$ 散射的 S 波相移

由文献[3]可知,与 S 波分离势(1)相应的散射振幅和 S 波相移分别为

$$f(k) = - \left[ik + \beta - \frac{1}{2\beta v(k)} - \frac{1}{2\pi^2 \lambda v^2(k)} \right]^{-1} \quad (4)$$

和

$$\delta = \arctan \{ 2k[(k^2 - \beta^2)/\beta + (k^2 + \beta^2)^2/\pi^2 \lambda] \} \quad (5)$$

利用前面得到的与 $A-N$ 介子交换势 M 相应的 $A-p$ S 波分离势,我们计算了 $A-p$ 散

表 2

$P_A(\text{GeV}/c)$	介子交换势 ^[1]		S 波分离势	
	δ_s	δ_t	δ_s	δ_t
0.135	29.6	19.5	29.6	19.5
0.145	30.8	20.4	30.7	20.5
0.165	32.7	22.2	32.7	22.2
0.185	34.3	23.7	34.2	23.7
0.195	34.9	24.4	34.8	24.4
0.210	35.7	25.3	35.6	25.2
0.225	36.3	26.0	36.1	26.0
0.230	36.4	26.2	36.3	26.2
0.250	37.0	27.0	36.8	26.9
0.255	37.1	27.2	36.9	27.1
0.290	37.5	28.1	37.1	27.9
0.300	37.5	28.3	37.1	28.1

射的S波相移,结果列在表2中.在表上还列出了由 Λ -N介子交换势 M 所得到的S波相移^[1].

从表2可以看到,用S波分离势算出的 Λ -p散射的S波相移与在文献[1]中用介子交换势算出的结果符合得很好,也就是说,S波分离势可以和相应的介子交换势同样好地拟合 Λ -p散射的实验数据.

(III) Λ 超子在核物质中的单粒子位阱深度

利用我们在文献[2]中给出的公式,在 g -矩阵近似下,由 Λ -N的S波分离势给出的 Λ 超子在核物质中的单粒子位阱深度 D_Λ 为以下自洽方程组的解:

$$D_\Lambda = -\frac{1}{2} \sum_{sr} (2S+1) \left(\frac{M}{M_\Lambda}\right)^3 \int_0^{\frac{M_\Lambda k_F}{M}} k^2 dk g_{sr}(k, k; \omega) \quad (6)$$

$$g_{sr}(k, k; \omega) = -\frac{\lambda}{2\mu} v^2(k) \left[1 + \frac{\lambda}{2\mu} \int_0^\infty q^2 dq v^2(q) \frac{Q_N(p, q, k_F)}{\omega - \frac{p^2}{2M} - \frac{q^2}{2\mu}} \right] \quad (7)$$

$$Q_N(p, q; k_F) = \begin{cases} 1 & q > k_F + \frac{M_N}{M} p \\ 0 & q < k_F - \frac{M_N}{M} p \\ \frac{\left(q + \frac{M_N}{M} p\right)^2 - k_F^2}{4 \frac{M_N}{M} p q} & \text{其它情况} \end{cases} \quad (8)$$

$$\omega = \frac{1}{2M_N^*} p^2 - D_\Lambda - D_N$$

其中下标 sr 分别标记 Λ -N系统的自旋和同位旋第三分量; M_Λ 和 M_N 分别是 Λ 超子和核子的质量, M_N^* 为核子在核物质中的有效质量, $M = M_\Lambda + M_N$; $p = \frac{M}{M_\Lambda} k$ 是 Λ -N系统的质心动量; k_F 为费米动量; D_N 是核子在核物质中的单粒子位阱深度.

用叠代法求解上述的自洽方程组得到了与表1中列出的十种S波分离势相应的 $D_\Lambda^{(s)}$

表3 各类势的 $D_\Lambda^{(s)}$ (MeV)

势的类别	1		2	
	I	II	I	II
M	46.5	40.0	43.2	44.2
A	47.0	41.3		
B	53.5	49.8		
D	53.8(52.4)	50.3(48.9)	(38.1)	
F	54.4(53.0)	50.9(49.4)	(37.4)	
A'	33.7	30.6	34.0	
C'	39.4	35.8	31.4	
E'	51.0	47.8	36.7	
E	46.8	44.0	41.5	
H	55.5	52.1	35.4	

值. 我们将所得结果给在表 3 的第 1 组中. 为了便于比较, 在表 3 的第 2 组中给出了我们用介子势 M , Bando 和 Nagata^[6] 用 Nijmegen 组的单玻色介子交换势 D, F 以及 Rote 和 Bodmer^[7] 用唯象势 A', C', E', E 和 H 计算得到的结果. 在计算中选取了两组核物质参数: (1) $k_F = 1.366\text{fm}^{-1}$, $\Delta_N = 81.4\text{MeV}$ 和 $M_N^*/M_N = 0.638$; (2) $k_F = 1.35\text{fm}^{-1}$, $\Delta_N = 70\text{MeV}$ 和 $M_N^*/M_N = 0.7$. 在表中我们用括号标记所得 D_A 是用第(2)组核物质参数进行计算的. 此外, 我们在计算中同时使用了不连续和准连续两种核子单粒子谱¹⁾, 在表 3 中分记以 I 和 II 标记.

从表 3 中可以看到, 对势 M , 用介子交换势和相应的 S 波分离势算出的 S 波位阱深度 $D_A^{(S)}$ 相差不大; 对其它势情况是这样的: 用唯象势 A' 和其相应的 S 波分离势算出的 $D_A^{(S)}$ 值几乎相同, 然而对势 H , 两者相差竟高达 20MeV . 这说明并非所有的势都能像介子势 M 和唯象势 A' 那样用 S 波分离势来很好地予以拟合.

从上面的讨论可以看到, 用 S 波分离势可以相当好地拟合单 K, η, ω 和 $2\pi, \pi\rho$ 介子交换的 Λ -N 相互作用势, 两者给出了差不多相同的 Λ -p 弹性散射的 S 波相移和 Λ 超子在核物质中的单粒子位阱深度. 不久前, Gibson 和 Lehman^[8] 利用由 Nijmegen 组单玻色介子交换势得到的 S 波分离势讨论了 ${}^4\text{He}$ 与 ${}^4\text{H}$ 基态结合能之差, 计算结果与实验数据大致符合. 下一步我们也将应用本文所得到的 S 波分离势计算 ${}^4\text{H}$ 超核的 Λ 分离能, 以及 ${}^4\text{He}$ 与 ${}^4\text{H}$ 的 Λ 分离能之差及其能谱.

1) 采用准连续的核子单粒子谱^[2]时, 应对(7)式中的有关项作以下代换:

$$\frac{Q_N(p, q; k_F)}{\omega - p^2/2M - q^2/2\mu} \rightarrow G_Q(p, q; \omega k_F) = \begin{cases} 1/\varepsilon' & q > q_+ \\ z'/\varepsilon' + (1-z')/\varepsilon & q_+ > q > q'_- \\ 1/\varepsilon & q'_- > q > q_+ \\ z/\varepsilon & q_+ > q > q_- \\ 0 & q < q_- \end{cases}$$

其中

$$\begin{aligned} \varepsilon' &= \omega - \frac{p^2}{2M} - \frac{q^2}{2\mu}, \quad \varepsilon = \varepsilon' + D_A + \Delta_N \\ z' &= \frac{\left(q + \frac{M_N}{M} p\right)^2 - 4k_F^2}{4 \frac{M_N}{M} pq}, \quad z = \frac{\left(q + \frac{M_N}{M} p\right)^2 - k_F^2}{4 \frac{M_N}{M} pq} \\ q_{\pm} &= 2k_F \pm \frac{M_N}{M} p \quad \text{和} \quad q_{\pm} = k_F \pm \frac{M_N}{M} p \end{aligned}$$

参 考 文 献

- [1] Wu Hui-fang et al., *Commun. in Theor. Phys.*, 1(1982), 449;
Shen Jian-ping et al., *Commun. in Theor. Phys.*, 2(1983), 1313.
- [2] 沈建平、厉光烈, 高能物理与核物理 3(1985), 307.
- [3] Y. Yamaguchi, *Phys. Rev.*, 95(1954), 1628.
- [4] M. M. Nagels et al., *Ann. Phys. (N. Y.)*, 79(1973), 338; in "Few Particle Problems in the Nuclear Interaction", edited by I. Slans et al., (North Holland, Amsterdam, 1972), pp. 41-45; *Phys. Rev.*, D15 (1977), 2547; D20(1979), 1633.
- [5] R. C. Herndon and Y. C. Tang, *Phys. Rev.*, 153 (1967), 1091; 159 (1967), 853; Y. C. Tang, Phenomenological Study of the S shell Hypernuclei, Proc. Int. Conf. on Hypernuclear Physics, Argonne National Laboratory, May 1969, eds. A. R. Bodmer and L. G. Hyman, (Argonne National Laboratory, Argonne, III, 1969), p. 276.
- [6] H. Bando and S. Nagata, *Prog. Theor. Phys.*, 67(1982), 522.
- [7] D. M. Rote and A. R. Bodmer, *Nucl. Phys.*, A148(1970), 97
- [8] B. F. Gibson and O. R. Lehman, *Phys. Rev.*, C23 (1981), 404.

A Λ -N S WAVE SEPARATION POTENTIAL AND ITS Λ WELL DEPTH IN NUCLEAR MATTER

LI GUANG-LIE SHEN JIAN-PING

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

ABSTRACT

In this paper, we derive the Λ -N S wave separation potential from the scattering lengths and effective ranges obtained from the Λ -N single K , η , ω and 2π , $\pi\rho$ meson exchange potential. Based on calculating the S wave phase shift of Λ -p elastic scattering and the Λ well depth in nuclear matter, the features of the Λ -N S wave separation potential are discussed.