

文章编号: 1007-4627(2000)02-000063-09

# 现代核子-核子势\*

李 磊<sup>1</sup>, 宁平治<sup>1,2</sup>

1 (南开大学物理系, 天津 300071)

2 (中国科学院理论物理研究所, 北京 100080)

摘 要: 核子-核子二体相互作用是联结 QCD 与核多体理论计算的桥梁, 一直是核物理研究的主线之一. 简单回顾了现代核子-核子相互作用理论的新发展, 特别是在同位旋相关性方面.

关键词: 核子-核子相互作用势; 电荷无关性破缺; 电荷对称性破缺

中图分类号: O571.2 文献标识码: A

## 1 引言

多年以来, 人们构造了许多唯象的核子-核子 (NN) 二体相互作用势去符合核子散射数据, Brueckner 等基于 NN 势建立了核多体理论. 但是, 这些 60 年代到 80 年代的势模型(见表 1) 参数已经不能描述现代大量、精确的实验数据. 原来的理论计算和实验数据之间一些小的差异变得十分明显. 实验上已进行了各种自旋关联测量, 数据精度提高了 1 至 2 个数量级, 能区已展宽到 0~ 1.6 GeV. 自 1990 年以来, 对旧的经典 NN 势作了很多修正和改进, 如 Argonne  $v_{18}$  (95), Reid (93), Nijmegen (93), Nijm I (94), Nijm II (94), CD-Bonn (96), CD-Bonn (99) 和 OSBEP (98) 等(见表 1).

构建 NN 相互作用势模型时需要权衡许多方面的问题. 势模型还主要用于解决多体问题, 因此符合二体数据的精确度和容易计算是首要考虑的问题. 另外, 势模型还应当体现 NN 相互作用中的亚核子自由度, 所以也应当包括已知的介子与核子共振态. 实际上无法面面俱到, 必须有些折衷.

普遍地说, NN 势可以分为唯象势与介子交换势两种. 前者着重符合实验数据, 适用面较广, 后者强调亚核子自由度. 所有的模型在长程区都具有单  $\pi$  交换(OPE) 的特征, 这是符合高分波散射数据所必需的, 因此两种模型的区别在于对短程相互作用的处理上.

现代 NN 势都是电荷相关的. 非相对论势模型 Argonne  $v_{18}$  和 Nijm II 包含许多由核子的自旋、同位旋和角动量算符构成的非相对论算符, 这样构成的势在坐标空间中容易计算. Nijm I 模型比 Nijm II 模型多一个动量相关项, 可以认为它体现中心力的非定域部分的贡献. 基于相对论介子交换模型的 CD-Bonn 势是非定域的, 不能由定域势函数直接描述, 用分波表示更为方便. 因此, 尽管这些现代 NN 势在各自的适用范围内预言的相移数据几乎一致, 它们的数学结构却有很大差别. 实际上, 这些势在能壳上给出相同的结果, 但在能壳外的行为可能完全不同.

数十年来, 实验和理论上已对 NN 势的同位旋对称性破坏和电荷相关性(CD) 作了不少探讨. 现在认为, NN 相互作用的电荷无关性破缺(CIB) 与电荷对称性破缺(CSB) 是由上、下夸克的质量差异及电磁相互作用引起的. 在强子层次上, CSB 基本上来源于中子和质子的质量差. 它影响核子的动能, 并进一步改变所有的介子交换图对 NN 相互作用的贡献. 另一方面, 造成 CIB 的原因主要是: (1) 轴矢介子特别是  $\pi$  介子和  $\rho$  介子的质量分裂; (2)  $\pi$  介子与光子的不可约交换.

第二节和第三节将分别简单介绍 Argonne  $v_{18}$  ( $A_{v18}$ ) 和电荷相关的 Bonn 模型. NN 相互作用的 CSB 和 CIB 效应将在第四节讨论, 第五节为总结与展望.

\* 收稿日期: 1999-10-27

\* 基金项目: 国家自然科学基金资助项目(19875026); 高等学校博士学科点专项科研基金资助课题(97005518)

作者简介: 李 磊 (1968-), 男(汉族), 河北衡水人, 博士, 副教授, 从事原子核理论研究.

表 1 经典与现代 NN 势

	经典 NN 势		现代 NN 势	备注
唯象 二体 势	HJ (62)* <sup>[1]</sup>	Urbana $v_{14}$ (81) <sup>[9]</sup>	Argonne $v_{18}$ (95) <sup>[15]</sup>	定域、电荷相关, 40 个参数
	Yale (62) <sup>[2]</sup>	Argonne $v_{14}$ (84) <sup>[10]</sup>		
	Reid (68) <sup>[3]</sup>	Reid Soft-core (68)	Reid (93) <sup>[16]</sup>	非定域, 50 个参数
单 玻色 子 交 换 势	BJ (76) <sup>[4]</sup>	Nijmegen (78) <sup>[11]</sup>	Nijmegen (93) <sup>[16]</sup>	非定域, 15 个参数
	CLL (73) <sup>[5]</sup>	Paris (80) <sup>[12]</sup>	Nijm I (94) <sup>[17]</sup>	非定域
	LLR (75) <sup>[6]</sup>	Bonn (87) <sup>[13]</sup>	Nijm II (94) <sup>[17]</sup>	定域
	DSB (77) <sup>[7]</sup>	Bonn-A 和	CD Bonn (96) <sup>[18]</sup>	电荷相关, 非定域
	Holinde (80) <sup>[8]</sup>	Bonn-B (89) <sup>[14]</sup>	OSBEP (98) <sup>[19]</sup>	非线性, 8 个参数

\* 圆括号内的数字表示年代.

## 2 唯象的现代 CD-NN 势

我们以新的 Argonne  $v_{18}$  模型为例讨论 NN 相互作用势的结构. Argonne  $v_{18}$  势写为电磁项( $\mathcal{Y}$ )、OPE 项( $\pi$ )和短程项(R)的和:

$$V_{NN} = v^{\mathcal{Y}} + v^{\pi} + v^R, \quad (1)$$

其中电磁项  $v^{\mathcal{Y}}$  包括单光子(C1)和双光子交换(C2)项、Darwin-Foldy(DF)项、真空极化(VP)以及磁矩(MM)的贡献:

$$\begin{aligned} v^{\mathcal{Y}}(\text{pp}) &= v_{\text{C1}}(\text{pp}) + v_{\text{C2}} + v_{\text{DF}} + v_{\text{VP}} + v_{\text{MM}}(\text{pp}), \\ v^{\mathcal{Y}}(\text{np}) &= v_{\text{C1}}(\text{np}) + v_{\text{MM}}(\text{np}), \\ v^{\mathcal{Y}}(\text{nn}) &= v_{\text{MM}}(\text{nn}), \end{aligned} \quad (2)$$

而每一项都有形状因子, 反映核子的有限大小效应, 由核子标准的偶极形式电形状因子  $G_E$  和磁形状因子  $G_M$  定出:

$$\begin{aligned} G_E^p &= \frac{G_M^p}{\mu_p} = \frac{G_M^n}{\mu_n} = \left| 1 + \frac{q^2}{b^2} \right|^{-2}, \\ G_E^n &= \beta_n q^2 \left| 1 + \frac{q^2}{b^2} \right|^{-3}, \end{aligned} \quad (3)$$

式中  $b$  取为质子的电荷半径,  $G_E^n$  中  $\beta_n$  的为实验测量的  $q=0$  时的斜率. np 库仑项  $v_{\text{C1}}(\text{np})$  来源于核子形状因子的交迭, 虽然较小, 但它与  $v_{\text{C2}}$ ,  $v_{\text{DF}}$  或  $v_{\text{VP}}$  项相比不可忽略. 电磁项的详细形式见 1995 年 Wiringa, Stokes 和 Schiavilla 的文章.

OPE 项可以写为

$$\begin{aligned} v^{\pi}(\text{pp}) &= f_{\text{pp}}^2 v_{\pi}(m\pi^0), \quad v^{\pi}(\text{nn}) = f_{\text{nn}}^2 v_{\pi}(m\pi^0), \\ v^{\pi}(\text{np}) &= f_{\text{np}} f_{\text{nn}} v_{\pi}(m\pi^0) + (-)^{T+1} \cdot \\ &\quad 2f_c^2 v_{\pi}(m\pi^\pm), \end{aligned} \quad (4)$$

其中  $T$  为同位旋, 并且

$$v_{\pi}(m) = \left| \frac{m}{m_s} \right|^2 \frac{1}{3} mc^2 [Y_{\mu}(r) \sigma_i \cdot \sigma_j + T_{\mu}(r) S_{ij}], \quad (5)$$

这里  $Y_{\mu}(r)$  和  $T_{\mu}(r)$  分别是带有幂指数截断的汤川函数和张量函数:

$$\begin{aligned} Y_{\mu}(r) &= \frac{e^{-\mu r}}{\mu r} (1 - e^{-\alpha r^2}), \\ T_{\mu}(r) &= \left| 1 + \frac{3}{\mu r} + \frac{3}{(\mu r)^2} \right| \cdot \\ &\quad \frac{e^{-\mu r}}{\mu r} (1 - e^{-\alpha r^2})^2, \end{aligned} \quad (6)$$

式中  $\mu = mc/\hbar$ .

势的其余部分简单地写成唯象形式:

$$\begin{aligned} v_{\text{ST}}^R(\text{NN}) &= v_{\text{ST},\text{NN}}^S(r) + v_{\text{ST},\text{NN}}^I(r) S_{12} + \\ &\quad v_{\text{ST},\text{NN}}^L(r) L \cdot S + v_{\text{ST},\text{NN}}^T(r) L^2 + \\ &\quad v_{\text{ST},\text{NN}}^S(r) (L \cdot S)^2, \end{aligned} \quad (7)$$

其中每个径向函数具有以下形式:

$$\begin{aligned} v_{\text{ST},\text{NN}}^i(r) &= I_{\text{ST},\text{NN}}^i T_{\mu}^2(r) + [P_{\text{ST},\text{NN}}^i + \\ &\quad \mu r Q_{\text{ST},\text{NN}}^i + (\mu r)^2 R_{\text{ST},\text{NN}}^i] \\ &\quad W(r), \end{aligned} \quad (8)$$

这里  $\mu$  为  $\pi$  介子质量,  $T_{\mu}(r)$  由(6)式给出. 这样,  $T_{\mu}^2(r)$  项具有双  $\pi$  交换力的形式.  $W(r)$  为 Woods-Saxon 函数, 提供短程排斥芯:

$$W(r) = [1 + e^{(r-r_0)/a}]^{-1}, \quad (9)$$

四组常数  $I_{\text{ST},\text{NN}}^i$ ,  $P_{\text{ST},\text{NN}}^i$ ,  $Q_{\text{ST},\text{NN}}^i$  和  $R_{\text{ST},\text{NN}}^i$  作为参数符

合数据, 并使径向函数满足下列边界条件(这样实际上减少了一个参数):

$$v_{\text{ST, NN}}|_{r=0} = 0, \quad \frac{\partial v_{\text{ST, NN}}}{\partial r} \Big|_{r=0} = 0. \quad (10)$$

构造模型的最后一步是把特定的 ST 和 NN 道投影成为算符形式. 强相互作用部分为 18 个算符的和(这就是该势被称为“ $v_8$ ”模型的原因):

$$v_{ij} = \sum_{p=1, \dots, 18} v_p(r_{ij}) O_{ij}^p. \quad (11)$$

其中前 14 个算符是与电荷无关的, 即经典的 Argonne  $v_4$  势为

$$\begin{aligned} O_{ij}^{p=1, \dots, 14} = & 1, \quad \boldsymbol{\tau}_i \cdot \boldsymbol{\tau}_j, \\ & \boldsymbol{\sigma}_i \cdot \boldsymbol{\sigma}_j, \quad (\boldsymbol{\sigma}_i \cdot \boldsymbol{\sigma}_j)(\boldsymbol{\tau}_i \cdot \boldsymbol{\tau}_j), \quad S_{ij}, \\ & S_{ij}(\boldsymbol{\tau}_i \cdot \boldsymbol{\tau}_j), \quad L \cdot S, \\ & L \cdot S(\boldsymbol{\tau}_i \cdot \boldsymbol{\tau}_j), \quad L^2, \\ & L^2(\boldsymbol{\tau}_i \cdot \boldsymbol{\tau}_j), \quad L^2(\boldsymbol{\sigma}_i \cdot \boldsymbol{\sigma}_j), \\ & L^2(\boldsymbol{\sigma}_i \cdot \boldsymbol{\sigma}_j) \cdot (\boldsymbol{\tau}_i \cdot \boldsymbol{\tau}_j), \quad (L \cdot S)^2, \\ & (L \cdot S)^2(\boldsymbol{\tau}_i \cdot \boldsymbol{\tau}_j). \end{aligned} \quad (12)$$

其它 4 种与电荷有关:

$$\begin{aligned} O_{ij}^{p=15, \dots, 18} = & T_{ij}, \quad (\boldsymbol{\sigma}_i \cdot \boldsymbol{\sigma}_j) T_{ij}, \\ & S_{ij} T_{ij}, \quad (\boldsymbol{\tau}_i + \boldsymbol{\tau}_j), \end{aligned} \quad (13)$$

其中前 3 个引起 CIB, 第 4 个引起 CSB. 可以通过对把电荷无关(CI)、电荷相关(CD)和 CSB 适当组合, 写成算符形式:

$$v_{\text{SI}} = v_{\text{SI}}^{\text{CI}} + v_{\text{SI}}^{\text{CD}} T_{ij} + v_{\text{SI}}^{\text{CSB}} (\boldsymbol{\tau}_i + \boldsymbol{\tau}_j), \quad (14)$$

其中

$$\begin{aligned} v_{\text{SI}}^{\text{CI}} &= \frac{1}{3} (v_{\text{SI, pp}} + v_{\text{SI, nn}} + v_{\text{SI, np}}), \\ v_{\text{SI}}^{\text{CD}} &= \frac{1}{6} \left| \frac{1}{2} (v_{\text{SI, pp}} + v_{\text{SI, nn}}) - v_{\text{SI, np}} \right|, \\ v_{\text{SI}}^{\text{CSB}} &= \frac{1}{2} (v_{\text{SI, pp}} - v_{\text{SI, nn}}). \end{aligned} \quad (15)$$

### 3 现代介子交换势

以 CD-Bonn 势为例, 讨论介子交换势. Bonn 模型采用有效的场论方法, 两个核子的相互作用分别由交换单个介子产生, 如  $\pi$ ,  $\rho(770)$ ,  $\omega(782)$ ,  $a_0/$

$\delta(980)$  和  $\sigma'(550)$  等. 核子和  $\Delta(1232)$  都被加以考虑. 原始的 Bonn 势对重子和介子的质量作了平均, 因而是电荷无关的. 与  $\pi$  介子有关的相互作用拉氏量为

$$\begin{aligned} L_{\pi\text{NN}} &= \frac{f_{\pi\text{NN}}}{m_{\pi^\pm}} \boldsymbol{\Psi} \boldsymbol{\gamma}_\mu \boldsymbol{\gamma}_5 \boldsymbol{\tau} \boldsymbol{\Psi} \cdot \partial^\mu \boldsymbol{\Phi}_\pi, \\ L_{\pi\text{N}\Delta} &= \frac{f_{\pi\text{N}\Delta}}{m_{\pi^\pm}} \boldsymbol{\Psi} T \boldsymbol{\Psi}_\mu \cdot \partial^\mu \boldsymbol{\Phi}_\pi + \text{h. c.}, \end{aligned} \quad (16)$$

其中  $\boldsymbol{\Psi}$  表示核子场,  $\boldsymbol{\Psi}_\mu$  表示  $\Delta$  场 (Rarita-Schwinger 旋量),  $\boldsymbol{\Phi}_\pi$  为  $\pi$  介子场,  $\boldsymbol{\tau}$  是通常描述同位旋 1/2 的泡利矩阵,  $T$  为同位旋变换算符, h. c. 代表取厄米共轭. 拉氏量中除以  $m_{\pi^\pm}$  是为了使耦合常数  $f$  无量纲.

$\rho$  介子与核子和  $\Delta$  共振态的耦合由下列拉氏量描述:

$$\begin{aligned} L_{\rho\text{NN}} &= g_{\rho\text{NN}} \boldsymbol{\Psi} \boldsymbol{\gamma}_\mu \boldsymbol{\tau} \boldsymbol{\Psi} \cdot \boldsymbol{\Phi}_\rho + \\ & \frac{f_{\rho\text{NN}}}{4M_\rho} \boldsymbol{\Psi} \boldsymbol{\sigma}_{\mu\nu} \boldsymbol{\tau} \boldsymbol{\Psi} (\partial^\mu \boldsymbol{\Phi}_\rho - \partial^\nu \boldsymbol{\Phi}_\rho), \end{aligned} \quad (17)$$

$$L_{\rho\text{N}\Delta} = i \frac{f_{\rho\text{N}\Delta}}{m_{\rho^\pm}} \boldsymbol{\Psi} \boldsymbol{\gamma}_5 \boldsymbol{\gamma}_\mu T \boldsymbol{\Psi}_\nu \cdot (\partial^\mu \boldsymbol{\Phi}_\rho - \partial^\nu \boldsymbol{\Phi}_\rho) + \text{h. c.} \quad (18)$$

最后, 关于  $\omega$  和  $\sigma'$  介子的拉氏量为

$$\begin{aligned} L_{\omega\text{NN}} &= g_{\omega\text{NN}} \boldsymbol{\Psi} \boldsymbol{\gamma}_\mu \boldsymbol{\Psi} \boldsymbol{\Phi}_\omega', \\ L_{\sigma'\text{NN}} &= g_{\sigma'\text{NN}} \boldsymbol{\Psi} \boldsymbol{\Psi} \boldsymbol{\Phi}_{\sigma'}, \end{aligned} \quad (19)$$

从这些拉氏量出发, 利用传统的含时微扰论把不可约费曼图计算到第四阶. 部分重要的费曼图如图 1 所示. 根据定义, 模型中所有不可约图贡献的总和是“准势” $V$ . 从数学上看, “准势”是散射方程的积分核. 对于角动量量子数为  $J$  的无耦合分波, 散射方程可以写为

$$\begin{aligned} R_J(q', q) &= V_J(q', q) + P \int_0^\infty \frac{k^2 dk}{2E_q - 2E_k} \cdot \\ & V_J(q', k) R_J(k, q), \end{aligned} \quad (20)$$

其中  $q$ ,  $k$  和  $q'$  分别表示两个散射核子的初态、中间态和末态的相对动量,  $E_q^2 = M^2 + q^2$ ,  $E_k^2 = M^2 + k^2$ ,  $M$  为核子的折合质量,  $P$  表示取主值,  $R$  通常称为  $K$  矩阵. 求解上述方程需要把核或准势做叠代, 这相当于求解薛定谔方程.

无耦合分波相移可以通过在壳  $R$  矩阵得到:

$$\tan \delta_J(E_{\text{lab}}) = - \frac{\pi}{2} q E_q R_J(q, q), \quad (21)$$

其中  $q$  表示两核子质心系中的在壳动量, 它与实验室系中的动能  $E_{lab}$  的关系为  $E_{lab} = 2q^2/M$ .

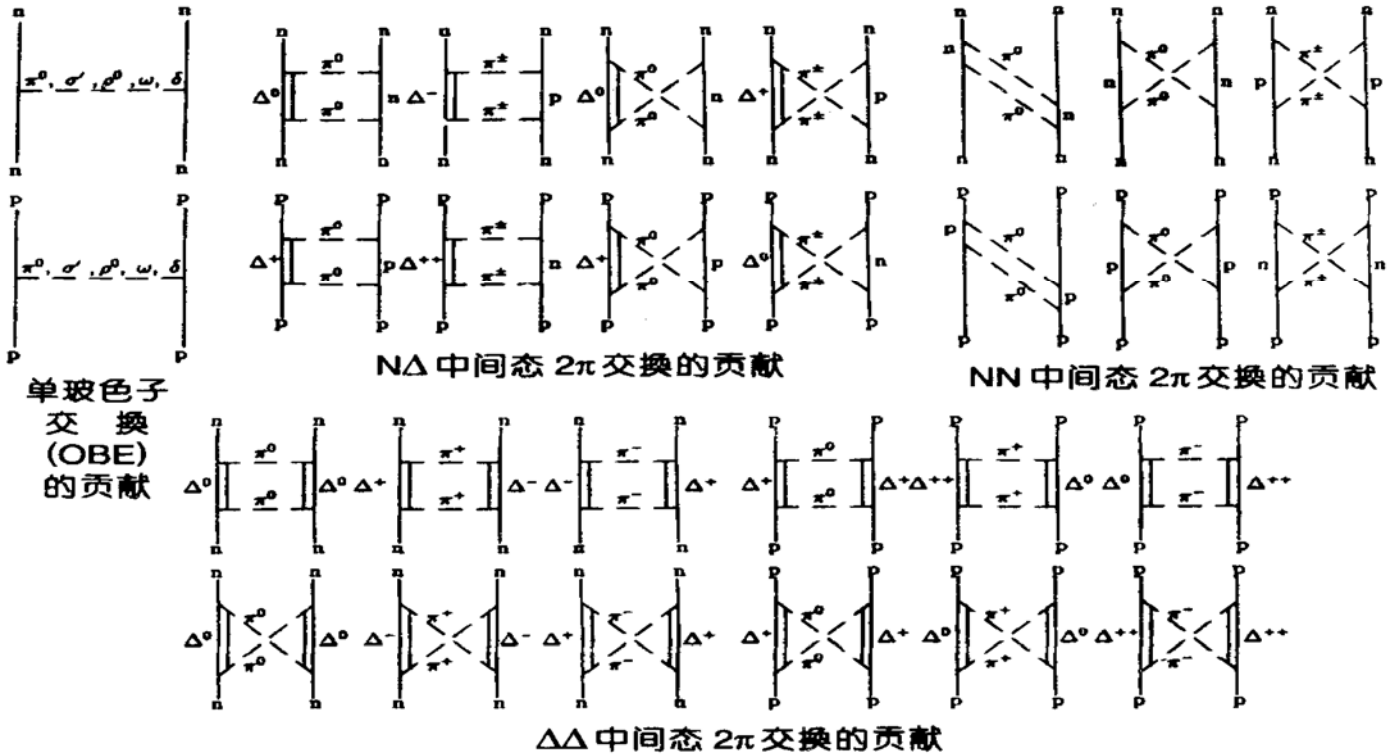


图1 nn 和 np 散射的部分费曼图

#### 4 NN 相互作用中的 CSB 和 CIB<sup>[20, 21]</sup>

在排除电磁相互作用的影响后, 电荷对称性意味着质子与质子(pp)、中子与中子(nn)以及中子与质子(np)之间的相互作用是相同的. 在强相互作用中, 同位旋不变性不是一种精确对称性. 因此, 核子之间的相互作用具有很小但是可以测量的电荷相关(CD)成分. <sup>1</sup>S<sub>0</sub>态 NN 散射数据的散射长度( $a$ )和有效力程( $r$ )明确地显示出电荷对称性破缺(CSB)和电荷无关性破缺(CIB)的存在.

表2 Argonne v<sub>18</sub>计算的散射长度( $a$ )与有效力程( $r$ )(单位 fm)

	实验值	Argonne v <sub>18</sub> 势	不包含电磁势 $\checkmark$
<sup>1</sup> $a_{pp}$	- 7. 8063(26)	- 7. 806	- 17. 164
<sup>1</sup> $r_{pp}$	2. 794(14)	2. 788	2. 865
<sup>1</sup> $a_{nn}$	- 18. 5(5)	- 18. 487	- 18. 818
<sup>1</sup> $r_{nn}$	2. 8(1)	2. 840	2. 834
<sup>1</sup> $a_{np}$	- 23. 749(8)	- 23. 732	- 23. 084
<sup>1</sup> $r_{np}$	2. 81(5)	2. 697	2. 703
<sup>3</sup> $a_{np}$	5. 424(3)	5. 419	5. 402
<sup>3</sup> $r_{np}$	1. 760(5)	1. 753	1. 752

Argonne v<sub>18</sub>给出的散射长度和有效力程见表2, 与实验数据符合得很好. 部分 NN 相移的计算结果

如图2所示. 图中给出了 Argonne v<sub>18</sub>势与各种模型的比较. 从图(a)可以看出, CIB 和 CSB 主要出现在<sup>1</sup>S<sub>0</sub>道. pp 相与 nn 相的差别主要来源于电磁相互作用, 而 nn 相与 np 相的差别反映了强 CIB 的存在. 比它小一些的 CIB 出现在<sup>3</sup>P<sub>0</sub>道, 如图(b)所示.

另外, 可以定义下列平均值:

$$\bar{a} \equiv \frac{(a_{pp} + a_{nn})}{2}, \quad \bar{r} \equiv \frac{(r_{pp} + r_{nn})}{2}. \quad (22)$$

CIB 就是 np 值与这些平均值的差:

$$\Delta a_{CIB} \equiv \bar{a} - a_{np}, \quad \Delta r_{CIB} \equiv \bar{r} - r_{np}. \quad (23)$$

因此 NN 单态散射长度是强相互作用中 CIB 的清晰信号. 表3对于 CD-Bonn 势的各部分分别列出了 CIB 对<sup>1</sup>S<sub>0</sub>态散射长度  $\Delta a_{CIB}$  和有效力程  $\Delta r_{CIB}$  的贡献. 总的散射长度之差是 4. 65 fm, 约为实验值 5. 7 fm 的 80%.

为计算 NN 散射相移的电荷相关性, 对于每一个  $LSJ$  态引入 CIB 相移差  $\Delta \delta_{CIB}^{LSJ}(E_{lab})$ , 其定义为

$$\Delta \delta_{CIB}^{LSJ}(E_{lab}) \equiv \delta_{np}^{LSJ}(E_{lab}) - \bar{\delta}^{LSJ}(E_{lab}), \quad (24)$$

其中  $\bar{\delta}^{LSJ}$  表示 pp 和 nn 的平均相移. 这个量在计算

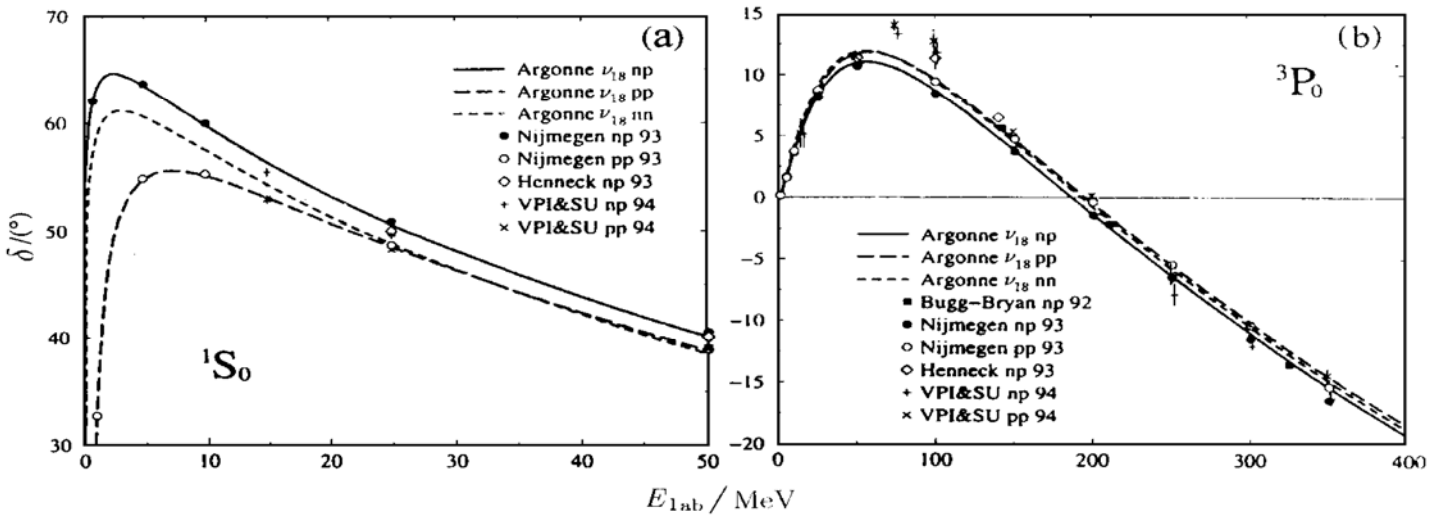


图2 np, nn 和 pp 散射相移的实验值与理论计算值.

表3 CD-Bonn 势中 CIB 的贡献

	OPE	2π	πρ	πω+ πω	总计	实验值
$\Delta a_{CIB}/\text{fm}$	3.243	0.360	-0.383	1.426	4.646	$5.7 \pm 0.5$
$\Delta r_{CIB}/\text{fm}$	0.099	0.002	-0.006	0.020	0.115	$0.05 \pm 0.13$

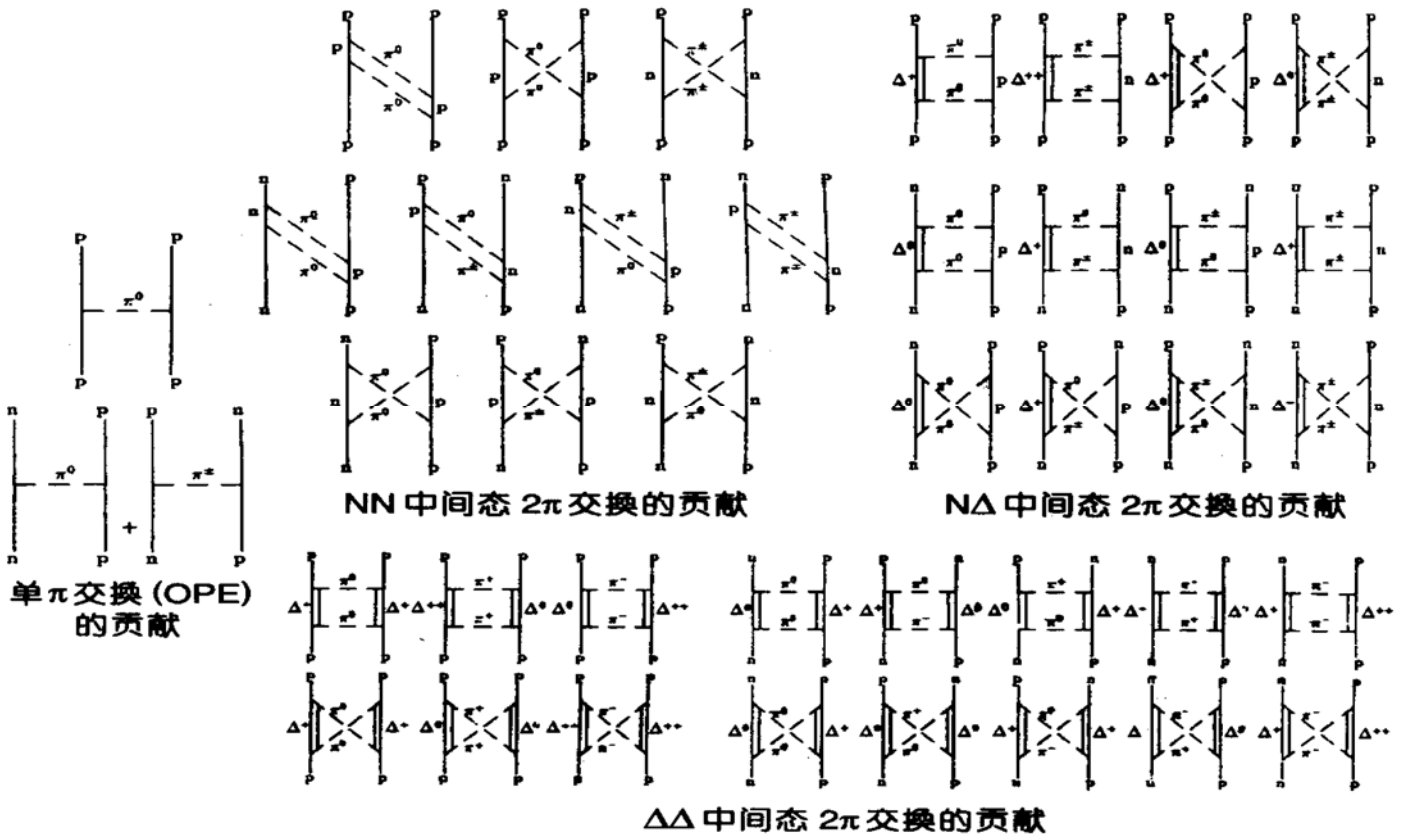


图3 pp 和 np 散射的部分费曼图

时不仅包括了 Bonn 模型的费曼图, 还考虑了图3的贡献. 计算中区分了  $m_{\pi^+}$  和  $m_{\pi^0}$  的差别, 但核子质量采用质子和中子质量的平均值.

图4显示不同能量下各项对 CIB 相移差  $\Delta\delta_{CIB}^{SI}$  的贡献, 其中实验室系动能  $E_{lab}$  为 0~ 300 MeV, 总角动量分波  $J \leq 2$ . 最大的相移差出现在  $^1S_0$  态, 特别

是低能(如 1 MeV)时.  $\Delta\delta$  主要是由 OPE 贡献的. 对于 p 分波和更高分波, CIB 效应均较小.

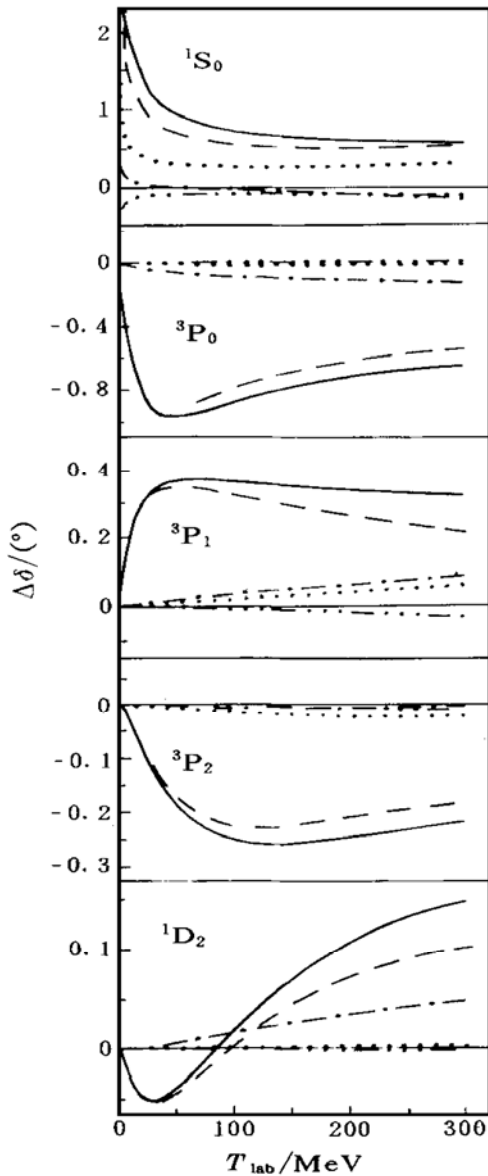


图4 CD-Bonn 势计算的 CIB 相移差  $\Delta\delta_{\text{CIB}}^{SJ}$

实验室系动能  $E_{\text{lab}}$  低于 300 MeV, 总角动量分波  $J \leq 2$ ; OPE,  $2\pi$ ,  $\pi\rho$  和  $\pi\omega + \pi\nu$  的贡献分别由虚线、点划线、3点划线和点线表示; CIB 效应来源于 OPE; 实线是所有 CIB 效应的总和.

对于 CSB 效应, 可以看到下列各量表征电荷对称性的破坏:

$$\begin{aligned} \Delta a_{\text{CSB}} &\equiv a_{\text{pp}} - a_{\text{nn}}, \quad \Delta r_{\text{CSB}} \equiv r_{\text{pp}} - r_{\text{nn}}, \\ \Delta\delta_{\text{CIB}}^{SJ}(E_{\text{lab}}) &\equiv \delta_{\text{nn}}^{SJ}(E_{\text{lab}}) - \delta_{\text{pp}}^{SJ}(E_{\text{lab}}). \end{aligned} \quad (25)$$

这样基于 NN 相互作用的 CD-Bonn 模型, 考虑核子质量分裂的影响, 就可以计算单态的 CSB 效应和 NN 散射相移, 结果如表4所示. 其中“ $2\pi$ ”表示所有  $2\pi$  贡献之和, “ $\pi\rho$ ”表示所有  $\pi\rho$  贡献之和.

CSB 效应主要由  $2\pi$  交换图贡献, 特别是  $N\Delta$  中

间态贡献最大. 而 OBE 图的贡献极小. 单态散射长度 CSB 差的测量值可完全由核子的质量分裂来解释. 相移差在  $^1S_0$  态最大, 低能时尤其显著. CSB 效应对应于较高分波的相移影响很小.

表4 CD-Bonn 势中的 CSB 效应

	$\Delta a_{\text{CSB}}/\text{fm}$	$\Delta r_{\text{CSB}}/\text{fm}$	$\Delta\delta_{\text{CSB}}/(\text{^\circ})$
核子动能	0.246	0.004	0.287
OBE	0.013	0.001	0.015
$2\pi$	2.888	0.055	3.417
$\pi\rho$	-1.537	-0.031	-1.856
$\pi\omega + \pi\nu$	-0.034	-0.001	-0.041
总计	1.575	0.027	1.822

## 5 小结与展望

本文简单回顾了现代 NN 势的新发展, 并对典型的 Argonne  $v_{18}$  势和 CD-Bonn 势作了适当的介绍. 现代 NN 势为从夸克和胶子层次研究核子的相互作用提供了可比较的判据; 也为各种核多体理论计算提供了更优越的输入量. Argonne  $v_{18}$  势是包含单  $\pi$  交换的半唯象势, 由 18 个自旋、同位旋和轨道角动量算符与多种径向函数的乘积组合构成. 这些径向函数不仅包含单  $\pi$  交换成分, 还包含一个参数化的短程部分. 这样 Argonne  $v_{18}$  势可以分为 14 个算符的电荷无关部分和 3 个算符的电荷相关部分以及 1 个算符的电荷反对称部分, 还包括一个完整的电磁势. 由于结构上的简单性, Argonne  $v_{18}$  势适于大多数核物理问题的计算<sup>[22]</sup>. CD-Bonn 势基于相对论介子交换模型, 不能写为定域势函数的形式, 通常用分波表示比较方便. Argonne  $v_{18}$  势和 CD-Bonn 势都是现代的高精度 NN 相互作用势, 在各自适用范围内预言的散射相移几乎一致. 但它们的数学结构却很不相同. 另外, 一种新形式的 CD-Bonn 势(CD-Bonn 99) 已见于近期文献[23].

构造高质量新 NN 势的主要动机是近年来多体计算方面的巨大进步, 例如量子 Monte Carlo 方法等. 10 年来计算机技术发展极为迅速, 使许多复杂计算成为可能, 我们可以在 NN 相互作用的层次上进一步理解核物质结构. 高精度的计算需要更准确的势模型. 这也使研究核多体系统中微弱的 CIB 和 CSB 效应成为可能.

作为研究核多体问题的一个例子, 图5显示了

在核介质中的中子有效质量的 Brueckner-Hartree-Fock (BHF) 计算结果, 其中采用了各种不同的现代势模型<sup>[24]</sup>. 这些势模型的预言都很相似, 尤其是在  $k_F$  以下的区域. 图5中还包含了更新的 Nijm I 和 Nijm II 势. Nijm I 是 Reid 类型的非定域势, 对于  $J \leq 4$  的低分波分别参数化. Nijm II 是 Reid 类型的定域势, 不显含任何动量相关项. 这两种势都可符合 NN 散射数据,  $X_{\min}^2/N_{\text{data}} = 1.03$ . 另外, Reid 93 是 Reid 势的规则化形式, 给出同样好的结果  $X_{\min}^2/N_{\text{data}} = 1.03$ .

现代 NN 势可用于各种核物理计算, 精度更高. 例如在文献[25]中采用不同的现代 NN 势分析了质子-质子弹性散射中的自旋变量. 计算结果与最新 350 MeV 数据的比较见图6. 可以看到对于分

辨本领  $A_y$  和自旋关联系数  $A_{xx}$ ,  $A_{yy}$  和  $A_{zz}$ , 现代势理论计算与实验结果非常地一致.

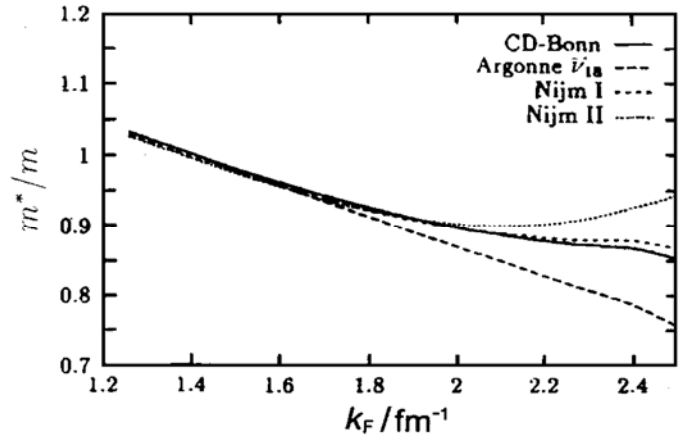


图5 用 BHF 方法由各种相互作用势计算出的有效质量

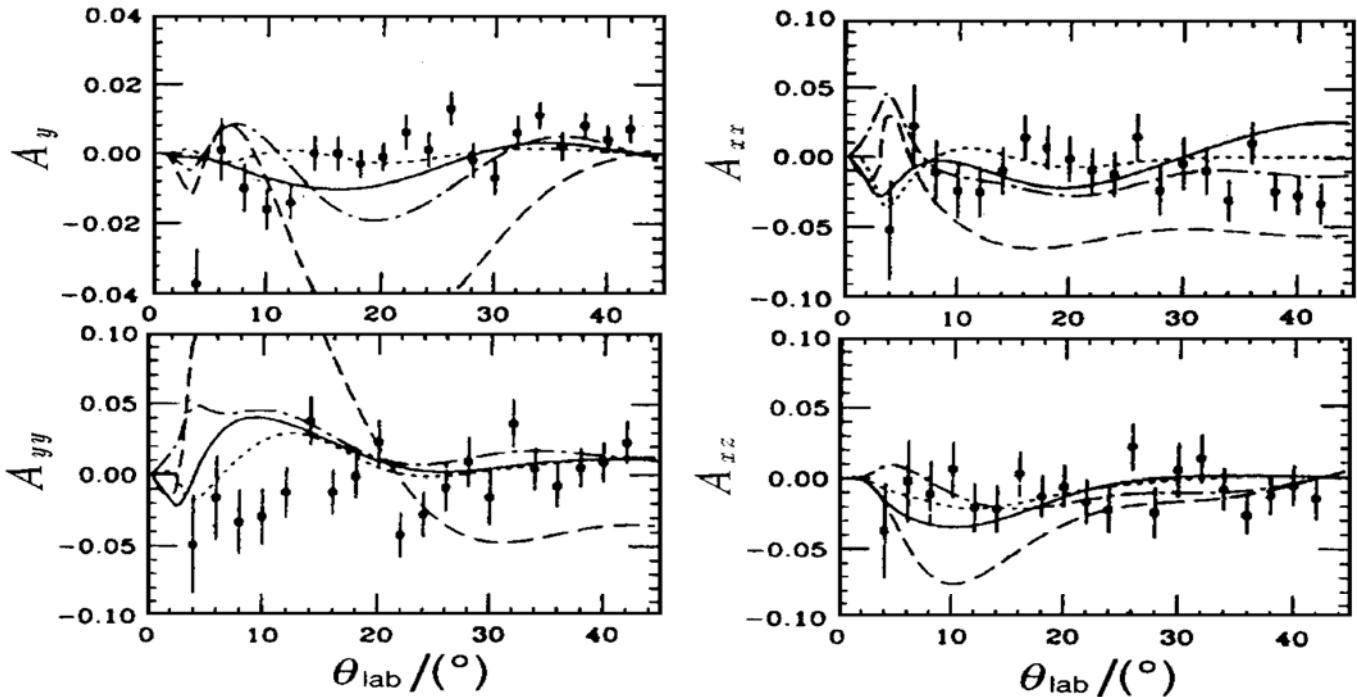


图6 350 MeV 处自旋测量值与 NN 势计算值的比较

Reid 93 势(点线)、Argonne  $v_{18}$  势(点划线)、CD-Bonn 势(实线)和 Paris 势(虚线).

NN 相互作用的势模型仍然是一个活跃的领域. 过去几年已经建立了一系列新的同位旋相关的高精度 NN 势. 但是, 还有一系列问题需要探讨, 如:  $\pi$ NN 耦合常数是否也应电荷相关? NN 势的电荷相关性对核物质或有限核的性质有什么影响? 为什么由 Argonne  $v_{18}$  和 CD-Bonn 势计算出的氘核电四极矩都明显地小于实验值? 如何处理非定域性、相对论性和核子多体力仍是尚未解决的问题. 更重要的是, 还需要把 NN 相互作用的微观起源与强子结构和 QCD 更紧密地联系起来. 原始的 Bonn 势和

CD-Bonn 势都不能满足手征对称性的要求, 这不符合 QCD 的基本精神.

现代 NN 相互作用势的程序或数据很容易得到. 联系下列地址可以得到 Argonne  $v_{18}$  势的数值: [vstoks@physics.adelaide.edu.au](mailto:vstoks@physics.adelaide.edu.au). Nijmegen 势(包括 Nijm I, Nijm II 和 Nijm 93 以及规则化的 Reid 93 势, 组态空间和动量空间)的计算程序可以通过匿名 FTP 从 [thef-nym.sci.kun.nl](http://thef-nym.sci.kun.nl) 得到. CD-Bonn 势数据可通过 SAID 交互系统获得: TELNET 到站点

clsaid.phys.vt.edu, 以用户名 said 登录, 不需要密码.

## 参 考 文 献:

- [ 1 ] Hamada T, Johnston I D. A Potential Model Representation of Two-nucleon Data below 315 MeV [J]. Nucl Phys, 1962, 34: 383~ 403.
- [ 2 ] Lassila K E, Hsu M H, JR. Note on a Nucleon-nucleon Potential [J]. Phys Rev, 1962, 126: 881~ 882.
- [ 3 ] Reid R V Jr. Local Phenomenological Nucleon-nucleon Potentials [J]. Ann Phys(NY), 1968, 50: 411~ 448.
- [ 4 ] Brown G E, Jackson A D. The Nucleon-nucleon Interaction. North Holland, Amsterdam, 1976.
- [ 5 ] Cottingham W N, Lacombe M, Loiseau B *et al.* Nucleon-nucleon Interaction from Pion-nucleon Phase-shift Analysis [J]. Phys Rev, 1973, D8: 800~ 819.
- [ 6 ] Lacombe M, Loiseau B, Richard J M *et al.* New Semiphenomenological Soft-core and Velocity-dependent Nucleon-nucleon Potential [J]. Phys Rev, 1975, D12: 1 495 ~ 1 498.
- [ 7 ] Durso J W, Saarela Nordita M, Brown G E *et al.* Isobars, Transition Potentials and Short-range Repulsion in the Nucleon-nucleon Interaction [J]. Nucl Phys, 1977, A278: 445~ 476.
- [ 8 ] Holinde K. Two-nucleon Forces and Nuclear Matter [J]. Phys Rep, 1981, 68: 121~ 188.
- [ 9 ] Lagaris I E, Pandharipande V R. Phenomenological Two-nucleon Interaction Operator [J]. Nucl Phys, 1981, A359: 331~ 348.
- [ 10 ] Wiringa R B, Smith R A, Ainsworth T L. Nucleon-nucleon Potentials with and without  $\Delta(1232)$  Degrees of Freedom [J]. Phys Rev, 1984, C29: 1 207~ 1 221.
- [ 11 ] Nagels M M, Rijken T A, Deswart J J. Low-energy Nucleon-nucleon Potential from Regge-pole Theory [J]. Phys Rev, 1978, D17: 768~ 776.
- [ 12 ] Lacombe M, Loiseau B, Richard J M *et al.* Parametrization of the Paris N-N Potential [J]. Phys Rev, 1980, C21: 861~ 873.
- [ 13 ] Machleidt R, Holinde K, Elster Ch. The Bonn Meson-exchange Model for the Nucleon-nucleon Interaction [J]. Phys Rep, 1987, 149: 1~ 89.
- [ 14 ] Machleidt R. Adv. Nucl Phys, 1989, 19: 189.
- [ 15 ] Wiringa R B, Stoks V G J, Schiavilla R. Accurate Nucleon-nucleon Potential with Charge-independence Breaking [J]. Phys Rev, 1995, C51: 38~ 51.
- [ 16 ] Stoks V G J, Klomp R A M, Terheggen C P F *et al.* Construction of High-quality NN Potential Models [J]. Phys Rev, 1994, C49: 2 950~ 2 962.
- [ 17 ] Stoks V G J, Klomp R A M, Rentmeester M C M *et al.* Partial-wave Analysis of all Nucleon-nucleon Scattering Data below 350 MeV [J]. Phys Rev. 1993. C48: 792~ 815; Stoks V G J, Klomp R A M, Terheggen C P F *et al.* Construction of High-quality N N Potential Models [J]. Phys Rev, 1994, C49: 2 950 ~ 2 962.
- [ 18 ] Machleidt R, Sammarruca F, Song Y. Nonlocal Nature of the Nuclear Force and Its Impact on Nuclear Structure [J]. Phys Rev, 1996, C53: 1 483~ 1 487.
- [ 19 ] Jäde L, Von Geramb H V. Nucleon-nucleon Scattering Observables from Solitary Boson Exchange Potential [J]. Phys Rev, 1998, C57: 496~ 506.
- [ 20 ] Li G Q, Machleidt R. Charge Asymmetry of the Nucleon-nucleon Interaction [J]. Phys Rev, 1998, C58: 1 393~ 1 402.
- [ 21 ] Li G Q, Machleidt R. Charge Dependence of the Nucleon-nucleon Interaction [J]. Phys Rev, 1998, C58: 3 153~ 3 162.
- [ 22 ] Wiringa R B. Proceedings of International Workshop, Philadelphia, April 1996. Ed: Pan X, Feng D, Vallieres M. Springer-Verlag, 1997, 1~ 24.
- [ 23 ] Hüber D, Friar J L. The  $A_7$  Puzzle and the Nuclear Force [J]. Phys Rev, 1998, C58: 674~ 685.
- [ 24 ] Baldo M, Elgar  $\Phi$   $\Phi$ , Engvik L *et al.*  ${}^3P_2$ - ${}^3F_2$  Pairing in Neutron Matter with Modern Nucleon-nucleon Potentials [J]. Phys Rev, 1998, C58: 1 921~ 1 928.
- [ 25 ] Przewoski B V, Rathmann F, Dezarn W A *et al.* Proton-proton Analyzing Power and Spin Correlation Measurements between 250 and 450 MeV at  $7^\circ \leq \theta_{c.m.} \leq 90^\circ$  with an Internal Target in a Storage Ring [J]. Phys Rev, 1998, C58: 1 897~ 1 920.

## Modern Nucleon-nucleon Potential\*

Li Lei<sup>1</sup>, Ning Ping-zhi<sup>1,2</sup>

1 (Department of Physics, Nankai University, Tianjin 300071, China)

2 (Institute of Theoretical Physics, the Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China)

**Abstract:** Nucleon-nucleon interaction is the key point of nuclear physics, bridging the gap between QCD and the effective interaction appropriate for nuclear many-body calculations. The older potential models are no longer suitable for describing the present set of more numerous and much more accurate experimental data

\* **Foundation item:** NSFC (19875026); the China Doctoral Program Foundation of Institution of Higher Education (97005518).



without refitting the parameters.

In 1990s, both older (classical) phenomenological potentials and meson-exchange potentials have already had revisions and updates, denoted by Argonne  $v_{18}$ , Reid 93, Nijm 94, CD-Bonn etc, respectively. In this work, we briefly reviewed these modern nucleon-nucleon potentials, emphasizing the role of isospin dependence.

According to current understanding, the charge-independence-breaking (CIB) and charge-symmetry-breaking (CSB) of the nucleon-nucleon interaction is due to the differences between the up and down quark masses and electromagnetic interaction. CSB and CIB of the new Argonne  $v_{18}$  and of the CD-Bonn, were discussed here in more detail.

**Key words:** nucleon-nucleon potentials; charge independent broken; charge symmetry broken