第25卷 第4期 物理学报 Vol. 25, No. 4
1976年7月 ACTA PHYSICA SINICA July, 1976

介子态的对振动模型*

倪光炯
(复旦大学物理二系)

1961年 Nambu 和 Jona-Lasinio 曾提出一种基本粒子的超导理论[1]，他们注意到 Dirac 方程和超导方程之间的相似性，指出电子质量可能来源于无质量的裸费米子之间的对相互作用．在本文中，我们进一步讨论重子的“超导”模型，并将核物理中的 Bés 和 Broglia “对振动”模型[2]移植过来，讨论由正、反重子对相干激发而形成的“对振动”介子态．

真空具有无限多的自由度，每一种基本粒子都被看作是一种特定方式的“真空激发”，它们都是不纯的．例如以质子来说，首先考虑存在四种无质量的“涡质子”(Heli-proton)，通过各种动量的正和反、左旋和右旋涡质子之间的对相互作用，形成涡质子的关联真空，在此“本底”上的准粒子激发态，叫做一个“裸质子”(bare-proton)，对关联的能隙便表现为裸质子的质量 m_p．第二步，我们考虑每个真实的物理重子都伴随着其它正、反重子对的激发，即把一切裸重子间的强相互作用简化成正、反裸重子对之间的激发转移过程，则裸重子便获得附加的质量而变为物理重子，新的准粒子真空 $|0\rangle'$（代替裸重子真空 $|0\rangle$）中存在着无数看不见的正、反裸重子对，物理重子乃是这本底上的一个准粒子激发态．在以上两步中，我们两次利用 Bogoliubov-Valatin 准粒子变换方法，如在第二步时，令

$$\begin{aligned} \alpha_\nu^\dagger &= U_\nu C_\nu^\dagger - V_\nu C_{\tilde{\nu}}, \\ \alpha_{\tilde{\nu}} &= U_\nu C_{\tilde{\nu}} + V_\nu C_\nu^\dagger. \end{aligned} \tag{1}$$

上式中指标 $\nu(>0)$ 代表 (B, S, I, I_3, J, J_3) 各量子数，$\tilde{\nu}$ 则代表 $(-B, -S, I, -I_3, J, -J_3)$ 各量子数，$C_\nu^\dagger$ 为裸重子的产生算符，$\alpha_\nu^\dagger$ 为物理重子的产生算符，U_ν 和 V_ν 由 (1) 式代入对相互作用哈密顿量

$$H_p = -G \sum_{\nu\nu'} C_\nu^\dagger C_{\tilde{\nu}}^\dagger C_{\tilde{\nu}'} C_{\nu'} \tag{2}$$

后使准粒子真空能量为极小而决定之，结果是熟知的：

$$\begin{aligned} U_\nu^2 &= \frac{1}{2}\left(1 + \frac{\varepsilon_\nu}{\sqrt{\varepsilon_\nu^2 + \Delta^2}}\right), \\ V_\nu^2 &= \frac{1}{2}\left(1 - \frac{\varepsilon_\nu}{\sqrt{\varepsilon_\nu^2 + \Delta^2}}\right). \end{aligned} \tag{3}$$

这里能隙

$$\Delta = G \sum_\nu U_\nu V_\nu \tag{4}$$

决定于方程

$$\frac{2}{G} = \sum_\nu \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_\nu^2 + \Delta^2}}, \tag{5}$$

* 1975年2月4日收到．

其中 $\varepsilon_\nu = m_i$ 是裸重子质量(以能量为单位)，i 代表 (B, S, I, J) 各量子数，而准粒子能量

$$E_\nu = (\varepsilon_\nu^2 + \Delta^2)^{1/2} \tag{6}$$

直接同实测重子质量 M_i 等同起来.

需要说明，(2)式以后的对 ν 累和已开拓到 $\nu < 0$ 区域，其中定义 $\varepsilon_{-\nu} = -\varepsilon_\nu$，$C_{-\nu}^\dagger = C_{\bar{\nu}}$，$C_{-\bar{\nu}} = C_\nu^\dagger$，$U_{-\nu} = V_\nu$，$V_{-\nu} = U_\nu$，故 (2) 式对应之费曼图如图 1 所示.

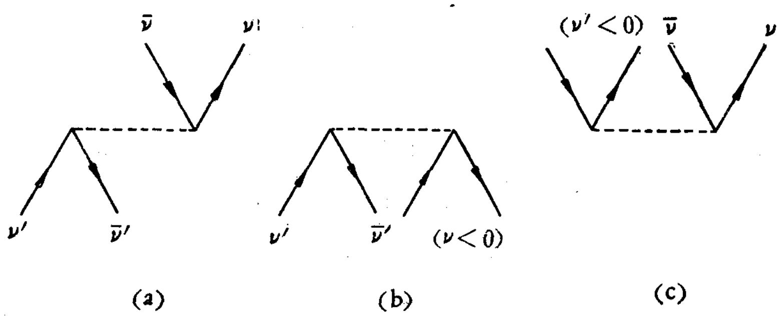

图 1　裸重子对之间的对相互作用费曼图

图 1(b) 和 1(c) 在核物理中是没有的，因为它们要破坏粒子数守恒，而现在的“对”由正、反重子组成，所以不发生这个问题. 由于同一理由，在核物理中逐渐废弃不用的准粒子变换 (1) 式，现在却获得了新的生命.

准粒子已经把 (2) 式表示的对相互作用吸收了相当一部分到它的内部，但它们之间还有剩余对关联作用，因而造成“重子对”的相干激发(振动)，如定义“准粒子对”产生算符

$$q_\nu^\dagger = \alpha_\nu^\dagger \alpha_{\bar{\nu}}^\dagger, \tag{7}$$

则它们近似地服从玻色子对易关系

$$[q_\nu, q_{\nu'}^\dagger] = \delta_{\nu\nu'}. \tag{8}$$

再引进“声子”产生算符

$$Q_n^\dagger = \sum_\nu (a_{n\nu} q_\nu^\dagger + b_{n\nu} q_\nu) \tag{9}$$

它作用在关联基态 (即极化真空) $|\tilde{o}\rangle$ 上产生一“对振动”态:

$$Q_n^\dagger |\tilde{o}\rangle = |n\rangle. \tag{10}$$

于是用 RPA 方法可求出最低振动态的能量为

$$W_1 = 2\Delta. \tag{11}$$

其余激发态能量 W_n 由方程

$$\sum_\nu \frac{1}{E_\nu(4E_\nu^2 - W_n^2)} = 0 \tag{12}$$

决定，对应于每一个 W_n，(9) 式中的系数为

$$a_{n\nu} = \Lambda_n \frac{\varepsilon_\nu}{E_\nu(2E_\nu - W_n)}, \quad b_{n\nu} = -\Lambda_n \frac{\varepsilon_\nu}{E_\nu(2E_\nu + W_n)}, \tag{13}$$

其中

$$\Lambda_n = \frac{1}{2}\left[\sum_\nu \frac{2\varepsilon_\nu^2 W_n}{E_\nu(4E_\nu^2 - W_n^2)^2}\right]^{-1/2}. \tag{14}$$

具体计算时，考虑到同一 i 而 I_3, J_3 不同的状态能量简并，(12) 式可换为

$$\sum_i \frac{\Omega_i}{M_i(4M_i^2 - W_n^2)} = 0, \tag{15}$$

式中

$$\Omega_i = (2I_i + 1)(2J_i + 1). \tag{16}$$

以上算出的介子态，量子数 $I^G[J^P]C_n$ 必定是 $0^+[0^-]^+$，质量在 $2M_p$ 以下的这种介子有三个：$\eta(549)$, $\eta'(958)$ 和 E(1420)，前二者可纳入 $SU(3)$ 分类，我们假定它们是传递对相互作用(图 1 中虚线所示)的基本介子，而把 E(1420) 同最低振动态联系起来，即 $W_1 = 2\Delta = M_E = 1416$ MeV，利用这个 Δ 值可以估计 $W_n > 2M_p$ 的各振动态(统称为 η 振动态)的衰变几率．很有趣的是，由于激发的相干性，(13)式中 $a_{n\nu}$ 的符号在 W_n 的两侧发生突变，我们可以引进一个稳定因子 S_n 来粗略地估计这一介子态寿命增长(衰变受抑制)的程度．

$$S_n = \frac{B_n}{A_n},\ B_n = W_n \sum_i \frac{(M_i^2 - \Delta^2)\Omega_i}{M_i(4M_i^2 - W_n^2)^2},\ A_n = \left| \sum_i \frac{\sqrt{M_i^2 - \Delta^2}\,\Omega_i^{1/2}}{2M_i(2M_i - W_n)} \right|^2. \tag{17}$$

类似的方法可以推广到其它量子数的介子态，我们假定：$\rho(770)$ 是基本的 $1^+[1^-]^-$ 介子，而 $\rho'(1600)$ 是最低 "振动态"；$\omega(783)$ 和 $\phi(1019)$ 是基本的 $0^-[1^-]^-$ 介子，而 $\omega(1675)$ 是最低"振动态"，这样也能在不引入可调参数的情况下计算各"ρ 振动态" 和 "ω 振动态"的能量 W，并估计相应的稳定因子 S.

表 1 的计算中输入了重子表中全部 (45 个) 质量数据，而表 2 中则只取明确位于

表 1

η 态			ρ 态			ω 态		
W(MeV)	S	Γ(MeV)	W(MeV)	S	Γ(MeV)	W(MeV)	S	Γ(MeV)
1416	0.0104	60	1600	0.0166	500	1664	0.0199	141
1910	0.519	1.2	2009	0.0626		2029	0.0495	
2239	29.7	0.021	2284	0.287		2288	0.231	
2400	56.2	0.011	2423	0.650		2424	0.553	
2538	0.33	1.9	2539	0.244		2544	0.205	
2653	8.79	0.071	2679	0.439		2682	0.361	
2798	0.73	0.85	2788	2.82		2788	2.44	
2830	3.94	0.16	2859	0.459		2862	0.387	
2950	562	0.0011	2963	1.29		2964	1.08	
3112	57.1	0.011	3165	0.356	23.3	3169	3.09	0.91
3458	55.2	0.011	3478	1.67		3478	1.52	
3590	16.7	0.037	3603	1.79		3604	1.61	
3686	5.46	0.11	3707	3.49	2.38	3707	3.18	0.88
3734	3.05	0.20	3762	2.33		3763	2.12	
3800	12.5	0.050	3803	3.66		3803	3.26	
3854	277	0.0022	3862	4.28		3862	3.82	
4031	3574	0.00017	4047	3.22		4048	2.97	
4187	2.54	0.24	4185	2.33		4186	2.17	
4335	12.6	0.049	4359	1.25		4360	1.18	
4417	1479	0.00042	4426	2.61		4426	2.40	
			4488	3.66		4488	3.36	
4669			4683	1.62		4683	1.52	

表 2

η'	态	ρ'	态	ω'	态
W'(MeV)	S'	W'(MeV)	S'	W'(MeV)	S'
1416	0.0156	1600	0.0297	1664	0.0356
1919	0.678	2032	0.109	2053	0.0911
2241	13.9	2295	0.497	2299	0.404
2402	2769	2429	1.28	2430	1.08
2561	0.459	2562	0.458	2566	0.398
2664	8.69	2700	0.671	2703	0.567
2802	1.01	2791	5.69	2791	4.84
2867	1.51	2927	4.13	2931	0.359
3152	4.25	3231	4.09	3236	0.362
3500	13.6	3574	0.726	3576	0.659
3688	5	3784	0.824	3786	0.748
3848	729	3857	4.07	3858	3.50
4010	23.5	4036	1.99	4037	1.82
4176	1.89	4175	1.85	4176	1.69
4302	11.7	4349	1.24	4350	1.14

Regge 轨迹上的 30 个重子数据.

以上计算于 1974 年底即已完成，当时曾希望去解释刚在实验中发现的 3095 和 3684 二个狭共振态，因此我们还由 S 值、用 $E(1420)$ 的实测 Γ 值估计了 $\eta(3112)$ 等对振动态的衰变宽度 Γ 的下限，从尔后的实验报道看，我们的尝试是失败了[1)]. 但最近在 ($\bar{\mathrm{p}}$ n) 湮灭中又发现了新的狭共振[3]，一个是 $M = 1897$ MeV, $\Gamma = 25$ MeV, 另一个在 1974 年即已在 ($\bar{\mathrm{p}}$ p) 和 ($\bar{\mathrm{p}}$ d) 反应中判定为 $M = 1932$ MeV, $\Gamma \sim 9$ MeV[4]，最近被认为是 (N$\bar{\mathrm{N}}$) 的共振态[5]. 因此我们猜测，本文预告的各种对振动介子态，也许要在 ($\bar{\mathrm{p}}$ p), ($\bar{\mathrm{p}}$ d) 等碰撞中，才会系统地出现.

本文全部理论都满足时空反演不变性，但指新的意义而言[6]，这种不变性是狭义相对论的本质所在.

参　考　文　献

[1] Y. Nambu, G. Jona-Lasinio, *Phys. Rev.*, **122** (1961), 345.
[2] D. R. Bés, R. A. Broglia, *Nucl. Phys.*, **80** (1966), 289.
[3] T. E. Kologeropoulos, G. S. Tzanakos, *Phys. Rev. Lett.*, **34** (1975), 1047.
[4] A. S. Carroll *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **32** (1974), 247.
[5] D. Weingarten, S. Okubo, *Phys. Rev. Lett.* **34** (1975), 1201.
[6] 倪光炯，空间-时间反演和正反粒子的关系，《复旦学报》(自然科学版)，1974 年，3—4 期，125 页.

THE PAIRING VIBRATION MODEL OF MESON STATES

NI GUANG-JIONG

(Second Department of Physics, Fudan University)

1) 从 e^+e^- 碰撞，要经过虚光子、矢介子和重子对，才能与对振动态耦合，所以截面很小.