

核类似铜酸盐超导模型的 $su_s(1,1) \oplus su_d(1,1)$ 代数结构*

金硕^{1)†} 解炳昊²⁾ 张宏标³⁾

1) (北京航空航天大学物理科学与核能工程学院物理系, 北京 100191)

2) (北京信息科技大学理学院, 北京 100192)

3) (东北师范大学物理学院, 长春 130024)

(2011 年 1 月 18 日收到; 2011 年 5 月 14 日收到修改稿)

由 Iachello 提出的核类似铜酸盐超导模型具有 $su(3)$ 代数结构, 其平均场近似下的 Hamilton 量可以写成 $su(3)$ 生成元的线性组合. 通过代数生成元的实现, 该模型约化的 Hamilton 量具有 $su_s(1,1) \oplus su_d(1,1)$ 代数结构, 利用相干算子 $U(\theta, \phi)$ 的么正变换, 可得到系统约化 Hamilton 量的能隙方程及本征值, 发现应用不同代数结构求解会得到不同侧重点的分析结果.

关键词: 核类似铜酸盐超导模型, 代数对角化, 能隙方程, 本征值

PACS: 03.65.Fd, 05.30.Jp

1 引言

1911 年 Kamerlingh Onnes 发现了低温超导体之后, 人类对于超导电性理论 (或微观机理) 以及超导技术的研究热情, 历经百年不衰, 并经历了 BCS 理论 (Bardeen-Cooper-Schrieffer theory)、超导技术应用、超导技术开发三个阶段. 自 1986 年发现高温超导体以来, 其微观机理问题的探索便成为国内外物理学界最令人感兴趣的问题之一 [1–6]. 1995 年, 高温铜氧化物的发现者 Müller^[7] 曾指出, 要判断高温超导电性的微观机制, 首先应确定超导序参量的对称性. 他分析了角分辨光电发射、穿透深度和 Josephson 效应等实验, 从实验角度论证了高温铜氧化物超导体的序参量是各向异性, 应是 $d + s$ 混合波对称性, 这引发了众多科研工作者对此问题的极大兴趣 [8–12].

在 2002 年, Iachello^[9] 提出一种核类似的铜酸盐超导模型, 并指出该模型的基本成分为存在于表

面二维 Fermi 系统的 s - d 波对中, 这个模型具有的特性与 Müller 在实验基础上的分析特性一致, 并研究了 $su(3)$ 子代数的 $u(1) \otimes u(2)$ 和 $so(3)$ 情况下的解析解, 这分别对应于忽略了 s - d 波之间的相互作用强度 v_2 和其取特殊值的情况. 在文献 [11] 中, 我们对于约化 Hamilton 量 $su(3)$ 代数结构进行分析, 使得相似变换后的 Hamilton 量中非嘉当部分为零, 从而得到超出 $u(1) \otimes u(2)$ 和 $so(3)$ 代数情况下的本征值, 利用代数对角化方法在全代数结构下寻求到了新的最低能级, 并分析给出 s - d 波相干项对于系统能谱的影响. 近期国内外高温超导实验小组在单晶 LSCO ($\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$) 中发现存在两个甚至多个超导能隙, 其中较大的一侧对应 d 波的对称, 另外较小一侧对应 s 波的对称 [13,14], 而在外加磁场的情况下, 会有 T_c 向本征相的回归和抗磁信号的重组现象 [15], 即 s 波成分被杀掉的情况出现. 这些都印证了 Iachello 提出模型的正确性, 同时也需要得到有关 s 波和 d 波能隙方程的相关信

* 北京市自然科学基金 (批准号: 1072010) 和中央高校基本科研业务费专项资金 (批准号: YWF-11-03-Q-080) 资助的课题.

† E-mail: jinshuo@buaa.edu.cn

息. 由于文献 [11] 的工作对于 $su(3)$ 代数结构的分析只能在相似变换下得到系统的本征值, 以非么正变换为代价分析相干项因子的影响, 并不能得到有关本征态的形式. 在本文中, 我们将仍以核类似铜酸盐超导模型为研究对象, 首先将其 Hamilton 量写成 $su_s(1,1) \oplus su_d(1,1)$ 代数生成元的组合, 之后进行平均场近似得到约化后的 Hamilton 量, 使其变为 $su_s(1,1) \oplus su_d(1,1)$ 代数生成元的线性组合, 利用代数对角化方法, 得到约化 Hamilton 量的能隙方程和本征能量, 并给出不同代数结构求解途径对于该模型物理结果分析的影响.

2 模型的代数对称性和约化 Hamilton

文献 [9] 中 Iachello 给出的核类似铜酸盐超导模型做映射, 可得其 Bose-Hamilton 量形式为

$$\begin{aligned} H = & \varepsilon_s(s^\dagger s) + \varepsilon_d(d_+^\dagger d_+ + d_-^\dagger d_-) + \mu_0(s^\dagger s^\dagger ss) \\ & + \mu_2(d_+^\dagger d_+^\dagger d_+ d_+ + d_-^\dagger d_-^\dagger d_- d_-) \\ & + \mu'_2(d_+^\dagger d_+^\dagger d_- d_+) \\ & + v_0(d_+^\dagger d_+ + d_-^\dagger d_-)(s^\dagger s) \\ & + v_2(d_+^\dagger d_-^\dagger ss + s^\dagger s^\dagger d_+ d_-), \end{aligned} \quad (1)$$

其中 $\varepsilon_s, \varepsilon_d$ 代表单个玻色子的能量, $\mu_0, \mu_2, \mu'_2, v_0, v_2$ 代表玻色子和玻色子之间的作用强度. s 和 $d_\pm$ 算子的产生、湮灭算子分别由 $s^\dagger, s$ 和 $d_\pm^\dagger, d_\pm$ 表示, 它们满足玻色子的对易关系:

$$[s, s^\dagger] = 1, [s, d_\mu^\dagger] = 0, [d_\mu, d_{\mu'}^\dagger] = \delta_{\mu\mu'}, \mu, \mu' = \pm. \quad (2)$$

如果利用上述产生、湮灭算符构造代数生成元:

$$\begin{aligned} I_+ &= d_-^\dagger d_+, I_- = d_+^\dagger d_-, U_+ = d_+^\dagger s, \\ U_- &= s^\dagger d_+, V_+ = s^\dagger d_-, V_- = d_-^\dagger s, \\ I_3 &= \frac{1}{2}(n_{d_-} - n_{d_+}), I_8 = \frac{1}{3}(n_{d_-} + n_{d_+} - 2n_s), \end{aligned} \quad (3)$$

其中

$$n_s = s^\dagger s, n_d = n_{d_-} + n_{d_+} = d_+^\dagger d_+ + d_-^\dagger d_-, \quad (4)$$

则可证明, 在关系式 (2) 的基础上, 集合 $\{I_\pm, U_\pm, V_\pm, I_3, I_8\}$ 满足 $su(3)$ 李代数的对易关系 [11].

我们定义

$$S_+ = \frac{1}{2}(s^\dagger)^2, S_- = \frac{1}{2}(s)^2, S_3 = \frac{1}{2}\left(s^\dagger s + \frac{1}{2}\right), \quad (5)$$

因为玻色子对易关系 (2), 上述生成元满足对易关系

$$[S_+, S_-] = -2S_3, [S_3, S_\pm] = \pm S_\pm. \quad (6)$$

同时定义

$$\begin{aligned} D_+ &= d_+^\dagger d_-^\dagger, D_- = d_+ d_-, \\ D_3 &= \frac{1}{2}(d_+^\dagger d_+ + d_-^\dagger d_- + 1), \end{aligned} \quad (7)$$

同样根据玻色子对易关系 (2), 它们的对易关系为

$$[D_+, D_-] = -2D_3, [D_3, D_\pm] = \pm D_\pm. \quad (8)$$

根据上述关系式 (6) 和 (8) 式, 可定义集合 $\{S_\alpha, \alpha = \pm, 3\}$ 和 $\{D_\alpha, \alpha = \pm, 3\}$ 分别为 $su_s(1,1)$ 和 $su_d(1,1)$ 代数, S_3, D_3 分别为两个代数的嘉当部分.

此外, 系统守恒量 [9] 可表示为

$$L = d_+^\dagger d_+ - d_-^\dagger d_-. \quad (9)$$

因此系统 Hamilton 量 (1) 可以重新表示为

$$\begin{aligned} H = & \alpha S_3 + \beta D_3 + \gamma S_3^2 + \rho D_3^2 + \sigma S_3 D_3 \\ & + \tau(S_+ D_- + S_- D_+) + \eta L^2 + E_*, \end{aligned} \quad (10)$$

其中的系数为玻色子作用强度的组合:

$$\begin{cases} \alpha = 2(\varepsilon_s - 2\mu_0 - \nu_0), \\ \beta = 2\left(\varepsilon_d - 2\mu_2 - \mu'_2 - \frac{1}{2}\nu_0\right), \\ \rho = 2(\mu_2 + \mu'_2), \\ \sigma = 4\nu_0, \gamma = 4\mu_0, \tau = 2\nu_0, \\ \eta = \frac{1}{2}(\mu_2 - \mu'_2), \\ E_* = \frac{1}{2}\varepsilon_s - \varepsilon_d + \frac{3}{4}\mu_0 + \frac{3}{2}\mu_2 + \frac{1}{2}\mu'_2 + \frac{1}{2}\nu_0. \end{cases} \quad (11)$$

利用平均场近似的程序 [16], 如 AB 双线性算子可以按照以下形式进行线性化,

$$AB \simeq A\langle B \rangle + \langle A \rangle B - \langle A \rangle \langle B \rangle, \quad (12)$$

上式满足了 $(A - \langle A \rangle)(B - \langle B \rangle) = 0$ 的假定条件. 由此得到了核类似铜酸盐超导模型约化后的 Hamilton 量:

$$H_{\text{re}} = H_0 + E'_*, \quad (13)$$

其中

$$\begin{cases} H_0 = H_s + H_d, \\ H_s = \lambda S_3 + \Delta_d^- S_+ + \Delta_d^+ S_-, \\ H_d = \xi D_3 + \Delta_s^- D_+ + \Delta_s^+ D_- + \eta L^2, \\ E'_* = E_* - \gamma \langle S_3 \rangle^2 - \rho \langle D_3 \rangle^2 - \sigma \langle S_3 \rangle \langle D_3 \rangle \\ \quad - \tau (\langle S_+ \rangle \langle D_- \rangle + \langle S_- \rangle \langle D_+ \rangle), \end{cases} \quad (14)$$

H_s 和 H_d 分别是 $su_s(1,1)$ 和 $su_d(1,1)$ 代数生成元的线性组合, $\langle S_\alpha \rangle$ ($\alpha = \pm, 3$) 和 $\langle D_\alpha \rangle$ ($\alpha = \pm, 3$) 为算子的期望值, 可以发现如果系统确定, E'_* 将为数值的组合. (14) 式中的系数分别为

$$\begin{cases} \lambda = \alpha + 2\gamma \langle S_3 \rangle + \sigma \langle D_3 \rangle, \\ \xi = \beta + 2\rho \langle D_3 \rangle + \sigma \langle S_3 \rangle, \\ \Delta_d^\pm = \tau \langle D_\pm \rangle, \\ \Delta_s^\pm = \tau \langle S_\pm \rangle. \end{cases} \quad (15)$$

3 模型约化 Hamilton 量的能隙方程和本征值

在讨论物理模型中, 常常借助一些数学方法帮助讨论. 根据上述简化过程, 我们发现 (13) 式约化 Hamilton 量中的 H_0 是 $su_s(1,1)$ 和 $su_d(1,1)$ 代数生成元的线性组合, 对于系统的对角化过程只需要对角化此部分即可. 为此, 根据标准的李代数理论及对角化程序^[16-23], 如果 H_0 是一个紧致半单李群生成元的线性组合, 那么应用么正变换形式 $U^\dagger H_0 U$ 对 H_0 进行对角化, 令变换后的非嘉当部分为零, 可使之成为嘉当算子的线性组合. 根据普遍的代数对角化程序^[18], 我们引入代数 $su_s(1,1) \oplus su_d(1,1)$ 的相干算子 $U(\theta, \phi) = U_s(\theta)U_d(\phi)$, 其中

$$\begin{cases} U_s(\theta) = \exp\{\theta(S_+ - S_-)\}, \\ U_d(\theta) = \exp\{\phi(D_+ - D_-)\}. \end{cases} \quad (16)$$

$U_s(\theta)$ 为 s 波对的单模压缩算子, 同时也是 $su_s(1,1)$ 代数的相干态算子, $U_d(\phi)$ 为 d 波对的双模压缩算子及 $su_d(1,1)$ 代数的相干态算子, 这里压缩算子中的参数 θ, ϕ 应取为实数. 利用计算公式 $\exp(A)B\exp(-A) = B + [A, B] + \frac{1}{2!}[A, [A, B]] + \dots$, 可以直接得到

$$U^\dagger(\theta, \phi)H_0U(\theta, \phi) = fS_3 + gD_3 + \eta L^2. \quad (17)$$

为了简化结果, 我们取对称的情况, 令 $\Delta_s^\pm = \Delta_s$ 和 $\Delta_d^\pm = \Delta_d$, 进而得到

$$\begin{cases} f = \lambda \cosh(2\theta) + 2\Delta_d \sinh(2\theta) = \sqrt{\lambda^2 - 4\Delta_d^2}, \\ g = \xi \cosh(2\phi) + 2\Delta_s \sinh(2\phi) = \sqrt{\xi^2 - 4\Delta_s^2}, \end{cases} \quad (18)$$

变化后使得非嘉当部分为零而得到的约束条件为

$$\begin{cases} \tanh(2\theta) = -\frac{2\Delta_d}{\lambda}, \\ \tanh(2\phi) = -\frac{2\Delta_s}{\xi}. \end{cases} \quad (19)$$

如果假设约化 Hamilton 量的本征态为

$$|\theta, \phi\rangle = U(\theta, \phi)|p, q, l\rangle = |\theta\rangle|\phi\rangle, \quad (20)$$

其中 $|\theta\rangle = U_s(\theta)|p\rangle$, $|\phi\rangle = U_d(\phi)|q, l\rangle$ 和 $|q, l\rangle$ 分别代表 S_3 的本征态和集合 $\{D_3, L\}$ 共同的本征态. 系统约化 Hamilton 量的本征态即可写为如 (20) 形式的 s 波对相干态和 d 波对相干态的组合. 利用本征态 $|\theta, \phi\rangle$, 我们能够得到以下算子的期望值:

$$\langle \theta, \phi | S_3 | \theta, \phi \rangle = p \cosh(2\theta) = \frac{p\lambda}{\sqrt{\lambda^2 - 4\Delta_d^2}}, \quad (21)$$

$$\langle \theta, \phi | S_\pm | \theta, \phi \rangle = p \sinh(2\theta) = \frac{2p\Delta_d}{\sqrt{\lambda^2 - 4\Delta_d^2}}, \quad (22)$$

$$\langle \theta, \phi | D_3 | \theta, \phi \rangle = q \cosh(2\phi) = \frac{q\xi}{\sqrt{\xi^2 - 4\Delta_s^2}}, \quad (23)$$

$$\langle \theta, \phi | D_\pm | \theta, \phi \rangle = q \sinh(2\phi) = \frac{2q\Delta_s}{\sqrt{\xi^2 - 4\Delta_s^2}}. \quad (24)$$

通过这些力学量的期望值, 根据方程 (15) 即可得到约化系统的能隙方程

$$\begin{cases} \Delta_d = -\frac{2q\tau\Delta_s}{\sqrt{\xi^2 - 4\Delta_s^2}}, \\ \Delta_s = -\frac{2p\tau\Delta_d}{\sqrt{\lambda^2 - 4\Delta_d^2}}, \\ \lambda = \alpha + \frac{2p\gamma\lambda}{\sqrt{\lambda^2 - 4\Delta_d^2}} + \frac{q\sigma\xi}{\sqrt{\xi^2 - 4\Delta_s^2}}, \\ \xi = \beta + \frac{2q\rho\xi}{\sqrt{\xi^2 - 4\Delta_s^2}} + \frac{p\sigma\lambda}{\sqrt{\lambda^2 - 4\Delta_d^2}}. \end{cases} \quad (25)$$

则系统约化 Hamilton 量 H_{re} 的本征值

$$\begin{aligned} E(\theta, \phi) = & E_* + \eta l^2 + p\sqrt{\lambda^2 - 4\Delta_d^2} + q\sqrt{\xi^2 - 4\Delta_s^2} \\ & - \frac{\gamma\lambda^2 p^2}{\lambda^2 - 4\Delta_d^2} - \frac{\rho\xi^2 q^2}{\xi^2 - 4\Delta_s^2} \\ & - \frac{pq(\sigma\lambda\xi + 4\tau\Delta_s\Delta_d)}{\sqrt{(\lambda^2 - 4\Delta_d^2)(\xi^2 - 4\Delta_s^2)}}. \end{aligned} \quad (26)$$

特殊情况下, 考虑一种最简化情况, 当 s - d 波之间没有相干作用时, 即 $v_2 = \tau = 0$ 时, 对

应 $\Delta_s = \Delta_d = 0$ 的情况, 本征能量将退化为

$$E = E_* + \eta l^2 + p\alpha + q\beta + p^2\gamma + q^2\rho + pq\sigma, \quad (27)$$

此情况与文献 [9] 和 [11] 中的讨论一致, 这印证了解 (26) 的合理性. 同时, 从 (25) 式也可以看出, s 波和 d 波的能隙方程与两者相干作用强度 v_2 , 即 τ 有关. 以 (25) 式中 Δ_s 为例, p 代表 s 波组成部分, 当 Δ_d 组分增加时, 分子部分增大, 分母减小, 故 Δ_s 将变小, 这也与实验发现的 d 波组分多于 s 波组分的结果一致. 当然, 我们的结果只是给出了解析的形式, 可根据具体实验数据进行数值模拟计算, 利用能量值和本征值均为正实数的条件, 选取符合物理意义的结果, 在这里不详细举例说明.

需要指出的是, 在文献 [11] 中, 我们选择 $su(3)$ 代数结构作为研究框架, 虽然有 8 个代数生成元, 但只用了 6 个生成元线性表示约化 Hamilton 量, 其中缺少 (3) 式中的 $I_{\pm}$ 项, 而 $I_{\pm}$ 在对角化过程中仍然出现. 其代数对角化变换是相似变化, 而不为么正变换, 即算子的 Hermite 共轭并不与其逆相等, 其本征态为 Fock 压缩态, 分析代数过程时具有只能得到本征能量、不能提供态及能隙方程具体信息的缺点. 而在代数结构分析中, 相干态概念及形式更具有实际的物理应用, 包括计算期望值以及相应的拓扑几何相因子等方面的应用 [18,24,25]. 这些正是我们在本文中选取 $su_s(1,1) \oplus su_d(1,1)$ 代数结构的出发点. 从结果上看, 预期得到不同的侧重研究

结果需要选择不同的代数结构分析来实现, 与此同时, 通过本文讨论可以发现, 在研究某些物理问题时对于模型代数结构的分析并非代数越大越好.

4 结论

本文通过分析核类似酮酸盐超导模型的 Hamilton 量, 发现其具有 $su_s(1,1) \oplus su_d(1,1)$ 的代数结构, 因为 s 波, d 波实现的两套玻色子互相对易, 故可以利用其 6 个代数生成元将系统的约化 Hamilton 量写为两套互相对易 $su(1,1)$ 代数生成元的线性组合形式. 我们利用标准的代数对角化程序, 借助相干算子 $U(\theta, \phi) = U_s(\theta)U_d(\phi)$ 对约化 Hamilton 量进行了么正变换, 得到了约化系统的本征能量 $E(\theta, \phi)$ 和本征态, 该本征值不仅可以退化到没有 s - d 波相干作用情况的能量. 本征能量和本征态中的参数由自洽方程组 (19) 决定, 特别地, 在对角化同时得到了 s 波和 d 波的能隙方程即 (25) 式. 需要指出, 本文中我们只选取 6 个生成元, 其代数框架 $su_s(1,1) \oplus su_d(1,1) \subset su(3)$, 少于 $su(3)$ 代数给出的 8 个生成元个数, 其代数对角化结果也有所不同, 前者代数结构得到了本征值、相干态和能隙方程的相关信息, 而后者主要侧重于能谱的分析. 对待同一物理模型中, 可以根据实际物理研究需要选择合适的代数分析过程.

- [1] Muller K A 2002 *Phil. Mag. Lett.* **82** 279
- [2] Grayson Smith H, Wilhelm J O 1935 *Rev. Mod. Phys.* **4** 237
- [3] Schrieffer J R, Tinkham M 1999 *Rev. Mod. Phys.* **71** S313
- [4] Keller H, Bussmann-Holder A, Muller K A 2008 *Material Today* **11** 38
- [5] Lake B, Rønnow H M, Christensen N B, Aeppli G, Lefmann K, McMorro D F, Vorderwisch P, Smeibid P, MangKorntong N, Sasagawa T, Nohara M, Takagi H, Mason T E 2002 *Nature* **415** 299
- [6] Lee P A, Nagaosa N, Wen X G 2006 *Rev. Mod. Phys.* **78** 17
- [7] Müller K A 1995 *Nature* **377** 133
- [8] Muller K A 2004 *J. Supercond.* **17** 3
- [9] Iachello F 2002 *Phil. Mag. Lett.* **82** 289
- [10] Pan F, Zhang Y, Jin S, Draayer J P, Ge M L, Birman J L 2005 *Phys. Lett. A* **341** 291
- [11] Jin S, Xie B H, Zhang H, Birman J L, Ge M L 2006 *Phil. Mag. Lett.* **86** 743
- [12] Perez Bernal F, Iachello F 2008 *Phys. Rev. A* **77** 03215
- [13] Khasanov R, Shergelaya A, Maiuradze A, Mattina F L, Bussmann-Holder A, Keller H, Müller K A 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 057007
- [14] Khasanov R, Strässle S, Picastro D, Masui T, Miyasaka S, Tajima, Bussmann-Holder A, Keller H 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 237601
- [15] Dong X L, Hor P H, Zhou F, Zhao Z X 2008 *Solid State Comm.* **145** 173
- [16] Solomon A I, Feng Y, Penna V 1999 *Phys. Rev. B* **60** 3044
- [17] Zhang H B, Ge M L, Xue K 2002 *J. Phys. A* **35** L7
- [18] Zhang W M, Feng D X, Gilmore R 1990 *Rev. Mod. Phys.* **62** 867
- [19] Jie Q L, Wang S J, Wei L F 1997 *J. Phys. A* **30** 6147
- [20] Feng H R, Li P, Zheng Y J, Ding S L 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 5246 (in Chinese) [冯海冉, 李鹏, 郑雨军, 丁世良 2010 物理学报 **59** 5246]
- [21] Jin S, Xie B H 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 3880 (in Chinese) [金硕, 解炳昊 2006 物理学报 **55** 3880]
- [22] Jin S, Xie B H, Yu Z X, Hou J M 2008 *Commun. Theor. Phys.* **49** 1151

[23] Jin S, Xie B H 2011 *Int. J. Theor. Phys.* **50** 3141

[24] Li W B, Li M S 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 3973 (in Chinese) [李文博, 李必善 2008 物理学报 **57** 3973]

[25] Chen X, Xia Y J 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 80 (in Chinese) [陈星, 夏云杰 2010 物理学报 **59** 80]

An $su_s(1,1) \oplus su_d(1,1)$ algebraic structure of the cuprate superconductors model based on the analogy with atomic nuclei*

Jin Shuo^{1)†} Xie Bing-Hao²⁾ Zhang Hong-Biao³⁾

1) (School of Physics and Nuclear Energy Engineering, Beihang University, Beijing 100191, China)

2) (School of Applied Science, Beijing Information Science and Technology University, Beijing 100101, China)

3) (School of Physics, Northeast Normal University, Changchun 130024, China)

(Received 18 January 2011; revised manuscript received 14 May 2011)

Abstract

A cuprate superconductor model based on the analogy with atomic nuclei was presented to have an $su(3)$ algebraic structure by Iachello. Our previous work showed that the mean-field approximation Hamiltonian can be expressed as a linear function of the generator of $su(3)$ algebra. Through the realization of the algebra generator, an $su_s(1,1) \oplus su_d(1,1)$ algebraic structure is shown. By using the unitary transformation of the coherent operator $U(\theta, \phi)$, the gap equations and the eigenvalues of the reduced Hamiltonian are obtained. The analysis of the physical model through different algebraic structures leads to different particular results.

Keywords: cuprate superconductors model, algebraic diagonalization method, gap equation, eigenvalues

PACS: 03.65.Fd, 05.30.Jp

* Project supported by the National Science Foundation of Beijing, China (Grant No. 1072010), and the Fundamental Research Funds for the Central Universities of China (Grant No. YWF-11-03-Q-080).

† E-mail: jinshuo@buaa.edu.cn