

上海交通大學

八十七周年校庆学术报告会 论文摘要

应用物理专辑



1896—1983

上海交通大学
八十七周年学术报告会论文摘要
应用物理专辑

编辑：上海交通大学科技交流室
出版：江苏省武进县村前印刷厂

一九八三年四月出版
编号：82649

应用物理专 辑

目 录

引力场的能量动量张量与轴对称体系的引力辐射	王友棠(1)
真彩色全息照相中三基色光强配比的研究	张 立 梁华翰 应燕平(4)
偶-偶核负宇称态的 sp^f 相互作用玻色子模型及其转动极限	钱诚德(6)
二维XY模型及其对偶模型的 Monte Carlo 计算	胡嘉楨 杨清建(10)
实空间格林函数与 LUCS 的电子和声子结构	孙和璧 蔡建华(11)
二维 XY 模型临界性质的 Monte Carlo 计算的改进	李素梅、许淑艳、张孝泽、胡嘉楨、杨清建(11)
激光扫描测角系统及其在船模导航中的应用	徐高钺、郭宪明、朱亚军、孙 涛(12)
单光子计数技术及其检测过程的智能化	殷琢豫(13)
光学系统象差计算程序	郭宪明(13)
激光动态测厚及其测量装置	华伟亢、丁士豪(14)
激光束腰的测量	张松祥、胡齐丰、奚碧瑾(14)
强双色共振场中的弛豫二能级系统	杨傅子(15)
螺旋状液晶螺距和温度的关系	阮丽真(16)
一水甲酸锂的非线性光学试验	谢绳武、杨文明、沈 利、林维德(17)
多通道虹全息法实现黑白图片的假彩色编码	黄维实(17)

镜象莫尔法及液面轮廓测定	黄维实(18)
LiF 晶体中 F_2^- 心密度与激光稳定性关系的研究	李胜华、蒋秀明、黄木贞、范福昌、陈义金等(18)
高熔点氧化物单晶生长技术和生长机制	钱苗根、王兴山、刘 滔(19)
YAG 晶体中铒离子浓度纵向分布的确定	钱苗根、韩小逸(20)
铍铜合金的脱溶	钱苗根(21)
掺镍氧化镁单晶的制备	王兴山、钱苗根(22)
直流电场作用下玻璃光波导的研制	陈梅玲、陈益新(22)
金属表面的电火花合金化和相变	钱苗根、黄贤秋(23)
LiF晶体中 F_2^- 心的形成和激光振荡的研究	李胜华、周 衍、黄木贞、范福昌、陈义金、方书淦(24)
KCl:Li:Na的混合色心初步探讨	李胜华、方书淦、林远齐、黄木贞、方珮莹、谷正太、朱涵如(25)
Li Nb O ₃ 晶体激光损伤的理论计算	俞力船、杨洪宁、韩效溪(26)
常压氢氧合成氧化在集成电路生产中的应用	赵小林、朱美华(27)
集成光路系统的进展	陈益新(28)
In _{1-x} Ga _x As _y P _{1-y} —InP 异质结界面组分过渡层的俄歇电子能谱研究	李明弟、龚小成、朱祈沐、陈益新(29)
用微透镜提高单模光纤与单模平面光波导的耦合效率	徐敬舆、李 劼、汪 健(30)
铝的反应离子刻蚀	张耀贵、应再生、陈益新(31)
光面声光衍射中伴随热效应及其对光波导损折射率的影响	沈荣桂、许政权、陈益新(32)
表面声波的简便观察法	沈荣桂、许政权、陈益新(33)

引力场的能量动量赓张量与轴对称体系的引力辐射

应用物理系 王友棠

用超势或无限小坐标变换的方法定义的引力场总能量动量赓张量密度 $\tau^{\alpha\beta}$ 都具有不确定性。因为在超势中可以附加一个四维散度为零的反对称仿射张量密度^[1]，无限小坐标变换中 δx^α 为任意的，它们都会导致不同的 $\tau^{\alpha\beta}$ 表达式^[2]。但是，这些不同的 $\tau^{\alpha\beta}$ 都能导致能量动量守恒定律

$$\frac{\partial \tau^{\alpha\beta}}{\partial x^\alpha} = 0, \quad (1)$$

并得出封闭体系的能量动量(采用 $C = G = 1$ 的单位)

$$P^\alpha = \int \tau^{\alpha\beta} dx^1 dx^2 dx^3 = \text{常数}. \quad (2)$$

此外，不同的作者还要求 $\tau^{\alpha\beta}$ 和 P^α 再满足某些其他的物理要求，从而限制了这种不确定性。有的作者要求 P^α 对渐近洛伦兹变换为四维矢量^[3]，并要求在静止球对称情况下给出 $P^0 = m$ 。有的作者为了使有限空间区域的引力场的能量有确定意义，此能量的计算不依赖于空间坐标的选取，从而要求 $\tau^{\alpha\beta}$ 对纯空间坐标变换

$$x^{i'} = f^i(x^k) \quad i, k = 1, 2, 3 \quad (3)$$

具有适当的变换性质^[4]。

另一方面，用一个合理的 $\tau^{\alpha\beta}$ 表达式计算引力辐射的结果，应与用运动方程或其它不用 $\tau^{\alpha\beta}$ 表达式的方法计算的结果相一致。同时，体系的引力辐射总功率应为恒正的，因为真实的引力波应该携带能量。这两点可以作为引力辐射方面对 $\tau^{\alpha\beta}$ 的两项物理要求。只有既满足变换方面要求又满足引力辐射方面要求的 $\tau^{\alpha\beta}$ 才是更为合理的引力场总能量动量赓张量密度。

本文用胡宁和郑玉昆最近提出的两个 $\tau^{\alpha\beta}$ 表达式和 Bondi 的轴对称体系的波动解计算了轴对称体系的引力辐射总功率。用胡宁的 $\tau^{(n)\alpha\beta}$ 得到的引力辐射总功率满足恒正要求，并与 Bondi 不用任何 $\tau^{\alpha\beta}$ 表达式得到的引力辐射总功率公式完全一致。相反，郑玉昆的 $\tau^{\alpha\beta}$ 则不满足上述引力辐射方面的要求。

Bondi 用 Friedlander^[5] 的级数解法求出了 $x^{\alpha'} = \{\gamma, \theta, \varphi, u\}$ 坐标系中轴对称体系的向外辐射的波动解，并得到了体系的引力辐射总功率^[6]。Møller 采用渐近洛伦兹坐标系 $x^\alpha = \{x, y, z, t\}$ ，得到了 $1/r$ 的零次幂开始的级数形式的 Bondi 波动解^[7]。 x^α 和 $x^{\alpha'}$ 坐标系的关系为

$$\begin{aligned} x &= r \sin \theta \cos \varphi, & y &= r \sin \theta \sin \varphi \\ z &= r \cos \theta, & t &= r + u. \end{aligned} \quad (4)$$

x^α 坐标系中的 Bondi 波动解为

$$g_{\alpha\beta} = \eta_{\alpha\beta} + \gamma_{\alpha\beta} + z_{\alpha\beta} + O(1/r^3), \quad (5)$$

$$y_{\alpha\beta} = a_{\alpha\beta} r^{-1}, \quad z_{\alpha\beta} = b_{\alpha\beta} r^{-2}. \quad (6)$$

其中,

$$a_{\alpha\beta} = a_{\beta\alpha} = 2C(m_\alpha m_\beta - l_\alpha l_\beta) + 2M\mu_\alpha \mu_\beta + (C_2 + 2C \cot \theta)(m_\alpha \mu_\beta + \mu_\alpha m_\beta), \quad (7)$$

$$b_{\alpha\beta} = b_{\beta\alpha} = 2C^2(m_\alpha m_\beta + l_\alpha l_\beta) + \frac{1}{2}C^2(\mu_\alpha n_\beta + n_\alpha \mu_\beta) + (N_2 + N \cot \theta)\mu_\alpha \mu_\beta - (2N + CC_2)(m_\alpha \mu_\beta + \mu_\alpha m_\beta) \quad (8)$$

而

$$n_\alpha = \frac{\partial r}{\partial x^\alpha} = \{\sin \theta \cos \varphi, \sin \theta \sin \varphi, \cos \theta, 0\} \quad (9)$$

$$m_\alpha = \{\cos \theta \cos \varphi, \cos \theta \sin \varphi, -\sin \theta, 0\} \quad (10)$$

$$l_\alpha = \{-\sin \varphi, \cos \varphi, 0, 0\} \quad (11)$$

$$\mu_\alpha = \frac{\partial u}{\partial x^\alpha} = -(\eta_{\alpha 0} + n_\alpha) = \{-\sin \theta \cos \varphi, -\sin \theta \sin \varphi, -\cos \theta, 1\} \quad (12)$$

C , N 和 M 为波动解中三个积分函数 $C(\theta, u)$, $N(\theta, u)$ 和 $M(\theta, u)$ 的简写, 而 C_α , N_α 和 M_α 分别表示 C , N 和 M 对 x^α 的微分。 $M(\theta, u)$ 与体系的质量有密切关系, 在静止情况下为静止质量, $N(\theta, u)$ 和 $C(\theta, u)$ 分别与体系物质分布的偶极矩和四极矩有密切关系。 C , N 和 M 之间有一定关系, 已知 C 和初始条件就可以决定体系的行为。

由胡宁提出的引力场的能量动量张量密度^[8]

$$\tau^{(n)\alpha\beta} = \frac{1}{2K} [h^{\alpha\beta\sigma} (-g)^n]_{,\sigma} \quad (13)$$

和引力场方程 $G^{\alpha\beta} = KT^{\alpha\beta}$, 用分解 Einstein 张量 $G^{\alpha\beta}$ 的方法可以求出胡宁的引力场能量动量张量为

$$t^{(n)\alpha\beta} = t^{(0)\alpha\beta} - \frac{n}{k} \Gamma_{\lambda\sigma}^\sigma h^{\alpha\beta\lambda} \quad (14)$$

其中

$$t^{(0)\alpha\beta} = \frac{1}{2k} (g^{\alpha\lambda} g^{\beta\rho} g_{,\lambda} - g^{\alpha\lambda} g_{,\lambda} g^{\beta\rho}) + (g^{\alpha\rho} g^{\beta\sigma} - \frac{1}{2} g^{\alpha\beta} g^{\rho\sigma})_{,\lambda} \Gamma_{\rho\sigma}^\lambda (g^{\alpha\beta} g^{\beta\sigma} - \frac{1}{2} g^{\alpha\beta} g^{\rho\sigma})_{,\rho} \Gamma_{\lambda\sigma}^\lambda + (g^{\alpha\rho} g^{\beta\sigma} - \frac{1}{2} g^{\alpha\beta} g^{\rho\sigma}) (\Gamma_{\sigma\lambda}^\mu \Gamma_{\rho\mu}^\lambda - \Gamma_{\sigma\rho}^\mu \Gamma_{\lambda\mu}^\lambda), \quad (15)$$

$$h^{\alpha\beta\lambda} = g^{-1} (g g^{\alpha\beta} g^{\sigma\lambda} - g g^{\alpha\lambda} g^{\sigma\beta}), \quad (16)$$

郑玉昆的引力场能量动量张量为^[9]

$$t^{\alpha\beta} = t^{(0)\alpha\beta} + \frac{1}{2k} \Gamma_{\lambda\sigma}^\sigma h^{\alpha\beta\lambda} + \frac{1}{\sqrt{-g}} S^{\alpha\beta\lambda}_{,\lambda}, \quad (17)$$

其中

$$S_{V,\lambda}^{\alpha\beta\lambda} = -U_{V,\lambda}^{\alpha\beta\lambda} + V_{V,\lambda}^{\alpha\beta\lambda} - W_{V,\lambda}^{\alpha\beta\lambda}, \quad (18)$$

$$U_{V,\lambda}^{\alpha\beta\lambda} = \frac{1}{2k} \left\{ \frac{1}{\sqrt{-g}} [g^{\alpha\beta} (-gg^{\lambda\sigma})_{,\sigma} - g^{\alpha\lambda} (-gg^{\beta\sigma})_{,\sigma}] \right\}, \quad (19)$$

$$V_{V,\lambda}^{\alpha\beta\lambda} = \frac{1}{2k} \left\{ \sqrt{-g} g^{\alpha\beta} (g_{\rho\sigma,\mu} - g_{\rho\mu,\sigma}) g^{\beta\mu} g^{\lambda\sigma} \right\}, \quad (20)$$

$$W_{V,\lambda}^{\alpha\beta\lambda} = \frac{1}{K} \left\{ \sqrt{-g} g^{\alpha i} (g_{i\sigma,\mu} - g_{i\mu,\sigma}) g^{\beta\mu} g^{\lambda\sigma} \right\}, \quad (21)$$

对于物质分布比较集中的体系，引力辐射总功率可以写为波区中如下的积分

$$-dE/dt = \int t^{0k} n_k r^2 \sin\theta d\theta d\varphi. \quad (22)$$

利用上述胡宁的 $t^{(n)\alpha\beta}$ 和 Bondi 波动解可算得轴对称体系的引力辐射功率为

$$-dE/dt = \frac{1}{2} \int_0^\pi C_o^2 \sin\theta d\theta, \quad (23)$$

封闭体系的四维总动量为

$$P^\alpha = (0, 0, \frac{1}{2} \{M \sin\theta \cos\theta d\theta, \frac{1}{2} \{M \sin\theta d\theta\}). \quad (24)$$

若用郑玉昆的 $t^{\alpha\beta}$ 计算则得引力辐射功率为

$$-dE/dt = \frac{1}{8} \int_0^\pi (3 C_o^2 - C C_{oo}) \sin\theta d\theta. \quad (25)$$

由胡宁的 $\tau^{(n)\alpha\beta}$ 得到的辐射总功率和四维总动量与 Bondi 不用任何 $\tau^{\alpha\beta}$ 表达式所得结果完全一致，且引力辐射功率恒正，因此， $\tau^{(n)\alpha\beta}$ 满足引力辐射方面的二项要求。而郑玉昆的 $\tau^{\alpha\beta}$ 则不能满足这二项要求。

(全文发表于《物理学报》1982年 第9期)

真彩色全息照相中三基色 光强配比的研究

应用物理系 张立 梁华翰 应燕平

本文从一步彩虹全息再现的原理出发,依据色度学中的基本要求,结合全息图的衍射效率与激光器输出功率和拍摄曝光时间之间的关系,以及再现波长与拍摄和再现时的光路参数之间的几何关系,对缝宽、缝的间隔位置、测试条件等进行了理论上与实验方法上的配比研究。在严格控制了有关实验参数的条件下,得到了较好的效果,获得了以“三基色圆”为主要检测依据的多缝合成真彩色全息照片及检测的主要结果。并按此方法初步试拍了一张真彩色的全息试验照片。

实验拍摄的装置光路如图 1,再现观测光路如图 2 所示。

利用本文的经验和有关结论,(属于获得真彩色全息照片的基础性研究之一),将有助于假彩色编码技术的应用(包括频率编码和密度编码);特别是对进一步提高合成真彩色全息照片的色彩质量和观测效果,无疑将更有直接的连系。

在完成本文实验工作的过程中,赖祖猷、老家兴二位同志参加了不少的工作。

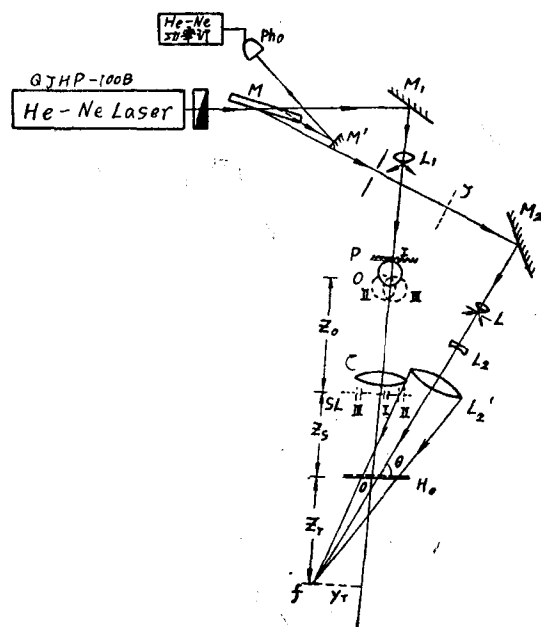


图 1 一步彩虹多缝合成真彩色“三基色圆”全息照片的摄制光路

- | | |
|--|-------------------------|
| M', M ₁ , M ₂ —全反射镜 | C—照相物镜 |
| M ₁ —分束板 | H ₀ —全息干版 |
| L ₁ , L ₂ , L ₂ '—扩束镜 | J—衰减板(石墨光楔) |
| L—空间滤波器 | Ph ₀ —监测硅光电池 |
| P—漫射屏 | SL—可移动的狭缝 |
| O—被摄物 | |

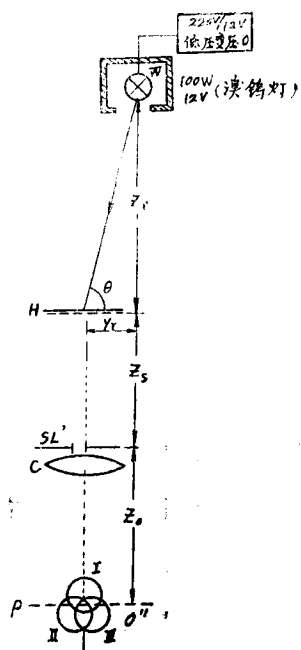


图2 合成真彩色全息照片的再现观测光路

W—再现点光源

H—全息照片

SL'—遮光狭缝

C—照相物镜

P—毛玻璃屏

O''—再现彩色全息象

(全文未发表)

偶-偶核负宇称态的 spf 相互作用玻色子模型及其转动极限

应用物理系 钱诚德

近年来 A. Arima 和 F. Iachello 成功地提出了相互作用玻色子模型(简称 sdf -IBM), 它的方法是一种壳模型的近似, 但由于没有 p 玻色子, 所以这个理论显得很不自然。本文采用 spf -IBM 来描述负宇称转动带, 而对正宇称态的描述, 我们仍然采用 sd -IBM。在 spf -IBM 中是以 pf -IMB 理论为基础的, 把 s 玻色子作耦合处理。由 pf 相互作用玻色子组成的系统具有 $U(10)$ 对称性, 在适当条件下, 这个体系将按照 $SU(10)$ 全对称不可约表示分类。在群链 $SU(10) \supset SU(3) \supset SO(3)$ 极限时, 可以得到按照 $SU(10)$ 表示分类的负宇称转动带及其转动能谱的解析公式, 电磁 $E2$ 跃迁公式等。但是这些讨论只能适用于总玻色子数 N 为奇数的情况, 为了能处理 N 为偶数时的负宇称态, 就必须采用 spf IBM。

我们首先分别对 $L = 1$ 和 $L = 3$ 的玻色子引入产生($p^\dagger, f^\dagger$)和消灭($\tilde{p}, \tilde{f}$)算符。它们满足对易关系

$$[\tilde{p}_m, p_n^\dagger] = -(-)^m \delta_{m, -n} \quad (1)$$

$$[\tilde{f}_m, f_n^\dagger] = -(-)^m \delta_{m, -n} \quad (2)$$

$$\text{其中 } \tilde{p}_m = -(-)^m p_{-m}, \quad \tilde{f}_m = -(-)^m f_{-m} \quad (3)$$

二次量子化形式的 $SU(3) \subset SU(10)$ 生成元可以写为:

$$\hat{L}_m^{(1)} = \sqrt{2} (p^+ \tilde{p})_m^{(1)} + 2 \sqrt{7} (f^+ \tilde{f})_m^{(1)} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \hat{Q}_m^{(2)} = & -\frac{9\sqrt{2}}{5} (p^+ \tilde{p})_m^{(2)} - \frac{6\sqrt{7}}{5} (f^+ \tilde{f})_m^{(2)} + \frac{2}{5} \sqrt{42} \\ & \times [(p^+ \tilde{f})_m^{(2)} + (f^+ \tilde{p})_m^{(2)}] \end{aligned} \quad (5)$$

在转动 ($SU(3)$) 极限时, pf 相互作用玻色子系统的哈密顿算符可以写为:

$$\begin{aligned} H = & -\kappa \sum_{ij} \hat{Q}_i \cdot \hat{Q}_j - \kappa' \sum_{ij} \hat{L}_i \cdot \hat{L}_j \\ = & \alpha \hat{L}^2 - \beta \hat{C}(\lambda \mu) \end{aligned} \quad (6)$$

其中 $\alpha = \frac{1}{2} \kappa - \kappa'$, $\beta = \kappa'$ 是参数, $\hat{C}(\lambda \mu)$ 是 $SU(3)$ 群的二次 Casimir 算符, 这种简化的哈密顿形式在 $SU(3)$ 群中是对角化的, H 的本征态可以用子群链 $SU(10) \supset SU(3) \supset SO(3)$ 的量子数来标记, H 的本征值可由链中各个群的 Casimir 算符的本征值来表示。态

的波函数可以用 $[N](\lambda\mu)\chi L M\rangle$ 来表示。这里 $[N]$ 表征了 $SU(10)$ 群的全对称不可约的表示, $(\lambda\mu)$ 表征了 $SU(3)$ 群的不可约表示, L, M 分别代表了体系的总角动量和它 z 在方向上的投影, 即分别是 $SO(3)$ 群和 $SO(2)$ 群的量子数。 χ 是为了区分同一个 $(\lambda\mu)$ 表示中重复 L 值的附加量子数。在 Elliott 或 Vergados 基下, 哈密顿是对角化的, 它的本征值可以给作为:

$$E([N](\lambda\mu)KLM) = \alpha L(L+1) - \beta C(\lambda\mu) \quad (7)$$

$$C(\lambda\mu) = \lambda^2 + \mu^2 + \lambda\mu + 3(\lambda + \mu) \quad (8)$$

运用数学归纳法可以证明, 如果 $N \geq 4$, 在 $SU(10)$ 的 $[N]$ 中, 按照 $SU(3)$ 二次 Casimir 算符本征值的大小排列, 前四个 $SU(3)$ 的不可约表示是 $(3N, 0)$, $(3N-4, 2)$, $(3N-6, 3)$ 和 $(3N-8, 4)$ 。而最低能带对应于 $(3N, 0)$ 表示, 由 $SU(3) \supset SO(3)$ 的约化分支律得到态的角动量为:

(i) $L = 0, 2, 4, \dots, 3N-2, 3N$ 。(当 N 为偶数)

(ii) $L = 1, 3, 5, \dots, 3N-2, 3N$ 。(当 N 为奇数)

所以在 $SU(10)$ 理论中最低能带的态的角动量将随总玻色子数 N 的奇偶性而不同。这一点是和 sd -IBM 显著地不同的。

采用 pf 相互作用玻色子模型, 当 N 为奇数时, 可以得到低激发态中的负宇称能谱。这样的能谱具有下面几个特点: (i) 有限数个能级的谱结构。(ii) 按 $SU(3) \subset SU(10)$ 表示分类的谱结构, (iii) 体系的波函数可以用群链 $SU(10) \supset SU(3) \supset SO(3) \supset SO(2)$ 的量子数来标记, 而不必借助粒子转子模型。(iv) 能量较低的前两条谱带的角动量值只取奇数。

为了使 N 为偶数时, 也能给出负宇称态, 我们必须考虑引入 s 玻色子。我们把 s 玻色子作耦合处理, 所以相应的 spf 玻色子系统具有 $U(1) \otimes U(10)$ 对称性。

我们可以写出具有 $U(11)$ 对称性的 spf 体系的哈密顿算符, 为了描述负宇称态, 做如下考虑: (i) 当 N 为奇数时, 取特殊情况 $n_s = 0$, 此时 $n_p + n_f = N$ 。 (n_s, n_p, n_f 分别代表 s, p, f 玻色子数)。体系的哈密顿算符 $H = H_{pf}$, 系统具有 $U(10)$ 对称性, 我们可以直接用 pf -IBM 中, 当 N 为奇数时的结果。

(ii) 当 N 为偶数时, 取特殊情况 $n_s = 1$, 此时 $n_p + n_f = N-1$, 体系具有 $U(1) \otimes U(10)$ 对称性。在 $SU(3)$ 极限下, H 经过整理可写为:

$$H = \alpha' \hat{L}^2 - \beta' \hat{C}(\lambda\mu) \quad (9)$$

其中 α', β' 是参数。此时体系的波函数为

$$\begin{aligned} |[N-1](\lambda\mu)KR, s, LM\rangle &= |[N-1](\lambda\mu)KR\rangle |s00\rangle \\ &= 1 [N-1](\lambda\mu)KLM \end{aligned} \quad (10)$$

在基底 $[N-1](\lambda\mu)KR, s, LM$ 中 H 是对角化的, 它的本征值可以给作为:

$$\begin{aligned} E|[N-1](\lambda\mu)KR, s, LM\rangle &= E|[N-1](\lambda\mu)KLM\rangle \\ &= \alpha' L(L+1) - \beta' C(\lambda\mu) \end{aligned} \quad (11)$$

这个形式等同于 pf -IBM 在 $n_p + n_f = N-1$ 为奇数时的本征解。

作为例子我们在图 1, 图 2 中对 ^{154}Sm 和 ^{230}Th 的实验谱与 $U(1) \otimes U(10)$ 理论谱在负宇称转动带上做了比较。

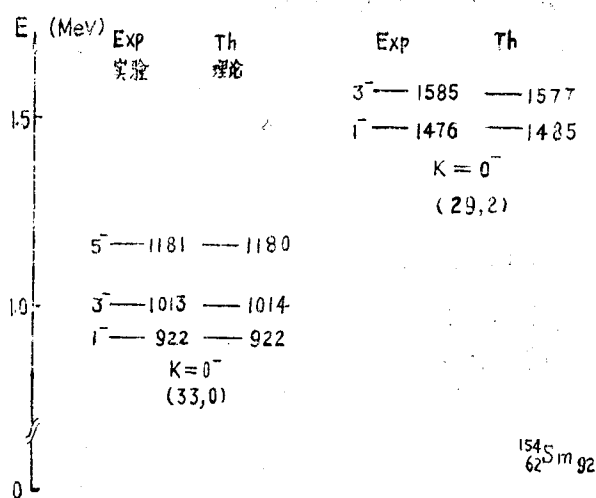


图 1 $^{154}_{62}\text{Sm}_{92}$ ($N=N_\pi+N_\nu=11$, $n_S=0$, $n_p+n_f=N=11$) 的负宇称态在 $SU(3)$ 极限时的能谱与实验比较。理论参数值 $\alpha=9.225\text{ keV}$, $\beta=2.935\text{ keV}$ 。

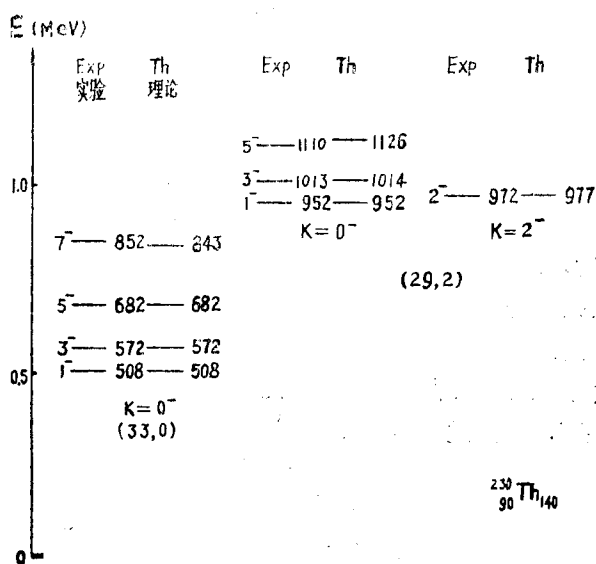


图 2 $^{230}_{90}\text{Th}_{140}$ ($N=N_\pi+N_\nu=11$, $n_S=0$, $n_p+n_f=N=11$) 的负宇称态在 $SU(3)$ 极限时的能谱与实验比较。理论参数值 $\alpha=6.2\text{ keV}$, $\beta=2.311\text{ keV}$ 。

在 $SU(3)$ 极限时, $E2$ 跃迁算符的二次量子化形式为 $\hat{T}_k^{(E2)} = \alpha_2 \hat{Q}_k^{(2)}$ (12)

我们可以构造 $\hat{Q}_k^{(2)}$ 的约化矩阵元, 这里特别重要的是在最低能带成分间的约化矩阵元。

$$B(B2; L+2 \rightarrow L) = \alpha_2^2 \frac{(L+2)(L+1)}{(2L+3)(2L+5)} (3N-L)(3N+L+3) \quad (13)$$

$$Q(L) = \alpha_2 \left(\frac{16\pi}{40} \right)^{1/2} \frac{L}{2L+3} (6N+3). \quad (14)$$

本文是在周孝谦教授指导下进行的，作者表示衷心感谢。

(全文发表于《原子核物理》 1982年第4卷第3期)

二维 XY 模型及其对偶模型的 Monte Carlo 计算

应用物理系 胡嘉楨 浙江大学物理系 杨清建

二维连续对称系统的相变问题, 近年来在实验和理论上都取得了明显的进展, 特别是 XY 模型的 Kosterlitz-Thouless 理论引起普遍的兴趣。KT 理论认为 XY 模型中有两种基本激发: 自旋波和涡旋。在低温相, 自旋波与正、反涡旋束缚对共存, 呈现拓扑长程有序; 高温相存在着自由涡旋。相变的机制则是反涡旋束缚对的离解。KT 理论的一个重要预言是: 二维超流密度在相变点发生跃升。这已被 ^4He 超流薄膜的实验测量所证实。最近, Suzuki(铃木)、Tobochnik 和 Chester(TC)用模拟方法检验了 KT 理论, TC 的数值计算与 KT 理论有较好符合, 按 TC 的结果, 比热峰值对应的温度 $\frac{KT}{J} = 1.02$ (J 是近邻耦合常数) 较临界温度 $\frac{KT}{J} = 0.89$ 约超出 15%。

本工作运用 Metropolis Monte Carlo 方法对几种小格点的 XY 模型及其对偶表示 SOS (Solid-on-solid) 模型的能量和比热作了计算, 并考察了格点大小效应。计算结果比热峰值温度与 TC 结果相符, 两种模型所得结果一致, 并呈现如下的规律性, 即在小格点情况下, 比热峰值所对应的温度随格点大小的增大而向低温移动, 比热峰值亦随之增大。

我们的初步计算也表明: 计算结果的稳定性与可靠性在很大程度上依赖于趋使平衡的 pass 数是否足够, 但 pass 数的增大将大大增加计算时间, 解决办法似应改进计算方法, 以提高计算效率。

(全文于 1981 年全国统计物理与凝聚态理论会议上交流。《浙大学报》待发表)

实空间格林函数与 LUCS 的电子和声子结构

应用物理系 孙和璧 南京大学固体物理研究所 蔡建华

本文提供一个通过实空间格林函数作出的解析表述, 它既便于研究多层超薄共格结构 (Layered Ultrathin Coherent Structures—LUCS) 的电子结构, 也便于研究声子结构。

文章用紧束缚近似, 就 $2 + 2$ 简立方结构的 LUCS, 在“层”表象 (即在平行于 LUCS 中各层间的界面的方向—— x 、 y 方向——上为 Bloch 表象, 而在垂直方向—— z 方向——上为 Wannier 表象) 中, 讨论了电子能谱、态密度及声子频谱和声子态密度的求解。但所提供的方法具有一般性、不限于所讨论的特例, 可能被推广适用于由不同晶格结构的层所组成的 LUCS, 以及可以计入与界面相邻的原子平面上点阵的畸变等因素。

(全文发表于《科学通报》1982—27)

二维 XY 模型临界性质的 Monte Carlo 计算的改进

中国科学院原子能研究所 李素梅 许淑艳 张孝泽

应用物理系 胡嘉桢 浙江大学物理系 杨清建

作者在工作[1, 2]中指出: 用 Metropolis Monte Carlo 方法研究二维 XY 模型临界性质, 结果的稳定性与可靠性在很大程度上依赖于趋使平衡的 pass 数目是否足够。但 pass 数的增大将大大增加计算时间, 计算效率太低便成为一个必须解决的问题。本文在计算时做了两点改进: ①采用 heat bath 方法, 对每一个自旋变量从密度函数进行抽样以取代 Metropolis 方法的马尔科夫过程抽样, 从而加速了收敛, 提高了计算效率。

②采用了权重纠偏技巧, 一次计算一种格点下的多个不同温度, 节约了计算时间。

本文给出了计细计算数据。

[1] 胡嘉桢, 杨清建, 二维 XY 模型临界性质的 Monte Carlo 计算, 全国统计物理与凝聚态理论学术会议论文摘要, 1981 年。

[2] 胡嘉桢, 杨清建, 二维 XY 模型及其对偶模型的 Monte Carlo 计算。

(全文未发表)

激光扫描测角系统 及其在船模导航中的应用

应用物理系 徐高钺 郭宪明 朱亚军 孙 涛

船模的航迹和姿态的测定一直是船舶科研中的一个重要课题。过去,国内大都采用人工跟踪测量法,既不能自动测量也不能提供姿态信息,精度也不高。

近年来,国外已应用激光跟踪测角系统测定船模航迹,但仍不能提供姿态信息。

我们所研究的激光扫描测角系统,可以使测量系统自动化,能同时给出船模的航迹,姿态和速度。即采取激光扫描时间基准原理,通过快速取样测量角度信息,由微型计算机处理数据,所获结果可由打印机输出,也可由 $x-y$ 记录仪绘出航迹曲线。该系统实验已获得成功。

该系统由激光扫描自准接收系统、信号处理系统。Mic-80 微型计算机(包括磁带机,打印机和 $x-y$ 函数记录仪等)控制电路以及电源等组成,由于采用了逆向反射器作为合作目标和微小视场接收及狭带滤光器,可获得良好的抗干扰性能,能在阳光下工作。

本文阐述了系统的组成与工作原理,给出了接口原理和误差公式,最后分析了实验数据,得出了初步结论。

该系统可作为船舶操纵性能研究的一个主要设备,该方案还可用于实船操纵性能的测量。

(本文未发表)

单光子计数技术及其检测过程的智能化

应用物理系 殷琢豫

当被检测光信息极其微弱时,将明显表现出量子化特性。这时的检测原理与强光时有根本区别,而必须以离散信息的处理方式进行检测,以获得高的灵敏度、精确性和信杂比。单光子计数法是目前最灵敏的微光检测技术,它具有量子极限的探测能力,在微光探测领域中日益受到重视。但从现有发表的文献中看出,这一技术大都采用反符合法消除伪计数,用多次反复测试确定最佳甄别电平以减小热噪声影响,整个检测过程复杂费时。本文分析了信号和检测过程的随机特性,给出了一种新近研究的检测过程智能化方案、和相应的接口技术,能自动确定最佳甄别电平、不需用反符合电路消除伪计数、自动确定任意给定精度下的最小计数时间,并在最佳工作状态下自动工作和作必要的数据处理,最后打印出结果与能谱分布图。这一方法大大简化了复杂费时的检测和数据处理过程,同新近[美]PAR公司给出的系统相比有明显的优点。

(全文未发表)

光学系统象差计算程序

应用物理系 郭宪明

本文扼要介绍在 WANG2200MVP 机上实现光学系统象差计算的程序。文中简要叙述光学系统光路追迹公式,初级象差系数公式和实际象差计算公式,介绍输入信息要求和输出结果格式,输出结果包括:结构参数,理想光学诸量,初级象差系数,实际象差,子午面上弥散斑、弧矢面上弥散斑和通光高度,以及如何修改结构参数。为说明本程序的某些特点本文给出了一个计算实例,计算这个有 12 个面组成的广角镜头所需的时间不超过二分钟。本程序适于计算各种类型的光学系统,可以满足光学设计在象差计算方面的要求。

(全文未发表)