

自旋玻璃和复杂系统

鄢庆增

(北京大学非线性科学中心,北京 100871)

简要地介绍了自旋玻璃的特点以及基于平均场水平的理论处理: 摹本理论、TAP理论和摹本对称破缺理论。这些理论揭示了自旋玻璃具有非常丰富的复杂结构, 可以为许多其他领域的复杂系统提供一个理论模型, 可以用于组合优化、神经网络、生命进化模型等研究工作中。

1977年 Anderson 等获得诺贝尔物理奖标志着无序态物理的重要性得到了科学界的公认。无序状态已日益引起现代科学家的极大兴趣。自旋玻璃 (spin glass) 是一种无序系统^[1,2]。它的组成很简单: 少量磁性离子(如铁或锰)散布在非磁性金属(如铜、金等)的晶格中。但是, 它的磁学性质却非常复杂。自旋玻璃理论就是试图解释这些磁性合金的奇怪行为的理论。这些基于平均场水平的理论揭示了非常丰富的复杂结构, 并且可以成功地运用于许多其他领域的复杂系统的研究, 如计算机科学中的组合优化问题, 神经网络、生物分子的早期进化等。

一、受挫系统

自旋玻璃同时表现出铁磁性和反铁磁性。例如, 把几份铁混合在 100 份铜中, 铁原子之间的相互作用本来是铁磁性的现在也可以表现出反铁磁性。铁原子对铜中传导电子的作用相当奇怪: 在某一距离内, 铁原子使得传导电子的自旋和自己的自旋平行排列, 稍远一些它又使得传导电子的自旋和自己的作反平行排列, 再远一些又作平行排列, 如此随着距离增加交叉地出现铁磁性和反铁磁性的作用, 影响逐渐减弱。由于基质金属的传导电子是相邻磁性原子相互作用的媒介, 所以它们之间的相互作用可以是铁磁性的, 也可以是反铁磁性的, 取决于它们之间的距离。粗略地说起来, 所有这些磁性原子

对之间的相互作用约有一半是铁磁性的, 另一半是反铁磁性的。也就是说, 有一半情况是铁原子对的磁能由于自旋平行而降低; 另一半情况是磁能由于它们的自旋反平行而降低。这种二重性的行为使得自旋玻璃中一个原子的自旋取向不可能满足它与所有其他原子间的相互作用。例如, 有三个随机地分布在铜晶格中的铁原子, 第一个原子和第二个原子间的相互作用是反铁磁性的, 而第一与第三以及第二与第三个铁原子间的相互作用是铁磁性的, 那么无论怎样安排它们自旋的取向, 都无法使所有的相互作用同时得到满足。一个系统若不能使它所有的相互作用同时得到满足, 就称这个系统是“受挫的”(frustrated)^[3]。

“受挫”是自旋玻璃的一个重要特征。在以前所研究过的物理系统中还没有碰到过这种现象, 然而在现实生活中类似的情况却是很多的。例如一群人上饭馆会餐, 某甲是四川人, 喜欢吃辣, 不爱吃甜; 某乙是江苏人, 爱吃甜, 不吃辣。他们的愿望就不可能同时得到满足。一般来说, 点菜的结果总会使某些人的愿望“受挫”, 所以这是一个受挫系统。

又如在古典悲剧里面, 通常有对立的两方面不断地爆发各种争斗。剧中每一个人都有强烈的个人感情。我们设这种感情是相互的, 即甲对乙好, 乙也对甲好(否则系统不会达到平衡)。每一个人都必须选择站在哪一边。让我们考虑甲、乙、丙三个角色。如果三个人互相关好, 那么没有问题, 他们可以选择站在同一边;

如果甲和乙是朋友而丙是甲和乙的敌人,那么甲和乙可以选择一边,丙选择另一边;如果甲、乙、丙彼此憎恨,那么就会发生尴尬的情况,因为这时两个敌人必须站在同一边,这是一种个人感情受挫的情况。有人定义了“戏剧紧张度”,它等于

受挫的三人组的数目/全部三人组的数目。详细的研究表明,在许多莎士比亚的悲剧里面,戏剧紧张度一开始是一个小的数值,在中间升到最大值,结尾时又降下来^[4]。

由于现实世界里充满了各种冲突和矛盾,所以看来自旋玻璃能为这样的复杂系统提供一个理论模型。

英国剑桥大学的 Edwards 和美国普林斯顿大学的 Anderson 在 1975 年首先提出一个自旋玻璃的理论模型^[5]。在这个模型里自旋位于立方晶格的顶点上,每一个自旋仅与它的最近邻有相互作用。这些相互作用的类型是随机地指定的,铁磁性和反铁磁性出现的机会是相等的。过后不久,伦敦帝国学院的 Sherrington 和 IBM Watson 研究中心的 Kirkpatrick^[6]提出了一个可解模型(SK模型)。他们假设平均地每一个自旋与系统中每一个其他的自旋等强地相互作用。下面我们简单介绍用平均场理论来处理 SK 模型的主要方法和结果^[4]。这些方法也可用来处理其他的无序受挫系统。

二、摹本理论和 TAP 理论

自旋玻璃系统的哈密顿量为

$$H_J[s] = - \sum_{1 \leq i < k \leq N} J_{i,k} s_i s_k - \sum_i h s_i, \quad (1)$$

上式中 s_i 为 i 位置的自旋,可取值 $+1$ 或 -1 , N 为自旋总数, $J_{i,k}$ 是 i 位置和 k 位置的自旋间的相互作用, h 是外磁场, J 是随机变量,满足一定的概率分布 $P[J]$ 。哈密顿量 $H_J[s]$ 决定于自旋构形 $[s]$ 和 J 。对于 J 的每一种选择可以计算配分函数

$$Z_J = \sum_{\{s\}} \exp\{-\beta H_J[s]\}, \quad (2)$$

这里 $\beta = 1/(kT)$, k 是玻耳兹曼常数, T 是绝对温度。

标准的统计力学是对给定的 J 计算配分函数,然后由此计算自由能、熵等热力学量。而现在 J 是具有一定分布的随机变量,自然会想到可否直接对配分函数取平均。这样做是危险的,因为配分函数的涨落太大:某种特殊的构形,如某区域里所有的 $J_{i,k}$ 碰巧都为正,将支配它的平均值。Edwards 和 Anderson^[5] 在他们的著名论文里用摹本(replica)理论来处理这个问题。利用明显的恒等式

$$\ln Z_J = \lim_{n \rightarrow 0} [(Z_J)^n - 1]/n, \quad (3)$$

我们不需要直接对 z 的对数取平均,而只需对 n 个不相关联的初始系统的摹本取平均;然后将 n 看作连续变量,使之趋于零求极限。Kirkpatrick 和 Sherrington^[7] 假设 J 是均值为零、方差为 $1/N$ 的独立随机变量,这里选择因子 $1/N$ 是因为当固定 β 总能量正比于 N ,所以能量密度就不依赖 N 。

对于固定的 J ,我们计算局部磁化强度 $m_i = \langle s_i \rangle$,这里尖括号表示固定 J ,对自旋的各种可能出现的构形取平均。Edwards-Anderson 序参量定义为

$$q_{EA} = (1/N) \sum_{i=1}^N m_i^2. \quad (4)$$

q_{EA} 对 J 的平均值为 $\bar{q}_{EA} = \bar{m}_i^2$ 。可以证明:当 $N \rightarrow \infty$ 时, $q_{EA} = \bar{q}_{EA}$ 。所以,我们将不再区分它们。

设 $P[J]$ 是高斯分布, $\overline{(Z_J)^n}$ 可以用鞍点法计算出来,然后取极限可算出各种热力学量。当外磁场 $h = 0$, T 大于某临界值 T_c 时,序参量 $q = 0$; 当 $T < T_c$ 时, q 有非零解。这说明 SK 模型有相变。看来结果很好,不幸详细的计算表明,温度为零时的熵是负的: $S(0) = -1/2\pi$ 。由于熵是一个整数(能量 E 的状态数目)的对数,所以不可能是负值。在 T_c 以上和 T_c 附近,摹本理论的解是好的;但在 T_c 以下会出现“摹本对称破缺”,原来的摹本对称解是动力学不稳定的。

1977年 Thouless, Anderson 和 Palmer^[9] 提出了处理自旋玻璃的另一种方法, 现在称之为 TAP 理论. 它是以前 Onsager 所提出的空腔场 (cavity field) 方法的改进.

通常的平均场方程是

$$\langle s \rangle_i = m_i - \text{th}(\beta h_i^*), \quad (5)$$

$$h_i^* = h + \sum_{k=1}^N J_{i,k} m_k. \quad (6)$$

对 SK 模型, 可以证明当 $N \rightarrow \infty$ 时, 以上方程只要加一小的改正就是正确的: 磁化强度 m_k 不是自旋的真实磁化强度, 而是当自旋 i 空缺时的磁化强度, 即我们必须考虑自旋 i 移走后的 $N-1$ 个自旋的系统.

我们必须在有效场里减掉第 i 个自旋对其它自旋的“反作用项”. 这样我们得到

$$h_i^* = h + \sum_{k=1}^N J_{i,k} m_k - m_i(1 - q_{EA}). \quad (7)$$

与铁磁体的简单情形不一样, 在这里求 (5) 和 (7) 式的解要涉及到无穷随机矩阵 J . 在 T_c 附近这问题可以用无限随机矩阵 J 的本征值的统计性质来表示. 由此得到的解与前面用摹本理论得到的结果是一致的. 接近于零度的情况仅依赖于 $T=0$ 的解的性质. 现在我们考虑 $T=0$, 以及外磁场 $h=0$ 的情形. 我们假设

$$\text{当 } T \rightarrow 0 \text{ 时, } \beta(1 - q_{EA}) \rightarrow 0. \quad (8)$$

这个假设为直接计算所支持. 由 (5) 和 (7) 式并利用 (8) 式条件, 可得

$$m_i = \text{sign} \left(\sum_{k=1}^N J_{i,k} m_k \right). \quad (9)$$

(9) 式的解等价于使下式为极小值的解:

$$H[m] = - \sum_{1 \leq i < k \leq N} J_{i,k} m_i m_k, \quad (10)$$

这里 $m = \pm 1$. 求 (9) 式解的计算机程序是非常简单的. 从 m 的一个任意构形开始, 逐个校正 m_i 的符号, 然后一遍又一遍地重复计算, 直到关系式全部满足. Palmer 和 Kirkpatrick 试图寻找 (9) 式的数值解. 经过一段时间工作, 他们没有找到一个解能使 (9) 式全部满足, 但是发现了许多具有几乎相同能量的近似解. 他们两人都偶然地发现了找到新解的最容易的方法是

先升高温度到 T_c 附近, 然后再降下来. 这个过程 Kirkpatrick 称之为“模拟退火” (simulated annealing). 这些当时使得物理学家大为恼火的性质是现代理论物理中最重要的发现之一的开端 (Anderson^[9]).

问题就在于自旋玻璃是一个受挫系统, 它不能同时满足所有的相互作用. 另外一个直接的结果是受挫系统可以有許多低能量状态. 就第一节中我们举过的例子来看, 三个随机分布的铁原子中, 第一个原子和第二个原子之间的相互作用是反铁磁性的, 而第一与第三以及第二与第三个铁原子之间的相互作用是铁磁性的. 如果第一、二、三个原子的自旋指向分别是上、下、上或者上、下、下, 那么它们都是处于最低能量状态, 因为在这些状态中违反相互作用的数目是最低的.

三、摹本对称破缺

我们定义两个摹本 α 和 β 间的重叠度为

$$q_{\alpha\beta} = \frac{1}{N} \sum_i m_i^\alpha m_i^\beta. \quad (11)$$

这也可以看成两个摹本 α 和 β 间的关联. 在临界温度 T_c 以上, 任意两个摹本间的重叠度都是相同的, 也就是说这些摹本都是对称的. 而在临界温度 T_c 以下, 会发生摹本对称破缺. 原来的摹本对称解是动力学不稳定的, 不同的摹本对之间可以有不同的重叠度.

Parisi^[10] 导出了 SK 模型的摹本对称破缺解. 这个解仍然没有得到严格的证明, 但看来是好的, 同数值模拟的结果也是一致的. 从这个解可以导出自旋玻璃的一些令人惊异的性质.

考虑三个摹本, 它们之间有不同的重叠度 q_{12} , q_{13} 和 q_{23} , 相应的联合概率分布函数为 $P_J(q_{12}, q_{13}, q_{23})$. 可以证明, 除非三个重叠度之中有二个相等而且不小于第三个, 否则概率为零. 一个集合, 如果其中任意三个元素之间的距离有上面所说的关系就称为超度量的 (ultrametric). 在一个超度量空间, 通常的三角不等式

$$d_{ab} \leq d_{ac} + d_{bc}, \quad (12)$$

被更强的不等式

$$d_{ab} \leq \max(d_{ac}, d_{bc}) \quad (13)$$

所代替,这里 d_{ab} , d_{ac} 和 d_{bc} 分别是元素 a 和 b , a 和 c 以及 b 和 c 之间的距离. 在度量空间只要不断地向某一方向跨出小步子,你愿意走多远就可以走多远;而在超度量空间经过任意数目的固定步长的步子,你会发现离开出发点的距离与原来一样. 特别可以指出,超度量空间中的布朗运动是非各态历经的.

按照 Parisi 的解,在临界温度 T_c 以下 SK 自旋玻璃可以冻结到许多低能量状态之一. 每一个摹本 α 相应于 TAP 平均场方程的不同的解. 这些解可以看作 N 个自旋的 N 维构形空间中的状态的群集 (clusters). $q_{\alpha\beta}$ 代表属于摹本 α 和摹本 β 的群集的状态之间的重叠度,是群集 α 和 β 间相似程度的测度. $q_{\alpha\alpha}$ 是给定摹本的状态的重叠度,它都是相同的. 这里有分成等级的重叠度, $q_{\alpha\alpha} = q_0$ 是最大的;其次是 q_1 ,它是在构形空间中最接近的两组解 α 和 β 之间的重叠度;然后有 $q_2 < q_1$ 等.

在临界温度 T_c 解开始分离开来,它们之间的距离由它们间的重叠度偏离单位元素的程度来测量. 这些距离随温度降低而增加. 在 $T = 0$ 处, q_0 是 1,但最小的 $q_{\alpha\beta}$ 可以接近零. 不同状态之间的重叠度或距离 $q_{\alpha\beta}$ 可以用“超度量树”来描述. 图 1 是超度量树的示意图. 自旋

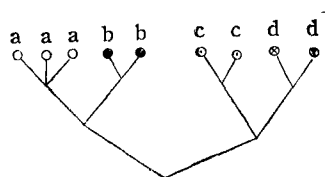


图 1 超度量树

玻璃的状态由上面一排小圆圈表示. 相同形状的符号所代表的状态之间的重叠度是 q_1 ; a 与 b 之间,或 c 与 d 之间的重叠度为 $q_2 < q_1$; 同样左边五个状态之一与右边四个状态之一间的重叠度为 $q_3 < q_2$. 可以证明,当随机地选取三

物理

个状态,它们之间至少有二个重叠度是相等的. 这种等级式的结构使人想起生物系统,对物理系统来说是很不寻常的. 有人猜想这是无序系统的特征.

四、组合优化问题

许多复杂问题可以归结为组合优化问题,例如旅行商问题(寻找最短路程经历 N 个城市而不重复), N 个城市中电话网的布线问题,设计有 N 个晶体管的集成电路块,连接 N 个集成电路块等. 这些问题可以归结为寻求一个价格函数(或目标函数)的极小值问题. 由于价格函数包含大量的变量和约束条件,直接搜索法几乎是不可可能的. 例如旅行商问题,连结 N 个城市的可能路线数目是 $(N-1)!/2$,若城市数是 5,则总共只有 12 种可能性;城市数是 10,则总共共有 181 440 种可能性,用计算机还可以处理;若城市数为 25,即使采用每秒钟能处理一百万种可能性的计算机也需要 98 亿年才能处理完. 这类问题称为 NP 完全问题. 用计算机来解决这类问题所需的机器时间至少像 N 的指数函数那样增长.

Kirkpatrick 等人^[4]认识到寻找 SK 自旋玻璃的最低能量状态是一个复杂的优化问题,等价于 NP 完全问题. 基于这种与统计力学的联系,他们提出用“模拟退火”算法来求组合优化问题的局部最优解.

早在 1953 年, Metropolis 等人就提出了一种简单算法可以用来模拟在某一给定温度下处于热平衡状态的原子集合. 由统计力学可以知道,当处于热平衡时系统取某一构形的概率是

$$P_c \propto \exp(-\beta E_c), \quad (14)$$

式中 E_c 是相应于这一构形的能量, c 代表构形 (configuration). 从某一初始构形开始,构造一稍有不同的新构形(如给气体中某一原子以小的随机位移,或随机地翻转自旋玻璃中某一自旋的方向). 计算新、老构形的能量差 ΔE . 若 $\Delta E \leq 0$,就接受新构形;若 $\Delta E > 0$,就按

概率 $\exp(-\beta\Delta E)$ 接受新构形。这个步骤经过很多次重复,系统就会趋向热平衡。

当温度 T 比较低(也就是 β 比较大)时,系统要经过很长时间才会达到热平衡,计算时间也许是机器所不能承受的。比较好的办法是从一个较高的温度 T (较小的 β) 开始,然后逐步降低温度。当 $T \rightarrow 0$ 时,能量将趋于最小值(基态)。这就是 Kirkpatrick 等人提出的“模拟退火”算法。

对一般的组合优化问题, E 相当于价格函数(或目标函数),它是系统构形的函数。令 $\beta = 1/T$, 这里 β 或 T 只是一个计算参数。要适当选择 T 的初始值,以及 T 逐步下降的幅度。国外以及最近几年来在我国都出现了相当数量的论文,研究用模拟退火算法求解各种组合优化问题。他们的工作表明,模拟退火算法在许多情形下比组合优化的一些传统方法更有效,结果更好。在美国已用这方法解 $N = 6000$ 的旅行商问题。据文献报道,这一方法在国外已处于商业应用阶段。

五、神经网络

最近几年来,神经网络的研究先是在美国然后在欧洲等发达国家形成热潮。1987年美国成立了神经网络协会,有物理学家、数学家、生命科学家、计算机科学家、工程师等3000余人参加,还出版了专门的学术期刊。1988年9月25日到10月5日在北京大学召开了关于神经网络的国际研讨会,笔者也曾与会。神经网络的研究一方面是为了解人脑——自然界最复杂、最精美及最神秘的创造物的功能,另一方面更重要的是它直接推动了智能计算机(或第六代电脑)的研制。

人脑约有 10^{11} — 10^{12} 个神经元。每一个神经元由三部分组成:细胞体,树突——信息输入端,轴突——信息输出端。一个神经元的轴突与另一个神经元的树突的结合部叫做突触,它决定神经元之间相互作用的强弱与性质。有些神经元只有几个突触,有的有几十万突触,

一般的有几千个。所以大脑皮层是一个有着复杂连接的网络系统。

美国加州理工学院的 Hopfield^[4] 首先认识到类似于自旋玻璃的系统可以完成复杂的计算并且可以储存信息。这种系统工作的基本原理完全不同于现有计算机,而是具备了若干类似于人脑功能的特点。Hopfield 关于神经网络的工作被认为是突破性的。下面我们作一些简单介绍。

用 s_i 表示第 i 个神经元的状态,0表示抑制,1表示兴奋; J_{ij} 表示第 i 个神经元到第 j 个神经元的突触, θ_i 表示第 i 个神经元的阈值。每一个神经元的状态按下述规则受其他神经元状态的制约:

$$s_i = H\left(\sum_j T_{ij}s_j - \theta_i\right), \quad (15)$$

这里 $H(x)$ 是 Heaviside 函数

$$H(x) = \begin{cases} 1 & x > 0, \\ 0 & x \leq 0. \end{cases} \quad (16)$$

对于 $T_{ij} = T_{ji}$ 的对称连接情形, Hopfield 引入“能量”函数

$$E = -\frac{1}{2} \sum_{i \neq j} T_{ij}s_i s_j + \sum_i \theta_i s_i. \quad (17)$$

可以证明:在网络演变过程中 E 单调下降,即

$$\Delta E = \Delta s_i \frac{\partial E}{\partial s_i} \leq 0. \quad (18)$$

在状态空间中,能量曲面像崎岖不平的地形,有很多山谷,那里对应着能量的局域极小。用动力系统的话来说,这些是固定点吸引子,它们对应着被回想的记忆,或是被认出的模式,或是其他的精神行为。这样简单的网络系统可用于联想记忆,模式识别、分类等问题。

Hopfield 网络与自旋玻璃的相似之处是明显的:它们都是大量变量的集合体,其中每个变量能取两个值,各个变量之间有复杂的相互作用,系统的解相应于能量曲面的极小点。所不同的是,在神经网络中神经元之间的连接强度 T_{ij} 要通过学习过程来调整。常用的学习规则有 Hebb 规则,或推广的 Hebb 规则。

一个外部的刺激决定系统在状态空间中的

初始位置。如果它落在某一吸引子的吸引盆内，它就会朝相应的解演变。所以外部的输入会导致选择给定的解，或者回想起给定的记忆。

神经网络的工作原理完全不同于现在的计算机而具有若干人脑功能的特点：首先它的工作方式是大规模平行处理，而现在的计算机是串行的、顺序式的；其次信息储存方式是分布式即储存在整个网络上，而现在的计算机是局域储存，信息被记在磁盘某个地方；最后神经网络有某种程度的自适应性或自组织性，通过学习确定神经元之间的连结，而现在的计算机完全靠外部指令和程序工作。

六、早期生命进化

生命科学中的一个重要问题是：小分子如氨基酸和核酸如何能演变为有高度组织的、能携带信息的大分子如蛋白质或 DNA。尽管详细的化学过程是未知的，但仍有可能构造一个分子进化的数学模型来说明这种转变。

无生命的小分子演变为具有生物活性的大分子是一种自组织过程，这是不能靠偶然碰巧来实现的。例如我们考虑有 100 个氨基酸的蛋白质链。在自然界存在 20 种氨基酸，这些氨基酸沿着具有生理功能的蛋白质链以一完全确定的次序排列。从任意的初始分布开始，所有可能的排列数是

$$N = 20^{100} \approx 10^{130}$$

即使这个“初始”蛋白质的结构每隔 10^{-8} 秒出现一次，完成这些排列所需的时间是 10^{122} 秒，远远大于地球年龄 10^{17} 秒。所以，靠偶然碰巧来形成蛋白质的概率几乎是零。

Rokhsar, Anderson 和 Stein^[13] 考虑两种单体 A 和 B (例如二种核酸)，作为大分子的建筑材料。两种单体以相等的分量混合，然后聚合成越来越长的单体链(聚合物)。产生大的信息容量的关键之点在于上述的聚合过程要具备多样性和选择性两种特性。多样性意味着聚合过程可能产生的聚合体的数目是大量的。例

如，假使 A 和 B 的连结比起 A 和 A 或 B 和 B 之间的连结更稳定，那么聚合过程的结果总是产生 ABABAB... 这样的聚合体。从这过程里什么也不能学到。另一方面，选择性意味着并不是所有可能的聚合体都有同样的机会生存下来。如果一个系统产生所有各种可能类型的聚合体，那么同样什么也得不到。一个系统的信息容量可以定义为

$$\text{信息容量} = \log \frac{\text{所有可能的聚合体的数目}}{\text{存在的聚合体的数目}} \quad (19)$$

他们构造了一个抽象模型，A 和 B 分别用 +1 和 -1 来代表，类似于 Ising 自旋。引入“死亡函数”

$$D[s] = \sqrt{2/N(N+1)} \sum_{i>j} J_{ij} s_i s_j, \quad (20)$$

这里 N 为单体总数， J_{ij} 是第 i 个单体与第 j 个单体之间的相互作用， J_{ij} 以相等的概率取 +1 和 -1，即单体间的相互作用使得死亡函数增加或减少的机会是相等的。显然“死亡函数”类似于 SK 自旋玻璃中的哈密顿量。在状态空间中“死亡函数”曲面象崎岖不平的地形，有很多山谷，这些最低处对应于系统的可能的解。这就象能量函数的极小值点对应于自旋玻璃系统的可能的解一样。引入“生存概率”

$$p[s] = 1/(1 + \exp(\lambda(D[s] + \mu))). \quad (21)$$

对于大的 λ ，所有满足条件

$$D[s] < -\mu \quad (22)$$

的聚合体都会生存下来，而其他的都死亡。这模型表明并不是所有的聚合体都有同样的机会生存下来。另一方面，随着聚合体尺度的增加，“好的”聚合体的数目指数式地增加，这样可以维持足够的多样性来产生信息。

复杂性 (complexity) 是最近几年来在科学界流行的一个新概念。以往科学研究的特征是从复杂的现实世界中抽象出简单事件来探索其规律性。而现代的科学家必须直接面对演变着的、动荡的、变化多端的，从而也是丰富多采的现实世界。甚至那些看来杂乱无章的空间形

态和似乎是毫无规律的时间序列也已成为科学研究的对象。对于自旋玻璃这样的空间无序结构以及对浑沌时间序列的研究,是现代理论物理的最重要进展之一。这些研究影响到物理学、数学、计算机科学、化学、生物学、经济学等学科的发展,带有多学科交叉的新的特点。

- [1] 姚凯伦,自然杂志,8(1985),49.
 [2] 姚凯伦,物理,15(1986),80.
 [3] D. L. Stein, *Scientific American*, No. 7(1989), 36.
 [4] M. Mezard et al., *Spin Glass Theory and Beyond*, World Scientific, Singapore, (1986).

- [5] S. F. Edwards & P. W. Anderson, *J. Phys. F*, 5(1975), 965.
 [6] D. Sherrington & S. Kirkpatrick, *Phys. Rev. Lett.*, 35(1975), 1792.
 [7] D. Sherrington & S. Kirkpatrick, *Phys. Rev. B*, 17(1978), 4384.
 [8] D. J. Thouless et al., *Phil. Mag.*, 35(1977), 593.
 [9] P. W. Anderson, *Physics Today*, No. 9(1988), 9.
 [10] G. Parisi, *J. Phys. A*, 13(1980) L115, 1101, 1887.
 [11] S. Kirkpatrick et al., *Science*, 220(1983), 671.
 [12] J. J. Hopfield, *Proc. Natl. Acad. Sci. USA*, 79(1982), 2554.
 [13] D. S. Rokhsar et al., *J. Molec. Evolution*, 23(1986), 119.

1992年第8期《物理》内容预告

纪念中国物理学会成立60周年

庆祝中国物理学会成立60周年(王殖东);
 怀念叶企孙老师(任之恭);
 向叶企孙先生致以最崇高的敬礼(余瑞璜);
 叶企孙老师的典范永存(虞昊);
 周培源教授风范管窥(何祚庥);
 园丁曲——记黄昆教授教书育人(吴自勤);
 著名的理论物理学家朱洪元教授(沈鼎昌);
 我国发光学研究的主要奠基者——徐叙瑗教授(熊光楠);
 介绍我国最早的两篇物理学论文(戴念祖)。

知识和进展

物理学在促进生命科学发展中的作用(林克椿);
 中国生物物理学的发展(陈润生);
 多孔硅——一种新形态的砷材料(张树霖);
 半导体激光器的新突破——蓝绿激光二极管(王杰

等);

自由电子激光及其新近发展(丁武等)。

物理学和经济建设

工业中的现代表面分析技术(I) 主要仪器和方法简介(范垂祯等);
 工科物理教师可以到交叉学科领域开展科学研究(曹天守);
 经济建设需要应用物理人才(徐赓武);
 谈谈我在应用开发研究单位工作的体会(刘文)。

讲座

分形——它的应用与进展讲座第三讲 在分形上的反常输运(黄畴)。

问题讨论

从量子理论看激光与普通光的本质区别(邓飞帆)。

(上接第426页)

分形描述只是高聚物结构的一种几何表现,更本质的相互作用机制和微观机理还需要科学家们作更艰苦深入的工作才能揭示。到那时我们才能从偶然王国走向必然王国。

- [1] P. J. Flory, *Principles of polymer Chemistry*,

Cornell University Press, (1979).

- [2] M. E. Fisher, *J. Phys. Soc. Japan*, 26(1969), 44.
 [3] P. G. de Gennes, *Scaling Concepts in Polymer Physics*, Cornell University Press, (1979).
 [4] Huang Yun, Qian Renyuan, *Polymer Communication*, 26(1985), 242.
 [5] Wu Dacheng et al., *Polymer*, 27(1986), 1087.