

原子物理中时间反演对称性成立吗

——原子系统中永久电偶极矩的探查

李兆霖

(中国科学院物理研究所,北京 100080)

本文将介绍在基本对称性研究领域具有重要意义但至今尚无答案的一项研究工作——微观粒子永久性电偶极矩的探查。其中重点介绍原子电偶极矩的探查。这一工作的意义在于它是对探索 CP 不守恒或 T 反演对称性破坏的起源的检验；还在于微观粒子电偶极矩的非零值意味着电磁相互作用中时间反演对称性的破坏。本文将介绍这一工作的研究背景及其重要意义，基本概念，实验原理和方法。

本文要介绍的微观粒子(除分子以外)的电偶极矩是指永久性的电偶极矩(permanent electric dipole Moment, EDM)。在过去的教科书中都认为像原子、电子这样的微观粒子不具有永久性的电偶极矩；而我们现在却要探查原子的 EDM，这岂不是互相矛盾吗？要回答这个问题，我们还得从 CPT 对称性和微观粒子的 EDM 的关系谈起。

一、 CPT 对称性和微观粒子的 EDM

1. CPT 对称性

我们知道，对称性是指在一定相互作用下的物理体系在经某种对称性的数学变换时体系运动规律的不变性，如果运动规律改变，则我们说这种对称性在该种相互作用中被破坏。本文所涉及的基本对称性是：电荷共轭变换不变性即 C 对称性，空间反演不变性即 P 对称性和时间反演不变性即 T 对称性。 C 和 P 对称性有其相应的宇称守恒律。我们说 C, P, T 对称性属于“基本”对称性是因为在 50、60 年代以前人们曾认为它们是普遍成立的；还因为至今仅在弱作用中发现了它们的破坏。这三种对称性由 CPT 定理联系起来，理论上可以证明只要一个体系的运动规律是相对论不变的，则它在一定的 CPT 联合变换下也是不变的。因此， C, P

的联合变换不变性的破坏要求 T 对称性也破坏，否则将与 CPT 定理矛盾。

2. CP 破坏的发现

1957 年李政道、杨振宁二位教授提出“弱作用中 P 宇称可以不守恒”的论点^[1]。在此以前人们普遍接受“ P 宇称守恒”的观念，按照这种观念，微观粒子的 EDM 不可能有非零值。因此尽管早在 1950 年帕塞尔(Purcell)和兰席(Ramsey)^[2]已指出探测微观粒子的 EDM 是对 P 对称性的灵敏的检验，但这一建议没有受到普遍重视。在发现弱作用中的 P 破坏和 C 破坏之后，人们曾产生过 C, P 联合变换具有不变性的想法，即当时人们同时持有时间反演不变性普遍成立的观念，而 T 反演不变性也要求微观粒子的 EDM 为零值，即按照这一观念，微观粒子不可能具有 EDM。

1964 年克里斯坦森(J.H. Christenson), 克劳林(J.W. Cronin), 菲奇(V. L. Fitch)和特雷(R. Turlay)在布鲁海文实验室发现了 K_L^0 介子衰变成两个 π 介子的两体衰变过程，即 $K_L^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ ^[3]。这一发现宣告了“ CP 守恒”观念的破灭。因为在此之前已经知道 K_L^0 介子有三体衰变过程，即 $K_L^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$ ，如果持 CP 守恒的观念来分析这两个过程，会得出 K_L^0 的 CP 宇称既为 $+1$ 又为 -1 的互相矛盾的结论。面对实验事实的唯一选择只能是否定弱

作用中的 CP 守恒。由于这一伟大发现，克劳林和非奇教授获 1980 年诺贝尔奖金物理学奖。

由于“ P 宇称可以不守恒”，“ CP 宇称可以不守恒”，“ T 对称性可以被破坏”，所以微观粒子的 EDM 不再必须为零值。

3. 探测微观粒子 EDM 的动机

探测微观粒子 EDM 的动机在很大程度上是和 CP 破坏的发现联系在一起，这主要体现在下述两方面：

(1) CP 破坏发现以后，人们渴望了解到破坏的原因，于是，数十种理论应运而生，例如“毫弱理论”，“超弱理论”和“六夸克理论”等。其中大多数理论都认为微观粒子如中子、电子等具有微小的 EDM，它们还预计了中子、电子、质子、 μ 子和超子等的 EDM 值的数量级。因此探测微观粒子的 EDM 是对这些理论的很好的检验。

(2) $K_L^0 \rightarrow 2\pi$ 衰变是迄今 CP 破坏的唯一实验例证，同时也是 T 破坏的唯一例证。难道自然界仅有此一特例吗？难道只有在弱作用中才能发生这种破坏吗？所以 CP 破坏的发现刺激了人们去发现新的 T 破坏例证。EDM 的探查就是这种努力的一个非常重要的方面。

4. 微观粒子 EDM 的概念

微观粒子 EDM 的值 $d = eD$ 定义如下：设微观粒子具有角动量 J ，角动量量子数 J ，相对于 z 轴的磁量子数 $m = J$ ， z 坐标从粒子质心测量。令 ρ_{JJ} 表示粒子内的电荷密度， e 表示电子电荷的绝对值， $d\tau$ 表示体积元，则有

$$eD = \int \rho_{JJ} z dz.$$

设 $D \neq 0$ ，若粒子是带电的，此定义意味着粒子的电荷“重心”偏离质心；若粒子是不带净电荷的，它意味着粒子的一半有多一些的正电荷，而另一半有多一些负电荷。

5. 探测电子 EDM 的困难和探测途径

要探测带电粒子的 EDM，似乎存在着原则性的困难。这是因为 EDM 的测量要靠探测它和外加静电场的相互作用来实现，而席夫

(Schiff) 等指出^[4]：在静电力的作用下处于平衡状态下的带电粒子所“看到的”总电场为零场，否则它将被加速(除了一些特殊情况以外)。以电子为例，自由电子在外加静电场作用下会被加速，对于这种情况，设计探测 EDM 的实验是很困难的。而原子中的电子又存在上述的问题。所幸运的是桑德斯 (Sanders) 等人的工作^[5,6]表明当计算电子 EDM 对原子 EDM 的贡献时，若考虑相对论效应，原子中的电子“看到的”总的电场不再为零场，并且可以使得一些原子的表观 EDM 远大于电子的 EDM，这就给我们探测电子的 EDM 和寻找 T 破坏的来源开辟了一条灵敏的途径，即通过探测原子的 EDM 来探测电子的 EDM 以及其他的引起 T 破坏的因素。下一节我们将把注意力集中到电子和原子上来。

二、电子和原子的电偶极矩

1. 电子 EDM 的经典模型

我们试用图 1 说明如何想象电子具有 EDM $d_e = eD_e$ 。一个具有角动量 L 和 EDM $d_e = qr$ 的电子的电荷分布可以看成如图 1 所示的两个分布的叠加。一个分布是总电荷 $-e$ 的均匀分布；另一分布是电荷中心相距 r 分别有电荷 $+q$ 和 $-q$ 的电荷球体。因此，电子的总电荷仍然为 $-e$ ，而其 EDM $d_e = qr$ 。如果令 $D = qr/e$ ，则 d_e 亦可表示为 $d_e = eD_e$ 。 d_e 的方向不是和电子角动量 L 平行就是反平行。因为若不是这样，就必须引入一个新的量子数来描写电子的状态，这显然与那些和泡利原理相一致的实验事实相矛盾。至于 d_e 和 L 是平行还是反平行，尚不知道。为讨论方便起

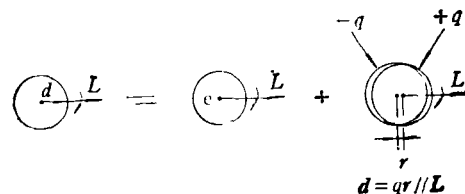


图 1 电子 EDM 的经典模型

见,本文中假定 d_e 和 L 平行. 关于 d_e 的大小(或 D 的大小), 理论曾预计它在 10^{-29} — 10^{-32} e · cm 的范围. 假定 $d_e \sim 10^{-29}$ e · cm, 若把电子放大到地球那么大, 则 D 才有毫微米长.

2. 电子具有 EDM 将意味着 T 破坏

可以借助上述的经典模型来说明电子具有 EDM 意味着 T 破坏. 图 2 (a) 中的电子经时间反演后示于图 2 (b), 由于 T 反演, 角动量 L 的取向改变, 然而 d_e 取向不变. 图 2 (c) 左方和右方的电子分别是反演前和反演后的电子, 它们分别是 d_e 平行于 L 和 d_e 反平行于 L 的二个不同的态, 可见 T 反演前后不变性被破坏, 即发生了 T 破坏. 这时如果外加相互平行的静电场 E 和静磁场 B , 分析表明 T 反演前后的哈密顿量不可能保持相等, 即不可能保持不变性, 这表示在电磁相互作用中的 T 破坏. 对于 P 反演以及中子的情况亦可按类似的方法分析, 从而看出如果 $d_n \neq 0$, 则发生 P 破坏.

3. 原子的 EDM 和电子的 EDM 的关系

前面已经提到原子中的电子的 EDM 对原子的 EDM 的贡献可以表现为“放大”了的原子的 EDM, 但并非对任何原子都存在着这种放大作用; 另外, 也并非所有原子的 EDM 仅来自电子 EDM 的贡献. 根据现有的理论, 一般来说, 原子的 EDM 可来自于(1)核的 EDM; (2)电子和核的 T 破坏相互作用; (3)电子自身固有的 EDM. 它们分别相应于夸克-夸克相互作用; 电子-夸克相互作用以及纯轻子相互作用. 至于哪一种贡献起支配作用, 要看原子的电子总角动量 J . 对于 $J = 0$ 的态, 原子 EDM d_a 指向核自旋, 前述第(1)、(2)种作用占支配地位; 对于 $J \neq 0$ 的态, 第(2)、(3)种作用占支配地位. 因此, 如果探测原子的 EDM 的目的是探测电子的 EDM, 就要选择适当的原子和原子态. 例如, 文献[7]选择了铯原子基态 $6S_{1/2}$, 文献[8]选择了氡原子亚稳态 3P_2 .

为了通过原子探测电子的 EDM, 除了上述考虑外, 还需考虑选择具有大的“增强因子 R ”的原子. R 定义为原子的 EDM d_a 与电子的 EDM d_e 的比值, 即 $R = d_a/d_e$. 采用不

同模型的理论工作分别计算了不同原子的 R 值. 例如桑德斯等人计算了金属 Na, Rb 和 Cs 原子的 R 值分别为 0.32, 24 和 119. Tl 和 Fr 原子的 R 计算值为 ~ 700 和 1150. 一般来说原子的核电荷数越大和原子的极化率越大, 则 R 值越大.

至于原子 EDM 的方向, 对于能级是非退化的原子态, 原子 EDM d_a 与其总角动量 F 平行或反平行. 与电子的情况类似, 我们这里假定它们互相平行, 这时有 $d_a = d_e F/F$. “非退化”前提保证了 d_a 与 F 平行(或反平行), 否则至少会有两个态属于同一个能级, 因而与“非退化”矛盾. “非退化”在实验上不难实现.

4. 原子 EDM 为非零值意味着 T 破坏

上面说明了原子 EDM 的大小和方向及其和原子角动量的关系. 只要将图 2 中的 d_e 换为 d_a , 把 L 换为 F , 就可以说明如果原子具有 EDM, 则意味着在电磁作用中的 T 破坏和 P 破坏.

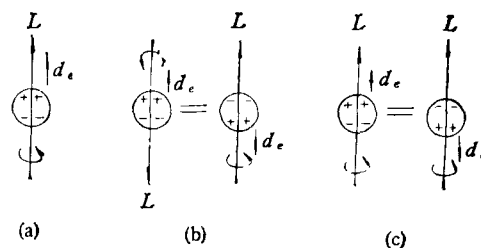


图 2

三、原子电偶极矩的探测

下面将挑选二个比较典型的实验作为例子来介绍. 为了突出主要的物理思想和原理, 介绍中将具体实验作了简化和抽象.

1. 一般考虑

如果把原子置于外加的均匀静磁场 B 中, 由于原子磁矩 μ 和磁场 B 的相互作用能 $-\mu \cdot B$ 会造成原子总角动量 L 的磁子能级的位移从而引起能级分裂, 当磁场很弱时, 相邻磁子能级的间隔等于 $\hbar\omega_L$, $\omega_L = \frac{\mu \cdot B}{L}$ 是拉

莫尔圆频率。置于外加的均匀静电场 E 中的原子,其 EDM d_i 和电场 E 的相互作用能 $-d_i \cdot E$ 也会类似地引起附加的磁子能级分裂,其大小为 $\hbar\omega_E$, $\omega_E = \frac{d_i E}{L}$ (依赖于具体的能级和具体的实验条件, ω_L 和 ω_E 的表达式会有些不同)。只要设法测量 ω_E , 即可求出原子的 d_i 。我们可以想到两种测量方法, 第一种方法是先加磁场 B , 测量 ω_L , 再加电场 E , 测量能级分裂的改变量 $\hbar\omega_E(\omega_L \rightarrow \omega_L + \omega_E)$; 第二种方法是分别加电场 E 和磁场 B , 比较相应的能级分裂的大小 $\hbar\omega_E$ 和 $\hbar\omega_B$ 。如果 μ 是已知的, 由于 B 和 E 是可测的, 所以两种方法都可以求出 d_i 。

若采用第一种方法, 我们应考虑到频率的改变量即 ω_E 是很小的, 其数量级为 $\sim d_i \cdot E / \hbar$ 。例如对于 $d_i \sim 10^{-22} e \cdot \text{cm}$ 和 $E \sim 10^6 \text{V/cm}$, $\omega_E \sim 10^{-2} \text{Hz}$ 。这样高的测量精度 (在本实验中相当于灵敏度) 要求能级宽度窄以及利用低频的而不是光学波段的跃迁。这使我们想到了求助于磁共振方法和原子束技术。第二种方法的思想是基于比较 ω_E 和 ω_B , 因此可以将许多实验条件的不稳定性通过归一化去除, 并且测量 ω_E 时, 无外加磁场。这无疑给实验带来优越之处。下面先介绍第二种方法。

2. 测量极化原子在静电场作用下的进动

此实验方法接近于文献[7]的方法。该实验选择了 Cs 原子基态超精细结构磁子能级来探测 EDM。实验的几何安排如图 3 所示。

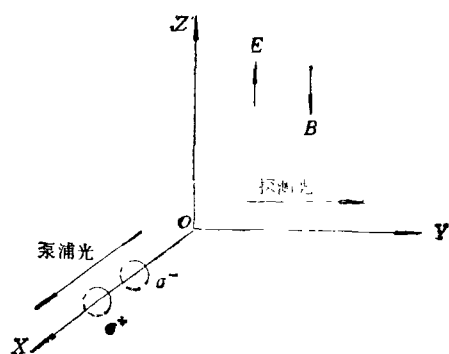


图 3

设原子处在坐标原点, 用一束沿 x 方向传播的圆偏振激光将原子在 x 方向极化, 即使得原子从其角动量无规则取向的状态变为定向状态。对于电子角动量 $J = 1/2$ 的态, 磁量子数 $m = \pm \frac{1}{2}$, 定向状态相应于原子被布居到

$$m = \frac{1}{2}$$

(σ^+ 情况)或 $m = -\frac{1}{2}$ (σ^- 情况) 的能态上。

这时原子角动量 L 、原子磁矩以及原子 EDM d_i 在 x 方向或 x 的负方向排列一致。这个过程叫做“光泵”(optical pumping)。实际上由于原子和原子池的壁以及池中的缓冲气体的碰撞, 还存在着退极化作用, 极化和退极化达到动平衡后, 并非全部原子都取 x 方向, 我们把极化的程度称为“极化度”。

如果在 z 方向加一均匀静电场 E , 且 $E // z$, 原子的 EDM d_i 会受到电场 E 的力矩的作用, 即正电荷向上运动, 负电荷向下运动。力矩 $M_1 = d_i \times E$, 由刚体动量矩定理, 原子转动角动量和所受力矩的关系为

$$dL/dt = M_1 (M_1 = d_i \times E).$$

这个方程的解表明 L 将以角速度 $\omega_E = d_i \cdot E / L$ 在 XOY 平面绕 z 轴进动。如果不加电场而在负 z 方向加一均匀磁场 B , 则原子磁矩也受到磁场 B 的力矩作用, 力矩 $M_2 = \mu \times B$, 同理 L 将以角速度 $\omega_B = \mu \cdot B / L$ 在 XOY 平面绕 z 轴进动, ω_B 即是大家熟知的拉莫尔进动频率。

如果 $d_i = 0$, 则 $\omega_E = 0$, 则加电场时进动不发生, 在 y 方向 L 的投影为零; 如果 $d_i \neq 0$ 则 L 在 y 方向的投影不为零。假定原子已被布居到 $m = +1/2$ 的态且在 y 方向加一束 σ^+ 圆偏振光, 根据对偏振光的选择定则, 原子池中的原子对 σ^+ 光吸收较少, 如果代之以 σ^- 光, 则相应的吸收较大。这两种情况下的透射光强度的差值将与原子在 z 方向的极化度成正比, 还与 $\sin \omega_E t$ 有关。当 L 开始进动因而偏离 x 方向以后, 退极化作用占支配地位, 极化逐渐消

矢,因而可以引入极化的平均寿命 τ 的概念.可以证明:当 ω_E 很小时(这正是实际情况),对时间平均来讲,在 y 方向“看得见”的极化度正比于 $\omega_E \cdot \tau$,因此上述的透射光的差值还与 ω_E 成正比.在分别加电场和磁场两种情况下,原子在 x 方向的极化度是相同的,平均寿命 τ 也是相同的,因此,在这两种情况下的上述透射光差值分别取决于 ω_E 和 ω_B .如果测得的透射光差值相等,则 $\omega_E = \omega_B$,即 $d_A \cdot E/L = \mu \cdot B/L$,所以 $d_A = \mu \cdot B/E$,由于 B, E 为已知, μ 可精确测量,故可由上式求得 d_A .

实验中沿 y 方向的圆偏振光的右旋性和左旋性是按一定频率交替改变的,因而透射光强是其振幅正比于 ω_E 或 ω_B 的该频率的交变信号,经光探测器探测后的光电信号可由锁相放大器放大、解调,便可得到与 ω_E (以及 ω_B) 成正比的测量信号.

3. 原子束磁共振方法

可以利用原子束磁共振方法测量在加电场 E 时 $-d_A \cdot E$ 相互作用造成的能级分裂,从而测量原子的 EDM d_A ,图4是实验原理图.从原子束源出射的原子按顺序经过高真空的 A, B, C 三个区域,然后进入探测器. A 区的作用是选择一定取向的原子,这一选择作用是靠非均匀磁场对不同取向的原子有不同的偏转作用来实现的.在 B 区中心(有的装置是在探测器前方)有一准直狭缝,这样,只有一定取向,一定出射角,一定初速度的原子才能按如图所示的轨迹通过 B 区.先假定 B 区不加外场,被选择的原子通过 B 区后在 C 区受到与 A 区相反梯度的磁场的作用,从而发生相反方向的偏转,然后恰好到达探测器的位置.如果被选择的原子在 B 区发生了取向的变化,则 C 区的偏转作用会使那些取向变化了的原子不能到达探测器.由此可见, A 区和 C 区的作用如同极化器和极化分析器的作用或光学中的起偏振器和检偏振器的作用.由于原子的一定取向与一定磁量子数的态相对应,所以上述作用又如同态选择器和态分析器. B 区称为共振区,在 B 区加两个磁场,一个是均匀的弱磁场 B ,它使原子磁子能

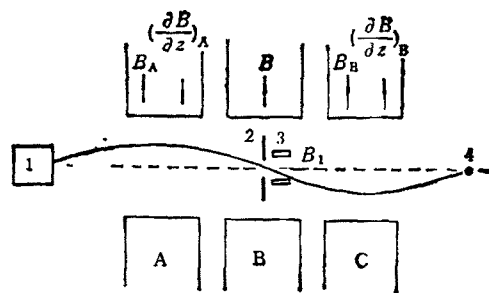


图4 原子束磁共振实验原理图

1.原子束源, 2.狭缝, 3.射频线圈, 4.探测器; A为A区的A磁铁, B为共振区, C为C区的C磁铁

级分裂,前述的被选的原子将处在与之相应的产生了位移的磁子能级上,设这一磁子能级与所选定的另一磁子能级的能级间隔为 $\hbar\omega_L$, ω_L 为拉莫尔进动频率;另一个磁场是一个在垂直于 B 的平面上以射频圆频率 ω_0 旋转的磁场 $B_1(t)$,其幅度为 B_1 .可以证明:当 $\omega_0 = \omega_L$ 时,就会发生共振跃迁,相当大的比例的原子将布居到另一磁子能级上去,即它们的取向改变,因此不能到达探测器的位置,于是探测到的原子强度信号在共振时陡然减弱.不难想象,我们也可以设计共振时测量信号陡然增强的实验.这样,我们可以通过调节 ω_0 (或 ω_L) 测得一条原子强度信号依赖于 ω_0 (或 ω_L) 的磁共振曲线.在 $\omega_0 = \omega_L$ 附近, ω_L 的微小增量将引起信号的明显变化,特别是在兰席发明双回路技术^[9]后,共振峰的宽度大大压窄,因而灵敏度大大提高.

在上述原理的基础上,在 B 区加一平行于 B 的强静电场 E ,由于原子 EDM d_A 和 E 的相互作用,前述的一对磁子能级间将产生附加的能级分裂 $\hbar\omega_E$,即 $\omega_L \rightarrow \omega_L + \omega_E$.由测得的信号的改变量(当加 E 时)和已知的磁共振曲线(当不加 E 时)可以求得 ω_E ,从而求得 d_A .对于一些特定的原子态,能级分裂可由简单的公式表示,如文献[8]中的能级分裂为

$$\hbar\omega = g_J \mu_0 B + \frac{1}{2} d_A \cdot E,$$

其中 g_J 是原子的 G 因子, μ_0 是玻尔磁子.该实验选择了偶同位素亚稳态 $Xe(^3P_2)$ 的 $m =$

+1 和 $m = -1$ 的一对磁子能级,射频场产生的共振跃迁是两量子跃迁。

四、简单介绍 EDM 探测的进展

第一节中已经介绍了探测微观粒子 EDM 的科学背景。1964 年以后探索 CP 不守恒的来源的各种理论应运而生,大多数的理论都认为微观粒子的 EDM 可以不为零,他们预言的 EDM 值相差很远,例如中子为 10^{-23} — $10^{-28}e \cdot cm$, 电子为 10^{-25} — $10^{-32}e \cdot cm$, μ 子为 10^{-20} — $10^{-25}e \cdot cm$ 。正因为如此就更需要实验来检验。20 多年来,已在中子,原子和分子体系上进行了许多实验,此外还有 μ 子和超子等。中子 EDM 的探测灵敏度已达到 $\sim 10^{-25}e \cdot cm$,通过分子探测质子的 EDM 的灵敏度已达 $\sim 10^{-21}e \cdot cm$ ^[10],通过原子探测电子 EDM 的灵敏度已达 $1.3 \times 10^{-23}e \cdot cm$ ^[7],尽管还未探测到微观粒子的 EDM,但测量的 EDM 上限值已进入理论预计范围,还未与多数理论矛盾。在原子 EDM 探测方面,早期的方法主要是原子束磁共振,近十几年来,发展了许多不同的方法,华盛

顿大学伏特申 (Fortson) 的小组^[11]和阿默斯特 Amherst 学院亨特的小组^[7]取得了较好的实验进展。随着实验灵敏度的不断提高,如果实验结果与理论发生矛盾,那并不是坏事,相反,只会敦促新的更为正确的理论的产生,甚至也可能导致未知的相互作用的发现,而这也正是艰苦的 EDM 探测实验的重大意义和诱人之处,它鼓舞着我们对微观粒子的 EDM 去不懈地探索。

- [1] E. M. Purcell and N. F. Ramsey, *Phys. Rev.*, **78** (1950), 807
- [2] T. D. Lee and C. N. Yang, *Phys. Rev.*, **105**(1957), 1671
- [3] J. H. Christenson et al., *Phys. Rev. Lett.*, **13**(1964), 138
- [4] L. I. Schiff, *Phys. Rev.*, **132**(1963), 2194.
- [5] E. E. Selpeter, *Phys. Rev.*, **112**(1958), 1642.
- [6] P. G. H. Sanders, *Phys. Lett.*, **14**(1965), 194.
- [7] S. A. Murthy et al., *Phys. Rev. Lett.*, **63**(1989), 965.
- [8] M. A. Player and P. G. H. Sanders, *Phys. Rev.*, **3** (1970), 1620.
- [9] N. F. Ramsey, *Molecular Beam*, Oxford, Oxford Uni Press (1956)
- [10] E. A. Hinds and P. G. H. Sanders, *Phys. Rev. A*, **21** (1980), 480, I. D. Wilkening et al., *Phys. Rev. A*, **29**(1984), 425
- [11] E. N. Fortson et al., *Phys. Rev. Lett.*, **59**(1987), 2275.

非线性科学国际新刊

——《混沌、孤立子和分形》创刊

近年来,非线性科学的理论和应用研究异常活跃,混沌、奇怪吸引子、分形和孤立子等新概念、新术语成了科学界最热门的话题。为了适应该学科的发展,迅速及时以及全面集中地反映这一领域的最新动态和最新成果,英国著名的培格曼出版社 (Pergaman Press pld, Headington Hill Hall, Oxford OX3 OBW, UK) 于 1990 年创办了新刊:《混沌、孤立子和分形》(Chaos, Solitons and Fractals)。混沌理论的创始人费根鲍姆 (M. J. Feigenbaum)、耗散结构理论的创始人普里高津和分形理论的创始人曼德尔布罗特 (B. B. Mandelbrot) 等许多著名科学家被聘为该刊的名誉编委,美国康内尔·Cornell 大学的 M. Maschie 担任该刊的执行编辑。该刊 1990 年与 1991 年将合出一卷,共

六期。

新刊《混沌、孤立子和分形》将快速发表有关歧点和奇异理论、确定性混沌和分形、稳定性理论、孤立子和凝聚现象、结构和派腾、进化和复杂性理论等方面的未经删节的原始论文、短讯和评论文章,除有关基础理论研究之外,该刊还将特别注重它们在各学科领域中的应用。在物理学方面涉及的范围有:流体力学,量子力学,统计力学,激光,光学和声学,等离子体和聚变物理学,固体和凝聚态物理学,化学和化学物理学,天文学和天体物理学,材料科学,地球物理学和气象学等。

(时惠)