

时间和物理学中的复杂性*

伊·普利高津

不可逆过程可以从几种不同的角度来研究。第一是唯象的即热力学的讨论,由此能够导出不稳定性判据,给出定义远离平衡态的非常明确的条件。第二是研究在什么条件下会导致不稳定性以及在非平衡条件下物质有哪些性质。实际上,这是关于分岔点的研究,是一个很普遍的数学理论问题。它可以用于远离平衡的失稳现象。第三,在下一个层次中要研究非平衡过程中涨落的作用。分岔和涨落有很密切的联系,涨落能够改变分岔的类型。前面所列举的都是宏观理论,最后我们还应当发展微观理论,也就是讨论不可逆过程的动力学起源问题。

下面我们分别对这几个问题作扼要介绍。

一

从宏观理论的角度来说,主要的量是熵产生,例如在化学反应中,

$$P = \frac{d_i S}{dt} = \frac{A}{T} \nu > 0, \quad (1)$$

式中化学亲和势 $A = -\sum r_i \mu_i$, μ_i 是化学势, 整数 r_i 是配比系数, ν 是反应速率。在更普遍的情况下,熵产生可以写成若干项之和,每项都是力 X_i 和流 J_i 的乘积,

$$P = \frac{d_i S}{dt} = \sum X_i J_i \geq 0. \quad (2)$$

热力学稳定性的古尔理论,是吉布斯和范德瓦尔斯提出来的。最简单的方法是把熵 S 展开到二级项,

$$S = S_0 + \delta S + \frac{1}{2} \delta^2 S, \quad (3)$$

其中第一项是平衡态时的熵。整个经典的热力学稳定性理论可以概括为:二次变分 $\delta^2 S$ 应是负的,即对孤立系统熵取极大值,并且与边条件无关。二次变分可表示为

$$T\delta^2 S = -\left[c_v (\delta T)^2 + \frac{\rho}{\chi} (\delta V)_{N_i}^2 + \sum \mu_{ij} \delta N_i \delta N_j \right] < 0, \quad (4)$$

式中 $\mu_{ij} = \left(\frac{\partial \mu_i}{\partial N_j} \right)_{p,T}$, N_i 是第 i 组分的粒子数。古典的稳定性判据是比热 $c_v > 0$, 压缩率 $\chi > 0$ 以及对

物理

化学势的一定附加条件。

在平衡点附加求二次变分的导数,可以证明它等于熵产生 P ,

$$\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t} \delta^2 S = \sum X_i J_i = P \geq 0. \quad (5)$$

根据热力学第二定律,熵产生应当是正的。 $\delta^2 S$ 本身是负的而它的时间导数是正的,因此它是一个列普诺夫函数。如果存在列普诺夫函数,则体系是稳定的,小扰动使体系偏离平衡状态,它还会趋向平衡。这说明为什么所有经典体系在平衡或平衡态附近是稳定的,也说明了为什么在平衡状态附近不可能发生新的稳定结构。

因此稳定性的基本问题可以归结为:在远离平衡时, $\delta^2 S$ 还是不是列普诺夫函数?在宏观理论范围内, $\delta^2 S$ 仍然是负的。主要的问题是研究 $\delta^2 S$ 的时间导数,

可以证明 $\frac{\partial}{\partial t} \delta^2 S$ 与原来不同,它不再是流和力的乘积,

而变成流和力的涨落的乘积

$$\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t} \delta^2 S = \sum_i \delta X_i \delta J_i. \quad (6)$$

它不再是熵产生,而称为剩余熵产生。因此稳定的充分条件要求剩余熵产生是正的。实际上存在两种可能性:当剩余熵产生是正的,这时系统最后趋向于平衡;如果它是负的,系统就会偏离平衡态越来越远。在后一种情况下,我们不能简单地回答稳定性的问题,而应当研究各个正则模的行为,发现有可能出现的失稳现象。

二

以上所述的关键是,即使在宏观理论范围内也不排斥出现失稳现象的可能性。为了理解这一点可以考察一下化学反应。这比研究流体力学容易,因为它是一种标量现象,自由度比较少。例如下面的化学反应



$\{A\}$ 是原始反应物,中间产物是 $\{X\}$,最后产物是 $\{F\}$ 。

* 本文是比利时布鲁塞尔自由大学伊·普利高津 (I. Prigogine) 教授,1978年8月23日在中国科学院物理研究所作的一次报告,由詹达三整理,郝柏林校阅,未经原作者审查。

问题是中间产物在什么条件下是稳定的, 稳定条件要求

$$\sum_p \delta V_p \delta A_p = 0. \quad (8)$$

对于化学反应



其反应速率 V 和化学亲和势 A 分别为

$$V = XY, \quad A = \log \frac{XY}{CD}. \quad (10)$$

(这里已令所有反应常数为 1)。很容易求出 V 和 A 的扰动是

$$\delta A \delta V = (Y \delta X) \left(\frac{\delta X}{X} \right) = \frac{Y}{X} (\delta X)^2, \quad (11)$$

其数值是正的, 因此不会有失稳。

如果有自催化存在的话, 情况会发生改变。最简单的自催化反应是



这时

$$A = \log \frac{XY}{X^2} = \log \frac{Y}{X}. \quad (13)$$

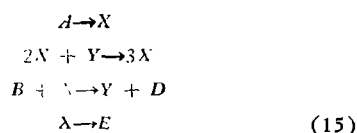
可见反应速率与前面相同, 而化学亲和势不同。取变分得到

$$\delta A \delta V = (Y \delta X) \left(-\frac{\delta X}{X} \right) = -\frac{Y}{X} (\delta X)^2 < 0, \quad (14)$$

即 $\delta A \delta V$ 为负, 因此有可能出现失稳现象。

这一点是很有意思的。因为在生物化学反应中, 反馈的现象很普遍。因此在生物体系中有可能经过失稳, 发生新的时空组织。

为了把时空结构与化学反应联系起来, 让我们考虑一个简单的例子。由于多年来我们对它进行过大量的研究, 文献中有时把这个反应称为“布鲁塞尔器”, (Brusselator)。虽然它比较简单, 但已经展示了在失稳以后可能遇到的许多特点。这一组反应是



其中有一个闭合催化环。很容易研究这个体系的稳定性问题。最简单的情况是研究没有扩散和对流的反应方程组:

$$\frac{dX}{dt} = A + X^2 Y - BX - X, \quad (16a)$$

$$\frac{dY}{dt} = BX - X^2 Y. \quad (16b)$$

这个反应只有两个中间产物 X 和 Y , 而且只有最简单的非线性项。这是一个最简模型, 如同场论中的李模型一样。

容易证明, 正常的热力学平衡解为

$$X_0 = A, \quad Y_0 = \frac{B}{A}. \quad (17)$$

为了作线性稳定性的分析, 可以将 X 写成 X_0 加上扰动项 $x e^{i\omega t}$, 对 Y 也一样。然后代入方程组, 得到决定 ω 的本征值方程:

$$\omega^2 + (A^2 - B + 1)\omega + A^2 = 0. \quad (18)$$

当线性项系数为零时, 根的实部从负变成正, $\text{Re} \omega = 0$ 是失稳点。

如果 $B > 1 + A^2$, 就会达到新的状态, 这个新状态称为极限环。这时不管从什么初态出发, 随着时间演化, 它总是趋向周期轨道。如果保持 A 和 B 为常数, X 和 Y 是周期函数。这就是一种化学钟。它是分歧出现极限环的最简单的例子, 而且只出现了时间结构。

如果要求看到时间和空间结构两者, 则反应中应有更多的中间产物, 例如所谓 Belousov-Zhabotinski 反应。若要定性地描述这种过程, 最少要有三个中间产物, 并存在自催化反应 $X \rightleftharpoons Y$, $Y \rightleftharpoons Z$, $Z \rightleftharpoons X$ 。这类反应的机制主要是美国 Oregon 大学的 Noyes 研究的, 因此文献中又称为“Oregonator”。在适当的条件下, 当它偏离平衡态超过一定临界距离之后, 有可能出现失稳现象。为了研究这种反应, 最简单的方法是考虑包括扩散和对流在内的宏观方程组:

$$\frac{\partial x_i}{\partial t} = V(x_1, x_2, \dots) + D_i \frac{\partial^2 x_i}{\partial r^2}, \quad (19a)$$

$$\frac{\partial X}{\partial t} = \alpha X(X - L), \quad (19b)$$

x_i 是反应物的浓度, V 是反应速率。这是一类反应扩散方程。目前对这类方程进行了很多研究。这又是最简单的研究逐次分歧的模型。它本质上是平均场理论, 因为 V 是平均浓度的函数。像任何平均场理论那样, 我们忽略了涨落。如果 $L < 0$, 唯一的稳定解是零; 如果 $L > 0$, 就有可能出现新的分歧。在一般情况下可以出现逐级分歧的现象。

分歧理论的基本思想虽然很简单, 但实际计算起来却很复杂。最近对第一级分歧和第二级分歧证明了一些具有普遍性的定理。它的基本思想是把微分方程写成线性项加上一个微扰项, 关键在于要找出一个与原来线性方程的解正交的解。例如方程组

$$\frac{\partial X}{\partial t} = A + X^2 Y - BX^2 - X + D_X \frac{\partial^2 X}{\partial r^2}, \quad (20a)$$

$$\frac{\partial Y}{\partial t} = BX - X^2 Y + D_Y \frac{\partial^2 Y}{\partial r^2}, \quad (20b)$$

只不过是前面的“布鲁塞尔器”方程加上扩散项。由于扩散项的存在, 有可能出现两类一级分歧。一类是极限环, 超过分歧点之后又会出现另一类与时间无关的空间周期解。这类现象已在实验中观察到了, 用计算机模拟也得到浓度随空间变化的周期解。另外, 还有可能出现与时间有关的化学波(图 1)。我们也可以讨

论二维情况下的分歧。这时用量子力学语言来说先是存在着 \$s\$ 态, 分歧之后还是各向同性的, 再次分歧之后出现轴对称。当然在每一次分歧之后都会引进时间或

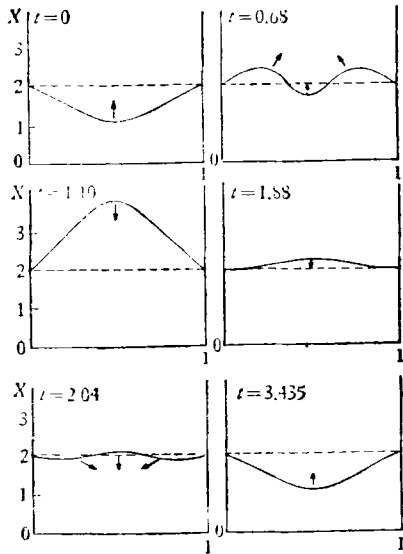


图 1

空间的特征尺度。当然还可以研究无穷介质中的分歧问题, 人们发现在二维或三维情况下会出现平面或立体的图案。至于一维体系, 也和平衡态下的相变一样, 分歧也被涨落所破坏。

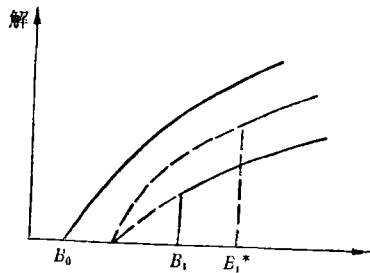


图 2

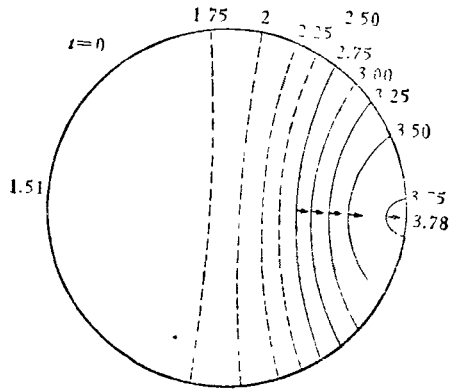


图 3

下面我们用一个例子说明逐级分歧的现象。在图 2 中, B_0 点是稳定的分歧。在 B_0 点之后出现的分歧是简并的, 可能有两种不同的情况, 它可能是稳定的, 也可能离开分歧一定距离之后 (B_1, B_1^* 等点) 又成为稳定的。这种分歧叫做使一级分歧稳定的二级分歧。这件事的物理含意很有趣, 相当于出现了一个波。这个波是有对称性的, 如图 3 所示。在图 4 中出现的是一种旋转波。它没有前图中的那种轴对称性, 很象螺旋。这种旋转波在生物学中很重要, 它与生物形态发生可能有关系。因为很多生物形态发生大体上都具有很低的对称性, 所以有可能是利用这类旋转波来传递形态发生的信息。

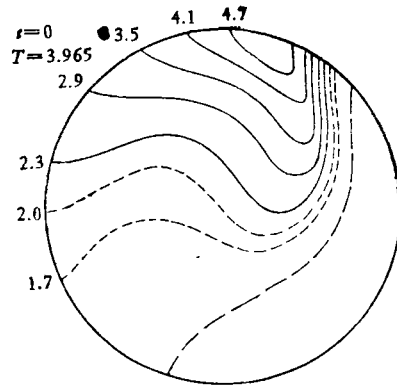


图 4

三

下面我们简单地说明一下有关涨落的理论。

从涨落理论的角度来说, 有一点也是引人注意的, 即非线性的反应导致涨落的反常。涨落在分歧点附近极其反常, 它比中心极限定理所预期的要大得多, 经典统计规律在分歧点附近不再有效。平常的临界点附近, 涨落也特别大。在远离平衡时, 这是一种更为普遍的现象。在平衡态附近总是可以把方程线性化的, 因此所得到的当然是爱因斯坦的涨落定理。在远离平衡时, 非线性可能引起反常的大涨落, 虽然目前尚无直接的实验验证, 但近年来有很多计算机的模拟指出了这种反常涨落的存在, 其结论与正重化群的计算结果有些类似。

为了解什么是反常涨落, 我们先来讨论正常涨落的方差。对于泊松分布

$$P(x) = e^{-\langle x \rangle} \frac{\langle x \rangle^x}{x!}, \quad (21)$$

其方差为

$$\langle \delta x^2 \rangle = \langle (x - \langle x \rangle)^2 \rangle = \langle x \rangle, \quad (22)$$

即方差等于平均值。因此相对涨落为

$$\frac{\sqrt{\langle \delta x^2 \rangle}}{\langle x \rangle} = \frac{1}{\sqrt{\langle x \rangle}} \sim \frac{1}{\sqrt{N}} \text{ 或 } \frac{1}{\sqrt{V}}. \quad (23)$$

因此对于广延量, 如果 V 或 N 很大, 相对涨落是很小的。例如, 有一个容器有 10^{10} 个分子, 把容器分成两半, 那么各半所包含的分子数大约为 $1/2 \times 10^{10} \pm \sqrt{10^{10}}$ 。因此在这里平均值和涨落的区分是明确的。换句话说, 对于广延量, 如果 V 或 N 足够大, 由大数定律得知

$$\frac{\langle \delta x^2 \rangle}{V} \sim \text{有限}. \quad (24)$$

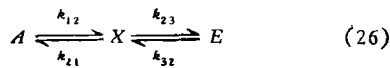
但是对于反常涨落(21)式不再成立。如果 $\langle x \rangle$ 不是正比于 V 而是正比于 $V^{3/2}$ 或 V^2 , 那么平均值与涨落量的差别, 不像正常情形那样可以明显地区分开来。因为涨落很大, 在分歧点附近或分歧之后的两个状态之间就可以互相过渡。

在这种情况下不能用力学方法, 而必须用统计方法来描写, 例如可以用马尔科夫链来模拟。马尔科夫链是一种无记忆的随机过程, 将来只和现在有关。最简单的马尔科夫链由 Master 方程来描写:

$$\frac{dW(k, t)}{dt} = [\omega_{ik}W(i, t) - \omega_{ki}W(k, t)], \quad (25)$$

式中右边第一项是增益, 第二项是损失。我们可以用这个方程模拟化学反应, W 由化学反应动力学确定。用马尔科夫链描述非线性的化学反应时会出现一些新的特点, 因为跃迁几率是占有数的非线性函数, 另外粒子数是无穷的, 需要如同在平衡态时那样取热力学极限。因此这种过程在马尔科夫链理论中会引入新的特点, 它们还不曾为数学家所研究过。

对于下述简单的化学反应



可以用宏观线性方程

$$\frac{dX}{dt} = (K_{12}A + K_{31}E) - (K_{21} + K_{23})X \quad (27)$$

来描述。方程(26)的定态解为

$$X_0 = \frac{K_{12}A + K_{31}E}{K_{21} + K_{23}}. \quad (28)$$

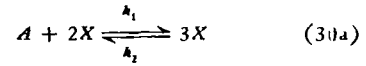
马尔科夫链的方程为

$$\begin{aligned} \frac{dW(A, X, E, t)}{dt} = & K_{12}(A+1)W(A+1, X-1, \\ & E, t) - K_{21}AW(A, X, E, t) \\ & + (\text{包含 } K_{23}, K_{32}, K_{31} \text{ 的类似的项}). \end{aligned} \quad (29)$$

这样得到的是一个差分方程, 它对于跃迁几率是线性的, 对于占有数是非线性的。研究这个方程最好用生成函数方法, 从而得到一个系数是非线性函数的线性常微分方程, 然后取大体积的极限。数学上虽然很简单, 但结果却是新的。对于线性情况, 可以证明稳态分布是泊松分布。但如果加上非线性之后, 得到的就不再是泊松分布了, 并且对泊松分布的偏离与涨落的大

小有关。如果观察的区域很小, 它还是泊松分布, 对于整体行为来说, 它就偏离泊松分布了。分布与区域的尺寸有关, 这一件事十分重要, 并可用计算机进行验证。

为了与平衡态相变相类比, 让我们来考察非线性的 Schlögl 反应, 它只有一个中间产物:



其描述方程为

$$\frac{dX}{dt} = -k_2X^3 + k_1AX^2 - K_3X + K_4B. \quad (31)$$

方程(31)具有三阶项, 经过变量代换之后, 稳态条件和范德瓦尔斯方程非常类似。这个方程的解有一个分歧点, 一侧有一个解, 另一侧有三个解, 如同范德瓦尔斯曲线一样。在临界点附近, 可以得到与统计平衡时完全相同的临界指数。这个结果可以从马尔科夫方程出发, 用生成函数方法, 取无穷极限来得到。在临界点附近, $\langle (\delta x)^2 \rangle$ 不是正比于 V 而是正比于 $V^{3/2}$, 共存线附近则正比于 V^2 。这说明涨落和平均值是同量级的, 因此大数定律这时不再有效。

一般情况下, 在一个分歧附近选取那一个解是一个涨落问题。从某个初始状态出发, 具体实现的可能是这个或另一个状态。解的选择使对称破缺。可以证明所有的解构成一个流型。马尔科夫链方程的解是从整个流型中选取一个特殊的解。解没有唯一性, 在数学上这是一个新问题, 因为当 $t \rightarrow \infty$ 时就有无穷多个解。这种链称为“反常的”或“不诚实”的马尔科夫链。

上面所讨论的问题是关于涨落在第一个分歧点的情况。如果继续讨论第二个分歧又会引入新的空间和时间的尺度, 再继续下去最终导致混乱一团的状态。因此分歧理论是关于复杂性的最基本的动力学。对于很多应用问题这是很重要的, 例如生态学、昆虫物种共存的问题等等, 这时的分歧方程往往是有推迟效应的。

四

现在来讨论上述三个问题与动力学究竟有什么关系。我们只讨论与经典力学相联系的问题。经典力学的基本描述是引入正则方程, 当然它是很复杂的。但是吉布斯和爱因斯坦引入了相空间的密度分布 ρ , 它满足刘维方程:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} = & - \sum_{i=1}^s \left[\frac{\partial H}{\partial p_i} \frac{\partial \rho}{\partial q_i} - \frac{\partial H}{\partial q_i} \frac{\partial \rho}{\partial p_i} \right] \\ = & [H, \rho]. \end{aligned} \quad (32)$$

可以引入一个作用在 ρ 上的刘维算符 L , 把方程写成

$$i \frac{\partial \rho}{\partial t} = L\rho. \quad (33)$$

特别需要强调指出,算符不仅在量子力学中是重要的,并且在任何不能使用轨道概念的问题中也是重要的.对于经典力学中的不稳定系统同样应当引进算符.下面我们讨论在经典力学中如何引入算符以及为什么这样做是必须的.

以前对不可逆过程的了解有过两种主要的尝试.首先是玻耳兹曼方法,它虽然很成功,但终究是一种经验的方法.玻耳兹曼用了碰撞这种非常直观的概念,但它并不是从动力学出发的.在这个方法中,所讨论的是一个速度的分布函数,它满足著名的玻耳兹曼方程.这个方程不是从动力学推导出来的,尽管有很多重要的实际应用,但是具有很大的局限性,因为不能把它推广到稀薄气体以外的情形.玻耳兹曼引入了 H 这个量. H 只能随时间衰减,但是不能证明这就是熵随时间的变化,因为作为出发点的方程本身具有很大的经验性.

为了克服这一困难,吉布斯引入了泛函

$$\Omega = \int \rho \log \rho dpdq$$

(或任何其它由 ρ 构成的正定泛函). 可以证明,如果 ρ 满足刘维方程,则

$$\frac{d\Omega}{dt} = 0. \quad (34)$$

这样我们就碰到了很大的困难,因为从一般观点来看,列普诺夫函数应当和 ρ 有关.但是如果把 ρ 代入(34)式,它恒等于零.所以 H 是列普诺夫函数,而 Ω 不是列普诺夫函数.于是有很多人想到应当用某种近似方法,例如粗粒平均,把 ρ 求某种平均之后再代入 Ω 的表示式,这样不可逆过程就是某种近似的结果.这个问题彭加勒曾经考虑过.他也考虑了另一种可能性,试图找到一个列普诺夫函数,它是 p 和 q 的函数,并满足

$$M(p, q) \geq 0, \quad \frac{dM}{dt}(p, q) \leq 0. \quad (35)$$

他证明了这是不可能的.不管 $M(p, q)$ 是什么函数, $\int \rho M(p, q) \rho dpdq$ 都不是列普诺夫函数.也就是说,不可能引入一个微观的列普诺夫函数,它是 p 和 q 的函数.唯一可能的出路是把列普诺夫函数用算符来表示.

由于 ρ 相当于波函数 ψ , 因此可以定义作用在它上面的算符,把动力学构造成为一种算符代数.例如

$$[L, T] = i, \quad (36)$$

式中 L 是刘维算符, T 是时间算符.它是一种新的关系,甚至在普通量子力学中也不存在这种关系.我们要问,存在微观的不平衡熵的条件是什么? 可以证明,

就动力系统遍历性质的层次而言,必要条件是强混合,充分条件是 K 系统.这时系统的运动是如此不稳定,以致在相空间每个点的附近轨道都是指数地相互离开的.分布函数 ρ 在经典理论中是一个附加的概念,而在这里变成了一个基本概念,其前提是要求体系足够不稳定.从某种意义上说,这是时间的变化和时间本身的关系.体系是强随机的,我们不能同时既知道它的年岁又知道它的时间变化.这时就可以定义熵,它是算符 T 的函数 $M(T)$.

最后让我们举“面包师变换”为例子来说明上述的做法是可行的.这个变换的操作如下:把图5中的(a)压缩成(b),切成两半拼成图(c);然后对图(c)继续上述步骤…….这样下去就形成了越来越厉害地分割开来的密集的分层结构.这样一个体系在下面的意义上是极其随机的,即如果体系中原来有一个点,经过变

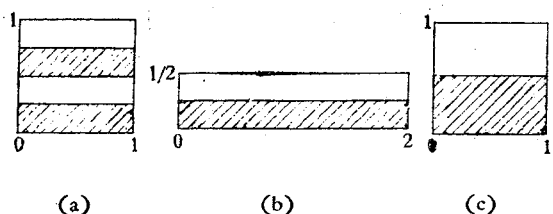


图5

换之后这个点会移动,但不存在轨迹.如果我们取一块很小的体积,经过一段时间之后,这块小体积会分成两块.我们能够做的只是给出每一小块到达某处的几率是多少,引人注目的是,在量子力学中有人企图放弃几率的概念,但是几率的概念却自然而然地包含在经典力学的范围之内了.这样的“面包师变换”可以用伯努利移动来描写,我们不在这里给出数学式子了.

对于“面包师变换”可以用某种投影算符之和来定义时间算符 T .这时本征时间大致是指经过多少次操作可以达到特定的复杂程度.分布函数 ρ 不一定是 T 的本征函数,但它可以用 T 的本征函数来展开.这样可以计算平均年龄,但本征年龄要由系统的内部结构确定.于是我们第一次有可能把时间看成依赖于体系内部结构的东西,而不像力学正则方程中的 t 仅仅是一个参量.虽然“面包师变换”是一个过份简单的例子,但是我相信在化学或生物体系中都可能存在类似的连续分歧、失稳和出现内禀的时间、空间尺度的现象.

我们叙述了一种关于不可逆过程的统一观念,它是从力学出发达到随机的不可逆性,对于体系能够定义类似“面包师变换”中的时间算符 T 的条件,是力学运动的不稳定性.因此不可逆性不是一种近似,而是自然界的物理规律的一种根本表现.对于复杂的物理系统即使初始条件离得很近,随着时间的演化,它们也会离散得很远.这种性质导致经典力学和量子力学的新

前景。

从本世纪初以来，人们总预期会从基本粒子或天体物理中发现新的规律。现在我们看到，对于时间和熵的深刻分析也能对物理学的理论结构带来新的观念。

(关于本文所涉及问题的详细分析，可参看 G. Nicolis 和 I. Prigogine 所著 *Self-organization in Non-equilibrium Systems*, Wiley, 1977 一书，以及即将出版的 I. Prigogine 的新著 *From Being to Becoming*。两书中译本均在准备中)

凝聚态物质的低频响应*

倪嘉陵

这次讲座的内容是我近三年来从事的新的研究工作。这些工作已经成为文献中许多文章的源泉。全部内容是关于凝聚态物质的低频涨落、弛豫和耗散现象，包括凝聚态物理中至今尚未满意解决的一系列老问题。正如文章题目所述，我所做的工作是根据一些新概念提出一个基本的理论模型，这个模型能够成功地解释许多上述的低频涨落、弛豫和耗散现象。这样，我就把这些现象做了统一的物理描述。而且，我已经做过全面的实验数据的调查，并与我的普适理论预言进行了广泛的比较。这个普适理论不仅对上述的低频性质提供了统一的物理基础，而且也解决了当今固体物理的几个活跃领域中实验数据解释的难点。

凝聚态物质中存在许多低频(或长时间)涨落、弛豫和耗散现象，就现象本身以及把它当作研究材料的手段都有重要意义。在这些现象中，有几种属于凝聚态物理中最古老的问题，还没有得到基本的理解。或者在某些情况下，甚至不能借助唯象模型合适地描述它们。

在本文中我们要考虑的低频涨落、弛豫和耗散现象包括电介质弛豫、机械(粘弹性)弛豫、核自旋弛豫、闪烁 1/f 噪音、产生-复合噪音、瞬态电输运和瞬态电容。这一部分讲解的重点是电介质弛豫和机械弛豫。

描述电介质弛豫的常规模型是 Debye 模型，由这个模型导出的依赖频率的复电介电率为

$$\chi(\omega) = \chi(0)/(1 + i\omega\tau_0), \quad (1)$$

时间常数 τ_0 称为 Debye 弛豫时间。然而，现在大量的实验事实证明，几乎没有一种固体呈现 Debye 行为，只有极个别的液体符合 Debye 模型。图 1 指明了实验结果。偏离 Debye 模型如此严重，使得人们无法从对称的 Debye 损耗峰辨认出 $\text{Im}\chi(\omega)$ ——偶极子系统的损耗。在 $\log\{\text{Im}\chi(\omega)\}-\log\omega$ 图中，这个峰在半高度的宽度为 1.144×10 (图 1 的最右边)。为了使 Debye

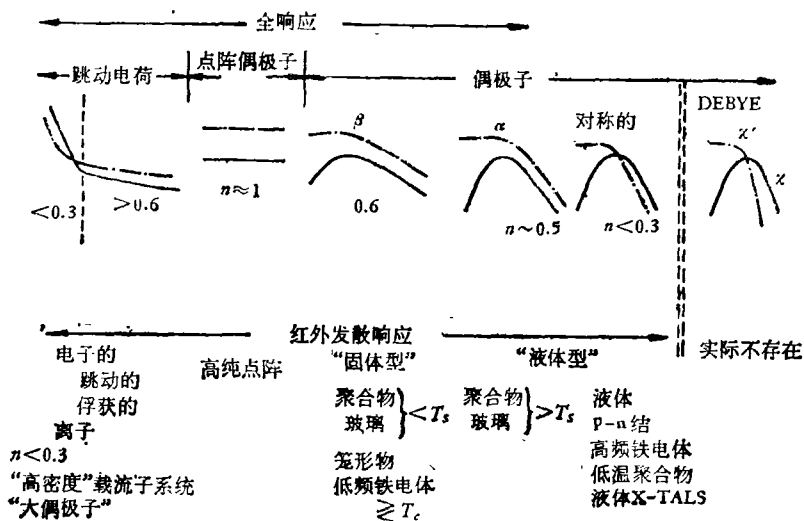


图 1 在固体的整个区域内观察到的各种类型的电介质响应的示意图。链点线代表对数坐标的 $\chi''(\omega)$ ，实线代表对数坐标的 $\chi'(\omega)$ ，从理想的 Debye 模型经由 α 和 β 峰到荷电载流子系统的普适响应。 n 取较小的值时，行为的极限形式由强低频色散表示。 $n \approx 1$ 时，行为的极限形式由不依赖频率的“点阵响应”的极限情形表示。图中举出遵从各自响应形式的各种材料，并指出了设想的极化机理

* 本文系美国海军研究实验室倪嘉陵 (K. L. Ngai) 博士在昆明“1979年暑期全国晶格动力学学习班”所作报告的前一部分。吴述尧根据讲义摘译，林磊、李从周校。译文未经作者审阅。