
Introduction to Statistical Mechanics

赡科材

中国科学技术大学 化学物理系

2023 年 7 月 1 日

目录

前言	i
第一章 系综理论的基本原理	1
1.1 刘维尔定理	1
1.2 分布函数	2
1.3 微正则系综	3
1.3.1 热力学何以成为可能	3
1.3.2 微正则系综的研究方法	5
1.4 经典理想气体	6
1.4.1 一些直觉	6
1.4.2 Ω 的计算	6
1.5 总结	8
第二章 正则系综	11
2.1 最概然与正则分布	11
2.2 正则系综的研究方法	13
2.2.1 统计量的物理含义	13
2.2.2 能量的涨落	14
2.3 配分函数的性质	15
2.3.1 微观态与相空间	16

2.3.2	连续形式的配分函数	17
2.3.3	无关联系统	18
2.4	实例	19
2.4.1	再论理想气体状态方程	19
2.4.2	有限能级系统与负温度	20
2.4.3	谐振子系统	21
2.4.4	极端相对论气体	22
2.5	总结	23
第三章	相变的统计力学	25
3.1	磁学系统的热力学	26
3.2	Ising 模型	27
3.2.1	基本模型	27
3.2.2	熵焓竞争与对称性破缺	27
3.2.3	一维 Ising 模型的严格解	29
3.2.4	二维 Ising 模型概要	31
3.3	Ising 模型的零级近似: 平均场理论	31
3.3.1	基本结果	31
3.3.2	临界行为	33
3.3.3	响应函数与关联函数	33
3.3.4	平均场的变分方法	34
3.4	重正化理论	34
3.4.1	卡丹诺夫变换	34
3.4.2	二维 Ising 模型的重正化	34
3.5	总结	34

目 录	5
第四章 非平衡统计力学	35
4.1 再论刘维尔定理	35
4.2 分布的演化：薛定谔绘景	37
4.2.1 布朗运动的爱因斯坦理论	37
4.2.2 福克尔-普朗克方程	38
4.3 力学量的演化：海森堡绘景	38
4.3.1 关联函数及其稳态性质	38
4.3.2 布朗运动的朗之万理论	40
4.4 线性响应与涨落耗散定理	40
4.4.1 昂萨格回归假说	40
4.4.2 静态响应与静态弛豫	40
4.4.3 响应函数	40
4.4.4 从线性响应理论到朗之万方程	40
4.5 总结	40
附录 A 附录	41
A.1 无穷小正则变换行列式的绝对值等于 1	41

前言

统计力学将热力学问题归结于 **概率与统计推断**，以等概率假设与遍历性假设为基础，建立起一整套关于微观-宏观相互联系的桥梁。通过一定的统计推断，我们可以从众多自由度中提取出一些重要信息，而忽视一些细节，或者无关紧要的部分。

虽然我们打算忽略一些细节，但是还是得来看看这些细节都是怎么一回事。经典力学以相空间和哈密顿函数为基础，以 **正则变量** 的时间演化给出力学系统的时间演化。这些正则变量服从哈密顿方程：

$$\begin{aligned}\dot{q}_i &= \frac{\partial H}{\partial p_i} \\ \dot{p}_i &= -\frac{\partial H}{\partial q_i}\end{aligned}$$

不过，要想求解如此庞大的耦合微分方程系统是很困难的一件事——例如采样，而且是对 10^{23} 量级的粒子数！既然庞加莱早已证明，连最简单的三体问题都没有解析解，且对初值敏感，**我们又有信心认为对于 10^{23} 量级的结果是可靠的呢？**

好消息是，统计力学的遍历性假设将会让这些烦人的细节从我们的面前消失。考虑一个宏观小而微观大的子系统，它与周围的环境进行着复杂紊乱的相互作用，所以我们有理由认为：在足够长的时间间隔内子系统在自身所有可能的状态中经历足够多的次数。同时，这一假设也让我们相信：某个子系统的统计分布与同一系统的其他任意小部分的初始状态无关，因为从任何初始状态出发，这个系统总是将所有可能的状态都走了足够多遍，以至于这种初始状态的影响在足够长的时间内，被系统其余的、更为广大的部分的影响所完全消除。换句话说，**每一个状态都可以取为初始状态**。

所以我们看到，统计力学对一个物理系统的预言具有概率的特征。但必须指出的一点是，这样的概率绝非系统所固有，而是因为得到这些结论所依据的条件远比完整的力学描述所需要的少得多——例如我们可以仅用三个宏观可测的状态参量就能完全确定一个宏观系统，还能确定系统其他的状态参量的值，而这三个自由度实际上将天文数字的微观自由度都统摄其下。

另一个问题是 **微观可逆性与宏观不可逆性的矛盾**——如果用 $-t$ 替代求解结果中的 t （做一个时间反演，或者说把录像带倒着放）仍然是演化方程的一个可能的解，但我们从来没有观察到滴进池塘的墨水又重新聚集成刚滴进去时的形状。这样一来，**时间的流逝似乎就有了确定的方向**。这样的“热力学时间”和我们其他地方作为正则变换参量（Hamilton-Jacobi 理论）或者酉变换参量（量子力

学传播子)所引入的时间有什么差别?

总之,统计力学是作者本科以来最喜欢的一门理论课,它是一个关于“大”的理论。固然对“小”的研究也同样迷人(量子力学、第一性原理计算、单分子反应机理的探究等等),对这些细节的研究加深了我们对自然界的微观认识,使得我们对自然界究竟是怎样运转的有了更多的了解,甚至能在原子、电子、夸克尺度上让基本力服从我们的意志,但它能指引我们走多远呢?世界的本源有小有大,而我选择相信 **More Is Different**。具有巨大自由度数目的系统虽然系统与单一粒子遵循同样的力学规律,但是自由度的巨大却导致性质上的全新规律性。而这样的规律,是在微观层面意识不到的。

不识庐山真面目,只缘身在此山中。进入大数据时代,甚至现在的 **new bing** 和 **ChatGPT** 所引领的大语言模型时代,科学界的主要矛盾也在变化。这是统计模型大放光彩的时代,也是科技革命的浪潮之巅。

统计力学将会爆发出的能量,我想是不言而喻的。

第一章 系综理论的基本原理

经典力学通过相空间中的点 (q, p) 来描述一个系统的某个状态。它们的演化满足正则方程

$$\dot{q}_i = \frac{\partial H}{\partial p_i} \quad (1.1)$$

$$\dot{p}_i = -\frac{\partial H}{\partial q_i} \quad (1.2)$$

现在，我们想要考虑的不是一个状态，而是一大群状态——在单一瞬间同时考虑大量系统，他们全部是给定系统的某种“思维复本”——其特性由与原系统一样的宏观态来表征，但极其自然地处在所有各种可能的微观态中。

所以，所谓系综是代表点的集合、是总体、是概率空间。在经典力学中，它是相空间中满足所有约束条件（粒子位置有限、总能量有限）的一个区域所包含的所有能够“代表”宏观系统的代表点的总和——这里默认是连续的，因为一个宏观态统摄下的微观态是如此之多，以至于两个相邻微观态之间的间隔足够小。

现在，这一大群具有与宏观态相同宏观性质的微观态随着时间的变化都会在相空间内画出一条条轨迹，同时这个集合的位置和形状也会随着时间不断变化。和在力学中所遵循的思路相似，我们希望找出这一演化的运动积分，而刘维尔定理则能完成这个任务。

1.1 刘维尔定理

虽然每一个宏观态统摄下的微观态都具有相同的宏观性质，但它们在系综所包括的区域内的分布可能不是均匀的，有疏密之分。这驱使我们定义代表点密度 $\rho(q, p, t)$ 如下：

$$\rho = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\Delta N}{\Delta V} \quad (1.3)$$

这里的定义是离散的，但基于许多考虑，我们更喜欢一个连续、归一化的概率密度 $\rho(q, p, t)$ ，满足

$$\int_{\Omega} \rho(q, p, t) d\omega = 1 \quad (1.4)$$

使得物理量的系综平均可以表示为

$$\langle f \rangle = \int_{\Omega} \rho(q, p, t) f(q, p, t) d\omega \quad (1.5)$$

我们也可以这样理解代表点密度 ρ ：在系综内任意划定一个区域 $d\omega$ ，在某一代表点在系综内进行遍历的过程中，在某一相点附近找到代表点的概率为 $\rho d\omega$ ，或者说在遍历过程中，系统的代表点在此处停留的时间与总时间的比 $\Delta t/T$ 收敛于 $\rho d\omega$ 。

代表点的演化在相空间中对应于一个正则变换在时间上的连续伸展，而正则变换的 **Jacobi** 行列式的绝对值恒等于 1（见附录），所以我们期望：系综的时间演化服从流体的连续性方程

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (1.6)$$

事实也确实如此。代入哈密顿正则方程，即可得到著名的 **刘维尔定理**：

$$\frac{d\rho}{dt} \equiv \frac{\partial \rho}{\partial t} + [\rho, H] = 0 \quad (1.7)$$

根据这个定理，正如随同一个相点一道运动的观察者所看到的那样，相点周围代表点的局部密度随时间保持恒定，是运动积分。因此，这群代表点（也是相点）在相空间中的运动，从本质上说，跟不可压缩流体在物理空间中的运动是一样的！

反思与质疑

当看到式子 $[\rho, H]$ ，一些读者可能会有这样的疑问： ρ 是系综的局部性质， ρ 在某一点的值是与该点周围的代表点分布情况有关，而 H 则是这个相点的哈密顿量。那么二者的对象不同，怎么能做 Poisson 括号呢？

对于这个问题，我觉得可以这样回答： H 并不只是某个相点的哈密顿量，因为根据正则方程，我们实际上在整个相空间内都定义了一个相场

$$\dot{\xi}_i = \Omega_{ij} \frac{\partial H}{\partial \xi_j} \equiv \Delta H, \quad \Omega = \begin{bmatrix} \mathbf{0} & I \\ -I & \mathbf{0} \end{bmatrix}$$

这个场穿过了系综内所有的相点，所有的相点都沿着这个场进行运动，那么这个场的对象当然就是整个系综了。

1.2 分布函数

从刘维尔定理可以知道，既然分布函数 ρ 是一个物理量，它必然是变量 q, p, t 的函数，并且以某一点所代表的子系统在运动时保持不变。所以，它应当可以被写作系统所有独立运动积分的一些组合。

实际上，分布函数并不依赖于所有的独立运动积分，我们只需要考虑到这样一件事：根据统计独立性，两个子系统的组合的分布函数 ρ_{12} 应当等于 ρ_1 与 ρ_2 的乘积，所以

$$\ln \rho_{12} = \ln \rho_1 + \ln \rho_2 \quad (1.8)$$

即分布函数的对数是可加性的量。所以我们可以得出结论：**分布函数不仅是运动积分，而且还是可加的运动积分**！而力学系统可加的运动积分只有七个：能量、动量的三个分量以及角动量的三个分

量，所以分布函数形式上应该能写为它们的线性组合

$$\ln \rho_a = \alpha_a + \beta E_a(q, p) + \gamma \cdot P_a(q, p) + \delta \cdot M_a(q, p) \quad (1.9)$$

总之，可加性的运动积分的值完全确定了系统的统计性质，也就是说完全确定了它的任何子系统的统计分布，因而同时也确定了子系统的任意物理量的平均值。**正是这七个独立的可加运动积分代替了在用力学方法处理问题时所需要的多得不可想象的初始条件。**

上面的讨论使得我们可以直接构造出一个适用于描述系统的统计性质的分布函数——既然不可相加的运动积分的值不会对系统的统计性质造成影响，那么任意函数 ρ 只要它仅依赖于可加运动积分，并且满足刘维尔定理，就可以用来干这件事。

例如，我们总是可以通过设定合适的边界条件，或者选取合适的坐标系，使得系统的动量与角动量是一个固定的常数，从而可以合并为常数项 α_a 中。事实上总是可以证明：在热力学平衡状态下，闭合系统只可能整体做匀速的平动和转动。这样一来，密度分布函数就只依赖于系统的能量了。

现在，如果我们关注的是系统的某个稳定状态，那么自然而然地就要求 ρ 不明显地依赖于时间——这就导致 $[\rho, H] = 0$ 。不妨假设函数 ρ 对坐标 (q, p) 的依存关系只是通过对哈密顿函数 $H(q, p)$ 来实现，即

$$\rho(q, p) = \rho[H(q, p)] \quad (1.10)$$

在随后对正则系综的讨论中我们将看到，在这类系综中最自然的选择，是以下的密度函数

$$\rho(q, p) \propto \exp \left[-\frac{H(q, p)}{kT} \right] \quad (1.11)$$

其所定义的系综即为 **正则系综**。

当然，最简单的分布函数莫过于一个不依赖于任何坐标动量的常值函数了，它对应的就是接下来的主题：**微正则系综**。

1.3 微正则系综

1.3.1 热力学何以成为可能

任何知识的结构都由基本假设和逻辑推断组成。热力学作为自然科学的一部分也是如此。统计力学既要为热力学立法，要扫清以往物理化学 I 中的蒙昧，那就得提出使得这一切成为可能的 **先天综合判断**。

一切的一切都迫使我们相信：从微观状态数 Ω 的量值和它依赖于参数 N, V 和 E 的性质，我们可以推导出给定系统的全部热力学特性。

也就是说：配容数是第一性的，是自然界的最优化目标函数。

我们后面的讨论都从这里出发。既然我们认为自然界为配容数选择的决策参量有三个，分别是 N, V, E ： $\ln \Omega(N, V, E)$ ，那么它的三个偏导数在优化过程中有非常重要的作用，**它们代表了配容数上升的倾向有多大**：

$$\beta = \left(\frac{\partial \ln \Omega}{\partial E} \right)_{N, V}, \quad \eta = \left(\frac{\partial \ln \Omega}{\partial V} \right)_{N, E}, \quad \zeta = \left(\frac{\partial \ln \Omega}{\partial N} \right)_{V, E} \quad (1.12)$$

这个最优化问题显然还受到一定的条件约束：总粒子个数、总体积、总能量不能变。这样一来，系综在相空间中所占据的区域就有了一定的边界。所以，现在我们写出自然界每时每刻都在“求解”的约束最优化问题：

$$\begin{aligned} & \operatorname{argmax} \Omega(N, V, E) \\ & \text{s.t. } \sum n_i = \mathcal{N}, \quad \sum n_i E_i = \mathcal{E} \end{aligned} \quad (1.13)$$

再回到热力学。热力学起初是人类根据完全的宏观经验总结出的一些规律（而没有涉及任何微观的分子原子或者能级之类的概念）。经过经年的实践，人类通过感官的认识，将配容数的三个重要偏导数所代表的内涵分别都取了名字：**温度、压强以及化学势**——回忆热力学第一定律与第二定律的联合方程 $dE = TdS - PdV + \mu dN$ 以及各种热力学平衡条件。这些是人类最初认识“热及其动力学”(Thermodynamics) 的出发点。所以虽然它采用了很多数学记号，看起来具有坚实的数学基础，但它终究是一个完全唯像的理论，这些偏导数的正确性只能通过实验检验，而不是逻辑（全是综合判断，而少见分析判断）。

但情况有了一些变化。我们认识到熵这个量似乎和其他状态参量不同，因为自然界总是要熵增的方向发展，它的地位应当和其他状态参量有所差别。将熵还原为配容数之后，我们相信，或者说信仰：自然界总是想运动至配容数更大的地方。从这里出发，**我们希望将统计学引入我们的理论体系中，并为热力学提供一个合理的解释**。

为了凸显配容数以及熵的第一性，我们将 dS 写到等式的左边：

$$dS = \frac{1}{T}dE + \frac{P}{T}dV - \frac{\mu}{T}dN \quad (1.14)$$

带入熵的定义式 $S \equiv k \ln \Omega$ ，对应可知

$$\beta = \frac{1}{kT}, \quad \eta = \frac{P}{kT}, \quad \zeta = -\frac{\mu}{kT} \quad (1.15)$$

请仔细品味与物理化学 I 或者其他哪本热力学教材的差别：这里是以微观状态数 Ω 及其最优化为基础的，而能量、体积和粒子数则沦为了一个决策变量，温度、压强与化学势则沦为了对这三个决策变量的偏导数——不再像从前那样具有平等的地位（这里指的是任何单组分平衡态可以用任意三个状态参量完全确定，其中必须要有一个广度性质）。

由此可见，**统计力学之路，莫非陟降二途**。陟，意指向峰巅攀爬，即导出基本定律，同时厘清各种热力学概念；降，下山，即将基本原理应用于诸多情形。下面我们先来爬山。非常明显，基于以上的反思，这第一个台阶应是计算 $\Omega(N, V, E)$ 的表达式。

1.3.2 微正则系综的研究方法

从前文可知，选择决策参量 (N, V, E) 来描述一个正在执行优化过程的系统是一件非常自然的事，因为我们的目标是用它们表示出配容数 Ω 。对于粒子数 N 和体积 V 的约束不太能够导出新的关系，但是对能量的限制却可以：对于一个有确定能量的系统，它有许多的简并态。在这些简并态中，我们没有理由认为其中哪一个是比另外几个更优越——因为极小的扰动都会使得系统从一个态变为能量差不多相等的另一个态。

所以，我们为以 (N, V, E) 标记的系综中的每一个态都赋予相等的概率，即系综的任何代表点处于相空间中所允许的区域内的概率都是完全相等的，这就是 **等概率假设**，这样的系综称为 **微正则系综**。

虽然在微正则系综中，系统的宏观态由分子数 N 、体积 V 和能量 E 来确定，但现在我们要求能量 E 可以在一个范围内波动——从 $E - \Delta/2$ 到 $E + \Delta/2$ 。这样一来，系综区域被限制在一个“超壳层”内。微正则系综的密度函数为

$$\rho(q, p) = \begin{cases} \text{const}, & \text{for } E - \frac{1}{2}\Delta \leq H(q, p) \leq E + \frac{1}{2}\Delta \\ 0, & \text{else} \end{cases} \quad (1.16)$$

不难看出，对于微正则系综而言，某个物理量的时间平均与其系综平均可以交换积分次序，也就是说这两种求平均值的过程可以相互颠倒。而对于长时间的平均值，根据遍历性假设，系综内每一个成员都做了几乎相同的事，那么取系综平均值又变得无关紧要。

由此可见，**一个物理量在微正则系综上的时间平均等于系综平均**。

对于系统的其他状态函数，我们写出热力学第一定律与第二定律联合公式的变形

$$dS = \frac{1}{T}dE + \frac{p}{T}dV - \frac{\mu}{T}dN$$

带入 $S = k \ln \Omega$

$$d \ln \Omega = \frac{1}{kT}dE + \frac{p}{kT}dV - \frac{\mu}{kT}dN \quad (1.17)$$

同时有

$$d \ln \Omega = \left(\frac{\partial \ln \Omega}{\partial E} \right)_{V, N} dE + \left(\frac{\partial \ln \Omega}{\partial V} \right)_{N, E} dV + \left(\frac{\partial \ln \Omega}{\partial N} \right)_{E, V} dN \quad (1.18)$$

所以对应即可，比如

$$\beta = \frac{1}{kT} = \left(\frac{\partial \ln \Omega}{\partial E} \right)_{V, N}, \quad \eta = \frac{P}{kT} = \left(\frac{\partial \ln \Omega}{\partial V} \right)_{N, E}, \quad \zeta = -\frac{\mu}{kT} = \left(\frac{\partial \ln \Omega}{\partial N} \right)_{E, V} \quad (1.19)$$

由于 Ω 是 (N, V, E) 的函数，那么这些偏导数也是 (N, V, E) 的函数。这样一来，根据这些等式 (1.19) 我们就可以得到各种宏观状态参量之间的关系，也就爬到半山腰了。

1.4 经典理想气体

作为一个爬山的例子，我们现在来推导经典理想气体所满足的**能量均分定理**和**理想气体状态方程**：

$$PV = Nk_B T$$

$$E = \frac{3}{2} Nk_B T$$

1.4.1 一些直觉

经典理想气体是一个**由无相互作用粒子组成、且不考虑粒子内部结构的经典系统**。之所以考虑这样一个系统，是因为它可以对 $\Omega(N, V, E)$ 提供一个明确的计算方法（虽然这种方法是渐进性质的）。

不仅如此，在进行具体计算之前，就已经可以通过一些直觉性的洞察，来获得系统的状态函数之间所满足的一些关系。比如倘若粒子中任何一个处于资用空间特定区域内的概率与其他粒子的位置完全无关，则该系统 N 个粒子空间分布方式的总数，将简单地等于各个粒子能够独立容纳于资用空间内的分布方式数的乘积，也即概率论中的**独立性**。

所以，系统分布方式的总数与 V 的 N 次幂成正比：

$$\Omega(N, V, E) \propto V^N \quad (1.20)$$

与前文所述进行对比，易得

$$\frac{P}{T} \equiv k \left(\frac{\partial \ln \Omega(N, V, E)}{\partial V} \right)_{N, E} = k \frac{N}{V} + C \quad (1.21)$$

其中 C 为常数，若 $C = 0$ ，则可得到理想气体状态方程

$$PV = nRT \quad (1.22)$$

1.4.2 Ω 的计算

考虑以 a 为边长的三维势箱，若只有一个粒子： $N = 1, V = a^3, E = \epsilon$ 。以下使用国际单位制考虑量级，是为了能够方便地看出某些项是否可以忽略。根据量子力学，系统的能级为

$$\epsilon_{n_x n_y n_z} = \frac{h^2}{8ma^2} (n_x^2 + n_y^2 + n_z^2), \quad n_x, n_y, n_z \in \mathbb{N} \quad (1.23)$$

很自然地定义三维态空间，系统的状态离散而均匀地分布于态空间中。注意，所有的态只分布在一个卦限中，所以这里只有八分之一球体，**而这个八分之一球体的体积则对应于能量小于一定值的态的个数**。

如果系统中有 N 个粒子，不考虑它们之间的相互作用，系统总能量应对 $3N$ 个自由度求和：

$$E = \sum_{j=1}^{3N} \epsilon_j = \frac{h^2}{8ma^2} \sum_{j=1}^{3N} n_j^2 \implies \sum_{j=1}^{3N} n_j^2 = \frac{8ma^2}{h^2} E \equiv E^* \quad (1.24)$$

我们要得到的微观配容数 Ω 就等于方程 (1.24) 落在 $(E - \frac{1}{2}\Delta E, E + \frac{1}{2}\Delta E)$ 区间中的所有整数解。从理论上可以证明，这个数渐进地等于

$$\lim_{N \rightarrow \infty} \Omega = \frac{\partial \Sigma}{\partial E} \Delta E \quad (1.25)$$

其中 Σ 是能量小于 E 所有能态的数量，而这个数量同时也渐进等于 $3N$ 维球体的体积！顺带一提，这件事和概率论中的累积分布函数和概率密度函数的关系很相似：

$$\Sigma(E) = \int_0^E \Omega(E) dE, \quad \Omega(E) = \Sigma'(E)$$

$3N$ 维球体的体积由

$$V_{3N} = \frac{\pi^{3N/2}}{\Gamma(3N/2 + 1)} R^{3N} \quad (1.26)$$

确定，但是计算累计能态数时，注意需要除以卦限因子 2^{3N} 和不可分辨因子 $N!$ ，带入 E^* 则有

$$\Sigma(E) = \left(\frac{V}{h^3} \right)^N \frac{(2\pi m E)^{3N/2}}{N!(3N/2)!} \quad (1.27)$$

取对数，引入斯特林公式近似 $\ln N! \simeq n \ln N - N$ 得到

$$\ln N = N \ln \left[\frac{V}{Nh^3} \left(\frac{4\pi m E}{3N} \right)^{3/2} \right] + \frac{5}{2}N \quad (1.28)$$

故可以计算 Ω ：

$$\begin{aligned} \therefore \Omega &= \frac{\partial \Sigma}{\partial E} \Delta E = e^{\ln \Sigma} \frac{\partial \ln \Sigma}{\partial E} \Delta E \\ \therefore \ln \Omega &= \ln \Sigma + \ln \left(\frac{\partial \ln \Sigma}{\partial E} \Delta E \right) \\ \ln \Omega &= N \ln \left[\frac{V}{Nh^3} \left(\frac{4\pi m E}{3N} \right)^{3/2} \right] + \frac{5}{2}N + \ln \frac{3}{2}N + \ln \frac{\Delta E}{E} \end{aligned}$$

由于我们总是希望 $N \rightarrow \infty$ ，所以后面两项和第一项相比总是可以忽略不计。能量分布在 $(E - \frac{1}{2}\Delta E, E + \frac{1}{2}\Delta E)$ 之中的微观配容数就可以写为

$$\ln \Omega = N \ln \left[\frac{V}{Nh^3} \left(\frac{4\pi m E}{3N} \right)^{3/2} \right] + \frac{5}{2}N \quad (1.29)$$

乍一看我们得到了一个看起来很奇怪的结果，即系统能量分布在 E 附近的配容数竟然等于从 0 开始一直数到 E 的总和，但这的确是合理的，因为系统分布函数的增加速度是如此迅速，连前面所有的累积量都赶不上这一个小小区间所造成的增长。同时我们也看到，**如此庞大的数字，基本上可以将常用的任何量囫圇吞枣地吃掉。**

还差一步。现在联用热力学基本公式，我们写出熵的表达式

$$S = k_B \ln \Omega = Nk_B \ln \left[\frac{V}{Nh^3} \left(\frac{4\pi m E}{3N} \right)^{3/2} \right] + \frac{5}{2} Nk_B$$

与先前的结果进行对比，将 S 分别对 E, V 求导，再将导数和热力学公式对应，很容易就得到 $PV = Nk_B T$ 和 $E = \frac{3}{2} Nk_B T$ ，我们也就爬到了半山腰。

反思与质疑

累计能态密度中需要除以的两个因子 2^{3N} 以及 $N!$ 的原因分别是每个自由度只能取正整数，以及每个粒子不可分辨。并且由于理想气体空间上的稀薄导致的态占据、态分配上的稀薄，相同分子处于同一个态的几率很小，以至于可以忽略不计，所以不需要再添加一个组合因子。

那么为什么考虑 $3N$ 个自由度时应当除以 $N!$ 而不是 $(3N)!$ 呢？那是因为这是这 N 个粒子不可区分，而不是这 $3N$ 个自由度不可区分，对于每一个粒子来说， x, y, z 都是可以区分的。

不过，对于不可分辨粒子设定的合理性，则需要追溯至吉布斯佯谬中来。若认为组成理想气体的各个粒子是可以标号的，首先便会导致推出的熵公式不满足加和性。其次，在考虑同种粒子在同一压强下的混合时，也会推出此时的混合熵正定的矛盾。基于逻辑上的考虑，认为这些粒子具有全同性会使得我们的理论自洽。

1.5 总结

微正则系综以其简单的最优化世界观为基础，帮助我们爬上了统计力学的半山腰。它以配容数 Ω 及其对数 $S = k_B \ln \Omega$ 为第一性的量，给了热力学一个完整的逻辑解释。对于经典理想气体，为了计算以 (N, V, E) 为标记的宏观态所能处于的可能的微观态数目，根据粒子能量所可能取值的特点，我们选择将微观态数目与 $3N$ 维状态空间中的球体进行对应。而热力学极限让我们可以合法地使用微分代替寻找方程的整数解，从而得到 $\ln \Omega$ 的渐进表达式。对于量子谐振子系统，则可以使用排列组合直接得到 Ω 的显式表达式。

但如果继续向峰巅攀爬将会变得困难，因为微正则系综是一个非常形而上的理论，它对优化参量 (N, V, E) 准确度的要求让我们这些有限的生命望而却步——对于大多数物理系统来说，测量 (N, V, E) 将是一个非常艰巨的任务，更不要说计算出 $\Omega(N, V, E)$ 。

但微正则系综作为我们的理论起点，是值得肯定的，它是我们登山过程中的一条在山脊上延伸的小径。这里先对微正则系综研究方法进行一些总结，然后在下一节中，我们将换个方向——换到沿山谷的石板路上来。

对微正则系综的总结

使用微正则系综处理问题可以遵循这样的顺序：

1. 微正则系综的核心量是配容数 Ω
2. 根据等概率假设，通过对微观态进行简单计数得到 $\Omega(N, V, E)$
3. $S = k_B \ln \Omega$
4. 联用热力学公式 $dS = \beta dE + \eta dV + \zeta dN$ ，偏导数对应相等

第二章 正则系综

前面我们从对热力学的反思中建立了系综理论的基本原理：以 Ω 为最优化目标函数，广度性质 (N, V, E) 为决策变量，通过它们之间的依赖关系我们可以得到系统的所有热力学性质。现在，我们要对微正则系综理论进行反思，并找出一个可以弥补它缺点的解决方案。

使用 (N, V, E) 作为描述系统的最优化过程是一件非常自然的事，因为它们都是广度性质，而使用一些和系统大小成正比的量作为系统的状态参量无疑是非常直观的。然而，这样的直观反而使得我们的理论变得形而上，以至于不切实际：例如，我们很少测量一个物理系统的总能量，并且要想固定它也是很不容易的。

问题的根源在于：对微正则系综的三个广度决策变量的测量，不具有实际的可行性。

所以，我们希望找到一个容易测量的，并且和能量具有相同内涵的量来等价地替代 E 作为决策变量的地位——此时我们回想起了理论力学中的勒让德变换。所以我们的目标是：找到一个作用于决策变量 E 的勒让德变换，同时目标函数 Ω 变为一个新的目标函数 A ：

$$A = E \frac{\partial \ln \Omega}{\partial E} - \ln \Omega$$

此时我们再次回想起热力学公式

$$dS = \frac{1}{T}dE + \frac{P}{T}dV - \frac{\mu}{T}dN$$

显然，**温度 T 就是我们要找的变量**，并且固定一个系统的温度也是可以做到的，因为只需要把系统与一个足够大的大热库耦合即可。随后，再对我们想法的一些调整让它能够和热力学建立联系，我们将会看到：变换完全等价地将最优化问题 (1.13) 转换成另一个最优化问题：

$$\begin{aligned} & \operatorname{argmin} A(N, V, T) \\ & \text{s.t. } \sum n_i = \mathcal{N}, T = T_0 \end{aligned} \tag{2.1}$$

其中 A 就是亥姆霍兹自由能，满足 $A = E - TS$ ，以之为核心的即是 **正则系综**。

2.1 最概然与正则分布

下面我们来将前面的反思落到实处，此时有必要将系综理论的基本原理再复述一遍：

在单一瞬间同时考虑大量系统，他们全部是给定系统的某种“思维复本”——其特性由与原系统一样的宏观态来表征，但极其自然地处在所有各种可能的微观态中。

也就是说，我们考虑的不是“这个系统”，而是无数个“这个系统”所组成的更宏大的集合，但集合的元素具有一些关系，并且可能还共同分配了某个想象中的量，并且这个量的分配方式还决定了每个种类子集所占的比例。

我们考虑的就是这样一件事：把系统看成正则系综的一个成员，然后，由组成系综的 \mathcal{N} 个相同系统去分配该系综总能量 \mathcal{E} ，进而研究这种分配过程的统计学——也就是计算在任意时刻，发现系统处于由能量 E_r 所表征的状态之一的概率 P_r 究竟有多大。

考虑由分享总能量 \mathcal{E} 的 \mathcal{N} 个全同系统组成的一个系综，令 E_r 表示这系统的能量本征值。倘若 n_r 表示在任意时刻 t 具有能量 E_r 的系统的数目，则这些数必须满足下面这些明显的条件：

$$\sum_r n_r = \mathcal{N} \quad (2.2)$$

$$\sum_r n_r E_r = \mathcal{E} = \mathcal{N}U, \quad \text{where } U \equiv \frac{\mathcal{E}}{\mathcal{N}} \quad (2.3)$$

显然，将 \mathcal{N} 个系统分成 $\{n_0, n_1, \dots\}$ 份，分配方式服从多项分布：

$$W\{n_r\} = \frac{\mathcal{N}!}{n_0!n_1!n_2!\dots} \quad (2.4)$$

取对数，并引入斯特林近似则有

$$\ln W = \mathcal{N} \ln \mathcal{N} - \sum_r n_r \ln n_r \quad (2.5)$$

依照微正则系综的观点，我们要求解的是以下的约束最优化问题：

$$\begin{aligned} & \max \ln W, \\ & \text{s.t. } \sum_i n_i = \mathcal{N}, \quad \sum_r n_r E_r = \mathcal{E} \end{aligned} \quad (2.6)$$

我们将它转化为约束变分问题。既然要求 $\ln W$ 在 $\{n_r\}$ 这一组条件下取得最大值，那么其变分应当取为 0：

$$\delta(\ln W) = - \sum_r (\ln n_r + 1) \delta n_r = 0$$

并且，这些变分满足条件

$$\left. \begin{aligned} \sum_r \delta n_r &= 0 \\ \sum_r E_r \delta n_r &= 0 \end{aligned} \right\}$$

拉格朗日乘子法使得我们可以将约束变分问题转化为无约束变分问题：

$$\sum_r \{ -(\ln n_r + 1) - \alpha - \beta E_r \} \delta n_r = 0 \quad (2.7)$$

所以，当且仅当对每一个 δn_r 来说系数都取 0，才有整体求和为 0。所以我们得到

$$\begin{aligned} \ln n_r &= -(\alpha + 1) - \beta E_r, \\ n_r &= C \exp(-\beta E_r), \end{aligned} \quad (2.8)$$

归一化就有

$$P_r = \frac{n_r}{\mathcal{N}} = \frac{\exp(-\beta E_r)}{\sum_r \exp(-\beta E_r)} \quad (2.9)$$

反思与质疑

微正则系综专注于具有同一本征能量的简并微观态，并认为在这些微观态中，没有哪一个是主导，所以引入等概率假设；正则系综则关注具有不同本征能量的各简并集合之间的联系——不同简并集合的大小不同，这些集合之间的比例也有所差异。

所以等概率假设与 $e^{\beta E_r}$ 并不矛盾，因为一个描述的是简并集合内部的等概率性，一个描述的是这些简并集合之间的比例差异。并且，当我们说出“比例差异”的时候，也就自然地将问题理解为了一个几何概型：具有不同能量的各微观态仍然是等概率的，只是个数不一样。

2.2 正则系综的研究方法

2.2.1 统计量的物理含义

现在我们来赋予各个统计量以一定的物理含义，我们从能量开始。根据正则分布，定义系统的能量 U 是随机变量 E 的系综平均：

$$U = \frac{\sum_r E_r \exp(-\beta E_r)}{\sum_r \exp(-\beta E_r)} = -\frac{\partial}{\partial \beta} \ln \left\{ \sum_r \exp(-\beta E_r) \right\} \quad (2.10)$$

并回忆那个以最小化亥姆霍兹自由能的热力学公式

$$dA = dU - TdS - SdT = -SdT - PdV + \mu dN$$

$$S = -\left(\frac{\partial A}{\partial T}\right)_{N,V}, \quad P = -\left(\frac{\partial A}{\partial V}\right)_{N,T}, \quad \mu = \left(\frac{\partial A}{\partial N}\right)_{V,T},$$

以及得到它的那个勒让德变换

$$U = A + TS = A - T \left(\frac{\partial A}{\partial T}\right)_{N,V} = -T^2 \left[\frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{A}{T} \right) \right]_{N,V} = \left[\frac{\partial(A/T)}{\partial(1/T)} \right]_{N,V}$$

经过对比，我们可以将统计量与热力学量以这样的方式对应起来：

$$\beta = \frac{1}{kT}, \quad \ln \left\{ \sum_r \exp(-\beta E_r) \right\} = -\frac{A}{kT} \quad (2.11)$$

所以我们的最优化目标函数 A 就可以表示为 (N, V, T) 的函数了：

$$A(N, V, T) = -kT \ln Q_N(V, T) \quad (2.12)$$

其中 $Q_N(V, T)$ 则称为 **正则配分函数**:

$$Q_N(V, T) = \sum_r \exp(-E_r/kT) \quad (2.13)$$

求和遍及所有可能的能量状态。 Q 对 V, T 的依赖关系是明显的, 而 Q 对粒子数 N 的依赖关系就体现在求和的项数中。然后联用新的热力学关系 $dA = -SdT - PdV + \mu dN$ 就能得到各热力学量的统计诠释, 这里不再赘述。

现在, 有必要对我们所得的结果做一些评述。在推导的过程中, 我们实际上以微正则系综的配容数最大化为出发点, 并且微正则系综中最复杂的部分: 通过一定的数学方法计算配容数 Ω 的过程则被更普适的变分方法 (2.7) 所替代, 所以我们可以放心大胆地宣称: **正则系综与微正则系综等价**。

我们给出著名的吉布斯熵公式

$$S = -k \langle \ln P_r \rangle = -k \sum_r P_r \ln P_r \quad (2.14)$$

由此我们可以看到, 一个系统的熵竟然与系统的具体性质无关, 只与系统在所能处于状态上的概率分布 P_r 有关, 换句话说: **熵是概率密度的函数**。而关于它的正确性, 信息论的证明更加简洁, 读者可自行参考。显然, 它与微正则系综的熵公式也是自洽的。

$$S = -k \sum_{r=1}^{\Omega} \left\{ \frac{1}{\Omega} \ln \left(\frac{1}{\Omega} \right) \right\} = k \ln \Omega$$

2.2.2 能量的涨落

正则系综将能量 E 视为一个取值为 $(0, \infty)$ 的随机变量, 看来有必要研究一下能量的方差, 也就是能量涨落, 这可以通过对 U 的表达式求导来实现:

$$\begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial \beta} &= - \frac{\sum_r E_r^2 \exp(-\beta E_r)}{\sum_r \exp(-\beta E_r)} + \frac{\left[\sum_r E_r \exp(-\beta E_r) \right]^2}{\left[\sum_r \exp(-\beta E_r) \right]^2} \\ &= - \langle E^2 \rangle + \langle E \rangle^2, \end{aligned}$$

故能量的方差 $\text{Var}(E)$ 就是

$$\text{Var}(E) \equiv \langle E^2 \rangle - \langle E \rangle^2 = - \left(\frac{\partial U}{\partial \beta} \right) = kT^2 \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right) = kT^2 C_V \quad (2.15)$$

概率论能够确定能量相对均值 U 涨落的方差:

$$\text{Var} \left(\frac{E}{U} \right) = \frac{1}{U^2} \text{Var}(E) = \frac{kT^2 C_V}{U^2}$$

可见, 随者粒子数 N 的增长, 它的量级是 $O(N^{-1})$, 所以我们期望: 在 $N \rightarrow \infty$ 时, 概率密度的展宽将逐渐减小。为了确认这一点, 我们下面来直接研究 E 的概率密度函数 $P(E) = \Omega(E)e^{-\beta E}/Q$, 其中 $\Omega(E)$ 的含义是对于确定的能量, 也就是每一个微正则系综的状态数。

对概率取对数有

$$\frac{\partial \ln P(E)}{\partial E} = \frac{\partial \ln \Omega(E)}{\partial E} - \beta$$

在最大值处，有偏导数为 0，所以式中第一项在极值点处取值即为

$$\left(\frac{\partial \ln \Omega(E)}{\partial E} \right)_{E=U} = \beta$$

所以

$$\frac{\partial^2 \ln P(E)}{\partial E^2} = \frac{\partial \beta}{\partial E} = 1 \left/ \frac{\partial E}{\partial \beta} \right. = -\frac{1}{\text{Var} E} = -\frac{1}{\sigma_E^2}$$

那么现在对概率密度的对数在顶点 $E = U$ 处做泰勒展开：

$$\ln P(E) = \ln P(U) - \frac{(E - U)^2}{2\sigma_E^2}$$

那么概率密度就可以写为 Gauss 分布的形式

$$P(E) = P(U) \exp \left[-\frac{(E - U)^2}{2\sigma_E^2} \right] \quad (2.16)$$

显然，这个密度函数在热力学极限下收敛于 δ 函数。这也表明：[正则系综 \(NVT\)](#) 在热力学极限下依概率收敛于微正则系综 (NVE)。

反思与质疑

从前面的讨论中我们发现，正如我们在做勒让德变换时新旧变量具有一定联系那样，我们发现旧变量（广延量 X ）的平均值是配分函数的自然对数对新变量（强度量 S ）的偏导数：

$$\langle X \rangle = -\frac{\partial \ln Q}{\partial S}$$

而广延量 X 的方差（涨落）则可以写为

$$\text{Var}(X) = \frac{\partial^2 \ln Q}{\partial S^2} = -\frac{\partial \langle X \rangle}{\partial S}$$

最后一个等式具有的物理含义是非常重要的，因为强度量常常是环境施加给系统的一种外部作用。如果系统的涨落恰好等于系统的广延量对外界的响应，这就说明：[系统对外界响应的强度取决于自身涨落的大小](#)。

人也是如此。老师给你讲了半天，响应强的那就表明你学会了，说明你的涨落很强。但如果是对牛弹琴，牛是很稳定的，那就没有多少响应，它还是自顾自地吃草。

2.3 配分函数的性质

自从正则系综被引入后，事情似乎变得简单了起来。现在，我们再次来到了起初使用微正则系综时所到达过的统计力学高峰的半山腰，可以停下休息，并回顾之前的上山路径了。在爬山的过程中，我们证明了微正则系综与正则系综实际上是对同一物理系统的两种等价表述。

然而到目前为止，我们并没有提到系综理论与经典力学对一个系统状态的描述方式：相空间有什么紧密的联系——无论是对理想气体的推导还是正则系综的配分函数的计算过程，我们都只是默认了“求和遍及所有的微观态”这件事，而这些微观态是离散的。那么这样的一个离散集合，与相空间中的点有什么联系呢？

2.3.1 微观态与相空间

很自然的，我们期望这样一件事情的发生：相空间中一定区域的体积对应于一个微观态，我们要找到“等效于一个微观态”的基本体积 ω_0 。而事实也确实如此，只需要考虑这样一件事：系统代表点所占据的相空间体积为

$$\omega = \int' \dots \int' (d^{3N}q d^{3N}p) \quad (2.17)$$

而积分区域是在能量 E 的附近，所以

$$\iiint_{(E-\frac{1}{2}\Delta) \leq \sum_{i=1}^{3N} (p_i^2/2m) \leq (E+\frac{1}{2}\Delta)} d^{3N}p = \iiint_{2m(E-\frac{1}{2}\Delta) \leq \sum_{i=1}^{3N} y_i^2 \leq 2m(E+\frac{1}{2}\Delta)} d^{3N}y$$

换到球坐标系，容易看出这是 $3N$ 维球壳的体积，并且球壳厚度为 Δ ，其结果为

$$\Delta \left(\frac{m}{2E}\right)^{1/2} \left\{ \frac{2\pi^{3N/2}}{[(3N/2)-1]!} (2mE)^{(3N-1)/2} \right\}$$

由此得出

$$\omega \simeq \frac{\Delta}{E} V^N \frac{(2\pi mE)^{3N/2}}{[(3N/2)-1]!}$$

所以渐进的有

$$(\omega/\Gamma)_{\text{asyp}} \equiv \omega_0 = h^{3N} \quad (2.18)$$

更一般地说，倘若系统有 N 个自由度，则所期望的转换系数为 $\omega_0 = h^N$ 。

对于量子系统，由于不确定性原理，我们再也无法使用经典的相空间来描述系统的状态了——这看起来与我们“使用相空间中的一定区域来代表一个量子态”的想法不谋而合：在相空间任一点 (q, p) 的周围，存在着一定的体积，在这个体积内不可能准确地确定代表点的位置。换句话说，这些相体积可以和系统的量子态一一对应。而 Bohr 从这里出发，建立了旧量子论的一个重要假设：角动量子化。

所以，经典力学总是一种近似，但由于不确定性原理， $\Delta p \Delta q \geq h$ ，所以同样可以认为 $(\Delta p \Delta q)^{3N} \geq h^{3N}$ 。这样一来，与一个量子态对应的“相空间体积”也是 $\omega_0 = h^{3N}$ 。

现在，我们发现自己处于这样一种境地：既然相空间中确定的体积对应于一个微观态，那么对微观态的求和则可以转化为对正则变量 (q, p) 的积分，而且这个转换系数是常数！这无疑会为计算正则配分函数提供一种新的视角和随之而来的新方法。作为一个有意义的暗示，如果我们能对系统哈密顿量进行变量分离，那么对相空间的积分也会是变量分离的。

哈密顿函数的变量分离，说明被分离的系统互不干扰，也即是说：**大系统可以分解为若干无关联系统的加和。**

反思与质疑

事实上，Bohr 氢原子模型中的角动量量子化实际上是作用变量量子化，它发轫自经典力学的作用变量-角变量理论——周期运动的系统总是可以通过一定的正则变换，从而使得新哈密顿函数依赖于作用变量 J 与角变量 Θ ： $H = H(J, \Theta)$ ，其中 J 是守恒量，它的定义为

$$J = \frac{1}{2\pi} \oint p dq$$

环路积分的含义是针对一个周期。此时可以证明： Θ 则总是随着时间线性变化，并且在一个周期内的变化量为 2π ：

$$\Theta = \Theta_0 + 2\pi \times \frac{t}{\tau}$$

而 Bohr 提出，周期运动的电子只能取一些分立的值作为作用变量。所以，这里“角动量的量子化”实际上是作用变量的量子化，只是为了让学界容易接受而使用角动量做了等价表述。

2.3.2 连续形式的配分函数

为了让这种求和-积分的转变更加丝滑，先来考虑配分函数的连续形式。

回想在研究能量涨落时，我们不假思索地将概率密度写为了 $P(E) = \Omega(E)e^{-\beta E}/Q$ ， $\Omega(E)$ 像是能量的简并因子。我们就来完整地对它进行讨论。

多数情况下，一个物理系统的能级是简并的，记能级 E_i 的简并度为 g_i ，则配分函数可写为

$$Q_N(V, T) = \sum_i g_i \exp(-\beta E_i) \quad (2.19)$$

由于每个简并能级中的微观态都是等概率的，所以这只是将数钱的方式从“按顺序数”换到了“按面值数”而已。系统处于具有能量 E_i 的任何状态的概率 P_i 的相应表达式就是

$$P_i = \frac{g_i \exp(-\beta E_i)}{\sum_i g_i \exp(-\beta E_i)} \quad (2.20)$$

系统的能量在热力学极限下趋于连续，所以将概率质量函数换为概率密度函数，再做一番归一化，我们就得到

$$P(E)dE = \frac{\exp(-\beta E)g(E)dE}{\int_0^\infty \exp(-\beta E)g(E)dE}. \quad (2.21)$$

在这种情形下，配分函数也从求和转变为了积分

$$Q_N(V, T) = \int_0^\infty e^{-\beta E} g(E) dE \quad (2.22)$$

由于 $\beta > 0$ ，所以我们总是可以认为配分函数 Q 是能态密度 g 的 **拉普拉斯变换**，其逆变换公式为

$$g(E) = \frac{1}{2\pi i} \int_{\beta' - i\infty}^{\beta' + i\infty} e^{\beta E} Q(\beta) d\beta \quad (\beta' > 0) \quad (2.23)$$

积分路径沿着平行于虚轴的右边进行，即沿着直线 $\text{Re}\beta = \beta' > 0$ 。当然，只要积分收敛，路径可以连续变形。

也许现在看来，这样做的价值仅是通过拉普拉斯变换的唯一性说明了态密度和配分函数的等价性。但的确有些场合，对于给定系统配分函数的计算，以及随后进行其态密度的计算，确实变得十分简单，而直接从第一性原理出发来进行态密度的计算却是相当复杂的，例如相对论气体。

为了这一方法的使用更加顺畅（不至于积不出来），这里有一个相关的积分公式：

$$\frac{1}{2\pi i} \int_{s' - i\infty}^{s' + i\infty} \frac{e^{sx}}{s^{n+1}} ds = \begin{cases} \frac{x^n}{n!} & \text{for } x \geq 0 \\ 0 & \text{for } x \leq 0 \end{cases} \quad (2.24)$$

2.3.3 无关联系统

现在，我们将从配分函数的性质出发，将统计力学推上巅峰。

前面讲到，我们希望将相空间的表述形式也囊括进系综理论的范围之内——因为系综是相空间中的一定区域。而物理量 $f(q, p, t)$ 在这一区域上的平均值则是

$$\langle f \rangle = \frac{\int f(q, p) \rho(q, p) d^{3N}q d^{3N}p}{\int \rho(q, p) d^{3N}q d^{3N}p} \quad (2.25)$$

其中函数 $\rho(q, p)$ 则是相空间一点附近的代表点密度，是在相点 (q, p) 附近找到一个代表点的概率的一种量度。而我们早已说明：在正则系综里，

$$\rho(q, p) \propto \exp\{-\beta H(q, p)\} \quad (2.26)$$

所以 $\langle f \rangle$ 可以取为

$$\langle f \rangle = \frac{\int f(q, p) \exp(-\beta H) d\omega}{\int \exp(-\beta H) d\omega} \quad (2.27)$$

该表达式的分母与配分函数直接相关。根据我们已经得到的微观态与相体积的转换关系：在相空间中的体积元 $d\omega$ 对应于系统的

$$\frac{d\omega}{h^{3N}}$$

这么多的量子态，因而配分函数的精确表达式就是

$$Q_N(V, T) = \frac{1}{h^{3N}} \int e^{-\beta H(q, p)} d\omega \quad \text{or} \quad Q_N(V, T) = \frac{1}{N! h^{3N}} \int e^{-\beta H(q, p)} d\omega \quad (2.28)$$

有时视情况需要再除以一个不可分辨因子 $N!$ ，但这并不会对我们的思路造成什么影响。

这是变量代换的一小步，但却是统计力学的一大步。它的一个显著的优点前面已经提到过了，即如果系统可以分解为若干无关联子系统，则哈密顿函数变量分离，配分函数的积分计算也变量分离。而积分计算的分离导致系统总配分函数是各个子配分函数的乘积：

$$Q_N(V, T) = [Q_1(V, T)]^N \quad \text{or} \quad Q_N(V, T) = \frac{1}{N!} [Q_1(V, T)]^N \quad (2.29)$$

这也叫做 **配分函数的因子化**。显然，即使分子具有内部自由度，这个情况也不会发生任何改变。

反思与质疑

热力学和概率论与以上结果都是一致的。首先配分函数的因子化其实相当于随机变量的独立性： $p(X = x, Y = y) = p(X = x)p(Y = y)$ ，所以条件期望满足 $E(X) = E[Y E(X|Y = y)] = E(X)E(Y)$ 。其次，由于热力学量均是对配分函数的对数求偏导，而导数算符的线性性保证了无关联系统热力学量的加和性。

从 (2.29) 式也可以看出，每一个微观态在相空间中的占据体积是相同的，这也可以用刘维尔定理 (1.7) 来解释：由于我们总是可以在相空间中构造一个哈密顿场，使得任意给定的两个相点通过一条轨线联系起来（边值问题解的存在性），那么如果两个状态 ν_1, ν_2 占据的相体积不同，但在时间演化的过程中相点又从状态 ν_1 运动到状态 ν_2 ，那么就违背了刘维尔定理所规定的相体积不变的条件。

这时有必要对本节的历程做一个简单的评述。我们从一个简单的想法（系综求和转换为相空间的积分）出发，推导出了宏观配分函数的等价形式 (2.28) 式，它还可以被无关联性分解为 (2.29) 的形式，即单个粒子的微观性质。所以，我们可以自豪的宣布：**配分函数，连同以之为巅峰的统计力学，是宏观与微观相互联系的桥梁。**

2.4 实例

前面的讨论已经使我们站上了统计力学的巅峰。现在可以下山了。在下山的过程中，有必要给物理学一点小小的统计震撼。

2.4.1 再论理想气体状态方程

作为一个简单例子，我们先来讨论理想气体状态方程： **$PV = NkT$ 是经典不可区分子系统无关联性的直接结果。**

首先，这样一个系统的配分函数可以写为

$$Q = \frac{1}{N!} Q_1^N$$

引入斯特林近似，易得亥姆霍兹自由能可以写作如下形式

$$A = -kT \ln Q = -kTN \ln Q_1 + kT(N \ln N - N)$$

联用热力学公式， P 的表达式为

$$P = -\frac{\partial A}{\partial V} = NkT \frac{\partial \ln Q_1}{\partial V}$$

然而，回顾 (1.4.1) 一节，在那里我们通过独立性给出了无相互作用粒子的配容数对体积的依赖关系。其实配分函数对体积的依赖关系也是一样的，只要单粒子哈密顿量只依赖于正则动量 \mathbf{p} 即可：

$$Q_1 = \frac{1}{1! \times h^3} \int dq_1 dq_2 dq_3 \int e^{H(p_1, p_2, p_3)} dp_1 dp_2 dp_3 = \frac{V}{h^3} \int e^{H(p_1, p_2, p_3)} dp_1 dp_2 dp_3$$

所以 $Q_1 \propto V$ ，则

$$P = NkT \frac{\partial \ln Q_1}{\partial V} = NkT \times \frac{1}{V}$$

反思与质疑

我们反复地以理想气体为例，通过不同的方法得到了这一状态方程。为了彻底地理解这一等式，不妨放弃压强、体积、温度等量的具体或是力学的、或是感性的实际意义，而上升为最优化问题的决策变量和偏导数。这时，无关联性要求

$$-\left(\frac{\partial A}{\partial V}\right)_{N,T} V = Nk \left/ \left(\frac{\partial S}{\partial E}\right)_{N,V} \right.$$

2.4.2 有限能级系统与负温度

不失一般性，考虑 N 个粒子组成无关联的系统，每个粒子有两个能级，能量分别为 0（基态）和 ϵ （激发态）。这样的系统可以用占据数 $\{n_i\}$ 进行描述。 n_i 描述第 i 个粒子占据能级的情况，若粒子占据 $\epsilon = 0$ 的能级，则 $n_i = 0$ ，否则 $n_i = 1$ 。容易得到系统的配分函数与能量如下：

$$Q = (1 + e^{-\epsilon/kT})^N, \quad U = \frac{N\epsilon}{e^{\epsilon/kT} + 1} \quad (2.30)$$

由此可见，要想将所有的粒子尽可能的激发到更高的能级上去，也就是说让 U 尽可能靠近 $N\epsilon$ ，必须要求

$$\frac{1}{T} \rightarrow -\infty, \quad T \rightarrow -0$$

对于一个正常系统，这相当于温度从正方向通过绝对零度。事实上，实际系统的能级不可能只有两个——最简单的谐振子也具有无限的能级可供填充。这里出现负温度，完全是能级受限，以至于态占据的受限所致，而施加这样的限制，无疑会消耗环境的功。

此外，我们注意到系统的热容 C_V 为

$$C_V = N\epsilon^2 \frac{e^{\epsilon/kT}}{kT^2(1 + e^{\epsilon/kT})^2} \quad (2.31)$$

可见，热容在温度趋于零和趋于无穷时均为零。温度趋于零时，热容以指数衰减趋于零，基态和最低激发态之间具有能量差的系统都有这个特征；高温时热容趋于零则是饱和效应的体现，能量随微观状态数变化而出现极值的系统常常有这样的特征。

此外，使用微正则系综分析不难发现，只要系统的能级是有限的，那么配容数 Ω 服从多项分布，其必有极大值。也就是说负温度对于有限能级系统来说是不可避免的。这迫使我们相信，实际系统都至少存在可数个能级。

反思与质疑

至于现实中为什么观察不到负温度，我们做如下解释：设将系统分割为大量很小的部分，用 M_a, E_a, P_a 标记这些部分的质量、能量与体积。由于熵是内能的单调函数，而内能等于总能量 E_a 减去整体运动的能量

$$S = \sum_a S_a \left(E_a - \frac{P_a^2}{2M_a} \right) \quad (2.32)$$

考虑一个整体静止的闭合系统，现在假设温度可以是负的，那么熵就会随着括号内量的减小而增大。但由于熵是自发增大的，所以为了保持总动量不变，物体将会自发瓦解，相互飞散，以使得每一个括号内的数值都更小。所以，在 $T < 0$ 的情形下，根本不可能有平衡物体存在。

2.4.3 谐振子系统

先来看经典谐振子。哈密顿量如下：

$$H(q_i, p_i) = \frac{1}{2}m\omega^2 q_i^2 + \frac{1}{2m}p_i^2 \quad (i = 1, \dots, N) \quad (2.33)$$

由于粒子是无关联的，所以单粒子配分函数

$$\begin{aligned} Q_1(\beta) &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left\{ -\beta \left(\frac{1}{2}m\omega^2 q^2 + \frac{1}{2m}p^2 \right) \right\} \frac{dqdp}{h} \\ &= \frac{1}{h} \left(\frac{2\pi}{\beta m \omega^2} \right)^{1/2} \left(\frac{2\pi m}{\beta} \right)^{1/2} = \frac{1}{\beta \hbar \omega} = \frac{kT}{\hbar \omega} \end{aligned} \quad (2.34)$$

不妨设每个粒子可区分，所以系统总配分函数以及亥姆霍兹自由能为

$$Q_N(\beta) = [Q_1(\beta)]^N = (\beta \hbar \omega)^{-N} = \left(\frac{kT}{\hbar \omega} \right)^N, \quad A \equiv -kT \ln Q_N = NkT \ln \left(\frac{\hbar \omega}{kT} \right) \quad (2.35)$$

易得熵的表达式

$$S = Nk \left[\ln \left(\frac{kT}{\hbar \omega} \right) + 1 \right] \quad (2.36)$$

能态密度 $g(E)$ 是配分函数的逆拉普拉斯变换

$$g(E) = \frac{1}{(\hbar \omega)^N} \frac{1}{2\pi i} \int_{\beta' - i\infty}^{\beta' + i\infty} \frac{e^{\beta E}}{\beta^N} d\beta \quad (\beta' > 0) \quad (2.37)$$

根据公式 (2.24)，积分结果为

$$g(E) = \begin{cases} \frac{1}{(\hbar\omega)^N} \frac{E^{N-1}}{(N-1)!} & \text{for } E \geq 0 \\ 0 & \text{for } E \leq 0 \end{cases} \quad (2.38)$$

通过 $g(E)$ 我们同样可以计算系统的熵

$$S(N, E) = k \ln g(E) \approx Nk \left[\ln \left(\frac{E}{N\hbar\omega} \right) + 1 \right] \quad (2.39)$$

不难发现和 (2.36) 式是等价的，只要将平衡能量代换为平衡温度。这同时也表明，微正则系综与正则系综在热力学极限下是等价的。

再来看量子谐振子。所有可能能级的能量为

$$\varepsilon_n = \left(n + \frac{1}{2} \right) \hbar\omega; \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (2.40)$$

配分函数

$$Q_1(\beta) = \sum_{n=0}^{\infty} e^{-\beta(n+1/2)\hbar\omega} = \frac{\exp(-\frac{1}{2}\beta\hbar\omega)}{1 - \exp(-\beta\hbar\omega)}, \quad Q_N(\beta) = [Q_1(\beta)]^N = e^{-(N/2)\beta\hbar\omega} \{1 - e^{-\beta\hbar\omega}\}^{-N} \quad (2.41)$$

所以亥姆霍兹自由能为

$$A = NkT \ln \left[2 \sinh \left(\frac{1}{2}\beta\hbar\omega \right) \right] = N \left[\frac{1}{2}\hbar\omega + kT \ln \{1 - e^{-\beta\hbar\omega}\} \right] \quad (2.42)$$

则系统能量

$$U = \frac{1}{2} N\hbar\omega \coth \left(\frac{1}{2}\beta\hbar\omega \right) = N \left[\frac{1}{2}\hbar\omega + \frac{\hbar\omega}{e^{\beta\hbar\omega} - 1} \right] \quad (2.43)$$

这表明量子谐振子不服从能量均分定理，每个自由度的对能量的贡献总是大于 $\frac{1}{2}kT$ 的，只有在高温极限下这个现象才会逐渐消失。

2.4.4 极端相对论气体

对于极端相对论气体，动量与能量的关系为 $\epsilon = |\mathbf{p}|c$ ，其中 c 是光速。利用配分函数的连续形式

$$Q_1(V, T) = \int g(\epsilon) e^{-\beta\epsilon} d\epsilon$$

同时 $g(\epsilon)d\epsilon$ 又可写为

$$\begin{aligned} g(p)dp &= \frac{V}{h^3} 4\pi p^2 dp = \frac{4\pi V}{h^3} \frac{\epsilon^2}{c^2} \frac{d\epsilon}{c} = g(\epsilon)d\epsilon \\ \therefore g(\epsilon) &= \frac{4\pi V}{(hc)^3} \epsilon^2 \end{aligned} \quad (2.44)$$

所以配分函数

$$\therefore Q_1(V, T) = \int_0^{\infty} g(\epsilon) e^{-\beta\epsilon} d\epsilon = \frac{4\pi V}{(hc)^3} \int_0^{\infty} \epsilon^2 e^{-\beta\epsilon} d\epsilon = 8\pi V \left(\frac{kT}{hc} \right)^3 \quad (2.45)$$

总配分函数

$$Q_N(V, T) = \frac{1}{N!} \left\{ 8\pi V \left(\frac{kT}{hc} \right)^3 \right\}^N \quad (2.46)$$

能态密度

$$\begin{aligned} g(E) &= \frac{1}{2\pi i} \int_{\beta' - i\infty}^{\beta' + i\infty} e^{\beta E} Q(\beta) d\beta \\ &= \frac{(8\pi V)^N}{N!(hc)^{3N}} \text{Res} \left[\frac{e^{\beta E}}{\beta^{3N}} \right]_{\beta=0} \\ &= \frac{(8\pi V)^N E^{3N-1}}{N!(3N-1)!(hc)^{3N}} \end{aligned} \quad (2.47)$$

微正则系综也可以解决这个问题。对于极端相对论气体，它所有可能的能量状态为

$$\varepsilon(n_x, n_y, n_z) = \frac{hc}{2L} (n_x^2 + n_y^2 + n_z^2)^{1/2} \quad (2.48)$$

不过，计算 Ω 就有些麻烦了。

2.5 总结

正则系综作为微正则系综的等价方法，极大简化了对物理系统的研究与计算。它以简并度 $g(E)$ 整合了具有相同能量的各个简并微观态，并通过拉普拉斯变换后的配分函数 $Q_N(V, T)$ 为核心，与亥姆霍兹自由能建立联系。不仅如此，我们看到这样的配分函数可以因子化，只要系统的哈密顿量变量分离。

总之，正则系综开辟了通向统计力学顶峰的另一条道路。

对正则系综的总结

使用正则系综处理问题可以遵循这样的顺序：

1. 正则系综的核心量是配分函数 Q
2. 直接求和，或者转换为相空间的积分，得到 $Q_N(V, T)$
3. $S = -k_B \sum P_i \ln P_i$
4. 联用热力学公式 $dA = -SdT - PdV + \mu dN$ ，偏导数对应相等

第三章 相变的统计力学

在前面的章节中，我们主要处理的是无相互作用粒子组成的系统。对于这类情况，只需知道系统各个组分的能级，就可以直接获悉整个系统的热力学函数。比热、平衡常数、能谱分布等都是属于这一类型的主要现象。我们发现这一类这些系统的热力学函数都有一个显著的特征——都是光滑连续的（除了玻色-爱因斯坦凝聚）。

但世界上还有另一类系统等待着统计力学，那就是 **相互作用系统**。对于这类情况，当我们研究系统的热力学函数时，会遇到解析上的不连续性和奇异性，并且粒子之间的相互作用再也无法通过坐标变换移除，以至于整个系统的能级与各单一组分的能级之间也就不再有简单的加和关系。在适当条件下，系统大量微观组分之间的相互作用还会变得非常强，从而各组分间呈现出 **合作** 行为。当系统的温度达到一个临界 T_c 时，这样的合作行为还会具有宏观效应。

反思与质疑

光子气体的玻色-爱因斯坦凝聚的原因并不是相互作用，而是微观粒子的关联性。玻色子的交换对称性使得它们倾向于占据较为靠近的态，而费米子的交换反对称性使得它们倾向于占据较为远离的态（这里比较的对象是既不交换对称也不交换反对称的一般波函数）。这种关联性的结果可以等效为一个吸引势或者排斥势，但并不属于这里讨论的相互作用范畴。

另一个问题是：热力学函数是配分函数的偏导数，而配分函数求和的各项很明显是无穷阶可微的，怎么就奇异了呢？如果系统可及的微观态数量有限，那么导数算符的线性和可微函数的加和性确实可以保证热力学函数处处连续可微，但问题在于有的时候求和的项是可数无限的，此时就会出现函数项级数的求导-求和什么时候可交换的问题，也就是配分函数的一致收敛问题。

此外，这样的合作现象还具有一些本质的、不依赖于微观细节的特性。例如，系统的响应函数 χ 在临界点的奇异性，以及系统的各种热力学函数在临界点附近的非解析性。这些特性是相互作用系统的普遍特征，而不是某一特定系统的特征。这类系统的研究是统计力学的一个重要分支，称为 **临界现象** 的统计力学。

相变 集中体现着这些特点。为了简化因相互作用而导致的复杂问题，我们需要引入一些模型，

这样的模型需要对相互作用做一定的简化，但仍然保留关于组分间合作行为的基本特性。至于模型能够将相互作用简化至何种程度，就取决于自然界所能呈现的最简单、最容易理解的相互作用是什么。

磁学系统是一个比理想气体添加中心势还要简单的模型——自旋只有一上一下两个状态，相邻自旋方向相同和相反将给出两个不同的相互作用能。如果将这些自旋磁子在一维、二维、三维空间中摆放整齐，并将各自旋之间除了最近邻相互作用能之外的项统统忽略，我们就将得到那个著名、普适、以及优雅的 **Ising 模型**。

3.1 磁学系统的热力学

对于以往的理想气体、声子、光子系统，它们的热力学我们是见怪不怪的，也容易理解它们确实具有一定的“热”力学（和环境可以进行热交换，或者我们可以直观地看到、感受到它们的热量）。但对于磁学系统，我们从前从未听说过有什么热力学性质（压强？熵？焓？），只知道有一个 **居里温度** 是顺磁性与铁磁性转变的临界温度。

基于我们对磁学系统了解不深的现状，在此有必要建立 **磁学系统的热力学**，也就是要为 (1.3) 一节中提出的各种偏导数赋予独属于磁学系统的物理意义。

为了从宏观的角度描述一个磁学系统，我们发现需要三个参量：温度 T 、磁场 H 、磁矩 M 。可以看到温度 and 外加磁场均为强度性质，而磁矩则是广度性质。这样一来，对于磁学系统而言，巨正则系综应当作为微观与宏观的桥梁。

首先我们应当从能量守恒定律推导出磁学系统的热力学第一定律，这里不加证明地给出结论：

$$dU = TdS + HdM \quad (3.1)$$

可以看到磁学系统对外做功 $dW = -HdM$ ，代替了理想气体的 $dW = PdV$ 。从这里开始，对第一定律做各种勒让德变换，就可以分别得到磁学系统的各种热力学函数，比如焓、亥姆霍兹自由能、吉布斯自由能等等。这里只给出磁学系统的吉布斯自由能，因为对于我们即将发展的磁学系统的统计力学而言，它是最为重要的热力学函数：

$$dG = -SdT - MdH \quad (3.2)$$

以及从吉布斯自由能出发得到的系统磁矩表达式：

$$M = - \left(\frac{\partial G}{\partial H} \right)_T \quad (3.3)$$

磁学系统的基本热力学函数大概就是以上这些，但一个物理系统我们非常关心这些热力学函数对外界变化的响应，而磁学系统对变化外场 H 的响应就是磁感应系数 χ ：

$$\chi = \frac{kT}{N} \left(\frac{\partial M}{\partial H} \right)_T = \frac{1}{N} \langle \delta M^2 \rangle \quad (3.4)$$

如 (??) 节中所讲到的那样，响应函数正比于系统涨落。

3.2 Ising 模型

3.2.1 基本模型

Ising 模型是一个非常简单的模型，它的基本假设是：自旋只有两个状态，即 $S_i = \pm 1$ ，并且自旋之间的相互作用只有最近邻的相互作用能 J ，其余的相互作用能统统忽略。这样一来，Ising 模型一个微观态 ν 的能量分为两部分：外场作用和相互作用：

$$E_\nu = - \sum_i \mu H S_i - J \sum_{\langle i,j \rangle} S_i S_j \quad (3.5)$$

其中 $\langle i,j \rangle$ 表示求和只对最近邻自旋进行。这里我们假设外场 H 是均匀的，即 μH 是一个常数，并且 $J > 0$ ，表明自旋倾向于平行排列。

那么很容易写出 Ising 模型的配分函数：

$$Q = \sum_{\nu} e^{-\beta E_\nu} = \sum_{\{S_i\}} e^{\mu\beta H \sum_i S_i + \beta J \sum_{\langle i,j \rangle} S_i S_j} \quad (3.6)$$

在后面的讨论中，我们设 $\mu\beta H = K$ ， $\beta J = K'$ 。从配分函数的表达式中很容易看出系统的磁矩 M 可以写为：

$$\langle M \rangle = \left(\frac{\partial \ln Q}{\partial K} \right)_{K'} \quad (3.7)$$

同时回顾 (3.3) 式，我们就能建立起热力学函数与配分函数的关系：

$$G = -kT \ln Q(P, H) \quad (3.8)$$

3.2.2 熵焓竞争与对称性破缺

有了以上的讨论，我们在外场 $H = 0$ 的条件下先来说明 **熵焓竞争** 怎样影响磁学系统的相变。总体而言，一维 Ising 模型不能相变的原因是熵占优，而二维 Ising 模型能相变的原因是焓占优，并且这样的竞争关系的根源在于边界的维数。我们的思路非常简单：假设系统处于有序状态，然后考虑打乱一部分后体系的自由能变化，如果自由能下降，那么系统就会倾向于无序状态，熵占优，无相变；反之则倾向于有序状态，焓占优，有相变。

对于周期边界的一维 Ising 链，一个区域无论大小，永远只有两个端点，所以如果我们将一致向上的 N 个自旋磁子取出一部分磁畴翻转下去，那么相对最初的状态，能量变化为 $4J$ 。由于这样做有 N 个可能的构型，那么熵的变化为 $k \ln N$ 。而

$$\delta G = \delta E - T\delta S = -4J + kT \ln N$$

显然，我们可以定义一个临界温度 T_c ，在 $2J = kT_c \ln N$ 就是系统相变发生的地方：

$$T_c = \frac{4J}{k \ln N} \quad (3.9)$$

可以看到，在热力学极限下， $T_c = 0$ ，也就是说，一维 Ising 模型在任何温度下都不会发生相变， $T = 0$ 是一个平凡解。

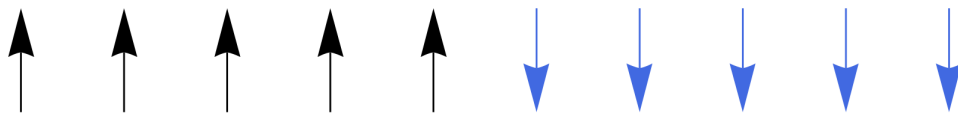


图 3.1: 一维 Ising 模型的熵焓竞争

对于周期边界的二维 Ising 链，一个区域的边界大小是随着区域大小的增加而增加的，所以如果我们一致向上的 N 个自旋磁子取出一部分磁畴翻转下去，那么相对最初的状态，能量变化 $\delta E \propto N^{1/2}$ 。但由于最多只能有 N^α 种可能的方式达成这一点，那么熵的变化为 $\alpha k \ln N$ 。这个时候，再写出自由能的变化：

$$\delta G = \delta E - T\delta S = -N^{1/2} + \alpha kT \ln N$$

在热力学极限下，第一项就会超过第二项，也就是能量占优，磁畴的翻转变得困难，所以更倾向于保持同向，也就是相变。

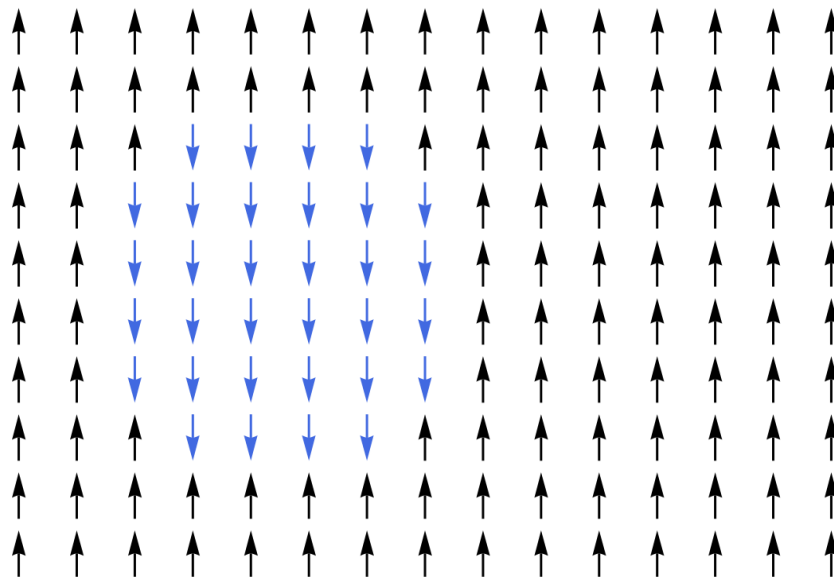


图 3.2: 二维 Ising 模型的熵焓竞争

这也就解释了为什么我们实际观察到体系的对称性要小于系统哈密顿量的对称性，也就是 **对称破缺** 的问题。磁学系统哈密顿量虽然具有自旋翻转的对称性（系统所有自旋全部翻转，总能量不变），但要想在实际中体现这一点，**必须要求这个态要能够自由地变换到另一个对称态**。但如前所见，这样的翻转动作将会面临巨大的能垒，且在热力学极限下能垒高度为正无穷，所以动力学上不能发生。

用一个公式来表示就是：

$$\langle M \rangle = \lim_{H \rightarrow 0} \lim_{N \rightarrow \infty} \left(-\frac{\partial G}{\partial H} \right)_T \neq 0 \quad (3.10)$$

在 N 有限的情况下，系统可以随意翻越能垒，所以磁矩可以为 0；现在为系统增加一个外场，那么系统将会聚集在某一边。现在让 $N \rightarrow \infty$ ，把门关上，系统就被困在了一个状态，纵使外场消失，系统即使想回去，也回不去了。所以宏观磁矩不为 0，这就是对称性破缺的本质。

3.2.3 一维 Ising 模型的严格解

下面我们正式进入一维 Ising 模型的严格解。我们先来考虑无外场周期性边界一维 Ising 模型的配分函数：

$$Q_N = \sum_{S_1, S_2, S_3, \dots, S_N} \exp [K'(S_1 S_2 + S_2 S_3 + \dots + S_N S_1)] \quad (3.11)$$

我们将它改写为如下形式：

$$Q_N = \sum_{S_1, S_2, S_3, \dots, S_N} \exp(K' S_1 S_2) \exp(K' S_2 S_3) \dots \exp(K' S_N S_1) \quad (3.12)$$

这样一来，我们就可以将配分函数视为 **张量缩并**。为了看出这一点，将 $\exp(K' S_1 S_2)$ 写成矩阵的形式：

$$T(S_1, S_2) = \exp(K' S_1 S_2) = \begin{pmatrix} e^{K'} & e^{-K'} \\ e^{-K'} & e^{K'} \end{pmatrix} \quad (3.13)$$

这叫做 **转移矩阵**，再把被求和的 $\{S_1, S_2, \dots, S_N\}$ 视为哑标，那么配分函数就可以写成：

$$Q_N = \sum_{S_1, S_2, S_3, \dots, S_N} T(S_1, S_2) T(S_2, S_3) \dots T(S_N, S_1) = \text{Tr}(T^N) = \lambda_1^N + \lambda_2^N \quad (3.14)$$

其中 λ_1, λ_2 是转移矩阵的两个本征值，易得

$$\lambda_{1,2} = e^{K'} \pm e^{-K'} \quad (3.15)$$

所以配分函数可以写成

$$Q_N = (2 \cosh K')^N + (2 \sinh K')^N \quad (3.16)$$

如果有外场，那么我们需要对外场所导致的额外能量做一点变换，因为要想构成二维张量，需要两个自旋：

$$E = - \sum_{i=1}^N J S_i S_{i+1} - \mu H \sum_{i=1}^N S_i = - \sum_{i=1}^N J S_i S_{i+1} - \frac{\mu H}{2} \sum_{i=1}^N (S_i + S_{i+1})$$

其中 $S_{N+1} = S_1$ 。转移矩阵就变成了

$$T(S_1, S_2) = \exp\left(\frac{1}{2}K(S_1 + S_2) + K' S_1 S_2\right) = \begin{pmatrix} e^{K+K'} & e^{-K'} \\ e^{-K'} & e^{-K+K'} \end{pmatrix} \quad (3.17)$$

本征值

$$\lambda_{\pm} = e^{K'} \left(\cosh K \pm \sqrt{\sinh^2 K + e^{-4K'}} \right) \quad (3.18)$$

在热力学极限下，较小的特征值 λ_2 将会被忽略，所以配分函数可以写成

$$Q = e^{NK'} \left(\cosh K + \sqrt{\sinh^2 K + e^{-4K'}} \right)^N \quad (3.19)$$

由此可得磁学系统的各热力学函数：

$$\begin{aligned} G \Big|_{H=0} &= -kT \ln Q = -NkT \ln(e^{\beta J} + e^{-\beta J}), \\ S \Big|_{H=0} &= \frac{\partial G}{\partial T} = Nk [\ln(e^{\beta J} + e^{-\beta J}) - \beta J \tanh \beta J], \\ U \Big|_{H=0} &= G + TS = NJ \tanh \beta J, \\ C \Big|_{H=0} &= \frac{\partial U}{\partial T} = Nk\beta^2 J^2 \operatorname{sech}^2 \beta J, \\ \langle M \rangle &= \frac{\partial \ln Q}{\partial \beta H} = \frac{\mu N \sinh \mu \beta H}{\sqrt{\sinh^2 \mu \beta H + e^{-4\beta J}}}, \\ \chi &= \frac{1}{N} \frac{\partial \langle M \rangle}{\partial \beta H} = \frac{\mu^2 e^{-4\beta J} \cosh \mu \beta H}{(\sinh^2 \mu \beta H + e^{-4\beta J})^{3/2}} \end{aligned}$$

在 $\beta \rightarrow 0$ 时， $S \rightarrow Nk \ln 2$ ，表明系统有 2^N 的配容数；在 $\beta \rightarrow \infty$ 时， $S \rightarrow 0$ ，表明系统处于绝对零度。对于响应函数，当 $H \neq 0$ ，温度趋于 0 时收敛为 0；而当 $H = 0$ ，温度趋于 0 时发散。

反思与质疑

容易看出，转移矩阵方法其实也可以用在非周期条件上，只不过不再是张量的求和缩并为迹，而是张量的求和缩并为张量。这样一来，我们就可以将一维 Ising 模型的配分函数写成

$$Q_N = \sum_{S_1, S_2, S_3, \dots, S_N} T(S_1, S_2) T(S_2, S_3) \cdots T(S_{N-1}, S_N) = \sum_{S_1, S_N} T^{N-1} \quad (3.20)$$

也就是矩阵 T^{N-1} 的所有项之和。

当然，转移矩阵并不一定是 2 维的，所以如果系统有三个可能状态， S_i 的可能取值为 1, 0, -1，那么无外场转移矩阵为

$$T = \begin{pmatrix} e^{K'} & 1 & e^{-K'} \\ 1 & 1 & 1 \\ e^{-K'} & 1 & e^{K'} \end{pmatrix} \quad (3.21)$$

而实对称阵必能正交相似对角化，所以我们总是可以通过正交相似变换来计算 T^N 的特征值。

3.2.4 二维 Ising 模型概要

二维 Ising 模型的解析解由杨振宁完成，这里只给出一些基本结果，不做推导。

在 $H = 0$ 的条件下，二维 Ising 模型的配分函数为

$$Q(N, \beta, 0) = [2 \cosh(2\beta J e^I)]^N \quad (3.22)$$

其中

$$I = \frac{1}{2\pi} \int_0^\pi \ln \left[\frac{1}{2} \left(1 + \sqrt{1 - K(J)^2 \sin^2 \theta} \right) \right] d\theta,$$

$$K(J) = \frac{2 \sinh 2\beta J}{\cosh^2 2\beta J}$$

当 $K(J) = 1$ 时，系统可能出现奇异性，也即相变点满足

$$\sinh 2\beta_c J = 1 \quad (3.23)$$

数值结果约为

$$kT_c \approx 2.269J \quad (3.24)$$

而每个自旋的平均值为

$$m = \frac{\langle M \rangle}{N} = \begin{cases} 0 & T > T_c \\ [1 - \sinh^{-4} 2\beta J]^{1/8} & T < T_c \end{cases} \quad (3.25)$$

3.3 Ising 模型的零级近似：平均场理论

Ising 模型的解析解的求解难度随着维数的增加而增加，三维 Ising 模型没有解析解，只能通过数值模拟的方法完成。这表明 Ising 模型本身仍然需要做一定的近似，使得高维 Ising 模型也有近似的解析解。

平均场理论 就是这样一种近似方法。回想我们在无相互作用系统中的高光时刻，如果我们能将每个 Ising 磁子受到的相互作用以一个等价的平均外场来替代，那么我们就可以将 Ising 模型转化为一个无相互作用的模型，配分函数瞬间就变为了单粒子配分函数的 N 次方。

3.3.1 基本结果

现在我们来将单粒子近似用到统计力学里来（Hartree-Fork 理论或者金属能带论都有涉及）。既然是平均场，那么自旋势必需要做一点平均：

$$\langle S_i \rangle = \frac{\langle M \rangle}{N} \equiv m \quad (3.26)$$

这里的 m 有一个特殊的名称：[序参量](#)。将字面意义与物理意义结合起来看，这个量刻画了系统的有序程度。设每个磁子周围都有 z 个其他磁子，那么磁子 i 的能量为

$$E_i = -\mu H S_i - J \sum_j S_i S_j = -\mu H S_i - z J m S_i \quad (3.27)$$

单粒子配分函数与 S_i 的平均值为

$$Q_1 = \sum_{S_i=\pm 1} e^{\beta \mu H S_i + \beta z J m S_i} = 2 \cosh(\beta \mu H + \beta z J m), \quad (3.28)$$

$$\langle S_i \rangle = \frac{\partial \ln Q_1}{\partial (\beta \mu H)} = \tanh(\beta \mu H + \beta z J m) \quad (3.29)$$

然而，系统的每个磁子都是等价的，所以 S_i 本身的平均值也应当是 m 。换言之，为了使得我们的理论自洽，必须有如下的[自洽场方程](#)：

$$\begin{aligned} m &= \tanh(\beta \mu H + \beta z J m) \\ \beta &= \frac{1}{2zJm} \ln \frac{1+m}{1-m} \end{aligned} \quad (3.30)$$

在外场为 0 的条件下，显然 $m = 0$ 为平凡解。要想得到非平凡解，根据函数的性质，必须要求

$$\left. \frac{\partial \tanh(\beta z J m)}{\partial m} \right|_{m=0} > 1 \Rightarrow \beta z J > 1 \Rightarrow T_c = \frac{zJ}{k} = \begin{cases} \frac{2J}{k} & \text{one dimension} \\ \frac{4J}{k} & \text{two dimension} \\ \frac{6J}{k} & \text{three dimension} \end{cases} \quad (3.31)$$

平均场方程是一个非线性方程，我们可以通过数值方法求解，结果绘制在图 (3.3) 中：

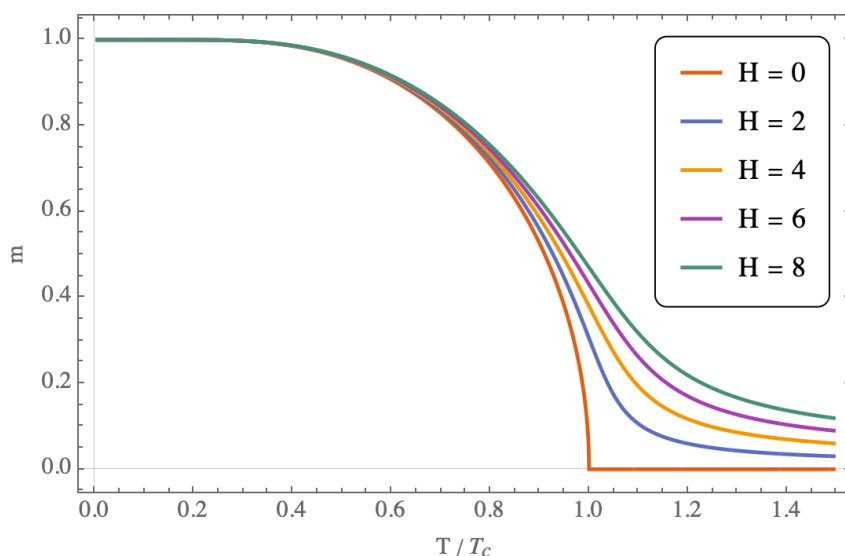


图 3.3: 平均场序参量随温度的变化情况

反思与质疑

三维 Ising 模型的临界温度的模拟结果为 $4J/k$ ，可见平均场理论总是高估相变温度。这是因为它仅仅考虑一个磁子在平均场下的涨落，而忽略了其他磁子的涨落——将取向一致的一碗米粒稍微摇晃一下，米在碗中的高度将会继续下降。

3.3.2 临界行为

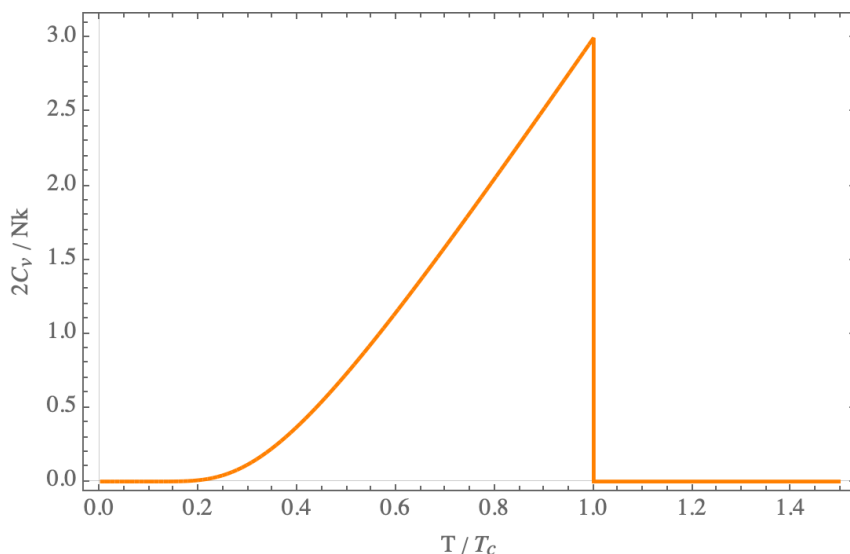


图 3.4: 系统热容随温度的变化情况

3.3.3 响应函数与关联函数

自旋作为两个随机变量，它们之间的关联性，可以用 [协方差](#) 来描述：

$$\text{Cov}(S_1, S_2) = \langle S_1 S_2 \rangle - \langle S_1 \rangle \langle S_2 \rangle \quad (3.32)$$

平均场近似认为各自旋变量都是独立的，所以自然有 $\text{Cov}(S_1, S_2) = 0$ 。下面我们来讨论响应函数和关联函数之间的联系，只需指出：

$$\begin{aligned} \chi &= \frac{1}{N} \langle (M - \langle M \rangle)^2 \rangle \\ &= \frac{\mu^2}{N} \left\langle \left[\sum_i^N S_i - \langle S_i \rangle \sum_j^N S_j - \langle S_j \rangle \right]^2 \right\rangle \\ &= \frac{\mu^2}{N} \sum_{i,j} \text{Cov}(S_i, S_j) = \mu^2 \sum_j^N \text{Cov}(S_1, S_j) \end{aligned} \quad (3.33)$$

那么响应函数是关联函数的总和，响应函数要想发散，各处的关联函数必须全都大于 0，这也表明关联尺度发散。

3.3.4 平均场的变分方法

3.4 重正化理论

响应函数 χ 的发散究竟反映了什么物理？

“系统本身的涨落越大，那么对外界的响应就越灵敏”这句话，实际上蕴含了这样一则惊天秘闻：系统对外界的响应是一种宏观性质，当整个系统都“合作起来”对外界变化产生响应时，意味着能参与合作的范围，也就是 **关联尺度**，开始发散。一个例子便是液体的临界乳光现象，透明的水在临界点附近变为乳白色，这表明本应当从水分子的间隙中漏过大部分的自然光，却大部分被散射了。这样的现象只有一种解释：水分子不再是孤立的，而是形成了一个的团簇，这些团簇的尺度越来越大，最后甚至大到与光的波长相当，从而产生了散射——把渔网加密，就能捞到更小的鱼。

那么问题来了：如果水分子的关联尺度发散，那么多少水分子能算一个团簇？这相当于询问临界水的 **特征尺度** 是多少。仔细想想，我们发现这个问题无法回答，因为关联尺度发散意味着一个水分子和无穷远的另一个水分子都有相互作用，这个特征尺度是不存在的。

特征尺度一旦不存在，我们发现系统将会呈现出 **自相似** 的特征（例如分形），这也是相变非常典型的特征：用不同尺度的放大镜来观察相变，得到的结果都是相似的。

这样一来，在相变点附近，多自由度系统能够合理合法地约化到低自由度系统，并且相变点系统的形貌在 **尺度变换** 下不变。

也就是说：**相变点是尺度变换的不动点。**

3.4.1 卡丹诺夫变换

这一节写一维伊辛模型，分为无外场和有外场，指出一维没有相变。

3.4.2 二维 Ising 模型的重正化

抄 chandeler 的书

3.5 总结

第四章 非平衡统计力学

在前面的章节中我们主要研究了各种物理量统计平均值的计算问题，这些平均值以高精度表示出从对 **处于平衡** 的给定系统进行有关测量所预期得到的结果。但是，对于近平衡和原理平衡的体系，基于以下几方面的理由，能谱-配分函数-热力学量的研究范式就显得力不从心：

平衡体系	非平衡体系
宏观态不含时	宏观态随时间演化
系统整体存在状态函数	仅能定义局域量
正则分布不含时	分布函数可以演化
力学量不含时	力学量可以演化

图 4.1: 平衡态与非平衡态的区别

由此可见，对于非平衡系统，**演化** 二字是核心。本章将从两个方面来研究非平衡系统的演化：一是 **分布的演化**，即如何从初始分布演化到平衡分布，也就是说一个不处于平衡态的分布函数如何最终逼近平衡分布，并继续维持平衡分布；二是 **力学量的演化**，即力学量如何从初始状态演化到平衡态，这将涉及关联函数的概念。这两种视角分别相当于量子力学中的薛定谔绘景和海森堡绘景，为了看出这一点，我们必须再次将目光投向 **刘维尔定理**。

4.1 再论刘维尔定理

对于一个不显含时的力学量 A ，其演化方程为

$$\frac{dA}{dt} = [A, H] \quad (4.1)$$

为了将它写成更一般的微分方程形式，我们定义 **刘维尔算符** 为

$$\hat{\mathcal{L}}A \equiv [A, H] \quad (4.2)$$

这样，(4.1) 就可以写成

$$\frac{dA}{dt} = \hat{\mathcal{L}}A \quad (4.3)$$

那么自然而然地，形式解

$$A(\Gamma, t) = e^{t\hat{\mathcal{L}}} A(\Gamma, 0) \quad (4.4)$$

代表点密度也是一个特殊的力学量，但由于刘维尔定理的存在，它的演化方程可以写成

$$f(\Gamma, t) = e^{-t\hat{\mathcal{L}}} f(\Gamma, 0) \quad (4.5)$$

同时，刘维尔算符具有反自伴性（Poisson 括号的微分性质导致的），即

$$\int (\hat{\mathcal{L}}A) * B \, d\Gamma = - \int A * (\hat{\mathcal{L}}B) \, d\Gamma \quad (4.6)$$

$$\int (e^{t\hat{\mathcal{L}}} A) * B \, d\Gamma = \int A * (e^{-t\hat{\mathcal{L}}} B) \, d\Gamma \quad (4.7)$$

有了刘维尔算符，我们就可以将力学量的系综平均写为较为简洁的形式。不过这样的平均有两种角度来看待：从薛定谔绘景的角度，力学量 A 仅是相点位置的函数 $A(\Gamma)$ ，而占据这些相点的概率分布是随时间变化的，因此力学量的系综平均可以写为

$$\langle A(t) \rangle = \int A(\Gamma) f(\Gamma, t) \, d\Gamma \quad (4.8)$$

从海森堡绘景的角度，力学量 A 是随时间变化的，而概率分布 f 是相点位置的函数 $f(\Gamma)$ ，不随时间改变，所以力学量的系综平均也可以写为

$$\langle A(t) \rangle = \int A(\Gamma, t) f(\Gamma) \, d\Gamma \quad (4.9)$$

这二者的联系可以通过如下方式说明：

$$\begin{aligned} \int A(\Gamma) f(\Gamma, t) \, d\Gamma &= \int A(\Gamma) e^{-t\hat{\mathcal{L}}} f(\Gamma, 0) \, d\Gamma \\ &= \int e^{t\hat{\mathcal{L}}} A(\Gamma) f(\Gamma, 0) \, d\Gamma = \int A(\Gamma, t) f(\Gamma) \, d\Gamma \end{aligned}$$

反思与质疑

这里直接将依赖关系隐去可能会导致一定程度的困惑，但是必须牢记，我们观察对 $A(t)$ 所有实验可能值的平均值时，所抽取的样本来自初始条件的分布，也就是说

$$\langle A(t) \rangle = \int A(\Gamma_0 \rightarrow \Gamma_t) f(\Gamma_0; \text{time} = 0) \, d\Gamma_0 = \int A(\Gamma_0; \text{time} = 0) f(\Gamma_0, t) \, d\Gamma_0$$

前者是海森堡绘景，后者是薛定谔绘景，被积变量总是遍历整个相空间，所以 $d\Gamma_0 = d\Gamma$ 。

此外，平衡分布是一个与系统哈密顿量对易的力学量：

$$f_{eq}(H) = \frac{e^{-\beta H}}{Z}, \quad \hat{\mathcal{L}} f_{eq}(H) = [f_{eq}(H), H] = 0 \quad (4.10)$$

所以，与平衡系统不同，对于非平衡系统我们有两种方式求一个力学量的系综平均，即 (4.8) 和 (4.9)。运用前者，我们将从布朗运动开始，研究分布函数随时间的演化，导出其所满足的偏微分方程，即福克尔-普朗克方程；运用后者，我们将力学量视为随机过程，引入关联函数，建立其与响应函数的联系，研究涨落耗散定理。

4.2 分布的演化：薛定谔绘景

4.2.1 布朗运动的爱因斯坦理论

在薛定谔绘景下，我们希望研究系统分布的演化，其中最常见的是坐标分布的演化，也就是**扩散行为**。而粒子扩散的根源在于周围的液体分子对布朗粒子进行的永不停歇的和不同程度上是随机的撞击。这样一来，如果追踪单一布朗粒子的运动，我们发现它可以被看做一种步长为 l 、频率为 τ 的**随机行走问题**，其中 l 为粒子平均自由程， τ 为粒子平均自由时间。同时，粒子所行走的每一步都是独立同分布的：

$$S_N = \sum_{i=1}^N X_i, \quad X_i = \begin{cases} 1 & P = 0.5 \\ -1 & P = 0.5 \end{cases} \quad (4.11)$$

其中 X_i 独立同分布。根据中心极限定理，当 $N \rightarrow \infty$ 时， S_N 的分布趋于正态分布，即

$$P(S_N = n)dn = \frac{1}{\sqrt{2\pi N}} \exp\left(-\frac{n^2}{2N}\right) dn \quad (4.12)$$

粒子平均 τ 时间做一次随机跳跃，所以 $N = t/\tau$ ，同时做变量代换 $x = nl$ ，则粒子在 N 步后的位置 x 的概率分布为

$$P(x, t)dx = P(S_N = n)dn = \frac{1}{\sqrt{2\pi t/\tau}} \exp\left(-\frac{x^2}{2t/\tau}\right) dx \quad (4.13)$$

令 $D = \frac{1}{2}l^2/\tau$ ，我们就可以得到非常标准的扩散方程的一个解：

$$P(x, t) = \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} \exp\left(-\frac{x^2}{4Dt}\right) \quad (4.14)$$

这里引入的 D 与给定系统的宏观**扩散系数**完全相同，也就是说微观量 l, τ 和宏观量 D 建立起了联系。三维情况下，由于各维度独立，所以联合概率密度等于边缘概率密度的乘积：

$$P(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{(4\pi Dt)^{3/2}} \exp\left(-\frac{\mathbf{r}^2}{4Dt}\right) \quad (4.15)$$

反思与质疑

三维扩散方程的形式为

$$\frac{\partial}{\partial t} n(\mathbf{r}, t) = D \nabla^2 n(\mathbf{r}, t)$$

通过傅里叶变换，方程的解正好就是 (4.15) 的解，其中的道理蕴含在概率与统计的关系中：扩散方程作为唯像的总结，它所描述的结果是统计性的，而这样的统计性是对单一粒子大量抽样的结果，在大数定律的极限下将会收敛于概率本身。因此，扩散方程的解正好就是随机过程的解，而随机过程的解也正好就是扩散方程的解。

那么这样一来，借助分布函数 (4.15) 式，我们可以求得布朗粒子的方均位移为

$$\langle r^2(t) \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{r}^2 P(x, t) dx = 6Dt \quad (4.16)$$

可以看到，最初集聚在原点的布朗粒子系综随着时间的增加而扩散出去，并且这种行为宏观上显然是不可逆的，并且无论我们把注意力放在单一粒子上，还是放在粒子系综上，都可以看到这种不可逆性。这个现象的最终根源在于布朗粒子受到流体中分子永不停息、或多或少是随机的碰撞。换句话说，[这个现象的不可逆性归根结底来源于流体分子对布朗粒子所施加的随机力的涨落](#)。

4.2.2 福克尔-普朗克方程

抄 pathria

4.3 力学量的演化：海森堡绘景

应用薛定谔绘景，我们最后得到了描述分布函数随时间演化的福克尔-普朗克方程，它指出一切非平衡分布在 $t \rightarrow \infty$ 的极限下都趋于平衡分布。现在，我们将目光转移到单个粒子上来，研究一个粒子力学量的演化。显然，这里的力学量只能用随机过程来描述，而其中的一个重要概念就是 [关联函数](#)。

4.3.1 关联函数及其稳态性质

随机过程 $A(t)$ 的自相关函数 $C_{AA}(t, t')$ 也就是物理量 $A(t)$ 的时间关联函数，它刻画了两个随机变量 $A(t)$ 和 $A(t')$ 的相互制约程度的大小：

$$C_{AA}(t, t') = \langle A(t)A(t') \rangle = \int A(t)A(t')f(\Gamma) d\Gamma \quad (4.17)$$

并且我们默认它具有一定的 [平稳性](#)，即

$$C_{AA}(t, t') = C_{AA}(t - t') = C_{AA}(\tau) \quad (4.18)$$

也就是说，关联函数只依赖于时间间隔，具有 [时间平移不变性](#)。这样一来，时间关联函数就可以写为

$$C_{AA}(\tau) = \int A(\Gamma, t)A(\Gamma, t + \tau)f(\Gamma) d\Gamma = \int A(\Gamma, 0)A(\Gamma, \tau)f(\Gamma) d\Gamma \quad (4.19)$$

下面来研究关联函数的稳态性质。首先，当 $t \rightarrow \infty$ ，系统分布函数 $f(\Gamma, t)$ 趋于平衡分布 $f_{eq}(\Gamma)$ ，所以

$$C_{AA}(\tau) = \int A(\Gamma) \left[e^{\tau \hat{L}} A(\Gamma) \right] f_{eq}(\Gamma) d\Gamma = \int A(\Gamma) \left[e^{-\tau \hat{L}} A(\Gamma) \right] f_{eq}(\Gamma) d\Gamma \quad (4.20)$$

$$= \langle A(-\tau)A(0) \rangle_{eq} \quad (4.21)$$

$$= C_{AA}(-\tau) \quad (4.22)$$

其中用到了 $\hat{L}f_{eq}(H) = [f_{eq}(H), H] = 0$ ，所以 [稳态关联函数是偶函数](#)。

当时间间隔为 0 时，时间关联函数即是二阶矩 $\langle A(0)^2 \rangle$ ；并且基于物理直觉，两个时间间隔无穷大的力学量应当毫不相关，甚至独立。所以关联函数应当满足

$$C_{AA}(\infty) = \langle A(\infty)A(0) \rangle = \langle A(\infty) \rangle \langle A(0) \rangle = \langle A \rangle^2 \quad (4.23)$$

这样一来，仿照协方差，我们可以定义涨落关联函数 $C_{AA}^\delta(\tau)$ ：

$$C_{AA}^\delta(\tau) = \langle \delta A(\tau) \delta A(0) \rangle = \langle A(\tau)A(0) \rangle - \langle A(\tau) \rangle \langle A(0) \rangle = C_{AA}(\tau) - \langle A(\tau) \rangle \langle A(0) \rangle \quad (4.24)$$

在 $\tau \rightarrow \infty$ 的极限下，它趋于零：

$$C_{AA}^\delta(\infty) = \langle A \rangle^2 - \langle A \rangle^2 = 0 \quad (4.25)$$

力学量和其时间导数的关联也很重要：

$$\langle A(0)\dot{A}(t) \rangle = \int A(0)[\hat{\mathcal{L}}A(t)]f_{eq}(\Gamma) d\Gamma = - \int [\hat{\mathcal{L}}A(0)]A(t)f_{eq}(\Gamma) d\Gamma = -\langle \dot{A}(0)A(t) \rangle \quad (4.26)$$

当 $t = 0$ ，易得 $\langle A(0)\dot{A}(0) \rangle = -\langle A(0)\dot{A}(0) \rangle$ ，则 $\langle A(0)\dot{A}(0) \rangle = 0$ ，也就是说 **力学量与其同一时刻的时间导数正交**。

不过我们发现，时间关联函数的时间导数恰是 $\frac{d}{dt}C_{AA}(t) = \langle A(0)\dot{A}(t) \rangle$ （如果可微的话），那么根据 (4.26)，我们可以得到

$$\left. \frac{d}{d\tau}C_{AA}(\tau) \right|_{\tau=0} = \langle A(0)\dot{A}(\tau) \rangle \Big|_{\tau=0} = 0 \quad (4.27)$$

同理，时间关联函数的二阶导数也可以写为

$$\left. \frac{d^2}{d\tau^2}C_{AA}(\tau) \right|_{\tau=0} = \langle A(0)\ddot{A}(\tau) \rangle \Big|_{\tau=0} = -\langle \dot{A}^2(0) \rangle \leq 0 \quad (4.28)$$

那么关联函数随时间间隔的变化将呈现如下形式：

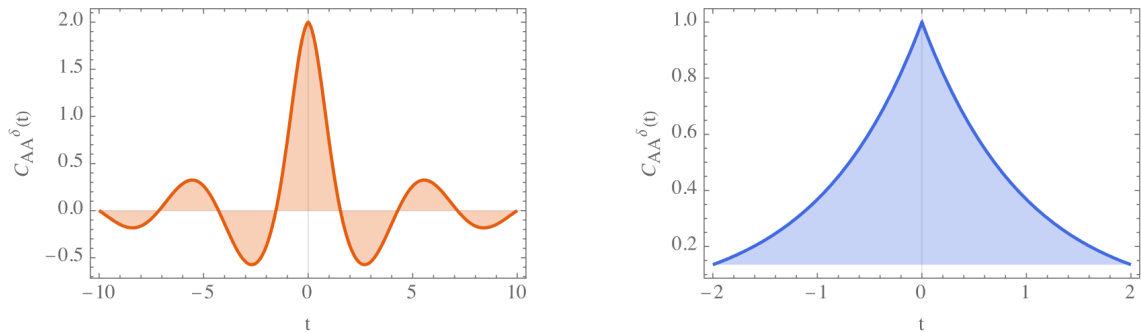


图 4.2: 时间关联函数随时间间隔的变化

其中左图处处可微，但右图情形是最常见的布朗运动的涨落关联。注意，我们只知道涨落关联函数在两个极限处的值，但对一个极限过渡到另一个极限的过程全然不知，只能通过体系的动力学来确定。

4.3.2 布朗运动的朗之万理论

在布朗运动的爱因斯坦理论中我们已经指出，布朗粒子的不可逆运动来自流体分子所施加随机力的涨落，现在来看看这种涨落的统计性质。首先，我们来考虑一个布朗粒子在 t 时刻的速度 $v(t)$ ，它是由于流体分子的碰撞而产生的随机力 $f(t)$ 所引起的，而这个随机力 $f(t)$ 的统计性质是已知的，即

$$\langle f(t) \rangle = 0, \quad \langle f(t)f(t') \rangle = 2m\gamma k_B T \delta(t - t') \quad (4.29)$$

<- 抄 pathria，给出唯像的朗之万方程、爱因斯坦关系，并指出爱因斯坦关系是涨落耗散定理的一种表述形式 ->

4.4 线性响应与涨落耗散定理

4.4.1 昂萨格回归假说

首先从回归假说的神秘性开始，即自然涨落和弛豫不可分辨，抄一点 chandler，指出在扩散中的应用。

4.4.2 静态响应与静态弛豫

研究静态弛豫，证明假说的正确性，抄笔记

4.4.3 响应函数

一般情况的弛豫——定义响应函数，物理意义、因果性、稳态性，抄笔记

指出响应函数与关联函数的关系，这就是涨落耗散定理

4.4.4 从线性响应理论到朗之万方程

三个关键认识

4.5 总结

附录 A 附录

A.1 无穷小正则变换行列式的绝对值等于 1

将系统的状态参量 $(q_i, p_i), i = 1, 2, \dots, n$ 统一表达为 $\xi_\alpha, \alpha = 1, 2, \dots, 2n$ ，其中前半是坐标 q ，后半是动量 p 。引入求和约定，则经典 Poisson 括号可以写为

$$[f, g] = \frac{\partial f}{\partial \xi_\alpha} \Omega_{\alpha\beta} \frac{\partial g}{\partial \xi_\beta}$$

其中

$$\Omega = \begin{bmatrix} & -I \\ I & \end{bmatrix}_{2n \times 2n}$$

设正则变换将 $\{\xi\}$ 变换为 $\{\xi'\}$ ，雅可比矩阵 M 应为

$$M = \begin{bmatrix} \frac{\partial \xi'_1}{\partial \xi_1} & \frac{\partial \xi'_1}{\partial \xi_2} & \dots & \frac{\partial \xi'_1}{\partial \xi_{2n}} \\ \frac{\partial \xi'_2}{\partial \xi_1} & \frac{\partial \xi'_2}{\partial \xi_2} & \dots & \frac{\partial \xi'_2}{\partial \xi_{2n}} \\ \vdots & \vdots & & \vdots \\ \frac{\partial \xi'_{2n}}{\partial \xi_1} & \frac{\partial \xi'_{2n}}{\partial \xi_2} & \dots & \frac{\partial \xi'_{2n}}{\partial \xi_{2n}} \end{bmatrix}_{2n \times 2n}$$

由线性代数知识可知， $\det(M\Omega M^T) = \det(M)^2 \det(\Omega) = -\det(M)^2$ ，同时它又可以写为

$$\begin{aligned} (M\Omega M^T)_{ij} &= M_{i\alpha} \Omega_{\alpha\beta} M_{\beta j}^T = M_{i\alpha} \Omega_{\alpha\beta} M_{j\beta} \\ &= \frac{\partial \xi'_i}{\partial \xi_\alpha} \Omega_{\alpha\beta} \frac{\partial \xi'_j}{\partial \xi_\beta} \\ &= [\xi'_i, \xi'_j]_\xi \\ &= \Omega_{ij} \end{aligned}$$

最后一个等式用到了正则变换的基本 Poisson 括号不变性。故 $\det(M)^2 = 1$ ，证明完毕。

根据系统演化的连续性，我们还可以说明：对于系统经历的每一个无穷小变换的 Jacobi 矩阵，其行列式保持同号。