爱因斯坦文集

第二卷

商务印书馆

爱因斯坦的科学研究论文是多方面的，我们在编选和翻译他的科学论文集中，遇到很多困难，因此免不了有错误和疏漏之处，切望同志们批评指正。

卷首印的爱因斯坦照片，是周培源同志 1937 年在普林斯顿摄的。对周培源同志慨允我们在这个文集中刊印这张珍贵的照片，谨致诚挚的谢意。

编　译　者

1976 年 1 月于北京

爱因斯坦文集

第二卷

范岱年 赵中立 许良英编译

商 务 印 书 馆 出 版

（北京王府井大街36号）

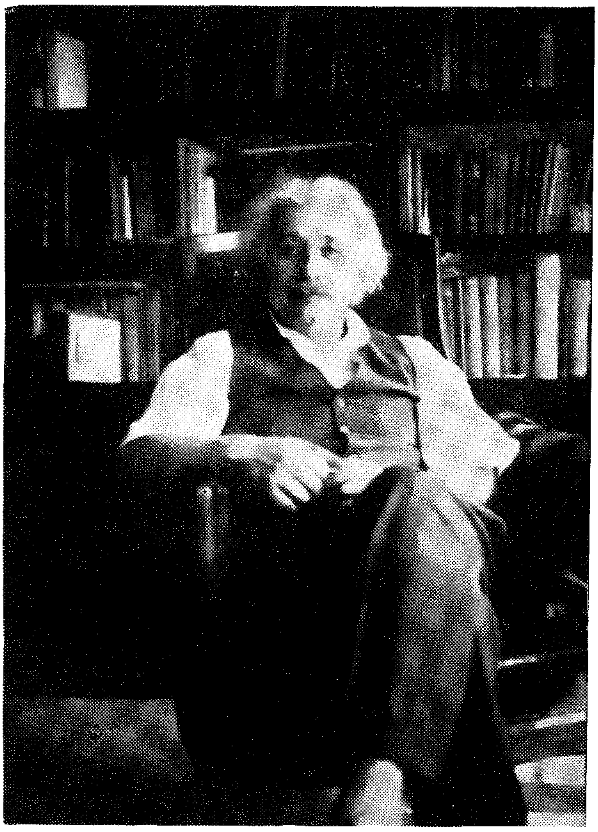
新华书店北京发行所发行

北京第二新华印刷厂印刷

850×1168毫米 1/32　$18\,^1/_2$ 印张　429千字

1977年3月第1版　1977年3月北京第1次印刷

统一书号：2017・184　定价：2.20元



1937 年周培源摄

A. Einstein.

第二卷编选说明

爱因斯坦从1901年到1955年共发表了专门性的科学研究论文大约200篇，这一卷文集选译了其中有代表性的34篇。

这一卷选编的科学论文，包括三方面的内容，主要的分别简介如下。

（一）相对论及其推广：

1. 狭义相对论——第一篇论文是1905年6月的《论动体的电动力学》，这是爱因斯坦青年时代多年探索的结果，以完整的形式提出了等速运动下的相对性理论，提出了空间、时间的新概念。这是一篇引起物理学理论基础变革的重要文献。同时，作为相对论的一个推论，他又提出了质能相当关系，在理论上为原子能的应用开辟了道路。

2. 广义相对论——1907年，爱因斯坦提出有必要把相对性理论从等速运动推广到加速运动，其基础就是惯性质量同引力质量的相当性。1912年开始，他在M. 格罗斯曼的合作下，用张量分析和曲面几何作为数学工具，终于在1915年建立了广义相对论，1916年的论文《广义相对论的基础》就是这项工作的总结。三十年代以后，他在相对论的运动问题的研究上取得了进展，这就是从场定律推导出运动定律。此外，早在1918年，他就预言引力波的存在。虽然引力波的存在至今尚未为观察和实验所证实，但关于引力波的实验检验和理论探索，近年来在许多国家已经形成一个热潮。

3. 宇宙学——爱因斯坦建成广义相对论后不久，就试图用来考查宇宙空间问题，他的 1917 年的论文被认为是宇宙学的开创性文献。可是他在这篇论文中，为避免在空间无限处给广义相对论方程设立边界条件的困难，竟然以形而上学的方法假设宇宙空间是有限的。这个宇宙有限论，无论在科学上和哲学上都是错误的，在西方已被人利用来作为宗教的新论证。他本人晚年对此也产生了动摇，认为由放射性矿物所测定的地壳的年龄大于所谓"宇宙的年龄"(10^9 年)，他的宇宙学理论"就要被推翻"。①

4. 统一场论——1923 年以后，在别人工作的影响下，爱因斯坦又试图进一步推广相对论，企图建立一个既包括引力场又包括电磁场的统一场理论，用以解释物质的基元结构。他把自己后半生的主要精力都用在这上面，先后提出过不少方案，在 1929 年、1945 年和 1954 年曾取得一些进展，但都只停留在数学的表述形式上，沒有得到有物理意义的结果。他在晚年悲叹："我完成不了这项工作了；它将被遗忘，但是将来会被重新发现。"②

(二) 量子论:

自从 1900 年 M. 普朗克提出量子假说，到 1913 年 N. 玻尔提出原子构造假说，这中间十来年，量子论的发展爱因斯坦起着主要的推动作用。他在 1905 年 3 月的论文《关于光的产生和转化的一个启发性观点》中，把量子概念扩充到辐射的发射和吸收上去，提出了光量子(光子)假说，这是历史上第一次揭示了微观客体的波粒二象性，可是当时只有极少数物理学家支持这一理论，普朗克本人(尽管他对狭义相对论一开始就表示最热烈的支持)直至1913 年还表示反对。1906 年，爱因斯坦又把量子概念扩充到物体内部

① 1945 年《关于宇宙学问题的评注》。见本文集第一卷 422 页。
② 1948 年 11 月 25 日给 M. 索洛文的信。见本文集第一卷 453 页。

粒子的振动上去，解决了低温时固体的比热同温度变化的关系问题。1916 年的论文《关于辐射的量子理论》，是量子论发展第一阶段的理论总结，它从玻尔的原子构造假说出发，用统计力学的方法导出普朗克的辐射公式。文中所提出的受激辐射理论，是六十年代蓬勃发展起来的激光技术的理论基础。1924 年，当 L. 德布罗意的物质波假说刚提出，他就用来处理单原子理想气体，同 S.N. 玻色一起建立了玻色-爱因斯坦量子统计理论。这项工作，促成了电子波的实验证实，也推动了 E. 薛定谔的波动力学的建立。

（三）分子运动论:

爱因斯坦最初发表的几篇论文，都是关于分子运动论和热力学方面的。1902 年的《热平衡的运动论和热力学第二定律》和 1903 年的《热力学基础理论》两篇论文，独立地提出了类似于 W. 吉布斯 1901 年提出的统计理论，为他以后建立光量子论和固体比热理论奠定基础。他的研究统计理论，有一个明确目的，就是要用来测定分子的实际大小，以解决当时科学思想战线上争论最激烈的问题：原子和分子究竟是否存在？这项研究的结果就是 1905 年 4 月和 5 月关于液体中悬浮粒子运动的两篇论文，不仅在理论上完全解决了 1827 年发现的布朗运动，而且提出了测定分子大小的新方法。三年后，J. B. 佩兰据此作出实验测定，证实了爱因斯坦的理论预测。这一事实，迫使最顽固的原子论反对者 W. 奥斯特瓦耳德和 E. 马赫不得不服输，一时甚嚣尘上的反原子论的唯心论叫嚣终于宣告彻底破产。

爱因斯坦是一个伟大的物理学家，但他的哲学思想却是庞杂、混乱和摇摆的。因此，我们在读他的科学论文时，要运用辩证唯物论哲学，依据最新的科学实验结果，进行分析研究。

* * *

目　录

热平衡的运动论和热力学第二定律[①]

尽管热的运动论在气体理论领域中取得了多么大的成就，可是，到目前为止，这个普遍的热学理论还没有一个充分的力学基础，因为现在还不能仅仅利用力学方程和几率运算就推导出热平衡定理和热力学第二定律，虽然麦克斯韦 (Maxwell) 和玻耳兹曼 (Boltzmann) 的理论已经接近了这个目的。本文的目的就是要弥补这一缺陷。同时还想得到对于热力学的应用甚为重要的第二定律的推广。此外，还要从力学观点出发，得出熵的数学表示。

§1. 物理体系的力学图象

我们设想一个任意的物理体系可以用这样一个力学体系来描述，这个力学体系的状态可以用许多坐标 $p_1, \cdots p_n$ 和相应的速度

$$\frac{dp_1}{dt}, \quad \cdots \frac{dp_n}{dt}$$

来单值地确定。能量 E 同样是由势能 V 和动能 L 这两部分所组成，第一部分只是坐标的函数，第二部分是

$$\frac{dp_\nu}{dt} = p'_\nu$$

① 这是爱因斯坦第三篇公开发表的科学论文，写于 1902 年 6 月。当时他刚结束失业的生活，开始在伯尔尼 (Bern) 瑞士专利局任技术员（从 1902 年 6 月到 1909 年 10 月）。这篇论文所提出的热力学的统计理论，美国物理学家吉布斯 (J. W. Gibbs, 1839—1903) 在一年以前也得到了类似的结果，但爱因斯坦当时并不知道吉布斯的工作。这里译自来比锡出版的《物理学杂志》(*Annalen der Physik*)，第 4 编，9 卷，1902 年，417—433 页。——编译者

的二次函数，它们的系数是 p 的任意函数。应当有两种外力作用在这个体系的各个物体上。第一种力可由势函数 V_a 导出，它们应当反映外部条件(重力、沒有热作用的固态壁等)，这种力的势函数可以明显地包含时间，可是它关于时间的导数应当是很小的。第二种力不能从势函数导出，它们变化很快。可以把它们理解为引起热传导的力。如果沒有这种力起作用，而且 V_a 不是明显地同时间有关，那末我们就得到了一个绝热过程。

我们还可以引进速度的线性函数——动量 $q_1, \cdots q_n$ 作为这个体系的状态变数，它们可以用下列形式的 n 个方程

$$q_\nu = \frac{\partial L}{\partial p'_\nu}$$

来定义，这里 L 设想为 $p_1, \cdots p_n$ 和 $p'_1, \cdots p'_n$ 的函数。

§2. 关于 N 个具有几乎相等能量的全同绝热定态体系的可能状态分布

假定有无限多(N)个完全相同的体系，它们的能量连续地分布于两个相差很小的确定能量值 $\overline{E}$ 和 $\overline{E}+\delta E$ 之间。假定不可能存在那些不能从势函数导出的外力，并且 V_a 不可以明显地含有时间，那末，这个体系是一个保守系。我们现在来研究状态分布，并假定这些状态都是定态。

我们作这样的假设：除了能量 $E=L+V_a+V_i$，或者这些能量的函数以外，对于一个孤立体系，不存在不随时间变化而只同状态变数 p 和 q 有关的其他函数；而且下面就只考虑满足这一条件的体系。我们的假设等于下面的假定：我们的体系的状态分布由 E 的值来确定，并且对于每组状态变数的任意起始值，只有当它们满足我们的能量值条件时，这种状态分布才能成立。实际上，如果对

于体系还存在另一种类型的条件，即 $\varphi(p_1, \cdots q_n)=$常数，而且不能把这种条件简化为 $\varphi(E)=$常数的形式，那末，通过适当选择起始条件，显然可以实现：对于 N 个体系中的每一个体系，φ 具有一个任意给定的值。可是因为这些值不随时间而变化，由此得出：比如，量 $\Sigma\varphi$（对所有体系的累加）在给定 E 值的情况下，通过适当选择起始条件，也可以使它具有任意给定的值。可是，另一方面，$\Sigma\varphi$ 是可以从状态分布单值地算出来的，所以，不同的 $\Sigma\varphi$ 值对应于不同的状态分布。由此我们可以看出，φ 这样的第二个积分的存在必然导致如下的结论：状态分布不能仅仅由能量来确定，它还必须取决于体系的起始条件。

用 g 来表示全部状态变数 $p_1, \cdots p_n, q_1, \cdots q_n$ 的一个无限小的区域，这个区域是这样选择的：如果状态变数属于区域 g，$E(p_1, \cdots q_n)$ 就处于 $\overline{E}$ 和 $\overline{E}+\delta E$ 之间，那末，状态分布可以用如下形式的方程来表述：

$$dN=\psi(p_1, \cdots q_n)\int_g dp_1\cdots dq_n,$$

这里 dN 表示状态变数在一定时间属于区域 g 的体系的数目，这个方程表述了分布是定态的这个条件。

我们现在选取这样一个无限小的区域 G. 于是，在任意给定的时间 $t=0$，其状态变数属于区域 G 的那种体系的数目为：

$$dN=\psi(P_1, \cdots Q_n)\int_G dP_1\cdots dQ_n,$$

这里大写字母应当表示那些属于 $t=0$ 时的相倚变数。

现在我们允许推广到任意的时间。如果体系在 $t=0$ 时具有给定的状态变数 $P_1, \cdots Q_n$，那末在 $t=t$ 的瞬间，体系将具有确定的状态变数 $p_1, \cdots q_n$. 并且，在 $t=0$ 时具有属于区域 G 的状态变数的体系，在 $t=t$ 的瞬间只能是状态变数属于确定的区域 g 的体系，

因此下列方程成立:

$$dN=\psi(p_1, \cdots q_n)\int_g dp_1\cdots dq_n.$$

可是对于任何这样的体系,刘维(Liouville)定理都成立,这个定理具有如下的形式:

$$\int dP_1\cdots dQ_n=\int dp_1\cdots dq_n.$$

从上面三个方程可以得出:

$$\psi(P_1, \cdots Q_n)=\psi(p_1, \cdots q_n).$$①

所以,ψ 是体系的不变量,如上所述,它必须具有形式$\psi(p_1, \cdots q_n)=$ $=\psi^*(E)$. 可是对于全部所考察的体系, $\psi^*(E)$ 只是无限小地不同于 $\psi^*(\bar{E})=$常数,而我们的状态方程简单地表示为:

$$dN=A\int_g dp_1\cdots dq_n,$$

这里 A 表示一个同 p 和 q 都无关的量。

§3. 关于体系 S 的状态的(定态)几率,体系 S 同具有相对无限大能量的体系 Σ 在力学上相联系

我们再考察无限多 (N) 个力学体系,它们的能量处于两个相差无限小的边界值 $\bar{E}$ 和 $\bar{E}+\delta\bar{E}$ 之间。而每一个这样的力学体系又是一个具有状态变数 $p_1, \cdots q_n$ 的力学体系 S 同另一个具有状态变数 $\pi_1, \cdots \chi_n$ 的体系Σ的力学的结合。上述两个体系的总能量的表示式应当是这样的,即由一个局部体系的物体作用于另一个局部体系的物体所产生的那部分能量,相对于局部体系 S 的能量 E

① 参见 L. 玻耳兹曼:《气体理论》(*Gastheorie*),第二册,§32和§37. ——原注

可以忽略不计。此外，局部体系 Σ 的能量 H 同 E 相比为无限大。于是，一直准确到高阶无限小，都可以置:

$$\boldsymbol{E}=H+E.$$

现在我们在全部状态变数 $p_1\cdots q_n$, $\pi_1\cdots\chi_n$ 中选择这样一个无限小的区域g,使得 $\boldsymbol{E}$ 处于常数值 $\overline{\boldsymbol{E}}$ 和 $\overline{\boldsymbol{E}}+\delta\overline{\boldsymbol{E}}$ 之间。于是，按照上一节的结果，其状态变数属于区域 g 之内的体系数目 dN 是:

$$dN=A\int_g dp_1\cdots d\chi_n.$$

现在我们注意到，我们可以随意地取某个连续的能量函数来代替 A, 这个函数当 $\boldsymbol{E}=\overline{\boldsymbol{E}}$ 时取 A 值。实际上，这样只是无限小地改变了我们的结果。我们选择 $A'\cdot e^{-2h\boldsymbol{E}}$ 作为这个函数，这里 h 表示一个暂时还是任意的常数，我们很快就可以确定它。于是，我们写出:

$$dN=A'\int_g e^{-2h\boldsymbol{E}}dp_1\cdots d\chi_n.$$

现在我们问: 有多少个体系处于这样一些状态，其中 p_1 处于 p_1 和 p_1+dp_1 之间，p_2 处于 p_2 和 p_2+dp_2 之间，$\cdots q_n$ 处于 q_n 和 q_n+dq_n 之间，而 $\pi_1\cdots\chi_n$ 则取任何符合我们体系的条件的值? 我们称这个数目为 dN', 那末我们就得到:

$$dN'=A'e^{-2h\overline{\boldsymbol{E}}}dp_1\cdots dq_n\int e^{-2hH}d\pi_1\cdots d\chi_n.$$

这里积分遍及状态变数这样的一些值，对于它们，H 处于 $\overline{\boldsymbol{E}}-E$ 和 $\overline{\boldsymbol{E}}-E+\delta\overline{\boldsymbol{E}}$ 之间。现在我们认为，应该这样也只能这样来选取 h 的值，以便使我们的方程中所出现的积分同 E 无关。

积分 $\int e^{-2hH}d\pi_1\cdots d\chi_n$ (它的积分边界可以用边界值 $\boldsymbol{E}$ 和 $\boldsymbol{E}+\delta\overline{\boldsymbol{E}}$ 来确定)，对于确定的 $\delta\overline{\boldsymbol{E}}$, 显然仅仅是 $\boldsymbol{E}$ 的函数; 我们称这

个函数为 $\chi(E)$. 于是,在 dN' 的表示式中所出现的积分可以写成如下的形式:

$$\chi(\bar{E}-E).$$

又因为 E 相对于 $\bar{E}$ 为无限小,那末,这个表示式在准确到高阶无限小时可以写成:

$$\chi(\bar{E}-E)=\chi(\bar{E})-E\chi'(\bar{E}).$$

因此,要使这个积分同 E 无关的必要和充分条件是:

$$\chi'(\bar{E})=0.$$

可是,现在可以置:

$$\chi(E)=e^{-2hE}\cdot\omega(E),$$

这里 $\omega(E)=\int d\pi_1\cdots d\chi_n$, 积分遍及变数的这样一些值,它们的能量函数处于 E 和 $E+\delta E$ 之间。

于是,求得关于 h 的条件取如下形式:

$$e^{-2h\bar{E}}\cdot\omega(\bar{E})\cdot\left\{-2h+\frac{\omega'(\bar{E})}{\omega(\bar{E})}\right\}=0,$$

或者
$$h=\frac{1}{2}\frac{\omega'(\bar{E})}{\omega(\bar{E})}.$$

因此,对于 h, 总有一个而且也只有一个值是满足所求得的条件的。此外,如下节应该证明的那样,因为 $\omega(E)$ 和 $\omega'(E)$ 总是正的,所以 h 也总是取正值。

如果我们以这种方式选取 h 从而使积分成为同 E 无关的量,那末,我们就得到关于其变数 $p_1\cdots q_n$ 处于上述边界内的体系数目的表示式:

$$dN'=A''e^{-2hE}\cdot dp_1\cdots dq_n.$$

因此,这也是用另一种意义的 A'' 来表示的几率表示式,即当状态为定态时,同另一个具有相对无限大能量的体系在力学上结合在

一起的体系的状态变数处于无限接近的边界内的几率表示式。

§4. 关于量 h 为正的证明

设 $\varphi(x)$ 为变数 $x_1, \cdots x_n$ 的齐次二次函数。我们考虑量 $z=\int dx_1\cdots dx_n$，此处的积分边界可以这样来确定，使 $\varphi(x)$ 处于某个定値 y 和 $y+\Delta$ 之间，其中 Δ 是一个常数。我们断言，z 只是 y 的函数，当 $n>2$ 时，z 总是随 y 的增长而增长。

我们引进新的变数 $x_1=\alpha x_1', \cdots x_n=\alpha x_n'$，此处 $\alpha=$ 常数，于是就得到：

$$z=\alpha^n\int dx_1'\cdots dx_n'.$$

此外，我们得到

$$\varphi(x)=\alpha^2\varphi(x').$$

因此，对于 $\varphi(x')$，已求得的积分的积分边界为：

$$\frac{y}{\alpha^2}\ 和\ \frac{y}{\alpha^2}+\frac{\Delta}{\alpha^2}.$$

此外，如果我们假设 Δ 为无限小，我们就得到：

$$z=\alpha^{n-2}\int dx_1'\cdots dx_n'.$$

这里 $\varphi(x')$ 处于边界

$$\frac{y}{\alpha^2}\ 和\ \frac{y}{\alpha^2}+\Delta\ 之间。$$

上述方程也可以写成：

$$z(y)=\alpha^{n-2}z\left(\frac{y}{\alpha^2}\right).$$

如果我们选取 α 为正[1] 并且 $n>2$，那末总可得到

$$\frac{z(y)}{z\left(\frac{y}{\alpha^2}\right)}>1,$$

这就是要证明的结果。

我们要用上面这个结果来证明 h 为正。

我们已求得：

$$h=\frac{1}{2}\frac{\omega'(E)}{\omega(E)},$$

这里
$$\omega(E)=\int dp_1\cdots dq_n,$$

而 E 在 E 和 $E+\delta\bar{E}$ 之间，$\omega(E)$ 按照定义必然为正，我们只需要证明，$\omega'(E)$ 也总是正的。

我们选取 E_1 和 E_2，使 $E_2>E_1$，并要证明 $\omega(E_2)>\omega(E_1)$. 把 $\omega(E_1)$ 分解为无穷累加项，其形式为：

$$d[\omega(E_1)]=dp_1\cdots dp_n\int dq_1\cdots dq_n.$$

在上述积分中，变数 p 具有确定的值，并且这些值使 $V\leqq E_1$. 积分的边界是这样表述的：L 处于 E_1-V 和 $E_1+\delta\bar{E}-V$ 之间。

对应于 $\omega(E_2)$ 的每一个这样无限小的累加项的量为：

$$d[\omega(E_2)]=dp_1\cdots dp_n\int dq_1\cdots dq_n,$$

这里的 p 和 dp 同在 $d[\omega(E_1)]$ 中所取的值相同，而 L 所取的值在 E_2-V 和 $E_2-V+\delta\bar{E}$ 之间。

因此，按照前面证明的定理，

$$d[\omega(E_2)]>d[\omega(E_1)].$$

由此可得出：

① 原文如此。此处"α 为正"似是"$\alpha>1$"之误。——编译者