

大,才能使线性理论预言的波增长充分发展.具体说来,仅当饱和能量大于实际测量到的 AKR 能量时,吴-李理论才能解释 AKR 的成因.这意味着,仅当线性不稳定性不能迅速被非线性饱和效应压制时,吴-李理论才是有说服力的.采用 Davidson 和蔡诗东建立的非线性饱和理论的分析方法,证明了这一点.

十、吴-李理论的最新发展

近十多年来,吴-李理论在解释极光千米辐射方面虽然取得了不少成果,但仍有不足之处.(1) 根据稀薄等离子体模型的理论分析,严格垂直于背景磁场方向不可能有 X 模辐射.然而,实际测量表明,确实某些区域观测到垂直于背景磁场方向发射的 X 模辐射,而且强度很大.(2) 吴-李理论的不足之处在关于谐波辐射的解释上表现得更为明显.前面曾述及,AKR 源区符合 $\omega_{pe} \ll \Omega_e$ 的条件,发射的 AKR 是功率强大的 X 模辐射,少量的是 O 模辐射.吴-李理论成功地解释了这一特征.然而当分析 AKR 中的谐波成分时,吴-李理论得出当 $\omega_{pe} \ll \Omega_e$ 时, X 模辐射的二次谐波通常比基波弱.然而实际测量结果表明,虽然在某些源区 X 模的二次谐波比基波弱,然而往往也能测量到相反的情况,在有些源区出现基波比二次谐波弱,或甚至基波不出现而仅有谐波出现的情况.原有的理论就不能完善地解释这些现象.

Pritchett 指出,对于垂直于磁场传播的 X 模,当电子速度 v 满足条件 $v/c \geq \omega_{pe}/\Omega_e$ 时,需要在原有的理论中考虑更多的相对论效应所产生的影响.例如当 $\omega_{pe}/\Omega_e = 0.03$ 时, $v = 0.03c$ 的电子具有的能量为 230 eV. 由于 AKR

源区的高能电子具有千电子伏的能量.原有理论只在波与粒子相互作用的共振条件中考虑相对论效应是不够的,应当考虑更多的由电子质量相对论效应所产生的影响.例如,除了辐射增长率外,在实频率的色散关系中也要计入相对论所产生的修正项和新的模式.

在广义动力回旋微波辐射理论中考虑更多的相对论效应后, Wong 等得到的新理论结果就能完善地解释关于 AKR 谐波辐射的实际测量所得到的各种现象. 这是吴-李理论新发展所得到的成就.

在实频率的色散关系中考虑相对论效应后,会出现新的辐射模.这种由相对论效应产生的模式称作相对论模.

可以预期,随着人造地球卫星和宇宙飞船的继续测量,将会得到有关 AKR 辐射的更多的测量数据和发现更新奇的现象.目前,关于相对论模的研究正在进行.此外,还发现了 AKR 辐射谱的精细结构.随着对这些新发现的探索研究, Wu-Lee 模型将会得到进一步的发展.

本文曾在由中国等离子体研究会 (APSC) 和亚非等离子体培养训练联合会 (AAAPT) 在青岛大学举办的第三届暑期等离子体物理讲习班上讲授过.承吴京生教授提供资料和预印本,蔡诗东教授和李银安教授对本文提出宝贵意见,作者谨向他们表示衷心地感谢.本工作得到国家教育委员会博士点基金的支持.

- [1] C. S. Wu, *Space Science Reviews*, 41(1985), 215.
- [2] H. K. Wong et al., *J. Geo. Phys.*, 94(1989), 5327.
- [3] Q. K. Lu, *The Third Summer School on Plasma Physics*, edited by S. T. Tsai and Y. A. Li, Tsingdao University, (1990), 18.

太阳风层可作为粒子加速的天体物理实验室

在宇宙中的稀薄等离子体中,通常所见的两体库仑碰撞是不重要的,带电粒子的行为由

长程电磁力引起的集体相互作用来控制.在这些等离子体中某些动力学能量被释放出来而转

变为热能时,粒子的能量分布会极大地偏离麦克斯韦-玻尔兹曼分布。通过研究粒子的加速过程,我们可以详细地了解能量的转换过程及系统可能达到的极端条件。

天体物理向我们提供的最新的一个例子是发生在1987年初的超新星爆发(被命名为SN 1987A)。在这次超新星爆发中,人们接收到从射电到 γ 射线的全波段上电磁辐射的爆发,同时也观测到中微子爆。天体物理学家急切地希望直接或间接地接收到粒子加速的新信号,诸如在超新星激波中的加速过程,在超新星喷出物质的湍动中的随机加速或在脉冲星强电场下的加速过程。然而,天体物理的观测是极遥远的观测,在可预见的未来,我们不可能直接观测到超新星的激波。由于物理本身是一门实验科学,我们希望能找到检验基本规律的实验室。从这种意义上来说,我们可以把太阳风层看作粒子加速的一个实验室。这是因为在太阳风层中,太阳风等离子体极强地影响着粒子的动力学过程和能量。当然,在太阳风层的观测中,我们所能得到的参数是相当有限的。即使如此,我们也能了解相当多的控制粒子加速的基本过程。

让我们从充满磁场的宇宙等离子体中带电粒子的运动开始。电场是加速带电粒子的最有效的机制。与电场力相比,其他的力,如引力可以忽略不计。但是当背景等离子体均匀且处于稳恒状态时,电场力就不是总能加速带电粒子了。垂直于磁场 \mathbf{B} 的电场分量 E_{\perp} 仅能使带电粒子产生 $\mathbf{E}_{\perp} \times \mathbf{B}$ 漂移运动,即磁化运动,如图1(a)所示。如果磁场垂直于纸面向里,而电场向下,最初处于静止的质量为 m 的粒子就会在位形空间作回旋运动。粒子的平均速度为

$$\mathbf{V}_E = c \frac{\mathbf{E}_{\perp} \times \mathbf{B}}{|\mathbf{B}|^2}, \quad (1)$$

这里 c 是真空中光速。在速度空间里,粒子的轨迹如图1(b)所示,带电粒子所能得到的最大速度为 $2m|\mathbf{V}_E|^2$,也即现今所知道的最大“获得”能量。为了把粒子加速到超过这个能

量,那就必须中断磁化运动而使粒子沿 E_{\perp} 方向运动。下一节我们将讨论在非稳恒等离子体中的随机加速过程,在那里这种磁化运动的中断成为可能。

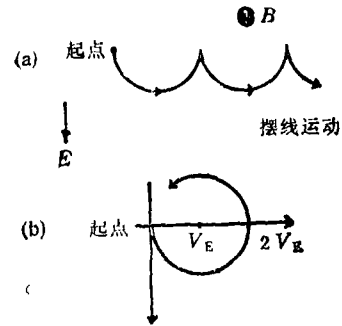


图1 带电粒子的 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 漂移运动
(a)在位形空间中; (b)在速度空间中

另一种有效地加速粒子的方法是想法得到平行于磁场的电场分量 E_{\parallel} 。由于磁场对粒子的作用是洛伦兹力,它永远垂直于磁场方向,所以它不可能影响沿磁场方向的加速作用,这就使得 E_{\parallel} 可以自由地加速粒子。

一、环绕彗星的随机加速过程

只有在磁化运动被中断后,粒子才能被 E_{\perp} 加速。令 U_{\perp} 为粒子的速度在垂直于 \mathbf{B}_0 方向上的分量。由于粒子的磁矩 $\frac{1}{2} m U_{\perp}^2 / |\mathbf{B}_0|$ 是一个绝热不变量, U_{\perp} 的改变必须涉及到一些非绝热过程。如果系统中存在磁流体力学湍动,带电粒子和波之间的回旋共振相互作用就可能破坏绝热性。回旋共振条件为:

$$\omega - k U_{\parallel} = \pm \Omega, \quad (2)$$

(2)式中的 ω 和 k 分别是波的频率和波数, U_{\parallel} 是粒子速度在 \mathbf{B}_0 方向上的分量, Ω 是带电粒子的回旋运动频率。(为简化讨论,以下我们仅考虑磁流体力学波,简称为MHD波,沿 \mathbf{B}_0 传播的情况)。回旋共振条件的物理图象很简单,当粒子的回旋运动轨道与螺旋状的波的磁力线重合,粒子就“骑”在波上,波把能量传给粒子而使粒子加速。(2)式中正负号的选取取决于波

的螺旋性和粒子所带电荷的正负。如果波是线偏振的，就必须把它分解为两个具有不同螺旋性的模式。显然，只有其中的一个能与粒子发生回旋共振。(2)式所示的回旋共振条件仅在弱湍动时才精确成立。如果湍动有有限振幅，那么回旋共振就发生在共振加宽的有限频率范围内。

如果(2)式满足，粒子的磁矩不再守恒。伴随MHD湍动的感应电场将加速粒子。对于随机加速还需满足更多的条件。考虑波沿单一方向以阿尔芬相速 V_A 传播的情况。由于在与波共动的坐标系中，仅存在稳恒的螺旋磁场而没有感应电场，所以粒子能量守恒。在实验室坐标系中，能量守恒可以表示为

$$\frac{1}{2} m \left(U_{\parallel} - \frac{\omega}{k} \right)^2 + \frac{1}{2} m U_{\perp}^2 = \text{常数} \quad (3)$$

(3)式表明，在速度空间 $(U_{\parallel}, U_{\perp})$ 中，粒子的运动被限制在圆心为 $(\frac{\omega}{k}, 0)$ 的圆上，而 $\frac{\omega}{k}$ 正是波的相速。因此，粒子的非绝热运动表现为在这个圆上投掷角 $\theta = \text{tg}^{-1}(U_{\perp}/U_{\parallel})$ 的弥散。必须存在不同相速的波，能量耗散才可能发生。如果波的传播方向与磁场 B_0 平行，而且存在沿相反方向传播的波，即波以相速 V_A 或 $-V_A$ 传播，那么粒子在速度空间就被限制在以 $(V_A, 0)$ 或 $(-V_A, 0)$ 为圆心的圆上。在这种情况下能量耗散就可能发生。图2清楚地示出了在速度空间中粒子能量的耗散是如何发生的。粒子时而在以 $(V_A, 0)$ 为圆心的圆上，时而在以 $(-V_A, 0)$ 为圆心的圆上，于是粒子在沿相反方向传播的阿尔芬波的共同作用下被有效地加速。当然同样的过程也可能使粒子减速。由于粒子被加速或被减速完全是随机的，那么它在沿相反方向传播的波中的行为也就是随机的。

费米首先提出了在湍动磁场中的随机加速过程。他考虑了粒子和磁场的非规则性之间相互作用的两种模式，其一是粒子在磁镜之间的来回反射，即在相对运动的平行磁场之间的粒

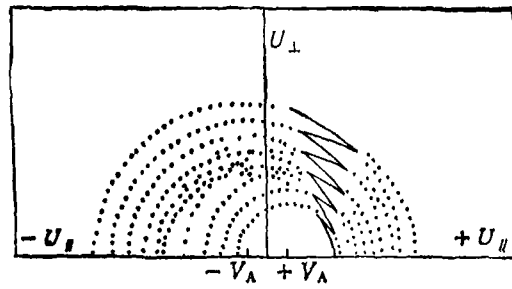


图2 在速度空间中粒子能量耗散示意图
实线是随机加速的粒子的轨迹，虚线是分别以 $(V_A, 0)$ 和 $(-V_A, 0)$ 为圆心的圆。

子，当被来回反射时能被加速。这被称为A型费米加速。其二是粒子在弯曲磁力线之间的来回反射，这被称为B型费米加速。图2所示的加速过程与上述两类均不同，称为C型加速。A、B型和C型加速机制的区别在于：对前者，磁场不规则性变化的速度是确定的，它们加速或减速粒子取决于磁场相对运动的方向。例如A型加速，磁镜相互靠近时粒子被加速，反之则被减速。然而对于C型加速为，沿相反方向传播的波共存于同一空间，粒子按照共振条件自己选择波与其相互作用，最终向前或向后散射而被随机加速。

投掷角的弥散和能量的耗散一样可用准线性理论来处理。对于足够快的粒子 $(U \gg U_A, U = \sqrt{U_{\parallel}^2 + U_{\perp}^2})$ ，理论指出，投掷角的弥散比能量的耗散发生得快得多。这意味着如果粒子最初分布是各向异性的，很快就会变成各向同性。因此，粒子的行为可用各向同性的分布函数 $F(p, t)$ 来描述。这里 p 是粒子的动量， t 是时间。分布函数的演化由能量耗散方程

$$\frac{\partial F}{\partial t} = \frac{1}{p^2} \frac{\partial}{\partial p} \left(p^2 D_{pp} \frac{\partial F}{\partial p} \right) \quad (4)$$

来描述。(4)式中的 D_{pp} 是能量耗散系数。令 $P(K)$ 为MHD湍动的功率谱，(即 $\int P(K) dK$ 给出湍动能密度)，再分别令 K^+ 和 K^- 为以速度 $+V_A$ 和 $-V_A$ 传播的共振波的波数。在准线性理论中， D_{pp} 应正比于共振波数相应的

功率谱 $P(K^+)$ 和 $P(K^-)$ 的谱和平均, 即正比于 $2P(K^+)P(K^-)/[P(K^+) + P(K^-)]$. 注意, 对沿单一方向传播的波构成的湍动, D_{pp} 为 0, ($P(K^+)$ 和 $P(K^-)$ 也为 0).

如上所描述的随机加速过程已在彗星附近被观测到. 以下我们将介绍在与天龙座流星群和哈雷彗星相遇时所得到的观测结果. 由于彗星对其物质只有弱引力作用, 主要由水蒸气组成的彗星中性气体可以自由逃逸而离开彗星. 这些逃逸出来的中性原子会被太阳辐射中的远紫外光子电离, 或者被太阳风中的高能电子碰撞电离. 电离后的彗星离子将在太阳风的电磁场 E 和 B 中运动. 由于中性分子逃离彗星时的速度仅为每秒几千米, 与太阳风中的 $E \times B$ 漂移速度每秒几百公里相比可以忽略不计, 所以图 1 是彗星离子刚电离后行为的极好近似. 随后, 彗星离子在速度空间积聚起来形成一个环. 这种环的分布是不稳定的, 因而它将激发 MHD 波, 而这些 MHD 波又将满足方程 (2) 给出的回旋共振条件. 准线性理论预言, 彗星离子在它们自己激发出的 MHD 波中, 其投掷角首先发生弥散, 继而发生能量耗散. Suisei 宇宙飞船在哈雷彗星附近观测到一个速度空间的壳, 这就是投掷角弥散的结果. 这个被观测到的壳和理论预期的壳很一致.

离子和 MHD 湍动的相互作用会导致能量的耗散, 这会使得彗星离子在速度空间的壳被耗散掉. 然而, 由于新的彗星离子还会不断发射出来, 所以在速度空间的壳仍然能够维持, 能量耗散的结果是获得能量更高的离子, 其能量极大地超过最大的获得能量 $2m|V_E|^2$. 已观测到的能量高于 100 keV 的离子, 这可用随机加速过程来解释.

除了随机费米加速, 在彗星弓形激波处还可能有一阶费米加速. 如果激波足够强, 后者就比前者更有效.

二、激波面处的随机加速

MHD 湍动中的随机加速过程既可加速粒

物理

子, 也可以使粒子减速. 加速或减速的效率正比于 V_A/U . 由于加速和减速效应的一阶量互相抵消, 净加速效应仅为 V_A/U 的二阶量. 因此, MHD 湍动的效率不高, 尤其对高能粒子效率就更低. 下面介绍的一种加速过程, 它发生在激波波前处, 其加速效率是 V_A/U 的一阶量. 这种加速过程被称为一阶费米加速. 一阶费米加速是粒子在激波间断面附近多次近弹性散射的结果.

图 3 示出激波间断面附近的几何图像. 背景等离子体以整体速度 V_1 (激波前) 和 V_2 (激波后) 相对于激波运动. V_{1n} 和 V_{2n} 分别为其法向分量. 令 V_{A1} 和 V_{A2} 分别为激波前后的阿尔芬速度, 再令 $V_{A_{1,2n}} = V_{A_{1,2}} \cos \theta_{B_{1,2}}$ 为阿尔芬速度的法向分量, $\theta_{B_{1,2}}$ 是磁场和激波法向的夹角. 在磁流体力学中, 除了存在剪切阿尔芬波, 还有快慢磁声波, 其相速分别大于和小于阿尔芬波的相速. 由快慢磁声波发展的激波是快慢磁流体力学激波. 对于快激波, $V_{A_{1n}} < V_{1n}$, $V_{A_{2n}} < V_{2n}$. 如果把坐标系建立在激波面上, 在激波前被 MHD 波散射回激波面的粒子获得能量, 而在激波后被散射回激波面的粒子失去能量. 由于激波后流体的速度小于激波前粒子的速度, 所以粒子最终将获得能量. 因此, 一阶费米加速的前提是激波的压缩系数

$$R = V_{1n}/V_{2n} > 1,$$

并且 MHD 波中有足够的能量使得粒子在上下激波之间能多次散射.

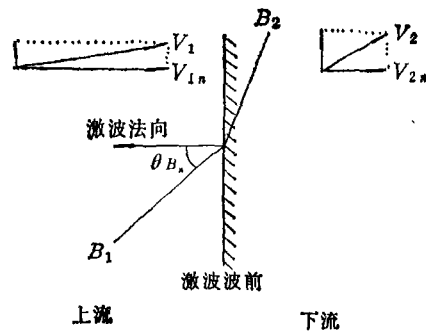


图 3 激波面附近的几何图示

在散射过程中, 粒子的分布函数 $F(x, p, t)$

可用扩散-对流方程来描述。 对一个平面无限激波, 当磁场方向沿激波面法向时, $\theta_{B_1} = 0^\circ$, 扩散-对流方程为

$$\frac{\partial F}{\partial t} + V \frac{\partial F}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial x} k \frac{\partial F}{\partial x} - \frac{p}{3} \frac{\partial V}{\partial x} \cdot \frac{\partial F}{\partial p} = Q. \quad (5)$$

方程左边第二项表示粒子和等离子体之间的对流, 第三项表示在 MHD 波中由于散射引起的耗散, k 是空间耗散系数, 它反比于在共振波数 k^+ 和 k^- 处的功率谱振幅的加权和,

$$k^+ P(k^+) + k^- P(k^-).$$

左边最后一项描述激波加速过程。 由于激波前 $\frac{\partial V}{\partial x} \approx 0$, 所以在动量空间中有 F 的输运过程发生。

Q 是参加加速过程的源粒子注入率。 在粒子以某一确定动量 p_0 注入的简单情况下, 无限平面激波的一个稳态解是幂律谱, 即 $F \propto p^{-\beta}$, 谱指数 $\beta = 3R/(R-1)$ 。

以上讨论中, 空间耗散系数 k 是特定的, 然而, MHD 波与耗散的离子是内禀耦合在一起的: 耗散离子流相对于激波前等离子体在垂直激波方向具有大于激波前阿尔芬速度的群速, 因而将激发 MHD 波的不稳定性, 这个不稳定性的阈值就是阿尔芬速度。 这种不稳定性将导致共振 MHD 波的增长。 波的强度 I 满足波的运动学方程:

$$\frac{\partial I}{\partial t} + (V \pm V_A) \frac{\partial I}{\partial x} = 2\gamma I, \quad (6)$$

这里 γ 是波振幅的增长率, 而正负号分别对应于波的传播方向平行或反平行于等离子体整体速度 V 的情形。 增长率 γ 依赖于粒子投掷角的分布。 在投掷角分布近各向同性的极限下, γ 成为 S 的函数 $\gamma(S)$, 而 $S = -k \frac{\partial F}{\partial x}$ 。 粒

子在它自己激起的波场中被散射使之各向同性, 从而减小了波的增长率。 另一方面, 空间耗散系数是波的强度的函数 $k = k(I)$, 于是 (5) 式和 (6) 式就耦合起来。 这个耦合行为的稳态理论不仅预示了分布函数的谱形, 而且预示了

MHD 波的功率。

由于在星际介质中, 超新星遗迹的激波可能会有效地对星系宇宙线进行耗散激波加速, 所以研究行星际空间中的这种加速过程就显得更重要。 在行星际空间中, 有行星际弓形激波, 它是由高速和低速太阳风流与行星磁场相互作用而形成的激波。 通过对行星际弓形激波的研究, 现在已经知道, 激波前的磁场和激波面法向的夹角控制了激波的结构。 当激波是准垂直的, 即 $\theta_{B_1} \geq 45^\circ$ 时, 等离子体的参数, 诸如速度、密度、磁场和温度的间断发生在非常薄的激波波前两侧。 这时激波的厚度仅为热粒子回旋半径的量级。 当激波是准平行的, 即 $\theta_{B_1} \lesssim 45^\circ$ 时, 这些参数的间断就发生在宽得多的区域里。 在这个厚激波区域中, 电磁场有大的涨落。 后一种情况是一阶费米加速可能发生的。 在地球弓形激波处观测到能量为 $30-200 \text{ keV}/Q$ 的各向同性耗散离子, 这可解释为一阶费米加速的结果。

在地球弓形激波周围的情形并不那么简单, 这是因为地球弓形激波不是平面激波, 即 θ_{B_1} 沿地球弓形激波表面是变化的。 然而在更大一些尺度上的行星际弓形激波处, 在激波波前的相当宽的区域 θ_{B_1} 是常数, 所以在那儿是研究激波加速的更理想的实验室。 共动激波常常在外太阳系, 即一个天文单位之外处形成。 由于在外太阳系仅有很少的空间探测器, 所以关于激波加速的大量信息是在大约一个天文单位处, 穿过行星际激波时得到的。

本文讨论的粒子加速的基本物理过程是粒子和 MHD 湍动之间的相互作用。 无论在慧星附近的随机加速, 还是激波随机加速, 在加速过程中, 粒子都是与它们自己产生的 MHD 湍动波场相互作用。 因此在本质上问题是非线性的。 虽然用准线性近似来研究这类加速问题是成功的, 但在准线性处理中未涉及到的非线性常常对结果有重要影响。 所以, 在进一步的研究中需要考虑粒子的非线性加速过程。

还需要进一步强调加速过程中的源粒子问

题。对于彗星离子，问题很简单。所有彗星粒子都是刚被太阳风电离出来就被随机加速。然而在激波加速过程中，问题就不那么简单，有证据表明，除了热等离子体外，还有一些粒子被加速到很高能量。虽然最近对于无碰撞激波的认识有很大进展，但仍然有很多没有被认识和没有被解决的实验和理论问题需要人们去探讨。

识有很大进展，但仍然有很多没有被认识和没有被解决的实验和理论问题需要人们去探讨。

(夏晓阳根据 Science 1989 年第 244 卷第 4908 期第 1050 页编译)

科学研究管理漫谈

“世间没有什么事比率先倡导事物的新法则更棘手、更具风险性，且成功的几率更难捉摸的了。特别是因为那些在老路上走惯了的人会极力反对，而那些在新条件下有可能干好的人也并不热心支持。”这是 1513 年一位法国人针对科学的管理问题讲过的一段话。时至今日，科学的管理工作不仅仍处于困境之中，而且又产生了新的不利因素。这些因素包括：由于文字表述混乱所引起的对科学研究的误解，反科学的管理政策以及逆向的金融环境。

吉尔曼先生是美国伯克利实验室的资深科学家。他在长达 40 年从事科研管理的实践中深入到物理、化学等多学科领域进行调查，总结出了管理决策所应遵循的统计规律。根据亲身体会，他提出了如下忠告：“研究管理人员应致力于保持一个使专业工作者得以从事创造的良好环境，而把对研究目标的选择权留给研究人员自己。”

一、科学研究的内涵

在管理学的术语中常常把研究与开发并列成一个词，英文缩写为“R&D”。这是一种含混的说法。形象地说，研究与开发就像油和醋，作沙拉的时候都少不了它们，但二者绝不相掺合。研究与开发有着完全不同的目的和潜在价值。在研究领域卓有成就的人未必能胜任开发工作，反之亦然。我们常常发现在学术界与工业界有两个名称相同的研究机构，但其研究活动的内容却截然不同，区别在于它们受不同社会

价值的制约。

着眼于社会大角度，研究的目的无疑是创造新的财富，包括无形的理论体系和实在的工具、技术、软件等。有的财富是消耗型的，有的则是使实践上升为理论，从而指导产品的更新换代，提高生产效率。但是，许多专业的研究人员还持有另一种观点。他们认为从事研究有很大的乐趣，研究活动的本身就是目的。这常招致世俗观念的非议。人们怀疑，当研究仅仅是一种娱乐时，有谁会为它提供经费呢？娱乐者？慈善家？纳税人？其实，所谓“娱乐”性的研究有时会产生对科学发展有重要意义的边界效应，不能轻率地一概否定。没有探索就不会有发现，不会有创造，研究就没有了生命力。

学术意义上的研究在于把现象相互联系起来形成模型。这需要有系统的理论修养，通过分析演绎，才能从大量现象中抽象出相关模型。这是人类不断深化对自然界认识的基本途径。当然，理论的价值决不止于此，它也是发展技术、指导设计和从事进一步研究所必需的。这就不难理解，为什么学术研究的成果常常用论文的数量和水平来衡量，而工业研究则以新技术、材料、装置的发明为目标。

二、1:10 法则

吉尔曼先生对某化学材料研究中心进行了十年的跟踪统计，提出了关于发明成就的 1:10 法则：在平均约 75 人的研究群体中，十年内产生过约一万个科学闪念，其中约有一千个写出