

诺贝尔物理学奖演讲(1989)

分离振动场实验及氢微波激射器

Norman F. Ramsey

【作者简介】 1915年8月27日,我出生在哥伦比亚特区的华盛顿。1931年,我进入哥伦比亚学院学习数学,1935年毕业后开始对物理学发生兴趣,并进入英国剑桥大学学习物理。在那里,我取得第二个学士后回到哥伦比亚大学,在分子束磁共振法发明者Rabi指导下,当研究生。毕业后,我进入华盛顿卡内基研究所研究中子-质子和质子-氘散射。

第二次世界大战以后,我回到哥伦比亚大学当教授和研究科学家,与Rabi一起重建了分子束实验室,1946年成为物理系主任。1947年,我进入哈佛大学,开始在那里长达40年的教学工作。为进行精确的分子束磁共振实验,我在哈佛大学建立分子束实验室,并发明了分离振动场法,使用已有的磁体达到了所要求的精度。我和我的研究生一起,用很多不同的分子测得了众多的分子和原子核特性,特别是着重研究了氢同位素的二原子分子,并帮助其他研究小组将分离振动场法用于原子钟。后来,我们制造了分离振动场电共振仪器,并用来研究极性分子。我与Daniel Kleppner一起发明了原子氢微波激射器,并精确测量了原子氢、氘和氚的超精细分离,确定了外电磁场对超精细结构可做出何种程度的修改。

除从事教学和科学研究之外,我也参加了其他的科学活动。我指导了哈佛大学回旋加速器的制造和早期操作,参加了质子-质子散射实验。我曾担任过北约组织的科学顾问。

虽然我主要是位实验物理学家,但也爱好理论物理,曾发表过一些理论文章,其中涉及宇称及时间反转对称,NMR化学移动,分子中原子核相互作用,以及负绝对温度的热力学及统计力学。

我荣获了诺贝尔奖,我觉得,这项荣誉也应属于运用我即将论述的方法完成了精美的实验的许多国家的物理学家和工程师们。我尤其要感谢我的84名博士研究生,以及多年来与我密切合作的Daniel Kleppner和Daniel Larson。

连续振动场方法

我在剑桥大学学习了两年以后,于1937年夏进入哥伦比亚大学与I.I.Rabi一起工作。仅仅几个月后,Rabi发明了分子束磁共振法。非常幸运,在

Rabi等人从事开发与使用磁共振光谱学首批两项试验之一时，我是与他们一起工作的唯一一名研究生^[14]。Rabi因这项发明获得了1944年诺贝尔物理学奖。

1949年，我到哈佛大学，探索比Rabi法更为精确的测量方法。结果，我发明了分离振动场法^[15]。在这种方法中，用2个振动场代替Rabi装置中心的单个振动磁场，一个位于原子或分子特性研究空间的进口，一个

在出口。正如我将阐述的那样，分离振动场法与单个振动场法相比有很多优点。随后的几年，这种方法被推广到分子束磁共振以外的很多实验。图1所示的装置是一台分子束设备，是曾用于哈佛大学广泛系列实验的连续振动场的具体体现。

现在，让我们回顾一下连续振动场法，特别是有关它的来源及最容易理解的应用——测量核磁性。然后，推广到更一般的情况则是容易的。

图 1 使用分离振动场的分子束仪器。分子束从仪器左部1/3处的小的束源孔内射出，在那里被聚焦，并以近似平行束通过中部1/3，在右部1/3处重又聚焦到达一个小的检测孔。在仪器中部1/3的始端和末端，分离振动电场产生共振跃迁，从而使聚焦减少，因此使测到的射束强度降低。

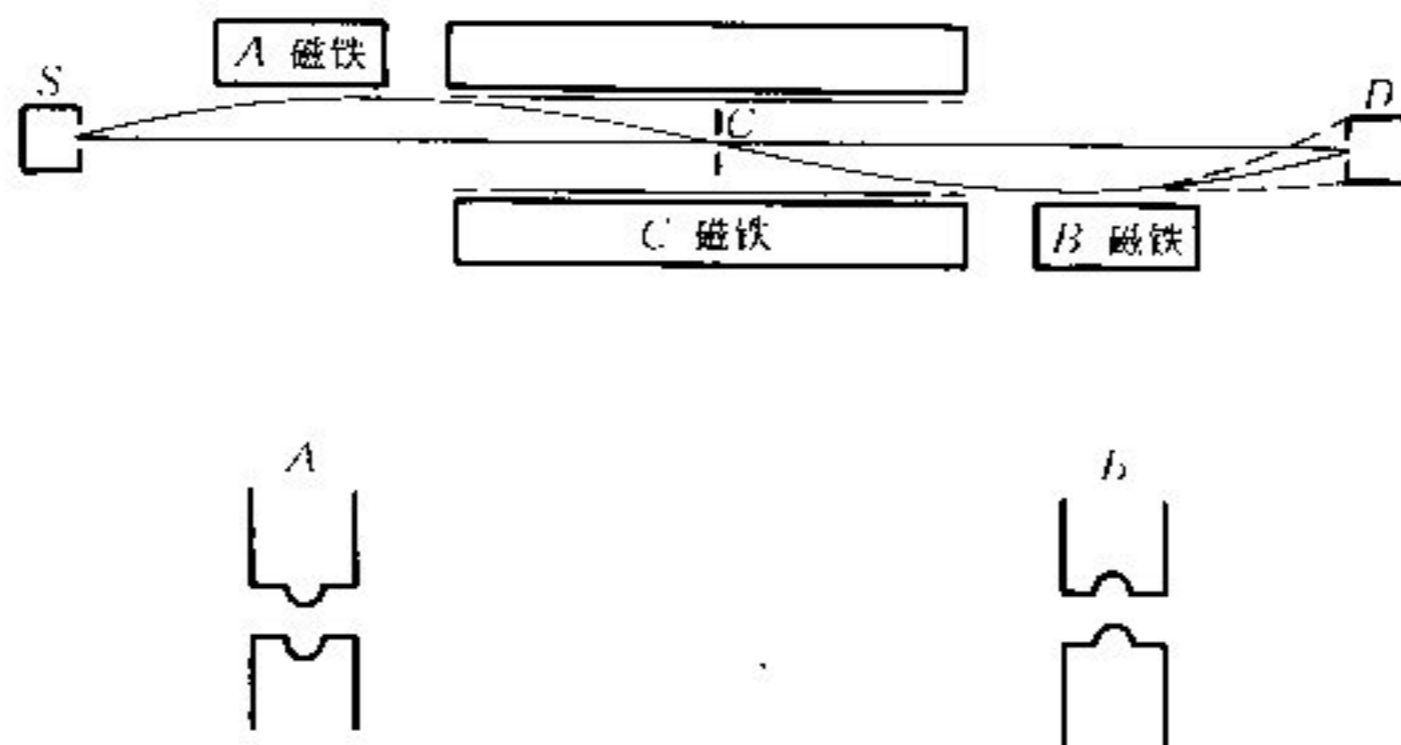


图 2 分子束磁共振仪器示意图。一个可被测量的典型分子从发射源产生，被非均匀磁场A所偏转，穿过准直管，经非均匀磁场B偏转到探测器。不过，如果C区的振动场引起分子状态变化的话，磁体B将产生不同的偏转作用，射束将按虚线行进，所测得的强度相应降低。在Rabi法中，振动场均匀地加在长线F所示的整个C区，而在分离振动场法中射频线仅位于E区和G区。

这种方法最初是对Rabi测量核磁矩的共振法的改进,其原理如图2所示.假设一经典原子核,其自旋角动量为 $\hbar J$,磁矩为 $\mu = (\mu/J)J$.那么,如图3所示,在静磁场 $H_0 = H_0 k$ 中,由于有转矩作用在核角动量上,

原子核将象一个陀螺以拉莫尔频率 ν_0 和角频率 ω_0 绕 H_0 进动, ω_0 由下式给出

$$\omega_0 = 2\pi\nu_0 = \frac{\mu H_0}{\hbar J} \quad (1)$$

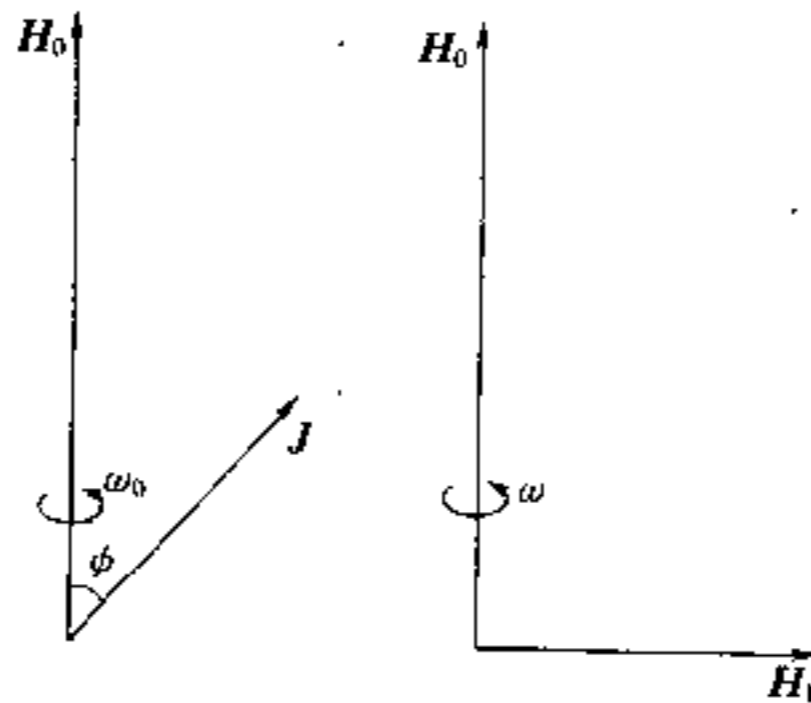


图3 Rabi法的核角动量 J (左)和转动磁场 H_1 (右)进动情况.

假设另有一磁场 H_1 与 H_0 垂直,并以角频率 ω 绕 H_0 转动.那么,如果任何时刻, H_1 与 H_0 和 J 所在的平面垂直,当 $\omega = \omega_0$ 时, H_1 将保持与该平面垂直.在这种情况下,在随 H_1 转动的坐标系中, J 将绕 H_1 进动,角 ϕ 将连续变化.好象一个“卧倒的陀螺”在运动;如图2所示,让含有磁矩的分子束通过不均匀场时,可测出磁矩的方向变化.如果 ω 不等于 ω_0 , H_1 将不保持与 J 垂直.这时, ϕ 一会儿增加,一会儿又减少,致使其净变化为零.因此,如图2,角动量有最大重新取向即射束强度有最大变化时,测量振荡器频率 ω 也就求出了拉莫尔进动频率 ω_0 .

这个过程正是Rabi分子束共振法的基础.

上述应用改为分离振荡场方法时,情况基本一样,唯一的区别如图4所示,原子核所经受的转动场 H_1 ,初始时持续了一个短时间 τ ,在随后的较长一段时间 T 内, H_1 振幅下降到零,再后的 τ 时间内增加到 H_1 ,但在各振荡场之间保持着相位相干.例如,图2所示的分子束装置就能够做到这样,分子首先通过转动场区域,随后是段无转动场区域,最后则是由同一振荡器激发的相位相干的第二个转动场.

若开始时核自旋角动量平行于固定场(即初始时

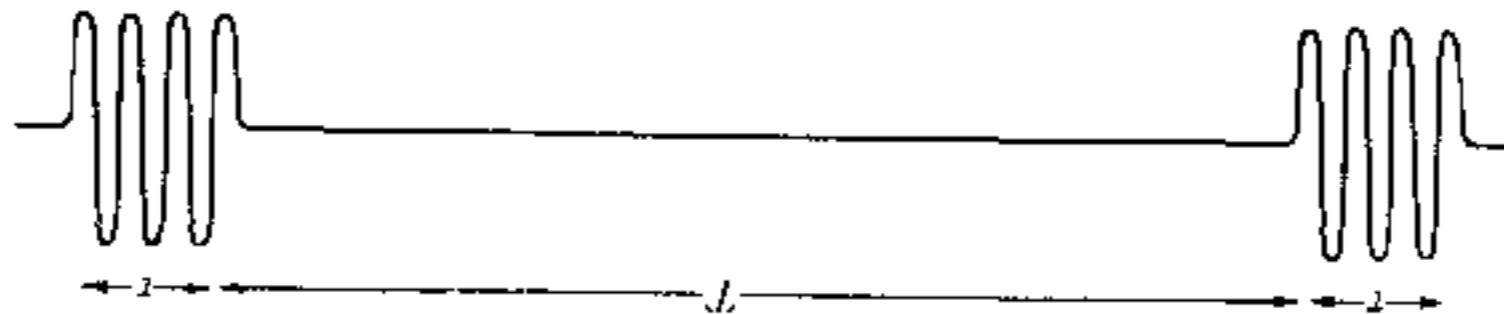


图4 作用时间均为 τ 的2个振荡场,以及作用时间为 T 的零振幅振荡场.2个振荡场之间保持相位相干,就好像振荡是连续的一样,但 T 时间内振幅为零.

ϕ 等于零),则选择转动场的大小使到达第一个振荡场区结束处 ϕ 变为 90° 即 $\pi/2$ 弧度是可能的.进入无振荡场区时,核磁矩单纯地以相应于该区域磁场的拉莫尔频率进动.当磁矩进入第二个振荡场区时,又有转矩作用改变 ϕ .若转动场的频率准确地等于中间区的平均拉莫尔频率,则在角动量与转动场之间无相对相移.

因而,若第二个转动场的大小及作用时间均等于第一个区域,则第二个转动场的作用完全等同于第一个转动场,即它再使 ϕ 增加 $\pi/2$,达到 $\phi = \pi$,相当于角动量完全反向;另一方面,若转动场频率与拉莫尔频率稍

异,使系统穿过中间区域后转动场向量与进动角动量间的相对相角改变 π ,则第二个转动场的作用正好与第一个磁场相反.结果使 ϕ 回到零.若拉莫尔频率和转动场频率的差值使穿过中间区域时产生的相对相移正好为 2π 的整数倍,则正如准确共振一样, ϕ 又将达到 π .

换言之,如果所有分子都有相同速度,那么,如图5所示,跃迁几率会是周期性的,不过,在分子束共振实验中,人们能够容易地将准确共振与其他情况区别开来.在发生准确共振时,转动场和进动角动量的相对相位无变化的条件,与分子速度无关.然而,在其他情况,

相对相移为 2π 整数倍的条件与速度有关,因为较慢的分子穿过中间区域的时间更长,因此,比较快的分子有更大的相移。于是,对于非共振峰来说,未做到大多数

分子重新取向,结果是非共振峰量值小于准确共振,其共振曲线类似图6所示。图中,自旋为 $1/2$ 的粒子的跃迁几率表示为频率的函数。

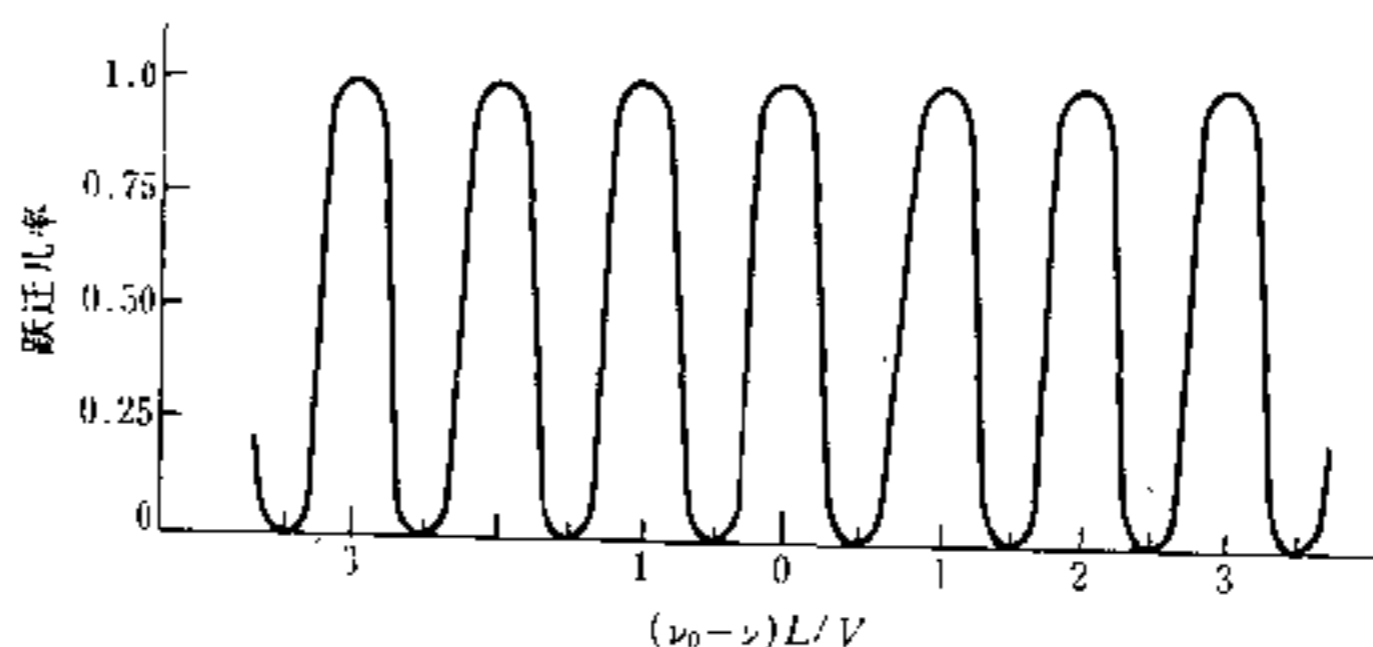


图 5 假设射束内所有分子速度相同时,在一个分离振动场实验中可能观测到的作为频率 $\nu = \omega/2\pi$ 函数的跃迁几率。

虽然上述这种测量法基本上是根据经典自旋和磁矩来进行的,但该方法也适用于在聚焦不同的2个能态 W_i 和 W_f 之间可诱发跃迁的任何量子力学系统。其共振频率 ω_0 由下式给出

$$\omega_0 = (W_i - W_f)/\hbar \quad (2)$$

共振曲线类似图6所示。图中,自旋为 $1/2$ 的粒子的跃迁几率表示为频率的函数。

从量子力学观点来看,图5、6中跃迁几率的振动特

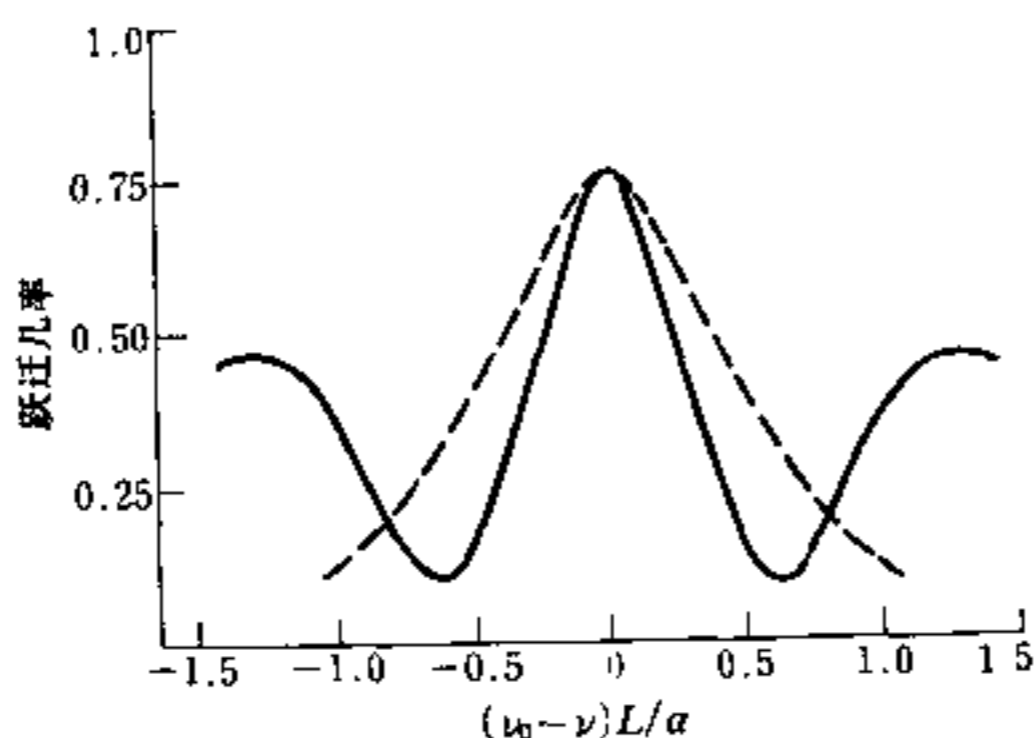


图 6 分子速度为麦克斯韦分布时,最佳转动场振幅所产生的跃迁几率如实线所示。(L为振动场区之间的距离, α 为最可几分子速度, ν 为振动频率 $=\nu/2\pi$)。虚线表示总持续时间与分离振动场脉冲之间的时间一样时的单个振动场法的跃迁几率。

性,是由几率振幅计算跃迁几率时得到的交叉项的结果。假设 C_{ii} 表示原子核以不变的初态 i ;通过第一个振动场区但在最后的磁场里跃迁到 ϕ 态的几率振幅, $C_{i\phi}$ 表示在第一个磁场跃迁到末态 ϕ ,但在第二个磁场不变化的经由另一条路线的几率振幅。交叉项 $C_{ii}C_{i\phi}^*$ 产生一种干涉图形,并给出图5、6曲线中所示的跃迁几率的窄的振动图形。另外,在一定程度上,该图形也可以解释为是由如图4所示的 τ 时间存在、 T 时间不存在, τ 时间再出现的一个振动场的傅里叶频谱得到的。不过,由于 J 的有限转动,此问题是非线性的,因此傅里叶解释并不完全合理。而且,傅里叶解释掩盖了分离振动场方

法的某些重要的优点。我曾计算过量子力学跃迁几率^[3,6-8],这些计算为图6提供了依据。

分离振动场方法有如下优点:

(1) 共振峰的宽度只有单个振动场方法相应峰宽的0.6倍。这种变窄情况有点类似于双狭缝光学干涉图的峰比宽度等于该双狭缝间距的单狭缝的中央衍射峰窄。

(2) 共振的锐度并不因恒定场的不均匀性而降低,这是因为,不论从定性描述,还是从理论量子分析来看,它不过是记入等式(2)的、地位重要的沿路径的能量空间平均值。

(3) 在超高频的场合, 当所使用的辐射的波长等于或少于在其中研究能级的区域的长度时, 这种方法更有效, 而且常常是基本的。

(4) 假如两个振动场之间无意外的相移, 则可消灭一级多普勒频移和线移。

(5) 这种方法可用于研究振动场不能进入的区域的能级。例如, 可测量磁化铁块里面的中子的拉莫尔进动频率。

(6) 如图6虚线所示, 转动场振幅降到最佳情况以下可使谱线变窄, 这是由于低振幅使低于平均速度的分子获得了优选。

(7) 如果所研究的原子态自发衰变, 在2个分离振动场分开足够远的情况下, 使用分离振动场法可观察到比根据寿命和海森堡测不准原理所预期的更窄的共振现象。只有存活时间足够长, 能到达第二个振动场的原子态对共振有贡献。例如, Lundeen等人^[9]使用这种方法对兰姆移位做了精确研究。

由于这些优点, 分离振动法已广泛地用于分子和原子射束光谱学。一项最著名的应用是频率和时间的原子铯标, 下文将对此作专门讨论。

尽管分离振动场法在主要方面优于单个振动场, 但有时也出现一些缺点。研究复杂的重叠光谱时, 图6的辅峰可能模糊不清。而且, 在所需频率下, 要使2个时间很短的振动场达到足够的振动场强有时是很困难的, 而一个较弱的时间较长的振动场却可能达到足够的场强。因此, 对大多数分子束共振实验来说, 最好既有分离振动场又有单个的时间较长的振动场, 以便因地制宜地选用最合适的方法。

正如任何高精度实验一样, 使用分离振动场法时必须当心, 注意避免得出错误结果。一般说来, 分离振动场法中所出现的这些可能的畸变要比其他大多数高精度光谱学实验的对应畸变更容易识别和排除。不过, 对于高精度测量来说, 这些效应是显著的, 不可掉以轻心。我在其他文献中已经对各种效应进行过详尽的讨论^[3, 7, 8, 10], 这里仅作简要介绍。

振动场振幅偏离最佳值发生变化时, 可显著改变共振曲线的形状, 包括最大跃迁几率为最小跃迁几率所取代。不过, 相对于准确共振频率的对称性保持不变, 因此, 这类振幅变化不一定会导致测量误差^[7, 8]。

假设2个磁场之间的平均跃迁频率(玻耳频率)等于2个振动场区中每个独自场区内的跃迁频率值, 则处于振动场区之间而不是振动场区内的固定场的振幅的变化通常不会引起分子束共振畸变。不满足这个条件时, 共振频率将有某种移位^[7, 8]。

如果除了研究在其间发生跃迁的2个能级之外, 还有由振动场部分激发的其他能级的话, 正如任何光谱

学研究中以及文献中详细分析的那样^[3, 7, 8]共振频率将受到拉动。

如其他文献讨论的那样^[3, 7, 8], 即使在仅涉及2个能级的情况下, 施用其频率不同于共振频率的附加转动磁场也将引起所观察到的共振频率的净位移。一个特别重要的特殊情况是, Bloch和Siegert所鉴定的效应^[11], 即不是使用转动磁场而是使用振动场时发生的。由于一个振动场可分解成两个方向相反的转动场, 那么该反向的转动场分量便自动地起着这样一个外来转动场的作用。有外来转动场的另一个例子是, 一个原子穿过磁场 H_0 运动, 而 H_0 的方向在所经过的区域中发生了变化所引起的一种情况。关于任意频率附加转动场的效应的理论, 是Ramsey^[7, 8, 10, 12], Winter^[13], Shirley^[14], Code^[15], 和Greene^[16]等人建立的。

在2个振动场区之间出现的非故意的相对相移将导致所观测到的共振频率的移动^[13-16]。这是最常见的可能误差源, 必须加以注意, 可通过消灭这种相移, 或者确定其相移量(例如用先以一个方向再以相反方向穿过仪器的分子束测量)的办法, 来避免这种误差。

自分离振动场法首次采用以来所做的推广应用有:

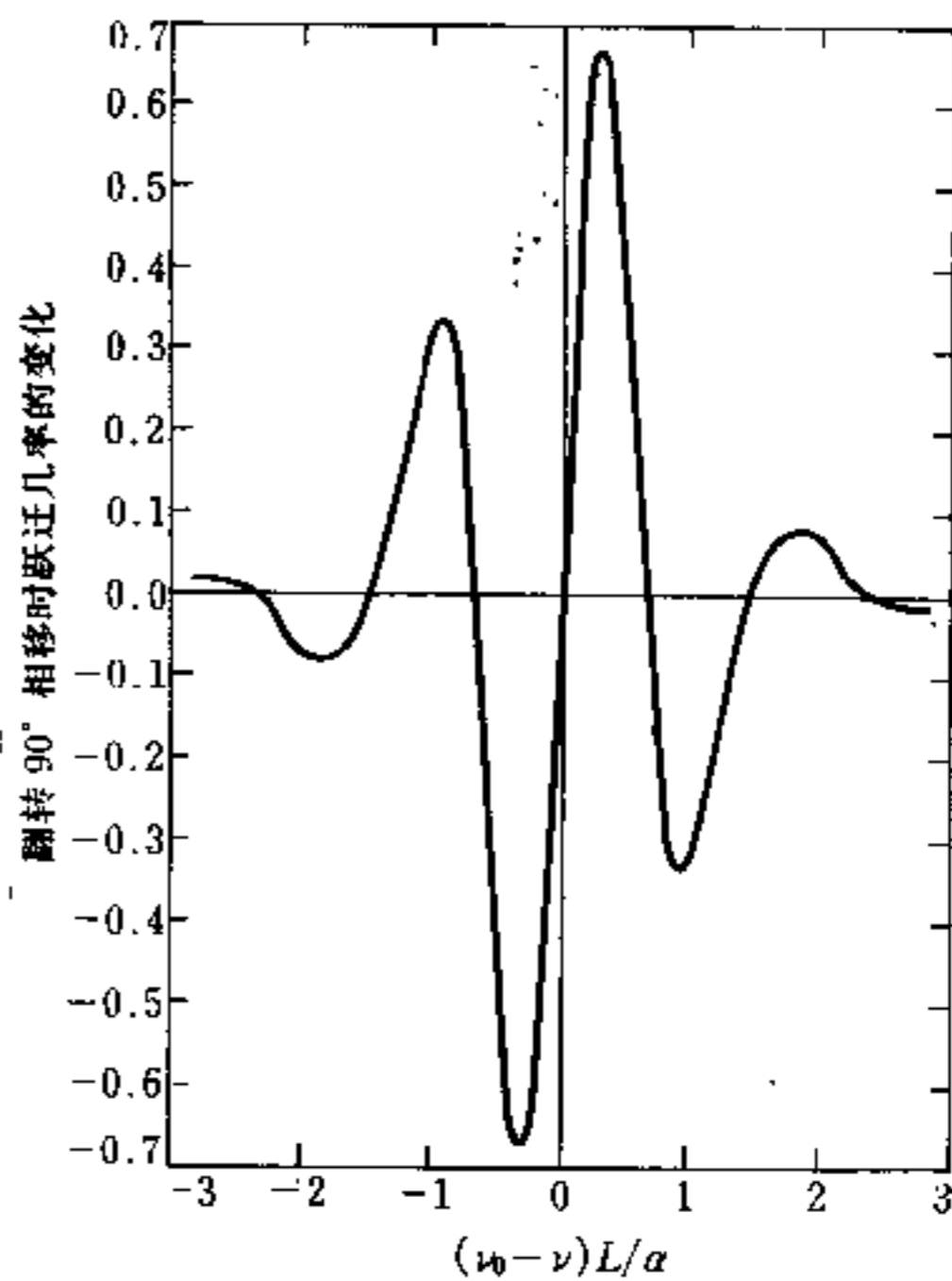


图7 翻转 $\frac{\pi}{2}$ 相移时跃迁几率的理论变化。在共振频率处跃迁几率无变化, 但共振处的曲线斜率最大。

(1) 它常常可以很方便地通过故意地引入相移来修改共振波形^[16]。如上所述, 非故意的相移可能引起所观测到的共振的畸变, 但某些畸变确实是有用的。

例如,如果当相对相位从 $+\pi/2$ 移到 $-\pi/2$ 时观测到跃迁几率的变化,那么,人们将会看到图7所示的色散曲线形状^[10]。图7形状的一种共振,对于检测共振频率的小位移有最高的灵敏度。

(2)在大多数应用中,只要2个振动场以最大的时间分离,便可获得最高的精度,但在某些情况下,最好使用2个以上的分离振动场^[11]。图8给出了使用2,3,4以及无限多个振动场时的理论共振曲线形状^[17]。当然,如图8中假设的那样,如果跃迁区域总长度保持一致,而且无限多个振动场连续地填充跃迁区域,那么按定义,无限多个振动场的情况将与单个的时间长的振动场变得无区别。在很多实际场合中,这是认识单个振

动场法的最好方式。由这个观点明显可见,单个振动场法也可接受经过复杂演变的前面所介绍的所有畸变。值得指出的是,对于相同的仪器总长度,随着振动场区域数目的增加,共振宽度将加宽,而只有使用分离距离最大的2个振动场时,可获得最窄的共振。尽管2个振动场有这个优点,确实也有需要使用2个以上振动场的情况。使用3个振动场时,第一也是最大的侧峰受到了抑制,这可能有助于分辨2个相近的共振。使用更多振动场时,其他的侧峰受到抑制。在单个振动场的极限情况下,无侧峰。使用大量连续脉冲的另外的理由是,不可能让单个脉冲携带足够功率以实现用少数脉冲诱发充足的跃迁几率。

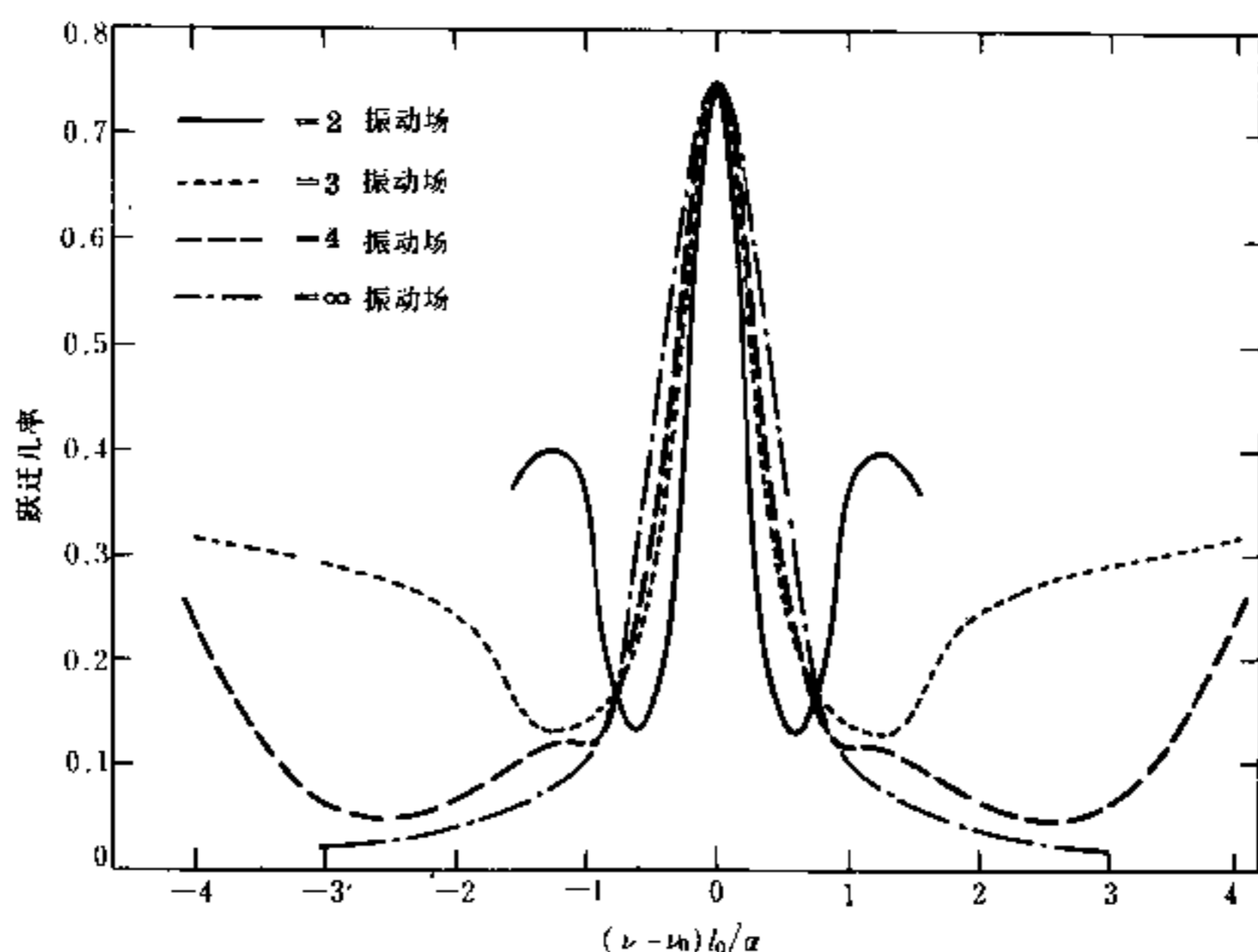


图8 多重振动场情况。曲线给出了2,3,4以及无限多个连续振动场所产生的分子束共振。无限多个振动场时,实际上与Rabi单个振动场法情况基本相同。

(3)在分离振动法的最早应用中,仅涉及在空间分离的2个振动场,但人们很快便认识到,对这种方法作适当修改后便可能得到一种统一的方法,即在时间上分离的连续振动场法,比如说使用相干脉冲实现^[10]。

(4)如果使用2个以上连续振动场,为获得成功,这些振动场不一定要空开相等的时间间隔^[14]。唯一的要求是,振动场是相干的。例如,如果这些振动场都由一个连续运行的振荡器产生,便可实现这种要求。一种特殊情况,如下文所讨论的大型箱式氢微波激光器的情况^[17],脉冲的分离甚至是随机的^[10]。受激发射的一些原子随机地进入一个有振动场的腔体中,在中间时刻里,则处在一个无振动场的大容器中,最后这些原子随机地从另一个有振动场的腔体中跑出来。

(5)由于振幅和相位随时间作任意变化的一个或一个以上振动场的促进作用,连续振动场法获得了完全统一^[7,8]。

(6)V.F.Ezhov等人^[6,18]在一项中子束实验中,在各振动场的这样一些区域里,使用了一个非均匀的静磁场,开始时即施加振动场时共振条件远未满足。随后,共振条件缓慢接近时,本来与 H_0 平行的磁矩,在绕 H_0 转动的坐标系中,将绝热地追随该有效磁场,直到在第一振动场区结束时,磁矩与 H_0 平行。这种安排的理论上的优点是,最大跃迁几率即使按速度分布也可能为1,但该法不能很好地适用于研究复杂光谱。

(7)上文我曾强调,分离振动场法误差的主要来源之一,是由2个振动场相对相移的精确值的不确定性所

引起的。Jarvis等人指出^[19]，这个问题可通过牺牲一点分辨率的办法来克服，即以稍微不同的频率发动2个腔体，以便使相对相位有一个连续改变。在这种情况下，所观测到的共振曲线从吸收到色散形状将连续变化。不过，可观测到这些曲线的包线，而且包线最大的位置不受相对相移的影响，由于包线大约是共振度宽度的2倍，因此导致这种方法的分辨率有些损失。但在某些情况，消除相移误差要比引入这点损失更重要。

(8)这种方法不仅推广到磁跃迁还推广到了电跃迁，不仅推广到无线电波和微波频率，还推广到了光学激光频率。正如Blaklanov, Dubetsky和Chebotsev指出的那样^[20]，由于光波长较短，分离振动场法用于光学频率时要做较大修改。Bergquist^[21]，Lee^[21]，Hall^[21]，Salour^[22]，Cohen-Tannoudji^[22]，Borde^[23]，Hansch^[24]，Chebotayev^[26]以及其他多人^[26]，已将分离振动场法成功地应用于激光方面。

(9)这种方法已被推广到中子束，以及长期储存于全反射罐中的中子。

(10)S.Chu等人^[26]在最近进行的一次精美实验中，成功地使用了分离振动场的原理，让一原子泉缓慢上升，通过一振动场区后，在引力中下降，并再次通过同一振动场区。在很多年以前，J.R.Zacharias等人曾试图做这种原子泉实验^[9]，但由于慢速运动的原子的数量不足而未获成功。Chu等人用激光冷却降低了原子的速度，并获得了一条极窄的分离振动场的共振曲线。

原子氢微波激射器

原子氢微波激射器起源于我的想法，目的是在质子束实验中能获得更高一点的精度。根据海森堡测不准原理(或者根据傅里叶变换)粗略地看，分子束实验的共振宽度不能低于原子处于仪器共振区的时间的倒数。对于以100m/s速度穿过1m长共振区运动的原子来说，这意味着，共振宽度约为100Hz。为降低该宽度从而提高所要求的测量精度，就需要增加上述时间。为了增加时间，如果通过显著加长仪器或者选择较慢

的分子的办法来达到的话，必然会降低已经处于极限的射束强度或者极大地增加仪器成本。因此，我决定设计一种原子束。原子束中的原子，在通过第一个振动场后进入一个存储箱中。箱壁上有合适的涂层，进入其中的原子经过一个时间周期的反弹后，再进入第2个振动场。我的博士研究生Daniel Kleppner^[30]把该设计的制造工作作为他们论文课题承担下来。原来的构思仅要求少数几次箱壁碰撞，叫做不完整的原子束共振实验。开始射束中使用铯原子，器壁涂层是聚四氟乙烯，实验取得了部分成功^[30]，得到了原子超精细跃迁的一条分离振动场曲线，但射束强度很弱，经过几次器壁碰撞后就消失了。涂层改用石蜡以后，结果得到了明显改进，经过190次碰撞后最终得到了超精细共振，给出了100Hz的共振宽度，但共振频率移动了150Hz。

为了做得更好一些，我们决定使用质量较低、电极化度较低的原子，以降低器壁的相互作用。就这些方面来看，原子氢显然是理想的了，但是原子氢难以测量也是众所周知的。为此，我们通过其对电磁辐射的效应推算了测量跃迁的可能性。几年以前，Townes^[31]曾首次成功地制造了微波激射器，但在此以前还没有人制造过以磁偶极矩为基础的或者频率低至氢超精细跃迁的微波激射器。不过，我们断定，如果通过多次的器壁碰撞使共振变得足够窄的话，就应该能够得到微波激射振荡。Goldenberg, Kleppner和我本人^[32]曾设计和制造过这种仪器。几次失败以后，我们得到了原子氢超精细频率的微波激射振荡。中子和电子不仅有磁矩，也有自旋角动量，分别为I和J。对于原子超精细跃迁来说，这两项磁矩的相对取向在等式(2)所表达的初态和末态之间发生了变化。我们研究了处于 $1^2s_{1/2}$ 基电子态的H原子，多半观测到了这些跃迁($F=1, m=0 \rightarrow F=0, m=0$)。式中，F是总角动量 $F=I+J$ 的量子数，m是协同磁量子数。

图9是原子氢微波激射器原理示意图，在原子氢源中发生的强烈的放电作用，把可从市场上得到的分子氢(H_2)转变成原子氢(H)。这些氢原子从产生源进入真

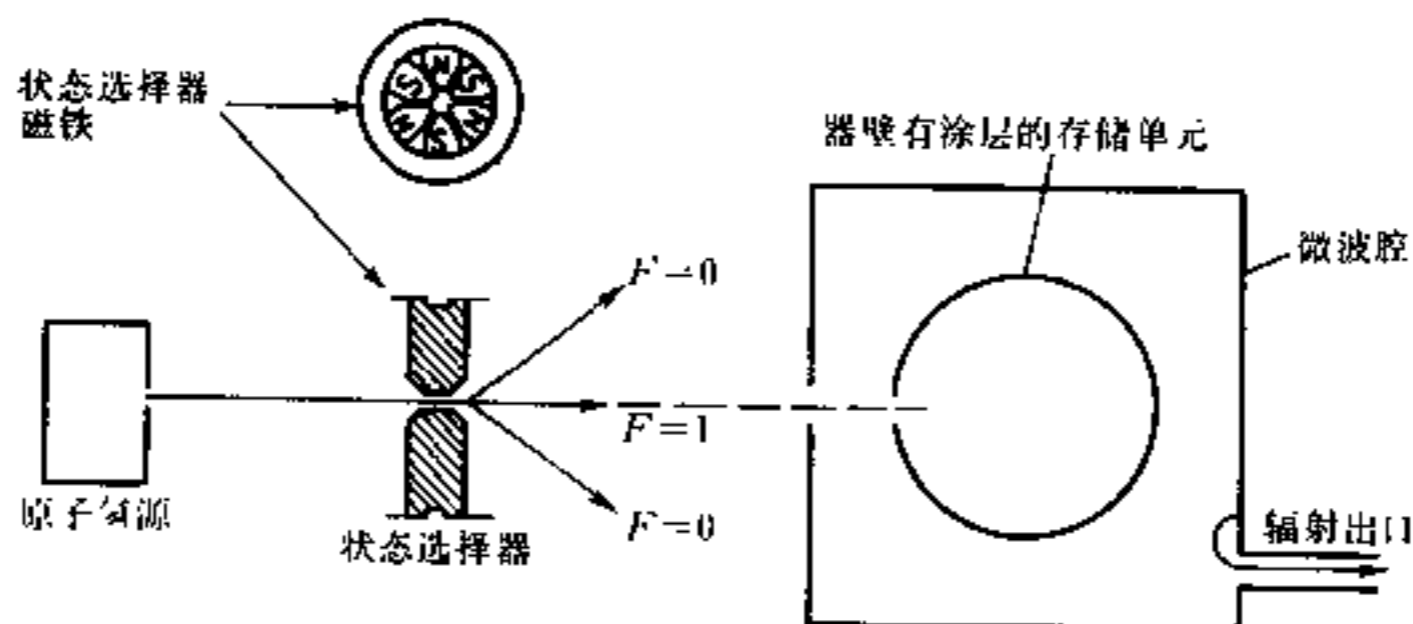


图9 原子氢微波激射器示意图。由于在所研究的 $\Delta m=0$ 跃迁中不包括 $m=1$ 原子，因此仅给出了 $m=0$ 的原子的路径。

空度为 1.33×10^{-4} Pa的区域, 并来到3个北极与3个南极圆周交替分布的状态选择磁铁中间。轴心处磁场为零, 离开轴心场强增加, 且呈对称状。由于处于 $F=1, m=0$ 态的氢原子的能量随磁场增加, 而且力学体系要向低势能方向加速, 因此 $F=1$ 态的原子只要稍稍偏离轴心就会向轴心做加速运动。这就是说, $F=1$ 态将聚焦在15cm直径存储单元的小孔径上, 而 $F=0$ 的较低能态将发生散焦。结果, 如果原子束稳定流动的话, 处于平衡状态的存储罐所含的 $F=1$ 高能原子将多于 $F=0$ 的低能原子。如果这些原子接触超精细频率的微波辐射, 从较高能态激发到较低能态的原子数就会大于从较低能态激发到较高能态的原子数。这样, 能量便从原子中释放出来, 使微波辐射变得更强。这种器件就是放大器, 即微波激光器。如果将存储单元放置在调谐腔中, 在共振频率上发生的振荡将逐渐加强, 直到达到均衡值为止。随后, 振荡便在这个水平上无限期地持续下去, 维持振荡所需的能量则来自连续供应的处于高能超精细状态的氢原子。于是, 该器件便成为以原子超精细频率自由操作的微波激光振荡器。

由于原子氢微波激光振荡器集合了很多优点, 因此有空前高的稳定性。一般说来, 这些原子可在存储单元中停留10秒钟, 与原子束共振仪器相比, 这个时间已经很长了, 因此, 其共振谱线要窄得多。原子是在低压

下存储的, 因而它们比较自由, 辐射时受到的扰动较少。由于原子接触的是一种驻波而且对于存储时间达10秒的原子来说, 平均速率是极低的, 因此一级多普勒频移可以排除掉。微波激光器有极低的噪声, 特别是当用孤立的原子作放大元件时, 噪声更低。氢微波激光器几小时周期的稳定性, 优于 1×10^{-15} 。

氢微波激光器的主要缺点是, 原子会不时地与器壁碰撞, 轻微地改变超精细频率, 并引起 1×10^{-11} 的壁频移。不过, 壁频移可使用2个不同直径的存储罐或者表面/体积比可变的变形球, 由测量作试验性决定。正如所有的精细测量工作一样, 为了避免导致错误的结果, 调整和调谐氢微波激光器必须仔细。有关这方面的限制和防御措施, 各方面的作者曾在一系列出版物中做过介绍^[32-34]。为了满足特殊需要或者为了提高稳定性和可靠性, 已从很多方面对氢微波激光器的设计做过修改。例如, 使用不同的超精细跃迁以及让微波激光器在比较强的磁场中工作。氢微波激光器还可使用其尺寸远大于受激辐射波长的存储罐来操作,^[17]将微波功率限制在2个小腔体内, 以致其功能相当于一个分离振动场器件。如图10所示, 受激发射辐射的原子可随机地进出2个振动场腔体, 而中间的时间里停留在无振动的大容器内。由于存储罐尺寸较大, 存储时间较长, 而器壁碰撞次数较少, 因此与普通氢微波激光器相比,

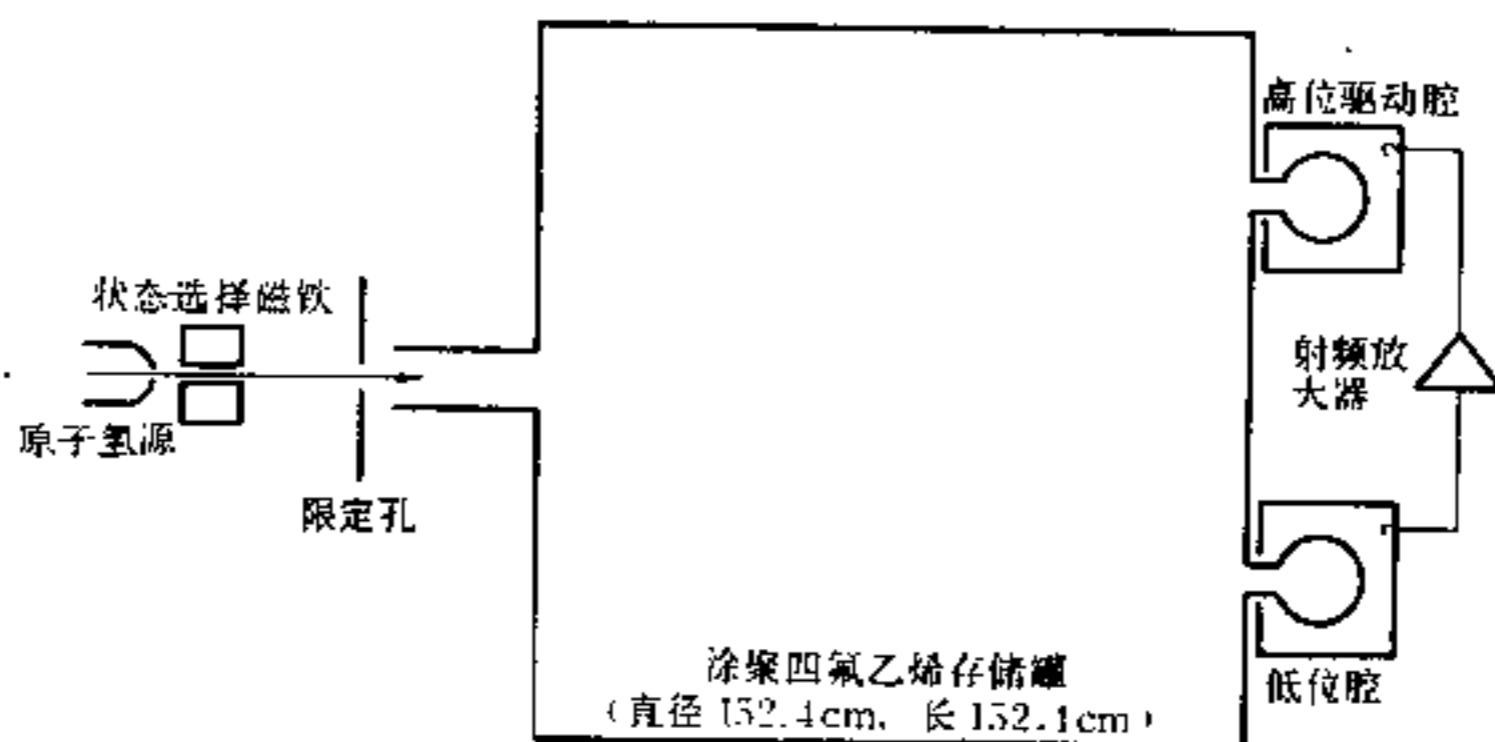


图10 大型箱式氢微波激光器示意图。右面的两个腔体的作用, 相当于两个分离振动场, 高位腔场由来自低位腔经放大获得。

共振宽度更窄, 壁频移更小。

精密光谱学

既然已经对分离振动场法及原子微波激光器的原理作了广泛的讨论, 下面就应该谈一谈它们的使用价值。一类主要应用是精密光谱学, 特别是射频和微波频率光谱。另一类应用是原子钟和频率标准。

光谱学应用极多, 很难做出概括。包括瑞典在内的各国大批科学家, 都曾做过很精美的试验。因此, 仅从我本人参加的试验里引证一些事例略加说明。

我的研究生对处于各种转动状态的不同分子的射频光谱做了精密测量。据推断, 对于其中的每种状态, 可能有7种以上不同的分子特性, 因此, 可确定这些特性随转动和振动量子数的不同所产生的变异。这些特性包括核矩和转动磁矩, 核四极矩相互作用, 核自旋-自旋磁相互作用, 自旋转动相互作用等。下面, 我通过一个例子来说明这些测量的精密性和重要性。就我们已经精确测量的 D_2 和 $Lid^{35, 36}$ 来说, 氘核四极相互作用表示为 $e q Q$, 式中 e 是质子电荷, q 是氘核处分子电场梯度, Q 是量度氘核形状, 特别是与球对称偏离情况的

氘核四极矩。这些测量是使用以分离振动场法为基础的高分辨率分子束仪器来完成的。我们发现, D_2 的 eqQ 值为 $+225,044 \pm 20 \text{ Hz}$, LiD 的 eqQ 值为 $+34,213 \pm 33 \text{ Hz}$ 。由于已分别针对这些完全不同的分子算出 $q^{[37,38]}$, 因此, 可求得 Q 的两个独立值。这两个结果的符合程度在 1.5% 以内, 证实了这种困难计算的有效性。于是, 我们求得 $Q = 2.9 \times 10^{-27} \text{ cm}^2$ 。

在一项与法国格勒诺布尔劳厄—朗日万 (Laue-Langevin) 研究所的同事一起进行的试验^[39]中, 我们采用慢中子束的分离振动场法, 对中子磁矩进行了精密的测量, 发现它是 $-1.91304275 \pm 0.00000045$ 核磁子^[37-40]。在一项稍微不同的中子试验中, 其中子运动极慢, 以致可在一个合适的存储容器内停留 80s 以上, 我们使用了时间而不是空间上分离的 2 种相干射频脉冲产生的连续振动场法。通过这种办法并且作为时间反转对称的基础试验, 最近我们确立了中子电偶极矩的极低的上限, 发现其值为 $(-3 \pm 5) \times 10^{-26} \text{ e cm}^{[41]}$ 。

原子氢微波激射器给出了有关氢原子基电子态微波光谱的极精确的数据。我们的实验室以及若干其他实验室都测出了原子氢的超精细频率 $\Delta\nu$, 最佳值为^[42,43]

$$\Delta\nu_{\text{H}} = 1,420,405,751.7667 \pm 0.0009 \text{ Hz}$$

这个值与目前量子电磁理论^[44]的符合程度, 在理论计算精度以内, 可用来获取有关质子结构的信息。有关原子氘和氚的类似精确值也已经找到, 而且还测到了这些结果对外加电场强度的依赖关系^[45]。用上一台为在高磁场工作而设计的改良型氢微波激射器, 得出电子与质子的磁矩比是 -658.210688 ± 0.000006 。顺便提一句, 当把该结果与 Dehmelt 教授实验室^[46,47,48]得到的精美的电子测量结果结合起来时, 我们便获得了以玻尔及核磁子表示的自由质子磁矩的最佳值。

原子钟

在过去的 50 年里, 计时工作发生了一场深刻变革, 与 50 年前相比, 50 年后的今天最好的时钟的精度及复现性提高了近 100 万倍。计时及频率控制的这场革命得归功于原子钟。

任何时钟或频率标准都决定于某种规律性的周期运动, 例如老式机械钟的钟摆。就原子钟来说, 这种周期运动存在于原子内部, 一般说来, 与如原子氢微波激射器一节中所讨论的原子超精细结构有关。

在用途最广泛的原子钟中, 由铯原子的内部频率提供周期性, 观测它的常用方法是使用如图 2 的分离振动场磁共振仪器。1955 年, J.R.Zacharias 领导的小组首次开发成功商品化的铯束钟^[4]。同年, L.Essen 和 V.L.Parry 首次制成可广泛用作实用频率标准的铯束仪器并投入使用^[4]。随后, 全世界很多科学家和工程师

都曾对原子钟的发展作出过贡献, 对此其他文献已有极详细的报道^[4]。

现在, 铯原子钟的精度和稳定性约为 10^{-13} , 超过了以前的所有时钟。1967 年, 国际上对秒的定义作了修改, 将原来根据地球绕太阳运动所确定的秒, 改为铯原子的 9,192,631,770 个周期。

在很多情况下, 要求在较短的时间间隔有更高的稳定性。这时常常启用氢微波激射器, 在几小时周期内, 其稳定性高达 10^{-16} 。

若干年来, 根据上述原理研制的原子钟已经成为最稳定和最精确的时钟, 这些时钟已足够完美, 以致进一步的改进似乎已不需要也不可能的了。然而, 正象我们将在最后一节中讲述的那样, 应用工作仍在把原子钟推向极限。当前出现了很多有光辉前景的进步。其中包括, 改进现有的设计, 使用更高的频率, 使用激光, 用电磁陷阱存储离子和原子, 采用激光冷却, 等等。

精密时钟的应用

精密原子钟用途很多, 甚至可列出长长一大串, 这里只简略介绍把时钟技术推向极限的少数几项应用。

正象在光学天文学中人们用光学望远镜观察恒星发出的光波一样, 在射电天文学中, 人们用抛物柱面反射镜观察从恒星发出的射电波。遗憾的是, 在射电天文学中, 辐射波长大约是光波长的 100 万倍。由于望远镜的分辨率决定于波长与望远镜孔径之比, 因此普通射电望远镜的分辨率是光学望远镜的百万分之一。不过, 如果用放置在地球的相对两侧的 2 架射电望远镜观测同一个恒星, 并且进入这 2 架望远镜的射电波在时间上相匹配的话, 这便等价于其孔径为 2 架望远镜之间的距离的一架望远镜。这架组合望远镜的分辨率将超过最大的单个光学望远镜。然而, 要做到在时间上如此精确匹配, 2 架射电望远镜中的每一架都需要一台高度稳定的时钟, 通常便使用原子氢微波激射器。

在射电天文学中, 发现脉冲星是一项鼓舞人心的发现。脉冲星以很短的周期脉冲放射辐射。测量脉冲星周期以及周期随时间的变化, 需要精密时钟。这些变化有时平缓, 有时急剧。从时间测量观点来看, 特别令人感兴趣的是, 其周期异常稳定, 比得上最佳原子钟的稳定性的毫秒级脉冲星^[49]。另一种毫秒级脉冲星, 是转动周期缓慢变化的快速转动的双星的一部分^[49]。转动的这种慢速变化可能导致能量损失, 并辐射出引力波——这是引力波存在的最早的实验证据。

现在, 时间和频率能够极精确地测量了, 因此不论何处, 可能存在的其他基本量度都要服从于时间或频率测量。例如, 根据国际协议, 最近把长度单位定义为光线在指定时间传播的距离。不久, 电压将用频率测量

米表示。

精密时钟为狭义和广义相对论提供了重要检验。在一项实验中,用火箭将一个氢微波激射器发射到9655公里高度,正如狭义和广义相对论所预期的那样,它的周期率随速度和高度而变化^[6]。在另外一些实验中,当射电波通过太阳近旁时,观测人员测到了相对论所预见的延迟作用。

精密时钟,使全新的并且更加精确的导航系统,即全球定位系统简称GPS可能实现。让若干个载有精密原子钟的卫星在特定的时刻发射信号。这样,从4个这样的卫星接收并分析这些信号的任何观测者,都可以定出它的位置,准确性在9米以内;确定其准确时间,精度为1亿分之1秒(10^{-8} 秒)。

依靠精密时钟所进行的一项特别迷人的导航功绩,是“旅行者”飞船最近对海王星非常成功的访问。这次飞行的成功,决定于地面控制人员精确掌握“旅行者”的位置。这是通过地球的不同位置设置3架大型射电望远镜来实现的。每架望远镜向“旅行者”发射一个编码信号,随后,“旅行者”再把信号送回望远镜。每架望远镜到“旅行者”的距离,可由所经历的时间来决定,这样“旅行者”的位置也能确定了。为了达到所要求的计时精度,在每架望远镜上安放2台氢微波激射器。由于在电磁波以光速从地球传到“旅行者”再返回来所需的8小时内地球在转动,因此在某些情况下,发射信号的望远镜必定不同于接收信号的望远镜。这便对时钟提出了另外的严格要求。因此,“旅行者”飞行的惊人的成功,正决定于高度稳定时钟的使用。

- [1] I.I.Rabi, J.R.Zacharias, S.Millman and P.Kusch, Phys. Rev. 53, 318 (1938) and 55, 526 (1939)
- [2] J.M.B.Kellogg, I.I.Rabi, N.F.Ramsey and J.R.Zacharias, Phys. Rev. 55, 729 (1939); 56, 728 (1939) and 57, 677 (1940)
- [3] N.F.Ramsey, *Molecular Beams*, Oxford Press (1956 and 1985)
- [4] N.F.Ramsey, *History of Atomic Clocks*, Journal of Research of NBS 88, 301 (1983). This paper contains an extensive list of references.
- [5] N.F.Ramsey, Phys. Rev. 76, 996 (1949) and 78, 696 (1950)
- [6] N.F.Ramsey, Physics Today 33 (7), 25 (July 1980)
- [7] N.F.Ramsey, Phys. Rev. 109, 822 (1958)
- [8] N.F.Ramsey, Jour. Phys. et Radium 19, 809 (1958)
- [9] S.R.Lundeen, P.E.Jessop and F.M.Pipkin, Phys. Rev. Lett. 34, 377 and 1368 (1975)
- [10] N.F.Ramsey, Phys. Rev. 100, 1191 (1955)
- [11] F.Bloch and A.Siegert, Phys. Rev. 57, 522 (1940)
- [12] R.F.Code and N.F.Ramsey, Phys. Rev. A4, 1945 (1971)
- [13] J.H.Shirley, J. Appl. Phys, 34, 783 (1963)
- [14] G.Greene, Phys. Rev. A18, 1057 (1970)
- [15] N.F.Ramsey and H.B.Silsbee, Phys. Rev. 84, 506 (1951)
- [16] N.F.Ramsey, Rev. Sci. Inst 28, 57 (1957)
- [17] E.Uzgiris and N.F.Ramsey, Phys. Rev. A1, 429 (1970)
- [18] V.F.Ezhov, S.N.Ivanov, I.M.Lobashov, V.A.Nazarenko, G.D.Porsev, A.P.Serebrov and R.R.Toldaev, Sov. Phys.—JETP 24, 39 (1976)
- [19] S.Jarvis, D.J.Wineland and H.Hellwig, J.Appl. Phys. 48, 5336 (1977)
- [20] Y.V.Blaklanov, B.V.Dubetsky and V.B.Chebotsev, Appl. Phys. 9, 171 (1976)
- [21] J.C.Bergquist, S.A.Lee and J.L.Hall, Phys. Rev. Lett. 38, 159 (1977) and Laser Spectroscopy III, 142 (1978)
- [22] M.M.Salour, C.Cohen-Tannoudji, Phys. Rev. Lett. 38, 757 (1977); Laser Spectroscopy III, 149 (1978), Appl. Phys. 15, 119 (1978) and Phys. Rev. A17, 614 (1978)
- [23] C.J.Bordé, C.R.Acad.Sci. Paris 284B, 101 (1977)
- [24] T.W.Hansch, Laser Spectroscopy III, 149 (1978)
- [25] V.P.Chebotayev, A.V.Shishayev, B.Y.Yurshin, L.S.Vasilenko, N.M.Dyuba and M.I.Skortsov, Appl. Phys. 15, 43, 219 and 319 (1987)
- [26] M.Kasevich, E.Riis, S.Chu and R.S. Devoe, Phys. Rev. Lett. 63, 612 (1989)
- [27] D.Wineland and H.Dehmelt, Bull.Am.Phys.Soc. 18, 1521 (1975) and 20, 60, 61, 637 (1975)
- [28] T.W.Hansch and A.L.Schawlow, Opt. Commun. 13, 68 (1975) and review by V.S.Letokhov, Comments on Atomic and Molecular Physics 6, 119 (1977)
- [29] D.J.Wineland and W.M.Itano, Physics Today 40, (6) 34 (June 1987)
- [30] D.Kleppner, N.F.Ramsey and P.Fjelstadt, Phys. Rev. Lett. 1, 232 (1958)
- [31] J.P.Gordon, H.Z.Geiger and C.H.Townes, Phys. Rev. 95, 282 (1954) and 99, 1264 (1955)
- [32] H.M.Goldenberg, D.Kleppner and N.F.Ramsey, Phys. Rev. Lett. 5, 361 (1960) and Phys. Rev. 126, 603 (1962)

- [33] D. Kleppner, H. C. Berg, S. B. Crampton, N. F. Ramsey, R. F. C. Vessot, H. E. Peters and J. Vanier, *Phys. Rev.* **138**, A972 (1965)
- [34] J. M. V. A. Koelman, S. B. Crampton, H. T. C. Luiten and B. J. Verhaar, *Phys. Rev.* **A38**, 3535 (1988). This paper contains an extended series of references to other papers on hydrogen maser limitations, principles and practices.
- [35] R. F. Code and N. F. Ramsey, *Phys. Rev.* **A4**, 1945 (1971)
- [36] R. R. Freeman, A. R. Jacobson, D. W. Johnson and N. F. Ramsey, *Jour. Chem. Phys.* **63**, 2597 (1975)
- [37] R. V. Reid and M. L. Vaida, *Phys. Rev.* **A7**, 1841 (1973)
- [38] K. K. Docken and R. R. Freeman, *J. Chem. Phys.* **61**, 4217 (1974)
- [39] G. L. Green, N. F. Ramsey, W. Mampe, J. M. Pendlebury, K. Smith, W. B. Dress, P. D. Miller and P. Perrin, *Phys. Rev.* **D20**, 2139 (1979)
- [40] E. R. Cohen and B. Taylor, *Rev. Mod. Phys.* **59**, 1121 (1987)
- [41] K. F. Smith, N. Crampin, J. M. Pendlebury, D. J. Richardson, D. Shiers, K. Green, A. I. Kilvington, J. Moir, H. B. Prosper, D. Thompson, N. F. Ramsey, B. R. Heckel, S. K. Lamoreaux, P. Ageron, W. Mampe and A. Steyerl, *Phys. Lett.* **136B**, 327 (1984) and *Phys. Lett.* **234**, 191 (1990)
- [42] H. Hellwig, R. F. Vessot, M. Levine, P. W. Zitzewitz, D. W. Allan and D. T. Glaze, *IEEE Trans. Instruments and Measurements* **IM-19**, 200 (1970)
- [43] L. Essen, M. J. Donaldson, M. J. Bangham and E. G. Hope, *Nature* **229**, 110 (1971)
- [44] G. L. Baldwin and D. R. Yennie, *Phys. Rev.* **D37**, 498 (1988)
- [45] P. C. Gibbons and N. F. Ramsey, *Phys. Rev.* **A5**, 73 (1972)
- [46] P. F. Winkler, D. K. Veppner, T. Myint and F. G. Walther, *Phys. Rev.* **A5**, 83 (1972) and E. Cohen and B. Taylor, *Phys. Lett.* **B204** (April 1988)
- [47] R. S. van Dyck, P. B. Schwinberg and H. Dehmelt, *Atomic Physics* **9**, 53 (1984) (World Scientific, Singapore).
- [48] R. S. van Dyck, F. L. Moore, D. L. Farnum and P. B. Schwinberg, *Bull. Am. Phys. Soc.* **31**, 244 (1986) and *Atomic Physics* **9**, 75 (1984) (World Scientific, Singapore)
- [49] J. Taylor *et al.*, *Nature* **277**, 437 (1979) and **315**, 547 (1985)
- [50] R. F. C. Vessot *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **45**, 2081 (1980)

(高学贤译 卢鹤绂校审)

用一个静止孤立的亚原子粒子所做的实验

Hans G. Dehmelt

【作者简介】 我是西雅图华盛顿大学物理系的访问助教授。1933年10岁时，我考入柏林的最老的拉丁学校Gymnasium zum Grauen Kloster，读过无线电通俗书籍，加深了我对物理学的兴趣，我于1940年毕业。二次世界大战时，我自愿报名进入高射炮机械部队。几个月后我接到命令调到布雷斯劳(Breslau)大学的军事训练中心学习物理学，那时是1943年。一年后，我在突围之役(Battle of the Bulge)* 中被捕，在法国的一个美国阵营中度过一年时光，然后进入哥廷根大学重新学习物理学。1948年我在Kopfermann研究室中开始精细结构研究。我在Peter Brix指导下完成的硕士论文是关于汤姆逊质谱仪。其后不久，在同一实验室，开始我的博士论文研究。1949年我和同事们发现了核四极共振。此后，我应美国杜克大学的邀请，在Gordy的著名微波实验室中任博士后副研究员。

在杜克大学我指导了核四极共振实验，并对Bill Fairbank及Gordy所做关于 $^3\text{He}/^4\text{He}$ 混合物中自旋统计的核磁共振实验做出贡献，从而在低温方面获得了很有用的经验。此后，我接受了美国华盛顿大学的访问助教授席位。1955年我到不列颠哥伦比亚大学的George Volkoff实验室作短期访问，在那里我建造了我的第一个电子冲撞管。

* 又名阿登战役，第二次世界大战中德国在西线的最后一次攻势，企图使盟军从德国撤出，但未成功。——编者注

1956年在西雅图华盛顿大学我实现了过去在哥廷根就有的两个观念。我的这两个想法是：由于原子同无线电偶极天线相类似，(1)原子的排列应在它的光吸收截面中表现出来，(2)电子冲撞应产生排列好的激发原子。我用这两个想法做出“用电子冲撞排列好的原子和离子的顺磁共振取向”实验。在这篇论文里，我第一次指出俘获离子对高分辨度谱学的有用之处。这一工作也使我接触到电子和靶原子之间的自旋交换，从而有了1958年我所做“用交换碰撞所得极化的自由电子的自旋共振”实验的观念。

我没有满足于电子的等离子体俘获办法，开始研究在无场的真空中俘获电子的办法。我开始把注意力集中在磁控管彭宁放电几何上。我体会到在一个纯电四极场中俘获电子的频率移位与电子在俘获器中的位置无关。这就比其他俘获器有利可图。在1949年，J.R.Pierce的书里，我讨论了这种俘获器，并发展出一个电子在电四极场中轴、磁控及回旋运动的简单描述。1959年我建造了我的第一个高真空磁控俘获器，并能够俘获电子10秒钟，探测出其轴、磁控及回旋共振。与此同时，我还研究了Paul射频离子阱，并认为这个俘获器对原子离子是很合乎要求的，因为它不需要一个磁场。

1973年，我发表了“单个电子振荡器”，这是我第一次使单个电子的隔离变成现实。同年，我在“提议对存储的单个电子或正电子做 $g-2/\delta V$ 实验”的文摘中提出用“连续斯特恩-革拉赫效应”监控单独电子的自旋及回旋量子数。第一个这种实验是在1976年我的论文“在一个自由空间中几乎是静止的单个电子(geonium)上测量得到的轴、磁控及自旋-回旋拍频”中发表的。

1981年我同Van Dyck等把这个电子工作延伸到反粒子上，从而发表了“正电子和电子的自旋反常的初步比较”一文。我在另一篇“关于电子结构在电子和正电子Geonium谱产额精炼数据中的不变频率比”文章中发表了我对这项工作的总结。1986年我们发表了一篇详细论文：“从Geonium谱求得电子磁矩：早期实验及背景概念”。1987年我们在“电子和正电子的g因子的新高精度比较”一文中报知g因子的分辨率已达 10^{12} 分之4。

1982年我同两位同事在西雅图把一个单个镁离子隔离开来。1986年我同另外两位同事发表了“架起光电子放大器：量子跳跃的观察”一文。

1988年我在“一个单原子粒子永久静止地悬浮在自由空间中：电子半径的新数值”一文中概观了整个这一研究领域，并且暗示其延伸的新途径。对电子g因子的更精确测量很可能是研究电子结构的最有希望的办法。一个俘获的单个原子离子可能成为一个计时单元，它具有从未胜过的复现性。这点也是很重要的。在西雅图的研究计划正在这两方面探索。

“真的理解电子就够了”

阿尔伯特·爱因斯坦

公元前5世纪哲学家Democritus的最小可想象不可分的东西，*a-tomon*(不能切割的东西)，是一个最有力的，但不是一个不可改变的概念。到1930年它已改变了两次：从类似于一个分子，比方说水的一个滑移的*atomon*，到门捷列夫的化学家的原子，后来又电子及质子，这两个粒子原本假定为小的，但是有有限大小的。在20年代后期兴起狄拉克的电子理论，它们的大小缩到数学上的零。那时人们都知道电子和质子是不可分的狄拉克点粒子，其半径 $R=0$ ，其回转磁比值 $g=2.00$ 。质子的可切割性或者至少其有组合这件事的最早暗示来自1933年斯特恩在一个斯特恩-革拉赫分子束仪器中所做质子磁性的测量。可是在当时并没有体会到这一点，斯特恩发现质子的标准化无量纲的回磁比不是 $g=2$ ，而是

$$g = (\mu/A)(2M/q) \approx 5,$$

式中， μ 、 A 、 M 、 q 分别为粒子的磁矩、角动量、质量及电

荷。与之作比较显然是组合的 $^4\text{He}^+$ 离子按上一公式就有 $|g|$ 值为14700，比狄拉克2大得多了。再者，随着这个大的 $|g|$ 值这个原子离子的大小比一个 α 粒子的大了约4个数量级。诚然，50年代Hofstadter的高能电子散射实验给出质子半径大到 $R=0.86 \times 10^{-16}$ 米。此后，类似的更高能量的实验发现，在这“不可分”的质子的里面有三个夸克。今天人人知道电子是个不可分的*atomon*，一个 $R=0$ 和 $g=2.00\dots$ 的狄拉克点粒子。真是这样吗？和质子类似，它可能是个组合体。历史很可能重复它自己。这就高度鼓励对电子和g因子作精确的测量。

Geonium谱学

亚稳态的镱原子geonium(Van Dyck等人，1978及1986)已经明白地综合为在最优条件下研究电子的g因子。geonium为在一个在4K的超高真空彭宁俘获器

中永久约束着的单个电子所组成。这个俘获器使用一个均匀磁场 $B_0 = 5\text{T}$ 和一个弱的电四极场。这个四极场是用双切线电极，一个正环和隔开 $2Z_0 = 8\text{mm}$ 的两个负罩产生的。参见图1。势是由

$$\varphi(xyz) = A(x^2 + y^2 - 2z^2)$$

给出，A为常数，其轴势阱深度为

$$D = e[\varphi(000) - \varphi(00Z_0)] = 2eAZ_0^2 = 5\text{eV}.$$

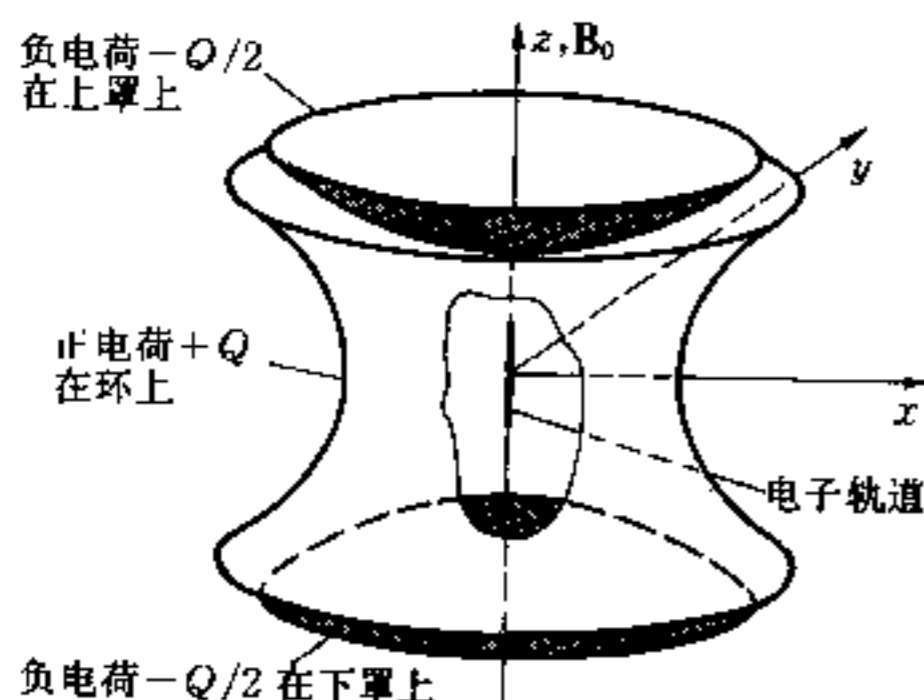


图1 彭宁俘获器。在俘获器中一个电子的最简单运动是沿着其对称轴，沿着一个磁场线，每次它动到负电荷罩的一个太近时它就转回头。在我们俘获器的结果是在约60MHz的谐振荡。

俘获主要由磁场促成。大磁场支配着geonium原子中的运动。图2所示是这个原子的能级；这些能级反映在频率 $\nu_c = eB_0 / 2\pi m = 141\text{GHz}$ 的回旋运动，在 $\nu_s \approx \nu_c$

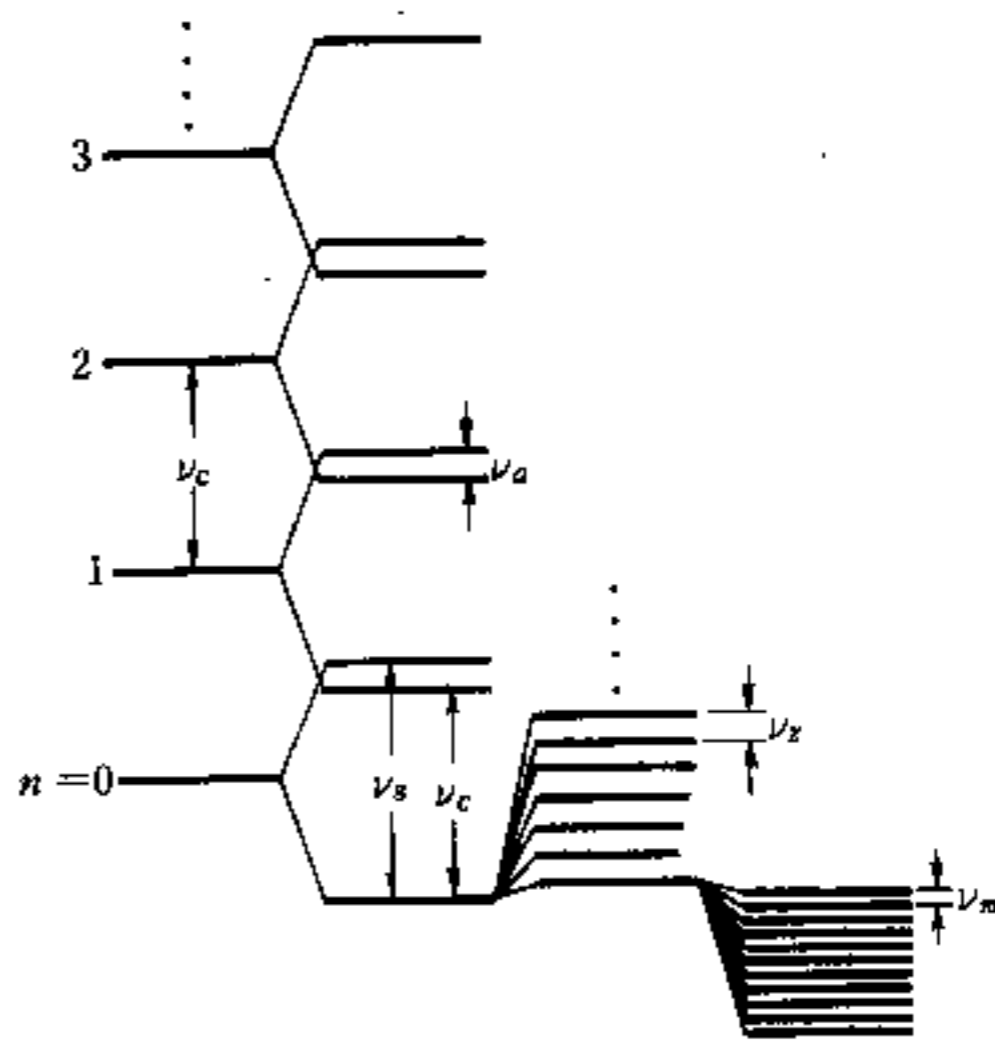


图2 Geonium的能级。用n标出的回旋能级的每一个首先被自旋-磁场相互作用所分裂。结果的亚能级进一步分裂成一簇向下伸延的磁控能级。

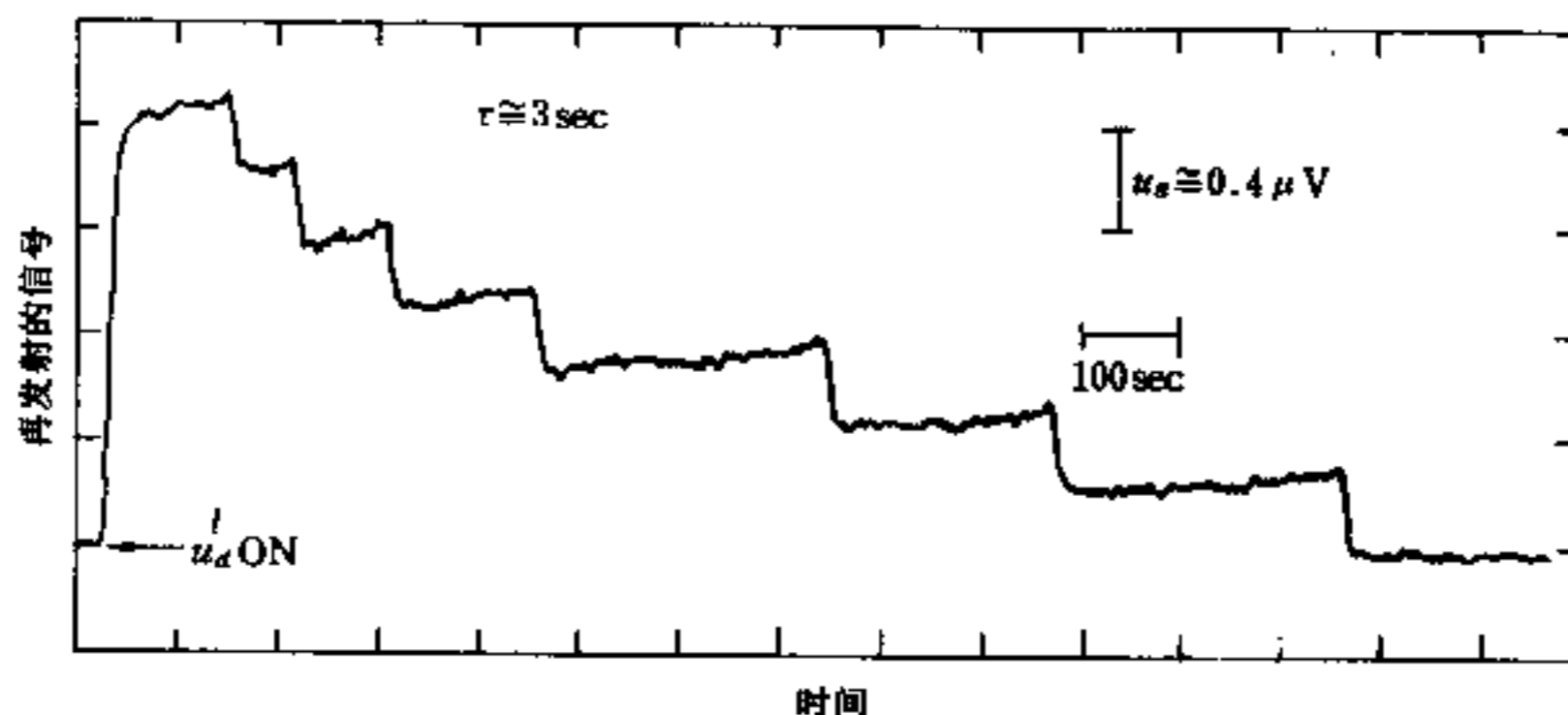


图3 俘获电子产生的射频信号。当电子被一个轴射频场所驱动时，它就发出一个60MHz信号，这个信号被一个无线电接收器所拾起。所示的信号是用一个很强的驱动及开始时射入一束7个电子得到的。一个接一个电子被从俘获器“沸腾”出去，最后仅单个电子留下来。通过降低一些驱动力，这个最后电子可无限长时间观察下去。

的自旋进动，反常或g-2频率 $\nu_s = \nu_s - \nu_c = 164\text{MHz}$ 。在 $\nu_s = 60\text{MHz}$ 的轴振荡，和在 $\nu_m = 13\text{kHz}$ 的磁控管或漂移运动。这个电子是由激发 ν_s 振荡和用射电探测 10^8 倍的增强的自发60MHz发射来连续监视的。一个对应的信号在图3中出现。边带冷却可能把电子连续约束在俘获器中心10个月(Gabrielse等人, 1985)。这个过程使电子吸收射频光子的能量不足，所缺部分由待受冷却的电子运动中存储的能量来补上。磁控管运动的半

径的相应收缩在图4中显示出来。伸延到光区域，这个冷却图式在图5中最能令人信服地表现出来。最感兴趣的在 ν_c, ν_s, ν_m 的跃迁的探测比 ν_s 振荡的难得多。但这一艰难任务可用连续斯特恩-革拉赫效应(Dohmelt, 1988a)来完成，在这里geonium原子本身被用来当作 10^8 倍放大器来工作。但这方案中，一个仅约 $1\mu\text{eV}$ 的单个 ν_s 光子控制着在 ν_s 处射频功率的约 100eV 的吸收。这个连续效应使用一个不均匀磁场，其方式类似于典

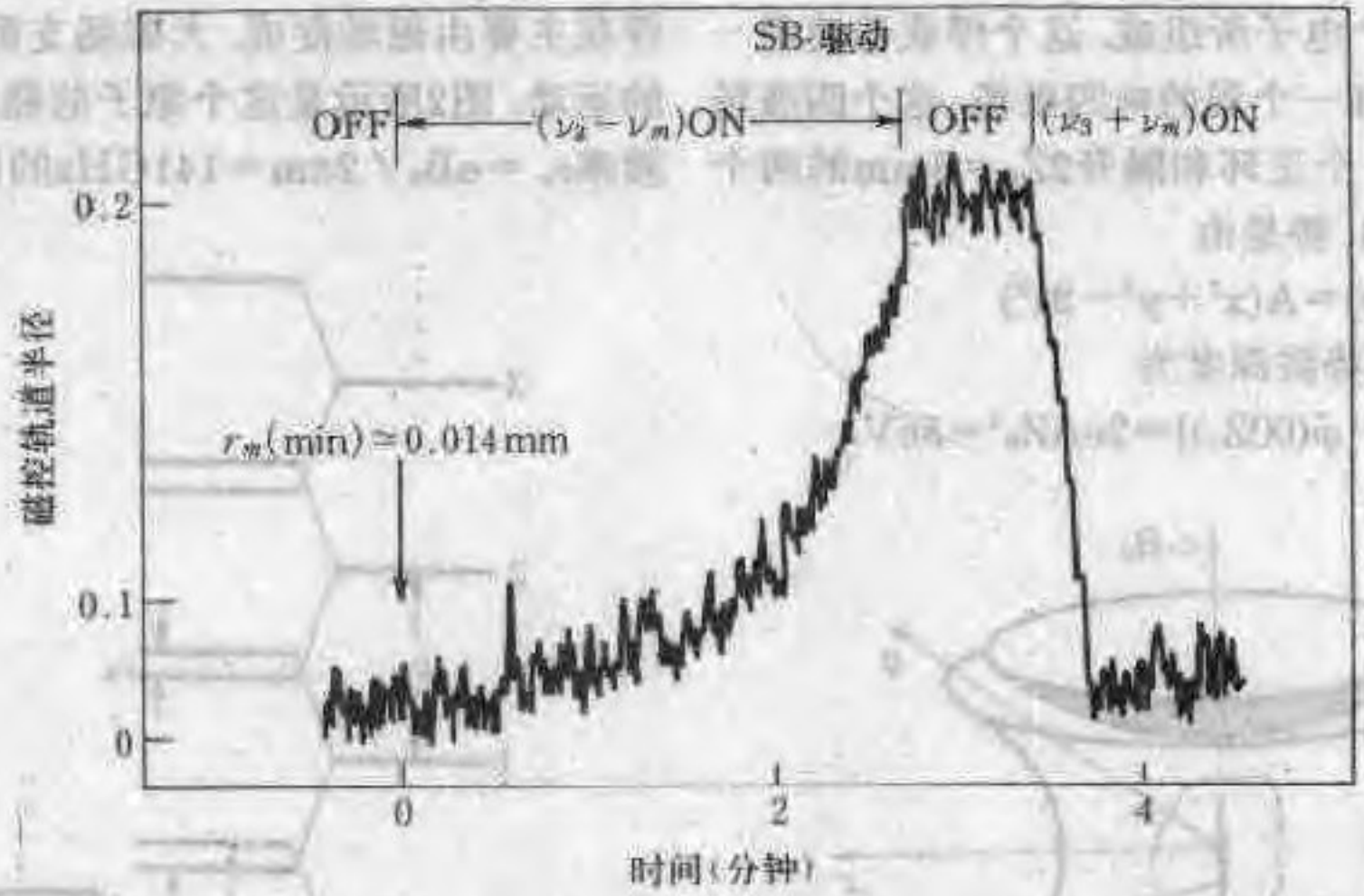


图 4 在 ν_0 磁控运动的边带“冷却”。不在共振 ν_0 上,而在 $\nu_0 - \nu_m$ 低边带上驱动就有可能迫使亚稳定磁控运动提供所缺的能量 $h\nu_m$,从而使磁控轨道半径涨大。反之,在 $\nu_0 + \nu_m$ 处轴驱动,使这个半径缩小。比起一个粒子在阱中能量随振幅增加的情况,在这里上下边带的作用反过来了,因为磁控运动是亚稳定的,并且这运动的总能量随半径之增大而减小。

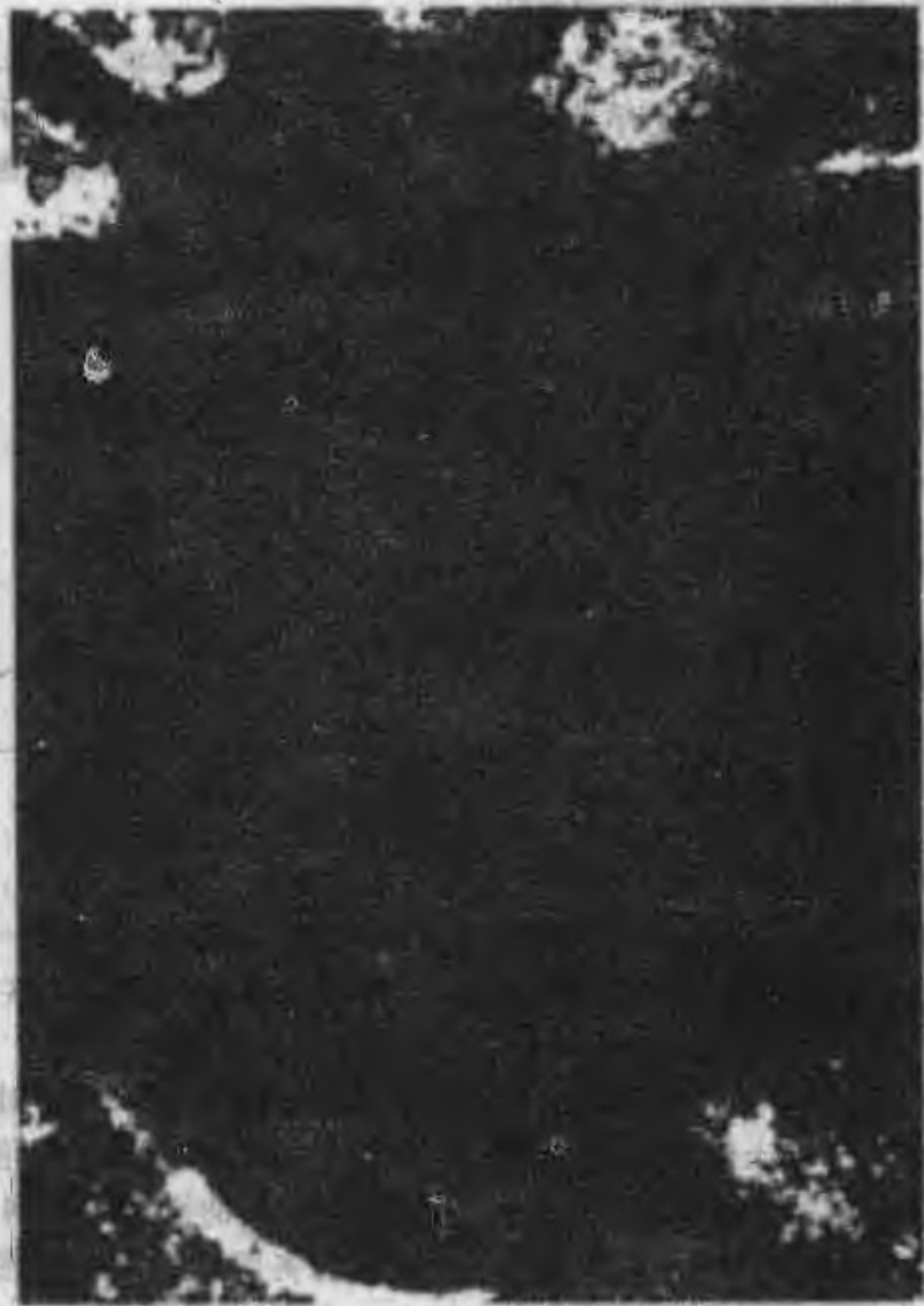


图 5 天然色照相所得可见的带电蓝色铷原子静止在直径为1毫米的Pauli俘获器的中心。这个照相惊人地表明用geonium 阱内技术能达到的紧密定域, <1微米。聚焦在离子上的激光的杂散光也把约1毫米内直径的小射频俘获器的环电极照亮

型的一个。但是，这个场的形状已改成一个很弱的洛伦兹回旋俘获器或磁瓶如图6所示。这个磁瓶在大的静电深度 $D=5\text{eV}$ 的轴阱上添上了一个微小的监控阱，其深度仅为

$$D_m = \left(m+n + \frac{1}{2}\right) 0.1\mu\text{eV}.$$

其中 m 及 n 分别是自旋和回旋量子数。这样， m 或 n 的跃迁就显示为 ν_s 的跃迁，

$$\nu_s = \nu_{s0} + \left(m+n + \frac{1}{2}\right) \delta.$$

在我们的实验中 $\delta=1.2\text{Hz}$ ， ν_{s0} 是一个没有磁矩的假想电子的轴频率。当自旋或回旋共振被激发起来， m 和 n 的无规跃迁就发生。图6A示出这样一串 m 的跃迁或自旋转向的早期例子。自旋自发跃迁完全可忽略。标准教

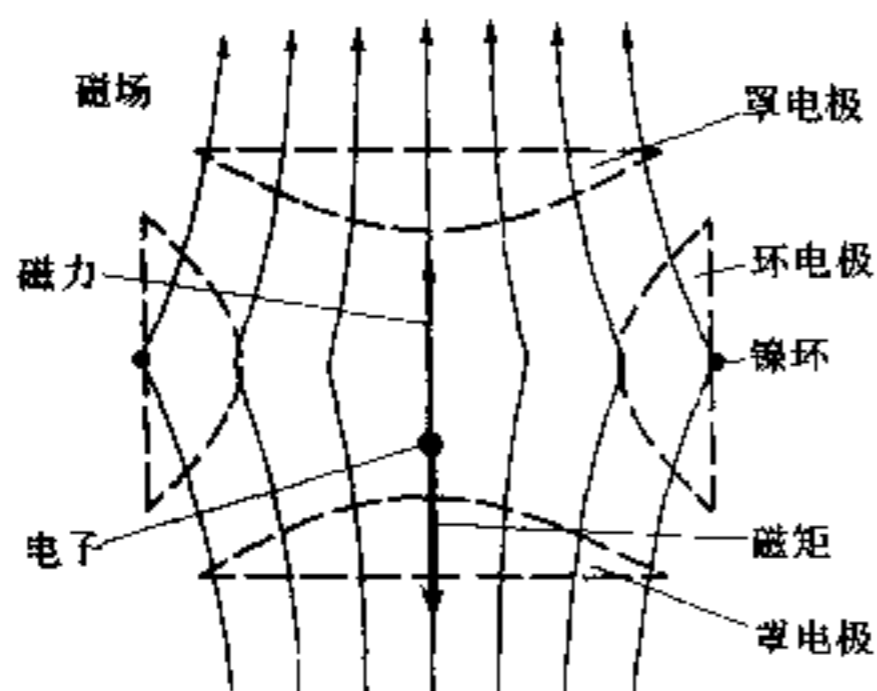


图6 为连续斯特恩-革拉赫效应的磁瓶在最低的回旋和磁控能级上时，电子形成一个 $1\mu\text{m}$ ，长 30mm 直径的波包，它在轴电势阱中可不受畸变地振荡。辅助磁瓶的不均匀场产生一个微小的与自旋有关的恢复力，这个力使自旋 \uparrow 和 \downarrow 的轴频率 ν_s 有一个小的但是可探测出来的差别。

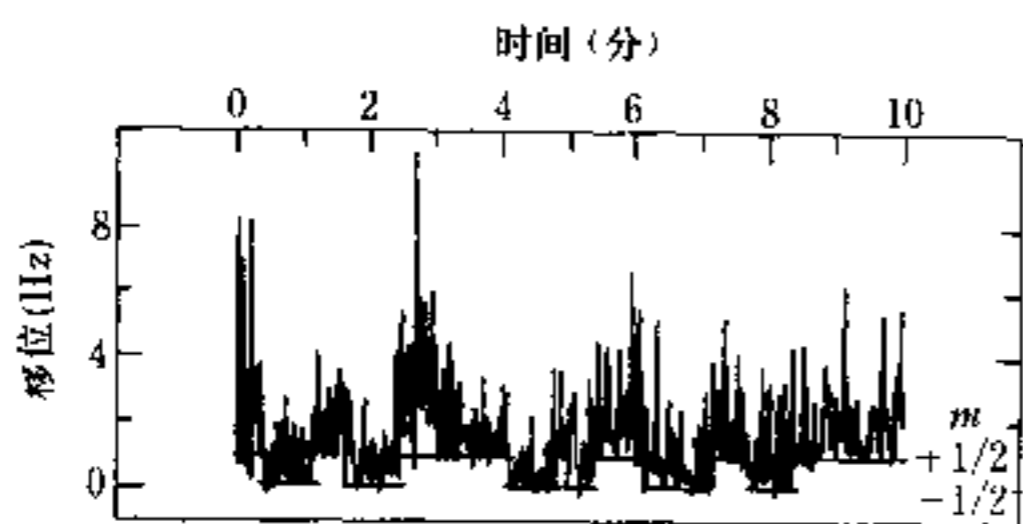


图6A 用连续斯特恩-革拉赫记录的自旋转向。当自旋共振被激发时在其线上的无规跃迁指出 m 跃迁的速率约为每分钟一次。向上的尖峰信号或“回旋草”由快的无规热激发及平均值 $\langle n \rangle \approx 1.2$ 的回旋能级的自发衰变解释出来。

科书都讨论宽电磁谱 $\rho(\nu)$ 在两鲜明能级之间的跃迁：从任何能级的跃迁率都是一样的，并且是正比于在跃迁频率 ν_s 的辐射场的谱功率密度 $\rho(\nu_s)$ 。所以，在任何一个能级上的平均居留时间都是一样的，参看图6A。在geonium实验中，弱射频场的频率是明锐的，但自旋共振是放宽了的，其形状是 $G_s(\nu)$ 。人们能确信，在宽的自旋共振上把射频场的明锐频率向上移，同在明锐自旋共振上把谱形状为 $\rho(\nu) \propto G_s(\nu)$ 的宽的射频场向下移应产生同样的结果：在实验的任一方向上计数所有自旋反向或 m 跃迁的数率都是正比于 $G_s(\nu)$ 。为得到图7中的 $G_s(\nu)$ 图，射频场的频率被小步增大，并在每一步计数自旋反向数了一个约半小时的固定时间。从我们的电子和正电子的 $\nu_s, \nu_{s'}$ 数据(Van Dyck等人, 1987)，我们确定了

$$\frac{1}{2} g^{e^+} = \frac{\nu_{s'}}{\nu_s} = 1.001\,159\,652\,188(4).$$

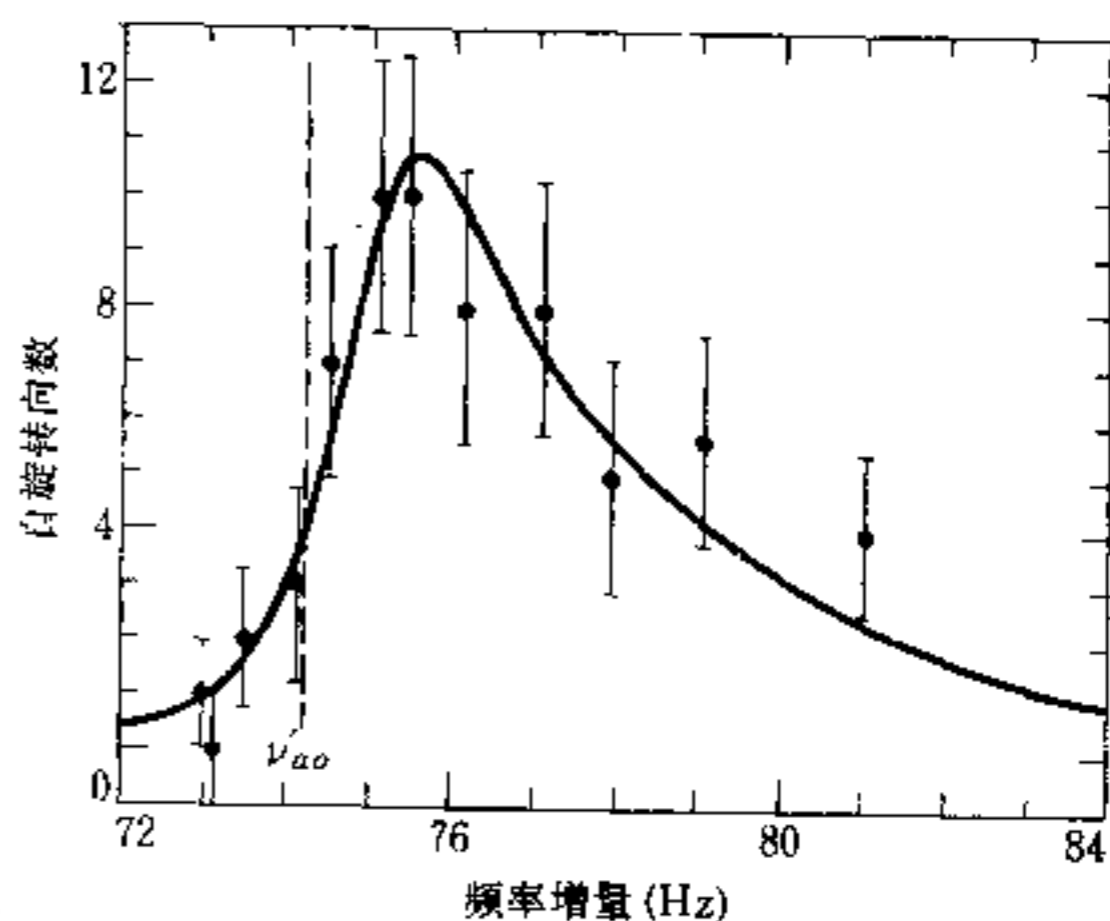


图7 在geonium中接近 141GHz 的电子自旋共振图。当激发场的频率在共振处分步作小量增加时，在一个约半小时的固定观察时间中计数了自旋转向的数目，并把它对频率标绘出来。(实际上 141GHz 场的自旋转向是由电子通过一个在 $\nu_{s'} - \nu_s = 164\text{MHz}$ 的不均匀射频磁场的电子的回旋运动产生的。

对粒子和反粒子都一样。它们差异的误差仅是一半那样大。英雄的量子电动力学计算(Kinoshita, 1988)目前已给出同电磁辐射场相互作用时一个点电子的 g 因子的移位为

$$\frac{1}{2}(g^{e^+} - 2) = \frac{1}{2} \Delta g^{\text{Kinoshita}} = 0.001159652133(29).$$

在这个计算中 $\Delta g^{\text{Kinoshita}}$ 被表成 α/π 的幂级数。Kinoshita已经深刻地估价了他必须依靠的实验 α 输入数据。他警告他的上述结果的误差由 α 的误差所支配可能是低估了。 μ 介子的，强子的以及其他对 g 的小贡献总计小

于约 4×10^{-12} ，这些都已包括在这个移位中了。Kinoshita的结果可用来校正 g 的实验值，其结果为

$$g = g^{Kinoshita} - \Delta g^{Kinoshita} = 2 + 11(6) \times 10^{-11}$$

电子半径 R ?

在一切科学中，从已知现象外推到未知是个长时期以来受到荣誉的办法。因此从已知的 g 和其他近狄拉克粒子的 R 数值，以及我们测得的电子 g 值，我试图外推出电子的半径。受到1980年Brodsky及Drell的理论工作的激励，我(1989a)在图8中对氦3核，氘核，质子及电子画出了 $|g-2|$ 对 R/λ_c 标的图。这里 λ_c 分别是各粒子的康普顿波长。Brodsky及Drell(1980)对电子的最简单组合理论模型给出如下似乎合理的关系式

$$|g-2| = R/\lambda_c$$

或者 $|g - g^{Kinoshita}| = R - R^{Kinoshita}/\lambda_c$

这个关系对承认是稀少的数据符合得出乎意料令人惊奇地好。即使是对一个由一个 α 粒子和一个电子组成的原子离子 $^4\text{He}^+$ 这样自旋1/2结构很不同的粒子数据点也离开实线不太远。在图8中，这条线和西雅图 g 数据的 $|g-2| = 1.1 \times 10^{-10}$ 线的相交点给出，图上所示电子的近狄拉克粒子数据

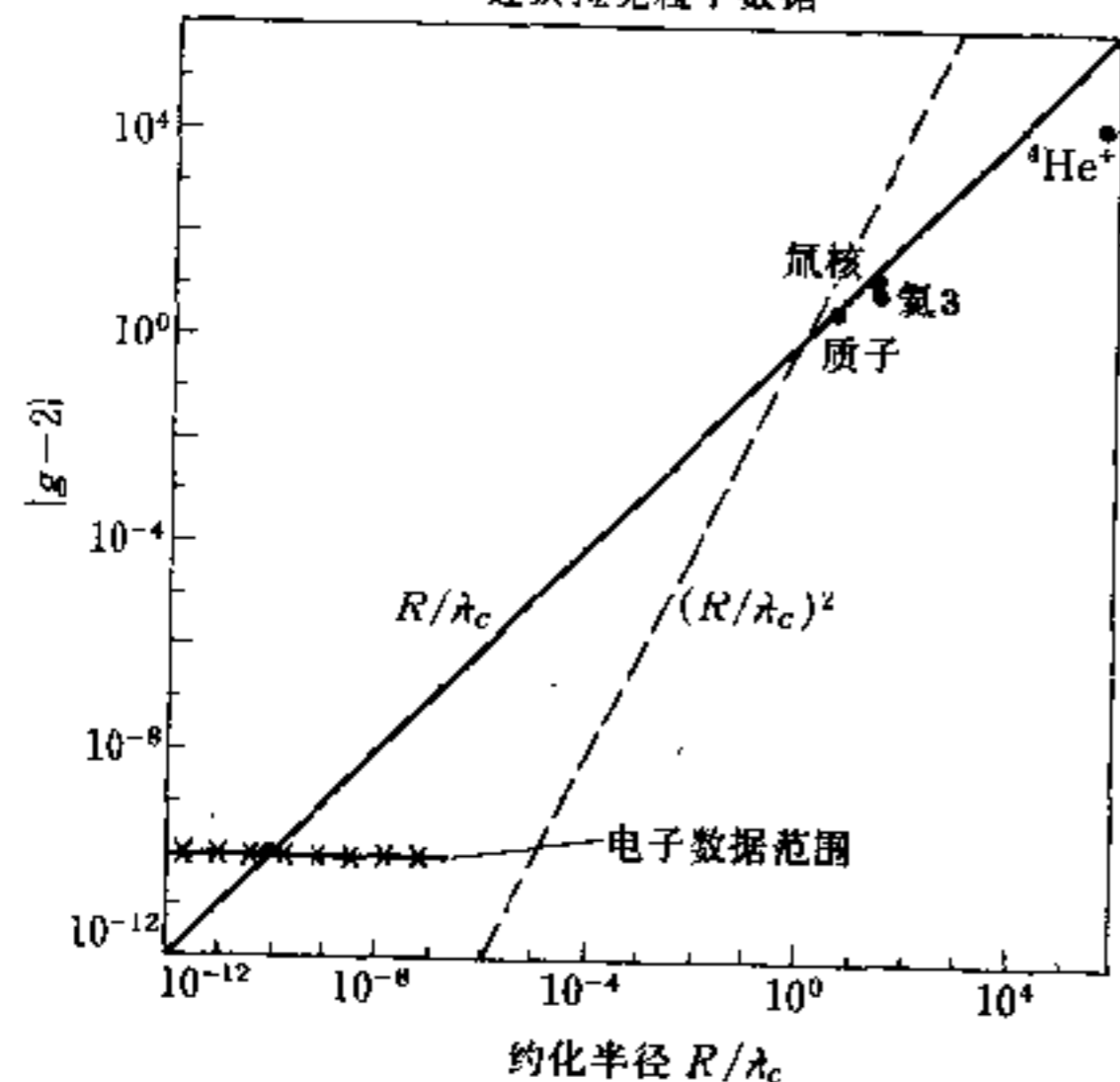


图8 除去辐射位移的 $|g-2|$ 值对近狄拉克粒子的约化rms半径 R/λ_c 的标绘图。

最简单的理论模型所预言的实线 $|g-2| = \frac{R}{\lambda_c}$ 提供一个同质子、氘核及氦3核的数据点令人惊奇的好符合。它可用来与代表西雅图电子 g 数据的线 $|g-2| = 1.1 \times 10^{-10}$ 相交处求得物理的电子的一个新的半径数值。根据和 $|g-2| = (\frac{R}{\lambda_c})^2$ 的符合程度差很多，为了比较这个关系用虚线表出。原子离子 $^4\text{He}^+$ 肯定不是一个近狄拉克粒子，但是就是它的数据点也离开实线不太远。

外推点，并且用 $\lambda_c = 0.39 \times 10^{-10} \text{cm}$ 就给出电子半径为 $R \approx 10^{-20}$ 厘米。

X的一行反映由西雅图 g 数据中不确定性定出的数据范围及高能碰撞实验所确定的上限 $R < 10^{-17}$ 厘米。表现出来的是这一流行数据组合不与电子结构模型协调。这些模型所假定的特殊对称性预言虚线所示二次关系 $|g-2| \approx (\frac{R}{\lambda_c})^2$ 。这点倾向于符合上述电子 R 的外推所用的线性关系。这样就意味着电子可能有大小及结构！

如果感到所量得的多余 g 数值 $11(6) \times 10^{-11}$ 由于其大的误差是无意义的，则这里给出的数值 $R \approx 10^{-20}$ 厘米仍然成为一个重要的新上限。改变一下观点， g^* 和 g^{**} 的接近提供出量子电动力学基本理论最严格的实验验证，这个理论假定 $R=0$ 。再者，电子及正电子的在西雅图量得的 g 数值几乎完全相等，这件事组成CPT定理或带电粒子对的镜面对称性的最严厉的验证。

再考Lemaître的原始原子——一个推测

起始于1974年Salam及其他人提出了组合的电子及夸克模型(Lyons, 1983)。根据这些提议并注意到图8，我把电子看成是一个狄拉克粒子的第三级近似，简言之 d_3 ，并且是由三个四级近似狄拉克或 d_4 粒子所组合而成。这个局势被认为很类似于过去遇见的氘核和质子的亚原子粒子，这两者分别被假定为 d_1 和 d_2 型粒子。更详细地说，在这个假说中，在一个深的方形阱中三个巨大质量 m' 的亚夸克 d_4 组成电子。但是，它们

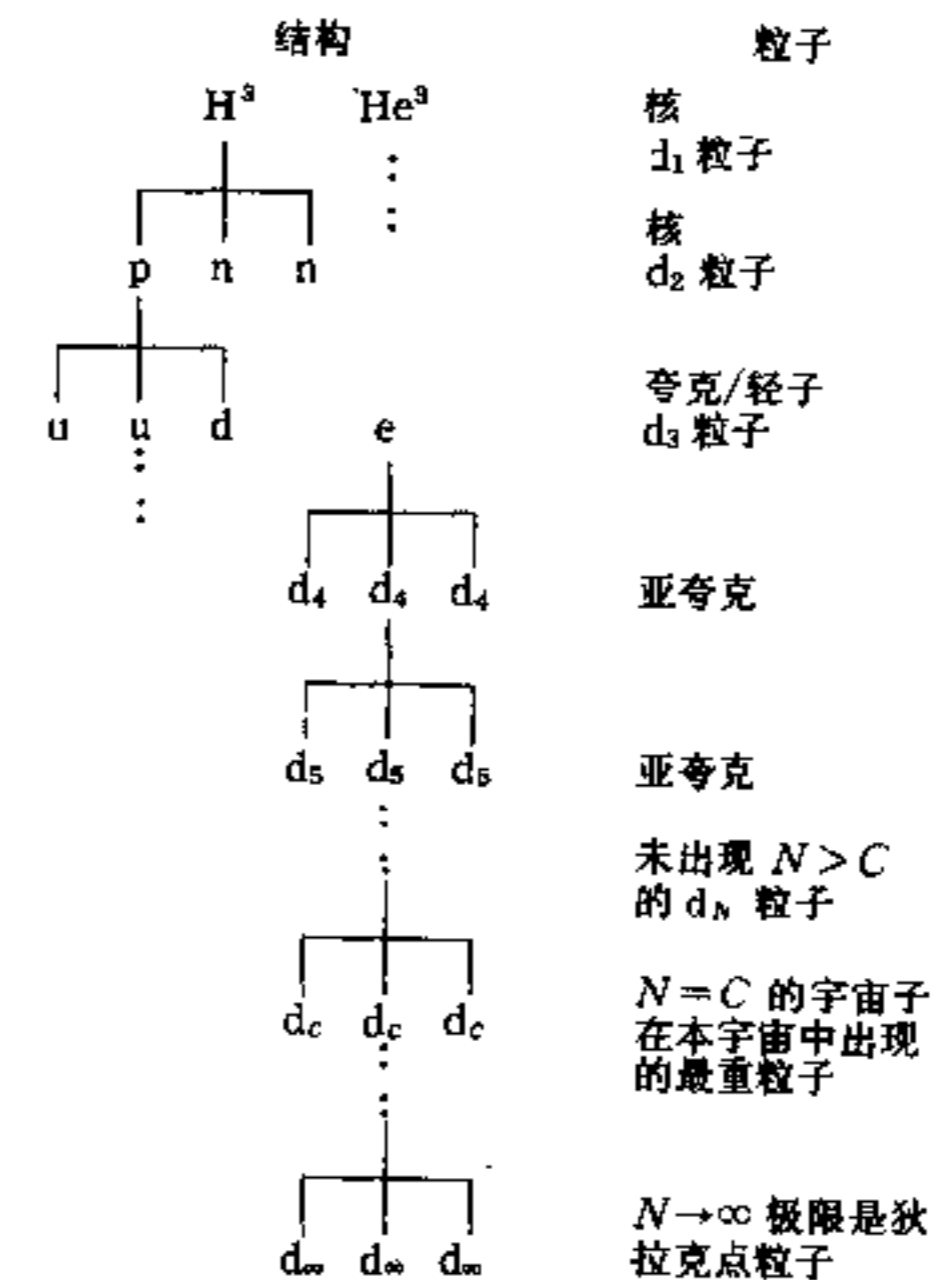


图9 近狄拉克粒子的氘核模型

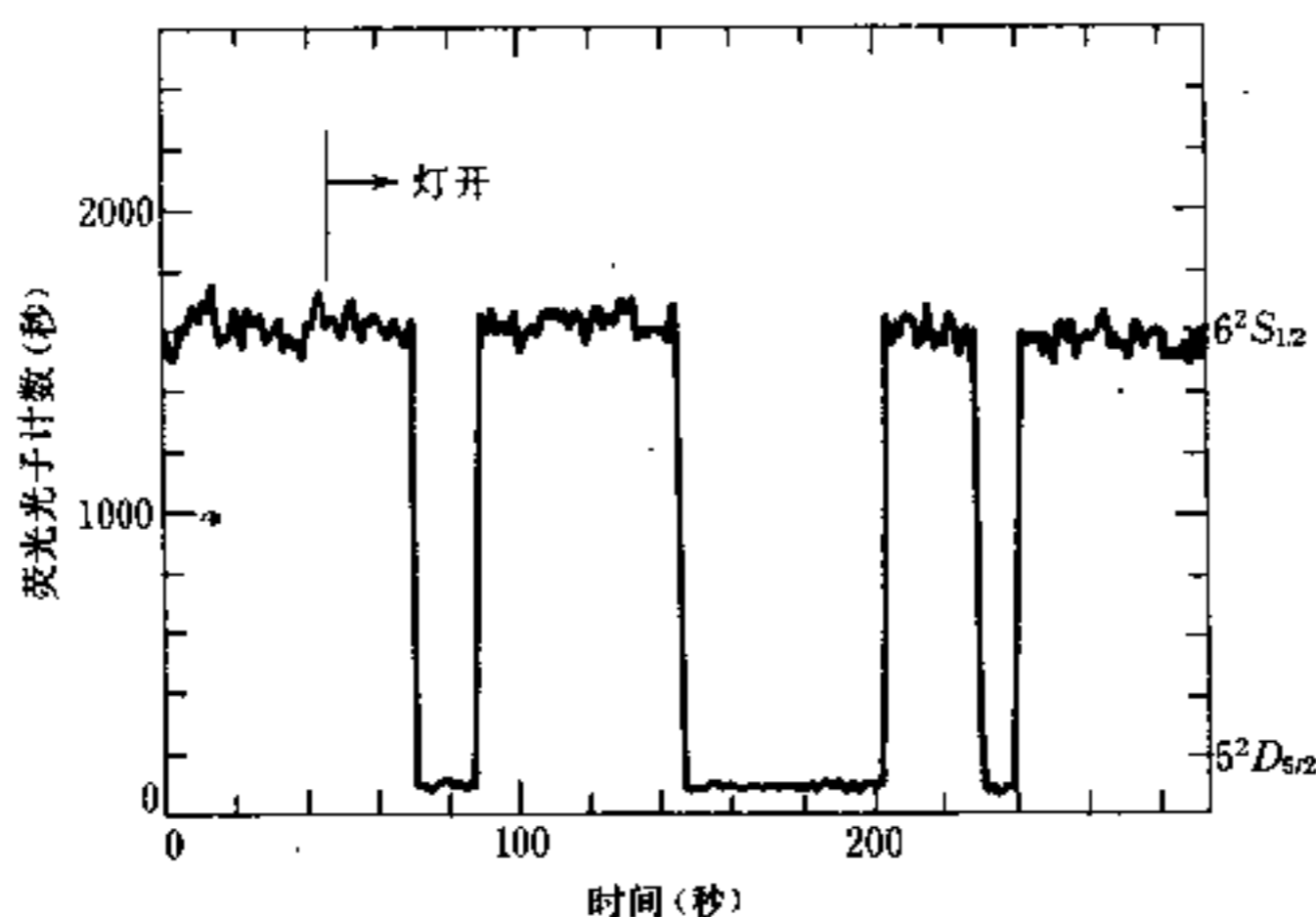


图 10 Ba⁺离子在亚稳定D_{5/2}能级上的自发衰变。用一个调谐到近乎其共振线的激光照射到离子上产生强共振荧光及一个易于探测到的光子计数每秒1600个。此后当一个辅助的弱Ba⁺谱灯开开时，这个离子就胡乱迁移到寿命为30秒的亚稳定D_{5/2}能级上并变得看不见了。存留在这个搁置的能级上平均30秒后它自发落到S_{1/2}基态上并重新变得可见了。此后这个循环重覆下去。

的质量 $3m_e$ ，几乎完全被强结合所补偿，从而给出一个总的相对论性质量等于观察到的电子质量。图8甚至可暗示另一壮观的推测：在图9中所提示的无限 $N \rightarrow \infty$ 回归中，更高质量，更小的亚-亚……组分 d_N 成为电子的组分。但是，这些更高级的亚夸克，仅实现到 $N=C$ 的宇宙子(cosmon)，这个宇宙子是宇宙中要出现的质量最大的粒子。在宇宙的开始时，一个单独的宇宙子-反宇宙子结合对或者寿命放宽的总相对性质量/能量近乎零的宇宙素原子态，从一个宇宙稀少物的亚稳定的Vilenkin(1984)的相对性能量为零的“一无所有”状态，在其自发量子跃迁中产生出来。与此类似，尽管屡见常见得多，近来观察到在一个俘获了的钡⁺离子如图10所示的量子跃迁。在这一情况中，这个体系也从一个态(离子在亚稳的D_{5/2}能级不加光子)跃迁到一个总能量相同的新态(离子在S_{1/2}基态加上光子)。在这里引进的“宇宙素原子”仅仅是Lemaître的“原始原子”或世界-原子的现代化说法，它的爆炸式放射性衰变产生了宇宙。在世界开始时，这个短寿命的宇宙素原子衰变到一个早期的重力支配的标准大爆炸态，这个态最后发展成一个静质量能量、动能及牛顿重力势能加在一起为零的状态。这个电子是比宇宙子复杂得多的粒子。它是 3^C 个类似于宇宙子的 d_e 所组成，但是仅两个这类型的粒子形成宇宙素世界-原子，从它再跳出宇宙来。作为结束，我愿引用William Blake的一句：

“在一粒沙中去看一个世界……”

并暗示想得到的对比：

“在一个电子中去看各个世界……”

- [1] Brodsky, S.J., and Drell, S.D., "Anomalous Magnetic Moment and Limits on Fermion Substructure", *Phys. Rev. D* **22**, 2236 (1980)
- [2] Dehmelt, H. (1983) "Stored Ion Spectroscopy", in *Advances in Laser Spectroscopy*, F. T. Arecchi, F. Strumia & H. Walther, Eds., Plenum, New York
- [3] Dehmelt, H. (1988a) "Single Atomic Particle Forever Floating at Rest in Free Space: New Value for Electron Radius", *Physica Scripta* **T22**, 102
- [4] Dehmelt, H. (1988b) "New Continuous Stern-Gerlach Effect and a Hint of 'The' Elementary Particle", *Z.Phys. D* **10**, 127-134
- [5] Dehmelt, H. (1989a) "Geonium Spectra* Electron Radius* Cosmon", in *High Energy Spin Physics*, 8th International Symposium, K.Heller, Ed. (AIP Conference Proceedings No. 187, New York) p.319
- [6] Dehmelt, H. (1989b) "Triton, ...electron, ...cosmon...: An infinite regression?", *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **86**, 8618-8619
- [7] Dehmelt, H.(1990) "Less is more: Experiments with an Individual Atomic Particle at Rest in Free Space", *Am. J. Phys.* **58**, 17
- [8] Gabrielse, G., Dehmelt, H., and Kells, W. (1985) "Observation of a Relativistic, Bistable Hyster-