

光磁共振预习报告

舒星宇 201632600237

1 实验背景

光磁共振亦称为光泵磁共振，其基本思想是利用光泵抽运方法来研究气态原子基态及激发态精细和超精细结构塞曼能级间的磁共振。由于气态样品的浓度比液态和固态样品低几个数量级，能级间的共振信号非常微弱，所以一般的磁共振技术(即直接探测原子对射频量子的吸收)很难达到测量要求。光磁共振采用了光探测方法，即利用光电探测器探测共振区的原子对光量子的吸收，由于光量子能量是射频量子能量的 $10^6 \sim 10^7$ 倍，因此该方法大大提高了磁共振的探测灵敏度。光磁共振成为当今研究原子内部结构的一项重要技术，其对原子的磁矩和 g 因子、能级结构和寿命以及原子间相互作用等的认识和研究产生了巨大的推动作用。

2 实验原理

铷原子是一价碱金属原子，天然铷中主要包含两种同位素 85Rb 以及 87Rb ，其中 85Rb 占百分之 72.15， 87Rb 占百分之 27.85，铷原子基态 $52\text{S}_{1/2}$ ，最低激发态是双重态 $52\text{P}_{1/2}$ 以及 $52\text{P}_{3/2}$ ，这是由电子轨道角动量 PL 和自旋总角动量 PS 耦合产生的精细结构，由于是 LS 耦合，电子总角动量量子数 $\text{J}=\text{L}+\text{S}, \dots, \text{L}-\text{S}$ 。因为铷的基态电子轨道量子数 $\text{L}=0$ ，自旋量子数 $\text{S}=1/2$ ，则 $\text{J}=1/2$ ，最低激发态 $\text{L}=1$ ， $\text{S}=1/2$ ，则 $\text{J}=1/2$ 和 $3/2$ 。5P 到 5S 能级之间的跃迁产生铷原子主线系的第一线，其中 $52\text{P}_{1/2}$ 到 $52\text{S}_{1/2}$ 之间的跃迁产生波长为 794.8nm 的 D1 线， $52\text{P}_{3/2}$ 到 $52\text{S}_{1/2}$ 之间的跃迁产生波长为 780.0nm 的 D2 线。

当核自旋 $\text{I}=0$ 时，原子价电子 LS 耦合后总角动量 PJ 与原子总磁矩 μ_{J} 的关系为 $\mu_{\text{J}} = -g_{\text{J}} \mu_{\text{B}} \text{J}$ ， $g_{\text{J}} = 1 + (\text{J}(\text{J}+1) - \text{L}(\text{L}+1) + \text{S}(\text{S}+1)) / 2\text{J}(\text{J}+1)$

由于铷原子的核自旋不为 0，核自旋角动量 PI 和电子的总角动量 PJ 耦合得到原子的总角动量 PF 。由于是 JJ 耦合，原子总角动量量子数 $\text{F}=\text{I}+\text{J}, \dots, |\text{I}-\text{J}|$ 。 87Rb 的 $\text{I}=3/2$ ，基态有 $\text{F}=2$ 和 $\text{F}=1$ ， 85Rb 的 $\text{I}=5/2$ ，基态有 $\text{F}=3$ 和 $\text{F}=2$ 。通常把 F 量子数表征的能级称为超精细结构能级，耦合后原子角动量 PF 和总磁矩 μ_{J} 的关系为： $\mu_{\text{F}} = -g_{\text{F}} \mu_{\text{B}} \text{F}$ ， $g_{\text{F}} = g_{\text{J}} (\text{F}(\text{F}+1) + \text{J}(\text{J}+1) - \text{I}(\text{I}+1)) / \text{F}(\text{F}+1)$

$I(I+1))/2F(F+1)$ ，在磁场中，原子的超精细结构能级产生塞曼分裂，分裂后能级磁量子数 $m_F = F, F-1, \dots, -F$ ，一共 $2F+1$ 个能级间隔基本相等的塞曼子能级。

在热平衡状态下，铷原子各子能级上的粒子数都遵从玻尔兹曼分布，即 $N = N_0 e^{-(E/kT)}$ ，由于各塞曼子能级的能量差非常小，各能级上的粒子数近似相等，因此用射频电磁场诱导子能级间的共振跃迁时，很难检测出原子的这种磁共振跃迁。为使系统由热平衡状态向非热平衡状态转变，A.Kastler 引入了光抽运方法，用圆偏振光激发铷原子，使塞曼子能级间的粒子差数比玻尔兹曼分布形成的粒子差数大几个数量级，造成铷原子的偏极化。

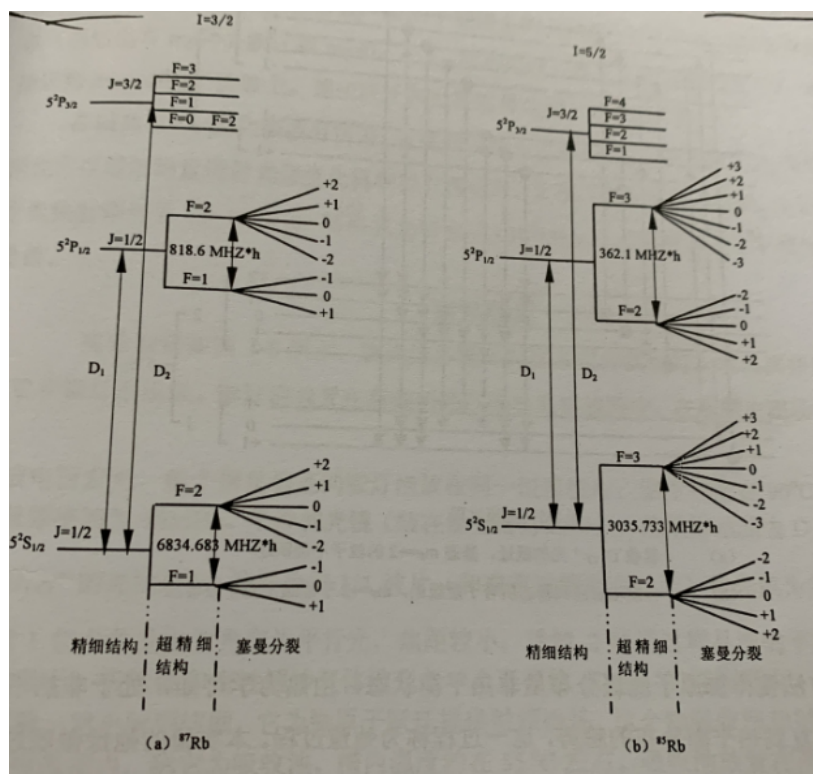


图 1 处在磁场中铷原子的能级示意图

光抽运的基础是光子和原子之间的相互作用，光激发铷原子时，可看作光的电场部分在起作用。当用左旋偏振光(即 $D1\sigma^+$ 光)照射气态铷原子时，根据光跃迁选择定则， $\Delta F = 0, \pm 1$ ， $\Delta m_F = 1$ ， ^{87}Rb 的 $5^2S_{1/2}$ 和 $5^2P_{1/2}$ 态的塞曼子能级的 m_F 最大值都为 2，因此不能激发基态中 $m_F=+2$ 能级上的原子向上跃迁，而基态其余能级则可吸收 $D1\sigma^+$ 光而跃迁到激发态 $5^2P_{1/2}$ 的各塞曼子能级上。当从激发态 $5^2P_{1/2}$ 向基态 $5^2S_{1/2}$ 自发跃迁时，选择定则为： $\Delta F = 0, \pm 1$ ， $\Delta m_F = 0, \pm 1$ 。原子几乎以相同的几率回到基态 $5^2S_{1/2}$ 的各子能级上，其中

包括 $m=2$ 的能级，如图 2 所示。当经过多次光激发和原子自发辐射后，大量原子被抽运到 $m=2$ 的塞曼子能级上，造成了塞曼子能级上的粒子数非热平衡分布，即原子的偏极化。

同理，当用右旋偏振光(即 $D1\sigma^-$ 光)照射气态铷原子时，大量原子被抽运到 $m_F=-2$ 的塞曼子能级上。由于 σ^+ 和 σ^- 对光抽运效应有相反的作用，当用线偏振光(即等量的 σ^+ 和 σ^- 光的叠加)照射铷原子时，原子虽对光有强烈的吸收，但无法实现原子的偏极化，即无光抽运效应；当用椭圆偏振光(即不等量的 σ^+ 和 σ^- 光的叠加)照射铷原子时，光抽运效应较圆偏振光要小；当用 π 光(π 光的电场强度矢量与产生塞曼分裂的磁场方向平行)照射铷原子时，亦无光抽运效应。

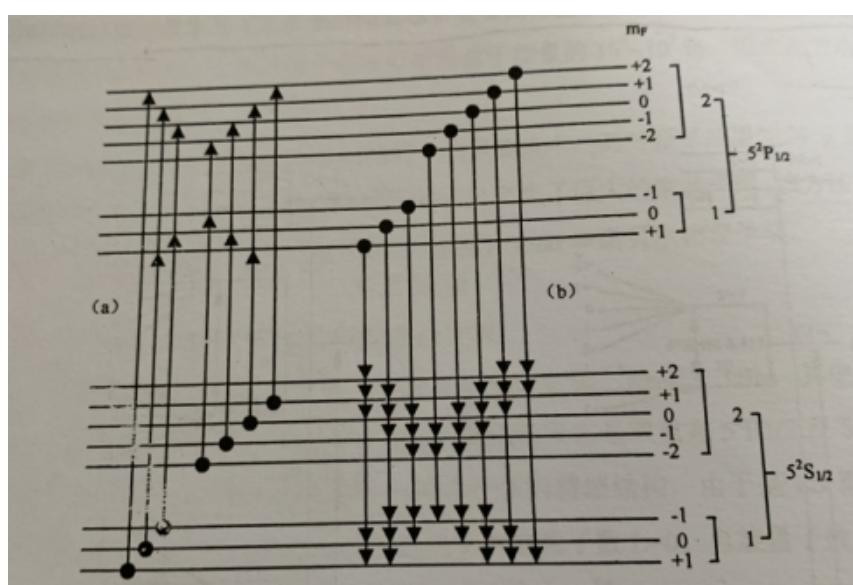


图 2 光泵过程

光抽运方法使得铷原子能级分布呈非热平衡状态，由热力学可知，处于非热平衡分布的状态总有恢复到热平衡分布的趋势，这一过程称为弛豫过程。本实验的弛豫微观过程比较复杂，一般只考虑两个过程：

1、铷原子与容器壁的碰撞：这种碰撞会导致塞曼子能级之间的跃迁，使铷原子能级分布由光抽运效应造成的非热平衡分布状态向热平衡分布状态恢复，失去偏极化。

2、铷原子之间的碰撞

这种碰撞导致自旋—自旋交换弛豫，当使塞曼子能级分裂的外磁场为零时，自旋—自旋交换作用使得子能级简并，使原子恢复到热平衡分布而失去偏极化。

通常我们采用在样品包中充入缓冲气体(如氮气)的方法来减少以上两种碰撞,保持系统能级的非热平衡分布。由于缓冲气体的分子磁矩很小,铷原子与缓冲气体的碰撞对原子磁能态扰动几乎可以忽略,对原子偏极化影响极小。但是缓冲气体不可能完全抑制子能级之间的跃迁,不可能把粒子全部抽运到 $m_F=2$ 的子能级上,由实验可知,充入缓冲气体后,弛豫时间为 10^{-2} s 数量级。

原子物理中原子总磁矩 μ_F 与外磁场 B_0 相互作用的能量为 $E = -\mu_F B_0$ 相邻塞曼子能级的能量差为 $\Delta E = g_F \mu_B B_0$ 。如在垂直于恒定磁场 B_0 的平面加一射频场 B_1 , 当射频场的频率 ν 满足共振条件 $h\nu = \Delta E$ 。时, Rb 基态超精细塞曼能级之间将发生感应磁跃迁现象, 感应磁跃迁的选择定则是 $\Delta m = \pm 1$ 。因此被抽运到基态 $m_F=2$ 的子能级上的大量原子会吸收 B_1 的能量跃迁到 $m_F=1$ 态。(当然也有 $m=+1$ 跃迁到 $m=0$) 与此同时, 由于光抽运效应的存在, 铷原子又被抽运到 $m_F=2$ 的子能级上, 感应跃迁和光抽运将达到一个新的平衡。在磁共振时, 因共振信号很弱, 直接测量较为困难, 但由于共振时对 D1 光的吸收增加, 因此可以通过测量透射光强变化得到磁共振信号, 实现了磁共振的光探测。由于巧妙地将一个低频射频光子(1-10MHZ)转换成光光子(10^8 MHZ), 从而使信号功率增强了 7-8 个数量级。

3 实验问题与解答

3.1 85Rb、87Rb 原子, 发生磁共振对应能级的 g 因子

85Rb 发生磁共振对应能级的 g 因子为 $g_F=1/9$, 87Rb 发生磁共振对应能级的 g 因子为 $g_F=1/6$

3.2 光跃迁的选择定则, 光抽运现象

铷原子子能级间能量差很小, 相应的由玻尔兹曼分布所决定的子能级间原子数差额也很小, 可以认为, 原子在基态塞曼子能级间分布是均匀的。这样, 当用射频场去诱导这些子能级间的磁共振跃迁时, 当一个原子由下能级向上能级跃迁吸收一份射频能量, 就有另一个原子由上能级向下能级跃迁辐射一份射频能量。从宏观效果看, 没有电磁能量的净吸收或净发射。因而也无法检测出原子的共振跃迁, 本实验采用光频跃迁造成粒子数差的方法。即用光抽运来造成显著的粒子数差。从而从实验上检测出原子的共振跃迁。当入射到铷原子上的是左旋偏振的 D1 光, 即 $D1\sigma^+$ 光时, 根据理论推导可得到光跃迁的选择定则

为: $\Delta F=0, \pm 1$; $\Delta M_F= \pm 1$

因为 87Rb 的 $5^2S_{1/2}$ 态及 $5^2P_{1/2}$ 态的磁量子数 M_F 的最大值都是+2, 因而 $D1\sigma^+$ 光不能激发 $5^2S_{1/2}$, $F=2$, $M_F=+2$ 子能级上原子向上跃迁。而 $5^2S_{1/2}$ 其余能级上的原子能吸收 $D1\sigma^+$ 光跃迁到 $5^2P_{1/2}$ 各子能级上。由于 $D1\sigma^+$ 光的激发而跃迁到 $5^2P_{1/2}$ 态的粒子可以通过自发辐射退激回基态。当从 $5^2P_{1/2}$ 向 $5^2S_{1/2}$ 态自发辐射时, 原子几乎以相等的几率回到 $5^2S_{1/2}$ 态的各子能级上。包括 $F=2$, $M_F= +2$ 的能级。当经过多次激发和自发后, 大量原子被抽运到基态 $F=2$, $M_F=+2$ 的子能级上, 最后形成在各能级间的非均衡分布, (称偏极化)。造成了显著的粒子数差。

3.3 如何测量抽运时间和弛豫时间?

可以间接观察光抽运信号幅度的变化来进行分析。当光抽运信号达到最高值, 即代表光抽运达到了饱和, 此即光抽运时间。弛豫时间为平衡系统由于周围环境的变化或受到外界的作用将变为非平衡状态, 这个系统再从非平衡状态过渡到新的平衡态所需要的时间就称为弛豫时间, 所以也和光抽运时间一样, 弛豫时间也是下图达到饱和所需要的时间。

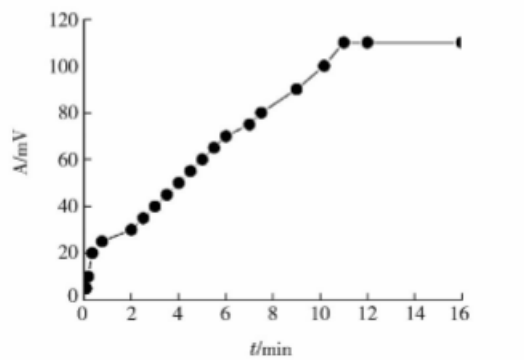


图 3 光抽运信号强度

由上图可以发现在弛豫达到饱和之前大概经历了两个过程。第一个过程对应灯温和池温的指示灯都没亮到只有灯温指示灯亮的过程, 在此过程中信号幅度增加的最快, 说明抽运光强随着灯温的升高而增大, 抽运光强和弛豫强度同时对抽运信号产生影响; 第二个过程中, 铷光灯已经稳定, 只有弛豫影响抽运信号的大小, 可以看出弛豫强度随时间基本线性增加。11min 以后, 灯温池温的指示灯都亮起来, 仪器进入稳定状态。信号幅度的大小反应了粒子数分布偏极化的大小, 揭示了对粒子分布产生影响的因素。

4. 当磁场达到零点时，原子为什么会失去偏极化？

当磁场达到零点，塞曼能级发生简并，也就是没有塞曼分裂现象，各个能级并成一个，光抽运不起作用，并且由于原子之间的碰撞导致其失去偏极化。