

光泵磁共振

余荫铠，赖睿然

中山大学 物理学院，广州 510275

实验信息

实验时间：2022 年 11 月 9 日星期三下午、2023 年 3 月 16 日星期三下午
实验地点：物理楼 327
实验人：余荫铠、赖睿然
指导老师：李潮锐

1 原理

光泵磁共振方法是由卡斯特勒等人于 20 世纪 50 年代初提出的，用于研究原子基态和激发态的细致结构。该方法在基础物理学研究、磁场的精确测量以及原子频标技术等方面有广泛应用。

铷原子具有一个价电子，主量子数为 5。基态为 $5^2S_{1/2}$ ，最低激发态为 $5^2P_{1/2}$ 和 $5^2P_{3/2}$ 双重态。塞曼效应导致超精细结构中的能级在外磁场中进一步分裂。原子总磁矩 μ_F 与外磁场 B 的相互作用能量为：

$$E = -\mu_F \cdot B = g_F m_F \mu_B B \quad (1)$$

其中， g_F 为朗德因子， m_F 为磁量子数。

在热平衡下，能级 E_1 和 E_2 上的粒子数之比 N_1/N_2 由能级差 ΔE 决定：

$$\frac{N_2}{N_1} = \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT}\right) \quad (2)$$

中山大学近代物理实验 (2023)

报告归属人

余荫铠

学号

20343078

通讯邮箱

yuyk6@mail2.sysu.edu.cn

个人主页

www.yykspace.com

© 余荫铠 2023.

本报告除了用作本人近代物理实验作业外，在其他场合放弃一切版权，可以随意转载、引用、借鉴，无需征求本人意见。转载、引用、借鉴引起的后果，不由本人承担。

光抽运利用偏振光改变原子能级的粒子布居数，使粒子布居数偏极化。例如， $D_1\sigma^+$ 光能使 ^{87}Rb 的 $m_F = +2$ 子能级上的粒子数增加。

弛豫现象使能级系统重新趋向平衡分布状态，其机制一般是原子之间或原子和周围物质碰撞并交换能量。在实验中，可通过加入缓冲气体、控制温度等方法降低弛豫现象的影响。

在光抽运产生的偏极化状态下，铷原子对入射光的吸收较少。当发生磁共振跃迁时，原子对入射光的吸收增大，透过样品的光强减弱。测量透射光强的变化可用于检测磁共振信号。投射到样品的圆偏振光既起抽运作用，又可通过透射光强变化检测磁共振信号。

通过共振条件

$$h\nu = g_F \mu_F B \quad (3)$$

可以测量朗德因子 g_F 。

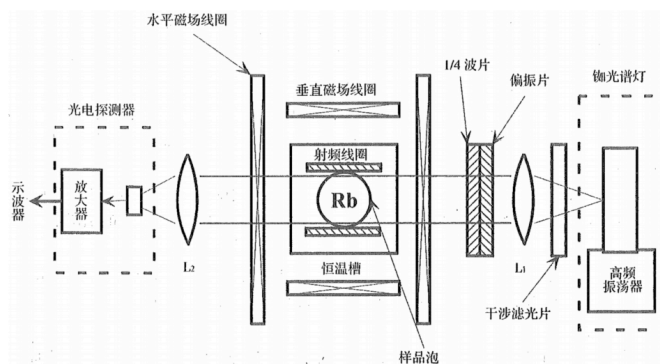


图 1. 主体单元包括抽运光源、样品和磁场、光信号检测。抽运光源由高频振荡器、控温装置和铷原子光谱灯组成，产生 D_1 线偏振光照射在样品泡上。样品泡内充有天然铷原子和缓冲气体，置于恒温槽中。两对亥姆霍兹线圈产生磁场，一对竖直线圈抵消地磁场垂直分量，另一对水平线圈产生直流磁场和调制扫场。光信号经透镜聚焦至光电探测器，转化为电信号。辅助设备包括辅助源、射频信号发生器、数字频率计和示波器，提供磁场励磁电流、射频信号和信号观测。

2 实验

在本实验中，我们采用方波磁场来观测光抽运信号，并通过改变线圈磁场研究了光抽运信号随磁场变化的特点。当竖直线圈磁场抵消地磁场垂直分量时，光抽运信号达到最大值。同时，我们记录了光抽运信号随垂直磁场和水平磁场变化的情况，并对实验数据进行了拟合分析。接着，我们观察了磁共振信号随水平磁场强度和方向的变化，在磁共振点附近的水平磁场强度下，研究了磁共振信号随扫场强度和方向的变化。通过测量磁共振对应的射频场频率 ν 和外磁场 B ，我们确定了 g_F 值。对同一磁共振信号的一组 (ν, B_P) 进行线性拟合，我们获得了 ^{87}Rb 和 ^{85}Rb 的实验结果。

我们所采用的实验装置主体单元的结构如图 1 所示。图中标示的垂直磁场线圈提供垂直偏置磁场以抵消地磁场垂直分量，水平磁场线圈亦如是。除偏置信号外，水平磁场线圈还可以叠加交变的扫场信号，以打开原子超精细结构的能隙，提供抽运条件。射频线圈提供磁共振条件。

水平线圈提供的磁场的大小可以用励激电流计算。根据本实验的仪器参数(见附录 B)，励激电流与中心磁场强度的关系为

$$B = 4.496 \frac{NI}{r} (\text{mGs}) \quad (4)$$

式中， N 为线圈每边匝数， I 为流经线圈的励磁电流强度， r 为线圈的有效半径。

3 光抽运相变的非平衡动力学

我们首先讨论光抽运现象产生的条件。一旦超精细能级的能隙打开，就会发生抽运，直至弛豫到平衡。为了持续观测抽运现象，我们使用方波扫场，使磁场方向来回反转，能级也就来回反转，(2) 中的布居数之比也就来回反转，布居数的平衡被破坏，于是就发生抽运。因此，从理论上讲，抽运现象可以被持续观测到的条件就是磁场方向反转。本质

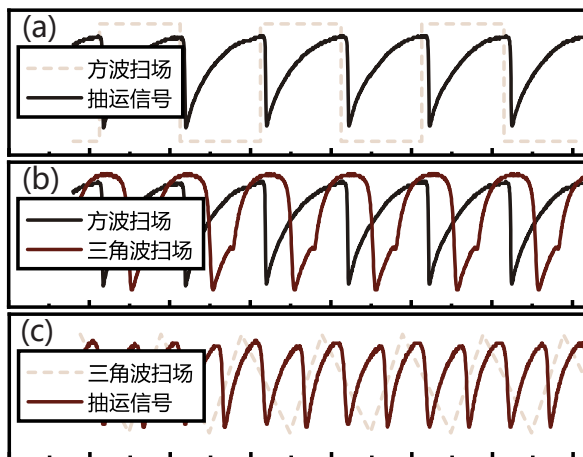


图 2. 在地磁场的水平分量和垂直分量已经抵消的前提下，(a)展示了方波扫场下的抽运信号，每个方波周期发生两次抽运。此时若将扫场信号改为三角波扫场，抽运信号也会发生变化，如(b)所示，三角波扫场并不是对称的扫场，因此(b)中三角波扫场下的抽运信号显然变形。用水平偏置场抵消三角波扫场的不对称性后的抽运信号即如(c)所示，每个三角波周期两次抽运。抽运信号指投射光的强度，强度降低表示光被原子吸收，即发生抽运。

上，磁场反转时，超精细能级关闭，这是一个 **1+0 维（时间 1 维，空间 0 维）** 的相变，原子从一个有序相转变为另一个有序相。光抽运现象就是这个相变的非平衡动力学过程。

在实验中，为使水平磁场线圈的扫场信号与总磁场一致，我们调节水平和垂直磁场偏置使得地磁场被抵消。此时，在图 2a 中的方波扫场就是总磁场。由图 2a 可见，每次磁场发生反转时，都产生抽运吸收峰。与理论预期一致。方波扫场的磁场反转总是瞬时发生的，因此我们可以看到图 2a 这样的抽运强度指数衰减的图像，这是抽运现象的弛豫过程。如果采用三角波扫场，磁场是连续变化过零点的，抽运现象由驱动相变的动力学描述，抽运强度与布居数比以及驱动速率有关。实验中我们采用的方波扫场信号是不对称的方波信号，在动力学相变中，来回两个方向的驱动速率并不相等（具体三角波波形如 2c 中是三角波扫场信号），此时来回两次相变时发生的驱动动力学过程也就不同，在图 2b 中我们可以明显地看到这一点：在一个扫场周期中，三角波扫场破坏了 Z_2 对称性。若直流偏置磁场不完全抵消地磁场分量，也可能会破坏 Z_2 对称性。但是同时给予不对称的三角波扫场和和非零的总磁场偏置， Z_2 对称性可以几乎得到恢复，使得一个周期内来回两个方向的驱动相变产生的抽运吸收峰大致相等，当然驱动动力学过程还是稍有不同。不对称三角波扫场速率与直流偏置磁场的关系我们放在文末补充材料链接中。

下面我们讨论光抽运动力学对总磁场偏置条件的依赖。如图 3a 和 3b 所示，总磁场的垂直偏置会使抽运吸收峰降低而不会改变抽运信号的形态。这是因为垂直方向的磁场偏置并没有破坏沿光轴方向的 Z_2 对称性。注意图 3b 中三角波扫场下的无偏置我们是定义为最接近 Z_2 对称的状态，实际上此时的总磁场水平偏置并不为零。图 3c 和 3c 则显示了水平磁场偏置会直接破坏沿光轴方向的 Z_2 对称性，使得来回两次扫场的吸收峰形态不同，即对应的非平衡弛豫/驱动动力学过程不同。当水平磁场偏置较大，乃至一次来回扫场周期中只会经过一次能隙关闭点（零磁场点）甚至完全不会发生能隙关闭时，抽运信号甚至会消失。

此外，如果要用这种方法来测量地磁场，应当选用对称的方波扫场。调节垂直偏置

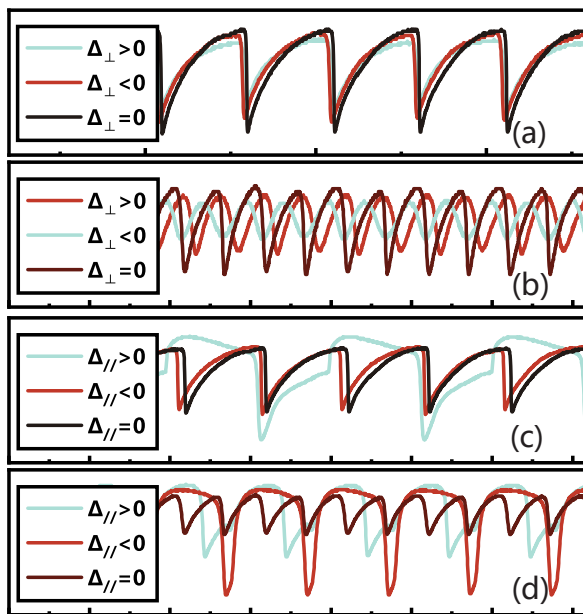


图 3. (a)和(b)展示了垂直偏置磁场对抽运信号的影响。(c)和(d)展示了水平偏置磁场对抽运信号的影响。其中(a)和(c)的抽运是方波诱导的，(b)和(d)的抽运是三角波诱导的。 Δ 表示的偏置是指总磁场的偏置， $\Delta = 0$ 意味着地磁场完全抵消。

以使得抽运吸收峰最大，可读得地磁场的垂直分量为 138.11 mGs。调节水平偏置以使得同一方波周期内的两次抽运信号对称，可读得地磁场的水平分量为 255.35 mGs。于是计算得中大的地磁场强度大小为 290.31 mGs。

4 光抽运-磁共振跃迁的平衡动力学

在垂直光轴方向加入射频场，磁共振条件由 (3) 决定。对于给定频率 ν 的射频场，只有水平磁场强度为 $B = \pm \frac{h\nu}{g_F \mu_B}$ 时才会发生强烈的共振吸收。这个条件与光抽运非平衡动力学所以来的条件是完全不同的，光抽运的弛豫现象只需要水平磁场方向发生反转即可发生。本质上，**磁共振并不是一种相变，磁共振吸收不是非平衡的，是一个受外界诱导产生的平衡态。**

观测磁共振现象本身不需要变化的磁场，但是使用在一定范围内（叠加了水平直流偏置的）连续变化的三角波扫场显然更容易满足磁共振条件，以便于观测磁共振现象。当三角波扫场速率足够慢时，我们可以认为扫场时的每一个磁场强度下系统都达到了平衡态，光吸收信号呈现了共振点附近的平衡动力学。注意方波扫场并不是好的选择，因为方波扫场叠加了水平偏置后也只是在两个离散的磁场强度值中反复跳动，并不利于触发共振条件（没有实现“扫”这一操作，而只是拿着“扫把”在两端来回“打游击”）。三角波扫场的办法虽然可以很容易观察到磁共振现象，但是对于测量而言，我们需要读取发生磁共振时的磁场强度，这在扫场方法中是一个瞬时值，并不能直接读取。在实验中我们采用“共振信号定位法”（^[1]称之为抽运信号定位法，这没有问题，但我们为了将这种平衡的光抽运-共振跃迁与非平衡的光抽运弛豫区分开来，选用了共振信号定位法这一名字。）测量朗德因子。这种方法实际上并没有真正读取发生磁共振时的磁场值，而是在

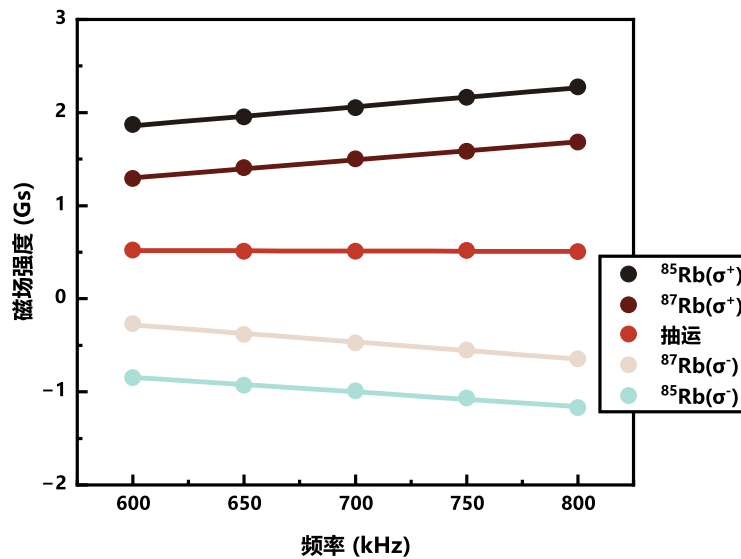


图 4. 光抽运现象所需的磁场强度与射频场频率无关。磁共振所需的磁场强度线性依赖于射频场频率，我们线性拟合得到 $^{85}\text{Rb}(\sigma^+)$ 、 $^{85}\text{Rb}(\sigma^-)$ 的斜率分别为 204 mGs/kHz、-184 mGs/kHz，而 $^{85}\text{Rb}(\sigma^+)$ 、 $^{85}\text{Rb}(\sigma^-)$ 的斜率分别为 191 mGs/kHz、-156 mGs/kHz。

磁共振发生时，调整水平偏置使光吸收信号呈现某一固定的形态（比如单次吸收峰对准三角波的波峰或波谷，我们实验中选择的判断基准是一个扫场周期中出现两次对称的吸收峰），认为此时直流偏置磁场强度 $\tilde{B}$ 与共振时的瞬时总磁场强度 B 只相差一个固定的值（包括地磁场的水平分量值，还有一个小于扫场幅度的固定值）。在测量朗德因子时，测量不同射频 ν 对应的 $\tilde{B}$ ，由 (3) 推知

$$\tilde{B} = \pm \frac{h}{g_F \mu_F} \nu + \text{const.} \quad (5)$$

这里 ν 前是线性系数也就对应图4中的拟合斜率。注意图4中抽运弛豫依赖的偏置磁场强度不随 ν 变化，根据上一节的讨论，我们这一偏置除了用于抵消地磁场外，还提供 $\mathbb{Z}_2$ 破坏以使得抽运吸收峰对称，我们大致认为这个偏置值就等于5中的固定偏差。该常数偏差并不影响斜率的拟合，最终我们测得朗德因子

$$g(^{85}\text{Rb}) = 0.37 \pm 0.02 \quad (6)$$

$$g(^{87}\text{Rb}) = 0.42 \pm 0.04 \quad (7)$$

最后我们需要说明，以上测量方法的前提是扫场速率足够慢（扫场时间远远大于弛豫时间），光吸收信号呈现了共振点附近的平衡动力学。然而从图2c中我们可以看到，实验中采用的扫场速率是很快，系统在扫场时来不及走完弛豫过程，因此我们观测到的仍是非平衡的动力学过程。在非平衡的条件下测量光抽运-磁共振跃迁的平衡动力学，这是该^[1]方法在实践上的致命问题。

补充材料

本报告的补充材料可以在 <https://www.yyk-space.com/cn/scholar.html> 中获取。

参考文献

[1] 李潮锐. 光磁共振实验的数据拟合方法[J]. 物理实验, 2004, 27(7): 3.

A 思考题

题 1 实验过程中如何区分光抽运与磁共振信号？如何区分 ^{87}Rb 和 ^{85}Rb 磁共振信号？

为了判断实验中的信号是纯光抽运信号还是磁共振信号，我们可以关闭射频电磁场并观察信号是否仍然存在。如果关闭射频电磁场后信号消失，那么这是磁共振信号；否则，它就是纯光抽运信号。至于区分 ^{85}Rb 和 ^{87}Rb 的磁共振信号，我们只需绘制 B-f 图像，如图 9 所示。因为 ^{85}Rb 的朗德因子较 ^{87}Rb 小，所以位于图中斜率绝对值较大直线上的点对应的信号就是 ^{85}Rb 的信号。

题 2 为什么实验测量中同一物理过程采用扫场不变且相同的磁共振信号定位方法可以满足 (ν, B_P) 的线性关系？

在实验中我们采用“共振信号定位法”（^[1]称之为抽运信号定位法，这没有问题，但我们为了将这种平衡的光抽运-共振跃迁与非平衡的光抽运弛豫区分开来，选用了共振信号定位法这一名字。）测量朗德因子。这种方法实际上并没有真正读取发生磁共振时的磁场值，而是在磁共振发生时，调整水平偏置使光吸收信号呈现某一固定的形态（比如单次吸收峰对准三角波的波峰或波谷，我们实验中选择的判断基准是一个扫场周期中出现两次对称的吸收峰），认为此时直流偏置磁场强度 $\tilde{B}$ 与共振时的瞬时总磁场强度 B 只相差一个固定的值（包括地磁场的水平分量值，还有一个小于扫场幅度的固定值）。在测量朗德因子时，测量不同射频 ν 对应的 $\tilde{B}$ ，由 (3) 推知

$$\tilde{B} = \pm \frac{h}{g_F \mu_F} \nu + \text{const.} \quad (8)$$

这里 ν 前是线性系数也就对应图 4 中的拟合斜率。注意图 4 中抽运弛豫依赖的偏置磁场强度不随 ν 变化，根据上一节的讨论，我们这一偏置除了用于抵消地磁场外，还提供 $\mathbb{Z}_2$ 破坏以使得抽运吸收峰对称，我们大致认为这个偏置值就等于 5 中的固定偏差。该常数偏差并不影响斜率的拟合。

以上测量方法的前提是扫场速率足够慢（扫场时间远远大于弛豫时间），光吸收信号呈现了共振点附近的平衡动力学。然而从图 2c 中我们可以看到，实验中采用的扫场速率是很快，系统在扫场时来不及走完弛豫过程，因此我们观测到的仍是非平衡的动力学过程。在非平衡的条件下测量光抽运-磁共振跃迁的平衡动力学，这是该^[1]方法在实践上的致命问题。

题 3 采用不同的磁共振信号定位方法影响朗德因子 g_F 的实验结果吗？

不影响，只改变 (8) 中的常数偏差。该常数偏差并不影响斜率的拟合。

题 4 如何理解曲线拟合方法在 $|B_P| < |B_S + B_{||}|$ 情形的合理性？曲线拟合所求得的截距的物理意义是什么？

不需要讨论这种情况的合理性。你问这个问题，本质上是区分光抽运弛豫的非平衡动力学和光抽运-磁共振的平衡动力学。当 $|B_P| < |B_S + B_{||}|$ 时，总磁场会在扫场时过零点，发生方向反转，会产生非平衡的抽运弛豫过程。而我们在测量磁共振信号时，要观测的是平衡态的光吸收信号（扫场速率足够慢，即扫场时间远远大于弛豫时间，光吸收信号呈现共振点附近的平衡动力学），在近平衡的前提下，非平衡的抽运弛豫信号不会被观测到。当然，在我们的实验中，扫场速率并不满足近平衡前提，因此该情况下我们会观测到一个三角波周期内出现了三次甚至四次吸收峰。

图4中抽运弛豫依赖的偏置磁场强度不随 ν 变化，根据上一节的讨论，我们这一偏置除了用于抵消地磁场外，还提供 Z_2 破坏以使得抽运吸收峰对称，我们大致认为这个偏置值就等于5中的固定偏差。该常数偏差并不影响斜率的拟合。

题 5 若磁场垂直分量不为零，实验结果如？

如图3a和3b所示，总磁场的垂直偏置会使抽运吸收峰降低而不会改变抽运信号的形态。这是因为垂直方向的磁场偏置并没有破坏沿光轴方向的 Z_2 对称性。

题 6 如何测量实验所在处的地磁场？请拟定实验步骤和结果分析方法。

我们已经测量了地磁场。选用对称的方波扫场，调节垂直偏置以使得抽运吸收峰最大，可读得地磁场的垂直分量为 138.11 mGs。调节水平偏置以使得同一方波周期内的两次抽运信号对称，可读得地磁场的水平分量为 255.35 mGs。于是计算得中大的地磁场强度大小为 290.31 mGs。

B 仪器参数

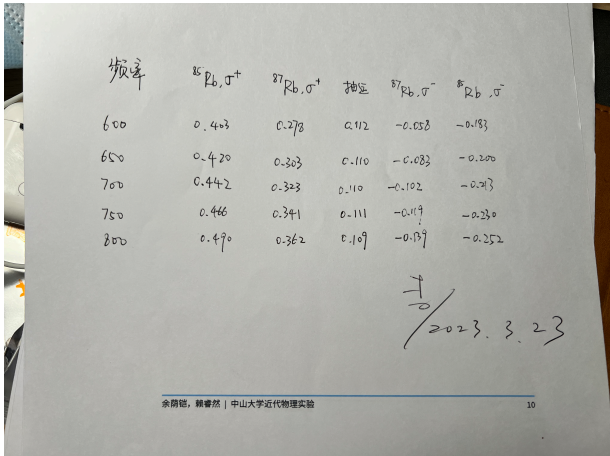
表 1. 实验设备

设备	参数
DH807A 型光泵磁共振实验仪	校号 30000-2874
AFG-2225 信号源	
Tektronix 示波器	100MHz 1GS/s
连续波核磁共振实验仪	型号 FD-CNMR-B

表 2. 光泵磁共振实验仪亥姆霍兹线圈参数

参数	水平场线圈	扫场线圈	垂直场线圈
线圈匝数	250	250	100
有效半径	0.2421m	0.2420m	0.1530m

C 教师签名



The image shows a handwritten table of data and a signature. The table has six columns: 频率 (Frequency), $\omega_{\text{Rb}, \sigma^+}$, $\omega_{\text{Rb}, \sigma^-}$, 抽运 (Pumping), $\omega_{\text{Rb}, \sigma^-}$, and $\omega_{\text{Rb}, \sigma^+}$. The rows correspond to frequencies of 600, 650, 700, 750, and 800. The data values are as follows:

频率	$\omega_{\text{Rb}, \sigma^+}$	$\omega_{\text{Rb}, \sigma^-}$	抽运	$\omega_{\text{Rb}, \sigma^-}$	$\omega_{\text{Rb}, \sigma^+}$
600	0.403	0.278	0.12	-0.033	-0.183
650	0.420	0.303	0.110	-0.033	-0.200
700	0.442	0.323	0.110	-0.102	-0.243
750	0.446	0.341	0.111	-0.117	-0.230
800	0.470	0.362	0.107	-0.137	-0.252

Below the table is a signature and the date 2023.3.23.

图 5. 预习报告和数据记录部分的教师检查签名。