

实验 D3 外腔式半导体激光器 (ECDL) 的相关实验

【实验目的】

1. 熟悉法布里—珀罗干涉仪的工作原理、结构、特点、调节和使用方法。
2. 掌握应用法布里—珀罗干涉仪测量 ECDL 的频率输出模式。
3. 熟悉光栅波长计的工作原理，应用波长计测量 ECDL 的频率输出模式。
4. 熟悉锂原子的多普勒吸收，并运用锂原子的吸收谱线校准波长计。
5. 掌握在锂原子吸收谱线附近实现最大的无跳模范围的调节。

【仪器用具】

表 D3- 1 实验用具

编号	仪器用具名称	数量	主要参数（型号，规格等）
1	Thorlabs SA200-5B 法布里—珀罗干涉仪	1	535-820 nm；自由频谱区 1.5 GHz； Finesse>200。
2	可调小孔光阑	2	量程大于等于 30 mW。
3	光功率计	1	671 nm 附近反射率大于 99%。
4	反射镜	5	带宽大于 100 MHz
5	双通道示波器	1	分辨率 0.1 pm
6	波长计	1	包含 Li-6 和 Li-7 双组分原子
7	锂原子蒸汽池系统	1	（50%，50%混合），光电探测器等
8	单模光纤耦合套件	1	

【实验安全注意事项】

1. 警告：使用的激光器输出功率达到了 class 3 级，能够对人眼带来永久的损伤，严禁任何激光直射入眼睛！！试验过程中需要佩戴保护眼镜。
2. 警告：在激光器开启后，严禁眼睛与激光平台一个高度，防止激光射入眼睛！严禁坐着，务必避免与激光在同一高度！
3. 警告：实验过程中严禁带任何手表、首饰等，防止激光反射。
4. 注意事项：不能用手触摸反射镜。调节镜座两个螺丝，必须配合一起调，不可只调一个螺丝，不可将某一个螺丝拧的过紧，也不可将螺丝拧的过松。在摆置光路之前，建议把螺丝的行程调节在中间，方便实验过程中调节。实验中需尽量避免用手直接接触镜片的光学面。若不小心触摸了光学表面，需尽快用镜头纸或擦镜布擦拭干净。
5. 实验结束后按照顺序放回元件盒。

【实验原理】

一、法布里-珀罗 (Fabry-Perot: FP) 干涉仪原理

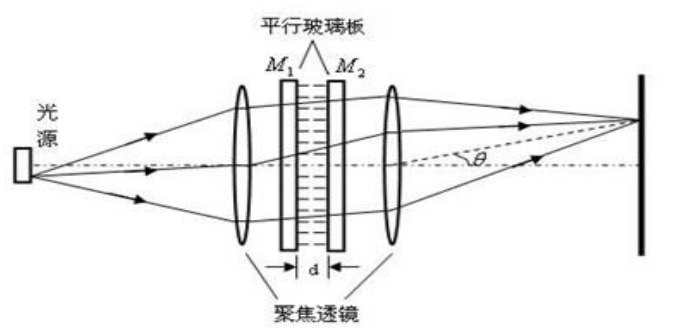


图 D3-1 法布里-珀罗干涉仪简图

最简单的法布里-珀罗干涉仪(如图 D3-1 所示)由两块平行放置的反射镜(玻璃板)M1、M2 组成。反射镜前后的两个透镜起准直的功能。反射镜的内表面镀有高反射率的反射膜以提高内表面的反射率。同时, 两块平板精确的保持平行。如果 M1、M2 之间的光程 d 可以调节, 则称为**扫描腔式**法布里-珀罗干涉仪, 反之, 如果是光的频率可以调节, 而腔长是固定的, 则称为**扫描光谱式**法布里-珀罗干涉仪。

干涉仪内多光束透射光干涉的强度为:

$$I_t = I_0 / [1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \sin^2 \frac{\delta}{2}] \quad (4)$$

式中 I_0 为入射光强, **锐度系数** (*coefficient of finesse*), 或称**精细度** $F = \frac{4R}{(1-R)^2}$ 。

当光的位相差 $\delta = 0, 2\pi, 4\pi \dots$ 时, 光强 I 有极大值 I_0 , 当 δ 为 π 的奇数倍时, 光强 I 有极小值:

$$I = \frac{(1-R)^2}{(1+R)^2} I_0 \quad (5)$$

因此, 反射率 R 越接近 1, 条纹的极小值越接近零, 则条纹的可见度越明显。 δ 与 I/I_0 的关系曲线见图 D3-2。当反射率 $R \rightarrow 0$ 时, 透射光强 I 与 δ 值无关, 几乎均为 I_0 , 分不出极大和极小值。当 $R \rightarrow 1$ 时, 在 δ 为 π 的偶数倍时出现极大值, 在 δ 稍偏离这些值时, 光强就会很快下降为零。因而法布里-珀罗干涉仪的反射镜 M1 和 M2 都做成高反射率的, 产生的多光束干涉条纹非常细锐, 在几乎全暗的背景上出现细锐的亮条纹。FP 干涉仪

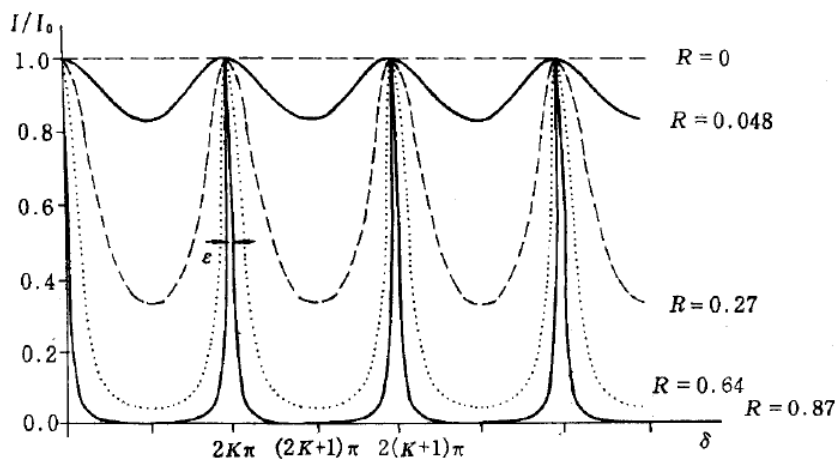


图 D3-2 不同反射率 R 时，输出光强与相移之间的关系

在**扫描腔式**法布里—珀罗干涉仪中，入射光的波长 λ 和入射角 θ 固定的，当调节它的距离 d 时（例如使用 PZT 调节腔长，压电陶瓷 PZT 的长度与外加电压成线性关系），相移 δ 也将 在 $0 - 2\pi$ 之改变，输出光强也将出现明暗周期性条纹。扫描腔式的工作模式将在激光器输出 频率模式的实验用到。

在**扫描光谱式**法布里—珀罗干涉仪中，距离 d 和入射角 θ 固定的，当调节输入光的波长 λ 时，相移 δ 也将 在 $0 - 2\pi$ 之改变，输出光强也将出现明暗周期性条纹。扫描光谱式的模式将 在锂原子吸收谱线和最大无跳模扫描中用到。

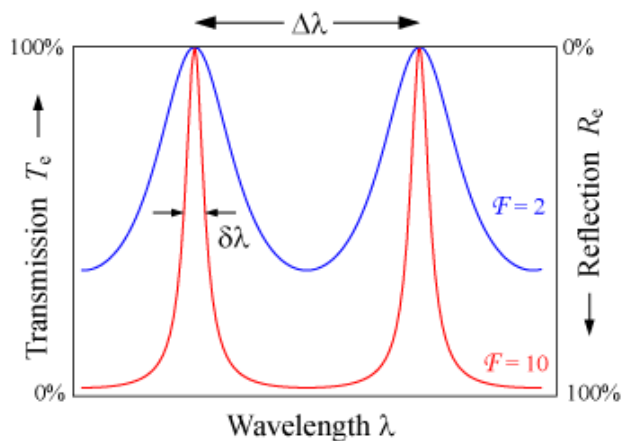


图 D3-3 显示的是扫描光谱式法布里—珀罗干涉仪的输出光强与输入光波长的变化

Thorlabs SA200 共焦扫描法布里-珀罗干涉仪的特点：

共焦腔 FP 干涉仪：即使离轴的入射光束与 FP 腔的光轴不平行，光束也可以在腔内进行一个来回，光程差大约为 $4d - 4h/3d$ ，其中 d 为反射镜之间的距离， h 为入射光进入腔内时到光轴的距离。只要光程差表达式中的第二项远小于光的波长，离轴的入射光可以看作同轴入射光束。光程表达式的第二项也会限制入射光束的直径。

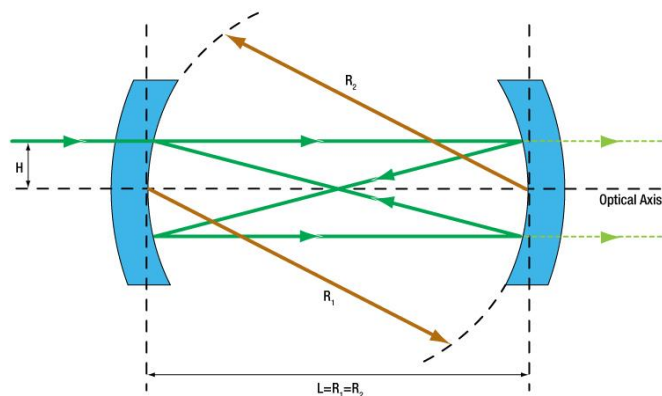


图 D3-4 共焦法布里-珀罗谐振腔的示意图。半径 $R_1 = R_2$ (棕色箭头) 的反射镜间距 L 等于反射镜半径。绿色实线表示在高度 H 处进入谐振腔的离轴输入光束的光线轨迹。绿色虚线表示由第二反射镜透射的光束。通过第一反射镜透射的光未示出。

实验中使用到的 Thorlabs SA200 共焦扫描法布里-珀罗干涉仪的 FSR 为 1.5 GHz。频谱显示出规则的等距模式结构，两个连续模式之间的间隔由 $c/4L$ 给出。如果不特别注意空间模式匹配，则抑制高阶模的可能性就很小。因此在两个连续的基模 (TEM_{q00} 和 $TEM_{q+1\ 00}$) 之间存在几个高阶模式，并且模式之间的等距间距使 FSR 等于 $c/4L$ 。为了说明高阶模的存在，Thorlabs 法布里-珀罗干涉仪的 FSR 给出的所有值均指所谓的共聚焦自由光谱范围 $\nu_{FSR, conf} = c/4L$ 。图 D3-5 中的箭头突出显示 $\nu_{FSR} = c/2L$ 和 $\nu_{FSR, conf}$ 之间的差异。沿着谐振腔的光轴仔细对准，并且对入射光进行近完美空间模式匹配，可以消除光谱中的所有其他模式。下图 4 显示了具有近完美模式匹配的配置。高阶模式仍然存在，但是比基模小。对准的进一步调整将最终区分光谱中的所有其他模式。

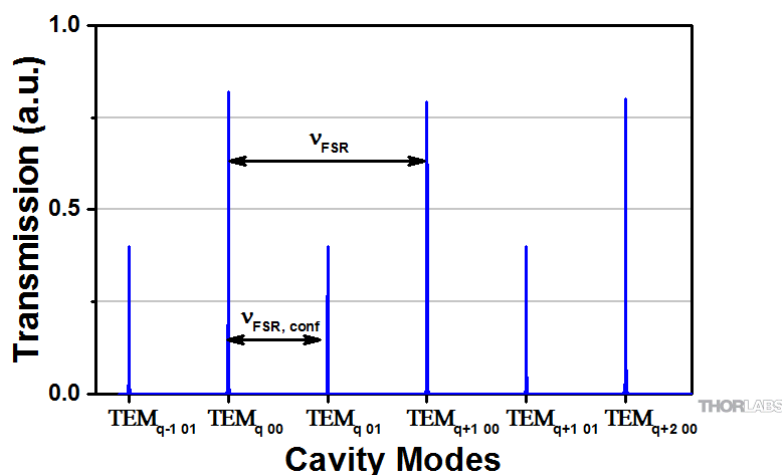


图 D3-5 具有近完美空间模式匹配的共焦谐振腔的光谱，由于仅激发基模，所有其他模式都被消除。TEM_{qmn} 标签仅表示在该特定频率下包含的一种模式。所有模式都是简并的，如本文所述，还有其他模式共享相同的频率。

二、外腔式半导体激光器 (External Cavity Diode Laser: ECDL) 原理

半导体激光器产生激光的机理，与气体和固体激光器基本相同，必须满足三个条件：对应能级间的粒子数反转，光学谐振腔，增益介质。这里将重点介绍谐振腔，因为它跟 FP 腔的频率选择的原理一样，同时也是 ECDL 单频输出的关键地方。ECDL 里面有两个腔，它们分别为激光器的内腔和光栅外腔。

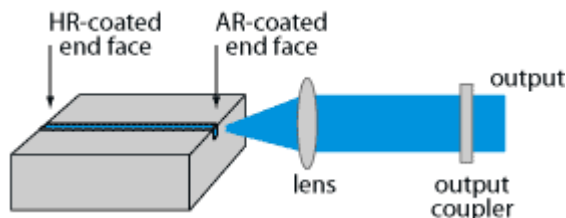


图 D3-6 半导体二极管激光器典型光学结构图

二极管式的半导体激光器的内腔是由半导体增益介质的自然解理面作为反射镜形成的。由于需要输出较大的光功率，它的反射率一般只有 30% 左右。同时根据 FP 腔的特点，当激光器的腔长 L (一般在 1 mm 量级) 较小时，激光器能够输出的光频率的 FSR 就越大，同时由于反射率 R 较小，它的精细度就较小，因此输出的激光频率特点如图 D3-8 的 internal mode 所示。

一般激光二极管的半导体激光器在没有外腔的配合下很难实现窄的单频输出。外腔的加入可以极大的缩窄其输出频率的宽度。

外腔结构与频率模式选择

在光反馈技术中，光栅外部反馈是简单而有效的方法。在 Littrow 方式的 ECDL 中，经光栅衍射后产生的 1 级衍射光直接沿入射光路反馈回激光器，0 级光作为输出光，其形状如图 D3-7 所示。ECDL 的外腔腔长非常大，远大于激光器内腔的长度，因此它的输出 external mode 的频率间距将远小于内腔的 internal mode，如图 D3-8 所示，

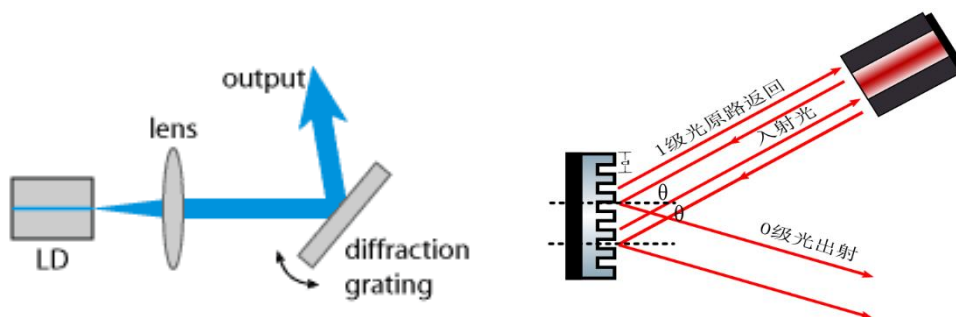


图 D3-7 Littrow 方式的 ECDL，反射式闪耀光栅衍射的光被反馈回去激光二极管形成的腔长非常大的外腔。一般 ECDL 的外腔的长度在 cm 量级。

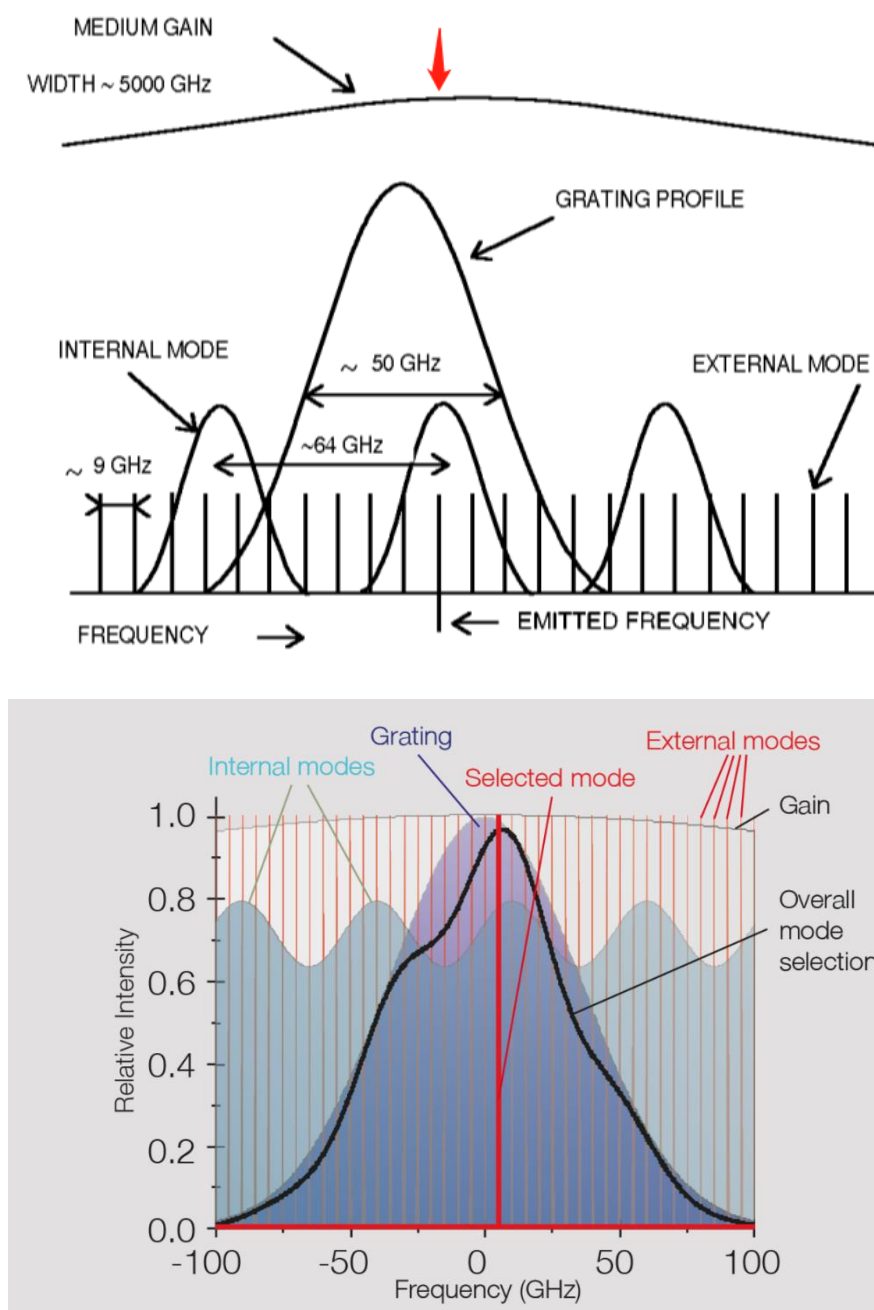


图 D3-8 ECDL 的输出增益与模式, overall mode selection: 总增益; selected mode: 被选择放大的模式; grating/grating profile: 光栅的反馈频率范围; internal modes: 内腔模式; External modes: 外腔模式; Gain: 半导体的增益 (~1000 GHz 量级)。上下两图表的同样的意思, 互为补充。

除了两个谐振腔的作用外, 光栅的频率选择功能也将限制激光器的输出频率范围。光栅的频率输出决定于其光栅方程, ECDL 中的光栅为 1800 线, 其效果如图 D3-8 中的 grating profile。

在多个频率限制的激光器中: 外腔、内腔、光栅反馈, 其最终输出由其总增益决定, 总增益 $G = \text{激光二极管增益} \times \text{二极管内腔选频} \times \text{光栅的增益} \times \text{外腔的选频}$ 。当激光器的多个

频率的总增益差不多时，激光器将会同时输出这些频率的光子，出现多模现象；反之，当其中一个频率对应的模式的总增益远远大于其他频率时，激光器输出光子的频率将主要集中在该频率，实现单模输出。因此调节 ECDL 激光的输出频率特性就需要调节上面涉及到的频率特性。

Grating profile 是由光栅方程决定，因此调节光栅的角度就可以实现 grating profile 的频率移动。ECDL 中光栅的反馈角可以通过 PZT 的电压调节。

Medium Gain 是激光二极管的增益介质，它通常具有一个非常宽的频率增益。它的中心增益的位置可以通过温度实现调节，同时它的大小可以通过电流改变。较高的电流可以实现更大的粒子数反转，从而产生更强的激光。

Internal mode 的改变可以通过电流带来的温度效应实现，电流的增加将带来微小的激光腔的温度升高，从而由于热胀冷缩带来腔长的改变。

External mode 的改变也主要是通过光栅的角度、二极管温度的变化或电流导致的温度变化实现。

因此要实现最佳的单模运行或最大的无跳模范围 (Mode Hopping Free Range: MHFR)，需要调节激光二极管的电流、温度以及光栅的角度。

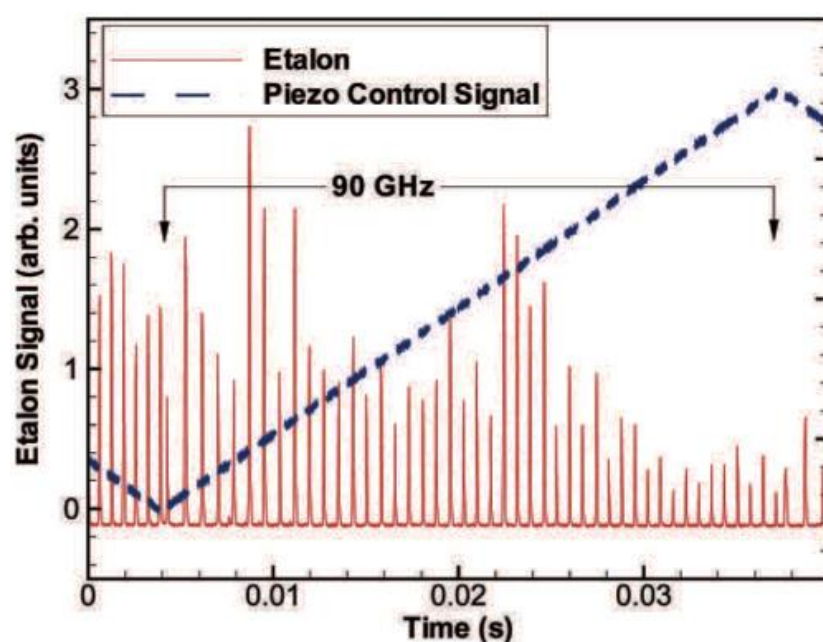


图 D3-9 宽的单模范围 MHFR 的 FP 腔输出的典型例子，这里激光频率是扫描的，FP 腔的腔长是固定的。

【实验前思考题】

1. 根据前面的 FP 腔和 ECDL 的原理简介，能否分别简单手绘出当激光器输出频率为单模、多模时的典型曲线？（提示：FP 腔需要工作在扫描腔模式下，采用三角波进行驱动）

2. 预习 Thorlabs SA200-5B FP 腔的连线和使用方法，包括 FP 腔的对准。.
3. 预习 Moglabs MWM 波长计的使用方法，包括单模光纤的耦合方法。

备注：第 2、3 思考题属于实验前预习，可以上网参考对应产品的手册、说明以及其他相关资料。预习不充足将会影响实验进度。假如对这些问题的预习有困难，可以留到第一次课程中跟老师一起讨论，然后再准备。

【实验内容及步骤】

以下所有的实验并不都具有详细的实验步骤！对于没有详细步骤的实验需要大家结合预习的知识，制定相关的实验的步骤！

一、 ECDL 激光器输出频率的单模的实现

1. 按照激光器使用说明书，先打开激光器电源，使激光器工作在适合的温度 20.0°C 。
2. 设置激光器的 PZT 控制电压 (DC) 和扫描电压 (AC) 为 0V；
3. 打开激光器 steady 按钮，将光功率计置于激光器的前方，从 0mA 缓慢增加激光器的输入电流至激光输出功率为 3 mW 附近（电流一般为 20 mA 左右）。注意：电流范围 0-55mA，严禁超过电流使用激光器！

采用 FP 腔和波长计的实验都需要做。

采用 FP 腔探测激光器输出的单模。

4. 耦合激光进入 FP 腔，调节耦合系统，实现最佳的耦合。

备注：1. 这个步骤需要结合预习的内容，制定相关的实验步骤。2. 假如激光器输出为多模，不方便 FP 腔的调节，可以稍微改变一点电流使得激光器输出模式发生变化。

5. 在 FP 腔的输出信号上得到典型的单模输出波形，记录实验结果。在没有实现最佳的耦合时会出现比 TEM_{q00} 和 $\text{TEM}_{q+1\ 00}$ 更高阶的模式。实验中需要记录最佳耦合的结果。并表明哪些时 TEM_{q00} 和 $\text{TEM}_{q+1\ 00}$ 模式。

采用波长计探测激光器输出的单模。

6. 耦合激光进入波长计的单模光纤，调节耦合系统，实现最佳的耦合。

备注：1. 这个步骤需要结合预习的内容，制定相关的实验步骤。2. 在耦合进入光纤的时候最好保留 FP 腔的耦合不变，因为后面的实验中 FP 腔和波长计都必须同时用到。

7. 在波长计的输出信号上得到典型的单模输出波形，记录实验结果。

8. 实现激光器的单模输出后，研究激光器电流、PZT 的 DC 驱动电压对单模输出的影响，记录数据。然后对数据进行简单的分析。

备注：1. 推荐激光器的电流变化的步进值 0.5 mA，改变范围 10 mA 以内。2. PZT 的 DC 电

压的步进值 1 V，改变范围 15 V 以内。3. 注意改变 PZT 的 DC 电压时，激光器的电流改变，记录相关数值。分析为什么。

9. 在做第 8 步的时候需要同时记录波长计的读数，然后分析激光器的输出波长随激光器电流、PZT 的 DC 驱动电压的变化规律。
10. 改变激光器的温度，记录波长计的读数变化。温度的改变步进值 0.1℃，范围 1℃。温度的最小值 19℃，最大值 24℃，激光器的温度不能超过这个数值！最后分析激光器温度对波长的影响。
11. 结合上面激光器电流、PZT 的 DC 电压以及温度对激光器输出频率模式、波长的影响，分析应该如何实现激光输出频率的单模变化，以及如何在指定波长附近实现激光频率单模的调节。

预计到这里需要 8 个小时的实验时间，争取在第一次课内完成。在下次课程之前，先预习附录中“锂原子蒸气室”的相关内容，完成下面的实验前思考题。

【实验前思考题】根据大家学到的原子物理的知识，手绘简单的锂原子的多普勒吸收曲线图。实验使用的 50% Li-7 和 50% Li-6 混合的原子蒸气室。锂原子的吸收谱线如下图。

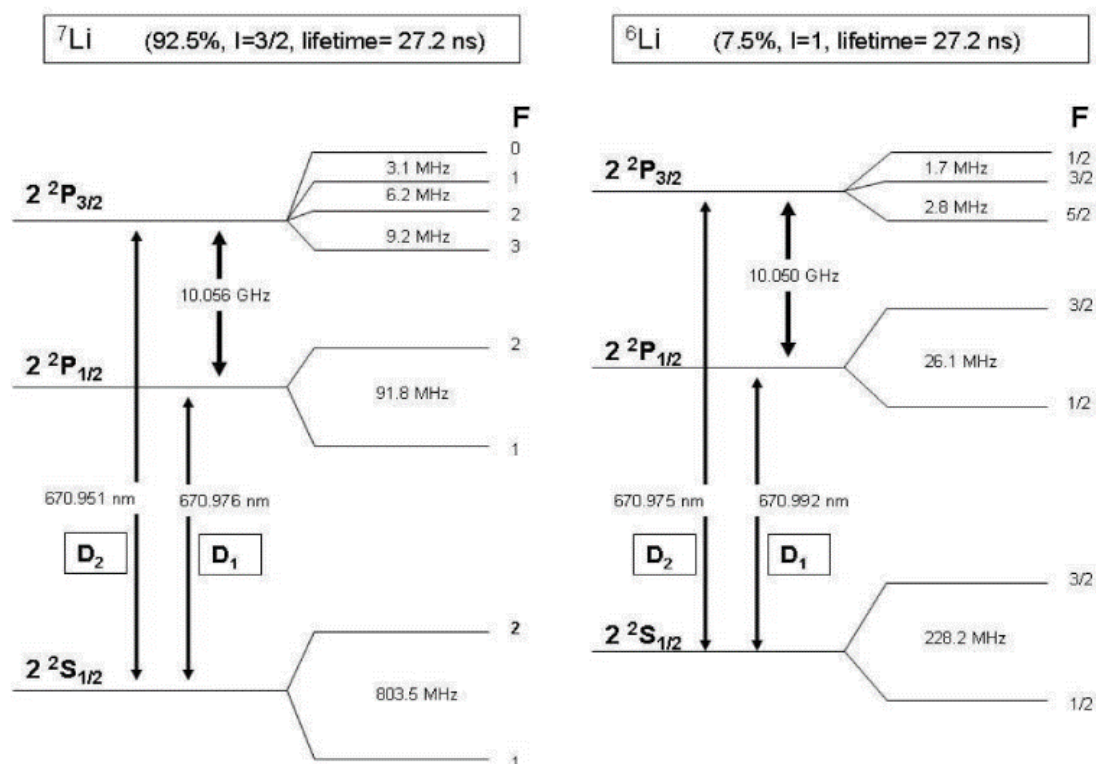


图 D3-10 Li 原子能级图

二、锂原子多普勒吸收的探测以及波长计的校准

光路调节：使激光能按照光路图进入到光电探测器中，调节 1/4 波片来调节光的偏振，使

经过偏振分光棱镜后最终进入到光电探测器中的光斑达到最亮，调节光电探测器，使进入到光电探测器的幅值不超过 10V（2-8V 之间最好，通过示波器读出幅值）。

1. 打开原子蒸气室电源按钮，设置温度（每台装置的温度条件不同，建议实际温度在 350-370 之间，**根据实验中吸收强弱调节!**），将装置进行加热；
2. 使得激光器工作在单模信号，缓慢调节电流和 PZT 的电压（也可适当调节温度），调节激光器的频率到 Li-6 或 Li-7 原子的 D1 或 D2 吸收波长；
3. 将光电探测器连接到示波器上，使用将激光器前面板的 Scan 端（可调出三角波），打开示波器及光电探测器；

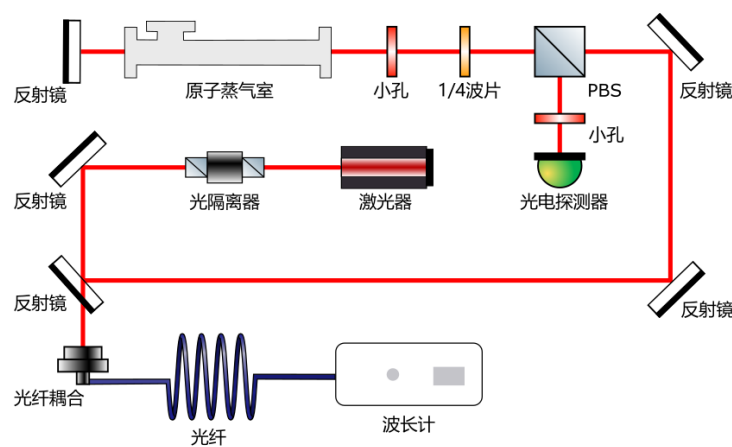


图 D3-11 Li 原子饱和吸收光路图

Hint: 原子炉工作在 350℃ 附近，根据光的吸收率来调节。

4. 增加激光器的频率扫描范围，得到多普勒吸收谱线，在示波器上记录数据。**备注：**这里必须先在 Li 原子的吸收谱线附近实现足够宽的无跳模单模扫描（Mode Hopping Free Range: MHFR），这样才能得到较好的多普勒吸收曲线。
5. 本实验要求得到全部的锂原子的 D line 的多普勒吸收曲线，包括 Li-6 原子的 D1 和 D2、Li-7 原子的 D1 和 D2。记录数据，同时记录吸收的谱线的中心波长。
6. 根据记录的多普勒吸收数据，拟合和推算出谱线的吸收的中心波长，分析中心波长与理论波长的差别，分析误差。
7. 如果波长计读数与理论数值相差较大，可以考虑使用理论波长校准波长计的读数。（**选做!**）

三、 测量 F-P 干涉仪的精细度以及激光线宽的测量（**选做!**）

测量 F-P 干涉仪的精细度

1. 在调节好法布里-珀罗干涉仪后，增大法布里-珀罗干涉仪的扫描电压，直至示波器上出现双峰。
2. 测量双峰的时间距离 T ，记录数据。
3. 调节示波器，选定其中一个峰，测量其半高宽时间 δt ，记录数据。
4. 根据公式 $F = \frac{1.5 \text{ GHz}}{T} \delta t$ ，计算得到法布里-珀罗干涉仪的精细度 F 。
5. 重复上述测量 8 次，记录数据

激光线宽的测量

1. 停止法布里-珀罗干涉仪的扫描。
2. 慢慢的调节法布里-珀罗干涉仪的偏置电压到一个峰的半高宽。
3. 分别测量 100ms、1 s 时间内示波器上电压的波动。并分析和记录它的有效值 V_{rms} 和标准差 ΔV 。线宽估算公式为 $\Delta f = \Delta V / 2V_{rms} \times FSR / F$ 。
4. 根据测量结果，分析激光器的线宽。
5. 重复上述测量 10 次，分析结果。

【思考题】

在实验报告中，分析实验过程中记录的数据和现象，对相关实验结果进行误差分析。另外，如果可以，也并提供实验收获和建议。

【参考文献】

1. P. W. Milonni and J. H. Eberly, *Lasers* (John Wiley & Sons, Inc., 1988) p. 302.
2. P. Ehlers, *Further Development of NICE-OHMS*, Ph.D. thesis, Umeå University, Sweden, 2014.
3. Tory “Hyperfine studies of Lithium vapor using saturated absorption spectroscopy”, Bachelor Thesis of Arizona University
4. J. Li “Sub-megahertz frequency stabilization of a diode laser by digital laser current modulation” Applied Optics
5. Toptica Application “Diode Laser Locking and Linewidth Narrowing”

【附录】

这里将主要介绍实验中使用到的一些重要的工具，第一个为光栅波长计，另外一个为锂原子蒸气室。

除此之外，还会增加一些重要公式的推导作为参考。

一、MOGLabs MWM 光学波长计

为了方便大家预习，下面是精选来自 MWM 使用说明手册的简化版本，如需更详细内容建议参考说明手册（涉及 PID 的章节可以不用看）。

The MOGLabs MWM optical instrument is a high resolution diffraction grating spectrometer in Littrow configuration. Optical interference creates an image of a singlemode fibre core at a wavelength-dependent position on a semiconductor imaging sensor. The image is digitised at high spatial resolution and with high dynamic range and speed. The wavelength spectrum is determined from the digitised image and a fitting procedure determines the peak wavelength. It provides picometre (0.001 nm) accuracy and picowatt sensitivity, with up to 1250 readings per second. The relative accuracy, for example in measuring the difference between two laser wavelengths, is around 10 MHz (0.01pm).

The MWM must be coupled to the light source via a single-mode optical fibre. Multimode fibre is not suitable. The instrument sensitivity is very high and so the fibre mode diameter need not be well matched; for example, a 480 nm fibre can be used to measure 780 nm light and vice versa, though best accuracy and stability are achieved if the fibre is matched to the wavelength. Fibres with FC/PC (preferred) or FC/APC connectors can be used, and standard or polarisationmaintaining fibre.

Note: Your device has been configured and calibrated using a fibre with either FC/PC or FC/APC connector, usually with FC/PC at the wavemeter. Please refer to the test data provided with your device. If you use a different connector type, you will need to reconfigure and recalibrate.

Caution: The fibre tip is an integral part of the instrument. Unclean or damaged fibre tips will give unsatisfactory results.

Wavelength The calculated wavelength of the highest peak. The wavelength is measured in ambient conditions (air temperature and pressure) and converted to vacuum equivalent wavelength, frequency or wavenumber by selecting the appropriate units. The width of the highest peak is also shown, or (by clicking on the number) the statistical uncertainty of the wavelength measurement.

Camera gain adjust Select electronic gain on imaging sensor (1x, 2x, 4x, 8x, 16x). Allows faster measurement with extremely weak signals. For best results use higher power to keep exposure times below 1 ms at 1x gain.

The wavemeter relies on the precise location of the fibre core. Some fibre patchcords (e.g. Diamond Fibre Optics) have highly repeatable fibre core locations, but most require some correction. Also changing between PC and APC terminations requires correction. The corrections are determined by taking a full sensor image and finding the appropriate diffraction spots.

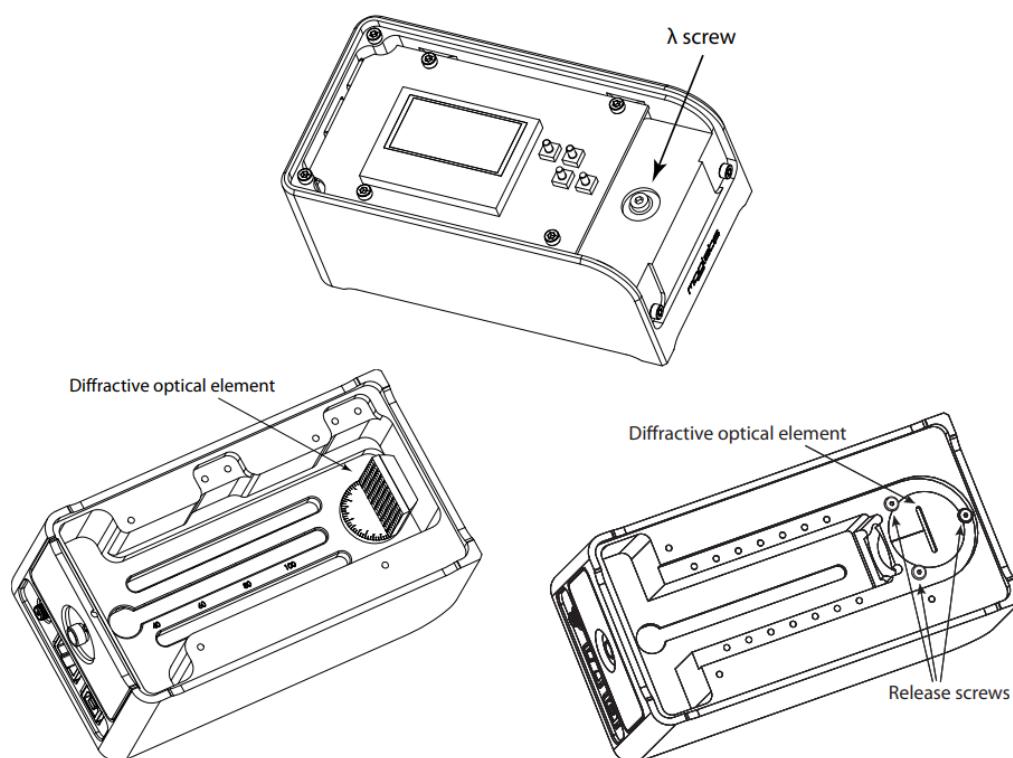


Figure 6.1: Adjustment of wavelength range; Rev 1 device at left, Rev 2 at right.

完整版的说明书可以到它们的网站下载 <https://www.moglabs.com/mwm.html>。

Wavemeter FAQ: pros and cons

The MOGLabs WaveMeter (MWM002) is unlike most other wavemeters on the market. It has many good properties but also some limitations in comparison with Fizeau and Michelson wavemeters. You should be clear about those before considering whether the MWM is right for you.

The bad

Accuracy

The relative accuracy is very good; for example a customer measured the 6.8GHz separation of rubidium ground-state hyperfine levels to better than 20MHz. Laser wavelength changes of 0.1pm (100MHz) can be measured, and the MWM is perfect for tuning off-resonance dipole trapping lasers.

The absolute accuracy of the MWM is at best $\pm 0.001\text{nm}$ (i.e. $\pm 1\text{pm}$, or 1GHz) immediately after

calibration. The absolute accuracy is generally sufficient to tune a laser to an atomic resonance. A typical ECDL (external cavity diode laser) has a mode-hop-free tuning range (MHFR) of at least 10GHz. The MWM can tune within the laser MHFR of resonance, and scanning the laser will then find the resonance.

Range

The MWM operates over a limited wavelength range, for example 775nm to 796nm. If you need to work at a different wavelength, a mechanical adjustment and recalibration are required. The centre wavelength can be adjusted from 350nm to 1120nm. Recalibration requires a light source with known wavelength.

Calibration

The MWM does not have an internal calibration source to correct for ageing and drift. In most cases your experiment will provide you with very good calibration. For example, if you are locking your laser to an atomic transition, once the laser is locked, you can recalibrate to that wavelength with a single click.

The good

Accuracy

As mentioned above, the relative accuracy (of order 20MHz plus 0.005%) is comparable to extremely expensive Fizeau or Michelson wavemeters.

Sensitivity

The MWM operates even with 1pW (picowatt). It is so sensitive you don't need a fibre coupler: just hold the end of the singlemode fibre in the laser beam. Even with a business card between laser and fibre facet, you still have plenty of power.

Spectroscopy

The MWM can show multiple frequencies simultaneously, for example clearly showing multimode behaviour with ECDLs, or showing several lasers simultaneously provided they are separated by more than the optical resolution (typically 0.02nm at 780nm) and of course they must be within the operating wavelength range. You can also measure your laser ASE (i.e. the background emission outside the central laser line). The software provides a simple HDR (high dynamic range) measurement with over 50dB dynamic range.

A. Specifications

Parameter	Specification
-----------	---------------

Wavelength	
Wavelength	350 nm – 1100 nm
Range	23 nm at 780 nm
Min input power	1 pW at exit of singlemode fibre
Accuracy	± 1 GHz (± 0.001 nm) at 780 nm (at time of calibration)
Precision	100 MHz (0.1 pm) at 780 nm

Electronics	
Power	+5 Vdc 350 mA via USB port
Display	In-device LCD or host computer
Battery	External via USB
PID feedback	12-bit DAC output, ± 2.5 V (1 mV resolution)
Exposure time	60 μ s to 20 s
Readout rate	Up to 100 Hz, dependent on user computer

Sensors	
Imaging	Up to 2750×2004 2.2 μ m \times 2.2 μ m pixels
Spectral response	See below
Temperature	Resolution $\pm 0.008^\circ\text{C}$ Range 10° to $+40^\circ\text{C}$

二、 锂原子蒸气室

目前原子的吸收谱线被广泛的应用于校准高精度光谱仪、波长计等重要仪器，因此学习和了解原子蒸气室对高精度的学习具有重要的意义。

蒸气室中的原子在所有方向上随机移动，并遵从一定的速度分布， v 和 $v + dv$ 之间的原子数密度 dn 由玻尔兹曼速度分布给出：

$$dn = n_0 \sqrt{\frac{m}{2\pi kT}} e^{-mv^2/2kT} dv$$

其标准差为：

$$\sigma_v = \sqrt{kT/m}$$

这是一个标准的高斯分布：

$$dn = n_0 \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_v} e^{-v^2/2\sigma_v^2} dv$$

其平均值为零，这表示原子向任一方向移动可能性相同。归一化使得所有速度 ($-\infty \rightarrow \infty$) 的积分为 n_0 ，即整个原子密度。注意，分布的方差 σ_v^2 随温度线性增加，与原子质量成反比减小。

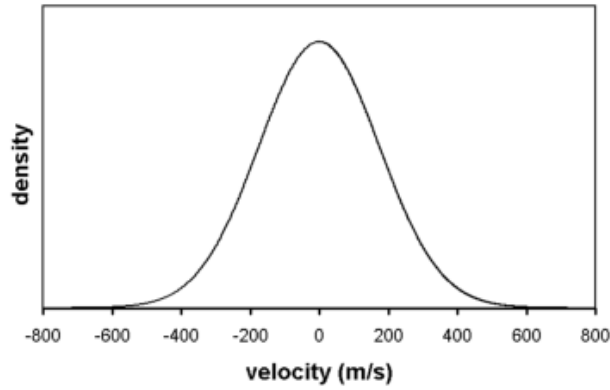


图 D3-12 麦克斯韦-玻尔兹曼一维速度分布。对于室温下的锂原子，原子数密度和该速度分量有关。

现在我们要考虑激光束通过蒸汽室传播引起的基态和激发态原子数的变化。基态和激发态概率或分数的速率方程变为：

$$\begin{aligned} \frac{dP_0}{dt} &= \gamma P_1 - \alpha I (P_0 - P_1) \\ \frac{dP_1}{dt} &= -\gamma P_1 + \alpha I (P_0 - P_1) \end{aligned}$$

每个等式右边的第一项来自自发辐射，第二项来自受激吸收和辐射。其中 P_0 和 P_1 分别表示为处于基态和激发态能级的原子几率，或者理解为原子数。 α 为吸收截面 (cross section)

在弱场情况下，Beer 定律的公式表明强度随着穿过样品的距离呈指数衰减。

$$\begin{aligned} \frac{dI}{dx} &= -\kappa(v)I \\ I(v) &= I_0 e^{-\kappa(v)x} \end{aligned}$$

其中吸收系数 κ (每单位长度的吸收比例) 为：

$$\kappa(v) = h\nu n_0 \alpha(v) (P_0 - P_1)$$

与 $P_0 - P_1$ 的比例来自于受激辐射和吸收之间的竞争，竞争后的结果很重要。如果基态和激发态的原子数相等 ($P_0 - P_1 = 0$)，激发态发射光子和基态吸收光子的可能性一样大，因此入射光束不会被吸收而减弱。当所有原子处于基态时 ($P_0 - P_1 = 1$)，衰减最大，因为只能向上跃迁。如果原子处于激发态更多 ($P_1 > P_0$)，衰减甚至可以反转符号

(激光增益介质中的放大)，这就是激光器中的重要粒子数反转(两能级或者稳定的多能级中，在没有亚稳态的能级时，很难出现这种情况)。

在没有激光场的作用下，这两种能态的原子数将在玻尔兹曼因子

$$\frac{P_1}{P_0} = e^{-\Delta E/kT} = e^{-h\nu_0/kT}$$

下处于热平衡。在室温下， kT 是远小于实验中涉及到的能级间隔 $h\nu_0$ ，因此几乎所有的原子都处于基态，即 $P_0 - P_1 = 1$ 。可以看到强激光场的存在能够显著扰乱这些热平衡比例，但是现在我们只处理激光场足够弱的情况，激光在通过吸收室的过程中，近似情况 $P_0 - P_1 = 1$ 。

多普勒效应导致的原子吸收的展宽

由于热原子在热平衡时具有高斯的速度分布，它们对与原子速度同水平方向上的光子的吸收将表现出多普勒效应，相应的吸收谱线可以表达为

$$g_D(\omega) = e^{-\left(\frac{c(\omega - \omega_0)}{\omega_0 v_p}\right)^2}$$

其中

$$v_p = \sqrt{2kT/m}$$

是原子气体的最概然速度， k 是玻尔兹曼常数， T 是原子系统的温度， m 是原子的质量

根据 Beer 定理：当一束平行单色光垂直通过锂原子蒸气室时光强随激光频率的变化曲线如下图：

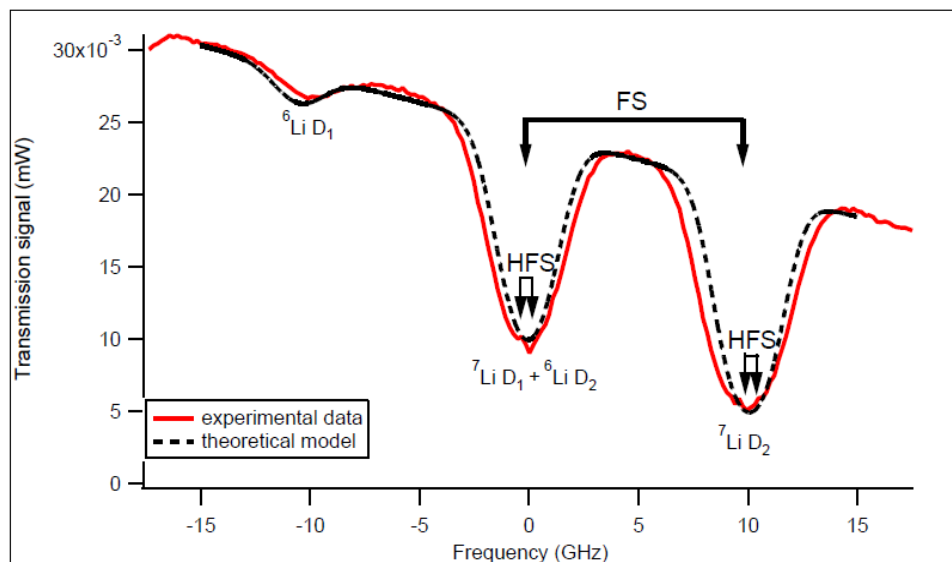


图 D3-13 Li 原子 Dline 的吸收谱线 (图中的 Li-6、Li7 的丰度比为 5%: 95%，试验中用到的装置中 Li-6、Li7 的丰度比为 50%: 50%，实验结果会有差异!)

备注：即使有多普勒展宽，我们还是可以通过拟合它的曲线得到较高精度的中心频率，从

而利用中心频率对波长计的波长进行校准。当然最简单有效的激光频率的校准是采用无多普勒展宽的原子吸收谱线实现，它可以轻松实现 MHz 量级的校准。

三、 FP 干涉仪的原理推导

设单色平行光 S 以一个角度 θ 入射到 $M1$ 反射面上，当 $M1$ 和 $M2$ 镜平行时，入射光束会在 $M1$ 与 $M2$ 之间来回多次地反射，每次反射的同时，透出一部分光强，因而形成了一系列平行的透射光束 1、2、3、4……。设入射光振幅为 A ，两镜面的反射率为 R ，间距为 d ，则由 $M2$ 透出来的各束光的振幅分别为：

$$(1-R)A_0, R(1-R)A_0, R^2(1-R)A_0, R^3(1-R)A_0, \dots, R^{n-1}(1-R)A_0$$

这些透射光互相平行，它们的振幅以等比级数减小（分比为 R ）。它们通过透镜 L_2 ，在焦平面上形成干涉条纹。每相邻光束到达该点有相同的光程差：

$$\Delta = 2d\cos\theta \quad (1)$$

相应的位相差为：

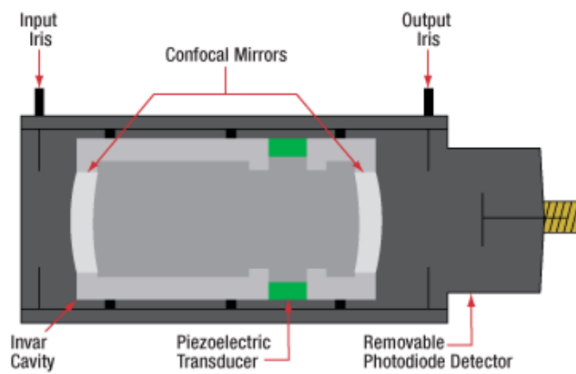
$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta = \frac{4\pi}{\lambda} d\cos\theta \quad (2)$$

由多光束干涉原理可知，对于连续透射波的振幅依次为 $(1-R)A_0, R(1-R)A_0, R^2(1-R)A_0, R^3(1-R)A_0, \dots, R^{n-1}(1-R)A_0$ ，这里，我们假设第一个透射波为零相位，则透射波的合振幅为：

$$\begin{aligned} A_t &= (1-R)A_0 + R(1-R)A_0 e^{i\delta} + R^2(1-R)A_0 e^{2i\delta} + R^3(1-R)A_0 e^{3i\delta} + \dots + R^{n-1}(1-R)A_0 e^{(n-1)i\delta} \\ &= A_0(1-R)(1 + Re^{i\delta} + R^2e^{2i\delta} + \dots + R^{n-1}e^{(n-1)i\delta}) \\ &= A_0 \frac{1-R}{1-Re^{i\delta}} \end{aligned} \quad (3)$$

由光强与振幅的关系 $I = A^2$ 知，多光束透射光干涉的强度为：

$$\begin{aligned} I_t &= A_t^2 = A_0^2 \frac{(1-R)^2}{(1-R\cos\delta)^2 + R^2\sin^2\delta} \\ &= \frac{I_0}{1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \sin^2 \frac{\delta}{2}} \end{aligned} \quad (4)$$



共焦扫描法布里-珀罗干涉仪内部结构



共焦扫描法布里-珀罗干涉仪实物图