

实验教学研究与管理

Rb 原子饱和吸收光谱实验教学系统

孙文博, 张慧云, 郑盟锃, 王合英, 陈宜保

(清华大学 物理系, 北京 100084)

摘要: 饱和吸收光谱 (saturated absorption spectroscopy, 简称 SAS) 是一种常用的精密激光光谱技术, 可用于消除光谱中的多普勒展宽。该技术是磁光阱实验体系的重要组成部分, 是冷原子研究领域实验开展的基础。清华大学近代物理实验室自主设计和建设了饱和吸收光谱教学实验装置, 并用于教学实践。使学生通过该实验学习理解原子能级、光谱展宽机制、吸收谱原理、微分谱应用方法等, 并通过数据分析计算 Rb 原子气体温度、激发态寿命等, 拓展眼界, 启发兴趣, 让学生对冷原子物理研究领域有更深入的理解。

关键词: 饱和吸收光谱; 多普勒展宽; 自然展宽; 超精细结构; 交叉峰

中图分类号: O562.3; G642.423 **文献标识码:** A **文章编号:** 1002-4956(2020)08-0154-08

Experimental teaching system of Rb saturated absorption spectroscopy

SUN Wenbo, ZHANG Huiyun, ZHENG Mengkun, WANG Heying, CHEN Yibao

(Department of Physics, Tsinghua University, Beijing 100084, China)

Abstract: Saturated absorption spectroscopy (SAS) is a commonly used precise laser spectroscopy technology, which can be used to eliminate Doppler broadening in the spectrum. This technology is an important part of the magneto-optical well experimental system, and it is the basis of the experimental development in the field of cold atom research. The Modern Physics Laboratory of Tsinghua University has independently designed and built the saturated absorption spectrum teaching experimental device, which is used in teaching practice. Through this experiment, students can learn to understand atomic energy level, spectrum broadening mechanism, absorption spectrum principle, differential spectrum application method, etc. Through data analysis and calculation of Rb atomic gas temperature, excited state life, etc., students' horizons are expanded, their interest is inspired, which enables students to get a deeper understanding of the field of cold atom physics research.

Key words: saturated absorption spectrum; Doppler broadening; natural broadening; ultrafine structure; cross peak

早期物理学中, 玻尔模型很好地解释了当时观察到的氢原子光谱。此后, 人们发现早期原子光谱线中还存在更精细的结构, 由于彼此相距很近, 此前未能分辨出来。对这些更精细能级结构的诠释, 必须依赖于量子力学理论。但对这些能级的实验验证却遇到了困难, 光谱展宽问题就是其中一个很大的障碍。原子的自然线宽大约在 MHz 量级, 而室温下原子热运动的多普勒效应却会导致吸收谱线增宽至 GHz 量级, 造

成精细原子光谱结构被遮蔽, 难于观察。对此, 人们设计出多种解决方案, 饱和吸收光谱即是最简便易行的方案之一。

饱和吸收光谱法利用相互反向的泵浦和探测激光来探测特定速度群原子, 能够得到接近自然线宽的跃迁谱线信号。吸收光谱半高宽将不会被多普勒展宽, 而仅取决于原子能级跃迁线宽和激光强度。饱和吸收光谱具有分辨率高的优点, 广泛应用于激光频标^[1]、激光冷却等领域。利用它可以实现对亚多普勒线宽原子、分子气体样品的吸收谱线测量。

通过本实验学习, 学生可以学习饱和吸收光谱原理, 理解光与原子相互作用过程中的吸收与辐射过程, 建立对原子精细结构和超精细结构的直观认知, 并通过搭建光路培养实验能力, 学习精密光学实验方法。

收稿日期: 2020-03-05

基金项目: 中央高校教育教学改革专项项目 (58301100118, 58301100719); 清华大学实验室创新基金项目 (53100700116, 53100700119)

作者简介: 孙文博 (1980—), 男, 辽宁锦州, 学士, 工程师, 从事近代物理实验教学研究工作。

E-mail: swb@mail.tsinghua.edu.cn

1 实验原理

1.1 原子超精细结构能级^[2]

原子核与核外电子构成原子, 主量子数 N 描述核外价电子所处壳层数, 轨道量子数 L 描述电子绕核运动, 自旋量子数 S 描述电子自旋。电子的轨道与自旋相互作用 (LS 耦合) 导致的能级分裂称为原子能级精细结构。轨道角动量与自旋角动量合成的电子总角动量用总角动量量子数 J 来描述, $J=L+S, L+S-1, \dots, |L-S|$ 。对 Rb 原子 (铷原子), 其基态是 $5^2S_{1/2}$, 最低激发态是 $5^2P_{1/2}$ 和 $5^2P_{3/2}$ 双重态 (见图 1)。

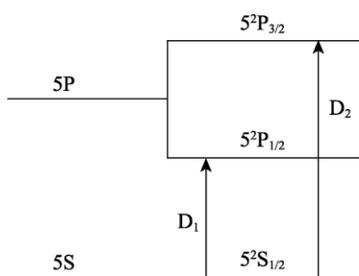
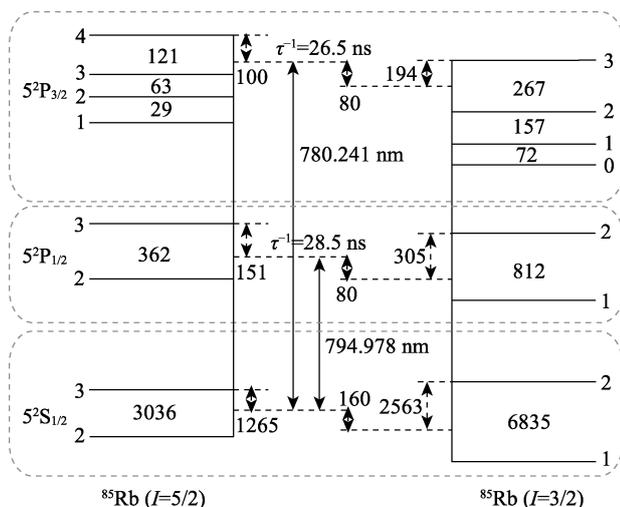


图 1 Rb 原子 LS 耦合精细能级结构

原子核也有自旋和磁矩, 用量子数 I 描述原子核自旋。 J 和 I 相互作用 (JI 耦合) 造成能级进一步分裂, 称超精细结构, 其量子数 F 为: $F=I+J, I+J-1, \dots, |I-J|$ 。自然界中 Rb 元素有 ^{87}Rb 和 ^{85}Rb 两种同位素, 其丰度分别为 27.85% 和 72.15%, 其基态均为 $J=1/2$ 。但 ^{87}Rb 的 $I=3/2$, 因此具有 $F=2$ 和 $F=1$ 两个基态, ^{85}Rb 的 $I=5/2$, 因此具有 $F=3$ 和 $F=2$ 两个基态。图 2 为 ^{87}Rb 和 ^{85}Rb 原子的基态与激发态超精细结构和跃迁情况示意图。



注: 实线箭头为可以发生的跃迁, 虚线箭头仅为能级数值标注。

图 2 Rb 原子基态与激发态超精细结构

1.2 谱线展宽^[3]

用光电探测器收集一束扫频激光透过原子样品的

光强信号, 就能得到原子吸收谱, 谱线峰谷对应原子能级跃迁频率。 f_0 表示原子从基态到激发态的跃迁频率, f 表示入射光频率, 当 $f=f_0$ 时, 原子吸收光的几率最大, 称共振吸收, 其对应的自发辐射发出的光谱称共振荧光光谱, 如图 3 所示。

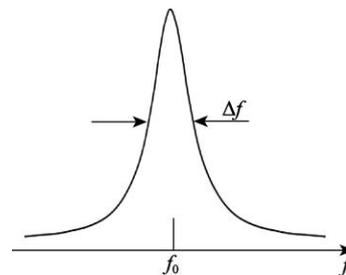


图 3 原子共振荧光谱

光谱展宽的半高宽用 Δf 表示。谱线展宽有很多原因^[4-5], 主要包括:

1) 自然展宽 Δf_N 。

自然展宽是量子力学不确定性原理引起的。一个电子处于激发态时间 $\Delta\tau$ 和从激发态跃迁到基态放出的光子能量不确定度 ΔE 满足:

$$\Delta\tau \cdot \Delta E \geq \frac{h}{2\pi} \quad (1)$$

其中, h 为普朗克常数。可见, 自然展宽 Δf_N 和与之对应的平均激发态寿命 τ 相关, 满足:

$$\Delta f_N = \frac{1}{2\pi\tau} \quad (2)$$

自然展宽的线型属于洛仑兹线型, 一般为 MHz 量级。由于量子力学不确定性原理的微观普适性, 自然展宽无法避免, 不可消除。

2) 多普勒展宽 Δf_D 。

在有限温度情况下, 辐射光子的原子将处于不规则运动状态, 其与探测器间发生相对运动, 引起多普勒效应。由于多普勒效应, 与探测器有相对运动的原子接收到的光频率并非光源频率, 这导致从探测器角度看, 原子有可能被非原子激发频率的光激发, 而造成可以被吸收的光有一个较大的频率范围, 这将掩盖该范围内的其他细致光谱结构。多普勒展宽属于高斯线型, 是谱线变宽的主要因素, 一般为几百 MHz。其定量描述为:

$$\Delta f_D = \frac{2\sqrt{2\ln 2} f_0}{c} \sqrt{\frac{K_B T}{m}} \quad (3)$$

其中, m 是原子质量, K_B 是玻耳兹曼常数, T 是绝对温度, c 是光速。这种展宽也是我们实验中重点要消除的。

3) 压力展宽。

粒子密集时, 辐射光子的原子与其他原子或离子

相互作用，导致辐射原子能级产生畸变。从而使原子从激发态回到基态时放出的光子频率不是“正常”数值，这可能导致光谱形状和宽度都发生变化，称为压力展宽。在我们的实验中，由于采用稀薄的 Rb 原子气，这种展宽非常小，可以近似忽略。

1.3 饱和吸收光谱^[6]

为了去除多普勒展宽对自然展宽的影响，斯坦福大学的 Theodor W. Haensch 与 Carl E. Wieman 提出饱和吸收法。

1.3.1 饱和状态

二能级系统中(见图 4)， N_1 为低能级 E_1 粒子数， N_2 为高能级 E_2 粒子数，有：

$$\frac{N_2}{N_1 + N_2} = \frac{1}{2 + A/[B\rho(f)]} \quad (4)$$

其中， A 为自发辐射系数， B 为受激辐射或受激吸收系数， $\rho(f)$ 为辐射场能量密度。由玻尔兹曼分布理论，一般大多数粒子处于低能级，少数粒子处于高能级。如果系统受到频率 $f_0 = (E_2 - E_1)/h$ 的强光照射，则 $B\rho(f_0) \gg A$ ，根据式 (4) 可知，此时高低能级粒子数大致相等，此时称为饱和状态。饱和状态下，低能级粒子对频率为 f_0 的光的吸收率会大幅度降低。

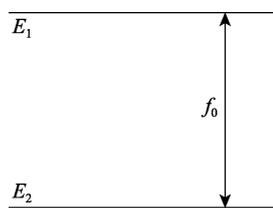


图 4 二能级模型

1.3.2 贝纳特烧孔效应

气室中的原子速度分布符合麦克斯韦-玻尔兹曼分布^[7]：

$$n(v)dv = N \sqrt{\frac{m}{2\pi K_B T}} e^{-\frac{mv^2}{2K_B T}} dv \quad (5)$$

其中， $n(v)$ 是原子数， v 是原子速度。如果 f 表示激光光源频率， f_D 表示原子感受到的激光频率， v_z 表示在光束方向上的原子速度分量，则：

$$f_D = f \left(1 \pm \frac{v_z}{c} \right) \quad (6)$$

在二能级系统中，基态原子发生共振吸收时：

$$hf_D = E_2 - E_1 = hf_0 \quad (7)$$

其中， f_0 是原子静止状态的跃迁频率。可见，激光扫频操作中，只有特定速度群基态原子能够吸收光子，向激发态跃迁。因此气室内这一特定速度群原子布居数决定了气室整体对激光的吸收能力。由于被激发，

这一特定速度群基态原子减少，造成基态原子布居数的速度分布表现为，在特定速度 $v_z = c(f - f_0)/f$ 时，原玻尔兹曼分布上产生一个凹陷，如图 5^[8]所示，称为贝纳特 (Bennet) 烧孔效应。由于自然展宽的存在，只要激光频率和原子近共振就会吸收，表现为贝纳特孔有一定的宽度。光强增大时，孔也加深加宽。但当外场光强增大到一定程度而达到饱和时，孔不再加深。此时，若用另一束同频率同方向的激光照射原子，原子将表现为透明。

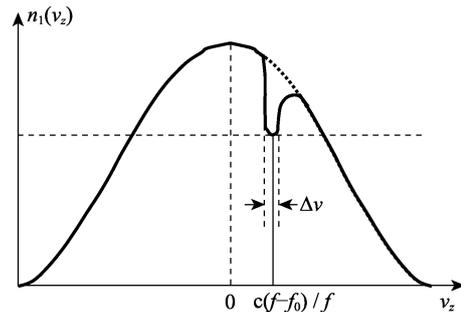


图 5 贝纳特烧孔效应

1.3.3 本征饱和吸收谱

如图 6 所示，在原子气室内用频率为 f 的泵浦光 I_1 与探测光 I_2 (即 $f_1=f_2=f$) 对射，其中泵浦光强远大于探测光强，因而探测光引起的饱和效应可忽略。让 I_1 沿 $-Z$ 方向， I_2 沿 Z 方向，光电探测器 (PD) 接收 I_2 通过原子气体之后的剩余光强。

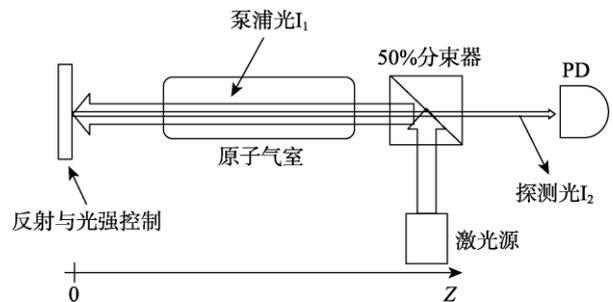
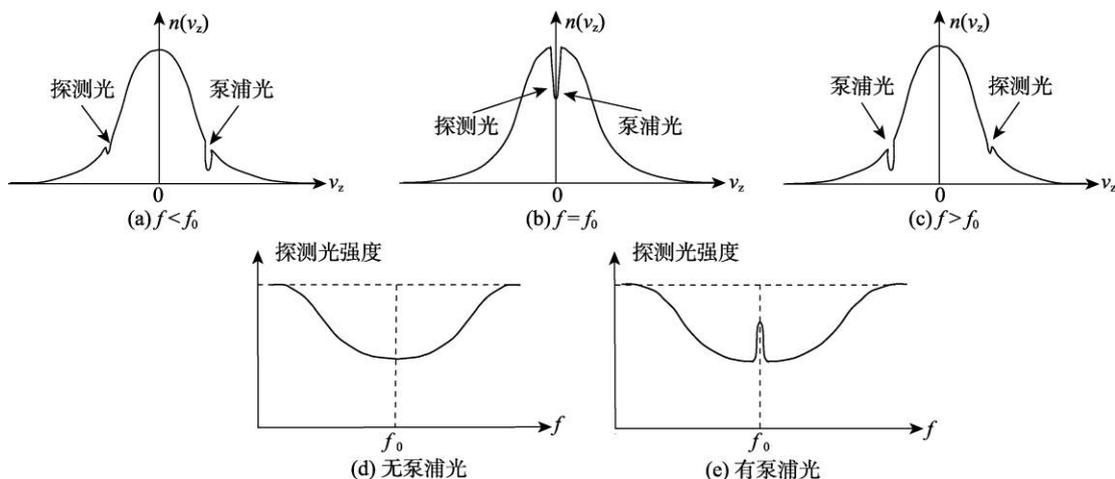


图 6 饱和吸收光谱光路示意图

当 $f < f_0$ 时，速度为 v_z 沿 Z 方向运动的原子“感受”到的激光频率为 $f(1 + v_z/c)$ ，当 $f(1 + v_z/c) = f_0$ 时，这些原子将吸收光子发生跃迁，而速度为 $+v_z$ 处，基态对应的粒子数分布会产生凹陷，但沿 $-Z$ 方向运动的原子“感受”到的激光频率为 $f(1 - v_z/c) \neq f_0$ ，将不产生共振吸收。对于探测光，由于方向与泵浦光相反，故只被速度为 $-v_z$ 的原子共振吸收，造成基态对应速度 $-v_z$ 的粒子数分布产生凹陷，如图 7(a)^[2]所示。

当 $f > f_0$ 时，相似的分析可以得到基态粒子数分布如图 7(c)所示。当 $f = f_0$ 时，泵浦光和探测光都只激发



注: (a)(b)(c)为不同激光频率作用下, 基态原子速度分布; (d)和(e)分别为无泵浦光和有泵浦光时光电探测器接收到的光强。

图 7 饱和吸收谱原理

速度 $v_z=0$ 的原子, 基态粒子数分布如图 7(b)所示。当无泵浦光只有探测光进行扫频时, 会先后激发不同速度群原子 (包括速度为 0 的原子), 原子受激吸收光子, 造成探测光强降低, 所以剩余探测光强大小取决于基态原子布居数的速度分布, 如图 7(d)所示。曲线为高斯线型, 符合玻尔兹曼分布, 由多普勒展宽引起。若泵浦光存在, 扫描激光频率, 当 $f=f_0$ 时, 足够强的泵浦光将基态速度为 0 的原子基本抽至饱和, 则探测光将不会再被原子吸收, 从而探测光剩余光强在速度为 0 处将有所增加, 形成向上的突起, 如图 7(e)所示。这个小峰叫做饱和吸收峰, 这种在多普勒背景上有饱和吸收峰的光谱就称为饱和吸收光谱。

简而言之, 泵浦光和探测光争抢同一速度群 ($v_z=0$) 原子, 高强度泵浦光耗尽了几乎所有下能级原子, 导致探测光不被吸收, 透射强度增大。对于具有多个能级的 Rb 原子, 激光扫频经过每个跃迁能级时, 都将产生一个饱和吸收峰, 称为本征饱和吸收峰。洛伦兹线形的饱和吸收峰具有偶对称性, 其中心频率对应原子跃迁线中心位置, 故可将其用于准确测定原子能级间距, 并在技术上将激光频率锁定在原子跃迁中心频率上^[9-10]。

1.3.4 交叉饱和吸收峰

在如图 8 所示 ($f_1 < f_2$) 的三能级的情况下, 当激

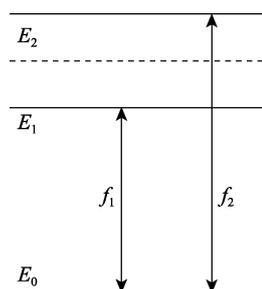


图 8 共下能级的原子的三能级模型

光频率满足 $f = 0.5(f_1 + f_2)$ 时, 也会发生两束光争抢原子的情况, 得到的对应吸收峰称为交叉饱和吸收峰。

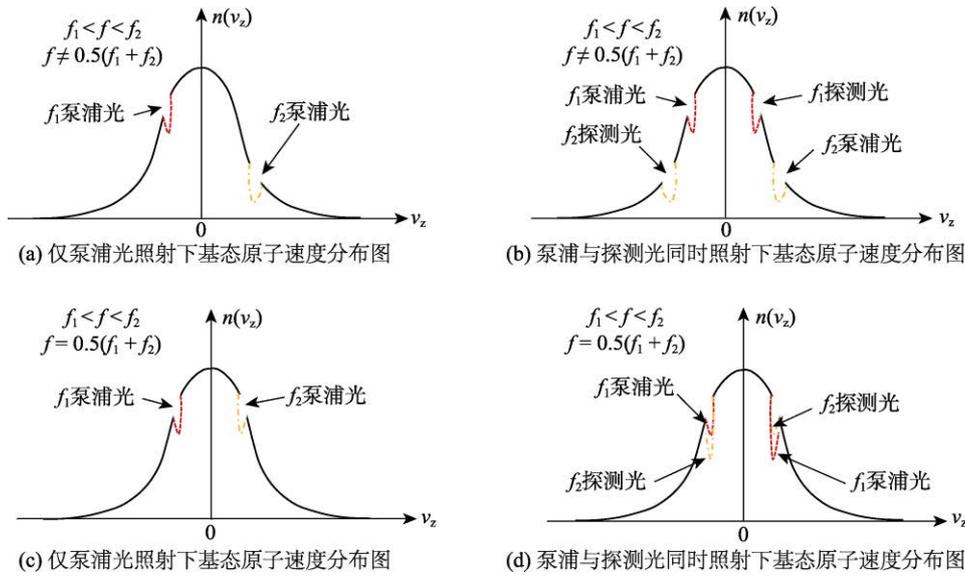
假设 $f_1 < f < f_2$, 当 $f \neq 0.5(f_1 + f_2)$ 时, 泵浦光对于能级 E_1 而言, 必须满足 $f(1 - v_{z1}/c) = f_1$, 且原子沿 $-Z$ 方向运动, 才能吸收光子跃迁至 E_1 。而对能级 E_2 , 只有速度满足 $f(1 + v_{z2}/c) = f_2$, 且原子运动沿 Z 方向时, 才能吸收光子跃迁至 E_2 , 此时 $|v_{z1}| \neq |v_{z2}|$ 。可见, 泵浦光对速度 $-v_{z1}$ 和 v_{z2} 的原子都产生了共振吸收, 见图 9(a)。类似地, 对于探测光, 则被速度为 v_{z1} 和 $-v_{z2}$ 的原子共振吸收, 泵浦光与探测光共同作用于原子的基态原子数速度分布见图 9(b)。

当 $f = 0.5(f_1 + f_2)$ 时, 分析泵浦光, 有 $v_{z1} = -v_{z2} = c \frac{f_1 - f_2}{f_1 + f_2}$ 。此时, 运动速度大小相等、方向相反的两个速度群原子对泵浦光产生共振吸收, 见图 9(c)。同样, 对探测光的分析见图 9(d)。

与前述对本征吸收峰的分析类似, 因为足够强的泵浦光使速度为 $\pm c \frac{f_1 - f_2}{f_1 + f_2}$ 的基态原子都被抽至饱和, 而不再吸收探测光, 造成在相应的激光频率处形成凸起的峰, 称为交叉饱和吸收峰。由于交叉峰对应两个速度区间, 而本征峰仅对应速度为 0 的一个区间, 实际上交叉峰对应的有效原子数更多一些, 所以交叉峰强度大于相对应的两个本征峰, 并位于其中间, 如图 10 所示。

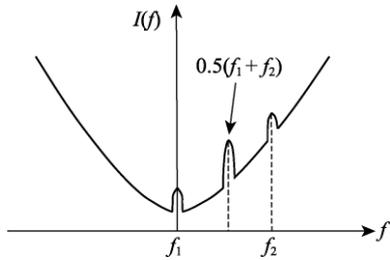
1.4 Pound-Drever Hall (PDH) 原理

PDH 原理类似于锁相放大器, 但其功能为选频放大, 不同于锁相放大器。Drever 和 Hall 于 1983 年在理论上首次提出该方法, Pound 在实验上进行了验证^[11]。其用于准确捕获那些信号幅度很小、不易确认峰位的微弱吸收峰信号。



注： $f \neq 0.5(f_1 + f_2)$ 时，(a)只有泵浦光(b)有泵浦光和探测光； $f = 0.5(f_1 + f_2)$ 时，(c)只有泵浦光(d)有泵浦光和探测光

图 9 基态原子数速度分布



注： f_1 、 f_2 为本征吸收峰； $0.5(f_1 + f_2)$ 为交叉吸收峰

图 10 三能级系统时饱和吸收峰示意图

频率为 f 的激光，可用正弦波表示，略去空间项，电场部分可以表示为：

$$E(t) = E_0 e^{i2\pi f t} \quad (8)$$

以频率 f_m 对激光的相位进行周期性调制，此时，电场部分可以表示为：

$$E(t) = E_0 e^{i(2\pi f t + M \sin 2\pi f_m t)} \quad (9)$$

实验中选择比较小的调制深度 M ($M \ll 1$)，对(9)式展开，并丢弃高阶项，有：

$$E(t) \approx E_0 [J_0(M) e^{i2\pi f t} + J_1(M) e^{i2\pi(f+f_m)t} - J_1(M) e^{i2\pi(f-f_m)t}] \quad (10)$$

其中， $J_n(M)$ 为 n 阶贝塞尔函数。可以发现，经过相位调制，激光频谱多出 $f \pm f_m$ 两个分量。

用调制后的激光照射 Rb 泡，用吸收系数 $\alpha(f)$ 来表达 Rb 泡对光电场的反应，其实部表示强度吸收，虚部表示相位延迟。则通过 Rb 泡后，激光电场强度为

$$E(t) \approx E_0 [\alpha(f) J_0(M) e^{i2\pi f t} + \alpha(f + f_m) J_1(M) e^{i2\pi(f+f_m)t} - \alpha(f - f_m) J_1(M) e^{i2\pi(f-f_m)t}] \quad (11)$$

光电探测器探测到的光功率 P 正比于电场平方：

$$P = |E_0 \alpha(f) J_0(M)|^2 + |E_0 \alpha(f + f_m) J_1(M)|^2 + |E_0 \alpha(f - f_m) J_1(M)|^2 + 2E_0^2 |J_0(M) J_1(M)| \{ \text{Re}[\alpha(f) \alpha^*(f + f_m) - \alpha^*(f) \alpha(f - f_m)] \cos 2\pi f_m t + \text{Im}[\alpha(f) \alpha^*(f + f_m) - \alpha^*(f) \alpha(f - f_m)] \sin 2\pi f_m t \} + \dots \quad (12)$$

当调制频率比较小时，可以证明式(13)为一个纯实数。把 P 信号与激光调制信号混频，再低通滤波，就可提取出 $\cos 2\pi f_m t$ 信号，于是在吸收峰共振点处将获得一个过零点的谱信号，相当于获得了吸收谱的微分信号。在实验中，电子学反馈系统正是应用了这个在共振点处奇对称的信号。

$$\alpha(f) \alpha^*(f + f_m) - \alpha^*(f) \alpha(f - f_m) \approx \frac{d|\alpha|^2}{df} f_m \quad (13)$$

2 实验设计

2.1 实验装置

实验光路如图 11 所示，激光器发射 780 nm 激光经隔离器（防止激光被反射回激光器损伤设备），再经 1/2 波片和偏振分束器组成的光强调节装置，获得合适光强的泵浦光。泵浦光经凹、凸透镜组成的扩束准直光路实现适合 Rb 泡的光斑尺寸，泵浦 Rb 原子样品，再由反射镜原路反射回来成为探测光，再经 Rb

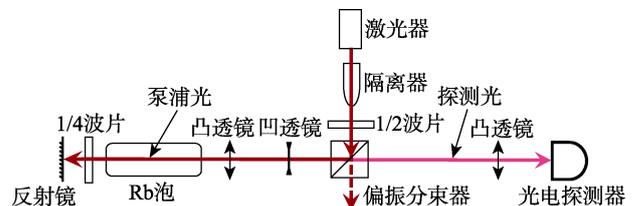


图 11 饱和吸收光谱光路图

泡获得饱和吸收光谱信号。在反射镜前后分别经历两次 $1/4$ 波片, 相当于通过一次 $1/2$ 波片, 用以控制探测光偏振方向。由凸透镜将探测光聚焦进入光探测器, 转变为电信号, 用于分析和研究。

激光器发出的光, 受自制的电子学系统调制, 具有必要的稳定性和扫频能力。探测器获得的信号被送入电子学系统和示波器, 同时获得饱和吸收光谱信号和 PDH 微分信号, 用于学生学习和研究。

激光器由分布式反馈 (DFB) 激光管和自制电源控制器构成, 如图 12 所示。激光管为 Eagleyard 公司生产的 EYP-DFB-078000080-1500-TOC03-0000-2 型号, 中心波长 780 nm , 最大输出功率 80 mW , 8 引脚 TO-3 封装, 其优点是易于提高温度控制稳定性。

温度和电流对于半导体激光管输出频率、功率和稳定性影响很大, 故自制具有电流稳定和温控系统的电源, 其电流源噪声谱密度低于 $10\text{ pA}/\sqrt{\text{Hz}}$, 恒流温度漂移小于 $1.5\text{ ppm}/^\circ\text{C}$, 温度控制精度 $0.05\text{ }^\circ\text{C}$, 自动反馈温控。

半导体激光器的输出频率与输入电流有关, 且在小范围内成线性关系, 故通过输入一个直流加扫描的调制信号, 可以控制激光输出频率进行一个区间扫描。电流调制在 80 MHz 范围内的频率响应均较为平坦。

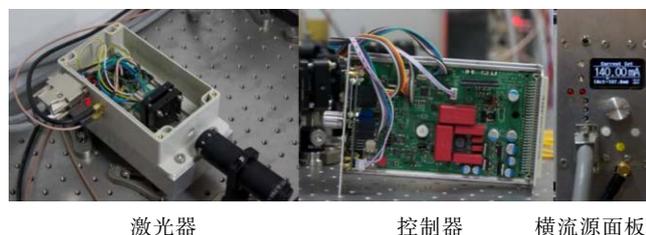


图 12 自制激光系统

信号采集模块由 minicircuit 组合电路和部分自制电路组成, 实现吸收谱信号传递和 PDH 电路功能。凸凹透镜组成望远镜透镜组, 使平行光展宽扩大, 目的在于增加有效吸收原子数, 增大信号^[12]。Rb 泡长度 5 cm , 横截面直径 2 cm 。Rb 泡的长度对实验中采集信号的强度有影响^[13], 因为它影响参与光谱过程的有效原子数。

2.2 实验内容

(1) 开启激光温控及电流源, 调节激光波长至 780 nm 附近。并要求学生了解电子学控制器性能指标, 理解其在实验中的作用。梳理并按逻辑动手连接电子学设备线路, 理解控制器运行机制。

(2) 按照图 11 搭建光路。尤其要求学生了解隔离器作用、 $1/2$ 波片与偏振分束器组合进行光强调节的实验方法、扩束准直的实验方法和透镜参数选择规

则等。

(3) 光路搭建完毕后, 将光电探测器的直流输出连接到示波器上, 观测饱和吸收谱, 调节光路优化吸收谱的信号强度。让学生通过动手寻找最佳光路状态, 体会泵浦光和探测光共同作用下有效原子数对信号大小的影响, 掌握使透镜聚焦光信号至光电探测器的操作方法等。直至达到最佳光路状态。

(4) 根据 ^{85}Rb 和 ^{87}Rb 的能级结构, 指认光谱中的每个吸收峰, 即它们来自哪种同位素以及哪两个能级之间的跃迁。

(5) 测量光谱中的最强吸收峰线宽, 假设线宽主要由多普勒展宽造成, 估算 Rb 原子样品池的温度。

(6) 在饱和吸收谱中找到信噪比最大的饱和吸收峰, 测半高宽。假设线宽主要由自然展宽造成, 估算原子在此激发态的寿命。

(7) 分析 Rb 原子 PDH 谱上各个共振峰对应的原子跃迁, 估算 ^{85}Rb 和 ^{87}Rb 超精细结构的能级分裂大小。

3 实验结果与分析

3.1 Rb 原子能级结构图谱和实验结果总况

图 13 为 Rb 原子两种同位素 ^{85}Rb 和 ^{87}Rb 的标准能级结构图^[14-15]。由其总结出的表 1 展示了可能跃迁的光谱频率。依据这些频率数值和对应的能级关系, 可开展吸收峰与能级的对应指认。

3.2 饱和吸收谱总体情况及精细结构谱峰的指认

图 14 为教学实验中由示波器采集的饱和吸收谱和 PDH 微分谱总体情况。其中, 通道 2 为饱和吸收光谱, 通道 3 为 PDH 微分信号。图中纵轴为信号强度, 横轴是时间轴。由于激光扫频模块的存在, 示波器横轴所示时间与扫频模块输出的电流成正比, 故激光输出频率与示波器时间轴数据有正比关系, 其分度和单位见图 14 中示波器最下方显示, 本文后续类似图均依此方法表述。

在图 14 中, 已在饱和吸收谱 (蓝色线) 标注出对应的跃迁情况。

实验中采用的 Rb 泡内含 ^{85}Rb 和 ^{87}Rb 两种同位素, 其超精细结构见图 13。由拉比振荡原理可知, 当外电场频率稍微偏离我们所考虑的两能级之间对应跃迁频率时, 由于失谐所导致的跃迁矩阵元极小, 可以忽略。因此, 本实验中只需考虑与对应激光频率相差不大的跃迁激发。实验采用激光波长在 780 nm 附近, 对应频率 $384\ 615\text{ GHz}$, 由本实验激光频率调节范围可知, 只需考虑 ^{85}Rb 和 ^{87}Rb 由 $5^2\text{S}_{1/2} \rightarrow 5^2\text{P}_{3/2}$ 之间的跃迁。由图 13 可以看出, ^{85}Rb 和 ^{87}Rb 在 $5^2\text{S}_{1/2}$ 附近的分裂均比在 $5^2\text{P}_{3/2}$ 附近大。故考虑吸收谱有展宽后, 可认为图 14 中通道 2 对应的 4 个较大吸收峰对应 ^{85}Rb

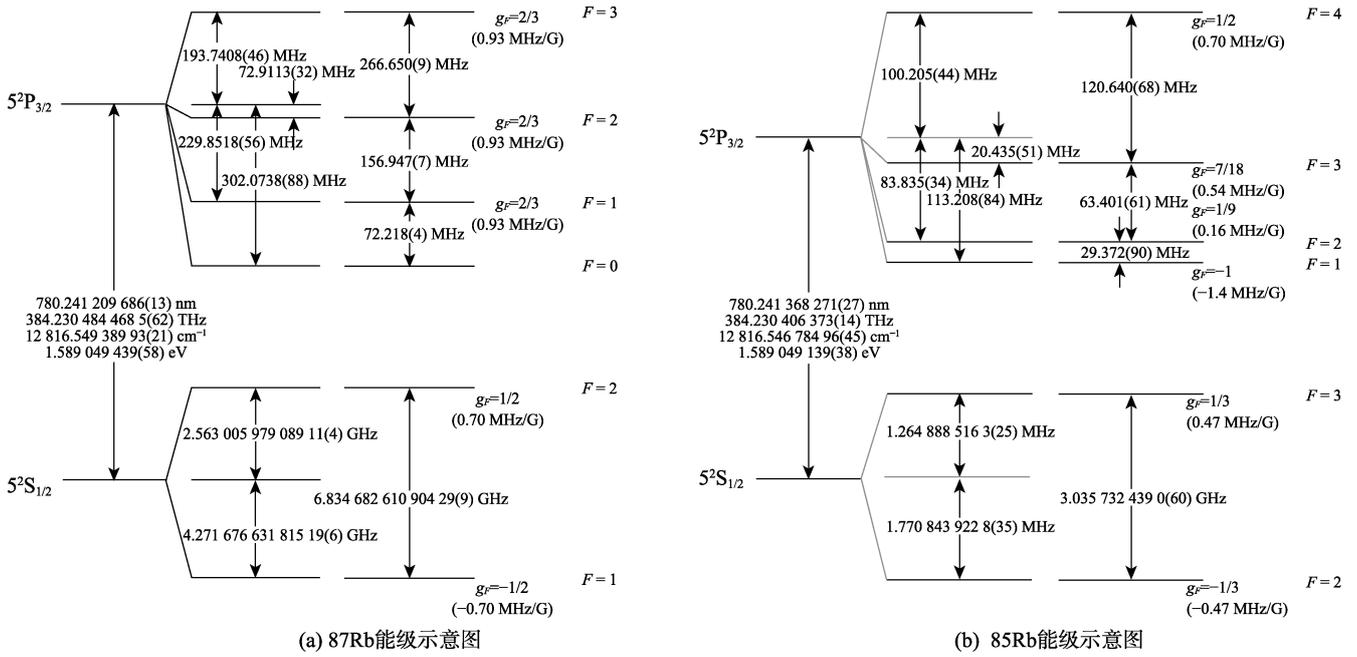


图 13 ⁸⁷Rb 和 ⁸⁵Rb 的能级示意图

表 1 所有可能的本征饱和吸收峰与交叉饱和吸收峰位置与频率

	本征饱和吸收峰			交叉饱和吸收峰				
	基态	激发态	光谱频率/MHz	f1/MHz	f2/MHz	光谱频率/MHz		
Rb87	F=2	F=2	384234683.2	0	384234454.1	1	384234526.3	384234490.2
	F=1	F=1	384234526.3	0	384234454.1	2	384234683.2	384234568.7
		F=0	384234454.1	1	384234526.3	2	384234683.2	384234604.8
		F=3	384228115.2	1	384227691.6	2	384227848.6	384227770.1
	F=2	F=2	384227848.6	1	384227691.6	3	384228115.2	384227903.4
	F=1	384227691.6	2	384227848.6	3	384228115.2	384227981.9	
Rb85		F=3	384232156.8	1	384232064	2	384232093.4	384232078.7
	F=2	F=2	384232093.4	1	384232064	3	384232156.8	384232110.4
		F=1	384232064	2	384232093.4	3	384232156.8	384232125.1
		F=4	384229241.7	2	384229057.6	3	384229121	384229089.3
	F=3	F=3	384229121	2	384229057.6	4	384229241.7	384229149.7
	F=2	384229057.6	3	384229121	4	384229241.7	384229181.4	

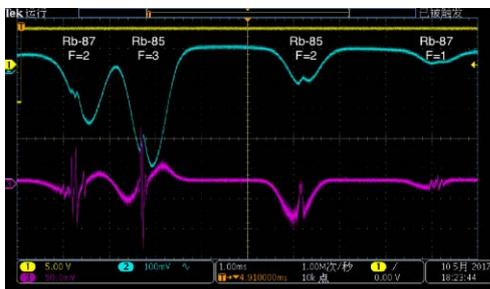


图 14 实验结果总体情况

和 ⁸⁷Rb 在 $5^2S_{1/2}$ 处超精细分裂后的两个不同能级 F 。

由图 13 和表 1 可知, 基态 ⁸⁷Rb($F=1$)、⁸⁷Rb($F=2$)、⁸⁵Rb($F=2$)、⁸⁵Rb($F=3$)由 $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$ 的跃迁对应频率约为 384 235 GHz、384 227 GHz、384 232 GHz、384 229 GHz。故由其跃迁频率相对大小可以判断, 通道 2 中 4 个吸收峰从左至右依次为 ⁸⁷Rb($F=2$)、

⁸⁵Rb($F=3$)、⁸⁵Rb($F=2$)、⁸⁷Rb($F=1$)。

3.3 饱和吸收谱超精细结构谱峰指认

图 15 为图 14 中四组吸收谱峰和对应 PDH 谱的放大。由图中饱和吸收谱(蓝线)可发现, 吸收谱本身一些峰比较小, 不易识别, 在多普勒背景下, 一些小峰近乎难以辨认, 故采用 PDH 谱(紫线)分析。由图 15 可见, PDH 谱确实更明显体现了峰位。由前述原理, PDH 谱中每一个单调降低的线过零点处为吸收谱峰位。由图可见, 并非所有“零点”都处于同一条横线上, 这主要是因为 PDH 电路受多普勒背景数据影响, 产生变形, 因此只需考察每一条单调下降线段的中点作为其零点即可。

图 15 中的通道 3, 由于电偶极跃迁的选择定则, 结合光子角动量为 1, 可以得到 $\Delta F = \pm 1, 0$, 故对基态 $5^2S_{1/2}$ 特定的一个 F 值, 有 3 种跃迁可能。由本文 1.3.3

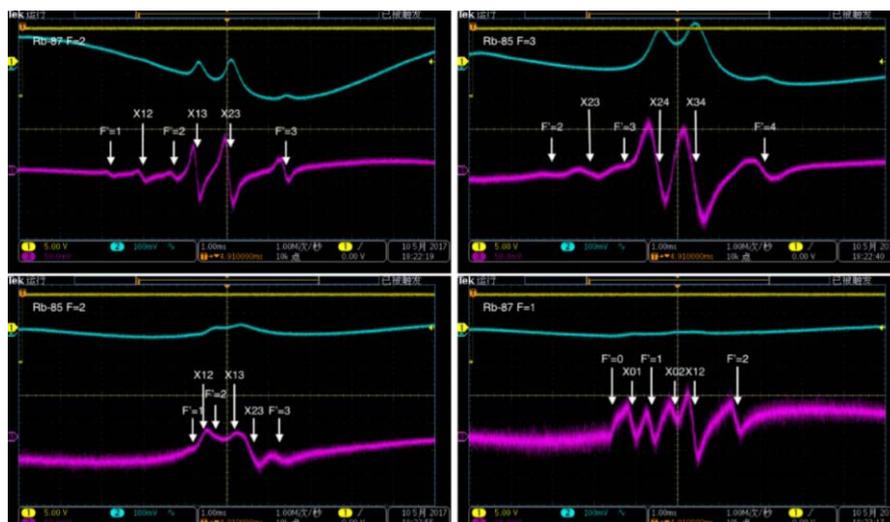


图 15 饱和吸收谱与 PDH 微分谱放大细节图

和 1.3.4 部分可知, 共有 6 条饱和吸收峰, 其中 3 条为交叉峰, 另三条为本征峰, 交叉峰比对应的本征峰信号更强。对比表 1 中的频率数据, 可将这些饱和吸收峰的排列关系标出, 如图 15 所示。左上角注明 Rb 的同位素, 并用 F 表达了基态情况, 图中白色标注的 F' 表示激发态情况, X 表示交叉峰, 从横轴位置看, 交叉峰位于对应本征峰的中点。

3.4 估算 Rb 原子气体温度和激发态寿命

考虑图 14 中通道 2 图像的最强吸收峰, 基态为 $^{87}\text{Rb}(F=2)$ 、 $^{85}\text{Rb}(F=3)$ 对应的从左至右第一、二个吸收峰均较强, 图 14 中横坐标一大格对应于 1 ms, 考虑第一个吸收峰的半高宽, 测量约为 1.2 ms。由基态 $^{87}\text{Rb}(F=2)$ 数据, $\Delta f=78.5$ MHz 对应于时间间隔 0.184 ms, 因此知其 $\Delta f_D=0.512$ GHz。故由公式 (3) 计算得出 $T=305$ K, 接近室温。这说明 Rb 原子吸收光子后自发辐射, 并不会造成明显温度变化, 温度仍维持在室温附近。对于 Rb 原子温度的估算, 原则上应该找一个完全独立的单峰。但在多普勒展宽下, 难于找到哪一个峰是完全独立的, 所以教学中用近似估算方法, 以确定大致的温度。取基态为 $^{87}\text{Rb}(F=2)$ 较好的饱和吸收峰 $\Delta F=-1$, 估算其半高宽为 50 μs , 同样计算可知其对应频率 Δf_N 约为 0.02 GHz, 由式 (2), 计算得到激发态寿命 τ 约为 7.9×10^{-9} s。

4 结语

本实验采取饱和吸收光谱法以及 PDH 技术, 测量 Rb 泡的饱和吸收光谱, 从而展示 Rb 两种同位素的超精细结构。通过实验教学, 让学生直观感受谱线展宽对测量的影响, 了解饱和吸收光谱法对消除多普勒本底的作用, 认识 Rb 的超精细结构以及其能级之间跃迁的选择定则, 并知晓饱和吸收光谱法中不可忽视的交叉饱和吸收峰。通过让学生理解电子学参数体系和

电子学连线方式, 以及光路中重要功能部件的作用和用法, 可有效提高学生的实验能力。

本文部分内容已作为清华大学近代物理实验课程讲义提供于网络, 供选课学生使用。文中数据和教学情况综合选用了 2019 学年秋季学期多名选课学生的实验数据, 文中实验装置的制作和完善有赖于鲍亦澄、陈丞、茅天伟、高茂东等几位学生的努力和付出。

参考文献 (References)

- [1] 任博权, 严祥安, 刘耀武, 等. 基于铷饱和吸收光谱分析谱线频移的频率标尺[J]. 西北师范大学学报(自然科学版), 2018, 54(5): 44-49.
- [2] C. Foot Atomic Physics. Oxford Master Series in Physics[M]. Oxford: OUP Oxford, 2004.
- [3] WOLFGANG D. Widths and Profiles of Spectral Lines[M]. Berlin: Springer Berlin Heidelberg: 2014.
- [4] 张庆国, 尤景汉, 贺健. 谱线展宽的物理机制及其半高宽[J]. 河南科技大学学报(自然科学版), 2008(1): 84-87, 112.
- [5] 杨道生, 环敏, 欧朝芳. 原子光谱线变宽的因素分析[J]. 云南民族大学学报(自然科学版), 2006(1): 38-41.
- [6] 周炳琨, 高以智, 陈倜嵘, 等. 激光原理[M]. 5 版. 北京: 国防工业出版社, 2008.
- [7] 王义道. 原子的激光冷却与陷阱[M]. 北京: 北京大学出版社, 2007.
- [8] 路同兴, 路铁群. 激光光谱技术原理与应用[M]. 2 版. 合肥: 中国科学技术大学出版社, 2009.
- [9] 黄家强, 顾源, 张胤, 等. DFB 半导体激光抽运铷原子频标[J]. 时间频率学报, 2012, 35(2): 65-69.
- [10] XIE J C, WANG J Q, WANG Z B, et al. Infrared laser locking to a rubidium saturated absorption spectrum via a photonic chip frequency doubler[J]. Optics Letters, 2019, 44(5): 1150-1153.
- [11] DREVER R W P, HALL J L, KOWALSKI F V, et al. Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator[J]. Applied Physics Photophysics and Laser Chemistry, 1983, 31(2): 97-105.

(下转第 194 页)

等实验,完成原油评价研究报告,得到原油加工方案和各馏分的利用方案。以实沸点蒸馏切割得到的汽油馏分为原料,进行轻质馏分的烃类族组成分析;以切割得到的减压馏分油和渣油为原料,进行重质馏分的结构族组成分析;以切割得到的渣油为原料,进行重油四组分分析和重油胶体体系稳定性研究;根据族组成分析结果构建沥青质的模型分子结构,进行石油组分超分子作用研究;总结实验规律,撰写相关的研究报告。以切割得到的渣油为原料,进行重油减粘裂化制备燃料油、重油浆态床加氢裂化反应和石油基功能炭材料制备实验,总结实验规律,撰写相关的研究报告。

研究性石油化学实验教学体系充分体现了从实验技能提升到研究能力培养的过程,并融入了石油化学的新理论、新技术及绿色化学等新理念,在实施过程中取得以下明显效果:①学生充分体会到石油化学的魅力,学习态度和学习兴趣得到明显改善和提高;②学生的实践能力、创新意识得到很大提高;③学生接触到了石油化学的新理论、新技术以及超级电容器材料、分子模拟技术等新兴科技领域,拓展了学术视野与专业素养;④部分对比实验同时采用了传统分析方法和现代仪器分析法,培养了学生比较、鉴别、选择和质疑等综合能力;⑤学生独立开展石油化学相关研究的能力明显提升,为毕业论文研究工作奠定了坚实基础;⑥学生受到了资源充分利用等绿色化学理念的渗透及合作互助等人文精神的熏陶。

4 结语

为了适应石油石化行业发展,更好支撑石油化学理论教学和创新人才培养,将原有的23个石油化学实验项目进行了梳理和整合。按照任务驱动学习模式和构建主义教学方法,融入了石油化学新理论、新技术、新方法及绿色化学、分子炼油等新理念,建立了“设置模块化、内容综合化、方法多维化”的研究性石油化学实验教学体系。整个教学体系中,以原油评价为龙头,以各馏分的充分利用为推手,开展石油组成结构研究和石油转化化学机理研究,可充分支撑石油化学理论教学,并实现从实验技能提升到学术研究能力培养的全过程。该研究性实验教学体系的建立与实施,从根本上形成了以学生为中心的实验教学模式,教学

效果提升显著。

参考文献 (References)

- [1] 梁文杰, 阙国和, 刘晨光, 等. 石油化学 [M]. 2版. 东营: 中国石油大学出版社, 2008.
 - [2] 姜翠玉, 吕志凤, 王芳珠, 等. 研究型化学实验教学体系的构建与实践[J]. 实验室研究与探索, 2015, 34(4): 174-178.
 - [3] 张黄群, 郭勇陈. 科研成果服务于高校实验教学的分析研究: 以南京航空航天大学为例[J]. 科技资讯, 2016, 14(33): 147-149.
 - [4] 梁华, 戴可, 柯改利, 等. 科研与化学选修课实验教学结合的探索[J]. 实验技术与管理, 2018, 35(8): 171-173.
 - [5] GRAY M R, TYKWINSKI R R, STRYKER J M, et al. Supramolecular assembly model for aggregation of petroleum asphaltene[J]. Energy & Fuels, 2011, 25(7): 3125-3134.
 - [6] 李敬岩, 褚小立, 田松柏. 原油快速评价技术的应用研究[J]. 石油学报(石油加工), 2015, 31(6): 1376-1380.
 - [7] LI D. Crucial technologies supporting future development of petroleum refining industry[J]. Chinese Journal of Catalysis, 2013, 34(1): 48-60.
 - [8] 孟祥海, 张睿, 刘海燕, 等. 复合离子液体碳四烷基化技术开发与应用[J]. 中国科学: 化学, 2018, 48(4): 387-396.
 - [9] ZHANG S, LIU D, DENG W, et al. A review of slurry-phase hydrocracking heavy oil technology[J]. Energy & Fuels, 2007, 21(6): 3057-3062.
 - [10] LUO H, DENG W, GAO J, et al. Dispersion of water-soluble catalyst and its influence on the slurry-phase hydrocracking of residue[J]. Energy & Fuels, 2011, 25(3): 1161-1167.
 - [11] 元泽怀, 陈晓明. 任务驱动型实验教学模式的实践与探索[J]. 实验技术与管理, 2014, 31(1): 169-171.
 - [12] 张亚娟. 建构主义教学理论综述[J]. 教育现代化, 2018, 5(12): 171-172.
 - [13] 李长秀, 刘颖荣, 杨海鹰, 等. 气相色谱法测定汽油烃类组成分析技术的应用现状与发展[J]. 色谱, 2004, 22(5): 521-527.
 - [14] 窦民娜, 修远, 曹青, 等. 石油沥青及渣油的组成分析方法研究进展[J]. 石化技术与应用, 2019, 37(5): 356-360.
 - [15] WIEHE I A. Asphaltene solubility and fluid compatibility[J]. Energy & Fuels, 2012, 26(7): 4004-4016.
 - [16] TAVAKKOLI M, PANUGANTI S R, TAGHIKHANI V, et al. Understanding the polydisperse behavior of asphaltene during precipitation[J]. Fuel, 2014(117): 206-217.
 - [17] 檀子娟, 柯扬船. 渣油用于制备光敏材料的新型利用[J]. 石油学报(石油加工), 2014, 30(6): 1151-1156.
-
- (上接第161页)
- [12] GEOL M, HEUNG-RYOUL N. A comparison of the dependence of saturated absorption signals on pump beam diameter and intensity[J]. Journal of the Optical Society of America B, 2008, 25(12): 2101-2106.
 - [13] 荆彦锋, 袁小燕, 苏晋. 利用薄原子气室减小饱和吸收谱的交叉共振峰[J]. 佳木斯大学学报(自然科学版), 2014, 32(6): 911-913.
 - [14] DANIL A S. Rubidium 87 line data[EB/OL]. (2010-12-23) [2020-02-26]. <https://www.docin.com/p-201416137.html>.
 - [15] DANIL A S. Rubidium 85 line data[EB/OL]. (2013-09-20) [2020-02-26]. <https://www.docin.com/p-1016846340.html>.