

将方程(19)的右边减去方程(22)的右边, 剩余项定义为相对论延迟. 显然, 这种定义与 Shapiro 的也不同.

通过上面的讨论, 我们想要说明, 所谓“相对论的时间延迟”效应是与长度定义有关的. 雷达回波实验不可能确定哪一种定义更合理. 事实上, 广义相对论的其它三个验证同样不能. 雷达回波实验只能告诉我们: 观测结果与广义相对论的预言相符, 而与牛顿理论矛盾.

参 考 文 献

[1] I. I. Shapiro, *Phys Rev. Letters*, **13**(1964), 789.

[2] C. W. Misner, K. S. Thorne and J. A. Wheeler, *Gravitation*, San Francisco, Freeman, (1973).
 [3] I. I. Shapiro et al., *Phys. Rev. Letters*, **20**(1968), 1265; *ibid*, **26**(1971), 1132.
 [4] J. D. Anderson et al., *Proc. Conf. on Exp. Test. Grav. Theor.* (1971); J. D. Anderson et al., *Astrophys. J.*, **200**(1975), 221.
 [5] I. I. Shapiro et al., *J. Geophys. Res.*, **82**(1977), 4329.
 [6] R. D. Reasenberg et al., *Astrophys. J.*, **234**(1979), L219.
 [7] L. D. Landau and E. M. Lifshitz, *The Classical Theory of Fields*, Pergamon Press, (1975), 235.
 [8] S. 温伯格, *引力论和宇宙论*, 科学出版社, (1980), 230.

远 红 外 光 谱 及 其 应 用

吴述尧 李从周

(中国科学院物理研究所)

在电磁波谱中, 红外辐射是介于可见光和微波之间的电磁辐射. 由于红外辐射的功率密度随波长的增加而急剧下降, 对于不同波长的处理方法又有差别, 一般分为近、中、远三个区域. 远红外是较长波长的一侧, 从微波延伸的观点, 又称同一区域为亚毫米波. 波长范围约为 $20\mu\text{m}-1\text{mm}$ (或用波数表示为 $500-10\text{cm}^{-1}$). 这是在红外区域中能量最弱、处理最困难、开拓最晚的一个波段.

一、远红外光谱的发展概况

1. 远红外光谱的早期研究

远红外光谱的研究工作是从 Rubens^[1] 教授领导的实验室开始的. 从 1889—1922 年, 几乎全部关于远红外光谱的工作都是这个实验室发表的. 主要内容包括: 在较长的波长 (约 $20\mu\text{m}$ 左右) 下测量石英晶体, NaCl, KBr 等离子晶体的折射率, 发现了剩余辐射. 这些材料已成为远红外光谱中消除不需要的辐射的反射滤波材料; 开始使用高压汞灯做远红外辐射源; 在长波一侧最早验证了普朗克黑体辐射经验公

式. 在同一时期, 还利用衍射光栅做色散元件观察了 CO_2 、水蒸气分子等的转动吸收谱.

2. 光栅光谱仪

在 1925—1960 年期间^[2], 发展了以大面积平面衍射光栅为色散元件, 配用多种滤波器以消除短波的高级衍射束透加的光栅光谱仪. 图 1 是光栅光谱仪的光路图. 由图 1 可见, 衍射光栅是光栅光谱仪的核心部分. 图 2 是衍射光栅结构示意图. 衍射束满足布拉格方程 (也称光栅方程), $d \sin \beta = n\lambda$. d 表示光栅常数, β 表示衍射角, n 表示衍射级. 光栅的刻痕要具

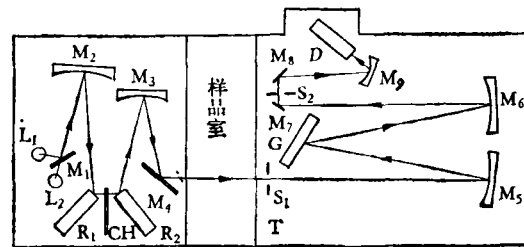


图 1 光栅光谱仪的光路图

L—光源; M—反射镜; R—反射滤波器;
 CH—斩波器; T—透射滤波器; S—狭缝;
 G—衍射光栅; D—探测器

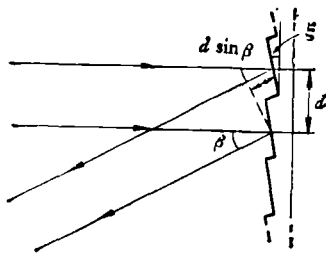


图2 衍射光栅的原理

有严格的周期性。闪耀角 ξ 的选择可以保证衍射束具有最大的强度，一般 ξ 选在 $15^\circ-30^\circ$ 之间。但是，由于(1)红外辐射的功率密度 $B(\nu) \propto \lambda^{-2}$ ，比如波长从 $1\mu\text{m}$ 增加到 $100\mu\text{m}$ ，功率密度降低约 10^4 倍。对长波而言，源本身的强度是非常弱的；(2)从光栅方程 $d \sin \beta = n\lambda$ 可以看到，短波的高级衍射束重迭在所需波长的衍射束上，比如 $\lambda/2$ 的二级衍射重迭在 λ 的一级衍射上。在远红外波段，这些高级衍射束是不能忽略的。为此，在光束到达衍射光栅之前，采用反射和透射滤波器把短波滤去，但这样也使长波辐射受到损失；(3)决定光栅光谱仪分辨率的狭缝约为几个毫米，此缝大大限制了进入谱仪的辐射能量。因此，光栅光谱仪要求使用高灵敏的探测器弥补上述损失。早期的光栅光谱仪使用热电堆做探测器，这种探测器响应慢，灵敏度低，所以用这种谱仪在当时并没有观察到理论上预言的 NH_3 分子纯转动谱中的双峰。1947年高莱发明了气动探测器——高莱管，其室温探测率达到了理论值，波长响应从可见光到毫米波，响应时间约为 15ms 。灵敏度比热电堆高约 10 倍，响应时间也快了一倍。因此，高莱管的出现促使了光栅光谱仪的商品化。在六十年代初，又出现了基于入射束引起的温度变化在铁电材料的表面之间感应电势差的热释电探测器。它由热电系数高的铁电晶体和高阻抗低噪声的场效应晶体管前置放大器匹配而成。尽管室温灵敏度尚不及高莱管，由于它结构简单，制做方便和响应时间更短等优点，已经在光栅光谱仪、傅里叶变换谱仪、X射线谱仪，激光光谱仪中广泛使用，有取代价格昂贵的高莱管的趋势。

光栅光谱仪有单光束和双光束两种。双光束的谱仪结构复杂，但能消除由于光源、放大器和探测器等的不稳定引入的误差。为避免大气中水蒸气吸收的影响，谱仪系统或者抽真空，或者充干燥空气。较好的光栅光谱仪分辨率优于 1cm^{-1} 。用这样的光栅光谱仪证明了理论上预言的 NH_3 纯转动谱的双峰^[2]，测定了全部水蒸气的吸收谱。

3. 傅里叶变换谱仪

傅里叶变换谱仪^[3,4]是利用干涉仪产生干涉条纹并通过傅里叶变换的数学处理获得谱线的方法。当由同一光源来的两束射线 I_1 和 I_2 重新组合的时候，合成束流 $I_c = I_1 + I_2 + I_{1,2}$ ， $I_{1,2}$ 表示两束的干涉效果。对于单色相干源和平行束， $I_{1,2} = 2(I_1 I_2)^{1/2} \cos \delta$ 。 δ 代表两束的相位差。如果 δ 是由于真空中的光程差引起，那么 $\delta = 2\pi\sigma_0 x$ 。 σ_0 代表辐射束的波数， x 代表光程差。当 $I_1 = I_2$ 时，

$$I_c(x) = 2I_1(1 + \cos 2\pi\sigma_0 x)$$

定义为干涉函数。对于谱元密度为 $B(\sigma)$ 的辐射源，

$$\begin{aligned} I_c(x) &= 2 \int_0^\infty B(\sigma)(1 + \cos 2\pi\sigma x) d\sigma \\ &= 2 \int_0^\infty B(\sigma) d\sigma \\ &\quad + 2 \int_0^\infty B(\sigma) \cos 2\pi\sigma x d\sigma \\ &= I_c + I(x). \end{aligned}$$

上式中假定只有正频率，若 $\sigma < 0$ ，那么

$$B(\sigma) = 0.$$

如果定义 $B(\sigma)$ 为偶函数，谱线与干涉函数之间有更简单的关系，即

$$B_e(\sigma) = \frac{1}{2} [B(\sigma) + B(-\sigma)].$$

与 x 有关的部分为

$$\begin{aligned} I(x) &= 2 \int_0^\infty B(\sigma) \cos 2\pi\sigma x d\sigma \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} B_e(\sigma) \cos 2\pi\sigma x d\sigma. \end{aligned}$$

这就是傅里叶变换谱仪的基本方程。所需要的谱线为干涉函数的傅里叶逆变换：

$$B_c(\sigma) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(x) e^{-2\pi i \sigma x} dx$$

$$= \int_{-\infty}^{+\infty} I(x) \cos 2\pi \sigma x dx.$$

实际上,上述步骤并不完善.因为谱仪的光程差为有限值 L ,这并不完全符合傅里叶变换的条件.为此,根据需要引入截尾函数,例如取宽度为 $2L$ 的矩形函数:

$$T(x) = \text{rect}\left(\frac{x}{2L}\right) = \begin{cases} 1 & |x| \leq L, \\ 0 & |x| > L. \end{cases}$$

这样,我们所要求的谱元分布为

$$B(\sigma) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(x) T(x) e^{2\pi i \sigma x} dx.$$

根据卷积定理:

$$\Phi(fg) = \Phi(f) * \Phi(g),$$

Φ 代表傅里叶变换,则

$$B(\sigma) = B_c(\sigma) * t(\sigma),$$

其中

$$t(\sigma) = \int_{-\infty}^{+\infty} T(x) e^{2\pi i \sigma x} dx$$

定义为仪器函数.以上步骤称为变迹法.

在傅里叶变换谱仪中使用的干涉仪有两种:(1) Michelson 干涉仪,其简单原理见图 3.由光源来的辐射束经分束器分成相等的两部分.透射的部分经固定镜反射回来,反射的部分经可动镜反射回来,两束重新汇合后进入探测器.(2) Lamellar 光栅干涉仪,如图 4 所示. Lamellar 光栅由两组相间的条纹刻面组成,其中一组是可动的.通过波前分裂得到具有光程差的干涉束.这种干涉仪的结构复杂,但在低

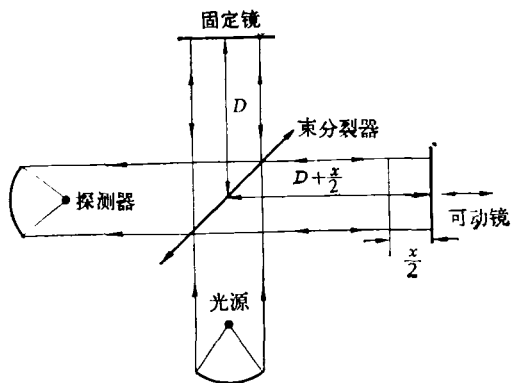


图 3 Michelson 干涉仪的原理图

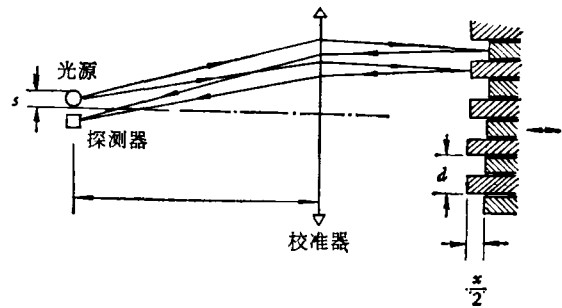


图 4 Lamellar 光栅干涉仪原理

波数(长波)的性能优于 Michelson 干涉仪.由这种干涉仪组成的谱仪的测量范围约在 $3-80\text{cm}^{-1}$.

自从五十年代初提出了多路传输的优点之后,随着电子计算机的迅速发展,傅里叶变换谱仪作为一种重要的工具在化学、物理学和天文学等领域广泛使用着.与光栅光谱仪比较,其主要优点是:(1) 波长覆盖范围宽,可以从中红外到远红外;(2) 分辨率高,一般来说都高于 0.1cm^{-1} ,并且在整个波段保持恒定的分辨率;(3) 信噪比高,对于包含 N 个谱元的信号,由于利用了多路传输优点,使信噪比获得 $N^{1/2}$ 倍的增益.

4. 远红外激光和法布里-珀罗干涉仪

在整个电磁波谱中,可见光领域最早实用化.近些年来,在 X 射线、紫外线、微波以及近红外波段也实现了自由控制.唯独远红外区域属于未发展的领域.上面讲到的几种谱仪仍采用辉度低、连续谱的硅碳棒和高压汞灯做光源,效率甚低.对于这一领域的开拓,不外乎从其两侧延伸.从微波一侧看,速调管在 2mm 以下强度急剧下降,因而不适用作发射源.1960 年出现的返波管可以提高振荡频率,但受固体中热电子弛豫时间的限制,振荡频率充其量达到 $300\text{GHz}(\lambda \sim 1\text{mm})$.从可见光一侧看,发展远红外激光势在必行.1962 年实现了在 $28\mu\text{m}$ 振荡的氦氖激光.1970 年首次发明了对分子进行光照射而激励的远红外激光.采用气体 CH_3F , $9.55\mu\text{m}$ 的 CO 激光为光泵,获得的远红外激光波长为 $496, 452, 541\mu\text{m}$.从此以后,远红外

激光迅速发展起来,已经在 26 种分子中从 $34\mu\text{m}$ — 1.97mm 的范围得到了 500 多种振荡,数目仍在增加。对于远红外光谱来讲,更有希望的方法是利用一些非线性过程间接产生可调远红外辐射。例如,在 LiNbO_3 晶体中混合两束红宝石激光获得了在 28 — 38cm^{-1} 及 0 — 50cm^{-1} 范围内的可调差频辐射^[5]。在 LiNbO_3 晶体中混合两束 CO_2 激光也得 5 — 140cm^{-1} 几乎连续的频率范围^[6]。用 Q 开关的红宝石照射下的 LiNbO_3 中产生相干喇曼散射和参量发生得到 50 — 150cm^{-1} 的可调输出^[7]。此外,借助混合染料激光束也得到了远红外辐射。无疑这将会大大改变远红外光谱的现状。

法布里-珀罗干涉仪^[4]本身不是谱仪,但作为远红外激光或在有限谱区作为低强度测量的一种附加工具显示了与日俱增的重要性。法布里-珀罗干涉仪实际上是一种特殊的带通滤波器,利用金属栅网的内反射完成滤波的作用。法布里-珀罗干涉仪在可见光和紫外光区域也已使用,互补性栅——电容性网与电感性网组合的出现,大大改善了法布里-珀罗干涉仪在远红外波段的透过率和精细度。扫描法布里-珀罗干涉仪已经逐渐代替可变耦合镜作为远红外激光的输出镜。配用法布里-珀罗干涉仪的远红外光源在研究局部谱元的变化过程时比傅里叶变换谱仪有更多的优越性。

二、远红外光谱处理的问题

远红外光子的能量约为一百到几个 meV ,相应于从室温到几度 K 的热能量。在这个谱区内能够研究的跃迁形式必然与较弱的力或较大的质量相联系。因此,远红外光谱适合于研究某些弱的键合力、弯曲和扭转等。

1. 极性分子的纯转动

极性分子的纯转动或振动-转动引起的跃迁在远红外光谱中表现为尖锐的吸收峰,这些峰的位置和强度包含了物质的组分和浓度方面的信息。水蒸气分子是典型的极性分子,分子结构是非对称的,转动跃迁很强,吸收峰布满远

红外区域,在远红外光谱中用于波长校准。

2. 弱相互作用的精细结构

尖锐的吸收峰可用来判别组分,吸收峰的移动、加宽和重迭反映了分子相互作用导致的键伸张、弯曲及键角的变化,由此可以推出结构配位方面的信息。氢键是一种弱键的例子,它是许多物质结合的媒介,在许多场合下,它能部分地或全部地被分开。 $\text{—A—H}\cdots\text{B—}$ 表示氢键的结合方式,A 代表一种分子群,B 代表另一种分子群, —A—H 表示强结合, $\text{H}\cdots\text{B—}$ 表示弱结合,在这种结合中,氢键的振动伸张模落入远红外区域。

3. 碰撞感应谱

同类核的双原子分子由于对称性在远红外区域看不到纯转动谱。但在较高的压力下,分子之间的碰撞能感应偶极矩,感应偶极矩是碰撞分子间距的短程函数,由此引起的吸收过程依赖碰撞时间,光子能量的吸收表现为碰撞后分子平动能量的增加。根据其依赖碰撞时间的特点,可以从总的平动能量中分离出感应的偶极矩,从而导出核四极矩的信息。

4. 凝聚态物质的转动-平动吸收

在凝聚态物质中,分子间的相互作用力与分子结合力相比不能忽略。远红外吸收谱包含了孤立分子的转动及分子间相互作用引起的平动。这种复杂的吸收谱与孤立分子的吸收谱比较,最直观的现象是频率漂移。对于这种复杂现象的解释是困难的。目前只限于对电介质弛豫、自旋弛豫和荧光去极化等现象的物理图象的定性说明。

5. 晶体的远红外响应

晶体远红外吸收谱的处理包括经典方法和量子力学方法。如果把晶体看成大量谐振子的集合,基于波动性求解麦克斯韦方程,可以得到复介电常数 $\epsilon = \epsilon' + i\epsilon''$,与实验结果比较是一致的。但在推导色散公式 $\epsilon(\omega)$ 时,为了吻合实验结果,必须引入一个称作阻尼系数的参量,经典方法并未赋予阻尼系数确切的物理意义。以双原子晶体为例,从量子力学的观点,作周期函数近似,可以写出点阵原子的运动方程式:

$$m_k \frac{\partial^2}{\partial t^2} u_\alpha \left(\frac{l}{k} \right) = \sum_{\beta l' k'} \frac{\partial^2 U}{\partial u_\alpha \left(\frac{l}{k} \right) \partial u_\beta \left(\frac{l'}{k'} \right)} u_\beta \left(\frac{l'}{k'} \right),$$

其中 $u_\alpha \left(\frac{l}{k} \right)$ 代表第 k 个离子的位移坐标。由上式推出的久期方程式的图解如图 5 所示，用声子（晶体中能量量化的弹性波）的概念描述色散关系，包括光频支 ω_+ 和声频支 ω_- 。晶格吸收波矢为 $\mathbf{K} (|\mathbf{K}| = 2\pi/\lambda)$ 、能量为 $\hbar\omega = \hbar c|\mathbf{K}|$ 的光子，产生或消灭一个波矢为 \mathbf{q} 、能量为 $\hbar\omega'$ 的声子，根据准动量和能量守恒定律

$$\mathbf{K} = \mathbf{q},$$

$$\hbar\omega = \hbar\omega'.$$

在远红外区域，只有 $\mathbf{q} \sim 0$ 的光学声子是活性的。这种模式正好代表两个原子 m_1 和 m_2 以静止质心为原点向相反方向的运动。对于这种模式的研究，远红外光谱仪和喇曼谱仪是互补的实验手段。

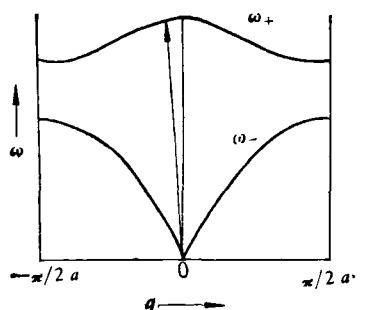


图 5 双原子线链的色散关系中的光频支 (ω_+) 和声频支 (ω_-)

三、应用举例

1. 介电常数和光学常数的测量

通过远红外光谱仪测量样品的反射率 R ,

$$R = \frac{(n-1)^2 + k^2}{(n+1)^2 + k^2}.$$

利用 Kramers-Kronig 关系计算出 n 和 k , n 代表折射率, k 代表消光系数。由此推出 $\epsilon' =$

物理

$n^2 - k^2$, 表示与电场同位相的极化, 称介电常数的实部。 $\epsilon'' = 2nk$, 表示与电场位相差 $\pi/2$ 的极化, 导致能量损耗, 称介电常数的虚部。图 6 是对 CaTiO_3 测量的结果。

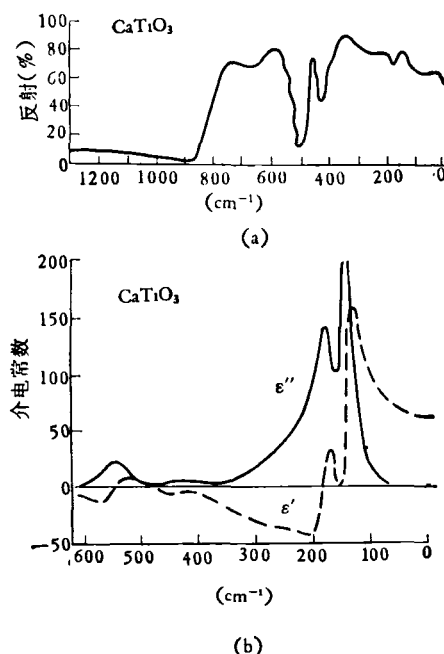


图 6 (a) 用远红外光谱仪测量的 CaTiO_3 的反射率; (b) 利用 K-K 关系计算的 ϵ' 和 ϵ''

2. 铁电体相变的研究

1960 年, Cochran 和 Anderson 独立地提出了铁电性理论, 即在类似 BaTiO_3 这类晶体中, 铁电相变是与晶格的一种或几种横光学声子模的不稳定性有关系的。在长波限, 这些模的频率降低, 当温度趋近居里点 T_c 时, 这些模的频率趋于零, 即 $\omega_T \propto (T - T_c)^{1/2}$ 。把这种依赖于温度的不稳定的横光学声子模定义为软模。软模有较大的振动强度, 对静态介电常数的贡献达 90% 以上。根据 L-S-T 关系,

$$\frac{\epsilon_0}{\epsilon_\infty} = \frac{\omega_L^2}{\omega_T^2},$$

式中 ϵ_0 表示在频率远低于 ω_T 时得到的介电常数, 也称为静态介电常数, 其频率响应在红外区; ϵ_∞ 表示高频介电常数, 频率响应在紫外区, 从可见光到红外为恒定值; ω_L 代表纵光学声子频率, ω_T 代表横光学声子频率。在远红外区域

ϵ_∞ 为常数, ω_L 也不随温度变化, 当 $\omega_T \rightarrow 0$ 时, $\epsilon_0 \rightarrow \infty$, 说明出现软模时, 存在静态介电常数的发散现象. 实验上是由测量到的 ϵ_0 , 导出 ω_T , 而 ω_T 与微观结构的关系为^[6]

$$\omega_{Tj} = \pm \left(\Omega_j^2 - \frac{1}{4} \gamma_j^2 \right)^{1/2} + \frac{1}{2} i \gamma_j,$$

式中 Ω_j 代表重整化频率, 是与力常数有关的参数; γ_j 代表阻尼. 以上的处理特别适用于位移型铁电体. 图 7 是用远红外光谱在 SrTiO_3 晶体中观察到的软模. SrTiO_3 是近铁电体, 加压力时才出现铁电相. SrTiO_3 有三个纵光学模和三个横光学模, 但只有一个横光学模随温度软化. SrTiO_3 是弱阻尼的, 软模效应最明显.

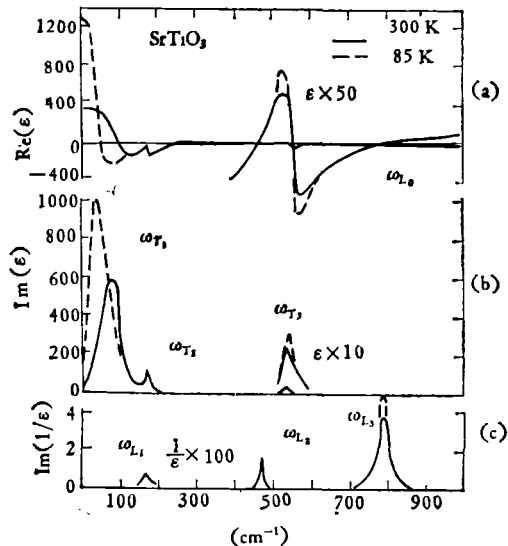


图 7 两种温度下 SrTiO_3 的电介质函数

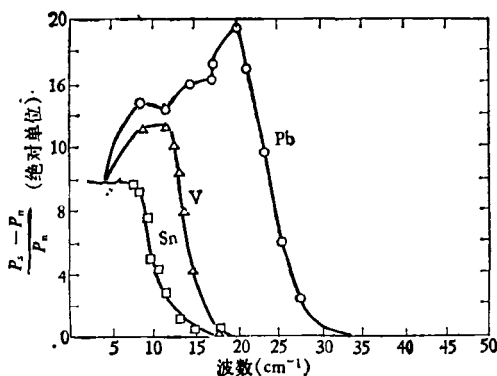


图 8 几种材料的超导能隙测量

3. 超导体

BCS 理论预言了电子的超导态和正常态之间存在能隙. 从超导的基态激发到正常态所要求的最小能量约为 $3.5kT_c$ (T_c 为零磁场下的临界温度), 恰好适宜用远红外激发. 图 8 是对几种超导体测量的结果. 图中 P_s 表示超导态样品的信号, P_n 表示用磁场驱动到正常态时的信号.

4. 半导体中载流子的迴旋共振

在半导体材料中, 通过载流子的迴旋共振测量载流子的有效质量. 载流子迴旋共振频率为

$$\omega_c = \frac{eH}{m^*c},$$

H 代表磁场, m^* 是载流子的有效质量. 由于载流子的迴旋运动与晶格的作用, 在特征时间 τ 内迴旋运动急剧衰减, 使共振线加宽而模糊. 为了提高测量精度, 要求满足 $\hbar\omega > kT$ 的条件, 采用强磁场, 使 ω_c 提高到远红外的范围, 同时把试样降到液氮温度, 就保证了上述条件.

5. 等离子体诊断

核聚变等离子体研究的进展使托克马克型等离子体的等离子体密度 $n_e \geq 10^{14} \text{cm}^{-3}$, 相应的等离子体频率 $\omega_p^2 = n_e e^2 / \epsilon_0 m_e$ 提高到远红外区域. 通过远红外偏振束的法拉第旋转角的测定, 可以确定等离子体密度:

$$\Psi = 2.63 \times 10^{-17} n_e B l \lambda^2,$$

式中 Ψ 代表法拉第旋转角, B 代表磁场强度, l 代表等离子体程长. 测量原理如图 9^[9]. 布儒斯特角的 Si 偏振片使一种偏振束透过, 另一种

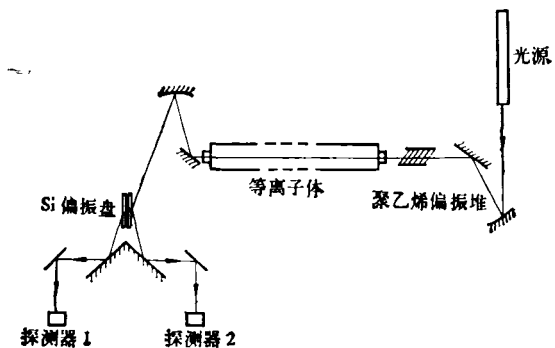


图 9 远红外光谱用于等离子诊断

偏振束得到反射。在未放样品前,调节偏振堆,使两个探测器上的信号相等,这时偏振堆约偏离垂直方向 45° 。在放入样品后,两个探测器上的信号不等,调节偏振堆使两个探测器上的信号再次相等,就可以测出法拉第旋转角 ψ 。

6. 天体物理的研究

在电磁波谱中,远红外区域属于天文学研究中开拓最晚的一个区域,主要困难在于:(1)整个远红外区域布满大气中水蒸气的吸收线;(2)天体的远红外辐射是非常微弱的。但是,由于在这部分辐射中包含了大量有用的信息,人们曾经在高山顶,或利用气球、飞机等工具,期望避开大气中水蒸气的影响获得天体的远红外信息。近年来,随着火箭技术、人造卫星及空间实验室的发展,特别是高分辨的傅里叶变换谱仪的应用,已经利用气球携带或卫星携带的傅里叶谱仪进行了行星谱和宇宙微波本底谱的

分析,用不同的方法把天文学的这一空隙填补起来,形成了远红外天文学。

参 考 文 献

- [1] E. D. Palik, *J. Opt. Soc. Am.*, **67**(1977), 857.
- [2] Nathan Ginsburg, *J. Opt. Soc. Am.*, **67**(1977), 865, 867.
- [3] L. Genzel and K. Sakai, *J. Opt. Soc. Am.*, **67**(1977), 871.
- [4] *Methods of Experimental Physics*, Vol. 13, Spectroscopy Part B, Ed. by Dudley Williams. Academic Press, (1976).
- [5] D. W. Faries et al., *Phys. Rev. A.*, **3**(1971), 2148.
- [6] R. L. Aggarwal et al., *J. Appl. Phys.*, **45**(1974), 3972.
- [7] B. C. Johnson et al., *Appl. Phys. Lett.*, **18**(1971), 181.
- [8] M. E. Lines and A. M. Glass, *Principles and Applications of Ferroelectrics and Related Materials*, Oxford, Clarendon, (1977).
- [9] M. F. Kimmitt, *Far-infrared Techniques*, Oxford, Clarendon, (1971), 133.

光束的相干性和方向性

詹 达 三

(中国科学院物理研究所)

一

自从激光器问世以来,人们普遍相信,为了产生象激光这样具有高度方向性的光束,光源必须是空间完全相干的。众所周知,同普通的光源相比,激光的高度方向性是激光光源的三大特点之一。对比来自普通光源和稳定激光器的辐射角分布,辐射的角分布是极不相同的。根据朗伯定律,在通常的条件下,热光源的辐射角分布为

$$J(\theta) = J(0) \cos \theta, \quad (1)$$

式中 θ 是辐射方向与辐射表面法线方向之间的夹角, $J(0)$ 是法线方向上的辐射强度。由此可见,热光源的辐射强度角分布是很宽的(即方向性不好)。但对于激光光束来说,辐射能量将集中在围绕法线方向上一个很狭窄的立体角内,

例如截面直径为 2mm 的激光光束,99% 的辐射能量几乎都集中在量级约为 10^{-4} mrad (毫弧度)的发散锥内。

大家知道,这两种光源的一个最主要的区别是,热光源几乎是空间不相干的,而激光光源是空间高度相干的。因此,从上面两种光源的辐射角分布的比较看出,光源的相干状态和光源的辐射强度角分布之间一定存在某种联系。这一点已被近几年的研究所证实。

虽然象激光光源这种空间完全相干的光源能够产生方向性极好的光束,但是近年来的研究表明,产生象激光那样方向性极好的光束,光源的空间完全相干不是必要条件。文献[1]从理论上证明,某种类型的部分相干光源能够产生和高斯激光光束相同的远场强度分布,即这种光源产生的光束与高斯激光光束具有同样好的方向性。由此可见,光束的方向性与光源