

激光的物理应用

《激光手册》 第五分册

F. T. 阿 雷 克 主编
E. O. 舒尔茨-杜波依斯

科 学 出 版 社

73.7711
282
5:2

激光的物理应用

《激光手册》第五分册

F. T. 阿雷克 E. O. 舒尔茨-杜波依斯 主编

《激光手册》翻译组 译

31.970/19

科学出版社

1979

内 容 简 介

本书包括七篇综述性论文,论述光在凝聚态物质中的线性和受激瑞利散射、布里渊散射和喇曼散射,激光光束的自作用,非线性相干共振现象,二光子光谱以及激光产生高温蒸气和等离子体问题.这些内容概括了当前激光在物理学问题上几个重要应用方面,叙述清晰细致,可供激光、光学、固体物理、等离子体物理等有关专业师生及科研人员参考.

F. T. Arecchi, E. O. Schulz-DuBois
LASER HANDBOOK
North-Holland, 1972

激 光 的 物 理 应 用

《激光手册》第五分册

F. T. 阿雷克 E. O. 舒尔茨-杜波依斯 主编

《激光手册》翻译组 译

*

科 学 出 版 社 出 版

北京朝阳门内大街 137 号

石家庄地区印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售

*

1979年12月第 一 版 开本: 787×1092 1/32

1979年12月第一次印刷 印张: 17

印数: 0001—9,900 字数: 388,000

统一书号: 13031·1121

本社书号: 1573·13—3

定 价: 1.75 元

中译本前言

自从第一台激光器出现以来,激光理论和激光技术的发展非常迅速。目前激光已在国防、国民经济和科学技术的许多方面得到了广泛应用。《激光手册》综述了激光的物理原理、技术设计及其应用,虽出版于1972年,但书中论述的许多基本原理和基本技术仍然适用。遵照毛主席关于“洋为中用”的教导,我们将它译成中文,以供读者参考。

本书原著分为基础理论(A),各类激光器(B),激光器件与技术(C),非线性光学材料(D),物理应用(E)及技术应用(F)等六个部分,共收综述文章40篇,分为上、下两卷出版。中译本对部分章节作了调整,准备分六个分册出版。原书的A部分为第一分册,原书的B和C两部分调整为第二和第三分册,自原书E部分选出一篇文章与D部分合编成第四分册,E部分的其他文章为第五分册,F部分为第六分册。

本分册第一、第二、第四、第七章由杨顺华译。第三章由郭权和、王笑琴译。第五章由杨顺华、李维城译。第六章由吴存恺译。李国栋参加了第四章的校订,沃新能参加了第三章的校订,杨顺华参加了第三章和第六章的校订工作。

目 录

中译本前言	i
第一章 热起伏引起的线性散射	1
1. 引论	1
2. 晶体	3
2.1. 点阵动力学	3
2.2. 运动学	5
2.3. 散射截面	7
3. 晶体中的喇曼散射	8
4. 晶体中的布里渊散射	13
4.1. 布里渊散射张量的计算	16
4.2. 选择定则和布里渊张量	20
5. 流体中的光散射	43
6. 仪器配置	48
6.1. 喇曼光谱术	48
6.2. 布里渊光谱术	50
6.3. 瑞利线宽测量	52
第二章 受激瑞利、受激布里渊和受激喇曼光谱学	57
1. 引论	57
1.1. 光源	58
1.2. 自发散射过程	60
1.3. 光的受激散射	64
2. 波动方程和非线性极化强度	69
2.1. 波动方程	70
2.2. 非线性极化强度	71
3. 受激喇曼散射(SRS)	72

3.1. 分子或点阵振动的受激散射	72
3.2. 受激极化声子散射 (SPS)	98
4. 受激布里渊散射与受激瑞利散射 (SBS, SRLS)	102
4.1. 微分方程	104
4.2. 受激布里渊散射 (SBS 和 STBS) 的解	109
4.3. 受激瑞利散射 (SRLS 和 STRS) 的解	115
4.4. 关于理论同实验的比较	117
4.5. 受激布里渊散射 (SBS) 的实验研究	119
4.6. 受激瑞利散射和受激热瑞利散射 (SRLS 和 STRS) 的实验	127
5. 受激瑞利翼散射 (SRWS)	133
5.1. 理论	133
5.2. 实验结果	138
6. 非线性过程间的相互作用和竞争	143
7. 结语	148
第三章 激光束的自聚焦、自散焦和自调制	162
1. 引言	162
2. 激光束的稳态自聚焦	174
2.1. 具有准局域非线性的介质的稳态自聚焦; 抛物型方程	174
2.2. 无象差近似	176
2.3. 会聚光束和发散光束的自聚焦	177
2.4. 分析自聚焦效应的一种矩量方法	178
2.5. 有象差的自聚焦	180
2.6. 具有任意截面的光束的自聚焦和分层	182
2.7. 焦点区域里的电场	184
2.8. 光束的自陷	186
2.9. 外自聚焦	189
3. 非稳态自聚焦	190
3.1. 非稳态过程; 微分方程	190
3.2. 运动焦点	192
3.3. 平均的场分布	194
3.4. 具有弛豫的非线性性质	196
4. 短脉冲和超短脉冲的自聚焦	200

4.1. 毫微秒脉冲实验	200
4.2. 微微秒脉冲的实验	203
5. 激光束的热自聚焦	204
5.1. 稳态自聚焦	204
5.2. 瞬态热自聚焦	212
6. 激光束的自散焦	218
6.1. 静止介质中的稳态自散焦	219
6.2. 运动介质中的稳态自散焦	226
6.3. 非稳态自散焦	233
7. 光束的自调制	237
7.1. 引言	237
7.2. 平面波的振幅调制-位相调制转换	237
7.3. 脉冲的交叉调制	241
7.4. 非线性介质中脉冲的压缩	241
7.5. 非色散介质中脉冲包络的畸变; 光脉冲的自变陡效应	244
7.6. 光谱反常增宽的实验研究	246
7.7. 光谱超增宽的理论 and 实验	251
8. 结论	257
第四章 非线性相干共振现象	267
1. 引论	267
1.1. 本章的范围	267
1.2. 超辐射现象	270
1.3. 宏观偶极子的形成	275
1.4. 最大合作数	278
2. 半经典表述法	280
2.1. 物质系统的描述	280
2.2. 矢量模型	284
2.3. 唯象性阻尼项	287
2.4. 波动方程	289
2.5. 小信号稳态解	292
2.6. 面积定理	294
3. 局域相干共振效应	296

3.1. 引论	296
3.2. 光子回波	297
3.3. 瞬变光学章动	304
3.4. 单一谱线上的双共振光谱学	306
3.5. 绝热通过	308
4. 相干共振传播效应	310
4.1. 引论	310
4.2. 吸收体中的稳态传播	313
4.3. 吸收体中脉冲的演变	317
4.4. 发射体中的稳态传播	324
4.5. 发射体中脉冲的演变	327
4.6. 能级简并及取向无规的效应	329
4.7. 实验方面	334
5. 涉及两个以上能级的相干效应	337
5.1. 引论及定式法	337
5.2. 耦合多普勒展宽跃迁中的激光感生谱线致窄效应	340
5.3. 喇曼回波	343
5.4. 相干喇曼传播	349
6. 结论	353
第五章 二光子光谱学	360
1. 引论	360
2. 二光子吸收的理论	363
2.1. 微扰论	363
2.2. 对称性与偏振态	369
2.3. 二光子光谱学的理论方法	376
3. 二光子吸收实验	393
3.1. 引言	393
3.2. 激光器	395
3.3. 连续光源	396
3.4. 测量技术	397
3.5. 二量子吸收谱	403
4. 二光子吸收的应用	417

4.1. 晶体中载流子的整体均匀产生	417
4.2. 激光辐射性质的控制和显示	418
第六章 激光辐射产生高温蒸气和等离子体	425
1. 引言	425
2. 问题的提出和主要方程	426
3. 低温过程	431
4. 高温等离子体过程: 一维情况	440
5. 高温等离子体过程: 聚焦的激光辐照	446
6. 用超短激光脉冲加热等离子体	451
7. 雪崩击穿和均匀介质的加热	455
8. 实验结果	463
第七章 固体喇曼光谱学	472
1. 引论	472
2. 实验方法	473
2.1. 光学系统	473
2.2. 杂散激光的排除	475
2.3. 检测器	479
2.4. YAG:Nd 激光器	480
2.5. 注入式激光器	481
2.6. 外差光谱学	484
3. 声子	485
3.1. 极性闪锌矿结构半导体	485
3.2. 硒	489
3.3. 淡红银矿和三硫化砷	491
3.4. 表面散射	492
4. 电子	495
4.1. 散射截面	505
4.2. 电子速度分布函数	512
4.3. 空穴散射	518
4.4. 电子喇曼散射	518
5. 受激散射	520

5.1. 激光光束的陷集	520
5.2. 连续受激自旋反转散射	526
译后记	533

第一章 热起伏引起的线性散射

H. Z. Cummins, P. E. Schoen

提要 本章评述激光应用于固体和液体的光散射光谱学的研究,特别着重于晶体点阵振动产生散射的选择定则,给出了喇曼散射张量和布里渊散射张量的表,由这些表可以求出各个晶类中有关声学声子和光学声子的选择定则。还讨论了喇曼散射、布里渊散射及瑞利散射光谱学所采用的仪器配置。

1. 引 论

五十多年以前就已知道,当一柱光束穿越透明的电介质材料(固体、液体或气体)时,一部份光会被试样中热起伏所产生的电介性质不均匀性所散射,而散射光的谱分析可以利用来研究试样中的集体激发(Einstein, 1910; Brillouin, 1922)。

与本书其它章所讨论的受激的和非线性现象不同,线性散射(或热散射)不用激光就可以进行观察,事实上近一百年来它一直是一个活跃的研究领域¹⁾。

自六十年代以来,激光光源的采用在实验技术中引起了革命。连续激光器的高强度、高度准直性和单色性,使得快速顺利地进行高精确度的测量,以及对激光技术出现以前很难解决的问题进行研究等等,变得比较简单了。

1) 有关瑞利的及其他早期工作者关于光散射研究的记述,可以参看 Faberlinskii (1968) 及 Bhagavantam (1942)。

本章的目的就是对线性(或自发)光散射光谱学的理论和实践给出一个一般性的介绍. 将要集中注意于晶体中的喇曼散射和布里渊散射, 以及流体中的布里渊散射和瑞利散射. 我们并不想作一个完善的文献总结, 不过, 将举出适当的总结文章和书籍作参考, 在它们之中有些列出了大量文献的目录.

本章论述的内容划分为有关晶体和流体的各节, 是由理论的基本差别所决定的, 而主要并不是由于实验技术之不同. 晶体的平移对称性自然地导致采用群论和对称性的语言表述的分析, 而流体本征的无规性则导致以关联函数和热力学为基础的描述方法.

本章关于晶体中光散射的讨论将限于点阵振动(声子)散射, 而不讨论晶体中许多其他集体激发, 例如等离激元(plasmons), 磁振子, 极化声子(polariton)¹⁾等, 对于它们也曾采用过光散射方法进行研究. 关于这些现象中的一大部分的讨论, 以及有关的参考文献, 可以从本书第二章和 Loudon (1964, 1965) 关于晶体中喇曼效应的评述论文, 以及固体光散射谱 1968 国际会议文集 (Wright, 1969) 中的许多论文里找到²⁾.

由于应用激光器比较容易进行对偏振态灵敏的散射实验, 因此在本章中特别着重讨论如何使用散射张量以确定晶

1) “polariton” 一词在本书内仍译为“极化声子”, 因为本书所处理的情况一般并未超出辐射场与 TO 声子的耦合模式. J. J. Hopfield 首次引入 “polariton” 这个名称, 见 *Phys. Rev.* **112**, 1555 (1958), 他所处理的就包括了辐射场与激子以及 TO 声子耦合两种情况. 目前, “polariton” 一词的含义是泛指晶体中各种极性类波元激发, 如激子、等离激元、磁振子、TO 声子等与光子的耦合模式, 所以我们在另一本书里改译为“极化激元”, 见 C. Kittel “固体物理导论”第五版译本第十一章. ——译注

2) 还可以参看固体中光散射第二次(1971)及第三次(1975)国际会议的文献资料: *Proc. of the 2nd. International Conf. on Light Scattering in Solids*, M. Balkanski ed., 1971; 及 *Proc. of the 3rd International Conf. on Light Scattering in Solids*, M. Balkanski et al. ed., 1976. ——译注

体中的选择定则。我们列出了 Loudon (1964, 1965) 所收集的喇曼散射张量的表。此外,还给出布里渊散射张量新的大量集录,并讨论了相应的布里渊选择定则。

2. 晶 体

2.1. 点阵动力学

一个完整晶体,当不存在任何热激发时,是由一个基本单元(单胞)在一个三维规则列阵中无限重复所构成。点阵动力学的分析传统地是从建立一个势能函数开始,这个势能函数以相互作用的一种绝热模型为基础,并表示为原子核离开其平衡位置的位移的幂级数¹⁾。如果在势能函数中除了含原子核位移的二次项以外,将其他所有各项全都略去,那么就得到熟知的谐和近似,由此直接地给出一组 $3sN$ 个运动方程,这里 s 是单胞中的原子数, N 是晶体中单胞的数目。

到了这里就必须引用晶体的平移对称性,布洛赫定理要求运动方程的解具有某一特殊形式,即第 l 个单胞中第 s 个原子位移的 α 分量 $u_\alpha \left(\begin{smallmatrix} l \\ s \end{smallmatrix} \right)$ 与在原点的单胞 ($l = 0$) 中和它等价的原子位移通过下式联系:

$$u_\alpha \left(\begin{smallmatrix} l \\ s \end{smallmatrix} \right) = u_\alpha \left(\begin{smallmatrix} 0 \\ s \end{smallmatrix} \right) \exp(i\mathbf{q} \cdot \mathbf{l}). \quad (1)$$

于是可以见到: $3sN$ 个运动方程会分解为 N 组相互独立的方程,每组含 $3s$ 个方程,对应于 \mathbf{q} 的一个特定值 (Ziman, 1964)。

这样,对应于 \mathbf{q} 的每一个值,有 $3s$ 个联立的运动方程,对

1) 关于本节所述内容更完善的讨论可在下列专著中找到: Born 和黄昆 (1962), Maradudin et al., (1963), Ziman (1964).

它们求解给出 $3s$ 个频率本征值, 每一本征值对应一个本征矢量, 后者是单胞中原子的 $3s$ 个笛卡儿位移的线性组合. 每一个解称为一个简正模.

当运动方程对一系列方向平行但量值大小不同的 q 求

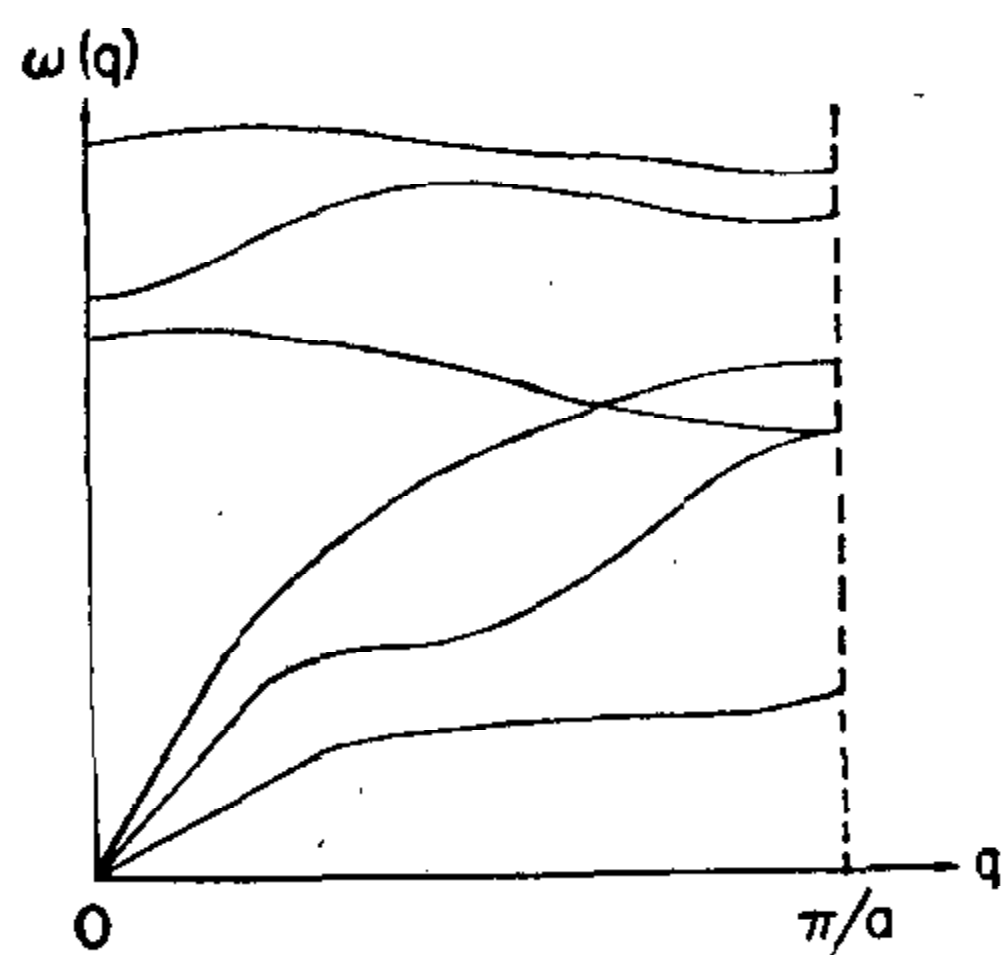


图1 某种每个单胞中含有两个原子的晶体点阵振动色散曲线示意图, 图示三个声学枝和三个光学枝

解, 就可以得到一组色散曲线, 即 $\omega-q$ 曲线, 如图1所示. 色散曲线总是由 $3s$ 个枝组成. 不过, 由于诸运动方程之间可能出现某种简并情况 (特别是当 q 平行于晶体的一个高对称方向时会如此), 因而这些枝可能并不总是判然分离的.

色散曲线中有三个枝总是表现当 $q \rightarrow 0$ 时 $\omega \rightarrow 0$ 的特性. 考察诸本征矢量, 表明这些枝在 $q \rightarrow 0$ 的极限下相应于

一个单胞中的所有原子同步运动. 因而这些枝完全等同于宏观(纵或横)声波, 并可称为声学枝. 其余的 $3s - 3$ 个枝在 ω 轴上有非零截距, 并相应于单胞中原子的相对运动. 这些枝上的模式与分子振动相联系, 它们引起晶体的红外吸收, 因而称为光学模.

色散曲线所包含的 $|q|$ 值的范围, 即 $0 \leq |q| \leq \frac{\pi}{a}$, 确定

了第一布里渊区, 这里 a 是晶体点阵的重复距离. 这样, q 的取值范围就是从零至约 10^8cm^{-1} . 如下面将要说明的: 由于光散射仅与其波长可以同光波波长相比拟的那些模式发生相互作用, 因而人们只能观察到 $|q| \leq 10^5 \text{cm}^{-1}$ 的那些模式, 这样, 在一级光散射实验中仅能研究那些非常接近于布里渊区

中心 ($q \rightarrow 0$) 的模式.

2.2. 运 动 学

光散射的运动学性质可以从经典力学的观点或是从量子力学的观点出发进行推导.

从经典的观点出发,设想每一个点阵振动模 (\mathbf{q}, ω) 都使介电常数 ε 发生微小改变,使得

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + \sum_{\mathbf{q}, \omega} \varepsilon_{\mathbf{q}\omega} \exp i(\mathbf{q} \cdot \mathbf{r} - \omega t) = \varepsilon_0 + \delta\varepsilon.$$

当单色平面光波 $E(\mathbf{r}, t) = E_0 \exp i(\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r} - \omega_0 t)$ 通过晶体时,就会引起一个附加的极化强度 $\delta P = \delta\varepsilon E_0 / 4\pi$, 它产生散射场 $E_s(\mathbf{r}, t)$. 不难导出:这个散射场具有如下形式(Cummins, 1969)¹⁾:

$$E_s(\mathbf{r}, t) \propto \sum_{\mathbf{q}, \omega_q} \exp i[\mathbf{k}_s \cdot \mathbf{r} - (\omega_0 \pm \omega_q)t] \int_{V'} \exp i(\mathbf{k}_0 \pm \mathbf{q} - \mathbf{k}_s) \cdot \mathbf{r}' dV'. \quad (2)$$

式中的体积分给出一个以 $(\mathbf{k}_0 \pm \mathbf{q} - \mathbf{k}_s)$ 为宗量的 δ -函数, 这个形式就是动量守恒条件. 这样,从动力学上讲,在晶体的 $3sN$ 个简正模中只有 $3s$ 个(每一枝上一个)模能够向某一给定的方向 θ 散射频率为 ω_0 的光. 于是,散射场就将由频率为 $\omega_0 \pm \omega_q$ 的诸分量组成,这里 ω_q 是 $3s$ 个频率,相应于图 1 中通过 $|\mathbf{q}| = |\mathbf{k}_0 - \mathbf{k}_s| \approx 2|\mathbf{k}_0| \sin \frac{1}{2} \theta$ 处的一条垂线与色

1) 这里每一个 (\mathbf{q}, ω_q) 项都应当看作是两项之和,其中一项含有两个“+”号,另一项含有两个“-”号.

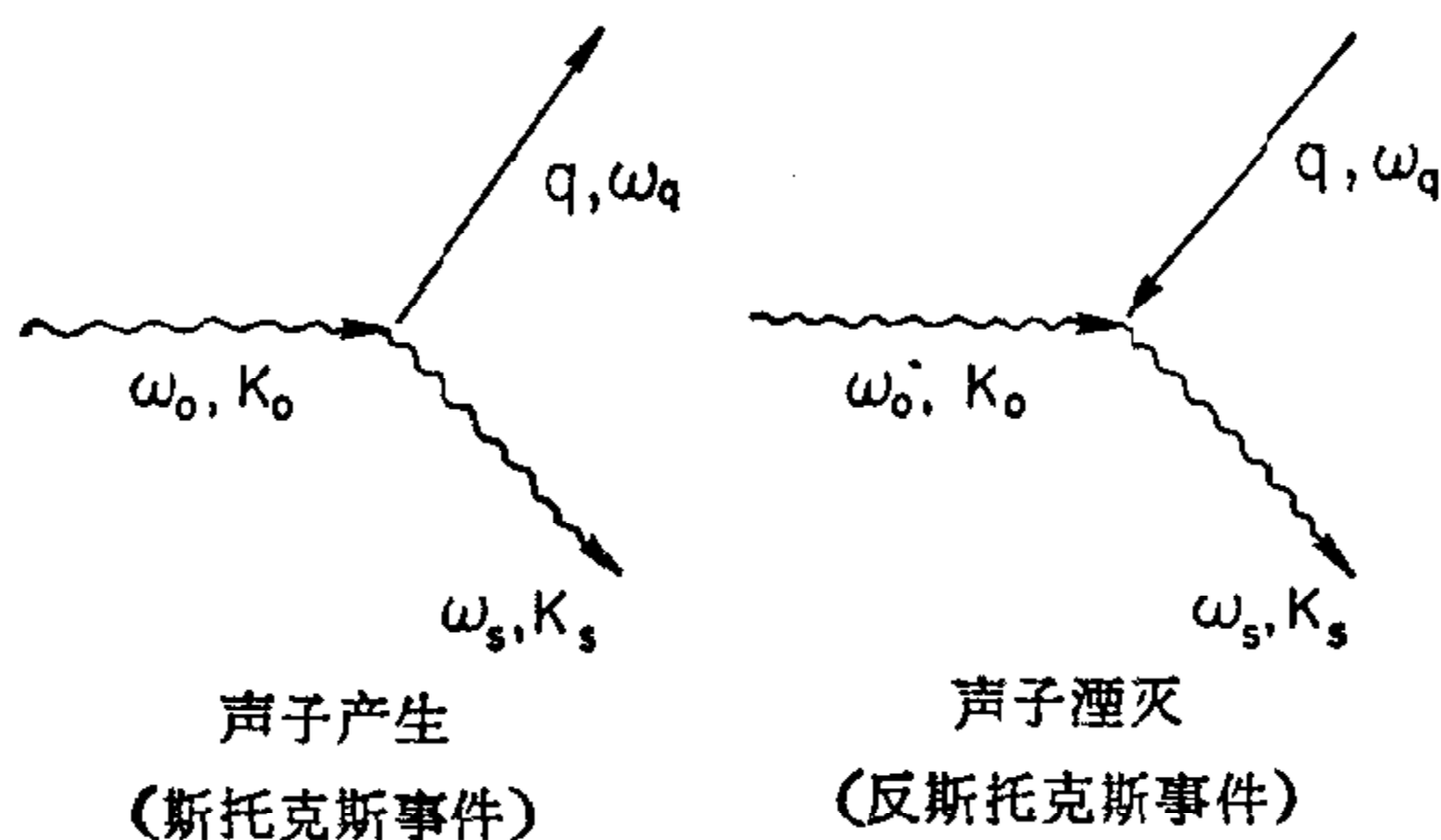


图2 一级光子-声子散射图解

散曲线的 $3s$ 个枝截交的诸点所决定的那些频率¹⁾。

同样的结果也可从点阵动力学的二次量子化理论得出。每一个简正模 $\{\mathbf{q}, \omega\}$ 用许多量子(声子)来描述, 这些声子具有能量 $\hbar\omega$ 和晶体动量 $\hbar\mathbf{q}$ 。一个光散射事件是通过产生或湮灭一个声子而发生的, 如图2所示。光子和声子间的能量守恒及动量守恒给出:

$$\left. \begin{aligned} \omega_s &= \omega_0 - \omega_q \\ \mathbf{k}_s &= \mathbf{k}_0 - \mathbf{q} \end{aligned} \right\}, \text{ 斯托克斯事件} \quad (3a)$$

$$\left. \begin{aligned} \omega_s &= \omega_0 + \omega_q \\ \mathbf{k}_s &= \mathbf{k}_0 + \mathbf{q} \end{aligned} \right\}. \text{ 反斯托克斯事件} \quad (3b)$$

这个动量守恒定律并不是绝对的, 因为晶体的哈密顿量并非在一切平移之下不变, 而仅在等于(直接)点阵矢量的平移下不变。不过, 动量不守恒的情况(倒逆过程 Umklapp process)虽然在电子散射或X射线散射中是重要的, 但在光散射中并不被涉及, 因此动量守恒定律实际上是精确的。

如上所述, 动量选择定则 $|\mathbf{q}| = |\mathbf{k}_s - \mathbf{k}_0|$ 使一级光散

1) 实际上, 对于色散曲线的不同的枝, 由 \mathbf{k}_0 和 θ 的选择所确定的 \mathbf{q} 值略有不同。这乃是由于 \mathbf{k}_s 和 \mathbf{k}_0 的长度不同。虽然这一点在中子散射实验中是一个重要问题, 但在光散射中, 由于 $\omega_0 \gg \omega_q$, 所以通常无关重要(Egelstaff, 1967)。

射光谱术限制于非常小的一部分模式，它们很接近于布里渊区中心。在二级散射中光被两个声子散射。方程(3)对于两个声子的动量之和及能量之和成立。

本书第五章论述二光子光谱学，在那里将较全面地讨论二级光散射过程。

2.3. 散 射 截 面

在一个典型的光散射实验中，入射光波矢为 \mathbf{k}_0 ，频率为 ω_0 ，电场矢量为 $\mathbf{E} = E_0 \exp i(\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r} - \omega_0 t) \hat{\mathbf{e}}_0$ ，以细光束的形式通过晶体(这里单位矢量 $\hat{\mathbf{e}}_0$ 表示入射光的偏振方向)。

对具有波矢为 \mathbf{k}_s ，由直进方向被散射一个角度 θ 的光进行检测，检测时通常是选择一个特定的偏振态 $\hat{\mathbf{e}}_s$ 来进行的。

虽然实验所确定的量： $I_0, I_s, \mathbf{k}_0, \mathbf{k}_s, \hat{\mathbf{e}}_0$ 和 $\hat{\mathbf{e}}_s$ 都是在晶体

之外测量的，但所要讨论的散射完全是在晶体以内进行的，因此所测得的散射角及强度等都必须考虑到折射及表面损耗等来进行修正。散射的几何关系示于图3之中。沿用 Damen 等人(1966)引入的记号：散射

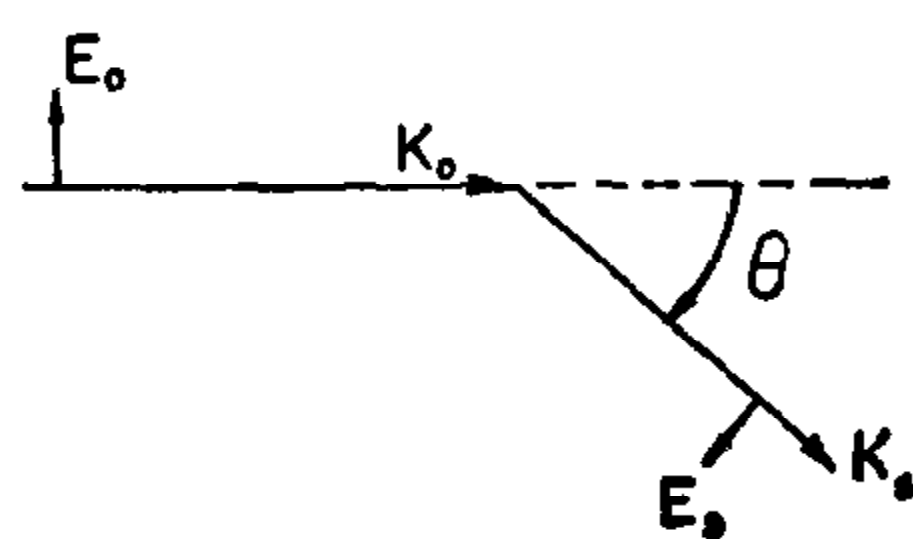


图3 一个光散射测量的几何关系

组态是用四个量 $\mathbf{k}_0(\hat{\mathbf{e}}_0 \hat{\mathbf{e}}_s) \mathbf{k}_s$ 参考于晶体轴而加以确定的。例如 $x(zx)y$ 表示 z 方向偏振的光沿 x 轴方向入射，而观测到的是向 y 轴方向散射的平行于 x 方向偏振的光。

曾引入不同的量来表示散射谱中诸分量的强度。一个特别有用的量是瑞利比 (Rayleigh Ratio)，它就是单位体积的微分散射截面。在入射光平行于 β 方向偏振及散射光平行于 α 方向偏振事例中，这个量是