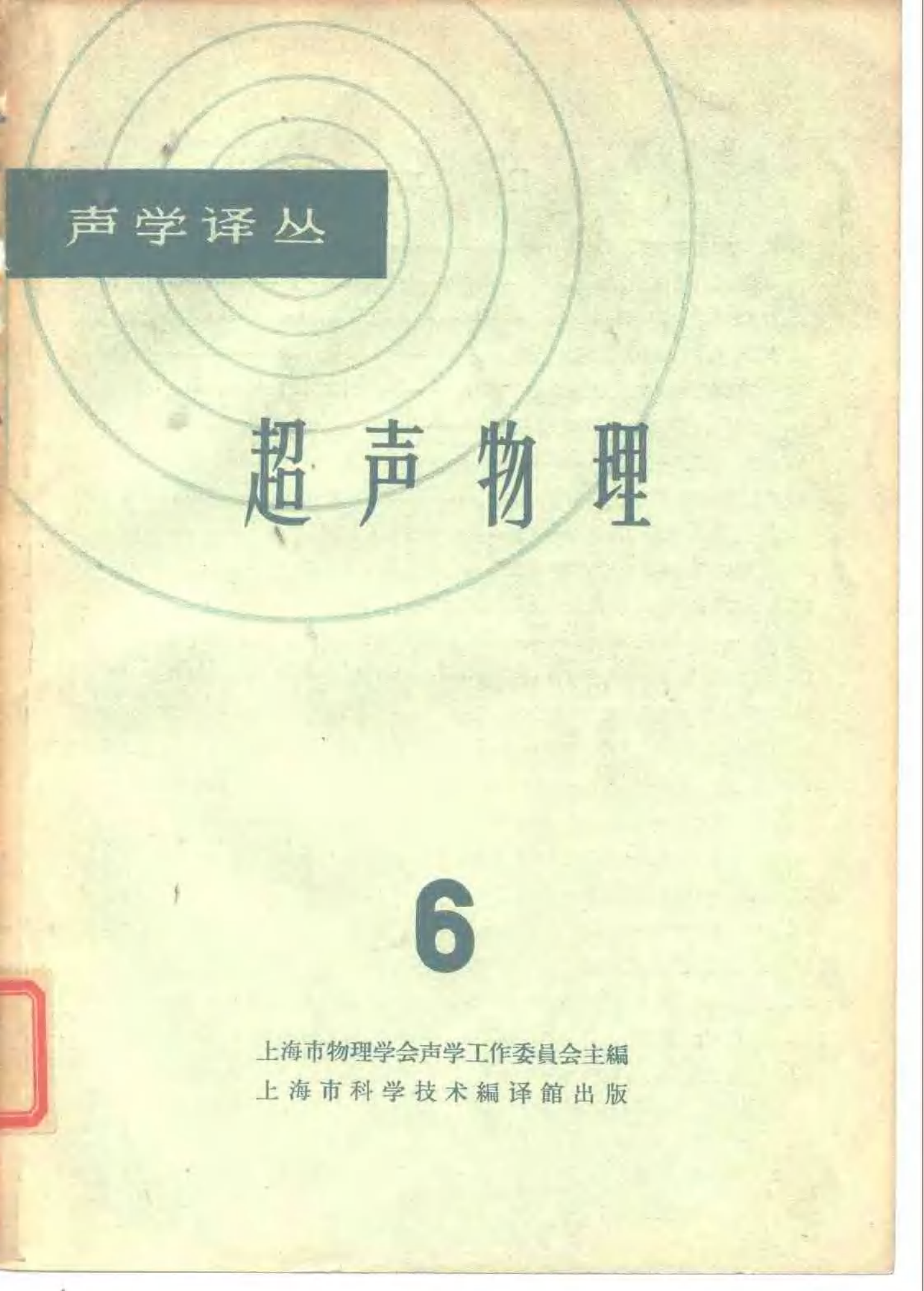


The background of the cover features a series of concentric circles, resembling ripples in water or sound waves, centered on the left side. The circles are drawn in a light green or teal color on a textured, aged paper background.

声学译丛

超声物理

6

上海市物理学会声学工作委员会主編
上海市科学技术編译館出版

声学译丛 (总第 21 号)

超 声 物 理

(6)

上海市物理学会声学工作委员会主编

*

上海市科学技术编译馆出版

(上海南昌路 59 号)

商务印书馆上海厂印刷 新华书店上海发行所发行

*

开本 787×1092 1/16 印张 5 6/16 字数 166,000

1965 年 7 月第 1 版 1965 年 7 月第 1 次印刷

印数 1—2,000

编号 13·297 定价(科七) 0.80 元

目 次

3602/32

1. 光声子的量子电子学 I	C. H. Beker	(1)
2. 声波和电子的相互作用	R. W. Morse	(10)
3. 磁声学和热声学	E. J. Hellund 等	(13)
4. 純淨液态有机物中的分子折射与超声速	С. Ч. Спиваства	(17)
5. 低温时液体中超声速度随温度变化的研究	P. R. K. L. Padmini 等	(18)
6. 弛豫液体中声吸收对温度的依賴关系	Б. Б. Кудрявцев 等	(23)
7. 超声波在金属中的衰减	R. W. Morse	(25)
8. 固体中超声对核磁化作用的饱和效应	P. Averbuch 等	(28)
9. 彈性波与位錯的相互作用	Л. Г. Меркулов 等	(30)
10. 超声波在鋼中的瑞利散射和随机散射	E. P. Papadakis	(36)
11. 高聚合物溶液中超声吸收頻譜的反常現象 (試驗說 明)	R. Cerf 等	(41)
12. 短鏈聚合物的粘彈性恒量	J. L. Hunter 等	(44)
13. 超声波产生位相和振幅調制的光学效应	L. E. Hargrove	(51)
14. 超声波导管中頻散的实验研究	J. B. Lastovka 等	(56)
15. 超声波的异常反射現象	佐佐木莊二	(61)
16. 空化破坏机制	Г. А. Остроумов	(62)
17. 关于流体动力式声輻射器工作时产生的空化效应	Л. Б. Котлярский 等	(66)
18. 空化水中发出的声致发光的时空分析	R. Q. Macleay 等	(70)
19. 超声成雾动力学	О. К. Экнадиосянц	(74)
20. 用超声波研究聚合物濃溶液的結構变化	И. Г. Михайлов 等	(76)
21. 热处理和范性形变对銅单晶体中超声吸收的影响	И. Г. Полоцкий 等	(78)
22. 振动对气流与固体表面間換热的影响	А. С. Штейнберг	(81)
23. 用超声波强化換热	Н. Н. Кубанский	(83)

53.54
115
6

光声子的量子电子学 I^①

C. H. Beker

一、引言

量子电子学是电子学中的一门高级分科，完全是以量子力学为基础。这门新学科主要研究脉泽 (Maser) ② ③ 的工作原理。

脉泽是量子辐射放大器。被放大的辐射既可以是电磁性质的，也可以是机械性质的。这是由于将受激辐射的普遍概念推广到一般波色子而得出的。所以，对分别表征电磁辐射或机械辐射的基本量子——光子或声子，都可能进行脉泽的作用。

原始的脉泽是微波频段或光学频段的光子脉泽。本文着重讨论以 10^{12} 赫的机械振动来进行工作的光声子脉泽。换言之，本文将光声子脉泽的工作引入到声学中来，以受激辐射的方法来产生、传播和检测光声子。

声子是弹性辐射的基本量子。它们有两种基本类型：

1. “声频的”声子，在 10^9 赫的频段，此时弹性介质作为一个整体而振动；
2. “光频的”声子，在 10^{12} 赫的频段，此时分子振动方式决定着弹性运动。

使量子电子学的工作与光声子结合起来的第—种量子放大器的介质是 α 石英。历史上首先知道，在 α 石英这种结晶物质中，光声子随着光的非弹性散射而自发地产生和湮灭。处在这种相互作用中的分子振动的共振器，包含 α 石英中各和模式的机械振动。振动发生在 α 石英晶胞的三个硅原子和六个氧原子之间。

振动模式象基本的拉曼模式那样，分为 A 类和 E 类，以及它们的组合频率和谐频^[1,2] (图 1)。各种模式的共振频率大约在 3~100 兆兆赫频段内；即在电磁波波数约为 100~3000 厘米⁻¹ 的光频范围内 (不要与真正的声子波波数混淆起来)。

将受激辐射原理应用于光声子，石英光声子脉泽已被认为是产生、传播和检测光声子的第—种量子电子学器件^[3]。

石英光声子脉泽是用紫外光激励 (即非弹性光

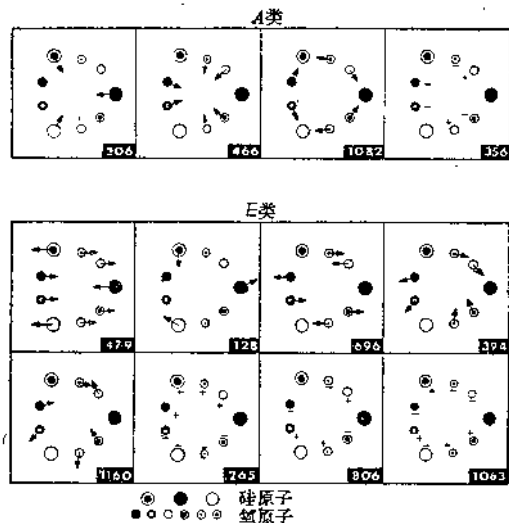


图 1 α 石英中的基本模式。模式数就是波数 (厘米⁻¹)。模式的频率以光兆赫表示等于波数 $\times 3 \cdot 10^{-2}$

散射) 的方法通过 α 石英分子振动模式的量子力学激发而进行工作的。当发生量子力学的相互作用时^[4]，一个 (角) 频率 ω_1 的光激光子就分裂成为一个 (角) 频率 ω_σ 的光声子和一个斯托克斯 (角) 频率 ($\omega_s = \omega_1 - \omega_\sigma$) 的散射光子。或者这一个光激光子吸收了一个在相互作用发生前已存在着的 (角) 频率 ω_σ 的光声子，而转变成为一个反斯托克斯 (角) 频率 ($\omega_{AS} = \omega_1 + \omega_\sigma$) 的散射光子。前一个过程表明光声子产生，而后一个过程则意味着光声子湮灭。斯托克斯频率 ω_s 比光激频率 ω_1 低，差值就是光声子频率 ω_σ ，而反斯托克斯频率则比光激频率 ω_1 高相同的值 ω_σ 。

① 1962年8月24日在哥本哈根举行的第4届国际声学会议上提出的报告

② Maser 是 Molecular Amplification by means of Stimulated Emission of Radiation 的缩写

③ Maser 即分子受激辐射放大，又称量子放大器或脉泽。通常，Maser 亦可以是 Microwave Amplification by means of Stimulated Emission of Radiation 的缩写，即微波受激辐射放大，或称微波量子放大器——译者注

1365.976
08040

声子产生和声子湮灭这两个过程服从能量和动量守恒律。消去普朗克常数 $\hbar$ 后,得到:

$$\left. \begin{aligned} \omega_1 &= +\omega_\sigma + \omega_S \\ \mathbf{K}_1 &= +\mathbf{K}_\sigma + \mathbf{K}_S \end{aligned} \right\} \text{声子产生}$$

$$\left. \begin{aligned} \omega_1 &= -\omega_\sigma + \omega_{AS} \\ \mathbf{K}_1 &= -\mathbf{K}_\sigma + \mathbf{K}_{AS} \end{aligned} \right\} \text{声子湮灭}$$

ω 和 $\mathbf{K}$ 是各量子的角频率和波矢量。足标 1 表明入射光子(激励光子);足标 σ 表明光声子,而足标 S 、 AS 各代表斯托克斯频率和反斯托克斯频率的散射光子。

在相互作用过程中,光声子的波矢量 $\mathbf{K}_\sigma$ 与入射光的波矢量 $\mathbf{K}_1$ 的关系为

$$\mathbf{K}_\sigma = 2\mathbf{K}_1 \sin \frac{\theta}{2}$$

式中 θ 是散射角。

激励光子和散射光子及光声子的动量之间的矢量关系如图 2 所示。用来代替动量的是波矢量,即在光子或声子传播方向的矢量,其大小为相应波长的倒数。图中将声子产生和声子湮灭两过程并列画出。

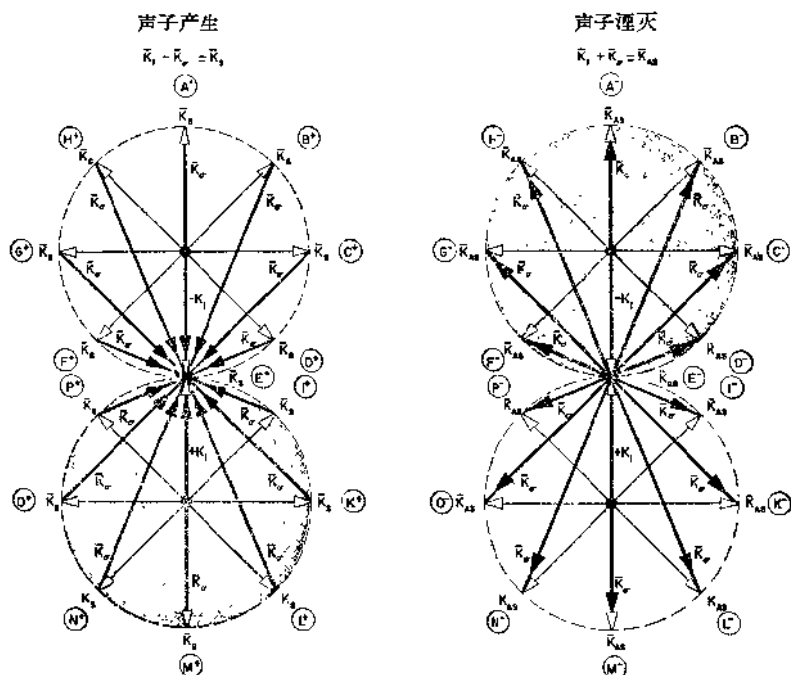


图 2 光声子的产生和湮灭

当光激励强度在正常功率情况下(如以前结合非弹性拉曼散射时所采用的),声子产生和湮灭的过程是完全自发的。这也就是相当于斯托克斯频率和反斯托克斯频率的光子的产生过程。以量子电子学的术语来说,就意味着在这些情况下不发生声子脉泽作用或光子脉泽作用。

然而,当光激励强度达到某一程度,即所谓脉泽振荡的“临界”级时,自由声子的受激振荡就可能发生。

如果 α 石英中有足够强度的光声子和某一种分子振动模式共振,则这些声子的受激辐射会在低于光激励的“临界”级时发生。换言之,这时 α 石英就会进行着一种量子力学的光声子放大器的工

作。

在临界级,量子力学的噪声已足以激发声子辐射。在这些情况下, α 石英的基本振动模式象是自由振子。

当 α 石英中存在自由光声子振荡器时,产生反斯托克斯光子的第二种量子力学过程具有光子受激辐射的形式。换言之,在光激励过程中,入射的反斯托克斯频率的电磁辐射变为量子放大的辐射。自由光子受激振荡的几率比自由声子受激振荡的几率要小一个因子 $\omega_\sigma / \omega_{AS}$,即要在光激励级高出约 100 倍时才发生。

所以,“临界”激发的 α 石英的单个元件内包含有一个兆赫频率的光声子脉泽振荡器和一个紫

外光光子莱塞 (Laser) ①②。这两种现象都在室温时发生而不需要低温冷却。

以“参量的”用词而言,这两个系统一起包含一个四频率的行波参量放大器^[5]。 α 石英的动态极化率相当于周期性参变当量。由入射的紫外光辐射所产生的动态极化率的周期性激励变化^[6]来代表参量激励的量子力学当量。

必须指出,这种相似性只是用来引导我们更好地了解 α 石英中这两种同时发生的脉泽系统之间的复杂关系。实际上,不能根据参量电子学来严格解释量子力学的工作原理。

这两种脉泽的工作原理如图3所示。假定沿着 α 石英圆柱的轴线来观察非弹性散射过程,换言之,考虑的只是石英轴线方向的散射。

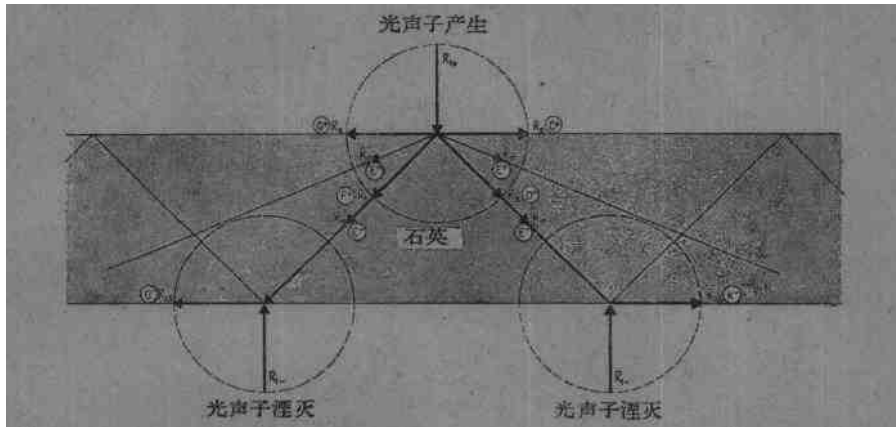


图3 α 石英中的波传播

光声子的产生和湮灭过程,以及散射光子的受激辐射以图3所示的方式进行。假定入射光的波矢量 $-K_1$ 产生一个声子,而这个声子(譬如说)沿着与圆柱轴线成 45° 的方向通过,则它可以被一个方向相反而大小与产生声子的光激励矢量相同的激励光子 $+K_1$ 所吸收。这个声子湮灭的结果,就产生反斯托克斯频率的光子受激辐射现象。

所以,当量子力学激发的强度达到声子脉泽振荡的临界级时,最初的声子产生过程就造成了光声子的相干声子束。当第二过程进行时,已产生的声子束提供量子力学能量,由于光子受激辐射而放大相当于反斯托克斯频率的电磁辐射。

二、 α 石英中光声子产生和湮灭的理论

根据早期的理论^[4,7],在 α 石英中,光声子是与非弹性光散射相联系而自发产生和湮灭的。这现象包含两个基本的过程:

1. 入射光子 $\hbar\omega_1$ 湮灭的过程,由这个光子消失而产生另一个光子 $\hbar\omega_8$ 和光声子 $\hbar\omega_\sigma$ (斯托克斯-拉曼散射);

2. 入射光子 $\hbar\omega_1$ 与光声子 $\hbar\omega_\sigma$ 碰撞的过程,当两者通过 α 石英传播而碰撞时,则两者消失而产生光子 $\hbar\omega_{AS}$ (反斯托克斯-拉曼散射)。

ω, K 为相应量子的角频率和波矢量(等于 2π

乘以波长的倒数)。足标1代表入射(紫外光)光子(激励光子), σ 表示光声子,而 S, AS 分别表示斯托克斯频率和反斯托克斯频率的光量子。

与非弹性光散射相联系的量子力学相互作用基本上由能量和动量守恒律确定:

$$\hbar\omega_1 = +\hbar\omega_\sigma + \hbar\omega_8$$

$$\hbar\omega_1 = -\hbar\omega_\sigma + \hbar\omega_{AS}$$

$$\hbar K_1 = +\hbar K_\sigma + \hbar K_8$$

$$\hbar K_1 = -\hbar K_\sigma + \hbar K_{AS}$$

式中 $\hbar$ 是普朗克常数除以 2π 。

把守恒律归一化,从以上方程中消去 $\hbar$,就得

$$\omega_1 = +\omega_\sigma + \omega_8$$

$$\omega_1 = -\omega_\sigma + \omega_{AS}$$

$$K_1 = +K_\sigma + K_8$$

$$K_1 = -K_\sigma + K_{AS}$$

ω_σ, K_σ 前面的正号或负号确定一个光声子的产生或湮灭。

量子力学相互作用能量的平方的二级近似为:

$$V^2 = \frac{2}{L^3} \left(\frac{1}{\omega_\sigma} \right) \left(\frac{\hbar^2}{\epsilon_0^2} \right) M_2^2 N_1^\alpha N_m^\beta \omega_\sigma \omega_1 \omega_m \times |S_{kk}|^2 \sin^2 \Gamma_\sigma \sin^2 \Gamma_\alpha \sin^2 \Gamma_\beta$$

① Laser 是 Light Amplification by means of Stimulated Emission of Radiation 的缩写

② Laser 即光受激辐射放大,又称光子放大器或莱塞。亦即本文后面所提到的光子脉泽——译者注

而:

$$|S_{nk}| = \frac{1}{\hbar} \sum_i \left[\frac{(\bar{e}_\alpha \cdot \bar{M}_{nr}) (\bar{e}_\alpha \cdot \bar{M}_{rk})}{\omega_{rn} - \omega} + \frac{(\bar{e}_\beta \cdot \bar{M}_{nr}) (\bar{e}_\beta \cdot \bar{M}_{rk})}{\omega_{rk} + \omega} \right]$$

式中 $\bar{e}_\alpha, \bar{e}_\beta$ 是单位矢量, 而

$$\Gamma_\sigma = \frac{\omega_\sigma}{c} (n_\sigma \cdot r) + \partial_\sigma$$

$$\Gamma_\alpha = \frac{\omega_1}{c} (n_1 \cdot r) + \partial_1$$

$$\Gamma_\beta = \frac{\omega_m}{c} (n_m \cdot r) + \partial_m$$

ω, n 和 Γ 分别为角频率、传播矢量和相角; 其足标 σ 表示系统空腔中的振动, 1 表示入射电磁本征振动而 m 表示散射电磁的本征振动, r 是空间矢量, v 是光声子的群速, c 是光速。

各种符号的意义如下:

L^3 = 量子放大介质的体积

ϵ_0 = 零介电常数

M_σ^0 = σ 类的振动量子数

N_1^0 = 1 类入射电磁辐射的光量子数

N_m^0 = m 类散射电磁辐射的光量子数

ω_σ = 分子振动模式的角频率

ω_1 = 电磁激励光子的角频率

ω_m = 散射电磁辐射的角频率

$\hbar$ = 普朗克常数除以 2π

对于光声子的产生, 入射的激励光辐射和放大器介质内部分子振动方式之间的特殊量子力学相互作用能量的平方是:

$$V_{nk}^2 = \frac{2}{L^3} \left(\frac{\hbar^2}{\epsilon_0^2} \right) \left(\frac{\omega_m}{\omega_\sigma} \right) (M_\sigma + 1) N_1^0 \omega_1 \omega_m \times |S_{nk}|^2 \sin^2 \Gamma_\sigma \sin^2 \Gamma_\alpha$$

假定在系统的空腔中存在一定密度的角频率为 ω_σ 的光声子。入射的电磁辐射限于角频率为 ω_1 的激励辐射。换言之, 没有反斯托克斯频率的入射辐射存在。

对于与二级光子-声子-光子相互作用过程相联系的声子产生, 每单位时间的跃迁几率 W_{nk} 为:

$$W_{nk} = \bar{\rho}(\omega_1) 4\omega_1 [12\pi\hbar k_\sigma^3 + \rho(\omega_\sigma)] \phi_{nk}$$

式中

$\bar{\rho}(\omega_1)$ = 入射的电磁辐射的密度,

$\rho(\omega_\sigma)$ = 存在的光声子辐射的密度,

$4\omega_1$ = 入射电磁辐射的半宽度。

极化率项是

$$\phi_{nk} = \frac{\pi}{3} \left(\frac{1}{\hbar^2 \epsilon_0^2} \right) \left(\frac{\omega_m}{\omega_\sigma} \right) |(\alpha_{xy})_{kn}|^2$$

而 $|S_{nk}|^2$ 以极化率 $(\alpha_{xy})_{kn}$ 来代替

$$|(\alpha_{xy})_{kn}|^2 = \frac{1}{\hbar^2} \sum_r \left[\frac{(M_y)_{kr} (M_x)_{rn}}{\omega_{rn} - \omega} + \frac{(M_x)_{kr} (M_y)_{rn}}{\omega_{rk} + \omega} \right]^2$$

式中 $4\omega_1$ 是激励电磁辐射的半宽度。

每单位时间的跃迁几率表示频率为 ω_σ 的声子的自发辐射和受激(感应)辐射两部分

$$\begin{array}{ccc} 12\pi\hbar k_\sigma^3 & + & \rho(\omega_\sigma, \Omega_\sigma) \\ \downarrow & & \downarrow \\ \boxed{\text{声子自发辐射 } \omega_\sigma} & & \boxed{\text{声子受激辐射 } \omega_\sigma} \end{array}$$

上式的另一种写法表现出 W_{nk} 与自发辐射和受激(感应)辐射的爱因斯坦系数 A 和 B 的关系:

$$W_{nk} = \bar{\rho}(\omega) 4\omega_1 [A_{nk} + B_{nk}\rho(\omega_\sigma)]$$

式中

$$A_{nk}/B_{nk} = 12\pi\hbar k_\sigma^3$$

为爱因斯坦的著名的自发辐射和受激辐射之比。必须指出, 与通常光子辐射的因子 8π 不同, 声子辐射的因子是 12π , 因为声子有三个极化方向, 而光子只有两个极化方向。

所以, 在分子振动频率 ω_σ 时的光声子脉泽的作用, 理论上是发生在适当的条件下的, 即在激励光辐射和分子振动之间的某些二级量子力学相互作用过程中发生的。

如果自由声子脉泽振荡在量子放大介质中出现时, 则除了前面讨论中所述的声子脉泽之外, 还可以出现反斯托克斯频率的光子脉泽(莱塞)的作用。

对于光子的产生, 入射光(激励光)辐射和(被激发的)分子振动之间的特殊量子力学相互作用能量的平方是:

$$V_{kn}^2 = \frac{2}{L^3} \left(\frac{\hbar^2}{\epsilon_0^2} \right) N_1^0 (N_m^0 + 1) \omega_1 \omega_m \times |S_{kn}|^2 \sin^2 \Gamma_\alpha \sin^2 \Gamma_\beta$$

按普拉采克 (Placzek)^[6] 以前所描述的步骤推导, 我们得到光子-声子-光子相互作用过程的单位时间的跃迁几率 W_{kn} 为:

$$W_{kn} = \bar{\rho}(\omega_1) 4\omega_1 [8\pi\hbar k_m^3 + \rho(\omega_m)] \phi_{kn}$$

而

$$\phi_{kn} = \frac{\pi}{3} \left(\frac{1}{\hbar^2 \epsilon_0^2} \right) |(\alpha_{xy})_{kn}|^2$$

并且 $|S_{kn}|^2$ 由极化率 $(\alpha_{xy})_{kn}$ 来代替

$$|(\alpha_{xy})_{kn}|^2 = \frac{1}{\hbar^2} \sum_r \left[\frac{(M_x)_{kr} (M_y)_{rn}}{\omega_{rk} - \omega_1} + \frac{(M_y)_{kr} (M_x)_{rn}}{\omega_{rn} + \omega_1} \right]^2$$

每单位时间的跃迁几率表示反斯托克斯频率

ω_m 的光子自发辐射和受激(感应)辐射两部分:

$$\boxed{8\pi\hbar^3\omega_m^3} + \boxed{\rho_j(\omega_m, Q_m)} \quad \text{光子自发辐射 } \omega_m \quad \text{光子受激辐射 } \omega_m$$

上式的另一种写法表现出 W_{kn} 与自发辐射和受激(感应)辐射的爱因斯坦系数 A, B 的关系:

$$W_{kn} = \bar{\rho}(\omega_1) [A_{kn} + B_{kn}\rho(\omega_m)]$$

式中

$$A_{kn}/B_{kn} = 8\pi\hbar^3\omega_m^3$$

所以,象以前的理论^[6]所指出,在光子受激辐射的适当情况下,即在某些二级量子力学相互作用的过程中,光子脉澤(莱塞)的作用在反斯托克斯频率 ω_{AS} 时发生。

根据前面理论的考虑,可以说明当量子力学激发时,首先是声子脉澤振荡发生,于是就可能引起光子脉澤的作用。在量子放大介质的振动方式中已储备了足够能量之后,就可能周期性地发生跃迁。当某些声子能量耗尽时,光子受激辐射可能中断,直到原先的声子能级再次恢复为止,依次类推。

以“参量”的说法,在 α 石英中,光声子脉澤和紫外光子莱塞工作的组合代表一个等价于“四频率行波参量放大器”^[10] 系统。 α 石英的随时间而变的极化率^[6] 是一种三度空间分布的系统“参量”。

以参量类比来看,四个光频率有如下关系:

$$\begin{aligned} \omega_1 &= \text{激励频率} \\ \omega_{AS} &= \text{信号频率} \\ \pm\omega_\sigma &= \text{初级无功频率} \\ \omega_S &= \text{次级无功频率} \end{aligned}$$

将这些术语代入上面的守恒律(与相应的波矢一起),就得到 α 石英中光声子脉澤和紫外光子莱塞工作组合的基本方程的参量等价关系。

根据参量等价性,三个频率 $\omega_{AS}, \pm\omega_\sigma, \omega_S$ 中任一频率的输入信号都将在石英中得到放大^[6], 而能量则由激励光最初产生的极化率的周期性变化所供给。

三、 α 石英中拉曼谱线的反演

为了观察 α 石英中光声子脉澤作用和紫外光子莱塞作用,我们利用早就知道的拉曼光谱技术。这里可观察到紫外光的斯托克斯和反斯托克斯频率的散射光子在各激励谱线附近相距 $\pm\omega_\sigma$ 处成谱线对出现。每一分子振动方式以及和它相应的光声子由激励线两边的一对伴线显示出来。

这些斯托克斯和反斯托克斯频率的谱线对的强

度比 I_{AS}/I_S 由基本的量子条件所确定^[4, 6]:

$$\frac{I_{AS}}{I_S} = \frac{N_+}{N_0} \left(\frac{\omega_1 + \omega_\sigma}{\omega_1 - \omega_\sigma} \right)^4$$

式中 N_+/N_0 是 α 石英分子振动方式已被激发和未被激发的量子态的数目比。

拉曼光谱在正常情况下,即完全没有量子放大的作用时,量子态数目的分布 N_+/N_0 由玻尔兹曼分布函数确定:

$$\frac{N_+}{N_0} = \exp\left(-\frac{\hbar\omega_\sigma}{kT}\right)$$

$\hbar$ 是普朗克常数除以 2π , k 是玻尔兹曼常数,而 T 是绝对温度。换言之,在非弹性光散射的通常情况下,绝对温度为正,而 α 石英晶胞的量子力学系统则处在热平衡状态。 N_+/N_0 小于 1。

所以, α 石英的普通拉曼光谱是由强度比 I_{AS}/I_S 常小于 1 的谱线对的强度来表征的。在图 4b 中,对 α 石英的基本拉曼方式,绘出脉冲的普通拉曼光谱的强度。因为激发光的脉冲宽度是几微秒的数量级,而它的强度仍然比拉曼光谱技术所用的普通强度大一个数量级,所以强度分布与以前的观察结果稍有不同。其主要原因是 α 石英的每一种分子振动方式的品质因素 Q 不同。只有 Q 值较低的模式才能跟随着激励光的非常短的闪烁。

如果把入射紫外光的激励光强增加到自由声子振荡的“临界”级,则在 α 石英中就发生光声子脉澤作用。它的基本表现是振动量子态的数目比 N_+/N_0 变成等于 1 或大于 1。以量子电子学的术语来说,就是系统的绝对温度变为负值(见图 4a)。

计及上述对反斯托克斯和斯托克斯谱线强度比值的基本关系中脉澤作用的情况,立刻可承认这比值不再正比于热平衡的玻尔兹曼分布,而正比于脉澤分布,此时 I_{AS}/I_S 大于或等于 1。

所以,在强的量子力学激发过程中, α 石英的拉曼光谱强度比与普通的强度分布相比较就成为反演的了。换言之,系统起着石英光声子脉澤的作用。

图 4 所示的强度分布是取自这种研究过程中以 α 石英在室温时实验所得到的光谱(见第五节和第六节)。

四、石英光声子脉澤

最初试验的石英光声子脉澤如图 5 所示,它由一个 α 石英圆柱组成,其轴线平行于晶轴 Z (Z 切割)。石英的端面磨光到通常在莱塞工作中所要求

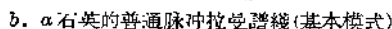
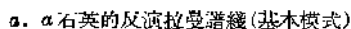
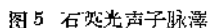


图 4



紫外光激励是以螺旋管形圍繞着 α 石英的特殊的高强度脉冲水銀放电所产生的。水銀光源是Toronto型,它具有水銀池并高度除气。为了提供

为了检测光声于脉泽作用，已研制成一种特殊的光谱仪装置，它最适用于把非弹性散射紫外光从非散射辐射中分离出来。为此目的，脉泽被安装在转台上；于是，可用 α 石英的对称轴和光谱仪轴线斜交的方法（图 6）来调节极大的非弹性散射。摄谱仪的象平面上具有光电倍增管狭缝，因而可用光电方法检测效率的极大值。

在研究过程中,主要观察了激励的紫外光波长为 2537 和 3650 Å 时 α 石英中光声子脉泽作用。可

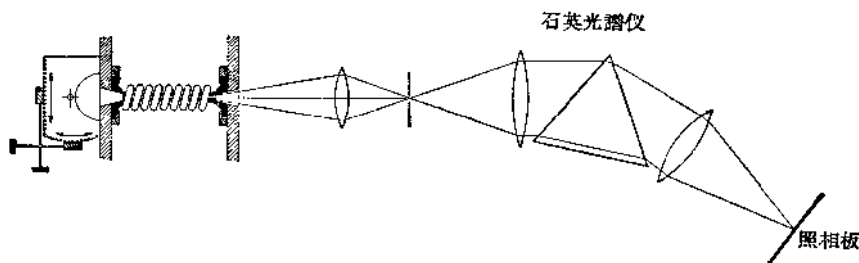


图6 产生和观察 α 石英中光声子脉澤作用的装置

配下拉曼强度的反演(与热平衡时的那些拉曼谱线相比较)的已有70种以上的 α 石英的分子振动模式。它们由基本的拉曼模式(A类和E类)及其组合频率和三次谐波组成。可以反演的各种模式在下表中列出。以前尚未知道的模式都加括弧表明。每种模式用光谱的(电磁的)波数和 10^{12} 赫为单位的振动共振频率来表明。

在很多种方式的实验中,普通的和反演的拉曼光谱会一起产生。例如,用6焦耳/脉冲的电激励能量时, α 石英的光谱在 $2537\text{ \AA}$ 附近呈现为普通的脉冲拉曼光谱;而在 $3650\text{ \AA}$,拉曼光谱完全被反演。使激励能量的大小上下改变,就会使普通的拉曼光谱变成反演的拉曼光谱或相应地使反演的拉曼光谱反转变成普通的拉曼光谱。

表 α 石英中反演的拉曼模式

类 别	厘米 ⁻¹	兆兆赫	类 别	厘米 ⁻¹	兆兆赫	类 别	厘米 ⁻¹	兆兆赫
(E)	93	2.79	(303+466)	754	22.67	(466+1159)	1574	47.22
E	128	3.84	E	806	24.18	(508+1082)	1601	48.03
(E)	145	4.35	128+696	828	24.84	(508+1159)	1646	49.38
	171	5.13	394+466	867	26.01		1697	50.91
A	206	6.18	(394+508)	907	27.09		1714	51.42
	239	7.17	128+806	938	28.14	(696+1063)	1751	52.53
E	265	7.95	265+696	961	29.83	(696+1082)	1791	53.73
	286	8.58	(303+696)	1010	30.30	(780+1063)	1842	55.26
(E)	303	9.04	(356+696)	1046	31.38	(806+1063)	1861	55.83
128+206	334	10.02	E	1063	31.89	(806+1159)	1964	58.92
A	356	10.68	(3×356)	1063	32.04		1992	59.76
E	394	11.82	A	1082	32.46		2042	61.26
E	404	12.12	(394+696)	1098	32.94	(3×696)	2078	62.34
(128+303)	430	12.90	(452+696)	1134	34.17	(1063+1082)	2137	63.99
(E)	452	13.56	E	1159	34.77		2174	65.22
A	466	13.98	(3×394)	1194	35.82	(1063+1159)	2202	66.06
E	479	14.37	452+780	1230	36.90		2333	69.99
128+356	490	14.70	(128+1159)	1278	38.34	(3×806)	2414	72.43
E	508	15.24	(145+1159)	1293	38.85		2442	73.26
128+394	520	15.60	(3×466)	1398	41.94		2487	74.61
128+466	584	17.52	394+1063	1474	44.22		2610	78.30
E	696	20.88	696+806	1493	44.94		2726	81.78
265+466	728	21.84	(466+1063)	1539	46.17	(3×1063)	3189	95.67

图7的光谱表示石英中光声子脉澤作用的特征性的例子。它们表示出在 $2537\text{ \AA}$ 附近的拉曼光谱如何随着能量增加,从近于普通的分布(A)经由中间阶段(B)反演而到极大激发的分布(C)。每脉冲的电能在A时是6.25焦耳;在B时是37.5焦耳;

而在C时是100焦耳。

关于拉曼光谱的反演,在 $2537\text{ \AA}$ 时的反演过程受到激励光的特高温的妨碍,而激励光是激发系统在 $2537\text{ \AA}$ 时反演所需要的。换言之,激励源的热效应破坏了高激发阶段的许多精细结构。实际上,在

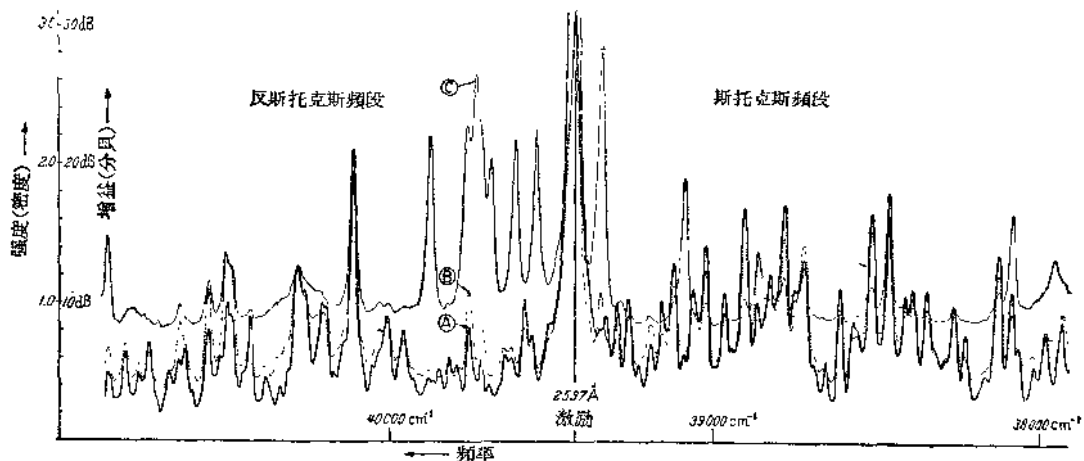


图7 2537 Å时的普通拉曼光谱和反拉曼光谱

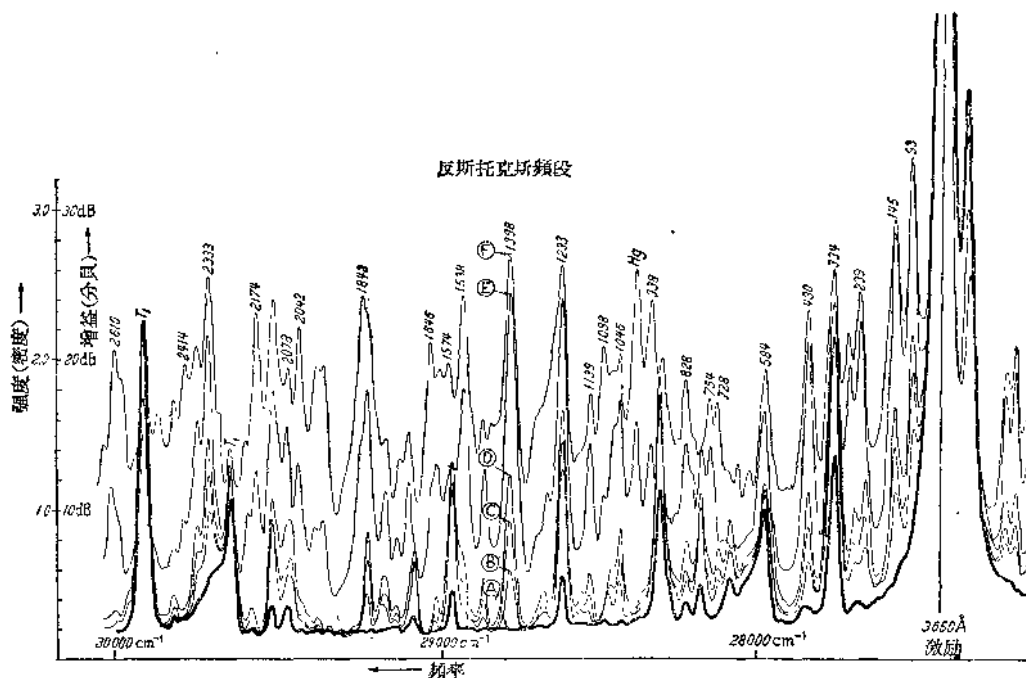


图8 3650 Å 激励光的受激发射光谱

非反演阶段,光谱表现出清楚的脉冲拉曼光谱,表明了70种可被反演的方式的一切详细结构。

幸亏在3650 Å 时激励光的效率高得多,3650 Å 时的反演过程可更显著地观察到(图8)。从A点的激励能量0.25焦耳/脉冲开始,到F点的15.25焦耳/脉冲时达到极大激发。中间能量值是1.6(B)、2.0(C)、3.0(D)和6.4(E)焦耳/脉冲。

六、α 石英中光频光子泵塞的作用

除了由某些拉曼谱线反演所证实的光声子脉泽

作用外,图7和图8两种光谱也表示出光频光子泵塞作用的現象。

正如前节所解释的,当达到声子脉泽振荡的临界级时,对某种拉曼模式就开始光子泵塞作用。这临界级决定于入射的激励光的强度和α 石英的分子振动共振器的品质因素Q。

我们目前的研究结果,还不能清楚地区别声子脉泽作用和光子泵塞作用。根据定义,在量子放大进行前,石英中有一个反斯托克斯频率的单频电磁辐射出现时就发生光子泵塞作用。少量水银和杂质

譜綫滿足這些要求，正如图 7 和图 8 两种光譜中所观察到的。然而，例如在 466 厘米^{-1} 的三次諧頻（即 1398 厘米^{-1} ）处，图 8 的最高的激发（譜綫 F）在沒有任何紫外光入射时产生的量子力学增益（+25 分貝），却与 1230 厘米^{-1} 处（即 28622 厘米^{-1} 的水銀譜綫已經以最低的激励級入射，見光譜 A）有同等程度的增益。

区别声子受激輻射或光子受激輻射現象的困难，显然是在于普通的拉曼散射和脉澤作用之間的能距很窄。例如，在 3650 Å 时，水銀放电的激发电压改变 10%，就几乎使光譜完全反演。

無論如何，图 7 和图 8 中最低和最高的能譜之間的差值，可看作是声子脉澤和光子萊塞的复合作用的各分子模式的量子力学增益。

图 7 和图 8 的譜綫在沒有任何电磁空腔圍繞着石英时已經产生出来，正如在萊塞工作中所用的情形一样，由一架法卜里-珀罗 (Fabry-Perot) 式干涉仪（圍繞着萊塞材料）进行量子力学过程所需要的調諧。

所以，紫外光光子的受激輻射現象完全是由光声子振蕩器引起的。然而，可預測到，如果石英光声子脉澤插入到法卜里-珀罗干涉仪中（調整到圍繞 3650 Å 的一种受强激发的反斯托克斯模式），則光子萊塞的自由振蕩就会在这个反斯托克斯頻率发

生。

这个方向的研究活动正在进行，并且希望产生一个石英紫外光萊塞振蕩器。

参 考 文 献

- [1] Saksona, B. D.: Analysis of the Raman and Infra-Red Spectra of Alpha-Quartz. Proc. Indian Acad. Sci. A **12**, 93~139 (1940).
- [2] Krishnamurti, D.: The Raman Spectrum of Quartz and its Interpretation. Proc. Indian Acad. Sci. A **47**, 276~291 (1958).
- [3] Becker, C. H.: Quartz Phonon-Masers. Maser Symposium, Electrochemical Society, May 10, 1962, Los Angeles, California.
- [4] Tamm, I.: Über die Quantentheorie der molekularen Lichtzerstreuung. Z. Physik **60**, 345~362 (1930).
- [5] Louisell, W. H.: Coupled Mode and Parametric Electronics, New York-London: John Wiley & Sons 1960.
- [6] Placzek, G.: Rayleigh-Streuung und Raman-Effekt. In Handbuch der Radiologie, Vol. 6, II. Leipzig 1934.
- [7] Peierls, R. E.: Quantum Theory of Solids. Oxford: Clarendon Press 1956.

（張淑儀譯自德国《Z. Physik》1963 年第 172 卷
第 2 期第 125~142 頁，王永安校）

声波和电子的相互作用

R. W. Morse

电子和声波的相互作用是固体物理中的一个中心问题,几十年以前就已经认识到这一点。如德拜曾经证明,晶体的热振动可以看作是许多行进着的声波,而金属的输运性质(诸如热导率和电导率这样一些量)是由这些振动对电子的散射所支配的,或者说,由声波对电子的散射所支配。热导也可以由点阵振动本身引起,就是说由声波引起,而这些波可以受到电子的散射。现在,声波被电子散射的理论实际上回到了早期的量子力学,但是几年以前 Pippard 指出,这实际上完全是经典的效应。它不过象别的一些问题一样,用量子力学来讨论稍为容易些,或者说,用粒子的术语比用经典物理讨论起来容易些。

于是,因为物理学家们早就知道,声波会受到电子的散射,并且几十年来超声工艺已经十分普及,所以每个人都可以提出这样的问题,是不是有可能测量金属中由电子散射所造成的超声衰减。每一个人在提出这个问题,并且按普通的固体物理理论进行计算后都会感到很大的兴趣,因为他可能会预言一种十分重大的效应。但是,如果他前进了一步,做了这样的测量,他或许不会发现任何这样的效应,其理由是超声波和我们所讨论的传导过程中的热波是有区别的。这是正确的,不过这区别并不是原则的,而仅仅是在物体尺度上的不同。显然超声波的波长比大多数热波的波长要长得多,不过,象电子平均自由程和波长进行比较这类事情,是没有绝对的大小可言的。在室温下,金属中的电子受到十分频繁的散射,以致它们的平均自由程比超声波长短得多。于是电子实际上没有机会遇到这种波——电子只不过随着这波漂上漂下而已。

人们需要的是电子所行进的距离比波长大得多,而这就是在液氮温度下在十分纯的金属中的情况。在这种情况下可以观察到由于电子散射而使声波发生相当大的衰减。这种效应是七、八年前 H. B. Bömmel 在贝耳实验室首先发现的,同时 L. Mackinnon 在 Brown 大学也发现了这效应,他们发现当金属进入超导状态时超声衰减会减小。在以后的几年中,对这效应进行了许多观测。本文将对这个问题已

经研究的某些情况作一概述。

图1表示金属变成超导体时衰减的变化情况,这时电子平均自由程很长,或者至少和声波波长相当。这种实验一般使用脉冲超声的方法。实验中所用的样品厚约1厘米;有一块石英晶体贴在它上面,石英晶体把超声脉冲送给样品,当脉冲回来时也起着接收器的作用。一般说金属在变成超导体以前有很大的衰减。当它变成超导体时,衰减很快随温度下降而减小。在实验上这是很壮观的效应,因为它能从只观察到一两个回声变到出现有三四十个回声。

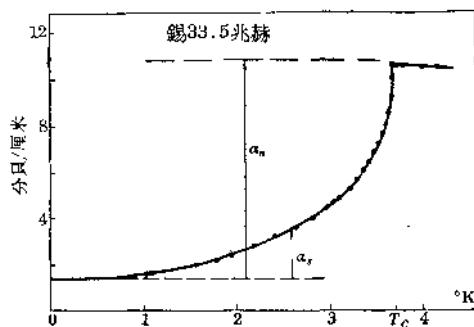


图 1

超导态中这种衰减的减小是很有意义的,因为它可以告诉我们有关超导体中电子的某些情况。事实证明衰减的减小直接与 Bardeen、Cooper、Schrieffer 理论中依赖于温度的能隙有关。不过在这里不打算进一步讨论超导问题,而要转而讨论在外加磁场作用下正常金属的衰减。

如果一个电子可以穿过声场前进很长的距离,那末,用不着想得很详细,我们就可以猜想到,当磁场(H)增大时衰减会表现出振荡的行为,因为随着磁场的增大,电子的轨道在尺度上会和超声波波长的不同倍数相当。实验发现事实确是如此,不过要复杂些。因为这里的电子和我们习惯上所想象的那种电子不同,其不同在于,这里的电子在某种意义上是一种虚构的电子;但它还是一种真实的电子,不过它是处在金属内部。电子在晶体的周期场中的行为不同于正常情况,也就是说,电子未必会如气泡室中

所显示的那样沿螺旋线旋转,因为它并不是在自由空间中运动。但是,暂时还不太多为这样的问题担心,一般说电子的前进仍然以某种方式受到磁场的弯曲。于是,即使电子是在金属中运动,仍有可能随磁场作振荡性的变化。

图2给出了当电子平均自由程很长时在横向磁场作用下金中测量的结果,这图很清楚地说明,当 H 改变时衰减有几次振荡。这曲线表示了相对衰减和 $1/H$ 的函数关系,并且指出,这效应与其说是随磁场作周期性的变化,不如说是随轨道大小作周期性的变化。

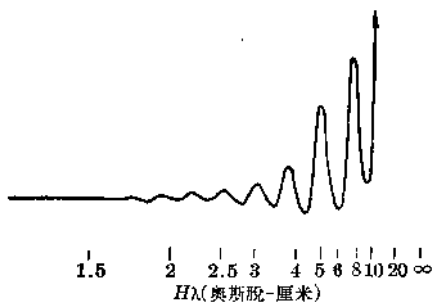


图 2

这里所感兴趣的是,这个结果关系到电子在金属内部运动的路径,而这也就是我们要讨论的,以便稍为了解过去三、四年中研究的关于导电电子在磁场中运动的一些很有意义的结果。现在这种知识只是部分地来自超声工作。同时汇集几种实验方法所得出相符的结果便可以对金属的费密面给出详细的知识。这费密面的拓扑支配着电子在磁场中的行为。

现在来谈谈什么是费密面。在任何金属中电子的密度都很高,所以它们要遵从泡利不相容原理,就是说电子形成了高度简并的系统。这意味着全部电子能态充满到某个能级,即费密能量。费密面就是在动量空间中描绘出来的等能面,这能量就是费密能量。对于一个“理想”金属,这个面当然是一个球面。但是在实际金属中,由于电子所受到的势能而使费密面与球面有很大的偏离。电子在晶体的周期点阵中运动,而这种周期性就造成了布里渊区。简单地讲,这意味着动量本身也是周期性的,动量空间可以划分成一些对于动量来说(而不是对于能量)是全部等价的区域,在这些区域的边界上,一般说来能量是不连续的。在多价金属中,费密面可以处在一个以上的布里渊区中,这意味着在同一个金属中费密面有几个分支,每个分支限制在一个布里渊区中。

于是,在一个复杂金属中,可以同时存在几族电子,每一族限制在某一个布里渊区中。费密面的拓扑是金属物理中的基本问题之一^①。

有兴趣的问题是怎样才能把象图2那样的结果同费密面联系起来,如果对费密面预先毫无所知,那么它几乎可以具有任意的形状。让我们首先考虑一个球形的费密面。在磁场(H)中,动量空间中的电子是在费密面上垂直于磁场的平面内循环着的。只考虑垂直于磁场的中心“带”,这些电子在真实空间中绕圆形轨道运动,其半径为

$$r = \frac{c}{eH} p_f$$

式中 e 为电子电荷, c 为光速, p_f 为费密面上的动量。电子的速度比声速大得多,所以在电子两次散射之间声波实际上是不动的,而且声波还带有一个电场,以致电子穿过一个空间周期性电场而回旋着。衰减的振荡性变化是由轨道大小与波长的不同倍数而相匹配所引起。所以, $2\pi r$ 每改变一个声波波长 λ ,衰减的变化就经历一个周期。因此费密动量和 $1/H$ 的周期有如下的关系

$$p_f = \frac{e\lambda}{2\pi \cdot \text{周期}}$$

费密面上其它非中心带对振荡也有贡献,但是更详细的理论证明,这些贡献趋于相互抵消,因此主要的振荡效应由费密面的中心或极端部分所造成。

实质上,声波是测量电子轨道半径的一根尺;而电子轨道半径又直接同费密面的半径有联系。

那么,对于非球形的费密面情况又怎样呢? Onsager 得出过一个普遍定理,把磁场作用下电子在真实空间中的行为和电子在动量空间中的行为联系起来。设我们有一个二维的能面如图3所示,当加上磁场时,电子在动量空间中绕着恒能面运动。在真实空间中的轨道有相同的拓扑,精确地说具有相同的形状,不过转过了90度。轨道的大小当然同

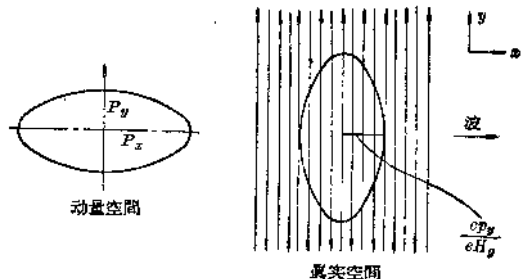


图 3

① W. A. Harrison Phy. Today, Feb. 1961, p. 20

磁場成反比。利用超声效应可以测量这轨道在真空空间中波传播方向上的线性大小；通过一些基本概念，把这大小同动量空间中直角方向的大小联系起来，于是衰减的周期性改变就同垂直于 H 和波传播方向的费密面的线性大小有关。改变单晶中的这些方向就可以画出费密面的大小和形状。

在最近几年中，有另外一些方法也给我们提供了对费密面的了解。其中一个是在 de Haas van Alphen 效应，这项工作 Shoenberg 在剑桥进行了好多年；一个是回旋共振，尤其是 Kip 等人在 Berkeley 所做的工作；另一个是磁阻测量。所有这些方法所测的是费密面不同的性质，并且这些方法相互补充。超声工作所测量的是线性大小；de Haas-van Alphen 效应测量的是截面积；回旋共振测量有效质量，也就是说它所测量的是这面积怎样随能量改变；而磁阻实验给出关于费密面拓扑特征的知识^①。

这里还要讨论某些著名的金属，即贵金属、铜、银和金，这些金属的复杂性刚好可以用来说明我才所讨论的问题。许多年来，总认为它们的费密面虽然不一定是球形的，但总在一个布里渊区里边，并且离布里渊区的边界不太近。大约在 1956 年，Pippard 利用比这些测量更间接的测量（反常趋肤效应），并且用推理导出一个结论：认为铜的费密面实际上在靠近 $[111]$ 方向的一个小区域中和布里渊区的边界相接触。后来，所有上述方法对铜的测量都支持 Pippard 的模型，并且发现金和银的费密面有类似的拓扑。

当费密面接触到布里渊区的边界时，电子在磁場中的行为比起费密面是闭合的情况大为增加了情况的复杂性。由于动量空间是周期性的，接触到布里渊区的边界意味着费密面是多个相连的。对于贵金属，费密面可以近似为许多体心排列的球面，这些球在对角线方向或者 $[111]$ 方向以狭颈連結起来。因为磁場轨道由费密面垂直于磁场所取的带所描述，显然，对于这样一个多体相连的面，轨道就会是多样的。当然，面上有某些带和狭颈不相交，这些带给出近于圆形的轨道，就好像根本没有和布里渊区的边界相接触一样。但是，另外有些带通过一个或多个狭颈，并且给出各种各样的轨道。所有这些轨道都由超声方法在单晶中以声传播方向和磁場方向的适当取向而发现。图 4 表示了三种特别重要的轨

道。第一种是空洞型的轨道，绰号叫“狗骨头”，它通过四个接触狭颈。第二种给出很长周期的振荡，它在 H 平行于 $[111]$ 方向时发生，是由电子绕狭颈本身的运动所造成的；在这种情况下，超声测量可以直接观察到狭颈的半径。图 4 所示的第三种轨道是一种周期性的“开”轨道，它是当包含两个狭颈时所形成的。有趣的是，这时电子在磁場中的轨道永不闭合。当开轨道平行于波前进时，超声振荡可以测出狭颈半径和本体半径之差。这种开轨道在磁阻测量中起着重要的作用。

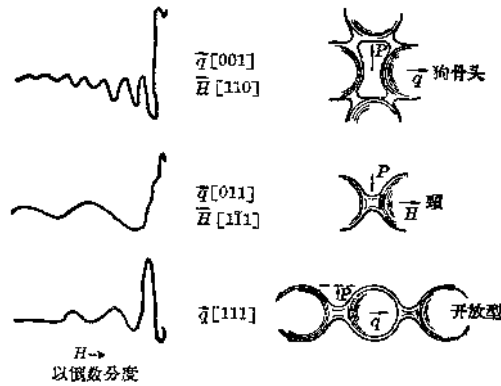


图 4

Gavenda 和 Deaton 最近曾证明，假如开轨道与波的方向相同，就有特别有趣的超声共振发生^②。因为在这样的周期性开轨道中电子在每一周都要站住，假如这样的周期性开轨道的空闲“波长”和声波波长相当，就会发生超声吸收的共振。这一类的效应曾在铜中观察到，而在贵金属中同样也应该观察到。利用这样的共振吸收可以直接测量布里渊区的大小，这是一个纯粹的几何量。两年以前，理论学家们曾设想，也许电子在金属中的行为就仿佛它具有一个有效电荷，电荷值与自由电子的电荷略有不同。但是，由开轨道共振所测得的布里渊区大小与从点阵空间所计算得的大小相一致，这事实证明，在金属中的电子仍具有普通的电荷值，不过这一论题在实验报道前就已经被人遗忘。

(本永安译自美国《Physics Today》1963 年第 16 卷第 3 期第 19~22 页，杜功俊校)

① 参看 “The Fermi Surface”, W. A. Harrison 和 M. B. Webb 编, John Wiley and Sons Inc. (New York, 1960)

② J. D. Gavenda and E. C. Deaton, Phys. Rev. Letters 8, 208 (1962)

磁声学和热声学

E. J. Hellund, J. T. Naff, R. C. Brumfield

在可压缩材料的介质中,当其某一部分受到扰乱而离开其平衡位置时即产生声,用许多方法都能达到此目的。由于爆破和爆炸可使介质局部地被推动。如介质为流体,则一个浸没的固体能在其中产生相对运动,固体本身可由于压电、磁致伸缩和电动效应等而产生运动。所有这些效应导使我们制成各种实用声源或换能器,空气声和水声的应用者早已对它们熟悉了。然而,不由于浸没的运动固体的直接作用,也完全有可能在流体介质中产生声。例如,考虑当导电的流体处于强力的振荡磁场中的情况:由于电磁感应,磁场变化将使流体中产生振荡电流,此电流又再同振荡磁场相互作用而对流体产生机械力,这个力使流体发生交变运动,从而产生了声波。这可以称为磁声效应(magnetoacoustic effect),它被称为磁流体动力效应(magnetohydrodynamics)^[1]的一组较广的现象中的一部分。

另一方面,如果用外部的办法将振荡电流直接导入导电流体,将产生局部的振荡加热,从而发生振荡的热膨胀,因而产生压力变化,并导致了声的产生。在情况下的声波在特性上可称为热声的(thermoacoustic)。

本文将报道一些最近的实验研究,其目的在于确定利用磁声效应在导电介质中(特别是在海水中)产生声波的可能性;也将报道有关热效应的结果。

在氯化钠水溶液中磁声效应声的产生

利用磁声效应产生声的初步实验是用感应法来进行的。这个方法的原理是:将一个线圈(感应元件)浸入导电介质[氯化钠(NaCl)溶液]中,然后使一强大的振荡电流通过此线圈。其方法是使由4个电容器组成的电容器组产生弱阻尼放电,每个电容器的电容量为29.4微法,其击穿电压为14.6千伏。由此产生的振荡磁场在溶液产生感应电流,而此电流与磁场的相互作用便对介质产生了机械力,因而发生了声辐射。实验是在木制的槽内进行的,其大小为5×4×4呎,使用玻璃纤维加强的塑料垫衬。换能器线圈的内径为3吋,外径为5吋。线圈装入

黄铜外壳内,外壳带有由“路赛脱”(Lucite)^①制成的盖以及厚黄铜背板使其与导电介质隔离。为了减少机械耦合,以后又在外壳与介质之间设一空气室。对于如上的结构,计算得的磁场峰值为35千高斯,频率为14千赫,而总贮存能量为6000焦耳。

将换能器浸入盐溶液并激励其线圈,在接收水听器(Atlantic Research LC-32型)上观察到一个大的声信号。NaCl溶液是饱和溶液,其电导率为0.22姆欧·厘米⁻¹。立即注意到:接收声的频率不同于理论上所预见的,即并不是弱阻尼电容-电感放电频率的两倍。随后发现这个声是由于装有线圈的外壳的振动而产生的。给线圈装上一个路赛脱背板,然后重复实验,得到的结果仍是类似的,虽然声的压强峰值确实约降低了四倍。进一步研究证明:在这种情况下声辐射是由于线圈本身的振动而耦合至安装结构的。

为了补救这种情况,又设计了一个实验,设法使线圈和导电介质在机械上失去耦合。将一个装有盐溶液的管悬挂在特殊的架上,并使架与地板声绝缘。把换能器线圈环绕于管外,但避免线圈和管之间作实际接触。当线圈在这个装置中被激励时,可观察到一个微弱但可觉察的声信号,其频率是由磁声来源而产生的声的固有频率。观察到的信号仅比水听器和放大系统的环境噪声高10分贝,这说明利用磁声方法以产生声是一个低效的过程。

计算表明:由于盐溶液的电导率较低,故感应电流也较小。估计如果能用介质中的电极来产生电流,则由于电流级较高,耦合可以更强。这个结论引导我们进行下列各实验。

用直接传导法在NaCl溶液中产生声

为了试验这个方案,制造了一个同轴形状的换能器。图1是这换能器的示意图,同时表示了其作用。选择这种结构的理由是因为在它的金属零件中比较不易产生电磁力。电流经换能器的中心导体通入,在换能器周围产生一个轴对称的磁场,当电流

① 即异丁烯酸甲酯树脂——译者注

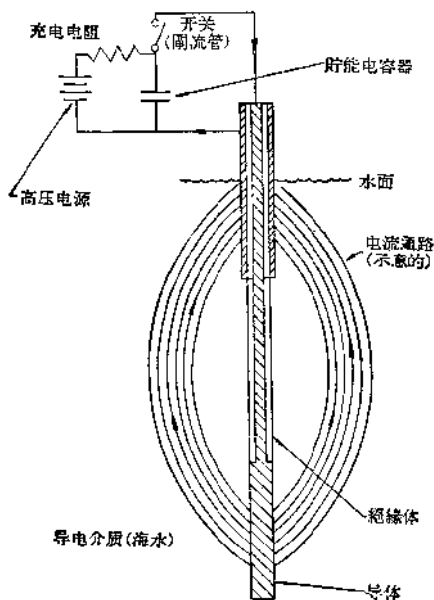


图1 导电型辐射器的实际结构和作用示意图

通过导电介质而返回换能器上端的电极时，它的方向和磁力线成直角，这样便在介质中产生一个由换能器向外的体积力。

在进行本实验时，最初使用大电容器组，立即观察到显著的大信号。随后采用较小的电源，再一次观察到显著的声的过剩压强振幅。由于声源安装在槽内，而信号是无混响的，因此可以进行精确的测量。于是进行了下列实验，以确定这声究竟是否来源于磁声。

图2是用来试验此换能器的实验装置示意图。实验结果绘制成图3，它表示距辐射换能器各不同距离的情况下，声的过剩压强对于电容器换能器系统中贮存总能量的关系。当总能量在4焦耳以上时，声压是贮存总能量的线性函数。在这种工作情

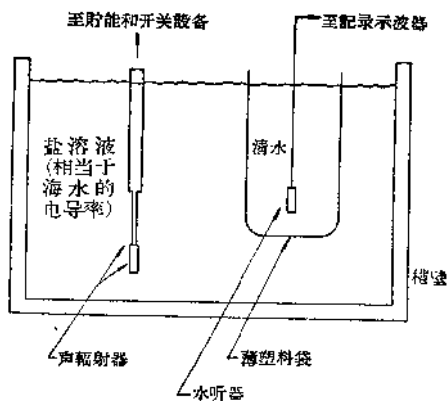


图2 实验仪器的安装

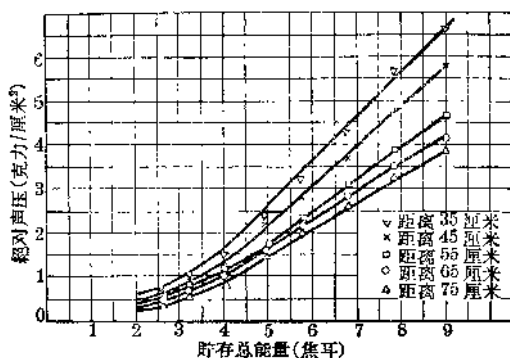


图3 距辐射器不同距离上，声压对于贮存能量的关系

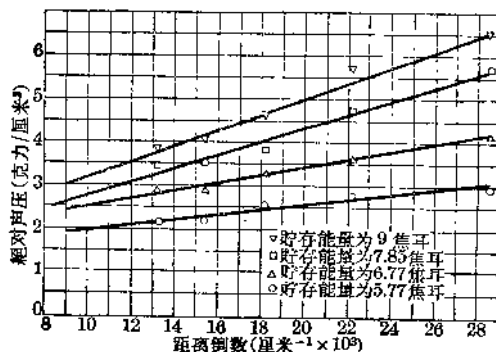


图4 当贮存能量不同时，声压对于距离倒数的关系

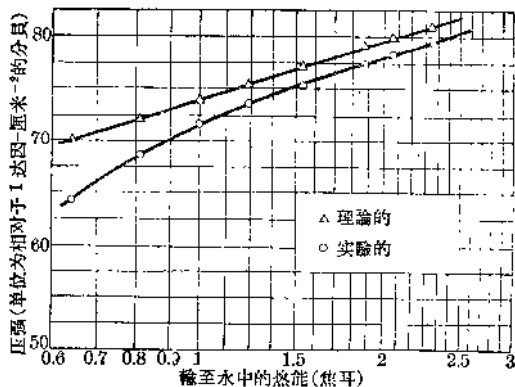


图5 距辐射器65厘米处，绝对压强的实验值和理论值的比较

况下，电流以单脉冲的形式出现，其总持续时间3.5微秒。贮存系统的电容量为0.08微法。图4是用图3的试验数据重新绘成的，它表示当贮存总能量不同时，声压对于距离倒数的关系。得到的直线表明：压强随离辐射器距离的倒数而下降。

在这时，发现声压的产生可能是由于水的脉冲热膨胀的缘故。于是进行了理论计算，并证明了声压确实主要是由于热效应。随即将使用这个换能器而得到的结果和热压力脉冲的理论计算相比较，发