

声学译丛

超声物理

7

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 23 号)

超 声 物 理

(7)

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

(上海南京路 59 号)

上海大众文化印刷厂印刷 新华书店上海发行所发行

*

开本 787×1092 1/16 印张 4 10/16 字数 143,000

1965 年 8 月第 1 版 1965 年 8 月第 1 次印刷

印数 1-2,000

编号 13-311 定价 (科七) 0.70 元

目 录

21608/31

1. 根据干涉仪响应曲线的峰部结构计算超声波的吸收系数	В. В. Войтонис 等	(1)
2. 1~12 兆赫频段中在测量液体中超声速度的精密干涉仪	В. Игунас 等	(2)
3. 用干涉仪法测量液体中的超声频散	К. Баршаускас 等	(5)
4. 测量低温设备的声学干涉仪	G. Cataland 等	(8)
5. 低温测定用的超声温度计	G. Cataland	(9)
6. 两种测量机械系统振动振幅的干涉法	В. С. Давыдов	(10)
7. 振动位移的光电测量	E. T. Pierce	(12)
8. 带有选频放大器的非接触式高频振动计	М. К. Албегова	(14)
9. 测量辐射压强的扭秤	I. Gabrielli 等	(17)
10. 声电脉冲装置	E. Skudrzyk	(22)
11. 测量液体中超声吸收的 30~230 兆赫的脉冲技术	J. H. Andreac 等	(28)
12. 用落弹法测定压电模量	Л. В. Котляровский 等	(34)
13. 磁致伸缩换能器的测试方法	А. И. Гальперина 等	(35)
14. 利用回声信号测量磁致伸缩线材中的纵向超声振动的衰减	В. Б. Бурдо	(40)
15. 复合换能器的机电耦合	W. J. Toulis	(42)
16. 换能器的激波校准法	R. E. Ziemer 等	(47)
17. 从辐射功率推得的互易参数	W. J. Trott	(49)
18. 计算三层圆筒形换能器的静态灵敏度	А. А. Ананьева 等	(50)
19. 磁致伸缩换能器的等效电路	C. F. Brockelsby	(53)
20. 换能器分析的机械考虑	E. A. Neppiras	(56)
21. 频率 1 兆赫时能获得极高强度的超声波聚焦器	Л. Д. Розенберг 等	(60)
22. 用慢电磁波激发特超声	Е. М. Гананольский 等	(63)
23. 非纯半导体中的超声放大	H. N. Spector	(65)
24. 用铁磁谐振激发特超声	H. Bömmel 等	(67)
25. 有关涡旋管的实验	R. C. Chanaud	(68)

根据干涉仪响应曲线的峰部结构 计算超声波的吸收系数

В. В. Войтояис, В. Ф. Яковлев

在吸收系数很小的情况下,用干涉法对气体的吸收进行研究方面,Hubbard 法^[1]和 Белявская 法^[2]得到了最普遍的应用。第一个方法以反响曲线的峰部结构的分析为基础(确定峰值的二分之一宽度),但没有给出计算吸收系数的简单解析式。Белявская 法则要确定在反射器位于无穷远处时通过晶体的电流(I_{∞}),且 I_{∞} 可能用两种方法确定:其一是把反射器移放到没有反射波的反作用的远处(而这在吸收很小的情况下实际上是不可能的);其二是在反射器和发射器中间加用吸收器,但是这将使实验复杂化。

其实, I_{∞} (或阻抗 Z_{∞}) 可以按反响曲线的峰部结构来确定。正如大家所知道的^[3],以固有振动频率工作的石英片干涉仪的阻抗,如下式所示:

$$Z = R_0 + \frac{R_E}{4\varphi^2} + \frac{\rho c S}{4\varphi^2} \frac{\text{eth } Kr + D}{1 + \text{eth } Kr} \quad (1)$$

式中, R_0 ——发生器的内阻;

R_E ——换能器的损失阻抗;

ρc ——介质的声阻;

S ——发射器的面积;

D ——介质与反射器的声阻比;

$K = \alpha + j \frac{\omega}{c}$ ——复数波数;

r ——发射器和反射器的间距;

φ ——干涉仪等效电路中的变换系数。

在满足条件 $r = n\lambda/4$ 的点,阻抗 Z 采用有效极限值。以 $D = \text{th } \beta$ 代入(1)式后得到:当 $r = 2n \frac{\lambda}{4}$ 时

$$Z_{\max} = R_0 + \frac{R_E}{4\varphi^2} + \frac{\rho c S}{4\varphi^2} \cdot \text{eth}(\alpha r + \beta) \quad (2)$$

而当 $r = (2n+1) \frac{\lambda}{4}$ 时

$$Z_{\min} = R_0 + \frac{R_E}{4\varphi^2} + \frac{\rho c S}{4\varphi^2} \cdot \text{th}(\alpha r + \beta) \quad (3)$$

现在来研看 $r = (2n+1)\lambda/8$ 的各点,即位于极大值和最小值之间的点不难证明,在这些点上,

$\left| \frac{\text{eth } Kr + D}{1 + \text{eth } Kr} \right| = 1$, 因此可用公式表明这些 r 值时的阻抗(用 $Z_{\lambda/8}$ 表示)如下:

$$Z_{\lambda/8} \approx R_0 + \frac{R_E}{4\varphi^2} + \frac{\rho c S}{4\varphi^2} \quad (4)$$

从(2)、(3)和(4)式可以得到 α 的计算式。在把干涉仪接到高频阻抗电桥时,可得:

$$\alpha = \frac{1}{r_2 - r_1} \left(\text{Arth} \frac{Z_{\lambda/8} - Z_{2\min}}{Z_{2\max} - Z_{\lambda/8}} - \text{Arth} \frac{Z_{\lambda/8} - Z_{1\min}}{Z_{\max} - Z_{\lambda/8}} \right) \quad (5)$$

式中符号的脚标序号是相应于距离的。正如文献[4]所介绍的,若对发生器的高频电压进行测量,那么:

$$\frac{V_{\lambda/8} - V_{\min}}{V_{\max} - V_{\lambda/8}} = \text{th}(\alpha r + \beta + \beta_1) \quad (6)$$

式中 $\beta_1 = \text{Arth} \frac{\rho c S / 4\varphi^2}{R_0 + R_E / 4\varphi^2}$

同时从(6)中可推导出,电压与(1)式中最后一项的系数成正比。在石英片和石英片的支持器中损失很大的情况下,将发生违反这个规律性的现象,而电压的变化将只是接近于有效阻抗部分的变化,因此计算式就会更加复杂。

从(6)式可得:

$$\alpha = \frac{1}{r_2 - r_1} \left(\text{Arth} \frac{V_{\lambda/8} - V_{2\min}}{V_{2\max} - V_{\lambda/8}} - \text{Arth} \frac{V_{\lambda/8} - V_{1\min}}{V_{1\max} - V_{\lambda/8}} \right)$$

在各种情况下, α 也都可以用图解法确定,这在文献[2]中已有介绍。

上述基于一般干涉仪的理论按照峰部结构计算吸收系数的方法,应用简便,而且在 α 为任何值时,可以确定气体中超声波的衰减。

(参考文献见第11页)

现在来研看 $r = (2n+1)\lambda/8$ 的各点,即位于极大值和最小值之间的点不难证明,在这些点上, (李霜定译自苏联《Акуст. ж.》1963年第9卷第1期第116~117页,严永豪校)

08093

在 1~12 兆赫频段上测量液体中 超声速度的精密干涉仪

В. Илгунас, О. Кубилюнене, А. Япертас

为了提高超声干涉仪的精度,无论是配装单石英或双石英晶片,在近来文献中描述了指示反射器位置的各种复杂方法^[1,2]。本文描述配装普通指示器(利用指针式或自动记录式测量仪器)的皮尔斯(Пирс)型可变长度干涉仪,其精度不仅超过上述用复杂指示方法的干涉仪,而且接近于最完善的脉冲方法。通常,干涉仪是在具有足够严格的平面驻波的条件下使用,驻波的波前要平行于辐射晶片和反射器的表面。这里也就将涉及到在较低频率情况下怎样应用干涉仪去测量超声速度的问题,在低频时将出现声场的绕射花样。我们会对干涉仪的复杂声学系统中使用的晶片的各种振动性质作了仔细的理论 and 实验研究,才创制出本文的干涉仪的结构。

辐射晶片的工作条件,可以依据用晶片固有频率来工作的干涉仪的电阻抗^[3],由超声干涉仪的基本理论来描述如下:

$$Z = (Z_1 - Z_2) / 2 \quad (1)$$

式中 Z_1 和 Z_2 分别为晶片前方和后方声柱输入阻抗的电比拟。当反射器移动时, Z_1 改变,同时 Z_2 却保持恒定值。如果要获得总阻抗 Z 的较大相对变化(较尖锐的峰),这是在测量声速时所希望的,则应当使公式(1)中的第二项变得极小,也就是要使晶片后方成为没有声阻。在研究液体的情况时,如果晶片后方是空气,则这个要求将被满足,因为空气的声阻远小于液体的声阻。最好也不要再在晶片支架中出现有效负载和无功负载,因为这些负载将减低反应曲线峰值的尖锐度^[4]。

大家知道,反应曲线上卫星线的出现,会降低测量反射器共振位置的精度,并且表明超声波由反射器返回到晶片表面的非垂直反射,因而导致波长测量值的偏高。因此,我们曾用配装偏斜反射器的特殊干涉仪,去研究反射器和晶片间的不平行性对反应曲线形状的影响。图1表示相应于反射器与晶片所成的不同交角 θ 以及不同频率时的反应曲线的记录(a为 $\theta=30'$, $f=1$ 兆赫;б为 $\theta=1'$, $f=1$ 兆赫;

в为 $\theta=20'$, $f=2$ 兆赫;г为 $\theta=30'$, $f=2$ 兆赫)。由这些记录可以看到,当频率增加时,对平行性的要求也有所提高。从其他一些作者的工作中^[1,4]可知,在干涉仪实验中,只要达到物理上的平行性就可以了,其标志就是反应曲线的峰值最大。还应当考虑到,随着干涉仪工作频率的提高,对干涉仪零件(晶片、反射器及其导向构件等)的制造精度的要求也跟着提高。

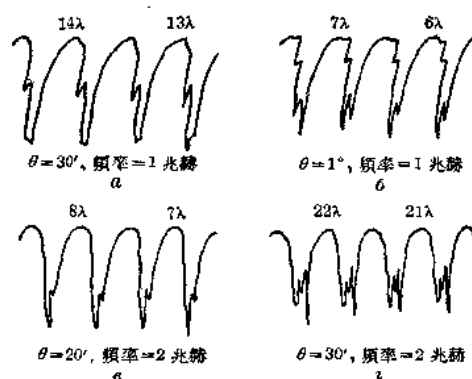


图 1

根据上面所提出的理论见解和研究晶片与反射器间不平行性对反应曲线形状影响的初步实验,我们制成了测量液体中超声速度的干涉仪(图2)。干涉仪室(直径50毫米,高80毫米)借助于螺旋固定在上板上。利用螺旋和固定销把上板安装在下板上,而下板则固定在 ИЗБ-2 立式光学测长仪的台座上。在上板和干涉仪室必要时可装置隔热衬垫,而整个干涉仪是安装在隔热护套内。反射器与测长仪的测杆以同轴方式固定在一起。为了减少放热,把反射器杆做成中空。将辐射晶片(石英)边缘嵌入底片中,使晶片的上表面和底片的上表面相合。此外,C、D和E三点都位于反射器的轴线上。用同轴电缆施加电压于晶片。超声波的辐射直接在液体中产生。利用螺旋使上板绕相互垂直的CA与CB两轴转动,来达到晶片和反射器两表面间的平行性(CA

和 CB 都通过固定銷的尖端 C)。 CA 或 CB 的长度各为 13 厘米。在这样的结构中,变动上板对下板的傾角,就可以保持 D 和 E 两点間的距离近于不变。这个方法減輕了按观察反应曲綫的峰高来調节平行性的工作。当平行性良好时,干涉仪的灵敏度大为提高(特别是在較高頻率时),卫星綫也消除了,提供了提高声速測量精度的可能性。

測量時，利用一組頻率約從 1~12 兆赫不等的晶片。晶片的振動是用特制的石英晶体穩定振蕩器來激發的。施加在晶片上的電壓為 2.5~20 伏。

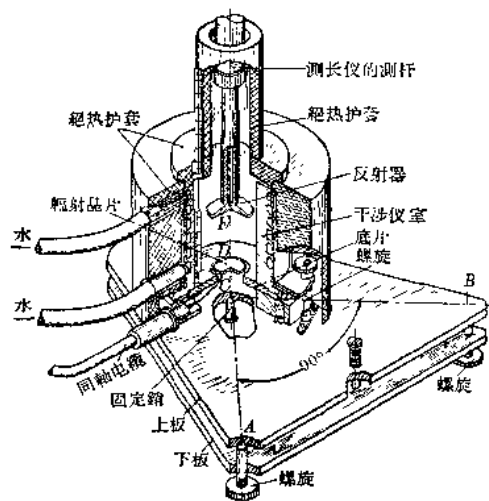


图 2

与晶片并联的电路上的电压，经过检波并放大系数约为 20 的两级直流放大器放大后，利用指针式或自动记录式毫伏计①来测量。当反射器移动时，晶片上的电压变化可达 40%。振荡器和放大器的电源都是经过稳压处理的。在工作过程中，振荡器的频率用精度达 0.0025% 的外差式波长计来测量。

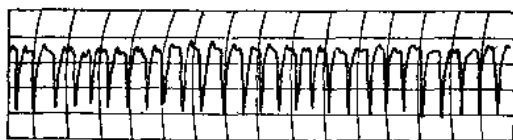


图 3

用恒温器来维持干涉仪室中液体的温度恒定,这种恒温器附有一种冷却水的压力恒定装置。在测量时,恒温器中液体温度的变化不超过 $\pm 0.05^{\circ}\text{C}$,而在干涉仪室中液体的温度则要维持 $\pm 0.02^{\circ}\text{C}$ 的精度,用水银温度计就能以这样的精度来测量。

反射器的移动, 是利用三级减速传动装置由电动机来实现的。

反射器位置利用光学测长计来进行读数, 光学测长计能够以 1 微米的精度来测定反射器位置; 可是, 对于弱吸声液体反应曲线上各个峰的相对位置, 可以测定到更高的精度 (约达 0.3 微米), 特别在用高频时是这样。测量时, 反射器在相应于晶片频率的 80~400 个半波长的距离上移动。

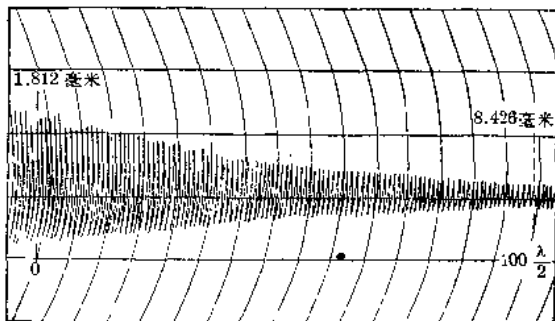
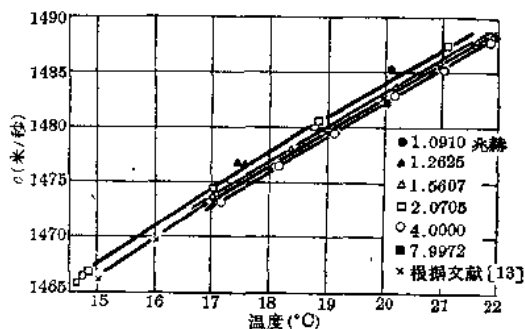


图 1

由于晶片的灵敏度、晶片和反射器间的平行性良好,以及反射器位置的读数精确,超声速的测量能够以 $\pm 0.01\%$ 的精度来完成;在强吸声的液体中精度稍低,约为 $\pm 0.02\%$ 。



54 55

在較低頻率下測量時，出現了干涉儀聲場的精細結構，因而不能獲得品質良好的反應曲線（圖3：頻率為1.2625兆赫，被研究的液體為水）。在反應曲線上出現了衛星線，和圖1所示曲線的性質有着本質上的差別。只有在用較高頻率（ ≥ 4 兆赫）的晶片時，才能獲得良好的反應曲線，如圖4所示（頻率為11.4146兆赫，濃度為0.2克分子/升的 $\text{Zn}(\text{C}_2\text{H}_3\text{O}_2)_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ 的水溶液，溫度為24.1°C）。聲場的精細結構也以一定方式影響到各種晶片所測速度值的分散。在相同的溫度條件下，我們在經過兩次蒸餾的水中以不同頻率測得的速度值是不相

① 原书为毫安計——譯者注

一致的,并且这种不一致大大地超过实验误差(图5),由于没有频散,这种现象不应出现。其他研究者們也注意到蒸馏水中超声速度测量结果的分歧情形^[9-11]。

由图5可以看到,速度值随频率变化的分散没有明显的规律性。不过,速度对参量 d/λ (d 为晶片直径, λ 为波长)的关系服从图6所示的规律,此图相应于 $t=17.5^{\circ}\text{C}$ 水中的测量。反射器的直径 D 等于24毫米。图6中所用的符号在表1中说明。

表 1

符 号	频 率 (兆赫)	晶片直径(毫米)
○	1.0910	18.3
●	1.2625	18.8
▽	1.5607	20.3
▼	2.0705	11.8
△	4.0000	19.7
▲	7.9972	20.0
□	11.4146	8.0

我們发现的所测速度对参量 d/λ 的关系,按其本身特性来说,很象是固体中绕射对增大所测超声速度值的影响^[8]。

根据这些数据和一系列的理論工作^[15-17]可以作出这样結論:在低频时速度值偏高和反应曲线形状异常,是由于 d/λ 的值不够大,也就是由于绕射现象而引起的。

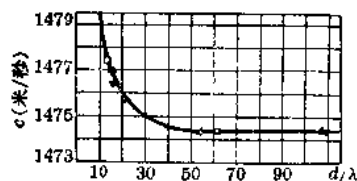


图 6

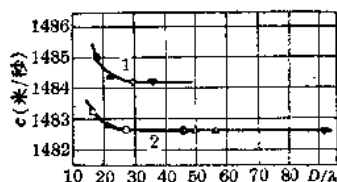


图 7

图6的实验曲线最好用指数函数来近似表示:

$$c = c_{\infty} + (c_0 - c_{\infty}) \exp(-0.1d/\lambda) \quad (2) \textcircled{1}$$

式中 c 、 c_0 和 c_{∞} 分别相应于 d/λ 、 $d/\lambda=0$ 和 $d/\lambda=\infty$ 时的超声速度。当温度为 17.5°C 时,用把函数(2)展成直线的方法求得了下列极限速度数值:

$c_0=1482.0$ 米/秒; $c_{\infty}=1474.3$ 米/秒。后一数值比高精度脉冲方法所测得的数值小0.4米/秒^[13]。在其他温度时,极限值 c_0 和格林斯龐-契格(N. Greenspan, C. E. Tschiegr)所得的结果之間也存在着同样的差数。

表 2

符 号	□	■	○	●	△	▲	▽	▼
D(毫米)	6.0	7.7	9.9	16.8	18.3	20.8	28.8	34.0

很自然地会发生这样的问题,反射器上的绕射对声速测量值将呈现怎样的影响。为了这个目的,曾用一組不同直径 D 的反射器来进行超声速度的测量,测量结果如图7所示。

测量是在水中进行的:曲线1相应于频率1.5607兆赫,而曲线2相应于频率4.000兆赫。图上的符号在表2中说明。应当注意,在频率约为1.5兆赫时,辐射器给出了绕射场,而在频率为4兆赫时则给出平面波场。由此可以作出結論:只有在平面波场的情況下,反射器的大小(甚至达到远小于晶片的直径)才不影响速度测量值。

最后可以指出,在精密干涉仪测量中(精度约为0.01%),平面声波传播的真实速度只有在满足 $d/\lambda \geq 50$ 的条件下才能确定。在 $d/\lambda < 50$ 时,必须考虑到绕射对超声速度测量值的影响,而反射器的直径应当选择足够大的尺寸,以免使绕射现象复杂化。当 $d/\lambda < 50$ 时,速度测量值的校正可以由无频散液体中进行测量的方法来确定。

当 $d/\lambda < 13$ 时,不能再用我們设计的干涉仪来测量超声速度,因为声场有更大的绕射畸变。

参 考 文 献

- [1] A. Barone. Nuovo cimento, 1957, 5, 3, 717~728.
- [2] I. Ikeda. J. Acoust. Soc. America, 1962, 34, 3, 351~352.
- [3] В. Илгусас, Э. Йронис. Тр. Каунаск. Политех. ин-та, 1960, 14, 1, 33~41.
- [4] В. Илгусас, К. Паулаускас. «Применение ультразвука к исследованию вещества» М., Изд. МОПИ, 1961, 13, 139~149.

(参考文献轉第16頁)

(孙照民譯自苏联《Акуст. ж.》1964年第10卷第1期第54~59頁,魏靈童校)

① 原书公式印成 $c=c_{\infty}+(c_0-c_{\infty})\exp(-0.1d/\lambda)$,第二个等号显然是排印錯誤应改成“+”号——校者注

用干涉仪法測量液体中的超声頻散

К. Баршаускас, В. Илгунас, О. Кубилюнене

液体中超声頻散的实验研究文献,到目前一共有好几十篇,可是,其中只有少数几篇对测定頻散方面得出可靠的結果。

研究頻散时的基本困难是难以实现在某些頻段內的測量,而且速度随頻率的增量很小(約为速度数值的0.1%)。这种速度变化值在很多情况下都处于实验精度范围以內。用低频測量速度时发生的困难特别大,因为低频时不可能获得平面波。我們在文献[1]中曾指出,当 d/λ 的比值不够大时(d 为晶片直径, λ 为液体中的波长),測得的超声速度在与平面波的真正傳播速度比較时有所增加。例如,当 $d/\lambda \approx 20$ 时,超声速度的增量为0.1%,亦即和頻散值的数量級相同。由于这个緣故,測定低频的超声速度和頻率关系将更为困难。

鉴于上面所指出的实验上的困难,超声頻散数据彼此矛盾很大,而且在很多情况下都不大可靠。許多研究人員用各种頻率測量液体中的超声速度时,并未观察到頻散。而在某些文献中甚至发现負頻散,例如1938年,什帕科夫斯基(Б. Г. Шпаковский)曾在約270~380千赫的頻段內观察到蒸餾水以及碘化鉀和溴化鉀的饱和溶液中的所謂負頻散^[2]。还有一些研究者^[3-5]也认为某些溶液中能出現負頻散。根据我們的論文^[1]可以推断,这些实验者所观察到的并非頻散,而是衍射现象所引起的效应。

文献[2,6~9]的作者所进行的頻散測定是最可靠的。

多数早期实验都是用光学方法进行的,可是这种方法的精度却不高。在文献[2,7]中采用了干涉仪測定頻散。卡斯頓森(E. L. Carstensen)所提出的微分脉冲測超声速度的方法^[6],尤其值得重視。利用这种方法,衍射对超声速度的測量值的影响差不多抵消;因此卡斯頓森就連从300千赫开始的低频測量也获得了良好的結果。本文将表明,当考虑衍射效应时借助于足够精确的干涉仪,能可靠地測定液体中的超声頻散。

为了測量液体中的超声速度,我們应用了一种

长度可变的干涉仪(仪器的描述見文献[1]),所測的超声速度的精度可达 $\pm 0.01\%$ 。在文献[1]中已經表明衍射对水中超声速度的測量值的影响。为了进一步从实验上研究衍射对超声速度的測量值的影响,我們曾对甘油(密度 $\rho_{t=21}=1.243$ 克/厘米³)、苯($\rho_{t=21}=0.881$ 克/厘米³)和四氯化碳($\rho_{t=21}=1.573$ 克/厘米³)三种液体中的超声速度进行了測定。在吸声很强的甘油中,超声速度測量的精度为 $\pm 0.02\%$ 。測得的数据在图1上表出。在选定的坐标系中,实验曲线表示衍射对被研究各种液体中超声速度測量值的影响。在甘油($t=20.2^\circ$)、苯($t=20.2^\circ$)及四氯化碳($t=20.1^\circ$)三种液体中,速度对比值 d/λ 具有指数关系,也就是和在水中的情形一样。根据这些实验数据可以确定,在无頻散液体中,精度約为 $\pm 0.015\%$ 的衍射增量与速度測量值成比例。因此,根据水中的速度測量^[1],就可以

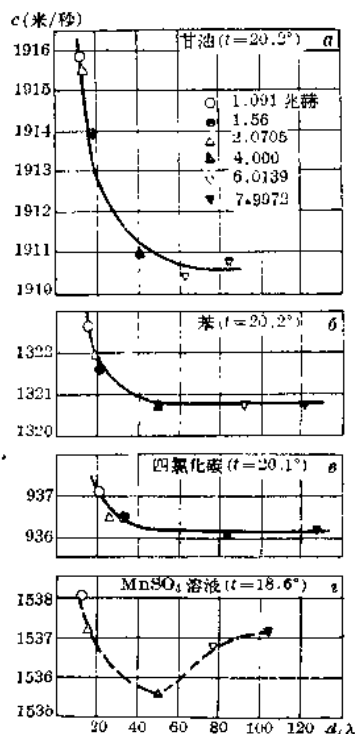


图 1

确定理想平面波在所研究液体中的速度 c_{∞} (在 $d/\lambda = \infty$ 时)如下:

$$c_{\infty} = c - \frac{c}{c_B} \Delta c_B \quad (1)$$

式中 c 、 c_B 分别是对同一比值 d/λ 在被研究液体及水中的超声速度值, Δc_B 是对同一比值 d/λ 的速度衍射增量。

为了检定关于衍射的校正是否适用的想法,我们对甘油、苯、四氯化碳以及对一种 $\text{MnSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$ 溶液中的超声速度进行校正。对于后一种溶液,我们采用 QJA 的制剂加上二倍的蒸馏水。溶液的浓度和温度按文献[9]选定为 0.5 克分子/升和 18.6° 图 1 表示在 MnSO_4 溶液中超声速度与 d/λ 的关系。

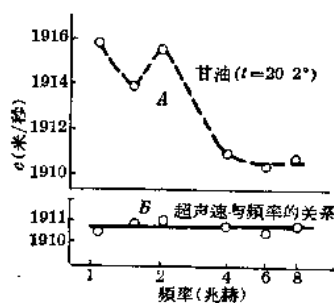


图 2

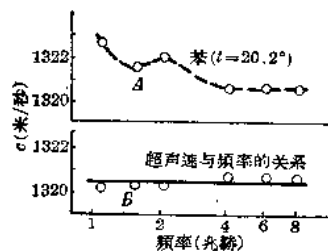


图 3

图 2、3、4 的虚线分别表示甘油 ($t=20.2^\circ$)、苯 ($t=20.2^\circ$) 和四氯化碳 ($t=20.1^\circ$) 中测得的超声速度和频率的关系。这些测得的速度对频率的关系曲

线表明,好象出现了“负频散”。由于在频率 2.0705 兆赫时比值 d/λ 比在 1.5607 兆赫时为小,因此在 2.0705 兆赫频率时获得了峰值。图 2、3、4 的实线表示按式(1)进行校正后上述液体中超声速度和频率的关系。衍射校正后的速度对频率的关系曲线(实线)表明,在 1~8 兆赫的频段内,甘油、苯和四氯化碳中不出现频散。

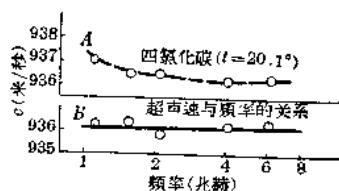


图 4

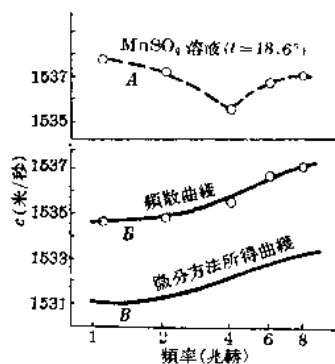


图 5

图 5 表明在温度 $t=18.6^\circ$ 时 MnSO_4 溶液中速度的测量值对频率的关系(曲线 A),这曲线表明衍射增量使速度对频率的关系发生畸变;同时,曲线 B 表出速度的校正值对频率的关系中出现明显的频散。我们所得的频散曲线,其特性是用微分方法[9]所得的曲线 B 相似。频散曲线和微分方法所得曲线所表示的速度绝对值不相一致,因为文献[9]中的速度绝对值的精度比 1% 高得不太多。

在检定衍射校正是否适用以后,我们选择了几种醋酸盐溶液作为进一步研究的对象,这些醋酸盐

表 在醋酸盐溶液中的超声速度(米/秒)

编号	盐类名称	浓度 (克分子/升)	t°C	频率 (兆赫)				
				1.5607	4.000	6.0189	7.9972	11.4146
1	醋酸钾	0.5	15.3	1509.6	—	—	—	1509.8
2	醋酸钙	0.5	28.1	1564.0	1564.0	—	1563.8	1564.2
3	醋酸钴	0.3	18.2	1520.4	—	1520.4	—	1520.5
4	醋酸镁	0.5	29.8	1582.8	1582.9	—	—	1582.7
5	醋酸钠	0.5	11.4	1504.5	—	1504.5	1504.4	1504.7
6	醋酸铅	0.5	12.3	1434.9	—	—	—	1434.9

溶液中的超声吸收已在文献[10]研究过。大家知道,在弛豫频率区域应该出现频散,因此我们测量了九种醋酸盐溶液中的超声速度。在六种醋酸盐溶液中我们未曾发现频散现象,现这六种醋酸盐溶液中超声速度的测量结果列于附表中。

图6实线表明醋酸铜溶液 $[\text{Cu}(\text{C}_2\text{H}_3\text{O}_2)_2 \cdot \text{H}_2\text{O}]$;当 $t=18.2^\circ\text{C}$ 时,在水中的浓度为0.1克分子/升]中超声速度对频率的关系。根据曲线延展情况,我们可以推测到弛豫频率要超过12兆赫。频散也同样可在醋酸镉溶液 $[\text{Cd}(\text{C}_2\text{H}_3\text{O}_2)_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}]$;当 $t=13.3^\circ$ 时,在水中浓度为0.5克分子/升]中发现(图7中实

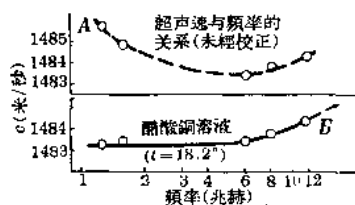


图 6

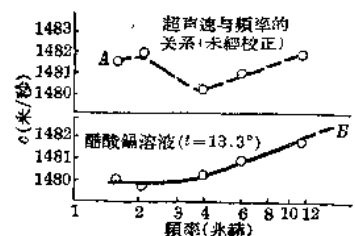


图 7

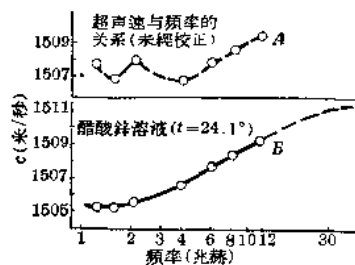


图 8

线)。图8实线示醋酸锌溶液 $[\text{Zn}(\text{C}_2\text{H}_3\text{O}_2)_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}]$;当 $t=24.1^\circ\text{C}$ 时,在水中的浓度为0.2克分子/升]中的频散曲线。虚线表示预料在高频部分的曲线延展情况,因为根据吸收的定性观察,可以推断弛豫频率位于8兆赫附近。这些结果与文献[10]中所举出的吸收测量结果尚为符合。

图表6、7、8的曲线A表示测得的速度在未经校正时对频率的关系。

由上述实验数据可知,我们只能在弛豫吸收峰值极为显著的几种醋酸盐溶液中才发现频散。

最后可以指出,用干涉仪确定液体中超声频散方法的适用问题,与其说是受到仪器精度的限制,倒不如说是受到所用频段狭窄的限制。

参 考 文 献

- [1] В. Илгунас, О. Кубилиене, А. Ялертас. Акуст. ж., 1964, 10, 1, 54~59.
- [2] Б. Г. Шпаковский. Докл. АН СССР, 1938, 18, 3, 173~177.
- [3] L. Zachoval. J. phys. et radium, 1939 (7), 10, 350~354.
- [4] Quang Te-Tchao. Compt. rend., 1946, 222, 1165~1166.
- [5] A. Shallamach. Proc. Phys. Soc., B, 1949, 62, 349, 70~76.
- [6] J. Lamb, J. M. Pinkerton. Proc. Roy. Soc., 1949, 199, A, 114~129.
- [7] A. Barone, G. Pisent, D. Sette. Nuovo cimento, 1958, 7, 365~370.
- [8] F. Fox, T. M. Marion. J. Acoust. Soc. America, 1953, 25, 661~666.
- [9] E. L. Carstensen. J. Acoust. Soc. America, 1954, 26, 862~864.
- [10] M. Krishnamurthi, M. Suryanarayana. J. Phys. Soc. Japan, 1960, 15, 345~348.

(李 康译自苏联《Акуст. ж.》1964年第10卷第1期第25~29页,孙照民校)

測量低溫設備的声学干涉仪

G. Cataland, H. H. Plumb

为了研制一种可以当作低温绝对温度计的声学干涉仪,已在美国标准局做了几年的实验工作。虽然这种设备对声学工作者来说是早已熟知的,但其大部分实验还仅限于室温范围。Van Itterbeek 和他的同事们曾做了一个独特的实验^[1],不过作为测定 20°K 以下的精密温度计来说,由于所得结果不怎么精确,也就是重复性不足够,故似乎有待继续深入研究。

这里提出的设备,具有测定这些温度的温度计所需的能力。石英晶体在 1 兆赫左右共振。低温时由于波长较短,故“波紋”式的效应^[2]可能要比 300°K 时小得多,但还是可能认出这种效应。在一项正在进行的研究中,只要对设备的操作方面有这种波紋式的效应,就可加以测定。已知晶体频率与波长,就容易算出氢气中的声速。

$$W^2 = (C_p/C_v)_{p=0} R_M T / M_{He} (1 + \alpha p + \beta p^2 + \dots) \quad (1)$$

式中 W 为声速; T 为温度; p 为压力;

$$(C_p/C_v)_{p=0} = 5/3$$

$$R_M = 8.314 \times 10^7 \text{ (尔格/°C 克分子)}$$

$$M_{He} = 4.0026$$

$$\alpha = 1/(RT) [2B + 4/3(T) (dB/dT) + 4/15(T)^2 (d^2B/dT^2)]$$

B 为第二维里系数; β 包括维里系数以及它们在 p^2 项中的温度微商。方程(1)表示声速与绝对温度间的关系。实际上,声速在一定的温度时是压力的函数,并在实际可能的最低温度时被测定出来。这还可以向气体成为理想状态的零压力作线性外推,故也就不必知道维里系数。

由于声学干涉仪已进入温度计的发展阶段,故必会成为某些温度测量的指导,这些温度能与现有的温标作可靠的比较。其中有两个温度是:(1)在液氮点以下;(2)20°K。在这两种情况下,把干涉仪管放置在一只蒸汽压已被良好控制的液池中;通过反射活塞的运动使温度梯度的范围达到环境温度,这时就可以测定活塞反射表面的位移。通常,不是去测量反射表面的个别的半波长位移,而是去测量在 50~100 个波长的总移动中间 10 个波长的相继间隔。

迄今,已经能测定的温度的重复性在 2°K 为 $\pm 0.002^\circ\text{K}$; 在 20°K 为 $\pm 0.007^\circ\text{K}$ 。在整个蒸汽压的媒质中,声测温度都可以与现有的温标相比较。在 2°K,声测温度比 Brickwedde 等人^[3]规定的 T_{ss} 液氮蒸汽压温标所定的温度高 0.003°K; 在 20°K,它显出比 Woolley、Scott 及 Brickwedde^[4] 的平衡氢蒸汽压温标的绝对温度低 0.010°K。

为了比较起见,应该给出其他研究人员所得的一些结果。这些结果可分成两类:一类用声学干涉仪作声速测定而得来,另一类用频率可调而传播路程不变的共振管法得来。前一类概述由 Van Itterbeek^[1] 提出,并与芦芳大学(University of Louvain)的实验有关。在报告中,由声学测定法得出的温度值与现有的蒸汽压温标相比表明,声学测定在 20°K 时高出 0.120~0.170°K,而在 4.2°K 时高出 0.032~0.171°K。

采用频率可调而传播路程不变的共振管的更新的实验,是由 De Laet^[5] 提出的。曾将声测温度在 2.803~4.216°K 的范围内的数值,与液氮蒸汽压温标所定的温度相比,但高出 0.021~0.012°K。

在美国标准局由声学干涉仪导出的绝对温标的数值,虽然还只是初步结果,但这种仪器似乎可以令人满意地充当基准温度计。为了建立由 1.5~20°K 的温标,即将进行一个扩大测温的计划。以后将提出更详细的数据和设备的构造细节。

参考文献

- [1] A. van Itterbeek, J. Acoust. Soc. Am. 29, 584 (1957).
 - [2] P. E. Krasnooshkin, Phys. Rev. 63, 190 (1944).
 - [3] F. G. Brickwedde, H. van Dijk, M. Durieux, J. R. Clement and J. K. Logan, J. Research Natl. Bur. Standards, 64A, 1 (1959).
 - [4] H. W. Woolley, R. B. Scott and F. G. Brickwedde, J. Research Natl. Bur. Standards 41, 379 (1948).
 - [5] J. De Laet, Verhandel. Koninkl. Vlaam. Acad. Wetenschap. Belg. Kl. Wetenschap. No. 66, 3 (1960).
- (胡 忆译自美国《J. Acoust. Soc. Am.》1962 年第 34 卷第 8 期第 1145~1146 页,重句才校)

低温测定用的超声温度计

G. Cataland

美国标准局制出一种用来测定 $2\sim 20^\circ\text{K}$ 范围内温度的超声温度计^①，这种温度计有较高的精度和准确性。根据对氦气中声速的测定，能对超声温度计建立 $4\sim 14^\circ\text{K}$ 范围的绝对温标，因而可进行铂阻温度计的校准。这种温度计可以省去气体温度表所需的各种麻烦的修正，也不须作体积和压力的精密测定。这次研究工作由低温物理实验室 H. H. Plumb 指导。

由于理想气体中的声速与温度的平方根成正比，故精确测量声速的方法可以决定绝对温度。当然，实际上用的是实际气体，故还须作压力影响的考虑。应用超声温度计时，声速是在几处压力相当低的点上测定的。声速与压力的关系图是线性的，可以把它外推到压力为零的点。采用这种方法，就不必再进行压力修正及给出理想气体的声速。

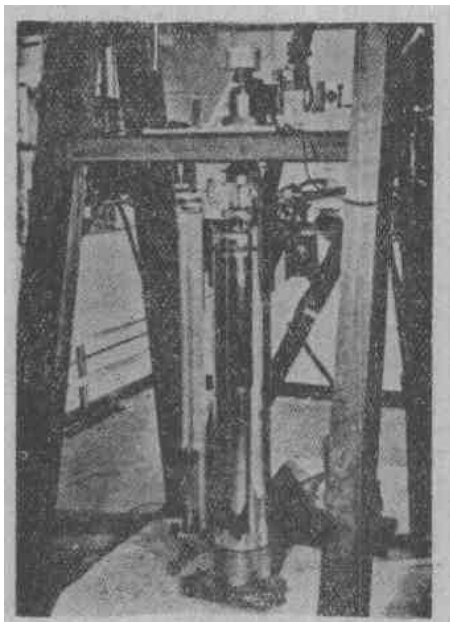


图1 精确测定 $2\sim 20^\circ\text{K}$ 范围内温度用的超声温度计。装在大型柱瓦瓶内的温度计，内有一片供给已知频率的超声的石英晶体以及一个可动活塞，它使管腔中建立连续的气体共振状态。测量活塞的位置，以及在活塞运动时出现共振状态的次数，就能决定声的波长。根据波长可以算出声速，然后也就可算出温度

超声温度计实质上为一用来测定声波长的共振管（频率固定，传播路程可调），在此管下端，有一由振荡器激励的石英晶体，供给一已知频率（约1兆赫）的超声；可动活塞成为上面的反射面（图1）。将低压氦气（做有由 $0.01\sim 2$ 大气压以上的各周转）充入管腔。活塞反射面距离晶体只要是半波长的整数倍，氦气就进入共振条件。通过对施加在晶体两侧的微小电压的波动特性图的监视方法，来检验共振条件；只要出现共振，特性图上就显出峰值。进行测量时，将活塞对晶体远近移动，使它通过许多个半波长，根据活塞位移及特性图上峰值数的量度，就可

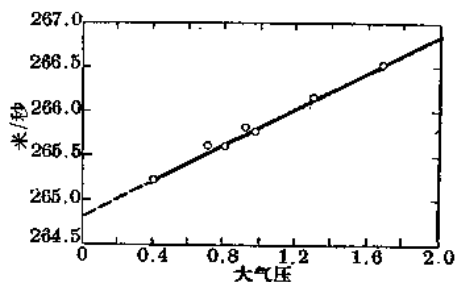


图2 由于根据气体中的声速所作的温度计算是以理想气体中的声速为依据的，故在几个不同压力时用超声温度计来作声速测量。本图表明声速与压力的关系；把它外推至压力为零的点，即理想气体条件下的声速。采用这种方法，就用不到精确了解气体的维里系数

① 詳見 The determination of absolute temperatures from sound velocity measurements, G. Cataland, M. Edlow, and H.H. Plumb, in Temperature, its measurement and Control in science and industry, pt. 1, vol. 3, Reinhold Publ. Corp. (New York) 1962. 也可以見 Absolute temperatures determined from measurements of the speed of sound in helium gas, by G. Cataland and H. Plumb, presented at the 8th International Congress on Low Temperature Physics, London, Sept. 1962, and The acoustical interferometer employed as an instrument for measuring low absolute temperatures, by G. Cataland and H. H. Plumb, J. Acoust. Soc. Am. 34, 1145 (Aug. 1962)

两种測量机械系統振动振幅的干涉法

В. С. ДАВЫДОВ

在迈克尔逊干涉仪的目鏡視場中調节白色光源的閃光頻率到接近于振动系統的頻率时, 中央亮条 (Центральная ахроматическая полоса) 將緩慢地移动, 且具有两个极限位置, 如图 1 左上角所示。振动的振幅可由下式决定:

$$A = \frac{1}{4} C N_0 \lambda_{эфф}$$

式中 $\lambda_{эфф}$ 为所应用光源的有效波长; C 为干涉显微镜目鏡刻度的分度值; N_0 为相应于中央亮条最大位移的目鏡刻度的格数。但是, 振动的振幅再继续增加时, 中央亮条就会移动到干涉显微镜的視場范围以外, 因而不可能再这样去测定振幅 A 。

目前已研究出一种测量大振幅用的干涉动态指示器的方法: 首先, 使干涉仪 (图 1) 与标准鏡子一起相对于振动台固定在这样的位置, 使作为标志用的黑色 (或白色) 中央亮条在极左位置时处于目鏡視場的中部; 这就是說, 干涉条纹是由振动台上的鏡子处于极限位置之一的那一瞬时形成的。此时干涉仪相对于固定坐标系的位置將从另外一个檢測用的静态測长計上讀得 (图 1 所示是一个有刻度的长度計)。其次, 移动干涉仪到这样的位置, 使中央亮条达到极右位置时, 仍处于目鏡視場的中部。这时从长度計刻度上記下第二个讀数。于是振动的振幅值就以这两个讀数之差来决定:

$$A = \frac{1}{2} (N_1 - N_2)$$

式中 N_1 和 N_2 分别为从檢測用的測长計上記下来的第一和第二个讀数。

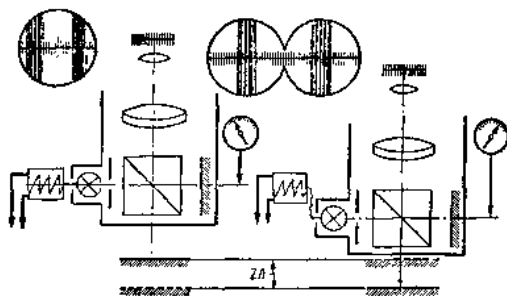


图 1 干涉动态指示器原理图

下表中所列的是 $f=45$ 赫时, 在專門的裝置上^[3] 用試驗性檢定方法所測得的結果。

比較号	2A—由于干涉頻閃观测法計算干涉条纹数所得結果 (微米)	2A—由讀数显微镜直接讀数所得結果 (微米)	讀数差 (%)
1	3.16	3.0	-5
2	3.11	3.15	+1
3	3.09	3.1	~0
4	3.09	3.0	-2
5	3.02	3.2	+6

决定声波长。由于頻率已知, 根据波长就可由关系式算出声速: 声速 = 頻率 × 波长。

在压力为零的声速測定后, 就可由下式算出絕對温度 T :

$$W_0^2 = \left(\frac{C_p}{C_v} \right)_{p=0} \frac{R_M}{M_{He}} T$$

式中 W_0 为压力为零时的声速; $(C_p/C_v)_{p=0} = 5/3$;

$$R_M = 8.314 \text{ 尔格/}^\circ\text{C 克分子}$$

而

$$M_{He} = 4.0026$$

用超声溫度計作定期測量的結果指出, 2°K 时重理性偏差为 ± 0.002 度, 而 20°K 时则为 ± 0.007 度,

同时与用其它方法所做的測量非常一致。

由于这次研究工作的初步經驗只限于 $4 \sim 14^\circ\text{K}$ 的范围, 故目前还不知道超声溫度計是否对其它一些温度范围也能适用, 而与其他低温測定法进行竞赛。以后的研究將寻找扩大其用途的范围。鉴于超声溫度計本身对常用温度的測量不太方便, 故在标准局内同时进行一項以鎢电阻器作低温測量的研究工作, 这些以超声溫度計定标的二級裝置, 都將使用到通常的应用方面去。

(摘 忆譯自美国《Technical News of NBS》1963 年第 47 卷第 1 期第 4~5 頁, 章句才校)

曾經測量了小振幅，認為可以選取干涉頻閃觀測法作為標準方法。

我們還研究了這樣一種干涉電子示波器的方法，這方法可以測量大振幅，而不需要肉眼在目鏡視場中觀察干涉條紋，也不需要應用頻閃觀測光源。在干涉儀中增加了一塊可轉動的鏡子，把干涉條紋的象反射到窄縫並通過它投射到處於窄縫後的光電倍增管上。電脈沖通過陰極輸出器輸出到示波器上。

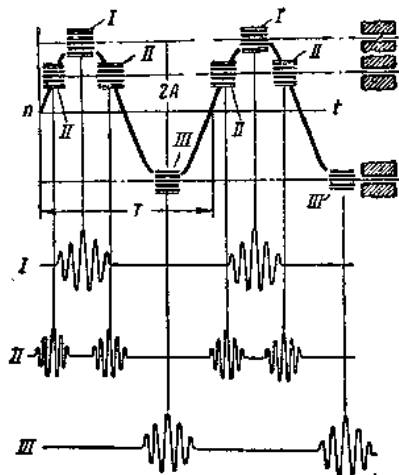


圖 2 在電子示波器熒光屏上形成的脈沖圖

當鏡子隨同物體一起振動時，干涉條紋通過窄縫引起交變電流，這電流的变化便相應地顯示在示波器熒光屏上。

圖 2 下部的曲線 I、II 和 III，是由窄縫相對於干涉帶的位置 I、II 和 III 而顯示在示波器熒光屏

上的曲線。窄縫由位置 I 移動到位置 III 的距離系由靜態測長計測得。這位移的數值相當於振動振幅值的兩倍。在窄縫由位置 I 移至位置 III 時，原先在位置 I 所顯示的圖形就分而為二，而在通過位置 II 後，在位置 III 圖形又合併在一起。同前述的方法一樣，中央亮條也作為測量標誌。圖 3 所示是從



圖 3

示波器熒光屏上攝下的干涉帶在位置 II 時的照片。很顯然，可以相對於物體振動面來移動整個干涉顯微鏡，而不去移動窄縫。對這種方法作適當的改進後，就可保證以較高精度對大振幅進行測量以及對機械振動系統振動振幅進行遠距離測量。

參考文獻

- [1] Б. С. Давыдов, ПТЭ, 1958, No. 5, 107.
- [2] E. Smit, S. Edelman, J. Acoustical Soc. Amer., 1958, No. 9, 30.
- [3] Б. С. Давыдов, Основы шумового метода определения шероховатости поверхности, 1959, Стандартгиз.

(溫其誠譯自蘇聯《Приборы и Техника Эксперимента》1963 年第 1 期
第 139~140 頁，林鴻初校)

(上接第 1 頁)

參考文獻

- [1] J. C. Hubbard. The acoustic resonator interferometer. I. The acoustic system and its equivalent network. Phys. Rev., 1931, 38, 5, 1011~1019. II. Ultrasonic velocity and absorption in gases. 1932, 41, 4, 523~535. Errata, 1934, 46, 6, 525.
- [2] Л. Белявская. Новый метод измерения коэффициента абсорбции ультразвуковых волн в газах. Изв. АН СССР (ОМБН), 1930, 7, 917~925.
- [3] У. П. Мезон. Пьезоэлектрические кристаллы и их применение в ультразвуке. М., ИЛ, 1952, стр. 279.
- [4] И. Н. Перепечко, В. Ф. Яковлев. К вопросу об измерении поглощения ультразвука в газах интерферометром. Акуст. ж., 1961, 7, 1, 101~102.

振动位移的光电测量

E. T. Pierce

在美国海军特种设计局^①建立的一种测量小振幅的高精度技术，现已用来校准拾振器。该技术是声学实验室中 V. A. Schmidt、S. Edelman、E. R. Smith 和 E. T. Pierce 的工作成绩^[1]；它不凭目视检查，而采用一种对于干涉仪的条纹图的光电测量法来验证振幅，甚至图象有相当大的“跳动”时也能采用。已经证明，这技术在测定振幅时提高了精度，因而对于校准现代先进技术所需的振动仪器方面有重要的价值。

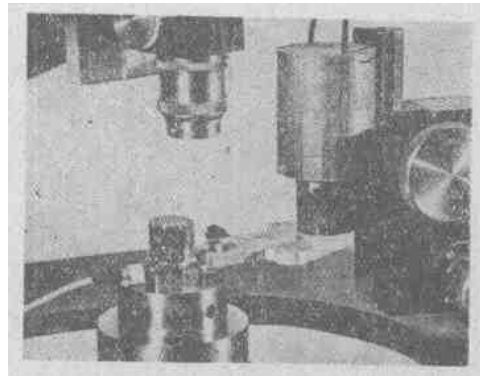
随着近代机械系统的速度和精度不断提高的同时，振动测量日益重要起来，必需以更高的精度来进行。尤其是由于空间技术需要方面的发展，必需了解材料和人体对振动的反应。作这些测量用的拾振器，在校准时将它固定在振动台或振动机器上，并对已知的振幅和振动频率，测出拾振器的电输出。

在校准时，换能器所产生的振动频率和电压，都能容易地用常用的实验室仪器测量出来，但振幅的精确测量至今还始终是个问题。在早先的著作中已知道，干涉仪很适于测量微小的静态位移，也能验证振动位移。有一种采用干涉仪的方法，要借助于一种异常的视觉效应。由于眼睛的累积作用，当干涉仪的一个反射片处在一定的轴向振幅时，干涉条纹图的光带就消褪成均匀的亮场^[2]。这时就能算出振幅，并将这些振幅作为校准点。采用水银灯绿光源时，已用这方法检测出小达 1045 Å 的振幅（约 10^{-7} 米）。

实际上已证明，这种（目视检查）干涉条纹图消失法不能完全满足于校准工作。这不只是因为每次干涉条纹消失时都有一定范围的使肉眼无法分辨的振幅存在（这时要提高精度，只有设法缩小无法分辨的测量范围），而且这范围往往会因出现“跳动”而扩大，这种“跳动”的起因可能是外来的振动或支架太软而引起的。

本文的研究指出，在检测相同的振幅时，采用电子零指示法比用目视检查法会怎样显著地提高测量精度。这种光电方法还能大大降低“跳动”的影响，即使在出现“跳动”时也能进行测量。

在这种新方法中，把小型压电激振器（工作频率与激振台的频率不等）激励干涉仪的上片，因而将另一可调的相对振动供给干涉仪片。采用光电倍增管（带有密封式放大器的光电池）来觉察干涉条纹图的变化，并由示波器和表头指示出来。把一只和这外加的激振器的频率相同的高 Q 值带通滤波器连接在光电倍增管和指示仪表之间。



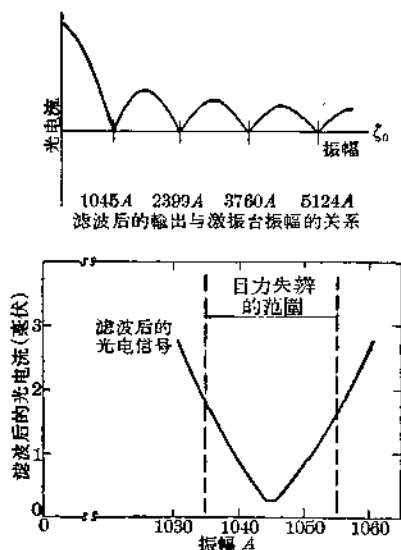
固定在激振台上的是拾振器，准备做拾振器对已知振幅响应的校准。干涉仪下反射面是玻璃镜片，它被固定于要校准的拾振器旁的激振台上。上反射面是个透镜，由从小型压电激振器（右边）伸出的臂支撑住。加在激振器上的电振荡在调节干涉条纹图时，传给上面的反射面

数学研究证明，指示仪器的零点由贝塞尔函数来确定，在光电倍增管的电流表示式的傅里叶级数展开式中，含有与振幅和干涉仪所用的光波波长有关的各项。滤波后的光电倍增管信号的各零点，相等于计算出的一系列振幅。这些振幅与用目视检查条纹消失的方法所得到的振幅相同。

进行这种新改进的干涉条纹检查时，所用的设备从光学上说是与用目视检查条纹消失的方法相同的，只不过添加了一个光电倍增管。为了在声频范围内调节干涉条纹图，用一个陶瓷压电激振器去激励干涉仪上片（屈光度为 0.875 的平凸透镜）的支架。把声源和带通滤波器的频率调节得相同，一般在 30 和 3000 赫之间。采用美国标准局所用的设

^① Bureau for the Special Projects Office

备,根据观察到的放大和滤波后上片频率的光电倍增信号交流分量的消失情形,对校准振幅时所取得的光电流零点进行验证。当振动台的频率与上片频率至少相差五倍时,得到了良好的结果。用高 Q 值的带通滤波器连同水冷却的水银蒸汽灯作为费氏(Fizeau)干涉仪的光源(水银绿光,波长是 $5461\text{-}\text{\AA}$),在观察零点时能得到50分贝的信号噪声比。



上图:采用 $5461\text{-}\text{\AA}$ 光源时干涉仪所显示的光电倍增管电流与振幅的关系图,表明特性零点可用于验证已知校准的振幅;

下图:含零点部分的放大图表明,人眼无法分辨出两虚线间的振幅变化范围(即在真正消失点两侧各约1%振幅的范围)。用美国标准局提出的新的光电零点检测技术,能把调节振幅的精度提高,使不超过0.5%

光电方法能验证小到 $1045\text{\AA}$ 的微小振幅,它是用 $5461\text{-}\text{\AA}$ 水银绿光所得到的第一个零点。也能验证

更高次零点及不同光波波长的其他振幅。对于更小的位移幅值,可用美国标准局提出的内插方法来验证^[3]。

上述方法能适用于任何频率(只要良好振动台的运动是可靠的)。对于精密的校准,需要有失真小及振幅较大的单轴向正弦运动。至今,进行校准时所选用的振动台频率范围为 $50\sim 30$ 千赫。当频率到达10千赫时,校准的总误差估计不会超过 $\pm 2\%$ 。



右图:图中人物正在对设备作初步校正的调整,以验证待校准振器的振幅。示波器上面的波形图表示经放大和滤波后光电倍增信号,而下面的波形图是未滤波的信号。在一定的振幅时,上波形图变平坦,指示出校准振幅达到光电管电流的零点;

左图:作初步操作的调整时,目视检查干涉图。该设备包括:费氏干涉仪(用单式光源,左侧连有冷却管)和激振台(底部),激振台上固定着待校准的拾振器。提高校准精度用的附加设备是:小型压电激振器和光电倍增管(在顶部,用两条电缆供电)

参考文献

- [1] J. Acoust. Soc. Am. 34, 455 (Apr. 1962).
- [2] J. Acoust. Soc. Am. 25, 135 (Jan. 1953).
- [3] J. Acoust. Soc. Am. 33, 748 (June. 1961).

(林 勤译自美国《Techn. News of NBS》1963年第47卷第1期第9~10页,意句才校)

带有选频放大器的非接触式高频振动计

M. K. АЛБЕРОВА

在频率范围 8~50 千赫中测量换能器位移的非接触式振动计^①，其工作原理基于无铁磁芯感应探头的应用。

当探头线圈和金属表面的相对位置足够近时，线圈的电感量将依赖于空气-金属表面层（其厚度等于电流渗透的深度）部分的导磁率。当线圈和振动物体间的距离变化时，这个部分的导磁率将改变，从而使探头线圈的电感量改变。为了将电感变化转换为作用于指示器的电流或电压变化，最方便的方法是利用振动探头的线圈作为自激振荡器振荡回路的电感。

在使用 YBB-2 型振动仪试验样机的经验基础上，对仪器的电路和结构作了一些更改，使其工作特性得到不少改善。最主要的更改是在振动计电路中采用了选择性放大器。

振动计由自激振荡器、频带放大器、鉴频器、选择性放大器和输出放大器等部分组成。作为振荡回路电感的探头在自激振荡器的回路中引入了可变的电感，因而使振荡器回路的瞬时频率随振动表面的位移而发生改变。于是，自激振荡器的输出电压是被频率调制的。自激振荡器由三点电容式电路构成，可保证在给定频率下的工作稳定性。自激振荡器的中心频率是 25~28 兆赫。自激振荡器采用 6H3П 电子管，其中一半用作振荡器，另一半作为阴极输出器，并通过 1.5 米长的 PK-49 型电缆把阴极输出器与频带放大器相连接。频带放大器由阳极电路中带有调谐回路的 6Ж1П 电子管构成。

调频电压输至限幅器，消除了所通过信号中的寄生调幅。限幅器由 6Ж9П 电子管的栅极-阳极组合电路构成。在限幅管的阳极电路中接入了鉴频器回路。用 6Х2П 双两极管作为整流器。

在鉴频器的输入端输入了恒定振幅的调频电压，而从其输出端得到了振幅对应于自激振荡器频率而变化的电压，因而归根到底这个电压是对应于振动物体的位移幅度而变化的。如自激振荡器的中心频率由于振动探头和振动表面之间的距离变化而改变，但鉴频器的调整仍保持不变，则其输出电压将

含有直流分量，此分量的大小和距离变化的大小有关，而分量的符号则视距离变化的方向而定。为了测量鉴频器输出的直流分量，采用了 1.5 级、刻度为 0~50 微安的 M-24 型微安计。

由鉴频器输出的交流电压加至由 6H2П 双三极管组成的低频放大器的第一级。经过第一级放大后，通过转换器的作用，电压可直接加于放大器的末级，也可加于选频放大器的输入端。当接入选频放大器时，振动计即变为工作于 15~50 千赫频段的窄带振动分析仪。

选频放大器的频率特性如图 1 所示。其中 f_0 为滤波器的中心频率，即选频放大器被调整的频率（曲线之一为对应于选频放大器接入的情况，另一为对

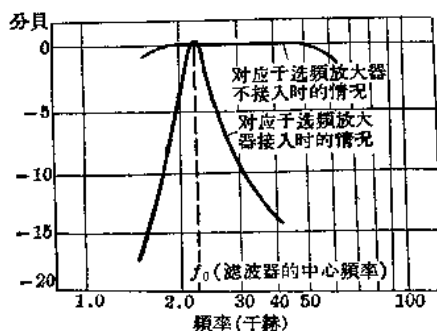


图 1 振动计的频率特性

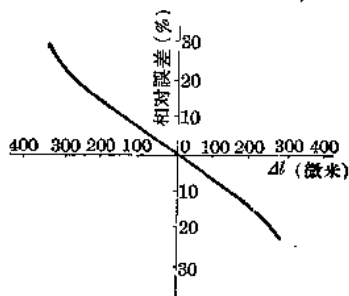


图 2 探头安装不正确对振幅测量相对误差的影响

① А. В. Витковский, "Бесконтактные высокочастотные виброметры", сборник докладов всесоюзной научно-технической конференции по применению ультразвука в промышленности, 1960