

编号: (65)104

内部

出国参观考察报告

微波物理与微波技术国际会议概况

中國科學技術情報研究所

一九六五年十一月

前 言

1965年10月13日至16日，陈道明、王玉珠、刘静贞、孙国华等四人参加了在柏林召开的“微波物理与微波技术”的国际会议。除我国代表外，参加会议的还有德意志民主共和国、苏联、波兰、保加利亚、捷克、匈牙利、印度等国。

这次会议是由德意志民主共和国科学院物理组，微波物理委员会主办的，由亨利-赫兹研究所具体负责组织工作。会议的主持人是弗洛霍夫(H. Frühauf)教授，和郎兹(F. Lange)教授，具体组织者是亨利-赫兹研究所副所长哥德(K.-H. Gothe)博士。

会上宣读了报告60余篇，其中有我国科学家黄宏嘉同志的一篇论文。会议讨论的问题极为广泛，包括微波铁电体、铁氧体、半导体、量子放大器、参量放大器、微波波谱、微波线性器件、以及微波测量等几个方面。

会后我代表团参观了亨利-赫兹研究所、光学与光谱学研究所、邮政（通信）研究所、技术物理研究所等四个研究所。

讨论会上的报告大多使用德文，因限于我们外文水平与专业知识之不足，下面仅能简要介绍一些我们所了解的情况。

目 錄

前言

(一) 會議情況.....	(1)
(二) 參觀紀要.....	(9)
亨利-赫茲研究所	(9)
光学与光譜学研究所.....	(15)
邮电研究所.....	(16)
技术物理研究所.....	(17)
附录.....	(18)

微波物理与微波技术国际会议概况

(一) 会议情况

讨论会分二个会场进行, 一个讨论微波物理问题为主, 一个讨论微波技术问题为主。按论文的性质分, 约可分为:

铁电体	2 篇
铁氧体	9 篇
参放与半导体	9 篇
量子放大	7 篇
天线及电波传播	5 篇
传输线及线性元件	11 篇
测量及测试元件	19 篇

详细目录见附录。其中若干论文的主要内容分列如下:

(报告号) 21, (作者) K. H. Gothe, H. J. Fröhlich, L. Martini, G. Schwarze, H. Weiß, (国别) 德意志民主共和国, (题目) “亨利-赫兹研究所量子放大的研究情况”。

报告中报导了该所在 20°K — 80°K 温度下红宝石波谱研究及量子放大研究工作情况。在波谱方面, 测量了顺磁共振谱线宽度、顺磁离子浓度及弛豫时间。在量子放大方面, 计算了 $T = 20^{\circ}\text{K}$ 推挽腔式量子放大的工作状态, 得到增益带宽乘积

$$(\sqrt{G}-1)B = 2f \left\{ \frac{A}{|Q_m| + Q_R} - \frac{Q_R}{Q_0(|Q_m| + Q_R)} \right\}$$

其中:

$$Q_0 = 1000, Q_R = \frac{f}{\Delta n}, Q_m \sim \frac{\Delta L}{\Delta n_{32} |m_{32}|^2 F}, \Delta n_{32} = \frac{2N}{4KT} (f_p - f_s).$$

例如, 在铬离子浓度为 0.2% 时, 根据上式得:

$$(\sqrt{G}-1)B = 12 \text{ 兆赫}.$$

实验测得 $(\sqrt{G}-1)B \approx 12 \text{ 兆赫}.$

此外, 他们还研究了量子放大的噪声, 其测量方案如下:

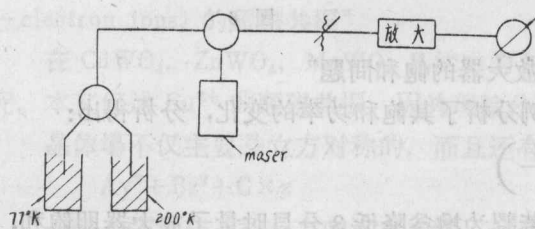


图 1

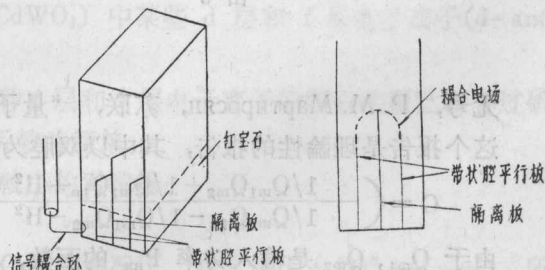


图 2

$$G = G_0 \times 0.5$$

$$\text{饱和功率 } P_{\text{sat}} = \frac{3.2}{S G_0^{3/2}}$$

其中 S 为饱和系数。

增益与输入功率的关系为图 6 所示

結論是：二个腔比单腔好很多，饱和功率約大二个数量級。

23, A. Jelénski, 波兰, “液氮溫度单腔量子放大器的最佳参数”

报告給出单腔量子放大器增益、带宽和噪声的关系式。

討論了腔的 Q 值、耦合系数、譜綫宽度及宝石离子浓度对量子放大器性能的影响，并給出了各参数对 $\sqrt{G}$ 值及噪声的影响，如图 7 所示：

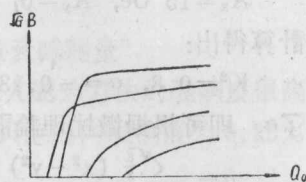


图 7

19, R. S. Ingarden, 波兰, “量子放大的統計热力学”

报告中报导了将高溫統計热力学应用于二能級以上的量子放大系統。

25, J. Lenkowski, 波兰, “参量混頻器的噪声頻譜”

在中頻及信号通路中都有带通滤波器的混頻器中，其輸出噪声頻譜是很复杂的。这主要是混頻器的参数随本振頻率作周期性的变化。本文用矩陣分析的方法能直接計算任意个噪声元件情况下的混頻噪声輸出。

33, K. Grabowski, 波兰, “变容二极管变频器”

报告人認為，为了改善接收系統的噪声特性，一般在接收机前加低噪声放大器，如量子放大器或参量放大器，但是在超高频的低频段（如 L 波段的低端）由于单向器件的限制，这些負阻式放大器就不甚合用了。

本文介紹一种参量变频器，它具有功率增益，低噪声等特点，并且輸入、輸出阻抗是正阻，因此工作是稳定的。

文章中首先推导了多頻率变容二极管混頻器在变容管电压——电荷特性为任意非綫性情况下的功率变换增益，輸入、輸出阻抗，有效輸入噪声溫度等理論上的一般关系式。

其次举例說明一个参量混頻器，其信号頻率为 f_0 ，泵浦頻率为 f_p ，輸出頻率为 $f_1 = f_p + f_0$ ；其中假定 p - n 結对所有 $f_n = f_0 + n f_p$ ($n \geq 2$) 是开路的，空闲頻率是 $f_1 = f_p - f_0$ ；这样的一个混頻器称为五頻率的参量混頻器。假定 p - n 結的非綫性不仅有一阶的系数 S_1 ，而且有高阶的系数 S_2 。并認為在某种杂质分布的情况下， S_2 可达 S_1 的 50% 而不可忽略。由此分析即可得到功率增益和輸入、輸出阻抗关系。

这样的数学說明很为复杂，但可能对挑选最佳工作状态有所帮助。分析限于小信号情况。

45, Z. Šroubek, 捷克斯洛伐克, “鎢酸鋇 (CdWO_4) 中某些 d 层和 f 层电子离子 (d - and f -electron ions) 的順磁共振”

在 CdWO_4 , ZnWO_4 , MgWO_4 晶体中的各种 d 层和 f 层电子离子的順磁共振已經有过研究。本文仅述 Cu^{2+} 的順磁共振，因为理論分析較为簡單。

晶体場不仅主要是立方对称的，而且还有較小的对称場：

$$A y^2 + B z^2 + C \times z$$

一般 g 张量在 z 和 x 方向沒有主軸，但在 Cu^{2+} 的情况下，空穴位于 $\frac{1}{2}(2z^2 - x^2 - y^2)$ ，所以

$$\Delta g_{zz} = \Delta g_{zx} = \Delta g_{zy} = Q$$

而空穴函数可写成:

$$K \left[\frac{1}{2} (2z^2 - x^2 - y^2) + \alpha \frac{\sqrt{3}}{2} (x^2 - y^2) \right]$$

从实验得出:

$$\Delta g_{xx} = 0.301, \Delta g_{yy} = 0.494, \Delta g_{zz} = 0.010,$$

$$A_x = 15 \text{ Oe}, A_y = 0, A_z = 850 \text{e}$$

则能计算得出:

$$K^2 = 0.8, \alpha = -0.135, x = 0.226,$$

知道了 α , 即可根据微扰理论计算晶体场的 A_y^2 项

$$\alpha = \frac{\langle \frac{\sqrt{3}}{2} (x^2 - y^2) | A_y^2 | \frac{1}{2} (2z^2 - x^2 - y^2) \rangle}{\Delta E}$$

由此可以计算相对分裂值

$$\langle 3yz | A_y^2 | \frac{\sqrt{3}}{2} yz \rangle - \langle \frac{\sqrt{3}}{2} xz | A_y^2 | \frac{\sqrt{3}}{2} xz \rangle = \delta = \frac{\sqrt{3}}{2} \Delta E \cdot \alpha$$

得出差值 $\Delta g_{yy} - \Delta g_{xx} = 0.217$

试验结果差值为 0.193, 二者仅差5%, 可见计算和实验能很好吻合。

27, S. Stuchlý, M. Rzepecka, A. Kraszewski, 波兰, “微波铁氧体调制器”

调制微波信号的方法可以改变振荡管的电源或改变接在线路中的衰减量, 后者采用吸收的原理。大部份实验室的测量设备所需的最大调制度为80%, 为此, 最大衰减约20分贝, 最小衰减则为其介入损耗。铁氧体调制器的调制原理有二种: 一种利用微波法拉第效应, 一种利用相移效应的 Reggia-Spencer 式衰减器 (如下列简图)。

考虑到铁氧体调制器的质量, 其介入损耗在法拉第旋转式为较低, Reggia-Spencer 式则较高。

二种调制器的最大衰减都受椭圆效应所限制, Reggia-Spencer 的衰减较高 (约70分贝), 这对正弦波调幅当然是不需要的, 但在开关应用时则很重要。元件的介入损耗和最大衰减决定着最大调制度。

调制的非线性畸变是因铁氧体材料的磁滞作用而引起的。因此, 在铁氧体调制器中建议采用窄磁滞回线的铁氧体。调制器的带宽则受结构的限制, 采用特殊的措施可以增加带宽。

Reggia-Spencer 式调制器的设计较简单, 法拉第式则不易匹配, 但后者适用于介入损耗小的地方。

本文讨论了二种3厘米波段的铁氧体调制器, 调制频率约为20千赫, 法拉第式的调制器的带宽约20%。

39, A. Kraszewski, 波兰, “波导结环行器宽带匹配的一些建议”

本文主要论述了控制环行器的直流磁场及三角形稜柱插入物 (铁氧体) 的边长可以增大其带宽达20%, 隔离度大于20分贝。实验已在8.12—12.4千兆赫上进行, 但看来在其他频带上也会得到相似的结果。

理论上环行器可以做成任意多路, 本文只讨论最简单的三端Y形环行器。特别对三角形

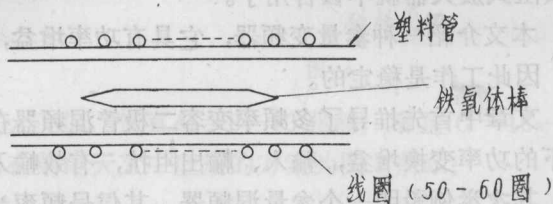


图 8

截面的稜柱形鉄氧体环行器进行了研究。改变稜柱的高度，截面边长 a 与沿 y 軸供給的外磁場，以及不同尺寸的鉄氧体等情况下測試了輸入阻抗。发现磁場为改变輸入阻抗之有效因素，因此可以利用这一因素进行匹配。其次对 H 面联接处插入三角稜柱形及圓柱形鉄氧体之輸入阻抗进行了測試，試驗表明圓柱形之阻抗随頻率之变化要比三角稜柱者为大。

应用上面得到的結論可知一个窄带环行器可以工作于波导頻段內的任何頻率，只要改变二个参量，即直流磁場及插入物之边长。但环行器在低直流磁場下易受外界磁場的影响及溫度的影响，因此其带宽不易超过3%（当隔离度大于20分貝时）。

40, S. Stuchlý, J. Włodek, 波兰, “調制副載波法微波衰减測量”

报告叙述了利用調制副載波法測量微波衰减的原理。报告人認為方法的准确度很高，設備简单，价廉，可測衰减大。在3厘米波段本方法在0—50分貝范围内准确度为0.25%，分辨率0.005分貝。

已有測量衰减的代替法中有中頻、音頻、直流代替法等，其各有特点，而調幅的副載波法則兼有中頻和音頻代替法的优点，可作精确微波衰减測量。

本报告介紹的是 X 波段标准衰减測量，是一个双通道的測量系統，其中信号源采用一般微波信号发生器，不另加措施，其頻率和輸出功率的稳定度已足。

用鉄氧体調制器来达到調幅的目的。調制器由一个足够頻率和功率稳定度的音頻信号发生器供电。

影响測量准确度的因素有：

1. 微波信号源的頻率和輸出功率稳定度，
2. 調制振盪器的頻率和輸出功率稳定度，
3. 变频器的綫性，
4. 被测元件和綫路元件的匹配度，
5. 微波变频器和大器的內部噪声，
6. 放大器的增益稳定度，
7. 主通道中移相器的介入損耗，
8. 指示器的功率分辨率，
9. 副載波回路中的相位調制，
10. 調制頻率的标准衰减的准确度，
11. 主通道和付載波通道間的相移。

30, S. Stuchlý, 波兰, “作为一級微波衰减标准的旋轉片式衰减器的分析”

因为旋轉片式衰减器的衰减量取决于机械刻度，故适于作为微波衰减的一級标准。其无须用其他衰减标准或功率測量定标，其衰减值为：

$$A[\text{分貝}] = 40 \log_{10} \sec \alpha + A_0$$

式中 A_0 为本仪器的介入損耗（指針指0时）， α 为动片与定片間的夹角。

其中誤差源有三：

1. 机械誤差，
2. 电气因素，
3. 电和机械的共同原因。

总誤差用最大誤差表示为：

$$\Delta A_{\max} [\text{分貝}] = \sum_1 |SA_i|$$

用均方根表示为:

$$\Delta A_{\text{rms}} [\text{分貝}] = \sqrt{\sum_i |SA_i|^2}$$

由于精密机械设计及采用精密光学读数系统(动、定片位置准确度 $\pm 30''$) 位置读数准确度可达 $\pm 15''$ 。

实验的目的计有:

1. 用微波测量方法校准定片,
2. 用微波测量方法决定位置参考点,
3. 测量工作波段中各频率下, 输入驻波系数和动片位置的关系,
4. 定标。

定标采用调制副载波的音频代替法测量, 音频衰减和微波衰减约差0.12%。

报告中详细分析了误差, 比较了音频标准衰减器的误差(包括本仪器的误差和测试设备误差)。在0—60分贝范围内, 总误差约为0.5%—1%。

无号, Н. П. Керженцева, 苏联, “螺旋波导的实验研究方法”

微波传输用的圆螺旋波导的主要电特性是 H_{01} 波的总衰减以及主要寄生波 HE_{11} , HE_{12} , EH_{11} 和基波 H_{01} 间的相位差和这些寄生波的衰减。这篇报告即介绍这三个参量的测量方法。

所有测量都在大直径波导中进行的($Ka > 20$), 波导直径60毫米, 工作波长在8毫米波段, 测量波导由短波导段组成, 长度约15—20米。

在短波导段上测量得的总衰减可以评价波导的制造工艺, 而敷设实际波导线路时, 由于附加不连续性, 衰减将增加。因此, 对于长线 H_{01} 波的计算还要知道许多非对称的相位常数和衰减常数。

下面简要介绍三种参数的测量方法:

1) H_{01} 波总衰减的测量。

由于螺旋波导的高度滤波作用, 因此可以根据测量长度为15—20米的空腔损耗来求 H_{01} 波的衰减。

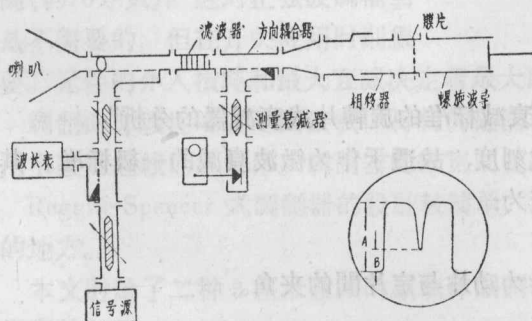


图 9

测试方块图如图9所示。

其中以喇叭接收微波能量, 调节活塞使空腔谐振根据空腔谐振前后由示波器测得的反射波求出反射系数, 进而换算成衰减。空腔谐振时示波器上的图象如图右下角所示。

其中衰减最小的寄生波是 HE_{12} , 其衰减为 $\alpha_{H_{12}} = 0.2 - 0.6$ 分贝/米, 只要选择空腔长15—20米, 则测量 H_{01} 波的衰减的误差就不大于20%。

2) 寄生波 HE_{11} , HE_{12} , EH_{11} , HE_{21} 的衰减的测量。

寄生波衰减的测量是采用波导段输出端和输入端功率比法, 测量方块图如下(见图10)。

在线路中加入螺旋波导样品的前后, 测量输出线路中衰减器的衰减变化 ($\Delta A = W_1 - W_2$), 则寄生波衰减为:

$$\alpha_1 = \frac{\Delta A}{L} \text{ 分貝/米}$$

式中, L 为波导样品长度 (米)。

当 $\alpha_{EH_{11}} < 2-3$ 分貝/米时, 测 EH_{11} 衰减的誤差不大于 25%。

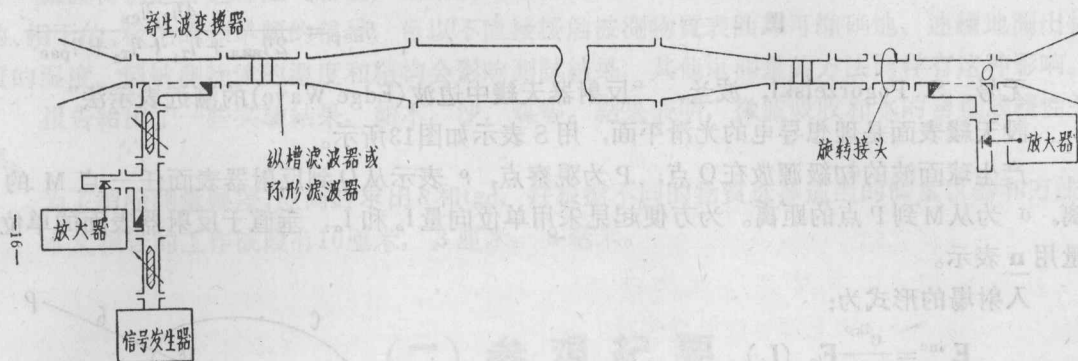


图 10

3) 寄生波 HE_{11} , EH_{11} , HE_{12} 相位常数的测量。

此测量归结为测量波导中它们的相速差, 其测量方块图如下:

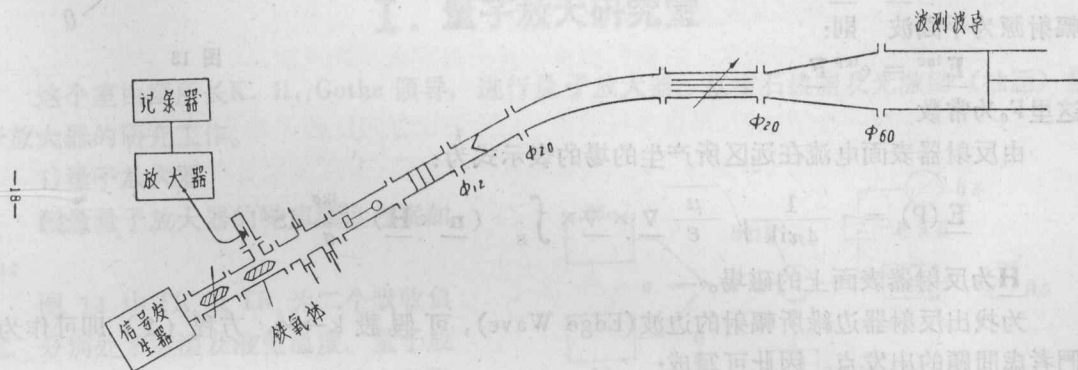


图 11

调节活塞可以在接在铁氧体环行器后的接收系统发生最大和最小的变化, 即寄生波和基波间的干涉现象。设对应二个相邻最小值时的活塞距离为 λ_0 则

$$\lambda_0 = \frac{\pi}{\Delta h}$$

式中 Δh 即 H_{01} 波和寄生波 EH_{11} 间相位常数之差。

例如, 测得的一个结果 $\lambda_0 = 50$ 厘米, $\Delta h = 6.281$ /米则 $\alpha_{EH_{11}} \approx 5$ 分貝/米。

无号, Ю. И. Казанцев, 苏联, “开式谐振腔参数的计算”

报告介绍了一种开放式谐振腔, 如图所示:

图12的谐振腔其边缘散射很小, 故 Q 值极高, 工程上已广泛采用于微波, 几十千兆赫, 一百千兆赫以上等波段。这种谐振腔可用于波长测量, 介质测量等场合。谐振腔以下列几个参量表征: 无载 Q_0 值, 有载 Q 值, 耦合系数 η_{CB} , 反射系数 K_{OTR} , 衰减量 η_{T1} 、 η_{T2} , 散射损耗 η_{PAC} , 辐射损耗 $\eta_{R3.1}$, 反射损耗 η_{PO} 。

本文系寻求这些参数对工程应用的关系, 得到:



图 12

$$Q_0 = \frac{2\pi n}{2\eta_{нзл} + \eta_{н} + \eta_{pac}}$$

$$Q = \frac{2\pi n}{2\eta_{нзл} + \eta_{т1} + \eta_{т2} + \eta_{pac}}$$

$$\eta_{нзл} = \frac{4\eta_{01}\eta_{св}}{2\eta_{нзл} + \eta_{т1} + \eta_{т2} + \eta_{pac}}$$

无号, S. Pogorzelski, 波兰, “反射器天线中边波(Edge Wave)的渐近表示法”

设天线表面是理想导电的光滑平面, 用 S 表示如图13所示。

产生球面波的初级源放在 Q 点, P 为观察点, ρ 表示从 Q 到反射器表面任一点 M 的距离, σ 为从 M 到 P 点的距离。为方便起见采用单位向量 $\underline{I}_\rho$ 和 $\underline{I}_\sigma$, 垂直于反射器表面的单位向量用 $\underline{n}$ 表示。

入射场的形式为:

$$\underline{E}^{inc} = \frac{e^{ik\rho}}{\rho} \underline{F}_0(\underline{I}_\rho)$$

$$\underline{H}^{inc} = \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} \underline{I}_\rho \times \underline{E}^{inc} \quad (1)$$

向量函数 $\underline{F}_0(\underline{I}_\rho)$ 与初级辐射源有关, 如初级辐射源为平面波 则:

$$\underline{E}^{inc} = e^{ik\rho} \underline{F}_0$$

这里 F_0 为常数

由反射器表面电流在远区所产生的场的表示式为:

$$\underline{E}(P) = -\frac{1}{4\pi ik} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \underline{\nabla} \times \underline{\nabla} \times \int_S (\underline{n} \times \underline{H}) \frac{e^{ik\sigma}}{\sigma} dS \quad (2)$$

$\underline{H}$ 为反射器表面上的磁场。

为找出反射器边缘所辐射的边波(Edge Wave), 可假设 $k \rightarrow \infty$, 方程 (2) 即可作为我们考虑问题的出发点。因此可写成:

$$\underline{\nabla} \times \underline{\nabla} \times (\underline{n} \times \underline{H}) \frac{e^{ik\sigma}}{\sigma} = k^2 \frac{e^{ik\sigma}}{\sigma} (\underline{n} \times \underline{H})^t + \dots \quad (3)$$

指数 t 代表 $\underline{n} \times \underline{H}$ 与 $\underline{I}_\sigma$ 垂直的分量,

$$(\underline{n} \times \underline{H})^t = \underline{n} \times \underline{H} - [(\underline{n} \times \underline{H}) \cdot \underline{I}_\sigma] \underline{I}_\sigma \quad (4)$$

方程 (3) 中的虚线各项表示 k 的低次项, 在求场的渐近表示式时, 低次项可以忽略。这时方程 (2) 可写成:

$$\underline{E}(P) \sim \frac{ik}{4\pi} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \int_S (\underline{n} \times \underline{r})^t \frac{e^{ik\sigma}}{\sigma} dS \quad (5)$$

根据上式可对边波作进一步研究。

6, J. Pries, 德意志民主共和国, “一种775兆赫的高灵敏度的射电望远镜的方案”

亨利-赫兹研究所准备研制一种射电望远镜。天线直径36米, 工作波长38.71厘米, 磁平面的波瓣宽度为39', 电平面的波瓣宽度为47', 天线有效面积为 550平方米, 天线接收能量为 10×10^{-26} 瓦/赫米², 天线温度2°K。

31, S. Stuchly, A. Kraszewski, 波兰, “微波在非导电材料中测定湿度的应用”

測量固体和液体的湿度是一个煩瑣的分析問題，微波測量虽不能看作是唯一的解決方法，但可以幫我們解決許多別的方法所不能解決的問題。

任何含水物質都可以看作水和該物質的混合物，因为水和許多物質的介电常数有极大的不同，故即使含水很少，也不难測出它的混合介电常数。

微波特別適合这种湿气含量，因微波的穿深度大，几乎按照几何光学传播。微波是定向的、相干的、极化的和单頻的信号，可以不直接接触被測物質表面即可准确地、連續地測出物質的湿度，但被測物体的溫度和結構会影响測試結果，其他电測量的方法同样有这种影响。

報告給出了一些實驗結果，如木，沙，煤等。結果表明，微波吸收和水的含量成綫性关系。

为了消除測量誤差，应同时求出 ϵ 和 $\text{tg}\delta$ ，并根据不同的物質选择适当的測量仪器和方法。本文報告的工作波段有10厘米，3厘米，8毫米。

(二) 參觀紀要

亨利-赫茲研究所

I. 量子放大研究室

这个室由副所长K. H. Gothe 领导，进行量子放大器，紅宝石波譜及光激励（抽运）量子放大器的研究工作。

1) 量子放大器

測量量子放大器的噪声溫度方案如右：

图 14 中 TR_1 及 TR_2 为二个吸收負載，分別处于室溫及液氮溫度。量子放大器工作于液氮溫度，二負載輸出的噪声經量子放大器放大后在指示器上比較。根据比較，可計算量子放大器的噪声溫度。得到噪声溫度为 20°K 。

設備方面沒有更多特点，負載是泡在低溫液体中的。轉換开关可分別將負載①負載②及系統 a 接入測量裝置。当接通“a”时可用速調管輸出信号調整量子放大器的工作状态。

2) 三厘米量子放大器

其系統方块图如图15。

这个系統与一般的實驗量子放大器系統一样，量子放大器工作在液氮溫度，利用鏡相能級推挽工作。紅宝石腔是通过式的，有二根三厘米波导管与腔相接，一根为信号輸入，一根为輸出。另有一根1.25厘米波导管与腔相接为激励功率輸入波导。这些波导伸入杜瓦瓶部份

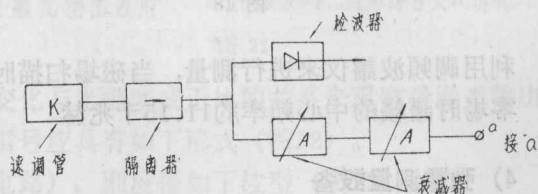
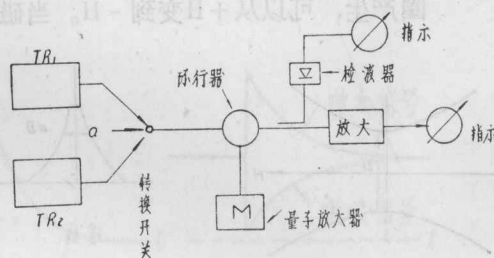
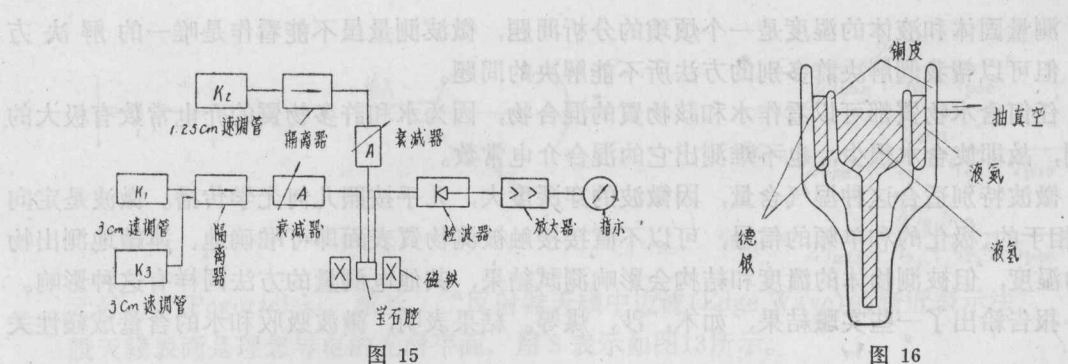
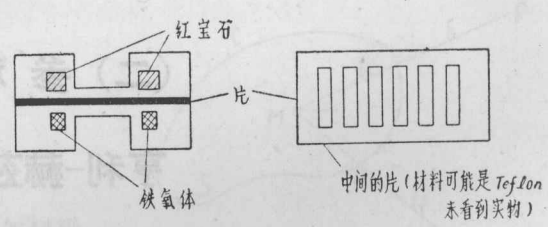


图 14



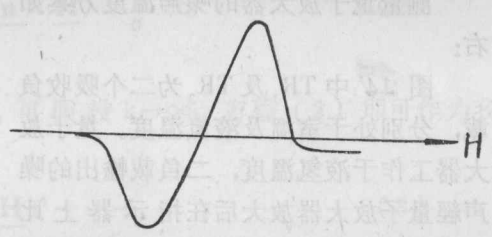
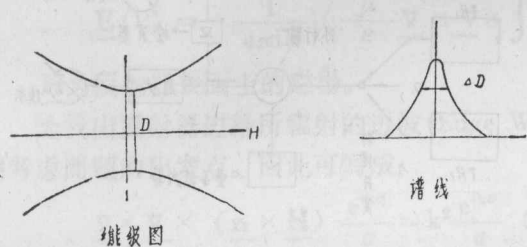
是用德銀皮作成的。在靠近腔部份的三厘米波导尺寸縮小，为此在波导中充填了白宝石。杜瓦瓶是金属杜瓦瓶，体积比通常用的玻璃杜瓦瓶小很多，其結構大致如图16。杜瓦瓶是用德銀及銅做成，其中間夹层抽真空至 10^{-5} mmHg。杜瓦瓶上端有法兰盘密封。气化了的氢气通过法兰盘上的銅管排到室外。据說这样的杜瓦瓶在使用液氢时比較安全，不会爆炸。

另外，我們看到一个正在作行波量子放大实验的系統。其慢波結構如图17。



慢波結構長約8—10毫米。目前行波量子放大器尚未試驗成功。

3) 这里还有一台波譜仪, 用来进行零場下紅宝石綫寬及D 因子的測量。磁場是用一对綫圈产生，可以从+H变到-H。当磁場从+H变到-H时譜綫是对称的，如图18所示：



利用調頻波譜仪来进行測量，当磁場扫描时可測得譜綫的微分曲线，如图19：零場时譜綫的中心頻率約11.15千兆赫。

4) 弛豫測量設備

測量方法是利用大功率的磁控管的輸出功率使能級飽和，然后利用外差波譜仪去探索粒子数的变化。他們測量了液氢溫度下的弛豫時間，以獲得交叉弛豫的影响。

5) 利用 ЭПР 波譜仪进行譜綫寬度的測量

其目的是測量紅宝石中鉻离子浓度。另外还利用外差波譜仪測量紅宝石能級間粒子的反轉数。

6) 光激励(抽运)微波量子放大

我們比較詳細地参观了这部份工作。这个工作的目的是想研究清楚光激励微波量子放大器的方法，这是不是一个产生毫米波或亚毫米波相干辐射的好方法，另一方面即是否可通过光与微波信号的相互关系，从微波信号的变化来研究光量子放大器振盪的一些过程。

目前正在进行观察光信号对微波信号的作用。实验中使用了一个工作在液氧温度的光激励器及一个工作在液氮温度的微波量子放大器。光激励器的输出光射入微波量子放大器，作用在工作物质上，使其能级上的粒子数产生变化，如图20。

调整光激励器使其只输出 R_2 光线。 R_2 光线有二个分量，第一个分量可从基态 1,2 能级上激发粒子到激发态，第二个分量可以从 3,4 能级上激发粒子。当降低光激励器输入能量时，可使第二个分量消失，这时输出光将只从 1,2 能级上取走粒子，因此造成“2”“3”能级间的粒子数反转。这时如有微波信号作用，即将产生放大。

目前实验中并未看到放大作用，因此他们以下列方案进行实验。首先将量子放大器用 1.25 厘米泵浦功率激发，使“2”“3”能级上粒子数开始反转，达到系统给出的能量刚好补偿腔体的损耗；然后，用受激光激发，如果这使“3”能级上的粒子数增多，则微波信号将被放大；如果这使“2”能级上的粒子数增多，则微波信号减小，信号变化的幅度与光强成正比。观察微波信号的变化可判断光激励量子放大器的工作状态。据说这是一个很灵敏的方法。以上的变化可用下列图形表示(图21)。

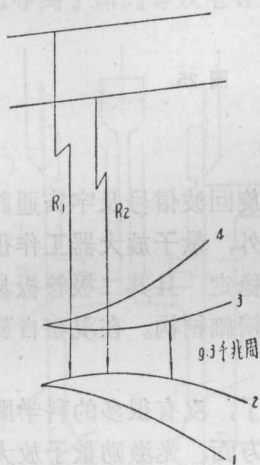


图 20

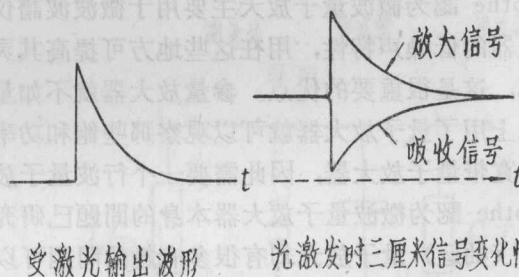


图 21

从另一方面来看，可以利用微波信号的变化与光强度成正比的关系来观察受激光输出波形，即用以观察光激励器的振盪过程。微波信号应具有如下形式(图22)。

如果氙灯放电为方波(即加仿真线成形电路)，则应得如下波型(图23)。



图 22

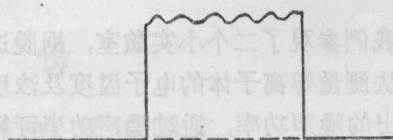


图 23

至于实验设备的其他方面没有什么特点。量子放大器工作在液氮温度，推挽激励方式，信号频率为9.3千兆赫，泵浦频率为25千兆赫， $\theta=54.7^\circ$ ，宝石浓度为0.05%，微波腔为宝石腔，尺寸为 $7 \times 7 \times 3.5$ 毫米³，（如图24）腔上有微波及光的耦合孔，光输入孔的直径0.8毫米。

受激光器件为一工作在液氧温度的红宝石光激光器。宝石直径约5毫米，长35毫米，宝石浓度为0.15%。氙灯为螺旋管状，灯的输入能量为2000焦耳。为了获得所需的光线，输入能量降为1000焦耳。改变宝石温度可调节激光波长，以便获得合适的工作波长。改变温度的方法是利用抽气法改变液氧压力，从而改变温度。温度变化范围为 54°K 到 90°K 。冷却宝石的方法是使宝石与一从杜瓦瓶壁伸出的铜棒相接，铜棒的另一端泡在低温液体中。为了避免宝石表面结霜，又将宝石放在真空内。宝石的冷却系统如图25所示。

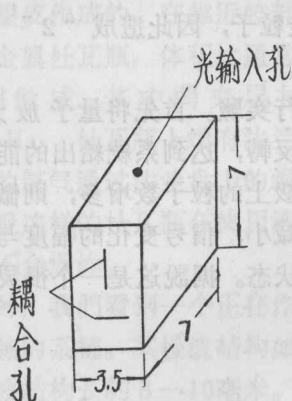


图 24

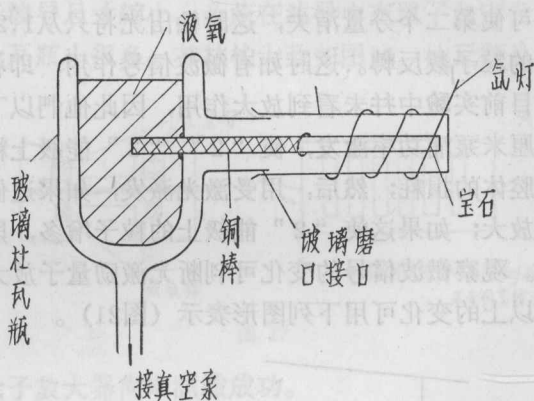


图 25

7) 与K. H. Gothe 的谈话（亨利-赫兹研究所副所长）

Gothe 认为微波量子放大主要用于微波波谱仪，接收自旋回波信号及宇宙通讯。由于量子放大器的低噪声特性，用在这些地方可提高其灵敏度。另外，量子放大器工作很稳定，不易损坏，这是很重要的优点。参量放大器就不如量子放大器稳定，且其二极管极易损坏。在波谱仪上用了量子放大器就可以观察那些饱和功率很低的超精细结构。在观察自旋回波时，必须用宽带量子放大器，因此需要一个行波量子放大器。

Gothe 认为微波量子放大器本身的问题已研究得差不多了，没有很多的科学问题了，而光激励（抽运）量子放大却有很多有趣的问题可以研究。一方面，光激励量子放大可能是一个产生毫米波或亚毫米波相干辐射的好方法，另一方面，可通过光与微波相互的作用关系，反映光激励器的振荡过程。

Gothe 还谈到量子电子学一个新的研究方向是研究声子量子放大器。如果能研究成功，则会有一个新的科学领域被开拓。他本人正考虑开展这方面的研究工作。

II. 等离子体物理实验室

我们参观了二个实验室，据说这里仅进行利用微波方法研究等离子体物理。这里用二种方法测量等离子体的电子温度及浓度，一种方法是放电管放在谐振腔内，测量等离子体辐射出的噪声功率，通过噪声功率可算出温度；另一种方法是测量谐振腔在等离子体放电及不放电时的输入阻抗即可算出温度。

第一种方法方案如图26所示。

工作波长为20厘米和3厘米的二个系统，其方案是一样的。

标准噪声源是一个饱和二极管噪声发生器，被测噪声源有二种形式。

20厘米波段的装置，放电管可沿矩形波导（他们用脊形波导）的纵向或横向放置，如图27所示：



图 26

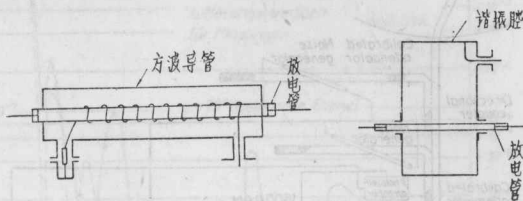


图 27

3 厘米波段的装置，放电管直接放在谐振腔中，如下图所示（图28）。

测量时用转换开关选择标准噪声源与被测噪声源，比较二者的噪声功率即可求出温度。

第二种方法其方案如图29所示。

谐振腔的等效阻抗可以图30表示：

G_1 为谐振腔的固有电导，

G_2 为等离子体的等效电导，则有公式

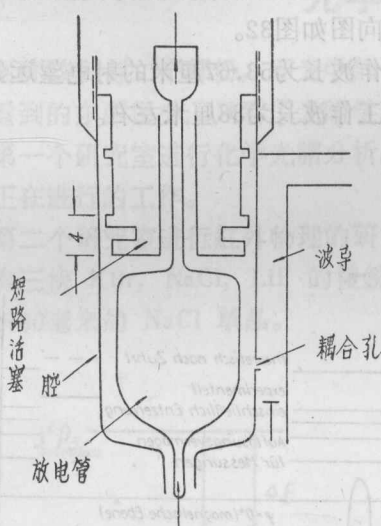


图 28

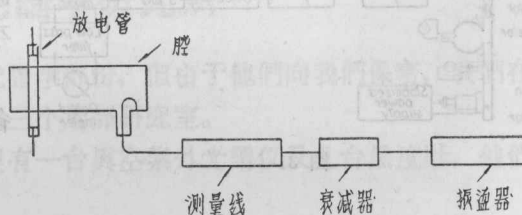


图 29

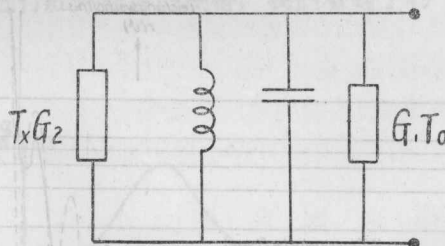


图 30

$$T = \frac{G_1}{G_1 + G_2} T_0 + \frac{G_2}{G_1 + G_2} T_x$$

如已知 T_0 和 T ，则测出 G_1 和 G_2 即可求得 T_x 。

Ⅲ. 声学部份

我们参观了三个实验室，即消声室，建筑声学研究室，噪声研究室。

消声室的体积 $7 \times 3.5 \times 2.5$ 米³，壁上挂 1.5 米厚的棉花絮作吸音材料，没有特殊的通风

设备。这里正在测量各种塑性材料板的吸音性能，以及进行滤声器的研究。

在建筑声学研究所中，我們看到一个密闭的光滑水泥壁的房间，其中放有扬声器，正在进行声振盪模拟的测量。

在噪声实验室中看到了一个噪声发生器，据说发生器频谱很丰富，频率范围从 $100—10^4$ 赫，输出功率1瓦。其结构为一高速（2000 轉/秒）轉动的棘輪，圆周速度达100米/秒。

另外，在噪声室中还有一个7米长的声驻波测量器，可测频率为50—400赫。

IV. 射电天文部份

这里有工作波长分别为53.67厘米，20厘米，10厘米，3.2厘米的射电望远镜。抛物面天綫的直径各为36米，8米，4米，2.5米。

以3厘米射电望远镜为例，其工作方块图如图31：

参观中看到直径36米抛物面天綫在工作波长为53.67厘米时天綫的方向图的电、磁平面方向图如图32。

工作波长为53.67厘米的射电望远镜，准备改为工作波长为38厘米左右。

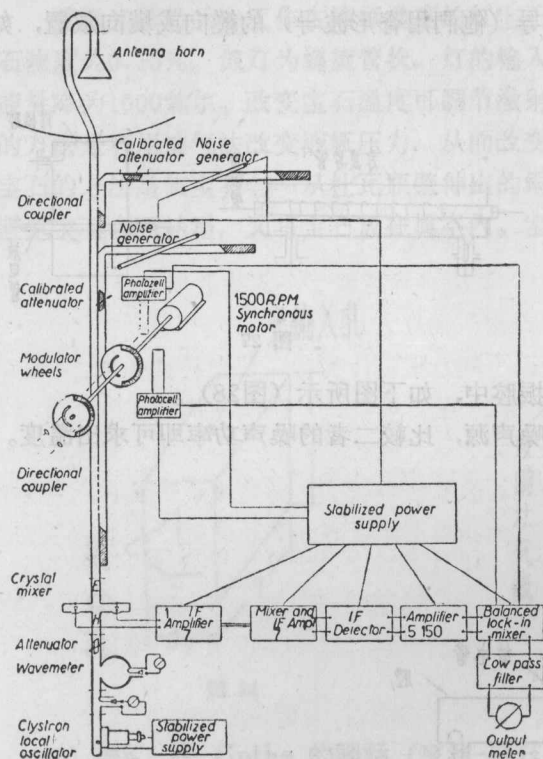


图 31

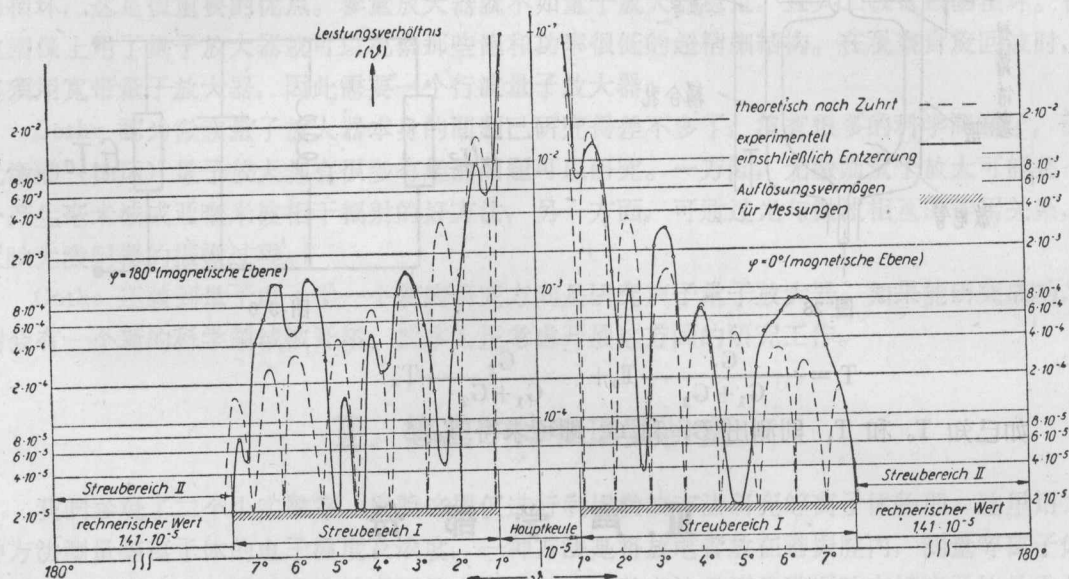


图 32