

中国科学技术大学

学士学位论文



微波阻抗显微镜的搭建及改进

作者姓名： 裴宇翔

学科专业： 凝聚态物理

导师姓名： 程光磊教授

完成时间： 二〇二〇年五月二十四日

University of Science and Technology of China
A dissertation for bachelor's degree



The Construction and Improvement of a Microwave Impedance Microscope

Author: Yuxiang Pei

Speciality: Condensed Matter Physics

Supervisor: Prof. Guanglei Cheng

Finished time: May 24, 2020

致 谢

加入程老师实验室已经二年有余，我在实验室结识了最好的朋友们，也度过了本科阶段最开心的时光。微波阻抗显微镜的搭建是我投入时间最多的项目，是和同伴们一起不断推进的项目。在此将主要工作写成一篇论文，以总结和纪念。

我要感谢程光磊老师，他像朋友一样与我讨论实验想法，亲自参与测试进展，对科研有着充沛的热情。程老师为人和善，关心体贴每一个学生，对我的疑惑不厌其烦地给出建议和意见。在例行的组会和文献研讨会上，程老师总是可以提出精辟的观点，讲解引人入胜。程老师为人正直，光明磊落，是我理想中的科学工作者，这感染我更积极地投入工作和生活。

我要感谢实验室的工作伙伴们。感谢哈梦可师姐和肖庆师兄在样品制作、引线键合以及导电纳米线制作种种方面给予我的帮助，他们常常帮我解决测试中的问题，讨论实验，讨论物理，有时陪我扫图、测试到很晚。感谢邱大为师兄和黄成园同学在制冷机和低温 AFM 方面提供的操作帮助和设计信息，并亲自示范讲解仪器操作。感谢许子凡师兄以及覃志远师兄在项目前期的方案探索和电路搭建进展，做出了最初的工作。感谢吴语嫣师妹、朱健宇师弟、徐新弛师弟的加入，以及他们在 LabView 程序编写、系统扫描测试排查以及低温匹配电路模拟方面的突出贡献，他们组成了我们的 MIM 工作小组，共同进行讨论、测试和实验。我还感谢实验室配备的电脑，它的高效运作让我的工作进行顺利。最后特别感谢已经飞跃的郑国鑫同学，从 2018 年上旬开始，我们就一起合作该项目，相互鼓励，共同推进和克服困难。到了 19 年，郑国鑫同学也经常远程与我讨论实验进展，是最棒的实验伙伴。

我还要感谢在科大遇见的各位老师。刘晓华老师温柔善良，多次帮助我、鼓励我。各位基础课的老师有着极高的学术水平，又能耐心讨论解答我的疑问，他们的丰富知识和严谨的学术作风令我向往。我还要感谢在科大遇见的各位同学，是他们的活跃思维构成了丰富的生活。我还要感谢科大的风景，美丽的石榴园、郭沫若广场、眼镜湖和樱花大道，各种各样的动植物，给生活多了一份乐趣和放松。

最后，感谢科大不遗余力地支持学生和老师们学术研究，并且营造了一个安静不浮躁的环境，因此我才能够本科阶段有机会接触科研，才能够有空间心无旁骛地思考。

目 录

中文内容摘要	2
英文内容摘要	3
第一章 微波电路基础知识	4
第一节 传输线上的电压和电流	4
第二节 反射系数	7
第二章 微波探测原理	9
第一节 共振匹配单元	9
第二节 共振峰对样品的响应	13
第三节 抵消 (Cancellation) 的实现	19
第四节 MIM 信号的计算	23
第三章 微波阻抗显微系统	28
第一节 微波分辨原理	28
第二节 实际微波显微系统搭建	29
第三节 实际微波显微系统测试	32
第四章 总结与展望	42
参考文献	43

中文内容摘要

作为扫描探针显微镜中的较新一员，扫描微波阻抗显微镜（scanning microwave impedance microscopy, sMIM）已经在各领域取得了广泛应用。微波阻抗显微镜能够在微波频率探测导电针尖与样品之间的复阻抗，表征局域复介电常数。本文主要针对我们自主搭建的室温微波显微系统，就工作原理以及共振匹配相关问题进行了较为详细的计算。第一章主要介绍微波电路基础知识。第二章将结合实际，讨论共振匹配单元工作原理，寻找系统参数，力求与实测数据以及电路模拟结果吻合，并且算清楚系统的抵消 (Cancellation) 过程。第三章则展示了我们的室温下 sMIM 的测试数据，证明了我们的 sMIM 系统的搭建取得了阶段性的成功。最后，我们对此阶段的工作作出了总结与展望。

关键词：扫描微波阻抗显微镜；原子力显微镜；微波电子学；传输线理论计算；射频模拟；

Abstract

As one of the new partners of the SPM family, scanning microwave impedance microscopy has been widely applied in many fields. A microwave impedance microscope could detect the complex impedance between a conductive tip and the sample, characterize a localized dielectric constant. This thesis mainly deals with our self-made room temperature microwave microscopic system, performing a relative detailed calculation of the working principle and resonance matching-related problems. Chapter 1 will introduce the basic knowledge of microwave circuits. Chapter 2 will be linked with reality, discussing the working principle of resonance matching, looking for the parameters of system, for the aim of matching the simulation result with real data, and make the cancellation process clear. Chapter 3 displays the test data of our sMIM at room temperature, proving that the construction of our system has gotten monumental achievement. Finally, we made summaries and plans for the current works.

Key Words: Scanning Microwave Impedance Microscopy; Atomic Force Microscopy; Microwave Electrical Engineering; Transmission Line Theory and Calculation; Radio Frequency Simulation;

第一章 微波电路基础知识

第一节 传输线上的电压和电流

在通常的低频电路中，传输线的长度比信号工作频率所对应的波长短得多，这种情况可以看作电短传输线，意味着电信号的沿线传播时间短，沿导线的电压可以看作是不变的。然而当我们提高工作频率，信号传至终端所耗费的时间与电信号变化周期相当，沿线电压不再看作不变的数值。对于 1GHz 的微波信号，自由空间中波长 $\lambda=c/f$ 约为 30cm，和一截导线的数量级相同。如果把电信号看作一个快速转动的表针，由于它转得太快，载波到达导线终端时表针已经转过了很大的一圈，我们不得不考虑电压的幅度和相位差异，此时这种传输线称为电长的。在微波频段，传输线一般考虑为电长传输线。

300MHz 至 300GHz 是我们通常意义上的微波频段。微波信号的特殊性不止表现在分布于传输线上的电压差异。即使是简单的结构，例如平行板电容器，也可能表现出复杂的辐射和谐振特性。具体而言，我们考虑被绝缘介质与地平面隔开的一段矩形贴片金属，这个结构在静电场情形对应平行板电容器，它在低频部分呈现电容性。而当我们进一步提高频率，由于存在不可避免的馈线电感，系统将呈现 LC 谐振特性。继续提高频率，直到半波长与贴片长度相当时，我们会观察到一个全新的现象：电磁能量被辐射到空间。这时该结构相当于一个贴片天线，常规的电路方程无法描述这种特性，需要更复杂的电磁场理论^[1]。

这个例子告诉我们，在低频区域用于储存电能的装置，在高频区域可能转变为震荡或辐射电能。可以把它理解为一种能量过剩——高频电信号具有的更高能量无法以同样的方式储存或震荡，而更倾向于通过辐射传递出去。因此高频信号所带来的反射也是可以预见的，而这在低频部分并不明显。不过人们有办法把这样的信号约束起来，让它按我们的意愿行进。当场受到最好的二维限制而允许在第三维自由通过时，它们将以波的形式传播出去。通过屏蔽良好的传输线和处处留意的阻抗匹配，可以传导高频电磁波。

我们不需要处理相对复杂的天线以及辐射问题，在本综述中只讨论简单的传输线模型，涉及的频率大多在 1GHz 左右，是微波频段中较为低频的部分，主要关注微波信号在整套 MIM 系统中经过了怎样的运算和变化，形成我们最终看到的信号并达成测量目的。传输线模型已经可以近似描述测量系统的行为。

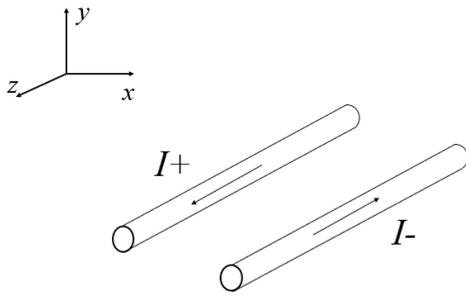


图 1.1 双导线模型

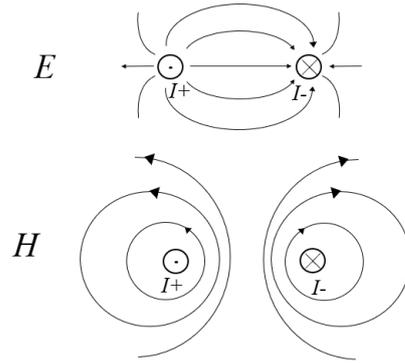


图 1.2 双导线横截面内的电场磁场分布

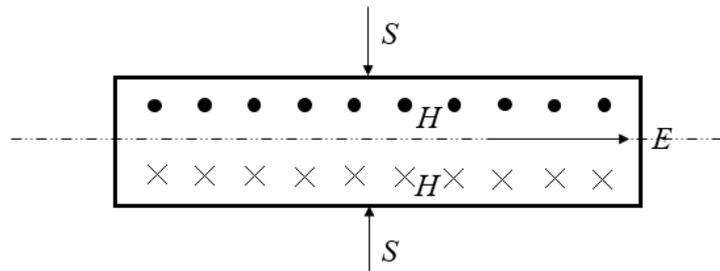


图 1.3 普通导线的电磁场分布

常见的微波传输线是射频同轴线，它所传递信号的方式与普通导线完全不同。为了理解传输线的工作方式，考虑如下的双导线模型。两个导体由均匀介质（例如空气）包围，电流 I_+ 和 I_- 彼此相等但方向相反。传输线沿 $z \pm$ 两个方向延伸。两导体之间相应产生电场和磁场分布。我们注意到电场和磁场方向相互垂直，并且都与波的传播方向垂直。如果计算能流密度矢量 S ，将电场 E 叉乘磁场 H ，会发现能流密度的方向沿着传输线的方向，也就是说电能沿着传输线的方向通过两导体间的电磁场传播。而对于普通导线，电磁场分布如图 1.3 所示。电磁能量通过导体表面与周围介质传播，导线起到引导和导向作用。体会传输线与导线的区别。

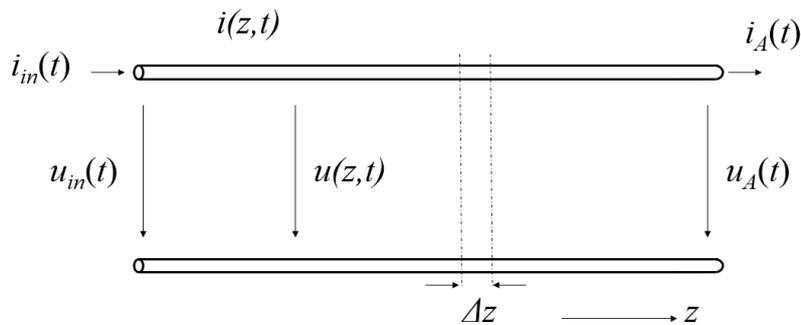


图 1.4 传输线上的电流和电压

引用上图的双导体模型，我们看到传输线通常有两个终端，一边连接信号源 $u_{in}(t)$ 用以馈送信号进入传输线，另一边则端接负载 (以 A 表示)。由之前讨论的结果知道，传输高频信号时，沿线的电压将不再是恒定的。此处的电压指的是两导体间的电势差。沿传输线任何点 z 处的电压和电流依次记为 $u(z, t)$ 和 $i(z, t)$ 。推导得出电压和电流所具体满足的方程，传输线末端的信号就可以由源的信号出发而计算得出了。

大部分的微波连线都可以用双导体模型描述。以常见的同轴线为例，其对应的双导体就是图 1.5 中的外部导体和中心导体。通常将外部导体接地，内导体与外导体之间形成电场和磁场。微波就通过这样的电磁场在传输线内传播。具体而言，内外导体之间的电压对应径向的电场强度 E_R ，导体中的电流产生环形的磁场强度 H_ϕ 。内外导体之间的电容对应着电场能量，导体间的填充绝缘介质对应着介质损耗；导体的电感对应着磁场能量，导体的电阻则对应本身的电阻损耗。考察单位长度的传输线 Δz ，则可以引入单位长度的电感 L' 、电容 C' 、导体电阻

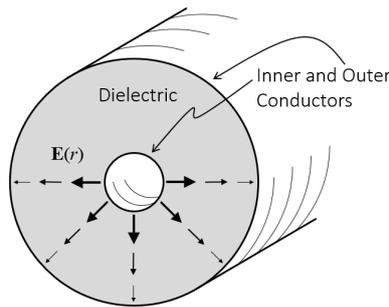


图 1.5 同轴线的中心导体和外部导体

R' 、介质电导 G' ，建立相应的等效电路，利用基尔霍夫定律进行分析。这里我们不加推导地给出结果，传输线上电压 $u(z, t)$ 的时间项为高频源决定的 $e^{i\omega t}$ ，幅度 $U(z)$ 则满足波动方程：

$$\frac{d^2 U(z)}{dz^2} = \gamma^2 U(z) \quad (1.1)$$

可见传输线上的电压符合一维波动方程，其中 γ 是复数传播常数，无损情况下只有虚部 $\gamma = i\beta$ 。电报方程的解是沿传输线正向或负向行进的电压波，电压波的具体形式由信号源、传输线性质和负载决定。 $U(z)$ 可以表示为二者的叠加^[2]：

$$U(z) = U_f e^{-\gamma z} + U_r e^{\gamma z} \quad (1.2)$$

其中 f 表示前向行波， r 表示反向行波（反射波）。这个结果与传输线的终端无关，无论负载如何，连接的信号源如何，传输线上的电压信号总是可以表示

为两列方向相反的行波的叠加。正向行波与反向行波的分解是网络分析仪的搭建基础之一。

已经得到了传输线上的电压信号，类似的方法得出电流信号：

$$I(z)Z_0 = U_f e^{-\gamma z} - U_r e^{\gamma z} \quad (1.3)$$

其中 Z_0 为特征阻抗，实际上是一个频率依赖的数值，在随频率变化不大时认为取定值。可以注意到， $U_r = 0$ 时对应着没有反射波的情形，此时 $U(z)/I(z)$ 的数值即为 Z_0 ，所以我们通常说的特征阻抗 50Ω ，指的是没有反射波时传输线上的电压与电流之比为 50Ω 。而做到理想阻抗匹配时，即负载阻抗 $Z_A = Z_0$ 时是没有反射波的，此时传输线上将处处满足电压与电流之比为 Z_0 。特征阻抗作为传输线的本征性质为人们所关注。

得到了传输线上电压电流的具体形式，我们就可以利用它来求解整个系统了。为了求解方便采用无损理想传输线模型。

第二节 反射系数

由前一节的讨论知道，无损情况下，传输线上电压 $u(z, t)$ 的幅度 $U(z)$ 可以表示为沿传输线正向和负向行进的电压波的叠加：

$$U(z) = U_f e^{-i\beta z} + U_r e^{i\beta z} \quad (1.4)$$

现在定义一个新的参量：在 z 位置的反射系数 $\Gamma(z)$ ，它等于反射波与前向波的比值，方便我们考察信号传输的过程。

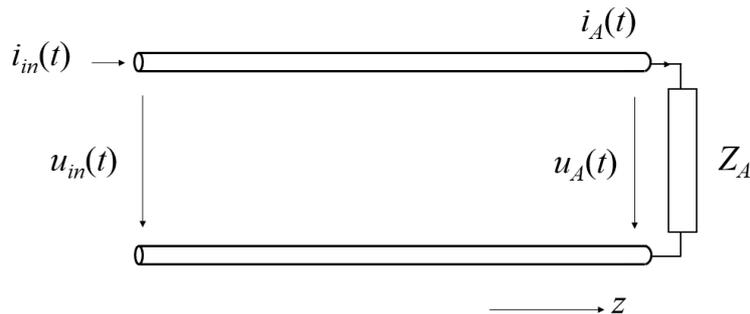


图 1.6 带负载的传输线

取一截长度为 L ，特征阻抗为 Z_0 的理想无损传输线，终端处接有阻抗为 Z_A 的负载。在 $Z = 0$ 输入端，电压与电流幅度分别满足：

$$U_0 = U_f + U_r \quad (1.5)$$

$$I_0 Z_0 = U_f - U_r \quad (1.6)$$

注意到 U_0/I_0 并不一定等于 Z_0 ，这是负向行波不一定为 0 的缘故。作为输入端，此 0 处 U_0/I_0 对应着另一个重要的参数：输入阻抗 Z_{in} ，是输入端复电压与复电流的比值。

终端处 ($Z = L$) 的电压电流满足：

$$U_L = U_f e^{-i\beta L} + U_r e^{i\beta L} \quad (1.7)$$

$$I_L Z_0 = U_f e^{-i\beta L} - U_r e^{i\beta L} \quad (1.8)$$

而根据负载阻抗的定义，应有 $Z_A = U_L/I_L$ 。因此 L 处的反射系数为

$$\Gamma(L) = \frac{U_r e^{i\beta L}}{U_f e^{-i\beta L}} = \Gamma(0) e^{-2i\beta L} = \frac{Z_A - Z_0}{Z_A + Z_0} \quad (1.9)$$

可以发现， Γ 总是小于等于 1 的。并且对于理想传输线， Γ 的绝对值处处相等，因为仅有系数 $e^{-2i\beta z}$ 的差别，这个系数称为反射系数的相位。可以将反射系数作为桥梁推导输入阻抗与负载阻抗的关系。在这个结果中，如果 $Z_A = Z_0$ ，即负载阻抗与传输线的特征阻抗相同，则反射系数处处为 0，微波完全传输到负载，这种时候我们称负载阻抗是匹配的。

众所周知微波领域的强力测量仪器——网络分析仪 (Vector Network Analyzer)，其所测量的重要参数 S_{11} 正是输入回波损耗，即端口 1 处的反射系数的绝对值。依据这个信息，可以做一些简单的测试来理解反射系数。

网络分析仪一般采用对数坐标： $S_{11}(\text{dB}) = 20 \lg|S_{11}|$ 。如果将一截传输线直接连接到网络分析仪的端口 1，可以发现对应的 S_{11} 在整个频率范围内是平坦的，并且数值接近 0 dB。这意味着反射波与入射波的幅度几乎相等，发射出去的微波几乎都被反射回来。

一般情况下人们更加希望将微波传递出去，而不是反射回来。正如微波显微系统中，我们希望将微波尽可能低损地传递到样品表面，而在全频段做到这一点是困难的。通过一些特殊手段可以使微波在某个频段达到最大利用率，例如微波空腔。微波空腔的接口处通常由一根特定长度的天线导入微波。如果观察微波空腔的 S_{11} ，一般会得到一个开口向下的尖峰，意味着在峰值频率处反射波很小，微波通过天线几乎全部发射出去，留存在腔体内不断反射。本实验中也采取一些特殊手段来达到高效传输和探测微波的目的。

第二章 微波探测原理

第一节 共振匹配单元

共振匹配单元可谓是 MIM 的核心元件。加州大学河滨分校的崔勇陶教授在一篇关于微波阻抗显微镜的综述^[3]中是这样解释的：“阻抗匹配网络将针尖与样品的总导纳变换为和传输线导纳相近的数值，从而提高了微波传输到测头的效率”。并给出了一些共振匹配的手段，如下图所示。

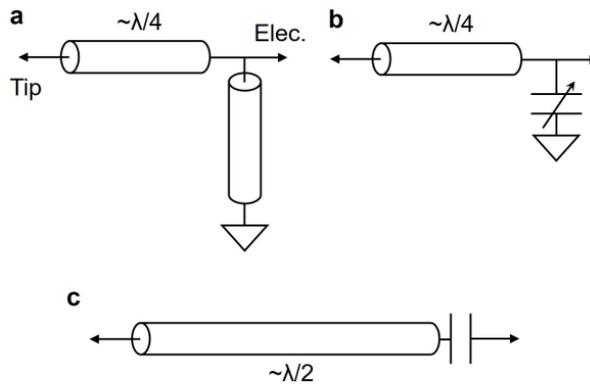


Figure 1.8. (a,b) Single-stub and lumped-element impedance matching networks for shielded cantilever probes. (c) Half-wavelength resonator matching network for TF-based sensors.

图 2.1 共振匹配单元

图中的左侧箭头表示微波显微系统的针尖，它直接连接到右侧的传输线上，并串联一个电容。系统工作时，微波从右侧通过电容耦合至传输线内，再传递到针尖和样品处。微波入射到了样品表面，样品表面产生隐失波，样品相关信息通过反射信号回到测量电路，通过右侧传输线进入采集系统，从而我们可以分析样品的电参数。如果没有共振匹配单元，那么只有很少的微波可以通过针尖打到样品表面，反射信号也不能反映出样品的性质，因此共振匹配单元是十分重要的。

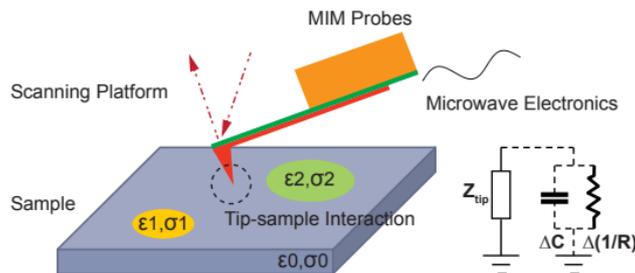


图 2.2 MIM 测头部分示意图

为了让读者对 MIM 测头有一个直观想象，这里先借用斯坦福大学 Worasom Kundhikanjana 综述^[4]中的图，示意 MIM 的测头部分。图中我们主要关注针尖 tip 和样品 sample，可以看到针尖与样品存在一个相互作用区域。

本系统的共振匹配单元采用图 2.1 中的 (c) 方案。达到共振的重要标志是测量端口的 S_{11} 参数时呈现开口向下的尖峰。意味着在峰值频率处微波几乎全部发射出去。峰频率附近对于样品的参数变化十分敏感，因此可以通过将工作频率设定在峰值频率达到探测样品性质的目的。

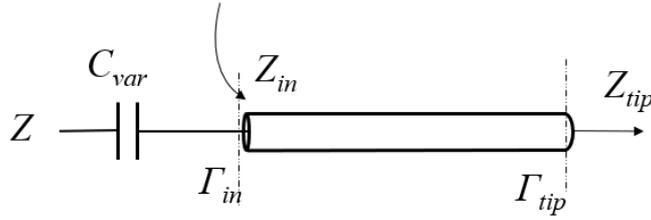


图 2.3 共振匹配单元的传输线模型

我们考察共振匹配单元端口处的反射系数。将共振匹配单元入口处的输入阻抗记为 Z ，那么端口处测得 S_{11} 即为

$$S_{11} = \frac{Z - Z_0}{Z + Z_0} \quad (2.1)$$

只要求出 Z 关于频率的函数，就可以知道端口 S_{11} 关于频率的函数，观察频段内共振峰的位置，即可找到系统的工作区域。

求 Z 的思路也比较明确：针尖的阻抗有数据参考，利用 (1.9) 式可求出 Γ_{tip} ，将反射系数作为桥梁得出 Γ_{in} ，由 Γ_{in} 反推出 Z_{in} ，再将 Z_{in} 串联可调电容 C_{var} ，最后求出 S_{11} 。下面给出详细过程：

由文献^[4]可知针尖的内部电感约 2 nH，内部电阻约 2~5 Ω ，针尖电容约 1 pF。我们取针尖电阻为 2 Ω 。将 Z_{tip} 写为频率的函数 (f 单位：GHz)：

$$Z_{tip} = R_{trace} + i\omega L_{trace} + (i\omega C_{tip})^{-1} = 2 + 4\pi i f + \frac{1000}{2\pi i f} \quad (2.2)$$

因此

$$\Gamma_{tip} = \frac{Z_{tip} - Z_0}{Z_{tip} + Z_0} \quad (2.3)$$

$$\Gamma_{in} = \Gamma_{tip} e^{-2i\beta L} \quad (2.4)$$

其中 $\beta = 2\pi/\lambda = 2\pi f/v$ ， λ 为介质中的波长。微波在传输线介质中传播的速率约为 $0.7c$ ，因此 $\beta = \frac{2\pi f}{0.7c}$ 。L 为端口至针尖的传输线长度，作为待定系统参数。

进一步得出 Z 的表达式:

$$Z = Z_{in} + (i\omega C_{var})^{-1} = \frac{1 + \Gamma_{in}}{1 - \Gamma_{in}} + \frac{1000}{2\pi i f C_{var}} \quad (2.5)$$

最后代回 (2.1) 得到最终 S_{11} 的表达式 $S_{11}(f)$ 。将这样的过程在 Matlab 中表示出来, 即可得出 S_{11} 关于频率 f 的图像。 $f = 1 \text{ GHz}$ 时, 真空中的波长为 30 cm 。现在将 L 取为半波长, 即为 15 cm 。并且将可调电容值取为 9 pF , 可以得到 S_{11} 关于频率 f 的图像:

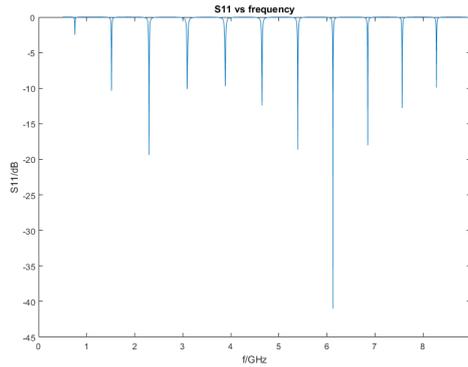


图 2.4 S_{11} 关于频率 f 的图像 ($C=9 \text{ pF}$, $L=15 \text{ cm}$)

图像的周期性来自反射系数中 e 指数项的周期性。图中的尖峰就对应着达到共振匹配的区域。我们的微波阻抗显微系统就是工作在类似的尖峰上。峰的品质因数越大, 成像的效果也越好。

由于实际仪器的限制, 系统的工作频率不会很高。实际上我们关注的区域就只有 $0.5 \sim 2 \text{ GHz}$ 左右。然而上图中, 在这个区域内峰最大只有 -10 dB , 这是不太理想的。我们尝试调节传输线长度 L 以及可调电容 C_{var} 的大小, 寻找更加理想的共振匹配。

固定 L 为 15 cm , 在 $1 \sim 6 \text{ pF}$ 范围内调节 C 的大小, 可以得到图 2.5。

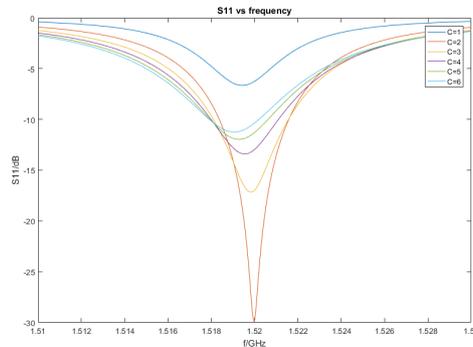


图 2.5 1.5 GHz 附近 S_{11} 关于频率 f 的图像 ($C=1 \sim 6 \text{ pF}$, $L=15 \text{ cm}$)

因此调节可调电容的大小对提高共振峰的品质因数是有显著效果的。当可调电容取某些值的时候，可以获得十分尖锐的共振峰。在实验中可以边手动调节可调电容值，边观察共振峰的大小，从而得到理想的共振匹配。

继续固定电容值 C ，调节传输线的长度 L 。由图 2.6 可知传输线的长度 L 对峰的位置影响较大，同时也影响峰的大小。为了保证共振峰的位置在我们的工作频率范围内，传输线的长度取值也有一定的要求。

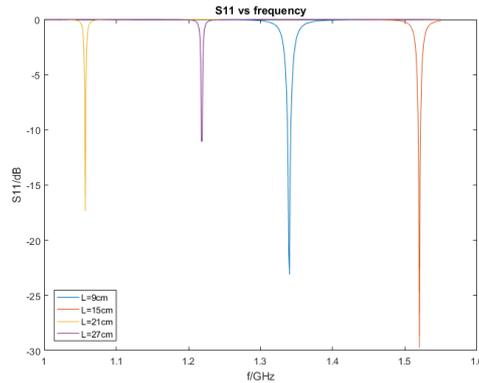


图 2.6 1~1.6GHz 范围内 S_{11} 关于频率 f 的图像 ($C=2$ pF, $L=9\sim 27$ cm)

将 0.5~1.5 GHz 范围内的峰值记录下来，可以作出峰值关于可调电容 C 与传输线长度 L 的二维热图：

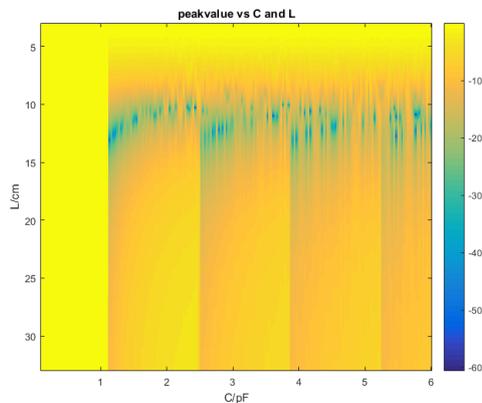


图 2.7 峰值关于可调电容 C 与传输线长度 L 的二维热图

图中关于横轴的不连续，是由于峰值已经超出了 0.5~1.5 GHz 的范围，所呈现的不再是峰值导致。但是我们不需要关注其他范围的峰值，因此忽略这一点的影 响。由图可知，当传输线长度处于半波长附近 (10~15 cm) 时，系统在 0.5~1.5 GHz 范围内可以得到尽可能大的峰值。因此后续测试中我们采取满足这种长度的传输线，即半波长线，并调节可调电容值来使系统达到最佳的共振匹配。

第二节 共振峰对样品的响应

上一节中我们了解了如何使系统达到共振匹配。现在讨论共振匹配的系统如何探测样品的性质。

为了与实际情形更加贴合，我们采取如下参数：传输线长度 $L = 19.5 \text{ cm}$ ，可调电容值固定在 $C_{Var} = 1.8 \text{ pF}$ 。代入模拟程序，得到了中心频率在 1.14 GHz 附近，幅度约 -30 dB 的共振峰。利用计算品质因数的方法， $Q = f/\Delta f$ ，其中 Δf 为带宽，也就是能量超过峰值能量一半以上的频率范围。由于 $10 \cdot \lg 0.5$ 约为 -3.0103 ，因此共振峰两侧比峰值幅度低 3 dB 的位置即可取为带宽。

用这样的方法计算出系统共振峰的品质因数 $Q = \frac{1143.8 \text{ MHz}}{0.132 \text{ MHz}} = 8665$ 。

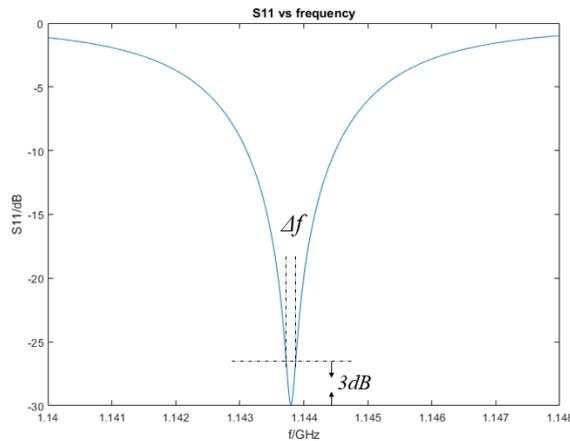


图 2.8 系统在 1.14 GHz 附近的共振峰

由上文知道，针尖电阻可以等效为 2 nH ， 2Ω 和 1 pF 的串联。则 Z_{tip} 可写为频率的函数 (f 单位: GHz):

$$Z_{tip} = R_{trace} + i\omega L_{trace} + (i\omega C_{tip})^{-1} = 2 + 4\pi i f + \frac{1000}{2\pi i f} \quad (2.6)$$

当系统工作时，工作频率将保持在峰值频率 $f = 1143.8 \text{ MHz}$ ，针尖电阻也成为定值。目前的系统中只有共振匹配单元和探针，这时我们考虑样品电性质的影响。

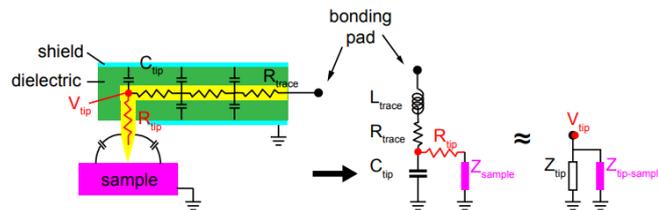


图 2.9 针尖与样品的阻抗等效电路

如图所示为 MIM 测头与样品的等效电路。Bond pad 指的是用来连接针体与

共振匹配传输线的部分。如果不考虑样品的影响，有贡献的项将只有 Z_{tip} ，为 L_{trace} 、 R_{trace} 以及 C_{tip} 的串联。注意到 R_{trace} 是很小的数值 (约为 $2\ \Omega$)，则红点处的电压 V_{tip} 与针尖连接处 bond pad 基本相同。加上样品等效于加上两个部分：一部分是样品阻抗 Z_{sample} ，一部分是针尖电阻 R_{tip} 。对于一般针尖， R_{tip} 一般在 $k\ \Omega$ 量级，由于针尖与样品一般而言不接触 (在 MIM 工作模式下)，因此 $R_{tip-sample}$ 更大，在 $M\ \Omega$ 量级。由图中的并联关系，这样大的 R_{tip} 一般可以忽略。因此考虑样品的加入时，只需要在原先 Z_{tip} 的基础上并联 Z_{sample} 。

实际上，由于微波打在了样品表面，样品的阻抗也会产生一个时变项 $Z(t)$ 。但由于微波的波长远大于样品尺寸，这方便我们采取了电学上的准静态近似，认为样品的阻抗不依赖于时间，而只有空间项。

令 $Z_{sample} = R_{sample} + C_{sample} + L_{sample}$ ，则针尖与样品的总阻抗为：

$$Z_{total} = \left(\frac{1}{Z_{tip}} + \frac{1}{Z_{sample}} \right)^{-1} = \left(\frac{1}{Z_{tip}} + \frac{1}{R_s + i\omega L_s + (i\omega C_s)^{-1}} \right)^{-1} \quad (2.7)$$

已经将下标 sample 缩写为 s。考察样品阻抗变化对共振峰的影响。首先取 $R_s=0$ ， $L_s=0$ ，变化样品电容 C_s 观察结果。可以看到在样品电容由 $0.01\ \text{pF}$ 变化至 $0.09\ \text{pF}$ 的过程中，共振峰的位置发生移动，对峰的大小也有较小的影响。

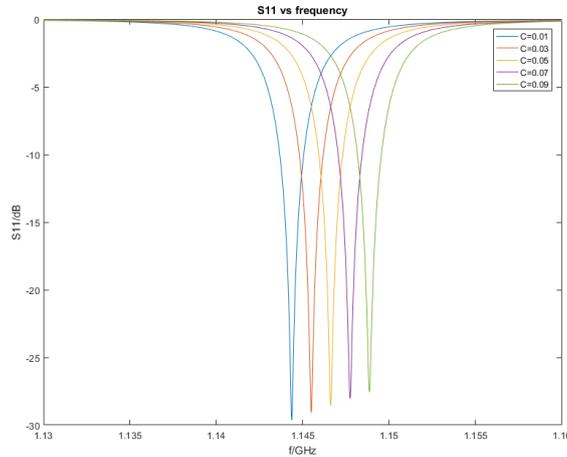
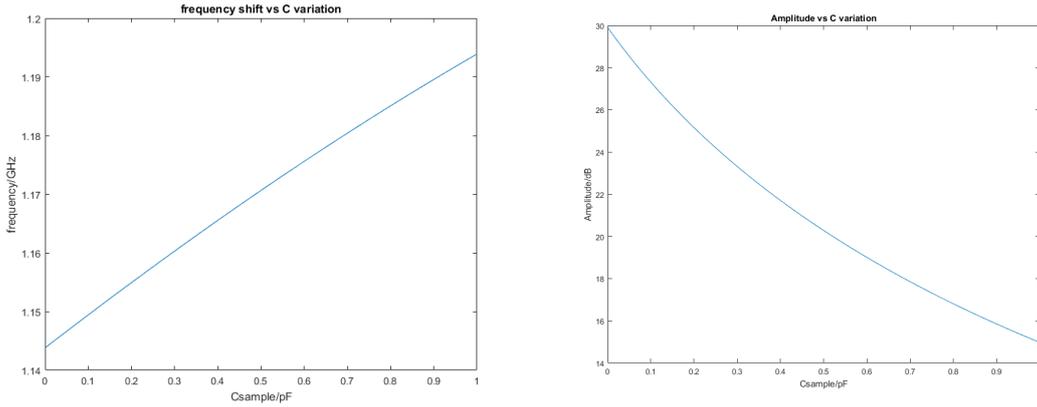
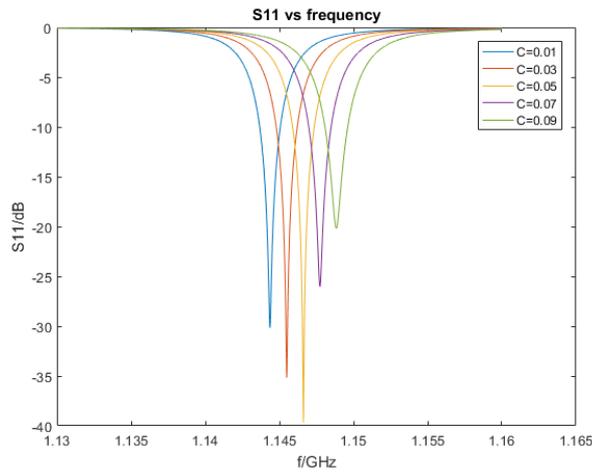


图 2.10 共振峰随样品电容的变化 ($R_s=0, L_s=0, C_s=0.01\ 0.09\ \text{pF}$)

在 $C_s=0\sim 1\ \text{pF}$ 范围内将峰值和峰的大小关于电容变化作图。可以看出共振峰频率的移动基本与电容变化成正比，峰的整体大小则随样品电容增大而减小。正是由于共振峰对样品性质有响应，我们才得以探测样品参数。

但情形并不是这样简单。实际上我们取 $R_s=0$ 是不合理的。 R_s 代表样品电阻的贡献项，不可能为 0 。当我们取 $R_s=100\ \Omega$ 时，曲线已经发生了很大变化。

随着电容增大，共振峰大小不再是逐渐减小。将具体变化在图 2.12 中呈现

图 2.11 峰频率与峰值关于样品电容 C_s 的变化关系 ($R_s=0$)图 2.12 共振峰随样品电容的变化 ($R_s=100 \Omega, L_s=0, C_s=0.01 \sim 0.09 \text{ pF}$)

出来：

共振峰的频率依然随着电容增加近似线性地移动，而共振峰的大小出现极大值后减小。 R_s 是样品电阻的贡献项，实际上是一个局域化的样品电阻，和样品表面产生的隐失波范围有关，暂且不做详细计算。现在 $R_s = 100 \Omega$ 实际上是样品较为导电的情况。

频率变化的线性性在样品更加绝缘时也受到一定破坏，例如 $R_s = 1000 \Omega$ 时频率变化的曲线将向下翘，即随着电容增大，频率移动将更加不明显。峰值的变化关系也不同了。

当样品更加绝缘时 ($R_s = 1 \text{ M}\Omega$)，这基本是绝缘衬底的电阻量级。此时随着样品电容变化，共振峰基本不再移动。然而共振峰的大小却随着电阻增大而增加。这是由于样品更加绝缘时，针尖与样品相互作用的损耗变小了。后面还会讨论到。

以上的模拟结果告诉我们，共振峰对样品电容的探测存在一个灵敏范围。当

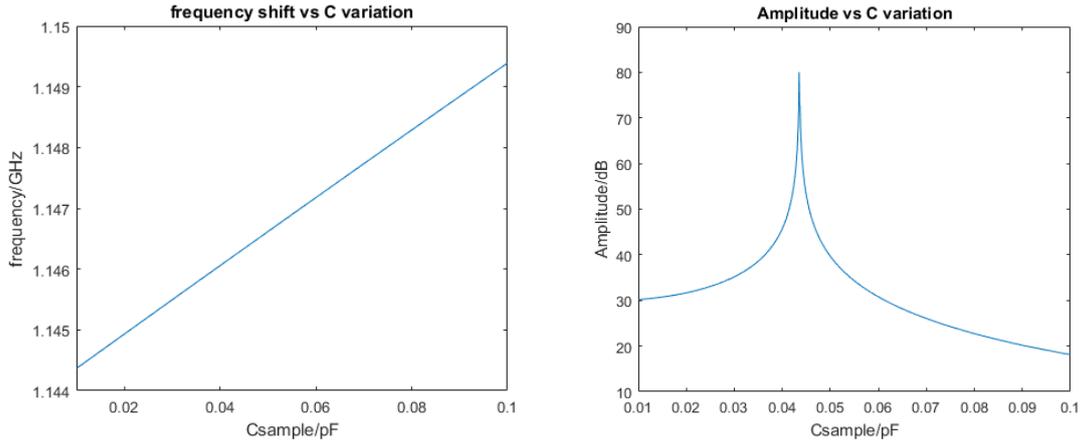


图 2.13 峰频率与峰值关于样品电容 C_s 的变化关系 ($R_s=100 \Omega$)

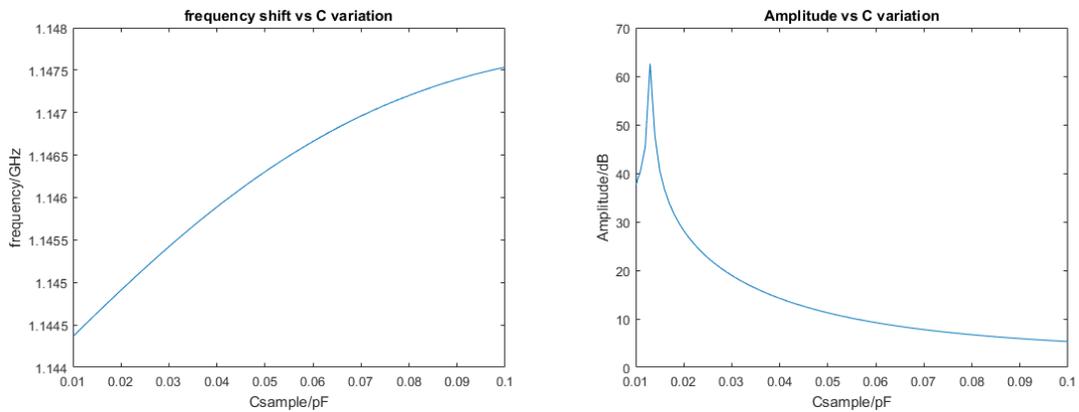


图 2.14 峰频率与峰值关于样品电容 C_s 的变化关系 ($R_s=1000 \Omega$)

样品过于绝缘时，将很难测量到样品电容的变化。实际上，很难测量到样品变化是由于样品绝缘时， Z_{sample} 将变得很大，并联后整体贡献基本为 0。这样微小的电容变化部分就被吞没了。这引导我们考察灵敏范围的大小，思路是着重考察 Z_{total} 随着 R_{sample} 的变化，即针尖与样品的总阻抗随着样品电阻的变化，因为总阻抗变化是信号变化的来源。

通过固定频率，对 (2.7) 式扫描样品电阻 R_s 可以得到希望的依赖关系。为了方便我们采取对数坐标，并取倒数，图 21 得到的是针尖与样品的总导纳 Y_{ts} (ts 表示 tip-sample) 与样品电导 Conductivity 的依赖关系。实际上， Y_{ts} 的实部反映样品的耗散，虚部则反映样品的屏蔽性质。左侧的低电导区域，对应的绝缘样品几乎无耗散，因此 Y_{ts} 实部很小。样品非常导电时，对应的针尖屏蔽则非常好， Y_{ts} 虚部较大，因此也减小了耗散， Y_{ts} 实部也较小。

可以看到，红色虚线内部为大致灵敏范围，因为在该范围内总导纳 Y_{ts} 随着样品电阻变化明显。这意味着当我们在特定频率探测样品性质时，如果样品的不同区域导电情况差别较大，例如一块区域导电，一块区域绝缘，那在灵敏范围内

更容易探测出这样的区别，并在扫描图像中体现出来。我们用 Matlab 给出的计算结果与学士学位论文[5] 以及综述[4] 中的 comsol 模拟结果是一致的。

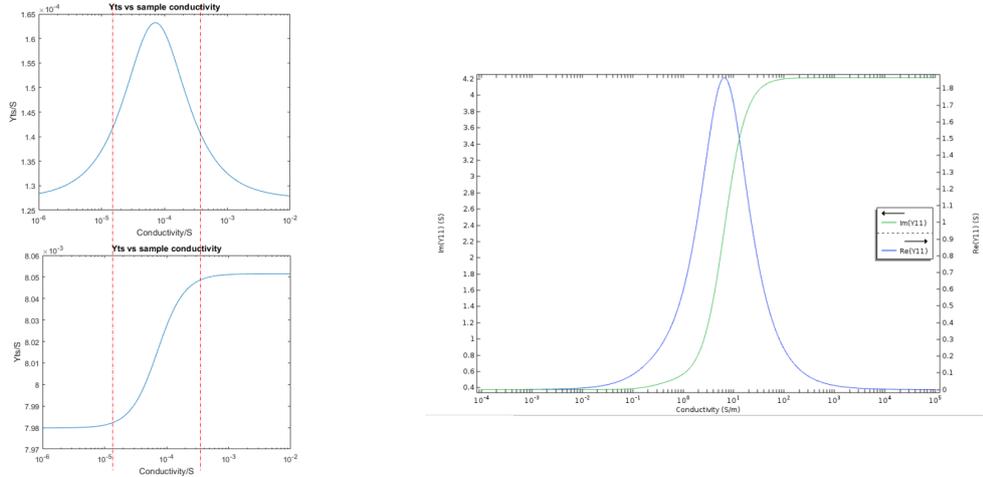


图 2.15 Yts 与样品电导的依赖关系 (上：实部，下：虚部)，以及与文献对比

我得到的依赖关系图和文献中是类似的，但是横纵轴的数值差别很大，这也是理所当然的。因为 comsol 模拟中，横轴的电导单位是 S/m，是整块样品单位长度的电导。而在我的计算中，横轴是 R_{sample} 的倒数，实际上是一个局域化的参数。正如图 2.2 的所表示的，只是针尖和样品相互作用的部分才纳入了考虑。这个数值具体有多大是样品的电导率 σ 和相互作用部分的大小和形状决定。相互作用部分的大小可以由隐失波推算出来。如果认为图 2.15 的左右两侧是一致的，那么左图中实部的峰值 7.06×10^{-5} S 应该等于右侧实部峰值 5 S/m 乘以作用长度。得到作用长度约为 $14 \mu\text{m}$ 。这个数值很大，我们后面再考察它的可靠性。

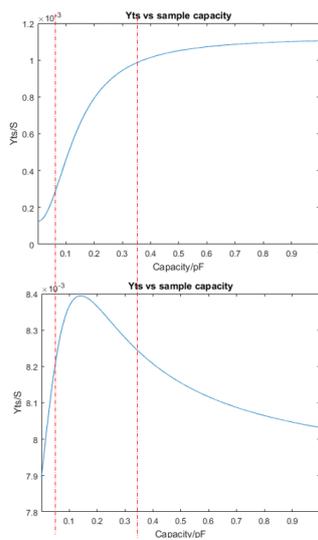


图 2.16 Yts 与样品电容的依赖关系

实际上,存在电阻的灵敏窗口也意味着,不可避免的存在样品电容以及电感的灵敏窗口。因为只要 Z_{sample} 足够大,样品阻抗的贡献将由于并联而忽略不计。下图是横轴为样品电容的 $Y_{IS} - C$ 依赖图,注意此时不再采用对数坐标。可以看到这时也存在类似的灵敏窗口。但实际情况中我们很少遇到样品电容本身有这样大的变化,所以我们一般只谈论样品的电阻,或电导率的灵敏窗口。

考察样品电阻变化对共振峰的影响。取 $C_s = 0.01$ pF, $L_s = 0$, 变化样品电阻 R_s 观察结果。

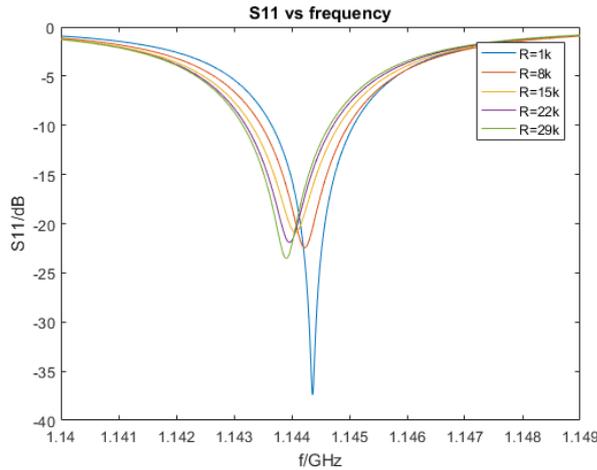


图 2.17 共振峰随样品电阻的变化 ($C_s=0.01$ pF, $L_s=0$, $R_s=1-29$ k Ω)

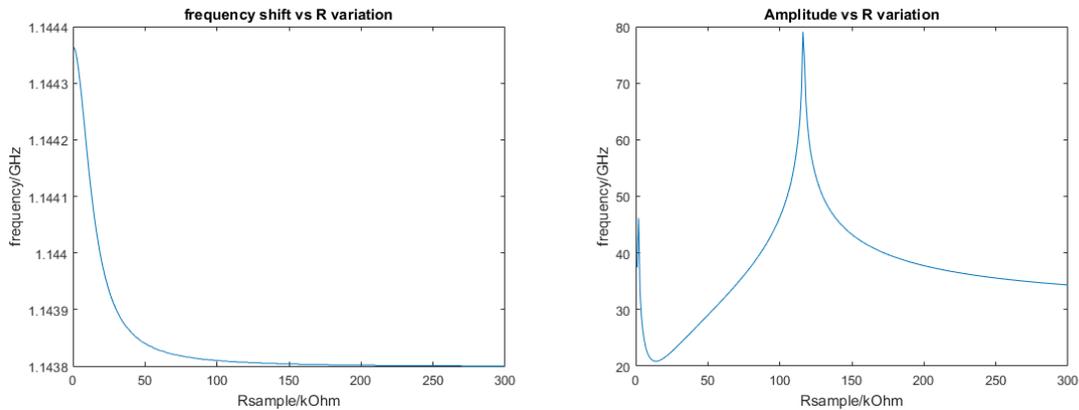


图 2.18 峰频率与峰值关于样品电阻 R_s 的变化关系 ($C_s=0.01$ pF)

可以看到在样品电阻由 0 k Ω 变化至 30 k Ω 的过程中,共振峰的位置向左移动,由 1.1443 GHz 移至 1.1438 GHz,且峰值先减小后增大。实际上当样品电阻继续增大,由于损耗减小,峰将基本维持在 1.1438 附近且峰值变得更大,我们将电阻范围变得更大,由 1 k Ω 变化至 300 k Ω ,将这样的变化呈现在图 2.17 中。

通过上述的可视化过程可以发现,共振峰会对样品的电容及电阻性质做出

响应，因此系统能够观测样品的电性质分布。然而峰的变化关于具体的电容、电阻值并没有明确的响应方式，因此由电阻电容的变化推测共振峰的变化是容易的，但是从峰的变化情况中分离具体的电容性、电阻性的信号则面临困难。

第三节 抵消 (Cancellation) 的实现

抵消 (Cancellation) 对于我们的微波显微测量系统至关重要。抵消 (Cancellation) 帮助我们提升系统的表现，提高系统的分辨率，相比于没有抵消电路的微波系统有着非常大的改进。现在我们来分析抵消的实现。

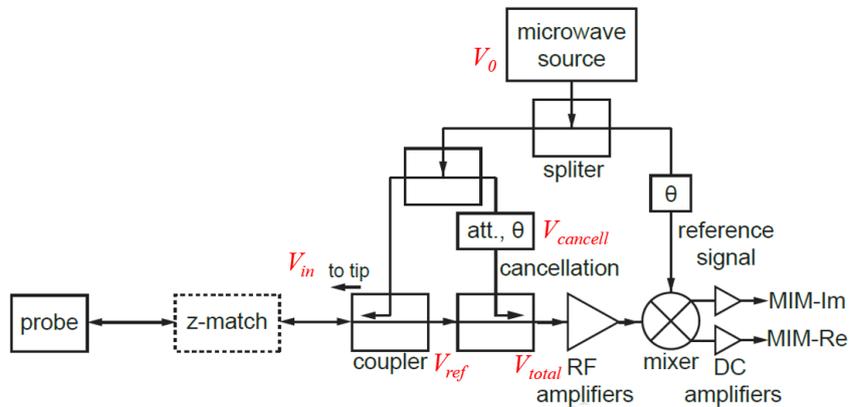


图 2.19 MIM 系统的微波电路

MIM 系统的微波电路如图 2.19 所示。为了方便计算图上做出了一些标记。微波信号从微波源 (microwave source) 发出后经过分束器 (splitter) 分成两束，其中一束作为参考信号进入混频器 (mixer) 的本振信号 (LO) 路。另一束再进入另一分束器分为两束，其中一束经过定向耦合器 (coupler) 进入共振匹配单元 (z-match)，进而耦合到探针和样品处。来自样品的反射信号回到耦合器，通过第二个耦合器与抵消 (cancellation) 路的信号耦合在一起，最终叠加完毕的信号进入射频放大器 (RF amplifier)，进入混频器的射频接口 (RF)，进一步直流放大后得到最终的 MIM 信号。

本实验中采取的分束器是平衡分束器，意味着从它的两个输出端得出的微波信号大小应该是相同的。设由微波源发出的信号幅值为 V_0 ，频率为 ω_0 ，采用理想模型，那么经过第一个分束器后得到两路幅值为 $\frac{V_0}{2}$ 的微波。经过第二个分束器后，输出端的微波电压均为 $\frac{V_0}{4}$ 。设耦合器的电压耦合系数为 k ($0 < k < 1$)，表示耦合端口与输入端口的电压大小比值。那么进入针尖的微波幅值为 $V_{in} = \frac{kV_0}{4}$ 。

图中的共振匹配单元即第一节讨论的模型 2.3。因此我们直接利用前一节的结论，得到由针尖反射回来的微波为 $V_{ref} = V_{in} * S_{11}$ ，其中 S_{11} 即为上一节分析的表达式 $S_{11}(f)$ 。抵消信号 $V_{cancell}$ 由 $\frac{V_0}{4}$ 经过衰减器 (attenuator) 和移相器 (phase shifter) 变换而来。

设衰减器的大小为 x dB，移相器的相位移为 φ 。由于 $x \text{ dB} = 20\lg(\frac{V_1}{V_2})$ ，因此经过衰减器后 $\frac{V_0}{4}$ 变为 $\frac{V_0}{4} * 10^{-0.05x}$ 。移相器的变换表示为 $e^{i\varphi}$ 。因此

$$V_{cancell} = \frac{V_0}{4} e^{i\varphi} * 10^{-0.05x} \quad (2.8)$$

V_{total} 表示抵消信号与反射信号的耦合，同样通过耦合器，则系数为 k ，

$$V_{total} = k * V_{cancell} + V_{ref} = \frac{kV_0}{4} (S_{11} + e^{i\varphi} * 10^{-0.05x}) \quad (2.9)$$

考察括号内的表达式，其中 S_{11} 为反射系数，在峰值附近是绝对值远小于 1 的复数。而后者是实部虚部的大小均可调整的复数。考虑一个简单情况，例如移相器的移相为 0° ，此时 $e^{i\varphi} * 10^{-0.05x}$ 只有实部，该实数的大小可以通过调整 x 的大小变得很小。而 S_{11} 可以是负的实部加上正的虚部，因此二者相加后绝对值会变得更小。通过调整衰减器大小 x 和移相器相位 φ 能够找到适当的取值使得总和的绝对值很小，则共振峰更尖锐。这就是抵消的过程。

由前面的讨论看到，共振峰的大小和品质因数对于实际测试至关重要。而抵消过程能够得到更小的电压绝对值，因此能够得到更好的共振峰，有利于测量的进行。以对数表示作出上式中 $S_{11} + e^{i\varphi} * 10^{-0.05x}$ 关于频率 ω_0 的图像，因为这代表抵消过后真正的“共振峰”。我们仍然取图 2.8 中的共振情形。可以发现新的共振峰随着 x 和 φ 产生变化。具体变化情形如下图所示。

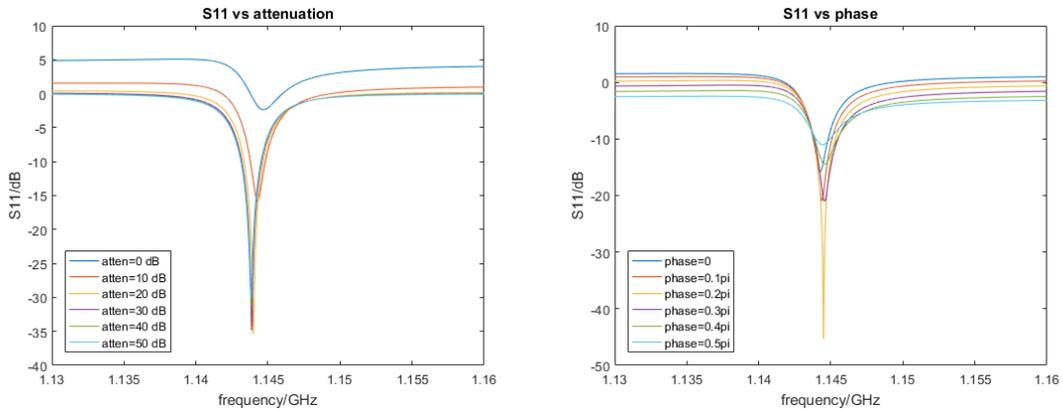


图 2.20 抵消后的 S_{11} 与 x 和 φ 的依赖关系

左图表示移相器相位 0° 时，取不同衰减的情形。右图对应衰减器 10 dB 时，

取不同移相器相位的情形。可以发现，相比于原先的-30 dB，共振峰值可以达到更大。这促使我们作出 S_{11} 关于 x 和 φ 的二维热图，寻找其最低值。

将频率固定在峰值附近的 1.1443 GHz，得到该频率所对应的幅值关于 x 和 φ 的二维热图：

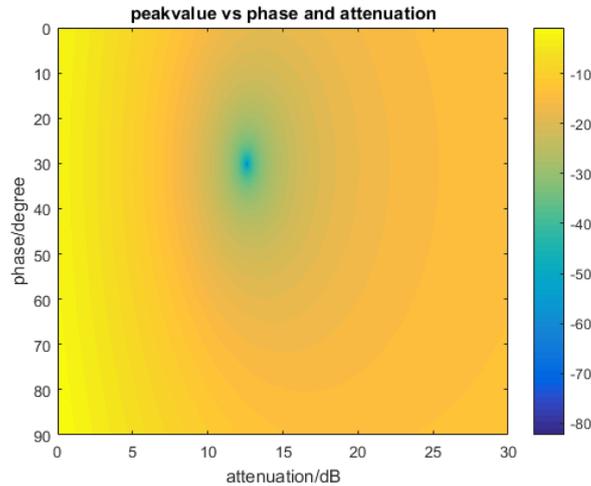


图 2.21 频率 1.1443 GHz 所对应的幅值关于 x 和 φ 的二维热图

可以看到，频率为 1.1443 GHz 时，当衰减约 13 dB，相位约为 30° 时，反射系数可以低至 -80 dB，推测其对应的共振峰具有很高的品质因数。事实也是如此，作出衰减为 12.6 dB，移相器相位为 30° 时的共振峰，此时共振频率为 1.1443 GHz，峰值约 -73 dB，带宽约 880 Hz，得到此时的品质因数达到兆量级，为 1.3×10^6 。

考察此时共振峰对样品性质的相应，可以发现共振峰的变化变得更明显，并且原先奇形怪状的依赖关系变得平滑。

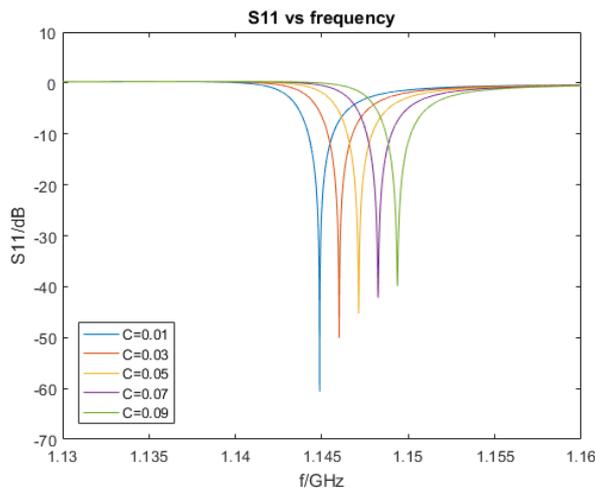


图 2.22 共振峰随样品电容的变化 ($R_s=0 \Omega, L_s=0, C_s=0.01 \sim 0.09 \text{ pF}$)

讨论到这里，我们基本可以根据峰的变化情况来判断样品性质了。注意到电

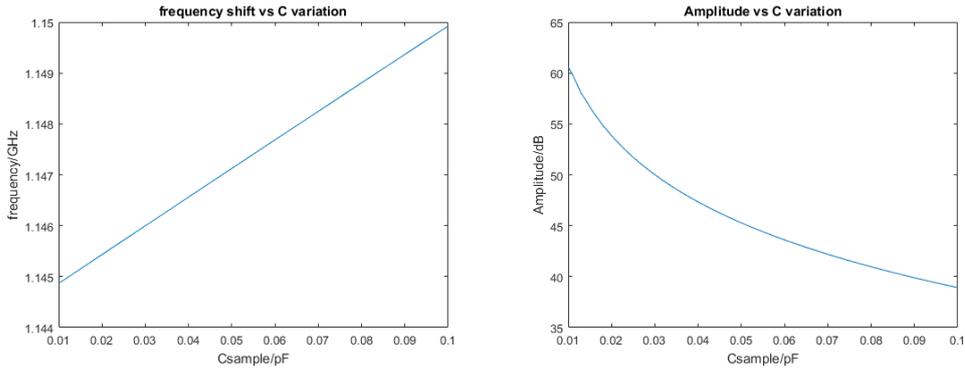


图 2.23 峰频率与峰值关于样品电容 C_s 的变化关系 ($R_s=0 \Omega$)

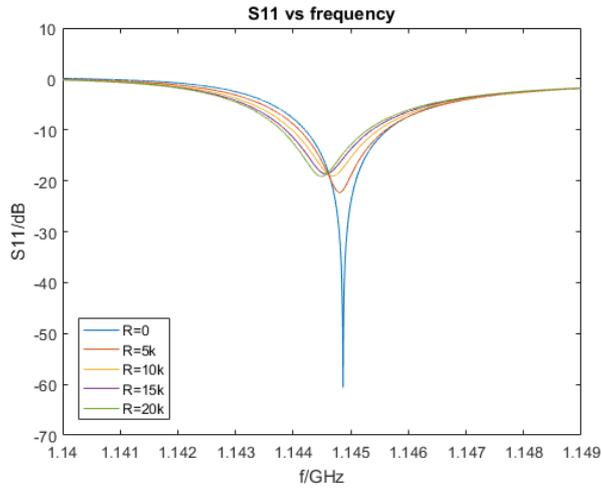


图 2.24 共振峰随样品电阻的变化 ($C_s=0.01 \text{ pF}, L_s=0, R_s=0 \sim 30 \text{ k}\Omega$)

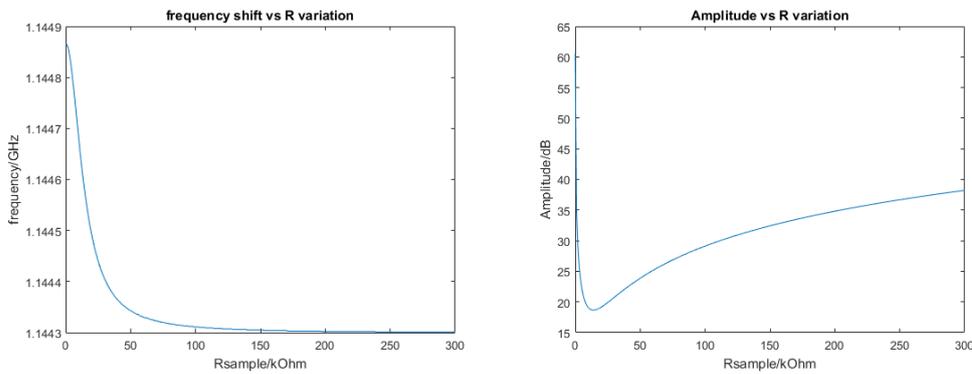


图 2.25 峰频率与峰值关于样品电阻 R_s 的变化关系 ($C_s=0.01 \text{ pF}$)

阻变化引起共振峰的频移很小，并且与电变化引起的频移方向相反，因此可以近似认为共振峰的频率移动是样品电容变化的贡献，并且近似线性。实际上可以进一步推知斜率的依赖关系和表达式。这里暂不讨论。

但是我们遇到了一个奇怪的现象。在右图中，在测试之前由于抵消，峰的绝对大小已经达到最大，那么无论探针在样品表面如何移动，峰只会变得更小。但

这意味着电阻一定变得更大吗？在图中的情形，答案是肯定的。但这实际上不可能做到，因为 cancellation 是在 $R_{tip} = 0$ 的时候做的。如果我们尝试在 $R_{tip} = 300 \text{ k}\Omega$ 的时候做抵消，此时的 x 和 ϕ 为 15.1 dB 和 35° ，那么右图将会变成如下的情况：

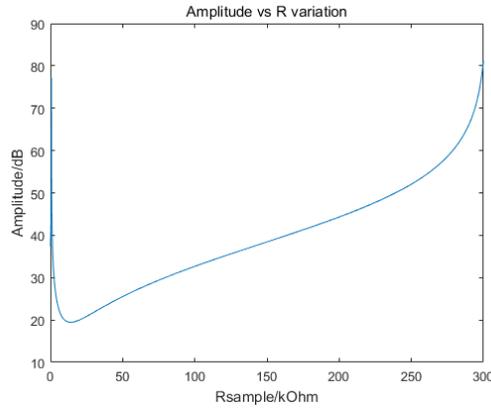


图 2.26 峰值关于样品电阻 R_s 的变化关系 ($C_s=0.01 \text{ pF}$)

这种情形中如果观察到峰值变小，仍无法判断电阻是变大还是变小。电阻变化的具体方向需要额外的信息来判断。

第四节 MIM 信号的计算

上一节中，我们观察了共振峰随着样品电容、电阻变化的变化，并且发现很难从共振峰的移动中分离某一种变化。但其实，我们的实际测量中并不是通过共振峰的特征来得出样品信息的，而是测量固定频率的信号响应。理论上，可以建立一款以共振峰的频率和幅值作为维度的另一款微波显微镜。但现在尝试考察我们的现有系统中真正的 MIM 测量信号。

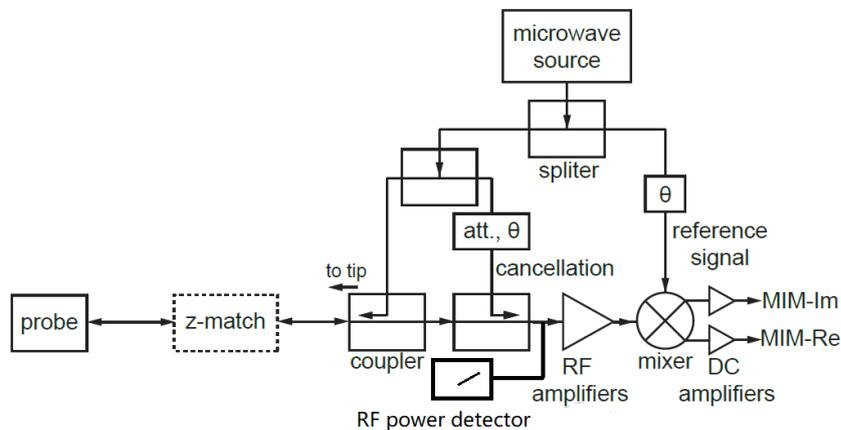


图 2.27 实际 MIM 测量电路

实际测量中，微波源的频率固定不变，因此我们只关注共振峰在某一频率的取值。之前得出了 $V_{total} = k * V_{cancell} + V_{ref} = \frac{kV_0}{4}(S_{11} + e^{i\varphi} * 10^{-0.05x})$ 。这是进入混频器 RF 接口的微波信号幅度，其频率为微波源频率 ω_0 。经过多级射频放大器后，变为

$$V_{total} = kA * V_{cancell} + V_{ref} = \frac{kAV_0}{4}(S_{11} + e^{i\varphi} * 10^{-0.05x}) \quad (2.10)$$

而进入混频器本振 LO 接口的是幅度 $\frac{V_0}{2}$ ，频率 ω_0 的微波信号。混频器的本质是乘法器，它的作用是将 RF 接口与 LO 接口的信号相乘。两个频率同为 ω_0 的正弦信号相乘，得到一个直流成分和一个两倍频成分 $2\omega_0$ ，还会附加一个相位因子，相位因子对固定系统为常数，暂时予以忽略。实验中使用的混频器内置低通滤波器，已经将高频部分滤除，只剩下我们关注的直流部分： $\frac{kAV_0^2}{8}(S_{11} + e^{i\varphi} * 10^{-0.05x})$ 。我们的混频器还内置了 90° 移相器，因此可以做到 IQ 解调，进一步将直流部分的实部和虚部分离。最后一步直流放大的倍数记为 D。因此 MIM 的两路信号分别为：

$$MIM - Re = \frac{kDAV_0^2}{8} * Real(S_{11} + e^{i\varphi} * 10^{-0.05x}) \quad (2.11)$$

$$MIM - Im = \frac{kDAV_0^2}{8} * Imag(S_{11} + e^{i\varphi} * 10^{-0.05x}) \quad (2.12)$$

实际测试中，微波源输出功率约为 4 dBm，因此 V_0 约为 0.5 V。耦合器的耦合端口与输出端的比值约 10 dB，因此耦合度 $k=0.3162$ 。放大器为三级 22 dB 的放大器，因此 $A = (101.1)^3 = 1995.26$ 。

$$V_{total} = 78.86 * (S_{11} + e^{i\varphi} * 10^{-0.05x})V \quad (2.13)$$

$$V_{LO} = \frac{V_0}{2} = 0.25V \quad (2.14)$$

$$MIM - Re = 19.716D * Real(S_{11} + e^{i\varphi} * 10^{-0.05x})V \quad (2.15)$$

$$MIM - Im = 19.716D * Imag(S_{11} + e^{i\varphi} * 10^{-0.05x})V \quad (2.16)$$

若 $S_{11} = -20$ dB 且忽略 $e^{i\varphi} * 10^{-0.05x}$ ，则 V_{total} 约 8V，对应 22 dBm，是一个很大的数值。因此在测量过程中应保持共振峰较低、微波源频率在峰值附近以防止过载。也可以引入其他防过载手段。

现在模拟一次完整的测量过程。仍然取图 2.3 里中心频率在 1.1443 GHz，幅度约 -30 dB 的共振峰为初始状态。接着我们开始“下针”，即，将探针靠近样品，

此时的共振峰将受到样品的影响而发生改变。这是没有关系的，因为针尖靠近样品并且保持静止后，就开始做抵消过程了，峰将会进一步改变。

实际测量中采取的电路多接入了一个射频功率探测器，如2.27所示，方便我们探测 V_{total} 的对应的射频功率，扫描该功率关于衰减器和移相器取值的二维热图，即可找到共振峰取值最小时的系统工作参数。

假设探针接近样品处是绝缘的， $R_s=1\text{ M}\Omega$ ，约为 Si 衬底的电阻量级，取 $L_s=0$ ， $C_s=0.001\text{ pF}$ 。模拟扫描 1.1443 GHz 对应幅度的二维热图可以得到：

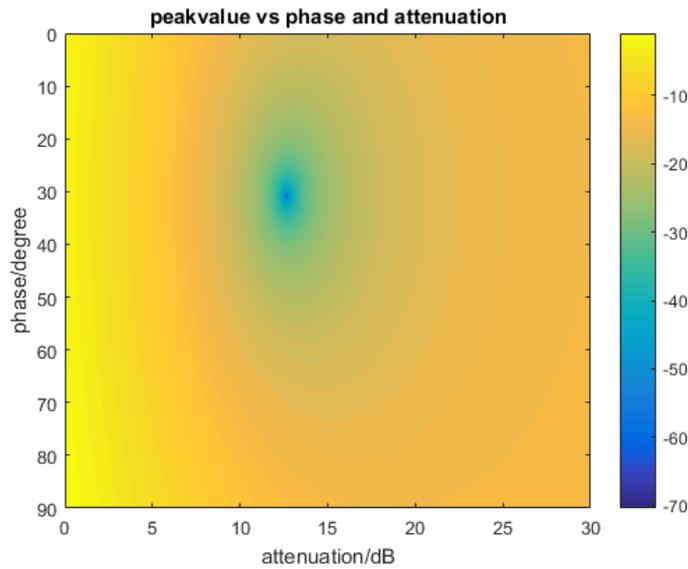


图 2.28 频率 1.1443 GHz 对应幅度关于 x 和 φ 的二维热图

取衰减 12.6 dB，相位 31° 时，得到极大的共振峰值，如下图所示。

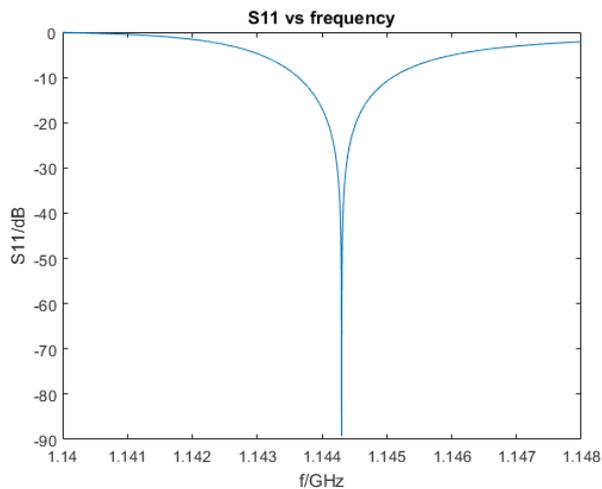


图 2.29 抵消完毕后系统在 1.1443 GHz 的共振峰

峰值位于 1.1443，约 -89 dB，带宽约 130 Hz， Q 约 8.80×10^6 ，是非常尖锐的

共振峰。作出此时 MIM 信号关于样品电阻、电容的变化图 (直流放大倍数 D 取为 1):

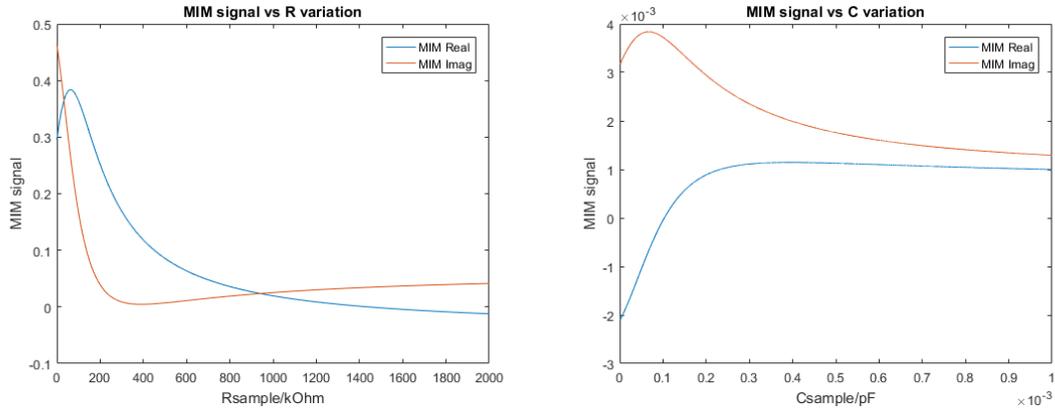


图 2.30 MIM 信号关于样品电阻、电容的变化图 (有抵消过程)

可以看到, 做抵消过程的位置正是左图中两条曲线的交点附近 (R_{sample} 取 1000 k Ω), 且 MIM 信号数值很接近 0。右图中则对应最右侧的点, 即 C_{sample} 取值 0.001 pF 时。从这两幅图也可以看到与图 2.15 类似的灵敏窗口, 对应的电阻范围在 0~300 k Ω , 电容范围在 0~0.0003 pF, 在这个范围内的电性质变化将明显地体现在 MIM 信号上, 而在其他范围内信号变化不大。实际上, 图 2.15 中的 Y_{ts} 与 MIM 信号呈正相关, 因此图像非常相似, 这里不再推导。

保持其他参数不变, 对比没有经过 cancellation 的 MIM 信号变化:

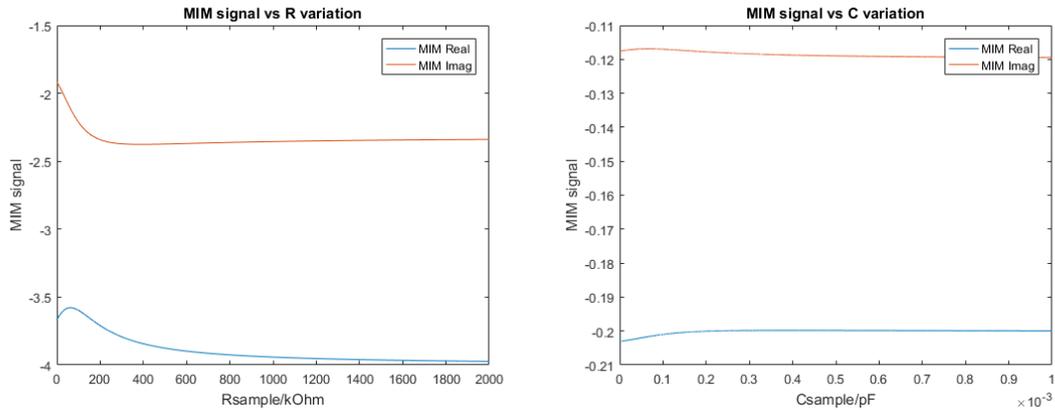


图 2.31 MIM 信号关于样品电阻、电容的变化图 (无抵消过程)

可以发现没有抵消过的信号数值较大, 实部与虚部数值差别较大。灵敏窗口范围以及信号跨度基本保持不变。

因此抵消过程对于 MIM 信号的一个作用在于置零, 这样一来可以施加更大的直流放大倍数 D 而不用担心饱和, 二来可以制定基准, 实部和虚部的变化都和初始点对比产生。

如果我们现在扫描一个具有导电梯度的样品，由较为绝缘的区域扫描至较为导电的区域，暂且认为针尖与样品的电容不变，且样品表面完全平坦。在绝缘区域时 MIM 的实部和虚部均为接近 0 的数值。而进入较为导电的区域时，即损耗 (lossy) 区域，MIM 的实部和虚部均为较大的正值。进一步进入更加导电的区域，MIM 的实部信号将很小，虚部将占主导地位。

第三章 微波阻抗显微系统

第一节 微波分辨原理

读者可能会觉得奇怪，搭建显微镜为什么要使用微波频段？光学显微镜面临的分辨率挑战是瑞利极限。艾里斑半径为 $r=1.22\lambda f/d$ ，其他条件不变时波长越长，光点通过透镜系统得到的艾里斑越大，像点就变得越模糊。而后人们开发出了电子显微镜，光源由电子枪代替，透镜由电磁线圈代替，收集从样品反射的电子强度分布。由于电子的物质波具有更短的皮米级波长，大大缩小了艾里斑半径，从而提高了分辨率。微波频段对应的毫米、厘米级波长要长得多，这样一种“迟钝”的波是怎样分辨样品的？

微波阻抗显微系统从原理上就和普通显微镜不同，作为近场显微镜的一种，MIM 基于近场相互作用，工作在样品表面一个波长的距离内。普通光学显微镜收集样品反射的传播波，而近场显微镜探测样品表面的隐失波。隐失波不同于传播波，不受瑞利极限的限制，为我们提供了突破衍射极限的机会。

在微波频段，绝缘和导电样品的信号将有极大的对比度。引用综述^[4]中的例子。对于介电材料和导电材料，色散关系 (dispersion relation) 分别为：

$$k_0^2 = \omega^2 \epsilon_0 (\epsilon' + \epsilon'') \mu \quad (3.1)$$

$$k_0^2 = \omega^2 \epsilon_0 (\epsilon' + i \frac{\sigma}{\omega \epsilon_0}) \mu \quad (3.2)$$

ϵ'' 表示介电材料的损耗， $\epsilon = \epsilon' + \epsilon''$ 表示材料的相对介电常数。对于 SiO_2 ，这个数值为 4。对于 1 GHz 的铝 Al，约为 $6.3 * 10^7$ 。与 SiO_2 之间的对比是相当大的。如果是在更高的 10^{14} 频段，这个对比将会下降 5 个数量级。

读者仍然可以提问，测量样品阻抗有许多的手段，通过电压除以电流就可以检测，AFM 的导电模式 c-AFM 就是这样工作的。然而 c-AFM 的显著缺点就是针尖与样品之间的电阻影响很大，有时形成肖特基接触，对样品电阻测量产生很大偏差，电极的制作也很麻烦。相比之下 MIM 基于微波的长程耦合，属于非接触式 (non-contact) 显微系统。免去了电极制作，并且在不破坏、不失真的前提下扫描样品性质。能够长距离耦合是微波相比于直流的优势之一。

微波更长的波长也带来了更大的灵敏范围，样品表面以下约 100 nm 深度的电性质依然可以被 MIM 检测到。MIM 具有亚表面 (sub-surface) 检测的能力。另外，微波与样品的相互作用仍然是经典的，便于解读。如果进入了光学频段，更

高的能量可能激发样品内的能带跃迁，要面临复杂的量子相互作用。

微波具有以上的优势为系统所用。

第二节 实际微波显微系统搭建

实际系统分为微波电路部分，测头部分以及扫描平台部分。

微波电路的搭建主要按照图2.27中的示意图进行。其中的部件多采用 Mini-Circuits 公司售卖的射频器件，用低损耗、相位稳定的射频线加以连接，组成微波测量盒，如图3.1所示。微波源采用 NI 公司的 QuickSyn 信号源 FSW-0010，其精度达 0.001 Hz，有利于我们将频率选定在共振峰值，减小偏差。相位噪声也很低，是品质极高的射频信号发生器。射频开关能够控制信号进入功率探测器或者进入混频器。功率探测器用于探测 V_{total} 的对应功率，其数值越小，说明抵消做得越加到位。而混频器，在我们系统中为正交解调器，则选为 SignalCore 公司的型号 SC5312A，它内置齐全的滤波器选择以及放大器倍数选择，能根据输入信号灵活调整，在保证信号较大的前提下，输出充分滤波的直流信号。器件大都连接散热片以固定和减小温漂，有源器件包括微波源、衰减器、移相器、微波功率探测器均连接电脑由程序控制。最终输出信号由外接穿板式射频接口导出。将输出的直流 MIM-Real、MIM-Imag 信号接入 AFM 的用户信号接口 (0-10 V)，就可以得到样品的扫描图像了。

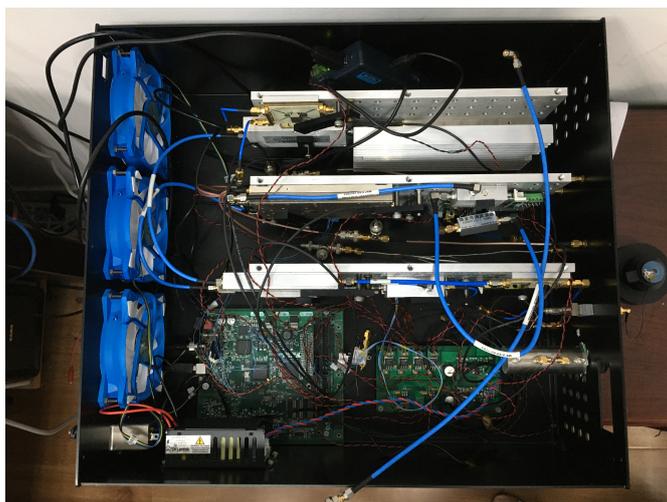


图 3.1

这里还需要特别解释一下 SC5312A 的工作方式。可以想见，普通混频器作为乘法器，其输出电压将随着输入功率的增大而增大，如果输入功率采用 dB 为单位，输出以伏特作为单位，则增长曲线呈现指数型，直到输入功率达到限制值为

止。而 SC5312A 作为正交解调器，其输出存在两条曲线，分别对应同相 (in-phase) 信号和正交 (quadrature) 信号，由于正交特性，两者之间存在相位差异，往往一者达到很大时，另一通道则较小。为了表现这样的相位差异，我们采取一个基准信号，当我们取信号范围为 0~5 V 时，基准信号往往取为 2.5 V 左右，信号大小与 2.5 V 的绝对偏差意味着其绝对大小，而信号大于或小于 2.5 V 则表示相位超前于或滞后于参考信号。可以理解为，同相信号与正交信号分别为以 2.5 V 为原点，夹角为 90° 的两向量在横轴上的投影。实际解调器有四路输出，通过两两差分给出最终信号。这里较为通俗地解释了我们正交解调器的工作方式，具体解释依然需要参照其说明书。实际操作中，需要将 MIM 实部的信号与参考信号相位调整至完全相同，才能够分离信号的实部与虚部。

测头部分采用特殊的扫描微波导电探针 SMIM150-G5。该探针由微纳加工制作，在导电 bond pad 与导电针尖之间存在导电通路，导电材料为镀金的铂 (红色部分)。制作这种针尖的一个重要原则是，导电通路与针尖周围必须存在良好的屏蔽，正如下图所示，以氮化硅作为绝缘材料，在绝缘材料外围又包裹了两层导电材料，以此增加屏蔽效果，减小耦合进入导电通路的寄生电容。引用文献^[6]中的示意图。微波信号由 bond pad 导入探针，在探针内部经由红色通路与针尖导电连接，这样微波信号可以在屏蔽良好的状态下导入到针尖，入射至样品上。

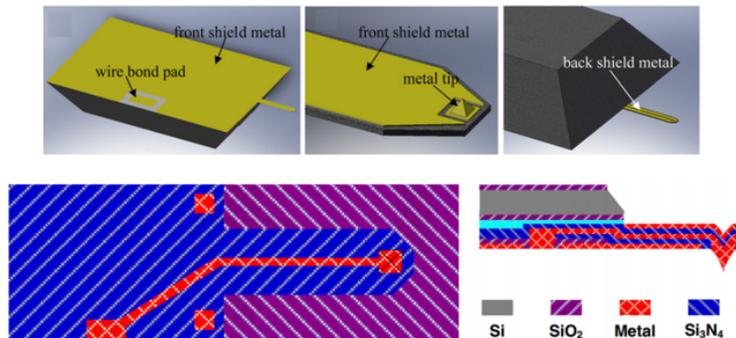


图 3.2 扫描微波导电探针 SMIM150-G5 示意图

实际采用的共振匹配单元示意图如下。电路板的传输线采用 CPWG(共面波导)，设计符合微波频率的设计规则以减小失配的影响。可调电容是得捷电子的微调电容器型号 1956-1070-ND，调节范围约 0.25-0.7 pF。

扫描平台直接采用牛津仪器的原子力显微镜 Asylum 系列的 MFP-3D Infinity 所固有的扫描平台，微波导电探针与该 AFM 是匹配的。这意味着探针的放置以及 AFM 的激光反馈电路与普通探针几乎完全一致。所以我们只需要将搭建完毕

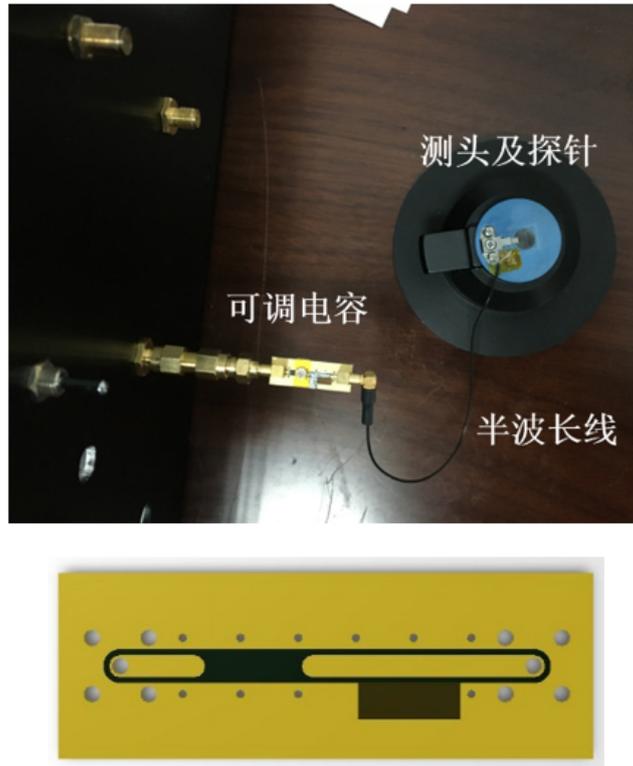


图 3.3 共振匹配单元的实现

的微波电路与微波探针连接起来。这一步我们做过一系列尝试，最终的方案是在测头处由 bond pad 直接通过引线键合的方式连接至半波长线的内芯，一根极细的铝线 ($0.1 \mu\text{m}$) 连接 bond pad 与半波长线的终端。如下图所示。接下来，只需要将正交解调器输出的 MIM-Real 以及 MIM-Imag 直流信号输入 AFM 控制器，就可以生成对应的扫描图像了。

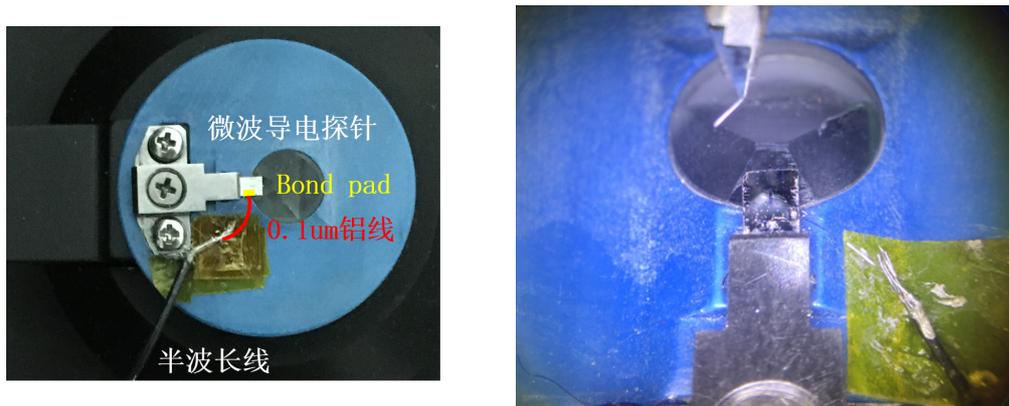


图 3.4 探针上的 bond pad 直接连接至半波长线的内芯

实际上由于铝线的阻抗与传输线 50Ω 不可能匹配，这部分存在一定的损耗。反映在共振峰上体现为峰值减小，灵敏度降低。正如图 2.20-2.26 表示的，铝线

相当于增加了额外的电阻值和杂散电容值，对应的峰值和变化程度都减小了。这是一部分恒定的影响，不会影响对样品变化的参数探测，我们只能通过尽可能地调节共振匹配和抵消来减小这部分影响。

微波电路集成在了我们自主设计定做的微波测量盒中，器件采用程序控制，并且编写了对应的 LabView 用户控制界面。微波电路以直接在界面处绘制出来，各仪器的参数均可通过输入框调节。程序内嵌 Z match, Cancellation, I/Q 等模块。

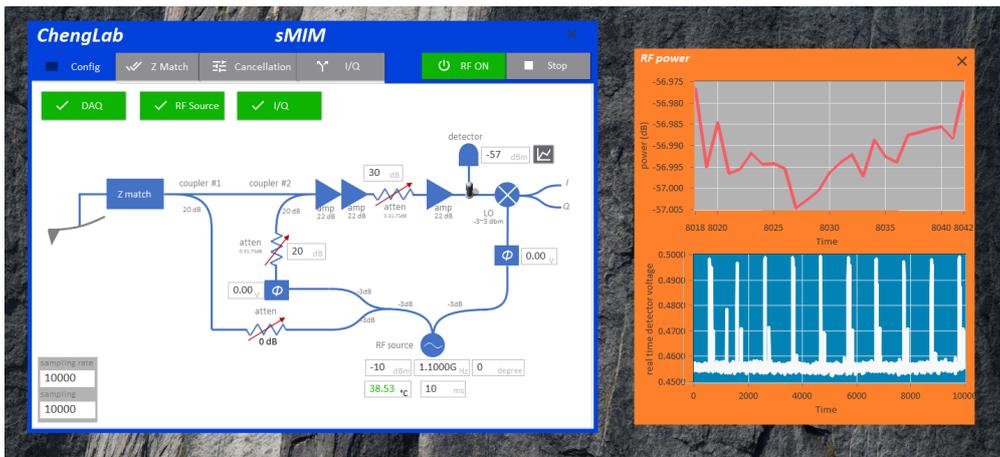


图 3.5 共振匹配单元的实现

Z match 通过扫描微波源的频率，作出功率探测器关于频率的图像以调整共振耦合。其中功率探测器的波形在界面右侧实时显示，便于监测和分析。Cancellation 通过扫描衰减器数值、移相器相位，作出以功率探测器数值为取值的二维热图，寻找最佳抵消点。I/Q 模块则分别读出正交解调器的同相和正交通道数值。

经过进一步测试，系统已经工作良好。下面给出具体的测试结果。

第三节 实际微波显微系统测试

首先，我们利用网络分析仪直接测量共振匹配单元的 S_{11} 以确认共振峰的位置。标定完毕 VNA 后，连接共振匹配单元至接口 1 测量，略微调节可调电容的大小，在 1GHz 附近得到最佳的共振状态。可以看到共振峰位于 1.242 GHz 处，峰值在 -37 dB，带宽约 1.13 MHz。对应的 Q 在 1100 左右。意味着在 1.242 GHz 的频率，微波将大部分由针尖发射出去，很少反射回来，反射信号的增加将由终端性质变化引起。

这里有一个技巧来判断共振峰是否工作正常。只需将连接针尖的半波长线断开，替换成另一根终端开路的半波长线。此时会出现另一个共振峰，与先前的共振峰较为接近，因为差别只是在于前者多出了一段铝线以及探针内部的导电部分。用手指在半波长线的开路端轻轻触碰，会发现共振峰随之产生明显的变化。这意味着现有的共振匹配单元能够对终端阻抗作出反应，可以构成灵敏的测头，能够继续使用。

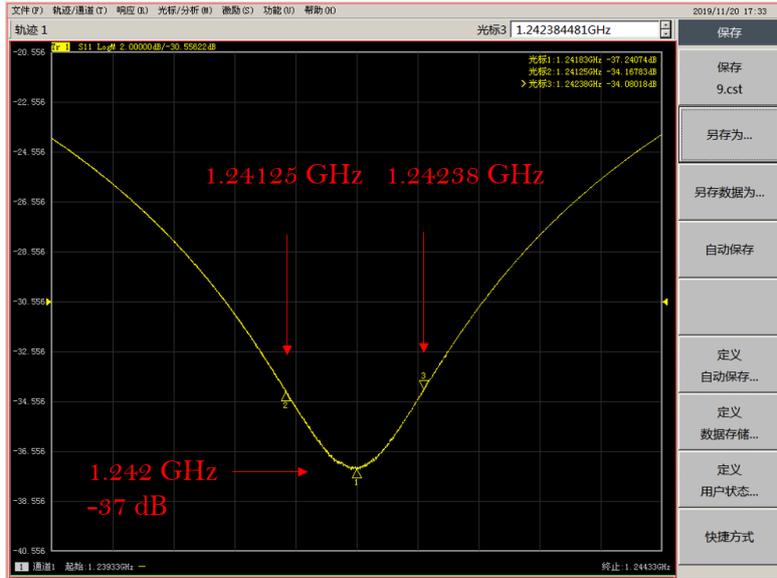


图 3.6 共振匹配单元的反射系数 S_{11}

接下来我们依照下图连接电路，VNA 测量的 S_{21} 参数能够反映新的反射系数 S_{11} 。以此来确认抵消过程的实现。其中射频开关 RF switch 能够控制抵消电路是否接入，有利于对比抵消前后的变化。

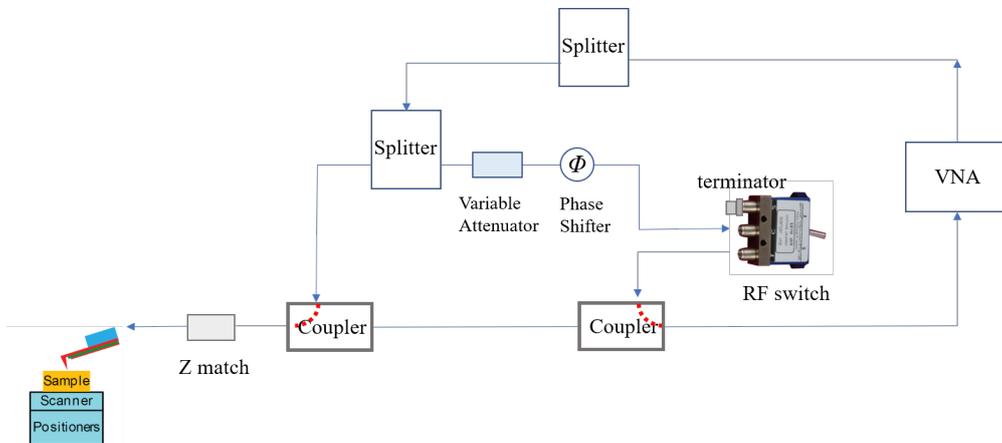


图 3.7 Cancellation 的直观测量电路

对于图片左侧的样品部分，应将 MIM 测头装载至 AFM 内部，固定半波长线以免除抖动影响。接下来调节激光位置使之刚好入射在探针的臂上，使反射激光强度 Sum 值最大，并设定好 setpoint。进行下针操作，当 Z 方向的压电陶瓷电压降低至临界值 70 V 时，探针距离样品表面约 $7\ \mu\text{m}$ 。此时可以在样品表面移动 AFM 测头，寻找想要扫描的区域，开始扫描样品了。



图 3.8 实验中使用的 AFM MFP-3D 及其测头

由最简单的样品讨论起，即金属条带样品。通过蚀刻 SiO_2 形成宽约 $5\ \mu\text{m}$ 、深约 $100\ \text{nm}$ 的凹槽，通过电子束蒸发的方式在凹槽内填充 Au，去除光刻胶后再蒸上一层 $100\ \text{nm}$ 厚的 SiO_2 。将样品表面用极细的砂纸磨平，就得到了金属条带样品。可以利用该样品观察导电区域 Au 与绝缘区域 SiO_2 的 MIM 信号差别。

由于很难控制 Au 蒸发的厚度与凹槽完全平齐，金属条带常常高于 SiO_2 表面，继续盖上一层 SiO_2 后依然进一步形成凸起。即使我们打磨完毕，表面依然存在 $50\ \text{nm}$ 左右的起伏。

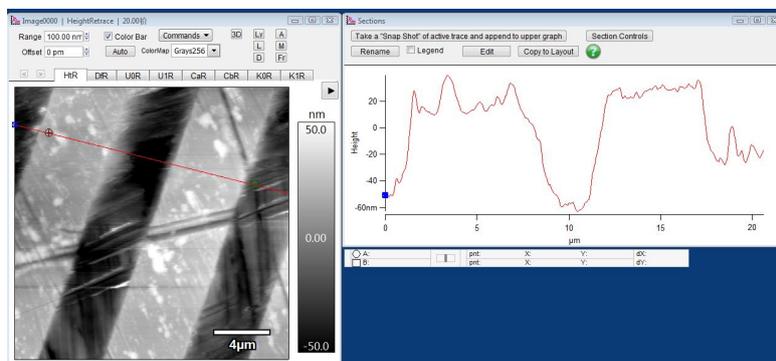


图 3.9 金属条带样品形貌

显然，当针尖处于金属条带表面时将存在较大的电容。正如平行板电容器的两板间距离越小，电容越大，此处导电针尖与金属条带距离很近时，也会产生一个很大的电容。而金属条带与绝缘区域之间本身就存在巨大的电导率差异，因此金属条带样品是强烈的电容对比和电阻对比样品。下面观察这样的电容和电阻信号是怎样影响共振峰的。

我们先在网络分析仪中观察共振峰的变化。将探针移动至绝缘区域上方，调节可调衰减器以及移相器的取值，共振峰将变得十分尖锐。调节完毕时，带宽低至 50 kHz，对应的 Q 也高达 21000。这与第二章数值模拟抵消的过程是符合的。

接下来进行的测试是，将探针移至金属条带边缘，扫描一个边长约 $2\mu\text{m}$ 的小区域，那么探针的环境将在金属与绝缘之间不断切换。此时观察共振峰的变化，可以看到存在两种可能的状态，如图 3.10 所示。横轴一个方格大约对应 5 MHz，纵轴一个方格约对应 10 dB。去除 offset 后，共振峰大约从 -55 dB 变化至 -30 dB，峰频率右移 0.005 GHz。

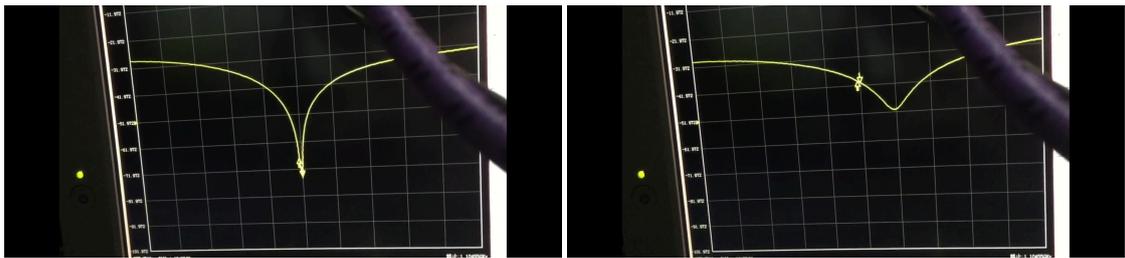


图 3.10 扫描金属条带样品的共振峰变化

对比图 2.22-2.25 可以发现，这样的共振峰移动与模拟是符合的。其中，由绝缘区域移动至导电区域时，电阻引起的峰频率变化为左移且数值较小。因此峰频率变化主要由电容信号引起，且和图 2.23 的数量级相同，均为 0.05 GHz。这样巨大的电容变化也会引起共振峰值的减小，依照图 2.23 的数值，变化大约为 20 dB。然而正如图 2.26 所示，当抵消在绝缘部分做的时候，无论电阻很小或很大，对应的共振峰值都是很大的。甚至可以认为，在由绝缘区域扫描至金属区域的过程中，电阻跨度直接由最右侧变化到了最左侧。因此电阻变化带来的共振峰值变化不大，所见到共振峰值减小的现象依然由电容变化引起，数值上也刚好相符。

如果将共振峰的变化过程录像并慢放，的确可以观察到如图 2.22 所示的移动过程，进一步印证模拟的结果。偶尔可以看到由左图峰状态变为右图峰状态的过程中，出现共振峰值变大，再减小的过程。这也很好理解，这是抵消没有做彻

底造成的。正如图 2.26 所示，达到完全抵消的位置 ($300\text{ k}\Omega$) 将会出现峰值的极高点，而如果抵消没有做好，很可能在其他值达到极高点，例如 $260\text{ k}\Omega$ 。在本例中，左图的 -55 dB 显然没有完全抵消，如果扫描样品路径上存在 $260\text{ k}\Omega$ 的点，很可能先达到更大的峰，再进一步减小。

共振峰的观察帮助我们理解 MIM 的扫描过程，真正的实验还是需要依靠固定在峰值频率的 MIM-Real、MIM-Imag 信号扫描。

现阶段，我们已经实现了全程序控制，真正的 MIM 扫图步骤均可通过 LabView 用户界面实现。断开 VNA，重新接回图 25 的电路。通过程序控制扫描微波源频率，作出探测器功率关于频率的图像，寻找共振峰的位置并将微波源频率固定在此处。接下来，固定该频率，控制扫描数控衰减器数值以及移相器数值，寻找二维热图的最低点，将衰减器和移相器的参数固定于此，完成系统的抵消过程。下图为抵消过程的示例。

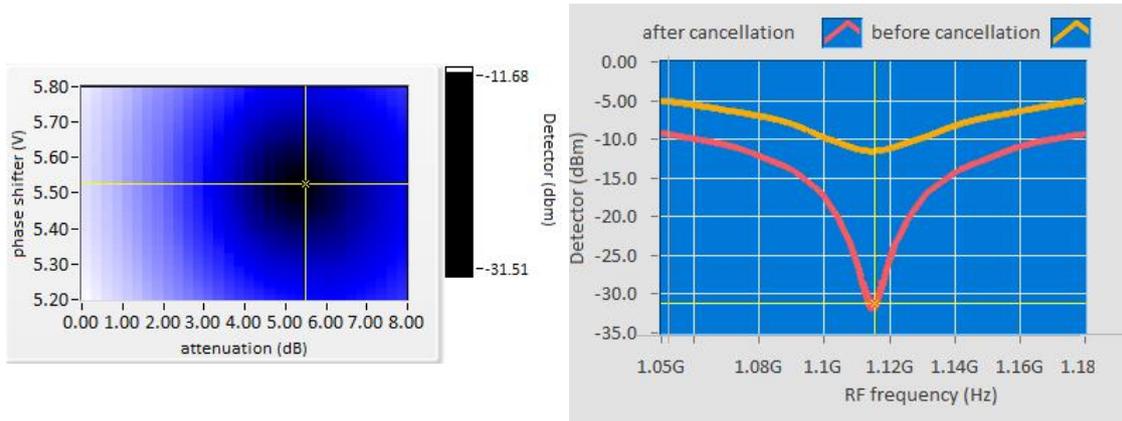


图 3.11 利用程序扫描二维热图以及抵消前后峰值的变化

接下来我们就可以进行样品的扫描。同样是金属条带样品，正交解调器的双通道输出信号如下图所示。

可以看到金属部分对应的同相信号和正交信号都十分巨大，以至于信号产生了饱和平台。这与图 2.30 的结论是类似的，相当于沿着横轴由右侧移动至左侧，MIM 信号将由小变大，实际样品中直接由绝缘体扫描到金属，对应台阶式的跃变。而对应很多尖刺的信号是绝缘部分，由于打磨过程的进行，样品表面高低不平。可以发现尖刺信号在一路中起伏较多，另一路中平整部分偏多。我认为这是由于绝缘部分的高低不平导致了电容的变化，绝缘部分对应的电阻信号相当于 2.30 左图较为平坦的部分，不会有很大变化。电容的变化可能由 2.30 的右图右侧变化至左侧，相比于巨大的能够产生平台的饱和金属信号，电容变化体现为一个较小的尖峰，表示电容在经过凹槽时减小，通过凹槽后又重新增大。

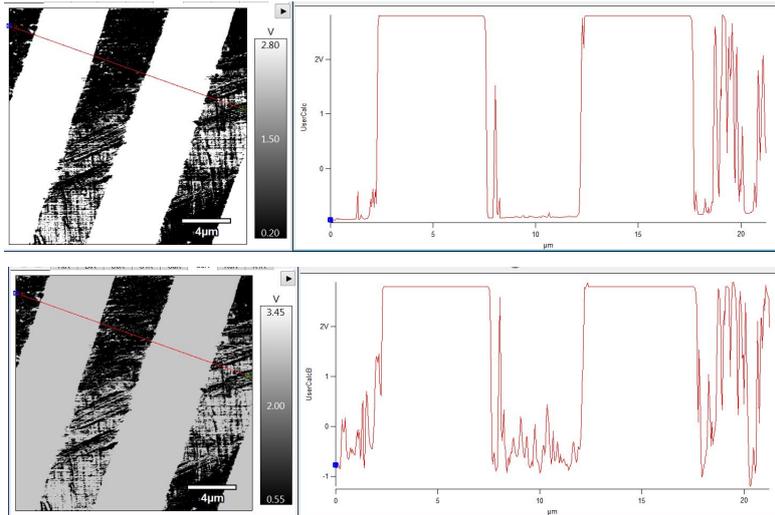


图 3.12 金属条带样品同相 I 以及正交 Q 通道信号

这个测试告诉我们纯金属性的样品产生的 MIM 信号是十分巨大的，也很好证明了 MIM 系统的工作方式。如果要得到中等大小的信号，我们需要回到半导体区域。常常扫描的样品是掺杂浓度不同的半导体样品。

掺杂硅样品能够很好地验证 MIM 的工作方式。通过在高电阻率的硅晶片上重复的方形区域 ($4 \mu\text{m} * 4 \mu\text{m}$) 以 10^{12}cm^{-2} 高浓度掺杂磷元素，将形成分立的导电区域分布。继续在 1100° 下退火 30 min，掺杂区域将扩散到周围，形成一个渐变的导电区域。该样品的一个优势在于它的表面十分平坦。由于 MIM 的信号变化基于针尖和样品之间的阻抗，形貌的变化势必对这样的阻抗产生影响，因此形貌对 MIM 信号的耦合是可以预见的。可以看到，未掺杂区域和掺杂区域的形貌变化在 2 nm 以内，即使存在形貌的耦合，影响也非常小。我们所观测的基本是 MIM 输出信号本身。由于存在不可避免的漂移，下面的很多图像经过了放平 flatten 处理。

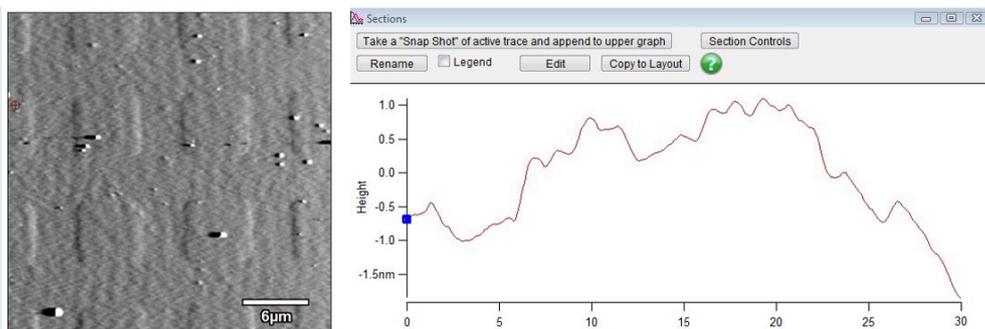


图 3.13 掺杂 Si 样品形貌

对硅掺杂样品的扫描图像如图所示。这样的图像看上去是有些奇怪的，因为

似乎只有边缘有明显的响应，造成一种方形区域只有边框存在掺杂的错觉。事实并非如此，正如图 2.30 所示，MIM-Real 通道对于样品电阻率的变化是非单调的，因此一种可能的情形是，由掺杂区域到非掺杂区域，电阻率逐渐减小，对应 MIM 的实部信号先增大再减小。

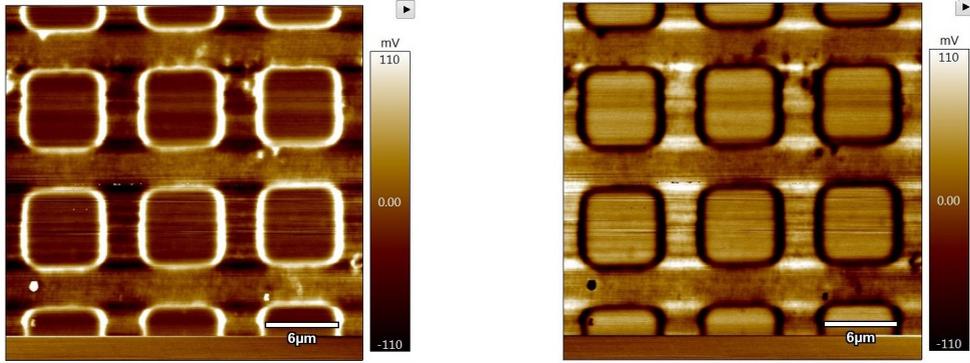


图 3.14 扫描掺杂硅样品的双通道图像

在我们的实际测试中，一个显而易见的缺陷是，我们现阶段并不存在很好的 MIM 实部、虚部信号分离手段，也就是说，现阶段 MIM 实部与虚部信号是混合在一起的。这是由于进入混频器的 RF 路信号经过了长长的微波电路，已经和参考信号存在了一定的相位差，需要我们通过另一个移相器补偿回来。我们所得到的双通道信号，实际上只是和参考信号同相以及正交的两路信号，并不代表真正的 MIM-Real 以及 MIM-Imag。如果想要真正分离实部与虚部，一种可能的方式是通过扫描纯电容性的样品 (例如 Al) 做好标定。然而更换样品所带来的相位影响又无法避免。后续实验中，我们希望能够分离实部和虚部信号，便于对信号的进一步解读。

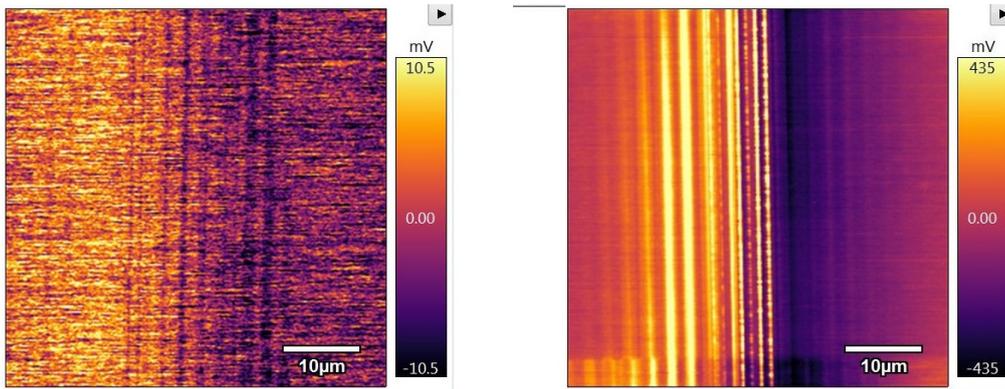


图 3.15 扫描 IFX 掺杂样品，是否进行抵消过程的对比图

图 3.15 所示为 infineon 公司生产的 IFX 掺杂标定样品。在 p 型硅衬底上，做出一条一条的掺杂浓度不同的 n 型、p 型区域，呈阶梯变化。以下为样品的扫描

图像，可以发现抵消过程对分辨率的提升十分显著。

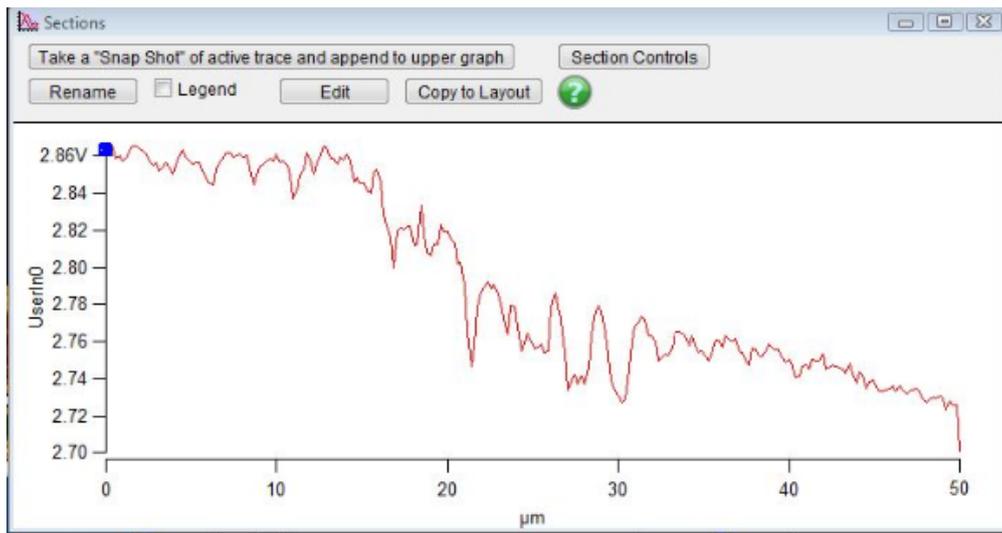


图 3.16 IFX 掺杂样品 MIM 信号截面

该样品的形貌起伏在 3 nm 以内，是很小的数值。可以看到 MIM 信号在不同掺杂区域有着明显的响应。试想在图 2.30 的左图中截取一系列分立的区域，对应的 MIM 信号均存在一些跃变，这也是上图中一些尖峰和较为平坦的信号峰来源。

除掺杂样品外，我们还扫描了埋在绝缘体下方的金属条带样品，也就是之前提到的金属条带样品没有经过打磨的时候。金属条带位于一层 100 nm 的 SiO_2 以下，然而表面仍然存在 70 nm 左右的形貌起伏。可以看到，相比与先前巨大的饱和金属信号，信号的数值小了很多，这是由于埋在绝缘体下方，整体的电阻增加，对应 2.30 左图中更右侧的区域，信号变化不大。

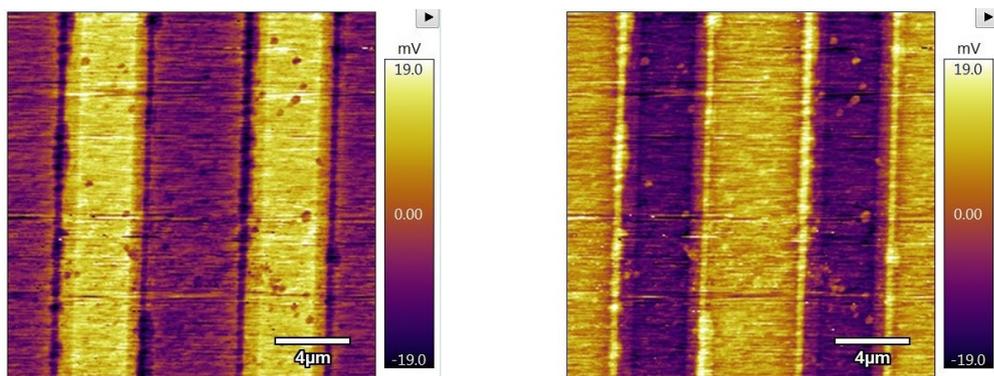


图 3.17 扫描埋在 100 nm Si 以下的 Au 条带的双通道图像

并且，在金属条带与绝缘区域的边界存在明显的不连续，表现为信号先减小再增大再减小，这是形貌耦合造成的。形貌耦合带来了强烈的电容性信号变化，

可以注意到，在 2.30 右图中，电容信号的变化方向与电阻的变化方向相反，二者交叠可能产生不连续。作为对比，这里给出另一个表面下方的金属样品。是埋在氮化硅下方的 Pt。该样品表面起伏不大，主要的起伏来自于下图中的一块杂质。扫描图像后发现不存在明显的边界处不连续现象。这些结果证明了我们的 MIM 系统能够明显地分辨表面以下的电性质，具有亚表面分辨能力。

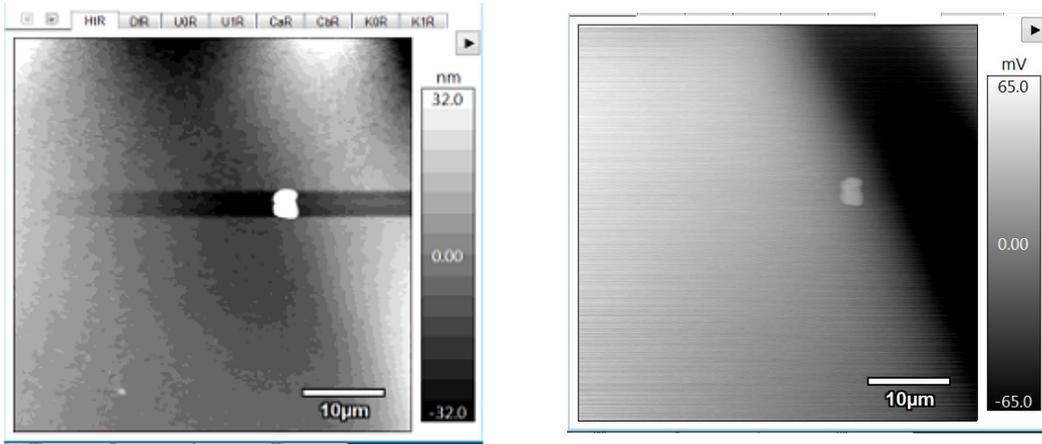


图 3.18 氮化硅下方的 Pt 对应 MIM 扫描信号

在半导体掺杂样品以及金属样品以外，我们还尝试探测氧化物样品的界面性质。导电纳米线书写技术作为我们实验室的标志性技术，已经应用到各个氧化物体系书写微纳器件，目前正在搭建低温下的书写平台。

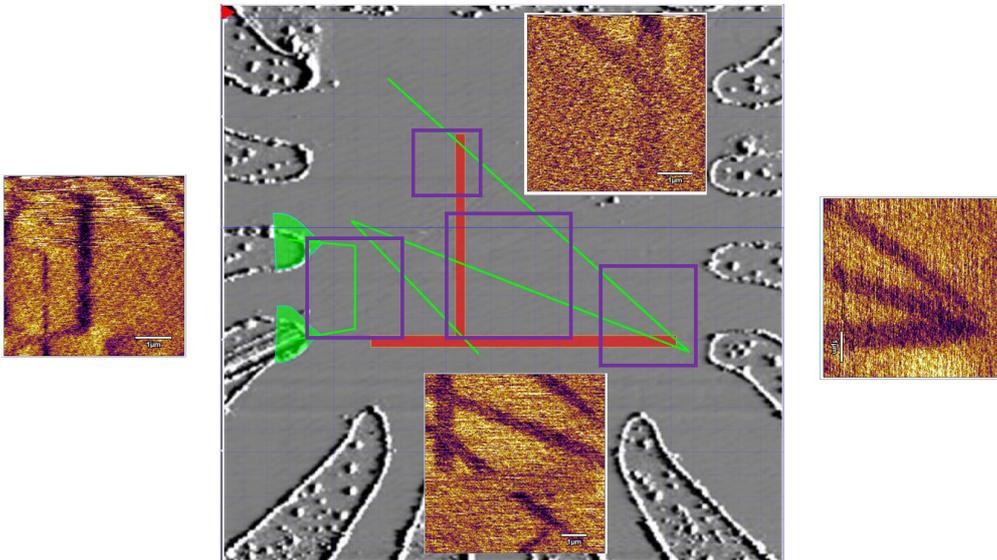


图 3.19 扫描 $LaAlO_3/SrTiO_3$ 界面处导电纳米线的图像

特定的氧化物通过脉冲激光沉积 (PLD) 或分子束外延 (MBE) 等方法，生长一定厚度在另一个氧化物衬底上，氧化物界面处则可能形成导电的二维电子气 (2DEG)。通过在导电针尖上施加电压靠近样品，我们能够调控二维电子气

的性质。如果缓缓移动针尖，就可以以针尖作为“笔”，在界面处“书写”导电的纳米线了，也可以书写绝缘区域。其中，铝酸镧/钛酸锶 ($LaAlO_3/SrTiO_3$) 是表现最为稳定，也是相关实验开展最多的书写样品。具体的机制有很多解释，最有名的是“水循环”机制^[7]。一般采用在钛酸锶衬底上生长 3 个元胞厚度的铝酸镧，此时界面呈现绝缘性质。但是通过书写的机制，可以产生导电通路，也就是我们想要探测的导电纳米线。

德州奥斯汀大学的赖柯吉研究组已经完成了 MIM 探测 $LaAlO_3/SrTiO_3$ 界面处导电纳米线的实验^[8]。这里呈现我们的实验结果。可以看到，上图中的边角处是连接样品与外界的金电极，电极所包围的平整区域是画布 canvas。绿色以及红色的区域是我们施加正电压，将样品界面“写”导通的区域。如果我们监测左侧两个绿色的漏斗 1 和 2 之间的电导，可以发现原先很低的只有几 nS 的电导跃变到了 μS 级，说明 1 与 2 之间已经联通。上图中给出了扫描 MIM 图像的几个区域，可以看到，奇形怪状的导电纳米线由于具有电导率的差异，可以在 MIM 系统中清晰的扫描出来。MIM 图像能够反映导电针尖对氧化物界面电性质的调控，这更加有力地证明了系统的强大电性质成像能力。

除了氧化物界面，我们还尝试书写单层石墨烯样品。通过湿法转移，单层石墨烯样品被转移到了我们的 canvas 上，接下来可以通过导电针尖施加电压脉冲等方式，调控表层的石墨烯性质。图中 topography 对应 AC mode 相位，其中横与竖线就是我们书写的一系列通路。众所周知单层石墨烯非常薄，伴随的形貌信号是很小的。但是由于石墨烯与氧化物导电性质的差异，我们的 MIM 系统依然能够明显地探测出电性质的差异，将其呈现出来。

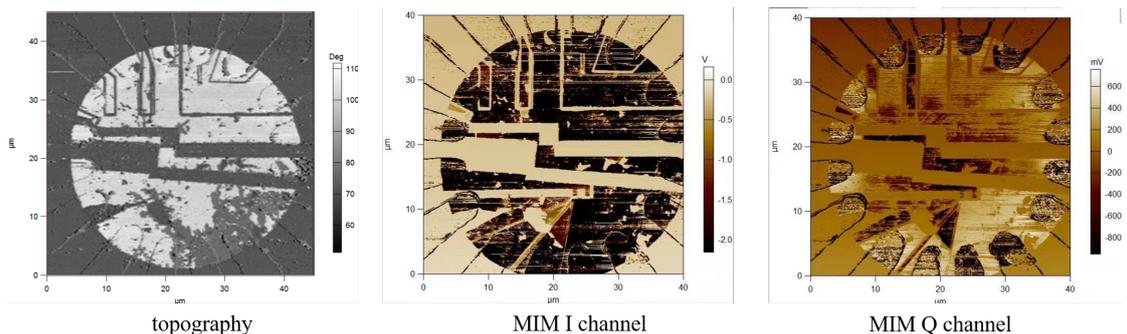


图 3.20 扫描单层导电石墨烯的图像

以上结果表明，我们自主搭建的 MIM 系统能够分辨不同的样品掺杂浓度，能够探测样品界面处的电性质，对单层薄样品的电性质也十分敏感。系统搭建取得了阶段性的成功。

第四章 总结与展望

本文主要探讨和计算了微波显微镜的工作原理，寻找了达到良好共振匹配的电容取值以及传输线长度，计算了共振峰随着样品性质的移动变化。计算了抵消过程并且计算了共振峰的品质因数。本文继续呈现以及分析了 MIM 系统的各个扫描图像，证明了我们自主搭建的微波显微系统具有分辨表面以及表面以下电性质的能力。

本文的重点在于两种角度分析，一种是共振峰的变化角度，从共振峰的共振频率及幅值变化分析对样品的响应。另一种是传统 MIM 信号角度，即从特定频率的输出信号的实部和虚部分析对样品的响应。将两种方法结合加深对 MIM 系统的理解，并将微波测量理论应用于实际，对微波显微系统扫描图像加以呈现和分析。

现有的综述存在很多缺漏。例如实际测试中，实部与虚部信号并未分离。例如模拟结果虽然与实际符合，但没有得出简单明确的结论而只能多加推测。测试样品过程中遇到的漂移和噪声也没有详细讨论。没有给出低温系统的设计。实际上，室温下的阻抗匹配单元也是可以在低温下发挥作用的，希望下一步可以在理解室温系统的同时给出低温系统的解决方案。

参 考 文 献

- [1] R.P. 费恩曼. 费恩曼物理学讲义: 第 2 卷[M]. 上海: 上海科学技术出版社, 2005: 313-326.
- [2] GUSTRAU F. 射频电路: 第 1 卷 射频与微波工程: 无线通信基础[M]. 北京: 电子工业出版社, 2015.
- [3] FERRARI J V L. Capacitance spectroscopy of semiconductors: volume 1[M]. Jenny Stanford Publishing, 2018: 1-31.
- [4] KUNDHIKANJANA W, YANG Y, TANGA Q, et al. Unexpected surface implanted layer in static random access memory devices observed by microwave impedance microscope[J]. *Semiconductor Science and Technology*, 2013, 28(2):025010.
- [5] 郑国鑫. 扫描微波阻抗显微镜的搭建及应用[J]. 中国科学技术大学学士学位论文, 2019:26.
- [6] YANG Y, LAI K, TANG Q, et al. Batch-fabricated cantilever probes with electrical shielding for nanoscale dielectric and conductivity imaging[J/OL]. *Journal of Micromechanics and Microengineering*, 2012, 22(11):115040. <https://doi.org/10.1088/0960-1317/22/11/115040>. DOI: 10.1088/0960-1317/22/11/115040.
- [7] BI F, BOGORIN D F, CEN C, et al. “water-cycle” mechanism for writing and erasing nanostructures at the laalo3/srtio3 interface[J/OL]. *Applied Physics Letters*, 2010, 97(17):173110. <https://doi.org/10.1063/1.3506509>.
- [8] JIANG Z, WU X, LEE H, et al. Direct imaging of sketched conductive nanostructures at the laalo3/srtio3 interface[J/OL]. *Applied Physics Letters*, 2017, 111(23): 233104. <https://doi.org/10.1063/1.5005917>.