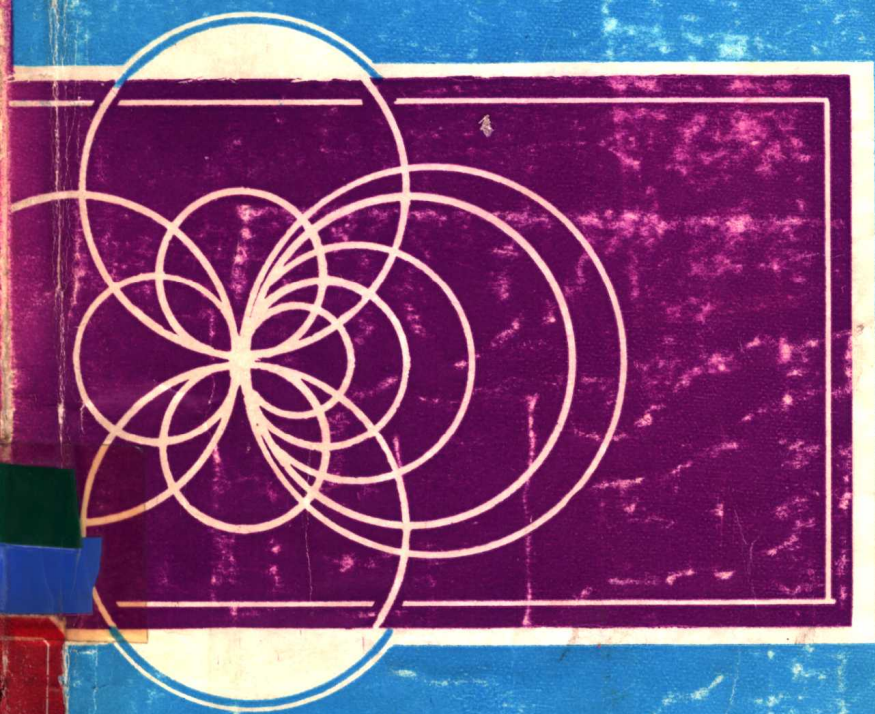


天线和雷达中的极化

原著 [美] H. 莫 特
林昌禄 等译 向敬成 等校



电子科技大学出版社

天线和雷达中的极化

原著 [美] H·莫特

林昌禄 等译

向敬成 等校

电子科技大学出版社

• 1989 •

内 容 提 要

本书系统地讲述了电磁波极化的理论及应用问题。论理充分，概念清晰，密切结合雷达、通信中的工程实际。全书共八章，分别讨论了天线、极化表示法、极化匹配、极化产生、部分极化、极化测量等。

本书可供雷达、通信、遥控遥测、电子对抗等部门的工程技术人员阅读，也可作为高等学校有关专业的教学参考书。

polarization in Antennas and Radar

Harold Mott

1986 by John Wiley & Sons, Inc.

Printed in United States of America

*

天线和雷达中的极化

原著 [美] H. 莫特

林昌禄 等译

向敬成 等校

*

电子科技大学出版社出版

(中国成都建设北路二段四号)

四川省石油局印刷厂印刷

四川省新华书店经销

开本 787×1092 1/32 印张 11.5625 字数 256千字

1989年7月第一版 1989年7月第一次印刷

印数 1—1500册

中国标准书号: ISBN 7-81016-193-8/TN·47

(15452·80)

定价: 4.50元

译 者 的 话

电磁波极化问题的研究日益引起人们的重视和兴趣。在雷达、通信、电子对抗、航天航空、遥控遥测等系统中，极化匹配良好与否所得效果迥然不同。因此，对极化问题必须充分认识和了解，但遗憾的是目前论述电磁波极化问题的专著在国内外均为罕见。

Harold Mott 著“天线和雷达中的极化”一书全面而系统地讲述了电磁波极化的理论与应用问题，论理充分，概念清晰，系统性强，形象具体，并较密切地结合了雷达、通信中的工程实际，是一本难得的好书。它不仅对从事无线电工程的科技工作者有较大参考价值，而且还可作为大学有关专业的高年级学生或研究生的教学参考书。

本书的缺陷是关于圆极化的产生及圆极化天线的测量讲述得过分简略，不过读者可参阅由林昌禄教授编著人民邮电出版社1986年出版的“圆极化天线”一书予以弥补。

本书序言、第一章由林昌禄译，第二章由郑鸣荣译，向敬成校；第三、四、五章由陈辅新译，六、七、八章及附录由胡美莉译，林昌禄校。全书最后由向敬成教授总审。限于译者水平，不妥之处想必难免，敬请读者指正。

1989年7月于电子科技大学

序 言

我相信波的极化概念虽不难理解，但却鲜为人知。电磁学基础课程通常仅限于讨论线极化波，即使我国使用的高级电磁学课程，对椭圆极化波涉及也不多。一般天线教科书（Kraus的“天线”课本例外）不是忽略了极化与极化匹配问题，就是只粗略地提到一点。Born和Wolf的“光学原理”对波的极化进行了很好的讨论。Clarke和Grainger的“偏振光与光学测量”广泛地处理了偏振光的问题。Beckman的“电磁波的解极化”和“电磁波从粗糙表面的散射”中（后一本书是与A. Spizzichino合写）讨论了由散射引起的极化改变。但是，这些书还没有一本可供必须处理极化问题的人们直接采用（特别是与雷达和天线相关的工作者采用），他们还必须从多种资料中去广积博采所需的极化资料和信息。

极化效应能为雷达目标提供重要的识别信息，采用最佳极化能增加目标横截面，减弱雨和地杂波，改善干扰对雷达和通信系统的影响。自适应阵可用作极化自适应、波束成形及零点控制，本书给出了这些应用的一个实例。另外，也列举了一些微波、毫米波雷达和通信以及光学应用的例子。处理极化问题的各种方法很有广为宣传的必要，我希望这本书能起到这个作用。

本书适于工程及物理学研究生和高年级大学生使用，对雷达和通信工程师以及与相干光源有关的工作者们也有重要参考价值。本书作为一学期课程已在研究生和高年级

大学生中使用，效果良好。学习本书必备的基础是：微积分和矢量分析知识，一些矩阵知识和电磁学知识，这相当于完成大学本科所要求的一些课程的学习。对于不具备这些条件的读者来说，天线导论一章将会提供满意的基础。该章省略了众多天线型式及确定辐射图和阻抗的众多方法的讨论，然而，它仍包含了重要的天线参数定义（取自1983 IEEE标准）及其用于通信和雷达系统中的各个方程式的扩展。事实上，补充天线阵的材料后，第一章到第四章就可作为兴趣在天线应用而不在天线设计的学生们一学期的天线课程。第三章中对天线极化匹配的讨论比任何标准天线课本都详细得多，这一章还分析了彼此指向不对准且极化不匹配的两天线之间的传输问题，并给出了分析中所用的坐标系间的欧拉(Euler)角变换。象这样完整的讨论通常在各类天线课本中都是没有的，很多天线书均侧重于天线设计而不是应用。这一章中的分析方法对光学和红外系统也是有用的。第四章讲述了几种天线的极化特性，并讨论了与之协同工作的测试天线，以便确定这些天线满足设计标准的程度。第五章讲述产生任何所需极化波的各种方法，并分析了一个极化自适应系统。

第六章讨论反射和传输引起的极化变化，引入了散射矩阵，包括一些常见反射体的散射矩阵。另外，也讲述了任意指向平面反射的解极化问题。第七章发展了部分极化波理论，它在射电天文学中是有用的，也可用于雷达中的干扰技术。最后，第八章讲从了测量电磁波极化特性的标准和非标准技术。

本书中极化比 P （或其修正形式 jP ）和圆极化比 g 是描

述波或天线极化特性的最基本参数。坡印卡勒 (Poincare) 球是表示极化信息的极好工具, 在发展某些定理中它是很有用的。例如, 一个未知极化天线和三个已知极化天线之间的三个极化匹配系数 (幅值) 足以确定该未知天线的极化特性的定理。所以, 本书的很多研究都用了坡印卡勒球, 因为 P 是球上极化点在平面上的投影, 书中采用 P 的任何方程都能很容易地变换到坡印卡勒球上的坐标。用极化椭圆的轴比、倾角和旋向描述波的极化比较形象, 但数学上很麻烦, 所以, 本书中没有广泛采用这种描述方法。

本书的一些材料是作者的成果, 但大部分材料取自其他作者的研究和论述, 特别是Kraus, Collin和Zucker, Balanis等的天线教科书以及Runsey, Sinclair, Deschamps, Born和Wolf, Beckmann等关于极化的论述。我对他们表示衷心感谢。

H. 莫特

1986年5月

目 录

第一章 天线导论

1.1 引言	(1)
1.2 矢量位	(3)
1.3 矢量位的积分解	(6)
1.4 矢量位的近似式	(9)
1.5 远区场	(11)
1.6 矢量积分在物理结构上的应用	(14)
1.7 辐射图	(16)
1.8 增益和方向性系数	(22)
1.9 偶极天线的场	(28)
1.10 互易定理	(33)
1.11 等效定理	(34)
1.12 偶极天线的输入阻抗	(37)
1.13 无限大接地平面中的开口波导	(43)
1.14 接收天线	(48)
1.15 天线间的传输	(58)
1.16 雷达方程	(59)
参考文献	(62)
练习题	(64)

第二章 电磁波极化表示法

2.1 引言	(65)
2.2 一般简谐波	(66)
2.3 平面波的极化椭圆	(69)

2.4	线极化和圆极化	(76)
2.5	功率密度	(76)
2.6	场矢量的旋转速率	(77)
2.7	面积扫掠速率	(79)
2.8	ξ 随距离的旋转	(80)
2.9	极化比	(81)
2.10	圆极化波分量	(83)
2.11	P 和 q 的关系及修正极化比	(85)
2.12	用 q 表示椭圆特性	(87)
2.13	用 p 和 P 表示椭圆特性	(89)
2.14	p 和 q 的范围表示的极化特性	(90)
2.15	$p(q)$ 和 $q(p)$ 的变换	(92)
2.16	$u < 0$ 时的变换	(96)
2.17	p 平面的极化图	(101)
2.18	q 和 w 平面上的重合点	(101)
2.19	轴比和倾角的等值线簇	(102)
2.20	$ p $ 等值线簇	(103)
2.21	ϕ 等值线簇	(106)
2.22	斯托克斯 (Stokes) 参数	(111)
2.23	坡印卡勒 (Poincare) 球	(112)
2.24	坡印卡勒球上的特殊点	(114)
2.25	变量间的其他关系	(116)
2.26	坡印卡勒球到平面上的映射	(117)
2.27	q 和 w 平面上的映射	(122)
	参考文献	(128)
	练习题	(129)

第三章 天线的极化匹配

3.1 引言	(131)
3.2 天线的有效长度	(131)
3.3 接收电压	(132)
3.4 最大接收功率	(136)
3.5 极化匹配系数	(140)
3.6 极化匹配系数的特殊情况	(143)
3.7 其他形式的匹配系数	(148)
3.8 匹配系数等值线簇	(152)
3.9 坡印卡勒球和极化匹配系数	(162)
3.10 使用一个坐标系的匹配系数	(165)
3.11 非共线排列天线的极化匹配系数	(167)
参考文献	(175)
练习题	(175)

第四章 一些天线的极化特性

4.1 引言	(177)
4.2 确定极化效应的测试天线	(179)
4.3 短偶极子	(184)
4.4 正交偶极子(绕杆天线)	(187)
4.5 带接地平面的正交偶极子	(189)
4.6 环天线	(192)
4.7 环和偶极子	(193)
4.8 无限大接地平面中的开口波导	(197)
4.9 喇叭天线	(201)
4.10 抛物反射面天线	(205)
4.11 窄极化波束宽度阵列	(225)

参考文献	(2295)
练习题	(230)
第五章 一般极化的产生	
5.1 引言	(232)
5.2 椭圆极化的简单波导系统	(232)
5.3 另一种波导系统	(237)
5.4 无耗功率合成器与分配器系统	(238)
参考文献	(250)
第六章 反射和传输中极化的变化	
6.1 线极化	(252)
6.2 椭圆极化波	(263)
6.3 反射和传输矩阵	(273)
6.4 目标的后向散射: 散射矩阵	(276)
6.5 圆极化波分量的散射矩阵	(286)
6.6 散射矩阵和极化比的关系	(289)
6.7 一些常见反射器的散射矩阵	(291)
6.8 从任意指向平面的反射	(298)
参考文献	(307)
第七章 部分极化	
7.1 引言	(309)
7.2 解析信号	(309)
7.3 准-单色平面波的相干矩阵	(310)
7.4 极化度	(316)
7.5 部分极化波的斯托克斯参数	(319)
7.6 部分极化波的极化比	(322)
7.7 部分极化波的接收	(323)

参考文献	(327)
练习题	(328)
第八章 极化测量	
8.1 引言	(329)
8.2 线分量法	(329)
8.3 圆分量法	(330)
8.4 极化图	(331)
8.5 功率合成器和分配器系统	(333)
8.6 不同有效长度的极化测量	(335)
8.7 幅值测量极化特性	(338)
参考文献	(341)
练习题	(342)
附录A 有效长度和增益间的关系	(343)
附录B 各向同性天线和无零天线	(345)
参考文献	(355)

第一章 天线导论

1.1 引言

本章介绍天线方向图、输入阻抗、增益、接收天线有效面积、损耗等概念，以及增益与有效面积的关系、弗里斯 (Friis) 传输公式和简单形式的雷达方程等。介绍这些概念和知识的目的是使没有学过天线的读者易于了解本书中有关天线的叙述，也可以作为关于天线理论知识的回顾，以便能顺畅地阅读后面各章。

没有实例就难于引入天线的概念，所以我们以线天线（如熟知的半波偶极天线）为例来讲述这些概念，孔径的辐射也将讨论。当然，在短短一章中不可能包含所有型式的天线。此外，本章的目的不是讲述这些天线的阻抗、电流分布、场强的求取方法。关于这些，读者可参看 Kraus, Elliott, Collin 和 Zucker 等的著作。¹⁻³

天线系统的设计工作似乎有些令人生畏，但实际上它可以分解为易于理解和完成的简单工作。这种分解较为方便且极富启发性。我们考虑图 1.1 所示两个天线：与发射机（振荡器）联接的发射天线（1）和与接收机（可作负载阻抗处理）联接的接收天线（2）。

1. 对振荡器而言，天线 1 视为一个负载阻抗或导纳（也许通过传输线或波导联接进行了变换）。我们希望找

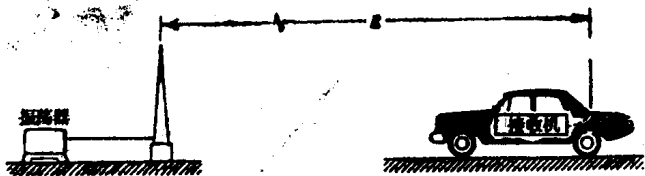


图1.1 发射和接收天线

出此阻抗（或导纳）值以达到匹配的目的，并确定天线所接受到的功率。

2. 天线所接受功率的一部分被辐射，另一部分变成热耗。我们必须找出总辐射功率。

3. 发射天线并不是在所有方向等量辐射，因此，必须确定天线的方向特性并找出接收天线处的功率密度〔坡印亭（Poynting）矢量幅值〕。

4. 对接收机而言，天线2视为电压或电流源，其源值一部分由入射功率密度确定。天线2还呈现有内阻。我们必须知道源值及接收天线内阻，以便求得到达接收机负载的功率。

5. 从天线1到天线2的传播路径不一定是直射的，也可能包含由地面（多径）或目标（如雷达中）的反射。严格地说，这些不是天线问题，但因为此书考虑了雷达应用，所以我们对这些现象也给予适当的叙述。

6. 图1.1中到达接收机的功率取决于两天线的极化特性以及在两天线之间传播过程中极化的变化情况（雷达中更是如此）。为了更好地打好基础，我们将极化问题的讨论尽可能推迟到后面各章进行。

7. 通常，上面列举各点均与频率有关，因此，天线

具有由阻抗、方向图等确定的有限带宽。如果天线、信号源、目标和负载的所有参数作为频率参数特性已知，则可直接确定带宽，因此，本书对此仅简略介绍。

1.2 矢量位

含磁源的非时变形式的麦克斯韦方程组为

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{H} &= \mathbf{J} + j\omega \mathbf{D} & (a) \quad \nabla \cdot \mathbf{B} &= \rho_m & (c) \\ \nabla \times \mathbf{E} &= -j\omega \mathbf{B} & (b) \quad \nabla \cdot \mathbf{D} &= \rho & (d) \end{aligned} \quad (1.1)$$

对于线性、均匀媒质， \mathbf{D} 与 \mathbf{E} 及 \mathbf{B} 与 \mathbf{H} 的关系如下

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E} \quad (a) \quad \mathbf{B} = \mu \mathbf{H} \quad (b) \quad (1.2)$$

于是，式(1.1)变为

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{H} &= \mathbf{J} + j\omega \epsilon \mathbf{E} & (a) \\ \nabla \times \mathbf{E} &= -\mathbf{M} - j\omega \mu \mathbf{H} & (b) \\ \nabla \cdot \mathbf{H} &= \frac{\rho_m}{\mu} & (c) \\ \nabla \cdot \mathbf{E} &= \frac{\rho}{\epsilon} & (d) \end{aligned} \quad (1.3)$$

式(1.1)中，磁荷密度 ρ_m 和磁流密度 \mathbf{M} 是虚设的，相应于 ρ_m 和 \mathbf{M} 的物理量并不存在。然而，当用表面上的等效源取代实际源来讨论某些天线问题时，它们又是很方便的。磁流密度和磁荷密度表明边界上场分量的不连续性。[参考文献2, p.31; 参考文献3, p.3]

因为麦克斯韦方程组是线性的，我们可以用叠加原理考虑两组源并分别对电源及磁源求解方程组

电源

$$\nabla \times \mathbf{H}_J = \mathbf{J} + j\omega \mathbf{D} - \mathbf{J} + j\omega \epsilon \mathbf{E}_J \quad (\text{a})$$

$$\nabla \times \mathbf{E}_J = -j\omega \mathbf{B}_J = -j\omega \mu \mathbf{H}_J \quad (\text{b})$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B}_J = \nabla \cdot \mathbf{H}_J = 0 \quad (\text{c})$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D}_J = \epsilon \nabla \cdot \mathbf{E}_J = \rho \quad (\text{d}) \quad (1.4)$$

式中，下标J表示电流密度J和电荷密度ρ产生的部分场。

磁源

$$\nabla \times \mathbf{H}_M = j\omega \mathbf{D}_M = j\omega \epsilon \mathbf{E}_M \quad (\text{a})$$

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{E}_M &= -\mathbf{M} - j\omega \mathbf{B}_M \\ &= -\mathbf{M} - j\omega \mu \mathbf{H}_M \end{aligned} \quad (\text{b})$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B}_M = \mu \nabla \cdot \mathbf{H}_M = \rho_M \quad (\text{c})$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D}_M = \Delta \cdot \mathbf{E}_M = 0 \quad (\text{d}) \quad (1.5)$$

式中，下标M表示磁流密度M和磁荷密度ρ_m产生的部分场。

首先考虑电源麦克斯韦方程组(1.4)。因为∇·B_J = 0, B可以用矢量位A的旋度表示为(A常称为磁矢量位)：

$$\mathbf{B}_J = \mu \mathbf{H}_J = \nabla \times \mathbf{A} \quad (1.6)$$

将式(1.6)代入式(1.4b)得

$$\nabla \times (\mathbf{E}_J + j\omega \mathbf{A}) = 0 \quad (1.7)$$

因为标量函数梯度的旋度恒为零，故可取

$$\mathbf{E}_J + j\omega \mathbf{A} = -\nabla \phi_J \quad (1.8)$$

式中，φ_J是标量位，常称为电标量位。

这样，可导出 \mathbf{A} 和 Φ 的方程，并由其解求得 \mathbf{D} 和 \mathbf{B} 。
取式 (1.6) 的旋度并代入式 (1.4a) 得

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{A} = \mu(\mathbf{J} + j\omega\epsilon\mathbf{E}_1) \quad (1.9)$$

利用广泛使用的矢量恒等式于 $\nabla \times \nabla \times \mathbf{A}$ ，将式 (1.8) 代入式 (1.9) 有

$$\nabla(\nabla \cdot \mathbf{A}) - \nabla^2 \mathbf{A} = \mu\mathbf{J} - j\omega\mu\epsilon\nabla\Phi + \omega^2\mu\epsilon\mathbf{A} \quad (1.10)$$

这里，只有 $\nabla \times \mathbf{A}$ 受约束 ($=\mathbf{B}_1$)。我们可以按照 Harrington⁵，Sommerfeld⁶，Panofsky 和 Phillip⁷ 的方法自由选取 $\nabla \cdot \mathbf{A}$ ，

$$\nabla \cdot \mathbf{A} = -j\omega\mu\epsilon\Phi, \quad (1.11)$$

这样选择后，再定义

$$k^2 = \omega^2\mu\epsilon \quad (1.12)$$

式 (1.10) 变为

$$\nabla^2 \mathbf{A} + k^2 \mathbf{A} = -\mu\mathbf{J} \quad (1.13)$$

引入 \mathbf{A} 和 Φ 之间的关系式 (1.11) 后，我们就不必去求 Φ 了。一经对式 (1.3) 求解，磁通量密度 \mathbf{B} 就可由矢量位 \mathbf{A} 得到。然后，用式 (1.4a) 可求得离开源的各点的 \mathbf{E}_1 ，或者由式 (1.8) 和式 (1.11) 求得 \mathbf{E}_1 。因此

$$\mathbf{E}_1 = j\omega\mathbf{A} - \frac{j}{\omega\mu\epsilon}\nabla(\nabla \cdot \mathbf{A}) \quad (1.14)$$

当仅存在磁源 \mathbf{M} 和 ρ_m 时，可采用类似于电源的方法由方程组 (1.5) 导出磁矢量位。利用式 (1.5d) 我们可定义电矢量位 \mathbf{F} 为

$$\mathbf{D}_x = \epsilon\mathbf{E}_x = -\nabla \times \mathbf{F} \quad (1.15)$$

式中，负号是任意的。