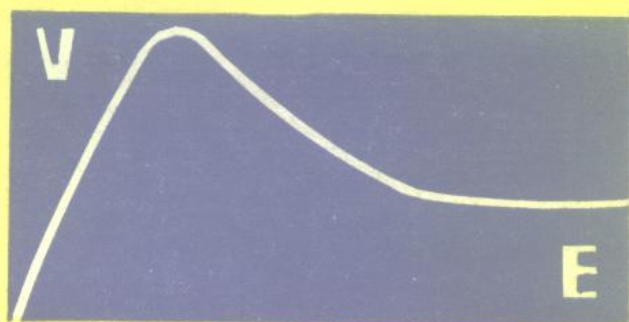


耿效应电子学

GENGXIAOYING DIANZIXUE



B.G.博施 R.W.H.恩格尔曼 著

73.7331
657
301

耿效应电子学

B. G. 博 施 著
R.W.H. 恩格尔曼

林金庭 韩继鸿 董行言 薛舫时 译
陆懋权 孙建平 陈福荫 周开孝

国防工业出版社

内 容 简 介

本书较全面系统地论述了耿效应电子学的物理过程、瞬动力学理论、工作模式、材料和器件工艺以及耿效应器件的有关应用电路，是一本以物理概念为主，辅以数学推导的理论性著作。书中内容丰富，某些章节有一定深度。

本书可供有关专业的大学教师、研究生和从事固体电子学和微波半导体器件及其电路应用的研制人员阅读参考。

GUNN-EFFECT ELECTRONICS

B. G. Bosch

R. W. H. Engelmann

Pitman Publishing 1975

*

耿 效 应 电 子 学

B. G. 博 施 著

R. W. H. 恩格尔曼

林金庭 韩继鸿 董行言 薛舫时 译
陆懋权 孙建平 陈福荫 周开孝

*

国防工业出版社 出版

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售

国防工业出版社印刷厂印装

*

850×1168¹/₃₂ 印张13⁷/₈ 351千字

1983年3月第一版 1983年3月第一次印刷 印数：0,001—3,800册

统一书号：15034·2392 定价：1.70元

译者前言

众所周知,近十年来,在微波领域内,耿效应器件正在发挥着极其重要的作用,它已经成为一种完全适用的固体微波源,其工作频率达到毫米波段。因此,耿效应器件获得了广泛应用,除能作微波射频源和宽带放大器之外,还具有脉冲产生和超高速逻辑方面的功能。在雷达、卫星通讯、航天技术、遥感以及其它微波系统中作为振荡器件,或是已经进入实用化阶段,或是有着广阔的应用前景。

自六十年代后期以来,我国许多研究单位、大专院校、生产部门在理论研究、器件制造和电路应用方面相继开展了不少卓有成效的工作,为我国固体微波源的大量应用奠定了良好的基础。由于耿效应电子学的物理概念和理论分析在砷化镓和其它Ⅲ-V族化合物中普遍适用,故可肯定,转移电子学理论不但能对现阶段砷化镓和磷化铟等耿效应器件给予恰当的解释,而且基于这一理论,在实验上也将会派生出其它有用的物理现象。

在我们现今见到的关于耿效应器件的书籍中,这本书仍不失为一本较好的著作。对从事固体电子学和微波技术工作的人员都会有一定的参考价值。本书相当全面系统地阐述了耿效应电子学的基本物理过程、各种工作模式、制造工艺及电路应用。其余方面请读者参阅本书译出的原序,这里不再赘述。

在翻译过程中,我们对原书在印刷方面出现的错误(包括文字、公式与图表)和个别不妥之处,都尽可能地逐一加注,作了订正。

由于译者水平有限,讹误之处,在所难免,衷心希望读者不吝指正。

译者

原 序

耿效应电子学，连同出现的其它新型固态器件，对微波领域造成了几乎是革命性的冲击。近年来，对于耿器件的了解、研制及应用，进展非常迅速，只是最近稍有减慢。耿效应电子学的某些具体应用，如正弦振荡器和宽带放大器，业已达到相当成熟的程度；而在脉冲产生和处理这一更为新近的分支方面，也已确立了基本原理。因此，结合我们自己近几年在耿效应电子学方面的研究工作和亲身经验，将这方面广泛而大量的知识整理成书，看来是时候了。

为已经写出的这本书选取一个恰当而简洁的书名并不十分容易。用精确的科学术语来讲，我们的论述包括现已称之为“转移电子效应”的理论及应用的各个方面。“转移电子效应”这一描述最初是希尔萨姆 (C. Hilsum) 于 1962 年提出来的。他与里德利 (B. K. Ridley) 和沃特金斯 (T. B. Watkins) 同时但独立地首先提出了基本工作原理。另一方面，虽然严格说来，“耿效应”仅仅指 1963 年耿 (J. B. Gunn) 首次由实验观察到的空间电荷偶极畴穿越过半导体样品这一特定的模式，但是现今已将此术语普遍用于以电子转移机构为基础的各种器件。我们最终决定采用“耿效应电子学”这一书名，尽管显然不大确切，但是比较通俗，使人印象更为深刻。所谓“耿效应电子学”，包含了以基本电子转移效应为基础的一切可能工作模式，而不管是否存在着偶极畴。

本书对耿效应（又名转移电子）器件进行了全面的论述，但对各部分的侧重不同。全书可以分为四个主要部分。前两部分属基本理论性质，其中第二章叙述有关的半导体物理；第三章至第五章叙述耿器件的各种工作模式；第六章构成本书的第三部分，

论述器件工艺，而七、八两章为第四部分，包含微波器件和微波整机以及数字电路方面的应用。

书中的器件物理具体地说是指电子转移机理，阐述的广度以对尔后各章能正确理解有限。本书特别着重描述在转移电子器件中发现的几乎是令人眼花缭乱的种种工作模式，并且对它们的分类和比较，以及区分各自的极限作了尝试。在实用方面，我们对器件工艺问题及其带来的限制（第六章）以及各种应用（七、八两章）也以相当的篇幅进行了论述。我们希望对所选资料作这样的编排会获得读者的赞同。

采用的写作方法是：提供评述性专题论文和普通参考文献的来源，目录中包含的论题有 900 多篇，广泛涉及已发表的文献；尽管如此，仍力图保留教科书的讲解作用和引导作用。为此，显然必须折衷。教科书的特色，举例来说，在解释器件性能时喜欢依据物理论证，而不只是引用由计算机获得的复杂的数值计算结果。读者将会看到以小字排印的许多补充片断，讨论的是更为特殊的问题，初次阅读时可以略过。

本书打算供大学生以及想了解耿效应电子学全部论题，或者需要其参考文献来源的从事电子学工作的工程师和科学家使用；并且，我们希望本书对那些仅仅想熟悉耿效应电子学某些特殊部分的工作者也将有所裨益。读者事先必须具有固态器件电子学的基本知识。

在写作书稿的过程中，我们得益于一些同事的中肯意见和建议，主要是贝克尔 (R. Becker)、弗雷 (W. Frey)、鲁塞尔 (P. Russer)、西姆 (H. Thim) 及野内 (H. Yanai)，他们阅读过几章初稿。而且，我们要特别感谢海纳尔 (W. Heinle)，他为我们进行过一些计算，并在其它许多方面予以友善的协助。有几部分书稿是我们在（西德）通用电气公司无线电研究所 (AEG-Telefunken Forschungsinstitut, Ulm/Donau) 从事耿器件研究工作时完成的，因此我们要向这个单位提供方便的行政管理部门致谢。

我们还愿对所有那些为此书付印帮助打印手稿和绘制了许多张图的人表示谢意。最后,我们深切地感谢丛书编者加姆布林(W. A. Gambling)教授,他对我们不吝指教,而且(虽是写在末尾,但并非最不重要)在处理我们两个祖国语言都不是英语的作者书稿时极其耐心。

B. G. 博施

R. W. H. 恩格尔曼

目 录

第一章 绪 论

1.1 有源微波半导体结型器件	1
1.2 半导体中的负微分电导率	3
1.3 耿氏的发现	6
参考文献	8

第二章 转移电子效应 (广义耿效应)

2.1 半导体能带结构	10
2.2 散射过程和电子分布	14
2.3 漂移速度-电场特性	22
参考文献	27

第三章 空间电荷偶极畴 (狭义耿效应)

3.1 引言	30
3.2 偏离电中性的问题	31
3.3 空间电荷层的成核和初始生长	33
3.3.1 理想样品	33
3.3.2 实际样品	36
3.3.3 具有阴极控制区的样品	39
3.4 偶极畴动力学	42
3.4.1 概述	42
3.4.2 基本方程	43
3.4.3 稳态畴的形式	44
3.4.4 三角形畴的动力学特性	46
3.4.4.1 一般数学公式	47

3.4.4.2 稳态畴的传播	51
3.4.4.3 瞬态特性	57
3.4.5 等效电路	61
3.5 谐振电路振荡器的工作方式	65
3.5.1 概述	65
3.5.2 延迟偶极畴模式	66
3.5.3 猝灭偶极畴模式	69
3.5.4 混合模式	72
参考文献	73

第四章 非偶极畴工作

4.1 引言	77
4.2 猝灭积累层 (LSA 模式)	78
4.2.1 基本概念	78
4.2.2 解析方法	83
4.2.3 空间电荷的控制	85
4.3 生长的空间电荷波	89
4.3.1 引言	89
4.3.2 一维近似	90
4.3.3 二维近似	94
4.4 稳态器件中的小信号负电导	102
4.4.1 亚临界掺杂浓度-长度乘积	103
4.4.1.1 概述	103
4.4.1.2 稳定性分析	104
4.4.1.3 负动态电导	109
4.4.2 亚临界掺杂浓度-厚度乘积	114
4.4.2.1 一般考虑	114
4.4.2.2 稳定性分析	117
4.4.2.3 实验证明	120
4.4.3 受控载流子的注入	123
参考文献	125

第五章 各种模式特性的比较

5.1 模式的分类和频率极限	130
5.1.1 引言	130
5.1.2 主模式	131
5.1.2.1 振荡模式	131
5.1.2.2 放大模式	137
5.1.2.3 各模式的绝对频率极限	139
5.1.3 转移电子效应的本征截止频率	141
5.1.4 副模式	148
5.1.4.1 振荡器的外部负电导	148
5.1.4.2 参量效应	151
5.2 效率和功率	152
5.2.1 引言	152
5.2.2 一般效率估算	152
5.2.3 温度关系	157
5.2.4 与偏置和电路的关系	158
5.2.4.1 简单渐近模型	158
5.2.4.2 复杂模型	175
5.2.4.3 实验验证	178
5.2.5 频率关系	180
5.2.6 功率阻抗乘积	183
5.3 噪声性能	188
5.3.1 概述	188
5.3.2 放大器噪声	189
5.3.3 振荡器噪声	195
参考文献	199

第六章 材料和器件工艺

6.1 半导体材料	206
6.1.1 概述	206
6.1.2 GaAs 晶体的生长	214
6.1.3 GaAs 晶体的测定	223

6.2 器件工艺	228
6.2.1 器件结构	228
6.2.2 接触的形成	235
6.2.3 其它制管工艺	239
6.3 热学研究	240
6.3.1 热沉	240
6.3.2 器件的热性能	250
6.4 失效模式与老化效应	252
参考文献	261

第七章 微波器件及应用

7.1 振荡器	270
7.1.1 电路考虑	270
7.1.2 性能	282
7.1.2.1 输出功率和效率	283
7.1.2.2 频率调谐	290
7.1.2.3 调制特性	295
7.1.2.4 注入锁相和大信号放大	297
7.1.2.5 噪声特性和频率稳定性	299
7.2 稳定线性放大器	306
7.2.1 反射型放大器	307
7.2.2 单向行波放大器	311
7.3 其它微波器件的应用	316
7.4 系统应用	318
参考文献	322

第八章 脉冲产生和处理

8.1 引言	333
8.2 基本特性	337
8.2.1 响应时间	337
8.2.2 脉冲触发	346
8.2.2.1 概述	346

XII

8.2.2.2 偏置触发	351
8.2.2.3 肖特基栅触发	359
8.2.3 传导通路分布	365
8.3 脉冲的产生和再生	370
8.3.1 开关和脉冲的再生	370
8.3.1.1 引论	370
8.3.1.2 单稳态工作	371
8.3.1.3 双稳态工作	377
8.3.2 脉冲发生器	379
8.3.2.1 简单的脉冲串发生器	379
8.3.2.2 复杂波形发生器	382
8.4 逻辑电路	391
8.4.1 概述	391
8.4.2 组合逻辑	395
8.4.2.1 “与”/“或”门	395
8.4.2.2 “非”门和禁止器	397
8.4.3 时序逻辑	398
8.4.3.1 存贮和延迟电路	398
8.4.3.2 移位寄存器	400
8.4.4 作为分系统例子的全加法器	402
8.4.5 模拟/数字和数字/模拟变换	405
8.4.5.1 概述	405
8.4.5.2 模拟/脉冲变换	406
参考文献	411
符号表	415

第一章 绪 论

1.1 有源微波半导体结型器件

自从 1948 年发明晶体管以来，半导体电子器件已被用于产生和放大几百兆赫以下频率的电磁波，大大取代了真空电子管。但是在较高频率，即微波频谱部分，以微波三极管、速调管、磁控管、行波管等形式出现的电子管‘有源器件’，尚未这样快地被半导体器件所顶替。部分原因是由于工艺上的困难，部分原因是由于渡越时间的限制。因为晶体中存在散射过程，使载流子能够达到的速度比在真空中的低，所以半导体器件在比真空管低的频率下就出现渡越时间的限制。微波领域重要性的日益增长（最近应用更多，诸如宇宙飞船通讯或微波交通控制等），自然促使人们想方设法改进设计思想，提高工艺，以便能够把半导体器件用于微波频段，这是因为体积小、价格低和可靠性高是半导体器件固有的优点。在过去十至十五年中，随着诸如微波晶体管、隧道二极管和变容二极管等器件的问世和日趋完善，这方面的工作已经取得显著的成就。

现在双极晶体管的最高振荡频率在 10 千兆赫范围内。这种晶体管要求结面积小，目的在于减小器件电容；但电流密度就会增高，因而产生了典型的梳状发射极结构。而且，如果要求载流子有足够短的基区渡越时间，则基区宽度必须做得非常薄。另一方面，减小基区宽度会增加基区电阻，而基区电阻和收集极-基极电容共同形成有害的 RC 网络，因此在设计最高频器件时必须进行折衷。最近由于工艺的改进，单极（场效应）晶体管的频率上限已经提到更高的水平，这种高频性能主要取决于与源栅电极充电有关的时间常数，即栅沟道电容和沟道电阻的大小。

隧道二极管的电流-电压特性存在负微分电导区，而且因其基本机构——电子穿透 pn 结势垒的隧道效应速度高，故工作频率能够超过 100 千兆赫。但是由于隧道效应以及由此而产生的负导区受到电压小于特定半导体材料的禁带宽度的限制 (≈ 1 伏)，故取得的射频功率电平极低。

因变容管微波发生器需要射频输入电源，所以是一种‘二次’功率源。它能通过参量变频过程产生较高频率的功率。这种参量变频过程依靠的是反向偏置 pn 结贮存电荷与外加电压间的非线性关系。其输出功率已达几百千兆赫。理想变容二极管的最高频率（即截止频率）与半导体材料的介质弛豫时间成反比（见 3.2 节）。对于有效的高次频率变换，必须级联一系列单个变容管倍频器，通常还含有附加的空闲电路，结果使电路很复杂。应用电荷贮存效应，也就是在部分射频周期内驱动变容管进入其导电状态，一般能改善倍频器的性能；在此情况下，去除反向偏置时贮存的载流子所需的时间，就成为决定高频极限的主要因素。

普通的半导体器件是通过控制 pn 结中载流子的流动来进行工作的。因而，即使改进工艺，在高频时本质上仍然受到渡越时间的限制。因此，从五十年代初期以来，人们就考虑到在半导体内能否像速调管和行波管一类的微波电子束器件那样，利用载流子的有限渡越时间来工作，而不是让它继续成为一种限制因素。

这方面的一个设想始于 1958 年里德 (Read) 提出的雪崩渡越时间二极管结构^[1,1]。在这种结构中，用射频电场控制小的、反向偏置的 pn 结中的雪崩击穿，然后让雪崩产生的载流子通过紧接着的均匀掺杂的半导体区漂移；漂移区的电场高到足以使载流子达到饱和漂移速度，这时，由于雪崩击穿的特点，会使电流相位落后电场 90° ，但这并不够，还需要适当地选择漂移区的长度，使电流相位再延迟 90° ，从而在外电路产生负的射频电导。虽然对这种器件的实验验证在当时的工艺上是办不到的，但是大多数根据原始里德结构并稍经修改的雪崩渡越时间 (Impatt) 二极

管，现在已十分成功地被用来产生直至几百千兆赫频率下的微波功率。

1.2 半导体中的负微分电导率

在半导体器件涉入电子学的早期，也考虑过在均匀半导体片子（亦即没有 pn 结的片子）中产生体内负电导的可能性，以便用于射频，特别是高频电磁波的产生和放大。由于 pn 结限制了有源区的体积，且伴有电容，若放弃它，不仅可能取得较高的射频功率和频率，而且还具有制造简单的优点。

由于能量守恒的要求，无法在整个电压或电流幅度范围内于样品两端获得真正的负电导，但可以预期，负微分值只产生在有限的范围内。由于要固定器件的工作点，就必须给它输送功率，因而总的（直流）电阻始终保持正值。电子学中涉及负微分电导或电阻的问题是众所周知的，可以追溯到上世纪最后几年“发嗡嗡声”的“像音乐似”的电弧放电现象^[1,2]。

让我们考虑一块均匀并且是重掺杂的 n 型半导体样品，亦即电流仅由多数载流子来产生的样品。在这种情况下，由漂移电流密度 $J = env$ 对电场 E 的导数所定义的微分电导率 σ' 可表示为[●]

$$\sigma' = \frac{dJ}{dE} = ev \frac{dn}{dE} + en \frac{dv}{dE} \quad (1.1)$$

必须把 σ' 与始终为正值总电导率 $\sigma = J/E$ 区别开来。如果电子密度 n 或载流子平均漂移速度 v 随电场的增加很快地下降，则 σ' 就取负值。在一定电场范围内的这种行为，构成如图 1.1 所示的强烈的非线性 $J(E)$ 特性。图 1.1 描绘出负阻管型的电压控制器件^[1,3]，亦即多

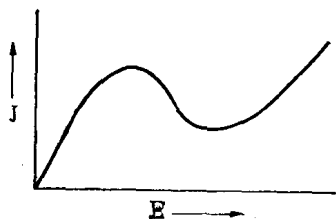


图1.1 负阻管型器件的电流密度/电场特性曲线（电流系指载流子电流密度 J_c 。）

● 撇号表示微分量。我们采用通常的方法指定电子电荷为正电荷，亦即基本电荷 e ，以免在方程中出现许多容易弄错的负号。

值电压（电场）的特性曲线。

1958年克罗莫 (Kroemer)^[1.4]提出一种半导体放大器, 该放大器中的负微分电导率 (n. d. c.) 是利用下述事实获得的: 荷电载流子的有效质量取决于半导体电子导带结构的形状。因此, 在载流子能量足够高时应成为负值 (见 2.1 节)。如果所需的能量可以由电场输送给载流子, 则就可望在这种器件中存在一个具有负微分迁移率 $\mu' = dv/dE < 0$ 的区域。这种放大器的工作频率应该达到 1000 千兆赫左右, 因为在一级近似中, 决定频率上限的仅仅是载流子的散射弛豫时间 (见 2.2 节)。克罗莫的想法至今仍未实现。由于在取得必需的高电子能量前就出现了其它相反作用的效应, 因而看来不可能获得“负质量放大器”。但是他的建议已诱导人们对半导体体内负微分电导率作进一步的研究。

1961年, 里德利 (Ridley) 和沃特金斯 (Watkins)^[1.5]假设了一种与电场有关的“电子俘获机构”。在此机构中, 由于俘获在带负电杂质中心上的电子处于非导电状态, 从而降低了自由电子密度。平均说来, 在电场值低时, 自由电子没有足够的能量克服杂质中心周围的势垒, 因此不影响导电机构。随着电场的增加, 自由电子获得越来越多的能量, 最终能够穿透势垒, 从而被俘获, 成为不可动电子。然而, 在电场很高时, 此效应便又消失, 因为这时自由电子获得的能量高到可以通过碰撞离化, 而把先前被俘获的电子从它们的位置上释放出来。因此, $dn/dE < 0$ 仅在一定的电子能量范围内存在。这种机构和波尔 (Böer) 在 1959 年为了解释他在光电导硫化镉 (CdS) 中观察到的电场不均匀性而提出的机构有关^[1.6]。波尔期望通过提高电场释放被俘空穴, 接着与导带电子复合, 再次产生 $dn/dE < 0$ 。

但是, 里德利和沃特金斯在 1961 年^[1.7]提出了另一种产生负微分电导率的机构, 希尔萨姆 (Hilsum) 在 1962 年也提出了这种机构。该机构的根据是导带中存在一种“多能谷”结构, 这就是在特定的电子能级上, 电子有效质量会猛然增加 (见 2.1 节); 当

提高外加电场时,如果电子从低质量态足够快地转移到高质量态,则在电场超过临界值时应能出现 $dv/dE < 0$ 的情形。特别是 GaAs、InAs、GaSb 及 InSb, 均被认为具有呈现这种“转移电子效应”所必须的能带结构^[1.8]。

1954 年,肖克莱 (W. Shockley) 的理论著作^[1.9]已指明,一块具有负微分电导性质的实际 n 型半导体样品,由于阴极一边(负偏压端)的边界条件而不可能在外电路中观察到静态或低频负电导。这是由于电子从阴极接触注入时, $dn/dE > 0$, 并且过补偿了由纯体效应产生的任何 $dv/dE < 0$ 或 dn/dE 所造成的结果。只有在很高的频率下,电荷从阴极的再调整才跟不上,因而任何固有的负微分电导率效应就变得显著了。

除非采取特殊的预防措施,否则就会在呈现负微分电导率的有限尺寸的半导体样品中发生第二个重要效应。正如赖克(Reik)在 1961 年^[1.10]、特别是里德利在 1963 年^[1.11]所指出并且被波尔等人早在 1959 年^[1.18]就已从实验上发现的那样,当原有的均匀电场进入负微分电导区时,在上述有限半导体晶体中的电场分布会变得不均匀;特别是在 n 型样品阴极接触处有可能形成一个高场区(或称为“畴”),而晶体中其余部分的电场却降到亚临界值。同时由于存在图 1.1 所示的 $J(E)$ 特性,结果导致电流密度减小(见 3.1 节和 3.2 节)。高场畴通常由泊松方程〔见方程(3.2)〕所表明的空间电荷偶极层组成,并且在电子漂移方向上运动,通过样品到达阳极而消失;然后又在阴极形成新的畴。因为畴的形成和消失分别伴随着样品电流的下降和上升,所以产生电流的周期性变化,亦即弛豫振荡。可用热力学来解释均匀样品偏置在负微分电导区时电场的不稳定性,因为分成这样两个不同电场的“相”产生的熵最小(这意味着焦耳热的产生最小),见文献[1.11]和[1.12]。

对于不同的负微分电导机构,畴的运动速度可以有相当大的变化。波尔观察到^[1.18]CdS 中的畴速为 10^{-1} 厘米/秒量级或者甚至