

半导体太阳电池

译文集



科学出版社

72.99
186

半导体太阳能电池 (译文集)

江明珞 周增圻等译

湯定元編校

154/03

科学出版社

1964

內 容 簡 介

本书收集了 22 篇有关太阳能电池的研究的外国文献,包括太阳能电池的基本原理、太阳能的利用問題、制造高效率太阳能电池所須要考慮的問題以及太阳能电池的研究制造的进展概况。

全书基本上是独立的、自成系統的,可供半导体工作者及太阳能研究工作者参考。

书末編有較完整的参考文献目录,共計二百余篇。

半 导 体 太 阳 电 池

(译文集)

江明谔 周增圻等译

湯 定 元 編 校

*

科 学 出 版 社 出 版

北京朝陽門大街 117 号

北京市书刊出版业营业許可証出字第 061 号

中国科学院印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行 各地新华书店經售

*

1964 年 8 月第 一 版 开本: 850×1168 1/32

1964 年 8 月第一次印刷 印张: 12 1/2

印数: 0001—3,350 字数: 325,000

統一书号: 15031·157

本社书号: 3031·15

定价: [科七] 2.10 元

編 者 序

能够把光能直接轉換成电能的光生伏特效应早在 1876 年就在硒上被发现。經過了半个多世紀的研究，到本世紀的三十年代才在工业上增添了几种对測量技术与自动控制都很有用的产品，如硒光電池、氧化亚銅光電池及硫化銀光電池。因为这类光電池的光电轉換(把光能轉变成电能)效率都很低，沒有可能去考虑太阳能的利用問題。1954 年硅光電池出現，能把相当大一部分(6%)的太阳能直接轉变为电能，利用太阳能直接发电的問題就立即成为一个现实的研究課題。出現了“太阳電池”这个名称，也出現了不少的研究文献。

近年来，由于空間科学的飞跃发展，空間运載工具的电訊設備需要輕便而长寿的电源，因而太阳電池的研究受到更大的重視。研究課題也增添了新的內容。除掉硅太阳電池仍在繼續研究改进外，还出現很多有关实际应用的設計与环境影响的研究工作，以及新型太阳電池的探索工作。在目前，硅太阳電池是空間运載工具中的最适当的电源。它的变太阳能为电能的效率最高达到 15%，大量生产也能达到 12—13%。还有其他几种材料的太阳電池正在发展中，例如砷化鎵单晶太阳電池的效率达到 9—10%，硫化鎘单晶太阳電池的效率达到 9%，硫化鎘薄膜型太阳電池的效率达到 3.5%；碲化鎘单晶太阳電池的效率达到 7.5%，而据說其薄膜型太阳電池的效率达到 6%。

这本譯文集就是为了介紹太阳電池的研究內容而編輯的。我們希望它能反映太阳電池的研究內容的全貌，同时又能作为这一領域內的研究工作者的一本比較緊湊的参考书。为了这一目的，我們在数目比較多的文献中仅选譯了一些与太阳能利用直接有关

的、而且比較基本的文章。象制造硅太阳电池的扩散工艺的研究文献和各种太阳电池的原材料的制备及性能的研究文献虽然对太阳电池的研究工作很有用,但是包括进去就会使这本书太厚,而且它們也不属于太阳电池的研究領域,所以沒有选譯在內。象有关太阳电池的輻照問題,文献較多,都选了就重复太多,因此只选了有代表性的两篇。对于与太阳电池直接有关的文献,則尽可能包括主要的文章,使这本譯文集更象一本独立的书。为了参考方便起見,书末附了一篇有关太阳电池的文献目录。这一目录主要是魏彥章同志提供的,編者謹向他表示謝意。

* * *

这本譯文集总共包括 22 篇文章。

第 1 篇是关于 $p-n$ 結光电池的基本理論的文章。这里假定 $p-n$ 結是“理想的”,导出光电池的短路电流与开路电压的公式,并由此討論光电池的轉換效率与結深度、光強度等之間的关系,但所有这些討論都是对单色光而言的,沒有涉及太阳能的利用問題。

第 2 篇文章与第 1 篇文章相似,不过在推导中把第 1 篇文章所忽略掉的表面复合的影响考虑进去。

第 3 篇文章才是真正討論利用太阳能的文章。作者 Loferski 根据真实的太阳光譜与半导体的特性探討了制造太阳电池的最佳材料。据計算, Si, In P, Ga As 及 Cd Te 都是太阳电池的优良材料,极限效率都在 20% 以上,其中以 Cd Te 为最好,达到 26.5%。这是假定“理想的” $p-n$ 結所得的結果。如果 $p-n$ 結不是理想的,則效率将大为降低。对这四种材料而論,其太阳电池的效率都下降到同样的水平,在 16% 上下。

由于在空間使用时,太阳电池本身可能具有較高的温度, Loferski 等又在第 4 篇文章中特別討論温度对效率的影响。計算結果表明:在温度低于 200°C 时, Ga As 是最好的材料。当温度升高时禁帶寬度較高的材料具有更有利的轉換效率。

第 5 篇是有关硅太阳电池的第一篇詳細报导的文章,虽然在

这之前已有过簡要的报导。那时，轉換效率只做到 6 %。在这篇文章中特別提出了串联电阻对效率的严重影响。

第 6 篇文章是有关硅太阳能电池的研究工作的总结性文章。作者 Wolf 系統地論述了太阳能电池在能量轉換过程中的能量损失因素以及在工艺制造中的对付方法。他認為：硅太阳能电池已达到相当完善的程度，工艺上的改进不大可能使效率再有大幅度的增加。进一步的发展也許是經過仔細的研究导致一些較小的改进，累积很多的小改进仍能使效率得到相当的增加。

第 7 篇也是总结性文章，主要是介紹 1962 年美国的太阳能电池的发展水平，包括硅太阳能电池在空間运載工具中的使用情况以及新型結構及新材料的太阳能电池的研究发展情况。

在第 8 篇文章中，作者 Moss 又重新推导了光电池的主要公式，并根据目前已知的有关 Si 及 Ga As 的吸收光譜及其他参数估計这两种太阳能电池所能达到的极限效率。他認為，硅太阳能电池的极限效率約为 15 %，目前已經达到，不大可能再提高。而 Ga As，由于它的吸收限很陡、禁带較寬以及电子的有效質量較小，将来有可能达到 25 % 的轉換效率。

接下去的三篇都是研究光电池的光譜响应的文章。光电池的短路电流或收集系数都是以吸收系数为参量的，只要作为光电池的材料的吸收光譜为已知，光电池的光譜响应就可以画出来。但是在推导短路电流的公式时，对少数載流子的运动可以采用不同的假設。

第 9 篇文章和前面的第 1, 8 两篇文章一样，假設少数載流子以扩散方式向 $p-n$ 結运动，由此推导出光电池的收集系数，并用电子計算机算出收集系数与吸收系数的关系曲綫。这組曲綫对任何材料都适用，只要光电池材料的吸收曲綫为已知，就很容易从这組曲綫画出該光电池的光譜响应来。利用这些光譜响应曲綫可以求 $p-n$ 結两边的少数載流子的扩散长度，有时也可求出結的深度。

第 10 篇文章的作者認為：扩散层中的杂质陡度所引起的电场

足以使漂移电流达到不能忽略的程度。因此在推导收集系数时必须同时考虑少数载流子的漂移电流及扩散电流。計算所得的結果表明：由于扩散层中电場的存在，表面复合的影响一般可以忽略，而基区对光譜响应的貢獻則相对地变得特別重要。因此利用光譜响应曲綫可以求基区的少数载流子寿命。

第 11 篇文章系統地分析了光電池的表面扩散层中的漂移場問題。事实上从光譜响应的測量并不能判断漂移場的作用是否重要。因为总的結果是少数载流子向 $p-n$ 結运动，不管有沒有漂移場的作用，都能賦予少数载流子以一个有效的寿命，仅从这一寿命值无法說出少数载流子的运动是电場牵引的还是扩散的。

第 12 篇文章提出了一个函数方法。用这个方法可以系統地研究表面复合、結的深度、少数载流子的扩散长度、扩散层中的漂移場以及材料的吸收光譜对收集系数的影响，因而可以避免許多数值計算的麻煩。利用了这个方法，作者得到硅比砷化鎳具有更有利的吸收光譜的結論，这与第 8 篇中 Moss 的看法正好相反。这篇文章进行具体計算时所引用的一些数据和概念，常与实际情况不符，是有問題的，但提出的方法是值得考虑的。

第 13 篇文章的作者研究了接触电阻与薄层电阻对太阳能电池轉換效率的影响。薄层电阻是一种分布电阻，計算起来很麻煩，作者是用电子計算机計算的。結果表明串联电阻的存在会大大地減低太阳能电池的轉換效率，而接触电阻的影响尤其厉害。

在第 14 篇文章中，Shockley 等利用細致平衡的原理計算了 $p-n$ 結太阳能电池的轉換效率。第 3 与第 8 篇文章中所計算的是“半經驗的”极限效率，它是太阳能电池有可能达到的最高效率。“細致平衡”的极限效率对電池制造而論可能永远也不会达到。但是从細致平衡的分析，我們可以了解哪些物理过程会使效率降低。例如，非輻射复合过程的存在会使 $p-n$ 結的特性偏离理想的情况，因而降低轉換效率。作者也具体地分析了硅太阳能电池，认为正向的伏-安特性曲綫与理想情况的偏离是由于复合中心存在的緣故。

第 15 篇文章就是根据这一想法而进行的工作。用某些热处

理的确可以改变 $p-n$ 結的正向伏-安特性曲綫的形状。由实验情况推断，正向曲綫的偏离理想情况可能是由于某些杂质的脫溶现象所致。但是这方面的工作做得还不多，目前是在开始阶段，还很难下結論。

下面两篇是关于輻照对光电池的影响的文章。由于太阳电池在目前的主要用途是在人造卫星上，这一类工作就具有重要意义。

第 16 篇文章是在实验室中用相当于在大气上层可能遇到的各种电磁波与高能粒子照射硅光电池，測量光电池的輸出功率下降 25% 所需要的輻照时间，也可以称为使用寿命。文中得出了一些具体的結果。但是由于我们对大气上层的輻射性质的知識不充分，这些結果仅有参考的价值。

第 17 篇文章系用第 9 篇文章所提供的从光谱响应曲綫的分析求載流子寿命的方法来研究硅光电池在受几种能量的电子和几种能量的质子轰击前后的寿命变化。由此推导出使光电池的轉換效率下降 25% 所需的“临界輻射通量”。一般而論， n/p 型（ p 型材料上扩散 n 型）光电池对輻照的抵抗力要比 p/n 型光电池強得多，这个现象的原因，至今还不清楚。但文中肯定电子和质子的輻照作用都是在光电池中产生复合中心，产生在基区的复合中心的影响很重要，而产生在表面层的可以忽略。如果光电池上不加保护层，则在受到天空輻射带中的质子輻照时，只要几小时就损坏得不能使用。

下面两篇虽不是研究太阳电池的文章，但对太阳电池的研究很有用。第 18 篇文章介绍了在硅光电池表面加抗反射层以減低反射損失的方法。第 19 篇文章介绍了一种模拟太阳光的实验装置。

在以上的 19 篇文章中，除掉仅討論一般問題的文章外，都是以硅太阳电池作为研究的对象。在目前除掉硅太阳电池外，还有一些其他材料（如砷化镓，硫化镉，碲化镉）的光电池正在研究中，并都已得到相当好的成果。目前砷化镓的主要問題在于如何制造出性能良好的单晶，因此很少見到有关砷化镓太阳电池的完整文

章。碲化鋇单晶太阳能电池曾經有人研究过，現在似乎中断。关于碲化鋇薄膜太阳能电池，最近才看到第一篇报导。因此在这本文选中我們沒有选译碲化鋇与碲化鋇太阳能电池的文章，而选译了三篇有关硫化鋇太阳能电池的文章。

第 20 篇是一篇最早的有关硫化鋇单晶太阳能电池的文章。这里也介绍了硫化鋇单晶的制备与性能，光电池的制备与性能。

其实要制造大面积的质量好的硫化鋇单晶是非常困难的，在目前也許是不可能的。因此用硫化鋇单晶做太阳能电池可能不是一个有前途的方向。另一方面，硫化鋇薄膜型的光电池可以做成大面积，虽然效率低一些，但可能是使单位功率的价格降低。这是要使太阳能电池能普遍使用所必須考虑的問題，因此薄膜型光电池是一个重要的发展方向。

第 21 篇文章报导了一种制造大面积硫化鋇薄膜太阳能电池的方法，达到 1 % 的轉換效率。

第 22 篇文章报导了用真空蒸发制造硫化鋇薄膜太阳能电池的制造方法及性能，其轉換效率最高达到 3.5 %。据作者推测，进一步发展有可能提高到 5 %。这是一个获得高的功率-重量比而成本低的太阳能电池的途径。

硫化鋇光电池有一个非常有趣的特点，就是它的光譜响应位于本征吸收限外，因此它的光电机构与一般的 $p-n$ 結的光生伏特效应不一样。关于这个問題也有很多研究文章，但由于这方面所牵涉的問題超出了太阳能电池的范围，因此沒有把它們包括在这一文集內。

湯 定 元 1963 年 10 月 15 日

目 次

編者序	(v)
1. $p-n$ 結的光电效应	Cummerow (1)
2. 表面复合对 $p-n$ 結光電池效率的影响	Бир 和 Пикус (14)
3. 为太阳能光电轉換器选择理想半导体材料的理論依据	Loferski (22)
4. 温度对光生伏特太阳能轉換的影响	Wysocki 和 Rappaport (39)
5. 硅太阳能轉換器	Prince (55)
6. 硅太阳電池研制的一些进展	Wolf (69)
7. 1962 年光生伏特電池的技术发展水平	Cherry (94)
8. 硅太阳電池和鎘砷太阳電池的潛力	Moss (113)
9. 太阳電池的光譜响应	Loferski 和 Wysocki (129)
10. 太阳電池的光譜响应	Dale 和 Smith (148)
11. 太阳電池的漂移場	Wolf (159)
12. 关于太阳電池的一些考虑	Kleinman (201)
13. 串联电阻对太阳電池的影响	Wysocki (233)
14. $p-n$ 結太阳電池效率的細致平衡极限	Shockley 和 Queisser (247)
15. 硅太阳電池的正向特性与效率	Queisser (268)
16. 輻射对硅太阳電池的影响	Loferski 和 Rappaport (283)
17. 輻照在硅光生伏特電池中所引起的变化	Baicker 和 Faughnan (301)
18. 硅光電池表面加抗反射层后的反射系数	Маловецкая, Вавилов 和 Галкин (324)

19. 太阳光谱的模拟.....	Bickler (329)
20. 硫化镉晶体中的光生伏特效应.....	Reynolds (338)
21. 大面积薄膜光电池.....	Moss (350)
22. 作为太阳能转换器的 CdS 薄膜光生伏特电池	Middleton, Gorski 和 Shirland (359)
有关太阳电池的外国文献	(375)

p - n 結 的 光 电 效 应*

R. L. Cumberow

引 言

在半导体材料中, p - n 結发生在杂质成分由受主型(p 型)向施主型(n 型)过渡的区域。借助杂质原子通过晶体表面的扩散^[1]或在培养晶体的时候分离杂质^[2]就能够形成这种結。鍺是一种通常用来制备此种結的材料,在鍺单晶体中有两个电子能带,它們决定着电导过程。一个是几乎完全填满电子的价带和一个几乎空的导带,导带比价带高 0.72 电子伏。在无杂质的材料中,费密能级几乎位于价带和导带間的禁带的中央。在 p 型材料中,它的位置低于禁带的中央,而在 n 型材料中,高于禁带的中央^[3]。

图 1 表示在平衡时結区域中的能级。平衡状态时费密能级在整个材料中應該是相同的。为了实现这个条件,应该发生电的偶层和与此有关的电位。静电势垒的高度等于 n 和 p 型材料导带底部的位置差。费密能级,因而势垒高度随杂质浓

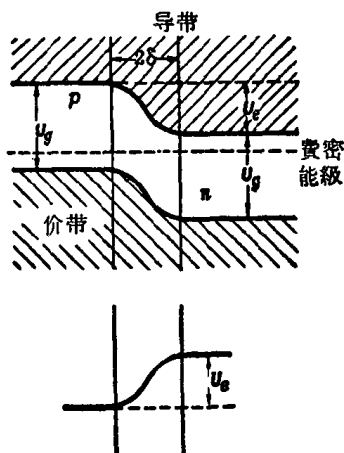


图 1 在 p - n 結区域中的电子能级和静电电位

* R. L. Cumberow, "Photovoltaic effect in p - n junction", *Phys. Rev.*, **95**, 16—21 (1954).

本文译自俄译文: Полупроводниковые Преобразователи Энергии Излучений (Сборник Статей), 262—274, изд. И. Л., 1959.

度和温度的变化而变化^[3]。空穴或价带中的自由能级,在它们与电子发生复合之前可以在 n 型材料中扩散一定距离。这个距离的平均值称为 n 型材料的空穴扩散长度。类似地可确定 p 型材料的电子扩散长度。

p - n 结的模型

本文讨论阻挡层光电效应时所用的结模型是一般理论的基础。它由如下假设来精确确定。

1. 结区域的厚度与 p 和 n 区域尺寸, n 型材料中空穴扩散长度或 p 型材料中电子扩散长度(研究一维场合)相比,小得可以忽略。所以在结区域中空穴或电子的产生或复合可以忽略不计。

2. 静电场完全限制在狭窄的结区域内。假定甚至在不平衡的稳定状态下,在结区域之外没有外电场。因而,载流子流是借助 n 型材料的空穴扩散和 p 型材料的电子扩散来调节。为了保证这种没有电场的扩散过程, n 型材料中的空穴或 p 型材料中的电子的非平衡浓度应该总是比电子或穴的平衡浓度小得多。

3. 施主或受主浓度总是很小,因此可使用玻耳兹曼统计代替费密统计^[4]。

结的方程

根据假定的模型,可以假定结的宽度为 2δ (图2)。 2δ 的距离

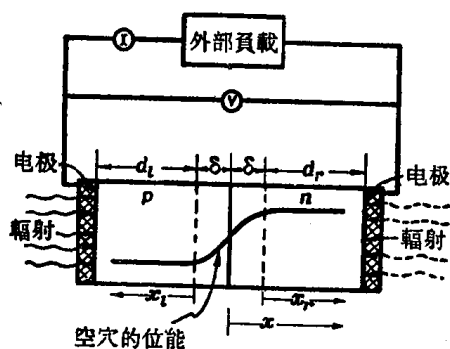


图2 供计算用的 p - n 结模型

比结中所有的其余尺寸要小得多(图2不是按比例绘成的)。当沿 x 轴方向穿过这个区域时(自 p 向 n 区域),静电电位增加 U_c 值。

p 和 n 区域间的静电势能之差等于 qU_c 电子伏,式中 q ——电子电荷; U_c —— n 和 p 区域间的平衡静电电势

差。于是,在势垒相对两面的空穴浓度可用下式表示:

$$p_n = p_p e^{-qU_c/kT}, \quad (1)$$

式中 p_n ——在 n 区域中的空穴平衡浓度; p_p ——在 p 区域中的空穴平衡浓度; k ——玻耳兹曼常数; T ——绝对温度。

在有限的扩散速度下,准平衡方程可以写成

$$p(0) = p_p e^{-q(U_c - U)/kT}, \quad (2)$$

式中 $p(0)$ ——当 $x_r = 0$ (或 $x = \delta$, 因为 $x_r = x - \delta$) 时在 n 区域中 $p(x_r)$ 的非平衡值; U ——加在结上并改变势垒高度的电压 (以后,属于此材料的在势垒右面的所有变数以 x_r 的函数表示,而在左面的以 x_l 的函数表示)。接入电池或借助光照在势垒附近形成非平衡电荷浓度,都能改变势垒的高度。综合方程式(1)和(2)给出

$$p(0) = p_n e^{qU/kT}. \quad (3)$$

对于在 p 区域内的电子,可以导出类似式子。以下我们只列出在 n 区域的空穴方程。但是在必要时,在相应的地方将列出类似的电子方程。

兹研讨 n 型材料的一个小体积。由于热产生的空穴或由某种其它方法产生的空穴在此体积中与电子复合。除此以外,由于扩散空穴渗入并离开此体积。在平衡状态时 (仅存在热产生的载流子),在这体积中空穴和电子的复合速度等于它们的产生速度。Shockley 和 Read^[5] 创立了空穴和电子的复合理论,他们假定有复合中心存在,在此处发生的复合比电子和空穴直接碰撞复合快得多。在解释测量所得的 n 型材料中空穴寿命很小时必须应用这种假设。利用[5]中的方程(3.8),(3.9),(4.4)和(5.4),并假定研讨的 n 型样品具有相当高的施主浓度,则空穴的热平衡下的激发方程可写成如下形式:

$$g_p = \frac{p_n}{\tau_p}, \quad (4)$$

式中 τ_p ——在 n 型材料中的空穴寿命,秒。根据文献[5]对于非平衡复合速度的类似方程可写成

$$r_p = \frac{p}{\tau_p}, \quad (5)$$

式中 p ——空穴的非平衡浓度。

如果用 $g(x)$ 表示由光子或其它辐射而引起的空穴产生率, 则总产生速度等于

$$g_p + g(x) = \frac{p}{\tau_p}. \quad (6)$$

空穴的总产生率应该等于空穴离开此体积的速度, 即

$$q^{-1} \operatorname{div} J_p = q^{-1} \frac{\partial J_p}{\partial x},$$

式中 J_p ——空穴电流的密度。

因此根据方程(6), 求得

$$g_p + g(x) - \frac{p}{\tau_p} = q^{-1} \frac{\partial J_p}{\partial x}. \quad (7)$$

因为只研究扩散电流, 所以

$$J_p = -qD_p \frac{\partial p}{\partial x}, \quad (8)$$

式中 D_p ——在 n 区域中的空穴扩散系数。

将 J_p 值代入方程(7), 求得

$$g_p + g(x) - \frac{p}{\tau_p} + D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} = 0. \quad (9)$$

回到图 2, 可以确定函数 $g(x)$ 。假定, 光是投射在 p 区域上。规定, 在光作用下, 结中央电子-空穴对的形成速度等于 g_0 。那时, 在 n 型材料(在结的右面)中的对产生速度等于

$$g(x_r) = g_0 e^{-x_r/L_\lambda}, \quad (10)$$

式中 $(L_\lambda)^{-1}$ ——波长为 λ 的光子的吸收系数。在结的左面,

$$g(x_l) = g_0 e^{x_l/L_\lambda}, \quad (11)$$

式中 $x_l = -(x + \delta)$ 。在光子投射的表面上,

$$g_s = g_0 e^{d/L_\lambda}.$$

如果在样品表面上投射有波长为 λ 的 H_ν 光子/厘米²·秒(计及了由电极或半导体反射的光子), 则当量子产额等于 1 时^[6],

$$g_s = \frac{H_s}{L_\lambda} \quad \text{和} \quad g_0 = \frac{H_s}{L_\lambda} e^{-d_l/L_\lambda}. \quad (12)$$

方程(9)的边界条件:

$$\text{当 } x_r = 0 \text{ 时,} \quad p = p_n e^{qU/kT}; \quad (13)$$

$$\text{当 } x_r = d_r \text{ 时,} \quad \frac{\partial p}{\partial x} = 0; \quad (14)$$

$$\text{当 } dr \rightarrow \infty \text{ 时, 对于所有大的 } x_r, p \rightarrow p_n. \quad (15)$$

如果用施主电极与 n 型材料(或受主电极与 p 型材料)连接时, 则边界条件(14)可以得到满足。这样的电极为少数载流子形成反射势垒, 而不为多数载流子形成反射势垒^[7]。如果电极所处的距离比扩散长度大, 则满足边界条件(15)。

在研究关于 n 型材料的微分方程和 p 型材料的类似方程时揭示了下列四种情况可能有实际意义: 1) 结的 p 型材料的表面受照射, n 型材料伸展到无穷远; 2) p 型材料受照射, 但 n 型材料的长度是有限的; 3) n 型材料的表面受照射, p 型材料伸展到无穷远; 4) n 型材料受照射, 而 p 型材料的长度是有限的。

对于第一种情况具有下列的解:

$$p = \tau_p g_p (e^{qU/kT} - 1) e^{-x_r/L_p} + \frac{\tau_p g_0}{a_p^2 - 1} (e^{-x_r/L_p} - e^{-x_r/L_\lambda}) + \tau_p g_p; \quad (16)$$

$$n = \tau_n \left[g_n (e^{qU/kT} - 1) + \frac{g_0}{a_n^2 - 1} \right] \frac{\text{ch}[(d_l - x_l)/L_n]}{\text{ch}(d_l/L_n)} + \frac{\tau_n g_0}{a_n^2 - 1} \left(a_n e^{d_l/L_\lambda} \frac{\text{sh}(x_l/L_n)}{\text{ch}(d_l/L_n)} - e^{x_l/L_\lambda} \right) + \tau_n g_n, \quad (17)$$

式中 $a_p = L_p/L_\lambda$; $a_n = L_n/L_\lambda$; L_p ——在 n 型材料中的空穴扩散长度, $L_p = (D_p \tau_p)^{1/2}$; L_n ——在 p 型材料中的电子扩散长度。在结中电子和空穴的电流密度之和给出总电流密度。对于第 1 种情况

$$J_p(0) = -qD_p \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)_0$$

$$= qg_p L_p (e^{qU/kT} - 1) - \frac{qg_0 L_p}{a_p^2 + 1}; \quad (18)$$

$$J_n(0) = -qD_n \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)_0$$

$$= qg_n L_n (e^{qU/kT} - 1) \operatorname{th} \frac{d_l}{L_n}$$

$$- \frac{qg_0 L_n}{a_n^2 - 1} \left(a_n e^{d_l/L_n} \operatorname{sch} \frac{d_l}{L_n} - a_n - \operatorname{th} \frac{d_l}{L_n} \right). \quad (19)$$

对于第2种情况

$$p = \tau_p \left[g_p (e^{qU/kT} - 1) + \frac{g_0}{a_p^2 - 1} \right] \frac{\operatorname{ch} [(d_r - x_r)/L_p]}{\operatorname{ch} (d_r/L_p)}$$

$$- \frac{\tau_p g_0}{a_p^2 - 1} \left(a_p e^{-d_r/L_p} \frac{\operatorname{sh} (x_r/L_p)}{\operatorname{ch} (d_r/L_p)} + e^{-x_r/L_p} \right) + \tau_p g_p. \quad (20)$$

n 的方程与方程(17)类似.

$$J_p(0) = qg_p L_p (e^{qU/kT} - 1) \operatorname{th} \frac{d_r}{L_p}$$

$$- \frac{qg_0 L_p}{a_p^2 - 1} \left(a_p - a_p e^{-d_r/L_p} \operatorname{sch} \frac{d_r}{L_p} - \operatorname{th} \frac{d_r}{L_p} \right). \quad (21)$$

$J_n(0)$ 的方程与方程(19)类似. 将 p 和 n 符号互换, 便可根据第1和第2种情况的方程得到第3和第4种情况的方程. 在任一种情况下, 电流密度都等于 $J = J_p(0) + J_n(0)$. 这个式子可写成如下形式:

$$J = q(e^{qU/kT} - 1)(g_p L'_p + g_n L'_n) - qg_0(L_1 + L_2), \quad (22)$$

式中 L'_p, L'_n, L_1 和 L_2 ——某些系数. (在此方向的电流一般称为整流器的“反”电流)

为了方便起见, 改变方程(22)右面部分的符号. 此时

$$J = qg_p L - qgL'(e^{qU/kT} - 1), \quad (23)$$

式中 $L = L_1 + L_2$ 和 $gL' = g_p L'_p + g_n L'_n$. 自方程(23)解 U , 得到: