

中国科学技术大学
博士学位论文



单光子雪崩光电二极管设计

作者姓名: 马健

学科专业: 物理电子学

导师姓名: 金革 教授 张军 研究员

完成时间: 二〇一四年六月九日

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



**Design of Single Photon
Avalanche diodes**

Author's Name: Jian Ma
Speciality: Physical electronics
Supervisor: Prof. Ge Jin Prof. Jun Zhang
Finished time: June 9, 2014

中国科学技术大学学位论文原创性声明

本人声明所呈交的学位论文,是本人在导师指导下进行研究工作所取得的成果。除已特别加以标注和致谢的地方外,论文中不包含任何他人已经发表或撰写过的研究成果。与我一同工作的同志对本研究所做的贡献均已在论文中作了明确的说明。

作者签名: 马健

签字日期: 2016. 11. 4

中国科学技术大学学位论文授权使用声明

作为申请学位的条件之一,学位论文著作权拥有者授权中国科学技术大学拥有学位论文的部分使用权,即:学校有权按有关规定向国家有关部门或机构送交论文的复印件和电子版,允许论文被查阅和借阅,可以将学位论文编入《中国学位论文全文数据库》等有关数据库进行检索,可以采用影印、缩印或扫描等复制手段保存、汇编学位论文。本人提交的电子文档的内容和纸质论文的内容相一致。

保密的学位论文在解密后也遵守此规定。

公开 保密 (____年)

作者签名: 马健

导师签名: 马健

签字日期: 2016. 11. 4

签字日期: 2016. 11. 4

ABSTRACT

Quantum information is a new technology by combination of quantum mechanics and information science, it is a great revolution to the classical information. For example, as an important part of quantum information, quantum computer have computing power that classical computer can't go beyond. Also it will become a major threat to many existing encryption system. Beside that quantum cryptography provides an unconditional secure means of communication. After 20 years, development in quantum cryptography has moved from the laboratory gradually toward practical application.

Single photon detector is a core device in many quantum information system. In quantum key distribution system, the performance of single photon detector can affect directly the performance of quantum key distribution system, including secret bit rate and the length over which secure keys can be distributed.

In this thesis, we design two kinds of single photon detector: Silicon single photon diodes and InGaAs/InP single photon avalanche diodes. Silicon single photon avalanche photodiode has many applications in experimental test of fundamental problem in quantum mechanics, quantum cryptography, time resolved fluorescence spectrometer. According to length of the depletion layer, silicon single photon detector can be divided into thick and thin type avalanche photodiode. The thick type silicon avalanche photodiode have high detection efficiency, but it's time resolution is poor. At the same time thin type silicon avalanche photodiode's detection efficiency is not high enough, but it's time resolution is very good. To solve this problem, we propose a novel silicon single photon avalanche photodiode. Different with the conventional silicon thin type silicon avalanche photodiode, there are nanostructure on the top of surface and bottom of diode. The depletion region is the same with thin type silicon single photon avalanche photodiode. By this way the detection efficiency of new silicon single photon avalanche photodiode have been improved a lot, the time resolution is still great because of thin depletion region. By optimizing the new structure silicon single photodiode we improve the detection efficiency further. We have designed a high detection efficiency avalanche photodiode that detection efficiency is even higher than the thick type silicon avalanche photodiode. Meanwhile because of its depletion region is much smaller, it

have much better time resolution than the thick type silicon single photon avalanche photodiode.

InGaAs/InP single photon avalanche photodiode have been used a lot in fiber quantum key distribution system. Detection efficiency, dark count, time resolution, after pulsing affect dramatically the secure rate and the distance over which the secure key can be distributed. In fifth chapter we investigate InGaAs/InP avalanche photodiode. In linear mode we introduce multiplication factor, the excess noise, response speed, and analyzes the factors that influence these parameter. In Geiger mode we analyze typical structure of InGaAs/InP avalanche photodiode, and calculate the electric field distribution inside the avalanche photodiode. Beside the electric field, we calculate the relationship between breakdown probability and excess bias, the breakdown probability distribution in the photodiode, and the temperature dependence of the breakdown voltage. Also we calculate the dark count rate of SPAD. These will provide some reference for the design of avalanche photodiode.

Key Words: quantum information, quantum key distribution, single photon detector, InGaAs/InP SAPD, silicon avalanche photodiode, nano

目 录

摘 要.....	I
ABSTRACT	III
目 录.....	V
第 1 章 绪论.....	1
1.1 引言.....	1
1.2 量子通信技术.....	2
1.3 量子通信进展.....	5
1.4 量子保密通信中的单光子探测器.....	6
1.5 本论文的主要内容.....	7
参考文献.....	9
第 2 章 单光子探测技术.....	11
2.1 光电倍增管.....	12
2.2 雪崩光电二极管.....	16
2.3 超导单光子探测器.....	25
2.4 上转换单光子探测器.....	29
2.5 本章小结.....	31
参考文献.....	33
第 3 章 电磁场计算.....	37
3.1 时域有限差分法.....	37
3.2 严格耦合波分析方法.....	40
3.2.1 二元光栅严格耦合分析方法.....	41
3.2.2 周期结构严格耦合波分析方法.....	42
参考文献.....	43
第 4 章 新型硅基雪崩光电二极管设计.....	45

4.1 硅雪崩光电二极管	45
4.1.1 薄节型硅雪崩光电管	45
4.1.2 厚节型雪崩光电管	48
4.1.3 CMOS 工艺制作的单光子雪崩光电管	49
4.1.4 共振腔型雪崩光电管	50
4.2 新型的雪崩光电二极管	51
4.2.1 器件结构	51
4.2.2 数值模拟	52
4.3 本章小结	65
参考文献	66
第 5 章 磷化铟砷化镓单光子雪崩光电二极管设计	69
5.1 磷化铟/砷化镓单光子雪崩管的结构	70
5.2 雪崩管线性模式和盖革模式的差别	71
5.3 线性模式	72
5.3.1 雪崩增益	72
5.3.2 额外噪声	73
5.3.3 暗电流	76
5.3.4 响应速度	76
5.4 盖革模式雪崩光电管设计	77
5.4.1 反射	78
5.4.2 吸收	78
5.4.3 电场分布	80
5.4.4 电离系数	81
5.4.5 雪崩电压	83
5.4.6 雪崩概率	84
5.4.7 暗计数	88
5.4.8 后脉冲	91
5.5 用于量子密钥分发的 InGaAs/InP 雪崩管设计	92
5.6 本章小结	98
参考文献	99
第 6 章 总结和展望	101

6.1 总结	101
6.2 未来展望	102
致 谢	105
在读期间发表的学术论文与取得的其他研究成果	107

第 1 章 绪论

1.1 引言

20 世纪量子力学的诞生，极大的改变了物理学的面貌，测不准原理、叠加态、隧穿、纠缠这些原来没有的概念出现在了物理学的语言里，超导、粒子衰变等经典理论解决不了的问题通过量子力学得到了解释。同时基于量子力学产生了诸如激光技术、半导体集成电路、核能等先进的技术，对人类的生活产生了巨大的影响。

近年来量子力学又与信息科学相结合产生了量子信息科学，改变了人们对传统信息科学的看法，而量子计算作为量子信息的重要组成部分，展示了经典计算所不具备的计算能力。1994 年 Peter Shor 提出著名的 Shor 算法 (Shor 1994)，指出如果量子计算机实现，通过使用 Shor 算法，大数的素数分解时间将从经典计算机的指数时间变成多项式时间，因为经典加密方法 RSA 加密法的安全性就是基于大数的素数分解，如果量子计算机实现，通过使用 Shor 算法，RSA 加密算法将在很短的时间就被破解，RSA 加密法将变得不再安全。另外一种很有用的量子计算算法是 Grover 算法，Grover 算法是 Lov Grover 在 1996 年提出的 (Grover 1996)。他在文章里指出：使用经典计算机，如果要从一个大的未知的数据库里找出一个特定的元素，假设这个数据库总共有 N 个元素，找出特定元素的时间平均需要 $N/2$ ，如果在量子计算机里使用 Grover 算法去求解这个问题，这个时间只需要 \sqrt{N} ，时间大大的缩减。鉴于从数据库中搜索特定数据这个算法的普遍应用，如果量子计算机能够实现，Grover 算法将会带来重要的影响。

除了量子计算机提供的强大计算能力外，量子信息里的量子保密通信提供了一种无条件安全的通信方式。量子保密通信是到目前为止量子信息技术里最实用的技术，在量子保密通信过程中使用具有量子特性的单光子作为携带信息的载体，量子力学里的不可克隆原理，测量塌缩原理等基本原理解保证如果通信的双方按照一定的协议进行通信，那么能够在通信双方之间实现无条件安全的通信。这将给政府、军队、银行等需要高度信息保密的行业带来巨大的影响。量子保密通信经过将近 30 年的发展已经进入实用化的阶段，现在世界各地已经有多家公司开始出售量子保密通信系统，量子信息技术已经开始进入人们的生活。

1.2 量子通信技术

信息的安全自古就受到高度的重视,重要信息一旦泄漏就会产生很严重的影响。二次世界大战时德国用 Enigma 密码机加密的信息被盟军破译,导致军力的部署以及军队的动向被盟军掌握,这些信息对盟军战胜德军起了重大的作用。而当今信息时代,黑客通过互联网窃取军事、商业、个人的隐私信息,这给个人和社会都造成了恶劣的影响。

为了保护信息安全人们通常会对信息进行加密,这样即使窃听者拿到加密后的信息也不能从中还原出初始的信息。加密的方法有很多,比如将信息里的字符用其他字符进行替换,或者是将信息里的字符通过一定的规律进行位置置换等,这样信息被窃取以后对方也不容易了解真实的内容。随着社会对信息安全的要求越来越高,一些更为复杂的加密算法被提出,如现在对于网络信息加密,政府,军队等信息系统有应用的 RSA 加密算法。RSA 加密算法是 1977 年由 MIT 的 Ron Rivest, Adi Shamir 和 Leonard Adleman (Rivest, Shamir, Adleman 1978) 三人提出。这种算法的安全性基于大数分解的高难度,即知道两个大的素数,想得到这两个素数的乘积是很容易的,但是如果知道一个大数,想从这个大数分解出它的两个素因子却是很困难的。现在 RSA 仍然被广泛的应用,且能够抵抗现有的大多数密码攻击。但正如前面提到的,随着 1994 年 Shor 算法的提出,如果量子计算机能够实现这个加密方法将失效。

但是也有一种加密算法被证明是无条件安全的。在 1917 年 AT&T 公司的 Gibert Vernam 提出了一次一密的加密概念,即如果用一串完全随机的,密钥长度和信息本身长度一样的密钥对信息进行加密,在保证这个密钥只使用一次且这串密钥没有被窃听者拿到的情况下,能够在通信双方建立一种无条件安全的通信。需要注意的是这里的随机密钥必须是真正的完全的随机,并且随机密钥只能使用一次,不能重复使用,这才能保证无条件安全。

过去一直没有办法绝对保证在信息发送方和接收方之间一次一密随机密钥本身的安全,如果随机密钥被窃取,传输的信息也就不安全了。

1984 年 C. H. Bennett and G. Brassard (Bennett, Brassard *et al.* 1984) 在解决这个问题上迈出了历史性一步,他们提出了现在称为 BB84 协议的量子密钥分发协议。该协议利用量子力学的特性,通过经典信道和量子信道的结合进行随机密钥的分发,能够在发送方和接收方之间产生一组完全随机的密钥,基于量子力学的原理能保证产生的这组随机密钥是无条件安全的。

下面我们以光纤通信网络中的偏振编码 BB84 协议为例介绍一下 BB84 协议的基本原理,在这个协议里需要使用到单光子的 4 个偏振态,这 4 个态分别是

$|H\rangle = |1\rangle$, 水平偏振

$|V\rangle = |0\rangle$, 垂直偏振

$|+\rangle = (|0\rangle + |1\rangle) / \sqrt{2}$, 正 45 度偏振

$|-\rangle = (|0\rangle - |1\rangle) / \sqrt{2}$, 负 45 度偏振

将这四个态分成两组基, 分别是 HV 基矢和+-基矢。

协议的分发需要一个量子通道和一个经典通道。另外为了方便我们假定发送方为 Alice, 接收方为 Bob, 窃听者为 Eve。BB84 协议量子密钥的分发过程是:

首先 Alice 从四个偏振态中随机的选取一个态通过光纤发送到 Bob 那里, Bob 从两组测量基矢中随机选取一组对接收到的单光子的偏振态进行测量。根据量子测量塌缩原理, 对量子态进行测量时, 量子态会向测量的基矢塌缩, 比如在我们的这个例子里如果有一个光子是原先处于 $|+\rangle$ 态, 我们用 HV 基矢对这个态进行测量那么光子会塌缩成 $|H\rangle$ 态, 或者是 $|V\rangle$ 态。这样在 Bob 选择完测量基矢对接收的光子偏振态进行测量的时候就会出现两种结果, 一是 Bob 选择的基矢和光子所处的基矢是同一组, 即如果光子是 $|+\rangle$ 态或者 $|-\rangle$ 态, 选择了+-基矢, 如果光子是 $|H\rangle$ 态或者是 $|V\rangle$ 态选择了 HV 测量基矢那么测量之后就能够得到正确的结果, 原先是什么态测量之后还是什么态。另外一种结果是如果 Bob 选择的基矢和 Alice 发送的光子的偏振态不是属于同一个基矢, 那么测量之后光子就会向测量基矢塌缩。例如发送的光子是 $|+\rangle$ 态, 测量基矢是 HV 基矢, 测量之后有 50% 的概率得到 $|H\rangle$ 态, 50% 的概率得到 $|V\rangle$ 态, 这个时候得到的偏振态就不是原来的偏振态了。测量完成以后, Alice 和 Bob 再进行一个基矢比对的过程, 即 Alice 通过经典的信道告诉 Bob 发送的光子是属于哪组基矢, Bob 再核对自己所使用的测量基矢, 如果自己的测量基矢和 Alice 的一致, 保留测量结果, 如果不一致就将结果舍弃, 经过这个过程以后 Alice 和 Bob 就共享了一段密钥了。最后为了核对这段密钥的安全性, Alice 和 Bob 再检查这段密钥的错误率, 因为如果在 Alice 和 Bob 中间有一个窃听者 Eve, 那么他在对光子进行测量时也和 Bob 一样随机选取测量基矢, 根据量子不可克隆原理 Eve 不可能克隆一个和原来的偏振态一样的态只能对由 Alice 发送到 Bob 的这个光子进行测量, 而这个测量会导致原来的光子有一定的概率发生改变, 这样即使是 Alice 和 Bob 的测量基矢是匹配的, 最后得到的结果也可能是不一致的, 也就是这个窃听的行为会增加最终原始密钥里的错误率, 检查这个错误率, 如果这个错误率大于一定的阈值我们就认为被窃听了,

舍弃这段密钥，重新发送直到这个错误率是小于这个特点的阈值，这个阈值的选取是根据如果小于这个错误率可以通过隐私放大的方法将泄露给信息减小到任意小 (Deutsch *et al.* 1996)，这样就可以保证生成的密钥的无条件安全。

得到这个密钥以后，结合一次一密的加密方法就可以保证通信的安全了。

理论上可以证明只要保证单光子源是真正的单光子源就可以保证通信的无条件安全。不过很遗憾的是到目前为止提出的各种单光子源，如通过光学腔囚禁单个原子，金刚石中的色心，半导体微腔中的量子点等方案都还不够成熟，在现有的量子密钥分发系统中主要还是用半导体激光器衰减后产生的弱相干光作为单光子源，在这种单光子源中光子数分布满足如下的表达式

$$p(n, \mu) = \frac{\mu^n e^{-\mu}}{n!} \quad (1)$$

其中 n 为光子数， μ 为平均光子数， p 为这个相干光中含有 n 个光子的概率。在现有的量子密钥分发系统中 μ 经常取为 0.1，在这个条件下在非空脉冲中大约有 5% 的脉冲含有超过一个光子。针对这种单光子源人们提出了一种窃取信息的办法，窃取的过程是这样的：正如上面看到的如果取平均光子数为 0.1 那么至少有 5% 的光脉冲的光子数是超过 1 的，因此窃听的人只要光子传输过程中探测信号的光子数，如果光子数是大于 1 的，从脉冲中取走一个光子存储起来，剩余的光子发送给接收方，如果光子数是少于 1 的直接将光子截断不再发给接收方，这样窃听者最终会获得和合法接收方一模一样的量子态，最后窃听者通过窃听经典信道，得到发送方和接收方在基矢比对过程中使用的测量基矢，再根据这个基矢测量截获的光子，这样就得到了和 Alice, Bob 一模一样的密钥，窃取了全部的信息。

不过幸运的是后来人们证明了即使是用弱相干光仍然有可能进行无条件安全的通信 (Inamori *et al.* 2007)，不过这些方案在传输距离成码率上都受到了很大的限制，后来 Hwang W Y, Hoi-Kwong Lo *et al.*, X.-B. Wang 等人提出了诱骗态量子密钥分发的方案 (Hwang *et al.* 2003, Hoi-Kwong Lo *et al.* 2005, X.-B. Wang 2005)，很好的解决了这个问题。诱骗态方案的基本原理是：在信号光子中间加入一些诱骗态，这些诱骗态的平均光子数大于信号光子的平均光子数，如前面所述当窃听者在进行分光子攻击窃听时先探测脉冲的光子数，如果光子数是大于 1 的则分走一个光子剩下的发给接收方，对于光子数小于 1 的直接舍弃，这样发送方在信号里加入诱骗态那么窃听者再窃听时就会将诱骗态大部分留下来，而信号光子很大一部分被丢失，这样最终信号光子和诱骗态光子的比率就会发生变化，检测这个变化我们就可以知道是不是受到了攻击。

此外除了上面介绍的 BB84 协议外还有一些其他的量子通信协议也已经是被证明是安全的, 其中有 Bennett 在 1992 年提出的基于两个非正量子态的量子密钥协议 (Bennett 1992), Ekert 在 1991 年提出的基于纠缠的量子密钥分发协议 (Ekert *et al.* 1991)。

1.3 量子通信进展

自从 1984 年 Bennett 和 Brassard 提出第一个量子保密通信协议 BB84 以后, 量子保密通信真正的开始走进人们的视野, 1989 年 Bennett 和 Brassard 第一次进行了量子通信的实验演示 (Bennett and Brassard *et al.* 1992), 1993 年 Gisin 小组用极化编码的方式进行了光纤中的量子密钥分发实验 (Muller *et al.* 1993), 在这个实验中使用的光源是用 810nm 激光管通过衰减得到的单光子源, 密钥分发的距离是 1km。到了 1996 年 Gisin 又通过使用在光纤中损耗更低的 1300nm 的光子进行量子密钥分发 (Muller *et al.* 1996), 密钥分发距离达到 23km, 2002 年 Gisin 组用相位编码的方式, 用 1550nm 的光子进行密钥分发, 分发的距离达到了 67km (Stucki 2007)。但是这些实验都是基于单光子源是完美的这类理想条件, 在现实的实验中用的单光子源是通过对激光管的输出光进行衰减得到的, 如上节所述针对这点, 人们可以通过光子数分离攻击的方法得到发送方和接收方的所有信息。为了解决这个问题 Hwang 提出了诱骗态的概念 (Hwang *et al.* 2003), 后来 Wang 和 Lo 等人对诱骗态的方法进行了完善 (Lo *et al.* 2005, Wang *et al.* 2005, Ma *et al.* 2005)。在实验上, 2007 年中国科技大学潘建伟小组的 Peng CZ 等人实现了 102km 的基于诱骗态的量子密钥分发实验 (Peng *et al.* 2007)。于此同时美国 Los Alamos 实验室的 Rosenberg 等人使用超导临界温度跃迁单光子探测器 (Transition edge sensor photodetector) 在 107km 的距离上也实现了基于诱骗态的量子密钥分发实验 (Rosenberg *et al.* 2007)。到了 2010 年中国科技大学的潘建伟小组实现了 200km 距离的诱骗态量子密钥分发 (Liu 2010), 再一次刷新了密钥分发的距离记录。

除了分发距离外, 量子密钥分发的速率也在不断的提高, 2008 年剑桥大学的 Dixon 等人在 20km 的距离上实现了 1.02Mbit/s 的安全密钥生成率 (Dixon 2008)。

量子密钥分发近年来一个进展是测量设备无关 QKD 协议的提出和实验验证 (A. Rubenok 2013, Y. Liu 2013, T. Ferreira da Silva 2013, Z. Tang 2014, S. Pirandola 2015, Y.-L. Tang 2014) 解决了测量端所有漏洞。

量子密钥分发的距离也越来越大, 2016. 8. 16 中国科学技术大学潘建伟小组牵头的世界首颗量子通信卫星“墨子号”成功发射, 标志着我国在全球化量子通信上迈开了重要的一步。

随着量子密钥分发理论和实验的逐渐完善, 量子保密通信逐渐的进入了实用化的阶段, 现在已经有公司在出售相关的量子保密系统, 其中比较知名的有 id Quantique, MagiQ Technologies, QuintessenceLabs, SeQureNet。另外Toshiba, HP, IBM, NTT 等世界著名的公司也正在开展相关的研究, 相信在不久的将来量子保密通信将逐渐的走进人们的生活。

1.4 量子保密通信中的单光子探测器

单光子探测器是量子保密通信的关键组成部分, 单光子探测器的性能极大的影响了量子密钥分发的分发距离和最终的成码率, 对量子密钥分发系统来说理想的单光子探测器是 (Gisin, Ribordy *et al.* 2002):

- 1, 在一个宽的光谱频率范围内探测效率都很高
- 2, 暗计数很低
- 3, 时间晃动小, 时间分辨率高
- 4, 恢复时间短, 也就是死时间小, 这样可以保证高的成码率

但是在现有的单光子探测器都不能完全满足上面的要求, 比如在光纤量子密钥分发系统中的大量应用的 InGaAs/InP 雪崩管能够有效的吸收 1550nm 的光子, 但是其暗计数也是比较高, 同时因雪崩过程中载流子俘获再释放造成的后脉冲也大, 需要比较长的死时间才能将被俘获的载流子释放, 这样造成死时间比较长, 限制了这种单光子探测器的工作速率。另外对于硅雪崩管单光子探测器, 为了达到高的探测效率需要使用厚的耗尽层, 但是这样会造成时间晃动大, 时间分辨率低。另外如果要求时间分辨率高可以使用薄耗尽层的雪崩管, 但是这种结构的探测效率又不高, 会影响系统最终的成码率。超导单光子探测器具有很好的性能, 时间分辨率好, 暗计数率低, 但是其需要在低温下工作, 且价格昂贵, 对实用化的量子密钥分发系统来说不是一个好的选择。

针对单光子探测器的这些问题, 在本文中我们对在量子保密通信中大量使用的 InGaAs/InP 雪崩管进行了全面的分析, 以便将来设计出性能更好的 InGaAs/InP 雪崩管, 用于量子保密通信。另外对硅的雪崩管单光子探测器, 为了解决现有的探测器中探测效率和时间分辨不能同时优化的问题, 我们提出了一种新的纳米结构雪崩管, 这种探测器能同时具有好的时间分辨率特性和高的探测效率, 在后文中将会对这个进行详细的叙述。

1.5 本论文的主要内容

本论文的主要内容包括以下几个部分：

第一章主要介绍了一些已有的经典加密算法，以及这些算法存在的问题，主要是一次一密和大 RSA 加密算法，量子保密通信的基本原理，量子保密通信协议，量子保密通信中由于器件不理想造成的问题，即单光子源不够理想引起的分光光子数攻击，以及解决这个问题的方案，即诱骗态方案，在这之后介绍了量子保密通信的实验进展，最后介绍了量子保密通信对探测器件的要求。

第二章介绍了各种单光子探测器探测原理，性能指标，首先讨论的是光电倍增管，主要讨论了光电倍增管的基本结构及各个组件在其中所起的作用，其次着重讨论了光电倍增管光阴极材料的选择，以及各种阴极材料对应的的光谱响应特性，并从中指出因光电倍增管在光纤通信波段的探测效率低导致其不适合在量子保密通信中使用，关于光电倍增管最后简要的介绍其暗计数，后脉冲的起因。接下来介绍了半导体雪崩管探测器，主要介绍半导体雪崩光电二极管的基本结构，探测原理，以及雪崩光电二极管中各种材料的选择，介绍了标志雪崩光电管性能的几个重要指标，包括探测效率，暗计数，后脉冲，以及影响这些指标的因素。然后着重介绍了应用雪崩光电二极管进行单光子进行探测时用到的各种淬灭电路，主要包括，主动淬灭，被动淬灭，和门淬灭，以及用门淬灭时会出现的电容微分信号微分问题和消除电容微分信号的几种办法，包括利用电缆的反射来消除微分信号的方案，其后介绍了两种高速单光子探测器的方案，即正弦门方案和自差分方案。在这之后介绍了两种超导单光子探测器，包括超导临界温度跃迁单光子探测器和超导纳米线单光子探测器的基本原理和这些探测器的性能指标。最后我们介绍了基于频率上转换的单光子探测器，介绍了频率上转换探测的基本原理，频率上转换带来的好处，以及用周期性极化铌酸锂进行单光子频率上转换的优势，最后介绍了当今基于频率上转换的单光子所能达到的性能。

第三章 这一章介绍了用于模拟雪崩光电二极管吸收所用的计算电磁学的几种方法，重点介绍了时域有限差分法 (Finite-Difference Time-Domain Method, FDTD) 以及 Yee 提出 Maxwell 方程在 Yee 氏网格转换为差分方程的办法，接着介绍了用于周期性光栅模拟计算的严格耦合波分析方法 (Rigorous Coupled-wave theory)。

第四章 这一章首先介绍了硅基雪崩光电二极管的发展历史，在发展过程中解决的问题，然后我们介绍了我们提出的基于纳米结构的新型雪崩光电管，这种新型光电管能够解决以往硅雪崩管中存在的一个问题，即提高探测效率时时间晃动特性变差，要时间晃动特性好，探测效率又上不去的问题，这种新型的雪崩光电二极管同时具有高探测效率，时间晃动特性好的特点，通过优化结构这种新型

的探测器在近红外波段的探测效率甚至比现有的厚节型探测器还高,与之同时介绍了在设计过程中所使用的计算方法。

第五章 这一章主要介绍磷化铟砷化镓单光子探测器的结构,各种结构的优缺点,各层材料选择的依据,在这之后首先介绍了磷化铟砷化镓雪崩光电二极管工作在线性模式时的工作特性,包括响应度,倍增因子,倍增的额外噪声,暗电流,频率响应等问题,以及影响这些指标的因素,其中重点介绍了处理倍增过程的局域模型和非局域模型。然后介绍了工作在盖革模式的磷化铟砷化镓雪崩管的各个特性指标,包括暗计数,探测效率,雪崩概率,以及处理这些问题的相关理论。最后介绍了雪崩管偏压和温度的关系,雪崩概率和偏压的关系,雪崩概率在雪崩管内的分布等,为以后设计雪崩管提供了参考。

第六章 总结和展望

参考文献

- Shor P W. Polynomial-time algorithms for prime factorization and discrete logarithms on a quantum computer[J]. SIAM journal on computing, 1997, 26(5): 1484-1509.
- Grover L K. A fast quantum mechanical algorithm for database search[C]//Proceedings of the twenty-eighth annual ACM symposium on Theory of computing. ACM, 1996: 212-219.
- Rivest R L, Shamir A, Adleman L. A method for obtaining digital signatures and public-key cryptosystems[J]. Communications of the ACM, 1978, 21(2): 120-126.
- Bennett C H, Brassard G. Quantum cryptography: Public key distribution and coin tossing[C]//Proceedings of IEEE International Conference on Computers, Systems and Signal Processing. 1984, 175(150): 8.
- Gisin N, Thew R. Quantum communication[J]. Nature Photonics, 2007, 1(3): 165-171.
- Bennett C H. Quantum cryptography using any two nonorthogonal states[J]. Physical Review Letters, 1992, 68(21): 3121.
- Ekert A K. Quantum cryptography based on Bell's theorem[J]. Physical review letters, 1991, 67(6): 661-663.
- Bennett C H, Bessette F, Brassard G, et al. Experimental quantum cryptography[J]. Journal of cryptology, 1992, 5(1): 3-28.
- Muller A, Breguet J, Gisin N. Experimental demonstration of quantum cryptography using polarized photons in optical fibre over more than 1 km[J]. EPL (Europhysics Letters), 1993, 23(6): 383.
- Muller A, Zbinden H, Gisin N. Quantum cryptography over 23 km in installed under-lake telecom fibre[J]. EPL (Europhysics Letters), 1996, 33(5): 335.
- Stucki D, Gisin N, Guinnard O, et al. Quantum key distribution over 67 km with a plug&play system[J]. New Journal of Physics, 2002, 4(1): 41.
- Hwang W Y. Quantum key distribution with high loss: Toward global secure communication[J]. Physical Review Letters, 2003, 91(5): 057901.
- Wang X B. Beating the photon-number-splitting attack in practical quantum cryptography[J]. Physical review letters, 2005, 94(23): 230503.
- Lo H K, Ma X, Chen K. Decoy state quantum key distribution[J]. Physical Review Letters, 2005, 94(23): 230504.
- Ma X, Qi B, Zhao Y, et al. Practical decoy state for quantum key distribution[J]. Physical Review A, 2005, 72(1): 012326.
- Dixon A R, Yuan Z L, Dynes J F, et al. Gigahertz decoy quantum key distribution with 1 Mbit/s secure key rate[J]. Optics express, 2008, 16(23): 18790-18799.

- Rosenberg D, Harrington J W, Rice P R, et al. Long-distance decoy-state quantum key distribution in optical fiber[J]. *Physical review letters*, 2007, 98(1): 010503.
- Peng C Z, Zhang J, Yang D, et al. Experimental long-distance decoy-state quantum key distribution based on polarization encoding[J]. *Physical review letters*, 2007, 98(1): 010505.
- Liu Y, Chen T Y, Wang J, et al. Decoy-state quantum key distribution with polarized photons over 200 km[J]. *Optics express*, 2010, 18(8): 8587-8594.
- Deutsch D, Ekert A, Jozsa R, et al. Quantum privacy amplification and the security of quantum cryptography over noisy channels[J]. *Physical Review Letters*, 1996, 77(13): 2818.
- Shor P W, Preskill J. Simple proof of security of the BB84 quantum key distribution protocol[J]. *Physical Review Letters*, 2000, 85(2): 441.
- Inamori H, Lütkenhaus N, Mayers D. Unconditional security of practical quantum key distribution[J]. *The European Physical Journal D*, 2007, 41(3): 599-627.
- Gisin N, Ribordy G, Zbinden H. Quantum cryptography[J]. arXiv preprint quant-ph/0101098, 2001.
- Lo H K, Curty M, Qi B. Measurement-device-independent quantum key distribution[J]. *Physical review letters*, 2012, 108(13): 130503.
- A. Rubenok, J. A. Slater, P. Chan, I. Lucio-Martinez, and W. Tittel, Real-World Two-Photon Interference and Proof-of-Principle Quantum Key Distribution Immune to Detector Attacks, *Phys. Rev. Lett.* 111, 130501 (2013).
- Y. Liu, T.-Y. Chen, L.-J. Wang, H. Liang, G.-L. Shentu, J. Wang, K. Cui, H.-L. Yin, N.-L. Liu, L. Li et al., Experimental Measurement-Device-Independent Quantum Key Distribution, *Phys. Rev. Lett.* 111, 130502 (2013).
- T. Ferreira da Silva, D. Vitoreti, G. B. Xavier, G. C. do Amaral, G. P. Temporão, and J. P. von der Weid, Proof-of-Principle Demonstration of Measurement-Device-Independent Quantum Key Distribution Using Polarization Qubits, *Phys. Rev. A* 88, 052303 (2013).
- Z. Tang, Z. Liao, F. Xu, B. Qi, L. Qian, and H.-K. Lo, Experimental Demonstration of Polarization Encoding Measurement-Device-Independent Quantum Key Distribution, *Phys. Rev. Lett.* 112, 190503 (2014).
- S. Pirandola, C. Ottaviani, G. Spedalieri, C. Weedbrook, S. L. Braunstein, S. Lloyd, T. Gehring, C. S. Jacobsen, and U. L. Andersen, High-Rate Measurement-Device-Independent Quantum Cryptography, *Nat. Photonics* 9, 397 (2015).
- Y.-L. Tang, H.-L. Yin, S.-J. Chen, Y. Liu, W.-J. Zhang, X. Jiang, L. Zhang, J. Wang, L.-X. You, J.-Y. Guan et al., Measurement-Device-Independent Quantum Key Distribution over 200 km, *Phys. Rev. Lett.* 113, 190501 (2014).

第 2 章 单光子探测技术

在第一章中我们看到单光子探测器作为量子保密通信系统中的关键器件，很大程度上影响了系统的性能，比如量子密钥中的密钥分发距离，成码率等关键指标。除了量子保密通信以外，单光子探测器在许多领域有应用，例如用于瞬态荧光光谱仪中测量荧光光谱，光学时域反射计，激光雷达中用于 3D 激光雷达成像，天体物理，生物光子学，国防安全等。对于这些应用需要的单光子探测器也不尽相同，比如在量子通信中就有半导体雪崩光电管，纳米线超导探测器，上转换单光子探测器等几种探测器，其中的半导体雪崩光电管单光子探测器又有用于探测光纤通信波段 1550 纳米的磷化铟砷化镓探测器，也有用于可见光近红外光的硅单光子雪崩管，还有一些新型的比如量子点单光子探测器等，在 3D 雷达成像中有用于探测 1.06 μm 的砷化镓磷化铟雪崩管单光子探测器，在国防应用中有用于探测紫外光的碳化硅雪崩管等比较新的单光子探测器，还有在粒子物理里应用较早的光电倍增管等，在各种领域存在很多各种各样的单光子探测器。这些单光子探测器也都有各自的特点，比如光电倍增管，响应速度快，能探测的光谱范围从紫外光到可见光，但是在近红外波段探测效率就很低了，体积也大。雪崩光电管体积小，使用方便，但是也有自身的缺点，比如硅的雪崩管在近红外波段的探测效率低，而与此同时在近红外探测效率更高的磷化铟砷化镓单光子探测器暗计数和后脉冲却比较大。超导探测器需要时间分辨好，暗计数低，但是却需要在低温下操作，每种探测器都有不同的特点。在这一章里我们将主要介绍几种比较常见的以及在量子通信里有应用的几种单光子探测器。包括光电倍增管，雪崩光电管单光子探测器，超导单光子探测器，频率上转换单光子探测器。

2.1 光电倍增管

光电倍增管是一种灵敏度非常高，响应速度很快的探测器，相比其他探测器光电倍增管已经发展得相对成熟，并且已经被广泛的应用于天体物理，粒子物理粒子探测，飞行时间计数器，以及一些医疗科学仪器当中，如正电子 CT 等。图 2.1 是一个光电倍增管的实物图。

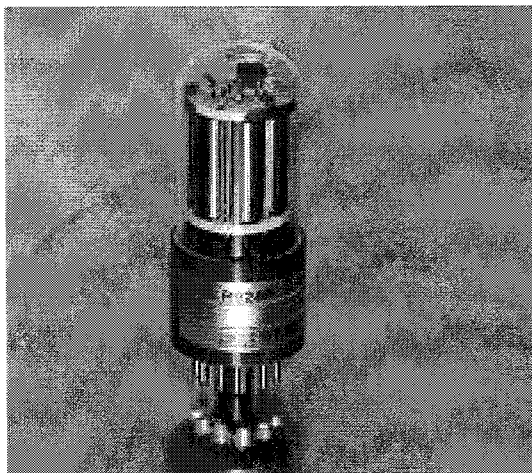


图 2.1 光电倍增管实物图 (Hamamatsu Model R928)

2.1.1 基本结构及基本原理

光电倍增管利用外光电效应进行光探测，即当光入射光子的能量大于该物体中电子的逸出功时，电子能从物体中逃逸出来，经过后续的放大再进行探测。参考图 2.1，光电倍增管由光阴极，聚焦电极，打拿极，收集阳极组成。

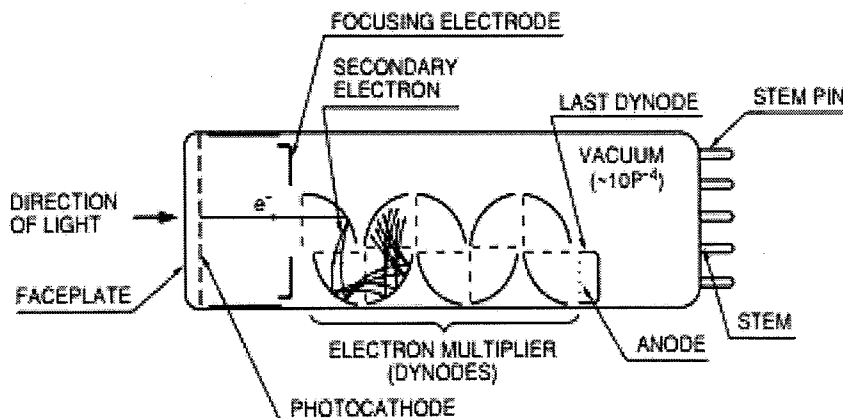


图 2.2 光电倍增管示意图 (HAMAMATSU)

探测过程是：当光电倍增管工作时，在第一级打拿极与光阴极之间，以及以后各级打拿极与前一极打拿极之间都会有一个电压降，这个电压降让各打拿极以及第一级打拿极与光阴极之间存在一个电场，当光入射到光阴极上时，由于光电效应产生光电子，产生的电子在电场的加速下打到第一级打拿极产生更多的电子，这些电子经过后面几级打拿极倍增产生了更多的电子最终进入到收集阳极产生一个可以检测的电流，完成整个探测过程。

2.1.2 光谱响应

光谱响应是指光电倍增管的灵敏度随入射波长的变化关系。这里灵敏度是指入射光子与光子入射到光阴极后产生的电子的转换效率。通常这个灵敏度由光阴极材料和窗材料决定。在现有的光电倍增管中主要有下面光阴极材料 (HAMAMATSU)：1, Cs-I, 这种光阴极材料主要用于真空极紫外探测，当入射波长大于 200nm 后其灵敏度下降很快，与这种光阴极材料一起使用的窗材料是 MgF₂, 这种材料在入射波长小于 115nm 后透过率很差，因此这个体系在探测小于 115nm 波长入射光时其最终的响应度也是很差的。2, Sb-Cs, 在极紫外到可见光波段响应很好。3, GaAsP, 这种材料在可见光波段响应很好。4, InGaAs, 用这种材料作为光阴极的光电倍增管可以探测近红外波段的光子。除此之外还有其他几种光阴极材料以及窗材料，如 GaAs 光阴极材料，Bialkali 光阴极材料，它们在一些特定的波长都具有很高的灵敏度。下面的图 2.3 和图 2.4 分别是透射模式光阴极光谱响应和反射模式光阴极光谱响应，图 2.5 是各种窗材料的透过率。光阴极材料的光谱响应和窗材料的透过率一起决定了光电倍增管的光谱响应。从图 2.3 和图 2.4 我们可以看出光电倍增管在入射光的波长大于 1200nm 后响应很差，而在现有的光纤量子密钥分发系统中传输信息的光子的波长主要是 1550nm 的，从这点我们可以看出光电倍增管是不太适合作为光纤量子密钥分发系统中的单光子探测器的。

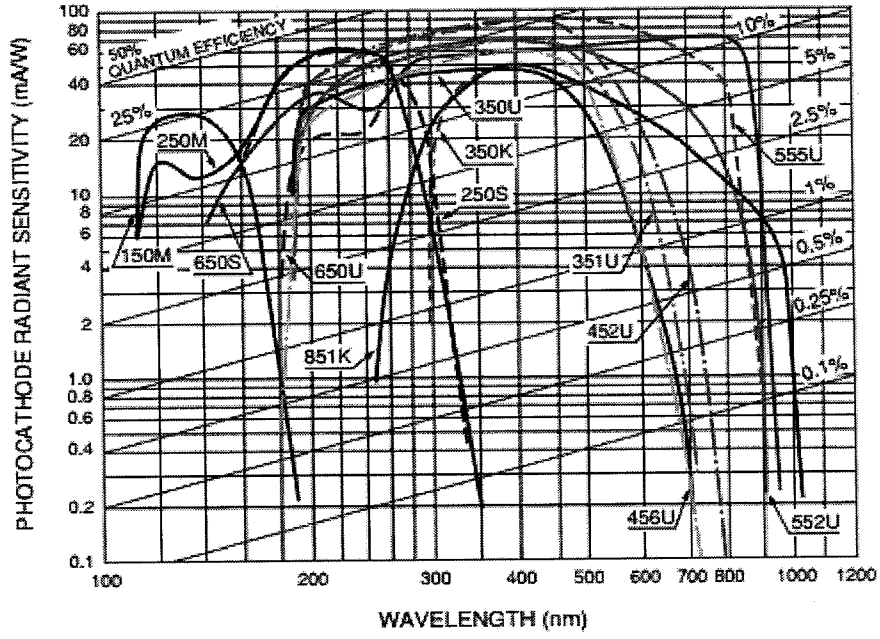


图 2.3 反射式光阴极材料光谱响应 (HAMAMATSU)

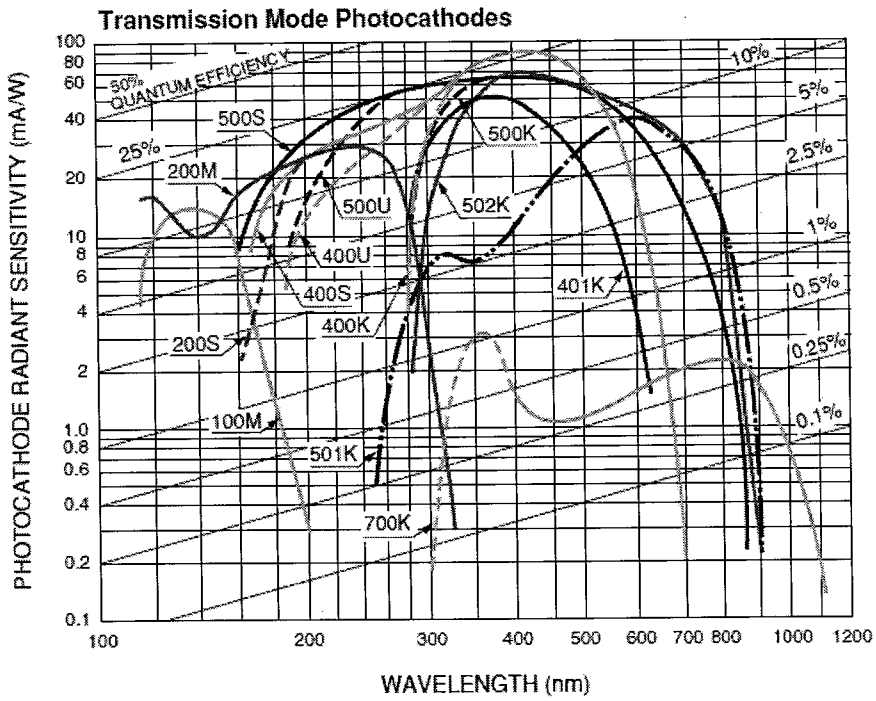


图 2.4 透射式光阴极材料光谱响应 (HAMAMATSU)

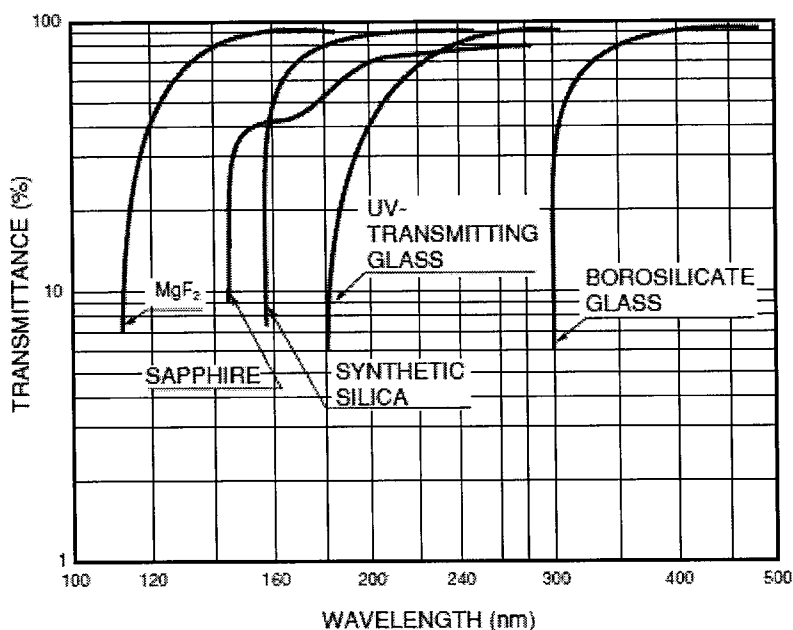


图 2.5 各种窗材料的透过率(HAMAMATSU)

2.1.3 暗电流

暗电流定义为没有入射光时通过光电倍增管的电流。光电倍增管的暗电流主要来自几个部分：热发射电流（光阴极和打拿极材料中的电子能量符合玻尔兹曼分布，有一部分电子能够获得足够的能量逃离材料的束缚发射到光电倍增管中），漏电流，窗材料发光引起的暗电流，光电倍增管工作在高压下引起的场致发射电流等。

2.1.4 后脉冲

当光电倍增管工作在脉冲模式时，在信号脉冲之后有时候没有入射光的也会有计数产生，这个计数称为后脉冲。光电倍增管中的后脉冲主要是由前一个信号脉冲放大过程中引发电倍增管中的残留气体电离而引起的，这些电离的离子在电场加速下与光阴极碰撞产生电子，这样最终又引发了一次脉冲信号。

2.2 雪崩光电二极管

雪崩光电二极管是一种固态的光导型的探测器，具有内在的增益，同时因其体积小，易于使用，很快的响应速度等，在光纤通信领域，粒子探测，激光测距，医疗仪器等得到了广泛的应用，现在在光纤量子保密通讯中雪崩光电二极管探测器也被大量的应用作为单光子探测器。

雪崩管基本可以看成是一个反向偏置的PN节，通过反向偏置的电场在器件内形成一个高电场区域，当雪崩管吸收光以后电子从价带跃迁到导带，产生一对电子空穴对，这个电子空穴对在电场的加速下会与晶格碰撞，将价带中的电子激发到导带，又产生出一对电子空穴对，这些新的电子空穴对又在电场的加速下与晶格碰撞产生更多的电子空穴对，这样将形成了光信号的放大。

雪崩光电二极管有两种工作模式，一种叫线性模式，一种是盖革模式，工作在线性模式时光电二极管产生的光电流和入射光的强度成线性关系，由一个倍增因子描述这个倍增过程，增益因子在线性模式下是有限的。盖革模式是当加在器件两端的电压大于雪崩电压以后，如果在雪崩管的耗尽层里出现了载流子引起这个雪崩的过程，那么这个载流子倍增的过程就会一直持续，理论上这时候的倍增因子等于无穷大，我们探测单光子的时候就是工作在这个模式。

2.2.1 雪崩光电二极管性能指标

在线性模式下雪崩光电管可以通过几个主要的性能指标表示，分别是量子效率，雪崩增益，额外噪声，暗电流，响应速度等，具体关于这些指标的定义和影响因素在第三章中将会更详细的介绍。

雪崩光电管在盖革模式下的性能指标有如下几个：雪崩电压，探测效率，暗计数，死时间，时间分辨率，后脉冲等，下面我们将详细叙述。

1, 雪崩电压

雪崩电压是指当雪崩光电二极管工作在这个电压之上时，雪崩管内由载流子引发的倍增过程是一个持续的过程，理论上讲工作在雪崩电压之上，倍增因子为无穷大。当雪崩管工作在雪崩电压之下时，是一种放大模式，可以通过倍增因子描述。雪崩电压主要由器件材料，结构，和器件工作的温度决定，雪崩管的工作温度越高，雪崩电压也越高。

2, 探测效率

探测效率指当单光子入射到雪崩光电管, 最终触发一次雪崩, 并被探测到的概率。影响探测效率的因素有: 入射光子的波长, 入射光子与器件的耦合, 器件是正入射型还是底部入射, 器件的工作电压, 器件的工作温度等, 在具体的应用当中要考虑使用雪崩管时主要的探测波长, 优化雪崩管, 提高雪崩管在探测波长的探测效率。

3, 暗计数

当雪崩光电二极管工作在盖革模式时有时没有光也会引发计数, 这个计数称为暗计数。暗计数主要有几个来源, 器件耗尽区里的热噪声, 直接隧穿引起的暗计数, 通过带隙中间的杂质能级隧穿引起的暗计数, 在不同的温度, 不同结构的雪崩光电管里, 这几种暗计数在总的暗计数里占的比率会有所不同。

4, 死时间

死时间是指在雪崩管探测到一个雪崩信号以后需要一段时间才能恢复探测单光子的状态, 这段时间称为死时间。如果在这段时间还有光子进入到雪崩管, 雪崩管没有计数, 死时间通常由后脉冲决定, 引起后脉冲的被俘获的载流子释放得越快, 死时间就可以越小。

5, 后脉冲

后脉冲是经过一次雪崩过后, 在没有光照的情况下紧接着这个雪崩也可能会有另外一个雪崩计数, 这个雪崩计数称为后脉冲。后脉冲是因为一些禁带中的能级经过上一次雪崩以后被填充了, 原先没被占据的态被占据了, 在雪崩管淬灭过后重新恢复探测状态后, 处于这些态中的电子逐渐的被释放出来, 这样就有可能引发新的雪崩。在现有的用 InGaAs/InP 作为单光子探测器的量子密钥分发系统中, 限制探测器工作速率的主要就是后脉冲。后脉冲和雪崩过程中流过倍增区的载流子数目有关, 流过的载流子数目越小, 后脉冲就越少, 同时后脉冲还和材料工艺过程中引入的杂质有关。

6, 时间分辨

在时间相关单光子计数, 激光测距, 量子通信中时间分辨率的高低直接影响了系统的性能。时间分辨是指光子的入射时间和探测到雪崩信号之间的时间的分布情况。时间分辨和雪崩管的种类, 工作偏压, 工作温度, 相关的电路都有关系。

2.2.2 雪崩光电二极管材料

雪崩管的种类繁多,有各种不同的材料,在每一种材料下又有各种不同的结构,从雪崩管的组成材料上看,现有的 APD 主要有硅雪崩光电二极管,锗雪崩光电二极管,镓砷磷化镓雪崩光电二极管,砷铝体系,碲镉汞雪崩管,碳化硅雪崩管,氮化镓雪崩管等几种。下面我们将对这几种雪崩管做一个简要的介绍。

1, 硅雪崩光电二极管

其中硅雪崩光电二极管发展比较成熟,主要用于可见光和近红外的光的探测。从器件结构看硅雪崩光电二极管主要有两种,一种是耗尽层厚度大约为 $1\mu\text{m}$ 的,称为薄节雪崩光电二极管 (Cova 1996),另外一种为耗尽区厚度大于 $20\mu\text{m}$,称为厚节雪崩光电二极管 (Webb 1974)。薄节结构相对来说探测效率比厚节结构低,但是其时间响应会比厚节结构好,薄节的时间分辨率小于 100ps (Cova *et al.* 1996),厚节的时间分辨率大约为 350ps (SPCM-AQRH)。

2, 镓砷磷化镓雪崩光电二极管

镓砷磷化镓雪崩光电二极管主要用于探测近红外波段,在经典的光通信领域,在现在的量子保密通信领域,以及 3D 激光雷达成像中都有重要的应用。在镓砷磷化镓雪崩管中采用了一种分离吸收过渡倍增的的异质结构 (Campbell 1988),吸收层采用砷化镓,倍增层采用磷化镓,这种结构保持了磷化镓倍增层的高电场,同时让吸收层的电场保持一个相对低的电场,改变了传统砷磷同质节雪崩管因为砷磷带隙小而导致的隧穿电流过大的问题。但是即使是采用了这样的结构镓砷磷化镓雪崩光电二极管还是存在一些问题,比如现在在量子通信中,镓砷磷化镓雪崩光电二极管因器吸收层产生的暗计数大,材料工艺不像硅工艺那样成熟导致在雪崩过程中会有一些载流子被俘获,形成后脉冲,为了消除这些后脉冲需要比较长的死时间将这些载流子释放完,因此限制了整个系统的工作速率。

3, 锗雪崩光电二极管

锗雪崩光电管主要用于探测近红外光,不过不适合于探测 1550 纳米的光子,因为锗雪崩管暗计数高,为了减小暗计数到可以接受的水平,工作时需要降温到 77K ,这样造成使用不方便,同时降温到 77K 以后锗的吸收截止波长减小到 $1.45\mu\text{m}$,因此不合作为 1550 纳米光子的探测器 (Jiang *et al.* 2007)。

4, 硅锗雪崩光电二极管

硅锗雪崩光电管是最近发展起来的一种雪崩管(Kang 2009), 传统的硅雪崩管在光纤通信波长 1550 纳米探测效率不高, 没有在光纤通信中得到应用。在硅锗雪崩管中, 使用吸收层, 电荷层, 倍增层分离的结构, 锗作为吸收层, 硅作为倍增层。采用这种结构的好处是锗作为吸收层能够高效的吸收近红外波长的光子, 硅作为倍增层, 因为硅中的电子的电离系数比空穴的电离系数大很多, 倍增的额外噪声因子可以很小, 同时大的电子空穴电离系数比使其增益带宽积很高, 使其成为很有希望的下一代光纤通信探测器。

5, 碲镉汞雪崩光电管

碲镉汞探测器可以通过条件组分中汞和镉的比例, 可以探测很宽频谱的光, 从短波方向的 0.75 μm -3 μm , 中波 3 μm -5 μm , 长波 8 μm -12 μm , 到甚长波 12 μm -25 μm , 工作在线性模式时碲镉汞雪崩管的一个优势是, 其电子的电离系数比空穴的电离系数大很多, 可以制作额外噪声很小的探测器(Lyon *et al.* 1999)。

6. 用于紫外光探测的碳化硅, 氮化镓雪崩光电二极管

紫外光探测在医疗国防等领域有很多的应用, 传统上紫外光通过光电倍增管探测, 光电倍增响应速度快, 暗电流也低, 但是光电倍增管体积大, 需要高压等限制了它的应用。现在人们正在尝试用固态的半导体器件替代光电倍增管探测紫外光, 其中氮化镓和碳化硅是其中的研究热点(Carrano *et al.* 2000; Yan *et al.* 1999)。氮化镓雪崩管现在已经有一些相关工作, 但是因为材料本身还不成熟缺陷多造成微等离子现象, 器件的成品率不高, 器件寿命也很短, 要进一步发展氮化镓雪崩管还有许多的研究工作需要做。相比氮化镓碳化硅雪崩管的发展要好, 首先碳化硅的空穴电离系数比电子的电离系数大很多, 可以制作低噪声的雪崩管, 其次碳化硅材料发展得也相对比较成熟, 是一种很有希望的紫外光探测器。

2.2.3 单光子雪崩光电二极管淬灭电路

为了探测单光子除了雪崩光电二极管外还需要与之配套的电路。当光子入射到雪崩管的时候产生一个雪崩信号, 电路要能够探测到这个雪崩信号, 并且探测完这个信号之后, 还需要让雪崩管重新恢复到工作状态, 准备探测下一个光子。从整个系统看不仅雪崩管的性能很重要, 电路也起到很重要的作用, 首先电路起一个偏置作用, 在管子两端提供一个反向偏压, 这个电压高于雪崩管的雪崩电压,

在没有光子入射的时候，管子保持在这个状态，光子入射之后引发雪崩管雪崩，后续的电探测这个雪崩信号，另外雪崩开始过后如果一直维持雪崩管两端的电压高于管子的雪崩电压，管子会一直处于雪崩倍增状态，因此需要淬灭电路在电路探测到雪崩信号好马上结束雪崩，让管子重新回到探测状态。最终探测系统的工作速率与雪崩淬灭电路关系很大，雪崩淬灭的越快，雪崩过后重新恢复到工作状态的时间越短，整个单光子探测系统的工作速率就越大。

下面介绍几种用雪崩光电二极管进行单光子探测所用的淬灭电路。现在雪崩光电二极管的淬灭电路主要有三种，分别是被动淬灭，主动淬灭，和门淬灭(Cova 1996)。

1, 被动淬灭

在雪崩光电二极管上串联一个大电阻 R_L 即构成了一个简单的被动淬灭电路。电路图如图所示，其中 V_a 为偏置电压，大于雪崩管的雪崩电压， R_s 是采样电阻，通常为 50 欧姆，用于读出雪崩信号。图中虚线部分是雪崩管的等价电路，当有光子入射时开关闭合，电容 C_d 通过等效动态电阻 R_d 电阻进行放电，一直到电容两端的电压等于雪崩电压 V_b 后停止，在这个过程中管子两端的电压也逐渐的减小，由于涨落，这个雪崩过程会完全停止，在雪崩停止之后，偏置电压 V_a 又通过负载电阻 R_L 对电容 C_d 充电，这个过程的时间常数为 $R_L \cdot C_d$ ，由于 R_d 很大，这样就造成了恢复时间较长，影响了单光子探测器的最终工作速率。被动淬灭的缺点是雪崩淬灭完成之后的恢复时间很长，造成其计数率低，同时因为偏置电压一直大于雪崩电压，被动淬灭的暗计数也比较高。

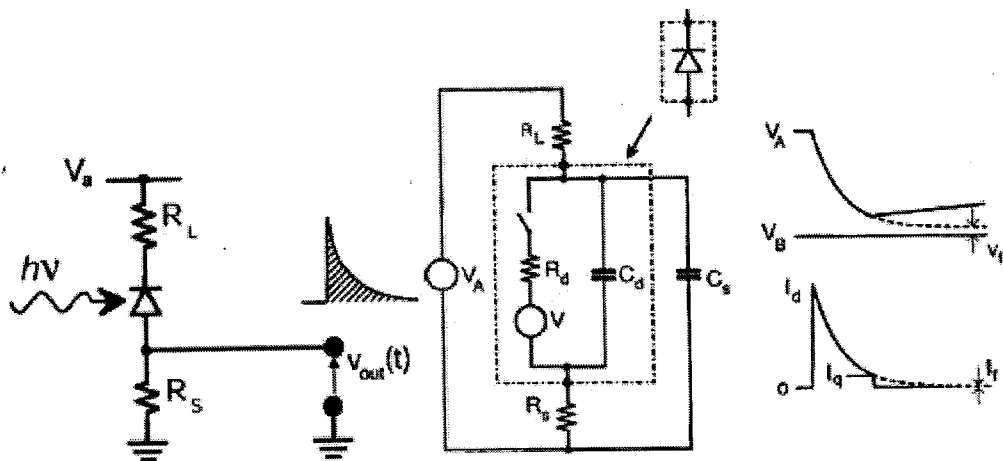


图 2.6 被动淬灭电路图 (Cova *et al.* 1996)

2, 主动淬灭

1975年 S.Cova 组提出了主动淬灭的概念。主动淬灭的一个典型电路如 2.7 图所示。

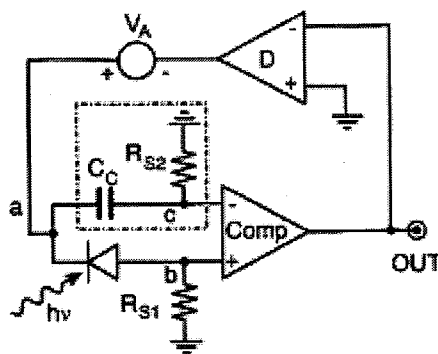


图 2.7 主动淬灭电路图 (Cova *et al.* 1996)

在这个电路中 D 为雪崩淬灭和恢复电路。开始雪崩管工作在雪崩电压之上，光子来了以后产生一个雪崩信号，这个雪崩信号通过比较器读取出来，读取完雪崩信号以后再通过拉低偏置电压到雪崩电压之下，完成雪崩淬灭，然后经过一个确定的时间，再通过 D 将偏置电压拉到雪崩阈值之上，让雪崩管重新进入探测光子模式。

3, 门脉冲淬灭

门淬灭的方式是：参考图 2.8,

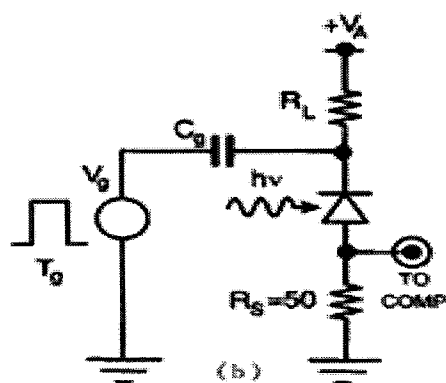


图 2.8 门淬灭电路 (Cova *et al.* 1996)

首先给雪崩管加一个直流偏压 V_a , V_a 小于雪崩电压，然后周期性的在直流偏压上加一个门电压，这个电压的幅度值加上直流偏压的值大于雪崩电压，这个门电压通过一个耦合电容加到雪崩管上，为了保证门没有衰减的加到雪崩管上，

耦合电容的值要远大于雪崩管的结电容和杂散电容之和。这样雪崩管在门的前沿到了以后,工作在雪崩电压之上,处于探测光子模式,如果有光子入射引发雪崩,通过后续的比较器可以探测到这个雪崩信号,之后在门的后沿来了以后,管子两端的电压处于雪崩电压之下,雪崩被淬灭,完成一个光子探测过程。周期性的,下一个门来了以后又让雪崩管重新恢复到能够探测单光子的模式里。

用门脉冲淬灭的好处是,通过让信号光子和门进行同步,在光子到来的时候,才加门,雪崩管才有计数,这样可以大大的降低暗计数率。

不过用门控模式也会有一些问题,参考图 2.9,

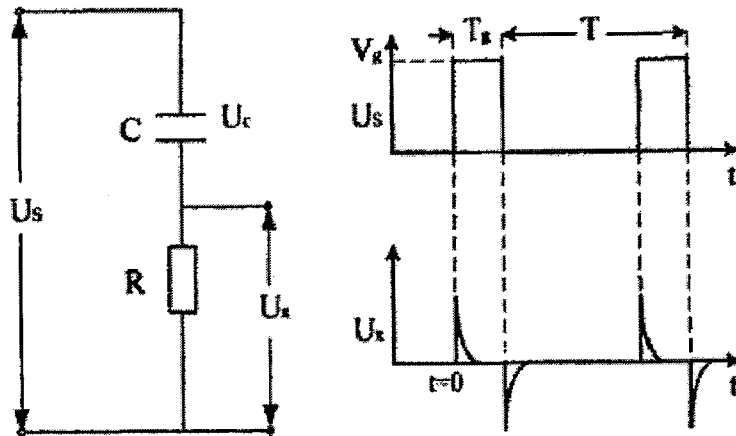


图 2.9 电容的微分效应

当一个矩形的门加到一个电容上时会产生一个很强的微分信号,如图 2.9 所示,在用门淬灭的方式探测单光子雪崩管时,因为门的前沿和后沿时间短,雪崩管本身有电容,当这么快的门加到雪崩管以后也会产生很强的微分电容信号,这个信号的幅度大于雪崩信号本身,怎么从有微分电容信号干扰的情况下提取出雪崩信号也就成了一个很重要的问题。为了克服这个问题人们提出了很多种方案,如同轴电缆反射方法,高频变压器方法等,下面我们将简单介绍一下其中一种方法,同轴电缆反射法。

4. 同轴电缆反射法

为了消除门控模式时由雪崩管的电容引起的微分信号,人们提出了同轴电缆反射法 (Bethune *et al.* 2000, Bethune *et al.* 2004), 相关的电路如图 2.10 所示, 这种方案的基本原理是: 在单光子雪崩管的两端各接一条同轴电缆, 两条电缆是相同材料制成, 长度也相同, 唯一的不同是这种方法需要两条电缆一条短接另外一条开路连接。参考图图 2.10 所示, 当偏置脉冲到雪崩的反向端时, 信号分

成两路，一路是直接加到雪崩管上，另外一路沿着电缆传输，假定电缆长度为 L ，信号从电缆的一端到另一端的时间为 T_1 ，则经过 $2T_1$ 时间后电脉冲信号重新加载到雪崩管上（根据图 2.10 中的接法，反向端的电缆是开路连接，这样脉冲到达电缆终端时并不反向），然后再到达雪崩管的正向端，于此同时先前通过雪崩管的那部分脉冲在 $T=0$ 的时候，一部分直接输出，一部分通过与正向端连接的电缆传输，因为是短路连接，所以这部分脉冲到达电缆终端时会反向，经过 $2T_1$ 时间后这部分脉冲回到正向端，这样通过两条电缆传输的信号在输出端互相抵消，达到消除电容微分信号的目的。同时应该注意，在使用电容差分法时因为门脉冲两次经过雪崩管，分别是在 $t=0$ 时，和 $t=2T_1$ 时，要注意让入射光子和在 $2T_1$ 时候的门信号同步。

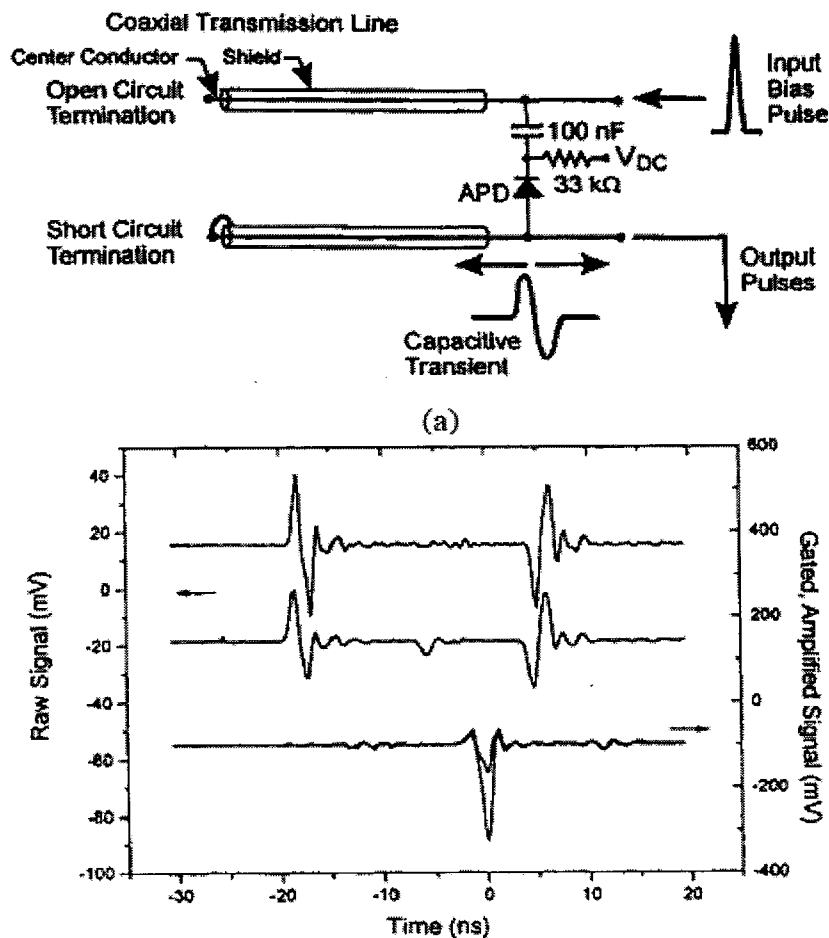


图 2.10 同轴电缆消除法 (Bethune *et al.* 2000)

2.2.4 高速的雪崩光电管单光子探测器

我们知道在量子密钥分发系统中系统的工作频率越高，最终的密钥率就越高，而现在限制系统工作频率的就是单光子探测器的工作频率，而现在限制雪崩管单光子探测器工作频率的就是后脉冲效应，特别是使用 InGaAs/InP 雪崩管的单光子探测器。从前面的介绍可以知道后脉冲来源于上一次雪崩过后，载流子被倍增区的缺陷俘获，并在随后的时间里逐渐的释放，如果这个载流子被释放在下一个门内就会引发新的雪崩。注意到如果减小雪崩过程中流过倍增区的载流子数目，造成的后脉冲也会越小，这样就可以减小死时间，提高单光子探测器的的工作重复频率。而通过更快的门可以减小雪崩倍增过程流过倍增区的载流子，但是减小流过倍增区的载流子会引起另外一个问题，就是会减小雪崩的信号幅度，从前面我们知道雪崩信号通常都淹没在雪崩管的微分电容响应里，这就造成后面的电路要从中提取出这个信号有困难。为了解决这些问题人们提出了两种方法，第一个是用自差分电路 (Yuan Z L *et al.* 2007)，如图 2.11，

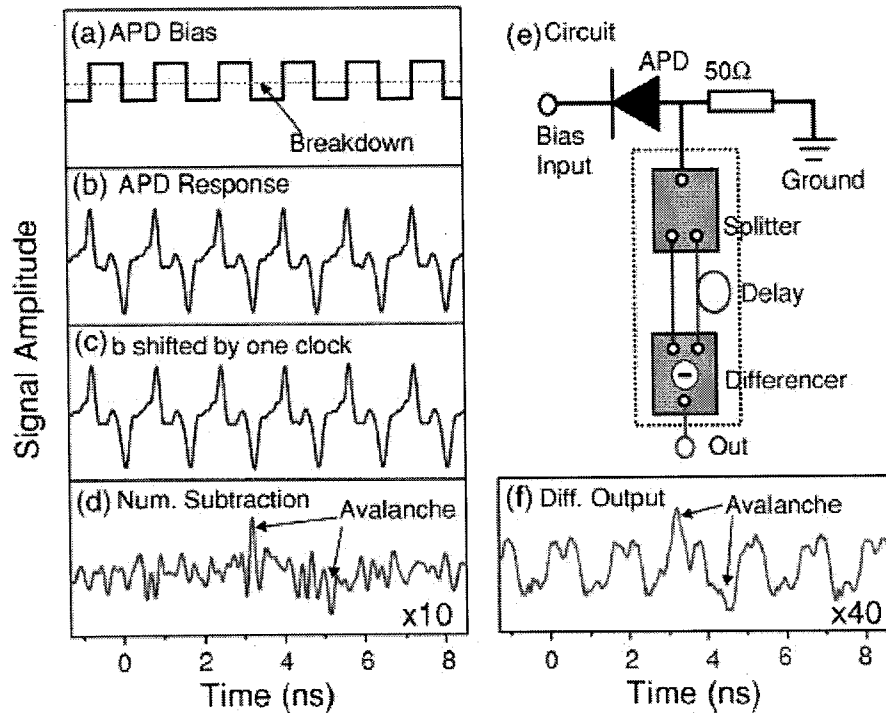


图 2.11 自差分高速单光子探测器 (Yuan Z L *et al.* 2007)

自差分电路工作的原理是：以矩形门为例，图 2.11 中的 a 图是偏置门信号，门信号的幅度大于雪崩信号，当这个门信号加到雪崩管上以后产生图 b 的输出信号，这个信号包括微分电容信号和真正的雪崩信号，微分信号的幅度大于雪崩信

号,为了提取出雪崩信号,将图 b 中的输出信号通过一个功分计,信号分成两路,将其中一路延迟一个时钟如图 c 所示,再将这两路信号输入到一个减法器,这样得到图 d 中的雪崩信号。完成信号的提取。自差分的好处是任意波形的门信号都可以用。

第二种方法是用正弦门控的方法 (Namekata N *et al.* 2006), 正弦门控方法的基本原理是通过使用高速的正弦的门控信号, 减小门控时间, 从而减小雪崩时的流过倍增区的载流子数目, 减小了后脉冲, 提高了工作重复频率。正弦门控因为门控信号频率单一, 由门引起的微分电容信号可以通过使用滤波滤除, 滤除完以后再将这个信号放大, 就可以得到雪崩信号了。

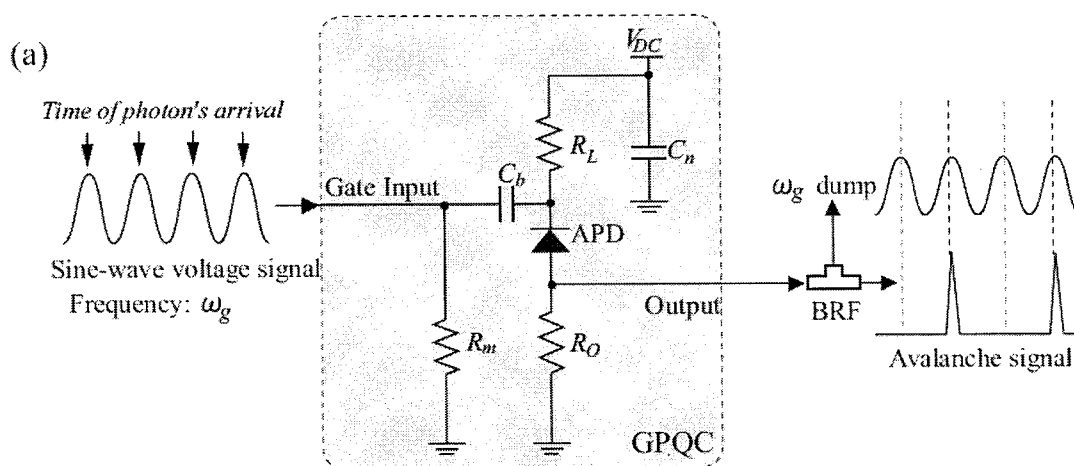


图 2.12 正弦门控高速单光子探测器 (Namekata N *et al.* 2006)

2.3 超导单光子探测器

超导单光子探测器是利用超导体吸收光子以后从超导态转变为正常态的效应来进行单光子探测。超导体是一种神奇的量子效应, 具有很多神奇的效应, 最明显的是处于正常态的超导体通过降温转变为超导态以后, 电阻变为零, 另一个特性是转变成超导态以后超导体变为完全抗磁性。目前在量子保密通信系统中应用的超导单光子探测器主要有两种, 分别是超导临界温度跃迁单光子探测器 (transition edge sensors) 和超导纳米线单光子探测器。以下分别介绍这两种单光子探测器。

2.3.1 超导临界温度跃迁单光子探测器 (TES) (Miller *et al.* 1999)

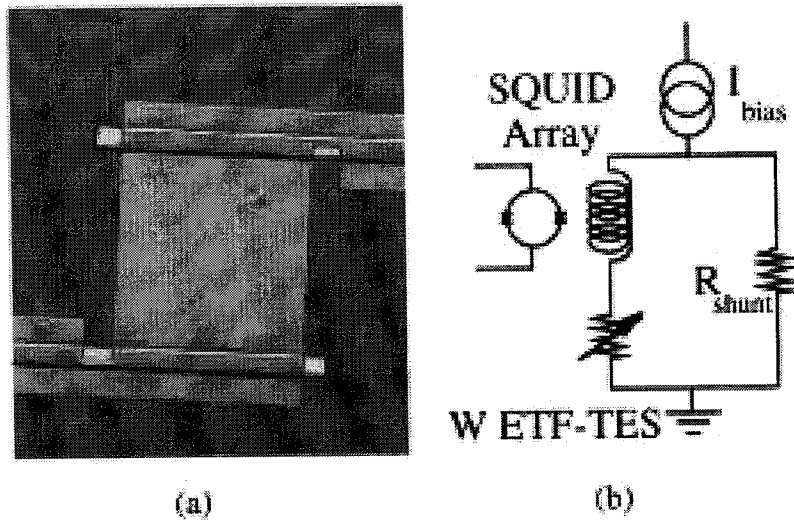
这个单光子探测器的器件主要是通过通过在硅衬底上镀上一层 40 纳米厚的金属钨制成, 参考图 2.13, 器件的大小是 (18 μm *18 μm), 器件中钨的超导态到正常态的转变温度是 80mk, 转变的宽度是 1mk, 器件工作时硅衬底是处于 40mk 低温, 工作时将器件和感应线圈连接在一起, 当钨薄膜吸收入射光子时温度升高, 钨薄膜从超导态转变为正常态, 这个电阻的转变通过连接的线圈转变成电流信号, 这个电流信号再通过超导干涉仪读出。这样完成单光子的探测。在这之后由于钨薄膜和硅衬底相连钨会重新冷却, 重新进入超导态, 这样又可以探测下一个光子了。

超导临界温度跃迁单光子探测器的优点是:

- 1, 在可见光和近红外波段具有非常高的探测效率 (>98%),
- 2, 同时 TES 单光子探测器能够分辨入射光子的光子数, 这使其在一些量子计算方面具有特别的优势。
- 3, 除此之外这种探测器的暗计数也极低, 理论上可以达到 10^{-3}Hz 。

这种探测器的缺点是:

- 1, 需要低温, 工作时器件处于 40mk 的低温环境。
- 2, 时间晃动比较大, 通过人们的努力到 2013 年可以把这种探测器的时间晃动做到 $\sim 4\text{ns}$, 相比其他的探测器这个时间算是很大的了。
- 3, 这种探测器的死时间很长, 达到微秒量级。TES 探测器的死时间是由钨薄膜的热恢复系数决定的, 钨薄膜的热恢复系数很大导致其死时间很长。

图 2.13 TES 单光子探测器 (Cabrera *et al.* 1998)

2.3.2 超导纳米线单光子探测器

超导纳米线单光子探测器是利用超导的“热岛”效应进行单光子探测的。我们知道要使超导体转变为正常的导体除了通过改变温度外还可以通过改变通过超导体的电流使其进入正常态，当通过超导体的电流超过临界电流时超导态转变为正常态。根据这个原理人们设想了一种新的探测器。参考图 2.14，其基本的探测原理是：首先制作一个纳米线的超导体，工作时让超导纳米线置于低温环境，工作在临界温度之下，同时通过超导纳米线的电流也保持在临界电流以下，当光子入射到超导纳米线上时形成一个小的“热岛”，这个热岛处于正常态，具有电阻，这个小的热岛相比纳米线来说还是比较小，形成这个小的热岛之后，现在原先通过热岛区域的电流通过热岛周边通过，因为刚开始通过超导纳米线的电流是处于临界电流以下，这样热岛旁边的电流超过了临界电流，这部分也变成热岛，这样热岛逐渐变大，最终整个纳米线的整个截面都成了热岛，成为正常态。形成正常态以后原先没有电阻的超导纳米线变成有电阻了，这个电阻的变化可以通过相应的电路检测出来，这样就可以进行光子探测了。形成热岛和热岛消失这个过程非常快，现在做得好的超导纳米线单光子探测器时间分辨一般能做到几十个皮秒。

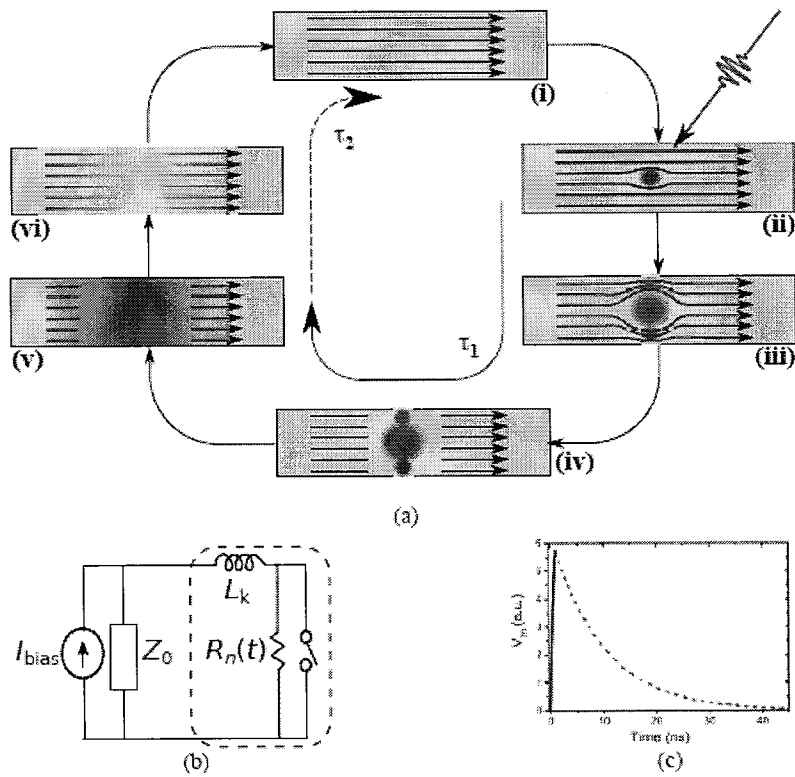


图 2.14 超导纳米线单光子探测器原理图 (Natarajan *et al.* 2012)

现有的超导纳米线单光子探测器通常是先在 MgO_2 衬底上生长一层单晶 NbN 薄膜，厚度大约为 5nm，这个薄膜对应的超导转变温度 $\sim 12k$ ，然后通过电子束曝光和离子束刻蚀形成图 2.15 中的纳米线，其中纳米线的宽度为 $\sim 100nm$ ，填充因子为 50%。

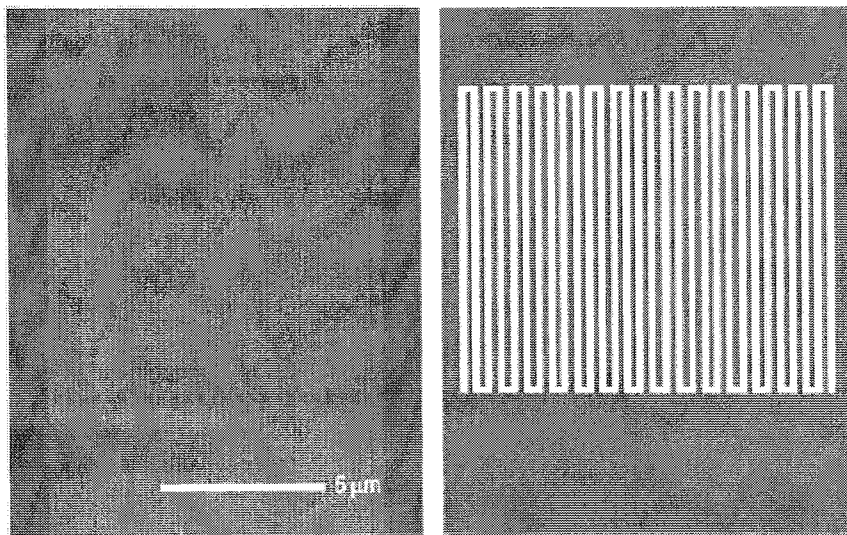


图 2.15 超导纳米线单光子探测器芯片 (Buller *et al.* 2010)

超导纳米线超导单光子探测器的优点：具有非常高的计数率，时间晃动非常小，半高宽为 29ps 的这种探测器是已经被证实了，在他们的工作中应用的光敏面的面积是 (4 μm *4.2 μm) (Dauler *et al.* 2009), 另外能探测的光的频谱很宽，能探测 405nm-3 μm 的光 (Verevkin *et al.* 2002)。超导纳米线单光子探测器的探测效率与工作时纳米线的偏置电流关系非常大，偏置电流离临界电流越近探测效率越高，不过偏置电流高也会带来另外一个问题就是暗计数也会增加。

近期发展，除了 NbN 外现在人们也在探索一些新的超导材料用于纳米线单光子探测器中，比如 NbTiN，用这种材料制作的纳米线电感比 NbN 制作的纳米线小，因此可以用来制作更高速的超导探测器。另外一种有意思的材料是非晶 $\text{W}_x\text{Si}_{1-x}$ ，这种材料的带隙比 NbN 小，可以探测更长波长的光，同时因为是其为非晶态，相比 NbN 等单晶材料，生长非晶 $\text{W}_x\text{Si}_{1-x}$ 容易得多。不过这种材料也存在一个问题就是它的超导转变温度比 NbN 更低，因此需要更好的低温装置。除了材料外人们也在设计一些新的结构去提高系统的性能，比如通过将纳米线和光学腔，抗反射膜集成在一起提高系统的探测效率 (Rosfjord *et al.* 2006)，Rosfjord K M 通过加光学微腔能够将 1550nm 光子的器件探测效率从不加微腔的 57% 增加到 87%，同时人们也在努力提高耦合效率。同时通过将上下两层纳米线正交放置，实现了光子数分辨。(Marsili F *et al.* 2009)，另外一个需要继续改进的地方是由于纳米线超导探测器采用的是图 2.8 中的绕线结构，纳米线又细又长因此其电感比较大，限制了它的最大计数率。

正是因为这种探测器的高速率和低暗计数率，不断刷新了量子密钥分发的距离，及成码率。

2.4 上转换单光子探测器

我们知道光纤有两个通信窗口，分别是 1310nm 和 1550nm，光纤对这两种波长的光的损耗最低。现在在光纤量子密钥分发系统中应用的单光子探测器主要是 InGaAs/InP 探测器，这种探测器在 1550nm 波长上吸收相比硅探测更高。但是这种探测器也有一些问题，首先是暗计数比硅探测器高，达到几十 kcps，与之对应的硅的暗计数是几个 cps，同时 InGaAs/InP 为了防止暗计数过大，一般工作在探测效率 10% 的地方，而厚节的硅探测器在可见光 650nm 波长可以达到 65% 的探测效率。正是因为如此人们提出了一种上转换的方案用硅探测器探测近红外波段的单光子。其基本思想是通过晶体中的非线性效应，先将近红外光子转换成可见光，再通过硅探测器进行探测。刚开始时人们设想是让近红外的单光子通过非线性晶体如 KDP，同时再让一束泵浦光通过晶体，通过非线性效应将近红外单光子

转换成可见光光子，不过后来发现用这种非线性晶体需要的泵浦光的功率要很大，大约是 10W。为了实现这种非线性效应需要符合两个条件，分别是：

$$\omega_s + \omega_p = \omega_0 \quad (1)$$

$$\vec{k}_s + \vec{k}_p = \vec{k}_0 \quad (2)$$

其中 ω_s 为信号光子的频率， ω_p 为泵浦光的频率， ω_0 为合频后光子的频率。 \vec{k}_s 为信号光子的波矢， \vec{k}_p 为泵浦光的波矢， \vec{k}_0 为合频后光子的波矢。以上两个式子可以由能量守恒和动量守恒得到。根据以上两个条件可以得到相位匹配条件：

$$n_s \omega_s + n_p \omega_p = n_s \omega_s \quad (3)$$

为了实现这样的条件可以通过调节信号光和泵浦光的入射方向和极化方向，利用晶体的双折射实现这个相位匹配。不过这种方法存在一些问题，就是通常在实现相位匹配的方向，非线性系数都比较低，这样造成转换效率不高。另外一个问题是双折射中的 o 光和 e 光传播方向不同，这也导致它们相互作用的距离不长，也造成了最终转换效率不高。后来人们提出一种准相位匹配的新概念，如图 2.16，

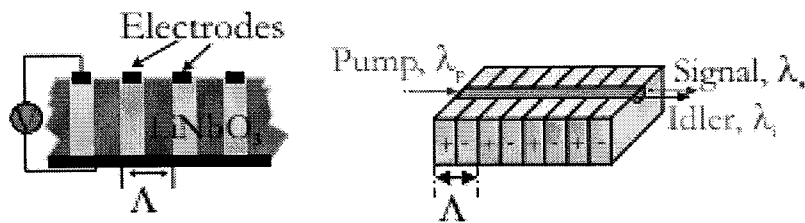


图 2.16 周期性极化铌酸锂 (Tanzilli S *et al* 1.2002)

通过周期性的改变极化方向，设计周期的长度，能够使信号光，泵浦光在相同的传播方向，相同的偏振方向下满足相位匹配的条件，这样信号单光子和泵浦光的作用距离可以很长，同时在设计时可以选择光传播方向上的非线性系数最大，这样可以让转换效率非常高，光子的转换效率能接近 100% (Ma L *et al*. 2012)。

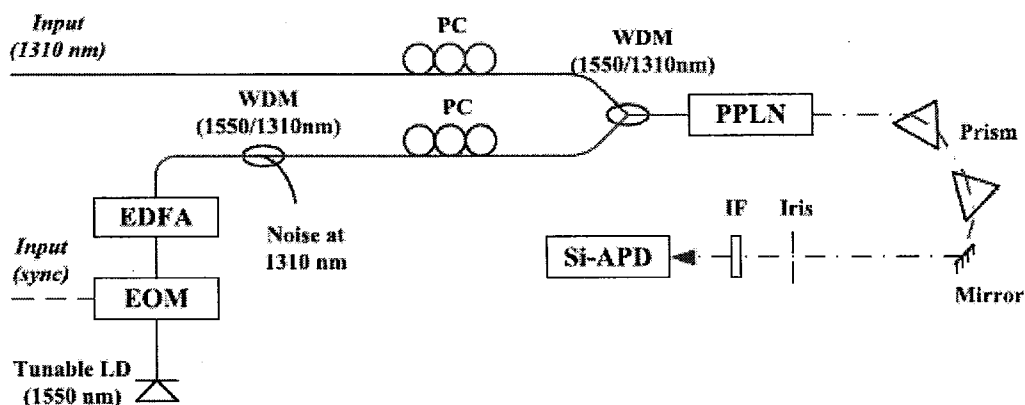


图 2.17 频率上转换单光子探测系统 (Ma L et 2012)

上图是频率上转换单光子探测系统的示意图，图中 LD 是激光二极管，EOM 是电光调制器，EDFA 是掺铒光纤放大器，WDM 是波分复用器，PC 是偏振控制器，PPLN 是周期性极化铌酸锂，IF 是干涉滤波器。这里 1550nm 的光作为泵浦光，1310nm 的光作为信号光，1310nm 的单光子和 1550nm 的泵浦光通过 WDM 进入到 PPLN 中产生 710nm 的和频光，和 1550nm 的倍频光 775nm，这些再一起通过一个干涉滤波器将 775nm 的倍频光滤除，剩下的由 1310nm 转换过来的 710nm 的光再进入硅探测器进行探测。通过这种方式在 1550nm 波长可以达到 9% 的探测效率，暗计数是 13kHz (Takesue, H. et 2005)，到了 2013 年通过人们的努力现在可以做到 30% 的探测效率，同时对应的暗计数为 120cps (Shentu G L et 2013)，较之先前性能有了很大的提高。

2.5 本章小结

在这一章我们介绍了四种单光子探测器，包括光电倍增管，雪崩光电管，超导单光子探测器，频率上转换单光子探测器。对于光电倍增管介绍了光电倍增管的工作原理，光谱响应，并指出由于光电倍增管在近红外波段的探测效率低，很少用于量子保密通信，其次介绍了光电倍增管的暗电流和后脉冲的来源。接着介绍了雪崩光电二极管，在这一部分介绍了雪崩管的工作原理，两种工作模式，分别是线性模式和盖革模式，介绍了雪崩光电管的几种参数，分别是雪崩电压，探测效率，暗计数，后脉冲，时间响应。接着介绍了几种现有的雪崩管，包括硅雪崩管，镓砷磷化镓雪崩管，锗雪崩管，硅锗雪崩管，碲镉汞雪崩管，氮化镓和碳化硅雪崩管，指出各种雪崩管的光谱响应特性以及各种特点，比如硅在可见光探测效率高，但是在近红外波长探测效率却比较低，镓砷磷化镓雪崩管因为后脉冲效应限制了其工作速率。之后介绍了雪崩管的三种淬灭电路，分别是被动淬

灭, 主动淬灭, 和门模式, 指出了三种方式的特点, 被动淬灭是淬灭快, 但是恢复时间长, 门模式的特点是可以减小暗计数, 但是门会引起微分电容信号, 需要和光子进行同步。介绍了消除微分电容的方法, 之后是介绍了两种雪崩管工作在高速情况下去除微分电容信号提取出雪崩信号的方法。在这之后介绍了两种超导单光子探测器, 分别是超导临界温度跃迁单光子探测器和超导纳米线单光子探测器, 并指出超导临界温度单光子探测器探测效率高, 能够分辨光子数, 暗计数低, 但是死时间长, 工作速率低, 且工作时需要极低温, 时间分辨率低, 对超导纳米线单光子探测器工作速率很高, 暗计数率也低, 但是工作时需要低温, 体积庞大, 不适合使用在商用的量子保密通信中。对频率上转换的单光子探测器解释了其基本的工作原理, 并指出通过滤除背景光造成的噪声, 现在的上转换探测器可以做到在 30% 的探测效率时, 暗计数为 120cps, 使这种探测器成为一种很有竞争力的单光子探测器。

参考文献

- PHOTOMULTIPLIER TUBES Basics and Application, HAMAMATSU
- P. P. Webb, R. J. McIntyre, and J. Conradi, "Properties of avalanche photodiodes," RCA Rev., vol. 35, pp. 234–278, 1974.
- SPCM-AQRH Single Photon Counting Module. Available: <http://www.perkinelmer.com>
- J. C. Campbell, W. T. Tsang, G. J. Qua, and B. C. Johnson, "High-speed InP/InGaAsP/InGaAs avalanche photodiodes grown by chemical beam epitaxy", IEEE J. Quantum Electron., vol. 24, pp.496 -500 1988
- Jiang X, Itzler M A, Ben-Michael R, et al. InGaAsP–InP avalanche photodiodes for single photon detection[J]. Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of, 2007, 13(4): 895-905.
- Kang Y, Liu H D, Morse M, et al. Monolithic germanium/silicon avalanche photodiodes with 340 GHz gain–bandwidth product[J]. Nature Photonics, 2009, 3(1): 59-63.
- De Lyon T J, Baumgratz B, Chapman G, et al. MBE growth of HgCdTe avalanche photodiode structures for low-noise 1.55 μm photodetection[J]. Journal of crystal growth, 1999, 201: 980-984.
- Carrano J C, Lambert D J H, Eiting C J, et al. GaN avalanche photodiodes[J]. Applied Physics Letters, 2000, 76(7): 924-926.
- Yan F, Luo Y, Zhao J H, et al. 4H-SiC visible blind UV avalanche photodiode[J]. Electronics Letters, 1999, 35(11): 929-930.
- 刘云 红外单光子探测器的研制 中国科学技术大学博士论文
- Bethune D S, Risk W P. An autocompensating fiber-optic quantum cryptography system based on polarization splitting of light[J]. Quantum Electronics, IEEE Journal of, 2000, 36(3): 340-347.
- Bethune D S, Risk W P, Pabst G W. A high-performance integrated single-photon detector for telecom wavelengths[J]. Journal of modern optics, 2004, 51(9-10): 1359-1368.
- Cabrera B, Clarke R M, Colling P, et al. Detection of single infrared, optical, and ultraviolet photons using superconducting transition edge sensors[J]. Applied Physics Letters, 1998, 73(6): 735-737.
- Buller G S, Collins R J. Single-photon generation and detection[J]. Meas. Sci. Technol, 2010, 21(1): 012002.
- Cova S, Ghioni M, Lacaita A, et al. Avalanche photodiodes and quenching circuits for single-photon detection[J]. Applied optics, 1996, 35(12): 1956-1976.
- Cova S, Ghioni M, Lotito A, et al. Evolution and prospects for single-photon avalanche diodes and quenching circuits[J]. Journal of Modern Optics, 2004, 51(9-10): 1267-1288.

- Zhang J, Eraerds P, Walenta N, et al. 2.23 GHz gating InGaAs/InP single-photon avalanche diode for quantum key distribution[C]//SPIE Defense, Security, and Sensing. International Society for Optics and Photonics, 2010: 76810Z-76810Z-8.
- Nambu Y, Takahashi S, Yoshino K, et al. Efficient and low-noise single-photon avalanche photodiode for 1.244-GHz clocked quantum key distribution[J]. Optics express, 2011, 19(21): 20531-20541.
- Yuan Z L, Kardynal B E, Sharpe A W, et al. High speed single photon detection in the near infrared[J]. Applied Physics Letters, 2007, 91(4): 041114.
- Namekata N, Sasamori S, Inoue S. 800 MHz single-photon detection at 1550-nm using an InGaAs/InP avalanche photodiode operated with a sine wave gating[J]. Optics Express, 2006, 14(21): 10043-10049.
- Yuan Z L, Dixon A R, Dynes J F, et al. Gigahertz quantum key distribution with InGaAs avalanche photodiodes[J]. Applied Physics Letters, 2008, 92(20): 201104.
- Miller A J, Cabrera B, Clarke R M, et al. Transition edge sensors as single photon detectors[J]. Applied Superconductivity, IEEE Transactions on, 1999, 9(2): 4205-4208.
- Natarajan C M, Tanner M G, Hadfield R H. Superconducting nanowire single-photon detectors: physics and applications[J]. Superconductor Science and Technology, 2012, 25(6): 063001.
- G.N.Gol'tsman et al, "Picosecond superconducting single-photon optical detector", Appl. Phys. Lett. 79, 705 (2001).
- Pearlman A, Cross A, Slysz W, et al. Gigahertz counting rates of NbN single-photon detectors for quantum communications[J]. Applied Superconductivity, IEEE Transactions on, 2005, 15(2): 579-582.
- Dauler E A, Kerman A J, Robinson B S, et al. Photon-number-resolution with sub-30-ps timing using multi-element superconducting nanowire single photon detectors[J]. Journal of Modern Optics, 2009, 56(2-3): 364-373.
- Miki S, Yamashita T, Fujiwara M, et al. Multichannel SNSPD system with high detection efficiency at telecommunication wavelength[J]. Optics letters, 2010, 35(13): 2133-2135.
- Rosfjord K M, Yang J K W, Dauler E A, et al. Nanowire single-photon detector with an integrated optical cavity and anti-reflection coating[J]. Optics Express, 2006, 14(2): 527-534.
- Dauler E A, Kerman A J, Molnar R J, Bolkhovsky V, Hamilton S A, Hu X and Berggren K K 2009 Detection Efficiency Superconducting Nanowire Single Photon Detectors. In: European Conference on Applied Superconductivity (EUCAS), (Dresden, Germany:)

- Verevkin A, Zhang J, Sobolewski R, Lipatov A, Okunev O, Chulkova G, Korneev A, Smirnov K, Gol'tsman G N and Semenov A 2002 Detection efficiency of large-active area NbN single-photon superconducting detectors in the ultraviolet to near-infrared range Appl. Phys. Lett. 80 4687-9
- Takesue H, Nam S W, Zhang Q, et al. Quantum key distribution over a 40-dB channel loss using superconducting single-photon detectors[J]. Nature photonics, 2007, 1(6): 343-348.
- Annunziata A J, Frydman A, Reese M O, et al. Superconducting niobium nanowire single photon detectors[C]//Optics East 2006. International Society for Optics and Photonics, 2006: 63720V-63720V-8.
- Marsili F, Bitauld D, Gaggero A, et al. Physics and application of photon number resolving detectors based on superconducting parallel nanowires[J]. New Journal of Physics, 2009, 11(4): 045022.
- Kumar P. Quantum frequency conversion[J]. Optics letters, 1990, 15(24): 1476-1478.
- Huang J, Kumar P. Observation of quantum frequency conversion[J]. Physical review letters, 1992, 68(14): 2153.
- Ma L, Slattery O, Tang X. Single photon frequency up-conversion and its applications[J]. Physics Reports, 2012, 521(2): 69-94.
- Takesue, H. et al. Differential phase shift quantum key distribution experiment over 105 km fibre. New J. Phys. 7, 232 - 243 (2005).
- Shentu G L, Pelc J S, Wang X D, et al. Ultralow noise up-conversion detector and spectrometer for the telecom band[J]. Optics express, 2013, 21(12): 13986-13991.
- Tanzilli S, Tittel W, De Riedmatten H, et al. PPLN waveguide for quantum communication[J]. The European Physical Journal D-Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics, 2002, 18(2): 155-160.
- Photomultiplier Handbook, Available:
http://psec.uchicago.edu/links/Photomultiplier_Handbook.pdf

第3章 电磁场计算

计算电磁学是用数值的方法对 Maxwell 方程组进行求解,随着计算机技术的迅猛发展,计算电磁学也走上了飞速发展的轨道,现在计算电磁学在很多方面都有了大量的应用,如雷达天线,光学器件设计(Moharam, Gaylord *et al.* 1981,1982),飞行器隐身设计,电路的电磁场分析模拟,纳米光学等领域。计算电磁学主要有有限元法,时域有限差分法,严格耦合波分析方法,边界元方法等几种方法,在第四章我们将要介绍的纳米结构新型雪崩光电管探测的设计当中我们需要使用电磁学的计算方法计算在有纳米结构和没有纳米结构时,雪崩管内电磁场的分布变化情况,以及计算光子在器件内的吸收,反射,透射情况,通过计算电磁场学的分析,我们能够很直观的了解在什么样的条件下我们能够得到一个好的吸收效率,设计一个出一个好的器件,这样可以大大节省器件的设计时间。下面我们将对计算电磁学中常用的几种方法做一个介绍。

3.1 时域有限差分法

时域差分法(FDTD, Finite Different Time Domain Method)是1966年 Kane S Yee 提出的在时域空间求解电磁场的算法(Yee 1966),这种算法首先是把求解的区域离散化,变成空间网格,然后在这个生成的网格上将包含旋度,散度的麦克斯韦方程偏微分方程组转换成差分方程组,在获得差分方程组的过程中,使用在空间上,在时间上均差半个步长的网格,离散过程主要是离散麦克斯韦方程组中的两个包含旋度的方程,即公式 3.1a, 3.2a。FDTD 的求解过程是在先前定义的网格中用当前的时刻的电场,磁场数值去求解下一个时刻的空间各点的电磁场数值,重复这个过程就可以得到电磁场在整个求解域内随着时间,空间的变化情况。

时域差分法的好处是求解过程很直观,物理图像很清晰,基本图像就是通过当前时刻的电磁场求解在网格中求解下一个时刻的电磁场数值。在针对各种不同的实际情况求解时只需要将该求解域上具体的介电常数,磁导率等在空间的变化情况输入程序中就可以进行求解,过程简单,写的程序也因此具有通用性,FDTD 还有一个重要的特点是因为空间中每个点的电磁场数值只和周围的几个网格点的电磁场数值有关系,这样能够很有效的应用并行算法求解,这样可以很大的提高计算效率,减小求解的时间,求解时间在很多情况下非常重要。

下面我们将具体的介绍一下 Yee 提出的用时域差分法求解麦克斯韦方程组的方法，演示求解的过程，这个求解过程在 Yee 的文献 (Yee 1966) 中有更详细的介绍。

我们知道电磁场在空间中传播满足麦克斯韦方程组，如公式 3.1a-3.1d 所示。

$$\frac{\partial D}{\partial t} - \nabla \times H = J \quad (3.1a)$$

$$\nabla \times E + \frac{\partial B}{\partial t} = 0 \quad (3.1b)$$

$$B = \mu H \quad (3.1c)$$

$$D = \varepsilon E \quad (3.1d)$$

上面式子中的麦克斯韦方程组是一种向量形式，在 Yee 算法中先将其在直角坐标系中投影到各个坐标轴，写成分量的形式，如公式 4.2a-4.2f 所示，其中 4.2a-4.2c 是由 4.1b 公式推导而来，4.2d-4.2f 是由公式 4.1a 推导而来。

$$-\frac{\partial B_x}{\partial t} = \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} \quad (3.2a)$$

$$-\frac{\partial B_y}{\partial t} = \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} \quad (3.2b)$$

$$\frac{\partial B_z}{\partial t} = \frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \quad (3.2c)$$

$$\frac{\partial D_x}{\partial t} = \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} - J_x \quad (3.2d)$$

$$\frac{\partial D_y}{\partial t} = \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} - J_y \quad (3.2e)$$

$$\frac{\partial D_z}{\partial t} = \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} - J_z \quad (3.2f)$$

正如 Yee 在其文章中所使用的，在这里我们也使用如下的简记符号即在下面的公式中凡是出现 (i, j, k) 其表示的意思是 $(i, j, k) = (i\Delta x, j\Delta y, k\Delta z)$ ，凡是出现 $F^n(i, j, k)$ 表示的意义是 $F(i\Delta x, j\Delta y, k\Delta z, n\Delta t) = F^n(i, j, k)$

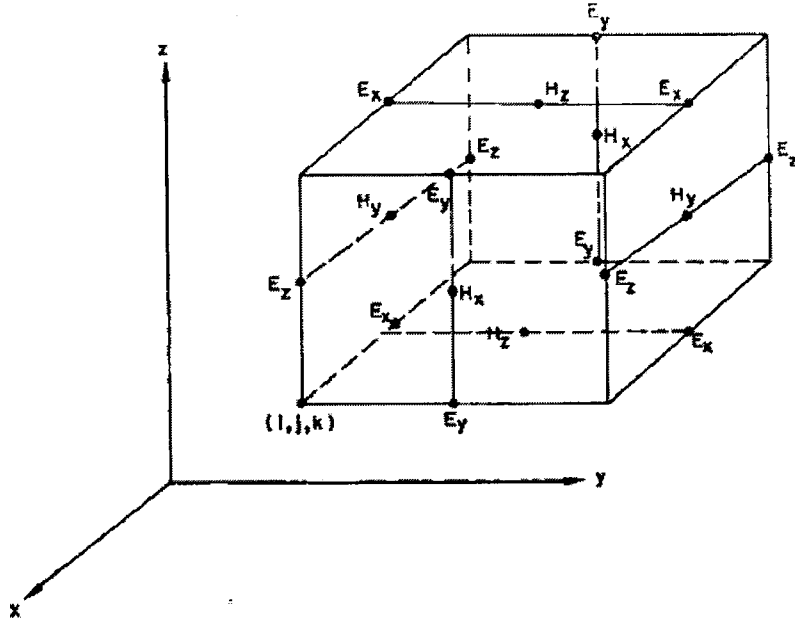


图 3.1 在 Yee 的时域差分法中使用的网格 (Yee 1966)

采用图 3.1 中 Yee 提出的网格格式, 公式 3.2a 在 Yee 网格中的差分方程可以写为 3.3a 式, 同理 3.3b, 3.3c 也可以用这种方法得到。

$$\begin{aligned}
 & \frac{B_x^{n+1/2}(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}) - B_x^{n-1/2}(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2})}{\Delta t} \\
 &= \frac{E_y^n(i, j + \frac{1}{2}, k + 1) - E_y^n(i, j + \frac{1}{2}, k)}{\Delta z} \\
 & \quad \frac{E_z^n(i, j + 1, k + \frac{1}{2}) - E_z^n(i, j, k + \frac{1}{2})}{\Delta y}
 \end{aligned} \tag{3.3a}$$

接下来将 3.2d 写成差分格式得到方程 3.3b, 同理 3.2e, 3.2f 也可以用这种方式写成差分格式。

$$\begin{aligned}
& \frac{D_x^n(i+\frac{1}{2}, j, k) - D_x^{n-1}(i+\frac{1}{2}, j, k)}{\Delta t} \\
&= \frac{H_z^{n-\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k) - H_z^{n-\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j-\frac{1}{2}, k)}{\Delta y} \\
& \quad - \frac{H_y^{n-\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j, k+\frac{1}{2}) - H_y^{n-\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j, k-\frac{1}{2})}{\Delta z} \\
& \quad + J_x^{n-\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j, k)
\end{aligned} \tag{3.3b}$$

得到上述的差分方程后，结合适当的边界条件就可以进行问题的求解了。

在使用时域差分法时需要注意的是，实际上要求解的是一个无限的求解域上的麦克斯韦方程，需要考虑怎么将无限的求解域截断成有限的求解域，要保证截断后的求解域得到的解和原来的问题是等价的。现在在处理这个问题上主要有两种方法，第一种是使用二阶的 Mur 吸收边界对求解域进行截断 (Thiele *et al.* 1975; Mur *et al.* 1981)，第二种是使用完全匹配吸收层对求解域进行截断 (Berenger *et al.* 1994)，这种方法是由 Berenger J 提出的。

3.2 严格耦合波分析方法

严格耦合波分析方法上世纪 80 年代 Moharam 与 Gaylord 在分析平面光栅问题时提出的一种分析方法 Moharam, Gaylord, *et al.* 1981; Moharam, Grann *et al.* 1995)，现在已经被广泛的应用全息光栅，太阳能电池吸收效率分析，各种光栅的透射反射分析等领域，取得了一些重要的成果。严格耦合波分析其基本思想是在光栅区域将介电常数用傅里叶变换展开，在求解光栅的电磁场分布时非常有效，首先在光栅区域将麦克斯韦电磁场方程通过一系列的本征函数表示，然后通过光栅区域和其他之间的边界条件求解出结果。下面我们将以 Moharam 在文献 (Moharam, Pommet 1995) 中的二维光栅结构麦克斯韦方程组求解为例说明严格耦合波分析的求解方法。

3.2.1 二元光栅严格耦合分析方法

假设求解对象是图 3.2 所示的二元光栅，入射光为 TE 光，

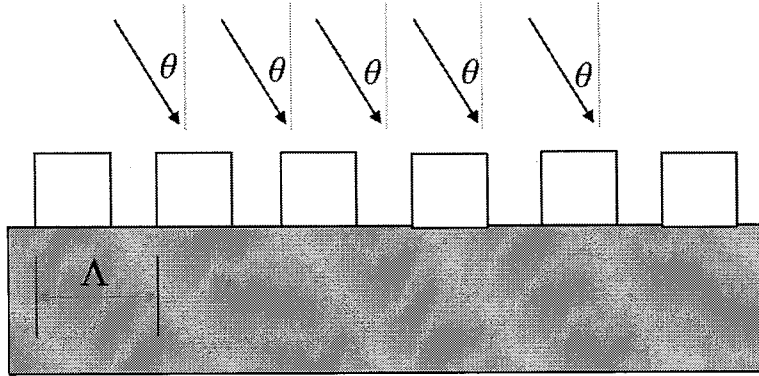


图 3.2 二元光栅

首先我们将求解区域分成 3 个部分，光栅之上的称为区域 I，光栅区域，和光栅区域下面的区域称为区域 II 这个入射光场可以通过 3.4 式表示

$$E_{inc,y} = \exp[jk_0 n_1 (\sin \theta x + \cos \theta z)] \quad (3.4)$$

其中 k_0 为入射光的波矢， θ 为入射光与光栅平面法线的夹角

$$k_0 = 2\pi / \lambda_0 \quad (3.5)$$

区域 I 和区域 II 中的光场可以用式子 4.6, 4.7 表示

$$E_{I,y} = E_{inc,y} + \sum_i R_i \exp[-j(k_{xi}x - k_{I,zi}z)] \quad (3.6)$$

$$E_{II,y} = \sum_i T_i \exp\{-j(k_{xi}x - k_{II,zi}(z-d))\} \quad (3.7)$$

其中 $k_{xi} = k_0 [n_1 \sin \theta - i(\lambda_0 / \Lambda)]$ ， Λ 为光栅的周期，

$$\text{另外} \quad k_{1,zi} = \begin{cases} +k_0 [n_1^2 - (k_{xi} / k_0)^2]^{1/2}, k_0 n_1 > k_{xi} \\ -jk_0 [(k_{xi} / k_0) - n_1^2]^{1/2}, k_{xi} > k_0 n_1 \\ 1 = I, II \end{cases}$$

然后将光栅区域的介电常数用傅里叶级数展开，展开后如公式 3.8 所示

$$\varepsilon(x) = \sum_h \varepsilon_h \exp(j \frac{2\pi h}{\Lambda} x) \quad (3.8)$$

接着将光栅区域的电磁场分布也用傅里叶级数展开成 3.9, 3.10 的形式

$$E_{gy} = \sum_i S_{yi}(z) \exp(-jk_{xi}x) \quad (3.9)$$

$$H_{gx} = -j \left(\frac{\varepsilon_0}{\mu_0} \right)^{1/2} \sum_i U_{xi}(z) \exp(-jk_{xi}x) \quad (3.10)$$

得到上面的这些式子以后根据区域 I, 区域 II, 光栅区域之间的边界条件, 电场分量, 磁场分量之间本身的关系可以得到一个耦合的微分方程组, 通过解这个微分方程组我们就可以得到各个区域的解, 不过求解这个方程组本身也不是一件容易的事, 很多人付出了很多的努力提出了很多的方案来提高解这个微分方程组的效率 (Moharam, Grann *et al.* 1995; Moharam, Pommet *et al.* 1995)。关于求解的整个过程的更加详细的描述可以参考文献 (Moharam, Pommet *et al.* 1995)。

3.2.2 周期结构严格耦合波分析方法

在上面一节中我们看到了怎么用严格耦合波求解二元光栅, 但是在很多实际应用中光栅区域很可能不是如图 3.2 中的那样, 而是如图 3.3 中的那样, 在光栅区域还有微结构, 正如我们在第五章提出的纳米结构雪崩管, 这里的光栅区域不是一个简单的二元光栅, 每个光栅是一个纳米锥, 同时光栅区域还不仅仅在一个区域, 可能光栅在几个地方同时存在, 不同区域的光栅周期, 结构都不同, 针对这种实际的比较复杂的情况严格耦合波求解的步骤是, 如图 3.3 所示, 先将光栅区域用台阶型的光栅进行近似, 然后将每一层的电磁场, 介电常数上一节所述的方法用傅里叶级数展开, 在利用层与层之间的边界条件得到一个耦合微分方程组, 再去求解这个方程组, 最后得到结果。

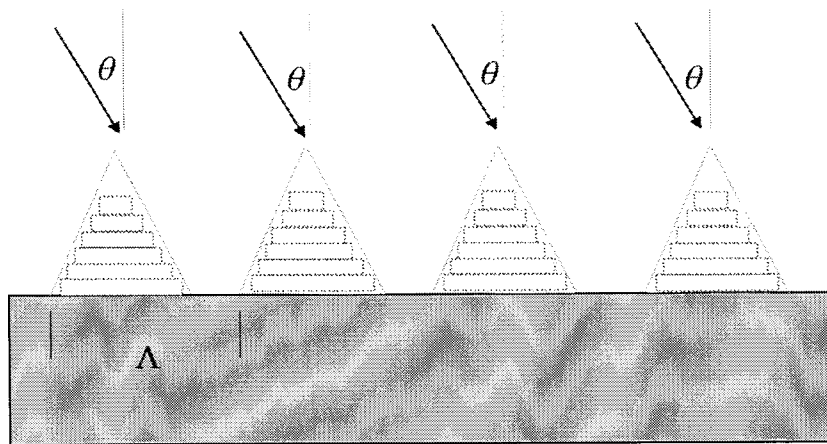


图 3.3 周期性光栅

理论上用严格耦合波可以得到麦克斯韦方程组的严格精确解, 不过受限于展开的级数, 严格耦合波的精确性受到影响, 总体说来在用严格耦合波求解时, 所有的展开级数越大, 最后求解的精度就越高。

参考文献

- Yee K S. Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations[J]. IEEE Trans. Antennas Propag, 1966, 14(3): 302-307.
- Thiele G A, Newhouse T. A hybrid technique for combining moment methods with the geometrical theory of diffraction[J]. Antennas and Propagation, IEEE Transactions on, 1975, 23(1): 62-69.
- Mur G. Absorbing boundary conditions for the finite-difference approximation of the time-domain electromagnetic-field equations[J]. Electromagnetic Compatibility, IEEE Transactions on, 1981 (4): 377-382.
- Berenger J P. A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves[J]. Journal of computational physics, 1994, 114(2): 185-200.
- Moharam M G, Gaylord T K. Rigorous coupled-wave analysis of planar-grating diffraction[J]. JOSA, 1981, 71(7): 811-818.
- Moharam M G, Grann E B, Pommet D A, et al. Formulation for stable and efficient implementation of the rigorous coupled-wave analysis of binary gratings[J]. JOSA A, 1995, 12(5): 1068-1076.
- Moharam M G, Pommet D A, Grann E B, et al. Stable implementation of the rigorous coupled-wave analysis for surface-relief gratings: enhanced transmittance matrix approach[J]. JOSA A, 1995, 12(5): 1077-1086.
- Moharam M G, Gaylord T K. Diffraction analysis of dielectric surface-relief gratings[J]. JOSA, 1982, 72(10): 1385-1392.

第 4 章 新型硅基雪崩光电二极管设计

硅雪崩光电管单光子探测器能够有效的探测可见光到 1 μm 波段的光子, 在许多地方有重要的应用, 例如量子力学基本问题的实验检验, 时间关联单光子探测, 量子保密通信等, 在量子保密通信中因为现有的磷化铟镓砷雪崩管单光子探测器暗计数, 后脉冲较高, 人们提出了一种将近红外的单光子通过非线性效应转换成可见光, 再通过硅探测进行探测的方案, 因为硅雪崩管单光子探测器在可见光的高探测效率, 低的暗计数特性, 频率上转换是一种很好的近红外光子的探测方案。但是硅单光子探测器也有其自身的问题, 在现有的硅探测器中根据耗尽区的长度可以分成薄节雪崩管和厚节雪崩管, 薄节型的雪崩管时间分辨率高, 但是探测效率相对较低, 厚节型雪崩管探测效率高, 但是因为耗尽区长, 时间分辨率比较低, 为了解决这个矛盾在本章我们提出了一种新的纳米结构雪崩管, 使用这种纳米结构的雪崩管, 可以用薄的耗尽区就能达到很高的探测效率, 同时因为耗尽区薄这种结构的雪崩管时间分辨也很高, 下面我们将详细的叙述。在 4.1 节将会介绍已有的各种硅探测器, 并给出各种硅探测器的优缺点。在 4.2 节我们将介绍一种我们提出的新型纳米结构探测器, 并通过计算对这种新设计的探测器的性能进行了讨论。

4.1 硅雪崩光电二极管

4.1.1 薄节型硅雪崩光电管

硅基雪崩光电管历史很悠久, 相比其他材料的雪崩光电二极管发展时间已经很长了, 早在上世纪 60 年代在 Shockley 实验室人们就用硅的 PN 节开始研究雪崩现象 (Goetzberger *et al.* 1963), 但是因为当时半导体工业刚刚兴起, 材料, 工艺等方面都还不成熟, 材料当中还有许多的缺陷, 当 PN 节反偏处于高电场时缺陷周围会出现微等离子体现象, 影响了人们对这种现象的研究, 也是因为这个原因早期的雪崩光电管都制作的比较小, 直径只有几个微米。

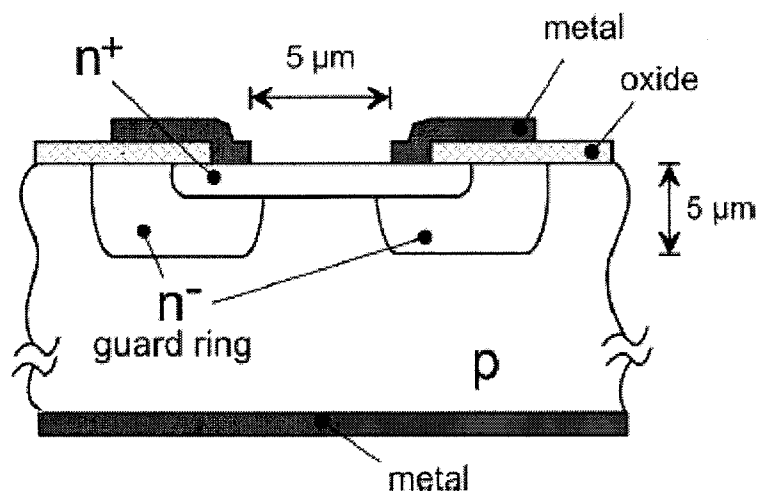
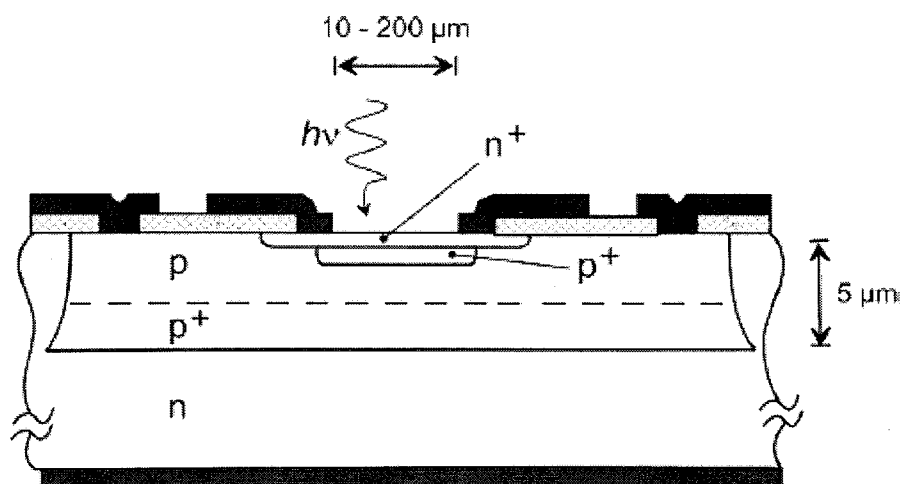
图 4.1 早期的雪崩光电管 (Goetzberger *et al.* 1963)

图 4.1 是早期的一种雪崩光电管，由 Goetzberger 等人提出，从中我们可以发现现代雪崩管的雏形，为了抑制边缘击穿的发生，他们在节的两边制作了由低参杂的 n^- 区构成的保护环，这种结构至今在雪崩光电管的制做中仍然得到了应用。不过这种结构的雪崩管也有着非常明显的缺陷，第一就是由于当时工艺的限制，光敏面做不大，第二是这里 PN 节下面的中性区很长，因为中性区没有电场，吸收在中性区中的光生载流子需要很长的时间才能够扩散到 PN 节中进行放大，因此这种结构雪崩管时间分辨率很差。为了解决因为光子吸收在中性区造成时间分辨率差的问题，1989 年 S. Cova 组提出了一种新的雪崩光电管的结构 (Ghioni *et al.* 1988)，如图 4.2 所示，

图 4.2 薄结型雪崩光电二极管 (Ghioni *et al.* 2007)

这种新的结构是通过在 n 型衬底上生长一层 P+型的外延层，在这层上面在生长一层 p 型层，最后通过离子注入和扩散形成一个高场区的 pn 节，这种结构的好处是 P+层与 n 型衬底构成一层反向 pn 节，这层将光在衬底产生的光生载流子隔离开来使其进入不了高场的 pn 节中去，这样极大的提高了的硅雪崩光电管的时间分辨率，通过使用这种结构的时间分辨的半高宽能好于 30ps (Cova *et al.* 2004)。同时这种结构的保护环也与早前的结构不一样，在这里通过在器件中心进行离子注入然后在一个更大的直径上进行扩散，这样形成的中心 pn 节有效的抑制了边缘击穿。另外这种结构的耗尽区一般比较小，大约为 1 μ m，称为薄节型雪崩管。图 4.3 是一种基于上述结构的薄节型雪崩光电管的探测效率，

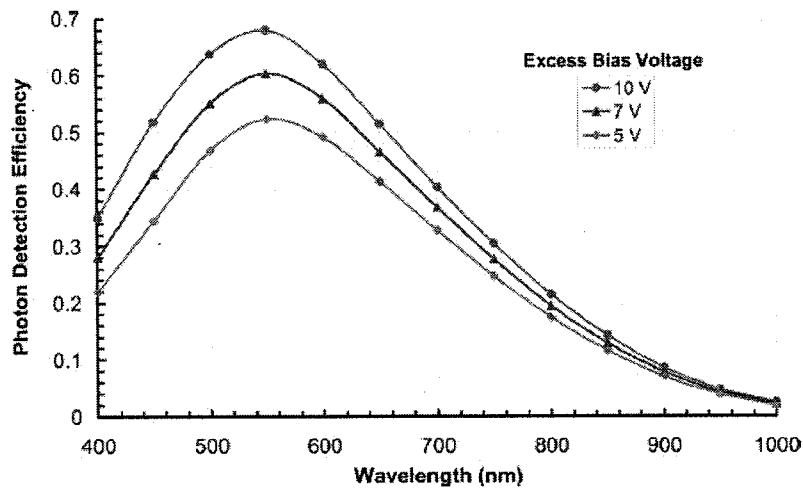


图 4.3 薄节型雪崩光电管的探测效率 (Ghioni *et al.* 2007)

从图中我们可以看到，薄节型单光子雪崩光电管在入射光子波长为 550nm 时通过提高反向偏压到 5V 探测效率能够达到 52%，入射波长为 820nm 的时候因为耗尽区小，能够吸收的光子有限，最终雪崩管对 820nm 光子的探测效率只有大约 15%。

4.1.2 厚节型雪崩光电管

厚节型雪崩光电管的结构如图 4.4 所示，

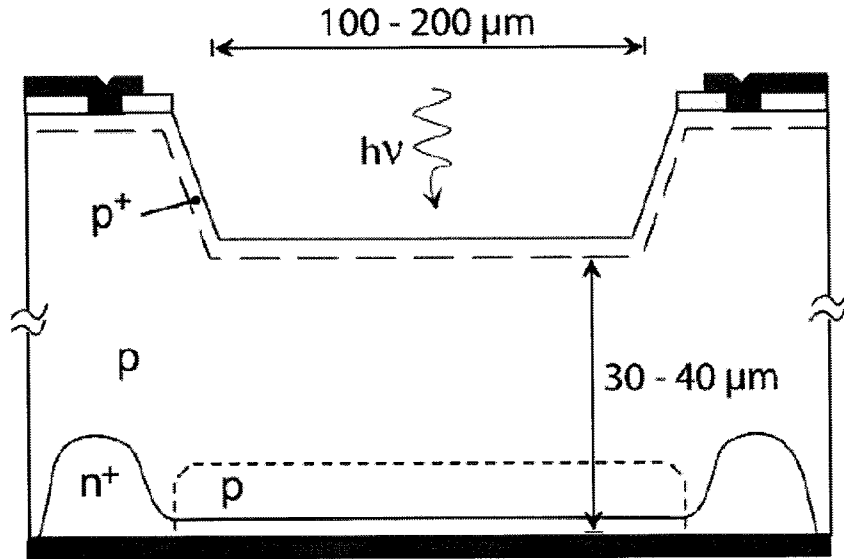


图 4.4 拉通型雪崩光电二极管 (Cova *et al.* 2004)

这种结构的雪崩管是 Perkinelmer 公司的一种雪崩管，特点是耗尽层很长，耗尽区长度的范围大概在 20 μm -100 μm ，于此对应的这种雪崩管的雪崩电压也很高，从 250V-500V。光敏面是通过离子注入来定义的，光敏面的很大，直接大约为 200 μm ，与先前平面结构的强场区定义类似，先进行离子注入再进行扩散，形成一个 pn 节，这种结构的边缘击穿抑制是通过在 pn 节外在再进行一次扩散，形成一个轻掺杂区，形成一个保护环，这样就能够抑制边缘击穿。厚节单光子雪崩光电管的特点是它的探测效率非常高，暗计数也很低，参考图 4.5，

Figure 2. Photon Detection Efficiency (pd) vs. Wavelength

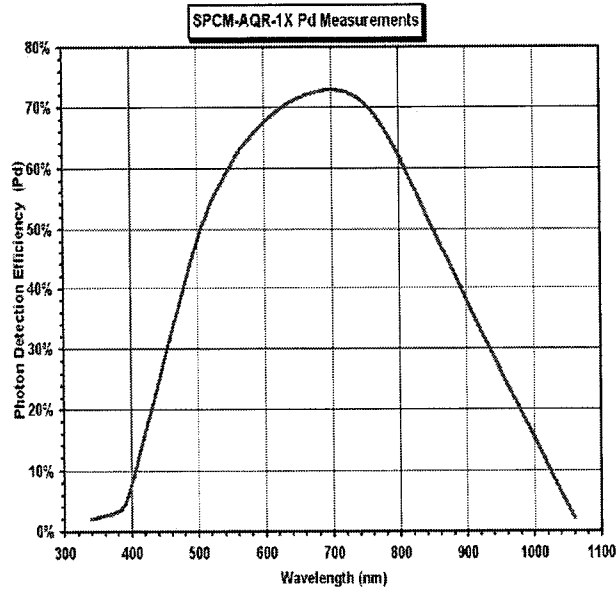


图 4.5 厚节单光子雪崩光电管探测效率 (SPCM-AQRH)

图 4.5 是 Perkin elmer 生产的基于图 5.3 所示的结构改进而来的一种单光子探测器的探测效率 (SPCM-AQRH)。从中我们可以看到入射光子波长为 700nm 时探测效率达到 72%，在波长为 1000nm 时探测效率仍然有 15%，探测效率非常高。但是因为这种结构的耗尽区很长造成其时间分辨比较差，时间分辨的半高宽达到 $\sim 350\text{ps}$ 。

4.1.3 CMOS 工艺制作的单光子雪崩光电管

另外一种值得注意的硅基雪崩管是用标准的 CMOS 工艺制作的单光子雪崩二极管，这种雪崩管用半导体工厂提供的生产 CMOS 集成电路的工艺制成，好处是可以实现雪崩二极管和外围的电路，如将主动淬灭，光子计数等集成在一个芯片上实现单片集成的单光子雪崩光电二极管探测模块，缺点是半导体工厂给出的 CMOS 工艺条件是标准的不能根据需要进行更改，这样在设计雪崩光电管的时候就受到标准 CMOS 工艺的限制，缺少灵活性。不过近年来随着高压 CMOS 工艺的发展给 CMOS 兼容单光子雪崩管的发展带来了契机，高压 CMOS 工艺的好处是相对普通的 CMOS 工艺，高压 CMOS 能够形成一个低参杂的深 n 型井，能够制作暗计数相对较低的雪崩管，同时因为其深的低参杂 n 型井，雪崩管能够减小因光子吸收在中性区引起的时间晃动性能变差。2003 年 A. Rochas 等人用高压 CMOS 工艺制作

了一个单光子雪崩管，光敏面的直径是 $7\mu\text{m}$ ，在 5V 的额外偏压下能够在室温下将暗计数做到 900Hz ，探测效率在 420nm 到 620nm 范围内大于 20% ，在 750nm 还有 7% ，后脉冲概率 7.5% ，死时间是 75ns (Rochas *et al.* 2003)。

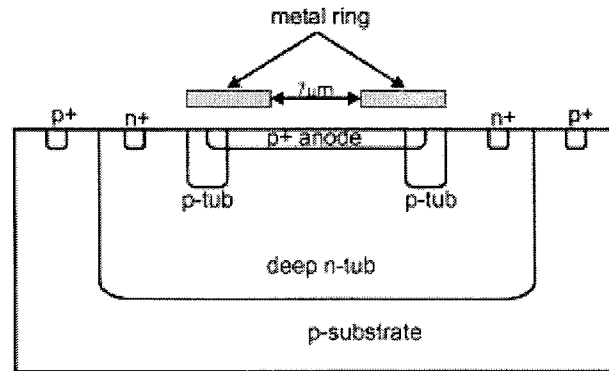


图 4.6 与 CMOS 工艺兼容的单光子雪崩光电管 (Rochas *et al.* 2003)

4.1.4 共振腔型雪崩光电管

如前面所述，薄节型的雪崩管因为耗尽层小，对红光和近红外的光吸收少，总的探测效率不高，为了解决这个问题 2008 年 S. Cova 组开发了一种共振腔型的雪崩管，与早前的双外延结构不同，这种结构在双外延层下面还具有一个分布式布拉格反射镜，这个分布式布拉格反射镜由二氧化硅和硅组成，其中二氧化硅为 437nm ，硅为 174nm ，这种反射镜对 850nm 的光的反射率能大于 90% ，这种结构下的探测效率在 780nm 时为 42% ，在 850nm 时为 34% ，时间分辨的半高宽可以达到 35ps ，对直径为 $8\mu\text{m}$ ， $20\mu\text{m}$ ， $50\mu\text{m}$ 的共振腔结构雪崩管，在室温的暗计数分别为 450 ， 3500 ， 100000 每秒。总体来说，这种结构确实提高了近红外光子的探测效率，但是还有许多需要改进的地方。在这个方向的进一步发展是一种红光增强型的单光子雪崩光电管结构的提出。这种结构如在磷化铟砷化镓中经常使用的分离吸收电荷倍增结构 (SACM)，将倍增层和吸收层分开，倍增层的电场强，吸收层的电场较弱，整个耗尽层的厚度大约为 $10\mu\text{m}$ ，与先前的薄节型雪崩管的耗尽层大，在耗尽层下面是与先前的共振腔型的雪崩管类似，也是在 n 型的衬底上外延一层 $p+$ 层，用于隔离吸收在衬底产生的电子空穴对，采用这样的结构后雪崩管在红光和近红外的探测效率得到很大的提高，对 800nm 有 40% 的探测效率，对 500nm 的光时 60% 的探测效率，而普通的薄节型雪崩管对 800nm 的探测效率只有 15% ，同时红光增强的雪崩管暗计数也很低，在室温下暗计数小于 $1000/\text{s}$ ，当温度减到 5C 时，暗计数只有 $50/\text{s}$ ，和普通的薄节型的雪崩管类似，从这个也可以看出暗计数主要来源于倍增区，因为增加了耗尽层的厚度，

暗计数没有大量增加。这种管子的时间分辨的半高宽 (FWHM) 为 93ps, 与普通的薄节型的雪崩管相比要大, 主要原因是耗尽层由大概 1 μm 增加大大概 10 μm , 光子吸收在这么宽的耗尽层中引起的渡越到倍增区的时间有一个比较大的增加, 导致最后时间分辨的半高宽增加。

4.2 新型的雪崩光电二极管

从前两节我们看到现有的两大类硅基单光子雪崩光电二极管都有各自的优缺点, 薄节型的雪崩管时间分辨好, 但是探测效率不高, 特别是在长波方向, 厚节硅基单光子雪崩光电管探测效率高, 在 800nm 时仍然有 63%, 于此同时薄节型的在 800nm 只有~16%, 但是厚节型也有自身的缺点就是时间分辨率差, 时间分辨的半高宽大约为 350ps, 而薄节型的时间分辨半高宽能够达到 30ps。薄节型的雪崩管之所以探测效率相对较低是因为其耗尽层短, 通常在一个微米左右, 而与此同时硅中红光和近红外光的吸收系数小, 1 μm 长的耗尽层不能有效的吸收红光和近红外光。为了增加光子在薄耗尽层的吸收现在有几种办法:

- 1, 使用共振腔结构, 如 S. Cova 组提出的共振腔结构
- 2, 增加耗尽层的厚度, 如前面介绍的红光增强雪崩管结构。

但是从总体上看这两种方法对探测效率的提高都有限, 具体参考 4.1.4 节, 在这里为了提高探测效率, 我们提出了一种新型的硅基雪崩光电管, 这种结构能够具有好的时间分辨, 并且同时在很宽的频谱范围内具有高的探测效率, 通过优化, 新型的结构在长波方向的探测效率比厚节型的探测效率还高。

4.2.1 器件结构

新型的纳米结构雪崩管的结构如图 4.6 中的右图所示, 这种结构是通过在普通 pin 结构雪崩管的两端增加纳米锥构成, 根据太阳能电池的相关研究 (Wang *et al.* 2012), 通过使用这种纳米结构能够增加太阳能电池的吸收效率, 在这里我们将这个概念运用到雪崩管单光子探测器中。在这种雪崩管中顶部的纳米锥是为了能够减小光子在表面的反射而设计, 底部的纳米锥是为了能够将光子俘获在雪崩管内提高吸收而设计, 在这一节中我们将给出相应的数值计算结果。在计算过程中为了更好的研究纳米结构的影响, 我们在同时也计算了没有纳米结构雪崩管的性能, 这样可以通过对比更好的研究纳米结构雪崩管的性能。没有纳米结构的雪崩管 p 区, n 区和 i 区的厚度和有纳米结构的雪崩管一致。

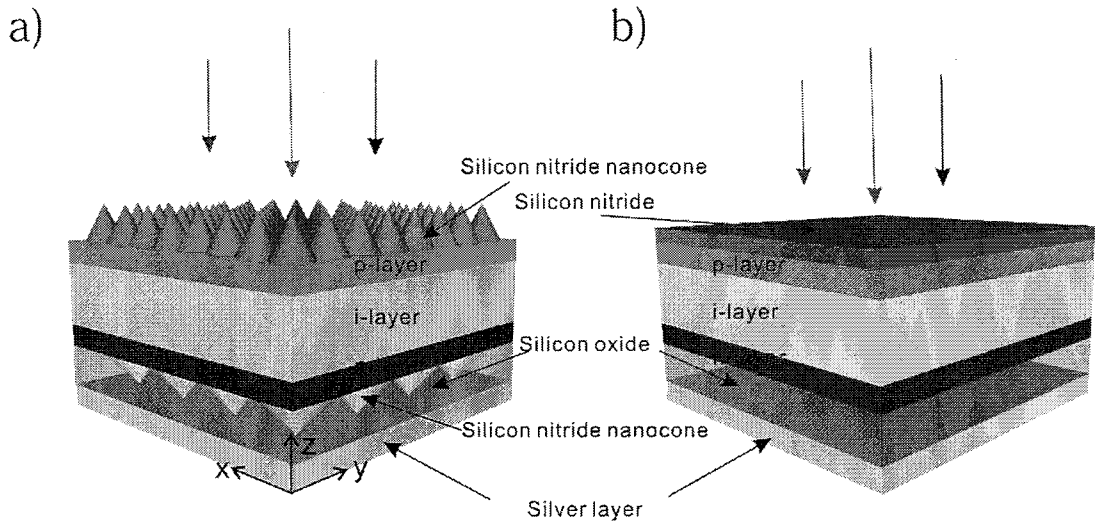


图 4.6 新型的单光子雪崩光电管

优化之后的结构参数:

右图, 为没有纳米结构的雪崩管结构示意图。从下往上各层分别表示银, 二氧化硅, n 型重参杂, 本征硅 (不参杂), p 型重参杂, 氮化硅抗反射膜。厚度分别是 200nm, 2 μ m, 300nm, 1 μ m, 300nm, 100nm。

左图, 具有纳米结构的雪崩管的结构示意图。从下往上各层分别是银, 二氧化硅 (二氧化硅中的纳米锥由硅材料组成), n 型重参杂, 本征硅 (不参杂), p 型重参杂, 顶部的纳米锥为氮化硅。厚度分别是 200nm, 2 μ m, 300nm, 1 μ m, 300nm, 100nm。其中的底部的纳米锥的尺寸为: 周期 800nm, 高 250nm, 底部 750nm。顶部的纳米锥的尺寸为: 周期 400nm, 高 850nm, 底部 400nm。

4.2.2 数值模拟

为了评估这种新型雪崩管的性能, 这里计算了雪崩管的探测效率和时间分辨率 (jitter)。探测效率和时间分辨率与雪崩管探测单光子的过程有关, 单光子在这种新型雪崩管中的探测过程与磷化铟/铟砷化镓雪崩单光子光电二极管类似, 仍然是:

- 1, 光子入射到雪崩光电管被吸收产生电子空穴对,
- 2, 如果光子吸收在顶部的 p 层则有一部分通过扩散进入到耗尽层中去, 或者扩散到雪崩管表面消失。
- 3, 进入耗尽层的电子, 或者是一开始光子就吸收在耗尽层中产生的电子空穴对, 在耗尽层中的强电场的加速下开始雪崩倍增过程。

为了计算探测效率, 需要知道

- 1, 有多少光子被吸收, 光子能被吸收的概率是多少。

- 2, 吸收在雪崩管的哪个位置, 是在 p 区, n 区还是 i 区, 进入倍增区的概率是多少。
- 3, 产生的电子空穴对能够引发雪崩的概率是多少。

下面将对这三个过程进行讨论。

1, 光学吸收

为了估计新型的单光子雪崩光电管能吸收多少光, 并且注意到我们这种新的结构顶部和底部的纳米结构均是周期性的, 因此这里用第三章中提到的严格耦合波分析方法 (RCWA) 来计算雪崩管对光子的吸收, 这种方法特别适用于周期结构的分析。这里我们应用了斯坦福大学的一款基于这种方法写成的软件计算了这种结构对光子的吸收。在这里我们考虑第一种结构, 在这种结构里耗尽层的厚度是 $1\mu\text{m}$, 之所以选这种厚度是因为现有的薄节型的雪崩光电管耗尽区也是大约为 $1\mu\text{m}$, 这样我们可以与现有的探测器性能做一些对比。

这里我们首先计算了没有的雪崩光电二极管的在雪崩管各层的吸收, 我们波长的计算范围是从 400 纳米到 1100 纳米, 计算结果如图 4.7 所示, 其中红色的曲线表示在中间耗尽层的吸收概率, 黑色的线表示在顶部 p 型区域的吸收概率, 蓝色的线表示在 n 型区域的吸收概率, 从图 5.7 我们可以看出在短波方向, 一开始光子在 i 层被吸收的概率很小几乎没有, 大部分光被 p 型区域吸收, 同时我们也可以看到即使是使用了抗反射膜, 在短波反向, 仍然有将近 50% 被反射, 随着波长逐渐增加, 波长从 400 纳米到 600 纳米, 光子在 i 层被吸收的概率逐渐增大, 到 600nm 的时候在 i 层的吸收概率能达到 60%, 在 600 纳米之后, 光子在各层被吸收的概率都下降了, 主要原因是, 随着波长的增加, 光子在硅中的吸收系数逐渐下降导致最终光子在各层被吸收的概率下降。在一些感兴趣的波长上, 如 850 纳米, 光子在耗尽层中被吸收的概率不到 20%, 而到了 1100 纳米, 光子几乎就不被吸收了。

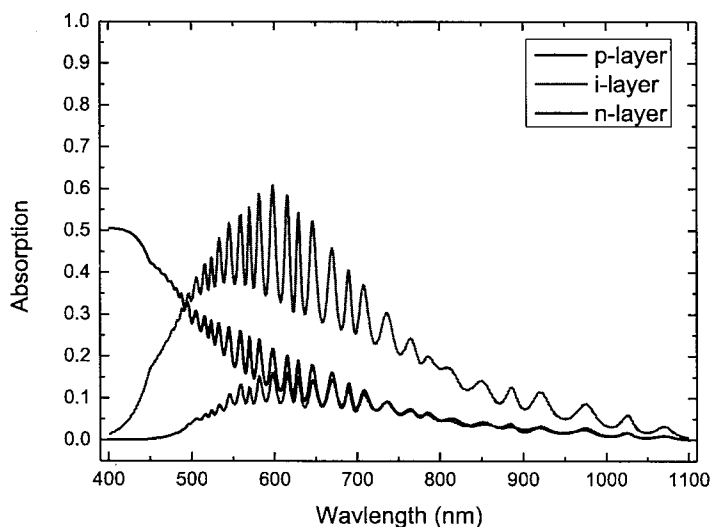
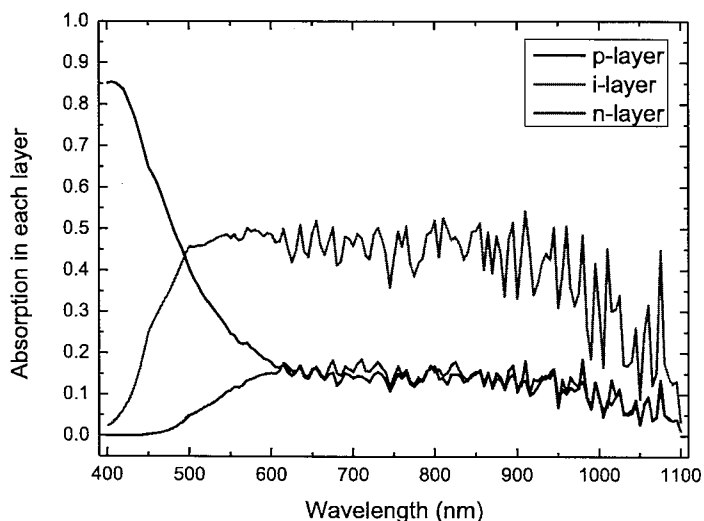
图 4.7 普通雪崩光电二极管在各层的吸收分布 (i 层宽度 1 μ m)图 4.8 新型的雪崩光电二极管在各层的吸收分布 (i 层宽度 1 μ m)

图 4.8 是在 p 区上头加了纳米结构的雪崩管的光子在各层的吸收分布, 首先从图中我们可以看到增加了纳米结构以后雪崩管在 400 纳米到 600 纳米范围内的抗反射提高了, 在 400 纳米处总的吸收提高到 85%, 与之对应的没有纳米结构的雪崩管在 400 纳米处的总吸收为 50%, 相比较而言纳米结构将探测效率提高了 35%, 从 600 纳米之后一直到 900 纳米, 雪崩管对这部分光的吸收基本维持不变, 在耗尽层中的吸收为 50%, 在 p 型区域和 n 型区域的吸收为 15%, 与没有纳米结

构的雪崩管相比吸收效率在这个范围内有了很大的提高（参考图 4.7 没有纳米结构的雪崩管在 600 纳米到 900 纳米的探测效率从~50%，降到 6%~7%）从 900 纳米到 1100 纳米纳米结构雪崩管仍然维持了较高水平的吸收，在 1000 纳米处雪崩管对光子的吸收仍然有 30%，而没有纳米结构的雪崩管对这个波长的光只有 5% 的吸收，在另外一个感兴趣的波长 1064 纳米处，有纳米结构的雪崩管在这个波长的在耗尽层中的吸收概率为 20%，而没有纳米结构的雪崩管对这个光的吸收已经减少到 2%-3%了，从上面的结果我们可以看出通过增加纳米结构可以在很宽的频谱范围内将雪崩管的吸收效率提高很多，特别是对长波方向上的波长。

2, 雪崩过程

在上面一节里给出了纳米结构雪崩管和与其对应的没有纳米结构的雪崩管的吸收效率，光子被吸收以后，当所加的偏压大于雪崩电压时有可能引发雪崩，为了得到这个概率，我们这里应用了一个简单的蒙特卡罗模拟方法去模拟电子空穴对在耗尽层中的倍增过程，具体方法是：

电子空穴出现在倍增区以后在电场的加速下与晶格碰撞产生新的电子空穴对，新产生的电子或者空穴在产生下一对电子空穴对之前走过的距离称为电子或者空穴的步长，这个电子和空穴的步长遵循如下的概率分布 (Tan *et al.* 2007).

电子的步长的概率密度分布函数如下面的式子表示

$$h_e(x) = \begin{cases} 0, & x \leq d_e \\ \alpha \exp[-\alpha(x-d_e)], & x > d_e \end{cases} \quad (4.1)$$

同理空穴的步长的概率密度分布函数表示为

$$h_h(x) = \begin{cases} 0, & x \leq d_h \\ \beta \exp[-\beta(x-d_h)], & x > d_h \end{cases} \quad (4.2)$$

在我们的模型中我们假定 p, n 区为重参杂，耗尽区的电场为常数，不随空间位置变化，上面式子中 d_e , d_h 是先前介绍的电子和空穴在获得足够能量产生新的电子空穴对所需要走过的距离，也就是死区。它们的值可以通过下面的式子给出，

$$d_e = \frac{E_{ie}}{F} \quad (4.3)$$

$$d_h = \frac{E_{ih}}{F} \quad (4.4)$$

其中 E_{ie} 和 E_{ih} 分别表示电子和空穴能够碰撞出电子空穴对的最小能量，也称阈值能量。 F 为电场的强度。电场越强死区越小。

在得到上面的分布以后，根据 4.1 式和 4.2 式随机抽样出需要经过多长的距离才会产生下一对电子空穴，这个步长符合 4.1 和 4.2 式，然后再对新产生的电子空穴对随机抽样出它们在产生下一对电子空穴对前需要走过的步长，对新产生的所有电子空穴对都进行这个过程，直到达到雪崩的阈值。这样完成了对雪崩过程的模拟。再结合 4.2.2.1 中的光学模拟，假定有 n 个光子入射，记录下有多少的光子引发的雪崩能够达到阈值，统计过阈值的光子数 m ，记录下达到雪崩阈值的时间 t_i ，则可以得到探测效率和时间分辨率，用下面的表达式表示，

$$De = \frac{m}{n} \quad (4.5)$$

$$\sigma = \sqrt{\langle t_i^2 \rangle - \langle t_i \rangle^2} \quad (4.6)$$

根据上面的方法求得了有纳米结构和没有纳米结构雪崩管的探测效率和时间分辨。

从图 4.9 中我们可以看到在从 350 纳米到 500 纳米探测效率时逐渐增加的，而参考图 4.7，我们可以发现雪崩管对这几个波长总的吸收的差别并不会造成探测效率这么大的变化，造成这个变化的原因是波长越短，吸收系数越大，光子越在表面被吸收，比如对于 350 纳米的光子在 p 区吸收达到 50%，但是最终的探测效率却只有大约 5%，这就是因为大部分的光子被吸收在了表面，光生载流子不能进入到耗尽层中去，这部分光对探测效率没有贡献。在长波方向，随着波长的增加硅的吸收系数变小，导致在长波方向探测效率下降。

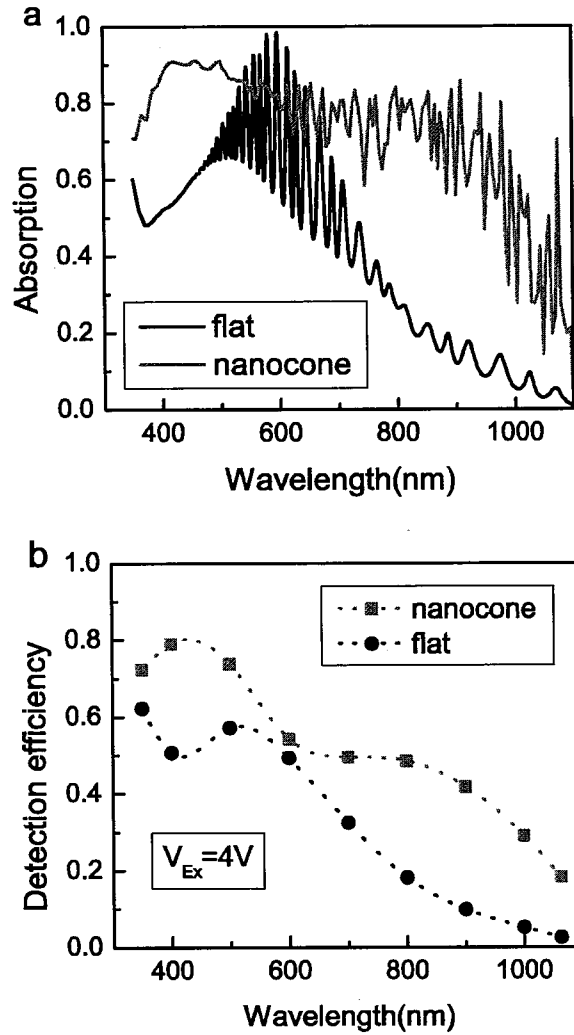


图 4.9 耗尽层长度为 1 μ m 时，纳米结构对雪崩管吸收效率和探测效率的影响

从图 4.9b 中我们也可以看出通过增加纳米结构，雪崩管的探测效率提高了，比如针对 500 纳米的入射光在同样的偏压下没有纳米结构的探测效率为 40%，有纳米结构的探测效率提高到 52%，在波长为 600 纳米时，有纳米结构和没有纳米结构探测效率相差无几，在波长为 700 纳米时没有纳米结构的探测效率为 25%，有纳米结构的提高到 37%，在波长为 800 纳米的时候有纳米结构的探测效率依然维持在 37%而这个时候没有纳米结构的探测效率降低到 15%，到了 900 纳米，有纳米结构的探测效率为 30%，而没有纳米结构的这时探测效率已经降低到 7%，在 1000 纳米有纳米结构的探测效率达到 21%，没有纳米结构的只有不到 5%的探测效率了，同时我们注意到在这个波长 Perkin elmer 的探测器对 1000 纳米的探测效率为 15%，在这个波长有纳米结构的探测效率已经是高于厚节型的雪崩管了。

从上面的分析我们看到使用了纳米结构以后雪崩管的探测效率确实得到了很大的提高, 为了更全面的分析纳米结构对雪崩管性能的影响, 我们同时也计算了纳米结构雪崩管的时间分辨率, 并将结果和没有纳米结构雪崩管的时间分辨进行了对比, 计算的波长为 600nm, 700nm, 800nm, 900nm 和 1000nm, 结果如下图所示。

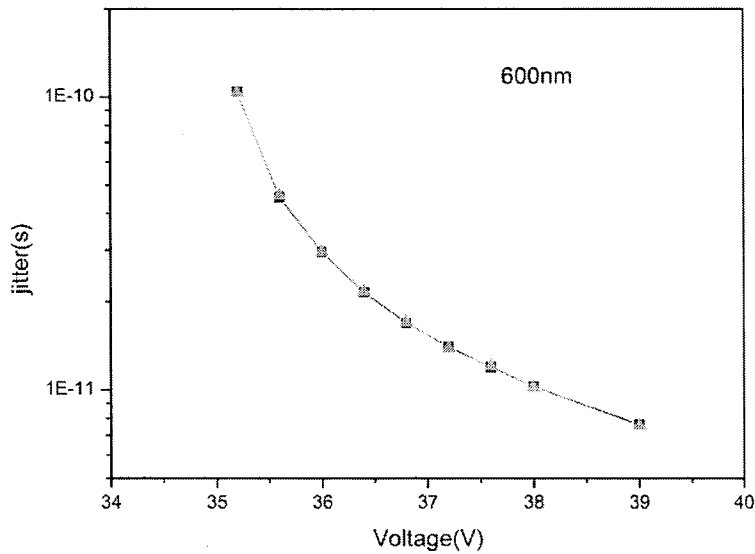
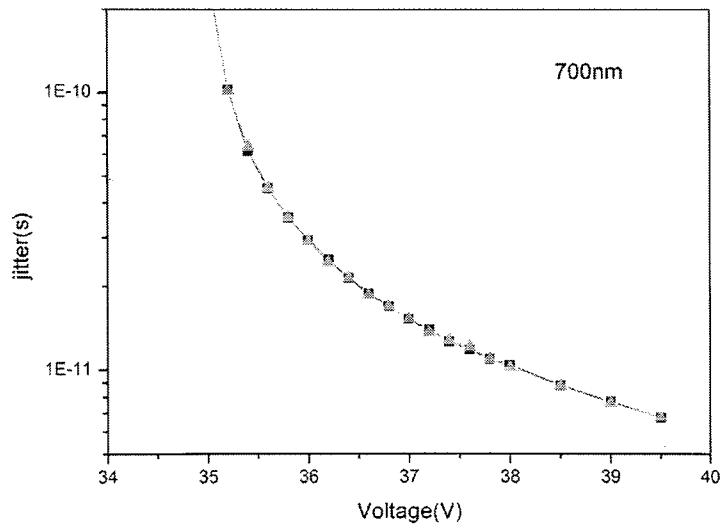


图 4.10 在入射光为 600 纳米时有纳米结构和没有纳米结构的雪崩管的时间晃动 (耗尽层为 1 μ m, p, n 区域均是 300nm, 绿色为有纳米结构, 黑色为没有纳米结构雪崩管)



4.11 在入射光为 700 纳米时有纳米结构和没有纳米结构的雪崩管的时间晃动 (耗尽层为 1 μ m, p, n 区域均是 300nm, 绿色为有纳米结构, 黑色为没有纳米结构雪崩管)

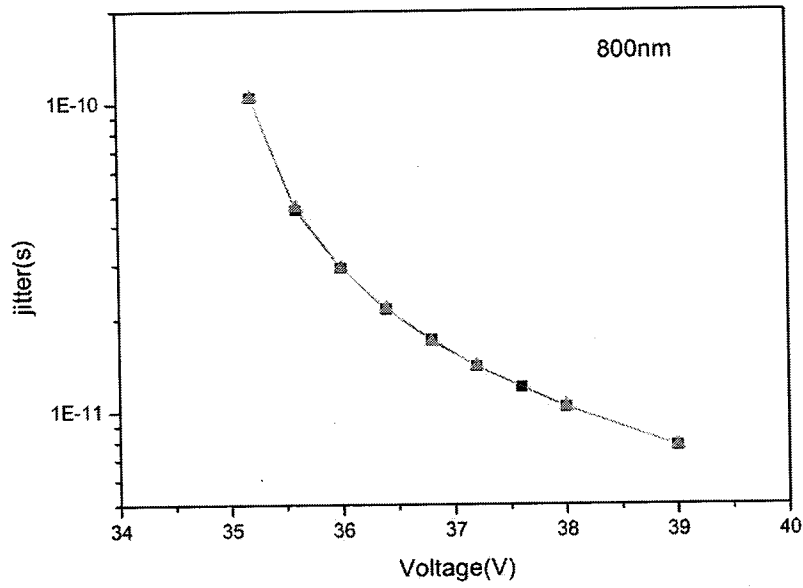


图 4.12 在入射光为 800 纳米时有纳米结构和没有纳米结构的雪崩管的时间晃动（耗尽层为 1 μ m, p, n 区域均是 300nm, 绿色为有纳米结构, 黑色为没有纳米结构雪崩管)

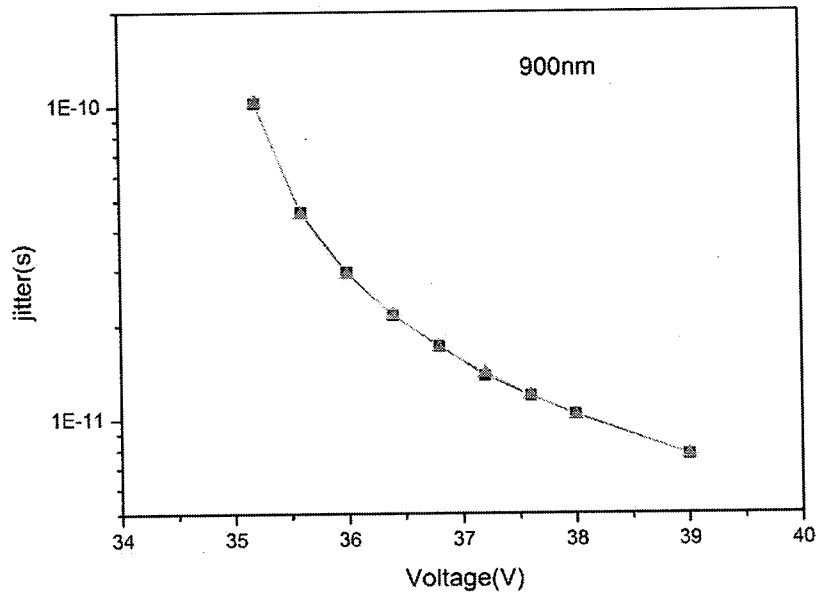


图 4.13 在入射光为 900 纳米时有纳米结构和没有纳米结构的雪崩管的时间晃动（耗尽层为 1 μ m, p, n 区域均是 300nm, 绿色为有纳米结构, 黑色为没有纳米结构雪崩管)

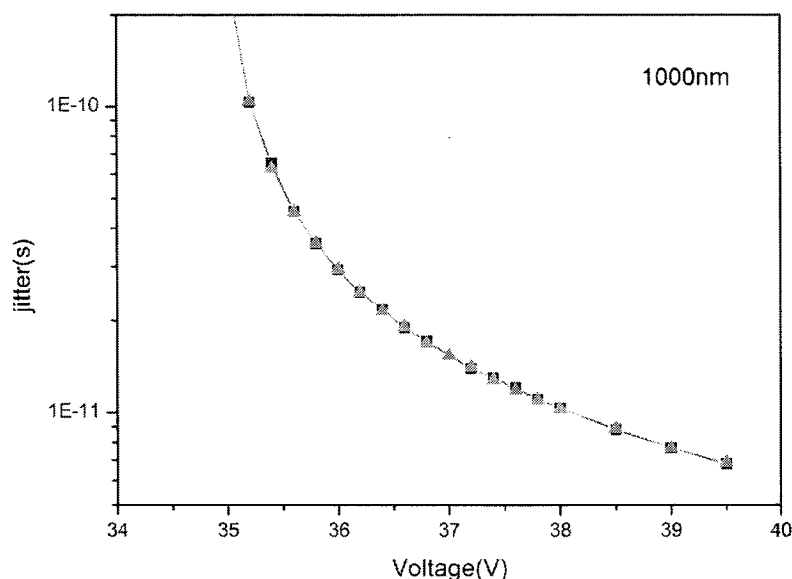


图 4.14 在入射光为 1000 纳米时有纳米结构和没有纳米结构的雪崩管的时间晃动（耗尽层为 1 μ m, p, n 区域均是 300nm, 绿色为有纳米结构, 黑色为没有纳米结构雪崩管)

从图 4.10 到 4.14 我们可以看出对各种波长, 有纳米结构和没有纳米结构的时间分辨都没有发生变化。这样我们验证了薄节型的新型雪崩光电管具有和普通的薄节型雪崩光电二极管一样好的时间晃动性能, 同时我们从前面的分析我们看到了, 新型的雪崩管在探测效率上与普通的薄节型雪崩管相比有很大的优势, 这样我们通过使用纳米结构, 雪崩管可以在大大提高探测效率的情况下保持时间晃动性能不变。

最后我们知道通过增加吸收长度可以提高雪崩管对光子的吸收, 正如厚节型的雪崩管一样, 通过增加耗尽区长度提高雪崩管的探测效率。为了比较这种通过增加耗尽区长度提高探测效率的雪崩管的性能和使用纳米结构雪崩管的性能, 我们增加没有纳米结构雪崩管的耗尽区长度, 让其在耗尽区的吸收和有纳米结构的雪崩管在耗尽区的吸收一致, 然后再比较它们的时间分辨率, 比如对 600 纳米, 对普通的没有纳米结构的雪崩管, 我们增加耗尽区的长度, 使这种结构在耗尽区的对 600 纳米光子的吸收概率和具有纳米结构的雪崩管的概率一致。然后比较在同样的探测效率的情况下, 两种雪崩管, 一种是有纳米结构的, 一种是通过增加耗尽区长度的, 这两种雪崩管的时间晃动性能。结果如 4.15 所示。

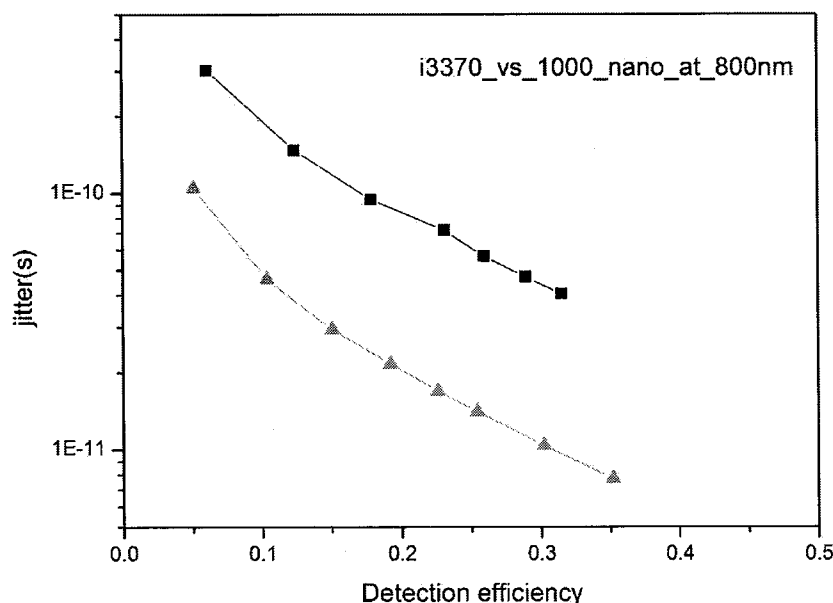


图 4.15 有纳米结构雪崩管和增加耗尽区长度雪崩管的时间晃动性能的比较

这里我们选取了 800 纳米作为参考，在 800 纳米没有纳米结构的雪崩管需要 3370 纳米的耗尽区，才能吸收和有纳米结构 1000 纳米耗尽区相同的光。从上图我们可以看出在同样的探测效率情况下纳米结构的新型雪崩管因为耗尽层小，时间晃动性能明显好于通过增加耗尽区长度提高探测效率的雪崩管。

通过上面的结果我们可以看到薄节型的具有纳米结构的雪崩光电管能够同时具备高探测效率，时间晃动小的特性。

另外我们也注意到这样一个问题，在很多应用领域我们还是希望能够具有一个很高探测效率的单光子探测器，比如对于量子通信领域，Perkin elmer 因其很高的探测效率得到广泛的应用，但是其缺点是时间晃动特性比较差，时间分辨的半高宽达到 350ps，同时为了更好的了解纳米结构对雪崩管特性的影响，我们优化了前面的结构，将原先不参杂的本征层提高到 3um，同时减小 p 型区域和 n 型区域的厚度到 100nm，同样我们基于严格耦合波近似分析方法计算了宽耗尽层新型雪崩光电管以及与其对应的没有纳米结构的宽耗尽层的雪崩光电管对不同波长光的吸收。其中图 4.16 是没有纳米结构的的宽耗尽层的雪崩光电管对不同波长光的吸收。图 4.17 是纳米结构的的宽耗尽层的雪崩光电管对不同波长光的吸收。

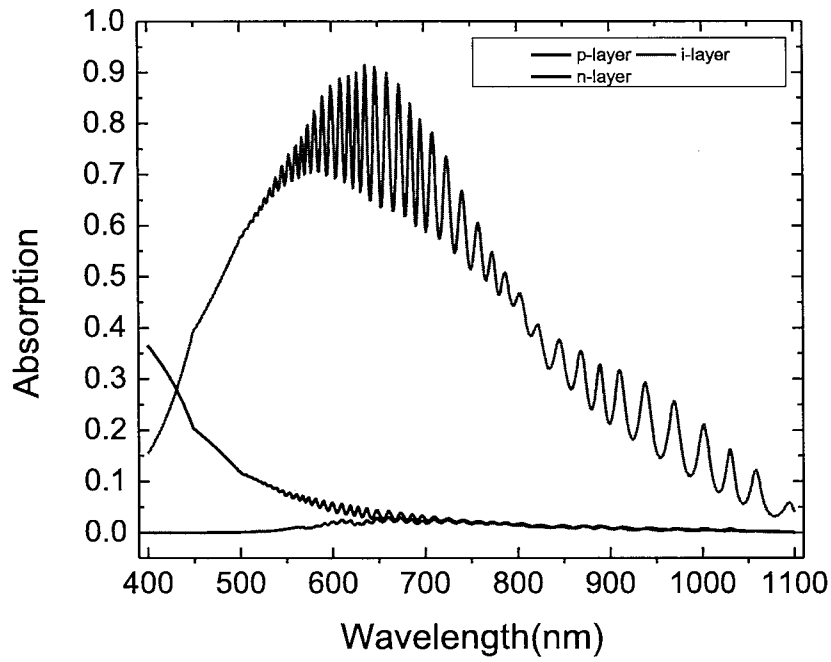


图 4.16 没有纳米结构雪崩光电二极管在各层的吸收分布 (i 层宽度 3 μ m)

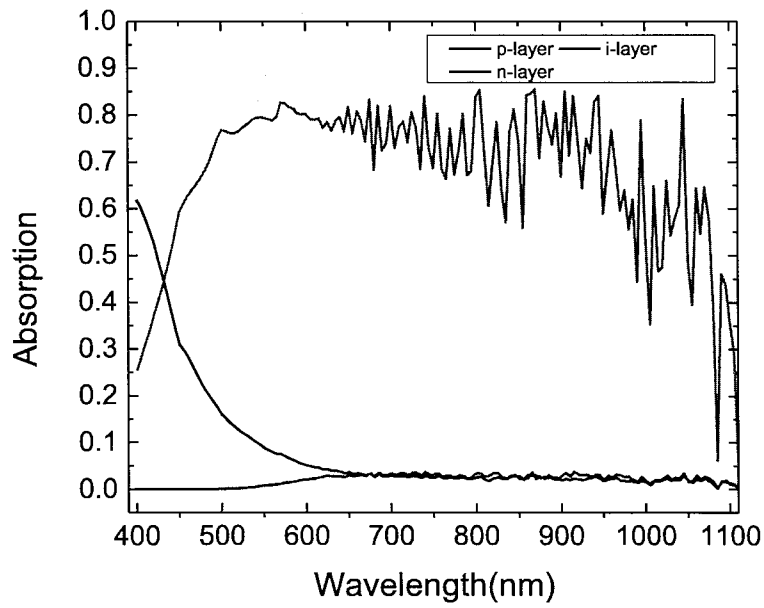


图 4.17 有纳米结构雪崩光电二极管在各层的吸收分布 (取近似后, i 层宽度 3 μ m)

从图 4.16, 图 4.17 我们可以看到当耗尽区从 1 μm 增加到 3 μm 后峰值吸收波长从不到 50% 增加到将近 80%, 但是也和耗尽区为 1 μm 时一样, 从 625 纳米开始一直到 1000 纳米峰值吸收效率从将近 80% 逐渐减小, 到 1000 纳米时减小到 15%。而与之形成对比的是宽耗尽层纳米结构的新雪崩管在 500 纳米到 950 纳米的一个很宽的频率范围内都维持了 70%–80% 的吸收概率, 在 950 纳米之后到 1064 纳米也仍然维持了 50%–60% 的高吸收效率。

根据上面的光学吸收情况, 我们结合雪崩过程的计算我们得到下面图 4.18, 图中可以看出纳米结构对探测效率的影响。

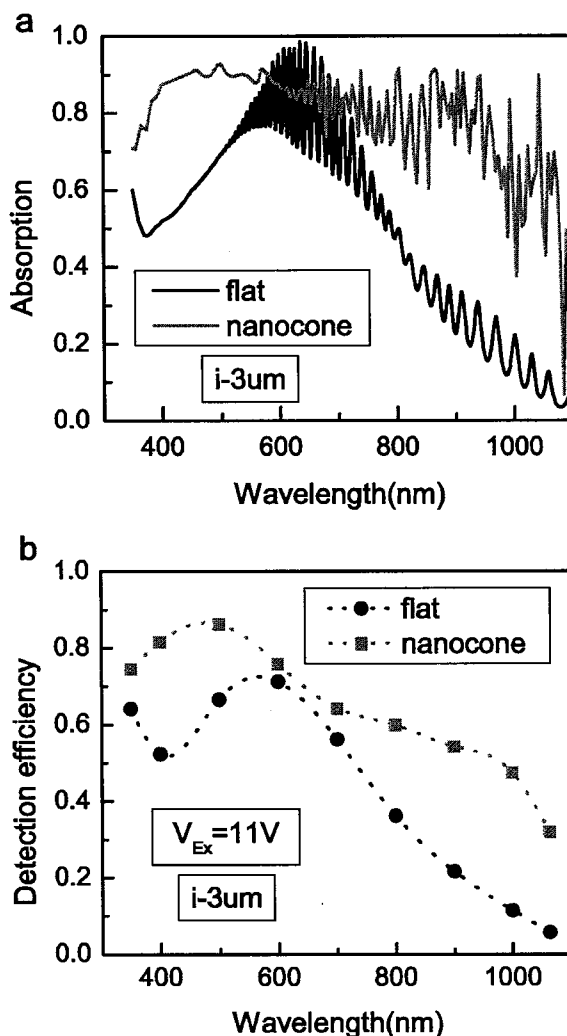


图 4.18 纳米结构对雪崩光电二级探测效率的影响 (耗尽层 3 μm)

从上图我们可以看出通过增加耗尽层厚度, 雪崩管探测效率有提高, 其次是与没有纳米结构的雪崩管比, 有纳米结构的结构的雪崩管探测效率很高, 在 500 纳米时探测效率能到 80%, 从 500 纳米到 1064 纳米探测效率缓慢的降低。到 1064 纳米时探测效率依然有 30%, 在一些经常应用的光子波段 800 纳米–900 纳米探测效率能达到 50%–60%, 参考图 4.5 中 Perkin elmer 厚节单光子探测器的探测效

率，我们可以发现，在 800 纳米，宽耗尽层的纳米结构雪崩光电管探测效率和 Perkin elmer 的相差无几，在 800 纳米之后到 1064 纳米这个范围内纳米结构的雪崩光电管探测效率均优于 Perkin elmer 单光子探测器。在 700 纳米宽耗尽层纳米结构雪崩管探测效率为 65%，Perkin elmer 的为 73%，纳米结构新型雪崩在这个波长稍微比 Perkin elmer 的低一点，除此之外对于从 350 纳米到 600 纳米这个范围内光子，宽耗尽层的纳米结构的雪崩管探测效率也是好于 Perkin elmer 厚节雪崩管，并且在 500 纳米的波长上峰值探测效率达到 80%，从上面的观察我们可以看到从整体看宽耗尽层的纳米结构雪崩管探测效率好于 Perkin elmer 的厚节雪崩管。

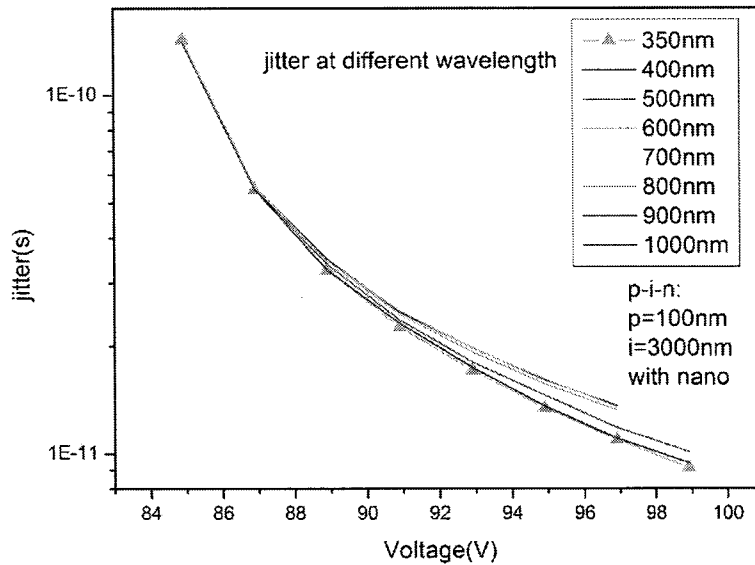
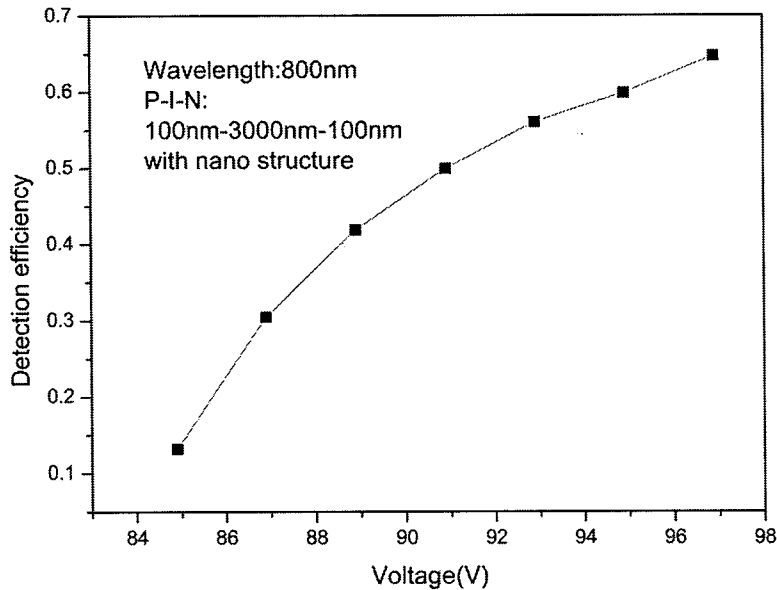


图 4.19 宽耗尽层纳米结构雪崩光电管时间晃动随偏压的变化情况

接着我们计算了新型宽耗尽层雪崩光电管的时间晃动特性，如图 4.19 所示，结合图 4.20 中探测效率和偏压的关系可以看到，在探测效率为 50%时，新型雪崩管的时间分辨才 20 多皮秒，远远小于普通的厚节型雪崩管。

图 4.20 纳米结构雪崩管雪崩电压和探测效率的关系 (耗尽层 3 μm)

4.3 本章小结

在这一章首先介绍了现有的几种硅基雪崩光电管，根据耗尽区的大小，重点介绍了厚节型雪崩管和薄节型的雪崩管，现有的薄节型雪崩管探测效率比较低，但是时间分辨率很高，厚节型的雪崩管探测效率高，但是因耗尽区很大，时间分辨率比较低，为了解决探测效率和时间分辨的这对矛盾，我们提出了一种新型的带有纳米结构的雪崩管，这种新型的雪崩管在薄耗尽区的基础上在底部和顶部加上纳米结构，这些纳米结构能够有效的减少反射，同时通过通过上下的纳米结构，能够将光子囚禁在上下纳米结构之间，增加了光子的吸收效率，通过这种方法大大的增加了雪崩管的吸收效率，特别是在近红外波段。为了更好的分析这种纳米结构雪崩管的特性，我们优化了雪崩管的结构，增加了雪崩管的耗尽区长度，我们发现这种雪崩管的探测效率相比更薄一些的纳米结构雪崩管更高，在近红外波段，其探测效率甚至比厚节型的经典硅雪崩管还高，在 1064 纳米这个传统硅雪崩管探测效率很低的波长上，其探测效率仍然可以达到 32%。同时新型的雪崩管时间分辨率，因为耗尽区小，与经典的薄节型雪崩管类似，具有很好的时间分辨。优化过后的雪崩管其时间分辨也比经典的后节型的雪崩管好很多。总之我们提出了一种新型的雪崩管结构，通过薄的耗尽区就能达到很高的探测效率，同时其时间分辨还很高，有希望解决传统硅雪崩管，探测效率和时间分辨不能同时优化的问题。

参考文献

- Goetzberger A, McDonald B, Haitz R H, et al. Avalanche Effects in Silicon p—n Junctions. II. Structurally Perfect Junctions[J]. *Journal of Applied Physics*, 1963, 34(6): 1591-1600.
- Ghioni M, Cova S, Lacaita A, et al. New silicon epitaxial avalanche diode for single-photon timing at room temperature[J]. *Electronics letters*, 1988, 24(24): 1476-1477.
- Lacaita A, Ghioni M, Cova S. Double epitaxy improves single-photon avalanche diode performance[J]. *Electronics letters*, 1989, 25(13): 841-843.
- Ghioni M, Gulinatti A, Rech I, et al. Progress in silicon single-photon avalanche diodes[J]. *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 2007, 13(4): 852-862.
- Dautet H, Deschamps P, Dion B, et al. Photon counting techniques with silicon avalanche photodiodes[J]. *Applied Optics*, 1993, 32(21): 3894-3900.
- SPCM-AQRH- Single Photon Counting Module. Perkinelmer Optoelectronics, Available: <http://opto.Perkinelmer.Com>.
- Ghioni M, Armellini G, Maccagnani P, et al. Resonant-cavity-enhanced single-photon avalanche diodes on reflecting silicon substrates[J]. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 2008, 20(6): 413-415.
- Rochas A, Gani M, Furrer B, et al. Single photon detector fabricated in a complementary metal-oxide-semiconductor high-voltage technology[J]. *Review of scientific instruments*, 2003, 74(7): 3263-3270.
- Richardson J A, Grant L A, Henderson R K. Low dark count single-photon avalanche diode structure compatible with standard nanometer scale CMOS technology[J]. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 2009, 21(14): 1020-1022.
- Niclass C, Gersbach M, Henderson R, et al. A single photon avalanche diode implemented in 130-nm CMOS technology[J]. *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 2007, 13(4): 863-869.
- Gersbach M, Richardson J, Mazaleyrat E, et al. A low-noise single-photon detector implemented in a 130nm CMOS imaging process[J]. *Solid-State Electronics*, 2009, 53(7): 803-808.
- Cova S, Ghioni M, Lotito A, et al. Evolution and prospects for single-photon avalanche diodes and quenching circuits[J]. *Journal of Modern Optics*, 2004, 51(9-10): 1267-1288.
- Wang K X, Yu Z, Liu V, et al. Absorption enhancement in ultrathin crystalline silicon solar cells with antireflection and light-trapping nanocone gratings[J]. *Nano letters*, 2012, 12(3): 1616-1619.

Tan C H, Ng J S, Rees G J, et al. Statistics of avalanche current buildup time in single-photon avalanche diodes[J]. Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of, 2007, 13(4): 906-910.

第 5 章 磷化铟铟砷化镓单光子雪崩光电二极管设计

在光纤里波长为 800 纳米, 1310 纳米, 1550 纳米的光的传输损耗较小, 在 800nm 损耗为 2dBkm^{-1} , 在 1300nm 损耗为 0.35dBkm^{-1} , 在 1550nm 损耗为 0.2dBkm^{-1} , 其中又以 1550 纳米的光的损耗最小, 在光纤量子保密通信中为了提高传输距离减小光子在光纤中的损耗, 提高密钥分发的距离, 通常以 1550 纳米的单光子作为信息的载体, 与之对应的单光子探测器也要能够探测这个波长的光子, 在现有的单光子探测器中磷化铟/铟砷化镓雪崩光电管单光子探测器在这个波长具有较好的探测效率, 同时因为这种雪崩管单光子探测器使用了分离吸收过渡电荷倍增的结构大大的降低了吸收层产生的暗电流, 此外相比其他单光子探测器, 磷化铟/铟砷化镓雪崩光电管体积较小, 所需的偏压也比较低, 使用方便, 在量子密钥分发系统中得到了大量的应用。不过这种探测器也存在一些问题, 比如与其他的单光子探测器相比暗计数还是比较高, 同时由材料的杂质和缺陷引起的后脉冲也很大, 这些因素限制了使用这种探测器的量子密钥分发系统的密钥分发距离, 密钥的成码率等量子通信的重要指标。在这一章我们将对这种雪崩管的特性进行全面的分析, 以期设计一个好的雪崩管。在 3.1 节中将介绍磷化铟/铟砷化镓雪崩管的典型结构, 并定性的介绍这种雪崩管的设计原则, 材料选择的依据等。在 3.2 节我们会介绍磷化铟/铟砷化镓雪崩光电管探测单光子的物理过程, 包括光子的反射, 吸收, 载流子的倍增等。由于对于工作在盖革模式和线性模式的雪崩管的设计依据不尽相同我们在 3.3 节将简要的介绍线性模式雪崩管的设计依据。在 3.4 节我们将对工作在盖革模式的雪崩管建模, 给出其探测效率, 暗计数, 后脉冲等表达式, 并讨论这些参数和器件结构, 工作环境温度的关系。

5.1 磷化铟/铟砷化镓单光子雪崩管的结构

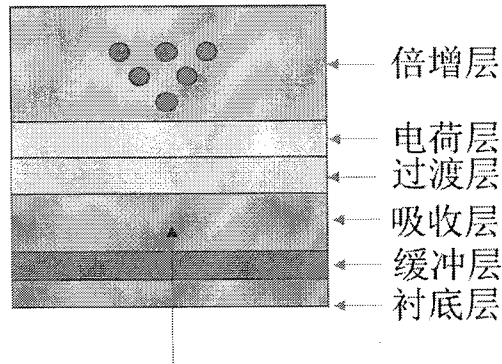


图 5.1 磷化铟/铟砷化镓单光子雪崩管的结构示意图

图 5.1 磷化铟/铟砷化镓单光子雪崩管的结构示意图，是典型的分离吸收，过度，电荷，倍增区域的结构，从下往上分别为衬底，缓冲层，分别为吸收层，过度层，电荷层，倍增层。其中各层其的作用分别是：

吸收层，顾名思义吸收层主要用于吸收光子，在磷化铟/铟砷化镓单光子雪崩管中吸收层的材料由铟砷化镓组成，铟砷化镓材料的带隙为 0.73eV ，这个值小于光纤量子密钥分发系统中所用的单光子 1550nm 光子的能量，因此这种材料可以吸收这种光子。铟砷化镓在波长为 1550nm 时的吸收系数为 $0.68 \times 10^4/\text{cm}$ (Humpherys 1985)，能够在比较短的距离内的吸收这个波长的光子，这也是在光纤量子通讯中选用 InGaAs/InP 雪崩光电二极管作为单光子探测器的原因。对硅材料来说带隙为 1.1eV ，对应的截止波长为 1120nm ，波长大于 1120nm 的光硅就不吸收了，因此硅的雪崩管很少用于光纤通信里。

过渡层，过度层的材料主要由 InGaAsP 组成，这种材料的带隙在倍增层 InP 与吸收层材料 InGaAs 带隙之间 (InP 的带隙为 1.34eV ， $\text{In}_{0.37}\text{Ga}_{0.53}\text{As}$ 的带隙为 0.73eV)。在传统的雪崩管中是没有这一层的，倍增层和吸收层直接相连，后来人们发现，这种这种结构时间响应不好，带宽做不高，研究发现造成这种情况的原因是吸收层吸收光子产生载流子之后，从吸收层到倍增层的过程中，因为吸收层和倍增层的带隙不匹配，会在界面处形成势阱，当载流子经过时会被这个势阱捕获，不能及时的进入倍增区，而是之后缓慢的释放出来，这样造成器件响应做不高，人们认识到这个问题以后就提出了这个在吸收层倍增层中间加入过渡层的想法，因为过渡层的能隙在吸收层和倍增层的能隙之间，加了过渡层以后可以减小各层间的能隙差，解决了载流子被俘获的问题。

电荷层，电荷层材料由磷化铟组成，这层起的作用是将吸收层和倍增层分离。与过渡层一样在传统的铟砷化镓雪崩管中一开始也是没有的，早期的铟砷化镓雪崩管是一个同质结型的雪崩管，吸收倍增过程都在铟砷化镓里发生，就像现在的硅雪崩

管，只有一种材料，后来人们发现这样做出来的雪崩管暗电流很大，通过分析逐渐发现这么大的暗电流是因为砷化镓的带隙比较小，雪崩管中的强电场会让砷化镓层出现大的隧穿电流，造成这种同质结雪崩管的暗电流很大，后来人们为了解决这个问题就提出了吸收倍增分离的想法，分成一个雪崩区一个倍增区，中间再通过一个电荷层让倍增层保持高的电场，吸收层保持一个相对低的电场，这样倍增层高的电场能够维持雪崩，而吸收层相对较低的电场能够避免隧穿电流的出现。

倍增层，载流子倍增的区域。倍增层材料由磷化铟组成，磷化铟的带隙是 1.34eV，当雪崩管工作时倍增层处于强电场的作用下，进入倍增层的载流子会经过一个雪崩放大的过程。磷化铟的带隙相对较大，用这个材料作为倍增层可以制作隧穿电流比较小的雪崩管。另外因为磷化铟中空穴的电离系数比电子的电离系数大，所以磷化铟砷化镓雪崩管通常设计成空穴注入型。

5.2 雪崩管线性模式和盖革模式的差别

在磷化铟砷化镓雪崩光电管中，不管是工作在线性模式还是盖革模式，光子的探测都要经过下面的过程：光子在吸收层吸收以后产生电子空穴对，其中的空穴在电场的作用下到达倍增层，这个空穴进入倍增层以后，在倍增层中的强电场作用下和晶格碰撞产生的电子空穴对，这些电子空穴又在电场作用下与晶格碰撞产生新的电子空穴，这样形成一个电子空穴对倍增放大的过程，再通过相应的电路可以探测出这个电流的变化。

早期的砷化镓磷化铟雪崩管的发展主要是为了满足上世纪 80 年代开始的光纤通信的发展的需要，在光纤通信网络中因为 1550nm 的光损耗小，通常以 1550nm 的光作为信号光，为了探测这种光有几种探测器，一种是锗探测器，这种探测器对 1.3 μ m 的光有很好的吸收，不过具体应用时为了降低暗电流到可接受的水平通常需要冷却到 77K (Jiang 2007)，当锗探测器冷却到这个温度以后，吸收的截止波长是会降到 1.45 μ m，这样就不能吸收 1550 纳米的光了，因此锗雪崩管在光纤通信中没得到大的应用。砷化镓磷化铟的雪崩管因为砷化镓的带隙相对较小能够有效的吸收 1550 纳米的光，同时因为采用了分离吸收过渡电荷倍增层的方法，将这种雪崩管的暗电流大大的减小了，这样砷化镓磷化铟雪崩管逐渐的成为光纤通信中最重要的探测器。

在光纤通信中，探测器的工作速度，噪声，倍增因子对整个光纤通信系统起着非常重要的作用，提高探测器的工作速度可以提高系统的比特率，减少噪声，增加倍增因子，可以提高系统的信噪比，这些对通信系统都起到了关键性的作用。在光纤通信系统中，雪崩管是工作在线性模式下的。但是当雪崩管应用在量子保

密通信, 时间关联荧光谱等这类需要工作在盖革模式中的应用中时, 系统对雪崩管的要求却是和线性模式不一样的。

下面我们将叙述主要的几点差别, 首先工作在单光子探测模式, 即盖革模式时没有倍增因子的概念, 理论上说, 只要工作在盖革模式, 倍增因子都是无穷大, 因此在盖革模式讨论倍增因子就没有意义了, 其次在线性模式下为了减小系统的噪声, 非常关心由倍增过程的随机性造成的额外噪声因子, 即倍增过程本身会带来多大的噪声, 但是在盖革模式对噪声因子也是不关心的。工作在盖革模式时更加关心探测效率, 暗计数等, 探测效率越高越好, 线性模式下的暗电流和盖革模式下的暗计数来源也是不同的, 例如在线性模式时, 从器件周边流过的暗电流会对探测器的噪声有贡献, 影响信噪比, 但是在盖革模式, 从周边流过的电流因为没有经过放大区, 对暗计数是没有贡献的。还有就是工作在盖革模式时, 雪崩管中的后脉冲对系统的影响非常大, 影响了系统的死时间, 影响系统的工作速率。总而言之工作在线性模式和盖革模式的雪崩管设计要求是不一样的。下面我们将具体的介绍这两种模式下雪崩管的特性。

5.3 线性模式

工作在线性模式时雪崩管输出的光电流与入射光的强度成正比。雪崩管的性能主要由几个参数描述, 第一个是雪崩增益, 第二个是额外的噪声因子, 第三个是时间响应。下面我们将对这几个参数进行分析。

5.3.1 雪崩增益

雪崩管具有内部增益, 当耗尽区吸收光子产生电子空穴对后, 电子空穴对在耗尽层中强电场的加速下获得足够的能量, 当这个能量大于一个特点的阈值之后, 电子将会与晶格相互作用, 产生一对电子空穴对, 电子空穴的这种电离的能力可以用电离系数来表示。通过电离系数我们可以计算出光子入射到雪崩光电二极管后最终的雪崩增益, 这里雪崩增益定义为雪崩管最终产生的光电流与入射光产生的电子空穴对的数目之比。下面两个式子是表示的是由电子引起的雪崩增益和由空穴引起的雪崩增益(McIntyre 1972)。

$$M_n = \frac{1}{1 - \int_0^w \alpha \exp\left(-\int_0^w (\alpha - \beta) dx'\right) dx} \quad (5.1)$$

$$M_p = \frac{\exp(-\int_0^w (\alpha - \beta) dx)}{1 - \int_0^w \alpha \exp(-\int_0^w (\alpha - \beta) dx') dx} \quad (5.2)$$

其中 M_n , M_p 分别是电子引起的雪崩增益系数和空穴引起的雪崩增益系数, α , β 分别是电子和空穴的电离系数, w 是耗尽层的厚度。在磷化铟中空穴的电离系数会大于电子的电离系数。根据上面的表达式我们考虑一个特殊情况 $\beta=0$, 即空穴的电离系数等于零, 不能电离, 这时最终的雪崩增益是

$$M_n = \exp(\alpha w) \quad (5.3)$$

这是一个指数增长的过程, 由于没有空穴参与电离, 不能形成一种正反馈, 最终的雪崩增益是随着耗尽区的增加而成指数增加, 不管电压再大最终增益都是有限的。

5.3.2 额外噪声

雪崩管的雪崩过程本质上是一个随机的过程, 每一次的雪崩增益都不同。会在平均雪崩增益附件有一个分布。这种增益在平均值附件的统计涨落可以通过额外的噪声因子来描述。(McIntyre 1966)

$$F = \frac{\langle M^2 \rangle}{\langle M \rangle^2} \quad (5.4)$$

其中 M 为倍增因子, 对于空穴电离系数和电子电离系数比例恒定的情况, 可以得到下面的式子

$$F = kM_0 + (2 - \frac{1}{M_0})(1 - k) \quad (5.5)$$

其中 k 为空穴电子的电离系数比, 由如下的 3.6 式表示

$$k = \beta / \alpha \quad (5.6)$$

从上面的表达式 3.6 我们可以看出 k 值越小越好, 即空穴电子的电离系数的比例越大最后雪崩的额外噪声越小。

在上面所述的理论中认为 α , β 只和局域的电场有关, 即新产生的电子空穴瞬间加入到了后续的倍增过程中去, 不过我们知道电子空穴产生之后总是需要在电场中加速一段距离才能获得足够的能量去产生新的电子空穴对 (Okuto and Crowell 1972, Okuto and Crowell 1974), 这段加速的过程我们称为死区, 死区的大小与雪崩阈值和电场强度有关, 可以表示为

$$d = \frac{E_{th}}{qE} \quad (5.7)$$

其中 d 为死区, E_{th} 为阈值大小, q 为电荷, E 为电场。从上面的式子我们可以看出, 电场越强死区越小。在传统的理论中因为考虑的倍增区与死区相比很长, 因此都没有考虑死区的效应, 而将 α , β 表示成电场的函数, 与电子空穴历史无关, 当器件的尺寸与死区的大小可以比拟的时候, 死区效应就不得不考虑了 (Hayat and Saleh 1992, Hayat and Sargeant 1992), 上面的相关理论也就需要重新进行表述了。

局域场模型和非局域场模型的主要差别可以通过下面的雪崩概率密度分布函数来区分, 在非局域场模型中电子和空穴需要经过一段距离获得足够的能量才能开始电离, 而局域场模型电子空穴产生以后就可以电离, 这可以从下面的图 3.2 中看出来。

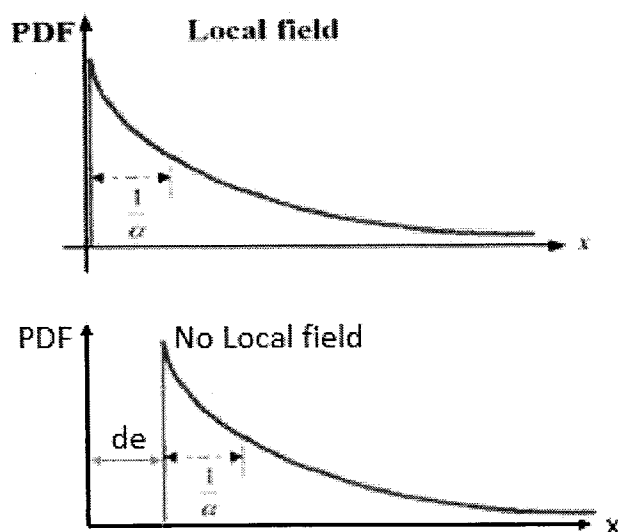


图 5.2 非局域场雪崩理论

从数值上看, 考虑非局域场效应以后可以用公式 3.8, 3.9 表示,

$$P_e(x, y) = \begin{cases} 0 & y > x - d_e \\ \alpha^* \exp[\alpha^*(y - x + d_e)] & y \leq x - d_e \end{cases} \quad (5.8)$$

$$P_h(x, y) = \begin{cases} 0 & y > x - d_h \\ \beta^* \exp[\beta^*(y - x + d_h)] & y \leq x - d_h \end{cases} \quad (5.9)$$

其中 $P_e(x, y)$ 和 $P_h(x, y)$ 分别表示 x 点产生的电子和空穴在 y 点产生一对电子空穴对的概率密度, α^* 和 β^* 分别表示电子和空穴的电离系数。在传统的局域理论里假定 $d_e = 0$, 即没有考虑不考虑死区效应, 电子在产生以后立刻就能电离产生新的电子空穴对, 雪崩概率密度分布可以用一个衰减的指数函数描述。而在非局域场雪崩理论里, 电子需要经过一段加速距离以后才开始获得电离产生新的电子空穴对的能力。正如在文献[9]中所描述的雪崩管的增益在考虑死区效应以后可以通过如下的方式获得, 首先定义 $G_e(x)$, $G_h(x)$, 这两个分别表示一个在 x 点产生的电子(空穴), 通过倍增过程以后最终产生的电子空穴数目的总数, 这两个值满足如下的方程,

$$G_e(x) = \int_0^x P_e(x, y)[2G_e(y) + G_h(y)]dy + 1 - \int_0^x P_e(x, y)dy \quad (5.10a)$$

$$G_h(x) = \int_0^x P_h(x, y)[2G_h(y) + G_e(y)]dy + 1 - \int_x^w P_e(x, y)dy \quad (5.10b)$$

将 5.8, 5.9 式子中的 $P_e(x, y)$ 带入 5.10a, 和 5.10b, 联立求解 5.10a 和 5.10b, 可以得到 $G_e(x)$, $G_h(x)$ 在倍增区内随位置的变化关系, 具体可以参考文献(Hayat *et al.* 1992), 得到 $G_e(x)$, $G_h(x)$ 以后可以容易的得到电子空穴在倍增区中的增益表达式, 如 3.15 式所示

$$M(x) = \frac{G_e(x) + G_h(x)}{2} \quad (5.11)$$

另外关于额外噪声的非局域场处理也可以用类似的方法处理, 具体的细节可以参考 (McIntyre 1999, Yuan 1999)

5.3.3 暗电流

暗电流是指没有光照时通过雪崩管的电流。雪崩光电管的暗电流主要有几个来源，分别是扩散电流，热产生电流，隧穿电流，表面电流。扩散电流是从雪崩管两端的 p 区，n 区通过扩散进入到耗尽区去产生的，在现有的雪崩管中这部分的电流通常比较小，可以忽略。在雪崩管内部产生的热产生暗电流，是通过产生复合中心产生，可以通过降低温度减小。另外雪崩管体内的隧穿电流是指雪崩管内的电场很强时，价带的电子可以直接隧穿到导带或者通过缺陷能级隧穿到导带，带隙小的材料在同样的电场下隧穿电流大，隧穿电流可以通过减小雪崩管内的电场减小。在雪崩光电管周边区域有许多的悬挂键，这些会成为产生复合中心，产生表面的漏电流。为了抑制这部分暗电流通常会给雪崩管镀上一层钝化层，减小悬挂键，从而减小这部分产生的电流。

5.3.4 响应速度

响应速度是雪崩光电二极管工作在线性模式下时的另外一个重要的指标，特别是对应用在光纤通信中的雪崩管来说，雪崩光电二极管的响应速度就更关键了。总体来说雪崩光电二极管的响应速度由以下几个方面决定，一个是吸收层吸收光子后从吸收层渡越到雪崩层的时间，在器件设计时要注意让吸收层全都处于耗尽层中，这可以让载流子通过电场的加速渡越到倍增区去，而不是通过扩散这种相对来说很慢的过程进入倍增区，同时如果吸收层没有完全耗尽，那么由于扩散过程各向同性，会有很大一部分载流子不能进入到倍增区中去，这样也会很大的影响探测效率。另外载流子的这个渡越时间与吸收层的带隙和倍增层的带隙间的差有很大的关系，在先前老一些的雪崩管中没有过渡层，吸收层和倍增层间有大的带隙差，会让载流子在通过吸收层和倍增层间的界面时被俘获，俘获后再缓慢的释放出来，这样大大降低了雪崩管的带宽，后来通过在吸收层和倍增层间加入过渡层，减小了带隙间的差别，减小了载流子被俘获的概率，比较好的解决了这个载流子在界面被俘获在再缓慢释放导致的问题。二是雪崩建立的时间 (Emmons 1967)，即载流子进入雪崩区的时间到雪崩完所有载流子走出倍增区的时间。雪崩建立时间与倍增区的长度，倍增区电场的强度都有关系。另外一个对雪崩速度影响很大的是电路的 RC 时间，C 是雪崩管的端接电容，R 是负载电阻。端接电容与雪崩管所加偏压有关，电压越大，端接电容越小。为了减小端接电容还可以通过减小雪崩管的面积，增加雪崩管的耗尽层长度等，不过减小雪崩管的面积会造成光和雪崩管光敏面的耦合变差，光子被吸收的概率变小等问题，会减

小量子效率。另外增加耗尽层的大小虽然可以减小电容，但是同时也会造成载流子的渡越时间变长，因此在解决这个问题时需要综合的考虑这些因素。

5.4 盖革模式雪崩光电管设计

当雪崩光工作在盖革模式时，在雪崩管两端加反向的电压，电压值大于雪崩电压，当有载流子出现在倍增区以后，载流子在倍增区的强电场的作用下加速与晶格碰撞，产生新的电子空穴对，新的电子空穴对在产生更新的电子空穴对，这样的过程会一直持续，直到这个过程被外电路淬灭为止。这种工作模式就称为盖革模式。工作在这种模式的雪崩管，只要耗尽区有载流子就有可能触发这种持续性的雪崩过程，不管这种载流子是因为吸收光产生的还是因为热噪声，隧穿等因素产生。另外值得注意的是工作在盖革模式时的雪崩管在甄别电路探测到雪崩信号以后因尽快的将雪崩信号淬灭，以免因为雪崩一直持续损伤雪崩管。

在盖革模式，有几个指标需要特别注意，它们分别是雪崩电压，探测效率，暗计数，和时间分辨率。雪崩电压决定了当用雪崩光电二极管探测单光子时所选用的工作点，因为单光子能量很低大约为 10^{-19} J，如果雪崩管工作在线性模式，因为线性模式时雪崩管的倍增因子比较小，单光子产生的电子空穴对经过倍增以后产生的电流很小，不容易探测，因此要能探测到单光子雪崩管的工作电压一定要高于雪崩电压，这样才能产生一个可以探测的电流。探测效率衡量了雪崩管探测光子的能力，决定了能有多少光子能被探测到。暗计数也表明了雪崩光电二极管作为单光子探测器的性能的好坏，在量子密钥分发系统中，暗计数会影响最终的成码率，和量子密钥分发的距离，暗计数越低越好。另外时间分辨率也会影响量子密钥的成码率，对量子密钥分发系统来说，提高雪崩光电二极管的探测效率，降低暗计数，获得越来越好的时间分辨，有非常重大的意义。

在下面几节中我们将介绍我们对分离吸收过渡电荷倍增结构 InGaAs/InP 单光子雪崩管进行的理论研究工作。在计算中我们计算的雪崩管结构参数如表 1 所示

表 1 雪崩管结构参数

	吸收层	过渡层	电荷层	倍增层
电荷密度 ($/\text{cm}^3$)	10^{15}	5×10^{15}	6×10^{17}	10^{15}
厚度 (μm)	2	0.05	0.04	1

5.4.1 反射

光在被吸收层吸收之前要通过空气与器件表面的界面，这会造成一个反射，对同一种器件不同的入射光反射率不同，所以在设计器件时，为了提高某个特定波长的吸收率是要专门的设计相对应的抗反射膜。根据菲涅尔定律，反射率可以用公式表示为

$$R = \left(\frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1} \right)^2 \quad (5.12)$$

其中 n_1 为空气的折射率， n_2 为器件表面层材料的折射率，如果雪崩管是被设计成正入射，这里 n_2 就是磷化铟材料的折射率，得到光子在表面的反射率以后我们就可以求得光子进入雪崩管的概率。

光子进入雪崩管的概率用 T 表示，

$$T = 1 - R \quad (5.13)$$

5.4.2 吸收

光子的吸收过从微观上看是将原先处于价带的电子激发到了导带，根据能量守恒定律，要使这个过程能够进行，首先光子的能量要大于带隙的能量，即导带底和价带顶间能量的差距，光子能量大于这个能量光子才能被吸收，因此对于一种材料能够吸收的光子的最小能量就是其带隙能量，从波长上看，即存在一个能够被吸收的最长的波长，这个波长称为吸收的长波极限，带隙和长波极限的关系可以用 5.14 式表示，

$$\lambda_{\max} (\mu\text{m}) = 1.24 / E_g (\text{eV}) \quad (5.14)$$

其中 E_g 为材料的带隙。在磷化铟/铟镓砷雪崩管中，铟镓砷 ($\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$) 为吸收层，带隙为 0.74eV，相应的长波极限是 1.675 μm ，波长大于这个值得光就铟镓砷就吸收不了了。

对于能量大于带隙的光子，其在材料内的吸收可以用一个吸收系数来表示，吸收系数的定义是单位长度内吸收的光子占总入射光子的比例。得到吸收

系数以后，光子进入到吸收层，在吸收层各点被吸收的概率就可以知道了，可以通过下面的式子进行计算

$$P_{abs}(x) = (1 - R)(1 - \exp(-\alpha x)) \quad (5.15)$$

其中 $P_{abs}(x)$ 表示如果吸收长度是 x ，会有多少光在 x 这个范围内被吸收， R 为反射系数。 α 为吸收系数。 $P_{abs}(x)$ 越高最终光子被探测到的概率就越大。下面我们将用上面的式子计算光子进入到 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 吸收层以后被吸收的概率。 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 在 1550nm 波长的吸收系数为 $0.68 \times 10^4/\text{cm}$ (Humpherys *et al.* 1985)，将这个值带入到上面的式子中我们可以得到光子在 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 内的吸收分布。如图 5.2 所示

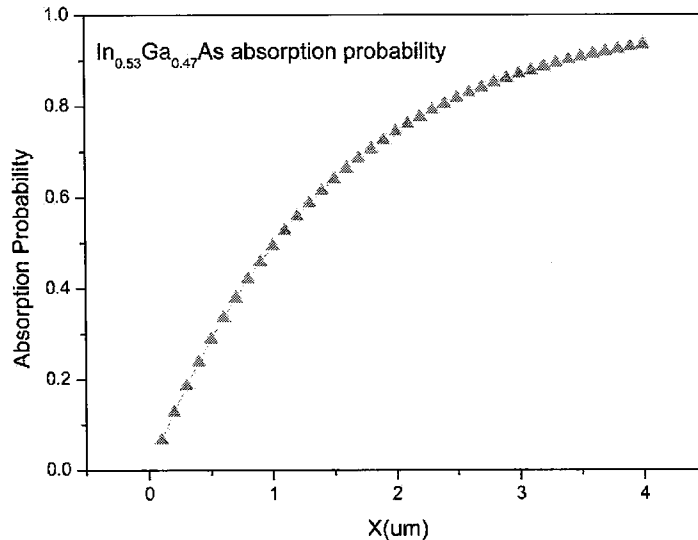


图 5.3 1550 纳米的光子在 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 内的吸收分布

从上图可以看出当吸收长度为 1.5um 会有 64% 的光被吸收，吸收长度为 2um 时会有 74% 吸收长度为 2.5um 时 81% 被吸收，当吸收长度为 3um 时 87% 的光会被吸收，从上面我们也可以看到吸收长度越长，光子被吸收的概率也就越大，不过在实际的雪崩管中吸收层不可能做太长，吸收层太长会导致器件的时间响应变差，在单光子探测模式下就表现为时间晃动会增加，另外吸收层厚度增加，暗计数会增加，这也是增加吸收层带来的另外一个问题。在我们的设计中我们将吸收层选为 2um，从图 5.3 我们可以看出这个长度的吸收层可以吸收 74% 的 1550nm 的光子。

5.4.3 电场分布

从经验我们可以知道，当雪崩管工作在盖革模式时电压越大，即雪崩管内的电场越强，触发雪崩的概率就会增大，增大电压也会使雪崩管的时间分辨率提高，时间晃动减小，除了这些好处外，加大偏压也会带来一些问题，比如加大偏压会使暗计数增大。总而言之电压对雪崩管的性能影响非常大，这些就要求我们要对雪崩管内的电场做细致的分析。下面我们将考虑一个表 1 中所对应雪崩管内的电场分布。

雪崩管内的电场分布可以通过解 Poisson 方程得到，

$$\nabla^2 \varphi = \frac{\rho}{\varepsilon} \quad (5.16)$$

同时因为雪崩过程只要集中在雪崩区的强电场部分，我们这里用 1D 的 Poisson 方程，将上面的式子写成电场的形式，

$$\nabla \cdot E = \frac{\rho}{\varepsilon_0} \quad (5.17)$$

我们假定吸收层的厚度为 l_a ，过渡层的厚度为 l_g ，电荷层的厚度为 l_c ，倍增层的厚度为 l_m ，吸收层最大的电场为 $E_{\max,a}$ ，过渡层最大的电场为 $E_{\max,g}$ ，电荷层最大的电场为 $E_{\max,c}$ ，倍增层最大的电场为 $E_{\max,m}$ ，同时假定吸收层的电荷浓度为 ρ_a ，过渡层的电荷浓度为 ρ_g ，电荷层的浓度为 ρ_c ，倍增层的浓度为 ρ_m ，假定加在雪崩管两端的反向偏压为 V ，雪崩管本身的内建电压为 V_{bi} ，则当雪崩管工作正常时，根据高斯定律我们可以得到下面 5.18-5.20 的关系，

$$E_{\max,g} - E_{\max,a} = \frac{\rho_g \cdot l_g}{\varepsilon_g} \quad (5.18a)$$

$$E_{\max,c} - E_{\max,g} = \frac{\rho_c \cdot l_c}{\varepsilon_c} \quad (5.19b)$$

$$E_{\max,m} - E_{\max,c} = \frac{\rho_m \cdot l_m}{\epsilon_m} \quad (5.19c)$$

$$\begin{aligned} & \frac{(E_{\max,a} + E_{\max,a} - (\frac{\rho_a \cdot l_a}{\epsilon_a})) \cdot l_a}{2} + \frac{(E_{\max,g} + E_{\max,a}) \cdot l_g}{2} \\ & + \frac{(E_{\max,g} + E_{\max,c}) \cdot l_c}{2} + \frac{(E_{\max,c} + E_{\max,m}) \cdot l_m}{2} = V + V_{bi} \end{aligned} \quad (5.20)$$

根据上面的表达式我们可以求出在不同偏压下雪崩管内各层的电场分布。图 5.4 是表 1 对应雪崩管的电场分布情况，这个时候雪崩管两端的电压是在雪崩电压之上 7V。

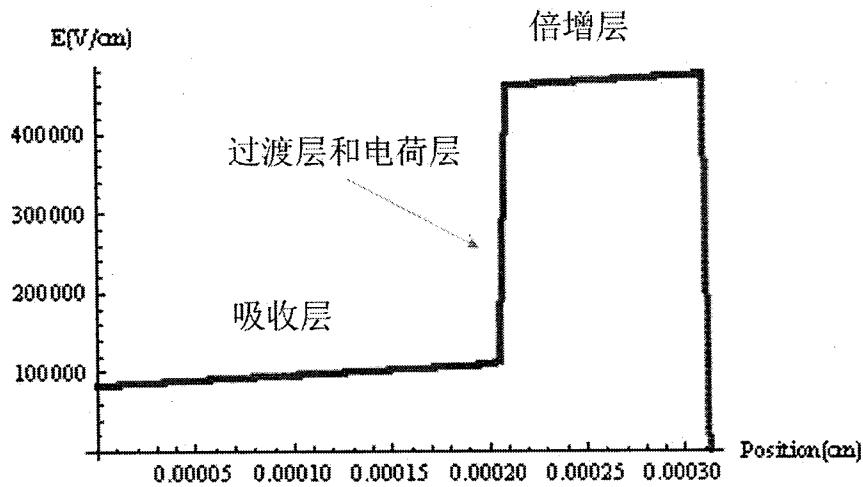


图 5.4 雪崩管内的电场分布情况

从图 5.4 我们可以发现通过使用分离吸收层，过渡层，电荷层和倍增的结构，我们可以让倍增层保持一个高的电场，同时让吸收层处于一个相对低的电场水平，同时我们可以看到在这个结构里头吸收层是完全耗尽的，因此可以避免因为吸收层没耗尽而导致的时间晃动变大的问题。

5.4.4 电离系数

电离系数表示电子或者空穴经过单位距离以后能够产生的电子空穴对的数目，是表征材料电离能力的参数，传统局域场理论认为电离系数是由材料本身以及所加的电场决定，与电子空穴的历史无关，1972 年 Okuto Y, Crowell C R 提

出从能量守恒的角度考虑(Okuto and Crowell 1972, Okuto and Crowell 1974), 应该在雪崩理论中考虑电子空穴在产生以后到获得足够能量的这个加速过程, 即提出了在雪崩理论中考虑死区效应的问题, 后来随着器件越做越小, 死区的效应对雪崩管的影响越来越大, 相关的研究也逐渐的被重视起来, 包含死区效应的相应理论也逐渐的成熟起来, 现在线性模式, 盖革模式下的包括死区效应的理论总体上看是比较完善的。但是在我们现在的磷化铟砷化镓雪崩管中, 在正常情况下倍增层相对于死区来说还是比较大, 特别是工作在盖革模式的磷化铟砷化镓雪崩管, 因此在我们的设计过程中我们还是使用传统的局域场雪崩理论。

电子的电离系数由下面的表达式表示 (Donnelly 2006)

$$\alpha(F, T) = \frac{F}{E_{th_e}} \exp\left(-\frac{E_{th_e}}{(F\lambda_e)^2 / (3E_{p_e}) + F\lambda_e + kT}\right) \quad (5.21)$$

其中 $E_{th_e} = 1.60\text{ev}$, $\lambda_e = 4.73 * 10^{-7} \text{cm} * \tanh(E_{p0_e} / 2kT)$, $E_{p_e} = E_{p0_e} \tanh(E_{p0_e} / 2kT)$, $E_{p0_e} = 46\text{mev}$, F 为电场的强度, T 为温度。将上面的式子带入式子 5.21 中, 得到电场和电子电离系数的关系, 如图 5.5 所示。

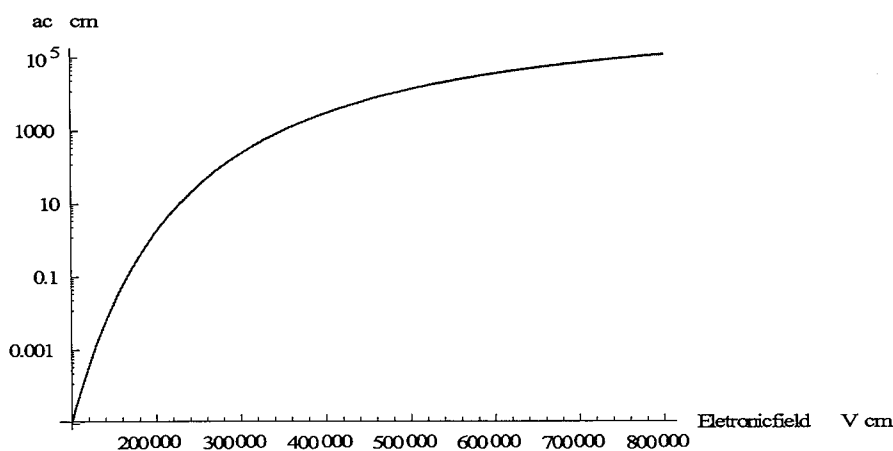


图 5.5 磷化铟电子的电离系数随电场的变化情况

空穴的电离系数由下面的式子表示 (Donnelly 2006)

$$\beta(F, T) = \frac{F}{E_{th_h}} \exp\left(-\frac{E_{th_h}}{(F\lambda_h)^2 / (3E_{p_h}) + F\lambda_h + kT}\right) \quad (5.22)$$

其中 $E_{th_h} = 1.45\text{ev}$, $\lambda_h = 5.38 \times 10^{-7} \text{cm} \cdot \tanh(E_{p0_h} / 2kT)$

$E_{p-h} = E_{p0_h} \tanh(E_{p0_h} / 2kT)$, $E_{p0_h} = 36\text{mev}$, 将上面的式子带入到 5.22 中可以
得到空穴电离系数和电场的关系, 如图 5.6 所示。

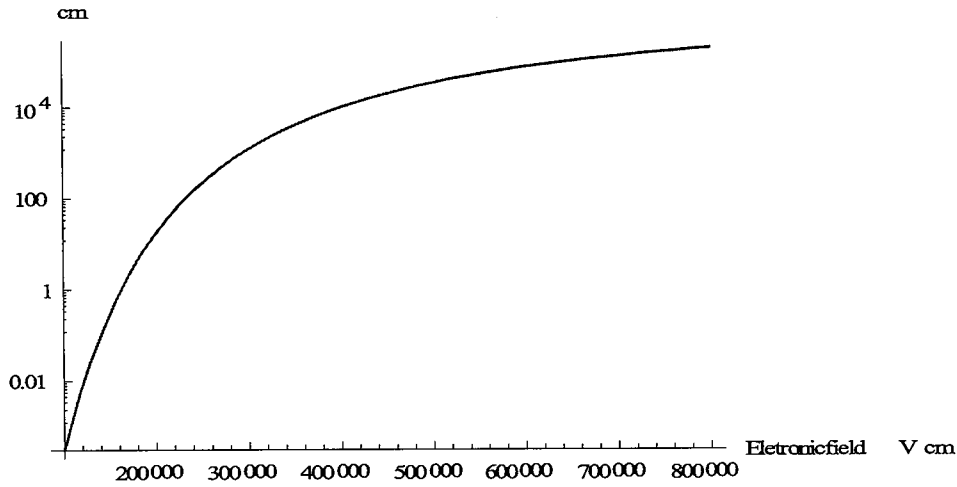


图 5.6 磷化铟空穴的电离系数随电场的变化情况

从图 5.5, 图 5.6 我们可以看出在电场强度小于 5×10^5 (V/cm) 的情况下, 空穴的电离系数都是大于电子的电离系数的, 也正是因为这个原因在现在的磷化铟砷化镓雪崩管都是空穴注入型, 雪崩都是由空穴触发的。

5.4.5 雪崩电压

雪崩电压定义为, 当倍增因子为无穷大时所对应的雪崩管两端的电压。从微观上来看, 当雪崩光电管两端的反向电压越来越大, 雪崩管内部的电场越来越强, 在同样的光强下产生的光电流越来越大, 当电压大到一个特定的值以后, 这个电子空穴对的倍增过程就不会停止下来了, 这个电压就叫雪崩电压。工作在雪崩电压之上的就是盖革模式, 工作在雪崩电压之下的为线性模式。从前面的式子 5.6 可以看出, 要使雪崩增益为无穷大, 分子要为零, 所以得到下面的关系:

$$\int_0^w \beta \exp\left(-\int_0^x (\beta - \alpha) dx'\right) dx = 1 \quad (5.23)$$

在上面的式子中电压并没有出现, 电压通过 α 和 β 体现出来, α , β 是电场和温度的函数, 由式 5.21 和式子 5.22 表示, 工作温度确定, α , β 和电压的关系也就确定了, 这样我们就可以得到雪崩电压了。将 α , β 表达式带入 5.23 以

后我们可以得到雪崩管在各种条件下的雪崩电压，下面我们用 5.23 式讨论了表 1 中的雪崩管在不同温度下的雪崩电压，结果如图 5.7 所示

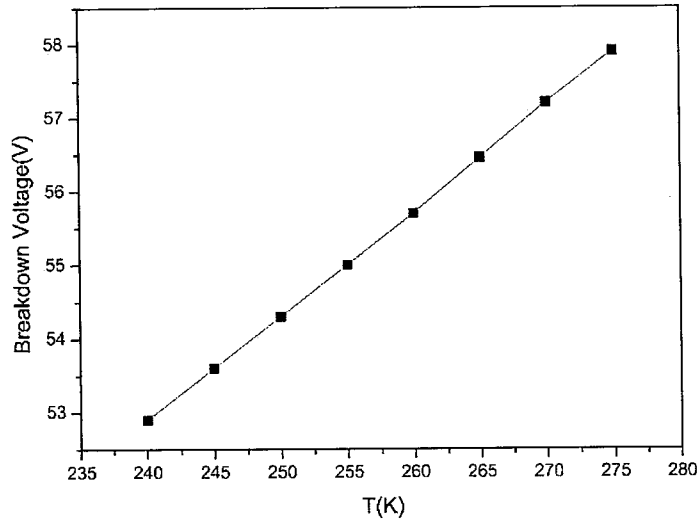


图 5.7 雪崩电压和温度的关系

从图 5.7 可以看出随着温度的升高雪崩电压逐渐增大，这是因为随着温度的升高电子空穴与晶格的碰撞更加的激烈，在产生电子空穴对之前需要从电场获得更多的能量，即需要更大的电压。另外值得注意的是雪崩电压随温度的变化关系近乎线性，每增加 1k，大约雪崩电压大约增加 0.14V。

5.4.6 雪崩概率

探测效率是指入射光子中最终被雪崩管吸收并且吸收后产生的电子空穴对能够引发自持式雪崩的光子的数目与入射光子总数的比值。对于雪崩光电管来说，探测效率与以下几个因素有关：

1，光纤到雪崩光电二极管的耦合效率，我们知道减小雪崩光电管的体积可以减小暗计数，这也给光纤耦合带来了更多的挑战。

2，吸收效率，是指最终被雪崩光电二极管吸收的光子数和入射光子数的比值。吸收效率和波长关系很大，不同的波长吸收效率差别很大，光子要能被吸收，光子的能量要大于吸收层材料的带隙，然后是波长越短吸收越大。关于光子的在界面的反射，在吸收层的吸收已经在 5.2 节中做过比较详细的叙述，这里就不在重复了。

3，光子被吸收后产生的电子空穴对能进入倍增层的概率，也称为收集效率，从前面的分析我们知道，如果给定一个吸收长度，因为光子的波长越小吸收系数

越大，这样吸收越多，但是在雪崩管中光子的探测效率并不是光子的波长越小探测效率就越高，而是到达一定的波长以后波长越长，探测效率越低，这其中部分原因是因为光子波长小吸收系数大光子都吸收在材料的表面，不能够有效的进入雪崩管中的耗尽层，这样会损失很大一部分光子，造成短波发现探测效率的下降。

4，光生载流子进入到倍增层以后能够触发自持式雪崩的概率。也称为雪崩概率。雪崩概率和倍增区材料的组成，材料的电子空穴的倍增系数，雪崩光电管的工作电压，雪崩管的设计，工作温度等都有很大的关系。在砷化镓磷化铟中因为空穴的电离系数比电子的电离系数更大，通常选择让空穴触发雪崩，下面我们将介绍雪崩概率的计算。

雪崩概率在空间的分布符合下面的方程 (Oldham 1972)

$$\frac{dP_e(x)}{dx} = (1 - P_e)\alpha_e(x)[P_e(x) + P_h(x) - P_e(x)P_h(x)] \quad (5.24a)$$

$$\frac{dP_h(x)}{dx} = -(1 - P_h)\alpha_h(x)[P_e(x) + P_h(x) - P_e(x)P_h(x)] \quad (5.24b)$$

其中 $P_e(x)$ ， $P_h(x)$ ， $P_b(x)$ 分别是指一个在 x 点产生的电子和空穴经过碰撞电离过程以后能够引发雪崩的概率。 $\alpha_h(x)$ ， $\alpha_e(x)$ 分别是空穴，电子在空间各点的电离系数，由 5.22 式和 5.21 式表示。

针对我们表 1 中的雪崩管结构，上面雪崩概率方程的边界条件是：

$$P_e(0) = 0 \quad (5.25a)$$

$$P_h(W) = 0 \quad (5.25b)$$

将 5.21 式和 5.22 式带入 5.24 式，再通过 5.25 式的边界条件，我们可以得到雪崩概率在空间中的分布了，图 5.8 是表 1 中的雪崩管工作在 275k，额外偏压 7V 时，电子和空穴的雪崩概率在雪崩管内的分布，另外在这里横轴的坐标原点选为吸收层开始的位置，图 5.8 只画出了过渡层，电荷层和倍增层的雪崩概率分布情况。

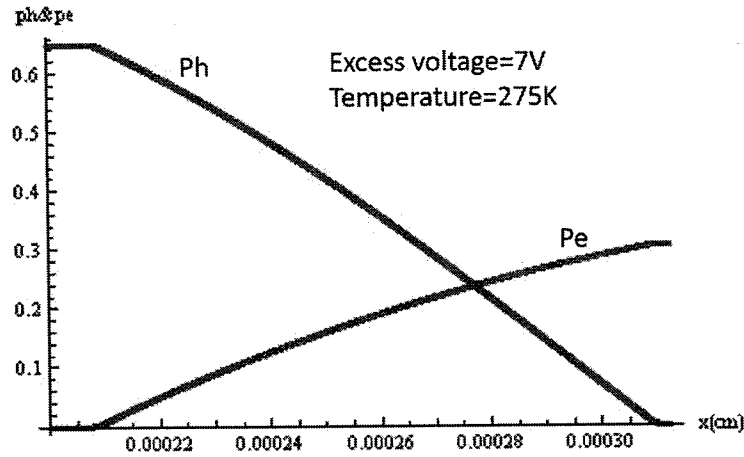


图 5.8 磷化铟雪崩管的雪崩概率在空间的分布情况

上图中 Ph 和 Pe 分别表示空穴和电子在空间一点产生以后最终会引发雪崩的概率。因为在磷化铟中空穴的电离系数大于电子的电离系数，所以在图 5.8 中 Ph 的最大值会大于 Pe 的最大值，上图是我们根据 5.24, 5.25 式解得的电子和空穴，在解的过程中我们使用的雪崩管的结构如图 5.3 所示，同时假定电场方向是沿着横轴坐标轴方向向右，在上面的图中我们只给出了倍增区的雪崩概率分布情况，从图中我们可以看出在同样的偏压下，空穴注入引发雪崩的概率明显大于电子引发雪崩的概率，因此在雪崩管设计时

得到上面方程的解以后一对电子空穴对在倍增区中任何点产生最终会引发雪崩的概率就可以通过下面的方程得到了

$$P_b(x) = P_e(x) + P_h(x) - P_e(x)P_h(x) \quad (5.26)$$

根据 5.26 式我们计算了在温度 275k，额外偏压 7V 时，雪崩管内电子空穴对产生以后会引发雪崩的概率，如图 5.9 所示。图 5.9 的坐标原点为过渡层开始的位置。从图中可以看出，在电荷层开始到倍增层开始这段距离内，一对电子空穴对能够引起雪崩的概率最大，而在倍增区结束的地方，雪崩概率最小，这是因为磷化铟的空穴电离系数比电子的电离系数要大引起的。

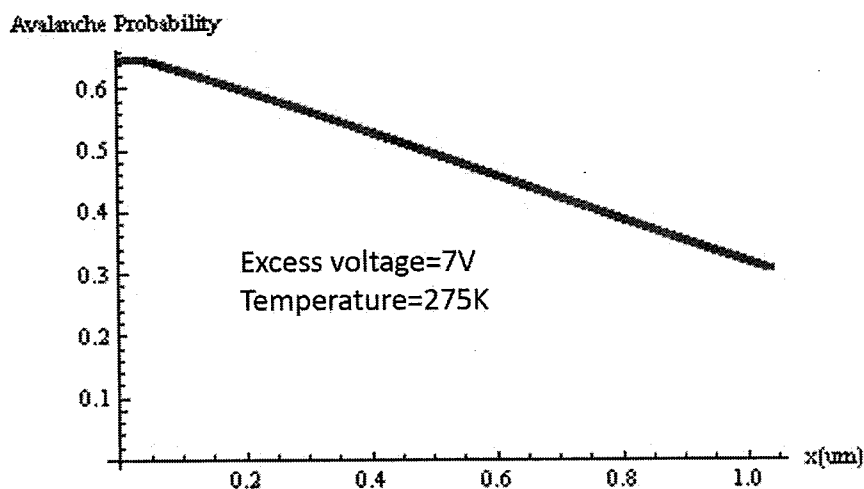


图 5.9 空间各地引发雪崩的概率

同时根据前面所述的雪崩概率模型我们还研究了在特定温度下，雪崩概率和额外偏压的关系，在这里我们选择温度为 275k，结果如下图所示

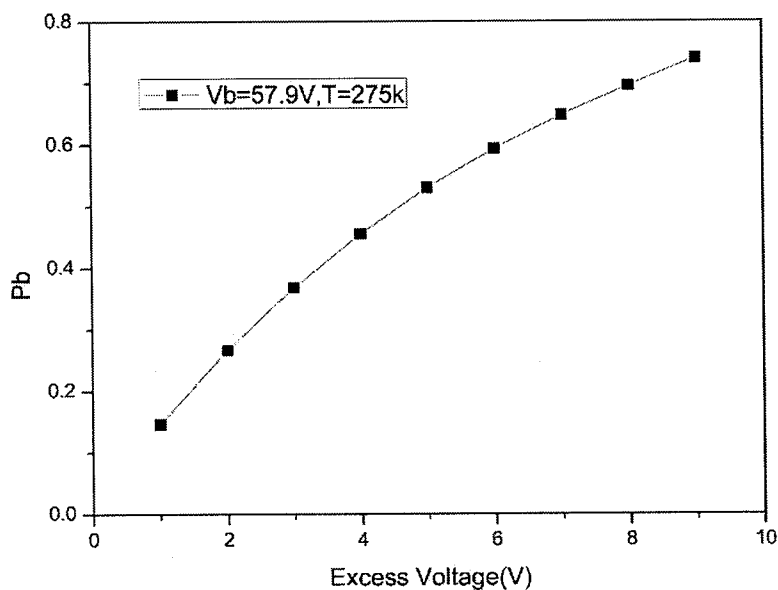


图 5.10 在 275K 时雪崩概率与额外偏压的关系

正如可以预期的，在温度不变的情况下，额外偏压越大，雪崩概率越高。

5.4.7 暗计数

工作在盖革模式的砷化镓磷化铟雪崩管因其砷化镓能够有效的吸收近红外的光子而在量子保密通信等领域有重要的应用，但是因为其比较高的暗计数率，在应用中带来了许多的问题，例如高的暗计数率会增加量子密钥分发系统的误码率，导致量子密钥分发距离的减小。因此减小暗计数率就非常重要，在这一节中我们将讨论引起暗计数的几种机制，主要包括，热产生的暗计数，隧穿造成的暗计数，缺陷辅助的隧穿造成的暗计数，下面我们将对几个机制进行分析。

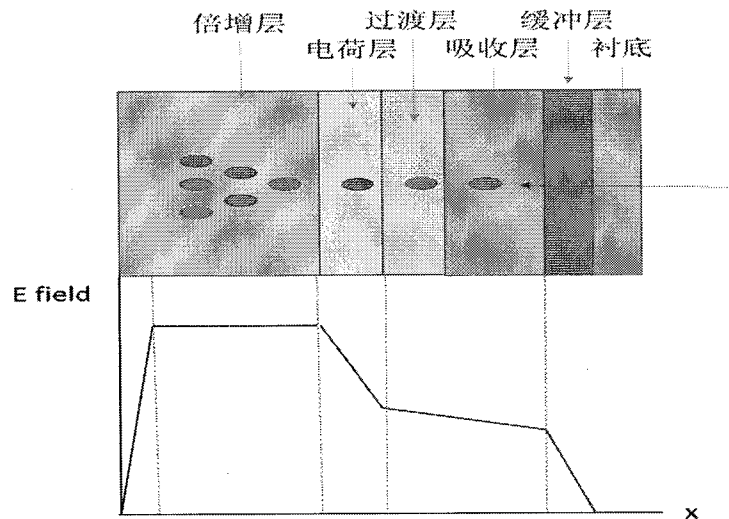


图 5.11 我们在讨论暗计数时所用的雪崩管模型

在我们进行暗计数分析时，我们所用的暗计数模型仍然是分离吸收层，过渡层，电荷层和倍增的 SAGCM 模型，下面我们讨论各层对暗计数的贡献。

在现有的暗计数模型中，各层的暗计数主要来源有三个，

1，通过热产生的暗计数，即价带的电子在热运动的作用下到达产生符合中心，在通过产生符合中心到达导带，形成暗计数。

2，直接隧穿造成的暗计数，在雪崩管中存在很强的电场，造成价带电子到导带电子的势垒变得很薄，而从量子力学我们知道，当势垒很薄的时候，电子可以很容易的通过这个势垒，在我们的这个情况，强电场造成了电子从价带直接隧穿进入到导带里去，这个效应与电场强度有很强的关系。

3，缺陷辅助隧穿的暗计数，缺陷辅助隧穿的基本过程是先价带的电子先隧穿到禁带中的缺陷态上，缺陷态上的电子在隧穿到导带中去，完成整个隧穿过程。这个效应也与电场有很强的关系。

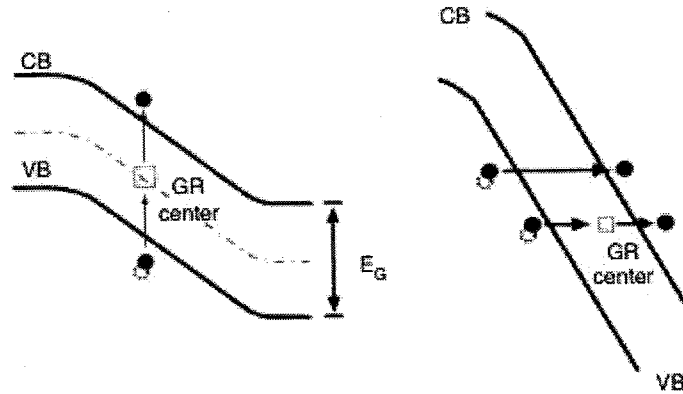


图 5.12 暗计数的起源，左边的为热产生暗计数，右边为直接隧穿和缺陷辅助隧穿

1, 吸收层的暗计数

从先前的电场分析我们看到，通过使用分离吸收层，过渡层，电荷层和倍增层的结构，能够使吸收层的电场处于一个比较低的值，能够使有效的抑制吸收层中的隧穿效应，这也是设计电荷层的目的。因此吸收层中的暗计数主要是由热产生的暗计数，由下面的式子表示

$$N_{abs} = \int_0^{d_{abs}} P_h(x) \cdot \frac{n_{intric,abs} \cdot d_{abs} \cdot A}{\tau_{abs}} dx \quad (5.27)$$

其中 d_{abs} 为吸收层的长度， $P_h(x)$ 是在在 x 点产生的空穴能够诱发雪崩的概率， $n_{intric,abs}$ 是吸收层的本征载流子浓度， τ_{abs} 是吸收层载流子的寿命， A 为雪崩管的面积。

2, 电荷层中的暗计数

$$N_{charge} = \int_{d_{abs}}^{d_{abs}+d_{charge}} P_h(x) \cdot \frac{n_{intric,charge} \cdot d_{charge} \cdot A}{\tau_{charge}} dx \quad (5.28)$$

其中 d_{charge} 是电荷层的厚度， $n_{intric,charge}$ 是电荷层本征载流子浓度， τ_{charge} 是电荷层载流子寿命

3, 倍增层中的层中的暗计数

倍增层中的情况稍微会复杂一点，因为倍增层的电场通常很高，直接隧穿和缺陷辅助隧穿两种因素都开始起作用。这样倍增层中三种机制都对暗计数有贡献了。

(1), 热产生的暗计数

$$N_{mul} = \int_{d_{abs}+d_{charge}}^{d_{abs}+d_{charge}+d_{mul}} P_{eh}(x) \cdot \frac{n_{intric,mul} \cdot d_{mul} \cdot A}{\tau_{mul}} dx \quad (5.29)$$

d_{mul} 是倍增层的厚度, $n_{intric,mul}$ 是倍增层本征载流子浓度, τ_{mul} 是倍增层载流子寿命, $P_{eh}(x)$ 是电子空穴对在 x 点产生以后能够触发雪崩的概率。

(2), 直接隧穿

直接隧穿产生的暗电流可以通过下面的表达式表示 (Donnelly 2006),

$$J_{tunnel,dir,mul} = A \cdot E(x)^2 \exp\left(\frac{-B \cdot E_g^{3/2}}{E(x)}\right) \quad (5.30)$$

其中 $A = q^3 (2m_r / (q \cdot E_g))^{1/2} / (4\pi^3 h^2)$, $B = \pi(m_r / 2)^{1/2} / (2qh)$,

$m_r = 2m_c m_{lh} / (m_c + m_{lh})$, q 为电子的电量, E_g 为材料的带隙宽度, m_c 和 m_{lh} 分别为导带和轻空穴价带的有效质量。

(3), 缺陷辅助的隧穿电流

缺陷辅助的隧穿电流可以通过下面的式子表示 (Donnelly 2006)

$$J_{tunneling,trap,mul} = \frac{A \cdot E(x)^2 N_T \exp\left(\frac{-(B_1 E_{B1}^{3/2} + B_2 E_{B2}^{3/2})}{E(x)}\right)}{N_v \cdot \exp\left(\frac{-(B_1 E_{B1}^{3/2})}{E(x)}\right) + N_c \cdot \exp\left(\frac{-(B_2 E_{B2}^{3/2})}{E(x)}\right)} \quad (5.31)$$

其中 E_{B1} 是价带到缺陷能级的隧穿势垒, E_{B2} 是缺陷能级到导带的隧穿势垒, N_c 和 N_v 分别表示导带的态密度, N_T 表示单位体积内缺陷的个数, A 与直接隧穿中 A 的表达式一样, $E(x)$ 为电场强度值, B_1 , B_2 分别由

$$B1 = \pi(m_{lh} / 2)^{1/2} / 2qh \quad (5.32a)$$

$$B2 = \pi(m_c / 2)^{1/2} / 2qh \quad (5.32b)$$

从表达式 5.28 和 5.29 我们可以看出隧穿电流和材料本身的带隙宽度有关，带隙越小导致的暗计数越大，这也是通常选带隙大的材料作为倍增层的原因，另外隧穿电流和电场强度关系也很大，电场强度越强，暗电流越大。

上面的我们得到了直接隧穿和缺陷辅助隧穿两项的暗电流，两项相加得到在倍增区总共由隧穿隧穿引起的暗电流 $J_{tunnel,mul}$ ， $J_{tunnel,mul}$ 由下面的式子表示

$$J_{tunnel,mul} = J_{tunnel,dir,mul} + J_{tunnel,trap,mul} \quad (5.33)$$

与总隧穿电流对应的暗计数可以表示为

$$N_{tunnel,mul} = \int_{d_{abs}+d_{charge}}^{d_{abs}+d_{charge}+d_{mul}} P_{eh}(x) \cdot A \cdot \frac{J_{tunnel,mul}(x)}{q} dx \quad (5.34)$$

$P_{eh}(x)$ 是电子空穴对在 x 点产生以后能够触发雪崩的概率，可以通过前面雪崩概率部分的分析方法获得。

得到各层的暗计数以后，就可以得到雪崩管的暗计数了，

$$DCR = N_{abs} + N_{charge} + N_{grad} + N_{tunnel,mul} \quad (5.35)$$

5.4.8 后脉冲

后脉冲是暗计数的另外一个重要来源，是指先前的雪崩过程中载流子流过倍增区，一些载流子会被杂质或者缺陷俘获，这些载流子被捕获以后还会逐渐的释放出来，在下一个门来了以后，可能会引起暗计数。在一个门内产生的暗计数可以用下面的式子表示 (Kang *et al.* 2003)，

$$N_{trap}(t) = \sum_{i=1}^n A_i \exp\left(\frac{-t}{\tau_i}\right) \quad (5.36)$$

其中 A_i 表示第 i 个雪崩被俘获的载流子的总数， τ_i 分别表示被俘获载流子的寿命。从上面的式子可以看出，为了将后脉冲带来的暗计数减小，需要优化系统的死时间，尽可能的让被俘获的载流子在下一个门来之前释放，两个门之间的时间间隔越长，被俘获的载流子释放的越干净，同时我们看到减小 A_i 即减小雪崩过程中流过倍增区的载流子总数也可以减小后脉冲引起的暗计数，正如在第二章

中在高速的磷化铟砷化镓单光子探测器里所介绍的,可以通过用更快的门来减小雪崩时间,减小雪崩过程中被俘获的载流子数目,从而最终减小后脉冲。对后脉冲这个问题,最好的解决办法可能就是随着工艺的发展,去除这些会俘获载流子的杂质缺陷,从根本上解决这个问题,但是从目前看,受限于现有的工艺条件,这个问题的解决还需要很长的时间。

5.5 用于量子密钥分发的 InGaAs/InP 雪崩管设计

根据上述各节介绍的基本原理,结合对量子密钥分发系统的模拟,我们开发了一套设计雪崩管的平台,通过这个软件平台我们可以设计针对量子密钥分发系统的单光子雪崩管。完整的分析在我们下面的这篇文章里讲得更加的清楚,因此我们将这篇文章附在这里。

Design considerations of high-performance InGaAs/InP single-photon avalanche diodes for quantum key distribution

JIAN MA,^{1,2} BING BAI,^{1,2} LIU-JUN WANG,^{1,2} CUN-ZHU TONG,³ GE JIN,^{1,2} JUN ZHANG,^{1,2,*} AND JIAN-WEI PAN^{1,2}

¹Hefei National Laboratory for Physical Sciences at the Microscale and Department of Modern Physics, University of Science and Technology of China, Hefei, Anhui 230026, China

²CAS Center for Excellence and Synergetic Innovation Center in Quantum Information and Quantum Physics, University of Science and Technology of China, Hefei, Anhui 230026, China

³State Key Laboratory of Luminescence and Application, Changchun Institute of Optics, Fine Mechanics and Physics, Chinese Academy of Sciences, Changchun 130033, China

*Corresponding author: zhangjun@ustc.edu.cn

Received 5 July 2016; revised 19 August 2016; accepted 19 August 2016; posted 22 August 2016 (Doc. ID 269901); published 12 September 2016

InGaAs/InP single-photon avalanche diodes (SPADs) are widely used in practical applications requiring near-infrared photon counting such as quantum key distribution (QKD). Photon detection efficiency and dark count rate are the intrinsic parameters of InGaAs/InP SPADs, due to the fact that their performances cannot be improved using different quenching electronics given the same operation conditions. After modeling these parameters and developing a simulation platform for InGaAs/InP SPADs, we investigate the semiconductor structure design and optimization. The parameters of photon detection efficiency and dark count rate highly depend on the variables of absorption layer thickness, multiplication layer thickness, excess bias voltage, and temperature. By evaluating the decoy-state QKD performance, the variables for SPAD design and operation can be globally optimized. Such optimization from the perspective of specific applications can provide an effective approach to design high-performance InGaAs/InP SPADs. © 2016 Optical Society of America

OCIS codes: (040.1345) Avalanche photodiodes (APDs); (040.5570) Quantum detectors; (270.5568) Quantum cryptography.

<http://dx.doi.org/10.1364/AO.55.007497>

1. INTRODUCTION

Single-photon detection [1,2] in the near-infrared range is a key technique for many areas such as quantum key distribution (QKD) and Lidar. For practical applications, using III-V compound semiconductor devices, e.g., InGaAs/InP single-photon avalanche diodes (SPADs), is a currently mainstreaming solution due to the advantages of low cost and small size [3,4]. The key parts of an InGaAs/InP single-photon detector include a SPAD device [5] and quenching electronics [6]. In the early stage, commercial avalanche photodiodes for fiber-optic communication were often exploited to be operated in Geiger mode [7–9]. However, since such devices were initially designed for linear mode operations, their performance for Geiger mode operations was poor. Therefore, designing optimized devices dedicated to near-infrared single-photon detection is crucial, and so far various groups have been working in this direction [5,10–14].

For InGaAs/InP SPADs, there are diverse parameters to characterize its performance including photon detection efficiency (PDE), dark count rate (DCR), afterpulse probability,

timing jitter, and maximum count rate [4]. Normally, InGaAs/InP SPADs are designed for general purposes, and thus all the SPAD parameters have to be compromised during the design process. With the considerations from the perspective of applications, one may focus on the key parameters to further optimize the design of SPADs, which helps to fabricate application-specific devices and brings performance improvements for applications.

For instance, among the above parameters of InGaAs/InP SPADs, using the technique of high-frequency gating [15–20], afterpulse probability can be significantly suppressed and thus maximum count rate can be greatly increased, which is well suited for QKD applications [4]. Therefore, the most concerning and intrinsic parameters when designing InGaAs/InP SPADs for QKD are PDE and DCR, which are independent from quenching electronics [4]. This means that the performance of PDE and DCR cannot be improved using different quenching electronics under the same operation conditions.

In this paper, after modeling PDE and DCR for InGaAs/InP SPADs, we develop a simulator for SPAD design and focus on the device structure optimization to obtain better performance

for QKD applications. This application-driven optimization provides a new approach for SPAD structure design, and the simulation result could be an important reference for the SPAD fabrication in practice.

2. DEVICE STRUCTURE AND MODELING

The typical heterojunction of InGaAs/InP SPADs are based on separate absorption, grading, charge, and multiplication (SAGCM) structure [5], as shown as Fig. 1. With reverse bias, such structure can guarantee high electric field in the multiplication layer to enhance the avalanche probability while a relatively low electric field exists in the absorption layer to reduce dark current due to tunneling effects [5]. Meanwhile, the grading layer is inserted between the absorption and multiplication layers to avoid the accumulation of trapped carriers during the avalanche process so that the afterpulsing effect can be reduced, and the charge layer between the absorption and multiplication layers is to tailor the internal electric field profile [5].

Given an InGaAs/InP SPAD operated in Geiger mode, the reverse bias is above the breakdown voltage. In the absorption layer, an incoming photon may generate an electron-hole pair. Due to the electric field, the hole passes across the InGaAsP grading layer and the InP charge layer, and is finally drifted to the multiplication layer, in which a self-sustaining avalanche may be created. The avalanche is then sensed by a discriminator and quenched with a readout circuit by lowering the bias below the breakdown voltage.

The parameter of PDE [21] is defined as the probability of producing a correct output signal in response to an incident photon. Therefore, PDE of InGaAs/InP SPADs can be expressed by [4]

$$PDE = P_c P_{abs} P_{inj} P_{ava}, \quad (1)$$

where P_c is the coupling efficiency, P_{abs} is the absorption efficiency in the absorption layer, P_{inj} is the efficiency of photo-generated carriers injected from the absorption layer to the multiplication layer, and P_{ava} is the avalanche efficiency in the multiplication layer. For normal pigtailed SPAD devices, P_c is a fixed value. Meanwhile, for SAGCM SPADs after an

electron-hole pair is generated, the effects of both the recombination in the absorption layer and the accumulation in the grading layer are negligible. In the simulation, P_c and P_{inj} are supposed to be 1 for simplicity. P_{abs} can be calculated by

$$P_{abs} = 1 - e^{-\alpha L_{abs}}, \quad (2)$$

where α is the absorption coefficient of $In_{0.55}Ga_{0.47}As$ and L_{abs} is the absorption layer thickness.

P_{ava} is defined as the probability of creating a self-sustaining avalanche due to a hole entering the multiplication layer, which highly depends on the electronic field or excess bias and temperature. In the model, the ionization coefficients of electron and hole are taken from the reference by Zappa *et al.* [22], which have been used to fit experimental results previously [12]. The electric field and temperature dependence of P_{ava} are then calculated using the model proposed by Oldham *et al.* [23], in which the dead space effect [24] has not been considered. As discussed in Refs. [25,26], for SPADs with thick multiplication layers the dead space effect on carrier multiplication is negligible. Since the multiplication layer thickness of designed SPAD is normally larger than 1 μm , using the model of Oldham *et al.* [23] to calculate P_{ava} is appropriate.

For the parameter DCR [27], three generation mechanisms are considered [12], i.e., the thermal generation in the absorption layer, direct band-to-band tunneling, and trap assisted tunneling (TAT) in the multiplication layer. The thermal generation induced DCR is primarily due to the Shockley–Read–Hall process and can be calculated as

$$DCR_{th} = \frac{n_i}{\tau_{abs}}, \quad (3)$$

where n_i is the intrinsic carrier concentration, and τ_{abs} is effective lifetime of free carriers in the $In_{0.55}Ga_{0.47}As$ layer. In the simulations, τ_{abs} is assumed to be 50 μs .

The direct band-to-band tunneling induced dark current density that can be calculated as [12]

$$J_{on_dir} = AF(x)^2 \exp\left(\frac{-BE_g^{3/2}}{F(x)}\right), \quad (4)$$

where E_g is the bandgap of the multiplication layer, $A = q^3(2m_r/(qE_g))^{1/2}/(4\pi^3\hbar^2)$, $B = \pi(m_r/2)^{1/2}/(2q\hbar)$ and $F(x)$ is the electric field. q is the electric charge and \hbar is the reduced Planck constant. $m_r = (m_e m_h)/(m_e + m_h)$, where m_e and m_h are the effective masses of electrons and light holes, respectively.

During the process of TAT, a carrier is tunneled from the valence band to midgap between the conduction band and the valence band due to a defect, and the trapped carrier is then tunneled to the conduction band. TAT depends on the electric field, temperature, defect density, and the activation energy of the trapped state. The current density contribution of TAT can be calculated as [12]

$$J_{on_trap}(x) = \frac{AF(x)^2 N_T \exp\left(\frac{-(B_1 E_g^{3/2} - B_2 E_g^{3/2})}{F(x)}\right)}{N_v \exp\left(\frac{-(B_1 E_g^{3/2})}{F(x)}\right) + N_c \exp\left(\frac{-(B_2 E_g^{3/2})}{F(x)}\right)}, \quad (5)$$

where N_v and N_c are the densities of states in the valence and conduction bands, N_T is the defect density in the multiplication layer, $B_1 = \pi(m_h/2)^{1/2}/(2q\hbar)$, $B_2 = \pi(m_e/2)^{1/2}/(2q\hbar)$,

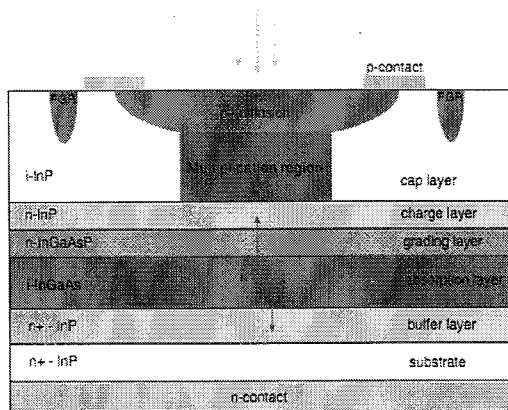


Fig. 1. Structure of InGaAs/InP SPAD.

and E_{B1} and E_{B2} represent the energy barriers tunneling from the valence band to trap and tunneling from trap to the conduction band, respectively. $E_{B1} = aE_g$ and $E_{B2} = (1 - a)E_g$, in which a is a fitting parameter [12]. In the model, a and N_T are assumed to be fixed as 0.75 and $4 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, respectively, for simplicity of simulations.

In the above model, the electric field distribution $F(x)$ is a crucial parameter, which can be calculated using Gauss's law given a reverse bias value. The SPAD parameters of breakdown voltage, P_{avz} and DCR highly depend on $F(x)$. Our simulation model is one-dimensional, and premature edge-breakdown effect at the curved interface of the diffusion region has not been considered because this effect can be well avoided by the double diffusion process or the float guard ring process [28]. Since our model is the same as that in Ref. [12], in which simulation results and experimental data agree with each other very well, we compare our simulation results of avalanche probability distribution with those in Ref. [12] given the same parameters. The exact same results in two cases can well validate our simulation model.

3. SIMULATION RESULTS AND DISCUSSION

In this section, we study the tradeoff between DCR and PDE under different conditions using the simulator, and then evaluate the performance in QKD applications. DCR and PDE are highly related to two structural variables, i.e., absorption layer thickness (L_{abs}) and multiplication layer thickness (L_{mul}), and two operation variables as well, i.e., excess bias voltage (V_{ex}) and temperature (T).

First, the variables of L_{mul} and T are fixed, while the variables of L_{abs} and V_{ex} vary, and the results are shown in Fig. 2. Linearly increasing V_{ex} corresponds to a roughly linear increase of PDE and exponential increase of normalized DCR, so that DCR is an exponential function of PDE. When V_{ex} is low, the slope of the exponential increase is moderate but becomes notably steep in the region of high V_{ex} , as shown in Fig. 2. L_{abs} is chosen from 0.5 to 2.5 μm with a step of 0.5 μm , and the maximum achievable PDE increases with an increase of L_{abs} .

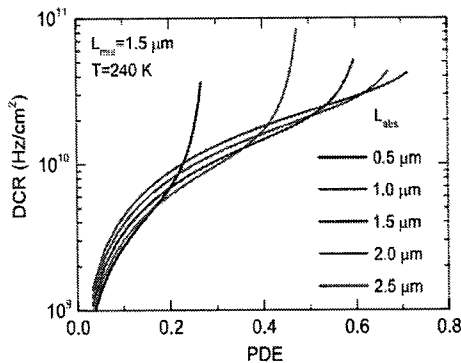


Fig. 2. DCR versus PDE with the absorption layer thicknesses ranging from 0.5 to 2.5 μm . The temperature is 240 K, and the multiplication layer thickness is 1.5 μm .

Second, we simulate the characteristic of temperature dependence. Figure 3 shows DCR as a function of temperature in the cases of different absorption layer thicknesses, given fixed L_{mul} of 1.5 μm and V_{ex} of 5 V. With a decrease of temperature, DCR decreases exponentially, and from Fig. 3 one can observe a DCR reduction with four to five orders of magnitude when the temperature is decreased down from 300 to 180 K. Such reduction is primarily due to the contribution of thermal generation, since thermal generation depends on n_i from Eq. (3) and further n_i decreases drastically with a decrease of temperature [29]. Moreover, one may find an interesting phenomenon in Fig. 3, i.e., at temperatures higher than approximately 210 K larger L_{abs} induces higher DCR, but this trend is reversed at temperatures below 210 K. This is probably due to the fact that thermal generation and TAT dominate DCR at high and low temperatures, respectively [5]. Under the conditions as shown in Fig. 3, 210 K may be the temperature turning point between the two DCR generation mechanisms.

Third, to verify the contribution difference between the two DCR mechanisms, DCRs as a function of V_{ex} at two typical

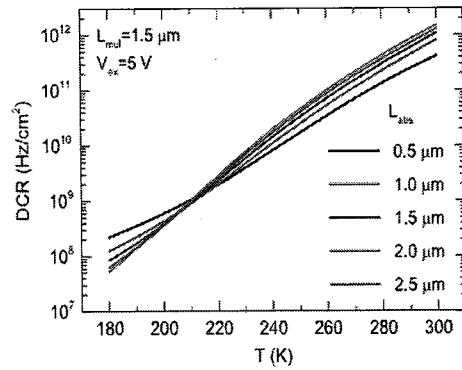


Fig. 3. DCR as a function of temperature with the absorption layer thicknesses ranging from 0.5 to 2.5 μm . V_{ex} is 5 V, and the multiplication layer thickness is 1.5 μm .

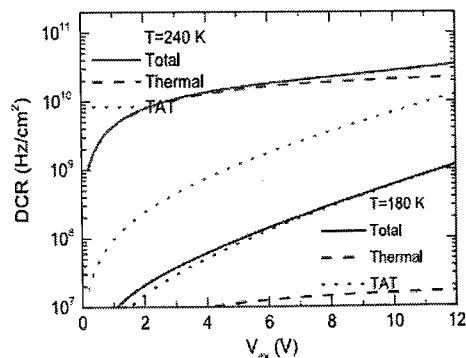


Fig. 4. DCR (solid line) as a function of excess bias including the contributions of thermal generation (dashed line) and TAT (dotted line) at 240 K (red) and 180 K (blue). The thicknesses of the absorption and multiplication layers are 1.8 and 1.5 μm , respectively.

temperatures, i.e., 240 K in the high temperature region and 180 K in the low temperature region, are compared as shown in Fig. 4. Clearly, at 240 K thermal generation dominates DCR, and the increase slope of DCR is flat particularly in the region of large V_{ex} . Similarly, at 180 K, TAT dominates DCR, and the increased slope of DCR becomes much steeper than that at 240 K.

Finally, the variables of L_{abs} and T are fixed while the variables of L_{mul} and V_{ex} vary. Figure 5 exhibits DCR as a function of PDE with L_{mul} ranging from 0.8 to 2.4 μm . Given a PDE value, larger L_{mul} results in lower DCR performance. However, larger L_{mul} also induces worse timing jitter and higher afterpulse probability [3].

Therefore, to obtain good DCR and PDE performances the four variables have to be optimized. We propose an approach by evaluating the QKD performance to optimize SPAD parameters. In fiber-based QKD applications, the most important parameters are fiber distance and secure bit rate. Through QKD performance evaluation, one may globally optimize the structure and operation variables for SPADs. In the QKD simulations, decoy-state BB84 protocol [30–33] using polarization encoding is used. The parameters and the corresponding values are listed in Table 1, some of which are taken from the reference [34]. Since the afterpulse probability (P_{ap}) of SPAD is

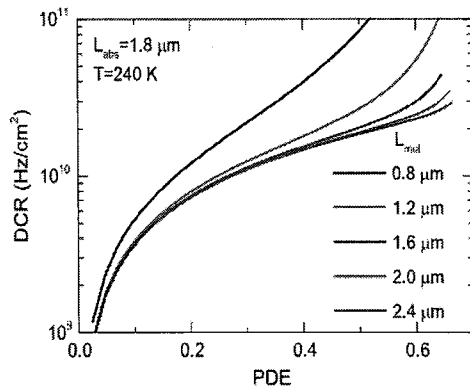


Fig. 5. DCR versus PDE with the multiplication layer thicknesses ranging from 0.8 to 2.4 μm . The temperature is 240 K, and the absorption layer thickness is 1.8 μm .

Table 1. Parameters Used in the QKD Simulation

Parameter	Value
Mean photon number of signal states (μ)	0.6
Mean photon number of decoy states (ν)	0.2
Probability ratio of the three intensities	6:1:1
Repetition frequency (f)	1 GHz
Error correction factor (F)	1.2
Optical fiber attenuation (α_f)	0.2 dB/km
Insertion loss in receiver (ϵ)	3 dB
Error rate due to optical imperfections (ϵ_o)	0.01
Afterpulse probability of SPAD (P_{ap})	0.01 ($V_{ex} \leq 4V$); 0.03 ($V_{ex} > 4V$)

highly related with the quenching electronics [4], for simplicity it is assumed that the values of P_{ap} are fixed at 0.01 and 0.03 in the regions of low and high V_{ex} , respectively. For the SPADs used in the QKD simulations, the diameter of the active area is set as 25 μm , and the parameters L_{abs} and L_{mul} are fixed at 1.8 μm and 1.6 μm , respectively.

Given a fixed V_{ex} , the simulation results at different temperatures are shown in Fig. 6. In the region of short distances, the secure key rates are significantly high, and the key rate differences in three cases are small. Moreover, as temperatures decrease the maximum distances significantly increase. In the region of long distances, due to the low photon flux, the DCR may dominate the quantum bit error rate so that DCR has to be greatly reduced to increase the secure key rate and distance. This also indicates that cooling down the SPAD temperature can be an effective method to further boost the maximum QKD distance, which has been experimentally demonstrated to achieve a record QKD distance of 307 km using an ultralow noise InGaAs/InP SPAD [35].

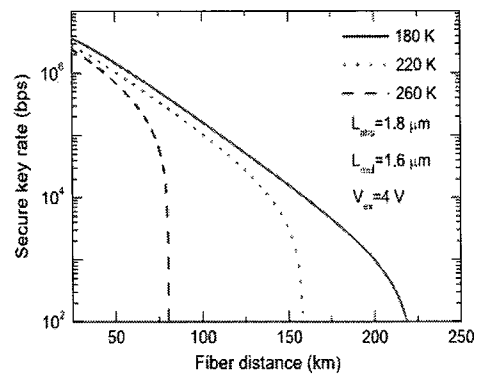


Fig. 6. Secure key rate as a function of fiber distance at 180 K (red solid line), 220 K (green dotted line) and 260 K (blue dashed line). The thicknesses of the absorption and multiplication layers are 1.8 and 1.6 μm , respectively.

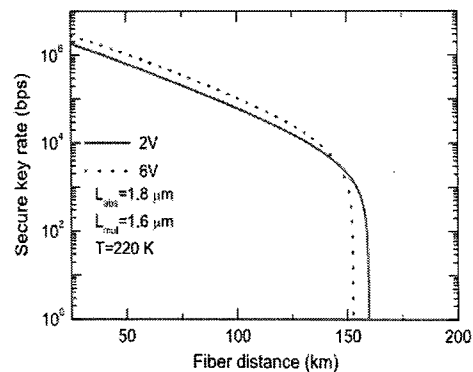


Fig. 7. Secure key rate as a function of fiber distance with the excess bias voltages of 2 V (red solid line) and 6 V (blue dotted line) at 220 K. The thicknesses of the absorption and multiplication layers are 1.8 and 1.6 μm , respectively.

Similarly, Fig. 7 shows the simulations with different V_{ex} at the same temperature. Larger V_{ex} , corresponding to higher PDE, DCR and P_{ap} , has a higher secure key rate and shorter maximum distance. Combining the results in Figs. 6 and 7, one can conclude that V_{ex} and temperature are the variables to be considered to achieve the aims of high key rate and long distance, respectively. Given a fixed QKD distance, through the optimization of V_{ex} and temperature the secure key rate can be maximized. Further, the variables L_{abs} and L_{mul} can be optimized using better QKD performance as a reference, i.e., higher key rate and longer distance, under the conditions of the same V_{ex} and temperature.

4. CONCLUSIONS

In summary, we have modeled and developed an integrated simulation platform for InGaAs/InP SPADs. We focus on the intrinsic parameters PDE and DCR, whose performance dependence on L_{abs} , L_{mul} , V_{ex} , and temperature has been evaluated. To globally optimize the four variables for SPAD design and operations, the parameters PDE and DCR are applied in the decoy-state QKD simulations, and the QKD performance is an important reference to determine the values of variables. This approach could be effective for designing high-performance InGaAs/InP SPADs in practice.

Funding. National Basic Research Program of China (2013CB336800); National Natural Science Foundation of China (NSFC) (61275121); Chinese Academy of Sciences (CAS).

REFERENCES

- R. H. Hadfield, "Single-photon detectors for optical quantum information applications," *Nat. Photonics* **3**, 696–705 (2009).
- M. D. Eisaman, J. Fan, A. Migdali, and S. V. Polyakov, "Invited review article: single-photon sources and detectors," *Rev. Sci. Instrum.* **82**, 071101 (2011).
- M. A. Itzler, X. Jiang, M. Entwistle, K. Slomkowski, A. Tosi, F. Acerbi, F. Zappa, and S. Cova, "Advances in InGaAsP-based avalanche diode single photon detectors," *J. Mod. Opt.* **58**, 174–200 (2011).
- J. Zhang, M. A. Itzler, H. Zbinden, and J. W. Pan, "Advances in InGaAs/InP single-photon detector systems for quantum communication," *Light Sci. Appl.* **4**, e286 (2015).
- M. A. Itzler, R. Ben-Michael, C.-F. Hsu, K. Slomkowski, A. Tosi, S. Cova, F. Zappa, and R. Ispasoiu, "Single photon avalanche diodes (SPADs) for 1.5 mm photon counting applications," *J. Mod. Opt.* **54**, 283–304 (2007).
- S. Cova, M. Ghioni, A. Lacaita, C. Samorì, and F. Zappa, "Avalanche photodiodes and quenching circuits for single-photon detection," *Appl. Opt.* **35**, 1956–1976 (1996).
- A. Lacaita, F. Zappa, S. Cova, and P. Lovati, "Single-photon detection beyond 1 μm : performance of commercially available InGaAs/InP detectors," *Appl. Opt.* **35**, 2986–2996 (1996).
- G. Ribordy, J. Gautier, H. Zbinden, and N. Gisin, "Performance of InGaAs/InP avalanche photodiodes as gated-mode photon counters," *Appl. Opt.* **37**, 2272–2277 (1998).
- J. Rarity, T. Wall, K. Ridley, P. Owens, and P. Tapster, "Single-photon counting for the 1300–1600-nm range by use of Peltier-cooled and passively quenched InGaAs avalanche photodiodes," *Appl. Opt.* **39**, 6746–6753 (2000).
- P. Hiskett, G. Buller, A. Loudon, J. Smith, I. Gontijo, A. Walker, P. Townsend, and M. Robertson, "Performance and design of InGaAs/InP photodiodes for single-photon counting at 1.55 μm ," *Appl. Opt.* **39**, 6818–6829 (2000).
- S. Pellegrini, R. E. Warburton, L. J. Tan, J. S. Ng, A. B. Krysa, K. Groom, J. P. David, S. Cova, M. J. Robertson, and G. S. Buller, "Design and performance of an InGaAs/InP single-photon avalanche diode detector," *IEEE J. Quantum Electron.* **42**, 397–403 (2006).
- J. P. Donnelly, E. K. Duarr, K. A. McIntosh, E. A. Dauler, D. C. Oakley, S. H. Groves, C. J. Vineis, L. J. Mahoney, K. M. Molvar, P. I. Hopman, K. E. Jensen, G. M. Smith, S. Verghese, and D. C. Shaver, "Design considerations for 1.06 μm InGaAsP-InP Geiger-mode avalanche photodiodes," *IEEE J. Quantum Electron.* **42**, 797–809 (2006).
- F. Acerbi, M. Anti, A. Tosi, and F. Zappa, "Design criteria for InGaAs/InP single-photon avalanche diode," *IEEE Photon. J.* **5**, 6800209 (2013).
- X. Meng, C. Tan, S. Dimier, J. David, and J. Ng, "1550 nm InGaAs/InAlAs single photon avalanche diode at room temperature," *Opt. Express* **22**, 22608–22615 (2014).
- N. Namekata, S. Sasamori, and S. Inoue, "800 MHz single-photon detection at 1550-nm using an InGaAs/InP avalanche photodiode operated with a sine wave gating," *Opt. Express* **14**, 10043–10049 (2006).
- Z. L. Yuan, B. E. Kardynal, A. W. Sharpe, and A. J. Shields, "High speed single photon detection in the near infrared," *Appl. Phys. Lett.* **91**, 041114 (2007).
- J. Zhang, R. Thew, C. Barreiro, and H. Zbinden, "Practical fast gate rate InGaAs/InP single-photon avalanche photodiodes," *Appl. Phys. Lett.* **95**, 091103 (2009).
- Y. Nambu, S. Takahashi, K. Yoshino, A. Tanaka, M. Fujiwara, M. Sasaki, A. Tajima, S. Yorozu, and A. Tomita, "Efficient and low-noise single-photon avalanche photodiode for 1.244-GHz clocked quantum key distribution," *Opt. Express* **19**, 20531–20541 (2011).
- X. L. Liang, J. H. Liu, Q. Wang, D. B. Du, J. Ma, G. Jin, Z. B. Chen, J. Zhang, and J. W. Pan, "Fully integrated InGaAs/InP single-photon detector module with gigahertz sine wave gating," *Rev. Sci. Instrum.* **83**, 083111 (2012).
- A. Restelli, J. C. Bientang, and A. L. Migdali, "Single-photon detection efficiency up to 50% at 1310 nm with an InGaAs/InP avalanche diode gated at 1.25 GHz," *Appl. Phys. Lett.* **102**, 141104 (2013).
- D. A. Ramirez, M. M. Hayat, G. Karve, J. C. Campbell, S. N. Torres, B. E. A. Saleh, and M. C. Teich, "Detection efficiencies and generalized breakdown probabilities for nanosecond-gated near infrared single-photon avalanche photodiodes," *IEEE J. Quantum Electron.* **42**, 137–145 (2006).
- F. Zappa, P. Lovati, and A. Lacaita, "Temperature dependence of electron and hole ionization coefficients in InP," in *Proceedings of 8th International Conference on Indium Phosphide and Related Materials*, Schwabisch-Gmund, Germany, 1996, pp. 628–631.
- W. G. Oldham, R. R. Samuelson, and P. Antognetti, "Triggering phenomena in avalanche diodes," *IEEE Trans. Electron. Devices* **19**, 1056–1060 (1972).
- Y. Okuto and C. Crowell, "Energy-conservation considerations in the characterization of impact ionization in semiconductors," *Phys. Rev. B* **6**, 3076–3081 (1972).
- M. M. Hayat, B. E. A. Saleh, and M. C. Teich, "Effect of dead space on gain and noise of double-carrier-multiplication avalanche photodiodes," *IEEE Trans. Electron. Devices* **39**, 546–552 (1992).
- R. McIntyre, "A new look at impact ionization-part I: a theory of gain, noise, breakdown probability, and frequency response," *IEEE Trans. Electron. Devices* **46**, 1623–1631 (1999).
- G. Karve, S. Wang, F. Ma, X. Li, J. C. Campbell, R. G. Ispasoiu, D. S. Bethune, W. P. Risk, G. S. Kinsey, J. C. Boisvert, T. D. Ishiki, and R. Sudharsanan, "Origin of dark counts in $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.54}\text{Al}_{0.46}\text{As}$ avalanche photodiodes operated in Geiger mode," *Appl. Phys. Lett.* **86**, 063505 (2005).
- Y. Liu, S. R. Forrest, J. Hladky, M. J. Lange, G. H. Olsen, and D. E. Ackley, "A planar InP/InGaAs avalanche photodiode with floating guard ring and double diffused junction," *J. Lightwave Technol.* **10**, 182–193 (1992).
- S. Paul, J. Roy, and P. Basu, "Empirical expressions for the alloy composition and temperature dependence of the band gap and intrinsic carrier density in $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$," *J. Appl. Phys.* **69**, 827–829 (1991).
- X.-B. Wang, "Beating the photon-number-splitting attack in practical quantum cryptography," *Phys. Rev. Lett.* **94**, 230503 (2005).

31. H.-K. Lo, X. Ma, and K. Chen, "Decoy state quantum key distribution," *Phys. Rev. Lett.* **94**, 230504 (2005).
32. X.-B. Wang, "Decoy-state protocol for quantum cryptography with four different intensities of coherent light," *Phys. Rev. A* **72**, 012322 (2005).
33. X. Ma, B. Qi, Y. Zhao, and H.-K. Lo, "Practical decoy state for quantum key distribution," *Phys. Rev. A* **72**, 012328 (2005).
34. Y. Liu, T.-Y. Chen, J. Wang, W.-Q. Cai, X. Wan, L.-K. Chen, J.-H. Wang, S.-B. Liu, H. Liang, L. Yang, C.-Z. Peng, K. Chen, Z.-B. Chen, and J.-W. Pan, "Decoy-state quantum key distribution with polarized photons over 200 km," *Opt. Express* **18**, 8587-8594 (2010).
35. B. Kozh, C. C. W. Lim, R. Houlmann, N. Gisin, M. J. Li, D. Nolan, B. Sanguinetti, R. Thew, and H. Zbinden, "Provably secure and practical quantum key distribution over 307 km of optical fibre," *Nat. Photonics* **9**, 163-168 (2015).

5.6 本章小结

在这一章中首先介绍了砷化镓磷化铟雪崩管的典型结构,详细分析了这种雪崩管每一层的作用,分析了吸收层对光子的吸收过程,并给出了设计吸收层的依据。接着我们分析了砷化镓磷化铟雪崩管线性模式和盖革模式的差别和相同的地方。在线性模式下我们简要的介绍了局域场雪崩理论和非局域场理论对倍增因子,额外噪声的处理办法。在盖革模式下我们首先电场的计算,通过电场计算我们调整了电荷层的参数,可以有效的分离倍增层和吸收层,让倍增层处于高的电场而吸收层保持相对低的电场,讨论了电子和空穴的电离系数随着电场的变化情况。介绍了局域场的雪崩概率的处理办法,并用这个方法讨论了在雪崩电压之上雪崩概率在倍增层内的分布情况,电压对雪崩概率的影响,温度对雪崩概率的影响,最后介绍了雪崩管中产生暗计数的几种机制,分别是通过产生复合中心产生的热的暗计数,通过直接隧穿产生暗计数,和通过缺陷辅助产生的暗计数,并用这几种机制讨论了砷化镓磷化铟雪崩管中各层的暗计数,这些都对设计砷化镓磷化铟雪崩管提供了参考依据。最后我们结合对量子密钥分发系统的模拟,设计了一个软件平台,可以设计针对 QKD 系统的单光子雪崩管。

参考文献

- R.J. McIntyre, "The distribution of gains in uniformly multiplying avalanche photodiodes: Theory," IEEE Trans. on Electron Dev., vol. ED-19, pp. 703-713, 1972.
- R. J. McIntyre, "Multiplication noise in uniform avalanche diodes," IEEE trans. on Electron. Dev., vol. 13, pp. 164-168, Jan. 1966.
- Okuto Y, Crowell C R. Energy-conservation considerations in the characterization of impact ionization in semiconductors[J]. Physical Review B, 1972, 6(8): 3076.
- Okuto Y, Crowell C R. Ionization coefficients in semiconductors: A nonlocalized property[J]. Physical Review B, 1974, 10(10): 4284.
- Hayat M M, Saleh B E A, Teich M C. Effect of dead space on gain and noise of double-carrier multiplication avalanche photodiodes[J]. Electron Devices, IEEE Transactions on, 1992, 39(3): 546-552.
- Hayat M M, Sargeant W L, Saleh B E A. Effect of dead space on gain and noise in Si and GaAs avalanche photodiodes[J]. Quantum Electronics, IEEE Journal of, 1992, 28(5): 1360-1365.
- K. K. Thornber "Applications of scaling to problems in high-field electronic transport", J. Appl. Phys., vol. 52, no. 1, pp.279 -290 1981
- Donnelly J P, Duerr E K, McIntosh K A, et al. Design considerations for 1.06- μm InGaAsP-InP Geiger-mode avalanche photodiodes[J]. Quantum Electronics, IEEE Journal of, 2006, 42(8): 797-809.
- D.A. Humpherys, R.J. King, D. Jenkins, and et al, "Measurement of absorption coefficients of In_{0.53}Ga_{0.47}As over the wavelength range 1.0-1.7 μm ," Electron. Lett., 1985, 21: 1187
- E. Emmons, "Avalanche-photodiode frequency response," Appl. Phys. Lett., vol. 38, pp. 3705-3714, August 1967.
- Ribordy G, Gautier J D, Zbinden H, et al. Performance of InGaAs/InP avalanche photodiodes as gated-mode photon counters[J]. Applied Optics, 1998, 37(12): 2272-2277.
- Spinelli A, Pacelli A, Lacaita A L. Dead space approximation for impact ionization in silicon[J]. Applied physics letters, 1996, 69(24): 3707-3709.
- McIntyre R.J. A new look at impact ionization-Part I: A theory of gain, noise, breakdown probability, and frequency response[J]. Electron Devices, IEEE Transactions on, 1999, 46(8): 1623-1631.
- Yuan P, Anselm K A, Hu C, et al. A new look at impact ionization-Part II: Gain and noise in short avalanche photodiodes[J]. Electron Devices, IEEE Transactions on, 1999, 46(8): 1632-1639.
- Oldham W G, Samuelson R R, Antognetti P. Triggering phenomena in avalanche diodes[J]. Electron Devices, IEEE Transactions on, 1972, 19(9): 1056-1060.

Campbell J C. Recent advances in telecommunications avalanche photodiodes[J]. *Lightwave Technology, Journal of*, 2007, 25(1): 109-121.

Kang Y, Lu H X, Lo Y H, et al. Dark count probability and quantum efficiency of avalanche photodiodes for single-photon detection[J]. *Applied physics letters*, 2003, 83(14): 2955-2957.

第6章 总结和展望

6.1 总结

量子通信是量子力学和信息科学结合的产物,因其提供的无条件安全的通信方式,对保密通信领域产生了重大的影响,随着全世界科研人员的努力,量子保密通信这一领域已经进入了实用化的阶段。现在限制量子保密通信进一步发展的一个重要因素就是单光子探测器的性能还不够好,为了提高单光子探测器的性能,本论文对硅基单光子雪崩管和磷化铟砷化镓单光子雪崩管进行了研究。

论文的主要内容:

在本论文的第一章介绍了量子保密通信的基本原理,以及理论和实验方面的一些进展。

在本论文的第二章介绍了各种单光子探测器,包括传统的光电倍增管,半导体雪崩光电二极管,超导单光子探测器,上转换单光子探测器。对光电倍增管介绍了光电倍增管的基本工作原理,光谱响应范围,暗计数的各种来源,影响后脉冲的因素,并指出由于光电倍增管对1550纳米光的探测效率低,很少用于量子保密通信。对半导体雪崩光电管我们介绍了雪崩光电管的工作原理,各种类型的雪崩管,包括,硅基雪崩管,锗基雪崩管,硅锗雪崩管,铟镓砷磷化铟雪崩管,碲镉汞雪崩管,以及用于紫外光探测的氮化镓,碳化硅雪崩管。在这之后我们介绍了雪崩管的各种主要性能指标,包括探测效率,暗计数,后脉冲等,然后我们再介绍了雪崩管的各种淬灭电路,包括被动淬灭,主动淬灭,门控淬灭,并且介绍了三种解决门控淬灭中由雪崩管的电容引起的电容微分信号的解决办法,即同轴电缆反射法,自差分电路法,正弦门控法。关于超导探测器,介绍了超导临界温度跃迁单光子探测器和纳米线单光子探测器,着重介绍了这两种探测器的优缺点,包括超导临界温度跃迁单光子探测器的高探测效率,光子数分辨这样的优点,以及恢复时间长,计数率低这样的缺点。对超导纳米线单光子探测器,介绍了器超高的计数率,暗计数低等优点。在这之后我们介绍了频率上转换单光子探测器的基本原理并指出随着这几年的发展,现在频率上转换单光子探测器的暗计数水平已经降到比较低的水平,使上转换探测器成为量子保密通信中很有竞争力的一种探测器。

在第三章简单介绍了计算电磁学的两种计算方法,分别是有限时域差分方法和严格耦合波分析法。

第四章是本论文的重点。传统的硅雪崩管主要分成两大类，根据耗尽层的长度分成薄节型的雪崩管，耗尽区长的厚节型雪崩管，薄节型的雪崩管时间响应特性好，时间晃动小，但是探测效率不高，特别是在近红外波段。厚节型的雪崩管探测效率高但是时间响应特性比较差，时间晃动大，在量子保密通信里这会影响到最终系统的工作速率。在这一章里我们提出了一种新的纳米结构的硅基雪崩光电管，通过使用纳米结构我们能够大大的提高雪崩管的探测效率，为了定量的研究这种纳米结构雪崩管的特性，我们设计了两种纳米结构的雪崩管，一种耗尽区为1微米，这个宽度与传统的薄节型雪崩管类似，通过对比计算我们发现，有纳米结构的雪崩管能够在保持时间晃动和没有纳米结构雪崩管一样的条件下，有更高的探测效率。另外通过适当的增加倍增层的厚度，可以进一步的增加纳米结构雪崩管的探测效率，甚至在800纳米以后探测效率超过了传统的厚节型雪崩管。

在第五章中介绍磷化铟砷化镓雪崩光电管的结构，分析了这种雪崩管的结构的特点，分析了吸收层的吸收特性，简要的分析了雪崩管在线性模式下的倍增因子，额外噪声，响应速度等，在盖革模式下重点分析雪崩击穿的条件，对光子在雪崩管中的吸收，雪崩管各层的材料的选择，雪崩管内电场的设计，雪崩概率与电压的关系，雪崩电压和温度的关系，雪崩概率在雪崩管内的分布等情况进行了详细的研究。为设计磷化铟砷化镓雪崩管道管提供了参考依据。

论文的主要创新点：

- 1, 为了解决现有的硅基单光子雪崩管存在的问题，即现有硅基雪崩管中的薄节雪崩管探测效率比较低，但是时间分辨好，另一种厚节型雪崩管探测效率高，但是时间分辨率比较差的问题，提出了一种新的纳米结构单光子雪崩管，能够在很宽的频率范围内同时具备高的探测效率和好的时间分辨特性。如果这种雪崩管最终实现将会对量子力学基本问题的实验检验，量子保密通信，时间分辨荧光光谱技术产生重要的影响。
- 2, 对磷化铟砷化镓单光子雪崩管的各种性能进行了理论模拟计算，为设计磷化铟砷化镓单光子雪崩管提供了参考。

6.2 未来展望

随着量子信息的不断发展，对单光子探测器的要求也越来越高，在现有的基于磷化铟和砷化镓的雪崩光电管的单光子探测器还有许多的问题，暗计数太高，后脉冲太大，这些都是急需解决的问题。在雪崩管的设计部分，在已经完成的探

测效率, 结构设计的基础上, 未来应该将暗计数, 后脉冲一起考虑在设计里, 进一步的完善设计端的工作, 在探测效率的估计方面也应该将死区效应包含进来这样能够在更宽的范围内进行设计, 设计也将变得更加的可靠。另外一个就是将设计好的结构实际的制造出来, 现有的国内的相应的雪崩管实际性能与国外的还有差距, 通过不断的改进制造出适应量子信息需要的磷化铟和铟砷化镓的雪崩光电管是未来的重要工作。

在硅基雪崩光电二级管上, 也同样还有许许多多的工作还有待继续, 首先也是最紧迫的就是纳米结构雪崩管暗计数的估计, 由于在我们的设计里在器件的底部采用了纳米结构, 需要对暗计数进行一个可靠的估计才能更好的衡量器件的性能。

相信随着单光子探测器的进一步发展, 量子保密通信也将渐渐成熟, 最终将会走进人们的生活。