



INSTITUTO FEDERAL
CEARÁ
Campus Fortaleza



PPGET - IFCE
Programa de Pós-graduação em
Engenharia de Telecomunicações

**INSTITUTO FEDERAL DE EDUCAÇÃO, CIÊNCIA E
TECNOLOGIA DO CEARÁ-IFCE CAMPUS FORTALEZA**

PRÓ-REITORIA DE ENSINO

DEPARTAMENTO DE TELEMÁTICA

**COORDENAÇÃO DO PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM
ENGENHARIA DE TELECOMUNICAÇÕES-PPGET**

LEONARDO ROCHA DO BOMFIM

**ANÁLISE DE GATILHO SENOIDAL MODULADO EM
AMPLITUDE PARA DETECTOR DE FÓTONS INDIVIDUAIS EM
FOTODIODO DE AVALANCHE**

FORTALEZA-CE
2016

LEONARDO ROCHA DO BOMFIM

ANÁLISE DE GATILHO SENOIDAL MODULADO EM AMPLITUDE
PARA DETECTOR DE FÓTONS INDIVIDUAIS EM FOTODIODO DE
AVALANCHE

Dissertação apresentada à Coordenação do
Programa de Pós-Graduação em Engenharia
de Telecomunicações (PPGET/IFCE) como
requisito final para a obtenção do grau de
mestre em Engenharia de
Telecomunicações.

Área de concentração: Informação
Quântica.

Orientador: Fábio de Alencar Mendonça

FORTALEZA-CE
2016

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação
Instituto Federal do Ceará - IFCE
Sistema de Bibliotecas - SIBI

Ficha catalográfica elaborada pelo SIBI/IFCE, com os dados fornecidos pelo(a) autor(a)

- Ba Bomfim, Leonardo Rocha do.
ANÁLISE DE GATILHO SENOIDAL MODULADO EM AMPLITUDE PARA DETECTOR DE FÓTONS INDIVIDUAS EM FOTODIODO DE AVALANCHE / Leonardo Rocha do Bomfim. - 2016.
52 f. : il. color.
- Dissertação (Mestrado Profissional) Instituto Federal do Ceará, Mestrado em Engenharia de Telecomunicações, Campus Fortaleza, 2016.
Orientação: Prof. Dr. Fábio de Alencar Mendonça.
1. fotodiodo de avalanche (APD). 2. fótons individuais. 3. sinal de gatilho. 4. comunicação quântica. I.
Titulo.

CDD 621.382

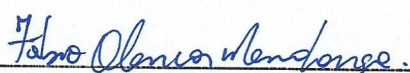
LEONARDO ROCHA DO BOMFIM

**ANÁLISE DE GATILHO SENOIDAL MODULADO EM AMPLITUDE PARA
DETECTOR DE FÓTONS INDIVIDUAIS EM FOTODIÓDOS DE AVALANCHE**

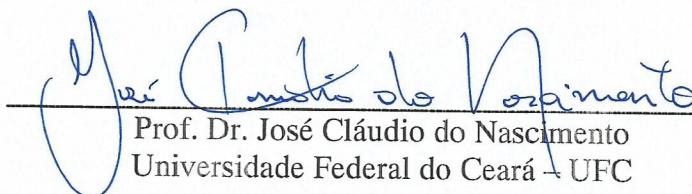
Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia de Telecomunicações do Instituto Federal de Educação, Ciência e Tecnologia do Ceará, como requisito parcial para a obtenção do título de Mestre em Engenharia de Telecomunicações. Área de Concentração: Informação Quântica.

Aprovada em: 04 / 03 / 2016

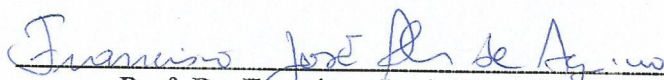
BANCA EXAMINADORA



Prof. Dr. Fábio Alencar Mendonça
Instituto Federal de Educação, Ciência e Tecnologia do Ceará – IFCE



Prof. Dr. José Cláudio do Nascimento
Universidade Federal do Ceará – UFC



Prof. Dr. Francisco José Alves de Aquino
Instituto Federal de Educação, Ciência e Tecnologia do Ceará – IFCE

AGRADECIMENTOS

Ao professor Fábio Alencar Mendonça pela valiosa orientação.

Aos professores Daniel Xavier Gouveia, Francisco José Alves de Aquino e Ewerton Wagner Santos Caetano pela paciência e pela contribuição em diversos momentos ao longo do mestrado e deste trabalho.

Aos colegas Francisco Wendel Almeida Cavalcante, Danilo Avilar Silva, Saulo Anderson Freitas de Oliveira e Alan Magalhães Braga pela ajuda nas simulações e na criação dos gráficos.

A Henrique Machado de Sousa pela ajuda com a revisão.

Ao Instituto Federal de Educação, Ciência e Tecnologia do Ceará (IFCE) pelo ambiente acolhedor e pela oportunidade para aprender.

A Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES) pela bolsa de estudos concedida.

Enfim, a todos que de forma direta ou indireta auxiliaram na concretização deste trabalho. O meu agradecimento!

RESUMO

Em 2013, o primeiro modelo de computadores puramente quânticos comerciais foi adquirido por empresas como Google e NASA. Fato que coloca em risco toda a comunicação sigilosa que usa criptografia de chaves públicas comuns atualmente. Com isso, surge a necessidade de usar criptografia quântica. Para o uso de criptografia quântica, o fotodiodo de avalanche é um elemento crucial, pois é o componente principal nos detectores de fótons individuais utilizados nos sistemas de comunicação quântica comercializados atualmente. Neste trabalho, apresentamos diversas técnicas para o controle do gatilho deste componente. Sendo proposto um gatilho senoidal modulado em amplitude com o intuito de diminuir o ruído interno do componente. Resultados de simulação indicam que a técnica proposta leva a uma redução do ruído e uma menor taxa de erro de símbolo por *afterpulse*.

Palavras-chave: fotodiodo de avalanche (APD), fótons individuais, sinal de gatilho, comunicação quântica.

ABSTRACT

In 2013, the first model of a commercial purely quantum computers has been acquired by companies like Google and NASA. Fact that endangers all confidential communication that uses encryption public key common today. With that comes the necessity of using quantum cryptography. For the use of quantum cryptography, the avalanche photodiode is crucial as it is the main component in the single photon detectors used in quantum communication systems currently marketed. This paper presents several techniques for trigger control of this component. It proposed a sinusoidal trigger being amplitude modulated in order to reduce the internal noise of the component. Simulation results indicate that the proposed technique leads to a reduction of noise and a lower symbol error rate for afterpulse.

Keywords: avalanche photodiode (APD), single photon, trigger signal, quantum communication.

Lista de figuras

Figura 2.1: Esboço de um Tubo Fotomultiplicador típico. Adaptado de [4].

Figura 2.2: Esboço da Ionização por Impacto. Adaptado de [12].

Figura 2.3: Foto de um SSPD. Adaptado da referência [4].

Figura 2.4: Esboço de APD do tipo SAM. Adaptado de [15].

Figura 2.5: Esboço de um fotodetector de avalanche InGaAs/InP SAGCM. Adaptado de [13].

Figura 2.6: Gráfico do Número de fótons em relação ao comprimento de onda do infravermelho em diferentes temperaturas. Elaborada pelo autor.

Figura 2.7: Gráfico da Temperatura em relação ao Tempo de Vida dos portadores aprisionados. Adaptado da referência [20].

Figura 2.8: Gráfico do tempo inativo por contagem de escuro. Adaptado de [21].

Figura 3.1: Esquema do processo de detecção por cancelamento. Figura adaptada da referência [5].

Figura 3.2: Esquema de percursos que o mesmo sinal percorre. Adaptada da referência [23].

Figura 3.3: Esquema do sistema de Cancelamento usando circuito “burro”. Figura adaptada da referência [24].

Figura 3.4: Esquema do circuito usando gatilho senoidal. Figura adaptada da referência [5].

Figura 3.5: Esquema do circuito representando a Autodiferenciação. Figura adaptada da referência [5].

Figura 3.6: Esquema da Subtração de Harmônicos. Figura adaptada da referência [5].

Figura 4.1: Gráfico do princípio de operação da extinção engatilhada. Elaborado pelo autor.

Figura 4.2: Esquema do circuito básico para operação do APD no modo Geiger com extinção engatilhada. Elaborado pelo autor.

Figura 4.3: Gráfico do princípio de operação da extinção de avalanche com gatilho senoidal. Elaborado pelo autor.

Figura 4.4: Esboço ilustrando o tempo total em que o fotodiodo é polarizado reversamente acima da tensão de ruptura. Adaptado de [33].

Figura 4.5: Esboço ilustrando o tempo total em que o fotodiodo com gatilho modulado é polarizado reversamente acima da tensão de ruptura. Elaborado pelo autor.

Figura 4.6: Figura 4.5: Esquema para um circuito AC de extinção engatilhado. Elaborado pelo autor.

Figura 4.7: Gráfico da tensão em função do tempo. Elaborado pelo autor.

Figura 4.8: Gráfico da tensão em função do tempo. Elaborado pelo autor.

Figura 4.9: Gráfico da tensão em função do tempo. Elaborado pelo autor.

Figura 4.10: Gráfico da tensão em função do tempo. Elaborado pelo autor.

Figura 4.11: Δ vs. índice de modulação (m) do sinal de gatilho. Elaborado pelo autor.

Lista de símbolos e abreviaturas

τ_p	Tempo de vida média dos portadores de carga
j	Constante imaginaria
C_G	Capacitor de desacoplamento
C_D	Capacitância Interna do APD
C_S	Capacitâncias Parasitas
η_{DE}	Eficiência de Detecção do Fotodiodo
η_{EQ}	Eficiência Quântica
η_{Ab}	Eficiência de Absorção de fótons
η_{Th}	Eficiência de Detecção do Circuito Externo
τ_d	Tempo inativo
τ_g	Duração da tensão de excesso
τ	Tempo de vida médio dos portadores
δ	Duração da avalanche
f_G	Frequência de Gatilho
f_{mod}	Frequência de Modulação
f_L	Frequência de envio de pulsos
m	índice de modulação
P_{ap}	Probabilidade de Reativações
Δ	Somatório da tensão de excesso sob o APD
V_{APD}	Tensão no APD
V_{OUT}	Tensão de Saída do circuito de detecção e extinção
V_G	Tensão de Gatilho
V_{break}	Tensão de Ruptura do APD
V_B	Tensão DC do sinal de gatilho

V_{EX}^{DC}	Tensão de Excesso DC sob o APD
R_{OUT}	Resistência de Carga
R_L	Resistência que limita a corrente DC no APD
R_G	Resistência Interna da fonte de tensão do sinal de gatilho
R_D	Resistência Interna do APD
Z_{IN}	Impedância de Entrada
Z_M	Impedância de casamento de entrada do circuito de detecção e extinção
Z_D	Impedância Equivalente do APD
Z_{CS}	Impedância do capacitor que modela os efeitos parasitas
Z_{CG}	Impedância do capacitor de desacoplamento
ω	Frequência angular
APD	Fotodiodo de avalanche
TES	Sensor de Borda de Transição
SSPD	Detector de Fótons Individuais a Nano Fio Supercondutor
SAM	Absorção e Ganho Separada
SACM	Absorção, Ganho, Degrau Separadas
SAGCM	Absorção, Ganho, Degrau e Modeladora de Campo Separadas

Sumário

Lista de figuras	8
Lista de símbolos e abreviaturas	10
1 Introdução	14
2 Fundamentos Teóricos	18
2.1 Características dos Fotodetectores	18
2.1.1 Eficiência de Detecção (<i>Photon Detection Efficiency</i>)	18
2.1.2 Variação de Latência (<i>Timing Jitter</i>)	18
2.1.3 Contagem de fótons por pulso (<i>Photon Number Resolving</i>)	19
2.1.4 Taxa de contagens no escuro (<i>Dark Count Rate</i>)	19
2.2 Tipos de Fotodetectores	20
2.2.1 Tubo Fotomultiplicador (PMT)	20
2.2.2 Fotodiodo de Avalanche (APD)	22
2.2.4 Fotodetector a Supercondutor (TES e SSPD)	24
2.3 Características dos Fotodiodos de Avalanche (APD)	26
2.3.1 Modelos de fotodetectores de avalanche	26
2.3.2 Tensão de Ruptura (V_{break})	28
2.3.3 Arseneto de Gálio Índio	29
2.3.4 Eficiência Quântica (η_{EQ})	29
2.3.5 Taxa de Contagem de Escuro (<i>Dark Count Rate</i>)	29
2.3.5.1 Flutuações Termodinâmicas	30
3 Técnicas de detecção de avalanche	34
3.1 Cancelamento	34
3.1.1 Cancelamento usando reflexões invertíveis e não invertíveis	34
3.1.2 Cancelamento usando circuito “burro”	36
3.2 Gatilho senoidal	37

3.3 Auto diferenciação (<i>Self-Differencing</i>)	37
3.4 Subtração de Harmônicos	38
4 Análise de Fotodiodo de Avalanche com Gatilho Senoidal Modulado em Amplitude	39
4.1 Introdução	39
4.2 Fotodiodo de Avalanche no modo Geiger com Gatilho Senoidal	40
4.3 Circuito de Extinção Engatilhada em Regime AC.....	44
Conclusão	49

1 Introdução

Com a popularização da internet e com suas múltiplas utilizações, aumenta a preocupação com a segurança da informação. Principalmente em relação a segredos de estado, militares, empresarias e transações financeiras. Continuamente, novos sistemas são criados e novos defeitos de segurança são explorados. A recém comercialização de computadores quânticos muda esse quadro tornando as criptografias clássicas obsoletas. Dessa forma a comunicação quântica vem como uma tecnologia que permite a criação de criptografias que se mantêm eficientes nesse novo paradigma.

Os primeiros modelos criptográficos implementados para mensagens digitais eram do tipo simétrico. A criptografia simétrica consiste em usar a mesma chave para criptografar e descriptografar. Atualmente se usa chaves de 128 ou 256 caracteres (binários) e a criptografia é feita em blocos. Quanto mais vezes a mesma chave é utilizada e quanto mais informação se tem sobre a mensagem original, aumenta a possibilidade de partes da mensagem serem acessadas por terceiros. Se a chave tem o mesmo número de caracteres, sendo essa de única utilização, o algoritmo de encriptação for bem implementado e o atacante não tiver acesso a trechos da mensagem original, a mensagem criptografada é completamente inútil sem a chave.

O grande problema desse método é: como os usuários do canal podem ter acesso a mesma chave sem esta ser publicada? Se a chave for enviada pelo mesmo canal na qual a mensagem criptografada será enviada, a criptografia perde sua utilidade. As criptografias assimétricas (ou de chaves públicas) resolvem esse problema criando chaves distintas para criptografar e descriptografar. Dessa forma, o usuário usa a chave de encriptar, que é pública, para criptografar a mensagem, que somente pode ser descriptografada com a chave privada que é mantida em sigilo [1].

O método assimétrico é baseado na dificuldade de fatorar números que geralmente de 128 ou de 256 bits, que são gerados por números primos grandes. Não existe método clássico conhecido que seja eficiente para realizar esse tipo de fatoração, entretanto com os fatores primos conhecidos, é fácil criar um par de chaves. A ideia por trás desse método é que é fácil fazer um caminho e difícil fazer o caminho inverso. Atualmente os sistemas assimétricos são usados para compartilhar chaves simétricas,

que serão usadas nas mensagens secretas a serem transmitidas. Os modelos que trabalham dessa forma são chamados de sistema criptográfico híbrido [1].

A recente introdução do computador quântico no mercado comercial ameaça a segurança da criptografia assimétrica e, conseqüentemente, a segurança de todas as transações sigilosas operadas através de canais de longo alcance. O matemático Peter Shor introduziu em 1994 um algoritmo direcionado ao computador quântico que é eficiente para realizar fatorações [2]. A implementação desse algoritmo (que não funciona em computadores clássicos) reduzirá exponencialmente o tempo necessário para fatorar números de qualquer tamanho. Tornando obsoleta a criptografia assimétrica.

Nesse cenário, a comunicação quântica surge como uma solução para esse problema. Um canal quântico pode ser usado para criar uma chave simétrica, simultaneamente entre dois usuários de forma segura.

Partículas quânticas têm seu estado destruído ao serem medidos e não podem ser eficientemente duplicadas [3]. Dessa forma, usando um estado quântico para transportar informação, é possível criar canais onde a informação só pode ser lida uma vez, e caso extravieiada, não pode ser integralmente replicada para ser reemitida. Assim, caso a informação chegue em seu destino (dentro de determinados padrões) ela pode ser considerada segura.

Utilizando chaves criadas com geradores aleatórios (não pseudoaleatórios) com o mesmo número de bits que a informação criptografada, e que seja usada somente uma vez, é possível afirmar que a informação é “completamente inútil” sem a chave! A questão de poder computacional se torna irrelevante. O que minimiza o possível dano causado pelo vazamento de informação enviada pelo canal clássico.

É possível utilizar estados quânticos, que não podem ser completamente descritos, como portadores de informação. O receptor deve saber qual medida deve ser feita em qual trecho do sinal, afim de recupera a informação. Informação perdida por dificuldades técnicas como atenuação ou ruído, ou por motivo de ataque ao sistema, são descartadas e não farão parte da chave utilizada.

Os portadores de informação quântica comumente descritos e utilizados na literatura são os elétrons e fótons. O momento angular (*spin*) dos elétrons é comumente usados para descrever os qubits em computadores quânticos, e a polarização dos fótons, em geral, carrega a informação nos canais de comunicação quântica.

As partículas quânticas têm níveis de energias extremamente baixos. Este fato traz grandes dificuldades técnicas, pois além da fragilidade em relação a variações termodinâmicas ou de o sinal ser (literalmente) destruído por atenuação, os sensores trabalham sob regimes extremamente “apertados”, apresentando taxas elevadas de erro de símbolo.

Sendo o ponto crítico de um canal de comunicação quântica real, o detector de fótons individuais é alvo de inúmeros estudos a partir dos anos 90. Eles são amplamente usados em aplicações tais como espectroscopia de alta resolução, medição de fluorescência, astronomia e computação quântica (distribuição quântica de chaves). Dentre a variedade de dispositivos e técnicas de detecção, os detectores baseados em fotodiodos de avalanche tem sido a principal opção para aplicações em comunicações como, por exemplo, distribuição quântica de chaves em fibras ópticas. Tal escolha é devido ao seu bom desempenho e fácil implementação quando comparando a outros tipos de detectores. Logo, é essencial o desenvolvimento e/ou aprimoramento de detectores de fótons individuais compatíveis com as principais janelas ópticas usadas em telecomunicações e que tenham alta eficiência quântica e baixa taxa de contagem de escuro (baixo ruído). Mesmo assim, uma de suas principais limitações é a reativação pós pulso (*afterpulsing*) [4].

A solução economicamente viável para um canal de comunicação quântica sob fibra óptica de longas distancias, na janela entorno de 1550 nanômetros, atualmente é o fotodiodo de avalanche de InGaAs/InP. Que será discutida ao longo dessa dissertação.

A presente dissertação propõe o uso de um sinal de gatilho modulado em amplitude a ser usado em técnicas de extinção a fim de reduzir a quantidade de portadores de cargas nos disparos de avalanches e, consequentemente, o reduzir o *afterpulse*. Além disso, são apresentados resultados da análise numérica de um modelo adotado para o circuito de detecção e extinção de avalanches que indicam uma redução da magnitude da corrente de avalanche.

O restante desta dissertação está organizado da seguinte forma: no Capítulo 2 comentaremos as principais características dos detectores de fótons individuais, sobre os principais tipos de fotodetectores utilizados para detectar fótons individuais e as principais características dos fotodiodos de avalanche. No Capítulo 3 é feita uma breve revisão sobre as técnicas de extinção engatilhada de avalanches. No Capítulo 4 é proposto o uso do gatilho senoidal com modulação de amplitude, bem como resultados numéricos que indicam a redução de corrente de avalanche em instantes de tempo em que não é aguardada a chegada de fótons. Por fim, no Capítulo 5, são apresentadas as conclusões e perspectivas de trabalhos futuros.

2 Fundamentos Teóricos

Neste capítulo é feita uma revisão sobre as principais características e tipos de detectores de fótons individuais.

2.1 Características dos Fotodetectores

Nesse seção estão elencadas as principais características relacionadas com a qualidade dos dispositivos fotodetectores, quando utilizados para detectar fótons individuais.

2.1.1 Eficiência de Detecção (*Photon Detection Efficiency*)

A Eficiência de Detecção representa a probabilidade de um fóton incidente na região de absorção, criar uma corrente de saída reconhecível pelo detector, expressa por

$$\eta_{DE} = \eta_{Ab}\eta_{EQ}\eta_{Th}, \quad (2.1)$$

em que η_{Ab} é a proporção entre os fótons incidentes e os que são absorvidos, varia dependendo da frequência do fóton em relação ao material e da largura da camada de material, η_{EQ} é a proporção entre os fótons absorvidos e os que geram avalanche e η_{Th} é a proporção entre as avalanches e as que são efetivamente contadas pelo detector de limiar [5]. Além disso, a eficiência de detecção é proporcional a tensão a qual o fotodiodo está submetido [4].

2.1.2 Variação de Latência (*Timing Jitter*)

Outra característica que merece menção é relacionada ao tempo de resposta do fotodetector. A latência é o intervalo de tempo entre a incidência do sinal e a contagem efetiva do evento pelo circuito externo. Mais relevante que isso, é a sua variação, chamada de *Timing Jitter*. A técnica mais usada na literatura para medir a Variação de

Latência é calcular a largura à meia altura (FWHM) em uma distribuição experimental [4]. Esse fenômeno é relevante para a comunicação quântica, quando a frequência de envio de dados torna-se grande (normalmente, a cima de 100Mhz) [5].

2.1.3 Contagem de fótons por pulso (*Photon Number Resolving*)

Os detectores de fótons individuais podem ser classificados em relação a sua capacidade de diferenciar o número de fótons por pulso. Essa característica pode ser relevante dependendo da utilização. Os fotodetectores que não diferenciam número de fótons por pulso (detectores do tipo *click/no-click*), como o fotodiodo de avalanche ou o tubo fotomultiplicador (veja sessões 2.2.2 e 2.2.1 respectivamente), multiplicam a energia do sinal até um determinado valor discriminável, destruindo a informação quanto à energia de entrada do sinal. Nesse caso, diferentes energias de entrada influenciam no pulso de saída na forma de *jitter* [5].

Os dispositivos que têm a capacidade de contar fótons por pulso como, por exemplo, o TES (veja sessão 2.2.5), tem eficiência de detecção próxima de 100% e o número de contagens falsas próximo de zero. Este dispositivo é sensível à energia de entrada, o que resulta numa discriminação precisa do número de fótons, em caso de pulsos monocromáticos [5].

2.1.4 Taxa de contagens no escuro (*Dark Count Rate*)

A taxa de contagem no escuro é uma média do número de contagens por segundo gerada por um fotodetector, sem a incidência de radiação eletromagnética [5].

2.2 Tipos de Fotodetectores

2.2.1 Tubo Fotomultiplicador (PMT)

O tubo fotomultiplicador foi o primeiro dispositivo capaz de detectar fótons individuais, inventado há pelo menos 80 anos. Os mais recentes apresentam baixos ruído e *jitter*. No entanto, oferecem eficiência de detecção limitada, principalmente para comprimentos de ondas grandes. Os dois fenômenos governam seu funcionamento são: o efeito fotoelétrico, descoberto em 1887 por H. Hertz e explicado por A. Einstein em 1905, e a emissão secundária, descoberta por L. Austin e H. Starke em 1902 [5]. Basicamente, no primeiro fenômeno o material libera elétrons na presença de radiação eletromagnética de comprimento de onda suficientemente pequeno. Já no segundo, os elétrons são acelerados em direção aos dínodos, chocando-se e liberando mais elétrons. Esse segundo efeito é responsável pelo aumento da corrente [5].

Um esquema típico de um tubo fotomultiplicador é mostrado na Figura 2.1. Ele é composto por um fotocatodo (Tabela 2.1 mostra exemplos de fotocatodos), uma série de dínodos e um anodo, encapsulados em um tubo de vidro a vácuo. Os fótons incidentes excitam elétrons na superfície do fotocatodo, que são emitidos de sua superfície (efeito fotoelétrico) para o vácuo. Emergindo da superfície, os fotoelétrons são acelerados, por um campo elétrico no ambiente interno ao tubo, em direção ao primeiro dínodo. Ao chocar-se com o dínodo, os fotoelétrons primários cedem energia aos elétrons na superfície do dínodo. Parte desses elétrons se desprendem e ficam aptos a receber energia do campo (emissão secundária), e assim são acelerados em direção ao próximo dínodo. Os elétrons liberados num dínodo, se chocam com o próximo, liberando novos elétrons, aumentando a corrente e a energia do sinal de forma exponencial. Após o percurso pelos dínodos ser completado, os elétrons são coletados pelo anodo, e a corrente é detectada por um sistema externo de detecção [5].

Tabela 2.1: Propriedades dos Materiais dos Fotocatodos

Material do Fotocatodo	Fotocatodo Opaco		Fotocatodo Transparente	
	Raio do Espectro (nm)	Pico de Eficiência Quântica	Raio do Espectro (nm)	Pico de Eficiência Quântica
Cs-I	115 a 200	26% em 125nm	115 a 200	13% em 130 nm
Cs-Te	115 a 200	37% em 210nm	115 a 200	14% em 210 nm
Sb-Cs	185 a 750	25% em 280nm	-	-
Biakali	185 a 750	30% em 260nm	160 a 650	27% em 390nm
Multialkali	185 a 900	30% em 260nm	160 a 850	25% em 280nm
Ag-O-Cs	-	-	400 a 1200	0.36% em 740nm
GaAs(Cs)	185 a 930	23% em 300nm	380 a 890	14% em 760nm
InGaAs(Cs)	300 a 1040	16% em 370nm	-	-
InP/InGaAs(Cs)	300 a 1700	1% em 1200nm	950 a 1700	2% a 1550nm

Adaptada da referência [5].

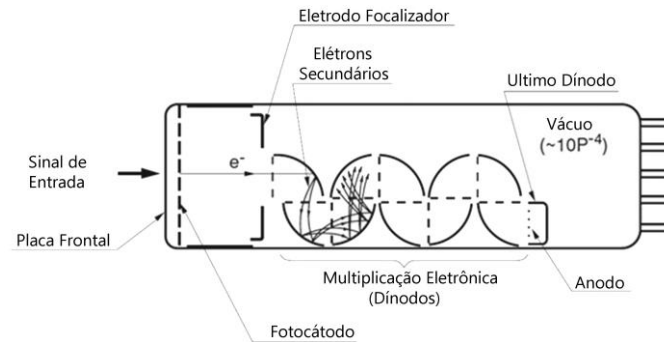


Figura 2.1: Esboço de um Tubo Fotomultiplicador típico. Adaptado de [5].

Os tubos fotomultiplicadores apresentam taxas de contagem no escuro extremamente baixas, pois as emissões secundárias ocorrem raramente na ausência de elétrons primários. Além disso, o ganho global varia, tornando esse dispositivo incapaz de contar fótons em cada pulso. Portanto, o uso de detectores de fótons a tubos fotomultiplicadores limita-se a aplicações em que é necessário apenas distinguir se um pulso possui ou não fótons (detectores *click/no-click*).

2.2.2 Fotodiodo de Avalanche (APD)

O fotodiodo de avalanche é uma variação do fotodiodo PIN com amplificação interna através da “Ionização de Impacto” (avalanche). É fabricado para trabalhar inversamente polarizado além da tensão de ruptura (modo geiger), podendo assim detectar sinais extremamente fracos. Anos de pesquisas melhoraram sua responsividade, velocidade e ruído, tornando atualmente a melhor opção para sistemas de comunicação quântica comerciais [4].

No APD, um fóton incidente cria um par elétron-lacuna (portadores de carga) elevando um elétron da camada de valência para a camada de condução. Os elétrons na camada de condução, assim como as lacunas na camada de valência, têm certa liberdade para receber energia do campo e se acelerar, acumulando energia suficiente para criar novos portadores de carga, através da ionização por impacto [6-7]. A corrente que atravessa o fotodiodo aumenta rapidamente (fenômeno chamado “avalanche”) a ponto de ser registrada por um circuito externo [5].

A Figura 2.2 ilustra a Ionização por Impacto, onde os portadores interagem com a matriz, criando novos portadores. Esse efeito é responsável pelo ganho interno do APD.

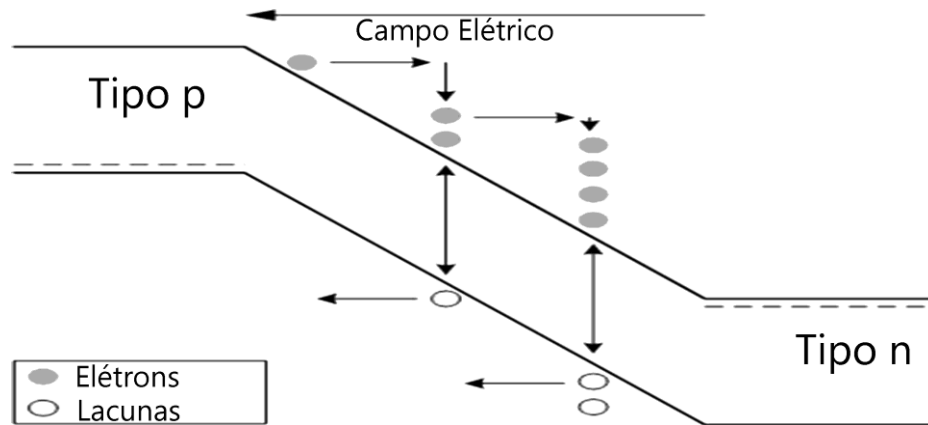


Figura 2.2: Esboço da Ionização por Impacto. Os portadores acelerados pelo campo se chocam com a matriz criando novos pares de portadores. Esse efeito se repete indefinidamente enquanto o campo permanece acima da tensão de ruptura. Adaptado de [8].

O Modo Geiger recebe esse nome graças à semelhança entre o efeito obtido no fotodiodo de avalanche e nos contadores geiger. No contador, um gás rarefeito é colocado sobre uma grande tensão. Quando esse sistema é exposto a radiação ionizante, as moléculas de gás se ionizam e os íons são acelerados pelo campo. Os íons acelerados se chocam com outras moléculas que são ionizadas também. Esse efeito multiplica a corrente amplificando o sinal de detecção de radiação. Nos contadores esse efeito é contido por um segundo gás, adicionado para esse fim. Já nos APDs, a incidência de radiação cria portadores de carga que são aceleradas pelo campo elétrico, gerando novos portadores devido à ionização por impacto. A avalanche é contida diminuindo o campo após a corrente ter sido detectada. Apesar das diferenças conceituais, as semelhanças são evidentes.

As propriedades dos APD serão discutidas na sessão 2.3.

2.2.2.1. Conversão Ascendente (*Up-conversion*)

Uma forma incomum de unir as boas propriedades do fotodiodo de avalanche de silício com as vantagens de trabalhar com o comprimento de onda de 1310nm é

encontrada na referência [6], utilizando *sum frequency generation* (“mudança de frequência através de soma” em tradução livre). Usando fibra dopada com érbio para diminuir o comprimento de onda do sinal (aumentando assim sua energia). O sinal percorre a fibra na janela 1310nm, quando ela chega ao “local seguro”, o sinal passa por uma fibra dopada a érbio com bombeio a 1550nm, diminuindo o comprimento de onda do pulso (de um único fóton) para 710nm, onde é possível utilizar o fotodiodo de avalanche de silício, com um desempenho ótimo.

Os autores da referência [6] relatam uma eficiência de detecção de 32%. Valor que, após serem consideradas as perdas de inserção e a eficiência do fotodetector, alcança aproximadamente 100% de conversão.

2.2.4 Fotodetector a Supercondutor (TES e SSPD)

A supercondutividade foi descoberta em 1911 por K. Onnes [5]. Em 1957, J. Bardeen, L. Cooper e J. Schrieffer apresentaram a teoria BCS que descreve os supercondutores do tipo 1. Os supercondutores do tipo 2 não serão tratados neste trabalho, pois não tem aplicação em comunicação quântica.

A resistência elétrica dos materiais supercondutores vai a zero em temperaturas suficientemente baixas, e tem resistência comum em temperatura acima da temperatura crítica [5]. Segundo a teoria BCS, isso se deve a presença dos Pares de Cooper: dois elétrons emparelhados num estado de energia levemente menor que os elétrons no estado fundamental (ordem de 100meV) se deslocam dentro do material supercondutor sem sofrer influência da resistência elétrica. A presença dos Pares de Cooper é responsável pela supercondutividade e sua presença cai drasticamente quando a temperatura se eleva além da temperatura crítica. Dessa forma, para pequenas variações na temperatura perto da temperatura crítica, a resistência muda de forma brusca [5].

2.2.4.1 Sensor de Borda de Transição (TES)

A partir de 2001, a tecnologia de supercondutores foi usada para implementar uma nova forma de detecção de partículas, o TES (*Transition Edge Sensor* ou Sensor de

Borda da Transição). Essa nova implementação apresenta uma taxa de ativação de escuro extremamente baixa e uma faixa de operação extensa no infravermelho [6].

O TES trabalha sob uma temperatura ligeiramente abaixo da temperatura crítica, onde se comporta como um supercondutor, de forma que a corrente o transpassa sem resistência. Os fótons incidentes elevam a temperatura e destroem parte dos Pares de Cooper, criando resistência elétrica interna ao supercondutor. Mínimas mudanças na temperatura provocam grandes mudanças na resistência, e conseqüentemente, uma queda de corrente resultante pode ser lida por um circuito externo [6].

Os fotodetectores de TES chegam a quase 100% de eficiência quântica, uma vez que não apresentam limitações intrínsecas e conseguem identificar o número de fótons por pulso (no caso de luz monocromática). Entretanto, apresenta *jitter* superior ao de outros dispositivos (da ordem de 100ns) [6] e, por isso, não atinge altas taxas de transmissão (<100MHz) [5]. O custo do resfriamento e o grande tempo de preparação do dispositivo após uma detecção tornam esse fotodetector impraticável para uso comercial em sistemas de comunicação. Entretanto tem grande importância na ciência graças a sua alta eficiência quântica, extensa faixa de operação, capacidade de contagem de fótons por pulso e baixíssima ativação espúria devido a sua temperatura de operação próxima de 0 K.

2.2.4.2 Detector de Fótons Individuais a Nano Fio Supercondutor (SSPD)

O dispositivo é composto por um nano fio ultrafino (Figura 2.3) resfriado ligeiramente abaixo da sua temperatura crítica. A incidência de radiação cria pontos quentes destruindo os pares de cooper no fio, criando assim uma resistência elétrica similar ao funcionamento do TES.

O SSPD apresenta uma combinação de alta eficiência de detecção (90% para 1550nm), baixa taxa de ativação de escuro (100/s) e baixo *jitter* (entorno de 30 ps, que é a principal vantagem em relação ao TES para comunicação). O dispositivo é sensível a polarização da radiação e não diferencia número de fótons por pulso (*click/no-click*),

embora seu ponto fraco, mais uma vez, seja o alto custo de manter o detector resfriado a temperaturas criogênicas [5].

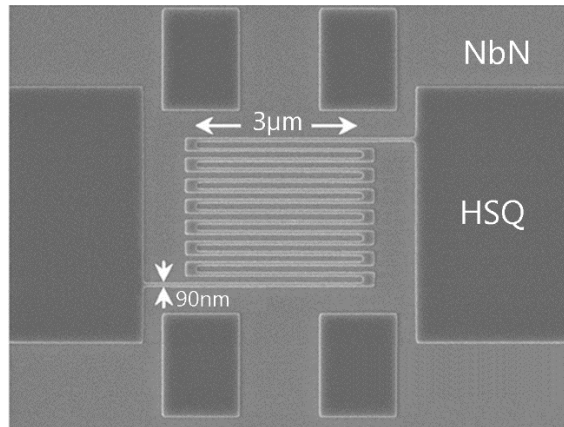


Figura 2.3: Foto de um SSPD. Quando um fóton atinge o nano fio, o circuito externo detecta uma diminuição na corrente [5].

2.3 Características dos Fotodiodos de Avalanche (APD)

Entraremos em detalhes a respeito dos fotodetectores de avalanche. Por sua simplicidade de implementação, bom desempenho e por seu baixo custo, é atualmente o dispositivo mais usado em comunicação quântica comercial.

2.3.1 Modelos de fotodetectores de avalanche

O fotodiodo de avalanche de silício foi alvo de intenso estudo [4,7], e sua tecnologia está bem estabelecida. Tem boa absorção (sempre acima de 50% entre 540 e 850nm) nos comprimentos de onda na região do espectro visível. Qualidade que não se manifesta no infravermelho ($\sim 3\%$ em 1064nm). Apresenta *jitter* pequeno e pouca contagem de escuro.

De fato, não apresenta uma boa absorção para as janelas 1310nm e 1550nm que apresentam baixa absorção na fibra óptica [9]. Dessa forma, um grande interesse tem sido depositado no fotodiodo de InGaAs [6,9], e no de InGaAsP [10], que operam nessas janelas.

Assim, foi desenvolvido o fotodiodo de avalanche de InGaAs/InP. Composto de camadas diferentes para absorção e ganho, é comercializado em diferentes desenhos. O mais simples é chamado de *Separate Absorption and Multiplication* (SAM), tecnologia que usa camadas de diferentes materiais específicos para absorção e ganho (Figura 2.4). Esse modelo apresenta uma dificuldade devido a diferença da largura de banda entre os materiais: InP (1,35eV) e InGaAs (0,75eV). A diferença de 0,4eV entre as bandas de valência, cria uma barreira, na interface, que desacelera consideravelmente as lacunas, antes que estes atinjam a região de ganho (camada InP). Esse efeito aumenta o tempo de latência do fotodiodo, limitando sua largura de banda [5,10].

Este problema é resolvido adicionando uma camada extra na interface entre as regiões de ganho e de absorção, e com largura de banda intermediária. Dessa forma os fotodetectores *Separate Absorption Grading and Multiplication* (SAGM) recebem uma fina camada (de 10 a 100 nm de largura) que funciona como um degrau, minimizando o acúmulo de lacunas na interface e aumentando consideravelmente a largura de banda.

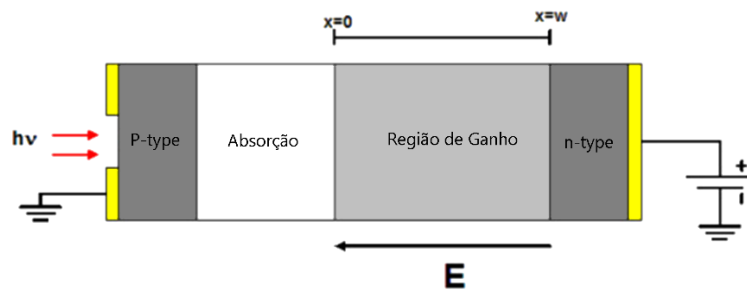


Figura 2.4: Exemplo de esquema de APD do tipo SAM. Adaptado de [11].

Já o *Separate Absorption Grading Charge and Multiplication* (SAGCM), apresentado na figura 2.5, é utilizado por [12] e apresenta desempenho ótimo. Apresenta duas camadas extras entre a camada de absorção e a de ganho: a camada “Degrau” (explicada acima) e a camada “Modeladora de Campo”. Esta nova camada serve para concentrar o campo na região de ganho, reduzindo o ruído devido ao alto campo na região de absorção. Trata-se de uma camada n-InP fortemente dopada, anterior a camada de ganho (i-InP não dopada).

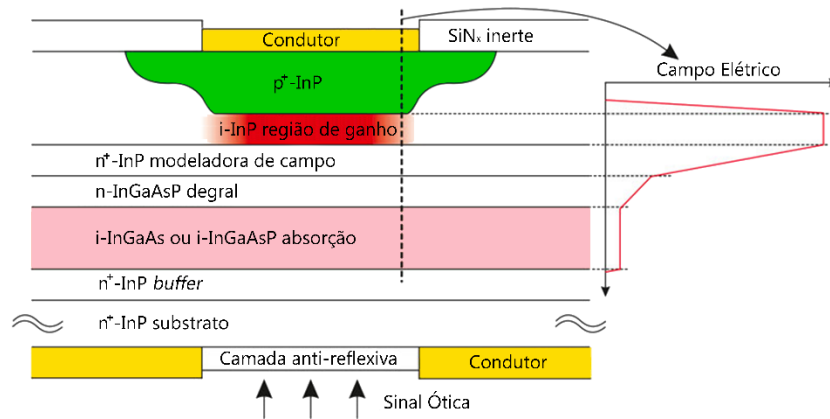


Figura 2.5: Esboço de um fotodetector de avalanche InGaAs/InP SAGCM. Realçando o campo elétrico em diferentes regiões adaptado de [10].

2.3.2 Tensão de Ruptura (V_{break})

Os diodos convencionais funcionam como circuito aberto quando reversamente polarizados. A tensão de ruptura é a tensão na qual a barreira dielétrica do diodo é superada e sua característica isolante é perdida. Os fotodiodos de avalanche trabalham em tensões superiores à tensão de ruptura. Valores comuns para tensão variam entre 1 e 50 V além da tensão de ruptura [4].

Quando a tensão de operação está acima da tensão de ruptura, o fotodetector está efetivamente ligado (habilitado para detectar o fóton individuais). Quando um elétron se encontra na camada de condução (por ocasião da incidência de fótons ou não), este é acelerado e levado a desencadear uma avalanche, analogamente ao que acontece com as lacunas na camada de valência. Quanto maior a tensão mais rápido o processo de avalanche acontece.

Quando a tensão de operação está abaixo da tensão de ruptura (período chamado de *deadtime*), os elétrons na camada de condução são desacelerados e decaem (recombinam), de acordo com seus tempos de vida. A tensão baixa é usada no processo de regeneração para preparar o dispositivo entre uma avalanche e a chegada do próximo pulso. Durante a tensão baixa, o fotodiodo de avalanche está inapto a criar uma avalanche.

2.3.3 Arseneto de Gálio Índio

O composto ternário $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ tem grande utilização em dispositivos optoeletrônicos, incluindo fotodetectores que operam no infravermelho. Na fabricação, podem ser otimizados para comprimentos de onda no intervalo entre 0,85 e 3,6 μm . O parâmetro de rede pode ser ajustado dentre os dois materiais componentes: GaAs cujo parâmetro de rede é de 5,65Å e a energia da banda proibida é de 1,435eV; e InAs com parâmetro de rede de 6,06Å e energia de 0,35eV. O $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ é usado no fotodiodo de avalanche porque tem o mesmo parâmetro de rede que o InP [13] e tem boa absorção de 1000nm a 1700nm.

2.3.4 Eficiência Quântica (η_{EQ})

A eficiência quântica é a razão entre a incidência de radiação na região de absorção e a quantidade de pares de portadores gerados. A eficiência quântica depende do material em relação ao comprimento de onda e aumenta quando a temperatura e/ou a tensão aumentam [4].

2.3.5 Taxa de Contagem de Escuro (*Dark Count Rate*)

É a taxa de contagem quando não há incidência de fótons no fotodetector. Essa especificação trata do ruído interno do fotodetector e variam com temperatura e a tensão a qual o fotodiodo está submetido [4]. A literatura trata o ruído interno do APD em termos de corrente de escuro (ou *Dark Current*) [4,7,13,14]. Ela é gerada aleatoriamente devido a flutuações termodinâmicas, ou devido a ativações anteriores sofridas pelo do APD, sendo essa segunda proporcional a ganho sofrido pelo sinal (fenômeno que causa o *Afterpulse*).

2.3.5.1 Flutuações Termodinâmicas

O fenômeno de ativação aleatória sem a incidência de fótons é descrito pela estatística termodinâmica. É influenciada pela temperatura, pelo campo aplicado, pelo material e pelo projeto utilizado.

Na Figura 2.6 temos o número de fótons gerados aleatoriamente na região do infravermelho (independente do material) para temperatura ambiente (300K) e para algumas temperaturas usuais de funcionamento para fotodiodos InGaAs-InP (260K, 240K e 200K). Para cada diminuição de 10 K temos aproximadamente a redução de uma ordem de grandeza da geração de fótons aleatórios.

O número efetivo de contagens de escuro ainda leva em consideração a eficiência quântica e a absorção do material para diferentes comprimentos de onda (como visto na Seção 2.1.1). Esse efeito está relacionado exclusivamente com a temperatura de trabalho do fotodetector, e é o motivo de se resfriar o dispositivo.

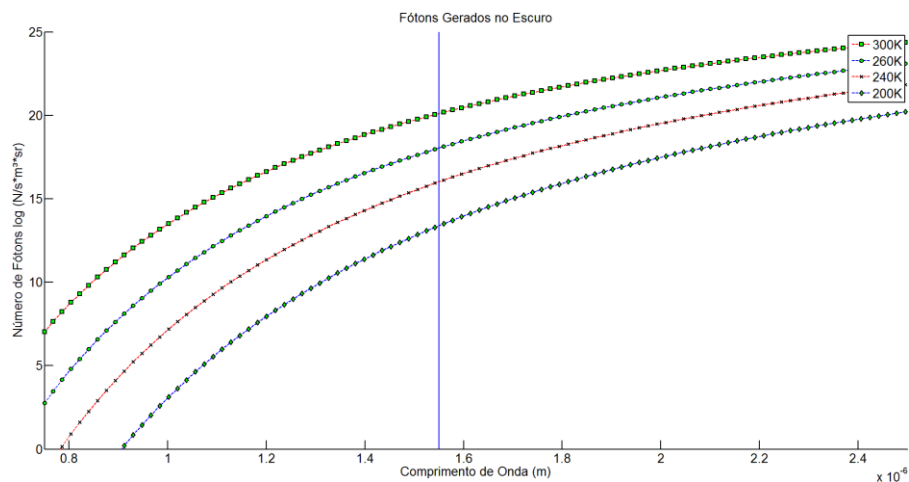


Figura 2.6: Gráfico do Número de fótons em relação ao comprimento de onda do infravermelho em diferentes temperaturas. Destacado o comprimento de onda de 1550. Elaborada pelo autor.

Quando o fotodetector está inversamente polarizado com uma tensão maior que a tensão de ruptura, alguns elétrons podem adquirir energia suficiente para atravessar a região proibida. Esse fenômeno ainda respeita a estatística termodinâmica e é chamado tunelamento. Descreveremos dois fenômenos de tunelamento: o Tunelamento Assistido por Armadilha (TAT-*Trap Assisted Tunneling*) [16] e o Tunelamento de Banda a Banda

(BBT - *Band to Band Tunneling*) [17]. No primeiro, a partir de determinada tensão de excesso, é gerada uma corrente de escuro causada por elétrons que passam da camada de valência para a camada de condução, usando uma armadilha como catalisador [18]. Já no segundo, a partir de uma tensão ainda maior que a do TAT, as ativações de escuro são controladas pelo tunelamento de banda a banda [19].

2.3.5.2 Reativação Pós Pulso (*Afterpulse*)

A Reativação Pós Pulso (P_{ap} ou *Afterpulse*) é a diferença entre a taxa de contagem de escuro imediatamente após uma contagem ser registrada e a taxa de contagem de escuro sem a incidência de fótons e é causado pela liberação de portadores aprisionados. Após uma avalanche, quando a tensão diminui, os portadores criados durante a avalanche perdem energia e decaem (se recombinam). Entretanto, alguns portadores podem ficar aprisionados em armadilhas (*traps*) na camada proibida (*band gap*) [20]. Esses portadores podem se libertar, quando a tensão ultrapassa a tensão de ruptura e desencadear uma nova avalanche, mesmo sem ter incidência de fótons.

Nos fotodetectores de silício, a contaminação por metais de transição é a principal fonte de armadilhas. Nos dispositivos de InGaAs/InP, as armadilhas são atribuídas a imperfeições ainda não explicadas na região de ganho (i-InP) [5].

Podemos entender que a energia de ativação necessária para liberar um portador aprisionado é menor que a necessária para criar um par de portadores (através do tunelamento de banda a banda explicado acima). Assim as armadilhas funcionam como um “pseudo catalizador” para a avalanche ocasionada por reativação. O número de portadores aprisionados é linearmente proporcional a corrente que atravessa a região de ganho quando há tensão de excesso [5]. É de se esperar que o fenômeno de preenchimento de armadilhas tenha comportamento assintótico. Logo, o comportamento linear empírico sugere que o número de armadilhas seja muito maior que o número de armadilhas ocupadas, mesmo em modelos básicos que apresentam uma corrente considerada elevada. Um sistema eficiente de detecção e extinção de avalanche pode melhorar o desempenho do fotodetector, reduzindo a corrente necessária para que uma avalanche seja efetivamente detectada (veja o capítulo 3). Nessa situação, o número de portadores aprisionados pode ser drasticamente reduzido.

Com relação ao tempo de vida médio (τ) dos portadores aprisionados, quanto menor a temperatura e menor a tensão de excesso, maior será seu tempo de vida [20]. Em particular, quando a temperatura diminui, esse tempo aumenta exponencialmente, tornando impraticável a utilização de APD a temperaturas criogênicas conforme figura 2.7.

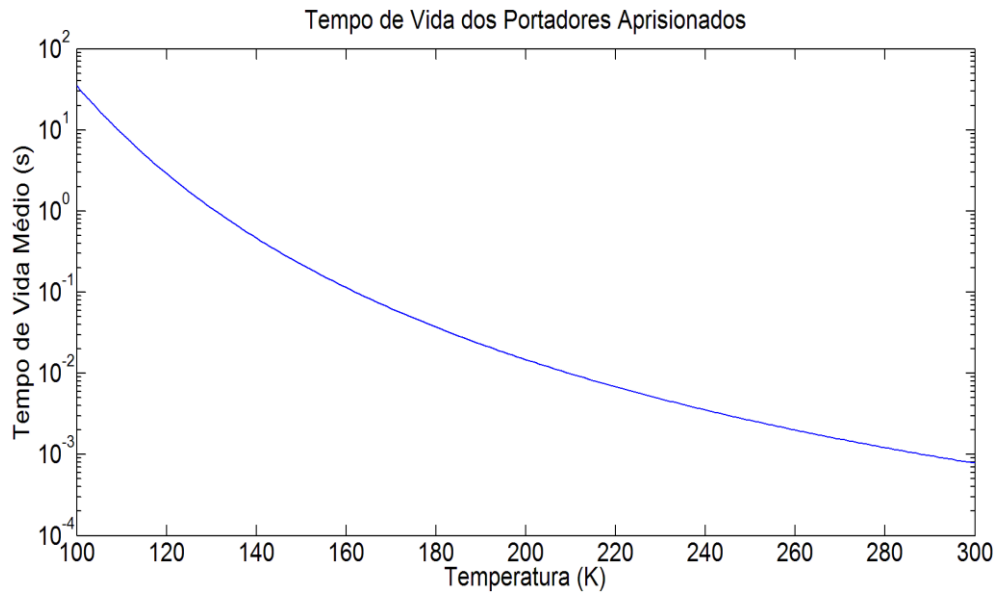


Figura 2.7: Gráfico da Temperatura em relação ao Tempo de Vida dos portadores aprisionados. Quando a temperatura fica muito baixa, o crescimento exponencial do tempo de vida dos portadores aprisionados, torna impraticável o uso do fotodiodo [20].

Além disso, esse parâmetro é importante para determinação da frequência de gatilho (veja a próxima sessão). O tempo reservado para cada pulso (*time slot*) deve ser suficientemente grande para que a população de portadores aprisionados reduza até valores aceitáveis, mantendo controladas as contagens espúrias por reativação.

2.3.5.3 Temperatura de trabalho

A taxa de ativação devido a portadores aprisionados é desprezível em temperaturas elevadas, entretanto a baixas temperaturas, esse efeito sobressai. Dessa forma, a temperatura ótima de trabalho do fotodiodo deve considerar valores baixos na soma das taxas. Para fotodiodo de InGaAs/InP, as temperaturas utilizadas na literatura

variam entre 150 e 260 kelvin [5, 21]. Vemos alguns exemplos de temperatura de trabalho na Figura 2.8

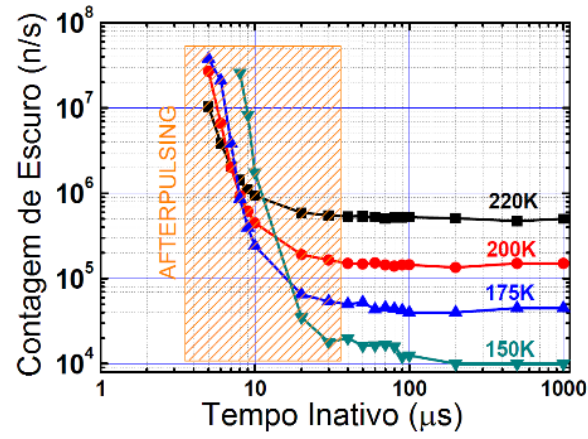


Figura 2.8: Gráfico do tempo inativo por contagem de escuro. Note que cada curva tem duas inclinações: a mais inclinada é referente a reativações e quando as curvas ficam planas, as ativações são predominantemente termodinâmicas. Para temperaturas menores teremos mais ativações pós pulso e menos ativações termodinâmicas. Adaptado de [21].

3 Técnicas de detecção de avalanche

Neste capítulo trataremos de alguns esquemas de circuitos de detecção para comunicação quântica usando APD. O objetivo desses esquemas é detectar a menor variação de potencial possível, filtrando ou criando sinais para interferir destrutivamente com o sinal transitório de saída fotodetector, de forma a evidenciar o sinal da avalanche [5].

O APD é um componente intrinsecamente ruidoso [4]. Parte desse ruído aumenta conforme aumenta a corrente através do mesmo. Assim, detectar correntes de avalanche com magnitudes menores, além de reduzir o tempo de preparação (*cooldown*) entre as contagens, diminui o ruído interno do fotodetector, diminuindo a corrente de escuro, e consequentemente, a quantidade de elétrons aprisionados [5].

3.1 Cancelamento

A técnica de cancelamento consiste em dividir o sinal e subtrair suas partes, de modo a anular o transiente de saída do fotodetector. A seguir será apresentado um dentre os primeiros esquemas, com relevância histórica, criado por pesquisadores da IBM, que usa uma série de reflexões para interferir destrutivamente com o próprio sinal. Em seguida, será abordada, uma técnica mais atual que consiste em criar uma réplica “burra” do circuito para espelhar o sinal.

3.1.1 Cancelamento usando reflexões invertíveis e não invertíveis

O primeiro método que iremos abordar (presente na referência [22]) usa reflexões invertíveis e não invertíveis, e caminhos de diferentes atrasos, para criar uma interferência destrutiva entre partes do sinal de gatilho. O sinal é dividido duas vezes seguindo caminhos com diferentes atrasos, sendo que dois dentre os quatro caminhos tem o mesmo atraso.

Esta técnica de cancelamento consiste em dois transmissores (Figura 3.1), um no catodo em aberto e outro no anodo curtocircuitado. Na Figura 3.2, podemos ver que parte do sinal (a e c) segue para o fotodetector (tornando-o apto a gerar uma avalanche), e outra parte (b e d) segue para o primeiro transmissor, onde sofre um atraso e uma reflexão **não invertível**. A primeira parte do sinal que passa através do fotodetector é novamente dividido, parte vai pra saída (a) e a outra segue para o segundo transmissor (c). O sinal que foi pra o primeiro transmissor volta com um atraso e passa pelo fotodetector (quando mais uma vez ele está apto a gerar uma nova avalanche), quando é novamente dividido. Uma parte (b) segue para a saída e interfere com o sinal (c) que retorna do segundo transmissor **invertido**. Essa interferência deve anular o sinal. Em seguida o sinal (d) que percorreu o maior percurso e sofreu o atraso (percorrendo os transmissores) duas vezes, chega à saída [22].

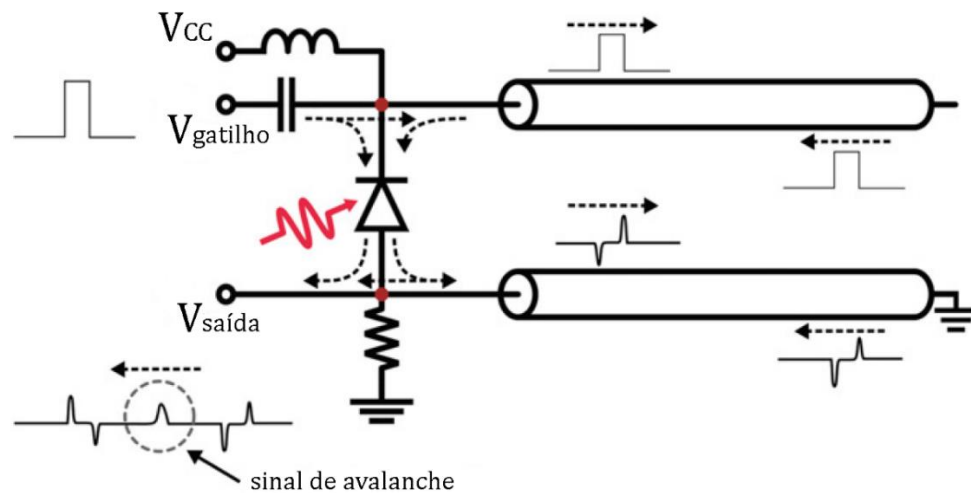


Figura 3.1: Esquema do processo de detecção por cancelamento. O pulso de gatilho sofre duas reflexões, gerando um sinal de saída com uma região onde o transitório é anulado (círculo pontilhado). Podemos ver a avalanche livre do sinal de gatilho. Figura adaptada da referência [4].

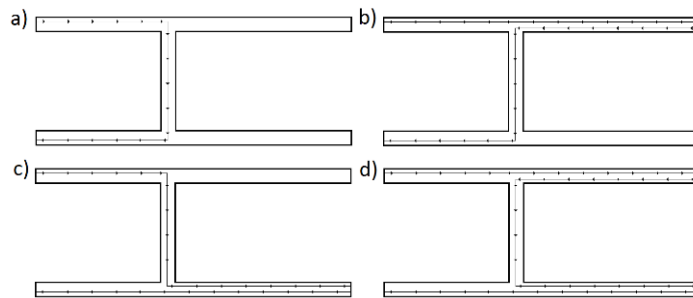


Figura 3.2: Esquema de percursos que o mesmo sinal percorre. O percurso mais curto (a), e o mais longo (d) não representam informação. Os dois percursos (b e c) tem o mesmo atraso e, portanto, interferem na saída. Adaptada da referência [23].

Esse esquema foi importante por detectar sinais muito tênues, mas está obsoleto porque outros modelos apresentados sustentam taxas de comunicação maiores.

3.1.2 Cancelamento usando circuito “burro”

Outra técnica, presente na referência [24], consiste em construir um segundo circuito “burro” com componentes semelhantes, para gerar o espelho do sinal ao qual o fotodiodo está submetido. Assim, cria-se uma interferência destrutiva para anular o transitório de saída do fotodetector, evitando que o sinal de gatilho camufle o sinal da avalanche.

Dois circuitos idênticos são preparados de modo que seus sinais possam ser subtraídos e anulados. Um dos circuitos é ligado para receber os fótons, e o outro fica sempre no escuro, nunca recebe sinal, que é o circuito “burro”. Os dois sinais são subtraídos e devem se anular, a menos que ocorra uma avalanche. Quando esta ocorre, os sinais das duas fontes não se anulam, uma vez que são diferentes.

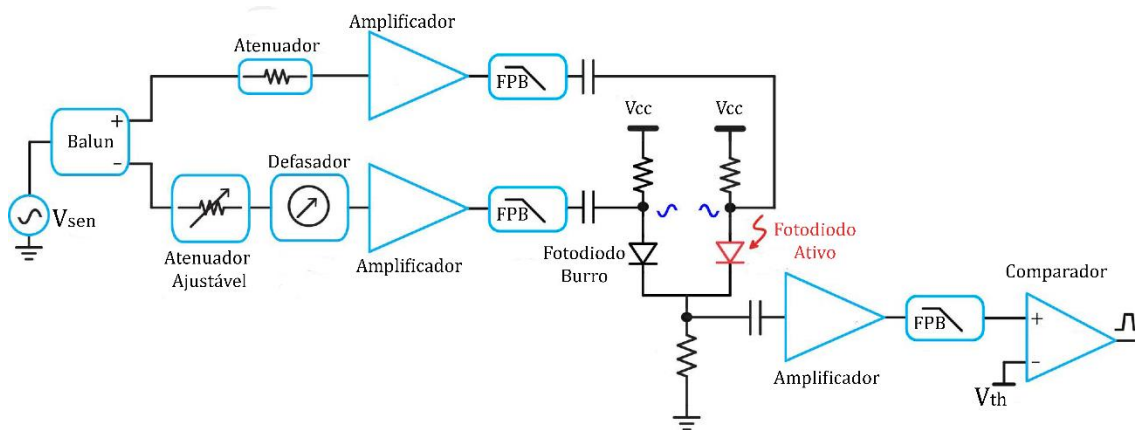


Figura 3.3: Esquema do sistema de Cancelamento usando circuito “burro”. Dois circuitos semelhantes são construídos para gerar sinais complementares. Na saída, os sinais se anulam, exceto quando ocorre uma avalanche. Figura adaptada da referência [24].

Esta técnica torna-se mais efetiva quanto mais fiel o transitório complementar é do original (em relação a atraso, atenuação dispersão, reflexão etc.) [4]. Com pouca complexidade técnica, é possível alcançar grandes taxas de comunicação através desse método [24].

3.2 Gatilho senoidal

Ondas senoidais como sinal de gatilho podem ser efetivamente atenuadas através de filtros (como na referência [25-27]). Filtrando o transitório do sinal de gatilho e seus harmônicos, o sistema pode discriminar sinais de avalanche com amplitudes extremamente pequenas, significando menos efeitos pós-pulso e tempos de relaxamento menores. Conforme o esquema da Figura 3.4, quando uma avalanche for desencadeada, seu sinal vai passar pela sequência de filtros de modo a ser detectada por um comparador. Por outro lado, o esquema está restrito apenas para o uso de sinal de gatilho senoidal. Outros esquemas podem suportar sinais de gatilho de formas arbitrárias.

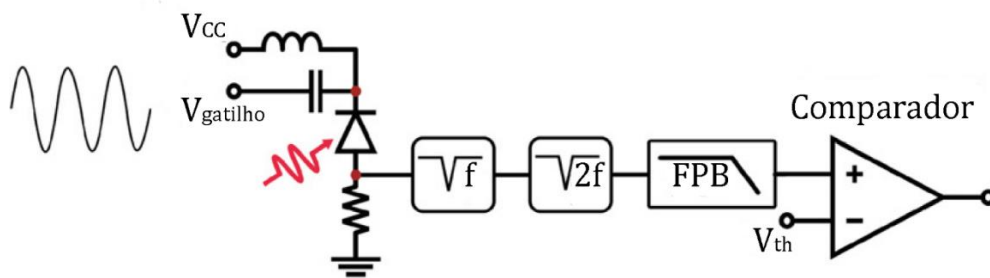


Figura 3.4: Esquema do circuito usando gatilho senoidal. A sequência de filtros rejeita faixa atenua o sinal de gatilho e seus harmônicos, enquanto o filtro passa baixa atenua os harmônicos de ordem superior. Figura adaptada da referência [5].

3.3 Autodiferenciação (*Self-Differencing*)

Nessa técnica, temos uma divisão do sinal na saída do fotodiodo (como na referência [28]). Um deles percorre um caminho mais longo, sofrendo um atraso igual ao período de um sinal de gatilho, sendo então subtraído do outro. Dessa forma um transitório elimina o anterior [5].

Conforme destacado na Figura 3.5, a sequência de pulsos interferindo com o anterior não elimina o transiente devido à avalanche, que aparece em dois pulsos

consecutivos. Para sistemas de detecção de avalanche com autodiferenciação, o sinal de gatilho pode ter uma forma arbitrária, não necessariamente senoidal [5].

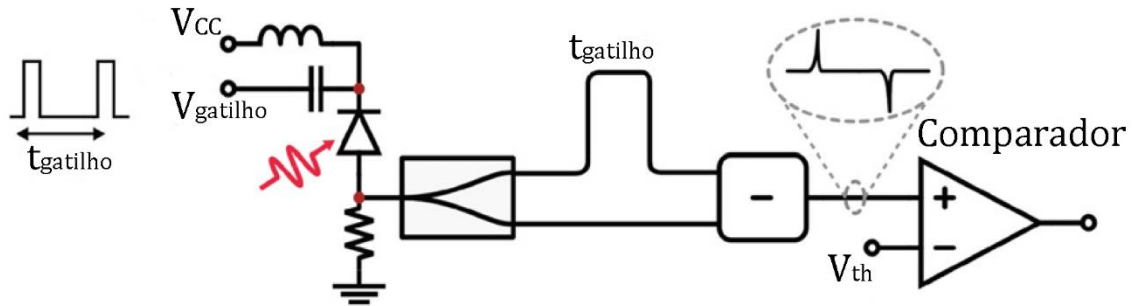


Figura 3.5: Esquema do circuito representando a Autodiferenciação. Figura adaptada da referência [5].

3.4 Subtração de Harmônicos

Essa técnica consiste em gerar um sinal de gatilho composto de um número pequeno de frequências. Outro sinal é criado com essas mesmas frequências, mas com amplitudes e fases diferentes, para interferir destrutivamente com o transitório do sinal original que é aplicado ao fotodiodo, destacando assim o sinal de avalanche [5]. As harmônicas de ordem superior são atenuadas por filtros passa baixa [5,29]. O sinal resultante é amplificado e comparado para que a avalanche seja detectada. Esse método alcança bons resultados, embora exija grande complexidade técnica [5].

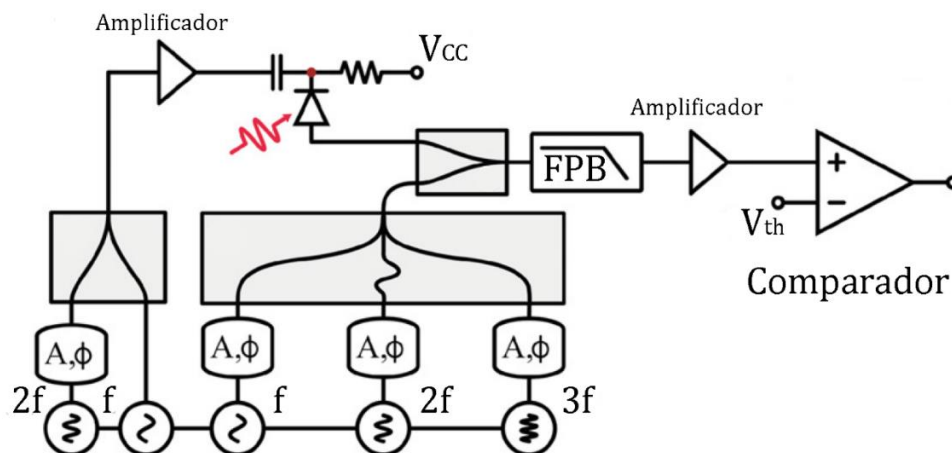


Figura 3.6: Esquema da Subtração de Harmônicos. Um sinal é criado para destruir as harmônicas geradas pelo transitório sob o fotodetector. As harmônicas de ordem superior são filtradas. Figura adaptada da referência [5].

4 Análise de Fotodiodo de Avalanche com Gatilho Senoidal Modulado em Amplitude

4.1 Introdução

Para um sistema detector de fótons individuais, a reativação (P_{ap}) pode estar relacionada a vários fatores que podem ser grosseiramente modelados pela expressão [30]:

$$P_{ap} \propto (C_D + C_S) \times \int_0^{\delta} V_{ex}(t) dt \times e^{-\tau_d/\tau} \quad (4.1)$$

em que C_D é a capacitância interna do fotodiodo de avalanche, C_S representa as capacitâncias parasitas do circuito, δ é o tempo de duração da avalanche, τ_d é o tempo inativo do fotodiodo e τ é o tempo de vida médio dos portadores aprisionados. Da expressão (4.1), verificam-se algumas das possíveis formas de se reduzir a reativação: minimizar C_S ; limitar δ ; reduzir a tensão de excesso $V_{ex}(t)$; aumentar τ_d ; e diminuir τ aumentando a temperatura de operação. No entanto, estas aproximações têm algumas desvantagens. Por exemplo, as duas primeiras opções podem efetivamente reduzir a quantidade de carga de uma avalanche, mas o desafio técnico é extrair avalanches de baixa intensidade do ruído de fundo do circuito. Já a terceira opção diminui a eficiência de detecção de fótons. Além disso, a quarta opção reduz a taxa de transmissão do sistema, enquanto a última aumenta a taxa de contagem de escuro. Baseado nessas premissas, o objetivo deste capítulo é propor o uso de um sinal de gatilho modulado em amplitude e mostrar que o uso desse tipo de gatilho pode diminuir o *afterpulse*, reduzindo tanto a magnitude das avalanches como o somatório da tensão de excesso pela largura do pulso aplicado.

4.2 Fotodiodo de Avalanche no modo Geiger com Gatilho Senoidal

Em várias aplicações em que o fotodiodo é usado para detectar fótons individuais, ele geralmente opera no modo geiger, polarizado reversamente sob uma tensão (V_B) um pouco superior a sua tensão de ruptura (V_{break}). Dessa forma, quando um processo de avalanche é disparado, seja pela detecção de um fóton ou não, a avalanche alcança um nível macroscópico em um intervalo de tempo da ordem de alguns picosegundos. Logo, é necessário o uso de um circuito capaz de extinguir a avalanche que foi disparada.

Nos sistemas que usam o fotodiodo de avalanche com extinção engatilhada, uma vez que o instante de chegada de pulsos ópticos com fótons únicos é conhecido, ele fica apto para detectar fótons apenas nesse momento e por um curto intervalo de tempo. Para tal, a tensão V_B no APD é mantida abaixo da tensão de ruptura na maior parte do tempo, mas o pulso de gatilho com duração τ_g e amplitude V_G se soma a V_B , polarizando o fotodiodo acima da tensão de ruptura por um curto intervalo de tempo, durante o qual está habilitado a para detectar fótons. Caso ocorra uma avalanche no intervalo de tempo do pulso, quando este acabar, o fotodiodo retornará para uma tensão abaixo da de ruptura e a avalanche será interrompida. O tempo de envio de pulsos de gatilhos consecutivos corresponde a tempo inativo (τ_d) do fotodiodo. Este princípio de operação está esquematizado na Figura 4.1.

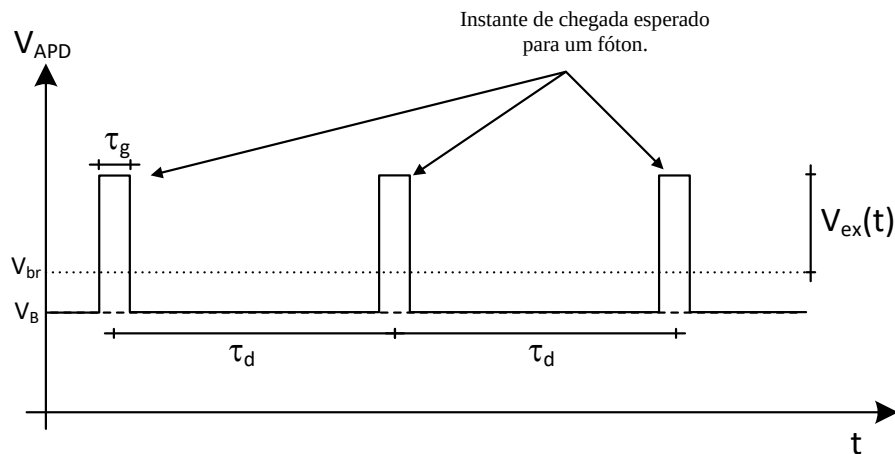


Figura 4.1: Gráfico do princípio de operação da extinção engatilhada. Elaborado pelo autor.

A Figura 4.2 apresenta o esquema de um circuito de detecção com extinção engatilhada genérico. No esquema, a tensão V_{OUT} é usada como referência para detectar quando ocorre uma avalanche no APD. Quando no esquema é usado um pulso de gatilho retangular, com transição rápida nas bordas, surge como resultado em V_{OUT} um pulso estreito devido à capacitância interna do APD, mesmo sem haver avalanche. Para que os estágios subsequentes do circuito possam detectar a avalanche, será necessário um limiar de comparação maior que o valor de pico do pulso resultante desse efeito, caso contrário, o detector registrará uma contagem falsa. Além disso, quanto mais rápida for a transição do pulso, maior será a magnitude desse efeito. Sendo assim, para situações em que os detectores devem ser usados sistemas que operam a altas taxas de transmissão e na faixa de microondas, pulsos de gatilhos retangulares são inapropriados. Para contornar esta desvantagem é que foi proposto o uso de gatilho senoidal ao invés de gatilho com pulso retangular. Uma vez que sinais senoidais apresentam transições mais suaves, o pulso estreito na saída devido às capacitâncias internas é bem menor [24,26,27,31,32]. Os métodos para extrair da tensão de saída o sinal de avalanche dos efeitos capacitivos resultantes desse tipo de gatilho já foram discutidos no Capítulo 3.

A Figura 4.3 mostra o princípio de operação da extinção de avalanche convencional com gatilho senoidal. Nela, o sinal de gatilho apresenta um regime senoidal com amplitude constante e frequência $f_G=1/(2\tau_g)$. Note que o tempo inativo (τ_d) é igual a τ_g . A frequência $f_L=1/\tau_L$ corresponde à taxa de emissão de fótons individuais em um esquema de distribuição quântica de chaves. Comparando esse esquema com o da Figura 4.1, observa-se que durante o período de tempo τ_L , existem intervalos de tempo em que o fotodiodo apresenta tensão acima da tensão de ruptura, podendo ocorrer avalanches mesmo sem a chegada de fótons, que inevitavelmente contribui para eventuais reativações, incrementando as taxas de contagem de escuro.

Um parâmetro simples e útil é o somatório da tensão de excesso pela largura do pulso sobre o APD que definiremos como sendo Δ . Tanto o *afterpulse* como a eficiência quântica aumentam (diminuem) com o incremento (decremento) de Δ . Infelizmente, não é trivial suprimir o *afterpulse* e, simultaneamente, manter uma alta eficiência de detecção ajustando Δ [37]. Considere a Figura 4.4. Nela, as áreas sombreadas

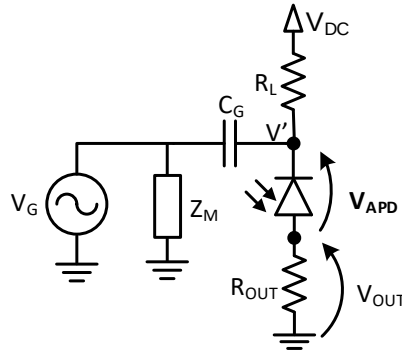


Figura 4.2: Esquema do circuito básico para operação do APD no modo Geiger com extinção engatilhada. Elaborado pelo autor.

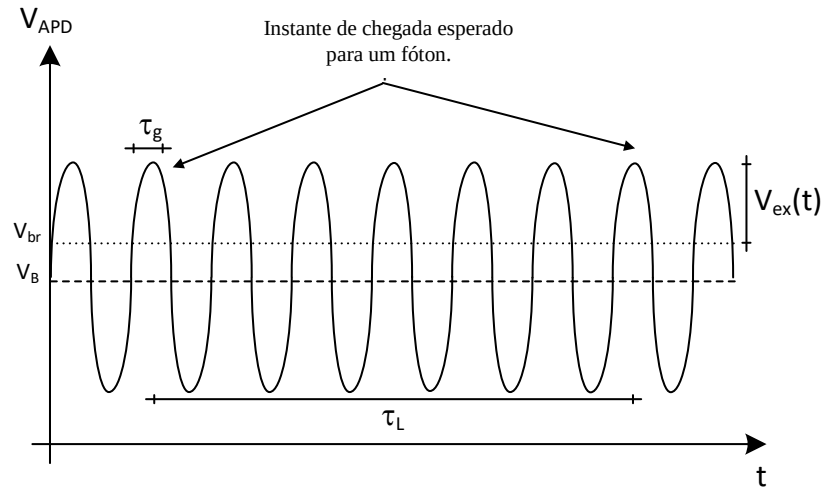


Figura 4.3: Gráfico do princípio de operação da extinção de avalanche com gatilho senoidal. Elaborado pelo autor.

representam o somatório (Δ) da tensão de excesso para um período de tempo do sinal de gatilho senoidal de amplitude constante e frequência f_G . O parâmetro Δ nesse caso pode ser calculado pela expressão

$$\Delta = \int_{\frac{T}{2\pi}\alpha}^{\frac{T}{2\pi}(\pi-\alpha)} A \cdot \sin(\omega t) dt \times f_G = \frac{1}{\pi} \sqrt{A^2 - a^2} \quad (4.2)$$

onde $\alpha = \arcsin(a/A)$ representado na Figura 4.4.

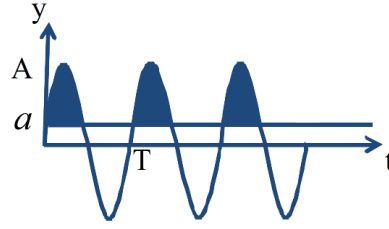


Figura 4.4: Esboço ilustrando o tempo total em que o fotodiodo é polarizado reversamente acima da tensão de ruptura. Adaptado de [33].

Da equação 4.2, nota-se que o somatório da tensão de excesso independe da frequência de gatilho e que o fator primário que influi no valor de Δ é a diferença entre o pico de polarização da tensão reversa e a tensão de ruptura.

O parâmetro Δ para o caso do sinal de gatilho senoidal modulado em amplitude pode ser calculado pela expressão

$$\Delta = \int_0^{T_{\text{mod}}} V_{\text{ex}}(t) dt \times f_{\text{mod}}, \quad (4.3)$$

em que $f_{\text{mod}} = 1/T_{\text{mod}}$ é a frequência do sinal que modula o gatilho, V_{ex} é a tensão de excesso sob o APD, quando a tensão é maior que a tensão de ruptura do dispositivo (Figura 4.5). O sinal de gatilho nesse caso é

$$V_G(t) = V_0 [1 + m \cdot \cos(2\pi f_{\text{mod}} t)] \cos(2\pi f_G t). \quad (4.4)$$

O parâmetro m é o índice de modulação que pode variar de 0 a 1.

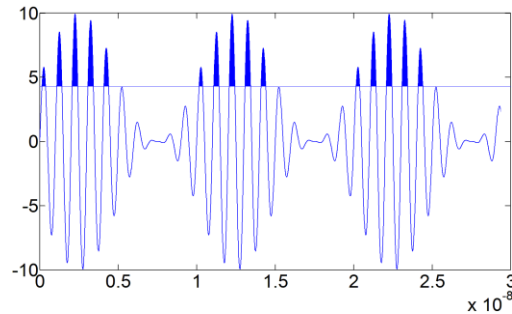


Figura 4.5: Esboço ilustrando o tempo total em que o fotodiodo com gatilho modulado é polarizado reversamente acima da tensão de ruptura. Elaborado pelo autor.

4.3 Circuito de Extinção Engatilhada em Regime AC

Na Figura 4.5 é mostrado o circuito de extinção engatilhada no regime AC [4]. O fotodiodo de avalanche é representado por suas resistência e capacitância internas, R_D e C_D respectivamente. C_S representa as capacitâncias parasitas dos terminais e do encapsulamento do fotodiodo. SW representa uma chave que simula a ocorrência de uma avalanche. SW está fechada quando uma avalanche foi disparada e aberta caso contrário. C_G é um capacitor de desacoplamento, R_{OUT} é o resistor de carga onde são observadas as avalanches e os efeitos capacitivos quando o gatilho é aplicado ao fotodiodo. R_L limita a corrente DC que flui através do APD. Para reduzir as perdas de amplitude de V_G , C_G deve ser escolhido com valor suficientemente alto. O gerador de gatilho é modelado por uma fonte de tensão de tensão V_G' em série com sua impedância interna R_G' .

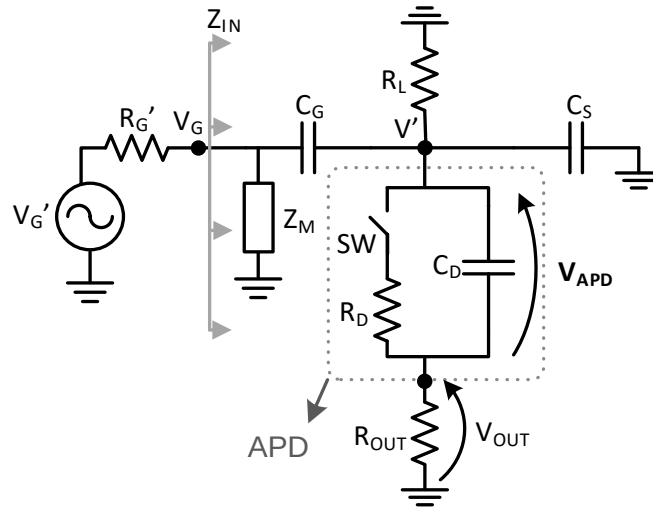


Figura 4.6: Esquema para um circuito AC de extinção engatilhado. Elaborado pelo autor.

A tensão V_G na entrada do circuito é então dada por

$$V_G = V_G' \left(\frac{Z_{IN}}{R_G + Z_{IN}} \right) \quad (4.5)$$

onde Z_{IN} é a impedância de entrada do resto do circuito que é dada por

$$Z_{IN} = Z_M // \{ Z_{CG} + [R_L // Z_{CS} // (R_S + Z_D)] \} \quad (4.6)$$

Na expressão 4.6, Z_M é usada para casamento entre a impedância de entrada do circuito de extinção com a impedância de saída da fonte do sinal de gatilho, $Z_{CG}=1/j\omega C_G$ e $Z_{CS}=1/j\omega C_S$. A impedância equivalente do diodo é $Z_D=1/j\omega C_D$ quando não há avalanche (SW aberta) e $Z_D=R_D/(1/j\omega C_D)$ quando há avalanche (SW fechada). Portanto, pode-se então escrever as equações de tensão do circuito do domínio da frequência como sendo:

$$V' = V_G \frac{[R_L // Z_{CS} // (R_{OUT} + Z_D)]}{[R_L // Z_{CS} // (R_{OUT} + Z_D) + Z_{CG}]}, \quad (4.7)$$

$$V_{OUT} = V' \frac{R_{OUT}}{(R_{OUT} + Z_D)}, \quad (4.8)$$

$$V_{APD} = V' - V_{OUT}, \quad (4.9)$$

em que V_{APD} e V_{OUT} são a tensão sob o APD e o resistor de carga R_{OUT} respectivamente.

Para verificar o comportamento do circuito e a magnitude das avalanches, as expressões (4.7)-(4.9) foram simuladas considerando o circuito sendo alimentado por um sinal de gatilho senoidal (com e sem modulação) e $V_B=50V$, sendo então obtidos os resultados das tensões V_{APD} e V_{OUT} (com e sem avalanche). Os valores dos componentes do circuito da Figura 4.5 considerados na simulação para estão na Tabela 4.1.

Componente	Valor
Z_M, R_G e R_{OUT}	50Ω
R_D	$1\text{ k}\Omega$
R_L	$50\text{ k}\Omega$
C_G	100 nF
C_D e C_S	0.01 pF

Tabela 4.1 – Valores do componentes adotados da simulação.

A Figura 4.6 mostra a tensão no APD para um gatilho com $m=0$, tensão de pico de $5V$ e $f_G=1\text{GHz}$. Já a Figura 4.7 mostra a tensão no APD para um gatilho com $m=1$,

tensão de pico de 5V, $f_G=1\text{GHz}$ e $f_{\text{mod}}=100\text{MHz}$. Em um cenário de distribuição quântica de chaves, $f_{\text{mod}}=f_L=1/\tau_L$. Observando os resultados nas duas figuras, pode-se perceber que ela nada mais é que o resultado da superposição do sinal de tensão DC, que polariza o APD reversamente (V_B), com o sinal de gatilho. O valor de pico permanece o mesmo em ambas e é de 55 V. Nota-se ainda na Figura 4.7 que a amplitude da tensão entre dois instantes consecutivos em que é esperada a chegada de fótons únicos sofre uma redução devido a modulação do sinal de gatilho.

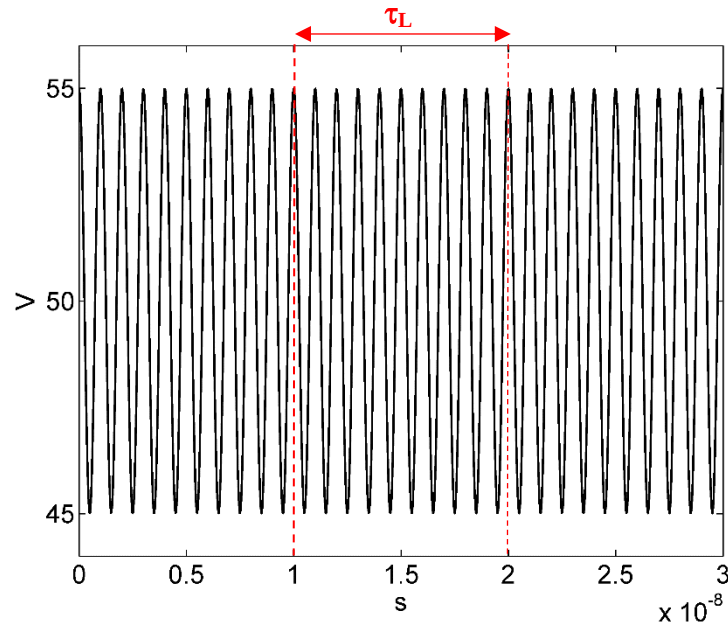


Figura 4.7: Gráfico da tensão em função do tempo. V_{APD} com $m=0$, $V_G=5\text{V}$ e $f_G=1\text{GHz}$ $V_B=50\text{V}$.
Elaborado pelo autor.

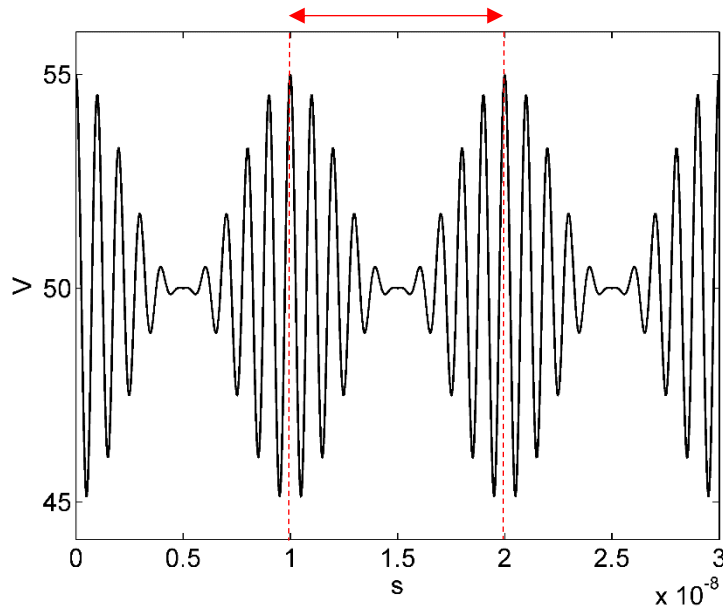


Figura 4.8: Gráfico da tensão em função do tempo. V_{APD} com $m=1$, $V_G=5V$, $f_G=1GHz$, $f_{mod}=100MHz$ e $V_B=50V$. Elaborado pelo autor.

As Figuras 4.8-4.9 mostram a tensão no resistor de carga R_{OUT} para os dois casos já descritos anteriormente. Nelas, as linhas sólidas representam os resultados exclusivamente devido aos efeitos capacitivos quando da aplicação do sinal de gatilho, sem ocorrência de avalanches. Em ambas, o valor de pico desse efeito é de, aproximadamente, 15mV. Já os pontos nas figuras representados pelos quadrados representam o resultado da simulação para a magnitude da avalanche considerando que ela seja disparada, especificamente, nos instantes em que a tensão no APD é máxima, ou seja, que corresponde aos picos do sinal de gatilho aplicado ao APD. Novamente, para ambas, o resultado da simulação mostra uma magnitude máxima próxima de 250mV. No entanto, os resultados na Figura 4.9 mostram que, no caso em que é usado o sinal de gatilho com modulação de amplitude, nos instantes em que não é esperada a chegada de fótons, a magnitude das avalanches como também a probabilidade delas ocorrerem sofrem uma diminuição gradativa, uma vez que a tensão no APD é menor. Mesmo assim, nos instantes em que é aguardada a chegada de fótons, o APD está sob tensão máxima, o que pode indicar que a eficiência de detecção não seja afetada.

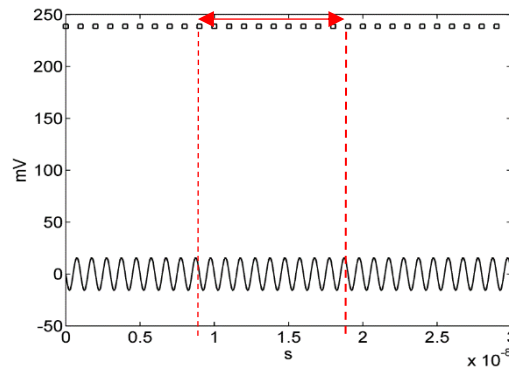


Figura 4.9: Gráfico da tensão em função do tempo. V_{OUT} com $m=0$, $V_G=5V$ e $f_G=1GHz$ $V_B=50V$. Elaborado pelo autor.

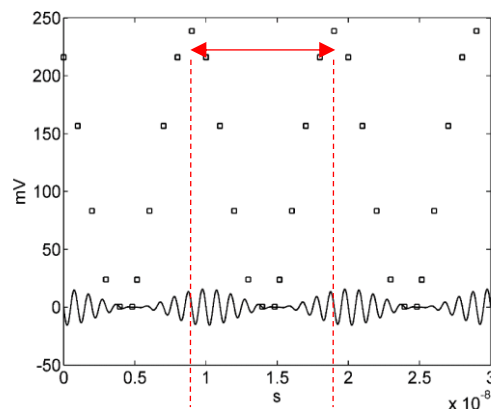


Figura 4.10: Gráfico da tensão em função do tempo V_{OUT} com $m=1$, $V_G=5V$, $f_G=1GHz$, $f_{mod}=100MHz$ e $V_B=50V$. Elaborado pelo autor.

O parâmetro Δ dado pela equação (4.3) para o sinal de gatilho senoidal modulado em amplitude foi calculado numericamente e sua dependência com o índice de modulação está na Figura 4.10. Nela, foi considerado o sinal de gatilho com valor de pico de 5V, m variando de zero (sem modulação) até um (modulação máxima), $f_G=1GHz$ e $f_{mod}=100MHz$. Observa-se que a tensão de excesso para um período fixo diminui com o aumento do índice de modulação, chegando ao seu menor valor quando a modulação é máxima ($m=1$). No caso de uma implementação, isso pode ser um indicativo da diminuição da reativação.

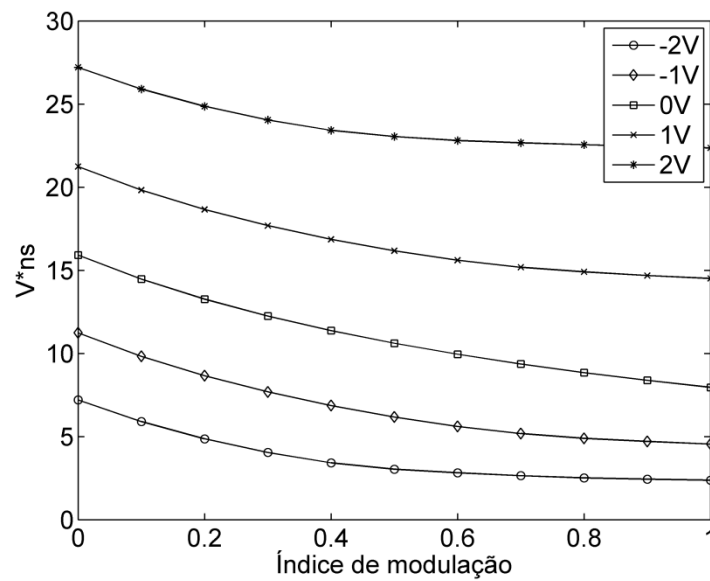


Figura 4.11: Δ vs. índice de modulação (m) do sinal de gatilho. Elaborado pelo autor.

Conclusão

Esta dissertação teve como principal objetivo a proposta do uso de sinal de gatilho modulado em amplitude em detectores de fótons individuais baseados em APD com extinção do tipo engatilhada. Do trabalho realizado pode-se concluir que:

1. Os resultados da análise numérica do modelo AC para o circuito detector com gatilho senoidal modulado em amplitude mostrado no Capítulo 4 mostram que o uso desse tipo gatilho reduz a magnitude da corrente de avalanche entre instantes de tempo em que não é esperada a chegada de fótons no receptor. Assim, menos portadores são aprisionados, o que reduz a *afterpulse*. Além disso, como a amplitude do sinal de gatilho é diminuída periodicamente até valores próximos (ou abaixo) da tensão de ruptura do APD, a probabilidade de ocorrência de avalanches espúrias também pode ser reduzida com essa nova técnica.
2. A análise numérica do parâmetro Δ (somatório da tensão de excesso por intervalo de tempo) para o caso do sinal de gatilho senoidal modulado em amplitude mostra que ele diminui com o aumento do índice de modulação m , alcançando seu menor valor para $m=1$. Além disso, como era esperado, o aumento (diminuição) da tensão de polarização DC do APD aumenta (diminui) o valor de Δ . Como a probabilidade de *afterpulse* é proporcional a esse parâmetro, reforça a hipótese de que o uso do tipo de gatilho proposto nesta dissertação reduz também tal probabilidade.

Como trabalhos futuros podem ser citados:

1. Implementar experimentalmente o circuito de detecção e realizar a caracterização do APD sob gatilho senoidal modulado em amplitude para fazer um estudo comparativo do seu desempenho com outras técnicas na literatura.
2. Realizar testes comparativos de desempenho com outras técnicas.
3. Análise numérica do modelo para o circuito de detecção com extinção de avalanche considerando gatilho senoidal com outros tipos de modulação.

Referência

1. MENDES, A.; PAULICENA, E.; DE SOUZA, W. Criptografia quântica: Uma abordagem direta. **Revista de Sistemas de Informação da FSMA**, n.7, p. 39-48, 2011.
2. SHOR, P. W. Algorithms for quantum computation: Discrete logarithms and factoring. In: **Foundations of Computer Science, 1994 Proceedings., 35th Annual Symposium on**. IEEE, 1994. p. 124-134.
3. PAVICIC, Mladen. Quantum Computation and Quantum Communication: Theory and Experiments. **Springer Science & Business Media**, 2007. ISBN 13 978-0-387-24412-9
4. COVA, S. et al. Avalanche photodiodes and quenching circuits for single-photon detection. **Applied optics**, Milão, v. 35, p. 1956-1976, Abril 1996.
5. MIGDALL, A. et al. **Single-Photon Generation and Detection: Physics and Applications**. Amsterdã: Elsevier, v. 45, 2013. 616 p.
6. MA, L.; SLATTERY, O.; TANG, X. NIR single photon detectors with up-conversion technology and its applications in quantum communication systems. **Advances in Lasers and Electro Optics**, Rijeka, 1 Abril 2010. 315-336.
7. VALVO, G. et al. Statistical analysis of dark current in silicon photomultipliers, Catânia, 2011. ISBN 13 978-1-61208-145-8.
8. BEUTLER, Joshua L. Frequency Response and Gain Enhancement of Solid-State Impact-Ionization Multipliers (SIMs). 2010.
9. JIANG, X. et al. Afterpulsing effects in free-running InGaAsP single-photon avalanche diodes. **IEEE Journal of Quantum Electronics**, v. 44, n. 1, p. 3-11, Janeiro 2008.
10. JIANG, Xudong et al. InGaAsP-InP avalanche photodiodes for single photon detection. *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of*, v. 13, n. 4, p. 895-905, 2007.
11. AGRAWAL, G. P. **Fiber-optic communication systems**. 4. ed. [S.l.]: John Wiley & Sons, 2012. ISBN ISBN-13: 978-0470505113.
12. HAYAT, M. M.; RAMIREZ, D. A. Multiplication theory for dynamically biased avalanche photodiodes: new limits for gain bandwidth product. **Optics express**, v. 20, n. 7, p. 8024-8040, 2012.
13. KANIEWSKI, J.; PIOTROWSKI, J. InGaAs for infrared photodetectors. Physics and technology. **Opto-Electronics Review**, v. 12, n. 1, p. 139-148, 2004.
14. LIU, M. et al. High-performance InGaAs/InP single-photon avalanche photodiode. **Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of**, v. 13, n. 4, p. 887-894, 2007.
15. ITZLER, M. A, et al. Advances in InGaAsP-based avalanche diode single photon detectors. **Journal of Modern Optics**, Milão, v. 58, p. 174-200, Fevereiro 2011. ISSN 1362-3044.

16. AULL, Brian F. et al. Geiger-mode avalanche photodiodes for three-dimensional imaging. **Lincoln Laboratory Journal**, v. 13, n. 2, p. 335-349, 2002.
17. JIANG, Xudong et al. InGaAsP–InP avalanche photodiodes for single photon detection. **Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of**, v. 13, n. 4, p. 895-905, 2007.
18. ZHANG, Jun et al. Advances in InGaAs/InP single-photon detector systems for quantum communication. **Light: Science & Applications**, v. 4, n. 5, p. e286, 2015.
19. CHUANG, S. L. A. S. L. C. **Physics of optoelectronic devices**. [S.l.]: Wiley, 1995. ISBN ISBN-13: 978-0470293195.
20. JENSEN, K. E. et al. Afterpulsing in Geiger-mode avalanche photodiodes for 1.06 μm wavelength. **Applied physics letters** **88.13**, v. 88, p. 1-3, 2006. ISSN 133503.
21. TOSI, A. . D. M. A. . Z. F. . & C. S. **Performance evaluation of InGaAs/InP SPAD for high clock rate QKD**. In Proceedings of SECOQC QKD Network Demonstration and Conference. Vienna: [s.n.]. 2008.
22. BETHUNE, D. S., & Risk, W. P. An autocompensating fiber-optic quantum cryptography system based on polarization splitting of light. **Quantum Electronics, IEEE Journal of**, v.36, n.3, p.340-347, 2000
23. BETHUNE, Donald S. et al. **System for gated detection of optical pulses containing a small number of photons using an avalanche photodiode**. U.S. Patent n. 6,218,657, 17 abr. 2001.
24. SCARCELLA, C. et al. InGaAs/InP single-photon detector gated at 1.3 GHz with 1.5% afterpulsing. **Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of**, v. 21, n. 3, p. 17-22, 2015.
25. NAMEKATA, Naoto; ADACHI, Shunsuke; INOUE, Shuichiro. Ultra-low-noise sinusoidally gated avalanche photodiode for high-speed single-photon detection at telecommunication wavelengths. **Photonics Technology Letters, IEEE**, v. 22, n. 8, p. 529-531, 2010.
26. NAMEKATA, N.; SASAMORI, S.; INOUE, S. 800MHz Single-Photon Detection at 1550-nm Using an InGaAs/InP Avalanche Photodiode Operated with a Sinusoidal Gating. In: **2006 European Conference on Optical Communications**. 2006.
27. NAMEKATA, N.; ADACHI, S.; INOUE, S.. 1.5 GHz single-photon detection at telecommunication wavelengths using sinusoidally gated InGaAs/InP avalanche photodiode. **Optics express**, v. 17, n. 8, p. 6275-6282, 2009.
28. RESTELLI, A; BIENFANG, Joshua C. Avalanche discrimination and high-speed counting in periodically gated single-photon avalanche diodes. **SPIE Defense, Security, and Sensing**. International Society for Optics and Photonics, 2012. p. 83750Z-83750Z-8.
29. RESTELLI, A.; BIENFANG, J. C.; MIGDALL, A. L. Single-photon detection efficiency up to 50% at 1310 nm with an InGaAs/InP avalanche diode gated at 1.25 GHz. **Applied Physics Letters**, v. 102, n. 14, p. 141104, 2013.

30. GISIN, Nicolas et al. Quantum cryptography. **Reviews of modern physics**, v. 74, n. 1, p. 145, 2002.
31. WALENTA, Nino et al. Sine gating detector with simple filtering for low-noise infra-red single photon detection at room temperature. **Journal of Applied Physics**, v. 112, n. 6, p. 063106, 2012.
32. LIANG, Xiao-Lei et al. Fully integrated InGaAs/InP single-photon detector module with gigahertz sine wave gating. **Review of Scientific Instruments**, v. 83, n. 8, p. 083111, 2012.
33. CAMPBELL, Joe C. et al. Common-mode cancellation in sinusoidal gating with balanced InGaAs/InP single photon avalanche diodes. **Quantum Electronics, IEEE Journal of**, v. 48, n. 12, p. 1505-1511, 2012.
34. COVA, S; LACAITA, A.; RIPAMONTI, G. Trapping phenomena in avalanche photodiodes on nanosecond scale. **Electron Device Letters, IEEE**, v. 12, n. 12, p. 685-687, 1991.
35. JENSEN, K. E. et al. Afterpulsing in Geiger-mode avalanche photodiodes for 1.06 μm wavelength. **Applied physics letters** 88.13 , v. 88, p. 1-3, 2006. ISSN 133503.