



Vitor Silva Tavares

Avaliação metrológica da influência da largura de janela de um detector de fótons únicos por meio de atenuação óptica

Dissertação de Mestrado

Dissertação apresentada como requisito parcial para obtenção do grau de Mestre pelo Programa de Pós-Graduação em Metrologia. Área de concentração: Metrologia para Qualidade e Inovação.

Orientador: Prof. Guilherme Penello Temporão
Coorientadora: Prof. Elisabeth Costa Monteiro

Rio de Janeiro
Março de 2020



Vitor Silva Tavares

Avaliação metrológica da influência da largura de janela de um detector de fótons únicos por meio de atenuação óptica

Dissertação apresentada como requisito parcial para obtenção do grau de Mestre pelo Programa de Pós-Graduação em Metrologia da PUC-Rio. Aprovada pela Comissão Examinadora abaixo.

Prof. Guilherme Penello Temporão

Orientador

Centro de Estudos em Telecomunicações - PUC-Rio

Prof. Elisabeth Costa Monteiro

Coorientadora

Programa de Pós-Graduação em Metrologia – PUC-Rio

Prof. Luiz Vicente Gomes Tarelho

Instituto Nacional de Metrologia, Qualidade e Tecnologia - INMETRO

Prof. Daniel Ramos Louzada

Programa de Pós-Graduação em Metrologia - PUC-Rio

Rio de Janeiro, 25 de março de 2020

Todos os direitos reservados. A reprodução, total ou parcial, do trabalho é proibida sem autorização do autor, do orientador e da universidade.

Vitor Silva Tavares

Graduado em Bacharelado em Física pela Universidade do Estado do Rio de Janeiro, em 2014, Rio de Janeiro, Brasil.

Ficha Catalográfica

Tavares, Vitor Silva

Avaliação metrológica da influência da largura de janela de um detector de fótons únicos por meio de atenuação óptica / Vitor Silva Tavares ; orientador: Guilherme Penello Temporão ; co-orientadora: Elisabeth Costa Monteiro. – Rio de Janeiro PUC, Departamento de Metrologia, 2020.

v., 116 f. : il. color. ; 30 cm

1. Dissertação (mestrado) – Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro, Departamento de Metrologia, 2020.

Inclui referências bibliográficas

1. Metrologia - Teses. 2. Metrologia. 3. Metrologia quântica. 4. Óptica quântica. 5. Largura de detecção. 6. Detectores de fótons únicos. I. Temporão, Guilherme Penello. II. Monteiro, Elisabeth Costa III. Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro. Departamento de Metrologia. IV. Título.

CDD 389.1

A minha esposa, por toda paciência e carinho.

A meus pais, por todos os esforços em favor da minha vida profissional.

Agradecimentos

Aos meus orientadores Elisabeth Costa Monteiro e Guilherme Penello Temporão pelos ensinamentos, paciência, dedicação e disponibilidade, em todo o tempo, para o desenvolvimento desta dissertação.

Aos membros da comissão examinadora por suas contribuições a este trabalho.

Aos professores e funcionários do Programa de Pós-graduação em Metrologia pelos ensinamentos e pela ajuda.

À PUC-Rio, pelos auxílios concedidos.

O presente trabalho foi realizado com o apoio da Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior – Brasil (Capes) – Código de Financiamento 001.

A minha esposa que sempre esteve ao meu lado.

A minha mãe, meu pai e meus irmãos e todos os familiares e amigos pela ajuda, apoio e compreensão.

Aos colegas de laboratório Felipe Calliari, Rafael Barbosa e Marlon Correia por toda ajuda e cooperação.

Ao amigo Juan Caicedo pelo grande apoio e companheirismo durante todo meu mestrado.

Resumo

Tavares, Vitor Silva; Temporão, Guilherme Penello; Monteiro, Elisabeth Costa; **Avaliação metrológica da influência da largura de janela de um detector de fótons únicos por meio de atenuação óptica**. Rio de Janeiro, 2020. 116 p. Dissertação de Mestrado – Programa de Pós-Graduação em Metrologia. Área de concentração: Metrologia para Qualidade e Inovação, Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro.

Detectores de fótons únicos baseados em fotodiodos de avalanche (SPADs) são essenciais em aplicações que requerem alta resolução, como comunicações quânticas e metrologia quântica. O efeito da largura de janela de detecção temporal de fótons é pouco explorado, e não há estudos para a faixa de comprimentos de onda de interesse em telecomunicações em torno de: 1550 nm. Neste trabalho, apresenta-se uma proposta para análise de impacto da largura de janela de detecção de um SPAD de InGaAs/InP, realizando uma análise da estatística entre detecções consecutivas e da probabilidade de detecção de 0 ou 1 evento em função da atenuação óptica. Variou-se o número médio de fótons por janela medido pelo SPAD, e os resultados foram avaliados para os valores de 4 ns, 8 ns, 12 ns, 16 ns e 20 ns de largura de janela de detecção, sendo estimada a Incerteza de Medição Expandida para cada ensaio. Os resultados obtidos indicam uma faixa adequada de potência óptica para calibração de um SPAD com eficiência de detecção de 15 % e um tempo morto de 1 μ s, no intervalo de 10 nW a 0,15 nW. Nesta faixa de potência, os respectivos produtos $\bar{\mu}\eta$ associados ao efetivo número médio de fótons por janela de detecção correspondem aos valores de 190×10^{-4} a $0,32 \times 10^{-4}$ (para 4 ns) e 140×10^{-4} a $2,9 \times 10^{-4}$ (para 8 ns). Foram obtidos comportamentos lineares para os ajustes das curvas de calibração para larguras de janela de 4 ns e 8 ns.

Palavras-chave

Metrologia; metrologia quântica; óptica quântica; largura de detecção; detectores de fótons únicos.

Abstract

Tavares, Vitor Silva; Temporão, Guilherme Penello (Advisor); Monteiro, Elisabeth Costa (Co-Advisor). **Metrological evaluation of the influence of the gate width of a single-photon detector by optical attenuation**. Rio de Janeiro, 2020. 116 p. Dissertação de Mestrado – Programa de Pós-Graduação em Metrologia. Área de concentração: Metrologia para Qualidade e Inovação, Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro.

Single photon detectors based on avalanche photodiodes (SPADs) are essential in applications that require high resolution, such as quantum communications and quantum metrology. The effect of the width of photon detection gate is little explored, and there are no studies for the wavelength range of interest in telecommunications around 1550 nm. In this work, a proposal is presented for analyzing the impact of the detection gate width of an InGaAs/InP SPAD, performing a statistical analysis of consecutive detections and the probability detection of 0 or 1 events depending on the optical attenuation. The average number of photons per gate measured by the SPAD was varied, and the results were evaluated for the values of 4 ns, 8 ns, 12 ns, 16 ns and 20 ns of detection gate widths, and Expanded Measurement Uncertainty was estimated for each test. The results obtained indicate an adequate optical power range for calibrating a SPAD with a detection efficiency of 15 % and dead – time of 1 μ s, in the range of 10 nW to 0,15 nW. In this power range, the respective products $\bar{\mu}\eta$, which are associated with an effective average number of photons per gate window, correspond to the values of 190×10^{-4} to $0,32 \times 10^{-4}$ (for 4 ns) e 140×10^{-4} to $2,9 \times 10^{-4}$ (for 8 ns). Linear behaviors were obtained for the adjustment of the calibration curves for gate widths of 4 ns and 8 ns.

Keywords

Metrology; quantum metrology; quantum optics; gate width; single-photon detectors.

Sumário

1 Introdução	20
1.1 Contextualização	20
1.2 Motivação	22
1.3 Objetivos: geral e específico	24
1.4 Estrutura da dissertação	25
2 Confiabilidade metrológica para detecção de fótons únicos	26
2.1 Confiabilidade Metrológica	26
2.2 Contexto Internacional	27
2.2.1 BIPM	27
2.2.2 OIML	29
2.2.3 IUPAP	30
2.2.4 ISO	30
2.2.5 IEC	31
2.2.6 ITU	32
2.2.7 CIE	32
2.3 Contexto Nacional	32
2.3.1 INMETRO	33
2.3.1 ABNT	35
3 Contagem e detecção de fótons (Revisão teórica)	36
3.1 Contexto histórico da mecânica quântica	36
3.2 Fundamentos da Mecânica Quântica	37
3.2.1 Grandezas físicas e operadores	38
3.2.2 Comutadores e operadores de criação e aniquilação	39
3.2.3 Estados de Fock ou estados de número	41
3.3 Lasers	43
3.3.1 Lasers atenuados	45
3.4 Detectores de fótons únicos	47

3.4.1 Teoria de detecção de fótons únicos	47
3.4.2 Parâmetros dos detectores de fótons únicos	51
3.4.3 Detectores semicondutores	53
3.5 Outros tipos de detectores de fótons	54
3.5.1 Tubos fotomultiplicadores	55
3.5.2 Detectores supercondutores de fótons únicos	56
3.6 Comparação entre os detectores de fótons únicos apresentados	58
4 Materiais e métodos	59
4.1 Materiais utilizados	59
4.2 Ensaio 1 (Validação do sistema de detecção)	61
4.3 Ensaio 2 (Avaliação do efeito da largura de janela no desempenho linear do detector)	62
4.4 Ensaio 3 (Avaliação do impacto da atenuação óptica do laser no desempenho linear do detector, para diferentes larguras de janela de detecção)	63
4.5 Comparação entre os Ensaios 1, 2 e 3	64
4.6 Estimativa da incerteza de medição	64
4.6.1 Modelo matemático da medição	66
5 Resultados experimentais	67
5.1 Ensaio 1	67
5.2 Medição da contagem de escuro (<i>dark count</i>)	72
5.3 Ensaio 2	73
5.4 Ensaio 3	76
5.5 Validação da configuração experimental (Ensaio 1)	82
5.5.1 Incerteza tipo A (Ensaio 2)	85
5.5.2 Incerteza tipo A (Ensaio 3)	88
5.5.3 Incerteza Tipo B	92
5.5.4 Incerteza combinada	95
5.5.5 Incerteza expandida	96
6 Discussão	100

7 Conclusão e trabalho futuro	109
7.1 Trabalho futuro	111
8 Referências bibliográficas	113

Lista de figuras

Figura 1. Aumento do número de artigos publicados no decorrer dos últimos anos envolvendo metrologia e detectores de fótons únicos	22
Figura 2: Apresentação do aumento do interesse de pesquisadores pela área de metrologia óptica.	28
Figura 3 - Representação esquemática de um laser de semiconductor de grande área. A camada ativa (região hachurada), fica entre camadas tipo p e n (AGRAWAL, 2014).	45
Figura 4: a) Comportamento da potência em função da corrente antes e após a corrente crítica. b) Largura do espectro antes e depois da corrente crítica (BERRUEZO, 2017).	44
Figura 5: Ilustração da detecção de fótons únicos feita pelo SPAD. a) Representa o momento cuja a janela é fechada e não há detecção nenhuma. b) Ilustra o momento em que há detecção de um único fóton (Figura do autor desta dissertação).	50
Figura 6: Representação da probabilidade de contagem P_c no intervalo de tempo de integração para cada medição (Figura do autor desta dissertação).	49
Figura 7: Representação do número de janelas entre detecção de eventos, sejam por contagem de fótons ou por algum tipo de ruído inerente ao detector de fótons únicos (SILVA, 2011).	49
Figura 8: Estrutura interna de fotodiodos avalanche (CARNEIRO, ELISA DE FREITAS, 2017)	54
Figura 9: Desenho esquemático de um fotomultiplicador. Adaptado de (UFRJ, 2006)	55
Figura 10: Modo de operação básico para o detector SNSPD.	57
Figura 11- Configuração experimental implementada. (Figura do autor desta dissertação).	60
Figura 12 - Configuração experimental implementada. A figura	

não mostra o laser utilizado que foi conectado por uma fibra óptica ao AOV-1 pois este estava em uma outra bancada (Figura do autor desta dissertação).	60
Figura 13: Número de contagens em função da atenuação óptica estimada antes do SPAD.	70
Figura 14: Comportamento da soma das probabilidades de detecção de 0 ou 1 evento em função da atenuação óptica estimada imediatamente antes do SPAD.	71
Figura 15: Caracterização da contagem de escuro em função da largura de janela da detecção	73
Figura 16: Comportamento do número médio de contagem no SPAD em função da atenuação óptica, que corresponde à faixa de potência óptica de 0,15 nW a 158,49 nW.	75
Figura 17: a) Comportamento da soma de probabilidade de detecção de 0 ou 1 evento em função da atenuação óptica estimada imediatamente antes do SPAD para o conjunto de medição 2;b) Zoom da figura 16 a) para uma análise mais detalhada na faixa de atenuação óptica de – 50 dB à – 68 dB.	76
Figura 18: Comportamento do número médio de contagens em função da atenuação óptica estimada antes do SPAD. No gráfico, são representadas as três faixas de atenuação óptica avaliadas, correspondendo a um intervalo de potência óptica fornecida de 0,01 nW a 162,19 nW.	79
Figura 19: Comportamento da soma de probabilidade de detecção de 0 e 1 evento em função da atenuação óptica estimada imediatamente antes do SPAD para uma atenuação óptica fixada em – 15 dB no AOV-2.	80
Figura 20: Comportamento da soma de probabilidade de detecção de 0 e 1 evento em função da atenuação óptica estimada imediatamente antes do SPAD para uma atenuação óptica fixada em - 30 dB no AOV-2.	82

Figura 21: Comportamento da soma de probabilidade de detecção de 0 e 1 evento em função da atenuação óptica estimada imediatamente antes do SPAD para uma atenuação óptica fixada em - 45 dB no AOV-2.	81
Figura 22: Ajustes lineares para curvas obtidas por meio de histograma baseado na estatística de detecção. No eixo horizontal tem-se o número de janela entre detecções e no eixo vertical o logaritmo da frequência estatística normalizada.	82
Figura 23 - Comportamento da incerteza tipo A em função da atenuação óptica, para o intervalo de 0,15 nW a 158 nW. Em (a), Incerteza Tipo A em unidade de valores absolutos. Em (b), Incerteza Tipo A em valores relativos percentuais.	87
Figura 24: Comportamento da incerteza tipo A em função da atenuação óptica. a) Incerteza Tipo A em unidade de valores absolutos. b) Incerteza Tipo A em valores relativos percentuais. Obs: O intervalo de atenuação óptica dos gráficos corresponde ao intervalo de 0,01 nW à 162,19 nW.	91
Figura 25: Contribuição de cada instrumento para a incerteza tipo B calculada.	95
Figura 26: Incerteza expandida relativa em função da atenuação óptica estimada antes do SPAD para o Ensaio 2 (correspondente ao intervalo de 0,15 nW a 158,49 nW).	97
Figura 27 - Incerteza expandida (%) em função da atenuação óptica estimada antes do SPAD para o Ensaio 3, nas três faixas de atenuação óptica, correspondente ao intervalo de 0,01 nW a 162,19 nW.	99
Figura 28: Soma da probabilidade de detecção de 0 ou 1 fóton em função da atenuação óptica para os Ensaios 2 e 3.	101
Figura 29 - Zoom da figura 28 na faixa de atenuação óptica de - 70 dB a - 48 dB, para probabilidades de	

detecção de 0 ou 1 evento maiores que 0,9986.	102
Figura 30: Comparação da incerteza expandida em função da atenuação óptica. a) Ensaio 2.b) Ensaio 3.	103
Figura 31: Curva de calibração para os 5 valores de largura de janela para o Ensaio 2.	104
Figura 32 - Ajuste linear das curvas do número médio de fótons por janela em função da potência fornecida (Ensaio 2), para os valores de 4 ns e 8 ns de largura de janela.	105
Figura 33 - Curva de calibração do número médio de fótons por janela em função da potência fornecida (Ensaio 3), para os 5 valores de largura de janela, na faixa de potência óptica entre 0,51 nW e 5,12 nW.	106
Figura 34 - Ajuste linear das curvas do número médio de fótons por janela em função da potência fornecida (Ensaio 3), para os valores de 4 ns e 8 ns de largura de janela.	107

Lista de Tabelas

Tabela 1 – Países que possuem CMC para níveis de potência na região de fótons únicos. (BIPM, 2012)	29
Tabela 2 – Performance de detectores de fótons únicos mais utilizados.	58
Tabela 3 - Análise comparativa dos parâmetros variados ou fixados para os conjuntos de medição 1, 2 e 3.	64
Tabela 4 - Valores de atenuação óptica obtidos por meio da configuração experimental implementada e a correspondente potência fornecida ao detector de fótons únicos para o Ensaio 1.	68
Tabela 5 - Dados experimentais obtidos para o Ensaio 1, no qual foi utilizada uma largura de janela de 4 ns.	69
Tabela 6 - Número de contagens (Dark Count) para diferentes larguras de janela de detecção.	72
Tabela 7 - Valores de atenuação óptica estimados imediatamente antes ao SPAD e seus correspondentes valores de potência óptica.	74
Tabela 8 - Dados experimentais obtidos para o Ensaio 2, para 4 ns de largura de janela.	74
Tabela 9 - Valores de atenuação óptica obtidos e a correspondente potência fornecida ao SPAD, com AOV-2 fixo em -15 dB, para largura de janela de 4 ns	77
Tabela 10 - Número de contagens no SPAD para a faixa de menor atenuação óptica, correspondente a – 37,9 dB até – 47,9 dB, para largura de janela de 4 ns.	78
Tabela 11 - Faixa de atenuação óptica intermediária. Dados obtidos para largura de janela de 4 ns.	78

Tabela 12 - Número de contagens para a faixa de maior atenuação óptica (– 45 dB no AOV-2), com largura de janela de 4 ns.	79
Tabela 13 - Coeficientes obtidos para as curvas de calibração para os valores de atenuação óptica selecionados.	83
Tabela 14 - Valores experimentais e teóricos para o número médio de fótons por janela para atenuações ópticas de – 91 dB a – 94 dB.	84
Tabela 15 - Valores experimentais e teóricos para o número médio de fótons por janela.	84
Tabela 16 - Incerteza-padrão tipo A em valores absolutos (fótons/janela) para cada valor de largura de janela do Ensaio 2 .	86
Tabela 17 - Incerteza – padrão tipo A tomada em valores relativos (%) para cada valor de largura de janela do Ensaio 2 .	87
Tabela 18 - Incerteza-padrão tipo A em valores absolutos (fótons/janela) para cada valor de largura de janela do Ensaio 3.(Menor faixa de atenuação óptica)	88
Tabela 19 - Incerteza – padrão tipo A tomada em valores relativos (%) para cada valor de largura de janela do Ensaio 3.(Menor faixa de atenuação óptica)	89
Tabela 20 - Incerteza-padrão tipo A em valores absolutos (fótons/janela) para cada valor de largura de janela do Ensaio 3.(Faixa de atenuação óptica intermediária)	89
Tabela 21 - Incerteza – padrão tipo A tomada em valores relativos (%) para cada valor de largura de janela do Ensaio 3.(Faixa intermediária de atenuação óptica)	90

Tabela 22 - Incerteza-padrão tipo A em valores absolutos (fótons/janela) para cada valor de largura de janela do Ensaio 3.(Maior faixa de atenuação óptica)	90
Tabela 23 - Incerteza – padrão tipo A tomada em valores relativos (%) para cada valor de largura de janela do Ensaio 3.(Maior faixa de atenuação óptica)	90
Tabela 24 - Valores de incerteza expandida para todas as larguras de janela, para o Ensaio 2.	97
Tabela 25 - Valores de incerteza expandida para todas as larguras de janela do Ensaio 3, considerando a faixa com os menores valores de atenuação óptica.	98
Tabela 26 - Valores de incerteza expandida para todas as larguras de janela do Ensaio 3, considerando a faixa com os valores intermediários de atenuação óptica.	98
Tabela 27 - Valores de incerteza expandida para todas as larguras de janela do Ensaio 3, considerando a faixa de maiores valores de atenuação óptica.	99
Tabela 28 - Coeficiente para os ajustes das curvas para calibração do detector SPAD para o Ensaio 2.	105
Tabela 29 - Coeficiente para os ajustes das curvas para calibração do detector SPAD para o Ensaio 3.	107

Lista de siglas e abreviaturas

ABNT	Associação Brasileira de Normas Técnicas
AOV-1	Atenuador óptico variaável 1
AOV-2	Atenuador óptico variável 2
APD	Photodiode Avalanche Detectors
BIPM	Bureau International des Poids et Mesures
BS 50/50	Beam – Spltter 50/50
CAPES	Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior
CCPR	Consultative Committee for Photometry and Radiometry
CGPM	General Conference on Weights and Measures
CIE	International Commission on illumination
CIPM	International Committee for Weights and Measures
CMC	Capacidade de medição e calibração
IEC	International Electrotechnical Commission
INMETRO	Instituto Nacional de Metrologia, Qualidade e Tecnologia
ISO	International Organization fo Standardization
ITU	International Telecommunication Union
IUPAP	International Union of Pure and Applied Physics
N_c	Número de contagens
N_j	Número de janelas
OIML	International Organization of Legal Metrology
PM	Power Meter
PMT	Tubos fotomultiplicadores
PUC-Rio	Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro
RMO	Regional Metrology Organizations
SNR	Signal – to – Noise Ratio
SNSPD	Superconducting Nanowire Single-Photon Detector
SPAD	Single-Photon Avalanche Detectors
u_{Nc}	Incerteza do número de contagens

u_{μ}	Incerteza do número médio de fótons por janela
$u_p(\text{AOV-1})$	Incerteza da precisão do atenuador óptico variável 1
$u_p(\text{AOV-2})$	Incerteza da precisão do atenuador óptico variável 2
$u_p(\text{laser})$	Incerteza da precisão do laser
$u(\text{PM})$	Incerteza de medição referente ao Power Meter
$u_r(\text{AOV-1})$	Incerteza da resolução do atenuador óptico variável 1
$u_r(\text{AOV-2})$	Incerteza da resolução do atenuador óptico variável 2
VIM	Vocabulário Internacional de metrologia
V_{linear}	Valor medido em escala linear
V_{log}	Valor medido em escala logaritmo
η	Eficiência de detecção
μ	Número médio de fótons por pulso
$\bar{\mu}$	Número médio de fótons por janela

Introdução

A metrologia óptica vem ocupando um espaço de interesse cada vez maior para o desenvolvimento de métodos de medição. Princípios ópticos já estão sendo aplicados há muito tempo no desenvolvimento de diversos tipos de sensores para a medição e monitoramento das principais grandezas físicas e químicas. Considerando as aplicações em metrologia dimensional, por exemplo, métodos ópticos são aplicados desde componentes mecânicos de precisão, até a calibração de padrões geométricos. Na escala microscópica, a metrologia óptica é fundamental para caracterizar componentes de dispositivos miniaturizados e elementos de nanotecnologia (GÅSVIK, 2002).

1.1 Contextualização

A metrologia óptica utiliza a luz como meio de medição, proporcionando uma série de vantagens, como a alta velocidade de medição, rápida aquisição de um grande volume de dados em intervalos de tempo muito curtos e excelentes níveis de incerteza de medição, produzindo resultados excepcionais do ponto de vista metrológico.

Com o advento da mecânica quântica no início do século passado, teoria física que descreve átomos, moléculas e a radiação eletromagnética, sabe-se hoje que a luz se comporta como onda ou como partícula, dependendo do experimento e forma de medição efetuada. Os experimentos iniciados por Young e Fresnel em 1800 apresentaram um comportamento estritamente ondulatório, porém, com as investigações experimentais de Becquerel e confirmado por Hertz referentes ao efeito fotoelétrico, a luz se comportava como um corpúsculo. Einstein enunciou que neste fenômeno, a luz apresenta o comportamento de partícula. O efeito fotoelétrico consiste na emissão de elétrons por um material metálico, quando exposto a radiação eletromagnética com frequência suficientemente alta, que depende do material. Os elétrons são ejetados devido ao impacto dos fótons (partículas de luz) quando estes atingem ou excedem uma frequência crítica (ZÍLIO, 2009).

O fóton pode ser definido como a menor quantidade discreta de radiação eletromagnética. Portanto, o fóton é a menor quantidade de luz como meio de informação óptica. Para metrologia, isto fornece níveis de incerteza e resolução excepcionais.

A invenção do laser em 1960, como fonte de luz com elevada coerência, possibilitou aos metrologistas o desenvolvimento e aperfeiçoamento de métodos de medição utilizando várias faixas de radiação do espectro eletromagnético. Por meio do laser, conceitos como modulação PM (Phase Modulation), interferometria, polarimetria, detecção por lei do inverso do quadrado da distância, e mais recentemente a contagem de fótons, puderam ser aplicados ao desenvolvimento de diversos tipos de sensores e detectores ópticos (GÅSVIK, 2002), (CHEUNG et al., 2007).

Neste ponto, é importante mencionar que qualquer medição que vise explorar a propriedade corpuscular da luz requer um mecanismo que possa detectar fótons um a um. Para que isso seja viável, cada fóton deve interagir com um meio material, gerando uma alteração microscópica e então ser amplificada a níveis macroscópicos para que possa ser devidamente registrada. Por meio destas e outras propriedades da interação entre a luz e a matéria, construiu-se basicamente três tipos de detectores de fótons, são eles: tubos fotomultiplicadores, detectores supercondutores e detectores semicondutores. (CHUNNILALL et al., 2014)

O processo de detecção de fótons não é um processo ideal, no sentido de haver um detector capaz de informar perfeitamente todo o espectro eletromagnético com excelentes níveis de incerteza (GERRY; KNIGHT, 2004).

A resolução de um instrumento de medição pode ser definida como a menor diferença entre indicações mostradas que pode ser significativamente percebida (VIM) (VOCABULÁRIO... 2012). Como já foi citado, é fácil perceber que o fóton é a menor parte do campo eletromagnético que pode ser percebido, por este e outros motivos, a pesquisa em metrologia quântica com fótons únicos vem encontrando muitos adeptos nos últimos anos (CHUNNILALL et al., 2014).

De acordo com as recentes pesquisas sobre as grandezas de base do SI, existe uma relevante discussão entre pesquisadores acerca da definição de algumas unidades, como a candela, relacionada à grandeza intensidade luminosa. Neste caso, a realização

prática das unidades radiométricas e fotométricas seriam feitas a partir de técnicas de contagem de fótons (CHEUNG et al., 2007).

1.2 Motivação

A pesquisa em metrologia por meio da detecção e contagem de fótons possui grande relevância na comunidade científica atualmente. Abaixo, é apresentado um gráfico obtido por meio de uma pesquisa no Google Scholar cruzando os seguintes termos: (“quantum metrology” – “metrologia quântica”) e (“single-photon detector” – “detector de fótons únicos”). A Figura 1 mostra o crescente interesse por pesquisadores em todo o mundo por aplicações de detectores de fótons únicos na metrologia. Não foram consideradas patentes e citações, portanto, só é apresentado o número de artigos publicados. Pesquisa feita em 09/12/2019.

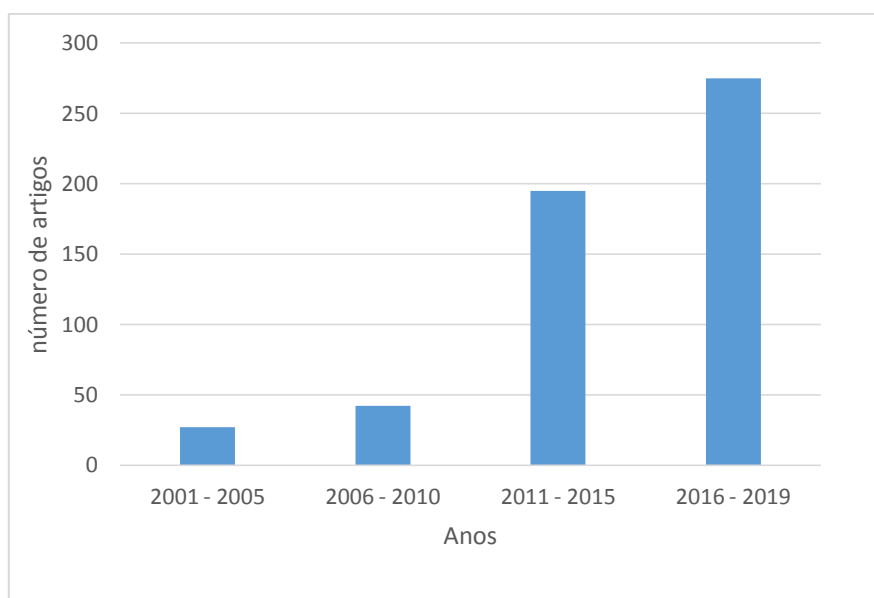


Figura 1. Aumento do número de artigos publicados no decorrer dos últimos anos envolvendo metrologia e detectores de fótons únicos.

Nesta dissertação será apresentada uma avaliação metrológica de um detector de fótons únicos semicondutor InGaAs/InP (arseneto de índio-gálio/ fosfeto de índio). Os detectores InGaAs/InP são fotodiodos avalanche (APD – *Photodiode Avalanche Detectors*) que cobrem a faixa espectral de 900 a 1700 nm, sendo muito utilizados para a contagem de fótons no comprimento de onda na terceira janela de telecomunicações

em torno de 1550 nm. Os detectores de fótons únicos são utilizados por possuírem propriedades notáveis entre todos os APDs. A partir de agora, denotaremos APDs que são utilizados na detecção de fótons únicos como SPADs (*Single-Photon Avalanche Detectors* – Detectores de fótons únicos de fotodiodo avalanche) que são benéficas para uma ampla gama de aplicações em domínios da óptica quântica, desde computação quântica (YANG, 2019), criptografia quântica para comunicação segura (HUANG; MACCHIAVELLO; MACCONE, 2019) e metrologia (CHUNNILALL et al., 2014). Cabe aqui mencionar que o ramo da física que lida com a aplicação da mecânica quântica aos fenômenos ópticos é chamado de óptica quântica.

Os detectores SPADs apresentam algumas vantagens sobre outras tecnologias, sendo mais fáceis de manejar que os tubos fotomultiplicadores (HESI *et al.*, 2019), além de possuírem alta eficiência de detecção. Outros dispositivos contadores de fótons com tecnologias emergentes são promissoras, como o caso dos detectores supercondutores feitos com nano-fios de nióbio nitreto (NbN) (FERRARI; SCHUCK; PERNICE, 2018), que apresentam grande potencial para alta taxa de detecção e baixo *jitter* temporal, mas ainda apresentam baixa eficiência de detecção no infravermelho (SILVA, 2011).

Como qualquer outro instrumento de medição, o funcionamento dos SPADs precisa ser entendido de maneira clara, necessitando de calibração periódica.

Na literatura científica, encontram-se alguns trabalhos demonstrando métodos de caracterização e calibração para os SPADs. No trabalho (SILVA; XAVIER; WEID, 2011) foi realizado uma caracterização deste detector por meio de um histograma baseado na frequência de detecção em função do número de detecções entre janelas.

Assim como (SILVA; XAVIER; WEID, 2011), outros trabalhos foram desenvolvidos apresentando métodos de calibração, porém, a grande maioria destes buscam calibrar o detector de fótons variando a eficiência de detecção utilizando lasers atenuados como fonte óptica (LUNGHI et al., 2014), (CHUNNILALL et al., 2015), (LÓPEZ; HOFER; KÜCK, 2015), (GERRITS, 2016), (LEE et al., 2016), (GERRITS et al., 2019). Outro método utilizado faz uso de fontes de pares de fótons emaranhados (COHEN et al., 2018). Este método é mais preciso pois não sofre influências da flutuação dos fótons como acontece com lasers atenuados, mas necessita da criação de uma fonte de pares de fótons, sendo, portanto, mais difícil de ser implementado e mais caro.

É importante mencionar que, na literatura, apenas o trabalho (TOSI et al., 2011) realiza a caracterização das contagens de fótons em diferentes larguras de janela de detecção. O estudo empregou SPADs com comprimentos de onda compreendendo uma faixa de 600 nm a 1100 nm, não alcançando, portanto, os comprimentos de onda em torno de 1550 nm que correspondem à janela de interesse em telecomunicações (CARNEIRO et al., 2017).

1.3

Objetivos: geral e específico

O objetivo geral desta dissertação é apresentar uma avaliação metrológica de um detector SPAD de InGaAs/InP comercial referente a largura de janela de detecção do mesmo e analisar se é possível encontrar uma faixa de atenuação óptica adequada para calibração do SPAD. A janela de detecção dos detectores de fótons únicos será melhor discutida no capítulo 3 desta dissertação, no qual se fará uma revisão teórica sobre contagem e detecção de fótons únicos. Nesta dissertação, foram utilizados os comprimentos de onda no valor de 1551 nm e 1556,5 nm, que, se inserem na faixa conhecida como terceira janela de telecomunicações (CARNEIRO et al., 2017).

Para alcançar o objetivo geral descrito acima, definem-se os seguintes objetivos específicos, devidamente justificados:

- Identificar e analisar os principais artigos científicos relacionados com a calibração de detectores de fótons únicos bem como suas aplicações na ciência e tecnologia.
- Desenvolver um software que será utilizado como ferramenta para aquisição dos dados para calibração do detector de fótons SPAD.
- Implementar uma configuração experimental apropriada para o procedimento de medição da contagem de fótons pelo detector SPAD.
- Realizar Ensaios no detector SPAD para pelo menos 5 valores de largura de janelas diferentes.
- Estimativa da Incerteza de Medição associada aos Ensaios realizados.

1.4

Estrutura da dissertação

A presente dissertação encontra-se estruturada em sete capítulos descritos a seguir:

- **Capítulo 1 – Introdução.** Contextualiza o trabalho apresentando e as motivações para a sua realização, assim como os objetivos geral e específicos, além da estrutura da dissertação.
- **Capítulo 2 – Confiabilidade Metrológica de Medições de fótons únicos.** Apresenta uma breve discussão sobre metrologia óptica, regulamentação e normatização para atividades que envolvam detectores de fótons únicos (se houverem) utilizados no meio acadêmico, indústria e por institutos nacionais de metrologia.
- **Capítulo 3 – Contagem e detecção de fótons únicos (Revisão teórica).** Apresenta uma revisão da teoria envolvendo detecção de fótons únicos e as características dos principais detectores aplicados para esta finalidade, além de dispositivos relacionados como os lasers.
- **Capítulo 4 – Métodos experimentais.** São descritos os materiais utilizados e métodos empregados nos Ensaio e aquisições de dados.
- **Capítulo 5 – Resultados experimentais.** Exibe os resultados experimentais obtidos.
- **Capítulo 6 – Discussão.** Apresenta uma discussão referente aos resultados apresentados e sua relação com os trabalhos já existentes na literatura.
- **Capítulo 7 – Conclusão.** Apresenta as considerações finais e motivação para trabalhos futuros.

Confiabilidade metrológica para detecção de fótons únicos

Desde o início das civilizações, o homem buscou criar unidades de medida que proporcionassem melhores relações comerciais. Talvez seja esta, a principal motivação para o avanço em pesquisas relacionadas à metrologia. De acordo com o Vocabulário Internacional de Metrologia (VIM) (VOCABULÁRIO... 2012), “Metrologia é a ciência que abrange todos os aspectos teóricos e práticos relativos às medições, qualquer que seja a incerteza, em qualquer campo da ciência que da tecnologia”. Medições são indispensáveis a quase todos os aspectos dos empreendimentos realizados pelo homem, pois são utilizadas em atividades que compreendem o controle da produção, a avaliação da qualidade do meio ambiente, da saúde e da segurança, da qualidade de materiais, alimentos e etc.

2.1 Confiabilidade Metrológica

Pode-se definir confiabilidade metrológica como a capacidade de ter credibilidade nos resultados alcançados por meio de medições. A confiabilidade das medições promove a exequibilidade de trabalhos desenvolvidos minimizando barreiras comerciais. É a partir da confiabilidade metrológica que normas são desenvolvidas, buscando indicar regras ou estabelecer leis para atender condições técnicas predeterminadas, contribuindo com o desenvolvimento econômico e social.

Devido ao fato da metrologia ser aplicada em diversos campos do conhecimento como já citado, ela é dividida em três áreas (VOCABULÁRIO... 2012):

Metrologia Científica: Desenvolve padrões de medição dos instrumentos laboratoriais e das pesquisas e metodologias científicas. A metrologia científica realiza as unidades de medida a partir da definição, recorrendo à ciência (física e outras), bem como as constantes físicas fundamentais, desenvolvendo, mantendo e conservando os padrões de referência.

Metrologia Industrial: Abrange os sistemas de medição responsáveis pelo controle dos processos produtivos e pelo nível da qualidade e segurança dos produtos finais. As medições na indústria viabilizam a quantificação das grandezas determinantes à geração de um bem ou serviço, subsidiando com informações o planejamento, a produção e o gerenciamento dos processos que o produzem.

Metrologia Legal: Tem como objetivo principal proteger o consumidor tratando das unidades de medida, métodos e instrumentos de medição, de acordo com as exigências técnicas e legais obrigatórias.

Nas seções 2.2 e 2.3 apresentam-se as organizações internacionais e nacionais que representam um arcabouço para a garantia da confiabilidade metrológica, com destaque para dispositivos medidores de alguma grandeza de interesse relacionada com o trabalho desenvolvido nesta dissertação.

2.2

Contexto Internacional

2.2.1

BIPM

O BIPM (*Bureau International des Poids et Mesures* – Escritório Internacional de Pesos e Medidas) é uma organização intergovernamental através da qual os Estados-Membros atuam em conjunto em assuntos relacionados à ciência de medição e padrões de medição. O BIPM foi criado em 1875, graças à Convenção do Metro assinada em Paris. Naquela oportunidade, 17 países assinaram a Convenção do Metro, incluindo o Brasil. Atualmente, o BIPM possui como principal objetivo ser um centro de colaboração científica e técnica para seus estados membros, além do fornecimento de recursos para comparações de medições internacionais (BUREAU, 2019).

A CGPM (*General Conference on Weights and Measures* – Conferência Geral de Pesos e Medidas) analisa os relatórios feitos pelo CIPM (*International Committee for Weights and Measures* – Comitê Internacional de Pesos e Medidas), sendo estes em prol da divulgação e aperfeiçoamento do SI, garantindo a determinação de novas práticas metrológicas, além de definir os aspectos importantes para o BIPM. A principal tarefa do CIPM é promover a uniformidade mundial das unidades de medida e isso é feito por meio de apresentações de projetos de resolução à (CGPM) (BUREAU, 2019).

Atualmente, o CIPM é formado por dez comitês consultivos. Na área de metrologia óptica, o comitê responsável é o CCPR (*Consultative Committee for Photometry and Radiometry* – Comitê Consultivo de Fotometria e Radiometria). Quando foi criado em 1933, chamava-se CCP (*Consultative Committee for Photometry* – Comitê Consultivo de Fotometria). Em 1971 foi feita a mudança para CCPM. Este comitê possui 3 grupos de trabalho. O primeiro grupo (GT1 – Grupo de Trabalho 1), é o grupo encarregado por coordenar a revisão de CMCs (Capacidade de Medição e Calibração) existentes no contexto de novos resultados de comparações-chave e complementares. O grupo 2 (GT2 – Grupo de Trabalho 2), é incumbido de realizar o avanço em tarefas como recomendar princípios gerais para o cálculo dos principais valores de referência de comparação em fotometria e radiometria, além de monitorar e aprovar as principais comparações de RMO (*Regional Metrology Organizations* – Organizações Regionais de Metrologia). O terceiro grupo de trabalho, (GT3 – Grupo de Trabalho 3), tem como principal responsabilidade as atividades relacionadas ao planejamento estratégico do CCPR. Deste modo, e em parceria com os institutos nacionais de metrologia, o CCPR vem trabalhando no avanço da metrologia óptica no mundo (BIPM, 2012).

Além dos institutos nacionais, há um crescente interesse em metrologia óptica por parte de pesquisadores em universidades e centros de pesquisa. Na figura 2, é apresentado um gráfico tomado a partir da base de dados do *google scholar*, no qual apresenta-se o aumento no número de artigos publicados por pesquisadores em todo mundo no campo da metrologia óptica.

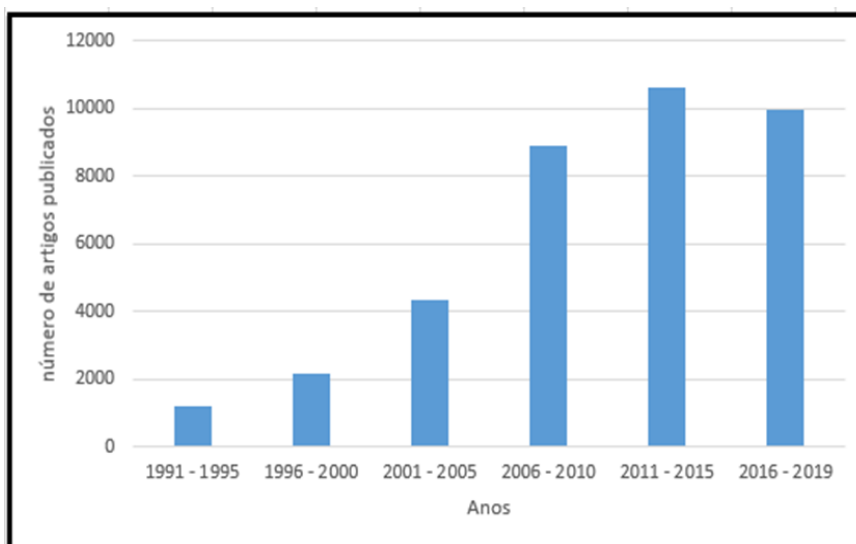


Figura 2: Apresentação do aumento do interesse de pesquisadores pela área de metrologia óptica.

Assim como outras áreas da metrologia, a metrologia óptica vem avançando por meio de métodos de medição que fazem uso da mecânica quântica conforme já foi exposto no capítulo 1. Neste ponto, cabe aqui mencionar que para se realizar medições ópticas em regimes nos quais a mecânica quântica deve ser aplicada, deve-se trabalhar em escalas de potência baixas, da ordem de nW ou inferior.

Segundo o site do BIPM, hoje existem 84 países que possuem CMC para alguma faixa de potência óptica, porém, para potências ópticas baixas, na qual são realizadas as medições de contagens de fótons únicos, apenas os Estados Unidos, Finlândia, Hungria e Reino Unido possuem CMC para baixos níveis de potência óptica. A tabela 1 apresenta a faixa de medição desses quatro países mencionados.

Tabela 1- Países que possuem CMC para níveis de potência óptica na região de fótons únicos (BIPM, 2012).

Países	Faixa de medição
Estados Unidos	100 pW a 10 mW
Finlândia	1 nW a 1 mW
Hungria	10 nW a 10 μ W
Reino Unido	100 pW a 10 mW

Cabe aqui mencionar que o padrão para potência óptica que o Brasil possui tem uma faixa de medição de 50 μ W à 200 μ W como será melhor explicitado em 2.3.1.

2.2.2 OIML

A OIML (*International Organization of Legal Metrology* – Organização Internacional de Metrologia Legal) é uma organização intergovernamental que contém estados membros, país que colaboram com o avanço da metrologia legal no mundo. A OIML foi fundada em 1955, com o propósito de permitir que os países implementem estruturas metrológicas legal eficazes que sejam mutuamente compatíveis e internacionalmente reconhecidas, tais como aquelas que facilitam o comércio, estabeleçam confiança mútua e geração de proteção e segurança ao consumidor. A

principal atividade da OIML está relacionada com a elaboração de recomendações técnicas, normas, regulamentos e fornecimento de sistemas de reconhecimento mútuo que promovam a redução de barreiras comerciais e os custos em um mercado global (OIML, 2019)

A principal atividade da OIML está relacionada com a elaboração de recomendações técnicas, guias, regulamentos e fornecimento de sistemas de reconhecimento mútuo que promovam a redução de barreiras comerciais e os custos em um mercado global.

2.2.3 IUPAP

A IUPAP (*International Union of Pure and Applied Physics* - União Internacional de Física Pura e Aplicada) foi fundada em 1922 em Bruxelas com 13 países e a primeira Assembléia Geral foi realizada em 1923 em Paris. A IUPAP é governada por sua Assembléia geral, que se reúne a cada três anos. O Conselho é seu principal órgão executivo, supervisionando as atividades de vinte Comissões Internacionais especializadas e de quatro comissões afiliadas. A União é composta por membros representando comunidades físicas identificadas. A IUPAP tem como principais objetivos: promover a cooperação internacional em física; fomentar a elaboração de trabalhos e tabelas envolvendo as constantes físicas; promover acordos internacionais sobre o uso de símbolos, unidades, nomenclaturas e padrões (IUPAP, 2019)

A comissão C17 (*LASER PHYSICS AND PHOTONICS*) é a comissão responsável por promover a troca de informações aos temas relacionados com esta dissertação, tais como: Física do LASER, Fotônica e Eletrônica Quântica.

2.1.4 ISO

A ISO (*International Organization for Standardization* – Organização Internacional de Padronização) é uma organização internacional não governamental independente com uma adesão de 164 órgãos nacionais de normalização. Sua história iniciou em 1946, com o objetivo de compartilhar conhecimento e desenvolver Normas Técnicas Internacionais relevantes, voluntárias, baseadas em consenso e importantes para o mercado.

O comitê técnico relacionado a normas envolvendo metrologia óptica é o TC – 172 (*Optics and Photonics*) (ISO, 2019). Por sua vez, a única norma internacional ISO que se enquadra no âmbito desta dissertação é:

- ISO / TR 11146-3 - especifica métodos para medir larguras de feixes (diâmetro), ângulos de divergência e relações de propagação de feixes de raios laser.

2.2.5 IEC

Fundada em 1906, a IEC (*International Electrotechnical Commission* – Comissão Eletrotécnica Internacional) é a organização líder mundial para a preparação e publicação de Normas Técnicas Internacionais para todas as tecnologias elétricas, eletrônicas e afins (IEC, 2020).

Sendo assim, a IEC envolve todas as eletrotecnologias, incluindo tecnologias médicas, multimídia, telecomunicação, eletromagnetismo, eletroacústica, distribuição de energia, magnetismo, entre outras. Ressalta-se que também inclui disciplinas gerais associadas como terminologia e símbolos, confiabilidade, projeto e desenvolvimento, segurança e meio ambiente.

Os três comitês técnicos pertinentes a serem destacados são o TC – 47 (*Semiconductor Devices* – Dispositivos Semicondutores), TC 47E (*Discrete Semiconductor Device*) e o TC 86 (*Fibre Optics* – Fibra Óptica). Juntos, esses comitês elaboraram 51 normas técnicas (IEC, 2020).

Dentre todas as normas internacionais IEC elaboradas associadas aos setores da indústria que atuam no segmento de dispositivos ópticos e optoeletrônicos, destacam-se as seguintes:

- IEC 62007-1 – referente a dispositivos optoeletrônicos de semicondutores para aplicações em sistemas de fibra óptica. Esta norma já possui duas edições (IEC, 2020).

- IEC 60747-5 – uma série de normas que fornecem as classificações e características essenciais de dispositivos optoeletrônicos que não se destinam a ser utilizadas no domínio dos sistemas ou subsistemas de fibra óptica como fotoemissores (LEDs e diodos LASERs) e detectores semicondutores (IEC, 2020).

- IEC 60462 – XX – visa estabelecer procedimentos de teste para tubos fotomultiplicadores (PMT) para detectores de cintilação e Cherenkov (IEC, 2020).

2.2.6 ITU

Fundada em 1865 para gerenciar as primeiras redes internacionais de telégrafos, a ITU (*International Telecommunication Union* – União Internacional de Telecomunicações), trabalhou desde então com o propósito de aperfeiçoar e regulamentar o setor de telecomunicações. As atividades da ITU abrangem áreas como telefonia, radiocomunicações e mais recentemente, na era da informação baseada em tecnologias digitais. Com o passar do tempo, a ITU estruturou-se de modo a adaptar-se para atender às necessidades das mudanças globais (ITU, 2019)

2.2.7 CIE

A CIE (*International Commission on illumination* – Comissão Internacional de Iluminação), fundada em 1913, é uma organização técnica, que tem como objetivo desenvolver padrões e procedimentos básicos de metrologia voltados para o campo da iluminação. É importante observar que erva luz e a iluminação abrangem assuntos fundamentais como visão, fotometria e colorimetria, envolvendo radiações naturais, artificiais, radiação UV, regiões visível e infravermelha do espectro eletromagnético e assuntos de aplicação que abrangem todo o uso de luz, dentro e fora de casa, incluindo efeitos ambientais e estéticos, bem como meios para a produção e controle de luz e radiação (“CIE - International Commission on Illumination”, 2020)

2.3 Contexto Nacional

As organizações nacionais que apresentam ação regulamentadora e normativa no âmbito nacional, sendo relevantes para garantia da confiabilidade dos resultados de medições de interesse da metrologia óptica, são apresentadas nessa seção.

2.3.1 INMETRO

O INMETRO (Instituto Nacional de Metrologia, Qualidade e Tecnologia) é uma autarquia federal, vinculada ao Ministério do Desenvolvimento, Indústria e Comércio Exterior (MDIC). Criado em 1973 como órgão executivo central do Sistema Nacional de Metrologia, Normalização e Qualidade Industrial (Sinmetro), tem sede legal em Brasília (DF) e campus laboratorial em Xerém, distrito de Duque de Caxias (RJ). Sua missão é prover confiança à sociedade brasileira nas medições e nos produtos, por meio da metrologia e da avaliação da conformidade, promovendo a harmonização das relações de consumo, a inovação e a competitividade do País (INMETRO, 1993).

A Diretoria de Metrologia Científica e Industrial do INMETRO possui 8 divisões. A DIOPT (Divisão de Metrologia Óptica) é responsável pelas unidades de medidas das grandezas ópticas e de comprimento.

A DIOPT possui 3 grandes laboratórios. São eles:

1° LAOPT (Laboratório de Aplicações Ópticas) – Realiza serviços de calibração para a indústria na área de Polarimetria, particularmente fornecendo a rastreabilidade metrológica para sacarímetros e polarímetros, através da calibração de padrões de transferência, as placas de controle de quartzo (INMETRO, 1993).

2° LAINT (Laboratório de Interferometria) – Realiza serviços de calibração para a indústria na área de Interferometria, provendo rastreabilidade metrológica para comprimentos de blocos padrão, frequência e comprimento de onda para lasers de He-Ne estabilizados, além de planeza para superfícies ópticas e paralelos ópticos (INMETRO, 1993).

3° LARAF (Laboratório de Radiometria e Fotometria) - Realiza serviços de calibração para a indústria na área de radiometria, fotometria, espectrofotometria e colorimetria (INMETRO, 1993).

O LARAF possui um radiômetro criogênico, que é o padrão primário para medidas de potência óptica. Ele é utilizado para determinação da responsividade

espectral (A/W) de fotodetectores de Si, utilizados como padrões de transferência na disseminação dessa grandeza para outros sistemas de calibração do INMETRO, que fornecem rastreabilidade às grandezas radiométricas e fotométricas. É importante citar que a faixa de potência que estes detectores possuem é de 50 μW à 200 μW , na faixa de comprimento de onda de 458 nm a 633 nm (INMETRO, 2020). Portanto, o INMETRO não possui padrão para calibração de detectores SPADs de InGaAs/InP, pois estes operam na faixa de comprimento de onda de 900 a 1700 nm e baixos níveis de potência.

Outra divisão inserida no contexto da metrologia científica no INMETRO que se encontra inserida no contexto desta dissertação, é a DMTIC (Divisão de Metrologia em Tecnologia da Informação e Telecomunicações). Foi criada para dar suporte à indústria brasileira de telecomunicações e informática no desenvolvimento de sistemas de telecomunicações, tecnologia da informação e aos órgãos reguladores na avaliação de conformidade de equipamentos de telecomunicações (INMETRO, 1993).

Os pesquisadores da DMTIC trabalham em diferentes áreas de Telecomunicações. A DMTIC é dividida em três grupos. São eles:

1° Telecomunicações – Esta área tem como objetivo atender a demanda oriunda do surgimento de novas tecnologias de comunicações sem fio, particularmente em sistemas de acesso sem fio em banda larga fixos e móveis (Wi-Fi, WiMax, LTE) em sistemas de TV e Rádio digital (medições de cobertura, obtenção de propriedades de propagação e aferição de desempenho), na análise de receptores de TV Digital e em comunicações ópticas em espaço livre (INMETRO, 1993).

2° Comunicações Ópticas – Possui como atividade o desenvolvimento de padrões metrológicos para a dispersão dos modos de polarização (PMD) em fibras ópticas e procedimentos utilizados na calibração de equipamentos de refletometria óptica no domínio do tempo (OTDR), técnicas para caracterização de novos tipos de fibras ópticas e dispositivos fotônicos, e a caracterização de um sistema de medição da eficiência quântica absoluta de fotodetectores (INMETRO, 1993).

3° Informática – Nesta área, são desenvolvidas ferramentas de software para simulação de sistemas de medidas (INMETRO, 1993).

Cabe ressaltar que esta dissertação está inserida no contexto da metrologia óptica, no entanto, pode contribuir com avanços associados ao setor de telecomunicações, mais especificamente comunicações ópticas.

2.3.1 ABNT

Fundada em 28 de setembro de 1940, a ABNT (Associação Brasileira de Normas Técnicas) visa prover a sociedade brasileira de conhecimento sistematizado, por meio de documentos normativos, que a produção, a comercialização e o uso de bens e serviços de forma competitiva e sustentável nos mercados interno e externo, contribuindo para o desenvolvimento científico e tecnológico (ABNT, 2019).

Entidade privada e sem fins lucrativos, a ABNT é membro fundador da ISO, da Copant (*Comisión Panamericana de Normas Técnicas* - Comissão Pan-Americana de Normas Técnicas) e da AMN (*Asociación Mercosur de Normalización* - Associação Mercosul de Normalização). Desde a sua fundação, é também membro da IEC (ABNT, 2014).

Assim a ABNT, tem responsabilidade em elaboração das Normas Técnicas Brasileiras, realizadas por comitês brasileiros, Organismos de Normalização Setorial, e Comissões de Estudo Especiais. Trabalhando em conjunto com o governo e sociedade afim de contribuir com políticas públicas e promover o desenvolvimento dos mercados, desenvolvendo a defesa dos consumidores e segurança dos indivíduos.

A ABNT possui 323 comitês técnicos. No âmbito desta dissertação, vale a pena destacar o comitê ABNT/ CB 49 (COMITÊ Brasileiro de Óptica e Instrumentos Ópticos). Atua desenvolvendo normalização no campo da óptica e dos instrumentos ópticos, compreendendo sistemas completos, dispositivos, componentes ópticos, dispositivos auxiliares e acessórios, bem como materiais, no que concerne à terminologia, requisitos e métodos de Ensaio (ABNT, 2014).

3

Contagem e detecção de fótons (Revisão teórica)

A tecnologia de detecção de fótons únicos já existe há algum tempo (PFLEEGOR; MANDEL, 1967). Entretanto, não para qualquer comprimento de onda e pode ser implementada com tubos fotomultiplicadores (CHESI, et al. 2019), fotodiodo avalanche (SILVA, 2011), e junções supercondutoras (FERRARI; SCHUCK; PERNICE, 2018). Para uma melhor compreensão do processo de contagem de fótons, faz-se neste capítulo, uma breve revisão teórica relacionada à física do fóton, partindo dos princípios da mecânica quântica. Além disso, também é feita revisão para teoria do laser, fotodetectores e uma teoria de detecção de fótons.

3.1

Contexto histórico da mecânica quântica

No início do século XX, a física já havia alcançado grande êxito na solução da maioria dos problemas, tais como máquinas térmicas, a descrição do movimento dos planetas ao redor do sol com a gravitação newtoniana e a unificação dos fenômenos da eletricidade, magnetismo e ópticos com as equações de Maxwell. Contudo, alguns problemas não puderam ser resolvidos, como o problema da radiação do corpo negro e o efeito fotoelétrico.

Corpos que absorvem toda a radiação que incide em sua superfície são denominados corpos negros. Quando se aquece um objeto, o mesmo começa a emitir ondas eletromagnéticas num vasto espectro de frequências. A investigação desse espectro iria culminar no desenvolvimento da mecânica quântica. A aplicação da termodinâmica e do eletromagnetismo que se conhecia na época, não dava conta de explicar a emissão da radiação de um corpo negro.

No ano de 1900, Max Planck resolve o problema da radiação do corpo negro assumindo que a radiação é emitida de forma discreta, sendo composta de “pacotes” de energia mínima, que posteriormente ficaram conhecidos como “quantum” (ZÍLIO, 2009).

Já o efeito fotoelétrico, que consiste na ejeção de elétrons por um material que é submetido a radiação eletromagnética não podia ser explicado com a descrição

ondulatória da luz fornecida pelo eletromagnetismo não conseguia explicar o efeito fotoelétrico. Utilizando as ideias de Planck, o físico Albert Einstein propôs que no efeito fotoelétrico, a luz comporta-se com uma partícula possuindo uma energia mínima, que ficou conhecida como fóton. Portanto, o fóton é um quantum de energia correspondendo a menor quantidade discreta de radiação eletromagnética (ZÍLIO, 2009).

A partir da solução destes problemas, um grupo de físicos no início do século passado, deu continuidade aos trabalhos de Planck e Einstein, gerando avanços na descrição do mundo microscópico, com a construção da mecânica quântica, teoria física que descreve átomos, moléculas e a radiação eletromagnética.

3.2 Fundamentos da Mecânica Quântica

As propriedades de um sistema quântico são completamente definidas ao se especificar o seu vetor de estado $|\varphi\rangle$ (lê-se ket φ), sendo que este fornece uma representação matemática do estado de sistema físico. Representa-se o vetor transposto conjugado ao ket φ como $\langle\varphi|$ (lê-se bra φ). Os vetores de estado são elementos contidos num espaço vetorial complexo H , conhecido como espaço de Hilbert. Denotaremos o produto escalar dos vetores $|\varphi\rangle$ e $|\varphi'\rangle$ por $\langle\varphi'|\varphi\rangle$ (Sakurai - Modern Quantum Mechanics, 1994).

A norma de todo vetor $|\varphi\rangle$ no espaço H é dada por $\sqrt{\langle\varphi|\varphi\rangle} = 1$, ou seja, todos os vetores são unitários. Quando o produto interno dos vetores $\langle\psi|\varphi\rangle = 0$, diz-se que eles são ortogonais um ao outro (Sakurai - Modern Quantum Mechanics, 1994).

Sabe-se que em um espaço de Hilbert, todos os vetores podem ser escritos por um conjunto de vetores linearmente independentes, que chamamos de base. Deste modo, consideramos uma base $|1\rangle, |2\rangle, \dots, |N\rangle$, no espaço H de dimensão N , com vetores que podem ser escritos como (Sakurai - Modern Quantum Mechanics, 1994):

$$|\varphi\rangle = \sum_{i=1}^N \varphi_i |i\rangle \quad (3.1)$$

onde φ_i é uma amplitude de probabilidade, representada por um número complexo, associada ao estado $|i\rangle$.

3.2.1

Grandezas físicas e operadores

Em mecânica quântica, uma grandeza física A tem a ela associada um operador \hat{A} , no qual atua no espaço de Hilbert H . O operador \hat{A} determina a representação matemática da grandeza física A no contexto da mecânica quântica. Se um estado $|a\rangle$ e um número a satisfazem a relação:

$$\hat{A}|a\rangle = a|a\rangle \quad (3.2)$$

então diz-se que $|a\rangle$ é o autovetor (ou autoestado) de \hat{A} , e a é o autovalor correspondente a esse autovetor. Uma medição da grandeza A , terá apenas como resultado um autovalor do operador hermitiano \hat{A} . Como \hat{A} é hermitiano, seus autovalores serão números reais, e autovetores correspondentes aos autovalores diferentes, são ortogonais entre si. O conjunto $\{|an\rangle = n = 1, 2, 3, \dots\}$ de autovetores de A formam uma base ortonormal, do espaço H . O número de autoestados independentes de A é igual à dimensão do espaço de estados, que pode ser infinita (Sakurai - Modern Quantum Mechanics, 1994).

Um operador hermitiano \hat{A} é definido a partir da propriedade $\hat{A} = \hat{A}^*$. Na mecânica quântica, os operadores hermitianos são utilizados para representar grandezas como: posição, momento linear, momento angular, energia e etc. O operador hermitiano que representa energia é denominado operador Hamiltoniano (Sakurai - Modern Quantum Mechanics, 1994).

A partir da relação entre grandezas físicas e operadores, pode-se definir o estado quântico para uma partícula. Na mecânica clássica, o estado de uma partícula fica definido quando são obtidas as funções $x(t)$ e $v(t)$, posição em função do tempo e velocidade em função do tempo respectivamente. Na mecânica quântica, o estado de uma partícula fica definido a partir de uma equação ou função que permite prever as probabilidades de qualquer medida realizada sobre a partícula (Sakurai - Modern Quantum Mechanics, 1994).

Como exemplo, pode-se citar o estado da polarização de um único fóton, no qual é escrito como uma combinação linear de vetores de base.

$$|\theta\rangle = a|\hat{x}\rangle + b|\hat{y}\rangle \quad (3.3)$$

sendo a e b coeficientes complexos que podem ser calculados fazendo uso das propriedades da base ortonormal:

$$a = \langle \hat{x} | \theta \rangle \quad b = \langle \hat{y} | \theta \rangle \quad (3.4)$$

A interpretação física para os coeficientes a e b , é a de que ambos representam amplitudes de probabilidade, ou seja, o módulo ao quadrado desses coeficientes fornecem a probabilidade de se obter determinado valor de polarização do fóton após uma medição, sendo que $a^2 + b^2 = 1$ (CHRISTOPHER GERRY, 2004).

3.2.2

Comutadores e operadores de criação e aniquilação

Na mecânica quântica, geralmente dois operadores \hat{A} e \hat{B} são não comutativos, ou seja, $\hat{A}\hat{B}$ é diferente de $\hat{B}\hat{A}$. Neste caso, define-se o comutador como:

$$[\hat{A}\hat{B}] = \hat{A}\hat{B} - \hat{B}\hat{A} \quad (3.5)$$

Representa-se o operador posição como \hat{Q} e o operador momento linear é representado por \hat{P} . Estes operadores satisfazem a regra de comutação:

$$[\hat{Q}, \hat{P}] = i\hbar 1 \quad (3.6)$$

sendo \hbar a constante reduzida de Planck que equivale a $1,0055 \cdot 10^{-34}$ Js (Sakurai - Modern Quantum Mechanics, 1994).

A descrição quântica dos campos elétrico e magnético dependem diretamente dos operadores \hat{Q} e \hat{P} . O operador hamiltoniano, que escreve o modo espectral do campo (ω , k) possui a forma de um oscilado harmônico simples (CHRISTOPHER GERRY, 2004).

$$\hat{H} = \frac{1}{2} (\hat{P}^2 + \omega^2 \hat{Q}^2) \quad (3.7)$$

É comum trabalhar com sistemas físicos em que o número de partículas (fótons) do sistema varia com a evolução dinâmica do sistema. Neste sentido, é conveniente

considerar o próprio número n de partículas como um observável, ou seja, podemos medir o valor de n . Para isto, utilizamos o operador \hat{N} , conhecido como operador número. Para definir o operador \hat{N} , introduziremos os operadores de criação e aniquilação, dados por:

$$\hat{a} = \frac{1}{\sqrt{2\hbar\omega}}(\omega\hat{Q} + i\hat{P}) \quad (3.8)$$

$$\hat{a}^* = \frac{1}{\sqrt{2\hbar\omega}}(\omega\hat{Q} - i\hat{P}) \quad (3.9)$$

onde ω é a frequência natural do fóton e $\hbar\omega$ a energia do fóton. Os operadores de criação e aniquilação não são hermitianos, portanto, não são observáveis. Esses operadores obedecem às seguintes relações de comutação:

$$[\hat{a}, \hat{a}^*] = 1 \quad [\hat{a}^*, \hat{a}^*] = 0 \quad [\hat{a}, \hat{a}] = 0 \quad (3.10)$$

Pode-se escrever os operadores \hat{Q} e \hat{P} em função de \hat{a} e \hat{a}^* :

$$\hat{Q} = \frac{1}{2\omega}(\hat{a} + \hat{a}^*)\sqrt{2\hbar\omega} \quad (3.11)$$

$$\hat{P} = \frac{1}{2i}(\hat{a} - \hat{a}^*)\sqrt{2\hbar\omega} \quad (3.12)$$

Assim, podemos reescrever o hamiltoniano através da expressão:

$$\hat{H} = \hbar\omega(\hat{a}^*\hat{a} + 1/2) \quad (3.13)$$

Desta forma, definimos o operador \hat{N} como:

$$\hat{N} = \hat{a}^*\hat{a} \quad (3.14)$$

Aplicando o hamiltoniano \hat{H} em um estado com n fótons bem definidos, representado por $|n\rangle$, pode-se obter sua energia por:

$$\hat{H}|n\rangle = \hbar\omega\left(\hat{N} + \frac{1}{2}\right)|n\rangle = En|n\rangle \quad (3.15)$$

Portanto, ao observarmos (medirmos) em termos de energia a ação desses operadores no estado n , verifica-se que o operador \hat{a} reduz a energia do sistema em uma unidade de $\hbar\omega$. Já o operador \hat{a}^* , aumenta a energia do sistema em uma unidade de $\hbar\omega$ (Sakurai - Modern Quantum Mechanics, 1994).

Aplicando-se diversas vezes o operador de aniquilação no estado $|n\rangle$, possivelmente a energia do sistema se extinguirá. No entanto, a aplicação do operador hamiltoniano no sistema $|0\rangle$ nos fornecerá uma energia não nula:

$$\hat{H}|0\rangle = \hbar\omega\left(\hat{N} + \frac{1}{2}\right)|0\rangle = \frac{\hbar\omega}{2}|0\rangle \quad (3.16)$$

Observa-se que a energia do vácuo é $\hbar\omega/2$. Estados com número n bem definido de fótons são autoestados do operador \hat{N} . Ou seja:

$$\hat{N}|n\rangle = n|n\rangle \quad (3.17)$$

3.2.3

Estados de Fock ou estados de número

Os estados com um número bem definido de partículas (fótons) são chamados de estados de Fock, e são representados por $|n\rangle$. Um estado de Fock $|n\rangle$ pode ser obtido por meio de operações repetidas da aplicação do operador de criação no vácuo (GERRY; KNIGHT, 2004).

$$|n\rangle = \frac{(\hat{a}^*)^n}{\sqrt{n!}} |0\rangle \quad (3.18)$$

Esses estados apresentam duas propriedades:

1ª - A soma direta dos estados que possuem n partículas define o espaço de Fock.

$$\sum_{n=0}^{\infty} |n\rangle\langle n| = I$$

Obs: esta propriedade é importante na descrição simplificada de um experimento, os estados de Fock são muito importantes. I é o operador identidade no espaço de Hilbert (GERRY; KNIGHT, 2004).

2ª - Ortogonalidade dos estados com diferentes números de partículas.

$$\langle m|n\rangle = \delta_{mn}$$

É interessante avaliarmos o estado de Fock por meio de \hat{a} e \hat{a}^* :

$$\hat{a}|n\rangle = C_1 |n-1\rangle \quad (3.19)$$

$$\hat{a}^*|n\rangle = C_2 |n+1\rangle \quad (3.20)$$

As constantes C_1 e C_2 podem ser determinadas realizando um produto interno. Para tal, partimos das duas relações de comutação abaixo:

$$[\hat{N}, \hat{a}^*] = \hat{a}^*$$

$$[\hat{N}, \hat{a}] = -\hat{a}$$

Por meio destas relações, fazemos as seguintes operações:

$$\hat{N}\hat{a}^*|n\rangle = ([\hat{N}, \hat{a}^*] + \hat{a}^*\hat{N})|n\rangle = (\hat{a}^* + n\hat{a}^*)|n\rangle = (n+1)\hat{a}^*|n\rangle$$

$$\hat{N}\hat{a}|n\rangle = ([\hat{N}, \hat{a}] + \hat{a}\hat{N})|n\rangle = (-\hat{a} + n\hat{a})|n\rangle = (n-1)\hat{a}|n\rangle$$

O que permite concluir que:

$\hat{a}^*|n\rangle$ é autoket de \hat{N} com autovalor $n+1$.

$\hat{a}|n\rangle$ é autoket de \hat{N} com autovalor $n-1$.

Considerando eu os kets $|n\rangle$ normalizados, temos:

$$\hat{a}|n\rangle = C_1 |n-1\rangle \rightarrow \langle n|\hat{N}|n\rangle = |C_1|^2 = n \rightarrow C_1 = \sqrt{n}$$

$$\hat{a}^*|n\rangle = C_2 |n+1\rangle \rightarrow \langle n|\hat{N}+1|n\rangle = |C_2|^2 = n+1 \rightarrow C_2 = \sqrt{n+1}$$

Obs: $\hat{a}\hat{a}^* = \hat{a}^*\hat{a} + 1$

Desta forma, conclui-se que as equações (3.20) e (3.21) podem ser reescritas como:

$$\hat{a}|n\rangle = \sqrt{n} |n-1\rangle \quad (3.21)$$

$$\hat{a}^*|n\rangle = \sqrt{n+1} |n+1\rangle \quad (3.22)$$

3.3

Lasers

Em 1960, o laser surge com suas características peculiares, despertando o interesse dos metrologistas, e fazendo com que as lâmpadas fossem substituídas praticamente em todas as aplicações. Para construção de um laser, precisa-se entender como ocorre a interação entre a luz e a matéria. Em condições normais, todos os materiais absorvem luz ao invés de emití-la. Se a energia de um único fóton, $E = h\nu$, for igual à diferença de energia $E_g = E_2 - E_1$, o fóton será absorvido pelos átomos do meio material, passando assim para um estado excitado. A luz incidente é atenuada, devido a muitos eventos de absorção que ocorrem no meio material. Se um átomo está no seu estado excitado, acaba retornando ao seu estado “fundamental” ou estado de menor energia, emitindo luz, fenômeno que pode acontecer por meio de dois processos fundamentais conhecidos como emissão espontânea e emissão estimulada. No caso da emissão espontânea, fótons são emitidos em direções aleatórias, sem qualquer relação de fase entre os mesmos. Em contraste, a emissão estimulada é iniciada por um fóton incidente. A principal característica desse tipo de emissão é que o fóton emitido é idêntico ao fóton original, não apenas em energia, mas também como sua direção de propagação. O comprimento de onda da luz do laser é muito bem definido se comparado a outras fontes luminosas, sendo que todos os fótons que formam o feixe possuem uma relação de fase fixa (coerência) entre si. Com isto, o feixe de luz formado tem baixíssima divergência, que pode percorrer grandes distâncias e pode ser focalizado em áreas muito pequenas (SALEH; TEICH, 2007).

Atualmente os lasers mais utilizados em telecomunicações são os lasers semicondutores por sua praticidade e baixo custo. O funcionamento de lasers semicondutores baseia-se na amplificação da luz em uma região ativa de um material semicondutor. Grande parte dos lasers semicondutores utilizam transições quânticas radiativas entre duas bandas de energia do material conhecidas como banda de condução e banda de valência. A região ativa do laser caracteriza-se por uma distribuição de não-equilíbrio termodinâmico de portadores (elétrons), no qual a banda de condução tem a forma de um semicondutor tipo n (n de negativo, referindo-se à carga do elétron), e na banda de valência, um semicondutor tipo p (p de positivo,

referindo-se à falta de carga elétrica negativa do elétron) (AGRAWAL, 2014). A estrutura básica de um laser semiconductor de grande área é apresentada na figura 3.

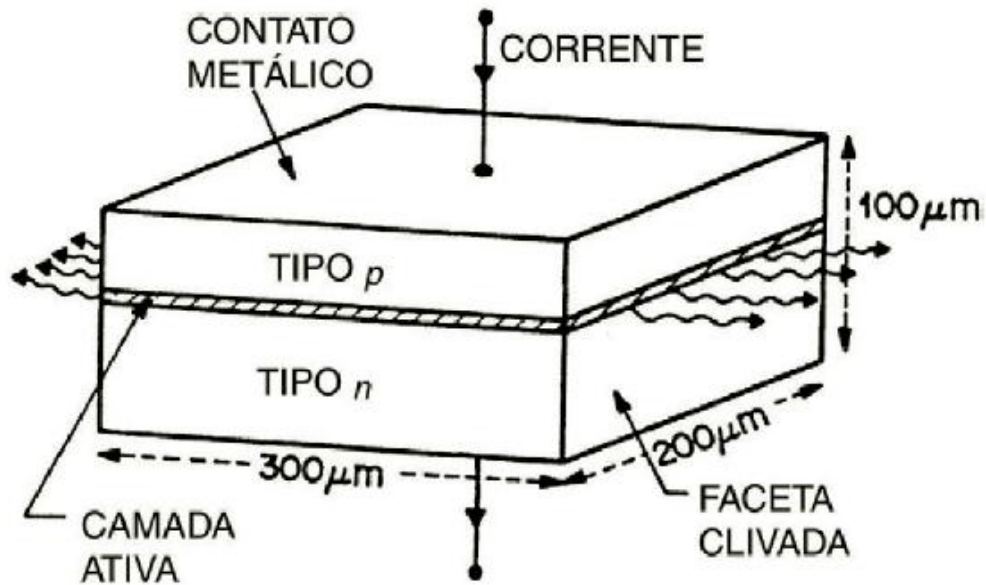


Figura 3 - Representação esquemática de um laser de semiconductor de grande área. A camada ativa (região hachurada), fica entre camadas tipo p e n (AGRAWAL, 2014).

Pode-se caracterizar as propriedades de um laser semiconductor pela curva da potência em função da corrente (curva P-I) apresentada na figura 3(a). Esta curva fornece não apenas o nível de limiar (I_c), mas também a corrente que deve ser aplicada para se obter determinado nível de potência óptica. Porém, para correntes menores ($I < I_c$), é obtida a geração de um sinal óptico de um led (Light Emission Diode – Diodo Emissor de Luz). A figura 3(a) mostra uma curva P-I para um laser semiconductor. Na figura 3 (b), mostra-se o comportamento da largura do espectro do laser antes e depois da corrente crítica. (SALEH; TEICH, 2007).

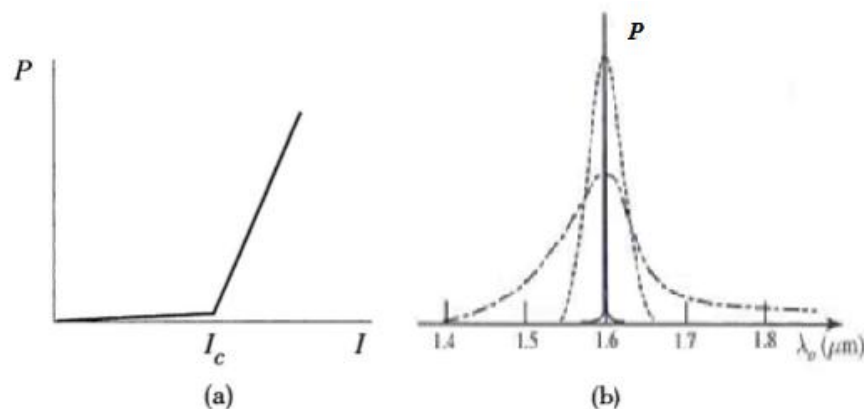


Figura 4: a) Comportamento da potência em função da corrente antes e após a corrente crítica. b) Largura do espectro antes e depois da corrente crítica (BERRUEZO, 2017), (SALEH; TEICH, 2007).

Sabe-se também que a saída de um laser semiconductor exhibe flutuações de intensidade, fase e frequência mesmo quando o laser é polarizado com uma corrente constante. Flutuações de intensidade levam a uma limitação na relação sinal ruído (SNR – *Signal – to – Noise Ratio*). Tais flutuações podem afetar o desempenho do laser e em muitos casos, é importante estimar o valor das mesmas. Nota-se por meio da figura 4 que a potência de saída do laser pode variar com a frequência. Além disso, para uma frequência fixa, a potência também pode ser modulada, aumentando ou diminuindo flutuações de intensidade do feixe óptico gerado (AGRAWAL, 2014).

3.3.1

Lasers atenuados

Uma fonte ideal de fótons únicos poderia produzir em um intervalo de repetição, pulsos de luz contendo somente um fóton, ou seja, no estado de Fock $|1\rangle$. Os métodos utilizados para geração de fótons únicos que podem ser destacados são: processos ópticos não-lineares; vacâncias em diamantes (KAMBALATHMANA et al., 2019); fontes gatilhadas baseadas no processo de conversão paramétrica descendente (SPDC)(COUTEAU, 2018) ; pontos quânticos (IHARA et al., 2019) e mistura de quatro ondas, (FWM, do inglês *Four Wave Mixing*) (SHUKHIN et al., 2019) . Porém, estes métodos ainda estão em desenvolvimento e possuem limitações, tanto na sua implementação quanto no custo.

Devido a estas limitações, o que é feito na maior parte dos experimentos é atenuar a luz emitida por um laser, de forma que o número médio de fótons, por pulso, seja tão pequeno que a probabilidade de haver mais de um fóton no mesmo pulso seja tão pequena quanto se deseje (CHUNNILALL et al., 2015). O modo mais comum de se gerar fótons únicos consiste na utilização de lasers atenuados. Porém, a luz emitida por um laser não possui fótons igualmente espaçados no tempo, de modo que seja possível que todos os pulsos contenham um único fóton. Na verdade, sabe-se que os fótons gerados por um laser encontram-se em um estado coerente, que é uma superposição dos estados de Fock de n -fótons dada por (CHUNNILALL et al., 2015):

$$|\mu\rangle = e^{-\mu/2} \sum_n \frac{\sqrt{\mu^n}}{n!} |n\rangle \quad (3.23)$$

Na equação (3.23), μ representa o número de fótons por pulso. Os estados coerentes são a melhor forma de descrever quanticamente a luz emitida por um laser. Este processo pode ser entendido a partir de um feixe de luz clássica. Ao considerarmos um laser emitindo um feixe luminoso com potência constante P , e, sabendo que o fluxo médio de fótons (fótons/s) emitidos por um laser quase-monocromático, é dado por:

$$\Phi = \frac{P}{\hbar\omega} \quad (3.24)$$

sendo ω é a frequência óptica e \hbar é a constante reduzida de Plank, logo, em um determinado intervalo de tempo τ (a duração de um pulso), pode-se afirmar que aproximadamente $\alpha\Phi\tau$ fótons serão capazes de atravessar o meio teste (fibra óptica ou espaço livre – ida e volta), e o atenuador, no qual α é o coeficiente de transmissão conjunto (meio teste + atenuador), (CHUNNILALL et al., 2015), (SILVA, 2011).

Podemos agora dividir o intervalo de tempo τ em N sub-intervalos de comprimento τ/N , deforma que não haja mais de um fóton, em um subintervalo de tempo, cada intervalo de tempo terá uma probabilidade $Pr = \alpha\Phi\tau/N$ de possuir um único fóton e probabilidade $1 - Pr$, de estar vazio. A probabilidade de se encontrar n fótons em N tentativas (ou intervalos) segue uma distribuição binomial, dada por:

$$\begin{aligned} P_r(n) &= \binom{N}{n} p^n (1-p)^{N-n} = \frac{N!}{n!(N-n)!} \left(\frac{\alpha\Phi\tau}{N}\right)^n \left(1 - \frac{\alpha\Phi\tau}{N}\right)^{N-n} \\ &= \left(\frac{\alpha\Phi\tau}{N}\right)^n \left\{ \frac{N!}{(N-n)!N^n} \right\} \left(1 - \frac{\alpha\Phi\tau}{N}\right)^{N-n} \end{aligned}$$

No limite quando $N \rightarrow \infty$, o segundo termo da equação acima tende a 1, e o último termo tende a $\exp(-\alpha\Phi\tau)$, de modo que obtemos:

$$P_r(n) = \frac{\mu^n}{n!} e^{-\mu} \quad (3.25)$$

onde $\mu = \alpha\Phi\tau$. Observe que (3.25) é a distribuição de probabilidade obtida pela expressão (3.24). Basta calcular o produto escalar $|\langle n | \mu \rangle|^2$ e verificar que o resultado é o mesmo (CHUNNILALL et al., 2015).

Observa-se que a equação (3.25) é uma distribuição de probabilidade poissiana, logo, não é possível obter uma quantidade indefinida de pulsos consecutivos que contenham exatamente um fóton. Portanto, não é interessante obter pulsos contendo mais de um fóton. A probabilidade de um pulso não-vazio possuir mais de um fóton é dada por:

$$P_r(n > 1 | n > 0) = \frac{1 - P(0) - P(1)}{1 - P(0)} = \frac{1 - e^{-\mu}(1 + \mu)}{1 - e^{-\mu}} \approx \frac{\mu}{2} \quad (3.26)$$

Logo, a probabilidade de haver pulsos multi-fóton pode ser tão reduzida quanto se queira. Entretanto, quanto menor for o valor médio de fótons por pulso, maior a probabilidade de pulsos vazios, dada por $\text{Pr}(0) = e^{-\mu} \approx 1 - \mu$.

Nas subseções seguintes, apresenta-se as principais tecnologias para construção de detectores de fótons únicos (CHUNNILALL et al., 2015).

3.4

Detectores de fótons únicos

A partir deste ponto, serão brevemente apresentadas as principais tecnologias para detecção de fótons únicos, bem como suas características, além de uma comparação entre estes dispositivos. É importante lembrar que no presente trabalho foi utilizado o detector semiconductor InGaAs/InP, e, portanto, dá-se o foco em SPADs no item 3.3.3, apresentando-se os demais no item 3.3.4.

3.4.1

Teoria de detecção de fótons únicos

Nesta seção, é apresentada uma teoria de detecção de fótons semi-clássica em que o detector é descrito pela mecânica quântica e a luz é tratada como um objeto clássico.

Fundamentalmente, a detecção de fótons únicos consiste basicamente em contar fótons utilizando um fotodetector que converte luz em corrente elétrica. Como será

apresentado em 3.3.3, os fotodiodos avalanche de InGaAs/InP operam no modo gatilhado, no qual as janelas de detecção são abertas e fechadas para os fótons incidentes em um intervalo de tempo muito pequeno, da ordem de nanossegundos. A consequência disso é o fato de podermos fornecer ao detector uma potência da ordem de mW, porém, a potência percebida pelo SPAD inicia-se na ordem de pW. Como a potência óptica percebida pelo detector é dada por:

$$Pot = \frac{\bar{\mu} h \nu}{\Delta t} \quad (3.27)$$

sendo Pot a potência óptica percebida pelo SPAD, $\bar{\mu}$ o número médio de fótons por janela de detecção, h a constante de Planck com valor de $6,62 \cdot 10^{-34}$, ν a frequência do fóton e Δt a largura de janela de detecção. É fácil observar pela equação (3.27) que a potência óptica percebida é proporcional a $\bar{\mu}$. Como o detector opera no modo gatilhado, parte dos fótons incidentes não são detectados. Por este motivo, a potência percebida pelo detector é menor do que a potência óptica fornecida. Este efeito pode levar a não-linearidades em dados experimentais, o que pode elevar os valores de incerteza de medição. Na figura 5, apresenta-se uma ilustração deste efeito na detecção de fótons únicos pelo SPAD (SILVA, 2011).

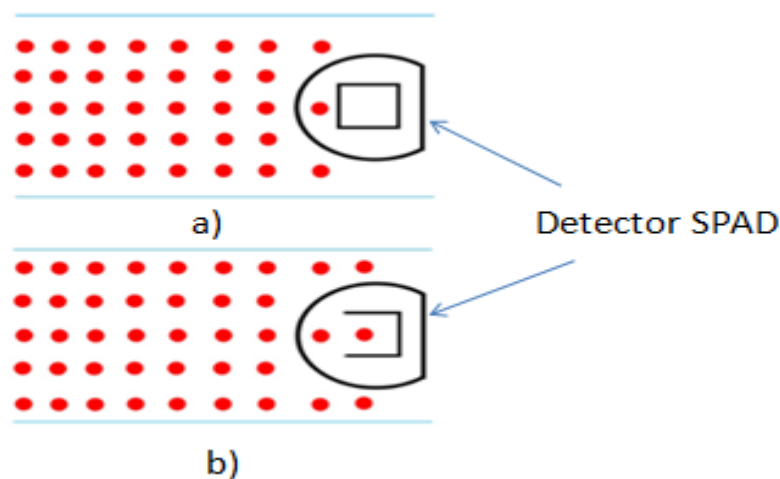


Figura 5: Ilustração da detecção de fótons únicos feita pelo SPAD. As bolinhas vermelhas representam a chegada dos fótons imediatamente antes do SPAD. a) Representa o momento cuja a janela é fechada e não há detecção nenhuma. b) Ilustra o momento em que há detecção de um único fóton (Figura do autor desta dissertação).

Após estas primeiras observações sobre o funcionamento do detector, pode-se sintetizar uma explicação para a estatística de detecção dos fótons no SPAD. Assim, define-se M como o número de janelas abertas durante um intervalo de tempo de integração T .

A partir desta primeira definição, pode-se obter a probabilidade de contagens que ocorre no intervalo de tempo entre t_0 e $t_0 + T$ (Figura 6), sabendo-se o número de janelas de detecção (N_j) que são abertas neste intervalo de tempo.

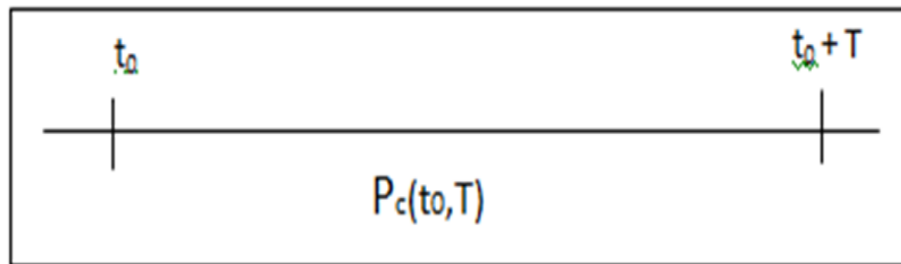


Figura 6: Representação da probabilidade de contagem P_c no intervalo de tempo de integração para cada medição (Figura do autor desta dissertação).

Assim, a probabilidade de contagem é dada por:

$$P_c = \frac{N_c}{N_j} \quad (3.28)$$

sendo N_c o número total de contagens ou o número total de detecções.

A estatística de tempos entre detecções é representada na figura 7. Por ela, pode-se definir intervalos de tempo M como múltiplos inteiros do período de gatilho T . Desta forma, ocorrendo um evento inicial de detecção, registra-se o tempo decorrido, em número de janelas gatilhadas, até o próximo evento de detecção, não importando sua origem – se devido a um fóton incidente ou uma falsa contagem (contagem de escuro). O tempo entre este segundo evento e a próxima contagem é novamente medido e assim por diante até que se obtenha o número desejado de amostras (SILVA, 2011).

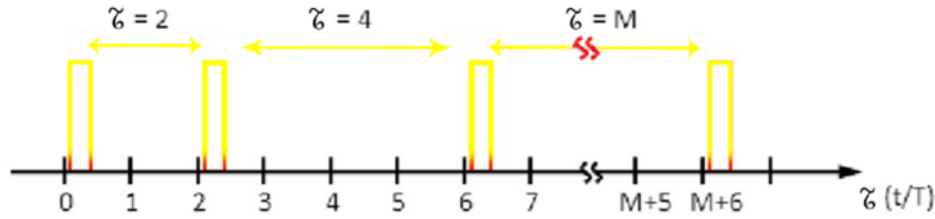


Figura 7: Representação do número de janelas entre detecção de eventos, sejam por contagem de fótons ou por algum tipo de ruído inerente ao detector de fótons únicos (SILVA, 2011).

Cabe mencionar que mesmo chegando vários fótons no intervalo dt da abertura da janela, o detector irá ler somente um único fóton (Figura 7). A probabilidade de ocorrer um evento em um intervalo de tempo Δt (largura de janela de detecção), pode ser escrita em função da probabilidade de não ocorrência de contagem em todo o intervalo t ($P_{nc}(t)$) correspondendo as janelas vazias variando de 1 a $(N_j - 1)$, de acordo com:

$$P(N_j) = (1 - P_{nc}(N_j)) \sum_{x=1}^{N_j-1} P_{nc}(t) \quad (3.29)$$

Diz-se que uma janela está vazia quando não houve detecção de fóton (P_{nf}), nem contagens falsas oriundas de alguma contribuição de ruído, como contagem de escuro (*dark count*) ($1 - P_{dc}$) ou probabilidade de pós-pulso (*after-pulse*) ($1 - P_{ap}$).

$$P_{nc}(t) = 1 - P_{nf}(1 - P_{dc})$$

A probabilidade de serem encontrados n fótons em um pulso de um laser atenuado com um número médio de fótons μ é descrito por um processo probabilístico conforme já mencionado em 3.2.1. Portanto, a probabilidade de não ocorrência de detecção de fótons é dada por (SILVA, 2011).:

$$P_{nf}(0, \mu\eta) = e^{-\mu\eta} \quad (3.30)$$

onde foi inserida a eficiência de detecção η . A probabilidade de contagem é dada pela equação (3.28). Deste modo, pode-se obter uma expressão para o número médio de fótons por janela medido pelo detector (CHUNNILALL et al., 2015).

$$P_c = 1 - P_{nf} \quad (3.31)$$

$$\begin{aligned}\frac{Nc}{Nj} &= 1 - e^{-\mu\eta} \\ e^{-\mu\eta} &= 1 - \frac{Nc}{Nj} \\ \bar{\mu} &= \frac{-1}{\eta} \cdot \ln\left(1 - \frac{Nc}{Nj}\right)\end{aligned}\quad (3.32)$$

Cabe aqui mencionar que as probabilidades P_{dc} e P_{af} não foram consideradas nesta demonstração matemática, pois foram desprezadas nas medições experimentais deste trabalho. Isto pode ser feito quando o tempo morto (*dead time*) do detector é muito maior do que taxa máxima de contagem P_c , deste modo, reduz-se a probabilidade de pós-pulso e o *jitter* temporal e os mesmos podem ser desprezados.

3.4.2 Parâmetros dos detectores de fótons únicos

Os detectores de fótons únicos são avaliados por meio de parâmetros importantes para sua caracterização, como eficiência de detecção, taxa de contagem de escuro, tempo morto, probabilidade de pós-pulso e intervalo espectral. A partir destes parâmetros, pode-se quantificar o desempenho dos detectores de fótons.

1. (*Detection Efficiency – Eficiência de detecção*)

A eficiência de detecção é definida como a probabilidade de registrar eletronicamente um evento na chegada de um fóton ao detector (CHUNNILALL, et al., 2014). A eficiência de detecção do sistema é o produto de três contribuições principais: eficiência de acoplamento, eficiência de absorção e eficiência quântica interna. A eficiência do acoplamento considera todas as perdas de acoplamento do canal de saída óptica do experimento ao detector de nanofio. Eficiência de absorção descreve a probabilidade de que um fóton que chega ao detector seja realmente absorvido no material de nanofios supercondutores. Eficiência quântica interna é a probabilidade de um fóton absorvido ser convertido em sinal elétrico registrável. Pode-se equacionar a eficiência de detecção da seguinte forma:

$$\eta = \eta_{ac}\eta_{ab}\eta_{qi}\quad (3.33)$$

onde η é a eficiência de detecção, η_{ac} é a eficiência de acoplamento, η_{ab} é a eficiência de absorção e η_{qi} a eficiência quântica interna (CHUNNILALL, et al., 2014).

2. (*Dark Count – Taxa de contagem de escuro*)

Detectores de fótons únicos ocasionalmente registram eventos mesmo quando não há incidência de fótons. Tal ruído do detector é comumente referido em termos da taxa de contagem de escuro (*dark count*), que é composta de três contribuições principais: ruído eletrônico, fundo de radiação e contagens escuras intrínsecas. Como qualquer outro tipo de ruído num sistema de medição, estes efeitos são indesejados, porém, devem ser levados em consideração no procedimento de medição (CHUNNILALL, et al., 2014).

3. (*After- Pulse – Probabilidade de pós-pulso*)

Após o fim de uma avalanche, alguns elétrons podem ser presos nos níveis de energia no interior do *gap* do material semiconductor durante algum tempo na região de multiplicação devido à alta intensidade do campo elétrico onde ocorrem a ionização por impacto. Estes elétrons podem se desprender gerando uma avalanche devido a incidência de um fóton anteriormente detectado, que se constitui, portanto, em uma falsa avalanche (CHUNNILALL, et al., 2014).

4. (*Dead Time – Tempo morto*)

Para um detector de fótons, o tempo morto (*dead time*) é definido como o intervalo de tempo após um evento de detecção quando o detector é incapaz de fornecer uma resposta ao um fóton de entrada (CHUNNILALL, et al., 2014).

5. (*Jitter – Incerteza Temporal*)

Este parâmetro caracteriza a variação do intervalo de tempo entre a detecção de um fóton e a geração de um impulso elétrico de saída. Este intervalo de tempo do detector é um parâmetro determinante para vários tipos de aplicações e é importante que este seja suficientemente inferior à duração do pulso, de forma que seu efeito seja suficientemente desprezível (CHUNNILALL, et al., 2014).

6. (*Spectral range – Intervalo espectral*)

A eficiência de detecção η , definida anteriormente, pode variar com o valor do comprimento de onda da luz que se deseja detectar. Isto ocorre porque cada material possui um tipo de dependência com o comprimento de onda distinto, materiais são mais

sensíveis para certas regiões do espectro eletromagnético e os valores mais comuns são 780 nm, 850 nm, 1300 nm e 1550 nm (CHUNNILALL, et al., 2014).

É importante ressaltar que os avanços no desenvolvimento de SPADs de InGaAs/InP buscam aumentar a frequência de operação destes detectores, além de minimizar o fenômeno do pós-pulso (SILVA; XAVIER; WEID, 2011).

3.4.3

Detectores semicondutores

O detector semicondutor mais utilizado com objetivo de contar fótons é chamado de fotodiodo avalanche (do inglês, APD - *Avalanche Photodiode*), pois estes são capazes de detectar fótons, ou seja, são detectores capazes de operar numa região de muito baixa potência, da ordem de nW em diante. O fotodiodo avalanche é formado por uma junção p-n que quando é polarizado com uma tensão reversa, é gerado um aumento da sua corrente elétrica de maneira que esta atravessa o fotodiodo e uma vez iniciada, precisa ser extinta para que não prejudique o dispositivo. Nos fotodiodos avalanche, o fenômeno físico relacionado ao ganho interno de corrente é conhecido como ionização por impacto. Em determinadas condições, a absorção de um único fóton pelo material semicondutor pode gerar uma foto-corrente que pode ser detectada. Esta foto-corrente é conhecida como corrente em avalanche. Este modo de operação é conhecido como modo Geiger, no qual o APD é polarizado reversamente. Dependendo da aplicação, é necessário que se interrompa a corrente em avalanche, assim, redefine-se o detector de forma que ele possa receber mais fótons. Este processo de supressão de corrente é chamado de *quenching* (AGRAWAL, 2014).

Nesta dissertação, foi utilizado o fotodiodo avalanche de InGaAs/InP. Este é conhecido na literatura como um tipo de SPAD. Os SPADs podem ser classificados de acordo com o modo de operação como contínuo (*free-running*) ou gatilhado. No modo contínuo, após cada avalanche a sensibilidade do dispositivo é reestabelecida assim que possível. À exceção de um inevitável período de tempo morto, o detector se mantém continuamente apto a desencadear uma avalanche até a ocorrência de um novo evento de detecção. Já no modo gatilhado, a sensibilidade do detector é suficiente para detectar fótons apenas durante intervalos curtos de tempo, as chamadas janelas de detecção, de acordo com um sinal elétrico de gatilho (*trigger*), geralmente periódico (SILVA; XAVIER; WEID, 2011).

Os SPADs de InGaAs/InP possuem uma tecnologia avançada e são encontrados para comercialização com facilidade, adequando-se bem a sistemas de transmissão de fótons por fibras ópticas, com maior eficiência na região do infravermelho. Devido ao seu maior ruído comparado aos SPADs de Si (SILVA, 2011), os SPADs de InGaAs operam geralmente no modo gatilhado. Além disso, são os dispositivos mais promissores para detecção de fótons únicos no comprimento de onda de 1550 nm.

A figura 8 apresenta a estrutura do SPAD de InGaAs/InP, onde o uso de um semiconductor de *bandgap* menor estende a sensibilidade da detecção de fótons únicos para comprimentos de onda de telecomunicações.

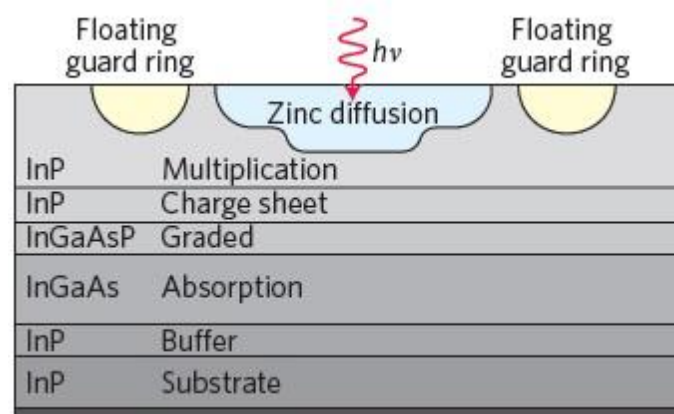


Figura 8: Estrutura interna de fotodiodos avalanche (CARNEIRO, ELISA DE FREITAS, 2017)

Outro SPAD muito utilizado é o de silício (Si). A principal diferença entre o SPAD de Si e o de InGaAs/InP é a faixa espectral, visto que o SPAD de Si opera numa faixa de 800 nm a 1300 nm.

3.5 Outros tipos de detectores de fótons

Emitir luz em consequência da absorção de energia é uma propriedade presente na maioria dos materiais. Sabe-se que um átomo que perde elétrons fica em estado excitado, e um dos mecanismos para retornar a um estado fundamental envolve emissão de luz. Por meio destas e outras propriedades da interação entre a luz e a matéria, construiu-se basicamente outros dois tipos de detectores ópticos: fotomultiplicadores e detectores supercondutores.

3.5.1

Tubos fotomultiplicadores

A estrutura básica de uma fotomultiplicadora ou PMT, é apresentada na Fig. 9. Os componentes principais da estrutura são: *fotocatodo*, a óptica de focalização dos elétrons, *dinodos* e o *anodo*. O processo de multiplicação inclui inicialmente a transferência da energia do fóton (tipicamente ~ 3 eV) para um elétron no fotocatodo, o transporte do elétron até a superfície do catodo e o transporte do elétron até o primeiro dinodo. A partir deste ponto, os elétrons são conduzidos num processo de multiplicação até o anodo (CARNEIRO, 2017).

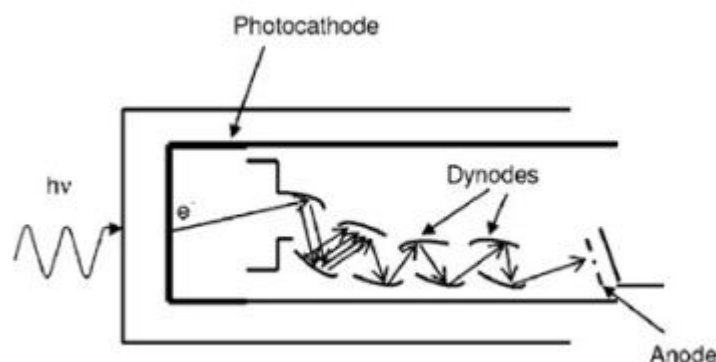


Figura 9: Desenho esquemático de um fotomultiplicador. (CARNEIRO, 2017).

O arranjo da fotomultiplicadora composta pelos dinodos portanto gera um ganho em corrente elétrica. Com n dinodos o ganho é expresso por $G = \theta \delta^n$, sendo θ a fração de fotoelétrons coletados (próximo de um para os melhores tubos). O valor de δ é próximo de 5 para os dinodos convencionais. Seu valor depende naturalmente da tensão entre dinodos. Ganhos da ordem de $10^6 - 10^7$ são portanto atingíveis com fotomultiplicadoras de 10 estágios. O processo de multiplicação tem um aspecto estatístico importante. Pode-se mostrar que admitindo-se que a geração de elétrons nos dinodos siga uma distribuição de Poisson, que o valor médio do número total de elétrons produzidos para um elétron gerado no primeiro dinodo é δn , com variância $1/(\delta-1)$. Uma melhor resolução em energia é portanto obtida com valores altos de δ .

3.5.2

Detectores supercondutores de fótons únicos

Os detectores de fótons únicos supercondutores, surgiram por meio do desenvolvimento do bolômetro, que também é um tipo de detector. Este instrumento foi utilizado pela primeira vez em 1878, por Samuel Pierpont Langley, com o propósito de medir a energia incidente dos fótons através do aquecimento de um material que tem sua resistência elétrica dependente da temperatura. Contudo, o salto de bolômetro como detector de fóton único foi dado apenas em 1991 por Gol'tsman e outros. Este dispositivo ficou conhecido como detector supercondutor de fóton único (SSPD) ou detector de fóton único de nanofios supercondutores (SNSPD, do inglês *Superconducting Nanowire Single-Photon Detector*) (FERRARI; SCHUCK; PERNICE, 2018).

Nos últimos anos, pesquisadores estão aprimorando o desempenho dos SNSPDs. Os SNSPDs fornecem desempenho superior para detecção de banda larga de luz fraca com alta eficiência de detecção (η), excelente relação sinal-ruído (SNR), tempo de recuperação rápido e baixo *jitter*. As propriedades notáveis dos SNSPDs são benéficas para uma ampla gama de aplicações em domínios quânticos e clássicos, desde computação quântica, comunicação segura e metrologia até luz fraca clássica. Os SNSPDs são alternativas interessantes para a detecção e contagem de fótons únicos no comprimento de onda de telecomunicações e na região do infravermelho. A figura 10 ilustra seu funcionamento de forma mais detalhada (FERRARI; SCHUCK; PERNICE, 2018).

O funcionamento do dispositivo SNSPD pode ser descrito do seguinte modo: o nanofio é mantido bem abaixo de sua temperatura crítica supercondutora T_c . Neste momento, uma corrente de polarização IB passa pelo fio, que é uma corrente inferior a uma corrente crítica IC, que é definida como a energia cinética máxima dos pares de elétrons, ou neste caso, estes elétrons também são chamados de pares de Cooper. Quando um fóton único é detectado pelo nanofio supercondutor, haverá a possibilidade de ser absorvido por um dos pares de Cooper. Como a energia do fóton ($E_{ph} \approx 1 \text{ eV}$) é geralmente muito maior que a distância média de energia supercondutora $\Delta E \approx 1 \text{ meV}$, portanto, os fótons únicos têm energia suficiente para interagirem com os pares de Cooper, ou seja, o par quebrará em quase-partículas de energia elevada que começam uma cascata de geração adicional de quase-partículas formando assim um hot-spot. O

número de quase-partículas geradas nesse processo de avalanche torna-se maior à medida que aumentamos a energia fotônica inicial E_{ph} . Embora, quanto menor a variação de energia em um supercondutor, menos energia é necessária para criar uma quantidade suficiente de quase-partículas. A corrente através da secção transversal do local de absorção tem agora de ser mantida por uma quantidade reduzida de pares de Cooper, o que fará com que a corrente IC diminua, mesmo nas direções onde não haviam sido diretamente afetadas. Portanto, a densidade de corrente total torna-se maior que a densidade de corrente crítica e gera uma barreira resistiva na largura do nanofio.

O crescimento abrupto na resistência de zero para um valor finito gera um pulso de tensão de saída que é medido entre os nanofios. Deste modo, surge o efeito Joule (através da polarização DC) auxilia o aumento da região resistiva ao longo do eixo do nanofio até que o fluxo de corrente é interrompido e a corrente de polarização é desviada por um circuito externo. Isso fornece as condições necessárias para que a região resistiva se reduza, fazendo com que o nanofio volte ao seu estado supercondutor inicial. Neste processo, a constante de tempo dependência da indutância do circuito elétrico e do dispositivo. Para um detector SNSPD, o tempo efetivo é da ordem de nanossegundos (NATARAJAN; TANNER; HADFIELD, 2012), (CARNEIRO, 2017).

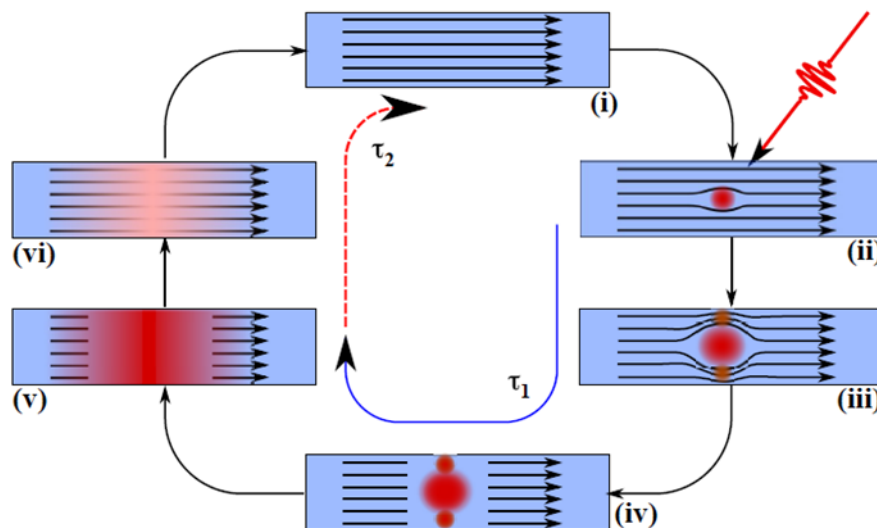


Figura 10: Modo de operação básico para o detector SNSPD.

Com base na figura 10, o modo de operação do detector SNSPD, detalhado na figura 10, pode ser descrito com os seguintes passos: (i) o nanofio supercondutor é

mantido bem abaixo de sua temperatura crítica e é polarizado apenas com corrente contínua (DC) abaixo da corrente crítica; (ii) quando um fóton é absorvido pelo nanofio, cria um pequeno ponto resistivo; (iii) uma corrente é forçada a fluir ao longo da periferia do ponto resistivo. Como os nanofios de NbN são estreitos, a densidade de corrente local em torno do ponto resistivo aumenta, excedendo a densidade de corrente crítica supercondutora; (iv) Isso, por sua vez, leva à formação de uma barreira resistiva em toda a largura do nanofio; (v) Efeito Joule (via polarização DC) auxilia o crescimento da região resistiva ao longo do eixo do nanofio até que o fluxo seja bloqueada e a corrente de polarização seja desviada pelo circuito externo; (vi) Isso permite que a região resistiva diminua e o fio se torna totalmente supercondutor novamente; e (i) a corrente de polarização através do nanofio retorna ao valor original (NATARAJAN; TANNER; HADFIELD, 2012).

3.6

Comparação entre os detectores de fótons únicos apresentados

A tabela 2, apresenta uma análise comparativa das características dos diferentes tipos de detectores de fótons mencionados.

Tabela 2 - Performance dos detectores de fótons únicos mais utilizados (CARNEIRO, 2017).

Detector	Temperatura de operação	Eficiência de detecção	Tempo de <i>Jitter</i>	Contagem de escuro	Máxima taxa de contagem
PMT (<i>visible-near-infrared</i>)	300 K	40 % para 500 nm	300 ps	100 Hz	10 MHz
PMT (<i>Infrared</i>)	200 K	2 % para 1550 nm	300 ps	200 KHz	10 MHz
SPAD-Si (junção grossa)	250 K	65 % para 650 nm	400 ps	25 Hz	10 MHz
SPAD-Si (junção fina)	250 K	49 % para 550 nm	35 ps	25 Hz	10 MHz
SPAD(InGaAs)	200 K	10 % para 1550 nm	370 ps	91 KHz	10 MHz
SNSPD (meandre)	3 K	0,7 % para 1550 nm	60 ps	10 Hz	100 MHz
SNSPD (new)	1,5 K	57 % para 1550 nm	30 ps	X	1 GHz

4

Materiais e métodos

Neste capítulo, são expostos os materiais (instrumentos de medição) e métodos que foram utilizados com a finalidade de realizar uma avaliação metrológica num SPAD no modo Geiger por meio de atenuação óptica.

Para alcançar o propósito desta dissertação, foram realizados três Ensaio. O primeiro Ensaio foi realizado com o objetivo de validar a configuração experimental implementada por meio de uma medição relativa. Já o segundo e o terceiro, fazem parte da proposta principal desta pesquisa. Os tópicos 4.1, 4.2 e 4.3 apresentam os detalhes de cada Ensaio realizado e a seção 4.4 uma comparação entre eles.

4.1

Materiais utilizados

Nesta seção, são apresentados os instrumentos de medição utilizados e informações relevantes para cada etapa dos Ensaio realizados. É importante mencionar que foram utilizados os mesmos instrumentos em todos os Ensaio feitos, com exceção da aquisição de dados que foi feita de duas formas diferentes. Os instrumentos de medição utilizados foram os seguintes:

- laser (CW, do inglês continuous wave - onda contínua da marca ILX Lightwave – modelo 79710 Fiber Optic Switch)
- AOV-1 (Atenuador óptico variável da marca Eigenlight – modelo 410)
- *Power Meter* (marca Thorlabs- modelo PM 20)
- Beam Splitter (BS 50/50)
- AOV-2 (Atenuador óptico variável – marca Anritsu – modelo MN9610B)
- SPAD de InGaAs/InP da marca ID Quantique

A unidade de processamento foi composta por um microcomputador e um contador eletrônico para o Ensaio 1. No Ensaio , foi utilizada uma FPGA (do inglês, Field Programmable Gate Array) no lugar do contador eletrônico, sendo os motivos relacionados a esta mudança expostos na subseção 4.3 deste mesmo capítulo.

A configuração experimental apresentada na figura 11 e figura 12, foi implementada nos Ensaio 1, 2 e 3, no qual o laser foi conectado ao AOV-1 por meio de cabos de fibras ópticas padrão de telecomunicações, o que garante o alinhamento do

modo espacial é garantido por um único modo espacial. Após o AOV-1, foi inserido o BS 50/50, que teve uma de suas saídas conectadas ao Power Meter (PM), a outra saída foi conectada ao AOV-2. Este segundo atenuador óptico variável (AOV-2) foi conectado ao detector SPAD para os Ensaios de contagem de fótons.

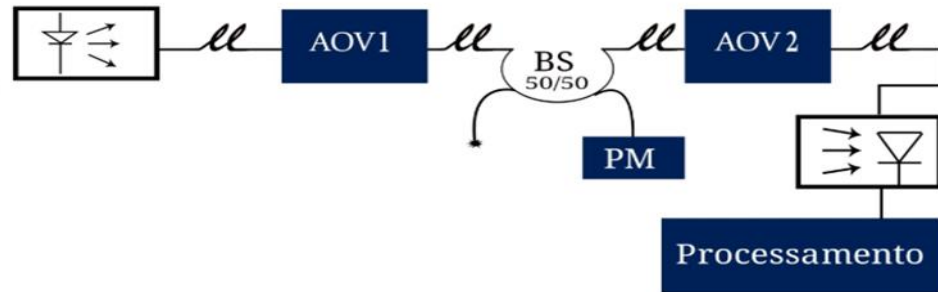


Figura 11- Configuração experimental implementada. (Figura do autor desta dissertação).

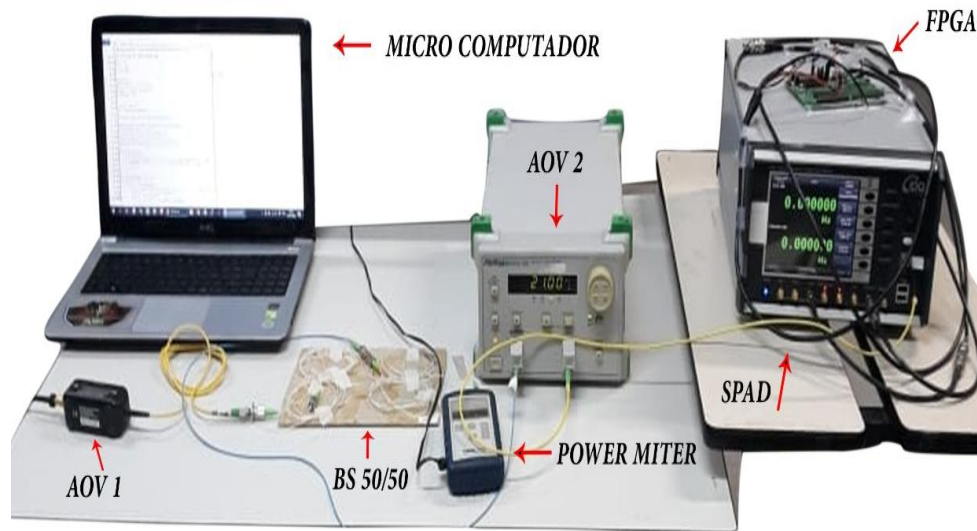


Figura 12 - Configuração experimental implementada. A figura não mostra o laser utilizado que foi conectado por uma fibra óptica ao AOV-1 pois este estava em uma outra bancada (Figura do autor desta dissertação).

4.2

Ensaio 1 (Validação do sistema de detecção)

O Ensaio 1, foi inicialmente a primeira proposta para esta dissertação, porém, como será explicado no capítulo 5, a pesquisa evoluiu para uma outra abordagem que foi utilizada nos Ensaio 2 e 3.

A configuração experimental implementada apresentada nas figuras 11 e 12, foi feita com o objetivo de medir a atenuação de potência óptica com um *Power Meter* (Medidor de Potência) e a contagem de fótons incidentes no detector SPAD. A atenuação óptica pode ser definida como

$$A[\text{dB}] = 10 \cdot \log \frac{P}{P_0} \quad (4.1)$$

sendo P o valor da potência óptica medida depois de um atenuador óptico e P_0 corresponde ao valor de potência óptica de referência que, no presente trabalho é igual a 1 mW (AGRAWAL, 2014).

Utilizou-se um laser com os valores de atenuação óptica e comprimento de onda fixos em $-1,78 \pm 0,03$ dB e 1551,7 nm respectivamente. Este laser por sua vez, foi conectado em um AOV – 1, no qual os valores de atenuação óptica foram modulados na faixa de $-15,22$ dB à $-27,22$ dB. A atenuação óptica no AOV-2 foi fixada de $-62 \pm 0,05$ dB. Este segundo atenuador óptico foi conectado ao detector SPAD de marca ID Quantique para a contagem dos fótons pelo detector. A faixa de atenuação estimada imediatamente antes do SPAD foi de -82 dB à -94 dB. O detector SPAD foi ligado a uma unidade de processamento composta por um contador eletrônico e um microcomputador.

Considerou-se o detector SPAD no modo gatilhado com um valor fixo para largura de janela de 4 ns. Assumindo-se que fora da duração temporal da janela de detecção não pode haver detecção de fótons, mesmo que o dispositivo seja submetido a uma fonte óptica no regime de modo contínuo, o SPAD se mantém inativo na maior parte do tempo, uma vez que a frequência típica de aquisição destes detectores é de 1 MHz.

Para este primeiro Ensaio, foi obtido um número médio de janelas da ordem de 10^4 em um intervalo de tempo de 30 minutos. Cabe mencionar que a eficiência de

detecção (*detection efficiency*) do SPAD foi fixada no valor de 20 % e o tempo morto (*dead time*) fixado no valor de 1 microssegundo.

4.3

Ensaio 2 (Avaliação do efeito da largura de janela no desempenho linear do detector)

A configuração experimental implementada foi a mesma das figuras 11 e 12, porém, com algumas diferenças na potência do laser e no intervalo de atenuação óptica modulado no atenuador óptico variável. Outra diferença está na unidade de processamento, que desta vez foi composta por uma FPGA e um microcomputador. A FPGA foi inserida no lugar do contador eletrônico, pois possui maior resolução temporal podendo fazer uma maior aquisição de dados em um menor tempo de integração T. Pode-se dizer que esta é a grande diferença entre o Ensaio 1, que foi feita com o contador eletrônico e os Ensaios 2 e 3 que foram realizadas com a FPGA, pois no Ensaio 1, o detector foi configurado no modo de gatilho, já nos Ensaios 2 e 3 foi enviado um “clock” (sinal digital periódico) na frequência de 1 MHz para o detector pela FPGA. Graças a este sinal, o detector pode manter-se no modo gatilhado durante a aquisição dos dados e fazer a aquisição de dados num tempo muito menor. Para este Ensaio, foi obtido um número médio de janelas (N_j) da ordem de 10^6 .

Além desta mudança, foi fixada uma amplificação óptica de $10 \pm 0,03$ dB no laser e um comprimento de onda de 1556,5 nm. No atenuador óptico variável 1 (AOV-1), foram moduladas as atenuações ópticas no intervalo de -25 à -54 dB e no atenuador óptico variável 2 (AOV-2), foi mantido com uma atenuação óptica fixa em $-20 \pm 0,05$ dB. Como o leitor pode perceber, as atenuações ópticas escolhidas neste segundo experimento foram menores que as atenuações ópticas do conjunto de medição 1. Isto foi feito porque pretendeu-se a partir dos Ensaios 2 e 3, obter um valor considerado aceitável de atenuação óptica estimada imediatamente antes do SPAD para calibração do mesmo. A última diferença entre os Ensaios 2 e 3 e o Ensaio 1 foi o valor empregado para a eficiência de detecção do SPAD. No Ensaio 1 utilizou-se 20 %, e nos Ensaios 2 e 3, 15 %. A mudança foi motivada pela melhor relação de compromisso entre eficiência de detecção de 15 %, tempo morto de 10 μ s e largura de janela de 4 ns, segundo a literatura (ARNEIRO *et al.*, 2017). Deste modo, foram feitas 4 medições repetidas de contagens do detector de fótons para 11 valores de atenuação óptica, com o propósito de adquirir dados suficientes para realização de uma avaliação metrológica

com estimativa da incerteza de medição. A faixa de atenuação óptica estimada imediatamente antes do SPAD foi de -38 dB a -68 dB. Este procedimento foi feito para cinco larguras de janela: 4 ns, 8 ns, 12 ns, 16 ns e 20 ns. Para o Ensaio , foi fixado um tempo morto de 1 μ s e o tempo de aquisição em cada medição foi de 5 segundos.

4.4

Ensaio 3 (Avaliação do impacto da atenuação óptica do laser no desempenho linear do detector, para diferentes larguras de janela de detecção)

O Ensaio 3 foi feito variando a potência do laser e o atenuador óptico 2 (AOV-2) com a mesma configuração experimental da figura 11 e 12. Conforme foi visto na seção 3.2, sabe-se que a partir da variação da potência óptica, o espectro do laser também sofre uma alteração. Por este motivo, foram feitos Ensaio variando a potência óptica da fonte, buscando saber se isso traria um aumento significativo dos níveis de incerteza de medição. Num primeiro momento, o fato da potência do laser ter sido mantida longe da sua corrente de limiar, faz com que a emissão dos fótons sempre continue seguindo uma distribuição de Poisson, o que nos faz prever que não haverá um aumento nos níveis de incerteza de medição significativos. O procedimento de medição foi feito em três etapas:

- 1) O primeiro atenuador óptico variável (AOV-1) foi mantido fixo no valor de -30 dB.
- 2) Foi fixada no segundo atenuador variável (AOV-2) uma atenuação fixa de -15 dB.
- 3) Variou-se a atenuação óptica do laser nos valores de 0 dB, 2 dB, 4, dB, 6 dB, 8 dB e 10 dB, observado-se esta variação no *Power Meter*, posicionado depois do *beam splitter* (BS 50/50).

Este mesmo procedimento foi realizado também fixando os valores de -30 dB e -45 dB no segundo atenuador óptico, com objetivo de fornecer ao detector de fótons valores de potência óptica distintos, ou seja, uma faixa de potência óptica menor, uma faixa de potência óptica intermediária e outra faixa de potência óptica maior. Este procedimento foi feito para as larguras de janela de 4 ns, 8 ns, 12 ns, 16 ns e 20 ns. Faixa de atenuação óptica estimada imediatamente antes ao SPAD foi de $-37,9$ dB à $-77,9$ dB. Este conjunto de medição, foi obtido um número médio de janelas da ordem de 10^6 em um intervalo de tempo de 5 segundos.

Assim, foram obtidas 4 medições de contagens no detector de fótons para 6 valores de atenuação óptica, também para uma eficiência de detecção de 15 %. Para todo o 3 conjuntos de medição, foi fixado um tempo morto de 1 μ s.

4.5

Comparação entre os Ensaios 1, 2 e 3

A tabela 3, apresenta uma análise comparativa dos parâmetros variados ou fixados para os conjuntos de medição 1, 2 e 3.

Tabela 3 Análise comparativa dos parâmetros variados ou fixados para os conjuntos de medição 1, 2 e 3.

Ensaio	η (%)	Tempo morto μ (s)	λ (nm)	Largura de janela (ns)	Frequência de aquisição (H z)	Tempo de aquisição (S)	Atenuação fixa no lazer (dB)	Faixa de atenuação óptica (dB)
Ensaio 1	20	1	1551,7	4	10^6	1800	-1,78	-82 a -94
Ensaio 2	15	1	1556,5	4,8,12	10^6	5	10	
				16 e 20				-38 a - 68
Ensaio 3	15	1	1556,5	4,8,12	10^6	5	0,2,4,6,8 e	
				16 e 20			10	- 37,9 a -77,9

4.6

Estimativa da incerteza de medição

Para análise das fontes de incerteza dos experimentos desenvolvidos, são considerados erros aleatórios associados à incerteza-padrão tipo A, e os erros sistemáticos são relacionados a incerteza-padrão tipo B. Por último, obtém-se a incerteza expandida, sendo o procedimento completo do cálculo de incerteza aplicado aos Ensaios 2 e 3. Para o Ensaio 1, não foi feita uma avaliação da incerteza de medição tipo A, pois apenas uma medida foi feita para cada valor de atenuação óptica estimada antes do SPAD. Portanto, para o Ensaio 1, tem-se apenas a incerteza tipo B, que é a mesma também para os demais conjuntos de medição (Ensaios 2 e 3).

Os passos seguidos para estimativa da incerteza de medição basearam-se no guia para a expressão de incerteza de medição (GUM) (BARATTO et al., 2008) e estão listados a seguir:

- 1) Análise do processo de medição por meio de um modelo matemático da dependência do mensurando (grandeza de saída) Y e com as grandezas de entrada X_i , conforme a equação $Y = f(X_1, X_2, X_3, \dots, X_N)$. Este modelo matemático é elaborado a partir de conhecimentos teóricos obtidos previamente sendo utilizado nos cálculos de propagação de incerteza.
- 2) Identificação das fontes de incerteza
- 3) Cálculo da incerteza Tipo A para grandezas medidas repetidamente.
- 4) Avaliação das covariâncias relacionadas com às estimativas de entrada que sejam correlacionadas, caso existam.
- 5) Obtenção dos valores de distribuição de probabilidades e incertezas com base em conhecimentos experimentais ou teóricos relacionados a erros sistemáticos (Incerteza Tipo B).
- 6) Obtenção da incerteza relativa por meio da derivação do modelo matemático (caso haja uma medição indireta).
- 7) Cálculo da incerteza padrão combinada $u_c(y)$, que é a raiz da soma quadrática das contribuições para a incerteza padrão $u_i(y)$.
- 8) Cálculo da incerteza expandida U , que é a multiplicação de $u_c(y)$ associada à grandeza de saída por um fator de abrangência k escolhido da tabela t-Student em função dos graus de liberdade efetivos v_{ef} , para uma probabilidade de abrangência de aproximadamente 95,5 %.

4.6.1 Modelo matemático da medição

A principal grandeza associada à utilização de qualquer dispositivo contador de fótons é o $\bar{\mu}$ (número médio de fótons por janela). Portanto, por convenção, assumiu-se que os valores absolutos de incerteza de medição deveriam estar associados a essa grandeza, considerada a grandeza de saída para as curvas de calibração que serão apresentadas no capítulo 6. O número médio de fótons por janela é obtido indiretamente por meio do número de contagens N_c que, por sua vez, é medido diretamente. Deste modo, é natural associar a equação (3.32), como o modelo matemático para obtenção da incerteza tipo A.

Para o Ensaio 1 foi feita uma análise estatística que pode ser considerada uma caracterização do SPAD e uma validação da configuração experimental implementada (figuras 11 e 12).

5

Resultados experimentais

O presente capítulo tem como objetivo descrever os resultados obtidos para cada um dos três Ensaios apresentados no capítulo 4. É importante citar que o Ensaio 1 foi realizado tendo como propósito de validar a configuração experimental implementada, utilizando um tipo de abordagem e os Ensaios 2 e 3 têm como objetivo uma avaliação metrológica relacionada à largura de janela do detector de fótons únicos SPAD de InGaAs/InP, ou seja, foi utilizada uma segunda abordagem para os dois últimos Ensaios.

É importante novamente mencionar a relação entre potência óptica (no SI, expressa em watt – símbolo W) e o decibel (dB). Alguns resultados (tabelas e gráficos) são apresentados aqui ora em watt, ora decibel. A relação é dada por:

$$A[\text{dB}] = 10 \cdot \log \frac{P}{P_0} \quad (5.1)$$

sendo P o valor da potência óptica medida depois da atenuação óptica P₀ corresponde ao valor de potência óptica de referência, que neste trabalho é igual a 1 mW. A partir da equação (5.1), tem-se uma relação entre o miliwatt (mW) e o decibel (dB). Na área de telecomunicações, é muito comum o uso da sigla “dBm” para denotar uma potência expressa em decibels com relação a uma referência de 1mW, mas neste trabalho será usada a unidade dB para denotar a atenuação óptica (AGRAWAL, 2014).

A partir destas primeiras observações, serão apresentados agora os resultados de cada Ensaio (seções 5.1 a 5.3) e sua respectiva avaliação por meio de cálculos de incerteza de medição.

5.1 Ensaio 1

Um conjunto de Ensaios foram feitos com uma frequência de aquisição fixada em 1 MHz no detector. A largura da janela de detecção e a eficiência de detecção foram fixadas nos valores de 4 ns e 20 % respectivamente. O número médio de fótons por janela $\bar{\mu}$, foi calibrado por meio da variação da atenuação óptica em AOV-1, obtendo-se

atenuação óptica, nos quais, para cada um, integrou-se num tempo de 30 minutos a contagem de detecções no SPAD.

A tabela 4 apresenta os valores das atenuações ópticas obtidas em cada um dos dispositivos mostrados na configuração experimental implementada, além do valor de atenuação óptica estimada imediatamente antes do detector e seu correspondente valor de potência óptica em (pW) para o Ensaio 1. A potência fornecida ao detector de fótons está diretamente relacionada com o valor de atenuação óptica estimada imediatamente antes do SPAD.

Tabela 4 - Valores de atenuação óptica obtidos por meio da configuração experimental implementada e a correspondente potência fornecida ao detector de fótons únicos para o Ensaio 1.

Laser (dB)	AOV-1 (dB)	Power Meter (dB)	AOV-2 (dB)	Atenuação óptica estimada antes do SPAD (dB)	Potência óptica fornecida (pW)
- 1,78	- 15,22	- 20,00	- 62,00	- 82,00	6,31
- 1,78	- 16,22	- 21,00	- 62,00	- 83,00	5,01
- 1,78	- 17,22	- 22,00	- 62,00	- 84,00	3,98
- 1,78	- 18,22	- 23,00	- 62,00	- 85,00	3,16
- 1,78	- 19,22	- 24,00	- 62,00	- 86,00	2,51
- 1,78	- 20,22	- 25,00	- 62,00	- 87,00	2,00
- 1,78	- 21,22	- 26,00	- 62,00	- 88,00	1,59
- 1,78	- 22,22	- 27,00	- 62,00	- 89,00	1,26
- 1,78	- 23,22	- 28,00	- 62,00	- 90,00	1,00
- 1,78	- 24,22	- 29,00	- 62,00	- 91,00	0,80
- 1,78	- 25,22	- 30,00	- 62,00	- 92,00	0,63
- 1,78	- 26,22	- 31,00	- 62,00	- 93,00	0,50
- 1,78	- 27,22	- 32,00	- 62,00	- 94,00	0,40

A tabela 5, mostra a relação entre a atenuação óptica estimada antes do SPAD com a potência fornecida e o número de contagens N_c obtidas no detector.

Tabela 5 - Dados experimentais obtidos para o Ensaio 1, no qual foi utilizada uma largura de janela de 4 ns.

Atenuação óptica estimada antes do SPAD (dB)	Potência fornecida (pW)	Número de contagens (N _c)
- 82,00	6,31	44450
- 83,00	5,01	40869
- 84,00	3,98	37050
- 85,00	3,16	32690
- 86,00	2,51	28483
- 87,00	2,00	24003
- 88,00	1,59	20404
- 89,00	1,26	17067
- 90,00	1,00	13547
- 91,00	0,80	11039
- 92,00	0,63	9127
- 93,00	0,50	7350
-94,00	0,40	5980

Com estes valores obtidos neste primeiro Ensaio, foi feito o gráfico mostrado na figura 13, no qual apresenta-se o comportamento do número de contagens em função da atenuação óptica imediatamente antes do SPAD.

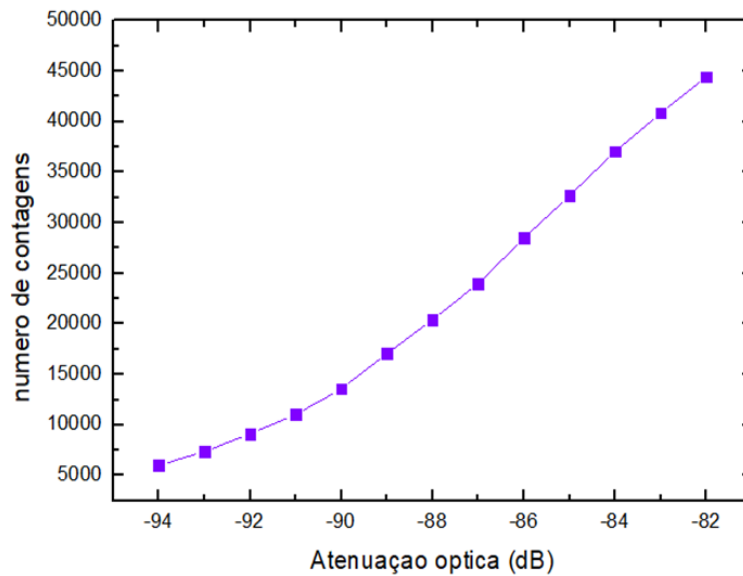


Figura 13: Número de contagens em função da atenuação óptica estimada antes do SPAD.

Com base nesta primeira abordagem, foi feita uma caracterização da probabilidade de detecção em função da atenuação óptica estimada imediatamente antes do detector, na qual, a soma da probabilidade de detecção de 0 ou 1 evento, sendo este evento a possibilidade do detector efetuar uma contagem, tanto verdadeira (detecção de um fóton), quanto uma contagem falsa (contagem de escuro). Esta caracterização foi feita calculando o número médio de fótons por janela ($\bar{\mu}$) pela equação (3.32), substituindo o mesmo na função distribuição de Poisson (equação 3.25) apresentada em 3.2.1 desta dissertação.

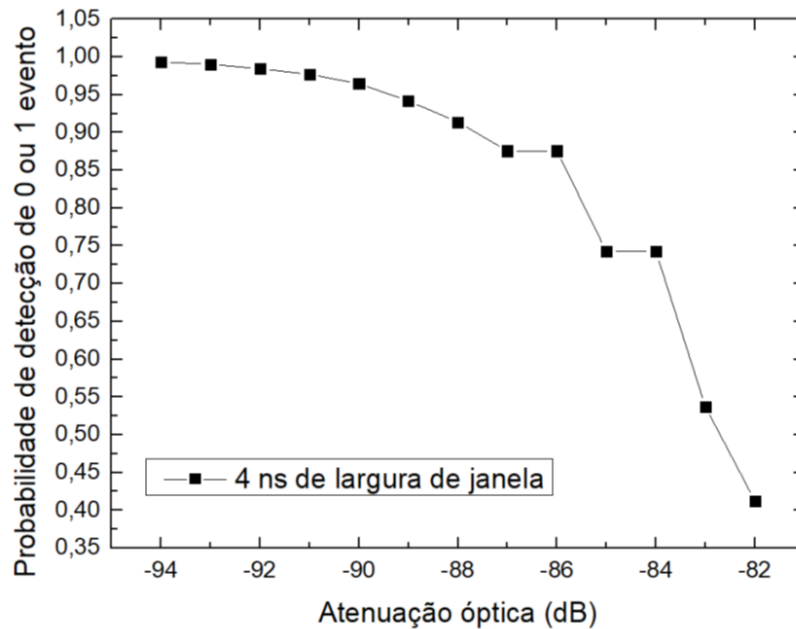


Figura 14: Comportamento da soma das probabilidades de detecção de 0 ou 1 evento em função da atenuação óptica estimada imediatamente antes do SPAD.

Por meio do gráfico da figura 14, percebe-se que somente os valores de atenuação óptica de -91 dB, -92 dB, -93 dB e -94 dB apresentaram uma probabilidade de detecção de 0 ou 1 evento superior a 95 %. A estimativa da incerteza de medição para o Ensaio 1 é apresentada na seção 5.5.2.

Nos Ensaio 2 e 3, para alcançar uma melhor probabilidade de detecção de 0 ou 1 evento, considerou-se o fato de que, segundo a literatura (ARNEIRO *et al.*, 2017), um valor de 15 % para eficiência de detecção apresenta uma melhor relação de compromisso entre eficiência de detecção, tempo morto de 10 μ s e largura de janela de 4 ns.

Buscando-se utilizar a eficiência de detecção mais apropriada (15 %); investigar a melhor faixa de atenuação óptica e de largura de janela de detecção para o procedimento de calibração do detector de fótons únicos; avaliar o impacto da atenuação da potência via laser; e propiciar uma análise da incerteza de medição com maior número de medições repetidas. Assim, foram feitos os Ensaio 2 e 3 conforme descritos nas seções 4.3 e 4.4 deste trabalho, cujo os resultados são apresentados nas seções 5.5.3 e 5.5.4, respectivamente.

5.2

Medição da contagem de escuro (*dark count*)

Antes de realizar o as medições referentes aos Ensaio 2 e 3, considerou-se importante fazer uma medição da contagem de escuro (*dark count*) do detector, que é a principal fonte de ruído do SPAD. Para isso, desligando o laser, foi feita uma aquisição de contagem de escuro no detector, com eficiência de detecção fixada no valor de 15 % para as larguras de 4 ns, 8 ns, 12 ns, 16 ns e 20 ns. Os resultados apresentados na tabela 6, correspondem aos valores de contagem associados ao ruído eletrônico do próprio SPAD.

Tabela 6 – Número de contagens (*Dark Count*) para diferentes larguras de janela de detecção.

Largura de janela de detecção (ns)	Número de contagens (N_c)
4	2
8	11
12	157
16	980
20	4703

A figura 15 caracteriza o comportamento não-linear da curva do número de contagens de escuro em função da largura de janela de detecção, demonstrando a maior possibilidade de impacto do ruído no resultado da medição para valores maiores da largura de janela.

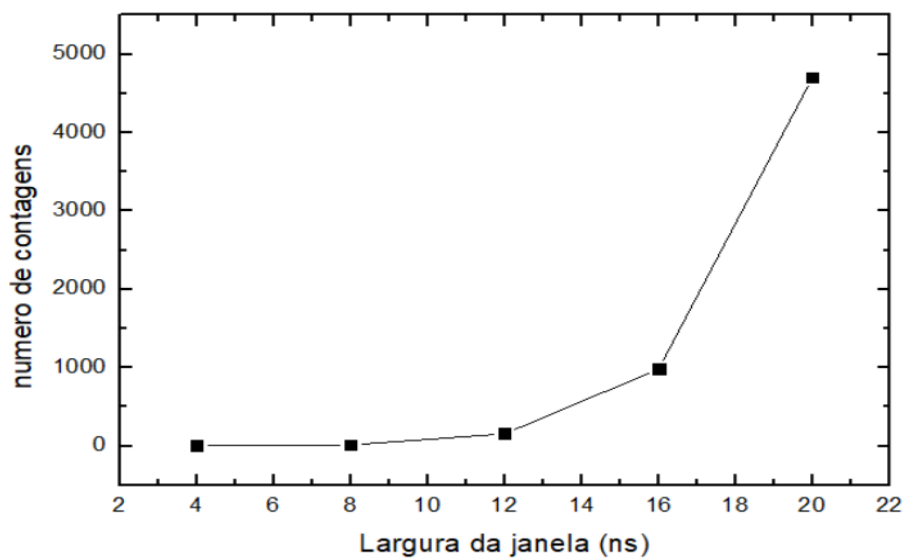


Figura 15: Caracterização da contagem de escuro em função da largura de janela da detecção

5.3 Ensaio 2

No Ensaio 2, foram realizados 4 medições repetidas de contagens (N_c) no SPAD para 11 valores de atenuações ópticas distintos, em 5 valores de largura de janela diferentes (4 ns, 8 ns, 12 ns, 16 ns e 20 ns). A tabela 7, apresenta os valores da atenuação óptica em cada um dos dispositivos que fazem parte da configuração experimental implementada (figura 11 e 12). A tabela também apresenta a estimativa do valor de atenuação óptica imediatamente antes do detector e o valor de potência óptica em nanowatt (nW) correspondente, que é fornecido ao sistema de medição.

Tabela 7 - Valores de atenuação óptica estimados imediatamente antes ao SPAD e seus correspondentes valores de potência óptica.

Fonte - laser (dB)	AOV-1 (dB)	Power Meter (dB)	AOV-2 (dB)	Atenuação óptica estimada antes do SPAD (dB)	Potência fornecida (nW)
10	-25	-18	-20	-38	158,49
10	-27	-21	-20	-41	79,43
10	-30	-24	-20	-44	39,81
10	-33	-27	-20	-47	19,95
10	-36	-30	-20	-50	10
10	-39	-33	-20	-53	5,01
10	-42	-36	-20	-56	2,51
10	-45	-39	-20	-59	1,25
10	-48	-42	-20	-62	0,63
10	-51	-45	-20	-65	0,31
10	-54	-48	-20	-68	0,15

A tabela 8 apresenta os resultados de número de contagens do detector, das quatro medições repetidas, para uma largura de janela de 4 ns, na faixa de atenuação de -38 dB a -68 dB, correspondentes à faixa de 0,15 a 158 nW de potência óptica. O mesmo procedimento foi realizado para as demais larguras de janela. Esta tabela apresenta também os valores de potência óptica fornecida, correspondentes a cada valor de atenuação óptica estimado imediatamente antes do SPAD.

Tabela 8 - Dados experimentais obtidos para o Ensaio 2, para 4 ns de largura de janela.

Atenuação óptica estimada antes do SPAD (dB)	Potência fornecida (nW)	Número de contagens 1	Número de contagens 2	Número de contagens 3	Número de contagens 4
-38	158,49	30087	30485	30638	30323
-41	79,43	15429	15966	15665	15634
-44	39,81	8003	7897	8044	8062
-47	19,95	4106	4080	3880	4001
-50	10	2053	2011	2035	1934
-53	5,01	980	1014	1001	994
-56	2,51	528	504	493	491
-59	1,25	255	224	261	255
-62	0,63	119	137	118	120
-65	0,31	58	68	74	56
-68	0,15	43	30	32	30

É importante ressaltar que o número total de janelas obtidas durante a aquisição dos dados foi de 1 048 576 janelas, e que os valores mostrados na tabela 8 resultam do número total de contagens medidos, subtraindo-se a contagem de escuro associada a cada largura de janela.

A figura 16 apresenta um gráfico do número médio de contagens em função da atenuação óptica estimada imediatamente antes ao SPAD, para cada largura de janela empregada.

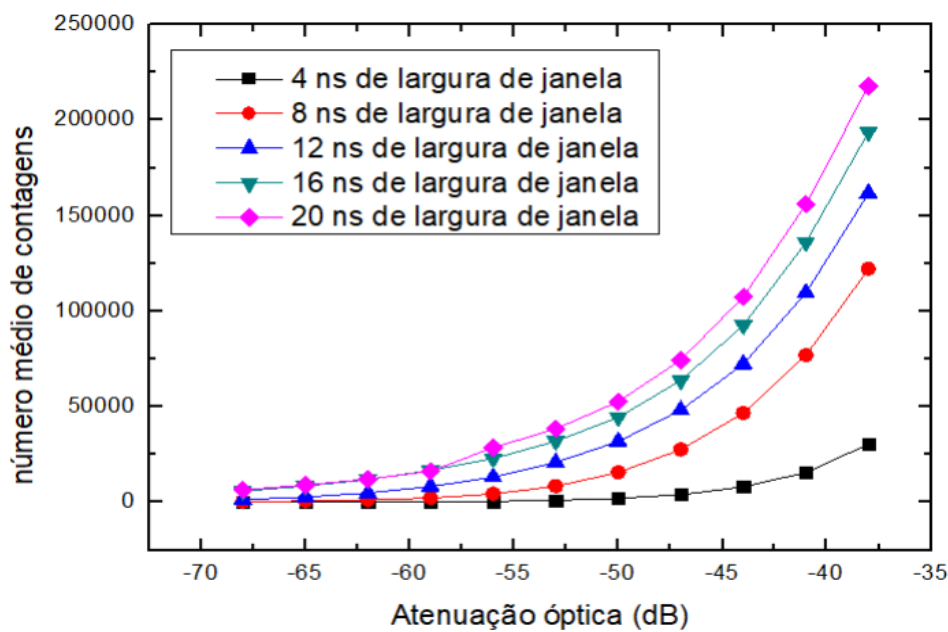


Figura 16: Comportamento do número médio de contagem no SPAD em função da atenuação óptica, que corresponde à faixa de potência óptica de 0,15 nW a 158,49 nW.

Em uma primeira análise, foram obtidas as probabilidades de detecção de 0 ou 1 evento de detecção de fótons únicos. Deste modo, 0 evento significa que não houve contagem e 1 evento significa que houve uma contagem. Decidiu-se chamar desta forma pois uma contagem não significa necessariamente que houve a incidência de 1 fóton, podendo ter sido originada por alguma contribuição de ruído eletrônico (contagem de escuro), assim como foi feito no Ensaio 1.

Como já foi discutido na seção 3.2, a emissão de fótons de um laser atenuado segue uma função distribuição de Poisson, assim, a probabilidade de detecção para 0 ou 1 evento foi obtida calculando primeiro o número médio de fótons por janela ($\bar{\mu}$), pela

equação (3.32) e depois aplicando este resultado na função distribuição de Poisson (equação 3.25). A partir da soma das probabilidades para 0 ou 1 evento, consegue-se plotar um gráfico para todas as larguras de janela.

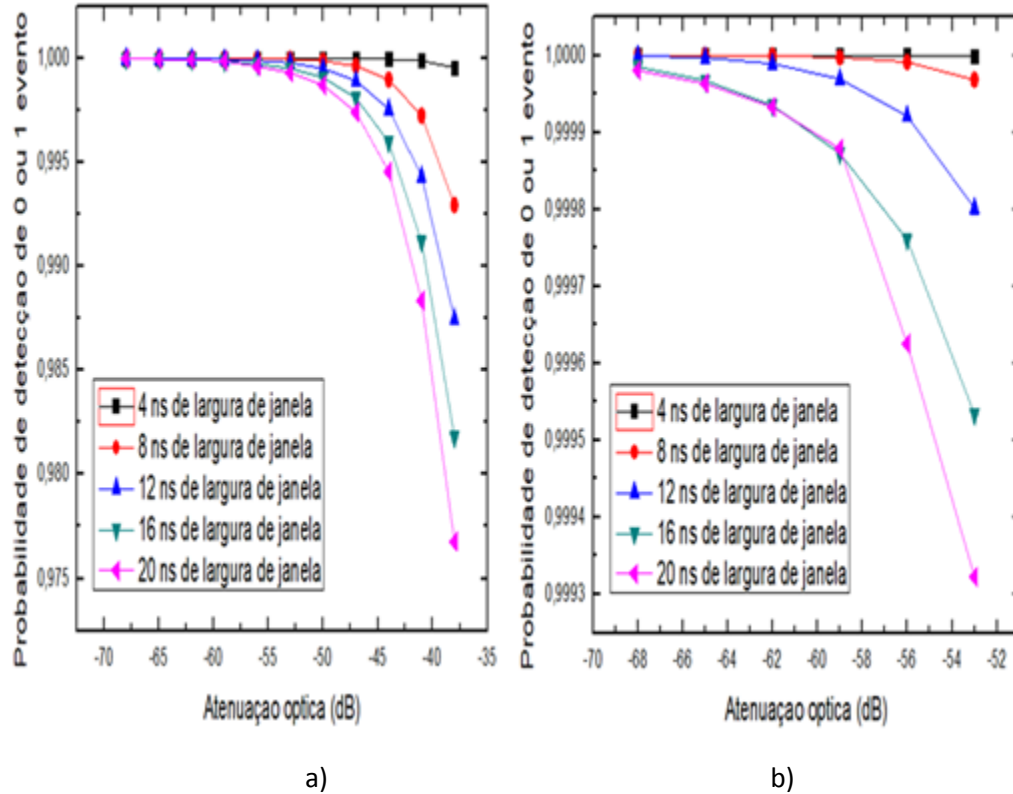


Figura 17: a) Comportamento da soma de probabilidade de detecção de 0 ou 1 evento em função da atenuação óptica estimada imediatamente antes do SPAD para o conjunto de medição 2; b) Zoom da figura 16 a) para uma análise mais detalhada na faixa de atenuação óptica de -50 dB à -68 dB.

No gráfico mostrado (figura 17 a), percebe-se que a probabilidade de detecção de 0 ou 1 evento em função da atenuação óptica estimada antes do detector tem um comportamento não linear. Porém, para maiores valores de atenuação óptica (-50 dB à -68 dB que correspondem a 10 nW e $0,15$ nW) e para os valores de 4 ns e 8 ns, observa-se um comportamento linear, observado na figura (17 b).

5.4 Ensaio 3

No Ensaio 3, foram realizadas 4 medições de contagens no SPAD, para 6 valores de atenuação óptica distintos, modulados diretamente na fonte óptica (laser) para 5 valores

de largura de janelas diferentes (4 ns, 8 ns, 12 ns, 16 ns e 20 ns). Este mesmo procedimento foi feito fixando os valores de -15 dB, -30 dB e -45 dB no AOV-2. Por meio deste procedimento, foram obtidas 3 faixas distintas de atenuação óptica, ou seja, uma faixa de menor, uma intermediária e outra de maior atenuação óptica, respectivamente nos valores de $-37,9$ dB a $-47,9$ dB; $-52,9$ dB a $-62,9$ dB; e $-67,9$ dB a $-77,9$ dB.

Na tabelas 9, são apresentados os valores das atenuações óptica medidos em cada um dos dispositivos mostrados na configuração experimental implementada, além do valor de atenuação óptica estimada imediatamente antes do detector, além do valor correspondente de potência óptica em nanowatt (nW) para o Ensaio 3 correspondente a menor faixa de atenuação óptica ($-37,9$ dB a $-47,9$ dB).

Tabela 9- Valores de atenuação óptica obtidos e a correspondente potência fornecida ao SPAD, com AOV-2 fixo em -15 dB, para largura de janela de 4 ns.

Fonte - laser (dB)	AOV-1 (dB)	Power Meter (dB)	AOV-2 (dB)	Atenuação óptica estimada antes do SPAD (dB)	Potência fornecida (nW)
0	-30	-32,9	-15	-47,9	16,21
2	-30	-30,7	-15	-45,7	26,91
4	-30	-28,6	-15	-43,6	43,65
6	-30	-26,8	-15	-41,8	66,07
8	-30	-24,8	-15	-39,8	104,71
10	-30	-22,9	-15	-37,9	162,19

Por meio do procedimento mencionado acima, realizou-se os Ensaios de contagem do SPAD. Como exemplo, pode-se apresentar este primeiro resultado na tabela 10, para a largura de janela de 4 ns. A tabela 10 apresenta também os valores de potência óptica fornecida correspondentes de cada valor de atenuação óptica estimada imediatamente antes ao SPAD, quando fixou-se uma atenuação óptica no valor de -15 dB no AOV-2.

Tabela 10 - Número de contagens no SPAD para a faixa de menor atenuação óptica, correspondente a – 37,9 dB até – 47,9 dB, para largura de janela de 4 ns.

Atenuação óptica (dB)	Potência fornecida (nW)	Número de contagens 1	Número de contagens 2	Número de contagens 3	Número de contagens 4
-47,9	16,21	3694	3809	3737	3818
-45,7	26,91	5988	6222	6164	6297
-43,6	43,65	9997	9987	9809	10088
-41,8	66,07	15420	15385	15488	15742
-39,8	104,71	24327	24354	24404	24081
-37,9	162,19	36531	36048	35991	36398

Os dados experimentais mostrados na tabela 11, foram obtidos repetindo o mesmo método para uma atenuação óptica fixa em – 30 dB no AOV-2.

Tabela 11 - Faixa de atenuação óptica intermediária. Dados obtidos para largura de janela de 4 ns.

Atenuação óptica (dB)	Potência fornecida (nW)	Número de contagens 1	Número de contagens 2	Número de contagens 3	Número de contagens 4
-62,9	0,51	117	104	113	119
-60,7	0,85	191	187	181	178
-58,6	1,38	339	338	314	287
-56,8	2,09	479	436	495	523
-54,8	3,31	740	801	779	784
-52,9	5,12	1228	1233	1192	1183

Os dados experimentais mostrados na tabela 12, foram obtidos repetindo o mesmo método para uma atenuação óptica fixa em – 45 dB no AOV-2.

Tabela 12 - Número de contagens para a faixa de maior atenuação óptica (– 45 dB no AOV-2), com largura de janela de 4 ns.

Atenuação óptica (dB)	Potência fornecida (nW)	Número de contagens 1	Número de contagens 2	Número de contagens 3	Número de contagens 4
-77,9	0,01	6	3	1	6
-75,7	0,02	2	2	3	8
-73,6	0,04	9	14	9	15
-71,8	0,06	19	29	16	13
-69,9	0,1	23	26	30	21
-67,9	0,17	34	40	39	44

A figura 18 apresenta uma média do número de contagens feitos com o SPAD para cada valor de largura de janela e para as três faixas de atenuação da potência óptica avaliadas nos Ensaios.

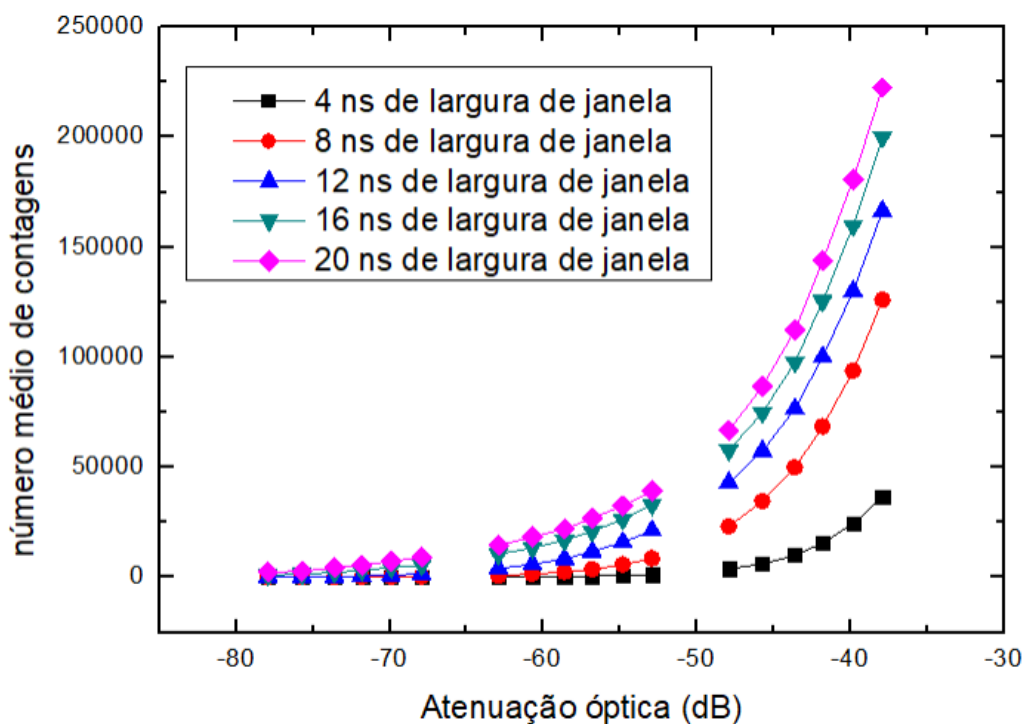


Figura 18: Comportamento do número médio de contagens em função da atenuação óptica estimada antes do SPAD. No gráfico, são representadas as três faixas de atenuação óptica avaliadas, correspondendo a um intervalo de potência óptica fornecida de 0,01 nW a 162,19 nW.

Para esta primeira análise, foram obtidas as probabilidades de detecção de 0 ou 1 evento no detector de fótons únicos. Deste modo, 0 evento significa que não houve contagem e

1 evento significa que houve uma contagem. Lembrando que decidiu-se chamar desta forma pois uma contagem não significa necessariamente que houve a incidência de 1 fóton, podendo ter sido originada por alguma contribuição de ruído (contagem de escuro). Como já foi discutido na seção 3.2, a emissão de fótons de um laser atenuado segue uma função distribuição de Poisson, assim, a probabilidade de detecção para 0 ou 1 evento foi obtida calculando primeiro o número médio de fótons por janela pela equação (3.32) e substituindo este resultado na função distribuição de Poisson (equação 3.25).

O resultado desta análise poder ser observado nos gráficos das figuras 19, 20 e 21, sendo cada um dos gráficos para as atenuações ópticas fixadas no AOV-2 (- 15 dB, - 30 dB e - 45 dB) respectivamente.

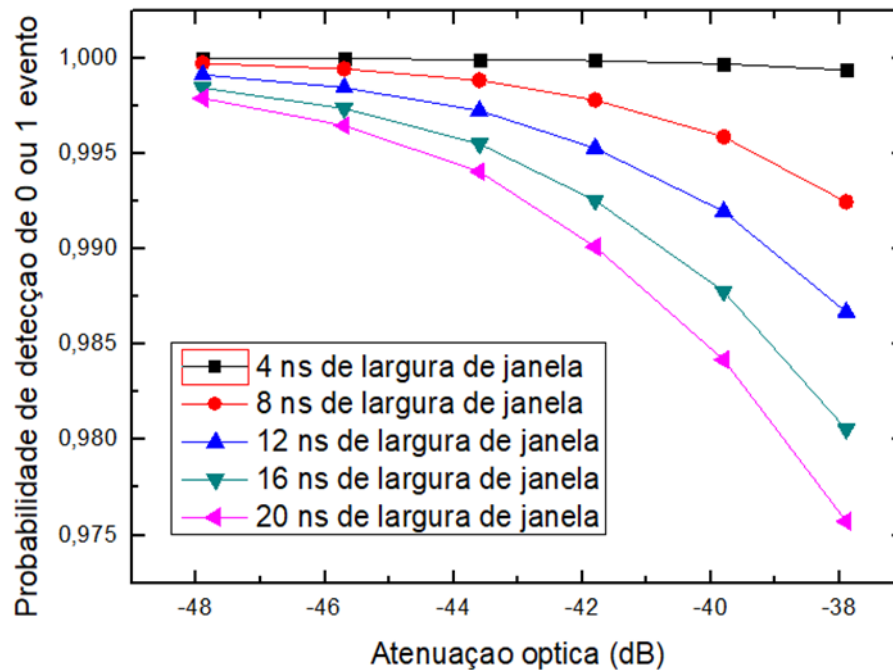


Figura 19: Comportamento da soma de probabilidade de detecção de 0 e 1 evento em função da atenuação óptica estimada imediatamente antes do SPAD para uma atenuação óptica fixada em - 15 dB no AOV-2.

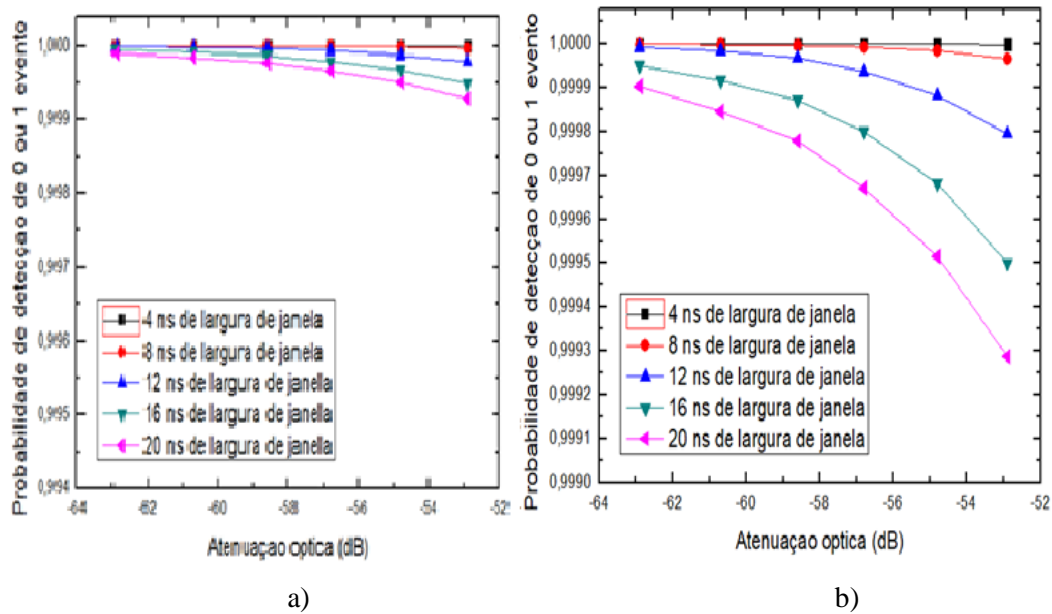


Figura 20: Comportamento da soma de probabilidade de detecção de 0 e 1 evento em função da atenuação óptica estimada imediatamente antes do SPAD para uma atenuação óptica fixada em - 30 dB no AOV-2.

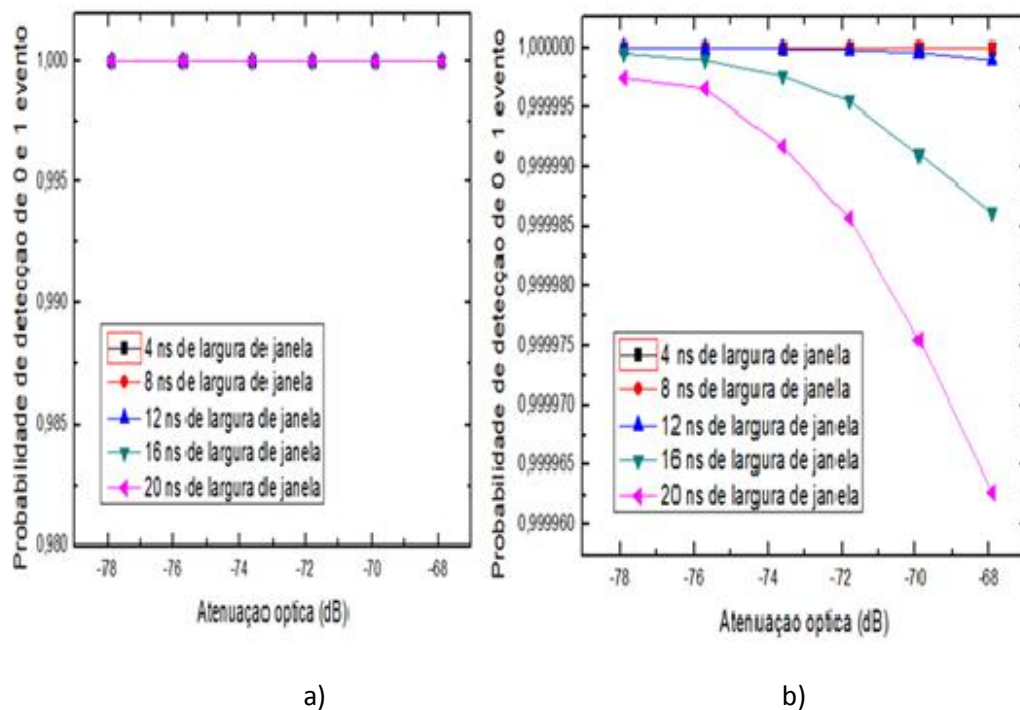


Figura 21: Comportamento da soma de probabilidade de detecção de 0 e 1 evento em função da atenuação óptica estimada imediatamente antes do SPAD para uma atenuação óptica fixada em - 45 dB no AOV-2.

No capítulo 6, estes resultados são discutidos em combinação com os resultados da avaliação da incerteza de medição (descritos na próxima seção) com o objetivo de

determinarmos a melhor faixa de atenuação óptica e largura de janela de detecção para calibração do detector SPAD.

5.5

Validação da configuração experimental (Ensaio 1)

Devido ao fato de ter sido feito apenas um Ensaio de contagem no SPAD para cada valor de atenuação óptica estimada imediatamente antes do detector, não se pode falar em incerteza tipo A para o Ensaio 1, visto que não temos repetibilidade para este Ensaio. Contudo, foi feita uma análise utilizando uma abordagem na qual se faz uma proposta para calibração do SPAD com base na estatística de chegada dos fótons ao detector. Para esta proposta, foram escolhidos os quatro primeiros valores de atenuação óptica estimada imediatamente antes do SPAD -94 dB, - 93 dB, - 92 dB e - 91 dB. Estes valores de atenuação óptica foram selecionados pois o número máximo de janelas consecutivas sem detecção é maior nesse intervalo, além de apresentarem uma probabilidade de detecção de 0 ou 1 evento maior que 95 %. Deste modo, consegue-se obter as curvas de calibração por meio de um ajuste linear (figura 22), construídas utilizando dados de histogramas baseados na estatística de tempos entre detecções consecutivas..

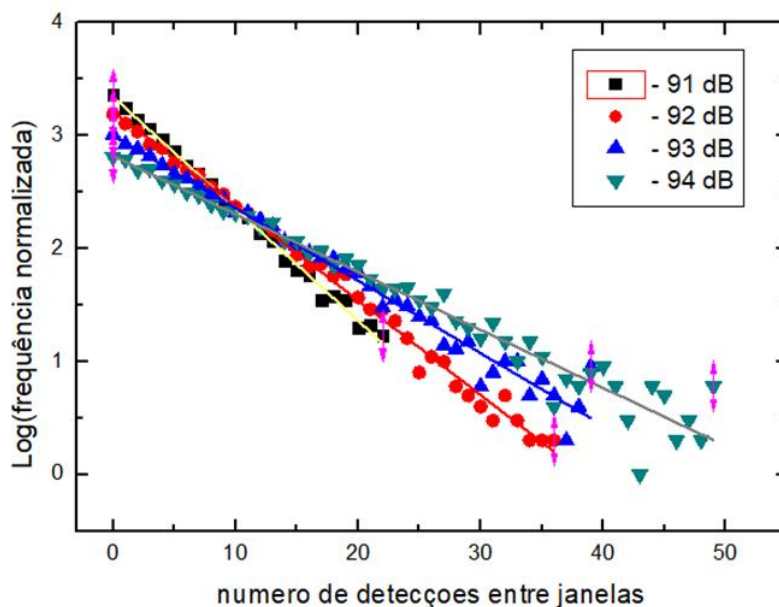


Figura 22: Ajustes lineares para curvas obtidas por meio de histograma baseado na estatística de detecção. No eixo horizontal tem-se o número de janela entre detecções e no eixo vertical o logaritmo da frequência estatística normalizada.

Analisando-se os ajustes lineares apresentados na figura 22, a inclinação das curvas varia em função da atenuação óptica. Este comportamento pode ser explicado pela definição de tempo entre eventos, pois para que um determinado intervalo entre eventos ocorra, é necessário que não ocorra contagem em nenhuma janela aberta desde o evento de referência (última contagem). Assim, a probabilidade reduz-se a intervalos de tempos maiores. A tabela 13 apresenta os valores coeficientes angulares (b) e lineares (a) para a curva de calibração (equação 5.2), e suas respectivas incertezas padrão (δ), associados a cada valor de atenuação óptica, também assinalando o valor de potência óptica correspondente.

$$y(x) = a + b.x \quad (5.2)$$

Tabela 13 - Coeficientes obtidos para as curvas de calibração para os valores de atenuação óptica selecionados.

Atenuação óptica (dB)	Potência óptica (pW)	b	δb	a	δa	R
- 91	0,79	-0,1	0,003	3,38	0,05	0,97196
- 92	0,63	-0,09	0,001	3,21	0,02	0,99436
- 93	0,5	-0,07	0,001	2,98	0,04	0,96582
- 94	0,39	-0,05	0,001	2,81	0,04	0,9622

Como o coeficiente angular da equação (5.2) está diretamente relacionado ao produto $\mu\eta$ (FERREIRA; XAVIER; WEID, 2011), sendo η a eficiência de detecção do SPAD que foi fixada num valor de 20 % para este experimento, tem-se que o número médio de fótons por janela é obtido por meio da equação (5.3):

$$\bar{\mu} = \frac{b}{\eta} \quad (5.3)$$

Assim, foram obtidos 4 valores experimentais para o número médio de fótons por janela $\bar{\mu}$ que são fornecidos pela tabela 14, correspondentes às atenuações de - 91 dB, - 92 dB, -93 dB e - 94 dB, respectivamente. A equação (3.32) demonstrada na seção 3.3.1

desta dissertação é uma curva teórica na qual pode-se adquirir os valores para os respectivos números médios de fótons por janela $\bar{\mu}$ e consequentemente a validação do método proposto:

Tabela 14 - Valores experimentais e teóricos para o número médio de fótons por janela para atenuações ópticas de – 91 dB a – 94 dB.

Atenuação óptica estimada antes do SPAD (dB)	Número médio de fótons por janela respectivo	Valor experimental	Valor teórico
- 91	μ_1	$- 0,51 \pm 0,003$	1,15
- 92	μ_2	$- 0,42 \pm 0,001$	0,93
- 93	μ_3	$- 0,31 \pm 0,001$	0,73
- 94	μ_4	$- 0,24 \pm 0,001$	0,59

Sabe-se que a potência óptica percebida pelo detector é dada por $P_{\text{opt}} = \mu h\nu/\Delta t$ (SILVA, 2011), é proporcional ao número médio de fótons por janela $\bar{\mu}$, sendo ν a frequência óptica do sinal, Δt a duração da janela e h a constante de Planck. Para uma validação da configuração experimental proposta, obtêm-se a razão entre os valores dos números médios de fótons por janela experimentais e teóricos (equação 3.32) mostrados na tabela 14. Isto pode ser feito por meio de uma medição relativa, sabendo que a potência óptica é proporcional a $\bar{\mu}$. Deste modo, pode-se comparar as razões teóricas e experimentais de $\bar{\mu}$, por meio do erro relativo (Tabela 15).

Tabela 15- Valores experimentais e teóricos para o número médio de fótons por janela.

Razão	Razão teórica	Razão experimental	Incerteza relativa	Erro relativo
μ_1/μ_2	1,23	$1,21 \pm 0,008$	0,7 %	1,6 %
μ_2/μ_3	1,27	$1,35 \pm 0,005$	0,3 %	6,3 %
μ_3/μ_4	1,24	$1,24 \pm 0,007$	0,5 %	0,0 %

Nota-se na tabela 15 que esta abordagem pode ser satisfatória devido a um erro relativo menor que 7 % e incerteza relativa inferior a 1 %. Além disso, este resultado mostra o fato de ao fixar um tempo morto (*dead time*) suficientemente alto no SPAD, pode-se então desprezar as contribuições indesejadas da incerteza temporal (*jitter*) e da probabilidade de pós-pulso (*after-pulse*), devido ao fato da incerteza temporal ser muito

menor comparada com o valor do tempo morto e a probabilidade de pós-pulso não ser observado por meio do gráfico na figura 22, como o correu no trabalho (SILVA; XAVIER; WEID, 2011).

5.5.1

Incerteza tipo A (Ensaio 2)

A avaliação da incerteza-padrão tipo A é obtida por meio da repetibilidade do experimento, ou seja, a partir de observações repetidas das grandezas de entrada, obtêm-se as observações para grandeza de saída. Como já foi descrito no capítulo 4, foram feitos 4 Ensaios medindo o número de contagens N_c no SPAD. A tabela 8 apresenta os 4 valores de N_c associados a cada valor de atenuação óptica estimada antes do SPAD e corresponde potência óptica fornecida.

A incerteza de medição associada à avaliação do tipo A que é calculada a partir da equação (3.32), apresentada abaixo novamente.

$$\bar{\mu} = \frac{-1}{\eta} \ln \left(1 - \frac{N_c}{N_j} \right) \quad (3.32)$$

sendo $\bar{\mu}$ o número médio de fótons por janela, η a eficiência de detecção, N_c o número de contagens e N_j o número de janelas de detecção que foram abertas.

Como foram feitas medições indiretas de $\bar{\mu}$, a partir do número contagens (N_c), conforme equação (3.32), faz-se necessário obter a incerteza de N_c . Esta é obtida utilizando a incerteza da média conforme equação (5.5).

$$uN_c = \frac{\delta N_c}{\sqrt{n}} \quad (5.4)$$

δN_c é o desvio padrão da amostra medida e n é o número de medições efetuadas.

A partir do valores de incerteza u_{N_c} , pode-se chegar à incerteza do $\bar{\mu}$, assumindo-se a incerteza padrão de $\bar{\mu}$ como a incerteza Tipo A no procedimento de medição. Para isso, é necessário derivar uma expressão para incerteza do $\bar{\mu}$, pois este é medido indiretamente. Assim, obtêm-se:

$$\frac{\partial \mu}{\partial Nc} = -\frac{1}{\eta} \cdot \frac{1}{\left(1 - \frac{Nc}{Nj}\right)} \cdot \left(\frac{1}{Nj}\right)$$

$$\frac{\partial \mu}{\partial Nc} = \frac{1}{\eta(Nj - Nc)}$$

$$u_{\bar{\mu}})^2 = \left(\frac{1}{\eta(Nj - Nc)}\right)^2 \cdot UNc^2$$

$$u_{\bar{\mu}} = \sqrt{\left(\frac{1}{\eta(Nj - Nc)}\right)^2 \cdot Unc^2} \quad (5.5)$$

A partir da incerteza relativa $(u_{\bar{\mu}}/\bar{\mu}) \times 100$, pode-se obter a incerteza-padrão tipo A em porcentagem. As duas tabelas abaixo, apresentam os resultados para incerteza – padrão tipo A para o Ensaio 2. A tabela 16 expressa a incerteza – padrão tipo A em valores absolutos (na unidade de fótons/janela) e a tabela 17 em valores relativos em percentual.

Tabela 16 - Incerteza-padrão tipo A em valores absolutos (fótons/janela) para cada valor de largura de janela do Ensaio 2 .

Atenuação óptica (dB)	$u_{\bar{\mu}}$ (fót/jan) – para 4 ns	$u_{\bar{\mu}}$ (fót/jan)- para 8 ns	$u_{\bar{\mu}}$ (fót/jan) - para 12 ns	$u_{\bar{\mu}}$ (fót/jan) - para 16 ns	$u_{\bar{\mu}}$ (fót/jan)- para 20 ns
- 38	0,00077	0,00074	0,0018	0,0016	0,0016
- 41	0,00071	0,00073	0,0005	0,0010	0,0008
- 44	0,00023	0,00072	0,00012	0,0005	0,0010
- 47	0,00032	0,00021	0,00014	0,0005	0,0009
- 50	0,00016	0,00059	0,00075	0,0003	0,0006
- 53	$4,51 \times 10^{-5}$	0,00027	0,00055	0,0006	0,0008
- 56	$5,41 \times 10^{-5}$	0,00032	0,00053	0,0004	0,0004
- 59	$5,32 \times 10^{-5}$	0,00016	0,00041	0,0002	0,0003
- 62	$2,88 \times 10^{-5}$	$3,57 \cdot 10^{-5}$	0,00018	0,0003	0,0011
- 65	$2,69 \times 10^{-5}$	$6,40 \cdot 10^{-5}$	0,00025	0,0003	0,0007
- 68	$1,99 \times 10^{-5}$	$6,94 \cdot 10^{-5}$	0,00022	0,0003	0,0014

Tabela 17 – Incerteza – padrão tipo A tomada em valores relativos (%) para cada valor de largura de janela do Ensaio 2 .

Atenuação óptica (dB)	$u\bar{\mu}$ (%) - 4 ns	$u\bar{\mu}$ (%) - 8 ns	$u\bar{\mu}$ (%) - 12 ns	$u\bar{\mu}$ (%) - 16 ns	$u\bar{\mu}$ (%) - 20 ns
- 38	0,40	0,08	0,17	0,12	0,10
- 41	0,71	0,14	0,08	0,11	0,08
- 44	0,47	0,23	0,02	0,08	0,14
- 47	1,27	0,11	0,47	0,14	0,20
- 50	1,30	0,60	0,37	0,12	0,19
- 53	0,71	0,52	0,41	0,30	0,33
- 56	1,69	1,14	0,63	0,33	0,22
- 59	3,37	1,11	0,80	0,21	0,32
- 62	3,65	0,48	0,59	0,45	1,43
- 65	6,62	1,63	1,48	0,63	1,39
- 68	9,24	3,62	2,54	0,83	3,37

A figura 23 apresenta dois gráficos para a incerteza tipo A em função da atenuação óptica (potências de 0,15 nW a 158 nW), representada em unidades de valores absolutos (figura 22 a) e em valores relativos percentuais (figura 22 b).

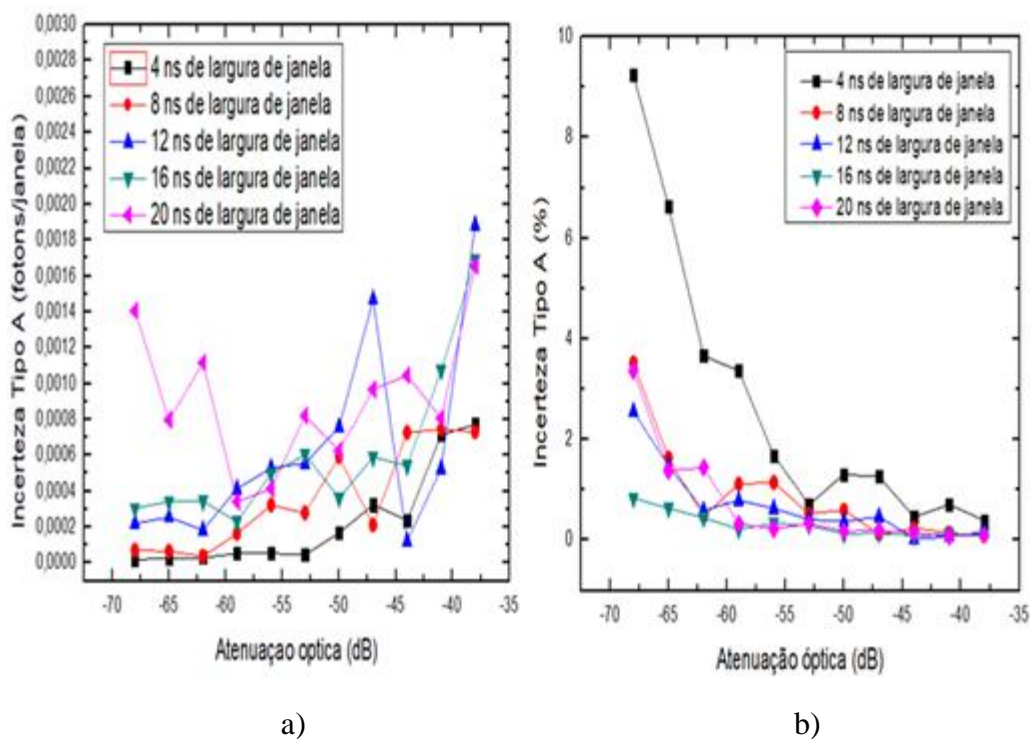


Figura 23 - Comportamento da incerteza tipo A em função da atenuação óptica, para o intervalo de 0,15 nW a 158 nW. Em (a), Incerteza Tipo A em unidade de valores absolutos. Em (b), Incerteza Tipo A em valores relativos percentuais.

Os menores níveis de Incerteza Tipo A relativa são observados para as medições com os menores valores de atenuação e com maiores larguras de janela de detecção (figura 23 b). No entanto, todos os valores de incerteza apresentaram-se inferiores a 10 %.

5.5.2

Incerteza tipo A (Ensaio 3)

Para os dados do Ensaio 3, foi utilizada a mesma metodologia apresentada em 5.5.3 para o cálculo da incerteza-padrão tipo A. As tabelas 18 a 23 apresentam os valores da incerteza-padrão tipo A associados ao Ensaio 3, expressos em valores absolutos e valores relativos, para cada uma das três faixas de atenuação empregadas (menor, intermediária e maior).

Tabela 18 - Incerteza-padrão tipo A em valores absolutos (fótons/janela) para cada valor de largura de janela do Ensaio 3.(Menor faixa de atenuação óptica)

Atenuação óptica (dB)	$u_{\bar{\mu}}$ (fot/jan) - para 4 ns	$u_{\bar{\mu}}$ (fot/jan) - para 8 ns	$u_{\bar{\mu}}$ (fot/jan) - para 12 ns	$u_{\bar{\mu}}$ (fot/jan)- para 16 ns	$u_{\bar{\mu}}$ (fot/jan) - para 20 ns
- 47,9	0,0001	0,0004	0,0014	0,0004	0,0006
- 45,7	0,0004	0,0003	0,0015	0,0011	0,0009
- 43,6	0,0003	0,0001	0,0005	0,0004	0,0004
- 41,8	0,0005	0,0003	0,0009	0,0002	0,0015
- 39,8	0,0004	0,0001	0,0006	0,0009	0,0008
- 37,9	0,0008	0,0002	0,0014	0,0017	0,0016

Tabela 19- Incerteza – padrão tipo A tomada em valores relativos (%) para cada valor de largura de janela do Ensaio 3.(Menor faixa de atenuação óptica)

Atenuação	$u_{\bar{\mu}}$ (%) - 4 ns	$u_{\bar{\mu}}$ (%) - 8 ns	$u_{\bar{\mu}}$ (%) - 12 ns	$u_{\bar{\mu}}$ (%) - 16 ns	$u_{\bar{\mu}}$ (%) - 20 ns
-----------	-------------------------------	-------------------------------	--------------------------------	--------------------------------	--------------------------------

óptica (dB)					
- 47,9	0,78	0,32	0,50	0,11	0,15
- 45,7	1,07	0,17	0,40	0,23	0,17
- 43,6	0,58	0,05	0,10	0,08	0,05
- 41,8	0,52	0,09	0,14	0,03	0,17
- 39,8	0,30	0,02	0,08	0,09	0,07
- 37,9	0,38	0,02	0,12	0,12	0,10

Tabela 20- Incerteza-padrão tipo A em valores absolutos (fótons/janela) para cada valor de largura de janela do Ensaio 3.(Faixa de atenuação óptica intermediária)

Atenuação óptica (dB)	$u_{\bar{\mu}}$ (fot/jan) - para - 4 ns	$u_{\bar{\mu}}$ (fot/jan) - para - 8 ns	$u_{\bar{\mu}}$ (fot/jan) - para - 12 ns	$u_{\bar{\mu}}$ (fot/jan) - para -16 ns	$u_{\bar{\mu}}$ (fot/jan) - para -20 ns
- 62,9	$2,11 \times 10^{-5}$	$9,81 \times 10^{-5}$	0,0003	0,0003	0,0003
- 60,7	$1,87 \times 10^{-5}$	0,0002	0,0003	0,0007	0,0005
- 58,6	$7,80 \times 10^{-5}$	0,0002	0,0004	0,0003	0,0002
- 56,8	0,0001	0,0002	0,0006	0,0005	0,0007
-54,8	$8,20 \times 10^{-5}$	0,0001	0,0002	0,0006	0,0009
- 52,9	$8,01 \times 10^{-5}$	0,0001	0,0006	0,0005	0,0007

Tabela 21 - Incerteza – padrão tipo A tomada em valores relativos (%) para cada valor de largura de janela do Ensaio 3.(Faixa intermediária de atenuação óptica)

Atenuação óptica (dB)	$u\bar{\mu}$ (%) - 4 ns	$u\bar{\mu}$ (%) - 8 ns	$u\bar{\mu}$ (%) - 12 ns	$u\bar{\mu}$ (%) - 16 ns	$u\bar{\mu}$ (%) - 20 ns
- 62,9	2,93	1,70	1,30	0,58	0,41
- 60,7	1,58	2,24	0,97	0,90	0,47
- 58,6	3,84	1,50	0,81	0,30	0,20
- 56,8	3,77	1,14	0,80	0,44	0,43
-54,8	1,67	0,37	0,23	0,40	0,44
- 52,9	1,04	0,23	0,44	0,29	0,29

Tabela 22- Incerteza-padrão tipo A em valores absolutos (fótons/janela) para cada valor de largura de janela do Ensaio 3.(Maior faixa de atenuação óptica)

Atenuação óptica (dB)	$u\bar{\mu}$ (fot/jan) - para - 4 ns	$u\bar{\mu}$ (fot/jan) - para - 8 ns	$u\bar{\mu}$ (fot/jan) - para - 12 ns	$u\bar{\mu}$ (fot/jan) - para -16 ns	$u\bar{\mu}$ (fot/jan) - para -20 ns
- 77,9	$7,79 \times 10^{-6}$	$2,81 \times 10^{-5}$	$3,62 \times 10^{-5}$	0,0003	0,0010
- 75,7	$9,13 \times 10^{-6}$	$3,69 \times 10^{-5}$	0,0001	0,0008	0,0009
- 73,6	$1,01 \times 10^{-5}$	$4,34 \times 10^{-5}$	0,0001	0,0005	0,0009
- 71,8	$2,2 \times 10^{-5}$	$2,20 \times 10^{-5}$	0,0001	0,0004	0,0005
- 69,9	$1,24 \times 10^{-5}$	$7,51 \times 10^{-5}$	$9,87 \times 10^{-5}$	0,0005	0,0008
- 67,9	$1,30 \times 10^{-5}$	$8,53 \times 10^{-5}$	0,0003	0,0001	0,0003

Tabela 23- Incerteza – padrão tipo A tomada em valores relativos (%) para cada valor de largura de janela do Ensaio 3.(Maior faixa de atenuação óptica)

Atenuação óptica (dB)	$u\bar{\mu}$ (%) - 4 ns	$u\bar{\mu}$ (%) - 8 ns	$u\bar{\mu}$ (%) - 12 ns	$u\bar{\mu}$ (%) - 16 ns	$u\bar{\mu}$ (%) - 20 ns
- 77,9	30,61	10,34	4,49	6,00	6,99
- 75,7	38,29	8,70	9,75	8,71	5,32
- 73,6	13,62	7,50	6,71	3,89	3,09
- 71,8	18,05	2,70	3,32	2,44	1,49
- 69,9	7,83	5,73	1,65	1,79	1,52
- 67,9	5,23	4,10	4,14	0,53	0,57

A figura 24 apresenta as curvas dos valores de incerteza–padrão tipo A em função da atenuação óptica, para os três níveis de atenuação óptica avaliados no Ensaio 3, representada em unidades de valores absolutos (figura 24 a) e em valores relativos percentuais (figura 24 b).

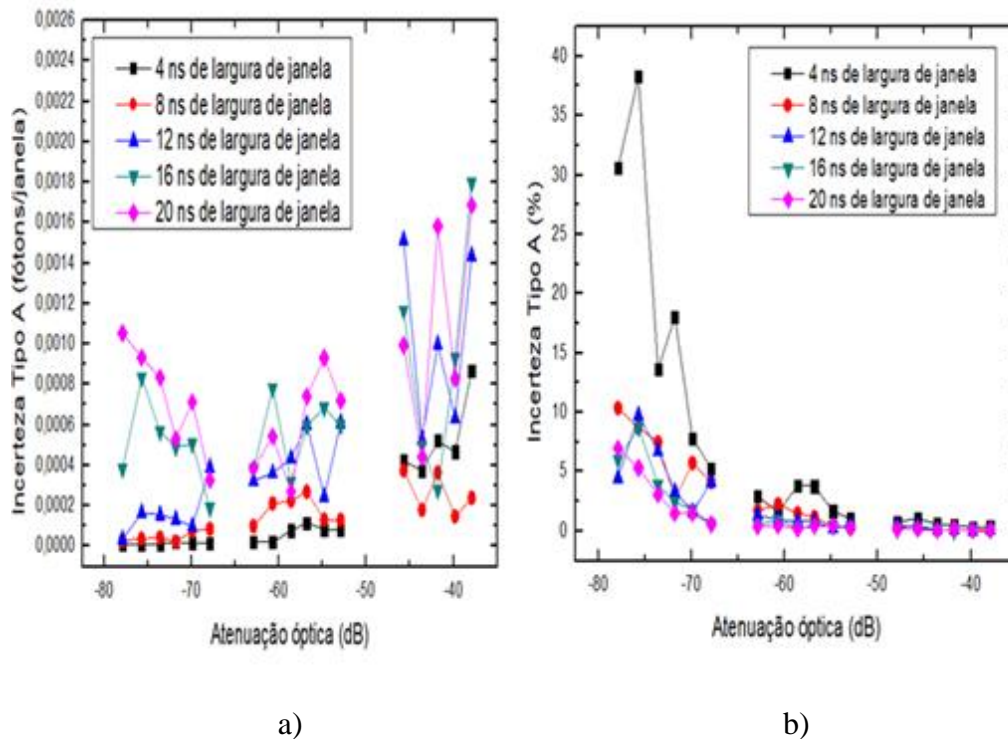


Figura 24: Comportamento da incerteza tipo A em função da atenuação óptica.

a) Incerteza Tipo A em unidade de valores absolutos. b) Incerteza Tipo A em valores relativos percentuais. Obs: O intervalo de atenuação óptica dos gráficos corresponde ao intervalo de 0,01 nW à 162,19 nW.

Conforme observado nos resultados obtidos com o Ensaio 2, os menores níveis de Incerteza Tipo A relativa para o Ensaio 3 são observados para as medições com os menores valores de atenuação e com maiores larguras de janela de detecção (figura 24). Para o Ensaio 3, diferentemente do Ensaio 2, nas situações mais críticas, com atenuações maiores do que as empregadas no Ensaio, os valores de incerteza podem atingir valores superiores a 30 %.

5.5.3 Incerteza Tipo B

A estimativa para as incertezas-padrão do tipo B são avaliadas com base em conhecimentos científicos e informações disponíveis sobre as possíveis variabilidades das grandezas de entrada, como as obtidas por meio de manuais dos fabricantes do laser, *power meter*, AOV-1 (Atenuador óptico variável 1) e o AOV-2 (Atenuador óptico variável 2). Os itens (a) a (f), a seguir, apresentam os cálculos para a avaliação da incerteza-padrão tipo B. Cabe mencionar que foi utilizada a distribuição retangular para todos as estimativas e o procedimento descrito para determinação da incerteza-padrão tipo B independe dos Ensaios 1, 2 ou 3.

a) Incerteza- padrão tipo B associada a precisão do laser

Uma fonte de incerteza de um instrumento refere-se a sua precisão. De acordo com o VIM (INMETRO, 2012), a precisão é o grau de concordância entre valores medidos, obtidos por medições repetidas, no mesmo objeto ou em objetos similares, sob condições especificadas. O valor da precisão do laser utilizado foi obtido pelo datasheet com o valor de $\pm 0,03$ dB. Para obtenção da incerteza padrão referente a precisão do laser, é necessário converter este valor que está definido numa escala logarítmica para uma escala linear. Assim, aplica-se a seguinte fórmula:

$$V_{\text{linear}} = \left(10^{\frac{V_{\log}}{10}} - 1 \right) \times 100 \% \quad (5.6)$$

Sendo V_{linear} o valor da precisão na escala linear, V_{\log} o valor medido na escala logarítmica. Assim, foi obtido o valor em percentual. Logo, a precisão relacionada ao laser vale 0,69 %. Aplicando a equação (5.7), consegue-se obter o valor da incerteza referente a precisão do laser.

$$u(p) = \frac{\sigma p}{\sqrt{3}} = \frac{\pm 0,69 \%}{\sqrt{3}} \quad (5.7)$$

Desta forma, $u(p) = \pm 0,40$ %.

b) Incerteza- padrão tipo B associada a resolução do AOV-1

Uma fonte de incerteza de um instrumento digital é a resolução de seu dispositivo indicador. Mesmo quando as indicações repetidas de um laser são iguais, a incerteza de medição relacionada à repetibilidade não é nula, pois existe uma faixa de sinais de

entrada, varrendo um intervalo conhecido, que dariam a mesma indicação. Como a resolução do dispositivo indicador do AOV-1 obtida por meio do datasheet vale 0,01 dB. Aplicando a equação (5.7) para passar este valor para escala linear, obtemos o resultado 0,23 %. Ao aplicar a equação (5.8), obtemos a incerteza tipo B para a resolução do AOV-1.

$$u_r(\text{AOV} - 1) = \frac{\sigma_r}{2\sqrt{3}} = \frac{0,23 \%}{2\sqrt{3}} \quad (5.8)$$

Deste modo, $u(r) = 0,06 \%$.

c) Incerteza- padrão tipo B associada a precisão do AOV-1

A estimativa da incerteza padrão tipo B referente à precisão do AOV-1, segue os mesmos passos já comentados no item (a), descrito para o laser. Portanto, o resultado final para incerteza da precisão de AOV-1 é $u_p(\text{AOV-1}) = \pm 0,66 \%$.

d) Incerteza-padrão tipo B para o Power Meter

A contribuição do tipo B que advém do *power meter* também foi obtida pelo *datasheet* do instrumento. Nele, está o valor de uma incerteza padrão $u(x_i)$, na qual a incerteza expandida possui o valor de $U = \pm 0,25 \text{ dB}$. Assumindo uma probabilidade de abrangência de 95,5 % e um fator de abrangência $k = 2$, pode-se obter a incerteza padrão tipo B para o PM por:

$$u(x_i) = \frac{U}{k} \quad (5.9)$$

Deste modo, aplicando a equação (5.6), obtemos o valor da incerteza tipo B para o power meter no valor é $u(\text{PM}) = \pm 2,92 \%$.

e) Incerteza-padrão tipo B para a precisão do AOV 2

A estimativa da incerteza padrão tipo B referente a precisão do AOV-2, segue os mesmos passos já comentados no item (a) descrito para o laser. Portanto, o resultado final para incerteza da precisão de AOV-1 é $u_p(\text{AOV-2}) = \pm 2,72 \%$.

f) Incerteza tipo B associada a resolução do AOV 2

A estimativa da incerteza padrão tipo B referente à resolução do atenuador AOV-2, segue os mesmos passos já comentados no item (b) descrito para a resolução do AOV-1. Portanto, o resultado final para incerteza da resolução de AOV-2 é $u_r(\text{AOV-2}) = 0,68 \%$.

Após a realização dos cálculos para cada componente da incerteza tipo B, pode-se fazer a combinação destas componentes para obtenção da contribuição tipo B no experimento realizado. Aplicando a fórmula abaixo, obtêm-se a contribuição total do tipo B.

$$\text{Inc tipo B} = \sqrt{u_p(\text{laser})^2 + u_p(\text{AOV} - 1)^2 + u_r(\text{AOV} 1)^2 + u(\text{power meter})^2 + u_p(\text{AOV} - 2)^2 + u_r(\text{AOV} 2)^2} \quad (5.10)$$

sendo $u_p(\text{laser})$ a contribuição de incerteza referente a precisão do laser

$u_p(\text{AOV-1})$ a contribuição de incerteza referente a precisão do AOV-1

$u_r(\text{AOV-1})$ a contribuição de incerteza referente a resolução do AOV-1

$u(\text{PM})$ a contribuição de incerteza referente a incerteza padrão do power meter

$u_p(\text{AOV-2})$ a contribuição de incerteza referente a precisão do AOV-2

$u_r(\text{AOV-2})$ a contribuição de incerteza referente a resolução do AOV-2

Por meio deste cálculo, chegou-se ao valor de $\pm 4,12 \%$ de contribuição de incerteza tipo B para o experimento realizado. Pode-se ainda apresentar um gráfico com as percentagens de contribuição de cada instrumento utilizado para incerteza tipo B apresentado na figura 25.

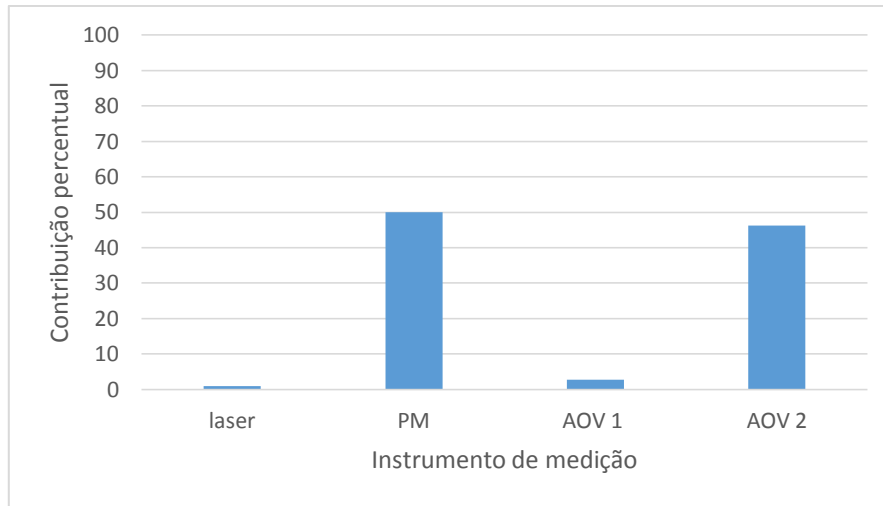


Figura 25: Contribuição de cada instrumento para a incerteza tipo B calculada.

É importante destacar que não foram inseridas as contribuições do tipo B oriundas das fibras ópticas e do BS 50/50, pelo fato de haverem poucas perdas, cerca de 0,2 dB/km (AGRAWAL, 2014). Por isso, não foram consideradas, tal como parâmetros que podem ser obtidos pelo datasheet do SPAD, como a resolução da largura de janela, que é da ordem de 10 ps, que são valores muito reduzidos.

5.5.4 Incerteza combinada

A incerteza combinada $u_c(y)$ é a raiz quadrada positiva da variância $u_c(y)^2$, que é dada por:

$$u_c^2(y) = \sum_{i=1}^N \left(\frac{\partial f}{\partial x_i} \right)^2 u^2(x_i) \quad (5.11)$$

onde f é a função citada no item a) dos passos para o cálculo de incerteza de medição. Cada $u(x_i)$ é uma incerteza-padrão avaliada como tipo A e tipo B (BARATTO et al., 2008). Como para cada valor de atenuação óptica temos um $\bar{\mu}$ correspondente medido pelo detector e automaticamente uma incerteza u_μ , obtêm-se valores de incerteza combinada para cada valor de atenuação óptica, tanto para o Ensaio 2, quanto para o Ensaio 3.

5.5.5 Incerteza expandida

A incerteza expandida U é obtida multiplicando-se a incerteza – padrão combinada por um fator de abrangência k , ou seja:

$$U_{\text{exp}} = k \cdot u_c \quad (5.12)$$

Para calcular o fator de abrangência k , deve-se obter uma incerteza-padrão associada à grandeza de saída Y , estimar os graus de liberdade efetivos ν_{ef} da incerteza – padrão combinada $u_c(y)$, associada à estimativa de saída e por meio da fórmula de Welch-Satterthwaite :

$$\frac{u_c^4}{\nu_{\text{eff}}} = \sum_{i=1}^N \frac{u_i(y)^4}{\nu_i} \quad (5.13)$$

e obter o fator de abrangência k na tabela do Guia para incerteza de medição (GUM) (BARATTO et al., 2008).

Os graus de liberdade ν_i são iguais a $n - 1$ para uma grandeza única estimada pela média aritmética de n medições independentes (Incerteza Tipo A). Os graus de liberdade para uma incerteza padrão obtida pela avaliação do Tipo B são calculados considerando os graus de liberdade da incerteza padrão $u(x_i)$ obtidos de uma avaliação do Tipo B como sendo $\nu_i \rightarrow \infty$ (BARATTO et al., 2008)

Nos Ensaios 2 e 3, foram obtidas 4 observações de N_c (número de contagens) para cada valor de atenuação óptica estimada antes do detector SPAD. Deste modo, $\nu_i = 3$. Se a incerteza do Tipo A for menor que metade da incerteza combinada, vamos utilizar o fator $k = 2$. Caso contrário, devemos utilizar a distribuição t -Student para obtermos o valor de k que nos garante um intervalo com 95,5 % de probabilidade de abrangência. A norma ISO GUM (BARATTO et al., 2008) recomenda a utilização da equação de (5.13) para calcular o grau de liberdade efetivos. Por meio desta regra, foram calculadas as incertezas expandidas apresentadas na tabela 24.

Tabela 24 – Valores de incerteza expandida para todas as larguras de janela, para o Ensaio 2.

Atenuação óptica (dB)	U_{exp} (%) - para 4 ns	U_{exp} (%) - para 8 ns	U_{exp} (%) - para 12 ns	U_{exp} (%) - para 16 ns	U_{exp} (%) - para 20 ns
- 38	8,28	8,24	8,24	8,24	8,24
- 41	8,37	8,24	8,24	8,24	8,24
- 44	8,30	8,25	8,24	8,24	8,24
- 47	8,62	8,24	8,30	8,24	8,24
- 50	8,64	8,32	8,28	8,24	8,24
- 53	8,37	8,30	8,29	8,26	8,26
- 56	8,90	8,55	8,33	8,26	8,25
- 59	11,18	8,53	8,40	8,25	8,26
- 62	11,73	8,30	8,32	8,29	8,72
- 65	20,05	8,87	8,75	8,33	8,69
- 68	28,13	11,43	9,68	8,40	11,18

A figura 26 apresenta os valores percentuais da incerteza expandida em função da atenuação óptica estimada imediatamente antes do SPAD (correspondente à faixa de potência óptica entre 0,15 nW à 158,49 nW), para o Ensaio 2.

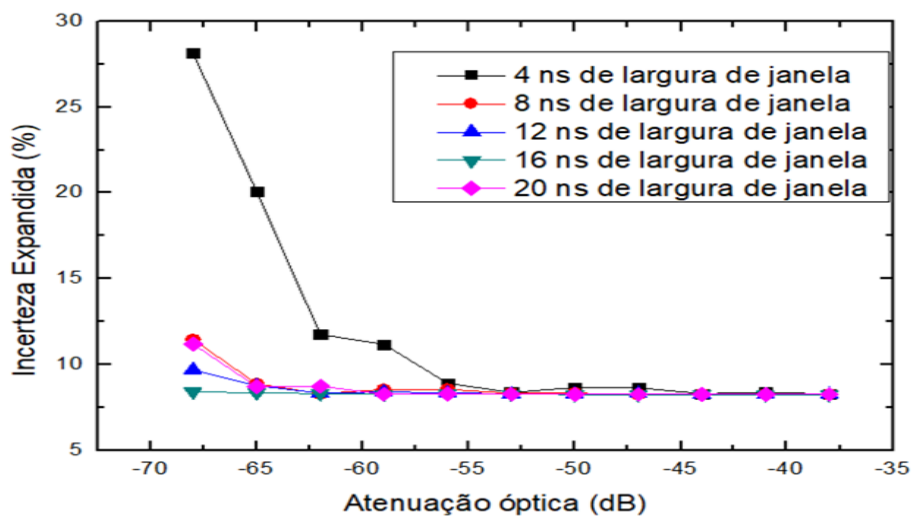


Figura 26: Incerteza expandida relativa em função da atenuação óptica estimada antes do SPAD para o Ensaio 2 (correspondente ao intervalo de 0,15 nW a 158,49 nW).

Seguindo o mesmo procedimento, as tabelas 25 a 27 apresenta os valores de incerteza expandida para as três faixas de atenuação avaliadas no Ensaio 3.

Tabela 25 - Valores de incerteza expandida para todas as larguras de janela do Ensaio 3, considerando a faixa com os menores valores de atenuação óptica.

Atenuação óptica (dB)	U_{exp} (%) - para 4 ns	U_{exp} (%) - para 8 ns	U_{exp} (%) - para 12 ns	U_{exp} (%) - para 16 ns	U_{exp} (%) - para 20 ns
- 47,9	8,40	8,26	8,30	8,24	8,24
- 45,7	8,51	8,24	8,28	8,24	8,24
- 43,6	8,32	8,24	8,24	8,24	8,24
- 41,8	8,30	8,24	8,24	8,24	8,24
- 39,8	8,27	8,24	8,24	8,24	8,24
- 37,9	8,28	8,24	8,24	8,24	8,24

Tabela 26- Valores de incerteza expandida para todas as larguras de janela do Ensaio 3, considerando a faixa com os valores intermediários de atenuação óptica.

Atenuação óptica (dB)	U_{exp} (%) - para 4 ns	U_{exp} (%) - para 8 ns	U_{exp} (%) - para 12 ns	U_{exp} (%) - para 16 ns	U_{exp} (%) - para 20 ns
- 62,9	10,38	8,90	8,64	8,31	8,29
- 60,7	8,83	9,39	8,47	8,43	8,30
- 58,6	12,18	8,77	8,39	8,27	8,24
- 56,8	11,94	8,55	8,39	8,29	8,29
-54,8	8,89	8,28	8,25	8,28	8,29
- 52,9	8,50	8,25	8,28	8,25	8,25

Tabela 27 - Valores de incerteza expandida para todas as larguras de janela do Ensaio 3, considerando a faixa de maiores valores de atenuação óptica.

Atenuação óptica (dB)	U_{exp} (%) - para 4 ns	U_{exp} (%) - para 8 ns	U_{exp} (%) - para 12 ns	U_{exp} (%) - para 16 ns	U_{exp} (%) - para 20 ns
- 77,9	98,24	30,95	13,78	17,75	20,92
- 75,7	122,48	26,77	29,41	26,80	15,90
- 73,6	45,27	21,98	20,25	12,30	10,29
- 71,8	58,85	9,84	11,07	9,58	8,75
- 69,9	24,60	17,22	8,70	8,99	8,79
- 67,9	16,33	12,61	12,87	8,31	8,31

A figura 27 apresenta um gráfico da incerteza expandida considerando todas as três faixas de atenuação óptica do Ensaio 3.

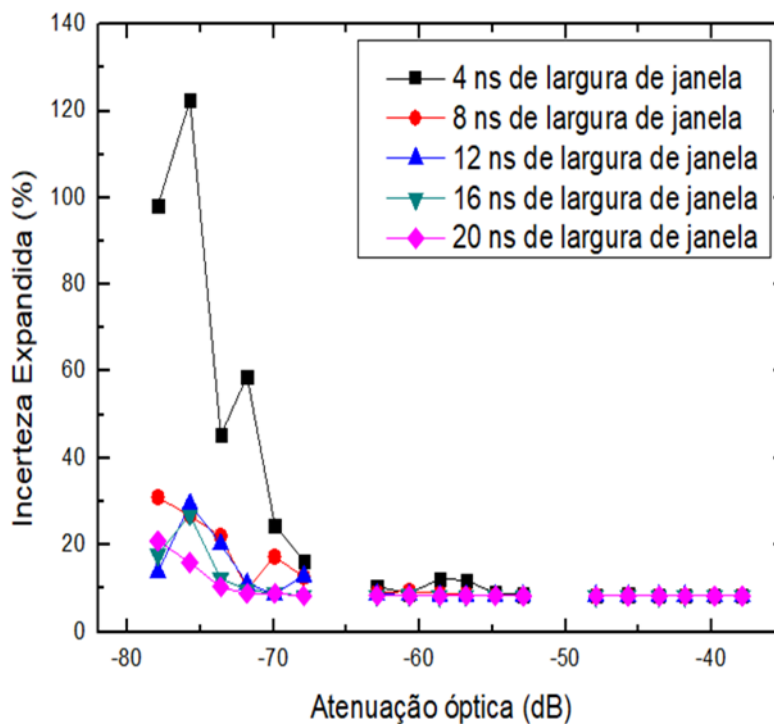


Figura 27 - Incerteza expandida (%) em função da atenuação óptica estimada antes do SPAD para o Ensaio 3, nas três faixas de atenuação óptica, correspondendo ao intervalo de 0,01 nW a 162,19 nW.

Os resultados observados no Ensaio 3, assim como para o Ensaio 2, indicam que as maiores atenuações resultam em maiores níveis de incerteza expandida, principalmente para as menores larguras de janela, com resultados mais críticos para a janela com 4 ns.

Discussão

Neste trabalho foram feitos Ensaios de contagens de fótons detectados por um detector SPAD, com o objetivo de identificar as melhores faixas de parâmetros para calibração do detector. Assim, foram analisados o efeito das faixas de valores de atenuação óptica empregados (variadas por meio de atenuadores ópticos ou da atenuação da potência emitida diretamente no laser), além da variação da largura de janela de detecção do detector de fótons únicos. A potência incidente no detector SPAD foi variada por meio do AOV-1, nos Ensaios 1 e 2, e por meio da fonte laser e do AOV-2, no Ensaio 3.

Os Ensaios 2 e 3 diferem entre si apenas pelo procedimento de atenuação da potência e pelo fato do terceiro abranger uma faixa um pouco mais ampla com atenuações maiores. A figura 28 apresenta os resultados da probabilidade de detecção de 0 ou 1 fóton em função da atenuação óptica obtidos por esses dois Ensaios agrupados em uma única análise. As curvas demonstram que, embora no Ensaio 3 a atenuação tenha sido variada por meio da alteração de ganho na fonte (laser), o que resulta em mudança no seu espectro, não foi observada uma diferença significativa em relação ao Ensaio 2 (figura 28), no qual a atenuação na fonte se manteve fixa. Esse resultado decorre do fato de que a variação da fonte não foi feita numa faixa afastada da corrente de limiar do laser. Todas as linhas referentes ao mesmo valor de largura de janela de detecção dos Ensaios 2 e 3 se superpõem, mostrando similaridade do comportamento obtido nos resultados dos dois Ensaios. A comparação apresentada na figura 28 se restringiu à faixa de atenuação óptica que os dois Ensaios possuem em comum.

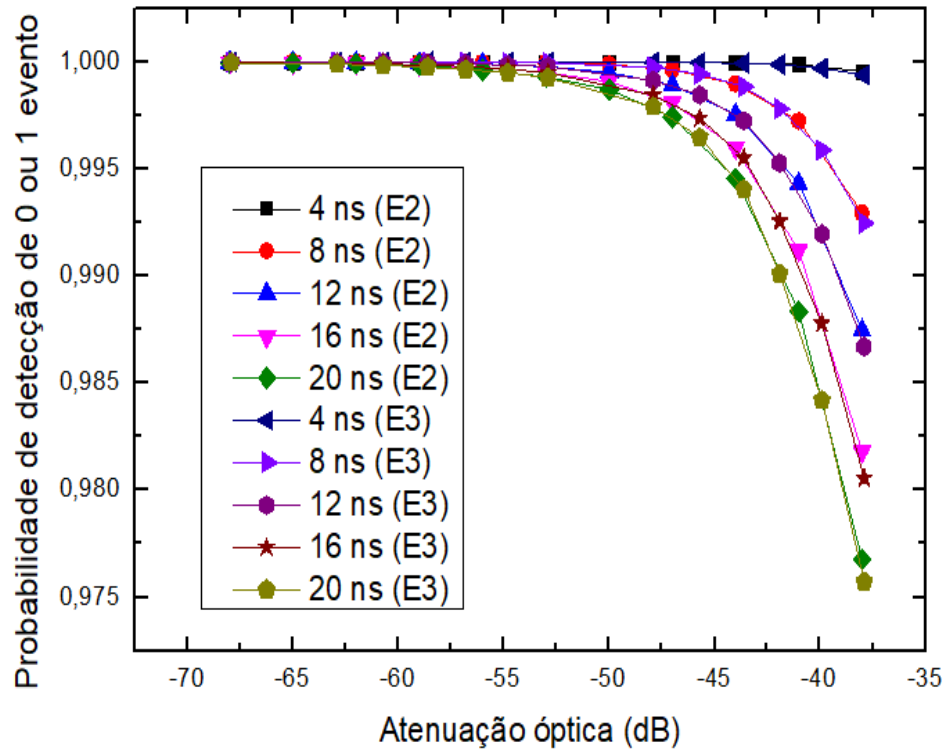


Figura 28: Soma da probabilidade de detecção de 0 ou 1 fóton em função da atenuação óptica para os Ensaios 2 e 3.

Inicialmente, observa-se na da figura 28 que a partir do valor de -50 dB, correspondente a 10 nW, as curvas começam a apresentar um comportamento linear. Porém, uma análise mais minuciosa, para valores de probabilidade de detecção de 0 ou 1 evento superiores a $0,9986$, com atenuações entre -70 dB e -48 dB, apresentada na figura 29, observa-se que a linearidade ocorre especialmente para os valores de largura de janela de 4 ns e 8 ns.

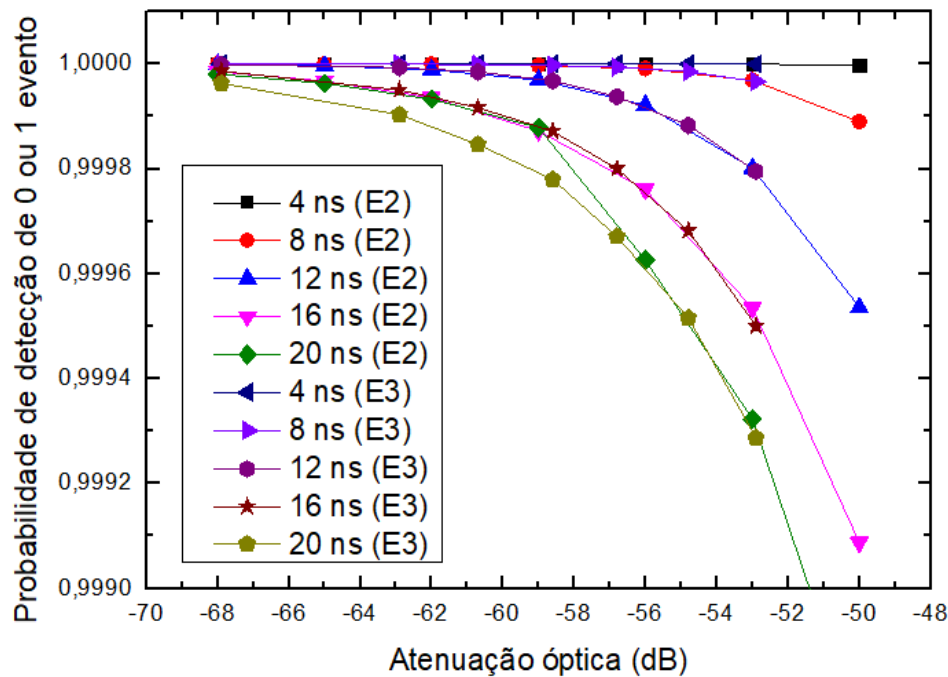


Figura 29 - Zoom da figura 28 na faixa de atenuação óptica de -70 dB a -48 dB, para probabilidades de detecção de 0 ou 1 evento maiores que 0,9986.

Como é observado na figura 29, à medida que aumentamos o valor da atenuação óptica, a probabilidade de detecção de 0 ou 1 fóton aumenta, linearizando a curva entre probabilidade de detecção de 0 ou 1 fóton em função da atenuação óptica estimada antes do SPAD. Isto pode ser visto também na figura 21, na qual tem-se esta mesma curva para a faixa de maiores valores de atenuação óptica para o Ensaio 3, notando-se que a partir de -70 dB, os Ensaios referentes a 12 ns de largura de janela também apresentam um comportamento linear.

Por meio dos cálculos de incerteza de medição, nota-se que para uma faixa de atenuação óptica entre -50 dB a -68 dB, encontram-se valores de incerteza expandida similares, o que reforça o fato de não encontramos diferenças relevantes para os Ensaios 2 e 3 independentemente do valor da largura de janela de detecção. Isto pode ser visto na figura 30:

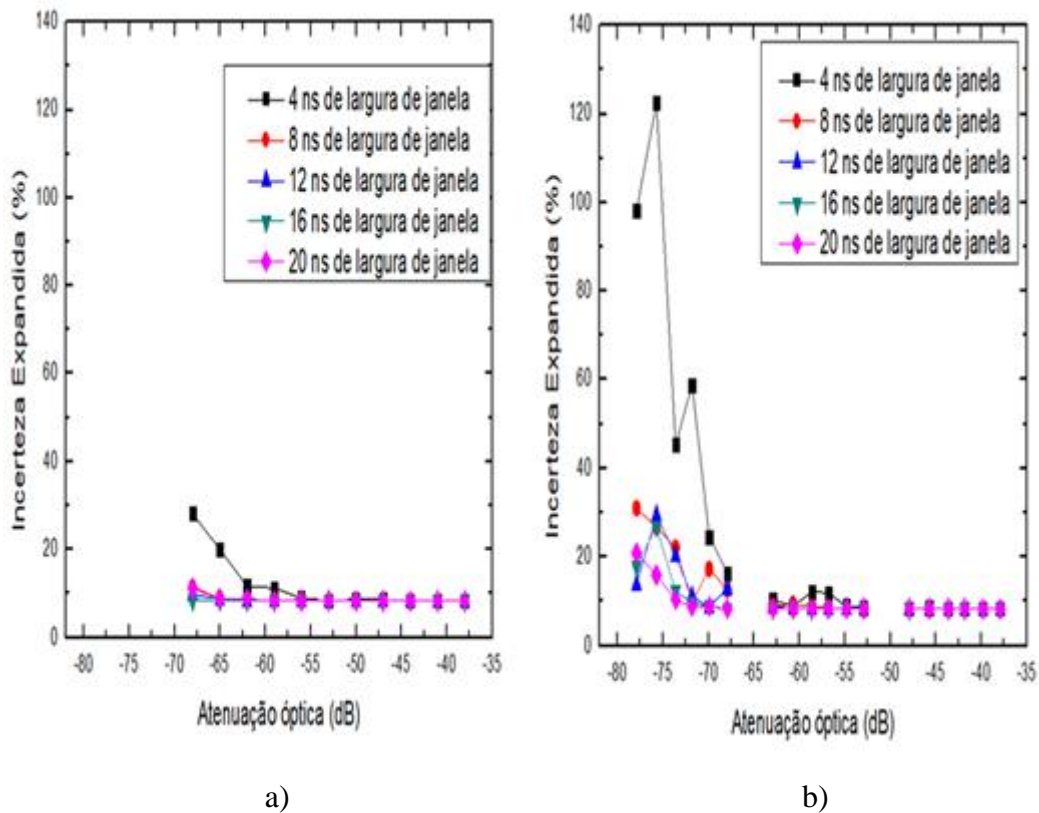


Figura 30: Comparação da incerteza expandida em função da atenuação óptica. a) Ensaio 2.b) Ensaio 3.

A partir do valor de atenuação óptica de -68 dB, que corresponde ao valor de $0,15$ nW, nota-se que os valores de incerteza começam a aumentar para todos os valores de largura de janela. No entanto, este aumento é significativo para os menores valores de largura de janela, ou seja, para 4 ns e 8 ns, caracterizando menor precisão para detecções nestas condições. Isso pode ser observado a partir da figura 30 b.

Realizada esta análise, pode-se sugerir que uma faixa de atenuação óptica estimada imediatamente antes do SPAD de InGaAs/InP adequada para calibração do mesmo está no intervalo de -50 dB a -68 dB, que corresponde a potências ópticas entre 10 nW e $0,15$ nW. Para esta faixa de atenuação óptica, são obtidos valores de incertezas expandidas aceitáveis, para uma probabilidade de abrangência de $95,5\%$, com uma probabilidade de detecção de 0 ou 1 fóton maior que 99% para todas as larguras de janela. Portanto, pode-se apresentar curvas de calibração para esta faixa de atenuação óptica, porém, como a unidade dB está, neste caso, associada à potência óptica pela

relação (5.1), decidiu-se apresentar, na figura 31, esta curva de calibração com os valores correspondentes de potência óptica incidentes no detector, aos quais, chamamos de potência fornecida. Assim, a figura 31 apresenta a curva de calibração para todos os valores de largura de janela, dentro da faixa de potência fornecida adequada, utilizando os dados do Ensaio 2, para os valores de $\bar{\mu}$ (número médio de fótons por janela) em função da potência fornecida. Os valores de atenuação óptica utilizados estão no intervalo de -53 dB a -68 dB, correspondente aos valores de $5,01$ nW e $0,15$ nW.

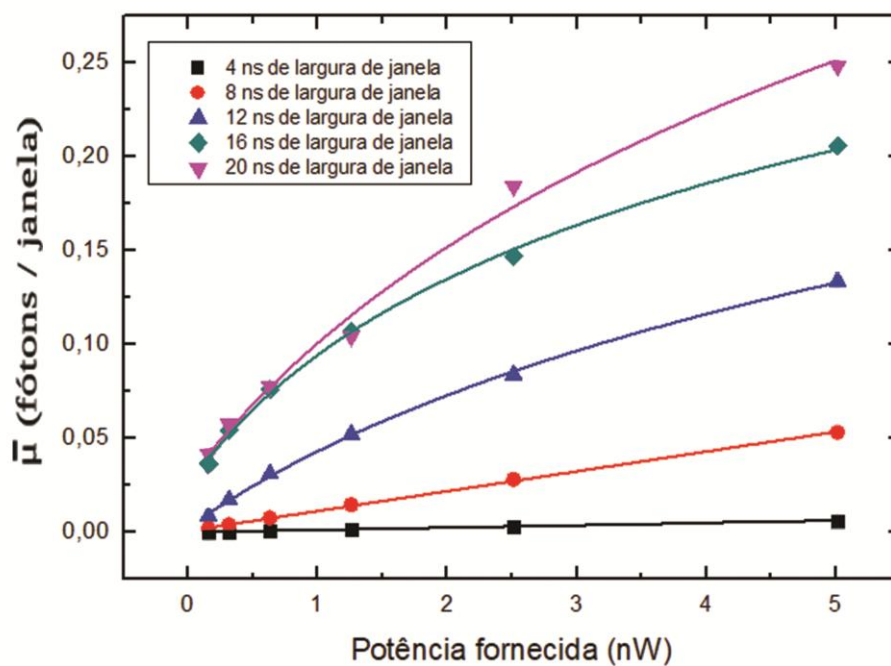


Figura 31: Curva de calibração para os 5 valores de largura de janela para o Ensaio 2.

É observado nos ajustes apresentados da figura 31, tem-se uma curva linear $y = a + b.x$ para os valores de 4 ns e 8 ns de largura de janela. Já para os valores de 12 ns, 16 ns e 20 ns, foram obtidas curvas logarítmicas $y = a - b.\ln(x + c)$. A tabela 28 apresenta os coeficientes das curvas de ajuste e suas respectivas incertezas-padrão.

Tabela 28 - Coeficiente para os ajustes das curvas para calibração do detector SPAD para o Ensaio 2.

Largura de janela	a	b	C
4 ns	$(2,559 \pm 9,61) \times 10^{-6}$	$0,001 \pm 4,07 \times 10^{-6}$	-
8 ns	$(8,71 \pm 3,60) \times 10^{-4}$	$0,010 \pm 1,52 \times 10^{-4}$	-
12 ns	$-0,10 \pm 0,03$	$-0,11 \pm 0,01$	$2,33 \pm 0,418$
16 ns	$0,02 \pm 0,02$	$-0,09 \pm 0,01$	$0,95 \pm 0,24$
20 ns	$-0,09 \pm 0,13$	$-0,18 \pm 0,05$	$1,97 \pm 1,15$

Os valores de 4 ns e 8 ns de largura de janela possuem um comportamento linear e baixa incerteza do ajuste, fazendo com que esses valores se caracterizem como parâmetros ideais para serem utilizados na medição de contagem de fótons do SPAD. A figura 32 destaca as curvas de ajuste linear obtidas com os valores de largura de janela de 4 ns e 8 ns, utilizando para o Ensaio 2.

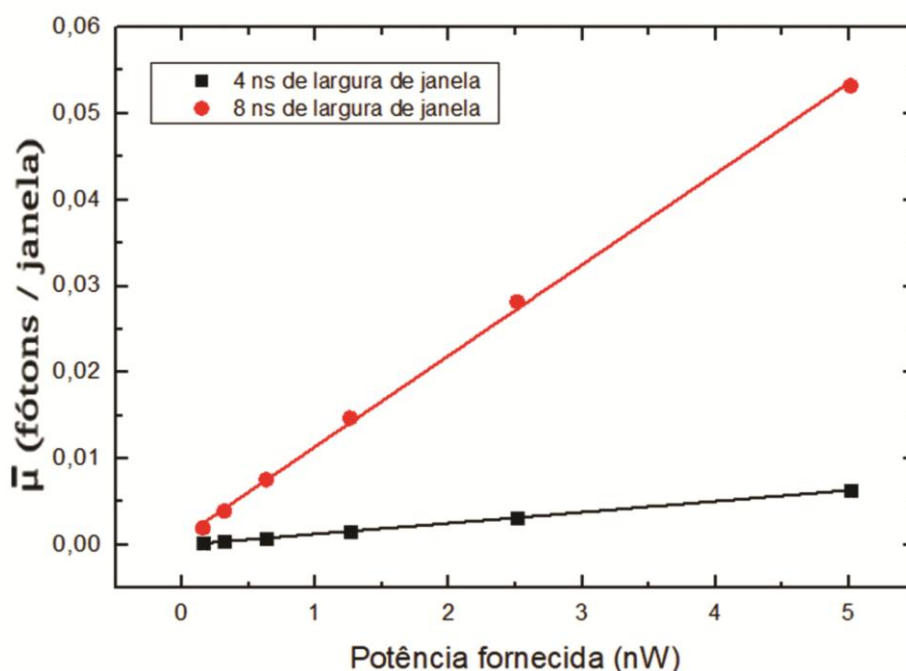


Figura 32 - Ajuste linear das curvas do número médio de fótons por janela em função da potência fornecida (Ensaio 2), para os valores de 4 ns e 8 ns de largura de janela.

Da mesma forma, foi feita uma curva de calibração (figura 33) para faixa – 52,9 dB a – 62,9 dB, utilizando os dados obtidos para o Ensaio 3, para todas as larguras de janela analisadas. Esta faixa de atenuação selecionada compreende os valores de potência no intervalo de 0,51 nW a 5,12 nW, ou seja, dentro da faixa adequada para calibração do detector SPAD. Os resultados são apresentados na figura 33. Cabe mencionar que neste intervalo de atenuação, os Ensaios 2 e 3 são comparáveis, pois ambos estão inseridos nessa mesma faixa de atenuação óptica.

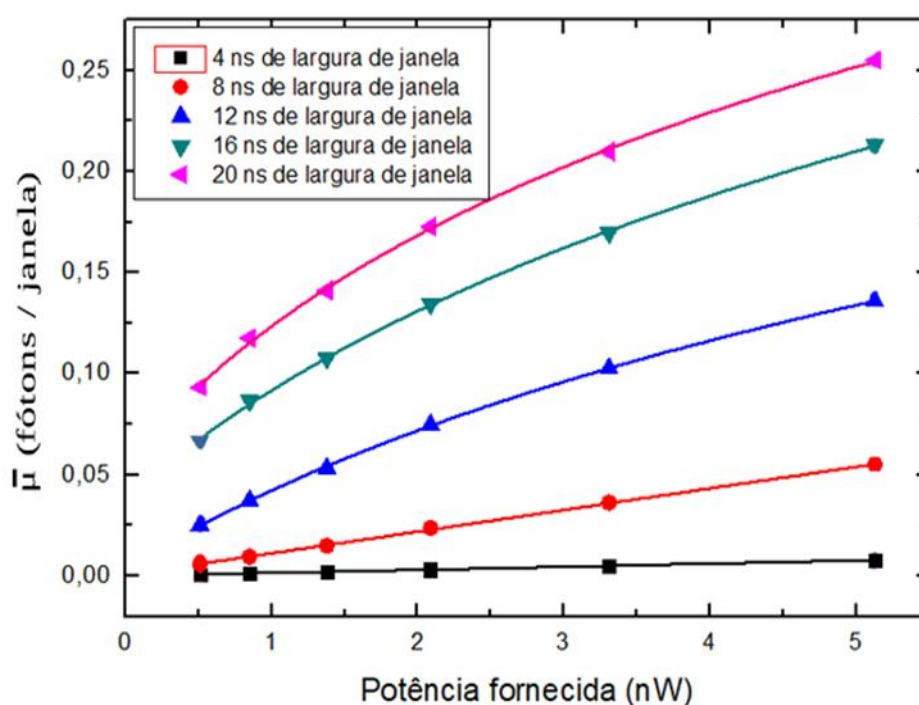


Figura 33 - Curva de calibração do número médio de fótons por janela em função da potência fornecida (Ensaio 3), para os 5 valores de largura de janela, na faixa de potência óptica entre 0,51 nW e 5,12 nW.

Nota-se nos ajustes apresentados na figura 33 que o comportamento linear $y = a + b.x$ é obtido para os valores de 4 ns e 8 ns de largura de janela. Já para os valores de 12 ns, 16 ns e 20 ns, foram obtidas curvas logarítmicas $y = a - b.\ln(x + c)$. A tabela 29 apresenta os coeficientes das curvas e suas respectivas incertezas – padrão.

Tabela 29 - Coeficiente para os ajustes das curvas para calibração do detector SPAD para o Ensaio 3.

Largura de janela	a	b	c
4 ns	$-8,10 \times 10^{-5} \pm 1,75 \times 10^{-5}$	$0,001 \pm 6,45 \times 10^{-6}$	-
8 ns	$4,80 \times 10^{-4} \pm 3,30 \times 10^{-4}$	$0,010 \pm 1,21 \times 10^{-4}$	-
12 ns	$-0,13 \pm 0,01$	$-0,12 \pm 0,07$	$2,88 \pm 0,28$
16 ns	$-0,10 \pm 0,03$	$-0,15 \pm 0,01$	$2,35 \pm 0,37$
20 ns	$-0,003 \pm 0,02$	$-0,13 \pm 0,01$	$1,54 \pm 0,31$

Ambos Ensaio 2 e 3 apontaram os valores de 4 ns e 8 ns de largura de janela com um comportamento linear, considerados, assim, adequados para a medição de contagem do detector. A figura 34 apresenta o destaque dos ajustes para estes dois valores de largura de janela, considerando o Ensaio 3.

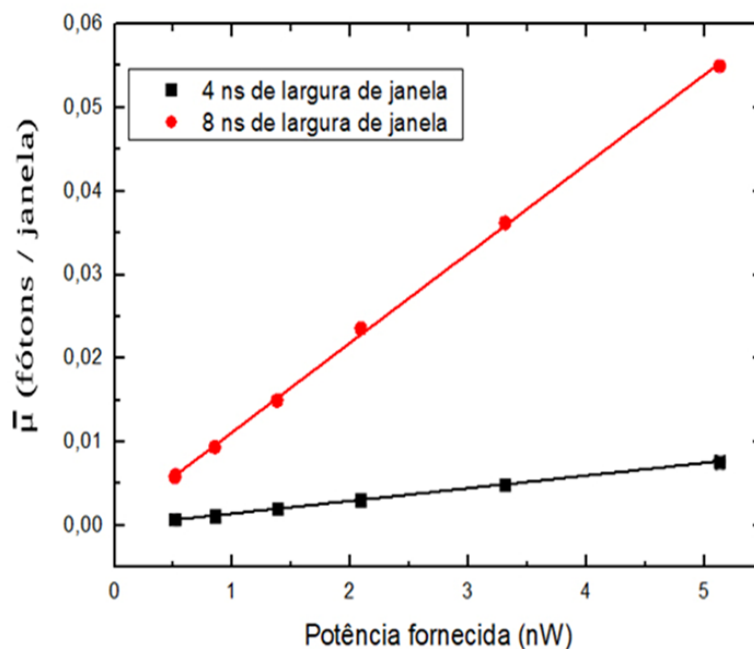


Figura 34 - Ajuste linear das curvas do número médio de fótons por janela em função da potência fornecida (Ensaio 3), para os valores de 4 ns e 8 ns de largura de janela.

É importante ressaltar que esta faixa de atenuação óptica adequada (- 50 dB a - 68 dB), é adequada nas condições de medição em que foram feitos os Ensaios, ou seja, com eficiência de detecção igual a 15 % e tempo morto de 1 μ s, utilizando uma fonte emitindo em 1556,5 nm. A faixa que é determinante para a calibração do detector de fótons únicos é o intervalo adequado para o produto $\bar{\mu}\eta$, que para as duas larguras de janela de detecção adequadas (4 ns e 8 ns) nesta faixa de atenuação óptica ótima, com potências entre 10 nW e 0,15 nW, correspondem a 190×10^{-4} a $0,32 \times 10^{-4}$ (para 4 ns) e 140×10^{-4} a $2,9 \times 10^{-4}$ (para 8 ns).

Na literatura, descreve-se a implementação de um sistema de medição rastreável de SPADs por meio de atenuação óptica (CHUNNILALL, et al., 2014). Por sua vez, (LUNGHI et al., 2014), apresenta um método de calibração absoluta do detector de fótons únicos variando a eficiência de detecção do SPAD, também utilizando atenuadores ópticos, mas sem avaliar qual seria a melhor faixa de atenuação óptica para esta calibração e nem qual seria a melhor largura de janela de detecção do detector.

Nos estudos de (GERRITS et al., 2019), (CHUNNILALL, et al., 2015) e o de Gerrits (GERRITS, 2016), realiza-se a calibração da eficiência de detecção, sem variar o valor da largura de janela. Por sua vez, (TOSI *et al.*, 2011) propõe uma abordagem para dois SPADs de silício que possuem respostas temporais diferentes, com restrição de tempo como uma técnica de propósito geral para superar as limitações da faixa de medição deste tipo de detector na faixa de comprimento de onda de 600 nm a 1100 nm.

Portanto, o presente trabalho cobre uma lacuna na literatura científica, contribuindo para a metrologia de fótons únicos e para uma tecnologia emergente conhecida como comunicações quânticas, particularmente na análise das faixas adequadas de atenuação óptica e largura de janela de detecção com base na avaliação da linearidade da curva de calibração e nos níveis de incerteza de medição.

7

Conclusão e trabalho futuro

Neste trabalho, apresentou-se uma proposta para análise de impacto da largura de janela de detecção de um SPAD de InGaAs/InP, que cobre a faixa espectral de 900 nm a 1700 nm, realizando uma análise da estatística de tempos entre detecções consecutivas e da probabilidade de detecção de 0 ou 1 fóton em função da atenuação óptica. Por meio de atenuadores ópticos variáveis, variou-se o número médio de fótons por janela medido pelo SPAD, emitidos por um laser com comprimento de onda de 1551,7 nm. Os resultados foram avaliados para os valores de 4 ns, 8 ns, 12 ns, 16 ns e 20 ns de largura de janela de detecção, sendo estimada a Incerteza de Medição Expandida para cada condição de medição. Este detector tem aplicações importantes em comunicações quânticas, criptografia quântica e pesquisa fundamental. Para a metrologia, ele se insere num contexto envolvendo o que chamamos de metrologia quântica, que utiliza as leis da mecânica quântica buscando alcançar os limites sobre nossa capacidade de medir fenômenos físicos em escalas de comprimento muito pequenas. Um exemplo disso é a detecção de fótons realizada pelo SPAD.

Com o Ensaio 1, no qual mantiveram-se fixos os parâmetros de eficiência de detecção (20 %), duração da janela de detecção (4 ns) e tempo morto (1 μ s), evidencia-se o comportamento da curva de resposta do detector em termos do número de contagens de fótons em função da atenuação óptica da potência incidente no SPAD. Além disso, apresenta-se o comportamento das probabilidades de detecção de 0 ou 1 evento em função da atenuação óptica. Para potências entre 0,39 e 0,79 pW, obteve-se, experimentalmente, a faixa de valores do produto $\mu\eta$ (0,05 a 0,1), com base no coeficiente angular dos ajustes lineares das curvas baseadas nos histogramas associados à estatística de tempos entre detecções consecutivas. Com este Ensaio, fez-se uma validação da configuração experimental implementada por meio de uma medição relativa, na qual, compara-se as razões dos números médios de fótons por janela ($\bar{\mu}$) teóricos e os experimentais obtidos pelo ajuste da curva de número de detecções entre janelas em função da frequência estatística normalizada, obtendo-se valores de incerteza relativa menores que 1 %. Este resultado também mostra que, ao fixar um tempo morto (*dead time*) suficientemente alto no SPAD (1 μ s), pode-se desprezar as contribuições indesejadas da incerteza temporal associada ao *jitter* (da ordem de picosegundo) e da probabilidade de pós-pulso (*after-pulse*).

Embora descrito na literatura (SILVA; XAVIER; WEID, 2011), os resultados obtidos não evidenciaram probabilidade de pós-pulso (figura 22).

Com o objetivo de melhorar a performance da configuração experimental implementada, fixou-se a eficiência de detecção do detector no valor de 15 %, e substituiu-se o contador eletrônico utilizado no Ensaio 1, por uma FPGA que foi utilizada nos Ensaios 2 e 3. A razão pela qual o contador eletrônico foi substituído se deve a sua resolução temporal ser menor que a da FPGA, visto que com o contador eletrônico foram obtidas um número total de janelas (N_j) da ordem de 10^4 num intervalo de tempo de 30 minutos, sendo que com a FPGA, o número de janelas foi da ordem de 10^6 num intervalo de tempo de aquisição de 5 segundos.

Antes da realização dos Ensaios 2 e 3, foi feita a caracterização da contagem de escuro (*dark count*), obtendo um resultado esperado, visto que, aumentando-se a largura de janela de detecção do SPAD, é natural que se tenha mais ruído (figura 15).

Para os Ensaios 2 e 3, foi feita uma avaliação metrológica para o SPAD, na qual, analisou-se uma faixa de atenuação óptica estimada antes do detector, para as larguras de janela de detecção nos valores de 4 ns, 8 ns, 12 ns, 16 ns e 20 ns. Por meio de uma comparação realizada no intervalo de atenuação óptica em comum para os dois Ensaios (figuras 28 e 29), não foram observadas diferenças significativas entre os resultados obtidos pelos Ensaios 2 e 3 na análise de probabilidade de detecção de 0 ou 1 evento, resultando em superposição das curvas, para todas as larguras de janela avaliadas.

A comparação entre as incertezas expandidas para os Ensaios 2 e 3 indica que, para valores de atenuações ópticas na faixa de - 38 dB (158 nW) a - 68 dB (158 pW), os valores de incerteza expandida foram similares e da ordem de 10 % (figura 30), com exceção do ponto correspondente à atenuação óptica de - 68 dB, no qual, os valores de atenuação óptica correspondem a - 68 dB (Ensaio 2) e - 67,9 dB (Ensaio 3). Porém, percebe-se que para valores maiores de atenuação óptica medidos no Ensaio 3, a partir de - 70 dB, os valores de incerteza aumentam significativamente para todas as larguras de janela de detecção, e, de forma mais intensa, para janela de 4 ns, caracterizando menor precisão estatística para essa largura de janela de detecção mediante potência incidente inferior a 150 pW.

Assim, a detecção de radiação eletromagnética no comprimento de onda de 1556,7 nm, eficiência de detecção de (15 %), tempo morto de (1 μ s) e cinco larguras de janela entre 4 e 20 ns, a realização deste trabalho evidencia que a faixa adequada de atenuação óptica estimada imediatamente antes do SPAD é de - 50 dB a - 68 dB, corresponde a

um intervalo de potência óptica de 10 nW a 0,15 nW. No Ensaio 2, a curva de calibração foi realizada na faixa de atenuação óptica de - 53 dB a - 68 dB, que corresponde ao valor de potência óptica fornecida de 5,01 nW a 0,15 nW. Para o Ensaio 3, a curva de calibração foi realizada na faixa de atenuação óptica de - 52,9 dB a - 62,9 dB, correspondente a um valor de potência óptica de 0,51 nW à 5,12 nW, sendo que curva de calibração dos dois Ensaios foi feita utilizando o (número médio de fótons/janela) em função da potência fornecida. Verificou-se que os comportamentos destas curvas para os cinco valores de largura de janela apresentaram-se similares, confirmando inexistência entre os resultados obtidos por meio das abordagens apresentadas nos Ensaios 2 e 3. A mudança no espectro do laser por meio de sua modulação, realizada no Ensaio 3, não elevou os níveis de incerteza de medição quando comparada aos resultados do Ensaio 2, para uma mesma faixa de atenuação óptica. Por meio dos ajustes feitos, os melhores valores de largura de janela para calibração do SPAD são 4 ns e 8 ns, por fornecerem um comportamento linear para o ajuste da curva de calibração, mostrando uma melhor relação de proporcionalidade entre a grandeza de entrada (potência fornecida em nW) e a grandeza de saída percebida pelo SPAD ($\bar{\mu}$ – número médio de fótons por janela). É importante mencionar que esta faixa de atenuação óptica adequada (- 50 dB a - 68 dB), é válida nas condições de medição em que foram feitos os Ensaios, ou seja, com eficiência de detecção igual a 15 % e tempo morto de 1 μ s, utilizando uma fonte emitindo em 1556,5 nm. A faixa que é determinante para a calibração do detector de fótons únicos é o intervalo adequado para o produto $\bar{\mu}\eta$, que para as duas larguras de janela de detecção adequadas (4 ns e 8 ns) nesta faixa de atenuação óptica ótima, com potências entre 10 nW e 0,15 nW, correspondem a 190×10^{-4} a $0,32 \times 10^{-4}$ (para 4 ns) e 140×10^{-4} a $2,9 \times 10^{-4}$ (para 8 ns).

7.1

Trabalho futuro

O presente trabalho possui algumas limitações, principalmente devido ao grande intervalo dos valores de largura de janela. Percebeu-se que para maiores valores de atenuações ópticas, o valor de 4 ns mostrou-se inadequado, visto que possui valores de incerteza expandida maiores que 100 % no valor de - 75 dB de atenuação óptica.

Realizar uma avaliação metrológica para maiores valores de atenuação óptica, será a continuação natural deste trabalho, utilizando a metodologia aplicada no Ensaio 2 e 3.

Além disso, avaliar a incerteza de medição para valores pequenos da largura de janela, como 2 ns, 3 ns, 4 ns, 6 ns e 7 ns, para se descobrir a partir de que valor de largura de janela pode-se trabalhar com o detector de fótons.

Referências bibliográficas

ABNT (São Paulo) (ed.). **Associação Brasileira de Normas Técnicas**. 2014.

Disponível em: <http://www.abnt.org.br/>. Acesso em: 12 jan. 2020.

AGRAWAL, Govind P. **Sistemas de comunicação por fibra óptica**. 4. ed. Rio de Janeiro: Elsevier, 2014. 728 p.

BARATTO, Antonio Carlos et al. **Avaliação de dados de medição**: guia para a expressão de incerteza de medição. Duque de Caxias: Inmetro, 2008. 138 p.

BERRUEZO, Lucas Paresqui. **Contagem de fótons únicos com CCD em experimentos de óptica quântica**. 2017. 82 f. Dissertação (Mestrado) - Curso de Física, Departamento de Física, Universidade Federal de Minas Gerais, Belo Horizonte, Mg, 2017. Cap. 6.

BUREAU International des Poids et Mesures. 2019. Disponível em:

<https://www.bipm.org/en/about-us/>. Acesso em: 14 dez. 2019.

CARNEIRO, Elisa de Freitas. **Distinguibilidade Espectral e Visibilidade:**

Complementaridade no Interferômetro de Hong-Ou-Mandel. 2017. 99 f.

Dissertação (Mestrado) - Curso de Engenharia Elétrica, Departamento de Engenharia Elétrica, Pontifícia Universidade Católica - RJ, Rio de Janeiro, 2017. Cap. 5.

CARNEIRO, Elisa de Freitas. et al. Random bit generation using coherent state and threshold detectors at 1550 nanometers. **Applied Optics**, [s.l.], v. 56, n. 24, p. 6855-6860, 15 ago. 2017. The Optical Society. <http://dx.doi.org/10.1364/ao.56.006855>.

Disponível em: <https://pubmed.ncbi.nlm.nih.gov/29048024/>. Acesso em: 10 nov. 2019.

CHESI, Giovanni et al. Measuring nonclassicality with silicon photomultipliers. **Optics Letters**, [s.l.], v. 44, n. 6, p. 1371-1375, 7 mar. 2019.

CHEUNG, J. Y. et al. The quantum candela: a re-definition of the standard units for optical radiation. : a re-definition of the standard units for optical radiation. **Journal Of Modern Optics**, [s.l.], v. 54, n. 2-3, p. 373-396, 20 jan. 2007. Informa UK Limited.

<http://dx.doi.org/10.1080/09500340600769521>. Disponível em:

<https://www.tandfonline.com/doi/abs/10.1080/09500340600769521>. Acesso em: 01 dez. 2019.

CHUNNILALL, Christopher J. et al. Corrigendum: traceable metrology for characterizing quantum optical communication devices (2014 metrologia 51 s258-66). : Traceable metrology for characterizing quantum optical communication devices (2014 Metrologia 51 S258-66). **Metrologia**, [s.l.], v. 52, n. 2, p. 444-456, 1 abr. 2015.

CHUNNILALL, Christopher J. et al. Metrology of single-photon sources and detectors: a review. : a review. **Optical Engineering**, [s.l.], v. 53, n. 8, p. 0819101-08191017, 10 jul. 2014. SPIE-Intl Soc Optical Eng. <http://dx.doi.org/10.1117/1.oe.53.8.081910>. Disponível em: <https://www.spiedigitallibrary.org/journals/Optical-Engineering/volume-53/issue-08/081910/Metrology-of-single-photon-sources-and-detectors-a-review/10.1117/1.OE.53.8.081910.full?SSO=1&tab=ArticleLinkReference>. Acesso em: 30 nov. 2019.

CIE (Áustria) (ed.). **International Commission on Illumination**. Disponível em: <http://cie.co.at/>. Acesso em: 13 nov. 2019.

COHEN, Lior et al. Absolute calibration of single-photon and multiplexed photon-number-resolving detectors. **Physical Review A**, [s.l.], v. 98, n. 1, p. 013811-013819, 5 jul. 2018.

COUTEAU, Christophe. Spontaneous parametric down-conversion. **Contemporary Physics**, [s.l.], v. 59, n. 3, p. 291-304, 3 jul. 2018.

FERRARI, Simone; SCHUCK, Carsten; PERNICE, Wolfram. Waveguide-integrated superconducting nanowire single-photon detectors. **Nanophotonics**, [s.l.], v. 7, n. 11, p. 1725-1758, 20 set. 2018.

GÅSVIK, Kjell J.. **Optical Metrology**. 3. ed. New Jersey: John Wiley & Sons, 2002. 372 p.

GERRITS, Thomas et al. Calibration of free-space and fiber-coupled single-photon detectors. **Metrologia**, S.l., v. 57, n. 015002, p. 1-18, 20 dez. 2019.

GERRITS, Thomas. Proposal for calibration of a single-photon counting detector without the need of input photon flux calibration. **Journal Of Optics**, [s.l.], v. 18, n. 5, p. 054014-054024, 4 abr. 2016.

GERRY, Christopher; KNIGHT, Peter. **Introductory Quantum Optics**. Cambridge: Cambridge University Press, 2004. 317 p.

HUANG, Zixin; MACCHIAVELLO, Chiara; MACCONE, Lorenzo. Cryptographic quantum metrology. **Physical Review A**, [s.l.], v. 99, n. 2, p. 022314-022320, 13 fev. 2019.

IEC (Londres) (ed.). **International Electrotechnical Commission**. Disponível em: <https://www.iec.ch/>. Acesso em: 10 jan. 2020.

IHARA, Toshiyuki et al. Impact of a time gate to the purity of single photons emitted from colloidal quantum dots. **Quantum Dots And Nanostructures: Growth, Characterization, and Modeling XVI**, [s.l.], v. 10929, n. 1, p. 109290-109295, 4 mar. 2019.

INMETRO (Rio de Janeiro) (ed.). **Instituto Nacional de Metrologia, Qualidade e Tecnologia**. 1993. Disponível em: <https://www4.inmetro.gov.br/>. Acesso em: 10 fev. 2020.

ISO (Suíça). **International Organization for Standardization**. Disponível em: <https://www.iso.org/>. Acesso em: 08 dez. 2019.

ITU (org.). **International Telecommunication Union**. Disponível em: <https://www.itu.int/en>. Acesso em: 08 dez. 2019.

IUPAP. **International Union of Pure and Applied Physics**. Disponível em: <https://iupap.org/>. Acesso em: 11 nov. 2019.

KAMBALATHMANA, Haritha et al. Exploring ultrafast single-photon emission of silicon-vacancy color centers in diamond nano-membranes coupled with gold nano-cones. **Quantum Nanophotonic Materials, Devices, And Systems 2019**, [s.l.], v. 11091, n. 1, p. 1109108-1109120, 3 set. 2019.

LEE, Hee Jung et al. Wavelength-scanning calibration of detection efficiency of single photon detectors by direct comparison with a photodiode. **Metrologia**, [s.l.], v. 53, n. 2, p. 908-917, 1 abr. 2016.

LÓPEZ, Marco; HOFER, Helmuth; KÜCK, Stefan. Detection efficiency calibration of single-photon silicon avalanche photodiodes traceable using double attenuator technique. **Journal Of Modern Optics**, [s.l.], v. 62, n. 20, p. 1732-1738, 27 mar. 2015. Informa UK Limited. <http://dx.doi.org/10.1080/09500340.2015.1021724>.

LUNGHI, Tommaso et al. Absolute calibration of fiber-coupled single-photon detector. **Optics Express**, [s.l.], v. 22, n. 15, p. 18078-18092, 18 jul. 2014.

NATARAJAN, Chandra M; TANNER, Michael G; HADFIELD, Robert H. Superconducting nanowire single-photon detectors: physics and applications. : physics and applications. **Superconductor Science And Technology**, [s.l.], v. 25, n. 6, p. 063001-063018, 4 abr. 2012.

PFLEEGOR, R. L.; MANDEL, L.. Interference of Independent Photon Beams. **Physical Review**, [s.l.], v. 159, n. 5, p. 1084-1088, 25 jul. 1967.

SAKURAI, J. J.; NAPOLITANO, Jim. **Modern Quantum Mechanics**. 2. ed. Cambridge: Cambridge University Press, 2017. 568 p.

SALEH, Bahaa E. A.; TEICH, Malvin Carl. **Fundamentals of Photonics**. 2. ed. New Jersey: Wiley, 2007. 1520 p.

SHI, Xueshun et al. Calibration on the detection efficiency of the Si-APD and InGaAs-APD single-photon detectors by correlated photon pairs. **Second International Conference On Photonics And Optical Engineering**, [s.l.], v. 10256, n. 1, p. 1937-1939, 27 fev. 2017.

SHUKHIN, A. A. et al. Heralded single-photon and correlated-photon-pair generation via spontaneous four-wave mixing in tapered optical fibers. **Physical Review A**, [s.l.], v. 101, n. 5, p. 1-9, 11 maio 2020.

SILVA, Thiago Ferreira da. **Elementos para comunicação quântica experimental utilizando fotodiodos avalanche**. 2011. 130 f. Tese (Doutorado) - Curso de Engenharia Elétrica, Engenharia Elétrica, Pontifícia Universidade Católica, Rio de Janeiro, 2011. Cap. 6.

SILVA, Thiago Ferreira da; XAVIER, Guilherme B.; WEID, Jean Pierre von Der. Real-Time Characterization of Gated-Mode Single-Photon Detectors. **Ieee Journal Of Quantum Electronics**, [s.l.], v. 47, n. 9, p. 1251-1256, set. 2011.

TOSI, Alberto et al. Fast-gated single-photon counting technique widens dynamic range and speeds up acquisition time in time-resolved measurements. **Optics Express**, [s.l.], v. 19, n. 11, p. 10735-10746, 18 maio 2011.

VOCABULÁRIO Internacional de Metrologia: Conceitos fundamentais e gerais e termos associados (VIM 2012). Duque de Caxias: Inmetro, 2012. 94 p.

YANG, Yuxiang. Memory Effects in Quantum Metrology. **Physical Review Letters**, [s.l.], v. 123, n. 11, p. 110501-110507, 11 set. 2019.
<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.123.110501>

ZILIO, Sérgio Carlos. **Óptica moderna: fundamentos e aplicações**. São Paulo: Universidade de São Paulo, 2009. 320 p.