THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ GRENOBLE ALPES

École doctorale : PHYS - Physique
Spécialité : Physique appliquée
Unité de recherche : CEA LETI - Laboratoire d'électronique et de technologie de l'information

Développement de détecteurs de photons uniques supraconducteurs intégrés sur guides d'onde optiques en silicium sur isolant ou en nitrure de silicium pour le traitement quantique de l'information

Development of superconductting single photon detectors integrated on silicon on insu/ator or silicon nitride optical waveguides for quantum information processing

Présentée par :

Valentin BRISSON

Direction de thèse :

Jean-Michel GERARD INGENIEUR DOCTEUR, CEA CENTRE DE GRENOBLE	Directeur de thèse
Ségolène OLIVIER INGENIEURE DOCTEURE, CEA CENTRE DE GRENOBLE	Co-encadrante de thèse

Rapporteurs :

ERIC CASSAN
PROFESSEUR DES UNIVERSITES, UNIVERSITE PARIS SACLAY
VAL ZWILLER
FULL PROFESSOR, KTH ROYAL INSTITUTE OF TECHNOLOGY

Thèse soutenue publiquement le **27 novembre 2025**, devant le jury composé de :

SIGNE SEIDELIN, PROFESSEURE DES UNIVERSITES, UNIVERSITE GRENOBLE ALPES	Présidente
ERIC CASSAN, PROFESSEUR DES UNIVERSITES, UNIVERSITE PARIS SACLAY	Rapporteur
VAL ZWILLER, FULL PROFESSOR, KTH ROYAL INSTITUTE OF TECHNOLOGY	Rapporteur
VIRGINIA D'AURIA, PROFESSEURE DES UNIVERSITES, UNIVERSITE COTE D'AZUR	Examinatrice
FELIX BUSSIERES, INGENIEUR DOCTEUR, ID QUANTIQUE	Examinateur

Invités :

JOËL BLEUSE
INGENIEUR DOCTEUR, CEA CENTRE DE GRENOBLE

Remerciements

Ce manuscrit est le fruit de plusieurs années de travail, de doutes, de découvertes et de rencontres. Il n'aurait jamais vu le jour sans le soutien, la patience et l'énergie de nombreuses personnes, que je tiens à remercier chaleureusement ici.

Aux laboratoires d'accueil du CEA

Je remercie Jean-Michel Gérard, Ségolène Olivier et Joël Bleuse pour leur encadrement bienveillant et stimulant.

Un immense merci à toutes les équipes des laboratoires qui m'ont accueilli et accompagné durant cette thèse. Au CEA-Leti, spécialement le laboratoire LIPS (Laboratoire d'Intégration Photonique sur Silicium) du DOPT (Département Optique et Photonique), pour votre expertise, vos conseils techniques et votre disponibilité, même quand je débarquais avec des questions à la dernière minute. Aux équipes des salles blanches, pour votre patience face à mes maladresses sur les carnets de lots que j'effectuais. Mention spéciale pour Jonathan Faugier-Tovar qui m'obéissait au doigt et à l'œil pour fabriquer mes plaques mais surtout quand il fallait prendre des belles images MEB au G3A, le tout sans râler une seconde avec en prime ma phrase légendaire : « non mais j'ai pas ton temps en fait ».

Enfin, je remercie le laboratoire NPSC du CEA-IRIG, pour votre soutien scientifique et votre bienveillance, qui ont été déterminants pour avancer dans ce projet. Notamment durant les *NPSC Days* qui furent des moments privilégiés pour en apprendre plus sur les travaux de chaque personne (le kirsch était aussi très bon).

À mes amis doctorants

Vous savez qui vous êtes. Merci pour tout. Pour les tape-out de masque de lithographie qui nous ont fait vieillir prématurément, les e-mails passifs-agressifs pour partager les ressources de simulation comme si c'étaient de l'or, et les sessions de mesure sur le prober où on se demandait si c'était nous ou la machine qui buggait. Après mûre réflexion, c'était bien nous le problème. Merci pour les bars qui ont sauvé notre santé mentale (ou ce qu'il en restait), les pauses café à jouer à Pédantix/Pedantle/Cémantix/Cemantle/Worldle/Tradle/Flagle et les discussions qui partaient dans tous les sens mais surtout vers un objectif commun : aller habiter au boulevard des Allongés. Merci pour les craquages nerveux collectifs, les leçons à tirer du guide des mauvaises pratiques (tampon à l'appui), et les moments où on se disait : « Mais pourquoi on fait ça, déjà ? », « Comment je m'appelle ? Ça sent le cramé, je crois que je suis en train de faire un AVC », ou alors « Ah t'es vraiment le roi, . . ., le roi des cons ! ».

Un clin d'œil spécial à The Bone Season en livre audio, qui a été la bande-son officielle de vos matinées, de vos journées, de vos soirées et de vos nuitées. Et merci pour les blagues pourries, les memes partagés en groupe, et cette solidarité unique qui fait qu'on est tous un peu fous, mais au moins, on est fous ensemble.

Je remercie tout particulièrement Mattéo, Clément, Linda, Alexis, Baptiste, Guillaume, Annalara, Marie, Louise, Pierre, Guillaume.

À mes amis Auvergnats

Vous avez été ma bouffée d'oxygène, ceux qui m'ont rappelé qu'il y avait une vie en dehors des équations et des rapports de mesure. Merci pour les week-ends à la campagne, les randonnées

qui m'ont vidé la tête, les soirées où on refaisait le monde autour d'un verre (ou trois) et surtout les potins autour d'un verre de vin blanc. Un merci spécial à Maxime, Quentin, Marion, Camille, Jean-Charles, Elisa, Fanny pour m'avoir rappelé que « non, Valentin, une thèse, ça ne se fait pas en un week-end ».

À mes amis d'école d'ingénieur

Merci pour les retrouvailles, les souvenirs de promo et de notre collocation « Le Terroir » avec nos championnats de beer pong, les « tu vas pas du tout aller te coucher, tu vas prendre un shot avec moi » qui m'ont fait sourire dans les moments de doute. Je remercie Aubin, Victor, Romain, Justin, Nathan, Anne, Lucas, Armand, Maryem.

À mes amis de partout et d'ailleurs

Je remercie Juliette pour nos périples en Russie, à l'époque, puis à Marseille où tu m'as fait découvrir ton monde d'artiste.

Merci à Antonin qui m'a suivi tout au long de mon parcours d'ingénieur puis de thèse. Le fait que tu m'appelles « docteur quantique, tu nous ferais pas une petite mesure physique là ? » n'était que le fruit de moments stimulants à Paris et ailleurs. Merci pour nos soirées traquenards.

À tous ceux que j'oublie et qui ont compté d'une manière ou d'une autre : merci. Une thèse, c'est un travail d'équipe, et chaque encouragement, chaque sourire, chaque coup de main a fait la différence.

À ma famille

Merci pour votre soutien sans faille, votre patience et votre amour. Vous avez enduré mes monologues techniques incompréhensibles, mes coups de stress et mes absences sans jamais me reprocher quoi que ce soit. Merci à mes parents (Chrystèle et Olivier) et à Fabrice, pour m'avoir appris la persévérance et pour avoir cru en moi, même quand je doutais. Merci à mes sœurs Mylène, Roxane et Laura, pour les encouragements et votre soutien. Petit clin d'œil à Lisa et à mon neveu Tom.

Je remercie aussi mes grands-parents Daniel, Michelle, Viviane et Georges qui m'ont vu évoluer au fil des années. Un merci également à mes tantes et oncles ainsi qu'à mes cousines et cousins.

À mon amoureuse

Anouk, tu es arrivée à la fin de ce périple, mais tu as dû gérer le pire : la période de correction, de préparation de soutenance et mes montées de stress dignes d'un film d'horreur. Merci pour ta patience, ton écoute et ton amour, même quand je transformais notre appartement en hôpital : un appartement bien rangé est digne d'une thèse bien structurée. Merci d'avoir supporté mes phases de colère et surtout, ma passion un peu obsessionnelle pour ce projet.

Tu as été mon équilibre et ma plus grande source de réconfort. Sans toi, ces derniers mois auraient été bien plus difficiles. Merci de m'avoir gardé en vie et surtout d'être là, tout simplement.

Je remercie ma deuxième amoureuse : Marly. Chat de type européen avec un nez de cochon et un caractère de parisienne (comme sa mère).

Je finis ces remerciements sur une compilation d'expressions que j'utilise quotidiennement :
« Qui veut, peut ! »
« Qui peut, veut ! »
« Qui peut, doit ! »
« Qui doit, veut ! »
« Ça va on déconne, on n'est pas à Kaboul. »
« Encore une fois de plus … »
« Do you know the french touch ? »
« Ayaaaaa … »

Table des Matières

Table des Matières iii

Liste des Figures vii

Liste des Tableaux xv

Acronymes xix

1 Introduction 1
- 1.1 Contexte Historique . . . 1
- 1.2 Base de l'Information Quantique . . . 2
- 1.3 Application Quantique . . . 5
  - 1.3.1 Communications Quantiques . . . 5
  - 1.3.2 Calcul Quantique . . . 7
- 1.4 Fonctions Clés pour l'Information Quantique avec des Photons . . . 9
  - 1.4.1 Sources de Photons Uniques . . . 9
  - 1.4.2 Manipulation des Qubits Photoniques . . . 11
  - 1.4.3 Détection de Photons Uniques . . . 13
  - 1.4.4 Choix de la Photonique sur Silicium . . . 14
- 1.5 Objectif de la Thèse . . . 15

2 Photonique Intégrée et Détection de Photons Uniques 17
- 2.1 Introduction . . . 17
- 2.2 Introduction aux Détecteurs de Photons Uniques . . . 17
  - 2.2.1 Détecteurs de Photons Uniques Semi-Conducteurs . . . 17
    - 2.2.1.1 Tubes Photomultiplicateurs PMT . . . 17
    - 2.2.1.2 Photodiodes à Avalanche APD/SPAD . . . 18
  - 2.2.2 Détecteurs de Photons Uniques Supraconducteurs . . . 19
    - 2.2.2.1 Capteurs de Transition TES . . . 20
    - 2.2.2.2 Détecteurs de Photons Uniques à Nanofil Supraconducteur SNSPD 21
  - 2.2.3 Conclusion . . . 21
- 2.3 Bases de la Photonique Intégrée . . . 21
- 2.4 Détecteurs de Photons Uniques à Nanofil Supraconducteur SNSPD . . . 23
  - 2.4.1 La Supraconductivité . . . 23
  - 2.4.2 Mécanisme de Détection des SNSPDs . . . 29
    - 2.4.2.1 Modèle du point chaud . . . 29
    - 2.4.2.2 Modèle de paire vortex-antivortex . . . 30
  - 2.4.3 Facteurs de Mérite des SNSPDs . . . 31
    - 2.4.3.1 Installation Expérimentale . . . 31
    - 2.4.3.2 Efficacité de Détection et Bruit d'Obscurité . . . 33
    - 2.4.3.3 Temps de Récupération et Taux de Comptage Maximum . . . 35
    - 2.4.3.4 Gigue Temporelle . . . 37
  - 2.4.4 État de l'art des SNSPDs . . . 39
    - 2.4.4.1 SNSPDs à Géométrie d'Incidence Normale . . . 39
    - 2.4.4.2 SNSPDs Intégrés sur Guide d'Onde Photonique . . . 40
  - 2.4.5 Capacité à Discriminer le Nombre de Photons . . . 41
- 2.5 Résumé du Chapitre . . . 44

3 Optimisation du Matériau Supraconducteur en NbN sur Plateforme Photonique en 200 mm **45**
3.1 Introduction . . . 45
3.2 Nano-fabrication et Caractérisation Morphologique . . . 47
3.3 Étude de la Transition Supraconductrice . . . 49
3.4 Analyse Structurale . . . 50
3.4.1 Diffraction des Rayons X . . . 50
3.4.2 Microscopie Électronique en Transmission . . . 52
3.5 Résumé du Chapitre . . . 56

4 Conception et Nano-fabrication des SNSPDs **57**
4.1 Introduction . . . 57
4.2 Simulations Numériques et Conceptions de Circuits . . . 57
4.2.1 Efficacité d'Absorption des Nanofils . . . 57
4.2.2 Diffusion des Nanofils et Tolérance au Désalignement . . . 63
4.2.3 Coupleurs par la Tranche . . . 65
4.2.4 Conception des Masques de Lithographie . . . 69
4.2.5 Conclusion . . . 73
4.3 Nano-Fabrication . . . 73
4.3.1 Généralités sur les Étapes de Nano-Fabrication . . . 73
4.3.1.1 Formation de Couches Minces . . . 73
4.3.1.2 Lithographie . . . 74
4.3.1.3 Gravure . . . 77
4.3.2 Plateformes Photoniques du CEA-Leti . . . 77
4.3.2.1 Silicium sur Isolant (SOI) . . . 77
4.3.2.2 Nitrure de Silicium sur Isolant (SiNOI) - ULL SiN . . . 79
4.3.3 Processus de Fabrication des SNSPDs . . . 81
4.3.4 Contrôles Morphologiques et Métrologiques . . . 84
4.4 Résumé du Chapitre . . . 95

5 Caractérisations des SNSPDs Intégrés sur Guide d'Onde Photonique **97**
5.1 Introduction . . . 97
5.2 Caractérisation à Température Ambiante . . . 97
5.2.1 Caractérisation Optique . . . 98
5.2.1.1 Pertes de Propagation des Guides d'Onde . . . 98
5.2.1.2 Pertes d'Insertion des Coupleurs . . . 101
5.2.2 Caractérisation Électrique . . . 104
5.2.3 Conclusion . . . 105
5.3 Instrumentation et Packaging des SNSPDs . . . 105
5.3.1 Installation Expérimentale Cryogénique . . . 105
5.3.2 Porte Échantillon et Circuit de Connexion . . . 106
5.3.3 Assemblage de la Puce Photonique . . . 108
5.3.4 Conclusion . . . 111
5.4 Caractérisation à Température Cryogénique . . . 112
5.4.1 Efficacité de Détection sur Puce et Bruit d'Obscurité . . . 113
5.4.1.1 Schéma de Caractérisation et Calibration . . . 113
5.4.1.2 Détecteurs à Haute Efficacité . . . 115
Courant de *latching* - Puces SiNOI . . . 116
Courant de *latching* - Puces SOI . . . 117
OCDE / Efficacité Interne / SNR - Puces SOI . . . 118
OCDE - Puces SiNOI . . . 121
5.4.2 Temps de Décroissance et Taux de Comptage Maximum . . . 126
MCR - Puces SOI . . . 128
MCR - Puces SiNOI . . . 130
5.4.3 Gigue Temporelle . . . 131
Gigue - Puces SOI . . . 132
Gigue - Puces SiNOI . . . 134
5.5 Résumé du Chapitre . . . 134

6 Conclusion et Perspectives **137**
6.1 Conclusion 137
6.2 Perspectives 139

Liste de Publications **141**

Références **143**

A Annexes **157**
A.1 Calibration du Flux de Photon Incident 157
A.1.1 Répartition de la puissance en sortie des séparatrices 157
A.1.2 Calibration du MMI (mesure 1) 157
A.1.3 Calibration du Séparateur de Faisceau 50% : 50% (mesure 2) 158
A.1.4 Calibration des Pertes d'Insertion des Réseaux de Couplage (mesure 3) . . 159
A.1.5 Calibration de l'Atténuateur Fixe (mesure 4) 160
A.1.6 Calibration du Séparateur de Faisceau 99% : 1% (mesure 5) 161
A.1.7 Mesure de l'efficacité de détection d'un détecteur (mesure 6) 161

Summary **164**

Résumé **165**

Liste des Figures

1.1 Sphère de Bloch représentant géométriquement tous les états possibles d'un qubit. 3
1.2 (a) Expérience de *Hanbury Brown and Twiss*. (b) Expérience d'interférométrie *Hong-Ou-Mandel* illustrant le résultat de deux photons indiscernables. 9
1.3 (a) Source de photons uniques à la demande (canon à photon). (b) Source de photons uniques annoncée par SPDC. (c) Source de photons uniques annoncée par SFWM. 10
1.4 Schéma de l'architecture de globale d'un ordinateur quantique à six photons uniques de *Quandela*. La puce photonique est représentée par l'interféromètre universel à 12 modes. Schéma repris de [47]. 12
1.5 Exemple d'illustration d'un QPU sur un QPIC. 14
1.6 Exemple d'un SNSPD intégré au-dessus d'un guide d'onde photonique (WI-SNSPD). Images 3D réalisées par Pierre Chausse. 15

2.1 Principe de fonctionnement d'un Tube Photomultiplicateur (PMT) repris de [62]. . 18
2.2 (a) Schéma du diagramme de bande d'une jonction p-n polarisée en inverse. (b) Cycle d'opération d'un SPAD en mode Geiger. 18
2.3 Schéma de guide d'onde photonique intégré en géométrie *strip* (à gauche) et en géométrie *rib* (à droite). 22
2.4 Résistance électrique en fonction de la température d'un fil de mercure, repris de [74]. 24
2.5 (a) État normal : paramagnétisme. (b) État supraconducteur : diamagnétisme parfait ou effet Meissner. 24
2.6 (a) Diagramme de phase d'un matériau supraconducteur de type I. (b) Diagramme de phase d'un matériau supraconducteur de type II. 25
2.7 (a) Supraconducteur de type I. (b) Supraconducteur de type II dans l'état mixte (voir fig. 2.6 (b)). 27
2.8 Représentation qualitative du couplage des électrons situés à proximité du niveau de Fermi en paires de Cooper par le biais de l'interaction avec le réseau du matériau supraconducteur. 28
2.9 Dépendance de la densité d'états supraconducteurs (ligne continue) et normaux (ligne pointillée) pour des températures variant de 0 K à T_c. L'énergie de Fermi est indiquée par E_F et Δ correspond au gap d'énergie. Les paires de Cooper ont une énergie liaison de 2Δ. Schéma repris de [58]. 28
2.10 (a) Schéma descriptif du mécanisme de détection complet du point chaud d'un SNSPD. Les images 3D ont été réalisées par Pierre Chausse. (b) Forme schématique de l'impulsion de tension générée aux bornes d'un détecteur SNSPD en réponse à l'absorption d'un photon unique. 29
2.11 Photo-excitation et avalanche dans le supraconducteur. Voir étape (3) de la figure 2.10. Schéma repris de [99]. 30
2.12 Schéma représentatif des modèles de mécanisme de détection des SNSPDs. (a) Formation du point chaud par rupture de paires de Cooper (voir figure 2.10 étape (3)). (b) Rupture de la section supraconductrice du nanofil (voir figure 2.10 étape (5)). (c) Formation de paire vortex-antivortex. (d) Traversée de paire vortex-antivortex de part et d'autre du nanofil jusqu'à la rupture de la section supraconductrice. Schéma repris de [112]. 31
2.13 (a) Schéma expérimental d'un système de SNSPD. (b) Schéma électrique équivalent. L_k est l'inductance cinétique du nanofil, R_n est la résistance du point chaud d'environ $1\,\mathrm{k}\Omega$ [90], I_b est le courant de polarisation et R_O est la résistance de lecture de $50\,\Omega$. 32

2.14 Histogramme d'acquisition d'un SNSPD. 35
2.15 Illustration de l'efficacité de détection et de l'amplitude de tension en fonction du temps d'un évènement de détection. 36
2.16 Illustration de la gigue temporelle du système de détection d'un SNSPD par la méthode de TCSPC. 38
2.17 (a) SNSPD à géométrie d'incidence normale. La lumière émise est issue du mode gaussien d'une fibre optique placée verticalement par rapport à la zone active. (b) SNSPD intégré au-dessus d'un guide d'onde photonique (WI-SNSPD). La lumière incidente est issue d'un mode guidé transverse du guide d'onde photonique (voir partie 2.3 sur la photonique intégrée). Images 3D réalisées par Pierre Chausse. . . 39
2.18 (a) Représentation 3D d'un SNSPD à géométrie d'incidence normale placé dans une cavité optique. (b) SNSPD sur son porte-échantillon. Le détecteur est placé au centre de la férule qui viendra accueillir la fibre optique. Les liaisons par des fils métalliques (or) sont connectées à l'extrémité de la languette. Figures reprises de [133]. 40
2.19 Schéma d'un WI-SNSPD avec un nanofil en NbN placé au-dessus d'un guide d'onde pour détecter des photons uniques par couplage évanescent le long de la direction de propagation du mode optique guidé. Figure reprise de [150]. 41
2.20 Imagerie par Microscopie Électronique à Balayage (MEB) d'un SNSPD comportant 14 pixels de nanofils. Image reprise de [127]. 43
2.21 Disposition optimale des détecteurs sur un guide d'onde. Tous les détecteurs captent en moyenne la même fraction de photons de l'entrée [184]. 44

3.1 Variation de la résistance électrique en fonction de la température sur une couche ultra-mince de 5 nm de NbN directement déposée sur Si(100) (courbe bleu) et déposée sur 10 nm d'AlN sur Si (courbe verte). La résistance mesurée est normalisée à sa valeur maximale. Résultats tirés de [189]. 46
3.2 (a) Image HRTEM de NbN déposé sur Si(100). Une couche amorphe de 2 nm d'épaisseur est visible à l'interface (flèche rouge). (b) Image HRTEM de NbN déposé sur AlN sur Si(100). L'AlN croît le long de l'axe $< 0001 >$, et le NbN est déposé épitaxialement par-dessus en suivant l'axe $< 111 >$. (c) Image HRTEM complète de l'empilement NbN/AlN/Si. (d) Image HRTEM de l'interface AlN/Si(100) montrant une couche amorphe d'environ 0.5 nm d'épaisseur (flèches rouge). Figure et analyse tirées de [189]. 47
3.3 Résumé des étapes de fabrication de dépôt du NbN sur du SiN avec une couche tampon d'AlN sur des plaques de 200 mm de diamètre. 48
3.4 Échantillons imagés par AFM au centre de la plaque : (a) SiN brut ; (b) SA ; (c) SN5 ; (d) SAN5 ; (e) SN7 ; et (f) SAN7. Image AFM agrandie sur un carré de 200 nm de côté inclus dans chaque encart. Le tableau 3.1 présente les valeurs moyennes de hauteur de pic (R_z) et de rugosité quadratique moyenne (R_q) pour chaque échantillon. L'échelle d'altitude est commune à toutes les images. 49
3.5 Mesure de résistance à 4 pointes des couches de NbN en fonction de la température. (a) 3 séries de mesures de l'échantillon SN5 ; (b) 3 séries de mesures de l'échantillon SAN5 ; (c) Mesures pour les échantillons SN7 et SAN7. La résistance mesurée est normalisée à sa valeur maximale. Les lignes noires en pointillés indiquent la Température Critique supraconductrice (T_c) (voir le texte). 50
3.6 (a) Scan DRX 2θ–θ hors plan des échantillons SN5 et SAN5 ; (b) Scan DRX 2θ–χ/ϕ dans le plan des échantillons SN5 et SAN5. Les deux courbes sont présentées en échelle logarithmique. 51
3.7 (a) Imagerie par HRTEM de l'échantillon SN5. (b) Zoom sur la région spécifique du rectangle en pointillés aux interfaces NbN et SiN de l'échantillon SN5. (c) Zoom sur la région spécifique du rectangle en pointillés aux interfaces NbN et AlN de l'échantillon SAN5. (d) Image HRTEM de l'échantillon SAN5. 53
3.8 Cartographie par PED sur l'échantillon SAN5 avec (a) cartographie de l'indice de corrélation, (b) cartographie de phase (NbN cubique en jaune et AlN en vert) superposée avec les frontières de grains de 15°, (c) (d) (e) cartographies de l'orientation cristalline des grains par rapport aux axes Y, X et Z du matériau - voir le système de coordonnées à droite de (e). (f) et (g) clés de couleur d'orientation pour AlN et NbN cubique, respectivement. 54

3.9 Figures de pôles dérivées des cartographies d'indexation de la figure 3.8 (a) pour : (a) NbN et (b) AlN. 54
3.10 Représentation schématique de la relation d'orientation épitaxiale mesurée par PED entre le NbN cubique (a) et l'AlN hexagonal (b). L'autre configuration dégénérée jumelle (voir *p. ex.*, [196], [201]) est obtenue en faisant tourner le cristal de NbN de 180°autour de son axe cristallin [111]. Dessins produits par *VESTA* [206]. 55

4.1 Simulation FDE du mode TE fondamental dans un guide d'onde *strip* à la longueur d'onde de 1550 nm : (a) SOI 310 et (b) SiNOI du SiN ULL. 58
4.2 Simulations FDE de géométrie de guide d'onde *strip* en SiN à la longueur d'onde 925 nm. (a) Carte de couleur de l'indice effectif du mode TE fondamental en fonction de l'épaisseur et de la largeur de SiN. La courbe blanche représente la limite géométrique pour laquelle le mode TE_{01} existe. (b) Carte de couleur de la fraction intégrée du mode TE fondamental en fonction de l'épaisseur et de la largeur de SiN. (c) Indice effectif des premiers modes TE_{ij} et TM_{ij} en fonction de la largeur de SiN pour une épaisseur fixe de 300 nm. (d) Carte de l'intensité du champ électrique de TE_{00} pour un guide en SiN de largeur 600 nm et d'épaisseur 300 nm. (e) Carte de l'intensité du champ électrique de TE_{01} pour un guide en SiN de largeur 1000 nm et d'épaisseur 300 nm. 59
4.3 (a) Architecture de nanofil en version droite. (b) Architecture de nanofil en forme de U. 60
4.4 Comparaison des efficacités d'absorption du mode TE_{00} en fonction de la longueur des nanofils simulés par FDE et par FDTD : (a) pour l'architecture de nanofil droit et (b) pour l'architecture de nanofil en forme de U avec un espacement de 120 nm entre eux. Les architectures simulées sont données pour un nanofil en NbN d'épaisseur 5 nm et de largeur 100 nm posé au-dessus de 10 nm d'AlN lui-même déposé sur le guide d'onde monomode SOI. (c) Carte d'intensité du champ électrique simulé par FDTD de la section d'un nanofil droit de largeur 100 nm et de longueur 10 μm. (d) Carte d'intensité du champ électrique simulé par FDTD de la section d'un nanofil en U de largeur 100 nm, d'espacement 120 nm et de longueur 10 μm. (e) Carte de d'intensité du champ électrique simulé par FDTD dans la longueur du guide d'onde avec un nanofil droit de longueur 10 μm. 61
4.5 (a) Architecture de nanofil en forme de S. (b) Architecture de nanofil en forme de W. 63
4.6 Carte de puissance du mode TE_{00} provenant de la simulation FDTD pour (a) un nanofil droit de longueur 2 μm et (b) un nanofil en U de même longueur effective, tous deux sur un guide en silicium. Les barres vertes correspondent au moniteur de puissance et d'extension de mode, tandis que les barres jaunes correspondent à la source de lumière. 64
4.7 Architecture de nanofil angulaire par rapport au guide d'onde. 64
4.8 (a) Efficacité d'absorption simulée par FDTD en fonction de l'angle normal θ_{NW} du nanofil. (b) Carte de puissance d'un nanofil simulé par FDTD pour un angle $\theta_{NW} = 83°$. 65
4.9 Représentation schématique d'un coupleur vertical en silicium. La période du réseau est typiquement de 600 nm pour un faisceau lumineux à la longueur d'onde 1550 nm, le diamètre du coeur d'une fibre type *SMF-28* est de 8.2 μm. Le schéma n'est pas à l'échelle. Repris de [114]. 66
4.10 Représentation schématique d'un coupleur par la tranche en silicium. Le cœur d'une fibre est aligné dans l'axe du cône inversé (appelé *inverse taper* en anglais) en silicium pour injecter la lumière dans la puce photonique. Le schéma n'est pas à l'échelle. Repris de [214]. 66
4.11 (a) Carte de l'intensité du champ électrique pour un EDC en cône inversé simulé par FDTD 3D. (b) Distribution du champ électrique E_y à la pointe du cône. Au niveau du trait blanc vertical, on trouve la facette de la puce photonique. De plus, le liquide d'indice est utilisé pour représenter la région libre ($n_{liquide} = n_{SiO2}$). (c) Illustration de la coupe transversale des EDC simulés. (d) Distribution de l'intensité du mode délocalisé à 500 nm de la sortie de la pointe. (e) Distribution de l'intensité du mode délocalisé à 1500 nm de la sortie de la pointe. 67

4.12 (a) Illustration de la carte d'intensité du champ électrique pour un trident simulé par FDTD 3D. (b) Distribution du champ électrique E_y aux deux pointes. Au niveau du trait blanc vertical, on trouve la facette de la puce photonique. De plus, le liquide d'indice est utilisé pour représenter la région libre ($n_{\text{liquide}} = n_{\text{SiO2}}$). (c) Illustration de la coupe transversale des EDC simulés. (d) Distribution de l'intensité du mode délocalisé à 500 nm de la sortie des pointes. (e) Distribution de l'intensité du mode délocalisé à 1500 nm de la sortie des pointes. 68

4.13 Schéma de construction d'un coupleur par la tranche en géométrie trident. Le schéma n'est pas à l'échelle. 68

4.14 (a) Disposition d'un circuit de test de WI-SNSPD sur SOI à 1550 nm (Bloc 2 du jeu de masque TRXX). (b) Disposition d'un circuit de test de WI-SNSPD sur SiNOI à 925 nm (Bloc 1 du jeu de masque OH10). Les encarts sont des zooms sur un nanofil en U de $2 \times 5\,\mu$m de long. 70

4.15 Répartition des versions de masques de lithographie par faisceau d'électrons pour les motifs des nanofils NbN à travers une plaque de 200 mm de diamètre. 71

4.16 Disposition d'un circuit de test de WI-SNSPD sur SiNOI à 925 nm avec des détecteurs en architecture de série optique pour la Résolution du Nombre de Photon (PNR) et avec des EDC en entrée (Bloc 3 du jeu de masque OH10). L'encart est un zoom sur la pointe et la facette d'un EDC trident. 72

4.17 Schéma de photolithographie et de gravure d'une couche de silicium. 76

4.18 Illustration schématique des principales étapes technologiques pour la nano-fabrication de guides Si sur des plaques SOI de 200 mm de diamètre : résumé des principales étapes de fabrication. 78

4.19 SiNOI pour la plateforme ULL SiN sur plaque 200 mm : résumé des principales étapes de fabrication. 80

4.20 Préparation de l'état de surface des plateformes sur SOI et SiNOI pour la suite du processus de fabrication de la brique technologique supraconducteur. A : pour SOI à 1550 nm ; B : pour SiNOI à 925 nm ; C : pour SiNOI à 1550 nm. 81

4.21 Processus de fabrication des nanofils en NbN pour SOI et SiNOI sur plaque de 200 mm de diamètre. 83

4.22 Rugosité de surface des couches de Si_3N_4 après CMP (étape (1) en figure 4.21) sondée par AFM : (a) sur une boîte de mesure sur OH10 (SiNOI à 925 nm) ($R_q = 0.08 \pm 0.05\,\text{nm}$) ; (b) sur un guide d'onde de OH10 avec l'encart qui représente la zone de mesure sur le guide ($R_q = 0.28 \pm 0.05\,\text{nm}$) ; (c) sur une boîte de mesure sur OH11 (SiNOI à 1550 nm) ($R_q = 0.11 \pm 0.05\,\text{nm}$) ; (d) sur un guide d'onde de OH11 avec l'encart qui représente la zone de mesure sur le guide ($R_q = 0.29 \pm 0.05\,\text{nm}$). 84

4.23 Mesures de marches des nanofils (5 nm d'épaisseur de NbN) après lithographie, gravure et *stripping* (étape (4) en figure 4.21) scannées par AFM : (a) sur un nanofil en U sur TRXX (SOI à 1550 nm) ($\Delta Z = 8\,\text{nm}$) ; (b) sur un nanofil droit sur OH10 ($\Delta Z = 10\,\text{nm}$) ; (c) sur un nanofil en W sur OH11 ($\Delta Z = 9\,\text{nm}$). (d) Rugosité de surface de la couche d'AlN à la même étape pour le SiNOI à 1550 nm ($R_q = 1.12 \pm 0.05\,\text{nm}$). 85

4.24 (a) Imagerie TEM de la section transversale d'un nanofil en U avec une épaisseur de NbN de 5 nm déposé sur 10 nm d'AlN au-dessus d'un guide en silicium de 300 nm d'épaisseur. (b) Zoom sur la zone supérieure du guide d'onde avec le nanofil réalisé par Microscopie Électronique en Transmission à Balayage (STEM). (c) Spectroscopie de Rayons X à Dispersion d'Énergie (EDX) de l'empilement du nanofil NbN / AlN / SiO_2 / Si pour révéler les éléments chimiques présents. 86

4.25 (a) Imagerie TEM de la section transversale d'un nanofil en U avec une épaisseur de NbN de 5 nm déposé sur 10 nm d'AlN au-dessus d'un guide en nitrure de silicium de 300 nm d'épaisseur. (b) Imagerie STEM sur la zone supérieure du guide d'onde avec le nanofil gravé. (c) EDX de l'empilement du nanofil NbN / AlN / SiN pour révéler les éléments chimiques présents (Nb, O, Al, N et Si). Profil de l'EDX selon la direction verticale. 87

4.26 Imagerie MEB d'un nanofil en U de longueur $2 \times 5\,\mu$m, de largeur 100 nm, d'espacement 120 nm et d'épaisseur 5 nm au-dessus d'un guide en silicium (TRXX) après lithographie, gravure et *stripping* (étape (4) en figure 4.21). (a) Image par un détecteur d'électrons secondaire qui est sensible à la topographie. (b) Image par un détecteur d'électrons rétro-diffusés qui est sensible au numéro atomique des matériaux. 88

4.27 Imagerie MEB, à l'aide d'un détecteur d'électrons secondaires, de nanofils au-dessus de guides en nitrure de silicium (OH10). Les nanofils ont tous une largeur de 100 nm et une épaisseur de 5 nm. (a) et (b) nanofil droit de longueur $40\,\mu$m. (c) et (d) nanofil en U de longueur $2 \times 5\,\mu$m. Une image zoomée sur le nanofil est présentée dans l'encart en (d). (e) Image inclinée de 45° et pivotée de 225° sur un nanofil en U de longueur $2 \times 5\,\mu$m. (f) Image inclinée de 45° et pivotée de 225° sur un nanofil droit de longueur $5\,\mu$m. 90

4.28 Imagerie MEB, à l'aide d'un détecteur d'électrons secondaires, de nanofils au-dessus de guides en SiN ULL (OH11). Les nanofils ont tous une largeur de 100 nm et une épaisseur de 5 nm. (a) nanofil en W de longueur $4 \times 5.5\,\mu$m. (b) nanofil en S de longueur $3 \times 3.6\,\mu$m. (c) Image inclinée de 45° et pivotée de 225° sur un nanofil en W de longueur $4 \times 5.5\,\mu$m. 92

4.29 Imagerie MEB, à l'aide d'un détecteur d'électrons secondaires, d'ouverture de 650 nm de l'oxyde pour les plots de contact entre le film fin NbN et le métal supérieur AlCu. (a) sur-gravure de l'oxyde qui a traversé le NbN. (b) gravure partielle maîtrisée avec arrêt sur la couche supraconductrice. 93

4.30 Imagerie par microscopie optique de : (a) la structure de test de SNSPDs sur silicium (TRXX, Bloc 2 en figure 4.14) ; (b) zoom sur un détecteur avec ses réseaux de couplage et ses pavés de contacts électriques ; (c) zoom sur la zone du nanofil NbN sur le guide d'onde en Si. 94

4.31 Imagerie par microscopie optique de : (a) la structure de test de SNSPDs sur SiN avec des EDC à l'entrée (OH10 en figure 4.16) ; (b) zoom sur un EDC en trident et suspendu par la gravure profonde du substrat Si. Pour ce trident, nous pouvons observer les pointes des deux cônes inversés en SiN (voir aussi figure 5.8 (b)). Imagerie MEB, à l'aide d'un détecteur d'électrons secondaires, de : (c) la facette réalisée par la gravure profonde du substrat Si pour le couplage par la tranche ; (d) zoom sur la pointe suspendue. 95

5.1 Installation expérimentale sur prober à température ambiante. 98

5.2 (a) Spirale d'un guide d'onde *strip* monomode TE en silicium d'une longueur de 2 cm ; (b) Spectre d'acquisition de trois spirales en Si : 2, 4 et 6 cm de longueur. Une régression linéaire est effectuée sur les données de mesures pour filtrer les légères oscillations ; (c) Extraction des pertes de propagation des guides à la longueur d'onde 1550 nm à l'aide d'une régression linéaire. La pente vaut -3.1 dB/cm sur ce module. 99

5.3 Cartographie des mesures de pertes de propagation des guides d'onde *strip* en silicium à la longueur d'onde 1550 nm avec la brique technologique supraconducteur sur un *wafer* SOI de diamètre 200 mm. Ces résultats sont reportés dans le tableau 5.1. 99

5.4 Imagerie de MEB d'un guide d'onde en SiN d'épaisseur 800 nm à l'aide d'un détecteur d'électrons secondaires. 100

5.5 Échantillons imagés par Microscopie à Force Atomique : (a) sur SiN ($R_q = 0.13 \pm 0.05$ nm) ; (b) sur AlN ($R_q = 1.27 \pm 0.05$ nm). 100

5.6 Simulation FDE du mode TE fondamental dans un guide d'onde *strip* : (a) SOI à la longueur d'onde de 1550 nm ; (b) SiNOI à la longueur d'onde de 925 nm ; (c) SiNOI à la longueur d'onde de 1550 nm. Chaque simulation intègre une fine couche d'AlN d'une épaisseur de 10 nm au-dessus du guide d'onde, mais elle n'est pas représentée sur la cartographie afin de préserver la lisibilité maximale. 101

5.7 Imagerie de Microscopie Électronique à Balayage (MEB) d'un réseau de couplage (GC) en SiN d'épaisseur 800 nm à l'aide d'un détecteur d'électrons secondaires. Image prise avant l'étape d'encapsulation des guides d'onde (voir partie 4.3.2.2). . 102

5.8 (a) Imagerie de MEB de la facette avec la gravure profonde après l'étape d'encapsulation des guides d'onde (voir partie 4.3.2.2). Imagerie de MEB d'un coupleur par la tranche (EDC) en SiN d'épaisseur 300 nm avant l'étape d'encapsulation des guides d'onde (voir partie 4.3.2.2) : (b) double pointe de largeur 80 nm d'un EDC trident ; (c) transition de la double pointe vers la pointe du guide d'onde. 102
5.9 Résistance des nanofils NbN en fonction de la longueur du dispositif SNSPD pour (a) les nanofils droits et en forme de U sur guide Si, (b) les nanofils droits et en forme de U sur guide SiN (pour la longueur d'onde 925 nm), (b) les nanofils en forme de S et en forme de W sur guide SiN (pour la longueur d'onde 1550 nm). Les mesures statistiques à travers la plaque sont représentées par des barres verticales noires. . 104
5.10 Illustration du cryostat employé et de ses éléments. Fourni par *Single Quantum NL* [220]. 106
5.11 Doigt froid dans le cryostat accueillant des SNSPDs en géométrie verticale. 107
5.12 Conception du porte-échantillon (à gauche), de la PCB (au centre) et de l'assemblage final (à droite) pour un couplage vertical des fibres optiques avec les réseaux de couplage (GC). 108
5.13 Conception du porte-échantillon (à gauche), de la PCB (au centre) et de l'assemblage final (à droite) pour un couplage par la tranche des fibres optiques avec les EDC. . 108
5.14 Schéma électrique du pilotage des SNSPDs avec l'électronique de lecture située à l'extérieur du cryostat à température ambiante. 109
5.15 Porte-échantillon et sa PCB installés sur le doigt froid. 109
5.16 Assemblage complet de la puce photonique contenant les SNSPDs avec le ruban de fibre et la PCB. À droite, zoom sur la puce avec les *wire-bonding*, photographie par Laura Boutafa. 110
5.17 Mesure à température ambiante d'une puce de WI-SNSPD sur SOI après packaging. (a) Ratio du séparateur de faisceau 3 dB (MMI) entre les deux sorties est représenté en fonction de la longueur d'onde. Le ratio pour la longueur centrale de 1550 nm est donné. (b) Pertes d'insertion (IL) des réseaux de couplage en fonction de la longueur d'onde. La perte d'insertion par GC pour la longueur centrale de 1550 nm est donnée. 111
5.18 Assemblage d'une puce photonique avec des WI-SNSPDs sur le porte-échantillon avec le ruban de fibre et les connexions électriques sur le doigt froid (à gauche). À droite, le dispositif est couvert par l'écran thermique. 112
5.19 Schéma du montage expérimental pour la mesure de l'OCDE. 114
5.20 Tension aux bornes des nanofils en fonction du courant de polarisation. Quand la tension devient non nulle, on définit le courant de *latching*. Les trois détecteurs d'une même puce (référence : OH10, P04, 1/4, Bloc 1, Puce 1.3 Rev S) présentent des sections de nanofils différentes. 116
5.21 Axe de gauche : Efficacité de Détection sur Puce en fonction du courant de polarisation normalisé (rouge). Axe de droite : Taux de Bruit d'Obscurité mesuré en fonction du courant de polarisation normalisé (bleu). Encart : taux de comptage brut de photons et de bruit en utilisant l'axe y semi-logarithmique en fonction de I_b/I_c. Le SNSPD testé est un nanofil en forme de U d'une longueur totale de 40 μm (20 μm pour le dispositif). Le courant de polarisation critique (I_c) pour le SNSPD est de 4.62 μA et son courant de *latching* est de 5.03 μA. Référence de la puce en SOI : TRXX, P05, 1/4, Bloc 2, Puce 2.4 Rev R, Détecteur 2. 118
5.22 Axe de gauche : Efficacité de Détection sur Puce en fonction du courant de polarisation normalisé (rouge). Axe de droite : Taux de Bruit d'Obscurité mesuré en fonction du courant de polarisation normalisé (bleu). Encart : taux de comptage brut de photons et de bruit en utilisant l'axe y semi-logarithmique en fonction de I_b/I_c. Trois détecteurs avec des nanofils droits d'une même puce sont testés : (a) 10 μm de longueur, (b) 40 μm de longueur et (c) 80 μm de longueur. Référence de la puce en SOI : TRXX, P07, 1/4, Bloc 2, Puce 1.4 Rev T. 119
5.23 Axe de gauche : OCDE (rouge) et efficacité interne (η, orange) en fonction du courant de polarisation normalisé ($I_c = 5.30\,\mu$A) d'un nanofil court, droit et de 10 μm de long (détecteur droit 1, puce 1.4 Rev T) conçu pour atteindre une efficacité d'absorption α_{simul} de 42.2% (simulation FDE). La transmission résiduelle est mesurée en fonction de I_b/I_c à l'aide du schéma de l'encart, et η est déduit du rapport OCDE/α (α, vert). Le DCR par rapport à l'axe de droite est représenté par la courbe bleue. 120

5.24 Taux de comptage brut de photons et de bruit en utilisant l'axe y semi-logarithmique en fonction du courant de polarisation normalisé I_b/I_c. Graphiques supérieurs : Taux de Comptage des Photons (PCR) (en rouge), Taux de Bruit d'Obscurité (DCR) (en bleu) et régression exponentielle ($m \times e^{a \times x}$) sur le DCR (en pointillé noir) en fonction de I_b/I_c. Graphiques inférieurs : Rapport Signal sur Bruit (SNR en vert) et projection du SNR ajusté (en orange) en fonction de I_b/I_c. Les trois détecteurs de la puce 1.4 sont représentés : (a) 10 μm de longueur, (b) 40 μm de longueur et (c) 80 μm de longueur. 121

5.25 Axes de gauche : OCDE en fonction du courant de polarisation normalisé I_b/I_c (rouge). Axes de droite : DCR mesuré en fonction de I_b/I_c (bleu). L'encart correspond au taux de comptage brut de photons et de bruit en se basant sur l'axe semi-logarithmique y en fonction de I_b/I_c. On étudie quatre détecteurs dotés de nanofils en forme de U d'une même puce : (a) longueur de $2 \times 70\,\mu$m, (b) longueur de $2 \times 30\,\mu$m, (c) longueur de $2 \times 20\,\mu$m et (d) longueur de $2 \times 5\,\mu$m. Référence de la puce en SiNOI : OH10, P04, 1/4, Bloc 1, Puce 3.3 Rev R. Les données sont présentées dans le tableau 5.12. 122

5.26 Axe gauche : OCDE en fonction du courant de polarisation normalisé I_b/I_c (rouge). Axe de droite : DCR mesuré en fonction de I_b/I_c (bleu). Le taux de comptage brut de photons et de bruit est représenté en utilisant l'axe y semi-logarithmique en fonction de I_b/I_c. On étudie six détecteurs d'une même puce : (a) Un nanofil droit de longueur 20 μm et de (b) à (f) des nanofils en U de longueur $2 \times 50\,\mu$m. Les nanofils ont une largeur variable : (b) et (c) 120 nm ; (a), (d) et (e) 100 nm ; (f) 80 nm. Référence de la puce en SiNOI : OH10, P04, 1/4, Bloc 1, Puce 1.3 Rev S. Les valeurs sont reportées dans le tableau 5.13. 123

5.27 (a) Impulsion de tension du SNSPD en U (puce 2.4 Rev R) pour un événement de détection unique (orange) dans un dispositif de 20 μm de long. Une régression exponentielle de la forme $a \times e^{-t/\tau}$ (noir) permet d'obtenir un temps de décroissance de 3.2 ns. (b) Pour chaque SNSPD de forme droite (puce 1.4 Rev T), les temps de décroissance d'un événement de détection unique sont représentés en fonction de la longueur du dispositif (noir). L'erreur quadratique moyenne de la régression linéaire (bleu) est représentée par la barre verticale, avec une pente de 0.0506 ns/μm et une ordonnée à l'origine de 0.621 ns. Les inserts représentent la forme de l'impulsion de tension de l'événement de détection. (c) Pour chaque SNSPD en forme de U (puce 3.3 Rev R), la représentation du temps de décroissance d'un événement de détection unique est représentée en fonction de la longueur du dispositif (noir). La pente de la régression linéaire (bleu) est de 0.0558 ns/μm et l'ordonnée à l'origine est de 0.527 ns. (d) Pour chaque SNSPD en forme de U (puce 1.3 Rev S) avec une longueur constante de $2 \times 50\,\mu$m et un espacement constant de 120 nm, on représente le temps de décroissance d'un événement de détection unique en fonction de la largeur du nanofil (noir). La pente de la régression linéaire (bleu) est de -0.0530 ns/nm et l'ordonnée à l'origine est de 9.09 ns. 127

5.28 Traces supérieures : OCDE en fonction du flux de photons incident. Traces inférieures : taux de comptage en fonction du flux de photons incident pour la puce SNSPD 1.4 Rev T sur SOI. Les efficacités et les taux de comptages sont donnés pour deux niveaux de bruit : DCR = 100 (courbe bleue) ou 1000 Hz (courbe rouge). (a) Nanofil droit de 10 μm de long, (b) nanofil droit de 40 μm de long et (c) nanofil droit de 80 μm de long. Les barres noires verticales indiquent l'incertitude sur les points de mesure pour un intervalle de confiance à 95%. 129

5.29 Traces supérieures : OCDE en fonction du flux de photons incident. Traces inférieures : taux de comptage en fonction du flux de photons incident pour la puce SNSPD 3.3 Rev R sur SiNOI (λ = 915 nm). Les efficacités et les taux comptages sont données pour deux niveaux de bruit : DCR = 10 (courbe bleue) ou 100 Hz (courbe rouge). (a) Nanofil en U de $2 \times 20\,\mu$m de long, (b) nanofil en U de $2 \times 30\,\mu$m de long et (c) nanofil en U de $2 \times 70\,\mu$m de long. Les barres noires verticales indiquent l'incertitude sur les points de mesure pour un intervalle de confiance à 95%. 130

5.30 Installation expérimentale de mesure de TCSPC pour les SNSPDs. Un laser pulsé subpicoseconde envoie un paquet de photons vers le détecteur ainsi qu'un signal de synchronisation électrique au module de TCSPC. Le chronomètre est déclenché jusqu'à ce que le compteur détecte le premier événement fourni par le nanofil avec la chaîne d'amplification électronique. 131
5.31 (a) Données d'histogramme de la mesure de TCSPC de l'électronique d'amplification du module de *Single Quantum* réalisé à l'aide d'une photodiode ultra-résolue en temps (points bleus). Les données sont ajustées à une distribution gaussienne (courbe orange). La Largeur à Mi-Hauteur (FWHM) fournit la gigue temporelle correspondante. (b) Acquisition d'histogramme des délais de détection pour le détecteur droit de longueur $80\,\mu$m de la puce 1.4 Rev T sur SOI à la longueur d'onde 1550 nm (courbe bleue). Le modèle de distribution gaussienne des mesures expérimentales est figuré par la courbe orange. La courbe verte illustre la régression expérimentale déconvoluée de la contribution de la gigue de l'électronique de pilotage ($\sigma_{\text{élec}} = 37.5 \pm 4\,\text{ps}$). Cette distribution présente une largeur FWHM $= 94.4 \pm 4\,\text{ps}$. (c) On utilise le même protocole pour le WI-SNSPD en forme de U de longueur $2 \times 5\,\mu$m de la puce 3.3 rev R sur SiNOI à la longueur d'onde 925 nm. La gigue temporelle vaut alors $34.0 \pm 4\,\text{ps}$. 133

6.1 Schéma électrique équivalent d'un système de SNSPD intégrant un amplificateur électronique cryogénique. L_k est l'inductance cinétique du nanofil, R_n est la résistance du point chaud d'environ $1\,\text{k}\Omega$, I_b est le courant de polarisation et R_O est la résistance de lecture de $50\,\Omega$, I_b est la tension de polarisation de l'amplificateur. RF veut dire Radio-Fréquence et DC veut dire Courant Direct. 139
6.2 Assemblage d'une puce photonique SiNOI en couplage par la tranche et contenant des WI-SNSPDs fonctionnant à la longueur d'onde 925 nm. 140

A.1 Schéma du montage expérimental pour la mesure des ratios de sorties R_9 et R_{11} du MMI 3 dB. 158
A.2 Schéma du montage expérimental pour la mesure des ratios du séparateur de faisceau 50% : 50% servant pour la calibration des IL et de l'atténuateur fixe. 159
A.3 Schéma du montage expérimental pour la mesure des pertes d'insertion (IL) des réseaux de couplage par le bras de référence. 160
A.4 Schéma du montage expérimental pour la mesure du coefficient d'atténuation A_{fix} de l'atténuateur fixe. 160
A.5 Schéma du montage expérimental pour la mesure des ratios R_{99} et R_{01} du séparateur de faisceau 99% : 1%. 161
A.6 Schéma du montage expérimental pour la mesure de l'efficacité de détection du SNSPD. 162

Liste des Tableaux

1.1 Facteurs de mérite des qubits pour le calcul quantique. Données repris de [27] et complétées par [7]. [1]Les ions piégés et les atomes froids n'engendrent pas de contrainte de cryostat puisqu'il s'agit de particules piégées et de refroidissement par laser. . . 8
1.2 Aperçu des facteurs de mérite des différentes sources de photons uniques. Les quatre premières sources sont les plus utilisées. Repris de [37]. 11
1.3 Comparaison des plateformes photoniques intégrées. Les notes « + » à « +++ » correspondent aux performances et à l'efficacité des composants. Repris du rapport *Silicon Photonics 2023* de *Yole Group* [7]. 13

2.1 Aperçu de l'état de l'art des SNSPDs en architecture d'incidence normale. 40
2.2 Aperçu de l'état de l'art des WI-SNSPDs. 42

3.1 Liste des échantillons déposés sur SiN avec différentes épaisseurs nominales de NbN et d'AlN. Résultats d'AFM : mesure de la rugosité quadratique moyenne (RMS) R_q et de la hauteur moyenne des pics R_z obtenues sur une surface $1\,\mu m^2$. $P_\square$ est la résistance carrée. 48
3.2 Liste des échantillons déposés sur SiN avec différentes épaisseurs nominales de NbN et d'AlN. Résultats de Température Critique supraconductrice (T_c). 51

4.1 Simulation FDE des coefficients d'atténuation du mode TE_{00} avec des nanofils en NbN d'épaisseur 5 nm pour différentes largeurs (70, 85 et 100 nm) sur SOI à la longueur d'onde 1550 nm. Les guides d'onde *strip* monomodes en silicium ont une épaisseur de 300 nm et une largeur de 400 nm. L'épaisseur d'AlN est présente sur toute la surface du guide et a une épaisseur de 10 nm. Pour la géométrie des nanofils en forme de U, l'espacement entre eux est de 120 nm. 61
4.2 Comparaison des estimations de l'efficacité d'absorption par le nanofil de la lumière guidée dans le mode TE_{00}, obtenues par simulation numérique FDE et FDTD. . . 62
4.3 Simulation FDE des coefficients d'atténuation du mode TE_{00} des nanofils en NbN d'épaisseur 5 nm sur SiNOI à la longueur d'onde 1550 nm ($H \times W = 800 \times 900\,nm^2$) et à la longueur d'onde 925 nm ($300 \times 600\,nm^2$). L'épaisseur d'AlN présente sur toute la surface du guide a une épaisseur de 10 nm. Pour l'architecture des nanofils en forme de U, S et W, l'espacement entre eux est de 120 nm. w correspond à la largeur du nanofil. 63
4.4 Pertes d'insertions des EDC tridents simulés par FDTD pour la plateforme SiNOI pour une longueur d'onde centrale de 925 nm. IL correspond aux pertes d'insertion (*Insertion Loss* en anglais). 69

5.1 Comparatif des pertes de propagation des guides d'onde *strip* monomode TE pour les différentes plateformes photoniques (SOI et SiNOI). 98
5.2 Fraction intégrée du mode TE fondamental pour chaque guide d'onde photonique. 101
5.3 Pertes d'insertion par *Grating Coupler* (GC) pour chaque plateforme photonique. . 103
5.4 Pertes d'insertion par *Edge Coupler* (EDC) pour diverses conceptions de type *trident* sur SiNOI à la longueur d'onde 925 nm. Les *inverse taper* ont une longueur de 250 μm. Pour les simulations des EDC, voir la section 4.2.3. 103
5.5 Résistance linéique des nanofils NbN. La longueur L est la longueur repliée du composant, tandis que la longueur totale du nanofil est L_{tot}. La longueur d'onde de la plateforme photonique est noté λ. 104

5.6 Caractéristiques des puces WI-SNSPDs sur SOI optimisées pour la longueur d'onde 1550 nm. 112
5.7 Caractéristiques des puces WI-SNSPDs sur SiNOI optimisées pour la longueur d'onde 925 nm. 113
5.8 Mesure de courant de *latching* pour la puce 1.3 WI-SNSPD sur SiNOI. Référence : OH10, P04, 1/4, Bloc 1, Puce 1.3 Rev S. 116
5.9 Mesure de courant de *latching* pour la puce 3.3 WI-SNSPD sur SiNOI. Référence : OH10, P04, 1/4, Bloc 1, Puce 3.3 Rev R. La faible valeur de J_c dérivée des mesures indique l'existence probable d'une constriction pour le détecteur *Nanofil en U 1.* . 117
5.10 Mesure de courant de *latching* pour la puce 1.4 WI-SNSPD sur SOI. Référence : TRXX, P07, 1/4, Bloc 2, Puce 1.4 Rev T. 117
5.11 Mesures d'OCDE de WI-SNSPDs sur SOI des puces : P05, 2.4 Rev R et P07, 1.4 Rev T. 119
5.12 Mesure d'OCDE de WI-SNSPD sur SiNOI à la longueur d'onde de 915 nm de la puce P04, 3.3 Rev R. La section des nanofils en U est de 100 nm de large par 5 nm d'épais. 124
5.13 Mesure d'OCDE de WI-SNSPD sur SiNOI à la longueur d'onde de 915 nm de la puce P04, 1.3 Rev S. Le détecteur 4 est un nanofil droit de longueur 20 μm. Les détecteurs 5 à 10 sont des nanofils en forme de U de longueur $2 \times 50\,\mu$m et d'épaisseur 5 nm. 124
5.14 Mesure de temps de décroissance et de taux de comptage maximum pour les puces 2.4 Rev R (nanofil en U) et 1.4 Rev T (nanofil droit) de WI-SNSPD sur SOI à la longueur d'onde 1550 nm. 129
5.15 Mesure de temps de décroissance et de taux de comptage maximum pour la puce 3.3 Rev R avec des nanofils en U sur SiNOI à la longueur d'onde 915 nm. 130
5.16 Mesure de temps de décroissance et de taux de comptage maximum pour la puce 1.3 Rev S avec des nanofils en U de longueur $2 \times 50\,\mu$m sur SiNOI à la longueur d'onde 915 nm. 131
5.17 Gigue temporelle des WI-SNSPDs pour la puce 1.4 Rev T sur SOI à la longueur d'onde 1550 nm. La section des nanofils est de 100 nm par 5 nm. La gigue est définie comme la Largeur à Mi-Hauteur (FWHM) d'un modèle de distribution gaussienne. Les contributions électroniques ont une gigue temporelle estimée à 37.5 ± 4 ps, qui se distingue de la gigue du système (voir texte). 133
5.18 Gigue temporelle des WI-SNSPDs pour la puce 3.3 Rev R sur SiNOI à la longueur d'onde 925 nm. La section des nanofils est de 100 nm par 5 nm. 134
5.19 Gigue temporelle des WI-SNSPDs pour la puce 1.3 Rev S sur SiNOI à la longueur d'onde 925 nm. La longueur des nanofils en U est de $2 \times 50\,\mu$m. 134
5.20 Résumé des facteurs de mérite obtenues des WI-SNSPD en comparaison avec l'état de l'art. 135

Acronymes

A

AFM ..... Microscopie à Force Atomique
APD ..... Photodiode à Avalanche

B

BCS ..... Bardeen, Cooper et Schrieffer
BKT ..... Berezinski-Kosterlitz-Thouless
BOX ..... Buried OXide

C

CAO ..... Conception Assistée par Ordinateur
CD-SEM ..... Critical Dimension SEM
CMOS ..... Complementary Metal-Oxide-Semiconductor
CMP ..... Polissage Mécanique et Chimique
CNOT ..... Controlled-NOT
CV ..... Variables Continues
CVD ..... Chemical Vapor Deposition

D

DC ..... Courant Direct
DCR ..... Taux de Bruit d'Obscurité
DRX ..... Diffraction de Rayons X
DUV ..... Deep Ultra-Violet
DV ..... Variables Discrètes

E

EDC ..... Edge Coupler
EDX ..... Spectroscopie de Rayons X à Dispersion d'Énergie

F

FC ..... Fiber Coupling
FDE ..... Modes Propres aux Différences Finies
FDTD ..... Différences Finies dans le Domaine Temporel
FIB ..... Faisceau d'Ions Focalisé
FTQC ..... Fault-Tolerant Quantum Computing
FWHM ..... Largeur à Mi-Hauteur

G

GC ..... Grating Coupler
GDS ..... Graphic Data System
GL ..... Ginzburg et Landau

H

HBT ..... Transistor Bipolaire à Hétérojonction
HDP ..... High Density Plasma
HEMT ..... Transistor à Haute Mobilité Électronique
HF ..... acide fluorhydrique
HRTEM ..... Microscopie Électronique en Transmission à Haute Résolution

I

IL ..... Insertion Loss

L

LPCVD ..... Low Pressure Chemical Vapor Deposition
LSQ ..... Large-Scale Quantum Computer

M

MCR ..... Taux de Comptage Maximum
MEB ..... Microscopie Électronique à Balayage
MFD ..... Mode Field Diameter
MMI ..... Multi Mode Interferometer
MPW ..... Multi Project Wafer

N

NISQ ..... Noisy Intermediate Scale Quantum
NIST ..... National Institute of Standards and Technology

O

OCDE ..... Efficacité de Détection sur Puce

P

PCB ..... Printed Circuit Board
PCR ..... Taux de Comptage des Photons
PDK ..... Process Design Kit
PECVD ..... Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition
PED ..... Precession Electron Diffraction
PMT ..... Tube Photomultiplicateur
PNR ..... Résolution du Nombre de Photon
PVD ..... Physical Vapor Deposition

Q

QEC ..... Quantum Error Correction
QKD ..... Distribution Quantique de Clés
QPIC ..... Circuits Intégrés de Photonique Quantique
QPU ..... Quantum Processing Unit
QRNG ..... Générateurs de Nombres Aléatoires Quantiques

R

RF ..... Radio-Fréquence
RIE ..... Reactive Ion Etching
RMS ..... Root Mean Square
RNG ..... Générateurs de Nombres Aléatoires

S

SDE ..... Efficacité de Détection du Système
SFWM ..... Spontaneous Four-Wave Mixing
SiNOI ..... Silicon Nitride On Insulator
SMA ..... SubMiniature version A
SNR ..... Rapport Signal sur Bruit
SNSPD ..... Détecteur de Photons Uniques à Nanofil Supraconducteur
SOI ..... Silicon On Insulator
SPAD ..... Diode à Avalanche à Photon Unique
SPD ..... Single-Photon Detectors
SPDC ..... Spontaneous Parametric Down-Conversion
SQUID ..... Dispositif d'Interférence Quantique Supraconducteur
STEM ..... Microscopie Électronique en Transmission à Balayage

T

T_c ..... Température Critique supraconductrice
TCSPC ..... Comptage de Photons Uniques Corrélés dans le Temps
TE ..... Transverse Électrique
TEM ..... Microscopie Électronique en Transmission
TEOS ..... TetraEthylOrthoSilicate
TES ..... Capteurs à Transition Supraconductrice
TM ..... Transverse Magnétique

U

ULL ..... Ultra Faible Perte
UV ..... Ultra-Violet

W

WI-SNSPD ..... SNSPD intégré sur guide d'onde

Chapitre 1

Introduction

En premier lieu, un contexte historique sur les évènements clés du développement des détecteurs de photons uniques sera présenté. Ensuite, une représentation de manipulation d'objets quantiques pour les technologies de l'information sera illustrée pour finir sur une présentation des fonctions clés nécessaires pour l'information quantique photonique.

1.1 Contexte Historique

Les détecteurs de photons uniques (ou *Single-Photon Detectors* – SPD en anglais) sont des instruments de mesure capables de détecter l'arrivée d'un seul photon, la plus petite unité de lumière. Leur histoire est étroitement liée aux progrès de la physique quantique, de l'optique et de l'électronique.

Au début du XXe siècle, Albert Einstein découvre, en 1905, l'effet photoélectrique en se basant sur les recherches de Heinrich Hertz. L'effet photoélectrique désigne la faculté d'un photon à déloger un électron d'une orbite interne d'un atome, générant ainsi un courant électrique. Selon Einstein, les quanta de Planck se réfèrent à des particules élémentaires d'énergie $E = h\nu$ qui ont une quantité de mouvement de $p = h\nu/c$. Cette découverte pose les bases de la dualité onde-corpuscule en ce qui concerne la lumière et permet de confirmer l'existence du photon.

Durant cette période, les progrès en électronique, notamment par l'invention du tube à vide en 1904 par John Ambrose Fleming qui a créé la valve Fleming [1], permettent de concevoir des appareils capables d'amplifier des signaux électriques de très faible amplitude. Dès les années 1930, les premiers Tubes Photomultiplicateurs (PMTs) ont été développés et sont les premiers véritables appareils à pouvoir détecter des photons uniques. Ils ont été mis au point en 1930 par un physicien soviétique, Leonid Aleksandrovitch Kubetsky, et cette technologie repose sur une succession de photocathodes et de dynodes pour amplifier électriquement l'énergie absorbée d'un photon incident [2]. Son principe de fonctionnement est expliqué en partie 2.2.1.1. Les premières applications des PMTs ont notamment été utilisées dans les expériences de physique nucléaire d'avant et d'après guerre.

Après la Seconde Guerre mondiale, le développement des matériaux semi-conducteurs dans les années 1950-1960 voit l'essor des transistors et des diodes avec les travaux des physiciens John Bardeen, Walter Brattain, et William Shockley des laboratoires *Bell Labs* aux États-Unis [3]. Ces développements ont été notamment stimulés par la course aux voyages spatiaux durant la guerre froide entre le bloc occidental et le bloc de l'Est. Les composants électroniques miniaturisés, fiables et moins gourmands en énergie ont été utilisés pour les communications par satellite et les systèmes de guidage. Dans les années 1960, les premières photodiodes à avalanche sont inventées par un ingénieur japonais, Jun-ichi Nishizawa [4]. Un photon incident crée une paire électron-trou dans la jonction semi-conductrice, conduisant à une accélération du champ électrique et ainsi permettant d'amplifier le signal électrique pour la lecture d'un photon unique. Ces photodiodes sont plus compactes que les PMT et peuvent être facilement intégrées et compatibles avec d'autres composants électroniques modernes. Elles sont largement utilisées pour les applications télécoms et datacom. Le principe de fonctionnement des photodiodes à avalanche est décrit dans la partie 2.2.1.2.

Depuis le début de ce siècle jusque dans les années 1950, cette période est appelée la première révolution quantique. Elle a permis de découvrir notamment les composants à base de semi-

conducteur, les lasers et aussi la supraconductivité (voir la section 2.4.1 pour le rappel historique et son principe physique).

Ce n'est qu'à partir des années 1990 que la seconde révolution quantique voit le jour. Cette période porte sur le contrôle des propriétés quantiques des particules individuelles comme les photons uniques, les électrons (spin et supraconductivité), les atomes froids et les ions piégés. Profitant des développements sur les matériaux supraconducteurs, les premiers détecteurs de photons uniques ultrasensibles sont développés, en particulier les Capteurs à Transition Supraconductrice (TES) et les Détecteurs de Photons Uniques à Nanofil Supraconducteur (SNSPD). Leurs principes de fonctionnement sont présentés dans les sections 2.2.2.1 et 2.4 respectivement. Ces détecteurs ont la faculté d'avoir une efficacité de détection proche de 100%, des résolutions temporelles de l'ordre de la dizaine de picosecondes et un niveau de bruit ultra-faible par rapport aux photodiodes à avalanche. Avec le développement de la cryptographie, de la métrologie et de l'imagerie quantique, ces détecteurs supraconducteurs possèdent un large éventail d'applications.

Depuis les années 2000, la course à la miniaturisation des composants électroniques a permis de rendre les détecteurs de photons uniques plus performants et co-intégrables dans des circuits CMOS standard (voir section 2.3). Cette intégration a permis le développement accéléré de systèmes de communication quantique et une course à l'ordinateur quantique photonique jusqu'à aujourd'hui.

C'est depuis la seconde révolution quantique que le concept de bit quantique (qubit) s'est progressivement développé jusqu'à nos jours, contrairement au bit classique qui a été établi au cours de la première révolution.

1.2 Base de l'Information Quantique

Ici, nous nous intéressons surtout aux communications et aux calculs quantiques, bien que les capteurs quantiques existent également, notamment dans les domaines de l'astrophysique et de la physique des particules.

Grâce à l'émergence du transistor, un élément crucial des ordinateurs, Gordon Moore a formulé en 1965 [5] la célèbre prédiction « loi de Moore », qui évoquait que le nombre de transistors dans les circuits intégrés doublerait tous les deux ans. Cette progression aura une asymptote, car si un transistor ne comporte que trois atomes, cette prévision sera caduque. Depuis les années 1990, l'évolution constante des ordinateurs quantiques vise à améliorer, à long terme, la puissance de calcul et à surpasser ainsi les performances d'un ordinateur classique. Il est important de noter qu'à l'avenir, la plupart des calculs continueront à être effectués par des ordinateurs classiques. Cependant, pour certaines tâches spécifiques comme les simulations numériques de nouvelles molécules (médicaments, matériaux, etc.), les prévisions météorologiques, l'optimisation financière ou le déchiffrement d'algorithmes de cryptographie traditionnels, l'utilisation d'ordinateurs quantiques deviendrait nécessaire.

Aussi, la sécurisation des échanges de données est une nécessité vitale dans nos sociétés. Aujourd'hui, ces échanges sont protégés par des chiffrements de type RSA reposant sur la difficulté à factoriser de très grands nombres en produit de facteurs premiers. Cependant, demain, grâce au développement des ordinateurs quantiques, il se pourrait que ces méthodes de chiffrement soient obsolètes en raison du recours à l'algorithme de Shor pour factoriser de grands nombres [6]. Pour ces raisons, il est nécessaire de développer des protocoles de communications quantiques inviolables se basant sur la distribution quantique de clé, tels que les protocoles BB84 et E91 (voir section 1.3.1).

C'est dans ce cadre que, depuis la fin des années 2010, les investissements publics et privés ont continuellement augmenté pour faciliter l'industrialisation et l'accès des technologies quantiques. Ces investissements se concentrent principalement sur trois grandes régions du monde, l'Asie étant le premier acteur du développement et de la recherche dans ce secteur. La Chine est en tête des investissements publics, comptant près de 15 Mrd$, suivie par l'Inde (1 Mrd$) et le Japon (0.7 Mrd$). L'Europe ne fait pas exception, avec un investissement total (États + UE) d'environ 8.6 Mrd$, en tête l'Allemagne (3.1 Mrd$), suivie par la France (2.2 Mrd$) et la Grande-Bretagne (1.3 Mrd$). L'Amérique du Nord est le dernier pôle régional, comptant 1.2 Mrd$ pour les États-Unis et 1.1 Mrd$ pour le Canada. Dans cette dernière région du monde, au-delà des investissements publics, ce sont principalement les entreprises privées qui investissent dans ces technologies avec des acteurs comme *IBM*, *Google*, *Microsoft*, *Intel*, etc. Ces données sont issues du rapport *Quantum Technologies 2023* de *Yole Group* [7].

Le bit classique est une unité d'information dont les valeurs peuvent être 0 ou 1. Dans le domaine de l'informatique quantique, le bit quantique ou qubit repose sur la manipulation d'un objet individuel tel qu'un électron ou un photon qui peut être placé dans un état de superposition arbitraire des valeurs $|0\rangle$ et $|1\rangle$:

$$|\psi\rangle = \alpha|0\rangle + \beta|1\rangle. \tag{1.1}$$

Où α et β sont des nombres complexes tels que :

$$|\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1. \tag{1.2}$$

Les probabilités de trouver l'état du qubit mesuré $|\psi\rangle$ dans l'état $|0\rangle$ et $|1\rangle$ sont représentées par $|\alpha|^2$ et $|\beta|^2$ respectivement. Ces deux états présentent une orthogonalité et constituent un espace de Hilbert $\mathcal{H}$ de dimension 2 [8].

L'état $|\psi\rangle$ d'un qubit peut être représenté en 3D (voir figure 1.1) à l'aide d'une sphère unitaire, également connue sous le nom de sphère de Bloch [9].

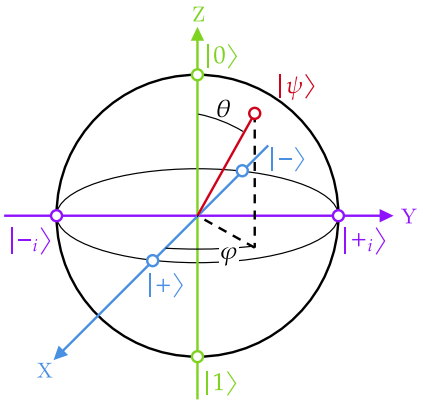

FIGURE 1.1 – Sphère de Bloch représentant géométriquement tous les états possibles d'un qubit.

En se basant sur l'équation 1.1, on peut représenter l'état $|\psi\rangle$ du qubit en utilisant l'axe z de la sphère de Bloch dans la figure 1.1 comme suit :

$$|\psi\rangle = \cos\left(\frac{\theta}{2}\right)|0\rangle + e^{i\varphi}\sin\left(\frac{\theta}{2}\right)|1\rangle. \tag{1.3}$$

θ et φ sont les nombres réels des angles (voir figure 1.1) avec $0 < \theta < \pi$ et $0 < \varphi < 2\pi$.

En information quantique, pour créer la superposition d'états d'un qubit, la porte de Hadamard est utilisée [8], [10]. Lorsque cette porte est appliquée à un qubit dans l'état de base $|0\rangle$, elle le transforme en une superposition égale de $|0\rangle$ et $|1\rangle$. Ces états peuvent s'exprimer selon l'axe x par :

$$|+\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle + |1\rangle), \text{ et } |-\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle - |1\rangle). \tag{1.4}$$

Et sur l'axe y :

$$|+_i\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle + i|1\rangle), \text{ et } |-_i\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle - i|1\rangle). \tag{1.5}$$

Des portes logiques quantiques peuvent être réalisées en utilisant un seul qubit comme les portes de Pauli selon X (Porte NOT) qui permet de transformer un qubit $|0\rangle$ dans l'état $|1\rangle$, Pauli-Y (rotation en radian selon l'axe y) qui permet de transformer un qubit $|0\rangle$ dans l'état $i|1\rangle$ (aussi $|1\rangle$ dans l'état $-i|0\rangle$) et Pauli-Z (rotation en radian selon l'axe z ou aussi appelé *phase-flip*) qui permet de transformer un qubit $|1\rangle$ dans l'état $-|1\rangle$ sans changement de $|0\rangle$ [8], [10].

Plusieurs qubits peuvent être exprimés selon le formalisme décrit plus haut pour un qubit. Pour un système à deux qubits A et B, chacun des deux qubits peuvent être dans les $|0\rangle$ et $|1\rangle$, les 4 états de bases possibles sont exprimés par :

$$|00\rangle = |0\rangle \bigotimes |0\rangle, \tag{1.6}$$

$$|01\rangle = |0\rangle \bigotimes |1\rangle, \tag{1.7}$$

$$|10\rangle = |1\rangle \bigotimes |0\rangle, \tag{1.8}$$

$$|11\rangle = |1\rangle \bigotimes |1\rangle. \tag{1.9}$$

La combinaison de ces deux qubits crée un espace de Hilbert de dimension 4 $\mathcal{H}_{\mathrm{AB}} = \mathcal{H}_{\mathrm{A}} \bigotimes \mathcal{H}_{\mathrm{B}}$. L'état quantique d'un ensemble de deux qubits est représenté par :

$$|\psi\rangle = \alpha|00\rangle + \beta|01\rangle + \gamma|10\rangle + \delta|11\rangle. \tag{1.10}$$

Avec les probabilités de trouver l'état $|\psi\rangle$:

$$|\alpha|^2 + |\beta|^2 + |\gamma|^2 + |\delta|^2 = 1. \tag{1.11}$$

Parmi les portes à deux qubits, la porte CNOT (*Controlled-NOT gate*) combinant deux qubits initialement dans un état séparable, peut être utilisée pour créer des états intriqués [10]. Les états à deux qubits qui sont inséparables ou écrits comme un produit de deux états à un seul qubit sont appelés intriqués [11]. En appliquant une porte CNOT à partir de l'état initial de deux qubits donné par l'équation 1.10, l'état devient :

$$|\psi\rangle = \alpha|00\rangle + \beta|01\rangle + \gamma|11\rangle + \delta|10\rangle. \tag{1.12}$$

En écrivant l'état de l'équation 1.12 avec une porte de Hadamard, les combinaisons des états de deux qubits intriqués (ou la superposition d'états de deux qubits intriqués), également connus sous le nom d'états de Bell, sont fournies par [12] :

$$|\psi^{\pm}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|01\rangle \pm |10\rangle), \tag{1.13}$$

$$|\phi^{\pm}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|00\rangle \pm |11\rangle). \tag{1.14}$$

Ces états constituent une nouvelle base pour décrire un état arbitraire à 2 qubits. Cela illustre comment les opérations quantiques peuvent transformer des états séparables en états intriqués, ce qui est une ressource fondamentale pour de nombreux algorithmes quantiques. C'est dans les états intriqués combinés avec la superposition d'états, donnant lieu aux états de Bell, que réside l'avantage du calcul quantique.

De manière général, l'état de multi-qubits pour N qubits est représenté par :

$$|\psi\rangle = \sum_{i=1}^{2^N} \alpha_i |x_1 x_2 ... x_N\rangle. \tag{1.15}$$

Avec $\sum_i |\alpha_i|^2 = 1$ et $x_i \in \{0, 1\}$.

Le formalisme de la matrice de densité est employé pour décrire des états quantiques, tels qu'un état $|\psi_i\rangle$ avec une probabilité p_i par :

$$\rho = \sum_i p_i |\psi_i\rangle\langle\psi_i|. \tag{1.16}$$

Un état quantique est dit pur quand la trace $P = \mathrm{Tr}(\rho^2)$ vaut 1 et il est appelé mixte quand $P < 1$.

Dans le domaine des communications quantiques, le protocole E91 de Distribution Quantique de Clés (en anglais *Quantum Key Distribution* (QKD)) se basant sur l'intrication a été développé, ce qui permet d'assurer des communications plus sécurisées. Cependant, il n'est pas nécessaire d'utiliser des qubits intriqués pour réaliser la QKD, le protocole BB84 en est le premier exemple (voir section 1.3.1) [13], [14]. À l'inverse, l'intrication est à la base du calcul quantique, où des qubits intriqués peuvent réaliser des calculs en même temps à travers plusieurs états, par l'exploitation de la parallélisation des opérations de 2^N où N est le nombre de qubits intriqués, et c'est de cette caractéristique que le calcul quantique tire son avantage par rapport au calcul classique. Par exemple, l'intrication est utilisée dans l'algorithme de Shor pour factoriser de grands nombres [6].

1.3 Application Quantique

Pour réaliser physiquement un qubit, il est donc nécessaire d'avoir un système à deux états. Il peut s'agir du spin d'un électron (*up* ou *down*), des niveaux d'énergie d'un atome ou d'un ion. Pour les photons qui possèdent plusieurs degrés de liberté, il peut s'agir de la polarisation, du temps d'arrivée (« *early* » ou « *late* »), de la fréquence, du chemin optique ...

Si l'on considère sa polarisation, l'état d'un qubit photonique peut être décrit dans la base orthogonale constituée des polarisations horizontale (H) et verticale (V) :

$$|\psi\rangle = \alpha|H\rangle + \beta|V\rangle. \tag{1.17}$$

Deux qubits photoniques intriqués s'écrivant par exemple comme suit :

$$|\psi^{\pm}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|HV\rangle \pm |VH\rangle), \tag{1.18}$$

$$|\phi^{\pm}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|HH\rangle \pm |VV\rangle). \tag{1.19}$$

Les qubits photoniques possèdent un avantage majeur pour l'information quantique : ils sont très peu sensibles à leur environnement et possèdent donc un temps de cohérence quasi infini. Ils peuvent donc être facilement transmis en espace libre ou dans des fibres optiques sur de très longues distances en conservant leur état quantique et avec des pertes minimes. C'est la raison pour laquelle les photons sont employés pour réaliser des communications quantiques (QKD) et connaissent un intérêt croissant dans le domaine du calcul quantique.

1.3.1 Communications Quantiques

Les communications quantiques ont pour but de rendre les communications de données ultra-sécurisées. Même si des solutions de chiffrement avancées sont disponibles aujourd'hui avec des technologies classiques, comme le chiffrement RSA qui repose sur l'utilisation de grands nombres difficiles à factoriser en produit de facteurs premiers, elles ne sont pas intrinsèquement sûres et demeurent exposées aux attaques de futurs ordinateurs très puissants. En particulier, le développement d'ordinateurs quantiques et l'emploi de l'algorithme de Shor pour factoriser de grands nombres pourraient casser les clés publiques asymétriques du protocole RSA.

Devant cette menace, le secteur de la cybersécurité a commencé à prendre des mesures de réaction, touchant principalement les domaines des télécommunications, de la finance, de l'énergie, de la santé, des services publics et de la défense. La cryptographie quantique permet en principe d'implémenter des communications inviolables grâce à la Distribution Quantique de Clés de chiffrement secrètes (QKD) qui est intrinsèquement sûre grâce aux lois de la physique quantique. En outre, la QKD est compatible avec les fibres optiques télécoms déjà existantes, permettant d'envisager son déploiement à large échelle. Dans ce contexte, les télécommunications quantiques constituent la première pierre vers la création d'un réseau internet quantique.

Le protocole BB84, développé par Charles Bennett et Gilles Brassard en 1984, est le premier protocole de QKD à avoir été créé et implémenté commercialement [13]. Il exploite le phénomène de superposition quantique. La sécurité intrinsèque de ce protocole de QKD réside dans le fait qu'il permet de repérer à coup sûr toute intrusion dans la chaîne de transmission.

Ce protocole repose sur l'encodage de photons uniques sur 2 bases de polarisation rectilignes (H/V) et diagonales (D/A). L'émetteur (Alice) envoie des photons uniques encodés dans l'un des 4 états de polarisation de manière aléatoire. Les photons sont mesurés par le récepteur (Bob) dans une base de polarisation sélectionnée de façon aléatoire. Ensuite, Alice et Bob échangent les bases de polarisation qu'ils ont utilisées pour chaque photon via un canal classique, puis Bob ne conserve que les mesures correspondant à la même base que celle employée par Alice. Ensuite, parmi ces qubits, ils en sacrifient quelques-uns pour vérifier leur valeur via un canal classique.

Si un intrus (Eve) intercepte les qubits photoniques, elle va choisir des bases aléatoirement avec une chance d'avoir 50% juste et 50% faux puis les renvoyer dans la ligne, cela entraînera inévitablement une modification de la clé. Lors de l'étape de vérification, Alice et Bob pourront donc repérer toute intrusion. Si un intrus est détecté par le protocole, la clé de chiffrement ne sera pas partagée et une nouvelle clé devra être générée pour pouvoir chiffrer le message.

L'intrication quantique et le principe de non-localité ont été utilisés dans le développement du protocole E91 par Artur Ekert en 1991 [15].

Dans le protocole E91, une source de photons intriqués permet de générer par exemple les états $|HH\rangle$, $|VV\rangle$, $|DD\rangle$ ou $|AA\rangle$. Les photons de chaque paire de photons intriqués sont envoyés séparément à chacun. Alice et Bob vont choisir chacun aléatoirement des bases de mesure. De même que dans le protocole BB84, Alice et Bob partagent les bases employées pour chaque photon via un canal classique. Seuls les qubits lus dans la même base seront conservés. Alice et Bob effectuent ensuite le calcul du paramètre S de la statistique de test de Bell, qui doit idéalement donner $S = 2\sqrt{2}$ (connue sous le nom de borne de Tsirelson). Si le paramètre S calculé est différent de $2\sqrt{2}$, cela signifie qu'un intrus a essayé d'intercepter la clé qui ne sera donc pas utilisée pour chiffrer un message.

Des solutions de Générateurs de Nombres Aléatoires Quantiques (ou en anglais *Quantum Random Number Generation* (QRNG)) sont employées comme une source véritable de nombre aléatoire, ainsi elles sont utilisées comme un complément pratique aux solutions cryptographiques classiques et à la cryptographie quantique. Contrairement aux Générateurs de Nombres Aléatoires (RNG) classiques qui utilisent des algorithmes déterministes pour produire des séquences de nombres qui semblent aléatoires, sont en réalité prévisibles si l'on connaît l'état initial [16]. Sur ce point, les QRNG tirent leur épingle du jeu en exploitant les lois de la physique quantique. Les systèmes quantiques, comme les qubits, en font une source parfaite d'entropie, ce qui permet de générer des nombres véritablement aléatoires [17]. Par exemple, un QRNG peut être implémenté à partir de la mesure de la fluctuation aléatoire d'une source de lumière (diode électroluminescente) [18].

L'une des premières démonstrations expérimentales de QRNG et de QKD pour la cryptographie quantique a été menée en 2002 par Gisin et al. entre Genève et Nyon sur une distance de 23 km par l'utilisation du protocole BB84 [14]. En pratique, le protocole E91 n'est pas utilisé commercialement car il est difficile d'implémenter une source de photons intriqués et de ne pas perdre les photons dans les fibres optiques qui possèdent des pertes, réduisant ainsi la distance de transmission entre Alice et Bob. En 2018, l'entreprise *ID Quantique* a effectué une démonstration exceptionnelle de QKD sur une distance de 421 km de fibre optique à Genève avec un taux de clé secrète de 6.5 bps (bit par seconde) et un taux d'erreur quantique de 1.0% pour une distance de 405 km [19]. Ce succès a été permis grâce à l'utilisation de fibre optique à ultra-faible perte conventionnelle (SMF-28 ULL) et de Détecteur de Photons Uniques à Nanofil Supraconducteur (SNSPD).

De nos jours, il existe une variété de protocoles qui reposent soit sur des Variables Discrètes (DV) utilisant des sources de photons uniques tels que BB84 et E91, soit sur des Variables Continues (CV), utilisant des états comprimés de la lumière. Les états quantiques de la DV-QKD sont des photons uniques pouvant être encodés en polarisation, en temps, en fréquence ...Les états quantiques de la CV-QKD sont des états comprimés de la lumière encodés sur les quadratures du champ électromagnétique [20], [21].

Les modules d'encodage (Alice) et de lecture (Bob) de l'information quantique, comme dans le protocole BB84, sont nécessaires pour la QKD. Aujourd'hui, ces modules reposent sur des composants discrets (sources de photons uniques, détecteurs de photons uniques, polariseurs ...) [20], [21].

Au-delà des liens de communications quantiques point à point, la Chine a été pionnière dans le déploiement de réseaux de QKD. En 2019, elle a mis en place un réseau de QKD terrestre de 33 000 km de long avec des connexions à des satellites [22]. Il existe des programmes ambitieux de réseaux de QKD terrestres, tels que *OpenQKD* et *EuroQCI* sur le continent européen, qui rassemblent les pays de l'UE et la Suisse avec des acteurs privés [23]. Dans ces pays, il existe déjà des sites de déploiement de réseaux, tels que Nice, Genève, Barcelone ou Delft. Actuellement, certaines entreprises proposent des systèmes de QKD et de QRNG, comme *Quantum CTek* (Chine) qui détient 22% des parts de marché, suivie de *ID Quantique* (Suisse) qui détient 18% des parts de marché. En 2022, la cryptographie quantique a généré un marché de 106 M$, et il est prévu que ce montant augmente à 169 M$ en 2025 et 371 M$ d'ici 2030 [7].

Toutefois, il faut souligner les contraintes pratiques de la QKD à grande échelle tant que le taux de transfert demeurera autour du bit/s ou même du kbit/s. Effectivement, selon la cryptographie classique, la clé doit avoir une longueur équivalente à celle du message que l'on souhaite transmettre pour assurer la sécurité des échanges. Actuellement, on ne peut sécuriser que le transfert de données de taille très réduite, d'autant plus qu'elle est proportionnellement plus petite si la distance est grande [24]. C'est pour cette raison qu'il est essentiel de minimiser les pertes autant que possible, comme par exemple celles liées aux pertes de propagation des fibres optiques, et celles

des modules d'émission et de détection. On peut espérer diminuer ces pertes par le développement d'émetteurs/récepteurs quantiques miniaturisés grâce à l'emploi de technologies intégrées, suivant une évolution similaire à celle des communications conventionnelles.

1.3.2 Calcul Quantique

Le calcul quantique offre la possibilité de diminuer considérablement le temps de calcul sur des problèmes complexes à résoudre, voire insolubles avec l'informatique classique, dont la complexité augmente exponentiellement avec leur taille. Malgré les progrès de la loi de Moore [5], certains problèmes prendraient des milliers, voire des millions d'années pour être résolus, notamment dans le domaine de la biologie ou de la science des matériaux. La superposition d'états et l'intrication quantiques permettent de faire des calculs massivement parallèles (et non séquentiels comme pour les ordinateurs classiques) en exploitant un état de base de calcul des qubits de 2^N où N est le nombre de qubits intriqués. Cette capacité à effectuer des calculs simultanés est extrêmement prometteuse pour des domaines aussi divers que la chimie, la biologie, les matériaux, la finance, la gestion automatisée d'infrastructures ...[25].

Le calcul quantique est basé sur une série de portes quantiques (*Quantum-Gates based Quantum Computer*) qui agissent sur des qubits individuels (porte de Hadamard, portes de Pauli), ou des paires (porte CNOT, qui est largement utilisée) ou des triplets de qubits (porte de Toffoli ou CCNOT) [10] afin de permettre l'implémentation des algorithmes quantiques les plus puissants, tels que l'algorithme de Shor ou de Grover [6], [26].

La fabrication d'ordinateurs quantiques présente de nombreux défis technologiques de taille. Tout d'abord, il est difficile de produire des qubits d'un système à deux niveaux (atomes, électrons) disposant d'un temps de cohérence quantique suffisamment long par rapport au temps de la porte logique pour pouvoir effectuer le calcul. Ensuite, il faut intriquer les qubits entre eux et les manipuler afin de créer des portes logiques. La fidélité des portes logiques ainsi que la mesure des qubits et la haute cadence des qubits représentent un autre défi important. De plus, il est essentiel de réduire au minimum le bruit généré par les systèmes qui altère la lecture des qubits à travers les processeurs de calcul quantique. Contrairement aux qubits « physiques », qui sont les systèmes à deux niveaux mentionnés précédemment et qui sont extrêmement sensibles aux perturbations de l'environnement, les qubits « logiques » sont des structures non matérielles, résistantes aux perturbations et aux erreurs, élaborées à partir de plusieurs qubits physiques. Bien que les codes de correction d'erreur (en anglais *Quantum Error Correction* (QEC)) permettent la redondance de centaines de qubits physiques, il existe toujours un écart significatif entre le nombre de qubits physiques requis pour créer un qubit logique, qui peut varier de quelques centaines à plusieurs millions. Cette différence est conditionnée par la technologie sélectionnée pour les qubits, et l'objectif principal est de réduire cette disparité grâce à des systèmes à deux niveaux résistants aux perturbations. Cela permettrait de limiter le nombre de qubits physiques à produire, étant donné que la fabrication de centaines de milliers de qubits et l'établissement de systèmes de calcul industrialisables constituent un défi technologique majeur [27].

C'est la raison pour laquelle il existe des étapes intermédiaires avant d'atteindre l'objectif ultime d'un ordinateur quantique universel (en anglais *Large-Scale Quantum Computer* (LSQ)), qui nécessite plus d'un million de qubits physiques pour créer plusieurs milliers de qubits logiques. Le développement d'ordinateurs quantiques de type NISQ (*Noisy Intermediate Scale Quantum*) est une étape initiale qui a pour objectif de créer des ordinateurs quantiques bruités et de petite échelle (typiquement 50 à 100 qubits physiques), afin d'évaluer les technologies en cours de développement (génération, manipulation et lecture des qubits) et de tester les premiers algorithmes quantiques [28].

L'étape suivante est la réalisation d'ordinateurs quantiques de type FTQC (*Fault-Tolerant Quantum Computing*), de taille intermédiaire et tolérants aux erreurs grâce à l'implémentation de codes de correction d'erreurs (QEC). L'objectif est de produire environ 100 qubits logiques en utilisant des techniques et des architectures avancées qui assurent une utilisation fiable des calculs quantiques, ce qui ouvre la voie à des ordinateurs quantiques pratiques et à grande échelle [29], [30].

Plusieurs approches sont utilisées pour fabriquer des qubits et des ordinateurs quantiques, comme les niveaux d'énergies des atomes froids et des ions piégés, des microcavités à jonction supraconductrices, des spins d'électrons (ou de trous) dans le silicium ou dans des centres NV du diamant et des photons (photons uniques ou états comprimés de la lumière). Les performances des

ordinateurs quantiques peuvent être évaluées en utilisant différents facteurs de mérite, comme la fidélité des portes à deux qubits (notamment la porte CNOT), le temps de relaxation (temps de cohérence), la température de fonctionnement et la capacité de passage à l'échelle, par exemple. Les différentes approches technologiques sont résumées dans le tableau 1.1 ci-dessous, repris de [27].

	Atomes [1]		Électrons			Photons
	Atomes froids	Ions piégés	Supraconducteurs	Spin silicium	Spin centre NV dans le diamant	Photons
Taille de qubit	$\sim 1\,\mu$m	$\sim 1\,\mu$m	$100\,\mu\text{m}^2$	$100\,\text{nm}^2$	$< 100\,\text{nm}^2$	n/a
Fidélité de portes à deux qubits	99.5%	99.84%	99.68%	$> 99\%$	99.2%	99%
Temps de porte	~ 1 ns	$0.1 - 4\,\mu$s	$20 - 300$ ns	$\sim 5\,\mu$s	$10 - 700$ ns	< 1 ns
Temps de relaxation	> 1 s	$0.2 - 600$ s	$10 - 400\,\mu$s	$20 - 120\,\mu$s	2.4 ms	∞
Température de fonctionnement	< 1 mK	< 1 mK	15 mK	$0.1 - 1$ K	$4 - 300$ K	$0.8 - 4$ K
Nombre de qubits opérationnels	1 600 (*Infleqtion*)	56 (*Quantinuum*)	433 (*IBM*)	49 (*Intel*)	5 (*Quantum Brillance*)	216 (*Xanadu*) 5 (*Quandela*)
Capacité de passage à l'échelle	10 000 par puce	1 000	$< 1\,000$ par puce	10^6	n/a	$100 - 10^6$ sur plusieurs puces

TABLE 1.1 – Facteurs de mérite des qubits pour le calcul quantique. Données repris de [27] et complétées par [7]. [1]Les ions piégés et les atomes froids n'engendrent pas de contrainte de cryostat puisqu'il s'agit de particules piégées et de refroidissement par laser.

Le développement d'ordinateurs quantiques représente actuellement l'investissement financier le plus important de toutes les technologies quantiques. En 2022, l'investissement global dans le domaine du calcul quantique s'élevait à 3.5 Mrd$, avec une part importante pour le calcul quantique supraconducteur, avec des entreprises telles que *Rigetti* (États-Unis), *D-Wave* (Canada), *IQM* (Finlande), *IBM* (États-Unis) et *Alice & Bob* (France). Les ions piégés représentent un montant de 0.8 Mrd$, avec des entreprises telles que *IonQ* (États-Unis) et *Quantinuum* (États-Unis). En ce qui concerne les photons, il s'élève à 1 Mrd$ avec des entreprises telles que *PsiQuantum* (États-Unis), *Xanadu* (Canada) et *Quandela* (France) [7].

Jusqu'à présent, aucune technologie ne se démarque nettement, même si les processeurs à qubits supraconducteurs sont aujourd'hui les plus avancés. Les qubits photoniques sont la deuxième technologie à avoir permis de démontrer un avantage quantique pour le calcul. Cet avantage est inscrit dans le contexte de l'échantillonnage bosonique (« *boson sampling* ») qui est un cas particulier de simulation quantique [31]. Ils présentent un avantage majeur en ce qui concerne le temps de décohérence infini (voir tableau 1.1) qui permet de conserver l'état quantique du bit, à condition de ne pas le perdre.

En 2020, une première démonstration de manipulation de qubits photoniques intégrant un interféromètre à très faible perte à 100 modes a été réalisée en Chine par Zhong et al. [32]. Bien que la démonstration fût impressionnante, celle-ci est réalisée par des composants optiques en espace libre, restreignant la miniaturisation et le passage à l'échelle de manipulation de milliers de qubits.

En 2022, l'entreprise canadienne *Xanadu* a démontré la réalisation d'une unité de processeur quantique (en anglais *Quantum Processing Unit* (QPU)) en utilisant des fibres optiques pour former un interféromètre à 216 modes [31].

L'objectif principal de la technologie de calcul basée sur les qubits photoniques est de bénéficier des avancées technologiques de la photonique du silicium pour les télécommunications tout en réduisant les pertes de propagation. C'est la raison pour laquelle il est essentiel d'intégrer dans un premier temps le processeur photonique sur des Circuits Intégrés de Photonique Quantique (en anglais *Quantum Photonics Integrated Circuits* (QPIC)) puis, par la suite, il serait possible d'imaginer l'intégration des sources de photons uniques et des détecteurs de photons uniques sur une seule et même puce.

Les applications d'information quantique basées sur les photons, comme le calcul quantique [29], [33], [34] et les communications quantiques [13], [14], requièrent une technologie peu coûteuse et industrialisable [35], [36], [37].

1.4 Fonctions Clés pour l'Information Quantique avec des Photons

1.4.1 Sources de Photons Uniques

Une source de photons uniques se définit, en premier lieu, par sa pureté d'émission, c'est-à-dire sa capacité à émettre un seul photon à la fois, sans émissions multiples ou sans bruit de fond. Le second facteur de mérite majeur pour un tel émetteur est la capacité de la source à émettre des photons uniques qui soient indiscernables, c'est-à-dire qu'ils doivent avoir les mêmes propriétés comme la polarisation, la longueur d'onde, ...D'autres paramètres permettent de qualifier une source de photons uniques, tels que sa longueur d'onde d'émission, son taux de génération de photon maximal, son mode de génération probabiliste ou déterministe, etc ...

Pour les deux facteurs de mérite principaux des sources de photons uniques : pureté et indiscernabilité, deux expériences distinctes permettent d'évaluer ces paramètres.

La première expérience pour mesurer la pureté d'une d'une source est celle de *Hanbury Brown and Twiss*, qui utilise un séparateur de faisceaux 50/50% pour évaluer la fonction d'autocorrélation $g^{(2)}$ de l'intensité d'une source [38]. À la sortie du séparateur de faisceau, le paramètre $g^{(2)}$ est lié au nombre de clics simultanés dans deux détecteurs : les clics du détecteur de réflexion et les clics du détecteur de transmission (voir figure 1.2 (a)).

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{I(t+\tau)I(t)}{I(t)^2}. \tag{1.20}$$

Avec I l'intensité de la lumière et τ l'intervalle de temps de la détection des deux ports de sortie du séparateur de faisceau.

Le paramètre $g^{(2)}$ représente la pureté d'une source de photons uniques. Il n'y a pas de détection simultanée pour un seul photon envoyé, donc dans le cas idéal $g^{(2)}(\tau = 0) = 0$. En pratique, il faut minimiser $g^{(2)}(\tau = 0)$.

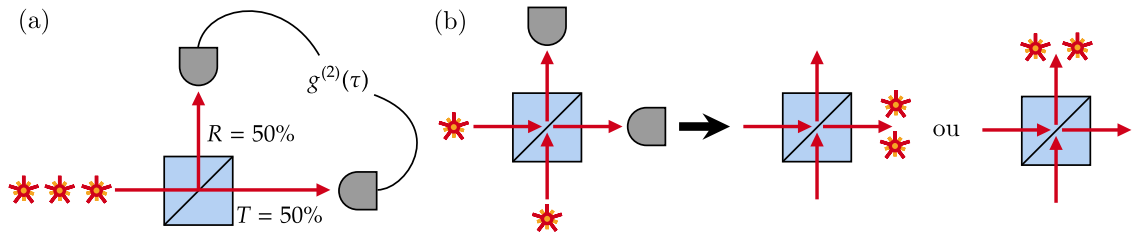

FIGURE 1.2 – (a) Expérience de *Hanbury Brown and Twiss*. (b) Expérience d'interférométrie *Hong-Ou-Mandel* illustrant le résultat de deux photons indiscernables.

La seconde expérience de caractérisation des sources de photons uniques est l'interférométrie *Hong-Ou-Mandel*, qui permet de mesurer l'indiscernabilité de deux photons uniques [39]. Deux photons uniques sont utilisées dans cette expérience, chacun des deux photons sont envoyés sur les deux entrées de la lame séparatrice. Les clics sont mesurés à l'aide de deux détecteurs aux deux sorties du séparateur de faisceau.

Le phénomène de *bunching* (ou regroupement de photons), particulièrement observable dans les sources thermiques (*p. ex.*, soleil, lampe à incandescence), se réfère à la propension des photons à arriver par paquets plutôt qu'en flux aléatoire et homogène temporellement. Donc, si les deux photons arrivent séparément (dans le temps ou dans l'espace), ils peuvent chacun aller sur les deux côtés de la lame séparatrice. Cependant, pour les sources de photons uniques, un phénomène purement quantique, lié à la nature bosonique des photons et à la symétrie du problème, apparaît lorsque les deux photons arrivent au même instant et au même endroit à l'interface du séparateur de faisceau. Dans ce cas, les deux photons sortent soit tous les deux vers la sortie 1, soit tous les deux vers la sortie 2. S'ils sont réellement identiques (même paquet d'ondes, même polarisation),

ils sont donc indiscernables (voir figure 1.2 (b)). L'apparition de clics simultanés sur les deux détecteurs de sorties dans une expérience *Hong-Ou-Mandel* révèle donc l'écart à cette situation idéale, c'est-à-dire une indiscernabilité imparfaite.

Une source idéale de photons uniques se définit par une pureté $g^{(2)}(0)$ proche de 0, une fidélité (*Hong-Ou-Mandel*) proche de 100%, un taux de génération de photons élevé de l'ordre du GHz [40].

Il existe deux principales catégories d'émetteurs de photons uniques. La première catégorie est celle des sources de photons à la demande (connues sous le nom de canons à photons), qui implique d'identifier un émetteur à deux niveaux d'énergie (atome artificiel) qui émettra les photons uniques par émission spontanée (voir figure 1.3 (a)). Le principal atout de ces sources réside dans leur caractère déterministe, ce qui permet de savoir quand le photon est émis. Parmi elles, les sources de photons uniques à boite quantique III-V, notamment celles développées par le groupe de Pascale Senellart [41], se distinguent par leur excellente pureté ($g^{(2)}(0) = 0.0028 \pm 0.0012$) et leur indiscernabilité (0.9956 ± 0.0045).

La seconde approche consiste à utiliser les phénomènes non linéaires des matériaux photoniques pour générer des paires de photons. Deux non-linéarités peuvent être exploitées : celle du second ordre et celle du troisième ordre.

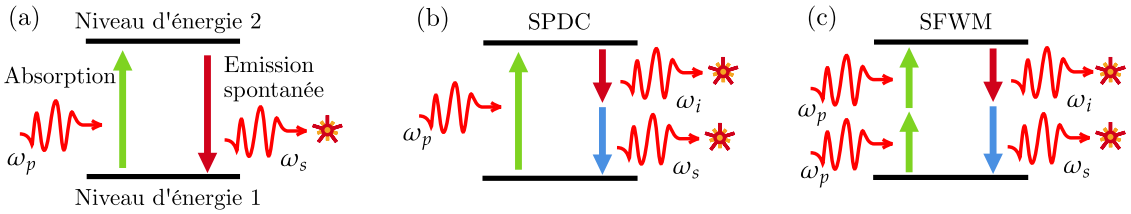

FIGURE 1.3 – (a) Source de photons uniques à la demande (canon à photon). (b) Source de photons uniques annoncée par SPDC. (c) Source de photons uniques annoncée par SFWM.

La susceptibilité optique non linéaire du second ordre ($\chi^{(2)}$) est spécifiquement observée dans les cristaux non-centrosymétriques, notamment dans les matériaux KDP et KTP (potassium di- et tri-phosphate), le LNO (Niobate de Lithium) et les matériaux III-V [42]. L'utilisation du mécanisme de conversion paramétrique spontanée (en anglais *Spontaneous Parametric Down-Conversion* (SPDC)) permet de générer une paire de photons simultanément dans deux fréquences distinctes séparées (voir figure 1.3 (b)).

La susceptibilité optique non linéaire du troisième ordre ($\chi^{(3)}$) est observée dans les matériaux centrosymétriques tels que le silicium et le nitrure de silicium [43]. Dans ce phénomène non linéaire, le mécanisme principal est le mélange à quatre ondes (en anglais *Spontaneous Four-Wave Mixing* (SFWM)) qui produit également une paire de photons simultanément (voir figure 1.3 (c)).

Il est important de souligner que les mécanismes de SPDC et de SFWM sont des phénomènes paramétriques probabilistes, ce qui implique que l'émission de photons ne se produit pas à un moment précis, mais plutôt avec une probabilité spécifique dans un intervalle de temps qui varie en fonction du temps de cohérence de la pompe. C'est la raison pour laquelle, dans la paire de photons produite, l'un des deux photons est employé pour indiquer que l'autre photon a été émis. Ces émetteurs sont désignés comme des sources de photons uniques annoncées. Ces sources ont l'avantage d'émettre des photons dans la bande télécoms C ($1530 - 1565\,\text{nm}$).

Le tableau 1.2 ci-dessous présente un aperçu global des performances des émetteurs en accord avec les facteurs de mérite mentionnées précédemment et le type de principe de fonctionnement des différentes sources de photons uniques. Les données sont tirées de [37].

Les sources de photons uniques annoncées en Si ou en SiN utilisant le mécanisme de SFWM présentent un avantage majeur : elles peuvent être intégrées facilement sur des QPICs utilisant des guides à pertes ultra-faibles [44], [45]. En outre, grâce à l'utilisation de la photonique sur silicium dans le domaine des télécommunications, cette intégration peut être industrialisée en tirant parti des technologies de fabrication qui respectent les standards *Complementary Metal-Oxide-Semiconductor* (CMOS) de la microélectronique sur des plaques de 200 et 300 mm de diamètre [46].

Toutefois, dans le domaine du calcul quantique, une approche alternative intéressante est d'utiliser des sources externes à boîtes quantiques III-V qui émettent des photons uniques à la demande

Source	Longueur d'onde d'émission	Taux de génération	Indiscernabilité	$g^{(2)}(0)$	Excitation (pompe)	Opération
États faibles cohérents (lasers)	Visible – Bande C	100 GHz	0.499	1	Électrique	Probabiliste
SPDC	Visible – Bande C	2.1 MHz	0.96	0.004	Optique	Probabiliste
SFWM	Visible – Bande C	100 MHz	0.89	0.09	Optique	Probabiliste
Boites quantiques	700 – 900 nm	3 GHz	0.996 0.92	0.003	Optique, Électrique	Déterministe
Centres NV dans le diamant	Visible	5 MHz	0.9	0.003	Optique, Électrique	Déterministe
Atomes	Visible	8.1 MHz	0.95	0.002	Optique	Déterministe
Nanotubes de carbones	Visible – Bande C	90 MHz	0.79	0.01	Optique, Électrique	Déterministe
Matériaux 2D	Visible	82 MHz	n/a	0.09	Optique, Électrique	Déterministe

TABLE 1.2 – Aperçu des facteurs de mérite des différentes sources de photons uniques. Les quatre premières sources sont les plus utilisées. Repris de [37].

avec la pureté et l'indiscernabilité les plus élevées (voir tableau 1.2). Ces sources représentent des candidats prometteurs pour développer le calcul quantique tolérant aux fautes [35], [47]. Toutefois, leur spectre d'émission, qui se trouve à environ 925 nm, est inférieur à la longueur d'onde de coupure de 1.1 μm du silicium [48], ce qui limite leur compatibilité avec des puces photoniques en silicium.

Finalement, le choix des sources de photons uniques pour les communications quantiques est imposé par la longueur d'onde afin de profiter de l'infrastructure télécoms existante. Tandis que pour le calcul quantique, il est possible de privilégier la source qui présente les meilleures propriétés.

1.4.2 Manipulation des Qubits Photoniques

Outre les sources de photons uniques pour les communications quantiques et le calcul quantique, il est nécessaire de manipuler les qubits photoniques sur des unités de processeur quantique (QPU).

Pour les communications quantiques, les puces photoniques doivent contenir des filtres à haut taux de réjection de pompe, des séparateurs de faisceaux à faibles pertes, des modulateurs d'intensité (ou de phase) de haute cadence tels que des modulateurs thermo-optiques à base de chaufferettes ou électro-optiques utilisant l'effet Pockels en niobate de lithium (LNO) ou en titanate de baryum (BTO), qui sont de sérieux candidats pour combiner efficacité de modulation et faibles pertes [49]. Ces composants doivent être compatibles avec les longueurs d'onde télécoms en fonction de la source choisie.

Pour le calcul quantique, en plus des composants cités ci-dessus (filtres de réjection de pompe, séparateurs de faisceaux à faibles pertes, modulateurs thermo-optiques ou électro-optiques), l'interféromètre universel intégré sur une puce photonique doit aussi inclure des coupleurs par la tranche à ultra-faible perte, des croisements de guide d'ondes, et potentiellement des lignes à retard et des démultiplexeurs intégrés sur puce. En plus d'avoir des composants efficaces et à ultra-faible perte, il faut garantir une grande compacité des QPICs par la miniaturisation des composants mais aussi obtenir une excellente répétabilité entre les puces fabriquées pour assurer la stabilité et la mise à l'échelle. Ces composants permettent de fabriquer des interféromètres universels pour manipuler les qubits photoniques et ainsi créer des portes logiques quantiques (voir figure 1.4).

Par exemple, les pertes de propagation des guides d'onde doivent être aussi basse que 1 dB/m, les pertes d'insertion des coupleurs par la tranche doivent être inférieures 100 mdB, les modulateurs doivent avoir une vitesse de modulation supérieures à 5 GHz avec des pertes d'insertions les plus faibles possible, enfin les filtres de réjections de pompes doivent avoir un taux d'extinction d'au moins 90 dB. Ces performances sont requises pour concevoir des ordinateurs quantiques universels (LSQ).

Cependant, un défi reste de taille quant au passage à l'échelle des QPUs photoniques. C'est dans ce cadre que la réalisation de QPU sur QPIC permet la miniaturisation des composants et leur

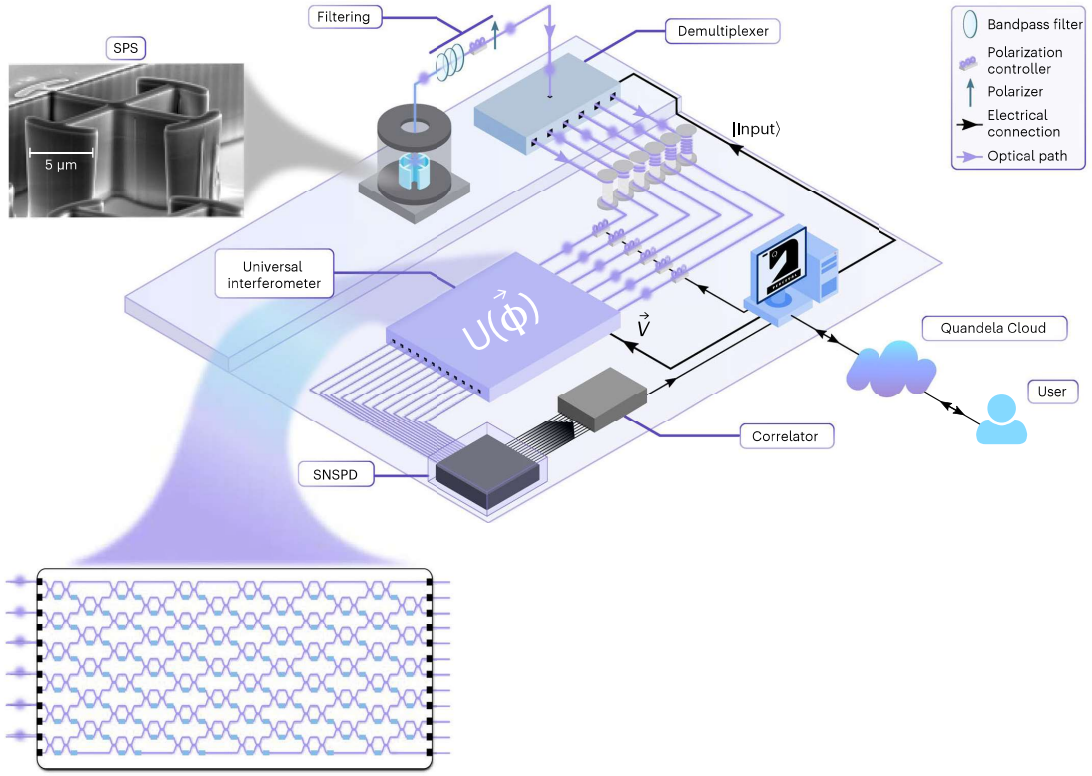

FIGURE 1.4 – Schéma de l'architecture de globale d'un ordinateur quantique à six photons uniques de *Quandela*. La puce photonique est représentée par l'interféromètre universel à 12 modes. Schéma repris de [47].

industrialisation. De plus, la manipulation des qubits photoniques sur des circuits de photonique intégrée sur puce permet de conserver leur stabilité (phase, polarisation, ...), améliorant ainsi la fiabilité des ordinateurs quantiques.

Il existe déjà de nombreuses démonstrations de manipulation de photons uniques sur silicium en utilisant des portes quantiques [45], [50]. La photonique sur silicium (*Silicon On Insulator* (SOI)) est une plateforme mature grâce au marché des datacoms/télécoms et elle profite des procédés de fabrication CMOS de la microélectronique. Elle permet d'obtenir une grande variété de composants passifs et actifs, d'une grande compacité des circuits grâce aux contrastes d'indice élevé entre le silicium et l'oxyde de silicium. Cependant, le silicium a une plage de transparence limitée et possède des pertes de propagation plus importantes que la photonique sur verre ou sur SiN en raison de la présence du phénomène de l'absorption à deux photons.

La photonique sur verre ou sur silice possède des composants passifs à ultra-faibles pertes en raison du très faible contraste d'indice des guides d'onde avec sa matrice d'encapsulation. Mais cette propriété limite la compacité des composants sur puces avec des rayons de courbure des guides d'onde importants.

La plateforme de photonique intégrée en nitrure de silicium (SiN) présente un juste milieu. Le contraste d'indice du SiN avec l'oxyde permet à la fois d'obtenir des composants passifs relativement compacts et d'avoir des pertes de propagation ultra-faibles des guides d'onde à la longueur d'onde télécoms [51]. Notamment, cette plateforme photonique a permis à *Psi Quantum* de réaliser des QPUs sur des QPICs ayant des pertes de propagation inférieures à 2 dB/m et des pertes d'insertion inférieures à 200 mdB [45]. Aussi, cette plateforme permet d'intégrer des composants actifs et elle profite des procédés de fabrication CMOS de la microélectronique.

Les sources de photons uniques émettant vers la longueur d'onde de 925 nm requièrent l'utilisation de guides d'onde photoniques en SiN, qui présentent une fenêtre de transparence supérieure à celle de leurs homologues en silicium, allant de 0.3 μm à 8.0 μm [48]. Grâce à leur large fenêtre, ils ont pu répondre à une gamme d'applications plus vaste tout en respectant les procédés de

	InP	Si	SiN	Verre	Polymère	Silice	LNO
Composants passifs	++	++	+++	+++	+++	+++	Hybride
Composants de polarisation	++	++	++	+	+	Hybride	Hybride
Lasers	+++	Hybride	Hybride	Hybride	Hybride	Hybride	Hybride
Modulateurs	+++	++	+	+	+	+	Hybride
Détecteurs	+++	++	Hybride	Hybride	Hybride	Hybride	Hybride
Status industriel	Haut volume de lasers	Montée en puissance	Production à faible volume	Pré-séries	R&D	Volume élevé	Volume élevé

TABLE 1.3 – Comparaison des plateformes photoniques intégrées. Les notes « + » à « +++ » correspondent aux performances et à l'efficacité des composants. Repris du rapport *Silicon Photonics 2023* de *Yole Group* [7].

fabrication CMOS de la microélectronique.

Des pertes ultra-faibles de guides d'onde, pouvant atteindre 0.03 dB/cm, ont été démontrées sur la plateforme photonique en Si_3N_4 dans la gamme proche infrarouge [44], [51], [52], [53]. Pour les applications d'informatique quantique, il est particulièrement pertinent de concevoir des QPICs qui présentent une perte totale minimale et qui sont compatibles avec la longueur d'onde d'émission des sources de photons uniques à boîtes quantiques à l'état de l'art [29], [54], [55].

Le tableau 1.3 résume l'état actuel de l'industrialisation des plateformes photoniques intégrées. Et d'après ce tableau, à ce jour il n'existe aucune plateforme idéale, les plateformes Si et SiN présentent les meilleurs compromis et sont les plus prometteuses pour la mise à l'échelle et l'industrialisation.

Aujourd'hui, le marché de la photonique intégrée sur puce est porté en grande partie par les télécoms et datacoms optiques développant des modules de transmissions (Tx) et de réceptions (Rx). En 2022, les revenus associés à cette activité atteignent 1.71 Mrd$, avec des entreprises telles que *Intel* (États-Unis) réalisant 1.2 Mrd$, suivies de *Cisco* (États-Unis) avec 0.7 Mrd$ [7].

En ce qui concerne la photonique intégrée pour les applications quantiques, des fonderies industrielles ont pris part à ce développement, comme *Global Foundries* avec *PsiQuantum* (État-Unis), le *CEA-Leti* avec *Quandela* (France) et d'autres acteurs tels que l'*imec* (Belgique), *Ligentec* (Suisse) avec *Quandela*, *QuiX* (Pays-Bas) et *LioniX* (Pays-Bas).

1.4.3 Détection de Photons Uniques

La dernière fonction-clé de l'assemblage pour les communications quantiques et le calcul quantique est la détection de photons uniques.

Les détecteurs de photons uniques jouent un rôle essentiel dans le développement des systèmes quantiques photoniques. En effet, après l'émission et la manipulation de qubits photoniques, il est crucial de détecter tous les photons. Un détecteur de photons uniques idéal doit avoir une efficacité de détection proche de 100%, avoir un très faible niveau de bruit de quelques coups par seconde, c'est-à-dire ne pas compter de faux évènements de détection, et enfin avoir une réponse temporelle rapide inférieure à la nanoseconde.

Il existe deux grandes catégories de technologies de détection : celles basées sur des matériaux semi-conducteurs et celles utilisant des matériaux supraconducteurs. Chaque technologie offre des avantages distincts en termes d'intégration technologique, de fonctionnalités et de performances de détection, notamment en ce qui concerne l'efficacité de détection et la réponse temporelle.

Les tubes à photomultiplicateur (PMT), qui ont été les premiers détecteurs de photons uniques à exister et qui sont maintenant anecdotiques dans leur utilisation, et les photodiodes à avalanche (APD) sont des détecteurs de photons uniques à base de matériaux semi-conducteurs. Ces types de détecteurs ont des efficacités de détection de 2% (PMT) à 30% (APD) environ avec des réponses temporelles de l'ordre de la nanoseconde. L'avantage de ces détecteurs réside dans leur facilité de mise en œuvre et ils peuvent fonctionner à température ambiante. L'inconvénient des APDs réside dans leurs niveaux bruits de plusieurs milliers de coups par seconde [56].

Contrairement aux matériaux semi-conducteurs, les détecteurs supraconducteurs nécessitent un refroidissement à des températures extrêmement basses, de l'ordre de quelques kelvins, voire

millikelvins, en dessous de la température critique du matériau (voir section 2.4.1). Ces conditions de fonctionnement peuvent être contraignantes à implémenter dans un ordinateur quantique.

Cependant, les Capteurs à Transition Supraconductrice, également connus sous le nom de *Transition-Edge Sensor* (TES) en anglais, sont des détecteurs de photons uniques ultra efficaces qui peuvent atteindre plus de 95% avec un niveau de bruit très faible de l'ordre d'un coup par seconde. De plus, les TES possèdent la capaciter à résoudre du nombre de photons ce qui est un avantage majeur. En revanche, ils ont une réponse temporelle lente de l'ordre de la microseconde [56]. De l'autre côté, les Détecteurs de Photons Uniques à Nanofils Supraconducteurs (SNSPD) offrent des performances de même niveau que les TES en ce qui concerne leur efficacité de détection supérieure à 90% avec des bruits d'obscurité de quelques dizaines de coups par seconde [57], [58], [59]. À la différence des TES, les SNSPDs ont performances temporelles beaucoup rapides qui sont inférieures à la nanoseconde [60]. L'inconvénient de ces détecteurs est le manque de capacité à résoudre du nombre de photons, cependant des astuces existent pour y parvenir en combinant plusieurs détecteurs. Plus spécifiquement dans le domaine de l'informatique quantique, il peut être intéressant de les intégrer sur une puce afin de réduire les pertes de couplage et de maximiser leur efficacité de détection.

1.4.4 Choix de la Photonique sur Silicium

Dans ce but, la photonique sur silicium représente une plateforme technologique remarquable, permettant de mettre en place de nombreuses fonctionnalités essentielles, telles que la manipulation cohérente, le codage, la détection et la génération de qubits photoniques [45], [50], [54], [55], [61].

Deux plateformes se distinguent : celle sur silicium (*Silicon On Insulator* (SOI)) plutôt pensée pour les communications quantiques (intégration de source de photons uniques annoncée par SFWM avec les composants passifs et actifs optimisés à la longueur d'onde télécoms), l'autre est celle sur nitrure de silicium (SiN) plutôt pensée pour le calcul quantique (source de photons uniques à la demande à l'état de l'art et composants passifs à faible perte).

Afin de produire des QPUs qui utilisent des qubits photoniques, un QPIC doit être constitué de sources de photons uniques, d'interconnexions photoniques telles que les guides d'ondes, les filtres et les modulateurs, et enfin de détecteurs de photons uniques (voir figure 1.5 ci-dessous).

L'intégration compacte et industrialisable de la plateforme de photonique sur silicium compatible CMOS sur des plaques de 200 mm de diamètre offre un rendement élevé et une grande uniformité, ce qui est crucial pour les applications quantiques.

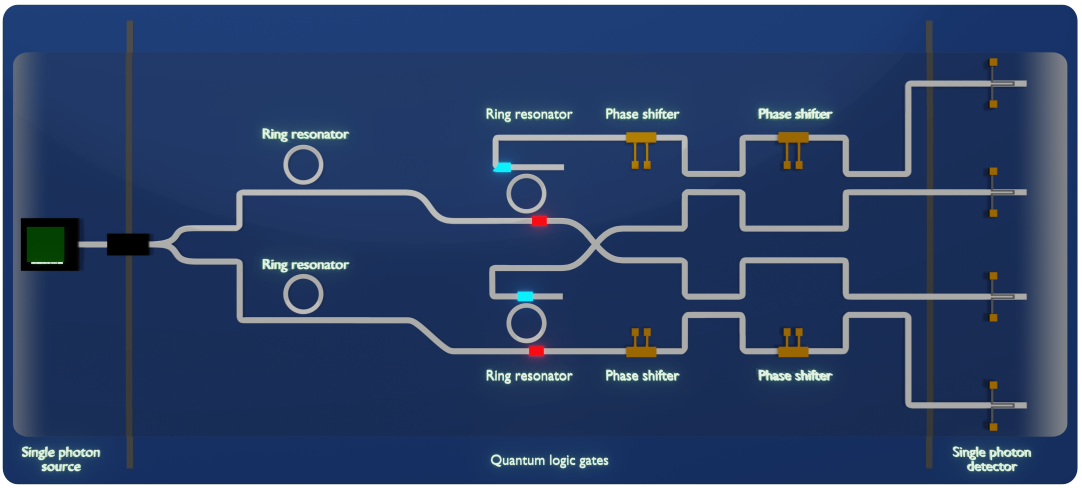

FIGURE 1.5 – Exemple d'illustration d'un QPU sur un QPIC.

1.5 Objectif de la Thèse

Depuis 2018, le CEA-Leti développe tous les composants clés pour construire une plateforme de photonique quantique intégrée sur silicium, tels que des sources de paires de photons, des circuits de manipulation programmables de ces photons et des détecteurs de photons uniques. En ce qui concerne les détecteurs de photons uniques supraconducteurs, le CEA-Leti a noué un partenariat avec le CEA-Irig/PHELIQS pour développer ce composant conjointement. Il s'agit de rassembler tous les éléments sur une seule puce pour éviter les pertes de couplage vers une fibre externe. Les communications et le calcul quantique sont les applications ciblées.

Cette thèse se concentre sur la fonction de détection des photons uniques. L'objectif est de développer des Détecteurs de Photons Uniques à Nanofil Supraconducteur (SNSPD) sur les plateformes photoniques qui utilisent des guides d'ondes en silicium (*Silicon On Insulator* (SOI)) et en nitrure de silicium (*Silicon Nitride On Insulator* (SiNOI)) afin de répondre à un large éventail d'applications des technologies quantiques. Ces développements nécessitent d'aborder tous les aspects de conception, d'intégration technologique et de caractérisation des performances à température cryogénique.

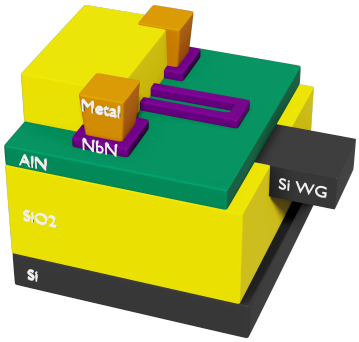

FIGURE 1.6 – Exemple d'un SNSPD intégré au-dessus d'un guide d'onde photonique (WI-SNSPD). Images 3D réalisées par Pierre Chausse.

Dans un premier temps, le chapitre 2 présente les diverses technologies de détection de photons uniques existantes, leurs performances et leur intégration dans des systèmes quantiques afin de comprendre le rôle clé des détecteurs SNSPDs. Ensuite, pour les WI-SNSPDs, nous présentons le principe de fonctionnement de la photonique intégrée sur silicium, les origines théoriques de la supraconductivité et enfin le mécanisme de détection des SNSPDs. Chaque facteur de mérite qui décrit le fonctionnement et les performances des SNSPDs est expliqué en détail. Nous présentons ensuite l'état de l'art des SNSPDs en géométrie verticale et en géométrie intégrée sur guide d'onde.

Une étude morphologique, structurelle et supraconductrice de films ultra-fins de matériaux supraconducteurs en NbN pour la plateforme photonique sur SiN est présentée dans le chapitre 3. Le but de cette étude est d'optimiser l'intégration des WI-SNSPDs sur des guides en SiN pour augmenter le plus possible la température critique supraconductrice du NbN en film ultra-fin. Cette étude s'appuie sur les travaux de Raouia Rhazi, précédente doctorante sur cette thématique, qui a étudié l'optimisation technologique des films ultra-fins en NbN sur la plateforme photonique sur SOI.

Par la suite, le chapitre 4 explore la conception de SNSPD intégré sur guide d'onde (WI-SNSPD) via des simulations numériques et la préparation des jeux de masques associés pour les plateformes photoniques SOI et SiNOI du CEA-Leti. Puis nous abordons les processus de fabrication des WI-SNSPDs avec leurs contrôles morphologiques et métrologiques pour les deux plateformes technologiques.

Finalement, le chapitre 5 expose tout d'abord les caractérisations à température ambiante des composants passifs des plaques SOI et SiNOI fabriquées pour avoir une idée sur le rendement de fabrication. Les mesures des résistances électriques de nanofils en NbN pour évaluer l'uniformité de fabrication sont également effectuées. Ensuite, nous exposons la conception cryogénique, l'assemblage photonique et l'instrumentation du cryostat et du banc optique qui accueillent les détecteurs. Enfin, nous expliquerons les résultats de caractérisation cryogénique des facteurs de mérite des WI-SNSPDs sur les deux plateformes photoniques mentionnées précédemment.

Ce travail de thèse s'inscrit dans des projets institutionnels tels que le projet Carnot QPIC, le projet OQuLus du programme PEPR Quantique du plan France 2030 et enfin les projets QuTest & QuPilot du programme Horizon Europe.

Chapitre 2

Photonique Intégrée et Détection de Photons Uniques

2.1 Introduction

Les détecteurs de photons uniques constituent un composant crucial dans l'élaboration de systèmes quantiques photoniques (voir section 1.2). On distingue deux principales catégories de technologies de détection : ceux utilisant des matériaux semi-conducteurs et ceux utilisant des matériaux supraconducteurs. Chaque option présente des atouts spécifiques en matière d'intégration technologique, de fonctionnalités et de performances de détection (efficacité de détection et réponse temporelle).

Dans ce chapitre, nous débutons par une présentation succincte des principales technologies utilisées dans la détection de photons uniques. Par la suite, nous abordons les principes de bases de la photonique intégrée avant d'expliquer en détail le fonctionnement de Détecteur de Photons Uniques à Nanofil Supraconducteur (SNSPD). Enfin nous présentons l'état de l'art des SNSPDs.

2.2 Introduction aux Détecteurs de Photons Uniques

2.2.1 Détecteurs de Photons Uniques Semi-Conducteurs

2.2.1.1 Tubes Photomultiplicateurs PMT

Les Tubes Photomultiplicateurs (PMTs) ont été les premières technologies à pouvoir détecter des photons uniques. Ils ont été mis au point en 1930 par un physicien soviétique Leonid Aleksandrovitch Kubetsky [2]. Il s'est particulièrement basé sur les recherches de Heinrich Hertz, qui a découvert l'effet photoélectrique en 1887, et de son explication par Albert Einstein, qui a joué un rôle clé dans le développement de la mécanique quantique. La lumière interagit avec la cathode en lui transférant des quanta d'énergie $h\nu$, ou encore, dans les terminologies d'aujourd'hui, via l'absorption de photons. Quand l'énergie d'un photon est transférée à un électron, celui-ci peut avoir une énergie suffisante pour franchir le potentiel de surface et être émis dans le vide. Par conséquent, l'absorption d'un photon génère un signal électrique dans un matériau photoélectrique.

Dans un PMT, un photon incident excite un photoélectron sur une photocathode. Cette photocathode, constituée du matériau photoélectrique, se compose habituellement de métaux alcalins (CsI, CsTe, SbCs) ou de semi-conducteurs activés avec des alcalins (GaAs(Cs), InGaAs(Cs), InP/InGaAs(Cs)).

Puis, un champ électrique entre la photocathode et la première dynode accélère le photoélectron, lui permettant d'éjecter de nombreux électrons. Par la suite, ces électrons sont accélérés vers une seconde dynode où chaque électron libère quelques autres. On retrouve ce processus d'accélération et d'émission d'électrons multiples sur les prochaines dynodes, le nombre de ces dynodes variant habituellement entre 10 et 20, générant une impulsion finale d'environ 10^6 électrons à l'anode du PMT. Le schéma de fonctionnement d'un PMT classique est présenté dans la figure 2.1.

Les dynodes amplificatrices, constituées d'électrodes d'acier inoxydable, de cuivre-beryllium ou de nickel, sont recouvertes généralement d'iodure de césium (CsI), d'antimoniure d'alcalin (à base

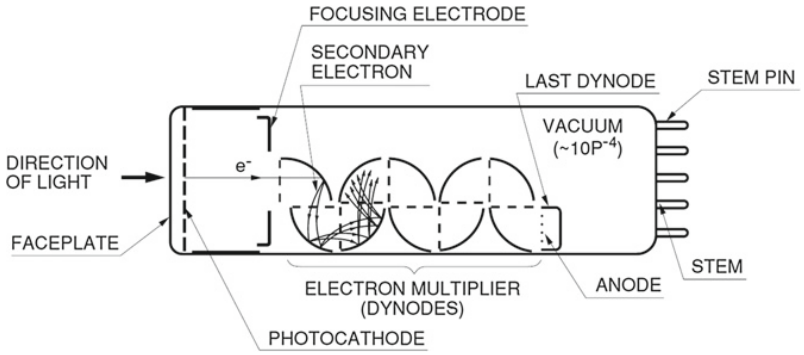

FIGURE 2.1 – Principe de fonctionnement d'un Tube Photomultiplicateur (PMT) repris de [62].

de Sb^{3-}), d'oxyde de béryllium (BeO), d'oxyde de magnésium (MgO), de phosphure de gallium (GaP) ou de phosphure-arséniure de gallium (GaAsP).

Aujourd'hui, la majorité des PMTs sont fabriqués et commercialisés par *Hamamatsu* [63]. Les efficacités de détection à la longueur d'onde télécom de 1550 nm ne dépassent pas les 2%. En revanche, pour les photons plus énergétiques, ces performances s'améliorent considérablement, atteignant 40% à 500 nm. En utilisant l'électronique contemporaine de la chaîne d'amplification des dynodes, la résolution temporelle (également appelée gigue temporelle mentionnée dans la section 2.4.3.4) est inférieure à 20 ps [56], [57], [63]. Pour les caméras à balayage de fente, se basant sur le même principe de fonctionnement, la résolution temporelle peut descendre sous 1 ps [64]. Les atouts majeurs des PMTs se manifestent par leur fonctionnement à température ambiante, leur simplicité d'application et leur excellente résolution temporelle. Toutefois, ces capteurs ne peuvent pas être incorporés sur des puces photoniques.

2.2.1.2 Photodiodes à Avalanche APD/SPAD

Les Photodiodes à Avalanche (ou en anglais *Avalanche Photodiode* (APD)) sont des détecteurs à base de semi-conducteurs à l'état solide. Ils se manifestent sous la forme d'une jonction p-n, permettant la photoexcitation d'un électron produit par l'absorption d'un photon, et déclenche une cascade d'amplification. L'invention des premières APDs remonte aux années 1950 et la première mise au point d'une photodiode semi-conductrice basée sur du germanium capable de compter des photons uniques remonte à 1971 [65].

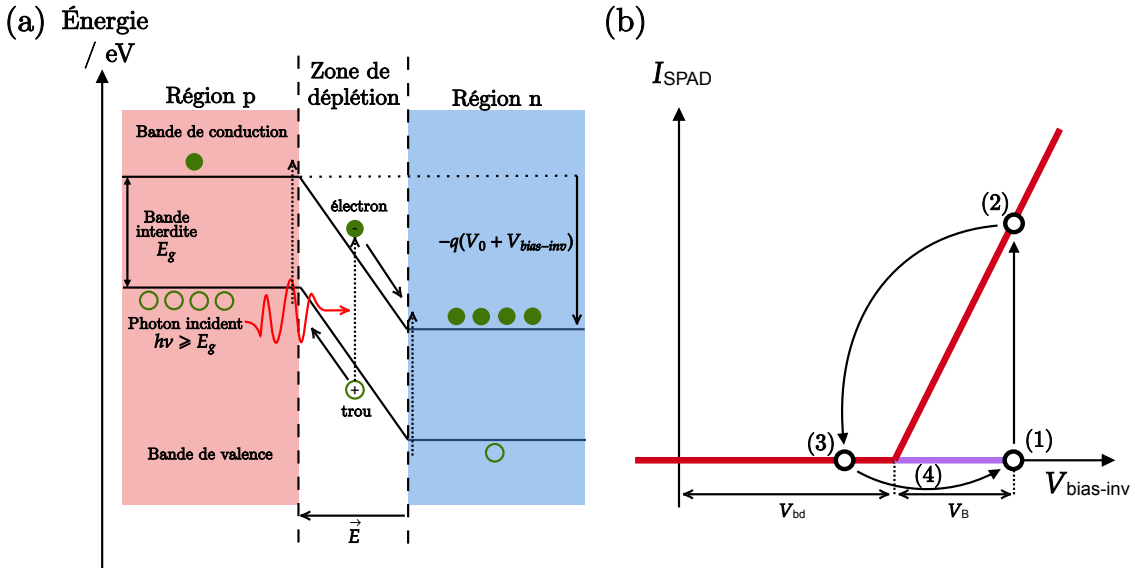

FIGURE 2.2 – (a) Schéma du diagramme de bande d'une jonction p-n polarisée en inverse. (b) Cycle d'opération d'un SPAD en mode Geiger.

Dans la figure 2.2 (a), une jonction p-n est polarisée en inverse par une tension négative. Dans

ce cas, la valeur absolue de la tension est inférieure à la tension de claquage. Lorsqu'un photon est absorbé, avec une énergie supérieure à celle de la bande interdite du matériau, il génère une paire électron-trou dans la zone de déplétion de la photodiode. En raison d'une forte tension inverse, les porteurs minoritaires subissent une accélération. Les électrons accumulent une quantité d'énergie suffisante pour arracher ensuite d'autres électrons de valence et se déplacent de la zone p vers la zone n. À l'inverse, les porteurs minoritaires de trous sont entraînés de la zone n à la zone p. Une réaction en chaîne apparaît et permet d'amplifier le photocourant (courant inverse), on appelle ceci une avalanche. De son côté, le courant de diffusion des porteurs majoritaires est extrêmement faible par rapport au courant inverse.

Toutefois, pour détecter des photons uniques, cette chaîne d'amplification est insuffisante pour produire des courants inverses mesurables. C'est la raison pour laquelle les Diodes à Avalanche à Photons Uniques (ou en anglais *Single Photon Avalanche Diode* (SPAD)) sont des photodiodes conçues pour fonctionner en mode Geiger. Le cycle d'opération du mode Geiger est illustré dans la figure 2.2 (b). La polarisation des SPADs dépasse la tension de claquage (V_{bd}), les rendant de ce fait conductrices. Lorsqu'un photon est absorbé, le courant s'accroît de façon exponentielle en fonction de la tension appliquée jusqu'à atteindre une valeur suffisante pour permettre la mesure [66].

En se basant sur la figure 2.2 (b), le processus de détection des photons uniques suit les étapes suivantes :

1. État de repos : la tension polarisée $V_{\mathrm{bias\text{-}inv}}$ dépasse la tension de claquage V_{bd} (avec une polarisation exédentaire V_{B}), aucun courant ne circule.
2. Circulation du courant d'avalanche : il est provoqué par l'absorption d'un photon.
3. Extinction : la tension de polarisation $V_{\mathrm{bias\text{-}inv}}$ est réduite en dessous du point de claquage afin d'interrompre le courant d'avalanche circulant.
4. Réinitialisation : restauration de la tension aux bornes de la jonction à sa valeur d'origine.

La fenêtre de détection des SPADs à base de silicium varie entre 350 et 1100 nm. Au-delà de ce spectre, le silicium se révèle transparent à cause de l'énergie supérieure de sa bande interdite par rapport à celle des photons. Néanmoins, ce genre de dispositif présente une haute efficacité de détection de photons uniques jusqu'à 73% (à $\lambda = 650\,\mathrm{nm}$), tout en ayant un faible niveau de bruit, se situant autour de quelques milliers ou centaines de coups par seconde. Ils fournissent également une bonne réponse temporelle, affichant une résolution d'environ quelques centaines de picosecondes et un taux de comptage maximal de quelques dizaines de mégahertz [56], [57], [67], [68]. Ainsi, les SPADs Si permettent de détecter efficacement des photons uniques dans le domaine visible et très proche infrarouge, tout en minimisant le bruit et opérant à température ambiante.

En ce qui concerne les longueurs d'ondes dans la bande télécom (1310 – 1550 nm), il est nécessaire de recourir aux SPADs fabriqués à partir de matériaux III-V. Ces matériaux présentent une énergie de bande interdite nettement inférieure au silicium, permettant ainsi le comptage de photons uniques. Néanmoins, ils sont également plus exposés au bruit en absorbant des photons thermiques. Les SPADs InGaAs présentent une efficacité de détection variant entre 10 et 30% pour un bruit supérieur de plusieurs dizaines de milliers de coups par seconde [56], [57]. Des SPADs InGaAsP/InP ont démontré une efficacité de détection pouvant atteindre 70%, tout en conservant un niveau de bruit de 60 kHz [69]. Ces détecteurs maintiennent, tout comme les SPAD Si, des résolutions temporelles satisfaisantes et des taux de comptages élevés.

Dans cette même gamme de longueur d'onde, une autre approche consiste en l'utilisation de matériaux II-VI tels que les SPADs à base de HgCdTe. Il a été démontré, moyennant un refroidissement du système sous azote liquide à 77 K, que l'efficacité de détection peut atteindre 87% avec un bruit d'environ 1 MHz, tout en ayant un haut taux de comptage de 500 MHz et une résolution temporelle d'environ 300 ps [70], [71], [72].

Les principaux avantages des SPADs résident dans leur fabrication compatible avec les standards de la microélectronique CMOS, leur utilisation à température ambiante, leur bonne détectivité et leur réponse temporelle. Toutefois, il est compliqué d'intégrer ces technologies sur des Circuits Intégrés de Photonique Quantique.

2.2.2 Détecteurs de Photons Uniques Supraconducteurs

Contrairement aux matériaux semi-conducteurs, les détecteurs à base de supraconducteurs doivent être refroidis à très basse température, de l'ordre de quelques kelvins voir millikelvins, en dessous de la Température Critique supraconductrice ($\mathrm{T_c}$) du matériau (voir section 2.4.1).

Le principal avantage des détecteurs de photons uniques supraconducteurs réside dans leurs propriétés électroniques. En effet, leur énergie de liaison supraconductrice de quelques milliélectronvolts permet d'avoir une sensibilité accrue pour l'absorption de photons uniques [58]. À titre d'exemple, un photon à la longueur d'onde 1550 nm a une énergie de 800 meV, ce qui est environ mille fois supérieure à l'énergie nécessaire pour rompre une paire d'électrons, appelé aussi paire de Cooper (voir la partie sur la supraconductivité en 2.4.1). Cependant, pour permettre l'exploitation des propriétés physiques des détecteurs en rompant plusieurs paires de Cooper et ainsi l'état supraconducteur, il est confortable de maintenir un écart significatif entre l'énergie de liaison supraconductrice et l'énergie d'un photon.

Il existe une multitude de détecteurs de photons uniques supraconducteurs tels que les jonctions supraconductrices à effet tunnel (STJs), les détecteurs d'inductance cinétique (KIDs), les bolomètres à électrons chauds (HEBs), les capteurs à transition supraconductrice (TESs) et les détecteurs de photons uniques à nanofil supraconducteur (SNSPDs). Dans cette partie nous nous concentrerons uniquement sur ces deux dernières technologies qui sont aujourd'hui les plus utilisées pour les Circuits Intégrés de Photonique Quantique (QPIC).

2.2.2.1 Capteurs de Transition TES

Les Capteurs à Transition Supraconductrices, également connus sous le nom de *Transition Edge Sensor* (TES) en anglais, sont des bolomètres supraconducteurs qui utilisent les fluctuations thermiques du détecteur par l'absorption d'un rayonnement électromagnétique.

La première démonstration d'un TES a été réalisée en 1942 par D. H. Andrews et al [73], trente ans après la découverte de la supraconductivité par Heike Kamerlingh Onnes [74], en utilisant un fil de tantale polarisé par un courant pour mesurer un signal infrarouge.

Aujourd'hui, ces détecteurs opèrent à une tension de polarisation constante et à une température proche du passage de l'état supraconducteur à l'état résistif. Le TES fonctionne comme un absorbeur et un thermomètre de la manière suivante : un photon incident est absorbé dans le matériau absorbeur (typiquement du tungstène) et transfère l'augmentation de température vers le thermomètre par un lien thermique (conductivité thermique électron-phonon). La résistance du capteur de température polarisé par tension dans sa région de transition provoque une baisse du courant du TES. Par un refroidissement continu, l'énergie dissipée par effet Joule diminue à son tour, ramenant le capteur jusqu'à son retour à l'état d'équilibre dans la région polarisée. Cette chute résultante dans le courant est proportionnelle à l'énergie absorbée par le détecteur. Un Dispositif d'Interférence Quantique Supraconducteur (également appelé en anglais *Superconducting QUantum Interference Device* (SQUID)) à température cryogénique est utilisé pour amplifier le signal électrique de sortie. Cette technologie, basée sur le changement brutal de résistivité à la transition supraconductrice, est très sensible et couvre une large fenêtre spectrale allant du THz aux rayons X [75].

En ce qui concerne la longueur d'onde télécom de 1550 nm, des TESs fabriqués à partir de tungstène (W) et de hafnium (Hf) ont montré une efficacité de détection de 95% tout en ayant un niveau de bruit négligeable [76], [77]. D'autre part, pour des photons plus énergétiques, il a été prouvé que des TESs fabriqués à partir de titane (Ti) ont atteint une efficacité de détection de 98% (à $\lambda = 850\,\text{nm}$) [78].

Par ailleurs, ces détecteurs possèdent une excellente aptitude à discriminer le nombre de photons (connu sous le nom anglais *Photon Number Resolving* (PNR)), c'est-à-dire que pour un ou plusieurs photons simultanément absorbés, le signal électrique de détection correspond proportionnellement à ce nombre. Cette caractéristique est essentielle pour le calcul quantique. De plus, il a été démontré que ces capteurs peuvent être intégrés à des QPICs tout en possédant la capacité de réaliser de la PNR [79].

Bien que leurs performances de détection soient remarquables et qu'ils génèrent un faible niveau de bruit (seulement quelques coups par seconde), les TESs présentent une réponse temporelle dégradée, atteignant une résolution d'une centaine de nanoseconde causée par la vitesse du cycle thermique nécessaire pour repositionner le capteur dans sa zone de transition. Par ailleurs, la durée spécifique d'une évènement de détection, qui est généralement de quelques microsecondes, limite la cadence de comptage de ces détecteurs à environ 1 MHz. De plus, les T_c des matériaux supraconducteurs utilisés obligent le dispositif de détection à recourir à un réfrigérateur à dilution descendant à 100 mK. Ceci est particulièrement contraignant pour les applications de calcul ou de communication quantique (voir partie 1.2).

2.2.2.2 Détecteurs de Photons Uniques à Nanofil Supraconducteur SNSPD

Le Détecteur de Photons Uniques à Nanofil Supraconducteur, également appelé *Superconducting Nanowire Single Photon Detector* (SNSPD) en anglais, est une technologie de détection basée sur des matériaux supraconducteurs en film ultra-mince et est couramment employée dans le domaine de la photonique quantique. La section 2.4 présente en détail le fonctionnement et les performances de détection des SNSPDs.

2.2.3 Conclusion

Deux familles principales de détecteurs de photons uniques ont été identifiées : celle des matériaux semi-conducteurs et celle des supraconducteurs. Chacun présente ses points forts et ses faiblesses, cependant pour trouver le meilleur équilibre pour les applications quantiques, il est nécessaire d'avoir un détecteur offrant des performances de détection excellentes en matière d'efficacité et de réponse temporelle, tout en étant compatible avec une intégration au sein de Circuits Intégrés de Photonique Quantiques.

C'est la raison pour laquelle les SNSPDs proposent ces performances en utilisant des matériaux supraconducteurs qui peuvent par la suite être incorporés dans des QPICs grâce à une technologie de fabrication conforme aux standards de la microélectronique CMOS. Par ailleurs, leurs exigences en matière de refroidissement cryogénique sont moins restrictives, puisque ces détecteurs peuvent opérer entre 1 et 4 K, ce qui autorise l'emploi de cryostat à opération continue.

Effectivement, un cryostat à hélium à fonctionnement continu et à cycle fermé est capable de maintenir une température sous 2.5 K pendant des milliers d'heures (voir section 2.4.3.1).

Avant de détailler le fonctionnement des SNSPDs, nous aborderons les principes fondamentaux de la photonique intégrée pour la création de QPIC.

2.3 Bases de la Photonique Intégrée

La photonique à faible coût et à haut volume basée sur des guides d'onde en silicium (*Silicon On Insulator* (SOI)) et tirant parti de la technologie de la microélectronique, a atteint un haut niveau de maturité résultant de décennies de développement impulsé par les applications de télécommunications et de communication de données. Des acteurs industriels tels que *TSMC*, *Global Foundries*, *LioniX* et *STMicroelectronics* ont favorisé le développement de la photonique intégrée en produisant des composants et des circuits sur des plaques de silicium de 200 à 300 mm de diamètre dans leurs fonderies CMOS (*Complementary Metal-Oxide-Semiconductor*). Leurs programmes internes de photonique sur silicium soutiennent ce développement, tout comme les lignes CMOS des salles blanches de pré-industrialisation du *CEA-Leti*, de l'*Imec* et d'*AIM Photonics* [46].

La photonique intégrée est essentielle pour une application étendue des technologies quantiques évoquées auparavant. Elle facilite notamment la mise à l'échelle, la miniaturisation et une connectivité étendue des composants indispensables au fonctionnement de ces technologies. La photonique intégrée repose essentiellement sur les guides d'onde. Ils offrent la possibilité de concevoir des composants tels que les sources de photons uniques jusqu'aux détecteurs de photons uniques intégrés sur un seul et même circuit quantique. Cette intégration présente le bénéfice de supprimer les pertes d'insertions entre une fibre et une puce photonique [80].

Il est donc nécessaire de définir le principe de fonctionnement d'un guide d'onde photonique. Le confinement du champ électromagnétique dans un guide d'onde optique repose sur le mécanisme de réflexion totale interne de la lumière. L'approche la plus simple pour créer un guide d'onde consiste à utiliser un ruban dans un matériau présentant un indice de réfraction n_1, enveloppé par un second matériau d'indice n_0, où $n_0 < n_1$. Pour un guide d'onde intégré sur une puce, on peut choisir entre deux géométries principales pour fabriquer un ruban : la première présentant une section rectangulaire, communément désignée comme le guide d'onde « *strip* », ou la seconde présentant une section en forme de « T » inversé vertical, dénommée guide d'onde « *rib* » (*cf.* figure 2.3).

En partant des équations de Maxwell, l'équation d'onde est donnée par :

$$\nabla^2 \mathbf{E} + k^2 n^2 \mathbf{E} = -\nabla \left(\frac{\nabla n^2}{n^2} \cdot \mathbf{E} \right). \tag{2.1}$$

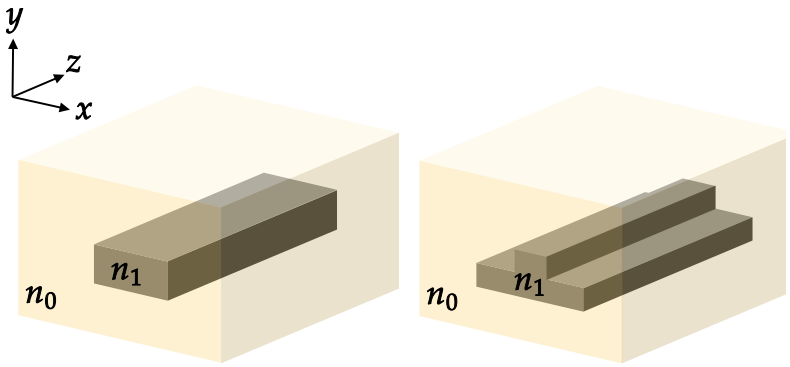

FIGURE 2.3 – Schéma de guide d'onde photonique intégré en géométrie *strip* (à gauche) et en géométrie *rib* (à droite).

Où **E** est le champ électrique, k est le vecteur d'onde angulaire et n l'indice de réfraction du milieu.

Selon la configuration géométrique de la section, des solutions discrètes aux équations de Maxwell peuvent être résolues qui correspondent à des modes optiques guidés. Ces solutions peuvent être calculés par des outils de simulation numérique comme un solutionneur de Modes Propres aux Différences Finies (également appelé en anglais *Finite Difference Eigenmode* (FDE)) de la suite de logiciels *ANSYS*, qui se base sur la méthode des éléments finis. Pour simuler des composants photoniques plus complexes, comme des coupleurs ou des résonateurs optiques, il est également possible d'employer la méthode de calcul par Différences Finies dans le Domaine Temporel (également appelée *Finite Difference Time Domain* (FDTD)) qui permet d'obtenir une résolution numérique dans l'espace 3D plus précise, mais cela est conditionné par des temps de calcul plus élevés.

Les solutions de ces équations sont les modes transverses propagatifs. Lorsqu'un mode unique est permis de se propager, on parle de guide d'onde monomode, tandis qu'il est multimode lorsque plusieurs modes peuvent être guidés. En considérant la direction de propagation d'une onde électromagnétique selon l'axe z, si un mode possède la composante E_y inexistante et que le champ électrique est perpendiculaire au plan xy dans la figure 2.3, on parle alors d'un mode Transverse Électrique (TE). Dans le cas contraire, un mode dont la composante H_y est nulle est désigné comme mode Transverse Magnétique (TM).

Prenons le cas d'un mode TE existant, le champ électrique peut s'écrire :

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_m(x, y)e^{i(\omega t - \beta z)}. \tag{2.2}$$

Où $\mathbf{E}_m(x, y)$ est le champ électrique du mode guidé, ω la vitesse angulaire (dite aussi pulsation) et β la constante de propagation du mode, qui dépend aussi de ω.

D'autres paramètres spécifiques liés au mode peuvent être dérivés en se basant sur la constante de propagation, comme par exemple l'indice effectif du mode :

$$\beta(\omega) = n_{\text{eff}}(\omega)k_0 = n_{\text{eff}}(\omega)\frac{2\pi}{\lambda_0}. \tag{2.3}$$

Où $n_{\text{eff}}(\omega)$ est l'indice effectif du mode guidé, k_0 est le vecteur d'onde dans le vide pour une pulsation ω par $k_0 = \omega/c$, et λ_0 est la longueur d'onde dans le vide.

Pour qu'un mode transverse propagatif existe, l'indice effectif doit être compris dans $n_0 \leq n_{\text{eff}} \leq n_1$. Celui-ci va jouer un rôle important dans le confinement du mode. Si un mode est loin de la longueur d'onde de coupure (λ_c), qui est aussi lié à la géométrie de coupure du guide, on a n_{eff} proche de n_1. Le mode aura une longueur de pénétration du champ électrique dans le substrat (n_0) plus petite, c'est-à-dire qu'une grande partie du champ se situera dans la géométrie du guide d'indice n_1. On considère alors que le mode est fortement confiné. À l'inverse, plus le mode est proche de la longueur d'onde de coupure, n_{eff} est proche de n_0 et le mode est dit faiblement confiné, car la longueur de pénétration du champ électrique dans le substrat est plus grande. C'est pourquoi l'optimisation de n_{eff} va jouer un rôle majeur sur le confinement du mode guidé et sur la géométrie du guide pour limiter les pertes de propagation.

Un autre paramètre important en photonique intégrée est l'indice de groupe n_g. Par analogie avec l'indice de réfraction, n_g d'un matériau peut être défini comme le rapport entre la vitesse de la lumière dans le vide c et la vitesse de groupe dans le milieu v_g :

$$n_g = \frac{c}{v_g} = c\frac{\partial k}{\partial \omega} = \frac{\partial}{\partial \omega}(\omega\ n(\omega)) = n(\omega) + \omega\frac{\partial n}{\partial \omega}. \tag{2.4}$$

Il apparaît que la variation de l'indice de groupe n_g, donc de l'indice de réfraction n (*cf.* l'équation 2.1), dans l'espace 3D est cruciale pour la propagation des ondes. La variable n_g change selon le matériau et la longueur d'onde λ_0.

En reprenant le schéma structurel du guide d'onde photonique (figure 2.3), les plateformes photoniques utilisées au CEA-Leti se divisent en deux familles : la photonique sur silicium (*Silicon On Insulator* - SOI) pour lequel le Si a un indice $n_1 \approx 3.48$ à $\lambda_0 = 1550$ nm ; et la photonique sur nitrure de silicium (*Silicon Nitride On Insulator* - SiNOI) pour lequel le SiN a un indice $n_1 \approx 1.99$ à $\lambda_0 = 1550$ nm. L'oxyde de silicium (SiO_2) enveloppe les guides d'onde, présentant un indice de réfraction $n_0 \approx 1.44$.

Concernant les pertes de propagation, on peut écrire la puissance optique transmise après une longueur de propagation L comme :

$$P(L) = P(0)e^{-\alpha L}. \tag{2.5}$$

Où $P(0)$ est la puissance initiale et α est le coefficient d'atténuation écrit en termes de puissance et exprimé en cm^{-1}. De plus, il est possible de définir le coefficient d'atténuation exprimé en dB/cm à partir de :

$$10\log\left(\frac{P(L)}{P(0)}\right) = -\alpha_{\mathrm{dB/cm}}L. \tag{2.6}$$

Les pertes de propagation proviennent principalement de la diffusion due à la rugosité des parois latérales du guide d'ondes et de l'absorption due aux impuretés présentes dans le matériau.

Sur les deux plateformes photoniques du CEA-Leti précédemment évoquées, les pertes de propagations des guides d'onde SOI sur la bande C télécom ($\lambda = 1550$ nm) sont aussi faibles que 0.1 dB/cm et 0.7 dB/cm pour des guides monomodes *rib* et *strip*, respectivement [81]. En ce qui concerne la plateforme sur SiNOI, les pertes de propagations à la même longueur d'onde se situent autour de 0.15 dB/cm pour des guides d'onde *strip* monomodes. En élargissant le guide *strip*, on peut réduire les pertes de propagations jusqu'à 0.05 dB/cm pour des guides multimodes [51]. Cette dernière plateforme est désignée comme ULL SiN (en anglais *Ultra-Low Loss*) en raison de ses ultra faibles pertes.

2.4 Détecteurs de Photons Uniques à Nanofil Supraconducteur SNSPD

Les Détecteurs à Nanofil Supraconducteur de Photons Uniques (SNSPD) sont basés sur des films minces de matériaux métalliques supraconducteurs. C'est pourquoi, dans cette partie, nous débuterons par une définition de la supraconductivité en tant que concept physique [82], avant d'expliquer le processus de détection d'un SNSPD. Par la suite, nous présentons les facteurs de mérite de ces détecteurs avant d'exposer l'état de l'art actuel des SNSPDs.

2.4.1 La Supraconductivité

En 1908, Heike Kamerlingh Onnes développe la technique de liquéfaction d'hélium par le biais d'un cryostat qui tire parti de l'effet Joule-Thomson, qui réduit la température d'un gaz lorsqu'il est soumis à une détente adiabatique. Ces recherches pionnières dans les systèmes cryogéniques lui permettent de découvrir en 1911 la « supraconductivité » en évaluant la résistance électrique en fonction de la température d'un fil de mercure (Hg) (voir figure 2.4) [74].

Il remarque que la résistance du mercure disparaît lorsque sa température est inférieure à 4.19 K. Le concept de température critique (T_c) est introduit ici. En 1913, ses recherches pionnières sur l'étude des propriétés de la matière à basse température lui ont permis d'obtenir le prix Nobel de Physique.

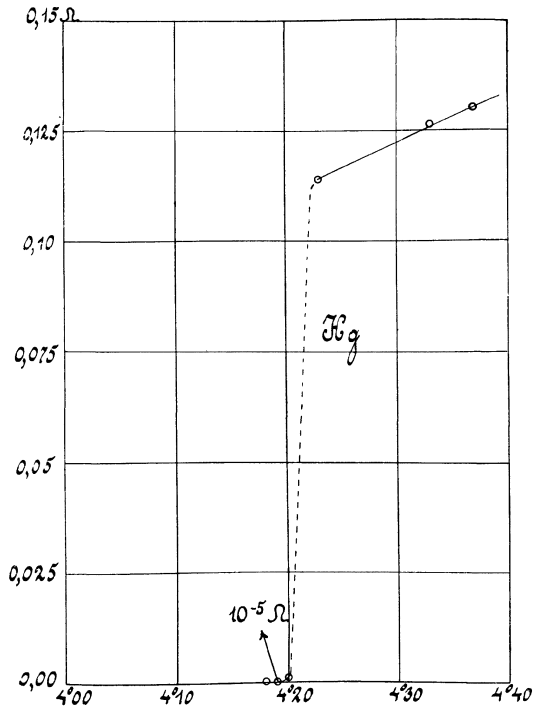

FIGURE 2.4 – Résistance électrique en fonction de la température d'un fil de mercure, repris de [74].

La supraconductivité se manifeste dans un métal. Lorsque celui-ci est dans un état normal et est exposé à un champ magnétique externe, il exhibe un comportement paramagnétique. En d'autres termes, l'aimantation du métal est dirigée dans la même direction que le champ magnétique externe (*cf.* figure 2.5 (a)). Il présente une susceptibilité magnétique positive (χ_m).

Pour un matériau présentant une χ_m légèrement négative ($\approx -10^{-5}$), on le désigne de matériau diamagnétique, tel que le cuivre. En d'autres termes, une faible aimantation est dirigée dans le sens opposé du champ magnétique externe appliqué.

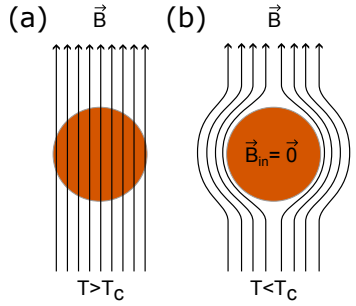

FIGURE 2.5 – (a) État normal : paramagnétisme. (b) État supraconducteur : diamagnétisme parfait ou effet Meissner.

Toutefois, pour certains matériaux métalliques, quand ceux-ci sont refroidis à une température extrêmement basse en dessous de leur T_c et soumis à un champ magnétique externe, ils adoptent un comportement diamagnétique parfait. En d'autres termes, ils empêchent le champ magnétique de pénétrer à l'intérieur d'eux-mêmes (*cf.* figure 2.5 (b)). Cette propriété a été identifiée en 1933 par Meissner et Ochsenfeld et est désignée sous le nom d'effet Meissner [83].

Le champ magnétique $\overrightarrow{H}$ est défini par :

$$\overrightarrow{H} = \frac{1}{\mu_0}\overrightarrow{B} - \overrightarrow{M}. \tag{2.7}$$

Avec $\overrightarrow{B}$ le flux du champ magnétique, $\overrightarrow{M}$ le vecteur d'aimantation et μ_0 la perméabilité du vide.

En ce qui concerne le diamagnétisme parfait illustré dans la figure 2.5 (b), le flux du champ magnétique $\overrightarrow{B}$ dans le métal est inexistant. C'est la raison pour laquelle la susceptibilité magnétique $\chi_m = M/H$ est de -1 dans ce contexte.

De plus, l'effet Meissner peut être éliminée par un champ magnétique critique H_c. Il a été constaté empiriquement que $H_c(T)$ est assez bien approximé par une loi parabolique [82] :

$$H_c(T) \approx H_c(0)[1 - (T/T_c)^2]. \tag{2.8}$$

Cette loi souligne le concept du diagramme de phase supraconductrice des matériaux (comme illustré dans la figure 2.6 (a)).

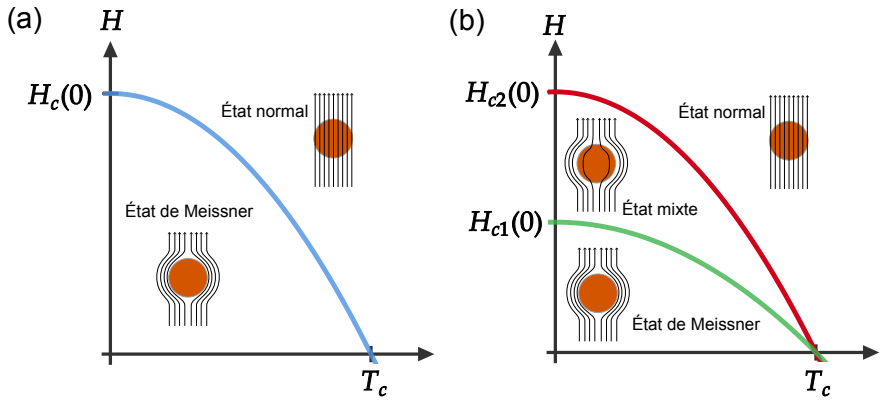

FIGURE 2.6 – (a) Diagramme de phase d'un matériau supraconducteur de type I. (b) Diagramme de phase d'un matériau supraconducteur de type II.

Les matériaux supraconducteurs se divisent en deux catégories : les types I et les types II. Leurs diagrammes de phase respectifs sont schématisés dans la figure 2.6.

En ce qui concerne les types I, la supraconductivité est soudainement éliminée le long d'une limite de $H_c(T)$ définie par l'équation 2.8. Le diagramme de phase d'un matériau de type I est illustré dans la figure 2.6 (a). Tous les matériaux purs, à l'exception du niobium (Nb), du technetium (Tc) et du vanadium (V), sont de type I.

Les matériaux de type II présentent un état mixte qui possède des propriétés tant d'état normal que d'état supraconducteur. Cet état se situe entre deux zones paraboliques définies par $H_{c2}(T)$ et $H_{c1}(T)$, comme le montre la figure 2.6 (b). Cette zone, également connue sous le nom de phase à vortex, se caractérise par la formation de tourbillons de champ magnétique soutenus par un champ magnétique externe appliqué [84]. Les composés de métaux supraconducteurs, tels que le NbN et le NbTiN, appartiennent au type II. Ils présentent également le bénéfice d'avoir des T_c supérieures aux éléments purs du type I.

L'atout primordial des matériaux supraconducteurs réside dans leur aptitude à transporter parfaitement le courant électrique. En 1935, les frères London ont été les premiers à décrire les propriétés électrodynamiques de la supraconductivité. Ils proposent deux équations régissant les champs magnétiques et électriques dans les supraconducteurs :

$$\frac{\partial \overrightarrow{j_s}}{\partial t} = n_s \frac{e^2}{m} \overrightarrow{E}, \tag{2.9}$$

$$\text{et } \overrightarrow{\nabla} \times \overrightarrow{j_s} = -n_s \frac{e^2}{m} \overrightarrow{H}. \tag{2.10}$$

Avec $\overrightarrow{j_s}$ la densité de supracourant, n_s le nombre de densités des électrons supraconducteurs, m la masse de l'électron et e sa charge.

La première équation de London (2.9) révèle que le supracourant est accéléré librement par une tension appliquée. En ce qui concerne la seconde équation de London (2.10), elle décrit comment la densité de courant dans un supraconducteur est liée au champ magnétique. Cette équation implique que le champ magnétique décroît exponentiellement dans le matériau supraconducteur,

conduisant à l'expulsion de celui-ci en son sein et décrivant le diamagnétisme parfait et l'effet Meissner. L'émergence du nombre de densités d'électrons supraconducteurs n_s dans les équations de London donne une explication quantitative du transport électronique dans les supraconducteurs.

À partir de ces dernières équations, il permet notamment de déterminer la longueur de pénétration du champ magnétique externe dans le matériau supraconducteur par [85] :

$$\lambda_L = \sqrt{\frac{m}{\mu_0 n_s e^2}}. \tag{2.11}$$

Le champ magnétique a une décroissance exponentielle dans le matériau supraconducteur avec sa longueur de pénétration λ_L caractéristique.

L'état supraconducteur est décrit par le modèle thermodynamique macroscopique développé par Ginzburg et Landau (GL) en tant que paramètre d'ordre qui symbolise un condensat de porteurs de charge supraconducteurs, ayant une masse m^* et une charge e^*. Ce modèle est applicable lorsque la température se situe aux alentours de la T_c [86]. Désormais la magnétisation M (*cf.* équation 2.7) est remplacée par une pseudo-fonction d'onde macroscopique $\psi(\vec{r})$.

Les électrons supraconducteurs sont décrits par $\psi(\vec{r})$. La densité locale de ces électrons (dérivée des équations de London 2.9 et 2.10) a été établie comme suit :

$$n_s^* = |\psi(\vec{r})|^2 = \psi(\vec{r})^* \psi(\vec{r}). \tag{2.12}$$

Avec n_s^*, le nombre de densité effective des électrons supraconducteurs.

La variation spatiale de n_s des équations de London est décrite par cet ordre de paramètre. Dans la théorie GL, ce paramètre est défini comme la fonction d'onde de l'état supraconducteur qui peut fluctuer en fonction de la position r par :

$$\psi(\vec{r}) = |\psi(\vec{r})| e^{i\phi(\vec{r})}. \tag{2.13}$$

Avec $\phi(\vec{r})$ la phase.

Par analogie, la longueur effective de pénétration du champ magnétique externe dans l'équation 2.11 peut être exprimée par :

$$\lambda_{\text{eff}} = \sqrt{\frac{m^*}{\mu_0 n_s^* e^{*2}}}. \tag{2.14}$$

Avec m^* la masse effective de l'électron et e^* sa charge effective.

Dans le cas où le champ magnétique externe est inexistant, GL introduit la longueur de cohérence supraconductrice dans le matériau, qui se manifeste par :

$$\xi(T) = \sqrt{\frac{\hbar^2}{2m^*|\alpha(T)|}}. \tag{2.15}$$

Avec $\hbar$ la constance de Planck réduite $\hbar = h/(2\pi)$ et $\alpha(T)$ un paramètre phénoménologique de GL qui vaut $\alpha(T) = \frac{\mu_0 H_c^2(T)}{n_s^*(T)}$ [82], [86].

Le rapport entre la longueur de pénétration de London (eqt. 2.14) et la longueur de cohérence GL (eqt. 2.15) est appelé paramètre GL représenté par κ :

$$\kappa = \frac{\lambda_{\text{eff}}(T)}{\xi(T)}. \tag{2.16}$$

Ce ratio permet de classifier les types de supraconducteur vu précédemment (voir figure 2.6). Lorsque κ est inférieur à $\frac{1}{\sqrt{2}}$, le matériau est qualifié de supraconducteur de type I et lorsqu'il est supérieur à $\frac{1}{\sqrt{2}}$, il est catégorisé de type II.

La figure 2.7 illustre la relation entre les paramètres λ_{eff} et ξ pour les deux types de supraconducteurs.

Dans le cas du type I, la transition entre l'état normal et l'état supraconducteur est d'ordre premier, sans aucune pénétration de champ magnétique (voir figure 2.7 (a)). Alors que le type II se caractérise par une transition de phase de second ordre qui autorise la pénétration du champ magnétique externe, provoquant la formation de tourbillons dans la zone mixte (voir figure 2.7 (b)) [84].

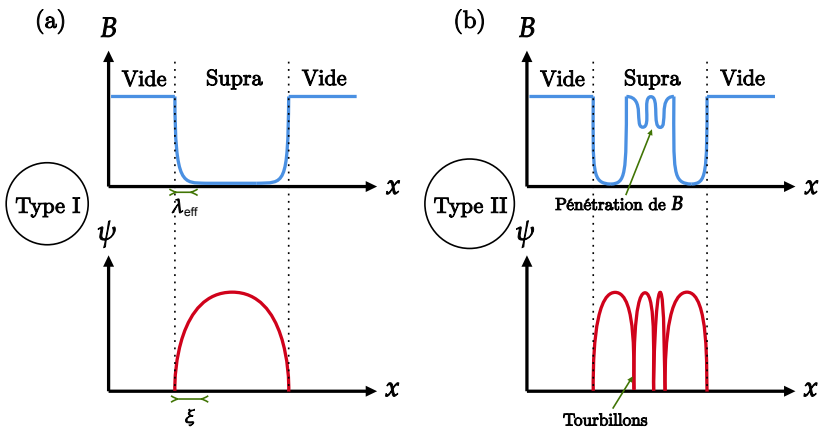

FIGURE 2.7 – (a) Supraconducteur de type I. (b) Supraconducteur de type II dans l'état mixte (voir fig. 2.6 (b)).

La théorie de Bardeen, Cooper et Schrieffer (BCS) a par la suite développée la description microscopique de la supraconductivité en 1957 [87]. En 1972, J. Bardeen, L. Cooper et J. R. Schrieffer obtiennent le prix Nobel de Physique. BCS permet de décrire :

1. L'interaction attractive entre électrons qui peut créer un état fondamental distinct des états excités par un gap d'énergie, affectant ainsi les propriétés thermiques et électromagnétiques.
2. Un gap d'énergie Δ, d'ordre kT_c, est généré par l'interaction électron-réseau-électron. Un électron déforme le réseau, tandis qu'un second électron est attiré à ce dernier pour diminuer son énergie, engendrant une interaction indirecte. Par conséquent, cela constitue une paire d'électrons appelée paire de Cooper.
3. La théorie BCS donne une explication de la longueur de pénétration λ_L et de la longueur de cohérence ξ, tout comme l'effet Meissner par le biais de l'équation de London pour des champs magnétiques variant lentement.
4. La température de transition supraconductrice est influencée par la densité électronique des orbitales de spin au niveau de Fermi et l'interaction entre les électrons et le réseau, évaluée grâce à la résistivité électrique. En effet, la résistivité à température ambiante reflète la force de l'interaction entre les électrons et les phonons. Un paradoxe manifeste réside dans le fait que plus la résistivité du métal à température ambiante est élevée, plus le métal est susceptible de devenir supraconducteur lorsqu'il est refroidi.

Les interactions entre les électrons et les phonons expliquent la supraconductivité. Ces interactions sont attractives et forment des paires d'électrons présentant un comportement quasi-bosonique. En d'autres termes, ils peuvent se condenser en dessous de la température critique (T_c). L'énergie d'une particule élémentaire, comme les photons, suffit pour rompre les paires d'électrons afin de retrouver l'état normal résistif et permettre aux électrons de retrouver un comportement de fermions. On appelle également ces paires d'électrons les paires de Cooper.

Ces paires se forment sous l'effet du passage d'un électron dans une matrice d'atome du matériau supraconducteur, provoquant ensuite une perturbation électrostatique qui distord l'emplacement des noyaux atomiques. Ces noyaux chargés positivement génèrent une charge locale positive qui attire un second électron. Ces deux électrons sont donc couplés et attirés entre eux par un phonon dû à cette distorsion. Ce processus est illustré dans la figure 2.8.

La figure 2.9 illustre la répartition de la densité d'état supraconducteur en fonction de la température.

Il est important de souligner que cette représentation est qualitative et permet de donner une explication sur l'interaction électron-phonon qui peut générer au second ordre une interaction attractive entre les électrons. La théorie BCS montre que l'interaction entre les électrons est attractive sur la surface de Fermi et pas dans l'espace réel sur le réseau du matériau supraconducteur [82], [87].

Cette explication détaillée permet à la théorie BCS de prédire une relation entre T_c et le gap d'énergie E_g, aussi appelé 2Δ, qui est indiqué par :

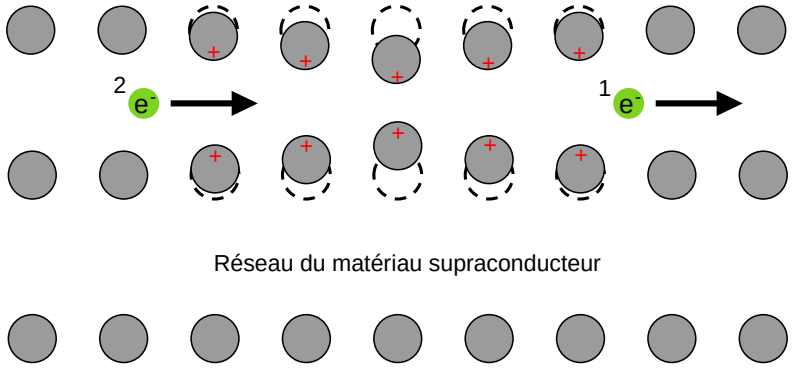

FIGURE 2.8 – Représentation qualitative du couplage des électrons situés à proximité du niveau de Fermi en paires de Cooper par le biais de l'interaction avec le réseau du matériau supraconducteur.

$$E_g(T=0) = 2\Delta(0) = 3.528 k_B T_c. \tag{2.17}$$

Avec k_B, la constante de Boltzmann.

Le gap d'énergie supraconducteur Δ se situe autour du meV. À titre d'exemple, le NbN en couche épaisse, l'énergie de liaison est de 4.9 meV (pour une $T_c = 16$ K). Pour le NbTiN, la valeur de 2Δ est de 5.2 meV (pour une T_c de 17 K), tandis que pour le MoSi $2\Delta = 2.3$ meV pour une T_c de 7.5 K [58], [88].

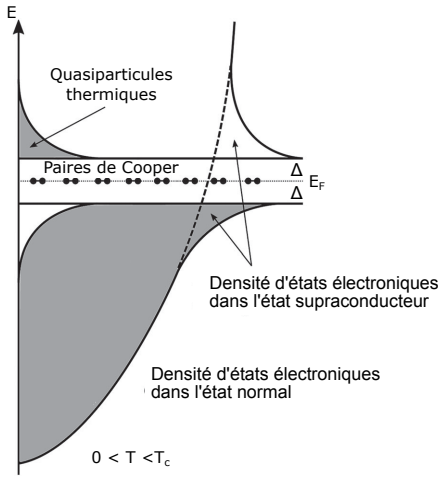

FIGURE 2.9 – Dépendance de la densité d'états supraconducteurs (ligne continue) et normaux (ligne pointillée) pour des températures variant de 0 K à T_c. L'énergie de Fermi est indiquée par E_F et Δ correspond au gap d'énergie. Les paires de Cooper ont une énergie liaison de 2Δ. Schéma repris de [58].

Ainsi, la théorie BCS nous enseigne que plus l'énergie de liaison des paires de Cooper augmente, plus la T_c croît.

Il est connu que la T_c des matériaux supraconducteurs diminue avec leur épaisseur, c'est pourquoi, dans ce travail de thèse, nous nous sommes attardés à optimiser le NbN en film ultra-fin tout en conservant une épaisseur constante. Cette étude est développée dans le chapitre 3.

En somme, la supraconductivité peut être rompue de trois manières distinctes : par le biais de la température ($T > T_c$), du champ magnétique externe ($B > H_c$) et de la densité maximale de courant supraconducteur ($j_s > j_c$). Chaque matériau possède sa propre densité de courant critique, appelée j_c, qui est définie en champ magnétique externe nul et à une température inférieure à la T_c : pour le NbN $j_c = 2 - 4\,\mathrm{MA/cm^2}$ (4.2 K), le NbTiN $j_c = 8\,\mathrm{MA/cm^2}$ (2.9 K) et le MoSi $j_c = 1.1 - 2.5\,\mathrm{MA/cm^2}$ (1.7 K) [88].

2.4.2 Mécanisme de Détection des SNSPDs

Gregory Gol'tsman et al. ont introduit le concept de Détecteur de Photons Uniques à Nanofil Supraconducteur (SNSPD) en 2001 [89]. Un SNSPD est constitué d'une bande très fine (de 4 à 10 nm) et de faible largeur (de 50 à 200 nm) composée d'un matériau supraconducteur. Il est refroidi bien en dessous de sa T_c. Le nanofil est polarisé en courant à un niveau de fonctionnement légèrement inférieure à son courant critique : $I_b < I_c$ [90]. Quand le nanofil absorbe un photon, une impulsion de tension extrêmement rapide apparaît aux bornes du dispositif. En fonction du matériau supraconducteur sélectionné, la température d'opération du SNSPD est ajustée. La gamme de température typiques des SNSPDs se situe entre 0.1 et 10 K [88], [91], [92].

Les SNSPDs se distinguent par leur grande efficacité de détection supérieure à 90% et leur rapidité remarquable. Ils ont un temps de récupération de quelques nanosecondes et une gigue temporelle exceptionnellement faible (seulement quelques ps) [59], [60]. De plus, ces détecteurs peuvent être intégrés sur Circuits Intégrés de Photonique Quantique et dans des cryostats à opérations continue.

Les SNSPDs reposent sur la génération de quasiparticules et sur la transition de phase pour la détection de photons uniques. Ces dernières sont limitées à une largeur resteinte du nanofil, provoquant une perte rapide de la supraconductivité en créant une zone résistive de courte durée.

Deux modèles majeurs sont utilisés pour décrire le mécanisme de détection des SNSPDs. Le modèle du « point chaud » est particulièrement approprié pour détecter les photons à haute énergie ($h\nu \gg 2\Delta$). Le modèle de paire vortex-antivortex est mieux adapté pour décrire la détection de photons à faible énergie ($h\nu > 2\Delta$).

2.4.2.1 Modèle du point chaud

Le modèle du point chaud permet une compréhension simplifiée du processus de détection [93]. La figure 2.10 présente le mécanisme de détection d'un SNSPD en utilisant le modèle de point chaud.

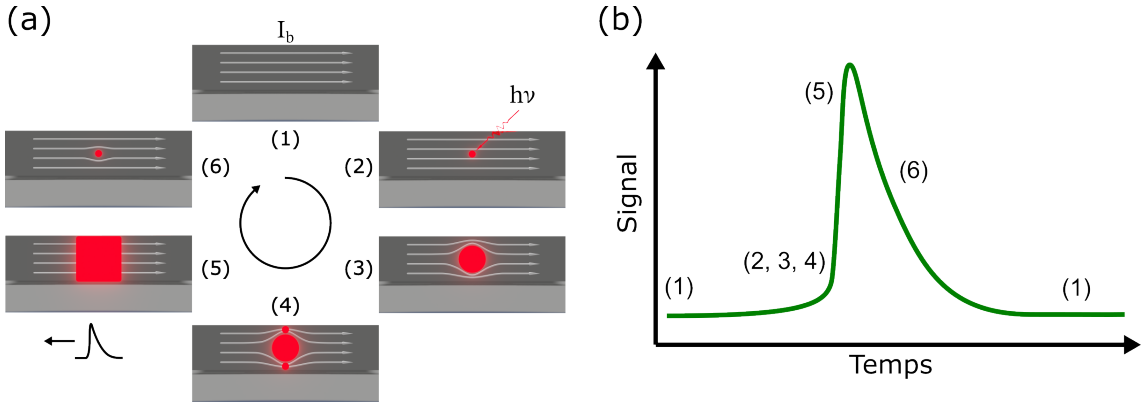

FIGURE 2.10 – (a) Schéma descriptif du mécanisme de détection complet du point chaud d'un SNSPD. Les images 3D ont été réalisées par Pierre Chausse. (b) Forme schématique de l'impulsion de tension générée aux bornes d'un détecteur SNSPD en réponse à l'absorption d'un photon unique.

1. Un nanofil d'un matériau supraconducteur est soumis à un refroidissement inférieur à sa T_c (généralement entre 0.8 et 4 K). Un courant de polarisation (I_b) constant est appliqué dans le nanofil (de quelques μA). Il est nécessaire de le maintenir à proximité et en dessous du courant critique (I_c) tout au long du cycle de détection.
2. Absorption d'un photon visible ou proche infrarouge (typiquement $h\nu > 800$ meV).
3. La figure 2.11 illustre le mécanisme de photoexcitation et d'avalanche dans le supraconducteur, contribuant à la création du point chaud. Ces mécanismes, contrôlés par les interactions électron-électron, électron-phonon et phonon-phonon, présentent des échelles de temps caractéristiques [94], des constantes de diffusion et des capacités thermiques des électrons et des phonons [95], [96], [97], [98]. Ils engendrent finalement une région locale de point chaud non supraconducteur ($T > T_c$) [89], [93], [99]. Un photon rompt localement des paires de Cooper, créant un nuage de quasiparticules (*cf.* fig. 2.11 (a)). Ce processus débute par la

relaxation de l'électron photo-excité et se poursuit par la création, la multiplication et la propagation de quasiparticules et de phonons (*cf.* fig. 2.11 (b), avec $t_{\mathrm{R}} \sim$ fs). Les phonons émis, qui ont une énergie supérieure à celle de l'énergie de liaison $2\Delta \approx 1\,\mathrm{meV}$, provoquent ensuite la rupture d'autres paires de Cooper et la génération de quasiparticules supplémentaires (*cf.* fig. 2.11 (c) avec $t_{\mathrm{B}} \approx 7\,\mathrm{ps}$ pour le NbN [100]) et entretiennent ainsi un phénomène d'avalanche. Il est possible que des phonons, de manière aléatoire, soient perdus dans le substrat, ce qui diminue l'avalanche (*cf.* fig. 2.11 (d) avec $t_{\mathrm{es}} \approx 78\,\mathrm{ps}$ pour le NbN) [101].

4. La croissance progressive du point chaud de part et d'autre dévie le courant, augmentant la densité de courant (j_s) qui dépasse la densité de courant maximale (j_c) du nanofil (échauffement par effet Joule puisque $j_s > j_c$), le matériau transite vers l'état normal [95], [102], [103].
5. La section du nanofil supraconducteur devient résistive, la résistance du point chaud est de quelques kΩ [90]. L'absorption d'un photon induit une impulsion de tension aux bornes du nanofil.
6. Dans un environnement de basse température continue fourni par le cryostat, les quasiparticules effectuent un processus de relaxation en diffusant la chaleur vers l'extérieur via des interactions électron-électron, électron-phonon et en dissipant la chaleur vers le substrat (fig. 2.11 (d)) [90]. Le courant électrique du point chaud est délesté dans un circuit de *shunt*, permettant à la section du nanofil de retrouver l'état supraconducteur. L'inductance cinétique du dispositif régule la dynamique du recouvrement [104], [105]. Dans un circuit RL, tout comme pour les SNSPDs, la constante de temps associée à l'inductance cinétique L_k est exprimée par $\tau = L_k/R_O$. R_O correspond à la résistance de lecture du système (généralement de $50\,\Omega$). Plus la longueur du nanofil est importante, plus L_k augmente.

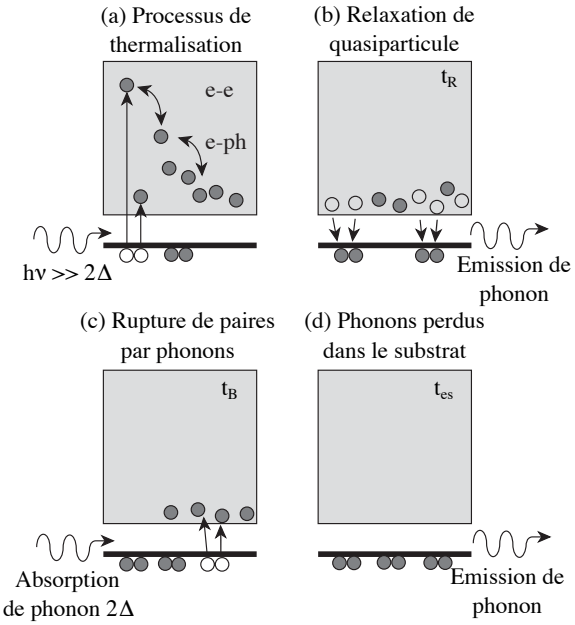

FIGURE 2.11 – Photo-excitation et avalanche dans le supraconducteur. Voir étape (3) de la figure 2.10. Schéma repris de [99].

2.4.2.2 Modèle de paire vortex-antivortex

La détection de photons peut être expliquée par le modèle de paires vortex-antivortex qui se réfère à la transition de phase de Berezinski-Kosterlitz-Thouless (BKT). Les tourbillons magnétiques, également connus sous le nom de vortex magnétiques, se forment lorsque le courant de polarisation (I_b) est inférieur au courant critique (I_c) et que la température est inférieure à T_{BKT}. Ce modèle pourrait expliquer la détection de photon de faible énergie (environ $2\Delta \geq 1\,\mathrm{meV}$), ce qui pourrait justifier les coups d'obscurité ou de bruit.

La représentation schématique des différents mécanismes dans les SNSPDs est donnée dans la figure 2.12. Les figures (c) et (d) sont associées au modèle de vortex-antivortex.

L'énergie de BKT désigne la quantité d'énergie requise pour générer une paire vortex-antivortex et est souvent trop élevée sans champ magnétique externe pour un matériau supraconducteur en couche épaisse (voir figure 2.7 liée aux tourbillons des supraconducteurs de type II) [106], [107]. Toutefois, dans les couches minces, on peut comparer cette énergie à $k_B T$ puisque l'épaisseur du nanofil et la valeur de ξ sont du même ordre de grandeur (*cf.* équation 2.15), ce qui conduit à une barrière énergétique résiduelle des électrons supraconducteurs inférieure à la Température Critique supraconductrice (T_c) [102], [108], [109]. Cette barrière énergétique diminue progressivement jusqu'à T_{BKT}, température pour laquelle la transition supraconductrice de Berezinskii-Kosterlitz-Thouless s'effectue ($T < T_{BKT} < T_c$).

Il existe deux mécanismes possibles pour la rupture de la supraconductivité assistée par vortex :

1. Une paire vortex-antivortex est formée par un photon absorbé. La force de Lorentz générée par le courant dans le nanofil sépare la paire dans des sens opposés, permettant ainsi le passage de la section du nanofil vers l'état normal avec une résistance mesurable.
2. Un photon absorbé chauffe le nanofil en éliminant la barrière énergétique permettant ainsi l'entrée d'un vortex. Le courant permet au vortex de traverser le fil, ce qui perturbe la supraconductivité et rétablit l'état normal du nanofil.

Il est difficile de différencier ces deux cas sur le plan expérimental, puisqu'un événement de détection d'un seul photon est identique [110]. C'est la raison pour laquelle d'autres approches telles que la caractérisation de coups de bruit d'obscurité sont nécessaires [111].

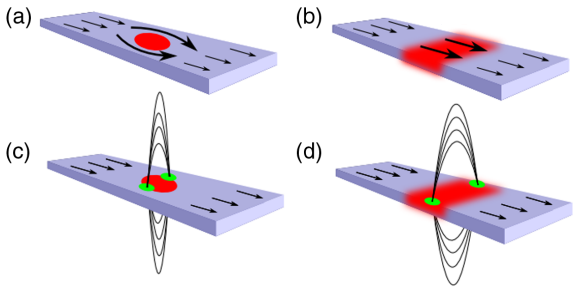

FIGURE 2.12 – Schéma représentatif des modèles de mécanisme de détection des SNSPDs. (a) Formation du point chaud par rupture de paires de Cooper (voir figure 2.10 étape (3)). (b) Rupture de la section supraconductrice du nanofil (voir figure 2.10 étape (5)). (c) Formation de paire vortex-antivortex. (d) Traversée de paire vortex-antivortex de part et d'autre du nanofil jusqu'à la rupture de la section supraconductrice. Schéma repris de [112].

La validité et les limites des modèles du point chaud (pour les photons à haute énergie) et de paire vortex-antivortex (pour les photons à faible énergie) dans les SNSPDs ont été largement discutées par Engel et al. [103]. Ils proposent qu'aucun modèle particulier ne répond à toutes les observations. Le mécanisme dominant peut être influencé par le matériau et la géométrie du dispositif. Dans un même détecteur, divers mécanismes peuvent coexister pour différentes énergies de photons, et il arrive que plusieurs d'entre eux se manifestent en même temps.

2.4.3 Facteurs de Mérite des SNSPDs

En 2023, le *National Institute of Standards and Technology* (NIST) a standardisé les facteurs de mérite des détecteurs de photons uniques en réponse à l'émergence et au succès grandissant de ces technologies, en particulier dans les domaines de l'information quantique [113].

2.4.3.1 Installation Expérimentale

Un système complet de SNSPD comprend divers composants cruciaux pour son fonctionnement. Le schéma expérimental typique d'un SNSPD et de son circuit électronique équivalent sont présentés dans la figure 2.13.

Les composants optiques, la puce photonique comprenant le nanofil supraconducteur, la circuiterie électronique et le cryostat constituent les 4 éléments distincts d'un système.

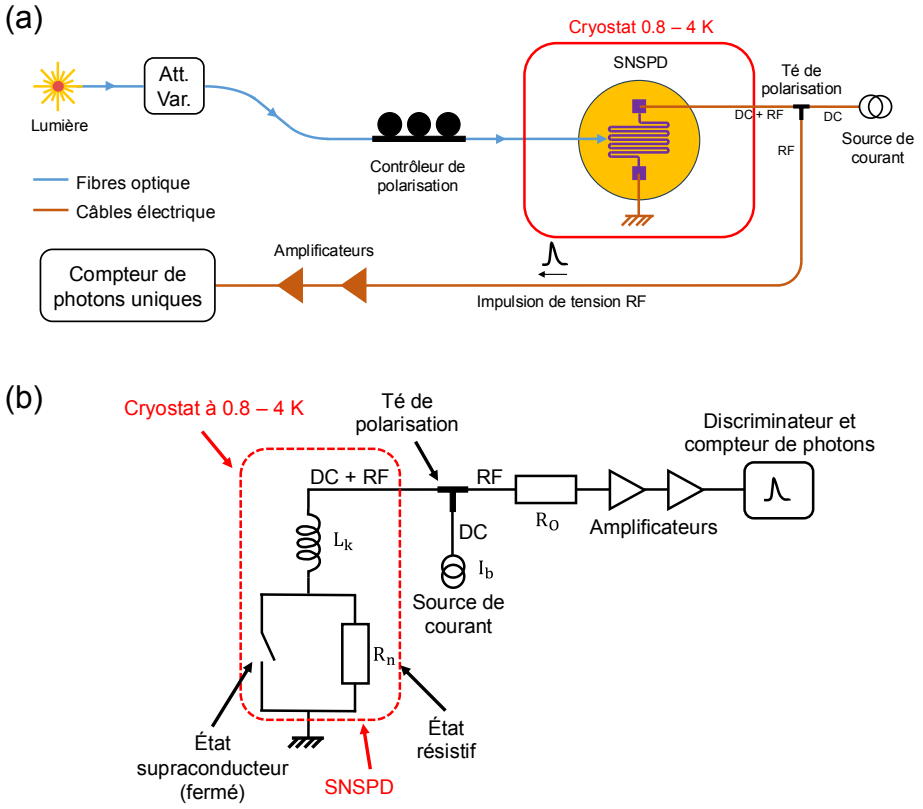

FIGURE 2.13 – (a) Schéma expérimental d'un système de SNSPD. (b) Schéma électrique équivalent. L_k est l'inductance cinétique du nanofil, R_n est la résistance du point chaud d'environ 1 kΩ [90], I_b est le courant de polarisation et R_O est la résistance de lecture de 50 Ω.

En ce qui concerne la partie optique (*cf.* figure 2.13 (a)), elle assure le couplage d'une source lumineuse (*p. ex.*, une source de photons uniques ou un laser) jusqu'au détecteur. Pour les sources externes à la puce photonique contenant le nanofil, cette partie comprend des fibres optiques, des atténuateurs (si nécessaire) et surtout un contrôleur de polarisation. Effectivement, en ce qui concerne cet aspect, la majorité des SNSPDs sont sensibles à la polarisation incidente des photons. L'ajustement de la polarisation incidente des photons est nécessaire pour optimiser leur absorption par le détecteur. Par exemple, en ce qui concerne les SNSPDs intégrés sur guide d'onde (également appelé en anglais *Waveguide Integrated SNSPD* (WI-SNSPD)), la majorité des coupleurs intégrés sur une puce (comme les réseaux de Bragg) présentent une efficacité de couplage optimale dans le mode optique TE [114].

La puce photonique contenant le ou les nanofils supraconducteurs, soit en forme de méandre pour les SNSPDs à géométrie verticale (voir partie 2.4.4.1), soit en géométrie intégrée (voir partie 2.4.4.2 sur les WI-SNSPDs), doit être assemblée sur un porte-échantillon dans un cryostat afin de refroidir le dispositif supraconducteur en-dessous de sa T_c. Un cryostat à hélium fonctionnant en continu et avec un cycle fermé apte à maintenir une température pendant des milliers d'heures est largement préférable pour les applications de calcul quantique. Le cycle de réfrigération de Gifford-McMahon offre une température de fonctionnement jusqu'à 2 K [115], [116]. Pour abaisser cette température de fonctionnement, l'emploi de cryostats utilisant des tubes à impulsion à hélium 4 peut faire descendre celle-ci en dessous de 2 K. Simultanément, cela implique un seuil de température pratique supérieur à 2 K ainsi que des interventions d'entretien plus fréquentes [117]. Néanmoins, pour franchir sous cette limite de 2 K, il est nécessaire d'utiliser des cryostats qui intègrent une sorption qui exploite le processus d'évaporation et de condensation de l'hélium afin de descendre jusqu'à une température de 0.8 K [118], [119]. Cette technologie nécessite des cycles d'opération d'environ une cinquantaine d'heures, ce qui limite la durée de fonctionnement des SNSPDs.

Finalement, un courant continu (DC) alimente le SNSPD et génère des impulsions de tension lorsqu'un photon est absorbé et détecté par le nanofil (*cf.* figure 2.10). La rupture de la section supraconductrice produit une impulsion ayant une amplitude de tension très faible, de l'ordre du mV, qui ne peut pas être mesurée par le discriminateur (voir figure 2.13 (b)). Il est donc nécessaire d'amplifier le signal Radio-Fréquence (RF) en utilisant un Transistor Bipolaire à Hétérojonction (HBT) ou un Transistor à Haute Mobilité Électronique (HEMT), à très faible bruit et avec un gain d'environ de 30 à 40 dB, afin de parvenir à une amplitude de quelques centaines de mV. Deux étages d'amplification à température ambiante sont illustrés dans les figures 2.13 (a) et (b). Il est généralement admis qu'il est préférable d'inclure un étage d'amplification cryogénique de 15 à 20 dB dans l'enceinte à 40 K du cryostat pour limiter l'amplification de bruit thermique à des températures plus élevées. Une fois que le signal est amplifié, un discriminateur doté d'un seuil de tension est optimisé pour comptabiliser les évènements de détection. La figure 2.13 (b) représente le schéma électrique équivalent avec une électronique en dehors du cryostat, ce qui est notre cas dans la suite de ce travail de thèse.

2.4.3.2 Efficacité de Détection et Bruit d'Obscurité

L'efficacité de détection d'un SNSPD est un critère majeur. Elle exprime la probabilité du système à détecter des photons uniques en générant un signal mesurable lorsqu'un photon arrive à l'entrée du détecteur.

L'efficacité de détection du système, également appelée en anglais *System Detection Efficiency* (SDE), est définie par :

$$\mathrm{SDE} = c_{\mathrm{IL}} \times \alpha \times \eta. \tag{2.18}$$

Pour qu'un photon soit détecté, il faut qu'il soit injecté dans le dispositif, qu'il soit absorbé après avoir été injecté et que l'absorption nous donne un évènement de détection. Ces trois des différents facteurs susceptibles de limiter l'efficacité de détection du système (SDE) correspondent à l'efficacité de couplage c_{IL}, à l'efficacité d'absorption α et à l'efficacité interne η.

L'efficacité de couplage c_{IL} reflète la probabilité qu'un photon incident pénètre dans la région d'absorption du détecteur. La principale contribution de c_{IL} pour les WI-SNSPD est due aux pertes d'insertions (IL) des coupleurs sur la puce photonique, comme indiqué dans la section 4.2.3 et 5.2.1.2.

Dans le cas des SNSPDs verticaux, cette efficacité se réfère au recouvrement modal de sortie de la fibre optique avec la zone active du détecteur, avec un nanofil en méandre. Dans les deux cas, il est essentiel de maîtriser l'alignement des fibres au cours des processus de packaging (voir partie 5.3.3).

L'efficacité d'absorption α traduit la probabilité d'absorber les photons dans la région active du matériau supraconducteur. Le premier élément qui influence α est l'indice de réfraction complexe du matériau métallique. Plus la partie imaginaire de l'indice est grande, plus le nanofil est capable d'absorber les photons.

La géométrie du nanofil constitue le second paramètre d'impact. Pour les SNSPDs à incidence normale, le facteur de remplissage du méandre de nanofil est essentiel. Il est nécessaire d'obtenir un taux de remplissage aussi élevé que possible tout en minimisant les effets d'interférences thermiques (également appelées *thermal crosstalk*) et la détérioration de l'efficacité interne η par le biais d'un nanofil trop large. Afin d'éviter la perte des photons réfléchis et diffusés, le méandre de nanofil est positionné dans une microcavité optique afin d'optimiser l'efficacité d'absorption [120].

Dans le cas des WI-SNSPDs, l'absorption des photons se fait par le couplage évanescent de l'onde progressive dans l'axe de propagation du guide d'onde. L'allongement d'un nanofil augmente sa capacité à capter un nombre maximal de photons en augmentant sa zone d'interaction avec le guide d'onde.

L'efficacité interne η désigne la capacité d'un photon absorbé à produire un point chaud et à briser la section supraconductrice du nanofil, produisant une impulsion de tension mesurable. Ce paramètre détermine le comportement de saturation du détecteur en fonction du courant de polarisation I_b.

η est affectée par plusieurs paramètres :

— La géométrie de la section du nanofil joue un rôle déterminant dans le rupture de l'état supraconducteur suite à l'absorption d'un photon. Un nanofil trop étroit sera initialement très sensible pour rompre la section par l'absorption d'un photon unique, mais aussi particulièrement sensible au bruit tel que les photons thermiques issus du rayonnement du corps noir et le bruit électronique. De plus, une section diminuée limitera le courant critique maximal du nanofil (I_c), réduisant par conséquent sa plage de polarisation. Par ailleurs, un nanofil trop large rencontrera davantage de difficultés pour rompre la section supraconductrice suite à l'absorption d'un photon. Effectivement, bien que le processus d'avalanche de quasiparticules se manifeste (voir section 2.4.2.1), le courant de polarisation dirigé aux abords du point chaud présente un risque accru de ne pas excéder la densité de courant maximale (j_c) du matériau supraconducteur, ne provoquant pas par conséquent la transition de la section du nanofil vers l'état normal. Il est donc nécessaire de trouver un compromis concernant la section du nanofil afin de maintenir un courant de polarisation suffisamment élevé, d'assurer la génération d'un point chaud pour chaque photon absorbé et de réduire la sensibilité au bruit des photons thermiques.

— L'énergie des photons aura également un impact sur l'efficacité interne. Effectivement, plus un photon est énergétique, plus sa probabilité de rompre des paires de Cooper est importante, avec une énergie excessivement supérieure à celle de l'énergie de liaison d'une paire d'électrons ($h\nu \gg 2\Delta$, voir section 2.4.2.1), ou de générer une zone de paire de vortex-antivortex (voir section 2.4.2.2). C'est la raison pour laquelle les SNSPDs fonctionnant à une longueur d'onde proche infrarouge (environ $\lambda = 900\,\text{nm}$) présentent généralement un plateau de saturation plus long et une efficacité de détection supérieure par rapport aux SNSPDs fonctionnant à une longueur d'onde télécom $\lambda = 1550\,\text{nm}$ (voir section 2.4.4.1).

— La qualité du matériau supraconducteur est cruciale en raison de l'emploi de films ultra-fins ($< 10\,\text{nm}$). Effectivement, il est essentiel d'avoir un matériau homogène et sans contamination pour maintenir un comportement supraconducteur uniforme sur tout le nanofil. La morphologie du dépôt du matériau est également essentielle pour prévenir des constrictions liées à une rugosité excessive du substrat et du matériau déposé, pouvant entraver localement le passage du courant de polarisation dans une section plus limitée du nanofil. De plus, il est essentiel de maîtriser parfaitement la lithographie et la gravure des nanofils pour prévenir également les constrictions latérales. Cependant, le choix d'un matériau polycristallin ou amorphe ne permet pas d'établir une efficacité interne supérieure dans un cas comme dans l'autre. Il a été démontré que les matériaux très désordonnés, comme le MoSi amorphe, et les matériaux polycristallins, comme le NbN ou le NbTiN, pouvaient donner d'excellentes efficacités de détection (voir section 2.4.4.1). La sélection du matériau supraconducteur se concentrera davantage sur sa facilité de mise en œuvre lors des différentes étapes de nano-fabrication et sur sa T_c pour le recours à un cryostat approprié.

L'intérêt principal des WI-SNSPDs est de s'émanciper des pertes de couplage entre la fibre et la puce photonique en incorporant les sources de photons uniques, le circuit de manipulation quantique et les détecteurs de photons uniques sur une seule et même puce.

C'est pour cette raison qu'il est intéressant de définir l'Efficacité de Détection sur Puce (ou en anglais *On-Chip Detection Efficiency* (OCDE)), qui ne prend pas en compte les pertes de couplage c_{IL}, par :

$$\text{OCDE} = \alpha \times \eta. \tag{2.19}$$

La mesure de SDE ou de OCDE est réalisée en recueillant le nombre de photons détectés par rapport au nombre de photons incidents sur le SNSPD :

$$\text{SDE} = \frac{\text{PCR} - \text{DCR}}{N_\gamma}. \tag{2.20}$$

Avec PCR le Taux de Comptage des Photons (ou en anglais *Photon Count Rate*), DCR le Taux de Bruit d'Obscurité (ou en anglais *Dark Count Rate*) et N_γ le flux de photons incident.

Pour effectuer cette mesure, il est impératif de connaître précisément le flux de photon N_γ à l'entrée du détecteur. Par conséquent, il est nécessaire de calibrer minutieusement chaque élément du système. La section 5.4.1.1 décrit en détail la méthode de mesure et de calibration.

Pour obtenir l'efficacité de détection, il faut retrancher le Taux de Bruit d'Obscurité. Celui-ci traduit le comptage d'évènements de détection du SNSPD quand le détecteur n'est pas illuminé.

Plusieurs facteurs sont susceptibles de jouer un rôle dans le DCR, par exemple, la génération de photons thermiques dans le cryostat par un rayonnement du corps noir (voir section 5.3.2). Par rapport au doigt froid du cryostat qui abrite les détecteurs, un corps plus chaud environnant va générer beaucoup plus de photons thermiques qu'un corps à température inférieure et proche de celle du doigt froid (voir l'équation 1 en bas de page 107 de la loi de Stefan-Boltzmann). C'est la raison pour laquelle il est primordial d'isoler et de protéger les détecteurs sur le doigt froid grâce à des écrans thermiques afin de réduire le DCR du système.

Lorsque le courant de polarisation I_b est très proche du courant critique I_c, des fluctuations dans l'état supraconducteur peuvent être déclenchées thermiquement lorsqu'elles sont proches de la transition supraconductrice [121] ou aussi peuvent se déclencher à cause d'effets de décohérence quantique, appelés glissements de phase quantiques [122].

Pour minimiser le DCR, il est nécessaire d'avoir une section de nanofil suffisamment large pour empêcher la rupture de l'état supraconducteur par la transition de phase BKT. Une largeur de nanofil très étroite se rapprocherait de la longueur de cohérence ξ du matériau supraconducteur [121]. De plus, les matériaux supraconducteurs présentant une Température Critique supraconductrice supérieure seront généralement moins sujets au DCR en ayant une énergie de liaison 2Δ plus élevée, comme le NbN ou le NbTiN (*cf.* section 2.4.1).

L'instrumentation du système peut également contribuer au DCR, comme le couplage de photons externes dans la fibre optique qui parvient jusqu'au détecteur et l'emploi d'amplificateurs RF à température ambiante.

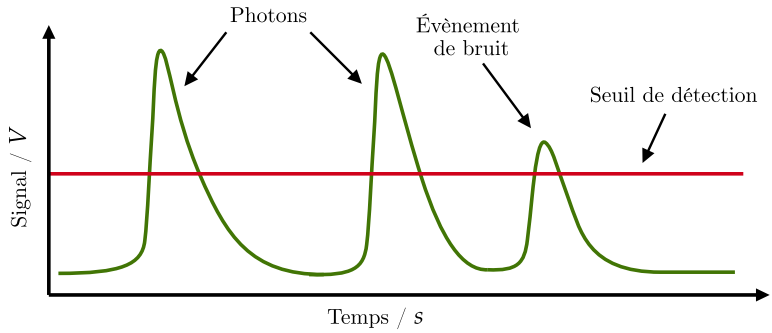

FIGURE 2.14 – Histogramme d'acquisition d'un SNSPD.

De plus, pour restreindre la lecture d'évènements indésirables, il est important que la tension de seuil du discriminateur ne soit pas trop basse pour conserver uniquement les évènements qui correspondent à la détection d'un photon unique à la longueur d'onde d'intérêt (voir figure 2.14).

Une mesure de SDE ou d'OCDE consiste à balayer une plage de courant de polarisation de fonctionnement du SNSPD tout en récoltant le PCR et en retranchant le DCR à chaque point de mesure de I_b.

Pour optimiser le Rapport Signal sur Bruit (SNR), il est primordial de minimiser le DCR tout en garantissant un plateau de saturation de l'efficacité de détection. Pour les applications de calcul et de communication quantique, il est essentiel d'atteindre un SNR le plus élevé possible. Il a notamment été démontré que le DCR est un impact limitant de la QKD (*Quantum Key Distribution*) [123] et est également source d'attaque dans ces protocoles [124], [125].

2.4.3.3 Temps de Récupération et Taux de Comptage Maximum

L'absorption d'un photon et la rupture de la section supraconductrice du nanofil ont des caractéristiques temporelles qui contribuent à produire une impulsion de tension. La figure 2.15 montre comment l'efficacité de détection et l'amplitude de tension évoluent au fil du temps d'un événement de détection.

Le temps de récupération ($\tau_{\text{récupération}}$) d'un SNSPD désigne la durée totale nécessaire suite à un évènement de détection pour que l'efficacité de détection retrouve sa valeur nominale. On définit

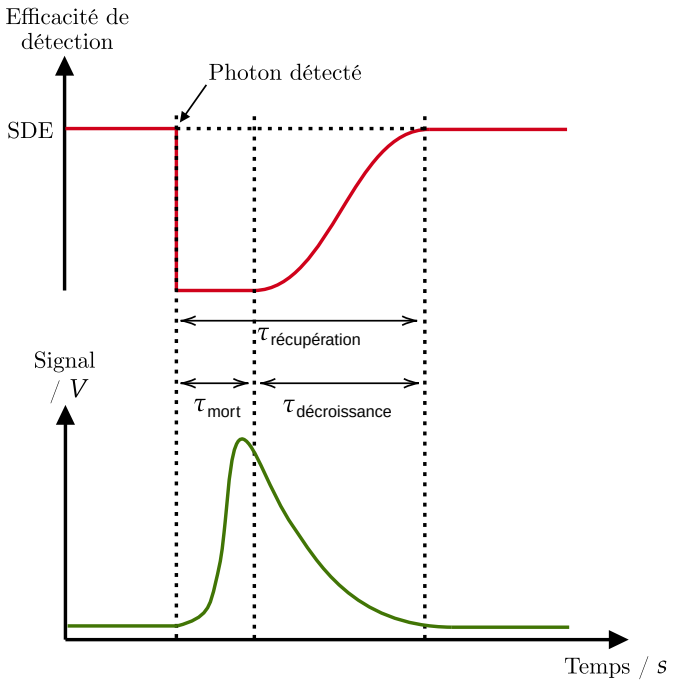

FIGURE 2.15 – Illustration de l'efficacité de détection et de l'amplitude de tension en fonction du temps d'un évènement de détection.

généralement le temps de récupération comme la somme du temps mort (τ_{mort}) et du temps de décroissance ($\tau_{\text{décroissance}}$) (*cf.* figure 2.15). Outre la dynamique intrinsèque du modèle de point chaud pour rompre la section supraconductrice mentionnée dans la section 2.4.2.1, le temps de récupération est grandement influencé par l'électronique d'amplification et de lecture du système.

Le temps mort correspond au déclenchement d'un évènement de détection par la rupture complète de la section supraconducteur du nanofil après l'absorption d'un photon. Durant ce temps, le système de détection est incapable de générer un signal de sortie mesurable permettant de détecter un second photon suite à son absorption. Dans cet intervalle, l'efficacité de détection devient nulle. Ce temps est de l'ordre de la picoseconde.

Le temps de décroissance qui suit τ_{mort} représente l'augmentation de l'efficacité de détection du SNSPD jusqu'à sa valeur nominale. L'électronique de sortie et la géométrie du nanofil ont principalement un impact sur ce temps.

Effectivement, pour ce qui est des SNSPDs, le circuit électronique équivalent se réfère à un circuit RL (comme illustré dans la figure 2.13), dont la constante de temps est [105] :

$$\tau = L_k/R_O. \tag{2.21}$$

Avec L_k l'inductance cinétique du nanofil et R_O la résistance de lecture équivalente.

Une fois un événement de détection généré avec un point chaud présentant une résistance d'environ $R_n = 1\,\text{k}\Omega$ [90], le courant est orienté vers un circuit de coupure (*shunt*) pour dissiper l'énergie accumulée dans le nanofil et prévenir les effets de verrouillage du système. Pour répondre aux standards de l'électronique RF, la résistance équivalente de lecture R_O correspond à $50\,\Omega$. En outre, il est nécessaire que cette résistance ne dépasse pas R_n. En définitive, pour minimiser le temps de décroissance, il est nécessaire de diminuer au minimum l'inductance cinétique L_k du nanofil.

Quand le courant traverse le nanofil, on associe l'inductance cinétique L_k à la masse effective des porteurs de courant. Pour un supraconducteur de longueur l et de section réduite A, l'inductance cinétique peut être exprimée par [104] :

$$L_k = \frac{m^*}{n_s e^{*2}} \frac{l}{A}. \tag{2.22}$$

Avec n_s la densité d'état des paires de Cooper, m^* la masse effective de l'électron et e^* la charge effective de l'électron.

Elle peut aussi être exprimée en fonction de la longueur de pénétration λ_{eff} (voir équation 2.14) :

$$L_k = \frac{\mu_0 \lambda_{\text{eff}}^2 l}{A}. \tag{2.23}$$

Ainsi, l'inductance cinétique est influencée par le matériau supraconducteur par la densité d'état des paires de Cooper n_s. Elle est également influencée par la géométrie du nanofil. L'inductance diminuera à mesure que la section augmente, cependant pour les SNSPDs, ce facteur sera davantage crucial pour l'efficacité interne. C'est la raison pour laquelle il est essentiel d'optimiser la longueur du nanofil afin de réduire L_k (voir section 2.4.3.2). En comparaison avec les SNSPDs à géométrie verticale, dotées d'un long méandre de nanofil pour optimiser l'absorption des photons et plus précisément le recouvrement du mode gaussien de la fibre optique, les WI-SNSPDs présentent un bénéfice significatif en proposant une réduction significative de la longueur du nanofil afin d'absorber le même nombre de photons. Habituellement, un nanofil en méandre peut s'étendre jusqu'au millimètre, alors que les WI-SNSPDs se limitent à quelques centaines de micromètres. Il a été notamment prouvé que le positionnement d'un WI-SNSPD très court dans une cavité Fabry-Perot pouvait atteindre un temps de décroissance de 119 ps [126].

Dans les SNSPDs, $\tau_{\text{décroissance}}$ se situe habituellement dans un intervalle de quelques dizaines de nanosecondes. Il est essentiel de diminuer ce laps de temps pour minimiser la durée de saturation du détecteur et permettre une augmentation de la cadence de détection du SNSPD à haut taux de comptage.

Le taux de comptage maximum (ou en anglais *Maximum Count Rate* (MCR)) d'un SNSPD est une mesure du taux maximal auquel un système de détection peut enregistrer des événements de détection. Il détermine la cadence de détection maximale suite à une première détection. Cette métrique est directement associée au temps de décroissance d'un évènement de détection.

La mesure implique d'accroître le flux de photons incident à l'entrée du détecteur. Tout comme le SDE ou l'OCDE (voir section 2.4.3.2), le PCR est collecté en fonction du flux de photons incident N_γ. L'efficacité de détection et le taux de comptage brut des photons en fonction du flux de photon sont deux paramètres observés. Effectivement, on peut déterminer le MCR comme un flux de photons incident limite pour lequel le détecteur ne présente plus de réponse électrique. Celui-ci est verrouillé par l'échauffement continu des photons incidents. Cependant, on peut également déterminer le MCR jusqu'au point où le PCR est culminant. En effet, l'efficacité de détection du SNSPD diminuera progressivement avec l'augmentation de N_γ. Il est possible qu'un point culminant de comptage arrive avant que le détecteur ne soit totalement saturé par le flux de photons incident. En définitive, ces deux approches peuvent conduire à des estimations différentes du MCR. C'est la raison pour laquelle, dans ce travail de thèse, nous donnerons systématiquement les estimations obtenues par ces deux méthodes distinctes (voir section 5.4.2).

En fin de compte, le temps de décroissance est fortement couplé au MCR. Ils reposent sur la nature du matériau supraconducteur, mais principalement sur la géométrie du nanofil. Pour améliorer ces performances, depuis quelques années les SNSPDs à géométrie verticale sont divisés en plusieurs pixels de méandre disposés en parallèle (P-SNSPD) pour diminuer $\tau_{\text{décroissance}}$ et ainsi pouvant atteindre des taux de comptage maximum jusqu'à 1.5 GHz [127].

2.4.3.4 Gigue Temporelle

La gigue temporelle du détecteur illustre la fluctuation temporelle entre le moment où la lumière arrive à l'entrée du détecteur et le moment où un signal de tension est émis par le détecteur. On désigne ce délai sous le terme de résolution temporelle du détecteur. L'illustration 2.16 illustre la gigue temporelle du système de détection d'un SNSPD.

La méthode de Comptage de Photons Uniques Corrélés dans le Temps (également appelée en anglais *Time-Correlated Single Photon Counting* (TCSPC)) est employée pour mesurer la gigue temporelle, comme l'illustre la figure 2.16. Le chronométrage est déclenché (*start*) par un laser pulsé qui présente une largeur d'impulsion très faible (≤ 1 ps) et un taux de répétition constant, fonctionnant comme une horloge en émettant des photons au même moment. Par la suite, le système de détection du SNSPD détecte le premier photon incident, arrêtant le chronomètre (*stop*). L'enregistrement du délai de temps est effectué et cette procédure est réalisée à plusieurs reprises. Pour ce qui est des SNSPDs, la répartition de ces délais s'apparente à une distribution gaussienne. La détermination de la gigue temporelle σ correspond à la Largeur à Mi-Hauteur (FWHM) de la

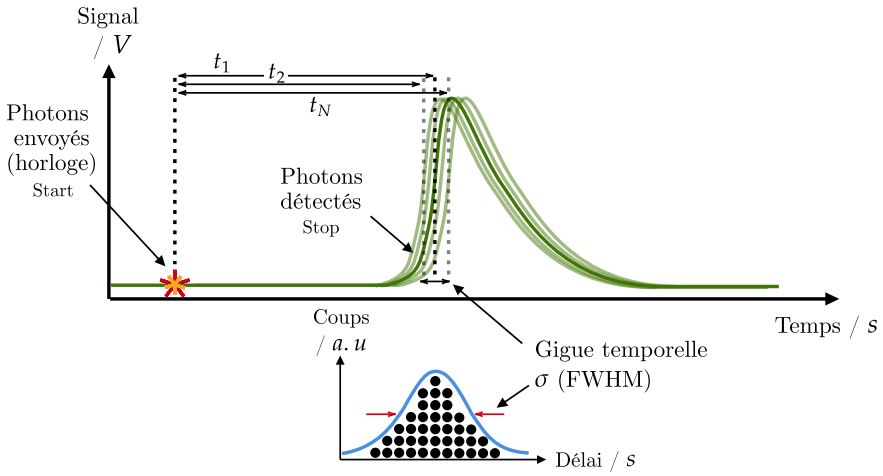

FIGURE 2.16 – Illustration de la gigue temporelle du système de détection d'un SNSPD par la méthode de TCSPC.

distribution de l'histogramme. Les mesures de gigue et le montage expérimental sont exposés en section 5.4.3.

Cette méthode permet de quantifier la gigue temporelle de l'ensemble du système, de l'électronique de pilotage et de la source de lumière pulsée. Il est accepté que la gigue du système σ_{sys} correspond à la somme quadratique des différentes contributions :

$$\sigma_{\text{sys}}^2 = \sigma_{\text{dét}}^2 + \sigma_{\text{élec}}^2 + \sigma_{\text{opt}}^2. \tag{2.24}$$

Avec σ_{opt} la gigue du laser et de la photodiode de référence pour le déclenchement, $\sigma_{\text{dét}}$ la gigue intrinsèque du détecteur et $\sigma_{\text{élec}}$ la gigue de l'électronique d'amplification RF et de comptage.

La limite théorique de la gigue temporelle intrinsèque du détecteur $\sigma_{\text{dét}}$ suscite de nombreuses incertitudes concernant les rôles des divers mécanismes et propriétés physiques des SNSPDs [98], [128], [129], [130].

Il a été démontré que $\sigma_{\text{dét}}$ augmente avec l'inductance cinétique [131], l'inhomogénéité du matériau provoquant une constriction locale du nanofil limitant ainsi le courant de polarisation [129] mais aussi par la géométrie du nanofil [128], [129].

Les paramètres de courant critique I_c, de la Température Critique supraconductrice (T_c), de l'énergie du gap supraconducteur Δ et de l'inductance cinétique L_k ont un impact sur la gigue temporelle des SNSPDs. Effectivement, il est suggéré que l'augmentation de I_c et de la résistance normale du nanofil (R_n) diminuent la gigue temporelle [131], [132].

La gigue temporelle est fortement influencée par l'inductance cinétique : plus un nanofil est long et présente une section réduite, la valeur de L_k augmentera (voir équation 2.22) ce qui va détériorer la gigue temporelle [128].

Au final, les matériaux polycristallins tels que le NbN et le NbTiN, qui présentent des T_c supérieures (donc un Δ plus élevé) et des densités de courant critique supérieures, se révèlent être de meilleurs candidats pour obtenir des gigues temporelles plus faibles [58], [88].

Notamment, en optimisant l'électronique d'amplification (amplificateur RF cryogénique à 4 K en SiGe de *Cosmic Microwave CITLF1*), le laser pulsé (Ti :sapphire d'impulsion 0.5 ps et de taux de répétition de 76 MHz), de carte de comptage TCSPC (*Becker & Hickl SPC-150NXX*) et avec un nanofil en NbN de section $7 \times 120\,\text{nm}^2$ et de longueur de réduite à $5\,\mu$m, Boris Korzh et al. [60] ont montré une gigue temporelle $\sigma_{\text{dét}}$ de 2.6 ps à $\lambda = 532$ nm et de 4.3 ps à $\lambda = 1550$ nm.

Il est important d'avoir une gigue temporelle faible pour les mesures d'interférométrie *Hanbury Brown and Twiss* et *Hong-Ou-Mandel* très résolues pour caractériser des sources de photons uniques [38], [39] (voir section 1.4.1). Ces deux types de mesures servent respectivement à déterminer la pureté et l'indiscernabilité d'un émetteur de photons uniques [113].

2.4.4 État de l'art des SNSPDs

Dans cette section, nous examinons deux architectures : les SNSPDs à incidence normale et les SNSPDs intégrés sur guide d'onde (WI-SNSPD). Ces deux géométries sont illustrées dans la figure 2.17.

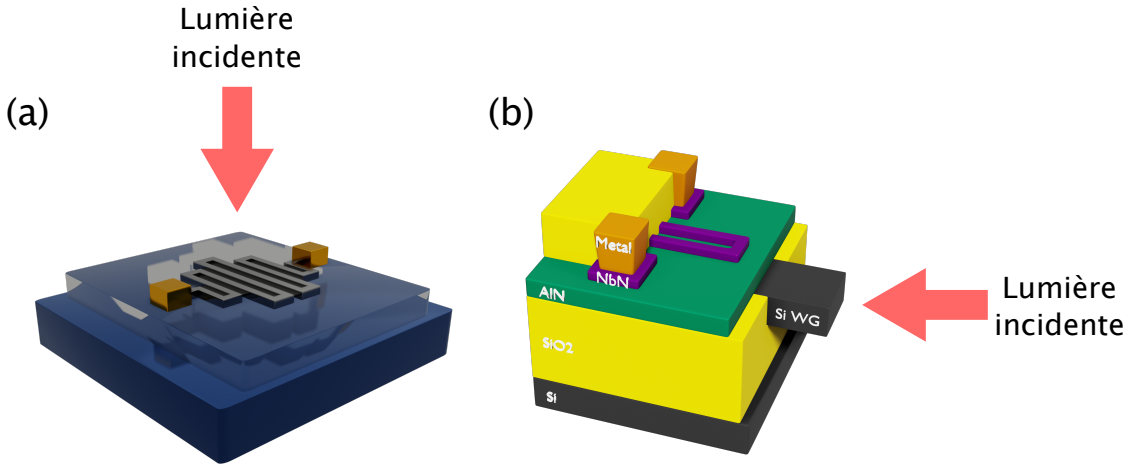

FIGURE 2.17 – (a) SNSPD à géométrie d'incidence normale. La lumière émise est issue du mode gaussien d'une fibre optique placée verticalement par rapport à la zone active. (b) SNSPD intégré au-dessus d'un guide d'onde photonique (WI-SNSPD). La lumière incidente est issue d'un mode guidé transverse du guide d'onde photonique (voir partie 2.3 sur la photonique intégrée). Images 3D réalisées par Pierre Chausse.

Dans un premier temps, nous exposons l'état actuel de l'art des SNSPDs verticaux, puis nous abordons les WI-SNSPDs.

2.4.4.1 SNSPDs à Géométrie d'Incidence Normale

Les SNSPDs à géométrie verticale sont historiquement les premiers détecteurs de ce genre à être développés. Gol'tsman et al. [89] ont montré qu'un nanofil en NbN de longueur 1.2 μm et de section $5 \times 200\,\text{nm}^2$ refroidi à 4.2 K pouvait atteindre une efficacité de 20% (avec $\alpha_{max} = 37\%$ à $\lambda = 810\,\text{nm}$) et avoir un temps de récupération de 30 ps.

Cette démonstration fondatrice a permis un développement accru des SNSPDs en incidence normale depuis ces 20 dernières années. Aujourd'hui, les entreprises telles que *ID Quantique*, *Single Quantum*, *Quantum Opus*, *Photon Spot*, *Scontel* et *PhoTec* vendent des détecteurs de ce type avec des performances à l'état de l'art.

Afin d'optimiser l'efficacité d'absorption des SNSPDs (voir section 2.4.3.2), le méandre de nanofil est situé dans une cavité optique et couvre l'ensemble de l'aire du mode gaussien de sortie de la fibre optique, comme illustré dans la figure 2.18. Le nanofil supraconducteur présente une géométrie typique qui varie entre 4 et 10 nm d'épaisseur, 50 à 200 nm de largeur et une longueur proche du millimètre. Le facteur de remplissage du méandre est habituellement compris entre 50 et 70% ($\text{ff} = \frac{\text{largeur}}{\text{espacement+largeur}}$). La majorité des SNSPDs sont réalisés sur des plaques en silicium de petite taille ($< 100\,\text{mm}$). En règle générale, les nanofils sont déposés par dépôt physique en phase vapeur (PVD), dessinés à l'aide de lithographie à faisceau d'électron et gravés par gravure ionique réactive (RIE) [88], voir la section 4.3 pour obtenir davantage d'informations sur la nanofabrication. Les SNSPDs ont habituellement une température de fonctionnement comprise entre 0.8 et 4 K dans des cryostats à fonctionnement continu ou à cycle de sorption (voir section 2.4.3.1).

Le tableau 2.1 ci-dessous présente un aperçu de l'état de l'art actuel des SNSPDs à géométrie d'incidence normale.

La plupart des SNSPDs mentionnés dans le tableau 2.1 ont été évalués pour les longueurs d'onde télécoms. Ces détecteurs maintiennent le même niveau de performances pour les longueurs d'onde proche infrarouge et visible [92].

D'autres matériaux supraconducteurs formant les SNSPDs ont été explorés telles que le MoGe [142], MoRe [143], NbRe [144], NbSi [145], TaN [146], MgB_2 [147], [148] ou le YBCO [149]. Cepen-

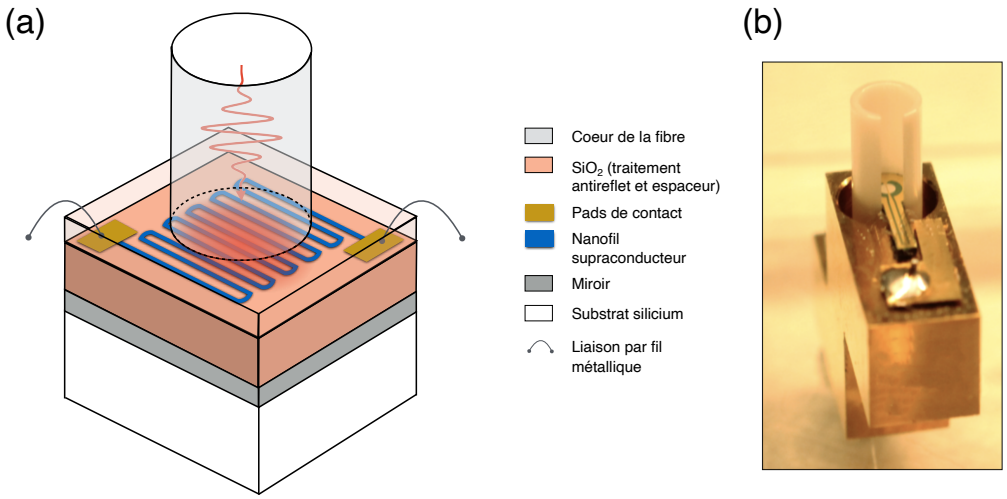

FIGURE 2.18 – (a) Représentation 3D d'un SNSPD à géométrie d'incidence normale placé dans une cavité optique. (b) SNSPD sur son porte-échantillon. Le détecteur est placé au centre de la férule qui viendra accueillir la fibre optique. Les liaisons par des fils métalliques (or) sont connectées à l'extrémité de la languette. Figures reprises de [133].

Matériau	SDE / %	DCR / Hz	$\tau_{\text{récupération}}$ / ns	$\sigma_{\text{dét}}$ / ps	MCR / MHz	Température / K	λ / nm	Réf.
NbN	92 – 98.2	10 – 100	27.3 – 42	40 – 106.1	20	0.8 – 2.1	1550 – 1590	[134], [135]
NbTiN	90 – 99.5	120 – 300	6 – 33	14.8 – 34	150 – 1500	0.8 – 2.8	1290 – 1550	[127], [136], [137]
WSi	93	1000	40	150	–	0.12	1550	[138]
MoSi	80 – 98	100 – 1000	12 – 35	26 – 76	10	0.8 – 1.2	1200 – 1550	[59], [139], [140], [141]

TABLE 2.1 – Aperçu de l'état de l'art des SNSPDs en architecture d'incidence normale.

dant, ces détecteurs présentent des performances limitées avec des efficacités inférieures à 20% et des gigues supérieures à 70 ps.

2.4.4.2 SNSPDs Intégrés sur Guide d'Onde Photonique

Pour faire face aux applications liées à la communication et au calcul quantique [35], [37], [47], il est nécessaire de développer des WI-SNSPDs qui opèrent sur des longueurs d'onde variant de 500 à 1550 nm.

L'idée d'intégrer des SNSPDs sur guide d'onde photonique a été proposée par Hu et al. [151] en 2009, mais la première réalisation de WI-SNSPD a été présentée par Sprengers et al. [152] en 2011. Ils présentent un nanofil en NbN de forme W (4.3 nm d'épaisseur, de largeur 100 nm, d'espacement 250 nm et de longueur de $30-100\,\mu$m) placé au-dessus d'un guide d'onde en GaAs (300 nm d'épais et 1.85 μm de large). Celui-ci possède une Efficacité de Détection sur Puce (OCDE) de 20% pour la longueur d'onde télécom, un DCR de $> 10^6$Hz, un temps de décroissance de 3.6 ns, et une gigue temporelle intrinsèque de 61 ps. En 2012, Pernice et al. [150] exposent des WI-SNSPDs en NbN sur des guides d'onde en silicium opérant à longueur d'onde télécom. Les performances sont présentées dans le tableau 2.2 et l'architecture est illustrée dans la figure 2.19.

Plusieurs WI-SNSPDs intégrés dans des circuits de communication et de calcul quantique ont déjà été démontrées sur de petits échantillons [55], [153], [154]. Jusqu'à présent, uniquement *Psi Quantum* a démontré une interférométrie à deux photons (interférométrie *Hong-Ou-Mandel*) sur une plateforme photonique industrielle. Ils utilisent des *wafers* de 300 mm de diamètre avec des sources de paires de photons intriqués, d'interconnexion photonique et de WI-SNSPDs qui sont incorporés sur une seule puce [45].

La mise en œuvre de WI-SNSPDs comporte divers obstacles. L'architecture des nanofils supraconducteurs intégrée sur des guides d'onde sur les plateformes photoniques déjà existantes rencontre

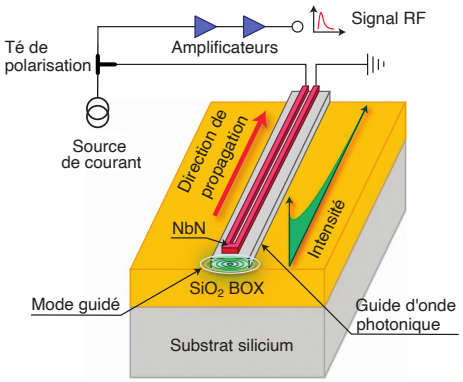

FIGURE 2.19 – Schéma d'un WI-SNSPD avec un nanofil en NbN placé au-dessus d'un guide d'onde pour détecter des photons uniques par couplage évanescent le long de la direction de propagation du mode optique guidé. Figure reprise de [150].

déjà un défi de co-intégration technologique (voir section 2.3). L'objectif est de maintenir des pertes de propagation optimales des guides tout en maximisant l'absorption des photons qui se propagent selon un mode optique transverse jusqu'au nanofil. Le bénéfice d'intégrer des SNSPDs sur des Circuits Intégrés de Photonique Quantique (QPIC) est d'éviter les pertes liées aux couplages entre une fibre et une puce, de réaliser des fonctions de communication et de calcul quantique, et finalement, de favoriser l'industrialisation de ces technologies grâce à la grande uniformité de nano-fabrication des standards CMOS.

C'est pourquoi dans la présentation de l'état de l'art des WI-SNSPDs, qui est exposée dans le tableau 2.2 ci-dessous, le SDE est remplacé par l'OCDE.

Des films minces de NbN sur des guides d'onde à base de silicium ont largement été employés pour l'intégration de WI-SNSPDs (voir tableau 2.2). Ils ont une efficacité de détection de 90% sur un large spectre de longueurs d'onde, allant de 532 à 1640 nm. Ils présentent également une faible gigue temporelle (< 25 ps) et un temps de décroissance faible (< 10 ns) à des températures de fonctionnement inférieures à 1.4 K [150], [161], [165]. Ces détecteurs, grâce à une longueur de nanofil réduite, présentent des performances temporelles remarquables par rapport à leurs homologues en géométrie verticale.

Dans le tableau 2.2, la ligne marquée en vert indique l'état de l'art combiné des WI-SNSPDs sur un unique dispositif.

2.4.5 Capacité à Discriminer le Nombre de Photons

La Résolution du Nombre de Photon (en anglais *Photon Number Resolving* (PNR)) est une fonctionnalité très intéressante pour la communication et le calcul quantique [175], [176], [177], [178]. En plus d'avoir la capacité de détecter tous les photons, il est désirable de déterminer si un évènement de détection correspond uniquement à l'absorption d'un seul photon, et sinon de combien.

Les Capteurs à Transition Supraconductrice (TES) se révèlent efficaces pour la PNR grâce à leur mécanisme de détection basé sur le principe du bolomètre. Par conséquent, une mesure correspond à un signal proportionnel au nombre de photons [79] (voir section 2.2.2.1). Toutefois, leur réponse temporelle lente, de l'ordre de microseconde, restreint ce potentiel.

À l'inverse, les SNSPDs ne disposent pas de cette capacité, puisqu'ils sont des détecteurs « *ON/OFF* », c'est-à-dire qu'ils sont seulement capables d'identifier la présence ou l'absence de photons. Des travaux sont cependant menés sur l'analyse de l'amplitude et du temps de décroissance des événements détectant plusieurs photons. Notamment, il a été rapporté qu'un SNSPD pouvait clairement distinguer l'absorption d'un photon ou plus et de deux photons ou plus. En ce qui concerne les nombres supérieurs, cette faculté disparaît [179].

Pour les SNSPDs verticaux, une architecture permet de diviser le méandre en plusieurs nanofils qui absorbent une fraction identique d'intensité du mode optique de la fibre [127], [167], [180], [181] (voir figure 2.20). Les SNSPDs peuvent résoudre le nombre de photons grâce à ce multiplexage spatial. Cependant, du fait du recouvrement spatial du mode gaussien de la fibre optique, le nombre de nanofils qui englobent cette zone est limité, réduisant par conséquent les chances de discriminer

Matériau guide d'onde	Matériau nanofil	OCDE / %	DCR / Hz	$\tau_{\text{récupération}}$ / ns	$\sigma_{\text{dét}}$ / ps	Température / K	λ / nm	Réf.
Si	NbN	50 – 91	50 – 5886	0.46 – 1.39	18 – 50	1.7 – 4	1550	[150]
Si	NbTiN	18 – 96	0.1 - 1	7	55 – 77	2.05	1545	[155]
Si	MoSi	5	10	–	51	0.35	1550	[156]
Si	NbN	30	1	4.7	32	1.7	1524	[126]
Si	NbN	67	0.1	0.48	29	1.6	1503	[157]
Si	NbN	90	95	–	75	0.38	1530 – 1565	[158]
SiN	NbTiN	68 – 80	0.1 – 10	1.2	48 – 52	1.6	768 – 1542	[159], [160], [161]
SiN	NbN	70 – 90	10 – 200	5 – 12	35 – 91	1.7	1550	[162]
SiN	NbN	92	< 1000	4	–	1.8	1550	[163]
SiN	MoSi	73	10	4.6	135	2.1	1550	[164]
SiN	NbN	25 – 90	350	9.8	25.7	1.4	532 – 1640	[165]
GaAs	NbN	20	$> 10^6$	3.6	61	4	1550	[152]
GaAs	NbN	0.1	10	0.95	72	4.2	940	[166]
GaAs	NbN	22 – 24	–	6.2	–	2.1	1310	[167]
AlN & Si	NbN	14 – 52	5000 – $> 10^5$	–	55	2.8	1550	[168]
GaAs	NbN	28	$> 10^6$	3.7	127	2.2	1300	[169]
GaAs	NbN	21	52000	136	72	4.3	950	[170]
LN	NbN	46	13	3.7 – 8.1	32	8	1560	[171]
LN	NbN	24 – 27	2	5.4 – 6.2	17 – 40	1.3	1550	[172]
LN	MoSi	50	100	14.5	82	0.78	1550	[173]
Ta_2O_5	NbTiN	75	10	0.87 – 6.31	27.8	1.3	1550	[174]

TABLE 2.2 – Aperçu de l'état de l'art des WI-SNSPDs.

les photons.

La probabilité d'absorber d photons parmi un paquet de p photons est donnée par [182] :

$$P_{\varepsilon}(d|p) = \begin{pmatrix} p \\ d \end{pmatrix} \varepsilon^d (1-\varepsilon)^{p-d}. \tag{2.25}$$

Où ε est l'efficacité de détection du détecteur en supposant que l'efficacité interne (η) vaut 1.

Dans le cas des SNSPDs en parallèle, la probabilité de produire p évènements de détection au sein de p photons incident correspond à la fidélité qui est exprimée par [183] :

$$f_{\parallel} = P_{\parallel}(p|p) = \frac{n!}{n^p(n-p)!}\varepsilon^p \text{ avec } n \geq p. \tag{2.26}$$

Où n est le nombre de pixel.

Pour maximiser la fidélité $f_{\parallel}$ il est donc nécessaire d'avoir un grand nombre de pixels en parallèle avec une efficacité proche de 1.

Pour illustrer, prenons le SNSPD de Resta et al. [127], dans la figure 2.20, qui comporte 14 pixels ($n = 14$). En prenant en compte que l'efficacité ε est de 0.9, pour résoudre 2 photons ou plus ($p = 2$), la fidélité est de 0.7521. Pour $p = 4$, $f = 0.4103$ et pour $p = 6$, $f = 0.1526$.

C'est la raison pour laquelle l'optimisation de cette structure est complexe, du fait de la difficulté d'intégrer des centaines de pixels simultanément et garantir une efficacité maximale pour chaque pixel.

Toutefois, en tirant parti de la propagation des photons dans un guide d'onde et des WI-SNSPDs, avec une efficacité d'absorption modulable par la longueur du nanofil, il est possible de concevoir des séries de détecteurs qui reçoivent une absorption uniforme de la distribution des photons incidents. Bleuse et al. [184] ont proposé une architecture originale comprenant une distribution en série optique de WI-SNSPD (voir fig. 2.21). Cette distribution donne la possibilité aux SNSPDs de remplir simultanément le rôle de détecteur et de séparateur de faisceau en permettant à une partie de la lumière de passer au détecteur suivant grâce à une modulation de l'efficacité d'absorption basée sur la longueur du nanofil.

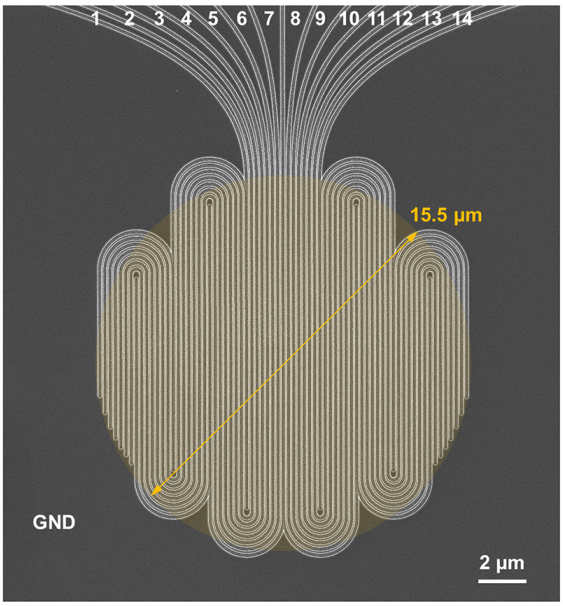

FIGURE 2.20 – Imagerie par Microscopie Électronique à Balayage (MEB) d'un SNSPD comportant 14 pixels de nanofils. Image reprise de [127].

Pour cette géométrie, le détecteur à l'entrée du guide d'onde constitue le détecteur n et le dernier détecteur de la série correspond au détecteur numéro 1. Chaque détecteur peut présenter sa propre probabilité d'absorption ε_i, où i correspond au numéro du détecteur. Une formule de récurrence de probabilité de d évènement de détection parmi p photons incidents, découlant de l'équation 2.25, est présentée comme :

$$P_{n,\{\varepsilon_i\}_{1\leq i\leq n}}(d|p) = (1-\varepsilon_n)^p P_{n-1,\{\varepsilon_i\}_{1\leq i<n}}(d|p) + \sum_{k=1}^{p} \binom{p}{k} \varepsilon_n^k (1-\varepsilon_n)^{p-k} P_{n-1,\{\varepsilon_i\}_{1\leq i<n}}(d-1|p). \quad (2.27)$$

L'absorption de k photons par le détecteur n à partir de p photons incidents donne lieu à un clic de détection. Pour les détecteurs suivant $n-1$, il reste donc $d-1$ clics qui subsistent sur les $p-k$ photons restants. On obtient donc la probabilité totale en additionnant toutes les valeurs possibles de k, allant de 0 à p.

En considérant des WI-SNSPDs avec une distribution d'efficacité de $\varepsilon_i = \frac{1}{i}$, la fidélité est déterminée comme suit :

$$f_{\text{série}} = P_{\text{série}}(p|p) = \frac{n!}{n^p(n-p)!}\left(1 - p\frac{1-\varepsilon_1}{n}\right). \quad (2.28)$$

Où ε_1 est l'efficacité de détection du dernier détecteur 1 (voir figure 2.21).

La figure 2.21 ci-dessous représente l'architecture de WI-SNSPDs en série optique.

Cette architecture autorise chaque WI-SNSPD dans la série à absorber une fraction identique de photons de $1/n$ provenant du paquet de photons incident. Par ailleurs, comme le souligne l'équation 2.28, la fidélité est conditionnée par le nombre de détecteurs et surtout, par la variation linéaire de l'efficacité de détection du dernier détecteur ε_1.

Par exemple, pour un détecteur $\varepsilon_1 = 0.9$ (comparable à l'état de l'art) et quatorze détecteurs en séries optiques ($n = 14$), la fidélité est de 0.9153 pour résoudre de 2 photons ou plus ($p = 2$), pour $p = 4 \Rightarrow f = 0.6075$ et pour $p = 6 \Rightarrow f = 0.2749$. Avec un même nombre de pixels que celle de la figure 2.20, les fidélités liées à cette géométrie en série sont meilleures parce que seul le dernier détecteur doit présenter une efficacité proche de 1, alors que pour la géométrie parallèle, il est nécessaire que chaque pixel possède une efficacité proche de 1. Cependant, comme pour les SNSPDs en parallèle, il est absolument crucial d'avoir une efficacité interne η très proche de 1 pour chaque pixel pour ne pas fortement dégrader la fidélité.

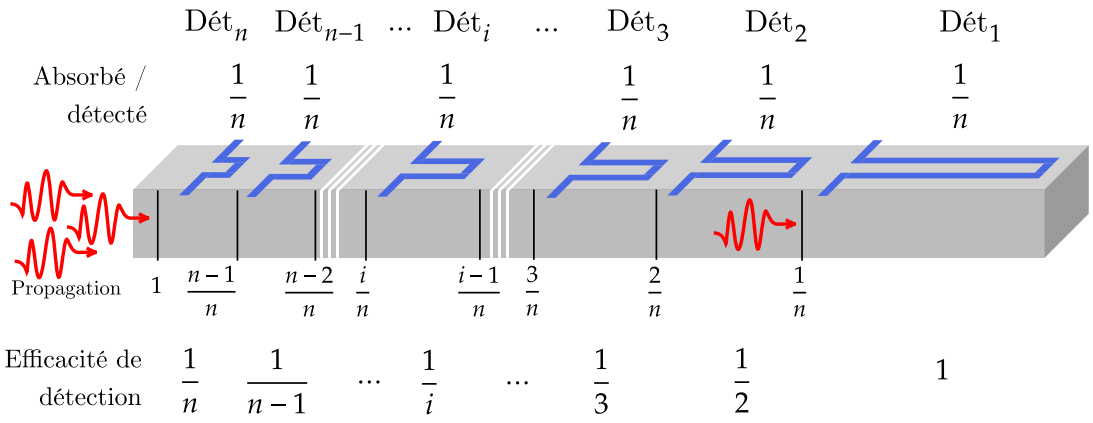

FIGURE 2.21 – Disposition optimale des détecteurs sur un guide d'onde. Tous les détecteurs captent en moyenne la même fraction de photons de l'entrée [184].

Cette configuration présente le bénéfice de ne pas exiger que tous les détecteurs soient dotés d'une efficacité de détection de 100%. En revanche, elle nécessite un contrôle précis de l'efficacité d'absorption de chaque pixel qui peut être facilement ajusté par la longueur du nanofil. Cette architecture présente un avantage sur l'intégration technologique des séries de détecteurs. Il est plus simple d'intégrer des dizaines ou des centaines de WI-SNSPDs à la suite, car il n'existe pas de restriction sur la surface à couvrir contrairement aux SNSPDs verticaux. Toutefois, il demeure complexe de concevoir un circuit électronique d'amplification et de lecture distinct pour chaque pixel et détecteur [185], [186], [187].

Dernièrement, un démonstrateur comportant 100 détecteurs intégrés en série optique a été réalisé [188], prouvant de ce fait que la mise en œuvre technologique est envisageable à grande échelle.

Dans ces travaux de thèse, nous avons réussi à concevoir cette architecture originale des WI-SNSPDs sur diverses plateformes photoniques (voir la partie 4.2.4).

2.5 Résumé du Chapitre

Les Détecteurs de Photons Uniques à Nanofil Supraconducteur (SNSPDs) se présentent comme un candidat idéal pour la détection de photons uniques dans les domaines de communication et de calcul quantique. Leur mécanisme de détection, qui repose sur la rupture de la section supraconducteur d'un nanofil, offre des performances de détection exceptionnelles de presque 100% tout en maintenant des niveaux de bruit extrêmement bas ($< 100\,\text{Hz}$). De plus, ils maintiennent d'excellentes réponses temporelles avec des cadences de détection pouvant atteindre plusieurs centaines de MHz et une résolution temporelle de l'ordre de $10 - 20\,\text{ps}$. À la différence des TESs, les SNSPDs peuvent fonctionner à des températures supérieures et sur une période prolongée de milliers d'heures, ce qui permet d'éviter le besoin d'un réfrigérateur à dilution.

Par ailleurs, pour permettre la mise à grande échelle des technologies quantiques, les SNSPDs peuvent être intégrés à des guides d'onde photoniques. Cela permet d'utiliser les plateformes photoniques intégrées déjà en place qui reposent sur les standards de nano-fabrication des salles blanches industrielles CMOS. Ainsi, cette association permet de détecter efficacement des photons uniques sur des Circuits Intégrés de Photonique Quantique (QPIC), tout en réduisant les pertes liées aux couplages et aux propagations des guides d'onde photoniques.

Pour conclure, l'architecture de WI-SNSPDs autorise une réalisation optimale de la Résolution du Nombre de Photon (PNR), une fonctionnalité qui constitue une ressource très intéressante pour le calcul quantique.

Chapitre 3

Optimisation du Matériau Supraconducteur en NbN sur Plateforme Photonique en 200 mm

3.1 Introduction

Le développement de Détecteur de Photons Uniques à Nanofil Supraconducteur (SNSPD) repose sur des films ultra-minces de haute qualité de matériaux supraconducteurs [58], [89], [153]. Par ailleurs, il est crucial que les SNSPDs soient compatibles avec d'autres fonctions photoniques sur puce comme les sources de photons uniques et les composants de manipulation cohérente pour la création de Circuits Intégrés de Photonique Quantique (ou en anglais *Quantum Photonics Integrated Circuits* (QPIC)).

Les SNSPDs intégrés aux guides d'onde en silicium (*Silicon On Insulator* (SOI)) ont déjà été démontrés à des longueurs d'onde télécoms [150], [189]. Cela permet de créer des circuits récepteurs de communication quantique ultra-sensibles entièrement intégrés, ainsi que des processeurs de calcul quantique basés sur des sources de photons uniques à 1550 nm [45] (voir partie 1.4.4).

Toutefois, pour l'informatique quantique, une méthode alternative séduisante est d'utiliser des sources de photons uniques à boîtes quantiques III-V [41], [190] (voir section 1.4.1). Cependant, leur spectre d'émission qui se situe autour de 925 nm est inférieur à la longueur d'onde de coupure de 1.1 μm du silicium [48], ce qui empêche leur intégration avec des puces photoniques SOI.

Pour ces sources de 925 nm, il est nécessaire d'opter pour des guides d'onde photoniques en nitrure de silicium (SiN), qui offrent une fenêtre de transparence supérieure à celle de leurs homologues SOI, allant de 0.3 μm à 8.0 μm [48]. Grâce à leur large fenêtre de transparence, ils ont pu satisfaire une variété d'applications plus étendues tout en demeurant conformes aux processus de fabrication *Complementary Metal-Oxide-Semiconductor* (CMOS) de la microélectronique. Par ailleurs, la différence d'indice de réfraction à la longueur d'onde des télécommunications, Δn, est beaucoup plus petite pour les guides d'onde SiN/SiO_2 ($\Delta n = 0.5$) que pour les guides d'onde SOI ($\Delta n = 2$), de sorte que les modes guidés dans les guides d'onde SiN sont moins confinés et moins sensibles à la rugosité des parois gravées, ce qui se traduit par des pertes de propagation plus faibles (voir section 2.3). Il a été démontré que des guides d'onde avec des pertes ultra-faibles, atteignant jusqu'à 0.03 dB/cm, peuvent être réalisés sur la plateforme photonique en Si_3N_4 dans la gamme proche infrarouge [44], [51], [52] (voir les sections 4.3.2.2 et 5.2). Il est particulièrement intéressant pour les applications d'informatique quantique de créer des QPICs qui présentent la perte totale la plus faible possible et compatibles à la longueur d'onde d'émission des sources de photons uniques à des boîtes quantiques à l'état de l'art. Les SNSPDs intégrés sur guide d'onde (WI-SNSPD) sur SiN, qui peuvent être densément assemblés avec des réseaux de fibres ou directement intégrés sur puce avec les circuits de traitement quantique, seront essentiels pour débloquer l'informatique quantique photonique basée sur ces sources.

L'intégration des SNSPDs sur des guides d'onde photoniques en SiN a déjà été démontrée avec des films polycristallins de NbN ou NbTiN [150] et des films de silicium amorphe de WSi [191] ou MoSi [164].

Ce chapitre se penche sur les propriétés des films minces de NbN déposés sur des plaques

photoniques SiN/SiO_2/Si (*Silicon Nitride On Insulator* (SiNOI)). Grâce à sa Température Critique supraconductrice (T_c) relativement élevée (jusqu'à 17 K pour le matériau en couche épaisse), le NbN est adapté à la fabrication de SNSPDs affichant de bonnes performances à des températures de fonctionnement supérieures à 2.5 K, pour lesquelles des cryostats à fonctionnement continu (basés par exemple sur le cycle de réfrigération Gifford-McMahon) sont largement disponibles [192], [193]. Il est particulièrement pertinent de prendre en compte ces aspects pour une mise en œuvre dans le domaine de l'informatique quantique, puisque des calculs réalistes peuvent nécessiter plusieurs semaines [6].

Les études antérieures ont révélé que, en plus de la composition matériau supraconducteur et de l'épaisseur du film, la nature du substrat influence aussi les propriétes supraconductrices [189], [194], [195], [196], [197], [198], [199], [200], [201]. Dans la thèse de Raouia Rhazi, en ce qui concerne le cas du NbN sur SOI, notre équipe a élucidé comment l'insertion d'une fine couche de texturation en AlN de 10 nm d'épais permet d'augmenter la T_c des films minces de NbN de quelques degrés Kelvin. La figure 3.1 illustre comment la couche tampon d'AlN affecte la T_c du film fin de NbN de 5 nm, passant de 4.5 K à 8.8 K [189]. Un effet bénéfique des couches tampons en AlN a également été observé pour d'autres substrats cristallins, y compris sur GaAs [197] et sur Si massif [201]. Il est important de noter qu'à une température d'opération constante, toute hausse de T_c profite aux performances des SNSPD [138].

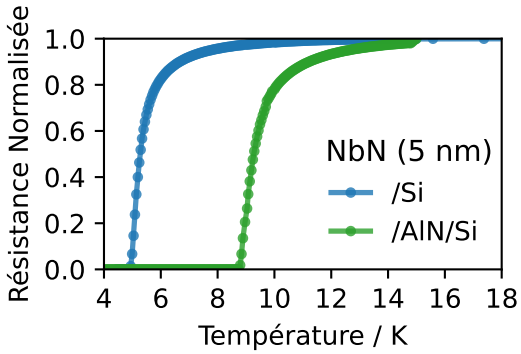

FIGURE 3.1 – Variation de la résistance électrique en fonction de la température sur une couche ultra-mince de 5 nm de NbN directement déposée sur Si(100) (courbe bleu) et déposée sur 10 nm d'AlN sur Si (courbe verte). La résistance mesurée est normalisée à sa valeur maximale. Résultats tirés de [189].

Il a été montré que cette amélioration est directement liée à la qualité cristalline supérieure de NbN sur AlN. Le NbN qui est déposé directement sur le silicium présente des grains orientés aléatoirement, tandis que celui sur AlN(0001) est texturé avec une orientation verticale de son axe (111) grâce à un accord de maille proche. Cet axe de croissance et la relation épitaxiale NbN/AlN/Si sont illustrés par l'imagerie capturée par Microscopie Électronique en Transmission (TEM) (voir fig. 3.2).

En contraste frappant avec le silicium et d'autres substrats cristallins, le SiN est amorphe, ce qui est très susceptible d'affecter les propriétés structurelles et supraconductrices des films de NbN déposés sur SiN, ainsi que l'impact potentiel des fines couches d'espacement en AlN.

Dans ce chapitre, nous présentons l'étude de films minces de NbN de 5 à 7 nm d'épaisseur déposés par PVD à pulvérisation cathodique sur une couche de guide d'onde de SiN sur une plaque de silicium de 200 mm de diamètre. L'ajout d'une couche intermédiaire d'AlN de 10 nm d'épaisseur provoque une augmentation de la T_c d'environ 2 K, jusqu'à 7.2 K (respectivement 9.3 K) pour des films de 5 nm (7 nm), ce qui procure une marge confortable pour le fonctionnement du détecteur à 2.5 K. Nous combinons des études par Microscopie à Force Atomique (AFM), Diffraction de Rayons X (DRX) et Microscopie Électronique en Transmission (TEM) afin d'analyser en détail le lien entre la T_c et les propriétés structurelles et morphologiques des diverses couches. L'empilement technologique élaboré n'utilise aucun élément contaminant, minimise le budget thermique et est par conséquent entièrement compatible CMOS.

Cette étude repose sur un article de journal que nous avons soumis à *Institute of Physics* (IOP) *Superconductor Science and Technology* [202].

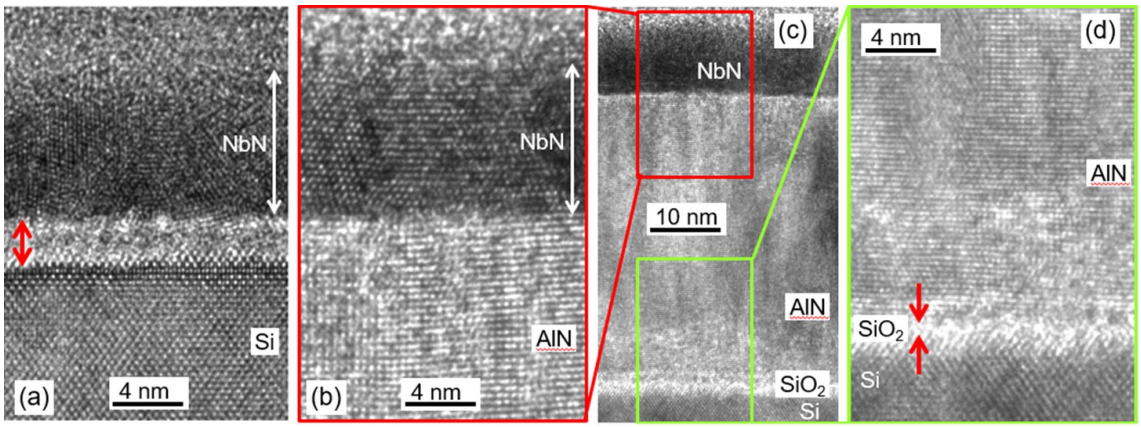

FIGURE 3.2 – (a) Image HRTEM de NbN déposé sur Si(100). Une couche amorphe de 2 nm d'épaisseur est visible à l'interface (flèche rouge). (b) Image HRTEM de NbN déposé sur AlN sur Si(100). L'AlN croît le long de l'axe $< 0001 >$, et le NbN est déposé épitaxialement par-dessus en suivant l'axe $< 111 >$. (c) Image HRTEM complète de l'empilement NbN/AlN/Si. (d) Image HRTEM de l'interface AlN/Si(100) montrant une couche amorphe d'environ 0.5 nm d'épaisseur (flèches rouge). Figure et analyse tirées de [189].

3.2 Nano-fabrication et Caractérisation Morphologique

La fabrication de toutes les plaques est réalisée sur la ligne CMOS de 200 mm des salles blanches de pré-industrialisation du CEA-Leti. La figure 3.3 illustre les différentes étapes de fabrication des plaques destinées à l'analyse du NbN sur le SiN. Les différentes méthodes de dépôt des matériaux sont détaillées dans la section 4.3.1.1.

On procède à un nettoyage des *wafers* de Si(100) de 200 mm de diamètre en utilisant de l'acide fluorhydrique (HF), suivi d'une oxydation thermique à 1100 °C sous vapeur d'eau pour obtenir un SiO_2 thermique de 3 μm d'épaisseur. L'oxydation dure approximativement 20 heures. L'oxydation thermique du silicium est expliquée en section 4.3.1.1.

Une couche de nitrure de silicium de 400 nm est d'abord déposée par dépôt chimique en phase vapeur sous basse pression (*Low Pressure Chemical Vapor Deposition* (LPCVD)) sur la couche de SiO_2 à une vitesse de dépôt extrêmement basse ($< \ 0.03\,\mathrm{nm\,s^{-1}}$) et à une température de 780 °C, afin de maximiser la qualité du film mince. Les gaz précurseurs NH_3 (200 sccm) et SiH_2Cl_2 (80 sccm) sont employés pour le dépôt, à une pression de 112 mTorr. Ceci donne un ratio de 0.4 entre les deux gaz précurseurs (SiH_2Cl_2 : NH_3) [203], [204]. Une fois le dépôt terminé, nous procédons à un Polissage Mécanique et Chimique (CMP) de la couche de SiN pour obtenir une rugosité de surface extrêmement basse. Cette étape élimine environ 20 nm de Si_3N_4 sur sa face avant (voir figure 3.3).

Les couches de NbN ou AlN/NbN sont ensuite déposées via un dépôt physique en phase vapeur (PVD) à pulvérisation cathodique en courant continu. Des chambres de pulvérisation séparées sont utilisées pour déposer les deux matériaux (système « *Standard PVD* » de *SIGMA* pour l'AlN et *ENDURA 5500* d'*Applied Materials* pour le NbN). Les plaquettes sont nettoyées *in situ*, en utilisant du plasma d'argon avant la déposition. En ce qui concerne le Nb et l'Al, les cibles ont une pureté respective de 5N (99.999%) et 5N5 (99.9995%). Les chambres NbN et AlN présentent une pression de base inférieure à 5×10^{-8} mTorr, tandis que la pression de dépôt est comprise entre 2 et 10 mTorr. Le procédé utilise un mélange de gaz Ar :N_2 allant de 5 : 1 à 20 : 1 pour le NbN et de 1 : 10 à 1 : 5 pour l'AlN. La température du substrat est de 400 °C et nous opérons à une faible vitesse de dépôt (< 1 nm.s^{-1}) pour assurer un contrôle précis de l'épaisseur de la couche. Les couches déposées sont légèrement plus épaisses aux bords qu'au centre du *wafer* de 200 mm, avec une déviation d'épaisseur qui reste cependant inférieure à $\pm$ 2% pour le NbN et à $\pm$ 4% pour l'AlN [189].

Le tableau 3.1 synthétise les caractéristiques nominales des échantillons qui ont été étudiés dans ce travail. SN5 (respectivement SN7) est constitué d'un film de NbN de 5 nm d'épaisseur (respectivement 7 nm d'épaisseur), directement déposé sur SiN. SAN5 (respectivement SAN7) est obtenu en déposant d'abord une couche d'AlN de 10 nm d'épaisseur, suivie d'un film de NbN de 5 nm d'épaisseur (respectivement 7 nm d'épaisseur). De plus, nous avons caractérisé à titre de

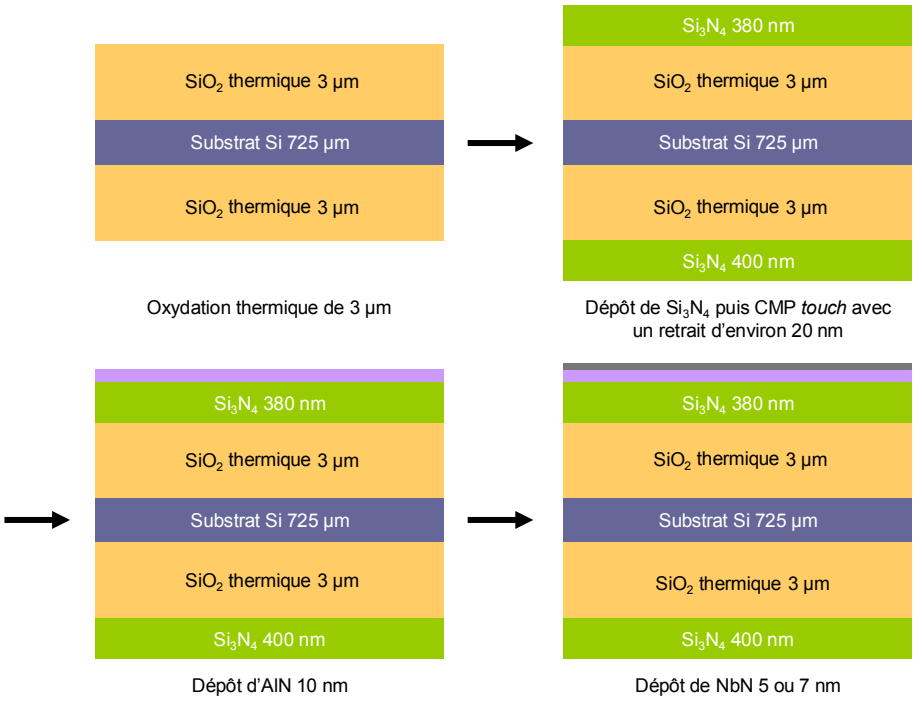

FIGURE 3.3 – Résumé des étapes de fabrication de dépôt du NbN sur du SiN avec une couche tampon d'AlN sur des plaques de 200 mm de diamètre.

référence la morphologie d'un film de SiN brut et d'un SiN recouvert d'une couche d'AlN de 10 nm d'épaisseur (échantillon SA).

Afin de contrôler l'uniformité du dépôt, en utilisant la méthode de la sonde à 4 pointes dans un équipement *NAPSON WS3000*, nous mesurons la résistance de surface $P_\square$ des couches de NbN, à partir des courbes courant-tension. Pour chaque échantillon, nous avons effectué cette mesure à 49 points différents répartis sur l'ensemble du *wafer* de 200 mm. Pour tous les échantillons, l'écart-type relatif est inférieur à 1.8%, ce qui met en évidence la très bonne uniformité des propriétés électriques à l'échelle complète de la plaque (voir tableau 3.1). Nous observons une diminution significative de $P_\square$ en présence de la couche intermédiaire d'AlN, tant pour les films de NbN de 5 nm d'épaisseur (-16%) que pour ceux de 7 nm d'épaisseur (-28%). Ce résultat révèle un effet positif de la couche tampon AlN sur la mobilité des électrons pour les films NbN ultra-fins dans leur état normal, et par conséquent une modification du désordre structural à l'échelle microscopique.

Échantillon	Épaisseur SiN / nm	Épaisseur AlN / nm	Épaisseur NbN / nm	Rugosité RMS R_q / nm	Hauteur moyenne de pic R_z / nm	$P_\square$ / $\Omega/\square$
SiN brut	380	0	0	0.11 ± 0.05	0.47 ± 0.06	–
SN5	380	0	5	0.24 ± 0.05	1.09 ± 0.08	1013 ± 18
SN7	380	0	7	0.43 ± 0.06	1.88 ± 0.11	616 ± 4
SA	380	10	0	0.19 ± 0.05	0.86 ± 0.07	–
SAN5	380	10	5	0.47 ± 0.05	2.08 ± 0.11	846 ± 14
SAN7	380	10	7	0.64 ± 0.06	2.80 ± 0.14	578 ± 7

TABLE 3.1 – Liste des échantillons déposés sur SiN avec différentes épaisseurs nominales de NbN et d'AlN. Résultats d'AFM : mesure de la rugosité quadratique moyenne (RMS) R_q et de la hauteur moyenne des pics R_z obtenues sur une surface $1\,\mu m^2$. $P_\square$ est la résistance carrée.

Pour déterminer de manière précise l'uniformité des couches de NbN et d'AlN sur l'ensemble des *wafers* de 200 mm, la morphologie de chaque couche déposée est évaluée à l'aide d'un Microscope à Force Atomique (AFM) *Bruker FastScan* en mode *tapping*. En général, pour mesurer la hauteur

de surface, la pointe AFM présente un rayon de 5 nm et une résolution d'altitude de 50 pm (voir la définition de l'AFM en partie 4.3.4).

Chaque échantillon présente des scans AFM 2D effectués au milieu du rayon et au centre de la plaque. Ici, on ne présente que les résultats du scan au centre pour les 6 échantillons. Les scans de chaque échantillon sont illustrés dans la figure 3.4. Chaque image est obtenue grâce à des scans effectués à une fréquence de 2 Hz sur une zone carrée de $1 \times 1\,\mu m^2$. On procède à l'analyse des cartes en utilisant le logiciel *Gwyddion*. La rugosité quadratique moyenne (R_q) et la hauteur moyenne des pics (R_z) mesurées pour les différents échantillons sont rapportées dans le tableau 3.1.

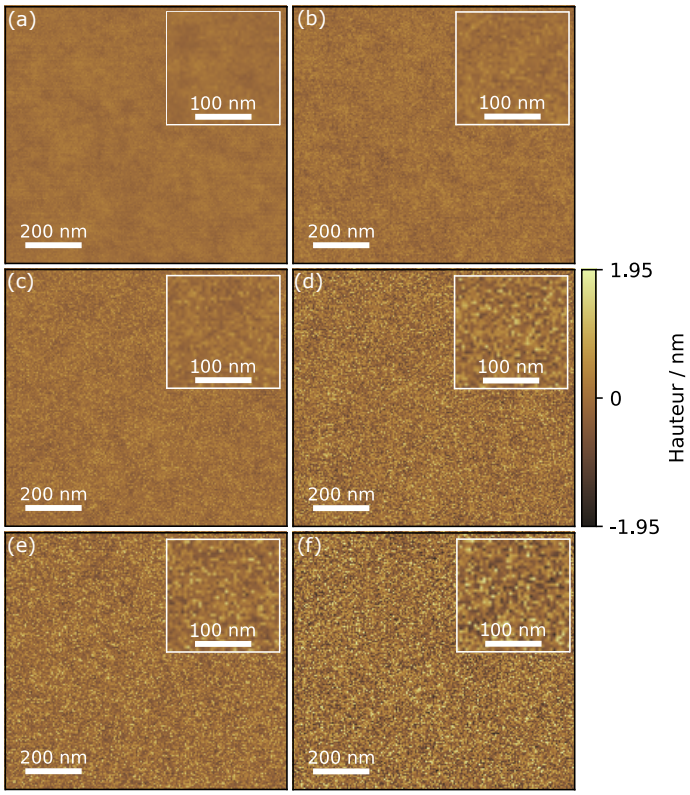

FIGURE 3.4 – Échantillons imagés par AFM au centre de la plaque : (a) SiN brut ; (b) SA ; (c) SN5 ; (d) SAN5 ; (e) SN7 ; et (f) SAN7. Image AFM agrandie sur un carré de 200 nm de côté inclus dans chaque encart. Le tableau 3.1 présente les valeurs moyennes de hauteur de pic (R_z) et de rugosité quadratique moyenne (R_q) pour chaque échantillon. L'échelle d'altitude est commune à toutes les images.

Avant le dépôt d'AlN ou de NbN, la rugosité de surface du nitrure de silicium est inférieure à 0.11 ± 0.05 nm grâce à sa préparation de surface par CMP (voir figure 3.4 (a)). Les couches de NbN acquièrent une rugosité plus importante au fur et à mesure de leur épaississement. La comparaison des échantillons SN5 (c) et SAN5 (d), ainsi que SN7 (e) et SAN7 (f), révèle une légère augmentation de la rugosité due à la présence d'une couche d'AlN d'une épaisseur comprise de 10 nm (voir carte de surface de l'AlN en figure 3.4 (b)). Plus précisément, la rugosité RMS augmente de 0.2 nm et la hauteur moyenne des pics augmente de 1 nm.

3.3 Étude de la Transition Supraconductrice

La résistance des couches de NbN est mesurée en fonction de la température, de 300 K à 4 K, en utilisant la méthode de la sonde à 4 points dans un équipement *PPMS* (*Physical Property Measurement System*) de *Quantum Design*. Les figures 3.5 (a) et (b) affichent les résultats pour les films de NbN de 5 nm d'épaisseur (échantillons SN5 et SAN5). Pour chaque échantillon, les mesures ont été effectuées sur trois puces différentes sélectionnées à des emplacements éloignés sur les plaquettes de 200 mm. Une transition claire entre les états résistif et supraconducteur est observée.

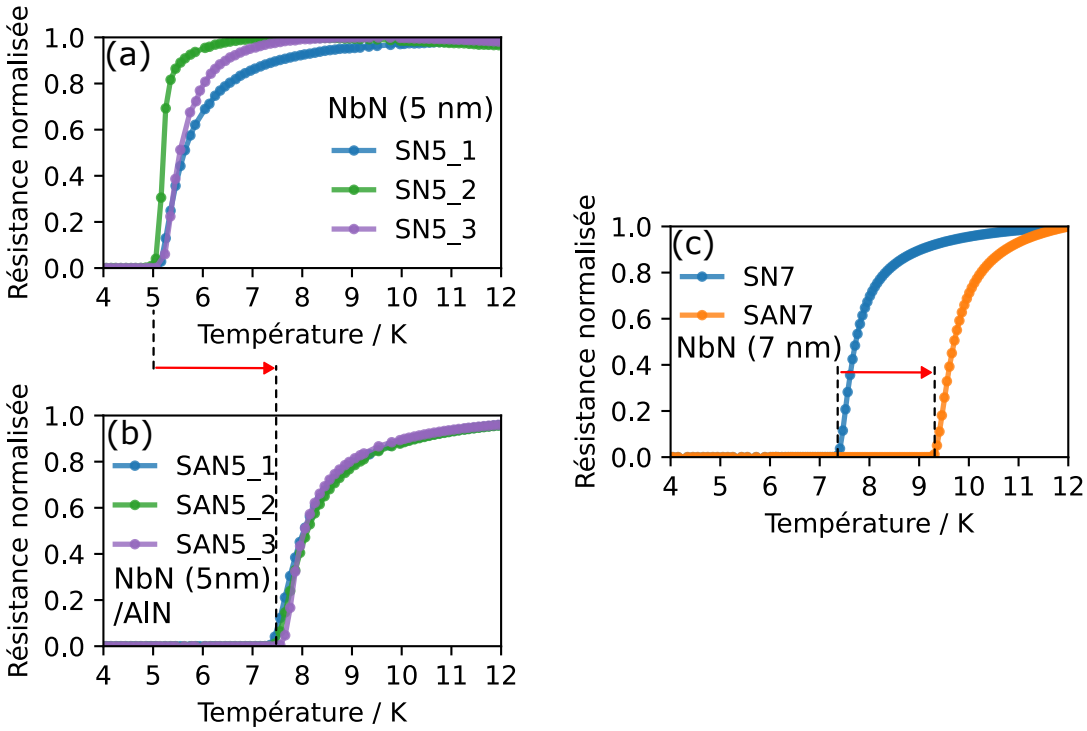

FIGURE 3.5 – Mesure de résistance à 4 pointes des couches de NbN en fonction de la température. (a) 3 séries de mesures de l'échantillon SN5 ; (b) 3 séries de mesures de l'échantillon SAN5 ; (c) Mesures pour les échantillons SN7 et SAN7. La résistance mesurée est normalisée à sa valeur maximale. Les lignes noires en pointillés indiquent la Température Critique supraconductrice (T_c) (voir le texte).

Nous définissons ici la Température Critique supraconductrice (T_c) comme la température à laquelle la résistance augmente brusquement au-dessus de l'intervalle de fluctuation d'un écart type de la résistance mesurée dans l'état supraconducteur. Pour les échantillons SN5 et SAN5, les trois puces affichent la même T_c dans une plage de $\pm$ 0.1 K. Cependant, bien que les courbes caractéristiques soient presque parfaitement similaires pour les 3 puces sur l'échantillon SAN5, des différences inter-puces notables peuvent être observées pour l'échantillon SN5. Cette observation révèle un effet positif de la couche intermédiaire en AlN sur l'uniformité des propriétés supraconductrices des films ultra-fins de NbN. De manière tout à fait remarquable, nous observons que la présence de la couche d'AlN induit une augmentation très significative de T_c, passant de 5.0 K dans SN5 à 7.2 K dans SAN5. Une augmentation similaire de T_c, de 7.3 K à 9.3 K, est observée pour les films de NbN de 7 nm d'épaisseur, comme le montre la comparaison des courbes caractéristiques des échantillons SN7 et SAN7 dans la figure 3.5 (c). Par conséquent, nous constatons que l'insertion de la couche d'AlN génère une augmentation très significative de la Température Critique supraconductrice pour les films de NbN de 5 nm et de 7 nm d'épaisseur. Les valeurs de T_c pour chaque échantillon sont résumées dans le tableau 3.2.

3.4 Analyse Structurale

3.4.1 Diffraction des Rayons X

La Diffraction de Rayons X (DRX) est une technique d'analyse structurale de matériaux cristallins ou polycristallins. Elle tire parti de la diffusion élastique des rayons X, ce qui provoque des interférences entre les ondes diffusées par les différents plans cristallins du matériau cible. Selon le type de matériau à examiner, ces interférences peuvent varier en intensité et présentent une signature unique correspondant à ses paramètres de maille. On peut obtenir cette signature lorsque la source de rayons X associée à l'échantillon respecte les conditions de la loi de Bragg, qui est définie par :

Échantillon	Épaisseur SiN / nm	Épaisseur AlN / nm	Épaisseur NbN / nm	T_c / K
SN5	380	0	5	5.0 ± 0.1
SN7	380	0	7	7.3 ± 0.1
SAN5	380	10	5	7.2 ± 0.1
SAN7	380	10	7	9.3 ± 0.1

TABLE 3.2 – Liste des échantillons déposés sur SiN avec différentes épaisseurs nominales de NbN et d'AlN. Résultats de Température Critique supraconductrice (T_c).

$$n\lambda = 2d \sin\theta. \tag{3.1}$$

Avec n l'ordre de diffraction, λ la longueur d'onde des rayons X, d la distance interréticulaire (distance entre deux plans cristallographiques) et θ l'angle de Bragg.

En comparant les angles de Bragg identifiés par les pics diffractions à une base de données de matériaux certifiée, nous sommes en mesure d'identifier les indices de Miller des plans cristallins spécifiques diffractant. Par conséquent, nous sommes en mesure d'établir les paramètres de maille du matériau examiné.

Les mesures et les analyses des DRX ont été effectuées par Edith Bellet-Amalric, ingénieure-chercheuse au CEA-IRIG/PHELIQS/NPSC.

La DRX à haute résolution est utilisée pour l'analyse des couches minces de NbN, grâce à un diffractomètre *Rigaku SmartLab* utilisant une source d'anode rotative à rayons X en cuivre. On obtient des scans hors plan 2θ–θ sur une plage de 30 à 120°, grâce à l'utilisation d'un monochromateur Ge(220) à 2 réflexions et d'un collimateur à plaque longue de 0.228°, correspondant à la divergence du faisceau.

La figure 3.6 représente les diffractogrammes des échantillons du NbN d'épaisseur 5 nm.

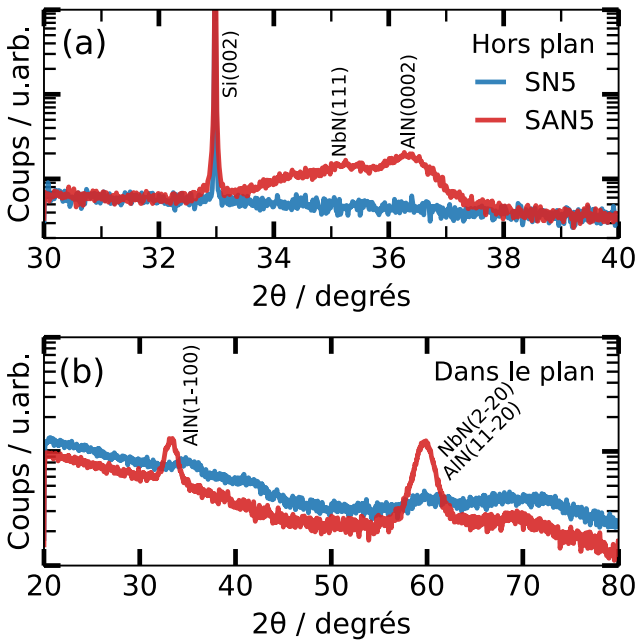

FIGURE 3.6 – (a) Scan DRX 2θ–θ hors plan des échantillons SN5 et SAN5 ; (b) Scan DRX 2θ–χ/ϕ dans le plan des échantillons SN5 et SAN5. Les deux courbes sont présentées en échelle logarithmique.

Outre les réflexions Si(004) et (002), on ne constate que des pics de Bragg autour de 35° pour les échantillons contenant une couche d'AlN d'épaisseur 10 nm (voir figure 3.6 (a) pour les échantillons

SN5 et SAN5). L'échantillon SAN5 présente deux pics correspondants à l'ordre (111) de la phase cubique de NbN et à l'ordre (0002) de la phase hexagonale d'AlN. L'échantillon SN5 ne présente pas de pic de Bragg de la phase cubique (111) du NbN.

On effectue également des scans diffractionnels des rayons X radiaux et axiaux dans le plan (avec des collimateurs de 0.5°) pour les échantillons SN5 et SAN5, comme illustré dans la figure 3.6 (b). On optimise l'angle rasant pour la couche de surface NbN et on introduit un désalignement radial de 1° par rapport à la réflexion de Bragg (220) Si afin d'éviter le signal du pic du silicium. Les pics de Bragg correspondent aux ordres de diffraction (1-100) et (11-20) de la couche d'AlN. La position du dernier pic est identique à celle du pic de Bragg NbN (2-20). Le balayage radial pour les deux pics ne montre aucune structure, ce qui indique que les couches d'AlN et de NbN ont une structure fibreuse avec une orientation bien définie selon l'axe de croissance et une orientation plane aléatoire.

3.4.2 Microscopie Électronique en Transmission

Les mesures et les analyses des imageries TEM ont été effectué par Nicolas Bernier et Matthew Bryan, ingénieurs-chercheurs au CEA-LETI/DPFT.

Des lames minces pour la Microscopie Électronique en Transmission (TEM) ont été préparées par usinage ionique à l'aide d'un Faisceau d'Ions Focalisé (FIB) dans un système *Helios* de *Thermo Fisher Scientific* (*TFS*).

Sur la surface du matériau, des couches de protection en tungstène (W) ont été déposées. Dans le cadre de la préparation de la lame mince à l'aide d'un FIB, l'échantillon est positionné dans une chambre à vide, après quoi un gaz précurseur est injecté ($W(CO)_6$). Pour créer des couches de protection en tungstène, une première étape consiste à décomposer le gaz précurseur grâce à un faisceau d'électrons, ce qui permet aux composés (principalement du W) d'être absorbés sur la surface de l'échantillon. Suivant le même principe, un second dépôt de W est effectué, cette fois à l'aide d'un faisceau d'ions gallium (Ga^+). La différence principale entre ces deux décompositions du gaz précurseur réside dans l'énergie à laquelle les éléments sont absorbés. Cette énergie est plus élevée dans le cas du dépôt assisté par faisceau d'ions, ce qui pourrait potentiellement endommager la surface de l'échantillon. Pour préserver cette surface, une première étape de dépôt assisté par faisceau d'électron est réalisée. Cependant, ce processus présente une vitesse de dépôt très basse. C'est la raison pour laquelle, afin d'accélérer le processus, une deuxième étape de dépôt de tungstène par ion Ga^+ est nécessaire.

L'usinage est tout d'abord réalisé à une tension d'ion Ga^+ de 16 kV, avant un nettoyage final à 5 kV. L'analyse TEM a été effectuée en utilisant un microscope *Titan Themis*, corrigé par une sonde provenant de *TFS* opérant à 200 kV.

Au moyen de détecteurs à champ sombre annulaire à grand angle (HAADF) et à champ clair (BF), nous avons acquis des images de Microscopie Électronique en Transmission à Haute Résolution (HRTEM) en utilisant un courant de sonde aussi faible que $\sim 30\,\mathrm{pA}$ afin d'atténuer les effets de l'irradiation du faisceau d'électrons. Après plusieurs acquisitions d'images Microscopie Électronique en Transmission à Balayage (STEM), il n'y avait pas de changement observable. Selon l'image BF-HRTEM de l'échantillon SN5 présentée dans la figure 3.7 (a) et l'encart de la figure 3.7 (b), on constate une absence significative d'ordre structurel dans la couche de NbN, malgré la présence de quelques grains orientés aléatoirement. Ces cristallites favorisent une diffraction de faible intensité, rendant l'indexation de diffraction fiable difficile. Par contre, dans l'échantillon SAN5, on observe clairement les plans atomiques sur toute la couche de NbN, comme illustré par la figure 3.7 (d). La figure 3.7 (c) met en lumière un ordonnancement de ce plan (111), qui se situe en parallèle avec la couche d'AlN sous-jacente.

Une cartographie par diffraction des électrons en précession (également appelée en anglais *Precession Electron Diffraction* (PED)) a été effectuée sur l'échantillon SAN5 afin de mieux appréhender la texturation de cette couche de NbN à l'échelle nanométrique. Cette cartographie comprend environ 240×60 pixels avec une taille de pixel d'environ 0.6 nm pour un sur-échantillonnage léger. Afin d'améliorer la résolution spatiale, les motifs PED ont été mesurés avec un angle de convergence d'environ 2.2 mrad. Cela a généré une taille de faisceau d'électrons d'environ 1 nm. De plus, un angle de précession d'environ 7 mrad a été employé pour optimiser la résolution. En utilisant un programme *Python* interne, les motifs PED ont été filtrés afin de convertir les disques de diffraction en points. Par la suite, ils ont été convertis dans un fichier `.blo` pour le traitement des données dans le logiciel *ASTAR* [205]. Dans *ASTAR*, trois fichiers cristallographiques ont été utilisés comme

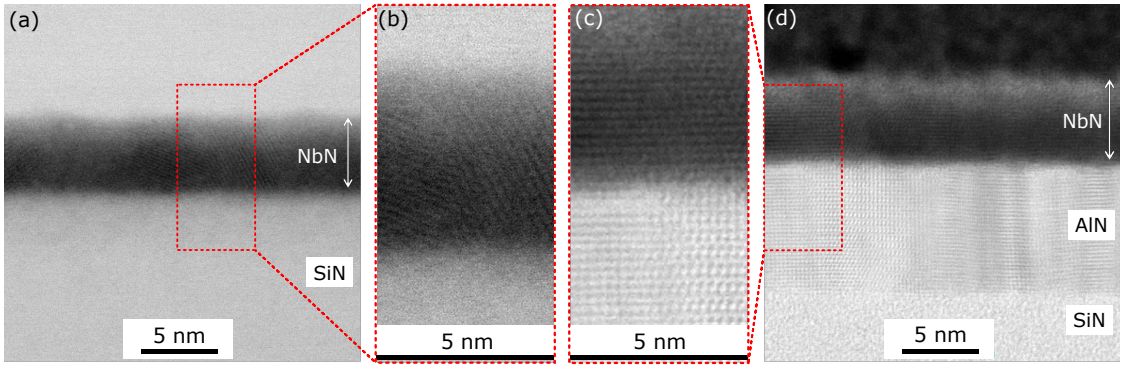

FIGURE 3.7 – (a) Imagerie par HRTEM de l'échantillon SN5. (b) Zoom sur la région spécifique du rectangle en pointillés aux interfaces NbN et SiN de l'échantillon SN5. (c) Zoom sur la région spécifique du rectangle en pointillés aux interfaces NbN et AlN de l'échantillon SAN5. (d) Image HRTEM de l'échantillon SAN5.

entrée : un pour l'AlN (groupe spatial P63mc avec $a = 3.11\,\text{Å}$ et $c = 4.978\,\text{Å}$) et deux pour le NbN : un cubique (groupe spatial Fm-3m avec $a = 4.38\,\text{Å}$) et un hexagonal (groupe spatial P-6m2 avec $a = 2.94\,\text{Å}$ et $c = 2.79\,\text{Å}$). L'algorithme d'indexation des motifs dans *ASTAR* est basé sur la corrélation d'images entre les motifs expérimentaux et un ensemble complet de motifs simulés pour toutes les phases et orientations. Dans la figure 3.8 (a), on observe une corrélation dans l'image d'indice : les pixels plus lumineux signifient que les valeurs d'indice sont plus élevées. Toutes deux, les couches AlN et NbN ont reçu l'indexation, la couche NbN présentant constamment des valeurs d'indice supérieures pour la phase cubique par rapport à celle hexagonale. La carte de phase illustrée dans la figure 3.8 (b), affiche l'AlN en vert et le NbN cubique en jaune. Ainsi, l'étude PED confirme que seule la phase cubique du NbN existe dans le NbN qui croît sur l'AlN.

La cartographie d'orientation des domaines cristallographiques d'AlN et de NbN par rapport aux axes Y, X et Z du matériau est présentée dans les figures 3.8 (c), (d) et (e). Le système de coordonnées est indiqué sur le côté droit de la figure 3.8 (e). Les figures 3.8 (f) et 3.8 (g) présentent les cartes de couleur d'orientation pour l'AlN et le NbN cubique. Dans la figure 3.8 (c), les grains rouges d'AlN et les grains bleus de NbN signalent que la direction $< 0001 >$ de l'AlN est parallèle à la direction de croissance (hors plan). Autrement dit, les plans (0001) de l'AlN et les plans (111) du NbN sont parallèles à la surface du silicium. Par ailleurs, les figures 3.8 (d) et (e) illustrent la présence de grains aléatoirement orientés, correspondant à une texture en fibres dans les couches AlN et NbN. Ces grains ont généralement une dimension latérale d'environ 10 nm. L'analyse des figures de pôles issues de ces cartographies (voir figures 3.9) révèle que l'axe cristallin [1-10] du NbN est parallèle à l'un des axes de l'ensemble de direction $< 01-10 >$ de l'AlN. On peut le confirmer visuellement par la position systématique des grains verts de NbN au-dessus des grains bleus d'AlN dans la figure 3.8 (d). Pour conclure, il y a une relation épitaxiale entre les grains d'AlN et de NbN dans notre système, avec la correspondance suivante : (111) NbN // (0001) AlN et [1-10] NbN // [10-10] AlN. La figure 3.10 présente une illustration schématique de l'orientation épitaxiale dessinée dans *VESTA* [206].

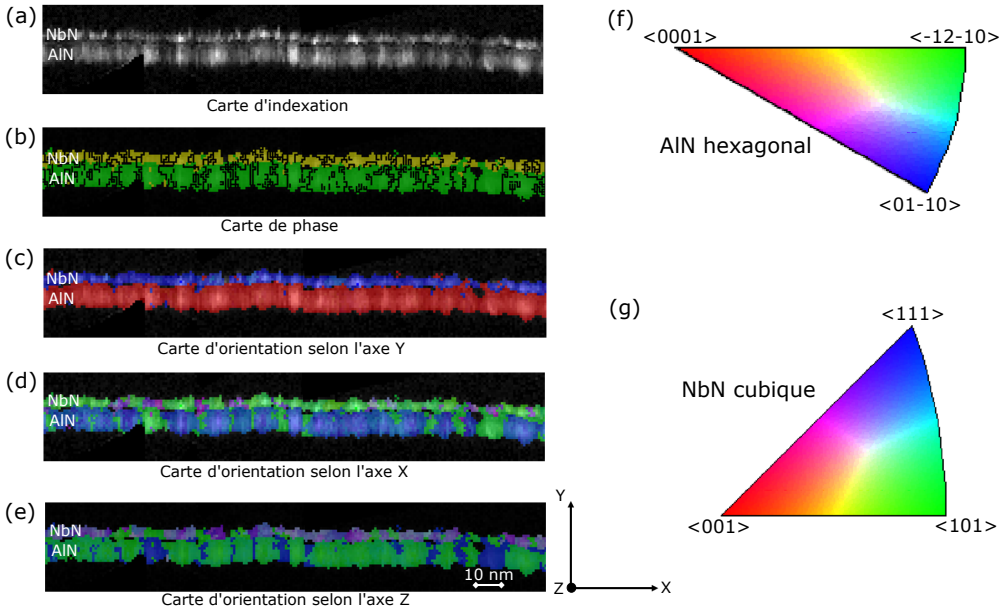

FIGURE 3.8 – Cartographie par PED sur l'échantillon SAN5 avec (a) cartographie de l'indice de corrélation, (b) cartographie de phase (NbN cubique en jaune et AlN en vert) superposée avec les frontières de grains de 15°, (c) (d) (e) cartographies de l'orientation cristalline des grains par rapport aux axes Y, X et Z du matériau - voir le système de coordonnées à droite de (e). (f) et (g) clés de couleur d'orientation pour AlN et NbN cubique, respectivement.

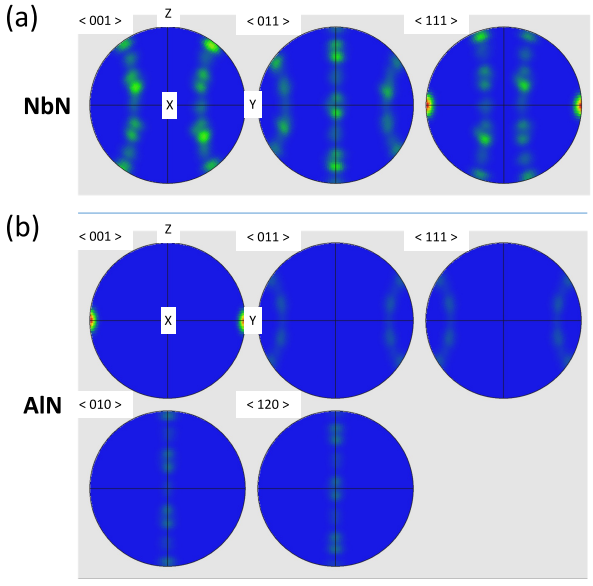

FIGURE 3.9 – Figures de pôles dérivées des cartographies d'indexation de la figure 3.8 (a) pour : (a) NbN et (b) AlN.

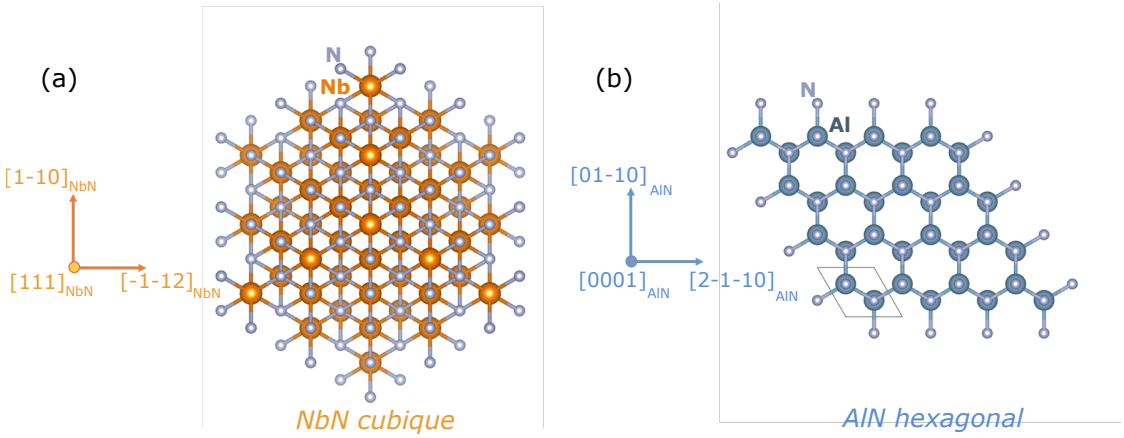

FIGURE 3.10 – Représentation schématique de la relation d'orientation épitaxiale mesurée par PED entre le NbN cubique (a) et l'AlN hexagonal (b). L'autre configuration dégénérée jumelle (voir *p. ex.*, [196], [201]) est obtenue en faisant tourner le cristal de NbN de 180°autour de son axe cristallin [111]. Dessins produits par *VESTA* [206].

3.5 Résumé du Chapitre

La Température Critique supraconductrice (T_c) des couches minces est connue pour dépendre de leurs propriétés structurelles et morphologiques. Ici, l'augmentation de T_c ne peut pas être attribuée à une amélioration de la morphologie du film NbN, car il a été démontré que sa rugosité augmente légèrement lorsque des couches tampons en AlN sont utilisées. Ainsi, l'augmentation notable de la T_c ne peut pas s'expliquer par une morphologie améliorée des couches de NbN en présence de couches intermédiaire en AlN. Cette augmentation de T_c est plutôt due à la modification notable que nous observons pour la nanostructure cristalline du NbN.

Nous avons montré que la couche de texturation AlN et la couche de NbN qui y est déposée ont une relation épitaxiale, où l'axe cubique NbN (111) est aligné avec l'axe hexagonal AlN (0001), orthogonal à la surface du substrat, dans une structure fibrée. Dans ces films polycristallins, les grains présentent une orientation dans le plan aléatoire et une relation épitaxiale bien définie entre AlN et NbN, comme en témoignent les scans DRX et les images TEM.

Dans les cryostats fonctionnant habituellement à une température de 2–2.5 K, cette élévation de la Température Critique supraconductrice d'environ 2 K va encore améliorer les performances des SNSPDs sur les puces photoniques SiNOI. Il est prévu que le courant de *latching* augmente (voir section 5.4.1.2) et qu'un plateau de saturation de détectivité plus large soit observé sur les caractérisations d'efficacité en fonction du courant de polarisation pour les SNSPDs intégrés sur guides d'onde SiN, en présence de la couche de texturation AlN. Ceci est clairement bénéfique pour optimiser le Rapport Signal sur Bruit (SNR) en atteignant une efficacité de détection saturée et/ou réduire la gigue temporelle des SNSPDs [153].

Une compréhension détaillée de la relation entre les caractéristiques supraconductrices et la texturation des films fins dépasse le cadre du présent travail.

Chapitre 4

Conception et Nano-fabrication des SNSPDs

4.1 Introduction

La conception et la fabrication de Circuits Intégrés de Photonique Quantique (QPIC) requièrent une compréhension fine des composants par le biais de simulations numériques avancées, tout en considérant les limitations technologiques liées à la nano-fabrication.

Dans ce chapitre, la conception des QPICs pour les WI-SNSPDs est d'abord exposée. Nous examinons les comportements d'absorption des nanofils NbN sur les plateformes photoniques SOI et SiNOI afin de couvrir un large spectre d'application dans le domaine de l'informatique quantique. Nous étudions également de nouveaux composants pour répondre aux exigences d'une filière de QPIC sur SiNOI à très faible pertes, qui opère à une longueur d'onde de 925 nm. Ensuite, nous assemblons tous ces éléments sur des masques de lithographie en vue de leur fabrication.

Pour finir, nous exposons la nano-fabrication des QPICs sur la ligne CMOS 200 mm des salles blanches de pré-industrialisation du CEA-Leti. Nous décrivons les différentes étapes de fabrication des nanofils NbN sur ces différentes plateformes photoniques. Durant toutes les étapes de fabrication en salle blanche, nous contrôlons la formation des WI-SNSPDs grâce à des analyses morphologiques et métrologiques.

4.2 Simulations Numériques et Conceptions de Circuits

Dans cette partie, nous présentons la conception de SNSPD intégré sur guide d'onde (également appelé en anglais *Waveguide Integrated SNSPD* (WI-SNSPD)) sur les plateformes photoniques en *Silicon On Insulator* (SOI) et en *Silicon Nitride On Insulator* (SiNOI) aux longueurs d'onde 1550 et 925 nm. Dans le but de réaliser des QPICs intégrant les détecteurs supraconducteurs sur ces plateformes, il faut aussi optimiser et développer d'autres composants tels que les guides d'onde et les coupleurs par la tranche.

Les circuits intégrés photoniques sont basés sur la manipulation de la lumière se propageant dans des guides d'onde optiques. Le mécanisme sous-jacent au confinement du champ électromagnétique est la réflexion totale interne (voir partie 2.3). Pour évaluer les comportements propagatifs de la lumière dans les composants, il faut résoudre les équations dérivées de Maxwell (voir équations 2.1) par des techniques de résolutions numériques telles que *ANSYS Lumerical* FDE et FDTD.

Dans un premier temps, nous allons étudier les indices effectifs des guides d'onde SOI et SiNOI avant d'étudier les constantes d'atténuation des WI-SNSPDs sur ces plateformes. Nous analysons ensuite finement les effets de diffusion des nanofils au-dessus des guides d'onde. Et enfin, nous présentons une proposition de design de coupleurs par la tranche faible pertes sur SiNOI avant de décrire la conception des masques de lithographie.

4.2.1 Efficacité d'Absorption des Nanofils

Deux plateformes photoniques intégrées existantes du CEA-Leti sont utilisées pour développer les WI-SNSPDs : *Silicon On Insulator* (SOI) [81], [207] et *Silicon Nitride On Insulator* (SiNOI)

[44], [51].

Pour la photonique intégrée sur silicium, nous utilisons des plaques de diamètre 200 mm de SOI 310, ce qui signifie que les guides d'onde en silicium ont une épaisseur de 300 nm après un traitement de surface. On expliquera la fabrication de ces plaques dans la section 4.3.2.1. Les guides d'onde *strip* monomode à la longueur d'onde 1550 nm ont été établis, historiquement et par expérience, avec une largeur de 400 nm. En ce qui concerne l'intégration de la photonique sur nitrure de silicium, nous utilisons également des plaques de 200 mm de diamètre. Les guides d'onde pour la filière SiN à Ultra Faible Perte (en anglais *Ultra-Low Loss* (ULL)) sont d'une épaisseur de 800 nm, avec une largeur de guide *strip* monomode de 900 nm fonctionnant également à la longueur d'onde de 1550 nm. Le schéma ci-dessous illustre les cartes d'intensité du mode propagatif Transverse Électrique (TE) fondamental pour ces deux dernières plateformes photoniques. Les champs ont été simulés en utilisant *ANSYS Lumerical* FDE.

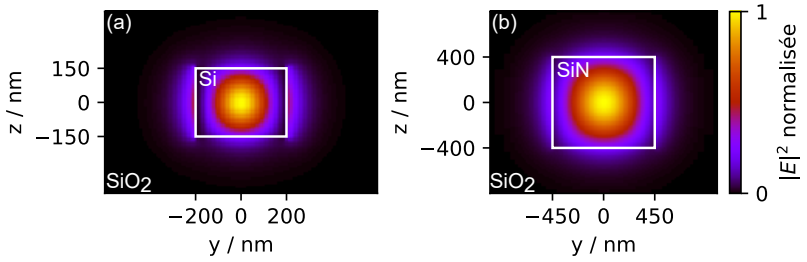

FIGURE 4.1 – Simulation FDE du mode TE fondamental dans un guide d'onde *strip* à la longueur d'onde de 1550 nm : (a) SOI 310 et (b) SiNOI du SiN ULL.

La figure 4.1 (a) présente le mode TE_{00} du ruban de Si dans une matrice d'encapsulation de SiO_2. La simulation FDE nous donne un indice effectif (n_{eff}) de 2.47 pour ce mode propagatif. Tandis que l'indice n_{eff} du mode TE_{00} du guide d'onde SiN ULL est de 1.73 (figure 4.1 (b)). La distinction entre les deux plateformes est due à un contraste d'indice de réfraction plus élevé du Si par rapport au SiO_2, avec $n_{\text{Si}} = 3.48$ et $n_{\text{SiO}_2} = 1.44$ (à la longueur de 1550 nm), alors que l'indice du SiN n'atteint que 1.99.

La proportion d'énergie limitée dans la géométrie du guide d'onde par rapport à l'énergie totale du mode propagatif dans l'espace 2D est appelée fraction intégrée (notée Γ) [208]. La définition de la fraction de l'énergie lumineuse du mode optique dans le guide d'onde est la suivante :

$$\Gamma_{\text{WG}} = \frac{\int\int_{\text{WG}} |E|^2 \, \text{dy} \, \text{dz}}{\int\int |E|^2 \, \text{dy} \, \text{dz}}. \tag{4.1}$$

La fraction du mode TE_{00} dans le guide Si de la figure 4.1 (a) est de 63.7%, tandis que pour le SiN ULL, en figure 4.1 (b), Γ est de 76.7%. Une plus grande fraction de l'énergie lumineuse est donc contenue à l'intérieur du guide *strip* dans le cas du guide en SiN. De ce fait, une proportion plus faible de l'intensité interagit avec les rugosités des parois du guide d'onde, ce qui diminue les pertes de propagations causées par les effets de diffusion [44], [51].

Toutefois, il est nécessaire de concevoir une plateforme de photonique intégrée qui peut être utilisée à la longueur d'onde de 925 nm en utilisant du SiN [48] afin de répondre aux applications quantiques (voir section 1.2). Les indices effectifs et les fractions intégrantes ont été analysés pour étudier la géométrie du guide d'onde dans la figure 4.2.

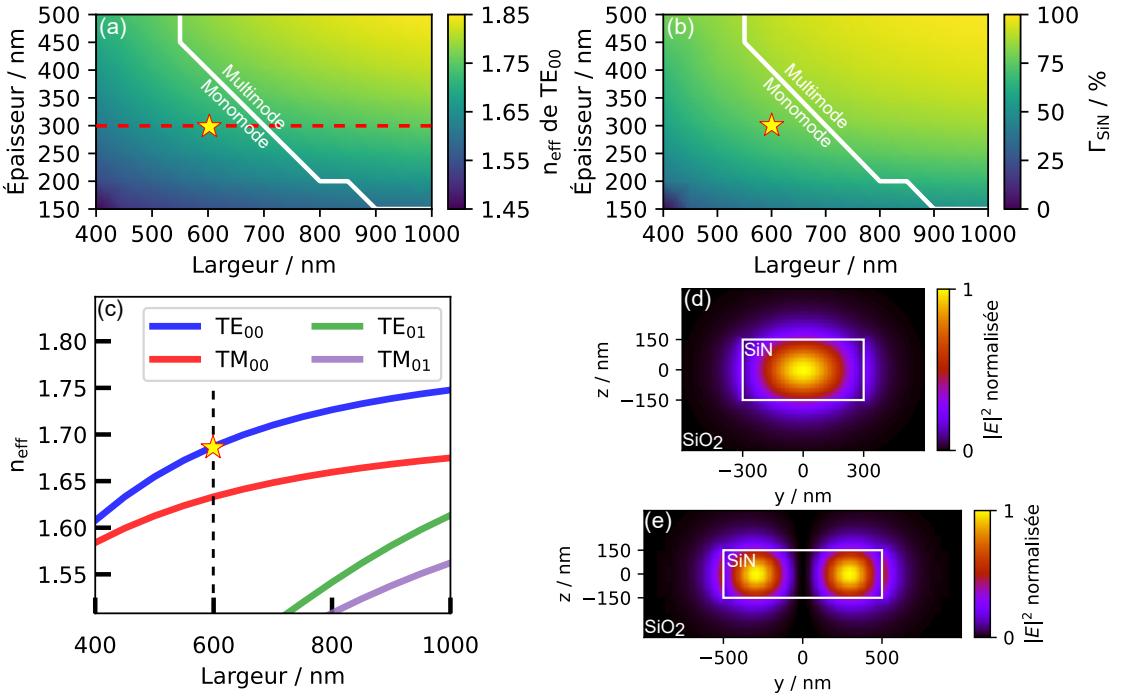

FIGURE 4.2 – Simulations FDE de géométrie de guide d'onde *strip* en SiN à la longueur d'onde 925 nm. (a) Carte de couleur de l'indice effectif du mode TE fondamental en fonction de l'épaisseur et de la largeur de SiN. La courbe blanche représente la limite géométrique pour laquelle le mode TE_{01} existe. (b) Carte de couleur de la fraction intégrée du mode TE fondamental en fonction de l'épaisseur et de la largeur de SiN. (c) Indice effectif des premiers modes TE_{ij} et TM_{ij} en fonction de la largeur de SiN pour une épaisseur fixe de 300 nm. (d) Carte de l'intensité du champ électrique de TE_{00} pour un guide en SiN de largeur 600 nm et d'épaisseur 300 nm. (e) Carte de l'intensité du champ électrique de TE_{01} pour un guide en SiN de largeur 1000 nm et d'épaisseur 300 nm.

Pour garantir une absorption optimale des WI-SNSPDs, il est essentiel de choisir un guide d'onde monomode. Effectivement, comme illustré dans la figure 4.2 (e), la répartition de l'intensité d'un guide d'onde multimode TE_{01} n'est pas optimale pour placer les nanofils au-dessus et au milieu du ruban en SiN. Ainsi, il sera préférable d'opter pour une répartition d'intensité monomode, comme le montre la figure 4.2 (d). D'autres raisons telles que la compacité des circuits photoniques font que les guides monomodes sont plus avantageux.

Pour réduire les pertes de propagation, il est essentiel de se rapprocher d'une fraction intégrée de mode TE_{00} le plus élevé possible, comme c'est le cas pour la plateforme SiN ULL. Les figures 4.2 (a) et (b) montrent que plus la section du guide en SiN est élevée, plus l'indice effectif et la fraction intégrée sont élevés. Cependant, à partir d'un certain seuil, la section du guide devient multimode, ce qui affecte l'efficacité d'absorption de nos détecteurs. Pour une épaisseur de SiN de 300 nm (voir figure 4.2 (c)), le caractère monomode est perdu à partir d'une largeur de guide de 700 nm avec l'apparition du mode TE_{01}.

Enfin, pour satisfaire les besoins de nano-fabrication et de composants photoniques qui ne sont pas directement liés à cette thèse, le guide d'onde monomode *strip* en SiN compatible avec la longueur d'onde 925 nm a une épaisseur de 300 nm et une largeur de 600 nm. La simulation FDE du mode TE_{00} de cette structure est illustrée dans la figure 4.2 (d). Son indice effectif est de 1.69 et sa fraction intégrée est de 68.1%.

Pour les prochaines étapes de conception et de simulation des SNSPDs sur guide d'onde, nous ne prendrons en compte que le mode Transverse Électrique fondamental (TE_{00}). Le mode propagatif TE_{00} présente de nombreux bénéfices par rapport au mode TM_{00} tels que la diminution de perte de propagation (diffusion par la rugosité des flancs du guide plus importante pour le mode TM_{00}) et l'absorption plus efficace des photons par le détecteur supraconducteur, car le champ électrique oscille en parallèle avec le plan selon la largeur et la longueur du nanofil.

En se basant sur les travaux de thèse menées par Raouia Rhazi [209], ancienne doctorante au CEA-Leti au Laboratoire d'Intégration Photonique sur Silicium, on évalue l'intégration des nanofils en NbN au-dessus du guide d'onde. La constante d'atténuation par simulation FDE est utilisée pour déterminer l'efficacité d'absorption des nanofils de différentes géométries.

Dans la figure 4.3, deux géométries sont présentées pour les WI-SNSPDs sur SOI : le nanofil droit et en forme de U.

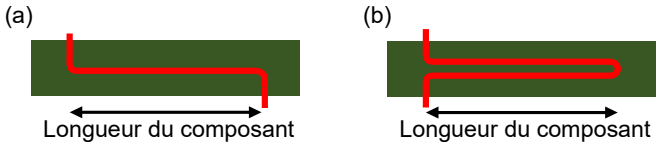

FIGURE 4.3 – (a) Architecture de nanofil en version droite. (b) Architecture de nanofil en forme de U.

Les simulations numériques par un solveur de Modes Propres aux Différences Finies (ou en anglais *Finite Difference Eigenmode* (FDE)) sont effectuées en utilisant les indices de réfraction à la longueur d'onde 1550 nm du NbN ($n_{\mathrm{NbN}} = 4.22 + 3.50i$) [210] et de l'AlN ($n_{\mathrm{AlN}} = 2.12$), pour diverses géométries de nanofils. Les données sur les indices effectifs et les coefficients d'atténuation sont présentées dans le tableau 4.1.

En outre, afin de garantir la fiabilité de la méthode de calcul par FDE en 2D de ces derniers coefficients, nous effectuons des simulations en 3D par Différences Finies dans le Domaine Temporel (ou en anglais *Finite Difference Time Domain* (FDTD)) des nanofils pour différentes longueurs. Effectivement, les simulations 3D du nanofil permettent de simuler l'intégralité de la structure. Elles peuvent donner une explication plus fine des possibles effets de cavité, de diffraction et de rétro-diffusion de la lumière qui se propage dans le guide d'onde avec son nanofil au-dessus. Toutefois, cette méthode de calcul nécessite beaucoup plus de temps de calcul que les simulations FDE, passant de plusieurs heures pour la simulation 3D à quelques minutes pour la simulation 2D. La figure 4.4 et le tableau 4.2 présentent la comparaison des résultats entre ces deux méthodes de simulation numérique.

Largeur du nanofil / nm	n_{eff} (α_{nw} / dB cm^{-1})			
	Nanofil droit		Nanofil en U	
	/ Si	/ AlN / Si	/ Si	/ AlN / Si
70	2.469+0.005666i (1995)	2.474+0.004297i (1513)	2.470+0.009988i (3157)	2.475+0.007883i (2776)
85	2.469+0.007105i (2502)	2.474+0.005552i (1955)	2.470+0.01224i (4311)	2.476+0.009918i (3492)
100	2.469+0.008487i (2988)	2.475+0.006762i (2381)	2.470+0.01441i (5072)	2.476+0.01186i (4175)

TABLE 4.1 – Simulation FDE des coefficients d'atténuation du mode TE_{00} avec des nanofils en NbN d'épaisseur 5 nm pour différentes largeurs (70, 85 et 100 nm) sur SOI à la longueur d'onde 1550 nm. Les guides d'onde *strip* monomodes en silicium ont une épaisseur de 300 nm et une largeur de 400 nm. L'épaisseur d'AlN est présente sur toute la surface du guide et a une épaisseur de 10 nm. Pour la géométrie des nanofils en forme de U, l'espacement entre eux est de 120 nm.

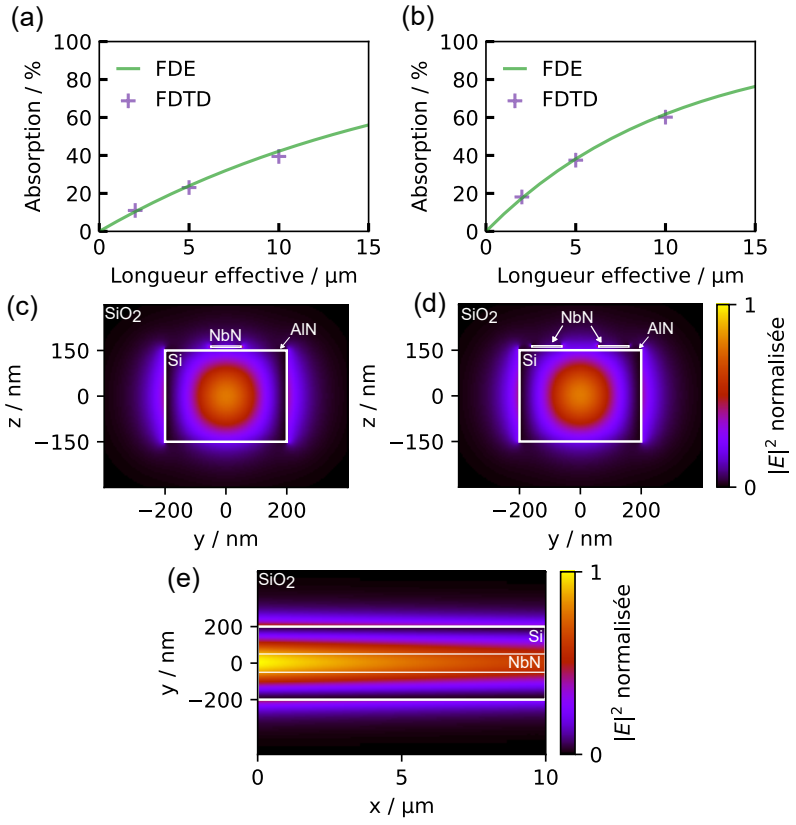

FIGURE 4.4 – Comparaison des efficacités d'absorption du mode TE_{00} en fonction de la longueur des nanofils simulés par FDE et par FDTD : (a) pour l'architecture de nanofil droit et (b) pour l'architecture de nanofil en forme de U avec un espacement de 120 nm entre eux. Les architectures simulées sont données pour un nanofil en NbN d'épaisseur 5 nm et de largeur 100 nm posé au-dessus de 10 nm d'AlN lui-même déposé sur le guide d'onde monomode SOI. (c) Carte d'intensité du champ électrique simulé par FDTD de la section d'un nanofil droit de largeur 100 nm et de longueur 10 μm. (d) Carte d'intensité du champ électrique simulé par FDTD de la section d'un nanofil en U de largeur 100 nm, d'espacement 120 nm et de longueur 10 μm. (e) Carte de d'intensité du champ électrique simulé par FDTD dans la longueur du guide d'onde avec un nanofil droit de longueur 10 μm.

Longueur du composant / μm	Efficacité d'absorption / %			
	Nanofil droit		Nanofil en U	
	Simulation FDE	Simulation FDTD	Simulation FDE	Simulation FDTD
2	10.4	11.0	17.5	18.1
5	24.0	23.1	38.2	37.5
10	42.2	39.5	61.8	60.2

TABLE 4.2 – Comparaison des estimations de l'efficacité d'absorption par le nanofil de la lumière guidée dans le mode TE_{00}, obtenues par simulation numérique FDE et FDTD.

En se basant sur le tableau 4.1, on observe une augmentation des coefficients d'atténuation des nanofils en géométrie droite et en U avec la largeur de ces derniers. Toutefois, en ajoutant une couche tampon d'AlN de 10 nm, les nanofils se trouvent éloignés du guide d'onde, ce qui entraîne une absorption d'une fraction plus faible de la lumière guidée. De son côté, la présence de la couche d'AlN permet d'augmenter la Température Critique supraconductrice du NbN (voir section 3.1). Ainsi, l'efficacité d'absorption linéique est un peu sacrifiée au profit de la T_c. En revanche, à mesure qu'un nanofil devient plus étroit, la capacité d'un photon absorbé à rompre la section supraconducteur devient plus facile, mais cela entraîne un courant de polarisation de saturation inférieur. Dans le sens inverse, les courants seront plus élevés pour un nanofil plus large, mais au risque qu'un photon absorbé ne puisse pas rompre l'état supraconducteur de l'entièreté de la section du nanofil. C'est la raison pour laquelle il est nécessaire de trouver un équilibre entre une bonne détectivité, un faible niveau de bruit et un courant de polarisation élevé (voir section expérimentale 5.4.1.2).

Dans le tableau 4.1, le coefficient d'atténuation α_{nw} d'un nanofil en forme de U n'est pas égal au double du coefficient d'un nanofil droit de même largeur et de même empilement. En effet, on pourrait penser que deux sections de nanofils au-dessus du guide d'onde absorbent deux fois plus qu'une seule section de nanofil. Mais en examinant les cartes d'intensité du champ électrique de la figure 4.4 (c) et (d), les deux branches de la géométrie en U ne sont pas placées au centre du champ évanescent, contrairement au nanofil droit. Prenons l'exemple d'un nanofil droit de 100 nm de large sur 10 nm d'AlN, son coefficient α_{nw} étant de 2381 dB/cm il faut donc une longueur de 84 μm pour absorber 99% de la lumière incidente. Si l'on considère un nanofil en U de même largeur et d'empilement, son coefficient α_{nw} est quant à lui de 4175 dB/cm, il doit donc avoir une longueur totale de 96 μm ($2 \times 48\,\mu$m) pour obtenir la même efficacité d'absorption. De ce fait, la longueur d'un SNSPD à nanofil droit sera plus grande que celle d'un détecteur à nanofil en U à efficacité d'absorption équivalente ; la géométrie en U présente donc un avantage clair sur le plan de la compacité. Dans la suite de ces recherches, nous effectuerons des tests sur les deux structures à une température cryogénique.

En synthèse, les simulations FDTD concordent aux simulations FDE, comme le montre la figure 4.4 (a) et (b) et le tableau 4.2. Un nanofil droit de longueur de 2 μm présente un écart relatif de 0.7% (de 0.8% pour la même longueur en géométrie en U). Pour une longueur de nanofil supérieure (10 μm), l'écart devient 4.7% pour un nanofil droit (respectivement de 4.2% pour le U). Les simulations FDTD pour des longueurs de nanofils plus grandes n'ont pas été effectuées, car le temps de calcul a été considérablement allongé en raison d'un maillage vertical très fin du nanofil, descendant en dessous du nanomètre. Dans notre situation, ces écarts relatifs garantissent que la méthode de simulation FDE, qui est plus rapide, demeure fiable par rapport à la méthode par FDTD.

Pour la plateforme photonique SiN ULL, nous utilisons la même méthode pour évaluer les coefficients α_{nw}. Les guides d'onde monomodes *strip* pour la longueur d'onde de 1550 nm ont une géométrie standard d'épaisseur 800 nm et de largeur 900 nm. Alors que les guides d'onde à 925 nm présentent une structure géométrique avec une épaisseur de 300 nm et une largeur de 600 nm. En ce qui concerne cette longueur d'onde, l'indice de réfraction du NbN est de $n_{NbN} = 3.050 + 3.000i$ [210], tandis que pour l'AlN, il est de $n_{AlN} = 2.124$.

Nous proposons deux nouvelles géométries pour les simulations FDE des nanofils sur SiN à la longueur d'onde 1550 nm, comme illustré dans la figure 4.5 ci-dessous. Le tableau 4.3 présente une synthèse des coefficients d'atténuation simulés pour les diverses configurations de nanofil. Ici,

chaque simulation est présentée en utilisant une couche tampon d'AlN de 10 nm.

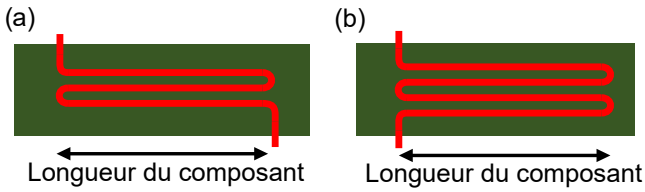

FIGURE 4.5 – (a) Architecture de nanofil en forme de S. (b) Architecture de nanofil en forme de W.

Géométrie	α_{nw} / dB cm^{-1}					
	$\lambda = 1550$ nm			$\lambda = 925$ nm		
	$w = 80$ nm	$w = 100$ nm	$w = 120$ nm	80 nm	100 nm	120 nm
Droit	438	612	788	3430	4375	5275
U	863	1188	1505	5976	7374	8590
S	1214	1636	2027	n/a	n/a	n/a
W	1471	1937	2350	n/a	n/a	n/a

TABLE 4.3 – Simulation FDE des coefficients d'atténuation du mode TE_{00} des nanofils en NbN d'épaisseur 5 nm sur SiNOI à la longueur d'onde 1550 nm ($H \times W = 800 \times 900\,\text{nm}^2$) et à la longueur d'onde 925 nm ($300 \times 600\,\text{nm}^2$). L'épaisseur d'AlN présente sur toute la surface du guide a une épaisseur de 10 nm. Pour l'architecture des nanofils en forme de U, S et W, l'espacement entre eux est de 120 nm. w correspond à la largeur du nanofil.

L'absorption des nanofils en géométrie droite et en U sur SiNOI à la longueur d'onde de 925 nm est considérablement supérieure à celle sur silicium. Ainsi, cela offre une absorption des photons plus élevée sur un design plus compact. Pourtant, en observant les mêmes structures sur SiNOI à une longueur d'onde de 1550 nm, α_{nw} est nettement inférieur aux valeurs simulées précédemment. En effet, cela s'explique par une fraction intégrée du mode TE_{00} dans le guide beaucoup plus élevé ($\Gamma = 76.7\%$) par rapport au guide mononode sur SiNOI à 925 nm ($\Gamma = 68.3\%$) et sur SOI à 1550 nm ($\Gamma = 63.7\%$). C'est la raison pour laquelle nous avons suggéré deux nouvelles géométries en S et en W afin de maintenir une grande compacité des SNSPDs au détriment de la longueur totale du nanofil pour une efficacité d'absorption équivalente (compromis discuté plus haut avec la géométrie droite et en U).

4.2.2 Diffusion des Nanofils et Tolérance au Désalignement

Il a été observé que le NbN présentait une absorption élevée dans les simulations en raison de son indice de réfraction complexe élevé (supérieur à 3). Toutefois, au point de rencontre entre le guide d'onde et le nanofil, il y a une importante discontinuité d'indice effectif. Les effets d'antenne diffractante peuvent être causés par cette discontinuité à cette interface, ce qui nuit à l'efficacité d'absorption de photons. C'est la raison pour laquelle nous évaluons ce risque en utilisant des simulations FDTD.

Les deux formes de nanofils sont simulées sur SOI pour une longueur réelle de 2 μm. L'objectif consiste à mettre en évidence la puissance optique rétro-diffusée dans le guide ainsi que la puissance diffractée. Ainsi, nous employons des outils issus de *ANSYS Lumerical* FDTD en utilisant des moniteurs d'extension de mode [211] et en calculant la puissance optique absorbée par unité de volume (P_{abs}) du matériau [212]. Effectivement, P_{abs} définit la puissance optique seulement absorbée par la partie imaginaire de l'indice de réfraction du matériau :

$$P_{abs} = -0.5\omega|E|^2\text{Im}(\varepsilon), \tag{4.2}$$

Avec ω la pulsation, E l'amplitude du champ électrique de chaque composante $|E|^2 = |E_x|^2 + |E_y|^2 + |E_z|^2$ et ε la permittivité, qui est liée à l'indice de réfraction du matériau par $n = \sqrt{\varepsilon_r}$.

La différence entre la puissance nette transmise du mode guidé après le détecteur et la puissance absorbée P_{abs} permet de déterminer la puissance optique diffusée et/ou réfléchie par :

$$P_{\text{diff}} = 1 - T_{\text{net}} - P_{\text{abs}}, \tag{4.3}$$

Les cartes de la puissance lumineuse dans la direction de propagation du mode TE_{00} sont présentées dans la figure ci-dessous pour deux détecteurs simulés par FDTD.

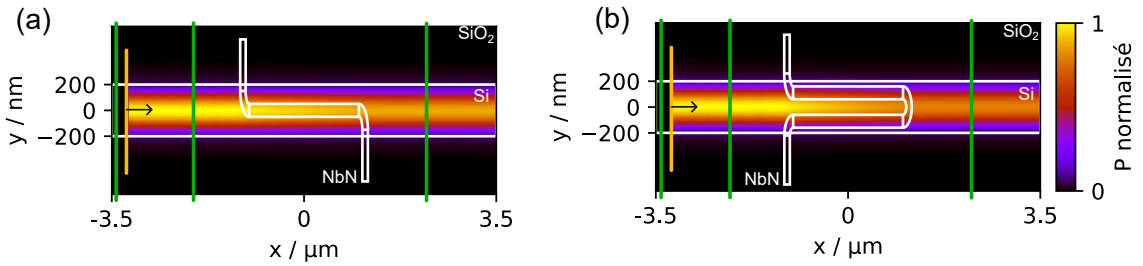

FIGURE 4.6 – Carte de puissance du mode TE_{00} provenant de la simulation FDTD pour (a) un nanofil droit de longueur $2\,\mu$m et (b) un nanofil en U de même longueur effective, tous deux sur un guide en silicium. Les barres vertes correspondent au moniteur de puissance et d'extension de mode, tandis que les barres jaunes correspondent à la source de lumière.

Les deux simulations illustrées dans la figure 4.6 montrent une réflexion de la lumière vers le mode guidé contra-propageant d'environ 0.01% (normalisée par rapport à la source). Ce qui implique que les deux géométries de nanofils au-dessus du guide n'induisent pas beaucoup de pertes par réflexion.

En ce qui concerne la puissance optique diffusée P_{diff} dans l'espace, elle est de 0.1% pour le nanofil droit et de 0.09% pour la géométrie en U. Ces valeurs ont été déterminées, premièrement, en ajoutant une boite de moniteur 2D englobant toute la fenêtre de simulation pour déterminer P_{abs} (voir l'équation 4.2 avec la référence [212]). Puis nous paramétrons un moniteur de puissance avec un moniteur d'extension de mode en sortie du nanofil pour déterminer T_{net}. Il est important de souligner que P_{abs} et T_{net} sont normalisés avec la source (voir figure 4.6). Une fois ces deux valeurs obtenues, nous calculons P_{diff} avec l'équation 4.3.

Ces valeurs de diffusions restent modestes et ne permettent pas de mettre en évidence l'impact significatif de la diffusion des nanofils en raison d'un changement brusque d'indice effectif observé par le mode optique guidé.

C'est grâce à cette réflexion que nous avons eu l'opportunité de suggérer une géométrie originale pour les WI-SNSPDs qui est schématisée dans la figure 4.7.

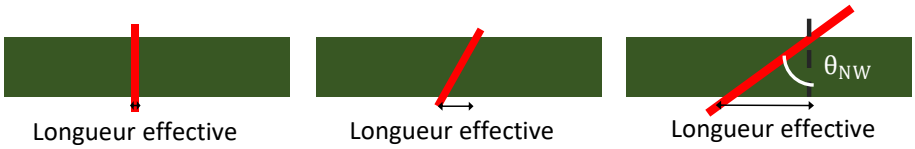

FIGURE 4.7 – Architecture de nanofil angulaire par rapport au guide d'onde.

Une configuration angulaire du nanofil par rapport au guide d'onde offre une transition adiabatique de l'indice effectif observé par le mode guidé. En outre, cette configuration présente l'avantage de résoudre des désalignements potentiels (dans le plan xy) de la lithographie du nanofil par rapport au guide d'onde en maintenant une longueur effective qui ne change pas.

À ce jour, afin d'évaluer l'efficacité d'absorption du nanofil, nous réalisons une simulation en 2D par FDE qui ne prend que quelques minutes. Cette méthode n'est plus valable dans la géométrie angulaire, car l'indice effectif devient progressif en fonction de l'axe de propagation x. C'est la raison pour laquelle la simulation FDTD demeure la solution la plus fiable, même si le temps de résolution est plus long. La figure ci-dessous 4.8 illustre l'efficacité d'absorption des nanofils en fonction de l'angle θ_{NW} appliqué sur un guide d'onde en silicium recouvert d'une couche tampon d'AlN.

L'efficacité d'absorption augmente avec l'angle θ_{NW} du nanofil pour chaque point de simulation, comme le montre le graphique (a) de la figure 4.8. La longueur effective du nanofil, représentée dans la figure 4.7, est définie par :

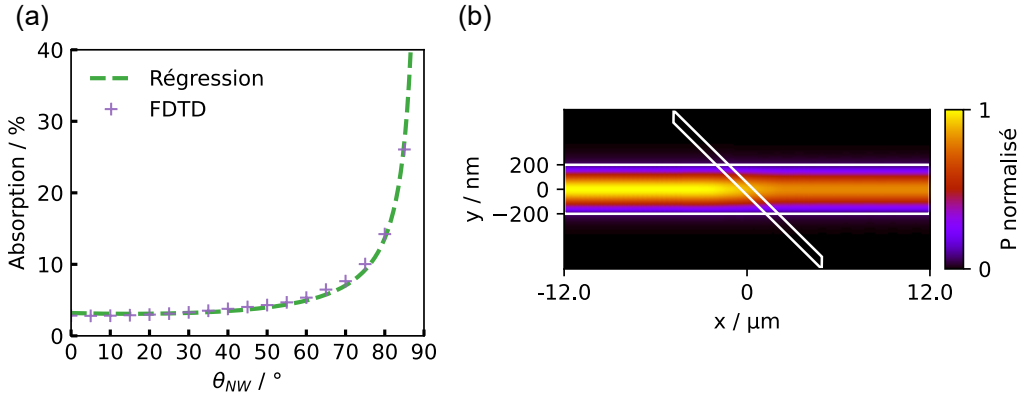

FIGURE 4.8 – (a) Efficacité d'absorption simulée par FDTD en fonction de l'angle normal θ_{NW} du nanofil. (b) Carte de puissance d'un nanofil simulé par FDTD pour un angle $\theta_{\mathrm{NW}} = 83°$.

$$L_{\mathrm{eff}} = W_{\mathrm{WG}} * \tan(\theta_{\mathrm{NW}}) + \frac{W_{\mathrm{NW}}}{\cos(\theta_{\mathrm{NW}})}. \tag{4.4}$$

Avec W_{WG} la largeur du guide d'onde et avec W_{NW} la largeur du nanofil.
Sur la même base, nous effectuons une régression sur les points de simulation FDTD par :

$$\alpha(\theta_{\mathrm{NW}}) = a * \tan(\theta_{\mathrm{NW}}) + \frac{b}{\cos(\theta_{\mathrm{NW}})}. \tag{4.5}$$

Selon la figure 4.8 (a), le coefficient de détermination R^2 est de 0.993 pour a = -0.008 et b = 0.032, avec $\theta_{\mathrm{NW}} \in [0°, 90°[$. Cette régression permet de déterminer rapidement l'efficacité d'absorption du nanofil en fonction de l'angle.

La simulation FDTD présentée dans la figure 4.8 (b) montre une efficacité d'absorption de 20% pour une longueur L_{eff} de 4.1 μm, ce qui est similaire à la géométrie du nanofil en U présentée dans la figure 4.6 (b). La puissance rétro-diffusée est inférieure à 0.01% en utilisant la même méthode précédemment mentionnée. La méthode de déduction par P_{abs} (voir équation 4.3) fournit une puissance diffuse de 0.06% normalisée par rapport à la source. En utilisant une transition adiabatique de l'indice effectif observée par le mode guidé, on observe une réduction de la diffusion des photons.

La forme angulaire des nanofils offre de nombreux bénéfices en matière de prévention contre la diffusion de photons et les désalignements de lithographie lors des étapes de fabrication. Toutefois, cette innovation conceptuelle a été introduite à mi-thèse, ce qui ne nous a pas laissé le temps nécessaire pour lancer la fabrication de composants de validation.

4.2.3 Coupleurs par la Tranche

Lorsqu'il s'agit d'une source de lumière externe à la puce photonique, il est nécessaire de parvenir à injecter la lumière par la source dans le guide d'onde monomode. Deux composants majeurs peuvent être employés à cette fin : les réseaux de couplages verticaux (*Grating Coupler* – GC) et les coupleurs par la tranche (*Edge Coupler* – EDC) [213].

L'avantage des GC réside dans leur taille compacte et leur capacité à tester les dispositifs photoniques directement sur la plaque, sans nécessiter de la découper en puces. Les réseaux de couplage verticaux sont des composants photoniques qui utilisent la diffraction de Bragg. Les paramètres d'optimisation des GC sont illustrés dans le schéma de la figure 4.9 ci-dessous.

La longueur d'onde de fonctionnement et l'indice de réfraction du matériau influencent l'angle de diffraction du réseau de Bragg. En outre, un GC est sensible à la polarisation de la lumière incidente et son efficacité de couplage est optimale pour une polarisation Transverse Électrique (TE). Les pertes d'insertions des GC sur la plateforme photonique sur SOI du CEA-Leti sont d'environ −2 dB [81] (voir également section 5.2.1.2). Le contraste d'indice élevé du Si avec le SiO_2, d'environ 2, permet de coupler efficacement la lumière dans la puce photonique au mode guidé TE_{00}. D'autre part, la plateforme photonique utilisant du nitrure de silicium sur SiNOI permet d'obtenir des pertes de propagations ultra-faibles (SiN ULL) grâce à un contraste d'indice

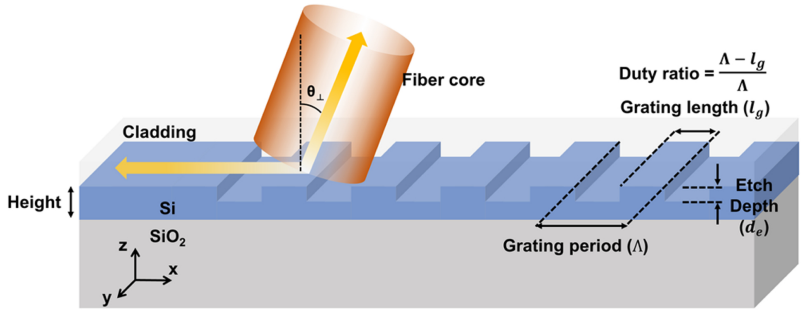

FIGURE 4.9 – Représentation schématique d'un coupleur vertical en silicium. La période du réseau est typiquement de 600 nm pour un faisceau lumineux à la longueur d'onde 1550 nm, le diamètre du coeur d'une fibre type *SMF-28* est de 8.2 μm. Le schéma n'est pas à l'échelle. Repris de [114].

beaucoup plus faible que l'oxyde de silicium (environ 0.5) [51]. Les pertes d'insertions des GC sont considérablement altérées par ce faible contraste, avec une perte d'insertion moyenne de -7 dB.

C'est la raison pour laquelle l'emploi de coupleurs par la tranche (EDC) pour la plateforme photonique sur SiNOI permet d'améliorer les performances de couplage entre une source de lumière extérieure et des dispositifs photonique intégrés sur puce. La figure 4.10 représente un coupleur par la tranche standard en silicium.

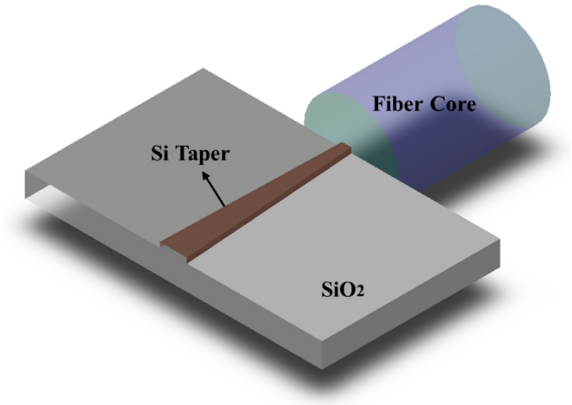

FIGURE 4.10 – Représentation schématique d'un coupleur par la tranche en silicium. Le cœur d'une fibre est aligné dans l'axe du cône inversé (appelé *inverse taper* en anglais) en silicium pour injecter la lumière dans la puce photonique. Le schéma n'est pas à l'échelle. Repris de [214].

Le mode se propageant dans le guide en silicium jusqu'à la pointe du cône (*Si taper* sur la figure 4.10) se déconfine progressivement de manière adiabatique au cours de sa propagation vers la facette de sortie du guide. Il se propage ensuite sous forme d'un mode quasi-gaussien jusqu'à la facette clivée de la fibre optique monomode (*Fiber Core* sur la figure 4.10). Le diamètre du mode gaussien est ajusté de manière à obtenir un recouvrement optimal avec le mode guidé fondamental de la fibre.

Le recouvrement entre le mode de la fibre optique et le mode à la pointe du coupleur près de la facette de la puce (η_1) est le principal élément qui impacte l'efficacité de couplage d'un EDC. La seconde contribution (η_2) consiste à convertir le mode délocalisé à la pointe du coupleur en un mode transverse propagatif qui correspond à la géométrie du guide d'onde photonique (voir section 2.3). On peut calculer le recouvrement modal pour les polarisations quasi-TE et quasi-TM où l'une des composantes du champ électrique est dominante en utilisant la formule suivante [215] :

$$\eta_1 = \frac{|\int E_1 \times E_2 \, \mathrm{dA}|^2}{\int |E_1|^2 \, \mathrm{dA} \times \int |E_2|^2 \, \mathrm{dA}}. \tag{4.6}$$

Les amplitudes de champ électrique complexe du mode du guide d'onde (au niveau de la facette de la puce) et du mode de fibre optique sont respectivement représentées par E_1 et E_2.

Considérons à titre d'exemple un coupleur EDC typique, formé par un cône inversé conventionnel, ayant une longueur de 250 μm avec une pointe de 300 nm d'épaisseur et 80 nm de large, pour la plateforme SiNOI optimisée à la longueur d'onde 925 nm. Selon le schéma ci-dessous de la figure 4.11, on peut estimer les pertes d'insertions de l'EDC en effectuant des simulations FDTD 3D.

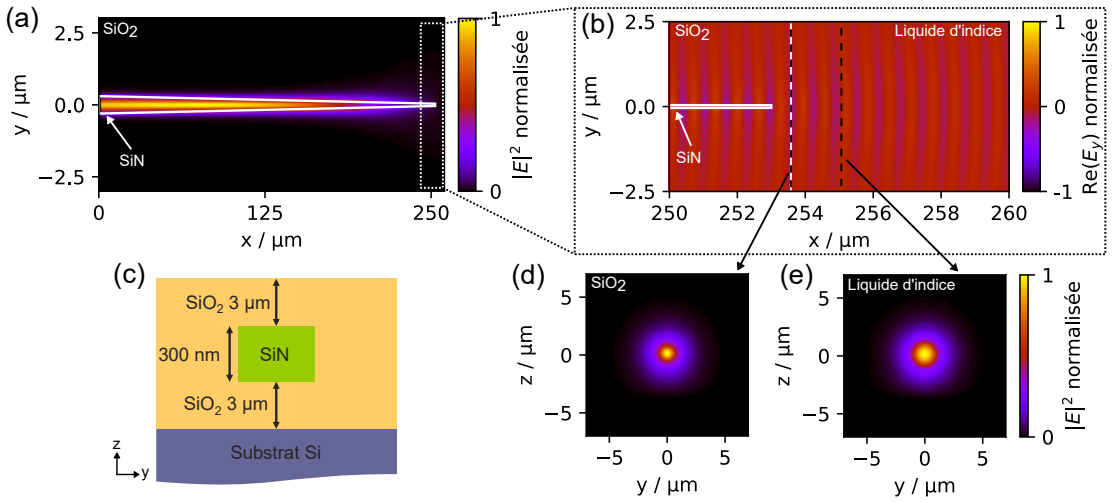

FIGURE 4.11 – (a) Carte de l'intensité du champ électrique pour un EDC en cône inversé simulé par FDTD 3D. (b) Distribution du champ électrique E_y à la pointe du cône. Au niveau du trait blanc vertical, on trouve la facette de la puce photonique. De plus, le liquide d'indice est utilisé pour représenter la région libre ($n_{\text{liquide}} = n_{\text{SiO2}}$). (c) Illustration de la coupe transversale des EDC simulés. (d) Distribution de l'intensité du mode délocalisé à 500 nm de la sortie de la pointe. (e) Distribution de l'intensité du mode délocalisé à 1500 nm de la sortie de la pointe.

Le mode se propageant dans le guide ($x = 3\,\mu$m) jusqu'à la pointe du cône se déconfine progressivement de manière adiabatique au cours de sa propagation vers la facette de sortie du guide ($x = 253\,\mu$m) (fig. 4.11 (a) et (b)). Il se propage ensuite dans le liquide d'adaptation d'indice sous forme d'un mode quasi-gaussien jusqu'à la facette clivée de la fibre optique monomode. Le diamètre du mode gaussien est ajusté de manière à obtenir un recouvrement optimal avec le mode guidé fondamental de la fibre (voir η_1 de l'équation 4.6). Le diamètre du champ modal (en anglais *Mode Field Diameter* (MFD)) obtenu à la facette de la puce (à $x = 253\,\mu$m) est calculé en utilisant une régression gaussienne de la carte d'intensité dans les deux directions y et z. La largeur à $1/e^2$ est donc déterminée en intensité de la distribution gaussienne. Pour l'illustration 4.11 (d), le MFD(y) est de 3.2 μm et pour le MFD(z), il est de 2.7 μm. Dans la représentation graphique 4.11 (e), le MFD(y) est de 3.9 μm, tandis que le MFD(z) est de 3.8 μm. Lorsqu'on compare cette valeur au mode gaussien d'une fibre optique *HI 780* de *Corning* qui opère à la longueur d'onde 925 nm, on constate que le MFD généré par l'EDC diffère de quelques micromètres du MFD de 5.4 μm fourni par le constructeur. C'est pourquoi, la perte d'insertion de cet EDC est de -1.3 dB. En outre, si l'on examine le front d'onde de la composante E_y en fonction de l'axe de propagation x dans la figure 4.11 (b), on constate qu'elle est légèrement sphérique et diverge au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la facette, ce qui réduit la collecte efficace de la lumière par rapport à l'onde plane en sortie de la fibre optique.

Afin d'optimiser l'efficacité de couplage entre la fibre et l'EDC, il est nécessaire de pouvoir augmenter la taille du mode gaussien en sortie du cône. Il nous reste deux options principales : diminuer l'épaisseur du guide en SiN et réduire la largeur de la pointe du cône. Toutefois, la taille minimale de la lithographie est de 80 nm. C'est la raison pour laquelle il a été nécessaire de concevoir un nouveau dessin de EDC en évitant de réduire l'épaisseur de SiN ou de réduire la taille de la pointe.

Ainsi, nous avons élaboré une nouvelle conception d'EDC qui présente une géométrie appelée « trident » [213]. Grâce à cette configuration, le mode peut se déconfiner dans la direction horizontale de la facette. La simulation FDTD adaptée à notre empilement technologique SiN à 925 nm est illustrée dans la figure 4.12.

En conservant le même empilement technologique (fig. 4.12 (c)), trois cônes inversés sont des-

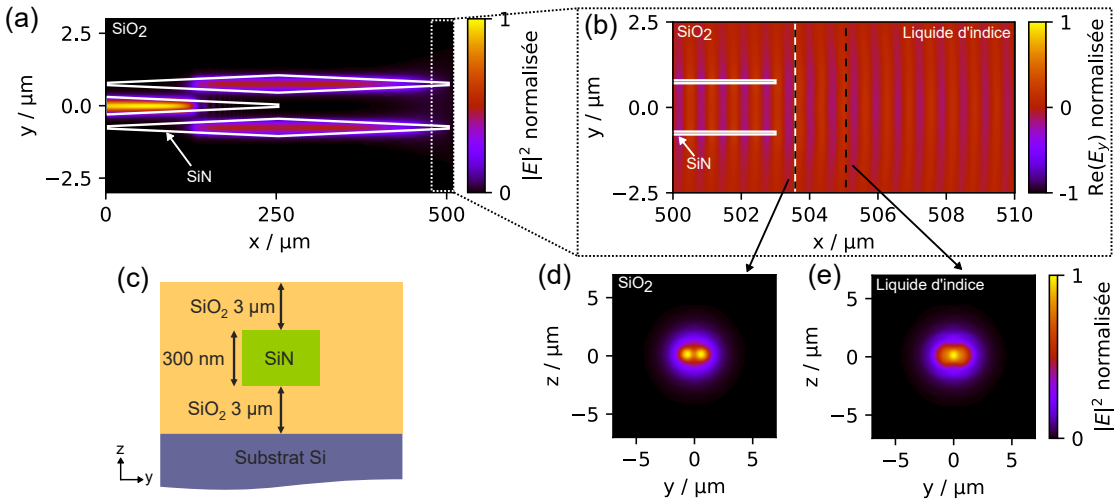

FIGURE 4.12 – (a) Illustration de la carte d'intensité du champ électrique pour un trident simulé par FDTD 3D. (b) Distribution du champ électrique E_y aux deux pointes. Au niveau du trait blanc vertical, on trouve la facette de la puce photonique. De plus, le liquide d'indice est utilisé pour représenter la région libre ($n_{\text{liquide}} = n_{\text{SiO2}}$). (c) Illustration de la coupe transversale des EDC simulés. (d) Distribution de l'intensité du mode délocalisé à 500 nm de la sortie des pointes. (e) Distribution de l'intensité du mode délocalisé à 1500 nm de la sortie des pointes.

sinés et optimisés en fonction de leur longueur, de leur largeur de pointe et de leur distance entre eux (fig. 4.12 (a)). Selon l'analyse de la composante E_y du champ électrique en fonction de la direction de propagation x à l'extrémité des pointes (voir figure 4.12 (b)), le rayon de courbure du front d'onde est moindre que celui du cône inversé simple en figure 4.11 (b). Ainsi, sa distance de Rayleigh, ou sa zone de non divergence du faisceau gaussien, est plus élevée, ce qui offre une zone de couplage plus élargie avec le mode gaussien de sortie d'une fibre optique. En outre, selon les modes délocalisés à la sortie des pointes du trident dans la figure 4.12 (d) et (e), la forme du mode est une pseudo-gaussienne, ce qui correspond plutôt à un produit de convolution des deux modes gaussien. Effectivement, dans la direction horizontale, le MFD(y) est de 4.7 μm (4.6 μm) respectivement à 500 nm et à 1500 nm de la pointe. Dans la direction verticale, le MFD(z) est de 3.7 μm (3.2 μm). Il est possible d'observer une forme de « battement » de mode à la sortie de l'EDC, car le MFD diminue légèrement en s'éloignant des pointes avant que le faisceau diverge. Cette dispersion gaussienne du mode délocalisé permet à la simulation FDTD d'obtenir une perte d'insertion de -0.8 dB avec une fibre *HI 780* en sortie ayant un MFD de 5.4 μm.

L'utilisation d'un coupleur par la tranche en trident permet d'améliorer les performances de couplage tout en réduisant l'impact sur les étapes de micro-fabrication en salle blanche. Néanmoins, cette structure requiert une optimisation géométrique plus précise par simulation FDTD en raison du nombre plus élevé de paramètres à évaluer. La représentation graphique 4.13 ci-dessous illustre la structure du trident.

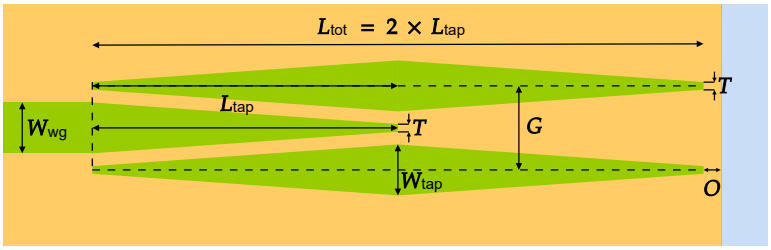

FIGURE 4.13 – Schéma de construction d'un coupleur par la tranche en géométrie trident. Le schéma n'est pas à l'échelle.

Dans le schéma illustrant le trident, la dimension O correspond à l'espace d'oxyde de silicium situé entre la pointe de l'EDC et le bord de la puce photonique, avec un décalage de 500 nm.

Le tableau 4.4 ci-dessous résume l'optimisation et les simulations des tridents pour la plateforme photonique sur SiNOI à 925 nm.

L_{tap} / μm	$W_{\text{tap}} = W_{\text{wg}}$ / nm	T / nm	G / μm	IL Facette : liquide d'indice / dB	IL Facette : air / dB
250	600	80	1.2	-0.8	-1.0
250	600	80	1.4	-0.7	-1.0
250	600	80	1.5	-0.8	n/a
250	600	80	1.7	-1.5	n/a
250	600	100	1.2	-1.2	-1.4
250	600	100	1.4	-1.0	-1.2

TABLE 4.4 – Pertes d'insertions des EDC tridents simulés par FDTD pour la plateforme SiNOI pour une longueur d'onde centrale de 925 nm. IL correspond aux pertes d'insertion (*Insertion Loss* en anglais).

Nous parvenons à obtenir des pertes d'insertions de -0.7 dB pour le meilleur EDC trident, ce qui représente une diminution de 0.6 dB par rapport à un EDC à cône inversé avec les mêmes contraintes technologiques (voir figure 4.11). Par ailleurs, lors d'une simulation FDTD supplémentaire en déplaçant la source gaussienne par rapport à la position centrale de l'EDC trident de $y = +300$ nm et de $z = +300$ nm, les pertes d'insertions ne sont dégradées que de 0.1 dB. Le trident offre une meilleure tolérance d'alignement de la fibre par rapport au coupleur par la tranche.

Les atouts de cette géométrie de coupleur en trident nous a incités à concevoir un coupleur adapté à la longueur d'onde de 1550 nm sur la plateforme photonique SiN ULL. L'optimisation effectuée en utilisant la simulation FDTD 3D a entraîné un design avec une perte d'insertion de -2.9 dB (géométrie : $L = 500\,\mu$m, $W_{\text{wg}} = 900$ nm, $W_{\text{tap}} = 600$ nm, $T = 200$ nm et $G = 2.5\,\mu$m). Dans cette situation, les performances de couplage sont restreintes par la dimension minimale critique de nano-fabrication de 200 nm que la photolithographie peut offrir. En outre, les guides d'onde SiN ULL présentent une épaisseur de 800 nm, ce qui entraîne un déséquilibre d'aspect par rapport aux pointes des EDC de 1 : 4. Une telle configuration entraîne une taille de mode délocalisé de sortie du coupleur asymétrique qui empêche d'obtenir un recouvrement optimal dans la direction verticale (axe z) avec le mode gaussien d'une fibre *SMF-28* dont le MFD est de $10.4\,\mu$m.

Une autre approche de EDC trident avec des cônes inversés sub-longueur d'onde ont été conçues pour cette plateforme [216], [217]. Les designs ne seront pas détaillés ici, mais nous avons estimé par FDTD des pertes de couplage de l'EDC avec une fibre *SMF-28* de -1.2 dB.

Les caractérisations des EDC sur SiNOI à 925 nm sont développées dans la partie 5.2.1.2. En ce qui concerne les EDC de la seconde plateforme photonique, ils n'ont pas encore été caractérisés à la longueur d'onde de 1550 nm.

Après avoir effectué les simulations et les conceptions des SNSPDs et des EDC, ils sont ensuite dessinés sur les jeux de masques de lithographie pour les diverses plateformes photoniques.

4.2.4 Conception des Masques de Lithographie

Au cours de ces travaux de thèse, trois jeux de masques de lithographie ont été élaborés et dessinés, correspondant aux trois plateformes photoniques utilisées :

— TRXX pour le *Silicon On Insulator* (SOI) à la longueur d'onde 1550 nm,
— OH10 pour le *Silicon Nitride On Insulator* (SiNOI) à 925 nm,
— OH11 pour le *Silicon Nitride On Insulator* (SiNOI) à 1550 nm.

Le Laboratoire d'Intégration Photonique sur Silicium (LIPS) du CEA-Leti dispose déjà d'une librairie de composants de base pour chaque jeu de masque. Cette bibliothèque est connue sous le nom de *Process Design Kit* (PDK). Nous trouvons dans ce PDK les composants optimisés pour chaque plateforme, tels que les guides d'onde, les GC, les diviseurs de faisceau (*p. ex.*, MMI), etc...

Un jeu de masque de lithographie regroupe plusieurs projets et contributions afin de partager les coûts et les ressources pour une série de nano-fabrication en salle blanche. Ce concept est connu sous le nom de *Multi Project Wafer* (MPW).

Par la suite, l'objectif consiste à assembler et à concevoir les circuits de chaque élément en suivant des règles de dessin, de packaging, de fabrication et de caractérisation. Les structures représentées en deux dimensions sont attribuées à des niveaux de masques correspondant aux différentes couches de matériaux et de lithographies. Les motifs sont rassemblés dans un fichier informatique contenant les coordonnées des polygones dessinés sous une extension prénommé *Graphic Data System* (GDS) qui sont générés par le logiciel *Cadence Virtuoso Layout*. Un exemple de circuit de test de WI-SNSPD est illustré dans la figure 4.14.

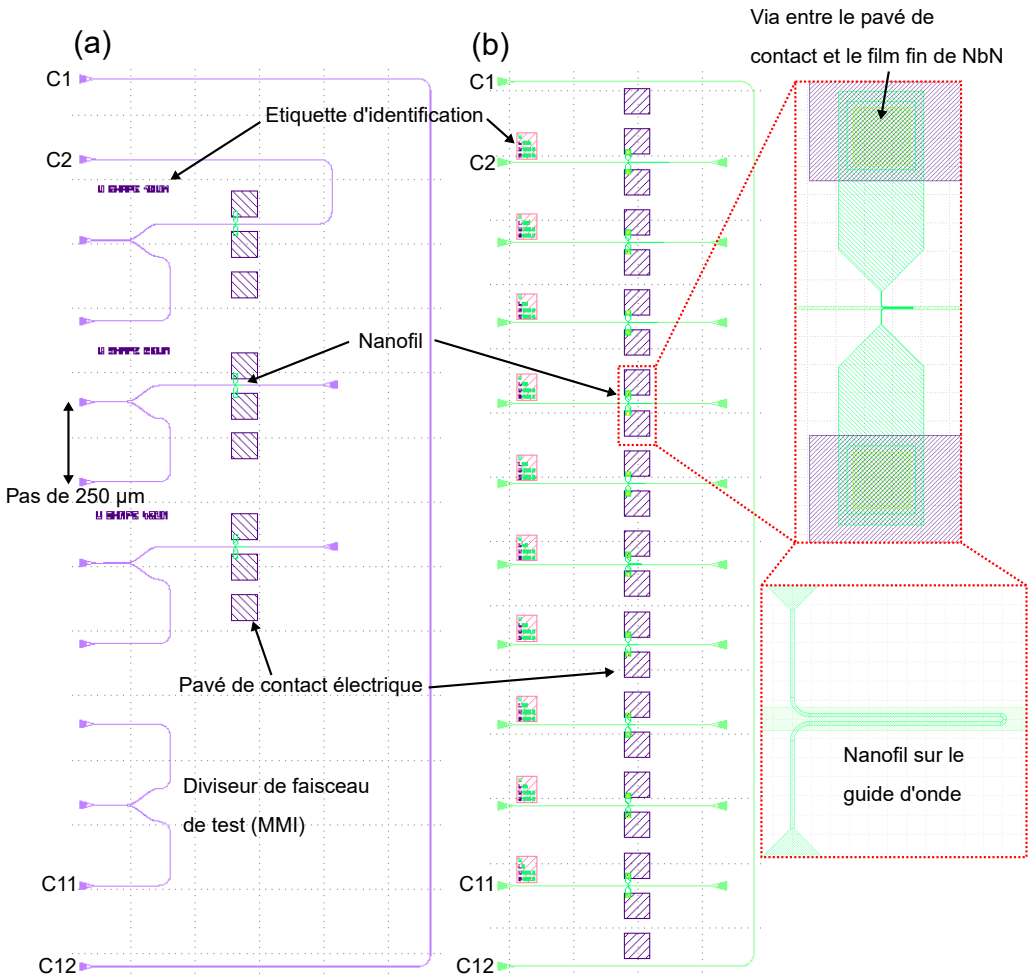

FIGURE 4.14 – (a) Disposition d'un circuit de test de WI-SNSPD sur SOI à 1550 nm (Bloc 2 du jeu de masque TRXX). (b) Disposition d'un circuit de test de WI-SNSPD sur SiNOI à 925 nm (Bloc 1 du jeu de masque OH10). Les encarts sont des zooms sur un nanofil en U de $2 \times 5\,\mu$m de long.

Nous avons envisagé d'utiliser un ruban de fibre à 12 voies pour introduire de la lumière dans la puce photonique. Lorsqu'on utilise des coupleurs, que ce soit des GC ou des EDC, il est nécessaire de séparer les canaux d'entrée de $250\,\mu$m afin de correspondre au pas des fibres du ruban. Sur la figure 4.14, les canaux C1 et C12 sont reliés entre eux grâce à un guide. Ils forment ainsi un bras de référence utilisé pour contrôler l'alignement puce-fibres en cours du packaging. Les pavés de contact électrique des nanofils sont situés à une distance d'au moins $260\,\mu$m des réseaux de couplages, car le ruban de fibre est équipé d'une contre-lame d'un encombrement de $250\,\mu$m. Situés en surface de la puce, ces pavés métalliques garantissent la connexion électrique des nanofils en NbN avec une pointe Radio-Fréquence (RF) ou des *wire-bonding* vers la carte de lecture (voir section assemblage en 5.3.3). Les distances entre eux sont de $125\,\mu$m afin de respecter les spécifications d'une pointe RF GSG (*Ground Signal Ground*). Finalement, les nanofils sont en contact avec les pavés de surface grâce à un plot métallique (via) (voir figure l'encart en 4.14 (b)).

Les trois jeux de masques (TRXX, OH10 et OH11) ont tous été conçus de la même manière que les circuits de tests des puces photoniques qui accueillent les SNSPDs, comme illustré dans la

figure 4.14. Pour chaque jeu de masque, nous faisons varier la géométrie, la longueur et la largeur des nanofils simulés en partie 4.2.1 grâce à trois variantes de masques de lithographie par faisceau d'électrons (R, S et T), réparties sur toute la plaque comme illustré dans la figure 4.15.

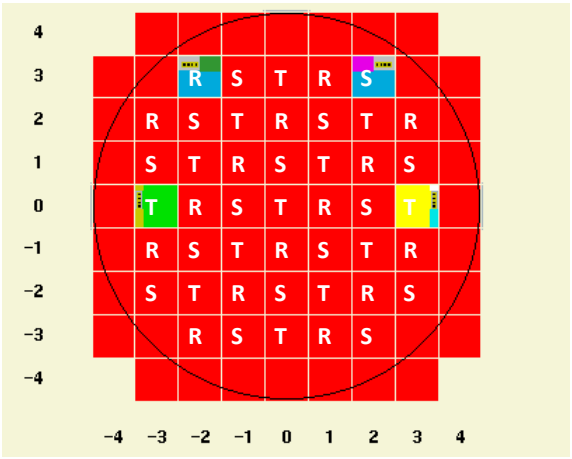

FIGURE 4.15 – Répartition des versions de masques de lithographie par faisceau d'électrons pour les motifs des nanofils NbN à travers une plaque de 200 mm de diamètre.

Les deux circuits exposés en figure 4.14 sont ceux employés pour la caractérisation à température ambiante (voir section 5.2) et cryogénique (voir section 5.4). Une variante de circuit avec des EDC trident a également été créée sur les plateformes SiNOI afin de coupler de manière plus efficace la lumière dans la puce photonique. L'une des idées est illustrée dans la figure 4.16.

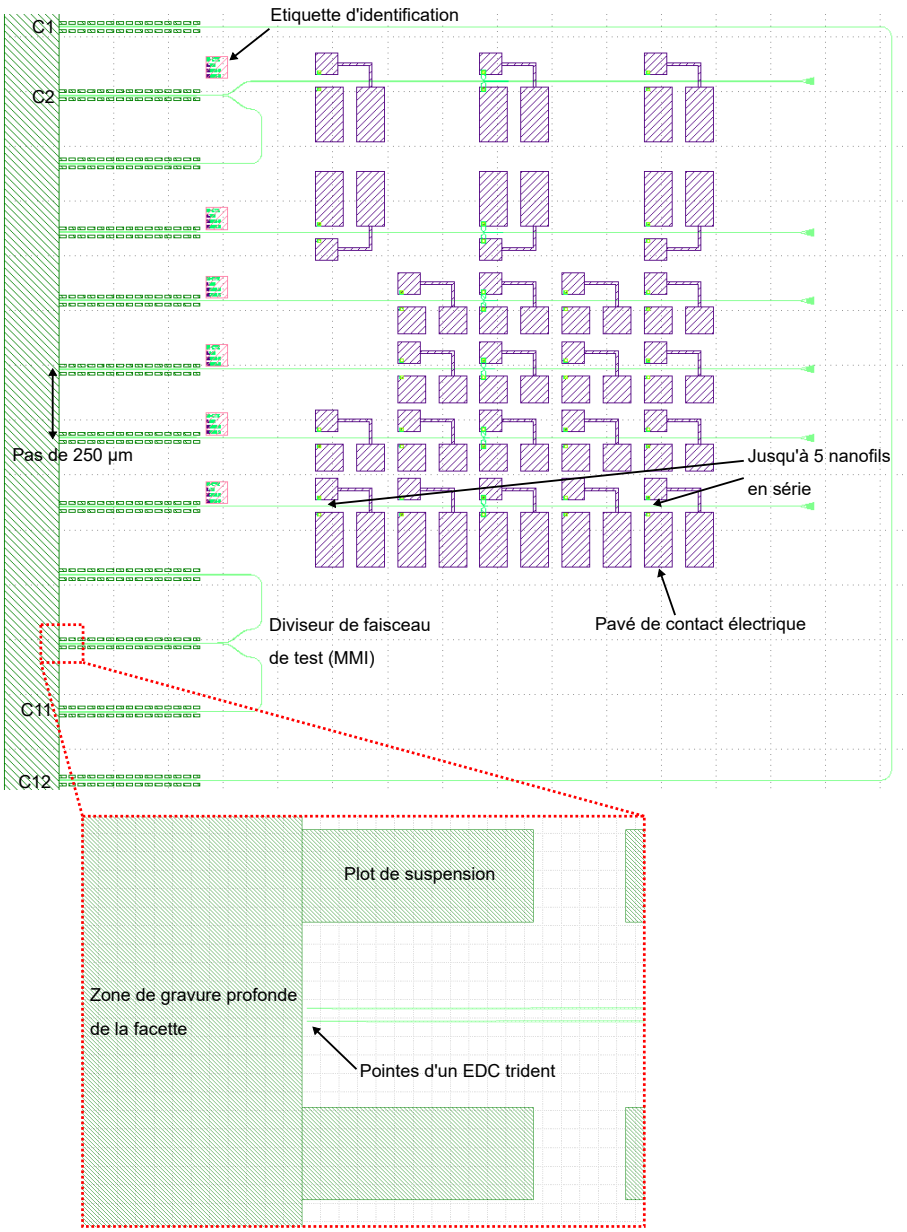

FIGURE 4.16 – Disposition d'un circuit de test de WI-SNSPD sur SiNOI à 925 nm avec des détecteurs en architecture de série optique pour la Résolution du Nombre de Photon (PNR) et avec des EDC en entrée (Bloc 3 du jeu de masque OH10). L'encart est un zoom sur la pointe et la facette d'un EDC trident.

Comme illustré dans la figure 4.14, les EDC sont séparés entre eux par un pas de 250 μm afin de permettre l'intégration d'un ruban de fibre au niveau de la facette de la puce photonique. Pour obtenir une facette aussi lisse que possible et aligner une fibre optique au plus près des pointes des EDC (à 500 nm), nous traçons une zone de lithographie (représentée en vert sur la figure 4.16) pour effectuer une gravure profonde. En outre, cette zone spécialement conçue pour la gravure offre la possibilité de suspendre le coupleur par la tranche grâce à un réseau de plots le long de son interface. L'oxyde et une partie du substrat en silicium sont gravés dans ces zones. Ainsi, cette architecture de tranchées dans l'oxyde permet de créer un guide d'onde en SiO_2 avec l'air environnant. Cette conception permet de d'améliorer l'injection et l'efficacité de couplage de la lumière depuis une fibre jusque dans l'EDC et dans le guide d'onde.

De plus, des circuits de test de SNSPDs ont été développés en utilisant une architecture originale en série optique pour mettre en pratique la capacité à résoudre le nombre de photon (PNR) (voir section 2.4.5), en respectant les mêmes règles de conception. Dans la figure 4.16, on peut observer notamment 5 détecteurs en série. Dans cette configuration, le premier détecteur à l'entrée

présente une efficacité d'absorption de 1/5, qui est calculée en fonction du coefficient d'atténuation linéique obtenu lors des simulations FDE. Nous avons également réussi à mettre en place jusqu'à 9 détecteurs en série sur un guide d'onde photonique en SiN. Ces détecteurs n'ont pas encore pu être caractérisés, c'est pourquoi nous ne développerons pas davantage ce point.

4.2.5 Conclusion

Pour d'améliorer le couplage des photons uniques dans une puce SiNOI, en raison du faible contraste d'indice du SiN avec le SiO_2, il nous a été nécessaire de concevoir une nouvelle architecture de coupleur par la tranche en utilisant une forme de trident. Des efficacités de couplage inférieures à -1 dB ont été estimées par simulation numérique FDTD. Toutefois, afin d'améliorer cette propriété, il serait envisageable de diminuer l'épaisseur de SiN (pour $\lambda = 925$ nm), tout en diminuant la dimension critique minimale de la lithographie. Cette dernière pourrait être réalisée en utilisant notamment la ligne pilote 300 mm du CEA-Leti avec la lithographie à immersion 193 nm dans l'ultraviolet profond (DUV) qui peut réduire la dimension critique minimale à 40 nm.

Finalement, une grande variété de nanofil a été créée sur les jeux de masques de lithographie. Les dessins développés par Raouia Rhazi ont été repris pour la plateforme SOI à 1550 nm (TRXX). Les nanofils et les EDC ont également été ajustés pour les plateformes photoniques SiNOI à la longueur d'onde 925 nm (OH10), ainsi que pour le ULL SiN à 1550 nm (OH11).

Des structures de tests contenant des WI-SNSPDs réparties en série optique pour la Résolution du Nombre de Photon (PNR) (voir figure 4.16 et voir partie 2.4.5) et des circuits de test pour réaliser des expériences de *Hanbury Brown and Twiss* et *Hong-Ou-Mandel* (voir section 1.4.1) ont été conçues sur les trois plateformes photoniques citées dans cette partie.

4.3 Nano-Fabrication

Dans cette partie, nous allons tout d'abord récapituler les principales étapes de la nano-fabrication en salle blanche pour la création de dispositifs sur des plaques de silicium. Nous exposons ensuite les étapes de nano-fabrication des deux plateformes photoniques déjà en place au CEA-Leti. Ensuite, nous examinons comment les nanofils NbN sont intégrés technologiquement sur ces plateformes photoniques. Enfin, nous exposons les contrôles morphologiques lors des étapes de fabrication.

4.3.1 Généralités sur les Étapes de Nano-Fabrication

En résumé, nous présentons le processus classique de nano-fabrication en salle blanche, qui suit un ordre de : dépôt, lithographie, gravure et nettoyage. Il est possible d'inclure d'autres étapes technologiques tout au long du processus de fabrication, telles que le Polissage Mécanique et Chimique (CMP) et le recuit.

4.3.1.1 Formation de Couches Minces

La fabrication de composants sur plaques de silicium implique l'empilement de multiples matériaux successivement. Différentes méthodes de fabrication permettent de choisir la nature, la qualité et les propriétés des couches de matériaux.

Oxydation Le silicium monocristallin peut être oxydé thermiquement pour obtenir une couche d'oxyde de silicium (SiO_2). Le CEA distingue deux catégories d'oxydations thermiques : l'oxydation sèche qui se produit en présence d'oxygène et l'oxydation en présence de vapeur d'eau.

La réaction suivante illustre l'oxydation thermique sèche :

$$Si + O_2 \longrightarrow SiO_2$$

Tandis que l'oxydation thermique vapeur est symbolisée par la réaction suivante :

$$Si + H_2O \longrightarrow SiO_2 + 2H_2$$

Pour effectuer une oxydation thermique, la surface de la plaque de Si monocristalline doit être désoxygénée à l'aide d'acide fluorhydrique (HF). Il permet d'obtenir des atomes de silicium en

surface de la plaque sans liaison chimique, ce que l'on nomme des liaisons pendantes. Ce procédé de nettoyage rend l'oxydation du silicium plus facile.

La technique de l'oxydation thermique sèche implique de placer une plaque dans un four à une température d'environ 1200 °C, dans une atmosphère sèche et en présence d'oxygène. La plaque de Si est soumise à une oxydation de part et d'autre de celle-ci. C'est la raison pour laquelle, bien que la hausse de température du Si entraîne des contraintes mécaniques, celles-ci sont compensées par une oxydation homogène sur toute la plaque. Grâce à ce procédé, on obtient un oxyde de silicium de grande qualité et extrêmement dense, ce qui confère à la couche de très bonnes propriétés d'isolant électrique. L'oxydation est toutefois extrêmement lente et peut durer plusieurs dizaines d'heures, voire des jours pour des épaisseurs d'oxyde plus importantes.

Dans notre application photonique, il est nécessaire d'avoir un oxyde épais de 2 à 3 μm. Par conséquent, l'utilisation de l'oxydation thermique par vapeur permet de diminuer ce temps d'oxydation afin d'atteindre des épaisseurs plus élevées. De plus, il demeure un oxyde dense et isolant électriquement. On effectue cette oxydation thermique dans un four à une température de 1100 °C, dans une atmosphère humide. Par exemple, sa durée est d'environ 20 h pour 3 μm de SiO_2, cette couche est également connu sous le nom de Buried OXide (BOX).

Déposition Dans le but d'ajouter de nouvelles couches supérieures à la plaque de silicium, nous prenons en compte deux types de dépôts : le dépôt chimique en phase vapeur (ou en anglais *Chemical Vapor Deposition* (CVD)) et le dépôt physique en phase vapeur (ou en anglais *Physical Vapor Deposition* (PVD)).

La CVD implique la réaction entre deux gaz précurseurs et non inertes dans une atmosphère contrôlée.

La première technique consiste en le dépôt CVD à basse pression (connu également sous le nom de *Low Pressure Chemical Vapor Deposition* (LPCVD) en anglais). Une plaque est placée dans une chambre sous vide primaire (de quelques Pa) et chauffée à une température de plusieurs centaines de degrés Celsius (de 700 à 800 °C). Deux gaz précurseurs réagissent chimiquement et se déposent uniformément sur toute les surfaces de la plaque. On applique également une différence de potentiel Radio-Fréquence (RF) entre une anode et une cathode.

Cette technique offre la possibilité de déposer le SiN pour la plateforme SiNOI. Le dichlorosilane réagit chimiquement avec de l'ammoniac, ce qui donne :

$$3SiH_2Cl_2 + 4NH_3 \longrightarrow Si_3N_4 + 6HCl + 6H_2$$

Une autre méthode consiste à effectuer un dépôt CVD assisté par plasma (connu également sous le nom anglais *Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition* (PECVD)). Deux gaz précurseurs sont également impliqués dans cette réaction chimique, mais le bâti se trouve dans une atmosphère neutre et à température ambiante. Un plasma (généralement de l'argon-oxygène) est ciblé entre une cathode (sortie de gaz) et une anode (plaque) pour réaliser un dépôt ciblé sur la face de plaque à traiter. Pour l'empilement technologique supraconducteur, cette méthode permet notamment de déposer l'oxyde de silicium HDP (*High Density Plasma*) et la couche d'encapsulation en SiO_2 TEOS (TetraEthylOrthoSilicate).

Le dépôt PVD implique, de son côté, le bombardement d'une cible solide afin de réaliser un dépôt sur une face de la plaque. Dans notre situation, nous optons pour la méthode de pulvérisation cathodique à courant continu (ou en anglais DC *magnetron sputtering* PVD) pour toutes les couches contenant des métaux (AlN, NbN, AlCu). Une plaque est placée sur une embase, qui agit comme une anode, puis un plasma d'Ar + N_2 va attaquer une cathode métallique (Al, Nb ou AlCu) afin d'ioniser les atomes de la cible qui se déposeront sur la face de la plaque. La concentration de gaz et la différence de potentiel DC influencent l'ajustement de la stoechiométrie. Ce type de dépôt se déroule à une température d'environ 400 °C et il présente une grande directionnalité.

4.3.1.2 Lithographie

Grâce à la lithographie, les motifs, élaborés et dessinés en amont, peuvent être transférés sur une couche mince. Un étalement de résine photosensible, commun à toutes les techniques de lithographie, permet de dessiner les motifs depuis un masque en utilisant un rayonnement électromagnétique sur une plaque. Il existe deux catégories de résines : les résines positives et les résines négatives.

Après avoir été insolées, les résines positives deviennent solubles sous l'effet du révélateur. De cette manière, les parties non insolées demeurent après leur développement. Par exemple, la photolithographie utilise ce type de résine pour dessiner les guides d'onde et les plots métalliques.

À l'inverse, les résines négatives, qui sont insolées, sont résistantes à l'action du révélateur. Les parties qui n'ont pas subi d'insolation peuvent être donc dissoutes. Par exemple, pour dessiner les nanofils en NbN, la lithographie à faisceau d'électrons utilise ce genre de résine.

Un masque de lithographie est créé en exploitant un fichier GDS (voir section 4.2.4) sur un réticule correspondant aux motifs dessinés. Le masque est insolé par une lumière collimatée incidente. Une lentille convergente est utilisée pour focaliser la taille du réticule du masque sur la plaque recouverte de résine photosensible. La photolithographie est décrite dans la figure 4.17. Typiquement, la taille finale du réticule est de $2.2 \times 2.2\,\mathrm{cm}^2$ pour une plaque de 200 mm de diamètre. On réduit ainsi les motifs à une taille nanométrique sur la résine photosensible. Le paramètre clé de la lithographie est la résolution $R_{\min}$, qui est définie par le critère de Rayleigh :

$$R_{\min} \propto \frac{\lambda}{n \sin\theta}. \tag{4.7}$$

La longueur d'onde de la source d'insolation est λ, l'indice de réfraction du milieu est n et l'angle maximum du système optique est θ. L'ouverture numérique du système est définie par ces deux derniers paramètres, $\mathrm{NA} = n \sin\theta$.

La résolution de la lithographie peut être diminuée en ajustant deux paramètres : la longueur d'onde d'émission et l'ouverture numérique. Le CEA-Leti utilise la photolithographie dans l'ultraviolet profond (*Deep Ultra-Violet* (DUV)) pour la plupart des motifs révélés sur plaque, avec une source lumineuse à $\lambda = 193\,\mathrm{nm}$. Pour dessiner nos guides d'onde SOI sur des plaques de 200 mm de diamètre, la dimension critique minimum de la lithographie *ASM1100* est de 120 nm. Tandis que pour la plateforme photonique SiNOI nous utilisons une photolithographie *ASM300* avec une longueur d'onde de 248 nm, c'est pourquoi la dimension critique minimum des motifs est plus élevée ($\mathrm{CD}_{\min} = 200$ nm).

La lithographie à immersion DUV offre la possibilité de diminuer la résolution en exploitant une ouverture numérique plus élevée. La dimension critique minimale peut donc atteindre 40 nm. Toutefois, cette équipement ne supporte que des plaques de 300 mm de diamètre. Il n'est pas possible d'utiliser cette lithographie pour dessiner nos nanofils NbN, qui ont une largeur minimale de 70 nm, car nos méthodes de fabrication ont été élaborées sur des plaques de 200 mm. Effectivement, les bâtis de dépôts du NbN et de l'AlN ne peuvent accueillir que des *wafers* de tailles de 200 mm. Ainsi, nous employons la technique de lithographie à faisceau d'électrons (en anglais *electron beam lithography*) en utilisant une résine négative. Les électrons subissent une accélération d'environ 100 kV avec une longueur d'onde d'insolation de résine inférieure à 0.01 nm, ce qui permet d'obtenir une résolution de lithographie pouvant atteindre quelques dizaines de nanomètres. Dans notre cas, la lithographie à faisceau d'électrons a une dimension critique minimum d'environ 60 nm.

Une fois les étapes de lithographie terminées, comme illustré dans la figure 4.17, il est nécessaire de passer aux étapes de gravure de couche mince afin d'obtenir physiquement les motifs souhaités.

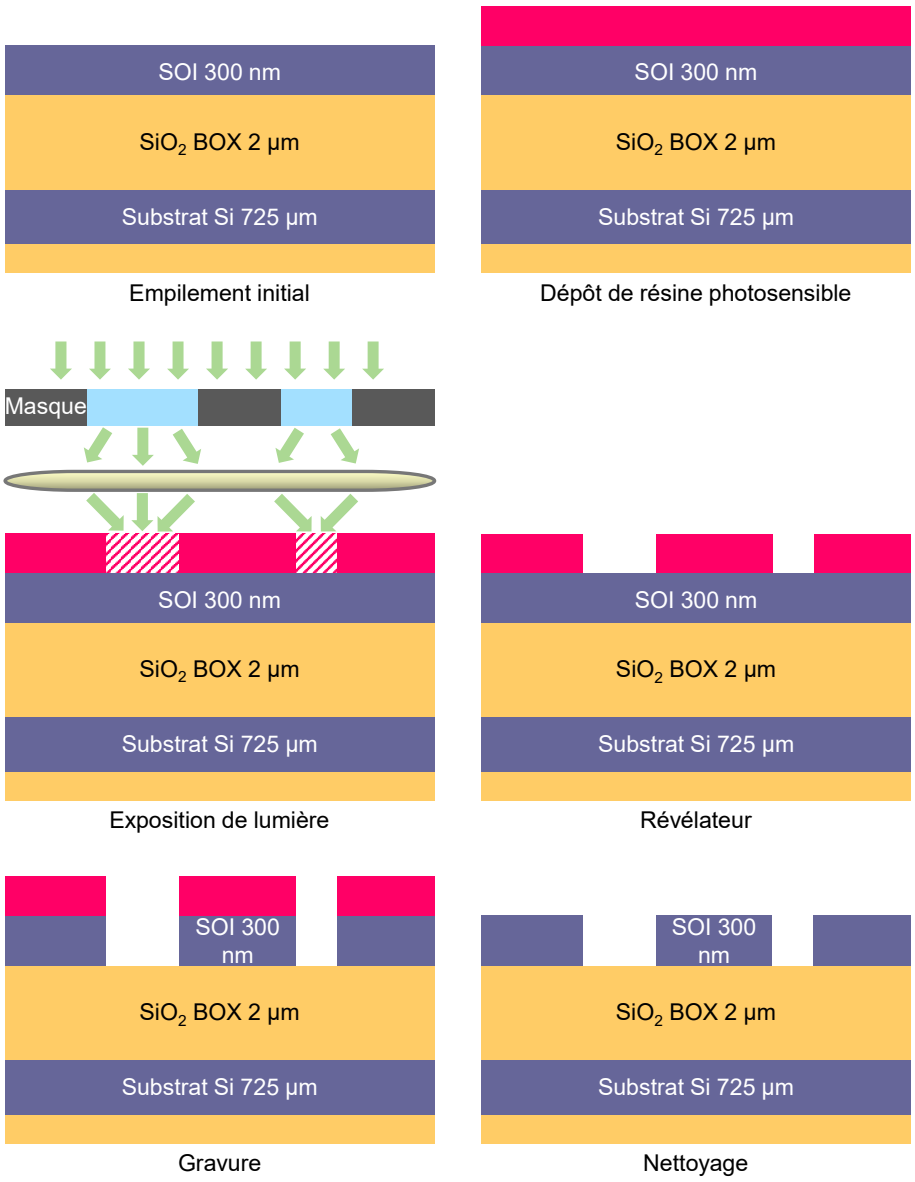

FIGURE 4.17 – Schéma de photolithographie et de gravure d'une couche de silicium.

4.3.1.3 Gravure

Suite à la mise en forme des motifs par le révélateur de la lithographie sur la résine (*cf.* figure 4.17), le processus de gravure permet de transférer les motifs vers les zones où la résine est absente sur la plaque. Pour la gravure, deux aspects clés doivent être pris en compte : la sélectivité du matériau utilisé par rapport au masque dur et l'anisotropie afin d'obtenir des flancs de gravure aussi verticaux que possible.

On distingue deux sortes de gravure. La gravure sèche est une technique qui implique un bombardement par plasma sur une couche mince. Par exemple, pour la gravure des nanofils NbN, nous employons un plasma O_2 dans une machine appelée RIE (également connue sous le nom anglais de *Reactive Ion Etching*). Cette méthode présente le bénéfice que la gravure est anisotrope et donne la possibilité d'obtenir un flanc de gravure vertical. Cependant, ce type de gravure n'est pas très sélective au matériau. C'est pourquoi la vitesse de gravure est essentielle pour ne graver que la couche des motifs sans affecter la couche inférieure.

La gravure humide est la seconde technique. Le bénéfice de la gravure chimique réside dans sa grande sélectivité vis-à-vis du matériau à traiter. Elle aura donc la possibilité de graver uniquement la couche mince d'intérêt sans toucher la couche inférieure. Toutefois, ce genre de gravure est isotrope, signifiant que les flancs de la couche mince seront également gravés. Dans notre situation, la gravure humide est employée pour ouvrir l'encapsulation de SiO_2 sur le pavé de contact NbN. Ceci nous offre la possibilité de préserver la fine couche de NbN de quelques nanomètres tout en conservant une surface intègre (voir section 4.3.3).

Une fois la couche gravée pour créer nos motifs finaux, il est nécessaire de retirer le reste de la résine de lithographie. Ainsi, nous effectuons un nettoyage de la résine (également connu sous le nom de *stripping* en anglais). À l'instar de la gravure, le stripping se divise en deux catégories : sec (habituellement un plasma O_2) et humide. Par exemple, pour nettoyer la résine négative de la lithographie par faisceau d'électrons, nous employons un nettoyage humide contenant du diméthylsulfoxyde (DMSO) et du HF.

4.3.2 Plateformes Photoniques du CEA-Leti

Deux plateformes photoniques sont couramment employées au CEA-Leti pour l'intégration de composants et de systèmes fonctionnels en photonique intégrée : le SOI et le SiNOI. Les applications photoniques et les gammes spectrales de fonctionnement de ces deux plateformes diffèrent. C'est la raison pour laquelle, afin de satisfaire les exigences de la photonique quantique intégrée, nous avons conçu l'incorporation de SNSPDs sur ces deux plateformes.

4.3.2.1 Silicium sur Isolant (SOI)

L'élaboration de circuits photoniques à l'aide de guides d'onde en silicium repose sur des plaques SOI commerciales de 200 mm de diamètre, issues de la technologie *Smart Cut*^{TM} de *Soitec* [218]. Dans notre situation, nous employons des *wafers* SOI 310, ce qui signifie que l'épaisseur du silicium supérieur est de 310 nm avec une couche d'oxyde enterré (BOX) de 2 μm.

La figure 4.18 présente en détail le processus de fabrication des guides d'onde en Si sur la plaque SOI [81], [207], [219], et les étapes clés de nano-fabrications sont exposées ci-après :

1. Un lot fabriqué en salle blanche comprend 25 plaques de diamètre 200 mm de SOI 310 nm avec 2 μm de SiO_2 BOX.
2. La surface du SOI est désoxydée par le HF, suivie d'une oxydation de 10 nm de Si pour obtenir une épaisseur finale de 300 nm. Un film fin d'une centaine de nanomètres de Si_3N_4 (en vert) qui servira de masque dur est déposé par LPCVD. Cette couche sera utilisée pour la photolithographie et la gravure des guides d'onde *strip* en Si. Elle offre également la possibilité de préserver l'état de surface du SOI afin de réduire des pertes de propagations.
3. Une première photolithographie DUV et une gravure sèche sont effectuées pour créer les guides d'onde *mid-rib* (voir section 2.3).
4. La deuxième étape consiste en une photolithographie DUV et une gravure sèche jusqu'au BOX pour créer les guides d'onde *strip*. Un recuit est réalisé pour lisser les bords du guide d'onde Si.
5. Dépôt PECVD de SiO_2 HDP d'une épaisseur supérieure à 300 nm.
6. Réalisation d'un CMP avec arrêt sur le masque dur en SiN pour planariser l'état de surface.

7. Encapsulation finale de SiO_2 HDP avec une épaisseur supérieure à 1 μm.

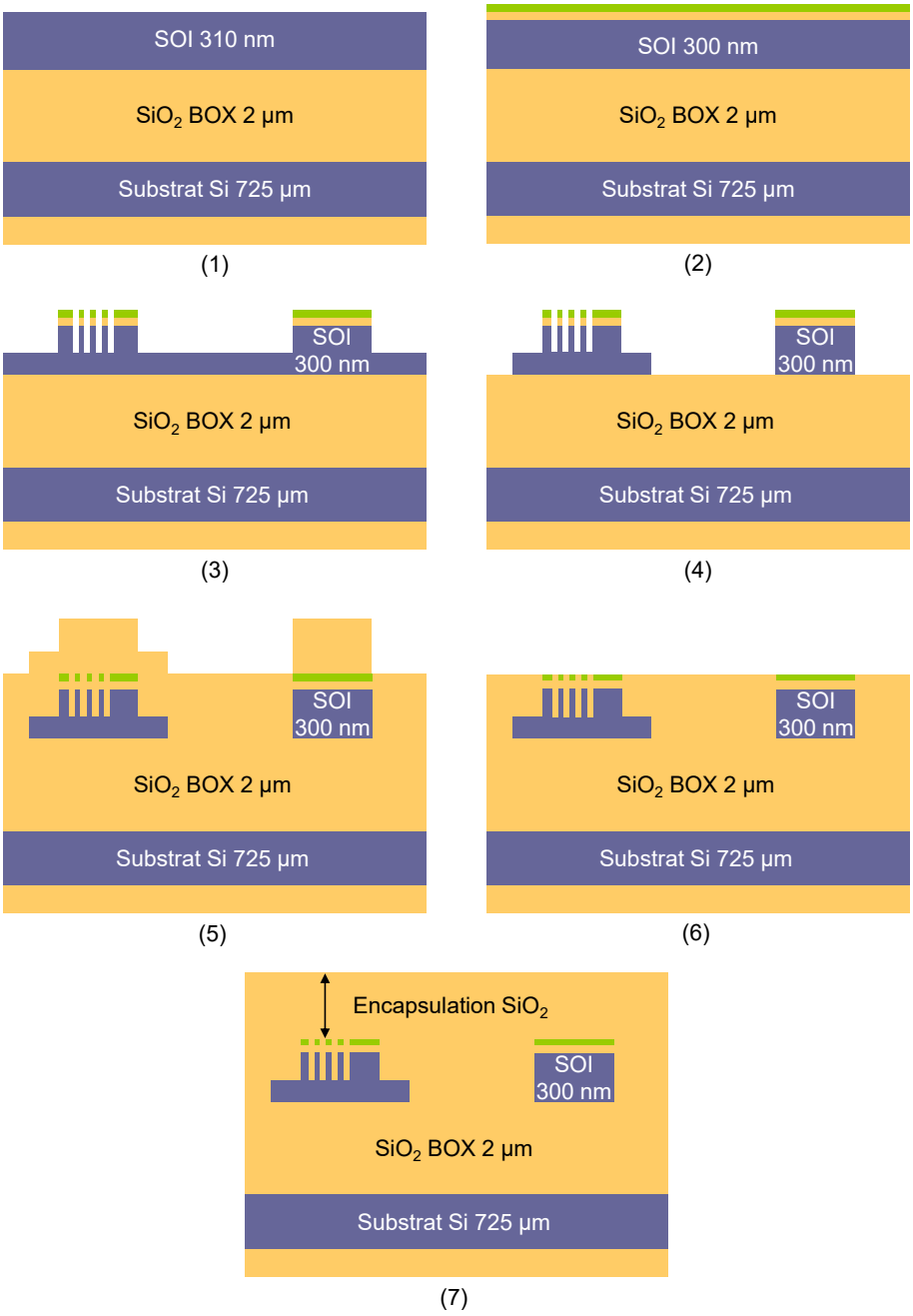

FIGURE 4.18 – Illustration schématique des principales étapes technologiques pour la nano-fabrication de guides Si sur des plaques SOI de 200 mm de diamètre : résumé des principales étapes de fabrication.

4.3.2.2 Nitrure de Silicium sur Isolant (SiNOI) - ULL SiN

Pour sa part, la seconde plateforme photonique SiNOI est basée sur des plaques de silicium monocristallines d'un diamètre de 200 mm. Il est donc nécessaire de créer le BOX et la fine couche de Si_3N_4 utilisée pour les guides d'onde photoniques.

Le processus de fabrication des guides d'onde en SiN sur la plaque de Si est détaillé dans la figure 4.19. C'est précisément sur cette plateforme que le SiN à Ultra Faible Perte (ULL) est développé. Voici les étapes cruciales de la nano-fabrication :

1. Nettoyage du substrat Si en utilisant du HF, puis une oxydation thermique sous vapeur d'eau est effectuée afin d'obtenir un SiO_2 BOX de 3 μm d'épais. La durée de l'oxydation est d'environ 20 heures.
2. Photolithographie DUV et gravure sèche pour former des cavités dans le BOX. Ces cavités d'oxyde empêchent la formation de fissures dans le SiN en surface, qui est fortement soumis aux contraintes mécaniques.
3. Dépôt LPCVD de 800 nm de Si_3N_4 sur les deux faces de la plaque [44], [203].
4. Photolithographie DUV et gravure sèche des guides d'onde *strip* et des *dummies* [1] à travers toute la plaque. Les cavités dans l'oxyde et les *dummies* contribuent à harmoniser la lithographie, la gravure, à prévenir la création de fissures et à instaurer une couche d'arrêt pour le CMP. Pour prévenir la délamination du SiN et du SiO_2 en face arrière de la plaque, il est nécessaire de procéder à leur retrait. Enfin, réalisation d'un recuit pour lisser les flancs des guides d'onde en SiN et ainsi améliorer les pertes de propagations.
5. Dépôts successifs de SiO_2 TEOS et HDP, pour un total d'épaisseur de 5.5 μm. L'objectif de ce cycle de dépôt est d'assurer une encaspulation des guides d'onde et de compenser la face arrière qui a déjà été retirée. S'ensuit la réalisation de recuit thermique pour densifier l'oxyde.
6. Pour minimiser la rugosité de surface des guides, réalisation d'un Polissage Mécanique et Chimique jusqu'à la surface du Si_3N_4.
7. Dépôt PECVD de SiO_2 HDP entre 1 et 2 μm pour l'encapsulation.
8. Pour créer les tranchées, les facettes et les suspensions des EDC, il est nécessaire de procéder à une photolithographie et à une gravure sèche profonde de l'oxyde et du silicium jusque dans le substrat.

1. Matrice de pavés/plots

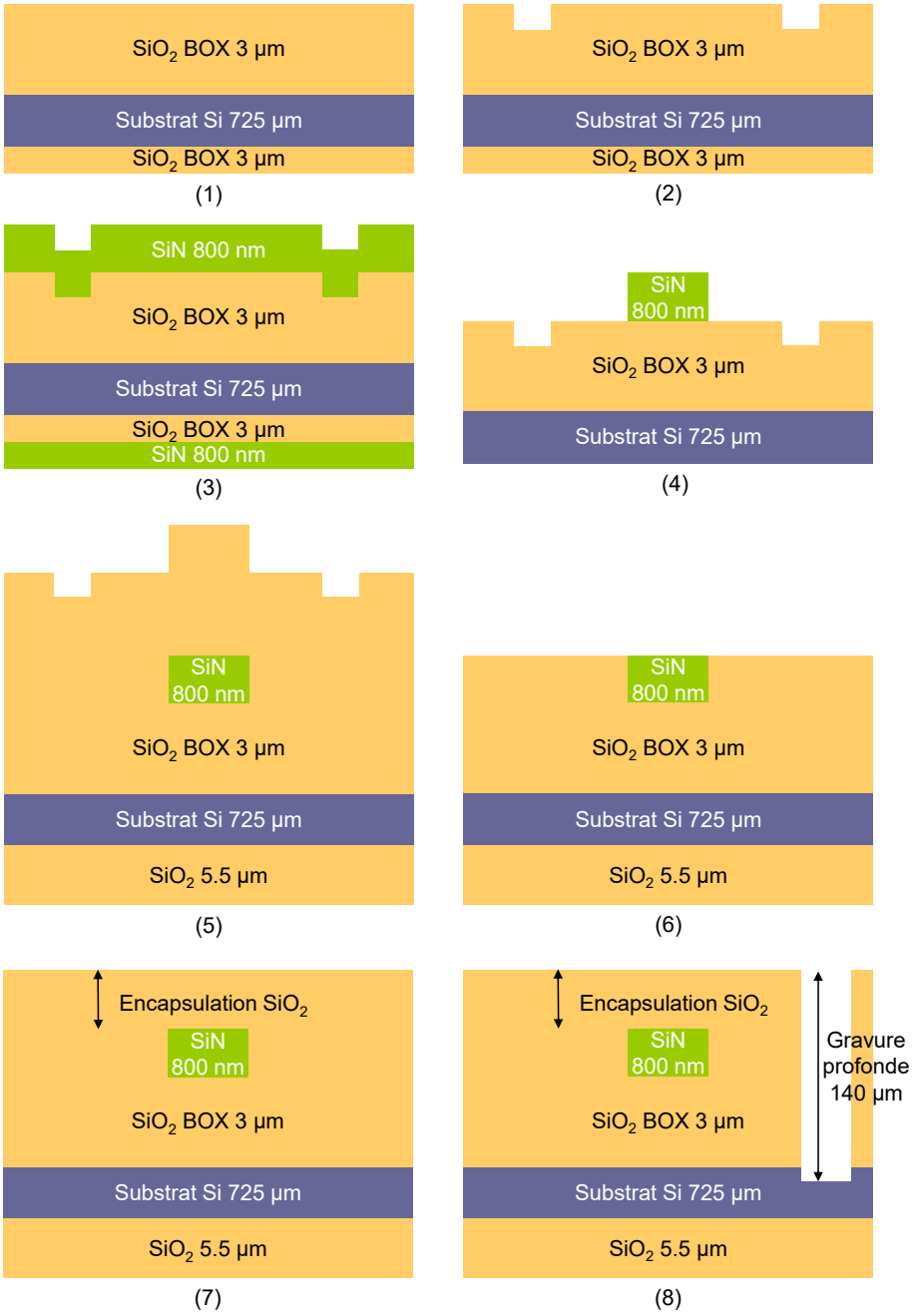

FIGURE 4.19 – SiNOI pour la plateforme ULL SiN sur plaque 200 mm : résumé des principales étapes de fabrication.

4.3.3 Processus de Fabrication des SNSPDs

L'intégration des nanofils NbN a été réfléchie pour trois plateformes photoniques distinctes : SOI à 1550 nm, SiNOI à 925 nm et SiNOI à 1550 nm.

Dans ce contexte, les trois plateformes partagent le même processus de fabrication de la brique technologique supraconductrice. Après avoir réalisé les niveaux de guides d'onde des plateformes du CEA-Leti, décrits en partie 4.3.2.1 pour le SOI et en partie par 4.3.2.2 pour le SiNOI, nous entamons la nano-fabrication des nanofils. L'empilement technologique des guides d'onde de base et son état de surface est résumé dans la figure 4.20.

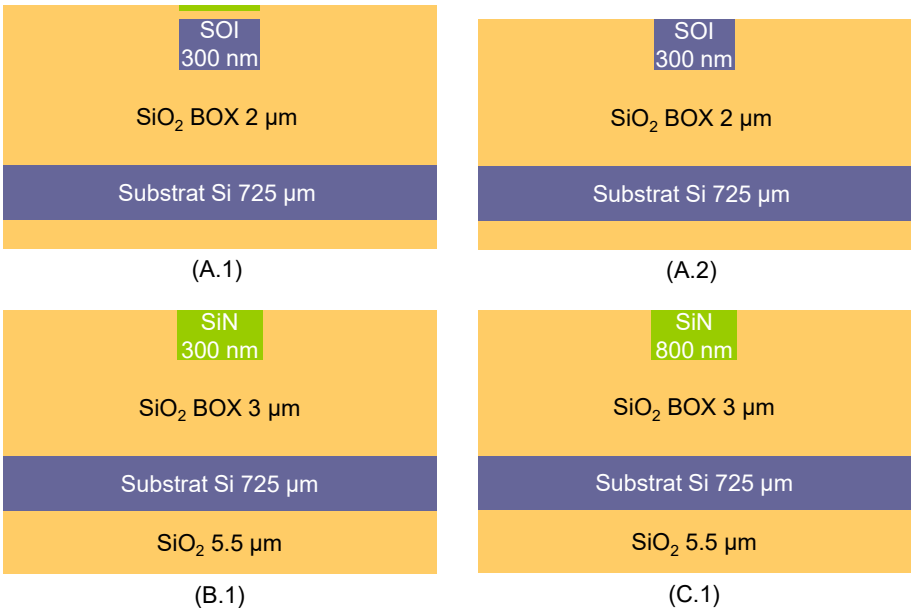

FIGURE 4.20 – Préparation de l'état de surface des plateformes sur SOI et SiNOI pour la suite du processus de fabrication de la brique technologique supraconducteur. A : pour SOI à 1550 nm ; B : pour SiNOI à 925 nm ; C : pour SiNOI à 1550 nm.

Dans le cas des SNSPDs sur SOI, nous débutons par l'étape (6) de la figure 4.18 et effectuons un CMP sur le masque dur SiN afin de le retirer. En outre, afin d'obtenir une proximité optimale entre les nanofils NbN et le guide d'onde Si, tout en tirant parti des caractéristiques cristallines du Si pour son empilement avec l'AlN et le NbN (voir section 3.1), nous éliminons la fine couche d'oxyde thermique de 10 nm de SiO_2 en réalisant un plasma à polarité inversée [189].

En ce qui concerne les SNSPDs sur SiNOI, nous commençons par la figure 4.19, qui suit l'étape de CMP (étape (6)). Dans le cas de l'empilement (B.1) illustré dans la figure 4.20, le processus de fabrication des guides SiN reste identique à celui de l'empilement (C.1), mais pour une épaisseur réduite de 300 nm.

Après avoir optimisé les états de surface des guides d'onde, nous sommes en mesure de procéder à la nano-fabrication des nanofils NbN. Pour faciliter la compréhension, la figure 4.21 illustre les processus de fabrication des nanofils communs sur les trois plateformes photoniques. Elle inclut le niveau hachuré « WG » qui peut s'apparenter à une couche de Si ou de SiN. Les étapes de fabrication se déroulent comme suit :

1. Empilement contenant les guides d'onde Si ou SiN non encapsulés de SiO_2.
2. Dépôt PVD à pulvérisation cathodique à courant continu de 10 nm d'AlN (violet).
3. Dépôt DC *magnetron sputtering* PVD de 5 à 7 nm de NbN (gris), selon les plaques. Ces deux séries se conforment aux méthodes de dépôt élaborées au cours de la thèse de Raouia Rhazi [189], [209], et visent également à optimiser le comportement supraconducteur du film fin de NbN, décrit en partie par 3.1.
4. La lithographie à faisceau d'électrons est utilisée pour dessiner les nanofils sur une résine négative ($CD_{min} = 70\,nm$) et la gravure sèche est effectuée au plasma O_2.
5. Dépôt PECVD de SiO_2 TEOS de 650 nm pour l'encapsulation.

6. L'ouverture de l'oxyde par la photolithographie DUV permet un contact électrique entre les nanofils NbN et le niveau métal supérieur. Pour cela, on effectue une gravure sèche partielle en plasma O_2 d'environ 500 nm pour créer des flancs d'encapsulation verticaux.
7. Gravure humide pour éliminer les 150 nm d'oxyde restant. Cette gravure présente une grande sélectivité du matériau et empêche de traverser la couche mince de NbN.
8. Dépôt PVD de 30 nm de Ti/TiN, 650 nm d'AlCu (bleu), et enfin 30 nm de Ti/TiN. Cette dernière fine couche protège l'AlCu contre l'oxydation.
9. On utilise la photolithographie DUV pour révéler les pavés de contact sur la surface avant d'effectuer une gravure sèche.

La photolithographie et la gravure profonde des coupleurs par la tranche sont également effectuées pour les plateformes sur SiNOI, comme le montre l'étape (8) de la figure 4.19.

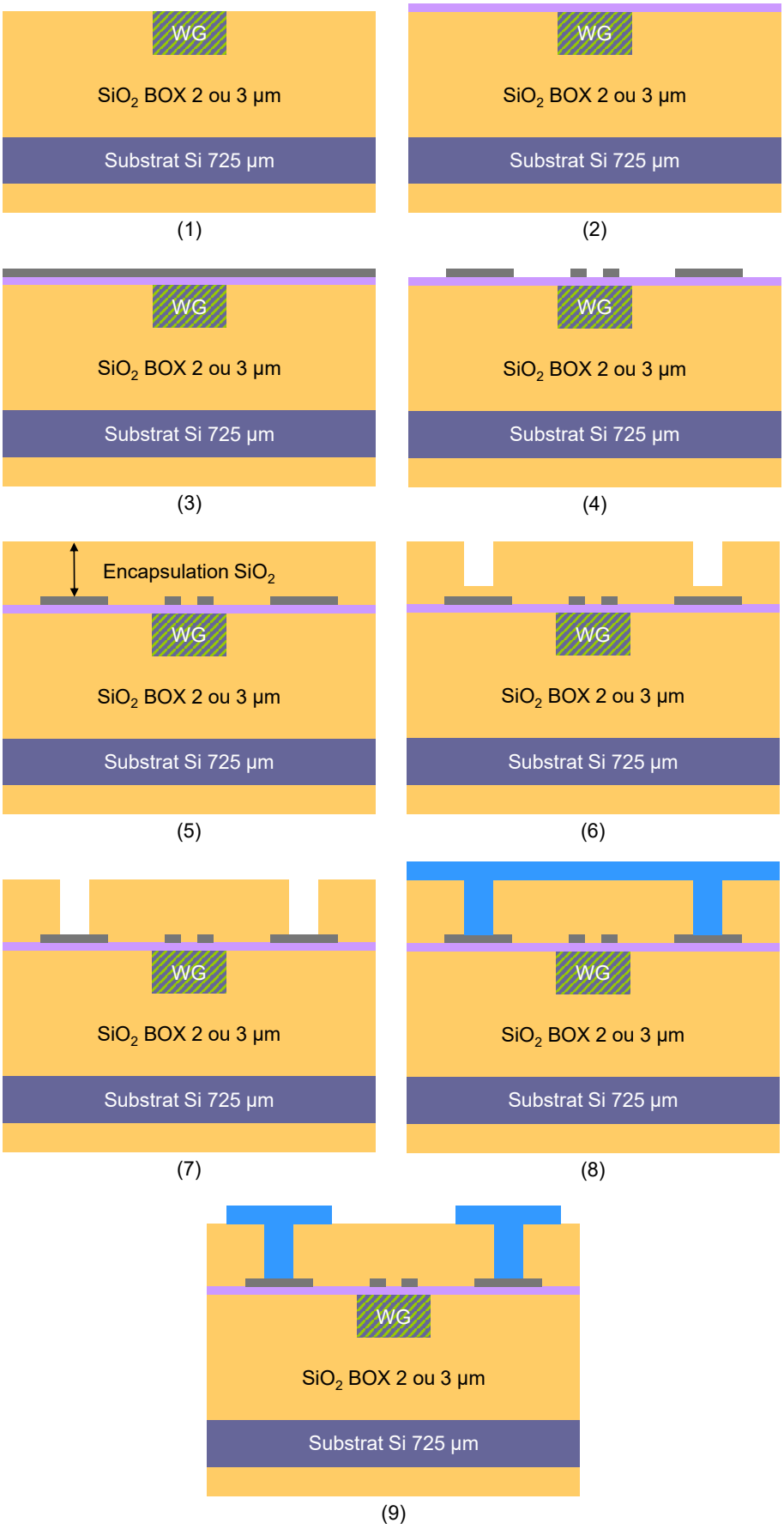

FIGURE 4.21 – Processus de fabrication des nanofils en NbN pour SOI et SiNOI sur plaque de 200 mm de diamètre.

4.3.4 Contrôles Morphologiques et Métrologiques

Les *wafers* sont fabriqués sur la ligne pilote 200 mm du CEA-Leti en utilisant des carnets de lots. Ceux-ci sont réalisés par des responsables d'intégration filières afin de choisir et vérifier le bon enchaînement d'étapes de fabrication, de contrôler la compatibilité des niveaux de contamination et d'instaurer des étapes de métrologie à des moments clés de nano-fabrication. Jonathan Faugier-Tovar, ingénieur-chercheur et responsable intégration filière, a été l'auteur de ces carnets de lots pour la réalisation de nos SNSPDs.

Les contrôles morphologiques et métrologiques peuvent se décliner sous différentes formes telles que :

- L'ellipsométrie est une technique optique utilisée pour évaluer l'épaisseur d'une couche mince de matériau en connaissant son indice de réfraction. Celle-ci est principalement utilisée pour contrôler l'épaisseur des dépôts des couches minces (SiO_2, Si, Si_3N_4, AlCu). Pourtant, en ce qui concerne l'AlN et le NbN, ces couches sont si fines que nous ne pouvons pas employer cette méthode. Ainsi, nous optons pour une méthode plus élémentaire : la pesée avant et après le dépôt.
- La Microscopie à Force Atomique (AFM) permet de visualiser localement une aire afin de déterminer sa topographie de surface (rugosité et marche) en utilisant l'interaction des forces d'attraction/répulsion des atomes avec une pointe métallique de quelques nanomètres. La résolution d'altitude de cette technique peut atteindre quelques dizaines de picomètres.
- La Microscopie Électronique à Balayage (MEB) est une technique de microscopie de haute résolution capable d'observer des motifs de quelques dizaines de nanomètres en exploitant l'interaction électrons-matière.
- La Microscopie Électronique en Transmission (TEM), aussi une technique de microscopie par faisceau d'électrons, permet d'avoir une résolution exceptionnelle jusqu'à l'observation de plans atomiques pour des échantillons ultra-minces (voir partie 3.1).

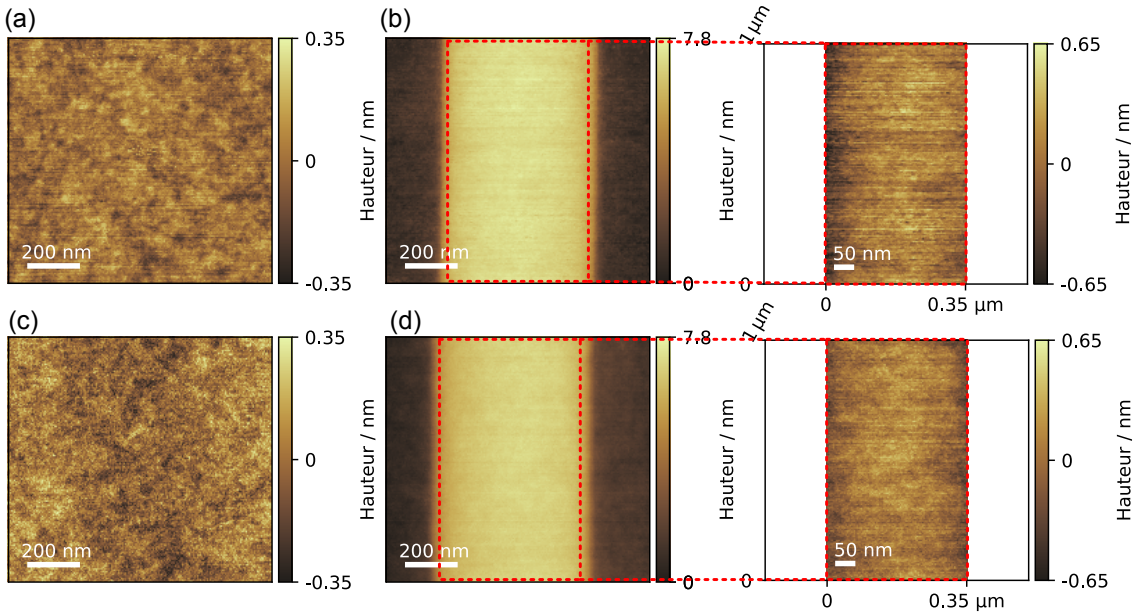

FIGURE 4.22 – Rugosité de surface des couches de Si_3N_4 après CMP (étape (1) en figure 4.21) sondée par AFM : (a) sur une boîte de mesure sur OH10 (SiNOI à 925 nm) ($R_q = 0.08 \pm 0.05$ nm) ; (b) sur un guide d'onde de OH10 avec l'encart qui représente la zone de mesure sur le guide ($R_q = 0.28 \pm 0.05$ nm) ; (c) sur une boîte de mesure sur OH11 (SiNOI à 1550 nm) ($R_q = 0.11 \pm 0.05$ nm) ; (d) sur un guide d'onde de OH11 avec l'encart qui représente la zone de mesure sur le guide ($R_q = 0.29 \pm 0.05$ nm).

Une fois que le niveau guide d'onde a été réalisé, comme illustré dans la figure 4.20, nous vérifions la morphologie des guides d'onde avant les dépôts d'AlN et de NbN en effectuant un scan par AFM. L'objectif de cette analyse morphologique est d'évaluer la rugosité quadratique moyenne

(R_q) de la surface du guide d'onde. Chaque image est construite à partir de scans à une fréquence de 2 Hz sur une zone carrée de $1 \times 1\,\mu m^2$. La pointe AFM a un rayon de 5 nm et une résolution d'altitude de 50 pm pour mesurer la hauteur de surface. On analyse les cartes AFM en utilisant le logiciel *Gwyddion*. Les mesures de rugosité sur un guide d'onde et sur une boîte de mesure spécialement conçue pour les deux plateformes photoniques sur SiNOI sont illustrées dans la figure 4.22. De plus, nous avons effectué des mesures d'ellipsométrie avant ces étapes afin de vérifier la bonne épaisseur de SiN déposée : 300 nm pour OH10 et 800 nm pour OH11.

L'utilisation du CMP sur le SiN permet d'obtenir une rugosité de surface extrêmement faible, d'une centaine de picomètres. De ce fait, il est possible d'obtenir des pertes de propagation des guides d'onde très faibles, tout en évitant le transfert d'une morphologie rugueuse du SiN vers les couches d'AlN et de NbN sur toute la plaque. Les valeurs des moyennes quadratiques de rugosités (R_q) diffèrent d'un facteur 2 entre le scan dans la boite de mesure spécifique (figure 4.22 (a) et (c)) et le scan sur le guide d'onde (figure 4.22 (b) et (d)). Effectivement, on observe un affaissement aux abords du guide sur les figures (b) et (d). En d'autres termes, il y a un affaissement de l'oxyde d'encapsulation qui entraîne la formation d'une petite marche par rapport au guide d'environ 8 nm. Nous avons choisi de mesurer la rugosité sur ces deux scans au sein de l'aire supérieure où l'affaissement n'est pas visible. L'ordre de grandeur de cette variation de rugosité n'est pas significatif par rapport à la résolution de l'AFM, qui est de 50 pm.

Par la suite, on procède à l'enchaînement de dépôt de 10 nm d'AlN et de 5 nm de NbN. En raison de la faible épaisseur souhaitée, une mesure d'ellipsométrie n'est pas possible. Ainsi, pour déterminer l'épaisseur, nous effectuons une pesée des plaques avant et après dépôt, ce qui nous donne une valeur moyenne déposée sur chaque plaque.

Afin d'évaluer de manière précise l'épaisseur de NbN déposée, nous effectuons une mesure de marche par AFM des nanofils après qu'ils aient été gravés et nettoyés (étape 4 dans la figure 4.21). Les trois plateformes photoniques ont été testées et sont illustrées dans la figure 4.23.

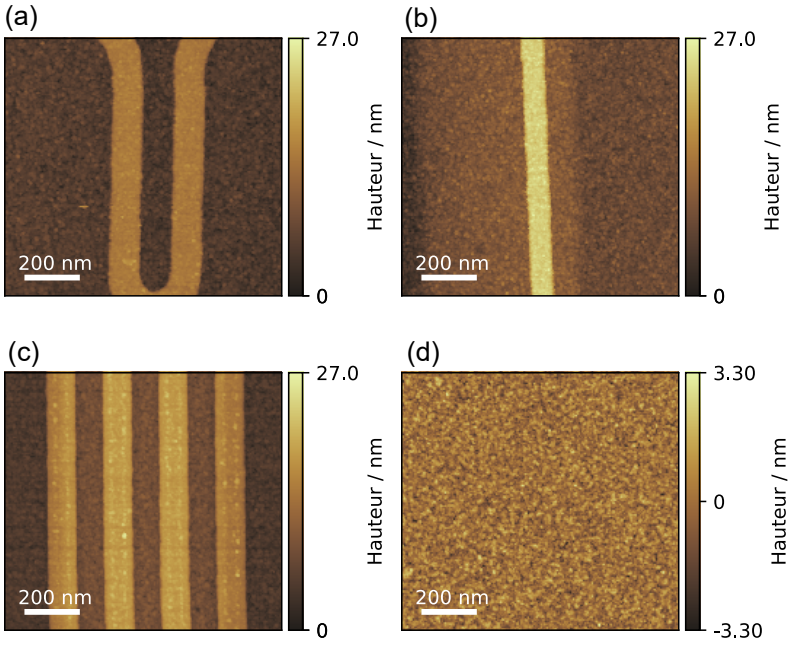

FIGURE 4.23 – Mesures de marches des nanofils (5 nm d'épaisseur de NbN) après lithographie, gravure et *stripping* (étape (4) en figure 4.21) scannées par AFM : (a) sur un nanofil en U sur TRXX (SOI à 1550 nm) ($\Delta Z = 8\,nm$) ; (b) sur un nanofil droit sur OH10 ($\Delta Z = 10\,nm$) ; (c) sur un nanofil en W sur OH11 ($\Delta Z = 9\,nm$). (d) Rugosité de surface de la couche d'AlN à la même étape pour le SiNOI à 1550 nm ($R_q = 1.12 \pm 0.05\,nm$).

Les trois échantillons scannés (fig. 4.23 (a), (b) et (c)) présentent une hauteur de marche après gravure du NbN supérieure de 3 à 5 nm par rapport à l'épaisseur du NbN visée. En principe, la gravure effectuée devrait se terminer sur la couche d'AlN sous-jacente. Il existe donc deux hypothèses à prendre en compte : soit les épaisseurs de NbN obtenues sont supérieures à celles visées, soit la gravure sèche en plasma O_2 consomme quelques nanomètres d'AlN. La raison pour

laquelle cette dernière hypothèse est plus probable est que les mesures de pesée sont consistantes avec l'épaisseur visée. De plus, la gravure sèche n'est pas sélective pour s'arrêter sur l'AlN. Celle-ci est contrôlée en temps. La rugosité de surface de l'AlN après la gravure NbN est mesurée en dehors d'une zone de nanofil, comme illustré dans la figure 4.23 (d). On observe pour l'AlN après gravure du NbN une dégradation significative de R_q d'environ 1 nm par rapport à l'état de surface avant le dépôt (voir figure 4.22 (c)) qui peut entraîner une augmentation des pertes de propagation des guides d'onde (voir section 5.2 pour les caractéristiques des pertes de propagation). Une solution technique a été suggérée afin de minimiser cette retombée néfaste et un brevet est en cours d'élaboration.

Afin de faire disparaître toute incertitude quant à l'épaisseur et à la gravure du NbN, nous effectuons des images TEM de la section transversale d'une zone où un nanofil est placé au-dessus du guide d'onde. La figure 4.24 illustre cette imagerie sur la plateforme SOI. L'acquisition et l'analyse ont été réalisées par Zineb Saghi, ingénieure-chercheuse au CEA-Leti/DPFT.

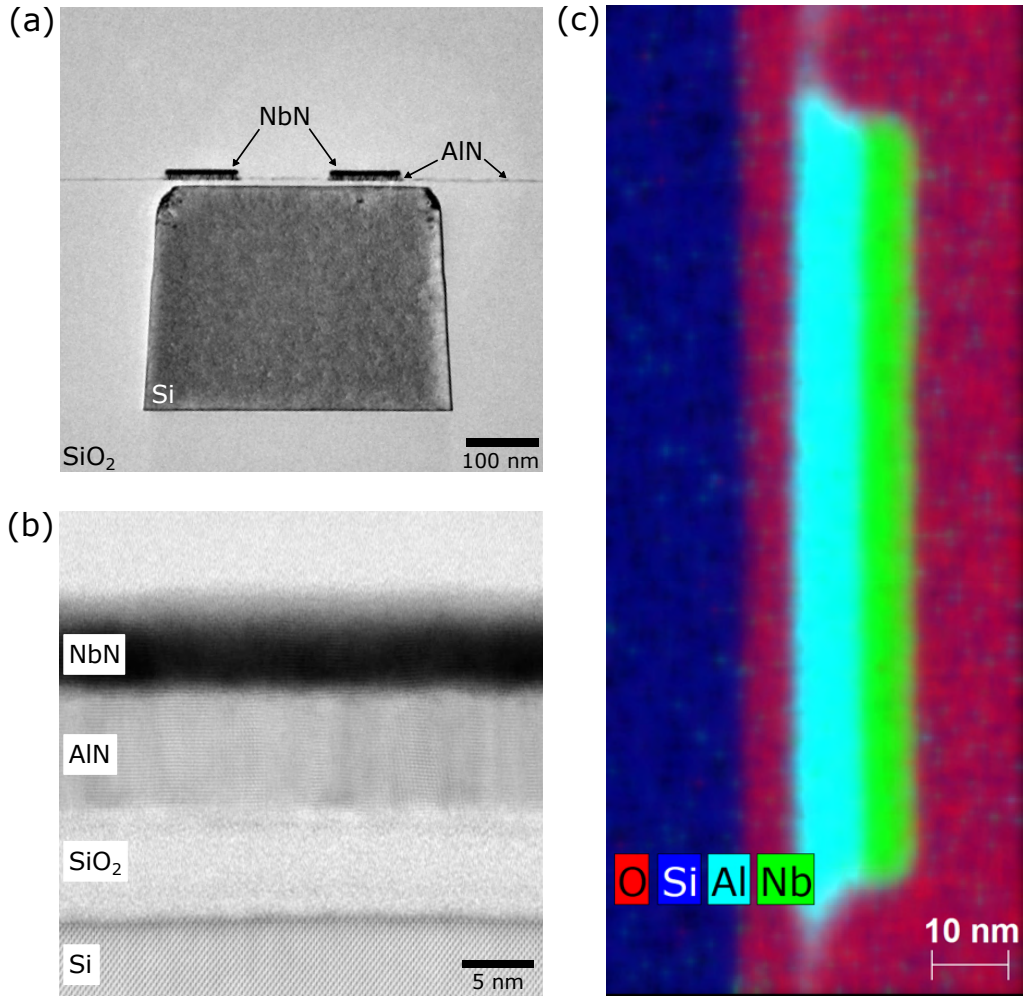

FIGURE 4.24 – (a) Imagerie TEM de la section transversale d'un nanofil en U avec une épaisseur de NbN de 5 nm déposé sur 10 nm d'AlN au-dessus d'un guide en silicium de 300 nm d'épaisseur. (b) Zoom sur la zone supérieure du guide d'onde avec le nanofil réalisé par Microscopie Électronique en Transmission à Balayage (STEM). (c) Spectroscopie de Rayons X à Dispersion d'Énergie (EDX) de l'empilement du nanofil NbN / AlN / SiO_2 / Si pour révéler les éléments chimiques présents.

L'empilement technologique des nanofils sur SOI est illustré dans la figure 4.24 (a). On note un déplacement (non intentionnel) du nanofil en U par rapport au centre du guide dans ce cas particulier. La présence continue de la couche de texturation d'AlN sur une fine couche de SiO_2 est également observée. Au-dessus du guide Si, on observe une fine couche de SiO_2 résiduelle d'une épaisseur d'environ 6 à 7 nm sur l'image zoomée en (b). Elle aurait dû disparaître lors des étapes de préparation de l'état de surface illustrée dans la figure 4.20 afin de garantir la relation épitaxiale

entre le Si, l'AlN et le NbN (voir section 3.1). Toutefois, grâce à la technologie SOI, cette couche tampon permet de préserver le bon état de surface du guide Si, limitant par conséquent les pertes de propagation. Sur cette même figure, nous pouvons observer la texturation du NbN selon la direction verticale de l'AlN (étude menée en partie 3.1). Les épaisseurs de NbN et d'AlN obtenues correspondent exactement aux dimensions souhaitées lors du processus de fabrication, respectivement 5 nm et 10 nm. En observant la figure 4.24 (c), l'analyse EDX révèle les éléments chimiques correspondant à notre empilement. Cette étude indique que la couche d'AlN aux alentours du NbN subit une gravure partielle lors de la formation des nanofils. C'est la raison pour laquelle, lorsqu'on mesure les différences de marches des nanofils dans la figure 4.23, on constate une profondeur de gravure pouvant atteindre 9 nm. Les mesures d'AFM concordent avec l'épaisseur restante d'AlN d'environ 1 nm. En outre, nous constatons que la fine couche de NbN ne subit aucune détérioration durant le processus de gravure, puisqu'elle conserve son épaisseur de 5 nm. L'analyse EDX révèle également un faible (moins de 1 nm) re-dépôt d'atomes d'aluminium sur la face supérieure du NbN. Cette contamination pourrait survenir au moment du *stripping* de la résine négative qui a conduit à l'écriture des nanofils.

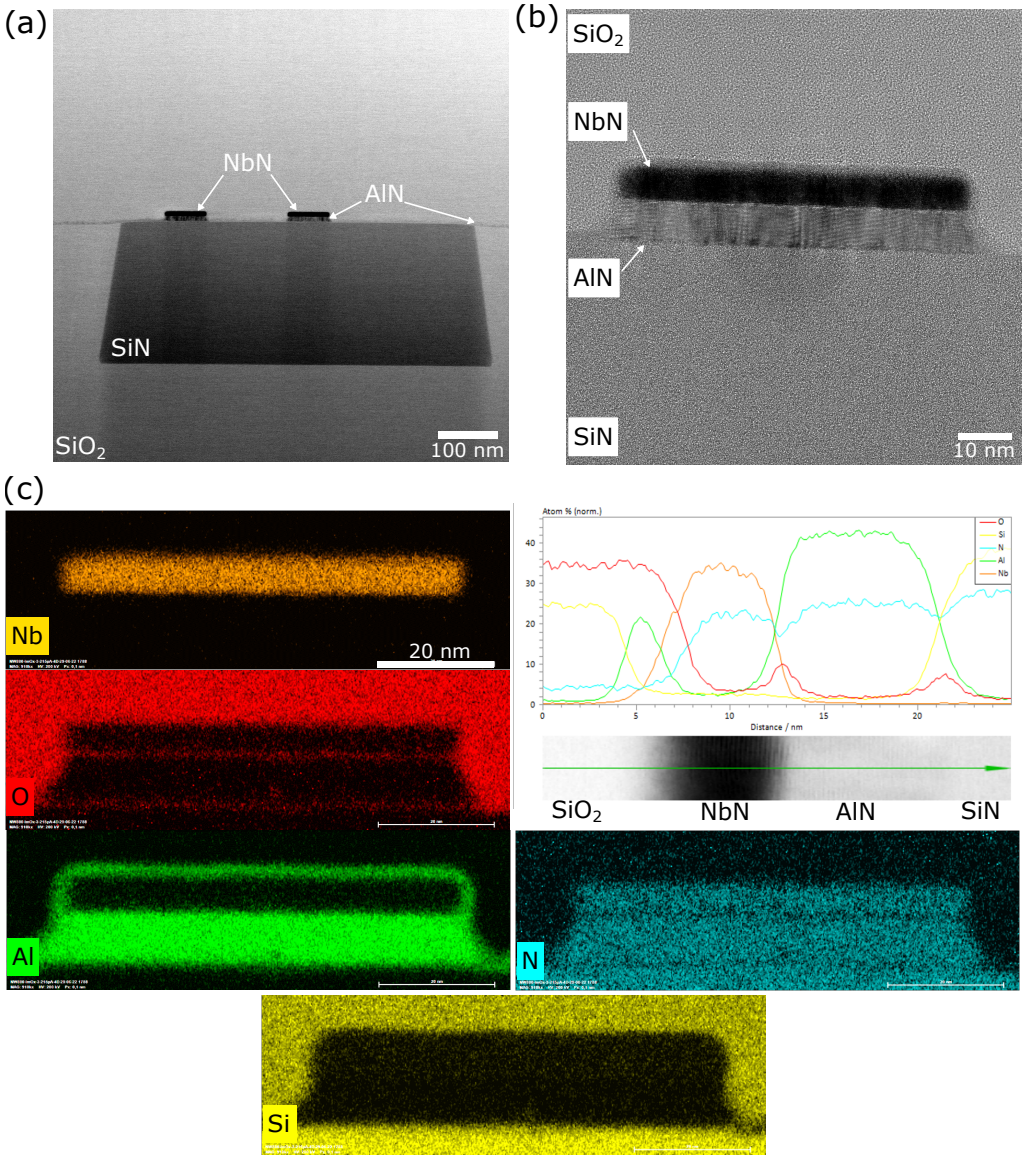

FIGURE 4.25 – (a) Imagerie TEM de la section transversale d'un nanofil en U avec une épaisseur de NbN de 5 nm déposé sur 10 nm d'AlN au-dessus d'un guide en nitrure de silicium de 300 nm d'épaisseur. (b) Imagerie STEM sur la zone supérieure du guide d'onde avec le nanofil gravé. (c) EDX de l'empilement du nanofil NbN / AlN / SiN pour révéler les éléments chimiques présents (Nb, O, Al, N et Si). Profil de l'EDX selon la direction verticale.

Une étude TEM similaire a été effectuée pour un nanofil en U sur la plateforme photonique SiNOI à 925 nm illustrée dans la figure 4.25. On note un déplacement (toujours non intentionnel) du nanofil en U par rapport au centre du guide, comme indiqué dans la figure 4.25 (a). En ce qui concerne la géométrie, le guide d'onde possède une épaisseur considérablement plus mince de 240 nm, représentant une réduction de 60 nm de SiN qui a été consommée pendant l'étape de CMP. Le guide présente une largeur de 600 nm sur sa face supérieure et de 670 nm à sa base, ce qui entraîne un angle latéral de 82°. Les dimensions du nanofil illustrées en figure 4.25 (b) indiquent une épaisseur de NbN de 6 nm et une largeur de 67 nm déposée sur la couche de texturation d'AlN d'une épaisseur approximative de 8 nm. Ces dimensions sont en accord avec les épaisseurs et les motifs ciblés. Toutefois, une mince couche d'AlN de 1 à 2 nm d'épaisseur demeure sur l'ensemble de la surface (voir figure 4.25 (a) et (c)) ; celle-ci est rugueuse suite à la sur-gravure des nanofils. En outre, l'analyse EDX présentée dans la figure 4.25 (c) montre un re-dépôt d'aluminium au-dessus du nanofil de NbN. On constate qu'il y a très peu d'oxydation de la couche d'AlN et de NbN, comme le montre le profil EDX et l'image indexée selon O.

Après l'analyse des empilements des couches minces, nous vérifions dans le même temps la topographie et les dimensions des nanofils après gravure et *stripping*. Pour ces étapes, nous utilisons la Microscopie Électronique à Balayage (MEB) qui permet de visualiser une grande quantité et diversité de motifs à travers toute la plaque tout en ayant une résolution de quelques dizaines de nanomètres.

L'utilisation du *Critical Dimension SEM (CD-SEM)* est une première méthode pour contrôler les dimensions souhaitées des nanofils, qui consiste en la collecte d'images MEB et une reconnaissance automatiquement des dimensions d'espace et de ligne d'un motif. Le bénéfice de cette méthode est qu'elle permet d'examiner des centaines de motifs dispersés sur toute la surface. Ces mesures ont été effectuées sur toutes les plaques de chaque plateforme photonique. Cette étude confirme la qualité de la lithographie par faisceau d'électrons et de la gravure des nanofils.

Au-delà de ces mesures CD-SEM, nous avons effectué l'acquisition d'images MEB de quelques nanofils sur les plaques afin d'examiner leur continuité, leur intégrité et leur alignement avec le guide d'onde. La figure 4.26 représente l'acquisition d'images MEB d'un nanofil en U sur SOI. Toutes les images MEB ont été réalisées avec le soutien de Jonathan Faugier-Tovar.

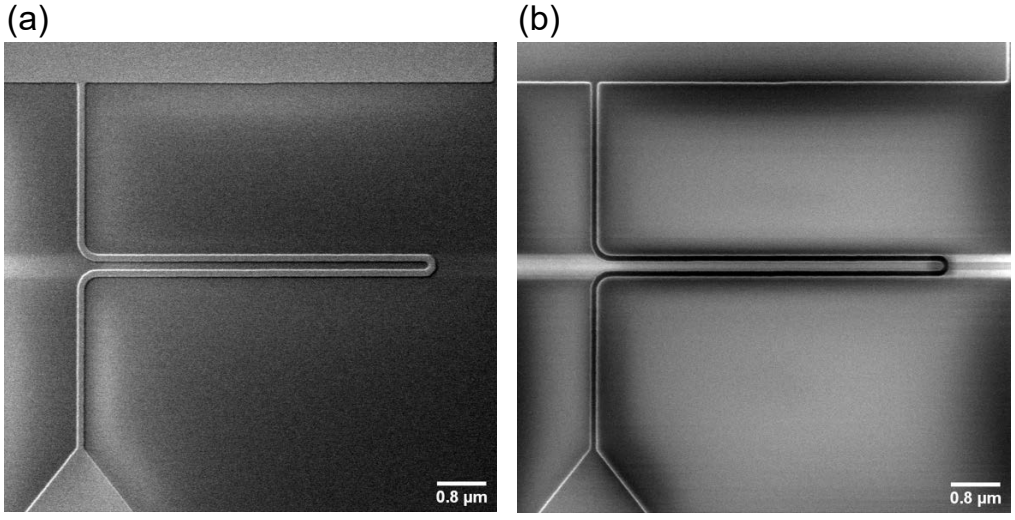

FIGURE 4.26 – Imagerie MEB d'un nanofil en U de longueur $2 \times 5\,\mu$m, de largeur 100 nm, d'espacement 120 nm et d'épaisseur 5 nm au-dessus d'un guide en silicium (TRXX) après lithographie, gravure et *stripping* (étape (4) en figure 4.21). (a) Image par un détecteur d'électrons secondaire qui est sensible à la topographie. (b) Image par un détecteur d'électrons rétro-diffusés qui est sensible au numéro atomique des matériaux.

Les types de nanofil en forme de U, qui ont une largeur de 100 nm et un espacement de 120 nm, comme illustré dans la figure 4.26, ont été testés au CD-SEM sur 4 *wafers* sur plus de 70 composants. Les nanofils ont une largeur moyenne de 103 $\pm$ 5 nm (à 3σ) et un espacement de 116 $\pm$ 5 nm (à 3σ). Ces résultats mettent en lumière une stabilité, une répétabilité et une reproductibilité robuste de la lithographie.

L'image MEB par un détecteur d'électrons secondaires en figure 4.26 (a) montre un nanofil

continu sur toute sa zone active et sans constriction de gravure. Une constriction limiterait grandement le fonctionnement électrique du détecteur à température cryogénique. Quant à l'image (b) réalisée par un détecteur d'électron rétro-diffusé, elle montre que le nanofil ne comporte pas de particules ou d'impuretés. Aussi, le nanofil est aligné par rapport au guide en Si.

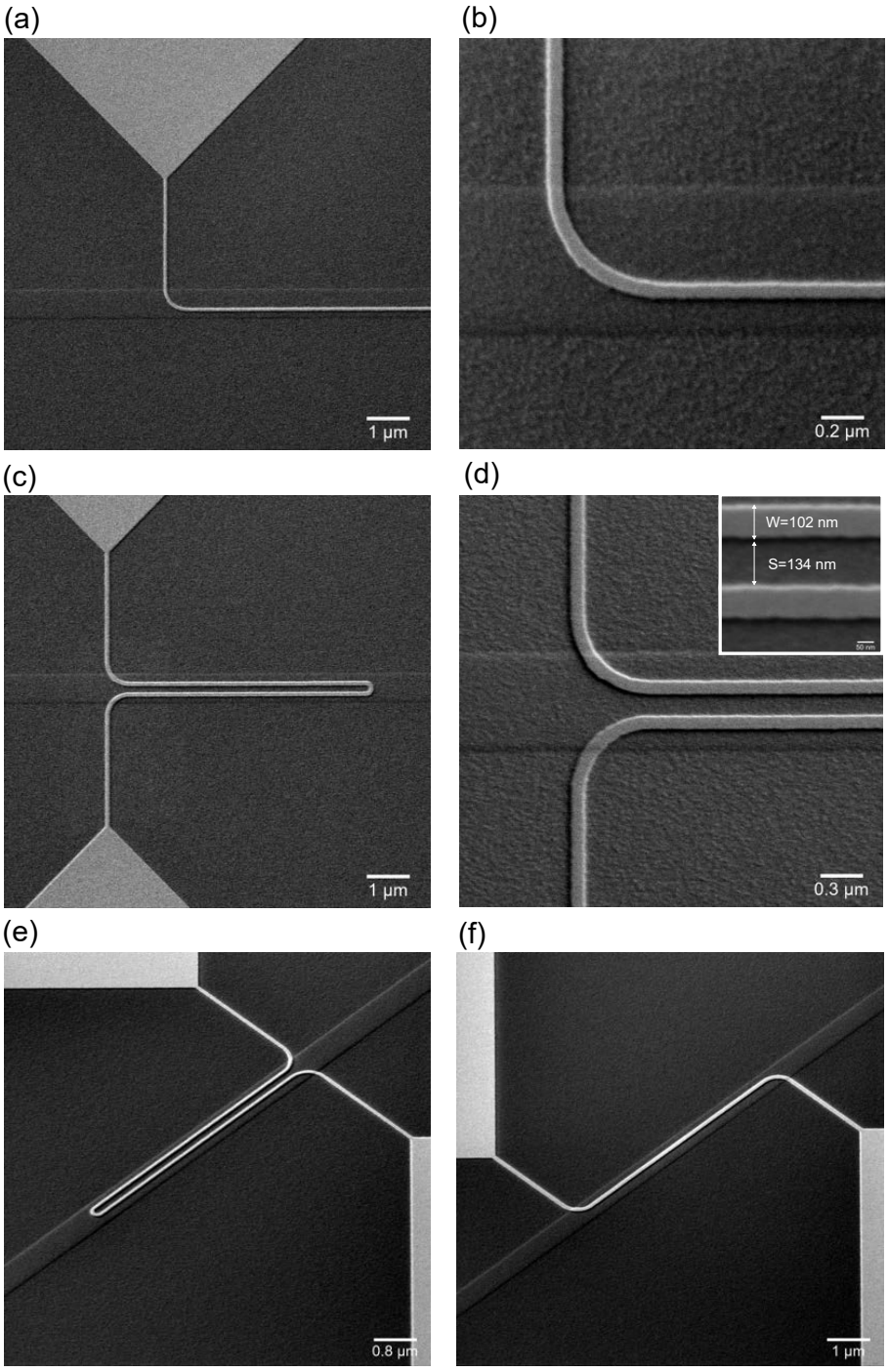

FIGURE 4.27 – Imagerie MEB, à l'aide d'un détecteur d'électrons secondaires, de nanofils au-dessus de guides en nitrure de silicium (OH10). Les nanofils ont tous une largeur de 100 nm et une épaisseur de 5 nm. (a) et (b) nanofil droit de longueur 40 μm. (c) et (d) nanofil en U de longueur $2 \times 5\,\mu$m. Une image zoomée sur le nanofil est présentée dans l'encart en (d). (e) Image inclinée de 45° et pivotée de 225° sur un nanofil en U de longueur $2 \times 5\,\mu$m. (f) Image inclinée de 45° et pivotée de 225° sur un nanofil droit de longueur $5\,\mu$m.

La figure 4.27 présente les images MEB des nanofils sur SiN fin optimisés pour la longueur d'onde de 925 nm. Un nanofil droit, illustré en (a) et son zoom en (b), présente un décalage par rapport au centre du guide SiN situé en dessous. On note un décalage d'environ 60 nm. Cependant, en examinant un nanofil en U de la même plaque (fig. 4.27 (c) et (d)), on constate qu'il n'y a pas de décalage avec un nanofil bien positionné par rapport au centre du guide. Ce décalage ne se manifeste pas de manière constante sur tous les nanofils de la plaque. On ne comprend pas encore entièrement la source de ce désalignement entre les deux niveaux de lithographie (mesure d'*overlay*). L'hypothèse du relâchement des contraintes par le retrait du SiN en face arrière et la compensation d'oxyde, comme illustré dans la figure 4.19, pourrait constituer une réponse. Les images (e) et (f) révèlent nettement l'affaissement du SiO_2 par rapport au guide SiN.

Les analyses CD-SEM effectuées sur le lot OH10 ont révélé des largeurs de nanofils de 80 $\pm$ 2 nm et 100 $\pm$ 3 nm (à 3σ) sur deux plaques ; et de 85 $\pm$ 4 nm et 105 $\pm$ 6 nm (à 3σ) sur deux autres, respectivement pour 80 nm et 100 nm visées.

La figure 4.28 présente des images MEB de nanofils sur SiN ULL conçu pour la longueur d'onde 1550 nm. Les images (a) et (b) des nanofils de forme W et S n'affichent aucun décalage par rapport aux guides d'onde. Sur ces plaques, nous n'avons pas observé de désalignements significatifs contrairement aux *wafers* sur SiN fin (voir figure 4.25 (a)). Néanmoins, on observe un léger affaissement de l'oxyde par rapport au guide en SiN de quelques nanomètres (*cf.* figure 4.28 (c)). Les analyses CD-SEM effectuées sur trois plaques indiquent une largeur moyenne des nanofils de 78 $\pm$ 3 nm (à 3σ) pour une largeur souhaitée de 80 nm.

Une fois que les nanofils ont été encapsulés par l'oxyde, nous effectuons la photolithographie et les gravures partielles afin de créer des plots de contacts sur les pavés de NbN jusqu'à la surface de la plaque (voir les étapes (5) et (7) de la figure 4.21). L'ouverture des plots dans l'oxyde est illustrée par l'imagerie MEB présentée en figure 4.29. L'illustration (a) présente une gravure sèche partielle qui a traversé le pavé de contact en NbN. Des trous sont identifiés sur les extrémités, cependant, la gravure n'a pas traversé tout le pavé de contact en NbN, ce qui garantit sa fonctionnalité. L'image (b) illustre les gravures partielles maîtrisées. Sur cette dernière image, on observe bien l'effet de la gravure humide qui grave de manière isotrope l'oxyde avant de s'arrêter sur le NbN.

Au terme de cette étape, nous procédons au dépôt du métal AlCu, à sa photolithographie et à sa gravure. La figure 4.30 présente des images au microscope optique qui illustrent le *back-end* du Bloc 2 de WI-SNSPD sur SOI (voir la conception en partie 4.14).

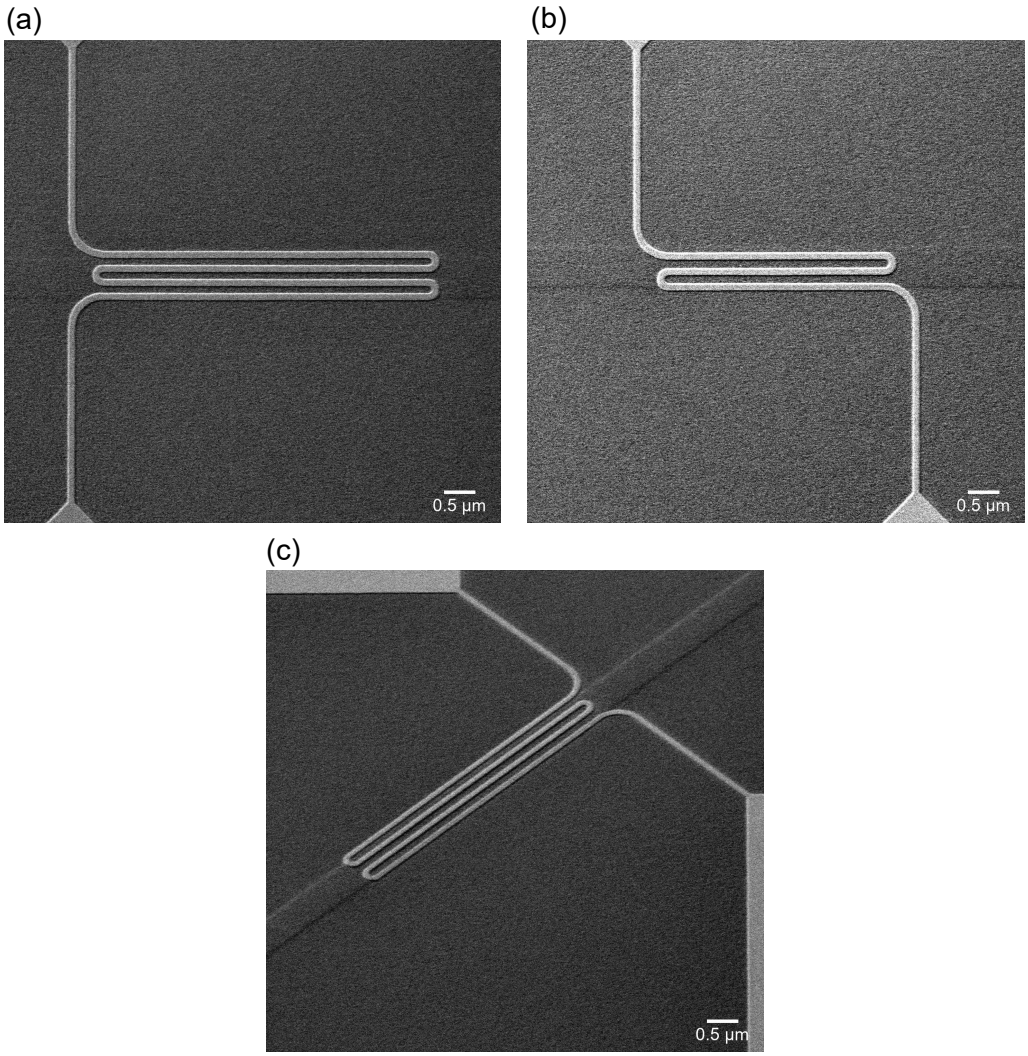

FIGURE 4.28 – Imagerie MEB, à l'aide d'un détecteur d'électrons secondaires, de nanofils au-dessus de guides en SiN ULL (OH11). Les nanofils ont tous une largeur de 100 nm et une épaisseur de 5 nm. (a) nanofil en W de longueur $4 \times 5.5\,\mu$m. (b) nanofil en S de longueur $3 \times 3.6\,\mu$m. (c) Image inclinée de 45° et pivotée de 225° sur un nanofil en W de longueur $4 \times 5.5\,\mu$m.

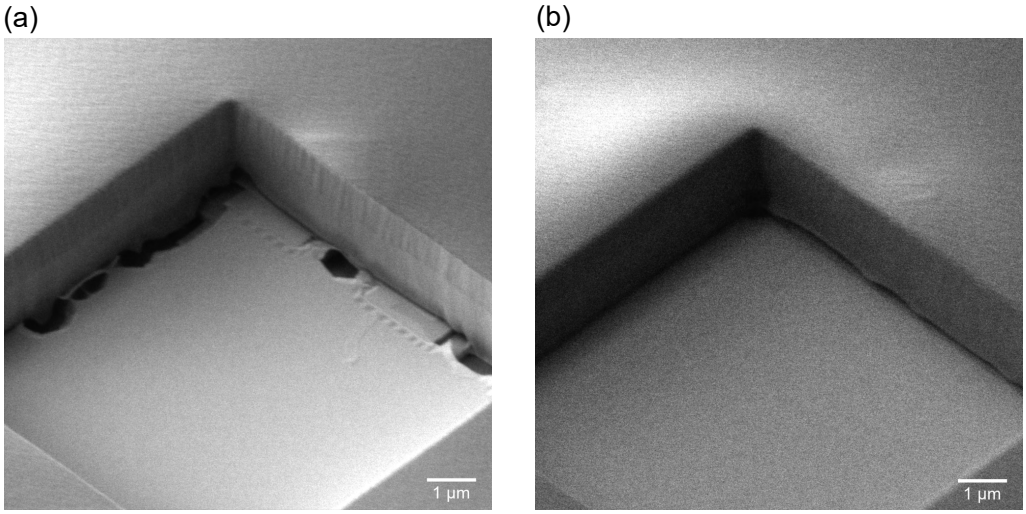

FIGURE 4.29 – Imagerie MEB, à l'aide d'un détecteur d'électrons secondaires, d'ouverture de 650 nm de l'oxyde pour les plots de contact entre le film fin NbN et le métal supérieur AlCu. (a) sur-gravure de l'oxyde qui a traversé le NbN. (b) gravure partielle maîtrisée avec arrêt sur la couche supraconductrice.

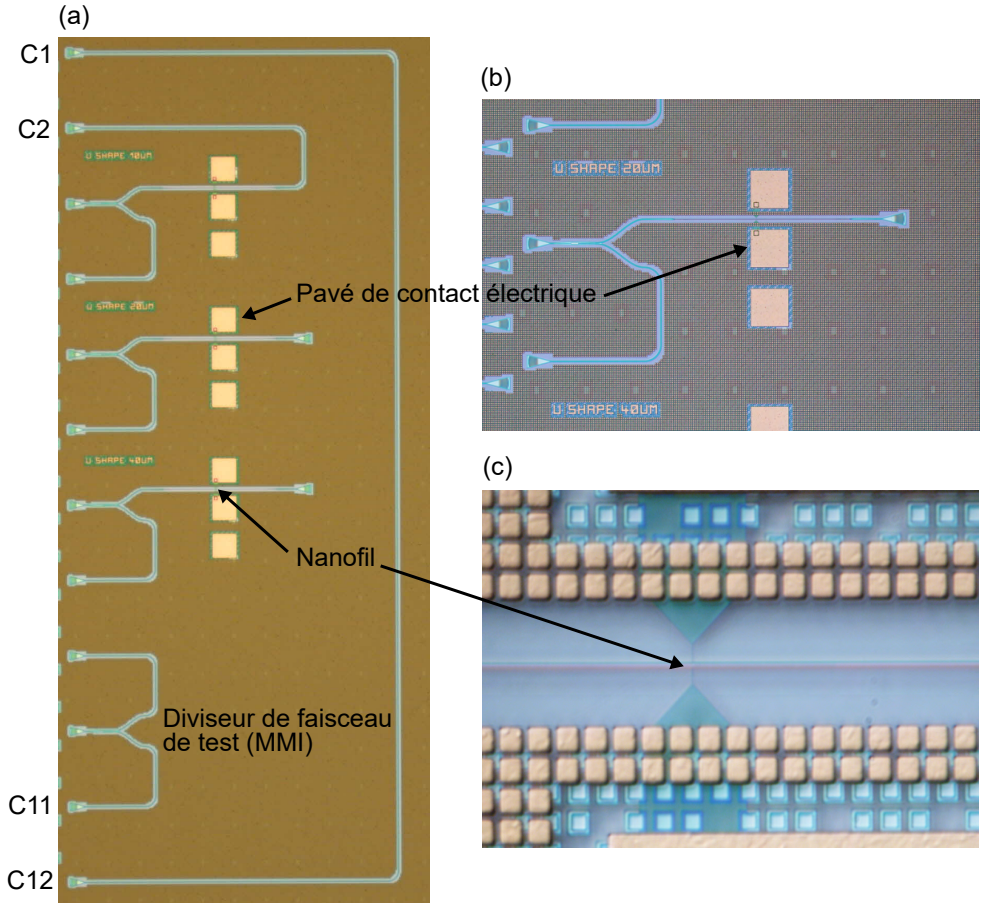

FIGURE 4.30 – Imagerie par microscopie optique de : (a) la structure de test de SNSPDs sur silicium (TRXX, Bloc 2 en figure 4.14) ; (b) zoom sur un détecteur avec ses réseaux de couplage et ses pavés de contacts électriques ; (c) zoom sur la zone du nanofil NbN sur le guide d'onde en Si.

En ce qui concerne le *back-end* des WI-SNSPDs sur SiNOI, en plus de la métallisation des pavés de contact, nous effectuons également les gravures profondes jusqu'au substrat Si pour les coupleurs par la tranche EDC (étape (8) du schéma 4.19). Les images capturées au microscope optique et au MEB sont présentées dans la figure 4.31 pour une plaque de SiNOI à 925 nm.

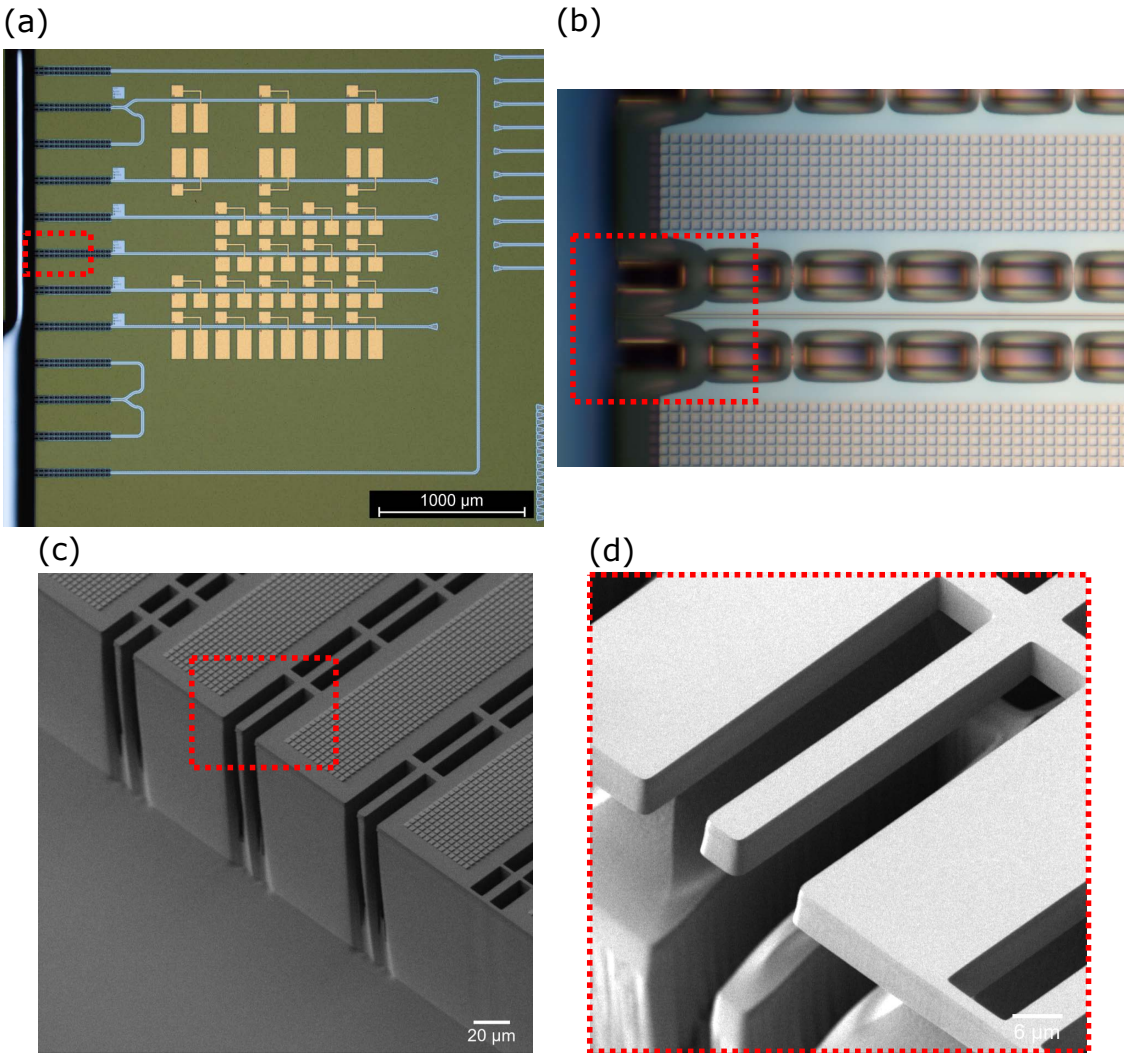

FIGURE 4.31 – Imagerie par microscopie optique de : (a) la structure de test de SNSPDs sur SiN avec des EDC à l'entrée (OH10 en figure 4.16) ; (b) zoom sur un EDC en trident et suspendu par la gravure profonde du substrat Si. Pour ce trident, nous pouvons observer les pointes des deux cônes inversés en SiN (voir aussi figure 5.8 (b)). Imagerie MEB, à l'aide d'un détecteur d'électrons secondaires, de : (c) la facette réalisée par la gravure profonde du substrat Si pour le couplage par la tranche ; (d) zoom sur la pointe suspendue.

Les images (a) et (b) capturées au microscope optique mettent en lumière un bloc de WI-SNSPDs comportant des EDC à leur entrée (voir sa conception en figure 4.16). L'aspect transparent des zones sur le côté gauche de l'image montre que celles-ci sont dépourvues de Si et d'oxyde. On peut observer la pointe d'un trident qui est encapsulé par de l'oxyde et qui est complètement suspendu sur l'image (b). On remarque ce décaissement de l'oxyde et du Si sur les images MEB inclinées (c) et (d), dans lesquelles la poutre d'oxyde renfermant les EDC est entièrement suspendue. Ici le trident n'est pas visible car il est encapsulé de SiO_2. L'oxyde environnant a été gravé et le substrat a été retiré jusqu'à une profondeur d'approximativement 150 μm. Cette gravure profonde permet d'améliorer l'efficacité de couplage entre les deux modes (voir section 4.2.3).

4.4 Résumé du Chapitre

Dans ce chapitre, nous avons d'abord étudié le comportement d'absorption et de diffusion des nanofils constituant les WI-SNSPDs pour les plateformes photoniques : sur SOI et sur SiNOI.

Effectivement nous avons vu que plus la fraction intégrée de l'intensité (I) dans le NbN est importante, plus son efficacité d'absorption linéique est importante. Par conséquent, nous avons

réussi à trouver un compromis concernant la géométrie du guide d'onde en SiN pour une longueur d'onde de 925 nm.

De plus, nous avons démontré qu'un nanofil, ayant un indice de réfraction supérieur à celui du guide d'onde, ne provoquait que peu de diffraction et de rétro-diffusion lumineuse, ce qui permet une absorption efficace de chaque photon entrant dans le guide d'onde. Toutefois, nous suggérons une structure originale de nanofil angulaire afin d'accroître la tolérance face au désalignement lithographique des nanofils avec le niveau guide d'onde. De plus, un contrôle précis de l'efficacité d'absorption permettrait de réaliser des ensembles de SNSPDs disposés en séries optiques pour résoudre le nombre de photons (voir section 2.4.5).

Du fait de la faible différence d'indice entre le SiN et le SiO_2, nous avons conçu des coupleurs par la tranche (EDC) en forme de trident pour optimiser et minimiser considérablement les pertes de couplage entre une fibre optique et une puce photonique en SiNOI.

Ainsi, nous avons assemblé et incorporé tous ces éléments sur des jeux de masques de lithographie pour créer des Circuits Intégrés de Photonique Quantique (QPIC) intégrants des WI-SNSPDs sur les trois plateformes photoniques SOI et SiNOI (TRXX, OH10 et OH11). Cela nous permet de couvrir un large spectre d'applications dans le domaine de l'informatique quantique aux longueurs d'onde de 1550 et de 925 nm.

Pour conclure, nous avons exposé les différentes phases de nano-fabrication sur la ligne CMOS 200 mm des salles blanches de pré-industrialisation du CEA-Leti. Nous avons décrit la fabrication des différentes plateformes photoniques en incluant les nanofils NbN. Durant toutes les étapes de fabrication, nous avons procédé à des vérifications morphologiques et métrologiques pour garantir le bon déroulement de mise en forme de nos SNSPDs.

Chapitre 5

Caractérisations des SNSPDs Intégrés sur Guide d'Onde Photonique

5.1 Introduction

Des WI-SNSPDs ont été élaborés sur des guides d'onde en silicium (SOI) qui opèrent à une longueur d'onde de 1550 nm. Nous avons aussi réalisé des WI-SNSPDs sur des guides en nitrure de silicium (SiNOI) opérant à la longueur d'onde de 925 nm mais aussi sur la plateforme photonique SiN à Ultra Faible Perte (ULL) opérant à 1550 nm. Ces trois développements permettent de répondre à l'utilisation des sources de photons uniques à boîtes quantiques III-V [41], [190] mais aussi de profiter des pertes de propagation ultra-faibles de la plateforme photonique en Si_3N_4 [44], [51], [52] (voir chapitres 2 et 3).

Tout d'abord, dans ce chapitre, nous présentons les facteurs de mérite des composants photoniques passifs à température ambiante.

Par la suite, la résistance des nanofils est évaluée à température ambiante afin de mesurer l'homogénéité et le rendement de fabrication sur des plaques de 200 mm.

Pour caractériser les détecteurs supraconducteurs, nous présentons l'instrumentation et l'assemblage des puces photoniques dans le cryostat.

Finalement, les résultats de nos caractérisations à des températures cryogéniques sont mis en lumière en ce qui concerne les performances d'efficacité de détection sur puce, le bruit d'obscurité, le temps caractéristique d'extinction du signal après un événement de détection, le taux de comptage maximal et la gigue temporelle (ces facteurs de mérite sont déjà décrits au chapitre 2).

5.2 Caractérisation à Température Ambiante

Dans cette partie, nous donnons un aperçu des propriétés à température ambiante des différentes plateformes photoniques SOI et SiNOI de nos composants fabriqués sur des plaques de 200 mm.

La figure 5.1 représente le schéma expérimental pour les caractérisations optiques à température ambiante. Les mesures ont été réalisées sur des stations sous pointes automatiques au CEA-Leti. Ces systèmes permettent d'effectuer des mesures optiques et électriques sur l'ensemble du *wafer* et de sonder un grand nombre de puces. On utilise généralement le mot « *prober* » pour désigner cet équipement. Le *prober* contrôle des nanopositionneurs qui maintiennent les fibres optiques d'entrée et sortie. Les fibres à maintien de polarisation en sortie de laser sont utilisées car les réseaux de couplage sur puce sont adaptés pour une polarisation d'entrée Transverse Électrique (TE) du mode optique (voir section 2.3). En appliquant une procédure d'alignement qui vient sonder l'intensité lumineuse des réseaux de couplage à l'aide d'une source laser continue accordable, les fibres peuvent être alignées de manière précise avec le composant à tester. Une fois la position optimale trouvée, l'installation de mesure fait l'acquisition du spectre de transmission par un balayage en longueur d'onde du composant sous test. Le *wafer* est maintenu en place sur un support mobile par aspiration.

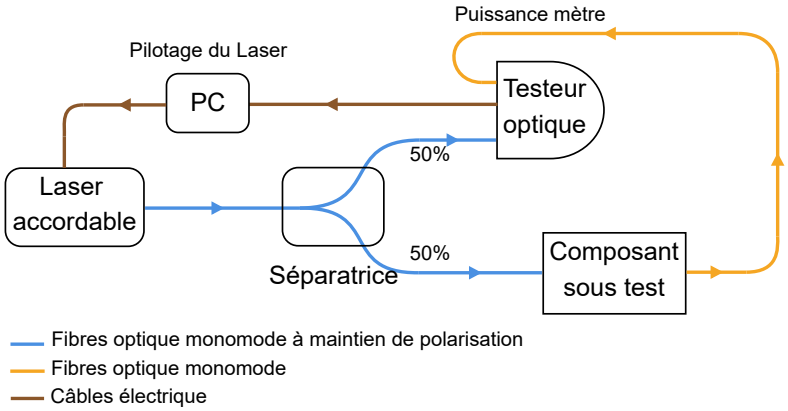

FIGURE 5.1 – Installation expérimentale sur prober à température ambiante.

L'objectif des mesures à température ambiante est d'évaluer l'uniformité de fabrication des éléments passifs (tels que les guides d'onde, les coupleurs et les séparateurs de faisceaux) et des éléments actifs (tels que les nanofils). De plus, ces résultats mettent en évidence l'influence de la brique technologique NbN supraconducteur sur les caractéristiques des composants photoniques classiques sur des *wafers* de 200 mm fabriqués au CEA-Leti.

5.2.1 Caractérisation Optique

Les caractérisations optiques consistent à évaluer les pertes de propagation des guides d'onde photoniques et les efficacités de couplage entre la fibre et la puce.

5.2.1.1 Pertes de Propagation des Guides d'Onde

La mesure du spectre de transmission de trois spirales de longueurs de guides différentes permet de déterminer les pertes de propagation des guides d'onde photoniques. Une régression linéaire de la transmission mesurée en fonction de la longueur de la spirale permet d'extraire les pertes. Le coefficient d'atténuation α est indiqué par la pente associée en dB/cm (voir équation 2.6). La figure 5.2 ci-dessous représente une spirale de longueur 2 cm, les spectres d'acquisition des trois spirales de guides en silicium (2 cm, 4 cm et 6 cm) d'une puce sur un *wafer* et l'extraction des pertes de propagation par une régression linéaire.

Le montage expérimental de la figure 5.1 a été utilisé pour effectuer les caractérisations sur *prober*. Les pertes de propagation α pour les différentes plateformes photoniques (SOI et SiNOI) des guides d'onde *strip* monomode TE sont représentées dans le tableau 5.1, en comparant les valeurs entre la brique technologique classique — de référence — et la brique technologique NbN supraconducteur. Chaque valeur moyenne indiquée correspond à une plaque ayant été testée. Pour chacune des trois plateformes photoniques, d'autres plaques ont été caractérisées, donnant des résultats identiques. Les pertes de propagation sont mesurées à travers 21 puces réparties sur l'ensemble de chaque *wafer* de 200 mm, comme illustré dans la figure 5.3.

Plateforme photonique Géométrie du guide ($Hauteur \times Largeur$)	Longueur d'onde centrale / nm	α référence / dB/cm	α supraconducteur / dB/cm
Si ($300 \times 400\,\mathrm{nm}^2$)	1550	-2.4 ± 0.1	-5.0 ± 1.1
SiN ($300 \times 600\,\mathrm{nm}^2$)	925	-1.2 ± 0.1	-8.3 ± 1.0
SiN ($800 \times 900\,\mathrm{nm}^2$)	1550	-0.19 ± 0.01	-0.28 ± 0.11

TABLE 5.1 – Comparatif des pertes de propagation des guides d'onde *strip* monomode TE pour les différentes plateformes photoniques (SOI et SiNOI).

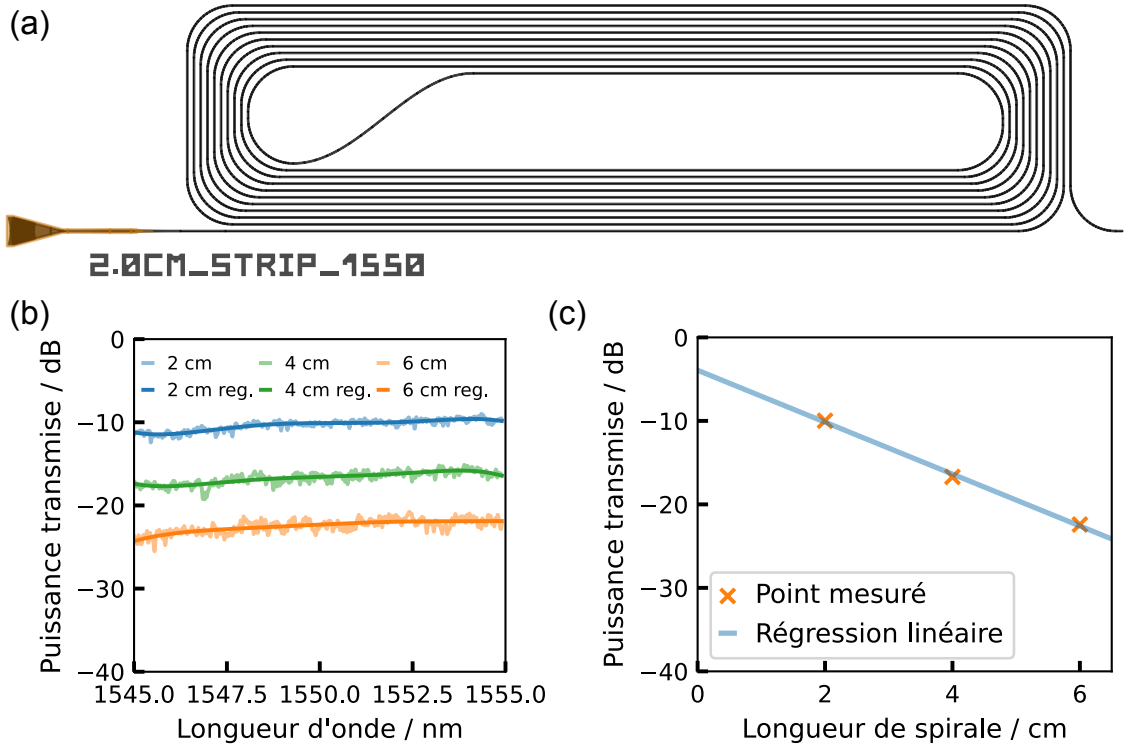

FIGURE 5.2 – (a) Spirale d'un guide d'onde *strip* monomode TE en silicium d'une longueur de 2 cm ; (b) Spectre d'acquisition de trois spirales en Si : 2, 4 et 6 cm de longueur. Une régression linéaire est effectuée sur les données de mesures pour filtrer les légères oscillations ; (c) Extraction des pertes de propagation des guides à la longueur d'onde 1550 nm à l'aide d'une régression linéaire. La pente vaut −3.1 dB/cm sur ce module.

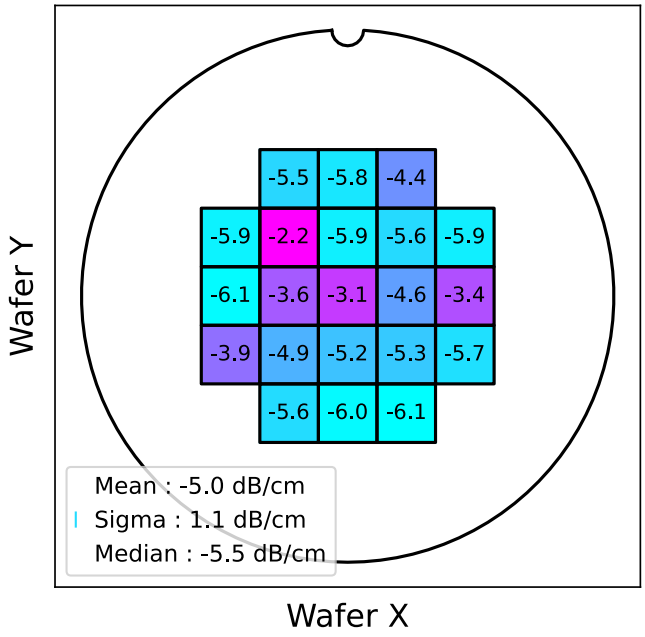

FIGURE 5.3 – Cartographie des mesures de pertes de propagation des guides d'onde *strip* en silicium à la longueur d'onde 1550 nm avec la brique technologique supraconducteur sur un *wafer* SOI de diamètre 200 mm. Ces résultats sont reportés dans le tableau 5.1.

La figure 5.4 représente une capture d'un guide d'onde photonique en SiN d'une épaisseur de 800 nm. L'image a été acquise par un Microscopie Électronique à Balayage (MEB) en appliquant un angle sur l'échantillon pour observer les flancs du guide. Les pertes de propagation des guides d'onde photonique sont principalement dues aux rugosités sur les flancs du guide *strip*. Par conséquent, après les étapes de gravure et de stripping sur le niveau du circuit passif (guide d'onde), on procède à un recuit des guides en Si et SiN, ce qui permet de diminuer la rugosité sur les flancs. De plus, un traitement de surface des guides par un Polissage Mécanique et Chimique (CMP) permet de réduire la rugosité de la face supérieure (voir partie 4.3.3).

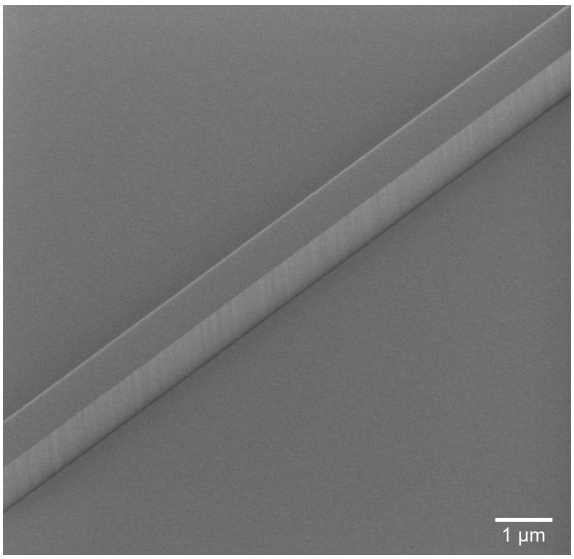

FIGURE 5.4 – Imagerie de MEB d'un guide d'onde en SiN d'épaisseur 800 nm à l'aide d'un détecteur d'électrons secondaires.

La figure 5.5 représente les mesures d'AFM sur le guide en SiN après le CMP et sur le dépôt d'AlN au-dessus du guide après la gravure des nanofils en NbN. L'objectif de cette analyse morphologique est d'évaluer la rugosité quadratique moyenne (R_q) de la surface du guide d'onde (voir section 4.3.4).

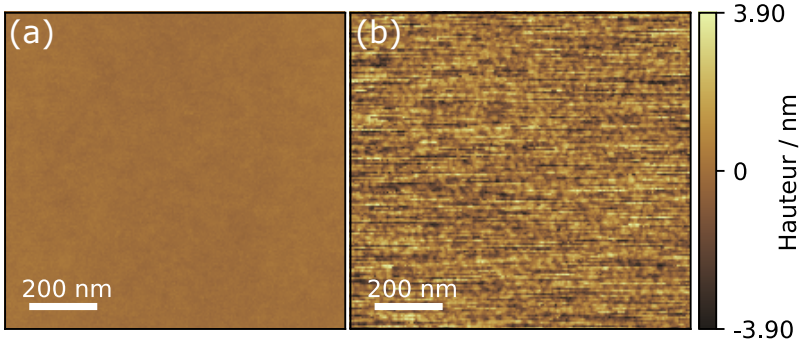

FIGURE 5.5 – Échantillons imagés par Microscopie à Force Atomique : (a) sur SiN ($R_q = 0.13 \pm 0.05\,\text{nm}$) ; (b) sur AlN ($R_q = 1.27 \pm 0.05\,\text{nm}$).

Lorsque la brique technologique NbN supraconducteur est réalisée, on observe une dégradation de la rugosité de surface et des pertes de propagation des guides (voir figure 5.5 et tableau 5.1). Lorsque les nanofils en NbN sont gravés, la rugosité de surface sur la couche en AlN augmente par rapport au SiN (figure 5.5). Cette étape de gravure ultérieure a pour couche d'arrêt l'AlN. En comparant la rugosité de surface mesurée sur cette couche durant l'étude d'optimisation des films fins sur SiN (voir l'échantillon SA de la figure 3.4 et du tableau 3.1 dans le chapitre 3) avec la rugosité sur l'AlN après la gravure des nanofils, l'augmentation de R_q est de 1.08 nm.

Les simulations numériques du mode TE fondamental par *Finite Difference Eigenmode* (FDE) pour chaque plateforme photonique sont présentées dans la figure 5.6.

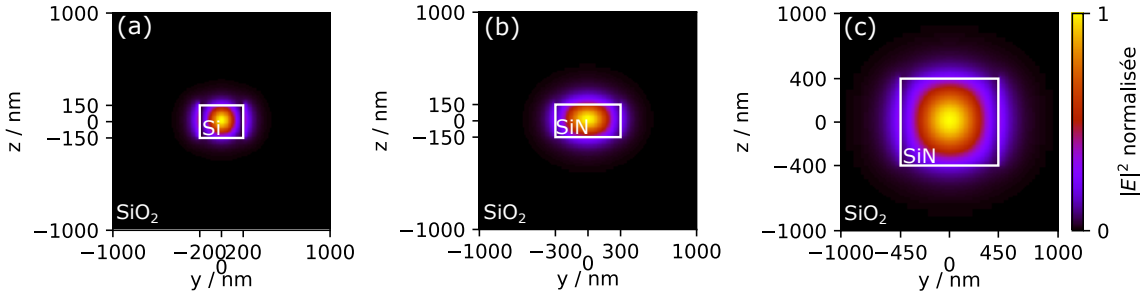

FIGURE 5.6 – Simulation FDE du mode TE fondamental dans un guide d'onde *strip* : (a) SOI à la longueur d'onde de 1550 nm ; (b) SiNOI à la longueur d'onde de 925 nm ; (c) SiNOI à la longueur d'onde de 1550 nm. Chaque simulation intègre une fine couche d'AlN d'une épaisseur de 10 nm au-dessus du guide d'onde, mais elle n'est pas représentée sur la cartographie afin de préserver la lisibilité maximale.

Effectivement, une partie du mode TE fondamental se propageant dans le guide d'onde Si et SiN voit cette rugosité. En d'autres termes, une partie de son intensité ($I \propto |E|^2$) dépasse du guide *strip* (voir figure 5.6). La fraction intégrée (notée Γ_{WG}) désigne la proportion d'intensité limitée dans la géométrie du guide d'onde (voir équation 4.1), tandis que la proportion d'intensité du mode localisée dans la couche d'AlN est définie comme suit :

$$\Gamma_{\mathrm{AlN}} = \frac{\int\int_{\mathrm{AlN}} |E|^2 \,\mathrm{dy}\,\mathrm{dz}}{\int\int |E|^2 \,\mathrm{dy}\,\mathrm{dz}}. \tag{5.1}$$

Le tableau 5.2 reporte les valeurs des fractions intégrées des simulations FDE dans le guide d'onde et dans l'AlN pour le mode TE calculé.

Plateforme photonique Géométrie du guide ($Hauteur \times Largeur$)	Longueur d'onde / nm	Γ_{WG} / %	Γ_{AlN} / %
Si ($300 \times 400\,\mathrm{nm}^2$)	1550	63.7	0.9
SiN ($300 \times 600\,\mathrm{nm}^2$)	925	68.1	1.4
SiN ($800 \times 900\,\mathrm{nm}^2$)	1550	76.4	0.4

TABLE 5.2 – Fraction intégrée du mode TE fondamental pour chaque guide d'onde photonique.

En comparant les écarts des α (tableau 5.1) avec Γ_{AlN} pour chaque guide d'onde, on constate que l'évolution des dégradations des pertes de propagation est probablement liée à la partie déconfinée du mode propagatif dans l'AlN, dont la surface est rugueuse.

Une solution technique pour supprimer cette rugosité excessive et ainsi diminuer les pertes de propagation des guides a été apportée et est en cours de développement par la fabrication d'un lot de plaques en salle blanche. Un brevet est en cours de dépôt, nous ne pourrons pas détailler ce point dans le manuscrit.

En outre, on a également étudié les pertes de propagation des guides d'onde *rib* sur SOI (voir section 2.3) et on a mesuré une valeur de -0.70 ± 0.05 dB/cm. Ces guides d'onde sont utilisés pour le bras de référence des puces SNSPDs.

5.2.1.2 Pertes d'Insertion des Coupleurs

Deux types de coupleurs sont employés pour insérer de la lumière dans une puce photonique provenant d'une fibre optique : les réseaux de couplages verticaux (*Grating Coupler* – GC) et les coupleurs par la tranche (*Edge Coupler* – EDC). Selon l'équation 4.6 en section 4.2.3, le couplage de la lumière dans une puce photonique repose sur le recouvrement d'intensité du mode quasi-gaussien en sortie de la fibre avec la distribution modale en sortie du GC ou de l'EDC. Lorsque les deux modes ont un recouvrement égal à un, c'est-à-dire que la forme des deux modes est la même, on atteint l'efficacité optimale [213]. Des simulations numériques en FDTD ont été effectuées en amont afin d'optimiser le couplage entre la puce et la fibre pour les EDC (voir section 4.2.3).

Un réseau de couplage (GC) est montré dans la figure 5.7. Un exemple de coupleur par la tranche (EDC) conçu en partie 4.2.3 est montré dans la figure 5.8. Afin de rendre la fibre optique plus facile à approcher en face des pointes des EDC, une gravure profonde est effectuée dans le substrat en silicium lors des étapes de fabrication (voir section 4.3.3 et figure 5.8 (a)).

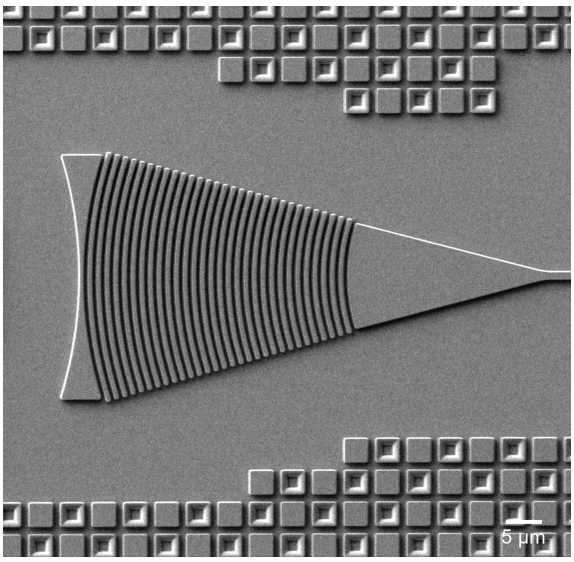

FIGURE 5.7 – Imagerie de Microscopie Électronique à Balayage (MEB) d'un réseau de couplage (GC) en SiN d'épaisseur 800 nm à l'aide d'un détecteur d'électrons secondaires. Image prise avant l'étape d'encapsulation des guides d'onde (voir partie 4.3.2.2).

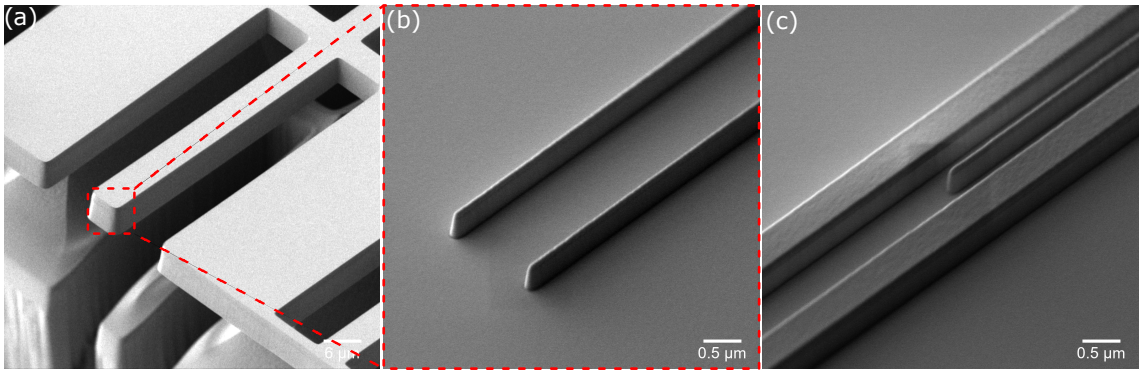

FIGURE 5.8 – (a) Imagerie de MEB de la facette avec la gravure profonde après l'étape d'encapsulation des guides d'onde (voir partie 4.3.2.2). Imagerie de MEB d'un coupleur par la tranche (EDC) en SiN d'épaisseur 300 nm avant l'étape d'encapsulation des guides d'onde (voir partie 4.3.2.2) : (b) double pointe de largeur 80 nm d'un EDC trident ; (c) transition de la double pointe vers la pointe du guide d'onde.

Deux méthodes peuvent être utilisées pour évaluer les efficacités de couplage des GC : mesurer le spectre de transmission d'un guide droit et court avec deux GC ou relever l'ordonnée à l'origine de la régression linéaire des mesures de spirales (voir section 5.2.1.1). Dans les deux situations, la mesure est réalisée en utilisant le schéma de montage de la figure 5.1 et il est essentiel de calibrer précisément les pertes de connexion entre les différents composants fibrés pour obtenir une mesure absolue, exprimée en dB. Pour obtenir l'efficacité de couplage d'un seul GC, il suffit de diviser par deux la valeur exprimée en dB dans le spectre de transmission. On notera dans la suite IL_{dB} les pertes d'insertion par coupleur.

Les pertes d'insertion par GC, en prenant l'ordonnée à l'origine de la droite de régression affine des trois spirales mesurées (voir figure 5.2), sont représentées dans le tableau 5.3 pour les deux briques technologiques supraconducteur et classique. Comme dans la section 5.2.1.1, 21 puces par plaque ont été examinées. Comme pour les pertes de propagation des guides d'onde vues

précédemment, il y a une différence significative des pertes d'insertion entre la brique de référence et la brique supraconductrice due à la présence de la couche rugueuse d'AlN. Les pertes d'insertion des GC sur Si, qui sont notamment comparable à l'état de l'art en photonique sur silicium des fonderies industrielles [46], sont bien meilleures par rapport aux pertes d'insertion des GC sur SiN. Cette différence de performance est causée par le fort contraste d'indice du Si avec l'encapsulation en SiO_2, ce qui permet de mieux délocaliser le mode propagatif dans le guide d'onde pour recouvrir le mode gaussien en sortie de fibre optique. C'est pourquoi, pour améliorer ces pertes sur SiN, il a été nécessaire de concevoir, de fabriquer et de caractériser des coupleurs par la tranche (EDC).

Plateforme photonique	Longueur d'onde / nm	IL_{dB} référence / dB	IL_{dB} supraconducteur / dB
Si ($300 \times 400\,nm^2$)	1550	-2.5 ± 0.1	-3.6 ± 0.2
SiN ($300 \times 600\,nm^2$)	925	-7.4 ± 0.6	-10.6 ± 1.0
SiN ($800 \times 900\,nm^2$)	1550	-6.0 ± 0.3	Non mesuré

TABLE 5.3 – Pertes d'insertion par *Grating Coupler* (GC) pour chaque plateforme photonique.

La mesure du spectre de transmission d'un guide droit et court avec deux EDC est utilisée pour évaluer les efficacités de couplage des EDC. Toutefois, la plaque doit être coupée en puces en raison du placement de la fibre sur la tranche du *wafer*. Cependant, l'utilisation du banc de mesure est différente car il est nécessaire d'être capable d'aligner précisément la fibre en face de la pointe de l'EDC. On utilise des positionneurs piézoélectriques dont le pas est de 10 nm pour manipuler les deux fibres clivées situées de part et d'autre de la puce photonique. Nicolas Dunoyer, technicien en caractérisation photonique, a effectué le montage expérimental, les routines d'alignement et les mesures. Six mesures ont été réalisées pour chaque EDC.

Les efficacités de couplage par EDC pour les deux briques technologiques supraconducteur et classique sont présentées dans le tableau 5.4. Il ne s'agit ici que de la plateforme photonique SiN d'épaisseur 300 nm qui est optimisée pour la longueur d'onde 925 nm.

Largeur de pointe / nm	Espacement des pointes / μm	IL_{dB} simulation FDTD / dB	IL_{dB} référence / dB	IL_{dB} supraconducteur / dB
80	1.2	-1.01	-3.33 ± 0.12	-5.50 ± 0.08
80	1.4	-0.96	-3.35 ± 0.11	-7.98 ± 0.42
100	1.2	-1.37	-3.62 ± 0.03	-7.58 ± 0.19
100	1.4	-1.22	-3.50 ± 0.06	-9.70 ± 0.66

TABLE 5.4 – Pertes d'insertion par *Edge Coupler* (EDC) pour diverses conceptions de type *trident* sur SiNOI à la longueur d'onde 925 nm. Les *inverse taper* ont une longueur de 250 μm. Pour les simulations des EDC, voir la section 4.2.3.

Les pertes d'insertion des EDC sur SiN à la longueur d'onde de 925 nm sont nettement meilleures que celles des GC du tableau 5.3 passant ainsi de $-7.4\,dB$ à $-3.5\,dB$ environ pour la référence et de $-10.6\,dB$ à $-7\,dB$ environ pour la brique supraconductrice.

Néanmoins, il est observé, comme dans la section précédente (5.2.1.1), une diminution des performances de couplage des GC et des EDC entre les deux briques technologiques. La dégradation est également causée par la plus grande rugosité de surface de l'AlN par rapport à celle du SiN (voir figure 5.5).

Les écarts d'efficacité de couplage entre la simulation FDTD et les mesures expérimentales persistent pour les *Edge Coupler*. En outre, la faible variation des pertes d'insertion (IL) simulées entre les différents designs n'est pas observée dans les mesures expérimentales en intégrant la brique supraconducteur. On peut expliquer ces différences par une taille des pointes au niveau de la facette qui ne correspond pas précisément à la géométrie étudiée en simulation (angle de paroi latérale et flancs de la pointe dégradés lors de l'étape de gravure). Les pointes des EDC ne produisent donc pas un mode délocalisé entièrement conforme à celui attendu, ce qui a un impact

sur l'efficacité de recouvrement des modes η_1 (voir équation 4.6). De plus, la présence de la couche fine d'AlN va altérer la conversion du mode délocalisé en mode transverse propagatif correspondant à la géométrie du guide d'onde photonique η_2 (voir section 4.2.3).

Le mode produit en sortie d'EDC ne correspond pas à une distribution gaussienne symétrique dans les deux directions du plan perpendiculaire yz à l'axe de propagation x lorsque le ratio d'aspect de la pointe est éloigné de 1 : 1, avec une largeur de 80 ou 100 nm et une épaisseur de 300 nm de SiN. A contrario, le mode de sortie de la fibre est totalement symétrique dans les deux directions. Pour se rapprocher d'un ratio d'aspect de la pointe de 1 : 1 d'un EDC, il serait potentiellement intéressant de réduire l'épaisseur du SiN afin de réduire cette dissymétrie modale et ainsi obtenir un meilleur recouvrement de mode.

5.2.2 Caractérisation Électrique

Une fois que les composants optiques passifs ont été caractérisés, nous procédons à la caractérisation électrique des nanofils en NbN, qui sont nos composants d'intérêt, en mesurant leur résistance électrique à travers toutes les plaques pour les différentes plateformes photoniques. Ces mesures permettent de s'assurer que les nanofils sont correctement reliés électriquement aux pavés de contact en surface et d'évaluer leur uniformité de fabrication. Dans le but d'évaluer leur efficacité d'absorption linéique, des simulations FDE ont été réalisées (voir section 4.2.1). C'est pourquoi différentes conceptions de nanofils sont présentées dans cette section.

Comme pour les mesures optiques à température ambiante (voir section 5.2), nous nous servons de source-mètres à tension pilotable et d'une station sous pointe automatique (*prober*) qui utilise des pointes de contact électrique. Les mesures de la résistance électrique de chaque nanofil sont illustrées dans la figure 5.9 pour une section constante de 5 nm d'épaisseur et 100 nm de large. Les valeurs de pente des régressions linéaires pour chaque géométrie de nanofil sont représentées dans le tableau 5.5.

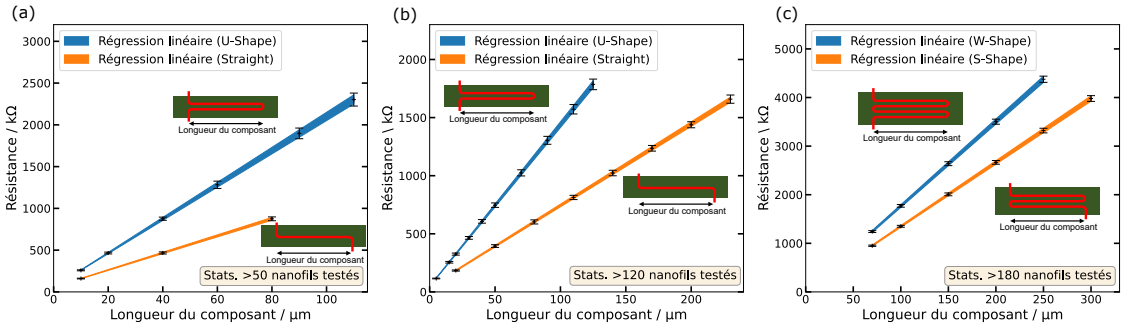

FIGURE 5.9 – Résistance des nanofils NbN en fonction de la longueur du dispositif SNSPD pour (a) les nanofils droits et en forme de U sur guide Si, (b) les nanofils droits et en forme de U sur guide SiN (pour la longueur d'onde 925 nm), (b) les nanofils en forme de S et en forme de W sur guide SiN (pour la longueur d'onde 1550 nm). Les mesures statistiques à travers la plaque sont représentées par des barres verticales noires.

Plateforme photonique	Straight L_{tot}=L / k$\Omega.\mu m^{-1}$	U-Shape L_{tot}=2×L / k$\Omega.\mu m^{-1}$	S-Shape L_{tot}=3×L / k$\Omega.\mu m^{-1}$	W-Shape L_{tot}=4×L / k$\Omega.\mu m^{-1}$
SOI (λ=1550 nm)	10.2 ± 0.2	20.4 ± 0.5	n/a	n/a
SiNOI (λ=925 nm)	7.0 ± 0.1	13.9 ± 0.2	n/a	n/a
SiNOI (λ=1550 nm)	n/a	n/a	13.2 ± 0.2	17.4 ± 0.3

TABLE 5.5 – Résistance linéique des nanofils NbN. La longueur L est la longueur repliée du composant, tandis que la longueur totale du nanofil est L_{tot}. La longueur d'onde de la plateforme photonique est noté λ.

En considérant la même section du nanofil pour chaque conception, on constate que les mesures

des résistances électriques sont proportionnelles à la longueur du dispositif. Les résistances linéaires du nanofil sont de 10 kΩ/μm sur SOI (avec λ de 1550 nm), de 7.0 kΩ/μm sur SiNOI (avec λ de 925 nm) et de 4.4 kΩ/μm sur SiNOI (avec λ de 1550 nm). La différence des résistances linéiques du NbN entre la plateforme SOI et les plateformes SiNOI pourrait s'expliquer par la différence de substrat, silicium cristallin ou nitrure de silicium amorphe. Cependant, la différence des résistances linéiques du nanofil de section identique entre les deux plateformes sur SiNOI n'est pas encore éclaircie. Il pourrait s'agir d'une légère variation sur l'épaisseur des nanofils entre les deux séries de fabrication (voir chapitre 4). De plus, cette différence n'est pas liée à la rugosité de surface du guide d'onde en SiN, car les mesures de rugosité par AFM des deux plateformes sont quasiment identiques et valent 0.28 nm et 0.29 nm respectivement (voir figure 4.23).

Toutefois, il s'agit d'une réussite significative pour des nanofils aussi fins fabriqués à partir d'un matériau polycristallin, qui ont démontré un rendement de fabrication exceptionnel et une uniformité sur des *wafers* de 200 mm, avec un écart type de moins de 2% sur la résistance électrique.

5.2.3 Conclusion

Les caractérisations optiques des composants passifs à température ambiante ont montré une dégradation des facteurs de mérite lorsqu'on introduit la brique technologique supraconducteur sur les trois plateformes photoniques considérées. Cette dégradation est principalement associée à une plus grande rugosité de surface de l'AlN au dessus du guide d'onde. Elle est apportée pendant les étapes de gravure et de *stripping* des nanofils en NbN. Une solution technique a été apportée pour régler ce problème de rugosité de surface. Un lot de plaques est en cours de fabrication en salle blanche et un brevet est en cours de dépôt ; c'est pourquoi l'idée n'est pas développée ici. Cependant, les mesures optiques et électriques ont montré une bonne uniformité à travers toutes les plaques de 200 mm de diamètre. Cette uniformité de fabrication est un résultat important pour la validation des étapes technologiques réalisées en salle blanche et pour démontrer le caractère industrialisable de ces composants.

Pour information, les équilibrages des ratios des diviseurs de faisceau, qui contiennent une entrée optique vers deux sorties équilibrées à 50% : 50% (*Multi Mode Interferometer* (MMI) 3 dB), ont été caractérisés à travers toute les plaques sur SOI avec la brique technologique supraconducteur (voir section 4.2.4). Le ratio des valeurs en sortie est 48.3% : 51.7% $\pm$ 1.6%.

5.3 Instrumentation et Packaging des SNSPDs

Une fois les tests effectués sur le *wafer* à température ambiante, les plaques sont séparées en puces pour le packaging et pour les mesures à température cryogénique des principaux facteurs de mérite des détecteurs. Dans cette partie, nous présentons l'installation cryogénique, la conception du porte-échantillon avec sa carte de lecture, l'assemblage de la puce photonique avec les éléments de test et son intégration dans le cryostat.

5.3.1 Installation Expérimentale Cryogénique

Il est nécessaire d'utiliser un cryostat qui descend en dessous de la Température Critique supraconductrice (T_c) du NbN pour caractériser les SNSPDs (voir section 3.3). Nous utilisons un cryo-générateur à circuit fermé d'hélium 4 (^{4}He), à fonctionnement continu suivant le cycle de Gifford-McMahon (GM), afin d'atteindre une température inférieure à 2.5 K sur le deuxième étage, avec une limite à 2.3 K [115], [116]. Dans les sections 1.2 et 3.1, il est souligné que l'emploi de cette technologie permet d'obtenir une durée de fonctionnement continue des SNSPDs de plus de 10 000 heures, sans avoir besoin de consommer d'hélium. Ceci est essentiel dans des secteurs tels que l'informatique quantique, où l'exécution de certains algorithmes pourrait prendre plusieurs semaines [6].

La figure 5.10 présente l'installation du système de cryostat de *Single Quantum*, que nous utilisons pour caractériser les SNSPDs.

Le réservoir et le compresseur d'hélium gazeux (élément D) alimentent le cryo-générateur GM (élément A via H) qui refroidit un doigt froid, support des détecteurs, placé dans l'enceinte du cryostat, mise sous vide secondaire ($\approx$ 0.1 mPa) par une pompe turbo-moléculaire afin de limiter les échanges thermiques. Le doigt froid peut ainsi atteindre une température inférieure à 2.5 K. Le cryostat et les détecteurs sont contrôlés et gérés par le module électronique et l'ordinateur

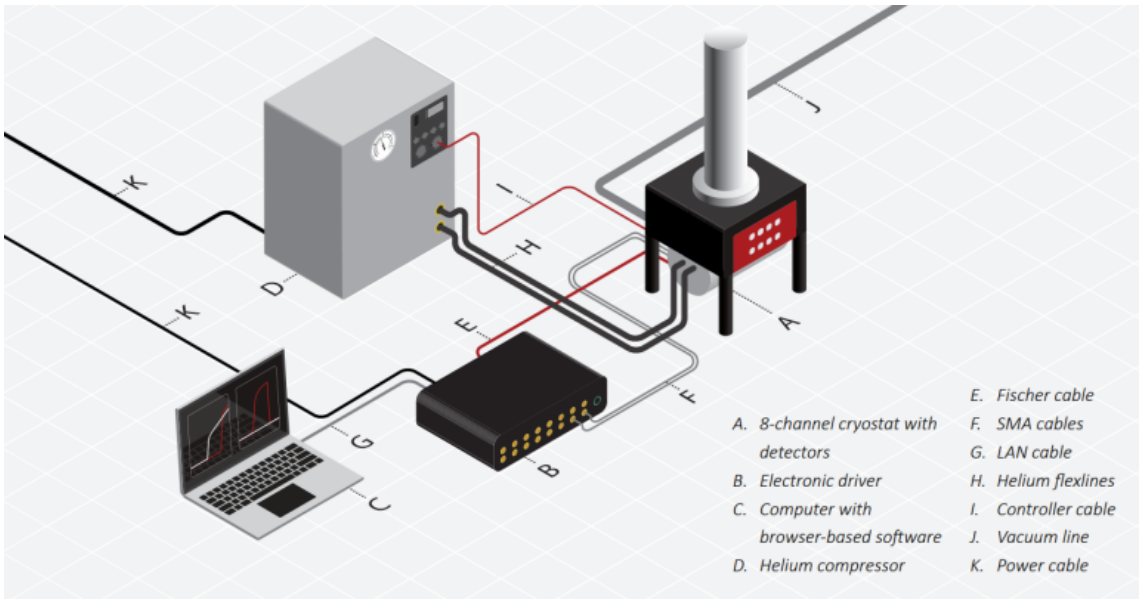

FIGURE 5.10 – Illustration du cryostat employé et de ses éléments. Fourni par *Single Quantum NL* [220].

(respectivement éléments B et C via E, F et G). Le temps requis pour passer de la température ambiante à 2.5 K est de l'ordre de 3 à 4 heures.

Le système *Single Quantum* comportait à l'origine un doigt froid, représenté dans la figure 5.11, qui permettait l'installation des SNSPDs dans la seule géométrie verticale (*i.e.*, avec le signal en incidence normale sur le plan du détecteur) (voir section 2.4.4.1). Il était donc impossible d'installer des détecteurs intégrés sur guide d'onde, et nous avons dû concevoir un porte-échantillon, un circuit imprimé de connexion et assurer l'intégration d'un ruban de fibres optiques dans le cryostat (voir figure 5.11).

5.3.2 Porte Échantillon et Circuit de Connexion

La puce photonique contenant les SNSPDs doit être refroidie sur son support afin d'obtenir le comportement supraconducteur des nanofils. Il est donc nécessaire de considérer l'intégration d'une puce à coller sur le porte-échantillon pour permettre la connexion d'un ruban de fibre et garantir le couplage optique, puis de pouvoir lire les impulsions électriques des détecteurs à l'aide d'une carte de connexion. Les représentations des porte-échantillons fixés sur le doigt froid et de ses circuits de connexion sont présentées dans les figures 5.12 et 5.13, respectivement pour le couplage optique vertical par GC et pour le couplage par la tranche EDC. Le porte-échantillon a été conçu avec le logiciel de Conception Assistée par Ordinateur (CAO) *SolidWorks* de *Dassault Systèmes*, tandis que la carte de connexion (*Printed Circuit Board* (PCB)) a été conçue avec le logiciel de CAO *Eagle* de *Autodesk*.

Le porte-échantillon est équipé d'un piédestal pour accueillir la puce photonique. Cela facilite l'approche du ruban de fibre par le haut (voir figure 5.12 à droite) et par la tranche de la puce (voir figure 5.13 à droite). En outre, cela permet l'alignement avec le plan de la PCB afin de réaliser le *wire-bonding* qui permet la connexion électrique avec la puce. La section suivante explique ce qu'est le *wire-bonding*. La conception des pistes en cuivre sur la PCB a été réalisée de manière à se rapprocher d'une adaptation d'impédance de 50 Ω avec l'électronique de lecture. La PCB est fixée au porte-échantillon. Des connecteurs SubMiniature version A (SMA) Radio-Fréquence (RF) assurent la connexion avec les câbles cryogéniques RF jusqu'à la paroi du cryostat. L'électronique d'amplification et de comptage à l'extérieur du cryostat peut ensuite piloter les SNSPDs (voir figure 5.10).

Le schéma électrique équivalent pour l'alimentation et la lecture des évènements de détection des SNSPDs est illustré dans la figure 5.14.

La connectivité électrique entre la puce photonique et la carte électronique de contrôle des SNSPDs est assurée par la PCB présente sur le porte-échantillon. Cette carte, placée à l'extérieur

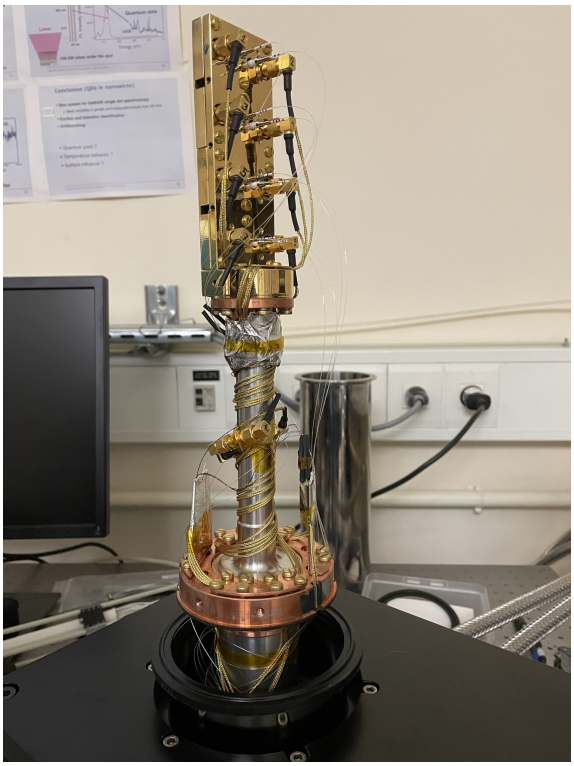

FIGURE 5.11 – Doigt froid dans le cryostat accueillant des SNSPDs en géométrie verticale.

du cryostat, assure trois fonctions fondamentales : une source de courant continu (Courant Direct (DC)) pour la polarisation des nanofils ; deux niveaux d'amplification électronique RF des impulsions en tension des événements de détection ; et un discriminateur avec une tension de seuil variable pour distinguer les évènements de détection et compter un à un les photons. L'impédance d'entrée R_L du circuit d'amplification et de comptage est de 50 Ω.

Le porte-échantillon fabriqué avec sa carte de connexion PCB vissée est montré dans la figure 5.15. Ils sont installés sur le doigt froid du cryostat.

Le support de l'échantillon est conçu à partir de cuivre pur désoxygéné (Cu-C2) afin de maximiser la conductivité thermique avec le doigt froid. De plus, il est recouvert d'un film d'or fin avec une surface polie miroir afin de maximiser son émissivité, et minimiser ainsi le flux de photons thermiques que le support pourrait absorber, en provenance de son environnement. Un écran thermique a ainsi été conçu et produit selon les mêmes spécifications (Cu-C2 et surface or polie miroir) pour englober la PCB et l'échantillon. De cette façon, le flux de photons thermiques susceptible d'être absorbé par les SNSPDs est également minimisé, générant moins d'évènements de détection accidentels en l'absence de signal incident (coups d'obscurité) (voir section 2.4.3.2).

Le cryostat comporte également un deuxième écran thermique, en alliage d'aluminium poli, qui englobe la totalité du doigt froid. Cet écran, qui est maintenu à une température intermédiaire d'environ 40 K par sa connexion avec le premier étage du cryo-générateur, permet de masquer le flux thermique en provenance de l'enceinte extérieure du cryostat, qui est à température ambiante.

Le rayonnement thermique d'un corps noir est en effet proportionnel à la puissance quatrième de sa température [1], ce qui fait que cet écran d'aluminium réduit d'un facteur de plusieurs milliers le flux de photons thermiques arrivant sur l'écran en cuivre doré, qui lui-même réduit d'un facteur supérieur à 10 000 le flux arrivant sur les détecteurs.

De plus, lorsque la température des éléments entourant la puce photonique est réduite au maximum, la longueur d'onde des photons de ce flux thermique augmente globalement [2], s'éloignant ainsi de la longueur d'onde de fonctionnement de nos détecteurs à 925 et 1550 nm, ce qui permet une réduction de la quantité de photons parasites à ces longueurs d'onde qui peuvent se coupler dans les fibres optiques d'amenée du signal à détecter.

1. C'est la loi de Stefan-Boltzmann. Pour un corps noir parfait à la température T, cette puissance rayonnée vaut σT^4, où $\sigma = 5.670 \times 10^{-8}\ \mathrm{W\,m^{-2}\,K^{-4}}$.

2. Ceci est décrit par la loi de Wien et, de manière plus complète, par la loi de distribution de Maxwell-Boltzmann.

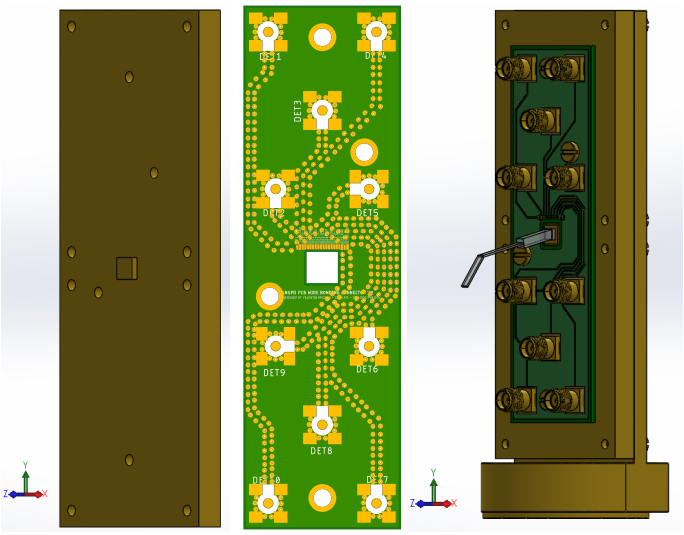

FIGURE 5.12 – Conception du porte-échantillon (à gauche), de la PCB (au centre) et de l'assemblage final (à droite) pour un couplage vertical des fibres optiques avec les réseaux de couplage (GC).

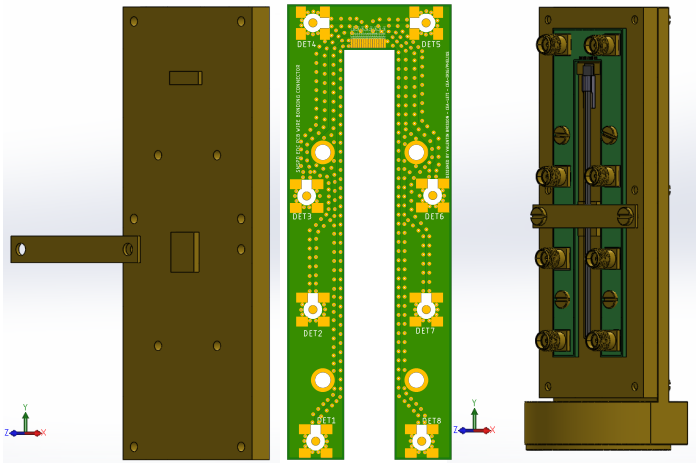

FIGURE 5.13 – Conception du porte-échantillon (à gauche), de la PCB (au centre) et de l'assemblage final (à droite) pour un couplage par la tranche des fibres optiques avec les EDC.

5.3.3 Assemblage de la Puce Photonique

Le processus de packaging comprend trois étapes : le collage de la puce photonique avec une laque d'argent compatible avec un usage cryogénique ; le *wire-bonding* pour assurer la connexion électrique ; et le fibrage du ruban de fibre avec les coupleurs sur la puce photonique.

Afin d'optimiser la transmission thermique entre la puce et le porte-échantillon, nous employons une colle époxy bi-composante conductrice thermique chargée de particules d'argent. Différents types de laques d'argent ont été testés : *EPO-TEK T7110*, *EPO-TEK H20E* et *EPO-TEK E4110*.

Il a été déterminé que la colle la plus appropriée était la *EPO-TEK E4110* car, lors de nos essais, les autres colles se sont désagrégées lorsque la température a diminué. La raison en était que ces colles dégazent lors de la mise sous vide du cryostat. En outre, la rétractation thermique du support d'échantillon en cuivre est bien supérieure à celle de la puce en silicium. Lors de simulations thermiques réalisées avec *SolidWorks* par Olivier Castany, nous avons observé que l'interface entre les deux éléments est soumise à une contrainte mécanique de quelques centaines de mégapascals (MPa), supérieure à la limite de rupture de la colle. Pour résoudre ce problème, il est recommandé d'augmenter l'épaisseur de colle utilisée afin de mieux répartir cette contrainte. Il est ainsi nécessaire de procéder à un dégazage sous vide de la colle pendant 72 heures, d'appliquer une épaisseur de colle d'environ 60 μm sous la puce et de polymériser celle-ci dans une étuve.

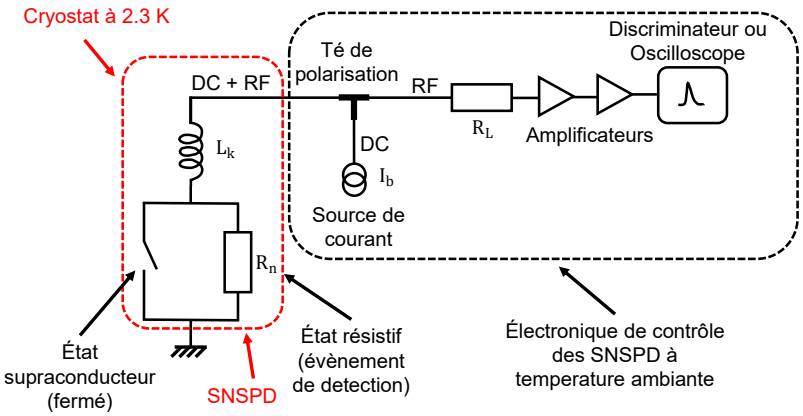

FIGURE 5.14 – Schéma électrique du pilotage des SNSPDs avec l'électronique de lecture située à l'extérieur du cryostat à température ambiante.



FIGURE 5.15 – Porte-échantillon et sa PCB installés sur le doigt froid.

Afin de garantir la liaison électrique entre la puce photonique et la carte de lecture, nous utilisons le *wire-bonding*. Il s'agit d'un pontage de fil métallique entre deux objets. Le fil est soudé par ultrasons sur un plot de connexion sur la puce ou sur la PCB en utilisant une pointe métallique. Il est nécessaire de régler trois paramètres afin de procéder à une soudure : la puissance des ultrasons, la force exercée par la pointe sur le plot et le temps nécessaire à la soudure. Il existe deux méthodes principales de connexion : le *ball bonding* et le *wedge bonding*. Le *ball bonding* est une technique non-directionnelle. L'intérêt de cette méthode réside dans la possibilité d'obtenir une grande liberté angulaire entre deux plots de connexion. Toutefois, l'empreinte de soudure est moins compacte que celle laissée par le *wedge bonding*. Il n'y a pas de liberté angulaire dans cette dernière technique, qui est unidirectionnelle. Le *ball bonding* a été sélectionné dans la plupart des assemblages de nos SNSPDs en utilisant des filaments en or de diamètre 25 μm. On utilise une machine manuelle de *F&K Delvotec 53BDA* et une machine semi-automatique de *F&K Delvotec 56xx*, respectivement pour le *ball bonding* et le *wedge bonding*.

Après avoir terminé les étapes de collage de la puce et de *wire-bonding*, nous procédons à l'alignement du ruban de fibre avec les coupleurs optiques. Nous utilisons un ruban de fibre à 12 voies pour les 12 coupleurs présents sur la puce. À leur extrémité, ces canaux optiques sont insérés entre une lame et une contre-lame en verre avec un angle de 8° par rapport à la normale, qui permet d'obtenir un couplage fibre-guide optimal pour les GC que nous avons développés. Un équipement de *Nanosystec Nanoglue* est utilisé pour aligner précisément le ruban de fibre avec les positions

des GC sur la puce. Le ruban de fibres peut être manipulé en utilisant une pince avec 6 degrés de liberté (3 translations et 3 rotations). Ainsi, elle est gérée par des moteurs linéaires à déplacement magnétique (un par axe x, y et z) et par des goniomètres à vis (assistés par moteur électrique) pour les trois angles (un par axe *roll*, *pitch* et *yaw*). La résolution des moteurs linéaires de déplacement est de 1 nm et la répétabilité en position bidirectionnelle est de 100 nm. La résolution angulaire des goniomètres est de 9 μrad (soit 0.0005°) et la répétabilité bi-directionnelle est de 12 $''$ (seconde d'arc) soit 0.0033°.

Les fibres sont alignées activement avec les coupleurs grâce à un laser continu, un contrôleur de polarisation et une photodiode en sortie. Pour obtenir le bras de levier le plus étendu du ruban de fibre avec les coupleurs, nous ajustons les voies optiques 1 et 12, qui sont les deux extrémités d'un guide simple (voir le dessin de la puce en partie 4.2.4). La méthode d'alignement, élaborée par Olivier Castany et Laura Boutafa, se déroule de la manière suivante :

- Placement du ruban de fibre et du porte-échantillon,
- Optimisation des angles *roll* et *pitch* du ruban de fibre à l'aide de petits miroirs triangulaires afin d'avoir les plans horizontaux de la puce et de la lame de la fibre parallèles,
- Préréglage de l'angle *yaw* en incidence normale avec l'objectif du microscope optique,
- Approche des fibres en altitude à environ 50 μm de la surface de la puce,
- Balayage dans les directions x et y en observant la transmission optique sur la photodiode,
- Réglage de l'angle *yaw* pour trouver la transmission maximale,
- Approche en altitude à environ 10 μm de la puce,
- Balayage en xy,
- Éloignement en hauteur des fibres de la puce,
- Application de gouttes de colle époxy optique sur la puce,
- Approche de la fibre à une hauteur entre 5 et 10 μm,
- Ajustement en xy,
- Polymérisation de la colle avec une lampe Ultra-Violet (UV),
- Relâchement et libération du porte-échantillon fibré.

La résine utilisée pour la colle époxy optique est une résine de référence *EPO-TEK OG142-112*. La plage de transparence est située entre 500 et 1660 nm. Elle a un indice de réfraction de 1.554 à 925 nm et de 1.548 à 1550 nm.

La figure 5.16 représente le dispositif final assemblé avec les étapes de collage, de *wire-bonding* et de fibrage réalisés.

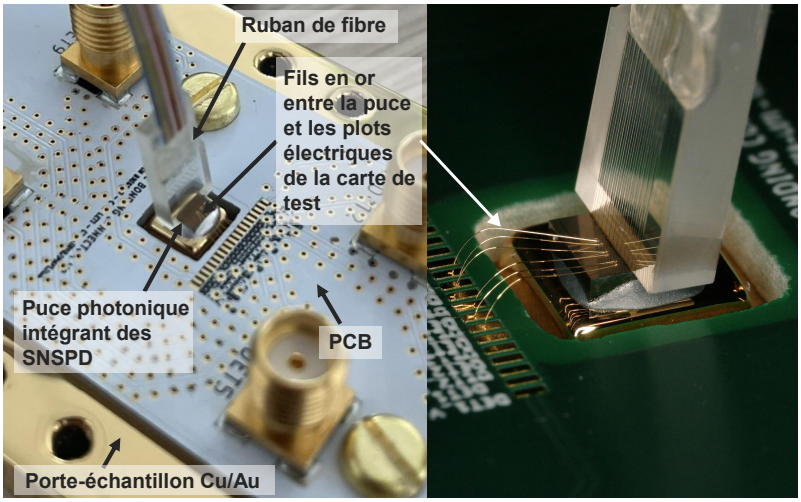

FIGURE 5.16 – Assemblage complet de la puce photonique contenant les SNSPDs avec le ruban de fibre et la PCB. À droite, zoom sur la puce avec les *wire-bonding*, photographie par Laura Boutafa.

Le montage de tous les dispositifs utilisés dans cette étude a été entièrement effectué par Laura Boutafa, technicienne en packaging au laboratoire LAIP du CEA-Leti.

La qualité de chaque fibrage est vérifiée par des mesures sur *prober*, selon la même méthode que dans la section 5.2, en évaluant les pertes d'insertion des coupleurs par le bras extérieur de référence du bloc SNSPD (voir le dessin dans la section 4.2.4). En outre, nous vérifions que les GC sont correctement alignés sur les deux bras de sortie du faisceau séparateur (MMI). Nous attendons

des valeurs proches de 50% : 50% pour ce dernier.

Les mesures de caractérisation du MMI et des GC après le fibrage d'une puce de WI-SNSPD sur SOI sont illustrées dans la figure 5.17 (référence : TRXX, P07, 1/4, Bloc 2, Puce 1.4 Rev T).

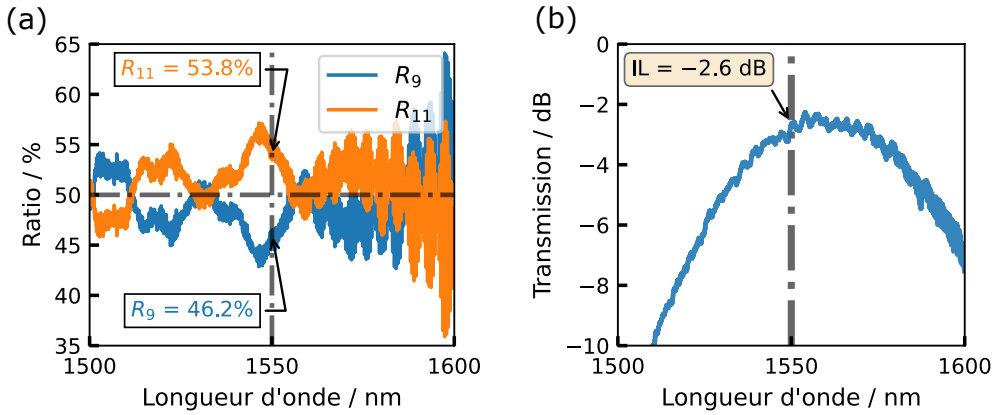

FIGURE 5.17 – Mesure à température ambiante d'une puce de WI-SNSPD sur SOI après packaging. (a) Ratio du séparateur de faisceau 3 dB (MMI) entre les deux sorties est représenté en fonction de la longueur d'onde. Le ratio pour la longueur centrale de 1550 nm est donné. (b) Pertes d'insertion (IL) des réseaux de couplage en fonction de la longueur d'onde. La perte d'insertion par GC pour la longueur centrale de 1550 nm est donnée.

Les ratios des deux sorties du MMI (figure 5.17 (a)) présentent une réponse complémentaire, car la réponse d'une sortie est rapportée à la puissance sommée sur les deux sorties. Une variation de réponse est également observée lors du balayage en longueur d'onde, qui est spécifique à la construction d'un MMI. En s'éloignant de la longueur d'onde centrale, la réponse du GC diminue rapidement (fig. 5.17 (b)). Le contraste d'indice élevé entre l'oxyde (1.45) et le silicium (3.48) explique cette décroissance.

La puce assemblée dans la figure 5.17 est jugée optimale en raison de son équilibrage du MMI proche de 50%, mais principalement en raison des faibles pertes d'insertion des coupleurs - 2.6 dB/GC (mesures réalisées à température ambiante après l'assemblage). Deux raisons expliquent l'amélioration de l'efficacité de couplage par rapport au test sur plaque (voir tableau 5.3) : une précision d'alignement améliorée lors du collage des fibres et une diminution de la discontinuité d'indice à l'interface entre la puce et le ruban de fibre. Les indices de réfraction de l'oxyde qui encapsule la puce et de la lame en verre du ruban de fibre sont en effet proches de 1.45. Lors de la réalisation du test sur *prober*, on note une présence d'air à l'interface avec un indice de 1.00, tandis que la colle optique utilisée présente un indice plus proche de 1.45, avec une valeur de 1.548 à $\lambda = 1550\,\text{nm}$.

Selon notre expérience sur les puces SNSPDs sur SOI, un fibrage est considéré comme déficient lorsque les pertes d'insertion dépassent -3.5 dB/GC et que les ratios de MMI sont inférieurs à 40% ou supérieurs à 60%. Nous pouvons prédire si les caractérisations à température cryogénique seront concluantes grâce à ces mesures à température ambiante.

5.3.4 Conclusion

Finalement, la conception de nouveaux porte-échantillons et circuits imprimés de connexion a permis d'adapter le cryostat pour l'intégration des WI-SNSPDs. L'utilisation d'un écran thermique de proximité à 2.3 K protège les détecteurs du rayonnement thermique extérieur. Les circuits électroniques de lecture de ces derniers sont à température ambiante. Pour finir, l'assemblage de tous les éléments est effectué à l'aide d'équipements aux normes de performance de l'industrie, dont la qualité, la précision et la reproductibilité nous permettent maintenant d'évaluer les performances des WI-SNSPDs à température cryogénique.

5.4 Caractérisation à Température Cryogénique

En intégrant la puce avec sa fibre optique sur son porte-échantillon, elle peut être montée sur le doigt froid du cryostat afin d'être refroidie à 2.3 K. La mesure de température est assurée par une diode fixée sur le porte-échantillon. La figure 5.18 représente une puce montée sur le doigt froid avec sa PCB et l'écran thermique.

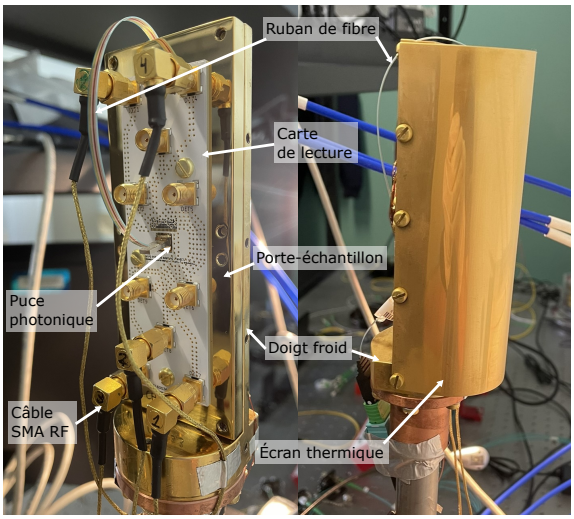

FIGURE 5.18 – Assemblage d'une puce photonique avec des WI-SNSPDs sur le porte-échantillon avec le ruban de fibre et les connexions électriques sur le doigt froid (à gauche). À droite, le dispositif est couvert par l'écran thermique.

Dans cette section, nous présentons les caractérisations à température cryogénique qui nous ont permis d'estimer, pour nos SNSPDs, la plupart des facteurs de mérite introduits à la section 2.4.3. Ici, nous présentons les résultats très prometteurs de WI-SNSPD sur SOI pour la longueur d'onde 1550 nm et sur SiNOI pour la longueur d'onde 925 nm.

L'étape de packaging (voir section 5.3.3) constitue la limite majeure concernant le nombre de puces photoniques qui ont été caractérisées. D'abord, il a fallu tester plusieurs colles cryogéniques et optiques et essayer différents protocoles expérimentaux (volume de colle, dégazage préalable, polymérisation, stratégie d'alignement des rubans de fibres) qui ont demandé beaucoup de temps et de ressources humaines au laboratoire packaging du CEA-Leti. Ensuite, les étapes d'assemblage des puces fonctionnelles et leur intégration dans le cryostat ont nécessité des délais considérables du fait de l'utilisation conjointe de ressources humaines et techniques avec l'ensemble des laboratoires du CEA. C'est pourquoi, nous avons réussi à assembler et caractériser intégralement moins d'une dizaine de puces. Pour quatre d'entre elles, le packaging (collage, *wire-bonding* et fibrage) a été de suffisamment bonne qualité pour permettre une caractérisation complète des facteurs de mérite des détecteurs sur ces puces.

Pour les WI-SNSPDs sur SOI nous exploitons le Bloc 2 de deux puces, dont les caractéristiques sont résumées dans le tableau 5.6 ci-dessous.

Une partie des caractérisations cryogéniques des détecteurs a été réalisée avec l'aide d'Elisa Collin, stagiaire en master 2 que j'ai encadré.

Plaque	Puce	Forme des nanofils	Section des nanofils ($W \times H$) / nm^2	Longueur des nanofils / μm		
P05	2.4 Rev R	U	100×5	n/a	2×20	n/a
P07	1.4 Rev T	Droit	100×5	10	40	80

TABLE 5.6 – Caractéristiques des puces WI-SNSPDs sur SOI optimisées pour la longueur d'onde 1550 nm.

Pour les détecteurs sur SiNOI nous exploitons le Bloc 1 de deux puces présentées dans le tableau

5.7 ci-dessous.

Plaque	Puce	Forme des nanofils	Longueur des nanofils (Section des nanofils $W \times H$) / μm (nm^2)						
			n°1	n°4	n°5	n°6	n°7	n°8	n°10
P04	1.3 Rev S	Droit et U	n/a	20 (100×5)	2×50 (120×5)	2×50 (120×5)	2×50 (100×5)	2×50 (100×5)	2×50 (80×5)
P04	3.3 Rev R	U	2×125 (100×5)	2×70 (100×5)	n/a	n/a	2×30 (100×5)	2×20 (100×5)	2×5 (100×5)

TABLE 5.7 – Caractéristiques des puces WI-SNSPDs sur SiNOI optimisées pour la longueur d'onde 925 nm.

Les dessins des blocs se trouvent en section 4.2.4.

Le Bloc 1 des WI-SNSPDs sur SiNOI comprend un total de 10 détecteurs. Toutefois, sur les deux puces étudiées, 3.3 Rev R et 1.3 Rev T, il n'y a que 5 et 6 détecteurs valides. Le problème réside dans un court-circuit qui a été créé lors du *wire-bonding* pendant l'étape d'assemblage (voir section 5.3.3). La surface de la puce présente des pavés de contact métalliques un peu trop proches et les empreintes laissées par les fils d'or entre deux détecteurs peuvent se toucher. Il sera nécessaire de disposer les plots métalliques de contact en quinconce pour les futures conceptions de masques de lithographie.

À la date de rédaction de ce manuscrit, les caractérisations à température cryogénique des SNSPDs sur SiNOI pour la longueur d'onde 1550 nm n'ont pas encore été menées.

5.4.1 Efficacité de Détection sur Puce et Bruit d'Obscurité

Un détecteur de photons uniques se distingue par son efficacité de détection et le niveau de bruit associé (voir section 2.4.3.2).

5.4.1.1 Schéma de Caractérisation et Calibration

Afin d'évaluer l'Efficacité de Détection sur Puce (ou, en anglais, *On-Chip Detection Efficiency* (OCDE)), nous employons une source laser continue atténuée afin d'être dans un quasi-régime de photons uniques. Après déduction des pertes d'insertion des coupleurs, l'OCDE est estimée via la relation suivante :

$$\mathrm{OCDE} = \frac{\mathrm{PCR} - \mathrm{DCR}}{N_\gamma} \tag{5.2}$$

où PCR est le Taux de Comptage des Photons (*Photon Count Rate* en anglais), DCR le Taux de Bruit d'Obscurité (*Dark Count Rate* en anglais) et N_γ le flux de photons incident.

Le nombre d'événements de détection pendant une période donnée est mesuré par le PCR, tandis que le DCR ne tient compte que des événements de détection liés au bruit sans qu'aucune lumière soit injectée. Ainsi, l'efficacité de détection est déterminée par le rapport entre le nombre d'événements de détection de photons (PCR−DCR) et le nombre de photons arrivant sur le détecteur. C'est la raison pour laquelle il est primordial d'avoir un flux de photons incident N_γ précis et fiable afin d'évaluer le ratio de comptage de photons, en utilisant l'équation 5.2. Une calibration minutieuse des équipements du banc de test est donc nécessaire.

Pour mesurer l'OCDE, nous utilisons le schéma de la figure 5.19 ci-dessous.

On mesure l'intensité d'une source laser continue atténuée en utilisant des photodiodes calibrées par le laboratoire de métrologie NIST [221]. Pour générer un flux de photons incident (N_γ) sur le détecteur d'environ 100 000 photons par seconde (ph/s), on réduit la puissance de sortie laser en utilisant un atténuateur variable. Le détecteur reçoit une petite partie de la puissance optique initiale ($1\% \times A_{\mathrm{fix}} \times \exp(-\mathrm{IL_{dB}})$) via les coupleurs sur puce. Enfin, afin d'optimiser le PCR, on ajuste la polarisation de la lumière incidente pour qu'elle corresponde à la polarisation TE des coupleurs sur puce. Le flux de photons N_γ représente une puissance optique dans le guide d'onde valant :

$$P = N_\gamma E_\gamma = N_\gamma \times \frac{hc}{\lambda} \tag{5.3}$$

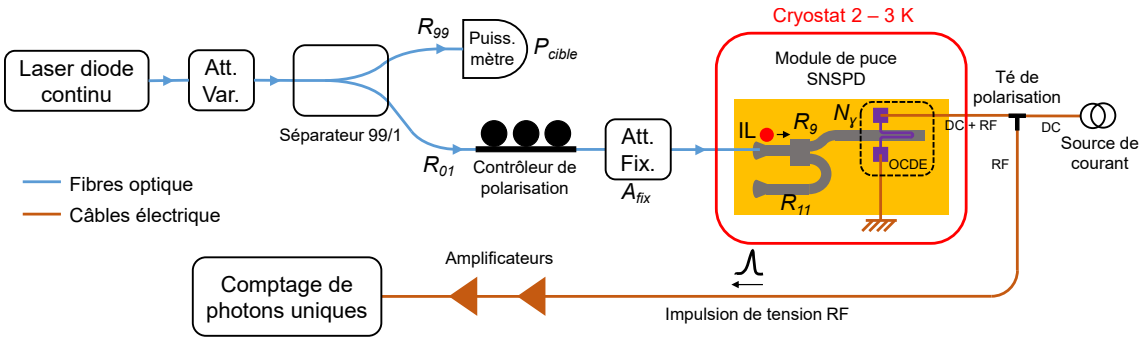

FIGURE 5.19 – Schéma du montage expérimental pour la mesure de l'OCDE.

où l'énergie du photon est E_γ et sa longueur d'onde λ. La constante de Planck, h, vaut $6.626 \times 10^{-34}\mathrm{m^2\,kg\,s^{-1}}$, tandis que la vitesse de la lumière dans le vide, c, est $299\,792\,458\,\mathrm{m\,s^{-1}}$.

En ce qui concerne les WI-SNSPDs des deux plateformes photoniques étudiées, on obtient une valeur de P de 1.28×10^{-14}W (12.8 fW) pour λ à 1550 nm et de 21.5 fW pour λ à 925 nm pour ce flux N_γ=100 000 ph/s. Il est impossible de mesurer des puissances optiques aussi faibles à l'aide de photodiodes classiques. Dans notre cas, par exemple, la photodiode employée a une sensibilité de l'ordre du nanowatt (10^{-9}W). C'est la raison pour laquelle dans le schéma de montage (figure 5.19), nous effectuons une mesure en parallèle avec un déséquilibre important du séparateur de faisceau (99% : 1%), en ajoutant un atténuateur A_{fix} d'environ −30 dB, pour nous assurer de rester dans une gamme de mesure utilisable du puissance mètre, supérieure au nanowatt. Il est ainsi possible de calculer le flux de photons incident N_γ à l'entrée du détecteur en mesurant la puissance optique P_{cible} qui atteint la photodiode.

La procédure de calibration avec les schémas de montage expérimentaux et la mise en équation sont présentées en annexe A.1.

Dans la section 4.2.4, on peut consulter le dessin du bloc SNSPD sur SOI à $\lambda = 1550$ nm. En présence d'un MMI sur la puce, on déduit le flux de photon en utilisant l'expression :

$$N_\gamma = \frac{P_{\mathrm{cible}}}{E_\gamma} \times \frac{R_{01}}{R_{99}} \times A_{\mathrm{fix}} \times \exp(-\mathrm{IL_{dB}}) \times R_9 \times \exp(-\alpha_{\mathrm{WG}} \times L_{\mathrm{in}}) \times \frac{1}{\sqrt{\mathrm{FC}}}. \tag{5.4}$$

Le flux de photon est calculé pour le bloc SNSPD sur SiNOI à $\lambda = 925$ nm (voir section 4.2.4).

$$N_\gamma = \frac{P_{\mathrm{cible}}}{E_\gamma} \times \frac{R_{01}}{R_{99}} \times A_{\mathrm{fix}} \times \exp(-\mathrm{IL_{dB}}) \times \exp(-\alpha_{\mathrm{WG}} \times L_{\mathrm{in}}) \times \frac{1}{\sqrt{\mathrm{FC}}}. \tag{5.5}$$

Où R_{99} est le ratio du bras de 99% et R_{01} le ratio du bras de 1% du séparateur de faisceau. La perte de propagation α_{WG} (en dB/cm) de la longueur du guide d'onde avant l'entrée du détecteur L_{in} est également prise en considération (voir les valeurs de α dans le tableau 5.1). Le terme FC représente le coefficient de transmission des connecteurs de fibre FC (*Fiber Coupling* en anglais). Sa moyenne a été mesurée à $\mathrm{FC} = 0.9673 \pm 0.0051$ à 2σ (soit $\mathrm{FC_{dB}} = -0.144 \pm 0.022$ dB). La présence de ce facteur $1/\sqrt{\mathrm{FC}}$ est justifiée dans l'analyse des mesures faites en annexe A.1.7. Pour le bloc SNSPD sur SOI, R_9 correspond au bras supérieur de sortie du MMI 3 dB, en conformité avec la structure de test des voies optiques 9, 10 et 11 du dessin dans la section 4.2.4. Ce terme n'est pas utilisé pour le bloc des SNSPDs sur SiNOI, car seul un guide droit est dessiné.

Les transmissions de chaque composant (connecteurs des fibres, séparateur de faisceau, atténuateur fixe, perte d'insertion, MMI) sont mesurées individuellement à température cryogénique dans un régime de puissance optique d'environ 1 mW pour chaque puce. Nous employons un deuxième puissance mètre calibré afin de réaliser des mesures en parallèle en utilisant la même méthode que celle qui a été décrite en section 5.2. Afin de diminuer l'incertitude statistique, une mesure de 1 s est effectuée 120 fois. L'incertitude statistique sur les mesures est exprimée par :

$$\sigma(x) = \sqrt{\frac{1}{n-1}\sum_{i=1}^{n}(x_i - \overline{x})^2}, \tag{5.6}$$

$$u_a(x) = \frac{\sigma(x)}{\sqrt{n}}. \tag{5.7}$$

L'écart type de la série de mesures est $\sigma(x)$, n représente le nombre de mesures répétées (ici $n = 120$) et $u_a(x)$ représente l'incertitude statistique. L'incertitude pour un intervalle de confiance de 95% est obtenue en multipliant $u_a(x)$ par deux (k = 2).

La valeur de l'incertitude relative du puissance mètre avec sa photodiode $\frac{u_b(x)}{\overline{x}}$, calibrée par le fournisseur, est de 3.0% pour un intervalle de confiance de 95% (k = 2). La propagation des incertitudes permet de déterminer l'incertitude relative du flux de photons incident N_γ :

$$\left(\frac{u_f(N_\gamma)}{\overline{N_\gamma}}\right)^2 = \left(\frac{u_a(R_{01})}{\overline{R_{01}}}\right)^2 + \left(\frac{u_a(R_{99})}{\overline{R_{99}}}\right)^2 + \left(\frac{u_a(A_{\text{fix}})}{\overline{A_{\text{fix}}}}\right)^2 + u_a(\text{IL}_{\text{dB}})^2 + L_{\text{in}}^2 u_a(\alpha_{\text{WG}})^2 + \frac{1}{4}\left(\frac{u_a(\text{FC})}{\overline{\text{FC}}}\right)^2 + \left(\frac{u_a(R_9)}{\overline{R_9}}\right)^2 + \left(\frac{u_{b\text{-det1}}(x)}{\overline{x}}\right)^2 + \left(\frac{u_{b\text{-det2}}(x)}{\overline{x}}\right)^2. \tag{5.8}$$

Selon les puces testées sur SOI ou SiNOI, le terme $\left(\frac{u_a(R_9)}{\overline{R_9}}\right)^2$ est pris en compte ou non. En ce qui concerne l'incertitude relative liée aux pertes de propagation $L_{\text{in}}u_a(\alpha_{\text{WG}})$, nous utilisons la valeur moyenne et son écart-type dans le tableau 5.1 lors de la caractérisation à température ambiante. L'incertitude relative N_γ moyenne a été estimée à 6.7% pour un intervalle de confiance de 95% (k = 2).

L'incertitude relative du flux de photons est ajoutée à l'incertitude relative de la différence entre PCR et DCR pour l'OCDE. Les taux de comptage sont assujettis à une erreur statistique que nous réduisons en effectuant 5 acquisitions de 1 s par point. L'incertitude absolue de la différence PCR−DCR et l'incertitude relative finale de l'OCDE sont exprimées par :

$$u_a(\text{PCR}) = \sigma(\text{PCR}), \tag{5.9}$$

$$u_a(\text{DCR}) = \sigma(\text{DCR}), \tag{5.10}$$

$$u_a(\text{PCR} - \text{DCR})^2 = \sigma(\text{PCR})^2 + \sigma(\text{DCR})^2, \tag{5.11}$$

$$\left(\frac{u_f(\text{OCDE})}{\overline{\text{OCDE}}}\right)^2 = \left(\frac{u_a(\text{PCR} - \text{DCR})}{\overline{\text{PCR} - \text{DCR}}}\right)^2 + \left(\frac{u_f(N_\gamma)}{\overline{N_\gamma}}\right)^2. \tag{5.12}$$

Après avoir effectué les étapes de calibration de chaque composant, il est possible d'ajuster la puissance P_{cible} en utilisant l'atténuateur variable en amont (voir figure 5.19), avec les équations 5.4 ou 5.5, afin d'obtenir un flux de photon à l'entrée du détecteur de 100 000 ph/s. La valeur de P_{cible} est généralement comprise entre 5 et 10 nW. L'équation A.27 développée en annexe A.1.7 est utilisée pour extraire l'OCDE. Le langage de programmation *Python* a été employé dans le développement d'un *Jupyter Notebook* qui permet d'automatiser les opérations de pilotage des instruments lors de toutes les étapes de calibration et de mesure des OCDE.

5.4.1.2 Détecteurs à Haute Efficacité

La polarisation des SNSPDs est assurée par un courant continu (DC). Lorsque la température du nanofil en NbN est inférieure à sa Température Critique supraconductrice (T_c), il peut conduire le courant électrique sans résistance. Avant de mesurer l'efficacité des détecteurs, nous examinons la tension en fonction du courant de polarisation des nanofils (la lumière n'étant pas envoyée à l'entrée du détecteur) pour évaluer la plage de fonctionnement des nanofils. Lorsque le nanofil revient à l'état résistif, cela signifie que la densité maximale de courant de la section du NbN est dépassée, ce qui est connu sous le nom de courant de *latching* (noté I_{latch}). L'illustration 5.20 illustre cette mesure.

Courant de *latching* - Puces SiNOI

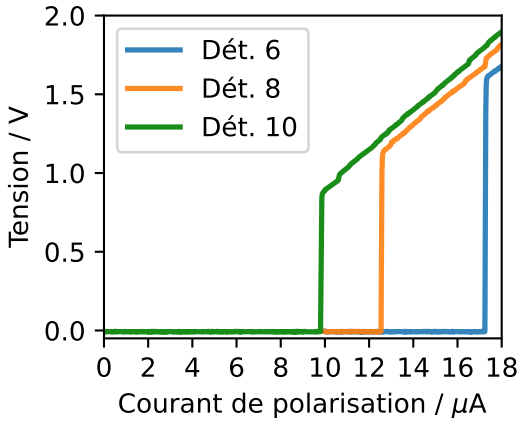

FIGURE 5.20 – Tension aux bornes des nanofils en fonction du courant de polarisation. Quand la tension devient non nulle, on définit le courant de *latching*. Les trois détecteurs d'une même puce (référence : OH10, P04, 1/4, Bloc 1, Puce 1.3 Rev S) présentent des sections de nanofils différentes.

La puce SiNOI testée ici (référence : OH10, P04, 1/4, Bloc 1, Puce 1.3 Rev S) présente des courants de *latching* de 17.26 μA pour le détecteur 6, 12.56 μA pour le détecteur 8 et 9.82 μA pour le détecteur 10. Il s'agit de trois détecteurs à nanofil en forme de U dont les longueurs repliées sont identiques, établies à 50 μm. Leur section varie, avec une épaisseur constante de 5 nm, en fonction de la largeur des nanofils : respectivement 120, 100 et 80 nm. Ils ont respectivement une résistance à température ambiante de 621, 768 et 1012 kΩ. Les trois détecteurs présentent des pentes très similaires après le point de *latching* : le détecteur 6 a une résistance de 102.1 ± 2.0 kΩ, le détecteur 8 a une résistance de 122.1 ± 0.9 kΩ et le détecteur 10 a une résistance de 124.2 ± 0.3 kΩ (l'incertitude sur la pente est donnée à 95% d'intervalle de confiance (autres notations 2σ ou $k = 2$) par un test de *Student*). Les résistances des nanofils sont inversement proportionnelles à leur section à température ambiante (voir tableau 5.8). Cependant cette tendance est absente pour les résistances des nanofils à température cryogénique. Le fait que les nanofils « *latchent* » à des courants différents pourrait expliquer les décrochements observés sur la figure 5.20, qui correspondraient à des portions de nanofil « *latchant* » à retardement pour des courants plus élevés. Pour vérifier ce comportement, il faudrait mesurer la tension de chaque nanofil pour des courants plus élevés afin de voir si les pentes (donnant la résistance) pour chacun des nanofils deviendraient inversement proportionnelles à leur section. Toutefois, le courant de *latching* varie comme attendu en fonction de la section du nanofil. La valeur de densité de courant maximale J_c reste approximativement constante et s'élève à 2.6 ± 0.2 MA/cm^2. Les mesures de tous les détecteurs de cette puce sont résumées dans le tableau 5.8 ci-dessous.

Détecteur	Section du nanofil ($W \times H$) / nm^2	Longueur de composant / μm	I_{latch} / μA	J_c / MA cm^{-2}	Résistance à 300 K / kΩ	Résistance à 2.3 K / kΩ
Nanofil droit 4	100×5	20	11.70	2.34	190	87.1 ± 0.1
Nanofil en U 5	120×5	50	16.96	2.83	620	106.8 ± 1.5
Nanofil en U 6	120×5	50	17.26	2.88	621	102.1 ± 2.0
Nanofil en U 7	100×5	50	13.26	2.65	765	130.3 ± 1.0
Nanofil en U 8	100×5	50	12.56	2.51	768	122.1 ± 0.9
Nanofil en U 10	80×5	50	9.82	2.46	1012	124.2 ± 0.3

TABLE 5.8 – Mesure de courant de *latching* pour la puce 1.3 WI-SNSPD sur SiNOI. Référence : OH10, P04, 1/4, Bloc 1, Puce 1.3 Rev S.

Le tableau 5.9 représente les mesures de *latching* pour la puce 3.3 Rev R (référence : OH10,

P04, 1/4, Bloc 1, Puce 3.3 Rev R).

Détecteur	Section du nanofil ($W \times H$) / nm^2	Longueur de composant / μm	I_{latch} / μA	J_c / MA cm^{-2}	Résistance à 300 K / kΩ	Résistance à 2.3 K / kΩ
Nanofil en U 1	100×5	125	7.60	1.52	1768	121.0 ± 0.3
Nanofil en U 4	100×5	70	12.40	2.48	1007	120.1 ± 0.7
Nanofil en U 7	100×5	30	14.60	2.92	455	117.2 ± 1.2
Nanofil en U 8	100×5	20	13.90	2.78	320	104.0 ± 1.0
Nanofil en U 10	100×5	5	14.50	2.90	113	70.8 ± 0.2

TABLE 5.9 – Mesure de courant de *latching* pour la puce 3.3 WI-SNSPD sur SiNOI. Référence : OH10, P04, 1/4, Bloc 1, Puce 3.3 Rev R. La faible valeur de J_c dérivée des mesures indique l'existence probable d'une constriction pour le détecteur *Nanofil en U 1*.

On peut s'attendre à des valeurs I_{latch} similaires pour une section de nanofil identique par puce. Le tableau 5.9 présente des variations légères sur I_{latch}. Une légère variation de la section des nanofils fabriqués sur puce lors des étapes de lithographie électronique et de gravure peut expliquer cette variation. Toutefois, il est évident que le détecteur *Nanofil en U 1* dans le tableau 5.9 présente un courant de *latching* très faible ($7.60\,\mu$A) par rapport aux quatre autres nanofils qui ont des courants supérieurs à $12\,\mu$A. Cela révèle très probablement que lors des étapes de fabrication, une constriction de la section du nanofil s'est produite localement. Dans un tel cas, la valeur de I_{latch} est en effet limité par la valeur de la section au niveau de la constriction du nanofil. La valeur moyenne de la densité maximale de courant J_c est de l'ordre de $2.8 \pm 0.2\,\text{MA/cm}^2$ pour la puce 3.3 Rev R en éliminant le détecteur *Nanofil en U 1* (voir tableau 5.9). Pour ce détecteur ayant probablement une constriction, en considérant une épaisseur constante, la largeur de la constriction serait voisine de 55 nm et la section minimale de $274\,\text{nm}^2$.

Ce détecteur a une plage de fonctionnement restreinte, ce qui a un impact sur sa capacité à compter efficacement les photons. L'efficacité du détecteur sera donc limitée sur une plage de polarisation réduite, entraînant une incapacité à atteindre le plateau de saturation de détection. Le courant de *latching*, donc la plage de polarisation, est sévèrement limité par la constriction locale sur la section du nanofil.

L'impulsion de tension d'un événement de détection est d'autant plus élevée que le courant de *latching* est élevé. On peut opter pour un déclenchement par seuil plus élevé pour des impulsions de tension plus élevées, ce qui a un impact sur le Rapport Signal sur Bruit (*Signal-to-Noise Ratio* (SNR)) et donc sur la fiabilité de la mesure du taux de comptage des photons.

Pour des SNSPDs sur SiNOI, nous attendons donc une densité de courant maximale d'environ $2.7\,\text{MA/cm}^2$ pour cette épaisseur de NbN de 5 nm.

Courant de *latching* - Puces SOI

Le tableau 5.10 représente les mesures de *latching* pour la puce sur SOI 1.4 Rev T (référence : TRXX, P07, 1/4, Bloc 2, Puce 1.4 Rev T).

Détecteur	Section du nanofil ($W \times H$) / nm^2	Longueur de composant / μm	I_{latch} / μA	J_c / MA cm^{-2}	Résistance à 300 K / kΩ	Résistance à 2.3 K / kΩ
Nanofil droit 1	100×5	10	6.01	1.20	148	85.8 ± 0.7
Nanofil droit 2	100×5	40	6.37	1.27	433	115.7 ± 4.2
Nanofil droit 3	100×5	80	5.79	1.16	807	117.2 ± 2.0

TABLE 5.10 – Mesure de courant de *latching* pour la puce 1.4 WI-SNSPD sur SOI. Référence : TRXX, P07, 1/4, Bloc 2, Puce 1.4 Rev T.

En ce qui concerne les SNSPDs sur SOI, avec une épaisseur de NbN similaire (5 nm), la densité de courant critique est $1.21 \pm 0.05\,\text{MA/cm}^2$. Les légères disparités entre ces densités de courant

critique sont dues aux variations géométriques des nanofils pendant les étapes de dépôt, de lithographie à faisceaux d'électrons et/ou de gravure (voir section 4.3), qui mènent à des incertitudes sur la valeur de la section des nanofils.

OCDE / Efficacité Interne / SNR - Puces SOI

Une fois que les courants de *latching* des détecteurs ont été mesurés et les calibrations du banc de test effectuées (voir schéma en figure 5.19), nous pouvons réaliser les mesures d'Efficacité de Détection sur Puce (OCDE) et de Taux de Bruit d'Obscurité (DCR). Des impulsions de tension d'amplitude d'environ 150 mV après amplification sont observées sur les SNSPDs sur SOI testés. Nous avons joué avec la tension seuil V_s du discriminateur afin de maximiser le SNR, ce que nous obtenons pour $V_s = 50\,\text{mV}$. À l'entrée du détecteur, nous ajustons le flux de photons afin qu'il atteigne environ 100 000 ph/s. Par la suite, nous faisons varier le courant de polarisation des nanofils et nous observons les comptages de photons rapportés au flux d'entrée sur la puce (voir équations 5.2). Les points de mesures sont effectués avec un pas de $0.1\,\mu\text{A}$, et nous réalisons 5 mesures de 1 seconde par point. Nous relevons également la puissance optique P_{cible} pour chaque point de mesure afin de nous prémunir de possibles fluctuations de puissance du laser continu.

La section supraconductrice est plus susceptible de se rompre lorsque le courant de polarisation est proche du courant critique. Le courant critique I_c est défini au point où le PCR et le DCR sont égaux. On atteint le courant critique au niveau du courant de polarisation, au-delà duquel, en augmentant davantage, on observe une augmentation soudaine du taux de comptage. Le PCR et le DCR sont mesurés en deux séries distinctes, il existe donc des disparités de comportement entre les deux mesures. C'est pourquoi il y a une limite de validité pour l'équation 5.2 permet de déterminer l'OCDE est conditionné au fait que le PCR doit être supérieur au DCR.

La figure 5.21 présente l'évolution de l'OCDE et du DCR en fonction du courant de polarisation pour une puce de WI-SNSPDs sur SOI (référence : TRXX, P05, 1/4, Bloc 2, Puce 2.4 Rev R, Détecteur 2). I_b/I_c est la normalisation du courant de polarisation, où $I_c < I_{\text{latch}}$ est le courant critique. Dans cette figure, I_c est celui pour lequel PCR = DCR. Toutefois, le bruit augmente de façon exponentielle lorsque le courant de polarisation dépasse le courant critique.

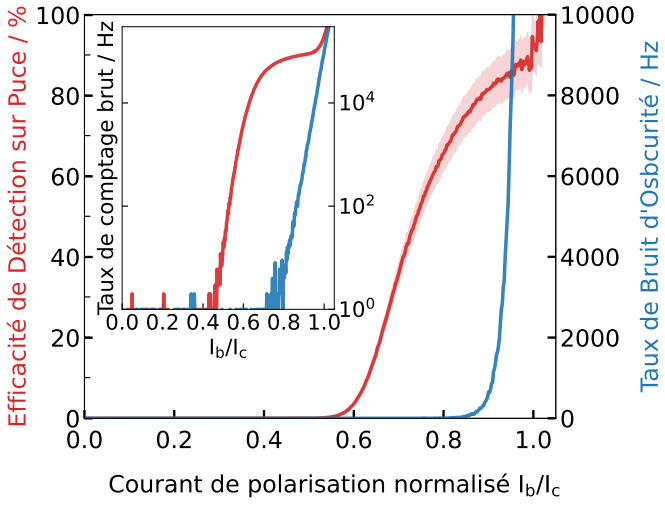

FIGURE 5.21 – Axe de gauche : Efficacité de Détection sur Puce en fonction du courant de polarisation normalisé (rouge). Axe de droite : Taux de Bruit d'Obscurité mesuré en fonction du courant de polarisation normalisé (bleu). Encart : taux de comptage brut de photons et de bruit en utilisant l'axe y semi-logarithmique en fonction de I_b/I_c. Le SNSPD testé est un nanofil en forme de U d'une longueur totale de $40\,\mu\text{m}$ ($20\,\mu\text{m}$ pour le dispositif). Le courant de polarisation critique (I_c) pour le SNSPD est de $4.62\,\mu\text{A}$ et son courant de *latching* est de $5.03\,\mu\text{A}$. Référence de la puce en SOI : TRXX, P05, 1/4, Bloc 2, Puce 2.4 Rev R, Détecteur 2.

Dans la représentation graphique 5.21, il n'existe aucun plateau de saturation de l'OCDE. Cependant, le point d'inflexion est visible avant que le bruit ne domine à I_c. L'OCDE du SNSPD en forme de U de $20\,\mu\text{m}$ de long est de $77.7 \pm 6.7\,\%$ pour une référence de bruit DCR = 100 Hz (avec

$I_b = 0.87 I_c$). Il est possible d'atteindre une efficacité de détection de 82.3 %, mais cela entraîne un bruit plus élevé de 1 kHz (à $I_b = 0.91 I_c$) en raison de l'augmentation exponentielle du bruit près du courant critique. C'est la raison pour laquelle un courant de polarisation plus faible est préférable, car une diminution de 4.6% de l'efficacité permet de bénéficier de 10 fois moins de bruit (voir la discussion sur le SNR ci-dessous). Dans un avenir proche, il sera possible de substituer l'amplificateur à température ambiante du premier étage par un amplificateur cryogénique (voir la figure 5.14 du schéma électrique d'un SNSPD), ce qui devrait permettre une diminution supplémentaire du bruit.

Selon la constante d'atténuation simulée par FDE en partie 4.2.1, l'efficacité d'absorption du SNSPD en forme de U de longueur $2 \times 20\,\mu$m vaut 85.4 %.

La figure 5.22 illustre l'étude de l'OCDE sur la puce 1.4 de la plaque P07 sur SOI qui contient trois nanofils droits de longueur 10, 40 et 80 μm. Les résultats des puces de WI-SNSPDs sur SOI sont présentées dans le tableau 5.11. Les pertes d'insertion des GC de cette puce ont été mesurées à l'aide du bras de référence et à la température cryogénique de 2.3 K. Ces pertes s'élèvent à -3.5 dB/GC soit une dégradation de 0.9 dB par rapport aux mesures à température ambiante (voir fig. 5.17 (b)). Cette dégradation est principalement causée par dilatations différentielles de la puce et du ruban de fibre qui modifient l'alignement entre les GC et les fibres.

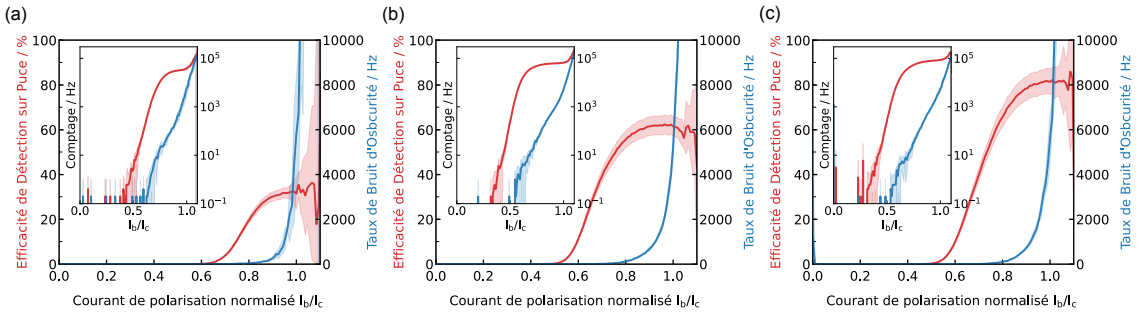

FIGURE 5.22 – Axe de gauche : Efficacité de Détection sur Puce en fonction du courant de polarisation normalisé (rouge). Axe de droite : Taux de Bruit d'Obscurité mesuré en fonction du courant de polarisation normalisé (bleu). Encart : taux de comptage brut de photons et de bruit en utilisant l'axe y semi-logarithmique en fonction de I_b/I_c. Trois détecteurs avec des nanofils droits d'une même puce sont testés : (a) 10 μm de longueur, (b) 40 μm de longueur et (c) 80 μm de longueur. Référence de la puce en SOI : TRXX, P07, 1/4, Bloc 2, Puce 1.4 Rev T.

Puce	Détecteur	Longueur de composant / μm	OCDE (I_b/I_c) @ DCR de 100 Hz / % (norm.)	OCDE (I_b/I_c) @ DCR de 1000 Hz / % (norm.)	I_c / μA	I_{latch} / μA	α_{simul} / %
2.4 Rev R	U	2×20	77.7 ± 6.7 (0.87)	82.3 ± 6.7 (0.91)	4.62	5.03	85.4
1.4 Rev T	Droit 1	10	26.8 ± 6.8 (0.85)	31.8 ± 7.4 (0.95)	5.30	6.01	42.2
1.4 Rev T	Droit 2	40	54.7 ± 6.8 (0.79)	61.9 ± 6.7 (0.93)	5.50	6.37	88.8
1.4 Rev T	Droit 3	80	65.7 ± 6.7 (0.80)	79.7 ± 6.8 (0.91)	5.25	5.79	98.8

TABLE 5.11 – Mesures d'OCDE de WI-SNSPDs sur SOI des puces : P05, 2.4 Rev R et P07, 1.4 Rev T.

Comme dans le cas de la puce 2.4 illustrée dans la figure 5.21, les WI-SNSPDs à nanofil droit (puce 1.4 Rev T) commencent à présenter une OCDE notable quand le courant de polarisation dépasse $0.5 I_c$ (voir figure 5.22). Des plateaux de saturation légers se manifestent, mais près du courant critique I_c, le bruit augmente fortement – par définition – jusqu'au courant de *latching*. Comme mentionné plus haut, l'intégration d'un amplificateur cryogénique permettrait d'élargir la plage de fonctionnement des détecteurs tout en diminuant le bruit.

Toutefois, il convient de souligner que les performances de détection obtenues pour des niveaux de bruit DCR de 100 Hz et 1000 Hz présentent des courants de polarisation normalisés situés respectivement autour de 0.81 ± 0.03 et 0.93 ± 0.02. Cela signifie que le fonctionnement des détecteurs, en fonction de leur efficacité d'absorption simulée α_{simul} telle qu'elle est rapportée dans le tableau 5.11, est relativement homogène sur une même puce. L'uniformité est un élément

essentiel pour une utilisation industrielle des SNSPDs et leur dimensionnement. Il devrait être possible d'atteindre des efficacités de détection plus élevées en utilisant des nanofils plus longs.

Le design du Bloc 2 des puces WI-SNSPDs sur SOI permet de mesurer la transmission résiduelle par la voie optique 2 une fois que le flux de photons du détecteur 1 a été absorbé (voir section 4.2.4). Dans ce cas, la probabilité d'absorption est $\alpha_{\text{exp}} = 1 - T_{\text{résiduelle}}$, qui peut être calculée en mesurant le flux de photons en entrée sur le puissance mètre P_{cible} après calibration des pertes de chaque composant (voir section 5.4.1.1), où la lumière est injectée dans le bras 3 dans le régime de haute puissance (et non dans le régime de photons uniques). En utilisant les mesures de l'OCDE et de α_{exp}, on peut déduire l'efficacité interne η (définie en section 2.4.3.2), en reprenant l'équation 2.19. C'est ce processus qui est évalué dans la figure 5.23.

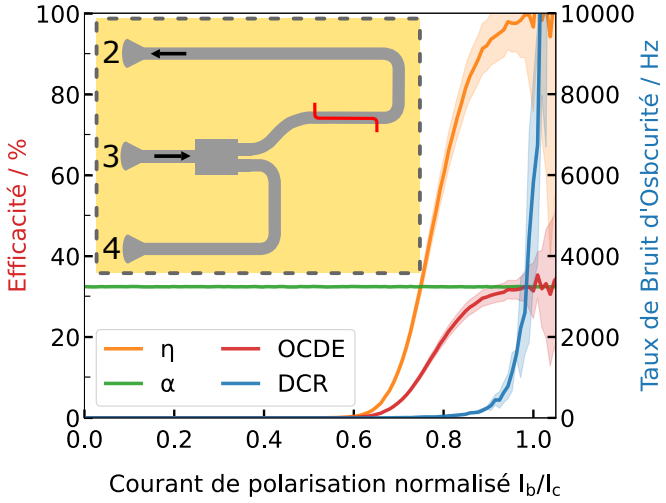

FIGURE 5.23 – Axe de gauche : OCDE (rouge) et efficacité interne (η, orange) en fonction du courant de polarisation normalisé ($I_c = 5.30\,\mu$A) d'un nanofil court, droit et de $10\,\mu$m de long (détecteur droit 1, puce 1.4 Rev T) conçu pour atteindre une efficacité d'absorption α_{simul} de 42.2% (simulation FDE). La transmission résiduelle est mesurée en fonction de I_b/I_c à l'aide du schéma de l'encart, et η est déduit du rapport OCDE/α (α, vert). Le DCR par rapport à l'axe de droite est représenté par la courbe bleue.

Le courant de polarisation n'affecte pas l'efficacité d'absorption α_{exp} mesurée (courbe verte dans la figure 5.23). La valeur expérimentale de α_{exp} de 32.4% est significativement inférieure à la valeur simulée (42.2%).

Une explication peut être avancée pour expliquer la différence entre l'efficacité d'absorption α_{simul} simulée (voir section 4.2.1) et la valeur expérimentale. En ce qui concerne les simulations FDE, il est essentiel de connaître l'indice de réfraction complexe de chaque matériau utilisé dans l'empilement technologique pour obtenir le coefficient d'atténuation des composants. Cependant, il est difficile d'utiliser l'ellipsométrie pour évaluer cette dernière valeur sur des films ultra-minces de NbN [189], [210]. Ainsi, la divergence entre les indices de réfraction complexe considérés et réels pourrait expliquer cette différence sur α.

Dans la figure 5.23, on déduit l'efficacité interne η en calculant le rapport OCDE/α, ce qui donne la courbe orange. Une valeur de $97.6 \pm 7.4\,\%$ à 1000 Hz de DCR est relevée lorsqu'on arrive au plateau de saturation. Cette efficacité interne proche de 100% est comparable aux meilleurs détecteurs à l'état de l'art [137].

Les paramètres qui influencent l'efficacité interne peuvent venir des caractéristiques des matériaux des films fins de NbN et/ou la géométrie du nanofil. Quand le courant circule autour du point chaud après l'absorption d'un photon (obtenu par la rupture de paires de Cooper), les lignes de courant sont déviées, ce qui conduit à un dépassement global de la densité de courant critique J_c du NbN sur toute la largeur du nanofil. C'est pourquoi un nanofil plus étroit aura une capacité accrue à rompre la section de l'état supraconducteur [99]. Néanmoins, en raison de la diminution de la section transversale, le courant de *latching* et le courant critique I_c seront réduits, ce qui aura un impact négatif sur l'OCDE. Inversement, un nanofil trop large aura plus de difficulté à avoir sa section rompue après l'absorption d'un photon. Ainsi, l'augmentation de l'épaisseur du nanofil,

tout en gardant une largeur réduite, serait également bénéfique afin de maintenir une section transversale plus élevée. En outre, la température critique du NbN augmente dans ce cas ; par exemple, pour une épaisseur de 7 nm, la Température Critique supraconductrice est proche de 10 K [189].

Les SNR des trois détecteurs de la puce 1.4 Rev T testée sont montrés dans la figure 5.24. Ces mesures sont reprises de la figure 5.22.

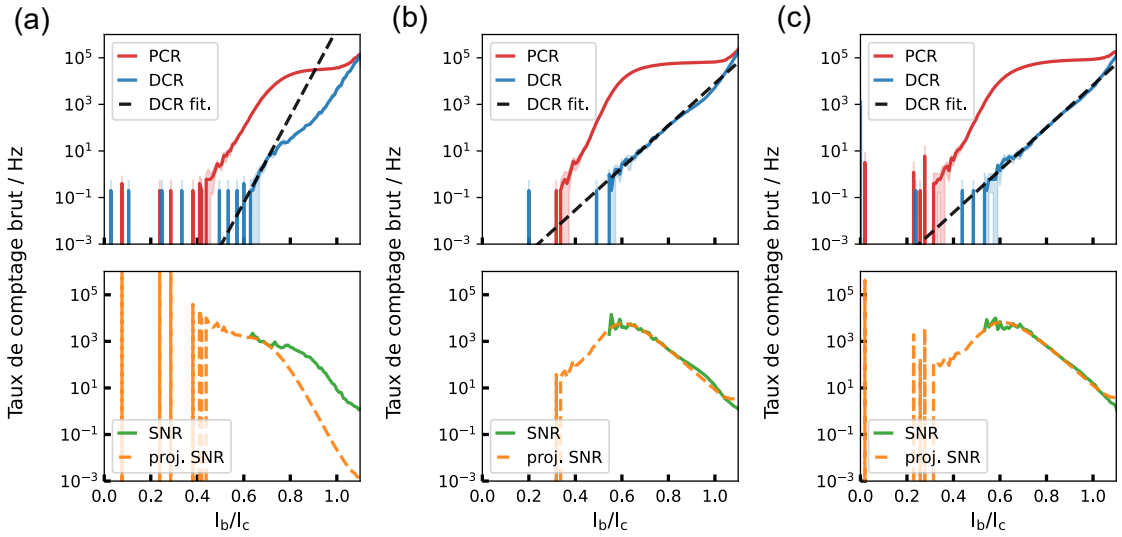

FIGURE 5.24 – Taux de comptage brut de photons et de bruit en utilisant l'axe y semi-logarithmique en fonction du courant de polarisation normalisé I_b/I_c. Graphiques supérieurs : Taux de Comptage des Photons (PCR) (en rouge), Taux de Bruit d'Obscurité (DCR) (en bleu) et régression exponentielle ($m \times e^{a \times x}$) sur le DCR (en pointillé noir) en fonction de I_b/I_c. Graphiques inférieurs : Rapport Signal sur Bruit (SNR en vert) et projection du SNR ajusté (en orange) en fonction de I_b/I_c. Les trois détecteurs de la puce 1.4 sont représentés : (a) 10 μm de longueur, (b) 40 μm de longueur et (c) 80 μm de longueur.

Sur cette figure 5.24, l'objectif est de déterminer le courant de polarisation pour lequel le détecteur affiche le meilleur Rapport Signal sur Bruit. L'augmentation du SNR entraîne une augmentation de la fiabilité de détection. Toutefois, lorsque I_b est trop faible, le nombre de coups de bruit est trop faible pour être observable du fait que l'efficacité interne n'a pas atteint son maximum. On voit sur la figure 5.24 que le PCR croît de manière quasi exponentielle avec I_b. Lorsque I_b est trop faible, η est quasiment nulle (voir figure 5.23). Il est cependant possible d'estimer le SNR pour des courants de polarisation plus faibles en utilisant une régression exponentielle sur le DCR. Selon la figure 5.24, la régression est limitée à la première contribution de bruit, avant que la pente de DCR approche I_c (voir les graphiques supérieurs). Pour cela, nous déduisons les coefficients m et a d'une régression exponentielle $m \times e^{a \times x}$ sur la série de données limitée à la première contribution du DCR en fonction du courant de polarisation. Ensuite, nous projetons le DCR déduit pour calculer le ratio PCR/DCR pour tracer le SNR (courbe orange) sur les graphiques inférieurs de la figure 5.24.

Nous voyons que le niveau de détection maximal rapporté au DCR pour les trois détecteurs se situe autour d'un courant de polarisation normalisé de $0.6I_c$, avec un SNR moyen de 10^4. Le niveau de SNR atteint son maximum lorsque l'efficacité interne du nanofil commence à croître, puis diminue progressivement jusqu'à atteindre le seuil de saturation de l'efficacité de détection. Par conséquent, il est crucial de minimiser le DCR afin d'atteindre des efficacités internes plus élevées et maximiser ainsi le SNR. Cette réduction de bruit pourrait être optimisée par la géométrie du nanofil et améliorée par l'ajout d'un étage d'amplification électronique à température cryogénique.

OCDE - Puces SiNOI

En suivant la même approche, nous effectuons l'évaluation des OCDE des WI-SNSPDs sur SiNOI optimisés pour la longueur d'onde 925 nm. Il est essentiel d'adapter le banc de mesure et l'instrumentation du cryostat pour que les composants de test soient en adéquation avec la longueur

d'onde. La diode laser à onde continue émettant à 915 nm, le séparateur de faisceau, le contrôleur de polarisation, les atténuateurs et enfin le ruban de fibre allant jusqu'à la puce photonique sont connectés à l'aide de fibres optiques *HI 780* de *Corning* (voir le montage en figure 5.19). Le seuil de tension du discriminateur est établi entre 100 et 150 mV en fonction des courants de *latching* mentionnés précédemment. On présente les caractéristiques des deux puces 3.3 Rev R et 1.3 Rev T de la plaque P04, avec leurs OCDE et DCR représentés dans les figures 5.25 et 5.26. Les tableaux 5.12 et 5.13 présentent un résumé des deux puces.

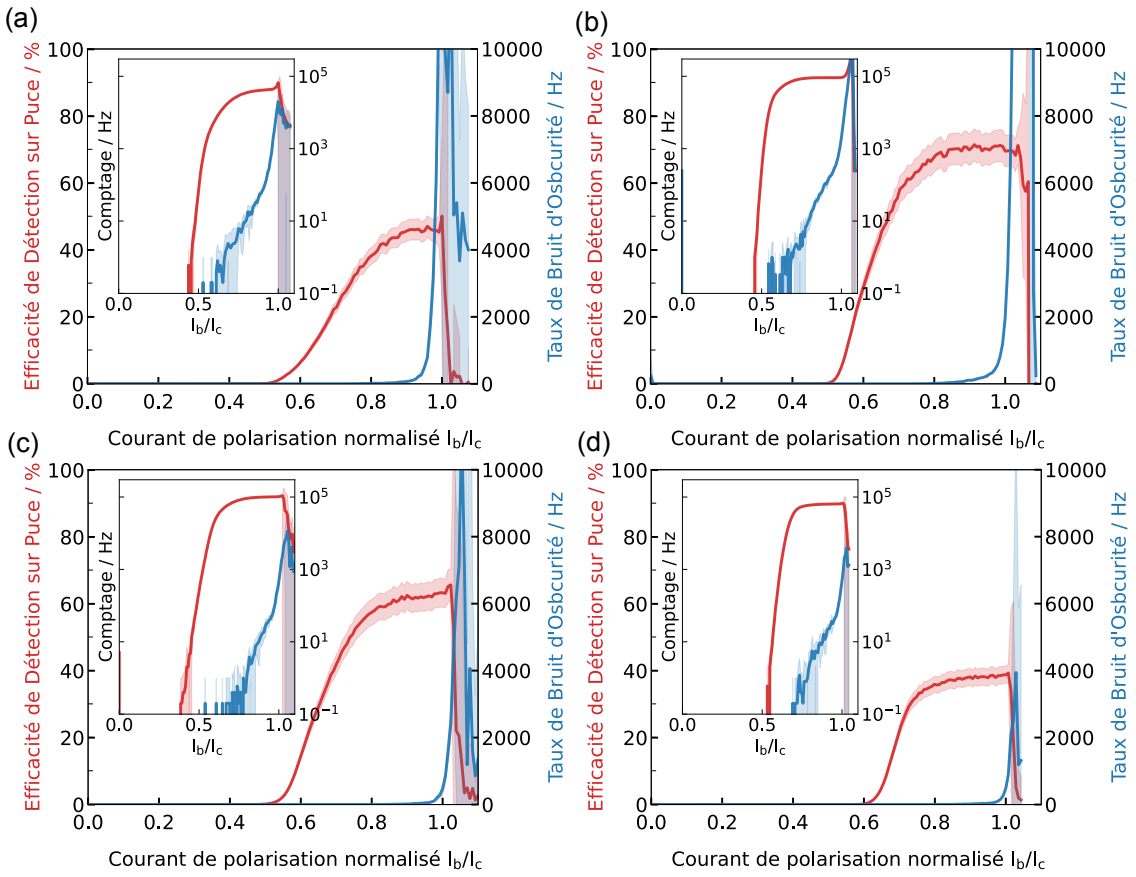

FIGURE 5.25 – Axes de gauche : OCDE en fonction du courant de polarisation normalisé I_b/I_c (rouge). Axes de droite : DCR mesuré en fonction de I_b/I_c (bleu). L'encart correspond au taux de comptage brut de photons et de bruit en se basant sur l'axe semi-logarithmique y en fonction de I_b/I_c. On étudie quatre détecteurs dotés de nanofils en forme de U d'une même puce : (a) longueur de $2 \times 70\,\mu$m, (b) longueur de $2 \times 30\,\mu$m, (c) longueur de $2 \times 20\,\mu$m et (d) longueur de $2 \times 5\,\mu$m. Référence de la puce en SiNOI : OH10, P04, 1/4, Bloc 1, Puce 3.3 Rev R. Les données sont présentées dans le tableau 5.12.

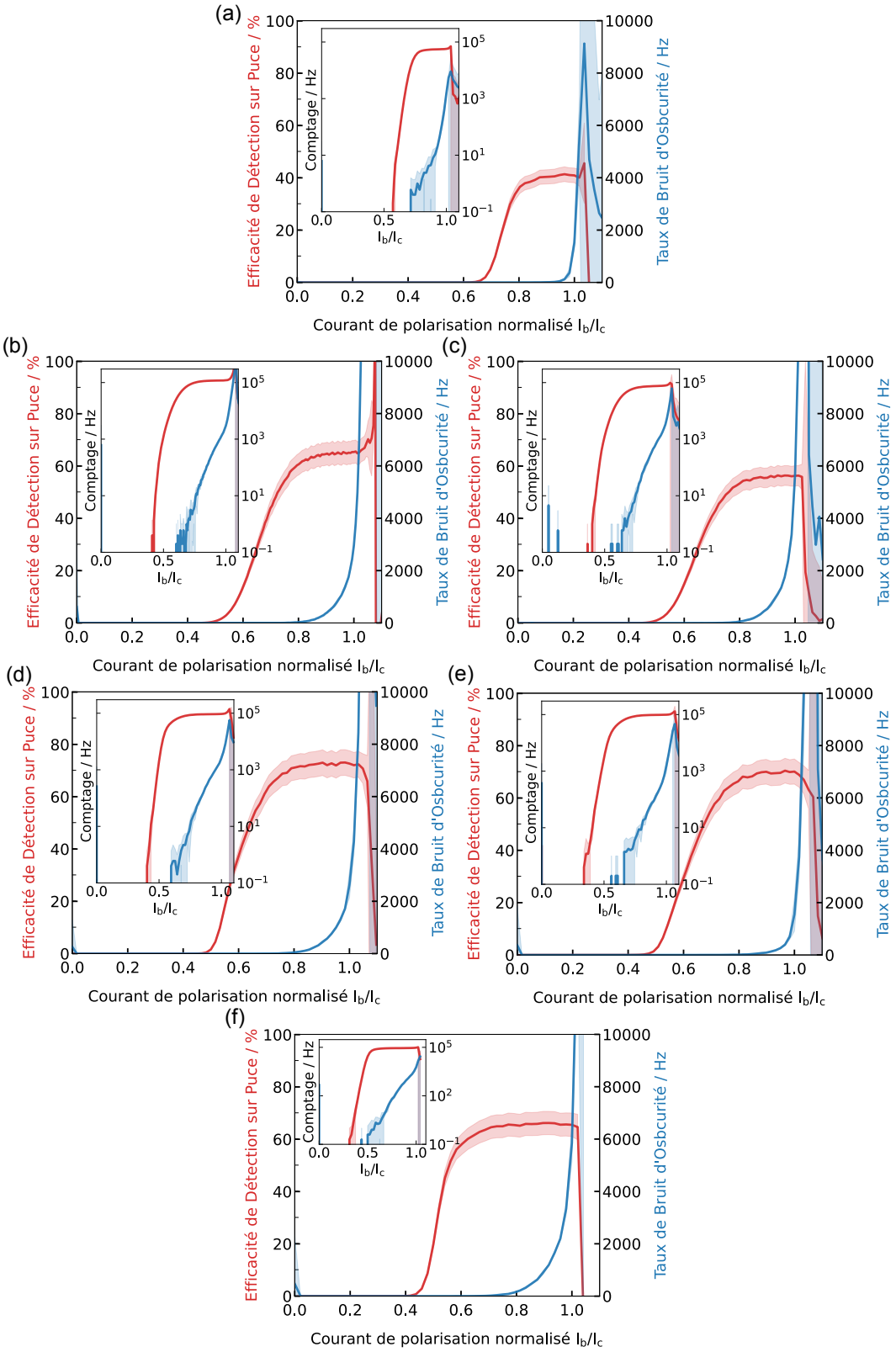

FIGURE 5.26 – Axe gauche : OCDE en fonction du courant de polarisation normalisé I_b/I_c (rouge). Axe de droite : DCR mesuré en fonction de I_b/I_c (bleu). Le taux de comptage brut de photons et de bruit est représenté en utilisant l'axe y semi-logarithmique en fonction de I_b/I_c. On étudie six détecteurs d'une même puce : (a) Un nanofil droit de longueur 20 μm et de (b) à (f) des nanofils en U de longueur $2 \times 50\,\mu$m. Les nanofils ont une largeur variable : (b) et (c) 120 nm ; (a), (d) et (e) 100 nm ; (f) 80 nm. Référence de la puce en SiNOI : OH10, P04, 1/4, Bloc 1, Puce 1.3 Rev S. Les valeurs sont reportées dans le tableau 5.13.

Numéro du détecteur	Longueur de composant / μm	OCDE (I_b/I_c) @ DCR de 10 Hz / % (norm.)	OCDE (I_b/I_c) @ DCR de 100 Hz / % (norm.)	I_c / μA	I_{latch} / μA	α_{simul} / %
1	2×125	0.2 ± 2.0 (0.77)	1.9 ± 10.0 (0.89)	7.10	7.60	100.0
4	2×70	37.6 ± 6.8 (0.79)	46.1 ± 6.8 (0.92)	12.10	12.40	100.0
7	2×30	67.4 ± 6.7 (0.80)	70.8 ± 6.7 (0.89)	13.80	14.60	99.4
8	2×20	61.1 ± 6.7 (0.88)	63.0 ± 6.7 (0.98)	13.00	13.90	96.4
10	2×5	37.4 ± 6.7 (0.88)	38.5 ± 6.7 (0.98)	13.90	14.50	57.2

TABLE 5.12 – Mesure d'OCDE de WI-SNSPD sur SiNOI à la longueur d'onde de 915 nm de la puce P04, 3.3 Rev R. La section des nanofils en U est de 100 nm de large par 5 nm d'épais.

Numéro du détecteur	Largeur de nanofil / nm	Espacement du nanofil / nm	OCDE (I_b/I_c) @ DCR de 10 Hz / % (norm.)	OCDE (I_b/I_c) @ DCR de 100 Hz / % (norm.)	I_c / μA	I_{latch} / μA	α_{simul} / %
4	100	n/a	40.4 ± 6.7 (0.93)	41.4 ± 6.8 (0.98)	11.20	11.70	86.7
5	120	140	57.7 ± 6.7 (0.80)	63.6 ± 6.7 (0.85)	15.60	16.96	100.0
6	120	120	49.1 ± 6.7 (0.75)	54.7 ± 6.8 (0.83)	16.00	17.26	100.0
7	100	140	67.2 ± 6.7 (0.74)	71.6 ± 6.7 (0.84)	12.40	13.26	100.0
8	100	120	65.5 ± 6.8 (0.78)	70.1 ± 6.8 (0.90)	11.80	12.56	100.0
10	80	120	63.6 ± 6.7 (0.69)	65.6 ± 6.7 (0.77)	9.60	9.82	99.9

TABLE 5.13 – Mesure d'OCDE de WI-SNSPD sur SiNOI à la longueur d'onde de 915 nm de la puce P04, 1.3 Rev S. Le détecteur 4 est un nanofil droit de longueur 20 μm. Les détecteurs 5 à 10 sont des nanofils en forme de U de longueur $2 \times 50\,\mu$m et d'épaisseur 5 nm.

Dans le même ordre d'idées que pour les SNSPDs sur SOI, les efficacités de détection des nanofils des puces 3.3 Rev R et 1.3 Rev S augmentent lorsque les courants de polarisation dépassent $0.5I_c$ (voir les figures 5.25 et 5.26). On remarque que les détecteurs présentent des plateaux de saturation bien définis dans les figures 5.25 (b), (c) et (d) et 5.26. Le niveau de bruit à proximité de I_c continue d'augmenter de manière exponentielle, mais il demeure inférieur à celui des détecteurs sur SOI.

Il est probable que l'augmentation du plateau de saturation et des DCR plus faibles sont directement liés à la gamme spectrale de longueur d'onde à laquelle les détecteurs sont opérationnels. Les photons émis à une longueur d'onde de 915 nm sont plus énergétiques, ce qui augmente la probabilité qu'un photon absorbé transfère son énergie pour rompre l'état supraconducteur, même avec des courants de polarisation moindres.

En outre, le ruban de fibre (*HI 780* de *Corning*) qui relie la lumière d'une source extérieure aux détecteurs agit comme un filtre grâce à sa gamme spectrale de fonctionnement, empêchant ainsi le couplage de photons thermiques de plus haute longueur d'onde dans la fibre, ce qui réduit le bruit. Ce filtre n'est pas aussi efficace pour les rubans de fibre à la longueur d'onde télécoms (*SMF-28*) qui peuvent guider des photons de plus hautes longueurs d'onde.

La dernière raison réside dans la variation de la structure polycristalline du NbN sur la plateforme photonique en nitrure de silicium par rapport à celle sur silicium. Lorsqu'on prend en compte la même section du nanofil en NbN, les valeurs de courant de polarisation sont systématiquement supérieures à celles des nanofils sur SOI.

Pour cette raison, les valeurs d'OCDE sont indiquées pour des niveaux de DCR de 10 et 100 Hz dans les tableaux 5.12 et 5.13 alors que nous avions utilisé comme niveaux de référence des DCR de 100 Hz et 1000 Hz pour les SNSPDs sur SOI.

Les plateaux de saturation présentent de légères oscillations. Nous n'avons pas trouvé d'explication satisfaisante à ce comportement, car nous intégrons les mesures sur une durée suffisamment longue pour éviter les variations de puissance du laser et les éventuelles erreurs de l'électronique de comptage.

En examinant la longueur des plateaux de saturation, comme illustré dans la figure 5.26, on peut constater des variations de la plage de polarisation en fonction de la largeur du nanofil. Les plateaux de saturations des détecteurs 5 et 6 (fig. 5.13 (b) et (c)) de largeur 120 nm sont plus

petits que ceux des détecteurs 7 et 8 (fig. 5.13 (d) et (e)) de largeur 100 nm et encore plus petits que ceux du détecteur 10 (fig. 5.13 (f)) de largeur 80 nm. En ce qui concerne une section de nanofil plus petite, l'efficacité interne obtenue par l'absorption d'un photon augmente plus rapidement en fonction du courant de polarisation. Toutefois, pour ces mêmes détecteurs, la section réduite a un impact sur le courant de *latching* (voir tableau 5.13) qui entraîne une probabilité accrue de détecter davantage d'événements de bruit, et donc une diminution du SNR.

Il est également possible de constater dans la figure 5.26 et dans le tableau 5.13 que les détecteurs 7 et 8 de largeur de nanofil 100 nm présentent les meilleures performances. Il est donc nécessaire de trouver un équilibre entre un nanofil trop étroit et trop large. La diminution de la section du détecteur permettra d'élargir la plage de fonctionnement en courant, mais au prix de la diminution de la constante d'atténuation liée à l'efficacité d'absorption. Une section plus grande permettra d'obtenir un détecteur plus court pour une efficacité d'absorption équivalente, car le nanofil absorbera une plus grande fraction d'intensité par le mode optique guidé, ce qui entraînera une efficacité d'absorption linéique accrue. Toutefois, l'efficacité interne est réduite pour une section trop importante.

La longueur et la largeur du nanofil vont également affecter les caractéristiques temporelles des détecteurs. Les sections 5.4.2 et 5.4.3 seront consacrées à cet impact.

Le détecteur 1 en forme de U de longueur $2 \times 125\,\mu$m sur la puce 3.3 Rev R, comme prévu par la mesure du courant de *latching*, présente une détectivité proche de zéro (voir tableau 5.12). La raison la plus probable est que le courant de polarisation est restreint par une constriction de la section transversale de ce nanofil, qui entraîne une mauvaise efficacité de celui-ci.

Le détecteur 4, mesurant $2 \times 70\,\mu$m, présente une OCDE inférieure à nos attentes (voir figure 5.25 (a) et tableau 5.12). Lorsqu'on compare ce détecteur aux autres de la même puce, on constate qu'il présente des courants de *latching* et critique plus bas, avec un écart d'environ $1.5\,\mu$A. Cela pourrait expliquer une efficacité inférieure. En outre, les détecteurs 7 et 8 présentent des niveaux d'efficacité plus élevés, tandis que la longueur du nanofil est plus petite. Finalement, l'OCDE du détecteur 4 est limitée en raison d'une probable constriction de son nanofil.

Les courants de *latching* des détecteurs 7, 8 et 10 de la puce 3.3 Rev R (voir tableau 5.12) sont assez similaires (supérieurs à $14\,\mu$A). Pour des niveaux de bruit identiques, les efficacités varient de 38% à 67% pour 10 Hz de DCR et de 46% à 71% pour 100 Hz de DCR. Leur courant de polarisation normalisé (I_b/I_c) se situe respectivement autour de 0.85 ± 0.04 et de 0.95 ± 0.04. Outre leur saturation, les détecteurs présentent des courants de polarisation proches.

Les détecteurs de la puce 1.3 Rev S présentent des caractéristiques similaires : un plateau de saturation et des courants de polarisation proches pour une section similaire. En se basant sur le tableau 5.13, il est possible de constater une tendance pour les détecteurs de même largeur de nanofil. Les nanofils en forme de U avec un espacement de 140 nm semblent être avantageux pour l'OCDE, alors que leur constante d'atténuation calculée suggérerait le contraire (voir section 4.2.1).

Bien que les efficacités d'absorption α et les OCDE demeurent sensiblement différentes, le détecteur le plus efficace, avec une géométrie de U de longueur $2 \times 50\,\mu$m, de largeur 100 nm et d'espacement 140 nm, présente une OCDE valant 67% et 72% pour un DCR de 10 et 100 Hz. Pour atteindre des performances plus élevées, il est possible d'améliorer l'efficacité interne en utilisant des détecteurs légèrement plus fins et/ou plus étroits. En outre, l'indice de réfraction du NbN à la longueur d'onde 925 nm demeure incertain, ce qui rend la valeur de l'efficacité d'absorption simulée α_{simul} sujette à caution. C'est la raison pour laquelle il pourrait être bénéfique de réaliser des caractérisations supplémentaires sur des détecteurs plus longs d'autres puces.

Il a été observé que l'efficacité des détecteurs varie en fonction de la longueur du nanofil pour les SNSPDs sur SOI (voir tableau 5.11). En associant l'efficacité de détection des SNSPDs à la longueur du nanofil, il serait possible de concevoir et d'intégrer l'architecture originale de WI-SNSPDs pour la fonction de résolution du nombre de photons (idée proposée en partie 4.2.1). Effectivement, cette disposition requiert une distribution des détecteurs en série optique avec une efficacité de détection proportionnelle à $1/N$ tout au long du guide d'onde. Dans tous les cas, pour effectuer cette mise en relation, il faudra tester une plus grande diversité de longueurs de nanofils, assez courts pour permettre la mesure de la transmission résiduelle et obtenir un coefficient d'absorption linéique expérimental.

Notre étude montre que l'OCDE des SNSPDs sur SOI n'est pas limitée par son efficacité interne qui atteint 98%. Pour cette première génération de composants, l'OCDE est au contraire limitée par l'efficacité d'absorption des nanofils, pour lequel nous avons observé une différence notable entre α_{simul} et α_{exp}. Nous avons quand même réussi à obtenir des OCDE de plus de 80%, mais

pour aller chercher une valeur supérieure à 95%, il faut tester des nanofils bien plus longs tout en garantissant l'intégrité géométrique de ceux-ci pour ne pas être limité par une constriction locale limitant ainsi le courant de *latching* en ce point.

Cette même réflexion est finalement identique pour les SNSPDs sur SiN à la longueur d'onde 915 nm, qui présentent *a contrario* un plateau de saturation clairement défini. Ce plateau de saturation pourrait aussi traduire que le nanofil a atteint son niveau maximal sur son efficacité interne. En considérant que la technique de dépôt du NbN sur SiN est identique à son homologue sur Si, il est raisonnable de conclure que l'efficacité interne de ces détecteurs est proche de 100%. D'autant plus que, les photons à 915 nm sont plus énergétiques, favorisant ainsi la rupture de la section supraconductrice pour le transfert de l'énergie du photon dans le nanofil.

5.4.2 Temps de Décroissance et Taux de Comptage Maximum

La première évaluation temporelle des SNSPDs est leur temps de décroissance du signal électrique après un événement de détection. En d'autres termes, elle revient à évaluer la capacité du détecteur à revenir à l'état supraconducteur, qui dépend aussi du système électronique de lecture après une détection. On peut effectuer ce genre de mesure en utilisant un oscilloscope rapide avec un échantillonnage supérieur à 1 Gech/s. Le nanofil est polarisé à courant constant et la trace temporelle associée à l'évènement de détection d'un photon est visualisable sur l'oscilloscope.

La représentation temporelle d'un évènement de détection pour le SNSPD en forme de U de longueur $2 \times 20\,\mu$m de la puce 2.4 Rev R sur SOI est montrée dans la figure 5.27 (a). Les constantes de temps de décroissance du signal des détecteurs pour la puce 1.4 Rev T sur SOI sont rapportées en fonction de la longueur du nanofil, comme illustré dans la figure 5.27 (b).

La procédure est identique pour les puces de WI-SNSPDs sur SiNOI. La figure 5.27 (c) montre ces temps caractéristiques pour les détecteurs en forme de U de la puce 3.3 Rev R en fonction de la longueur de composant, tandis que la figure 5.27 (d) fait de même pour les détecteurs en forme de U de la puce 1.3 Rev S en fonction de la largeur de nanofil, avec une longueur constante de $2 \times 50\,\mu$m et un espacement constant de 120 nm.

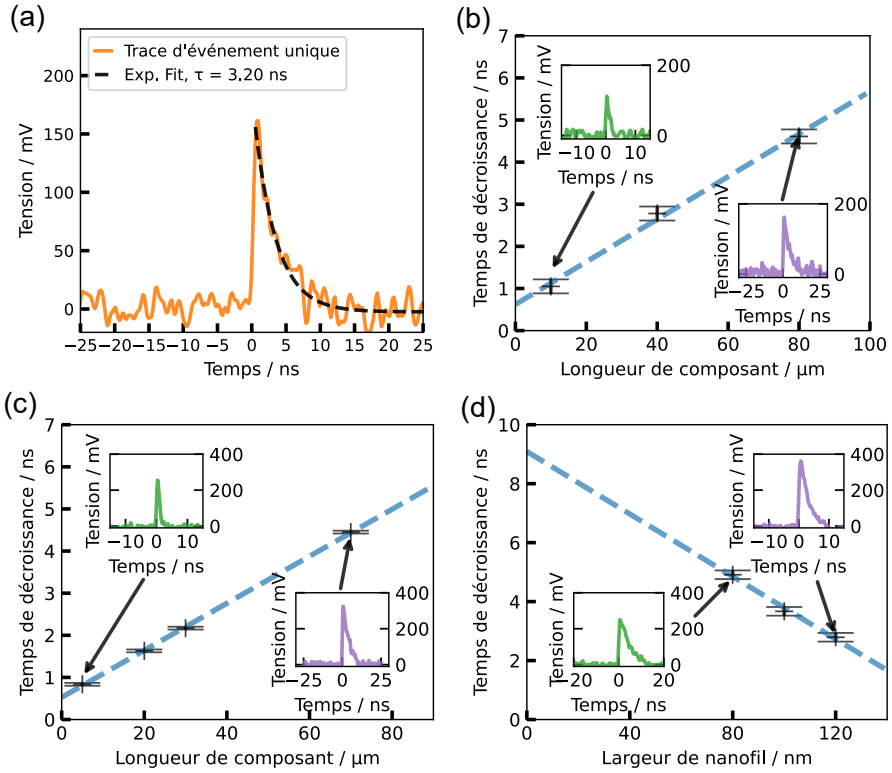

FIGURE 5.27 – (a) Impulsion de tension du SNSPD en U (puce 2.4 Rev R) pour un événement de détection unique (orange) dans un dispositif de 20 μm de long. Une régression exponentielle de la forme $a \times e^{-t/\tau}$ (noir) permet d'obtenir un temps de décroissance de 3.2 ns. (b) Pour chaque SNSPD de forme droite (puce 1.4 Rev T), les temps de décroissance d'un événement de détection unique sont représentés en fonction de la longueur du dispositif (noir). L'erreur quadratique moyenne de la régression linéaire (bleu) est représentée par la barre verticale, avec une pente de 0.0506 ns/μm et une ordonnée à l'origine de 0.621 ns. Les inserts représentent la forme de l'impulsion de tension de l'événement de détection. (c) Pour chaque SNSPD en forme de U (puce 3.3 Rev R), la représentation du temps de décroissance d'un événement de détection unique est représentée en fonction de la longueur du dispositif (noir). La pente de la régression linéaire (bleu) est de 0.0558 ns/μm et l'ordonnée à l'origine est de 0.527 ns. (d) Pour chaque SNSPD en forme de U (puce 1.3 Rev S) avec une longueur constante de $2 \times 50\,\mu$m et un espacement constant de 120 nm, on représente le temps de décroissance d'un événement de détection unique en fonction de la largeur du nanofil (noir). La pente de la régression linéaire (bleu) est de -0.0530 ns/nm et l'ordonnée à l'origine est de 9.09 ns.

En reprenant la figure 5.27 (a), le nanofil est polarisé avec un courant constant $I_b = 4.70\,\mu$A. Avant que le photon ne soit absorbé ($t < 0$ ns), le courant est parfaitement conduit par le nanofil. Le photon est absorbé à $t = 0$ ns, et l'augmentation rapide de la tension indique la rupture de l'état supraconducteur. Cette phase initiale, qui dure quelques picosecondes, est directement liée au temps requis par le photon pour rompre des paires de Cooper, ainsi qu'à la cinétique de la déviation des lignes de courants autour du point chaud pour dépasser la densité de courant maximale J_c du nanofil dans le reste de la section, ce qui la fait passer à l'état résistif (voir section 2.4.2.1). Il n'est possible de mesurer ce temps de « *switch-off* » qu'avec un oscilloscope à échantillonnage très rapide, de l'ordre de 20 Gech/s. Ici, il n'est possible d'observer que le temps caractéristique de retour à l'état supraconducteur après cette impulsion de tension. Le détecteur en forme de U avec une longueur de $2 \times 20\,\mu$m présente une amplitude de tension de 150 mV et une constante de temps de décroissance exponentielle de 3.20 ns. En se basant uniquement sur cette valeur, le détecteur pourrait donc mesurer un flux de photons incident relativement élevé, de l'ordre de 3×10^8ph/s. Mais cette conclusion n'est pas tout à fait exacte, comme nous le verrons plus loin.

Les puces 1.4 Rev T sur SOI et 3.3 Rev R sur SiNOI proposent des WI-SNSPDs variant en termes de longueur de nanofil. En comparant le temps de décroissance à la longueur des nanofils, on constate que pour ces deux puces dont les données sont présentées dans la figure 5.27 (b) et (c), cette durée est proportionnelle à la longueur du dispositif. Effectivement, lorsque le nanofil est plus long, l'inductance cinétique augmente de manière significative [104], [105]. D'après le schéma électrique équivalent d'un SNSPD de la figure 5.14, ce montage peut être comparé à un circuit RL avec une constante de temps $\tau = L_k/R_\mathrm{L}$. L'inductance cinétique peut être évaluée en approximant la résistance de lecture R_L à $50\,\Omega$. Cette pente serait de $L_k = 2.5\,\mathrm{nH}/\mu\mathrm{m}$ pour la puce 1.4 Rev T sur SOI, et $L_k = 2.8\,\mathrm{nH}/\mu\mathrm{m}$ pour la puce 3.3 Rev R sur SiNOI. L'ordonnée à l'origine de ces deux courbes est $t_0 = 0.621$ ns et $t_0 = 0.527$ ns, respectivement. L'ordonnée à l'origine est vraisemblablement liée à l'inductance et/ou à la capacité électrique résiduelle des câbles RF cryogéniques, ainsi qu'à l'électronique d'amplification et de comptage.

Par contre, lorsqu'on examine les temps de décroissance en fonction de la largeur du nanofil de la puce 1.3 Rev S (voir figure 5.27 (d)), on constate que plus un nanofil est étroit, ce qui signifie qu'il a une section restreinte, plus le temps augmente. On peut également expliquer cette évolution en observant une inductance cinétique qui varie comme l'inverse de la section du fil [104] (voir section 2.4.3.3 et voir équation 2.22). Il est important de noter que lorsque la section est réduite, le courant de *latching* diminue également (voir tableau 5.8).

Ces mesures de traces temporelles nous permettraient de déterminer après quel délai les détecteurs sont capables de voir un photon après une première détection. Plus le temps de décroissance est court, plus vite le nanofil est capable de détecter un deuxième photon. Afin d'évaluer cette capacité, nous pouvons augmenter le flux de photons incident à l'entrée du détecteur. Cette mesure repose sur l'évaluation d'OCDE de la section 5.4.1.1. Nous suivons donc l'efficacité de détection en fonction du flux de photons incident jusqu'à ce que le détecteur ne réponde plus. En d'autres termes, qu'il reste en permanence dans l'état résistif. Ce seuil est utilisé pour établir le Taux de Comptage Maximum (en anglais *Maximum Count Rate* (MCR)) du SNSPD.

MCR - Puces SOI

Cette mesure est effectuée sur un détecteur de la puce 2.4 Rev R qui a une constante de temps de 3.2 ns. En polarisant ce détecteur avec un courant correspondant à 100 Hz de DCR ($I_b = 4.02\,\mu$A), le détecteur répond jusqu'à un flux de photons incident de 200 Mph/s, tout en maintenant une efficacité de 52.2 ± 6.7 %, soit environ 101 Mcps/s comptés ; le taux de comptage s'effondre ensuite. Pour cette puce, aucun graphe n'est montré en raison du fait qu'un seul point de mesure a été effectué avant que la puce ne soit détruite dans le cryostat car sa colle cryogénique s'est désagrégée avec le temps.

Les mesures du taux de comptage maximum pour chacun des trois détecteurs de la puce 1.4 Rev T sont illustrées dans la figure 5.28. Les temps de décroissance et les taux de comptage maximum pour les détecteurs des puces 2.4 Rev R et 1.4 Rev T sont résumés dans le tableau 5.14. Les taux de comptage sont fournis pour des niveaux de bruit de 100 et 1000 Hz. Nous fournissons également les efficacités de détection pour un flux de photons incident mesuré à 100 Mph/s.

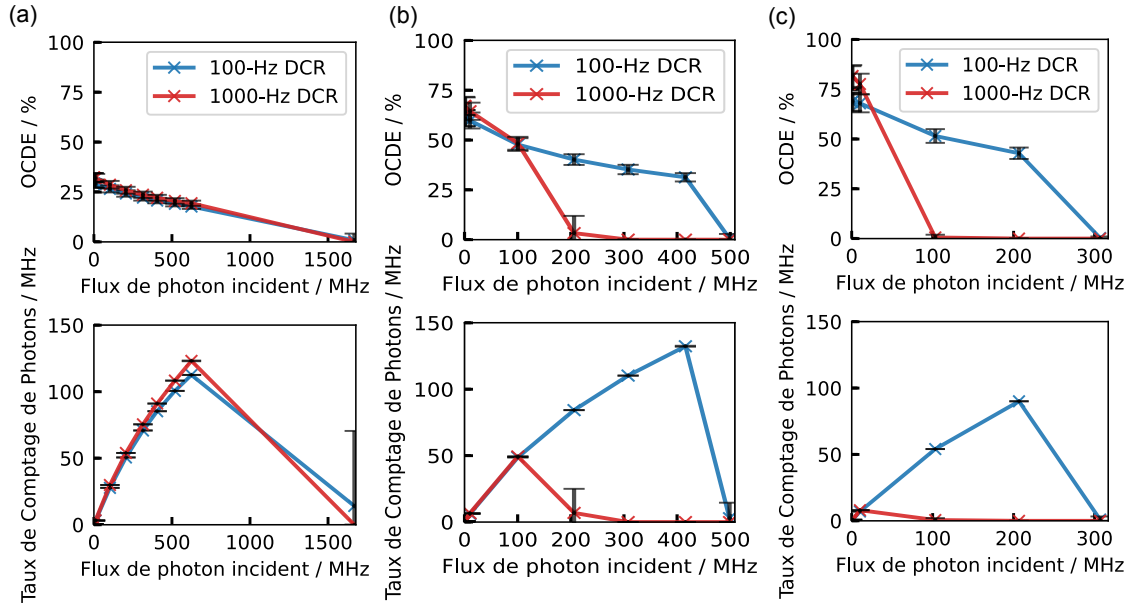

FIGURE 5.28 – Traces supérieures : OCDE en fonction du flux de photons incident. Traces inférieures : taux de comptage en fonction du flux de photons incident pour la puce SNSPD 1.4 Rev T sur SOI. Les efficacités et les taux de comptages sont donnés pour deux niveaux de bruit : DCR = 100 (courbe bleue) ou 1000 Hz (courbe rouge). (a) Nanofil droit de 10 μm de long, (b) nanofil droit de 40 μm de long et (c) nanofil droit de 80 μm de long. Les barres noires verticales indiquent l'incertitude sur les points de mesure pour un intervalle de confiance à 95%.

Longueur de composant / μm	Temps de décroissance / ns	Flux de photons incident (OCDE) @ 100 Hz DCR / Mph/s (%)	Flux de photons incident (OCDE) @ 1000 Hz DCR / Mph/s (%)	OCDE à 100 Mph/s Pour 100 Hz DCR (1000 Hz) / % (%)
2×20	3.2	200 (52.2 ± 6.7)	n/a	58.4 ± 6.7 (11.0 ± 6.7)
10	1.1	1670 (0.8 ± 3.3)	625 (19.4 ± 1.3)	26.6 ± 1.8 (26.6 ± 1.9)
40	2.8	499 (0.6 ± 2.3)	206 (2.7 ± 8.7)	47.8 ± 3.2 (48.4 ± 3.2)
80	4.6	307 (0.3 ± 0.8)	103 (56.6 ± 1.4)	51.5 ± 3.6 (56.6 ± 1.4)

TABLE 5.14 – Mesure de temps de décroissance et de taux de comptage maximum pour les puces 2.4 Rev R (nanofil en U) et 1.4 Rev T (nanofil droit) de WI-SNSPD sur SOI à la longueur d'onde 1550 nm.

Ces taux de comptage, pour les deux niveaux de bruit, pour la puce 1.4 Rev T (tableau 5.14), varient de manière inversement proportionnelle au temps de décroissance. La constante temporelle des trois détecteurs droits permettrait de calculer des cadences de 900, 350 et 200 Mcps/s. Cependant, lorsqu'on examine les taux de comptage maximum (MCR) pour 100 Hz de DCR, on constate que les détecteurs ont une cadence de détection beaucoup plus faible que prévu, avec 110 Mcps/s (pour 625 Mph/s incidents) pour le premier détecteur à nanofil droit, 130 Mcps/s (pour 410 Mph/s incidents) pour le second et 90 Mcps/s (pour 200 Mph/s incidents) pour le dernier. Si l'on opte pour un niveau de bruit plus élevé, ces MCR sont encore bien plus faibles.

En se basant sur la figure 5.28, on observe une légère diminution des efficacités de détection des trois nanofils par rapport à leur OCDE donnée à 100 000 ph/s et avant leurs flux de photons incidents maximaux (valeurs comparées du tableau 5.11 et de OCDE donnée à 100 Mph/s). Par contre, à partir du point où le taux de comptage atteint son maximum, cette efficacité diminue considérablement.

MCR - Puces SiNOI

Les tableaux 5.15 et 5.16 fournissent les valeurs des temps de décroissance et des taux de comptage maximum pour les puces 3.3 Rev R et 1.3 Rev S sur SiNOI. Dans ce cas, les niveaux de bruits sont de 10 et 100 Hz. Les mesures du taux de comptage maximal pour chacun des trois détecteurs de la puce 3.3 Rev R sont illustrées dans la figure 5.29.

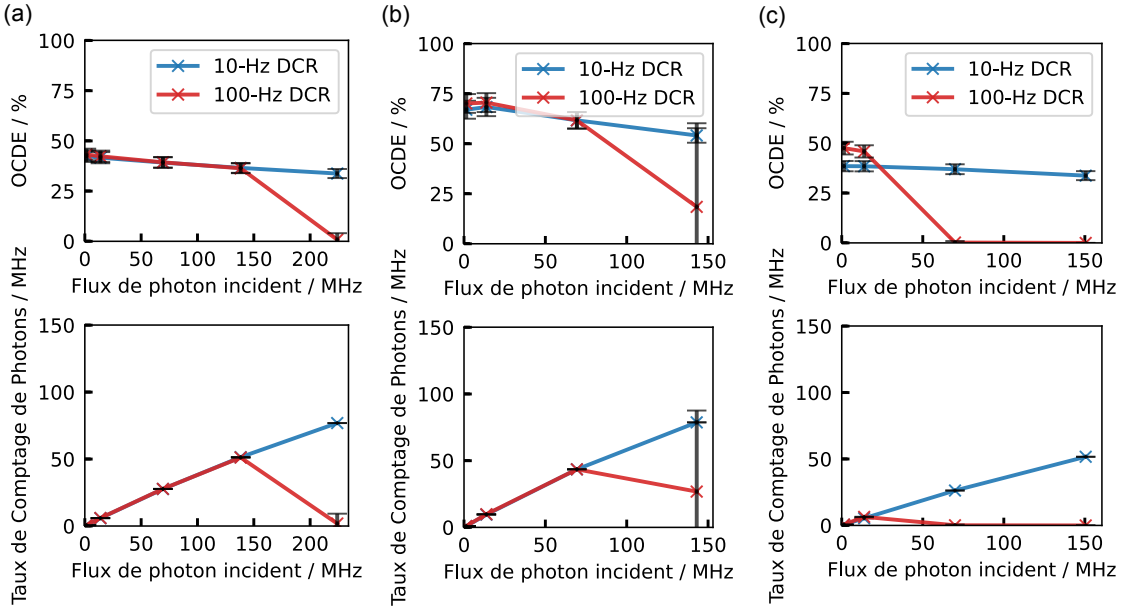

FIGURE 5.29 – Traces supérieures : OCDE en fonction du flux de photons incident. Traces inférieures : taux de comptage en fonction du flux de photons incident pour la puce SNSPD 3.3 Rev R sur SiNOI ($\lambda = 915$ nm). Les efficacités et les taux comptages sont données pour deux niveaux de bruit : DCR = 10 (courbe bleue) ou 100 Hz (courbe rouge). (a) Nanofil en U de $2 \times 20\,\mu$m de long, (b) nanofil en U de $2 \times 30\,\mu$m de long et (c) nanofil en U de $2 \times 70\,\mu$m de long. Les barres noires verticales indiquent l'incertitude sur les points de mesure pour un intervalle de confiance à 95%.

Longueur de composant / μm	Temps de décroissance / ns	Flux de photons incident (OCDE) @ 10 Hz DCR / Mph/s (%)	Flux de photons incident (OCDE) @ 100 Hz DCR / Mph/s (%)	OCDE à 70 Mph/s Pour 10 Hz DCR (100 Hz) / % (%)
2×5	0.8	n/a	n/a	n/a
2×20	1.6	224 (33.8 ± 2.3)	224 (0.8 ± 3.2)	39.2 ± 2.6 (39.3 ± 2.6)
2×30	2.2	143 (54.1 ± 3.6)	69.4 (61.7 ± 4.1)	61.7 ± 4.1 (61.7 ± 4.1)
2×70	4.5	151 (34.3 ± 1.5)	69.9 (0.2 ± 0.8)	37.6 ± 1.6 (0.2 ± 0.8)

TABLE 5.15 – Mesure de temps de décroissance et de taux de comptage maximum pour la puce 3.3 Rev R avec des nanofils en U sur SiNOI à la longueur d'onde 915 nm.

Lorsque l'on compare ces mêmes facteurs de mérite pour les détecteurs de la puce 3.3 Rev R, on constate que les taux de comptage maximum (d'environ 80 Mcps/s maximum) sont tous inférieurs aux capacités de cadence de détection estimées par la constante de temps. Cependant, la diminution de l'efficacité par rapport au régime de faible flux de photons incident reste relativement limitée (voir figure 5.29 et tableau 5.12).

Selon les valeurs fournies dans le tableau 5.16 de la puce 1.3 Rev S, il est observé que plus une section de nanofil est grande, plus le temps de décroissance est rapide et plus le taux de comptage maximum est élevé. Un autre paramètre important est celui de l'espacement entre les nanofils. Un nanofil en forme de U qui présente un espacement plus élevé aura tendance à présenter un taux de comptage plus élevé. On ne peut pas observer cette amélioration à travers les constantes de temps de décroissance. L'utilisation d'un nanofil plus large favorise des courants de polarisation

Largeur du nanofil / nm	Espacement du nanofil / nm	Temps de décroissance / ns	Flux de photons incident (OCDE) @ 10 Hz DCR / Mph/s (%)	Flux de photons incident (OCDE) @ 100 Hz DCR / Mph/s (%)
120	140	3.0	262 (36.7 ± 2.5)	262 (28.4 ± 5.8)
120	120	2.8	153 (38.1 ± 2.6)	153 (38.7 ± 2.6)
100	140	3.8	117 (49.3 ± 3.3)	117 (50.1 ± 3.4)
100	120	3.7	90.2 (51.2 ± 3.4)	90.2 (51.5 ± 3.6)
80	120	4.9	67.3 (52.2 ± 3.5)	67.3 (53.2 ± 3.6)

TABLE 5.16 – Mesure de temps de décroissance et de taux de comptage maximum pour la puce 1.3 Rev S avec des nanofils en U de longueur $2 \times 50\,\mu$m sur SiNOI à la longueur d'onde 915 nm.

plus élevés, une inductance cinétique plus faible et un temps de décroissance plus court. Toutefois, une section plus grande réduit l'efficacité de détection (voir tableau 5.13 et 5.16). L'éloignement des nanofils entre eux pour la forme en U reste néanmoins avantageux, car il permet de réduire les interférences thermiques (ou en anglais *thermal crosstalk*) lors de la formation du point chaud, sans pour autant compromettre l'efficacité de détection.

Pour les SNSPDs, il y a donc un compromis : il est nécessaire d'avoir un nanofil assez long afin de maximiser son efficacité. Toutefois, à mesure que celui-ci devient plus long, son inductance cinétique augmente, ce qui entraîne une augmentation de son temps de décroissance et une diminution de son taux de comptage maximum.

Aucun temps de récupération n'a pu être mesuré en raison de l'indisponibilité d'un laser pulsé à faible taux de répétition. Cette caractérisation viendrait compléter l'analyse plus fine sur le temps de décroissance des SNSPDs.

Finalement, ces constantes temporelles et ces cadences de détection des SNSPDs fournissent de très bons résultats par rapport à l'état de l'art, mentionné en partie 2.4.4.2. En outre, nous parvenons à préserver de bonnes efficacités de détection à des cadences élevées.

De plus, dans le domaine de la QKD, ces résultats sont intéressants car de tels détecteurs rapides sont une ressource intéressante pour l'établissement de liaisons à haut débit, et permettent d'éviter certaines attaques, qui exploitent le temps mort du détecteur [222].

Il reste à définir un ultime facteur de mérite temporel, celui de la dispersion temporelle d'un événement de détection par rapport à une référence de temps.

5.4.3 Gigue Temporelle

La mesure de la gigue temporelle permet d'évaluer l'incertitude sur l'instant d'un événement de détection à partir d'une horloge calibrée (voir section 2.4.3.4). Le montage expérimental correspondant est présenté sur la figure 5.30.

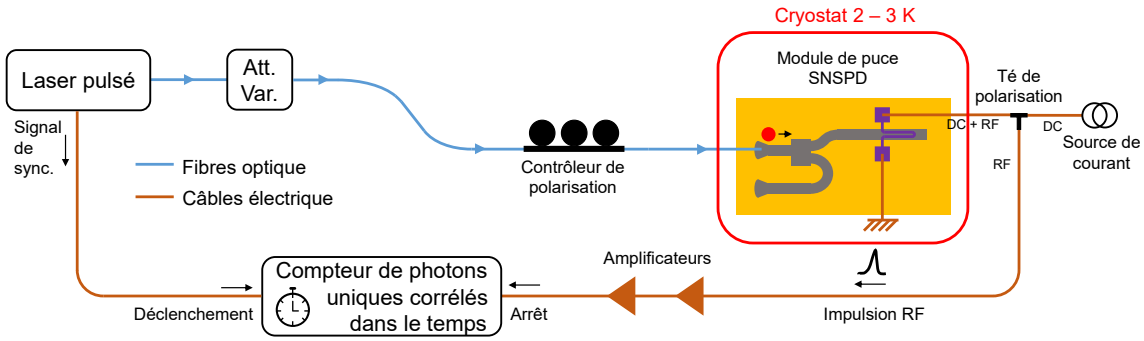

FIGURE 5.30 – Installation expérimentale de mesure de TCSPC pour les SNSPDs. Un laser pulsé subpicoseconde envoie un paquet de photons vers le détecteur ainsi qu'un signal de synchronisation électrique au module de TCSPC. Le chronomètre est déclenché jusqu'à ce que le compteur détecte le premier événement fourni par le nanofil avec la chaîne d'amplification électronique.

La méthode de Comptage de Photons Uniques Corrélés dans le Temps (ou en anglais *Time-*

Correlated Single Photon Counting (TCSPC)) permet de déterminer la gigue temporelle du système de détection. Notre horloge de référence pour l'émission de photons est un laser pulsé fournissant des impulsions subpicoseconde avec un taux de répétition de 76 MHz. Le laser pulsé employé est un laser Ti : saphir *Mira 900* de la société *Coherent*. Le module de TCSPC reçoit le signal électrique qui correspond à une impulsion laser, ce qui déclenche le chronomètre. De son côté, le paquet de photons est transmis au détecteur. Le SNSPD induit une impulsion RF en absorbant un photon qui est ensuite amplifié électriquement. Lorsque le module TCSPC enregistre ce dernier événement, le chronomètre s'arrête. Ce processus est répété de nombreuses fois, pour obtenir la distribution temporelle de ces délais. La Largeur à Mi-Hauteur (FWHM) de la distribution définit la gigue temporelle du système global. Nous avons utilisé la carte d'acquisition TCSPC *ID1000* de l'entreprise *ID Quantique*.

Cette carte d'acquisition a une résolution temporelle numérique de 1 ps et le constructeur indique que la racine de l'erreur quadratique moyenne est 4 ps. Cette erreur recouvre toutes les incertitudes instrumentales.

La gigue intrinsèque du détecteur $\sigma_{\text{dét}}$ peut être déconvoluée à partir des différentes contributions :

$$\sigma_{\text{sys}}^2 = \sigma_{\text{dét}}^2 + \sigma_{\text{élec}}^2 + \sigma_{\text{opt}}^2. \tag{5.13}$$

La gigue du système global est σ_{sys}, tandis que la gigue entre la photodiode de référence ultra-résolue en temps et le laser pulsé est σ_{opt}. La contribution de cette dernière est insignifiante par rapport aux autres, puisqu'estimée à quelques centaines de femtosecondes [3]. Finalement, la gigue de l'amplification électronique RF à température ambiante est $\sigma_{\text{élec}}$.

Gigue - Puces SOI

En utilisant le laser pulsé et la photodiode ultra-résolue en temps, on évalue la gigue temporelle de l'électronique d'amplification. On obtient le déclenchement du TCSPC en prenant directement le signal de sortie de la photodiode. On dévie une autre partie de ce signal, on l'atténue passivement puis on l'injecte dans le module d'amplification RF pour être envoyé sur la voie « stop » du module TCSPC. On ajuste l'amplitude de l'impulsion afin qu'elle soit du même ordre de grandeur que les signaux de sortie des évènements de détection des SNSPDs, c'est-à-dire celle de quelques centaines de millivolts. La figure 5.31 (a) illustre la contribution de la gigue temporelle $\sigma_{\text{élec}}$. La valeur de sa FWHM est 37.5 ± 4 ps.

La mesure de TCSPC pour le nanofil droit de la puce 1.4 Rev T à la longueur d'onde 1550 nm est illustrée dans la figure 5.31 (b). La représentation graphique (c) montre le résultat de mesure pour le nanofil en U de longueur $2 \times 50\,\mu$m de la puce 3.3 Rev R, à la longueur d'onde 925 nm.

On réalise la mesure de la gigue temporelle en polarisant le nanofil avec un courant constant. Dans la figure 5.31 (b), le courant est sélectionné pour un niveau de DCR = 1000 Hz, ce qui signifie que $I_b = 4.80\,\mu$A. Le courant de polarisation de la puce 3.3 Rev R à $\lambda = 925$ nm est réglé pour 100 Hz de DCR qui correspond à $13.60\,\mu$A. On opte pour un modèle de distribution gaussienne, car il correspond au mieux à la dispersion temporelle mesurée, même si une légère "queue" exponentielle peut être vue au pied des histogrammes.

Les mesures de gigue temporelle de la puce 1.4 Rev T sur SOI sont présentées dans le tableau 5.17.

Les puces présentent des gigues temporelles plus faibles pour des courants de polarisation les plus élevés, mais cela est obtenu au détriment du bruit. En ce qui concerne la puce 1.4 Rev T dans le tableau 5.17, on observe une diminution de la gigue lorsque la longueur des nanofils augmente pour un niveau de bruit de 100 Hz, tandis que cette tendance est moins visible pour un niveau de bruit plus élevé. Les valeurs observées demeurent cependant élevées par rapport à l'état de l'art actuel des WI-SNSPD. Un étage d'amplification électronique à température cryogénique pourrait être utile pour améliorer cette gigue.

3. Cette photodiode (Hamamatsu) permet de mesurer la gigue d'une caméra à balayage de fente à une valeur de 890 fs.

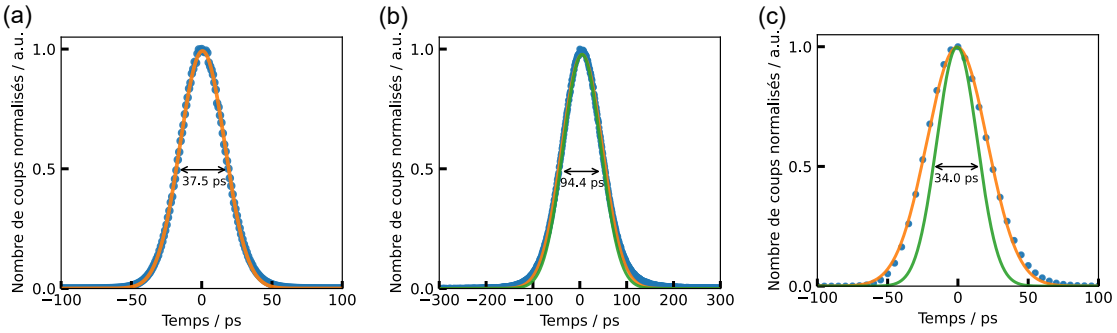

FIGURE 5.31 – (a) Données d'histogramme de la mesure de TCSPC de l'électronique d'amplification du module de *Single Quantum* réalisé à l'aide d'une photodiode ultra-résolue en temps (points bleus). Les données sont ajustées à une distribution gaussienne (courbe orange). La Largeur à Mi-Hauteur (FWHM) fournit la gigue temporelle correspondante. (b) Acquisition d'histogramme des délais de détection pour le détecteur droit de longueur 80 μm de la puce 1.4 Rev T sur SOI à la longueur d'onde 1550 nm (courbe bleue). Le modèle de distribution gaussienne des mesures expérimentales est figuré par la courbe orange. La courbe verte illustre la régression expérimentale déconvoluée de la contribution de la gigue de l'électronique de pilotage ($\sigma_{\text{élec}} = 37.5 \pm 4$ ps). Cette distribution présente une largeur FWHM $= 94.4 \pm 4$ ps. (c) On utilise le même protocole pour le WI-SNSPD en forme de U de longueur $2 \times 5\,\mu$m de la puce 3.3 rev R sur SiNOI à la longueur d'onde 925 nm. La gigue temporelle vaut alors 34.0 ± 4 ps.

Numéro du détecteur	Longueur de composant / μm	Gigue temporelle (déconvoluée de contribution de l'instrument)	
		I_b @ 100 Hz DCR / ps	I_b @ 1000 Hz DCR / ps
1	10	130	103
2	40	125	93.6
3	80	118	94.4

TABLE 5.17 – Gigue temporelle des WI-SNSPDs pour la puce 1.4 Rev T sur SOI à la longueur d'onde 1550 nm. La section des nanofils est de 100 nm par 5 nm. La gigue est définie comme la Largeur à Mi-Hauteur (FWHM) d'un modèle de distribution gaussienne. Les contributions électroniques ont une gigue temporelle estimée à 37.5 ± 4 ps, qui se distingue de la gigue du système (voir texte).

Gigue - Puces SiNOI

Les valeurs de gigue pour les puces 3.3 Rev R et 1.3 Rev S sur SiNOI sont présentées dans les tableaux 5.18 et 5.19 respectivement.

Numéro du détecteur	Longueur de composant / μm	Gigue temporelle (déconvoluée de contribution de l'instrument)	
		I_b @ 10 Hz DCR / ps	I_b @ 100 Hz DCR / ps
4	2×70	n/a	52.6
7	2×30	74.0	50.7
8	2×20	58.2	41.3
10	2×5	66.2	34.0

TABLE 5.18 – Gigue temporelle des WI-SNSPDs pour la puce 3.3 Rev R sur SiNOI à la longueur d'onde 925 nm. La section des nanofils est de 100 nm par 5 nm.

Numéro du détecteur	Largeur du nanofil / nm	Espacement du nanofil / nm	Gigue temporelle déconvoluée I_b @ 100 Hz DCR / ps
5	120	140	38.9
6	120	120	39.2
7	100	140	52.3
8	100	120	46.5
10	80	120	92.7

TABLE 5.19 – Gigue temporelle des WI-SNSPDs pour la puce 1.3 Rev S sur SiNOI à la longueur d'onde 925 nm. La longueur des nanofils en U est de $2 \times 50\,\mu$m.

Les variations temporelles de la gigue des WI-SNSPD sur SiNOI sont plus faibles par rapport à leur homologue sur SOI, passant d'une centaine de picosecondes à une quarantaine de picosecondes (voir tableaux 5.18 et 5.19). Nous constatons une tendance inverse pour la puce 3.3 Rev R, où les gigues augmentent en proportion de la longueur du nanofil pour un niveau de bruit de 100 Hz. En outre, pour la puce 1.3 Rev S, à mesure que le nanofil devient plus large, la gigue temporelle diminue. L'écartement des nanofils n'a guère d'impact. Ces valeurs de gigue temporelle des événements de détection sont similaires à l'état de l'art, présenté en partie 2.4.4.2.

Finalement, la principale différence entre les gigues sur SOI et SiNOI réside dans la valeur absolue du courant de polarisation des nanofils. Les courants de polarisation des détecteurs sur silicium varient de 4 à 5 μA, tandis que ceux sur du nitrure de silicium varient de 10 à 14 μA. Plus le nanofil est large, plus la gigue temporelle et le temps de décroissance sont faibles ce qui permet d'augmenter le taux de comptage maximum des SNSPDs. Nous considérons que l'utilisation d'un amplificateur cryogénique pourrait diminuer la gigue temporelle, mais la section transversale et la longueur des nanofils jouent un rôle essentiel dans cette mesure du fait de leur influence sur l'inductance cinétique des nanofils.

En utilisant des détecteurs de photons uniques avec des gigues temporelles faibles, on peut obtenir des mesures plus précises en temps pour des expériences d'interférométrie *Hanbury Brown and Twiss* et *Hong-Ou-Mandel* pour caractériser des sources de photons uniques (voir section 1.4.1) [38], [39].

5.5 Résumé du Chapitre

Tout d'abord, dans ce chapitre, nous avons examiné les caractéristiques des composants photoniques passifs sur silicium et sur nitrure de silicium à température ambiante. En utilisant un système de test automatique sous pointe, il a été possible de tester un grand nombre de composants sur différentes plaques de 200 mm sur substrat en silicium. Nous avons constaté une augmentation des

pertes de propagation et une diminution des efficacités de couplage lorsque nous avons comparé les facteurs de mérite entre l'intégration technologique dite « classique » et l'intégration technologique supraconducteur. Effectivement, il a été conclu que la couche de texturation en nitrure d'aluminium de 10 nm d'épaisseur après les étapes de texturation des nanofils accroît la rugosité de surface, ce qui favorise la diffusion des photons qui se propagent dans le guide d'onde. Une étude de gravure de cette couche est actuellement en cours afin de supprimer cette influence.

Une première version du coupleur par la tranche (EDC) a été proposée avec une architecture spécifique. Cela offre une réduction des pertes d'insertion sur SiNOI à la longueur d'onde 925 nm par rapport aux coupleurs verticaux (GC) tout en augmentant la répétabilité et la tolérance. Ce concept reste à améliorer afin de diminuer la disparité entre les efficacités de couplage simulées en FDTD et les valeurs expérimentales. D'autres EDC en forme de *trident* ont été développés sur SiNOI à la longueur d'onde 1550 nm, mais leurs résultats, pour l'instant incomplets, ne sont pas documentés dans ce chapitre. Les structures ont déjà montré des performances de couplage prometteuses avec une valeur de pertes de $-3\,\mathrm{dB}$.

La résistance des nanofils a également été testée à température ambiante à travers les plaques des différentes plateformes photoniques. En utilisant la ligne de production CMOS de 200 mm des salles blanches de pré-industrialisation du CEA-Leti, les nanofils en NbN sur les plaques présentent une uniformité de fabrication exceptionnelle de plus de 98%, confirmée par leur résistance linéique, ce qui valide les méthodes de fabrication.

Par la suite, nous avons optimisé l'assemblage, l'intégration et la compatibilité des puces photoniques qui contiennent des détecteurs supraconducteurs dans un cryostat à opération continue descendant à une température de 2.3 K. Pour garantir un bon fonctionnement des détecteurs, nous avons optimisé les contraintes mécaniques, la connectivité optique et électrique, ainsi que l'isolation thermique de tous les éléments.

Les données sur les facteurs de mérite des WI-SNSPDs ont été rapportées sur SOI à 1550 nm et sur SiNOI à 915 nm de longueur d'onde. Le tableau ci-dessous récapitule les facteurs de mérite obtenus sur ces détecteurs.

	WI-SNSPD sur SOI à $\lambda = 1550\,\mathrm{nm}$	WI-SNSPD sur SiNOI à $\lambda = 915\,\mathrm{nm}$	Etat de l'art [165] WI-SNSPD sur SiNOI de 532 à 1640 nm
OCDE	$78 - 82\,\%$	$67 - 72\,\%$	$25 - 90\,\%$
DCR	$100 - 1000\,\mathrm{Hz}$	$10 - 100\,\mathrm{Hz}$	$< 350\,\mathrm{Hz}$
Temp de décroissance	$3.2\,\mathrm{ns}$	$3.8\,\mathrm{ns}$	$\approx 10\,\mathrm{ns}$
Taux de comptage maximum	$> 130\,\mathrm{Mcps/s}$	$\approx 80\,\mathrm{Mcps/s}$	$\approx 100\,\mathrm{Mcps/s}$
Gigue temporelle	$\approx 100\,\mathrm{ps}$	$\approx 50\,\mathrm{ps}$	$\approx 25\,\mathrm{ps}$

TABLE 5.20 – Résumé des facteurs de mérite obtenues des WI-SNSPD en comparaison avec l'état de l'art.

Les résultats globaux des SNSPDs évalués sont proches de l'état de l'art actuel. Comme dans les analyses précédentes sur l'OCDE, le temps de décroissance et les taux de comptage maximum, ces quantités nécessitent un compromis géométrique sur le nanofil en NbN. Il faut ainsi disposer d'un nanofil assez long et large qui recouvre le guide d'onde afin d'optimiser l'efficacité d'absorption. Cependant, une section excessive de NbN va diminuer la capacité d'un photon absorbé à faire transiter la section de l'état supraconducteur à l'état résistif, ce qui entraîne une diminution de l'efficacité interne, de l'OCDE et du plateau de saturation. Un nanofil plus large, quant à lui, réduit la gigue temporelle et le temps de décroissance tout en augmentant le taux de comptage maximum. Inversement, une diminution de la section améliore l'efficacité interne en réduisant le courant de polarisation tout en augmentant le plateau de saturation. L'étude sur l'OCDE n'est pas encore finalisée. Il faudra notamment tester des nanofils plus longs, pour entrer dans le régime où l'OCDE est purement limitée par le rendement interne, plutôt que par l'efficacité d'absorption du nanofil. Toutefois, la section restreinte dégrade les facteurs de mérite temporels dans tous leurs aspects.

Pour effectuer la calibration de l'efficacité de détection en fonction de la longueur du nanofil, il faudra tester des nanofils de longueurs différentes et qui n'absorbent pas toute la lumière afin

de mesurer expérimentalement l'absorbance et ainsi déduire le coefficient d'absorbance linéique. Aussi, pour pouvoir conclure plus sereinement au sujet de l'efficacité interne, il faudrait disposer de davantage de points de mesure d'absorbance en fonction de la longueur des nanofils, mais aussi réaliser plus de mesures d'OCDE pour ces différentes longueurs. Ces mesures pourraient valider la possibilité d'intégrer l'architecture originale des détecteurs disposés en série optique pour la résolution du nombre de photons (voir section 4.2.4).

De plus, il serait possible d'améliorer ces performances en examinant une plus grande variété de designs. Les SNSPDs testés dans cette thèse ont tous une épaisseur de NbN de 5 nm. Toutefois, nous avons également eu l'opportunité de tester des détecteurs de deux puces sur SOI avec une épaisseur de 7 nm de NbN. Leurs courants de *latching* trop élevés dépassaient les 40 μA, ce qui souligne la nécessité d'examiner des nanofils de diverses largeurs et épaisseurs pour mieux comprendre les propriétés supraconductrices et ainsi améliorer les performances de détection. Il reste à déterminer les paramètres géométriques optimaux pour la section. En effet, il existe un compromis à trouver concernant l'épaisseur du nanofil qui devrait être assez grande pour ne pas trop réduire la température critique supraconductrice et permettre d'atteindre le régime de saturation de l'efficacité interne. Le nanofil doit également être assez large pour absorber efficacement les photons sans compromettre les performances temporelles. Cette recherche sur la géométrie optimale requiert un contrôle renforcé des processus de production et un retour d'expérience significatif en matière de packaging et de caractérisation.

Il serait également possible d'améliorer ces performances en intégrant un étage d'amplification RF cryogénique. Nous avons sélectionné dans ce but l'amplificateur cryogénique à Transistor Bipolaire à Hétérojonction (HBT) SiGe auprès de *Cosmic Microwave Technology* avec le modèle *CMTLF1S*, qui offre une bande passante allant jusqu'à 2 GHz et un gain de 22 dB. Ce travail d'intégration n'est pas abouti à ce jour et ce développement sera poursuivi dans notre laboratoire au-delà de ce travail de thèse.

Chapitre 6

Conclusion et Perspectives

6.1 Conclusion

Les Détecteurs de Photons Uniques à Nanofil Supraconducteur (SNSPDs) sont idéaux pour la détection de photons uniques dans les applications de communications et de calcul quantique. Leur mécanisme de détection offre une efficacité proche de 100%, un faible bruit (< 100 Hz), et une excellente réponse temporelle attestée par des cadences de détection de plusieurs centaines de MHz et des résolutions temporelles de moins de 20 ps. Contrairement aux TESs, les SNSPDs fonctionnent à des températures plus élevées (0.8 – 4 K) et sur des périodes prolongées, évitant ainsi le besoin d'un réfrigérateur à dilution.

Pour l'industrialisation des technologies quantiques, les SNSPDs peuvent être intégrés à des guides d'ondes photoniques (WI-SNSPDs), utilisant les plateformes photoniques intégrées compatibles avec les standards CMOS de la microélectronique. Cela permet une compacité et une détection efficace des photons uniques sur des circuits de photonique quantique intégrés (QPICs), tout en réduisant les pertes de couplage. Enfin, la géométrie des WI-SNSPDs permet d'envisager des architectures de plusieurs détecteurs en série apportant une résolution fidèle du nombre de photons (PNR), essentielle pour le calcul quantique.

La température critique (T_c) des couches minces de matériau supraconducteur dépend de leurs propriétés structurelles et morphologiques. Nous avons montré qu'il est possible d'augmenter la T_c du film ultra-fin en NbN (5 nm) grâce à l'ajout d'une fine couche de texturation en AlN (10 nm), indépendamment de la nature du guide d'onde (silicium ou SiN). La couche de texturation d'AlN et la couche de NbN ont une relation épitaxiale où l'axe cubique (111) du NbN est aligné verticalement selon l'axe hexagonal (0001) de l'AlN sur un substrat amorphe en SiN. Cette texturation permet d'augmenter la T_c du NbN d'environ 2 K pour une épaisseur de 5 nm. Cette élévation de la T_c a pour but d'améliorer les performances des SNSPDs sur les puces photoniques SiNOI en augmentant le courant de *latching* pour atteindre un plateau de saturation de détection permettant d'assurer un fonctionnement stable des SNSPDs dans les cryostats fonctionnant à 2 – 2.5 K.

Le comportement d'absorption des nanofils constituant les WI-SNSPDs pour les plateformes photoniques SOI et SiNOI a été évalué. Il a été démontré que l'efficacité d'absorption linéique des nanofils en NbN augmente avec le déconfinement du mode Transverse Électrique (TE) fondamental propagatif. Dans le cas des WI-SNSPDs sur SiN fonctionnant à la longueur d'onde 925 nm, le mode TE est bien plus déconfiné que par rapport à son homologue en Si à la longueur d'onde de 1550 nm, c'est pourquoi les atténuations pour les nanofils en géométrie droite et en U sont plus élevées sur SiN que sur Si (en considérant la même largeur de nanofil, la constante d'atténuation est environ deux fois plus grande sur SiN par rapport au Si). Pour répondre aux applications de calcul quantique utilisant des sources de photons uniques à boîtes quantiques III-V émettant à 925 nm, un compromis a été trouvé concernant la géométrie du guide d'onde en SiN pour allier efficacité de détection et faibles pertes des composants passifs. Il a été démontré que malgré le fort contraste d'indice de réfraction du nanofil avec le guide d'onde, du fait de sa faible épaisseur, sa présence provoque peu de diffraction et de rétro-diffusion lumineuse à l'interface entre le guide d'accès et le détecteur, permettant une absorption efficace des photons. Une géométrie de nanofil angulaire est suggérée pour accroître la tolérance face au désalignement lithographique de l'axe du nanofil par rapport à l'axe du guide.

En outre, des coupleurs par la tranche en forme de trident ont été conçus pour optimiser et

minimiser les pertes de couplage entre une fibre optique et un guide d'onde sur la puce photonique, notamment par rapport aux coupleurs verticaux (GC). Les coupleurs sont un élément clé pour coupler un ruban de fibres à une puce de détecteurs SNSPDs ou pour coupler des sources à boites quantiques III-V externes avec un circuit de calcul quantique par exemple. Tous ces éléments ont été assemblés sur des jeux de masques lithographiques pour créer des QPICs intégrant des WI-SNSPDs sur trois plateformes photoniques SOI-1550 nm et SiNOI-1550 et 925 nm, couvrant ainsi un large spectre d'applications dans le domaine de l'informatique quantique.

Grâce à la ligne CMOS de 200 mm des salles blanches de pré-industrialisation du CEA-Leti, les nanofils fabriqués sur ces plateformes présentent la faisabilité de cointégration technologique avec les plateformes photoniques déjà existantes et historiquement développées pour les applications de télécoms et datacom.

En utilisant un système de test automatique sous pointe, les caractérisations des composants photoniques passifs sur silicium et nitrure de silicium à température ambiante ont été effectuées, afin d'évaluer l'impact de la brique technologique associée à l'intégration des nanofils et à leur métallisation sur les performances des composants passifs adjacents. De nombreux composants sur différentes plaques de 200 mm de diamètre ont été testés. Les résultats montrent une augmentation des pertes de propagation et des pertes de couplage lorsque l'on compare les facteurs de mérite entre l'intégration technologique classique et l'intégration technologique supraconductrice. Par exemple, cette augmentation des pertes de propagation est très significative sur la plateforme photonique en SiN, à 925 nm, passant de $-1.2\,\mathrm{dB/cm}$ à $-8.3\,\mathrm{dB/cm}$. Cette dégradation est principalement due à une rugosité de surface accrue causée par la couche de texturation en AlN de 10 nm d'épaisseur, qui favorise la diffusion des photons qui se propagent dans le guide d'onde. Une étude de gravure de cette couche est en cours pour supprimer son impact négatif et ainsi conserver des pertes de propagation inférieures au dB/cm pour les guides en SiN.

Les coupleurs par la tranche (EDC) conçus en forme de trident présentent des pertes de $-0.70\,\mathrm{dB}$ à 925 nm (valeur obtenue par simulation FDTD). Cette géométrie reste à améliorer pour réduire la disparité entre les valeurs des pertes d'insertion simulées et les valeurs expérimentales, passant de $-0.96\,\mathrm{dB}$ à $-3.35\,\mathrm{dB}$ par exemple. D'autres EDCs en forme de trident ont été développés sur SiNOI à la longueur d'onde de 1550 nm, montrant des performances de couplage prometteuses avec une valeur de $-3\,\mathrm{dB}$.

La résistance des nanofils a été testée de façon statistique sur plaque 200 mm à température ambiante. Les nanofils en NbN sur les plaques présentent une excellente uniformité de fabrication, confirmée par leur résistance linéique ayant une incertitude relative de moins de 2%, validant ainsi les méthodes de nano-fabrication.

L'intégration des puces photoniques contenant des détecteurs supraconducteurs dans un cryostat à opération continue descendant à une température de 2.3 K a été optimisé. Les contraintes mécaniques, la connectivité optique et électrique ainsi que l'isolation thermique de tous les éléments ont été optimisées pour garantir un bon fonctionnement des détecteurs. L'utilisation de rubans de fibre permet un packaging compact des puces intégrées à des WI-SNSPDs. Chaque puce packagée sur SOI contient 3 détecteurs de longueurs différentes. Celles qui ont été fabriquées sur SiNOI contiennent quant à elle 10 détecteurs SNSPDs.

Les caractérisations sur les facteurs de mérite des WI-SNSPDs ont été présentées sur SOI à 1550 nm et sur SiNOI à 915 nm de longueur d'onde. Dans l'ensemble, les résultats des WI-SNSPDs évalués sont en accord avec l'état de l'art actuel. Les WI-SNSPDs sur SOI à la longueur d'onde télécom présentent des efficacités de détection sur puce (OCDE) de plus de 80% pour un bruit inférieur à 1000 Hz, un temps de décroissance du signal de détection individuel inférieur à 4 ns, permettant un taux de comptage maximal de plus de 130 Mcps/s. La résolution temporelle de 100 ps reste à améliorer, par exemple, on a vu à travers les WI-SNSPDs sur SiNOI que plus le nanofil est large, plus la gigue temporelle diminue. On pourrait donc mener une étude sur cette dimension pour optimiser à la fois l'efficacité de détection et les réponses temporelles. De plus, l'ajout d'un étage d'amplification cryogénique pourrait réduire cette gigue temporelle. Concernant les WI-SNSPDs sur SiNOI à 915 nm, ceux-ci présentent de bonnes OCDE de plus de 70% pour un bruit extrêmement faible inférieur à 100 Hz. Leurs réponses temporelles sont excellentes avec un temps de décroissance de moins de 4 ns, un taux de comptage maximum de plus de 80 Mcps/s et une gigue temporelle inférieure à 50 ps. Au-delà des facteurs de mérite, une démonstration de la calibration de l'efficacité de détection en fonction de la longueur du nanofil devra être mis en évidence pour mettre en place l'architecture originale de SNSPD en série optique pour la Résolution du Nombre de Photon (PNR). Néanmoins, pour conclure sereinement sur les résultats de l'efficacité

d'absorption et sur l'efficacité interne, il sera nécessaire par la suite de réaliser plus de points de mesures avec une plus grande variété de longueurs de nanofils.

Finalement, des SNSPDs intégrés à des guides d'ondes photoniques en Si et SiN présentent des performances de détection et temporelles proches de celles de l'état de l'art.

En conclusion, cette thèse a permis de démontrer avec succès l'intégration de détecteurs à nanofils supraconducteurs en NbN sur les plateformes photoniques sur silicium 200 mm du CEA-Leti. Les performances obtenues, avec notamment des efficacités de détection de l'ordre de 70-80%, même si elles sont encore perfectibles, permettent de valider le procédé d'intégration ainsi que le packaging optique et électrique compatible avec les températures cryogéniques de fonctionnement des SNSPDs.

6.2 Perspectives

Il est sans doute possible d'améliorer les performances des SNSPDs au-delà des résultats obtenus dans cette thèse en examinant une plus grande variété de géométries et en intégrant un étage d'amplification électronique cryogénique, permettant de réduire le bruit et d'améliorer la gigue temporelle.

Afin d'optimiser l'intégration, la compacité et les performances du système de détection des SNSPDs, il serait envisageable d'intégrer des amplificateurs RF cryogéniques en utilisant des Transistors Bipolaires à Hétérojonction (HBT) en SiGe intégrés sur puce (voir figure 6.1). Il est également possible que cette intégration réduise la dissipation thermique dans le cryostat.

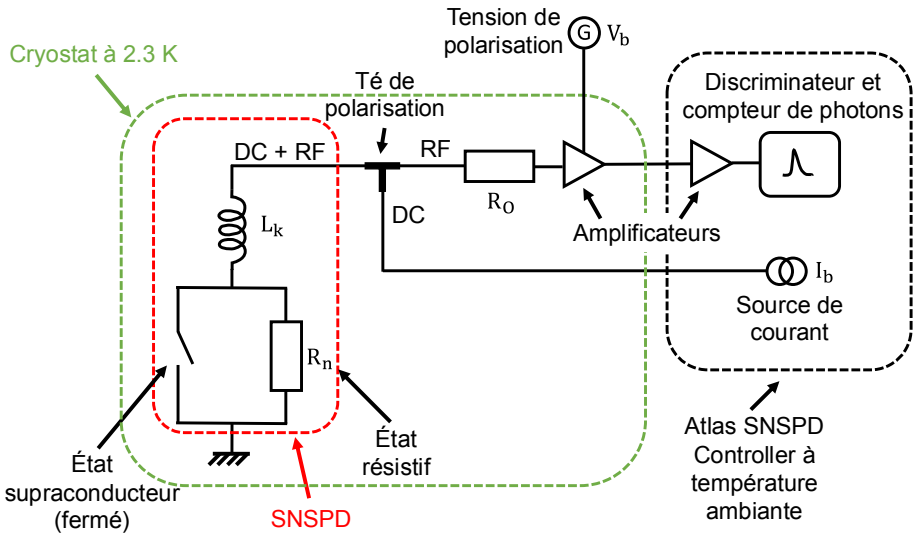

FIGURE 6.1 – Schéma électrique équivalent d'un système de SNSPD intégrant un amplificateur électronique cryogénique. L_k est l'inductance cinétique du nanofil, R_n est la résistance du point chaud d'environ 1 kΩ, I_b est le courant de polarisation et R_O est la résistance de lecture de 50 Ω, I_b est la tension de polarisation de l'amplificateur. RF veut dire Radio-Fréquence et DC veut dire Courant Direct.

La calibration en fonction de la longueur du nanofil ouvre la voie aux architectures de détecteurs en série pour la résolution du nombre de photons. Une fois les détecteurs optimisés, l'étape suivante sera d'étudier l'uniformité des performances des détecteurs à l'échelle d'un *wafer* et entre *wafers*. Cela va nécessiter de packager et de tester un grand nombre de puces à température cryogénique. En fonction des résultats, des ajustements fins pourront être appliqués au procédé de fabrication afin d'améliorer l'homogénéité et la reproductibilité des détecteurs.

Aussi, il faudra poursuivre l'optimisation des coupleurs fibres par la tranche et le développement du packaging par la tranche pour disposer de barrettes de détecteurs identiques à haute performance packagés par un ruban de fibres optiques. De premiers essais d'assemblage prometteurs ont été réalisés à température ambiante avec des puces comportant des convertisseurs de mode non optimisés. L'assemblage et l'intégration dans le cryostat doivent maintenant être validés afin d'utiliser ces détecteurs avec des pertes de couplage réduites. La figure 6.2 illustre une puce photonique entièrement assemblée avec un fibrage par la tranche.

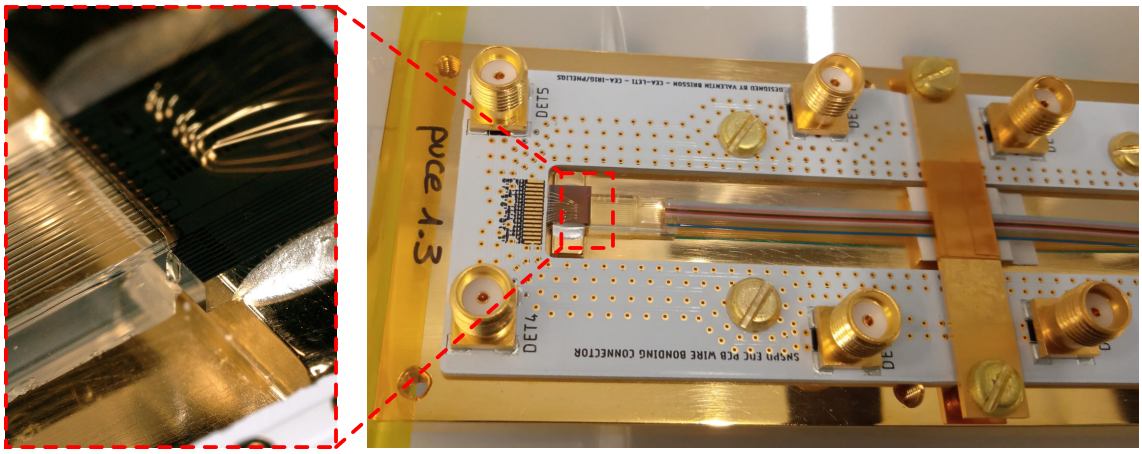

FIGURE 6.2 – Assemblage d'une puce photonique SiNOI en couplage par la tranche et contenant des WI-SNSPDs fonctionnant à la longueur d'onde 925 nm.

Le procédé de fabrication a été développé de façon à offrir une compatibilité technologique avec les autres composants clé des plateformes SOI et SiNOI. Une fois les détecteurs optimisés, ils pourront être intégrés avec des sources de paires de photons uniques et/ou avec des modulateurs électro-optiques pour la génération, l'encodage et la manipulation de qubits photoniques. Cette intégration joue un rôle essentiel dans la création d'émetteurs/récepteurs miniaturisés pour les communications quantiques et de processeurs de calcul quantique au cœur de futures QPU (*Quantum Processing Units*).

Au-delà de détecteurs individuels, des circuits plus complexes combinant plusieurs détecteurs ont été conçus et implémentés sur des jeux de masques et fabriqués sur les différentes plateformes photoniques SOI et SiNOI : des circuits comportant des détecteurs de longueur différente permettant une équirépartition des photons sur chaque détecteur afin de permettre la Résolution du Nombre de Photon (voir figure 2.21 en section 2.4.5) des détecteurs couplés à des séparateurs 1×2 et 2×2 afin de pouvoir réaliser des expériences de *Hanbury Brown and Twiss* et de *Hong-Ou-Mandel* (voir figure 1.2 en section 1.4.1) sur des puces photoniques en SOI et SiNOI pour caractériser la pureté et l'indiscernabilité de sources de photons uniques.

Finalement, les WI-SNSPDs présentent des résultats prometteurs pour les applications de communications et de calcul quantique. À ce jour, l'intérêt des WI-SNSPDs est déjà reconnu par quelques entreprises du secteur telles que *Psi Quantum* [45] ou encore *Pixel Photonics* [223], mais cette adoption n'en est qu'à ses débuts. Aujourd'hui, le démonstrateur français de calculateur quantique développé dans le cadre du projet OQuLus du programme PEPR Quantique du plan France 2030 repose sur une approche modulaire, où la source de photons uniques, la puce photonique de calcul, et les détecteurs de photons uniques sont séparés. L'intégration des détecteurs SNSPDs sur la puce permettrait de remplacer les détecteurs fibrés par la surface et de supprimer les pertes de couplage afin de faciliter le passage à l'échelle des processeurs quantiques.

Les développements menés dans cette thèse ainsi que les perspectives qui en découlent ouvrent la voie à l'industrialisation des QPICs intégrant les détecteurs de photons uniques supraconducteurs dans les domaines des communications et du calcul quantiques.

Liste de Publications

Articles dans des Revues Internationales à Comité de Lecture

- Valentin Brisson, Edith Bellet-Amalric, Nicolas Bernier, Jonathan Faugier-Tovar, Matthew Bryan, Joël Bleuse, Jean-Michel Gérard, et Ségolène Olivier. « Enhancement of the Superconducting Critical Temperature of NbN Ultra-thin Films in a CMOS-Compatible Silicon Nitride Photonic Platform on 200-mm-diameter Wafers ». *Superconductor Science and Technology*, 2025, ISSN : 0953-2048. DOI : 10.1088/1361-6668/adbfc9.
- Valentin Brisson, Raouia Rhazi, Elisa Collin, Jonathan Faugier-Tovar, Elisa Vermande, Fabien Laulagnet, Zineb Saghi, Olivier Castany, Laura Boutafa, Joël Bleuse, Jean-Michel Gérard, et Ségolène Olivier. « High Efficiency and Fast Temporal Response NbN Waveguide-Integrated Superconducting Single-Photon Detectors on 200 mm SOI Wafers ». *Applied Physics Letters* (under peer review) (2025).

Actes de Conférence

- Valentin Brisson, Joël Bleuse, Raouia Rhazi, Jonathan Faugier-Tovar, Jean-Michel Gérard, et Ségolène Olivier. « NbN waveguide-integrated superconducting nanowire single-photon detectors on 200 mm SOI wafers ». In *49th European Conference on Optical Communications (ECOC 2023)*, 2023 :1134 37, 2023. DOI : 10.1049/icp.2023.2463.
- Valentin Brisson, Joël Bleuse, Raouia Rhazi, Jonathan Faugier-Tovar, Jean-Michel Gérard, et Ségolène Olivier. « NbN superconducting nanowire single-photon detectors integrated on Si-based waveguide using CMOS-compatible processing on 200 mm wafers ». In *Integrated Optics : Devices, Materials, and Technologies XXVIII*, PC12889 :PC1288902. SPIE, 2024. DOI : 10.1117/12.3000377.
- Valentin Brisson, Quentin Wilmart, Jonathan Faugier-Tovar, Sylvain Guerber, Fabien Laulagnet, Elisa Vermande, Elisa Collin, et al. « Low-loss 200-mm diameter SiN platform including WI-SNSPD for quantum photonics applications from 900 to 940 nm ». In *2025 IEEE Silicon Photonics Conference (SiPhotonics)*, ISSN : 1949-209X. IEEE, 2025. DOI : 10.1109/SiPhotonics64386.2025.10985532.

Posters de Conférence

- Valentin Brisson, Elisa Collin, Jonathan Faugier-Tovar, Nicolas Dunoyer, Olivier Castany, Laura Boutafa, Joël Bleuse, Jean-Michel Gérard, et Ségolène Olivier. « Fast, 900–940-nm detection with NbN SNSPDs integrated on CMOS-compatible Si3N4 waveguides made on 200-mm diameter wafers ». In *Single Photon Workshop 2024*. Edinburgh, 2024.
- Pierre Chausse, Valentin Brisson, Sylvain Guerber, Quentin Wilmart, et Ségolène Olivier. « Sub-1 dB fibre edge couplers compatible with the integration of other components on existing technology platforms. » In *Integrated Optics : Devices, Materials, and Technologies XXVIII*. SPIE, 2024.
- Valentin Brisson, Raouia Rhazi, Jonathan Faugier-Tovar, Ségolène Olivier, Eva Monroy, Joël Bleuse, et Jean-Michel Gérard. « Development of superconducting nanowire single-photon

detectors on 200 mm Si wafers for quantum communications. » In *Single Photon Workshop 2022*. Seoul, 2022.

Références

[1] « Sir Ambrose Fleming and the Thermionic Valve, » en, *Nature*, t. 143, n° 3627, p. 754-755, mai 1939, Publisher : Nature Publishing Group, ISSN : 1476-4687. DOI : 10.1038/143754b0.

[2] B. K. Lubsandorzhiev, *On the history of photomultiplier tube invention*, arXiv :physics/0601159, jan. 2006. DOI : 10.48550/arXiv.physics/0601159.

[3] W. Brinkman, D. Haggan et W. Troutman, « A history of the invention of the transistor and where it will lead us, » *IEEE Journal of Solid-State Circuits*, t. 32, n° 12, p. 1858-1865, déc. 1997, ISSN : 1558-173X. DOI : 10.1109/4.643644.

[4] G. W. A. Dummer, *Electronic Inventions and Discoveries : Electronics from Its Earliest Beginnings to the Present Day*, en. Elsevier, oct. 2013, Google-Books-ID : PbYgBQAAQBAJ, ISBN : 978-1-4831-4521-1.

[5] G. E. Moore, « Cramming more components onto integrated circuits, » en, t. 38, n° 8, 1965.

[6] P. W. Shor, « Polynomial-Time Algorithms for Prime Factorization and Discrete Logarithms on a Quantum Computer, » *SIAM J. Comput.*, t. 26, n° 5, p. 1484-1509, oct. 1997, Publisher : Society for Industrial and Applied Mathematics, ISSN : 0097-5397. DOI : 10.1137/S0097539795293172.

[7] *Yole Group - Follow the latest trend news in the Semiconductor Industry*, en-US, mai 2024.

[8] M. A. Nielsen et I. L. Chuang, *Quantum Computation and Quantum Information : 10th Anniversary Edition*, en, ISBN : 9780511976667 Publisher : Cambridge University Press, déc. 2010. DOI : 10.1017/CBO9780511976667.

[9] M. Fox, « Quantum Optics : An Introduction, » in *Quantum Optics : An Introduction*, M. Fox, éd., Oxford University Press, avr. 2006, p. 1, ISBN : 978-0-19-856672-4. DOI : 10.1093/oso/9780198566724.002.0001.

[10] E. Grumbling et M. Horowitz, éd., *Quantum Computing : Progress and Prospects*. Washington, D.C. : National Academies Press, mars 2019, ISBN : 978-0-309-47969-1. DOI : 10.17226/25196.

[11] R. Horodecki, P. Horodecki, M. Horodecki et K. Horodecki, « Quantum entanglement, » *Reviews of Modern Physics*, t. 81, n° 2, p. 865-942, juin 2009, Publisher : American Physical Society. DOI : 10.1103/RevModPhys.81.865.

[12] J. S. Bell, « On the Einstein Podolsky Rosen paradox, » *Physics Physique Fizika*, t. 1, n° 3, p. 195-200, nov. 1964, Publisher : American Physical Society. DOI : 10.1103/PhysicsPhysiqueFizika.1.195.

[13] C. H. Bennett et G. Brassard, « Quantum cryptography : Public key distribution and coin tossing, » *Theoretical Computer Science*, Theoretical Aspects of Quantum Cryptography – celebrating 30 years of BB84, t. 560, p. 7-11, déc. 2014, ISSN : 0304-3975. DOI : 10.1016/j.tcs.2014.05.025.

[14] N. Gisin, G. Ribordy, W. Tittel et H. Zbinden, « Quantum cryptography, » *Rev. Mod. Phys.*, t. 74, n° 1, p. 145-195, mars 2002, Publisher : American Physical Society. DOI : 10.1103/RevModPhys.74.145.

[15] A. K. Ekert, « Quantum cryptography based on Bell's theorem, » *Physical Review Letters*, t. 67, n° 6, p. 661-663, août 1991, Publisher : American Physical Society. DOI : 10.1103/PhysRevLett.67.661.

[16] T. Lugrin, « Random Number Generator, » en, in *Trends in Data Protection and Encryption Technologies*, V. Mulder, A. Mermoud, V. Lenders et B. Tellenbach, éd., Cham : Springer Nature Switzerland, 2023, p. 31-34, isbn : 978-3-031-33386-6. doi : 10.1007/978-3-031-33386-6_7.

[17] M. Herrero-Collantes et J. C. Garcia-Escartin, « Quantum random number generators, » *Reviews of Modern Physics*, t. 89, n° 1, p. 015 004, fév. 2017, Publisher : American Physical Society. doi : 10.1103/RevModPhys.89.015004.

[18] G. Gras, A. Martin, J. W. Choi et F. Bussières, « Quantum Entropy Model of an Integrated Quantum-Random-Number-Generator Chip, » *Physical Review Applied*, t. 15, n° 5, p. 054 048, mai 2021, Publisher : American Physical Society. doi : 10.1103/PhysRevApplied.15.054048.

[19] A. Boaron et al., « Secure Quantum Key Distribution over 421 km of Optical Fiber, » *Physical Review Letters*, t. 121, n° 19, p. 190 502, nov. 2018, Publisher : American Physical Society. doi : 10.1103/PhysRevLett.121.190502.

[20] Y. Cao, Y. Zhao, Q. Wang, J. Zhang, S. X. Ng et L. Hanzo, « The Evolution of Quantum Key Distribution Networks : On the Road to the Qinternet, » *IEEE Communications Surveys & Tutorials*, t. 24, n° 2, p. 839-894, 2022, Conference Name : IEEE Communications Surveys & Tutorials, issn : 1553-877X. doi : 10.1109/COMST.2022.3144219.

[21] H. Dutta et A. K. Bhuyan, *Quantum Communication : From Fundamentals to Recent Trends, Challenges and Open Problems*, arXiv :2406.04492 [quant-ph], juin 2024. doi : 10.48550/arXiv.2406.04492.

[22] Q. Hao, « Towards large-scale quantum key distribution network and its applications, » en, 2019.

[23] A. M. Lewis et P. F. Scudo, *Quantum communications infrastructure architecture : theoretical background, network structure and technologies. A review of recent studies from a European public infrastructure perspective*, arXiv :2110.06762 [quant-ph], jan. 2022. doi : 10.48550/arXiv.2110.06762.

[24] M. Takeoka, S. Guha et M. M. Wilde, « Fundamental rate-loss tradeoff for optical quantum key distribution, » en, *Nature Communications*, t. 5, n° 1, p. 5235, oct. 2014, Publisher : Nature Publishing Group, issn : 2041-1723. doi : 10.1038/ncomms6235.

[25] F. Bova, A. Goldfarb et R. G. Melko, « Commercial applications of quantum computing, » en, *EPJ Quantum Technology*, t. 8, n° 1, p. 1-13, déc. 2021, Number : 1 Publisher : SpringerOpen, issn : 2196-0763. doi : 10.1140/epjqt/s40507-021-00091-1.

[26] L. K. Grover, *A fast quantum mechanical algorithm for database search*, arXiv :quant-ph/9605043, nov. 1996. doi : 10.48550/arXiv.quant-ph/9605043.

[27] O. Ezratty, *Understanding Quantum Technologies 2024*, fr.

[28] J. Preskill, « Quantum Computing in the NISQ era and beyond, » en, *Quantum*, t. 2, p. 79, août 2018, issn : 2521-327X. doi : 10.22331/q-2018-08-06-79.

[29] Y. Li, P. C. Humphreys, G. J. Mendoza et S. C. Benjamin, « Resource Costs for Fault-Tolerant Linear Optical Quantum Computing, » *Phys. Rev. X*, t. 5, n° 4, p. 041 007, oct. 2015, Publisher : American Physical Society. doi : 10.1103/PhysRevX.5.041007.

[30] L. Egan et al., « Fault-tolerant control of an error-corrected qubit, » en, *Nature*, t. 598, n° 7880, p. 281-286, oct. 2021, Publisher : Nature Publishing Group, issn : 1476-4687. doi : 10.1038/s41586-021-03928-y.

[31] L. S. Madsen et al., « Quantum computational advantage with a programmable photonic processor, » en, *Nature*, t. 606, n° 7912, p. 75-81, juin 2022, Publisher : Nature Publishing Group, issn : 1476-4687. doi : 10.1038/s41586-022-04725-x.

[32] H.-S. Zhong et al., « Quantum computational advantage using photons, » *Science*, t. 370, n° 6523, p. 1460-1463, déc. 2020, Publisher : American Association for the Advancement of Science. doi : 10.1126/science.abe8770.

[33] S. Barz, « Quantum computing with photons : introduction to the circuit model, the one-way quantum computer, and the fundamental principles of photonic experiments, » en, *J. Phys. B : At. Mol. Opt. Phys.*, t. 48, n° 8, p. 083 001, mars 2015, Publisher : IOP Publishing, issn : 0953-4075. doi : 10.1088/0953-4075/48/8/083001.

[34] J. L. O'Brien, « Optical Quantum Computing, » *Science*, t. 318, n° 5856, p. 1567-1570, déc. 2007, Publisher : American Association for the Advancement of Science. DOI : 10.1126/science.1142892.

[35] S. Slussarenko et G. J. Pryde, « Photonic quantum information processing : A concise review, » *Applied Physics Reviews*, t. 6, n° 4, p. 041 303, oct. 2019, ISSN : 1931-9401. DOI : 10.1063/1.5115814.

[36] C. Couteau et al., « Applications of single photons in quantum metrology, biology and the foundations of quantum physics, » en, *Nat Rev Phys*, t. 5, n° 6, p. 354-363, juin 2023, Number : 6 Publisher : Nature Publishing Group, ISSN : 2522-5820. DOI : 10.1038/s42254-023-00589-w.

[37] C. Couteau et al., « Applications of single photons to quantum communication and computing, » en, *Nat Rev Phys*, t. 5, n° 6, p. 326-338, juin 2023, Number : 6 Publisher : Nature Publishing Group, ISSN : 2522-5820. DOI : 10.1038/s42254-023-00583-2.

[38] R. H. Brown et R. Q. Twiss, « Correlation between Photons in two Coherent Beams of Light, » en, *Nature*, t. 177, n° 4497, p. 27-29, jan. 1956, Publisher : Nature Publishing Group, ISSN : 1476-4687. DOI : 10.1038/177027a0.

[39] C. K. Hong, Z. Y. Ou et L. Mandel, « Measurement of subpicosecond time intervals between two photons by interference, » *Phys. Rev. Lett.*, t. 59, n° 18, p. 2044-2046, nov. 1987, Publisher : American Physical Society. DOI : 10.1103/PhysRevLett.59.2044.

[40] S. Thomas et P. Senellart, « The race for the ideal single-photon source is on, » en, *Nature Nanotechnology*, t. 16, n° 4, p. 367-368, avr. 2021, Publisher : Nature Publishing Group, ISSN : 1748-3395. DOI : 10.1038/s41565-021-00851-1.

[41] N. Somaschi et al., « Near-optimal single-photon sources in the solid state, » en, *Nature Photon*, t. 10, n° 5, p. 340-345, mai 2016, Publisher : Nature Publishing Group, ISSN : 1749-4893. DOI : 10.1038/nphoton.2016.23.

[42] A. B. U'Ren et al., *Generation of Pure-State Single-Photon Wavepackets by Conditional Preparation Based on Spontaneous Parametric Downconversion*, arXiv :quant-ph/0611019, nov. 2006. DOI : 10.48550/arXiv.quant-ph/0611019.

[43] S. Ramelow et al., *Silicon-Nitride Platform for Narrowband Entangled Photon Generation*, arXiv :1508.04358 [quant-ph], août 2015. DOI : 10.48550/arXiv.1508.04358.

[44] H. E. Dirani et al., « Ultralow-loss tightly confining Si_3N_4 waveguides and high-Q microresonators, » EN, *Opt. Express, OE*, t. 27, n° 21, p. 30 726-30 740, oct. 2019, Publisher : Optica Publishing Group, ISSN : 1094-4087. DOI : 10.1364/OE.27.030726.

[45] K. Alexander et al., « A manufacturable platform for photonic quantum computing, » en, *Nature*, t. 641, n° 8064, p. 876-883, mai 2025, Publisher : Nature Publishing Group, ISSN : 1476-4687. DOI : 10.1038/s41586-025-08820-7.

[46] S. Y. Siew et al., « Review of Silicon Photonics Technology and Platform Development, » *Journal of Lightwave Technology*, t. 39, n° 13, p. 4374-4389, juill. 2021, Conference Name : Journal of Lightwave Technology, ISSN : 1558-2213. DOI : 10.1109/JLT.2021.3066203.

[47] N. Maring et al., « A versatile single-photon-based quantum computing platform, » en, *Nat. Photon.*, t. 18, n° 6, p. 603-609, juin 2024, Publisher : Nature Publishing Group, ISSN : 1749-4893. DOI : 10.1038/s41566-024-01403-4.

[48] X. Guo et al., « Ultra-wideband integrated photonic devices on silicon platform : from visible to mid-IR, » en, *Nanophotonics*, t. 12, n° 2, p. 167-196, jan. 2023, Publisher : De Gruyter, ISSN : 2192-8614. DOI : 10.1515/nanoph-2022-0575.

[49] K. Liu, C. R. Ye, S. Khan et V. J. Sorger, « Review and perspective on ultrafast wavelength-size electro-optic modulators, » *Laser & Photonics Reviews*, t. 9, n° 2, p. 172-194, 2015, _eprint : https ://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1002/lpor.201400219, ISSN : 1863-8899. DOI : 10.1002/lpor.201400219.

[50] D. Llewellyn et al., « Chip-to-chip quantum teleportation and multi-photon entanglement in silicon, » en, *Nat. Phys.*, t. 16, n° 2, p. 148-153, fév. 2020, Number : 2 Publisher : Nature Publishing Group, ISSN : 1745-2481. DOI : 10.1038/s41567-019-0727-x.

[51] Q. Wilmart et al., « A device library for the ultra-low loss Si3N4 platform, » in *Silicon Photonics XVII*, t. 12006, SPIE, mars 2022, p. 80-87. doi : 10.1117/12.2606853.

[52] A. Chanana et al., « Ultra-low loss quantum photonic circuits integrated with single quantum emitters, » en, *Nat Commun*, t. 13, n° 1, p. 7693, déc. 2022, Publisher : Nature Publishing Group, issn : 2041-1723. doi : 10.1038/s41467-022-35332-z.

[53] V. Brisson et al., « Low-loss 200-mm diameter SiN platform including WI-SNSPD for quantum photonics applications from 900 to 940 nm, » in *2025 IEEE Silicon Photonics Conference (SiPhotonics)*, ISSN : 1949-209X, avr. 2025, p. 1-2. doi : 10.1109/SiPhotonics64386.2025.10985532.

[54] P. Sibson, J. E. Kennard, S. Stanisic, C. Erven, J. L. O'Brien et M. G. Thompson, « Integrated silicon photonics for high-speed quantum key distribution, » EN, *Optica, OPTICA*, t. 4, n° 2, p. 172-177, fév. 2017, Publisher : Optica Publishing Group, issn : 2334-2536. doi : 10.1364/OPTICA.4.000172.

[55] J. Wang, F. Sciarrino, A. Laing et M. G. Thompson, « Integrated photonic quantum technologies, » en, *Nat. Photonics*, t. 14, n° 5, p. 273-284, mai 2020, Number : 5 Publisher : Nature Publishing Group, issn : 1749-4893. doi : 10.1038/s41566-019-0532-1.

[56] M. D. Eisaman, J. Fan, A. Migdall et S. V. Polyakov, « Invited Review Article : Single-photon sources and detectors, » *Review of Scientific Instruments*, t. 82, n° 7, p. 071 101, juill. 2011, issn : 0034-6748. doi : 10.1063/1.3610677.

[57] R. H. Hadfield, « Single-photon detectors for optical quantum information applications, » en, *Nature Photon*, t. 3, n° 12, p. 696-705, déc. 2009, Number : 12 Publisher : Nature Publishing Group, issn : 1749-4893. doi : 10.1038/nphoton.2009.230.

[58] D. V. Morozov, A. Casaburi et R. H. Hadfield, « Superconducting photon detectors, » *Contemporary Physics*, t. 62, n° 2, p. 69-91, avr. 2021, Publisher : Taylor & Francis, issn : 0010-7514. doi : 10.1080/00107514.2022.2043596.

[59] D. V. Reddy, R. R. Nerem, S. W. Nam, R. P. Mirin et V. B. Verma, « Superconducting nanowire single-photon detectors with 98% system detection efficiency at 1550 nm, » EN, *Optica, OPTICA*, t. 7, n° 12, p. 1649-1653, déc. 2020, Publisher : Optica Publishing Group, issn : 2334-2536. doi : 10.1364/OPTICA.400751.

[60] B. Korzh et al., « Demonstration of sub-3 ps temporal resolution with a superconducting nanowire single-photon detector, » en, *Nat. Photonics*, t. 14, n° 4, p. 250-255, avr. 2020, Number : 4 Publisher : Nature Publishing Group, issn : 1749-4893. doi : 10.1038/s41566-020-0589-x.

[61] E. Engin et al., « Photon pair generation in a silicon micro-ring resonator with reverse bias enhancement, » EN, *Opt. Express, OE*, t. 21, n° 23, p. 27 826-27 834, nov. 2013, Publisher : Optica Publishing Group, issn : 1094-4087. doi : 10.1364/OE.21.027826.

[62] S. V. Polyakov, « Chapter 3 - Photomultiplier Tubes, » in *Experimental Methods in the Physical Sciences*, sér. Single-Photon Generation and Detection, A. Migdall, S. V. Polyakov, J. Fan et J. C. Bienfang, éd., t. 45, Academic Press, jan. 2013, p. 69-82. doi : 10.1016/B978-0-12-387695-9.00003-2.

[63] *Hamamatsu Learning Center : Photomultiplier Tubes*.

[64] *Features | Universal streak camera | Hamamatsu Photonics*, en.

[65] W. Haecker, O. Groezinger et M. H. Pilkuhn, « Infrared Photon Counting by Ge Avalanche Diodes, » *Applied Physics Letters*, t. 19, n° 4, p. 113-115, août 1971, issn : 0003-6951. doi : 10.1063/1.1653834.

[66] M. Hofbauer, K. Schneider-Hornstein et H. Zimmermann, « Single-photon avalanche diodes (SPADs), » en, in *Single-photon Detection for Data Communication and Quantum Systems*, IOP Publishing, déc. 2021. doi : 10.1088/978-0-7503-2584-4ch1.

[67] D. Bronzi, F. Villa, S. Tisa, A. Tosi et F. Zappa, « SPAD Figures of Merit for Photon-Counting, Photon-Timing, and Imaging Applications : A Review, » *IEEE Sensors Journal*, t. 16, n° 1, p. 3-12, jan. 2016, Conference Name : IEEE Sensors Journal, issn : 1558-1748. doi : 10.1109/JSEN.2015.2483565.

[68] C. Bruschini, H. Homulle, I. M. Antolovic, S. Burri et E. Charbon, « Single-photon avalanche diode imagers in biophotonics : review and outlook, » en, *Light : Science & Applications*, t. 8, n° 1, p. 87, sept. 2019, Publisher : Nature Publishing Group, issn : 2047-7538. doi : 10.1038/s41377-019-0191-5.

[69] M. Zhou et al., « InGaAsP/InP single photon avalanche diodes with ultra-high photon detection efficiency, » en, *Optical and Quantum Electronics*, t. 52, n° 6, p. 299, mai 2020, issn : 1572-817X. doi : 10.1007/s11082-020-02422-5.

[70] A. Singh, V. Srivastav et R. Pal, « HgCdTe avalanche photodiodes : A review, » *Optics & Laser Technology*, t. 43, n° 7, p. 1358-1370, oct. 2011, issn : 0030-3992. doi : 10.1016/j.optlastec.2011.03.009.

[71] X. Sun et al., « HgCdTe avalanche photodiode array detectors with single photon sensitivity and integrated detector cooler assemblies for space lidar applications, » en, *Optical Engineering*, t. 58, n° 06, p. 1, juin 2019, issn : 0091-3286. doi : 10.1117/1.OE.58.6.067103.

[72] J. Rothman et al., « Meso-photonic Detection with HgCdTe APDs at High Count Rates, » en, *Journal of Electronic Materials*, t. 49, n° 11, p. 6881-6892, nov. 2020, issn : 1543-186X. doi : 10.1007/s11664-020-08461-8.

[73] D. H. Andrews, W. F. Brucksch Jr., W. T. Ziegler et E. R. Blanchard, « Attenuated Superconductors I. For Measuring Infra-Red Radiation, » *Review of Scientific Instruments*, t. 13, n° 7, p. 281-292, juill. 1942, issn : 0034-6748. doi : 10.1063/1.1770037.

[74] H. K. Onnes, « Further experiments with Liquid Helium. G. On the Electrical Resistance of Pure Metals, etc. VI. On the Sudden Change in the Rate at which the Resistance of Mercury Disappears., » en, in *Through Measurement to Knowledge : The Selected Papers of Heike Kamerlingh Onnes 1853–1926*, H. K. Onnes, K. Gavroglu et Y. Goudaroulis, éd., Dordrecht : Springer Netherlands, 1991, p. 267-272, isbn : 978-94-009-2079-8. doi : 10.1007/978-94-009-2079-8_17.

[75] *JYX - Studies of transition-edge sensor physics : thermal models and noise.*

[76] A. E. Lita, A. J. Miller et S. W. Nam, « Counting near-infrared single-photons with 95% efficiency, » EN, *Optics Express*, t. 16, n° 5, p. 3032-3040, mars 2008, Publisher : Optica Publishing Group, issn : 1094-4087. doi : 10.1364/OE.16.003032.

[77] A. E. Lita, B. Calkins, L. A. Pellochoud, A. J. Miller et S. Nam, « High-Efficiency Photon-Number-Resolving Detectors based on Hafnium Transition-Edge Sensors, » *AIP Conference Proceedings*, t. 1185, n° 1, p. 351-354, déc. 2009, issn : 0094-243X. doi : 10.1063/1.3292350.

[78] D. Fukuda et al., « Titanium-based transition-edge photon number resolving detector with 98% detection efficiency with index-matched small-gap fiber coupling, » EN, *Optics Express*, t. 19, n° 2, p. 870-875, jan. 2011, Publisher : Optica Publishing Group, issn : 1094-4087. doi : 10.1364/OE.19.000870.

[79] T. Gerrits et al., « On-chip, photon-number-resolving, telecommunication-band detectors for scalable photonic information processing, » *Physical Review A*, t. 84, n° 6, p. 060 301, déc. 2011, Publisher : American Physical Society. doi : 10.1103/PhysRevA.84.060301.

[80] F. Amanti et al., « Integrated Photonic Passive Building Blocks on Silicon-on-Insulator Platform, » en, *Photonics*, t. 11, n° 6, p. 494, juin 2024, Number : 6 Publisher : Multidisciplinary Digital Publishing Institute, issn : 2304-6732. doi : 10.3390/photonics11060494.

[81] Q. Wilmart et al., « A Complete Si Photonics Platform Embedding Ultra-Low Loss Waveguides for O- and C-Band, » *Journal of Lightwave Technology*, t. 39, n° 2, p. 532-538, jan. 2021, Conference Name : Journal of Lightwave Technology, issn : 1558-2213. doi : 10.1109/JLT.2020.3030123.

[82] M. Tinkham, *Introduction to Superconductivity : Second Edition*, en. Courier Corporation, juin 2004, Google-Books-ID : JOQoAwAAQBAJ, isbn : 978-0-486-43503-9.

[83] W. Meissner et R. Ochsenfeld, « Ein neuer Effekt bei Eintritt der Supraleitfähigkeit, » de, *Naturwissenschaften*, t. 21, n° 44, p. 787-788, nov. 1933, issn : 1432-1904. doi : 10.1007/BF01504252.

[84] *Abrikosov, Type II Superconductivity, Sov-Phys JETP 5, 1174 (1957) | PDF*, fr.

[85] F. London, « A New Conception of Supraconductivity, » en, *Nature*, t. 140, n° 3549, p. 793-796, nov. 1937, Publisher : Nature Publishing Group, ISSN : 1476-4687. DOI : 10.1038/140793a0.

[86] V. L. Ginzburg et L. D. Landau, « On the Theory of Superconductivity, » en, in *On Superconductivity and Superfluidity : A Scientific Autobiography*, V. L. Ginzburg, éd., Berlin, Heidelberg : Springer, 2009, p. 113-137, ISBN : 978-3-540-68008-6. DOI : 10.1007/978-3-540-68008-6_4.

[87] J. Bardeen, L. N. Cooper et J. R. Schrieffer, « Theory of Superconductivity, » *Physical Review*, t. 108, n° 5, p. 1175-1204, déc. 1957, Publisher : American Physical Society. DOI : 10.1103/PhysRev.108.1175.

[88] S. Tripathy, K. Tyagi et P. Pratap, « A comprehensive study of various superconductors for superconducting nanowire single photon detectors applications, » *iScience*, t. 27, n° 10, p. 110 779, oct. 2024, ISSN : 2589-0042. DOI : 10.1016/j.isci.2024.110779.

[89] G. N. Gol'tsman et al., « Picosecond superconducting single-photon optical detector, » *Applied Physics Letters*, t. 79, n° 6, p. 705-707, août 2001, ISSN : 0003-6951. DOI : 10.1063/1.1388868.

[90] J. K. W. Yang, A. J. Kerman, E. A. Dauler, V. Anant, K. M. Rosfjord et K. K. Berggren, « Modeling the Electrical and Thermal Response of Superconducting Nanowire Single-Photon Detectors, » *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, t. 17, n° 2, p. 581-585, juin 2007, Conference Name : IEEE Transactions on Applied Superconductivity, ISSN : 1558-2515. DOI : 10.1109/TASC.2007.898660.

[91] I. Holzman et Y. Ivry, « Superconducting Nanowires for Single-Photon Detection : Progress, Challenges, and Opportunities, » en, *Advanced Quantum Technologies*, t. 2, n° 3-4, p. 1 800 058, 2019, _eprint : https ://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1002/qute.201800058, ISSN : 2511-9044. DOI : 10.1002/qute.201800058.

[92] I. Esmaeil Zadeh et al., « Superconducting nanowire single-photon detectors : A perspective on evolution, state-of-the-art, future developments, and applications, » *Applied Physics Letters*, t. 118, n° 19, p. 190 502, mai 2021, ISSN : 0003-6951. DOI : 10.1063/5.0045990.

[93] J. P. Allmaras, « Modeling and Development of Superconducting Nanowire Single-Photon Detectors, » en, phd, California Institute of Technology, 2020. DOI : 10.7907/wgak-vs11.

[94] A. Engel et A. Schilling, « Numerical analysis of detection-mechanism models of superconducting nanowire single-photon detector, » *Journal of Applied Physics*, t. 114, n° 21, p. 214 501, déc. 2013, ISSN : 0021-8979. DOI : 10.1063/1.4836878.

[95] A. D. Semenov, G. N. Gol'tsman et A. A. Korneev, « Quantum detection by current carrying superconducting film, » *Physica C : Superconductivity*, t. 351, n° 4, p. 349-356, avr. 2001, ISSN : 0921-4534. DOI : 10.1016/S0921-4534(00)01637-3.

[96] D. Y. Vodolazov, « Single-Photon Detection by a Dirty Current-Carrying Superconducting Strip Based on the Kinetic-Equation Approach, » *Physical Review Applied*, t. 7, n° 3, p. 034 014, mars 2017, Publisher : American Physical Society. DOI : 10.1103/PhysRevApplied.7.034014.

[97] A. G. Kozorezov et al., « Fano fluctuations in superconducting-nanowire single-photon detectors, » *Physical Review B*, t. 96, n° 5, p. 054 507, août 2017, Publisher : American Physical Society. DOI : 10.1103/PhysRevB.96.054507.

[98] J. Allmaras, A. Kozorezov, B. Korzh, K. Berggren et M. Shaw, « Intrinsic Timing Jitter and Latency in Superconducting Nanowire Single-photon Detectors, » *Physical Review Applied*, t. 11, n° 3, p. 034 062, mars 2019, Publisher : American Physical Society. DOI : 10.1103/PhysRevApplied.11.034062.

[99] G. N. Gol'tsman et al., « Ultrafast superconducting single-photon detectors for near-infrared-wavelength quantum communications, » en, *physica status solidi (c)*, t. 2, n° 5, p. 1480-1488, 2005, ISSN : 1610-1642. DOI : 10.1002/pssc.200460829.

[100] K. S. Il'in, I. I. Milostnaya, A. A. Verevkin, G. N. Gol'tsman, E. M. Gershenzon et R. Sobolewski, « Ultimate quantum efficiency of a superconducting hot-electron photodetector, » *Applied Physics Letters*, t. 73, n° 26, p. 3938-3940, déc. 1998, ISSN : 0003-6951. DOI : 10.1063/1.122942.

[101] A. D. Semenov, R. S. Nebosis, Y. P. Gousev, M. A. Heusinger et K. F. Renk, « Analysis of the nonequilibrium photoresponse of superconducting films to pulsed radiation by use of a two-temperature model, » *Physical Review B*, t. 52, n° 1, p. 581-590, juill. 1995, Publisher : American Physical Society. doi : 10.1103/PhysRevB.52.581.

[102] A. N. Zotova et D. Y. Vodolazov, « Photon detection by current-carrying superconducting film : A time-dependent Ginzburg-Landau approach, » *Physical Review B*, t. 85, n° 2, p. 024 509, jan. 2012, Publisher : American Physical Society. doi : 10.1103/PhysRevB.85.024509.

[103] A. Engel, J. J. Renema, K. Il'in et A. Semenov, « Detection mechanism of superconducting nanowire single-photon detectors, » en, *Superconductor Science and Technology*, t. 28, n° 11, p. 114 003, sept. 2015, Publisher : IOP Publishing, issn : 0953-2048. doi : 10.1088/0953-2048/28/11/114003.

[104] R. Meservey et P. M. Tedrow, « Measurements of the Kinetic Inductance of Superconducting Linear Structures, » *Journal of Applied Physics*, t. 40, n° 5, p. 2028-2034, avr. 1969, issn : 0021-8979. doi : 10.1063/1.1657905.

[105] A. J. Kerman et al., « Kinetic-inductance-limited reset time of superconducting nanowire photon counters, » *Applied Physics Letters*, t. 88, n° 11, p. 111 116, mars 2006, issn : 0003-6951. doi : 10.1063/1.2183810.

[106] J. M. Kosterlitz et D. J. Thouless, « Chapter 5 Two-Dimensional Physics, » in *Progress in Low Temperature Physics*, D. F. Brewer, éd., t. 7, Elsevier, jan. 1978, p. 371-433. doi : 10.1016/S0079-6417(08)60175-4.

[107] B. I. Halperin et D. R. Nelson, « Resistive transition in superconducting films, » en, *Journal of Low Temperature Physics*, t. 36, n° 5, p. 599-616, sept. 1979, issn : 1573-7357. doi : 10.1007/BF00116988.

[108] L. N. Bulaevskii, M. J. Graf, C. D. Batista et V. G. Kogan, « Vortex-induced dissipation in narrow current-biased thin-film superconducting strips, » *Physical Review B*, t. 83, n° 14, p. 144 526, avr. 2011, Publisher : American Physical Society. doi : 10.1103/PhysRevB.83.144526.

[109] Z. Wang, G. Chaudhary, Q. Chen et K. Levin, « Quantum geometric contributions to the BKT transition : Beyond mean field theory, » *Physical Review B*, t. 102, n° 18, p. 184 504, nov. 2020, Publisher : American Physical Society. doi : 10.1103/PhysRevB.102.184504.

[110] A. M. Kadin, M. Leung et A. D. Smith, « Photon-assisted vortex depairing in two-dimensional superconductors, » *Physical Review Letters*, t. 65, n° 25, p. 3193-3196, déc. 1990, Publisher : American Physical Society. doi : 10.1103/PhysRevLett.65.3193.

[111] H. Bartolf et al., « Current-assisted thermally activated flux liberation in ultrathin nanopatterned NbN superconducting meander structures, » *Physical Review B*, t. 81, n° 2, p. 024 502, jan. 2010, Publisher : American Physical Society. doi : 10.1103/PhysRevB.81.024502.

[112] J. J. Renema et al., « Experimental Test of Theories of the Detection Mechanism in a Nanowire Superconducting Single Photon Detector, » *Physical Review Letters*, t. 112, n° 11, p. 117 604, mars 2014, Publisher : American Physical Society. doi : 10.1103/PhysRevLett.112.117604.

[113] J. Bienfang, « Single-photon Sources and Detectors Dictionary, » en, National Institute of Standards et Technology, Gaithersburg, MD, rapp. tech. NIST IR 8486, 2023, NIST IR 8486. doi : 10.6028/NIST.IR.8486.

[114] J. Yoon et al., « Inverse design of a Si-based high-performance vertical-emitting metagrating coupler on a 220 nm silicon-on-insulator platform, » EN, *Photon. Res., PRJ*, t. 11, n° 6, p. 897-905, juin 2023, Publisher : Optica Publishing Group, issn : 2327-9125. doi : 10.1364/PRJ.473978.

[115] W. E. Gifford, « The Gifford-McMahon Cycle, » en, in *Advances in Cryogenic Engineering*, K. D. Timmerhaus, éd., Boston, MA : Springer US, 1966, p. 152-159, isbn : 978-1-4757-0522-5. doi : 10.1007/978-1-4757-0522-5_16.

[116] T. Satoh, A. Onishi, I. Umehara, Y. Adachi, K. Sato et E. J. Minehara, « A Gifford-McMahon Cycle Cryocooler below 2K, » en, in *Cryocoolers 11*, R. G. Ross, éd., Boston, MA : Springer US, 2002, p. 381-386, ISBN : 978-0-306-47112-4. DOI : 10.1007/0-306-47112-4_48.

[117] P. Kittel, « ULTIMATE TEMPERATURE OF PULSE TUBE CRYOCOOLERS, » *AIP Conference Proceedings*, t. 1218, n° 1, p. 1601-1608, avr. 2010, ISSN : 0094-243X. DOI : 10.1063/1.3422342.

[118] S. Oguri, H. Ishitsuka, J. Choi, M. Kawai et O. Tajima, « Note : Sub-Kelvin refrigeration with dry-coolers on a rotating system, » *Review of Scientific Instruments*, t. 85, n° 8, p. 086 101, août 2014, ISSN : 0034-6748. DOI : 10.1063/1.4891618.

[119] X. Xi, J. Wang, L. Chen, Y. Zhou et J. Wang, « Progress and Challenges of Sub-Kelvin Sorption Cooler and Its Prospects for Space Application, » en, *Journal of Low Temperature Physics*, t. 199, n° 5, p. 1363-1381, juin 2020, ISSN : 1573-7357. DOI : 10.1007/s10909-020-02442-1.

[120] L. Redaelli et al., « Design of broadband high-efficiency superconducting-nanowire single photon detectors, » en, *Supercond. Sci. Technol.*, t. 29, n° 6, p. 065 016, mai 2016, Publisher : IOP Publishing, ISSN : 0953-2048. DOI : 10.1088/0953-2048/29/6/065016.

[121] T. Yamashita et al., « Origin of intrinsic dark count in superconducting nanowire single-photon detectors, » *Applied Physics Letters*, t. 99, n° 16, p. 161 105, oct. 2011, ISSN : 0003-6951. DOI : 10.1063/1.3652908.

[122] J. Kitaygorsky et al., « Origin of dark counts in nanostructured NbN single-photon detectors, » *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, t. 15, n° 2, p. 545-548, juin 2005, Conference Name : IEEE Transactions on Applied Superconductivity, ISSN : 1558-2515. DOI : 10.1109/TASC.2005.849914.

[123] G. Brassard, N. Lütkenhaus, T. Mor et B. C. Sanders, « Limitations on Practical Quantum Cryptography, » *Physical Review Letters*, t. 85, n° 6, p. 1330-1333, août 2000, Publisher : American Physical Society. DOI : 10.1103/PhysRevLett.85.1330.

[124] M. Dušek, O. Haderka et M. Hendrych, « Generalized beam-splitting attack in quantum cryptography with dim coherent states, » *Optics Communications*, t. 169, n° 1, p. 103-108, oct. 1999, ISSN : 0030-4018. DOI : 10.1016/S0030-4018(99)00419-8.

[125] N. Lütkenhaus et M. Jahma, « Quantum key distribution with realistic states : photon-number statistics in the photon-number splitting attack, » en, *New Journal of Physics*, t. 4, n° 1, p. 44, juill. 2002, ISSN : 1367-2630. DOI : 10.1088/1367-2630/4/1/344.

[126] A. Vetter et al., « Cavity-Enhanced and Ultrafast Superconducting Single-Photon Detectors, » *Nano Letters*, t. 16, n° 11, p. 7085-7092, nov. 2016, Publisher : American Chemical Society, ISSN : 1530-6984. DOI : 10.1021/acs.nanolett.6b03344.

[127] G. V. Resta et al., « Gigahertz Detection Rates and Dynamic Photon-Number Resolution with Superconducting Nanowire Arrays, » *Nano Letters*, t. 23, n° 13, p. 6018-6026, juill. 2023, Publisher : American Chemical Society, ISSN : 1530-6984. DOI : 10.1021/acs.nanolett.3c01228.

[128] N. Calandri, Q.-Y. Zhao, D. Zhu, A. Dane et K. K. Berggren, « Superconducting nanowire detector jitter limited by detector geometry, » *Applied Physics Letters*, t. 109, n° 15, p. 152 601, oct. 2016, ISSN : 0003-6951. DOI : 10.1063/1.4963158.

[129] Y. Cheng, C. Gu et X. Hu, « Inhomogeneity-induced timing jitter of superconducting nanowire single-photon detectors, » *Applied Physics Letters*, t. 111, n° 6, p. 062 604, août 2017, ISSN : 0003-6951. DOI : 10.1063/1.4985226.

[130] H. Wu, C. Gu, Y. Cheng et X. Hu, « Vortex-crossing-induced timing jitter of superconducting nanowire single-photon detectors, » *Applied Physics Letters*, t. 111, n° 6, p. 062 603, août 2017, ISSN : 0003-6951. DOI : 10.1063/1.4997930.

[131] Q. Zhao et al., « Intrinsic timing jitter of superconducting nanowire single-photon detectors, » en, *Applied Physics B*, t. 104, n° 3, p. 673-678, sept. 2011, ISSN : 1432-0649. DOI : 10.1007/s00340-011-4574-4.

[132] L. You et al., « Jitter analysis of a superconducting nanowire single photon detector, » *AIP Advances*, t. 3, n° 7, p. 072 135, juill. 2013, ISSN : 2158-3226. DOI : 10.1063/1.4817581.

[133] M. Caloz, « Superconducting nanowire single-photon detectors for quantum communication applications, » eng, thèse de doct., Université de Genève, oct. 2019. DOI : 10.13097/archive-ouverte/unige:129599.

[134] W. Zhang et al., « NbN superconducting nanowire single photon detector with efficiency over 90% at 1550 nm wavelength operational at compact cryocooler temperature, » en, *Science China Physics, Mechanics & Astronomy*, t. 60, n° 12, p. 120 314, oct. 2017, ISSN : 1869-1927. DOI : 10.1007/s11433-017-9113-4.

[135] P. Hu et al., « Detecting single infrared photons toward optimal system detection efficiency, » EN, *Optics Express*, t. 28, n° 24, p. 36 884-36 891, nov. 2020, Publisher : Optica Publishing Group, ISSN : 1094-4087. DOI : 10.1364/OE.410025.

[136] I. Esmaeil Zadeh et al., « Single-photon detectors combining high efficiency, high detection rates, and ultra-high timing resolution, » *APL Photonics*, t. 2, n° 11, p. 111 301, nov. 2017, ISSN : 2378-0967. DOI : 10.1063/1.5000001.

[137] J. Chang et al., « Detecting telecom single photons with 99.5-2.07+0.5% system detection efficiency and high time resolution, » *APL Photonics*, t. 6, n° 3, p. 036 114, mars 2021, ISSN : 2378-0967. DOI : 10.1063/5.0039772.

[138] F. Marsili et al., « Detecting single infrared photons with 93% system efficiency, » en, *Nature Photon*, t. 7, n° 3, p. 210-214, mars 2013, Publisher : Nature Publishing Group, ISSN : 1749-4893. DOI : 10.1038/nphoton.2013.13.

[139] Y. P. Korneeva et al., « Superconducting single-photon detector made of MoSi film, » en, *Superconductor Science and Technology*, t. 27, n° 9, p. 095 012, août 2014, Publisher : IOP Publishing, ISSN : 0953-2048. DOI : 10.1088/0953-2048/27/9/095012.

[140] V. B. Verma et al., « High-efficiency superconducting nanowire single-photon detectors fabricated from MoSi thin-films, » EN, *Optics Express*, t. 23, n° 26, p. 33 792-33 801, déc. 2015, Publisher : Optica Publishing Group, ISSN : 1094-4087. DOI : 10.1364/OE.23.033792.

[141] M. Caloz et al., « High-detection efficiency and low-timing jitter with amorphous superconducting nanowire single-photon detectors, » *Applied Physics Letters*, t. 112, n° 6, p. 061 103, fév. 2018, ISSN : 0003-6951. DOI : 10.1063/1.5010102.

[142] V. B. Verma et al., « Superconducting nanowire single photon detectors fabricated from an amorphous Mo0.75Ge0.25 thin film, » *Applied Physics Letters*, t. 105, n° 2, p. 022 602, juill. 2014, ISSN : 0003-6951. DOI : 10.1063/1.4890277.

[143] I. Milostnaya et al., « Superconducting Single Photon Nanowire Detectors Development for IR and THz Applications, » en, *Journal of Low Temperature Physics*, t. 151, n° 1, p. 591-596, avr. 2008, ISSN : 1573-7357. DOI : 10.1007/s10909-007-9691-4.

[144] C. Cirillo et al., « Superconducting nanowire single photon detectors based on disordered NbRe films, » *Applied Physics Letters*, t. 117, n° 17, p. 172 602, oct. 2020, ISSN : 0003-6951. DOI : 10.1063/5.0021487.

[145] S. N. Dorenbos et al., « Low gap superconducting single photon detectors for infrared sensitivity, » *Applied Physics Letters*, t. 98, n° 25, p. 251 102, juin 2011, ISSN : 0003-6951. DOI : 10.1063/1.3599712.

[146] A. Engel et al., « Tantalum nitride superconducting single-photon detectors with low cut-off energy, » *Applied Physics Letters*, t. 100, n° 6, p. 062 601, fév. 2012, ISSN : 0003-6951. DOI : 10.1063/1.3684243.

[147] H. Shibata, T. Akazaki et Y. Tokura, « Fabrication of MgB2 Nanowire Single-Photon Detector with Meander Structure, » en, *Applied Physics Express*, t. 6, n° 2, p. 023 101, fév. 2013, Publisher : IOP Publishing, ISSN : 1882-0786. DOI : 10.7567/APEX.6.023101.

[148] S. Cherednichenko, N. Acharya, E. Novoselov et V. Drakinskiy, *Low kinetic inductance superconducting MgB_{2} nanowire photon detectors with a 100 picosecond relaxation time*, arXiv :1911.01480, oct. 2020. DOI : 10.48550/arXiv.1911.01480.

[149] S. Cherednichenko, N. Acharya, E. Novoselov et V. Drakinskiy, *IR- and visible-light single photon detection in superconducting MgB_{2} nanowires*, arXiv :1911.01652, oct. 2020. DOI : 10.48550/arXiv.1911.01652.

[150] W. H. P. Pernice et al., « High-speed and high-efficiency travelling wave single-photon detectors embedded in nanophotonic circuits, » en, *Nat Commun*, t. 3, n° 1, p. 1325, déc. 2012, Number : 1 Publisher : Nature Publishing Group, ISSN : 2041-1723. DOI : 10.1038/ncomms2307.

[151] X. Hu, C. W. Holzwarth, D. Masciarelli, E. A. Dauler et K. K. Berggren, « Efficiently Coupling Light to Superconducting Nanowire Single-Photon Detectors, » *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, t. 19, n° 3, p. 336-340, juin 2009, Conference Name : IEEE Transactions on Applied Superconductivity, ISSN : 1558-2515. DOI : 10.1109/TASC.2009.2018035.

[152] J. P. Sprengers et al., « Waveguide superconducting single-photon detectors for integrated quantum photonic circuits, » *Applied Physics Letters*, t. 99, n° 18, p. 181 110, nov. 2011, ISSN : 0003-6951. DOI : 10.1063/1.3657518.

[153] S. Ferrari, C. Schuck et W. Pernice, « Waveguide-integrated superconducting nanowire single-photon detectors, » en, *Nanophotonics*, t. 7, n° 11, p. 1725-1758, nov. 2018, Publisher : De Gruyter, ISSN : 2192-8614. DOI : 10.1515/nanoph-2018-0059.

[154] C. Schuck, X. Guo, L. Fan, X. Ma, M. Poot et H. X. Tang, « Quantum interference in heterogeneous superconducting-photonic circuits on a silicon chip, » en, *Nature Communications*, t. 7, n° 1, p. 10 352, jan. 2016, Publisher : Nature Publishing Group, ISSN : 2041-1723. DOI : 10.1038/ncomms10352.

[155] M. K. Akhlaghi, E. Schelew et J. F. Young, « Waveguide integrated superconducting single-photon detectors implemented as near-perfect absorbers of coherent radiation, » en, *Nature Communications*, t. 6, n° 1, p. 8233, sept. 2015, Publisher : Nature Publishing Group, ISSN : 2041-1723. DOI : 10.1038/ncomms9233.

[156] J. Li et al., « Nano-optical single-photon response mapping of waveguide integrated molybdenum silicide (MoSi) superconducting nanowires, » EN, *Optics Express*, t. 24, n° 13, p. 13 931-13 938, juin 2016, Publisher : Optica Publishing Group, ISSN : 1094-4087. DOI : 10.1364/OE.24.013931.

[157] J. Münzberg et al., « Superconducting nanowire single-photon detector implemented in a 2D photonic crystal cavity, » EN, *Optica*, t. 5, n° 5, p. 658-665, mai 2018, Publisher : Optica Publishing Group, ISSN : 2334-2536. DOI : 10.1364/OPTICA.5.000658.

[158] H. Shibata, T. Hiraki, T. Tsuchizawa, K. Yamada, Y. Tokura et S. Matsuo, « A waveguide-integrated superconducting nanowire single-photon detector with a spot-size converter on a Si photonics platform, » en, *Superconductor Science and Technology*, t. 32, n° 3, p. 034 001, jan. 2019, Publisher : IOP Publishing, ISSN : 0953-2048. DOI : 10.1088/1361-6668/aaf84f.

[159] C. Schuck, W. H. P. Pernice et H. X. Tang, « NbTiN superconducting nanowire detectors for visible and telecom wavelengths single photon counting on Si3N4 photonic circuits, » *Applied Physics Letters*, t. 102, n° 5, p. 051 101, fév. 2013, ISSN : 0003-6951. DOI : 10.1063/1.4788931.

[160] C. Schuck, W. H. P. Pernice, X. Ma et H. X. Tang, « Optical time domain reflectometry with low noise waveguide-coupled superconducting nanowire single-photon detectors, » *Applied Physics Letters*, t. 102, n° 19, p. 191 104, mai 2013, ISSN : 0003-6951. DOI : 10.1063/1.4803011.

[161] C. Schuck, W. H. P. Pernice et H. X. Tang, « Waveguide integrated low noise NbTiN nanowire single-photon detectors with milli-Hz dark count rate, » en, *Sci Rep*, t. 3, n° 1, p. 1893, mai 2013, Number : 1 Publisher : Nature Publishing Group, ISSN : 2045-2322. DOI : 10.1038/srep01893.

[162] O. Kahl, S. Ferrari, V. Kovalyuk, G. N. Goltsman, A. Korneev et W. H. P. Pernice, « Waveguide integrated superconducting single-photon detectors with high internal quantum efficiency at telecom wavelengths, » en, *Scientific Reports*, t. 5, n° 1, p. 10 941, juin 2015, Publisher : Nature Publishing Group, ISSN : 2045-2322. DOI : 10.1038/srep10941.

[163] V. Kovalyuk et al., « Waveguide integrated superconducting single-photon detector for on-chip quantum and spectral photonic application, » en, *Journal of Physics : Conference Series*, t. 917, n° 6, p. 062 032, nov. 2017, Publisher : IOP Publishing, ISSN : 1742-6596. DOI : 10.1088/1742-6596/917/6/062032.

[164] M. Häussler, M. Y. Mikhailov, M. A. Wolff et C. Schuck, « Amorphous superconducting nanowire single-photon detectors integrated with nanophotonic waveguides, » *APL Photonics*, t. 5, n° 7, p. 076 106, juill. 2020, ISSN : 2378-0967. DOI : 10.1063/5.0004677.

[165] M. A. Wolff et al., « Broadband waveguide-integrated superconducting single-photon detectors with high system detection efficiency, » *Applied Physics Letters*, t. 118, n° 15, p. 154 004, avr. 2021, ISSN : 0003-6951. DOI : 10.1063/5.0046057.

[166] G. Reithmaier et al., « On-chip time resolved detection of quantum dot emission using integrated superconducting single photon detectors, » en, *Scientific Reports*, t. 3, n° 1, p. 1901, mai 2013, Publisher : Nature Publishing Group, ISSN : 2045-2322. DOI : 10.1038/srep01901.

[167] D. Sahin et al., « Waveguide photon-number-resolving detectors for quantum photonic integrated circuits, » *Applied Physics Letters*, t. 103, n° 11, p. 111 116, sept. 2013, ISSN : 0003-6951. DOI : 10.1063/1.4820842.

[168] F. Najafi et al., « On-chip detection of non-classical light by scalable integration of single-photon detectors, » en, *Nature Communications*, t. 6, n° 1, p. 5873, jan. 2015, Publisher : Nature Publishing Group, ISSN : 2041-1723. DOI : 10.1038/ncomms6873.

[169] G. E. Digeronimo et al., « Integration of Single-Photon Sources and Detectors on GaAs, » en, *Photonics*, t. 3, n° 4, p. 55, déc. 2016, Number : 4 Publisher : Multidisciplinary Digital Publishing Institute, ISSN : 2304-6732. DOI : 10.3390/photonics3040055.

[170] M. Kaniber, F. Flassig, G. Reithmaier, R. Gross et J. J. Finley, « Integrated superconducting detectors on semiconductors for quantum optics applications, » en, *Applied Physics B*, t. 122, n° 5, p. 115, avr. 2016, ISSN : 1432-0649. DOI : 10.1007/s00340-016-6376-1.

[171] A. A. Sayem, R. Cheng, S. Wang et H. X. Tang, « Lithium-niobate-on-insulator waveguide-integrated superconducting nanowire single-photon detectors, » *Applied Physics Letters*, t. 116, n° 15, p. 151 102, avr. 2020, ISSN : 0003-6951. DOI : 10.1063/1.5142852.

[172] E. Lomonte et al., « Single-photon detection and cryogenic reconfigurability in lithium niobate nanophotonic circuits, » en, *Nature Communications*, t. 12, n° 1, p. 6847, nov. 2021, Publisher : Nature Publishing Group, ISSN : 2041-1723. DOI : 10.1038/s41467-021-27205-8.

[173] M. Colangelo et al., « Molybdenum Silicide Superconducting Nanowire Single-Photon Detectors on Lithium Niobate Waveguides, » *ACS Photonics*, t. 11, n° 2, p. 356-361, fév. 2024, Publisher : American Chemical Society. DOI : 10.1021/acsphotonics.3c01628.

[174] M. A. Wolff, S. Vogel, L. Splitthoff et C. Schuck, « Superconducting nanowire single-photon detectors integrated with tantalum pentoxide waveguides, » en, *Scientific Reports*, t. 10, n° 1, p. 17 170, oct. 2020, Publisher : Nature Publishing Group, ISSN : 2045-2322. DOI : 10.1038/s41598-020-74426-w.

[175] W.-Y. Hwang, « Quantum Key Distribution with High Loss : Toward Global Secure Communication, » *Physical Review Letters*, t. 91, n° 5, p. 057 901, août 2003, Publisher : American Physical Society. DOI : 10.1103/PhysRevLett.91.057901.

[176] J. M. Arrazola et al., « Quantum circuits with many photons on a programmable nanophotonic chip, » en, *Nature*, t. 591, n° 7848, p. 54-60, mars 2021, Publisher : Nature Publishing Group, ISSN : 1476-4687. DOI : 10.1038/s41586-021-03202-1.

[177] T. J. Sturges et al., « Quantum simulations with multiphoton Fock states, » en, *npj Quantum Information*, t. 7, n° 1, p. 1-8, juin 2021, Publisher : Nature Publishing Group, ISSN : 2056-6387. DOI : 10.1038/s41534-021-00427-w.

[178] M. Eaton et al., « Resolution of 100 photons and quantum generation of unbiased random numbers, » en, *Nature Photonics*, t. 17, n° 1, p. 106-111, jan. 2023, Publisher : Nature Publishing Group, ISSN : 1749-4893. DOI : 10.1038/s41566-022-01105-9.

[179] T. Schapeler et al., « Electrical trace analysis of superconducting nanowire photon-number-resolving detectors, » *Physical Review Applied*, t. 22, n° 1, p. 014 024, juill. 2024, Publisher : American Physical Society. DOI : 10.1103/PhysRevApplied.22.014024.

[180] A. Divochiy et al., « Superconducting nanowire photon-number-resolving detector at telecommunication wavelengths, » en, *Nature Photonics*, t. 2, n° 5, p. 302-306, mai 2008, Publisher : Nature Publishing Group, issn : 1749-4893. doi : 10.1038/nphoton.2008.51.

[181] S. Jahanmirinejad et al., « Photon-number resolving detector based on a series array of superconducting nanowires, » *Applied Physics Letters*, t. 101, n° 7, p. 072 602, août 2012, issn : 0003-6951. doi : 10.1063/1.4746248.

[182] R. Loudon, *The Quantum Theory of Light*, en. OUP Oxford, sept. 2000, Google-Books-ID : AEkfajgqldoC, isbn : 978-0-19-158978-2.

[183] M. J. Fitch, B. C. Jacobs, T. B. Pittman et J. D. Franson, « Photon-number resolution using time-multiplexed single-photon detectors, » *Physical Review A*, t. 68, n° 4, p. 043 814, oct. 2003, Publisher : American Physical Society. doi : 10.1103/PhysRevA.68.043814.

[184] J. Bleuse, B. Gayral et J.-M. Gérard, « An Optimal Multi-Detector Configuration for Photon-Number Resolving Measurements, » en, *Single Photon Workshop 2019*, oct. 2019.

[185] N. Lusardi, J. W. N. Los, R. B. M. Gourgues, G. Bulgarini et A. Geraci, « Photon counting with photon number resolution through superconducting nanowires coupled to a multi-channel TDC in FPGA, » *Review of Scientific Instruments*, t. 88, n° 3, p. 035 003, mars 2017, issn : 0034-6748. doi : 10.1063/1.4977594.

[186] D. Zhu et al., « A scalable multi-photon coincidence detector based on superconducting nanowires, » en, *Nature Nanotechnology*, t. 13, n° 7, p. 596-601, juill. 2018, Publisher : Nature Publishing Group, issn : 1748-3395. doi : 10.1038/s41565-018-0160-9.

[187] A. Gaggero et al., « Amplitude-multiplexed readout of single photon detectors based on superconducting nanowires, » EN, *Optica*, t. 6, n° 6, p. 823-828, juin 2019, Publisher : Optica Publishing Group, issn : 2334-2536. doi : 10.1364/OPTICA.6.000823.

[188] R. Cheng, Y. Zhou, S. Wang, M. Shen, T. Taher et H. X. Tang, « A 100-pixel photon-number-resolving detector unveiling photon statistics, » en, *Nature Photonics*, t. 17, n° 1, p. 112-119, jan. 2023, Publisher : Nature Publishing Group, issn : 1749-4893. doi : 10.1038/s41566-022-01119-3.

[189] R. Rhazi et al., « Improvement of critical temperature of niobium nitride deposited on 8-inch silicon wafers thanks to an AlN buffer layer, » en, *Supercond. Sci. Technol.*, t. 34, n° 4, p. 045 002, fév. 2021, Publisher : IOP Publishing, issn : 0953-2048. doi : 10.1088/1361-6668/abe35e.

[190] I. Aharonovich, D. Englund et M. Toth, « Solid-state single-photon emitters, » en, *Nature Photon*, t. 10, n° 10, p. 631-641, oct. 2016, Publisher : Nature Publishing Group, issn : 1749-4893. doi : 10.1038/nphoton.2016.186.

[191] J. M. Shainline et al., « Room-temperature-deposited dielectrics and superconductors for integrated photonics, » EN, *Opt. Express, OE*, t. 25, n° 9, p. 10 322-10 334, mai 2017, Publisher : Optica Publishing Group, issn : 1094-4087. doi : 10.1364/OE.25.010322.

[192] T. Satoh, A. Onishi, I. Umehara, Y. Adachi, K. Sato et E. Minehara, « A Gifford-McMahon cycle cryocooler below 2K, » English, in *Cryocoolers 11*, 11th International Cryocooler Conference, Keystone, CO, June 20–22, 2000, Kluwer Academic/Plenum Publ., 2001, p. 381-386.

[193] P. Kittel, « Ultimate Temperature of Pulse Tube Cryocoolers, » English, in *Advances in Cryogenic Engineering, vols 55A & 55B*, sér. AIP Conference Proceedings, Joint Cryogenic Engineering Conference/International Cryogenic Materials Conference, Tucson, AZ, June 28–July 2, 2009, t. 1218, 2010, p. 1601-1608. doi : 10.1063/1.3422342.

[194] A. Semenov et al., « Optical and transport properties of ultrathin NbN films and nanostructures, » *Phys. Rev. B*, t. 80, n° 5, p. 054 510, août 2009, Publisher : American Physical Society. doi : 10.1103/PhysRevB.80.054510.

[195] J. J. Zhang, X. Su, L. Zhang, L. Zheng, X. F. Wang et L. You, « Improvement of the superconducting properties of NbN thin film on single-crystal silicon substrate by using a TiN buffer layer, » en, *Supercond. Sci. Technol.*, t. 26, n° 4, p. 045 010, mars 2013, Publisher : IOP Publishing, issn : 0953-2048. doi : 10.1088/0953-2048/26/4/045010.

[196] D. Sam-Giao et al., « High-quality NbN nanofilms on a GaN/AlN heterostructure, » *AIP Advances*, t. 4, n° 10, p. 107 123, oct. 2014, issn : 2158-3226. doi : 10.1063/1.4898327.

[197] E. Schmidt, K. Ilin et M. Siegel, « AlN-Buffered Superconducting NbN Nanowire Single-Photon Detector on GaAs, » *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, t. 27, n° 4, p. 1-5, juin 2017, Conference Name : IEEE Transactions on Applied Superconductivity, issn : 1558-2515. doi : 10.1109/TASC.2016.2637358.

[198] D. Hazra et al., « Superconducting properties of NbTiN thin films deposited by high-temperature chemical vapor deposition, » *Phys. Rev. B*, t. 97, n° 14, p. 144 518, avr. 2018, Publisher : American Physical Society. doi : 10.1103/PhysRevB.97.144518.

[199] H. Machhadani et al., « Improvement of the critical temperature of NbTiN films on III-nitride substrates, » en, *Supercond. Sci. Technol.*, t. 32, n° 3, p. 035 008, fév. 2019, Publisher : IOP Publishing, issn : 0953-2048. doi : 10.1088/1361-6668/aaf99d.

[200] A. Kobayashi, K. Ueno et H. Fujioka, « Coherent epitaxial growth of superconducting NbN ultrathin films on AlN by sputtering, » en, *Applied Physics Express*, t. 13, n° 6, p. 061 006, mai 2020, Publisher : IOP Publishing, issn : 1882-0786. doi : 10.35848/1882-0786/ab916e.

[201] A. Iovan et al., « NbN thin films grown on silicon by molecular beam epitaxy for superconducting detectors, » *Applied Physics Letters*, t. 123, n° 25, p. 252 602, déc. 2023, issn : 0003-6951. doi : 10.1063/5.0175699.

[202] V. Brisson et al., « Enhancement of the superconducting critical temperature of NbN ultrathin films in a CMOS-compatible silicon nitride photonic platform on 200-mm-diameter wafers, » en, *Superconductor Science and Technology*, 2025, issn : 0953-2048. doi : 10.1088/1361-6668/adbfc9.

[203] H. El Dirani et al., « Crack-Free Silicon-Nitride-on-Insulator Nonlinear Circuits for Continuum Generation in the C -Band, » *IEEE Photonics Technology Letters*, t. 30, n° 4, p. 355-358, fév. 2018, Conference Name : IEEE Photonics Technology Letters, issn : 1941-0174. doi : 10.1109/LPT.2018.2790045.

[204] H. El Dirani et al., « Annealing-free Si3N4 frequency combs for monolithic integration with Si photonics, » *Applied Physics Letters*, t. 113, n° 8, p. 081 102, août 2018, issn : 0003-6951. doi : 10.1063/1.5038795.

[205] E. F. Rauch et M. Véron, « Automated crystal orientation and phase mapping in TEM, » *Materials Characterization*, t. 98, p. 1-9, déc. 2014, issn : 1044-5803. doi : 10.1016/j.matchar.2014.08.010.

[206] K. Momma et F. Izumi, « VESTA 3 for three-dimensional visualization of crystal, volumetric and morphology data, » en, *J Appl Cryst*, t. 44, n° 6, p. 1272-1276, déc. 2011, Publisher : International Union of Crystallography, issn : 0021-8898. doi : 10.1107/S0021889811038970.

[207] Q. Wilmart et al., « Ultra Low-Loss Silicon Waveguides for 200 mm Photonics Platform, » in *2019 IEEE 16th International Conference on Group IV Photonics (GFP)*, ISSN : 1949-209X, août 2019, p. 1-2. doi : 10.1109/GROUP4.2019.8925610.

[208] *FDE solver analysis - Modal Analysis Tab*, en-US.

[209] R. Rhazi, « Development of superconducting nanowire single photon detectors integrated on Silicon waveguides for quantum information, » en, thèse de doct., Université Grenoble Alpes [2020-....], déc. 2022.

[210] A. Banerjee et al., « Optical properties of refractory metal based thin films, » EN, *Opt. Mater. Express, OME*, t. 8, n° 8, p. 2072-2088, août 2018, Publisher : Optica Publishing Group, issn : 2159-3930. doi : 10.1364/OME.8.002072.

[211] *Using and understanding Mode Expansion Monitors*, en-US.

[212] *Calculating absorbed optical power - Higher accuracy*, en-US.

[213] R. Marchetti, C. Lacava, L. Carroll, K. Gradkowski et P. Minzioni, « Coupling strategies for silicon photonics integrated chips [Invited], » EN, *Photon. Res., PRJ*, t. 7, n° 2, p. 201-239, fév. 2019, Publisher : Optica Publishing Group, issn : 2327-9125. doi : 10.1364/PRJ.7.000201.

[214] X. Mu, S. Wu, L. Cheng et H. Y. Fu, « Edge Couplers in Silicon Photonic Integrated Circuits : A Review, » en, *Applied Sciences*, t. 10, n° 4, p. 1538, jan. 2020, Number : 4 Publisher : Multidisciplinary Digital Publishing Institute, ISSN : 2076-3417. DOI : 10.3390/app10041538.

[215] A. W. Snyder et J. D. Love, *Optical Waveguide Theory*, en. Boston, MA : Springer US, 1984. DOI : 10.1007/978-1-4613-2813-1.

[216] P. J. Bock et al., « Subwavelength grating periodic structures in silicon-on-insulator : a new type of microphotonic waveguide, » EN, *Opt. Express, OE*, t. 18, n° 19, p. 20 251-20 262, sept. 2010, Publisher : Optica Publishing Group, ISSN : 1094-4087. DOI : 10.1364/OE.18.020251.

[217] P. Cheben, R. Halir, J. H. Schmid, H. A. Atwater et D. R. Smith, « Subwavelength integrated photonics, » en, *Nature*, t. 560, n° 7720, p. 565-572, août 2018, Publisher : Nature Publishing Group, ISSN : 1476-4687. DOI : 10.1038/s41586-018-0421-7.

[218] *Smart Cut™ - Soitec*, fr-FR.

[219] C. Bellegarde et al., « Improvement of Sidewall Roughness of Submicron SOI Waveguides by Hydrogen Plasma and Annealing, » *IEEE Photonics Technology Letters*, t. 30, n° 7, p. 591-594, avr. 2018, Conference Name : IEEE Photonics Technology Letters, ISSN : 1941-0174. DOI : 10.1109/LPT.2018.2791631.

[220] *Single Quantum Cryogenics*. DOI : https://www.singlequantum.com/technology/cryogenics/.

[221] « NIST Policy on Metrological Traceability, » en, *NIST*, fév. 2010, Last Modified : 2024-06-17T12 :04-04 :00.

[222] H. Weier, H. Krauss, M. Rau, M. Fürst, S. Nauerth et H. Weinfurter, « Quantum eavesdropping without interception : an attack exploiting the dead time of single-photon detectors, » en, *New J. Phys.*, t. 13, n° 7, p. 073 024, juill. 2011, ISSN : 1367-2630. DOI : 10.1088/1367-2630/13/7/073024.

[223] *SNSPD by Pixel Photonics*, en.

Annexe A

Annexes

A.1 Calibration du Flux de Photon Incident

Pour extraire le flux de photons incident N_γ à l'entrée du WI-SNSPD (voir section 5.4.1.1), il faut évaluer les pertes de chaque composant qui constitue la ligne de transmission allant de la source jusqu'à la puce photonique.

A.1.1 Répartition de la puissance en sortie des séparatrices

Considérons les puissances P_1 et P_2 mesurées par les puissance-mètres 1 (PM1) et 2 (PM2) sur les sorties d'une séparatrice à l'entrée de laquelle est appliquée une puissance (P_0). Les deux bras de la séparatrice transmettent des fractions S_1 et S_2, tandis que les pertes des éléments annexes (connexions, propagation, *etc.*) sont prises en compte par le biais de leur transmission globale A_1 et A_2. Nous disposons alors des équations :

$$P_1 = P_0 \times S_1 \times A_1, \tag{A.1}$$
$$P_2 = P_0 \times S_2 \times A_2, \tag{A.2}$$
$$S_1 + S_2 = 1, \tag{A.3}$$

dont nous pouvons tirer S_1 et S_2, en éliminant P_0, qui nous est inconnu :

$$S_1(P_1, P_2) = \frac{1}{1 + \frac{P_2 \times A_1}{P_1 \times A_2}}, \tag{A.4}$$
$$S_2(P_1, P_2) = \frac{1}{1 + \frac{P_1 \times A_2}{P_2 \times A_1}}. \tag{A.5}$$

Notons alors que la puissance en sortie du canal 2 de la séparatrice vaut $P1/A1 \times S2/S1$.

Les étapes suivantes sont classées dans l'ordre correspondant à la procédure de calibration. Dans tout ce qui suit, les pertes de propagation dans les fibres sont négligées. À chaque étape, l'optimisation du contrôleur de polarisation est effectuée et une série de mesures comprend 120 points de 1 seconde.

A.1.2 Calibration du MMI (mesure 1)

Dans le cas des WI-SNSPDs sur SOI, un séparateur de faisceau 50% : 50% intégré sur puce se présentant sous la forme d'un *Multi Mode Interferometer* (MMI) 1 vers 2 doit être calibré par l'obtention des ratios de sorties. R_9 et R_{11} correspondent à ces deux ratios et sont caractérisés selon le schéma A.1 ci-dessous.

Avec les notations précédentes, nous avons :

$$A_{\mathrm{MMI(high)}} = WG \times GC_9 \times FC_{1,1}, \tag{A.6}$$
$$A_{\mathrm{MMI(low)}} = WG \times GC_{11} \times FC_{1,2} \tag{A.7}$$

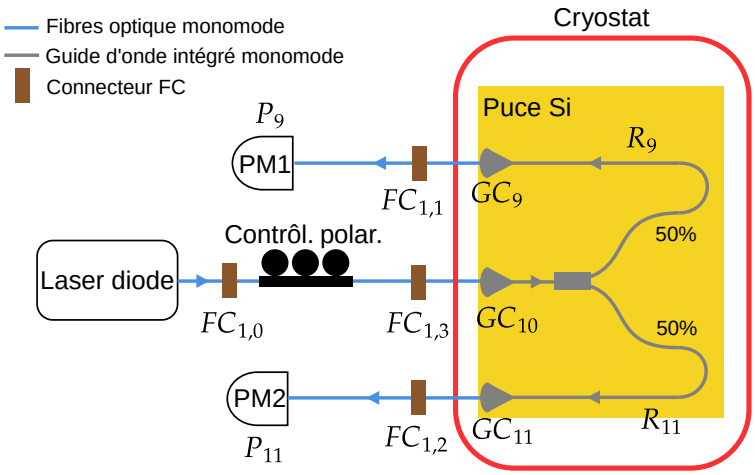

FIGURE A.1 – Schéma du montage expérimental pour la mesure des ratios de sorties R_9 et R_{11} du MMI 3 dB.

où GC_i est la transmission du coupleur à réseau (*Grating Coupler* en anglais) du canal i, $FC_{1,i}$ la transmission de la connexion entre fibres [1] (*Fiber Coupling* en anglais), et WG la transmission lors de la propagation dans le guide d'onde [2] sur chaque bras, que nous considérons comme identiques du fait de leur symétrie. En appliquant A.4 et A.5, nous obtenons :

$$R_9 = \frac{1}{1 + \frac{GC_9 \times FC_{1,1}}{GC_{11} \times FC_{1,2}} \times \frac{P_{11}}{P_9}\Big|_1}, \tag{A.8}$$

$$R_{11} = \frac{1}{1 + \frac{GC_1 1 \times FC_{1,2}}{GC_9 \times FC_{1,1}} \times \frac{P_9}{P_{11}}\Big|_1}. \tag{A.9}$$

L'expression $\frac{P_1}{P_2}\Big|_i$ désigne le ratio des puissances mesurées sur les puissance-mètres lors de la mesure i.

A.1.3 Calibration du Séparateur de Faisceau 50% : 50% (mesure 2)

Initialement, lors des premières caractérisations des détecteurs, nous avons introduit une étape de calibration d'une séparatrice 50% : 50%, par crainte que les pertes d'insertion (IL) des coupleurs à réseau GC ne soient trop élevées et que la puissance optique en sortie avec une séparatrice 99% : 1% ne soit trop faible pour être mesurée par la photodiode du PM2. Cette étape supplémentaire a été utilisée pour caractériser les SNSPDs sur guide en silicium. Par la suite, notamment pour les puces en nitrure de silicium, nous avons éliminé cette étape pour les caractérisations des autres puces. Maintenant, la calibration des IL et de l'atténuateur fixe est effectuée avec une séparatrice 99% : 1%.

De la même façon, nous avons :

$$A_{\text{ref}} = FC_{2,1}, \tag{A.10}$$

$$A_{\text{test}} = FC_{2,3} \times FC_{2,2}, \tag{A.11}$$

d'où :

1. La connexion est réalisée via des manchons d'accouplement FC/APC ou FC/PC.
2. WG : "*waveguide*"

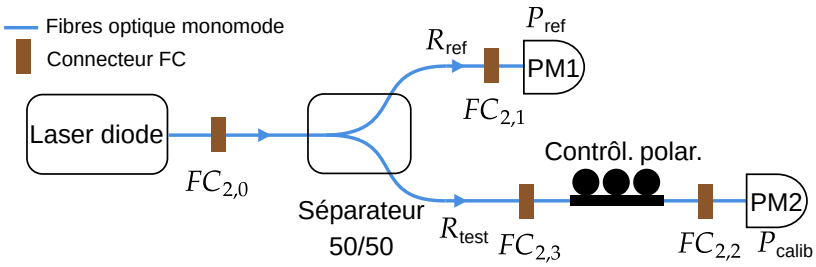

FIGURE A.2 – Schéma du montage expérimental pour la mesure des ratios du séparateur de faisceau 50% : 50% servant pour la calibration des IL et de l'atténuateur fixe.

$$R_{\text{ref}} = \frac{1}{1 + \frac{FC_{2,1}}{FC_{2,3} \times FC_{2,2}} \times \left.\frac{P_{\text{calib}}}{P_{\text{ref}}}\right|_2}, \tag{A.12}$$

$$R_{\text{test}} = \frac{1}{1 + \frac{FC_{2,3} \times FC_{2,2}}{FC_{2,1}} \times \left.\frac{P_{\text{ref}}}{P_{\text{calib}}}\right|_2}. \tag{A.13}$$

Et donc le ratio $R_{\text{ref}}/R_{\text{test}}$ vaut :

$$\frac{R_{\text{ref}}}{R_{\text{test}}} = \frac{FC_{2,3} \times FC_{2,2}}{FC_{2,1}} \times \left.\frac{P_{\text{ref}}}{P_{\text{calib}}}\right|_2. \tag{A.14}$$

La connexion de référence (A_{ref}) n'est plus manipulée, donc $FC_{2,1}$ et $FC_{2,3}$ conservent leur valeur dans la suite, jusqu'à la mesure de l'atténuateur fixe de 30 dB inclue.

A.1.4 Calibration des Pertes d'Insertion des Réseaux de Couplage (mesure 3)

Les pertes d'insertion totales (IL_{tot}) des réseaux de couplage (GC) sont extraites selon le schéma de montage présenté en figure A.3. IL_{tot} comprend les pertes d'insertion de deux GCs et les pertes de propagation (α_{WG}) avec la longueur du guide d'onde du bras de référence (L_{ref}). α_{WG} est mesurée à l'échelle du *wafer* avant la découpe des plaques en puces (voir section 5.2.1.1). Au final, la perte d'insertion (IL) d'un GC, mentionnée dans les équations 5.4 et 5.5, est déduite de ces dernières contributions. Il faut préciser que les grandeurs IL_{tot} et IL sont exprimées en dB dans le manuscrit ainsi que α_{WG} qui elle est exprimée en dB/cm. Dans la suite de la procédure de calibration, nous prendrons soin de convertir les grandeurs décibels en grandeur de transmission.

La puissance mesurée, en sortie du bras de référence (WG_{ref} ci-dessous correspond à $\exp(-L_{\text{ref}} \times \alpha_{\text{WG}})$ de la figure), entre les canaux 1 et 12, vaut :

$$P_{\text{GC}} = \frac{P_{\text{ref}}}{FC_{3,1}} \times \frac{R_{\text{test}}}{R_{\text{ref}}} \times FC_{3,3} \times FC_{3,4} \times GC_1 \times WG_{\text{ref}} \times GC_{12} \times FC_{3,2}, \tag{A.15}$$

par conséquent :

$$\begin{aligned} GC_1 \times GC_{12} &= \frac{R_{\text{ref}}}{R_{\text{test}}} \times \frac{FC_{3,1}}{FC_{3,4} \times FC_{3,3} \times WG_{\text{ref}} \times FC_{3,2}} \times \left.\frac{P_{\text{GC}}}{P_{\text{ref}}}\right|_3 \\ &= \frac{FC_{2,3} \times FC_{2,2}}{FC_{2,1}} \times \left.\frac{P_{\text{ref}}}{P_{\text{calib}}}\right|_2 \times \frac{FC_{3,1}}{FC_{3,4} \times FC_{3,3} \times WG_{\text{ref}} \times FC_{3,2}} \times \left.\frac{P_{\text{GC}}}{P_{\text{ref}}}\right|_3 \\ &= \frac{FC_{2,2}}{FC_{3,4} \times WG_{\text{ref}} \times FC_{3,2}} \times \left.\frac{P_{\text{ref}}}{P_{\text{calib}}}\right|_2 \times \left.\frac{P_{\text{GC}}}{P_{\text{ref}}}\right|_3. \end{aligned} \tag{A.16}$$

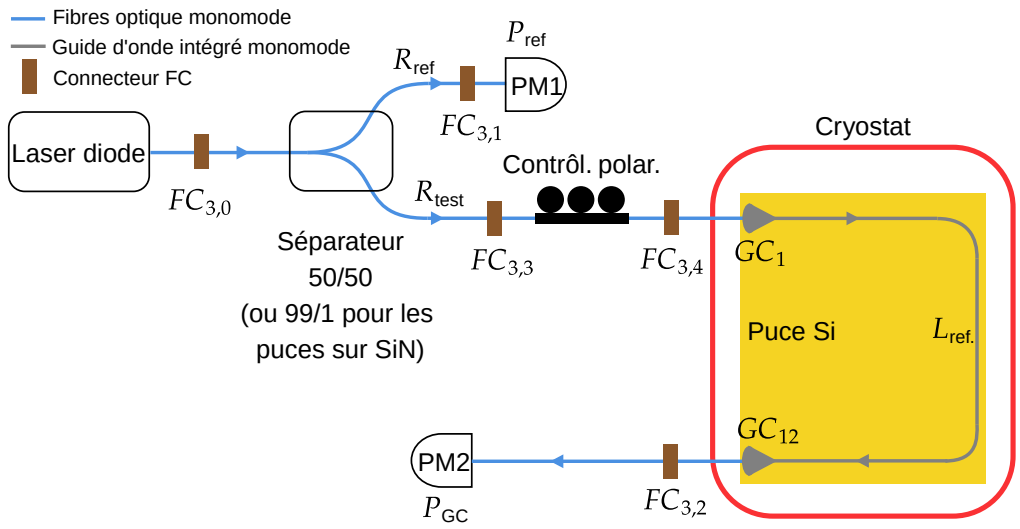

FIGURE A.3 – Schéma du montage expérimental pour la mesure des pertes d'insertion (IL) des réseaux de couplage par le bras de référence.

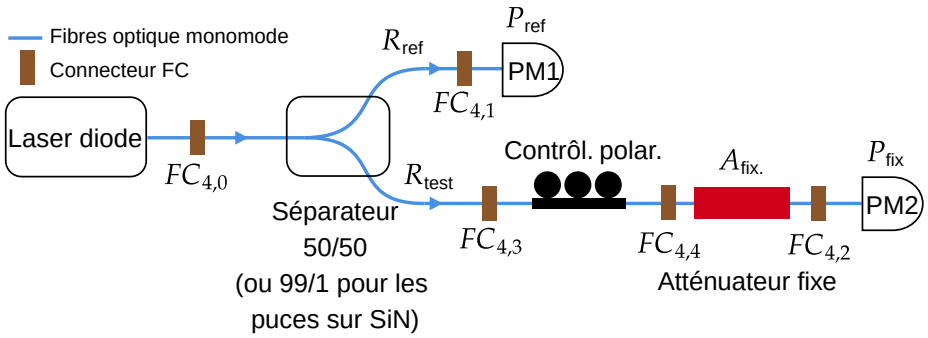

FIGURE A.4 – Schéma du montage expérimental pour la mesure du coefficient d'atténuation A_{fix} de l'atténuateur fixe.

A.1.5 Calibration de l'Atténuateur Fixe (mesure 4)

Pour garantir une puissance optique détectable par PM1 lors de la caractérisation des OCDE des WI-SNSPDs, nous évaluons le coefficient d'atténuation d'un atténuateur fixe (environ $A_{\text{fix}} = -30\,\text{dB}$) selon le schéma A.4 ci-dessous.

La puissance mesurée, en sortie de l'atténuateur, vaut :

$$P_{\text{fix}} = \frac{P_{\text{ref}}}{FC_{4,1}} \times \frac{R_{\text{test}}}{R_{\text{ref}}} \times FC_{4,3} \times FC_{4,4} \times A_{\text{fix}} \times FC_{4,2}, \tag{A.17}$$

par conséquent :

$$\begin{aligned} A_{\text{fix}} &= \frac{R_{\text{ref}}}{R_{\text{test}}} \times \frac{FC_{4,1}}{FC_{4,4} \times FC_{4,3} \times FC_{4,2}} \times \left.\frac{P_{\text{fix}}}{P_{\text{ref}}}\right|_4 \\ &= \frac{FC_{2,3} \times FC_{2,2}}{FC_{2,1}} \times \left.\frac{P_{\text{ref}}}{P_{\text{calib}}}\right|_2 \times \frac{FC_{4,1}}{FC_{4,4} \times FC_{4,3} \times FC_{4,2}} \times \left.\frac{P_{\text{fix}}}{P_{\text{ref}}}\right|_4 \\ &= \frac{FC_{2,2}}{FC_{4,4} \times FC_{4,2}} \times \left.\frac{P_{\text{ref}}}{P_{\text{calib}}}\right|_2 \times \left.\frac{P_{\text{fix}}}{P_{\text{ref}}}\right|_4 . \end{aligned} \tag{A.18}$$

A.1.6 Calibration du Séparateur de Faisceau 99% : 1% (mesure 5)

Pour toutes les puces photoniques contenant les WI-SNSPDs, les ratios du séparateur de faisceau 99% : 1% doivent être précisément évalués. Selon le schéma A.5, la puissance P_{ref} suivant le ratio R_{99} permettra la réalisation de mesures en parallèle pour s'affranchir de toute variation du laser puis nous permettra d'obtenir le flux de photons incidents par la lecture de P_{cible} sur ce même puissance mètre (voir schéma 5.19). C'est pourquoi il est crucial de ne plus débrancher cette partie jusqu'au connecteur FC/APC.

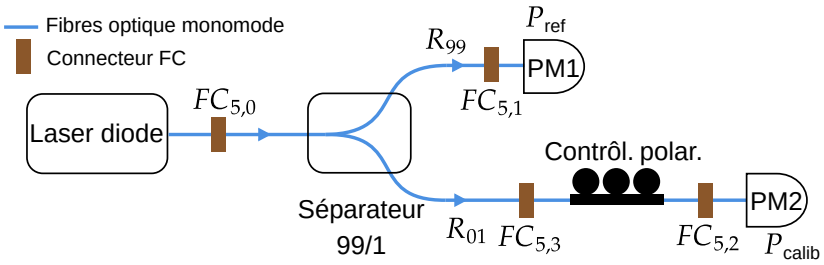

FIGURE A.5 – Schéma du montage expérimental pour la mesure des ratios R_{99} et R_{01} du séparateur de faisceau 99% : 1%.

Nous sommes ici dans la même configuration que pour le coupleur 50% : 50% :

$$A_{99} = FC_{5,1}, \tag{A.19}$$
$$A_{01} = FC_{5,3} \times FC_{5,2}, \tag{A.20}$$

d'où :

$$R_{99} = \frac{1}{1 + \frac{FC_{5,1}}{FC_{5,3}\times FC_{5,2}} \times \frac{P_{\text{calib}}}{P_{\text{ref}}}\Big|_5}, \tag{A.21}$$
$$R_{01} = \frac{1}{1 + \frac{FC_{5,3}\times FC_{5,2}}{FC_{5,1}} \times \frac{P_{\text{ref}}}{P_{\text{calib}}}\Big|_5}, \tag{A.22}$$

et :

$$\frac{R_{99}}{R_{01}} = \frac{FC_{5,3} \times FC_{5,2}}{FC_{5,1}} \times \frac{P_{\text{ref}}}{P_{\text{calib}}}\Big|_5. \tag{A.23}$$

Une fois toutes les étapes de calibration effectuées, nous pouvons procéder à la caractérisation de l'OCDE des WI-SNSPDs selon le schéma de montage expérimental 5.19 en section 5.4.1.1.

A.1.7 Mesure de l'efficacité de détection d'un détecteur (mesure 6)

La puissance arrivant sur le détecteur est :

$$P_{\text{det}} = \frac{P_{\text{ref}}}{FC_{6,1}} \times \frac{R_{01}}{R_{99}} \times FC_{6,3} \times FC_{6,4} \times A_{\text{fix}} \times FC_{6,5} \times GC_i \times WG_{<\text{det}} \times R_9, \tag{A.24}$$

avec $P_{\text{ref}} = P_{\text{cible}}$, $GC_i = \exp(-\text{IL})$ et $WG_{<\text{det}} = \exp(-L_{\text{in}} \times \alpha_{\text{WG}})$ pour accorder les notations du manuscrit et de la figure ci-dessous avec les notations des équations précédentes.

Pour un taux de comptage N_γ, l'efficacité de détection sur puce (OCDE) est :

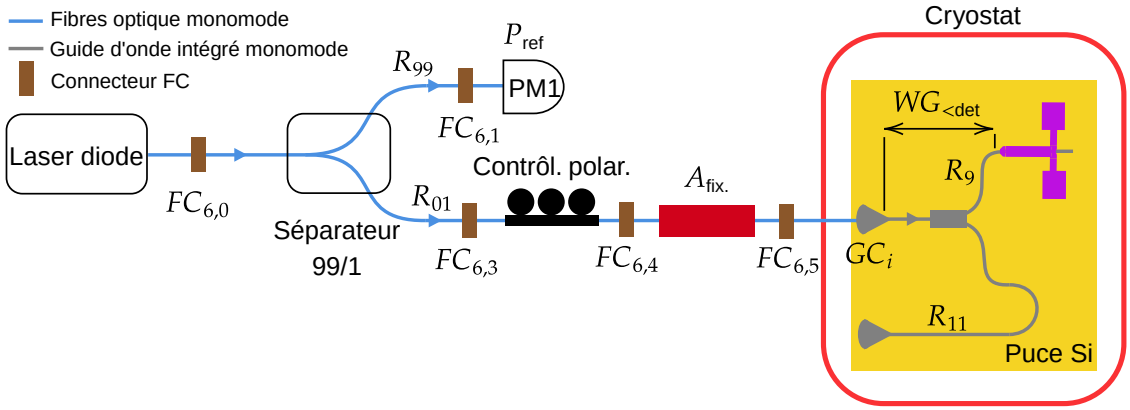

FIGURE A.6 – Schéma du montage expérimental pour la mesure de l'efficacité de détection du SNSPD.

$$\begin{aligned}
\text{OCDE} &= \frac{N_\gamma \times h\nu}{P_{\text{det}}} = \frac{R_{99}}{R_{01}} \times \frac{FC_{6,1}}{FC_{6,3} \times FC_{6,4} \times A_{\text{fix}} \times FC_{6,5} \times GC_i \times WG_{<\text{det}} \times R_9} \times \left.\frac{N_\gamma \times h\nu}{P_{\text{ref}}}\right|_6 \\
&= \frac{FC_{5,3} \times FC_{5,2}}{FC_{5,1}} \times \left.\frac{P_{\text{ref}}}{P_{\text{calib}}}\right|_5 \times \frac{FC_{6,1}}{FC_{6,3} \times FC_{6,4} \times A_{\text{fix}} \times FC_{6,5} \times GC_i \times WG_{<\text{det}} \times R_9} \times \left.\frac{N_\gamma \times h\nu}{P_{\text{ref}}}\right|_6 \\
&= \frac{FC_{5,2}}{FC_{6,4} \times FC_{6,5} \times GC_i \times WG_{<\text{det}} \times R_9} \times \left.\frac{P_{\text{ref}}}{P_{\text{calib}}}\right|_5 \times \left.\frac{N_\gamma \times h\nu}{P_{\text{ref}}}\right|_6 \\
&= \frac{FC_{5,2} \times FC_{4,4} \times FC_{4,2}}{FC_{6,4} \times FC_{6,5} \times GC_i \times WG_{<\text{det}} \times FC_{2,2}} \times \left[1 + \frac{GC_9 \times FC_{1,1}}{GC_{11} \times FC_{1,2}} \times \left.\frac{P_{11}}{P_9}\right|_1\right] \times \left.\frac{P_{\text{calib}}}{P_{\text{ref}}}\right|_2 \times \left.\frac{P_{\text{ref}}}{P_{\text{fix}}}\right|_4 \times \\
&\qquad \left.\frac{P_{\text{ref}}}{P_{\text{calib}}}\right|_5 \times \left.\frac{N_\gamma \times h\nu}{P_{\text{ref}}}\right|_6 . \qquad \text{(A.25)}
\end{aligned}$$

Dans l'hypothèse où tous les coupleurs à réseau ont le même coefficient de transmission, il est possible d'écrire :

$$\begin{aligned}
\text{OCDE} &= \frac{FC_{5,2} \times FC_{4,4} \times FC_{4,2}}{FC_{6,4} \times FC_{6,5} \times GC_i \times WG_{<\text{det}} \times FC_{2,2}} \times \left[1 + \frac{FC_{1,1}}{FC_{1,2}} \times \left.\frac{P_{11}}{P_9}\right|_1\right] \times \left.\frac{P_{\text{calib}}}{P_{\text{ref}}}\right|_2 \times \left.\frac{P_{\text{ref}}}{P_{\text{fix}}}\right|_4 \times \\
&\qquad \left.\frac{P_{\text{ref}}}{P_{\text{calib}}}\right|_5 \times \left.\frac{N_\gamma \times h\nu}{P_{\text{ref}}}\right|_6 \\
&= \frac{FC_{5,2} \times FC_{4,4} \times FC_{4,2}}{FC_{6,4} \times FC_{6,5} \times FC_{2,2}} \times \sqrt{\frac{FC_{3,4} \times FC_{3,2}}{FC_{2,2}}} \times \frac{\sqrt{WG_{\text{ref}}}}{WG_{<\text{det}}} \times \left[1 + \frac{FC_{1,1}}{FC_{1,2}} \times \left.\frac{P_{11}}{P_9}\right|_1\right] \times \left.\frac{P_{\text{calib}}}{P_{\text{ref}}}\right|_2^{3/2} \times \\
&\qquad \left.\frac{P_{\text{ref}}}{P_{\text{GC}}}\right|_3^{1/2} \times \left.\frac{P_{\text{ref}}}{P_{\text{fix}}}\right|_4 \times \left.\frac{P_{\text{ref}}}{P_{\text{calib}}}\right|_5 \times \left.\frac{N_\gamma \times h\nu}{P_{\text{ref}}}\right|_6 . \qquad \text{(A.26)}
\end{aligned}$$

Les valeurs des transmissions FC_i des coupleurs de fibres (*Fiber Coupling* en anglais (FC)) ne sont pas individuellement connues, mais leur valeur moyenne FC et leur dispersion ΔFC, qui est faible, le sont. Nous faisons donc l'hypothèse supplémentaire que toutes ces connexions ont la même valeur de transmission FC. Sous ces hypothèses, l'efficacité de détection sur puce vaut finalement :

$$\text{OCDE} = \sqrt{FC} \times \frac{\sqrt{WG_{\text{ref}}}}{WG_{<\text{det}}} \times \left[1 + \left.\frac{P_{11}}{P_9}\right|_1\right] \times \left.\frac{P_{\text{calib}}}{P_{\text{ref}}}\right|_2^{3/2} \times \left.\frac{P_{\text{ref}}}{P_{\text{GC}}}\right|_3^{1/2} \times \left.\frac{P_{\text{ref}}}{P_{\text{fix}}}\right|_4 \times \left.\frac{P_{\text{ref}}}{P_{\text{calib}}}\right|_5 \times \left.\frac{N_\gamma \times h\nu}{P_{\text{ref}}}\right|_6 , \qquad \text{(A.27)}$$

de plus $\frac{\sqrt{WG_{\text{ref}}}}{WG_{<\text{det}}} = \exp\left[-\left(\frac{L_{\text{ref}}}{2} - L_{\text{in}}\right) \times \alpha_{\text{WG}}\right]$.

Cette expression finale pour l'efficacité, qui peut se retrouver aussi en section 5.4.1.1, montre que l'OCDE est proportionnelle à $FC^{1/2}$.

Summary

Single photons are ideal for carrying quantum information in the form of qubits because they exhibit very low decoherence and are therefore well-suited for quantum communications. For this same reason, they constitute a promising path for quantum computing exploiting the MBQC (Measurement-Based Quantum Computing) paradigm. The miniaturization of functions for generating, encoding, manipulating, and detecting single photons is essential for the future industrialization of quantum applications. Integrated photonics, combined with standard CMOS technologies, offers a privileged path.

Discrete Superconducting Nanowire Single-Photon Detectors (SNSPDs) exhibit near-100% efficiency and good temporal performance, but their on-chip integration remains a challenge. The object of this thesis is the development of SNSPDs monolithically integrated by evanescent coupling on Si or SiN waveguides on 200 mm diameter silicon substrates in order to eliminate coupling losses with other components. Si waveguides are well-suited for telecom wavelengths used for quantum communications, while SiN waveguides allow for an extended range of wavelengths, notably at 925 nm, which is the emission wavelength of single-photon sources with III-V quantum dots, currently the most efficient for photonic quantum computing. SiN waveguides are also interesting at 1550 nm because they exhibit very low propagation losses.

Four nanowires configurations of different lengths were designed at 1550 and 925 nm, from the simplest, where the nanowire is in a straight line centered above the waveguide, to the most compact and least sensitive geometries to lithographic misalignment in U, S, and W shapes.

The manufacturing technology was developed using a fully CMOS-compatible process on 200 mm diameter substrates, including the planarization of Si or SiN waveguides, the deposition of a high-quality thin layer of NbN, the structuring of 100 nm wide nanowires, and their metallization. The crystalline quality of the superconducting NbN material used directly influences its critical temperature (T_c). Continuing previous studies on the optimization of ultrathin NbN superconducting films deposited on crystalline silicon, we demonstrate that the introduction of a 10 nm AlN buffer layer can also increase the critical temperature of NbN by more than 2 K on an amorphous SiN layer. In both cases, the AlN is sufficiently textured to also orient the NbN layer through an epitaxial relationship between AlN and NbN. This slight increase in T_c is important because it ensures the operation of the detectors in compact closed-cycle cryostats at a temperature of 2.3 K. The room temperature resistivity measurements of the nanowires show excellent manufacturing uniformity of over 98%.

A robust optical and electrical packaging technique has been developed to test the detectors made at 2.3 K. These exhibit efficiencies between 70 and 80% at 925 and 1550 nm, with limited noise between 10 to 100 Hz, recovery times not exceeding 5 ns, maximum counting rates of over 100 MHz, and timing jitters of less than 100 ps. These very promising results pave the way for the integration of SNSPDs into reception circuits for quantum communication protocols as well as into photonic quantum computing circuits.

Résumé

Les photons uniques sont idéaux pour transporter l'information quantique sous forme de qubits car ils présentent une très faible décohérence et se prêtent donc bien aux communications quantiques. Pour cette même raison, ils constituent une voie prometteuse pour le calcul quantique exploitant le paradigme MBQC (*Measurement-Based Quantum Computing*). La miniaturisation des fonctions de génération, encodage, manipulation et détection de photons uniques est essentielle pour la future industrialisation des applications quantiques. La photonique intégrée, combinée aux technologies standard CMOS, offre une voie privilégiée.

Les Détecteurs de Photons Uniques à Nanofils Supraconducteurs (SNSPDs) discrets présentent une efficacité proche de 100% et de bonnes performances temporelles, mais leur intégration sur puce reste un défi. L'objet de cette thèse est le développement de SNSPDs intégrés de façon monolithique par couplage évanescent sur des guides d'onde en Si ou SiN sur des substrats en silicium de 200 mm de diamètre, afin d'éliminer les pertes de couplage avec les autres composants. Les guides en Si sont bien adaptés aux longueurs d'onde télécom exploitées pour les communications quantiques tandis que les guides en SiN permettent d'étendre la gamme de longueurs d'onde, notamment à 925 nm, qui est la longueur d'onde d'émission des sources de photons uniques à boîtes quantiques III-V, actuellement les plus performantes pour le calcul quantique photonique. Les guides en SiN sont également intéressants à 1550 nm car ils présentent de très faibles pertes de propagation.

Quatre configurations de nanofils de différentes longueurs ont été conçues à 1550 et 925 nm, depuis la plus simple où le nanofil est en ligne droite centrée au-dessus du guide, jusqu'aux géométries les plus compactes et les moins sensibles au désalignement lithographique en forme de U, de S et de W.

La technologie de fabrication a été développée selon un procédé entièrement compatible CMOS sur des substrats de 200 mm de diamètre, incluant la planarisation des guides en Si ou SiN, le dépôt d'une couche fine de NbN de bonne qualité, la structuration de nanofils de 100 nm de large et leur métallisation. La qualité cristalline du matériau supraconducteur NbN utilisé influence directement sa température critique (T_c). En poursuivant les études antérieures sur l'optimisation de films supraconducteurs ultrafins en NbN déposés sur du silicium cristallin, nous démontrons que l'introduction d'une couche sous-jacente de 10 nm d'AlN peut également accroître la température critique du NbN de plus de 2 K sur une couche amorphe en SiN. Dans les deux cas, l'AlN est suffisamment texturé pour orienter également la couche de NbN grâce à une relation épitaxiale entre AlN et NbN. Cette légère élévation de la T_c est importante car elle garantit le fonctionnement des détecteurs dans des cryostats compacts en cycle fermé à une température de 2.3 K. Les mesures de résistivité à température ambiante des nanofils montrent une excellente uniformité de fabrication de plus de 98%.

Une technique de packaging optique et électrique robuste a été développée de façon à pouvoir tester les détecteurs réalisés à 2.3 K. Ceux-ci présentent des efficacités entre 70 et 80%, à 925 et 1550 nm, avec un bruit limité entre 10 à 100 Hz, des temps de récupération ne dépassant pas 5 ns, des taux de comptage maximum de plus de 100 MHz et des gigues temporelles inférieures à 100 ps. Ces résultats très prometteurs ouvrent la voie à l'intégration des SNSPDs dans des circuits de réception pour les protocoles de communication quantique ainsi que dans des circuits de calcul quantique photonique.