

1.Introduction

Pour la caractérisation des phénomènes de surfaces et interfaces diverses méthodes expérimentales de diagnostic sont offertes. Dans notre étude, on s'intéresse au cas des ondes résonnantes de surface excitées le long d'une interface entre un matériau et un milieu diélectrique. Ils sont appelés encore plasmon-polaritons ou phonon-polaritons de surface. La nuance entre ces deux types d'onde réside au niveau de la nature spectroscopique du matériau. Ce quantum d'onde de densité de charge produit le mouvement collectif d'électrons au sein de la matière. La conséquence de la perturbation des électrons (depuis leur état d'équilibre) par une excitation optique est la présence d'un confinement de part et d'autre de l'interface constituée par exemple entre un film métallique et l'air ou un liquide. Ce processus de confinement traduit le transfert d'énergie des photons incidents aux électrons du matériau. Pour l'obtention de cet effet, des conditions paramétriques doivent être appropriées. Des précisions sur ces détails sont rapportées dans la suite du manuscrit

2. Résonance de la matière : approche microscopique :

L'étude analytique des ondes de surface par les équations de Maxwell, devrait être précédée par leur donner un aspect physique. Cette approche nous permettra de déceler l'existence de deux types d'ondes de surface (Kittel), les plasmons-polaritons de surface, qui se produisent dans les métaux, l'autre type est les phonons-polaritons de surface qui se rencontre dans les matériaux polaires.

2.1.Plasmon-polaritons :

Les électrons libres qui se trouvent sur la surface d'un métal sont considérés comme un plasma, autrement dit un gaz d'électrons libres ayant une densité connue.

La formation de ce plasma induit l'apparition des modes optiques longitudinaux qui proviennent des oscillations de la densité d'électrons qui se propagent dans le métal selon un vecteur d'onde appelé k qui s'oriente dans la même direction que celle des oscillations.

En plus ces oscillations collectives des électrons libres possèdent une énergie déterminée.

A l'instar de quantum d'énergie du champ électrique notre étude s'élargit aussi sur les phonons et particulièrement les plasmons. A ce regard nous décrivons l'essentiel de leurs caractéristiques microscopiques et analytiques dans le métal puis nous entamerons les interactions qui se produisent entre les plasmons et l'interface plane.

Les plasmons de volume sont définis comme une oscillation de la densité d'électrons ρ dans le métal.

La production de ce phénomène se fait par l'excitation d'un plasmon par un champ électrique de la manière suivante :

Supposant un parallélépipède de taille définie dont le matériau qui lui compose, a des régions positives et négatives superposées (Fig(IV-1) a). L'exposition de ce montage à un champ électrostatique induira le déplacement du nuage électronique (Fig (VI-1) b). Le nuage électronique se déplace en s'éloignant des charges positives, la coupure du champ électrostatique laisse apparaître un champ électrique dans le métal qui va induire un mouvement des charges qui à leur tour donne l'allure d'un mouvement d'oscillation. A travers ce phénomène on pourrait lier une onde électromagnétique à l'oscillation d'un plasma, dans ce cas cette onde est elle-même un plasmon-polariton.

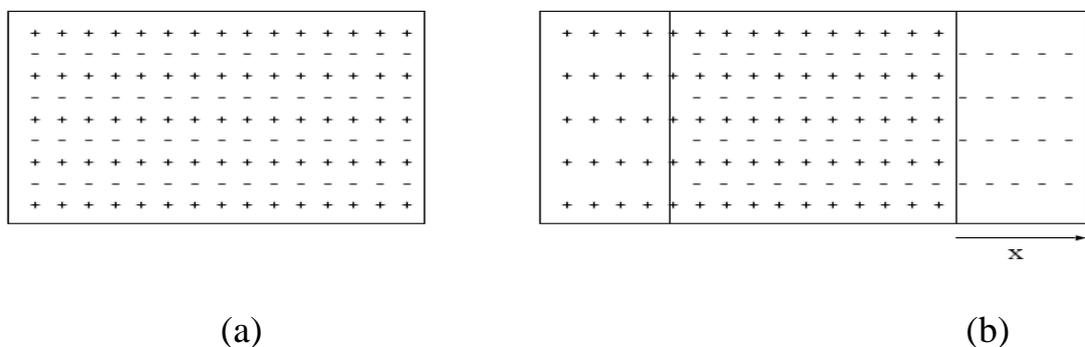


FIG. (IV-1) Métal à l'équilibre (a), et hors d'équilibre (b).

Par un simple raisonnement de Gauss on peut facilement démontrer que les électrons dans un milieu donné sont soumis à une force $(-ne^2x / \epsilon_0)$, qui leur donne le pouvoir d'osciller à la pulsation ω_p de façon parallèle au champ électrique, ce qui en constitue une onde longitudinale.

Une autre démonstration plus générale aboutira à la même conclusion ; ainsi on suppose une onde d'oscillation de la densité d'électrons, désignée par une fréquence ω et un vecteur d'onde k . le déplacement des électrons par rapport aux charges positives fixes contribue à l'apparition d'un champ électrique E de densité volumique de courant j de manière que

$$j = \sigma E \quad (\text{IV-1})$$

sachant que σ est la conductivité du matériau.

D'autre part on a :

$$\text{div}E + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \quad (\text{IV-2})$$

L'équation précédente pourrait s'écrire différemment comme ceci :

$$ik \cdot E\sigma - i\omega_p(k, \omega) = 0 \quad (\text{IV-3})$$

On remarque que la variation de la densité de charge soit couplée uniquement à la composante longitudinale du champ électrique qui est d'ailleurs parallèle au vecteur d'onde k .

On en déduit qu'un plasmon polariton soit un mode optique longitudinal.

A partir de l'équation de Maxwell on a :

$$\text{div}D = 0 \quad (\text{IV-4})$$

soit

$$ik \cdot E \epsilon(\omega) = 0 \quad (\text{IV-5})$$

cette dernière expression impose que la partie $k \cdot E$ soit inévitablement différente du zéro pour chercher une onde de forme longitudinale, par conséquent le plasmon polariton est caractérisé par une fréquence ω , qui sera déduit aisément de :

$$\varepsilon(\omega) = 0 \quad (\text{IV-6})$$

soit

$$\omega = \omega_p \quad (\text{IV-7})$$

2.2. Résonance de surface

2.2.1 Première approche

L'interface qui limite du vide un milieu donné comportant des ondes longitudinales, provoque l'apparition des modes de surface propageant d'une manière parallèle à l'interface.

Les ondes émises représentent des aspects transverses du champ qui répondent à

$$k \cdot E = 0 \quad (\text{IV-8})$$

D'autre façon ces modes sont liés à des ondes de densité de charge surfacique et comportent par conséquent une partie non nulle du champ parallèle à la partie réelle du vecteur d'onde.

Notre cas d'étude s'entoure sur une interface plane isolant un métal de constant diélectrique $\varepsilon(\omega)$ de l'air, l'interface existante modifiera les plasmons formés.

La signature de la résonance des plasmons de surface est facilement appréciée par la détermination de la résonance spécifique de l'interface.

Ainsi on considère q une charge dans l'air au des sous de l'interface.

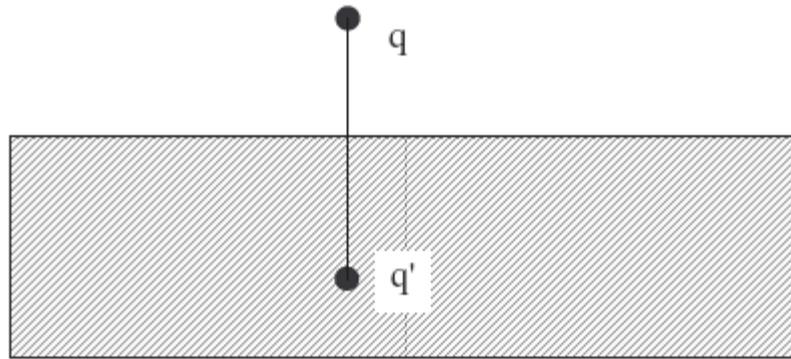


FIG. (IV-2) Interface plane séparant un métal de constante diélectrique $\varepsilon(\omega)$ et l'espace . Une charge q dans l'espace a une image q' dans le métal

Jackson (2001) montre que le potentiel sur l'interface est équivalent au potentiel induit par la charge q en lui additionnant le potentiel fait par une charge image ; comme il est présenté par l'équation suivante:

$$q' = \frac{\varepsilon(\omega) - 1}{\varepsilon(\omega) + 1} q \quad (\text{IV-9})$$

La fraction $\varepsilon(\omega) + 1$ représente la réponse de l'interface à l'effet d'une excitation extérieure q . la résonance du matériau dans le métal est le plasmon-polariton du volume, contrairement le plasmon-polariton de surface est la résonance liée à l'interface air/métal, elle se traduit par l'annulation du dénominateur de la fraction $\varepsilon(\omega) + 1$ dans l'équation (IV-9), ce qui montre que q' pourrait avoir lieu en l'absence de toute excitation extérieure.

A propos du modèle de constante diélectrique décrit antérieurement ; on y constate que la fréquence relative au plasmon polariton de surface est :

$$\omega = \omega_{max} / \sqrt{2} \quad (\text{IV-10})$$

La démonstration avancée est aussi valable pour une interface engendrée entre le vide et un matériau polaire. [Hillenbrand *et al.* (2002)] ont mis en évidence expérimentalement la résonance de la fraction $\varepsilon(\omega) + 1$ par l'approchement d'une pointe de platine à une surface plane de SiC. Ainsi le système pointe- interface a été éclairé par un laser CO₂ convenable, puis ils ont enregistré le signal diffracté S, qui

sert à balayer le champ proche local d'interaction de l'interface avec la pointe. Par étonnement ils ont remarqué un grand développement du signal pour une fréquence ω de la manière $\text{Re}[\varepsilon(\omega)] = -1$, sachant que $\varepsilon(\omega)$ est la constante diélectrique du SiC. La résonance décrite est déduite facilement de la relation (IV-9). La présence d'une telle résonance à la surface du matériau est fortement le résultat d'un champ électromagnétique très fort. Sur le plan physique un plasmon polariton de surface correspond à une onde électromagnétique liée à un plasmon ou à une oscillation de densité de charge caractéristique à la surface du matériau et qui se déplace le long de l'interface, ceci est montré dans la figure (IV-3), pour le cas d'un plasmon polariton de surface (la variation décroissante).

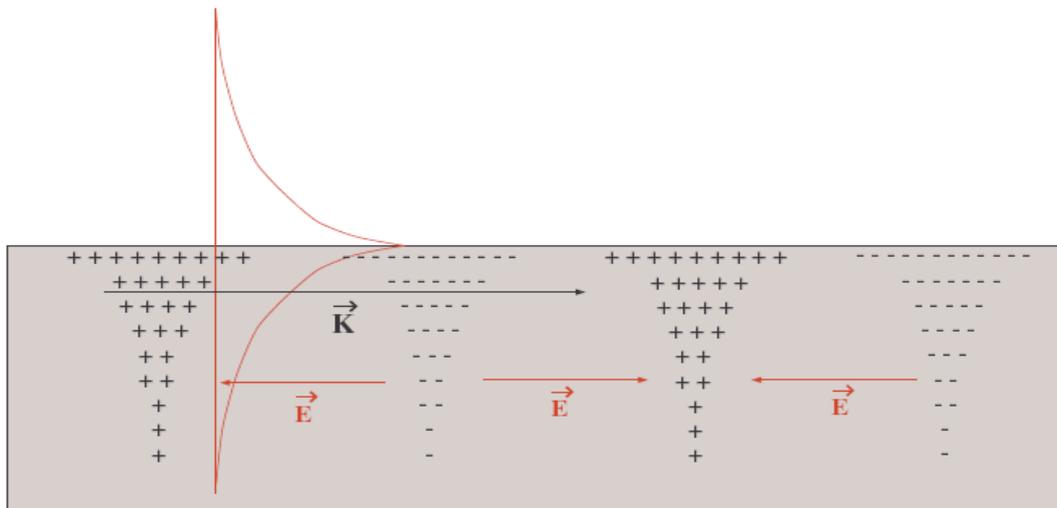


FIG.(IV-3) – Principe d'un plasmon polariton de surface : l'oscillation collective des électrons dans le sens du vecteur d'onde k produit une onde électromagnétique qui s'affaiblit exponentiellement dans le sens perpendiculaire à l'interface et se déplace le long de celle-ci. Continuellement, on constate aussi une onde électromagnétique dans l'air, au dessus du métal.

3. Couplage radiatif :

3.1. Principe :

Nous avons constaté que dans certaines conditions particulières, des ondes de surface évanescentes se propagent et parcourent l'interface existante entre deux milieux, toutefois ces ondes électromagnétiques liées à un plasmon ou un phonon de

surface sont loin d'être radioactives du moment qu'elles sont plus visibles loin de l'échantillon.

Par contre, il est impossible d'exciter un plasmon ou un phonon de surface par une onde électromagnétique incidente, plane et propagative.

Prenons k_i le vecteur d'onde d'un champ incident, il résulte que k_i^x soit la projection de ce vecteur sur l'axe (ox) avec un angle d'incidence θ_i de cette onde.

Pour arriver à l'excitation d'un plasmon il faudra que :

$$k_i^x = k_p(\omega) \quad (\text{IV-11})$$

or

$$k_i^x = \omega/c \sin \theta_i < \omega/c \quad (\text{IV-12})$$

et par conséquent

$$|k_p(\omega)| > \omega/c \text{ (car l'onde est évanescente).}$$

Il semble être difficile d'avoir facilement l'égalité de la relation (IV-13). Heureusement il y a une alternative par la méthode de couplage des ondes de surfaces évanescentes avec les ondes propagative par l'usage d'un réseau Figure (IV-4).

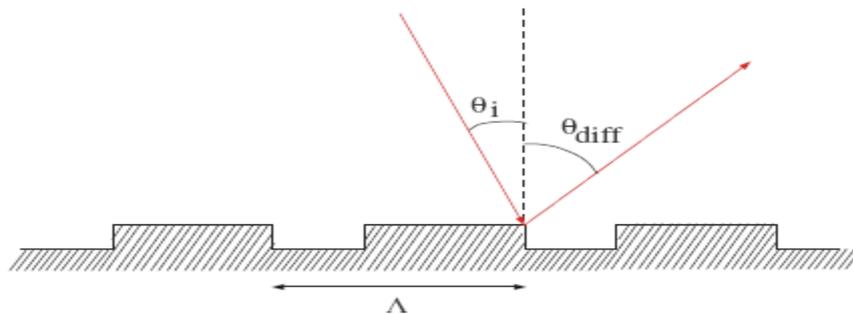


FIG. (IV-4.) Réseau de période Λ .

La formule des réseaux est très évidente :

$$k_0 \sin \theta_{\text{diff}} = k_0 \sin \theta_i + \frac{2\pi}{\Lambda} \quad \text{ou} \quad k_0 = \omega/c \quad (\text{IV-13})$$

p est un entier relatif, c'est l'ordre de diffraction. Autrement dit, lorsque l'on a une structure périodique, de période Λ , les vecteurs d'onde sont égaux modulo $\frac{2\pi}{\Lambda}$ c'est une conséquence du théorème de Bloch [mémoire 2007].

L'ordre p peut être trouvé à priori par la formule :

$$k_p(\omega) = k_i^x + p \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (\text{IV-14})$$

Cela révèle la possibilité de l'excitation d'un plasmon de surface avec une onde électromagnétique incidente plane. Par conséquent il en résulte un phénomène d'absorption totale ainsi pour une fréquence ω donnée, l'angle θ_i d'incidence de l'onde plane est déterminé lorsqu'on satisfait la condition de la formule (IV-13). avec

$$k_i^x = \omega/c \sin \theta_i \quad (\text{IV-15})$$

L'énergie de l'onde plane se transmet dans celle de l'onde de surface puis elle s'est absorbée par le matériau. Ce phénomène d'absorption est déjà connu depuis longtemps pour des réseaux métalliques [Wood 1902], toutefois il n'a été analysé que très tardivement par les travaux [Hessel et Oliner (1965). Petit (1980) et Raether (1988)] sont les auteurs contemporains qui ont revenu en détail à ce phénomène. Par ordre inverse, il est aussi possible de trouver un ordre q par la formule :

$$k_x = k_p(\omega) + q \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (\text{IV-16})$$

Avec k_x plus petit que le vecteur d'onde dans le vide k_0 , et qui pourra être réécrite par la forme

$$k_0 \sin \theta_i. \quad (\text{IV-17})$$

Cela veut dire que si l'on arrive à exciter une onde de surface, on peut accentuer celle-ci avec un mode radiatif dans le sens θ_i : ainsi les effets de l'onde de surface des ondes peuvent être désormais visibles à une grande distance.

Il est important de signaler que l'excitation d'une onde de surface pourra se faire à l'aide d'un prisme mis au dessus de l'interface plane. Dans ce cas c'est la réflexion totale interne à l'interface verre/air qui sera mis a profit.

Pour un verre d'indice n , le vecteur d'onde projeté sur l'axe des x prend la forme

$$k_x = n k_0 \sin \theta_i \quad (\text{IV-18})$$

Dans certain cas la valeur de k_x peut être supérieure à k_0 tan que l'indice de réflexion du verre est supérieur à 1.on produit ainsi dans l'air une onde évanescente, dont le vecteur d'onde projeté sur x dépasse k_0 .Ce dernier pourrait s'associer instantanément avec le vecteur d'onde $k_{//}$ de l'onde de surface.

4. Equations de Maxwell

Les équations de Maxwell, aussi appelées équations de Maxwell-Lorentz, sont des lois fondamentales de la physique. Elles constituent les postulats de base de l'électromagnétisme, avec l'expression de la force électromagnétique de Lorentz.

Ces équations traduisent sous forme locale différents théorèmes (Gauss, Ampère, Faraday) qui régissaient l'électromagnétisme avant que Maxwell ne les réunisse sous forme d'équations intégrales. Elles donnent ainsi un cadre mathématique précis au concept fondamental de champ introduit en physique par [Faraday dans les années 1830].

Les équations de Maxwell sont très générales et sont valables dans les milieu à condition de faire intervenir les charges libres et les charges liées ,les courants dus aus charges liées. [J.Feget. et.J.Mazzaschi]

On donc.

$$\operatorname{div} \vec{D} = \rho \quad (\text{IV-19})$$

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0 \quad (\text{IV-20})$$

$$\overrightarrow{\operatorname{rot}} \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{IV-21})$$

$$\overrightarrow{\operatorname{rot}} \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (\text{IV-22})$$

$$\overrightarrow{\operatorname{rot}}(\overrightarrow{\operatorname{rot}} \vec{B}) = \overrightarrow{\operatorname{grad}}(\operatorname{div} \vec{B}) - \Delta \vec{B} \quad (\text{IV-23})$$

$$\overrightarrow{\operatorname{rot}}(\overrightarrow{\operatorname{rot}} \vec{E}) = \overrightarrow{\operatorname{grad}}(\operatorname{div} \vec{E}) - \Delta \vec{E} \quad (\text{IV-24})$$

ρ : la densité de charges libres et liées

\mathbf{J} : la densité de courants dus aux charges libres

$$\mathbf{J} = -ne \langle \mathbf{v} \rangle$$

$$\mathbf{J} = \sigma \cdot \mathbf{E}$$

σ : Conductivité de milieu

5. Etude analytique du couplage sur la relation de dispersion

La compréhension et le contrôle des interactions entre la lumière et la matière a une importance capitale dans un bon nombre des sciences et technologies.

Plus d'un siècle passé, des concepts liés à la radiation et le spectre atomique ont conduit à l'apparition du mécanique quantique qui a débouché sur de nombreux avancements technologiques comme la découverte de Laser pour ne citer que cet exemple. nous pouvons aussi utiliser la lumière pour contrôler l'état de la matière comme l'usage des pinces optiques pour manipuler les cellules des vivants. souvent on pense que le métal ne se comporte qu'un simple miroir quand la lumière y tombe dessus, alors que réellement il se produit une interaction entre la matière et la lumière qui met en jeu le métal-surface plasmon polarité.

Le PPS est un mode électromagnétique qui dépend des interactions entre le métal et la surface mobile chargée due essentiellement à la conduction des électrons dans le métal, cette interaction lumière-matière conduit au système PPS ayant une puissance supérieure à celle de la lumière de la même fréquence. Par conséquent le champ électromagnétique associé ne peut pas se propager loin de la surface, d'autre part ce champ décroît exponentiellement avec la distance qui lui sépare de la surface.

Le mode PPS sur une surface plane d'un métal est limité par cette surface et guidé par elle. Ainsi il se propage jusqu'à ce que son énergie se dissipe comme la chaleur dans le métal.

La recherche dans le PPS est reculée à un siècle dans l'histoire, mais très récemment elle a bénéficiée d'une grande intérêt particulier pour des multiples raisons, d'une façon parce qu'il apparait différents nano -technologies qui ont facilité la production et l'utilisation de micro -structures de taille convenable à l'usage escompté.

Dans ce contexte de l'optique des sous-longueurs d'ondes, la structure à l'échelle de nano de la surface du métal a facilité le contrôle de PPS avec une perfection affinée.

C'est la convergence entre la compréhension de l'effet des caractères de l'ordre de nano sur les propriétés de PPS avec l'usage des objets basés sur la nano -technologie qui ont poussé la recherche dans ce domaine désormais devenu dynamique et capital.

L'objectif de ce chapitre est d'exploiter les propriétés de PPS dans la maîtrise des propriétés de silicium dopé généralement utilisé dans la nano -technologie.

La connaissance de ces propriétés passe inévitablement par l'étude et la mesure des quatre échelles de longueur de PPS qui parcourent sept intervalles de dimensions.

Ces échelles de longueurs sont :

- 1- La longueur de propagation de PPS
- 2- La longueur d'onde de PPS
- 3- La profondeur de pénétration du champ électromagnétique associé au PPS dans le milieu diélectrique.
- 4- La profondeur de pénétration du champ dans le métal.

5.1. Relation de dispersion des modes PPS :

L'étude de la relation de dispersion du PPS peut nous renseigner sur la relation entre la fréquence angulaire ω et le vecteur d'onde k dans le plan qui caractérise la propagation des PPS. Le champ des modes PPS est parallèle à l'interface entre le matériau et le diélectrique. Cette dernière est le siège de la présence des oscillations collectives d'électrons. Le vecteur d'onde k_0 de la lumière incidente dans l'espace libre s'écrit par la relation

$$k_0 = 2\pi/\lambda_0 \quad (\text{IV-25})$$

En mécanique quantique, c'est l'impulsion des photons mis en jeu que l'on exprime par $\hbar k_0$. Dans un milieu de permittivité relative ϵ_0 tel que l'indice de réfraction est $n_d = \sqrt{\epsilon_d}$, la relation de dispersion des photons devient

$$k = n_d k_0 = k_0 \sqrt{\epsilon_d} \quad (\text{IV-26})$$

Cette dépendance entre la fréquence et le vecteur d'onde dans le plan (x, z) de propagation des PPS le long de l'interface entre le métal et le diélectrique peut être démontré par plusieurs manières en recherchant une solution des équations de Maxwell dont dépend le champ électrique. Selon la réf. [J.Barnes], la relation de dispersion s'écrit :

$$k_{PPS}(\omega) = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon_m \epsilon_d}{\epsilon_m + \epsilon_d}} \quad (\text{IV-27})$$

où ϵ_m et ϵ_d représentent respectivement les permittivités relatives du métal et du diélectrique.

De cette relation théorique décrivant la propagation des modes PPS, elle apparaît clairement une condition impérative est nécessaire sur les termes ϵ_m et ϵ_d telle que

$$\epsilon_m + \epsilon_d \ll 0 \quad (\text{IV-28})$$

Pour le cas des métaux tels que l'Ag, Au, Cu, Al, cette condition est bien vérifiée. Et la majorité des physiciens portent beaucoup d'attention à l'utilisation de ces matériaux pour décrire le comportement de propagation des modes PPS.

Le rôle de la permittivité du métal est déterminant sur la valeur recherchée et à prendre lorsque les PPS sont supportés par l'interface métal-diélectrique. Les PPS engendrent des charges sur la surface du métal et qui sont soutenues par un champ électrique E_z dont les charges ont des signes opposés le long de l'interface.

Vu que le déplacement (l'éloignement) du champ dans la direction normal de la surface D_z doit être conservé et que D_z et E_z sont liées par la relation :

$$D_z = \epsilon E_z \quad (\text{IV-29})$$

ceci indique que ϵ_m et ϵ_d doivent avoir deux signes opposés si nous voudrions que l'interface supporte le PPS, les conditions sont déjà réunies par ce que le diélectrique a ϵ_d positive et réelle ceci signifie que ϵ_m doit être réelle et négative. Généralement la majorité des métaux répondent à cette condition dans la partie proche à l'Infra-rouge du spectre dans laquelle ϵ_m possède une partie réelle et largement négative, sachant que la partie imaginaire est positive et petite associée aux pertes engendrées par l'absorption et la dispersion dans le métal.

Les permittivités relatives de nombreux métaux ont été déterminées et classées grâce aux modèles proposés par différents auteurs. Dans notre étude on a choisi le modèle de Drud classiquement utilisé pour déterminer ϵ_m des métaux.

Ce modèle sera investi pour mesurer la permittivité du silicium dopé en différentes concentrations.

Dans ce modèle de Drud, la permittivité est représentée par l'équation suivante :

$$\epsilon_m(\omega) = \epsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\Gamma)} \quad (\text{IV-30})$$

ω_p est la fréquence du plasmons et Γ est le taux de dispersion employé pour calculer la dissipation des mouvements des électrons.

Les relations suivantes . (IV-31)- (IV-32) sont utilisées pour déterminer les valeurs des ω_p et Γ avec différentes concentrations de dopage de silicium montrées dans la table (IV-2) et Celle de (IV-4). Pour les dopages n et p

$$\omega_p^2 = \frac{Ne^2}{m^* \epsilon_0} \quad (\text{IV-31})$$

$$\Gamma = \frac{Ne^2 \rho}{m^*} \quad (\text{IV-32})$$

Note : dans toutes les études les valeurs des concentrations et la résistivité pour les deux types de dopage n et p montrant au table ci-dessous:

Dopé p			Dopé n		
Concentration (cm ⁻³)	Résistivité (Ωcm)	Longueur d'onde (μm)	Concentration (cm ⁻³)	Résistivité (Ωcm)	Longueur d'onde (μm)
2x10 ²⁰	6x10 ⁻⁴	5.18	2x10 ²⁰	5x10 ⁻⁴	4.6
3x10 ²⁰	4x10 ⁻⁴	4.23	3x10 ²⁰	4x10 ⁻⁴	3.85
5x10 ²⁰	2.5x10 ⁻⁴	3.28	5x10 ²⁰	3.4x10 ⁻⁴	2.9

Table(IV-1) les valeurs de la concentration et la résistivité du les deux types sont utilisons dans tous les études .

Pour dopage p :

Concentration (cm^{-3})	Résistivité ($\Omega \text{ cm}$)	ω_p (rad s^{-1})	Γ (s^{-1})
2×10^{20}	6×10^{-4}	1.36×10^{17}	9.92×10^{19}
3×10^{20}	4×10^{-4}	1.67×10^{17}	9.92×10^{19}
5×10^{20}	2.5×10^{-4}	2.16×10^{17}	10.37×10^{19}

Table(IV-2) . qui montre les différentes valeurs de ω_p et Γ calculées pour trois concentrations de silicium dope p

W_{\min}	W_{\max}	Concentration (cm^{-3})	Résistivité ($\Omega \text{ cm}$)
0.942×10^{14}	3.63×10^{14}	2×10^{20}	6×10^{-4}
	4.45×10^{14}	3×10^{20}	4×10^{-4}
	5.74×10^{14}	5×10^{20}	2.5×10^{-4}

Table (IV-3). présente l'intervalle des valeurs des fréquences angulaire(ω)dans laquelle apparaissent l'PPS dans silicium dope p

Pour dopage n :

Concentration (cm^{-3})	Résistivité ($\Omega \text{ cm}$)	ω_p (rad s^{-1})	Γ (s^{-1})
2×10^{20}	5×10^{-4}	1.53×10^{17}	10.41×10^{19}
3×10^{20}	4×10^{-4}	1.87×10^{17}	12.50×10^{19}
5×10^{20}	3.4×10^{-4}	2.42×10^{17}	17.71×10^{19}

Table (IV-4).. qui montre les différentes valeurs de ω_p et Γ calculées pour trois concentrations du silicium dope n

W_{\min} (rd s^{-1})	w_{\max} (rd s^{-1})	Concentration (cm^{-3})	Résistivité ($\Omega \text{ cm}$)
0.942×10^{14}	4.09×10^{14}	2×10^{20}	5×10^{-4}
	4.89×10^{14}	3×10^{20}	4×10^{-4}
	6.49×10^{14}	5×10^{20}	3.4×10^{-4}

Table.(IV-5).. présente l'intervalle des valeurs des fréquences angulaire(ω)dans laquelle apparaissent l'PPS dans silicium dope n

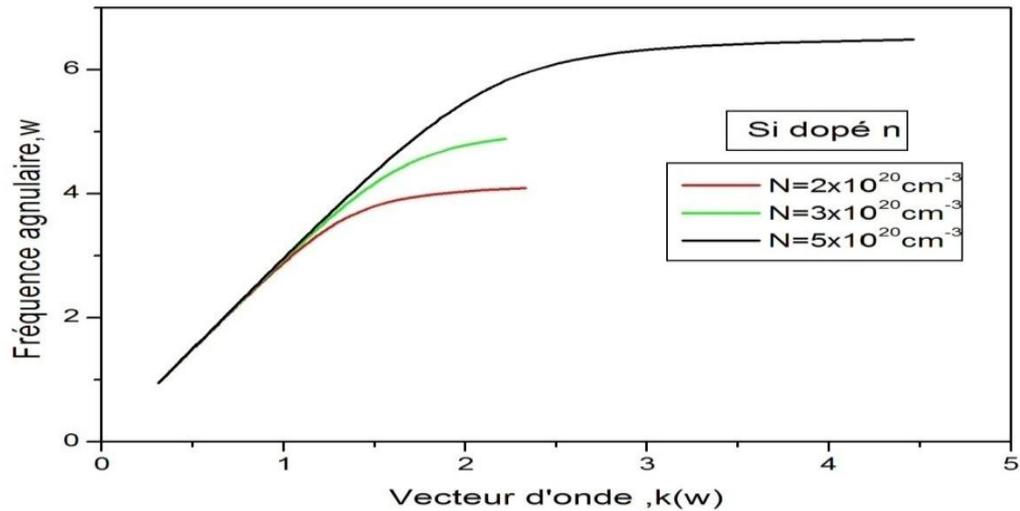


Fig. (IV – 5): Evolution de la courbe de dispersion en fonction de la fréquence angulaire de l'onde électromagnétique incidente sur le silicium dopé n pour différentes concentration de charge. $(2 \times 10^{20}, 3 \times 10^{20}, 5 \times 10^{20}) \text{cm}^{-3}$

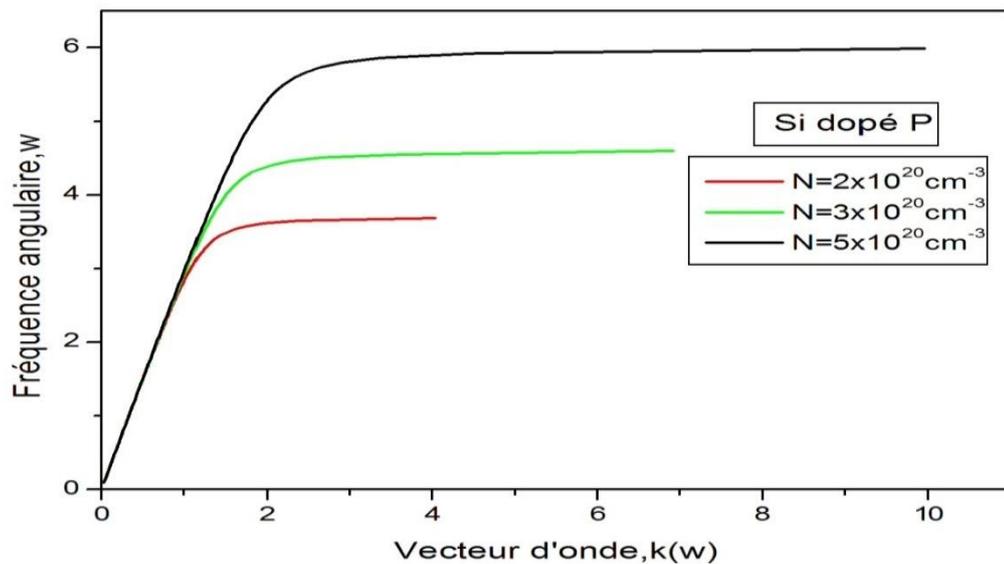


Fig. (IV – 6): Evolution de la courbe de dispersion en fonction de la fréquence angulaire de l'onde électromagnétique incidente sur le silicium dopé p pour différentes concentration de charge.

$(2 \times 10^{20}, 3 \times 10^{20}, 5 \times 10^{20}) \text{cm}^{-3}$

En augmentant la concentration des porteurs de charge , les modes PPS se propagent pour atteindre une fréquence limite ω_{max} qui se décale dans le sens croissant avec la concentration respective. Pour toute fréquence angulaire ω_{PPS} contenue dans cette dépendance $k(\omega)$, la nature de l'onde demeure évanescente.

Cette grandeur est consignée par la condition sur la permittivité diélectrique du matériau telle que $\text{Re}[\varepsilon(\omega)] < -1$. La relation de dispersion admet deux zones :

- une partie linéaire (tangente depuis l'origine du plan (ω, k)).

- la partie asymptotique qui est une branche limite horizontale. Pour la partie linéaire, la dépendance est $k_1(\omega) = \frac{\omega}{c}$; i.e. ; qui est une droite passant par l'origine . Pour que l'on puisse définir une fréquence angulaire à laquelle un polariton puisse être excité, il y a lieu de réduire la pente de la partie linéaire qui tend à intercepter la relation de dispersion du plasmon $k_{PPS}(\omega)$ [cf. Eq. (IV-27)].

Cela peut être produit en utilisant un prisme optique qui corrige (par dispersion) la direction du vecteur d'onde de propagation pour atteindre la surface du matériau qui fait contact avec la base du prisme. Autrement dit, les modes PPS ne peuvent être excités en irradiant directement un matériau quelconque de permittivité $\varepsilon(\omega)$. Pour une propagation à une fréquence angulaire ω_1 telle que $\text{Re}[\varepsilon(\omega)] > 0$, soit l'expression :

$$\omega < \sqrt{\frac{\omega_p^2}{\varepsilon_\infty} - \Gamma^2} \quad (\text{IV-33})$$

l'onde est de nature propagative. Le contrôle des modes PPS sous l'effet de la concentration des porteurs de charges conduit à définir une bande gap

$$\Delta E = \hbar(\omega_L - \omega_{PPS}) \quad (\text{IV-34})$$

qui peut être élargie en diminuant la concentration ou qui se réduit en augmentant la concentration cf. Fig. (IV - 6). L'écart énergétique pour les deux types de dopage est estimé sur les fréquences angulaires résumées dans le table(IV- 6). , dans les deux conditions sur la fonction diélectrique $\varepsilon(\omega)$.

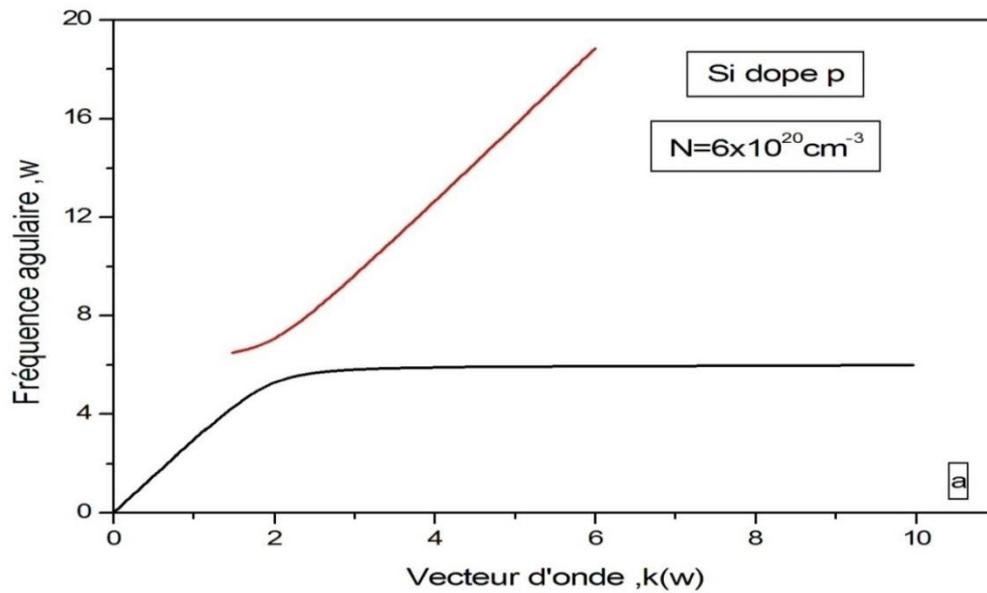


Fig. (IV – 7): Représentation de la relation de dispersion associée aux deux conditions sur la partie réelle de la permittivité pour le silicium dopé p pour une concentration fixée porteurs de charge.

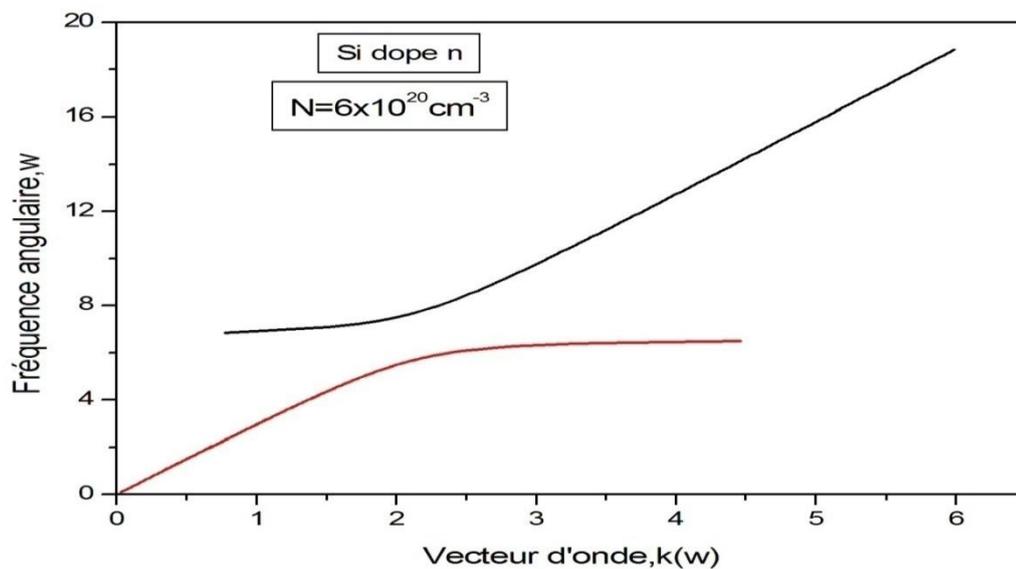


Fig. (IV – 8): Représentation de la relation de dispersion associée aux deux conditions sur la partie réelle de la permittivité pour le silicium dopé n pour une concentration fixée porteurs de charge.

	Concentration (cm^{-3})	ω_L (rd.s^{-1})	ω_{PPS} (rd.s^{-1})	$\Delta\omega = \omega_L - \omega_{PPS}$ (rd.s^{-1})
dopé n	2×10^{20}	4.58	4.19	0.39
	3×10^{20}	5.48	5.08	0.40
	5×10^{20}	6.88	6.48	0.40

Table (IV-6): Caractéristiques des écarts énergétiques du silicium dopé n sous l'effet de la concentration en porteurs de charge.

	Concentration (cm^{-3})	ω_L (rd.s^{-1})	ω_{PPS} (rd.s^{-1})	$\Delta\omega = \omega_L - \omega_{PPS}$ (rd.s^{-1})
dopé p	2×10^{20}	4.09	3.49	0.50
	3×10^{20}	4.99	4.49	0.50
	5×10^{20}	6.40	5.88	0.52

Table.(IV-7) : Caractéristiques des écarts énergétiques du silicium dopé n et p sous l'effet de la concentration en porteurs de charge.

Pour une excitation lumineuse à la fréquence angulaire $(\omega_L - \omega_{PPS})$ associée à l'écart énergétique proportionnelle à la concentration N , aucun polariton ne peut être excité. Cette particularité se confirme par la condition nécessaire sur la partie réelle de la fonction diélectrique du silicium. D'autre part, pour les deux types de dopage du silicium, l'écart énergétique demeure constant cette caractéristique apparaît comme la suite : (IV-6)-(IV-7) et il se trouve que le dopage n présente une différence apparente par rapport au cas du dopage p . Autrement dit, cette différence laisse que les polaritons sont excités dans une large bande gap lorsque le silicium est dopé p que dans le cas du dopage n

5.2. Dimensionnement de surface dopée (échelle sous-longueur d'onde)

L'excitation des modes PPS sur un matériau donné offre l'avantage de dimensionner cette structure dans une échelle inférieure à la longueur d'onde de l'onde électromagnétique incidente. Pour la réalisation de circuit photonique, il est important de miniaturiser la composante. Dans cet ordre d'échelle, Barnes donne l'idée d'utiliser l'Ag pour lequel, il est défini quatre paramètres relatifs associés aux modes des PPS : la longueur d'onde relative λ_{SPP}/λ , la longueur de propagation des PPS δ_{PPS} , les longueurs de pénétrations dans le matériau et dans le diélectrique notées respectivement par δ_m , δ_d .

Nous allons examiner ces quatre échelles en regardant leurs amplitudes pour le cas du silicium dopé n et p .

5.2.1. Longueur d'onde relative des PPS

A partir de cette relation de dispersion, k_{PPS} (cf. Eq.(IV-27) et lorsque le vecteur d'onde du complexe plasmon-polariton de surface est exprimé par la formule

$$k_{pps}^x = k'_{pps} + ik''_{pps} \quad (IV-35)$$

Il est possible de définir la période de l'oscillation de la densité des charges de surface

nous écrivons la longueur d'onde des modes PPS, λ_{PPS} , donnée par

$$\lambda_{\text{PPS}} = 2\pi / k_{\text{PPS}} \quad (\text{IV-36})$$

soit

$$\lambda_{\text{PPS}} = \lambda_0 \sqrt{\frac{\epsilon_d + \epsilon_m}{\epsilon_d \epsilon_m}} \quad (\text{IV-37})$$

où λ_0 représente la longueur d'onde dans l'espace libre.

L'étude analytique de cette équ. (IV-37) est représentée sur la fig. ((IV-9).(IV-10)

Par commodité, nous supposons $\epsilon_d=1$. Pour λ_0 nous considérons l'intervalle dans lequel la partie réelle de la permittivité du silicium admet les valeurs négatives. Pour le dopage du type p du silicium, nous constatons qu'il existe deux caractéristiques sur la sensibilité du terme λ_{SPP} par rapport à la longueur d'onde d'excitation . Au seuil d'une haute fréquence .associée à $\lambda_{\text{SPP}} < 5\lambda_0$ pour une forte concentration N, cette longueur de propagation des modes PPS se retrouve dans la zone des hautes fréquences plus importantes lorsque la concentration augmente. Ce résultat est comparable à celui des métaux. Au-delà de ce seuil, cet effet va dans le sens contraire lorsque les PPS sont excités à une longueur d'onde dans la zone des basses fréquences. Ainsi, la concentration offre deux gammes d'utilisation du silicium relativement aux deux types de dopage à son utilisation en télécommunication et comme un capteur photonique par exemple.

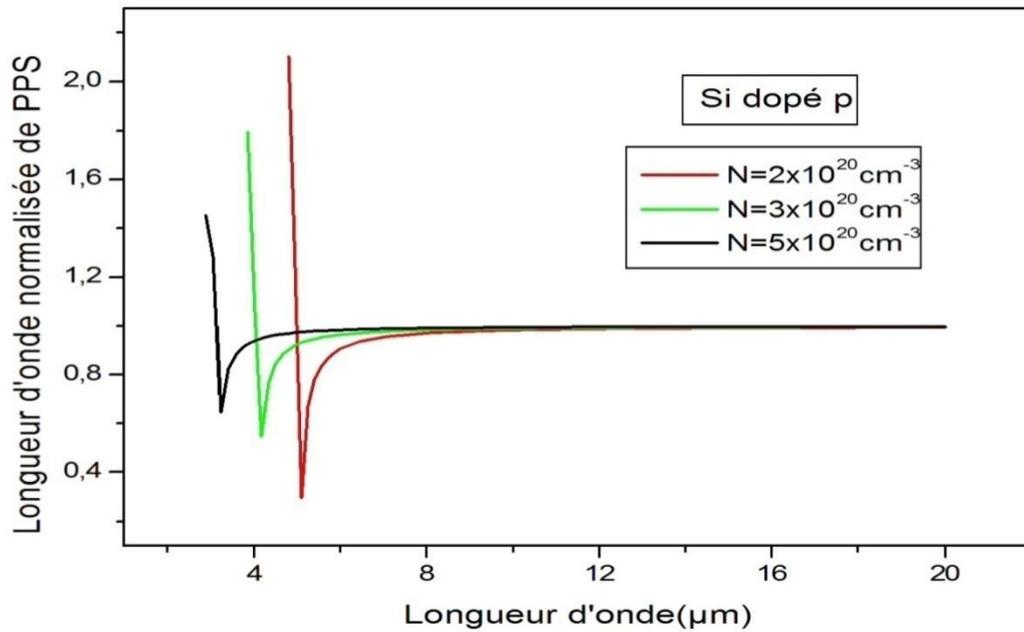


Figure : (IV – 9): Evolution de la longueur d'onde normalisée λ_{SPP}/λ_0 des plasmons en fonction de la longueur d'onde dans l'espace libre pour différentes concentrations du silicium dopé p (2×10^{20} , 3×10^{20} , 5×10^{20}) cm^{-3}

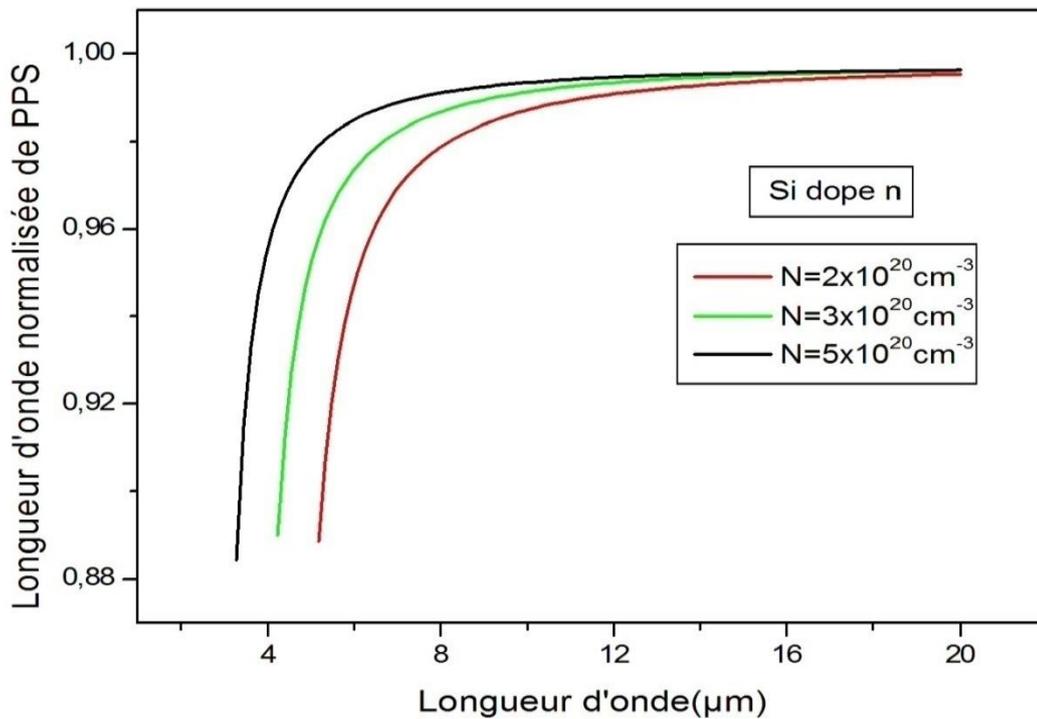


Figure : (IV – 10): Evolution de la longueur d'onde normalisée λ_{SPP}/λ_0 des plasmons en fonction de la longueur d'onde dans l'espace libre pour différentes concentrations du silicium dopé n (2×10^{20} , 3×10^{20} , 5×10^{20}) cm^{-3}

Dans cette étude de dépendance du rapport $(\lambda_{SPP} / \lambda_0)$, sous l'effet de l'augmentation de la concentration des porteurs de charge et où le silicium est dopé n, il apparaît que la longueur d'onde des modes PPS atteint une valeur limite $\lambda_{SPP}(\max)$ sensiblement égale à λ_0 . En irradiant le silicium dans le domaine des hautes fréquences (infrarouge), l'augmentation de la concentration décale la longueur d'onde des PPS dans le sens décroissant. Les caractéristiques des PPS excités sur le silicium dopé p sont identifiées par deux zones distinctes à partir d'un seuil où la longueur d'onde admet une forte sensibilité. Dans le domaine des hautes fréquences λ_{SPP} est dans l'ordre de λ_0 c'est-à-dire on retrouve le comportement des métaux pour décroître en allant vers les basses fréquences pour tendre vers un seuil proportionnel à la concentration et à partir duquel les modes PPS se propagent à une longueur d'onde tendant vers une longueur d'onde limite constante. Concernant l'effet induit par l'augmentation de la concentration, le seuil de λ_{SPP} est décalé vers les hautes fréquences. Cette dernière caractéristique est similaire aux deux types de dopage du silicium.

5.2.2. Longueur de propagation des PPS

Comme il est cité auparavant, la concentration induit certains changements du comportement de la dispersion du mode PPS dont le champ électrique associé est évanescent dans les deux cotés de l'interface à cause du constant de la propagation élevée (cf. Eq.(IV-40). Le long de l'interface, le caractère évanescent du PPS est défini par la longueur de propagation δ_{PPS} des PPS qui est exprimée à partir de la partie imaginaire de la relation de dispersion (vecteur d'onde des PPS). La relation de k_{SPP} correspond alors à 1/e diminution de son intensité initiale.

$$K''_{SPP} = K_0 \frac{\epsilon_m''}{2(\epsilon_m')^2} \left(\frac{\epsilon_m' \epsilon_d}{\epsilon_m' + \epsilon_d} \right)^{\frac{3}{2}} \quad (IV-38)$$

$$\delta_{SPP} = 1/2K''_{SPP} \quad (IV-39)$$

Soit

$$\delta_{\text{SPP}} = \frac{1}{2k''_{\text{SPP}}} = \frac{\lambda_0}{2\pi} \frac{(\epsilon'_m)^2}{\epsilon''_m} \left(\frac{\epsilon'_m + \epsilon_d}{\epsilon'_m \epsilon_d} \right)^{3/2} \quad (\text{IV-40})$$

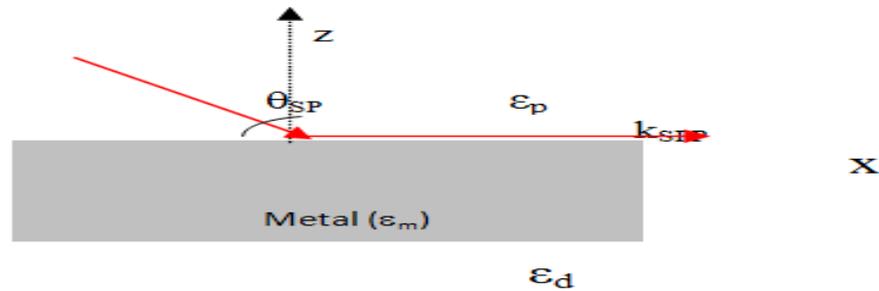


Fig..(IV- 11) sèchement de propagation les ondes dans l'interface prisme – film Si

Dans l'ordre des infrarouge $\lambda = 1 - 20 \mu\text{m}$ du silicium dope p, la condition $|\epsilon'_m| > \epsilon_p$ est réalisable et la longueur de propagation est mesurée selon la longueur d'onde dans l'espace libre λ_0 pour différentes concentrations N Fig.(IV - 12)

Lorsque la surface du silicium contient une grande concentration des charges, la longueur de propagation δ_{SPP} augmente en s'approchant vers la région proche des infrarouges. Table. (IV -8) pour le dopage p

Toutefois, la longueur de propagation de PPS en question dans une concentration donnée est représentée dans la Fig..(IV-12) est légèrement supérieur de 10λ . Par exemple la longueur de propagation $\delta_{\text{SPP}} = 263 \mu\text{m}$ pour une concentration élevée est environ $\lambda_0 = 20 \mu\text{m}$ et il est étroitement liée à la partie réelle élevée $\epsilon'_m = -188$ avec l'intégration de la partie imaginaire, $\epsilon''_m = 210$.

Si nous vaudrions contrôler la qualité métallique du silicium dopé, il est intéressant de donner une limite à la concentration N qui est relative à l'ordre de δ_{SPP} étant donnée que la contribution de ϵ''_m est très petite.

Dans le cas de dopage n nous constatons que le comportement la longueur de propagation, au début, nous voyons que la longueur de propagation est levée, mais avec l'augmentation de la concentration la longueur de propagation commence à baisser sous l'effet de l'augmentation d'absorption (ϵ''_m) Fig..(IV-13) et Tab. (IV -9) et Tab. (IV -10)

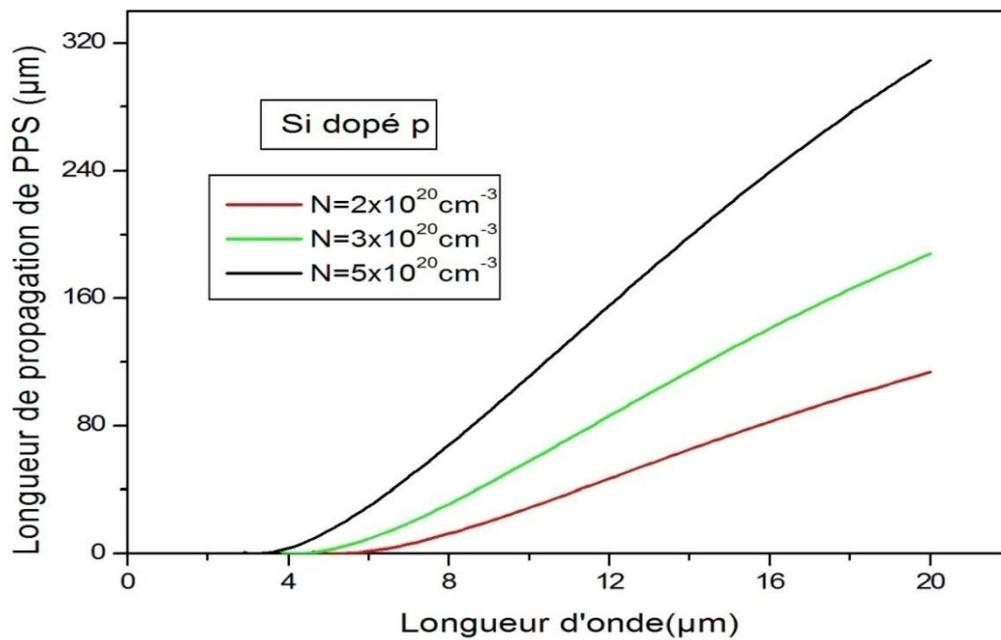


Fig.(IV-12): Longueur de propagation de PPS selon la longueur d'onde dans l'espace libre pour le silicium dope p. la permittivité de diélectrique est suppose égale à 1.

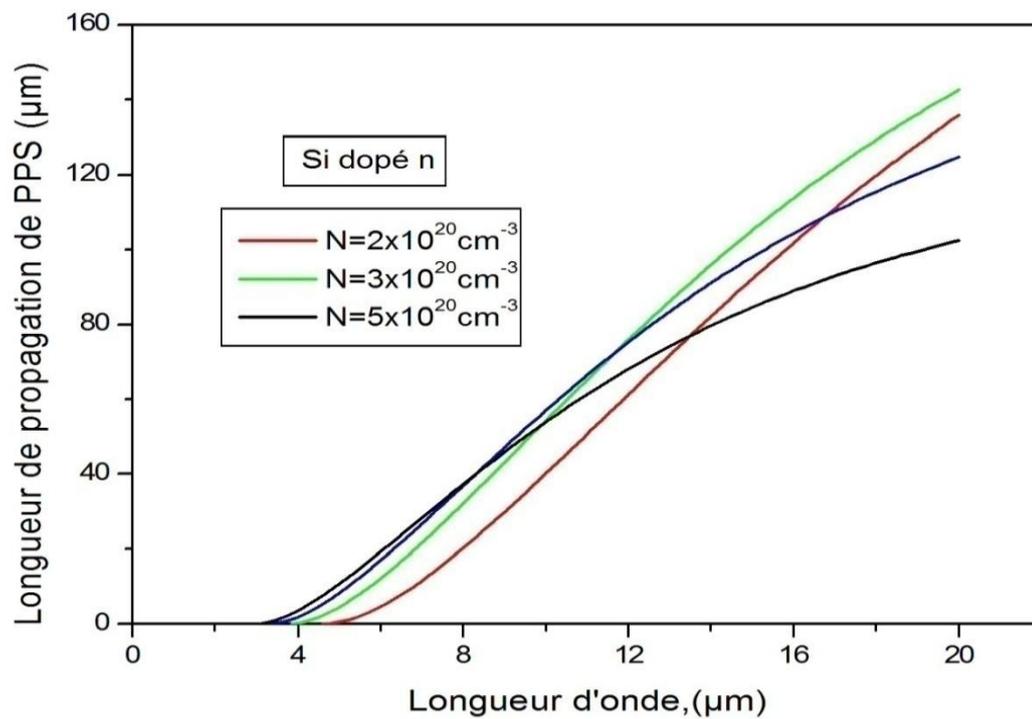


Fig. (IV – 13): Longueur de propagation des PPS à la surface du silicium dopé n pour différentes concentrations. (2×10^{20} , 3×10^{20} , 4×10^{20} , 5×10^{20}) cm^{-3}

L'intervalle de la longueur de propagation de PPS

- pour dopage p

Concentration $N(\text{cm}^{-3})$	2×10^{20}	3×10^{20}	5×10^{20}
$\delta_{\text{SPP}} (\mu\text{m})$	0 - 120	0 - 180	0 - 300

Table . (IV -8) intervalle de la longueur de propagation de PPS pour chaque concentration des porteurs de charge p

- pour dopage n

Concentration $N(\text{cm}^{-3})$	2×10^{20}	3×10^{20}	4×10^{20}	5×10^{20}
$\delta_{\text{SPP}} (\mu\text{m})$	0 - 140	0 - 145	0 - 125	0 - 100

Table . (IV -9) intervalle de la longueur de propagation de PPS pour chaque concentration des porteurs de charge

λ (μm)	Concentration (cm^{-3})	ϵ'_m	ϵ''_m
8	4×10^{20}	-49	38.82
	5×10^{20}	-56	51.41
9.92	3×10^{20}	-56.5	45.08
	5×10^{20}	-75	84.57
11.53	3×10^{20}	-71	63
	4×10^{20}	-84	87.5
13.38	2×10^{20}	-65	56.5
	5×10^{20}	-103.5	144
16.79	2×10^{20}	-88	93.1
	4×10^{20}	-122.5	179

Table (IV-10) : Etude comparative des termes d'absorption et de dispersion relatives à la concentration d'électrons du silicium (dopage n) dans la gamme de longueur d'onde associée à la condition $\epsilon(\omega) < -1$.

5.2.3. Profondeur de pénétration de PPS

La propagation de nuage de charge de l'onde PPS le long de l'interface entre le métal (de permittivité complexe ϵ_m) et le diélectrique (de permittivité ϵ_d) est caractérisée par une évanescence dans les deux milieux. Dans ce cas il se fait une interaction dont le mode de propagation est décrit par la relation suivante:

$$(k_{SPP}^x)^2 + k_{zd}^2 = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \epsilon_d \quad (IV-41)$$

Avec , k_{zd} le composant du vecteur d'onde selon une direction z dans le milieu diélectrique. Par conséquent la diminution des longueurs δ_d et δ_m (dans le diélectrique et le métal respectivement) du champ de PPS dans les deux cotés de l'interface est exprimé par les équations :

$$\delta_d = \frac{\lambda_0}{2\pi} \left| \frac{\epsilon_m' + \epsilon_d}{\epsilon_d^2} \right|^{\frac{1}{2}} \quad (IV-42)$$

$$\delta_m = \frac{\lambda_0}{2\pi} \left| \frac{\epsilon_m' + \epsilon_d}{\epsilon_m'^2} \right|^{\frac{1}{2}} \quad (IV-43)$$

Ces deux paramètres sont représentés par la figure(IV- 14,15,16,17) , nous constatons qu' à partir du seuil de concentration des charges $N=8 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$ la profondeur de pénétration dans le diélectrique est moins que les longueurs d'onde de l'espace libre alors qu'elle est supérieure de celles-ci dans la fin des infrarouges.

Cette augmentation de la réponse aux effets de la concentration par rapport aux longueurs d'ondes dans l'espace libre (vers le proche des infrarouges) est constatée parce que le penchement vers des longueurs d'ondes très longs rend le silicium dopé un très bon conducteur. La profondeur de pénétration du champ dans le diélectrique et mesure et renseigne sur l'ordre de longueur pour laquelle le mode PPS est sensible aux changement d'index de réfraction du double prisme dans la configuration de Kretshmann-Raether

Dans les mêmes conditions citées auparavant utilisées dans l'étude de la pénétration du champ électrique dans le diélectrique nous avons reporté dans la

fig.(IV- 16 et 17) la pénétration δ_m dans le silicium selon la longueur d'onde dans l'espace libre.

Nous avons été étonnés des données obtenus qui montrent que pour chaque concentration des charges la pénétration dans la structure métallique est légèrement indépendante de la longueur d'onde dans l'espace libre. Dans l'ordre spectrale retenue et pour la même concentration, le paramètre δ_m prend une valeur constante (cf. table. (IV-11)).

dopage	$N(\text{cm}^{-3})$	2×10^{20}	3×10^{20}	5×10^{20}
n	$\delta_m(\mu\text{m})$	0.34	0.28	0.22
	$\delta_m(\mu\text{m})$	0.25	0.21	0.17
P	$\delta_m(\mu\text{m})$	0.34	0.28	0.22
	$\delta_m(\mu\text{m})$	0.25	0.21	0.17

Table.(IV-11): L'intervalle de profondeur de pénétration dans le silicium dopé n et p .

En revanche il est clairement visible que la pénétration dans le milieu spécifique est fortement inversement proportionnelle à la concentration des charges. Ceci est expliqué par le fait que δ_m est tiré depuis l'équation (IV- 41) dans laquelle l'équation Eq.(IV-43), est employée sous la condition, $\varepsilon'_m < 0$ dans l'ordre spectrale. Dans ce cas la pénétration égale :

$$\delta = \sqrt{2} \frac{c}{\omega_p} \quad (\text{IV-44})$$

avec ω_p est la fréquence du plasma et c représente la vitesse de la lumière. Dans ce cas précis nous avons adopté l'hypothèse, $\omega/\omega_p \ll 1$, et Γ est équivalent à ω .

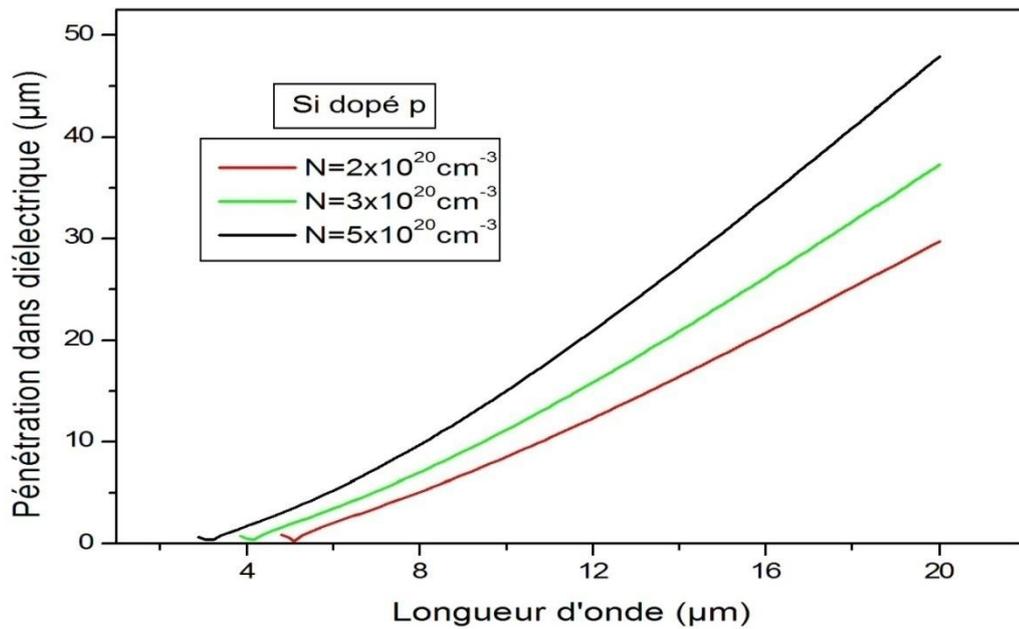
La formule approximative Eq.(IV-44), donne une profondeur de surface égale à $0.7\delta_m$.

L'estimation de δ_m pour une concentration donnée est liée à l'épaisseur de la structure métallique requise qui permet un couplage suffisant du polariton-plasmon de surface avec la réflexion totale atténuée (RTA).

Pour un confinement optimal, lorsque la réflexion est nulle c'est à dire la totalité de l'énergie incidente est transmise dans le milieu métallique (cf Fig.(IV-16), de permittivité complexe $\varepsilon(\lambda, N) = -13.69 + i9.98$ dans une longueur d'onde dans l'espace libre $\lambda = 7.46 \mu\text{m}$, et à la concentration $N = 2 \times 10^{20} \text{cm}^{-3}$, l'épaisseur doit être égale à $0.2 \mu\text{m}$.

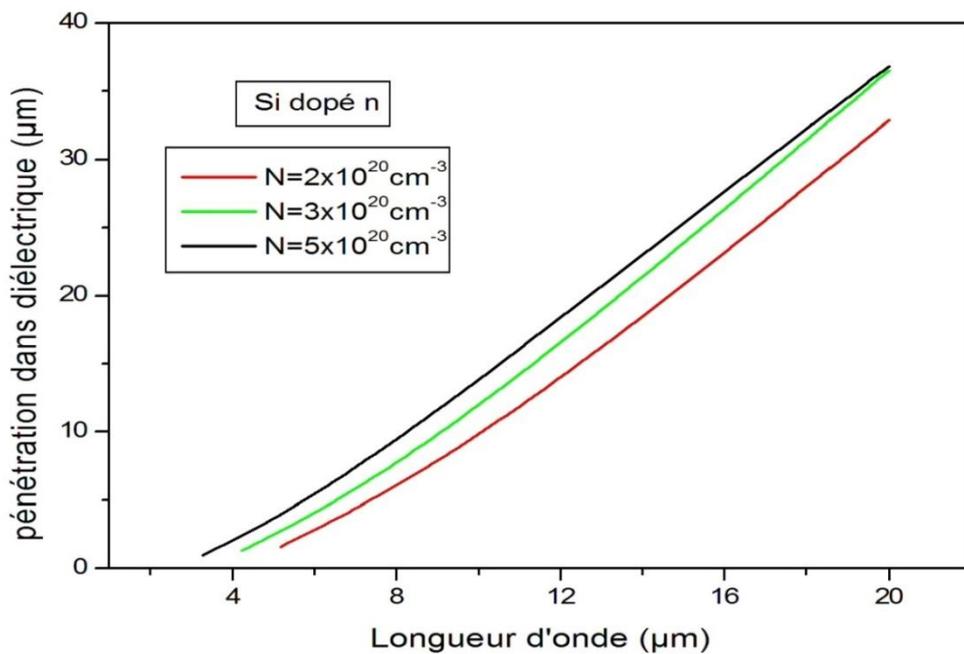
Donc sur un silicium dopé p les modes PPS sont significativement excités pour une épaisseur estimée selon la profondeur de la couche. Ces mesures quantitatives sont déduites de la réflexion de la lumière calculée dans les principales conditions entre les milieux fig.(II -2), et qui assure l'appariation de l'onde résonante. Si on fait une comparaison systématique entre les paramètres montrés dans la figure (IV-14 et 17), le champ dans le métal devient assez faible que celui dans le diélectrique durant une ordre de longueur mais moins que la profondeur de pénétration.

.

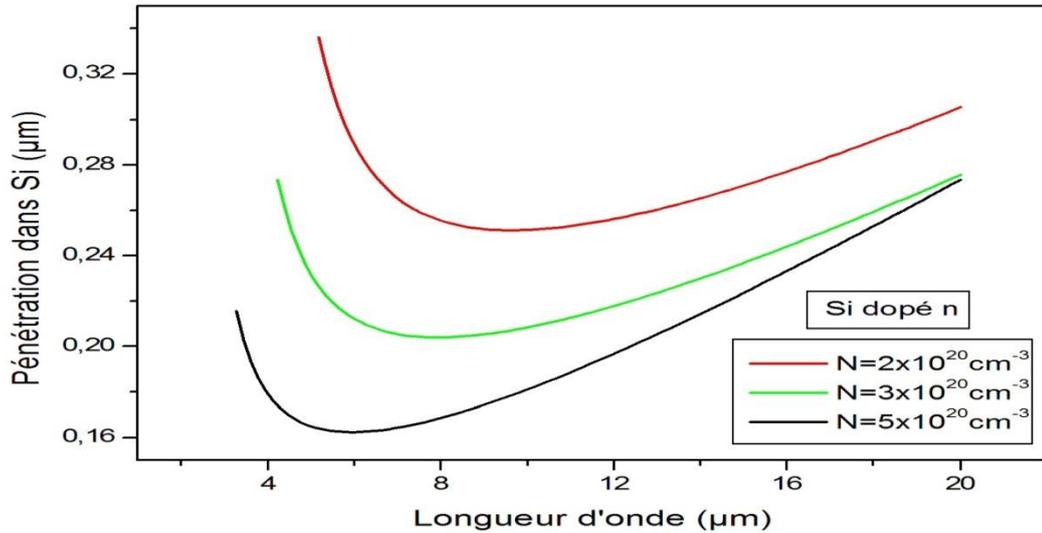


Fig(IV – 14): profondeur de pénétration du champ électromagnétique dans diélectrique, selon la longueur d'onde dans l'espace libre pour les concentrations de charges $(2 \times 10^{20}, 3 \times 10^{20}, 5 \times 10^{20}) \text{ cm}^{-3}$.

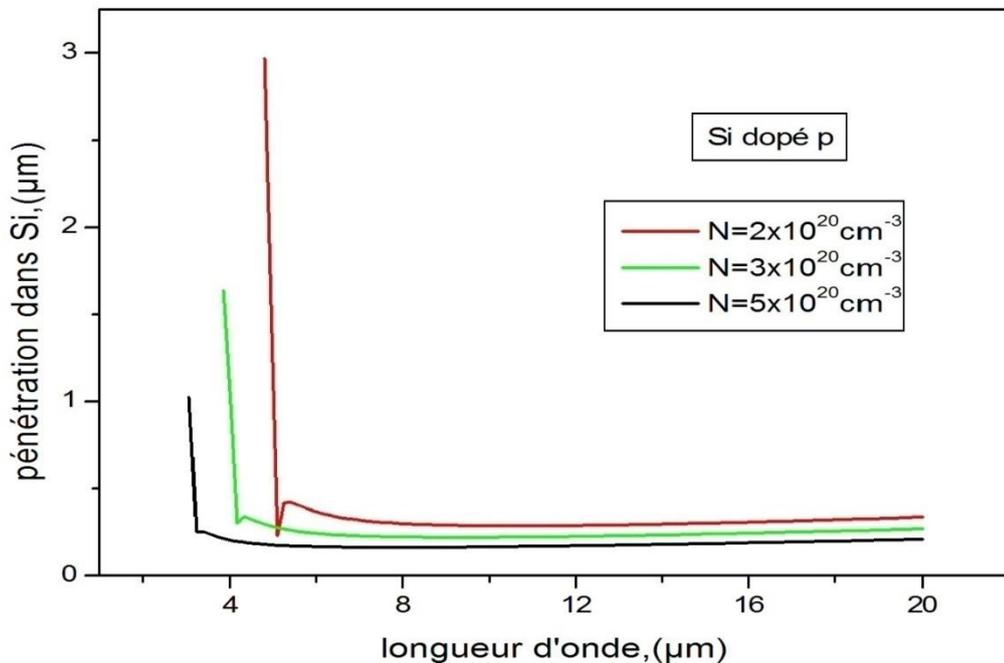
La permittivité du milieu diélectrique est prise égale à 1



Fig(IV – 15): profondeur de pénétration du champ électromagnétique dans la diélectrique, selon la longueur d'onde dans l'espace libre pour les concentrations de charges $(2 \times 10^{20}, 3 \times 10^{20}, 5 \times 10^{20}) \text{ cm}^{-3}$. La permittivité du milieu diélectrique est prise égale à 1.



Fig(IV – 16):. profondeur de pénétration du champ électromagnétique dans le silicium dopé n, selon la longueur d'onde dans l'espace libre pour les concentrations des porteurs des charges $(2 \times 10^{20}, 3 \times 10^{20}, 5 \times 10^{20}) \text{ cm}^{-3}$. La permittivité du milieu diélectrique est prise égale à 1



Fig(IV – 17):. profondeur de pénétration du champ électromagnétique dans le silicium dopé p, selon la longueur d'onde dans l'espace libre pour les concentrations de charges $(2 \times 10^{20}, 3 \times 10^{20}, 5 \times 10^{20}) \text{ cm}^{-3}$. La permittivité du milieu diélectrique est prise égale à 1

Concentration (cm^{-3})	Seuil $\delta_m(\mu\text{m})$	
	Dopé n	Dopé p
2×10^{20}	0.26	0.29
3×10^{20}	0.21	0.22
5×10^{20}	0.17	0.17

Table(IV-11).. ordre de confinement de PPS dans le silicium dopé relativement à la concentration des porteurs de charge

Conclusion

Dans ce chapitre nous avons décrit les propriétés des PPS chez le silicium dopé. Le choix du matériel qui pourrait être utilisé dans le champ plasmonique permet de déterminer l'effet des concentrations des porteurs des charges sur les ordres des longueurs, la longueur d'onde de PPS, le profondeur de pénétration et la longueur de propagation. Comme il est cité au-dessus, l'intérêt attaché aux propriétés de PPS décrites pour le Si dopé, nous conduis à définir particulièrement la limite de concentration des porteurs de charge N pour lesquelles le matériel est un bon conducteur. Du moment que dans les interactions de la lumière la profondeur de pénétration dans la structure du milieu nous donnent une estimation de l'ordre de longueur pour lesquelles les modes PPS sont fortement sensible aux changements de l'index de réfraction.