

TD4 : Le microscope à effet tunnel

4.1 Effet tunnel à travers une barrière de potentiel fortement atténuante

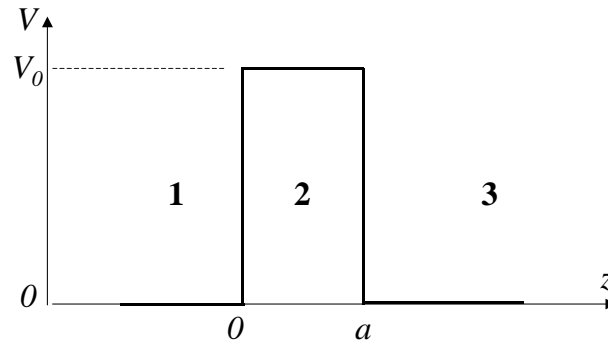


FIGURE 4.5 – Barrière de potentiel

On approche deux plaques conductrices l'une de l'autre dans le vide jusqu'à ce qu'elles ne soient plus séparées que d'une courte distance a selon l'axe z . On s'intéressera aux électrons ayant des vecteurs d'onde dont les composantes parallèles à la surface sont nulles : $k_x = k_y = 0$. Pour traiter ce système, on pourra donc utiliser les résultats du devoir-lecture "Courant de probabilité au travers d'une barrière de potentiel" (en notant z , au lieu de x , l'axe considéré) : les régions 1 et 3 représentent les matériaux conducteurs et la région 2 le vide (Fig. 4.5). Le zéro du potentiel (énergie potentielle) est choisi dans le conducteur ($V_1 = V_3 = 0$) et le potentiel vaut $V_2 = V_0$ dans le vide. On rappelle la forme des fonctions d'onde d'énergie E telle que $0 < E < V_0$:

$$\begin{aligned}\Phi_1(z) &= Ae^{ikz} + Be^{-ikz} && \text{pour } z \leq 0 \\ \Phi_2(z) &= Ce^{\beta z} + De^{-\beta z} && \text{pour } 0 \leq z \leq a \\ \Phi_3(z) &= Fe^{ik(z-a)} + Ge^{-ik(z-a)} && \text{pour } z \geq a\end{aligned}$$

avec k et β réels. Dans un premier temps, on ne cherchera pas à calculer les coefficients complexes A à G .

1. Rappeler à quoi correspond, en mécanique classique, la condition $0 < E < V_0$.

Solution

En mécanique classique, un électron ne peut avoir une énergie totale inférieure à son énergie potentielle. Un électron d'énergie $E < V_0$ ne peut exister dans le vide : il reste nécessairement confiné dans l'un ou l'autre des conducteurs. Il n'en va pas de même en mécanique quantique.

2. l'expression des vecteurs d'onde k et $i\beta$ et celle du coefficient de transmission T en flux à travers la barrière, en fonction de k et β .

Solution

Pour un électron d'énergie E , les vecteurs d'onde dans le matériau conducteur et dans le vide sont donnés par :

$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}, \quad V_0 - E = \frac{\hbar^2 \beta^2}{2m}$$

soit :

$$k = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2mE}, \quad i\beta = \frac{i}{\hbar} \sqrt{2m(V_0 - E)}$$

D'après le devoir-lecture "Etats de diffusion d'une barrière : effet tunnel", le coefficient de transmission en flux est :

$$T(\epsilon) = \left[1 + \frac{\text{sh}^2 \sqrt{\sigma(1-\epsilon)}}{4\epsilon(1-\epsilon)} \right]^{-1} \quad \text{avec} \quad \sigma = \frac{2mV_0 a^2}{\hbar^2}, \quad \epsilon = E/V_0 = \frac{k^2}{k^2 + \beta^2}$$

On en déduit que :

$$T(\epsilon) = \left[1 + \frac{(k^2 + \beta^2)^2}{4k^2 \beta^2} \text{sh}^2 \beta a \right]^{-1}$$

3. Trouver une condition suffisante liant β et a pour que la barrière puisse être considérée comme fortement atténuante.

Solution

Pour que la barrière soit fortement atténuante, il suffit que $\beta a \gg 1$.

4. Donner une expression simplifiée du coefficient de transmission dans ce cas.

Solution

On a alors :

$$T(\epsilon) \approx \frac{16k^2 \beta^2}{(k^2 + \beta^2)^2} e^{-2\beta a}$$

- Comment la probabilité de transmission à travers la barrière varie-t-elle avec la largeur de celle-ci ?

Solution

A cause de l'exponentielle le coefficient diminue très rapidement quand la largeur a de la barrière augmente.

Dans la suite, on considère uniquement ces électrons d'énergie $E < V_0$.

4.2 Principe du microscope à effet tunnel

Un microscope à effet tunnel (*Scanning tunneling microscope*, ou STM, en anglais) est constitué d'une pointe conductrice effilée qu'on peut approcher suffisamment de l'échantillon à étudier pour que des électrons puissent passer de la pointe à l'échantillon (ou l'inverse) par effet tunnel. Dans la suite, on utilisera les résultats précédents pour calculer le coefficient de transmission des électrons entre la pointe (région 1) et l'échantillon (région 3) à travers le vide (région 2), et ce malgré la géométrie différente des deux systèmes (plan/plan et pointe/plan). Bien que les matériaux constituant la pointe et l'échantillon soient en général différents, on négligera la différence d'énergie potentielle entre ces deux matériaux.

- On constate expérimentalement que les électrons du matériau conducteur ont des énergies E variant de façon quasi-continue entre une énergie minimale E_{min} et une énergie maximale E_{max} . Que vaut E_{min} ?

Solution

Comme on choisit le zéro d'énergie dans les conducteurs, et d'après la partie ??, les énergies des électrons de la pointe vérifient $0 \leq E \leq E_{max}$.

- On supposera que $E_{max} = 10$ eV. Calculer le module k_{max} du vecteur d'onde des électrons dans la région 1.

Solution

On a : $k_{max} = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2mE_{max}}$. Numériquement, $k_{max} = 1.62 \times 10^{10} \text{ m}^{-1}$.

- Exprimer le coefficient de transmission T des électrons en fonction de leur énergie E . Définir une longueur d'atténuation.

Solution

En fonction des énergies, le coefficient de transmission en flux s'écrit :

$$T(E) = 16 \frac{E(V_0 - E)}{V_0^2} \exp\left(-\frac{1}{\hbar} \sqrt{8m(V_0 - E)} a\right)$$

On peut définir une longueur caractéristique d'atténuation du coefficient de transmission de la barrière, λ , de telle sorte que $T(E) \propto e^{-a/\lambda}$:

$$\lambda = \hbar / \sqrt{8m(V_0 - E)}$$

4. Comment peut-on définir une hauteur *effective* de barrière dépendant de E ?

Solution

Le coefficient d'atténuation décroît quand l'énergie de l'électron augmente. Plus l'énergie de l'électron est élevée, plus facilement il peut passer par effet tunnel. $(V_0 - E)$ apparaît comme une hauteur effective de barrière, qui se confond avec la hauteur réelle V_0 pour les électrons d'énergie minimale $E = 0$ (énergie cinétique nulle). La dépendance du coefficient de transmission en la racine carrée de la hauteur effective de la barrière n'est pas propre à notre modèle : elle se retrouve dans d'autres modèles plus sophistiqués de l'interaction pointe/échantillon.

5. On considère les électrons d'énergie E_{max} . Calculer T pour une hauteur effective de barrière $V_0 - E_{max} = 4$ eV et une distance pointe-échantillon $a = 0.5$ nm.

Solution

Si $E_{max} = 10$ eV et $V_0 = 14$ eV, on trouve $T(E_{max}) = 1.17 \times 10^{-4}$ si $a = 0.5$ nm et $T(E_{max}) = 1.50 \times 10^{-5}$ si $a = 0.6$ nm.

6. L'hypothèse de barrière fortement atténuante est-elle vérifiée ?

Solution

On est bien en présence d'une barrière fortement atténuante.

7. Que devient ce coefficient si a augmente d'un angström ? Et pour des électrons d'énergie $E_{max} - 1$ eV, $E_{max} - 5$ eV ?

Solution

Le coefficient de transmission diminue fortement quand la hauteur effective de barrière augmente. Si $a = 0.5$ nm, on trouve $T(E) = 3.91 \times 10^{-5}$ pour $E = 9$ eV et $T(E) = 7.83 \times 10^{-7}$ pour $E = 5$ eV.

8. Comment faut-il choisir le matériau constituant la pointe pour faciliter le passage des électrons par effet tunnel ?

Solution

La quantité $\varphi = V_0 - E_{max}$, propre au matériau, est appelé *travail de sortie* : c'est l'énergie minimale qu'il faut communiquer à un électron pour l'extraire du matériau. Pour faciliter le passage des électrons par effet tunnel, on doit choisir des matériaux à faible travail de sortie (le tungstène est couramment employé), voire réduire cette quantité par des traitements de surface. Par contre, l'adsorption de gaz à la surface de la pointe augmente le travail de sortie.

9. On suppose qu'à l'échelle atomique le bout de la pointe a l'allure donnée dans la figure 4.6(a). On suppose que la pointe est suffisamment proche de l'échantillon pour que les électrons puissent passer par effet tunnel depuis l'atome A, ce qui crée un *courant tunnel* si le circuit échantillon/pointe est fermé par ailleurs. Que peut-on dire du courant tunnel passant entre un atome tel que B et l'échantillon ?

Solution

Le coefficient de transmission, et donc le courant tunnel, varie donc très rapidement avec la distance pointe-échantillon. Il est atténué de près d'un ordre de grandeur si on accroît cette distance d'un angström. L'atome B est plus éloigné de l'échantillon que l'atome A. On peut estimer cet éloignement additionnel à environ une distance interatomique, soit typiquement 0.2 nm. Le courant tunnel passant par B sera donc très faible par rapport au courant passant par A. On pourra le négliger.

10. On suppose que les matériaux constituant la pointe et la surface étudiée sont connus. A quelle quantité physique accèderait-on alors en mesurant le coefficient de transmission T ?

Solution

Si les matériaux constituant la pointe et l'échantillon sont connus, la seule inconnue est la distance pointe-échantillon. Une mesure du coefficient de transmission fournirait donc cette quantité.

11. Montrer que, si on sait déplacer latéralement la pointe selon les axes x et y , on a fabriqué un microscope. Que peut mesurer ce microscope ?

Solution

En déplaçant la pointe le long de la surface et en mesurant à chaque position latérale (x, y) le coefficient de transmission, on aurait donc accès à la distance pointe-échantillon locale $a(x, y)$. Si on déplace la pointe dans un plan $z = \text{cste}$ (mode dit *à hauteur constante*), on peut ainsi cartographier la hauteur de la surface pour réaliser une *image topographique* (Fig. ??).

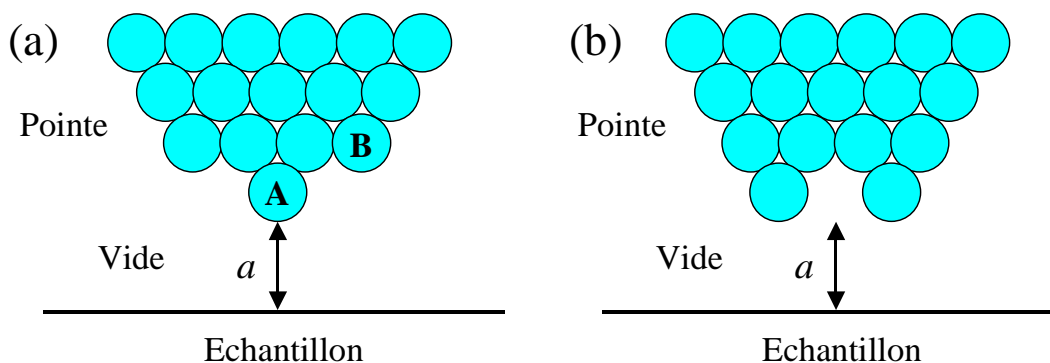


FIGURE 4.6 – Représentations schématiques de la pointe d'un STM

12. Par quel artefact l'image est-elle affectée si la pointe a l'allure donnée dans la figure 4.6(b) ?

Solution

Si la pointe a l'allure donnée dans la figure 2(b) de l'énoncé, on amène successivement les deux atomes situés en bout de pointe à la verticale de chaque point de la surface étudiée, et à la même distance. Le signal enregistré est le même. On observera donc une image dédoublée. Il n'est pas nécessaire que la "pointe" ait une géométrie de pointe bien définie, car l'essentiel du courant tunnel passe par l'atome le plus proche de la surface étudiée. Il importe cependant, pour éviter de tels artefacts, qu'il n'y ait qu'un atome au bout de la pointe.

4.3 Courant tunnel

Dans la pratique, on ne sait pas mesurer le coefficient de transmission d'un électron donné, ou d'une fonction d'onde donnée. On peut par contre mesurer le courant électrique, ou *courant tunnel* passant entre la pointe et l'échantillon. Nous allons estimer le courant passant de la pointe vers l'échantillon. On notera que si aucune différence de potentiel électrique n'est établie entre pointe et échantillon, ce courant est annulé par un courant inverse passant de l'échantillon vers la pointe.

1. On suppose que la barrière est fortement atténuante. En déduire une relation approchée entre les coefficients A et B de la fonction d'onde Φ_1 définie dans la section 4.1 et leurs complexes conjugués.

Solution

Si la barrière est fortement atténuante, on a $T \ll 1$; corrélativement, le coefficient de réflexion $R = 1 - T$ vérifie $R \simeq 1$. D'après le devoir-lecture "Etats de diffusion d'une barrière : effet tunnel", on a $R = BB^*/AA^*$ et $T = FF^*/AA^*$. Donc, $AA^* \simeq BB^*$ et $FF^* \ll AA^*$.

2. On suppose que cette fonction d'onde représente un nombre N d'électrons de conduction délocalisés dans le volume macroscopique Ω de la pointe. Calculer AA^* .

Solution

On suppose que la fonction d'onde représente un nombre N d'électrons délocalisés dans le volume macroscopique Ω de la pointe. Autrement dit, l'intégrale sur Ω de la probabilité de présence de ces électrons, $P(\Omega)$, est égale à N . Ceci nous permet de *normaliser* la fonction d'onde. En effet :

$$\begin{aligned} P(\Omega) &= \int_{\Omega} |\Phi_1(z)|^2 d\Omega = \int_{\Omega} (AA^* + BB^* + AB^*e^{-2ikz} + A^*Be^{2ikz}) d\Omega \\ &\simeq 2AA^*\Omega \end{aligned}$$

Pour établir la dernière égalité, on a supposé que la dimension linéaire du volume Ω (de l'ordre de $\Omega^{1/3}$) est grande devant k^{-1} , de sorte que les exponentielles oscillantes contribuent de façon négligeable à l'intégrale. Compte-tenu de la valeur de k_{max} calculée en ?? et de la taille macroscopique du volume Ω , cette condition est vérifiée. On a donc finalement :

$$AA^* = \frac{N}{2\Omega}$$

3. On suppose maintenant, pour simplifier, que tous les électrons de conduction ont la même énergie, égale à E_{max} . Cette hypothèse vous paraît-elle justifiée ?

Solution

On suppose que tous les électrons de la pointe ont la même énergie, prise égale à E_{max} . Cette hypothèse est discutable : on a en effet vu (section 4.1) que le coefficient de transmission varie sensiblement avec l'énergie E . Cependant, la physique du solide montre que, en première approximation, dans un solide tridimensionnel, les électrons assurant la conduction, dont l'énergie est contenue dans une tranche centrée autour d'une énergie donnée, sont d'autant plus nombreux que cette énergie est élevée ; ceci renforce la crédibilité de notre hypothèse.

4. On suppose en outre que l'ensemble de ces électrons est représenté par une seule fonction d'onde (de la forme donnée dans la section 4.1), et qu'il y a un électron de conduction par atome, chaque atome occupant un volume $v = 10^{-29} \text{ m}^3$. Calculer le produit AA^* pour cette fonction d'onde.

Solution

En utilisant le résultat de la section 2 pour une densité $N/\Omega = 1/v$, on trouve immédiatement : $AA^* = \frac{1}{2v} = 5 \times 10^{28} \text{ m}^{-3}$.

5. En utilisant le résultat du devoir-lecture "Courant de probabilité au travers d'une barrière de potentiel", estimer le courant tunnel passant par l'atome A de la pointe (Fig. 4.6(a)) en fonction de E_{max} .

Solution

Dans le devoir-lecture "Etats de diffusion d'une barrière : effet tunnel", on a calculé la *densité de courant incident* dans la région 1 pour des électrons de vecteur d'onde k_{max} , soit $j_{1+} = \frac{\hbar k}{m} AA^*$, et la *densité de courant tunnel* dans la région 3, soit $j_{3+} = \frac{\hbar k}{m} FF^*$. Il s'agit ici d'un courant de probabilité, qui représente un flux de particules (nombre de particules par unité de temps et unité de surface). Dans la région 1 (pointe), pour des électrons de vecteur d'onde k_{max} , le courant électrique (charge par unité de temps) incident sur une surface s est donc :

$$I_{1+} = \frac{\hbar k_{max}}{m} AA^* se$$

où $e < 0$ est la charge de l'électron. En utilisant la normalisation obtenue ci-dessus, on obtient :

$$I_{1+} = \frac{\hbar k_{max}}{m} \frac{s e}{2 v}$$

Comme $T(E_{max})$ est le coefficient de transmission de la barrière en flux, le courant électrique dans la région 3 (échantillon) vaut donc :

$$I_{3+} = T(E_{max}) \frac{\hbar k_{max}}{m} \frac{s e}{2 v}$$

Si la pointe a l'allure donnée par la figure 2(a) de l'énoncé (un atome terminal), on peut estimer la surface par laquelle passe effectivement ce courant en l'assimilant à la section d'un atome (c'est-à-dire à l'aire caractéristique associée au volume atomique), soit environ $v^{2/3}$. Ceci permet d'estimer le courant tunnel, c'est-à-dire le courant dans la région 3 :

$$I_t = T(E_{max}) \frac{\hbar k_{max}}{m} \frac{e}{2v^{1/3}} = T(E_{max}) \sqrt{\frac{E_{max}}{2m}} \frac{e}{v^{1/3}}$$

On notera qu'il s'agit ici d'une estimation absolue, ne dépendant que des propriétés des matériaux en présence (soit ici E_{max} , V_0 et v) et de leur distance a .

6. Calculer numériquement le courant tunnel pour $E_{max} = 10$ eV, $V_0 - E_{max} = 4$ eV et $a = 0.5$ nm.

Solution

Application numérique : $I_t = 8.14 \times 10^{-8}$ A = 81.4 nA.

7. Que peut-on dire du courant tunnel réel par rapport à cette valeur ?

Solution

Ce calcul surestime certainement le courant tunnel réel, puisqu'on a supposé que tous les électrons avaient le coefficient de transmission maximum, et aussi le module de vecteur d'onde maximum. Si on répète le calcul en affectant à tous les électrons l'énergie $E_{max}/2$, on trouve une valeur plus réaliste, soit $I_t = 0.4$ nA. Notre calcul extrêmement simple fournit cependant un ordre de grandeur correct du courant tunnel.

4.4 Quelques considérations pratiques

4.4.1 Balayage et obtention d'une image topographique

D'après la section 11, un STM peut en particulier former une image de la topographie d'une surface, c'est-à-dire de sa cote z en fonction des coordonnées (x, y) le long de la surface (Fig. 4.7). Pour ce faire, on doit balayer la pointe dans les directions x et y . Ce mouvement est souvent obtenu en montant la pointe sur un tube piézoélectrique auquel on peut imposer une torsion variable au moyen d'une différence de potentiel.

Pour utiliser le STM en mode topographique, on peut mettre en œuvre un système d'asservissement qui maintient constant le courant tunnel lors du balayage latéral de la pointe (mode dit *courant constant*). Comment varie alors la distance pointe-échantillon ? Comment peut-on en pratique réaliser cet asservissement ?

Solution

Si le système d'asservissement maintient constant le courant tunnel lors du balayage latéral de la pointe (mode dit à *courant constant*), la distance pointe-échantillon reste constante lors du balayage (Fig. 4.9, à comparer à la Fig. ??). En pratique, on peut réaliser cet asservissement en mesurant en permanence le courant tunnel. Si, lors du balayage latéral, le courant commence à décroître, on joue sur la tension appliquée aux céramiques piézoélectriques pour rapprocher pointe et échantillon, de façon à maintenir le courant constant. De même, si le courant croît, on éloigne pointe et échantillon. La correction de tension appliquée aux céramiques pour maintenir constante la distance pointe/échantillon est directement traduite en la variation de cette distance qui se serait produite si on n'avait pas agi sur la tension, ce qui revient à une mesure de la topographie de la surface (hauteur par rapport à un plan de référence).

Le mode à courant constant permet de travailler dans la gamme optimale de détection et de sensibilité du système et garantit qu'en chaque point on obtiendra un signal. On le préfère généralement au mode à hauteur pointe/échantillon constante (Fig. 4.9), qui entraîne des variations importantes du courant tunnel et peut engendrer des instabilités, voire une perte locale du signal.

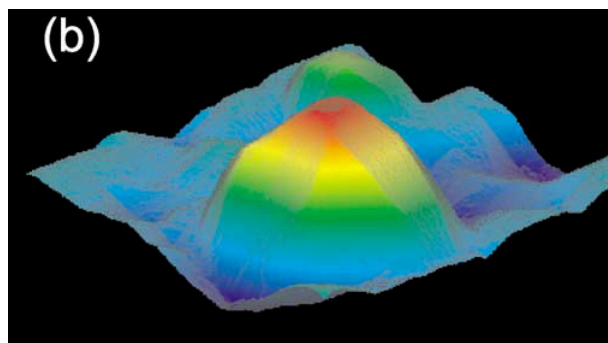


FIGURE 4.7 – Image STM d'un îlot résultant de la croissance de Germanium sur un substrat de Silicium. Taille latérale de l'image $50 \times 45 \text{ nm}^2$. Noter les facettes bordant l'îlot. Tiré de Voigtländer, Surf. Sci. Rep. **43**, 127 (2001).

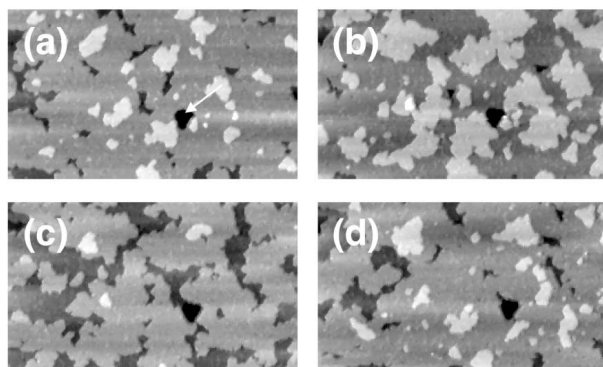


FIGURE 4.8 – Séquence d'images STM de la surface d'un échantillon de STM lors du dépôt maîtrisé d'atomes supplémentaires, ou *homoépitaxie*. Deux niveaux de gris adjacents correspondent à une différence d'épaisseur de une couche atomique de Silicium. Noter que cette *croissance* procède par germination et extension latérale de *terrasses* planes à l'échelle atomique. Tiré de Voigtländer, Surf. Sci. Rep. **43**, 127 (2001).

4.4.2 Obtention préalable d'un signal (courant tunnel)

On a vu que, même à des distances pointe/échantillon de l'ordre de l'angström, le courant tunnel reste très faible. *Préalablement à la mesure proprement dite*, on doit donc amener la pointe suffisamment près de l'échantillon pour obtenir un courant mesurable, tout en interdisant tout contact direct, qui endommagerait à la fois la pointe et l'échantillon. A cet effet, on peut monter la pointe sur un support piézoélectrique, qui se dilate ou se contracte quand on lui applique une tension et fait donc varier la distance pointe/échantillon.

Cependant, on part d'une distance pointe/échantillon macroscopique. Pour conserver la sensibilité de l'appareil à de petites variations de distance pointe/échantillon lors de la mesure, il n'est pas souhaitable d'appliquer au support piézoélectrique une forte tension pour amener la pointe très près de l'échantillon. Il est bien préférable de travailler avec une tension appliquée faible. Pour ce faire, on procède par une succession d'approches grossières (par pas larges) et d'approches fines pendant lesquelles on guette l'apparition d'un courant mesurable, signe

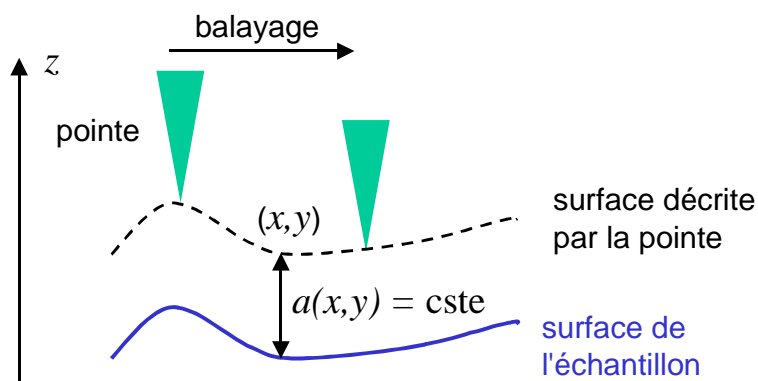


FIGURE 4.9 – Obtention d’une image topographique en mode courant constant.

que la phase d’approche a abouti. Pour l’approche grossière, on peut utiliser le dispositif et la procédure décrits dans la figure 4.10.

Quelle condition sur le pas de l’approche grossière et quelle procédure sont susceptibles d’assurer que le contact pointe/échantillon pourra toujours être évité ?

Solution

On peut utiliser la procédure suivante. Partant de la situation sans tension appliquée sur le tube piézo (étapes A ou D de la figure 5 de l’énoncé), on applique une tension croissante sur le tube en guettant l’apparition d’un courant tunnel (avance fine). Si on obtient un courant pour un allongement inférieur à un pas grossier, on est prêt pour les mesures. Sinon, on supprime la tension sur le tube et on procède comme indiqué dans la figure 5 de l’énoncé pour avancer la pointe d’un pas grossier. Si celui-ci est inférieur ou égal à l’amplitude maximale du mouvement fin, on est sûr que le contact ne se produira pas. On reprend alors l’avance fine. En pratique, de nombreuses itérations seront nécessaires.

4.5 Résolution verticale du STM : imager les atomes

1. On souhaite disposer d’un STM dont la résolution verticale soit de 1 pm. Comparer cette résolution à la distance typique entre atomes dans un solide.

Solution

La résolution verticale souhaitée de 1 pm est bien inférieure à la distance typique entre atomes dans un solide, qui est d’environ 200 pm.

2. Calculer la variation de courant tunnel que l’on doit alors être capable de détecter ?

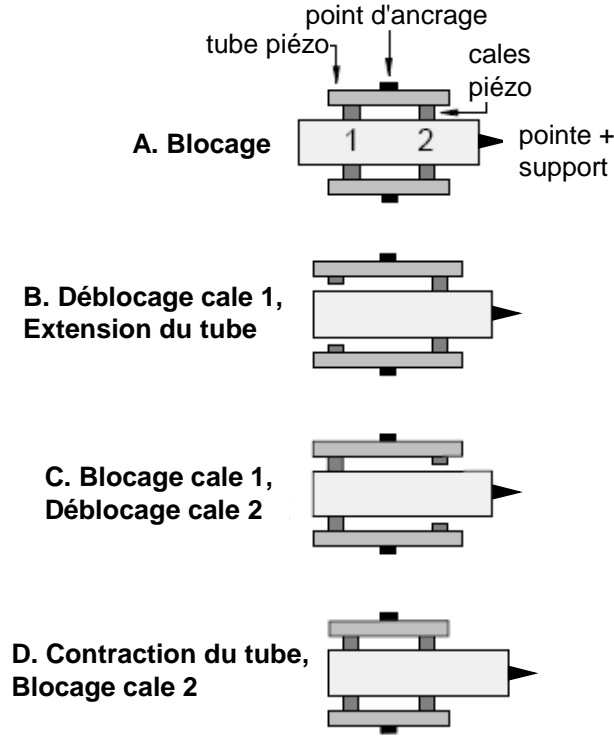


FIGURE 4.10 – Dispositif "chenille" (inchworm) ou "pou" (louse) pour l'approche grossière de la pointe. Partant de la situation A sans tension appliquée sur le tube piézo, on débloque la cale piézo 1 et on applique une tension sur le tube piézo pour l'allonger ; la pointe se déplace donc vers la droite d'un demi-pas (étape B). On bloque alors la cale 1 et débloque la cale 2 ; la pointe ne bouge pas (étape C). A l'étape D, on supprime la tension précédemment appliquée sur le tube, qui se contracte ; la pointe se déplace alors vers la droite d'un autre demi-pas. Finalement, on rebloque les cales. On se retrouve ainsi dans la situation A, sans tension appliquée, mais avec la pointe translatée d'un pas. Adapté de Whitman, Tunneling microscopy and spectroscopy, in The Encyclopedia of Applied Physics (Wiley-VcH).

Solution

Toute variation de la distance pointe/échantillon a fait varier le courant tunnel I_t . En utilisant les résultats de la section 4.3, on obtient :

$$\begin{aligned} \frac{dI_t}{da} &= \frac{dT(E_{max})}{da} \sqrt{\frac{E_{max}}{2m}} \frac{e}{v^{1/3}} = -\frac{\sqrt{8m(V_0 - E)}}{\hbar} T(E_{max}) \sqrt{\frac{E_{max}}{2m}} \frac{e}{v^{1/3}} \\ &= -\frac{\sqrt{8m(V_0 - E)}}{\hbar} I_t \end{aligned} \quad (4.61)$$

Une variation Δa de distance produit donc une variation relative de courant

$$\frac{\Delta I_t}{I_t} = -\frac{\sqrt{8m(V_0 - E)}}{\hbar} \Delta a$$

Pour $\Delta a = 1$ pm, on trouve $\Delta I_t/I_t \simeq 0.02$. La variation de courant tunnel correspondante est de quelques pA. Elle est parfaitement détectable par un picoampèremètre moderne.

3. Cette sensibilité vous paraît-elle réaliste ?

Solution

Elle est parfaitement détectable par un picoampèremètre moderne.

4. En plus de cette sensibilité en courant, quelles précautions doit-on prendre pour espérer atteindre une telle résolution ?

Solution

Il importe d'isoler très soigneusement l'ensemble pointe/échantillon des vibrations ambiantes, de façon que celles-ci ne fassent pas varier la distance entre ces deux éléments pendant la mesure. Or, la structure de l'immeuble dans lequel est situé l'appareil vibre à des fréquences typiquement situées dans la gamme 1-100 Hz. Ces vibrations sont excitées par exemple par la marche des individus (~ 1 Hz) et, pour les fréquences plus élevées, par les systèmes de ventilation et les vibrations mécaniques des appareils électriques. L'idée de base est de faire que les fréquences propres de résonance du STM soient très élevées et de monter l'instrument sur un support ayant une fréquence de résonance très faible (ce support mettra par exemple en jeu des empilements de plaques métalliques et de couches de caoutchouc). Le support vibre aux fréquences basses de l'immeuble (~ 1 Hz) et filtre les plus hautes fréquences. Le STM n'est donc pas excité aux hautes fréquences. Il est excité aux basses fréquences mais, compte tenu de leurs grandes longueurs d'onde, il s'agit alors d'un mouvement d'ensemble, qui ne fait pas varier la distance interne entre la pointe et l'échantillon.

La figure 4.8 montre une image où des différences de hauteur d'un plan atomique selon z se traduisent par un fort contraste. La figure 4.11 montre qu'il est en outre possible d'obtenir une résolution atomique selon les directions normales à z .

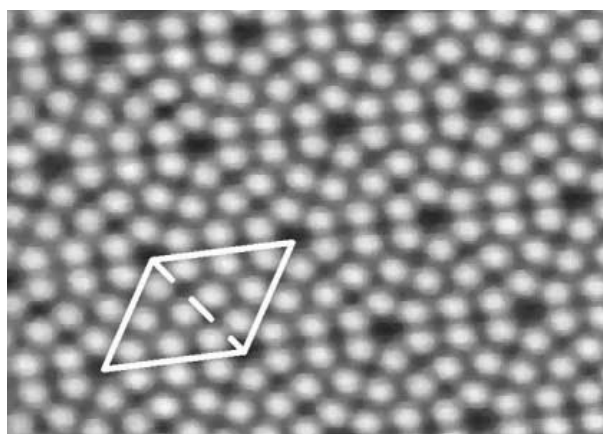


FIGURE 4.11 – Image STM de la surface du Silicium sous ultra-vide. Chaque tache blanche correspond un atome. On note que les atomes sont arrangés de façon périodique. Cet arrangement est cependant spécifique à la surface et dépend de la température ; il diffère de l'arrangement atomique dans le Silicium massif. Tiré de Voigtländer, Surf. Sci. Rep. **43**, 127 (2001).