



**MINISTÈRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPÉRIEUR ET DE LA RECHERCHE
SCIENTIFIQUE**

Université Abdelhamid Ibn Badis de Mostaganem

Faculté Des Sciences Exactes et de l'Informatique

Domaine des Sciences de la Matière

Département de physique

Projet de Fin d'Études

Pour obtenir le diplôme de Master en Physique

Option : Modélisation et Caractérisation des Matériaux

Présenté par :

KRALIFA Bedra

Sujet :

Dispositifs à blocage de Coulomb

Soutenu le : 31/05/2016

Devant le jury composé de :

Mr SENOUCI Khaled	Professeur	Université de Mostaganem	Président
Mme RAHAL Wassila Leila	MCB	Université de Mostaganem	Examineur
Mr BOUATTOU Miloud	MAA	Université de Mostaganem	Encadreur

Année Universitaire: 2015/2016

SOMMAIRE

INTRODUCTION	02
I- <u>NANOSTRUCTURE</u>	
II-1- Définition	05
II-2- Puits Quantique.....	05
II-3- Fil Quantique	06
II-4- Boite Quantique	06
II- <u>JONCTION TUNNEL</u>	
II-1- Condensateur Classique	07
II-1-a- Définition	07
II-1-b- Charge dans un condensateur classique	07
II-2- Condensateur Quantique	08
II-2-a- Effet Tunnel.	08
II-2-b- Jonction tunnel	09
II-2-c- Condensateur quantique	10
III- <u>BLOPAGE DE COULOMB</u>	
III-1- Double jonction tunnel.....	10
III-1-a- Objectif	10
III-1- b- Double jonction tunnel et principe du blocage de Coulomb :	
A- Dispositif du blocage de Coulomb	11
B- Fonctionnement et Interprétation du blocage de Coulomb.....	12
III-2- Dualité capacité-résistance.....	14
III-3- Contraintes sur le système	15
III-3-a- Température	15
III-3-b- Taille : vers la boite quantique.....	16
III-3-c- Résistance	17
IV- <u>THEORIE CLASSIQUE</u>	
IV-1- Position du problème	17
IV-2- Etude statique, vers l'énergie de Helmholtz	18
IV-2-1- Charges et potentiel	19
IV-2-2- Energie potentielle	19
IV-2-3- Travaux des sources	20
IV-2-4- Conditions de transition & énergie de Helmholtz	22
IV-3- Etude dynamique, vers le courant électrique.....	25
IV-3-a- Temps de passage de l'électron dans le système.....	25
IV-3-b- Courant électrique	27
V – <u>RESULTATS</u>	29
VI- <u>APPLICATION : TRANSISTOR A UN ELECTRON (SET)</u>	
VI-1- Définition.....	32
VI-2- Principe de fonctionnement	33
CONCLUSION	37

INTRODUCTION

La théorie du blocage de Coulomb appelée aussi l'électronique à un électron (à une charge) est un phénomène physique qui peut être observé dans un dispositif utilisant des jonctions tunnel et dans lequel le transport des électrons s'effectue par effet tunnel. Il est basé sur le caractère quantique de la charge électronique : La charge mise en jeu est un nombre multiple de la charge élémentaire de l'électron.

Des études de ce phénomène, aussi bien théoriques qu'expérimentales, ont été réalisées dans le cadre du transport des électrons par effet tunnel utilisant des matériaux de petite taille c'est-à-dire de dimensions de l'ordre de quelques nanomètres. Ces matériaux sont appelés des boîtes quantiques dans lesquels la quantification des niveaux d'énergie apparaît essentielle. Ces conditions sur les dimensions et sur les caractéristiques des jonctions tunnel permettent d'observer les phénomènes liés à la quantification de la charge (blocage de Coulomb).

Notre travail consiste à traiter ce phénomène en étudiant un dispositif classique qu'on appelle double jonction tunnel et expliquer d'une manière simple son principe de fonctionnement. Sa structure est en fait composée de deux électrodes métalliques séparées par un isolant dans lequel est plongé un îlot métallique (boîte quantique).

Ce dispositif permet de contrôler l'intensité du courant électrique en choisissant, à l'aide de la tension appliquée à ses bornes, le nombre d'électrons qui doivent transiter : un à un, deux à deux, trois à trois, etc.

On s'est intéressé au comportement, à $T=0$ K ou dans le cas où $e^2/2C \gg k_B T$, de l'intensité du courant en fonction de la tension appliquée et du nombre d'électrons devant transiter. Pour certaines valeurs des paramètres (capacités et résistances tunnel) associées aux jonctions tunnel, ce comportement nécessite la connaissance et la comparaison des deux temps de transit : le premier est le temps que met(tent) le ou les électrons pour traverser une jonction; le second pour passer l'autre jonction.

La première partie est consacrée à la définition des différents types de nanostructures et particulièrement la « boîte quantique » en introduisant ses quelques propriétés en relation avec le sujet étudié. Ensuite et pour les besoins de la description de la jonction tunnel nous parlerons, brièvement dans la seconde partie, de l'effet tunnel en vue d'introduire un nouveau composant appelé condensateur quantique différent de son homologue classique.

Dans la troisième partie, nous développerons le concept du dispositif de la double jonction tunnel qui permettra d'interpréter le principe du blocage de Coulomb et d'introduire la notion de la dualité capacité-résistance de la jonction :

Résistance R_t : la jonction est passante et donc un courant pourrait la traverser par effet tunnel. La jonction joue donc le rôle d'une résistance.

Capacité C : Elle bloque l'électron, il est donc stocké et la jonction est perçue comme une capacité, d'où la notion de blocage de Coulomb.

Nous verrons que l'observation du phénomène du blocage de Coulomb dans cette structure nécessite la levée de quelques contraintes (Température, dimensions de l'îlot, valeurs de la capacité et de la résistance tunnel de la jonction).

La quatrième partie est consacrée à l'étude théorique classique du comportement statique de la double jonction tunnel avec un îlot métallique. Cette étude est complétée par une autre de type dynamique menant vers l'expression du courant électronique en

fonction de la tension livrée par le générateur. Ce résultat permet, dans la cinquième partie, l'analyse théorique et l'interprétation de la caractéristique courant-tension appliquée et du comportement du temps que met l'électron pour traverser successivement les jonctions tunnel en fonction des paramètres (C_1 , C_2 , R_{t1} , R_{t2} et V) mis en jeu. Nous verrons que ces paramètres et les différentes valeurs qu'ils adoptent jouent un rôle très important dans l'observation du phénomène de blocage de Coulomb et le temps de passage de l'électron ou des électrons.

A la fin, nous présenterons un exemple d'une structure à blocage de Coulomb appelée transistor à un électron (SET) (Single Electron Transistor). Nous nous contenterons d'une interprétation qualitative du principe de fonctionnement de ce transistor sans avoir recours à un calcul détaillé.

DISPOSITIFS A BLOPAGE DE COULOMB

I- NANOSTRUCTURE

I-1- DEFINITION

En général, une **nanostructure** est définie comme étant un assemblage dans l'espace d'atomes ou de molécules dont au moins une dimension est comprise entre 0,1 et 100 nanomètres. En pratique, on tolère un certain dépassement dans ces limites. Les porteurs de charges (électrons ou trous) se disent être confinés suivant cette dimension ce qui provoque une modification des propriétés électroniques de la structure. [01]

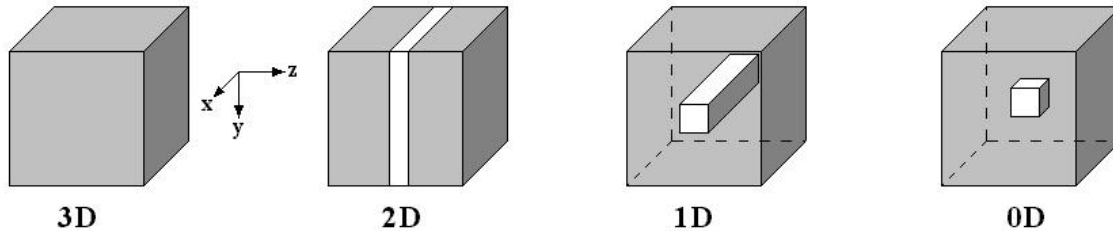


Figure 01 : Représentation de confinement de 3D vers 0D.

En effet pour un métal idéal, l'énergie d'un électron particulier est donnée par :

$$E = \hbar^2(K_x^2 + K_y^2 + K_z^2)/2m^*$$

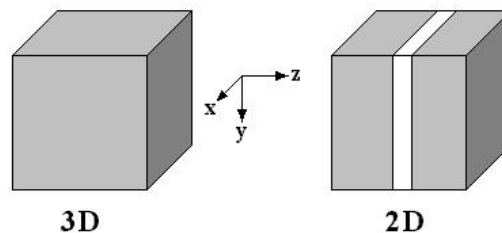
où k_i représente le mode ou encore le module du vecteur d'onde de l'électron dans la direction $i=(x,y,z)$. k_i étant quantifié. Cette énergie est la même pour plusieurs électrons (différentes combinaisons de $\{K_i\}$).

On distingue plusieurs types de nanostructures selon leur mode de confinement.

I-2- PUITS QUANTIQUES (Quantum Well)

Le **puits quantique** s'obtient en réduisant la dimension du solide dans une des directions de l'espace à une valeur proche de quelques dizaines de nanomètres. Le mouvement des porteurs de charges est alors confiné dans une direction de l'espace et libre dans les deux autres directions (confinement 1D)

Les électrons (trous) voient leur déplacement **discrétisé** suivant l'axe de croissance (noté z) tandis qu'ils conservent leur mouvement libre dans le plan du puits (Oxy).



Leur énergie par rapport au bas de la bande de conduction vaut donc (pour un puits de largeur L_z infiniment profond) :

$$E_n(K_x, K_y) = E_x + E_y + E_z = \frac{\hbar^2}{2m_e^*} \left(K_x^2 + K_y^2 + \frac{n^2 \pi^2}{L_z^2} \right) > 0$$

n est un entier non nul !

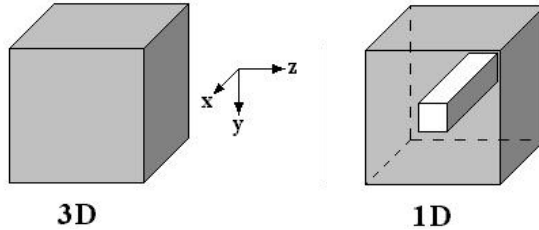
On remarque au passage que l'énergie de confinement E_z croît très vite à mesure que L_z diminue.

I-3- FIL QUANTIQUE (Quantum Wire)

Un confinement 2D correspond à une structure appelé fil quantique. Les porteurs se trouvent confinés suivant deux directions de l'espace y et z. L'énergie est, dans ce cas, quantifiée suivant y et z :

$$E_n(K_x, K_y) = E_x + E_y + E_z = \frac{\hbar^2}{2m_e^*} \left(K_x^2 + \frac{m^2 \pi^2}{L_y^2} + \frac{n^2 \pi^2}{L_z^2} \right) > 0$$

n est un entier non nul !



I-4- BOITE QUANTIQUE ou POINT QUANTIQUE (quantum dot)

Une nanostructure de métaux ou semi-conducteurs est dite **boîte quantique** ou **point quantique** (en anglais : *quantum dot*) si de par sa taille et ses caractéristiques, elle se comporte comme un puits de potentiel qui, dans ce cas, confine les électrons (et les trous) dans les **trois dimensions de l'espace**, dans une région d'une taille de l'ordre de la **longueur d'onde des électrons** (longueur d'onde de De Broglie), soit quelques dizaines de nanomètres dans un métal ou semi-conducteur. Ce confinement donne aux **boîtes quantiques** des propriétés proches de celles **d'un atome**, c'est la raison pour laquelle les boîtes quantiques sont parfois qualifiées de « **atomes artificiels** ».

La découverte des boîtes quantiques remonte aux années 1980, identifiées pour la première fois dans une matrice vitreuse (glass matrix) par Alexei Ekimov et dans une solution colloïdale par Louis E Brus .[2. 3]

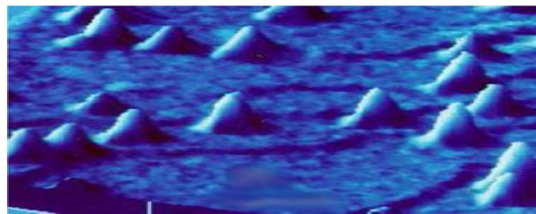
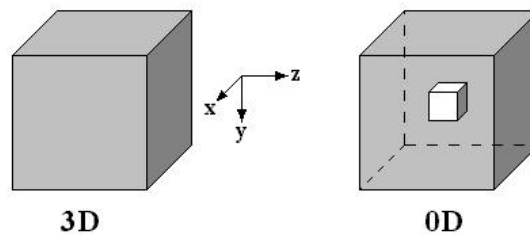


Figure 02 : Photographie par microscope de boîtes quantiques : ces boîtes de 5 nm de hauteur et 30 nm de diamètre.

Les porteurs sont confinés dans les trois directions de l'espace (x,y,z) :



L'énergie est donc totalement quantifiée :

$$E_{l,m,n} = E_x + E_y + E_z = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m_e^* L^2} (l^2 + m^2 + n^2)$$

La densité d'états électronique est discrète : comme celle des électrons dans l'atome (orbitales s, p, d). C'est ce qui vaut aux boîtes quantiques l'appellation «d'atomes artificiels».

II- JONCTION TUNNEL

II-1- CONDENSATEUR CLASSIQUE

II-1-a- DEFINITION

Le condensateur classique est un composant électronique élémentaire, constitué de deux armatures conductrices (électrodes) en influence totale et séparées par un isolant polarisable (ou diélectrique). Le rôle principal d'un condensateur est de pouvoir stocker des charges électriques opposées sur ses armatures (figure 3a, b). [4]

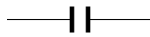


Figure 3a : Symbole d'un condensateur dans un circuit. .

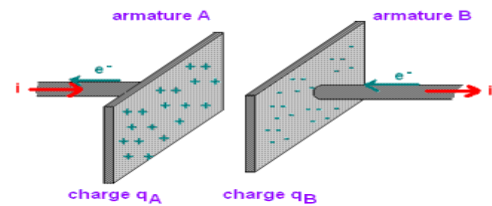


Figure 3b : Charges accumulées sur l'armature A : q_A .
Charges accumulées sur l'armature B : q_B .
avec : $q_A = -q_B$

II-1- b - CHARGE DANS UN CONDENSATEUR CLASSIQUE

En électricité et même en électronique, on avait l'habitude de parler de la charge qui évolue de manière continue en fonction de la tension appliquée aux bornes du condensateur. La charge Q stockée dans un condensateur n'est en aucun cas reliée à **un nombre discret** de porteurs : elle résulte, comme le montre la figure, de la force appliquée par le champ électrique sur les électrons libres, qui quittent ainsi les atomes constituant le métal en les laissant sous forme d'ions positifs sur l'armature reliée à la borne positive du générateur et viennent s'installer sur celle reliée à la borne négative.[5]

De plus, dans une grande majorité des condensateurs utilisés en électronique, cette relation est linéaire (figure 4)

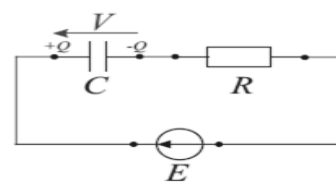
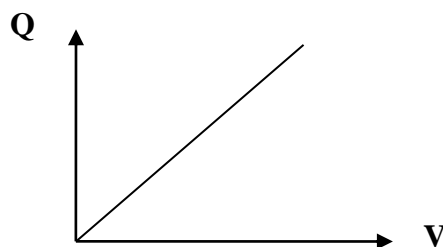


Figure 4 : Le caractère continu de la charge stockée dans un condensateur classique induit la continuité de la caractéristique $Q(V)$.

On définit la capacité du condensateur par la relation :

$$Q = C \cdot V$$

- Q est la charge stockée sur sa borne positive et s'exprime en coulombs ;

- V est la tension aux bornes du composant
- C est la capacité électrique du condensateur.

L'opération qui consiste à emmagasiner une charge Q dans un condensateur demande une certaine énergie, appelée énergie électrostatique E_e et définie par :

$$E_e = \int_0^{+\infty} V(t)I(t)dt$$

avec : $V(t)=q/C$ et $I(t)=dq/dt$

$$E_e = \frac{1}{C} \int_0^Q qdq$$

Soit si $q = 0$ à $t = 0$ et $q = Q$ à $t = +\infty$:

$$E_e = Q^2/2C$$

En fin de compte, un **condensateur classique** se révèle donc incapable d'indiquer le moindre effet lié au caractère **quantifié** de la charge électrique. Comme nous allons le voir, ce dernier se présente dans les **dispositifs à blocage de Coulomb**. Pour cela, il est intéressant d'introduire un nouvel élément appelé **condensateur quantique**.

II-2- CONDENSATEUR QUANTIQUE

Avant de donner la définition du **condensateur quantique** et les éléments qui le constituent à savoir entre autres la **jonction tunnel**, il est utile d'introduire la notion **d'effet tunnel**.

II-2-a- EFFET TUNNEL

L'effet tunnel qui est un phénomène purement quantique désigne la propriété que possède un objet quantique de traverser une barrière de potentiel même si son énergie est inférieure à l'énergie minimale requise pour franchir cette barrière. Le comportement d'une telle particule est représenté par une **fonction d'onde**, dont le carré du module possède bien une signification physique et représente la densité de probabilité de présence. Cette fonction d'onde ne s'annule pas au niveau de la barrière, mais subit une atténuation à l'intérieur de la barrière, d'une manière pratiquement exponentielle pour une barrière assez large. La particule peut la traverser si elle possède une probabilité de présence non nulle à la sortie de la barrière de potentiel. Cette probabilité dépend des états accessibles de part et d'autre de la barrière ainsi que de l'extension spatiale (largeur et hauteur) de la barrière (figure 5). [6]

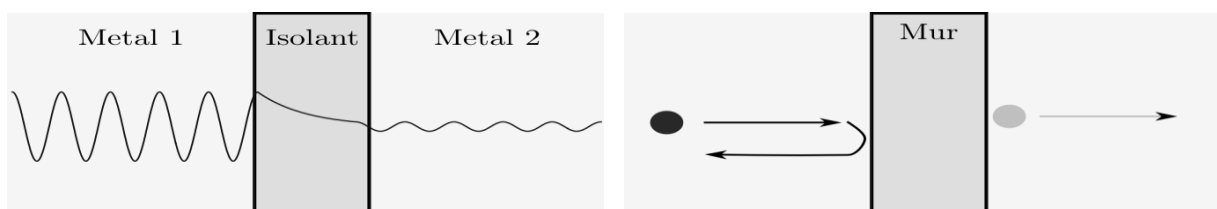


Figure 05 : Principe de l'effet tunnel.

La mécanique quantique qui met en existence ce phénomène d'effet tunnel attribue aux particules (et donc en particulier, aux électrons) une probabilité non nulle de traverser

une barrière de potentiel. De plus, elle postule que l'état de la particule est décrit par la fonction d'onde ψ obéissant à l'équation de Schrödinger :

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = H\psi$$

C'est son module au carré, $|\psi|^2$ qui possède une signification physique. Il indique la densité de probabilité de trouver une particule en un point de l'espace. [7, 8,9]

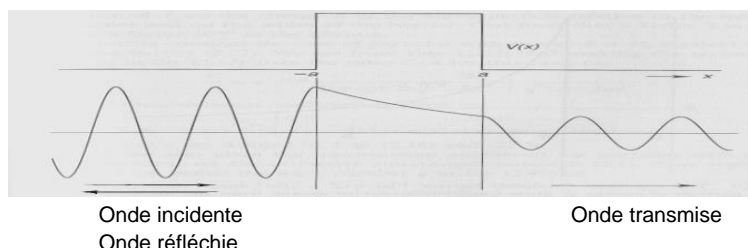


Figure 06 : Puits de Potentiel de hauteur V et de largeur $2a$.

La mécanique quantique établit que la nature ondulatoire de la particule (dualité onde-corpuscule) lui permet de franchir une barrière de potentiel même si elle ne possède pas une énergie suffisante supérieure à cette barrière. La transparence de cette dernière, caractérisée par le coefficient de transmission T peut être calculée à partir de l'équation de Schrödinger. Si la particule possède une énergie $E < V_0$, où V_0 est la hauteur de la barrière de potentiel, le coefficient de transmission prend la forme suivante. [10 ,16]

$$T = \frac{(2k\kappa)^2}{(2k\kappa)^2 + (k^2 + \kappa^2)^2 \sinh^2(2a\kappa)}$$

$$k = \sqrt{\frac{2mE}{\hbar^2}} \text{ et } \kappa = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2}(V_0 - E)}$$

On remarque que le coefficient de transmission T dépend de la hauteur V_0 et la largeur $2a$ de la barrière de potentiel.

II-2-b- JONCTION TUNNEL

La jonction tunnel est la base de ce qu'on appelle l'électronique à un électron. La jonction tunnel correspond en effet à une barrière énergétique constituée d'un isolant séparant deux conducteurs mais dont les propriétés géométriques et physiques sont telles qu'il est possible pour une charge de la traverser par effet tunnel (figure 7). [11]

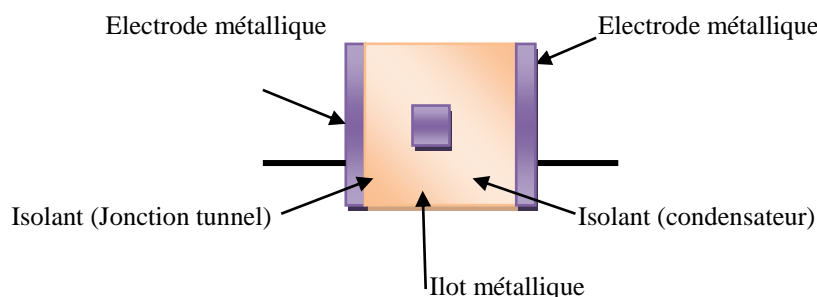


Figure 07 : Schéma de principe d'un condensateur « quantique » (Jonction tunnel).

Ayant donc obtenu une jonction tunnel, on peut lui attribuer des éléments classiques de la théorie des circuits électriques : une capacité C et une résistance (dite résistance tunnel) R_t , en relation avec la possibilité de franchir la barrière énergétique par effet tunnel. L'existence de R_t rend compte de l'opacité de cette barrière, alors que la capacité qui doit être placée en parallèle avec la résistance exprime le fait que des charges pourront venir s'accumuler contre la barrière.

Le symbole de la jonction tunnel est représenté ci-contre (figure 8).

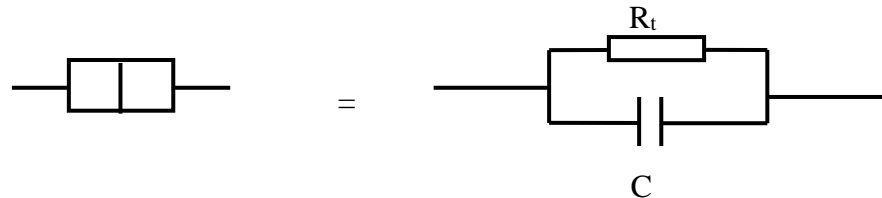
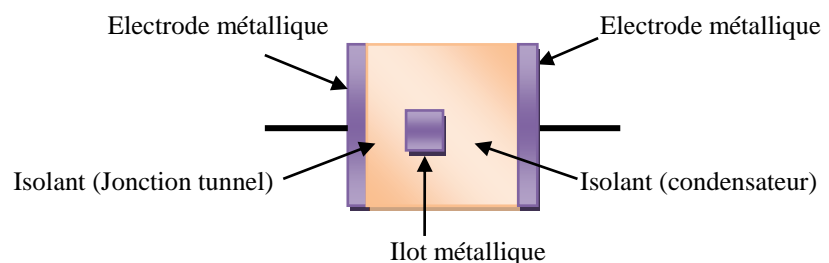


Figure 08 : Symbole de la jonction tunnel.

II-2-c- CONDENSATEUR QUANTIQUE :

Le dispositif de la structure présentée en figure 8 sous forme d'une double jonction tunnel représente le schéma de principe d'un *condensateur quantique*. Comme nous allons le voir, la présence de la jonction tunnel permet de charger le condensateur électron par électron. Cette appellation « condensateur quantique » permet de le différencier de son homologue « classique ». L'épaisseur de cette jonction tunnel représente un paramètre très important du système. Sa valeur adéquate est nécessaire à la réalisation du passage d'une manière séquentielle (un par un, deux par deux etc.) des électrons tout en gardant une probabilité finie de transfert. [5]



III- BLOPAGE DE COULOMB

III-1- DOUBLE JONCTION TUNNEL :

III-1-a- OBJECTIF

L'objectif consiste à localiser spatialement une ou plusieurs charges (électrons). La définition du concept de l'île est nécessaire: Une *île*, ici ayant la taille d'une boîte quantique, est donc définie comme étant une zone conductrice ou semi conductrice complètement « isolée » du point de vue électrique du reste d'un dispositif, par une barrière énergétique formée à partir d'un isolant séparant les conducteurs (électrodes). La présence de ces éléments justifie donc bien l'attribution d'une capacité C à la jonction tunnel décrite précédemment.

Le schéma suivant contribue également à la définition d'une île à l'aide de deux jonctions tunnel en série (figure 9).

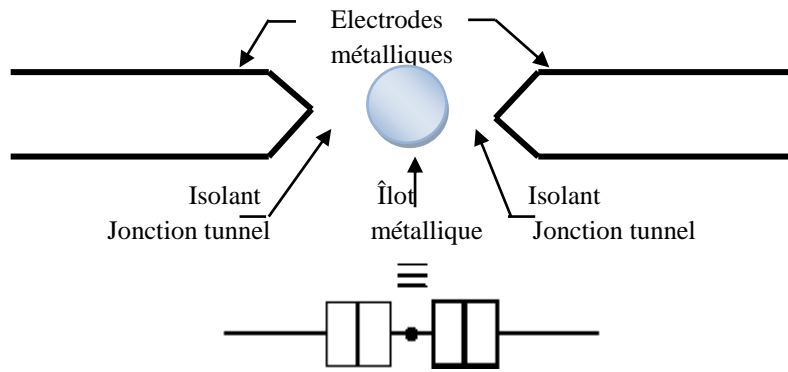


Figure 09 : Schéma d'une île et de deux jonctions tunnel.

III-1-b- DOUBLE JONCTION TUNNEL & PRINCIPE DU BLOCAGE DE COULOMB :

L'électronique à un électron met en œuvre des dispositifs dans lesquels le passage du courant s'explique par la quantification de la charge. Le principe de tels dispositifs est d'associer deux phénomènes : l'effet tunnel et l'interaction coulombienne : ce principe est appelé **blocage de Coulomb**.

A- DISPOSITIF DU BLOCAGE DE COULOMB

Le dispositif le plus simple qu'on peut avoir est constitué d'un **îlot métallique** isolé de réservoirs d'électrons par un isolant.

L'interaction coulombienne entre les charges réparties sur l'îlot et dans les réservoirs se traduit par un couplage capacitif (figure 10).

Il existe une possibilité d'observer un courant électrique dans le dispositif si la probabilité de passage d'un électron d'un réservoir à l'îlot par effet tunnel est non-nulle. Ce transfert de charge est si rapide que l'on peut considérer que les électrons traversent les barrières isolantes un par un. La charge portée par l'îlot peut donc uniquement varier par multiples de la charge élémentaire $\pm e$.

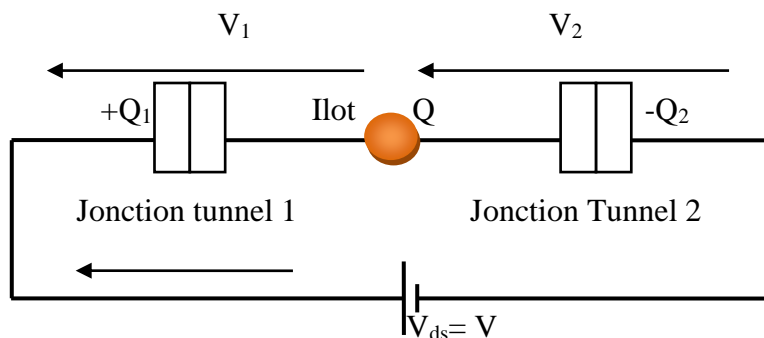


Figure 10 : Schéma électrique équivalent d'une structure Métal-insulant-métal-insulant-métal (MIMIM) soumise à une tension V .

Le phénomène de blocage de coulomb peut être expliqué assez simplement. Après l'ajout d'une charge dans l'îlot, l'ajout d'une nouvelle charge est plus difficile, car la première crée un potentiel répulsif. Le travail qu'il faut fournir pour ajouter une charge

correspond à la variation d'énergie électrostatique, et appelée énergie de charge. Elle est de l'ordre de e^2/C_{eq} , où C_{eq} est la somme de toutes les capacités connectées à l'îlot.[12]

Notons au passage que cette énergie doit être très élevée par rapport à l'énergie d'agitation thermique $k_B T$ (soit $e^2/C_{eq} \gg k_B T$) pour que le blocage soit observé. Cela veut dire que le phénomène de blocage de Coulomb disparaît à des températures trop élevées. Nous y reviendrons lors de l'étude des contraintes sur le système. Nous montrerons que pour voir un tel phénomène à la température ambiante, nous serons contraints d'utiliser comme îlot des nanostructures et plus particulièrement des boîtes quantiques.

La figure 11 donne une représentation schématique du diagramme d'énergie d'une boîte quantique connectée à deux électrodes métalliques. Les niveaux (discrets) dans la boîte sont représentés par un ensemble de lignes discrètes. Les niveaux dont les énergies sont inférieures aux potentiels chimiques E_{Fs} et E_{Fd} des électrodes de source et de drain sont occupés par des électrons. La distance entre deux niveaux consécutifs est égale à $\Delta E = e^2/C_{eq}$. La tension V_{ds} change la position des niveaux de Fermi des électrodes l'un par rapport à l'autre. Le transport électronique du drain vers la source s'effectue à travers les niveaux discrets de la boîte quantique.[5] Le nombre de niveaux disponibles pour le transport est déterminé par la tension appliquée V_{ds} entre les deux électrodes.

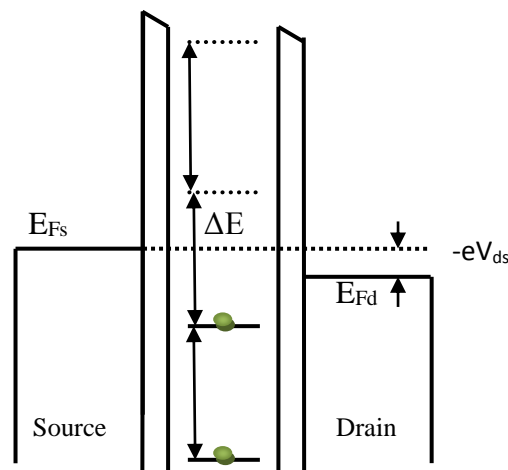


Figure 11 : Représentation schématique du diagramme d'énergie d'une boîte quantique connectée à deux électrodes métalliques.

Ce schéma désigne un transistor constitué d'un îlot isolé de la source et du drain par deux barrières tunnel.

B- FONCTIONNEMENT & INTERPRÉTATION DU BLOCAGE DE COULOMB

On considère le cas d'un îlot métallique dans lequel nous supposons que la structure est symétrique, c'est-à-dire que d'un point de vue capacitif, la capacité source-îlot C_1 et la capacité drain-îlot C_2 sont les mêmes et égales à C , d'où $C_{eq} = 2C$.

Dans cette partie, nous travaillons à la température $T = 0$ K où tous les électrons dans les électrodes sont en dessous du niveau de Fermi.[13]

Le niveau μ_0 correspond au **niveau de Fermi** dans l'îlot. Lorsque la tension $V_{ds} = 0$, μ_0 est situé à une énergie $e^2/2C_{eq}$ par rapport au niveau de Fermi des électrodes E_{Fs} et E_{Fd} .

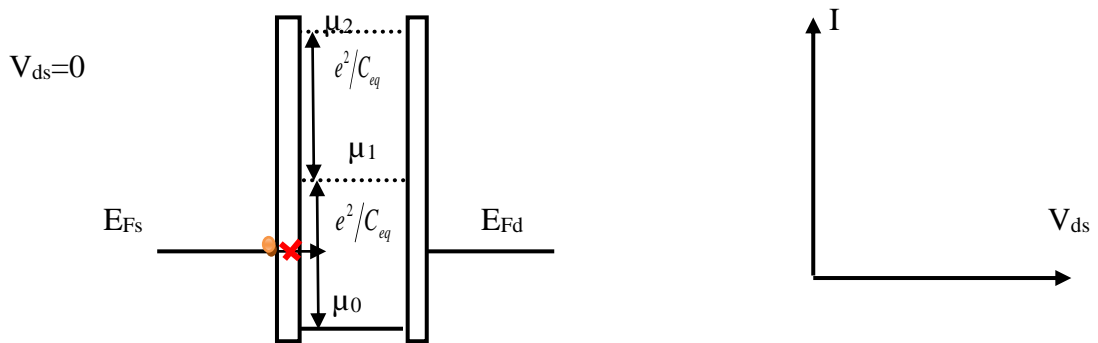


Figure 12 : Évolution du diagramme en bandes et du courant en fonction de la tension aux bornes de la double jonction tunnel (cas $V_{ds}=0$) : régime de blocage de Coulomb.

μ_1 représente le niveau de Fermi dans l'îlot, en présence d'un électron supplémentaire, La distance énergétique entre μ_0 et μ_1 est égale à l'énergie de charge e^2/C_{eq} .(figure 12)

Ainsi, pour qu'un électron puisse transiter dans la barrière source ; il faut que la tension appliquée soit suffisante pour vaincre cette énergie de charge : la situation correspond au régime de blocage de Coulomb : absence de courant (Figures 12 et 13).

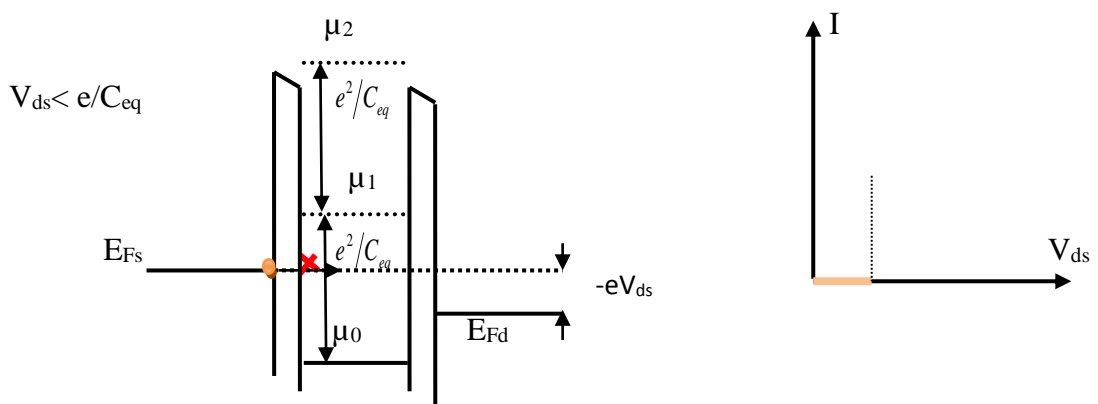


Figure 13 : Évolution du diagramme en bandes et du courant en fonction de la tension aux bornes de la double jonction tunnel (cas $V_{ds} < e^2/C_{eq}$: régime de blocage de Coulomb .

En augmentant la tension V_{ds} jusqu'à la valeur $V_{ds} = e/C_{eq}$, le niveau de Fermi de la source E_{Fs} et le niveau μ_1 de l'îlot deviennent alignés et un électron peut transiter par la barrière source et vient occuper le niveau μ_1 dans l'îlot, et ensuite traverser la jonction drain puisque $\mu_1 > E_{Fd}$: conséquence ; on observe le premier palier de Coulomb sur le graphe $I=f(V_{ds})$ (Figure 14) : apparition d'un courant

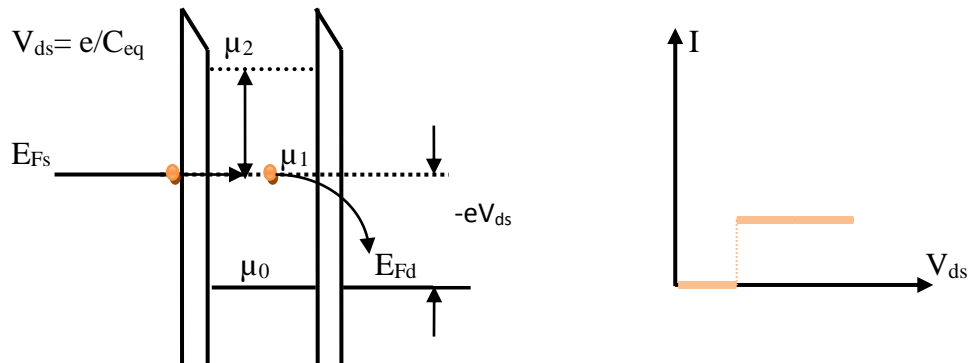


Figure 14 : Évolution du diagramme en bandes et du courant en fonction de la tension aux bornes de la double jonction tunnel (cas $V_{ds} = e/C_{eq}$) : premier palier de Coulomb, les électrons passent un par un .

Le niveau μ_2 se trouve à une énergie e^2/C_{eq} plus grande que μ_1 . Pour qu'un second électron supplémentaire puisse entrer dans l'îlot, il faut donc appliquer une tension $V_{DS} = 3e/C_{eq}$. Cette dernière valeur permet de voir le deuxième palier de Coulomb : la caractéristique courant-tension se présente sous forme d'escalier (Figure 15)

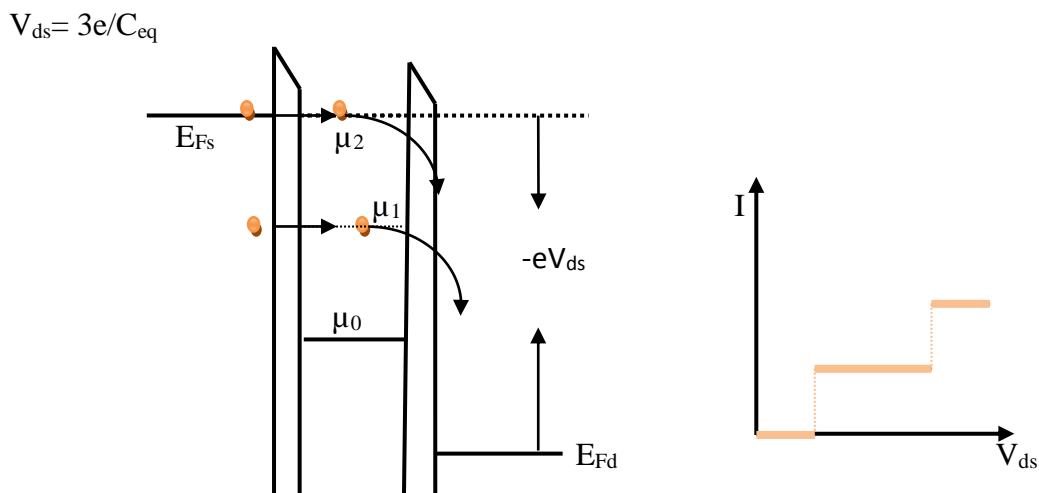


Figure 15 : Évolution du diagramme en bandes et du courant en fonction de la tension aux bornes de la double jonction tunnel (cas $V_{ds} = 3e/C_{eq}$) : deuxième palier de Coulomb, deux électrons peuvent passer dans la structure.

Dans le cas d'un îlot métallique, l'écart entre paliers consécutifs est constant, puisque l'entrée d'un nouvel électron nécessite toujours de fournir une énergie supplémentaire e^2/C_{eq} .

III-2- DUALITE CAPACITE-RESISTANCE

Pour un électron, la jonction tunnel possède donc un double comportement :

- La jonction est passante permettant le passage d'un courant. A ce moment-là, l'électron verra cette jonction comme une résistance. Sa valeur dépendra de la facilité que possède l'électron pour la traverser

- La jonction bloque l'électron ce qui veut dire que l'ensemble (électrode- isolant-îlot) ou bien métal-isolant-métal se comporte comme une capacité classique. Dans le cas d'une jonction tunnel, il existe donc une **dualité résistance/condensateur**: ni vraiment totalement résistance, ni vraiment totalement condensateur, ni vraiment les deux en même temps.

Du point de vue électrique, la jonction tunnel peut être représentée par un schéma électrique. Elle peut être modélisée par un condensateur de capacité C dont le rôle consiste à décrire les phénomènes de blocage de Coulomb liés à l'énergie de charge, associée à une résistance équivalente R_t qui traduit le passage des électrons par effet tunnel à travers l'isolant (figure 16).[5]

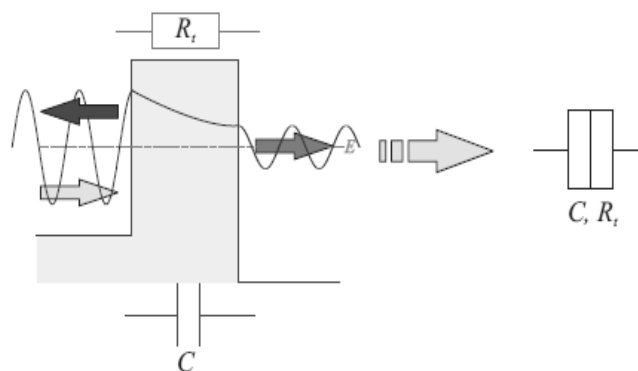


Figure 16 : Schéma électrique d'une jonction tunnel.
Il traduit le caractère dual d'une telle jonction : résistif et capacitif.

III-3- CONTRAINTES SUR LE SYSTEME

Les dispositifs à blocage de Coulomb doivent vérifier certaines conditions :

- sur la taille : ils doivent posséder des dimensions très petites
- le phénomène charge/décharge du condensateur quantique doit être contrôlé par la tension appliquée et non par l'énergie thermique ambiante.
- sur la résistance tunnel R_t .

III-3-a-TEMPERATURE

Comme nous l'avons mentionné précédemment, l'énergie de charge e^2/C_{eq} doit être très élevée par rapport à l'énergie d'agitation thermique $k_B T$ (c'est-à-dire : $e^2/C_{eq} \gg k_B T$) pour que le blocage soit observé.

En effet, dans le cas d'une température non nulle, la distribution électronique dans les électrodes est régie par la statistique de Fermi-Dirac $f(E)$ (figure 17). Un électron d'une électrode (source) peut donc quand même traverser la barrière si $\mu_1 > E_{FS}$, ce qui provoque la disparition de l'allure en escalier (figure 18). Travailler à une température trop élevée (c'est

à dire l'énergie thermique $k_B T$ est supérieure à l'énergie de charge e^2/C_{eq}) favorise la suppression du phénomène de blocage de Coulomb.[5]

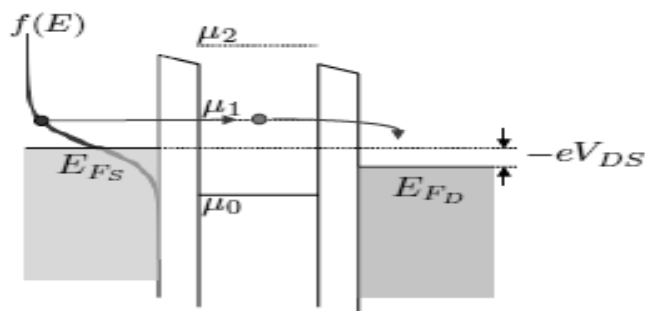


Figure 17 : Effet de la température sur le blocage de Coulomb : la distribution de Fermi à $T \neq 0$ K permet le passage d'un électron même lorsque le niveau de Fermi de la source est en dessous de celui de la boîte quantique.

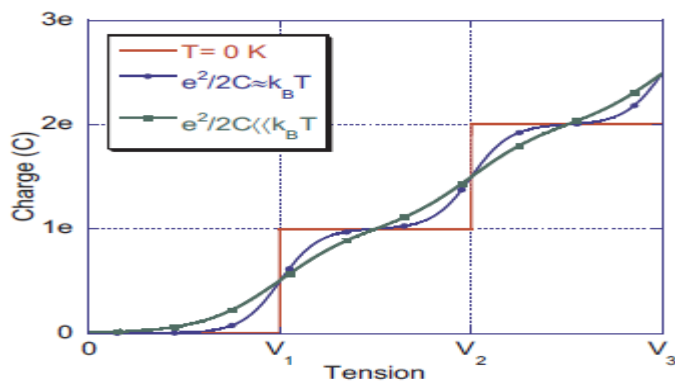


Figure 18 : Évolution de la charge du condensateur quantique en fonction de la tension appliquée dans le cas où $e^2/2C \gg k_B T$, $e^2/2C \approx k_B T$ et $e^2/2C \ll k_B T$. [5]

L'observation du phénomène de blocage de Coulomb à la température ambiante ($T=300$ K) est conditionnée par

$$e^2/2C \gg k_B T$$

avec $C_{eq}=C_1+C_2=2C$.

Cela donne une valeur de la capacité C inférieure à une valeur de l'ordre de 3 aF (avec 1 aF $=10^{-18}$ F)

En effet, cette condition étant remplie, un électron ne peut pas « se contenter » de l'énergie thermique pour surmonter la barrière d'énergie due à l'énergie de charge. Il a donc besoin d'une source de tension extérieure que l'on peut contrôler : V_{ds}

III-3-b-TAILLE : VERS LES BOITES QUANTIQUES

La valeur $C=3$ aF donne une autre contrainte liée aux dimensions caractéristiques associées au condensateur.

- Si on le modélise par un condensateur sous forme d'une sphère dans le vide, son diamètre doit vérifier

$$d \ll \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 k_B T}$$

Ce qui donne un diamètre de la sphère $d \ll 55 \text{ nm}$

- Si par contre, on le modélise par un condensateur plan (de surface S et d'isolant d'épaisseur l et de permittivité relative ϵ de sorte que :

$$C = (\epsilon\epsilon_0 S) / l \sim \epsilon_0 d$$

la taille caractéristique d du système

$$C \sim \epsilon_0 d \ll 3.10^{-18} \rightarrow d \ll \frac{C}{\epsilon_0} = 338 \text{ nm}$$

On peut donc prendre un condensateur de dimensions

$$d \leq 10 \text{ nm.}$$

Ces résultats justifient donc l'utilisation comme îlot des **boîtes quantiques**. En pratique et du fait de la présence de ces deux jonctions tunnel, l'épaisseur l de l'isolant devra être comprise entre 1 nm et 3 nm pour que les électrons puissent passer un par un par effet tunnel avec une probabilité non négligeable. La surface S du condensateur doit être inférieure à la dizaine de nm^2 .

III-3-c- RESISTANCE

Pour qu'on puisse parler d'un blocage de coulomb, il faudrait absolument avoir des électrons localisés dans les îles. En effet, il faut que le nombre d'électrons se trouvant dans un îlot soit connu avec exactitude. Les jonctions tunnel doivent donc bien confiner les électrons dans les îlots. Il en résulte donc une résistance tunnel R_t minimale. [14 ,15]

Si t est le temps pendant lequel un électron réside dans l'îlot, le principe d'incertitude d'Heisenberg entre le temps et l'énergie donne :

$$t \gg \Delta t \gg \frac{\hbar}{\Delta E}$$

Si nous considérons le courant I qui ne peut en aucun cas excéder

$$I = \frac{e}{t}$$

et l'incertitude sur l'énergie qui ne peut dépasser la valeur de la tension c'est-à-dire

$$\Delta E < e.V$$

Nous aurons :

$$R_t = \frac{V}{I} \gg \frac{\hbar}{e^2} \quad \text{ou} \quad R_t \gg 4112 \Omega$$

IV- THEORIE CLASSIQUE :

IV-1- POSITION DU PROBLEME :

On se propose d'étudier une structure composée de deux électrodes métalliques (L1 : source et L2 : Drain) et un îlot métallique M. Cet îlot est séparé des deux électrodes par un

isolant (**jonction tunnel**). Le passage des électrons de source vers le drain s'effectue par effet tunnel.

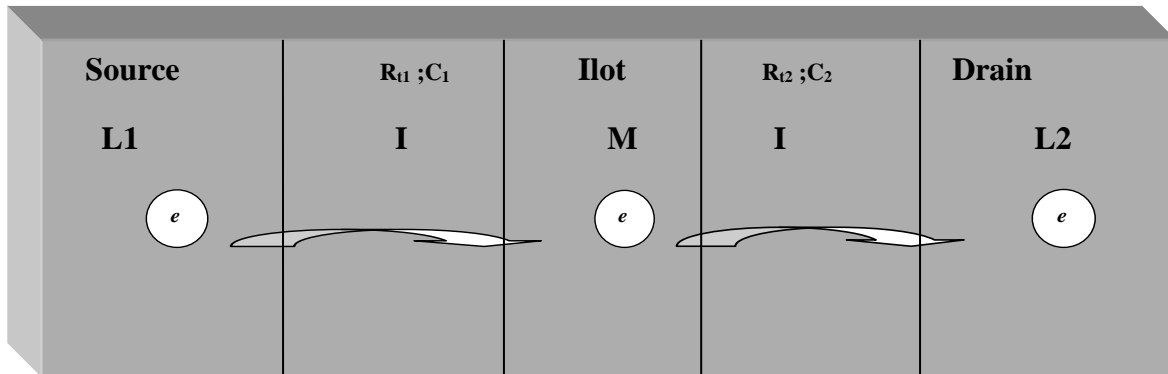


Figure 19 a : Schématisation du système électrique équivalent de la structure double jonction tunnel.

La figure 19 représente le schéma électrique équivalent du dispositif considéré

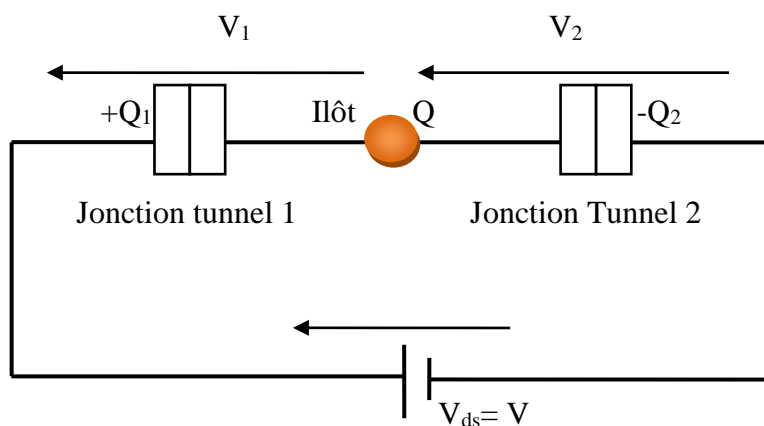


Figure 19 b : Schématisation du système électrique équivalent de la structure DJT.

IV-2- ETUDE STATIQUE, VERS L'ENERGIE DE HELMHOLTZ

La jonction tunnel peut être considérée comme un condensateur et/ou une résistance (C, R_t) dans le but de tenir compte à la fois du blocage de Coulomb et du passage des électrons par effet tunnel.

Le système est constitué de deux jonctions tunnel (C_1, R_{t1}) et (C_2, R_{t2}) en série (figure 19)

Le potentiel de référence est choisi de sorte que, pour une polarisation $V_{ds} = 0$, l'état énergétique le plus bas correspond à la neutralité de charge. En d'autre terme, les électrons de l'île vont compenser la charge des cations de la boîte. Il en résulte que le nombre d'électrons en excès est $n = 0$ sur l'île. L'application d'une polarisation $V_{ds} \neq 0$, permet de varier le nombre d'électrons en excès grâce à leur passage par effet tunnel à travers l'une ou l'autre des jonctions. Cette variation s'effectue par pas discrets $n = \pm 1, \pm 2, \dots$ [5]

IV-2-1- CHARGE ET POTENTIEL:

Du schéma électrique indiqué sur la figure 19, et grâce à l'introduction de quelques principes physiques, on peut y extraire les relations suivantes :

- le principe de la conservation globale de la charge s'écrit :

$$Q + Q_1 - Q_2 = 0 \quad (1)$$

- les électrons transitent un à un par effet tunnel. La charge dans l'îlot est par conséquent quantifiée

$$Q = -n e \text{ avec } n \in \mathbb{Z} \quad (2)$$

- la charge dans chaque condensateur est donnée par:

$$\begin{cases} Q_1 = C_1 V_1 \\ Q_2 = C_2 V_2 \end{cases} \quad (3)$$

- le potentiel $V_{ds} = V$ est la somme des deux potentiels V_1 et V_2 :

$$V = V_1 + V_2. \quad (4)$$

En outre, on doit introduire l'énergie totale du système appelée **énergie de Helmholtz** ξ . Elle est définie comme la somme des énergies potentielles E_P du système moins l'ensemble des travaux W effectués.

$$\xi = E_P - W \quad (5)$$

A noter que ses travaux sont effectués par les sources.

IV-2-2- ENERGIE POTENTIELLE :

L'énergie potentielle, d'origine électrostatique, correspond à l'énergie stockée dans les 2 condensateurs C_1 et C_2 .

$$E_P = \frac{Q_1^2}{2C_1} + \frac{Q_2^2}{2C_2} = \frac{C_1 V_1^2}{2} + \frac{C_2 V_2^2}{2} \quad (6)$$

En utilisant les équations (1), (2), (3) et (4) on peut exprimer l'ensemble des variables en fonction de la tension totale appliquée $V = V_{ds}$ et du nombre n d'électrons présents dans l'îlot. Cela permet de calculer V_1 et V_2 d'une manière simple.

Les expressions

$$\begin{aligned} V &= V_1 + V_2 \\ Q_1 - Q_2 &= ne = C_1 V_1 - C_2 V_2 \end{aligned} \quad (7)$$

permettent d'établir les formes de V_1 et V_2

$$V_1 = (C_2 V + ne) / C_{eq} \quad (8)$$

$$V_2 = (C_1 V - ne) / C_{eq} \quad (9)$$

avec bien évidemment $C_{eq} = C_1 + C_2$. L'expression de l'énergie potentielle prend la forme :

$$E_p = \frac{1}{2C_{eq}} [C_1 C_2 V^2 + (ne)^2] \quad (10)$$

IV-2-3- TRAVAUX DES SOURCES:

Ici les travaux effectués dans le système correspondent à l'énergie qu'a dû fournir la source de tension pour permettre aux électrons de passer à travers les jonctions tunnel.[5]

Ce travail s'effectue en deux processus (figure 20) : le premier consiste à faire passer n_1 électrons par la jonction tunnel 1 quant au second, correspond à la transition de n_2 par la jonction tunnel 2.

En fin de compte on doit avoir la relation suivante :

$$n = n_1 - n_2 \quad (11)$$

puisque n électrons sont stockés dans l'îlot.

On sait que le travail fourni par la source est donné par la relation :

$$W = \int V(t)I(t)dt = V\Delta Q \quad (12)$$

avec : $V(t) = \text{cste}$ et $I(t) = dq / dt$

On va tenter d'expliquer qualitativement la méthode qui permet d'obtenir les expressions des deux travaux.

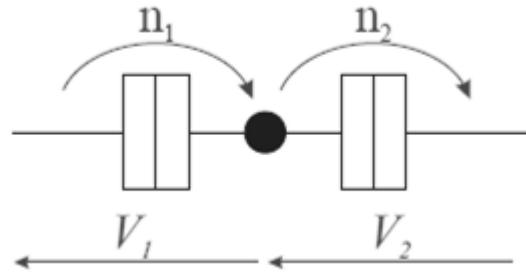


Figure 20: représentation le passage des électrons à travers les jonctions tunnel :
 n_1 électrons sont injectés dans l'îlot via la jonction 1
 tandis que n_2 électrons sortent de l'îlot par la jonction 2.

Lorsqu'un électron sort par la jonction tunnel 2 par exemple, le nombre d'électrons ayant traversé cette jonction passe de n_2 à $n_2 + 1$ (c'est-à-dire $n_2 \rightarrow n_2 + 1$) alors que le nombre stocké dans l'îlot diminue d'une unité. Il passe de n à $n-1$ (c'est-à-dire $n \rightarrow n-1$) ; or, si la jonction 2 peut être considérée comme une résistance pendant le passage de l'électron, la jonction 1, quant à elle, joue le rôle d'un condensateur. La tension à ses bornes (jonction 1) évolue à cause de la variation du nombre d'électrons dans l'îlot. En remplaçant n par $n-1$ dans l'équation (8) on remarque que V_1 diminue de la quantité e/C_{eq} . Il passe de V_1 vers V_1' tel que :

$$V_1 \rightarrow V_1' = V_1 - e/C_{eq} \quad (13)$$

Cette variation de tension $\Delta V_1 = V_1' - V_1 = -e/C_{eq}$ a induit une variation de la charge ($Q_1 = C_1 V_1 \rightarrow Q_1' = C_1 V_1'$) du condensateur, associée à la jonction 1, équivalente à

$$\Delta Q_1 = Q_1' - Q_1 = -C_1 e/C_{eq} \quad (14)$$

et qui doit être compensée par la source en fournissant bien sûr la quantité ΔQ_1 . Si on a n_2 électrons qui traversent la jonction 2, la source fournit donc un travail total :

$$W_1 = -n_2 \cdot [(C_1 e) / C_{eq}] \cdot V \quad (15)$$

On va utiliser le même type de raisonnement pour les n_1 électrons rentrés par la jonction 1. En effet, lorsqu'un électron entre dans l'îlot par la jonction tunnel 1, le nombre d'électrons ayant traversé cette jonction passe de n_1 à $n_1 + 1$ (c'est-à-dire $n_1 \rightarrow n_1 + 1$) alors que le nombre stocké dans l'îlot augmente d'une unité. Il passe de n à $n + 1$ ($n \rightarrow n + 1$) ; or, si la jonction 1 peut être considérée comme une résistance pendant le passage de l'électron, la jonction 2, quant à elle, joue le rôle d'un condensateur. La tension à ses bornes (jonction 2) évolue à cause de la variation du nombre d'électrons dans l'îlot. En remplaçant n par $n + 1$ dans l'équation (9) on remarque que V_2 devient $V_2' = (C_1 V - (n + 1)e) / C_{eq}$ et donc diminue de la quantité e/C_{eq} . Il passe de V_2 vers V_2' tel que :

$$V_2 \rightarrow V_2' = V_2 - e/C_{eq} \quad (16)$$

Cette variation de tension $\Delta V_2 = V_2' - V_2 = -e/C_{eq}$ a induit une variation de la charge du condensateur, associée à la jonction 2, équivalente à

$$\Delta Q_2 = -C_2 e/C_{eq} \quad (17)$$

et qui doit être compensée par la source en fournissant bien sûr la quantité ΔQ_2 . Si on a n_1 électrons qui entrent par la jonction 1, la source fournit donc un travail total :

$$W_2 = -n_1 \cdot [(C_2 e) / C_{eq}] \cdot V \quad (18)$$

L'énergie totale $\xi = E_p - W_1 - W_2$ du système s'écrit alors

$$\xi = \frac{1}{2C_{eq}} [C_1 C_2 V^2 + (ne)^2] + \frac{eV}{C_{eq}} (n_1 C_2 + n_2 C_1) \quad (19)$$

L'expression 19 représente l'énergie libre de Helmholtz.

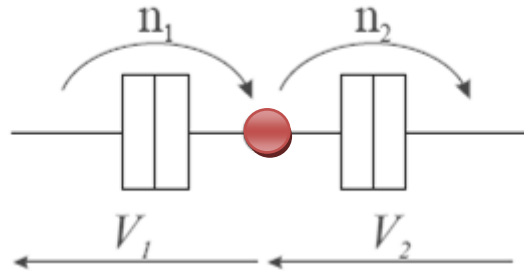
En physique, un système cherche toujours à minimiser son énergie. Pour que la probabilité qu'un éventuel transfert électronique soit finie, on doit lui associer une baisse de l'énergie libre de Helmholtz. En d'autres termes, un transfert d'électron(s) par effet tunnel correspond à un état énergétiquement favorable au système, c'est-à-dire lorsqu'il tendra à

diminuer son énergie libre de Helmholtz. Cette condition permet de renseigner sur l'ensemble des plages de tension V où les transferts envisagés peuvent réellement avoir lieu.

IV-2-4- CONDITIONS DE TRANSITION & ENERGIE DE HELMHOLTZ

Dans cette partie on traite les transitions possibles de ou des électrons et les tensions seuil correspondantes appliquées par le générateur.

Pour simplifier, on considère le schéma suivant :



On suppose que n_2 électrons sont passés par la jonction 2 et n_1 par la jonction 1. Dans l'îlot il reste donc $n = n_2 - n_1$ électrons

Jonction 2 :

- Si maintenant, un électron sort par la jonction 2, cela veut dire que l'îlot l'a perdu et le nombre « n » (dans l'îlot) passera de « n » à « $n - 1$ ». On aura le schéma suivant :

$$n_2 \longrightarrow n_2 + 1 \text{ alors } n \longrightarrow n - 1$$

et par conséquent, en utilisant la relation (19), la variation d'énergie prendra la forme :

$$\Delta \xi_{n_2+1} = \frac{e}{2Ceq} [-(2n - 1)e + 2VC_1] \quad (20)$$

- Si maintenant, un électron entre par la jonction 2, cela veut dire que le nombre « n » dans l'îlot passera de « n » à « $n + 1$ ». On aura le schéma suivant :

$$n_2 \longrightarrow n_2 - 1 \text{ alors } n \longrightarrow n + 1$$

et par conséquent, en utilisant la relation (19), la variation d'énergie est :

$$\Delta \xi_{n_2-1} = \frac{e}{2Ceq} [(2n + 1)e - 2VC_1] \quad (21)$$

Jonction 1 :

- Si maintenant, un électron entre par la jonction 1, l'îlot va le recevoir et le nombre « n » (dans l'îlot) passera de « n » à « $n + 1$ ». On aura le schéma suivant :

$$\text{Si } n_1 \longrightarrow n_1 + 1 \text{ alors } n \longrightarrow n + 1$$

et par conséquent, en utilisant la relation (19), la variation d'énergie devient :

$$\Delta\xi_{n1+1} = \frac{e}{2C_{eq}} [(2n+1)e + 2VC_2] \quad (22)$$

- Si maintenant, un électron sort par la jonction 1, l'îlot l'a donc perdu et le nombre « n » (dans l'îlot) passera de « n » à « n - 1 ». Le schéma devient :

$$\text{Si } n_1 \longrightarrow n_1 - 1 \text{ alors } n \longrightarrow n - 1$$

et par conséquent, en utilisant la relation (19), on aura la variation d'énergie sous la forme :

$$\Delta\xi_{n1-1} = \frac{e}{2C_{eq}} [-(2n-1)e - 2VC_2] \quad (23)$$

Energétiquement parlant, tous ces transferts ne peuvent pas avoir lieu si on n'impose pas la condition de décroissance de l'énergie c'est-à-dire $\Delta\xi < 0$

- Dans le cas

$$n_2 \longrightarrow n_2 + 1 \text{ et } n \longrightarrow n - 1$$

la condition $\Delta\xi_{n2+1} < 0$ donne

$$(2n-1)e - 2VC_1 > 0 \quad (24)$$

et qui se traduit par une autre condition sur la tension

$$V < \frac{(2n-1)e}{2C_1}$$

(25)

Les autres cas se traduisent respectivement par :

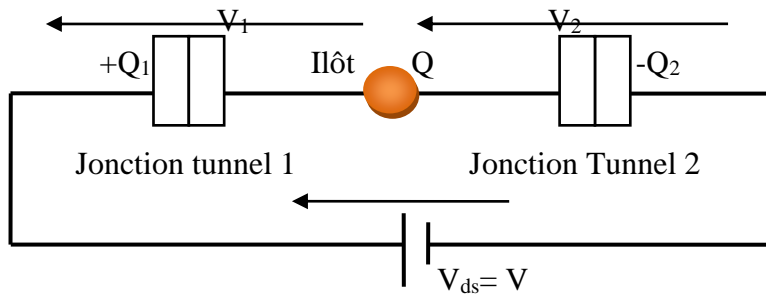
$$\Delta\xi_{n2-1} < 0 \rightarrow -(2n-1)e + 2VC_1 > 0 \rightarrow V > \frac{(2n-1)e}{2C_1} \quad (26)$$

$$\Delta\xi_{n1+1} < 0 \rightarrow -(2n+1)e - 2VC_2 > 0 \rightarrow V < -\frac{(2n+1)e}{2C_2} \quad (27)$$

$$\Delta\xi_{n1-1} < 0 \rightarrow (2n-1)e + 2VC_2 > 0 \rightarrow V > -\frac{(2n-1)e}{2C_2} \quad (28)$$

Ces résultats montrent que ces éventuels transferts qui sont conditionnés par des tensions de seuil sont fonctions du nombre d'électrons présents dans l'îlot et de la capacité (C_1 et ou C_2)

A titre d'exemple, on étudie le cas particulier où le nombre « n » d'électrons dans l'îlot est nul dans le but d'avoir une comparaison avec l'interprétation qualitative mentionnée dans le sous chapitre **IV-1-b-B**. On considère schéma suivant :



En remplaçant $n=0$ dans la relation (26) et (28); on obtient respectivement la valeur V_{seuil} du seuil en dessous duquel le blocage total de charge a lieu :

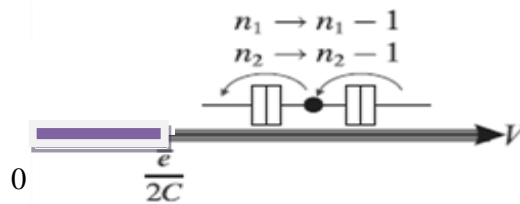
$$V > \frac{e}{2C_1} \quad \text{et} \quad V > \frac{e}{2C_2} \quad (29)$$

Dans ce cas où $C_1 \neq C_2$ on prendra la tension seuil à partir de laquelle le premier électron peut effectivement passer dans l'îlot est définie par la plus grande des 2 capacités. Soit donc

$$V_{seuil} = \min\left(\frac{e}{2C_1}; \frac{e}{2C_2}\right) \quad (30)$$

Si $C_1=C_2=C$, on aura

$$V_{seuil;n=0} = \frac{e}{2C} \quad (31)$$



: zone de blocage de Coulomb

Ce résultat est à comparer avec celui décrit précédemment d'une manière qualitative (sous chapitre **IV-1-b-B**) qui montre qu'il existe une zone dans laquelle aucune transition n'est possible et où aucun courant ne peut circuler. C'est-à-dire une zone où apparaît le blocage total de charge : Blocage de Coulomb.

En général et suivant la polarisation du système, on aura le schéma suivant

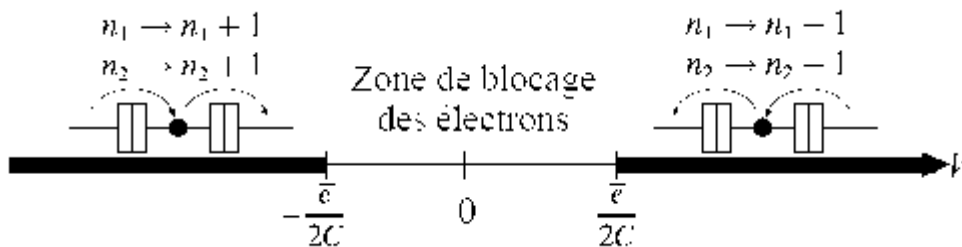


Figure 21: Transitions possibles dans le cas où $n = 0$.

Maintenant, dans le cas où « n » est quelconque et où $C_1=C_2=C$, les seuils de tension dans les différentes transitions deviennent

$$V_{n,seuil} = (2n + 1) \frac{e}{2C} \quad \text{avec } n \in Z \quad (32)$$

IV-3- ETUDE DYNAMIQUE, VERS LE COURANT ELECTRIQUE:

IV-3-a- TEMPS DE PASSAGE DE L'ELECTRON DANS LE SYSTEME

L'objectif de l'étude des dispositifs à blocage de Coulomb est d'analyser la caractéristique Courant/Tension. Celle-ci doit faire apparaître une courbe en marche d'escalier et montrer ainsi comment contrôler d'une manière précise les électrons qui passent dans le système.

Avant de déterminer l'expression du courant qui passe à travers la jonction tunnel en fonction de n et de la tension V, on doit tout d'abord évaluer le temps que mettent les électrons pour traverser les deux jonctions tunnel.[5]

Dans le dispositif, la jonction tunnel permet de laisser passer les électrons d'une manière discrète un par un. Par définition du courant, on a

$$I = \frac{q}{T} \quad (33)$$

Ici T^{-1} représente la fréquence f de passage des électrons. Le courant s'écrira

$$I = q.f \quad (34)$$

Le calcul du courant oblige à prendre la jonction tunnel comme une résistance R_t et non comme une capacité ce qui permet de supposer que la variation $\Delta\xi$ de l'énergie de Helmholtz est négative et d'utiliser la loi d'Ohm $\Delta V = R_t I$

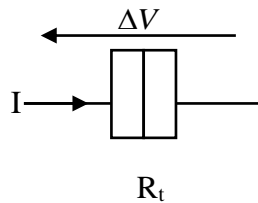


Figure 22 : Notations utilisées pour calculer le courant instantané traversant une jonction tunnel.

et obtenir une relation entre la tension appliquée et la fréquence, décrite par :

$$\Delta V = R_t.e.f \quad (35)$$

On fera appel à la variation d'énergie de Helmholtz pour la détermination du temps de passage des électrons dans le système. Pour cela on doit transformer l'expression (35) en énergie en la multipliant par la charge de l'électron «-e » :

$$U_e = -e.\Delta V = -e^2 R_t f \quad (36)$$

On obtient la fréquence

$$f = -\frac{U_e}{e^2 R_t} \quad (37)$$

où f^{-1} représente le temps de passage de l'électron à travers la jonction tunnel de résistance R_t en variant son énergie potentielle de U_e qui correspond à la variation $-\Delta\xi$ de l'énergie de Helmholtz. Ce qui donne une fréquence f de la forme:

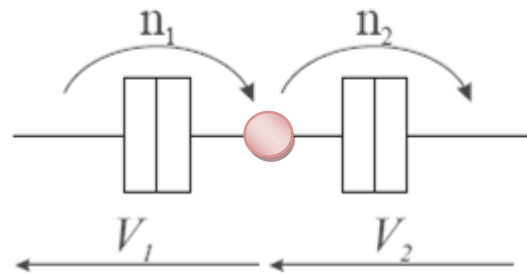
$$f = \frac{U_e}{e^2 R_t} = -\frac{\Delta\xi}{e^2 R_t} \quad (38)$$

Le temps que met un électron pour traverser une jonction de résistance R_t est donné par

$$T = \frac{e^2 R_t}{-\Delta\xi} = \frac{-e^2 R_t}{\Delta\xi} \quad (39)$$

On peut donc décomposer ce temps en deux : l'électron met le temps T_1 pour traverser la jonction 1 et le temps T_2 pour traverser la jonction 2. Le temps de traversée global des électrons à travers l'ensemble du dispositif est la somme de ces deux temps.

On prend le schéma suivant



où n_1 et n_2 électrons ont traversés les jonctions 1 et 2 respectivement

On considère le cas où $C_1/C_2 > 1$ et $R_{t1}/R_{t2} > 1$: un électron va tout d'abord entrer dans l'îlot par la jonction 2 et ressort par la jonction 1 :

- Si un électron entre par la jonction 2, c'est-à-dire $n_2 \longrightarrow n_2 - 1$. L'îlot va le recevoir et le nombre « n » (dans l'îlot) passera de « n » à « $n + 1$ ». On aura le schéma suivant :

$$\text{Si } n_2 \longrightarrow n_2 - 1 \text{ alors } n \longrightarrow n + 1$$

et par conséquent, en utilisant la relation (19), la variation d'énergie prend la forme (21):

$$\Delta\xi_{n_2-1} = \frac{e}{2C_{eq}} [+(2n+1)e - 2VC_1]$$

Le temps T_2 que mettra l'électron pour traverser la jonction 2 avant d'être stocké dans l'îlot est donné par :

$$T_2 = \frac{-2C_{eq} R_{t2}}{\left[+(2n+1) - \frac{2C_1}{e} V\right]} \quad (40)$$

Si au départ le nombre d'électrons stockés est nul ($n = 0$), en posant

$$a = \frac{C_1}{C_2}, \quad b = \frac{R_{t1}}{R_{t2}}, \quad v = \frac{e}{2C_1} \quad (41)$$

et en remplaçant $n=0$ dans l'expression (19), alors le temps T_2 mis par l'électron pour traverser la jonction 2 est :

$$T_2 = \frac{2C_1 R_{t1} b^{-1} \left(1 + \frac{1}{a}\right)}{\left[\frac{V}{v} - 1\right]} \quad (42)$$

- Cet électron mettra un temps T_1 pour sortir par la jonction 1. Pendant ce temps il est stocké dans l'îlot, aucun autre électron ne peut rentrer tant que le premier n'est pas sorti à cause du phénomène de blocage de charge. Le nombre « n » (dans l'îlot) passera de « n » à « $n - 1$ ». On aura le schéma suivant :

$$\text{Si } n_1 \longrightarrow n_1 - 1 \text{ alors } n \longrightarrow n - 1$$

et par conséquent, en utilisant la relation (19), la variation d'énergie correspond à (23):

$$\Delta \xi_{n1-1} = \frac{e}{2C_{eq}} [-(2n - 1)e - 2VC_2]$$

avec maintenant $n=1$. En remplaçant $n=1$ dans (23), le temps T_1 mis par cet électron pour sortir par la jonction 1 est :

$$T_1 = \frac{2C_1 R_{t1} \left(1 + \frac{1}{a}\right)}{\left[1 + \frac{V}{va}\right]} \quad (43)$$

Le temps total de la traversée des deux jonctions par l'électron est

$$T = T_1 + T_2 = 2C_1 R_{t1} \frac{(ab + 1)}{ab} \left[\frac{b}{\left[1 + \frac{V}{va}\right]} + \frac{1}{\left[\frac{V}{v} - 1\right]} \right] \quad (44)$$

VI-3-b- COURANT ELECTRIQUE

Le courant électrique en fonction de la tension au bornes de la structure est obtenu par la formule classique $I=e/T$ (puisque un seul électron est passé) que l'on peut écrire dans ce cas précis sous forme :

$$I = \frac{e}{2R_{t1}C_1} \frac{a^2b}{(1+a)} \frac{\left(\frac{V}{v}-1\right)\left(\frac{V}{va}+1\right)}{a(1-b)+ (1+ab)\frac{V}{v}} \quad (45)$$

Les graphes des variables T, I et V seront tracés dans les unités de $R_{t1}C_1$, $\frac{e}{2R_{t1}C_1}$ et $\frac{e}{2C_1}$ respectivement entre v et $3v$

On va traiter de la même façon le cas correspondant au passage des électrons par paire. Dans ce cas, la gamme de tension est $3v$ et $5v$.

- Deux électrons entrent par la jonction 2, c'est-à-dire $n_2 \longrightarrow n_2 - 2$. Dans l'îlot le nombre « n » passera de « n » à « n + 2 ». On aura le schéma suivant :

$$\text{Si } n_2 \longrightarrow n_2 - 2 \text{ alors } n \longrightarrow n + 2$$

et par conséquent, en utilisant la relation (19), la variation d'énergie prend la forme :

$$\Delta\xi_{n2-2} = \frac{e}{2C_{eq}} [(4 + 4n)e - 2VC_1] \quad (46)$$

- Ces deux électrons mettront un temps T_1 pour sortir par la jonction 1. Pendant ce temps ils sont stockés dans l'îlot. Dans celui-ci, le nombre « n » passera de « n » à « n - 2 ». On aura le schéma suivant :

$$\text{Si } n_1 \longrightarrow n_1 - 2 \text{ alors } n \longrightarrow n - 2$$

et par conséquent, en utilisant la relation (19), la variation d'énergie correspond à (23):

$$\Delta\xi_{n1-2} = \frac{e}{2C_{eq}} [-(4n - 4)e - 2VC_2] \quad (47)$$

Comme précédemment, si au départ le nombre d'électrons stockés dans l'îlot est nul ($n=0$), le temps T_2 mis par les deux électrons pour transiter par la jonction 2 et se rendent dans l'îlot est:

$$T_2 = \frac{2C_1R_{t1}b^{-1}\left(1 + \frac{1}{a}\right)}{\left[\frac{V}{2v} - 1\right]} \quad (48)$$

Le temps T_1 mis par ces deux électrons pour sortir de l'îlot est obtenu en remplaçant $n=2$ dans la relation (47). Soit :

$$T_1 = \frac{2C_1 R_{t1} \left(1 + \frac{1}{a}\right)}{\left[1 + \frac{V}{2va}\right]} \quad (49)$$

et le courant prend la forme

$$I_{2.\text{électrons}} = \frac{2e}{2R_{t1}C_1} \frac{a^2b}{(1+a)} \frac{\left(\frac{V}{2v}-1\right)\left(\frac{V}{2va}+1\right)}{a(1-b)+(1+ab)\frac{V}{2v}} \quad (50)$$

Un traitement similaire dans la gamme $5v$ et $7v$ correspondant au passage des électrons trois par trois permet d'obtenir les temps :

$$T_2 = \frac{2C_1 R_{t1} b^{-1} \left(1 + \frac{1}{a}\right)}{\left[\frac{V}{3v}-1\right]} \quad T_1 = \frac{2C_1 R_{t1} \left(1 + \frac{1}{a}\right)}{\left[1 + \frac{V}{3va}\right]} \quad (52)$$

et le courant devient

$$I = \frac{3e}{2R_{t1}C_1} \frac{a^2b}{(1+a)} \frac{\left(\frac{V}{3v}-1\right)\left(\frac{V}{3va}+1\right)}{a(1-b)+(1+ab)\frac{V}{3v}} \quad (53)$$

V- RESULTATS :

La caractéristique Courant/Tension est reportée sur la figure 23. Elle correspond à la transition d'un seul électron pour des différentes valeurs des paramètres $a=C_1/C_2$ et $b=R_{t1}/R_{t2}$. Lorsque ces paramètres sont très élevés ($a=70$; $b=150$) c'est-à-dire que la jonction 2 est plus perméable que la jonction 1 et qu'elle a un caractère moins capacitif que la jonction 1, la caractéristique courant/tension présente clairement un palier correspondant à la possibilité de stocker un électron supplémentaire dans l'îlot.

Le paramètre « a » contribue plus à la variation du courant sur un palier. Pour une même valeur de « b », l'augmentation de « a » favorise la diminution de la variation du courant et permet d'observer le blocage de Coulomb le long du palier. Ce phénomène nécessite des grandes valeurs de « a » et « b ».

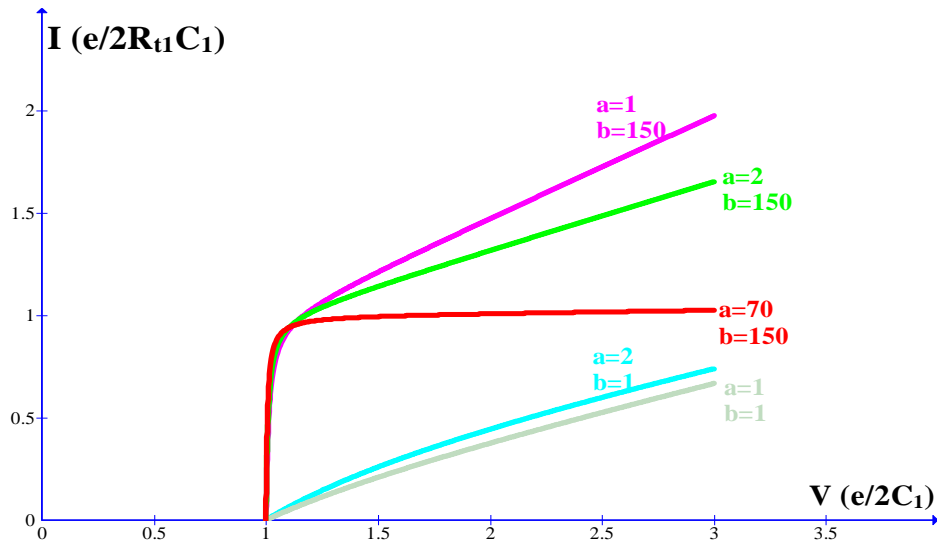


Figure 23: Caractéristique $I=f(V)$ pour des valeurs de « a » et « b » différentes et observation du blocage de Coulomb.

Par contre lorsque ces paramètres se rapprochent de l'unité ($a=1$; $b=1$), c'est-à-dire qu'on est dans une situation où les deux jonctions sont similaires, le comportement précédent (apparition des paliers) disparaît et le courant est relativement moins important. Ce résultat a été observé par J. Sée [5].

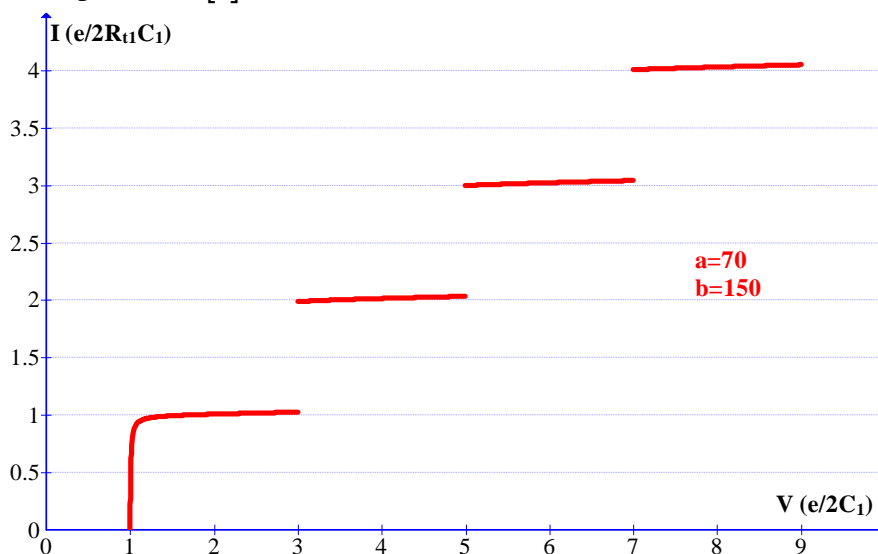


Figure 24 : Caractéristique $I=f(V)$ pour des valeurs de « $a=70$ » et « $b=150$ ». Chaque palier correspond à la possibilité de stocker un électron supplémentaire dans l'îlot.

On remarque que le courant double dans le cas où les électrons traversent les jonctions deux par deux et triplent lorsque ils passent trois par trois et ainsi de suite (figure 24)...en respectant bien sûr à chaque fois la tension seuil donnée par la formule (26).

Pour des valeurs de $a=70$ et $b=150$, la valeur du courant dans chaque intervalle de tension est constante mais dépend naturellement du nombre d'électrons dans l'îlot. Ce qui mène vers l'étude du comportement du temps que mettent le ou les électrons pour traverser le dispositif. Lorsque la jonction par laquelle l'électron sort (jonction 1) a un caractère plus capacitif ($a=70$) et aussi plus imperméable ($b=150$) que celle par laquelle il entre (jonction

2), on remarque que le temps de traversée par la jonction 1 est relativement plus élevé que celui qui correspond à la jonction 2 (figure 25). La tension V n'influe presque pas sur le temps T_1 . En effet, la jonction 1 qui est plus capacitive par rapport à C_2 , a tendance à retenir (stocker) l'électron un peu plus longtemps. Sa forte imperméabilité (grande résistance) contribue à ce blocage. L'électron trouve beaucoup plus de difficultés à la traverser et séjournera plus longtemps dans l'îlot. A cause des caractéristiques de la jonction 2, le temps T_2 de traversée de cette jonction est très court tendant relativement vers zéro. L'entrée par la jonction 2 est quasiment instantanée (figure 25).

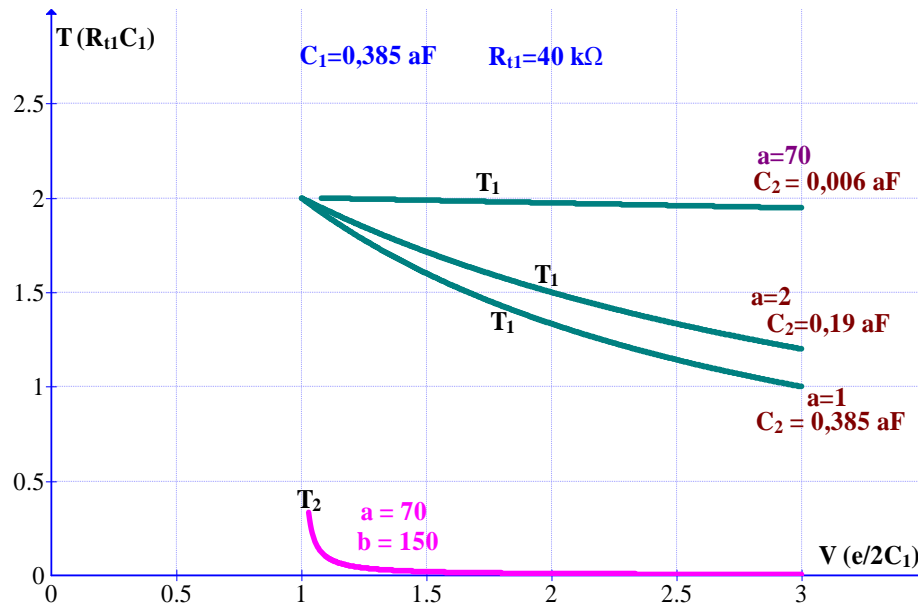


Figure 25: Temps de passage T_1 et T_2 pour des valeurs de « $a=70$ » et « $b=150$ » cas où un seul électron est stocké dans l'îlot.

La figure (26) indique que dans le cas $a=70$ et $b=170$, les deux temps restent relativement constants quel que soit le nombre d'électrons à vouloir faire passer

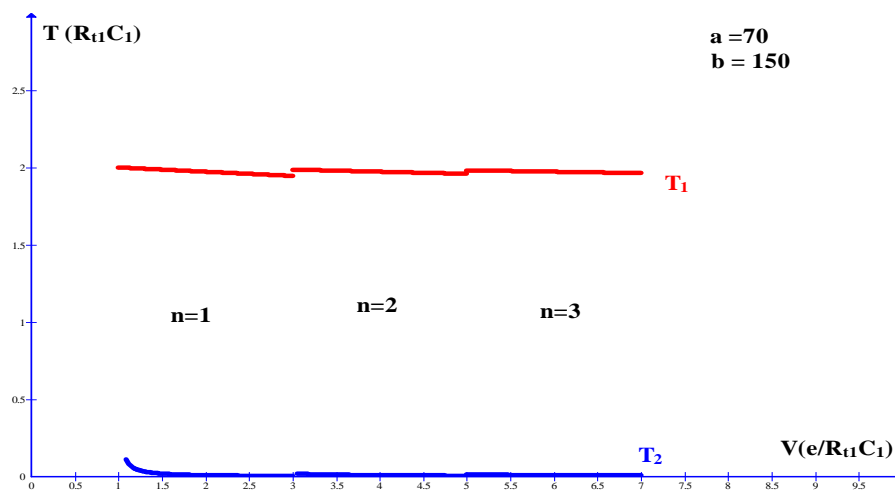


Figure 26 : Temps de passage T_1 et T_2 pour des valeurs de « $a=70$ » et « $b=150$ », cas où $n=1,2$ et 3.

Pour une valeur de « C_2 » constante, la durée de séjour de l'électron dans l'îlot augmente avec C_1 (jonction 1 plus capacitive) d'une manière sensiblement linéaire (figure 27).

Figure 27: Temps de passage T_1 en fonction de C_1 pour des valeurs de « C_2 ».

Plus C_2 se rapproche de C_1 , plus l'électron séjournera moins longtemps dans l'îlot, et la valeur de la capacité C_2 a presque moins d'influence sur le temps T_1 (figure 28). Ce résultat était prévisible.

↑

Figure 28: Temps de passage T_1 en fonction de C_2 pour des valeurs de « C_1 ».

VI- APPLICATION : TRANSISTOR A UN ELECTRON (SET) :

VI-1- DEFINITION :

La structure du transistor à un électron SET (en anglais Single-electron transistor), est obtenue en reprenant celle de la double jonction tunnel étudiée, à laquelle on y ajoute une grille. L'idée de ces dispositifs a été formulée par Averin et Likharev il y a 25 ans [Averin 86, Likharev 87]. Les SET offrent en principe un contrôle parfait du courant, grâce au blocage de Coulomb.[18]

VI- 2- PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT

Comme dans le cas de la double jonction tunnel, on considère aussi un îlot métallique. Le principe de fonctionnement reste le même que celui d'une double jonction tunnel traitée précédemment, et s'explique qualitativement en considérant les niveaux de Fermi des électrodes source et drain, ainsi que le niveau de Fermi dans l'îlot, comme illustré en Figure 1.12. En fait, le transfert individuel d'électrons entre la source et le drain à travers l'îlot, basé sur le blocage de Coulomb, peut être commandé par la tension appliquée à l'électrode de grille.[16]

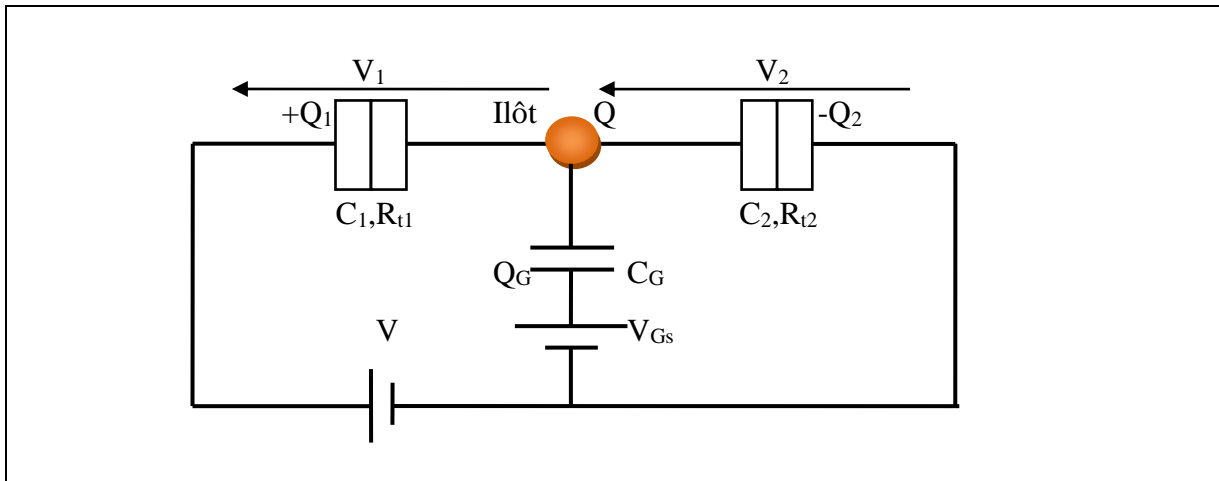
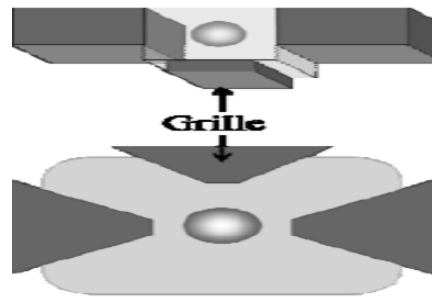


Figure 29 : schéma électrique équivalent d'un SET.

Néanmoins, l'écart énergétique entre un niveau à n électrons (par exemple μ_0) et un niveau à $n + 1$ électrons (par exemple μ_1), c'est à dire l'énergie à apporter, via la tension de grille, au système, est dans ce cas égal e^2/C_G , où C_G schématise la capacité due à la présence de la grille. On choisit une tension drain-source V_{ds} donnée. La tension de la grille V_{Gs} joue le rôle d'ascenseur : quand on augmente V_{Gs} , les niveaux μ_0, μ_1, μ_2 , etc. baissent par rapport

aux niveaux E_{FS} et E_{Fd} et montent dans le cas inverse. Tant que la tension de grille est insuffisante pour faire passer le premier électron (c'est-à-dire $\mu_1 > E_{FS}$), l'électron ne peut pas passer ; nous sommes en régime de blocage de Coulomb : pas de courant (figure 30) [5 ,16 ,17 ,18]

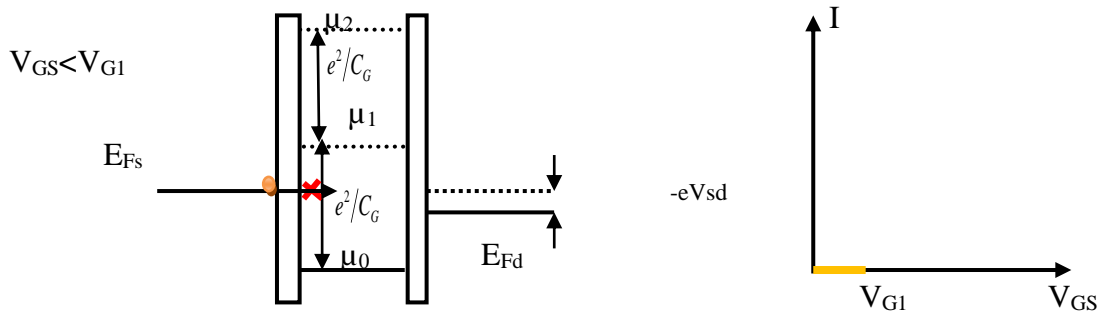


Figure 30 : Évolution du diagramme en bande et du courant en fonction de la tension de grille dans un SET, régime de blocage de Coulomb .

À $V_{GS} = V_{G1}$ (Figure 31), le niveau E_{FS} est aligné sur μ_2 et l'électron ne trouve aucune difficulté pour entrer dans l'îlot. On observe un courant.

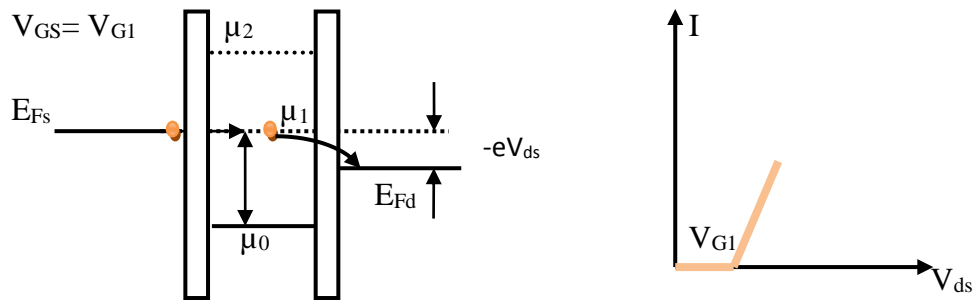


Figure 31 : Évolution du diagramme en bande et du courant en fonction de la tension de grille dans un SET, $\mu_1 = E_{FS}$, le courant peut passer, premier pic de Coulomb.

Tant que la tension de grille V_{GS} est inférieure à V_{G2} il apparait un courant présentant un pic sur la caractéristique courant-tension de grille (Figure 32) mais lorsque V_{GS} devient supérieure à V_{G2} , l'électron entre quand même dans l'îlot mais il y reste "piégé" car il n'a pas assez d'énergie pour surmonter la différence entre E_{Fd} et μ_1 ($\mu_1 < E_{Fd}$). IL ne peut pas sortir. Le courant est nul.

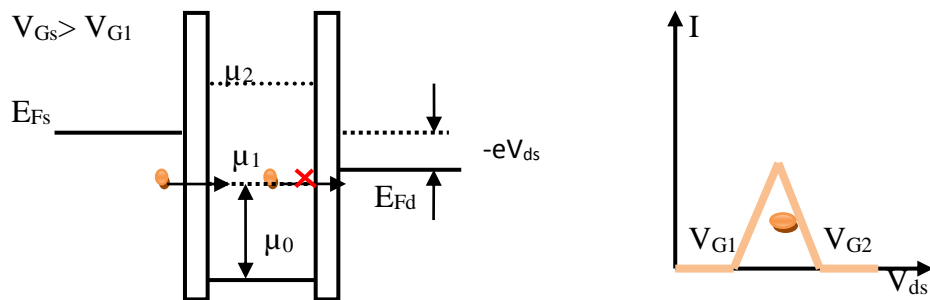


Figure 32 : Évolution du diagramme en bande et du courant en fonction de la tension de grille dans un SET $\mu_1 < E_{Fd}$ courant ne peut pas passer.

Lorsque la tension V_G atteint la valeur $V_{G1} + e/C_G$, le niveau E_{Fs} , s'aligne sur μ_2 et un électron peut passer dans l'îlot permettant ainsi l'apparition d'un nouveau pic de courant (Figure). Ces pics sur la caractéristique courant-tension de grille sont couramment appelés "Oscillations de Coulomb",

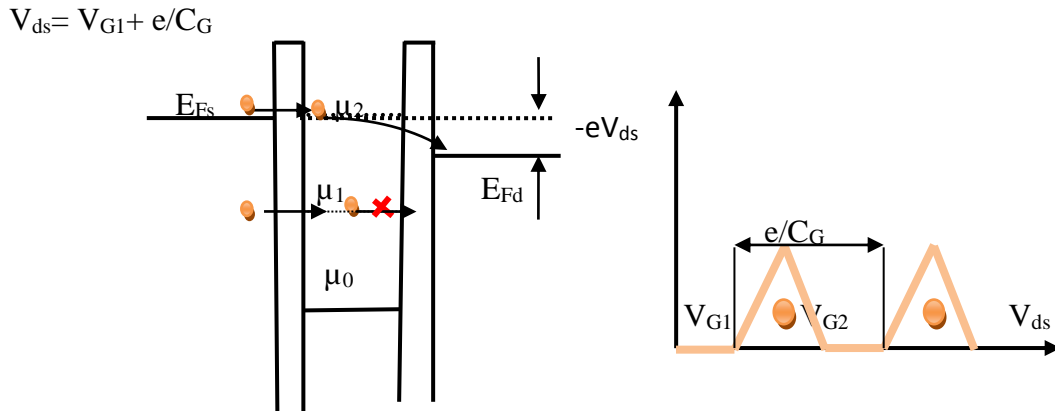


Figure 33 : Évolution du diagramme en bande et du courant en fonction de la tension de la tension de grille dans un SET $\mu_2 = E_{Fs}$, début du deuxième pic de Coulomb.

En résumé, d'un point de vue électrique, les électrons sont injectés dans ou éjectés de l'îlot, par effet tunnel à travers une fine barrière formée à partir d'un isolant entre l'électrode (source) et l'îlot. En variant le potentiel de l'électrode de grille (C_G), la tension de seuil diminue ou augmente. Quand on augmente la tension de grille à une certaine valeur, les électrons franchissent vers l'îlot, donnant une charge supplémentaire dans ce dernier. Plus on augmente la tension de grille, plus le nombre d'électrons dans l'îlot augmentera automatiquement. la caractéristique courant-tension de grille présente une période e/C_G . L'effet de Blocage de Coulomb est maximal lorsqu'un multiple entier d'électrons est dans l'îlot ($V_{Gs} = ne / C_G$), où n représente le nombre d'électrons dans le SET. [18]

Conclusion

Ce travail a été consacré à l'étude d'un phénomène physique appelé le blocage de Coulomb ou encore l'électronique à une charge et dans lequel le courant (le nombre d'électrons) peut être contrôlé. L'objectif de cette étude faite ici est d'abord de s'initier à la recherche bibliographique et ensuite de comprendre ce phénomène qui s'observe dans les dispositifs à jonction tunnel. Nous avons pu constater dans le cas d'une structure à double jonction tunnel que, théoriquement et grâce à la caractéristique courant-tension, le phénomène s'observe dans le cadre du transport des électrons par effet tunnel et en se basant sur le concept de la dualité résistance- capacité de la jonction tunnel. En outre il se produit non seulement dans les dispositifs de dimensions nanométriques, mais aussi lorsque les deux jonctions doivent avoir des caractéristiques différentes ; la résistance associée par laquelle le ou les électrons pénètrent doivent être plus perméable par rapport à l'autre. En plus la capacité du condensateur associée à la jonction par laquelle le ou les électrons quittent l'îlot doit être plus élevée. L'étude du comportement des temps de transit des charges par les jonctions tunnel montrent que ces conditions contribuent au stockage plus longtemps d'un nombre désiré d'électrons (un, deux, trois, etc.).

Nous avons achevé ce travail par l'introduction d'un exemple pratique ; le SET, et ceci dans le but de montrer un dispositif permettant de réaliser une vanne d'électrons (la source de courant entre source et drain) commandée par l'utilisateur par l'intermédiaire d'une électrode de contrôle (la grille).

Ce résultat donne la curiosité qui permet d'entreprendre d'autres travaux plus poussés non seulement dans les boîtes quantiques métalliques mais aussi dans les boîtes semi-conductrices et ce dans le but de connaître par exemple le nombre maximum d'électrons à stocker et la valeur limite du temps de passage en jouant sur les caractéristiques (C et R_i) des jonctions utilisées, et aussi de voir, éventuellement, le comportement de ce phénomène avec la température.

Constantes physiques

Permittivité du vide	$\epsilon_0 = 8,8542 \cdot 10^{-12} \text{Fm}^{-1}$
Constante de Boltzmann	$k = 1,38062 \cdot 10^{-23} \text{JK}^{-1}$
Constante de Planck	$h = 6,62620 \cdot 10^{-34} \text{Js}$ $\hbar = h/2\pi = 1,054610^{-34} \text{Js}$
Masse de l'électron	$m_0 = 0,910956 \cdot 10^{-30} \text{kg}$
Charge de l'électron	$e = - 1,60219 \cdot 10^{-19} \text{C}$

Liste des figures

Figure 1 : Représentation de confinement de 3D vers 0D	05
Figure 2 : Photographie par microscope de boîtes quantiques	06
Figure 3 a : Symbole d'un condensateur dans un circuit.....	07
Figure 3 b : Charges accumulées sur l'armature A et Charges accumulées sur l'armature B.....	07
Figure 4 : Le caractère continu de la charge stockée dans un condensateur classique induit la continuité de la Caractéristique $Q(V)$	07
Figure 5 : Principe de l'effet tunnel.....	08
Figure 6 : Puits de Potentiel de hauteur V et de largeur $2a$	09
Figure 7 : Schéma de principe d'un condensateur « quantique » (Jonction tunnel).....	09
Figure 8 : Symbole de la jonction tunnel.....	10
Figure 9 : Schéma d'une île et de deux jonctions tunnel.....	11
Figure 10 : Schéma électrique équivalent d'une structure Métal-isolant-métal-isolant-métal (MIMIM) soumise à une tension V	11
Figure 11 : Représentation schématique du diagramme d'énergie d'une boîte quantique connectée à deux électrodes métalliques.....	12
Figure 12 : Évolution du diagramme en bandes et du courant en fonction de la tension aux bornes de la double jonction tunnel (cas $V_{ds}=0$) : régime de blocage de Coulomb.....	13
Figure 13 : Évolution du diagramme en bandes et du courant en fonction de la tension aux bornes de la double jonction tunnel (cas $V_{ds} < e/C_{eq}$) : régime de blocage de Coulomb.....	13
Figure 14 : Évolution du diagramme en bandes et du courant en fonction de la tension au bornes de la double jonction tunnel) (cas $V_{ds} = e/C_{eq}$): premier palier de Coulomb, les électrons passent un par un.....	14
Figure 15 : Évolution du diagramme en bandes et du courant en fonction de la tension aux bornes de la double jonction tunnel (cas $V_{ds}=3e/C_{eq}$) : deuxième palier de Coulomb, deux électrons peuvent passer dans la structure.....	14
Figure 16 : Schéma électrique d'une jonction tunnel. Il traduit le caractère dual d'une telle jonction : résistif et capacitif.....	15
Figure 17 : Effet de la température sur le blocage de Coulomb : la distribution de Fermi à $T \neq 0$ K permet le passage d'un électron même lorsque le niveau de Fermi de la source est en dessous de celui de la boîte quantique.....	16
Figure 18 : Évolution de la charge du condensateur quantique en fonction de la tension appliquée dans le cas où $e^2/2C \gg K_B T$, $e^2/2C \approx K_B T$ et $e^2/2C \ll K_B T$	16

Figure 19 : Schématisation du système électrique équivalent de la structure MIMIM.....	18
Figure 20: représentation le passage des électrons à travers les jonctions tunnel : n_1 électrons sont injectés dans l'îlot via la jonction 1 tandis que n_2 électrons sortent de l'îlot par la jonction 2.....	20
Figure 21 : Transitions possibles dans le cas où $n = 0$	24
Figure 22 : Notations utilisées pour calculer le courant instantané traversant une jonction tunnel.....	25
Figure 23 : Caractéristique $I=f(V)$ pour des valeurs de « a » et « b » différentes et observation du blocage de Coulomb.....	30
Figure 24 : Caractéristique $I=f(V)$ pour des valeurs de « a=70 » et « b=150 ». Chaque palier correspond à la possibilité de stocker un électron supplémentaire dans l'îlot.....	30
Figure 25: Temps de passage T_1 et T_2 pour des valeurs de « a=70 » et « b=150 » cas où un seul électron est stocké dans l'îlot.....	31
Figure 26 : Temps de passage T_1 et T_2 pour des valeurs de « a=70 » et « b=150 ». Cas où $n=1,2$ et 3	31
Figure 27: Temps de passage T_1 en fonction de C_1 pour des valeurs de « C_2 ».....	32
Figure 28: Temps de passage T_1 en fonction de C_2 pour des valeurs de « C_1 ».....	32
Figure 29 : schéma électrique équivalent d'un SET	33
Figure 30 : Évolution du diagramme en bande et du courant en fonction de la tension de grille dans un SET, régime de blocage de Coulomb.....	34
Figure 31 : Évolution du diagramme en bande et du courant en fonction de la tension de grille dans un SET, $\mu_1 = E_{Fs}$, le courant peut passer, premier pic de Coulomb.....	34
Figure 32 : Évolution du diagramme en bande et du courant en fonction de la tension de grille dans un SET, $\mu_1 < E_{Fd}$ courant ne peut pas passer.....	34
Figure 33 : Évolution du diagramme en bande et du courant en fonction de la tension de grille dans un SET $\mu_2 = E_{Fs}$, début du deuxième pic de Coulomb.....	35

Mots clés :

Boîte quantique; Effet tunnel; Jonction tunnel; Condensateur quantique; Capacité; Résistance tunnel; Source; Drain; Tension seuil; Caractéristique courant-tension; Temps de passage; Énergie libre de Helmholtz; Blocage de Coulomb; Grille; Transistors à un électron (SET).

Bibliographie :

[1] Frank TINJOD. « Mécanismes de formation des boîtes quantiques semi-conductrices, application aux nanostructures II-VI et étude de leurs propriétés optiques ». Physics. Université Joseph- Fourier - Grenoble I, 2003. French.

[2] Boîte quantique. Site web: https://fr.wikipedia.org/wiki/Bo%C3%AEte_quantique (Consulté le 19 février 2016).

[3] Charles Cornet. « Propriétés électroniques, optiques et dynamiques de boites quantiques auto-organisées et couplées sur substrat InP ». Physique [physics]. INSA de Rennes, 2006. Français.

[4] Condensateur .Site web : https://fr.wikipedia.org/wiki/Condensateur_%28%C3%A9lectricit%C3%A9%29 (Consulté le 03 février 2016).

[5] Johann Sée. « Théorie du blocage de Coulomb appliquée aux nanostructures semi-conductrices : modélisation des dispositifs à nano cristaux de silicium ». Thèse. Université Paris Sud – Paris XI, 2003. French.

[6] Effet tunnel .Site web : https://fr.wikipedia.org/wiki/Effet_tunnel

(Consulté le 08 février 2016).

[7] Yann Leroy. « Transport électronique dans les nanostructures fortement désordonnées ». Physics [physics]. Thèse, Université Louis Pasteur - Strasbourg I, 2001. French.

[8] Geoffroy Aubry, Moussa Dicko. Effet Tunnel. Applications. Leçon de Physique n° 45.

[9] Nicolas FELTIN. Laurent DEVOILLE. Barthélémy STECK. François PIQUEMAL. Christian ULYSSE2 et Yong JIN. Un nouvel outil pour la métrologie électrique: le dispositif à un électron :

1)- Laboratoire National de Métrologie et d'Essais– 29 , avenue Roger Hennequin – F-78197 Trappes

2- Laboratoire de Photonique et de Nanostructures – CNRS/LPN, route de Nozay, F-91460

Marcoussis

[10] Émilie Dupont. « Etude du transport a un électron dans des structures mésoscopiques avec blocage de Coulomb » Thèse. Département de Physique, Université de Sherbrooke. Septembre 2003.

[11] Audrey VALENTIN. « Modélisation de l'effet tunnel a un électron dans les dispositifs à nano cristaux semi-conducteurs : effet tunnel a un électron assiste par phonon ». Thèse, Université Paris Sud, 05 décembre 2008

[12] Mathieu Pierre. «L'étude du Transport électronique dans des nanofils de silicium à basse température dans des dispositifs ultimes issus de la Filière silicium de la nanoélectronique ».Rapport stage. (Consulté le 04 mars 2016).

[13] Vincent TALBO. «Étude théorique du transport électronique dans les nano dispositifs à boîtes quantiques semi-conductrices ». Thèse, Institut d'Électronique Fondamentale, paris sud. Le 17/12/2012.

[14] KANOUN Mehdi. « Caractérisations électriques des structures MOS a un nanocristaux de Ge des applications mémoires non volatiles ». Thèse, Institut national des sciences appliquées de Lyon. Le 09/11/2004.

[15] G. Blet. « Resistances et capacité internes d'une photopile au sélénium aux basses températures ». J .Phys. Radium, Tome 18, octobre 1957.

[16] Brasseur Vincent ELEC23, Kairet Thomas MATR23. « Le blocage de Coulomb et le transistor à un électron ». Université catholique de Louvain.

[17] Jean-Pierre CLEUZIQU. « Propriétés de transport électronique de nanotubes de carbone des nanotubes hybrides au nano-SQUID ». Thèse, Université Toulouse III-Paul Sabatier. Le 9 Novembre 2007.

[18] Mohamed Amine BOUNOUAR. «Transistors Mono-Electroniques Double-Grille : Modélisation, Conception & Évaluation d'Architectures Logiques ». Thèse de doctorat en cotutelle France-Canada. Juillet 2013.