

XII.

NANOSTRUKTURY PÓŁPRZEWODNIKOWE

Wstep

Wstęp

Na wykładzie tym zostaną omówione dwa typy nanostruktur półprzewodnikowych:

Wstęp

Na wykładzie tym zostaną omówione dwa typy nanostruktur półprzewodnikowych:

- (1) kropki kwantowe,

Wstęp

Na wykładzie tym zostaną omówione dwa typy nanostruktur półprzewodnikowych:

- (1) kropki kwantowe,
- (2) druty kwantowe (nanodruty).

Wprowadzenie do fizyki kropek kwantowych

Kropka kwantowa jest wytworzoną sztucznie strukturą, której wszystkie trzy rozmiary przestrzenne nie przekraczają $1\mu\text{m}$.

Kropka kwantowa jest wytworzoną sztucznie strukturą, której wszystkie trzy rozmiary przestrzenne nie przekraczają $1\mu\text{m}$.
Zwykle rozmiary kropki kwantowej przyjmują wartości od 10 do 100 nm.

Kropka kwantowa jest wytworzoną sztucznie strukturą, której wszystkie trzy rozmiary przestrzenne nie przekraczają $1\mu\text{m}$.
Zwykle rozmiary kropki kwantowej przyjmują wartości od 10 do 100 nm. Taka **nanostuktura** zawiera od $\sim 10^5$ do $\sim 10^8$ atomów,

Kropka kwantowa jest wytworzoną sztucznie strukturą, której wszystkie trzy rozmiary przestrzenne nie przekraczają $1\mu\text{m}$. Zwykle rozmiary kropki kwantowej przyjmują wartości od 10 do 100 nm. Taka **nanostuktura** zawiera od $\sim 10^5$ do $\sim 10^8$ atomów, a zatem wytwarza się w niej dobrze określona elektronowa struktura pasmowa.

W porównaniu z kryształami litymi kropki kwantowe wykazują **nowe ciekawe własności fizyczne**, które zależą silnie od ich **rozmiarów**.

W porównaniu z kryształami litymi kropki kwantowe wykazują **nowe ciekawe własności fizyczne**, które zależą silnie od ich **rozmiarów**.

Ponadto własności elektronowe kropek kwantowych mogą być – w znacznym zakresie – modyfikowane przez zmianę:

W porównaniu z kryształami litymi kropki kwantowe wykazują **nowe ciekawe własności fizyczne**, które zależą silnie od ich **rozmiarów**.

Ponadto własności elektronowe kropek kwantowych mogą być – w znacznym zakresie – modyfikowane przez zmianę:

- ▶ składu chemicznego,

W porównaniu z kryształami litymi kropki kwantowe wykazują **nowe ciekawe własności fizyczne**, które zależą silnie od ich **rozmiarów**.

Ponadto własności elektronowe kropek kwantowych mogą być – w znacznym zakresie – modyfikowane przez zmianę:

- ▶ składu chemicznego,
- ▶ struktury geometrycznej,

W porównaniu z kryształami litymi kropki kwantowe wykazują **nowe ciekawe własności fizyczne**, które zależą silnie od ich **rozmiarów**.

Ponadto własności elektronowe kropek kwantowych mogą być – w znacznym zakresie – modyfikowane przez zmianę:

- ▶ składu chemicznego,
- ▶ struktury geometrycznej,
- ▶ zewnętrznego pola elektrycznego,

W porównaniu z krysztalami litymi kropki kwantowe wykazują **nowe ciekawe własności fizyczne**, które zależą silnie od ich **rozmiarów**.

Ponadto własności elektronowe kropek kwantowych mogą być – w znacznym zakresie – modyfikowane przez zmianę:

- ▶ składu chemicznego,
- ▶ struktury geometrycznej,
- ▶ zewnętrznego pola elektrycznego,
- ▶ zewnętrznego pola magnetycznego,

W porównaniu z kryształami litymi kropki kwantowe wykazują **nowe ciekawe własności fizyczne**, które zależą silnie od ich **rozmiarów**.

Ponadto własności elektronowe kropek kwantowych mogą być – w znacznym zakresie – modyfikowane przez zmianę:

- ▶ składu chemicznego,
- ▶ struktury geometrycznej,
- ▶ zewnętrznego pola elektrycznego,
- ▶ zewnętrznego pola magnetycznego,
- ▶ naprężeń.

⇒ Inna nazwa kropek kwantowych: **sztuczne atomy**

⇒ Inna nazwa kropek kwantowych: **sztuczne atomy**
sprzężone kropki kwantowe = **sztuczne molekuly**

⇒ Inna nazwa kropek kwantowych: **sztuczne atomy**
sprzężone kropki kwantowe = **sztuczne molekuły**
matryca kropek kwantowych = **sztuczny kryształ**

Rodzaje kropek kwantowych

Rodzaje kropek kwantowych

- (1) Nanokryształy w matrycy izolującej

Rodzaje kropek kwantowych

- (1) Nanokryształy w matrycy izolującej
- (2) Nanocząstki w materiałach porowatych

Rodzaje kropek kwantowych

- (1) Nanokryształy w matrycy izolującej
- (2) Nanocząstki w materiałach porowatych
- (3) Samozorganizowane (samorosnące) kropki kwantowe

Rodzaje kropek kwantowych

- (1) Nanokryształy w matrycy izolującej
- (2) Nanocząstki w materiałach porowatych
- (3) Samozorganizowane (samorosnące) kropki kwantowe
- (4) Elektrostatyczne kropki kwantowe

Sferyczna kropka kwantowa: prosty model teoretyczny

Wyniki obliczeń dla sferycznej kropki kwantowej

Wyniki obliczeń dla sferycznej kropki kwantowej

S. Bednarek, B. Szafran, J. Adamowski, Phys. Rev B 59 (1999) 13036.

Wyniki obliczeń dla sferycznej kropki kwantowej

S. Bednarek, B. Szafran, J. Adamowski, Phys. Rev B 59 (1999) 13036.

Realizacja fizyczna: **nanokryształ o prawie sferycznej powierzchni** w matrycy zestalonego rozpuszczalnika organicznego.

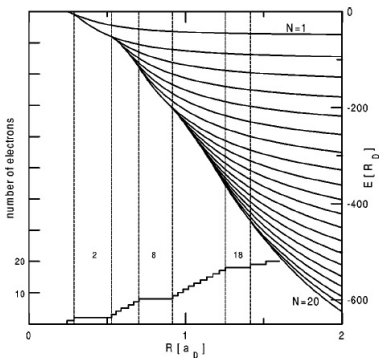


FIG. 2. Energy E of the ground state and number of electrons corresponding to the artificial atom of the lowest energy for $V_0 = 50R_D$ as functions of quantum-dot radius R . Vertical thin lines correspond to the filled shells. The donor rydberg R_D is the unit of energy, and the donor Bohr radius a_D is the unit of length.

Rysunek: 1. Zapełnianie powłok elektronowych sztucznego atomu. Wyniki obliczeń kwantowych metodą Hartree-Focka.

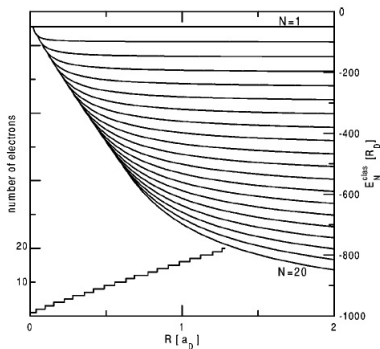


FIG. 4. Classical potential energy E_N^{clas} and number of electrons corresponding to the most stable configuration of interacting electrons subjected to the confinement potential with $V_0 = 50R_D$ as a function of radius R .

Rysunek: 2. Zapełnianie powłok elektronowych sztucznego atomu wg. modelu klasycznego.

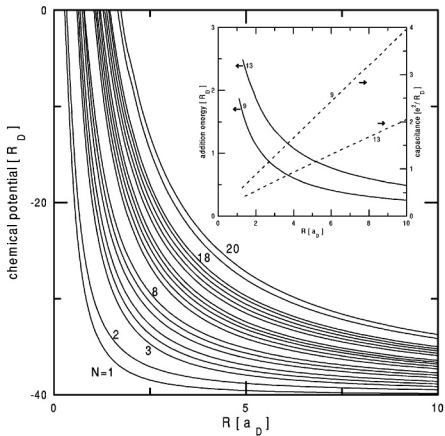


FIG. 5. Chemical potential of N -electron artificial atoms for $F_0 = 40R_D$ as a function of the quantum-dot radius R . Inset: Addition energy (solid curves) and electric capacitance (dashed curves) of quantum dots with $F_0 = 40R_D$ consisting of 9 and 13 electrons as functions of R .

Rysunek: 3. Potencjał chemiczny sztucznego atomu w funkcji liczby elektronów N i promienia R .

Samorganizowane kropki kwantowe

Wzrost wyspowy zgodny z **mechanizmem**
Stranskiego-Krastanova:

Wzrost wyspowy zgodny z **mechanizmem Stranskiego-Krastanova**:

- ▶ na podłożu krystalicznym B powstaje warstwa zwilżająca nanoszonego materiału A

Wzrost wyspowy zgodny z **mechanizmem Stranskiego-Krastanova**:

- ▶ na podłożu krystalicznym B powstaje warstwa zwilżająca nanoszonego materiału A
- ▶ w stanie krystalicznym materiały A i B posiadają różne stałe sieciowe (tzw. niedopasowanie stałych sieciowych jest rzędu kilku/kilkunastu procent)

Wzrost wyspowy zgodny z **mechanizmem Stranskiego-Krastanova**:

- ▶ na podłożu krystalicznym B powstaje warstwa zwilżająca nanoszonego materiału A
- ▶ w stanie krystalicznym materiały A i B posiadają różne stałe sieciowe (tzw. niedopasowanie stałych sieciowych jest rzędu kilku/kilkunastu procent)
- ▶ naprężenia wynikające z niedopasowania stałych sieciowych prowadzą do desegregacji kolejnych nanoszonych warstw

Wzrost wyspowy zgodny z **mechanizmem**
Stranskiego-Krastanova:

- ▶ na podłożu krystalicznym B powstaje warstwa zwilżająca nanoszonego materiału A
- ▶ w stanie krystalicznym materiały A i B posiadają różne stałe sieciowe (tzw. niedopasowanie stałych sieciowych jest rzędu kilku/kilkunastu procent)
- ▶ naprężenia wynikające z niedopasowania stałych sieciowych prowadzą do desegregacji kolejnych nanoszonych warstw
- ▶ w efekcie końcowym tworzą się wyspy złożone z materiału A na warstwie zwilżającej zbudowanej również z materiału A osadzonej na podłożu z materiału B

Wzrost wyspowy zgodny z **mechanizmem Straskiego-Krastanova**:

- ▶ na podłożu krystalicznym B powstaje warstwa zwilżająca nanoszonego materiału A
- ▶ w stanie krystalicznym materiały A i B posiadają różne stałe sieciowe (tzw. niedopasowanie stałych sieciowych jest rzędu kilku/kilkunastu procent)
- ▶ naprężenia wynikające z niedopasowania stałych sieciowych prowadzą do desegregacji kolejnych nanoszonych warstw
- ▶ w efekcie końcowym tworzą się wyspy złożone z materiału A na warstwie zwilżającej zbudowanej również z materiału A osadzonej na podłożu z materiału B
- ▶ dla niektórych materiałów, np. InAs/GaAs, powstaje stop $A_xB_{1-x}C$ o zmieniającej się koncentracji x

Układ kropek kwantowych, powstały w wyniku wzrostu metodą Straskiego-Krastanova, wykazuje **samoorganizację**,

Układ kropek kwantowych, powstały w wyniku wzrostu metodą Stranskiego-Krastanova, wykazuje **samoorganizację**, tzn. kropki kwantowe posiadają zbliżone kształty i rozmiary, odległości pomiędzy kropkami są prawie jednakowe, a ponadto tworzą dość dobrze uporządkowaną strukturę (matrycę) na powierzchni warstwy zwilżającej.

Układ kropek kwantowych, powstały w wyniku wzrostu metodą Stranskiego-Krastanova, wykazuje **samoorganizację**, tzn. kropki kwantowe posiadają zbliżone kształty i rozmiary, odległości pomiędzy kropkami są prawie jednakowe, a ponadto tworzą dość dobrze uporządkowaną strukturę (matrycę) na powierzchni warstwy zwilżającej.

Typowe kształty samozorganizowanych kropek kwantowych:

Układ kropek kwantowych, powstały w wyniku wzrostu metodą Stranskiego-Krastanova, wykazuje **samoorganizację**, tzn. kropki kwantowe posiadają zbliżone kształty i rozmiary, odległości pomiędzy kropkami są prawie jednakowe, a ponadto tworzą dość dobrze uporządkowaną strukturę (matrycę) na powierzchni warstwy zwilżającej.

Typowe kształty samozorganizowanych kropek kwantowych: stóg, stożek, soczewka, piramida, "katedra", słupek.

Układ kropek kwantowych, powstały w wyniku wzrostu metodą Stranskiego-Krastanova, wykazuje **samoorganizację**, tzn. kropki kwantowe posiadają zbliżone kształty i rozmiary, odległości pomiędzy kropkami są prawie jednakowe, a ponadto tworzą dość dobrze uporządkowaną strukturę (matrycę) na powierzchni warstwy zwilżającej.

Typowe kształty samozorganizowanych kropek kwantowych: stóg, stożek, soczewka, piramida, "katedra", słupek.

Typowe rozmiary: wysokość $\simeq 10$ nm, szerokość podstawy $\simeq 100$ nm

Układ kropek kwantowych, powstały w wyniku wzrostu metodą Straskiego-Krastanova, wykazuje **samoorganizację**, tzn. kropki kwantowe posiadają zbliżone kształty i rozmiary, odległości pomiędzy kropkami są prawie jednakowe, a ponadto tworzą dość dobrze uporządkowaną strukturę (matrycę) na powierzchni warstwy zwilżającej.

Typowe kształty samozorganizowanych kropek kwantowych: stóg, stożek, soczewka, piramida, "katedra", słupek.

Typowe rozmiary: wysokość $\simeq 10$ nm, szerokość podstawy $\simeq 100$ nm

Zastosowanie: lasery półprzewodnikowe.

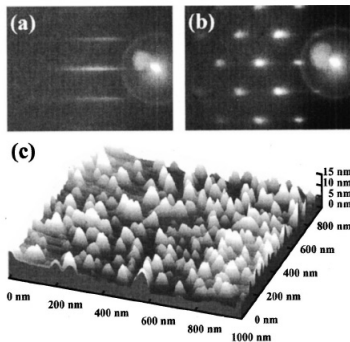


FIG. 1. 4.5 ML CdTe grown by MBE on ZnTe: (a) 2D RHEED pattern just after growth (i.e., before depositing amorphous Te), (b) 3D RHEED pattern after Te desorption, and (c) corresponding surface by UHV-AFM.

Rysunek: 4. Samozorganizowane kropki kwantowe CdTe na podłożu ZnTe.

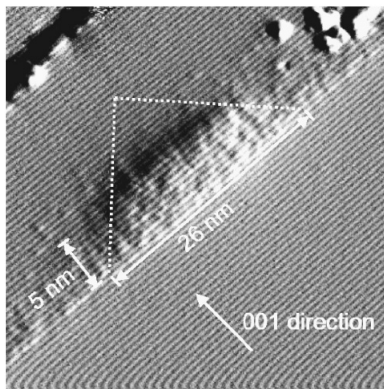


FIG. 1. $40 \times 40 \text{ nm}^2$ X-STM current image of a cleaved InAs quantum dot and the wetting layer. In the upper right corner some cleavage debris is visible.

Rysunek: 5. Kropka kwantowa InAs na warstwie zwilżającej.

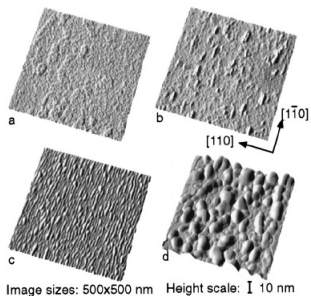


FIG. 1. AFM micrographs for different GaAs deposition amounts. (a) Epitaxial GaP surface (0 ML of GaAs). (b) 0.84 GaAs monolayers showing small elongated islands. (c) Corrugated surface after 5.0 GaAs monolayers. (d) Irregularly shaped islands after 10 GaAs monolayers.

Rysunek: 6. Powstawanie wysp GaAs na podłożu GaP.

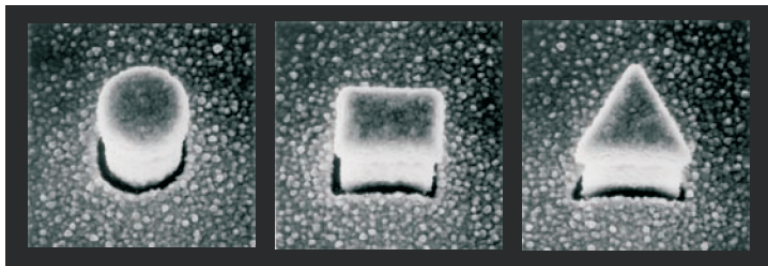
Elektrostatyczne kropki kwantowe

Elektrostatyczne kropki kwantowe

Inne nazwy: **Kropki kwantowe zdefiniowane elektrycznie,**

Elektrostatyczne kropki kwantowe

Inne nazwy: **Kropki kwantowe zdefiniowane elektrycznie, kropki kwantowe strojone (kontrolowane) napięciami bramek.**



Rysunek: 7. Obrazy z elektronowego mikroskopu skaningowego elektrostatycznych kropek kwantowych wyprodukowanych w laboratorium prof. Seigo Taruchy, NTT, Japonia. Średnica podstawy słupków $\simeq 500$ nm.

Nanoukłady półprzewodnikowe z elektrostatycznymi kropkami kwantowymi

Nanoukłady półprzewodnikowe z elektrostatycznymi kropkami kwantowymi

- ▶ pionowe (vertical)

Nanoukłady półprzewodnikowe z elektrostatycznymi kropkami kwantowymi

- ▶ pionowe (vertical)
- ▶ boczne, płaskie (lateral)

Nanoukłady półprzewodnikowe z elektrostatycznymi kropkami kwantowymi

- ▶ pionowe (vertical)
- ▶ boczne, płaskie (lateral)

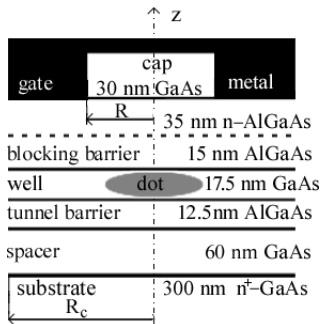
(a) **dwuelektrodowe**

Nanoukłady półprzewodnikowe z elektrostatycznymi kropkami kwantowymi

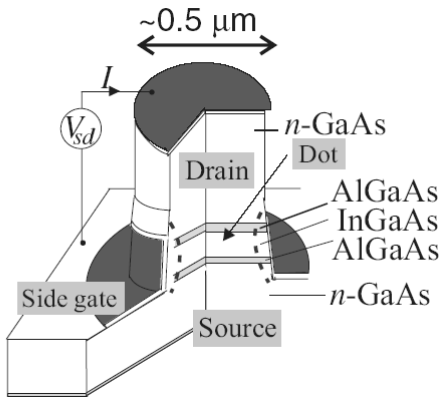
- ▶ pionowe (vertical)
- ▶ boczne, płaskie (lateral)
 - (a) **dwuelektrodowe**
 - (b) **trójelektrodowe**

Nanoukłady półprzewodnikowe z elektrostatycznymi kropkami kwantowymi

- ▶ pionowe (vertical)
- ▶ boczne, płaskie (lateral)
 - (a) **dwuelektrodowe**
 - (b) **trójelektrodowe**
 - (c) **wielelektrodowe (o liczbie elektrod = 4,5, ...)**



Rysunek: 8. Schemat nanoukładu dwuelektrodowego [R.C. Ashoori, MIT (1996)].



Rysunek: 9. Schemat pionowego nanoukładu trójelektrodowego [S. Tarucha et al., NTT (1996)].

Prototyp tranzystora jednoelektronowego.

Spektroskopia tunelowania jednoelektronowego: teoria

Spektroskopia tunelowania jednoelektronowego: teoria

Elektrony nadmiarowe uwięzione w kropce kwantowej tworzą zlokalizowane przestrzennie stany związane (quasi-związane) o dyskretnych poziomach energetycznych.

Spektroskopia tunelowania jednoelektronowego: teoria

Elektrony nadmiarowe uwięzione w kropce kwantowej tworzą zlokalizowane przestrzennie stany związane (quasi-związane) o dyskretnych poziomach energetycznych.

Typowe wartości różnic pomiędzy dyskretnymi poziomami energetycznymi:

$$\Delta E_{mn} \simeq 1 - 10 \text{ meV}$$

Warunki tunelowania pojedynczego elektronu przez nanoukład można sformułować za pomocą potencjału chemicznego.

Warunki tunelowania pojedynczego elektronu przez nanoukład można sformułować za pomocą potencjału chemicznego.

Przypomnienie:

Dla układu N elektronów w dowolnej strukturze **potencjał chemiczny** jest energią potrzebną do zwiększenia liczby elektronów o jeden, czyli

$$\mu_{N+1} = E_{N+1} - E_N , \quad (1)$$

Warunki tunelowania pojedynczego elektronu przez nanoukład można sformułować za pomocą potencjału chemicznego.

Przypomnienie:

Dla układu N elektronów w dowolnej strukturze **potencjał chemiczny** jest energią potrzebną do zwiększenia liczby elektronów o jeden, czyli

$$\mu_{N+1} = E_{N+1} - E_N , \quad (1)$$

E_N = energia stanu podstawowego układu N elektronów.

Warunki tunelowania jednoelektronowego

Warunki tunelowania jednoelektronowego

Potencjał elektrochemiczny elektrody α definiujemy jako

$$\mu_{\alpha} = \mu_{\alpha}^0 - eV_{\alpha} , \quad (2)$$

Warunki tunelowania jednoelektronowego

Potencjał elektrochemiczny elektrody α definiujemy jako

$$\mu_\alpha = \mu_\alpha^0 - eV_\alpha, \quad (2)$$

μ_α^0 = potencjał chemiczny elektronów w elektrodzie α ,

Warunki tunelowania jednoelektronowego

Potencjał elektrochemiczny elektrody α definiujemy jako

$$\mu_{\alpha} = \mu_{\alpha}^0 - eV_{\alpha} , \quad (2)$$

μ_{α}^0 = potencjał chemiczny elektronów w elektrodzie α ,

V_{α} = napięcie przyłożone do elektrody α ,

Warunki tunelowania jednoelektronowego

Potencjał elektrochemiczny elektrody α definiujemy jako

$$\mu_\alpha = \mu_\alpha^0 - eV_\alpha, \quad (2)$$

μ_α^0 = potencjał chemiczny elektronów w elektrodzie α ,

V_α = napięcie przyłożone do elektrody α ,

e = ładunek elementarny ($e > 0$), czyli ładunek elektronu

$q_e = -e$.

Warunki tunelowania jednoelektronowego

Potencjał elektrochemiczny elektrody α definiujemy jako

$$\mu_\alpha = \mu_\alpha^0 - eV_\alpha, \quad (2)$$

μ_α^0 = potencjał chemiczny elektronów w elektrodzie α ,

V_α = napięcie przyłożone do elektrody α ,

e = ładunek elementarny ($e > 0$), czyli ładunek elektronu

$q_e = -e$.

$\implies -eV_\alpha = U_\alpha^e$ jest energią potencjalną elektronu w elektrodzie α .

Dla metalu w temperaturze $T = 0$ i dla $V_\alpha = 0$

Dla metalu w temperaturze $T = 0$ i dla $V_\alpha = 0$

$$\mu_\alpha = F_\alpha, \quad (3)$$

Dla metalu w temperaturze $T = 0$ i dla $V_\alpha = 0$

$$\mu_\alpha = F_\alpha, \quad (3)$$

gdzie $F_\alpha =$ energia Fermiego

Dla metalu w temperaturze $T = 0$ i dla $V_\alpha = 0$

$$\mu_\alpha = F_\alpha , \tag{3}$$

gdzie F_α = energia Fermiego

Dla półprzewodnika typu n

$$F_n = E_D = \text{energia poziomu donorowego}$$

Potencjał chemiczny N elektronów uwięzionych w kropce kwantowej

$$\mu_{QD}^0 \equiv \mu_{N+1} = E_{N+1} - E_N . \quad (4)$$

Tunelowanie pojedynczego elektronu z elektrody α do kropki kwantowej jest energetycznie dozwolone, jeżeli

$$\mu_{\alpha} \geq \mu_{N+1} . \quad (5)$$

Tunelowanie pojedynczego elektronu z elektrody α do kropki kwantowej jest energetycznie dozwolone, jeżeli

$$\mu_{\alpha} \geq \mu_{N+1} . \quad (5)$$

Nierówność (5) określa **warunek ładowania** kropki kwantowej pojedynczym elektronem.

Tunelowanie pojedynczego elektronu z elektrody α do kropki kwantowej jest energetycznie dozwolone, jeżeli

$$\mu_\alpha \geq \mu_{N+1} . \quad (5)$$

Nierówność (5) określa **warunek ładowania kropki kwantowej pojedynczym elektronem**.

Jeżeli znak nierówności (5) jest przeciwny, to elektron może tunelować z obszaru kropki kwantowej do elektrody α .

Tunelowanie pojedynczego elektronu z elektrody α do kropki kwantowej jest energetycznie dozwolone, jeżeli

$$\mu_{\alpha} \geq \mu_{N+1} . \quad (5)$$

Nierówność (5) określa **warunek ładowania kropki kwantowej pojedynczym elektronem**.

Jeżeli znak nierówności (5) jest przeciwny, to elektron może tunelować z obszaru kropki kwantowej do elektrody α .

\implies spektroskopia pojemnościowa

Spektroskopia transportowa

Spektroskopia transportowa

Warunek (5) uogólniamy na przypadek tunelowania pojedynczego elektronu z jednej elektrody (źródła, emitera) do drugiej elektrody (drenu, kolektora) przez kropkę kwantową

Spektroskopia transportowa

Warunek (5) uogólniamy na przypadek tunelowania pojedynczego elektronu z jednej elektrody (źródła, emitera) do drugiej elektrody (drenu, kolektora) przez kropkę kwantową

$$\mu_s \geq \mu_{N+1} \geq \mu_d , \quad (6)$$

Spektroskopia transportowa

Warunek (5) uogólniamy na przypadek tunelowania pojedynczego elektronu z jednej elektrody (źródła, emitera) do drugiej elektrody (drenu, kolektora) przez kropkę kwantową

$$\mu_s \geq \mu_{N+1} \geq \mu_d , \quad (6)$$

μ_s (μ_d) = potencjał elektrochemiczny źródła (drenu).

Spektroskopia transportowa

Warunek (5) uogólniamy na przypadek tunelowania pojedynczego elektronu z jednej elektrody (źródła, emitera) do drugiej elektrody (drenu, kolektora) przez kropkę kwantową

$$\mu_s \geq \mu_{N+1} \geq \mu_d , \quad (6)$$

μ_s (μ_d) = potencjał elektrochemiczny źródła (drenu).

Potencjały elektrochemiczne źródła i drenu zależą od napięć przyłożonych do elektrod źródła (V_s) i drenu (V_d) [zgodnie z równaniem (2)].

Jeżeli energie Fermiego źródła i drenu są sobie równe, czyli $F_s = F_d = F$, to warunek tunelowania (6) jest określony przez napięcie źródło-dren (bias voltage)

$$V_{sd} = V_s - V_d .$$

Jeżeli energie Fermiego źródła i drenu są sobie równe, czyli $F_s = F_d = F$, to warunek tunelowania (6) jest określony przez napięcie źródło-dren (bias voltage)

$$V_{sd} = V_s - V_d .$$

Warunek tunelowania (**”okno transportu”**)

$$V_s \leq \mu_{N+1}/e \leq V_d . \quad (7)$$

Przyłożenie napięcia źródło-dren V_{sd} o przeciwnym znaku oznacza matematycznie zmianę znaków nierówności (7), a fizycznie prowadzi do przepływu elektronu w przeciwnym kierunku, czyli z drenu do źródła.

Przyłożenie napięcia źródło-dren V_{sd} o przeciwnym znaku oznacza matematycznie zmianę znaków nierówności (7), a fizycznie prowadzi do przepływu elektronu w przeciwnym kierunku, czyli z drenu do źródła.

⇒ Pojęcia elektrod źródła i drenu mają wyłącznie sens umowny (są przedmiotem konwencji).

Przyłożenie napięcia źródło-dren V_{sd} o przeciwnym znaku oznacza matematycznie zmianę znaków nierówności (7), a fizycznie prowadzi do przepływu elektronu w przeciwnym kierunku, czyli z drenu do źródła.

⇒ Pojęcia elektrod źródła i drenu mają wyłącznie sens umowny (są przedmiotem konwencji).

Możemy mówić o elektrodach pierwszej i drugiej, lewej i prawej, górnej i dolnej.

Przyłożenie napięcia źródło-dren V_{sd} o przeciwnym znaku oznacza matematycznie zmianę znaków nierówności (7), a fizycznie prowadzi do przepływu elektronu w przeciwnym kierunku, czyli z drenu do źródła.

⇒ Pojęcia elektrod źródła i drenu mają wyłącznie sens umowny (są przedmiotem konwencji).

Możemy mówić o elektrodach pierwszej i drugiej, lewej i prawej, górnej i dolnej.

- W warunku tunelowania (6) występują słabe nierówności, a zatem elektron może tunelować przez nanoukład nawet przy $V_{sd} = 0$.

Jeżeli warunek tunelowania jest spełniony, to liczba N elektronów w kropce kwantowej zmienia się następująco:

Jeżeli warunek tunelowania jest spełniony, to liczba N elektronów w kropce kwantowej zmienia się następująco:

$$N \rightarrow N + 1 \rightarrow N \rightarrow N + 1 \rightarrow \dots \quad (8)$$

Jeżeli warunek tunelowania jest spełniony, to liczba N elektronów w kropce kwantowej zmienia się następująco:

$$N \rightarrow N + 1 \rightarrow N \rightarrow N + 1 \rightarrow \dots \quad (8)$$

Oznacza to, że pojedynczy elektron tuneluje z elektrody pierwszej przez kropkę kwantową do elektrody drugiej.

Jeżeli warunek tunelowania jest spełniony, to liczba N elektronów w kropce kwantowej zmienia się następująco:

$$N \rightarrow N + 1 \rightarrow N \rightarrow N + 1 \rightarrow \dots \quad (8)$$

Oznacza to, że pojedynczy elektron tuneluje z elektrody pierwszej przez kropkę kwantową do elektrody drugiej.

Mówimy, że otwiera się **okno transportu** [por. warunek (7)].

Jeżeli natomiast warunek tunelowania (6) nie jest spełniony, to liczba elektronów w kropce pozostaje stała

$$N = \text{const} .$$

Jeżeli natomiast warunek tunelowania (6) nie jest spełniony, to liczba elektronów w kropce pozostaje stała

$$N = \text{const} .$$

W tym przypadku mamy do czynienia z **kwantową blokadą kulombowską**, która wynika z dyskretnego charakteru widma elektronów uwięzionych w kropce kwantowej.

Dla $N \lesssim 20$ poziomy energetyczne nie są równoodległe, czyli

$$\Delta E_{mn}^N \neq \Delta E_{m'n'}^N ,$$

Dla $N \lesssim 20$ poziomy energetyczne nie są równoodległe, czyli

$$\Delta E_{mn}^N \neq \Delta E_{m'n'}^N ,$$

co prowadzi do nierównomiernie rozłożonych pików prądu tunelowego w funkcji napięcia bramki.

Dla $N \lesssim 20$ poziomy energetyczne nie są równoodległe, czyli

$$\Delta E_{mn}^N \neq \Delta E_{m'n'}^N ,$$

co prowadzi do nierównomiernie rozłożonych pików prądu tunelowego w funkcji napięcia bramki.

Jest to rozpoznawalna doświadczalnie cecha **kwantowej blokady kulombowskiej**.

Gdy liczba elektronów w kropce kwantowej staje się duża ($N \simeq 100$), odstępów energetyczne maleją i stają się równe.

Gdy liczba elektronów w kropce kwantowej staje się duża ($N \simeq 100$), odstępów energetyczne maleją i stają się równe. W tym przypadku układ elektronów w kropce kwantowej zaczyna wykazywać własności klasyczne, w szczególności odległości pomiędzy pikami prądu tunelowego stają się sobie równe.

Gdy liczba elektronów w kropce kwantowej staje się duża ($N \simeq 100$), odstępów energetycznych maleją i stają się równe. W tym przypadku układ elektronów w kropce kwantowej zaczyna wykazywać własności klasyczne, w szczególności odległości pomiędzy pikami prądu tunelowego stają się sobie równe.

\implies klasyczna blokada kulombowska

Klasyczna blokada kulombowska wynika ze stałej wartości energii ładowania kropki pojedynczym elektronem.

Klasyczna blokada kulombowska wynika ze stałej wartości energii ładowania kropki pojedynczym elektronem. Zgodnie z elektrodynamiką klasyczną

$$\Delta E = \frac{e^2}{C}, \quad (9)$$

gdzie C jest pojemnością elektryczną nanoukładu.

Klasyczna blokada kulombowska wynika ze stałej wartości energii ładowania kropki pojedynczym elektronem. Zgodnie z elektrodynamiką klasyczną

$$\Delta E = \frac{e^2}{C}, \quad (9)$$

gdzie C jest pojemnością elektryczną nanoukładu.

Odpowiednia różnica napięcia bramki

$$\Delta V_g = \frac{e}{C} = \text{const}. \quad (10)$$

Klasyczna blokada kulombowska wynika ze stałej wartości energii ładowania kropki pojedynczym elektronem. Zgodnie z elektrodynamiką klasyczną

$$\Delta E = \frac{e^2}{C}, \quad (9)$$

gdzie C jest pojemnością elektryczną nanoukładu.

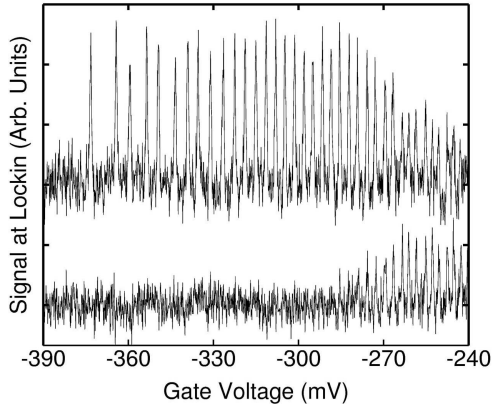
Odpowiednia różnica napięcia bramki

$$\Delta V_g = \frac{e}{C} = \text{const}. \quad (10)$$

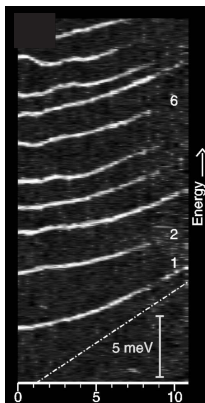
\implies równoodległe piki prądu źródło-dren w funkcji napięcia bramki

Spektroskopia tunelowania jednoelektronowego: eksperyment

Spektroskopia pojemnościowa

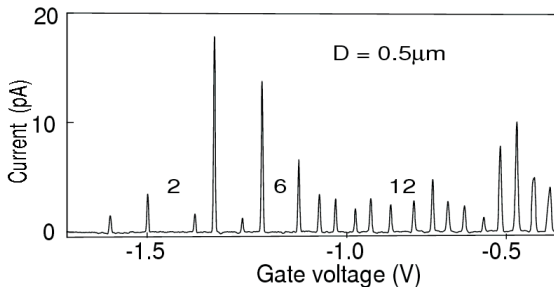


Rysunek: 10. Pojemność dwuelektrodowej kropki kwantowej [R.C. Ashoori et al., MIT (1996)] mierzona w funkcji napięcia bramki. Pierwszy wysoki pik z lewej odpowiada pierwszemu elektronowi tunelującemu do kropki.



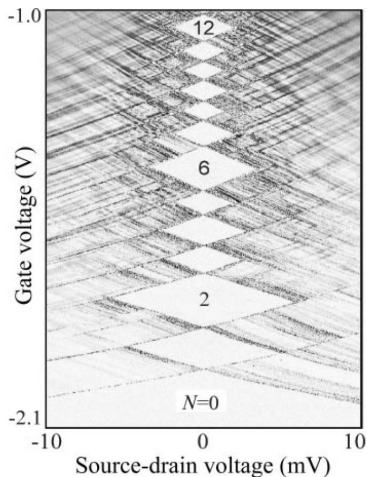
Rysunek: 11. Wyniki pomiarów metodą spektroskopii pojemnościowej dla dwuelektrodowej kropki kwantowej [R.C. Ashoori et al., MIT (1996)] dla pierwszych 10 elektronów w funkcji pola magnetycznego.

Spektroskopia transportowa

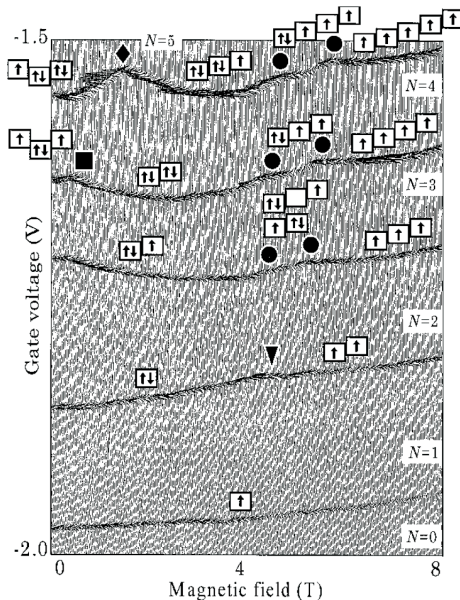


Rysunek: 12. Prąd źródło-dren w funkcji napięcia bramki przy $V_{sd} = 150\mu V$ dla trójelektrodowej kropki kwantowej. [S. Tarucha et al. (1996)].

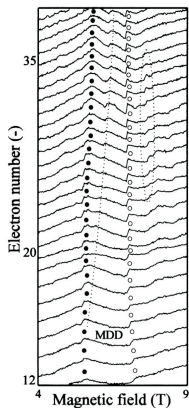
Podstawa działania tranzystora jednoelektronowego.



Rysunek: 13. Przewodnictwo różniczkowe $\partial I/\partial V_{sd}$ (szara skala) na płaszczyźnie $V_g - V_{sd}$ dla $B = 0$. W wyniku blokady kulombowskiej (białe obszary o kształcie rombów) $\partial I/\partial V_{sd} \simeq 0$, a liczba N elektronów jest stała. [L.P. Kouwenhoven et al., TU Delft (1997)].



Rysunek: 14. Piki prądu źródło-dren w funkcji napięcia bramki i pola magnetycznego mierzone dla $V_{sd} = 0.1$ mV. [L.P. Kouwenhoven et al., TU Delft (1997)]



Rysunek: 15. Napięcie bramki odpowiadające pikom prądu źródło-dren dla $V_{sd} = 0.1$ mV w funkcji pola magnetycznego dla różnych liczb elektronów w kropce kwantowej podanych przy osi y . [T.H. Oosterkamp et al., TU Delft (1999)].

Teoria elektrostatycznych kropek kwantowych

Teoria elektrostatycznych kropek kwantowych

S. Bednarek, B. Szafran, J. Adamowski, Phys. Rev. B 64 (2001) 195303

S. Bednarek, B. Szafran, K. Lis, J. Adamowski, Phys. Rev. B 68 (2003) 155333

Problem Poissona-Schrödingera

Potencjał uwięzienia w elektrostatycznej kropce kwantowej pochodzi od ładunku elektrycznego zgromadzonego na elektrodach i na zjonizowanych donorach (w warstwach typu n poza obszarem kropki).

Potencjał uwięzienia w elektrostatycznej kropce kwantowej pochodzi od ładunku elektrycznego zgromadzonego na elektrodach i na zjonizowanych donorach (w warstwach typu n poza obszarem kropki).
Jeżeli znamy gęstość ładunku (oraz warunki brzegowe), to rozwiązując równanie Poissona znajdziemy potencjał uwięzienia.

Potencjał uwięzienia w elektrostatycznej kropce kwantowej pochodzi od ładunku elektrycznego zgromadzonego na elektrodach i na zjonizowanych donorach (w warstwach typu n poza obszarem kropki).

Jeżeli znamy gęstość ładunku (oraz warunki brzegowe), to rozwiązując równanie Poissona znajdziemy potencjał uwięzienia. Potencjał ten prowadzi do lokalizacji elektronów w kropce kwantowej.

Potencjał uwięzienia w elektrostatycznej kropce kwantowej pochodzi od ładunku elektrycznego zgromadzonego na elektrodach i na zjonizowanych donorach (w warstwach typu n poza obszarem kropki).

Jeżeli znamy gęstość ładunku (oraz warunki brzegowe), to rozwiązując równanie Poissona znajdziemy potencjał uwięzienia. Potencjał ten prowadzi do lokalizacji elektronów w kropce kwantowej.

Zlokalizowane stany kwantowe elektronów są rozwiązaniami równania Schrödingera (z potencjałem uwięzienia).

Potencjał uwięzienia w elektrostatycznej kropce kwantowej pochodzi od ładunku elektrycznego zgromadzonego na elektrodach i na zjonizowanych donorach (w warstwach typu n poza obszarem kropki).

Jeżeli znamy gęstość ładunku (oraz warunki brzegowe), to rozwiązując równanie Poissona znajdziemy potencjał uwięzienia. Potencjał ten prowadzi do lokalizacji elektronów w kropce kwantowej.

Zlokalizowane stany kwantowe elektronów są rozwiązaniami równania Schrödingera (z potencjałem uwięzienia).

Funkcje falowe elektronów, otrzymane w wyniku rozwiązania równania Schrödingera, pozwalają wyznaczyć gęstość ładunku zgromadzonego w kropce kwantowej, która z kolei określa potencjał uwięzienia poprzez równanie Poissona.

Potencjał uwięzienia w elektrostatycznej kropce kwantowej pochodzi od ładunku elektrycznego zgromadzonego na elektrodach i na zjonizowanych donorach (w warstwach typu n poza obszarem kropki).

Jeżeli znamy gęstość ładunku (oraz warunki brzegowe), to rozwiązując równanie Poissona znajdziemy potencjał uwięzienia. Potencjał ten prowadzi do lokalizacji elektronów w kropce kwantowej.

Zlokalizowane stany kwantowe elektronów są rozwiązaniami równania Schrödingera (z potencjałem uwięzienia).

Funkcje falowe elektronów, otrzymane w wyniku rozwiązania równania Schrödingera, pozwalają wyznaczyć gęstość ładunku zgromadzonego w kropce kwantowej, która z kolei określa potencjał uwięzienia poprzez równanie Poissona.

⇒ samouzgodniony problem Poissona-Schrödingera

Źródła pola elektrostatycznego w kropce kwantowej

Źródła pola elektrostatycznego w kropce kwantowej

(1) elektrody bramki, źródła i drenu

Źródła pola elektrostatycznego w kropce kwantowej

- (1) elektrody bramki, źródła i drenu
- (2) nieciągłości pasma przewodnictwa w heterostrukturze półprzewodnikowej (band offset)

Źródła pola elektrostatycznego w kropce kwantowej

- (1) elektrody bramki, źródła i drenu
- (2) nieciągłości pasma przewodnictwa w heterostrukturze półprzewodnikowej (band offset)
- (3) bariera Schottky'ego na złączu metal-półprzewodnik

Źródła pola elektrostatycznego w kropce kwantowej

- (1) elektrody bramki, źródła i drenu
- (2) nieciągłości pasma przewodnictwa w heterostrukturze półprzewodnikowej (band offset)
- (3) bariera Schottky'ego na złączu metal-półprzewodnik
- (4) zjonizowane donory i akceptory

Źródła pola elektrostatycznego w kropce kwantowej

- (1) elektrody bramki, źródła i drenu
- (2) nieciągłości pasma przewodnictwa w heterostrukturze półprzewodnikowej (band offset)
- (3) bariera Schottky'ego na złączu metal-półprzewodnik
- (4) zjonizowane donory i akceptory
- (5) elektrony nadmiarowe uwięzione w kropce kwantowej

Energia potencjalna elektronu uwięzionego w kropce kwantowej

$$U_{conf}(\mathbf{r}) = U_{band}(z) - e\Phi(\mathbf{r}) , \quad (11)$$

Energia potencjalna elektronu uwięzionego w kropce kwantowej

$$U_{conf}(\mathbf{r}) = U_{band}(z) - e\Phi(\mathbf{r}) , \quad (11)$$

$U_{band}(z)$ = energia potencjalna wynikająca z nieciągłości pasma przewodnictwa w kierunku wzrostu warstw (z).

Energia potencjalna elektronu uwięzionego w kropce kwantowej

$$U_{conf}(\mathbf{r}) = U_{band}(z) - e\Phi(\mathbf{r}) , \quad (11)$$

$U_{band}(z)$ = energia potencjalna wynikająca z nieciągłości pasma przewodnictwa w kierunku wzrostu warstw (z).

W nanoukładzie dwuelektrodowym są to pojedyncza studnia i bariera potencjału.

Energia potencjalna elektronu uwięzionego w kropce kwantowej

$$U_{conf}(\mathbf{r}) = U_{band}(z) - e\Phi(\mathbf{r}) , \quad (11)$$

$U_{band}(z)$ = energia potencjalna wynikająca z nieciągłości pasma przewodnictwa w kierunku wzrostu warstw (z).

W nanoukładzie dwuelektrodowym są to pojedyncza studnia i bariera potencjału.

Natomiast w nanoukładzie trójelektrodowym są to pojedyncza studnia potencjału otoczona dwoma barierami potencjału.

Energia potencjalna elektronu uwięzionego w kropce kwantowej

$$U_{conf}(\mathbf{r}) = U_{band}(z) - e\Phi(\mathbf{r}) , \quad (11)$$

$U_{band}(z)$ = energia potencjalna wynikająca z nieciągłości pasma przewodnictwa w kierunku wzrostu warstw (z).

W nanoukładzie dwuelektrodowym są to pojedyncza studnia i bariera potencjału.

Natomiast w nanoukładzie trójelektrodowym są to pojedyncza studnia potencjału otoczona dwoma barierami potencjału.

$\Phi(\mathbf{r})$ = potencjał wypadkowego pola elektrostatycznego

Zgodnie z zasadą superpozycji potencjał $\Phi(\mathbf{r})$ wypadkowego pola elektrostatycznego dany jest wzorem

Zgodnie z zasadą superpozycji potencjał $\Phi(\mathbf{r})$ wypadkowego pola elektrostatycznego dany jest wzorem

$$\Phi(\mathbf{r}) = \varphi_1(\mathbf{r}) + \varphi_2(\mathbf{r}) , \quad (12)$$

Zgodnie z zasadą superpozycji potencjał $\Phi(\mathbf{r})$ wypadkowego pola elektrostatycznego dany jest wzorem

$$\Phi(\mathbf{r}) = \varphi_1(\mathbf{r}) + \varphi_2(\mathbf{r}) , \quad (12)$$

$\varphi_1(\mathbf{r})$ = potencjał elektrostatyczny pola, którego źródłem są wszystkie ładunki w nanoukładzie, za wyjątkiem ładunków uwięzionych w kropce kwantowej,

Zgodnie z zasadą superpozycji potencjał $\Phi(\mathbf{r})$ wypadkowego pola elektrostatycznego dany jest wzorem

$$\Phi(\mathbf{r}) = \varphi_1(\mathbf{r}) + \varphi_2(\mathbf{r}) , \quad (12)$$

$\varphi_1(\mathbf{r})$ = potencjał elektrostatyczny pola, którego źródłem są wszystkie ładunki w nanoukładzie, za wyjątkiem ładunków uwięzionych w kropce kwantowej,

$\varphi_2(\mathbf{r})$ = potencjał pola elektrostatycznego wytworzonego przez elektrony uwięzione w kropce kwantowej.

$U_{elst}(\mathbf{r})$ = energia potencjalna uwięzienia elektrostatycznego

$$U_{elst}(\mathbf{r}) = -e\varphi_1(\mathbf{r}) . \quad (13)$$

$U_{elst}(\mathbf{r})$ = energia potencjalna uwięzienia elektrostatycznego

$$U_{elst}(\mathbf{r}) = -e\varphi_1(\mathbf{r}) . \quad (13)$$

Główne źródła pola elektrostatycznego: zjonizowane donory oraz ładunki elektrod.

Potencjał $\varphi_1(\mathbf{r})$ jest rozwiązaniem równania Poissona

Potencjał $\varphi_1(\mathbf{r})$ jest rozwiązaniem równania Poissona

$$\nabla^2 \varphi_1(\mathbf{r}) = -\frac{\rho_D(\mathbf{r})}{\varepsilon_0 \varepsilon_s}, \quad (14)$$

Potencjał $\varphi_1(\mathbf{r})$ jest rozwiązaniem równania Poissona

$$\nabla^2 \varphi_1(\mathbf{r}) = -\frac{\rho_D(\mathbf{r})}{\varepsilon_0 \varepsilon_s}, \quad (14)$$

$\rho_D(\mathbf{r})$ = gęstość ładunku zjonizowanych donorów,

Potencjał $\varphi_1(\mathbf{r})$ jest rozwiązaniem równania Poissona

$$\nabla^2 \varphi_1(\mathbf{r}) = -\frac{\rho_D(\mathbf{r})}{\varepsilon_0 \varepsilon_s}, \quad (14)$$

$\rho_D(\mathbf{r})$ = gęstość ładunku zjonizowanych donorów,
 ε_0 = przenikalność elektryczna próżni,

Potencjał $\varphi_1(\mathbf{r})$ jest rozwiązaniem równania Poissona

$$\nabla^2 \varphi_1(\mathbf{r}) = -\frac{\rho_D(\mathbf{r})}{\varepsilon_0 \varepsilon_s}, \quad (14)$$

$\rho_D(\mathbf{r})$ = gęstość ładunku zjonizowanych donorów,

ε_0 = przenikalność elektryczna próżni,

ε_s = statyczna przenikalność elektryczna ośrodka

Potencjał $\varphi_1(\mathbf{r})$ jest rozwiązaniem równania Poissona

$$\nabla^2 \varphi_1(\mathbf{r}) = -\frac{\rho_D(\mathbf{r})}{\varepsilon_0 \varepsilon_s}, \quad (14)$$

$\rho_D(\mathbf{r})$ = gęstość ładunku zjonizowanych donorów,
 ε_0 = przenikalność elektryczna próżni,
 ε_s = statyczna przenikalność elektryczna ośrodka (dla nanoukładów na bazie GaAs: $\varepsilon_s = 13.2$).

Potencjał $\varphi_2(\mathbf{r})$, pochodzący od elektronów uwieczonych w kropce kwantowej, można obliczyć w przybliżeniu Hartree jako

Potencjał $\varphi_2(\mathbf{r})$, pochodzący od elektronów uwięzionych w kropce kwantowej, można obliczyć w przybliżeniu Hartree jako

$$\varphi_2(\mathbf{r}) = -\frac{\kappa e}{\varepsilon_s} \sum_{\nu=1}^N \int d^3r' \frac{|\psi_{\nu}(\mathbf{r}')|^2}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}, \quad (15)$$

Potencjał $\varphi_2(\mathbf{r})$, pochodzący od elektronów uwięzionych w kropce kwantowej, można obliczyć w przybliżeniu Hartree jako

$$\varphi_2(\mathbf{r}) = -\frac{\kappa e}{\varepsilon_s} \sum_{\nu=1}^N \int d^3r' \frac{|\psi_{\nu}(\mathbf{r}')|^2}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}, \quad (15)$$

$$\kappa = 1/(4\pi\varepsilon_0)$$

Potencjał $\varphi_2(\mathbf{r})$, pochodzący od elektronów uwięzionych w kropce kwantowej, można obliczyć w przybliżeniu Hartree jako

$$\varphi_2(\mathbf{r}) = -\frac{\kappa e}{\varepsilon_s} \sum_{\nu=1}^N \int d^3r' \frac{|\psi_\nu(\mathbf{r}')|^2}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}, \quad (15)$$

$$\kappa = 1/(4\pi\varepsilon_0)$$

$\psi_\nu(\mathbf{r})$ = jednoelektronowe funkcje falowe obliczone metodą Hartree-Focka.

Potencjał $\varphi_2(\mathbf{r})$, pochodzący od elektronów uwięzionych w kropce kwantowej, można obliczyć w przybliżeniu Hartree jako

$$\varphi_2(\mathbf{r}) = -\frac{\kappa e}{\varepsilon_s} \sum_{\nu=1}^N \int d^3r' \frac{|\psi_\nu(\mathbf{r}')|^2}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}, \quad (15)$$

$$\kappa = 1/(4\pi\varepsilon_0)$$

$\psi_\nu(\mathbf{r})$ = jednoelektronowe funkcje falowe obliczone metodą Hartree-Focka.

Suma w równaniu (15) biegnie po wszystkich zajętych stanach jednoelektronowych.

Warunki brzegowe w równaniu Poissona

Warunki brzegowe w równaniu Poissona

Problem Poissona (14) jest sformułowany jednoznacznie, jeżeli zadane są warunki brzegowe na powierzchni otaczającej obszar całkowania.

Warunki brzegowe w równaniu Poissona

Problem Poissona (14) jest sformułowany jednoznacznie, jeżeli zadane są warunki brzegowe na powierzchni otaczającej obszar całkowania.

Warunki brzegowe nakładamy na potencjał całkowity $\Phi(\mathbf{r})$, co pozwala na uwzględnienie wszystkich ładunków w nanostrukturze.

Warunki brzegowe w równaniu Poissona

Problem Poissona (14) jest sformułowany jednoznacznie, jeżeli zadane są warunki brzegowe na powierzchni otaczającej obszar całkowania.

Warunki brzegowe nakładamy na potencjał całkowity $\Phi(\mathbf{r})$, co pozwala na uwzględnienie wszystkich ładunków w nanostrukturze.

Warunki brzegowe dla potencjału $\varphi_1(\mathbf{r})$, które są potrzebne do rozwiązania równania Poissona, obliczamy wg. wzoru

Warunki brzegowe w równaniu Poissona

Problem Poissona (14) jest sformułowany jednoznacznie, jeżeli zadane są warunki brzegowe na powierzchni otaczającej obszar całkowania.

Warunki brzegowe nakładamy na potencjał całkowity $\Phi(\mathbf{r})$, co pozwala na uwzględnienie wszystkich ładunków w nanostrukturze.

Warunki brzegowe dla potencjału $\varphi_1(\mathbf{r})$, które są potrzebne do rozwiązania równania Poissona, obliczamy wg. wzoru

$$\varphi_1(\mathbf{r}_{brzeg}) = \Phi(\mathbf{r}_{brzeg}) - \varphi_2(\mathbf{r}_{brzeg}) \quad (16)$$

Na powierzchniach elektrod warunki brzegowe określone są poprzez napięcia przyłożone do tych elektrod.

Na powierzchniach elektrod warunki brzegowe określone są poprzez napięcia przyłożone do tych elektrod.

W przypadku nanoukładu trójelektrodowego nakładamy następujące warunki brzegowe:

Na powierzchniach elektrod warunki brzegowe określone są poprzez napięcia przyłożone do tych elektrod.

W przypadku nanoukładu trójelektrodowego nakładamy następujące warunki brzegowe:

$$\Phi(\mathbf{r}_{source}) = V_s = 0 , \quad (17)$$

Na powierzchniach elektrod warunki brzegowe określone są poprzez napięcia przyłożone do tych elektrod.

W przypadku nanoukładu trójelektrodowego nakładamy następujące warunki brzegowe:

$$\Phi(\mathbf{r}_{source}) = V_s = 0 , \quad (17)$$

$$\Phi(\mathbf{r}_{drain}) = V_d \equiv V_{ds} , \quad (18)$$

Na powierzchniach elektrod warunki brzegowe określone są poprzez napięcia przyłożone do tych elektrod.

W przypadku nanoukładu trójelektrodowego nakładamy następujące warunki brzegowe:

$$\Phi(\mathbf{r}_{source}) = V_s = 0 , \quad (17)$$

$$\Phi(\mathbf{r}_{drain}) = V_d \equiv V_{ds} , \quad (18)$$

$$\Phi(\mathbf{r}_{gate}) = V_g - \phi_B/e , \quad (19)$$

Na powierzchniach elektrod warunki brzegowe określone są poprzez napięcia przyłożone do tych elektrod.

W przypadku nanoukładu trójelektrodowego nakładamy następujące warunki brzegowe:

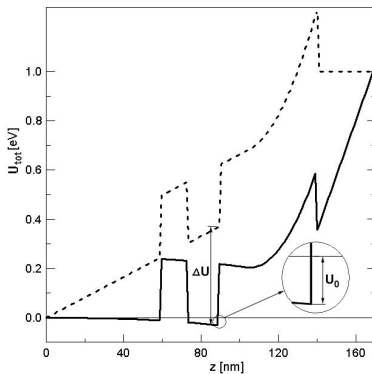
$$\Phi(\mathbf{r}_{source}) = V_s = 0 , \quad (17)$$

$$\Phi(\mathbf{r}_{drain}) = V_d \equiv V_{ds} , \quad (18)$$

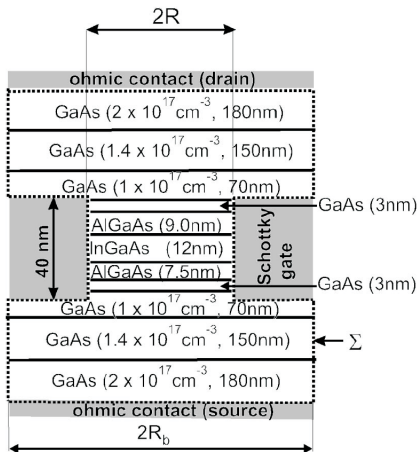
$$\Phi(\mathbf{r}_{gate}) = V_g - \phi_B/e , \quad (19)$$

V_g = napięcie bramki,

ϕ_B = wysokość bariery Schottky'ego na złączu metal-półprzewodnik.



Rysunek: 16. Energia potencjalna $U_{tot} = -e\Phi$ na brzegu (krzywa przerywana) i osi cylindra (krzywa ciągła) dla nanoukładu dwuelektrodowego (Ashoori, MIT). U_0 i ΔU oznaczają głębokości potencjałów uwięzienia odpowiednio pionowego i bocznego.



Rysunek: 17. Schemat modelu nanoukładu trójelektrodowego (Tarucha, NTT). Linia kropkowana pokazuje przekrój powierzchni, na których nałożone są warunki brzegowe.

Samouzgodniona procedura rozwiązywania problemu Poissona-Schrödingera

Samouzgodniona procedura rozwiązywania problemu Poissona-Schrödingera

... \implies chwilowa gęstość ładunku $\varrho_D(\mathbf{r})$

Samouzgodniona procedura rozwiązywania problemu Poissona-Schrödingera

... \implies chwilowa gęstość ładunku $\rho_D(\mathbf{r})$
 \implies potencjał elektrostatyczny $\varphi_1(\mathbf{r})$ (obliczany z równania
Poissona)

Samouzgodniona procedura rozwiązywania problemu Poissona-Schrödingera

- ... \implies chwilowa gęstość ładunku $\rho_D(\mathbf{r})$
- \implies potencjał elektrostatyczny $\varphi_1(\mathbf{r})$ (obliczany z równania Poissona)
- \implies potencjał uwięzienia o energii potencjalnej elektronu

$$U_{conf}(\mathbf{r}) = U_{band}(z) - e[\varphi_1(\mathbf{r}) + \varphi_2(\mathbf{r})]$$

Samouzgodniona procedura rozwiązywania problemu Poissona-Schrödingera

- ... \implies chwilowa gęstość ładunku $\rho_D(\mathbf{r})$
- \implies potencjał elektrostatyczny $\varphi_1(\mathbf{r})$ (obliczany z równania Poissona)
- \implies potencjał uwięzienia o energii potencjalnej elektronu

$$U_{conf}(\mathbf{r}) = U_{band}(z) - e[\varphi_1(\mathbf{r}) + \varphi_2(\mathbf{r})]$$

- \implies zmiana rozkładu gęstości elektronów w kropce kwantowej (funkcje falowe $\psi_\nu(\mathbf{r})$ obliczane z równania Schrödingera)

Samouzgodniona procedura rozwiązywania problemu Poissona-Schrödingera

- ... \implies chwilowa gęstość ładunku $\rho_D(\mathbf{r})$
- \implies potencjał elektrostatyczny $\varphi_1(\mathbf{r})$ (obliczany z równania Poissona)
- \implies potencjał uwięzienia o energii potencjalnej elektronu

$$U_{conf}(\mathbf{r}) = U_{band}(z) - e[\varphi_1(\mathbf{r}) + \varphi_2(\mathbf{r})]$$

- \implies zmiana rozkładu gęstości elektronów w kropce kwantowej (funkcje falowe $\psi_\nu(\mathbf{r})$ obliczane z równania Schrödingera)
- \implies zmiana chwilowej gęstości ładunku $\rho_D(\mathbf{r})$

Samouzgodniona procedura rozwiązywania problemu Poissona-Schrödingera

- ... \implies chwilowa gęstość ładunku $\rho_D(\mathbf{r})$
- \implies potencjał elektrostatyczny $\varphi_1(\mathbf{r})$ (obliczany z równania Poissona)
- \implies potencjał uwięzienia o energii potencjalnej elektronu

$$U_{conf}(\mathbf{r}) = U_{band}(z) - e[\varphi_1(\mathbf{r}) + \varphi_2(\mathbf{r})]$$

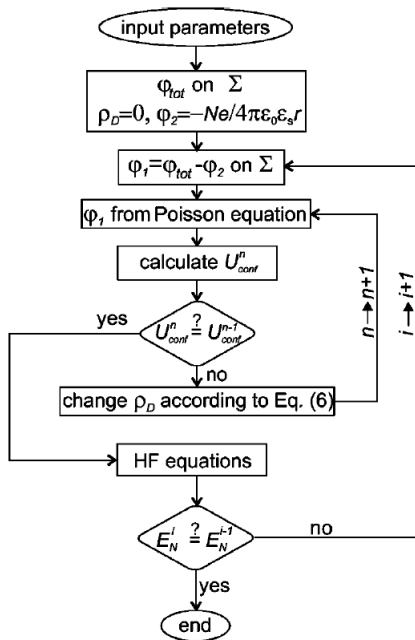
- \implies zmiana rozkładu gęstości elektronów w kropce kwantowej (funkcje falowe $\psi_\nu(\mathbf{r})$ obliczane z równania Schrödingera)
- \implies zmiana chwilowej gęstości ładunku $\rho_D(\mathbf{r})$
- \implies zmiana potencjału elektrostatycznego $\varphi_1(\mathbf{r})$ (równanie Poissona)

Samouzgodniona procedura rozwiązywania problemu Poissona-Schrödingera

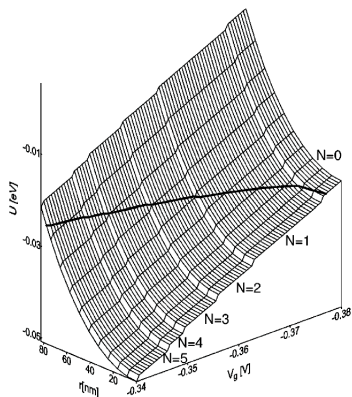
- ... \implies chwilowa gęstość ładunku $\rho_D(\mathbf{r})$
- \implies potencjał elektrostatyczny $\varphi_1(\mathbf{r})$ (obliczany z równania Poissona)
- \implies potencjał uwięzienia o energii potencjalnej elektronu

$$U_{conf}(\mathbf{r}) = U_{band}(z) - e[\varphi_1(\mathbf{r}) + \varphi_2(\mathbf{r})]$$

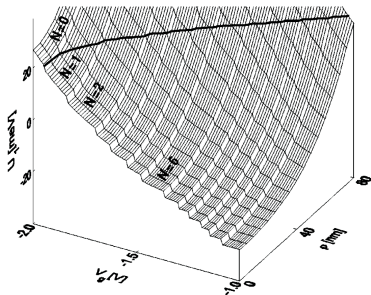
- \implies zmiana rozkładu gęstości elektronów w kropce kwantowej (funkcje falowe $\psi_\nu(\mathbf{r})$ obliczane z równania Schrödingera)
- \implies zmiana chwilowej gęstości ładunku $\rho_D(\mathbf{r})$
- \implies zmiana potencjału elektrostatycznego $\varphi_1(\mathbf{r})$ (równanie Poissona)
- \implies ...



Rysunek: 18. Schemat blokowy samouzgodnionej procedury rozwiązywania



Rysunek: 19. Elektrostatyczna energia potencjalna U uwięzienia bocznego w dwuelektrodowej kropce kwantowej (Ashoori, MIT) w funkcji współrzędnej radialnej r , napięcia bramki V_g i liczby N elektronów w uwięzionych kropce. Energia Fermiego oznaczona jest grubą ciągłą linią.



Rysunek: 20. Elektrostatyczna energia potencjalna $U_1 \equiv U$ uwięzienia bocznego w trójelektrodowej kropce kwantowej (Tarucha, NTT) w funkcji współrzędnej radialnej $\rho \equiv r$, napięcia bramki V_g i liczby N elektronów w uwięzionych kropce. Energia Fermiego oznaczona jest grubą ciągłą linią.

Kwantowa blokada kulombowska

Współczynnik konwersji, zdefiniowany jako

$$\alpha_N(V_g) = \left. \frac{\partial \mu_N}{\partial V_g} \right|_{V_{ds} = 0} \quad (20)$$

Współczynnik konwersji, zdefiniowany jako

$$\alpha_N(V_g) = \left. \frac{\partial \mu_N}{\partial V_g} \right|_{V_{ds} = 0} \quad (20)$$

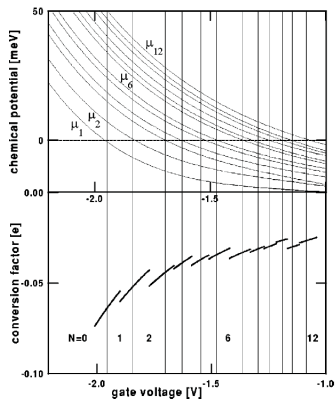
pozwała na przeliczenie zmierzonej zmiany ΔV_g napięcia bramki na zmianę energii układu kwantowego, wg. wzoru

Współczynnik konwersji, zdefiniowany jako

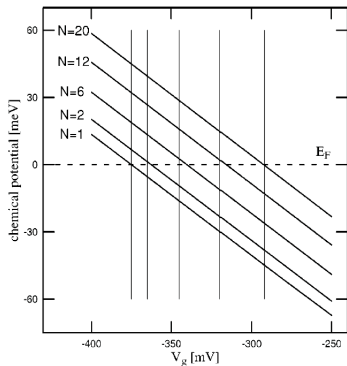
$$\alpha_N(V_g) = \left. \frac{\partial \mu_N}{\partial V_g} \right|_{V_{ds} = 0} \quad (20)$$

pozwala na przeliczenie zmierzonej zmiany ΔV_g napięcia bramki na zmianę energii układu kwantowego, wg. wzoru

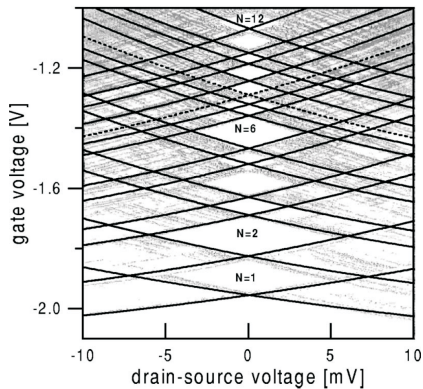
$$\Delta E_N = \alpha_N \Delta V_g . \quad (21)$$



Rysunek: 21. Potencjał chemiczny μ_N (rysunek górny) i współczynnik konwersji α_N (dolny rysunek) dla trójelektrodowej kropki kwantowej (Tarucha, NTT) przy $V_{ds} = 0$ w funkcji napięcia bramki i liczby N elektronów uwięzionych w kropce kwantowej. Pionowe linie odpowiadają zmierzonym położeniom pików prądu źródło-dren.

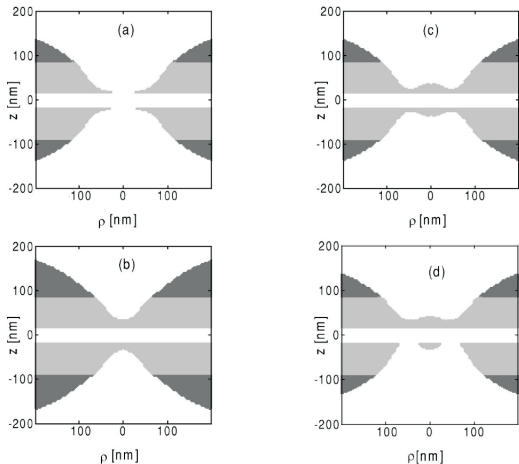


Rysunek: 22. Potencjał chemiczny dla dwuelektrodowej kropki kwantowej (Ashoori, MIT) przy w funkcji napięcia bramki V_g i liczby N elektronów uwięzionych w kropce kwantowej. Pionowe linie odpowiadają zmierzonym położeniom pików pojemności.



Rysunek: 23. Diagram stabilności z diamentami kulombowskimi. Dane eksperymentalne: punkty, wyniki obliczeń: krzywe ciągłe i przerywane.

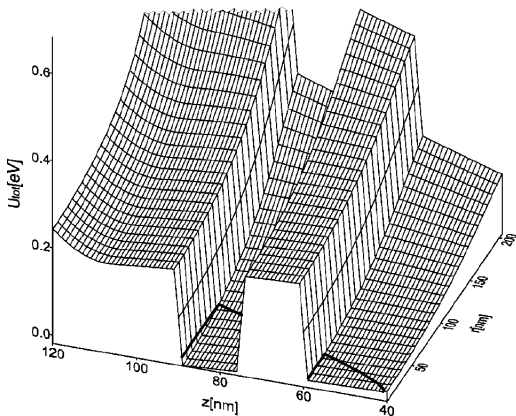
Rozkład gęstości ładunku indukowanego



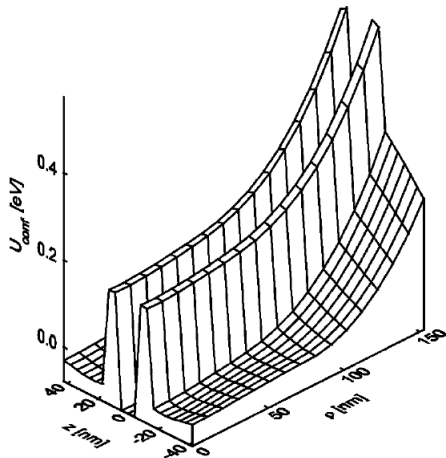
Rysunek: 24. Gęstość ładunku zjonizowanych donorów w warstwach *n*-GaAs w nanoukładzie trójelektrodowym (Tarucha, NTT) w funkcji współrzędnych cylindrycznych $\rho \equiv r$ i z . Obszary biały, szary i ciemno-szary odpowiadają $\rho_D = 0, 1.0 \times 10^{17}$ i 1.4×10^{17} [e/cm³]. (a) $V_g = -1$ V, $V_{ds} = 0$, $N = 0$, (b) $V_g = -2$ V, $V_{ds} = 0$, $N = 0$, (c) $V_g = -1$ V, $V_{ds} = 0$, $N = 12$, (d) $V_g = -1$ V, $V_{ds} = 50$ mV, $N = 12$.

Modelowanie kształtu potencjału uwięzienia

Trójwymiarowe profile potencjału uwięzienia

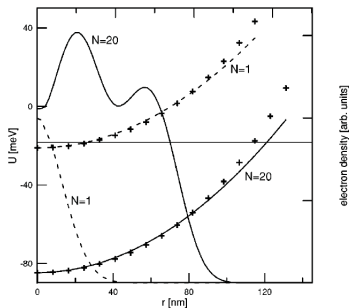


Rysunek: 25. Całkowita energia potencjalna $U_{tot} \equiv U_{conf}$ uwięzienia elektronu w nanoukładzie dwuelektrodowym (Ashoori, MIT) w funkcji współrzędnych cylindrycznych r i z . Gruba linia ciągła odpowiada energii Fermiego.

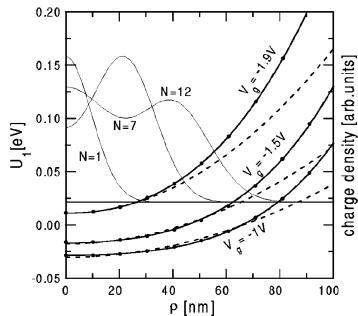


Rysunek: 26. Całkowita energia potencjalna U_{conf} uwięzienia elektronu w nanoukładzie trójelektrowym (Tarucha, NTT) w funkcji współrzędnych cylindrycznych $\rho \equiv r$ i z .

Potencjał uwięzienia bocznego



Rysunek: 27. Elektrostatyczna energia potencjalna $U \equiv U_{elst}$ (lewa skala) uwięzienia bocznego elektronu i gęstość elektronów (prawa skala) w dwuelektrodowej kropce kwantowej w funkcji współrzędnej radialnej r dla wnętrza studni potencjału. Rozwiązania równania Poissona – krzyżyki, krzywe ciągła i przerywana – dopasowane parabole. Linia pozioma odpowiada energii Fermiego.



Rysunek: 28. Elektrostatyczna energia potencjalna $U_1 \equiv U_{elst}$ (lewa skala) uwięzienia bocznego elektronu i gęstość elektronów (prawa skala) w trój elektrodowej kropce kwantowej w funkcji współrzędnej radialnej $\rho \equiv r$ i napięcia bramki V_g przy $z = 0$ i $V_{sd} = 0$. Rozwiązania równania Poissona oznaczone są kropkami, krzywe ciągłe pokazują dopasowane wielomiany 6. stopnia, krzywe przerywane – dopasowane parabole. Linia pozioma odpowiada energii Fermiego.

Przybliżenia stosowane dla potencjału uwięzienia bocznego

(1) uwięzienia paraboliczne: $U(r) = (m_e \omega_0^2 / 2) r^2$

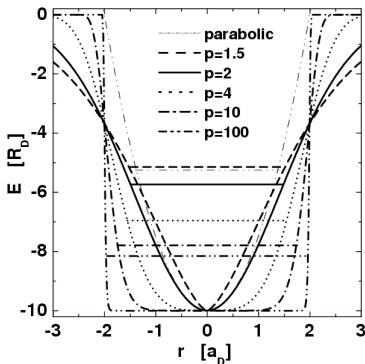
- (1) uwięzienia paraboliczne: $U(r) = (m_e \omega_0^2 / 2) r^2$
- (2) wielomian 6. stopnia: $U(r) = \sum_{m=0}^3 v_m r^{2m}$

- (1) uwięzienia paraboliczne: $U(r) = (m_e \omega_0^2 / 2) r^2$
- (2) wielomian 6. stopnia: $U(r) = \sum_{m=0}^3 v_m r^{2m}$
- (3) funkcja potęgowo-eksponencjalna:
 $U(r) = -U_0 \exp[-(r/R)^p]$

- (1) uwięzienia paraboliczne: $U(r) = (m_e \omega_0^2 / 2) r^2$
- (2) wielomian 6. stopnia: $U(r) = \sum_{m=0}^3 v_m r^{2m}$
- (3) funkcja potęgowo-eksponencjalna:
 $U(r) = -U_0 \exp[-(r/R)^p]$
- (4) potencjał Gaussa ($p = 2$):
 $U(r) = -U_0 \exp[-(r/R)^2]$

- (1) uwięzienia paraboliczne: $U(r) = (m_e \omega_0^2 / 2) r^2$
- (2) wielomian 6. stopnia: $U(r) = \sum_{m=0}^3 v_m r^{2m}$
- (3) funkcja potęgowo-eksponencjalna:
 $U(r) = -U_0 \exp[-(r/R)^p]$
- (4) potencjał Gaussa ($p = 2$):
 $U(r) = -U_0 \exp[-(r/R)^2]$

$R =$ zasięg potencjału \simeq rozmiar kropki



Rysunek: 29. Potencjał potęgowo-eksponencjalny dla $R = 2a_D$, $U_0 = 10R_D$ i różnych wartości parametru p oraz jego przybliżenie paraboliczne. a_D = donorowy promień Bohra, R_D = rydberg donorowy. Linie poziome odpowiadają energiom stanu podstawowego elektronu.

M. Ciurla, J. Adamowski, B. Szafran. S. Bednarek, Physica E 15 (2002) 261.

Ogólna postać potencjału potęgowo-eksponencjalnego dla kropki
kwantowej o symetrii cylindrycznej

Ogólna postać potencjału potęgowo-eksponencjalnego dla kropki kwantowej o symetrii cylindrycznej

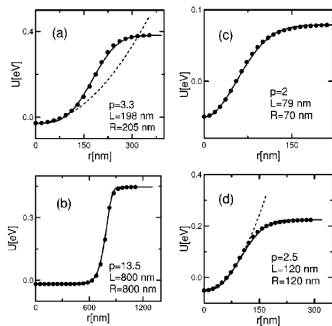
$$U(r, z) = -U_0 \exp[-(r/R)^{p_1} - (|z|/Z)^{p_2}] , \quad (22)$$

Ogólna postać potencjału potęgowo-eksponencjalnego dla kropki kwantowej o symetrii cylindrycznej

$$U(r, z) = -U_0 \exp[-(r/R)^{p_1} - (|z|/Z)^{p_2}] , \quad (22)$$

U_0 = głębokość studni potencjału uwięzienia (bocznego),
 Z = zasięg potencjału uwięzienia w kierunku z .

M. Ciurla, J. Adamowski, B. Szafran. S. Bednarek, Physica E 15 (2002) 261.



Rysunek: 30. Energia potencjalna U uwięzienia bocznego w funkcji współrzędnej radialnej r dla z ustalonego wewnątrz studni kwantowej dla dwuelektrodowej kropki kwantowej (R.C. Ashoori, MIT) o promieniu kapturka R . Kropki – rozwiązania numeryczne równania Poissona, krzywe przerywane – dopasowane parabole, krzywe ciągłe – funkcje potęgowo-eksponencjalne z dopasowanymi parametrami p i $L =$ zasięg.

S. Bednarek, B. Szafran, K. Lis, J. Adamowski, Phys. Rev. B 68 (2003) 155333

Gaussowski potencjał uwięzienia

Gaussowski potencjał uwięzienia

J. Adamowski, M. Sobkowicz, B. Szafran, S. Bednarek,
Phys. Rev. B 62 (2000) 4234.

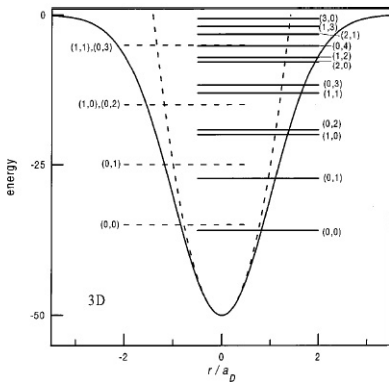
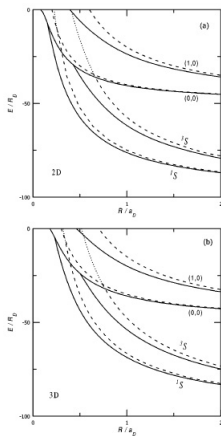


FIG. 1. One-electron energy levels for the Gaussian (solid lines) and harmonic-oscillator (dashed lines) 3D potential with $V_0 = 50R_D$ and $R = a_D$. The energy levels are labeled by quantum numbers (n, l) . The shapes of both the potential energies are also shown as functions of distance r from the QD center. Energy is expressed in donor Rydbergs R_D and length in donor Bohr radii a_D .

Rysunek: 31. Poziomy energetyczne pojedynczego elektronu uwięzionego w potencjale gaussowskim.



Rysunek: 32. Poziomy energetyczne singletu i trypletu dla dwóch elektronów uwięzionych w potencjale Gaussa (krzywe ciągłe) i harmonicznym (krzywe przerywane) w przypadku 2D (rysunek górny) i 3D (rysunek dolny).

Nanodruty (druty kwantowe)

Konwencjonalne przyrządy półprzewodnikowe, np. MOSFET, budowane są w strukturach **planarnych (warstwowych)**.

Konwencjonalne przyrządy półprzewodnikowe, np. MOSFET, budowane są w strukturach **planarnych (warstwowych)**.

Obecnie badane są przyrządy półprzewodnikowe zbudowane w strukturach **pionowych (wertykalnych)** z wykorzystaniem **nanodrutów półprzewodnikowych**.

Konwencjonalne przyrządy półprzewodnikowe, np. MOSFET, budowane są w strukturach **planarnych (warstwowych)**.

Obecnie badane są przyrządy półprzewodnikowe zbudowane w strukturach **pionowych (wertykalnych)** z wykorzystaniem **nanodrutów półprzewodnikowych**.

Nanodrutry półprzewodnikowe są quasi-jednowymiarowymi nanostrukturami o kształcie bardzo wąskiego walca lub prostopadłościanu o średnicy podstawy od ~ 20 nm do ~ 100 nm i wysokości od ~ 100 nm do ~ 2000 nm.

Konwencjonalne przyrządy półprzewodnikowe, np. MOSFET, budowane są w strukturach **planarnych (warstwowych)**.

Obecnie badane są przyrządy półprzewodnikowe zbudowane w strukturach **pionowych (wertykalnych)** z wykorzystaniem **nanodrutów półprzewodnikowych**.

Nanodrutry półprzewodnikowe są quasi-jednowymiarowymi nanostrukturami o kształcie bardzo wąskiego walca lub prostopadłościanu o średnicy podstawy od ~ 20 nm do ~ 100 nm i wysokości od ~ 100 nm do ~ 2000 nm.

Zwykle do obu końców nanodrutu podłączane są elektrody (źródła i drenu), a z boku nanodrutu umieszczana jest elektroda bramki (w formie płytki lub pierścienia).

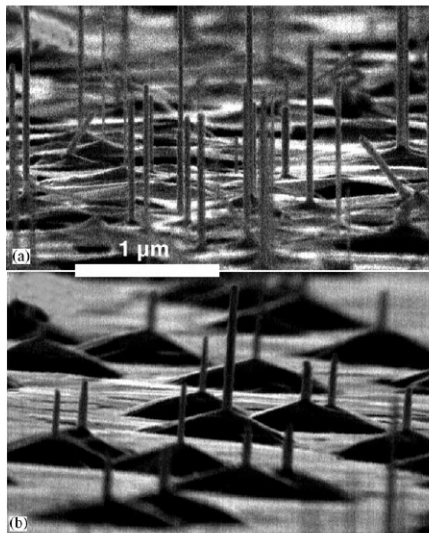
Konwencjonalne przyrządy półprzewodnikowe, np. MOSFET, budowane są w strukturach **planarnych (warstwowych)**.

Obecnie badane są przyrządy półprzewodnikowe zbudowane w strukturach **pionowych (wertykalnych)** z wykorzystaniem **nanodrutów półprzewodnikowych**.

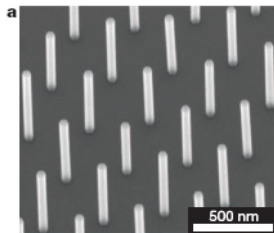
Nanodrut półprzewodnikowe są quasi-jednowymiarowymi nanostrukturami o kształcie bardzo wąskiego walca lub prostopadłościanu o średnicy podstawy od ~ 20 nm do ~ 100 nm i wysokości od ~ 100 nm do ~ 2000 nm.

Zwykle do obu końców nanodrutu podłączane są elektrody (źródła i drenu), a z boku nanodrutu umieszczana jest elektroda bramki (w formie płytki lub pierścienia).

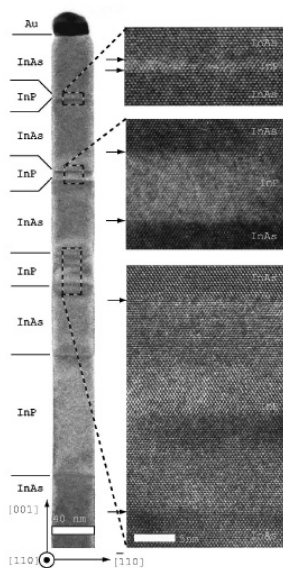
Takie nanodrut są elementami **tranzystora pionowego**.



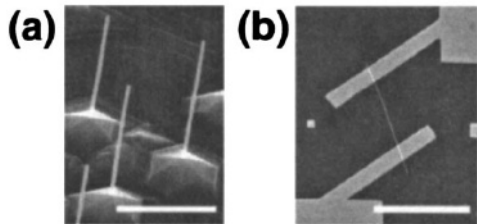
Rysunek: 33. Wzrost nanodrutów na podłożu.



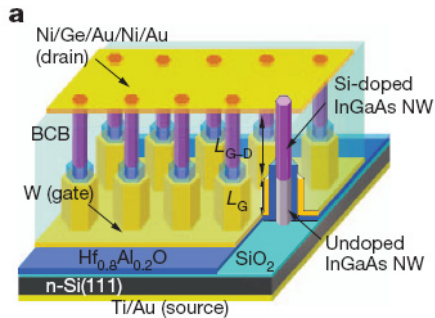
Rysunek: 34. Regularny wzrost nanodrutów na podłożu.



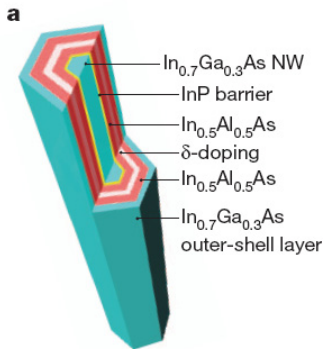
Rysunek: 35. Struktura nanodrutu złożonego z warstw InAs i InP.



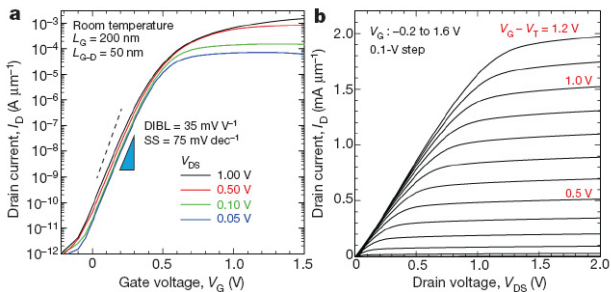
Rysunek: 36. (a) Wzrost nanodrutow. (b) Pojedynczy nanodrut podłączony do elektrod źródła i drenu.



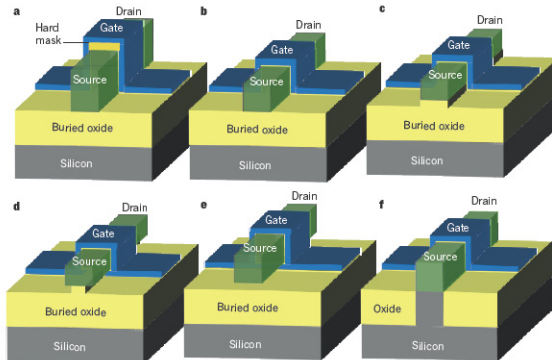
Rysunek: 37. Tranzystor pionowy zrealizowany na bazie nanodrutów o strukturze rdzeniowo-powłokowych otoczonych bramkami.



Rysunek: 38. Przekrój nanodrutu o heksagonalnej strukturze rdzeniowo-powłokowej.



Rysunek: 39. Charakterystyki prądowo-napięciowe tranzystora pionowego wytworzonego na bazie heksagonalnego nanodrutu rdzeniowo-powłokowego otoczonego bramką.



Rysunek: 40. Schematy różnych realizacji tranzystora MOSFET na bazie nanodrutu otoczonego bramką. (e) Najbardziej obiecująca struktura: **Gate-All-Around (GAA) nanowire.**

Perspektywy rozwoju nanourządzeń

- ▶ **przrządy nanoelektroniki**: rozmiary tranzystorów < 100 nm

- ▶ **przrządy nanoelektroniki**: rozmiary tranzystorów < 100 nm
- ▶ **przrządy spintroniki**: prądy spolaryzowane spinowo \equiv transport spinu elektronu

- ▶ **przrządy nanoelektroniki**: rozmiary tranzystorów < 100 nm
- ▶ **przrządy spintroniki**: prądy spolaryzowane spinowo \equiv transport spinu elektronu
- ▶ **jednoelektronowe przrządy nanoelektroniczne**: tranzystor jednoelektronowy

- ▶ **przrządy nanoelektroniki**: rozmiary tranzystorów < 100 nm
- ▶ **przrządy spintroniki**: prądy spolaryzowane spinowo \equiv transport spinu elektronu
- ▶ **jednoelektronowe przrządy nanoelektroniczne**: tranzystor jednoelektronowy
- ▶ **kwantowe przrządy kwantowe optyczne**: jednofotonowe źródła światła

Kropki kwantowe są (i najprawdopodobniej pozostaną) najmniejszymi strukturami wytworzonymi sztucznie przez człowieka.

Kropki kwantowe są (i najprawdopodobniej pozostaną) najmniejszymi strukturami wytworzonymi sztucznie przez człowieka.

Dalsza miniaturyzacja przyrządów elektronicznych będzie możliwa jedynie przy użyciu naturalnych molekuł i atomów.