

Experimentos

5A

Quantização da condutância QPC

van Wees et al, PRL 60, 848 (1988)

Wharam et al., J. Phys. C 21, L209 (1988)

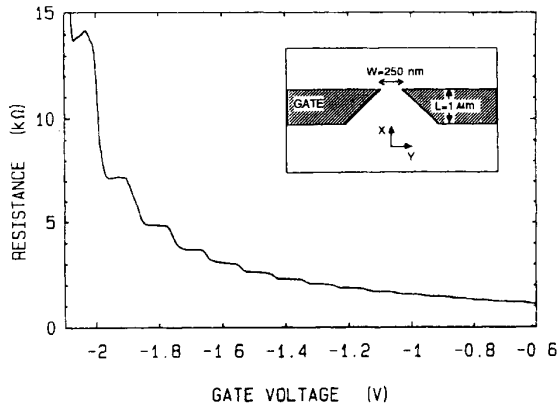


FIG. 1. Point-contact resistance as a function of gate voltage at 0.6 K. Inset: Point-contact layout.

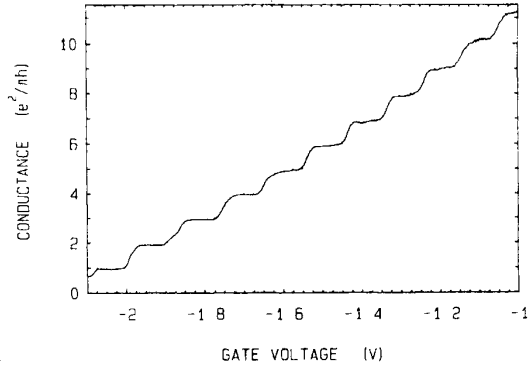


FIG. 2. Point-contact conductance as a function of gate voltage, obtained from the data of Fig. 1 after subtraction of the lead resistance. The conductance shows plateaus at multiples of  $e^2/h$ .

Efeitos de temperatura e rugosidades

Quantum ballistic and adiabatic electron transport studied with quantum point contacts

Platôs desaparecem com aumento de T

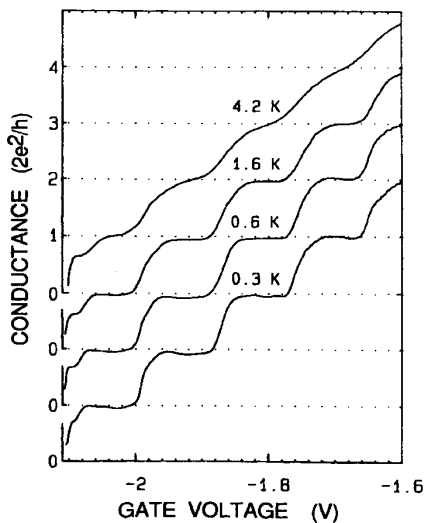


FIG. 6. Breakdown of the conductance quantization due to temperature averaging. The curves have been offset for clarity.

QPC não adiabático

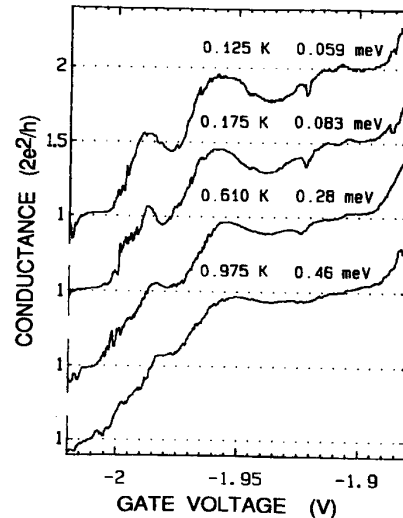
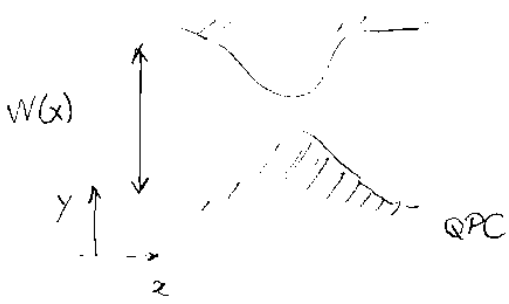


FIG. 4. Temperature averaging of the transmission resonances of the second subband. The values for the energy-averaging parameter  $\Delta E$  are given. The curves have been offset for clarity.

5. Transporte adiabático

Aqui adiabático possui um significado muito particular  
 vamos considerar uma obstrução, onde  $|W'(x)| \ll 1$

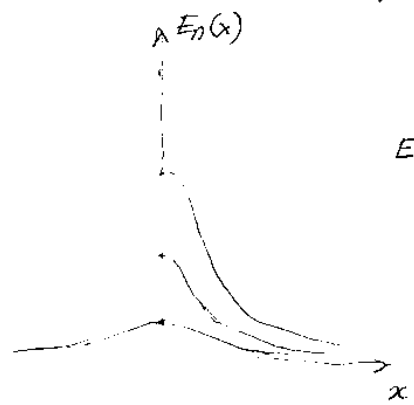


$$\psi_n(x, y, z) = \psi(x) \phi_n(w(x), y, z)$$

$$E_n(x) = E_{n_z} + \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m^*} \frac{n_y^2}{W^2(x)}$$

daí  $\left[ -\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + E_n(x) \right] \psi(x) = E \psi(x)$

faz o papel de barreira [ver solução detalhada em  
 Ihn, Semiconductor Nanostructure]



número de canais abertos  
 $\max\{n\}$  tal que  $E_n(x) < E$

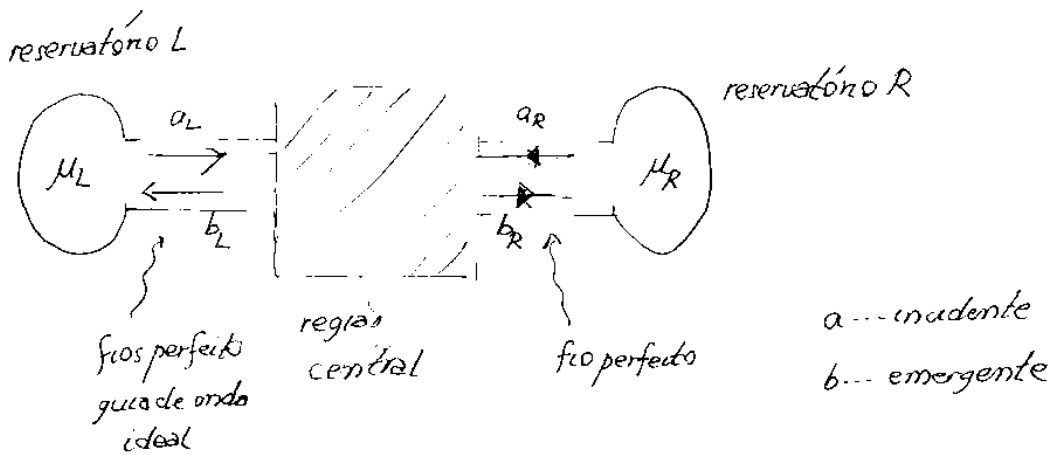
hipótese  $T_n(E) = \begin{cases} 1 & \text{se } E > E_n \\ 0 & \text{se } E < E_n \end{cases}$



van Wees '88 → discussão do experimento do QPC

Exercício. considere o topo da barreira como uma parábola invertida  $E = W_n + \delta E$   $|\delta E| \ll W_n$   
 $E_n(x) \approx W_n + |E_n''(0)| \frac{x^2}{2}$ , calcule  $G(\mu)$

# 6 Matriz de espalhamento



funções de onda:

$$\psi(x_L, y_L, z_L) = \sum_n \frac{1}{\sqrt{2\pi\hbar v_n}} \phi_n(y_L, z_L) \left[ a_{Ln} e^{ik_x^{(n)} z_L} + b_{Ln} e^{-ik_x^{(n)} z_L} \right]$$

$$\psi(x_R, y_R, z_R) = \sum_m \frac{1}{\sqrt{2\pi\hbar v_m}} \phi_m(y_R, z_R) \left[ a_{Rm} e^{-ik_x^{(m)} z_R} + b_{Rm} e^{+ik_x^{(m)} z_R} \right]$$

↑  
poderia ser diferente R e L

$\phi_m$  ... funções de onda transversal, modo  $m$

$E_m$  ... energia de abertura do modo (canal)  $m$

$k_x^{(m)} = \sqrt{2m(E-E_m)/\hbar^2}$  ... número de onda

se  $E-E_m > 0$  então  $k_x^{(m)} \in \mathbb{R}$  e o modo é propagante

$E-E_m < 0$  então  $k_x^{(m)} \in \mathbb{I}$  e o modo é evanescente

Matriz S:

$$b_{\alpha l} = \sum_{\beta=L,R} \sum_{l'} S_{\alpha l, \beta l'} a_{\beta l'} \quad \begin{matrix} \beta=L,R \\ l=n,m \end{matrix}$$

→ tomando regiões assintóticas distante da central → eliminar modos evanescentes

forma matricial

8

$$\begin{pmatrix} b_L \\ \vdots \\ b_R \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_L \\ \vdots \\ a_R \end{pmatrix}$$

o maior  $n$  tal que  $E_{\mathbb{F}_n} > 0$  define  $N_L$  número de canais abertos, o mesmo para  $m$ .

$$S = \begin{pmatrix} S_{LL} & S_{LR} \\ S_{RL} & S_{RR} \end{pmatrix} \equiv \begin{pmatrix} r & t' \\ t & r' \end{pmatrix} \quad \begin{array}{l} \text{estrutura de} \\ \text{blocos} \end{array}$$

onde  $S_{ab} = S_{a \leftarrow b}$  e  $\dim[S] = N_L + N_R$

Algumas propriedades importantes

(i) se há simetria de reversão temporal:  $S = S^T$ , ou  $S_{ab} = S_{ba} \Rightarrow t_{mn} = t'_{nm}$

(ii) ausência de simetria de reversão temporal; por exemplo  $B \neq 0$

$$S_{ab}(B) = S_{ba}(-B) \quad \begin{cases} r_{nn'}(B) = r_{n'n}(-B) \\ t'_{mm'}(B) = t'_{m'm}(-B) \\ t_{mn}(B) = t'_{nm}(-B) \end{cases}$$

ver discutido em Datta e Mello & Kumar

(iii) fluxo é preservado,  $S$  é unitária

$$S^\dagger S = 1 \quad (S^\dagger S)_{nn} = \sum_{n'} |r_{nn'}|^2 + \sum_m |t_{mn}|^2 = 1$$

ver qualquer livro de espalhamento!

## 7. Transmissão

Mostramos que

$$I_R = \frac{2s e}{2\pi\hbar} \sum_n \int dE [f_L(E) - f_R(E)] T_n(E)$$

para um fio perfeito conectado a 2 reservatórias.  $T_n(E)$  é a probabilidade que elétrons na esquerda sejam transmitidos pelo condutor para a direita no canal n

A generalização para multicanais é óbvia

$$T_n(E) = \sum_m |t_{mn}|^2 = (t^\dagger t)_{nn}$$

que é a probabilidade de elétrons na esquerda onjetados no canal n sejam transmitidos para qualquer canal à direita.

$$I_R = \frac{2s e}{2\pi\hbar} \int dE [f_L(E) - f_R(E)] \text{tr}(t^\dagger t)$$

Nota: alguns autores chamam os autovalores  $T_p$  da matriz hermitiana  $t^\dagger t$  de autovalores de transmissão. Os  $T_p \leq 1$

Daí:  $G = \frac{2s e^2}{h} \int dE \left(-\frac{\partial f}{\partial E}\right) T(E)$  onde

$$T(E) = \text{tr}(t^\dagger t)$$

transmissão

$$G = \frac{2s e^2}{h} g(\mu)$$

condutância adimensional

obviamente, para  $T \rightarrow 0$   $g(\mu) = g(E_F) = T(E_F)$

Esta é a fórmula de Landauer