

TE069-Física de Semicondutores

9 - APLICAÇÕES MODERNAS

PROF. CÉSAR AUGUSTO DARTORA - UFPR

E-MAIL: CADARTORA@ELETRICA.UFPR.BR

CURITIBA-PR

Roteiro do Capítulo:

- Considerações sobre dimensionalidade dos sistemas
- Fórmula de Landauer, Quantização da Condutância, Efeito Hall Quântico
- Spintrônica: correntes de spin, GMR, Efeito Aharonov-Bohm, Transistor de Spin
- Eletrônica com Carbono: Grafeno, nanotubos, etc.

Considerações sobre a Dimensionalidade do Sistema Físico

- Crescente miniaturização dos dispositivos eletrônicos fez a tecnologia evoluir da micro para a nanoeletrônica, onde a escala de tamanhos é menor do que 100nm.
 - Nanoeletrônica: efeitos quânticos e interações ao nível atômico são fundamentais para compreender o comportamento dos diversos dispositivos, além de abrir portas para novas tecnologias.
 - Lei de Moore: Gordon Moore em 1965 fez a previsão de que a cada 1,5 ano o número de dispositivos construídos por uma mesma área dobraria. A escala de tamanho de um transistor diminuiu de $10\mu\text{m}$ para $28 - 22\text{nm}$.
 - 1971 - processador da Intel possuía 2300 transistores em uma área de 12mm^2 utilizando um processo com resolução de $10\mu\text{m}$ - cada transistor ocupa uma área de $5200\mu\text{m}^2$.
 - 2011 - processador Core da Intel continha 2.6×10^9 transistores em uma área de 512mm^2 , utilizando tecnologia de 32nm. Área de $0.3\mu\text{m}^2$ por transistor, ou seja, pode-se colocar $\sim 10^4$ vezes mais transistores em uma mesma área.

- Quando os efeitos quânticos começam a ser sentidos?

↪ Para responder a essa questão é necessário fazer algumas considerações baseadas em uma escala de distâncias relevante.

↪ **Comprimento de Onda de Fermi λ_F**

Está associado à energia de Fermi da partícula, pela relação:

$$\lambda_F = \frac{2\pi}{k_F}, \quad E_F = \frac{\hbar^2 k_F^2}{2m}.$$

- É o comprimento de onda associado à onda do elétron(ou lacuna), para energias próximas à energia de Fermi. Para baixos valores de campo e em baixas temperaturas todo o transporte é governado pelos estados próximos ao nível de Fermi.

- Para o GaAs temos $\lambda_F = 40\text{nm}$ enquanto que para o Si λ_F varia entre 35 – 112nm.

- O que pode significar o comprimento de onda de Fermi λ_F ?

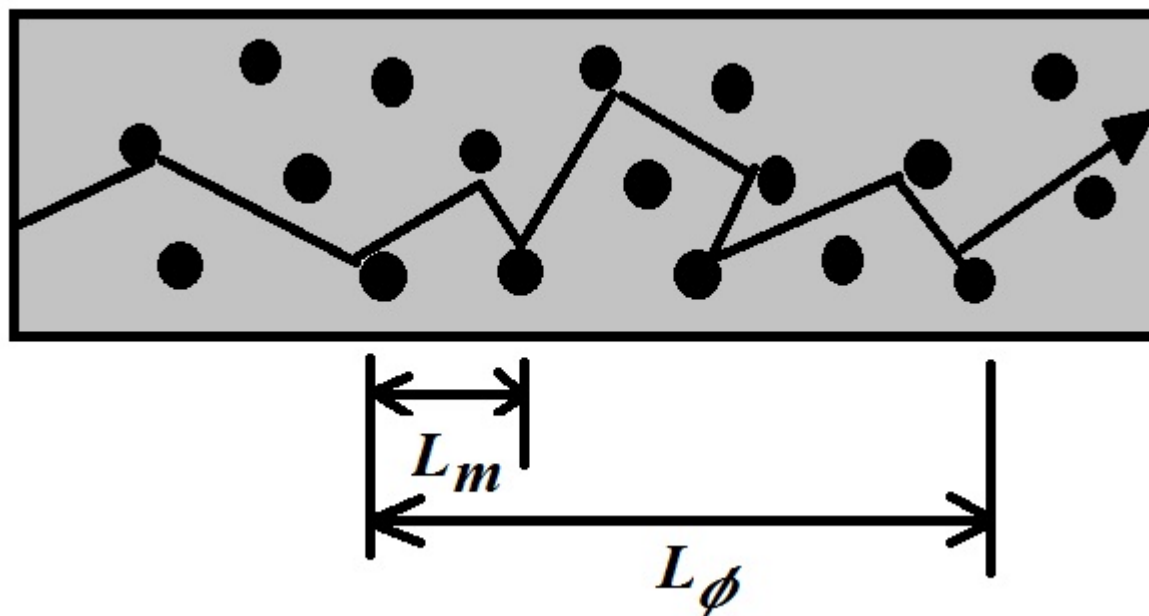
→ Podemos fazer uma analogia com a óptica. Na teoria eletromagnética da luz, se as dimensões do sistema físico forem muito grandes em comparação com o comprimento de ondas da luz os efeitos difrativos (ondulatórios) serão menos percebidos, principalmente se a fonte tem caráter altamente incoerente.

→ Nesse caso a óptica geométrica (descrição da luz por raios) é uma boa guia para solucionar problemas. Isso corresponderia a considerar a trajetória de uma partícula em linha reta ou sujeita a forças (mudanças no índice de refração).

→ Da mesma forma se o comprimento de onda de Fermi é muito menor que as dimensões do sistema sendo consideradas, a descrição por partícula pode ser um bom guia. Porém se as dimensões são compatíveis com o λ_F , então efeitos típicos da ondulatória se manifestam mais fortemente.

→ Em muitas circunstâncias não é mais possível localizar o elétron e tratá-lo meramente como partícula.

- Além do comprimento de onda de Fermi, devemos definir duas outras dimensões importantes:



Livre caminho médio L_m : é o percurso médio entre duas colisões, ou em outras palavras, é o percurso médio até que o momento inicial $\mathbf{p} = \hbar\mathbf{k}$ é destruído.

Comprimento de Coerência de Fase L_ϕ : é a distância para a qual ainda é possível acompanhar a fase da função de ondas de Schrödinger, Ψ , antes que a fase inicial seja randomizada completamente.

↪ Com base nessas escalas de comprimento podemos classificar o regime de transporte de cargas:

- Regime Balístico: $L < L_m$, Regime Difusivo: $L > L_m$.
- Transporte Coerente: $L < L_\phi$, Transporte Incoerente: $L > L_\phi$.

Para o GaAs:

$$L_m \approx 100 - 10000nm, \quad L_\phi \approx 200nm$$

Para o Si:

$$L_m \approx 37 - 118nm, \quad L_\phi \approx 40 - 400nm$$

- Quando a dimensão do sistema em consideração é menor do que o comprimento de coerência de fase da onda os efeitos quânticos (ondulatórios) começam a ser sentidos, ao passo que o regime é balístico (elástico, ou sem colisões) e a fase é totalmente preservada se a dimensão do sistema em estudo é menor do que o livre caminho médio.

- A interação de um sistema diminuto (um transistor de dimensão nanométrica por exemplo) com o ambiente em volta (usualmente denominado reservatório térmico) pode contribuir para a perda de coerência de fase.

- Quais são esses efeitos quânticos?

Podemos citar alguns mais importantes:

- ~> Tunelamento quântico e bloqueamento de Coulomb.
- ~> Quantização de condutância e modificações nas leis de adição de resistores em série e paralelo.
- ~> Oscilações de resistência com campos elétricos e magnéticos aplicados.
- ~> Variabilidade do valor da resistência elétrica e outros parâmetros devido ao caráter estatístico da Mecânica Quântica, o que leva a ruído.
- ~> Relevância do spin nas características de transporte de carga do sistema.
- ~> Possibilidade de armazenar informação em sistemas ditos emaranhados, no qual a fase da função de ondas desempenha papel essencial.
- ~> Alguns deles são vantajosos, mas outros podem acarretar problemas para o dimensionamento do sistema.

- Consideremos o efeito de dimensionalidade do sistema sobre a densidade de estados no gás de elétrons livres:

↪ A relação de dispersão entre E e k é dada simplesmente por:

$$E(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} , \quad (1)$$

enquanto que a densidade de estados por unidade de energia é dada por:

$$D(E) = \frac{dN}{dE} . \quad (2)$$

- Vamos considerar os casos de três (volume), duas (plano) e uma (fio) dimensões para análise e ver o que acontece pelo efeito da dimensionalidade.
- Para o átomo (dimensão 0 na nossa análise) sabemos que os estados são discretos e portanto a densidade de estados toma a forma de impulsos:

$$D(E) = \sum_n D_n \delta(E - E_n) . \quad (3)$$

Fica como exercício demonstrar que, considerando-se a degenerescência de spin:

$$D_{3d}(E) = \frac{L^3}{2\pi^2} \left(\frac{2m}{\hbar^2} \right)^{3/2} \sqrt{E} . \quad (4)$$

$$D_{2d}(E) = \frac{L^2}{2\pi} \left(\frac{2m}{\hbar^2} \right) . \quad (5)$$

$$D_{1d}(E) = \frac{L}{2\pi} \left(\frac{2m}{\hbar^2} \right)^{1/2} \frac{1}{\sqrt{E}} . \quad (6)$$

ou generalizando:

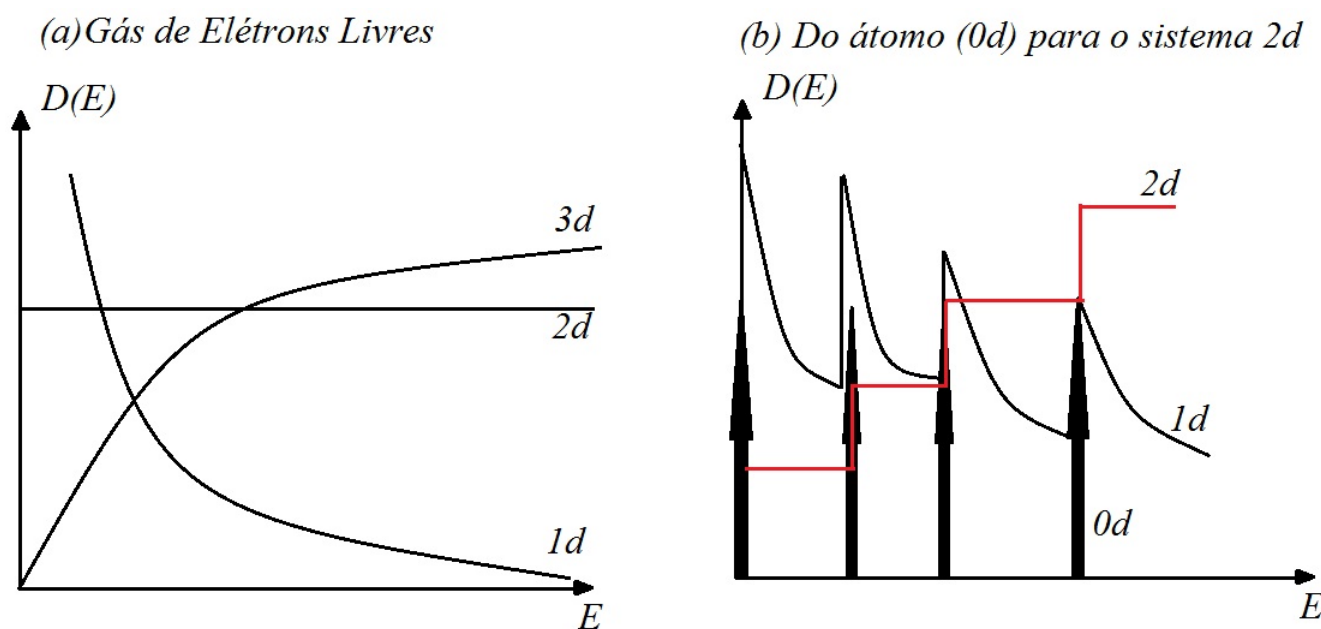
$$D(E) = \frac{L^d}{2\pi} C_d \left(\frac{2m}{\hbar^2} \right)^{d/2} E^{d/2-1} \quad (7)$$

onde C_d é uma constante relativa à dimensão e d é a dimensionalidade do sistema.

- Observe que a densidade de estados é função da dimensão do sistema. Como outras características físicas são funções da densidade de estados, conseqüentemente o comportamento do sistema dependerá do tamanho.

- Exemplo: um sistema pode se tornar bidimensional (2d) se uma das dimensões for de escala atômica ou nanométrica, enquanto que as outras duas são muito maiores, até mesmo macroscópicas. Um filme muito fino depositado sobre um substrato, se adequadamente dopado pode se comportar como um gás de elétrons bidimensional (2DEG - 2-Dim Electron Gas).

- Comportamento da Densidade de Estados com a Dimensionalidade do Sistema:



- Um grande número de características físicas dos sistemas de interesse dependem da dimensionalidade do mesmo:

~> Resistência Elétrica, Susceptibilidades Dielétrica e Magnética, Propriedades Mecânicas, etc;

~> Transições de Fase: um material isolante pode se tornar condutor se algum parâmetro for modificado (sólido/líquido, ferromagneto/paramagneto são outros exemplos de transição de fase), e esse comportamento é influenciado pela dimensionalidade do sistema;

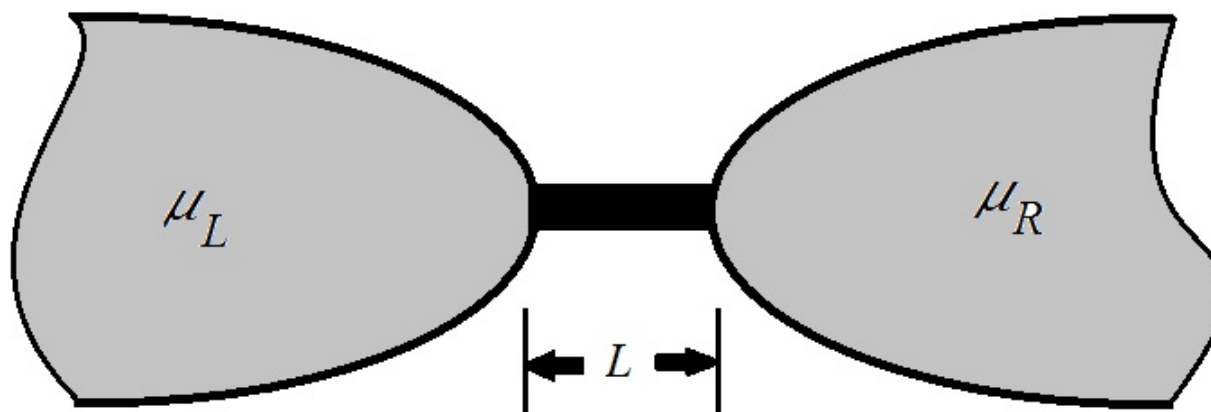
~> Por exemplo, um contato de dimensões nanométricas ou feito entre dois átomos pode apresentar uma resistência quantizada, não mais valendo a relação clássica de resistores de volume, na qual $R = L/(\sigma A)$.

A Fórmula de Landauer

- É uma expressão matemática derivada das leis da mecânica quântica que permite determinar a condutância de um canal de transporte em regime balístico.
 - Substitui as relações de resistência clássicas por expressões válidas no regime quântico. Modifica também as leis de adição de resistores em série e paralelo.
 - Foi originalmente desenvolvida por R. Landauer em 1957 e generalizada por com Buttiker em 1986, para o caso de muitos terminais e por isso muitas vezes essa formulação do transporte quântico é denominada Formulação de Buttiker-Landauer.
 - Trata os elétrons como ondas e o canal de condução como um "guia de ondas" eletrônico cuja transmissividade está relacionada aos modos de propagação no canal.

Dedução da Fórmula de Landauer para o caso 1D

- Considere por simplicidade um canal condutor 1D entre dois reservatórios macroscópicos cujos potenciais químicos valem μ_L e μ_R :



- Em temperatura $T = 0\text{K}$, $\mu_L = E_{FL}$ e $\mu_R = E_{FR}$.
- A condição de contorno é que no canal de condução de comprimento L o potencial químico na interface com o reservatório no lado esquerdo vale μ_L e no lado direito μ_R .

- Em um sistema 1D, a energia dos elétrons em uma dada banda é dada por:

$$E_n(k_z) = U_n + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m}, \quad (8)$$

sendo U_n uma constante associada à energia potencial. Devemos lembrar ainda que a velocidade do elétron é dada por:

$$v_n(k_z) = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial E_n(k)}{\partial k_z}. \quad (9)$$

- A corrente total que atravessa a estrutura 1D deve levar em conta os portadores de carga q que fluem da esquerda para a direita subtraída daquela quantidade que flui no sentido contrário:

$$I = I_{L \rightarrow R} - I_{R \rightarrow L}. \quad (10)$$

$$\begin{aligned}
I_{L \rightarrow R} &= \sum_{\sigma} \sum_{n, k_z > 0} \frac{q v_n(k_z)}{L} f_L(E - \mu_L) [1 - f_R(E - \mu_R)] \\
&= \frac{q}{2\pi} \sum_n \int_0^{\infty} dk_z v_n(k_z) f_L(E - \mu_L) [1 - f_R(E - \mu_R)] \quad (11)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
I_{R \rightarrow L} &= \sum_{\sigma} \sum_{n, k_z < 0} \frac{q v_n(-k_z)}{L} f_R(E - \mu_R) [1 - f_L(E - \mu_L)] \\
&= 2 \frac{q}{2\pi} \sum_n \int_{-\infty}^0 dk_z v_n(-k_z) f_L(E - \mu_L) [1 - f_R(E - \mu_R)] \quad (12)
\end{aligned}$$

$\sum_{\sigma} = 2$ se há degenerescência de spin!

Fazendo uma mudança de variáveis na última expressão $k_z \rightarrow -k_z$ e lembrando que a energia tem simetria em relação a mudança de sinal de k_z :

$$I_{R \rightarrow L} = 2 \frac{q}{2\pi} \sum_n \int_0^{\infty} dk_z v_n(k_z) f_L(E - \mu_L) [1 - f_R(E - \mu_R)] \quad (13)$$

Subtraindo as duas equações anteriores, ou seja, fazendo:

$$I = I_{L \rightarrow R} - I_{R \rightarrow L}$$

obtemos facilmente:

$$I = 2 \frac{q}{2\pi} \sum_n \int_0^\infty dk_z v_n(k_z) [f_L(E_n(k_z) - \mu_L) - f_R(E_n(k_z) - \mu_R)] .$$

- Agora devemos fazer a seguinte mudança de variáveis:

$$dk_z = \frac{dk_z}{dE_n} dE_n$$

temos:

$$I = 2 \frac{q}{2\pi} \sum_n \int_{U_n}^\infty dE_n \left[v_n(k_z) \frac{dk_z}{dE_n} \right] [f_L(E_n - \mu_L) - f_R(E_n - \mu_R)] \quad (14)$$

- Definindo-se a transmissividade do canal na seguinte forma:

$$T_n(E_n) = \hbar v_n(k_z) \frac{dk_z}{dE_n} \theta(E_n - U_n) = \theta(E_n - U_n) \quad (15)$$

- Utilizando a definição de transmissividade T podemos escrever:

$$I = 2 \frac{q}{2\pi\hbar} \sum_n \int_0^\infty dE_n T_n(E_n) [f_L(E_n - \mu_L) - f_R(E_n - \mu_R)] \quad (16)$$

- Uma vez que a diferença entre os potenciais químicos é relativamente pequena em comparação com a energia de Fermi dos eletrôdos, e lembrando que em baixas temperaturas a função de Fermi-Dirac tem formato de degrau, podemos escrever $\mu_L = \mu_R + \delta\mu$:

$$[f_L(E_n - \mu_L) - f_R(E_n - \mu_L)] = [f(E_n - \mu_R - \delta\mu) - f(E_n - \mu_R)] \approx -\delta\mu \frac{\partial f(E_n)}{\partial E_n}$$

$$I = 2 \frac{q\delta\mu}{2\pi\hbar} \sum_n \int_0^\infty dE_n T_n(E_n) \left(-\frac{\partial f(E_n)}{\partial E_n} \right) \quad (17)$$

- Expressando a diferença do potencial químico simplesmente como $\delta\mu = qV$, onde V é a diferença de potencial aplicado obtemos finalmente:

$$I = 2 \frac{q^2 V}{2\pi\hbar} \sum_n \int_0^\infty dE_n T_n(E_n) \left(-\frac{\partial f(E_n)}{\partial E_n} \right) \quad (18)$$

ou seja, a condutância $G = I/V$ nesse caso mais simplista é dada simplesmente por:

$$G = 2 \frac{q^2}{2\pi\hbar} \sum_n \int_0^\infty dE_n T_n(E_n) \left(-\frac{\partial f(E_n)}{\partial E_n} \right) \quad (19)$$

Se a carga do portador é igual à carga do elétron $q = -e$, obtemos:

$$G = \frac{2e^2}{2\pi\hbar} \sum_n \int_0^\infty dE_n T_n(E_n) \left(-\frac{\partial f(E_n)}{\partial E_n} \right) \quad (20)$$

- A equação acima é denominada Fórmula de Landauer.
- A quantidade $G_0 = e^2/(\pi\hbar)$ é o quantum de condutância, quando há degenerescência de spin e dois canais de spin contribuem para o transporte:

$$G_0 = \frac{e^2}{\pi\hbar} \rightarrow R_0 = \frac{h}{2e^2} = 12.9\text{k}\Omega .$$

- Considerando-se a fórmula geral para baixas temperaturas, podemos aproximar:

$$\left(-\frac{\partial f(E_n)}{\partial E_n} \right) = \delta(E_n - \mu) \quad , \quad \mu \approx E_F$$

$$G = \frac{2e^2}{h} \sum_n T_n(E_F) \quad , \quad (21)$$

ou seja, a condutância é dada pela soma de todos os canais que contribuem com transmissividade não-nula ao nível de Fermi.

No caso de um fio unidimensional poderíamos aproximar a transmissividade por funções degrau que são "ligadas" quando o valor de potencial aplicado atinge um certo valor V_n :

$$T_n(E_F) = \theta(V - V_n)$$

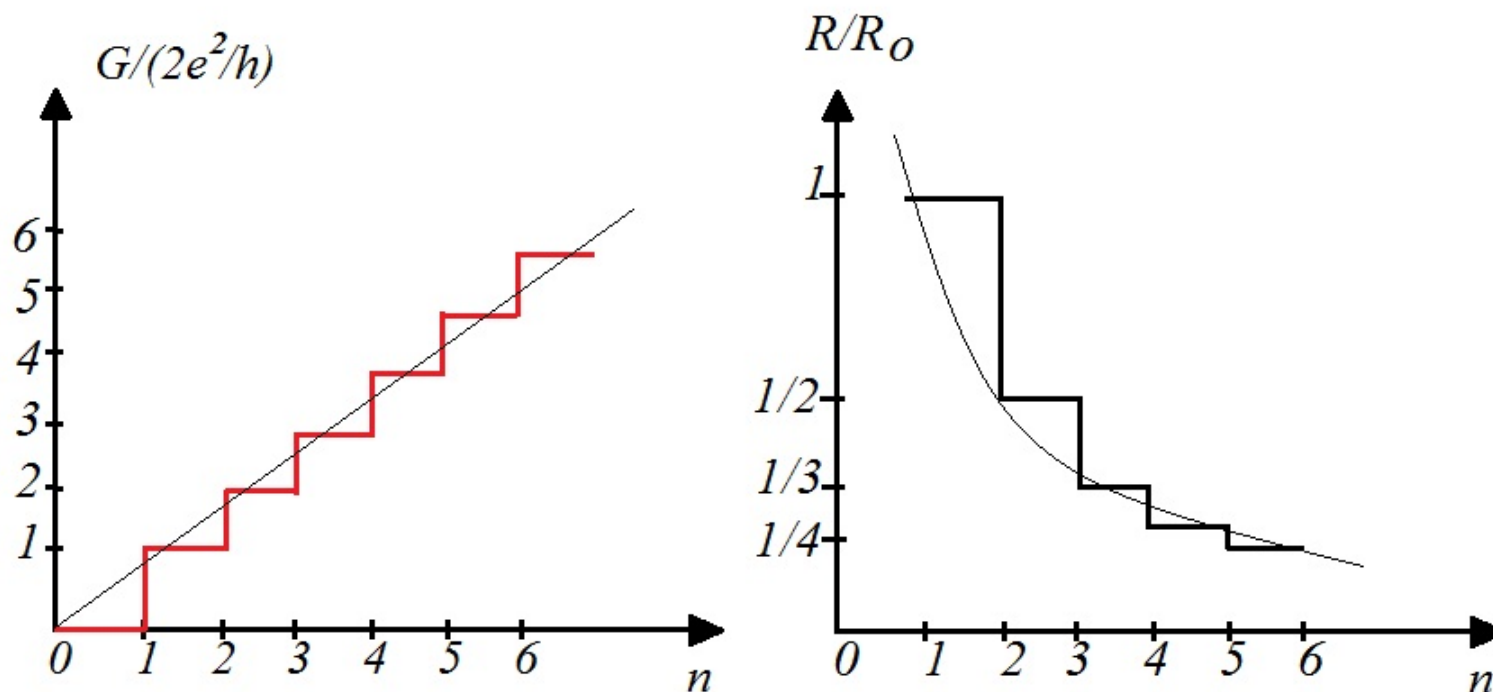
$$G = \frac{2e^2}{h} \sum_n \theta(V - V_n) \quad . \quad (22)$$

Observe-se que a condutância varia em degraus, e está quantizada em unidades de $G_0 = 2e^2/h$.

- Com relação ao número de canais que participa da condutividade, podemos ainda escrever:

$$G_n = G_0 n \quad , \quad R_n = \frac{R_0}{n} .$$

- A figura a seguir ilustra os degraus típicos da quantização da condutância.



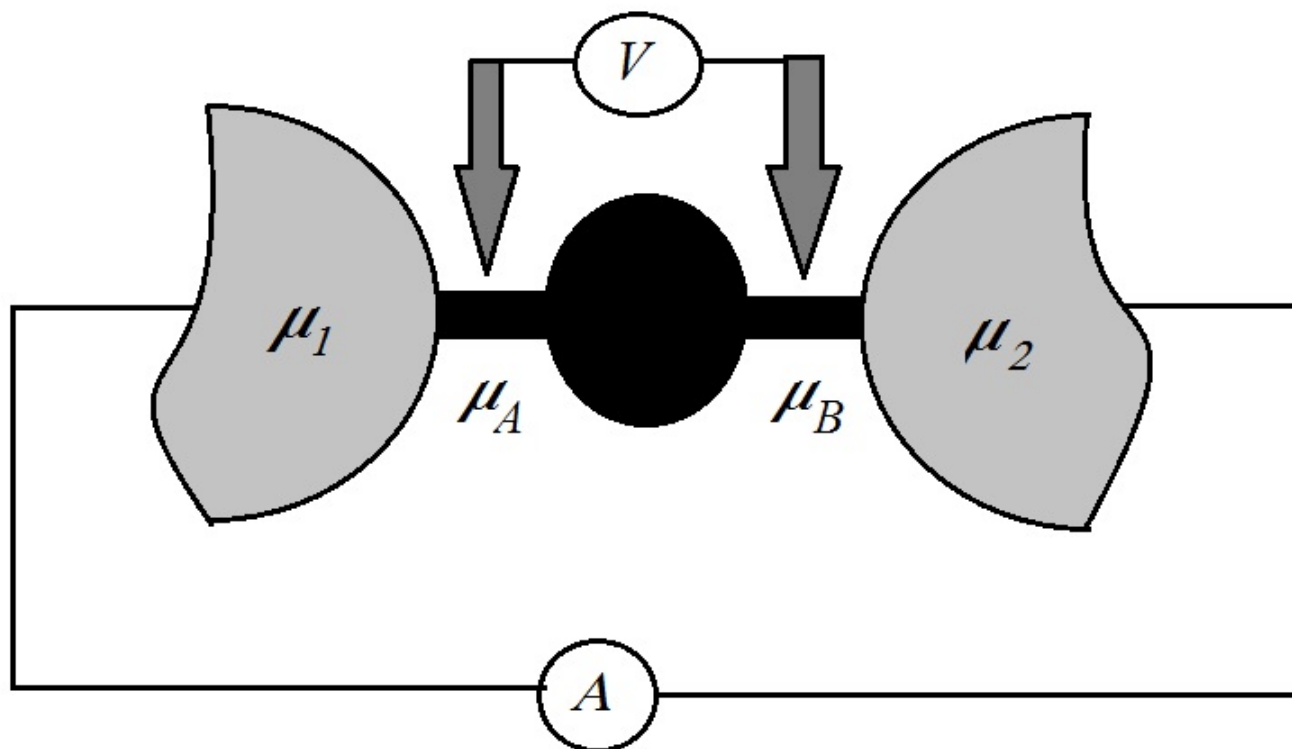
- A fórmula de Landauer permite descrever em linhas bastante simplificadas o efeito de quantização de condutância. A resistência nesse caso não varia linearmente com a área do contato, e sim na forma de degraus.
- Podemos pensar que n é o número de contatos atômicos que os eletrôdos formam com o canal tendo transmissividade unitária por canal. Nesse caso veja que a resistência varia na forma $R = R_0/n$, onde n é um número inteiro.
- A seguinte fórmula, considerando-se que cada spin σ possa ter transmissividade diferente:

$$G = \frac{e^2}{2\pi\hbar} \sum_{n\sigma} \int_0^\infty dE_n T_{n\sigma}(E_n) \left(-\frac{\partial f(E_n)}{\partial E_n} \right) \quad (23)$$

é denominada fórmula de Landauer de dois terminais. Ela leva em conta a condutância do canal L combinada com a condutância entre os reservatórios e o canal.

- Formulação Geral para 4 pontas:

Distingue-se nessa formulação a diferença de potencial químico entre os eletrodos e a queda de potencial no canal fazendo-se a medida de 4 pontas: duas para medir corrente e duas para medir a diferença de potencial no canal de transmissão.



- Sutilezas na demonstração não serão aqui discutidas. A fórmula resultante da análise é a seguinte:

$$G = \frac{I}{\mu_A - \mu_B} = \frac{e^2}{2\pi\hbar} \sum_{\sigma} \frac{T_{\sigma}}{R_{\sigma}} = \frac{e^2 T}{\pi\hbar R} \neq \frac{I}{\mu_1 - \mu_2} = \frac{e^2}{\pi\hbar} T, \quad (24)$$

onde $R = 1 - T$ é a refletividade do canal e G é a condutância própria do canal.

- Boas referências bibliográficas para a discussão do formalismo de Landauer e efeitos associados são a seguinte:

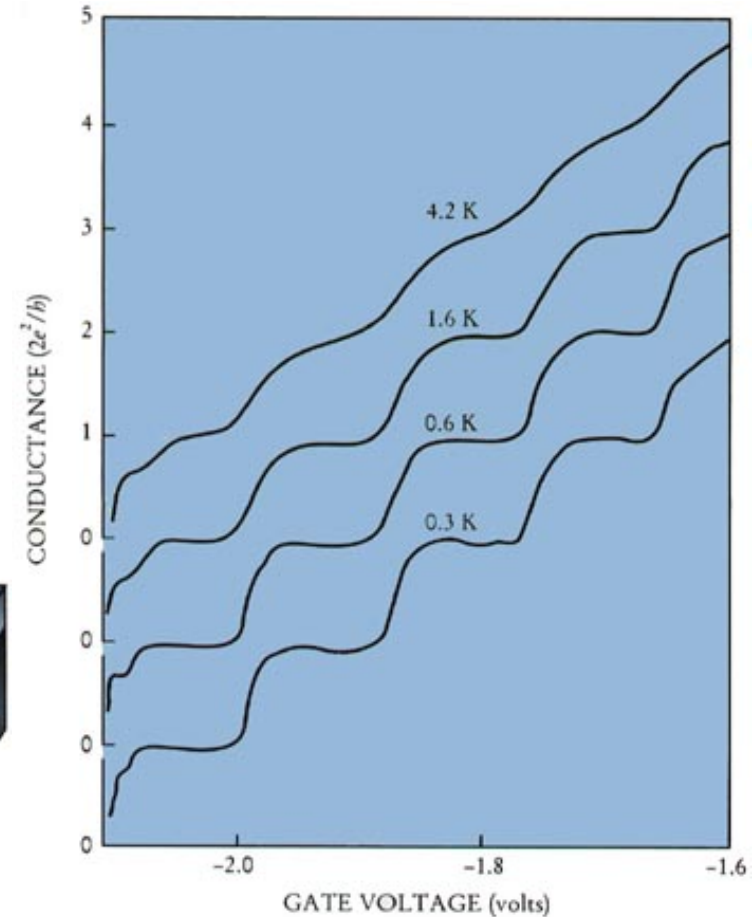
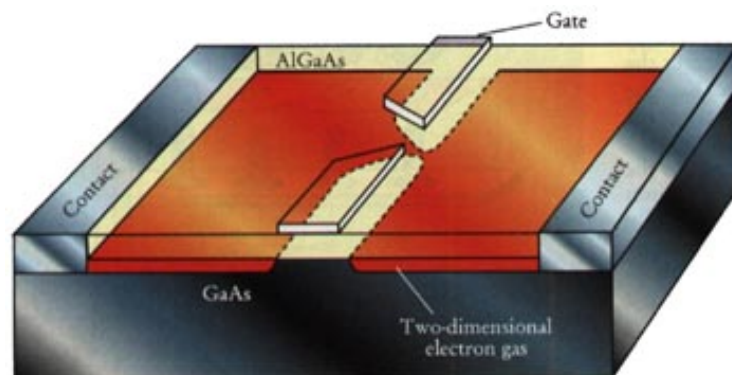
→ *Introduction to Mesoscopic Physics*

Autor: Yoseph Imry.

→ *Transport in Nanostructures*

Autores: Ferry e Goodnick.

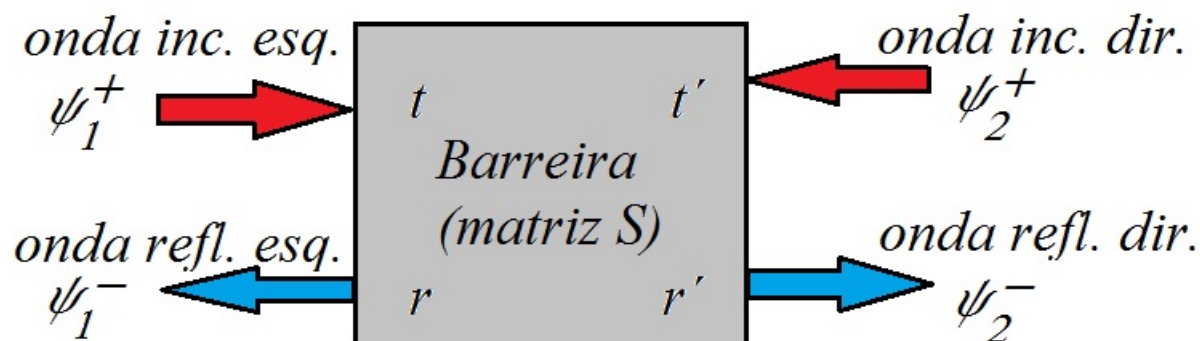
- Experimentos de quantização da condutância datam de 1965 quando o russo Yuri Sharvin mediu esse efeito em um 2DEG cuja condutância é controlada pelo potencial de gate.



Associação de Resistores Quânticos

- Uma vez que tratamos o elétron do ponto de vista ondulatório, podemos utilizar ferramentas similares às aquelas encontradas em microondas, onde se faz uso da matriz de espalhamento S .
- A matriz S em microondas leva em consideração os parâmetros de reflexão e transmissão de um dispositivo, enquanto que aqui são as probabilidades de reflexão e transmissão de um elétron por uma barreira:

$$S = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r & t' \\ t & r' \end{pmatrix}. \quad (25)$$



- A matriz de espalhamento S relaciona a onda transmitida com a onda incidente em cada um dos lados da barreira (no caso de microondas são as portas do dispositivo):

Definindo:

$$\Psi^+ = \begin{pmatrix} \psi_1^+ \\ \psi_2^+ \end{pmatrix}, \quad \Psi^- = \begin{pmatrix} \psi_1^- \\ \psi_2^- \end{pmatrix} \quad (26)$$

podemos escrever:

$$\Psi^- = S\Psi^+, \quad (27)$$

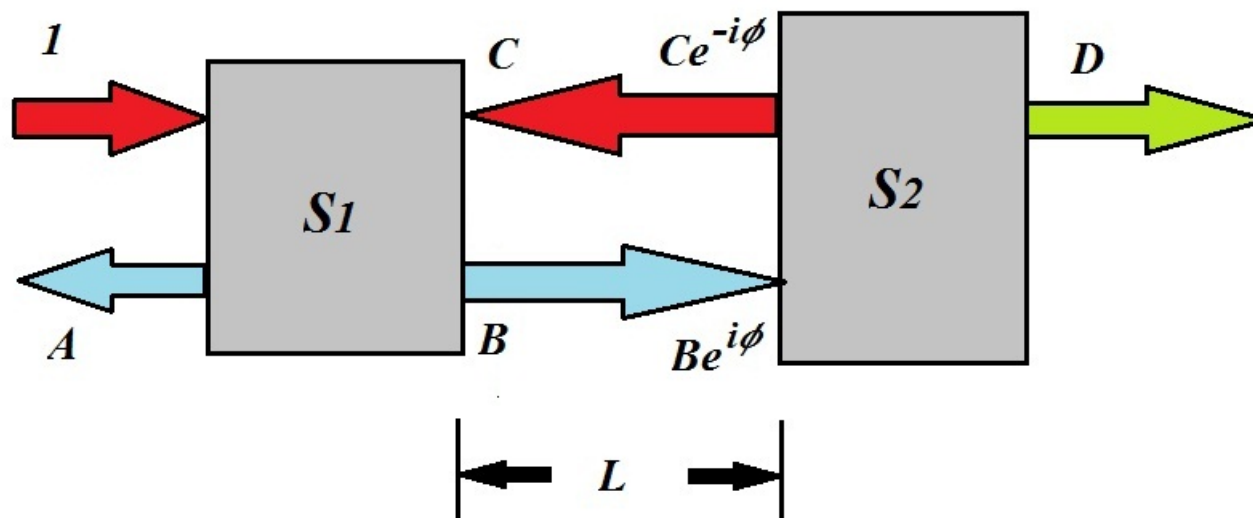
ou de forma explícita:

$$\begin{aligned} \psi_1^- &= r\psi_1^+ + t'\psi_2^+, \\ \psi_2^- &= t\psi_1^+ + r'\psi_2^+. \end{aligned}$$

- Cada obstáculo no caso do transporte do elétron representa um espalhamento por "colisão" ou o tunelamento por uma barreira de potencial na qual as probabilidades de "backward scattering" e "forward scattering" são dadas por r e t , respectivamente, se a onda incide pela esquerda.

1 - Associação de Resistores Quânticos em Série

- Considere a situação em que o elétron encontra dois obstáculos sucessivos caracterizados por S_1 e S_2 em série, conforme a figura abaixo:



- Cada obstáculo representa uma resistência à passagem do elétron. A onda incidente pela esquerda tem amplitude unitária, A é a amplitude da onda refletida de volta ao eletrôdo conectado ao lado esquerdo de potencial químico μ_1 , B e C são as ondas contra-propagante e propagante na região L até o segundo obstáculo e D é a amplitude da onda transmitida para o eletrôdo direito, μ_2 .

- O termo de fase que aparece em B e C corresponde à propagação de onda entre 0 e L . Ondas planas tem fatores da forma $e^{\pm i(kx - \omega t)} = e^{\pm i\phi}$.
- Definindo as matrizes de espalhamento das barreiras:

$$S_1 = \begin{pmatrix} r_1 & t'_1 \\ t_1 & r'_1 \end{pmatrix}, \quad (28)$$

$$S_2 = \begin{pmatrix} r_2 & t'_2 \\ t_2 & r'_2 \end{pmatrix}, \quad (29)$$

podemos escrever as equações matriciais a seguir:

$$\begin{pmatrix} A \\ B \end{pmatrix} = S_1 \begin{pmatrix} 1 \\ C \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} Ce^{-i\phi} \\ D \end{pmatrix} = S_2 \begin{pmatrix} Be^{i\phi} \\ 0 \end{pmatrix} \quad (30)$$

- Devemos resolver as equações para A , B , C , D para encontrar a condutância do canal com duas barreiras em série, através da fórmula de Landauer de 4 pontas:

$$G = \frac{2e^2 T}{h R} = \frac{2e^2 |D|^2}{h |A|^2}.$$

- Fica como exercício montar o sistema de equações para A , B , C e D explicitamente e demonstrar que:

$$A = \frac{r_1 + r_2(t_1 t_1' - r_1 r_1') e^{2i\phi}}{1 - r_1' r_2 e^{2i\phi}}, \quad D = \frac{t_1 t_2 e^{i\phi}}{1 - r_1' r_2 e^{2i\phi}}, \quad (31)$$

e portanto, fazendo as simplificações na expressão para 4 pontas:

$$G = \frac{2e^2}{h} \frac{T_1 T_2}{R_1 + R_2 - 2\sqrt{R_1' R_2} \cos \theta}, \quad (32)$$

onde $R_1' = |r_1|^2$, $R_2 = |r_2|^2$, $T_1 = |t_1|^2$, $T_2 = |t_2|^2$, $\theta = 2\phi + \arg(r_1' r_2)$

- A resistência elétrica do canal é o inverso da condutância e portanto:

$$R = \frac{1}{G} = \frac{h}{2e^2} \frac{R_1 + R_2 - 2\sqrt{R_1' R_2} \cos \theta}{T_1 T_2}. \quad (33)$$

- Podemos fazer a média sobre o ângulo θ , já que por flutuações quânticas esse valor deve estar em qualquer intervalo de 0 a 2π , com distribuição uniforme:

$$R_{med} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} R(\theta) d\theta = \frac{h}{2e^2} \frac{R_1 + R_2}{T_1 T_2}, \quad (34)$$

- Observando-se que pela fórmula de Landauer de 4 pontas:

$$G_1 = \frac{2e^2}{h} \frac{T_1}{R_1}, \quad G_2 = \frac{2e^2}{h} \frac{T_2}{R_2} \quad (35)$$

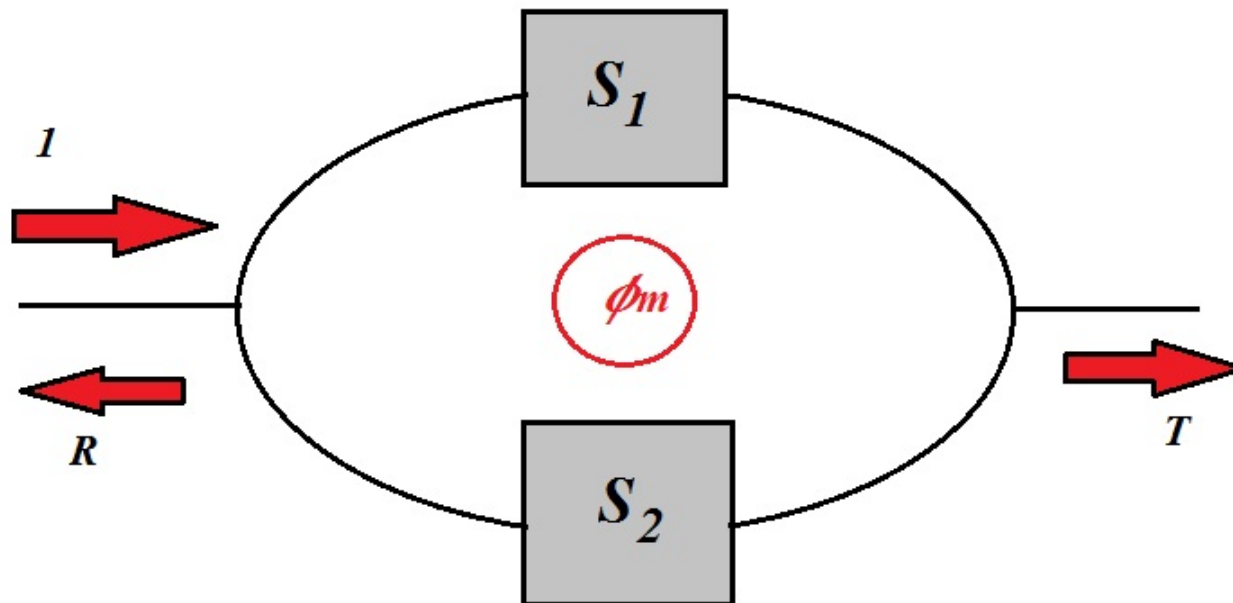
podemos tentar aplicar a lei de adição de resistores clássicos em série:

$$R_{class} = \frac{1}{G} = \frac{1}{G_1} + \frac{1}{G_2} = \frac{h}{2e^2} \frac{R_1 T_2 + R_2 T_1}{T_1 T_2} = \frac{h}{2e^2} \frac{R_1 + R_2 - 2R_1 R_2}{T_1 T_2} \quad (36)$$

- $R_{class} \neq R_{med}$, ou seja, a lei de adição de resistores em série não vale no regime nanométrico! Somente quando o número de obstáculos é grande para recuperar a lei clássica.

2- Associação de Resistores Quânticos em Paralelo

- Novamente as leis clássicas de adição de resistores deixam de valer. A situação física é ilustrada na figura a seguir:



- ϕ_m é um fluxo magnético que atravessa o plano e em geral é utilizado para controlar a condutância da estrutura. Oscilações são observadas variando-se o fluxo magnético.

- Os resultados finais podem ser obtidos por associação paralela das matrizes S_1 e S_2 . O processo é bastante complexo e pode seguir técnicas similares às utilizadas em microondas.
- Todavia vamos simplificar a análise utilizando $S_1 = S_2$ pois o efeito que queremos demonstrar independe dos detalhes das matrizes de espalhamento. Antes vamos considerar o efeito de Aharonov-Bohm.

Efeito de Aharonov-Bohm

- É um fenômeno de interferência quântica produzida pela presença do potencial vetor magnético \mathbf{A} no espaço. O campo magnético é obtido em qualquer ponto por $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$.

- Na mecânica quântica as partículas são descritas por uma função de ondas ψ . Uma formulação alternativa devida a Feynmann mostra que a função de ondas total é resultante da soma de todos os caminhos que a partícula pode seguir de um ponto A a um ponto B , mesmo aqueles proibidos classicamente. Os detalhes aqui fogem ao escopo da disciplina.
- Apenas considere que o elétron saindo de um ponto A e indo para B possa seguir dois caminhos distintos, ou seja, sua função de ondas total é a superposição de duas funções de onda que viajam por caminhos distintos.

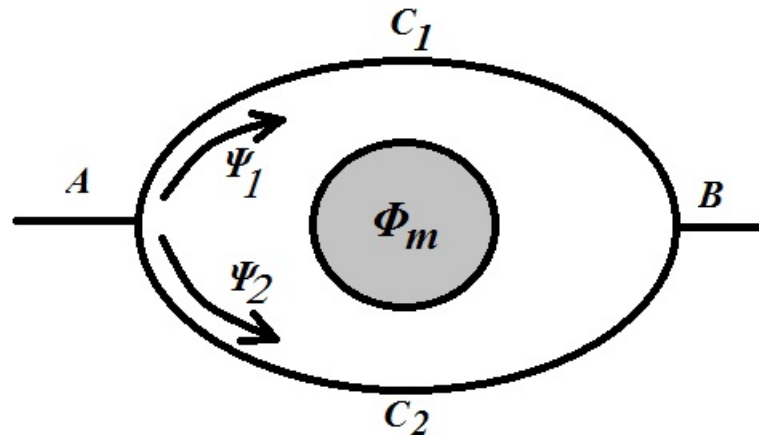
$$\psi(\mathbf{x}) = \psi_1(\mathbf{x}) + \psi_2(\mathbf{x}) \quad (37)$$

- É possível demonstrar que quando existe um potencial vetor \mathbf{A} no espaço, a fase da função de ondas viajando por uma certa trajetória C de A para B é dada por:

$$\phi = \frac{1}{\hbar} \int_C \mathbf{p} \cdot d\mathbf{x} - \frac{e}{\hbar} \int_C \mathbf{A} \cdot d\mathbf{x} = \phi_0 - \frac{e}{\hbar} \int_C \mathbf{A} \cdot d\mathbf{x} \quad (38)$$

onde $\phi_0 = \mathbf{k} \cdot \delta\mathbf{x}$

- Agora considerando-se dois caminhos distintos C_1 e C_2 conforme mostra a figura abaixo:



- A função de ondas resultante tem a forma abaixo, na presença do potencial vetor:

$$\Psi(\mathbf{x}) = \Psi_1 e^{i\phi(C_1)} + \Psi_2 e^{i\phi(C_2)} = \Psi_1 e^{i\phi(C_1)} \left(1 + \frac{\Psi_2}{\Psi_1} e^{i[\phi(C_2) - \phi(C_1)]} \right)$$

e a diferença de fase devido ao potencial vetor pode ser escrita na forma:

$$\Delta\phi = \phi(C_2) - \phi(C_1) = \frac{e}{\hbar} \oint \mathbf{A} \cdot d\mathbf{x} = \frac{e}{\hbar} \int_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} = \frac{e}{\hbar} \Phi_m ,$$

- Assumindo por simplicidade que $\psi_1 = \psi_2$

$$T \propto |\psi|^2 = 2(1 + \cos \Delta\phi)$$

Definindo o quantum de fluxo magnético na forma abaixo:

$$\Phi_0 = \frac{2\pi\hbar}{e} = \frac{h}{e}, \quad (39)$$

podemos escrever:

$$T \propto 2 \left[1 + \cos \left(2\pi \frac{\Phi_m}{\Phi_0} \right) \right].$$

Oscilações na transmissividade com período Φ_0 são observadas nesse caso.

- Voltando ao problema da associação de resistores quânticos em paralelo com dois obstáculos idênticos de amplitudes de transmissão e reflexão t e r , respectivamente. Considerando-se que a onda incidente inicialmente se separe igualmente em direção aos obstáculos, ou seja, $\psi_1 = \psi_2 = 1/\sqrt{2}$ podemos escrever de forma aproximada:

$$T = \frac{|te^{i\phi_1} + te^{i\phi_2}|^2}{2} = |t^2|(1 + \cos\theta) , \quad (40)$$

onde $\theta = \phi_2 - \phi_1 = \theta_0 + \Delta\phi$. $\Delta\phi$ pode ser controlado pela ação do campo magnético aplicado ortogonal ao plano que contém os caminhos C_1 e C_2 .

- Por conservação, podemos ainda lembrar que $R = 2 - T$, ou seja

$$R = 2 - |t|^2(1 + \cos\theta) , \quad (41)$$

Utilizando a fórmula de Landauer de 4 pontas:

$$G = \frac{2e^2}{h} \frac{|t|^2(1 + \cos\theta)}{2 - |t|^2(1 + \cos\theta)} , \quad (42)$$

- Note que $\theta = \theta_0 + \Delta\phi$. θ_0 deve-se à propagação flutuações quânticas e $\Delta\phi$ pode ter origem na aplicação de um campo magnético.

- Deveríamos realizar a média sobre θ_0 mas para fins de análise considere apenas que $\theta_0 = 0$:

$$G = \frac{2e^2}{h} \frac{|t|^2 \left[1 + \cos \left(2\pi \frac{\Phi_m}{\Phi_0} \right) \right]}{2 - |t|^2 \left[1 + \cos \left(2\pi \frac{\Phi_m}{\Phi_0} \right) \right]}, \quad (43)$$

- Temos duas situações distintas:

→ $|t|^2 \sim 1$, caracterizando bom canal condutor:

$$G = \frac{2e^2}{h} \frac{\left[1 + \cos \left(2\pi \frac{\Phi_m}{\Phi_0} \right) \right]}{\left[1 - \cos \left(2\pi \frac{\Phi_m}{\Phi_0} \right) \right]}, \quad (44)$$

→ $|t|^2 \ll 1$, caracterizando uma barreira de potencial elevada:

$$G = \frac{2e^2}{h} \frac{|t|^2 \left[1 + \cos \left(2\pi \frac{\Phi_m}{\Phi_0} \right) \right]}{2}. \quad (45)$$

- Como consequência do fenômeno de interferência quântica, observam-se oscilações da resistência na associação de resistores quânticos em paralelo, cujo período de oscilação está associado ao quantum de fluxo magnético $\Phi_0 = h/e$.

- Este resultado não pode ser previsto com a lei de adição clássica de resistores em paralelo que preve apenas:

$$G_{\parallel} = \frac{2e^2}{h} \left(2 \frac{|t|^2}{1 - |t|^2} \right)$$

- Somente quando um grande número de canais é adicionado e os termos de interferência, quando realizada a média, desaparecem, é que recupera-se o resultado clássico de adição de resistores em paralelo.

- Uma análise mais aprofundada mostra que há ocorrência do segundo harmônico na periodicidade de G com o campo aplicado, ou seja, de período $\Phi_0/2$.

Gráfico Típico de G para Associação Paralela $|t| \sim 1$

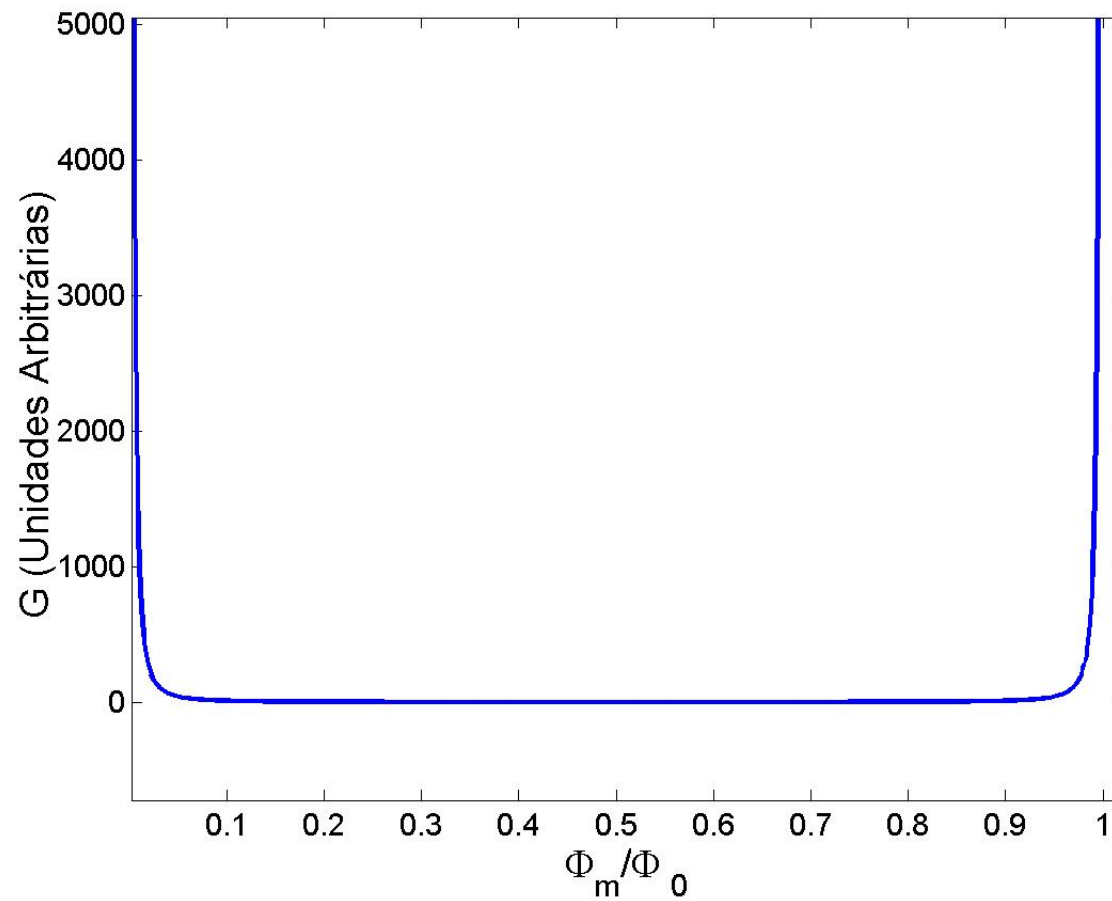
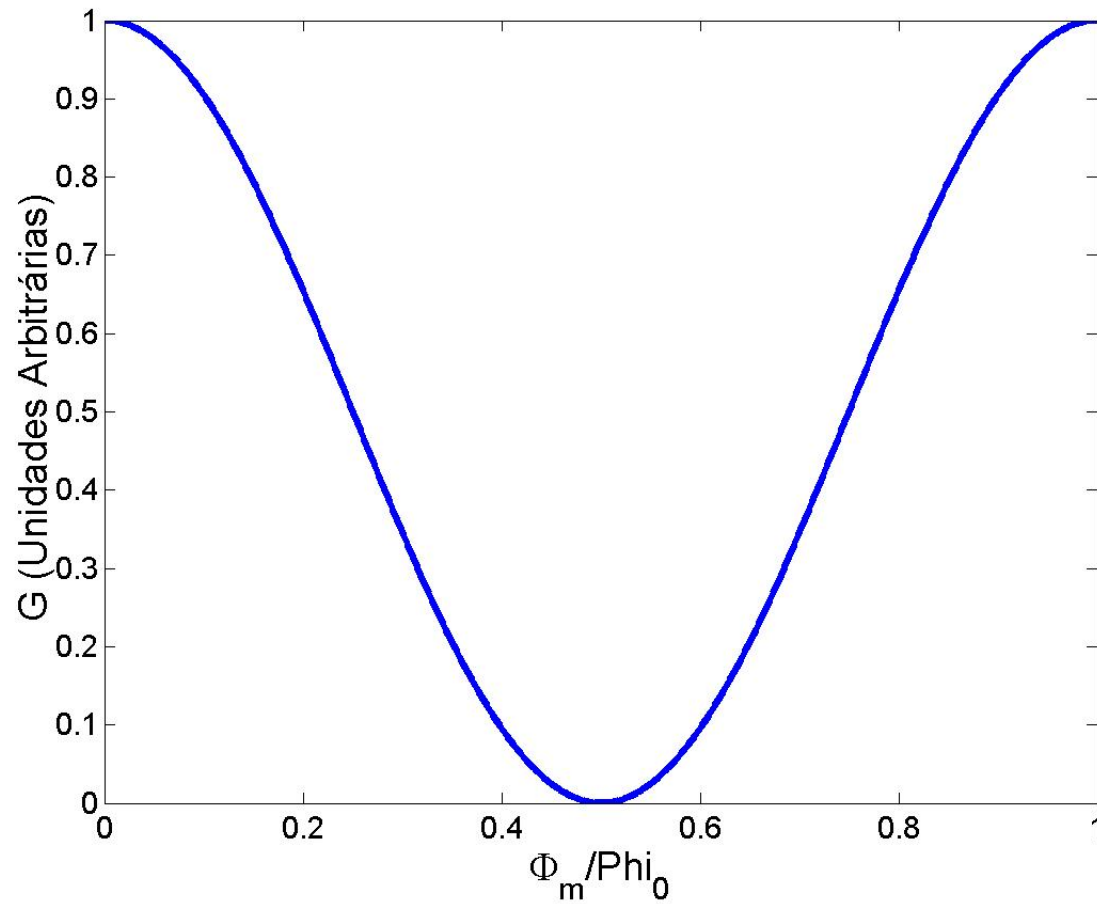


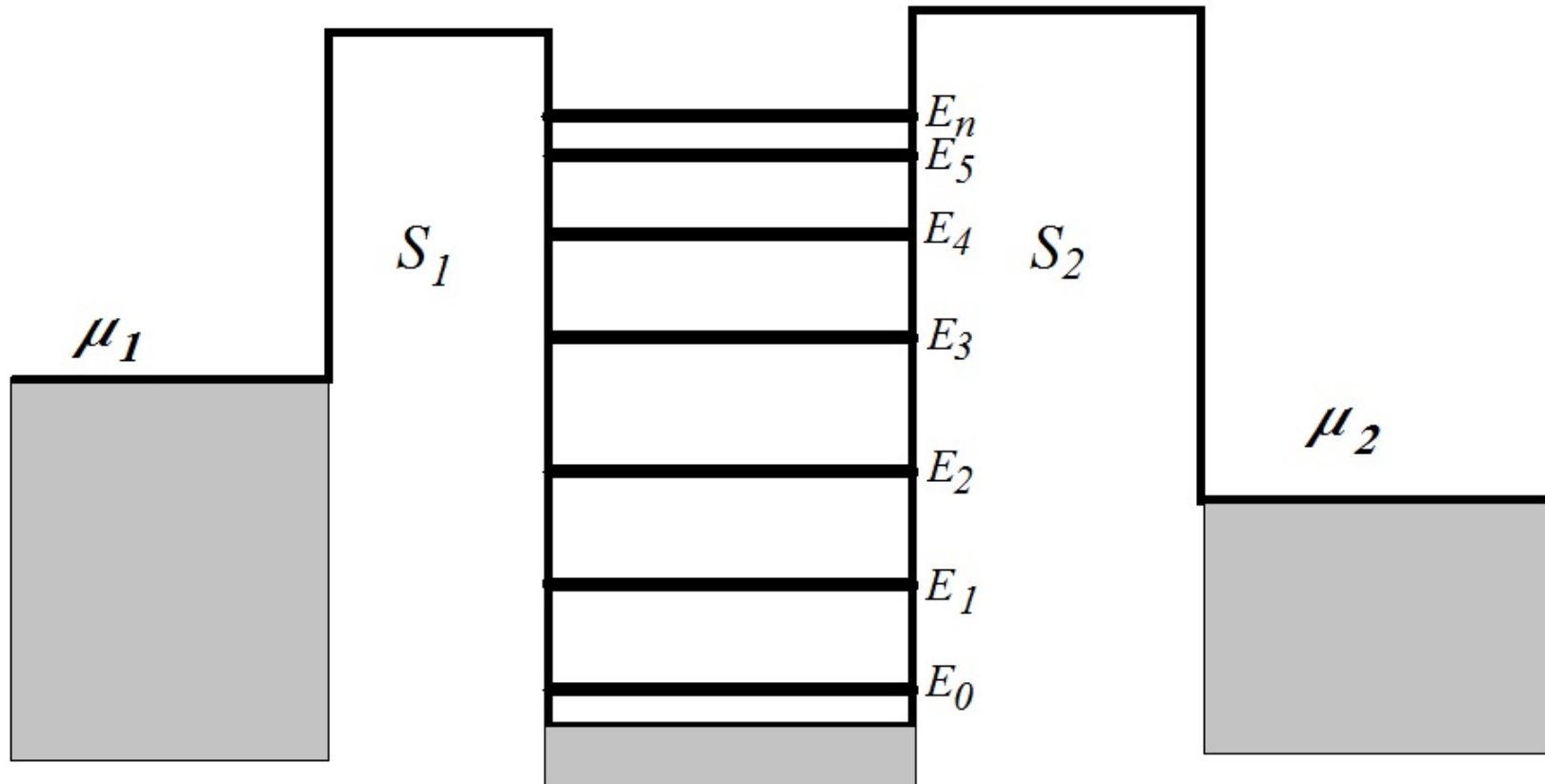
Gráfico Típico de G para Associação Paralela $|t| \ll 1$



Bloqueamento de Coulomb (Coulomb blockade)

- É o efeito de bloqueio ou supressão de corrente bastante significativo que ocorre devido à forte repulsão coulombiana que dois elétrons em um mesmo estado de energia com spins contrários sofre.
- O Coulomb blockade aparece em sistemas físicos de dimensões reduzidas de tal maneira que as bandas de energia, que formavam um contínuum no sólido macroscópico, tornam-se novamente discretas ou muito estreitas, como no átomo ou molécula.
- Imagine a seguinte situação física: entre dois reservatórios μ_1 e μ_2 existe uma "molécula" com níveis de energia discretos $E_1, E_2 \dots E_n$. A conexão entre os reservatórios e a molécula é feita através das matrizes S_1 e S_2 .
- Aplicando-se uma diferença de potencial entre os reservatórios uma corrente deve fluir de um para outro passando pelos estados intermediários na molécula.
- Todavia, se um elétron é colocado num estado de energia E_n com spin σ , um novo elétron só será adicionado se tiver energia $E_n + U$ e spin $-\sigma$, onde U é a energia de repulsão coulombiana.

- Estrutura de um Poço Quântico Separado de dois Reservatórios



- A energia de repulsão entre duas cargas $-e$ pode ser medida na forma:

$$U = \frac{e^2}{2C} \quad (46)$$

onde C é uma capacitância efetiva.

- Uma vez que os elétrons são forçados pelo campo aplicado a fluir entre os dois reservatórios passando pelo estado intermediário da molécula, se a energia associada à aplicação do campo externo é pequena, ao passar um elétron para o estado intermediário, não há energia suficiente para que outro passe para lá também, fazendo com que aquele elétron que ocupou o nível discreto no poço fique bloqueado.
- No regime de bloqueamento de Coulomb a corrente de elétrons é suprimida por um fator $e^{-U/(k_B T)}$.
- Aplicando-se um campo suficientemente intenso ou então em altas temperaturas o efeito de bloqueamento desaparece.

Efeito Hall Quântico

- É um fenômeno quase macroscópico, exceto pelo fato de ocorrer em um sistema de elétrons 2D. Existe o Efeito Hall Quântico Inteiro (IQHE) e o Fracionário (FQHE).
- No regime de transporte clássico em presença de campo magnético o modelo de Drude para um sistema 2D é descrito pelas equações abaixo:

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \rho_{xx} & \rho_{xy} \\ \rho_{yx} & \rho_{yy} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} j_x \\ j_y \end{pmatrix} \quad (47)$$

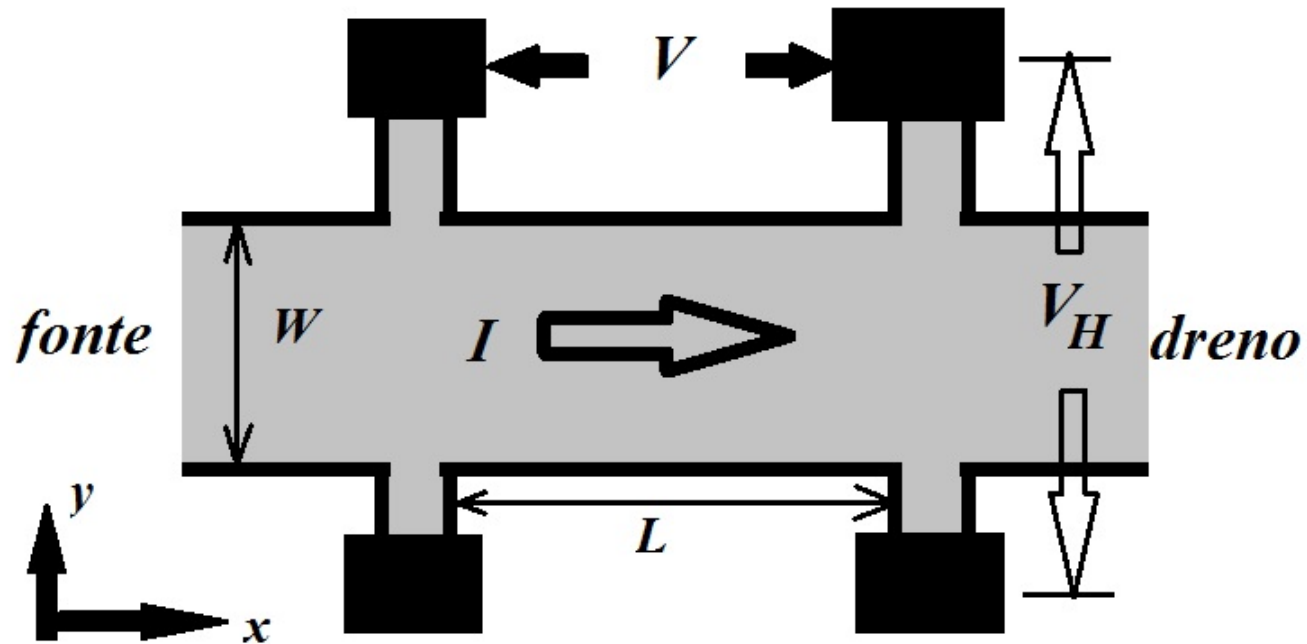
sendo que as componentes do tensor (matriz com 4 componentes) $\rho = \sigma^{-1}$ de resistividade são obtidas de por:

$$\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = \frac{\sigma_0}{1 + \omega_c^2 \tau^2}, \quad (48)$$

$$\sigma_{xy} = -\sigma_{yx} = -\frac{\sigma_0 \omega_c \tau}{1 + \omega_c^2 \tau^2}. \quad (49)$$

com $\sigma_0 = ne^2\tau/m^*$ e $\omega_c = eB/m^*$.

O esquema utilizado nas medidas de tensão Hall é ilustrado abaixo:



As tensões de Hall e longitudinal são medidas por $V_H = WE_y$, $V_L = LE_x = V$, $I = I_x = j_x W$, $I_y = 0$.

- A Resistência de Hall, válida no regime clássico e de baixos campos é dada por:

$$R_H = \frac{V_H}{I_x} = R_{xy} = \frac{-B}{ne} , \quad (50)$$

- Aumentando-se significativamente o valor do campo magnético que atravessa a amostra começa a ocorrer um fenômeno importante: As órbitas eletrônicas no plano transversal ao campo magnético aplicado começam a se tornar quantizadas, sendo então denominadas órbitas de Landau, com energias iguais a

$$E_m = (m + 1/2)\hbar\omega_c , \quad m = 0, 1, 2, 3...$$

- Os detalhes de cálculo fogem ao escopo da disciplina, mas nesse ponto a resistência de Hall passa a ser quantizada em múltiplos de uma constante que só depende de e e \hbar :

$$R_H = -\frac{h}{e^2 m} , \quad m = 1, 2, 3... \quad (51)$$

- Note que $h/e^2 = 2R_0$, que já havíamos encontrado na quantização da condutância removendo a degenerescência do spin. A constante h/e^2 é o quantum de resistência por canal de spin, sendo denominada constante de von Klitzing, pois apareceu nos estudos do efeito Hall quântico. (von Klitzing ganhou o Prêmio Nobel de 1985 por esses estudos).
- Quando m passa a assumir números fracionários da forma $\frac{1}{2}, \frac{2}{3}, \frac{5}{2}$, etc o Efeito Hall Quântico passa para o regime fracionário.
- Essa estranha situação em que números fracionários aparecem na descrição de um fenômeno inerentemente mundo quântico está associada a propriedades topológicas do espaço bidimensional, que permite a existência de partículas com estatística intermediária entre bósons e férmions.
- Essas partículas exóticas são denominadas ânions e resultam do comportamento coletivo do gás de elétrons em 2D.

Spintrônica - A Eletrônica Baseada em Spin

ELETRÔNICA vs. SPINTRÔNICA

⇒ **Primeiro, o que é Eletrônica?**

↪ É a ciência que estuda como manipular o movimento e ação dos elétrons (ou outro tipo de partícula) a partir da sua carga elétrica. **A ELETRÔNICA LIDA ESSENCIALMENTE COM A CARGA ELÉTRICA.**

↪ Por exemplo, **memórias RAM eletrônicas** estão baseadas no **armazenamento da carga elétrica**, ou seja, na quantidade de carga elétrica armazenada em cada parte do circuito da memória.

Para mudar a informação contida em uma parte dessas memórias é necessário, **colocar ou remover carga elétrica dessa região da memória.** Esse processo tem um custo de energia.

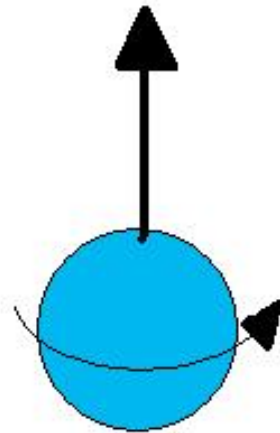
↪ Um **elétron** tem certas características intrínsecas. São elas:

⇒ A **massa** $m = 9.11 \times 10^{-31}$ kg;

⇒ A **carga elétrica** $q = -e = -1.6 \times 10^{-19}$ C.

⇒ O **spin** $S_z = \pm \hbar/2$, sendo $\hbar = h/(2\pi)$ ($h = 6.626 \times 10^{-34}$ J.s é uma constante física denominada de constante de Planck).

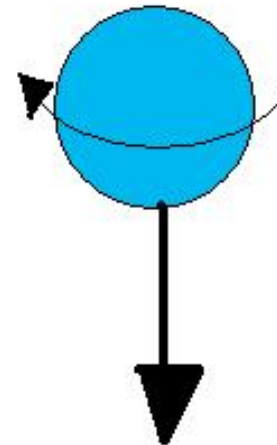
↪ Dessas o spin é a característica mais exótica e tem natureza inerentemente quântica. Classicamente pode-se pensar que é uma espécie de rotação intrínseca do elétron em torno do seu eixo e pode assumir somente esses dois valores, $S_z = \pm \hbar/2$.



Spin UP
 $S_z = +\frac{\hbar}{2}$

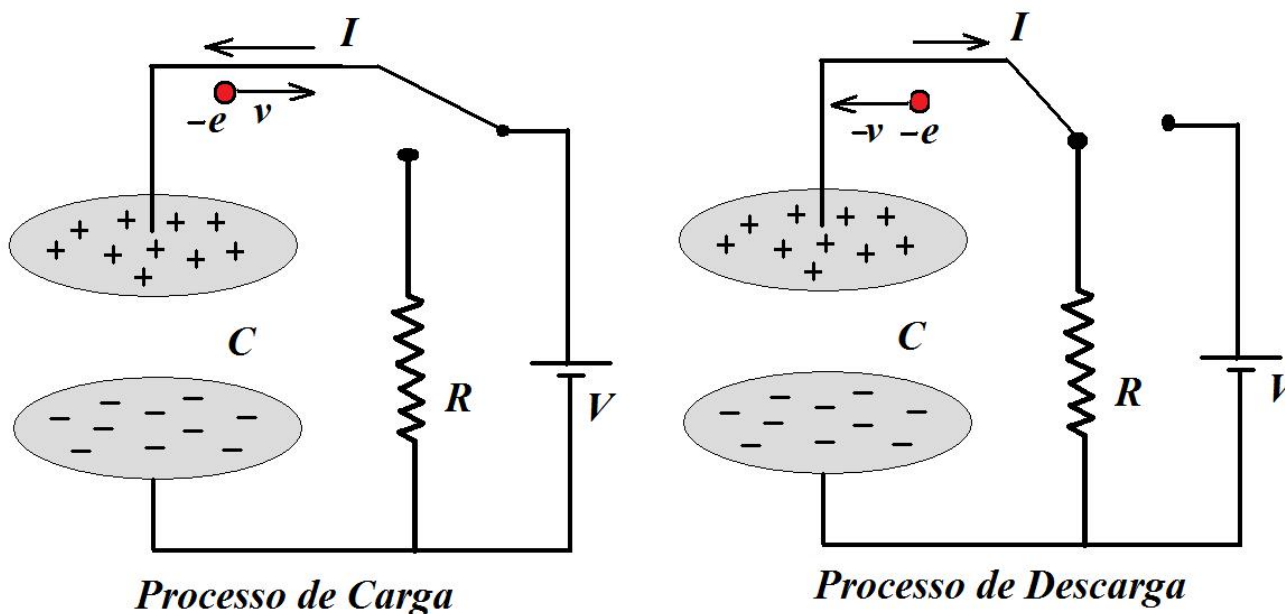
Spin DOWN

$$S_z = -\frac{\hbar}{2}$$



Como é o processo básico de uma memória eletrônica?

~> Um Computador Eletrônico Convencional está baseado no processamento da informação a partir da carga elétrica.



~> Os bits "0" e "1", utilizados para realizar os cálculos e operações são na verdade a presença ou ausência de carga elétrica em determinada região do circuito.

~> Já a **Spintrônica** ocupa-se de controlar a informação através da manipulação do spin. **É a Eletrônica Baseada em Spin.**

~> O termo surgiu do inglês: spin-based electronics.

~> **Mas qual é a vantagem disso?**

⇒ A principal delas é que custa menos energia mudar o spin de orientação do que transportar a carga de um lugar para outro.

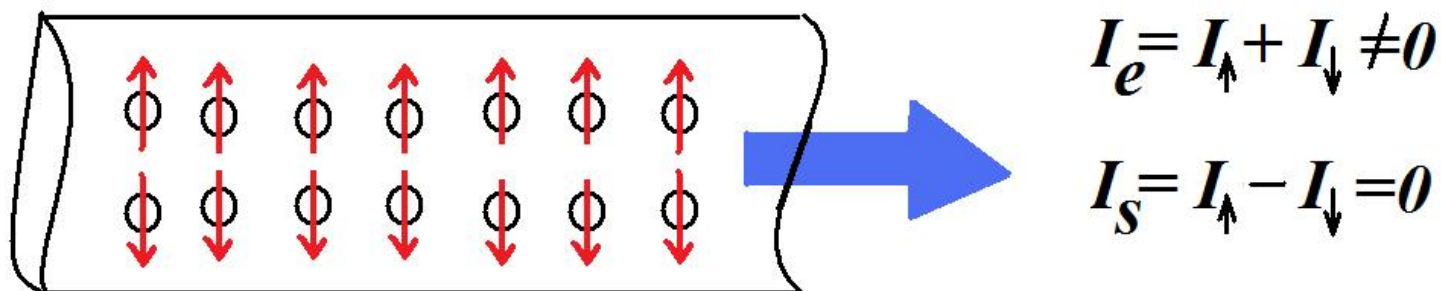
⇒ É também mais rápido manipular o spin.

⇒ Tem permitido a fabricação de MRAMs - Memórias RAM magnéticas e HDs de GMR.

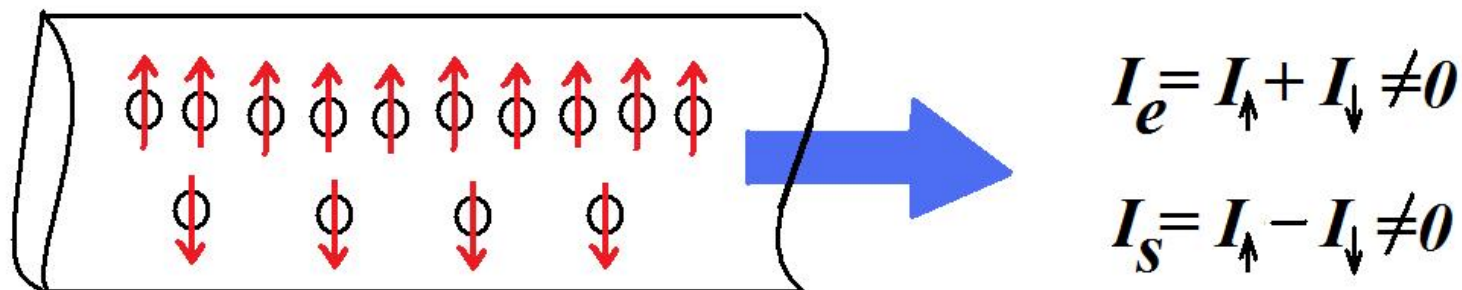
⇒ Manipular o spin é uma possibilidade para a chamada computação quântica, que seria muito mais rápida do que a computação convencional.

~> Qual é o principal ator no mundo da Spintrônica?

⇒ A Corrente Polarizada em Spin!!! ⇐

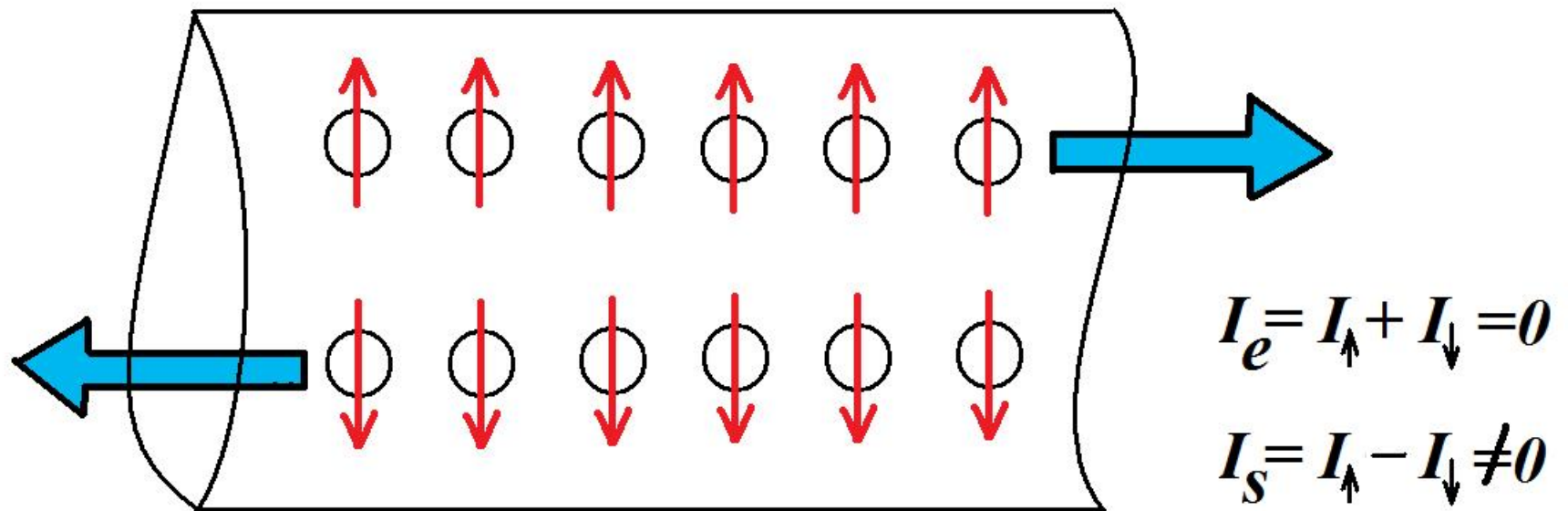


a) Condutor Convencional



b) Condutor Spin-Polarizado

~> Pode haver corrente de spin sem haver corrente elétrica!!!



• Podemos induzir expressões quase clássicas para a densidade de corrente de spin fazendo a analogia com a densidade de corrente elétrica:

→ Sendo a carga elétrica q o elemento fundamental da eletrônica, podemos definir densidade de carga e densidade de corrente elétrica como segue:

$$\rho = \frac{\Delta q}{\Delta V} = nq$$

$$\mathbf{J} = \rho \mathbf{v} = nq\mathbf{v} .$$

→ O spin está associado ao momento de dipolo magnético do elétron, pela relação $\vec{\mu} = -\mu_B \vec{\sigma}$, sendo $\vec{\sigma}$ as matrizes de Pauli e μ_B o magneton de Bohr:

• Considerando-se uma expressão quase clássica, podemos pensar que a densidade de spin vale

$$\mathbf{s} = n\vec{\sigma} , \quad (52)$$

$$\mathbf{J}_s = \mathbf{s}\mathbf{v} = n\vec{\sigma}\mathbf{v} = n \begin{pmatrix} v_x \sigma_x & v_x \sigma_y & v_x \sigma_z \\ v_y \sigma_x & v_y \sigma_y & v_y \sigma_z \\ v_z \sigma_x & v_z \sigma_y & v_z \sigma_z \end{pmatrix} , \quad (53)$$

- Existe uma "equação de continuidade" para as correntes de spin, na forma que segue:

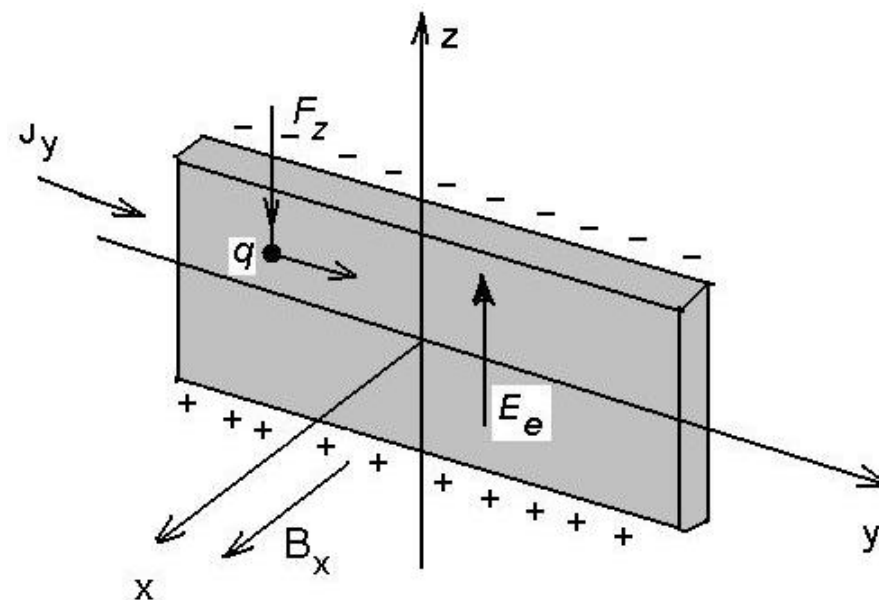
$$\frac{\partial \mathbf{s}}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{J}_s = g\mathbf{s} \times \mathbf{B} + g'\mathbf{E} \times \mathbf{J}_s \quad (54)$$

- Na ausência de campos \mathbf{E} e \mathbf{B} a densidade de spin \mathbf{s} satisfaz uma equação de continuidade verdadeira, mas na presença dos campos, os torques exercidos pelos mesmos sobre o spin faz a direção e sentido de orientação mudar.

Efeito Hall de Spin

- Corresponde à acumulação de spin nas interfaces do material, e portanto magnetização de superfície de um material, por efeito de uma corrente de spin propagando-se perpendicular à um campo elétrico aplicado.

- Para fins de comparação vamos considerar primeiro o efeito Hall Convencional:



A densidade corrente na direção y é dada por

$$J_y = nqv_y ,$$

sendo a força magnética orientada ao longo do eixo z dado por

$$F_z = -qv_y B_x \sim \mathbf{j} \times \mathbf{B} = nq\mathbf{v} \times \mathbf{B} .$$

- Essa força pode ser entendida com base em um campo elétrico efetivo da forma F_z/q :

$$E_z = -v_y B_x .$$

- A tendência para o sistema de cargas é a seguinte: $+q \downarrow$ e $-q \uparrow$.
- Devido ao acúmulo surge um campo E_e eletrostático em oposição a E_z . Dessa forma uma diferença de potencial pode ser medida entre as duas superfícies:

$$V = \pm v_y B_x d .$$

- Como já observado, o efeito Hall permite inferir a densidade de portadores de carga encontrando-se o coeficiente Hall da seguinte maneira:

$$R_H = \frac{E_z}{J_y B_x} = -\frac{1}{nq} .$$

- Agora vamos considerar o efeito análogo para o spin, denominado **Efeito Hall de Spin (SHE)**, ilustrado abaixo:

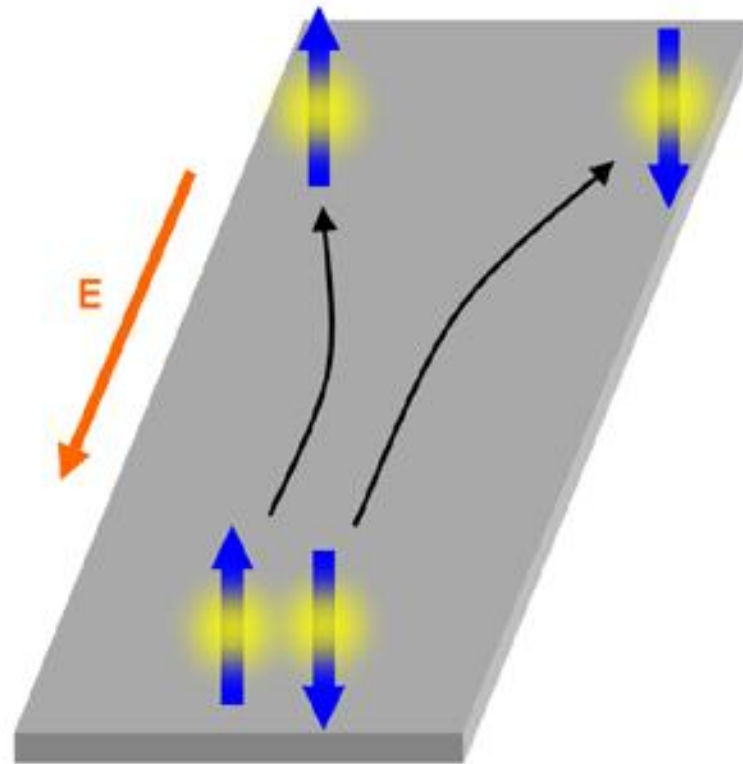


Figure 1: Y. K. Kato, R. C. Myers, A. C. Gossard, and D. D. Awschalom, Science Express 1105514 (2004)

- A presença de um campo elétrico em partículas que possuem momento de dipolo magnético não nulo em movimento, produz uma força que depende da orientação do spin.
- Spins contrários sofrem forças em sentidos opostos.

A expressão para a força pode ser deduzida em termos de um efeito relativístico. Sabemos do Eletromagnetismo que partículas com momento de dipolo magnético $\vec{\mu}$ sofrem uma força da forma:

$$\mathbf{F} = \nabla[\vec{\mu} \cdot \mathbf{B}] ,$$

- Uma partícula com momento de dipolo magnético em movimento com velocidade \mathbf{v} ($v \ll c$) na presença de um campo elétrico \mathbf{E} percebe um campo magnético da forma:

$$\mathbf{B} = \frac{1}{2c} \mathbf{E} \times \mathbf{v} .$$

- O fator $1/2$ na equação acima aparece para o spin e está associado à um fenômeno denominado precessão de Thomas, cuja análise foge ao escopo da disciplina:

Uma vez que para elétrons $\vec{\mu} = -\mu_B \vec{\sigma}$, podemos ver que:

$$\mathbf{F} = -\frac{\mu_B}{2c} \nabla [\vec{\sigma} \cdot \mathbf{E} \times \mathbf{v}] = -\frac{\mu_B}{2c} \nabla [\mathbf{E} \cdot \mathbf{J}_{s\perp}]$$

onde $\mathbf{J}_{s\perp} = \mathbf{v} \times \vec{\sigma}$ é a parte transversal da corrente de spin.

- A corrente de spin pode portanto ser manipulada através da ação com campos elétricos. Spins diferentes sofrem torques em direções diferentes. A equação de torque toma a forma:

$$\frac{\partial \vec{\sigma}}{\partial t} = -g \vec{\sigma} \times (\mathbf{v} \times \mathbf{E})$$

- A interação entre o campo elétrico e a corrente de spin produz acúmulo de spin nas bordas do material.

- Uma corrente polarizada em spin apresenta mais elétrons de spin up do que de spin down. Pelo efeito Hall de spin os dois spins separam-se indo acumular-se nas interfaces.
- Diferença de spin corresponde também à uma diferença de cargas pois elétrons tem carga e induz-se uma diferença de potencial devido ao SHE.
- Um experimento em que esse tipo de medida foi realizada foi realizado por Kent, na qual a tensão Hall de spin é medida, e fica na ordem de 10nV. Um material ferromagnético é utilizado para injetar corrente polarizada em spin em um semicondutor, de tal forma que ocorra o acúmulo de spin nas interfaces.
- Como a corrente está polarizada em spin, há maior acúmulo de elétrons em uma das faces do que na outra, resultando em diferença de potencial.
- Outra medida do SHE foi feita utilizando o efeito Kerr na qual a polarização da luz refletida na superfície do material é função da magnetização da superfície. Observa-se acúmulo de spins contrários nas interfaces opostas do material, confirmando o efeito Hall de spin.

Medida da Tensão Hall de Spin

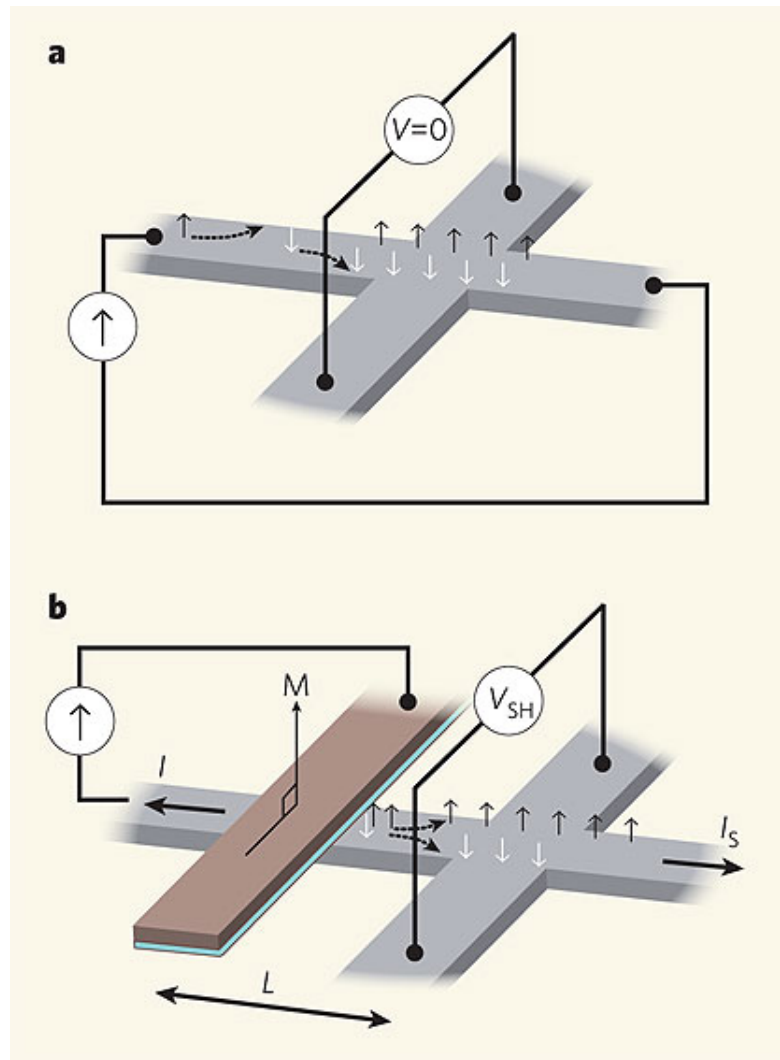


Figure 2: A.D. Kent, Nature **442**, 13 July 2006, pp. 143. $V_{SH} \sim 10\text{nV}$.

Medida da Acumulação de Spin pelo Efeito Kerr

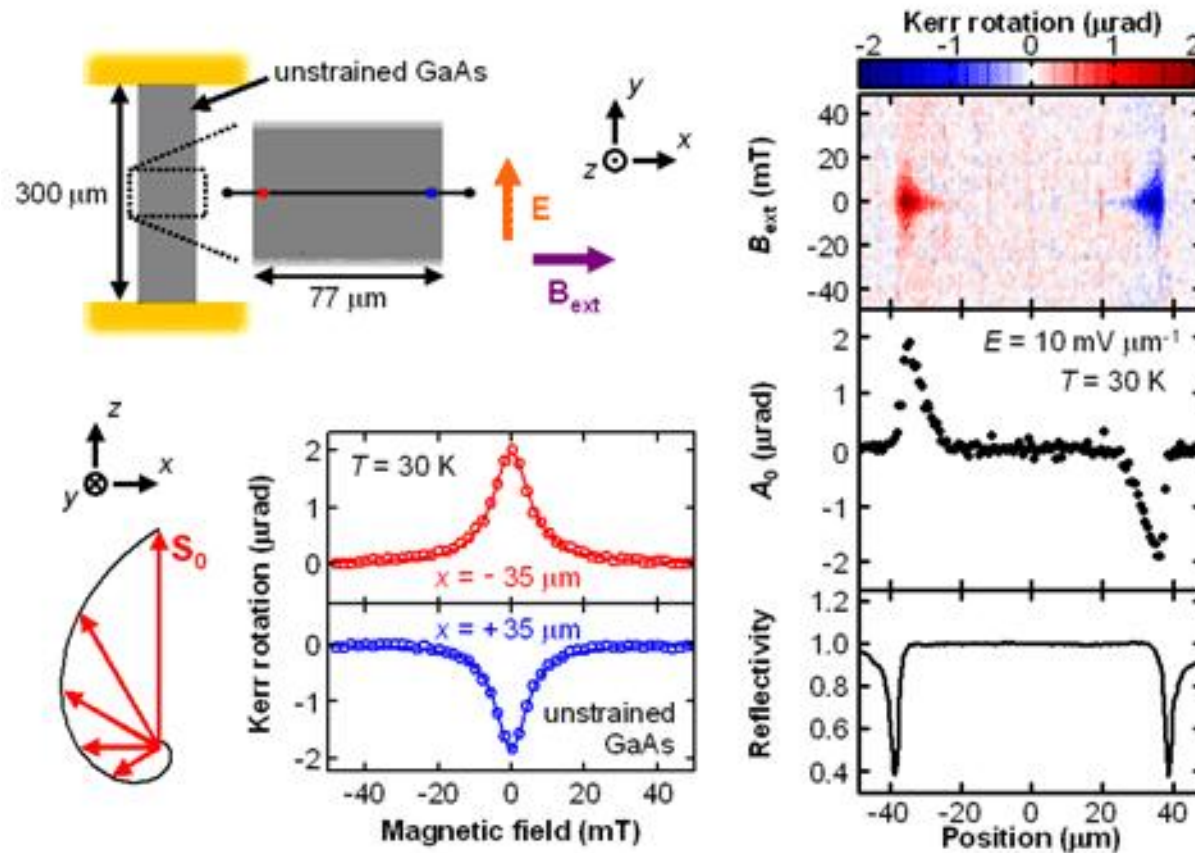


Figure 3: Y. K. Kato, R. C. Myers, A. C. Gossard, and D. D. Awschalom, Science Express 1105514 (2004)

Fenômenos de Magnetoresistência Gigante

- Aplicação do campo magnético em um material altera a condutividade do meio. Em geral, os efeitos do campo magnético são a partir das medidas da condutividade, definida na forma:

$$\sigma_{ij} = \frac{J_i(\mathbf{H})}{E_j}, \quad (55)$$

sendo $J_i(\mathbf{H})$ a densidade de corrente na direção i , na presença do campo elétrico aplicado na direção j e do campo magnético \mathbf{H} .

- Denomina-se magnetoresistência ao efeito de variação da resistência elétrica da amostra em função do campo magnético aplicado. Uma medida usualmente empregada é a seguinte:

$$MR = \frac{\Delta R}{R} = \frac{R(H) - R(0)}{R(H)}, \quad (56)$$

onde $R(H)$ é a resistência da amostra com campo aplicado H enquanto $R(0)$ é a resistência a campo nulo.

- Existem inúmeras variações da expressão para MR. Em configurações usuais em meios homogêneos a MR é menor que 2 – 3%.
- É também denominada magnetorresistência anisotrópica (AMR) em virtude do fato de que o valor de MR varia com a direção do campo magnético aplicado.
- Tem-se nesse caso um tensor de condutividade σ_{ij} que é variável com a direção do campo magnético aplicado.
- Com a possibilidade de construir estruturas magnéticas de multicamadas houve um salto de valores possíveis de MR, atingindo valores percentuais muito maiores do que 2%, dando origem ao termo Magnetorresistência Gigante (GMR).
- Atualmente alguns sistemas apresentam valores bem maiores do que 100%, dependendo da definição que se use para quantificar o valor de MR , dando origem ao termo Magnetorresistência Colossal.

- Para um sistema de múltiplas camadas é convencional adotar uma definição diferente para a MR.

- Considerando-se duas camadas ferromagnéticas consecutivas separadas por algum espaçador não-magnético, se a magnetização das camadas é paralela, o sistema encontra-se na configuração paralela, e se a magnetização está em direções opostas, diz-se que o sistema encontra-se na configuração anti-paralela, sendo a MR medida pela expressão:

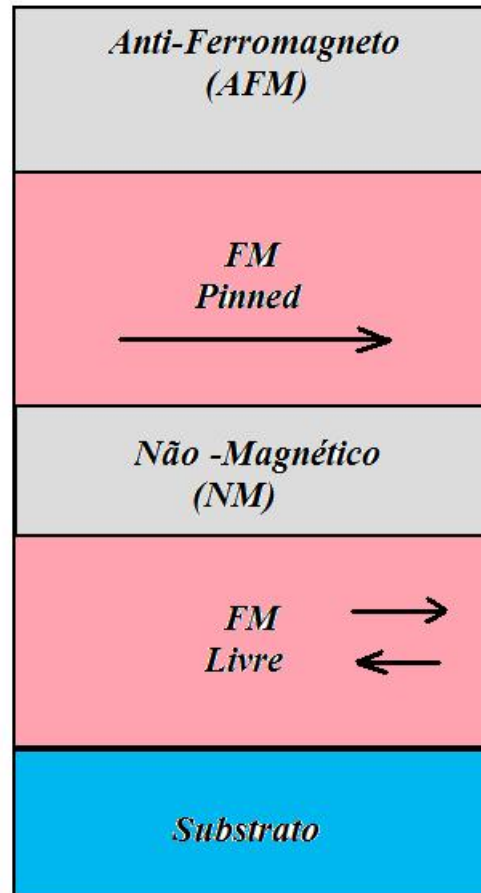
$$MR = \frac{R_{AP} - R_P}{R_P} . \quad (57)$$

- A seguir iremos descrever algumas estruturas usualmente utilizadas atualmente.

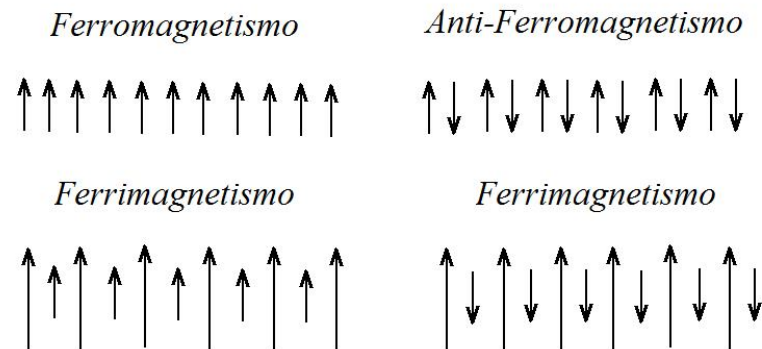
Estruturas Magnéticas de Múltiplas Camadas

- Mecanismos de transporte quântico influenciados pelo espalhamento dependente do spin foram propostos a bastante tempo, havendo trabalhos relevantes nos anos 1970, como por exemplo os trabalhos de Cabrera e Falicov, Julliere etc,
 - O transporte é influenciado pela magnetização e polarização da estrutura de bandas.
 - Somente em 1988 os grupos de Albert Fert e Peter Grunberg, ganhadores do Prêmio Nobel de 2007, por seus trabalhos independentes, conseguiram demonstrar a possibilidade de obtenção de dispositivos de GMR.
 - A estrutura de múltiplas camadas mais simples é aquela constituída por duas camadas ferromagnéticas separadas por um meio não-magnético, que pode ser isolante, semicondutor ou metal.

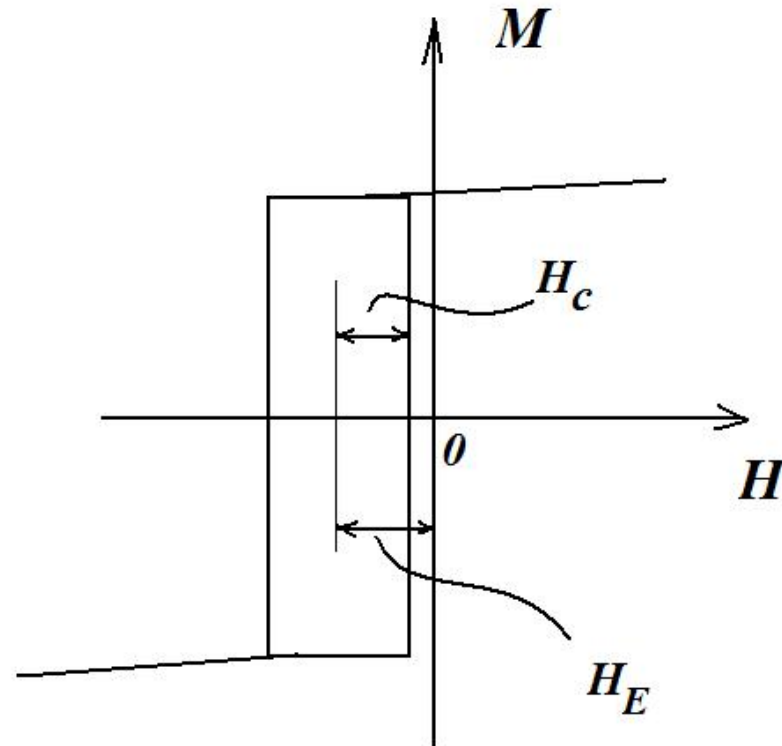
- Estrutura Multicamadas Típica. A camada FM pinada faz uso do efeito de exchange bias para fixar a magnetização, enquanto a outra camada FM é livre.



- Material antiferromagnético: ao contrário de um ferromagneto, onde os spins tendem a ficar alinhados dentro dos domínios magnéticos, um antiferromagneto é um material no qual a interação entre spins dê preferência para o alinhamento anti-paralelo de spins vizinhos.
- O objetivo do material AFM na estrutura multicamadas é fixar a magnetização de uma das camadas ferromagnéticas, pois a interação entre o FM e o AFM, denominada Exchange bias é capaz de deslocar a curva de histerese do material ferromagnético.



- Efeito do Exchange Bias na Curva de Histerese



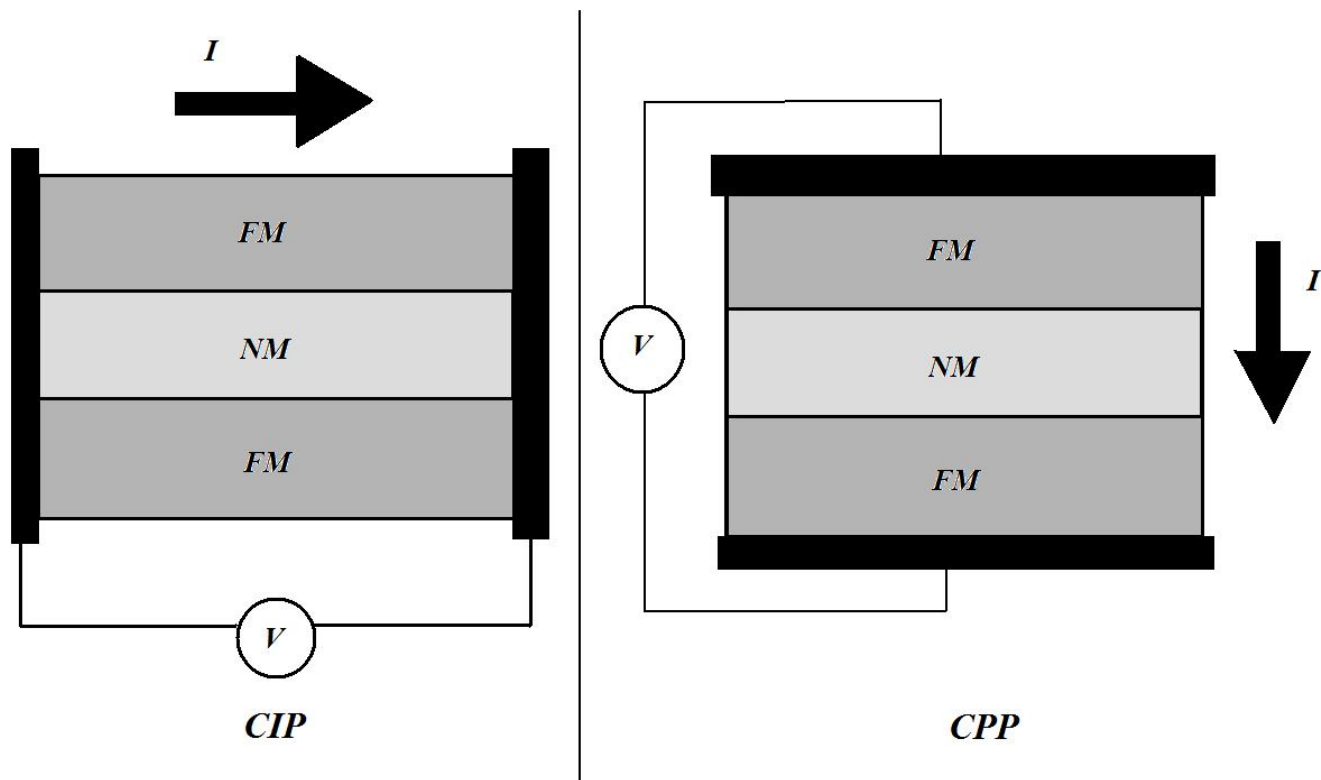
- Existem duas geometrias típicas para a circulação de corrente em uma estrutura multi-camadas sobretudo quando o espaçador é um metal não-magnético, que são denominadas:

→ CIP (Current In-Plane): nesse caso a corrente é contida no plano das camadas. Esta geometria foi utilizada nos primeiros experimentos de GMR.

→ CPP (Current Perpendicular to the Plane): a corrente é perpendicular aos planos das camadas. Nesse caso a GMR é significativamente maior do que na configuração CIP.

- A configuração CPP apresenta valores maiores de GMR devido a mecanismos de difusão de spin envolvidos.

Geometrias Típicas CIP e CPP em uma configuração Multi-Camadas.



- Para a configuração CIP a Magnetoresistência Anisotrópica pode ser medida através da resistividade e é dada pela fórmula abaixo:

$$\rho = \rho_0 + \Delta\rho \cos^2 \theta , \quad (58)$$

satisfazendo uma relação de forma cosseno quadrado, onde θ é o ângulo entre a magnetização e a corrente.

- O fenômeno relevante no caso CIP é o espalhamento dos elétrons de condução por elétrons d -localizados que respondem pela magnetização das camadas magnéticas, sendo ambas sujeitas apenas ao campo externo.

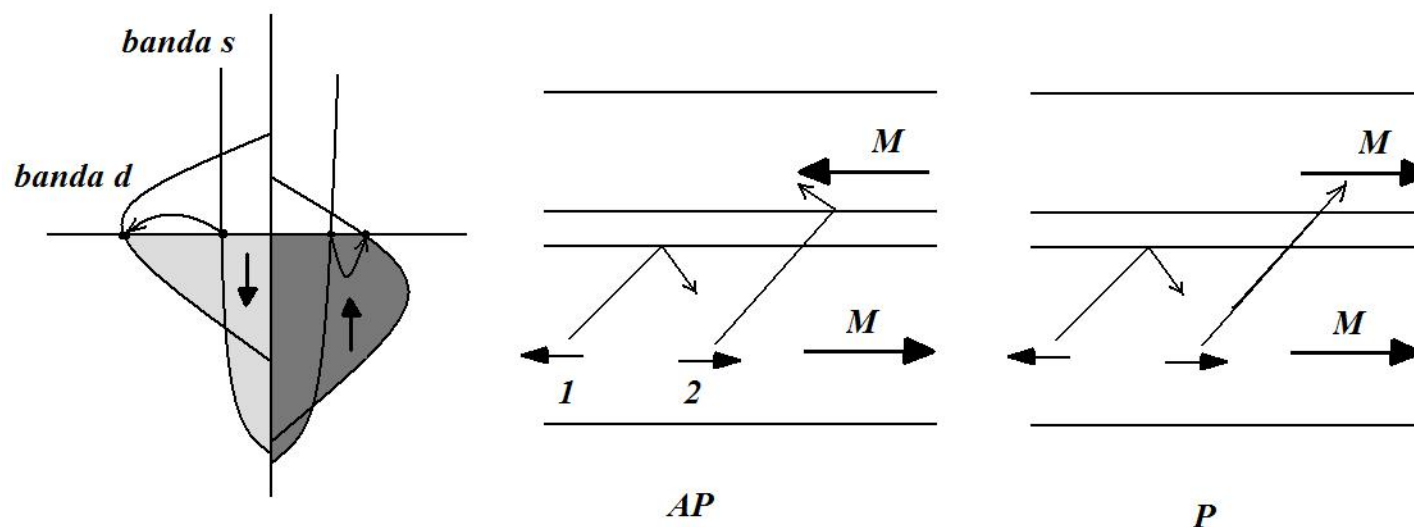
- No caso de pinagem de uma camada ferromagnética em uma estrutura de três camadas a resistividade será dada através de uma expressão da forma:

$$\rho = \rho_0 + \Delta\rho \cos(\theta_1 - \theta_2) , \quad (59)$$

onde θ_1 e θ_2 são os ângulos formados entre a magnetização das camadas ferromagnéticas 1 e 2 com a corrente aplicada no plano.

- A explicação microscópica para a origem do efeito de GMR na configuração CIP pode ser entendida considerando o espalhamento de elétrons em um ferromagneto.

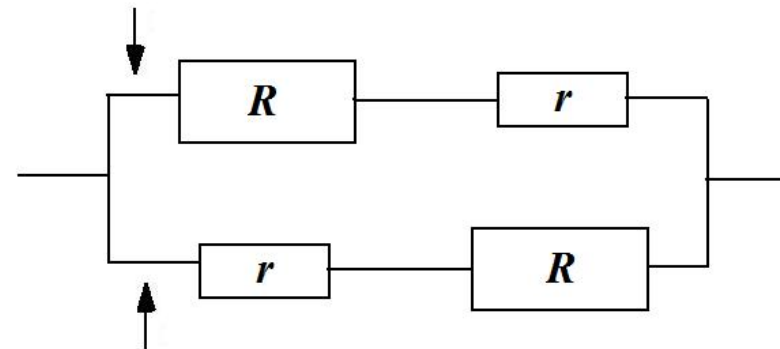
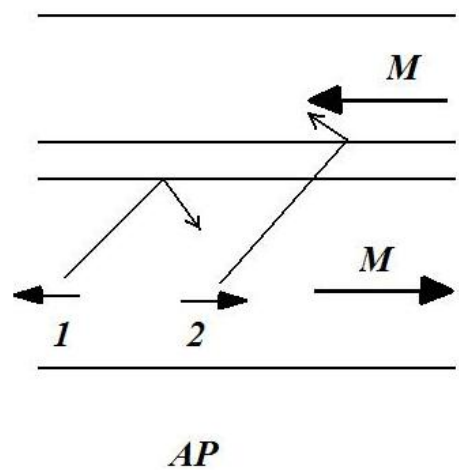
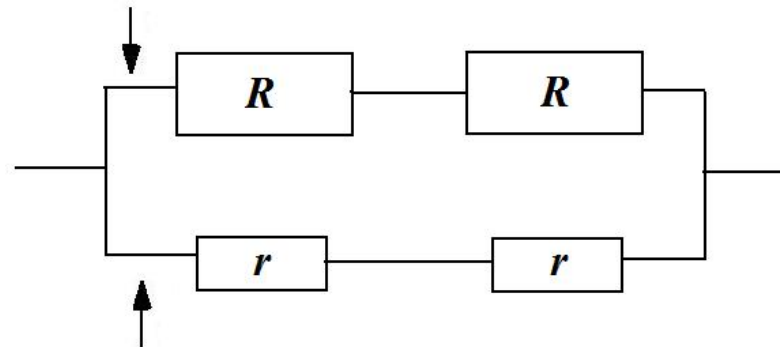
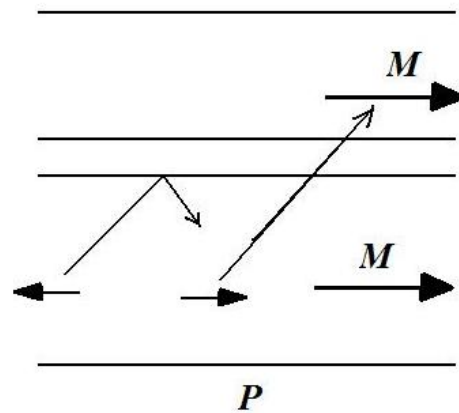
- A estrutura de bandas de elétrons d mais localizados é separada em spin up e spin down, devido à interação de troca, enquanto que a banda s menos localizada contribui mais fortemente para a condução e é mais fracamente polarizada.



- Quando os elétrons de condução são espalhados pelas impurezas e irregularidades da rede a probabilidade de que o elétron espalhado ocupe uma posição na banda d é bastante significativa uma vez que a densidade de estados d é maior do que da banda s ao nível de Fermi.
- Vamos desprezar na análise os processos de spin-flip, ou seja, de inversão de spin no espalhamento, uma vez que esses processos tem probabilidades uma ou duas ordens de grandeza menor do que o espalhamento conservando o spin.
- O elétron de spin \downarrow relativo à magnetização na configuração AP, ao atingir a interface, é espalhado de volta para o lado ferromagnético de origem, com probabilidade proporcional à densidade de estados do spin \downarrow da banda d , $D_{d\downarrow}$.
- Já o elétron com spin \uparrow relativo à magnetização na configuração AP, ao ser espalhado deve cruzar a camada não magnética, indo parar na outra camada ferromagnética, devido ao fato de que a banda de spin up é majoritária no lado ferromagnético de origem, mas encontra-se preenchida e portanto a probabilidade de que o elétron seja espalhado para um estado nesse ferromagneto é menor do que atravessar a interface e ocupar um estado na banda minoritária do outro lado da camada não-magnética.

- No caso da configuração P, o elétron de spin \uparrow será majoritário em ambos os lados da camada não-magnética, e nesse caso a probabilidade de espalhamento se reduz, e o mesmo segue a sua trajetória.
- Esta argumentação sugere que o livre caminho médio dos elétrons na configuração paralela é maior do que na configuração anti-paralela.
- Portanto a resistividade anti-paralela será maior do que no caso paralelo.
- Esse fenômeno sugere uma modelagem fenomenológica para o processo, em termos de circuitos elétricos equivalentes.
- O circuito é mostrado na próxima figura.

Análise de GMR em Estrutura Multicamada por um Circuito Equivalente



- Considerando-se r a resistência do spin majoritário, para o qual a probabilidade de espalhamento da banda s de condução para a banda d e R a resistência do spin minoritário, sendo $R > r$ temos:

$$R_P = \frac{2rR}{R+r}, \quad (60)$$

$$R_{AP} = \frac{R+r}{2}, \quad (61)$$

Utilizando a definição (57) temos:

$$MR = \frac{(R-r)^2}{4Rr}. \quad (62)$$

- Vamos considerar camadas magnéticas idênticas, camada não magnética de resistência e espessura desprezíveis e ainda que

$$R = \frac{A}{D_m}, \quad r = \frac{A}{D_M},$$

onde D_m e D_M são as densidades de estados de spin minoritário e majoritário, respectivamente.

Podemos definir a polarização das bandas de spin do material na forma:

$$P = \frac{D_M - D_m}{D_M + D_m}, \quad (63)$$

- Fica como exercício demonstrar que uma expressão aproximada para MR é dada em termos da polarização, na forma:

$$MR = \frac{P^2}{1 - P^2}, \quad (64)$$

que é uma expressão similar à expressão de Julliere para o estudo de junções de tunelamento ferromagnéticas.

- Para $P = 0.5$ (o Cobalto tem polarização na ordem de 0.45, algumas ligas podem ter polarizações mais altas) a MR obtida é da ordem de 30%.
- Exercício: Encontrar o valor de P para que a MR seja de 100%.

~> Ano de 1988: primeiro dispositivo de GMR experimental...

Albert Fert e Peter Grunberg dividiram o prêmio Nobel de 2007 pelo feito. Na equipe de Fert estava o físico Mario Baibich, professor da UFRGS e responsável pelas medidas experimentais.

→ M.N. Baibich, J.M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich, and J. Chazelas, Phys. Rev. Lett. 61, 2472 (1988).

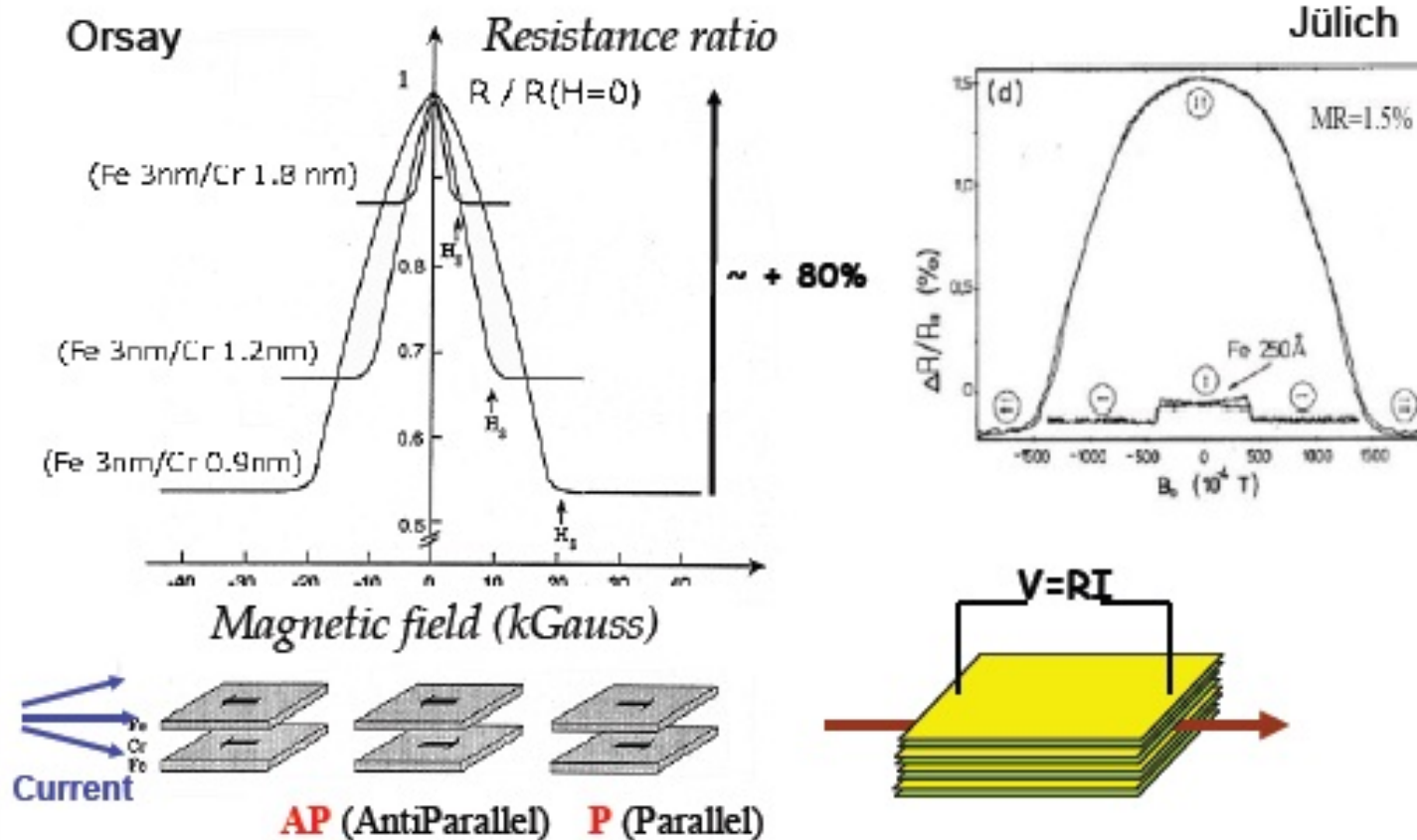
→ G. Binash, P. Grünberg, F. Saurenbach, and W. Zinn, Phys. Rev. B 39, 4828 (1989).

~> Permitiu a fabricação de HDs de alta capacidade, redução de tamanho em notebooks, etc.

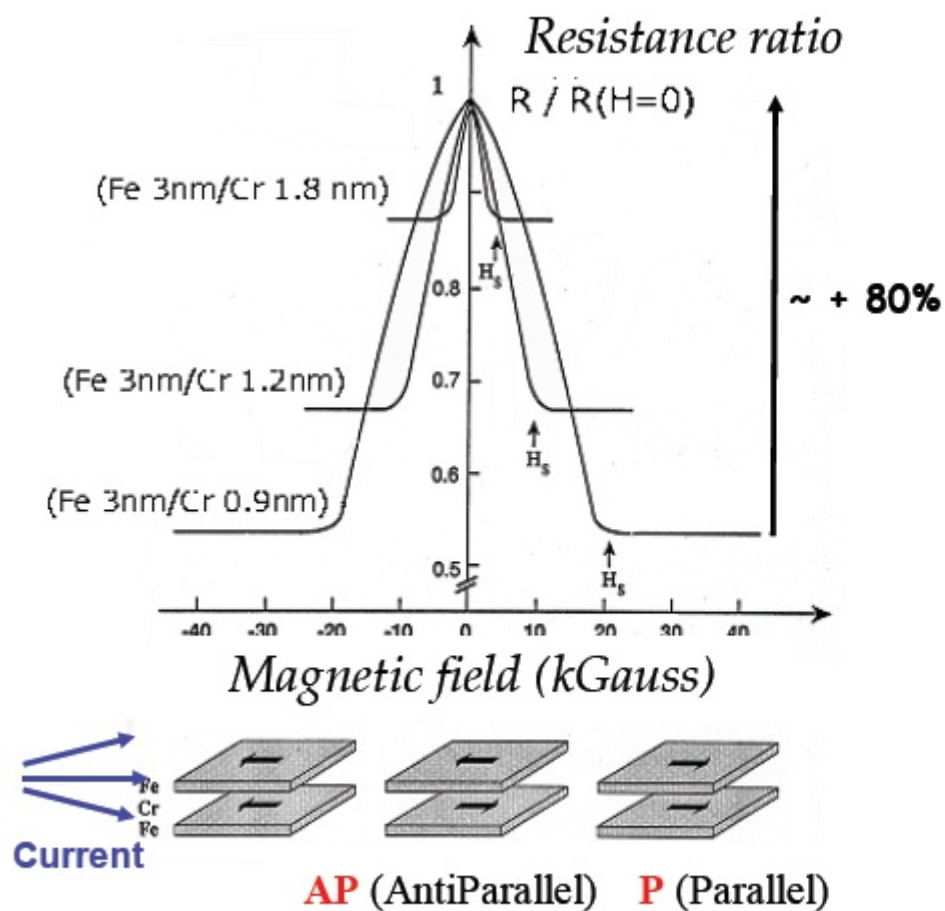
~> Demonstrou-se com os experimentos de Fert e Grunberg que a espessura das camadas é essencial para obter efeitos significativos. Medidas similares com camadas mais espessas não deram grandes resultados (Julich) por perder-se a coerência quântica.

• Giant Magnetoresistance (GMR)

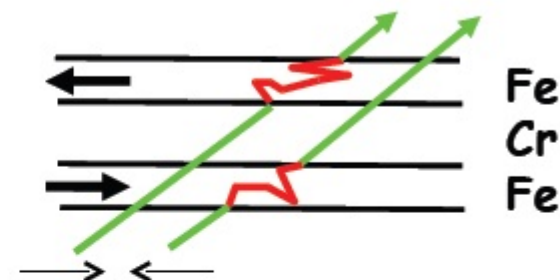
(Orsay, 1988, Fe/Cr multilayers, Jülich, 1989, Fe/Cr/Fe trilayers)



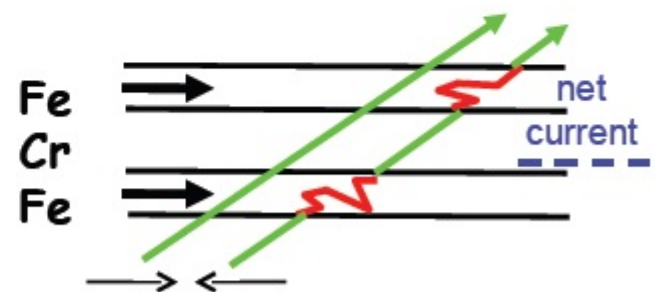
Fonte: Nobel Lecture Albert Fert.



Anti-parallel magnetizations
(zero field, **high resistance**)

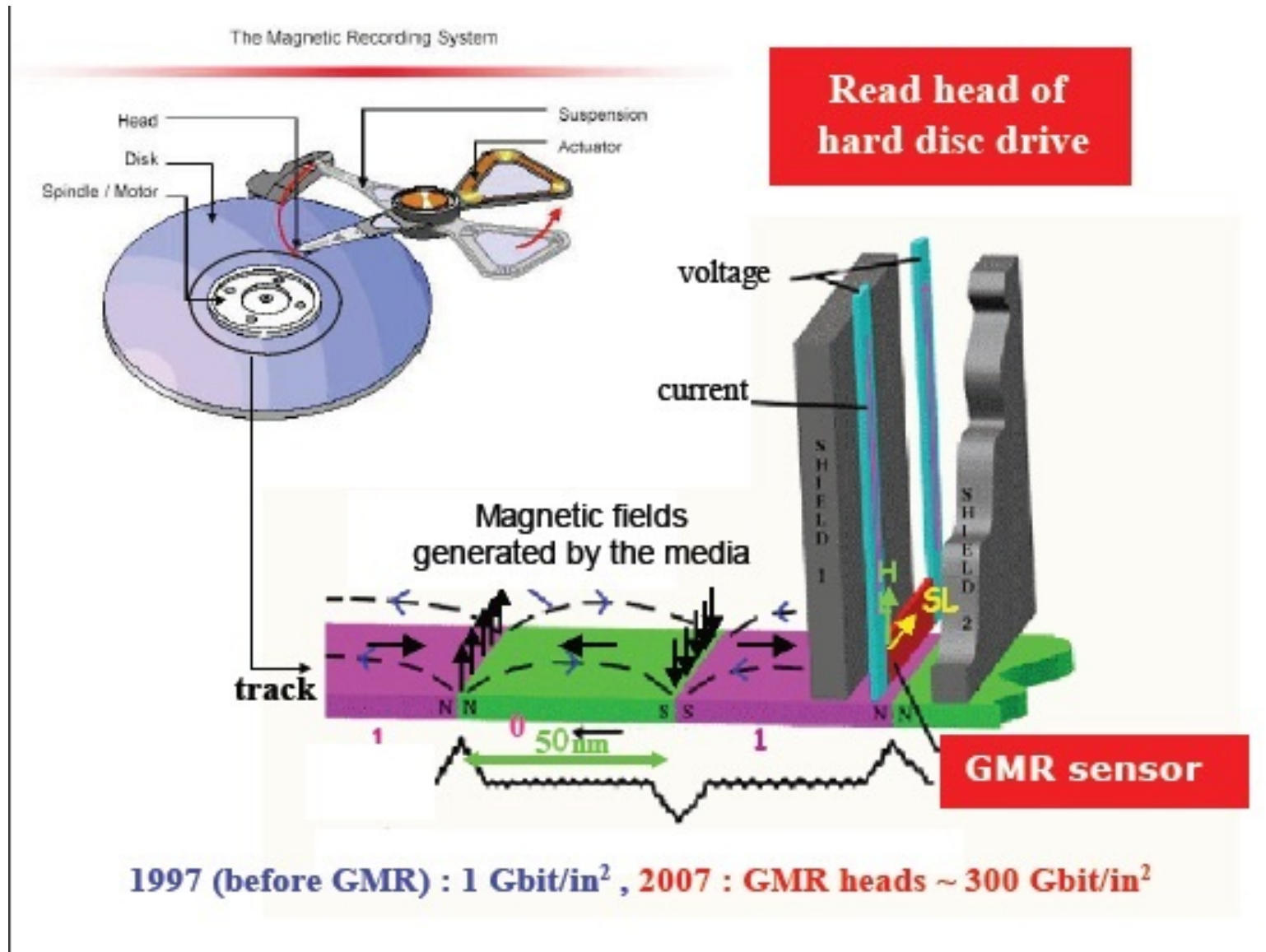


Parallel magnetizations
(appl. field, **low resist.**)

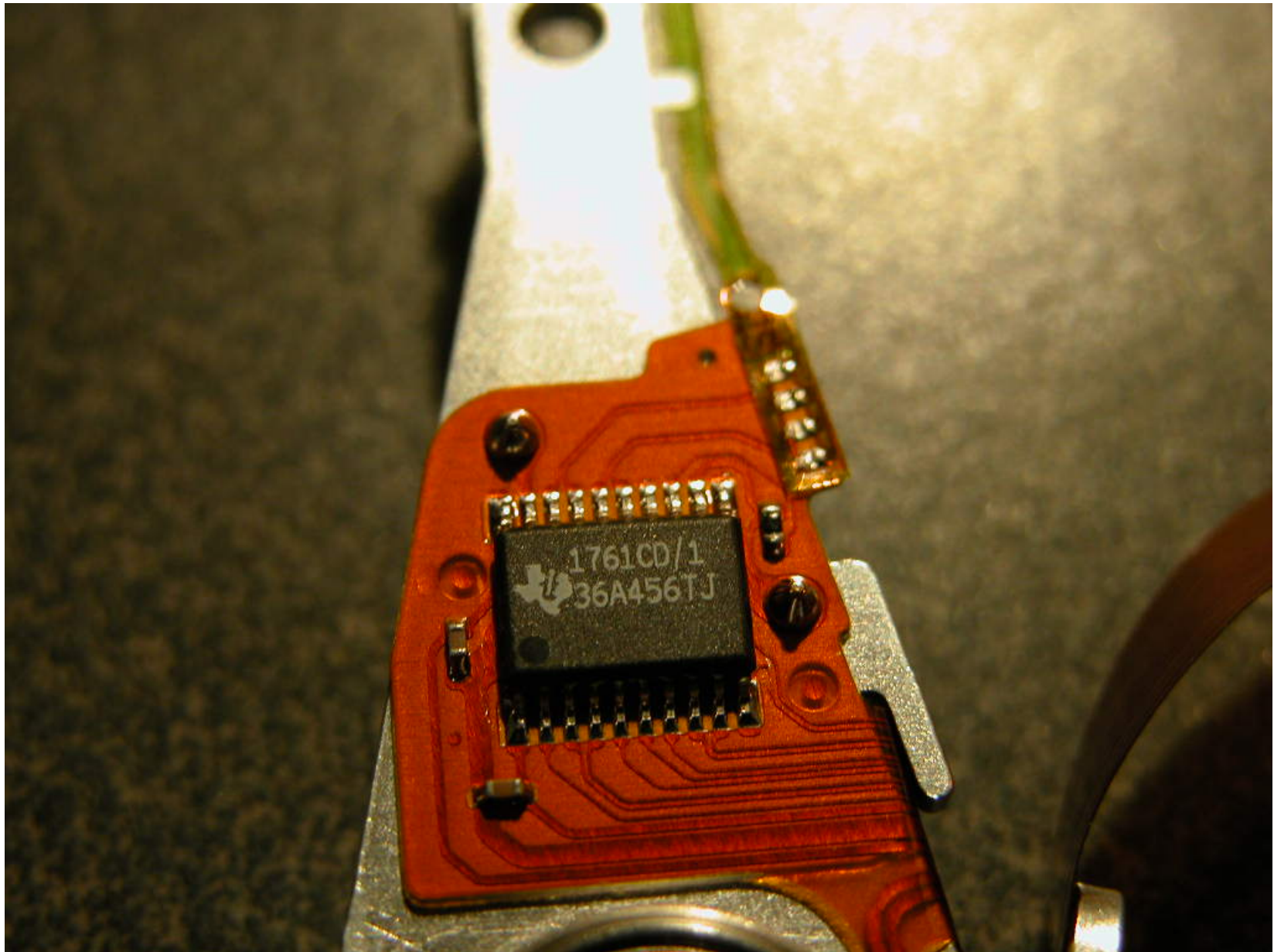


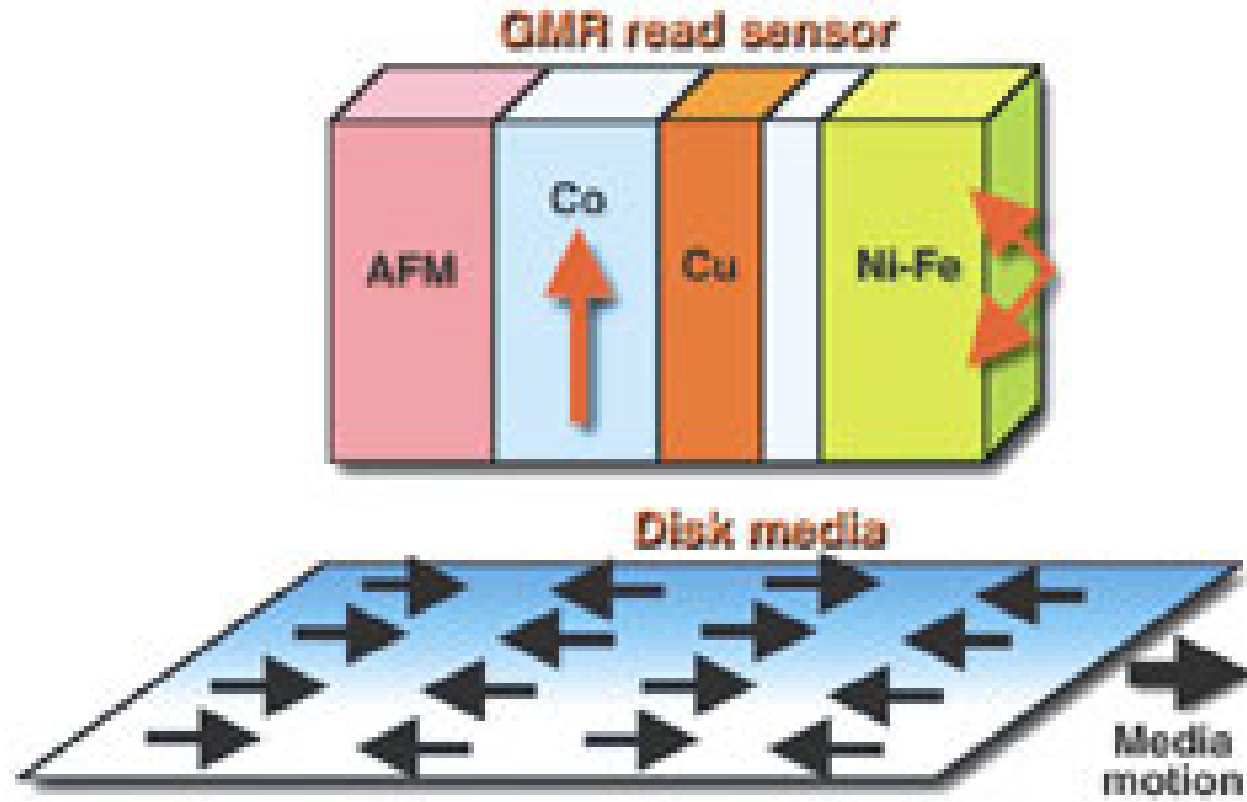
Condition for GMR:
layer thickness \approx nm

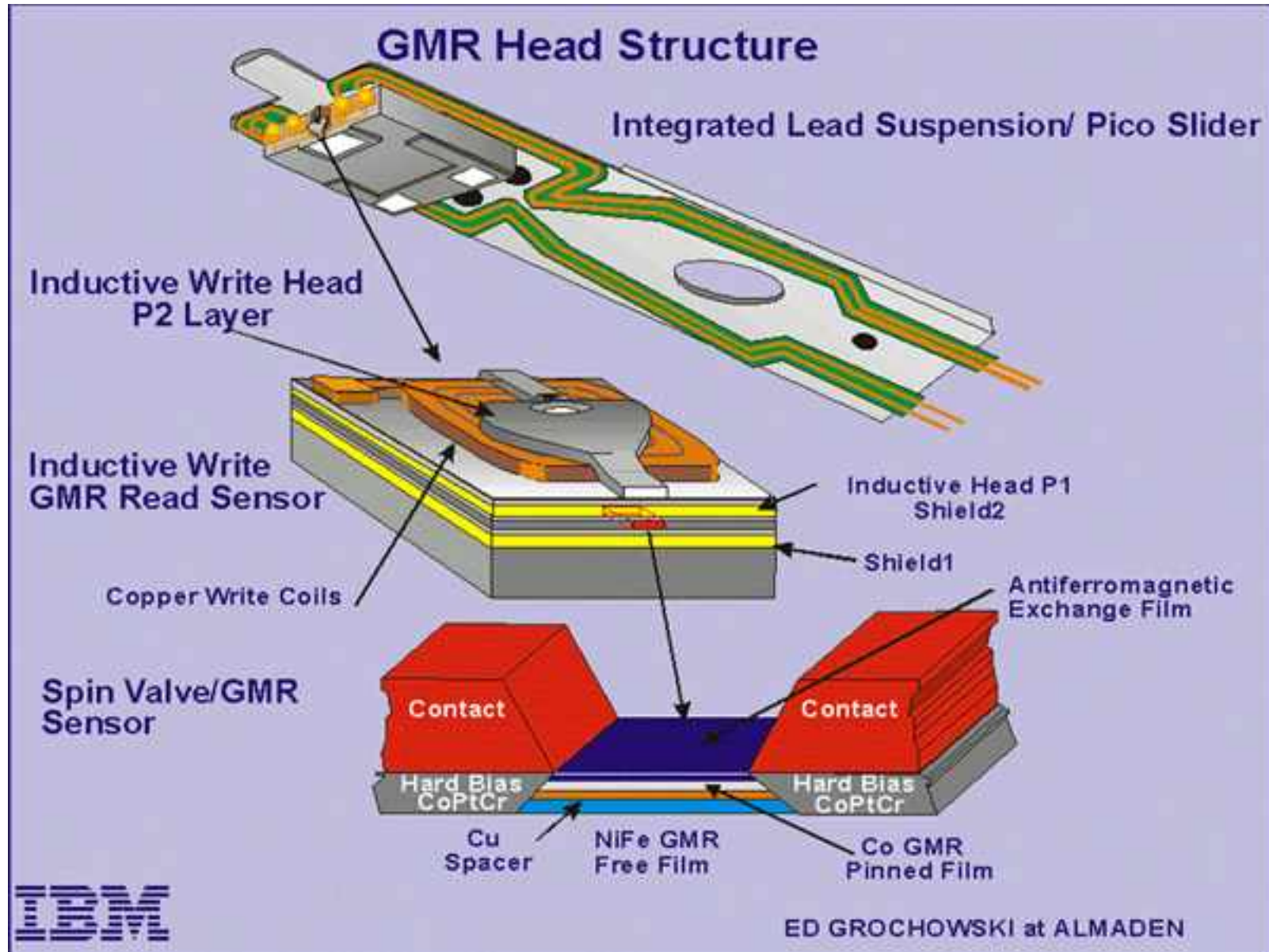
Fonte: Nobel Lecture Albert Fert.



Fonte: Nobel Lecture Albert Fert.



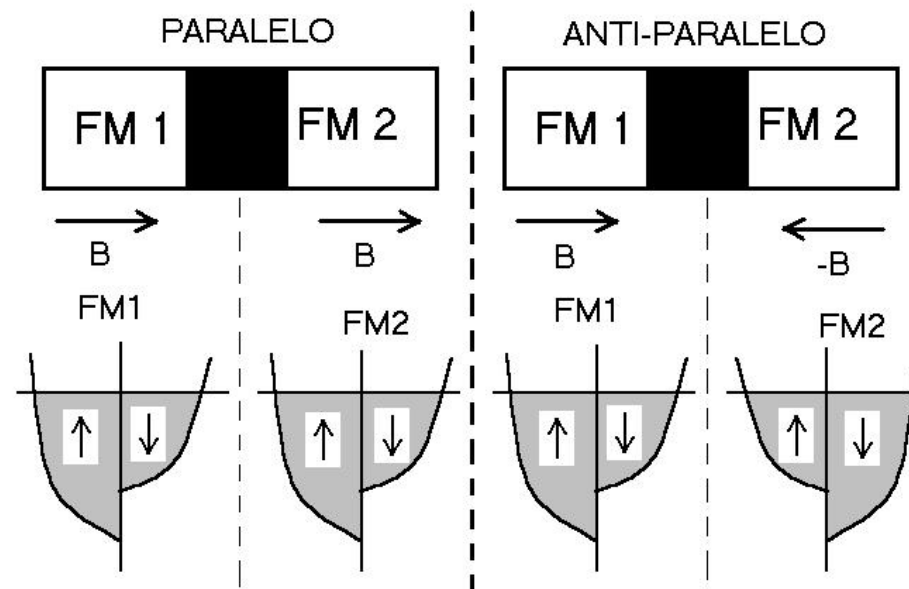




Junções de Tunelamento e Magnetorresistência Túnel

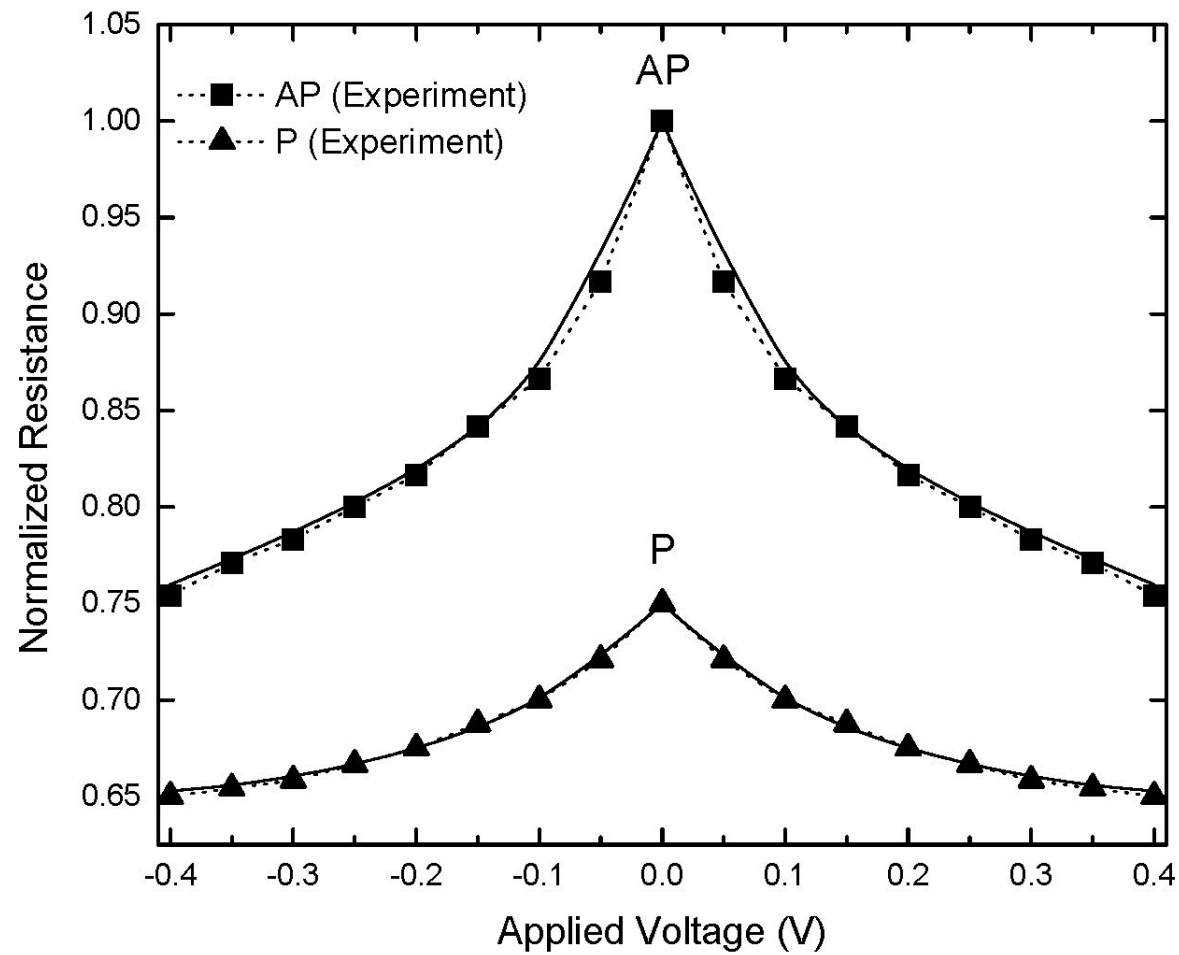
- O interesse atual no fenômeno de GMR em junções magnéticas de tunelamento (MTJ - Magnetic Tunneling Junction) deve-se basicamente às aplicações em cabeças de leitura magnetorresistivas, sensores de campo magnético, memória de acesso randômico não voláteis e muitas outras.
 - O efeito é baseado em um mecanismo de espalhamento dependente de spin proposto inicialmente por Cabrera e Falicov, fazendo com que a condutância tenha uma forte dependência com a polarização magnética nas MTJ's.
 - Tipicamente o efeito de GMR em junções é da ordem de 25 – 30%. As junções são feitas numa estrutura FM/IS/FM. Um caso típico é uma junção de Co/Al₂O₃/CoFe.

Esquema das Configurações do Campo Magnético \mathbf{B} aplicado para as junções magnéticas de tunelamento:



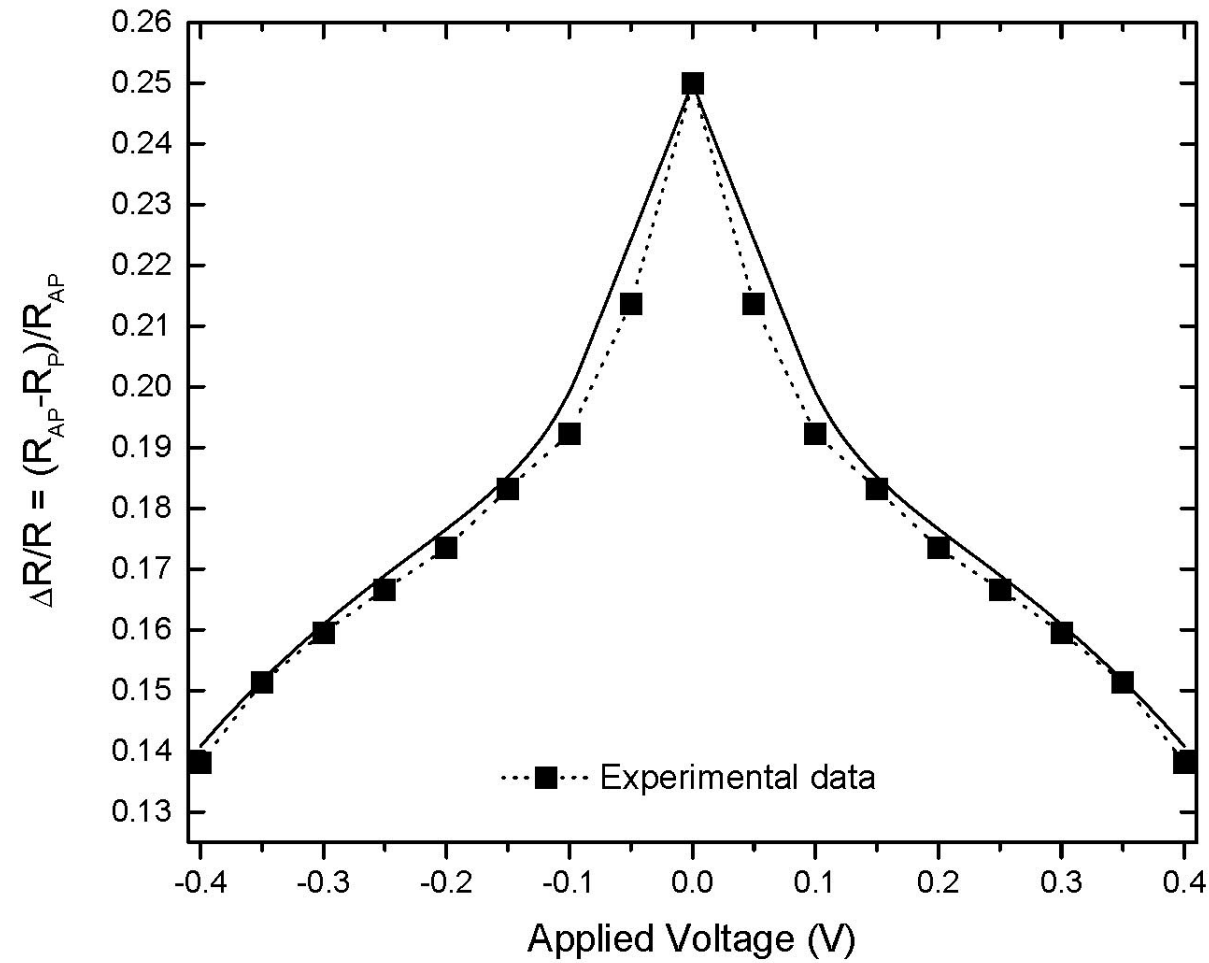
Comportamento da Resistência com a tensão aplicada em uma MTJ Típica

Fig. 3 (Dartora, JAP)



Comportamento da TMR em uma MTJ típica

Fig. 4 (Dartora, JAP)



Efeito de GMR em Nanocontatos

- Efeitos de GMR podem ser obtidos através de contatos de ponta nanométricos. Dá-se o nome à MR obtida de MR balística.
 - A MR balística exibe um escalonamento universal em contatos atômicos ou nanométricos.
 - Considerando-se os dados experimentais para a condutância, encontra-se que, normalizando o valor da MR com relação ao seu valor máximo, escalonando a condutância com relação à condutividade do material de volume, e fazendo o gráfico de MR em função da condutância escalonada, os dados seguem uma curva única que independe dos materiais que constituem o nanocontato.

- Os resultados experimentais de Nicolás Garcia concordam com a teoria que leva em conta espalhamento dependente de spin através de uma parede de domínio magnética.
- Valores grandes de magnetorresistência balística (BMR - do inglês, ballistic magnetoresistance) tem sido observados em nanocontatos ferromagneto-metal e semi-metais-óxidos.
- Muitos nanocontatos exibem a condutância quantizada, indicando que os nanocontatos menores consistem de apenas poucos átomos.
- O efeito magnetorresistivo em nanocontatos excede a GMR e a TMR a temperatura ambiente e tem aplicações potenciais em memórias não voláteis e cabeças de leitura de discos rígidos. García *et al.* tem observado valores de BMR acima de 300%.

- Nanocontatos construídos mecanicamente, de vários metais ferromagnéticos e acima 700% em nanocontatos de Ni-Ni eletrodepositado.
- Verluijs et al. observaram valores de BMR de 540% em nanocontatos mecanicamente construídos de ferromagneto meio-metálico Fe_3O_4 , e mais recentemente valores de 3000% tem sido observados em nanocontatos Ni-Ni eletrodepositado.
- Apesar dos valores de pico da MR serem muito similares em todos os sistemas acima citados, o regime em que o máximo é atingido é muito diferente.
- Em nanocontatos mecanicamente formados entre metais, a máxima MR é encontrada para o quantum de condutância $G_0 = e^2/h$ (ou $R_0 = 12.9k\Omega$), sugerindo que o mecanismo dominante de transporte na nanoconstrução é balístico enquanto que para o nanocontato Fe_3O_4 o máximo é encontrado em altas resistências acima de $100k\Omega$ sugerindo que o tunelamento está envolvido.

- S.H. Chung, M. Munoz, N. Garcia, W. F. Egelhoff, R. D. Gomez, Phys. Rev. Lett. 89 (2002), 287203.

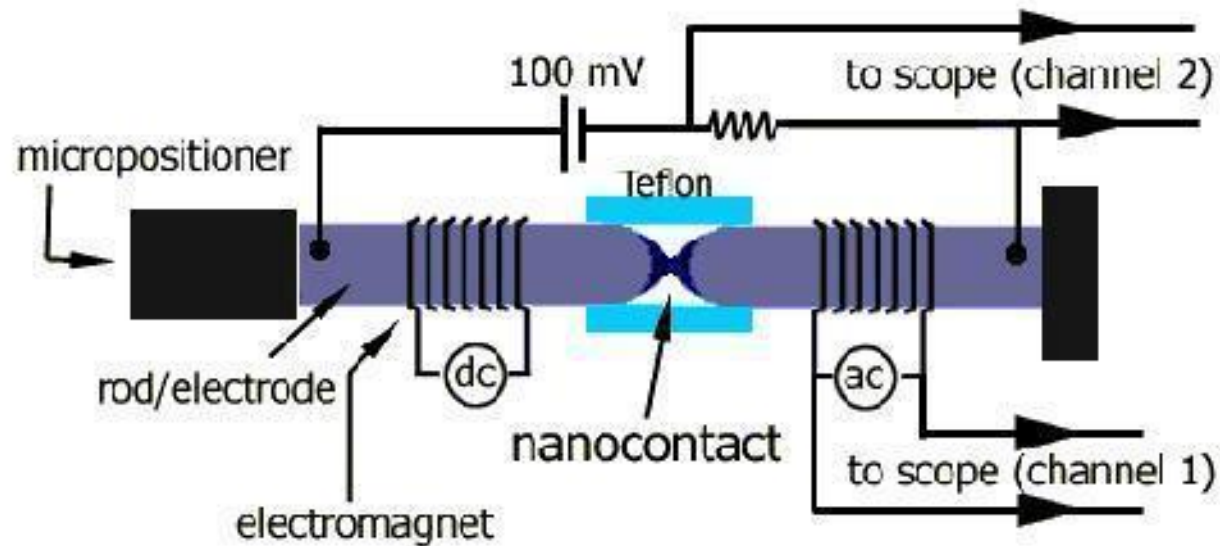
Observações de MR em vários tipos de nanocontatos como $CrO_2 - CrO_2$ e heterojunções $CrO_2 - Ni$.

CrO_2 é um ferromagneto meio-metálico. Combinando todos os dados existentes na literatura mostrou-se que o valor de $\Delta G/G$ versus G (onde G é a condutância) colapsa em uma curva única, após escalamento apropriado da condutância.

- O mecanismo de transporte balístico (regime de Landauer) através do nanocontato parece ser responsável pela BMR em diversos regimes de condutância, dos metais normais (Ni, Co, Fe) aos semi-metais (CrO_2), até um isolante (Fe_3O_4).

⇒ Universalidade do mecanismo de BMR indicando que o efeito pode ser observado em uma classe muito ampla de sistemas ferromagnéticos.

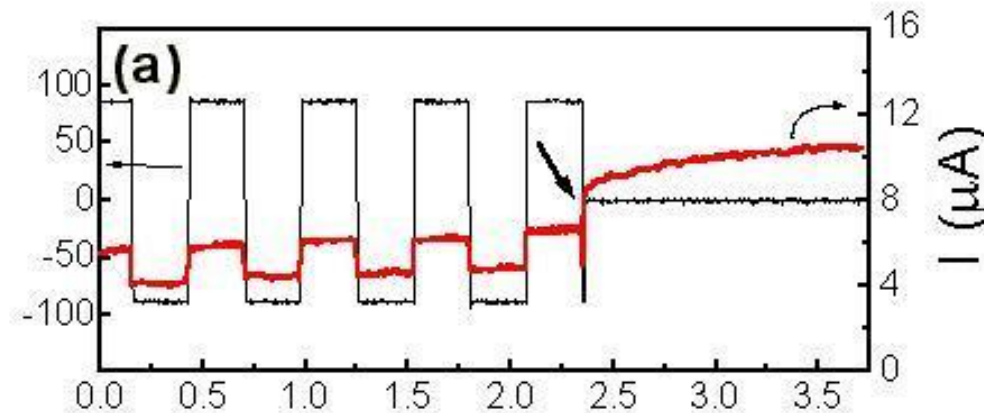
Aparato de Medida para um Nanocontato Formado Mecanicamente



- O campo DC magnetiza de forma fixa um dos eletrodos e o outro tem magnetização variável devido ao campo AC

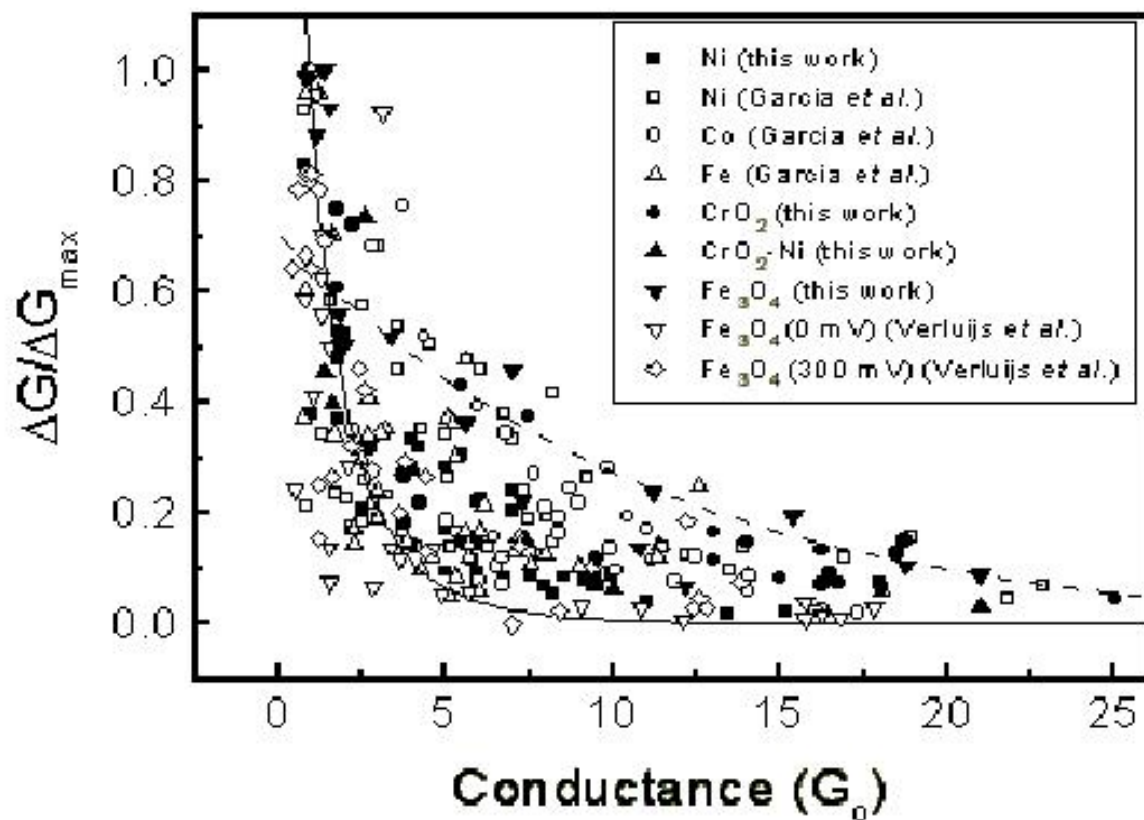
→ Dados típicos de magnetocondutância para um nanocontato $CrO_2 - CrO_2$.

- Linha preta é o campo AC, enquanto que a vermelha é a corrente que atravessa o contato.



O desligamento do campo AC é indicado pela flecha.

MR em função da condutância do nanocontato, normalizada pela resistividade do material, em relação à resistividade do Ni.



O máximo valor de MR acontece em $G_0 = e^2/h$.

⇒ Desafio para o futuro próximo: Construir um Spin-Transistor!

- Seguindo a analogia com um transistor convencional, a idéia de um spin-transistor é que se possa chavear a saída de corrente através do controle por um potencial de gate.
- A corrente que circula no dispositivo é polarizada em spin.
- Esse efeito de chave já é de certa forma conseguido com as multicamadas, junções de tunelamento etc.
- Outro efeito interessante seria a possibilidade de amplificar corrente através do controle de polarização em spin.
- Estudo de dispositivos de ação MASER baseados em spin também tem sido estudados, bem como a fabricação de memórias MRAMs.

- Outras fronteiras Importantes

- A eletrônica baseada no Carbono, que inclui

→ Eletrônica baseada em dispositivos orgânicos.

→ Grafeno e suas propriedades eletrônicas exóticas: é um material obtido a partir do grafite e é verdadeiramente 2D, pois consiste de uma única camada de átomos de carbono arranjados numa estrutura hexagonal favo de mel (honeycomb). Cada vértice contém um átomo de carbono.

→ Nanotubos de carbono: podem ser obtidos "enrolando" de diversas formas o grafeno, e poderiam ser usados como guias de ondas no ultravioleta, dentre outras possibilidades.

