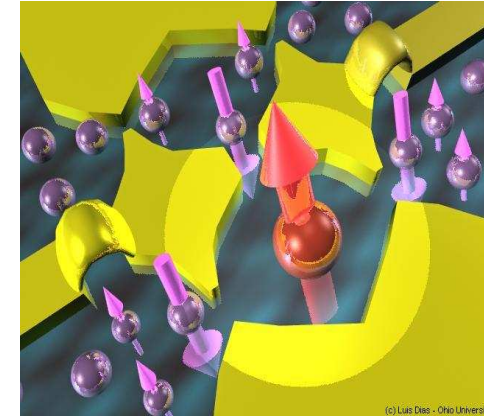


***“Mais é Diferente”*: sistemas quânticos de muitos corpos em Física da matéria condensada.**



Luis Gregório Dias da Silva

Depto. de Física dos Materiais e Mecânica - DFMT

*Instituto de Física, Universidade de São Paulo -
IFUSP*



<http://www.fmt.if.usp.br/~luisdias> - luisdias@if.usp.br

Uma pergunta básica:

“Qual é a resposta para a Vida, o Universo e TUDO mais?”

Resposta (Google?):

42

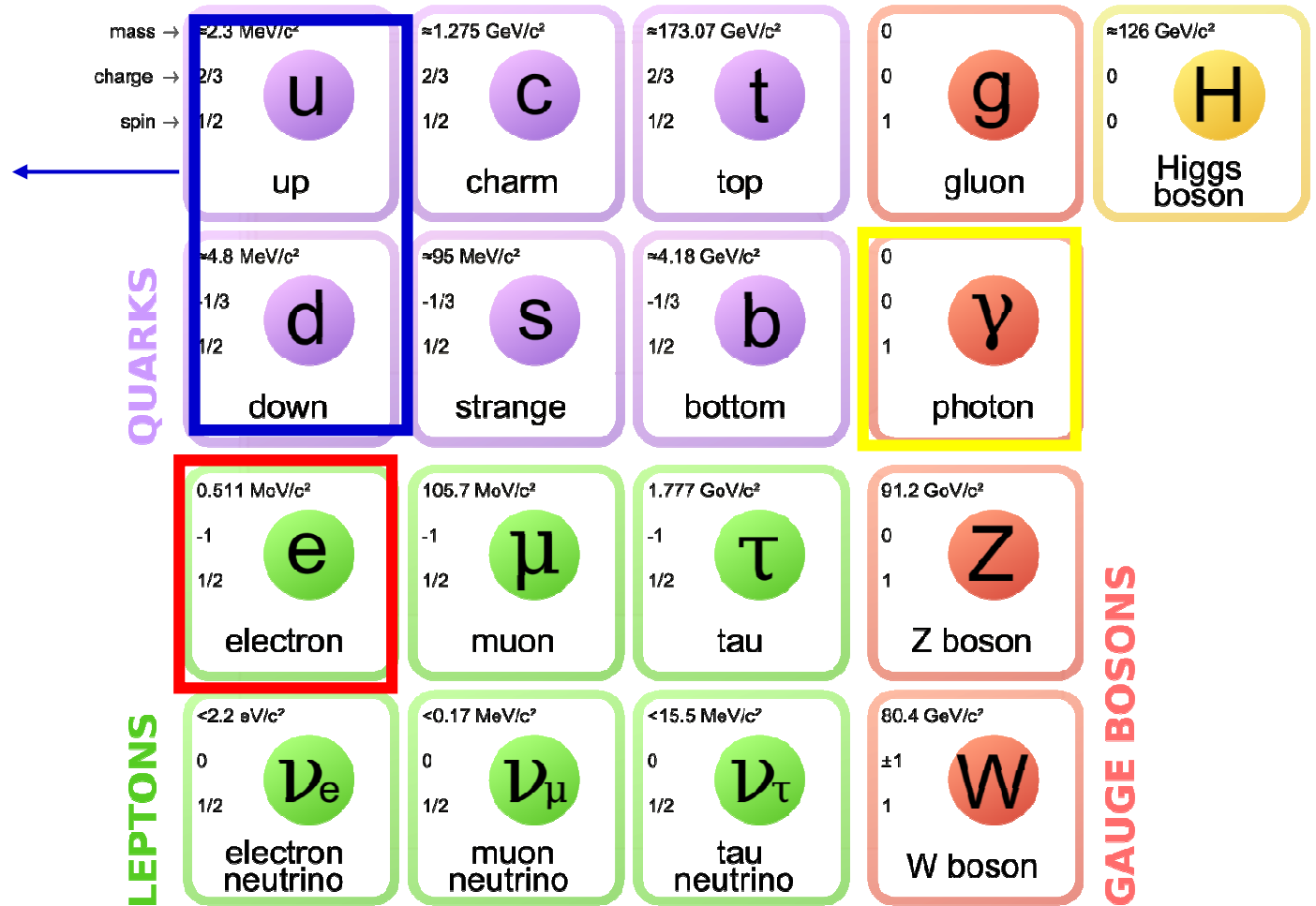
“O Guia do Mochileiro das Galáxias” de Douglas Adams

Em Física dos Materiais, a pergunta é expressa pela Eq. de Schrödinger:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |\Psi_{\text{tudo}}\rangle = H_{\text{tudo}} |\Psi_{\text{tudo}}\rangle$$

O que constitui esse “tudo”?

Núcleos



Elétrons + núcleos + fótons são suficientes para descrever *todos* os materiais do nosso dia-a-dia!

Partículas do Modelo Padrão

“Teoria de Tudo” para o dia-a-dia.

R. B. Laughlin and David Pines, PNAS **97** 28-31 (2000)

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |\Psi_{\text{tudo}}\rangle = H_{\text{tudo}} |\Psi_{\text{tudo}}\rangle$$

No nosso dia-a-dia: “tudo”
são **elétrons**, **núcleos** e luz.

Energia cinética de
elétrons e **núcleos**

$$H_{\text{tudo}} = H_{\text{luz}} + \sum_j^{N_e} \frac{p_j^2}{2m_e} + \sum_\alpha^{N_n} \frac{P_\alpha^2}{2M_n}$$

Interação atrativa/repulsiva
entre **elétrons** e **núcleos**

$$- \sum_j^{N_e} \sum_\alpha^{N_n} \frac{Z_\alpha e^2}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{R}_\alpha|}$$

elétrons-núcleos

$$+ \sum_{j,k}^{N_e} \frac{e^2}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_k|}$$

elétrons-elétrons

$$+ \sum_{\alpha,\beta}^{N_n} \frac{Z_\alpha Z_\beta e^2}{|\mathbf{R}_\alpha - \mathbf{R}_\beta|}$$

núcleos-núcleos

Não incluímos *gravidade* e tb outras interações importantes mas menos influentes no nosso dia-a-dia (interações nucleares, forças forte/fraca, etc).

“Teoria de Tudo” não prevê tudo!

R. B. Laughlin and David Pines, PNAS **97** 28-31 (2000)

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |\Psi_{\text{tudo}}\rangle = H_{\text{tudo}} |\Psi_{\text{tudo}}\rangle$$

- Resolução exata apenas para sistemas pequenos ($N_e, N_n \sim 10-15?$).
- Sistemas grandes: são necessárias aproximações (LDA, GGA, etc)

Não prevê comportamentos importantes como:

- Quantum de condutância no efeito Hall quântico ($=e^2/h$).
- Quantum de fluxo magnético ($=hc/2e$) em anéis supercondutores (ou no efeito Josephson).
- Campo magnético gerado por supercondutores em rotação ($=e/mc$).

Medição experimental de $h, m e c!$

Por quê???

São fenômenos físicos *emergentes!*

Na verdade, “Mais é Diferente!”



Phil Anderson – Princeton
Prêmio Nobel – 1977



1977

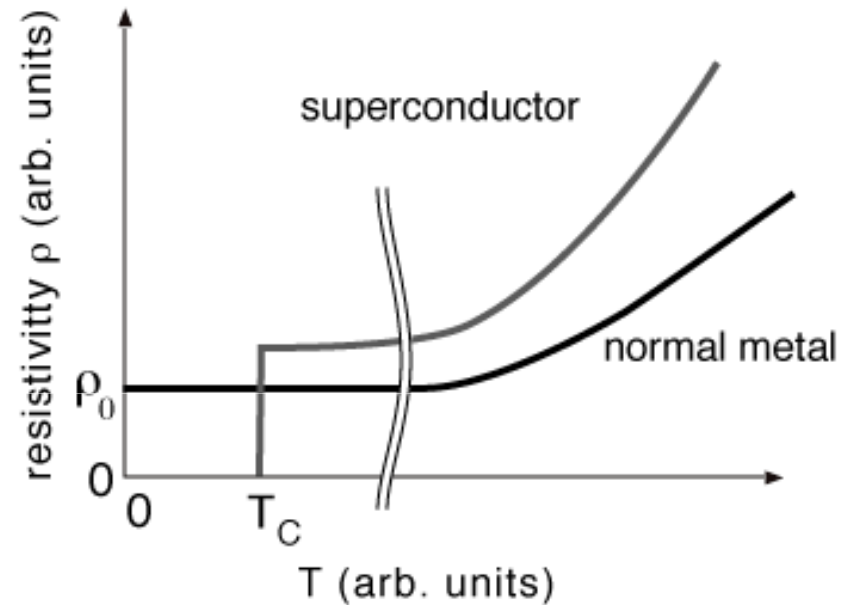
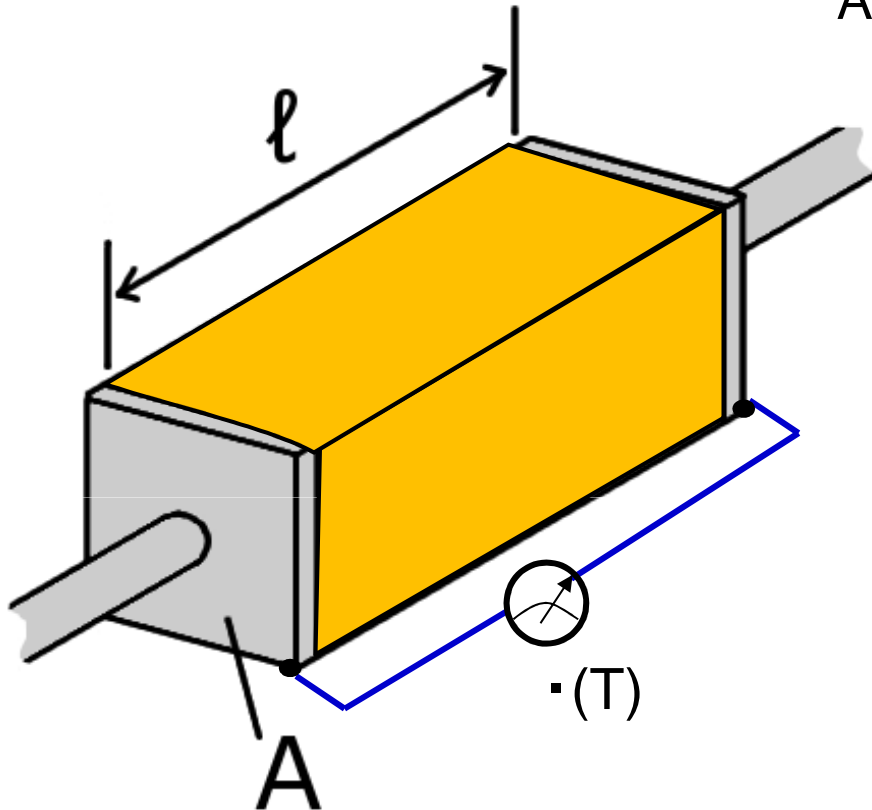
“ O comportamento de grandes e complexos agregados de partículas elementares não pode ser entendido em termos de uma simples extrapolação das propriedades de algumas poucas partículas.

Ao invés disso, a cada nível de complexidade, propriedades completamente novas aparecem e o entendimento desses novos comportamentos requer pesquisa que considero de natureza tão fundamental quanto qualquer outra.”

Phillip W. Anderson, “More is different”,
Science **177** 393 (1972)

Exemplo: Supercondutividade.

A resistividade de um metal diminui à medida que a temperatura diminui.



■ <http://users-phys.au.dk/philip/pictures/physicsfigures/node12.html>

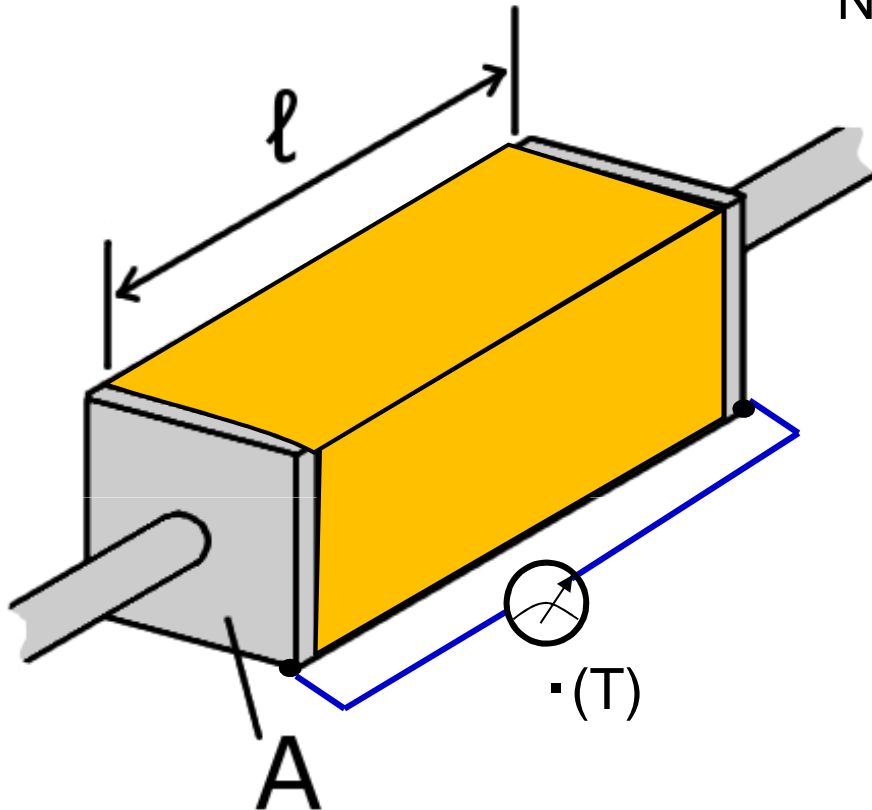
$$\rho = R \frac{A}{\ell}$$

Em um material **supercondutor**, a resistividade é zero abaixo de uma determinada temperatura.

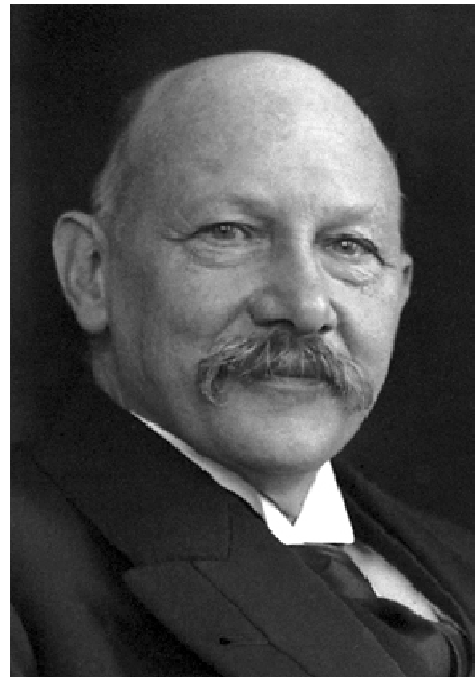
Neste caso, ele se transforma em um *condutor perfeito* e transmite energia sem perdas.

Exemplo: Supercondutividade.

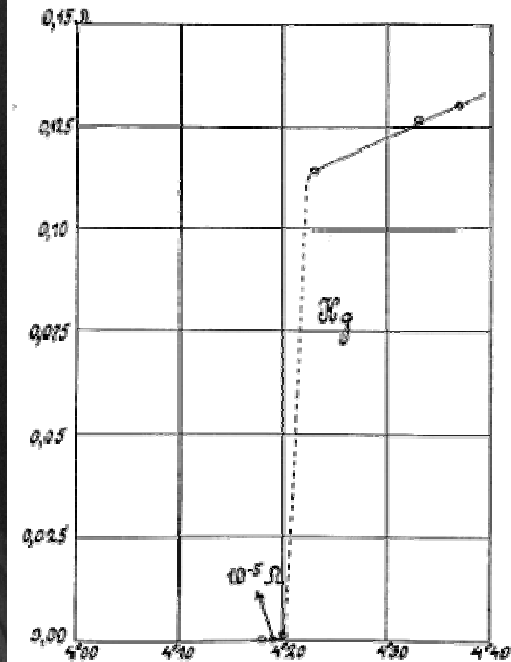
No caso de mercúrio, por exemplo, a resistividade vai a zero abaixo de 4.2 Kelvin.



$$\rho = R \frac{A}{l}$$

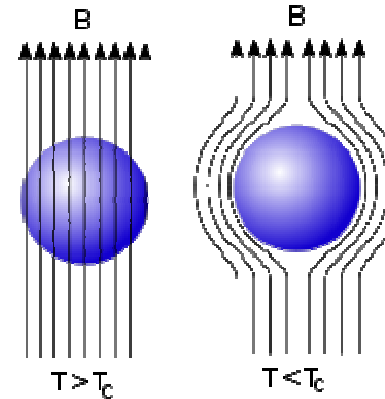
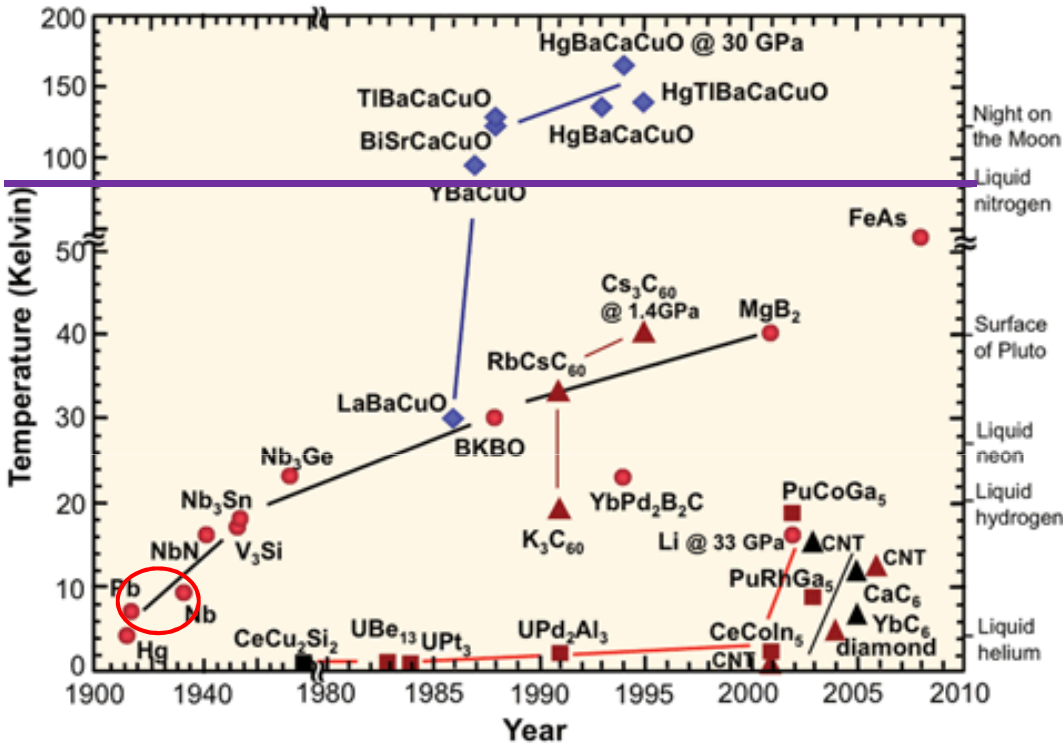


Heike Kamerlingh Onnes – supercondutividade em Hg (4.2K) - 1911



1913

Supercondutividade a “altas” temperaturas.



Wikipedia - “Meissner Effect”



1987

Em 1986, foram descobertas as chamadas cerâmicas supercondutoras, com temperaturas críticas mais elevadas.

Bednorz e Muller ganharam o Nobel no ano seguinte pela descoberta.

É sempre possível calcular *a priori*?



1977

“Nós, teóricos, somos capazes de fazer comentários precisos sobre uma dada substância se soubermos se ela é isolante, magnética, metálica, etc. Mas tomar uma dada **combinação de elementos a pre-dizer mesmo fatos triviais *a priori*** está além da nossa capacidade.”

Nós sabemos o porquê: as **diferenças de energia** entre diferentes formas estáveis de uma dada substância que determinam esse comportamento, são muito pequenas comparadas à energia química total e **é impossível – pelo menos até bem recentemente – calculá-las com precisão suficiente para ver diferença.**”

Phillip W. Anderson, “More and Different: Notes from a Thoughtful Curmudgeon”

Mecânica Quântica: sistemas de muitos corpos.

Uma partícula em uma “caixa”: $\hat{H}^{(1)} |\phi_i^{(1)}\rangle = E_i^{(1)} |\phi_i^{(1)}\rangle$

Duas partículas **interagentes**

$$\hat{H} = \hat{H}^{(1)} + \hat{H}^{(2)} + \hat{V}_{1,2}$$

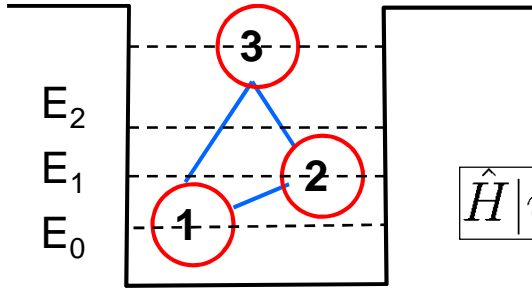
$$\hat{H} |\psi_k\rangle = E_k |\psi_k\rangle$$

$$|\psi_k\rangle = |\phi_i^{(1)}\rangle \otimes |\phi_j^{(2)}\rangle \otimes |\psi_j^{(2)}\rangle$$

ij

$$E_k = E_i^{(1)} + E_j^{(2)}$$

(via diagonalização...)



$$\bar{\psi}_k^{S,A}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \pm \bar{\psi}_k^{S,A}(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_1)$$

Duas partículas **indistinguíveis** (bósons/férmions)

Sistema de Muitos Corpos

$$\hat{H} = \sum_a \hat{H}^{(a)} + \sum_{a \neq b} \hat{V}_{a,b}$$

$$|\psi_0\rangle = \sum_{ij \dots z} C_{ij \dots z}^0 |\psi_i^{(1)}\rangle \otimes |\psi_j^{(2)}\rangle \dots \otimes |\psi_z^{(N)}\rangle$$

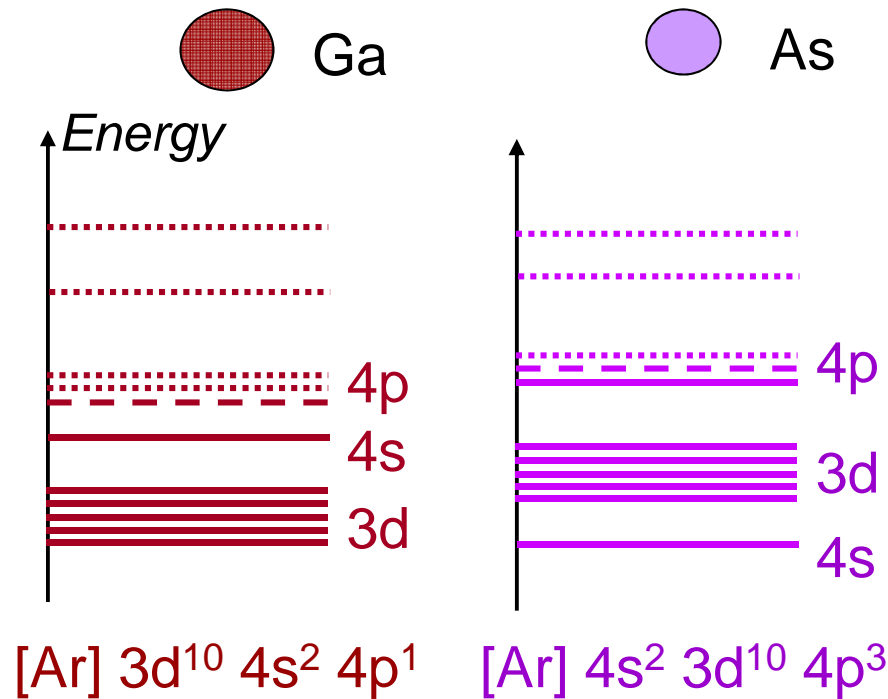
$$E_0 = ?$$

Estado Fundamental (muitas vezes, é só o que dá pra fazer!)

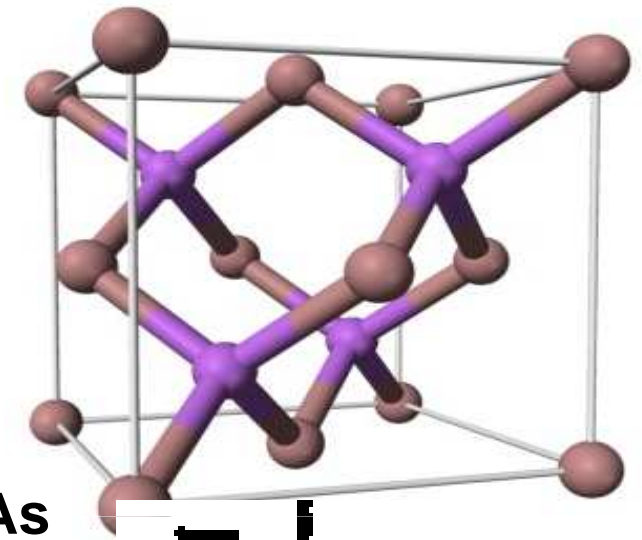
$$\psi_0^{S,A}(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_k, \dots, \mathbf{r}_\ell, \dots, \mathbf{r}_N) = \pm \psi_0^{S,A}(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_\ell, \dots, \mathbf{r}_k, \dots, \mathbf{r}_N)$$

N partículas **indistinguíveis** (bósons/férmions)

De “poucos” para “muitos”: um exemplo.



Muitos átomos!

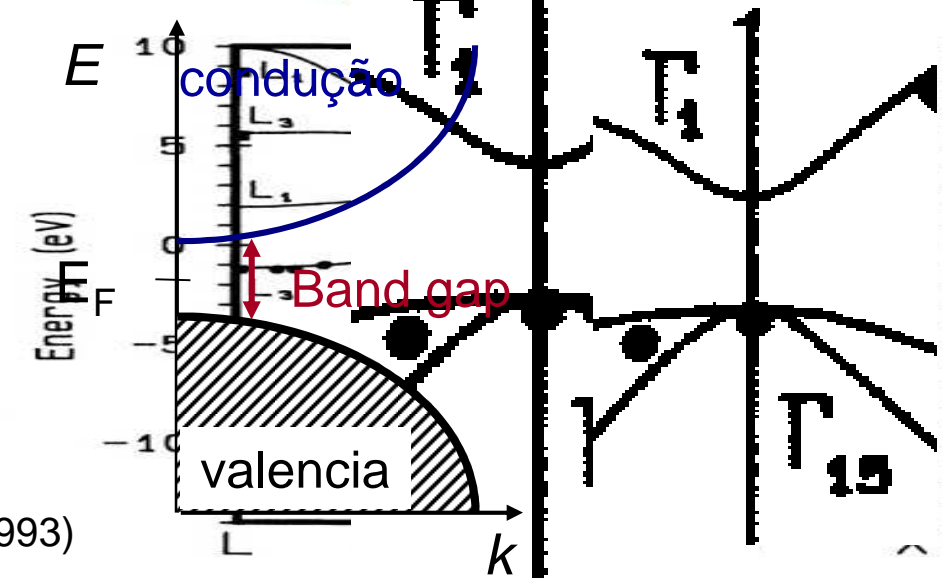


Cristal de GaAs

Níveis de energia atômicos

Com algumas aproximações:
Estrutura de bandas

Muitos átomos!



M. Rohlfing et al. PRB **48** 17791 (1993)

Moral da história:



Robert Laughlin - Stanford
Prêmio Nobel – 1998



1998

Apenas uma teoria fundamental (“de tudo”) não nos dá a resposta em muitos casos.

Outros princípios igualmente fundamentais são necessários para a descrição correta de sistemas quânticos de muitos corpos

Robert B. Laughlin and David Pines, “Theory of Everything”
PNAS **97** 28-31 (2000)



David Pines
U.C. Davis

A saída: *Modelos teóricos.*



1977

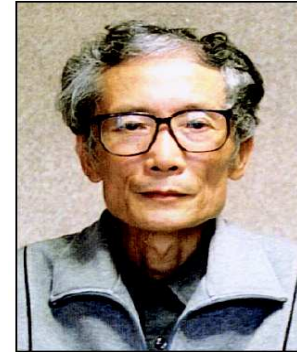
1) Tem que ser suficientemente **simples** para ser solúvel (ou pelo menos compreensível)

2) Tem que ser suficientemente **complexo** para ser interessante, na medida em que a sua complexidade contenha as características essenciais que simulem o comportamento observado no mundo real, preferencialmente algum aspecto que ainda não tenha sido explicado.

Phillip W. Anderson, “More and Different: Notes from a Thoughtful Curmudgeon”

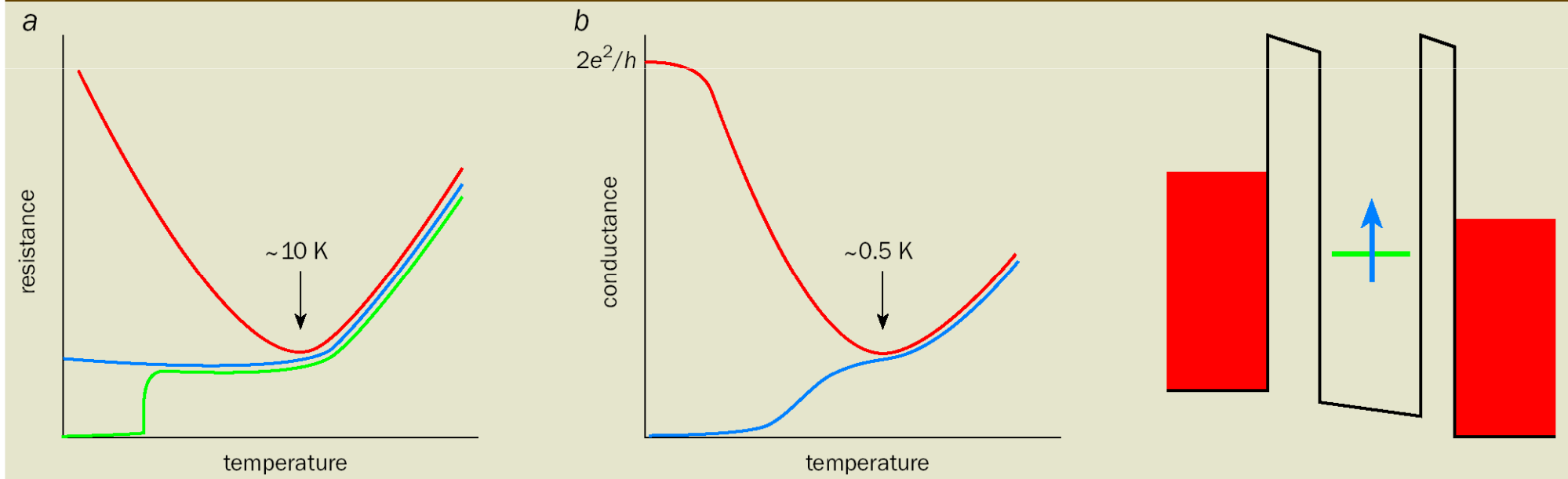
Exemplo de caso: o Efeito Kondo.

Revival of the Kondo effect

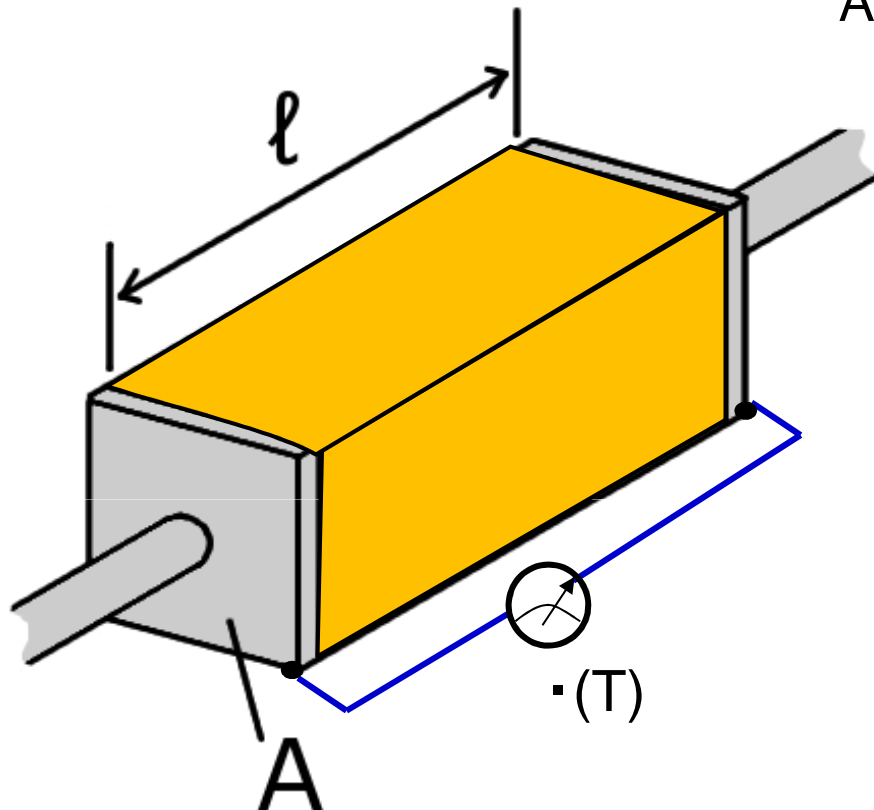


Leo Kouwenhoven and Leonid Glazman

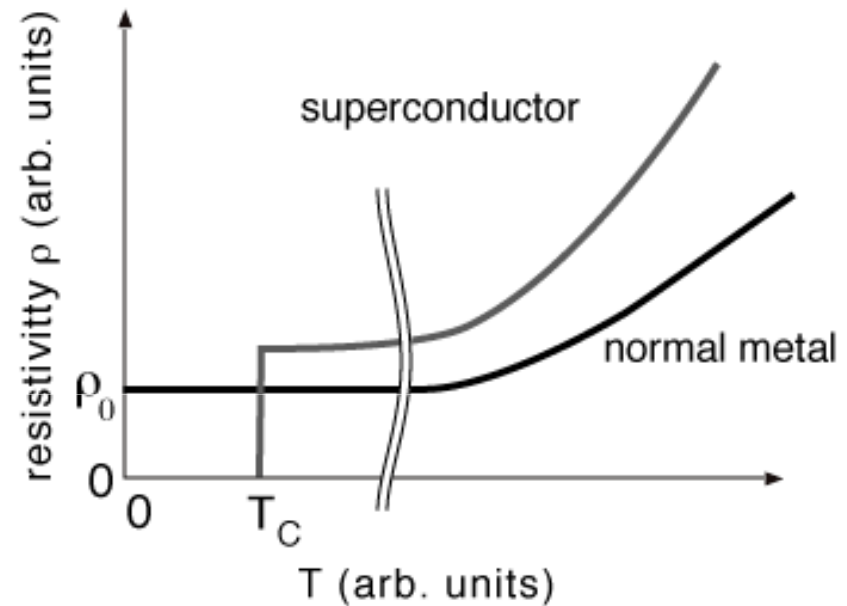
1 The Kondo effect in metals and in quantum dots



Corrente elétrica e resistividade.



A resistividade de um metal diminui à medida que a temperatura diminui.



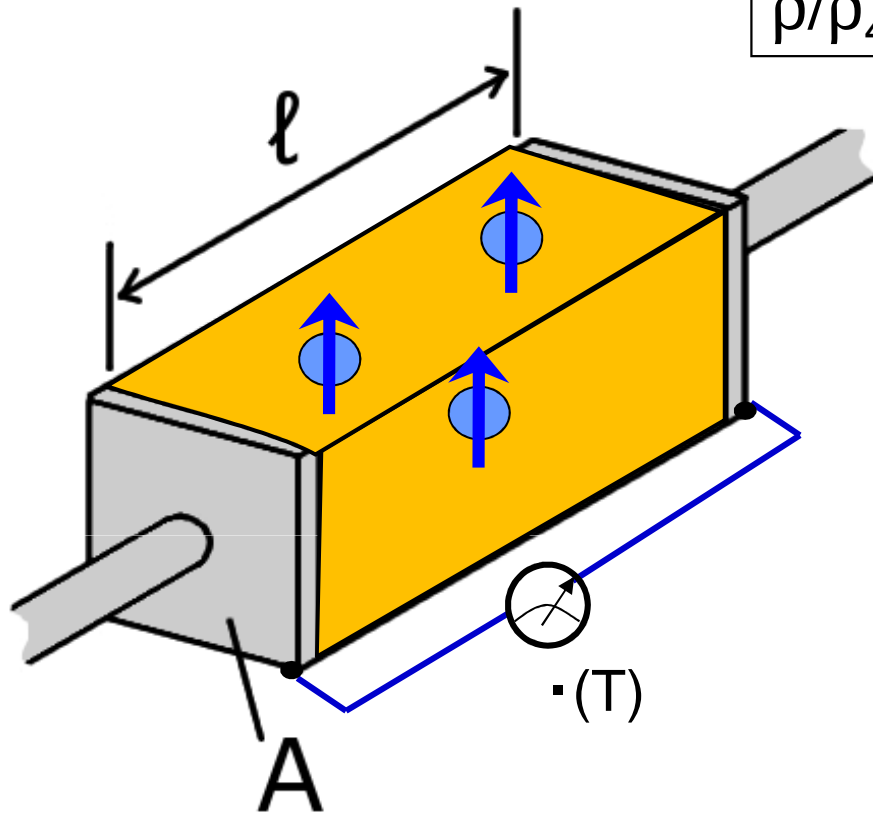
■ <http://users-phys.au.dk/philip/pictures/physicsfigures/node12.html>

$$\rho = R \frac{A}{l}$$

Em um material **supercondutor**, a resistividade é zero abaixo de uma determinada temperatura.

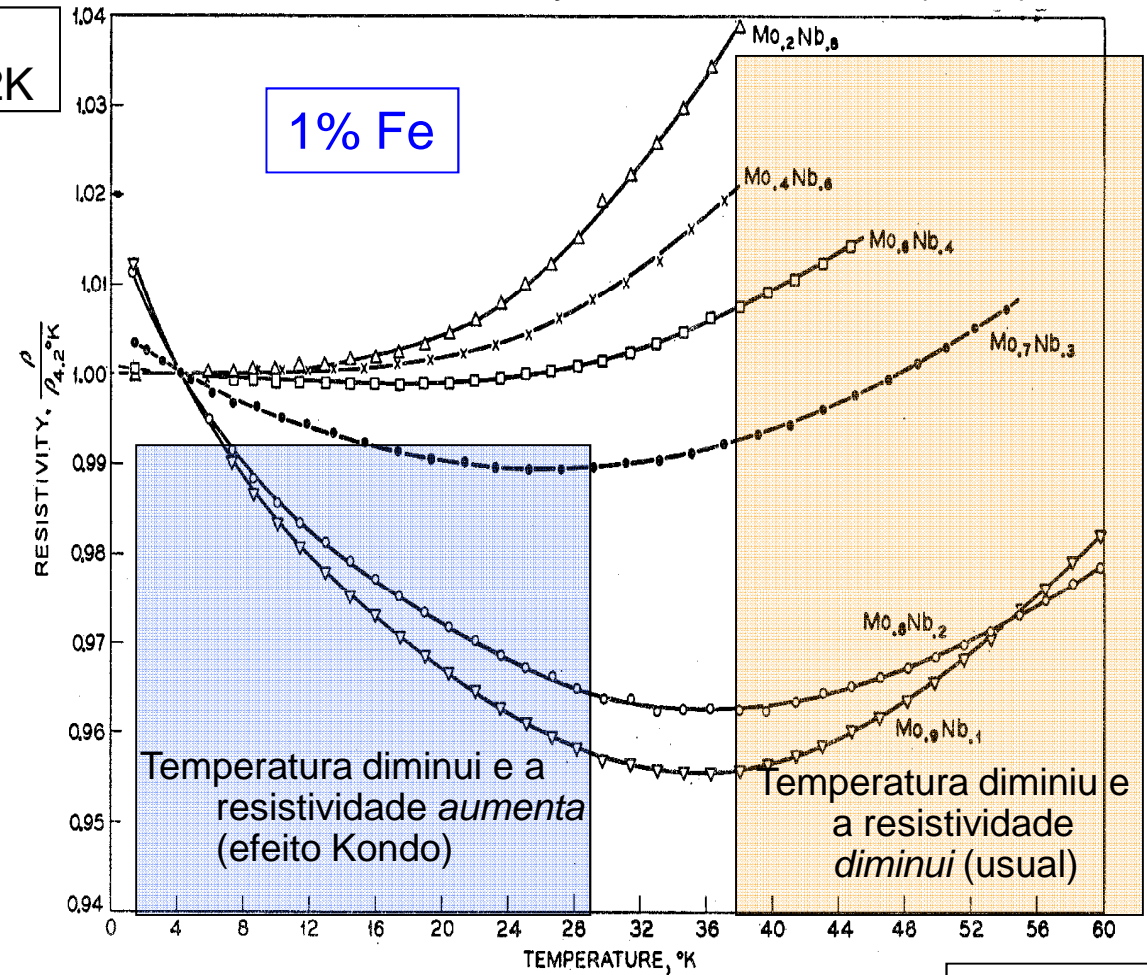
Neste caso, ele se transforma em um *condutor perfeito* e transmite energia sem perdas.

Efeito Kondo



$$\rho/\rho_{4.2K}$$

M.P. Sarachik *et al* Phys. Rev. **135** A1041 (1964).



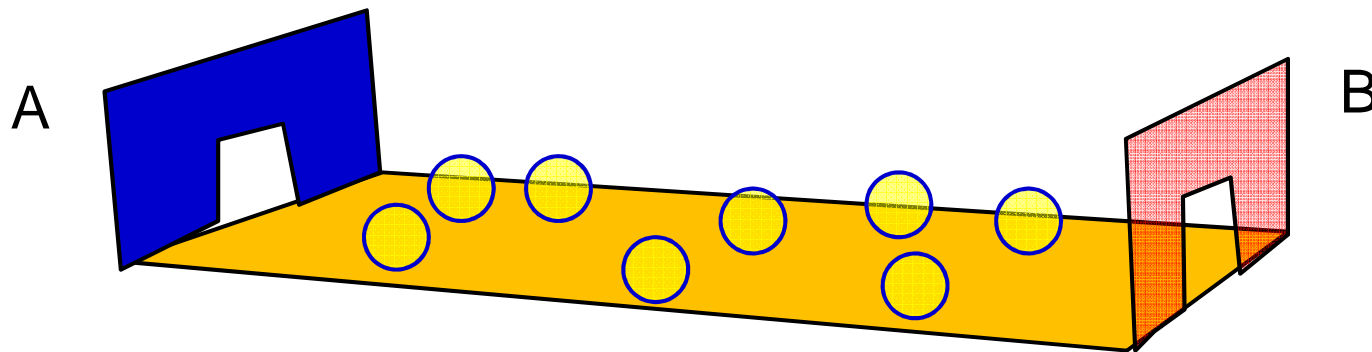
Quando impurezas magnéticas estão presentes em um metal, a corrente elétrica se comporta de uma maneira “misteriosa”.

T (°K)

Por que o efeito Kondo ocorre?

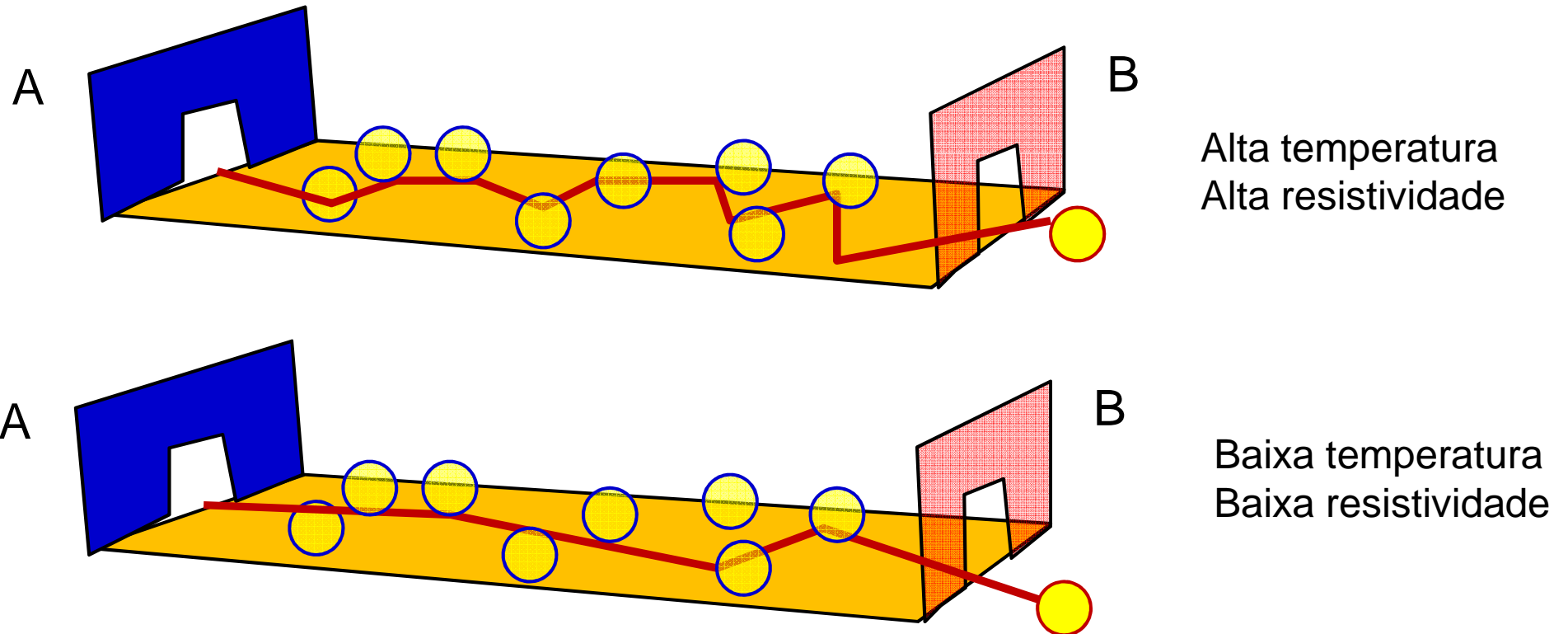
A “dança” dos elétrons

- Imagine um salão de dança com duas portas. Essa seria a analogia para o “metal”. Os elétrons seriam o “público no salão de dança”.
- A corrente elétrica pode ser imaginada como o fluxo de alguns elétrons da porta A para a porta B.
- A temperatura é medida pelo movimento médio dos elétrons no salão.



Por que o efeito Kondo ocorre?

- O caminho de um elétron da porta A para a porta B é mais difícil se a temperatura está “alta” (muito movimento no salão) já que o número médio de colisões será maior.



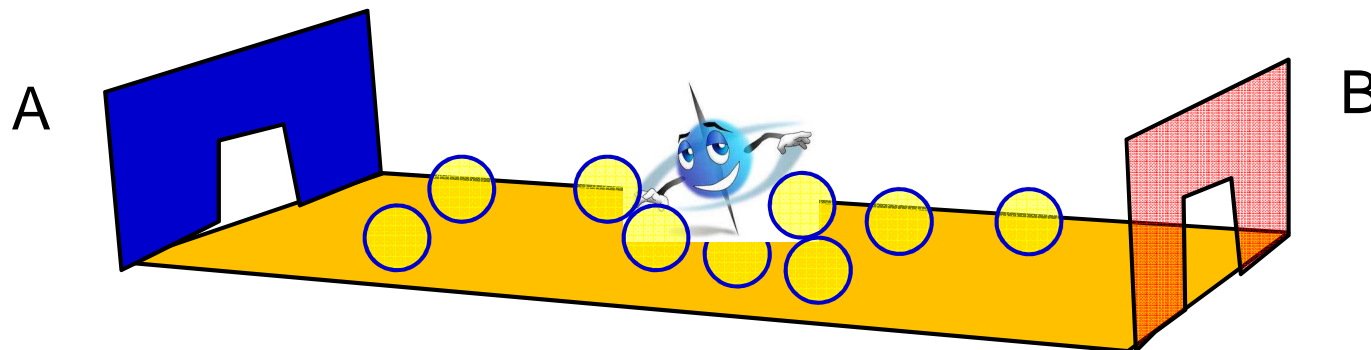
Por que o efeito Kondo ocorre?

Entra o “Spinor”: um átomo magnético no meio do salão.

- A situação muda quando há um átomo magnético no meio do salão, um exímio pé-de-valsa, girando no sentido horário ou anti-horário, alternadamente.
- Se a temperatura do salão estiver baixa, os elétrons se movendo pelo salão começam a notar essa “dança intrigante”. Caso contrário, a confusão e o agito no salão são tão grandes que “mascaram” a dança.

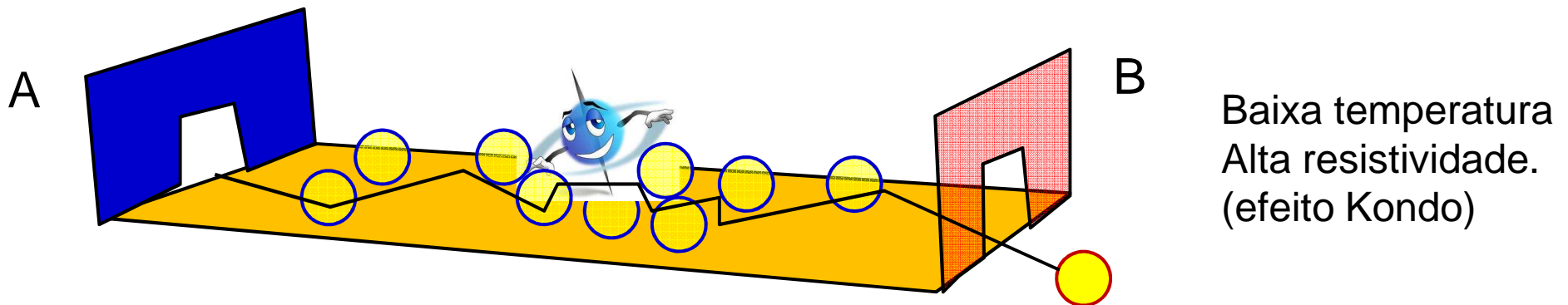


Spinor

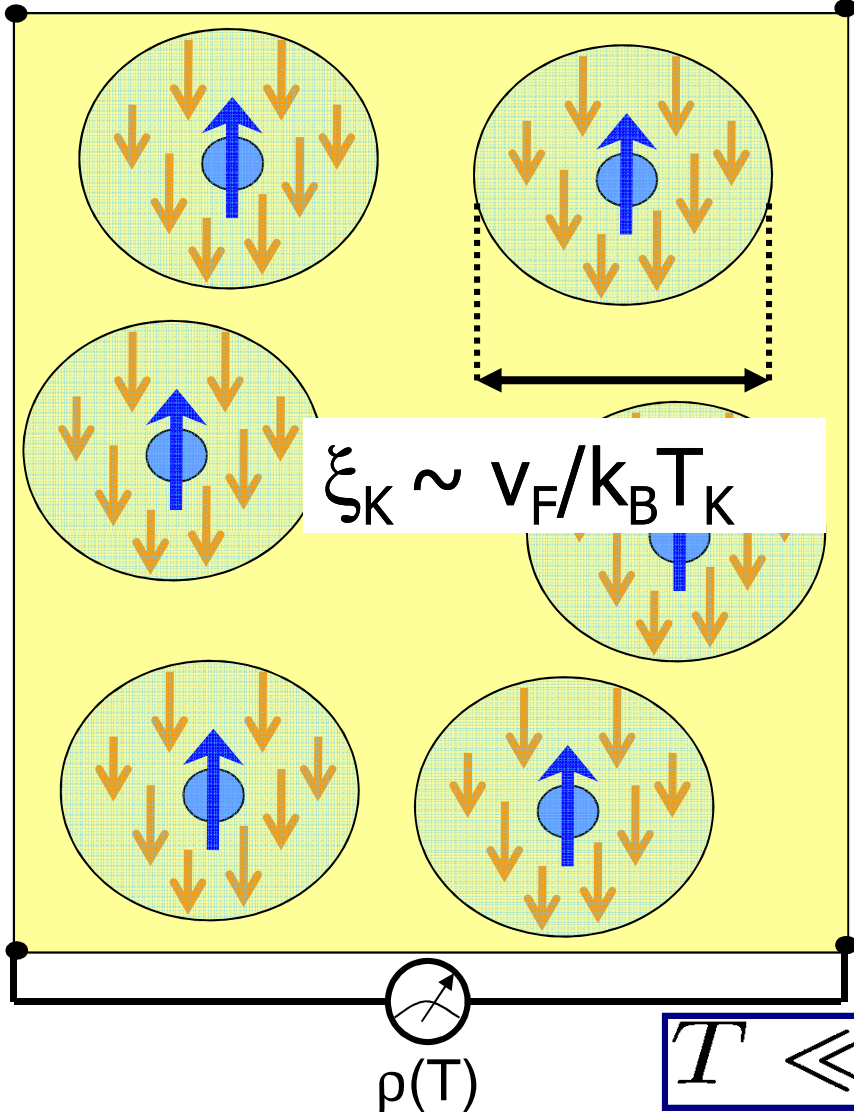


Por que o efeito Kondo ocorre?

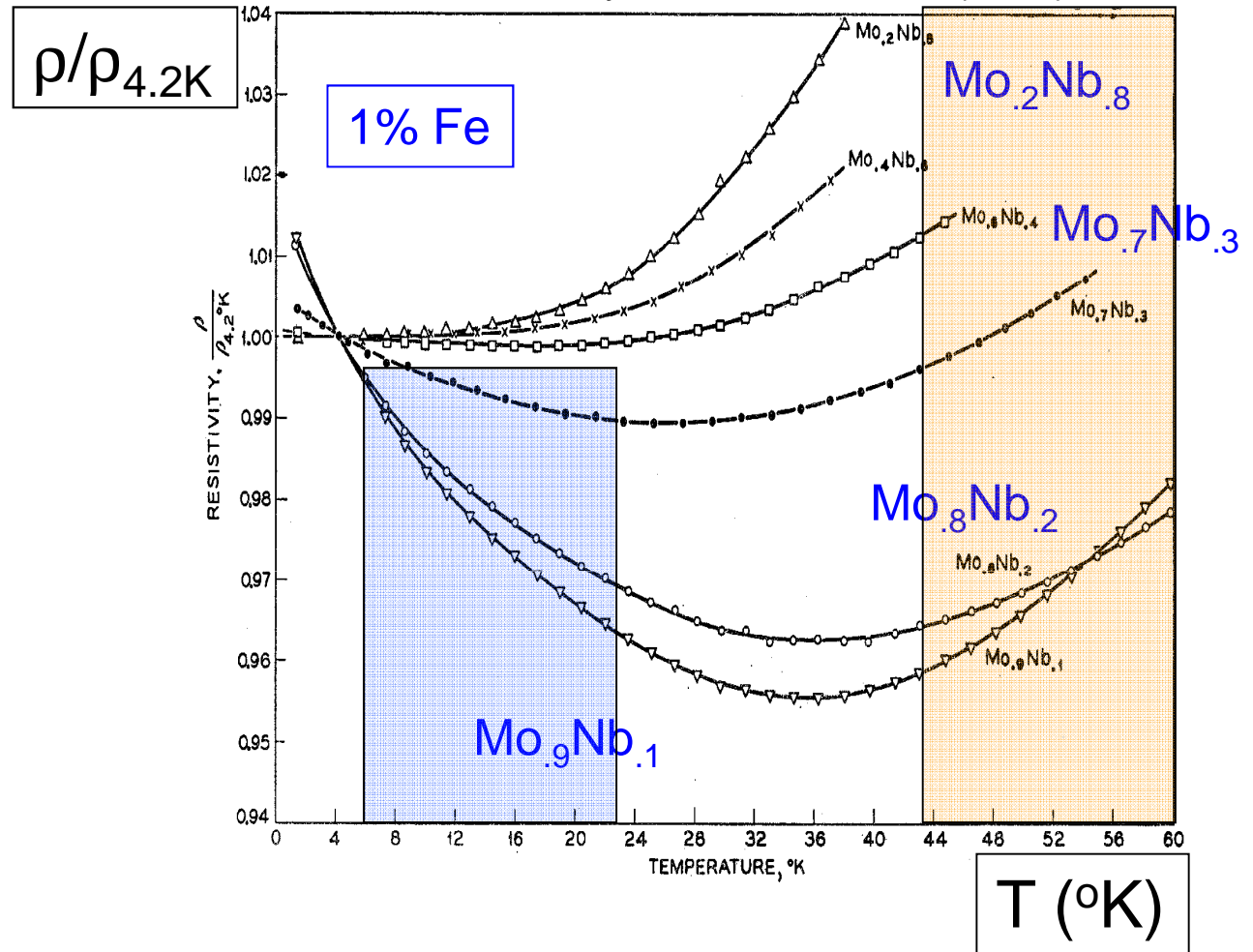
- À medida que a temperatura abaixa, os elétrons se sentem atraídos pela dança do Spinor e se aproximam para dançar junto, um de cada vez mas girando no sentido oposto ao Spinor. Os elétrons passam a, indiretamente, interagir entre si (=correlação!).
- Mesmo à temperaturas baixas, essa “dança” aumenta a resistividade: apesar de haver pouco movimento do salão, a “dança” com o Spinor acaba aumentando o tempo que os elétrons levam para ir da porta A para a porta B. Esse aumento de resistividade por conta de um movimento “correlacionado” dos elétrons é a manifestação do efeito Kondo.



Efeito Kondo



M.P. Sarachik et al Phys. Rev. **135** A1041 (1964).



Escala de energia característica:
 Temperatura atômica e resistividade
 Temperatura de Kondo (T_K)
 resistividade atômica (usual)

Modelo de Kondo no paradigma de Anderson.



1977

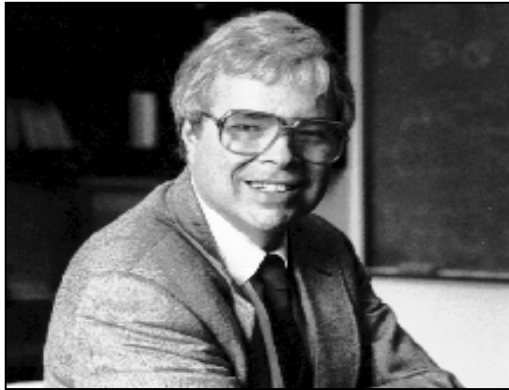
1) Tem que ser suficientemente **simples** para ser **solúvel (?)** (ou pelo menos compreensível)

Até os anos 60, não havia uma solução completa.

2) Tem que ser suficientemente **complexo** para ser interessante, na medida em que a sua complexidade contenha as características essenciais que simulem o comportamento observado no mundo real, preferencialmente algum aspecto que ainda não tenha sido explicado. **OK!**

Phillip W. Anderson, "More and Different: Notes from a Thoughtful Curmudgeon"

Grupo de Renormalização Numérico (NRG):



- Desenvolvido por Ken Wilson nos anos 70.
- Desenhado para tratar do “problema de Kondo” em sistemas de impurezas magnéticas em metais: Teoria de perturbação □ “divergências no infravermelho”.



1982

Kenneth G. Wilson –
Prêmio Nobel em
Física (1982)

“por sua teoria de
fenômenos críticos
em conexão com
transições de fase”

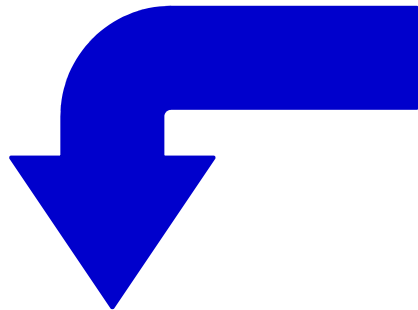
Elementos chave no procedimento de NRG:

1. **Separação logarítmica** de escalas de energia □
Mapeamento em um modelo de tight binding.
2. **“Amostragem seletiva”** do espaço de Hilbert:
mantém alguns estados, descartando outros.
3. **Solução numérica iterativa**: “fluxo” do GR revela a
Física de baixas energias.

Um exemplo mais recente: Os materiais topológicos

O Prêmio Nobel de Física de 2016

“Carga”



© Trinity Hall, Cambridge University, Photo: Kiloran Howard
David J. Thouless
Prize share: 1/2

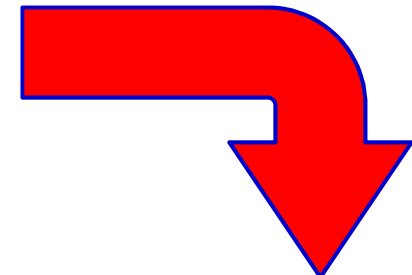


Photo: Princeton University, Comms. Office, D. Applewhite
F. Duncan M. Haldane
Prize share: 1/4



Ill: N. Elmehed. © Nobel Media 2016
J. Michael Kosterlitz
Prize share: 1/4

“Spin”



QHE, invariantes topológicos TKNN (Thouless)

Isolantes de Chern e teoria de bandas topológica (Haldane).

“pelas descobertas teóricas das transições de fase topológicas e as fases topológicas da matéria”.

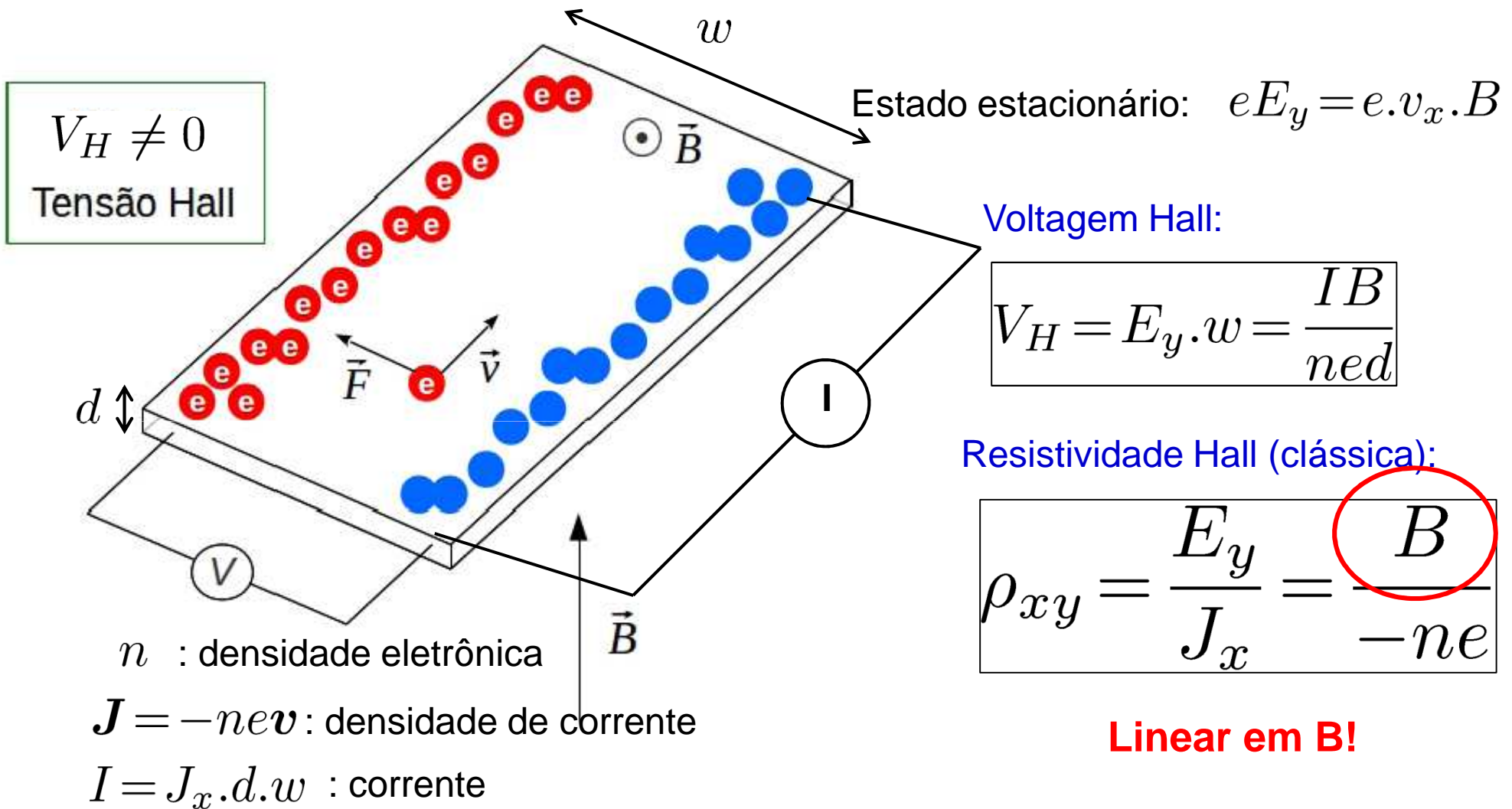
Excitações de vórtices no modelo XY (Kosterlitz, Thouless, Berezinskii).

Transição de Kosterlitz-Thouless em 2D.

Gap no modelo AKLT de cadeias de spin quânticas (Haldane).

O precursor: o efeito Hall quântico.

O efeito Hall clássico.



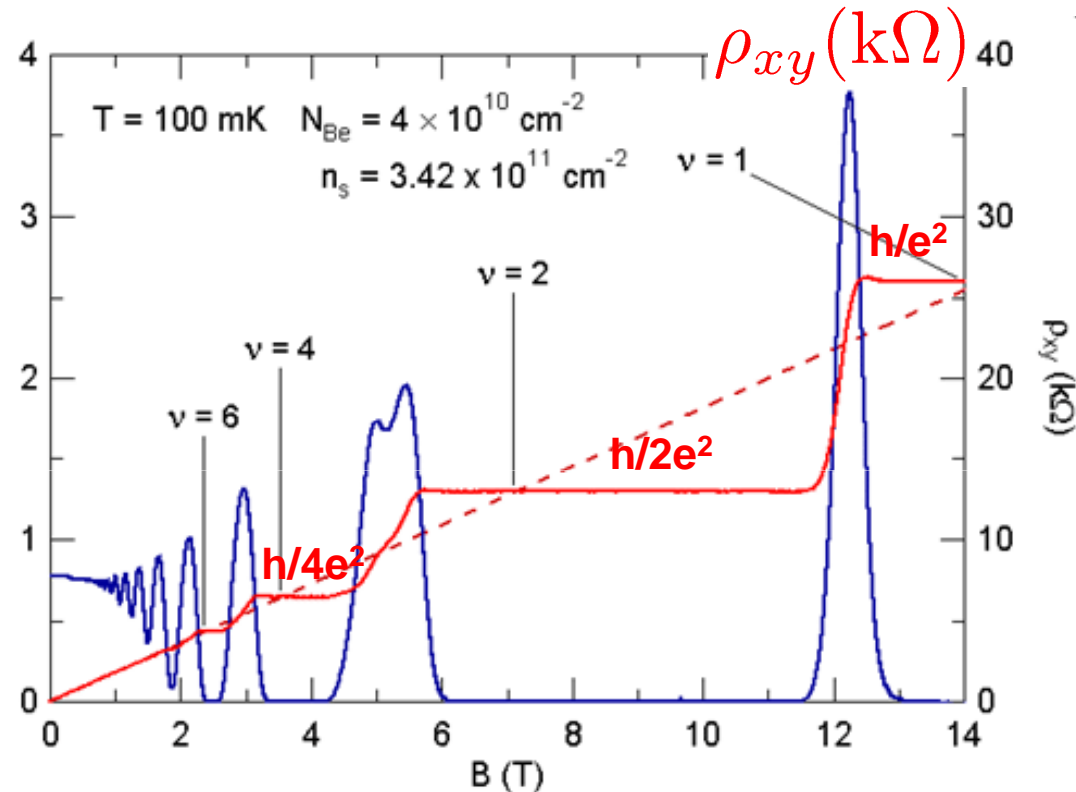
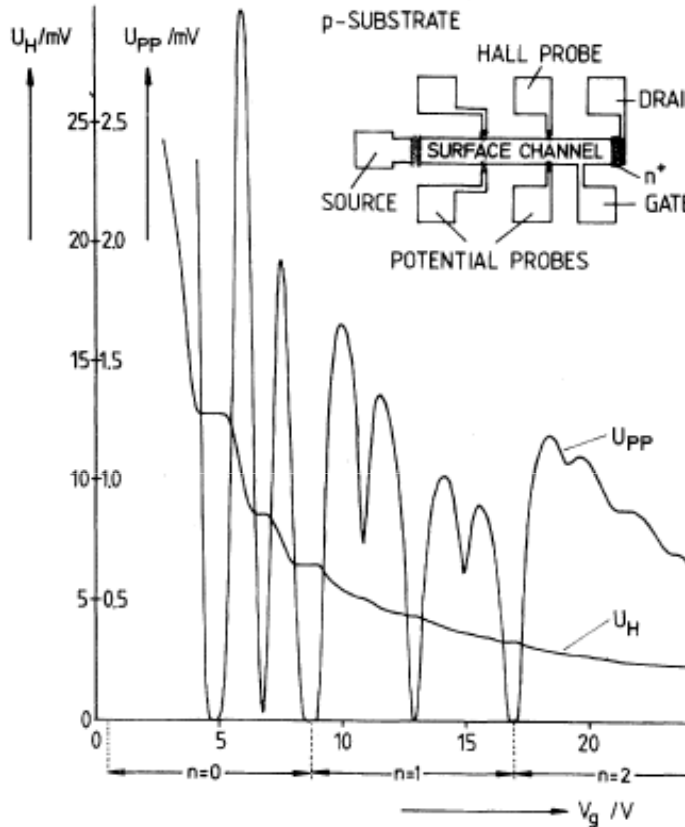
O efeito Hall quântico.



Klaus von Klitzing



1985



Plateaus em ρ_{xy} vs B!

K. v. Klitzing, G. Dorda, M. Pepper,
Phys. Rev. Lett. **45**, 494 (1980)

https://www3.physnet.uni-hamburg.de/institute/IAP/Group_N/e/semiconductors/semiconductors_print.html

O efeito Hall quântico.

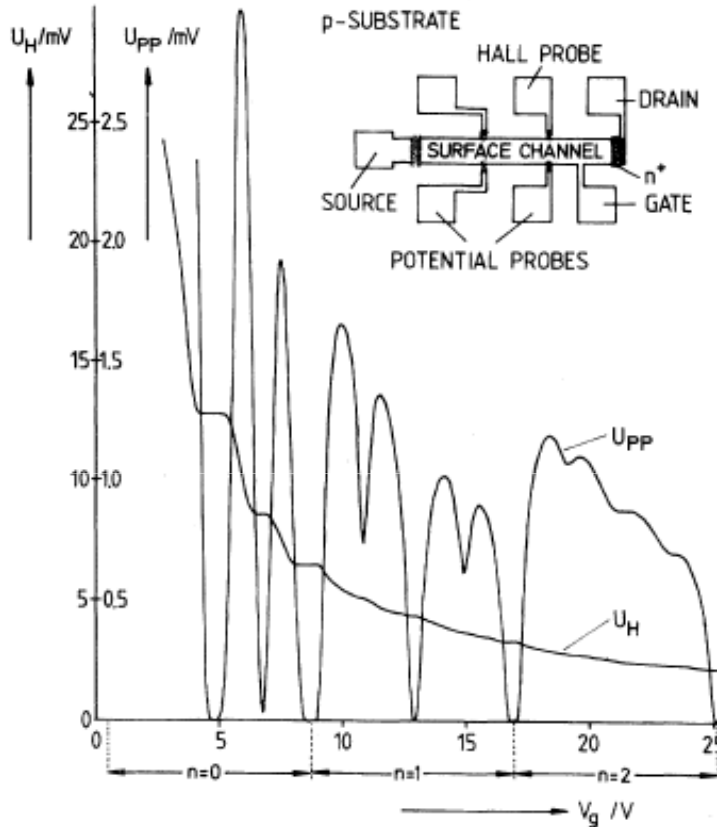
Séminaire Poincaré 2 (2004) 1 – 16



Klaus von Klitzing



1985



K. v. Klitzing, G. Dorda, M. Pepper,
Phys. Rev. Lett. **45**, 494 (1980)

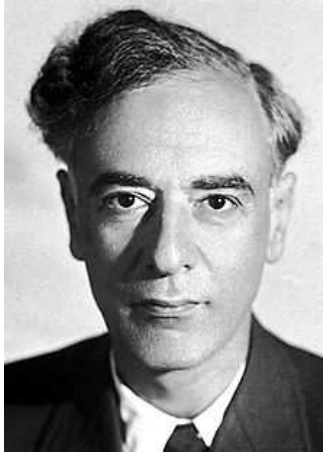
Notes 4./5.2.1980

Handwritten notes and diagrams related to the quantum Hall effect:

- Diagram of a rotating sample holder with labels: Hall, $qA(C)$, $qA(D)$, $qA(S)$, $4C(S)$, $4C(G)$, $4C(D)$, V_{30} .
- Diagram of pin connections with labels: E , S , D , $V_{30} = 5$.
- Equation: $E_H = R_H \cdot B \cdot j = \frac{1}{n \cdot e} \cdot B \cdot \frac{I}{b}$
- Equation: $U_H = \frac{B}{n \cdot e} \cdot I$
- Equation: $U_H = \frac{2 + t}{e \cdot e \cdot d} \cdot B \cdot I = \frac{h}{e^2} \cdot I$
- Equation: $N = \frac{eB}{2\pi k} \quad (g_s \cdot g_v = 1)$
- Equation: $\frac{e^2}{4\pi} \sqrt{\frac{1}{\epsilon_0}}$
- Equation: $\frac{h}{e^2} = \frac{2\pi \alpha}{e^2} \cdot \sqrt{\frac{1}{\epsilon_0}} \Rightarrow 25813 \text{ } \Omega$
- Text: "Josephson"

Níveis de Landau.

Elétrons em um campo magnético uniforme.



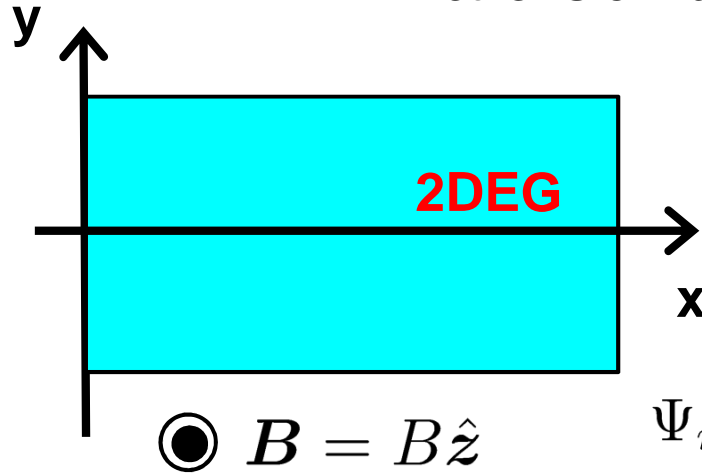
Lev Landau



1962

Landau and Lifshitz,
*Quantum Mechanics:
Non-Relativistic
Theory*

LD Landau *Z. Phys.* **64** 31-38 (1930)

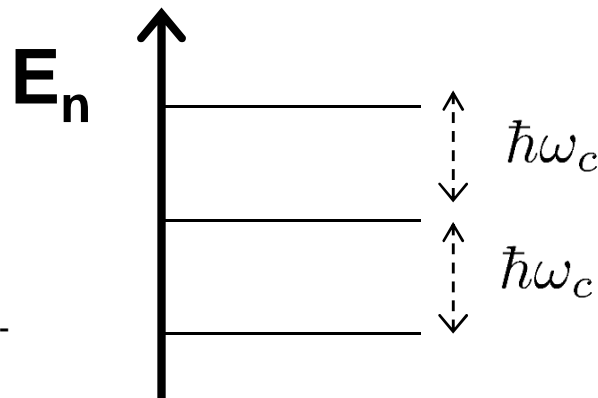


$$\left[\frac{1}{2m} (\mathbf{p} + e\mathbf{A})^2 \right] \Psi(\mathbf{r}) = E\Psi(\mathbf{r})$$

$$\mathbf{A} = -By\hat{x} \quad \text{Osc. Harmônico em } y:$$

$$\Psi_{n,k}(\mathbf{r}) = \frac{1}{\sqrt{L_x}} e^{ikx} u_n \left[\sqrt{\frac{m\omega_c}{\hbar}} (y - y_k) \right]$$

Soluções em x e y acopladas por: $y_k = \frac{\hbar k}{eB}$



$$E_n(k) = \left(n + \frac{1}{2} \right) \hbar\omega_c$$

$$\omega_c = \frac{eB}{m}$$

Estados de borda

D.R. Leadley, Warwick University 1997

<http://www.sp.phy.cam.ac.uk/research/fundamentals-of-low-dimensional-semiconductor-systems/lowD>

Datta, *Electronic Transport in Mesoscopic Systems*, Cambridge Press

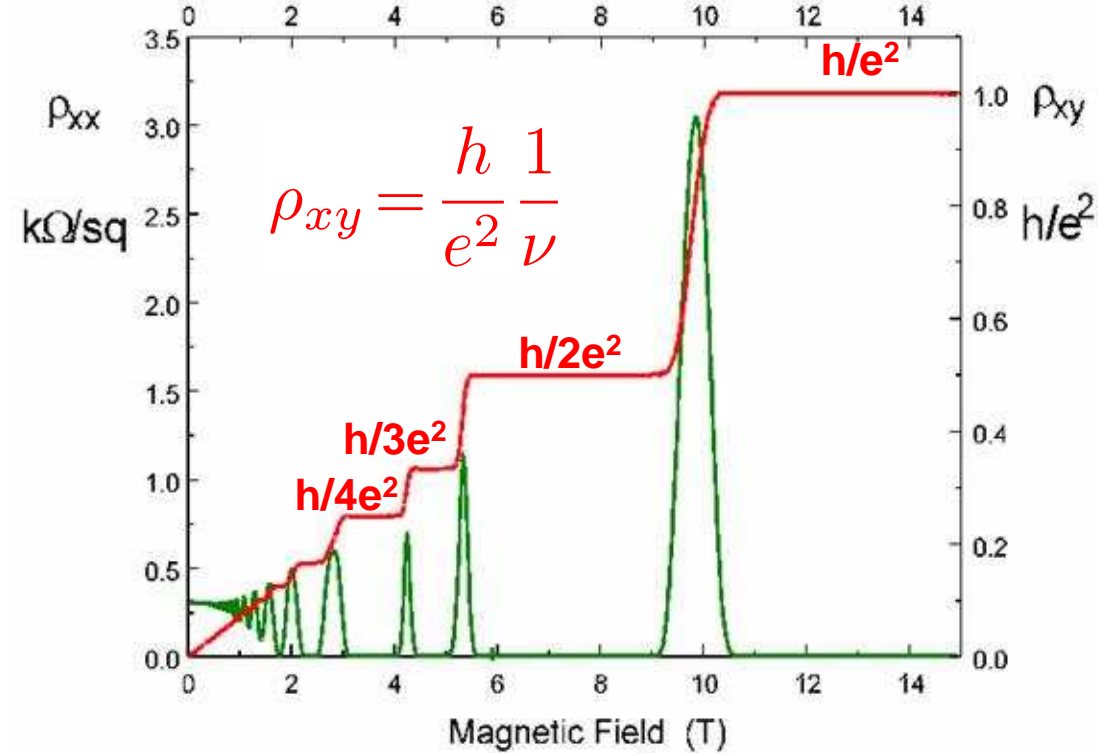
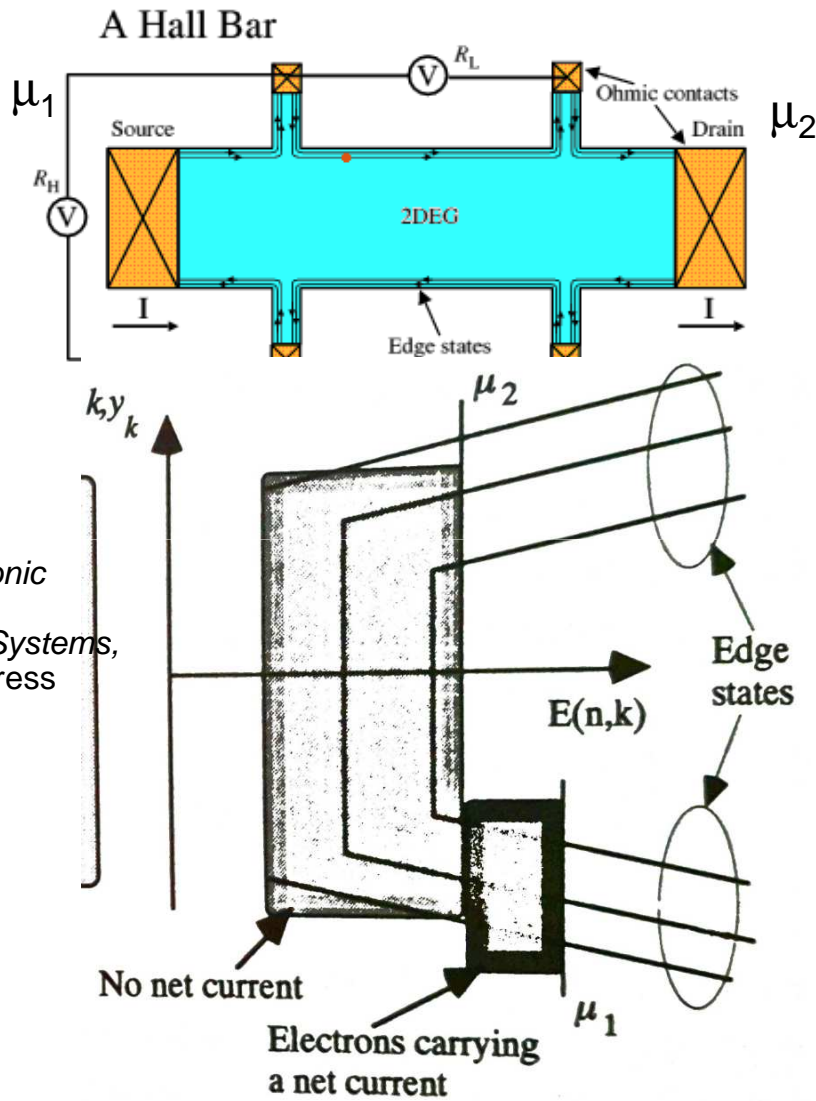
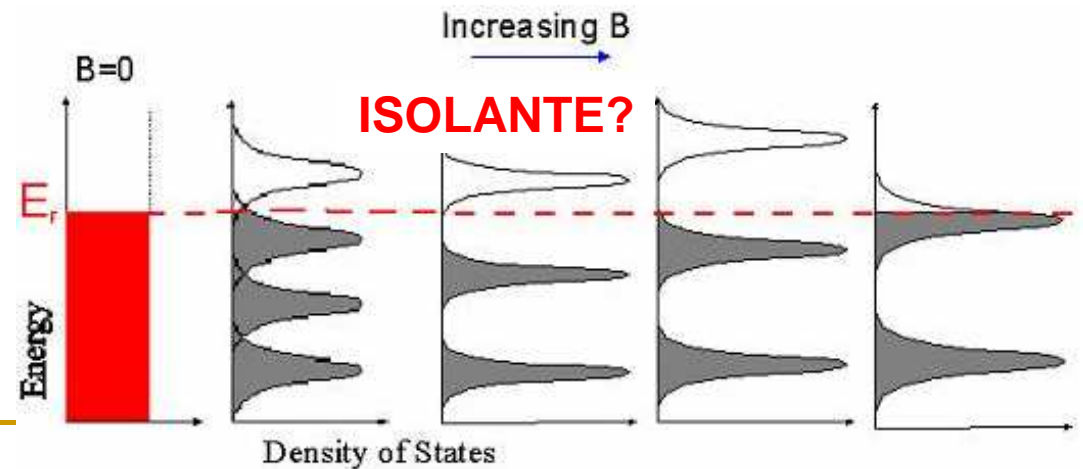
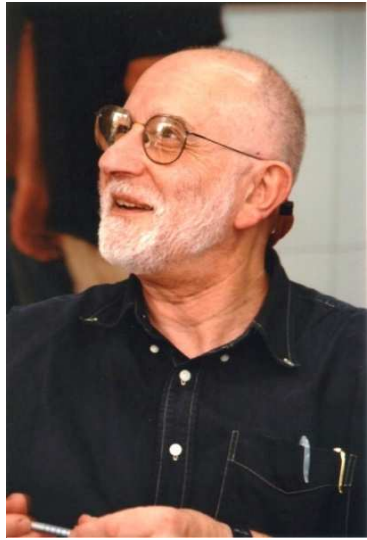


Fig 4: Red is the graph of hall resistance in units of h/e^2 versus magnetic field in tesla.



Potencial $V(y)$: estados de borda

Fase de Berry.



Sir Michael Berry

Consider the Hamiltonian:

$$H(\mathbf{k})|n, \mathbf{k}\rangle = E_n(\mathbf{k})|n, \mathbf{k}\rangle$$

Now, suppose that \mathbf{k} **changes slowly with time**:

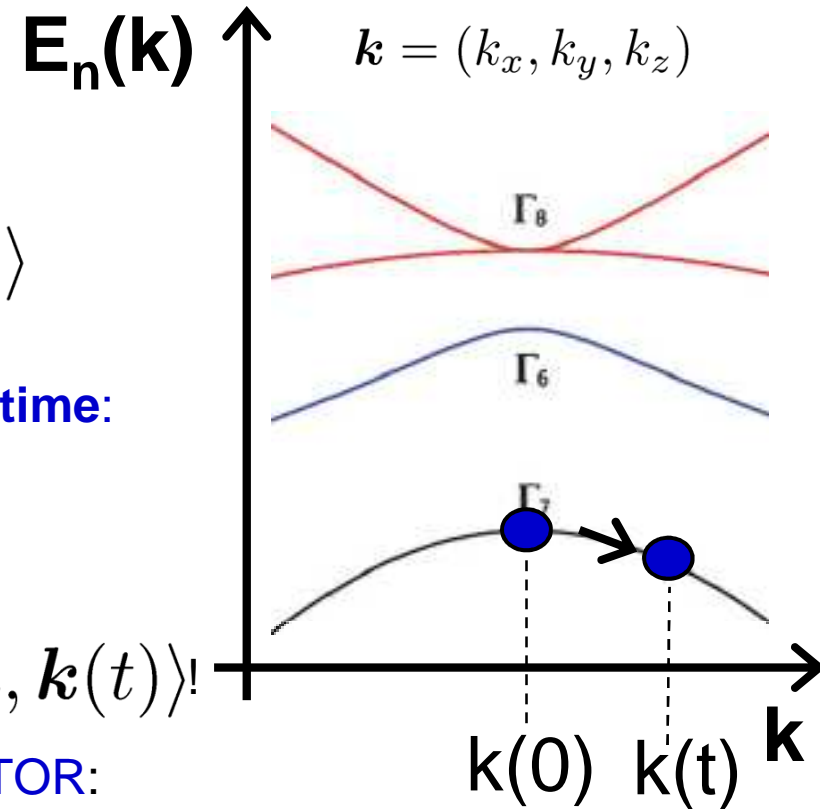
$$H[\mathbf{k}(t)]|n, t\rangle = i\hbar \frac{d}{dt}|n, t\rangle$$

Notice that $|n, t\rangle$ **IS NOT EQUAL** to $|n, \mathbf{k}(t)\rangle$!

In fact, they are related by a **PHASE FACTOR**:

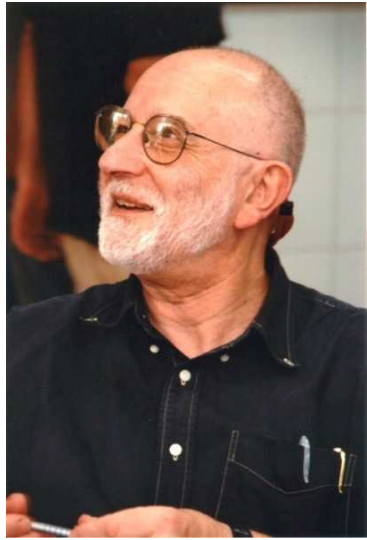
$$|n, t\rangle = \exp\left(\frac{i}{\hbar} \int_0^t L_n[\mathbf{k}(t')] dt'\right) |n, \mathbf{k}(t)\rangle$$

$$L_n[\mathbf{k}(t)] = i\hbar \frac{d\mathbf{k}(t)}{dt} \cdot \langle n, \mathbf{k}(t) | \nabla_{\mathbf{k}} |n, \mathbf{k}(t)\rangle - E_n[\mathbf{k}(t)]$$



M. V. Berry,
Proc. R. Soc. London
392, 45 (1984)

Fase de Berry.



Sir Michael Berry

We can write as

$$|n, t\rangle = e^{i\gamma_n} e^{-\frac{i}{\hbar} \int_0^t E_n[\mathbf{k}(t')] dt'} |n, \mathbf{k}(t)\rangle$$

The first term is a **GEOMETRICAL PHASE FACTOR**

$$\gamma_n \equiv i \int_C \langle n, \mathbf{k} | \nabla_{\mathbf{k}} | n, \mathbf{k} \rangle \cdot d\mathbf{k}$$

We define the **“BERRY VECTOR POTENTIAL”**:

$$\mathbf{A}_n(\mathbf{k}) \equiv i \langle n, \mathbf{k} | \nabla_{\mathbf{k}} | n, \mathbf{k} \rangle$$

Such that, if $\mathbf{k}(t)=\mathbf{k}(0)$ (closed path):

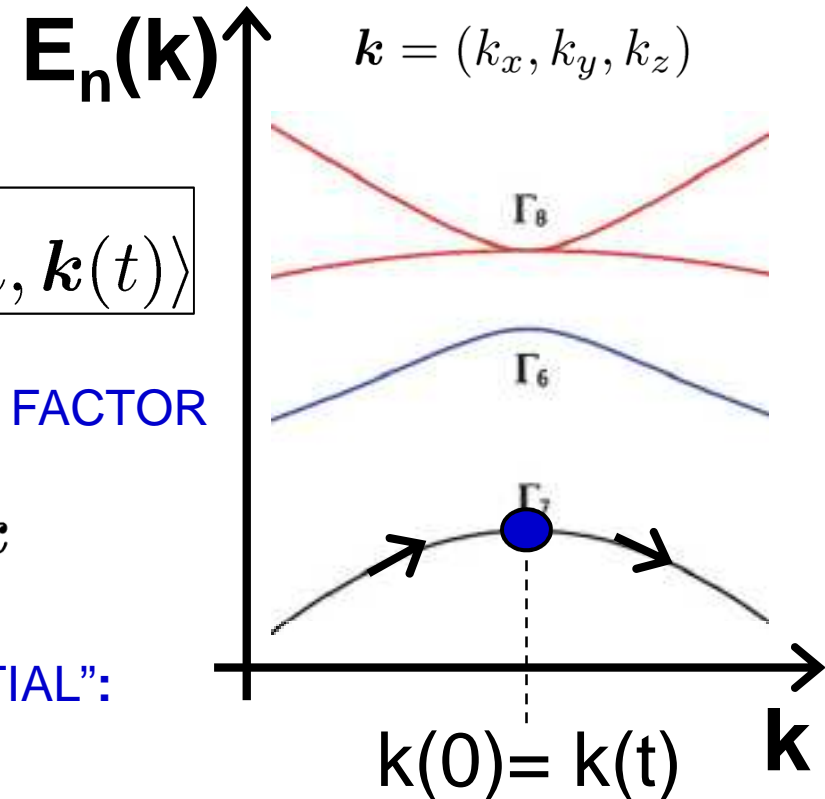
$$\gamma_n = \oint_C \mathbf{A}_n(\mathbf{k}) \cdot d\mathbf{k}$$

BERRY PHASE

“BERRY CURVATURE”:

$$\boldsymbol{\Omega}_n(\mathbf{k}) \equiv \nabla_{\mathbf{k}} \times \mathbf{A}_n(\mathbf{k}) \Rightarrow$$

$$\gamma_n = \iint_S \boldsymbol{\Omega}_n(\mathbf{k}) \cdot d\mathbf{S}$$



Invariante TKNN (1982)

The Hall conductivity is proportional to a **Chern number** (Berry-phase-like)

$$\sigma_{xy} = \frac{e^2}{h} \sum_{n < N_F} \frac{1}{2\pi} \iint_{\text{BZ}} \boldsymbol{\Omega}_n(\mathbf{k}) \cdot d\mathbf{k} \equiv \nu \frac{e^2}{h}$$

Thouless, Kohmoto, Nightingale, den Nijs, *Phys. Rev. Lett.* **49**, 405 (1982)

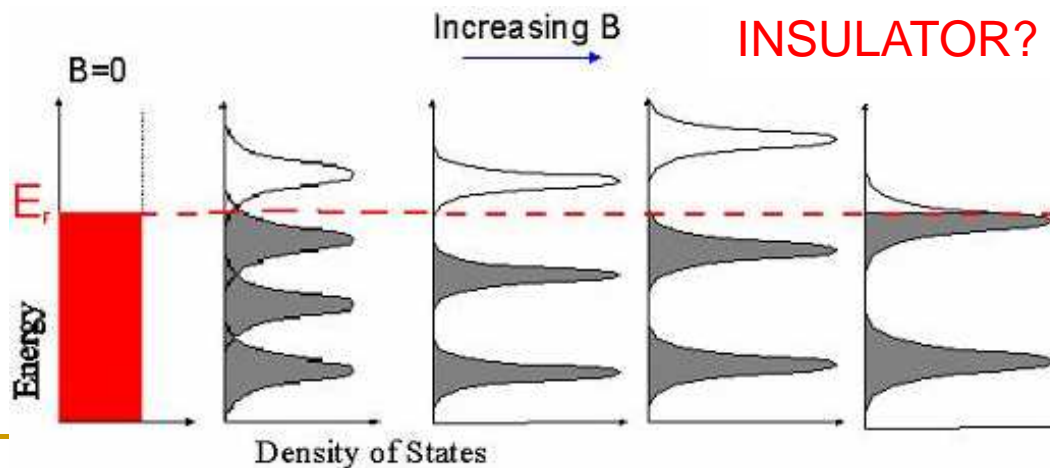


David Thouless



2016

- System is periodic (BZ is a torus in k-space)
- There is an uniform magnetic field in the system.
- Fermi energy lies in a gap with N_F filled bands.



INSULATOR? CONDUCTOR? Neither?

$\nu = 0, 1, 2, \dots$: **filling factor**.
Depends only on the **topology** of the BZ states.

Invariante TKNN (1982)

The Hall conductivity is proportional to a **Chern number** (Berry-phase-like)

$$\sigma_{xy} = \frac{e^2}{h} \sum_{n < N_F} \frac{1}{2\pi} \iint_{\text{BZ}} \boldsymbol{\Omega}_n(\mathbf{k}) \cdot d\mathbf{k} \equiv \nu \frac{e^2}{h}$$

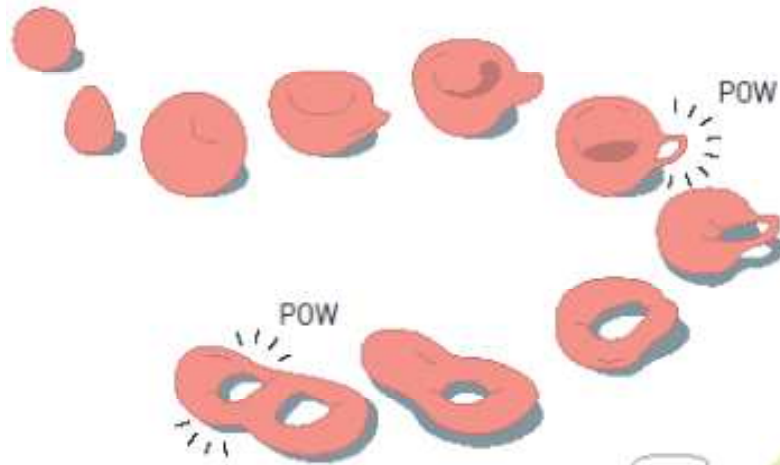
Thouless, Kohmoto, Nightingale, den Nijs, *Phys. Rev. Lett.* **49**, 405 (1982)



David Thouless



2016



nobelprize.org

$\nu = 0, 1, 2, \dots$: **filling factor**.
Depends only on the **topology** of the BZ states.

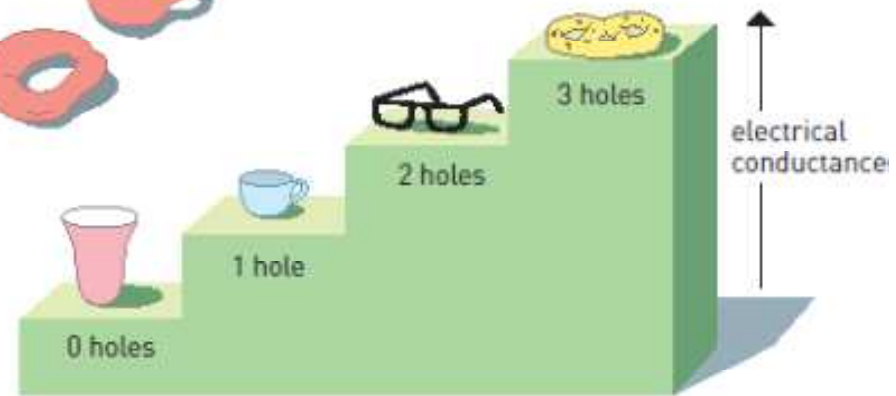
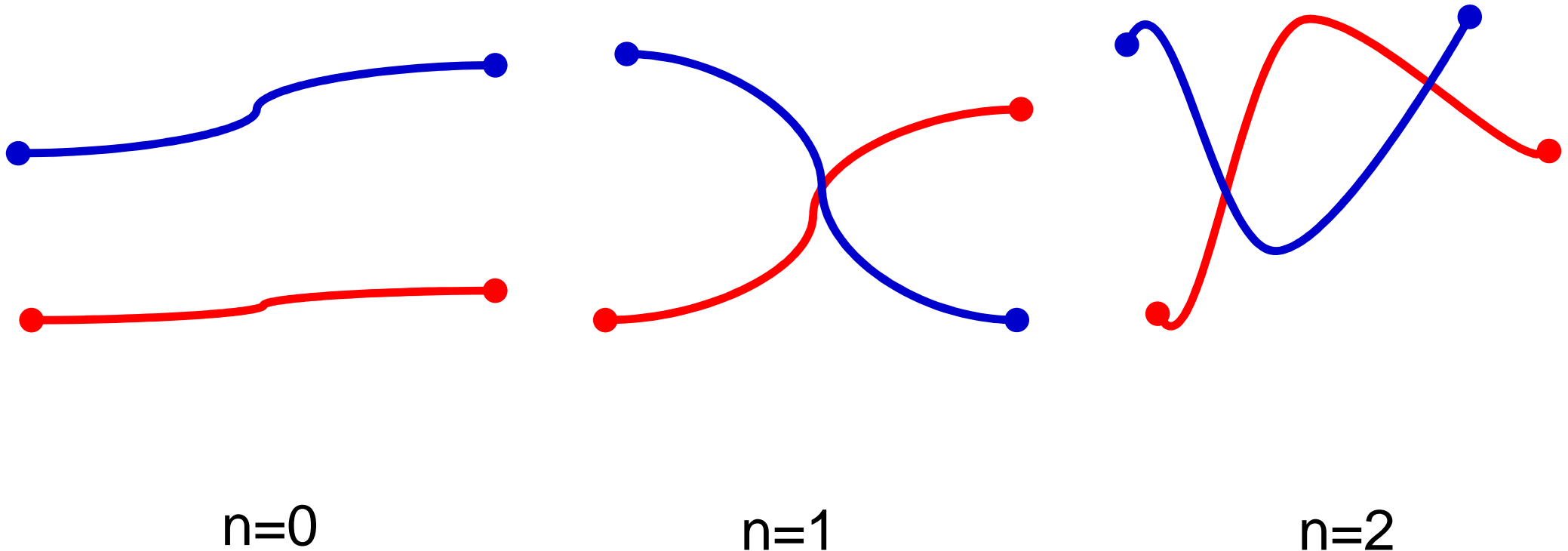


Illustration: ©Johan Jarnestad/The Royal Swedish Academy of Sciences

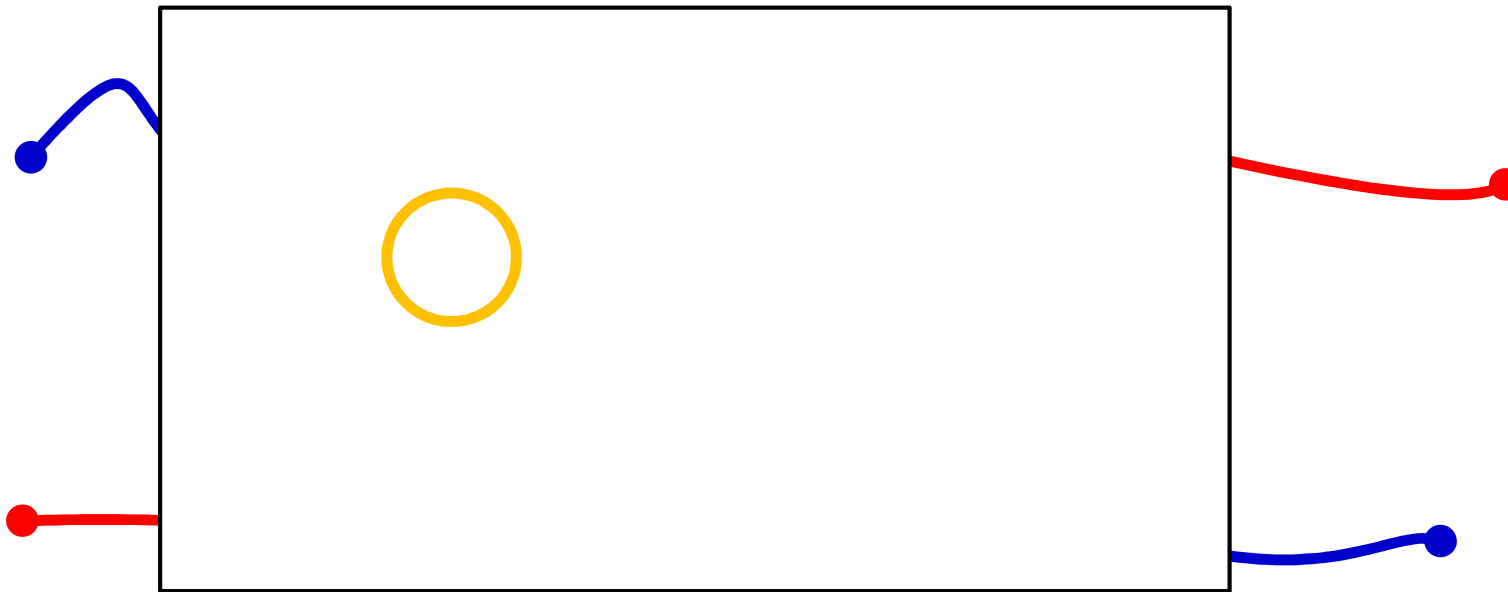
Exemplo de invariante topológico em 2D.

n : número de cruzamentos



Contando os cruzamentos.

Pergunta: quantos cruzamentos temos na região coberta?

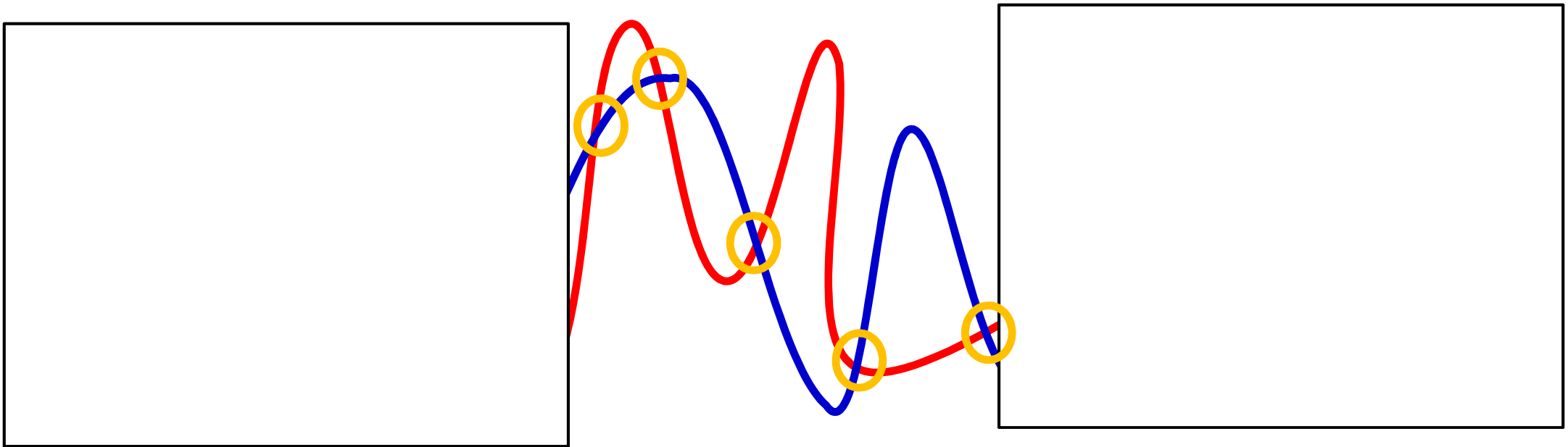


Há inversão nas cores \Rightarrow Número ímpar de cruzamentos

R: $n=1, 3, 5, \dots$

Contando os cruzamentos.

Pergunta: as cordas na região da *direita* estão (i) na mesma ordem ou (ii) invertidas em relação à região *esquerda*?



$n=5 \Rightarrow$ Inversão

R: **Estão invertidas.**

Os (novos) Isolantes Topológicos.

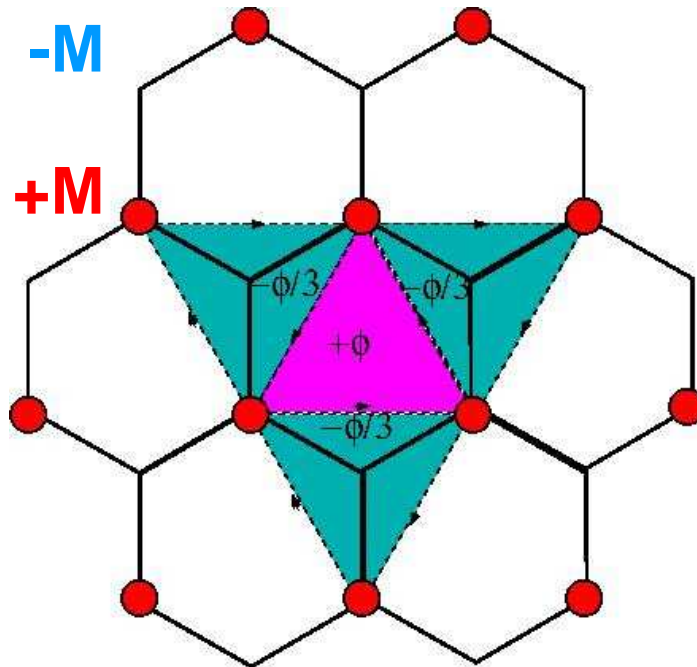
“Efeito Hall” sem campo magnético? (1988)



Duncan Haldane



2016



Spinless fermions in a Graphene-like lattice model (two triangular sublattices)

Each sublattice has a different “mass term”: **Inversion symmetry breaking.**

Space-varying $\mathbf{B}(r)$ with **ZERO NET FLUX**: **Time reversal symmetry breaking.**

F.D.M. Haldane,
Phys. Rev. Lett. **61**, 2015 (1988)

$$\hat{H}_{\text{Haldane}} = -t_1 \sum_{\langle i,j \rangle} c_i^\dagger c_j - t_2 \sum_{\langle\langle i,j \rangle\rangle} e^{i\phi_{ij}} c_i^\dagger c_j + M \sum_i \epsilon_i c_i^\dagger c_i$$

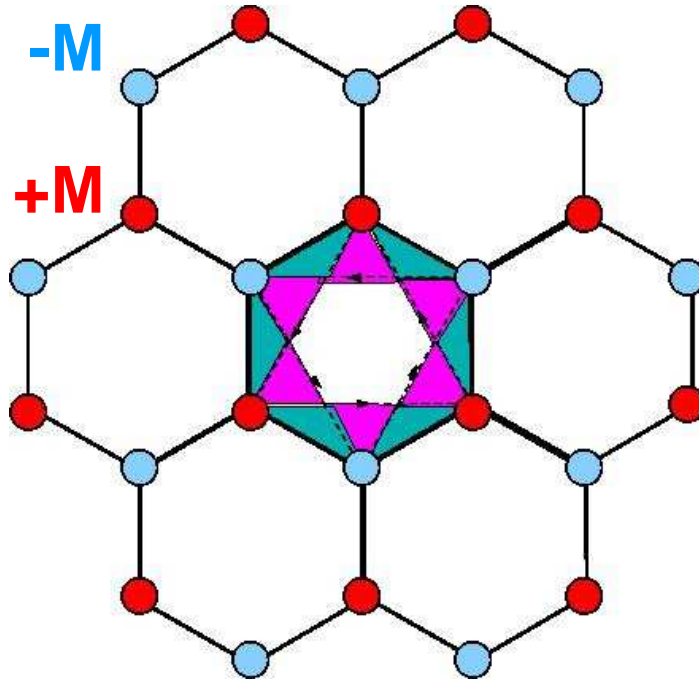
“Efeito Hall” sem campo magnético? (1988)



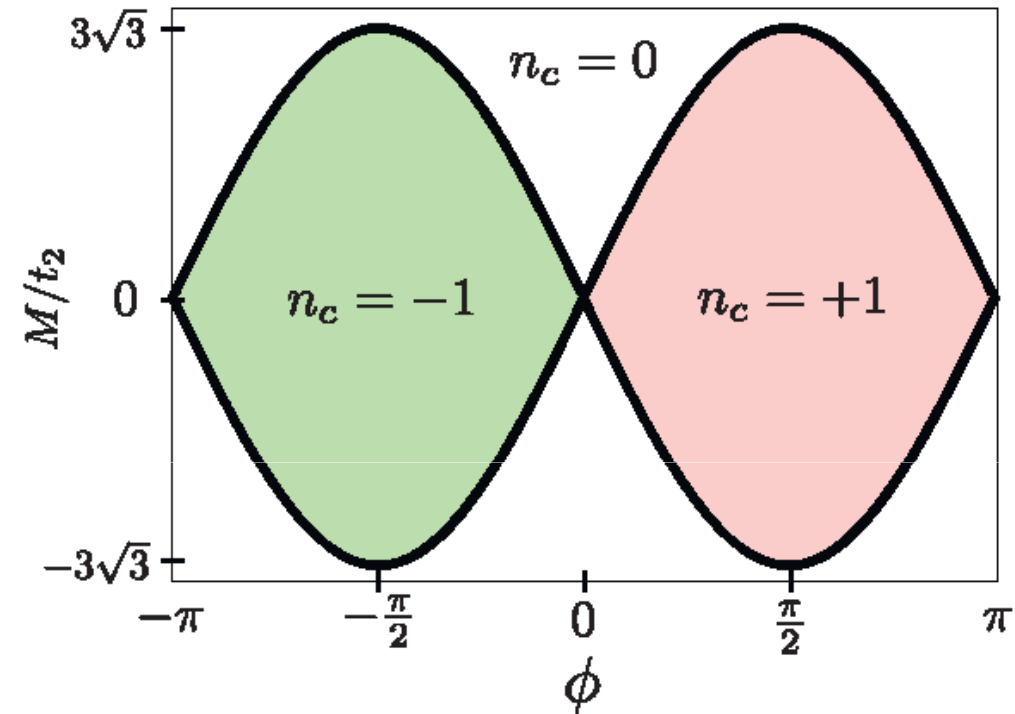
Duncan Haldane



2016



Gap: $\bar{M}_{\pm} = \pm M - 3\sqrt{3}t_2 \sin \phi$



F.D.M. Haldane,
Phys. Rev. Lett. **61**, 2015 (1988)

Hall conductance also given by a
Chern number:

$$n_c = \frac{1}{2} \text{sgn}(\bar{M}_+) + \text{sgn}(\bar{M}_-)$$

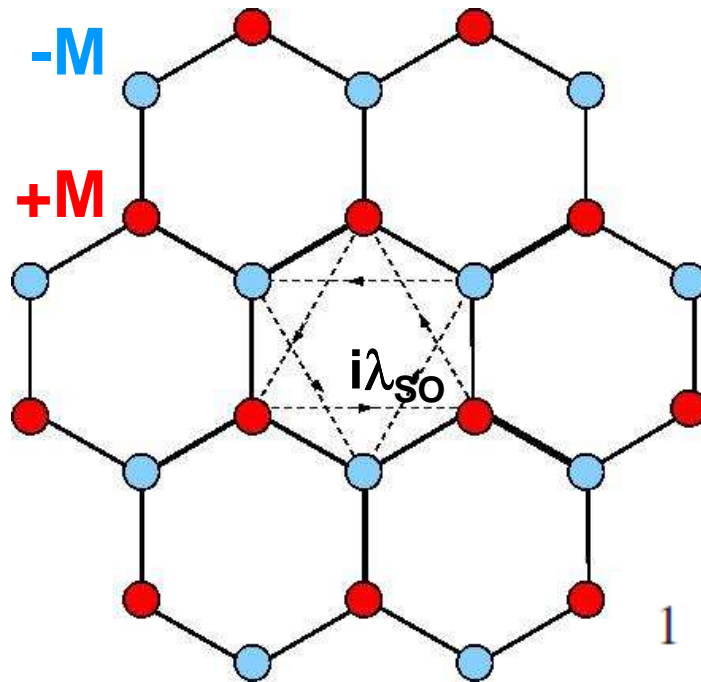
$$\sigma_{xy} = n_c \frac{e^2}{h}$$

$n_c = \pm 1$: **Topological phases**

O efeito Hall quântico de spin (2005)



Charles Kane



Gap: $|6\sqrt{3}\lambda_{SO} - 2M|$

Topological phase: $M < 3\sqrt{3}\lambda_{SO}$

Chern number $n_s = \text{sgn}(s\lambda_{SO})$

Z_2 invariant $\nu = \frac{1}{2}(n_{\uparrow} - n_{\downarrow}) = \pm 1$

New ingredients:

- Particles with spin s .

- Spin-Orbit coupling λ_{SO}

(TRS preserved)

- Assuming no Rashba SO.

Spin-polarized
Edge states

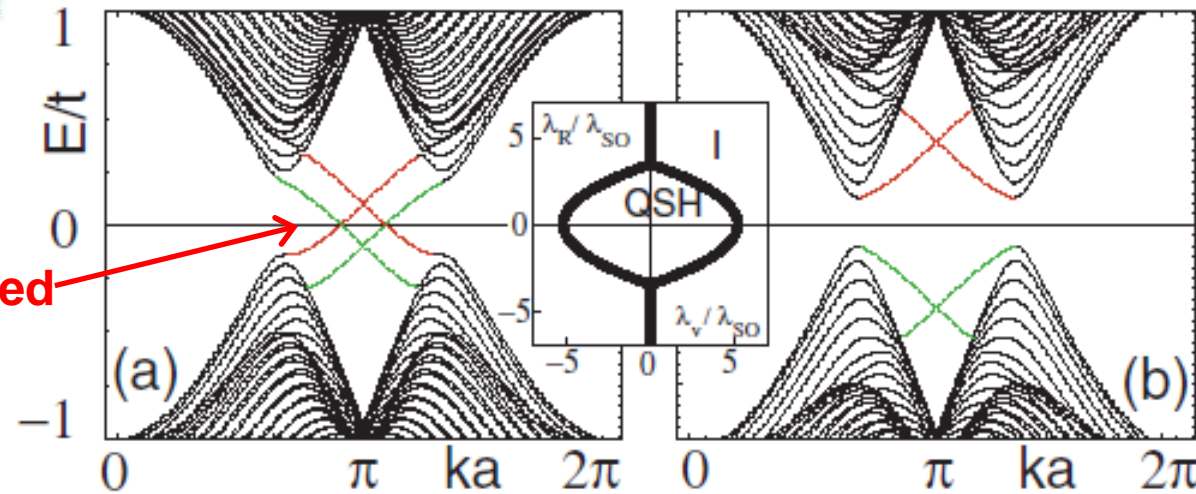
C. L. Kane, E. J. Mele

Phys. Rev. Lett. **95**, 146802 (2005)

Phys. Rev. Lett. **95**, 226801 (2005).

Topological

Non-Topological

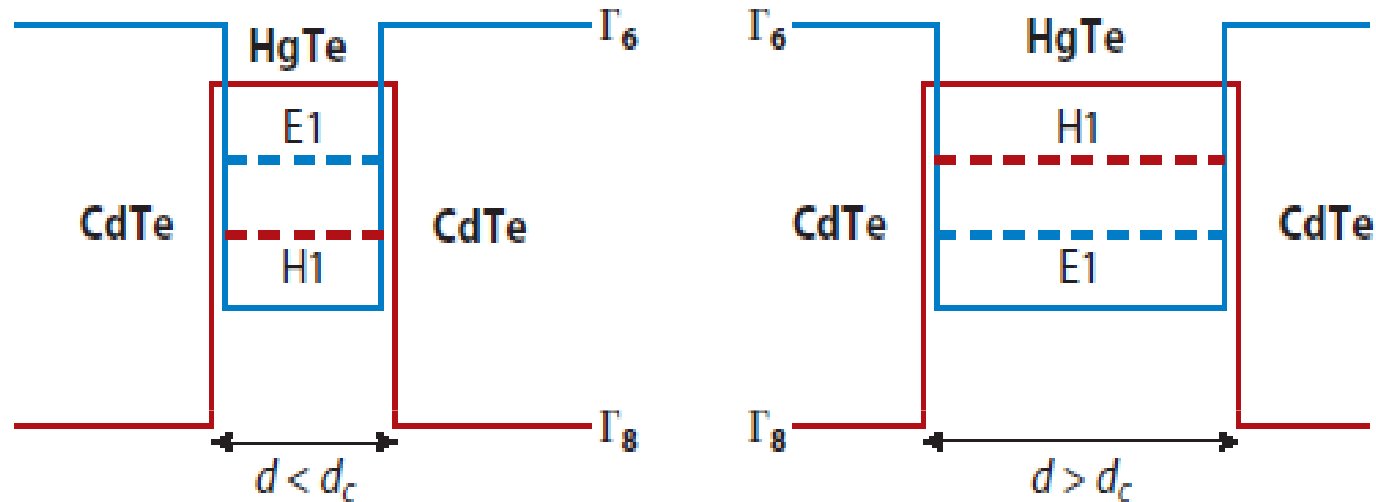


Como medir o EHQS? Teoria (2006)



Shoucheng Zhang

HgTe quantum wells: “inverted” band structure.



Gap: $|E_{E1} - E_{H1}| \equiv |M|$

Chern number
(topological invariant)

$$n_s = \text{sgn}(M)$$

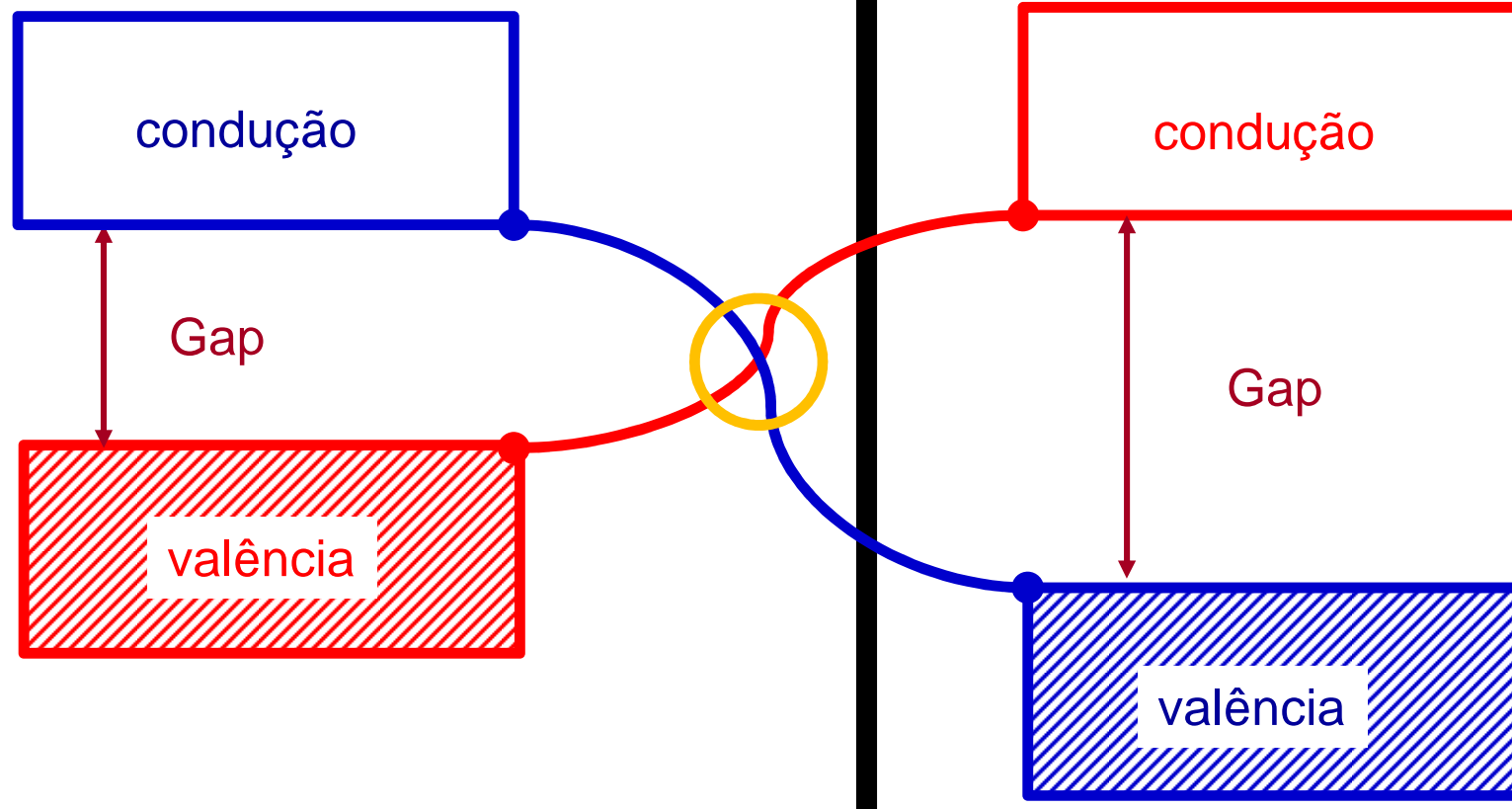


Andrei Bernevig

Isolante topológico vs Isolante comum.

Isolante topológico (“Invertido”)

Isolante comum (=vácuo)

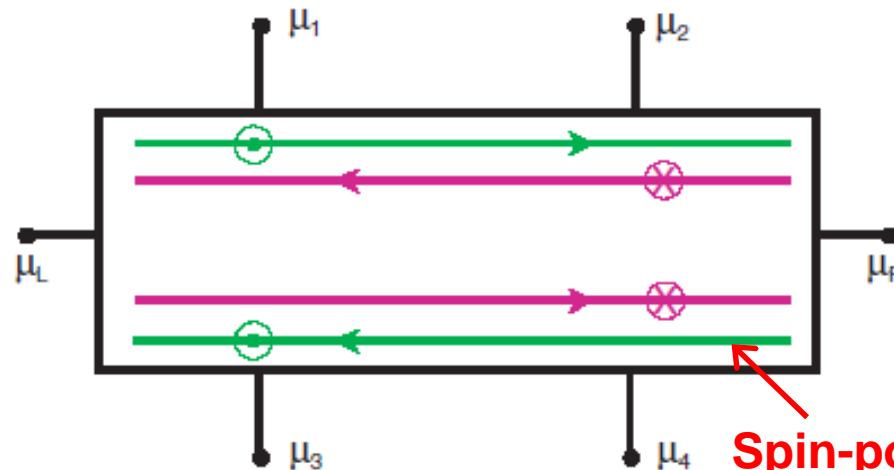


“Cruzamento” = estados metálicos na interface!

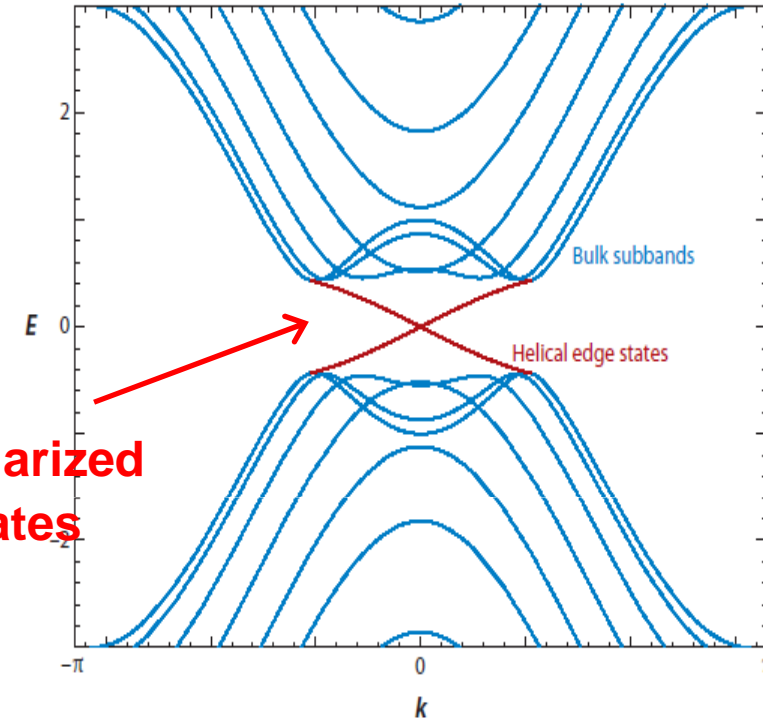
Como medir o EHQS? Teoria (2006)



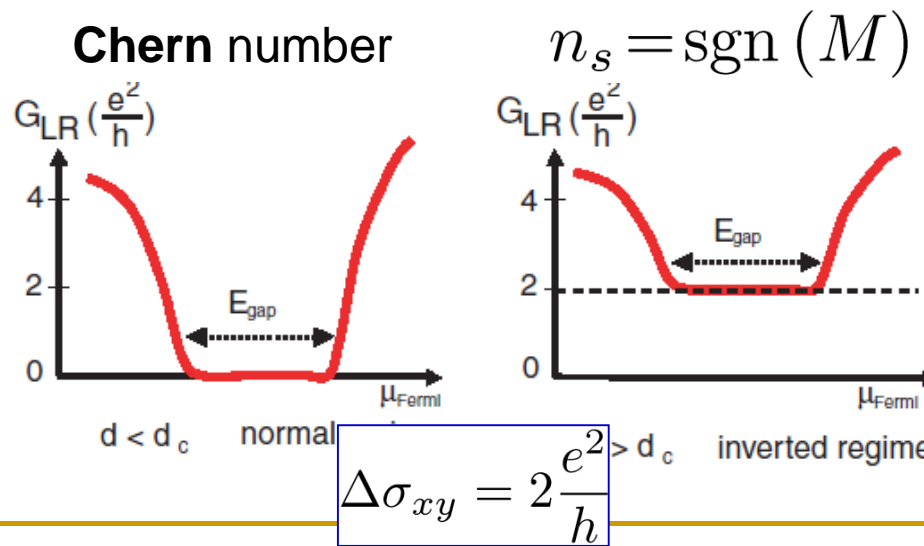
Shoucheng Zhang



Spin-polarized Edge states



Andrei Bernevig



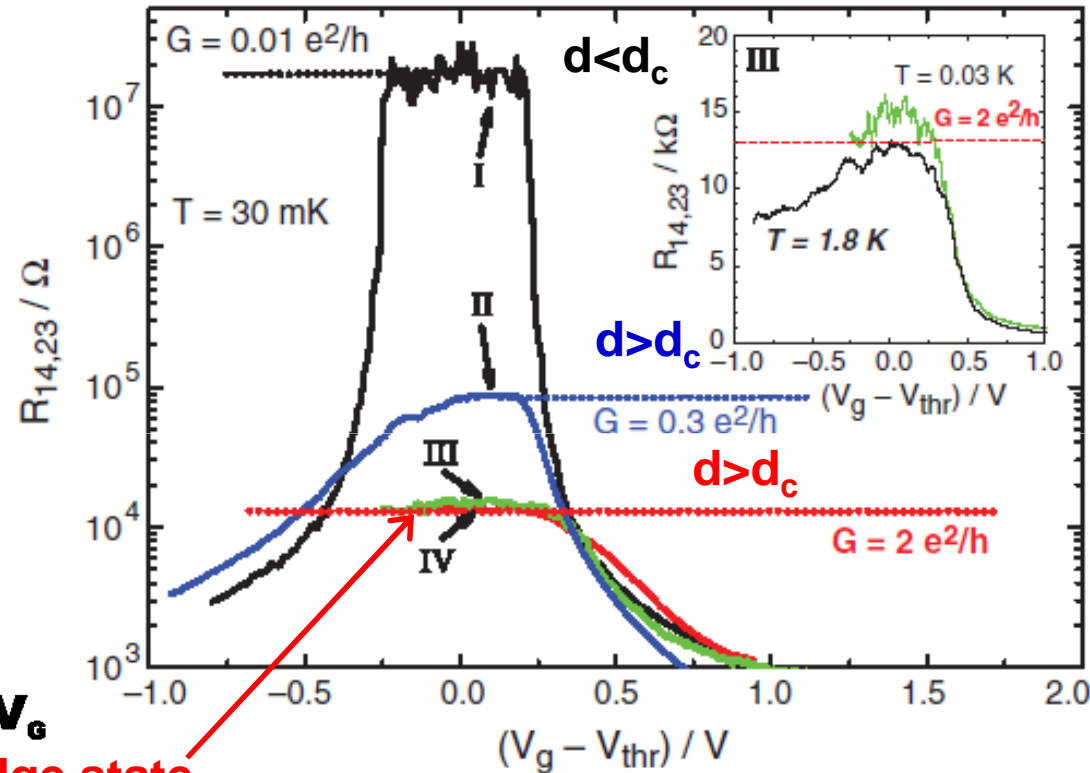
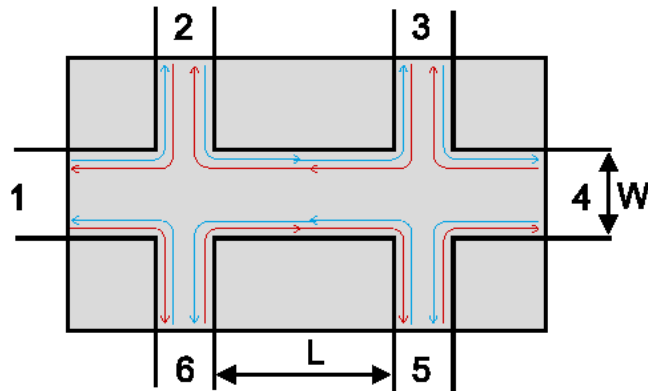
Gap:

$$|E_{E1} - E_{H1}| \equiv |M|$$

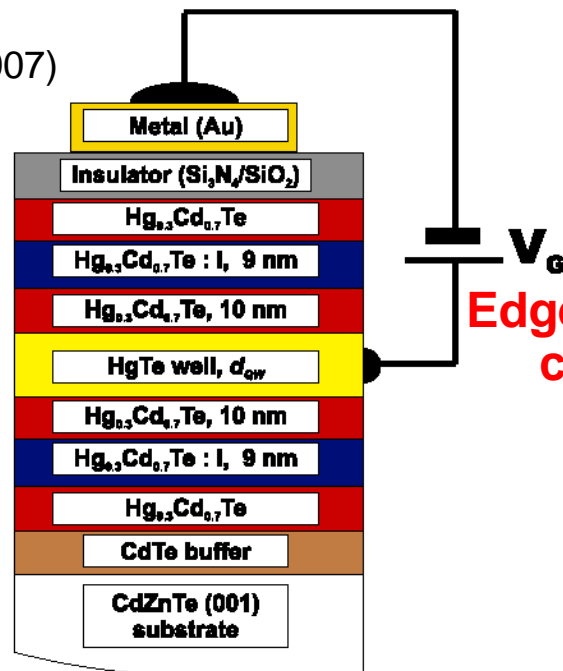
Como medir o EHQS? Experimento (2007)



Laurens Molenkamp



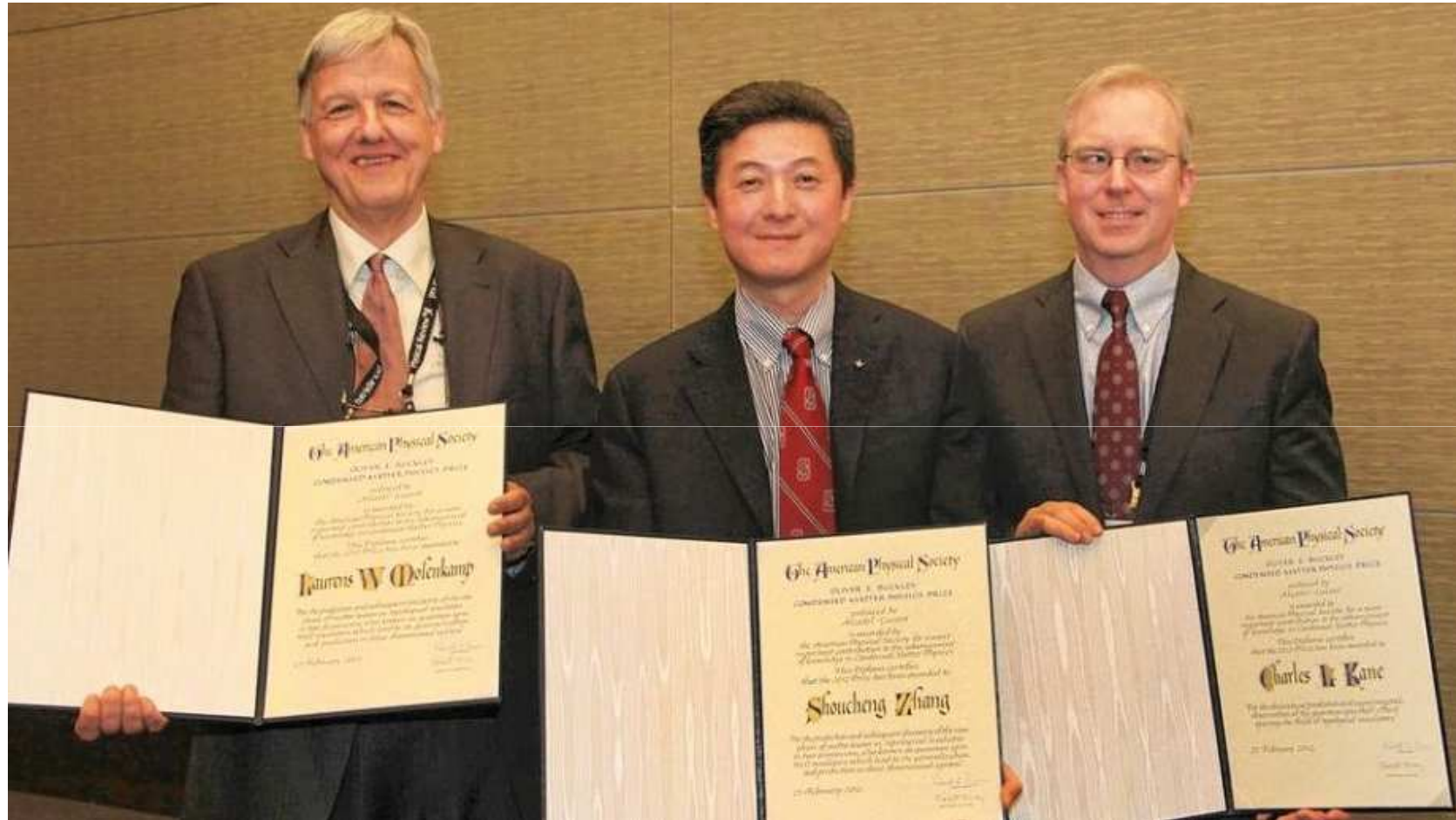
Konig et al, *Science* **318**, 766 (2007)



Edge state
condutance

- I-L=20 μm W=13 μm ($d < d_c$)
- II-L=20 μm W=13 μm ($d > d_c$)
- III-L=1 μm W=1 μm ($d > d_c$)
- IV-L=1 μm W=0.5 μm ($d > d_c$)

Um futuro Prêmio Nobel?



Physics Frontiers Prize 2013

also: APS Buckley Prize 2012

Projetos de Pesquisa: I.C., Mestrado e Doutorado

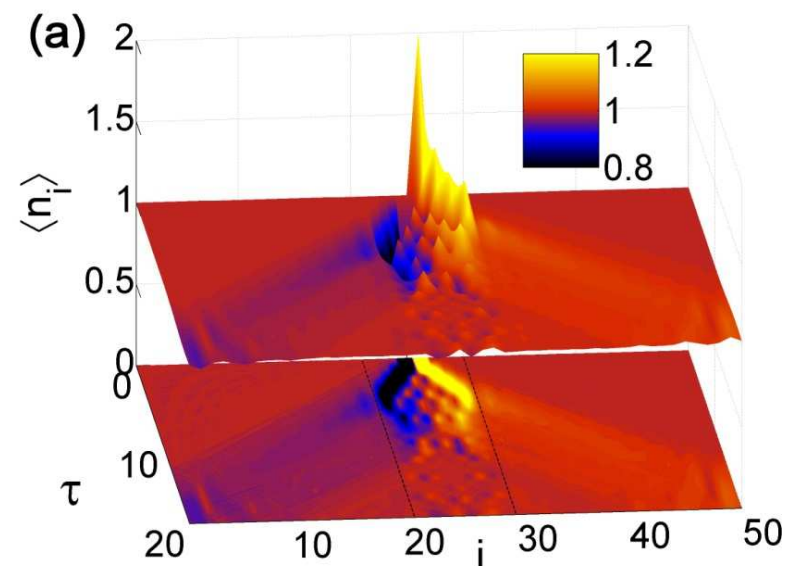
Teoria em Física da Matéria Condensada

Prof. Luis Gregório Dias da Silva – DFMT

<http://www.fmt.if.usp.br/~luisdias> - luisdias@if.usp.br



- Tópicos:**
- Transporte eletrônico e efeitos de correlação em diferentes sistemas (nanoestruturas semicondutoras, grafeno, isolantes topológicos).
 - Métodos numéricos em sistemas fortemente correlacionados (NRG, DMRG).
 - **Isolantes topológicos**



Perguntas? Dúvidas? Contate-me por e-mail (luisdias@if.usp.br) ou venha conversar diretamente comigo: Ed. Alessandro Volta, bl C sala 214

Membros do Grupo



Luis Gregório Dias da Silva
Professor



Dimy Nanclares
Doutorado(*)



Marcos Medeiros
Mestrado



Raphael Levy
Mestrado



Jesus Cifuentes
Mestrado



Rafael Magaldi
Iniciação Científica

Curso de Pós-Graduação 2s/2017:

PGF5110 – Física do Estado Sólido I

Prof. Luis Gregório Dias da Silva – FMT
(2o. Semestre de 2017)



Ementa inclui: **Efeito Hall Quântico** e **Isolantes Topológicos**.

Obrigado pela atenção!