



UNIVERSIDADE FEDERAL DE SÃO CARLOS
Centro de Ciências Exatas e de Tecnologia
Programa de Pós-Graduação em Física

**O PAPEL DA INTERAÇÃO ELÉTRON-ELÉTRON NO
REGIME HALL QUÂNTICO INTEIRO**

Sanderson Francisco Fernandes Pereira da Silva

Tese de Doutorado

**UNIVERSIDADE FEDERAL DE SÃO CARLOS
CENTRO DE CIÊNCIAS EXATAS E DE TECNOLOGIA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA
DEPARTAMENTO DE FÍSICA**

**O PAPEL DA INTERAÇÃO ELÉTRON-ELÉTRON NO
REGIME HALL QUÂNTICO INTEIRO**

Sanderson Francisco Fernandes Pereira da Silva

Orientador: Prof. Dr. Nelson Studart

Co-orientador: Prof. Dr. Oleg G. Balev

Tese apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física do Departamento de Física do Centro de Ciências Exatas e de Tecnologia da Universidade Federal de São Carlos, como parte dos requisitos para a obtenção do título de Doutor em Física sendo área de concentração em Matéria Condensada.

**São Carlos
São Paulo – Brasil
Abril - 2004**

**Ficha catalográfica elaborada pelo DePT da
Biblioteca Comunitária/UFSCar**

S586pi

Silva, Sanderson Francisco Fernandes Pereira da.
O papel da interação elétron-elétron no regime Hall
quântico inteiro / Sanderson Francisco Fernandes Pereira
da Silva. -- São Carlos : UFSCar, 2006.
95 p.

Tese (Doutorado) -- Universidade Federal de São Carlos,
2004.

1. Física da matéria condensada. 2. Interação elétron-
elétron. 3. Regime Hall quântico inteiro. 4.
Magnetoplasmons de borda. I. Título.

CDD: 530.41 (20^a)

Este trabalho contou com o apoio financeiro da Universidade Federal do Amazonas (UFAM) e da CAPES.

A Deus, pela oportunidade de poder tê-lo conhecido e por ter se tornado meu amigo.

A minha esposa Rosemi Silva, companheira de meus momentos e incentivadora de meus sonhos.

A meu filho João Pedro Silva, razão de minhas lutas e responsável por minhas vitórias.

A meus pais Agnaldo e Heleny Silva, e à minha tia-mãe Ana, sempre presentes em todos os momentos de minha vida e que agora, mesmo à distância, me apóiam em suas orações.

DEDICO

AGRADECIMENTOS

Aos Professores (orientador) Dr. Nelson Studart e (co-orientador) Dr. Oleg Balev pela permanente orientação, pelas aulas ministradas na Pós-Graduação em Física que me serviram de base para escrita desta Tese, pelo incentivo, compreensão, confiança e dedicação dispensada em todos os momentos dessa Tese.

A minha amiga, companheira e esposa Rosemi Ferreira da Silva pelo apoio e incentivo sempre presentes.

Ao meu grande amigo, companheiro e filho João Pedro Ferreira Fernandes Pereira da Silva pela compreensão durante minha ausência em tantos momentos importantes de sua infância.

Aos meus pais Agnaldo e Heleny Silva, e a minha tia-mãe Ana pelo apoio e incentivo sempre presentes, mesmo que à distância.

A minha avó, irmãs e tias, que mesmo à distância torcem em seus pensamentos e atitudes pelo meu sucesso.

Ao Programa de Pós-Graduação em Física pelo auxílio na realização deste estudo.

A todos os Professores do Programa de Pós-Graduação em Física pelas aulas ministradas, pela amizade, apoio e incentivo.

Aos amigos Bittencourt, Antônio Carlos, Denilson, Gamba, Williams, Eduardo, Marco Antônio, Destefani, Boas, Rita e Picinin pelo inestimável apoio, dedicação e amizade durante toda fase deste trabalho.

Aos amigos da Universidade Federal do Amazonas que me apoiaram durante todo o doutorado, em especial aos professores Wilson, Marta, Ricardo, Abraham e Hidembergue.

Ao Wilson pelo trabalho e apoio dispensado aos alunos na secretaria da Pós-graduação.

A Terezinha pelo trabalho e apoio dispensado aos alunos na biblioteca setorial da Física.

Aos funcionários da Biblioteca da Universidade Federal de São Carlos – UFSCar pela ajuda no Levantamento Bibliográfico.

A minha secretária Maria das Graças Araújo por cuidar de minha família e pelo carinho dispensado a meu filho.

A todos os colegas e funcionários da Pós-graduação em Física, pelo companheirismo e amizade dispensada no decorrer desses meses de lutas e vitórias.

Resumo

Diversos estudos experimentais e teóricos, envolvendo tanto o comportamento do tipo partícula quanto coletivo dos elétrons numa estreita região próxima às fronteiras de sistemas bidimensionais (SE2Ds) e quase-unidimensionais (SEQ1Ds), ou fios quânticos (FQs), em heteroestruturas semicondutoras, vêm revelando o importante papel da interação elétron-elétron dos estados de borda no regime Hall quântico inteiro (RHQI). Dois problemas essencialmente diferentes quanto à natureza de sua manifestação, mas interligados quanto ao meio e regime em que são inseridos, são tratados nesta tese.

O primeiro problema aborda a supressão do desdobramento de spin do mais baixo nível de Landau (NL) ($n = 0$) devido a efeitos de muitos corpos (interação elétron-elétron incluindo troca e correlação dos estados de borda) em FQs no RHQI, cujo comportamento eletrônico se manifesta como sendo do tipo de partícula. Aqui são discutidos dois cenários para o colapso do RHQI com $\nu = 1$ no FQ com largura efetiva W . No primeiro cenário assumimos que não há redistribuição dos elétrons na região limitada por W na presença de um campo magnético crítico $B_{cr}^{(1)}$, tal que o nível de Fermi (NF) coincide com o fundo do mais alto NL vazio, no limiar do desdobramento de spin. Para $B < B_{cr}^{(1)}$ o RHQI com $\nu = 1$ é instável termodinamicamente. Este cenário é tratado dentro da aproximação da “densidade local” generalizada (ADLG) desenvolvida aqui para o FQ, em altos campos magnéticos - $\omega_c \gg \Omega$, onde ω_c e Ω são as frequências ciclotrônica e de confinamento lateral (que nós consideramos como sendo parabólico), respectivamente. No segundo cenário, consideramos a possibilidade de uma transição para o RHQI com $\nu = 2$ com uma largura duas vezes menor, $W/2$, no caso de um campo magnético crítico $B_{cr}^{(2)}$. Neste cenário, o colapso do RHQI com $\nu = 1$ é estudado dentro da aproximação de Hartree-Fock (AHF), quando o fator g_0 “puro” é desprezado (uma boa aproximação para FQs baseados em GaAs). Mostramos que a contribuição para a energia total da interação direta (termo de Hartree) tem um grande efeito sobre $B_{cr}^{(2)}$ por causa da forte redistribuição dentro do canal estreito que define o FQ em $B_{cr}^{(2)}$. Em ambos os cenários, o desdobramento de *spin* realçado pelo termo de troca é suprimido no campo magnético crítico. De acordo com tais resultados, fomos levados a concluir que somente nosso primeiro cenário explica todas as observações experimentais, obtidas por Wróbel *et al.* e Pallecchi *et al.*, pertinentes ao nosso estudo.

O segundo problema, cujo comportamento eletrônico se manifesta como sendo do tipo coletivo, aborda os efeitos da temperatura sobre a dispersão e a estrutura espacial dos magneto-plasmons de borda (MPBs) em canais eletrônicos largos (ou SE2Ds) no RHQI com $\nu = 1$ (2) e 4, considerando o intervalo de temperaturas T não-muito-baixas, $\hbar\omega_c \gg k_B T \gg \hbar v_{gn}^H / 2\ell_0$, e diferentes regimes de dissipação, numa extensão ao trabalho pioneiro desenvolvido por Balev e Studart; aqui, \hbar é a constante de Planck (por 2π), k_B é a constante de Boltzmann, v_{gn}^H é a velocidade de grupo (na aproximação Hartree) dos estados de borda do n -ésimo NL e ℓ_0 é o comprimento magnético. Assim, um novo modo denominado hélicon de borda foi encontrado, sendo o único dentre os vários outros modos presentes a “sobreviver” sob o regime de dissipação muito forte, revelando o importante papel da interação elétron-elétron. Por questão de completeza, um quadro geral dos outros modos é apresentado no regime de fraca dissipação. MPBs no RHQI com $\nu = 4$ são também avaliados na região de fraca dissipação, onde é verificada uma forte renormalização dos MPBs “puros” quando considerada a interação coulombiana entre eles. Em todos os casos o importante efeito do portão (*gate*) e ar a uma distância d dos canais largos é considerado.

Abstract

Experimental and theoretical studies of the aspects of particle-like and collective behavior of electrons in the proximity of the edges of two-dimensional (2DES) and quasi-one-dimensional (Q1DES) systems, named quantum wires (QWs), in semiconductor heterostructures reveal the important role of the electron-electron interaction on the edge states in the integer quantum Hall regime (IQHR). In this thesis we treat two essentially different problems concerning the effects of the electron-electron interaction in low-dimensional electron system in the IQHR.

The first problem is related to the suppression of the spin-splitting of the lowest Landau level (LL) ($n = 0$) due to many-body effects (the electron-electron interaction including exchange and correlation effects of the edge states) in QWs in the IQHR, where the electron behavior is particle-like. Two scenarios are discussed for the collapse of the IQHR at $\nu = 1$ for an electron channel of effective width W modelling the QW. In the first scenario we assume that there is no electron redistribution in the region limited by W at a critical magnetic field $B_{cr}^{(1)}$, for which the Fermi level (FL) coincides with the bottom of the highest empty LL, at the threshold of the spin-splitting. For $B < B_{cr}^{(1)}$ the IQHR at $\nu = 1$ is termodinamically unstable. This scenario is analyzed within the generalized “local density” approximation (GLDA) developed here for the QW, at high magnetic fields - $\omega_c \gg \Omega$, where ω_c and Ω are the ciclotronic and lateral confinement (which we assume as parabolic one) frequencies, respectively. In the second scenario, we consider the possibility of a transition for the IQHR at $\nu = 2$ with an effective width $W/2$, at a critical magnetic field $B_{cr}^{(2)}$. In this scenario, the collapse of the IQHR at $\nu = 1$ is studied within the Hartree-Fock approximation (HFA), when the bare factor g_0 is neglected (this is a good approximation for QWs based on GaAs). We show that the contribution for the total energy coming from the direct interaction (Hartree term) has a strong effect on $B_{cr}^{(2)}$ due to the high electron redistribution inside the narrow channel that defines the QW at $B_{cr}^{(2)}$. In both scenarios, the enhanced spin-splitting by exchange is suppressed at the critical magnetic field. From our results, we conclude that only the first scenario explains all the experimental findings obtained by Wróbel *et al.* and Pallecchi *et al.*.

In the second problem, where the collective aspects of the electron system are dominant, we study the influence of the temperature on the dispersion relation and the spatial structure of the edge magnetoplasmons (EMPs) in wide electron channels in the RHQI at $\nu = 1$ (2) and 4, in the range $\hbar\omega_c \gg k_B T \gg \hbar v_{gn}^H/2\ell_0$, for different dissipation regimes, by extending the pioneering work by Balev and Studart; here, \hbar is the constant of Planck constant (by 2π), k_B is the constant of Boltzmann, v_{gn}^H is the group velocity (in Hartree approximation) of the edge states of n -th LL, and ℓ_0 is the magnetic lenght. A new mode called the edge helicon is found which is the only one that “survive” for very strong dissipation regime. For a sake of completeness, the general picture of the other modes is presented in the weak dissipation regime. EMPs in the IQHR for $\nu = 4$ are also evaluated for weak dissipation and we find strong renormalization of the “pure” EMPs when the Coulomb interaction is considered appropriately. In all studied cases the important effect of the gate and the air from a distance d of the wide electron channel is considered.

Lista de Siglas

ADL.....	Aproximação da Densidade Local
ADLG.....	Aproximação da Densidade Local Generalizada
ADLM.....	Aproximação da Densidade Local Modificada
AH.....	Aproximação de Hartree
AHF.....	Aproximação de Hartree-Fock
AHFB.....	Aproximação de Hatree-Fock Blindada
EHQ.....	Efeito Hall Quântico
EHQF.....	Efeito Hall Quântico Fracionário
EHQI.....	Efeito Hall Quântico Inteiro
FQ.....	Fio Quântico
<i>MBE</i>	<i>Molecular Beam Epitaxy</i>
<i>MOCVD</i>	<i>Metalorganic Chemical Vapor Deposition</i>
<i>MOSFET</i>	<i>Metal-Oxide-Semiconductor Field Effect Transistor</i>
MP.....	Magnetoplasmon
MPB.....	Magnetoplasmon de Borda
NF.....	Nível de Fermi
NL.....	Nível de Landau
PA.....	Piezoelétrico

RHQ.....	Regime Hall Quântico
RHQI.....	Regime Hall Quântico Inteiro
<i>RPA</i>	<i>Random Phases Aproximation</i>
<i>SCF</i>	<i>Self Consistent Field</i>
SE2D.....	Sistema Eletrônico 2D
SE3D.....	Sistema Eletrônico 3D
SEQ1D.....	Sistema Eletrônico Quase-1D

Lista de Figuras

- 1.1 Desenho esquemático de um *Si-MOSFET*. O SE2D reside na interface entre o silício e óxido de silício. Os elétrons são mantido contra o óxido pelo campo elétrico do *gate* metálico. 5
- 1.2 Desenho esquemático de uma heterojunção de GaAs/Al_xGa_{1-x}As dopada por modulação. O SE2D reside na interface entre GaAs e AlGaAs. Os elétrons são mantidos contra o AlGaAs pelo campo elétrico dos íons (+) de silício dopantes. 6
- 1.3 Condição energética na estrutura dopada por modulação (muito similar à condição no *MOSFET*). A energia aumenta para a esquerda. Os elétrons são capturados na interface pelo poço quântico quase-triangular. Eles assumem estados discretos de energia na direção z (regiões preta e cinza escuro). Em baixas temperaturas e baixa concentração eletrônica somente o estado eletrônico mais baixo (preto) é ocupado. Os elétrons são totalmente confinados na direção z , mas podem se mover livremente no plano xy 7
- 1.4 Geometria para medição da magneto-resistência, R , e da resistência Hall, R_H , como uma função da corrente I e do campo magnético B . V representa a voltagem longitudinal, que está caindo ao longo do comprimento L relativo ao caminho da corrente, e V_H representa a voltagem Hall, que está caindo ao longo da largura W perpendicular ao caminho da corrente. A densidade eletrônica é denotada como n e a carga do elétron como e . Os pontos pretos são os elétrons que são forçados em direção a um dos lados da barra seguindo a força de Lorentz do campo magnético. 9

- 1.5 Dados de Edwin Hall de 1878 quando descritos de uma tabela em sua publicação. O eixo vertical é proporcional a voltagem Hall, V_H da Fig. 1.4 e o eixo horizontal é proporcional ao campo magnético da Fig. 1.4. Uma relação linear entre V_H e B , e daí, entre R_H e B é aparente. Desde os dias de Edwin Hall esta relação estritamente linear tem sido confirmada por diversos experimentos muito mais precisos. 9
- 1.6 Os coeficientes de magneto-transporte ρ_{xx} e ρ_{xy} de um SE2D no GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ na temperatura de 0.35 K num campo magnético moderadamente baixo. A figura em detalhe mostra a geometria da medida. O campo magnético é perpendicular ao plano do SE2D e a corrente I . As voltagens V e V_H são respectivamente medidas ao longo e transversalmente a I . $\rho_{xx} = (V/I)(W/L)$ é a resistividade dissipativa (independente da área da amostra), e $\rho_{xy} = V_H/I$, tomado como positivo, é a resistividade ou resistência Hall (independente da largura da amostra). 12
- 1.7 Painel esquerdo: dados originais da descoberta do EHQI por Klaus von Klitzing em 1980 no SE2D de um transistor *MOSFET* de silício. Ao invés de uma curva suave ele observou platôs na voltagem Hall (aqui, U_H) e encontrou, concomitantemente, um profundo mínimo na magneto-resistência (aqui, U_{pp}). O eixo horizontal representa a voltagem de gate (V_G) que varia a densidade dos portadores, n_0 . Painel direito: mostra dados equivalentes tomados de um SE2D num GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. Desde que estes gráficos são descritos em função do campo magnético eles podem ser diretamente comparados aos dados de Edwin Hall da Fig. 1.6. Antes do que uma dependência linear da resistência Hall sobre o campo magnético da Fig. 1.6, estes dados mostram largos platôs em R_H e, em adição, profundos mínimos em R 13

1.8	Densidade de estados $D(E)$ como função da energia. (esquerda) NLs de um SE2D submetido a um forte campo magnético B perpendicular ao plano de cargas. É clara a quantização da energia em $(n + 1/2)\hbar\omega_c$, onde cada valor de n ($0, 1, 2, \dots$) corresponde a um dado NL. (direita) Os correspondentes NLs são alargados devido a efeitos de desordem, sendo que, enquanto os estados centrados em torno dos NLs originais podem transportar correntes (estados estendidos ou delocalizados), os estados situados nas bordas dos mesmos são proibidos de transportar corrente (estados localizados). Quando o NF (ou, equivalentemente, energia de Fermi (E_F)) varia relativamente em relação aos estados localizados e estendidos temos a formação em “degraus” na resistência Hall $R_H = \rho_{yx}$, característica do EHQI.	15
1.9	Encurvamento dos NLs quando os mesmos se aproximam das barreiras esquerda (y_ℓ) e direita (y_r) do potencial de confinamento lateral infinito (não ilustrado). Por sua vez, os valores $y_0 \leq y_\ell$ e $y_0 \geq y_r$ definem as respectivas regiões de borda esquerda e direita do SE2D(Q1D).	18
1.10	O círculo fechado representa o movimento ciclotrônico clássico dos elétrons de <i>bulk</i> . Os círculos abertos representam a trajetória clássica dos elétrons saltitantes se movendo ao longo das bordas da amostra num campo magnético normal \mathbf{B} , desde que os estados de borda estejam em diferentes níveis de energia.	18
2.1	Para um FQ baseado em <i>Si-MOSFET</i> , as curvas sólidas (tracejadas) descrevem $\tilde{E}^{F,tot}(\lambda) \equiv E^{F,tot}/(\hbar\omega_c/\ell_0)$ na representação da Eq.(2.20) (Eqs. (13) e (14) da Ref. [25]), para $\tilde{n}_L \equiv n_L/(\sqrt{2}/\pi\ell_0) = 2$ (a), 2.5 (b), e 3.0 (c). Por sua vez, as curvas sólidas e tracejadas grossas (finas) foram obtidas para $g_0 = 0$ (-2.0), enquanto que os correspondentes símbolos quadrados (círculos) representam os possíveis valores da energia total. Aqui, $B = 1$ T, $\omega_c = \Omega$	40

2.2	Condutância $G(B)$ para a amostra 1 em $T = 0.04$ K; parâmetros estimados: $W = 0.30 \pm 0.03 \mu\text{m}$, $n_L \simeq 7 \times 10^6 \text{cm}^{-1}$, $\hbar\Omega \simeq 0.65 \text{meV}$, $\mu^{2D} \simeq 0.42 \times 10^6 \text{cm}^2/\text{V.seg}$. A linha tracejada foi calculada para uma amostra balística idealizada (em $T = 0$ K) assumindo um confinamento parabólico e os parâmetros dados acima. A linha pontilhada mostra os dados a alto campo, gravados em $T = 1.6$ K, para densidade de portadores levemente alta ($n_L \approx 10 \times 10^6 \text{cm}^{-1}$). Modificado da Fig. 1 da Ref. [32].	42
2.3	Condutância $G(B)$ para a amostra 2 em $T = 0.35, 0.60, 0.88, 1.17$ e 2.6 K; parâmetros estimados: $W \simeq 0.33 \pm 0.03 \mu\text{m}$, $n_L = (5.0 \pm 0.2) \times 10^6 \text{cm}^{-1}$, $\hbar\Omega \simeq 0.46 \pm 0.2 \text{meV}$, $\mu^{2D} \simeq 0.24 \times 10^6 \text{cm}^2/\text{V.seg}$. Modificado da Fig. 2 da Ref. [32].	43
2.4	Valores de fatores-g extraídos da parte imaginária da corrente medida em diferentes campos magnéticos e voltagens de confinamento. A linha conectando os dados pontuais servem de guia para os olhos. Aqui, a mais fraca (forte) voltagem de portão, $V_{side\ gate} = 0$ (-3.5) V, corresponde a um confinamento de $\hbar\Omega \approx 4.75$ (7.0) meV. A incerteza experimental (não mostrada) é estimada ser aproximadamente 60% (40%) para os mais fracos (fortes) confinamentos. Detalhes ver na Ref. [35].	43
2.5	Espectro de energia como uma função de $\tilde{k}_x = k_x \ell_0$ para os parâmetros $B = 10.0$ T, $\hbar\Omega = 0.65$ meV, e $k_F \ell_0 = 18.0$ ($W \approx 0.29 \mu\text{m}$), $\delta = 10^{-3}$, que correspondem aos parâmetros pertinentes da amostra 1 da Ref. [32]. A curva sólida do fundo (topo) representa $E_{0,k_x,1}$ ($E_{0,k_x,-1}$) e a linha sólida horizontal dá a posição exata de E_F quando tanto os efeitos de troca quanto de correlações são levados em conta. A curva pontilhada mostra $\epsilon_{0,k_x,1}$, ou seja, o espectro do mais baixo NL com desdobramento de <i>spin</i> e a linha pontilhada horizontal representa o quase-nível de Fermi. A curva tracejada mostra $E_{0,k_x,1}$ obtido dentro da AHF onde efeitos de correlações são totalmente desprezados. A linha tracejada horizontal mostra a posição de E_F dentro da AHF; aqui $r_0 \approx 0.82$, $\omega_c/\Omega \approx 26.6$ e $v_g/v_g^H \approx 8.5$. Como $G_a \approx -2.9 < 0$, aqui não há qualquer RHQI com $\nu = 1$ estável, em concordância com o experimento da Ref. [32].	46

- 2.6 Mesmo como na Fig. 2.5, só que para os parâmetros pertinentes da amostra 2 da Ref. [32]: $B = 7.3$ T, $\hbar\Omega = 0.46$ m eV, e $k_F\ell_0 = 18.0$ ($W \approx 0.34$ μ m); $\delta = 10^{-3}$. Aqui $r_0 \approx 0.96$, $\omega_c/\Omega \approx 27.4$, $v_g/v_g^H \approx 9.45$, e o *gap* de ativação $G_a \approx 1.53 > 0$ conduz ao RHQI com $\nu = 1$ estável no FQ, em concordância com o experimento da Ref. [32], onde $G_a \approx 1.0$ 47
- 2.7 Equivalente ao da Fig. 2.6, sendo que utilizando-se a frequência de confinamento $\hbar\Omega = 0.26$ m eV, correspondente ao mais baixo limite de estimação para a amostra 2 dada na Ref. [32]. Aqui $\omega_c/\Omega \approx 48.5$, onde $v_g/v_g^H \approx 16.2$, e $G_a \approx 12.9$ 47
- 2.8 *Gap* de ativação adimensional G_a como uma função de $\tilde{v}_g^H \propto \Omega^2/\omega_c^2$ e calculado com a ADLG para $k_F\ell_0 = 18.0$, $\delta = 10^{-3}$. As curvas sólida e tracejada correspondem a $B = 10.0$ T e 7.3 T, respectivamente. Aqui, o símbolo quadrado sobre a curva sólida corresponde a Fig. 2.5 ($\hbar\Omega = 0.65$ m eV, *etc.*) e dá negativo $G_a \approx -2.94$, ou seja, aqui não há qualquer real RHQI com $\nu = 1$. O símbolo círculo (triângulo) corresponde a Fig. 2.6 (2.7) para $\hbar\Omega = 0.46$ ($\hbar\Omega = 0.26$) m eV e mostra o valor $G_a \approx 1.53$ (12.9); ele implica a existência do RHQI com $\nu = 1$ neste FQ. 48
- 2.9 O fator-g “ótico” efetivo espacialmente não-homogêneo g_{op}^* como uma função de \tilde{k}_x , para valores representativos do experimento da Ref. [35]: $B = 14.0$ T, $\hbar\Omega = 4.75$ m eV; $\delta = 10^{-3}$. As curvas sólida, tracejada, pontilhada e traço-pontilhada correspondem aos parâmetros $k_F\ell_0 \approx 1.83$ ($W \approx 250$ Å), $k_F\ell_0 = 3.0$ ($W \approx 410$ Å), 3.5 (480 Å) e 4.0 (550 Å), respectivamente. Os pertinentes valores típicos do fator-g “ótico” ($\tilde{k}_x = 0$) são obtidos para as curvas sólida, tracejada e pontilhada como $g_{op}^* \approx 18.3$, 23.2 e 23.9. A curva sólida corresponde a densidade eletrônica linear no canal, $n_L = 8.5 \times 10^5$ cm $^{-1}$, correspondente a densidade n_L usada para obter B_{cr} conforme explicado na Ref. [35]. 49

- 2.10 O *gap* de ativação G_a como uma função de \tilde{v}_g^H (ou Ω^2/ω_c^2) calculado dentro da ADLG para $B = 14.0$ T e $\nu = 1$; $\delta = 10^{-3}$. As curvas sólida, tracejada, pontilhada e traço-pontilhada correspondem ao mesmo $k_F\ell_0$ e W como as respectivas curvas na Fig. 2.9. Os símbolos quadrado, círculo, triângulo, triângulo-inverso sobre as curvas pertinentes correspondem a $\hbar\Omega = 4.75$ meV ou $\omega_c/\Omega \approx 5.1$, usadas na Fig. 2.9. Para o símbolo triângulo-inverso $G_a = -5.35 \leq 0$, o que conduz ao colapso do RHQI com $\nu = 1$. Para o símbolo quadrado (quadrado aberto), onde $n_L = 8.5 \times 10^5 \text{ cm}^{-1}$, $\hbar\Omega = 4.75$ (7.0) meV ou $\omega_c/\Omega \approx 5.1$ (3.5), $G_a \approx 20.0$ (16.0), estando de acordo com a estabilidade da fase com desdobramento de *spin* observada na Ref. [35] para $B > B_{cr} \approx 7.0$ (10.0) T. 50
- 2.11 Para o FQ baseado em GaAs são mostrados à esquerda (direita) as curvas críticas para B e Ω na concentração $n_L \simeq 3.0$ (6.0) $\times 10^5 \text{ cm}^{-1}$. Aqui, as curvas sólidas finas “(2),HF” mostram $\Omega_{cr}^{(2),HF} = \Omega_{cr}^{(2),HF}(B_{cr}^{(2),HF})$; as curvas tracejadas “(2),F” mostram $\Omega_{cr}^{(2),F} = \Omega_{cr}^{(2),F}(B_{cr}^{(2),F})$; as curvas pontilhadas “(2),F \mathbf{K} ” representam $\Omega_{cr}^{(2),F\mathbf{K}} = \Omega_{cr}^{(2),F\mathbf{K}}(B_{cr}^{(2),F\mathbf{K}})$ calculadas pelas Eqs. (13) e (14) da Ref. [25]; e as curvas sólidas grossas “(1)” mostram $\Omega_{cr}^{(1)} = \Omega_{cr}^{(1)}(B_{cr}^{(1)})$ obtida dentro da ADLG. 52
- 2.12 As mesmas curvas como na Fig. 2.11 para o FQ baseado em GaAs da Ref. [35], com $n_L = 8.5 \times 10^5 \text{ cm}^{-1}$; para mais fácil comparação com tal experimento, é usada uma escala linear ampliada. A curva tracejada “(2),F” é omitida desde que para o realizável $B \gtrsim 2$ T ela praticamente coincide com a curva pontilhada “(2),F \mathbf{K} ”. A curva traço-pontilhada “(1),HF” mostra como a curva sólida grossa “(1)” é modificada se desprezarmos as correlações; ou seja, ela mostra $\Omega_{cr}^{(1),HF} = \Omega_{cr}^{(1),HF}(B_{cr}^{(1),HF})$. É visto que somente a curva sólida grossa “(1)” obtida dentro de nosso primeiro cenário, pode explicar o B_{cr} observado para o colapso do RHQI com $\nu = 1$ no FQ em diferentes Ω 53

- 2.13 As mesmas curvas críticas como na Fig. 2.12 para o FQ da amostra 1 (amostra 2) da Ref. [32], com $n_L = 7.0(6.0) \times 10^6 \text{ cm}^{-1}$, descritos pelas curvas mais a direita (esquerda) sólida grossa “(1)”, sólida fina “(2)HF” e pontilhada “(2)F_K”. Aqui a curva traço-pontilhada mostra fraca modificação da curva sólida grossa se o finito $g_0 = -0.44$ é levado em conta. Os resultados do primeiro cenário explicam bem estas observações experimentais. 54
- 3.1 Velocidade de fase adimensional deslocada, $\text{Re } \bar{\omega} / \text{Re } S \propto (\omega / q_x - v_g^H)$, do modo hélicon de borda para muito forte dissipação como função de $1 / |q_x| \ell_T$; $\nu = 1$ e $\xi = 0.1$. A curva sólida corresponde a uma amostra “homogênea”. As curvas inferior (superior) tracejada, pontilhada, ponto-tracejada e ponto-ponto-tracejada correspondem a uma amostra com portão (ar) em $d = 10^{-5} \text{ cm}$, 10^{-4} cm , 10^{-3} cm e 10^{-2} cm , respectivamente. Dentro da AH para v_g^H , aqui é usado $B = 4.1 \text{ T}$, $T = 9 \text{ K}$, $\omega_c / \Omega = 30$, $E_{F0} = \hbar \omega_c$; então $\ell_T \approx 4.2 \times 10^{-6} \text{ cm}$, $2\ell_T / \ell_0 \approx 6.6$, a densidade do 2DES é $n_0 \approx 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ e $v_g^H > s$. Resultados de muitos corpos autoconsistentes da Ref. [38] para v_g dá $\xi = 0.1$ e $v_g \approx 4.6 \times 10^5 \text{ cm/seg} > s$, por exemplo, para $B \approx 15.7 \text{ T}$, $T \approx 10 \text{ K}$; $2\ell_T / \ell_0 \approx 4.0$, $n_0 \approx 3.8 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ 70
- 3.2 $\text{Re } \bar{\omega} / (-\text{Im } \bar{\omega}) = \text{Re } (\omega - q_x v_g^H) / (-\text{Im } \omega)$ para o hélicon de borda para muito forte dissipação ($\eta_T \gg 1$) como uma função de $1 / |q_x| \ell_T$ para os mesmos parâmetros como na Fig. 3.1. As curvas sólida e inferior (superior) tracejada, pontilhada, ponto-tracejada, ponto-ponto-tracejada correspondem as curvas pertinentes na Fig. 3.1. Há uma clara janela de transparência, $\text{Re } \bar{\omega} / (-\text{Im } \bar{\omega}) \gg 1$, para o hélicon de borda. Em particular, para $2 \times 10^3 \gtrsim 1 / |q_x| \ell_T \gtrsim 10^2$, onde $\eta_T \gg 1$, para a curva sólida $\text{Re } \bar{\omega} / (-\text{Im } \bar{\omega}) > 17$. Para todos os outros MPBs aqui $\text{Re } \bar{\omega} / (-\text{Im } \bar{\omega}) \sim \eta_T^{-1} \ll 1$ 71

- 3.3 Perfil da densidade de carga adimensional $\rho(Y)$ do hélicon de borda para as condições das Figs. 3.1 e 3.2 para a amostra “homogênea”; $\nu = 1$ e $\xi = 0.1$. As curvas grossas (finas) sólida, tracejada e pontilhada correspondem a $\eta_T = 10^2, 10$ e 1 , respectivamente. As curvas grossas e finas correspondem a dois conjuntos representativos de fase ϕ da onda: $\phi = 2\pi N$ e $\phi = \pi/2 + 2\pi N$, respectivamente, onde N é um inteiro. 73
- 3.4 Velocidade de fase adimensional deslocada, $\text{Re}\bar{\omega}/\text{Re}S$, do MPB fundamental do NL $n = 0$, para $\xi \leq 10^{-6}$, dentro da região de longo comprimento de onda onde $10^{-1} \gtrsim \eta_T \gtrsim 10^{-4}$ ou menor, onde o regime de fraca dissipação é bem satisfeito. Para o cálculo de v_g^H na AH, aqui é usado $B = 4.1\text{ T}$, $T = 4.5\text{ K}$, $\omega_c/\Omega = 60$, $E_{F0} = \hbar\omega_c$; então $\ell_T \approx 4.2 \times 10^{-6}\text{ cm}$ e $v_g^H < s$. Como na Fig. 3.1, a curva sólida corresponde a uma amostra “homogênea” e as curvas tracejada, pontilhada, ponto-tracejada e ponto-ponto-tracejada abaixo (acima) da curva sólida correspondem a uma amostra com portão (ar) em $d = 10^{-5}\text{ cm}$, 10^{-4} cm , 10^{-3} cm e 10^{-2} cm , respectivamente. O subconjunto mostra para o MPB fundamental, na amostra com um portão, a dependência de $\text{Re}\bar{\omega}/\text{Re}S$ como uma função de d/ℓ_T para uma região de q_x , onde sua dispersão é puramente acústica. Somente para $d/\ell_T \lesssim 10^{-1}$ esta dependência torna-se linear (linha tracejada), onde ela é bem aproximada por $\text{Re}\bar{\omega}/q_x \approx (\pi\sigma_{yx}^0/\varepsilon)(d/\ell_T)$ 74
- 3.5 Velocidade de fase adimensional deslocada (termo dissipativo), $\text{Re}\bar{\omega}/\text{Re}S$ ($-\text{Im}\bar{\omega}/|S'|$), para MPBs dipolar, quadrupolar e octopolar para uma fraca dissipação, descritas pelas respectiva curvas grossas (finas) sólida, tracejada e pontilhada; aqui $\nu = 1$ e $\xi = 10^{-6}$. Essas curvas são praticamente independentes de ξ se um regime de fraca dissipação é mantido. 75
- 3.6 Perfil da densidade de carga adimensional $\rho(Y)$ para condições tomadas da Fig. 3.5; $\xi = 10^{-6}$ e $\eta_T = 10^{-2}$. As curvas grossas e finas correspondem a dois conjuntos representativos de fases ϕ da onda: $\phi = 2\pi N$ e $\phi = \pi/2 + 2\pi N$; as curvas finas são descritas como $10 \times \rho(Y)$. As curvas sólida, tracejada e pontilhada correspondem aos MPBs dipolar, quadrupolar e octopolar, respectivamente. 76

- 3.7 Velocidade de fase $\tilde{\omega} = \omega/\tilde{S}$ dos MPBs fundamentais rápido e lento, para $\nu = 4$ e temperaturas não-muito-baixas, como uma função de $1/|q_x|\ell_T$ calculadas da Eq. (3.20); $\tilde{S} = (2/\epsilon)\tilde{\sigma}_{yx}^0 q_x$. As curvas sólidas correspondem a uma amostra “homogênea”. As amostras com portão na distância $d = 10^{-6}$ cm ($\approx \Delta y_{01}/90$), 10^{-5} cm ($\approx \Delta y_{01}/9$), 10^{-4} cm ($\approx \Delta y_{01}$), 10^{-3} cm ($\approx 11 \times \Delta y_{01}$) e 10^{-2} cm ($\approx 110 \times \Delta y_{01}$) do canal largo são respectivamente descritas pelas curvas tracejada, pontilhada, traço-pontilhada, traço-ponto-pontilhada e traço-encurtado. Para $d \lesssim 10^{-6}$ cm a Eq. (3.25) aproxima bem as relações de dispersão. Aqui $B = 4.1$ T, $T = 2.66$ K, $\omega_c/\Omega \approx 100$, $E_{F0} = 2\hbar\omega_c$; $\ell_{T1}/\ell_{T0} = \sqrt{3}$, $2\ell_{T0}/\ell_0 \approx 3.8$ 80
- 3.8 A densidade eletrônica não perturbada $n_0(y)$ normalizada pelo valor de *bulk* n_0 , e o perfil da densidade de carga adimensional $\tilde{\rho}(q_x, Y_{01}; \omega) \equiv 4\ell_{T1}\rho(q_x, Y_{01}; \omega)/\rho_1$ dos MPBs fundamentais renormalizados, ambos para $1/|q_x|\ell_{T1} = 10^2$; $Y_{01} = \bar{y}_0/\ell_{T1}$. A curva sólida corresponde a $n_0(y)/n_0$, a curva tracejada corresponde ao MPB fundamental rápido, $\tilde{\omega}_+^{(01)} = 6.52$, e a curva pontilhada corresponde ao MPB fundamental lento, $\tilde{\omega}_-^{(01)} = 3.25$. Aqui os parâmetros usados são os mesmos como os das curvas sólidas na Fig. 3.7; em particular, $y_{re}^{(0)} = 0$, $y_{re}^{(1)}/\ell_{T1} \approx -22.5$, $y_r/\ell_{T1} \simeq -53.2$. As curvas tracejada e pontilhada descrevem $\tilde{\rho}/4.1$, deslocadas para cima por 0.5. Observe ainda que a curvas tracejada e pontilhada são muito próximas na região em torno de $y_{re}^{(1)}/\ell_{T1}$ 81

Sumário

1	Introdução	1
1.1	O Efeito Hall Quântico Inteiro	3
1.1.1	Os SE2D(Q1D)s	3
1.1.2	O efeito Hall	7
1.1.3	O efeito Hall em SE2D(Q1D)s	10
1.1.4	Obtendo o EHQI	11
1.1.5	Abordagem teórica do EHQI	13
1.1.6	Os efeitos de borda no RHQI	17
1.1.7	A separação de fases dos estados de borda no RHQI	19
1.2	O Desdobramento de <i>Spin</i> num Fio Quântico	19
1.3	Magnetoplmons de Borda num Canal Eletrônico Largo	22
1.4	Objetivos e Motivações	26
2	Efeitos de Muitos Corpos no Regime Hall Quântico Inteiro com $\nu = 1$ em um Fio Quântico	28
2.1	Modelo de um Canal Eletrônico Estreito - Fio Quântico	29
2.2	Efeitos de Troca e Correlação num Gás Eletrônico no Regime Hall Quântico Inteiro com $\nu = 1$ em um Fio Quântico, $r_0 \ll 1$	31
2.3	Efeitos de Troca e Correlação num Líquido Eletrônico no Regime Hall Quântico Inteiro com $\nu = 1$ em um Fio Quântico, $r_0 \lesssim 1$	34
2.3.1	Entendendo a aproximação da “densidade local” generalizada	36
2.4	Aproximação de Hartree-Fock no Regime Hall Quântico Inteiro em um Fio Quântico sob Grande Variação de Largura	37

2.5	Comparação dos Resultados Teóricos com os Experimentais	42
2.5.1	Primeiro cenário - aproximação da “densidade local” generalizada	45
2.5.2	Primeiro e segundo cenários - curvas críticas	51
2.6	Comentários Finais	55
3	Magnetoplasmons de Borda no Regime Hall Quântico Inteiro em um Canal Eletrônico Largo - Hélicons de Borda	59
3.1	Modelo de um Canal Eletrônico Largo	60
3.2	Formalismo para os Magnetoplasmons de Borda em Temperaturas Não-Muito-Baixas	62
3.2.1	O perfil da densidade eletrônica e suas conseqüências	62
3.2.2	Densidade de corrente	63
3.2.3	Condutividade Hall	64
3.2.4	Condutividade longitudinal	64
3.3	Magnetoplasmons de Borda no Regime Hall Quântico Inteiro com $\nu = 1(2)$	65
3.3.1	Estudo dos magnetoplasmons de borda no regime de fraca e muito forte dissipação	68
3.4	Magnetoplasmons de Borda Fundamentais no Regime Hall Quântico Inteiro com $\nu = 4$	77
3.5	Comentários Finais	82
4	Conclusões	85
A	Densidade de Carga Induzida num Fio Quântico na Aproximação das Fases Aleatórias	88
	Referências Bibliográficas	90

Capítulo 1

Introdução

Os resultados inesperados do efeito Hall quântico (EHQ) inteiro (1980) ^[1] e fracionário (1982) ^[2], próprios de sistemas eletrônicos bidimensionais (SE2Ds) e quase-unidimensionais (SEQ1Ds) realizados em estruturas quânticas semicondutoras ^[3-5], estão entre as mais importantes descobertas físicas na segunda metade do século XX. A quantização notavelmente precisa da resistividade (ou condutividade) elétrica Hall para determinados intervalos do campo magnético ou da densidade eletrônica no EHQ tem conduzido a uma nova definição da resistência padrão e tem tido um importante impacto em toda a ciência e tecnologia. Impressionantes novos comportamentos dos SE2D(Q1D)s em que o EHQ pode ser observado continuam a ser descobertos, impulsionados por novos e mais sofisticados métodos experimentais. Do ponto de vista fundamental, estudos dos fenômenos do EHQ estão entre as mais ativas áreas de pesquisa da física, com vigorosas contribuições por pesquisadores em matéria condensada, baixa temperatura, ciência dos materiais semicondutores e teoria quântica de campo ^[6-8]. O entendimento do EHQ ainda evolui quanto mais resultados experimentais tornam-se disponíveis. Modelos existentes do EHQ são estendidos ou novos modelos são desenvolvidos para explicar novos aspectos do magneto-transporte a alto campo nestes SE2D(Q1D)s.

Diversos tratamentos do EHQ, juntamente com fatos experimentais básicos sobre o mesmo, foram revistos nas Refs. [6,7]. Uma característica comum dada pela maioria destes tratamentos é o fato de considerarem o EHQ como um efeito “puramente” de *bulk*, não considerando explicitamente a participação dos elétrons localizados próximos às fronteiras da amostra. Além disso, enquanto no caso do efeito Hall quântico fracionário (EHQF) a interação elétron-elétron (de *bulk*) foi vista como sendo de fundamental importância,

sendo o EHQF incompreensível por qualquer interpretação de partícula única, no efeito Hall quântico inteiro (EHQI) a interação elétron-elétron era completamente desprezada.

Entretanto, a partir de incessantes pesquisas experimentais e teóricas durante essas últimas décadas, novos cenários do EHQ foram surgindo e antigos conceitos reavaliados. Por exemplo, elegantes explicações teóricas envolvendo o importante papel das bordas dos SE2D(Q1D)s no EHQI^[9–15] e EHQF^[16–22] foram utilizadas com sucesso para explicar certos resultados experimentais, o que serviu como mais uma boa evidência da real importância dos então chamados estados de borda^[9–15].

Por sua vez, em se tratando somente do EHQI, trabalhos pioneiros envolvendo tanto o comportamento tipo partícula^[23–25] quanto coletivo^[26] dos elétrons próximos às fronteiras dos SE2D(Q1D)s levaram a uma reavaliação da importância da interação elétron-elétron, no contexto dos estados de borda, enquanto se dá a quantização da condutividade Hall, ou seja, enquanto se mantém o regime Hall quântico inteiro (RHQI) propriamente dito. Tal situação gerou, assim, uma nova “onda” de pesquisas experimentais e teóricas em busca de seu melhor entendimento^[27–63]. De certa forma o RHQI pode ser visto como um “meio”, um “rico laboratório”, onde podemos investigar o papel desempenhado pela interação elétron-elétron associada aos estados de borda deste regime.

Assim, tendo em vista a relevância e atualidade de tal assunto é por esse “caminho” que centramos os dois problemas desenvolvidos nesta tese: Em linhas gerais, o primeiro problema estuda o comportamento do desdobramento de *spin* (*spin-split*) associado a efeitos de muitos corpos (interação elétron-elétron, incluindo troca e correlação dos estados de borda) num SEQ1D. Quanto ao segundo problema, este estuda o comportamento do espectro de frequência e a estrutura espacial das excitações coletivas de baixa frequência que se propagam nas bordas de um SE2D, em que o caráter coletivo em torno das bordas evidencia claramente o papel fundamental da interação elétron-elétron. Além disso, efeitos de temperatura e diferentes regimes de dissipação são também considerados. Portanto, conforme procuramos deixar claro acima, ambos os problemas estão relacionados à interação elétron-elétron dos estados de borda de um SE2D(Q1D) no RHQI.

Gostaríamos de enfatizar que nos limitaremos nesta tese ao conteúdo específico dos temas abordados, sem a pretensão de abordar importantes desenvolvimentos teóricos já apresentados na literatura. Esperamos que o leitor interessado sobre os múltiplos aspectos teóricos e experimentais do EHQ reporte-se à grande variedade de livros e artigos de revisão^[6–8]. Contudo, a fim de uma melhor apreciação desta tese, as três seções seguintes

fazem uma rápida revisão dos assuntos aqui envolvidos no intuito de fundamentar mais os conceitos aqui utilizados. Na última seção nós detalhamos os problemas tratados nesta tese, realçando tanto o objetivo quanto a motivação de cada problema proposto. Os resultados principais e um esboço geral de como a tese está organizada também estão incluídos.

1.1 O Efeito Hall Quântico Inteiro

O EHQI descoberto por von Kliting *et al.* em 1980 ^[1], cujo trabalho lhe rendeu o prêmio Nobel de 1985, é um extraordinário fenômeno que ocorre somente em medições de efeito Hall em SE2D(Q1D)s realizados em certos dispositivos semicondutores, sob condições de baixas temperaturas (~ 4 K) e intensos campos magnéticos (~ 10 T). Neste caso, a fim de facilitar o entendimento sobre o EHQI é antes conveniente explicarmos primeiro como é que se realiza um SE2D(Q1D), em particular, um SE2D(Q1D) com alta densidade eletrônica (sistema degenerado), uma vez que este é o único meio onde o EHQI pode ser obtido.

1.1.1 Os SE2D(Q1D)s

Um SE2D não existe naturalmente, porém, sob certas circunstâncias, alguns sistemas comportam-se como bidimensionais. Este é o caso, por exemplo, dos SE2Ds obtidos sobre a superfície do hélio líquido ^[64], onde os elétrons são aí aprisionados por meio de uma combinação de potenciais atrativos gerados tanto pela carga imagem quanto pela aplicação de um campo elétrico externo (que impedem os elétrons de se afastarem da superfície do hélio líquido) e de uma barreira de potencial infinita causada pelo princípio de exclusão de Pauli (que impede os elétrons de entrarem no hélio líquido). Entretanto, como tal sistema possui uma densidade eletrônica muito baixa (sistema não-degenerado), 10^5 - 10^9 cm^{-2} , o mesmo pode apresentar somente comportamento clássico.

Por sua vez, SE2Ds de alta densidade eletrônica (sistemas degenerados) ^[3], em que efeitos puramente quânticos podem ser visualizados, podem ser criados em dispositivos semicondutores do tipo *Si-MOSFET* ^[4] (*metal-oxide-semiconductor field effect transistor*) e heterojunções semicondutoras ^[5]. O primeiro a propor a construção experimental de tal sistema foi Schreiffer em 1957, Ref. [3]. Segundo ele, uma fina camada de elétrons poderia ser criada na interface entre dois distintos materiais por meio de uma diferença de potencial

que quantizaria o movimento destes elétrons perpendicularmente ao seu plano. Em baixas temperaturas a energia de excitação dos elétrons nesta direção seria, então, muito maior que a energia de excitação no plano e também muito maior que sua energia térmica $k_B T$, ficando os elétrons, assim, com seu movimento restrito ao plano da interface. De fato, após a confirmação experimental da obtenção de um tal SE2D em 1966 por A. B. Fowler *et al.*, Ref. [4], em que utilizaram um *Si-MOSFET*, deu-se origem a uma intensa investigação das propriedades destes sistemas, tanto teóricas quanto experimentais. Neste último segmento, como o efeito Hall se constitui numa importante “ferramenta” que nos fornece valiosas informações sobre os portadores de carga nos dispositivos sob medição, o seu progressivo uso e aperfeiçoamento permitiu que fosse “acidentalmente” descoberto o EHQL.

Si-MOSFET

Este foi o primeiro dispositivo a apresentar-se como um SE2D e foi nele que von Klitzing descobriu o EHQL [1]. Uma representação esquemática deste dispositivo está ilustrada na Fig. 1.1, onde um isolante (SiO_2) de fina espessura é colocado entre uma placa metálica (denominada de *gate*) e um semicondutor (Si) dopado com impurezas aceitadoras (tipo-p). Dessa forma, mesmo quando uma baixa voltagem positiva é aplicada no *gate*, devido a fina espessura ($\sim 1000 \text{ \AA}$) da camada de SiO_2 , um intenso campo elétrico da ordem de até 10^6 V/cm pode ser gerado numa extensão razoável do Si, o que força as bandas de condução e valência do mesmo a diminuírem suas energias quanto mais se aproximam da interface. Assim, numa voltagem de *gate* suficientemente alta a banda de condução do Si cruza o nível de Fermi (NF) - a energia do mais alto estado ocupado - nas proximidades da interface, criando localmente uma região com predomínio de cargas negativas e denominada de “camada de inversão” devido ao fato do Si ser do tipo-p. Paralelamente, é criada uma região de depleção onde os pares elétron-buraco ficam espacialmente separados por forças coulombianas em diferentes bandas de energia, com os sítios ionizados proporcionando um forte isolamento elétrico das cargas da camada de inversão com relação ao resto do semicondutor.

O potencial resultante deste acúmulo de carga da camada de inversão pode ser aproximado por um potencial quase-triangular, onde o isolante comporta-se como uma barreira para os elétrons. Desta forma o movimento dos elétrons na direção perpendicular à interface torna-se quantizado e, como as energias de excitação na direção perpendicular à

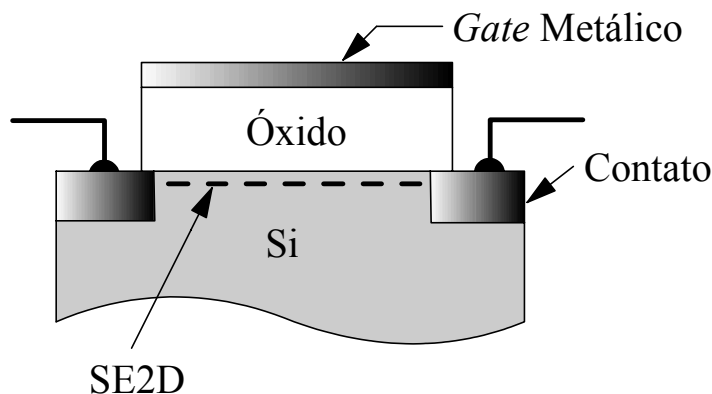


Figura 1.1: Desenho esquemático de um *Si-MOSFET*. O SE2D reside na interface entre o silício e óxido de silício. Os elétrons são mantido contra o óxido pelo campo elétrico do *gate* metálico.

interface são da ordem de 20meV, muito maior do que qualquer outra energia no sistema sob baixas temperaturas, os elétrons são capturados na sub-banda mais baixa, cerca de 50 Å próximo à interface, comportando-se, portanto, como um verdadeiro SE2D.

Uma das principais razões que atraiu a atenção ao estudo do *MOSFET*, do ponto de vista experimental, é que a densidade de portadores é diretamente proporcional a voltagem de *gate* aplicada, podendo ser ajustada continuamente no intervalo de 0 a 10^{13} cm^{-2} .

Heterojunções Semicondutoras

O aprimoramento de técnicas de crescimento de cristais como, por exemplo, epitaxia por feixe molecular (*molecular beam epitaxy - MBE*) e deposição de vapor químico organometálico (*metalorganic chemical vapor deposition - MOCVD*) permitiram a fabricação de estruturas artificiais de semicondutores no qual camada por camada de nível atômico de diferentes materiais podem ser depositadas e manipuladas com variação de composição, geometria de interface e dopagem numa escala de precisão a nível atômico. Um exemplo de sua aplicabilidade é a fabricação de heteroestruturas semicondutoras capazes de manter um SE2D na sua interface. Neste caso, o mais empregado é uma heteroestrutura de GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ (Fig. 1.2), cujos parâmetros de rede de ambos os materiais, por serem praticamente iguais, permitem um “casamento” quase perfeito na interface. Em adição a essa interface quase perfeita, uma vez que tais técnicas (*MBE* e *MOCVD*) permitem que impurezas doadoras (tipo-n) introduzidas no AlGaAs sejam confinadas a um plano suficientemente afastado da interface onde será formado o SE2D, o espalhamento

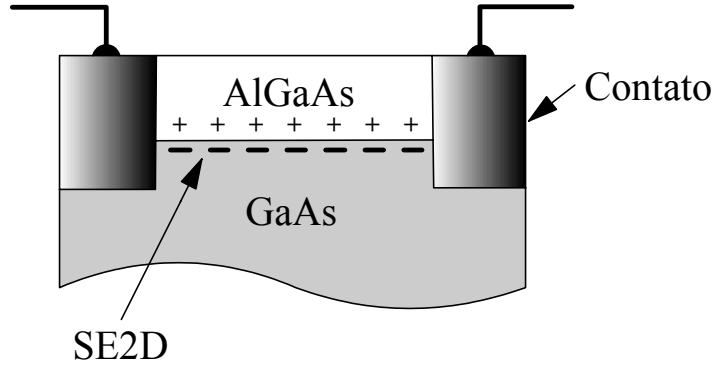


Figura 1.2: Desenho esquemático de uma heterojunção de GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ dopada por modulação. O SE2D reside na interface entre GaAs e AlGaAs. Os elétrons são mantidos contra o AlGaAs pelo campo elétrico dos íons (+) de silício dopantes.

eletrônico devido às imperfeições da interface e a tais impurezas, tão característicos dos SE2Ds obtidos em *MOSFETs*, tornam-se desprezíveis. É claro que os elétrons são também espalhados pelas vibrações dos átomos, os tão chamados fônons. Entretanto, resfriando as amostras a temperaturas próximas do zero absoluto reduz tais vibrações a um nível no qual elas tornam-se desprezíveis quando comparadas ao espalhamento de quaisquer impurezas residuais. Portanto os SE2Ds obtidos a partir de heteroestruturas semiconduras representam, assim, um “refinamento” tecnológico sobre os dos *MOSFETs*.

Na Fig. 1.3 mostramos o diagrama da banda de energia de uma heteroestrutura de GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. A presença de dopagem no AlGaAs e a variação na composição dos materiais dão origem a uma descontinuidade no *gap* das bandas de energia na interface. Esta descontinuidade surge da diferença, em energia, do *gap* do GaAs (*gap* menor) e AlGaAs (*gap* maior). O potencial na interface é gerado ainda pelas impurezas tipo-n que, para manter o nível de Fermi constante através da junção, transferem suas cargas para a banda de condução do GaAs, cuja energia é da ordem de 250 a 300 meV menor do que a energia da banda de condução do AlGaAs (para uma concentração variando entre $x = 0.19$ a $x = 0.29$). Esta transferência de carga provoca campos elétricos internos bastante intensos (10^5 V/cm) que causam um entortamento bastante significativo das bandas de energias nas proximidades da interface, gerando um potencial quase-triangular que confina o movimento dos elétrons na direção perpendicular à interface, análogo aos SE2Ds dos *MOSFETs*.

Por sua vez, um confinamento adicional em uma das direções perpendiculares à interface eletrônica 2D tornará o SE2D cada vez mais próximo de um SEQ1D, no mesmo

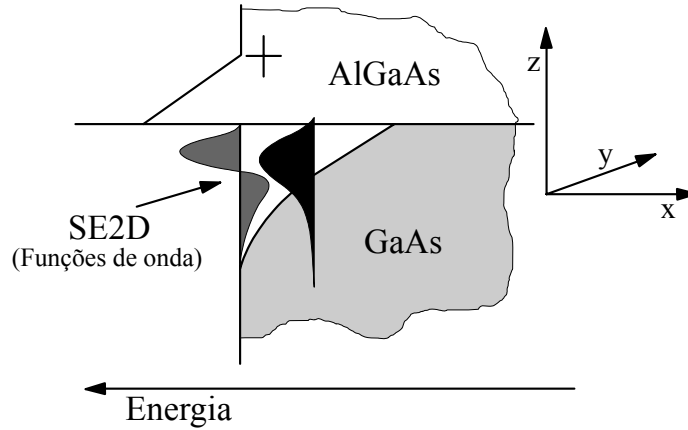


Figura 1.3: Condição energética na estrutura dopada por modulação (muito similar à condição no *MOSFET*). A energia aumenta para a esquerda. Os elétrons são capturados na interface pelo poço quântico quase-triangular. Eles assumem estados discretos de energia na direção z (regiões preta e cinza escuro). Em baixas temperaturas e baixa concentração eletrônica somente o estado eletrônico mais baixo (preto) é ocupado. Os elétrons são totalmente confinados na direção z , mas podem se mover livremente no plano xy .

sentido em que as interações eletrônicas interbordas tornam-se cada vez mais intensas.

Uma outra importante vantagem destes dispositivos é a pequena massa efetiva m^* do elétron ($0.068m_e$ para GaAs versus $0.2m_e$ para o Si, onde m_e é a massa do elétron livre). Uma pequena massa efetiva resulta numa energia magnética característica maior, o que permite trabalhar com campos magnéticos mais fracos. Contudo, uma vez construída a amostra a densidade dos portadores de carga pode ser variada somente dentro de um intervalo muito estreito. Então, para mudar a posição da energia de Fermi com relação ao nível de Landau, como é requerido para observar o EHQI, o campo magnético deve ser ajustado. Isto é uma desvantagem, uma vez que é relativamente mais difícil alterar o campo magnético ao invés da densidade de portadores pelo simples ajuste da voltagem de *gate* no *MOSFET*.

Vale lembrar ainda que ambos os dispositivos acima contam com uma fonte e um dreno que servem como contatos para o SE2D(Q1D), por onde a corrente deverá fluir.

1.1.2 O efeito Hall

Basicamente, experimentos de efeito Hall consistem em medir certas voltagens e correntes em amostras de sistemas eletrônicos submetidos a um campo magnético, denominados de experimentos de magneto-transporte. Desta forma, considerando a geometria da amostra

eletrônica como sendo a de uma fina barra retangular, a aplicação de uma voltagem V ao longo da amostra provoca na mesma um fluxo de corrente I na direção do campo aplicado. Por outro lado, se medirmos a voltagem transversal ao longo do caminho da corrente esta será zero, desde que a corrente flui perpendicularmente a ela. Entretanto, a situação se modifica ao aplicarmos um campo magnético B perpendicular ao plano da amostra, o qual dá origem a uma voltagem transversal ao longo do caminho da corrente, V_H , agora diferente de zero. Uma observação direta é que, como ambas as voltagens são proporcionais à corrente I , uma consequência natural é a divisão destas voltagens por essa corrente, o que dá origem às resistências longitudinal (dissipativa), $R = V/I$ - válida mesmo com $B = 0$ - e transversal, $R_H = V_H/I$. Além disso, desde que diversos experimentos mostram que V_H é diretamente proporcional ao campo magnético B , o mesmo deve ocorrer com a resistência transversal, $R_H \propto B$. A esta dependência linear denominamos de efeito Hall ou Efeito Hall Clássico e, em consequência, a resistência e voltagem transversais associadas recebem o nome de resistência Hall, R_H , e voltagem Hall, V_H , respectivamente, em homenagem ao seu descobridor Edwin Hall (1879). A Fig. 1.4 descreve ilustrativamente a geometria do aparato experimental para a obtenção do efeito Hall, enquanto que a Fig. 1.5 descreve um gráfico relativo ao próprio efeito Hall, em que é mostrado uma aparente relação linear entre V_H e B , e daí, entre R_H e B .

A explicação do efeito Hall está na eletrodinâmica clássica. A presença do campo magnético B exerce uma força lateral (força de Lorentz) sobre os elétrons que se movimentam na direção da corrente. Assim, os elétrons são empurrados em direção a uma das bordas da amostra (dependendo da direção do campo magnético), dando origem a um acúmulo de cargas negativas sobre uma das bordas. Este acúmulo de cargas eventualmente se estabiliza na medida em que força de Lorentz se equilibra com a própria repulsão coulombiana advinda desse acúmulo de cargas em uma das bordas. Tal fato, assim, resulta no aparecimento de uma voltagem transversal ao longo do caminho da corrente. Obviamente, quanto maior for B tanto maior será a força lateral e tanto maior será V_H e R_H . Por sua vez, quanto menor for a densidade de elétrons tanto maior também será V_H e R_H . A justificativa para tal comportamento é antes simples: se menos elétrons participam da geração de uma mesma quantidade de corrente (que permanece constante), então isso significa que os mesmos elétrons devem viajar mais rápido. Como elétrons mais rápidos experimentam uma força de Lorentz mais forte, consequentemente um maior V_H deve ser gerado e, daí, um maior R_H .

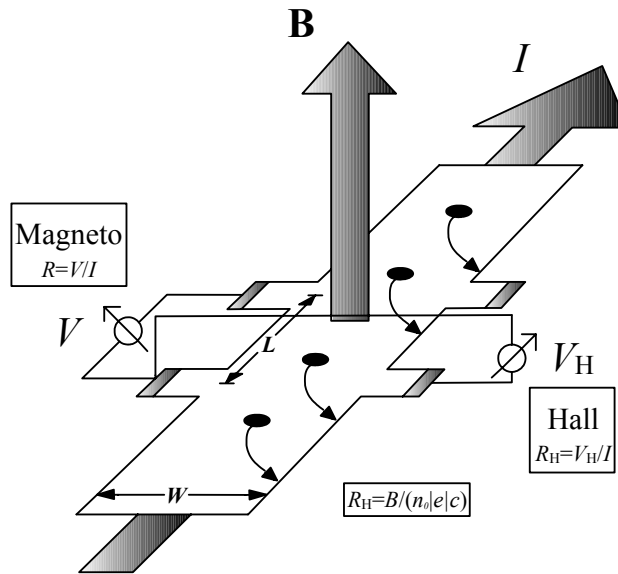


Figura 1.4: Geometria para medição da magneto-resistência, R , e da resistência Hall, R_H , como uma função da corrente I e do campo magnético B . V representa a voltagem longitudinal, que está caindo ao longo do comprimento L relativo ao caminho da corrente, e V_H representa a voltagem Hall, que está caindo ao longo da largura W perpendicular ao caminho da corrente. A densidade eletrônica é denotada como n e a carga do elétron como e . Os pontos pretos são os elétrons que são forçados em direção a um dos lados da barra seguindo a força de Lorentz do campo magnético.

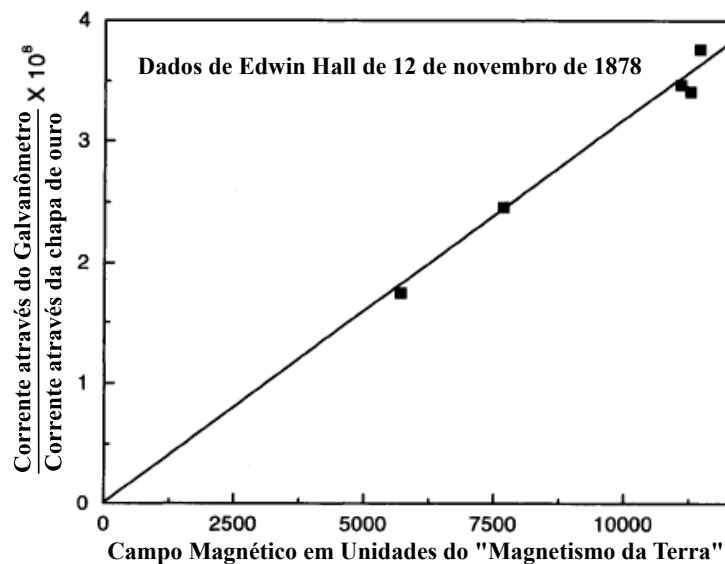


Figura 1.5: Dados de Edwin Hall de 1878 quando descritos de uma tabela em sua publicação. O eixo vertical é proporcional a voltagem Hall, V_H da Fig. 1.4 e o eixo horizontal é proporcional ao campo magnético da Fig. 1.4. Uma relação linear entre V_H e B , e daí, entre R_H e B é aparente. Desde os dias de Edwin Hall esta relação estritamente linear tem sido confirmada por diversos experimentos muito mais precisos.

Do modelo de Drude é fácil deduzir a expressão final para a resistência Hall, $R_H = B/(n_0 |e| c)$ (ver Fig. 1.5), onde n_0 é a densidade dos portadores de carga por unidade de área da amostra, que é igual a densidade dos portadores de carga por unidade de volume vezes a espessura da amostra, e é a carga elementar do elétron e c é a velocidade da luz no vácuo. Note que nenhum outro parâmetro eletrônico, tal como sua massa, nem quaisquer outros parâmetros materiais entram no cálculo - somente a densidade eletrônica. Mais notavelmente, R_H não depende da forma da amostra. De fato, mesmo um conjunto de buracos perfurados na amostra não alteraria o resultado. Uma folha de metal perfurada mostra a mesma resistência Hall que uma folha perfeita, contanto que todos os contatos elétricos permaneçam mutuamente conectados. Devido a sua independência de todos os parâmetros intrínsecos e extrínsecos, o efeito Hall tem se tornado uma “ferramenta” padrão para a determinação tanto da natureza dos portadores de carga (se elétrons ou buracos), quanto da densidade dos mesmos nos sistemas eletrônicos. Em particular, a densidade de carga em amostras semicondutoras, que pode variar largamente dependendo da preparação, é medida via efeito Hall.

1.1.3 O efeito Hall em SE2D(Q1D)s

Em se tratando de mediadas de efeito Hall em SE2D(Q1D)s, estamos agora interessados em verificar a relação das resistências longitudinal R e Hall R_H com seus respectivos elementos do tensor resistividade $\hat{\rho}$, a saber, ρ_{xx} e ρ_{xy} . Desta forma, considerando o SE2D(Q1D) com comprimento $L_x = L$ e largura $L_y = W$, então uma corrente $I_x = I$ que flui na direção x desenvolverá uma voltagem $V_x = V$ e $V_y = V_H$ ao longo dos comprimentos L e W , respectivamente (Fig. 1.4). Daí, podemos relacionar os elementos do tensor resistividade com os valores medidos da resistência por

$$\rho_{xx} = \frac{E_x}{j_x} = \frac{V_x/L_x}{I_x/L_y} = R \frac{L_y}{L_x} = R \frac{W}{L}, \quad (1.1)$$

$$\rho_{yx} = \frac{E_y}{j_x} = \frac{V_y/L_y}{I_x/L_y} = R_H \frac{L_y}{L_y} = R_H. \quad (1.2)$$

O fato da resistência Hall R_H ser exatamente igual a resistividade Hall ρ_{yx} , sem qualquer fator geométrico das dimensões físicas da amostra 2D sendo envolvido, e desde que, na

prática, voltagens e correntes é que são medidas, ao invés de campos elétricos e densidades de correntes, implica que a resistência Hall em SE2D(Q1D)s tem um caráter completamente microscópico. Conforme veremos, este resultado traz importantes conseqüências na obtenção do EHQI.

Outras importantes expressões envolvem a relação entre os elementos dos tensores resistividade $\hat{\rho}$ e condutividade $\hat{\sigma}$. Desde que $\hat{\rho} = (\hat{\sigma})^{-1}$, então

$$\hat{\rho} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} \end{pmatrix}^{-1} = \frac{1}{\sigma_{yy}^2 + \sigma_{yx}^2} \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{yx} \\ -\sigma_{yx} & \sigma_{xx} \end{pmatrix} \quad (1.3)$$

ou

$$\hat{\sigma} = \frac{1}{\rho_{yy}^2 + \rho_{yx}^2} \begin{pmatrix} \rho_{xx} & \rho_{yx} \\ -\rho_{yx} & \rho_{xx} \end{pmatrix}, \quad (1.4)$$

onde são usadas as relações $\rho_{yy} = \rho_{xx}$ e $\rho_{xy} = -\rho_{yx}$ para o SE2D(Q1D) sob campo magnético; expressões equivalentes ocorrem para a condutividade. Daí, é possível afirmar que se uma corrente I_x finita flui sem dissipação no SE2D(Q1D), que vem a ser um caso típico no chamado RHQI, então $\rho_{xx} = 0$, $\sigma_{xx} = \rho_{xx}/(\rho_{yy}^2 + \rho_{yx}^2) = 0$, e, conseqüentemente, $\rho_{yx} \neq 0$ e $\sigma_{yx} = -\rho_{yx}/(\rho_{xx}^2 + \rho_{yy}^2) = -1/\rho_{yx}$; neste caso, a descrição do efeito Hall em termos do uso da resistividade Hall ρ_{yx} (resistência Hall R_H) ou da condutividade Hall σ_{yx} (condutância Hall G_H) fica sendo uma questão de conveniência.

1.1.4 Obtendo o EHQI

Sob baixas temperaturas (~ 4 K) e baixos campos magnéticos ($\sim 10^{-1}$ T) os resultados obtidos em medidas de magneto transporte em SE2D(Q1D)s concordam perfeitamente com o efeito Hall clássico, no qual a resistência ou resistividade Hall é dada por $R_H = \rho_{yx} = B/(n_0 |e| c)$. Além do mais, a magneto-resistividade é zero, indicando que a resistividade longitudinal é independente do campo magnético, $\rho_{xx}(0) = \rho_{xx}(B)$. Entretanto, conforme se dá o aumento do campo magnético começam a surgir desvios desses resultados clássicos relativos a estas resistividades. Um primeiro desvio vem a ser as oscilações quânticas na resistividade longitudinal ρ_{xx} conhecidas como efeito Shubnikov De Haas^[6-8], conforme mostrado na Fig. 1.6.

Por fim, para campos magnéticos ainda mais intensos teremos a esperada quantização da resistividade Hall, ou seja, o EHQI. Sob estas condições, em experimentos de magneto-transporte, a combinação apropriada de uma densidade eletrônica variante com um campo

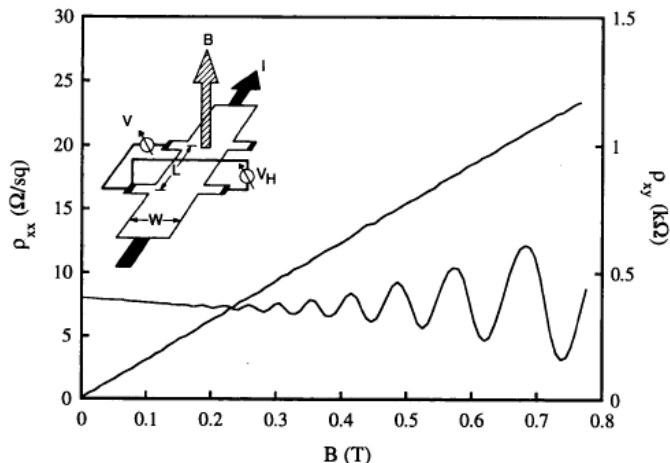


Figura 1.6: Os coeficientes de magneto-transporte ρ_{xx} e ρ_{xy} de um SE2D no GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ na temperatura de 0.35 K num campo magnético moderadamente baixo. A figura em detalhe mostra a geometria da medida. O campo magnético é perpendicular ao plano do SE2D e a corrente I . As voltagens V e V_H são respectivamente medidas ao longo e transversalmente a I . $\rho_{xx} = (V/I)(W/L)$ é a resistividade dissipativa (independente da área da amostra), e $\rho_{xy} = V_H/I$, tomado como positivo, é a resistividade ou resistência Hall (independente da largura da amostra).

magnético fixo (ou o inverso) faz com que, para certos intervalos dessa densidade eletrônica (ou do campo magnético), a resistividade Hall ρ_{yx} exiba uma série de platôs - intercalados por “saltos” - no valor do inverso de múltiplos inteiros de e^2/h , o que dá ao seu gráfico um aspecto de “sucessivos degraus”; h é a constante de Planck. Adicionalmente, no mesmo intervalo da densidade eletrônica (ou do campo magnético) em que cada platô é precisamente quantizado em $\rho_{yx} = -1/\sigma_{yx} = h/(\nu e^2)$, $\nu = 1, 2, 3, \dots$, a resistividade e condutividade longitudinais tendem a zero, $\rho_{yy} = \sigma_{yy} \rightarrow 0$. Quando a temperatura é reduzida ainda mais, as regiões dos platôs tornam-se mais e mais planas e precisas, e a resistência longitudinal aproxima-se mais ainda do zero, ficando evidente que em $T = 0$ K a corrente deverá fluir sem qualquer dissipação; é este preciso regime do EHQI que nós denominamos de RHQI. A Fig. 1.7 mostra dois resultados do EHQI, tanto para uma densidade eletrônica variante (campo magnético constante) num *Si-MOSFET* quanto para um campo magnético variante (densidade eletrônica constante) em heteroestruturas de GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$.

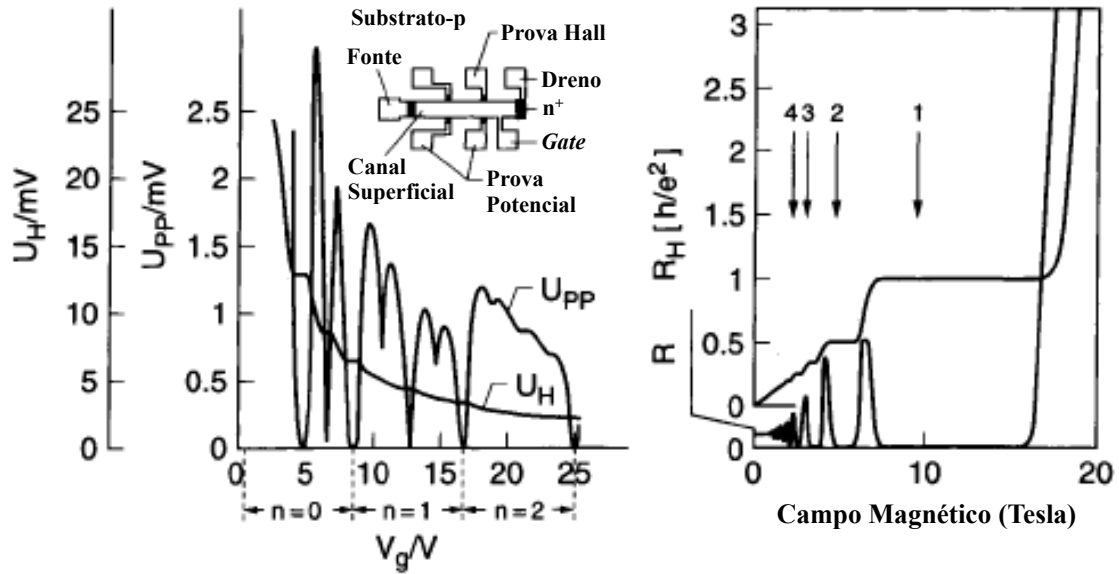


Figura 1.7: Painel esquerdo: dados originais da descoberta do EHQI por Klaus von Klitzing em 1980 no SE2D de um transistor *MOSFET* de silício. Ao invés de uma curva suave ele observou platôs na voltagem Hall (aqui, U_H) e encontrou, concomitantemente, um profundo mínimo na magneto-resistência (aqui, U_{pp}). O eixo horizontal representa a voltagem de gate (V_G) que varia a densidade dos portadores, n_0 . Painel direito: mostra dados equivalentes tomados de um SE2D num GaAs/ $Al_xGa_{1-x}As$. Desde que estes gráficos são descritos em função do campo magnético eles podem ser diretamente comparados aos dados de Edwin Hall da Fig. 1.6. Antes do que uma dependência linear da resistência Hall sobre o campo magnético da Fig. 1.6, estes dados mostram largos platôs em R_H e, em adição, profundos mínimos em R .

1.1.5 Abordagem teórica do EHQI

Uma explicação simplificada apenas em termos de *bulk* do sistema e partícula única (elétron independente) pode esclarecer os resultados do EHQI: num campo magnético suficientemente intenso os níveis de energia de um elétron num SE2D(Q1D) colapsam, como um resultado da quantização de suas órbitas ciclotrônicas, num conjunto discreto de níveis de energia, denominados de níveis de Landau (NLs)¹, $E_n = (n + 1/2) \hbar\omega_c$, $n = 0, 1, 2, \dots$, onde $\omega_c = |e|B / (m^*c)$ é a frequência ciclotrônica. Os elétrons podem se estabelecer somente nestas energias, mas não nos grandes *gaps* entre elas, sendo a existên-

¹Não há perda de generalidade pelo fato de desprezarmos o efeito do *spin*.

cia dos mesmos crucial para a ocorrência do EHQI². Cada NL pode acomodar um grande número de elétrons, todos com a mesma energia. Isto se deve ao fato de ser possível posicionar o centro de cada órbita em muitos diferentes lugares no plano bidimensional. Assim, esta chamada degenerescência dos NLs, dada por $n_B = |e| B / (hc)$, é uma função crescente do campo magnético, uma vez que o raio ℓ_0 ($\propto B^{-1/2}$) de cada órbita é reduzido com o seu aumento. Assim, para uma dada densidade eletrônica n_0 e para um dado campo magnético B o número de NLs preenchidos é dado por

$$\nu = n_0/n_B = n_0hc / (|e| B), \quad (1.5)$$

o chamado fator de preenchimento dos NLs. Dessa forma, substituindo o valor de n_0 , em termos de ν , na expressão da resistência Hall nos dá

$$R_H = \rho_{yx} = B / (n_0 |e| c) = h / (e^2 \nu). \quad (1.6)$$

De fato, em todos os experimentos, tanto no *Si-MOSFET* como em heteroestruturas de GaAs/Al_xGa_{1-x}As, o que variamos é este fator, uma vez que ele depende de ambas as quantidades, n_0 e B , variadas nos respectivos tipos de amostras. Portanto, para alguns valores especiais de n_0 (ou B) ν deve ser um inteiro i , resultando em um número inteiro de NLs completamente preenchidos e, conseqüentemente, na quantização inteira da resistência Hall e, correspondentemente, na queda momentânea da resistência longitudinal R . Entretanto, de acordo com tal desenvolvimento R_H teria seus valores quantizados somente em posições muito precisas da densidade eletrônica n_0 (ou do campo magnético B), para o qual $\nu = i$. Isto seria uma base de apoio extremamente fraca, desde que a precisão para o qual R_H assume um dos valores quantizados dependeria da precisão para o qual pode-se determinar n_0 (ou B). Na realidade, no EHQI a resistência Hall R_H assume valores quantizados sobre extensas regiões de n_0 (ou B) em torno de $n_0 = in_B$ (ou $B = hc n_0 / (|e| i)$).

Conforme visto acima, embora o resultado da Eq. (1.6) seja desejado, ele não explica a formação dos platôs em R_H e nem os extensos mínimos em R . Tal dificuldade pode ser

²Observe aqui que o SE2D difere decisivamente dos elétrons em três dimensões. O movimento na terceira dimensão, ao longo do campo magnético, pode adicionar qualquer quantidade de energia para a energia dos NLs. Portanto, em três dimensões os *gaps* de energia são preenchidos e, daí, eliminados, evitando o EHQI de ocorrer.

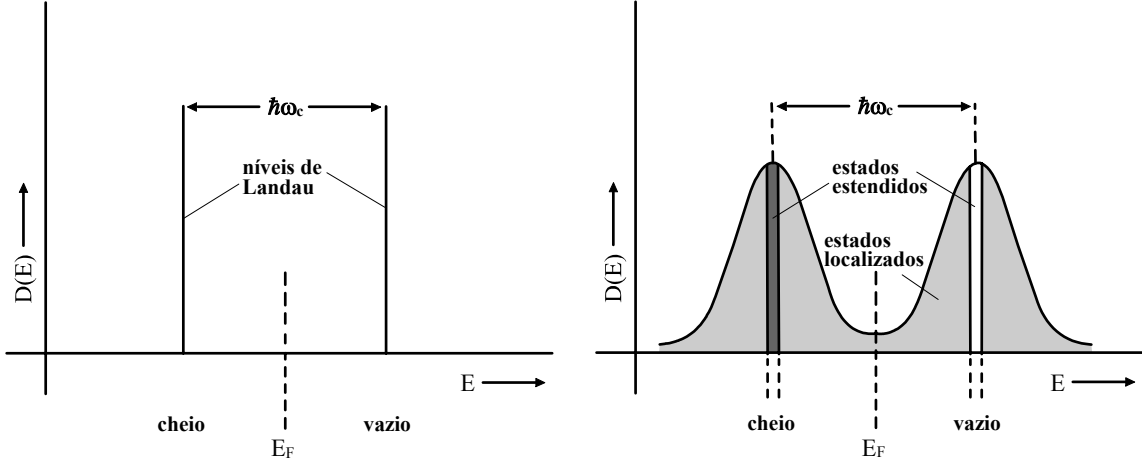


Figura 1.8: Densidade de estados $D(E)$ como função da energia. (esquerda) NLs de um SE2D submetido a um forte campo magnético B perpendicular ao plano de cargas. É clara a quantização da energia em $(n + 1/2)\hbar\omega_c$, onde cada valor de n ($0, 1, 2, \dots$) corresponde a um dado NL. (direita) Os correspondentes NLs são alargados devido a efeitos de desordem, sendo que, enquanto os estados centrados em torno dos NLs originais podem transportar correntes (estados estendidos ou delocalizados), os estados situados nas bordas dos mesmos são proibidos de transportar corrente (estados localizados). Quando o NF (ou, equivalentemente, energia de Fermi (E_F)) varia relativamente em relação aos estados localizados e estendidos temos a formação em “degraus” na resistência Hall $R_H = \rho_{yx}$, característica do EHQL.

contornada se levarmos em conta duas características^[6-8] inerente a todos os SE2D(Q1D)s (degenerados), o alargamento dos NLs e a localização eletrônica. Apesar do extremo cuidado com o qual um dado SE2D(Q1D) seja preparado, sempre permanece algum grau de desordem, devido a existência de vibrações térmicas (temperatura finita), defeitos e impurezas residuais ao longo da interface em que é formado o SE2D(Q1D), capaz de introduzir através de seus potenciais variações na energia em torno de cada nítido NL, e forçando os mesmos a se alargarem em bandas de energia. Entretanto, apesar das extensas regiões situadas entre os NLs originais (sem alargamento) passarem a ser de estados de energia permitidos, eles não podem transportar corrente, uma vez que os mesmos são originados exclusivamente pelos potenciais de desordem e, portanto, qualquer elétron que aí esteja estará capturado e isolado (localizado) por este potencial; por esse motivo tais regiões são chamadas de regiões de estados localizados ou *gaps* de mobilidade. Por outro lado, as regiões centradas em torno dos NLs originais, que são associadas a estados capazes de transportar corrente, são chamadas de regiões de estados estendidos ou delocalizados (Fig. 1.8).

Assim, se considerarmos uma densidade eletrônica n_0 (ou campo magnético B) ou, equivalentemente, o fator de preenchimento ν tal que o NF esteja numa das regiões de estados localizados, então um número inteiro de estados estendidos (equivalente ao número de NLs originais) abaixo do NF estarão completamente preenchidos. Entretanto, uma vez que somente os estados estendidos transportam corrente, qualquer deslocamento relativo do NF com relação aos estados localizados não alterará a corrente I nem a voltagem Hall V_H e, conseqüentemente, a resistência Hall se torna $R_H = \rho_{yx} = h/(e^2i)$, onde $\nu = i$ corresponde ao número de estados estendidos totalmente preenchidos, se mantendo constante durante toda a passagem do NF pelo estado localizado em questão, e formando, portanto, os platôs quantizados observados na resistência Hall R_H . Paralelamente a este fato, embora todos os estados abaixo do NF estejam completamente preenchidos e os acima completamente vazios, a energia térmica não é suficiente para excitar um elétron para o estado estendido do seguinte NL mais elevado, $k_B T \ll \hbar\omega_c$, onde k_B é a constante de Boltzmann. Em adição, como não há estados vazios com menor energia, os elétrons não podem ser espalhados. Isto implica em resistência zero e, desta forma, a corrente flui sem dissipação, justificando a existência de um extenso mínimo na resistência longitudinal R paralelamente a existência do platô em R_H . Conforme já dito, a coexistência do platô em R_H e o extenso mínimo em R nós chamamos de RHQI.

Por outro lado, quando a densidade eletrônica n_0 (ou do campo magnético B) é tal que o NF se encontra na região de estados estendidos, os elétrons aí presentes participarão da corrente e, enquanto houver estados estendidos para serem ocupados, haverá a possibilidade dos elétrons serem espalhados para estes. Assim, deve haver uma resistência na direção da corrente, o que faz com que a resistência Hall R_H aumente. Por sua vez, ao passo que tais estados estendidos forem sendo ocupados haverá menos estados para os elétrons serem espalhados e, conseqüentemente, a resistência R será gradualmente reduzida. Quando o NF estiver novamente na região dos estados localizados teremos novamente o surgimento de um platô na resistência Hall R_H , juntamente com a corrente fluindo sem dissipação.

Em linhas gerais, observamos que a variação da densidade eletrônica n_0 (ou do campo magnético B) causa um deslocamento do NF relativo a tais estados localizado-estendido-localizado para cada NL, correspondendo, assim, a uma transição entre os estados RHQI-metal-RHQI, o que equivale na resistência Hall R_H à passagem por dois platôs separados por um salto quantizado e na resistência longitudinal R à passagem por duas regiões sem

dissipação separadas por uma espécie de “pico”. Hoje em dia tais transições já são vistas como bem estabelecidas, servindo como o “ingrediente” fundamental para a explicação do EHQI e justificando o mesmo como um fenômeno independente das fronteiras e da forma da região onde o SE2D(Q1D) é formado, ou seja, justificando o mesmo como um fenômeno de *bulk* e de partícula única (elétron independente).

Como já afirmado, a alta precisão da quantização não depende da forma e tamanho da amostra, nem do cuidado particular tomado para definir suas regiões de contato. Numa “artimanha” da natureza, a existência e precisão dos platôs do EHQI exige a existência de desordem na amostra. Sem tais “sujeiras” não há EHQI, ao invés disso teríamos a linha reta de Edwin Hall. Apesar desse fato, numa engenhosa experiência de pensamento, Laughlin^[7] foi capaz de deduzir a existência e precisão do EHQI sugerindo que o mesmo fosse devido a princípios fundamentais, a saber, a invariância de calibre (*gauge*) e a existência de *gaps* de mobilidade. Neste tratamento o valor de $R_H = h / (e^2 i) = (h/e) / (ei)$ emerge como uma razão do fluxo quântico magnético³ $\phi_o = h/e$ e da carga eletrônica e , junto com o número de NLs ocupados i .

1.1.6 Os efeitos de borda no RHQI

Conforme comentado anteriormente, é fato aceito que se no *bulk* o NF está na região de estados localizados, tais estados não podem transportar corrente. Entretanto, conforme mostrado nas Refs. [9–15], quando levamos em conta no modelo as bordas do SE2D(Q1D), que são descritas pelo seu correspondente potencial de confinamento lateral, as energias dos NLs devem aumentar conforme se aproximam dessas bordas e, conseqüentemente, se interceptam com o NF (Fig. 1.9). Essas interseções formam verdadeiros canais unidimensionais que, por sua vez, devem governar as propriedades de transporte quando o RHQI se mantém, ou seja, quando o NF está num estado localizado no *bulk*.

Classicamente estes estados de borda correspondem às órbitas saltitantes (*skipping orbits*) e eles são os únicos estados estendidos no NF. No regime linear (voltagens aplicadas muito menores do que a separação dos NLs), por exemplo, estes são os únicos estados relevantes para a determinação das propriedades de transporte. Uma corrente conjunta

³O próprio campo magnético não é quantizado. Este é diferente da carga, que usualmente vem como e . Contudo, para os propósitos de leitura, que trata com campos magnéticos na presença de elétrons, pode-se pensar nele como sendo quantizado.

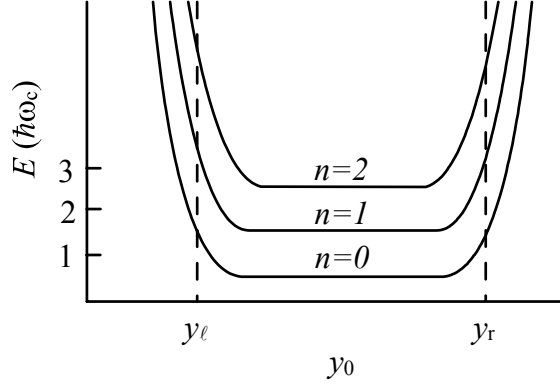


Figura 1.9: Encurvamento dos NLS quando os mesmos se aproximam das barreiras esquerda (y_ℓ) e direita (y_r) do potencial de confinamento lateral infinito (não ilustrado). Por sua vez, os valores $y_0 \leq y_\ell$ e $y_0 \geq y_r$ definem as respectivas regiões de borda esquerda e direita do SE2D(Q1D).

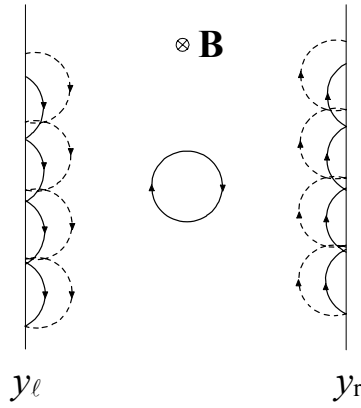


Figura 1.10: O círculo fechado representa o movimento ciclotrônico clássico dos elétrons de *bulk*. Os círculos abertos representam a trajetória clássica dos elétrons saltitantes se movendo ao longo das bordas da amostra num campo magnético normal \mathbf{B} , desde que os estados de borda estejam em diferentes níveis de energia.

flui através da amostra se os estados de borda são ocupados em diferentes níveis de energia, com os elétrons nas bordas opostas movendo-se em direções opostas.

Como interessante exemplo de aplicação dessas teorias de borda, podemos citar a quebra (*breakdown*) do EHQI, em que a dissipação (proporcional à condutividade longitudinal) aumenta bruscamente por um fator excedente a 10^4 devido a uma mudança na corrente por menos do que 1%^[65–67]. Vale lembrar, entretanto, que todos esses resultados são obtidos dentro de uma imagem de partícula única.

1.1.7 A separação de fases dos estados de borda no RHQI

Posteriormente, efeitos da interação elétron-elétron associados a tais estados de borda foram verificados como sendo fundamentais nos estudos envolvendo tanto efeitos do tipo partícula [23–25, 27–38] como efeitos do tipo coletivo [26, 39–63]. Um importante resultado, que deve ser considerado ao se tratar ambos os efeitos acima, estabeleceu que um possível “achatamento” dos estados de borda associados ao mais alto NL ocupado na vizinhança do NF⁴ (Ref. [28]) pode ser evitado se o potencial de confinamento lateral “nu” for suficientemente íngreme [29–31]; em adição, a formação de alternadas fases incompressíveis (faixa dipolar [28–31]) e compressíveis nas bordas do SE2D(Q1D) não pode ocorrer [30]. Ao que segue, nesta tese estaremos assumindo que não temos tal achatamento [28] ou que os NLs têm inclinações finitas no NF.

1.2 O Desdobramento de *Spin* num Fio Quântico

O estudo do comportamento do desdobramento de *spin* em pesquisas de magnetotransporte em SE2Ds já é de longa data. De certa forma, levando-se em consideração as interações elétron-elétron tornou-se padrão associar um fator- g efetivo à medida do desdobramento de *spin*, à semelhança do papel desempenhado pelo fator- g de Landé no levantamento da degenerescência de *spin* de partícula única na presença de um campo magnético. Assim, num trabalho pioneiro, Fang e Stiles [68] encontraram experimentalmente que o fator- g num SE2D obtido por meio de um *Si-MOSFET* é realçado com respeito ao valor de *bulk* (3D), sendo o mesmo ainda dependente da densidade eletrônica. Por sua vez, Janak [69] foi o primeiro a explicar tal comportamento, sob a condição de um campo magnético muito fraco, em termos de interações de troca, que são realçadas sempre que as populações de níveis com desdobramento de *spin* são diferentes. Além disso, em seu celebrado trabalho Ando e Uemura [70] mostraram que, sob a condição de um forte campo magnético, os efeitos de troca e correlação conduzem a uma grande oscilação do fator- g efetivo que pode ser consideravelmente maior do que o fator- g de Landé (o valor g_0 “puro” ou “nu” na imagem de partícula única) da amostra utilizada, e explicaram o comportamento oscilatório do fator- g como uma função do fator de preenchimento num SE2D; desde que o aumento

⁴Tal “achatamento” dos NLS e do próprio potencial de confinamento lateral (não “nu”) se deve à dependência das propriedades da blindagem do SE2D sobre o fator de preenchimento ν .

depende diretamente da diferença de população do par com desdobramento de *spin* do mesmo NL, ele é máximo quando o NF está num *gap* de *spin* entre os próprios níveis, e ele se aproxima de um valor mínimo (próximo ao seu valor “puro”) quando o NF está a meio caminho entre os estados de *spin* originados de diferentes NLs. Este quadro tem sido confirmado por um número de diferentes métodos experimentais. Em todos os casos, significativos aumentos têm sido encontrados com respeito ao valor de *bulk*, que para GaAs é $g_0 \sim -0.44$ [71].

Conforme dito anteriormente, o EHQI não está restrito somente ao SE2D (canal eletrônico largo), mas também pode ser obtido no SE2D confinado lateralmente (canal eletrônico estreito), sendo, inclusive, às vezes denominado também de SEQ1D ou fio quântico (FQ). Assim, realizando experimentos do EHQI em canais eletrônicos estreitos (um SEQ1D ou FQ, portanto) baseados em *Si-MOSFET* foi que Kastner *et al.* [23] e Mottahedeh *et al.* [24] observaram, pela primeira vez, a supressão do desdobramento de *spin* e de vale⁵ dos NLs no RHQI. Tais resultados foram logo associados aos efeitos da interação elétron-elétron, bem como evidenciaram a sua forte influência em relação à dimensionalidade, uma vez que um comportamento contrário do desdobramento de *spin* era esperado [68–70]. No caso de canais eletrônicos largos (um SE2D, portanto), por exemplo, as degenerescências de *spin* (e de vale) dos NLs são levantadas, os mesmos sendo preenchidos um após o outro, o que conduz ao salto de tamanho usual e^2/h [9, 10, 12] na condutividade Hall, compatível com a existência do desdobramento de *spin* (e de vale).

Dessa forma, na intenção de explicar tais resultados de supressão do desdobramento num FQ, Kinaret *et al.* [25] levaram em consideração, além dos efeitos combinados do campo magnético e do potencial de confinamento lateral, também os efeitos da interação de troca, mostrando a existência de uma densidade eletrônica linear crítica acima da qual o desdobramento de *spin* (e de vale, para menores densidades) não pode existir.

Assim, a partir daí [23–25] uma sucessão de trabalhos passou a considerar a importância dos efeitos da interação elétron-elétron para o desdobramento de *spin* sob o RHQI tanto em canais eletrônicos estreitos (SEQ1Ds ou FQs) [30–36] quanto em canais eletrônicos largos (SE2Ds) [27–29, 37, 38], buscando, dessa forma, uma melhor compreensão de tais efeitos,

⁵Em alguns SE2D, como, por exemplo, o *Si-MOSFET*, a banda de condução possui dois mínimos, os chamados vales, cuja degenerescência pode ser levantada com a aplicação de um campo magnético, de forma semelhante como ocorre com a degenerescência de *spin*.

principalmente em amostras baseadas em GaAs.

No início das pesquisas somente tratamentos nas aproximações de Hartree (AH) ^[30,31] e de Hartree-Fock (AHF) ^[25] foram dados. Posteriormente, modelos mais refinados, envolvendo além dos efeitos de troca também efeitos de correlação devido aos estados de borda, foram desenvolvidos ^[33,34,36-38]. Foi mostrado que os efeitos de troca, associados com a forte blindagem devido aos estados de borda, são bastante relevantes tanto para canais eletrônicos estreitos ^[33-36] quanto para canais eletrônicos largos ^[33,37,38].

Por exemplo, na Ref. [33] efeitos de correlação, devido aos estados de borda de um FQ no RHQI para $\nu = 1$, foram considerados no estudo do fator- g efetivo (fator- g de Landé realçado pela interação de troca) dentro da aproximação de Hartree-Fock blindada (AHFB) ^[72]. Para tanto, foi usado um procedimento autoconsistente denominado aproximação da “densidade local” modificada (ADLM) ^[33], em correspondência a outro tratamento onde o efeito de muitos corpos é também tratado de forma autoconsistente ^[73]; no caso de um canal eletrônico largo apenas uma estimativa qualitativa foi dada. Uma importante conclusão deste trabalho é que as correlações eletrônicas, devido à blindagem dos estados de borda, fortemente suprimem o desdobramento de troca e suavizam a dispersão da energia nas bordas, onde a pertinente derivada da contribuição da energia de troca diverge logaritmicamente. Entretanto, na Ref. [33] além das correlações terem sido tratadas por um procedimento de interação autoconsistente incompleto, a forte supressão do desdobramento de troca obtido foi estabelecida por aproximações não usuais para a energia e velocidade de grupo.

Por sua vez, a Ref. [37] providenciou um passo além em direção ao entendimento do papel da interação elétron-elétron dos estados de borda para canais eletrônicos largos no RHQI para $\nu = 1$, por desenvolver um novo procedimento dentro da AHFB em que a interação autoconsistente é, dessa vez, realizada de forma completa. Tal procedimento, denominado aproximação da “densidade local” generalizada (ADLG), constitui uma melhora considerável da anterior ADLM ^[33]. Entretanto, conforme dito acima, a ADLG foi desenvolvida apenas para canais eletrônicos largos.

1.3 Magnetoplasmons de Borda num Canal Eletrônico Largo

Excitações coletivas em sistemas eletrônicos ocorrem quando as flutuações decorridas de uma perturbação tendem a se propagar como ondas de densidade de carga, em que o sistema eletrônico responde de maneira coletiva à perturbação; de certo modo, a consideração de partículas individuais perde seu significado. Este é um fenômeno em que o campo médio efetivo da interação coulombiana age como uma força restauradora responsável pela oscilação de todos os elétrons. Assim, se o sistema eletrônico for submetido a uma perturbação de longo comprimento de onda (pequeno momento) de uma maneira coerente, necessária para que as contribuições individuais estejam em fase umas com as outras, o mesmo apresentará pelo menos um modo coletivo longitudinal caracterizado por uma relação de dispersão da frequência ω_p . Neste caso, para um tal modo coletivo a onda de densidade de carga longitudinal é denominada de plasmon ^[74].

Em linhas gerais, as propriedades dos plasmons num sólido dependem da estrutura de banda do sólido (por exemplo, massa efetiva e constante dielétrica), da dimensionalidade do sistema, da presença de fronteiras e do campo magnético. Além disso, quanto ao amortecimento dos plasmons este pode estar associado a dois mecanismos gerais: o amortecimento dissipativo, causado por colisões dos elétrons com fônons, impurezas e outras imperfeições da rede, sendo pequeno se $\omega_p\tau \gg 1$, onde τ é o tempo de relaxação dos elétrons, enquanto o outro mecanismo é o conhecido amortecimento de Landau, que se dá sempre quando os modos coletivos decaem nas excitações do tipo partícula-buraco.

Para o caso de plasmons em sistemas eletrônicos tridimensionais (SE3Ds) (considerando o modelo *jellium*) no limite de longo comprimento de onda ($q \rightarrow 0$) sua relação de dispersão é dada por

$$\omega_p^{(3D)} = \left(\frac{4\pi n_{3D} e^2}{m^* \varepsilon} \right)^{1/2} + \mathcal{O}(q), \quad (1.7)$$

apresentando um *gap* $\propto (n_{3D})^{1/2}$ para $q = 0$; n_{3D} é a densidade (3D) dos elétrons, respectivamente e ε é a permissividade dielétrica do meio. Por sua vez, na presença de um campo magnético B , em que os elétrons giram ao longo de helicóides com frequência ciclotrônica $\omega_c = |e|B/(m^*c)$ ($\omega_c\tau \gg 1$), os plasmons adquirem uma componente transversal e passam a ser denominados de magnetoplasmons (MPs). Em adição, se efeitos de superfície também são considerados, além dos plasmons de *bulk* surgem os plasmons de superfície,

cujas oscilações de densidade de carga localizam-se próximo à superfície do SE3D. De forma equivalente aos plasmons de *bulk*, o campo magnético altera apenas sensivelmente a dispersão de tais plasmons de superfície ^[52].

A situação por outro lado é diferente no caso de SE2Ds. Por exemplo, em heteroestruturas baseadas em GaAs a relação de dispersão do plasmon é dada como

$$\omega_p^{(2D)} = \left(\frac{2\pi n_{2D} e^2}{m^* \varepsilon} \right)^{1/2} q^{1/2}, \quad (1.8)$$

onde $\mathbf{q} = (q_x, q_y)$ é o vetor de onda do plasmon 2D e n_{2D} é a densidade eletrônica 2D ^[52]. Dessa forma, em contraste ao caso 3D, a frequência do plasmon 2D tende a zero no limite de longo comprimento de onda. Este fato pode ser entendido do seguinte modo: podemos considerar flutuações de densidade de carga como planos carregados no caso 3D localizados periodicamente (com período $2\pi/q$) ou linhas carregadas sobre a superfície no caso 2D. O surgimento do campo elétrico, e daí forças restauradoras, conduz à oscilações coletivas que não dependem do período para o primeiro caso e diminui de maneira inversamente proporcional ao período no segundo caso. Portanto, a frequência do plasmon em $q = 0$ apresenta um *gap* para o caso 3D, enquanto que para o caso 2D o *gap* não existe. Na verdade este fato reflete a blindagem incompleta em 2D porque o sistema está confinado a duas dimensões, mas a interação coulombiana é tridimensional, ou seja, as linhas de campo “saem” do plano dos elétrons; conseqüentemente, a lei de dispersão dos plasmons 2D necessariamente depende das propriedades do meio onde o sistema está embebido, o que justifica o uso de ε na Eq. (1.8).

Como esperado, um campo magnético aplicado perpendicularmente ao SE2D altera drasticamente o espectro do plasmon 2D, com o modo de plasmon adquirindo um *gap* igual à frequência ciclotrônica ω_c . Assim, sua relação de dispersão fica como ^[52]

$$\omega_{mp}^{(2D)}(q, B) = \left\{ [\omega_p^{(2D)}(q)]^2 + \omega_c^2 \right\}^{1/2}. \quad (1.9)$$

Os modos acima referentes aos plasmons e magnetoplasmons já são a muito tempo de conhecimento comum dos físicos. Por sua vez, com o avanço da tecnologia experimental, um novo tipo de MP foi observado tanto para SE2Ds confinados em heteroestruturas do tipo GaAs/Al_xGa_{1-x}As ^[26], quanto para SE2Ds confinados sobre a superfície do hélio líquido ^[75, 76]. Entretanto, diferentemente da frequência do MP no SE2D, a frequência deste novo modo foi encontrada como sendo menor do que ω_c (o que contrasta com a Eq. (1.8)), sem *gap*, e diminuindo com o aumento de B . Tais modos foram associados

aos estados de borda do SE2D, sendo por isso denominados magnetoplasmons de borda (MPBs), e, por esse motivo, podem ser vistos como os análogos aos plasmons de superfície encontrados no SE3D.

Assim, depois dos trabalhos pioneiros sobre MPBs [26, 75, 76], muitos estudos experimentais têm sido realizados tanto no SE2D em heteroestruturas de GaAs/Al_xGa_{1-x}As [39–50], quanto sobre hélio líquido [77]. Além disso, quanto ao estudo dos MPBs no regime Hall quântico este passou a atrair uma maior atenção após o advento de experimentos de transporte com resolução temporal (*time-resolved*) [43, 45, 48], que, conforme verificado na Ref. [48], foi capaz de mostrar uma estrutura de platô no atraso do tempo que reflete os próprios platôs do regime Hal quântico.

Quanto ao estudo teórico dos MPBs, dentro de determinados modelos essencialmente clássicos ou quânticos, diferentes mecanismos de ondas de borda têm sido propostos ou usados [51–59]. Entretanto, em se tratando de MPBs no RHQI tais modelos apresentaram algumas deficiências. Por exemplo, dentro de um mecanismo de onda de borda completamente clássico, Refs. [52, 55], em que foi primeiramente determinada a quiralidade⁶, [52] e a existência (para forte B) de modos MPBs acústicos [55], os autores das respectivas referências assumiram perfis de densidade linear de carga abrupto e suave, respectivamente, mas independentes do fator de preenchimento ν . Como consequência, estes perfis não levam em conta uma característica quântica essencial ao RHQI, a estrutura dos NLs. Tal inadequação foi posteriormente comprovada no experimento da Ref. [48], conforme já exposto acima. Em adição, para uma dissipação espacialmente homogênea dentro do canal, como a considerada por tais autores, o amortecimento dos MPBs foi encontrado para ser quantizado e independente da temperatura [52] ou foi tratado fenomenologicamente [55], com as taxas de amortecimento fortemente super-estimadas quando comparadas com os resultados experimentais [48]. Estes desvios são atribuídos à inadequação do mecanismo clássico de ondas de borda, que em efeito é empregado pelas teorias das Refs. [52] e [55], se considerado em descrever o mecanismo de ondas de borda real para o RHQI encontrado nas heteroestruturas semicondutoras [48].

Por outro lado, dentro de mecanismos de ondas de borda quânticos [53, 54, 56–59], para o RHQI com $\nu = 1$ somente a posição da borda do SE2D incompressível varia, sendo o trata-

⁶A quiralidade é a propriedade dos magnetoplasmons se propagarem em direções opostas em bordas opostas.

mento ainda limitado ao subespaço das funções de onda do NL mais baixo, desprezando-se, assim, a mistura dos níveis e a dissipação, o que por sua vez conduz a um único MPB quirial com dispersão similar àquela do modo fundamental encontrada no tratamento clássico de Volkov e Mikhailov ^[52] e Aleiner e Glazman ^[55], ou seja,

$$\omega_{mpb}^{(2D)}(q_x) \propto q_x \ln(1/\ell q_x), \quad (1.10)$$

onde ℓ é um comprimento característico do MPB.

Então, em linhas gerais podemos dizer que dentro de um mecanismo de onda de borda essencialmente clássico ^[52, 55] a densidade de carga varia na borda, mas a posição da borda do SE2D é mantida constante. Por sua vez, dentro dos diferentes mecanismos de ondas de borda quânticos ^[53, 54, 56–59] somente a borda do SE2D varia, enquanto que o perfil da densidade com respeito à borda flutuante coincide com aquela do SE2D não perturbado.

A fim de contornar estes problemas, modelos microscópicos específicos no RHQI para canais eletrônicos largos (SE2Ds), baseados numa combinação das equações da densidade de corrente linearizada, Poisson e continuidade, foram posteriormente propostos nas Refs. [60–63]. Estes modelos efetivamente incorporam os dois distintos mecanismos de ondas de borda mencionados acima, sendo que, enquanto os MPBs neste novo mecanismo de ondas de borda foram estudados nas Refs. [60–62] para o limite de baixas temperaturas, somente mais recentemente tal tratamento foi estendido, na Ref. [63], para o intervalo de temperaturas não-muito-baixas, $\hbar\omega_c \gg k_B T \gg \hbar v_{gn}^H/2\ell_0$, onde v_{gn}^H é a velocidade de grupo na AH dos estados de borda do n -ésimo NL e $\ell_0 = \sqrt{\hbar/m^*\omega_c}$ o comprimento magnético. Neste caso, o efeito da temperatura se manifesta por mudar a escala típica de comprimento de ℓ_0 para $\ell_{Tn} = \ell_0^2 k_B T / \hbar v_{gn}^H \gg \ell_0/2$, o que permitiu a importante introdução de um novo perfil de densidade linear não perturbada cuja aproximação analítica, além de levar em conta a estrutura do NL no RHQI, também permitiu tornar o cálculo da dissipação mais simples; esta dissipação, por sua vez, para um determinado confinamento lateral aparece predominantemente devido às transições intranível-intraborda dos elétrons espalhados por fônons acústicos, ocorrendo principalmente próximo às bordas ^[67]. A descrição dos MPBs nesse modelo, entretanto, ficaram restritas aos regimes de fraca e forte dissipação para $\nu = 1$ (2).

Assim, para finalizar tal revisão sobre os MPBs, vale sempre lembrar que independentemente dos modelos utilizados e do RHQI ser ou não ser mantido, os MPBs podem ser sempre definidos como excitações coletivas quirais ^[52] de baixa frequência ($\omega_c \gg \omega_{mpb}^{(2D)}$, para

$\omega_{mpb}^{(2D)}\tau \gg 1$ [26] ou $\omega_{mpb}^{(2D)}\tau \ll 1$ [39]) que se propagam ao longo das bordas dos SE2D(Q1D)s na presença de um campo magnético normal B .

1.4 Objetivos e Motivações

Dois problemas essencialmente diferentes quanto à natureza de sua manifestação, mas interligados quanto ao meio e regime em que são inseridos, são tratados nesta tese.

O primeiro problema, tratado no Capítulo 2, estuda a supressão do desdobramento de *spin* do mais baixo NL ($n = 0$) em FQs no RHQI, estando o mesmo associado a efeitos de muitos corpos (interação elétron-elétron incluindo troca e correlação dos estados de borda), cujo comportamento eletrônico se manifesta como sendo do tipo de partícula. Tal estudo é motivado pelo fato do colapso do *gap* Hall $\nu = 1$ em estruturas semiconduras revelar a importância dos efeitos de muitos corpos no RHQI, o que vem atraindo uma grande atenção. Desta forma, considerando novos resultados experimentais [35] em adição a alguns resultados mais antigos [32], revisitamos modelos teóricos anteriores [25, 33, 37] a fim de entender os efeitos de confinamento e a supressão do desdobramento de *spin* em FQs (Fig. 1.2).

Assim, neste primeiro problema discutimos dois cenários para o colapso do RHQI com $\nu = 1$ no FQ (ou seja, a supressão do desdobramento de *spin* para o NL $n = 0$) com canal eletrônico de largura efetiva W : No primeiro cenário assumimos que não há redistribuição eletrônica na região limitada por W num campo magnético $B_{cr}^{(1)}$, no qual o NF, no limiar do desdobramento de *spin*, coincide com o fundo do mais alto NL vazio. Para $B < B_{cr}^{(1)}$ o estado do RHQI com $\nu = 1$ é termodinamicamente instável. Este cenário é tratado dentro da ADLG [37] desenvolvida aqui para o FQ, para $\omega_c \gg \Omega$, onde Ω é a frequência de confinamento lateral (assumido parabólico). No segundo cenário nós consideramos a possibilidade de uma transição para o estado do RHQI com $\nu = 2$, de forma que o mesmo fique com largura ($W/2$) duas vezes menor que a largura (W) do estado do RHQI com $\nu = 1$, num campo magnético crítico $B_{cr}^{(2)}$. Neste cenário o colapso do estado do RHQI com $\nu = 1$ é estudado dentro da AHF, quando o fator g_0 “puro” é desprezado (uma boa aproximação para FQs baseados em GaAs). Mostramos com isso que a contribuição para a energia total da interação direta (termo de Hartree) tem um grande efeito sobre $B_{cr}^{(2)}$ por causa da forte redistribuição dentro do canal eletrônico estreito que define o FQ em $B_{cr}^{(2)}$. Portanto, nosso estudo vai além da simplificada AHF da Ref. [25], onde o termo Hartree

é desprezado. Em adição, obtemos a expressão do termo de troca para ω_c/Ω arbitrário, que corrige levemente o resultado da Ref. [25] na região $\Omega \geq \omega_c$. De uma forma geral, em ambos os cenários o desdobramento de *spin* realçado por troca é suprimido no campo magnético crítico. Finalmente, comparamos nossos resultados com os dos experimentos das Refs. [32, 35] e concluimos que nosso primeiro cenário dá campos magnéticos críticos muito próximos aos medidos.

O segundo problema, tratado no Capítulo 3, estuda a dispersão e a estrutura espacial dos MPBs em canais eletrônicos largos (SE2Ds) nos estados do RHQI com $\nu = 1$ (2) e 4, considerando o intervalo de temperaturas $\hbar\omega_c \gg k_B T \gg \hbar v_{gn}^H/2\ell_0$, e diferentes regimes de dissipação, numa extensão ao trabalho pioneiro desenvolvido na Ref. [63]. Tal estudo, cujo comportamento eletrônico se manifesta como sendo do tipo coletivo, foi motivado principalmente pela possibilidade da existência de modos fracamente amortecidos, mesmo com o SE2D sob o regime de muito forte amortecimento dissipativo ($\omega_{mpb}^{(2D)}\tau \ll 1$ [39]), se deverem essencialmente aos efeitos da interação elétron-elétron no RHQI. Nesse intuito, um novo modo denominado hélicon de borda foi encontrado, sendo o único dentre os vários outros modos presentes a “sobreviver” sob o regime de muito forte dissipação; nesse caso, o papel do portão (*gate*)⁷ ou de uma camada de ar a uma distância d do canal eletrônico largo é fundamental para a comprovação do papel relevante da interação elétron-elétron. Por questão de completeza, um quadro geral dos outros modos é apresentado no regime de fraca dissipação.

MPBs no RHQI com $\nu = 4$ são também avaliados sob uma fraca dissipação, onde é verificado que a interação coulombiana entre os “puros” MPBs de uma mesma borda, mas de diferentes NLs (intraborda-internível), modifica fundamentalmente tais modos “puros”, levando à geração de novos modos fundamentais renormalizados com alta e baixa velocidade de fase. Uma estimativa dos efeitos da interação elétron-elétron [38] além da AH para o v_{gn}^H é feita no final do Capítulo 3, em que ainda é estendido o intervalo de temperaturas para a aplicabilidade do atual tratamento dos MPBs.

⁷Portão (*gate*) é um termo empregado para designar qualquer placa ou contato metálico próximo a um sistema eletrônico. Sua aplicação está geralmente associada a SE2Ds do tipo *Si-MOSFET*, em que eles são utilizados para variar a concentração eletrônica.

Capítulo 2

Efeitos de Muitos Corpos no Regime Hall Quântico Inteiro com $\nu = 1$ em um Fio Quântico

Conforme abordado anteriormente, os estudos referentes ao colapso do *gap* Hall $\nu = 1$ em estruturas semicondutoras ^[25,33,37] vêm revelando a importância dos efeitos de muitos corpos no regime Hall quântico inteiro (RHQI), contrariando a antiga visão de que todos os seus efeitos pudessem ser compreendidos no simples quadro de partícula única (sem efeitos da interação elétron-elétron). Alguns trabalhos ^[27–38] que se sucederam aos trabalhos pioneiros das Refs. [23–25] são um exemplo do grande interesse envolvido em busca de uma melhor compreensão sobre tal assunto. Desta forma, considerando novos resultados experimentais ^[35], revisitamos modelos teóricos anteriores ^[25,33,37] a fim de entender os efeitos de confinamento e a supressão do desdobramento de *spin* em fios quânticos (FQs), num quadro em que o comportamento eletrônico se manifesta como sendo essencialmente do tipo partícula.

Assim, neste Capítulo nós estudamos o colapso do RHQI com $\nu = 1$ (ou supressão do desdobramento de *spin*) em FQs ($T = 0$ K) sob dois cenários: O primeiro cenário se dá quando o RHQI com $\nu = 1$ no FQ colapsa sem haver qualquer redistribuição finita da densidade de carga eletrônica no FQ. Para tal situação, nós aplicamos ao nosso modelo de FQ um tratamento autoconsistente envolvendo troca e correlação denominado de aproximação da “densidade local” generalizada (ADLG), à semelhança de um tratamento equivalente para canais eletrônicos largos da Ref. [37]. Por sua vez, o segundo cenário se

dá quando o RHQI com $\nu = 1$ colapsa no RHQI com $\nu = 2$ no FQ, havendo, portanto, uma forte redistribuição de carga no FQ. Para este cenário, seguindo a idéia inicial da Ref. [25], um tratamento baseado na aproximação de Hartree-Fock (AHF) é dado, mas desta vez considerando uma contribuição Hartree finita não nula.

Este capítulo está organizado como segue: (i) Na Seção 2.1 nós descrevemos o modelo referente ao canal eletrônico estreito que define o FQ. (ii) Na Seção 2.2, para o gás eletrônico no RHQI do FQ nós damos um tratamento microscópico não-perturbativo para o cálculo da interação coulombiana blindada no limite do forte campo magnético. (iii) Na Seção 2.3 para um forte B , mas experimentalmente realizável, a ADLG para o FQ é desenvolvida e usada para estudar a renormalização, devido a troca e correlações, da velocidade de grupo dos estados de borda, os níveis de Landau (NLs) e o *gap* de ativação; o primeiro cenário de colapso do RHQI com $\nu = 1$ no FQ é dado. (iv) Na Seção 2.4 o segundo cenário de colapso do RHQI com $\nu = 1$ no FQ é estudado. (v) Uma comparação detalhada de nossos resultados teóricos com os experimentais, em particular àqueles das Refs. [32, 35], é providenciada na Seção 2.5. (vi) Na Seção 2.6 são feitos os comentários finais.

2.1 Modelo de um Canal Eletrônico Estreito - Fio Quântico

Seja um sistema eletrônico estritamente bidimensional confinado no plano- (x, y) a um estreito canal eletrônico de largura efetiva W e comprimento $L_x = L$, tal que possa ser denominado de sistema eletrônico quase-unidimensional (SEQ1D) ou, simplesmente, FQ. Na ausência de efeitos de troca e correlação nós tomamos o potencial de confinamento ao longo de y como parabólico, $V_y = m^* \Omega^2 y^2 / 2$, onde m^* é a massa efetiva e Ω a frequência do confinamento; inclusive, podemos fazer a suposição de que V_y aproxima-se bem do potencial de confinamento lateral “vestido” com a interação elétron-elétron recebido na aproximação Hartree (AH). Quando um forte campo B é aplicado ao longo do eixo- z , no *gauge* de Landau o potencial vetor é dado por $A = -By\hat{\mathbf{x}}$, tal que o Hamiltoniano de partícula única é dado por

$$\hat{h}^0 = [(\hat{p}_x + eBy/c)^2 + \hat{p}_y^2] / 2m^* + V_y + g_0 \mu_B \hat{\sigma}_z B / 2, \quad (2.1)$$

onde \hat{p} é o operador momento, g_0 é o “puro” fator-g de Landé, μ_B é o magneton de Bohr e $\hat{\sigma}_z$ é o componente z da matriz de Pauli. Os autovalores e as autofunções para um tal modelo de Hamiltoniano são dados, respectivamente, por

$$\epsilon_{n,k_x,\sigma} = (n + 1/2) \hbar\tilde{\omega} + \hbar^2 k_x^2 / 2\tilde{m} - \sigma |g_0| \mu_B B / 2, \quad (2.2)$$

e

$$\psi_{nk_x\sigma}(\mathbf{r}, \sigma_1) = \langle \mathbf{r} | nk_x \rangle | \sigma \rangle = \exp(ik_x x) \Psi_n(y - y_0(k_x)) | \sigma \rangle / \sqrt{L}. \quad (2.3)$$

Aqui, $\tilde{\omega} = (\omega_c^2 + \Omega^2)^{1/2}$, $\omega_c = |e| B / m^* c$, $\tilde{m} = m^* \tilde{\omega}^2 / \Omega^2$, $\Psi_n(y)$ é uma função do oscilador harmônico, e $y_0(k_x) = \hbar\omega_c k_x / m^* \tilde{\omega}^2$ o seu centro; $\mathbf{r} = \{x, y\}$. Por sua vez, $|\sigma\rangle = \psi_\sigma(\sigma_1) = \delta_{\sigma\sigma_1}$ é a função de onda do *spin* e $\sigma_1 = \pm 1$.

Para o RHQI com $\nu = 1$ ou 2 , a borda direita (esquerda) do NL ocupado ($n = 0$, $\sigma = \pm 1$) é denotado por $y_r^{(\pm 1)} = \hbar\omega_c k_F^{(\pm 1)} / m^* \tilde{\omega}^2 (-y_r^{(\pm 1)})$, onde $k_F^{(\pm 1)} = (\tilde{\omega} / \hbar\Omega) \sqrt{2m^* \Delta_F^{(\pm 1)}}$ é o vetor de onda de Fermi; este nível é ocupado somente para $|k_x| \leq k_F^{(\pm 1)}$, $\Delta_F^{(\pm 1)} = E_F^H - \hbar\tilde{\omega} / 2 \pm |g_0| \mu_B B / 2$, e E_F^H é a energia de Fermi; $W = 2y_r^{(1)}$. A velocidade de grupo dos estados de borda direita (esquerda) do FQ ($n = 0$) é dada como $v_{g_0}^{(\pm 1), H} = \partial \epsilon_{0, k_F^{(\pm 1)}, \pm 1} / \hbar \partial k_x = \hbar k_F^{(\pm 1)} / \tilde{m} (-v_{g_0}^{(\pm 1), H})$; aqui, o símbolo “ H ” (apropriado para a AH) nas definições acima nos ajudará a caracterizar a diferença com relação as mesmas grandezas quando efeitos de muitos corpos forem introduzidos.

Por definição, nós tomamos a constante dielétrica de fundo ϵ para ser espacialmente homogênea, e também consideramos temperaturas $T = 0$ K ou muito baixas, tal que seu efeito possa ser desprezado; para o GaAs consideramos $\epsilon = 12.5$.

Para os cálculos que seguirão nós precisaremos dos elementos de matriz^[33]

$$\begin{aligned} \langle n' k'_x | e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}} | nk_x \rangle &= \left(n' k'_x | e^{iq_y y} | nk_x \right) \delta_{q_x, -k_-} \\ &= \left(\frac{n'}{n!} \right)^{1/2} \left(\frac{aq_x + iq_y}{\sqrt{2}/\tilde{\ell}} \right)^m \\ &\quad \times \exp(-u/2) L_n^m(u) \exp(iaq_y k_+ \tilde{\ell}^2 / 2) \delta_{q_x, -k_-}, \end{aligned} \quad (2.4)$$

onde $k_\pm = k_x \pm k'_x$, $m = n - n'$, $a = \omega_c / \tilde{\omega}$, $u = [a^2 q_x^2 + q_y^2] \tilde{\ell}^2 / 2$, $\tilde{\ell} = (\hbar / m^* \tilde{\omega})^{1/2}$ é o comprimento magnético renormalizado, e $L_n^m(u)$ o polinômio de Laguerre; $\mathbf{q} = \{q_x, q_y\}$. Observe que a Eq. (7) da Ref. [25] é diferente do módulo quadrado do elemento de matriz da Eq. (2.4). Em particular, enquanto a primeira depende isotropicamente sobre \mathbf{q} , a última depende anisotropicamente dela, especialmente para $\omega_c / \Omega \lesssim 1$.

Assim, uma vez definido o modelo de nosso sistema, dois cenários serão desenvolvidos para o estudo do colapso do RHQI com $\nu = 1$. Entretanto, a fim de posterior comparação com resultados experimentais, o primeiro cenário será assumido somente para valores $\Omega^2/\omega_c^2 \ll 1$, que por sua vez implicam em uma simplificação do quadro acima, ou seja, $a \approx 1$, $\tilde{\ell} \approx \ell_0 = (\hbar/m^*\omega_c)^{1/2}$, $y_0^{(1)} = \ell_0^2 k_x$, *etc.* Neste caso, a energia típica da interação elétron-elétron com respeito a intensidade do campo magnético, que é dada por $r_0 = e^2/\varepsilon\ell_0\hbar\omega_c$, define o pequeno parâmetro de acoplamento do FQ. Além disso, devido ao fato de que no primeiro cenário apenas a estabilidade do RHQI com $\nu = 1$ é estudada, a notação também pode ser simplificada mediante a desconsideração de certos expoentes, ou seja, $y_r^{(1)} = y_r$, $k_F^{(1)} = k_F$, $v_{g0}^{(1),H} = v_g^H$, *etc.*

2.2 Efeitos de Troca e Correlação num Gás Eletrônico no Regime Hall Quântico Inteiro com $\nu = 1$ em um Fio Quântico, $r_0 \ll 1$

Agora nós consideraremos o limite de forte campo magnético, $r_0 \ll 1$, quando somente o mais baixo NL com desdobramento de *spin* ($n = 0$, $\sigma = 1$) está ocupado, ou seja, quando RHQI com $\nu = 1$ é estabelecido. Então, as contribuições de troca e correlação para a energia de partícula única $E_{0,k_x,1} = \epsilon_{0,k_x,1} + \epsilon_{0,k_x,1}^{xc}$ deste NL na aproximação de Hartree-Fock blindada (AHFB) são dadas como ^[70,72]

$$\begin{aligned} \epsilon_{0,k_x,1}^{xc} &= -\frac{1}{8\pi^3} \int_{-k_F}^{k_F} dk'_x \int_{-\infty}^{\infty} dq_y \int_{-\infty}^{\infty} dq'_y V^s(k_-, q_y; q'_y) \\ &\quad \times (0k_x | e^{iq_y y} | 0k'_x) (0k'_x | e^{iq'_y y} | 0k_x). \end{aligned} \quad (2.5)$$

Aqui, $V^s(k_-, q_y; q'_y)$ é a transformada de Fourier da interação coulombiana blindada $V^s(x - x', y; y')$ entre dois elétrons nos pontos (x, y) e (x', y') , onde $x - x'$ leva em conta a invariância espacial ao longo de x , enquanto que ao longo de y o FQ é espacialmente não-homogêneo. Além disso, como é usual na AHFB, V^s é tratado no limite estático, podendo ainda ser avaliado dentro de um tratamento de campo autoconsistente (*Self Consistent Field - SCF*) na aproximação das fases aleatórias (*Random Phases Approximation - RPA*), à semelhança do tratamento dado na Ref. [37] quando do estudo de canais eletrônicos largos. Assim, após algum desenvolvimento deste tratamento no modelo em

questão, conforme descrito no Apêndice A, encontramos que das Eqs. (A.6)-(A.8) e do fato de estarmos considerando o FQ no mais baixo RHQI com $\nu = 1$ ($n_{\alpha,\beta} = 0$, $\sigma_{\alpha,\beta} = 1$, onde α está associado aos estados com “ \prime ”), a Eq. (A.6) toma a forma apropriada para este FQ como

$$\begin{aligned} \rho(q_x, y; y_0) &= -r^H \sum_{k=0}^1 \Pi_{00}(y, (-1)^k k_F, (-1)^k k_F - q_x) \int_{-\infty}^{\infty} d\tilde{y} \int_{-\infty}^{\infty} dy' \\ &\times \Pi_{00}(\tilde{y}, (-1)^k k_F, (-1)^k k_F - q_x) K_0(|q_x| |\tilde{y} - y'|) \\ &\times [\rho(q_x, y'; y_0) + e\delta(y' - y_0)], \end{aligned} \quad (2.6)$$

onde $r^H \equiv e^2 / (\pi \hbar \varepsilon v_g^H)$ é o parâmetro adimensional característico para o sistema, e o termo $k = 0(1)$ da somatória está relacionado com a contribuição devido aos estados da borda direita (esquerda), em conformidade com o fato de ser considerado o efeito de blindagem dos estados da borda esquerda (direita) sobre os estados da região da borda direita (esquerda). Embora sutil, esse termo a mais vindo da blindagem entre bordas, não presente na Eq. (4) da Ref. [37], é crucial e leva a consequências completamente novas ao da Ref. [37]. Inclusive, no que segue, este último pode ser formalmente considerado um caso particular deste nosso trabalho.

A solução da Eq. (2.6) tem a forma

$$\rho(q_x, y; y_0) = \sum_{k=0}^1 \rho^{(k)}(q_x, y_0) \Pi_{00}(\tilde{y}, (-1)^k k_F, (-1)^k k_F - q_x). \quad (2.7)$$

Substituindo a Eq. (2.7) na Eq. (2.6) e exigindo que os coeficientes nos lados esquerdo e direito da Eq. (2.6), antes de cada fator $\Pi_{00}(\tilde{y}, (-1)^k k_F, (-1)^k k_F - q_x)$, sejam iguais, nós obtemos o sistema de equações lineares não-homogêneas com respeito a $\rho^{(k)}(q_x, y_0)$, $k = 0, 1$, que após algum desenvolvimento ficam como

$$\begin{aligned} \rho^{(k)}(q_x, y_0) &= -r^H \left\{ M(0, q_x) \rho^{(k)}(q_x, y_0) + M(2k_F, q_x) \rho^{(1-\delta_{1,k})}(q_x, y_0) \right. \\ &+ \frac{e}{2} \exp(-q_x^2 \ell_0^2 / 4) \int_{-\infty}^{\infty} dq_y \frac{\exp(-q_y^2 \ell_0^2 / 4)}{\sqrt{q_x^2 + q_y^2}} \\ &\times \exp[iq_y((-1)^k 2k_F - q_x \ell_0^2 / 2)] \exp(-iq_y y_0) \left. \right\}, \end{aligned} \quad (2.8)$$

onde

$$M(k_x, q_x) = \exp(-q_x^2 \ell_0^2 / 2) \int_0^{\infty} dq_y \frac{\exp(-q_y^2 \ell_0^2 / 2)}{\sqrt{q_x^2 + q_y^2}} \cos(q_y k_x \ell_0^2), \quad (2.9)$$

com $M(0, q_x) = 2^{-1} \exp(-q_x^2 \ell_0^2 / 4) K_0(q_x^2 \ell_0^2 / 4)$, e $M(2k_F, q_x) \approx K_0(2k_F q_x \ell_0^2)$ como uma boa aproximação, desde que $2k_F \ell_0 \gg 1$.

Agora, substituindo as Eqs. (2.7) e (2.8) na equação do potencial autoconsistente, Eq. (A.5), e, em seguida, tomando sua transformada de Fourier, obtemos

$$\begin{aligned}
V^s(q_x, q_y; q'_y) &= \frac{4\pi^2 e^2}{\varepsilon \sqrt{q_x^2 + q_y^2}} \langle \delta(q_y + q'_y) - \frac{r^H \exp[iq_x(q_y + q'_y)\ell_0^2/2]}{\Delta^H(q_x) \sqrt{q_x^2 + (q'_y)^2}} \rangle \\
&\times \exp\{-[2q_x^2 + q_y^2 + (q'_y)^2]\ell_0^2/4\} \{[1 + r^H M(0, q_x)] \\
&\times \cos[k_F(q_y + q'_y)\ell_0^2] - r^H M(2k_F, q_x) \cos[k_F(q_y - q'_y)\ell_0^2]\}, \quad (2.10)
\end{aligned}$$

onde

$$\Delta^H(q_x) = [1 + r^H M(0, q_x)]^2 - [r^H M(2k_F, q_x)]^2. \quad (2.11)$$

O primeiro termo nas chaves da Eq. (2.10) é a interação coulombiana “nua” que conduz à contribuição de troca; por exemplo, veja as Refs. [25, 29, 33] com pequenas correções $\sim \Omega^2/\omega_c^2 \ll 1$ desprezadas.

Assim, uma vez substituindo a Eq. (2.10) na Eq. (2.5), segue que

$$\begin{aligned}
\epsilon_{0, k_x, 1}^{xc} &= -\frac{e^2}{\pi\varepsilon} \int_{-k_F}^{k_F} \frac{dk'_x}{\Delta^H(k_x - k'_x)} \langle M(0, k_x - k'_x) \Delta^H(k_x - k'_x) \rangle \\
&- r^H \{[1 + r^H M(0, k_x - k'_x)][M^2(k_x + k_F, k_x - k'_x) + M^2(k_x - k_F, k_x - k'_x)] \\
&- 2r^H M(2k_F, k_x - k'_x)M(k_x + k_F, k_x - k'_x)M(k_x - k_F, k_x - k'_x)\}, \quad (2.12)
\end{aligned}$$

onde o primeiro termo nas chaves da Eq. (2.12) dá a contribuição de troca, enquanto os termos restantes são as importantes contribuições vindas das correlações eletrônicas devido à blindagem dos estados de borda por ambas as bordas esquerda e direita do FQ.

Note que a Eqs. (2.10)-(2.12), fundamentais para nosso estudo, são obtidas por resolver exatamente a equação integral Eq. (2.6), que equivale a uma soma exata de um número infinito de termos diretos (Hartree) $\propto r_0^m$, $m = 0, 1, 2, \dots$. Como um resultado, a Eq. (2.12) é uma melhor aproximação para a energia do que o seu equivalente perturbativo da Ref. [33], onde somente os primeiros dois termos de V^s foram incluídos.

2.3 Efeitos de Troca e Correlação num Líquido Eletrônico no Regime Hall Quântico Inteiro com $\nu = 1$ em um Fio Quântico, $r_0 \lesssim 1$

Na Seção anterior foi assumido o limite de forte campo magnético, $r_0 \ll 1$, embora em experimentos tipicamente reais $r_0 \sim 1$. Agora, nós iremos além do limite de forte campo magnético para $E_{0,k_x,1} = \epsilon_{0,k_x,1} + \epsilon_{0,k_x,1}^{xc}$, onde $\epsilon_{0,k_x,1}^{xc}$ é dado pela Eq. (2.12) por usar $r_g = e^2 / (\pi \hbar \epsilon v_g)$ ao invés de r^H , e assumir que a aproximação é ainda válida para $r_0 \lesssim 1$. Então, a energia total de partícula única do NL ($n = 0, \sigma = 1$) é dada como

$$\begin{aligned}
E_{0,k_x,1} = & \frac{\hbar\omega_c}{2} - \frac{|g_0| \mu_B B}{2} + \frac{m^* \Omega^2 \ell_0^4}{2} k_x^2 - \frac{e^2}{\pi \epsilon} \int_{-k_F - k_x}^{k_F - k_x} \frac{dx}{\Delta(x_\delta)} \langle M(0, x_\delta) \Delta(x_\delta) \\
& - r_g \{ [1 + r_g M(0, x_\delta)] [M^2(k_x - k_F, x_\delta) + M^2(k_x + k_F, x_\delta)] \\
& - 2r_g M(2k_F, x_\delta) M(k_x - k_F, x_\delta) M(k_x + k_F, x_\delta) \} \rangle. \tag{2.13}
\end{aligned}$$

Aqui, um parâmetro de corte $\delta \ll 1$ é introduzido por mudar $x \equiv k'_x - k_x$ em $x_\delta \equiv \sqrt{x^2 + \delta^2 / \ell_0^2}$, a fim de tratar uma fraca divergência logarítmica para $x \rightarrow 0$. De forma equivalente, $\Delta(x_\delta)$ segue de $\Delta^H(x)$ depois de mudar r^H em $r_g \equiv r_g(v_g)$. Além disso, $M(0, \delta/\ell_0) \approx [\ln(2\sqrt{2}/\delta) - \gamma/2]$ e $M(2k_F, \delta/\ell_0) \approx K_0(2k_F \ell_0 \delta) \approx [\ln(1/k_F \ell_0 \delta) - \gamma]$, onde γ é a constante de Euler e $2k_F \ell_0 \delta \ll 1$. Nossos resultados físicos são independentes ou fracamente dependentes de δ , que pode ser estimado^[37] como $\delta \sim \max[\ell_0/d; \ell_0/v_g \bar{\tau}]$, onde d é uma distância típica de uma região de blindagem remota (um contato metálico, por exemplo) e $\bar{\tau}$ é um tempo de vida típico nos estados de borda.

Por sua vez, a velocidade de grupo dos estados de borda (direita) renormalizada é definida da Eq. (2.13) como $v_g \equiv (\partial E_{0,k_x,1} / \hbar \partial k_x)_{k_x=k_F}$. Esta é a condição de autoconsistência para o RHQI com $\nu = 1$ no FQ. Renormalizado por troca e correlações, v_g é dado por uma solução positiva da equação cúbica

$$\begin{aligned}
\tilde{v}_g^3 + [M(0, \delta/\ell_0) - \tilde{v}_g^H] \tilde{v}_g^2 - 2\tilde{v}_g^H M(0, \delta/\ell_0) \tilde{v}_g \\
- \tilde{v}_g^H [M^2(0, \delta/\ell_0) - M^2(2k_F, \delta/\ell_0)] = 0, \tag{2.14}
\end{aligned}$$

onde $\tilde{v}_g = 1/r_g$ e $\tilde{v}_g^H = 1/r^H$. Esta equação foi calculada tanto por fazer uso do resultado $[\partial M(k_x - k_F, x_\delta) / \partial k_x]_{k_x=k_F} = 0$, quanto por desprezar, para o assumido $2k_F \ell_0 \gg 1$, pequenas correções dos tipos $\propto \exp(-2k_F^2 \ell_0^2)$ e $\propto (2k_F \ell_0)^{-2}$. Assim, para $\tilde{v}_g^H =$

$(\pi/r_0)v_g^H/\ell_0\omega_c \ll [\ln(8k_F^2\ell_0^2) + \gamma]$, bem satisfeita para as condições assumidas, somente uma raiz da Eq. (2.14),

$$\begin{aligned} v_g &= \sqrt{\frac{e^2}{\pi\hbar\varepsilon}v_g^H \{[M^2(0, \delta/\ell_0) - M^2(2k_F, \delta/\ell_0)]/M(0, \delta/\ell_0)\}^{1/2} + v_g^H} \\ &\approx \sqrt{\frac{e^2}{\pi\hbar\varepsilon}v_g^H[\ln(8k_F^2\ell_0^2) + \gamma]^{1/2} + v_g^H}, \end{aligned} \quad (2.15)$$

se adequa à exigência física $v_g \geq 0$, que corresponde ao fato do NL ocupado estar abaixo de E_F para k_x dentro do intervalo $(-k_F, k_F)$. Vale notar aqui que a última expressão da Eq. (2.15), obtida para $\delta \rightarrow 0$, não depende do parâmetro de corte, enquanto que a expressão pertinente para o canal eletrônico largo da Ref. [37], $\propto \sqrt{\ln(2\sqrt{2}/\delta)}$, é ainda dependente deste parâmetro. Observamos ainda que as Eqs. (2.14) e (2.15) são válidas para uma forma mais geral do potencial de confinamento V_y , se ele for suave na escala ℓ_0 . Em particular, para a considerada forma parabólica de V_y a última linha da Eq. (2.15) pode ser reescrita como $v_g/v_g^H = \sqrt{r_0/\pi}(\omega_c/\Omega)\{[\ln(8k_F^2\ell_0^2) + \gamma]/k_F\ell_0\}^{1/2} + 1$. Além disso, aqui nós podemos assumir que enquanto a largura do canal $W = 2k_F\ell_0^2$ estiver fixa (já que os efeitos de troca e correlação não mudam os vetores de onda de Fermi, k_F) v_g^H pode mudar num largo intervalo. Em adição, v_g^H pode tender a zero devido ao efeito de achatamento^[28], enquanto $W/\ell_0 = 2k_F\ell_0 \gg 1$ é constante.

Note que para o nosso caso, o FQ no RHQI com $\nu = 1$, no qual somente o mais baixo NL com desdobramento de *spin* ($n = 0, \sigma = 1$) está ocupado, a contribuição de troca e correlação para a energia total de partícula única do NL com *spin* para baixo ($n = 0, \sigma = -1$) está ausente, e, portanto, $E_{0,k_x,-1} = \epsilon_{0,k_x,-1}$. Desta forma, nós exigimos que para o RHQI com $\nu = 1$ ser estável o NF do NL ($n = 0, \sigma = 1$), $E_F = E_{0,k_F,1}$, renormalizado por troca e correlações (somente troca), esteja abaixo do fundo do NL ($n = 0, \sigma = -1$); neste caso, E_F é realmente a energia ou NF na AHFB (AHF) comum a ambos os NLs. Caso contrário, se E_F aparece acima do fundo do NL ($n = 0, \sigma = -1$), que deveria estar vazio, ele é denominado^[33] como quase-nível de Fermi para o NL ($n = 0, \sigma = 1$), representando estados termodinamicamente instáveis.

Portanto, um meio adequado de estudar a estabilidade do RHQI com $\nu = 1$ no FQ é verificar a possibilidade do não-colapso de seu *gap*. Assim, o *gap* de ativação entre o fundo do NL ($n = 0, \sigma = -1$) e o NF do FQ é definido como $G(v_g^H) = E_{0,0,-1} - E_{0,k_F,1} =$

$\epsilon_{0,0,-1} - E_{0,k_F,1}$, onde $E_{0,k_F,1}$ segue das Eqs. (2.13)-(2.15). Nós obtemos que

$$G = |g_0| \mu_B B - \frac{m^* \omega_c^2}{2\Omega^2} (v_g^H)^2 + \frac{e^2}{\pi \epsilon \ell_0} \int_0^{2k_F \ell_0} dt$$

$$\times \frac{M(0, t_\delta/\ell_0) [1 + R_g M(0, t_\delta/\ell_0)] - R_g M^2(2k_F, t_\delta/\ell_0)}{[1 + R_g M(0, t_\delta/\ell_0)]^2 - R_g^2 M^2(2k_F, t_\delta/\ell_0)}, \quad (2.16)$$

onde $t_\delta \equiv \sqrt{t^2 + \delta^2}$, e $R_g \equiv R_g(v_g^H)$ é a função que aparece de $r_g(v_g)$ depois de usar a solução $v_g = v_g(v_g^H)$ da Eq. (2.14). Entretanto, ao invés de usarmos diretamente G , é mais conveniente medir o efeito das interações de muitos corpos com um *gap* de ativação adimensional^[37], $G_a(v_g^H) = G/(|g_0| \mu_B B/2)$. Vale ainda notar que na ausência de interações de muitos corpos, temos $G_a = 1$ como máximo, tal que quando $G_a > 1$ dizemos que o *gap* de ativação é realçado. Além disso, para uma densidade eletrônica linear constante nós obtemos a curva crítica $\Omega_{cr} = \Omega_{cr}(B_{cr})$, onde $G_a(B_{cr}, \Omega_{cr}) = 0$, e que define duas regiões (B, Ω) de fases distintas: o RHQI com $\nu = 1$ estável e o não-estável. Assim, por exemplo, para Ω constante esta curva crítica define um campo magnético crítico B_{cr} , tal que quando $B > B_{cr}$ nós obtemos $G_a > 0$, e o RHQI com $\nu = 1$ no FQ é estável, enquanto para $B < B_{cr}$ nós obtemos $G_a < 0$, e o RHQI com $\nu = 1$ no FQ não é termodinamicamente estável. Assim, devido a essas suas características associadas ao aumento de *gap*, G_a pode ser também entendido como um “fator-g de ativação adimensional” do FQ, dado em unidades do fator-g de Landé “nu”, g_0 . Em adição, também definimos o espacialmente não-homogêneo fator-g “ótico” efetivo^[33], $g_{op}^*(k_x) = (E_{0,k_x,-1} - E_{0,k_x,1})/\mu_B B$, que deve estar relacionado ao mesmo k_x para os estados do NL com desdobramento de *spin*. Vale observar aqui que no FQ, em analogia com o canal eletrônico largo^[37], por causa dos efeitos de correlações dos estados de borda, E_F , no centro do FQ, está muito mais próximo do fundo do NL ($n = 0, \sigma = -1$) do que do fundo do NL ($n = 0, \sigma = 1$). Tal fato justifica, portanto, que G_a é o real *gap* de ativação.

2.3.1 Entendendo a aproximação da “densidade local” generalizada

Similarmente ao estudo dos efeitos de muitos corpos em um canal eletrônico largo^[37], o tratamento que desenvolvemos aqui para o cálculo da relação de dispersão da energia, dada pelas Eqs. (2.13) - (2.15), também recebe o nome de ADLG. Na verdade a origem de tal nome segue o nome de um tratamento anterior, a “densidade local” modificada

(ADLM) ^[33], que por sua vez seguiu o nome da conhecida teoria da aproximação da densidade local (ADL) ^[73], no qual os efeitos de muitos corpos são tratados dentro de uma armação autoconsistente. Por esse motivo, no mesmo “espírito” que a ADL, a ADLG também leva em conta efeitos de muitos corpos numa armação autoconsistente, sendo que de forma completamente não-local; daí o uso do termo “densidade local” generalizada para o atual tratamento.

Dessa forma, devemos então verificar o esquema autoconsistente da ADLG: vamos admitir que a nossa relação de dispersão da energia possa ser obtida aproximadamente por resolver a equação de Schrödinger de partícula única (para $\sigma = 1$) com o Hamiltoniano $\hat{h} = \hat{h}^0 + V_{xc}(y)$, onde o potencial de troca e correlação não-local autoconsistente é dado como

$$V_{xc}(y) = E_{0,y/\ell_0^2,1} - \left(\frac{\hbar\tilde{\omega}}{2} - |g_0| \mu_B B/2 + V_y \right), \quad (2.17)$$

onde $E_{0,y/\ell_0^2,1}$ é determinado pelas Eqs. (2.13)-(2.15). Na verdade, a ADLG deve ser válida se o parâmetro real de convergência satisfizer $r_0 \times (v_g/\ell_0\omega_c) \ll 1$, o que deve ocorrer se $r_0 \lesssim 1$ e a autoenergia $E_{0,y/\ell_0^2,1}$ para qualquer estado ocupado for assumida suave sobre a escala de ℓ_0 como uma função de y , ou seja, $v_g/\ell_0\omega_c \ll 1$. De fato, assumindo que $V_{xc}(y)$ é suave sobre a escala de ℓ_0 nós encontramos, desprezando pequenas correções, que a dispersão da energia correspondente, obtida da equação de Schrödinger, é dada novamente pelas Eqs. (2.13)-(2.15), o que confirma o sucesso do esquema autoconsistente da ADLG.

2.4 Aproximação de Hartree-Fock no Regime Hall Quântico Inteiro em um Fio Quântico sob Grande Variação de Largura

Agora, na AHF nós estudaremos o colapso do RHQI com fator de preenchimento $\nu = 1$ no centro do FQ de largura efetiva W causado pela sua transição para o RHQI com $\nu = 2$, mas mantendo o mesmo número dos elétrons no FQ. Desta forma, o último estado, para $g_0 = 0$, tem largura $W/2$ duas vezes menor do que o primeiro. Este segundo cenário do colapso do RHQI com $\nu = 1$ no FQ é similar ao efeito considerado na Ref. [25]. Contudo, como nós mostraremos aqui, algumas melhorias essenciais do estudo da AHF da Ref. [25]

são necessárias. Nesta seção, além de $\Omega^2/\omega_c^2 \ll 1$, nós também estudamos o importante caso $\Omega/\omega_c \gtrsim 1$ por usar algumas fórmulas gerais das Seções 2.1 e 2.2 válidas para Ω/ω_c arbitrário. Então, ao considerarmos o potencial de confinamento lateral parabólico V_y e a troca na AHF, similar à Ref. [25], nós obtemos as energias de partícula única dos dois mais baixos NLs com desdobramento de *spin* ($n = 0$, $\sigma = \pm 1$) como

$$E_{0,k_x,\pm 1}^F = \frac{\hbar\tilde{\omega}}{2} \mp \frac{|g_0|\mu_B B}{2} + \frac{\hbar^2}{2m^*} \left(\frac{\Omega}{\tilde{\omega}}\right)^2 k_x^2 - \frac{e^2}{\pi\varepsilon} \int_{k_x - k_F^{(\pm 1)}}^{k_x + k_F^{(\pm 1)}} dx M_a(0, x), \quad (2.18)$$

onde

$$M_a(0, q_x) = 2^{-1} \exp[-(2a^2 - 1)q_x^2 \tilde{\ell}^2 / 4] K_0(q_x^2 \tilde{\ell}^2 / 4) \quad (2.19)$$

coincide com $M(0, q_x)$ para $\Omega^2/\omega_c^2 \rightarrow 0$ (respectivamente, $a \rightarrow 1$). Desde que para o RHQI com $\nu = 1$ no FQ somente o NL ($n = 0$, $\sigma = +1$) está ocupado, em $E_{0,k_x,-1}^F$ a contribuição devido a troca, o último termo no lado direito da Eq. (2.18), se anula; $k_F^{(-1)} = 0$. Aqui, “ F ” em $E_{0,k_x,-1}^F$ significa que, além do termo de partícula única, somente o termo de troca (Fock) está incluído, como na Ref. [25].

Integrando a Eq. (2.18) sobre k_x , de $-k_F^{(\pm 1)}$ a $k_F^{(\pm 1)}$, lembrando de multiplicar o termo de troca por 1/2 a fim de evitar dupla contagem de suas contribuições, e, então, somando os resultados para os dois níveis, nós obtemos a energia total no FQ, por unidade de comprimento, como

$$E^{F,tot}(\lambda) = \frac{\hbar\tilde{\omega}}{2} n_L - |g_0|\mu_B B \lambda + \frac{\pi^2 \hbar^2}{6m^*} \left(\frac{\Omega}{\tilde{\omega}}\right)^2 \sum_{k=0}^1 \left[\frac{n_L}{2} + (-1)^k \lambda \right]^3 - \frac{e^2}{2\pi^2\varepsilon} \sum_{k=0}^1 \int_0^{\pi[n_L/2 + (-1)^k \lambda]} dk_x \int_{k_x - \pi[n_L/2 + (-1)^k \lambda]}^{k_x + \pi[n_L/2 + (-1)^k \lambda]} dx M_a(0, x), \quad (2.20)$$

onde $n_L = N/L$ é a densidade linear, N o número total de elétrons no FQ, e λ mede o grau de assimetria da densidade linear entre os NLs com desdobramento de *spin*. Uma vez que $n_L/2 \geq \lambda \geq 0$, $\lambda = 0$ ($n_L/2$) representa uma ocupação dos NLs com desdobramento de *spin* completamente simétrica (anti-simétrica) com o FQ no RHQI com $\nu = 2$ (1); $k_F^{(\pm 1)} = \pi(n_L/2 \pm \lambda)$.

Antes de prosseguirmos com tal desenvolvimento, uma importante comparação com as equações correspondentes da Ref. [25] se faz necessário aqui. As Eqs. (2.18)-(2.20) são essencialmente diferentes das equações correspondentes da Ref. [25] para $\Omega/\omega_c \gtrsim 1$, em

particular, devido a $a \neq 1$ conforme mostrado explicitamente na Eq. (2.19). Somente para $\Omega^2/\omega_c^2 \rightarrow 0$ as expressões coincidem. Em adição, algumas condições para a validade da Eq. (2.20), não levantadas na Ref. [25], devem ser satisfeitas: (i) se apenas o mais baixo NL com desdobramento de *spin* ($n = 0, \sigma = +1$) está ocupado, então $E_{0,k_F,1}^F < \epsilon_{0,0,-1}$, e (ii) se ambos os NLs com desdobramento de *spin* ($n = 0, \sigma = \pm 1$) estão ocupados, então, para que haja estabilidade termodinâmica, $E_{0,k_F,1}^F = E_{0,k_F^{(-1)},-1}^F$. Neste momento é importante observar que de toda a região λ as condições i) e ii) podem ser realmente satisfeitas somente para três, dois, ou apenas um valor de λ , dependendo de $\omega_c, \Omega, etc.$ Além disso, nosso tratamento mostra que caso hajam três estados possíveis, no caso geral apenas um destes estados pode corresponder a mais baixa energia total, enquanto os outros dois correspondem a estados não-estável e meta-estável. Mais especificamente, um desses possíveis estados corresponde ao valor $\lambda = n_L/2$ (RHQI com $\nu = 1$ no FQ), o outro a $\lambda = \lambda(|g_0|) \ll n_L/2$ (RHQI com $\nu = 2$ no FQ), que é uma função crescente de $|g_0|$, e um terceiro que é específico para cada curva (ver, por exemplo, Fig. 2.1). Certamente, para $g_0 = 0$ o RHQI com $\nu = 2$ no FQ é obtido para $\lambda(0) = 0$. Em particular, como pretendemos aplicar nossa teoria a FQs baseados em GaAs, no qual o correto valor de $|g_0| = 0.44$ está associada ao termo Zeeman, cuja energia é muito menor que a escala de energia da contribuição de troca, $|g_0|\mu_B B \ll e^2/\epsilon\tilde{\ell}$, assumimos, em muito boa aproximação para o cálculo da curva crítica, que $g_0 = 0$.

Como um exemplo do que acabou de ser dito acima, cada uma das três curvas na Fig. 2 da Ref. [25] (mostradas para três diferentes $n_L \equiv \tilde{n}_L(\sqrt{2}/\pi\ell_0)$ num FQ baseado em *Si-MOSFET*, e parâmetros $B = 1$ T, $\omega_c/\Omega = 1$ e $g_0 = 0$) devem ser realmente reduzidas para três pontos (estados): dois destes pontos são $\lambda = 0, n_L/2$, e um terceiro ponto λ é mais específico para cada curva. Um análogo de tais curvas da Fig. 2 da Ref. [25] e os seus correspondentes, descritos pela Eq. (2.20), podem ser comparados na Fig. 2.1 através das curvas sólidas e tracejadas grossas (finas), respectivamente, para $g_0 = 0$ (-2.0), onde os quadrados (círculos) correspondem aos estados permitidos conforme comentado acima. Neste caso foram considerados para o cálculo de $\tilde{E}^{F,tot}(\lambda) \equiv E^{F,tot}/(\hbar\omega_c/\ell_0)$ os valores (a) $\tilde{n}_L = 2$, (b) 2.5 e (c) 3.0.

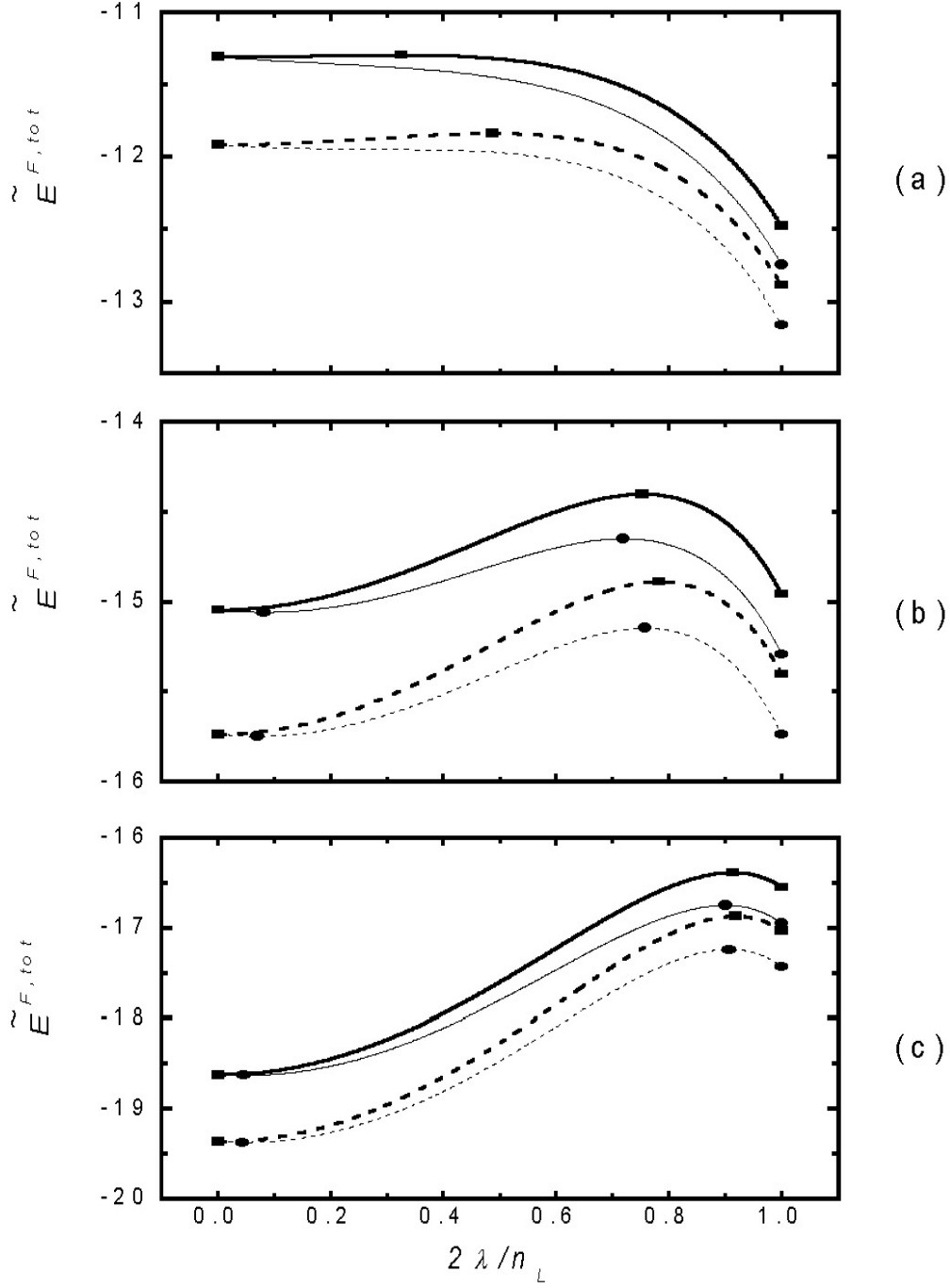


Figura 2.1: Para um FQ baseado em *Si-MOSFET*, as curvas sólidas (tracejadas) descrevem $\tilde{E}^{F,tot}(\lambda) \equiv E^{F,tot}/(\hbar\omega_c/\ell_0)$ na representação da Eq.(2.20) (Eqs. (13) e (14) da Ref. [25]), para $\tilde{n}_L \equiv n_L/(\sqrt{2}/\pi\ell_0) = 2$ (a), 2.5 (b), e 3.0 (c). Por sua vez, as curvas sólidas e tracejadas grossas (finas) foram obtidas para $g_0 = 0$ (-2.0), enquanto que os correspondentes símbolos quadrados (círculos) representam os possíveis valores da energia total. Aqui, $B = 1$ T, $\omega_c = \Omega$.

Então, continuando nosso desenvolvimento dentro do atual cenário no qual o RHQI com $\nu = 1$ no FQ de largura W ($k_F^{(1)} = k_F$, $k_F^{(-1)} = 0$) colapsa para o RHQI com $\nu = 2$ no FQ de largura $W/2$ ($k_F^{(\pm 1)} = k_F/2$), para n_L fixo, nós precisamos resolver a equação

$$\Delta E^{F,tot}(B_{cr}^{(2),F}, \Omega_{cr}^{(2),F}; n_L) \equiv E^{F,tot}(n_L/2) - E^{F,tot}(0) = 0, \quad (2.21)$$

onde “(2), F” indica este novo cenário (a exemplo do primeiro cenário, agora indicado por “(1)”), similar à Ref. [25], para a determinação da curva crítica $\Omega_{cr}^{(2),F} = \Omega_{cr}^{(2),F}(B_{cr}^{(2),F})$, no qual separa a região (B, Ω) em duas fases distintas, o estável RHQI com $\nu = 1$ e o seu “concorrente” $\nu = 2$ no FQ. Contudo, diferentemente do primeiro cenário, onde em $B_{cr}^{(1)}$ não há qualquer mudança da largura do FQ, em $B_{cr}^{(2),F}$ a largura do FQ cai nitidamente por um fator 2. Esta forte redistribuição da densidade de carga eletrônica no FQ deve necessariamente conduzir a um termo adicional devido a interação direta, ou Hartree.

Assim, considerando $E^{H,tot}(\lambda)$ a energia total associada ao termo direto (Hartree), quando a largura cai pela metade queremos investigar com quanto sua forte mudança, $\Delta E^{H,tot} \equiv E^{H,tot}(0) - E^{H,tot}(n_L/2)$, pode contribuir para a correta avaliação da AHF. Dessa forma, desenvolvendo a equação para $\Delta E^{H,tot}$, temos

$$\begin{aligned} \Delta E^{H,tot} &= \frac{e^2}{(2\pi)^2 \varepsilon} \sum_{q_x} (\delta_{q_x,0})^2 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dq_y}{\sqrt{q_x^2 + q_y^2}} \\ &\times \{4 \int_0^{\pi n_L/2} dk'_x \int_{-\pi n_L/2}^{\pi n_L/2} dk_x (0k'_x | e^{iq_y y} | 0k'_x) (0k_x | e^{-iq_y y} | 0k_x) \\ &- \int_0^{\pi n_L} dk'_x \int_{-\pi n_L}^{\pi n_L} dk_x (0k'_x | e^{iq_y y} | 0k'_x) (0k_x | e^{-iq_y y} | 0k_x)\}, \end{aligned} \quad (2.22)$$

onde, usando $\delta_{q_x,0}^2 = \delta_{q_x,0}$, fazemos a sua somatória em q_x no lado direito da Eq. (2.22). Assim, lembrando de usar o resultado da Eq. (2.4) e desenvolvendo o lado direito da equação acima, temos

$$\Delta E^{H,tot} = \frac{4e^2}{\pi^2 \varepsilon a^2 \tilde{\ell}^2} \int_0^{\infty} \frac{d\tilde{q}_y}{\tilde{q}_y^3} \exp(-\tilde{q}_y^2/2) [1 - \cos^2(\frac{a\tilde{k}_F \tilde{q}_y}{2})]^2, \quad (2.23)$$

que é finita, desde que para $\tilde{q}_y \rightarrow 0$ o termo em colchetes vai a zero $\propto \tilde{q}_y^4$; $q_y \equiv \tilde{\ell} q_y$, e $\tilde{k}_F \equiv \tilde{\ell} k_F$. Portanto, esta última equação muda a Eq. (2.21) para a correta forma da AHF como

$$\Delta E^{HF,tot}(B_{cr}^{(2),HF}, \Omega_{cr}^{(2),HF}; n_L) \equiv \Delta E^{F,tot}(B_{cr}^{(2),HF}, \Omega_{cr}^{(2),HF}; n_L) - \Delta E^{H,tot} = 0, \quad (2.24)$$

onde, dessa vez, “(2),HF” indica este segundo cenário com a correta contribuição do termo de Hartree (direto) incluído. Desde que para um B finito $\Delta E^{H,tot} > 0$, segue da Eq. (2.24)

que na AHF a interação de Hartree tenta tornar a energia total do RHQI com $\nu = 1$ menor do que a energia total do RHQI com $\nu = 2$ no FQ. Além disso, nós mostraremos que para $\omega_c/\Omega \gtrsim 1$ e n_L e Ω fixos, o campo magnético crítico $B_{cr}^{(2),HF}$, calculado da Eq. (2.24), é essencialmente diferente do $B_{cr}^{(2),F}$, onde a importante contribuição Hartree foi desprezada. É fácil ver que para muito pequeno campo magnético $a \rightarrow 0$ a diferença entre as Eqs. (2.21) e (2.24) torna-se desprezível, tanto quanto entre $B_{cr}^{(2),F}$ e $B_{cr}^{(2),HF}$.

2.5 Comparação dos Resultados Teóricos com os Experimentais

Nesta Seção vamos agora comparar nossos resultados teóricos para os dois cenários com os apropriados dados experimentais. A fim de facilitar esta comparação, tais experimentos são brevemente comentados no que segue e os resultados pertinentes ao nosso problema são ilustrados por suas correspondentes figuras.

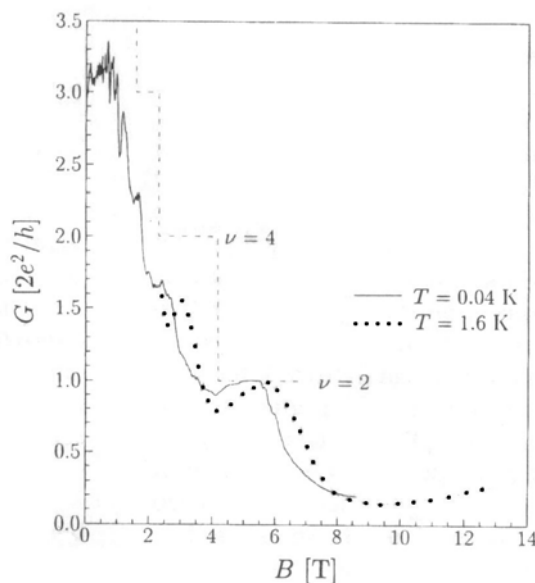


Figura 2.2: Condutância $G(B)$ para a amostra 1 em $T = 0.04$ K; parâmetros estimados: $W = 0.30 \pm 0.03 \mu\text{m}$, $n_L \simeq 7 \times 10^6 \text{ cm}^{-2}$, $\hbar\Omega \simeq 0.65 \text{ meV}$, $\mu^{2D} \simeq 0.42 \times 10^6 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{seg}$. A linha tracejada foi calculada para uma amostra balística idealizada (em $T = 0$ K) assumindo um confinamento parabólico e os parâmetros dados acima. A linha pontilhada mostra os dados a alto campo, gravados em $T = 1.6$ K, para densidade de portadores levemente alta ($n_L \approx 10 \times 10^6 \text{ cm}^{-2}$). Modificado da Fig. 1 da Ref. [32].

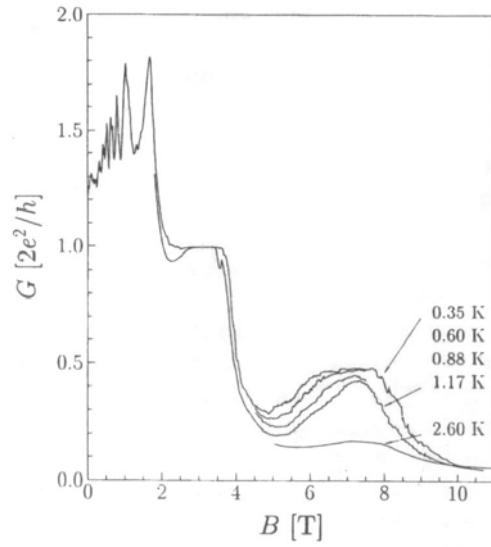


Figura 2.3: Condutância $G(B)$ para a amostra 2 em $T = 0.35, 0.60, 0.88, 1.17$ e 2.6 K; parâmetros estimados: $W \simeq 0.33 \pm 0.03 \mu\text{m}$, $n_L = (5.0 \pm 0.2) \times 10^6 \text{ cm}^{-2}$, $\hbar\Omega \simeq 0.46 \pm 0.2 \text{ meV}$, $\mu^{2D} \simeq 0.24 \times 10^6 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{seg}$. Modificado da Fig. 2 da Ref. [32].

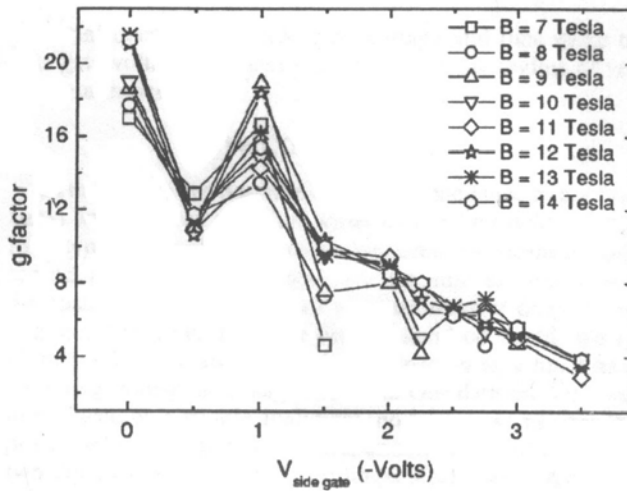


Figura 2.4: Valores de fatores-g extraídos da parte imaginária da corrente medida em diferentes campos magnéticos e voltagens de confinamento. A linha conectando os dados pontuais servem de guia para os olhos. Aqui, a mais fraca (forte) voltagem de portão, $V_{side\ gate} = 0$ (-3.5) V, corresponde a um confinamento de $\hbar\Omega \approx 4.75$ (7.0) meV. A incerteza experimental (não mostrada) é estimada ser aproximadamente 60% (40%) para os mais fracos (fortes) confinamentos. Detalhes ver na Ref. [35].

Primeiramente, temos os experimentos obtidos por Wróbel *et al.* [32] (FQs largos; $W \sim 3000 \text{ \AA}$, $\hbar\Omega \sim 0.5 \text{ m eV}$ e $\omega_c/\Omega \gg 1$, com $\nu = 1$) relativos às medidas da condutância G de dois-terminais como função do campo magnético, em duas amostras de fios de heterojunções sem portão baseados em GaAs/Al_xGa_{1-x}As. As Figs. 2.2 e 2.3 buscam reproduzir a “essência” desses resultados descritos originalmente pelas respectivas Figs. 1 (amostra 1) e 2 (amostra 2) da Ref. [32].

Em adição, temos os experimentos de Pallecchi *et al.* [35] (FQs estreitos; $W \sim 500 \text{ \AA}$, $\hbar\Omega \sim 5 \text{ m eV}$) envolvendo tunelamento entre o SEQ1D (FQ) e um remoto SE2D num GaAs. Neste caso, a Fig. 2.4 busca reproduzir os resultados originais da Fig. 5 da Ref. [35] no qual diversos valores de um “fator-g efetivo” são descritos em função de diferentes frequências de confinamento (cujos valores mínimo, $\hbar\Omega \approx 4.75 \text{ m eV}$, e máximo, $\hbar\Omega \approx 7.0 \text{ m eV}$, correspondem às voltagens de portão $V_{side} = 0 \text{ V}$ e $V_{side} = -3.5 \text{ V}$, respectivamente) e diferentes campos magnéticos, para as condições em que a fase de desdobramento de *spin* é estável. Daí, dois resultados importantes podem ser obtidos tanto do texto quanto desta figura: (i) o primeiro resultado refere-se aos valores críticos do campo magnético B_{cr} que podemos obter para diferentes valores de confinamento, em particular, para $\hbar\Omega \approx 4.75 \text{ m eV}$ obtemos $B_{cr} \approx 7 \text{ T}$, e para $\hbar\Omega \approx 7.0 \text{ m eV}$ obtemos $B_{cr} \approx 10.0 \text{ T}$, em que $B > B_{cr}$ define a fase de desdobramento de *spin* estável; aqui $n_L \approx 8.5 \times 10^5 \text{ cm}^{-1}$. Observa-se ainda que tais resultados são bem estimados, uma vez que o espectro de medição deve mudar qualitativamente quando a fase de forte desdobramento de *spin* estável deixar de existir. (ii) o segundo resultado refere-se aos próprios valores deste “fator-g efetivo” descritos por Pallecchi *et al.* [35]. Na realidade, a fim de extrair os dados referentes ao “fator-g efetivo”, os autores da Ref. [35] combinaram os resultados experimentais de medidas de capacitância, de onde obtiveram a densidade de carga eletrônica linear, com uma expressão de “fator-g efetivo”, obtido dentro de um modelo Hartree demasiadamente simplificado, que tem correspondência com o fator-g ótico para $k_x = 0$. Entretanto, uma incerteza na Fig. 2.4 no valor deste fator-g ótico é estimada para cerca de 60% para o confinamento mais fraco, e 40% para o confinamento mais forte [35]. Além disso, a Fig. 2.4 mostra que para o confinamento $\hbar\Omega \approx 4.75 \text{ m eV}$ fixo a densidade linear cresce aproximadamente três vezes quando o campo magnético varia de $B \approx 7.0 \text{ T}$ para $B \approx 14.0 \text{ T}$, o que para nós torna-se um resultado duvidoso. Nós atribuímos, em parte, esta forte mudança da densidade linear com B à problemas do modelo teórico demasiadamente simplificado usado na Ref. [35] tanto para calcular o fator-g ótico quanto para calcular a mudança da

densidade linear com a voltagem de portão, *etc.*

2.5.1 Primeiro cenário - aproximação da “densidade local” generalizada

A seguir, vamos aplicar a ADLG com relação às amostras 1 e 2 de Wróbel *et al.* [32], primeiramente descrevendo os espectros dos NLs correspondentes a certos parâmetros de cada amostra, bem como descrevendo um correspondente *gap* de ativação adimensional para uma frequência de confinamento arbitrária.

Na Fig. 2.5 nós mostramos, dentro da ADLG, os resultados numéricos para os espectros dos NLs $E_{0,k_x,\pm 1}$ (em unidades $\hbar\omega_c$) contados a partir do fundo do NL ($n = 0, \sigma = -1$), assumido vazio, como função de $\tilde{k}_x = k_x\ell_0$ e usando os parâmetros pertinentes à amostra 1 da Ref. [32]. Nós tomamos $B = 10.0$ T, $\hbar\Omega = 0.65$ meV, e $k_F\ell_0 = 18.0$ ($n_L \approx 7 \times 10^6$ cm $^{-1}$), que corresponde à largura $W \approx 0.29$ μ m que aproxima-se bem da largura experimentalmente obtida $W = 0.30 \pm 0.03$ μ m; $\delta = 10^{-3}$. A curva sólida do fundo (topo) representa $E_{0,k_x,1}$ ($E_{0,k_x,-1}$), e a linha sólida horizontal dá a posição exata do quase-nível de Fermi, E_F , quando tanto os efeitos de troca quanto de correlações são levados em conta. A curva pontilhada representa $\epsilon_{0,k_x,1}$, ou seja, o espectro do mais baixo NL com desdobramento de *spin* sem efeitos de muitos corpos e a linha pontilhada horizontal representa o seu correspondente quase-nível de Fermi, E_F^H . A curva tracejada representa $E_{0,k_x,1}$ obtida dentro da AHF onde efeitos de correlação são totalmente desprezados. A linha tracejada horizontal mostra a posição da energia de Fermi, E_F , dentro da AHF

Devemos ainda observar que para os parâmetros aqui considerados temos $r_0 \approx 0.82$, $\omega_c/\Omega \approx 26.6$ e $v_g/v_g^H \approx 8.5$, $\tilde{v}_g^H \approx 0.1$, o que torna a aplicabilidade da ADLG bem satisfeita. Contudo, como $G_a \approx -2.9 < 0$ aqui não há qualquer RHQI com $\nu = 1$ estável, em completa concordância com o experimento da Ref. [32], onde o RHQI com $\nu = 1$ não foi observado na amostra 1.

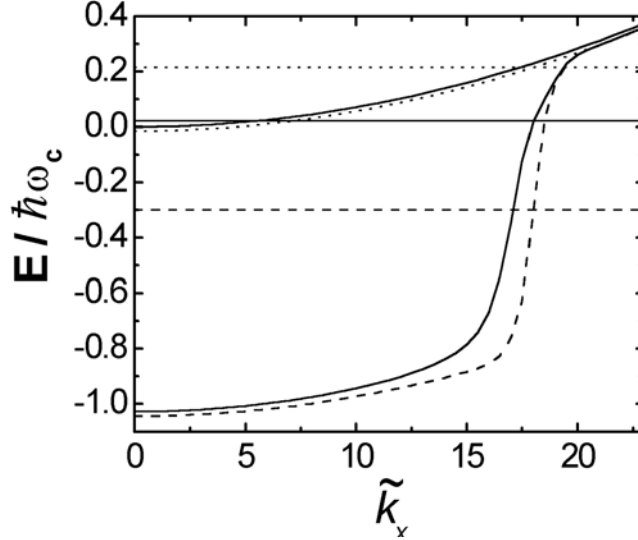


Figura 2.5: Espectro de energia como uma função de $\tilde{k}_x = k_x \ell_0$ para os parâmetros $B = 10.0$ T, $\hbar\Omega = 0.65$ m eV, e $k_F \ell_0 = 18.0$ ($W \approx 0.29$ μ m), $\delta = 10^{-3}$, que correspondem aos parâmetros pertinentes da amostra 1 da Ref. [32]. A curva sólida do fundo (topo) representa $E_{0,k_x,1}$ ($E_{0,k_x,-1}$) e a linha sólida horizontal dá a posição exata de E_F quando tanto os efeitos de troca quanto de correlações são levados em conta. A curva pontilhada mostra $\epsilon_{0,k_x,1}$, ou seja, o espectro do mais baixo NL com desdobramento de *spin* e a linha pontilhada horizontal representa o quase-nível de Fermi. A curva tracejada mostra $E_{0,k_x,1}$ obtido dentro da AHF onde efeitos de correlações são totalmente desprezados. A linha tracejada horizontal mostra a posição de E_F dentro da AHF; aqui $r_0 \approx 0.82$, $\omega_c/\Omega \approx 26.6$ e $v_g/v_g^H \approx 8.5$. Como $G_a \approx -2.9 < 0$, aqui não há qualquer RHQI com $\nu = 1$ estável, em concordância com o experimento da Ref. [32].

As mesmas dependências como na Fig. 2.5 são mostradas nas Figs. 2.6 e 2.7, contudo, para os parâmetros pertinentes à amostra 2 da Ref. [32]. Nas Figs. 2.6 e 2.7 nós tomamos $B = 7.3$ T, $k_F \ell_0 = 18.0$ ($n_L \approx 6 \times 10^6$ cm^{-1}), que corresponde a $W \approx 0.34$ μ m. Aqui $r_0 \approx 0.96$; $\delta = 10^{-3}$. Além disso, $\hbar\Omega = 0.46$ e 0.26 m eV, para Fig. 2.6 e Fig. 2.7, respectivamente. Note que os valores de Ω e W usados nestas figuras aproximam-se bem dos experimentalmente encontrados: $\hbar\Omega = 0.46 \pm 0.2$ m eV e $W = 0.33 \pm 0.03$ μ m. Para a Fig. 2.6 (2.7) $\omega_c/\Omega \approx 27.4$ (48.5), $v_g/v_g^H \approx 9.45$ (16.25), $\tilde{v}_g^H \approx 0.08$ (0.025). Aqui as exigências para a aplicabilidade da ADLG são bem satisfeitas. Em adição, para a Fig. 2.6 (2.7) $G_a \approx 1.53$ (12.9) é claramente positiva, ou seja, aqui o RHQI com $\nu = 1$ deve ser realizado, o que está em completa concordância com os resultados experimentais sobre a amostra 2 da Ref. [32]. Vale ainda observar que o *gap* de ativação experimentalmente observado corresponde a $G_a \approx 1.0$, que mostra que dentro do presente modelo o conjunto de parâmetros pertinente à Fig. 2.6 melhor se aproxima das condições experimentais para a amostra 2.

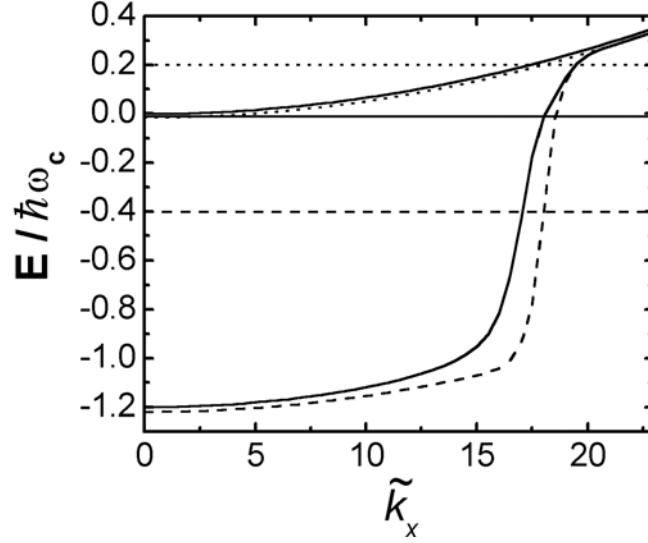


Figura 2.6: Mesmo como na Fig. 2.5, só que para os parâmetros pertinentes da amostra 2 da Ref. [32]: $B = 7.3$ T, $\hbar\Omega = 0.46$ meV, e $k_F\ell_0 = 18.0$ ($W \approx 0.34$ μm); $\delta = 10^{-3}$. Aqui $r_0 \approx 0.96$, $\omega_c/\Omega \approx 27.4$, $v_g/v_g^H \approx 9.45$, e o *gap* de ativação $G_a \approx 1.53 > 0$ conduz ao RHQI com $\nu = 1$ estável no FQ, em concordância com o experimento da Ref. [32], onde $G_a \approx 1.0$.

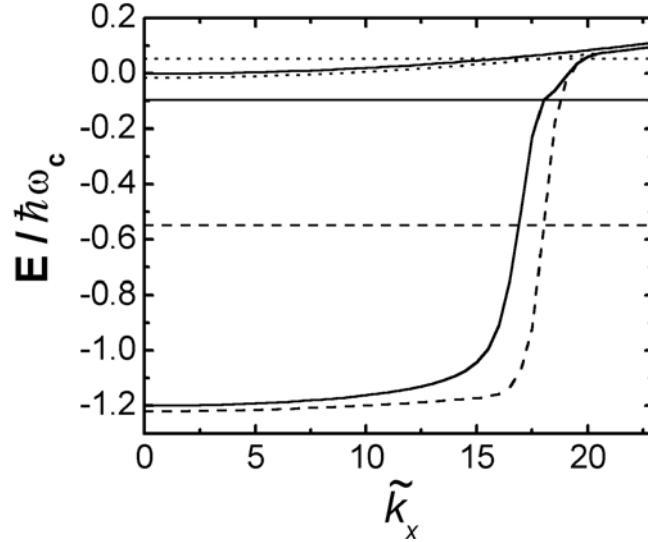


Figura 2.7: Equivalente ao da Fig. 2.6, sendo que utilizando-se a frequência de confinamento $\hbar\Omega = 0.26$ meV, correspondente ao mais baixo limite de estimativa para a amostra 2 dada na Ref. [32]. Aqui $\omega_c/\Omega \approx 48.5$, onde $v_g/v_g^H \approx 16.2$, e $G_a \approx 12.9$.

Agora, na Fig. 2.8 nós mostramos o *gap* de ativação adimensional G_a como uma função de $\tilde{v}_g^H \propto \Omega^2/\omega_c^2$ para o RHQI com $\nu = 1$, calculado dentro da ADLG, Eq. (2.16), a fim de ter uma visão geral de seu comportamento para amostras sob os respectivos

campos magnéticos e com as respectivas larguras das amostras 1 e 2 anteriores, mas com diferentes frequências de confinamento. Assim, para $k_F \ell_0 = 18.0$, $\delta = 10^{-3}$, as curvas sólida e tracejada correspondem a $B = 10.0$ T e 7.3 T, respectivamente. Aqui, o símbolo quadrado sobre a curva sólida corresponde à Fig. 2.5 ($\hbar\Omega = 0.65$ meV, *etc*) e dá um negativo $G_a \approx -2.94$; ou seja, qualquer RHQI com $\nu = 1$ no FQ está ausente. Para $\hbar\Omega = 0.46$ (0.26) meV, o símbolo círculo (triângulo) corresponde a Fig. 2.6 (2.7) e mostra o valor $G_a \approx 1.53$ (12.9), que implica a existência do RHQI com $\nu = 1$ neste FQ.

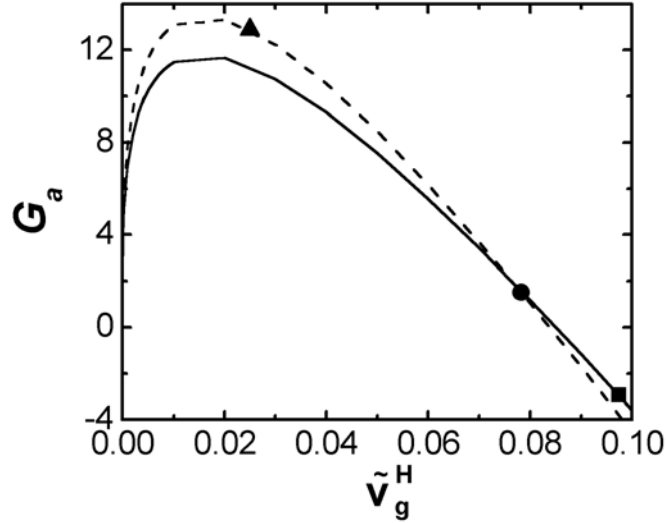


Figura 2.8: *Gap* de ativação adimensional G_a como uma função de $\tilde{v}_g^H \propto \Omega^2/\omega_c^2$ e calculado com a ADLG para $k_F \ell_0 = 18.0$, $\delta = 10^{-3}$. As curvas sólida e tracejada correspondem a $B = 10.0$ T e 7.3 T, respectivamente. Aqui, o símbolo quadrado sobre a curva sólida corresponde a Fig. 2.5 ($\hbar\Omega = 0.65$ meV, *etc*) e dá negativo $G_a \approx -2.94$, ou seja, aqui não há qualquer real RHQI com $\nu = 1$. O símbolo círculo (triângulo) corresponde a Fig. 2.6 (2.7) para $\hbar\Omega = 0.46$ ($\hbar\Omega = 0.26$) meV e mostra o valor $G_a \approx 1.53$ (12.9); ele implica a existência do RHQI com $\nu = 1$ neste FQ.

Como os valores relacionados à densidade linear $n_L \approx 8.5 \times 10^5 \text{ cm}^{-1}$ relativos aos valores críticos de B e Ω são considerados bem definidos^[35], e desde que esta mesma densidade linear $n_L \approx 8.5 \times 10^5 \text{ cm}^{-1}$ pode ser obtida^[35] também para a fase com desdobramento de *spin* estável, tanto para $B = 14.0$ T e $\hbar\Omega \approx 7.0$ meV ($V_{side} = -3.5$ V), quanto para $B = 7.0$ T e $\hbar\Omega \approx 4.75$ meV ($V_{side} = 0$ V), é razoável nós considerarmos este mesmo valor da densidade linear para o estado com $B = 14.0$ T e $\hbar\Omega \approx 4.75$ meV ($V_{side} = 0$ V), supondo que ele é ainda um estado de fase com desdobramento de *spin* estável. Ou seja, nós assumiremos daqui em diante que para uma densidade linear e um confinamento fixos, um aumento do campo magnético de duas vezes (de $B = 7.0$ T

para $B = 14.0 \text{ T}$, com $\hbar\Omega \approx 4.75 \text{ meV}$ e $n_L \approx 8.5 \times 10^5 \text{ cm}^{-1}$ fixos) ainda é um estado do RHQI com $\nu = 1$ estável, o que é uma suposição certamente provável, uma vez que para um mesmo valor de n_L e Ω um aumento de B deve aumentar a estabilidade da fase com desdobramento de *spin* [35]. Entretanto, é importante observarmos que, segundo a Ref. [35], tal densidade sofre um aumento de aproximadamente três vezes (isto é, muda de $n_L \approx 8.5 \times 10^5 \text{ cm}^{-1}$ para $n_L \approx 28.0 \times 10^5 \text{ cm}^{-1}$) quando o campo magnético aumenta duas vezes para a mesma frequência de confinamento (de $B = 7.0 \text{ T}$ para $B = 14.0 \text{ T}$ em $\hbar\Omega \approx 4.75 \text{ meV}$), o que certamente não encontra uma explicação física apropriada e, portanto, não será considerado neste trabalho.

A seguir, usaremos alguns dos valores fisicamente apropriados acima, bem como outros valores representativos para a Ref. [35], para verificar o comportamento do fator-g ótico e do *gap* de ativação adimensional relativo ao nosso tratamento da ADLG.

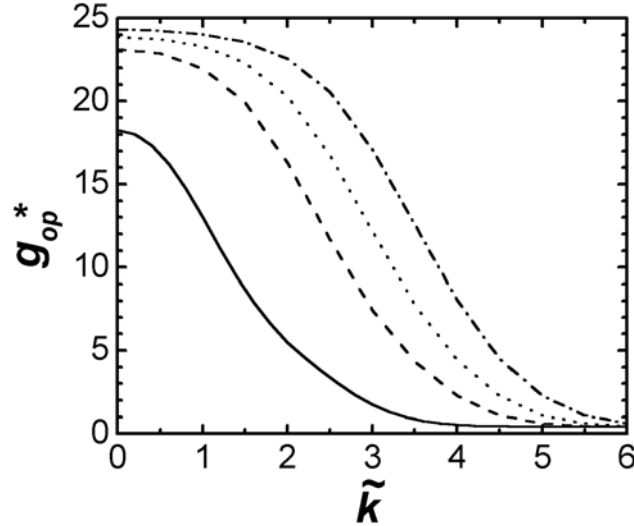


Figura 2.9: O fator-g “ótico” efetivo espacialmente não-homogêneo g_{op}^* como uma função de \tilde{k}_x , para valores representativos do experimento da Ref. [35]: $B = 14.0 \text{ T}$, $\hbar\Omega = 4.75 \text{ meV}$; $\delta = 10^{-3}$. As curvas sólida, tracejada, pontilhada e traço-pontilhada correspondem aos parâmetros $k_F\ell_0 \approx 1.83$ ($W \approx 250 \text{ \AA}$), $k_F\ell_0 = 3.0$ ($W \approx 410 \text{ \AA}$), 3.5 (480 \AA) e 4.0 (550 \AA), respectivamente. Os pertinentes valores típicos do fator-g “ótico” ($\tilde{k}_x = 0$) são obtidos para as curvas sólida, tracejada e pontilhada como $g_{op}^* \approx 18.3$, 23.2 e 23.9 . A curva sólida corresponde a densidade eletrônica linear no canal, $n_L = 8.5 \times 10^5 \text{ cm}^{-1}$, correspondente a densidade n_L usada para obter B_{cr} conforme explicado na Ref. [35].

Na Fig. 2.9 nós descrevemos o nosso espacialmente não-homogêneo fator-g “ótico” efetivo g_{op}^* , como uma função de \tilde{k}_x , para valores de $B = 14.0 \text{ T}$ e $\hbar\Omega = 4.75 \text{ meV}$ ($\delta = 10^{-3}$), que correspondem ao mais fraco confinamento lateral no experimento, $V_{side} = 0 \text{ V}$.

As curvas sólida, tracejada, pontilhada e traço-pontilhada correspondem aos parâmetros $k_F\ell_0 \approx 1.83$ ($n_L = 8.5 \times 10^5 \text{ cm}^{-1}$ e $W \approx 250 \text{ \AA}$), $k_F\ell_0 = 3.0$ ($n_L = 13.9 \times 10^5 \text{ cm}^{-1}$ e $W \approx 410 \text{ \AA}$), 3.5 ($n_L = 16.2 \times 10^5 \text{ cm}^{-1}$ e 480 \AA) e 4.0 ($n_L = 18.6 \times 10^5 \text{ cm}^{-1}$ e 550 \AA), respectivamente. Estas larguras estão em boa concordância com a largura litográfica $\sim 1500 \text{ \AA}$, pelo qual W está restrita. Em adição, valores típicos pertinentes ao fator- g “ótico”, em $\tilde{k}_x = 0$, para as curvas sólida, tracejada e pontilhada são dadas como $g_{op}^* \approx 18.3, 23.2$ e 23.9 . Mostra-se que somente para a curva traço-pontilhada a condição de existência do RHQI com $\nu = 1$ estável no FQ, $G_a > 0$, não é satisfeita. Na Fig. 2.9 as exigências para a aplicabilidade da ADLG são bem satisfeitas; $r_0 \approx 0.69$, $\omega_c/\Omega \approx 5.1$ e na média, $v_g/v_g^H \gtrsim 1.0$, $\tilde{v}_g^H < 1.0$.

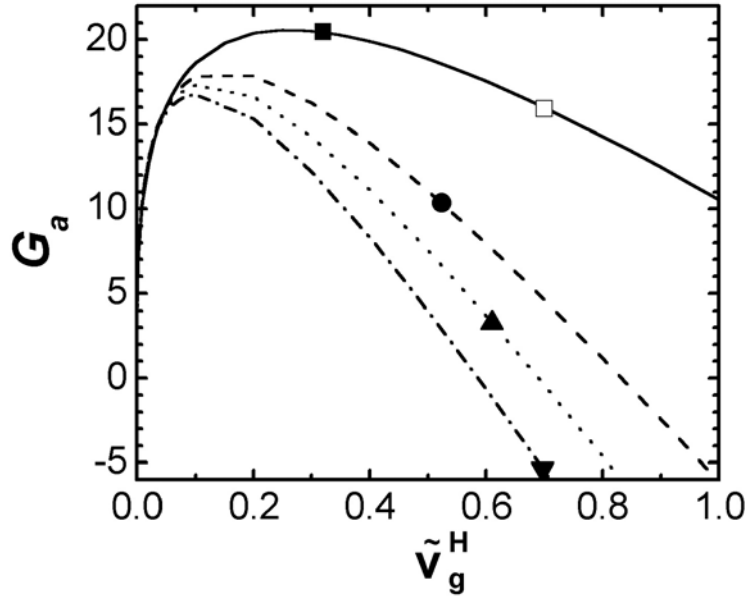


Figura 2.10: O gap de ativação G_a como uma função de \tilde{v}_g^H (ou Ω^2/ω_c^2) calculado dentro da ADLG para $B = 14.0 \text{ T}$ e $\nu = 1$; $\delta = 10^{-3}$. As curvas sólida, tracejada, pontilhada e traço-pontilhada correspondem ao mesmo $k_F\ell_0$ e W como as respectivas curvas na Fig. 2.9. Os símbolos quadrado, círculo, triângulo, triângulo-inverso sobre as curvas pertinentes correspondem a $\hbar\Omega = 4.75 \text{ meV}$ ou $\omega_c/\Omega \approx 5.1$, usadas na Fig. 2.9. Para o símbolo triângulo-inverso $G_a = -5.35 < 0$, o que conduz ao colapso do RHQI com $\nu = 1$. Para o símbolo quadrado (quadrado aberto), onde $n_L = 8.5 \times 10^5 \text{ cm}^{-1}$, $\hbar\Omega = 4.75$ (7.0) meV ou $\omega_c/\Omega \approx 5.1$ (3.5), $G_a \approx 20.0$ (16.0), estando de acordo com a estabilidade da fase com desdobramento de $spin$ observada na Ref. [35] para $B > B_{cr} \approx 7.0$ (10.0) T.

Complementarmente à Fig. 2.9, na Fig. 2.10 nós mostramos G_a como função de $\tilde{v}_g^H \propto \Omega^2/\omega_c^2$ calculado dentro da ADLG para $B = 14.0 \text{ T}$; $\delta = 10^{-3}$. As curvas sólida, tracejada, pontilhada e traço-pontilhada correspondem aos mesmos $k_F\ell_0$ e W (ou seja, mesmos n_L)

como nas respectivas curvas da Fig. 2.9. Contudo, na Fig. 2.10, diferentemente da Fig. 2.9, Ω é um parâmetro variável. Na Fig. 2.10 os símbolos quadrado, círculo, triângulo e triângulo-inverso sobre as curvas pertinentes correspondem a $\hbar\Omega = 4.75$ m eV ou $\omega_c/\Omega \approx 5.1$ usado na Fig. 2.9. Como é mostrado acima, para as condições experimentais o símbolo triângulo-inverso, com $G_a \simeq -5.35 < 0$, conduz a destruição do RHQI com $\nu = 1$. Além disso, verificamos a completa concordância da estabilidade do RHQI com $\nu = 1$, representado pelo símbolo quadrado (quadrado aberto), com $n_L = 8.5 \times 10^5$ cm⁻¹, $B = 14.0$ T e $\hbar\Omega = 4.75$ (7.0) m eV ou $\omega_c/\Omega \approx 5.1$ (3.5), onde $G_a \approx 20.0$ (16.0) > 0 , com a exigência de que seu $B > B_{cr} \approx 7.0$ (10.0) T, conforme estabelecido experimentalmente na Ref. [35].

2.5.2 Primeiro e segundo cenários - curvas críticas

A partir daqui vamos investigar as diferenças entre as curvas críticas $\Omega_{cr} = \Omega_{cr}(B_{cr})$ obtidas pelo primeiro e segundo cenários, bem como suas aplicações aos diferentes resultados experimentais [32, 35]:

Primeiramente, a fim de comparar e estabelecer uma simbologia padrão entre os dois cenários aplicados a FQs baseados em GaAs, nós procuramos mostrar na Fig. 2.11 suas respectivas curvas críticas em diferentes aproximações e em suas formas mais gerais, para uma densidade $n_L = 3.0 \times 10^5$ cm⁻¹ (6.0×10^5 cm⁻¹) que, além de se adequar aos limites experimentais da Ref. [35], é também bem ilustrativa. A fim de facilitar posteriores comparações entre as curvas, é conveniente denominá-las segundo seus cenários e respectivas aproximações. Desta forma, a curva sólida grossa esquerda (direita) descreve dentro da ADLG a curva crítica $\Omega_{cr}^{(1)} = \Omega_{cr}^{(1)}(B_{cr}^{(1)})$ correspondente ao primeiro cenário de colapso do RHQI com $\nu = 1$; esta é a curva “(1)”. Na seqüência, a curva sólida fina esquerda (direita) descreve dentro da AHF, com termo de Hartree incluso, a curva crítica $\Omega_{cr}^{(2),HF} = \Omega_{cr}^{(2),HF}(B_{cr}^{(2),HF})$ correspondente ao segundo cenário de colapso do RHQI com $\nu = 1$; esta é a curva “(2),HF”. Por sua vez, a curva tracejada esquerda (direita) descreve a curva crítica $\Omega_{cr}^{(2),F} = \Omega_{cr}^{(2),F}(B_{cr}^{(2),F})$ correspondente a curva “(2),HF” quando é desprezado o termo de Hartree na Eq. (2.24); esta é a curva “(2),F”. Finalmente, a curva pontilhada esquerda (direita) descreve a curva crítica $\Omega_{cr}^{(2),FK} = \Omega_{cr}^{(2),FK}(B_{cr}^{(2),FK})$ correspondente a curva “(2),F” quando os termos de troca na Eq. (2.21) mudam para a forma das Eqs. (13) e (14) da Ref. [25] de Kinaret *et al.*; esta é a curva “(2),F_K”.

Continuando na Fig. 2.11, nós ainda podemos observar que a curva pontilhada esquerda (direita) “(2),F_K” está próxima da correspondente curva tracejada esquerda (direita) “(2),F” se $\Omega^2/\omega_c^2 \ll 1$, ou seja, $a \approx 1$, enquanto para $\Omega/\omega_c \gtrsim 1$ eles são essencialmente diferentes. Em adição, a curva pontilhada esquerda (direita) “(2),F_K” mostra que para um Ω fixo dois diferentes campos magnéticos críticos são possíveis (que ainda satisfazem a pertinente condição de muito forte B na Ref. [25]), e, principalmente, que ela é muito diferente da correspondente curva sólida fina esquerda (direita) “(2),HF”, exceto num certo ponto e sua região vizinha. Contudo, a curva sólida fina esquerda (direita) “(2),HF” praticamente coincide com a correspondente curva tracejada esquerda (direita) “(2),F” numa larga região de (Ω, B) .

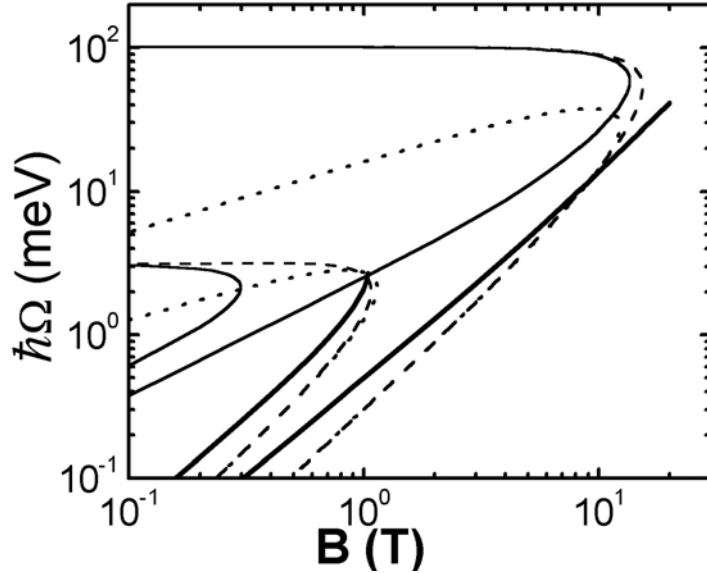


Figura 2.11: Para o FQ baseado em GaAs são mostrados à esquerda (direita) as curvas críticas para B e Ω na concentração $n_L \simeq 3.0 (6.0) \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$. Aqui, as curvas sólidas finas “(2),HF” mostram $\Omega_{cr}^{(2),HF} = \Omega_{cr}^{(2),HF}(B_{cr}^{(2),HF})$; as curvas tracejadas “(2),F” mostram $\Omega_{cr}^{(2),F} = \Omega_{cr}^{(2),F}(B_{cr}^{(2),F})$; as curvas pontilhadas “(2),F_K” representam $\Omega_{cr}^{(2),FK} = \Omega_{cr}^{(2),FK}(B_{cr}^{(2),FK})$ calculadas pelas Eqs. (13) e (14) da Ref. [25]; e as curvas sólidas grossas “(1)” mostram $\Omega_{cr}^{(1)} = \Omega_{cr}^{(1)}(B_{cr}^{(1)})$ obtida dentro da ADLG.

Para a Fig. 2.12, obtida para o FQ baseado em GaAs da Ref. [35], com $n_L = 8.5 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$, nós obtemos as dependências qualitativamente similares àquelas da Fig. 2.11, com as mesmas notações e denominações das curvas em seus respectivos cenários e aproximações. Para uma comparação mais fácil com o experimento da Ref. [35], uma vez que seus correspondentes valores críticos de B e Ω são bem estabelecidos, na Fig. 2.12 nós apresentamos as curvas críticas usando a escala linear ampliada. Entretanto, como

para o realizável $B \gtrsim 2$ T as curvas tracejada “(2),F” e pontilhada “(2),F \mathbf{K} ” praticamente coincidem, a primeira delas é omitida. Além disso, uma nova curva traço-pontilhada descreve a curva crítica $\Omega_{cr}^{(1),HF} = \Omega_{cr}^{(1),HF}(B_{cr}^{(1),HF})$ que mostra como a curva sólida grossa “(1)” é modificada quando desprezamos o efeito das correlações; esta é a curva “(1),HF”.

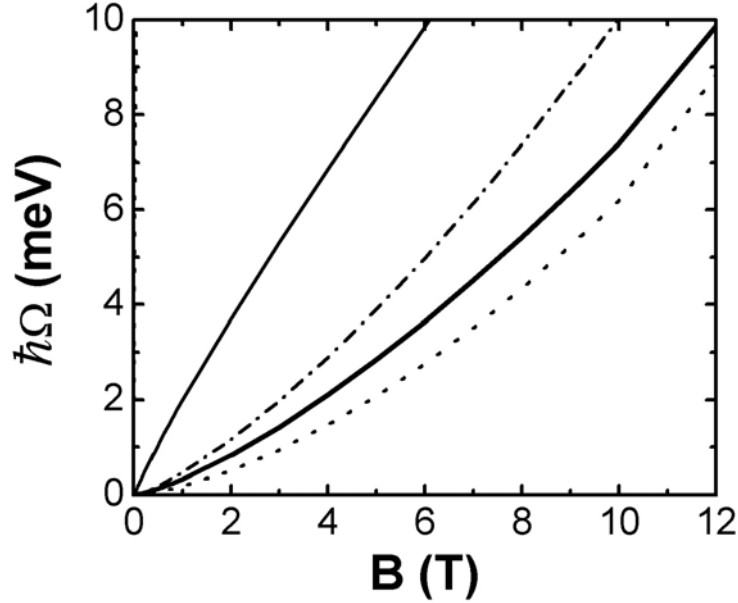


Figura 2.12: As mesmas curvas como na Fig. 2.11 para o FQ baseado em GaAs da Ref. [35], com $n_L = 8.5 \times 10^5 \text{ cm}^{-1}$; para mais fácil comparação com tal experimento, é usada uma escala linear ampliada. A curva tracejada “(2),F” é omitida desde que para o realizável $B \gtrsim 2$ T ela praticamente coincide com a curva pontilhada “(2),F \mathbf{K} ”. A curva traço-pontilhada “(1),HF” mostra como a curva sólida grossa “(1)” é modificada se desprezarmos as correlações; ou seja, ela mostra $\Omega_{cr}^{(1),HF} = \Omega_{cr}^{(1),HF}(B_{cr}^{(1),HF})$. É visto que somente a curva sólida grossa “(1)” obtida dentro de nosso primeiro cenário, pode explicar o B_{cr} observado para o colapso do RHQI com $\nu = 1$ no FQ em diferentes Ω .

Ainda da Fig. 2.12, vamos considerar os resultados experimentais obtidos da Ref. [35] para dois valores da frequência de confinamento, (i) $\hbar\Omega = 4.75$ meV e (ii) $\hbar\Omega = 7.0$ meV: i) Para a mais baixa frequência de confinamento, $\hbar\Omega = 4.75$ meV, obtida para o valor zero de um lado da voltagem de portão, as curvas sólida grossa “(1)”, sólida fina “(2),HF”, pontilhada “(2),F \mathbf{K} ” e traço-pontilhada “(1),HF” dão, respectivamente, $B_{cr}^{(1)} \approx 7.26$ T, $B_{cr}^{(2),HF} \approx 2.65$ T, $B_{cr}^{(2),F\mathbf{K}} \approx 8.47$ T e $B_{cr}^{(1),HF} \approx 5.73$ T. Aqui, a curva “(1)” fornece um $B_{cr}^{(1)}$ muito próximo ao experimentalmente observado $B_{cr} \approx 7.0$ T, enquanto a curva “(2),HF” fornece um $B_{cr}^{(2),HF}$ essencialmente diferente. ii) Para a maior frequência de confinamento $\hbar\Omega = 7.0$ meV, obtida para o lado da voltagem de portão mais negativa, as curvas sólida grossa “(1)”, sólida fina “(2),HF”, pontilhada “(2),F \mathbf{K} ” e traço-pontilhada “(1),HF” dão,

respectivamente, $B_{cr}^{(1)} \approx 9.6$ T, $B_{cr}^{(2),HF} \approx 4.1$ T, $B_{cr}^{(2),F_K} \approx 10.8$ T e $B_{cr}^{(1),HF} \approx 7.7$ T. Ou seja, novamente $B_{cr}^{(1)}$ dá um valor muito mais próximo para o experimentalmente observado $B_{cr} \approx 10.0$ T do que $B_{cr}^{(2),HF}$. Entretanto, apesar dessa diferença quantitativa, ambos os campos magnéticos críticos $B_{cr}^{(1)}$ e $B_{cr}^{(2),HF}$, respectivos de nossos dois cenários, aumentam com o confinamento, em concordância qualitativa com o atual experimento [35].

Agora, retornemos mais uma vez para o FQ baseado na amostra 1 (amostra 2) da Ref. [32], com $n_L = 7.0 \times 10^6$ cm⁻¹ ($n_L = 6.0 \times 10^6$ cm⁻¹), cujos cenários são descritos na Fig. 2.13 pelas curvas correspondentes à direita (esquerda). Desta forma, na Fig. 2.13 são descritos novamente as curvas sólida grossa “(1)”, sólida fina “(2),HF” e pontilhada “(2),F_K”, sendo que a anterior curva traço-pontilhada “(1),HF” descrita na Fig. 2.12 é agora substituída por outra curva traço-pontilhada que descreve a modificação da curva “(1)” apenas por levar em conta o $g_0 = -0.44$.

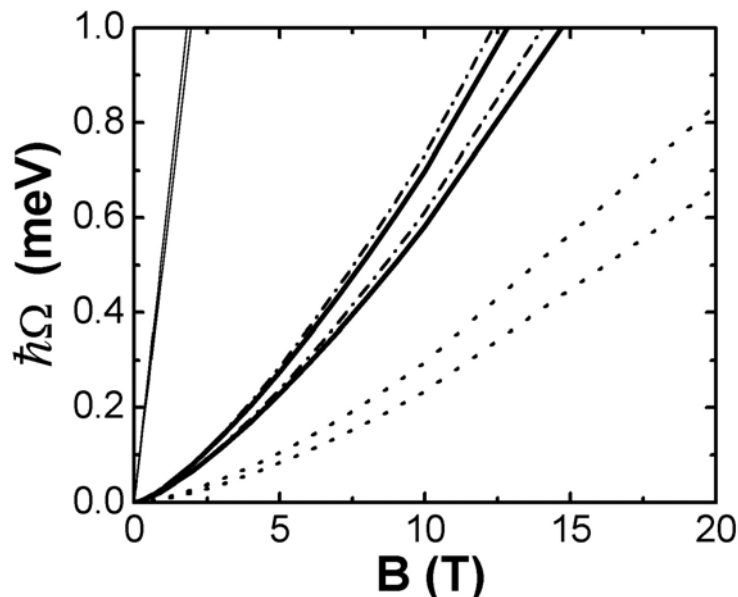


Figura 2.13: As mesmas curvas críticas como na Fig. 2.12 para o FQ da amostra 1 (amostra 2) da Ref. [32], com $n_L = 7.0(6.0) \times 10^6$ cm⁻¹, descritos pelas curvas mais a direita (esquerda) sólida grossa “(1)”, sólida fina “(2),HF” e pontilhada “(2),F_K”. Aqui a curva traço-pontilhada mostra fraca modificação da curva sólida grossa se o finito $g_0 = -0.44$ é levado em conta. Os resultados do primeiro cenário explicam bem estas observações experimentais.

Para os parâmetros da amostra 1 do FQ usado na Fig. 2.5, a curva sólida grossa “(1)” e sua leve modificação por g_0 , curva traço-pontilhada, dão, respectivamente, $B_{cr}^{(1)} \approx 10.8$ T e 10.4 T, enquanto as pertinentes curvas sólida fina “(2),HF” e pontilhada “(2),F_K” dão,

respectivamente, $B_{cr}^{(2),HF} \approx 1.27$ T e $B_{cr}^{(2),FK} \approx 20.0$ T. Embora o último resultado ^[25] esteja de acordo com a ausência de desdobramento de *spin*, o mesmo deve ser considerado dentro do segundo cenário em favor de $B_{cr}^{(2),HF} \approx 1.27$ T, devido ao desprezo do importante termo de Hartree ΔE^H . Então, somente nosso primeiro cenário dado pela curva “(1)” pode explicar o desaparecimento do RHQI com $\nu = 1$ neste FQ em $B \approx 10.0$ T ($B_{cr}^{(1)} \approx 10.8$ T), enquanto que $B_{cr}^{(2),HF}$ falha em confirmar tal resultado.

Além disso, para os parâmetros da amostra 2 do FQ usado na Fig. 2.6, a curva sólida grossa “(1)” e sua leve modificação por g_0 , curva traço-pontilhada, dão, respectivamente, $B_{cr}^{(1)} \approx 7.3$ T e 7.0 T, enquanto as pertinentes curvas sólida fina “(2),HF” e pontilhada “(2),FK” dão, respectivamente, $B_{cr}^{(2),HF} \approx 0.82$ T e $B_{cr}^{(2),FK} \approx 13.1$ T. Em adição, para os parâmetros da amostra 2 do FQ usado na Fig. 2.7, a curva sólida grossa “(1)” e sua leve modificação por g_0 , curva traço-pontilhada, dão, respectivamente, $B_{cr}^{(1)} \approx 4.8$ T e 4.6 T, enquanto as pertinentes curvas sólida fina “(2),HF” e pontilhada “(2),FK” dão, respectivamente, $B_{cr}^{(2),HF} \approx 0.46$ T e $B_{cr}^{(2),FK} \approx 9.2$ T. Como pode ser visto, a curva da Ref. [25] não pode explicar a presença do RHQI com $\nu = 1$ neste FQ em $B = 7.3$ T. Por outro lado, tanto o primeiro como o segundo cenário, dando $B_{cr}^{(1)}$ e $B_{cr}^{(2),HF}$, respectivamente, estão de acordo com este resultado experimental ^[32].

A fim de evitar confusão, a partir daqui os termos “primeiro e segundo cenários” corresponderão, respectivamente, aos mais completos tratamentos da ADLG (com potencial autoconsistente com troca e correlações de borda) e da AHF (com termo de Hartree incluso), a menos que dito o contrário.

2.6 Comentários Finais

Neste capítulo estudamos essencialmente o colapso do RHQI com $\nu = 1$ em FQs em $T = 0$ K sob dois cenários:

Dentro de nosso primeiro cenário aplicamos um tratamento autoconsistente envolvendo troca e correlação denominada ADLG ^[37], onde a relação entre a energia de partícula única efetiva e a velocidade de grupo dos estados de borda, Eqs. (2.13)-(2.15), fornecem a autoconsistência exigida para o RHQI com $\nu = 1$ no FQ. Desde que neste primeiro cenário de supressão de desdobramento de *spin* não há qualquer redistribuição finita da densidade de carga eletrônica (e, equivalentemente, mudança da largura) no FQ, ele essencialmente desenvolve o cenário proposto na Ref. [33]. Entretanto, vale observar que a presente ADLG

grandemente melhora o tratamento da Ref. [33]. Em particular, não há equações integrais como a Eq. (2.6) in Ref. [33]. A equação integral é agora resolvida exatamente, ao invés do tratamento perturbativo dos primeiros termos em séries de potências de r_0 (ver último parágrafo da Seção 2.2). A velocidade de grupo renormalizada por troca e correlações, $v_g > 0$, é obtida analiticamente, Eqs. (2.14)-(2.15), ao passo que na Ref. [33] foi necessário fazer cálculos numéricos e suavizar o espectro de energia próximo aos estados de borda.

Em adição, da Eq. (2.15) segue que $v_g/v_g^H \approx \{r_1^H [\ln(8k_F^2 \ell_0^2) + \gamma]\}^{1/2} \gg 1$ e $v_g \propto \sqrt{v_g^H}$, o que mostra que nosso resultado analítico é essencialmente diferente da Eq. (21) da Ref. [34], que dá $v_g \approx v_g^H$ para $r_0 \leq 1$. Contudo, um estudo de método numérico iterativo “ponderado” da própria Ref. [34] para as amostras 1 e 2 dos FQs da Ref. [32] dá antes valores numéricos próximos $v_g/v_g^H \approx 6.9$ e 11 para aqueles seguindo da Eq. (2.15), $v_g/v_g^H \approx 10.4$ (9.1) e 19.6 (17.0), respectivamente, para $\delta \rightarrow 0$ ($\delta = 10^{-3}$).

Os espectros dos NLs e o *gap* de ativação adimensional G_a foram comparados com base nos experimentos da Ref. [32], apresentando uma boa adequação com tais resultados experimentais. Em particular, para a amostra 1 (2) da Ref. [32] foi verificado teoricamente pela ADLG a instabilidade (estabilidade) do RHQI com $\nu = 1$.

Por sua vez, em se tratando dos resultados experimentais da Ref. [35], apesar da relevância dos valores críticos do campo magnético e do confinamento, seus valores a cerca do fator-g “ótico” possuem incertezas muito grandes, além da falta de clareza com relação as densidades eletrônicas n_L usadas. Entretanto, valores representativos para tal experimento são usados, e concordam com os resultados de nosso cálculo. Em particular, é confirmado para $n_L = 8.5 \times 10^5 \text{ cm}^{-1}$ e $\hbar\Omega = 4.75$ (7.0) meV a estabilidade do RHQI com $\nu = 1$ para $B = 14.0 \text{ T} > B_{cr} \approx 7.0$ (10.0) T.

Curvas críticas do tipo $\Omega_{cr}^{(1)} = \Omega_{cr}^{(1)}(B_{cr}^{(1)})$ para n_L constante também foram obtidas dentro da ADLG para as condições pertinentes, tanto para as duas amostras da Refs. [32], quanto para o experimento da Ref. [35], oferecendo novamente resultados concordantes.

Por conseguinte, dentro de nosso segundo cenário no qual se estuda o colapso do RHQI com $\nu = 1$ para o $\nu = 2$ no FQ, em que há, portanto, uma forte redistribuição de carga (onde a largura cai pela metade) no FQ, foi usado um tratamento baseado na AHF à semelhança da Ref. [25]. Entretanto, ao contrário de nossa Eq. (2.20), não há nenhum critério de validade para as Eqs. (13) e (14) da Ref. [25]. Além disso, devemos lembrar que tais equações da Ref. [25] não são válidas, estritamente falando: (i) por exemplo, a Eq. (13) para $\omega_c/\Omega = 1$ dá cerca de 10% maior valor absoluto para a energia de troca do

que a expressão correta. Somente para $\omega_c^2/\Omega^2 \gg 1$ este erro torna-se muito menor. (ii) Por sua vez, para $\omega_c/\Omega \gtrsim 1$ a Eq. (13) da Ref. [25] mostra que para Ω fixo dois campos magnéticos crítico são possíveis, ao passo que somente um B_{cr} é encontrado em nossa AHF. (iii) Em adição, como o segundo cenário envolve muito forte queda da largura eletrônica W do FQ, aqui nós devemos incluir a mudança na energia total devido a pertinente mudança da energia de Hartree total. Este efeito é omitido na Ref. [25], contudo, nós mostramos que além de ser finito, ele essencialmente muda o valor do campo magnético crítico de $B_{cr}^{(2),F}$, Eq. (2.21), para $B_{cr}^{(2),HF}$, Eq. (2.24), para $\omega_c/\Omega \gtrsim 1$, conforme podemos verificar nas Figs. 2.11-2.13 juntamente com várias outras curvas críticas, inclusive com as obtidas pela ADLG. Entretanto, de acordo com tais resultados fomos levados a concluir que somente nosso primeiro cenário explica todas as observações experimentais das Refs. [32, 35], em particular, a supressão do desdobramento de *spin* nos FQs, enquanto nosso segundo cenário é incapaz de providenciar isto. Além do mais, se dentro do segundo cenário desprezarmos o importante termo de Hartree $\Delta E^{H,tot}$ dado pela Eq. (2.23), tal que para estes FQs o segundo cenário praticamente se reduz àquele da Ref. [25], então é impossível explicar quaisquer pertinentes observações da Ref. [32].

Aqui vale ainda uma importante observação. Conforme pode ser visto na curva “(2),HF” (segundo cenário) da Fig. 2.11, segue que para um dado n_L há um finito Ω_0 , tal que para $\Omega > \Omega_0$, em qualquer B , em particular para $B \rightarrow 0$, o estado $\nu = 1$ no FQ deve ser estável. Além do mais, esse pertinente Ω pode ser escolhido suficientemente grande tal que o pequeno parâmetro do problema seja realmente pequeno, ou seja, $e^2/(\varepsilon\tilde{\ell}\hbar\tilde{\omega}) \ll 1$. Entretanto, um estudo mais minucioso acerca dessa possível magnetização espontânea deve ser realizado, uma vez que, além das correlações (que tornam-se substancialmente mais fortes em $B = 0$ do que em fortes campos magnéticos) terem sido totalmente omitidas na AHF do segundo cenário, um sistema de muitos corpos verdadeiramente unidimensional deve ter seu estado fundamental desmagnetizado, conforme abordado nas Ref. [78]. Conseqüentemente, isso também vem a justificar esse nosso presente estudo em um forte campo magnético, à semelhança da Ref. [25].

Como não poderíamos deixar de falar, um quadro de curvas críticas semelhante ao desenvolvido neste capítulo pode ser feita para a obtenção de uma densidade crítica, n_{cr} , em ambos os cenários, para certo valores de B e Ω . Neste caso, devemos esperar que a fase de desdobramento de *spin* seja estável para densidades abaixo da densidade crítica n_{cr} . Uma forma de visualizar tal resultado é através da Eq. (2.20) juntamente

com a Fig. 2.1, onde é possível observar que para baixas densidades a contribuição de troca é o termo dominante ($E^{F,tot}(n_L/2) < E^{F,tot}(0)$), sendo a fase de desdobramento de *spin* estável. Para densidades lineares maiores a contribuição cinética positiva suprime o desdobramento de *spin* relacionado a troca ($E^{F,tot}(n_L/2) > E^{F,tot}(0)$) e a fase com desdobramento de *spin* não é mais estável.

Capítulo 3

Magnetoplasmons de Borda no Regime Hall Quântico Inteiro em um Canal Eletrônico Largo - Hélicons de Borda

Um passo fundamental no estudo dos magnetoplasmons de borda (MPBs) no regime Hall quântico inteiro (RHQI) foi o advento de experimentos de transporte com resolução temporal (*time-resolved*) [43,45,48], que, conforme verificado na Ref. [48], foi capaz de mostrar uma estrutura de platô no atraso do tempo que reflete os próprios platôs do regime Hall quântico (RHQ). Assim, motivados tanto por tal desenvolvimento experimental quanto pelo interesse sobre o comportamento eletrônico coletivo dos estados de borda de sistemas eletrônicos bidimensionais (SE2Ds) no RHQI [60–63], muitos estudos nessa direção foram desenvolvidos. Em especial, o estudo de MPBs fracamente amortecidos no RHQI, mesmo em regimes de alto amortecimento dissipativo, desperta um grande interesse pelo fato da possibilidade de sua existência se dever essencialmente aos efeitos da interação elétron-elétron no RHQI, cujo comportamento eletrônico se manifesta como sendo do tipo coletivo.

Assim, neste capítulo nós estudamos a dispersão e a estrutura espacial dos MPBs em canais eletrônicos largos (SE2Ds) no RHQI com $\nu = 1$ (2) e 4, considerando o intervalo de temperaturas não-muito-baixas $\hbar\omega_c \gg k_B T \gg \hbar v_{gn}^H / 2\ell_0$, para diferentes regimes de dissipação, numa extensão ao trabalho pioneiro desenvolvido na Ref. [63], que é baseado

numa combinação das equações da densidade de corrente linearizada, Poisson e continuidade. Tal extensão é obtida tanto por acrescentar ao modelo a possibilidade do estudo sistemático dos MPBs no regime de muito forte dissipação, inclusive sob o efeito do portão (ar), quanto por considerar condições apropriadas para a existência de acoplamento internível-intraborda entre eles. Assim, por esse motivo, nós devemos considerar agora o estudo dos MPBs no canal eletrônico largo (SE2D) baseados em amostras de GaAs tanto “homogêneas”, quanto com portão (ar) a uma distância d desse canal, no RHQI com $\nu = 1$ (2) e $\nu = 4$, e sob efeitos de temperatura.

A organização deste capítulo é como segue: (i) Na Seção 3.1 nós introduzimos o nosso modelo para um canal eletrônico largo. (ii) Na Seção 3.2, por completeza, nós apresentamos brevemente uma extensão do formalismo geral da Ref. [63], como, por exemplo, as modificações que aparecem devido ao portão (ar). (iii) Na Seção 3.3, para o RHQI com $\nu = 1$ (2), nós estudamos os MPBs em diferentes regimes de dissipação nos estados de borda do canal eletrônico largo, em especial no regime de muito forte dissipação, e obtemos o hélicon de borda, o único modo fracamente amortecido; o efeito do portão (ar) sobre o hélicon de borda é também tratado. Além disso, nós apresentamos novos resultados sobre os MPBs simétricos e anti-simétricos sob efeitos de temperatura para uma fraca dissipação. (iv) A Seção 3.4 trata o RHQI com $\nu = 4$ numa fraca dissipação. Nós estudamos os MPBs fundamentais dos níveis de Landau (NLs) $n = 0$ e $n = 1$ e suas fortes renormalizações devido à forte interação coulombiana internível-intraborda; o efeito do portão também é considerado.

Note que em amostras com portão (ar), o regime de muito forte dissipação e o RHQI para $\nu = 4$ não foram tratados na Ref. [63], e, como será visto, novos MPBs e novas características são encontrados. Em adição, para o caso sem dissipação e para a amostra com portão no limite $d/\ell_T \rightarrow 0$ é feito uma comparação com o resultado fenomenológico da Ref. [47]. (v) A Seção 3.5 fica reservada aos comentários finais deste capítulo.

3.1 Modelo de um Canal Eletrônico Largo

Seguindo o tratamento dado na Ref. [63], aqui nós assumimos um SE2D no plano- (x, y) de largura efetiva W , comprimento $L_x = L$, sujeito a um forte campo magnético $B = B_z$ capaz de manter o RHQI de tal forma que se possa ajustar o fator de preenchimento tanto para $\nu = 4$, quando os NLs $n = 0, 1$ estão ocupados, quanto para $\nu = 1$ (2),

quando somente o mais baixo NL $n = 0$ é ocupado. Neste caso, é assumido ainda que em $\nu = 1$ o desdobramento de *spin*, causado por efeitos de muitos corpos, é forte o bastante para desprezar a contribuição do NL com *spin* para baixo, enquanto que em $\nu = 2(4)$ o próprio desdobramento de *spin* é desprezado. Além disso, por se tratar o SE2D como um canal eletrônico largo (aqui, por simplicidade, canal largo), o potencial de confinamento lateral simétrico associado a ele ao longo da direção y é parabólico somente nas suas bordas, ou seja, $V'_y = 0$ para $y_l < y < y_r$, $V'_y = m^*\Omega^2 (y - y_r)^2 / 2$ para $y > y_r > 0$, e $V'_y = m^*\Omega^2 (y - y_l)^2 / 2$ para $y < y_l < 0$, onde $y_{r(l)}$ delimita a borda direita (esquerda) da parte plana de V_y ; $y_r = -y_l$. Novamente podemos fazer a suposição de que V_y aproxima-se bem do potencial de confinamento lateral “vestido” com interação elétron-elétron recebido na aproximação Hartree (AH). Em adição, nós assumimos que tal potencial de confinamento lateral é suave sobre a escala de ℓ_0 onde $\Omega \ll \omega_c$.

Aqui, para o RHQI com $\nu = 1(2)$ ou 4, o espectro de energia de um elétron do n -ésimo NL é

$$\epsilon = \epsilon_n = \hbar\omega_c (n + 1/2) \quad (3.1)$$

para a parte plana, e

$$\epsilon = \epsilon_{n,k_x} = \hbar\omega_c (n + 1/2) + m^*\Omega^2 [y_0(k_x) - y_{r(l)}]^2 / 2 \quad (3.2)$$

para a região de borda direita (esquerda) $y_0(k_x) > y_r$ ($y_0(k_x) < y_l$), onde $y_0(k_x) = \ell_0^2 k_x$, que conduz à velocidade de grupo dos estados de borda direita (esquerda) como $v_{gn}^H = \partial\epsilon_{n,k_{re}^{(n)}} / \hbar \partial k_x = \hbar\Omega^2 k_e^{(n)} / m^*\omega_c^2 (-v_{gn}^H)$, onde $k_{re}^{(n)} = k_r + k_e^{(n)} (-k_{re}^{(n)})$ é o vetor de Fermi associado a borda direita (esquerda) $y_{re}^{(n)} = \ell_0^2 k_{re}^{(n)} = y_r + \ell_0^2 k_e^{(n)} (-y_{re}^{(n)})$, $k_r = y_r / \ell_0^2$, $W = 2y_{re}^{(0)}$ e $k_e^{(n)} = (\omega_c / \hbar\Omega) \sqrt{2m^*\Delta_{Fn}}$ é o número de onda de borda característico, com $\Delta_{Fn} = E_F^H - (n + 1/2) \hbar\omega_c$, e $E_F^H = \epsilon_{n,k_{re}^{(n)}}$ é a energia ou o nível de Fermi (NF) medido do fundo da mais baixa sub-banda elétrica; aqui, o símbolo “ H ” vem da apropriada AH do potencial de confinamento lateral. Novamente, por definição, nós tomamos a constante dielétrica ϵ para ser espacialmente homogênea. As grandezas como ℓ_0 e ω_c seguem as definições dadas no Capítulo 2.

3.2 Formalismo para os Magnetoplasmons de Borda em Temperaturas Não-Muito-Baixas

Uma vez apresentado acima o quadro de partícula única que descreve o canal largo, vamos agora apresentar o formalismo que envolve o movimento coletivo dos elétrons nas bordas do mesmo, conhecidos por MPBs. Assim, nesse intuito apresentamos logo abaixo as principais características associadas aos MPBs em temperaturas não-muito-baixas, $\hbar\omega_c \gg k_B T \gg \hbar v_{gn}^H/2\ell_0$, e obtidas em parte na Ref. [63]. Em adição, desde de que a condição $|q_x|W \gg 1$ é assumida, onde q_x é o número de onda associado aos MPBs, será suficiente considerarmos somente os MPBs ao longo da borda direita do canal largo, na forma $A(q_x, y; \omega) \exp[i(q_x x - \omega t)]$, já que os mesmos são totalmente independentes da borda esquerda.

3.2.1 O perfil da densidade eletrônica e suas conseqüências

Conforme já discutido no Capítulo 1, o comportamento da densidade eletrônica não-perturbada $n_0(y)$ transversal à borda é determinante para as propriedades de borda do canal largo, devendo uma apropriada escolha para seu perfil de densidade trazer importantes conseqüências no estudo dos MPBs. Além disso, em vista que estamos considerando MPBs no RHQI (e T não-muito-baixas), seria de grande importância que tal $n_0(y)$ levasse em conta o efeito quântico da estrutura do NL. Dessa forma, seguindo a “linha” da Ref. [63], nós propusemos um $n_0(y)$, normalizado pelo valor de *bulk* n_0 , como correspondendo a função distribuição de Fermi-Dirac $f_0(y) = 1/\{1 + \exp[(\epsilon_{n,y}/\ell_0^2 - E_F^H)/k_B T]\}$. Assim, considerando uma pequena variação \bar{y}_n em torno da n -ésima borda do NL, $y_{re}^{(n)}$, tal que $\bar{y}_n = y - y_{re}^{(n)}$, é possível obter a aproximação $\exp[(\epsilon_{n,y}/\ell_0^2 - E_F^H)/k_B T] \simeq \exp(\bar{y}_n/\ell_{Tn})$, onde $\ell_{Tn} \equiv \ell_0^2 k_B T / \hbar v_{gn}^H \gg \ell_0/2$ define a escala característica associada à borda em questão, desde que a condição $k_e^{(n)} \gg k_B T / \hbar v_{gn}^H \gg 1/2\ell_0$ (ou $\ell_0^2 k_e^{(n)} \gg \ell_{Tn} \gg \ell_0/2$) seja satisfeita. Por exemplo, para o caso $\nu = 4$, levando em consideração que a relação entre as bordas dos NLs $n = 0$ e 1 seja dada por $\bar{y}_1 = \bar{y}_0 + \Delta y_{01}$, onde $\Delta y_{01} \equiv y_{re}^{(0)} - y_{re}^{(1)}$, nós obtemos a expressão aproximada $n_0(y)/n_0 = n_0(\bar{y}_m)/n_0 \simeq \sum_{n=0}^1 2^{-1} [1 + \exp(\bar{y}_n/\ell_{Tn})]^{-1}$, ou, equivalentemente, $n_0(\bar{y}_m)/n_0 \simeq \sum_{n=0}^1 4^{-1} [1 - \tanh(Y_n/2)]$, onde $Y_n \equiv \bar{y}_n/\ell_{Tn}$, e $m = 0(1)$. Portanto, enquanto que para $\nu = 1(2)$ temos apenas uma única variação em torno da borda $y_{re}^{(0)}$ [63], para $\nu = 4$ seu perfil de densidade é mais complicado: sua queda na borda

é dividida em dois passos - uma é centrada na borda do NL $n = 0$, $y_{re}^{(0)}$, e o outro passo é centrado na borda do NL $n = 1$, $y_{re}^{(1)}$. A fim de simplificar as notações nós omitiremos os expoentes ou índices 0 nos valores pertinentes ao NL $n = 0$, ou seja, $\ell_{T0} = \ell_T$, $v_{g0}^H \equiv v_g^H$, $\Delta_{F0} \equiv \Delta_F$, $k_e^{(0)} \equiv k_e$, etc.

3.2.2 Densidade de corrente

Desde que o MPB é obtido a partir de uma apropriada perturbação (com uma dada frequência $\omega \ll \omega_c$ e comprimento de onda $\lambda = 2\pi/q_x \gg \ell_0 \lesssim 10^{-6}$ cm) na densidade de carga, cuja onda pode ser descrita por $\rho(q_x, y; \omega)$, e desde que para temperaturas não-muito-baixas a escala característica ao longo de y é tipicamente $\ell_{Tn} \gg \ell_0/2$, é de se esperar que os campos elétricos gerados autoconsistentemente por $\rho(q_x, y; \omega)$ sejam também suaves sobre a escala ℓ_0 em ambas as direções. Assim, dentro da aproximação quase-estática e no regime de resposta linear a densidade de corrente pode ser escrita como ^[60,67]

$$j_y(q_x, y; \omega) = \sigma_{yy}(y) E_y(q_x, y; \omega) + \sigma_{yx}^0(y) E_x(q_x, y; \omega) \quad (3.3)$$

$$j_x(q_x, y; \omega) = \sigma_{xx}(y) E_x(q_x, y; \omega) + \sigma_{xy}^0(y) E_y(q_x, y; \omega) + \sum_n v_{gn}^H \rho_n(q_x, y; \omega), \quad (3.4)$$

onde o termo $v_{gn}^H \rho_n(q_x, y; \omega)$ representa uma contribuição de advecção causada por uma distorção da carga $\rho_n(q_x, y; \omega)$ localizada próxima à borda $y_{re}^{(n)}$ do n -ésimo NL, $\sigma_{\mu\gamma}(y)$ é o componente do tensor de condutividade, e $E_x(q_x, y; \omega) = -iq_x\phi(q_x, y; \omega)$ e $E_y(q_x, y; \omega) = -\partial\phi(q_x, y; \omega) / \partial y$ são os componentes do campo elétrico autoconsistente. Quanto ao potencial ϕ , este pode ser obtido da equação de Poisson como ^[60]

$$\phi(q_x, y; \omega) = \frac{2}{\varepsilon} \int_{-\infty}^{\infty} dy' [K_0(|q_x||y - y'|) + \beta K_0(|q_x| \sqrt{(y - y')^2 + 4d^2})] \rho(q_x, y'; \omega), \quad (3.5)$$

onde $K_0(x)$ é a função de Bessel modificada, e $\beta = 0$ ou $\beta = -1$ ($(\varepsilon - 1) / (\varepsilon + 1)$) correspondem a um SE2D na amostra com constante dielétrica de fundo homogênea ε ou com portão (ar) a uma distância d desse SE2D, respectivamente. Por definição, se por outro lado não for declarado, nós consideramos o SE2D em amostras “homogêneas”, ou seja, sem portão (ar); observe que assim como ρ , ϕ também pertence ao plano 2D.

Neste ponto é útil, então, descrever as pertinentes condutividades.

3.2.3 Condutividade Hall

A condutividade Hall (na ausência de qualquer espalhamento) pode ser obtida do cálculo da densidade de corrente na direção x , $j_x^H(y) = \sigma_{yx}^0(y) E_y(y)$. Seguindo os passos das Refs. [60, 67] nós obtemos a condutividade Hall como

$$\sigma_{yx}^0(y) = \frac{e^2}{2\pi\hbar} \sum_{n=0} \int_{-\infty}^{\infty} dy_0 f_n(y_0) \Psi_n^2(y - y_0), \quad (3.6)$$

onde $\Psi_n(y)$ é a função do oscilador harmônico. Levando em conta que em nosso regime de temperatura $\ell_{Tn} \gg \ell_0/2$, e que a escala típica de $f_n(y_0)$ e $\Psi_n(y - y_0)$ são ℓ_T e ℓ_0 , respectivamente, a integral da Eq. (3.6) pode ser aproximada por $f_n(y)$, que como vimos anteriormente pode ser reapproximada por $f_n(\bar{y}_n) \approx [1 - \tanh(Y_n/2)]/2$. Assim, podemos reescrever a Eq. (3.6) como

$$\sigma_{yx}^0(y) \approx \sum_{n=0} \sigma_{yx}^{0(n)}(\bar{y}_n), \quad (3.7)$$

onde $\sigma_{yx}^{0(n)}(\bar{y}_n) \equiv (e^2/2\pi\hbar) f_n(\bar{y}_n)$. Lembrando que para $\nu = 2$ e 4 (par) o lado direito das Eqs. (3.6) e (3.7) devem ser multiplicados por 2 , o fator de degenerescência de *spin*, temos que a Eq. (3.7) recupera para o interior do canal largo a condutividade Hall $\sigma_{yx}^0 = e^2\nu/2\pi\hbar$. Observemos que a equação acima também demonstra a rápida variação de $\sigma_{yx}^0(y)$ na escala ℓ_T conforme nos aproximamos da borda. Além disso, também temos que $\sigma_{xy}^0(y) = -\sigma_{yx}^0(y)$.

3.2.4 Condutividade longitudinal

Desde que o RHQI é considerado aqui em amostras com dimensões superficiais suficientemente grandes [60, 63], as transições eletrônicas e a interação coulombiana interborda podem ser desprezadas. Por outro lado, conforme mostrado na Ref. [67], para um confinamento suficientemente suave a dissipação vem das transições eletrônicas intranível-intraborda devido ao espalhamento por fônons piezoacústicos (PA), ocorrendo principalmente próximo às bordas do canal largo, e sendo exponencialmente suprimida no *bulk* para $\hbar\omega_c/k_B T \gg 1$. No regime de resposta linear este é o principal mecanismo de dissipação se $v_g > s$, onde s é a rapidez do som, por exemplo, para canais de largura $W \lesssim 100 \mu\text{m}$ e $T \lesssim 1\text{K}$.

Assim, no cálculo da condutividade longitudinal $\sigma_{\mu\mu}(y)$, onde $\sigma_{xx}(y) \simeq \sigma_{yy}(y)$, o tratamento dado na Ref. [67], juntamente com o da Ref. [63], forneceram como resultado,

para $v_{gn}^H \gtrsim s$, a expressão

$$\sigma_{\mu\mu}(y) = \sum_{n=0} \tilde{\sigma}_{\mu\mu}^{(n)} R_n(\bar{y}_n), \quad (3.8)$$

onde $\tilde{\sigma}_{\mu\mu}^{(n)} = e^2 \ell_0^2 c' k_B T / 4\pi^2 \hbar^4 (v_{gn}^H)^3$, e $c' = \hbar (eh_{14})^2 / 2\rho_V s$ é a constante de acoplamento elétron-fônon para heteroestruturas baseadas em GaAs, com $h_{14} = 1.2 \times 10^7$ V/cm, $\rho_V = 5.31$ gm/cm³, e $s = 2.5 \times 10^5$ cm/s. Quanto a $R_n(\bar{y}_n)$, este valor vem da derivada do n -ésimo termo de $\sigma_{yx}^0(y)$, ou seja, $d\sigma_{yx}^{0(n)}(y)/dy = -\sigma_{yx}^0 R_n(y)$, onde $R_n(y) \equiv R_n(\bar{y}_n) = -df_n(y)/dy \approx (4\ell_{Tn})^{-1} \cosh^{-2}(\bar{y}_n/2\ell_{Tn})$, indicando que $\sigma_{\mu\mu}(y)$ também está fortemente concentrada próximo à borda.

Por sua vez, para $v_g < s$ a contribuição para $\sigma_{\mu\mu}(y)$ é exponencialmente suprimida [60,67].

As propriedades apresentadas acima são essenciais sob o efeito de temperaturas não-muito-baixas no RHQI e devem ser levadas em conta a fim de se determinar a relação de dispersão tanto quanto a estrutura espacial dos MPBs.

3.3 Magnetoplasmons de Borda no Regime Hall Quântico Inteiro com $\nu = 1$ (2)

Neste momento nós vamos determinar as equações integrais que estabelecem o comportamento dos MPBs em canais largos no RHQI com $\nu = 1$ (2) sob efeito de portão (ar) e para temperaturas não-muito-baixas. Assim, em analogia com a Ref. [63], das equações da densidade de corrente linearizada e Poisson, Eqs.(3.3)-(3.5), combinadas na transformada de Fourier da equação da continuidade $\partial\rho(x, y; t)/\partial t + \nabla \cdot J(x, y, t) = 0$ em x e t , temos

$$\begin{aligned} & -i(\omega - q_x v_g^H) \rho(q_x, y; \omega) + \frac{2}{\varepsilon} \{ q_x^2 \sigma_{yy}(y) - i q_x \frac{d}{dy} [\sigma_{yx}^0(y)] \\ & - \sigma_{yy}(y) \frac{d^2}{dy^2} - \frac{d}{dy} [\sigma_{yy}(y)] \frac{d}{dy} \} \int_{-\infty}^{\infty} dy' [K_0(|q_x||y - y'|) \\ & + \beta K_0(|q_x| \sqrt{(y - y')^2 + 4d^2})] \rho(q_x, y'; \omega) = 0, \end{aligned} \quad (3.9)$$

Desta equação vemos que além de $\rho(q_x, y; \omega)$ estar concentrada próximo à borda y_{re} do NL $n = 0$, onde $\rho(q_x, y; \omega) = \rho(q_x, \bar{y}; \omega)$, uma mudança de $\bar{y} \rightarrow -\bar{y}$ mostra que o portão (ar) ainda mantém a invariância da Eq.(3.9) para os MPBs de modos pares (simétricos), $\rho(q_x, \bar{y}; \omega) = \rho(q_x, -\bar{y}; \omega)$, e ímpares (anti-simétricos), $\rho(q_x, \bar{y}; \omega) = -\rho(q_x, -\bar{y}; \omega)$, com respeito à borda mencionada, à semelhança do caso sem portão [63], o que os torna, portanto, completamente independentes um do outro. A equação integral envolvendo portão

(ar) é assim dada por

$$\begin{aligned}
& (\omega - q_x v_g^H) \rho_{s,a}(q_x, \bar{y}; \omega) - \frac{2}{\varepsilon} \{ (q_x \sigma_{yx}^0 - i q_x^2 \tilde{\sigma}_{yy}) R_0(\bar{y}) + i \tilde{\sigma}_{yy} \frac{d}{d\bar{y}} [R_0(\bar{y}) \frac{d}{d\bar{y}}] \} \\
& \int_0^\infty d\bar{y}' \{ [K_0(|q_x| |\bar{y} - \bar{y}'|) + \beta K_0(|q_x| \sqrt{(\bar{y} - \bar{y}')^2 + 4d^2})] \\
& \pm [K_0(|q_x| |\bar{y} + \bar{y}'|) + \beta K_0(|q_x| \sqrt{(\bar{y} + \bar{y}')^2 + 4d^2})] \} \rho_{s,a}(q_x, \bar{y}'; \omega) = 0, \quad (3.10)
\end{aligned}$$

onde $\bar{y} \geq 0$ e o sinal superior (inferior) em (\pm) corresponde aos MPBs simétricos (anti-simétricos), $\rho_{s(a)}$.

Seguindo ainda a “linha” da Ref. [63], admitindo que uma solução para a Eq. (3.9) deve ser necessariamente proporcional à densidade eletrônica não-perturbada $n_0(y)/n_0$, que pode ser reescrita aproximadamente como $\tilde{R}_0(Y) \equiv \exp(Y) \times R_0(Y)$, então os critérios de ortogonalidade indicam que tal solução pode ser escrita como uma expansão em série dos polinômios de Laguerre $L_n(Y)$ no intervalo de ortogonalidade $0 \leq Y \leq \infty$. Assim, como solução exata da Eq. (3.10) para ambos os MPBs simétricos e anti-simétricos, temos

$$\rho_{s,a}(q_x, \bar{y}; \omega) = \tilde{R}_0(Y) e^{-Y} \sum_{k=0}^{\infty} \rho_{s,a}^{(k)}(q_x, \omega) L_k(Y), \quad (3.11)$$

onde mais uma vez fica claro que $\rho(q_x, \bar{y}; \omega)$ está concentrada próxima à borda do NL $n = 0$ dentro de uma região da ordem de ℓ_T . Para $\bar{y} \leq 0$ a expressão para $\rho_s(q_x, \bar{y}; \omega)$ segue trivialmente da Eq. (3.11), apenas usando $|Y|$ no lado direito da mesma equação. Além disso, para os MPBs anti-simétricos a Eq. (3.11) deve satisfazer a condição física de contorno $\rho_a(q_x, 0; \omega) = 0$, que conduz a

$$\sum_{k=0}^{\infty} \rho_a^{(k)}(q_x, \omega) = 0. \quad (3.12)$$

Assim, para $\bar{y} < 0$, $\rho_a(q_x, \bar{y}; \omega)$ pode ser obtida da Eq. (3.11) usando a propriedade $\rho_a(q_x, x; \omega) = -\rho_a(q_x, -x; \omega)$.

Finalmente, após multiplicar a Eq. (3.10) por $L_k(Y) \tilde{R}_0^{-1}(Y)$ e integrá-la sobre Y de 0 a ∞ , então, juntamente com as Eqs. (3.11)-(3.12), as equações de dispersão para os modos simétricos e anti-simétricos seguem como

$$(\omega - q_x v_g^H) \rho_{s,a}^{(k)}(q_x, \omega) - \sum_{l=0}^{\infty} [S r_{kl}^{s,a}(q_x; \beta, d) + S' g_{kl}^{s,a}(q_x; \beta, d)] \rho_{s,a}^{(l)}(q_x, \omega) = 0, \quad (3.13)$$

onde, para $\nu = 1$, $S = (2/\varepsilon) (q_x \sigma_{yx}^0 - i q_x^2 \tilde{\sigma}_{yy})$, com $\sigma_{yx}^0 = e^2/2\pi\hbar$, $S' = -2i\tilde{\sigma}_{yy}/\varepsilon\ell_T^2$,

$$\begin{aligned}
r_{kl}^{s,a}(q_x; \beta, d) &= \ell_T \int_0^\infty dx e^{-x} L_k(x) \int_0^\infty dx' \{ [K_0(|q_x| \ell_T |x - x'|) \\
&\quad + \beta K_0(|q_x| \ell_T \sqrt{(x - x')^2 + (2d/\ell_T)^2})] \pm [K_0(|q_x| \ell_T |x + x'|) \\
&\quad + \beta K_0(|q_x| \ell_T \sqrt{(x + x')^2 + (2d/\ell_T)^2})] \} \tilde{R}_0(x') e^{-x'} L_l(x'), \quad (3.14)
\end{aligned}$$

e

$$\begin{aligned}
g_{kl}^{s,a}(q_x; \beta, d) &= |q_x| \ell_T^2 \int_0^\infty dx e^{-x} \{ e^{-x/2} L_k(x) / \cosh(x/2) - \frac{k}{x} [L_k(x) - L_{k-1}(x)] \} \\
&\quad \times \int_0^\infty dx' \{ \text{sign}(x - x') K_1(|q_x| \ell_T |x - x'|) \pm K_1(|q_x| \ell_T (x + x')) \\
&\quad + \beta \frac{(x - x') K_1(|q_x| \ell_T \sqrt{(x - x')^2 + (2d/\ell_T)^2})}{\sqrt{(x - x')^2 + (2d/\ell_T)^2}} \\
&\quad \pm \beta \frac{(x + x') K_1(|q_x| \ell_T \sqrt{(x + x')^2 + (2d/\ell_T)^2})}{\sqrt{(x + x')^2 + (2d/\ell_T)^2}} \} \\
&\quad \times \tilde{R}_0(x') e^{-x'} L_l(x') + \delta g_{kl}^{s,a}(q_x; \beta, d). \quad (3.15)
\end{aligned}$$

Aqui, $\text{sign}(x) = 1 (-1)$ para $x > 0 (< 0)$, e $K_1(x)$ é a função de Bessel modificada. Em adição, $\delta g_{kl}^s(q_x; \beta, d) \equiv 0$ e

$$\begin{aligned}
\delta g_{kl}^a(q_x; \beta, d) &= 2|q_x| \ell_T^2 \int_0^\infty dx [K_1(|q_x| \ell_T x) + \beta \frac{x K_1(|q_x| \ell_T \sqrt{x^2 + (2d/\ell_T)^2})}{\sqrt{x^2 + (2d/\ell_T)^2}}] \\
&\quad \times \tilde{R}_0(x) e^{-x} L_l(x). \quad (3.16)
\end{aligned}$$

Em adição às equações acima, para os MPBs anti-simétricos nós devemos considerar a condição dada pela Eq. (3.12), que é essencial para eliminar a divergência logarítmica na última integral da Eq. (3.15), depois da pertinente soma sobre l na Eq. (3.13). Vale ainda observar que $r_{kl}^{s(a)} \neq r_{lk}^{s(a)}$, $g_{kl}^{s(a)} \neq g_{lk}^{s(a)}$ e, a fim de simplificar as notações, daqui em diante nós escreveremos $r_{kl}^{s,a}(q_x; \beta, d) \equiv r_{kl}^{s,a}$, $g_{kl}^{s,a}(q_x; \beta, d) \equiv g_{kl}^{s,a}$ e $\delta g_{kl}^{s,a}(q_x; \beta, d) \equiv \delta g_{kl}^{s,a}$. Note que para amostras “homogêneas” ($\beta = 0$) as Eqs. (3.13)-(3.16) coincidem com àquelas da Ref. [63].

Como é próprio do estudo de modos coletivos, em nossa solução das Eqs. (3.13)-(3.16) nós estaremos tomando o limite de longo comprimento de onda, $|q_x| \ell_T \ll 1$, tal que para $\beta = 0$ nós podemos usar as aproximações $K_0(|q_x| \ell_T x) \approx \ln(2/|q_x| \ell_T) - \gamma - \ln(x)$ e $K_1(|q_x| \ell_T x) \approx (|q_x| \ell_T x)^{-1}$, onde γ é a constante de Euler. Contudo, para $\beta \neq 0$, se $(2d/\ell_T)^2 \gg 1$ tal que $2|q_x|d \gtrsim 1$, nós usaremos expressões exatas para as pertinentes

funções de Bessel modificadas nos termos correspondentes. Nós também usaremos a notação $\bar{\omega} \equiv \omega - q_x v_g^H$, onde tipicamente $v_g^H \ll \omega/q_x$ para os MPBs mais rápidos, os MPBs monopulares renormalizados. Assim, é válido denominar $\bar{\omega}/q_x$ como a velocidade de fase da onda tanto quanto ω/q_x . Note que aqui $\text{Im } \bar{\omega}(q_x) \equiv \text{Im } \omega(q_x)$, pois somente q_x reais são usados no presente estudo.

Aqui vai outra importante observação. Devido a $|q_x| \ell_T \ll 1$ e aos fortes campos magnéticos assumidos, onde $\xi = \tilde{\sigma}_{yy}/(\ell_T \sigma_{yx}^0) \ll 1$, segue que nós podemos tipicamente aproximar $S \approx (2/\varepsilon) q_x \sigma_{yx}^0$, ou seja, desprezar a parte imaginária de S . Desta forma as equações de dispersão têm toda sua dissipação evidenciada por S' , e, por conseguinte, é possível introduzir um parâmetro $\eta_T = |S'|/S = \xi/|q_x| \ell_T$ capaz de estabelecer diferentes regimes de dissipação para os MPBs da seguinte forma^[60,63]: $\eta_T \gg 1$ (ou $\eta_T \gtrsim \ln(1/|q_x| \ell_T) \gg 1$ se $\ln(1/|q_x| \ell_T) \gg 1$) para muito forte dissipação, $\ln(1/|q_x| \ell_T) \gg \eta_T \gtrsim 1$ para forte dissipação, e $\eta_T \ll 1$ para fraca dissipação.

3.3.1 Estudo dos magnetoplasmons de borda no regime de fraca e muito forte dissipação

Para desprezar o acoplamento intermodo nós devemos omitir na Eq. (3.13) todos os coeficientes não-diagonais $r_{kl}^{s,a}$ e $g_{kl}^{s,a}$, ou seja, com $k \neq l$. Então, das Eqs. (3.11)-(3.13) seguem^[63] os modos simétricos puros (monopolar somente para $\rho_s^{(0)} \neq 0$, quadrupolar somente para $\rho_s^{(1)} \neq 0$, etc) e os modos anti-simétricos puros (dipolar somente para $\rho_a^{(0)} \neq 0$, etc). Contudo, o acoplamento entre modos puros de mesma simetria (“vizinhos”) devido aos coeficientes não-diagonais $r_{kl}^{s,a}$ e $g_{kl}^{s,a}$, $k \neq l$, é tipicamente forte e especialmente para o regime de muito forte dissipação ($\eta_T \gg 1$, ou se $\ln(1/|q_x| \ell_T) \gg 1$, $\eta_T \gtrsim \ln(1/|q_x| \ell_T) \gg 1$). Então, o acoplamento entre os diferentes modos puros deve ser levado em conta. Ele conduz a modos renormalizados que são os verdadeiros MPBs. Em particular, a mudança da intensidade da dissipação do regime de fraca dissipação ($\eta_T \ll 1$) para muito forte dissipação ($\eta_T \gg 1$, ou se $\ln(1/|q_x| \ell_T) \gg 1$, $\eta_T \gtrsim \ln(1/|q_x| \ell_T) \gg 1$) deve afetar fortemente as características dos MPBs renormalizados. Aos últimos nós também podemos chamar simplesmente como MPBs.

Hélicon de borda no regime de muito forte dissipação

No regime de muito forte dissipação ($\eta_T \gg 1$, ou se $\ln(1/|q_x| \ell_T) \gg 1$, $\eta_T \gtrsim \ln(1/|q_x| \ell_T) \gg 1$) nós agora procuramos por MPBs fracamente amortecidos, $\text{Re } \omega(q_x) / [-\text{Im } \omega(q_x)] \gg 1$, ou $\text{Re } \bar{\omega}(q_x) / [-\text{Im } \bar{\omega}(q_x)] \gg 1$ (já que em geral $\text{Re } \omega(q_x) \approx \text{Re } \bar{\omega}(q_x)$), desde que tais MPBs são os únicos capazes de “sobreviver” em tal regime de dissipação e, portanto, passíveis de medição.

Do estudo dos modos puros (monopolar, dipolar, quadrupolar e octopolar) e suas modificações se interação com somente um puro modo “vizinho” (de mesma simetria) é levado em conta, nós observamos problemas de convergência associados principalmente à parte dissipativa dos MPBs, $\text{Im } \bar{\omega}(q_x)$. Por exemplo, tal situação ocorre com o monopolo do MPB renormalizado, derivado do acoplamento do monopolo e quadrupolo puros por considerar apenas dois termos na expansão da Eq. (3.11), em que para $\xi = 0.1$ e $1/|q_x| \ell_T \gtrsim 150.0$ surgem valores positivos de $\text{Im } \bar{\omega}$ indicando aqui problemas com a sua convergência. A consideração de mais termos na expansão da Eq. (3.11), que equivale a consideração de mais puros modos “vizinhos” em acoplamento entre si, demonstra mais convergência e a chance da existência de uma janela de transparência, ou seja, uma região finita de q_x onde pode ser satisfeita a condição de um fraco amortecimento para MPBs, embora os mesmos estejam no regime de muito forte dissipação. Desta forma, um resultado apropriado é obtido quando se consideram sete termos, $n = 0, \dots, 6$, na Eq. (3.11) e usando respectivamente sete equações, $m = 0, \dots, 6$, da Eq. (3.13) que conduzem ao sistema linear de equações homogêneas 7×7 . A condição de solução não trivial dá, portanto, a relação de dispersão de sete MPBs renormalizados: monopolo, dipolo, quadrupolo, *etc.* Contudo, apenas um destes MPBs renormalizados demonstrou ser fracamente amortecido, o monopolo do MPB. No que segue, as Figs. 3.1-3.3 correspondem a este monopolo do MPB renormalizado.

Na Fig. 3.1 nós descrevemos a velocidade de fase deslocada adimensional, $\text{Re } \bar{\omega} / \text{Re } S \propto (\omega/q_x - v_g^H)$, do monopolo do MPB renormalizado, como uma função de q_x , para $\nu = 1$ e $\xi = 0.1$. Neste caso a curva sólida representa a amostra “homogênea”. As curvas tracejada, pontilhada, ponto-tracejada e ponto-ponto-tracejada abaixo (acima) da curva sólida correspondem a uma amostra com portão (ar) a uma distância $d = 10^{-5}$ cm, 10^{-4} cm, 10^{-3} cm e 10^{-2} cm, respectivamente, do canal largo. Se por um lado o efeito do portão (que blinda a interação elétron-elétron) diminui a velocidade de fase, por outro lado o

efeito do ar (que favorece a interação elétron-elétron) a aumenta relativamente à amostra homogênea. Note que esta velocidade de fase é induzida pela interação elétron-elétron da onda, contudo, ela é também dependente dos processos dissipativos da mesma. Vale ainda ressaltar que, apesar de 7 termos da expansão da Eq. (3.11) terem sido considerados no cálculo, para a parte real da frequência do monopolo do MPB renormalizado a convergência na região de muito forte dissipação já é muito boa, com um erro de cerca de um por cento por manter somente 2 termos na expansão da Eq. (3.11), à semelhança do que ocorre com $\text{Re}\bar{\omega}$ do MPB fundamental do NL $n = 0$ (monopolo do MPB renormalizado) tanto para fraca dissipação ($\eta_T \ll 1$), quanto para forte dissipação ($\ln(1/|q_x|\ell_T) \gg \eta_T \gtrsim 1$)^[63]. Além disso, é interessante também notar a proximidade entre esses valores $\text{Re}\bar{\omega}$ para tais MPBs monopolares, o que mostra que eles se comportam de forma independentemente ao regime de dissipação.

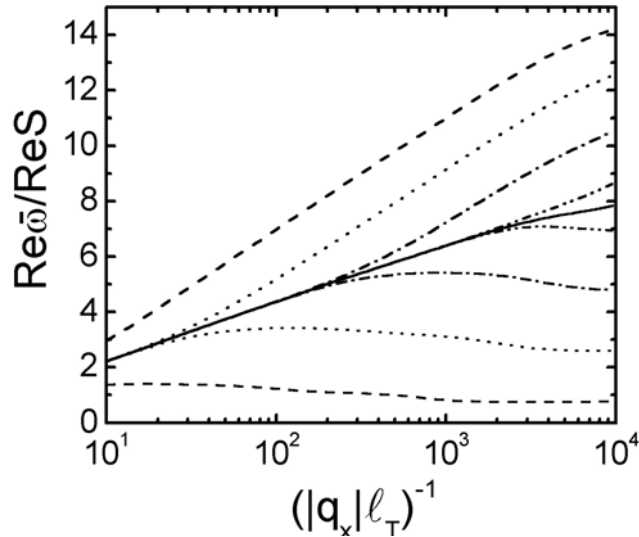


Figura 3.1: Velocidade de fase adimensional deslocada, $\text{Re}\bar{\omega}/\text{Re}S \propto (\omega/q_x - v_g^H)$, do modo hélicon de borda para muito forte dissipação como função de $1/|q_x|\ell_T$; $\nu = 1$ e $\xi = 0.1$. A curva sólida corresponde a uma amostra “homogênea”. As curvas inferior (superior) tracejada, pontilhada, ponto-tracejada e ponto-ponto-tracejada correspondem a uma amostra com portão (ar) em $d = 10^{-5}$ cm, 10^{-4} cm, 10^{-3} cm e 10^{-2} cm, respectivamente. Dentro da AH para v_g^H , aqui é usado $B = 4.1$ T, $T = 9$ K, $\omega_c/\Omega = 30$, $E_{F0} = \hbar\omega_c$; então $\ell_T \approx 4.2 \times 10^{-6}$ cm, $2\ell_T/\ell_0 \approx 6.6$, a densidade do 2DES é $n_0 \approx 10^{11}$ cm $^{-2}$ e $v_g^H > s$. Resultados de muitos corpos autoconsistentes da Ref. [38] para v_g dá $\xi = 0.1$ e $v_g \approx 4.6 \times 10^5$ cm/seg $> s$, por exemplo, para $B \approx 15.7$ T, $T \approx 10$ K; $2\ell_T/\ell_0 \approx 4.0$, $n_0 \approx 3.8 \times 10^{11}$ cm $^{-2}$.

Dentro da AH para v_g^H , aqui foi usado $B = 4.1$ T, $T = 9$ K, $\omega_c/\Omega = 30$, $E_{F0} = \hbar\omega_c$; então $\ell_T \approx 4.2 \times 10^{-6}$ cm, $2\ell_T/\ell_0 \approx 6.6$, a densidade do SE2D $n_0 \approx 10^{11}$ cm $^{-2}$ e

$v_g^H > s$. Resultados de muitos corpos autoconsistentes para v_g da Ref. [38] dão $\xi = 0.1$ e $v_g \approx 4.6 \times 10^5$ cm/seg $> s$, por exemplo, para $B \approx 15.7$ T, $T \approx 10$ K; $2\ell_T/\ell_0 \approx 4.0$, $n_0 \approx 3.8 \times 10^{11}$ cm $^{-2}$.

Na Fig. 3.2, para as mesmas amostras e parâmetros como na Fig. 3.1, nós descrevemos $\text{Re } \bar{\omega} / (-\text{Im } \bar{\omega})$ do MPB monopolar renormalizado na real região de q_x . Então as curvas sólida e inferior (superior) tracejada, pontilhada, ponto-tracejada, ponto-ponto-tracejada na Fig. 3.2 correspondem a tais curvas na Fig. 3.1. Aqui há uma clara janela de transparência na larga região $2 \times 10^3 \gtrsim 1/|q_x| \ell_T \gtrsim 10^2$ para este modo onde o regime de muito forte dissipação se mantém. Nesta região, por exemplo, para a curva sólida temos $\text{Re } \bar{\omega} / (-\text{Im } \bar{\omega}) > 17$, ou seja, aqui o monopolo do MPB renormalizado é fracamente amortecido, a despeito de estar sujeito a muito forte dissipação, e nós o chamamos de hélicon de borda. Ainda em relação à convergência da parte imaginária do hélicon de borda, os estudos (numéricos) demonstraram que a mesma é tanto mais fraca quanto maior for o valor de $1/|q_x| \ell_T$ considerado, ou seja, é preciso considerar mais termos na expansão da Eq. (3.11). Aqui, por exemplo, pelo menos 6 termos devem ser tomados na equação mencionada para uma boa convergência no intervalo de $1/|q_x| \ell_T$ considerado.

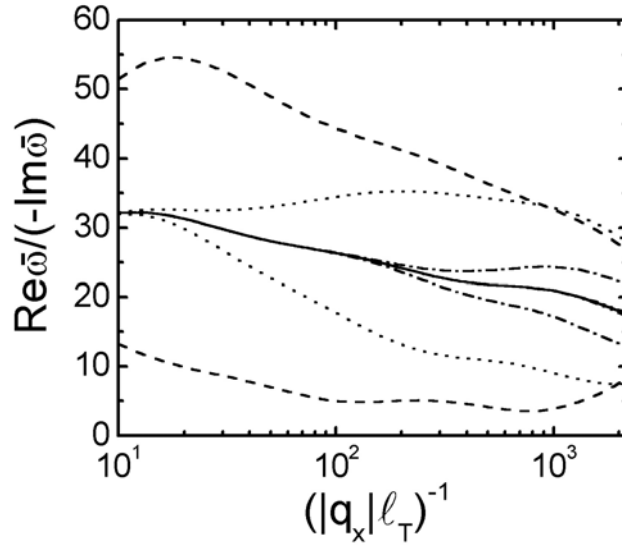


Figura 3.2: $\text{Re } \bar{\omega} / (-\text{Im } \bar{\omega}) = \text{Re} (\omega - q_x v_g^H) / (-\text{Im } \omega)$ para o hélicon de borda para muito forte dissipação ($\eta_T \gg 1$) como uma função de $1/|q_x| \ell_T$ para os mesmos parâmetros como na Fig. 3.1. As curvas sólida e inferior (superior) tracejada, pontilhada, ponto-tracejada, ponto-ponto-tracejada correspondem as curvas pertinentes na Fig. 3.1. Há uma clara janela de transparência, $\text{Re } \bar{\omega} / (-\text{Im } \bar{\omega}) \gg 1$, para o hélicon de borda. Em particular, para $2 \times 10^3 \gtrsim 1/|q_x| \ell_T \gtrsim 10^2$, onde $\eta_T \gg 1$, para a curva sólida $\text{Re } \bar{\omega} / (-\text{Im } \bar{\omega}) > 17$. Para todos os outros MPBs aqui $\text{Re } \bar{\omega} / (-\text{Im } \bar{\omega}) \sim \eta_T^{-1} \ll 1$.

Por sua vez, vale notar que a região de forte dissipação é quase ausente quando a condição necessária $\ln(1/|q_x| \ell_T) \gg \eta_T \gtrsim 1$ não é bem satisfeita aqui, mesmo para $1/|q_x| \ell_T \approx 10.0$. Quanto aos outros MPBs (tanto simétricos quanto anti-simétricos), como já foi dito acima, nosso estudo mostra que todos são muito fortemente amortecidos, com $-\text{Im } \bar{\omega} / \text{Re } \bar{\omega} \gtrsim \eta_T \gg 1$. Em adição, como é visto da Fig. 3.2, enquanto o efeito da blindagem de portão diminui a razão $\text{Re } \bar{\omega} / (-\text{Im } \bar{\omega})$ para o hélicon de borda (embora ele seja ainda fracamente amortecido para $d \gg \ell_T$), o ar aumenta tal razão relativamente à amostra homogênea.

Uma vez que a relação de dispersão para o hélicon de borda é obtida da condição da solução não trivial do sistema de equações lineares homogêneas $N \times N$, nós podemos calcular a estrutura espacial do hélicon de borda. Com este propósito, substituindo um certo q_x real e pertinente à complexa dispersão da frequência $\bar{\omega} = \bar{\omega}(q_x)$ do hélicon de borda no último sistema, nós obtemos o sistema de $(N - 1) \times (N - 1)$ equações lineares não-homogêneas independentes para $(N - 1)$ variáveis $\rho^{(j)}(q_x; \bar{\omega}(q_x)) / \rho^{(0)}(q_x; \bar{\omega}(q_x))$, $j = 1, \dots, N - 1$. Usando os últimos valores na Eq. (3.11) nós calculamos o perfil da densidade de carga normalizada $\tilde{\rho}_s(q_x, Y; \bar{\omega}) = 4\ell_T \rho_s(q_x, \bar{y}; \bar{\omega}) / \rho_s^{(0)}(q_x; \bar{\omega})$, que é uma função complexa. Assim, desta última expressão nós podemos obter o perfil da densidade de carga $\rho(Y) \equiv \rho_s(q_x, Y) = \text{Re}[\tilde{\rho}_s(q_x, |Y|; \bar{\omega}) \times \exp(i\phi)]$ para diferentes conjuntos representativos da fase de onda ϕ .

Desta forma, para $\nu = 1$ e $\xi = 0.1$, a Fig. 3.3 mostra diferentes perfis da densidade de carga do hélicon de borda, para $\beta = 0$, descritos pelas curvas grossas (finas) sólida, tracejada e pontilhada para $\eta_T = 100, 10$ e 1 , respectivamente, e com fase de onda $\phi = 2\pi N (\pi/2 + 2\pi N)$, onde N é um inteiro, todos calculados do sistema de equações lineares não-homogêneas 6×6 . Ainda na Fig. 3.3, para as curvas sólidas e tracejadas temos, respectivamente, $\text{Re } \bar{\omega} / (-\text{Im } \bar{\omega}) \simeq 19.5$ e $\text{Re } \bar{\omega} / (-\text{Im } \bar{\omega}) \simeq 26.0$. As curvas pontilhadas são descritas para efeito de comparação (aqui $\text{Re } \bar{\omega} / (-\text{Im } \bar{\omega}) \simeq 36.0$) quando a condição de muito forte dissipação não é satisfeita para elas, enquanto tal condição se mantém para as curvas sólida e tracejada. É visto que se para $\phi = 2\pi N$ o perfil da densidade de carga tem uma essencial contribuição monopolar, conduzindo a $\int_{-\infty}^{\infty} dY \rho(Y) \neq 0$, para $\phi = \pi/2 + 2\pi N$ a contribuição monopolar para $\rho(Y)$ é totalmente ausente e, como resultado, $\int_{-\infty}^{\infty} dY \rho(Y) = 0$. Todas as curvas sólidas e tracejadas na Fig. 3.3 claramente tem forte presença de contribuições multipolares: em particular a contribuição quadrupolar.

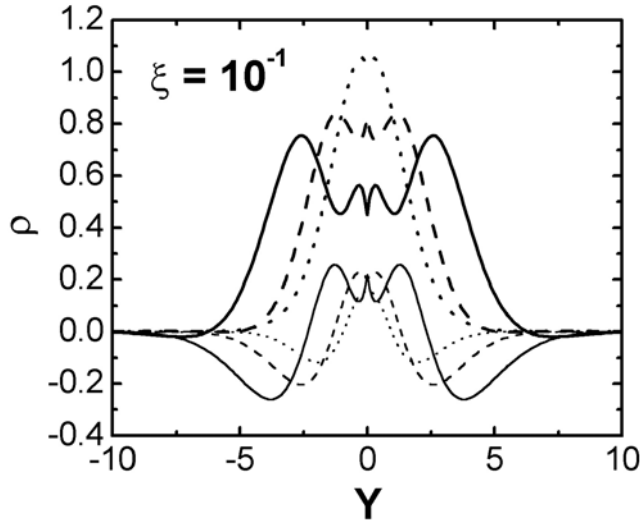


Figura 3.3: Perfil da densidade de carga adimensional $\rho(Y)$ do hélícon de borda para as condições das Figs. 3.1 e 3.2 para a amostra “homogênea”; $\nu = 1$ e $\xi = 0.1$. As curvas grossas (finas) sólida, tracejada e pontilhada correspondem a $\eta_T = 10^2, 10$ e 1 , respectivamente. As curvas grossas e finas correspondem a dois conjuntos representativos de fase ϕ da onda: $\phi = 2\pi N$ e $\phi = \pi/2 + 2\pi N$, respectivamente, onde N é um inteiro.

Modo fundamental no regime de fraca dissipação

O tratamento da taxa de amortecimento para o monopolo do MPB (ou MPB fundamental) no regime de fraca dissipação ($\eta_T \ll 1$), dada na Ref. [63] por manter somente dois termos na expansão da Eq. (3.11), providencia antes uma grosseira aproximação desta taxa. Contudo, aqui nós encontramos que já três termos na expansão da Eq. (3.11) aproximam bem o resultado para $\text{Im} \bar{\omega}$ do MPB fundamental do NL $n = 0$.

Na Fig. 3.4, para $\nu = 1$ e $\ell_T \approx 4.2 \times 10^{-6}$ cm, nós descrevemos a velocidade de fase adimensional deslocada, $\text{Re} \bar{\omega} / \text{Re} S$, do MPB fundamental para $\xi \leq 10^{-6}$ dentro da região de longo comprimento de onda $10^4 \geq 1/|q_x| \ell_T \geq 10$, onde $10^{-1} \geq \eta_T \geq 10^{-4}$ ou menor, se $\xi < 10^{-6}$. Ou seja, o regime de fraca dissipação é bem satisfeito. Como na Fig. 3.1, aqui a curva sólida corresponde à amostra homogênea, enquanto as curvas tracejada, pontilhada, ponto-tracejada e ponto-ponto-tracejada abaixo (acima) da curva sólida correspondem a uma amostra com portão (ar) com $d = 10^{-5}$ cm, 10^{-4} cm, 10^{-3} cm e 10^{-2} cm, respectivamente. Para um dado d é visto que as curvas para uma amostra com portão ou ar são quase iguais a curva sólida se $1/|q_x| \ell_T \leq d/2\ell_T$. Contudo, para $1/|q_x| \ell_T > d/2\ell_T$ as curvas para uma amostra com portão ou ar começam a se separar da curva sólida. Em particular, para uma amostra com portão a curva tende a mostrar

uma dispersão acústica, $\text{Re } \bar{\omega}/q_x = \text{const.}$

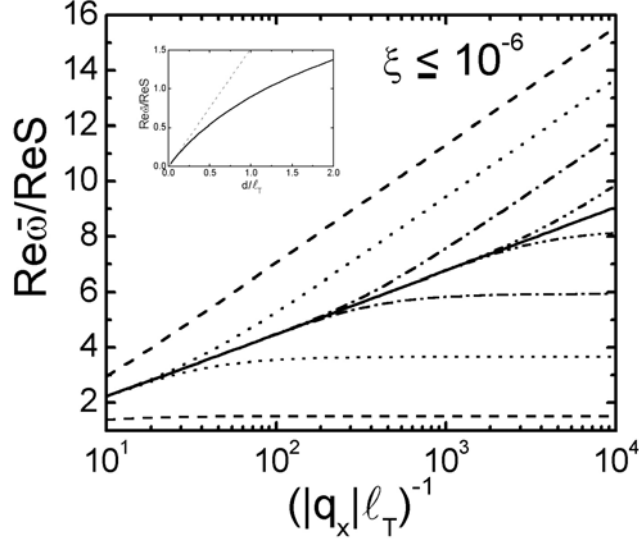


Figura 3.4: Velocidade de fase adimensional deslocada, $\text{Re } \bar{\omega}/\text{Re } S$, do MPB fundamental do NL $n = 0$, para $\xi \leq 10^{-6}$, dentro da região de longo comprimento de onda onde $10^{-1} \gtrsim \eta_T \gtrsim 10^{-4}$ ou menor, onde o regime de fraca dissipação é bem satisfeito. Para o cálculo de v_g^H na AH, aqui é usado $B = 4.1 \text{ T}$, $T = 4.5 \text{ K}$, $\omega_c/\Omega = 60$, $E_{F0} = \hbar\omega_c$; então $\ell_T \approx 4.2 \times 10^{-6} \text{ cm}$ e $v_g^H < s$. Como na Fig. 3.1, a curva sólida corresponde a uma amostra “homogênea” e as curvas tracejada, pontilhada, ponto-tracejada e ponto-ponto-tracejada abaixo (acima) da curva sólida correspondem a uma amostra com portão (ar) em $d = 10^{-5} \text{ cm}$, 10^{-4} cm , 10^{-3} cm e 10^{-2} cm , respectivamente. O subconjunto mostra para o MPB fundamental, na amostra com um portão, a dependência de $\text{Re } \bar{\omega}/\text{Re } S$ como uma função de d/ℓ_T para uma região de q_x , onde sua dispersão é puramente acústica. Somente para $d/\ell_T \lesssim 10^{-1}$ esta dependência torna-se linear (linha tracejada), onde ela é bem aproximada por $\text{Re } \bar{\omega}/q_x \approx (\pi\sigma_{yx}^0/\epsilon)(d/\ell_T)$.

Quanto ao subconjunto na Fig. 3.4, na amostra com um portão, este mostra para o MPB fundamental a dependência da velocidade de fase adimensional deslocada $\text{Re } \bar{\omega}/\text{Re } S$ como uma função de d/ℓ_T , para uma região de q_x onde sua dispersão é puramente acústica. Mostramos que somente para $d/\ell_T \leq 10^{-1}$ esta dependência torna-se linear. Ela já é bem aproximada pela assíntota ($d/\ell_T \ll 1$) usando somente um termo na expansão da Eq. (3.13), como $\text{Re } \bar{\omega}/q_x \approx 2\pi [2 \ln(2) - 1] (\sigma_{yx}^0/\epsilon)(d/2\ell_T)$; com mais termos levados em conta a velocidade de fase torna-se maior e é melhor aproximada como $\text{Re } \bar{\omega}/q_x \approx (\pi\sigma_{yx}^0/\epsilon)(d/\ell_T)$. Estas assíntotas estão em concordância qualitativa com a estimativa dada na Ref. [47] para a velocidade de fase de um MPB também em uma amostra com o portão muito próximo a um SE2D. Note que em amostras baseadas em GaAs, $\xi \ll 10^{-3}$ pode ser encontrada tipicamente somente para $v_g^H < s$. A fim de manter o mesmo

comprimento $\ell_T \approx 4.2 \times 10^{-6}$ cm, aqui é usado $B = 4.1$ T, $T = 4.5$ K, $\omega_c/\Omega = 60$, $E_{F0} = \hbar\omega_c$; então $v_g^H < s$.

Na Fig. 3.5, para $\nu = 1$ e um regime de fraca dissipação ($\eta_T \ll 1$), nós apresentamos a parte real, $\text{Re}\bar{\omega}/S$, (imaginária, $-\text{Im}\bar{\omega}/|S'|$) da freqüência para os MPBs dipolar, quadrupolar e octopolar descritas, respectivamente, pelas curvas grossas (finas) sólida, tracejada e pontilhada; $\xi = 10^{-6}$. Estas curvas são calculadas de sistemas de equações lineares homogêneas 7×7 para MPBs simétrico e anti-simétrico, em que uma convergência muito boa se mantém para estas relações de dispersão. Também é visto que somente a velocidade de fase e a taxa de amortecimento do MPB quadrupolar (o segundo modo simétrico) são dependentes de q_x , enquanto aqueles para os MPBs dipolar e octopolar (primeiros dois modos anti-simétricos) são independentes de q_x . Note que a razão da freqüência para a taxa de amortecimento (assim como a velocidade de fase) é maior para o MPB dipolar do que para o MPB quadrupolar, e este é por fim maior do que para o MPB octopolar. Em outras palavras, para um regime de fraca dissipação e $\nu = 1$ o MPB dipolar é o mais fracamente amortecido depois do MPB fundamental do NL $n = 0$. Embora aqui nós consideremos a amostra “homogênea”, contudo, para $d/\ell_T \gg 1$ o efeito do portão ou ar sobre estes MPBs é desprezível para qualquer q_x .

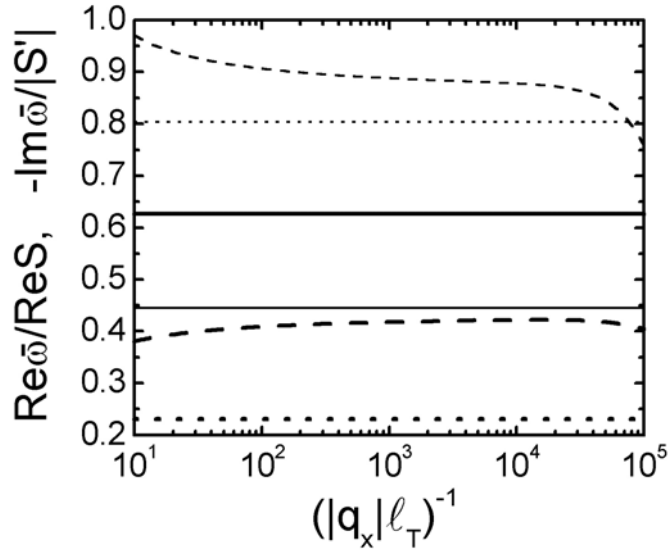


Figura 3.5: Velocidade de fase adimensional deslocada (termo dissipativo), $\text{Re}\bar{\omega}/\text{Re}S$ ($-\text{Im}\bar{\omega}/|S'|$), para MPBs dipolar, quadrupolar e octopolar para uma fraca dissipação, descritas pelas respectiva curvas grossas (finas) sólida, tracejada e pontilhada; aqui $\nu = 1$ e $\xi = 10^{-6}$. Essas curvas são praticamente independentes de ξ se um regime de fraca dissipação é mantido.

Na Fig. 3.6, para MPBs tratados na Fig. 3.5, nós descrevemos o perfil da densidade de carga $\rho(Y) \equiv \rho_{s,a}(q_x, Y) = \text{Re} [\tilde{\rho}_{s,a}(q_x, |Y|; \bar{\omega}) \times \exp(i\phi)]$ para dois conjuntos representativos da fase de onda ϕ ; aqui $\nu = 1$, $\xi = 10^{-6}$. As densidades de carga para os MPBs dipolar, quadrupolar e octopolar são descritas pelas curvas grossas (finas) sólida, tracejada e pontilhada, respectivamente, para $\eta_T = 10^{-2}$; as curvas são calculadas do sistema de equações lineares não-homogêneas 6×6 . As curvas grossa e fina correspondem a fases de onda $\phi = 2\pi N$ e $\phi = \pi/2 + 2\pi N$, respectivamente; as curvas finas descrevem $10 \times \rho$. Na Fig. 3.6 temos para as curvas sólidas $\bar{\omega} = 0.626S + 0.446S'$, para as curvas tracejadas $\bar{\omega} = 0.422S + 0.878S'$ e para as curvas pontilhadas $\bar{\omega} = 0.231S + 0.804S'$. Note que o perfil de densidade dos MPBs anti-simétricos não se modificam qualitativamente com a fase de onda ϕ .

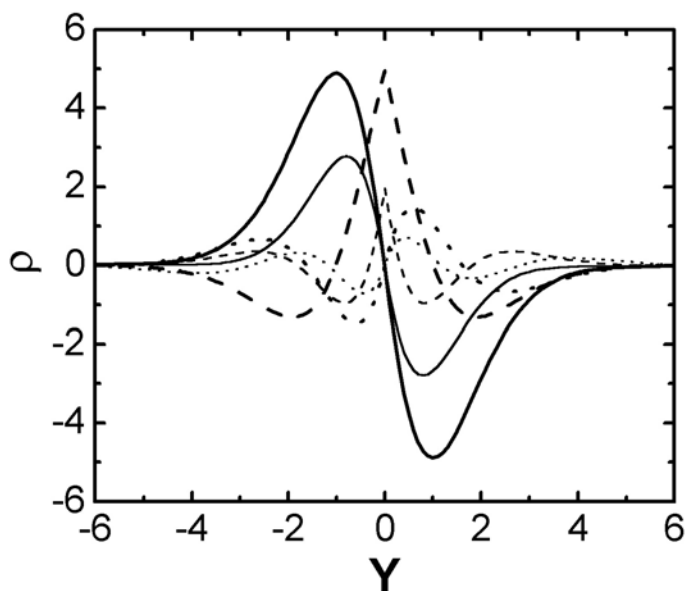


Figura 3.6: Perfil da densidade de carga adimensional $\rho(Y)$ para condições tomadas da Fig. 3.5; $\xi = 10^{-6}$ e $\eta_T = 10^{-2}$. As curvas grossas e finas correspondem a dois conjuntos representativos de fases ϕ da onda: $\phi = 2\pi N$ e $\phi = \pi/2 + 2\pi N$; as curvas finas são descritas como $10 \times \rho(Y)$. As curvas sólida, tracejada e pontilhada correspondem aos MPBs dipolar, quadrupolar e octopolar, respectivamente.

3.4 Magnetoplasmons de Borda Fundamentais no Regime Hall Quântico Inteiro com $\nu = 4$

Aqui, assumindo um regime de fraca dissipação para o RHQI para $\nu = 4$, nós trataremos os MPBs fundamentais omitindo a dissipação. Então, ao invés da Eq. (3.9), nós obtemos para temperaturas não-muito-baixas a equação integral

$$\sum_{n=0}^1 (\omega - q_x v_{g_n}^H) \rho_n(q_x, y; \omega) - \tilde{S} \sum_{n=0}^1 R_n(y) \int_{-\infty}^{\infty} dy' [K_0(|q_x||y - y'|) + \beta K_0(|q_x| \sqrt{(y - y')^2 + 4d^2})] \sum_{m=0}^1 \rho_m(q_x, y'; \omega) = 0, \quad (3.17)$$

onde $\tilde{S} = (2\tilde{\sigma}_{yx}^0/\varepsilon) q_x$, e $\tilde{\sigma}_{yx}^0 = e^2/\pi\hbar$.

Novamente é assumido que $2\ell_{T_n}/\ell_0 \gg 1$. Note que dentro da AH, a única que nós usamos nesta seção para os espectros dos NLs, $v_{g_1}^H < v_{g_0}^H$, daí, $\ell_{T_1} > \ell_{T_0}$. No assumido limite de longo comprimento de onda $|q_x| \ell_{T_n} \ll 1$, temos $|q_x| \Delta y_{01} \ll 1$. Entretanto, na Eq. (3.17) é assumido que $\Delta y_{01}/\ell_{T_1} \gg 1$ e a distorção da densidade de carga do n -ésimo NL está localizada próximo de sua borda, $y_{re}^{(n)}$. Da Eq. (3.17) segue que podemos olhar para sua solução como

$$\rho(q_x, y; \omega) = \sum_{n=0}^1 \rho_n(q_x, y; \omega), \quad (3.18)$$

onde $\rho_n(q_x, y; \omega)$ são concentrados dentro de uma região de extensão da ordem de ℓ_{T_n} em torno da borda do n -ésimo NL. Como nós queremos estudar MPBs fundamentais dos NLs $n = 0, 1$, aqui $\rho_n(q_x, y; \omega)$ pode ser bem aproximada pelo primeiro termo da Eq. (3.11), ou seja,

$$\rho_n(q_x, y; \omega) = \rho_n(q_x, \bar{y}_n; \omega) = R_n(\bar{y}_n) \rho_n(q_x; \omega). \quad (3.19)$$

De fato, para $q_x \rightarrow 0$ a solução da Eq. (3.17), dada pelas Eqs. (3.18) e (3.19), tendem a ser exatas. Em adição, como nós temos mostrado anteriormente para o MPB fundamental do NL $n = 0$ em $\nu = 1$ (2), dentro da aproximação similar com aquela envolvida nas Eqs. (3.18) e (3.19), tanto a relação de dispersão quanto o perfil de densidade de carga do MPB fundamental são obtidos com grande precisão para todo real q_x . Note ainda que, devido a presença da interação coulombiana interborda, a simetria do problema com respeito à $y_{re}^{(0)}$ ou $y_{re}^{(1)}$ está ausente.

Assim, desprezando a pequena sobreposição entre $\rho_n(q_x, \bar{y}_n; \omega)$, $n = 0, 1$, nós agora multiplicamos a Eq. (3.17) por $\tilde{R}_n^{-1}(Y_n)$, onde $\tilde{R}_n(Y_n) = \exp(|Y_n|) R_n(Y_n)$, e integramos

sobre Y_n de $-\infty$ a ∞ . Então, levando em conta as Eqs. (3.18) e (3.19), nós obtemos o sistema de duas equações lineares homogêneas para $\rho_n \equiv \rho_n(q_x; \omega)$ como

$$\begin{aligned} [\omega - (q_x v_{g0}^H + \tilde{S}A_{00}/2)]\rho_0 - (\tilde{S}A_{01}/2)\rho_1 &= 0, \\ -(\tilde{S}A_{01}/2)\rho_0 + [\omega - (q_x v_{g1}^H + \tilde{S}A_{11}/2)]\rho_1 &= 0, \end{aligned} \quad (3.20)$$

onde

$$\begin{aligned} A_{mn}(q_x) = 4^{-1} \int_{-\infty}^{\infty} dx \exp(-|x|) \int_{-\infty}^{\infty} dx' \{K_0[|q_x| \ell_{Tn} |\tilde{x}_{mn}(x) - x'|] \\ + \beta K_0[|q_x| \ell_{Tn} \sqrt{(\tilde{x}_{mn}(x) - x')^2 + (2d/\ell_{Tn})^2}] \} \cosh^{-2}(x'/2), \end{aligned} \quad (3.21)$$

em que $\tilde{x}_{mn}(x) = (\Delta y_{mn}/\ell_{Tn}) + (\ell_{Tm}/\ell_{Tn})x$. Vale notar que, como o termo integral na Eq. (3.17) é muito fracamente dependente sobre y para o assumido muito pequeno q_x , nós ainda podemos chegar as Eqs. (3.20), (3.21) mesmo se a sobreposição entre $\rho_0(q_x, y; \omega)$ e $\rho_1(q_x, y; \omega)$ não é muito pequena. Agora nós estudaremos MPBs para três diferentes condições: i) para a amostra sem portão ($\beta = 0$), e para a amostra com portão ($\beta = -1$), assumindo adicionalmente que $|q_x|d \ll 1$, onde ii) $d/\ell_{Tn} \gg 1$ e iii) $d/\ell_{Tn} \ll 1$. Note que na Eq. (3.21) a aproximação $K_0(x) \approx \ln(2/x) - \gamma$ pode ser usada para o assumido limite de longo comprimento de onda.

Para o caso (i) ($\beta = 0$) nós temos $A_{01} = A_{10} \approx 2[\ln(1/|q_x| \ell_{T1}) + \ln(2) - \gamma + \ln(\ell_{T1}/\Delta y_{01})]$, $A_{11} \approx 2[\ln(1/|q_x| \ell_{T1}) + \ln(2) - \gamma] - 0.25$, e $A_{00} \approx A_{11} + 2 \ln(\ell_{T1}/\ell_{T0})$, onde o termo -0.25 segue da integração na Eq. (3.21) da contribuição $-\ln|x - x'|$. Assim, a despeito da assumida condição $\Delta y_{01}/\ell_{T1} \gg 1$, o sistema de equações da Eq. (3.20) é fortemente acoplado pela interação coulombiana de longo alcance entre as bordas dos NLs. Se esse acoplamento coulombiano interborda é desprezado, por ajustar $A_{01} = 0$, a Eq. (3.20) conduz a relações de dispersão dos desacoplados MPBs fundamentais dos NLs $n = 0$ (para $\rho_0 \neq 0$) e $n = 1$ ($\rho_1 \neq 0$) como

$$\omega^{(n)} = q_x v_{gn}^H + (2/\varepsilon) \tilde{\sigma}_{yx}^0 q_x [\ln(1/|q_x| \ell_{Tn}) - 0.01]. \quad (3.22)$$

Se nós levarmos em conta o acoplamento coulombiano entre esses MPBs fundamentais, suas dispersões, como segue da Eq. (3.20), mudam drasticamente. A dispersão do MPB fundamental renormalizado do NL $n = 0$, ou o MPB fundamental mais rápido, torna-se

$$\omega_+^{(01)} = q_x v_{01} + (4/\varepsilon) \tilde{\sigma}_{yx}^0 q_x [\ln(1/|q_x| \ell_c^+) + 0.05], \quad (3.23)$$

e aquele do MPB fundamental renormalizado do NL $n = 1$, ou o MPB fundamental mais lento, torna-se

$$\omega_-^{(01)} = q_x v_{01} + (2/\varepsilon) \tilde{\sigma}_{yx}^0 q_x [\ln(\Delta y_{01}/\sqrt{\ell_{T1}\ell_{T0}}) - 0.12], \quad (3.24)$$

onde $v_{01} \equiv (v_{g0}^H + v_{g1}^H)/2$, e $\ell_c^+ \equiv \sqrt{\Delta y_{01}\sqrt{\ell_{T0}\ell_{T1}}}$ é o comprimento característico que determina a dispersão espacial do MPB fundamental renormalizado do NL $n = 0$, $\omega_+^{(01)}(q_x)$, que essencialmente depende sobre dois comprimentos: Δy_{01} e a média geométrica de ℓ_{T0} e ℓ_{T1} . Em adição, estes dois comprimentos principalmente determinam a dispersão do MPB fundamental renormalizado do NL $n = 1$, $\omega_-^{(01)}(q_x)$. É visto que, em contraste com $\omega_+^{(01)}(q_x)$, a dispersão do MPB fundamental renormalizado do NL $n = 1$, $\omega_-^{(01)}(q_x)$, torna-se puramente acústico. Das Eqs. (3.22)-(3.24) é visto que a renormalização das relações de dispersão $\omega^{(n)}$, devido ao acoplamento coulombiano das flutuações da densidade de carga nas bordas dos NLs $n = 0, 1$ é forte quando tipicamente $\omega_+^{(01)}/\omega_-^{(01)} \gg 1$, enquanto $\omega^{(0)}/\omega^{(1)} \approx 1$. Além disso, temos que as velocidades de fase dos MPBs fundamentais tanto rápido quanto lento diminuem com o aumento de T .

Para o caso (ii) ($\beta = -1$) usando a condição $d/\ell_{Tn} \gg 1$, nós temos $A_{01} = A_{10} \approx 2 \ln(2d/\Delta y_{01})$, $A_{11} \approx 2 \ln(2d/\ell_{T1}) - 0.25$, e $A_{00} \approx 2 \ln(2d/\ell_{T0}) - 0.25$. Daí, como segue da Eq. (3.20), a dispersão do MPB fundamental renormalizado do NL $n = 0$, ou o mais rápido MPB fundamental, torna-se

$$\omega_+^{(01)} = q_x v_{01} + (4/\varepsilon) \tilde{\sigma}_{yx}^0 q_x [\ln(2d/\ell_c^+) - 0.06], \quad (3.25)$$

enquanto para o MPB fundamental renormalizado do NL $n = 1$, ou o mais lento MPB fundamental, segue a Eq. (3.24).

Finalmente, no caso (iii), usando a condição $d/\ell_{Tn} \ll 1$, nós encontramos que a relação de dispersão para os MPBs fundamentais renormalizados dos NLs $n = 0, 1$ são dados como

$$\omega_n^{(01)} = q_x v_{gn}^H + (2\pi/\varepsilon) \tilde{\sigma}_{yx}^0 q_x [2 \ln(2) - 1](d/\ell_{Tn}), \quad (3.26)$$

que, para $\omega_0^{(01)}$, está em concordância com o resultado pertinente para $\nu = 1$ (2) obtido na seção anterior. Ou seja, para as condições (iii) os MPBs fundamentais dos NLs $n = 0$ e $n = 1$ estão totalmente desacoplados.

Na Fig. 3.7 as velocidades de fase $\tilde{\omega} \equiv \omega/\tilde{S}$ para os MPBs fundamentais renormalizados dos NLs $n = 0$ e $n = 1$ são descritas a partir da Eq. (3.20) como uma função de

$(|q_x| \ell_T)^{-1}$ para o RHQI com $\nu = 4$ em T não-muito-baixas; $\ell_T \equiv \ell_{T0}$. O par de curvas sólidas corresponde a estes dois MPBs na amostra sem portão. Os pares de curvas tracejada, pontilhada, traço-pontilhada, traço-ponto-pontilhado e traços-encurtados correspondem a amostras com portão a uma distância $d = 10^{-6}$ cm ($\approx \Delta y_{01}/90$), 10^{-5} cm ($\approx \Delta y_{01}/9$), 10^{-4} cm ($\approx \Delta y_{01}$), 10^{-3} cm ($\approx 11\Delta y_{01}$) e 10^{-2} cm ($\approx 110\Delta y_{01}$) do canal largo, respectivamente. Note que para cada tipo de amostra há duas curvas: uma para o modo rápido, a curva do topo, e a outra para o modo lento, a curva do fundo. Para o MPB mais rápido somente as amostras com portão podem mostrar dispersão acústica, enquanto para o MPB lento em todas as amostras há uma larga região com dispersão acústica. Aqui, para uma heteroestrutura baseada em GaAs, é assumido que $B = 4.1$ T, $\omega_c/\Omega \simeq 100$, $E_F = 2\hbar\omega_c$, $T = 2.66$ K; então nós temos $v_{g0}^H \approx 2.35 \times 10^5$ cm/seg $< s$, $v_{g1}^H \approx 1.36 \times 10^5$ cm/seg $< s$, $\ell_{T1}/\ell_{T0} = \sqrt{3}$ com $\ell_{T1} \approx 0.41 \times 10^{-5}$ cm e $2\ell_{T0}/\ell_0 \approx 3.8$. Em adição, segue que $\Delta y_{01} \approx 9.3 \times 10^{-5}$ cm e $\Delta y_{01}/\ell_{T1} \approx 22.5$.

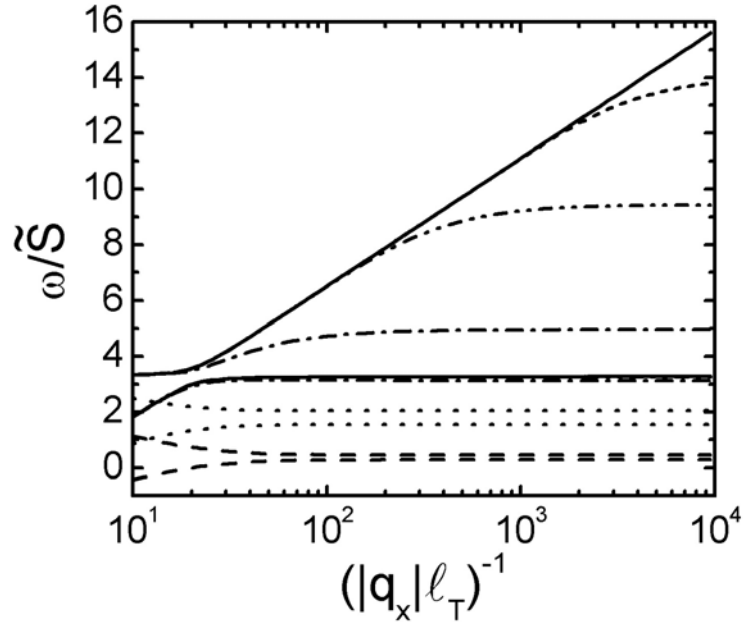


Figura 3.7: Velocidade de fase $\tilde{\omega} = \omega/\tilde{S}$ dos MPBs fundamentais rápido e lento, para $\nu = 4$ e temperaturas não-muito-baixas, como uma função de $1/|q_x|\ell_T$ calculadas da Eq. (3.20); $\tilde{S} = (2/\epsilon)\tilde{\sigma}_{yx}^0 q_x$. As curvas sólidas correspondem a uma amostra “homogênea”. As amostras com portão na distância $d = 10^{-6}$ cm ($\approx \Delta y_{01}/90$), 10^{-5} cm ($\approx \Delta y_{01}/9$), 10^{-4} cm ($\approx \Delta y_{01}$), 10^{-3} cm ($\approx 11 \times \Delta y_{01}$) e 10^{-2} cm ($\approx 110 \times \Delta y_{01}$) do canal largo são respectivamente descritas pelas curvas tracejada, pontilhada, traço-pontilhada, traço-ponto-pontilhada e traços-encurtado. Para $d \lesssim 10^{-6}$ cm a Eq. (3.25) aproxima bem as relações de dispersão. Aqui $B = 4.1$ T, $T = 2.66$ K, $\omega_c/\Omega \approx 100$, $E_{F0} = 2\hbar\omega_c$; $\ell_{T1}/\ell_{T0} = \sqrt{3}$, $2\ell_{T0}/\ell_0 \approx 3.8$.

Usando as Eqs. (3.23) e (3.24) nas Eqs. (3.18)-(3.20) os perfis das densidades de carga dos MPBs fundamentais rápido e lento, sem portão, são calculados como

$$\tilde{\rho}(q_x, Y_{01}; \omega) = (\ell_{T1}/\ell_{T0}) \cosh^{-2}((\ell_{T1}/\ell_{T0})Y_{01}/2)\tilde{\rho}_0 + \cosh^{-2}((\Delta y_{01}/2\ell_{T1}) + Y_{01}/2), \quad (3.27)$$

onde $\tilde{\rho}(q_x, Y_{01}; \omega) = 4\ell_{T1}\rho(q_x, Y_{01}; \omega)/\rho_1$, $\tilde{\rho}_0 = \rho_0/\rho_1$, e $Y_{01} = \bar{y}_0/\ell_{T1}$. Na Fig. 3.8, para as mesmas condições que para as curvas sólidas na Fig. 3.7, nós descrevemos o perfil da densidade de carga para o MPB fundamental rápido, $4.1^{-1} \times \tilde{\rho}(q_x, Y_{01}; \omega_+^{(01)})$, pela curva tracejada, e para o MPB fundamental lento, $4.1^{-1} \times \tilde{\rho}(q_x, Y_{01}; \omega_-^{(01)})$, pela curva pontilhada, sendo ainda ambas as curvas deslocadas para cima por 0.5. Aqui nós tomamos $1/|q_x|\ell_{T1} = 10^2$ com $\tilde{\omega}_+^{(01)} = 6.52$ e $\tilde{\omega}_-^{(01)} = 3.25$, e assumimos que $y_{re}^{(0)} = 0$, $y_{re}^{(1)}/\ell_{T1} = -\Delta y_{01}/\ell_{T1} \approx -22.5$ e $y_r/\ell_{T1} \approx -53.2$. Em adição, para as mesmas condições, a curva sólida na Fig. 3.8 descreve a densidade eletrônica não perturbada $n_0(y)$ normalizada para o valor de *bulk* n_0 .

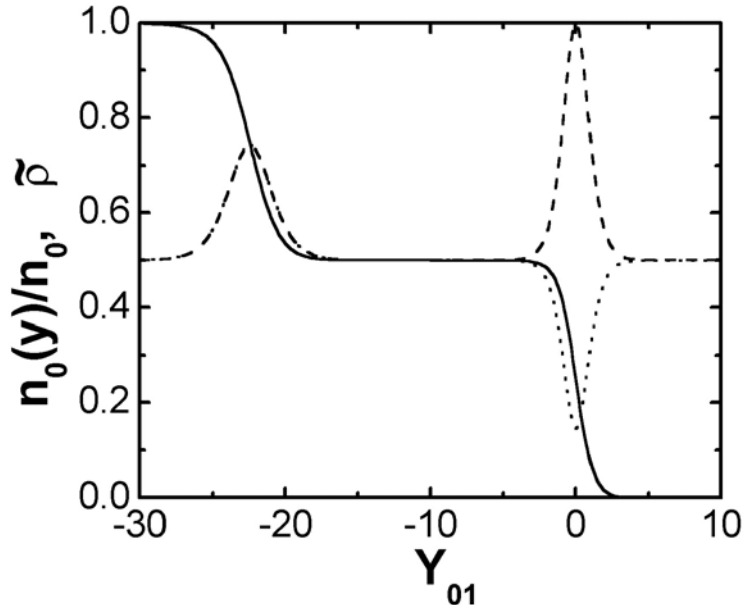


Figura 3.8: A densidade eletrônica não perturbada $n_0(y)$ normalizada pelo valor de *bulk* n_0 , e o perfil da densidade de carga adimensional $\tilde{\rho}(q_x, Y_{01}; \omega) \equiv 4\ell_{T1}\rho(q_x, Y_{01}; \omega)/\rho_1$ dos MPBs fundamentais renormalizados, ambos para $1/|q_x|\ell_{T1} = 10^2$; $Y_{01} = \bar{y}_0/\ell_{T1}$. A curva sólida corresponde a $n_0(y)/n_0$, a curva tracejada corresponde ao MPB fundamental rápido, $\tilde{\omega}_+^{(01)} = 6.52$, e a curva pontilhada corresponde ao MPB fundamental lento, $\tilde{\omega}_-^{(01)} = 3.25$. Aqui os parâmetros usados são os mesmos como os das curvas sólidas na Fig. 3.7; em particular, $y_{re}^{(0)} = 0$, $y_{re}^{(1)}/\ell_{T1} \approx -22.5$, $y_r/\ell_{T1} \approx -53.2$. As curvas tracejada e pontilhada descrevem $\tilde{\rho}/4.1$, deslocadas para cima por 0.5. Observe ainda que as curvas tracejada e pontilhada são muito próximas na região em torno de $y_{re}^{(1)}/\ell_{T1}$.

3.5 Comentários Finais

Neste capítulo nós apresentamos o tratamento microscópico de novos MPBs em canais largos para temperaturas não-muito-baixas, $\hbar\omega_c \gg k_B T \gg \hbar v_{gn}^H/2\ell_0$, e para as condições do RHQI com $\nu = 1$ (2) e $\nu = 4$, como uma extensão ao trabalho desenvolvido na Ref. [63].

Primeiramente, para $\nu = 1$ (2) e muito forte dissipação na borda ($\eta_T \gg 1$, ou se $\ln(1/|q_x|\ell_T) \gg 1$, $\eta_T \gtrsim \ln(1/|q_x|\ell_T) \gg 1$) um estudo dos sete primeiros MPBs puros e de suas modificações quando as interações entre tais modos de mesma simetria são consideradas, demonstrou a existência de um novo modo fracamente amortecido para uma larga região de $1/|q_x|\ell_T$, denominado hélicon de borda, que corresponde ao monopolo do MPB renormalizado quando o mesmo tem nessa larga região de $1/|q_x|\ell_T$ uma janela de transparência, ou seja, $|\text{Re}\omega| \gg |\text{Im}\omega|$. Entretanto, se quisermos demonstrar a existência do hélicon de borda para maiores valores de $1/|q_x|\ell_T$, o que corresponde a um comprimento de onda mais extenso para todos os MPBs, necessitaremos tomar mais termos na expansão da Eq. (3.11) para a correta convergência do hélicon de borda. Por sua vez, quanto aos outros MPBs, todos são muito fortemente amortecidos ($|\text{Re}\omega| \ll |\text{Im}\omega|$).

Outra característica notável com relação ao hélicon de borda é o fato da parte real de sua dispersão, $\text{Re}\omega(q_x)$, já apresentar uma boa convergência quando somente um termo é considerado na Eq. (3.11), à semelhança do que acontece com $\text{Re}\omega(q_x)$ do MPB fundamental do NL $n = 0$ (monopolo do MPB renormalizado) tanto para fraca dissipação ($\eta_T \ll 1$), quanto para forte dissipação ($\ln(1/|q_x|\ell_T) \gg \eta_T \gtrsim 1$) [63]. De fato, para os dois últimos casos há um pequeno parâmetro, η_T e $\eta_T/\ln(1/|q_x|\ell_T)$, respectivamente, que conduz a um papel dominante do termo do monopolo ($k = 0$) na expansão da Eq. (3.11) para o monopolo do MPB renormalizado, que por sua vez conduz à pequenas correções para $\text{Re}\bar{\omega}$ obtido por manter somente o termo do monopolo na Eq. (3.11). Contudo, no caso de muito forte dissipação não há pequeno parâmetro similar, e, para o monopolo do MPB renormalizado (que dentro de sua janela de transparência aqui é chamado de hélicon de borda), ao longo com o termo do monopolo contribuem essencialmente muitos termos dos multipolos. Além disso, a proximidade entre tais valores $\text{Re}\omega$ mostra que tais monopolos dos MPBs se comportam de forma independentemente do regime de dissipação.

Em adição, o efeito do portão (ar) sobre o hélicon de borda é também estudado. Uma vez que o amortecimento do hélicon de borda aumenta (diminui) à medida que aproximamos o portão (ar) do canal largo, Fig. 3.2, e desde que o efeito do portão (ar)

é blindar (favorecer) a interação elétron-elétron e, assim, diminuindo (aumentando) sua velocidade de fase, Fig. 3.1, somos levados a acreditar que quanto mais fraca (forte) for a interação elétron-elétron tanto mais (menos) amortecido será nosso hélicon de borda.

Quanto a sua estrutura espacial, é verificado que o hélicon de borda tem uma forte mudança no seu perfil de densidade com a mudança de fase ϕ , o que também justifica seu nome. Em particular, para uma variação de $\Delta\phi = \pi/2$ ele deixa de apresentar uma essencial característica monopolar, onde $\int_{-\infty}^{\infty} dY \rho(Y) \neq 0$.

Vale ainda observar que, embora nas Figs. 3.1-3.3 seja usado $\xi = 0.1$, resultados qualitativamente similares nós obtivemos, por exemplo, para $\xi = 10^{-2}$ ou 10^{-3} .

Para o caso de uma fraca dissipação ($\eta_T \ll 1$) e $\nu = 1(2)$ nossos cálculos confirmam que a parte real da frequência do MPB fundamental encontrado na Ref. [63] já é um resultado muito bom. Contudo, para conseguir um resultado quantitativo bom para $\text{Im} \omega(q_x)$ é necessário levar em conta pelo menos três termos na Eq. (3.11); então a aproximação de dois termos tratada na Ref. [63] dá para $\eta_T \ll 1$ antes uma grosseira estimativa de $\text{Im} \omega(q_x)$.

Nós tratamos o efeito do portão (ar) sobre o MPB fundamental, no qual para $1/|q_x| \ell_T \geq d/2\ell_T$ tal efeito é forte, e a dispersão do MPB com portão (ar) começa a se distanciar do seu correspondente “homogêneo”. Em particular, para uma amostra com portão a curva tende a mostrar o tipo acústico de dispersão, $\text{Re} \bar{\omega}/q_x = \text{const.}$. Adicionalmente, nós obtemos que para $d/\ell_T \ll 1$ e $|q_x| \ell_T \ll 1$ a velocidade de fase deslocada é dado por $\text{Re} \bar{\omega}/|q_x| \approx (\pi \sigma_{yx}^0/\epsilon) (d/\ell_T)$, estando em concordância qualitativa com o resultado fenomenológico dada na Ref. [47] para a velocidade de fase de um MPB, em uma amostra com o portão muito próximo ao canal eletrônico. Aqui, nós também temos tratado exatamente a relação de dispersão e a estrutura espacial dos modos dipolar, quadrupolar e octopolar, que apresentam dispersão praticamente acústica. No entanto, o efeito do portão (ar) para $d/\ell_T \gg 1$ sobre tais MPBs é tipicamente muito pequeno.

Observe ainda que para valores realísticos $v_{gn}^H > s$ segue que $10^{-1} \gtrsim \xi \gtrsim 10^{-3}$, enquanto $\xi \ll 10^{-3}$ é possível somente para $v_{gn}^H < s$.

Vale lembrar que para todos os regimes de dissipação tratados os efeitos de amortecimento são puramente dissipativos, em particular, devido ao espalhamento intranível-intraborda dos elétrons com fônons PA próximos à borda do canal. O amortecimento de Landau, em que modos coletivos como os MPBs decaem no espectro contínuo da interação tipo partícula-buraco, não é considerado.

Para $\nu = 4$, por desprezar a dissipação, nós temos obtido forte renormalização dos MPBs fundamentais dos NLs $n = 0$ e $n = 1$, Eq. (3.22), devido ao acoplamento coulombiano interborda que conduz aos MPBs fundamentais rápido, Eq. (3.23), e lento, Eq. (3.24). Aqui, tanto a relação de dispersão quanto o perfil de densidade de carga do MPB fundamental são obtidos com grande precisão para todo real q_x . Note que, devido a presença da interação coulombiana interborda, a simetria do problema com respeito a $y_{re}^{(0)}$ ou $y_{re}^{(1)}$ está ausente.

Nós estudamos MPBs no RHQI com $\nu = 4$ para três diferentes condições, a saber, i) para a amostra sem portão ($\beta = 0$), e para a amostra com portão ($\beta = -1$), assumindo adicionalmente que $|q_x|d \ll 1$, onde ii) $d/\ell_{Tn} \gg 1$ e iii) $d/\ell_{Tn} \ll 1$: (i) Para o caso “homogêneo” ($\beta = 0$), encontramos que o forte acoplamento coulombiano entre os MPBs fundamentais para o NL $n = 0$ e $n = 1$ ($\omega_+^{(01)}/\omega_-^{(01)} \gg 1$), altera qualitativamente a lei de dispersão do modo MPB renormalizado do NL $n = 1$ (o mais lento), tornando a sua dispersão acústica, $\omega_-^{(01)}(q_x)$, em completo contraste ao modo MPB renormalizado do NL $n = 0$ (o mais rápido); em ambos os casos o comprimento característico que determina tais dispersões sofre uma mudança. (ii) Quando o efeito do portão é considerado ($\beta = -1$), desde que $d/\ell_{Tn} \gg 1$, o mesmo conduz o modo MPB renormalizado mais rápido para uma relação de dispersão acústica. (iii) Por sua vez, também para a amostra com portão ($\beta = -1$), mas com $d/\ell_{Tn} \ll 1$, nós encontramos que a relação de dispersão para o MPB fundamental renormalizado dos NLs $n = 0$ e $n = 1$ estão completamente desacopladas, indicando o decisivo papel do portão na blindagem das interação coulombiana entre as bordas $y_{re}^{(0)}$ e $y_{re}^{(1)}$.

Embora no presente estudo sejam tipicamente usados nas figuras os valores de v_{gn}^H e dos parâmetros do espectro dos NLs pertinentes, nós também nos referimos à recentes cálculos de muitos corpos autoconsistentes^[38] de v_{gn} e dos espectros dos NLs para $\nu = 1$ no regime de temperaturas não-muito-baixas num canal largo. Como é mostrado na Ref. [38], o regime de temperaturas não-muito-baixas pode ser realizado em mais largo regime de temperaturas, por exemplo, $T \sim 1$ K. Então a aplicabilidade de nosso presente resultado pode ter um intervalo de temperaturas substancialmente mais largo do que $30 \gtrsim T \gtrsim 10$ K, que é uma típica estimativa dentro da AH.

Capítulo 4

Conclusões

Nesta tese estudamos dois problemas distintos quanto à natureza de sua manifestação, mas interligados quanto ao meio e regime em que são inseridos. Para ser mais claro, tais estudos se dão em canais eletrônicos originados de um sistema eletrônico bidimensional (SE2D) no plano- (x, y) , baseados em amostras de GaAs, e sujeitos tanto a um potencial de confinamento lateral V_y , quanto a um forte campo magnético quantizante B_z perpendicular à superfície do SE2D, tal que o regime Hall quântico inteiro (RHQI) possa ser mantido nesse sistema. Neste caso, a degenerescência dos níveis de Landau (NLs) em k_x é “quebrada” por V_y , fazendo com que os NLs aumentem em direção ao nível de Fermi (NF) quando próximos às bordas do canal eletrônico, definindo, assim, a borda direita (esquerda) de tais canais eletrônicos no valor k_F ($-k_F$) associado ao mais baixo NL $n = 0$.

Entretanto, no primeiro problema estudado, conforme descrito no Capítulo 2, o canal eletrônico no SE2D foi considerado suficientemente estreito para caracterizar um sistema eletrônico quase-unidimensional (SEQ1D), ou seja, um fio quântico (FQ). Assim, para $T = 0$ K, foi estudado o colapso do RHQI com $\nu = 1$ (supressão do desdobramento de *spin*) em FQs. Dessa forma, dois diferentes cenários de colapso foram propostos, para os quais também foram considerados diferentes tratamentos de efeitos de muito corpos.

Por outro lado, no segundo problema estudado, conforme descrito no Capítulo 3, tal canal eletrônico no SE2D foi definido dentro da aproximação Hartree (AH) como um canal eletrônico suficientemente largo, de forma a não permitir qualquer tipo de interação interborda no canal. Além disso, ao invés do tratamento do tipo partícula única realizado no estudo anterior, no qual a introdução de efeitos de muitos corpos se faz explicitamente, aqui nós estudamos os magnetoplasmons de borda (MPBs), que são um tipo de excitações

coletivas de baixa frequência que ocorrem nas bordas de um canal eletrônico sob um campo magnético. Em tal movimento eletrônico coletivo os efeitos da interação elétron-elétron já são considerados implicitamente. Assim, para T não-muito-baixas, $\hbar\omega_c \gg k_B T \gg \hbar v_{gn}^H/2\ell_0$, foi apresentado o tratamento microscópico de novos MPBs para as condições do RHQI com $\nu = 1$ (2) e $\nu = 4$, como uma extensão ao trabalho desenvolvido na Ref. [63].

No primeiro problema abordado, o primeiro cenário de colapso do RHQI com $\nu = 1$, onde não há qualquer redistribuição finita da densidade de carga eletrônica (e, equivalentemente, mudança da largura) no FQ, aplicamos um tratamento autoconsistente envolvendo troca e correlação denominada aproximação da “densidade local” generalizada (ADLG) [37], onde a relação entre a energia de partícula única e a velocidade de grupo, Eqs. (2.13)-(2.15), fornecem a autoconsistência exigida para o RHQI com $\nu = 1$ no FQ. Os espectros dos NLs e o *gap* de ativação adimensional G_a foram comparados com base nos experimentos da Ref. [32], apresentando uma boa adequação com tais resultados experimentais. Em particular, para a amostra 1 (2) foi verificado teoricamente pela ADLG a instabilidade (estabilidade) do RHQI com $\nu = 1$. Por sua vez, em se tratando dos resultados experimentais da Ref. [35], valores representativos para tal experimento foram usados e verificados de acordo com o nosso cálculo. Em particular, é confirmado para $n_L = 8.5 \times 10^5 \text{ cm}^{-1}$ e $\hbar\Omega = 4.75$ (7.0) meV a estabilidade do RHQI com $\nu = 1$ para $B = 14.0 \text{ T} > B_{cr} \approx 7.0$ (10.0) T. Curvas críticas do tipo $\Omega_{cr}^{(1)} = \Omega_{cr}^{(1)}(B_{cr}^{(1)})$ para n_L constante também foram obtidas dentro da ADLG para as condições pertinentes, tanto para as duas amostras da Refs. [32] quanto para o experimento da Ref. [35], oferecendo novamente resultados concordantes com os resultados de tais experimentos [32, 35].

Ainda no primeiro problema abordado, mas no segundo cenário, no qual se estuda o colapso do RHQI com $\nu = 1$ para o $\nu = 2$ no FQ, foi usado um tratamento baseado na aproximação de Hartree-Fock (AHF). Como aqui há uma forte redistribuição de carga (onde a largura cai pela metade) no FQ, a mudança do termo de Hartree na avaliação da mudança da energia total teve que ser incluída para a correta obtenção dos valores críticos do campo magnético e do confinamento, para uma dada densidade linear fixa. Tal contribuição Hartree, além de ser finita, ela essencialmente muda o valor do campo magnético crítico de $B_{cr}^{(2),F}$, Eq. (2.21), para $B_{cr}^{(2),HF}$ (quando $\omega_c/\Omega \gtrsim 1$), Eq. (2.24), conforme podemos verificar nas Figs. 2.11-2.13 juntamente com várias outras curvas críticas, inclusive com as obtidas pela ADLG. Entretanto, de acordo com tais resultados, fomos levados a concluir que somente nosso primeiro cenário explica todas as observações

experimentais das Refs. [32, 35]. Em adição, comparações e comentários a respeito dos resultados das Refs. [25, 33, 34, 36] são realizados.

No segundo problema abordado, para o RHQI com $\nu = 1(2)$ e no regime de muito forte dissipação na borda ($\eta_T \gg 1$, ou se $\ln(1/|q_x|\ell_T) \gg 1$, $\eta_T \gtrsim \ln(1/|q_x|\ell_T) \gg 1$) um estudo dos sete primeiros MPBs simétricos puros e de suas modificações quando as interações entre tais modos são consideradas, demonstrou a existência de um novo modo fracamente amortecido para uma larga região de $1/|q_x|\ell_T$, denominado hélicon de borda, que corresponde ao MPB monopolar renormalizado quando o mesmo tem nessa larga região de $1/|q_x|\ell_T$ uma janela de transparência, ou seja, $|\text{Re}\omega| \gg |\text{Im}\omega|$. Com excessão do hélicon de borda, todos os outros modos simétricos e todos os modos anti-simétricos são fortemente amortecidos neste regime. O efeito do portão (ar) sobre o hélicon de borda é também estudado, revelando a sua característica de blindar (fortalecer) a interação elétron-elétron. Quanto à sua estrutura espacial, é verificado que o hélicon de borda tem uma forte mudança no seu perfil de densidade com a mudança de fase ϕ .

Para o regime de fraca dissipação ($\eta_T \ll 1$) e $\nu = 1(2)$ tratamos o efeito do portão (ar) sobre o MPB fundamental. Para $1/|q_x|\ell_T \geq d/2\ell_T$ tal efeito é forte, e a dispersão do MPB com portão (ar) começa a se distanciar do seu correspondente “homogêneo”. Em particular, para uma amostra com portão a curva tende a mostrar o tipo acústico de dispersão, $\text{Re}\bar{\omega}/q_x = \text{const}$. Adicionalmente, obtemos que para $d/\ell_T \ll 1$ e $|q_x|\ell_T \ll 1$ a velocidade de fase deslocada (da velocidade dos estados de borda) é dada por $\text{Re}\bar{\omega}/|q_x| \approx (\pi\sigma_{yx}^0/\epsilon)(d/\ell_T)$, estando em concordância qualitativa com a estimativa dada na Ref. [47] para a velocidade de fase de um MPB, em uma amostra com o portão muito próximo ao canal eletrônico.

Para o RQHI com $\nu = 4$, desprezando a dissipação, obtivemos uma forte renormalização dos MPBs fundamentais dos NLs $n = 0$ e $n = 1$, Eq. (3.22), devido ao acoplamento coulombiano intraborda-internível que conduz aos MPBs fundamentais rápido, Eq. (3.23), e lento, Eq. (3.24). Aqui, tanto a relação de dispersão quanto o perfil da densidade de carga dos MPBs fundamentais são obtidos com grande precisão para todo q_x na região acessível experimentalmente. Em adição, devido à presença da interação coulombiana intraborda-internível não há simetria do problema com respeito a $y_{re}^{(0)}$ ou $y_{re}^{(1)}$. Vale notar ainda, que a relação de dispersão para o MPB fundamental lento é puramente acústica. O efeito do portão, quando considerado, também permite que a dispersão do MPB fundamental rápido seja do tipo acústica.

Apêndice A

Densidade de Carga Induzida num Fio Quântico na Aproximação das Fases Aleatórias

Para a aplicação da aproximação de fases aleatórias (*RPA*), seguimos o tratamento do campo autoconsistente (*SCF*) das Refs. [37, 62, 74]. Assim, primeiramente vamos considerar $\varphi(x, y; x_0, y_0) = \varphi(x - x_0, y; y_0)$ como o potencial de uma carga eletrônica de densidade $e\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)$, localizada em (x_0, y_0) , e estaticamente blindado pelos demais elétrons no FQ, onde o argumento $(x - x_0)$ leva em consideração a invariância translacional na direção x deste potencial. Desta forma, o Hamiltoniano de um elétron na presença de um potencial autoconsistente $V^s(x - x_0, y; y_0) = e\varphi(x - x_0, y; y_0)$, cuja expansão de Fourier dada por $V^s(x - x_0, y; y_0) = V^s(q_x, y; y_0) \exp[iq_x(x - x_0)] + c.c.$, é $\hat{H}(t) = \hat{h}^0 + V^s(x - x_0, y; y_0)$. A correspondente equação de movimento para $\hat{\rho}$, a matriz densidade de um elétron, é

$$i\hbar \frac{\partial \hat{\rho}}{\partial t} = [\hat{H}(t), \hat{\rho}] - \frac{i\hbar}{\tau} (\hat{\rho} - \hat{\rho}^{(0)}), \quad (\text{A.1})$$

onde $[,]$ denota o comutador, enquanto que o último termo representa o parâmetro de adiabaticidade.

Em seguida, a fim de tomar a transformada de Laplace com respeito ao tempo t da Eq. (A.1), definimos antes que $R_{\alpha\beta}(\omega) = \langle \alpha | \hat{R}(\omega) | \beta \rangle$, onde $\hat{R}(\omega) = \int_0^\infty \exp(i\omega t) \hat{\rho} dt$ é a transformada temporal de Laplace de $\hat{\rho}$. Agora, uma vez que consideramos o potencial V^s suficientemente fraco para podermos considerar somente termos de perturbação até a primeira ordem, onde $\rho = \rho^{(0)} + \rho^{(1)}$, $\rho^{(1)} = \delta\rho$, ficamos, de modo equivalente, com $R_{\alpha\beta}(\omega) = R_{\alpha\beta}^{(0)}(\omega) + R_{\alpha\beta}^{(1)}(\omega)$, onde $R_{\alpha\beta}^{(0)}(\omega) = (if_\alpha/\omega) \delta_{\alpha\beta}$. Então, na expansão

de Fourier de $V^s(x - x_0, y; y_0)$ consideramos somente um termo, $V^s(x - x_0, y; y_0) = V^s(q_x, y; y_0) \exp[iq_x(x - x_0)]$, que conduz a

$$R_{\alpha\beta}^{(1)}(\omega) = \frac{i(f_\beta - f_\alpha) \langle \alpha | V(q_x, y; y_0) \exp[iq_x(x - x_0)] | \beta \rangle}{\omega [E_\beta - E_\alpha + \hbar\omega + i\hbar/\tau]}. \quad (\text{A.2})$$

Daí, tomando o traço de $\hat{\rho}$ com o operador de densidade de carga eletrônica, $e\delta(\mathbf{r} - \hat{\mathbf{r}})$, obtemos a densidade de carga induzida, $\delta\rho(x, y; x_0, y_0; t) \equiv \rho(x, y; x_0, y_0; t)$, como

$$\rho(x, y; x_0, y_0; t) = \frac{e}{2\pi} \int_{-\infty+i\eta}^{\infty+i\eta} d\omega \exp(-i\omega t) \sum_{\alpha\beta} R_{\alpha\beta}^{(1)}(\omega) \psi_\beta^*(\mathbf{r}) \psi_\alpha(\mathbf{r}), \quad (\text{A.3})$$

onde $\eta > 0$. Das Eqs. (A.2) e (A.3) segue $\rho(x, y; x_0, y_0; t) = \rho(q_x, y; y_0; t) \exp[iq_x(x - x_0)]$. Além do mais, assumindo $t/\tau \gg 1$, as contribuições relacionadas aos processos transientes são desprezíveis e segue que $\rho(q_x, y, y_0; t) = \rho(q_x, y; y_0)$, em que

$$\rho(q_x, y; y_0) \exp(iq_x x) = \sum_{\alpha\beta} \frac{-e(f_\beta - f_\alpha) \langle \alpha | V(q_x, y; y_0) \exp(iq_x x) | \beta \rangle \psi_\beta^*(\mathbf{r}) \psi_\alpha(\mathbf{r})}{E_\beta - E_\alpha + \hbar\omega + i\hbar/\tau}. \quad (\text{A.4})$$

Além disso, da equação de Poisson, o potencial elétrico total $\varphi(q_x, y; y_0)$ induzido pela densidade de carga total $[\rho(q_x, y; y_0) + e\delta(y - y_0)]$ é dada por

$$\varphi(q_x, y; y_0) = \frac{2}{\varepsilon} \int_{-\infty}^{\infty} dy' K_0(|q_x| |y - y'|) [\rho(q_x, y'; y_0) + e\delta(y' - y_0)], \quad (\text{A.5})$$

em que $K_0(x)$ é a função de Bessel modificada; φ e ρ pertencem ao plano 2D.

Portanto, das Eqs. (A.4) e (A.5), obtemos, dentro da RPA, uma equação integral para a densidade de carga eletrônica total induzida $\rho(q_x, y; y_0)$ como

$$\begin{aligned} \rho(q_x, y; y_0) &= \frac{2e^2}{\varepsilon L} \sum_{n_\alpha, n_\beta=0}^{\infty} \sum_{k_{x\alpha}} \sum_{\sigma_\alpha} F_{n_\alpha, n_\beta, \sigma_\alpha}(k_{x\alpha}, q_x) \\ &\times \Pi_{n_\alpha n_\beta}(y, k_{x\alpha}, k_{x\beta}) \int_{-\infty}^{\infty} d\tilde{y} \Pi_{n_\alpha n_\beta}(\tilde{y}, k_{x\alpha}, k_{x\beta}) \\ &\times \int_{-\infty}^{\infty} dy' K_0(|q_x| |\tilde{y} - y'|) [\rho(q_x, y'; y_0) + e\delta(y' - y_0)], \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

em que

$$F_{n_\alpha, n_\beta, \sigma_\alpha}(k_{x\alpha}, q_x) = \frac{f_{n_\beta, k_{x\beta}, \sigma_\alpha} - f_{n_\alpha, k_{x\alpha}, \sigma_\alpha}}{\epsilon_{n_\beta, k_{x\beta}, \sigma_\alpha} - \epsilon_{n_\alpha, k_{x\alpha}, \sigma_\alpha} + i\hbar/\tau}, \quad (\text{A.7})$$

$$\Pi_{n_\alpha n_\beta}(y, k_{x\alpha}, k_{x\beta}) = \Psi_{n_\alpha}(y - y_0(k_{x\alpha})) \Psi_{n_\beta}(y - y_0(k_{x\beta})), \quad (\text{A.8})$$

e $k_{x\beta} = k_{x\alpha} - q_x$; adicionalmente tomamos $\sigma_\alpha = \sigma_\beta$, em que o lado direito da Eq. (A.6) é somente diferente de zero para $\sigma_\alpha = 1$ quando o mais baixo nível de Landau (NL) com desdobramento de *spin* é ocupado.

Referências Bibliográficas

- [1] K. von Klitzing, G. Dorda, and M. Pepper, Phys. Rev. Lett. **45**, 494 (1980)
- [2] D. C. Tsui, H. L. Stormer, and A. C. Gosard, Phys. Rev. Lett. **48**, 1559 (1982)
- [3] J. R. Schrieffer, in Semiconductor Surface Physics, R. H. Kinston ed. University of Pennsylvania Press, Philadelphia, pg. 55-69 (1957)
- [4] A. B. Fowler, F. F. Fang, W. E. Howard, and P. J. Stiles, Phys. Rev. Lett. **16**, 901 (1966)
- [5] H. L. Störmer, R. Dingle, A. C. Fossard, W. Wigmann, and M. D. Sturge, Solid State Commun. **29**, 705 (1979)
- [6] *The quantum Hall Effect*, edited by R. E. Prange and S. M. Girvin (Springer-Verlag, New York, 1987)
- [7] *Quantum Hall Effect: A Perspective*, edited by A. H. MacDonald (Jaca Book, Milano, 1998)
- [8] *Perspectives in Quantum Hall Effects*, edited by S. Das Sarma and A. Pinczuk (John Wiley & Sons, Inc, New York, 1997)
- [9] B. I. Halperin, Phys. Rev. B **25**, 2185 (1982)
- [10] P. Streda, J. Kucera, and A. H. MacDonald, Phys. Rev. Lett. **59**, 1973 (1987)
- [11] J. K. Jain and S. K.ivelson, Phys. Rev. B **37**, 4276 (1988)
- [12] M. Büttiker, Phys. Rev. Lett. **57**, 1761 (1986); Phys. Rev. B **38**, 9375 (1988)
- [13] B. W. Alphenaar, P. L. McEuen, R. G. Wheeler, and R. N. Sacks, Phys. Rev. Lett. **64**, 677 (1990)

- [14] C. W. J. Beenakker and H. van Houten, in *Solid State Physics*, edited by H. Ehrenreich and D. Turnbull (Academic, New York, 1991), Vol. 44
- [15] R. J. Haug, *Semicond. Sci. Technol.* **8**, 131 (1993)
- [16] C. W. J. Beenakker, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 216 (1990)
- [17] A. M. Chang, *Solid State Commun.* **74**, 871 (1990)
- [18] A. H. MacDonald, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 220 (1990)
- [19] X. G. Wen, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 2206 (1990)
- [20] F. D. M. Haldane, *Bull. Am. Phys. Soc.* **35**, 254 (1990)
- [21] S. R. Renn, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 658 (1992)
- [22] B. Y. Gelfand and B. I. Halperin, *Phys. Rev. B* **49**, 1862 (1994)
- [23] M. A. Kastner, S. B. Field, J. C. Licini, and S. L. Park, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 2535 (1988)
- [24] R. Mottahedeh, M. Pepper, R. Newbury, J. A. A. J. Perenboom, and K. F. Berggren, *Solid State Commun.* **72**, 1065 (1989)
- [25] J. M. Kinaret, and P. A. Lee, *Phys. Rev. B* **42**, 11768 (1990)
- [26] S. J. Allen, H. L. Stormer, and J. C. M. Hwang, *Phys. Rev. B* **28**, 4875 (1983)
- [27] G. Müller, D. Weis, A. V. Khaetskii, K. von Klitzing, S. Koch, H. Nickel, W. Schlapp, and R. Lösch, *Phys. Rev. B* **45**, 3832 (1992)
- [28] D. B. Chklovskii, B. I. Shklovskii, and L. I. Glazman, *Phys. Rev. B* **46**, 4026 (1992)
- [29] J. Dempsey, B. Y. Gelfand, and B. I. Halperin, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 3639 (1993)
- [30] L. Brey, J. J. Palacios, and C. Tejedor, *Phys. Rev. B* **47**, 13884 (1993)
- [31] T. Suzuki and T. Ando, *J. Phys. Soc. Jpn.* **62**, 2986 (1993)
- [32] J. Wróbel, F. Kuchar, K. Ismail, K. Y. Lee, H. Nickel, W. Schlapp, G. Grobecki, and T. Dietl, *Surf. Sci.* **305**, 615 (1994)

- [33] O. G. Balev and P. Vasilopoulos, *Phys. Rev. B* **56**, 6748 (1997)
- [34] Z. Zhang and P. Vasilopoulo, *J. Phys. Condens. Matter B* **13**, 1539 (2001)
- [35] I. Pallecchi, Ch. Heyn, J. Lohse, B. Kramer, and W. Hansen, *Phys. Rev. B* **65**, 125303 (2002)
- [36] Z. Zhang and P. Vailopoulos, *Phys. Rev. B* **66**, 205322 (2002)
- [37] O. G. Balev and N. Studart, *Phys. Rev. B* **64**, 115309 (2001)
- [38] I. O. Baleva, N. Studart, and O. G. Balev, *Phys. Rev. B* **65**, 073305 (2002)
- [39] S. A. Govorkov, M. I. Reznikov, A. P. Senichkin, and V. I. Talyanskii, *Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **44**, 380 (1986) [*JETP Lett.* **44** , 487 (1986)]; V. A. Volkov, D. V. Galchenkov, L. A. Galchenkov, I. M. Grodnenskii, O. R. Matov, and S. A. Mikhailov, *Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **44**, 510 (1986) [*JETP Lett.* **44** , 655 (1986)]
- [40] V. I. Talyanskii, I. E. Batov, B. K. Medvedev, J. P. Kotthaus, M. Wassermeier, A. Wixforth, J. Weimann, W. Schlapp, and H. Nickel, *Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **50**, 196 (1989) [*JETP Lett.* **50**, 221 (1989)]
- [41] M. Wassermeier, J. Oshinowo, J. P. Kotthaus, A. H. MacDonald, C. T. Foxon, and J. J. Harris, *Phys. Rev. B* **41**, 10287 (1990)
- [42] I. Grodnensky, D. Heitmann, and K. von Klitzing, *Phys. Rev. Lett.* **67**,1019 (1991); *Surface Science* **263**, 467 (1992)
- [43] R. C. Ashoori, H. L. Stormer, L. N. Pfeiffer, K. W. Baldwin, and K. West, *Phys. Rev. B* **45**, 3894 (1992)
- [44] V. I. Talyanskii, A. V. Polisski, D. D. Arnone, M. Pepper, C. G. Smith, D. A. Ritchie, J. E. Frost, and G. A. C. Jones, *Phys. Rev. B* **46**, 12427 (1992)
- [45] N. B. Zhitnev, R. J. Haug, K. von Klitzing, and K. Eberl, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 2292 (1993); *Phys. Rev. B* **49**, 7809 (1994)
- [46] V. I. Talyanskii, D. R. Mace, M. Y. Simmons, M. Pepper, A. C. Churchill, J. E. F. Frost, D. A. Ritchie and G. A. C. Jones, *J. Phys. Condens. Matter* **7**, L435 (1995)

- [47] N. B. Zhitnev, R. J. Haug, K. v. Klitzing, and K. Eberl, Phys. Rev. B **52**, 11277 (1995)
- [48] G. Ernst, R. J. Haug, J. Kuhl, K. von Klitzing, and K. Eberl, Phys. Rev. Lett. **77**, 4245 (1996)
- [49] N. Balaban, U. Meirav, H. Shtrikman, and V. Umansky, Phys. Rev. B **55**, R13397 (1997); N. Q. Balaban, U. Meirav, and I. Bar-Joseph, Phys. Rev. Lett. **81**, 1481 (1998)
- [50] E. V. Deviatov, V. T. Dolgoplov, F. I. B. Williams, B. Jager, A. Lorke, J. P. Kotthaus, A. C. Gossard, Appl. Phys. Lett. **71**, 3655 (1997).
- [51] A. L. Fetter, Phys. Rev. B **33**, 3717 (1986)
- [52] V. A. Volkov and S. A. Mikhailov, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **94**, 217 (1988) [Sov. Phys. JETP **67**, 1639 (1988)]; in *Modern Problems in Condensed Matter Sciences*, edited by V. M. Agranovich and A. A. Maradudin (North-Holland, Amsterdam, 1991), Vol. 27.2, Ch. 15, p. 885
- [53] X. G. Wen, Phys. Rev. B **43**, 11025 (1991)
- [54] M. Stone, Ann. Phys. (NY) **207**, 38 (1991); M. Stone, H. W. Wyld, and R. L. Schult, Phys. Rev. B **45**, 14156 (1992)
- [55] I. L. Aleiner and L. I. Glazman, Phys. Rev. Lett. **72**, 2935 (1994)
- [56] C. de Chamon and X. G. Wen, Phys. Rev. B **49**, 8227 (1994)
- [57] J. S. Giovanazzi, L. Pitaevskii, and S. Stringari, Phys. Rev. Lett. **72**, 3230 (1994)
- [58] J. H. Han and D. J. Thouless, Phys. Rev. B **55**, R1926 (1997)
- [59] U. Zulicke, R. Bluhm, V. A. Kostelcky, and A. H. MacDonald, Phys. Rev. B **55**, 9800 (1997)
- [60] O. G. Balev and P. Vasilopoulos, Phys. Rev. B **56**, 13252 (1997)
- [61] O. G. Balev and P. Vasilopoulos, Phys. Rev. Lett. **81**, 1481 (1998); O. G. Balev, P. Vasilopoulos, and Nelson Studart, J. Phys.: Condens. Matt. **11**, 5143 (1999)

- [62] O. G. Balev and P. Vasilopoulos, Phys. Rev. B **59**, 2807 (1999)
- [63] O. G. Balev and Nelson Studart, Phys. Rev. B **61**, 2703 (2000)
- [64] C. C. Grimes, Surf. Sci. **73**, 379 (1978); Yu. P. Monarkha and V. B. Shikin, Sov. J. Low Temp. Phys. **8**, 279 (1982)
- [65] G. Ebert, K. von Klitzing, K. Ploog, and G. Weimann, J. Phys. C **16**, 5441 (1983)
- [66] M. E. Cage, R. F. Dziuba, B. F. Field, B. F. Field, E. R. Williams, S. M. Girvin, A. C. Gossard, D. C. Tsui, and R. J. Wagner, Phys. Rev. Lett. **51**, 1374 (1983)
- [67] O. G. Balev, and P. Vasilopoulos, Phys. Rev. B **47**, 16410 (1993); O. G. Balev, P. Vasilopoulos, and E. V. Mozdor, Phys. Rev. B **50**, 8706 (1994). O. G. Balev and P. Vasilopoulos, Phys. Rev. B **50**, 8727 (1994); Phys. Rev. B **54**, 4863 (1996)
- [68] F. F. Fang and P. J. Stiles, Phys. Rev. **174**, 823 (1968)
- [69] J. F. Janak, Phys. Rev. **178**, 1416 (1969)
- [70] T. Ando and Y. Uemura, J. Phys. Soc. Jpn. **37**, 1044 (1974)
- [71] C. Hermann and C. Weisbuch, Phys. Rev. B **15**, 823 (1973)
- [72] B. I. Halperin and T. M. Rice, in Solid State Physics, edited by H. Ehrenreich, F. Seitz, and D. Turnbull (Academic Press, New York, 1968), Vol. 21, pp. 115-192
- [73] T. Ando, A. B. Fowler, and F. Stern, Rev. Mod. Phys. **54**, 437 (1982)
- [74] P. M. Platzman and P. A. Wolff, in *Waves and Interactions in Solid State Plasmas*, Solid State Physics, edited by H. Ehrenreich, F. Seitz, and D. Turnbull (Academic Press, New York, 1973), Suppl. 13
- [75] D. B. Mast, A. J. Dahm, and A. L. Fetter, Phys. Rev. Lett. **54**, 1706 (1985)
- [76] D. C. Glattli, E. Y. Andrei, G. Deville, J. Poitrenaud, and F. I. B. Williams, Phys. Rev. Lett. **54**, 1710 (1985)
- [77] O. I. Kirichek, P. K. H. Sommerfeld, Yu. P. Monarkha, P. J. M. Peters, Yu. Z. Kovdrya, P. P. Steijaert, R. W. van der Heijden, and A. T. A. M. de Waele, Phys. Rev. Lett. **74**, 1190 (1995)

[78] O. A. Starykh and D. L. Maslov, Phys. Rev. Lett. **82**, 2999 (1999)