

TESE DE DOUTORADO

EFEITO DE CAMPOS MAGNÉTICOS INTENSOS SOBRE AS PROPRIEDADES OPTO-ELETRÔNICAS DE POÇOS QUÂNTICOS ASSIMÉTRICOS

ALUNO: Ademir Ricart Alves

ORIENTADOR: Paulo Sérgio Soares Guimarães

CO-ORIENTADOR: Luiz Alberto Cury

Resumo

Estudou-se os efeitos de campos magnéticos intensos, até 15 T, sobre o gás de elétrons bidimensional confinado em um poço quântico assimétrico do tipo $n - \text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As} / \text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As} / \text{Ga}_z\text{As}_{1-z}$ crescido por Epitaxia por Feixes Moleculares.

Com o campo magnético aplicado paralelamente às interfaces do poço quântico, *campo magnético planar*, estudou-se o efeito de depopulação das sub-bandas eletrônicas do sistema. De posse de uma amostra especialmente projetada, na qual a segunda sub-banda eletrônica é levemente populada, mostrou-se pela primeira vez que o efeito de depopulação provocado pelo campo magnético planar pode ser estudado opticamente. Verificou-se que, ao se aumentar a intensidade do campo magnético, a variação da magnetoresistência da amostra praticamente coincide com a variação da intensidade da linha de fotoluminescência (PL) associada à recombinação partindo da segunda sub-banda eletrônica do sistema. Através de um cálculo numérico autoconsistente mostrou-se que a depopulação induzida pelo campo magnético planar apresenta um comportamento qualitativamente idêntico àquele verificado nas medidas ópticas e elétricas.

Com o campo magnético (B) aplicado perpendicularmente às interfaces do poço, estudou-se a origem das oscilações magneto-ópticas na intensidade de PL das recombinações associadas à primeira (e_1) e à segunda (e_2) sub-bandas. A defasagem de 180° entre elas foi atribuída ao limitado número de buracos foto-excitados. Pela primeira vez, mostrou-se que os pontos extremos dessas oscilações ocorrem para os mesmos valores de B nos quais se forma um polaron ressonante ($\hbar\omega_{LO} = N\hbar\omega_c$). Para esses valores de B as intensidades de PL com origem nos níveis de Landau de e_2 com emissão simultânea de um fonon LO são enormemente intensificadas. Isso sugere que os mínimos das oscilações são originados por um aumento no espalhamento por fonons LO para os elétrons próximos ao nível de Fermi. Essa interpretação é confirmada pela variação com o campo magnético da largura de linha de PL devida à recombinação dos elétrons em e_2 . Verificou-se que nas condições de ressonância polarônica a largura de linha de PL do nível fundamental de e_2 é máxima, indicando que nas condições de ressonância os elétrons desse nível de energia são fortemente espalhados.

Abstract

We study the magnetic field effects, up to 15 T, on the two-dimensional electron gas confined in an asymmetric quantum well of n - $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As} / \text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As} / \text{Ga}_z\text{As}_{1-z}$ grown by Molecular Beam Epitaxy.

With the magnetic field applied parallel to the interfaces of the quantum well, *planar magnetic field*, we study the effect of depopulation of the electronic subbands of the system. Using a custom designed sample, in which the second electronic subband is slightly populated, we show for the first time that the effect of depopulation caused by the planar magnetic field can be studied optically. We find that, as the magnetic field intensity is increased, the change in the magnetoresistance of the sample agrees very closely to the change in the intensity of the photoluminescence (PL) line associated with recombination from the second electronic subband of the system. By means of a numeric self-consistent calculation we show that the depopulation induced by the planar magnetic field exhibits a behavior qualitatively identical to that observed in the optical and electrical measurements.

With the magnetic field applied perpendicular to the interfaces of the well, we study the origin of the magneto-optical oscillations in the PL intensities of the recombinations associated with the first (e_1) and the second (e_2) subbands. The 180° phase difference between them was attributed to the limited number of photo-excited holes. For the first time, we show that the extremes of these oscillations occur for the same B-values in which a resonant polaron is formed ($\hbar\omega_{LO} = N\hbar\omega_c$). At these B-fields the intensities of the PL lines originating from the Landau levels of e_2 with the simultaneous emission of an longitudinal optical (LO) phonon are strongly enhanced. This suggests that the minima in the oscillations are due to an increase in the LO phonon scattering of the electrons near the Fermi level. This interpretation is confirmed by the variation with magnetic field of the width of the PL line arising from recombination of the e_2 electrons. We find that in the polaron resonance conditions the PL linewidth associated with recombination from the e_2 fundamental level goes through a maximum, thus showing that in the resonance conditions the electrons in this energy level are strongly scattered.

1. Título: *Efeito de campos magnéticos intensos sobre as propriedades optoeletrônicas de poços quânticos assimétricos.*

2. Introdução

Este trabalho se divide basicamente em duas partes, discutidas no capítulo 4, onde se estuda o efeito de campos magnéticos (B) de até 15 T sobre as propriedades de transporte e ópticas do gás de elétrons bidimensional (2DEG) confinado em poços quânticos assimétricos (AQW), crescidos pela técnica Molecular Beam Epitaxy (MBE) em estruturas semicondutoras do tipo $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As} / \text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As} / \text{Ga}_z\text{As}_{1-z}$.

Na *seção 4.1*, estuda-se o efeito de depopulação dos estados de energia próximos da energia de Fermi devido à ação do *campo magnético planar* aplicado paralelamente às interfaces do poço quântico. Este efeito se deve ao aumento na densidade de estados das sub-bandas provocado pelo aumento da massa efetiva dos portadores em decorrência da aplicação de um campo magnético planar. O efeito é estudado por meio de medidas elétricas e ópticas, realizadas independentemente, em uma amostra onde a segunda sub-banda de energia é ligeiramente populada, obtendo-se uma excelente correlação entre elas. Do ponto de vista do transporte elétrico, a depopulação é investigada através da diminuição da magnetoresistência (R_{xx}) da amostra com o campo planar, uma consequência direta da supressão do espalhamento intersub-banda ao se depopular a segunda sub-banda eletrônica (e_2). Opticamente, o efeito é analisado por meio de medidas de magnetofotoluminescência, em que se observa uma queda acentuada na intensidade do sinal de fotoluminescência (I_{PL}) da sub-banda e_2 com o aumento da intensidade do campo planar. O resultado é que, aumentando-se a intensidade do campo planar, a magnetoresistência R_{xx} e a intensidade do sinal de fotoluminescência de e_2 apresentam variações praticamente idênticas. Tal correlação se deve ao fato da segunda sub-banda ser muito pouco populada, de modo que, estando E_F a poucos meV acima de e_2 , os elétrons do fundo da segunda sub-banda são responsáveis tanto pelo transporte elétrico quanto pelo sinal de fotoluminescência da recombinação e_2 - hh_1 . A diminuição em R_{xx} e $I_{PL}(e_2)$ com o campo é mais pronunciada para valores de campos magnéticos

acima de 8 T pois o efeito de depopulação é normalmente de segunda ordem em B. Finalmente, incluindo-se o campo planar em cálculos autoconsistentes envolvendo as equações de Schrödinger e de Poisson, mostra-se que a diminuição da concentração n_2 da segunda sub-banda eletrônica com o campo planar apresenta o mesmo comportamento decrescente verificado nos resultados experimentais.

Na *seção 4.2*, estuda-se o comportamento oscilatório da intensidade do sinal de fotoluminescência com o campo magnético aplicado *perpendicularmente* às interfaces do poço quântico. Tais oscilações são similares às oscilações Shubnikov-de Haas (SdH) e são comumente denominadas *oscilações Shubnikov-de Haas ópticas (OSdH)*. Verifica-se que o período em $1/B$ das oscilações magneto-ópticas é praticamente idêntico ao das oscilações Shubnikov-de Haas, possibilitando alternativamente que a concentração de portadores do 2DEG seja determinada através de medidas ópticas, ou seja, de técnicas de caracterização não-destrutivas. As oscilações magneto-ópticas na intensidade do sinal de fotoluminescência da transição da primeira sub-banda de buracos pesados (hh_1) para a primeira sub-banda eletrônica (e_1) estão em anti-fase com as oscilações correspondentes a e_2 , mostrando claramente a existência de um caráter competitivo entre as recombinações e_1-hh_1 e e_2-hh_1 . As oscilações Shubnikov-de Haas ópticas em amostras com mais de uma sub-banda eletrônica ocupada ainda não haviam sido estudadas. Os resultados desse trabalho mostram que a origem das oscilações ópticas se deve à variação do espalhamento dos elétrons de e_2 por fonons longitudinais ópticos (LO). O espalhamento é máximo na condição de *polaron ressonante*: energia de um fonon longitudinal óptico (LO) do material do poço igual a um múltiplo inteiro da separação entre dois níveis de Landau de e_2 . Nessa condição de ressonância, o campo elétrico de polarização do fonon interage com os elétrons de e_2 diminuindo a probabilidade da recombinação e_2-hh_1 . Esse efeito se torna mais evidente ao se analisar a variação, com o campo magnético, da *largura de linha* à meia-altura ($\Delta\varepsilon$) do pico de fotoluminescência (PL) da transição e_2-hh_1 . Os resultados mostram que $\Delta\varepsilon$ e a intensidade de e_2-hh_1 oscilam rigorosamente em oposição de fase e que o valor de $\Delta\varepsilon$ é máximo na condição de ressonância polarônica, indicando que para esses valores de B ocorre um forte aumento

no espalhamento por fonons e conseqüentemente, uma diminuição na intensidade de fotoluminescência da transição e_2-hh_1 .

3. Aspectos gerais

3.1. O poço quântico assimétrico

Um poço quântico é obtido pela superposição de materiais semicondutores distintos, de modo a se obter interfaces abruptas. Para se evitar tensões mecânicas entre os materiais da junção, procura-se superpor materiais de parâmetros de rede próximos, como por exemplo o GaAs (5,65Å), AlAs (5,66Å) ou InAs (6,06Å). Novas técnicas de crescimento epitaxial, especialmente o MBE, levaram a um enorme aprimoramento na qualidade dessas estruturas, possibilitando uma investigação minuciosa das propriedades quânticas da matéria. A figura abaixo mostra um poço quântico típico:

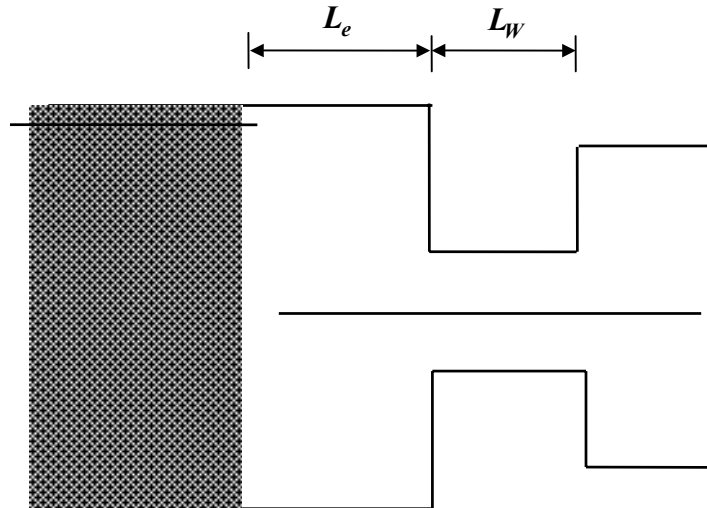


Figura 3.1: Esquema de um poço quântico assimétrico.

A camada hachurada é dopada tipo n , isto é, átomos de Ga (3 elétrons de valência) são intencionalmente substituídos por átomos de Si (4 elétrons de valência) gerando o excesso de um elétron para cada átomo de Si incorporado, elevando o nível de Fermi do meio do gap de energia para as proximidades da banda de condução (BC) dessa camada. Para que o nível de Fermi se alinhe ao longo de todas as camadas do sistema, os elétrons da região dopada tunelam para o poço de modo que a energia de Fermi $E_F(2)$ aumente em relação a $E_F(1)$. Esse tunelamento será tão mais eficiente quanto menor for a largura do

espaçador (L_e) ou maior for a concentração de dopagem. No poço, os elétrons se distribuem ao longo dos níveis de energia quantizados pelo confinamento. A extensão da camada dopada que perde elétrons para o poço é denominada *comprimento de depleção* (L_d). Ao perder elétrons para o poço, os átomos ionizados de Si passam a ter um excesso de carga positiva e o sistema se comporta como um capacitor: cargas positivas na região depleta separadas, pela distância L_e , das cargas negativas no poço. Essa separação espacial diminui a interação entre as cargas possibilitando a obtenção de um gás bidimensional de altíssima mobilidade eletrônica. O campo elétrico \vec{F} desse capacitor distorce as bandas de energia do poço (band bending) de modo que, após o equilíbrio do nível de Fermi, a BC passa a apresentar o seguinte aspecto:

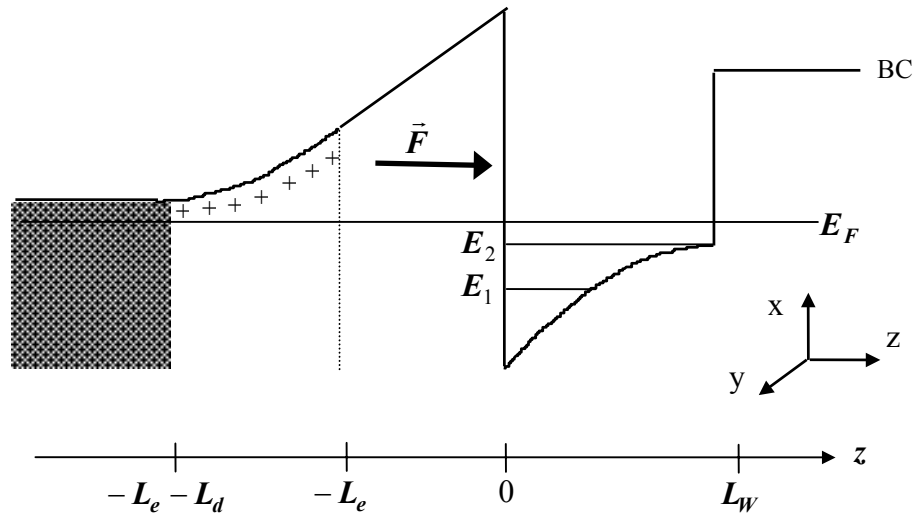


Figura 3.2: poço quântico assimétrico depletado

Sendo ϵ a permissividade elétrica do meio e $\rho(z)$ a densidade de carga, o potencial eletrostático $\phi(z)$ do sistema é dado pela equação de Poisson:

$$\vec{\nabla} \cdot (\epsilon \vec{F}) = \rho(z) \quad \Rightarrow \quad \epsilon \vec{\nabla} \cdot (-\vec{\nabla} \phi) = \rho(z) \quad \Rightarrow \quad \frac{d^2 \phi(z)}{dz^2} = -\frac{1}{\epsilon} \rho(z)$$

considerando uniforme a dopagem, a densidade de carga do sistema é dada por:

$$\rho(z) = \begin{cases} +eN_d & , \text{ na camada } L_d \\ -e \sum_{i \text{ ocupada}} n_i \psi_i^2(z) & , \text{ p/ todo } z \end{cases}$$

em que N_d representa a densidade de dopagem de Si, n_i a ocupação bidimensional da i -ésima sub-banda do poço e $\psi_i(z)$ a respectiva função de onda eletrônica. Note que as barreiras limitam a extensão de $\psi_i(z)$ externamente ao poço. Sendo L_x e L_y as dimensões da amostra nas direções x e y , respectivamente, então se cada dois estados (spin) ocupam uma área igual a $(2\pi)^2/L_x L_y$ no espaço recíproco, a densidade de estados por unidade de área compreendidos entre k e $k + dk$ é igual a $dD = kdk/\pi$. Portanto, admitindo-se um comportamento parabólico para a relação de dispersão, a *densidade bidimensional de estados por unidade de energia* é:

$$g_{2D} = \frac{dD}{dE} = \frac{m^*}{\pi\hbar^2}$$

em que m^* é a massa efetiva do elétron. Assim, a densidade 2D de portadores da i -ésima subbanda de energia do poço é dada por:

$$n_i = \frac{m^*}{\pi\hbar^2} k_B T \ln \left[1 + \exp \left(\frac{E_F - E_i}{k_B T} \right) \right] \quad \Rightarrow \quad n_i = \frac{m^*}{\pi\hbar^2} (E_F - E_i) \quad , \quad \text{para } T = 0$$

Vale lembrar que $m^* = m^*(z)$ pois a massa efetiva varia com a composição de cada camada. Assim, a equação de Poisson para a *energia potencial eletrostática* (ou simplesmente *potencial*) do elétron, $V(z) = -e\phi(z)$, é:

$$\frac{d^2 V(z)}{dz^2} = \frac{e^2}{\epsilon} \left[N_d \theta(z) - \sum_{i \text{ ocupada}} n_i \psi_i^2(z) \right] \quad , \quad \text{em que } \theta(z) = \begin{cases} 1 & , \text{ na camada } L_d \\ 0 & , \text{ fora da camada } L_d \end{cases}$$

Seja $V(z) = V_+(z) + V_-(z)$, de modo que:

$$\frac{d^2 V_+(z)}{dz^2} = \frac{e^2 N_d}{\epsilon} \theta(z) \quad \text{e} \quad \frac{d^2 V_-(z)}{dz^2} = -\frac{e^2}{\epsilon} \sum_i n_i \psi_i^2(z).$$

O potencial $V_-(z)$ devido aos elétrons que tunelaram para o poço não pode ser calculado analiticamente pois depende da função de onda e da ocupação de cada sub-banda. Por um outro lado, o perfil do potencial $V_+(z)$ gerado exclusivamente pelas impurezas doadoras ionizadas pode ser determinado analiticamente. Para isso, basta que se resolva a equação diferencial para $V_+(z)$ nas diversas regiões do sistema:

- Região de depleção:

$$\frac{d^2 V_+(z)}{dz^2} = \frac{e^2}{\epsilon} N_d \quad , \quad -L_d - L_e \leq z \leq -L_e$$

supondo-se constante a dopagem, a solução dessa equação diferencial é uma equação do segundo grau. Tomando-se a origem da energia potencial no início da camada de depleção, istoé, $V_+(-L_d - L_e) = 0$, o *perfil parabólico* do potencial nessa região é dado por:

$$V_+(z) = \frac{e^2}{2\epsilon} N_d (z + L_d + L_e)^2 \quad , \quad -L_d - L_e \leq z \leq -L_e$$

- Região do espaçador:

$$\frac{d^2 V_+(z)}{dz^2} = 0 \quad , \quad -L_e \leq z \leq 0$$

cuja solução é do tipo $V_+(z) = az + V_0$. Sendo $V(z)$ uma função contínua nessa região:

$$\left. \frac{dV_+(z)}{dz} \right|_{-L_e} = \frac{\Delta V_+}{\Delta z} = \frac{V_+(z) - V_+(-L_e)}{z - (-L_e)}$$

$$\Rightarrow \frac{e^2 N_d}{\epsilon} ((-L_e) + L_e + L_d) = \frac{V_+(z) - \frac{e^2 N_d}{2\epsilon} ((-L_e) + L_e + L_d)^2}{z + L_e}$$

logo, nessa região, o potencial varia linearmente com z :

$$V_+(z) = \frac{e^2 N_d L_d}{\epsilon} \left(z + L_e + \frac{L_d}{2} \right) \quad , \quad -L_e \leq z \leq 0$$

- Região à direita do espaçador:

Sendo V_1 e V_2 as alturas das barreiras à esquerda e à direita do poço, respectivamente, o potencial no *interior do poço* é dado pelo potencial do espaçador subtraído de V_1 :

$$V_+(z) = \frac{e^2 N_d L_d}{\epsilon} \left(z + L_e + \frac{L_d}{2} \right) - V_1 \quad , \quad 0 < z \leq L_w$$

e o potencial à *direita do poço* é dado por esse potencial acrescentado de V_2 :

$$V_+(z) = \frac{e^2 N_d L_d}{\epsilon} \left(z + L_e + \frac{L_d}{2} \right) + (V_2 - V_1) \quad , \quad z > L_w$$

Assim, tomando-se o fundo do poço como a nova origem para o potencial $V_+(z)$, obtém-se:

$$V_+(z) = \begin{cases} V_1 - \frac{e^2 N_d L_d}{\epsilon} \left(L_e + \frac{L_d}{2} \right) & z \leq -L_e - L_d \\ \frac{e^2 N_d}{2\epsilon} \left[(z + L_e)^2 + 2zL_d \right] + V_1 & -L_e - L_d \leq z \leq -L_e \\ \frac{e^2 N_d L_d}{\epsilon} z + V_1 & -L_e \leq z < 0 \\ \frac{e^2 N_d L_d}{\epsilon} z & 0 < z \leq L_w \\ \frac{e^2 N_d L_d}{e} z + V_2 & z > L_w \end{cases}$$

de modo que na presença das impurezas doadoras ionizadas, *sem levar em conta o efeito da distribuição eletrônica no poço*, o perfil de potencial, originalmente quadrado, passa a apresentar o seguinte aspecto:

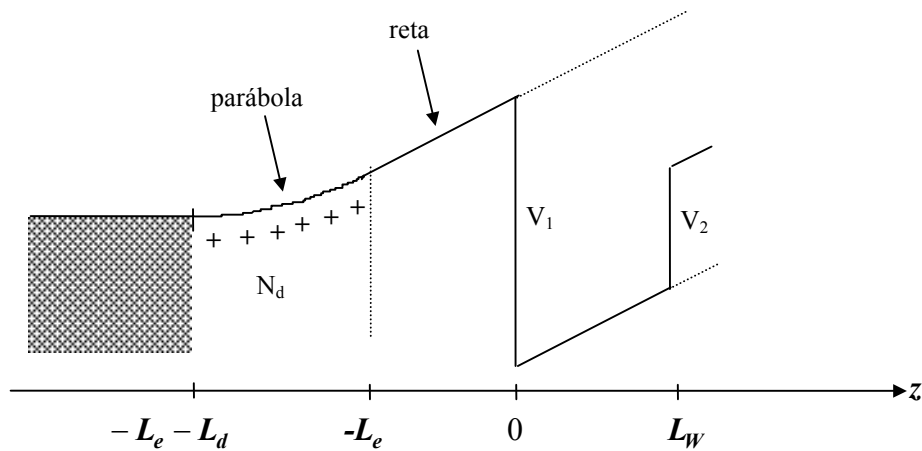


Figura 3.3: Poço quântico assimétrico depletado exclusivamente pelas impurezas ionizadas.

A segunda contribuição a se considerar é a do *potencial negativo* $V_-(z)$ gerado pelos elétrons no interior do poço. A principal alteração é o aumento do campo elétrico (inclinação $dV(z)/dz$) à esquerda de um dado ponto z_{ef} no interior do poço, a partir do qual a amplitude da função de onda dos elétrons cai rapidamente e a concentração eletrônica deixa de ser um fator dominante. Conseqüentemente, a inclinação $dV(z)/dz$ à direita desse ponto diminui, de modo que a intensidade do campo elétrico tende a zero à direita do poço. Uma vez que a determinação de n_i e $\psi_i(z)$ não é analítica, o problema deve ser resolvido numericamente e o resultado é um poço de potencial tipo aquele esquematizado na figura 3.2.

3.2 Efeito Hall Quântico (inteiro)

Classicamente, um portador de carga q movendo-se livremente com velocidade \vec{v} ao longo do plano xy adquire, ao ser submetido a um campo magnético $\vec{B} = B\hat{z}$, um movimento helicoidal circular de frequência $\omega = qB/m^*$ e raio $r = m^*v/qB$. Assim, dependendo de B , qualquer órbita é permitida e o espectro clássico de energia é contínuo.

Quanticamente, a aplicação do campo $\vec{B} = B\hat{z}$ sobre o poço da figura 3.2 abre as suas sub-bandas de energia E_1, E_2, \dots em níveis de Landau igualmente espaçados, de acordo com a equação:

$$E_{nl} = E_n + (l + 1/2)\hbar\omega_c \quad , \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad e \quad l = 0, 1, 2, 3, \dots$$

em que n e l são os números quânticos de *confinamento* e de *Landau*, respectivamente, e $\omega_c = eB/m^*$ é a frequência ciclotrônica do elétron. Assim, se cada nível de Landau absorve $\hbar\omega_c$ níveis do 2DEG, a *densidade bidimensional de estados* D_L de um dado nível de Landau varia linearmente com B, isto é:

$$D_L = \left(\frac{m^*}{\pi\hbar^2} \right) \cdot (\hbar\omega_c) \quad \Rightarrow \quad D_L = \frac{2e}{h} B$$

significando que para cada centímetro quadrado do 2DEG no plano xy , um dado nível de Landau pode alojar em torno de 5×10^{10} elétrons por Tesla. Então, há uma perfeita sincronia entre as energias E_{nl} e a densidade de estados D_L pois ambas crescem

linearmente com B , isto é, quando um nível de Landau cruzar E_F , os seus elétrons encontrarão estados disponíveis para se alojarem nos níveis inferiores. Em resumo, o efeito do campo magnético aplicado perpendicularmente às interfaces do poço pode ser visualizado na figura abaixo.

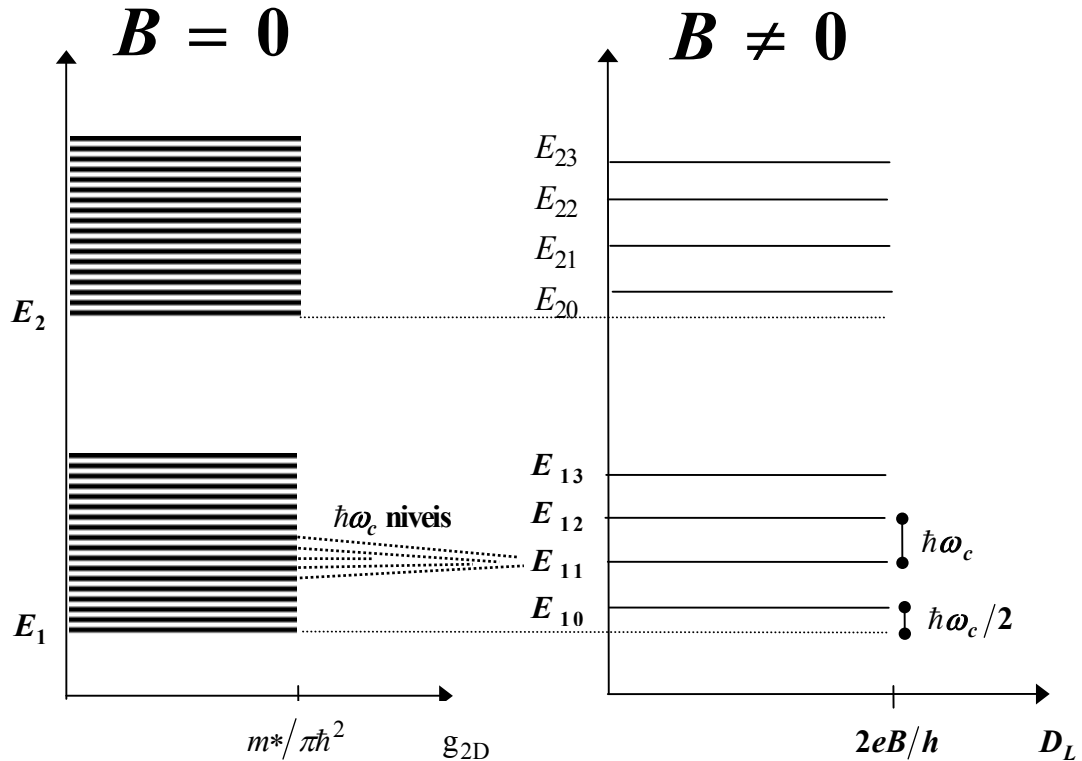


Figura 3.4: Níveis de Landau gerados pela aplicação de um campo magnético perpendicularmente às interfaces do poço quântico.

A quantização em níveis de Landau apresenta sérias implicações nas propriedades ópticas e de transporte elétrico do gás de elétrons. Para ver isso, considere um AQW crescido em uma estrutura semicondutora, em cuja superfície se processou uma ponte Hall com os contactos elétricos difundidos até a região do 2DEG, conforme mostra a figura abaixo. O perfil do potencial é esquematizado na vista lateral da figura e o campo magnético é aplicado perpendicularmente à superfície. De acordo com a visão clássica, ao se passar uma corrente elétrica i ao longo da amostra, além da tensão longitudinal $V_{xx} = R_{xx}i$, surge uma tensão Hall V_H transversal, cuja resistividade é dada por:

$$\rho_H = \frac{1}{N_s q} B$$

em que N_s é a densidade bidimensional de cargas do 2DEG, de modo que, classicamente, a resistividade transversal ρ_H cresce linearmente com B. Porém, em amostras com mobilidades eletrônicas rasoáveis, observou-se em determinados valores de B, a presença de platôs superpostos ao comportamento linear de V_H . Esse comportamento anômalo é denominado *Efeito Hall Quântico*. O mais interessante é que a tensão Hall correspondente a tais platôs é rigorosamente igual a um múltiplo inteiro de h/e^2 , independentemente da composição, forma ou propriedades elétricas da amostra, possibilitando a determinação de uma constante fundamental (h) com uma precisão jamais obtida até então.

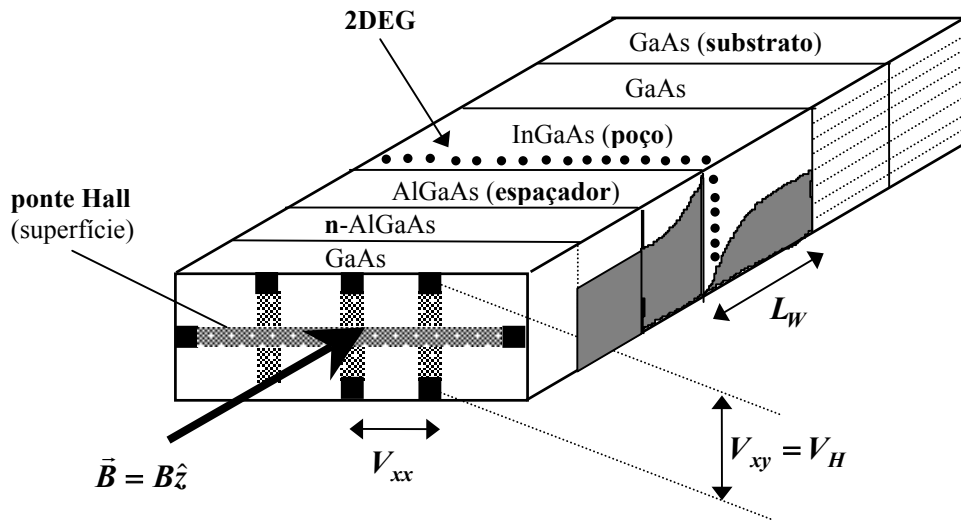


Figura 3.5: Ponte Hall e perfil do poço de potencial do AQW.

Paralelamente a esse efeito, verificou-se também que a tensão longitudinal V_{xx} apresenta oscilações, caindo praticamente a zero nas faixas de B em que ocorrem os platôs. Tais oscilações são denominadas *Oscilações Shubnikov-de Haas*. Conforme se sabe, é a dissipação de energia proveniente do espalhamento dos portadores pelos átomos de impureza ou defeitos do cristal que caracteriza a sua resistência elétrica ordinária.

Paradoxalmente, essas mesmas impurezas são responsáveis também pelo surgimento dos platôs Hall e pelo desaparecimento da resistência elétrica nas Oscilações Shubnikov-de Haas. Os níveis de Landau mostrados na figura 3.4 representam o caso de um cristal ideal. Na realidade, devido a presença de impurezas, cada nível de Landau se abre em uma banda de níveis de energia, porque em certos estados o elétron se acha mais próximo de um dado átomo de impureza do que em outros. Esses níveis de energia se dividem em duas classes: *estados localizados*, em que o elétron se encontra nas vizinhanças da impureza ou defeito, e *estados estendidos*, em que o elétron pode se mover ao longo de uma grande extensão do cristal. Os estados localizados têm alta ou baixa energia, dependendo da carga da impureza que o retém, conforme mostra a figura 3.6.

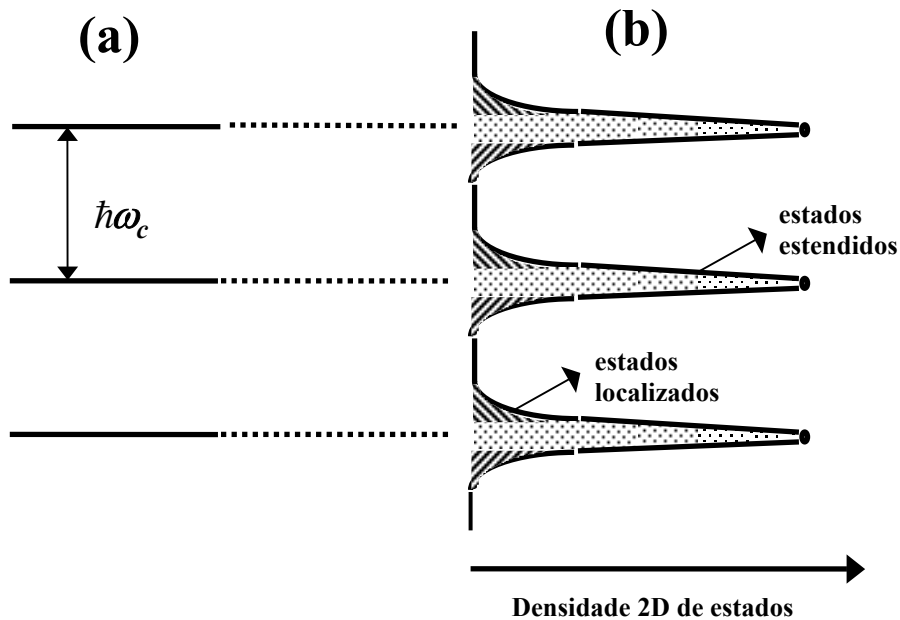


Figura 3.6: Níveis de Landau de um cristal ideal (a) e com impurezas (b).

Assim, são os elétrons de energia intermediária dos estados estendidos que definem as propriedades elétricas do cristal (como a resistividade, por exemplo), pois são eles que conduzem corrente elétrica. Com o aumento da intensidade do campo magnético, mais estados por nível de Landau se tornam disponíveis, de modo que a energia de Fermi do sistema diminui, cruzando as diversas sub-bandas da Landau do 2DEG. Mantendo-se

constante a corrente elétrica ao longo da amostra, a tensão Hall (V_H) deve permanecer invariável (platô Hall) enquanto *o nível de Fermi estiver cruzando a sub-banda de estados localizados*, pois estando os elétrons fortemente ligados às impurezas, eles não experimentam a força de Lorentz. Quando o nível de Fermi atingir a sub-banda de *estados estendidos*, haverá elétrons disponíveis para promover o aumento linear na tensão Hall, conforme se prevê classicamente.

As oscilações Shubnikov-de Haas na tensão longitudinal V_{xx} também podem ser facilmente explicadas com base na passagem da energia de Fermi pelas sub-bandas de estados localizados e estendidos. Se a energia de Fermi do sistema estiver na região de estados localizados, os elétrons que transportam a corrente elétrica (mantida constante) atravessam a amostra sem sofrer espalhamento pois não há estados disponíveis nessa sub-banda para alojar um de seus elétrons que fosse espalhado. Assim, não havendo dissipação de energia, a resistência da amostra cai praticamente a zero, conforme se verifica experimentalmente. Ao superar a sub-banda de estados localizados, a energia de Fermi inicia o cruzamento através dos estados estendidos, onde há, como em um metal, um grande número de estados imediatamente acima de E_F , promovendo o espalhamento do fluxo de elétrons e conseqüentemente, um aumento na resistência e na tensão V_{xx} da amostra. Na transição da sub-banda de estados estendidos para a de estados localizados, o espalhamento tende a diminuir novamente completando o ciclo das oscilações Shubnikov-de Haas.

Uma aplicação direta do efeito Hall quântico é a determinação da densidade bidimensional e da mobilidade dos portadores do 2DEG no interior do poço.

3.3. Campo magnético paralelo às interfaces do poço quântico (campo planar)

As propriedades do 2DEG são drasticamente modificadas ao se aplicar um campo magnético paralelamente (plano xy) às barreiras do poço, conforme mostra a figura 3.7.

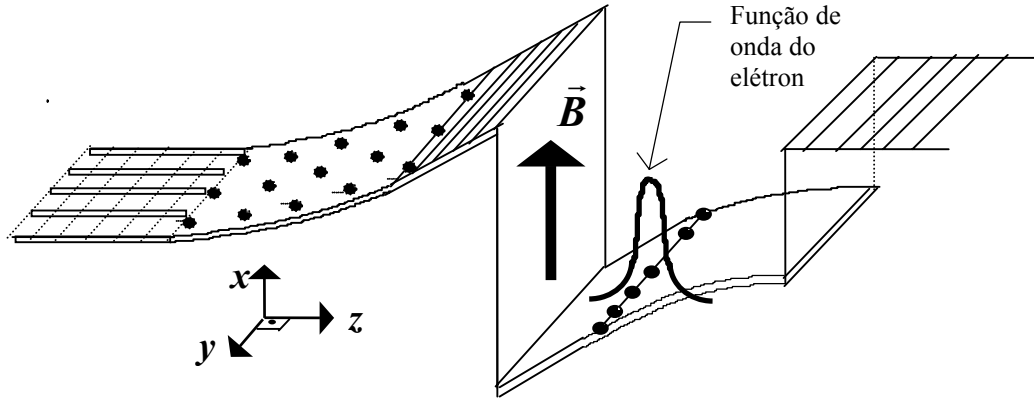


Figura 3.7: Aplicação de um campo magnético planar sobre o poço quântico

Nessas condições, o hamiltoniano de um elétron no AQW é:

$$H = \frac{1}{2m^*} (\vec{p} + e\vec{A})^2 + V(z)$$

onde $V(z)$ é o potencial eletrostático do poço, \vec{p} é o momento linear do elétron e \vec{A} o vetor potencial magnético. Usando o calibre de Landau $\vec{A} = -zB\hat{y}$, a função de onda do elétron pode ser escrita como:

$$\psi(x, y, z) = e^{ik_x x} \cdot e^{ik_y y} \cdot \psi(z)$$

em que $\psi(z)$ é a função de onda que satisfaz a equação de Schrödinger unidimensional:

$$\left[\frac{-\hbar^2}{2m^*} \frac{d^2}{dz^2} + V(z) + \frac{m^* \omega_c^2}{2} (z + k_y l^2)^2 \right] \psi(z) = \left(E - \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m^*} \right) \psi(z)$$

onde $\omega_c = eB/m^*$ é a frequência de ciclotron e $l = \sqrt{\hbar/eB}$ é o comprimento magnético do elétron. Note que o potencial magnético introduzido pelo campo equivale a:

$$V_B(z) = \frac{m^* \omega_c^2}{2} (z + k_y l^2)^2$$

diferindo do potencial de um oscilador harmônico por um termo linear em z . Devido à complexidade da função $V(z)$, a equação diferencial acima deve ser resolvida numericamente. Visando a uma *análise qualitativa*, o oscilador harmônico é uma boa aproximação para o potencial $V(z)$ pois, nesse caso, a equação de Schrödinger apresenta solução analítica. Considerando essa aproximação, temos:

$$V(z) = \frac{m^* \omega_0^2}{2} z^2$$

de modo que a equação de Schrödinger para o elétron pode ser reescrita como:

$$\left[\frac{-\hbar^2}{2m^*} \frac{d^2}{dz^2} + \frac{m^*(\omega_c^2 + \omega_0^2)}{2} z^2 + (\hbar k_y \omega_c) z + \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m^*} \right] \psi(z) = \left(E - \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m^*} \right) \psi(z)$$

transladando-se a origem da coordenada z mediante a seguinte mudança de variáveis:

$$z \rightarrow z + z_0 \quad , \quad \text{em que:} \quad z_0 = \frac{\hbar k_y}{m^*} \left(\frac{\omega_c}{\omega_c^2 + \omega_0^2} \right)$$

obtém-se:

$$\left[\frac{-\hbar^2}{2m^*} \frac{d^2}{dz^2} + \frac{m^*(B)\omega_0^2}{2} z^2 \right] \psi(z) = \left(E - \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m^*} - \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m^*(B)} \right) \psi(z) \quad ; \quad m^*(B) = m^*(1 + \omega_c^2/\omega_0^2)$$

que é idêntica à equação de Schrödinger de um oscilador harmônico de massa $m(B)$ e frequência ω_0 , centrado na nova origem. Assim, os níveis de energia do oscilador harmônico sob a ação de um *campo magnético planar* são dados por:

$$E_n = \left(n + \frac{1}{2} \right) \hbar \sqrt{\omega_0^2 + \omega_c^2} + \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m^*(B)} + \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m^*}$$

de modo que o campo gera um “shift” diamagnético positivo nas sub-bandas de energia do oscilador. Por um outro lado, a superfície de Fermi do oscilador harmônico, que na ausência do campo era circular, passa a ter agora um formato oval cuja razão entre os semi-eixos é $\sqrt{1 + (\omega_c/\omega_0)^2}$. Mais importante ainda é o efeito de depopulação magnética gerado pela diminuição na energia de Fermi do sistema, provocada pelo aumento da massa efetiva do elétron, pois sendo $E_F \propto (m^*/\pi\hbar^2)^{-1}$, tem-se:

$$E_F(B)/E_F(0) = m^*(0)/m^*(B) \quad \Rightarrow \quad E_F(B) = E_F(0) \left[\frac{1}{1 + \alpha^2 B^2} \right]$$

em que $\alpha = e/m^* \omega_0$. Portanto, assumindo-se um comportamento parabólico para o potencial $V(z)$, a energia de Fermi do 2DEG diminui com a intensidade do campo planar da seguinte forma:

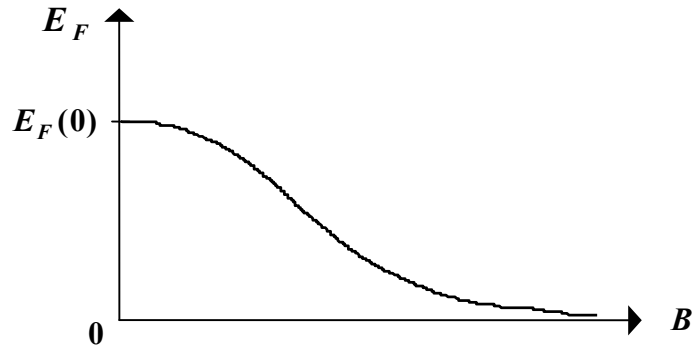


Figura 3.8: Variação da energia de Fermi com o campo planar com uma aproximação parabólica para $V(z)$.

3.4. Singularidade do nível de Fermi (FES)

É um *efeito de muitos corpos* que surge quando se considera a interação entre as partículas que compõem o sistema, isto é, quando se introduz um potencial de interação entre elétron-elétron, buraco-buraco ou elétron-buraco no hamiltoniano do sistema.

Mahan (1967), usando o formalismo da teoria de muitos corpos, investigou a influência da interação coulombiana elétron-buraco sobre a absorção óptica em semicondutores degenerados ou metais, mostrando que, na aproximação “massa de buraco infinita”, os efeitos excitônicos persistem mesmo para um 2DEG de alta densidade, gerando *um estado ligado próximo à energia de Fermi*. Levando-se em conta a resposta dinâmica do mar de Fermi, ou seja, o aparecimento e desaparecimento do par elétron-buraco durante a recombinação óptica, ele mostrou que esse estado tende a desaparecer completamente em sistemas de densidade de portadores (N_S) muito elevada ou em sistemas cujo alargamento natural da energia de Fermi é grande (altas temperaturas, por exemplo). A presença desse estado, oriundo do efeito da interação de

$$E_F(B)/E_F(0) = m^*(0)/m^*(B) \quad \Rightarrow \quad E_F(B) = E_F(0) \left[\frac{1}{1 + \alpha^2 B^2} \right]$$

em que $\alpha = e/m^* \omega_0$. Portanto, assumindo-se um comportamento parabólico para o potencial $V(z)$, a energia de Fermi do 2DEG diminui com a intensidade do campo planar da seguinte forma:

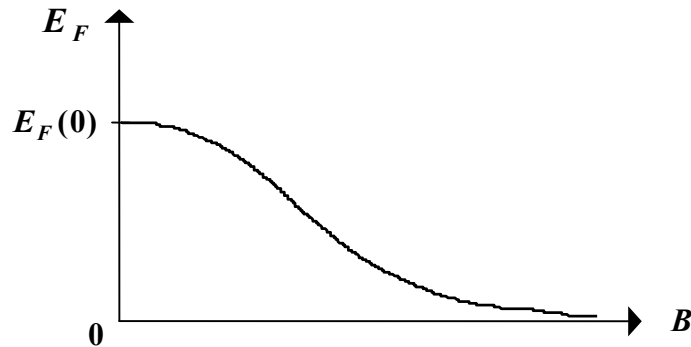


Figura 3.8: Variação da energia de Fermi com o campo planar com uma aproximação parabólica para $V(z)$.

3.5. Singularidade do nível de Fermi (FES)

É um *efeito de muitos corpos* que surge quando se considera a interação entre as partículas que compõem o sistema, isto é, quando se introduz um potencial de interação entre elétron-elétron, buraco-buraco ou elétron-buraco no hamiltoniano do sistema.

Mahan (1967), usando o formalismo da teoria de muitos corpos, investigou a influência da interação coulombiana elétron-buraco sobre a absorção óptica em semicondutores degenerados ou metais, mostrando que, na aproximação “massa de buraco infinita”, os efeitos excitônicos persistem mesmo para um 2DEG de alta densidade, gerando *um estado ligado próximo à energia de Fermi*. Levando-se em conta a resposta dinâmica do mar de Fermi, ou seja, o aparecimento e desaparecimento do par elétron-buraco durante a recombinação óptica, ele mostrou que esse estado tende a desaparecer completamente em sistemas de densidade de portadores (N_S) muito elevada ou em sistemas cujo alargamento natural da energia de Fermi é grande (altas

temperaturas, por exemplo). A presença desse estado, oriundo do efeito da interação de muitos corpos, é denominada *Singularidade do nível de Fermi (FES)* e foi verificada em experimentos de emissão de raios-X em metais alguns anos mais tarde. Em 1987, Skolnick et al. mostraram pela primeira vez que esse efeito pode ser observado também nos espectros de fotoluminescência de poços quânticos (InGaAs-InP) mesmo no limite de alta dopagem. Nesse caso, as flutuações da liga (interface) são cruciais para a observação da singularidade do nível de Fermi pois ao localizarem os buracos, possibilitam a recombinação entre elétrons e buracos de momentos diferentes, bem como a validade da aproximação “massa de buraco infinita”. Mostrou-se também que, devido ao alargamento do nível de Fermi, o efeito desaparece a altas temperaturas.

O potencial de interação entre as partículas impõe correções na energia do sistema, que podem ser divididas em dois grupos distintos: a correção na energia devido à interação elétron-elétron (correção nas auto-energias) e a correção devido a perturbações no sistema originada pelos súbitos “aparecimento e desaparecimento” de pares elétron-buraco (correção de vertex). Um método apropriado para descrever esses fenômenos de muitos corpos é começar pela solução da equação de Schrödinger sem levar em consideração esse potencial (solução de Hartree), incorporando os efeitos de correlação através de correções nas energias do sistema, conforme descrito por Bauer e Ando (1985, 1986) e Kleinman e Miller (1985). Porém, para a maioria dos sistemas bidimensionais, que é o caso do AQW tratado aqui, esse método apresenta sérias dificuldades principalmente por causa da forte intensidade da correlação (Totsuji 1975 e Ando et al. 1982). Assim, como para a maioria dos fenômenos de muitos corpos, têm-se explorado várias alternativas para um tratamento quantitativo do problema. Nesse espírito, Mueller (1990) calculou o espectro de emissão a baixas temperaturas de um semiconductor tipo-n com o nível de Fermi a poucos meV abaixo da segunda sub-banda de condução e_2 . Em seu modelo, devido à grande probabilidade de um elétron em e_1 ser espalhado para e_2 , um elétron forma juntamente com um buraco h da banda de valência, um exciton virtual e_2-h . Esse efeito aumenta enormemente a intensidade da singularidade do nível de Fermi, originando um pico abrupto nas proximidades de E_F , mesmo na ausência população real em e_2 . Mostra-se também, como era de se esperar, que esse pico tende a desaparecer rapidamente com o aumento da temperatura.

3.5. Interação elétron-fonon em sistemas bidimensionais

A natureza da interação entre o elétron e um fonon longitudinal óptico (LO) em sistemas bidimensionais foi amplamente estudada na década de 80. Inicialmente, Holonyak et al. (1979) mostraram que essa interação afeta significativamente as propriedades do 2DEG, sugerindo que o forte acoplamento elétron-fonon verificado por outros autores para o caso 2D (em relação ao caso 3D), se deve à quebra da simetria translacional na direção de crescimento do poço quântico, possibilitando que um elétron no nível de energia n seja espalhado para o nível n' através da interação com um fonon LO. Das Sarma e Madhukar (1980) estudaram a interação elétron-fonon em um poço quântico, no limite de densidade nula, sob a ação de um campo magnético perpendicular às camadas. Eles mostraram que na condição ressonante $\hbar\omega_{LO} = \hbar\omega_c$, denominada “*ressonância polarônica*”, a interação elétron-fonon abre cada nível de Landau do 2DEG (splitting) em dois níveis simétricos, cuja separação é proporcional à intensidade da interação, de modo que essa ressonância se comporta como a de um sistema quântico de dois níveis qualquer, isto é, a interação elétron-fonon quebra a degenerescência entre o estado de um elétron no nível de Landau n com o estado de um elétron no nível $n-1$ **mais um fonon LO**. Sendo mais forte o acoplamento entre dois níveis adjacentes, os efeitos das ressonâncias de ordem superiores ($\hbar\omega_{LO} = N\hbar\omega_c$, $N = 2,3,\dots$) não foram considerados em seus cálculos. Na condição não-ressonante, a interação desloca ligeiramente os níveis de Landau mas sem abri-los

Durante a década de 80, as verificações desse efeito se fizeram basicamente por meio de experimentos de *ressonância de ciclotron*. Porém, esse tipo de experiência apresenta uma limitação quanto à população das sub-bandas pois elevadíssimas intensidades de campos magnéticos seriam requeridas para a observação do splitting no regime de alta concentração de portadores (Larsen 1984). Além disso, a absorção de energia pela rede limita a possibilidade de observação direta da ressonância polarônica (Singleton et al. 1988), podendo haver necessidade do auxílio de cálculos teóricos na análise dos dados (Peeters et al. 1992). O efeito de absorção pela rede pode ser evitado em experimentos envolvendo transições intersub-banda como absorção ou

fotoluminescência, por exemplo (Swierkowski et al. 1978). Entretanto, para concentrações relativamente altas e no limite de campo magnético em que o fator de preenchimento se aproxima de 1, os experimentos de *absorção* deixam a desejar, pois a ocupação das sub-bandas bloqueia a interação elétron-fonon. Nesse caso, Simmonds et al. (1992) mostraram que experimentos de magnetofotoluminescência são os mais apropriados para se investigar os polarons ressonantes pois, ao contrário da alta densidade de estados vazios exigida pelas medidas convencionais de ressonância de ciclotron, nesse tipo de experimento os níveis de Landau são completamente cheios e o acoplamento ressonante ocorre entre os “quasi-buracos” do nível $E_n - \hbar\omega_{LO}$ e do nível E_n seguido da emissão de um fonon LO, originados imediatamente após as transições de fotoluminescência (PL), conforme mostra a figura abaixo.

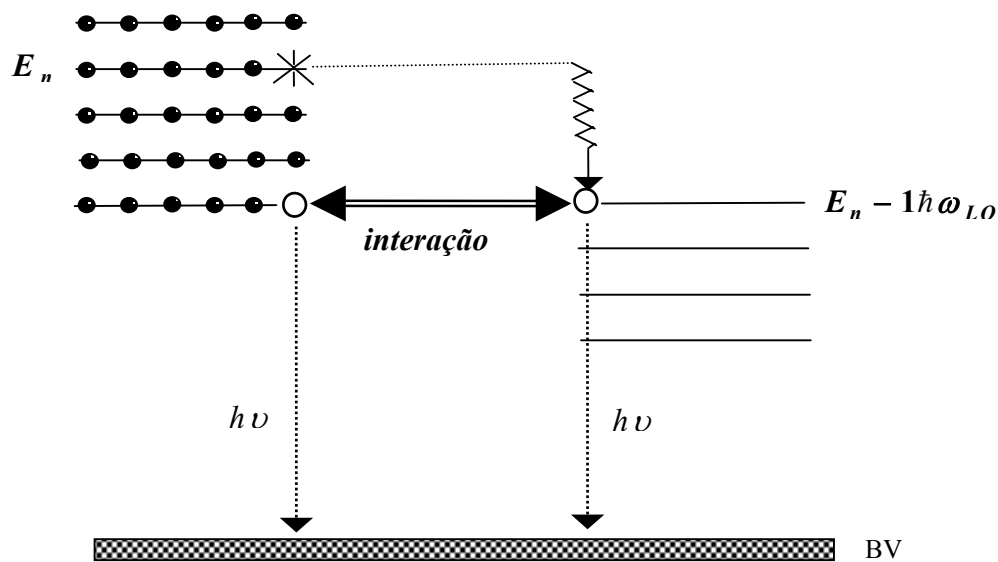


Figura 3.9: Interação ressonante entre os quasi-buracos dos estados finais da transição de PL.

Swierkowski et al. (1995) calcularam o espectro de fotoluminescência na condição de ressonância polarônica de um AQW de alta concentração eletrônica ($1,6 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$) obtendo uma excelente concordância com os resultados experimentais. Eles mostraram que a dopagem elevada é fundamental para a observação desse efeito em experimentos de magnetofotoluminescência, pois a energia de Fermi deve ser superior à energia de um

fonon-LO (36,7 meV para o GaAs) para que ocorra a interação entre os quasi-buracos ilustrados na figura acima.

Capítulo 4: Efeito de polarons ressonantes sobre as oscilações Shubnikov-de Haas ópticas

4.1. Introdução

Perry et al. (1987), estudando os espectros de magnetofotoluminescência de uma estrutura de múltiplos poços quânticos de $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ com modulação de dopagem, com o campo magnético aplicado perpendicularmente às interfaces do poço, observaram anomalias nas energias dos níveis de Landau associadas com intensas oscilações na intensidade do sinal de fotoluminescência (I_{PL}). Eles observaram que essas oscilações eram periódicas em $1/B$ e sugeriram, de uma forma empírica, que elas estariam relacionadas com o cruzamento dos níveis de Landau da primeira sub-banda (e_1) com a segunda sub-banda (vazia), ao invés do nível de Fermi. Kukushkin et al. (1988), investigando a recombinação dos elétrons com os buracos fotoexcitados de uma heteroestrutura $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ com modulação por dopagem, verificaram que a intensidade de fotoluminescência do nível de Fermi oscilava com o mesmo período das oscilações Shubnikov- de Haas (SDH), e que as oscilações magneto-ópticas poderiam ser usadas para se investigar, de uma forma independente, as propriedades eletrônicas da segunda sub-banda (e_2). Tuberfield et al. (1990), usando medidas de magnetofotoluminescência para estudar os platôs Hall fracionários em uma heterojunção com duas sub-bandas ocupadas, observaram que os mínimos na I_{PL} decorrente da recombinação e_2hh_1 , entre elétrons de e_2 e a primeira sub-banda de buracos pesados (hh_1), ocorriam quando um nível de Landau da primeira sub-banda (e_1) se encontrava parcialmente preenchido. Assim, os elétrons de e_1 poderiam ser facilmente espalhados para outros estados promovendo um aumento na interação com os buracos foto-excitados, ou seja, aumentando a superposição das funções de onda dos buracos e dos elétrons de e_1 , prejudicando a transição e_2hh_1 . Em suas amostras (de altíssima mobilidade), não se verificou uma correspondência clara entre as oscilações magneto-ópticas e as oscilações Shubnikov- de Haas. Em uma amostra semelhante, Goldberg et al. (1990) detectaram, para fatores de preenchimento $\nu = 1,2$, a presença de platôs nas energias de recombinação associados a mínimos na transição de PL correspondente à primeira sub-

banda (e_1hh_1), mostrando ser possível, nessas condições, uma substituição total das medidas elétricas em prol de experimentos de magnetofotoluminescência. Chen et al. (1990) realizaram um estudo minucioso das oscilações na intensidade do sinal de fotoluminescência com o campo magnético. Por ter o mesmo período em $1/B$ que as oscilações na resistência elétrica da amostra, as oscilações magneto-ópticas foram denominadas *oscilações Shubnikov- de Haas ópticas* (OSDH). Em seu estudo, eles usaram uma estrutura semicondutora com um poço quântico assimétrico (AQW) em uma amostra de $Al_xGa_{1-x}As/ In_yGa_{1-y}As/GaAs$ cujo nível de Fermi se encontrava a apenas 5 meV *abaixo* da primeira sub-banda excitada (e_2). Eles verificaram que, para campos magnéticos não muito intensos, as oscilações na intensidade de fotoluminescência da transição de e_2hh_1 coincidiam exatamente com as oscilações na resistência elétrica e que aquelas apresentavam uma relação sinal/ruído muitas vezes maior do que essas. Acima de 12 T, a quebra de degenerescência de spin parecia provocar a perda de fase entre as oscilações ópticas e elétricas. Devido à enorme proximidade entre E_F e e_2 , eles atribuíram os picos das oscilações ópticas em e_2hh_1 à *singularidade do nível de Fermi* (FES), um fenômeno pesquisado inicialmente por Mahan em 1967. De acordo com essa teoria, ocorre um aumento súbito na interação elétron-buraco nas proximidades do nível de Fermi. Esses resultados foram verificados em vários trabalhos experimentais, dentre os quais o clássico trabalho de Skolnick et al. (1987) em que se utilizou uma amostra (AQW) com os buracos fortemente localizados em uma das interfaces do poço. Segundo o modelo proposto por Chen et al., o cruzamento de um nível de Landau de e_1 com um exciton de e_2 gera uma hibridização entre esses dois estados possibilitando, como na teoria FES, um aumento na intensidade do elemento de matriz envolvido na superposição entre as funções de onda do buraco e do magneto-exciton. Em síntese, segundo essa interpretação, a interação elétron-buraco deve ser máxima (picos nas OSDH) quando um nível de Landau de e_1 cruzar E_F , de modo que a intensidade do sinal de fotoluminescência de E_F (ou e_2 , pois eles estão muito próximos) deve oscilar em fase com as oscilações Shubnikov- de Haas na magnetoresistência da amostra. Em um comentário a respeito dessa interpretação, Skolnick et al. (1991) sugeriram que a transferência de elétrons de e_1 para e_2 fosse incorporada ao modelo pois, enquanto a relação entre as intensidades dos máximos e mínimos da I_{PL} de e_2 prevista pelos estudos de FES nesses sistemas era de 10-

100:1, a relação observada por Chen et al. era de 1000:1. Driessen et al. (1992) verificaram oscilações tanto na I_{PL} quanto na energia de recombinação de e_2 , que foram atribuídas ao efeito FES e ao efeito alternado de população e de depopulação de e_2 , respectivamente. Em amostras $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ com os buracos ligados a impurezas aceitadoras, Hawrylak et al. (1992) deram continuidade a esse estudo analisando a variação das características dessas oscilações com a concentração de portadores, ou seja, com separação entre E_F e e_2 . No regime de alta densidade, com E_F ligeiramente abaixo de e_2 , eles observaram nítidas descontinuidades nas energias de transição dos níveis de Landau ocupados (fator de preenchimento par) associadas a fortes oscilações ópticas no sinal de fotoluminescência. Cálculos teóricos mostraram que as descontinuidades nas energias de transição se deviam a alterações no potencial autoconsistente do poço em virtude da probabilidade de uma pequena ocupação de e_2 , conforme previsto por Mueller (1990), e as oscilações magneto-ópticas correspondentes a e_2 eram oriundas da combinação de dois fatores: efeito de população de e_2 e FES, que já havia sido sugerido anteriormente por Skolnick et al (1991). Por um outro lado, no regime de baixa concentração eletrônica, eles observaram fracas oscilações magneto-ópticas em e_2 (devido aos elétrons foto-excitados) de período igual a $\Delta/\hbar\omega_c$, em que Δ é a separação entre as sub-bandas e $\hbar\omega_c$, a separação entre dois níveis de Landau de e_1 consecutivos. Em experiências de magnetofotoluminescência *resolvida no tempo*, M. Dahl et al. (1992) estudaram uma heterojunção simples de alta mobilidade ($\approx 10^6 \text{cm}^2/\text{Vs}$) analisando a influência da blindagem e da localização dos buracos sobre as intensidades das transições ópticas. Eles concluíram que um aumento no tempo de vida dos buracos foto-excitados, decorrente de efeitos de blindagem e de localização, provocava uma diminuição na I_{PL} da transição e_1hh_1 , seguida de um aumento na intensidade de fotoluminescência da transição e_2hh_1 . Entretanto, tais efeitos são relevantes apenas a baixíssimas temperaturas ($T < 2 \text{ K}$) e por isso são insuficientes para explicar a origem das OSDH, que podem ser observadas até pelo menos em $T = 10 \text{ K}$ (Chen et al. 1991). Estudando os processos de relaxação em uma heterojunção simples no regime de altos campos magnéticos, Stepniewski et al. (1994) observaram que a I_{PL} de e_2hh_1 e e_1hh_1 oscilam em oposição de fase, e que os processos de relaxação não-radioativos aumentam drasticamente quando E_F se encontra nos estados localizados entre dois níveis de Landau consecutivos. Investigando uma

amostra idêntica à de Chen et al., *exceto por uma pequena ocupação de e_2* (nível de Fermi ligeiramente acima do fundo de e_2), Alves et al. (1996) observaram OSDH em e_1 e e_2 , periódicas em $1/B$, rigorosamente em oposição de fase entre si.

Em nenhum dos casos discutidos acima havia uma perfeita correspondência entre as oscilações ópticas e as oscilações Shubnikov- de Haas, de modo que tanto a interpretação baseada na singularidade do nível de Fermi quanto os efeitos de população em e_2 careciam de uma análise mais detalhada.

Paralelamente a esses estudos, investigava-se também o efeito da interação elétron-fonon longitudinal óptico (e-LO ou polaron) sobre as transições magneto-ópticas em sistemas bidimensionais. Na década de 70, já havia fortes evidências experimentais de que a interação e-LO altera significativamente as propriedades do 2DEG confinado em poços quânticos (Manuel et al. 1976, Sai-Halasz et al. 1978). Conjecturava-se, inclusive, que a natureza dessa interação era completamente diferente da já investigada interação para os sistemas tridimensionais (“bulk”). Especulou-se que o aumento na interação e-LO em sistemas 2D em relação a 3D se devia à quebra da invariância translacional na direção de crescimento do poço, que poderia abrir vários canais para os fonons, outrora inativos devido às regras de seleção impostas pela conservação do momento linear (Holonyak et al 1979). Em seguida, Das Sarma e Madhukar (1980) e Larsen (1984) realizaram um meticuloso estudo teórico da interação e-LO em sistemas bidimensionais na presença de campos magnéticos aplicados perpendicularmente às interfaces do poço quântico. Nesse trabalho, o Hamiltoniano do sistema foi dividido em três partes: i) Hamiltoniano devido ao campo magnético (níveis de Landau), ii) Hamiltoniano dos fonons ($\hbar\omega_{LO}$) e iii) interação entre os níveis de Landau e os fonons LO, onde se considerou a probabilidade de um elétron ser espalhado de um nível de Landau l de uma sub-banda n para um nível de Landau l da sub-banda n' . Sem essa interação, um elétron no estado (n, l) é degenerado com um elétron no estado $(n, l-N)$ mais um fonon de energia $\hbar\omega_{LO} = N\hbar\omega_c$, onde $\hbar\omega_c$ é a separação entre dois níveis de Landau adjacentes. Os cálculos mostram que a interação e-LO quebra essa degenerescência abrindo o nível degenerado em dois níveis simétricos (“splitting”), conforme mostra a figura 4.1, possibilitando a investigação experimental desse efeito por meio de medidas ópticas, como ressonância ciclotrônica por exemplo (Beinvogl e Koch, 1978). Mostrou-se

também que a ressonância é máxima para níveis adjacentes, isto é, quando $\hbar\omega_{LO} = \hbar\omega_c$. Na situação não-ressonante, a interação e-LO provoca apenas um pequeno deslocamento coletivo dos níveis de energia. Nos cálculos de Das Sarma e Madhukar (1980) e Larsen (1984), foram desprezadas as interações elétron-elétron, polaron-polaron, bem como o efeito de blindagem da interação e-LO sobre o “splitting” ressonante, de modo que sua

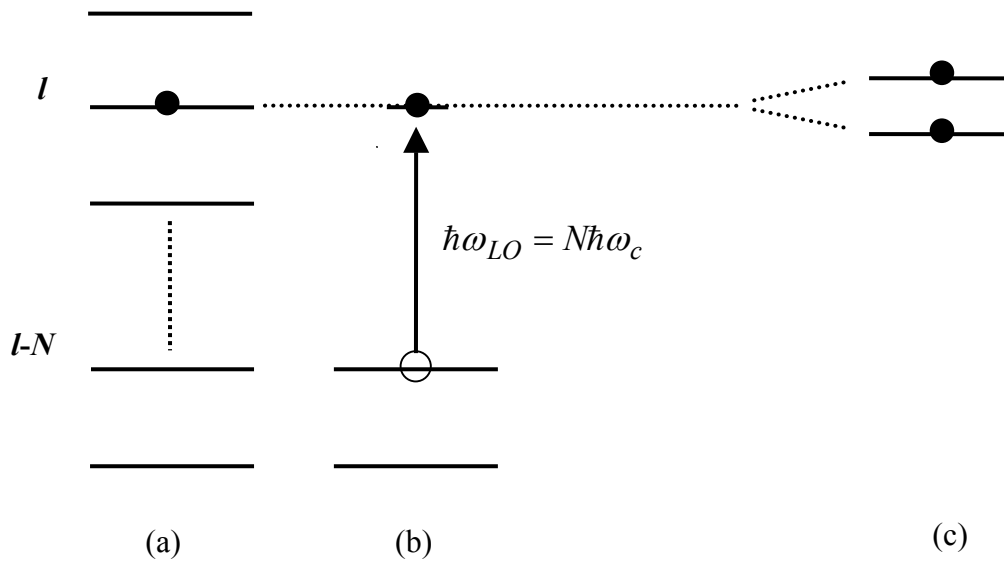


Figura 4.1: (a) Níveis de Landau do sistema.
 (b) Transição de um elétron do nível $l-N$ para o nível l mediante a absorção de um fonon LO de energia igual a $\hbar\omega_{LO} = N\hbar\omega_c$.
 (c) Quebra de degenerescência do nível l devido à interação elétron-fonon.

validade fica restrita a sistemas de densidade de carga nula. Langerak et al. (1988) e Xioguang et al. (1989) mostraram que experimentos de ressonância ciclotrônica em sistemas bidimensionais de alta densidade eletrônica são ineficientes para a observação da interação polarônica pois, nesse regime, não haveria estados disponíveis ao espalhamento eletrônico. Por um outro lado, investigando o espectro de um poço quântico assimétrico em uma amostra $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}/\text{GaAs}$, Simmonds et al. (1992) mostraram que os efeitos de ocupação não interferem nos experimentos de magneto-fotoluminescência, onde a interação e-LO se dá entre os quasi-buracos

resultantes da recombinação dos elétrons do nível l e do nível $l + N$ seguido da emissão de um fonon LO (ver a figura 2.9). Swierkowski et al. (1995) calcularam o “splitting” das energias de transição de fotoluminescência devido à interação polarônica, obtendo uma excelente concordância com os resultados experimentais. Nesse trabalho, mostrou-se que na condição de ressonância polarônica ($\hbar\omega_{LO} = N\hbar\omega_c$), a interação e-LO provoca fortes anomalias nas energias dos níveis de Landau do 2DEG.

Ikawa et al. (1996), estudando um poço quântico assimétrico similar àquele estudado por Chen et al. (1990), observaram a presença dos “splitting” nos espectros de magnetofotoluminescência na condição de ressonância polarônica e que a intensidade do pico de PL da transição e_2hh_1 oscila sempre que o nível de Fermi entra em ressonância com a sub-banda e_2 .

Entretanto, em nenhum estudo se investigou o efeito da interação elétron-fonon sobre as oscilações magneto-ópticas da *intensidade* do sinal de PL (OSDH). Simmonds et al (1992) observaram a presença dessas oscilações mas adiaram sua interpretação para um trabalho futuro. No presente trabalho, estuda-se a influência da interação e-LO sobre as oscilações Shubnikov- de Haas ópticas. A amostra utilizada foi um AQW de $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}/\text{GaAs}$ com concentração de dopagem alta, em que a segunda sub-banda eletrônica é levemente ocupada. Os resultados mostram a presença de vários níveis de Landau de e_1 e e_2 , bem como recombinações dos níveis de Landau de e_2 com a emissão de um fonon LO. As intensidades de PL de e_1 e e_2 oscilam periodicamente em $1/B$ em oposição de fase. Verificou-se que o período das oscilações ópticas é um pouco menor do que o das oscilações Shubnikov- de Haas elétricas, de modo que a determinação da concentração de portadores do 2DEG por meio de medidas ópticas é sensivelmente super-estimada. Mostra-se que a origem das oscilações magneto-ópticas desse sistema está relacionada com a interação e-LO pois os mínimos das intensidades de PL de e_2 ocorrem na condição de ressonância polarônica ($\hbar\omega_{LO} = N\hbar\omega_c$). Nessa condição, antes de se recombinar com o buraco pesado (hh_1), um elétron em um nível de Landau excitado decai para o nível fundamental de e_2 com a emissão de um fonon LO. Assim, os elétrons de e_2 próximos ao nível de Fermi são espalhados pelos fonons provocando uma diminuição na intensidade de PL, isto é, mínimos nas oscilações magneto-ópticas no nível de Landau fundamental de e_2 . Devido ao número limitado de

buracos foto-excitados, a interação e_2 -LO aumenta a disponibilidade de buracos para a recombinação da sub-banda e_1 , explicando a defasagem entre as oscilações ópticas de e_1 e e_2 . Essa nova interpretação, em que a inibição da intensidade de PL da transição e_2hh_1 ocorre devido ao espalhamento por fonons, é respaldado pela variação da largura de linha com o campo magnético pois verifica-se que a largura a meia altura do pico de PL de e_2 é máxima na condição de ressonância polarônica.

4.2. Aparato experimental

Estudou-se uma amostra semicondutora com um poço quântico assimétrico (AQW) do tipo n - $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}/\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}/\text{GaAs}$ de 200 Å de largura, crescida por MBE. As densidades eletrônicas bidimensionais a 2 K do 2DEG, obtida das oscilações Shubnikov-de Haas elétricas no escuro, são iguais a $n_1 = 1,21 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$ para a primeira sub-banda e $n_2 = 0,55 \times 10^{11} \text{cm}^{-2}$ para a segunda sub-banda eletrônica. Mediante as concentrações eletrônicas bidimensionais das duas sub-bandas e as posições em energia dos picos de fotoluminescência das transições e_1hh_1 e de e_2hh_1 , calculou-se que a energia de Fermi do gás de elétrons bidimensional confinado nesse poço quântico se localiza em torno de 5 meV acima de e_2 . As medidas de resistência elétrica e as de magnetofotoluminescência foram feitas a uma temperatura de 2 K, usando-se um magneto supercondutor com o campo magnético variando de 0 a 15 T, orientado perpendicularmente à superfície da amostra. Os contactos elétricos da amostra foram confeccionados através da deposição manual de In na periferia da amostra segundo a geometria de ponte e, em seguida, difundidos sob uma temperatura de aproximadamente 350 K. Nas medidas de magnetofotoluminescência, usou-se 180 mW de potência de um laser de Argônio com emissão em 5145 Å cuja luz foi guiada por meio de uma fibra óptica até a amostra, localizada no interior do magneto supercondutor. Devido às perdas de potência no acoplamento laser-fibra e ao longo da própria fibra óptica, estima-se que a intensidade do laser sobre a amostra seja da ordem de 1W/cm^2 . O sinal de fotoluminescência foi coletado por três fibras ópticas e detectado por uma câmara CCD, variando-se o campo magnético de 0.1 em 0.1 T. Sob a iluminação do laser, a densidade eletrônica bidimensional em $T = 1.5 \text{K}$ do gás bidimensional de elétrons aumentou para $1,56 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$ ($n_1 = 1,44 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$ e $n_2 = 1,20 \times 10^{11} \text{cm}^{-2}$).

4.3. Resultados e discussão

A figura 4.2 mostra uma sequência de espectros de fotoluminescência (PL) em $T = 1.5$ K para alguns valores da intensidade do campo magnético em torno de 8 T, campo em que a intensidade de fotoluminescência da transição e_2hh_1 passa por um mínimo. No detalhe da figura, tem-se o espectro levantado em $B = 0$, onde se observa as transições de PL entre a banda de buracos e a primeira (e_1) e segunda (e_2) sub-bandas eletrônicas. Em $B = 0$, a intensidade de e_2 é seis vezes maior do que a de e_1 . Essa enorme diferença se deve à acentuada superposição entre as funções de onda dos buracos e dos elétrons de e_2 , uma característica típica desses poços quânticos assimétricos. O prolongado ombro em energias acima de 1415 meV se deve à intensificação da recombinação dos elétrons com energias próximas da energia de Fermi (E_F), provavelmente originada pela quebra da conservação do momento linear em virtude da localização dos buracos nas rugosidades da interface InGaAs/GaAs, possibilitando que elétrons fotoexcitados com energia bem acima da energia de Fermi também se recombinem. Devido ao pequeno número de buracos foto-excitados, a intensidade de PL é praticamente independente das concentrações de e_1 ou e_2 , dependendo basicamente da superposição entre as funções de onda dos elétrons e buracos. Porém, a sequência de espectros mostra que tais intensidades variam consideravelmente com o campo magnético. Entre 7.2 e 8.8 T, observa-se claramente que as intensidades de PL de e_1 e e_2 oscilam em oposição de fase, com o ponto crítico (mínimo na intensidade de PL) localizado em torno de 8.0 T, onde a intensidade de fotoluminescência da transição e_2 é apenas duas vezes maior do que a de e_1 . Em $B = 8.8$ T, a razão entre as intensidades de fotoluminescência de e_2 e e_1 praticamente recupera o seu valor original. Torna-se claro então que há algum mecanismo concorrendo com a superposição das funções de onda e agindo no sentido de inibir a transição de e_2 em benefício de e_1 acima de 8 T. Conforme será mostrado mais adiante, a intensidade integrada (área) do pico correspondente à transição de e_2hh_1 preserva esse comportamento oscilatório. A figura 4.2 exibe também a presença de alguns níveis de Landau tanto da sub-banda e_1 quanto da sub-banda e_2 , bem como a presença de um significativo ombro à direita de e_1 em torno de $B = 8$ T que, conforme se discute mais adiante, se deve a um nível de Landau mais energético seguido da emissão de um fonon óptico.

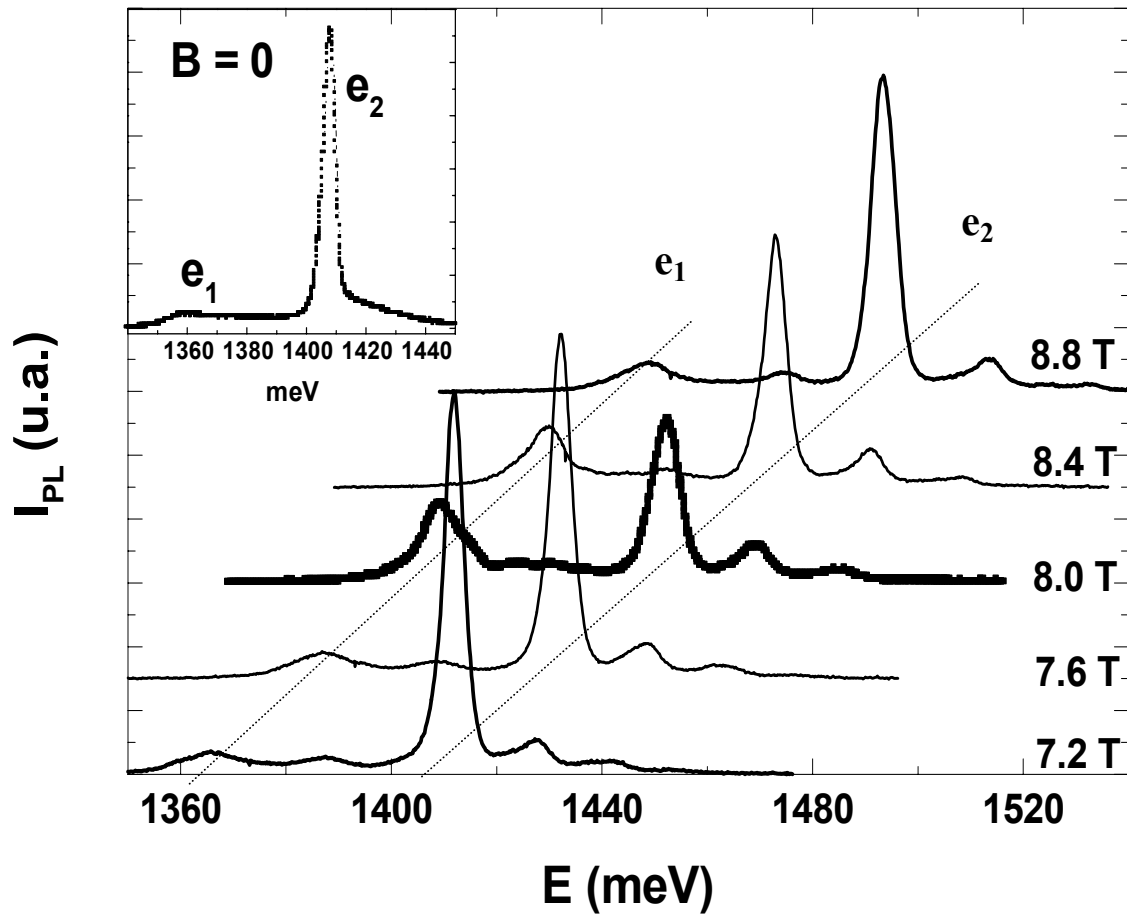


Figura 4.2: Espectros de fotoluminescência em $T = 1.5$ K para diversas intensidades de campo magnético. As linhas pontilhadas mostram os deslocamentos dos picos de PL com o campo magnético. No detalhe, o espectro em $B = 0$.

A figura 4.3 mostra mais claramente as oscilações nas intensidades de fotoluminescência (I_{PL}) das duas sub-bandas. Ela mostra também as oscilações Shubnikov- de Haas na resistência elétrica (R_{xx}) e os platôs Hall na resistência elétrica transversal (R_{xy}). Todas as medidas foram realizadas a 1.5 K sob iluminação do laser. O comportamento monotônico crescente observado nos mínimos das oscilações em R_{xx} se deve provavelmente à criação de um canal de condução paralelo, excitado pelo laser. As oscilações em e_2 estão em anti-fase com as oscilações em e_1 , evidenciando o caráter

competitivo entre essas transições, em virtude da limitada densidade de buracos foto-excitados. As oscilações em R_{xx} , $I_{PL}(e_1)$ e $I_{PL}(e_2)$ são periódicas em $1/B$, com o período das oscilações ópticas ligeiramente menor do que o das elétricas. As oscilações elétricas em R_{xx} estão levemente deslocadas para menores valores de campo magnético em relação às oscilações ópticas em e_2 .

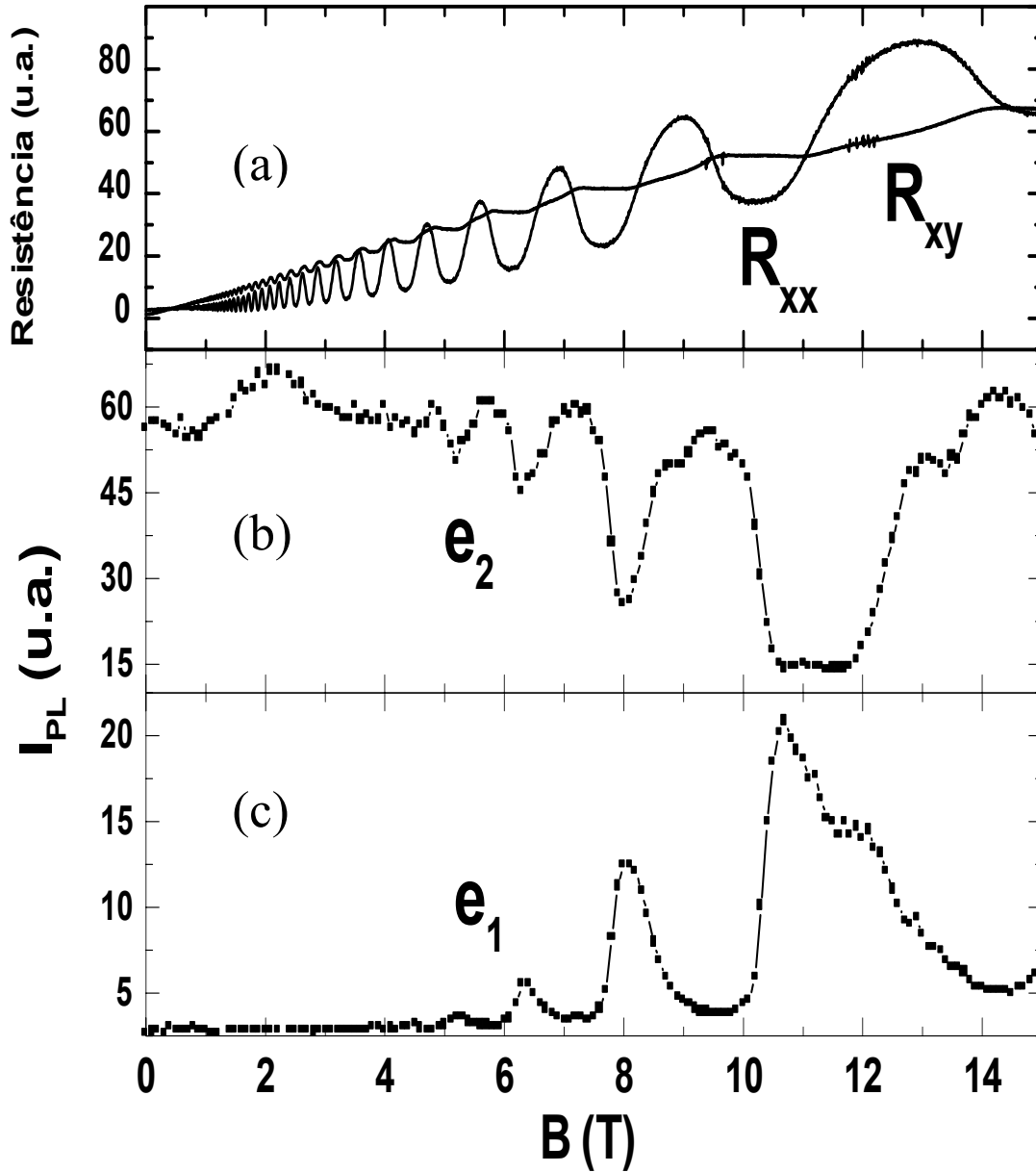


Figura 4.3:a) Platôs Hall na resistência transversal (R_{xy}) e oscilações Shubnikov-de Haas na resistência longitudinal (R_{xx}). Oscilações ópticas nos níveis fundamentais de e_2 (b) e de e_1 (c) em $T = 1.5K$.

Este resultado não é coerente com o mecanismo de transferência eletrônica sugerido por Skolnick et al. (1991), que prevê que os máximos nas oscilações ópticas de e_2 ocorrem quando um nível de Landau de e_1 cruza o nível fundamental de e_2 . Se assim fosse e considerando que o nível de Fermi se localiza um pouco acima da segunda sub-banda (levemente populada), as oscilações em R_{xx} deveriam estar deslocadas para maiores valores de B em relação às oscilações em e_2 .

Esse resultado não concorda também com o modelo de Chen et al. (1990), em que as oscilações magneto-ópticas em e_2 seriam oriundas do cruzamento de um nível de Landau de e_1 com um exciton de e_2 , gerando, como na teoria de muitos corpos (Singularidade do nível de Fermi), um aumento na intensidade do elemento de matriz envolvido na transição entre os buracos e o magneto-exciton. De acordo com esse modelo, as oscilações ópticas em e_2 deveriam estar rigorosamente em fase com as oscilações elétricas, o que não se verifica na figura 4.3. Além disso, era de se esperar que o efeito de singularidade do nível de Fermi desaparecesse em sistemas em que a segunda sub-banda se encontra populada, isto é, o estado ligado proveniente desse efeito se localizaria dentro da própria sub-banda e_2 .

Observa-se que os mínimos em e_2 , ou máximos em e_1 , se localizam em $B = 4.5, 5.3, 6.3$ e 8.1 T. Entre 10.5 e 12.0 T, verifica-se a superposição entre dois mínimos de e_2 associados a um máximo e a um pronunciado ombro em e_1 , localizados aproximadamente em 10.7 e 11.7 T. Outros dois proeminentes ombros são observados em torno de 9.0 e 13 T nas oscilações de e_2 . Verifica-se ainda que os máximos de e_2 e mínimos de e_1 tendem a recuperar periodicamente os seus valores a campo zero. O comportamento crescente, aproximadamente linear, superposto às oscilações da I_{PL} de e_1 pode ser explicado com base na relação linear entre a densidade de estado de um nível de Landau e a intensidade do campo magnético ($D_L = 2eB/h$). Um outro fator a ser considerado é a renormalização do poço de potencial com o aumento do campo magnético, pois a transferência de elétrons dos níveis próximos à energia de Fermi para os níveis de Landau inferiores possibilitam um aumento na superposição entre as funções de onda dos buracos e dos elétrons do nível fundamental de e_1 . Não se sabe ainda a origem do pico na I_{PL} de e_2 em torno de $B = 2.0$ T pois ele não é compensado por um mínimo na I_{PL} de e_1 , conforme

discutido anteriormente. Entretanto, verifica-se que a intensidade *integrada* de magnetofotoluminescência da transição e_2hh_1 (área sob o pico de PL de e_2) não apresenta essa anomalia, uma vez que esse aumento na I_{PL} há é acompanhado por uma diminuição da largura de linha de e_2 nessa região de campo magnético, como será visto mais adiante.

A figura 4.4 mostra as posições em energia das diversas transições observadas no espectro de magnetofotoluminescência entre 0 e 15 T, em $T = 1.5$ K. As retas pontilhadas, traçadas manualmente para “guiar os olhos”, representam as posições dos níveis de Landau da primeira e da segunda sub-bandas em função da intensidade do campo magnético.

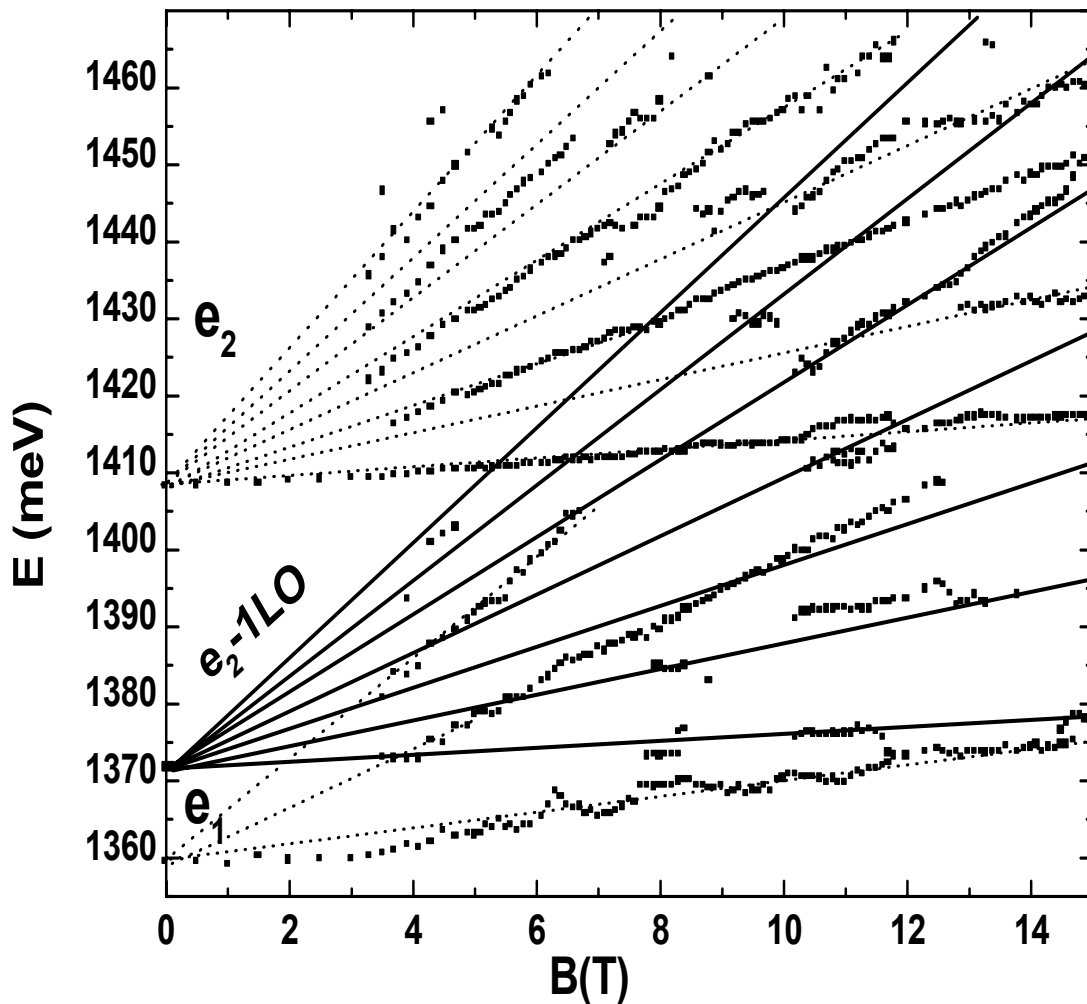


Figura 4.4: Posições das linhas de PL associadas aos níveis de Landau da primeira sub-banda (e_1), da segunda sub-banda (e_2), e das linhas de polaron ($e_2 - 1LO$) da segunda sub-banda, em $T = 1,5$ K.

A pequena separação entre as duas sub-bandas (48 meV) permite a detecção de apenas três níveis de Landau de e_1 . A variação em energia desses níveis de Landau com o campo magnético corresponde às massas $m_e = 0,067m_0$ e $m_h = 0,152m_0$ para os elétrons e buracos pesados, respectivamente, em que m_0 representa a massa do elétron livre. Esses resultados estão em ótimo acordo com os valores das massas citados na literatura para o poço quântico da estrutura $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}/\text{In}_{0,1}\text{Ga}_{0,9}\text{As}/\text{GaAs}$ (Swierkowski et al. 1995). Alguns níveis de Landau da segunda sub-banda só são resolvidos para campos magnéticos elevados pois a separação $\hbar\omega_c$ entre dois níveis adjacentes é muito pequena. Por um outro lado, apesar de E_F estar em torno de apenas 5 meV acima de e_2 , a elevada intensidade do laser permite a observação de vários níveis de Landau da segunda sub-banda. As linhas cheias da figura 4.4, aqui denominadas *linhas de polarons*, correspondem às linhas pontilhadas de e_2 subtraídas da energia de um *fonon longitudinal óptico* do GaAs (36,7 meV), isto é, representam as energias de transição dos níveis de Landau de e_2 para os níveis de buracos pesados acompanhados da emissão de um fonon longitudinal óptico, conforme esquematizado na figura 3.9.

A figura 4.4 mostra que as linhas de polaron ($e_2 - 1\text{LO}$) afetam significativamente as posições dos níveis de Landau das sub-bandas, uma consequência direta da interação elétron-fonon discutida anteriormente. As flutuações observadas nas energias de recombinação do nível fundamental de e_1 devem estar associadas às interações dos elétrons desse nível com as linhas de polaron $e_1 - 1\text{LO}$ (Simmonds et al. 1992, Swierkowski et al. 1995). Porém, a excessiva largura de linha do nível fundamental de e_1 impossibilitou a identificação das linhas de polaron dessa sub-banda. O efeito da interação polarônica se mostra mais efetivo entre 10.5 e 12.0 T, em torno de 1415 meV, onde a quebra de degenerescência provocada pela interação entre a quarta linha de polaron e o nível fundamental de e_2 gera um acentuado “splitting” na energia de transição de PL associada a esse nível.

Os cruzamentos das linhas de polaron $e_2 - 1\text{LO}$ com o nível fundamental de e_2 (ressonância polarônica) ocorrem em torno de $B = 5.3, 6.3, 8.1, 10.7$ e 11.7 T, que são as mesmas intensidades de campo magnético em que se verificam os *mínimos* nas oscilações magneto-ópticas da intensidade de PL associada ao nível fundamental de e_2 , conforme pode ser observado na figura 4.5. Tal coincidência é uma forte evidência de que as

oscilações magneto-ópticas na intensidade de PL têm origem relacionada à interação elétron-fonon. Essa interpretação sugere um mecanismo muito simples, em que a emissão ou absorção de fonons LO é reforçada na condição de ressonância polarônica, $\hbar\omega_{LO} = N\hbar\omega_c$, age portanto como um eficiente canal de espalhamento para os elétrons do nível fundamental de, acarretando uma diminuição na intensidade de PL correspondente a esse nível. Devido ao limitado número de buracos fotoexcitados, tal redução deve ser acompanhada por um aumento na I_{PL} do nível fundamental de e_1 , explicando a diferença de fase de π entre essas duas oscilações magneto-ópticas. Assim, se as oscilações *ópticas* e *elétricas* estão relacionadas com o cruzamento do nível de Fermi (próximo do nível fundamental de e_2) pelas *linhas polarônicas* $e_2 - 1LO$ e as *linhas associadas aos níveis de Landau* de e_1 , respectivamente, as fases das oscilações elétricas e ópticas só coincidiriam se as inclinações dessas linhas fossem idênticas.

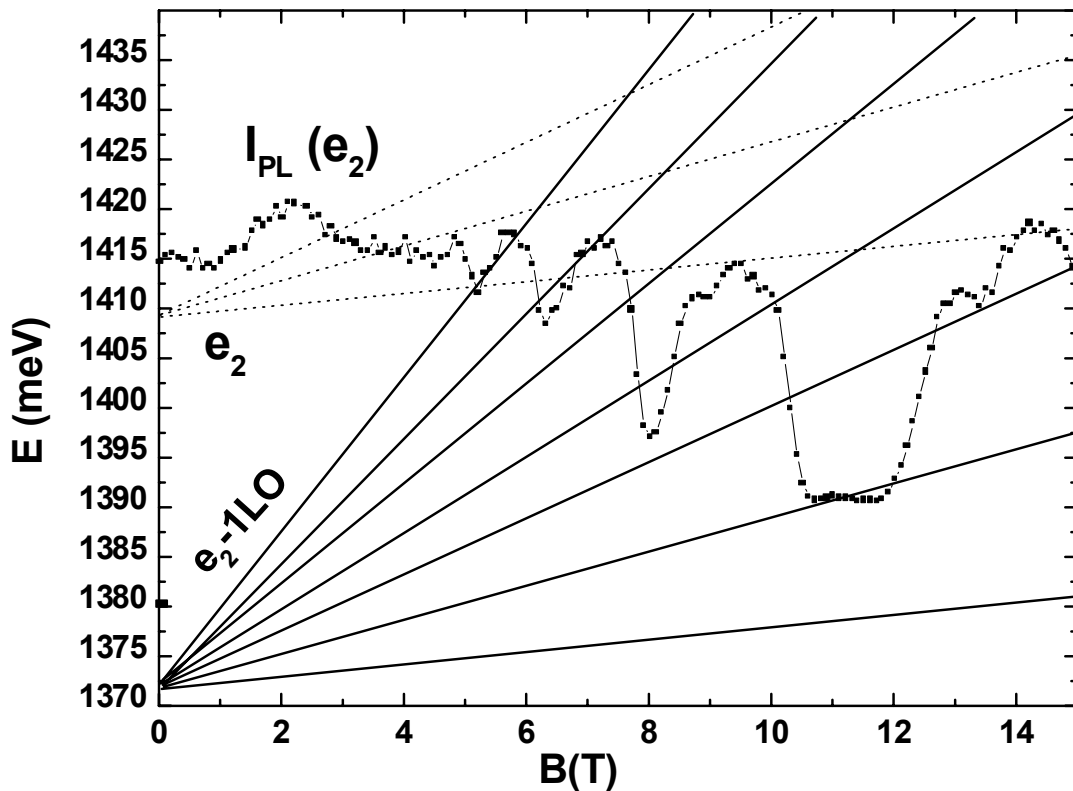


Figura 4.5: Comparação entre os níveis de Landau e as linhas polarônicas de e_2 com as oscilações na intensidade de PL do nível fundamental de e_2 .

A figura 4.6 mostra os espectros de fotoluminescência em $T = 1.5$ K, ao longo de uma região de campo magnético em que a I_{PL} do nível de Landau fundamental de e_2 passa por um mínimo. Comparando-se essa figura com a figura 4.4, várias transições podem ser identificadas em $B = 10.7$ T: e_1 e e_2 correspondem às transições dos níveis de Landau fundamentais da primeira e segunda sub-bandas, respectivamente. As transições **A** e **B** correspondem às duas primeiras linhas polarônicas. A transição **C** está associada à terceira linha polarônica degenerada com o segundo nível de Landau de e_1 , conforme pode-se observar na evolução da sequência de espectros. A transição **D**, identificada por

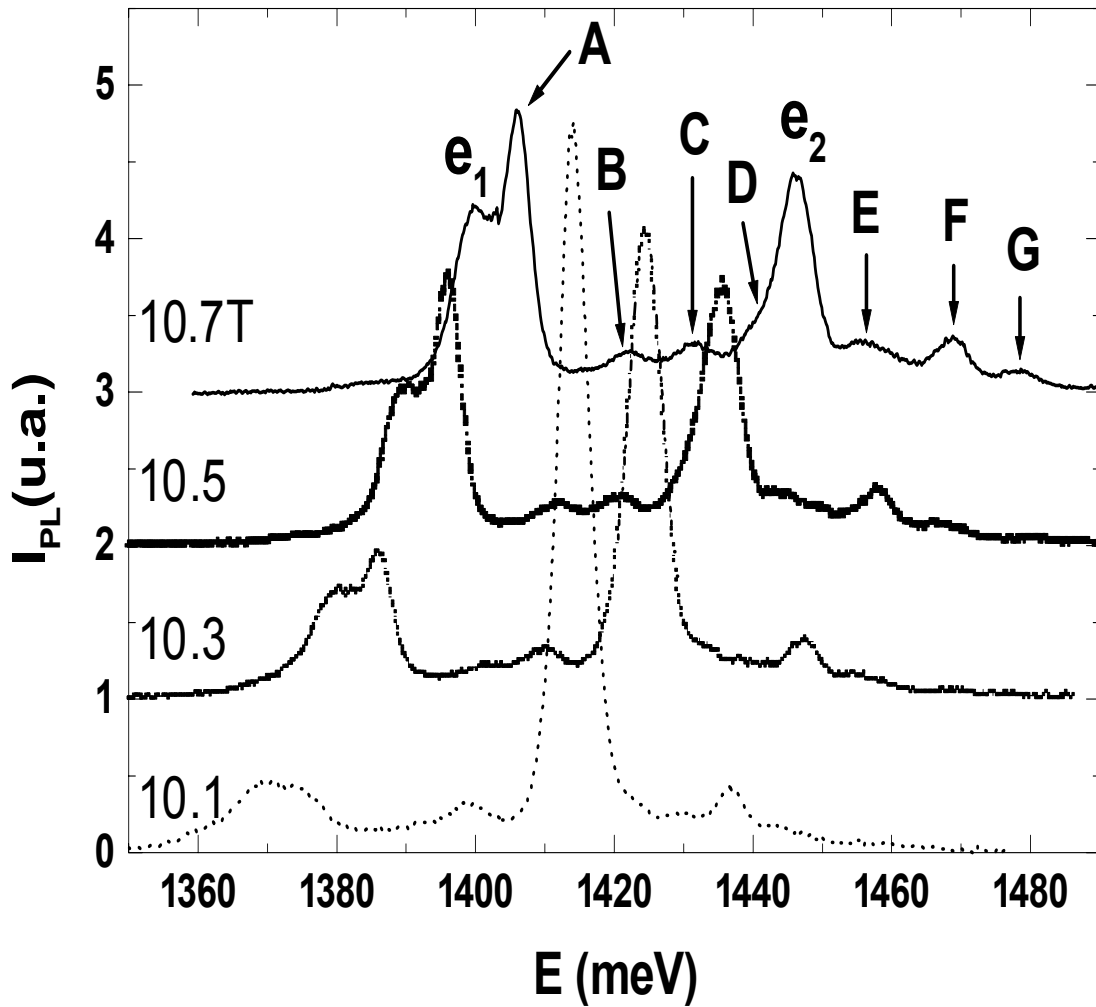


Figura 4.6: Espectros de fotoluminescência, em $T = 1.5$ K, em $B = 10.1, 10.3, 10.5$ e 10.7 T. Várias transições podem ser identificadas em $B = 10.7$ T

um simples ombro na linha de PL de e_2 , corresponde à quarta linha polarônica, cuja degenerescência com o nível fundamental de e_2 é fortemente quebrada pela interação elétron-fonon. Finalmente, as linhas **E**, **F** e **G** correspondem à quinta, sexta e sétima linhas polarônicas, degeneradas com o segundo, terceiro e quarto níveis de Landau de e_2 , respectivamente. Essas linhas polarônicas, bem como os níveis de Landau da primeira e da segunda sub-bandas se encontram esquematizados na figura 4.7. Na ressonância polarônica (10.7 T), devido ao espalhamento por fonons dos elétrons próximos ao nível de Fermi, a I_{PL} do nível fundamental de e_2 é reduzida em favor das outras transições. Porém, essa redução beneficia principalmente a I_{PL} da *primeira linha* polarônica (**A**), que chega a superar as intensidades dos níveis fundamentais de e_1 e de e_2 . Isto se deve, provavelmente, à forte superposição entre a função de onda dos buracos e a dos elétrons da segunda sub-banda pois a transição **A** é originada da recombinação dos elétrons do nível fundamental de e_2 , após a emissão de um fonon LO.

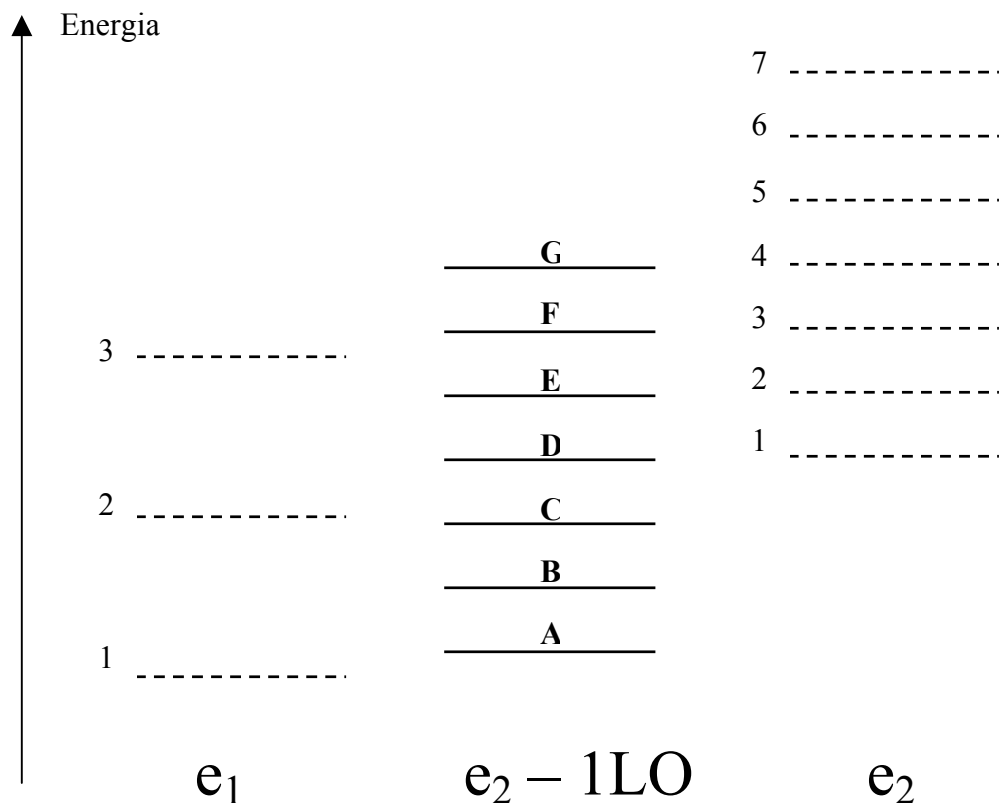


Figura 4.7: Esquema representativo dos níveis de Landau da primeira e da segunda sub-bandas, bem como das linhas polarônicas $e_2 - 1LO$ da segunda sub-banda, na condição de ressonância em $B = 10.7 \text{ T}$.

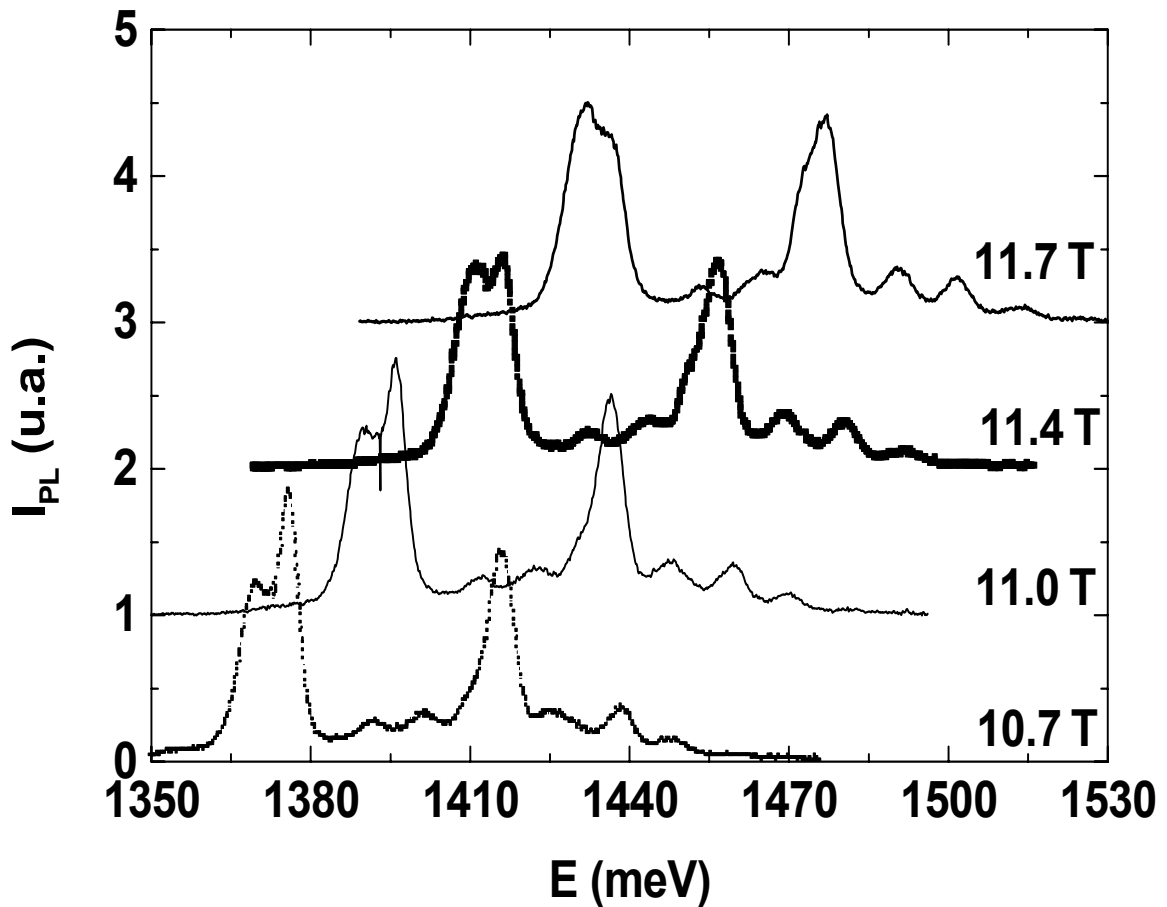


Figura 4.8: Espectros de fotoluminescência, em $T = 1.5$ K, em $B = 10.7, 11.0, 11.4$ e 11.7 T.

A figura 4.8 mostra que entre $B = 10.7$ T e $B = 11.7$ T, a intensidade da transição correspondente à primeira linha polarônica (transição A da figura 4.6) diminui em favor das demais. Fora isso, o espectro de PL praticamente não se modifica nessa faixa de campo magnético, reforçando a interpretação de que os mínimos na intensidade de fotoluminescência do nível fundamental de e_2 se devem ao aumento do espalhamento por fonons LO na condição de ressonância polarônica pois, para essas intensidades de campo, a ressonância polarônica entre o nível fundamental da segunda sub-banda e a *quarta* linha polarônica também se estende até aproximadamente $B = 12.0$ T (Note na fig. 4.4 o acentuado splitting em torno de 1415 meV).

A figura 4.9 mostra a evolução do espectro de fotoluminescência entre $B = 11.4$ T e $B = 12.6$ T, região de campo magnético em que a ressonância polarônica deixa de ocorrer (ver a figura 4.4). Em virtude da quebra de degenerescência provocada pela interação elétron-fonon LO, mesmo em $B = 11.7$ T podem-se observar as transições correspondentes à primeira e quarta linhas polarônicas (A e D), identificadas pelos ombros localizados adiante da transição e_1 e anterior à transição e_2 , respectivamente. Porém, em $B = 12.0$ T, campo em que as linhas de polaron não estão mais em ressonância com os níveis de Landau da sub-banda e_2 , as transições de PL associadas às linhas polarônicas praticamente desaparecem.

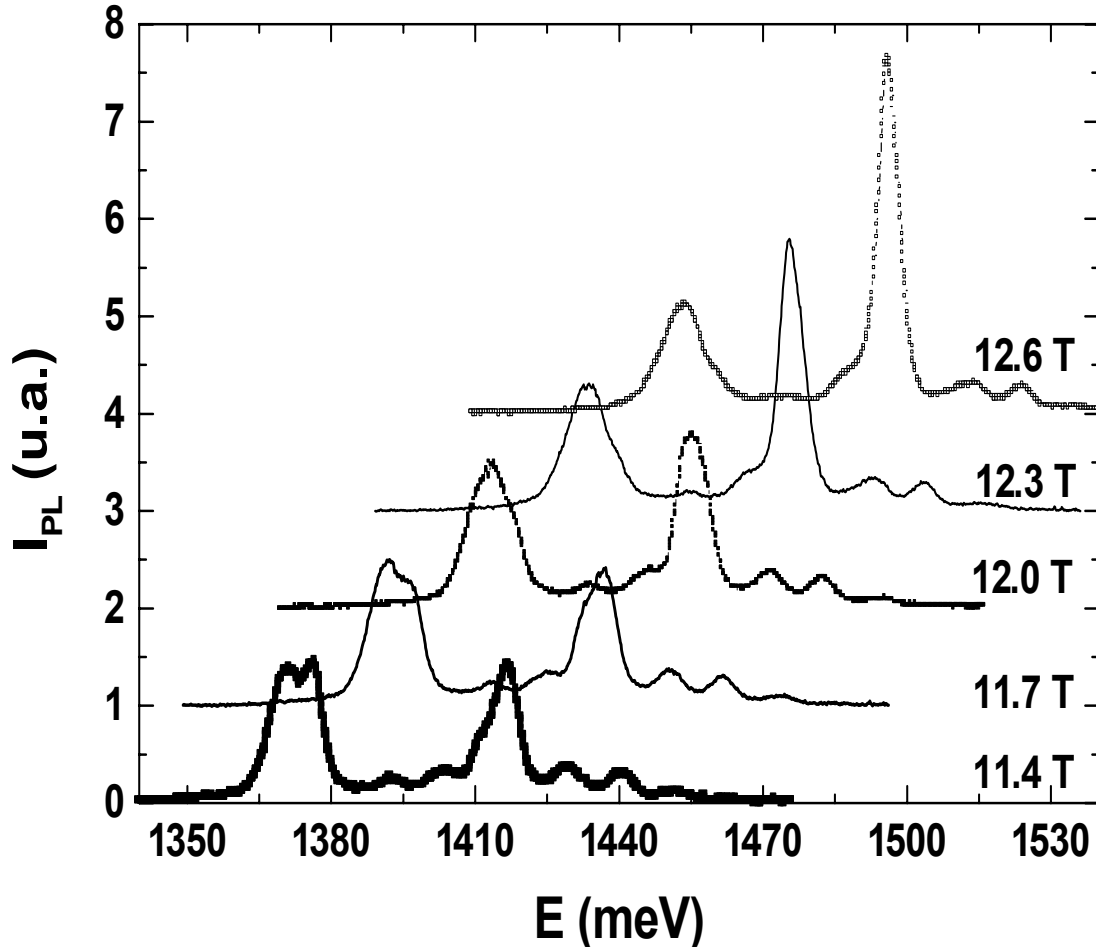


Figura 4.9: Evolução do espectro de fotoluminescência, em $T = 1.5$ K, entre $B = 11.4$ e $B = 12.6$ T; região em que a condição de ressonância polarônica deixa de ocorrer.

Em $B = 12.6$ T, campo em que a condição de ressonância polarônica é inteiramente perdida, até mesmo a transição correspondente à segunda linha polarônica tende a desaparecer. Isso implica que a perda da condição de ressonância inibe as transições seguidas de emissão de fonons. A redução do espalhamento por fonons favorece as transições a partir da segunda sub-banda de energia, isto é, a intensidade de PL do nível fundamental de e_2 aumenta, tendendo a recuperar o seu valor original verificado em $B = 0$. Conseqüentemente, com a redução da densidade de buracos disponíveis à transição dos níveis de Landau da primeira sub-banda eletrônica, a intensidade de fotoluminescência do nível fundamental de e_1 tende a diminuir na mesma proporção em que a intensidade da recombinação a partir do nível fundamental de e_2 aumenta. Verifica-se também que esse processo competitivo ocorre basicamente entre os *níveis fundamentais* das duas sub-bandas pois as intensidades de PL dos níveis de Landau excitados permanecem praticamente inalteradas com o aumento do campo magnético. Em $B = 12.6$ T, conforme pode-se observar nas figuras 4.9 ou 4.3, a intensidade de fotoluminescência do nível fundamental da segunda sub-banda recupera integralmente o seu valor verificado em $B = 0$.

A figura 4.10 mostra a variação, com o aumento da intensidade do campo magnético, da intensidade de PL, da intensidade de fotoluminescência integrada e da largura de linha à meia-altura (ΔE) do pico associado ao nível fundamental de e_2 , em $T = 1.5$ K. Em destaque, assinalados na figura, encontram-se os valores de B em que a largura de linha é máxima. Esses são os mesmos valores de campo magnético para os quais a intensidade de PL do nível fundamental de e_2 é mínima. Esses valores correspondem também às intensidades de campo magnético em que ocorrem as intensas emissões de fonons induzidas pela ressonância das linhas polarônicas $e_2 - 1LO$ com o nível fundamental de e_2 , conforme discutido anteriormente. Essa correlação completa o modelo desenvolvido aqui nesse trabalho: para os valores de B em que ocorre a ressonância polarônica ($\hbar\omega_{LO} = N\hbar\omega_c$), o processo de emissão de fonons LO se torna mais efetivo intensificando o espalhamento dos elétrons com energias próximas da energia de Fermi do 2DEG. Na estrutura semicondutora especialmente projetada para esse trabalho, a segunda sub-banda de energia (ou seja, a primeira sub-banda excitada) se encontra escassamente populada, de modo que sua energia praticamente coincide com o

nível de Fermi. Assim, na condição de ressonância polarônica, os elétrons do nível fundamental de e_2 são fortemente espalhados por fonons LO provocando os dois efeitos correlatos da figura 4.10, i.e., a redução da intensidade de PL e o aumento da largura de linha da transição e_2hh_1 . Já que, nesse modelo, os máximos em ΔE estão associados ao cruzamento das linhas polarônicas com o nível fundamental de e_2 , poderia-se contrargumentar que o aumento da largura de linha se deve exclusivamente à superposição dos picos de PL correspondentes a essas duas transições. Porém, se fosse essa superposição a origem das oscilações em ΔE ela deveria gerar *máximos* na $I_{PL}(e_2)$, ao invés dos mínimos

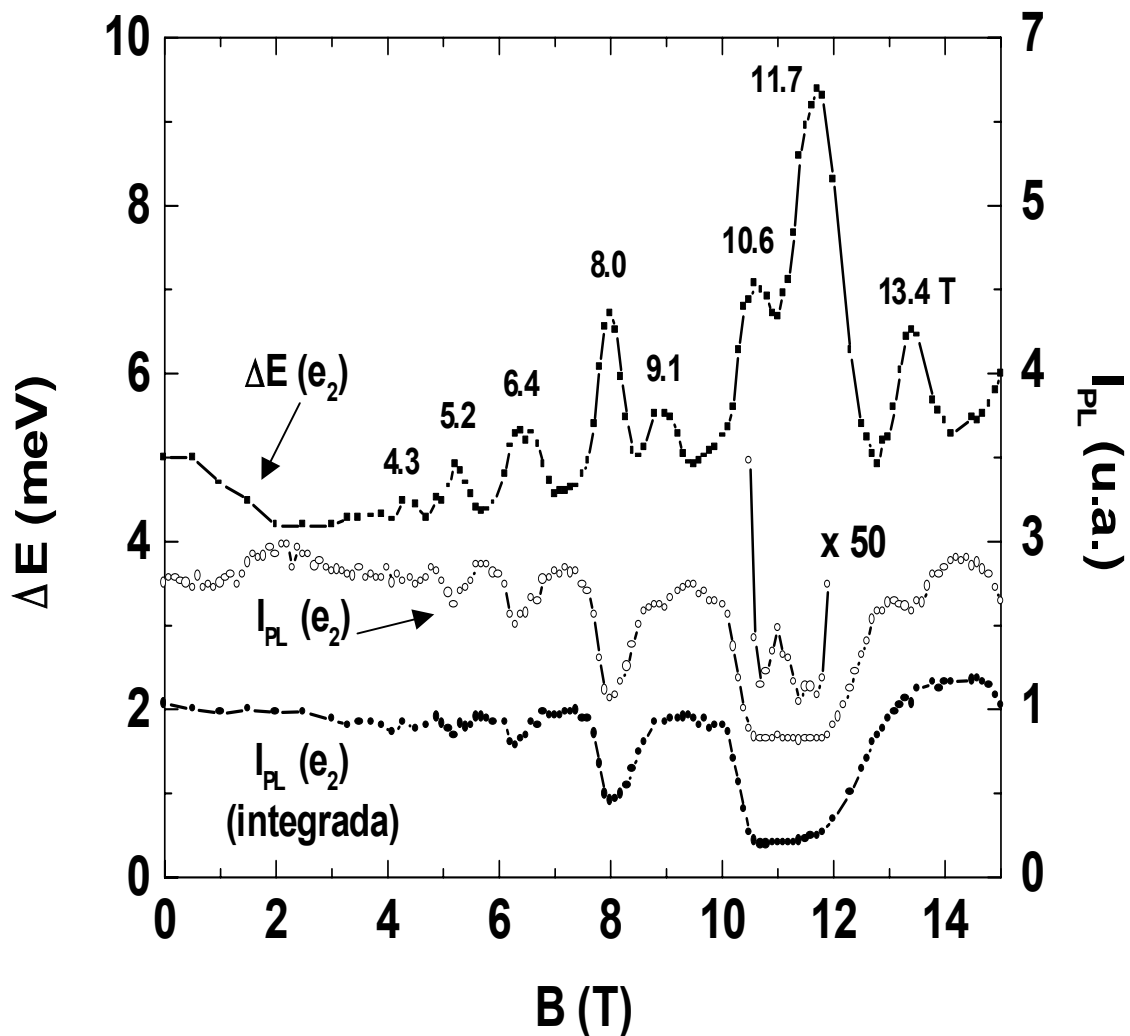


Figura 4.10: Variação com o campo magnético da largura de linha (ΔE) e da intensidade de PL (absoluta e integrada) da transição correspondente ao nível fundamental de e_2 , em $T = 1.5K$. Em detalhe, mostra-se ampliado de 50 vezes, o duplo mínimo em torno de 11 T.

mínimos observados na figura 4.10. Portanto essa hipótese deve ser rejeitada. Existem várias particularidades nessa figura que merecem ser discutidas. Como já havia sido apontado anteriormente, o pico em $I_{PL}(e_2)$ em torno de $B = 2$ T não aparece na curva da intensidade de PL integrada, uma vez que, para essa região de campo magnético, o aumento da intensidade de PL é compensado por uma redução proporcional na largura de linha ΔE . Isso é uma demonstração do caráter não-competitivo das intensidades de PL de e_1 e e_2 , entre 0 e 3 T, verificado na figura 4.3. Esse fenômeno pode estar relacionado a uma variação do espalhamento nas rugosidades ou defeitos da interface, induzida pelo campo magnético. O duplo mínimo fracamente identificado em $B = 10.6$ T e em $B = 11.7$ T na $I_{PL}(e_2)$ apresenta um enorme ganho de resolução ao se analisar os máximos correspondentes na curva de ΔE , indicando que a largura de linha do pico de PL é mais sensível do que sua intensidade para se estudar as ressonâncias polarônicas. Esse mesmo ganho de resolução é também observado em relação aos moderados ombros da curva $I_{PL}(e_2)$ em 9.1 T e 13.4 T. A origem desses ombros não é muito clara pois, conforme mostra a figura 4.4, não há linhas polarônicas de e_2 cruzando o nível fundamental da segunda sub-banda nesses valores de campo. É provável que eles estejam associados às linhas polarônicas da primeira sub-banda ($e_1 - 1LO$) que, devido à enorme largura de linha de e_1 , não puderam ser identificadas nos espectros de magnetofotoluminescência.

4.4. Conclusão

Nesse trabalho, investigou-se a origem das oscilações magneto-ópticas (oscilações Shubnikov-de Haas ópticas) na intensidade de fotoluminescência da transição entre a sub-banda de buracos pesados e as sub-bandas eletrônicas de um poço quântico assimétrico altamente dopado, em que a primeira sub-banda excitada (e_2) é ligeiramente populada. As oscilações magneto-ópticas na intensidade de PL e as oscilações Shubnikov-de Haas na resistência elétricas têm aproximadamente o mesmo período em $1/B$, possibilitando que a densidade bidimensional de portadores das sub-bandas possa ser determinada através de medidas ópticas. Verificaram-se que as oscilações magneto-ópticas na I_{PL} da primeira (e_1) e da segunda (e_2) sub-bandas eletrônicas estão em oposição de fase. Esse fenômeno foi atribuído ao limitado número de buracos foto-excitados disputados pelos elétrons de e_1 e de e_2 , de modo que uma redução na taxa de

recombinação dos elétrons provenientes de e_2 , por exemplo, implica em um aumento do número de buracos disponíveis aos elétrons de e_1 , i.e., em um aumento na I_{PL} correspondente à sub-banda e_1 . Nos espectros de magnetofotoluminescência, identificaram-se várias linhas de PL correspondentes às transições dos níveis de Landau excitados da sub-banda e_2 seguidos da emissão de um fonon óptico, denominadas *linhas polarônicas*. Observou-se que a intensidade dessas linhas são enormemente intensificadas na condição de *ressonância polarônica*, i.e., nos valores de B em que ocorre o cruzamento dessas linhas polarônicas com as linhas associadas à transição de PL do nível de Landau fundamental de e_2 ($\hbar\omega_{LO} = N\hbar\omega_c$). Observou-se também que os mínimos das oscilações magneto-ópticas na I_{PL} correspondente ao nível fundamental de e_2 ocorre nos mesmos valores de B em que há a ressonância polarônica. Assim, propôs-se que os referidos mínimos são originados pelo efeito do aumento do espalhamento por fonons LO para os elétrons próximos ao nível de Fermi, i.e., para os elétrons do nível fundamental de e_2 . Essa interpretação é confirmada pelo comportamento da largura de linha de PL desse nível com o campo magnético pois verificou-se que nas condições de ressonância polarônica, a largura de linha do nível fundamental de e_2 é máxima, indicando que nessas condições os elétrons desse nível são fortemente espalhados, provocando uma redução na intensidade de PL.

Bibliografia

- Alves A.R., Cury L.A., Guimarães P.S.S. and Moreira M.V.B., Superlattices and Microstructures **21**, 1 (1997).
- Alves A.R., Cury L.A., Guimarães P.S.S. and Moreira M.V.B., in *High Magnetic Fields in the Physics of Semiconductors II*, ed. By G. Landwehr and W. Ossau, World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., Vol **2**, Würzburg: p. 697, (1996).
- Bauer G.E.W. and Ando T., Phys. Rev. B **31**, 8321 (1985).
- Beinvogl W., Avid Kamgar and Koch J.F., Phys. Rev. B **14**, 4274 (1976).
- Beinvogl W. and Koch J.F., Phys. Rev. Lett **40**, 1736 (1978).
- Callcott T.A., Arakawa E.T. and Ederer D.L., Phys. Rev. B **18**, 6622 (1978).
- Chaves A. S., Oliveira G.M.C., Gomes V.M.S. and Leite J.R., Superlattices and Microstructures **3**, 231 (1987).
- Chen W., Fritze M., Nurmikko A.V., Ackley D., Colvard C. and Lee H., Phys. Rev. Lett. **64**, 2434 (1990).
- Chen W., Fritze M., Nurmikko A.V., Hong M. and Chang L.L., Phys. Rev. B **43**, 14738 (1991).
- Dahl M., Heiman D., Pinczuk A., Goldberg B.B., Pfeiffer L. and West K.W., Phys. Rev. B **45**, 6957 (1992).
- Das Sarma S. and Madhukar A., Phys. Rev. B **22**, 2823 (1980).
- Driessen F.A.J.M., Olsthoorn S.M., Berendschot T.T.J.M., Pen H.F., Giling L.J., Jones G.A.C., Ritchie D.A. and Frost J.E.F., Phys. Rev. B **45**, 11823 (1992).
- Englert Th., Maan J.C., Tsui D.C. and Gossard A. C., Solid State Comm. **45**, 989 (1983).
- Goldberg B.B., Heiman D., Pinczuk A., Pfeiffer L. and West K., Phys. Rev. Lett. **65**, 641 (1990).
- Halperin B.I., Scientific American **254**, 40 (1986).
- Hawrylak P., Pulsford N. and Ploog K., Phys. Rev. B **46**, 15193 (1992).

- Holonyak N.Jr, Kolbas R.M., Waidig W.D., Altarelli M., Dupuis R.D. and Dapkus P.D., Appl. Phys. Lett. **34**, 502 (1979).
- Ilkawa F., Abbade M.L.F., Pereira R.G., Brum J.A., Bernussi A.A., Gobbi A.L., Borghs G., Superlattices and Microstructures , (1997).
- Kleinman D.A. and Miller R.C., Phys. Rev. B **32**, 2266 (1985).
- Kukushkin I.V., v. Klitzing K. and Ploog K., Phys. Rev. B **37**, 8509 (1988).
- Langerak C.J.G.M., Singleton J., van der Wel P.J., Peremboom A.A.J., Barnes D.J., Nicholas R.J., Hopkins M.A. and Foxon C.T., Phys. Rev. B **38**, 13133 (1988).
- Larsen D.M., Phys. Rev. B **30**, 4595 (1984).
- Leadley D.R., Nicholas R.J., Harris J.J. and Foxon C.T., Semicond. Sci. Technol. **5**, 1081 (1990).
- Mahan G. D., Phys. Rev. **153**, 882 (1967).
- Manuel P., Sai-Halasz G.A., Chang L.L., Chang C.A. and Esaki L., Phys. Rev. Lett. **37**, 1701 (1976).
- Mueller J.F., Phys. Rev. B **42**, 11189 (1990).
- Peeters F.M., Wu X.G., Devreese J.T., Langerak C.J.G.M., Singleton J., Barnes D.J. and Nicholas R.J., Phys. Rev. B **45**, 4296 (1992).
- Perry C.H., Worlock J.M., Smith M.C. and Petrou A., in *High Magnetic Fields in Semiconductors Physics*, ed. By G. Landwehr, Springer Series in Solid-State Sciences, Vol. **71**, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg: p. 202 (1986).
- Razeghi M., Duchemin J.P., Portal J.C., Dmowski L., Remeni G., Nicholas R.J. and Briggs A., Appl. Phys. Lett. **48**, 712 (1986).
- Sai-Halasz G.A., Pinczuk A., Yu P.Y. and Esaki L., Surf. Sci. **73**, 232 (1978).
- Schimitt-Rink S., Chemla D.S. and Miller D.A.B., Adv. Phys. **38**, 89 (1989).
- Senemaud C. and Hague C., J. Phys. (Paris), Colloq. **32**, C4 (1971).
- Simmonds P.E., Skolnick M.S., Fisher T.A., Nash K.J. and Smith R.S., Phys. Rev. B **45**, 9497 (1992).
- Singleton J., Nicholas R.J., Rogers D.C. and Foxon C.T.B., Surf. Sci. **196**, 429 (1988).
- Skolnick M.S., Rorison J.M., Nash K.J., Mowbray D.J., Tapster T.R., Bass S.J. and Pitt A.D., Phys. Rev. Lett. **58**, 2130 (1987).

- Skolnick M.S., Simmonds P.E. and Fisher T.A., Phys. Rev. Lett. **66**, 963 (1991).
- Stepniewski R., Gravier L., Potemski M., Martinez G. and Etienne B., Superlattices and Microstructures **15**, 409 (1994).
- Stern F. and Howard W.E., Phys. Rev. **163**, 816 (1967).
- Stern F., Phys. Rev. Lett. **21**, 1687 (1968).
- Störmer H.L., Gossard A.C. and Wiegmann W., Solid State Comm. **42**, 707 (1982).
- Swierkowski L., Zawadski W., Guldner Y. and Rigaux C., Solid State Comm. **27**, 1245 (1978).
- Swierkowski L., Szimanski J.S., Simmonds P.E., Fisher T.A. and Skolnick M.S., Phys. Rev. B **51**, 9830 (1995).
- Totsuji H., J. Phys. Soc. Japan **39**, 253 (1975).
- Tsui D.C., Solid State Comm. **9**, 1789 (1971).
- Tuberfield A.J., Ryan J.F. and Worlock J.M., Surf. Sci. **170**, 624 (1986).
- Tuberfield A.J., Haynes S.R., Wright P.A., Ford R.A., Clark R.G., Ryan J.F., Harris J.J. and Foxon C.T., Phys. Rev. Lett. **65**, 637 (1990).
- Von Klitzing et al. (1985).
- Wittaker D.M., Fisher T.A., Simmonds P.E., Skolnick M.S. and Smith R.S., Phys. Rev. Lett. **67**, 887 (1991).
- Xiaoguang W., Peeters F.M. and Devreese J.P., Phys. Rev. B **40**, 4090 (1989).