

Universidade de São Paulo
Instituto de Física

Difusividade, deformação
e emparelhamento no ^{11}Li .

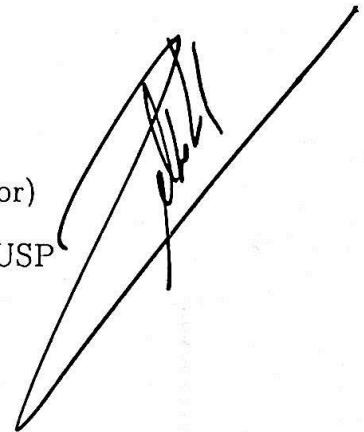
Dimas Rodrigues Romano

Banca Examinadora:

Prof. Dr. Celso Luiz Lima - IFUSP (Orientador)

Prof. Dr. Emerson José Veloso de Passos - IFUSP

Prof. Dr. Diógenes Galetti - IFT



Dissertação de mestrado
submetida ao Instituto
de Física da Universidade
de São Paulo.

INSTITUTO DE FÍSICA

Serviço de Biblioteca e Informação

Tombo: 3634


ex. 1

Grupo de Física Nuclear Teórica e Fenomenologia de Partículas Elementares

- FINPE -

São Paulo

2002


Prof. Armando Corbani Ferraz
Presidente da Comissão de Pós Graduação

SBI-IFUSP



305M810T3634

539.74
R759d
M
ex.1

FICHA CATALOGRÁFICA

Preparada pelo Serviço de Biblioteca e Informação
do Instituto de Física da Universidade de São Paulo

Romano, Dimas Rodrigues

Difusividade, Deformação e Emparelhamento no
¹¹Li. São Paulo 2002.

Dissertação (Mestrado) - Universidade de São Paulo
Instituto de Física – Departamento de Física Experimental
(FINPE)

Orientador: Prof. Dr. Celso Luiz Lima
Área de Concentração: Estrutura Nuclear

Unitermos: 1. Núcleos Exóticos;
2. Emparelhamento; 3. Estrutura;
4. Campo Médio; 5. Deformação.

USP/IF/SBI-013/2002

*Sane sicut lux seipsam et tenebras manifestat, sic
veritas norma sui et falsi est^a.*

Espinosa, *Ética*, Pt. II, Prop. 43.

^a“Verdadeiramente, como a luz manifesta-se a si mesma e a escuridão, assim a verdade é o padrão de si mesma e do erro.”

Aos meus pais Antonio e Gleide.

Agradecimentos:

Agradeço a meu orientador e amigo, Celso Luiz Lima, pelos conselhos sempre úteis, pelas discussões produtivas e principalmente pela paciência que teve ao contribuir com milhões de dicas para a redação deste trabalho.

Aos amigos do FINPE que contribuíram para que eu me sentisse em casa desde o princípio.

A Ettore pelas discussões e sugestões relacionadas a este trabalho.

A Renato pelo suporte Linux e por me aguentar como companheiro de sala todo esse tempo.

Aos amigos do grupo FNPE, Edilson, Julian (UNICAMP 95), Davi e Rone, que me aceitaram como curioso em um de seus períodos de máquina.

Aos amigos da UNICAMP, Pedro, Galo e Fernando, que neste período dividiram comigo a mesma república.

Aos amigos do IPEN e IO, Fernando (UNICAMP 94), Fábio, Daniel e Meco, pelo xadrez de "alto nível" de todo final de tarde.

A minha namorada Renata, a pessoa mais prejudicada pelos meus momentos de mau humor.

Aos meus pais Antonio e Gleide, que sempre me apoiaram independentemente de minhas escolhas.

A toda minha família que sempre contribuiu com muito incentivo, principalmente aos meus avós Aldo e Iracema (*in memoriam*), Thomaz e Gregória.

Ao CNPq pelo apoio financeiro a este trabalho.

Conteúdo

Agradecimentos	v
1 Introdução.	1
1.1 Uma visão geral.	1
1.2 O ^{11}Li	3
1.3 O halo.	5
1.4 Outras características.	5
1.5 Abordagem deste trabalho.	7
2 O modelo de camadas esférico.	9
2.1 O que é o modelo de camadas?	9
2.2 Níveis de partícula independente.	14
2.3 O acoplamento spin-órbita.	17
2.4 Onde o modelo descrito se encaixa?	20
3 O modelo de camadas deformado.	23
3.1 Por que uma deformação?	23
3.2 O oscilador harmônico anisotrópico.	24
3.3 O hamiltoniano de Nilsson.	27
3.4 O potencial de Woods-Saxon deformado.	30

3.5	O papel do modelo do camadas deformado.	31
4	Emparelhamento e BCS.	33
4.1	A interação de emparelhamento.	33
4.2	Tratamento do emparelhamento via BCS.	34
4.3	A função de onda de BCS.	35
4.4	Equações de BCS.	36
4.5	Solução das equações.	39
4.6	Nossos cálculos.	40
4.7	As soluções.	42
5	Estudando o ^{11}Li.	45
5.1	Procedimento Geral.	45
5.2	Efeito da difusividade.	45
5.3	Deformação do caroço.	49
6	Conclusões e perspectivas.	59
	Bibliografia.	63

Lista de Figuras

- 1.1 Localização dos núcleos conhecidos em um gráfico do número de prótons em função do número de nêutrons. Os núcleos estáveis são representados por quadradinhos pretos. Figura retirada da referência [1]. 2
- 1.2 Anéis de Borromeo. Se qualquer um dos anéis for retirado os outros dois também se soltam. O nome dos anéis vem do sobrenome da família italiana renascentista que os usava em seu escudo de armas. 6
- 2.1 Energias de ligação experimentais retiradas de J.H.E.Mattauch, W. Thiele e A.H.Wapstra, *Nuclear Phys.* 67 1 (1965). A curva contínua representa a fórmula semi-empírica de massa, com as constantes dadas por A.E.S.Green e N.A.Engler, *Phys. Rev.* 91, 40 (1953). 10
- 2.2 Desvios das massas nucleares de seus valores médios $\Delta(Z, N)$, representados no gráfico como função do número de prótons e de nêutrons. Figura retirada de W.D. Myers e W.J. Swiatecki, *Nucl.Phys* 81 (1966) 1. 11
- 2.3 Energias de separação de nêutrons, S_n , tiradas de J.H.E.Mattauch, W. Thiele e A.H.Wapstra, *Nuclear Phys.* 67 1 (1965). 12
- 2.4 Valores dos potenciais de ionização atômicos. Os pontos abaixo da abscissa indicam camadas fechadas. Figura retirada da referência [2]. 13

2.5	Sequência de níveis de partícula única ilustrando a quebra das degenerescências acidentais do oscilador harmônico ao se usar em seu lugar um poço quadrado. A parte central da figura ilustra níveis para um potencial intermediário. Figura retirada da referência [3].	17
2.6	Ilustração dos potenciais de oscilador harmônico (correspondente aos níveis da parte esquerda da figura (2.5)), de poço quadrado (correspondente aos níveis da parte direita da figura (2.5)) e de Woods-Saxon (correspondente aos níveis da parte central da figura (2.5)). Figura retirada da referência [3].	18
2.7	Sequência de níveis de partícula independente. Figura retirada de M.G.Mayer e J.H.D.Jensen, <i>Elementary Theory of Nuclear Shell Structure</i> , p.58, Wiley, Nova York, 1955.	19
3.1	Níveis do oscilador harmônico anisotrópico em função de δ	28
3.2	Típico diagrama de Nilsson. Figura retirada da referência [4].	30
3.3	Diagrama de partícula independente gerado pelo potencial de Woods-Saxon deformado que utilizamos. Os níveis mostrados são os utilizados nos cálculos deste trabalho ($1p_{1/2}$ e $2s_{1/2}$). Para deformações positivas o núcleo adquire uma forma prolata (como um charuto) e para deformações negativas sua forma é oblata.	32
5.1	Gráfico de energia dos níveis de partícula única em função do número de massa A , feito para uma difusividade de 0,67 fm.	47
5.2	Gráfico de energia dos níveis de partícula única em função do número de massa A , feito para uma difusividade de 1,34 fm.	48

5.3	De cima para baixo: Probabilidades de ocupação para os níveis de partícula única $1p_{1/2}$ e $2s_{1/2}$ em função da constante G da força de emparelhamento; Energia de separação do ^{11}Li . ($a=0,67$ fm)	49
5.4	De cima para baixo: Probabilidades de ocupação para os níveis de partícula única $1p_{1/2}$ e $2s_{1/2}$ em função da constante G da força de emparelhamento; Energia de separação do ^{11}Li . ($a=1,34$ fm)	50
5.5	Energia de separação em função do parâmetro de deformação quadrupolar. Valor experimental da energia ($0,294 \pm 0,030$ MeV) obtido para uma deformação anômala ($0,6 - 0,7$) e para $G=0,45$ MeV.	51
5.6	Energia de separação, energia do nível $1p_{1/2}$ e energia do nível $2s_{1/2}$ em função da deformação, para uma difusividade de $0,7$ fm e $G = 0,45$ MeV.	52
5.7	Corte paralelo ao eixo de simetria da forma nuclear do caroço ^9Li com parâmetro $\beta_2=0,8$. O eixo vertical está em fm.	53
5.8	Corte paralelo ao eixo de simetria da forma nuclear do caroço ^9Li com parâmetro $\beta_2=0,65$. O eixo vertical está em fm.	54
5.9	Perfil esquemático do potencial de Woods-Saxon na direção do eixo de simetria, para uma deformação de $0,8$	55
5.10	Decomposição do potencial de Woods-Saxon em dois potenciais de oscilador harmônico, um raso de comportamento esférico e outro representando o caroço.	55
5.11	Amplitudes para a expansão das funções de onda relevantes em termos da base de osciladores harmônicos anisotrópicos. Estes valores foram obtidos para o potencial deformado do ^9Li	56

5.12 Amplitudes para a expansão das funções de onda relevantes em termos da base de osciladores harmônicos anisotrópicos. Estes valores foram obtidos para um potencial esférico e de pouca profundidade. 57

Lista de Tabelas

1.1	Meia vida, raio, spin e momento magnético do ^{11}Li	7
-----	---	---

Resumo

Nesta dissertação estudamos o núcleo exótico ^{11}Li fazendo uso de modelos já estabelecidos e utilizados na descrição de núcleos do vale de estabilidade. O núcleo ^{11}Li é um núcleo exótico (núcleos deste tipo são caracterizados por um excesso de nêutrons ou de prótons em relação aos núcleos encontrados usualmente na natureza). Uma característica marcante deste núcleo é a presença de um halo formado pelos nêutrons de valência. Descrevemos este núcleo como um sistema formado por um caroço, representado pelo ^9Li , mais dois nêutrons de valência emparelhados com momento angular $I = 0$. O modelo de camadas deformado foi utilizado para a obtenção dos níveis de partícula única gerados pelo caroço de ^9Li , no quais se movem os nêutrons de valência (no caso, os níveis $1p_{1/2}$ e $2s_{1/2}$). A interação residual de emparelhamento entre esses dois nêutrons foi tratada usando a teoria de BCS e levando em conta explicitamente um termo de auto energia, responsável por uma renormalização dos níveis sendo de suma importância para esta região de massa. Foram analisados os efeitos da difusividade e da deformação do caroço na energia de separação dos dois nêutrons do halo neste núcleo.

Abstract.

In this work we study the exotic nucleus ^{11}Li using models well established in the description of nuclei lying at stability valley. The nucleus ^{11}Li is an exotic nuclei (this kind of nuclei have neutrons or protons excess when compared with the usual ones found in nature). A main characteristic of this nucleus is the presence of a halo formed by the valence neutrons. We describe this nucleus as a system composed by a core, represented by ^9Li , plus two valence neutrons paired to angular momentum $I = 0$. The deformed shell model was used to obtain the single particle levels of the ^9Li core, which are occupied by the valence neutrons (the levels $1p_{1/2}$ e $2s_{1/2}$). The residual pairing interaction between these neutrons was treated using the BCS theory and took explicitly into account a self energy term, which renormalizes the energy of single particle levels, and have a great importance at this mass region. Were also analyzed the role of difuseness and core deformation in the two neutron separation energy in this nucleus.

Capítulo 1

Introdução.

1.1 Uma visão geral.

Neste trabalho estudaremos o núcleo exótico ^{11}Li explorando os limites de modelos físicos conhecidos e aplicáveis a núcleos estáveis, visando a obtenção de informações sobre sua estrutura e sobre a influência de diversos graus de liberdade nucleares no comportamento desse sistema. Este núcleo tem um excesso de nêutrons comparado ao número de prótons e faz parte de um grupo de núcleos conhecidos como exóticos. Mas o que são esses núcleos exóticos e qual o interesse em estudá-los?

A figura (1.1) apresenta a tabela de nuclídeos representando o número de nêutrons em função do número de prótons para os núcleos conhecidos na natureza. Os núcleos estáveis são aqueles representados no gráfico pelos pontos em preto que, para o caso dos núcleos leves, estão ao redor da linha $N = Z$. À medida que os núcleos ficam mais pesados, eles vão se desviando desta linha na direção em que o número de nêutrons é maior do que o número de prótons. Espera-se este comportamento visto que ao aumentar a massa de um núcleo, mantendo o número de nêutrons igual ao de prótons, a força Coulombiana de repulsão entre os prótons acaba vencendo a força nuclear que é de curto alcance. Isso é evitado se nesses núcleos o número de

nêutrons for maior que o de prótons.

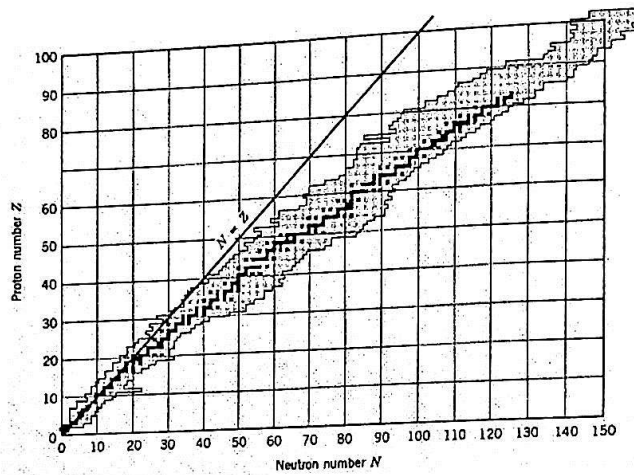


Figura 1.1: Localização dos núcleos conhecidos em um gráfico do número de prótons em função do número de nêutrons. Os núcleos estáveis são representados por quadradinhos pretos. Figura retirada da referência [1].

Em qual região deste gráfico situam-se então os núcleos exóticos? Aumentando a diferença entre prótons e nêutrons nestes núcleos, eles se afastarão do vale de estabilidade. Mas não indefinidamente, pois existe um limite tal que ao se adicionar ou retirar nêutrons destes núcleos, os mesmos não permanecem ligados, sendo esses limites chamados de linhas de gotejamento (de nêutrons e de prótons, respectivamente).

Os núcleos exóticos encontram-se nestas linhas de gotejamento; são núcleos que têm excesso de nêutrons comparado ao número de prótons ou vice-versa, e recebem este nome devido à dificuldade, quando no início de seus estudos, de entendê-los usando-se a mesma física que explicava núcleos da linha de estabilidade, ou seja, estes núcleos apresentam características incomuns como por exemplo um raio

médio muito grande; são núcleos com uma vida média curta e que, apesar de serem ligados, têm energia de separação bem pequena quando comparada à energia de separação da maioria dos núcleos estáveis, que é de 6 a 8 MeV/A. Os núcleos exóticos abrem as portas ao estudo de sistemas nucleares fracamente ligados. Dentre os temas de interesse neste ramo da física nuclear estão as interações em baixa densidade, núcleos assimétricos, camadas para núcleos com alto isospin, movimentos coletivos da matéria nuclear a baixa densidade e interações de três corpos. Em especial, o núcleo estudado neste trabalho tem 3 prótons e 8 nêutrons, sendo que dois destes nêutrons formam um halo. A seguir, veremos detalhadamente algumas características do núcleo protagonista deste trabalho.

1.2 O ^{11}Li .

O ^{11}Li é um dos núcleos exóticos mais estudados desde que se teve a possibilidade de sua produção através do uso de feixes radioativos e, mesmo assim, ainda não se chegou a um acordo com relação à sua estrutura. Sabe-se que os dois nêutrons de valência constituintes do halo ocupam um estado formado por uma mistura dos estados $1p_{1/2}$ e $2s_{1/2}$. Isto representa um ordenamento anômalo dos níveis obtidos no modelo de camadas usual. O ordenamento usual dos níveis de partícula única é, em ordem crescente de energia, $1p_{1/2}$, $1d_{5/2}$ e $2s_{1/2}$; já o ordenamento sugerido por alguns trabalhos [5, 6] é tal que o estado $2s_{1/2}$ é mais ligado que o estado $1p_{1/2}$, o que requer uma inversão drástica de níveis. Deve existir na região dos exóticos leves uma inversão entre os níveis $1d_{5/2}$ e $2s_{1/2}$ seguida de uma inversão entre os níveis $2s_{1/2}$ e $1p_{1/2}$, o que reflete a diferença estrutural entre os núcleos exóticos e os estáveis conhecidos. Cálculos de modelos de camadas usando potenciais com superfícies de grande difusividade conseguem fazer com que ocorra a primeira inversão, mas não

a segunda. Vinh Mau, em um de seus trabalhos [7], consegue essa segunda inversão através do uso de um acoplamento partícula-vibração. Bons resultados qualitativos foram obtidos quando tal acoplamento foi utilizado em estados de partícula única dos núcleos ^{10}Be , ^{12}C e ^{14}C .

De volta às características estruturais do ^{11}Li não se obteve ainda uma concordância com relação à porcentagem da mistura entre os estados $1p_{1/2}$ e $2s_{1/2}$. Um recente trabalho experimental [8] estudou a fragmentação periférica de um feixe de ^{11}Li em um alvo de carbono num experimento de coincidência de nêutrons, conseguindo assim ter acesso à distribuição de momentos do nêutron removido do núcleo ^{11}Li . A partir da forma da distribuição de momentos foi determinada a contribuição do estado $2s_{1/2}$ na mistura entre $1p_{1/2}$ e $2s_{1/2}$, que é de $(45 \pm 10)\%$. Trabalhos teóricos foram feitos para se modelar este núcleo de modo a reproduzir as observações experimentais. Um exemplo disto é o trabalho de Barranco *et al* [9], onde os núcleons estão emparelhados e elementos de matriz do potencial Argonne são utilizados como força de emparelhamento; os nêutrons de valência interagem com o caroço através de um acoplamento partícula-vibração. Por outro lado, Vinh Mau e Pacheco [10] estudam o ^{11}Li através de um modelo de três corpos: dois nêutrons correlacionados no campo médio de um núcleo ^9Li inerte. As conclusões destes trabalhos referentes às porcentagens de mistura dos estados envolvidos são as de que suas contribuições têm pesos aproximadamente iguais.

Devido ao halo, o ^{11}Li tem um raio médio muito grande, pois com 11 núcleons seu raio médio é comparável ao do ^{208}Pb com seus 208 núcleons, o que nos faz pensar que um potencial com difusividade grande poderia ser adequado ao sistema. Um outro aspecto interessante é explicar porque o ^{11}Li é ligado e o ^{10}Li não, característica que indica que o emparelhamento dos nêutrons de valência pode ser muito importante.

1.3 O halo.

Uma das características mais interessantes deste núcleo é a formação de um halo. Vejamos como podemos entender sua formação [11].

Consideremos um núcleo constituído por um nêutron fracamente ligado a um caroço inerte, e que o potencial de interação entre o nêutron e o caroço seja um potencial quadrado. A função de onda do nêutron fora do potencial pode ser escrita como :

$$\Psi(r) = \left(\frac{2\pi}{\kappa}\right) \left(\frac{-e^{\kappa r}}{r}\right) \left[\frac{e^{kR}}{(1+kR)^{1/2}}\right] \quad (1.1)$$

onde R é a largura do potencial. Usando esta função de onda, a distribuição de densidade do nêutron pode ser escrita como:

$$\rho(r) = |\Psi(r)|^2 \quad (1.2)$$

O parâmetro κ , que representa a inclinação da cauda da densidade, relaciona-se com a energia de separação do nêutron E_s da seguinte forma:

$$(\hbar\kappa)^2 = 2\mu E_s \quad (1.3)$$

onde μ é a massa efetiva do sistema. Estas equações nos dizem que, quando E_s diminui, κ se torna menor fazendo com que a cauda da distribuição fique mais longa. Por este motivo, a formação do halo está intimamente relacionada ao fato do núcleo ser pouco ligado.

1.4 Outras características.

Uma propriedade dos constituintes do ^{11}Li , comum aos núcleos leves na região

da linha de gotejamento, é a de não existirem estados ligados entre quaisquer dois destes três constituintes que são o caroço e os dois nêutrons de valência, comportamento que pode ser ilustrado pelos anéis Borromeo, mostrados na figura (1.2). Esta propriedade deixa claro que os nêutrons de valência devem estar correlacionados. Trabalhos como o de Vinh Mau e Pacheco [10] utilizam como correlação uma força de contato entre esses nêutrons. Barranco *et al* [9] trata os nêutrons como estando emparelhados e usa como força de emparelhamento elementos de matriz do potencial Argonne. Neste trabalho trataremos os nêutrons de valência como estando emparelhados com momento angular $I = 0$, sendo este tratamento feito no contexto de BCS, como estudado nos trabalhos de Kyotoku *et al* [12, 13] e por Baldini-Neto em sua dissertação de mestrado [14]; estes estudos levam explicitamente em consideração um termo de auto energia que estes autores consideram muito importante para a região de massa dos núcleos exóticos leves.

A energia de separação do ^{11}Li é muito pequena ($0,294 \pm 0,030$) MeV e ele decai principalmente (99%) através de decaimento β . A tabela (1.1) sumariza alguns dados experimentais para esse núcleo.

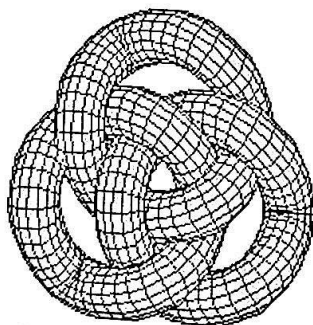


Figura 1.2: Anéis de Borromeo. Se qualquer um dos anéis for retirado os outros dois também se soltam. O nome dos anéis vem do sobrenome da família italiana renascentista que os usava em seu escudo de armas.

$\tau_{1/2}(ms)$	$r(fm)$	\vec{J}	$\mu(nm)$
8.51 ± 0.20	3.27 ± 0.24	$\frac{3}{2}$	3.73 ± 0.13

Tabela 1.1: Meia vida, raio, spin e momento magnético do ^{11}Li

1.5 Abordagem deste trabalho.

Pretendemos estudar o ^{11}Li tratando-o como um sistema composto por um caroço de 9Li mais dois nêutrons de valência. Neste sistema utilizaremos modelos físicos bem estabelecidos, sobre os quais nos estenderemos mais adiante, representados basicamente pelo modelo de camadas deformado, usado na obtenção dos níveis de partícula única do 9Li , e um tratamento *à la* BCS da interação de emparelhamento entre os núcleons de valência levando em conta o termo de auto-energia como feito na referência [12], usualmente desprezado em outras abordagens.

De maneira mais organizada, o procedimento de estudo do ^{11}Li será:

- Usando o potencial médio de Woods-Saxon esférico, serão extraídos os níveis de partícula única gerados pelo caroço do sistema. Neste estágio, estudaremos o efeito da difusividade do potencial no ordenamento dos níveis.
- O próximo passo será introduzir no sistema um novo grau de liberdade: a deformação do caroço. Na verdade, o 9Li não é um núcleo esférico e precisamos saber como a deformação afeta o sistema.
- Finalmente o efeito conjunto da deformação, da difusividade e do emparelhamento, será estudado na sua influência sobre a energia de separação do ^{11}Li .

Análises do efeito da deformação nesses núcleos exóticos leves foram feitos por Misu *et al.* [15] usando um poço quadrado com simetria axial para sistemas com-

postos por um caroço e um nêutron de valência, como o ^{11}Be . Este trabalho, assim como o nosso, mostra características estruturais como a inversão de níveis de partícula única com o aumento da deformação e o desacoplamento entre o halo e o caroço do sistema, de modo que características rotacionais destes núcleos exóticos como momentos de inércia, valores de $B(E2)$ e fatores g , são determinados somente pelo caroço do sistema. Esta característica é observada experimentalmente [11].

O capítulo 2 dará uma introdução ao modelo de camadas esférico, seguida por uma discussão do modelo de camadas deformado no capítulo 3. No capítulo 4 falaremos sobre emparelhamento e a teoria de BCS aplicada ao tratamento do ^{11}Li . O capítulo 5 apresenta os resultados obtidos, mostrando vantagens e desvantagens do nosso tratamento desse sistema. Finalizamos com o capítulo 6, discutindo as conclusões e perspectivas.

Capítulo 2

O modelo de camadas esférico.

Sabe-se que na região dos núcleos exóticos leves as características apresentadas por estes sistemas exigem um ordenamento anômalo dos níveis de partícula única em relação ao obtido no modelo de camadas. Neste capítulo falaremos de maneira breve sobre o modelo de camadas esférico e suas características.

2.1 O que é o modelo de camadas?

No modelo de camadas esférico as partículas constituintes do núcleo ocupam estados de momento angular j , que são níveis de partícula independente com degenerescência $(2j+1)$. Essas camadas são preenchidas por prótons e nêutrons separadamente [4].

Mas de onde surgiu a idéia de se usar um modelo como o de camadas para descrever um núcleo?

Evidências experimentais mostram que, como na física atômica, os núcleos apresentam os chamados números mágicos, que são números de prótons e/ou nêutrons para os quais a energia de ligação obtida experimentalmente tem um grande desvio¹ em relação à energia de ligação calculada usando-se a fórmula semi-empírica de

¹No sentido do aumento desta energia. A energia de ligação dos núcleos mágicos é maior do

massa, ver figura (2.1).

Vamos apresentar a seguir alguns fatos experimentais relacionados com a energia de ligação de alguns núcleos e também energias de separação em função do número de prótons ou de nêutrons. Começemos pela figura (2.1). Nela são apresentados dados experimentais de energias de ligação em função da massa (A) do núcleo. A curva contínua representa energias de ligação calculadas usando-se a fórmula semi-empírica de massa. Nela também estão indicados os números mágicos, onde aparecem os maiores desvios das energias de ligação.

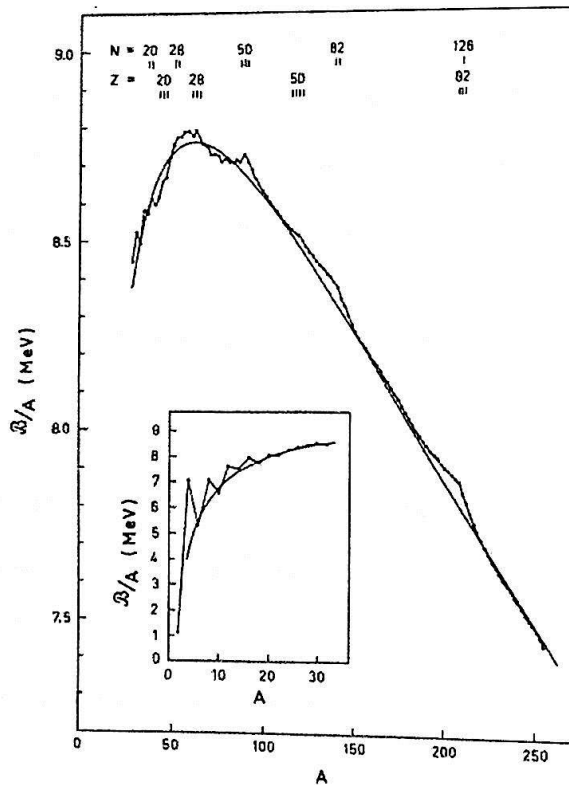


Figura 2.1: Energias de ligação experimentais retiradas de J.H.E.Mattauch, W. Thiele e A.H.Wapstra, *Nuclear Phys.* 67 1 (1965). A curva contínua representa a fórmula semi-empírica de massa, com as constantes dadas por A.E.S.Green e N.A.Engler, *Phys. Rev.* 91, 40 (1953).

que a conseguida com a fórmula semi-empírica de massa.

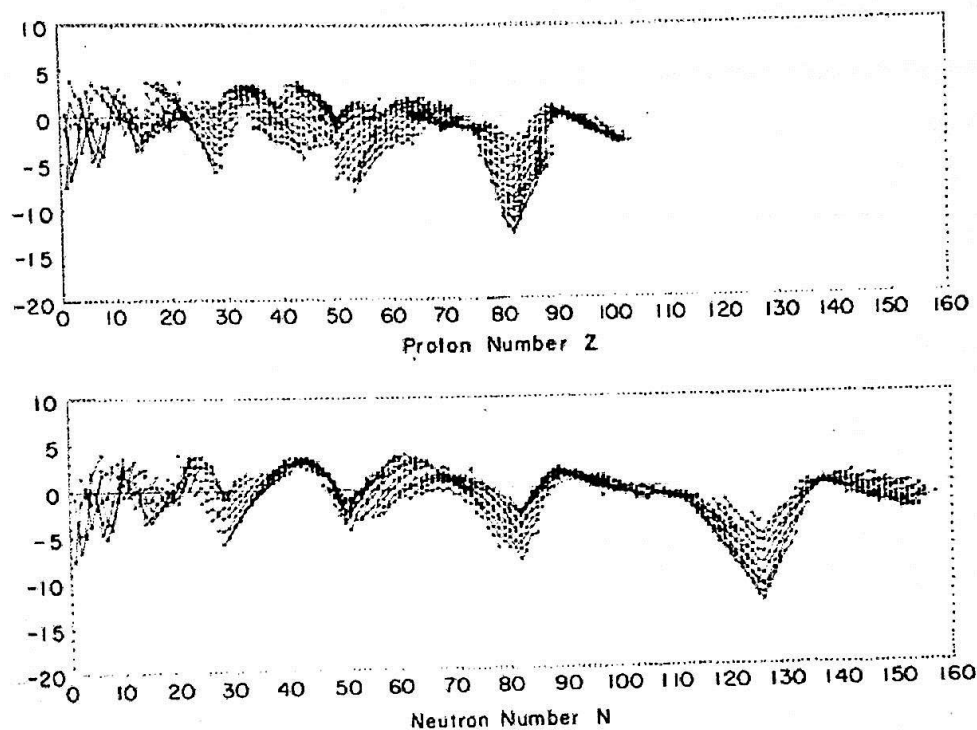


Figura 2.2: Desvios das massas nucleares de seus valores médios $\Delta(Z, N)$, representados no gráfico como função do número de prótons e de nêutrons. Figura retirada de W.D. Myers e W.J. Swiatecki, *Nucl. Phys* 81 (1966) 1.

Este comportamento pode ser melhor visto na figura (2.2) que mostra os desvios das massas nucleares de seus valores médios. Vemos através da figura (2.2) que o desvio das massas nucleares de seus valores médios são maiores para números de prótons e/ou de nêutrons correspondentes aos números mágicos.

A figura (2.3), representa a energia de separação de nêutrons como função do número de nêutrons para $N-Z$ constante. A energia de separação é definida como a energia necessária para remover do núcleo a partícula menos ligada, no caso, o nêutron menos ligado. Para a maioria dos núcleos a energia de separação é da ordem de 6-8 MeV, mas são maiores para os núcleos mágicos e duplamente mágicos².

²Núcleos nos quais tanto o número de prótons quanto o de nêutrons é um número mágico.

Na figura (2.3) isso é visto através do fato da energia de separação para os núcleos mágicos serem maiores que a mesma energia de seus núcleos vizinhos que têm mesmo valor de N-Z.

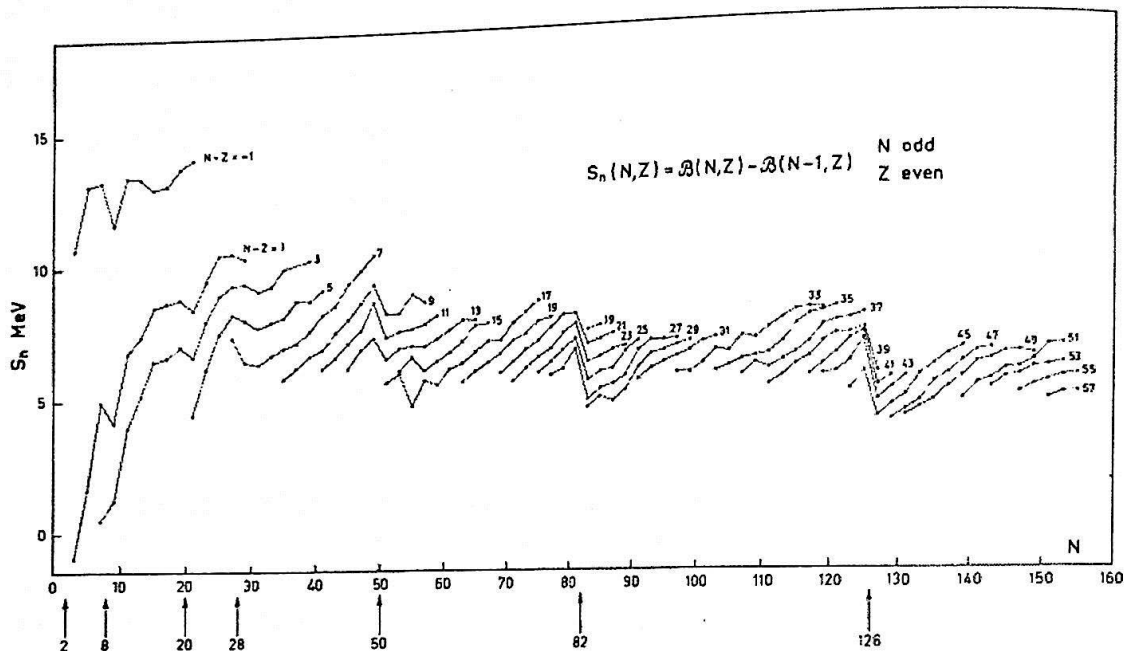


Figura 2.3: Energias de separação de nêutrons, S_n , tiradas de J.H.E.Mattauch, W. Thiele e A.H.Wapstra, *Nuclear Phys.* 67 1 (1965).

Esse comportamento é análogo ao encontrado na física atômica quando analisamos as energias de ionização dos elétrons, ver figura (2.4).

Estes dados experimentais portanto, nos dão pistas sobre o comportamento de camadas nos núcleos, ou seja, os núcleons constituintes do núcleo ocupam camadas (veremos adiante como são essas camadas), e se essas camadas estão completas, o que chamamos de camadas fechadas, a energia de ligação desse núcleo é maior, sendo mais difícil retirar um núcleon de lá.

Em primeira aproximação podemos tratar as partículas do núcleo de maneira independente, semelhante ao caso atômico. Esta aproximação consiste em usarmos

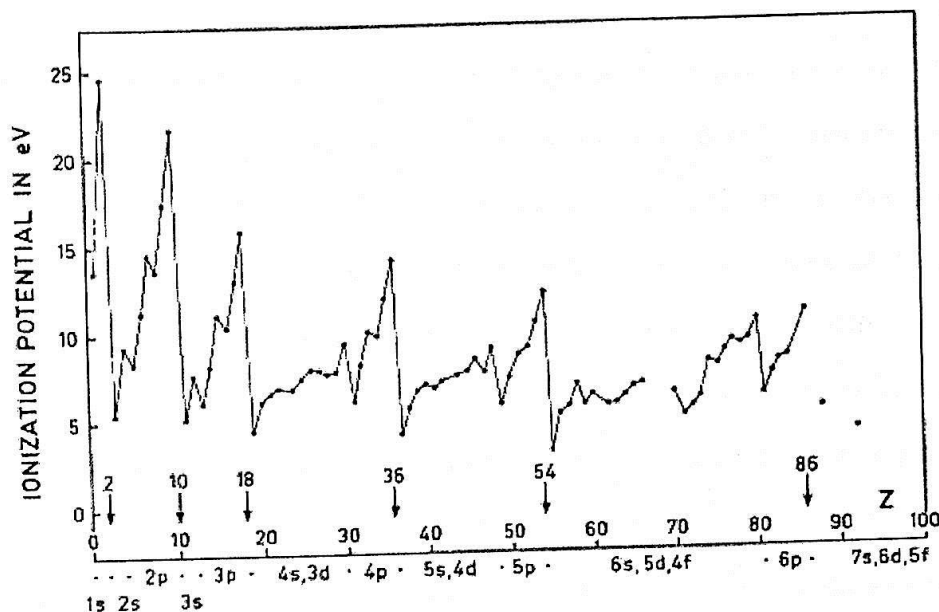


Figura 2.4: Valores dos potenciais de ionização atômicos. Os pontos abaixo da abscissa indicam camadas fechadas. Figura retirada da referência [2].

um campo médio que é sentido por cada partícula do núcleo independentemente e gerado por todas as partículas.

Mas a analogia com um átomo pára por aqui, pois neles os elétrons estão sujeitos a um potencial central gerado pela atração Coulombiana do núcleo; já no caso nuclear não existe esse “centro de forças” e o campo médio representa, em primeira ordem, o potencial atrativo gerado por todos os núcleons, ao qual devemos adicionar interações residuais para torná-lo mais realista.

Podemos então pensar que os estados de partícula única, provenientes deste tratamento de campo médio, são preenchidos por prótons e nêutrons separadamente³. Mas, a física destes núcleos permite o uso de tais aproximações? Por que um tratamento do núcleo através de um modelo de partículas independentes é considerado

³Isso é necessário para que possamos ter números mágicos tanto para prótons quanto para nêutrons.

como uma boa aproximação da realidade?

Resultados de experimentos de espalhamento núcleon-núcleo nos mostram que o caminho livre médio de um núcleon no núcleo, isto é, o quanto um núcleon pode se mover dentro de um núcleo antes de sofrer uma colisão, é da ordem do diâmetro do mesmo, de onde podemos concluir que um núcleo não é muito denso. Isso ocorre por dois motivos: primeiro, o princípio de exclusão de Pauli assim como o princípio de incerteza de Heisenberg, fazem com que os núcleons não ocupem os mesmos estados quânticos e que mantenham uma certa distância entre si, que sabemos ser da ordem de 2,5 fm; segundo, como os núcleons estão afastados desta forma, eles sentem apenas a cauda da interação nuclear forte, comportando-se aproximadamente como partículas independentes.

2.2 Níveis de partícula independente.

Todos os fatos discutidos anteriormente justificam nossa imagem de que os núcleons se comportam em primeira aproximação como partículas independentes movendo-se em um potencial médio, representando as interações sentidas por um núcleon devido a todos os outros. É necessário encontrarmos a forma do campo médio. Necessariamente, ele tem algumas características básicas.

Primeiro, um núcleon perto do centro do núcleo vai sentir as forças nucleares de maneira uniforme, ou seja, não vai haver nenhuma força resultante sobre ele:

$$\left(\frac{\partial V(r)}{\partial r}\right)_{r=0} = 0 \quad (2.1)$$

A energia de ligação nuclear fica mais forte quando se vai da superfície para o interior do núcleo:

$$\left(\frac{\partial V}{\partial r}\right)_{r < R_0} > 0 \quad (2.2)$$

E devido ao alcance finito das forças nucleares, temos:

$$V(r) \simeq 0, \quad r > R_0. \quad (2.3)$$

Um potencial que representa bem estas condições é o potencial de Woods-Saxon:

$$V^{W.S.}(r) = -V_0 \left[1 + \exp\left(\frac{r - R_0}{a}\right) \right]^{-1} \quad (2.4)$$

onde $R_0 = 1,27 \cdot A^{\frac{1}{3}}$ fm e a é a difusividade do potencial, dada também em fm.

Devemos frisar que mesmo esse potencial, que representa bem a distribuição de densidades observadas experimentalmente, não reproduz por si só os números mágicos mais altos. Adiante veremos como esse problema foi resolvido.

Os níveis de energia de partícula única obtidos da solução da seguinte equação de autovalores:

$$\left\{ \frac{-\hbar^2}{2m} \Delta + V(r) \right\} \phi_i(r) = \epsilon_i \phi_i(r) \quad (2.5)$$

Suas soluções quando o potencial usado é o potencial de Woods-Saxon, não podem ser encontradas de forma analítica. Entretanto, podemos tirar informações sobre os níveis de energia usando em nossa equação de autovalores potenciais limites, ou seja, o potencial de oscilador harmônico (equação (2.6)) e o poço quadrado (equação (2.7)).

Oscilador Harmônico:

$$V(r) = -V_0 \left[1 - \left(\frac{r}{R_0} \right)^2 \right] = \frac{m}{2} \omega_0^2 (r^2 - R_0^2) \quad (2.6)$$

Poço Quadrado:

$$V(r) = \begin{cases} -V_0 & \text{para } r \leq R_0 \\ +\infty & \text{para } r > R_0 \end{cases} \quad (2.7)$$

Como é bem conhecido, o oscilador harmônico nos fornece níveis de energia equidistantes:

$$\epsilon_N = \hbar \omega_0 \left(N + \frac{3}{2} \right) - V_0 \quad (2.8)$$

com

$$N = 2(n - 1) + l, \quad n = 1, 2, \dots, \text{ e } l = 0, 1, 2, \dots \quad (2.9)$$

Esses níveis têm degenerescência $D(N)$:

$$D(N) = \frac{1}{2}(N + 1)(N + 2) \quad (2.10)$$

Nas expressões acima N é o número de quanta do oscilador, n é o número quântico radial, l é o momento angular e ω_0 é a frequência do oscilador.

Aos níveis com um determinado N chamamos de camada do oscilador. Devido à equação (2.9), as camadas do oscilador podem conter somente valores de l pares ou ímpares, ou seja, as camadas do oscilador contém apenas estados com a mesma

paridade. Também segue de (2.9) que os níveis com mesmo N mas com n e l diferentes são degenerados. Esta degenerescência accidental do oscilador harmônico é removida no potencial quadrado como mostrado na figura (2.5). Para o potencial de Woods-Saxon, as energias estão entre estes dois limites, dados pelos potenciais de oscilador harmônico e de poço quadrado. Este fato é ilustrado na figura (2.6). Entretanto, nenhum deles é capaz de reproduzir os números mágicos mais altos. Este problema é solucionado se adicionarmos ao potencial um acoplamento tipo spin-órbita.

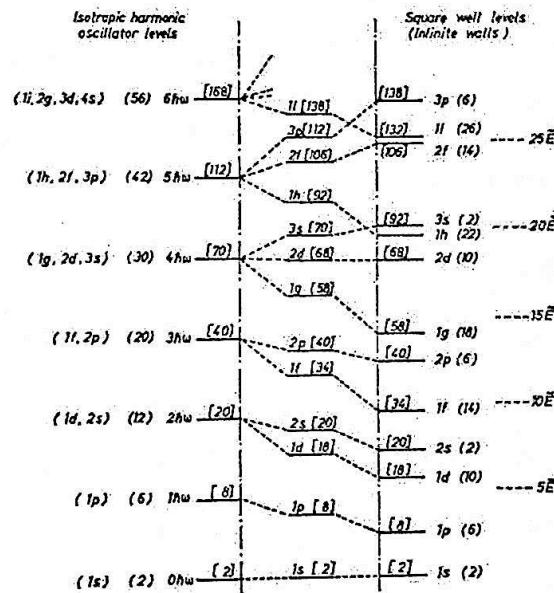


Figura 2.5: Sequência de níveis de partícula única ilustrando a quebra das degenerescências accidentais do oscilador harmônico ao se usar em seu lugar um poço quadrado. A parte central da figura ilustra níveis para um potencial intermediário. Figura retirada da referência [3].

2.3 O acoplamento spin-órbita.

Até agora não foi levado em conta o spin das partículas do núcleo, ou seja, consideramos as forças nucleares como sendo independentes do spin, mas sabemos

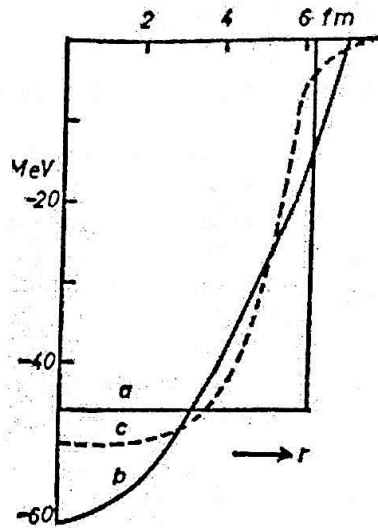


Figura 2.6: Ilustração dos potenciais de oscilador harmônico (correspondente aos níveis da parte esquerda da figura (2.5)), de poço quadrado (correspondente aos níveis da parte direita da figura (2.5)) e de Woods-Saxon (correspondente aos níveis da parte central da figura (2.5)). Figura retirada da referência [3].

que elas são fortemente dependentes do spin (razão pela qual o sistema p-n é ligado enquanto o sistema n-n não [16]) e por isso ao potencial médio deve ser adicionado um termo com a finalidade de incluir o efeito do spin das partículas. Este termo de força dependente do spin tem a forma de um acoplamento spin-órbita:

$$f(r)l \cdot s \quad (2.11)$$

e é o responsável pela quebra da degenerescência dos níveis com $j = l \pm \frac{1}{2}$. O sinal deste termo determina como os níveis degenerados se separam. O sinal que torna este potencial atrativo explica o fato observado experimentalmente de que os níveis $l + \frac{1}{2}$ estão energeticamente abaixo dos níveis $l - \frac{1}{2}$.

Exemplos disto são os experimentos de espalhamento de prótons e nêutrons em partículas α que levam às ressonâncias mais baixas do estado fundamental dos núcleos ${}^5\text{Li}$ e ${}^5\text{He}$. De acordo com a figura (2.7), essas ressonâncias mais baixas

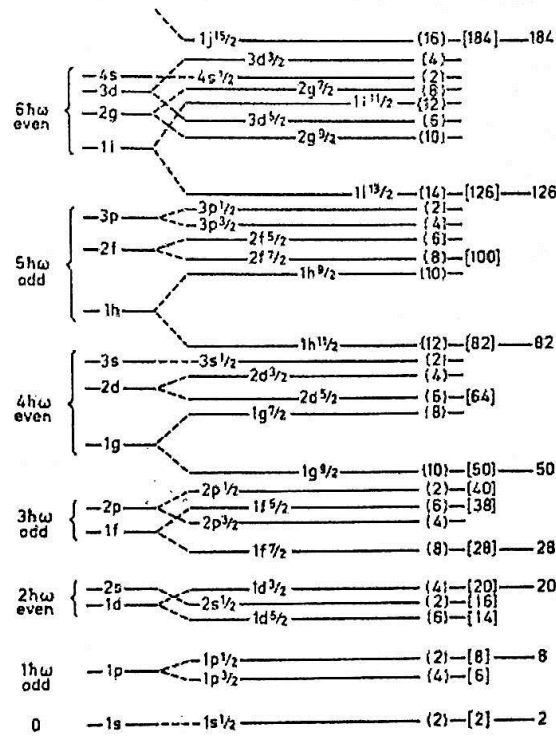


Figura 2.7: Sequência de níveis de partícula independente. Figura retirada de M.G.Mayer e J.H.D.Jensen, *Elementary Theory of Nuclear Shell Structure*, p.58, Wiley, Nova York, 1955.

deveriam ter os números quânticos $l = 1$, $j = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}$, sendo a camada 1s do ${}^4\text{He}$ fechada. São observadas ressonâncias em 1,25 MeV e 2,4 MeV para o espalhamento de nêutrons e de prótons, respectivamente. Nestas energias as distribuições angulares mostram que as ressonâncias são predominantemente $j = \frac{3}{2}$, enquanto que as ressonâncias $j = \frac{1}{2}$ encontram-se alguns MeV mais altas em energia.

O termo de spin-órbita com o sinal correto quebra as degenerescências existentes de modo que o preenchimento das camadas leva aos números mágicos. Os níveis da parte central da figura (2.7) ilustram este fato, estando os números mágicos à direita da mesma figura.

Devemos ressaltar que a função $f(r)$ tem seu maior valor na superfície. Isto é

explicado da seguinte maneira: o efeito médio sobre um núcleon devido a todos os outros será zero no interior (centro) do núcleo, pois o efeito de um núcleon sobre este núcleon central será cancelado pelo efeito de outro que está a mesma distância mas em direção oposta; já na superfície este cancelamento não ocorre e por isso a interação é maior onde a densidade de núcleons muda rapidamente:

$$f(r) = \lambda \frac{1}{r} \frac{dV}{dr}; \quad \lambda \simeq -0,5 [fm^2] \quad (2.12)$$

É bom ressaltarmos aqui a diferença entre o spin-órbita atômico e o nuclear. No caso dos átomos, o termo de spin-órbita é devido à interação magnética do spin do elétron com o campo magnético gerado no referencial de repouso do elétron, pelo movimento dos prótons do núcleo. Já no caso nuclear este acoplamento é devido à interação do spin total de dois núcleons com o momento angular relativo dos mesmos. O fato dele aparecer no tratamento via campo médio como um termo que depende somente do momento angular do núcleon e de seu spin, vem do fato de estarmos trabalhando numa aproximação de partículas independentes.

2.4 Onde o modelo descrito se encaixa?

Discutimos nas seções anteriores um modelo de camadas esférico que é usado na descrição de núcleos que se encontram na linha de estabilidade e mais especificamente, núcleos com camadas fechadas. Teremos que incluir em nosso modelo, se quisermos tratar de núcleos que mesmo se encontrando na linha de estabilidade não têm camadas fechadas, uma deformação no potencial. Isso será tratado no próximo capítulo. A estrutura de camadas para os núcleos exóticos leves difere da observada nos núcleos estáveis e reproduzida pelo modelo de camadas, uma vez que este foi construído exatamente com o propósito de tratar os núcleos “normais”. No ^{11}Li é

preciso que haja uma inversão dos níveis de partícula única, mais especificamente entre os níveis $1d_{5/2}$ e $2s_{1/2}$ para que exista concordância com as evidências experimentais. Veremos nos capítulos seguintes se os parâmetros difusividade e deformação do caroço alteram ou não a estrutura de camadas.

Capítulo 3

O modelo de camadas deformado.

Será estudado o efeito de outro grau de liberdade no sistema ${}^9\text{Li} + 2n$, a deformação do caroço de ${}^9\text{Li}$. Antes de analisar este efeito, discutiremos porque o caroço deve ser deformado e como esta deformação afeta a estrutura de níveis.

3.1 Por que uma deformação?

O modelo de camadas já descrito, que usa um campo médio esfericamente simétrico, descreve bem núcleos de camadas fechadas, isto é, núcleos onde as camadas de momento angular j estão completamente preenchidas por núcleons. Ao nos afastarmos desta região e analisarmos núcleos nos quais as camadas não são fechadas, o modelo de camadas esférico não os descreve bem. Experimentalmente obtemos resultados que o modelo não consegue explicar, como os momentos de quadrupolo, que nos diz que o núcleo é deformado. Portanto a inclusão de uma deformação no potencial central torna-se necessária.

Temos porém um problema ao usar um potencial deformado; devido à existência de uma orientação preferencial no espaço o momento angular total não mais se conserva [17, 18]. Algo semelhante ocorre já no caso esférico com o momento linear pois, ao se fixar o centro de massa do sistema viola-se a invariância translacional.

Deve ser lembrado que para tratar de tais problemas existem os métodos de projeção [18].

A não conservação do momento angular total é o preço que se paga pelo uso de funções de onda de partícula única. No momento em que fixamos o potencial para podermos trabalhar com essas funções, o momento angular total deixa de ser um bom número quântico, o mesmo acontecendo com o momento linear. Para que haja conservação do momento angular total de um sistema, as funções de onda que o descrevem devem levar em conta a correlação entre as partículas, de modo que uma mudança no momento angular de uma delas seja compensada pela mudança de momento angular de outra, mantendo assim o momento angular total constante. Já ao usarmos funções de onda de partícula única, o momento angular total só será conservado se esta conservação for válida para cada partícula independentemente.

Portanto, temos que fazer a escolha entre usarmos funções de onda de partícula única e deixar de lado a conservação de momento angular, ou encontrarmos uma maneira de fazer com que haja conservação de momento angular usando funções de onda que levem em conta correlações entre todas as partículas do sistema. Vamos adotar a primeira opção. Deve ser lembrado que mesmo o momento angular total não sendo conservado, a projeção deste momento angular no eixo de simetria é um bom número quântico se a deformação adotada for axialmente simétrica.

Descreveremos inicialmente as características de um potencial deformado através do oscilador harmônico anisotrópico. Isso foi feito primeiramente por S.G.Nilsson [19].

3.2 O oscilador harmônico anisotrópico.

O hamiltoniano do oscilador harmônico anisotrópico pode ser escrito como:

$$h_0 = \frac{-\hbar^2 \Delta}{2m} + \frac{m}{2} (\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2 + \omega_z^2 z^2) \quad (3.1)$$

Escolhendo as frequências de modo que sejam proporcionais ao inverso dos eixos do elipsóide (que representa o núcleo), teremos o oscilador harmônico em três dimensões axialmente simétrico:

$$\omega_\nu = \omega_0 \frac{R_0}{a_\nu}, (\nu = x, y, z) \quad (3.2)$$

onde ω_0 é a frequência de um oscilador esférico de alcance R_0 .

Outra condição deve ser levada em conta, que é a do volume ser conservado, e disto tiramos:

$$\omega_x \omega_y \omega_z = \text{constante} = \omega_0^3 \quad (3.3)$$

O hamiltoniano (3.1) é separável em x, y, z e os autoestados são caracterizados pelos números quânticos n_x, n_y, n_z , sendo seus autovalores iguais a:

$$\epsilon_0(n_x, n_y, n_z) = \hbar \omega_x \left(n_x + \frac{1}{2} \right) + \hbar \omega_y \left(n_y + \frac{1}{2} \right) + \hbar \omega_z \left(n_z + \frac{1}{2} \right) \quad (3.4)$$

Para o caso de formas axialmente simétricas, as que usamos em nosso trabalho, é escolhido o eixo z como eixo de simetria e o parâmetro de deformação δ é introduzido pela seguinte definição:

$$\begin{aligned} \omega_\perp^2 = \omega_x^2 = \omega_y^2 &= \omega_0^2(\delta) \left(1 + \frac{2}{3}\delta \right), \\ \omega_z^2 &= \omega_0^2(\delta) \left(1 - \frac{4}{3}\delta \right), \end{aligned} \quad (3.5)$$

onde δ é o único parâmetro de deformação neste caso, sendo que $\omega_0(\delta)$ é determinado de maneira que a conservação do volume é garantida. Desta condição temos:

$$\omega_0(\delta) = \tilde{\omega}_0 \left(1 - \frac{2}{3}\delta^2 - \frac{16}{27}\delta^3 \right)^{-\frac{1}{6}} \quad (3.6)$$

onde $\tilde{\omega}_0$ é o valor de $\omega_0(\delta)$ para $\delta = 0$.

Nilsson introduziu um comprimento de oscilador dependente da deformação $b(\delta) = (\hbar/m\omega(\delta))^{1/2}$ e coordenadas adimensionais $r' = r/b$. Nestas coordenadas o hamiltoniano separa-se em um termo esfericamente simétrico (que são os dois primeiros termos do lado direito de (3.7)), e um termo que representa o acoplamento de uma partícula com a deformação (o último termo de (3.7)):

$$h_0 = \hbar\omega_0(\delta) \left(-\frac{1}{2}\Delta' + \frac{1}{2}r'^2 - \frac{1}{3}\sqrt{\frac{16\pi}{5}}\delta r'^2 Y_{20}(\theta', \phi') \right) \quad (3.7)$$

As superfícies equipotenciais são elipsóides. Em primeira ordem na deformação δ elas podem ser representadas por:

$$r' \sim (1 + \beta Y_{20}(\theta', \phi')), \quad (3.8)$$

com

$$\beta = \frac{1}{3}\sqrt{\frac{16\pi}{5}}\delta + \dots = 1.057\delta + \dots \quad (3.9)$$

A equação (3.9) relaciona o parâmetro de deformação δ com o parâmetro de deformação quadrupolar, β , presente na parametrização da superfície nuclear, que será apresentada mais adiante quando formos escrever o potencial de Woods-Saxon deformado.

No caso de simetria axial, é conveniente usar coordenadas cilíndricas. Os auto-estados são caracterizados pelos números quânticos n_z, n_ρ, m_l , onde m_l é a projeção do momento angular orbital no eixo de simetria. Com:

$$N = n_z + 2n_\rho + m_l = n_x + n_y + n_z, \quad (3.10)$$

e portanto:

$$\begin{aligned} \epsilon_0(n_z, n_\rho, m_l) &= \hbar\omega_z \left(n_z + \frac{1}{2} \right) + \hbar\omega_\perp (2n_\rho + m_l + 1) \\ &\simeq \hbar\omega_0 \left\{ \left(N + \frac{3}{2} \right) + \delta \left(\frac{N}{3} - n_z \right) \right\}. \end{aligned} \quad (3.11)$$

A simetria axial faz de m_l um bom número quântico. O mesmo é verdade para a componente de spin s_z e a componente z do momento angular total, j_z , que tem autovalor:

$$\Omega = m_l + m_s = m_l + \frac{1}{2}. \quad (3.12)$$

É usual caracterizar os autoestados do hamiltoniano h_0 na base cilíndrica pelo conjunto dos números quânticos de Nilsson:

$$\Omega\pi[Nn_zm_l] \quad (3.13)$$

onde π é a paridade dos estados [$\pi = (-1)^l = (-1)^M$]. A figura (3.1) mostra um gráfico da energia dos níveis do oscilador harmônico anisotrópico em função da deformação δ .

3.3 O hamiltoniano de Nilsson.

Para que o espectro de oscilador harmônico concorde com o espectro experimental de partícula única, devem ser levados em conta dois fatos essenciais:

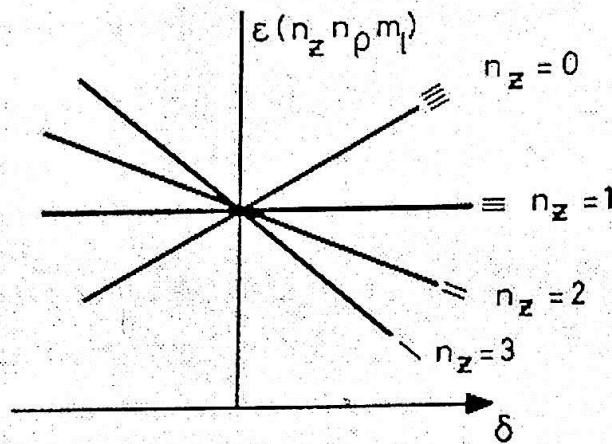


Figura 3.1: Níveis do oscilador harmônico anisotrópico em função de δ .

- Um forte termo de spin órbita deve ser adicionado para reproduzir os números mágicos;
- É necessário também um termo que diminua a energia de partículas com momento angular orbital l grande. Este termo tem o papel de fazer com que o espectro seja algo entre o espectro do oscilador harmônico e o espectro de um poço quadrado, que basicamente é o que o potencial de Woods-Saxon nos proporciona.

Para incluir estes efeitos, Nilsson adicionou dois termos ao oscilador harmônico deformado e usou o hamiltoniano:

$$h = -\frac{\hbar^2 \Delta}{2m} + \frac{m}{2} \omega_{\perp}^2 (x^2 + y^2) + \frac{m}{2} \omega_z^2 z^2 + Cls + DI^2 \quad (3.14)$$

$$= \hbar \omega_0(\delta) \left(-\frac{1}{2} \Delta' + \frac{1}{2} r'^2 - \beta r'^2 Y_{20} \right) - \kappa \hbar \omega_0 (2ls + \mu l^2). \quad (3.15)$$

As constantes C e D são dadas na forma:

$$C = -2\hbar\omega_0\kappa, \quad D = -\hbar\omega_0\kappa\mu, \quad (3.16)$$

onde C está ligada à força do spin órbita e DI^2 traz os níveis com grandes valores de l para baixo. Estas constantes podem ser determinadas fazendo com que o caso esférico do hamiltoniano de Nilsson coincida com um espectro que represente tal situação.

Na versão original, Nilsson usou o termo DI^2 . Mais tarde foi observado que para estados com grande número quântico principal N , o deslocamento dos níveis correspondentes era muito forte, e o termo foi então substituído por

$$D(I^2 - \langle I^2 \rangle_N) \quad (3.17)$$

onde $\langle I^2 \rangle_N = \frac{1}{2}N(N+3)$ é o valor esperado de I^2 em uma camada com número quântico N . Neste caso só os estados nesta camada são alterados ficando o centro de massa entre as camadas principais inalterado.

Para grandes deformações os termos $l \cdot s$ e I^2 podem ser desprezados em comparação com βY_{20} , e neste limite os números quânticos de Nilsson do oscilador harmônico anisotrópico são bons números quânticos e são chamados de números quânticos assintóticos.

O hamiltoniano de Nilsson não contém nenhum termo Coulombiano, sendo este efeito incorporado nas constantes μ e κ .

Um exemplo de um diagrama de Nilsson é mostrado na Figura (3.2). Vemos através desta figura como ocorre a mudança na estrutura de camadas quando da inclusão de uma deformação.

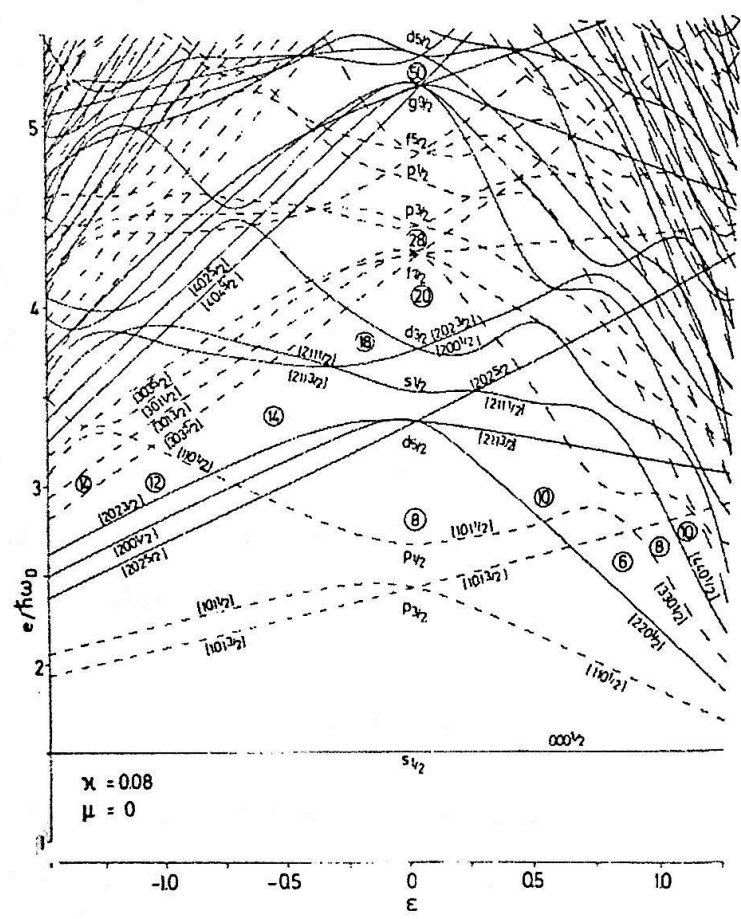


Figura 3.2: Típico diagrama de Nilsson. Figura retirada da referência [4].

3.4 O potencial de Woods-Saxon deformado.

Vamos utilizar neste trabalho um potencial médio de Woods-Saxon, no qual uma deformação geral pode ser introduzida como mostrado a seguir:

$$V(r, \theta, \phi) = -V_0 \left[1 + \exp \left(\frac{r - R(\theta, \phi)}{a(\theta, \phi)} \right) \right]^{-1} \tag{3.18}$$

onde $a(\theta, \phi)$ é a difusividade do potencial, e a superfície, $R(\theta, \phi)$, é parametrizada da seguinte maneira:

$$R(\theta, \phi) = R_0 \left(1 + \alpha_{00} + \sum_{\lambda=1}^{\infty} \sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} \alpha_{\lambda\mu}^* Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi) \right) \quad (3.19)$$

sendo R_0 o raio de uma esfera de mesmo volume que o núcleo e α_{00} uma constante, determinada de maneira que o volume permaneça constante. O termo $\lambda = 1$ descreve uma translação do sistema como um todo, e os três parâmetros $\alpha_{1\mu}$ são fixados pela condição de que a origem coincida com o centro de massa. Mas, para pequenas deformações podemos descartar os termos α_{00} e $\alpha_{1\mu}$. O potencial que usaremos tem a característica de ser axialmente simétrico, com o eixo z como eixo de simetria, portanto, para esse caso todos os coeficientes $\alpha_{\lambda\mu}$ são zero exceto para $\mu = 0$. Os parâmetros $\alpha_{\lambda 0}$ são usualmente chamados β_λ .

O termo de spin-órbita com a parte dependente de r é da seguinte forma:

$$V_{LS} = \lambda (\nabla V(r, \theta, \phi) \times \mathbf{p}) \cdot \mathbf{s}; \quad (3.20)$$

ele se reduz à relação conhecida para o caso esférico.

3.5 O papel do modelo do camadas deformado.

Experimentalmente atribui-se ao núcleo ${}^9\text{Li}$ uma deformação de $\beta_2 = 0,18$. Devemos neste ponto lembrar do ordenamento anômalo dos níveis de partícula única que deve existir para esta região de massa. Como será então o ordenamento dos níveis quando o potencial central tiver uma deformação de 0,18?

A partir do potencial que representa o caroço do sistema, calcularemos o espectro de partícula independente para este caroço deformado. Usamos para isso um programa que faz esses cálculos, referência [20]. Este programa calcula as energias de partícula única para um potencial de Woods-Saxon axialmente deforma-

do, onde o hamiltoniano do sistema inclui o termo de spin-órbita e um potencial Coulombiano para prótons. O formato nuclear sendo definido em termos de uma expansão em harmônicos esféricos como já comentado. O hamiltoniano é então diagonalizado na base do oscilador harmônico axialmente deformado e o potencial de Woods-Saxon é gerado numericamente a uma deformação especificada pelos parâmetros $\beta = \beta_2, \beta_3, \beta_4, \beta_5, \beta_6$; o único parâmetro utilizado por nós neste trabalho é o parâmetro de deformação quadrupolar β_2 . Os elementos de matriz são então computados por integração numérica usando o método de quadratura de Gauss. A Figura (3.3) mostra um diagrama dos níveis de partícula independente para a região do Li , obtidos com o potencial de Woods-Saxon para várias deformações. Deve ser notado que na deformação de 0,18 não existe a inversão entre os níveis $1p_{1/2}$ e $2s_{1/2}$, inversão que só ocorre para valores da deformação maiores que 0,75.

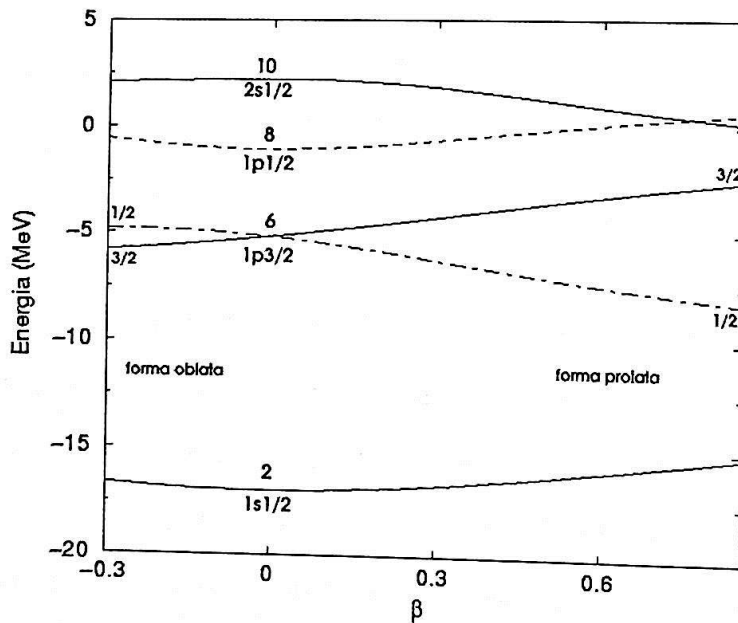


Figura 3.3: Diagrama de partícula independente gerado pelo potencial de Woods-Saxon deformado que utilizamos. Os níveis mostrados são os utilizados nos cálculos deste trabalho ($1p_{1/2}$ e $2s_{1/2}$). Para deformações positivas o núcleo adquire uma forma prolata (como um charuto) e para deformações negativas sua forma é oblata.

Capítulo 4

Emparelhamento e BCS.

Dois dos isótopos do lítio apresentam uma peculiaridade: o ^{10}Li , um sistema formado por um caroço de ^9Li mais um nêutron, não é um núcleo ligado; já o ^{11}Li , representado pelo mesmo caroço só que agora com dois nêutrons de valência, é ligado com pequena energia de ligação.

Este fato nos leva a crer que a interação residual, mais precisamente a interação de emparelhamento, entre os dois nêutrons de valência representa um fator importante no entendimento do sistema $^9\text{Li} + 2n$. Vale a pena ressaltar que a interação de emparelhamento também é importante para núcleos de várias regiões da tabela de nuclídeos.

4.1 A interação de emparelhamento.

Algumas evidências experimentais nos dão pistas da existência de uma interação de emparelhamento, ou seja, interações entre pares de partículas nos núcleos estudados e mostram sua importância na explicação destes comportamentos observados.

Entre elas estão:

- Todos os núcleos par-par têm momento angular e paridade, $j^\pi = 0^+$.

- “Gap” de energia: É facilmente observável a diferença entre os espectros de excitação de núcleos par-par e núcleos ímpar-par. Os núcleos par-par mostram através de seu espectro que é mais fácil ocorrerem excitações coletivas do que aquelas de partícula única, o que é mostrado através dos poucos estados até a energia de 1.5 MeV. Já os núcleos ímpar-par têm tanto estados de excitação coletivos como de partícula única concentrados em um pequeno intervalo de energia, e isso acontece devido a esses núcleos terem um núcleon “a mais” que pode ser excitado com mais facilidade. Isso mostra a importância do emparelhamento neste caso.
- Momentos de inércia: Os momentos de inércia de núcleos deformados podem ser medidos a partir da estrutura de níveis de bandas rotacionais. Cálculos baseados num modelo de partícula única puro diferem de valores experimentais por um fator dois. Se o emparelhamento é incluído, teoria e experimento têm melhor concordância.

4.2 Tratamento do emparelhamento via BCS.

O potencial de Woods-Saxon com um termo de spin-órbita não dá conta de toda a interação entre os núcleons do sistema. Existe uma parte importante que considera as interações entre pares de núcleons com projeções de momento angular opostas de tal maneira que esses núcleons interagem formando um par de momento angular zero. Este efeito pode ser tratado fazendo-se uma transformação canônica no sistema de modo a trabalharmos com quasi-partículas independentes ao invés das partículas originais. Isso é feito em analogia com a teoria da supercondutividade de BCS (Bardeen, Cooper e Schrieffer) [21] que correlaciona pares de elétrons com momentos lineares de mesmo módulo mas opostos. Vejamos como são estas transformações e o que são as quasi-partículas.

4.3 A função de onda de BCS.

O método utilizado para tratar o emparelhamento pode ser derivado através do método variacional e para isso é importante encontrar um bom *ansatz* para a função de onda do estado fundamental.

Em analogia com BCS, que determinaram o estado fundamental de um supercondutor, esta função de onda para núcleos par-par será representada da seguinte forma:

$$|BCS\rangle = \prod_{k>0} (u_k + v_k a_k^\dagger a_{\bar{k}}^\dagger) |0\rangle \quad (4.1)$$

onde u_k e v_k são os parâmetros variacionais.

O produto da equação (4.1) é feito sobre metade do espaço de configuração, ou seja, para $k > 0$ pois, para cada estado $k > 0$ existe um estado conjugado $\bar{k} < 0$. Chamamos de estados conjugados os estados que têm projeções de momento angular opostas no eixo de simetria.

Os termos v_k^2 e u_k^2 representam a probabilidade de que um certo estado de par (k, \bar{k}) esteja ou não ocupado, e devem ser determinados de tal maneira que a energia correspondente seja mínima. Estes termos não são independentes, de modo que a norma da função de onda (4.1) requer que:

$$|u_k|^2 + |v_k|^2 = 1 \quad (4.2)$$

A função de onda (4.1) é uma superposição de diferentes números de pares, e isso implica em que o número de partículas não é mais conservado. Isto é melhor entendido escrevendo esta função produto como:

$$|BCS\rangle \propto |0\rangle + \sum_{k>0} \frac{v_k}{u_k} a_k^\dagger a_{\bar{k}}^\dagger |0\rangle + \frac{1}{2} \sum_{kk'>0} \frac{v_k v_{k'}}{u_k u_{k'}} a_k^\dagger a_{\bar{k}}^\dagger a_{k'}^\dagger a_{\bar{k}'}^\dagger |0\rangle + \dots \quad (4.3)$$

A principal vantagem em se escrever o estado fundamental na forma (4.1) é que, além de conter correlações entre pares de partículas, esta função de onda pode ser escrita como o produto de um novo tipo de férmions, chamados quasi-partículas de Bogoliubov [22]:

$$|BCS\rangle \propto \prod_{k \neq 0} \alpha_k |0\rangle \quad (4.4)$$

onde:

$$\begin{aligned} \alpha_k &= u_k a_k - v_k a_{\bar{k}}^\dagger \\ \alpha_{\bar{k}} &= u_k a_{\bar{k}} + v_k a_k^\dagger \end{aligned} \quad (4.5)$$

Temos agora uma representação do estado fundamental de partículas em termos de um gás de quasi-partículas independentes. O preço a pagar por isso é que a transformação acima não conserva o número de partículas devido a misturar operadores de criação e destruição.

4.4 Equações de BCS.

O hamiltoniano que descreve um sistema de muitos corpos é escrito como:

$$H = \sum_{k_1 k_2 \neq 0} t_{k_1 k_2} a_{k_1}^\dagger a_{k_2} + \frac{1}{4} \sum_{k_1 k_2 k_3 k_4 \neq 0} \bar{v}_{k_1 k_2 k_3 k_4} a_{k_1}^\dagger a_{k_2}^\dagger a_{k_4} a_{k_3} \quad (4.6)$$

Os parâmetros u e v da função (4.1) são determinados pela variação de energia, restrita a condição de que o valor esperado do número de partículas seja um certo número médio N :

$$\langle BCS | \hat{N} | BCS \rangle = 2 \sum_{k>0} v_k^2 = N \quad (4.7)$$

Isso é feito adicionando-se o termo $-\lambda \hat{N}$ ao hamiltoniano original.

$$H' = H - \lambda \hat{N} \quad (4.8)$$

Este parâmetro λ é chamado potencial químico ou energia de Fermi, porque representa um aumento da energia para uma mudança no número de partículas:

$$\lambda = \frac{dE}{dN} \quad (4.9)$$

Calculando o valor esperado do hamiltoniano:

$$\begin{aligned} \langle BCS | H' | BCS \rangle = & \sum_{k \neq 0} \left\{ (t_{kk} - \lambda) v_k^2 + \frac{1}{2} \sum_{k' \neq 0} \bar{v}_{kk'kk'} v_k^2 v_{k'}^2 \right\} \\ & + \sum_{kk' > 0} \bar{v}_{k\bar{k}k'\bar{k}'} u_k v_k u_{k'} v_{k'} \end{aligned} \quad (4.10)$$

A variação:

$$\delta \langle BCS | H' | BCS \rangle = 0 \quad (4.11)$$

é dada por:

$$\left(\frac{\partial}{\partial v_k} + \frac{\partial u_k}{\partial v_k} \frac{\partial}{\partial u_k} \right) \langle BCS | H' | BCS \rangle = 0 \quad (4.12)$$

E após a diferenciação obtemos finalmente o conjunto de equações de BCS:

$$2\tilde{\epsilon}_k u_k v_k + \Delta_k (v_k^2 - u_k^2) = 0, \quad k > 0 \quad (4.13)$$

com:

$$\tilde{\epsilon}_k = \frac{1}{2} \left(t_{kk} + t_{\bar{k}\bar{k}} + \sum_{k' \neq 0} (\bar{v}_{kk'k'k'} + \bar{v}_{\bar{k}\bar{k}'\bar{k}'\bar{k}}) v_{k'}^2 \right) - \lambda \quad (4.14)$$

e os parâmetros de gap:

$$\Delta_k = - \sum_{k' > 0} \bar{v}_{k\bar{k}k'\bar{k}'} u_{k'} v_{k'}. \quad (4.15)$$

Para valores fixos de $\tilde{\epsilon}_k$ e Δ_k as equações de BCS junto com a condição (4.2) nos levam a duas equações para u_k^2 e v_k^2 , que têm soluções:

$$\begin{aligned} v_k^2 &= \frac{1}{2} \left(1 \pm \frac{\tilde{\epsilon}_k}{\sqrt{\tilde{\epsilon}_k^2 + \Delta_k^2}} \right) \\ u_k^2 &= \frac{1}{2} \left(1 \pm \frac{\tilde{\epsilon}_k}{\sqrt{\tilde{\epsilon}_k^2 + \Delta_k^2}} \right) \end{aligned} \quad (4.16)$$

Para o caso de nenhuma interação de emparelhamento, teremos $\Delta = 0$ e $v_k^2 = 1$, $u_k^2 = 0$ para as órbitas ocupadas $\tilde{\epsilon} < 0$, e portanto as soluções são:

$$\begin{aligned} v_k^2 &= \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\tilde{\epsilon}_k}{\sqrt{\tilde{\epsilon}_k^2 + \Delta_k^2}} \right) \\ u_k^2 &= \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\tilde{\epsilon}_k}{\sqrt{\tilde{\epsilon}_k^2 + \Delta_k^2}} \right) \end{aligned} \quad (4.17)$$

Portanto, o princípio variacional nos leva ao conjunto de equações (4.14), (4.15) e (4.17), que junto com a condição de que o número de partículas deve ser constante em média, (4.7), permitem o cálculo dos parâmetros u_k e v_k . Como as equações não são lineares devemos resolvê-las numericamente através de algum método de iteração.

Nos cálculos a serem efetuados, será interessante também o conhecimento da equação de gap, que é obtida substituindo-se (4.17) em (4.15):

$$\Delta_k = -\frac{1}{2} \sum_{k' > 0} \bar{v}_{kk'k'} \frac{\Delta_{k'}}{\sqrt{\tilde{\epsilon}_{k'}^2 + \Delta_{k'}^2}} \quad (4.18)$$

4.5 Solução das equações.

Usamos em nossos cálculos uma força de emparelhamento constante, de intensidade G . Vejamos como ficam as soluções das equações para esse tipo de força de emparelhamento.

O hamiltoniano fica com a seguinte forma:

$$H = \sum_{k > 0} \epsilon_k (a_k^\dagger a_k + a_{\bar{k}}^\dagger a_{\bar{k}}) - G \sum_{kk' > 0} a_k^\dagger a_{\bar{k}}^\dagger a_{\bar{k}'} a_{k'} \quad (4.19)$$

O valor esperado de H' é:

$$\langle BCS | H' | BCS \rangle = 2 \sum_{k > 0} \left(\tilde{\epsilon}_k v_k^2 + \frac{1}{2} G v_k^4 \right) - \frac{\Delta^2}{G} \quad (4.20)$$

Neste caso o parâmetro de gap não depende de k :

$$\Delta = G \sum_{k > 0} u_k v_k \quad (4.21)$$

e $\tilde{\epsilon}_k$ é dado por:

$$\tilde{\epsilon}_k = \epsilon_k - \lambda - Gv_k^2 \quad (4.22)$$

Os termos Gv_k^4 de (4.20) e Gv_k^2 de (4.22) em geral são descartados sob o argumento de que seu efeito é somente o de renormalizar os níveis de partícula única. Neste trabalho levaremos em conta nos cálculos estes termos, pois na região de massa dos núcleos exóticos leves a renormalização dos níveis é de suma importância, já que a característica dos níveis envolvidos é a de serem ressonâncias com energias bem baixas, e a ação dos termos sobre estes níveis fará com que se tornem níveis da região discreta com energia também pequena, que é o que queremos.

$$\left. \begin{array}{l} u_k^2 \\ v_k^2 \end{array} \right\} = \frac{1}{2} \left[1 \pm \frac{\epsilon_k - \lambda - Gv_k^2}{\sqrt{(\epsilon_k - \lambda - Gv_k^2)^2 + \Delta^2}} \right] \quad (4.23)$$

E a equação de gap fica com a forma simples:

$$\Delta = \frac{G}{2} \sum_{k>0} \frac{\Delta}{\sqrt{(\epsilon_k - \lambda - Gv_k^2)^2 + \Delta^2}} \quad (4.24)$$

4.6 Nossos cálculos.

Vejamos como ficam estas equações para o caso de férmions ocupando níveis de partícula única de momento angular j ($\Omega_j = j + \frac{1}{2}$) em um campo médio (ϵ_j) interagindo através de uma força de emparelhamento constante independente de estado de força G , e levando-se em conta explicitamente o termo de auto energia como em [12]¹.

¹Uma vez que os níveis de partícula única relevantes para o núcleo estudado são $1p_{1/2}$ e $2s_{1/2}$ não teremos que nos preocupar com a separação entre as diversas projeções devida à deformação. Dessa forma manteremos, por simplicidade, a linguagem adotada no caso esférico, entendendo-se os rótulos dos estados como aqueles assintóticos no caso de deformação zero.

Ficamos portanto com:

$$\langle BCS | H' | BCS \rangle = 2 \sum_j \left(\epsilon_j - \lambda - \frac{G}{2} v_j^2 \right) \Omega_j v_j^2 - G \sum_{ij} \Omega_i \Omega_j u_i v_i u_j v_j \quad (4.25)$$

O termo de auto energia pode ser tratado explicitamente usando $u_j^2 + v_j^2 = 1$ em (4.25):

$$\langle BCS | H' | BCS \rangle = 2 \sum_j \left(\epsilon_j - \lambda - \frac{G}{2} \right) \Omega_j v_j^2 - G \sum_{ij} \Omega_j (\Omega_i - \delta_{ij}) u_i v_i u_j v_j \quad (4.26)$$

E fazendo a variação chegamos a:

$$(u_j^2 - v_j^2) \tilde{\Delta}_j + 2 \left(\epsilon_j - \lambda - \frac{G}{2} \right) u_j v_j = 0 \quad (4.27)$$

onde:

$$\tilde{\Delta}_j = G \sum_i (\Omega_i - \delta_{ij}) u_i v_i \quad (4.28)$$

Deve ser notado na equação (4.26) que o coeficiente $\Omega_i - \delta_{ij}$ tem o efeito de uma exclusão de Pauli, aqui no sentido de que previne um determinado par de ser espalhado para um estado ocupado. Por exemplo, se um nível com $j = 1/2$ está totalmente ocupado, nenhum par de partículas pode ser espalhado para esse estado, pois o termo δ_{ij} não permite que isto aconteça.

As equações que vamos resolver simultaneamente através do método de Newton-Raphson serão:

- A equação de gap:

$$\tilde{\Delta}_j = \frac{G}{2} \sum_i (\Omega_i - \delta_{ij}) \frac{\tilde{\Delta}_i}{\sqrt{(\epsilon_j - \lambda - \frac{G}{2})^2 + \tilde{\Delta}_i^2}} \quad (4.29)$$

• A equação de número:

$$N = 2 \sum_j \Omega_j \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\epsilon_j - \lambda - \frac{G}{2}}{\sqrt{(\epsilon_j - \lambda - \frac{G}{2})^2 + \tilde{\Delta}_j^2}} \right) \quad (4.30)$$

4.7 As soluções.

As equações (4.29) e (4.30) do final da seção anterior serão, como já dito, resolvidas simultaneamente através do método numérico de Newton-Raphson. Com isso, encontramos a solução da equação de gap mantendo o número de partículas do sistema constante.

As funções (4.29) e (4.30) se comportam bem para valores da constante de emparelhamento que fazem com que ocorra a mistura dos estados, no sentido de que o método numérico utilizado para os cálculos não diverge, sempre encontrando uma solução. Nessa região a constante G é suficientemente forte para que haja o emparelhamento desejado.

Depois de encontradas as soluções para estas equações, a energia de separação de dois nêutrons é dada por:

$$E_{sep} = E_{BCS} + \lambda N \quad (4.31)$$

onde E_{BCS} é a energia calculada realizando-se a média do hamiltoniano e λN sai do termo de vínculo.

Veremos no capítulo seguinte os resultados obtidos juntamente com as respectivas análises para os diversos parâmetros livres do sistema.

Capítulo 5

Estudando o ^{11}Li .

5.1 Procedimento Geral.

Neste capítulo aplicaremos os conceitos e modelos apresentados nos capítulos anteriores ao estudo do ^{11}Li , descrito como um caroço de ^9Li mais dois nêutrons de valência que interagem através de emparelhamento.

Os nêutrons de valência estão submetidos à ação de um potencial gerado pelo caroço; utilizaremos um potencial de Woods-Saxon deformado para a obtenção dos níveis de partícula independente, dos quais o $1p_{1/2}$ e o $2s_{1/2}$ são os níveis de interesse. A interação de emparelhamento entre os nêutrons de valência será tratada no contexto do BCS. Será investigada a influência de diversos parâmetros, como a profundidade do potencial, a intensidade da interação de spin órbita, a deformação e a difusividade do potencial, nas propriedades do ^{11}Li .

5.2 Efeito da difusividade.

O primeiro passo dado foi o estudo do efeito da difusividade em um potencial esféricamente simétrico, usando parâmetros para o potencial como na referência [23]. Esta referência estuda a mudança da estrutura de camadas devido ao aumento da

difusividade do potencial nuclear. Mais precisamente, como a energia cinética e a separação dos níveis devida ao spin-órbita variam com a difusividade, para energias de ligação de nêutrons, decrescentes no intervalo de 10 MeV a 0 MeV. O interesse nesta região de energias de ligação visa o estudo de núcleos na linha de gotejamento, podendo serem estes nêutrons pouco ligados relacionados a uma grande difusividade do potencial.

Utilizamos no tratamento do sistema $^9\text{Li}+2n$ os mesmos parâmetros do potencial de Woods-Saxon que os usados na referência mencionada [23]:

Profundidade do potencial $U_0 = 35,45 \text{ MeV}$.

Constante do termo de spin-órbita $\lambda = 22,99 \text{ fm}^2$.

Raio do potencial $R = r_0 A^{1/3}$, onde $r_0 = 1,27 \text{ fm}$. O valor deste parâmetro de raio do potencial é o mesmo usado para reproduzir dados de núcleos da região de estabilidade.

As figuras (5.1) e (5.2) são gráficos da energia dos níveis de partícula única em função do número de massa A , feitos para parâmetros de difusividade de 0,67 fm e 1,34 fm respectivamente. As duas figuras são resultados da referência [23] reproduzidos por nós para mostrar a mudança na estrutura de camadas a que nos referíamos.

A figura (5.2) mostra uma inversão entre os níveis $1d_{5/2}$ e $2s_{1/2}$, sendo o último mais ligado na região de massa em que estamos interessados ($A = 11$). O interesse nesta inversão de ordenamento vem do fato de experimentalmente serem observadas para o ^{11}Li contribuições dos níveis $1p_{1/2}$ e $2s_{1/2}$ para a função de onda de seu estado fundamental.

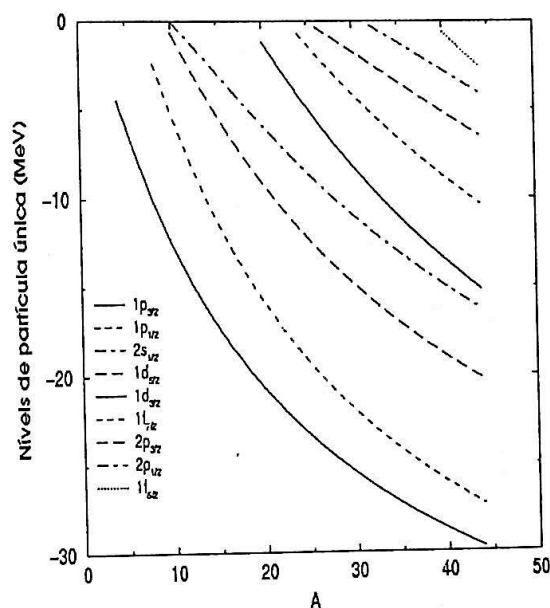


Figura 5.1: Gráfico de energia dos níveis de partícula única em função do número de massa A , feito para uma difusividade de 0,67 fm.

Em seguida, os efeitos da difusividade para valores compreendidos entre 0,67 fm e 1,34 fm e da força de emparelhamento sobre a energia de separação foram estudados.

As seguintes figuras, (5.3) e (5.4), mostram as ocupações dos estados e a energia de separação do ^{11}Li para valores da constante da força de emparelhamento que variam entre 0 MeV e 5 MeV. Na figura (5.3) a difusividade utilizada foi 0,67 fm e na figura (5.4) a difusividade utilizada foi 1,34 fm.

Existe um valor crítico de G a partir do qual a força de emparelhamento começa a agir, e esse valor crítico depende da difusividade. Através destes gráficos é fácil perceber que, com a difusividade maior, a força de emparelhamento começa a agir para uma constante G também maior.

Já com relação a energia de separação, o papel da difusividade é o de fazer com que esta energia seja muito grande quando comparada com a energia experimental que é de $(0,294 \pm 0,030)$ MeV ficando cada vez mais longe desta quanto mais difuso

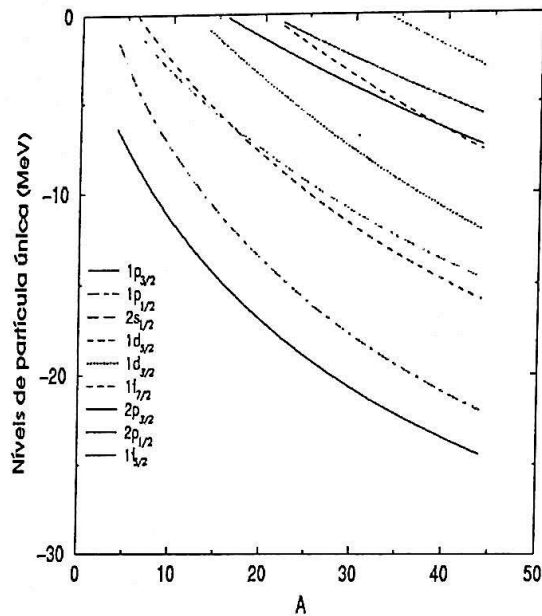


Figura 5.2: Gráfico de energia dos níveis de partícula única em função do número de massa A , feito para uma difusividade de 1,34 fm.

fosse o potencial. A difusividade parece não influenciar o comportamento do sistema da maneira esperada; seu efeito é o de piorar os resultados da energia de separação do ^{11}Li .

Notemos também que em se tratando do ordenamento dos níveis, a difusividade deu conta somente de inverter os níveis $1d_{5/2}$ e $2s_{1/2}$. Mas, alguns trabalhos [5, 6, 7] propõem que essa inversão seja ainda mais drástica; que o nível $2s_{1/2}$ seja mais ligado que o nível $1p_{1/2}$. E não se consegue esta mudança na estrutura de camadas somente através do efeito da variação da difusividade.

Em alguns trabalhos [10, 24, 25] são apresentadas características que se espera tenham esses níveis de interesse, que no núcleo ^{10}Li são ressonâncias. Alteramos alguns parâmetros do potencial a fim de que os níveis usados no tratamento do emparelhamento apresentassem essas características. Obtivemos uma melhora na energia de separação do ^{11}Li , mas não animadora o suficiente para que continuássemos a

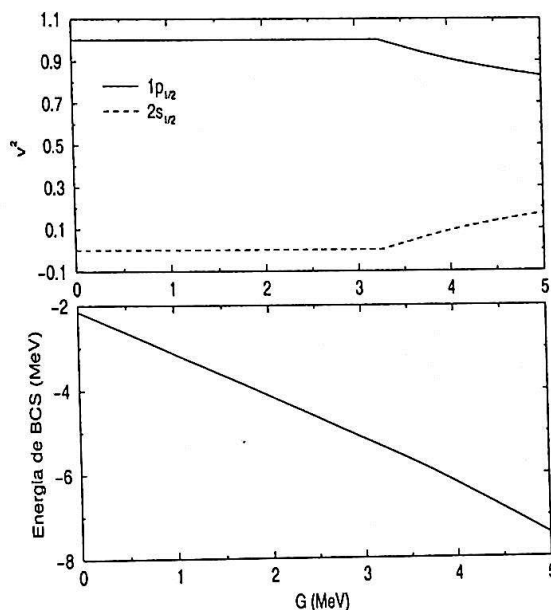


Figura 5.3: De cima para baixo: Probabilidades de ocupação para os níveis de partícula única $1p_{1/2}$ e $2s_{1/2}$ em função da constante G da força de emparelhamento; Energia de separação do ^{11}Li . ($a=0,67$ fm)

seguir esse caminho.

5.3 Deformação do caroço.

Em conjunto com a difusividade, o efeito da deformação do caroço foi estudado através da variação do parâmetro β_2 do potencial central¹. Os níveis de partícula única foram obtidos do potencial do ^9Li para valores do parâmetro β_2 variando entre 0 e 0,85. Os valores sobre os quais varia a difusividade continuaram a ser os mesmos.

Feito o tratamento do emparelhamento, obtivemos a energia de separação do ^{11}Li para vários valores da deformação do caroço e da difusividade. Os resultados são mostrados na figura (5.5). Esta figura é um gráfico da energia de separação do ^{11}Li em função do parâmetro β_2 , feito para vários valores da difusividade.

¹Parâmetro de deformação quadrupolar.

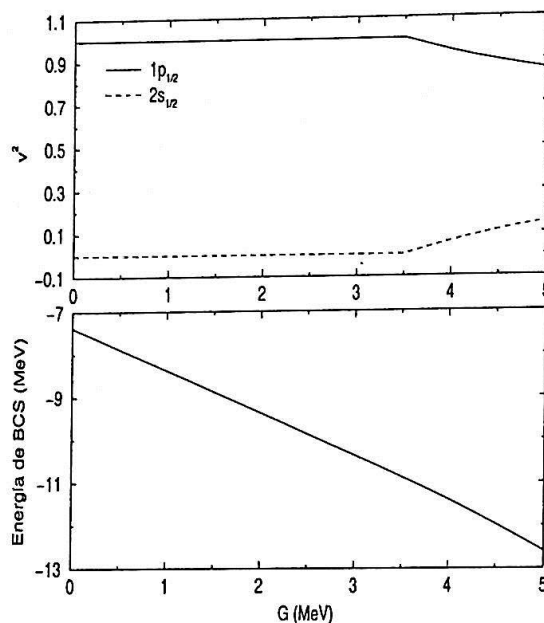


Figura 5.4: De cima para baixo: Probabilidades de ocupação para os níveis de partícula única $1p_{1/2}$ e $2s_{1/2}$ em função da constante G da força de emparelhamento; Energia de separação do ^{11}Li . ($a=1,34$ fm)

Em primeira análise, o aumento da difusividade, mesmo estudada em conjunto com a deformação, parece continuar a aumentar (em módulo) a energia de separação, sendo a melhora nos resultados devida somente à deformação. O melhor resultado da energia de separação foi obtido para uma difusividade de 0,65 fm e uma deformação anômala em torno de $0,7^2$ para um valor fixo de $G = 0,45$ MeV. Mas a difusividade é importante se mantivermos as porcentagens de mistura iguais, caso em que uma difusividade maior é necessária para que possamos reproduzir a energia de separação experimental. Estudamos em seguida se a constante da força de emparelhamento, G , poderia de alguma maneira ajudar na obtenção da energia de separação esperada para um valor menor da deformação, mas isso não acontece. O aumento desta constante G piora o valor da energia do estado fundamental do ^{11}Li .

²A deformação do ^9Li é de 0,18.

INSTITUTO DE FÍSICA

Serviço de Biblioteca e Informação

Tombo: 3634
ex. 1

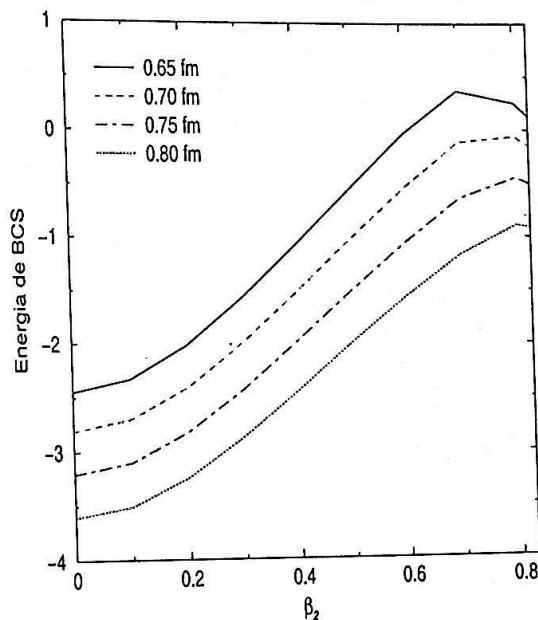


Figura 5.5: Energia de separação em função do parâmetro de deformação quadrupolar. Valor experimental da energia ($0,294 \pm 0,030$ MeV) obtido para uma deformação anômala ($0,6 - 0,7$) e para $G=0,45$ MeV.

A pergunta agora seria: por que, em nosso tratamento do sistema, só conseguimos reproduzir a energia de separação do ^{11}Li para uma deformação do caroço tão grande? A resposta pode ser encontrada se notarmos que não temos um termo de interação entre o caroço e o par de nêutrons. Os nêutrons, que estão longe do caroço, só vão interagir com o potencial médio gerado por eles levando a um bom resultado da energia de separação, se o potencial tiver um alcance muito grande.

A deformação do caroço proporciona ainda uma característica interessante, que pode ser vista na figura (5.6).

A figura (5.6) é um gráfico das energias dos níveis $1p_{1/2}$ e $2s_{1/2}$ e da energia de separação do ^{11}Li em função do parâmetro de deformação quadrupolar β_2 . É perceptível que nesta região a deformação é capaz de conseguir que outra inversão de níveis ocorra, agora entre os níveis $1p_{1/2}$ e $2s_{1/2}$. Essa inversão é proposta por

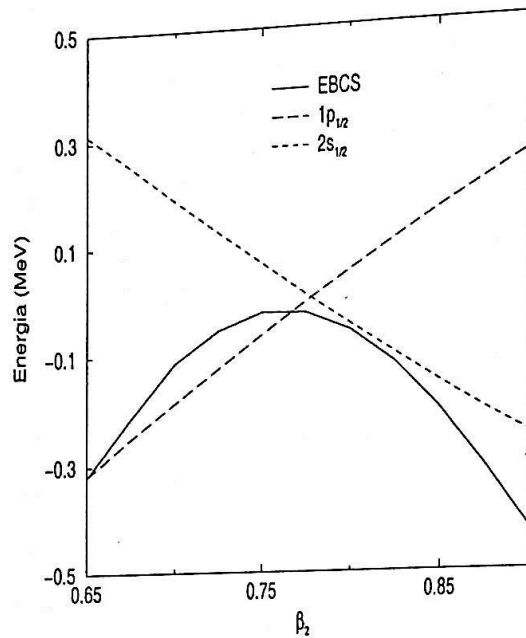
CAPÍTULO 5. ESTUDANDO O ^{11}Li .

Figura 5.6: Energia de separação, energia do nível $1p_{1/2}$ e energia do nível $2s_{1/2}$ em função da deformação, para uma difusividade de 0,7 fm e $G = 0,45$ MeV.

alguns trabalhos e lembremos que não era conseguida somente com o aumento da difusividade do potencial. Um fato importante relativo a este gráfico é o da obtenção da energia de separação experimental, 0,294 MeV, para duas deformações: para valores em torno de 0,65 sendo nesta situação o nível $1p_{1/2}$ mais ligado e portanto de maior porcentagem na mistura; para valores em torno de 0,85, desta vez com a inversão de níveis sendo o nível $2s_{1/2}$ mais ligado. Lembramos ainda que um bom valor da energia também pode ser conseguido com a ajuda da difusividade (0,75 fm) para uma deformação de aproximadamente 0,8.

A figura (5.7) mostra a forma nuclear em um corte na direção do eixo de simetria do potencial de Woods-Saxon, para um parâmetro de deformação de 0,8. Deve ser notado que, na direção do eixo de simetria, o alcance deste potencial é de 3,7 fm. O raio do núcleo ^{11}Li é, como já visto, de aproximadamente 3,2 fm. O mesmo gráfico para a deformação menor, em torno de 0,65, consegue um alcance do potencial do

caroço mais próximo do valor do raio experimental, como mostrado na figura (5.8).

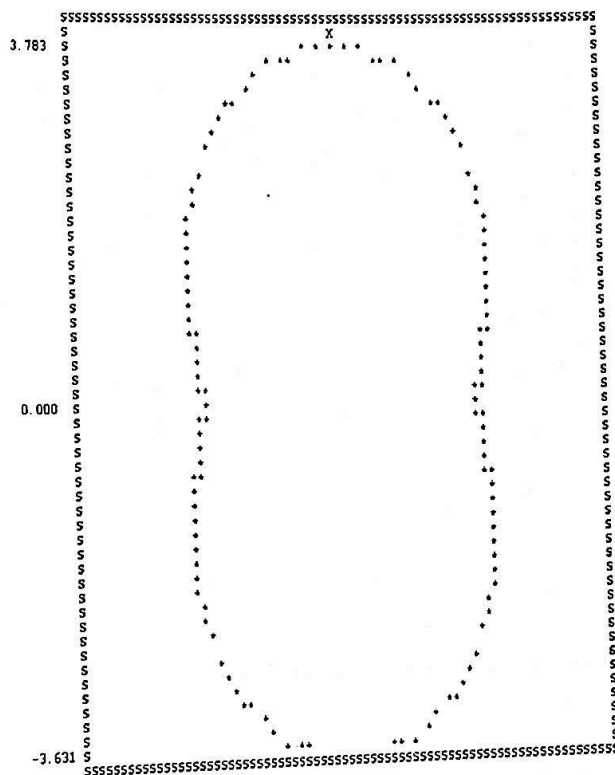


Figura 5.7: Corte paralelo ao eixo de simetria da forma nuclear do caroço ^9Li com parâmetro $\beta_2=0,8$. O eixo vertical está em fm.

Os dois nêutrons de valência do halo têm uma frequência de movimento muito maior do que a frequência de rotação do caroço, o que faz com que enxerguem um potencial esférico e raso (pois estão longe do centro do potencial). A figura (5.9) mostra um perfil esquemático do potencial de Woods-Saxon com deformação anômala.

Este perfil do potencial mostra uma diminuição na profundidade do mesmo próximo ao centro. Esquemáticamente, é possível substituir este potencial de Woods-Saxon deformado pela soma de dois potenciais de oscilador harmônico. Um dos osciladores representará o caroço do sistema enquanto o outro representará o poten-

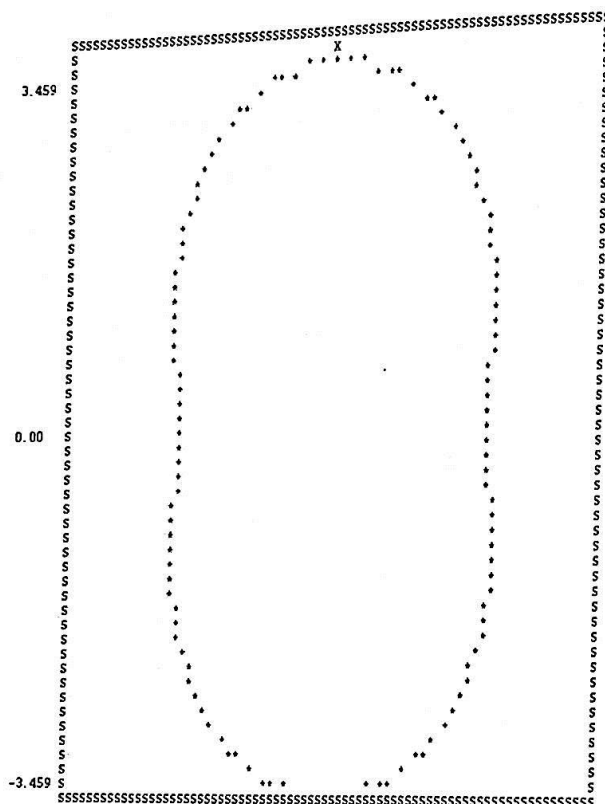


Figura 5.8: Corte paralelo ao eixo de simetria da forma nuclear do caroço ⁹Li com parâmetro $\beta_2=0,65$. O eixo vertical está em fm.

cial esférico e raso sentido pelos nêutrons emparelhados, como mostrado pela figura (5.10).

A descrição de núcleos exóticos leves usando-se dois osciladores harmônicos é feita por Kuo [26]. A decomposição do potencial de Woods-Saxon deformado, obtido através de nosso tratamento, em dois osciladores harmônicos, visa uma analogia com essa idéia. Decomposto desta maneira temos maior facilidade em entender separadamente as partes do potencial responsáveis pelo caroço e pelos nêutrons emparelhados.

Para isso será usada uma decomposição dos níveis de partícula independente relevantes, $1p_{1/2}$ e $2s_{1/2}$, no potencial de Woods-Saxon deformado, em termos dos

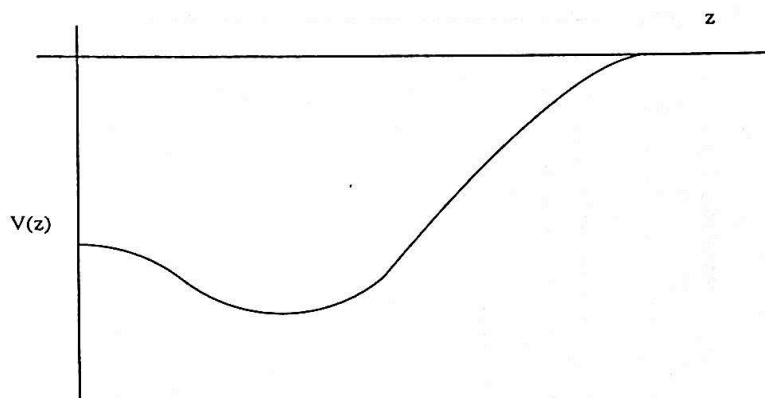


Figura 5.9: Perfil esquemático do potencial de Woods-Saxon na direção do eixo de simetria, para uma deformação de 0,8.

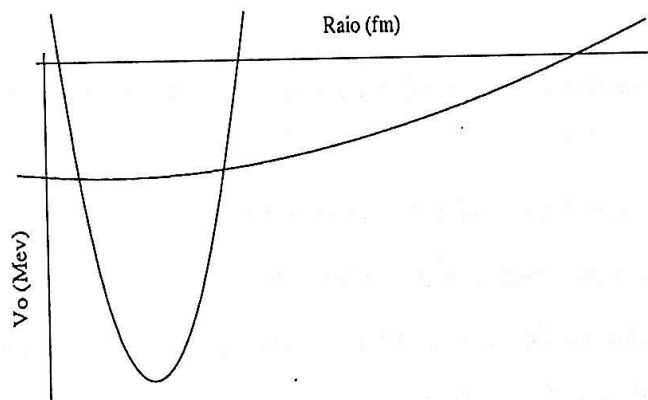


Figura 5.10: Decomposição do potencial de Woods-Saxon em dois potenciais de oscilador harmônico, um raso de comportamento esférico e outro representando o caroço.

osciladores harmônicos da base. Isso nos permite estabelecer uma conexão entre o comportamento desses estados e a interpretação de osciladores mencionada acima. As figuras (5.11) e (5.12) mostram amplitudes das expansões dos estados relevantes em termos da base de osciladores anisotrópicos. A figura (5.11) mostra estas amplitudes para o oscilador harmônico que representa o caroço ^9Li enquanto que a figura (5.12) mostra as amplitudes para o potencial esférico e raso sentido pelos nêutrons emparelhados.

Para o caroço, os estados mais baixos da base são os mais importantes na decom-

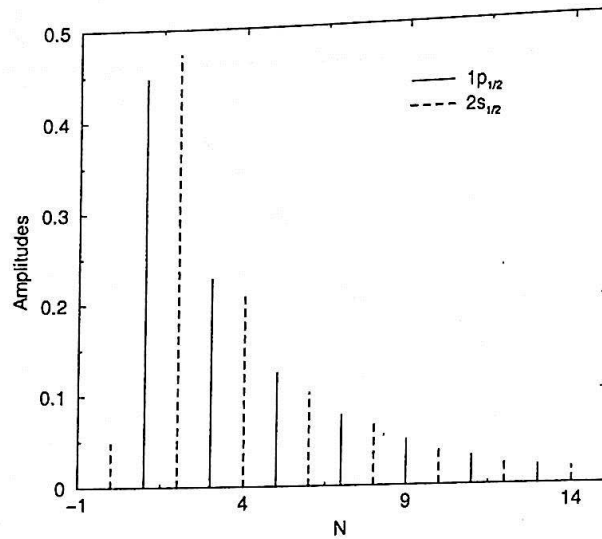


Figura 5.11: Amplitudes para a expansão das funções de onda relevantes em termos da base de osciladores harmônicos anisotrópicos. Estes valores foram obtidos para o potencial deformado do ^9Li .

posição dos níveis $1p_{1/2}$ e $2s_{1/2}$. Já na parte referente ao halo os níveis mais baixos começam a se tornar menos importantes, como deveria ser, já que o par de nêutrons está pouco ligado e distante do caroço, tornando mais importantes na decomposição dos níveis os estados de oscilador da base de maior número principal N .

Conclui-se então que uma maneira adequada de se tratar este núcleo, utilizando uma abordagem de campo médio, é através de dois potenciais³. De fato os potenciais sentidos pelo par de nêutrons e pelo caroço devem ser diferentes.

³Um bom exemplo deste tipo de tratamento pode ser encontrado na referência [26].

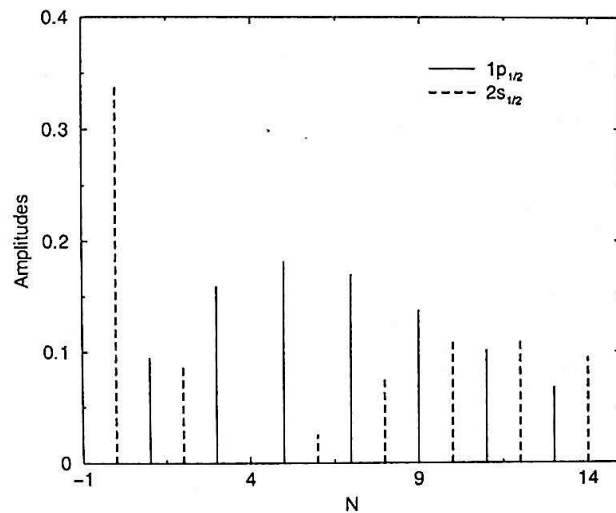


Figura 5.12: Amplitudes para a expansão das funções de onda relevantes em termos da base de osciladores harmônicos anisotrópicos. Estes valores foram obtidos para um potencial esférico e de pouca profundidade.

Capítulo 6

Conclusões e perspectivas.

Da análise de como os parâmetros do potencial do caroço ${}^9\text{Li}$, difusividade e deformação quadrupolar, influenciaram nos resultados finais do estudo do núcleo ${}^{11}\text{Li}$, obtivemos as seguintes informações:

- A constante da força de emparelhamento G é importante para que possamos reproduzir a energia de separação dos dois nêutrons do halo, pois sua função é a de renormalizar os níveis de partícula única que nos interessam, níveis estes que fazem parte do contínuo com energias bem pequenas, trazendo-os para a região discreta do espectro.
- O aumento da difusividade do potencial central tem o efeito de causar a inversão dos níveis de partícula independente $1d_{5/2}$ e $2s_{1/2}$, mas não consegue o mesmo efeito entre os níveis $2s_{1/2}$ e $1p_{1/2}$; também exige que o valor da constante da força de emparelhamento, G , seja maior para que a mesma força comece a agir, e, ao contrário do esperado no princípio dos estudos, o aumento deste parâmetro somente piora o resultado para a energia de separação do ${}^{11}\text{Li}$.
- Ao ser estudada em conjunto com a deformação do caroço a difusividade continuou a apresentar as mesmas características, que se resumem em piorar a energia de

separação do ^{11}Li , no caso de deixarmos que a porcentagem de mistura entre os estados de interesse seja qualquer. Ao fazer com que a porcentagem de mistura seja aproximadamente igual para os dois níveis a difusividade torna-se importante na reprodução da energia de separação dos dois nêutrons.

- O parâmetro de deformação do caroço do sistema é o grande responsável por um bom resultado da energia de separação e o único capaz de causar a inversão no ordenamento dos níveis $2s_{1/2}$ e $1p_{1/2}$.
- A energia de separação do ^{11}Li ($0,294 \pm 0,030$ MeV) foi conseguida para uma difusividade normal de 0,67 fm e para duas deformações, ambas anômalas, em torno de 0,65 e 0,85. Com porcentagens de mistura iguais a energia foi reproduzida para uma deformação de 0,8 e uma difusividade de 0,75 fm.

Conseguimos com este tratamento do sistema que o alcance do potencial deformado, 3,7 fm, se comparasse ao raio médio experimental do ^{11}Li que é de ($3,2 \pm 0,2$) fm, quando $\beta_2=0,85$. Podendo ser menor, 3,4 fm, se usada a deformação de 0,65.

Percebemos que o potencial deformado final, conseguido para uma deformação anômala em torno de 0,65 ou 0,85, poderia ser decomposto em dois outros potenciais de oscilador harmônico com funções diferentes. Um potencial que descreve o caroço do sistema e outro responsável por ligar o par de nêutrons. Isto é esperado pois os potenciais sentidos pelos núcleons do caroço e pelos núcleons de valência devem ser diferentes. Tratamentos usando essa abordagem, como já mencionado, foram feitos. Este quadro está de acordo com dados experimentais que mostram que efeitos relacionados à deformação são devidos exclusivamente ao caroço do sistema.

O tratamento destes núcleos exóticos leves utilizando-se dois potenciais nos pa-

rece ser um caminho correto a ser seguido, dentro de uma abordagem de campo médio.

Uma sequência natural para este trabalho seria efetuar o tratamento de BCS no espaço de coordenadas, conseguindo assim calcular as densidades para o estado fundamental do ^{11}Li ; Um cálculo do raio médio do ^{11}Li também deve ser feito.

Bibliografia

- [1] K.S.Krane. *Introductory Nuclear Physics*. John Wiley & Sons, (1988).
- [2] A.Bohr and B.R.Mottelson. *Nuclear Structure*, volume I – Single-Particle Motion. W.A.Benjamin, Inc., (1969).
- [3] J.M.Eisenberg and W. Greiner. *Nuclear Theory*, volume 1 – Nuclear Models. North-Holland, (1975).
- [4] P.Ring and P.Schuck. *The Nuclear Many-Body Problem*. Springer-Verlag, (1980).
- [5] F.C.Barker and G.T.Hickey. *J.Phys.*, G 2:L23, (1977).
- [6] B.M.Young et al. *Phys.Rev*, C 49:279, (1994).
- [7] N.Vinh Mau. *Nucl.Phys.*, A 592:33-44, (1995).
- [8] H.Simon et al. *Phys.Rev.Lett.*, 83(3):496-499, (1999).
- [9] F.Barranco, R.A.Brogia, G.Colò, and E.Vigezzi. nucl-th/0005073 preprint.
- [10] N.Vinh Mau and J.C.Pacheco. *Nucl.Phys.*, A 607:163-177, (1996).
- [11] I.Tanihata. *J.Phys.G Nucl.Part.Phys.*, 22:157, (1996).
- [12] M.Kyotoku, N.Teruya, and C.L.Lima. *Phys. Lett.*, B377:1, (1996).

BIBLIOGRAFIA

- [13] M.Kyotoku, C.L.Lima, E.Baldini-Neto, and N.Teruya. *Mod.Phys.Lett.*, **A12**:2883, (1997).
- [14] E.Baldini-Neto. Master's thesis, IFUSP, (1997).
- [15] T.Misu, W.Nazarewicz, and S.Aberg. *Nucl. Phys.*, **A 614**:44-70, (1997).
- [16] Amos deShalit and Herman Feshbach. *Theoretical Nuclear Physics*, volume 1 - Nuclear Structure. John Wiley & Sons, (1974).
- [17] Aage Bohr. *Phys.Rev.*, **81**(1):134, (1951).
- [18] Harry J. Lipkin. *Annals of Physics*, **9**:272-291, (1960).
- [19] S.G.Nilsson. *Dan.Mat.Fys.Medd.*, **29**(16), (1955).
- [20] S.Cwiok, J.Dudek, W.Nazarewicz, J.Skalski, and T.Werner. *Computer Physics Communications*, **46**:379-399, (1987).
- [21] J.Bardeen, L.N.Cooper, and J.R.Schrieffer. *Phys.Rev.*, **108**(5):1175, (1957).
- [22] N.N.Bogoljubov. *Il Nuovo Cimento*, **VII**(6):794, (1958).
- [23] I.Hamamoto, S.V.Lukyanov, and X.Z.Zhang. *Nucl.Phys.A*, **683**:255-265, (2001).
- [24] T.N.Leite, N.Teruya, M.Kyotoku, and C.L.Lima. *nucl-th/0107013*, (2001).
- [25] J.A.Caggiano, D.Bazin, W.Benenson, B.Davids, B.M.Steiner, J.Yurkon, and A.F.Zeller. *Phys.Rev.C*, **60**, (1999).
- [26] T.T.S.Kuo, H.Muther, and K.Amir Azimi-Nili. *Nucl.Phys.*, **A 606**:16-26, (1996).