

Método variacional: Oscilador Harmônico e Kronig Penney

Filipe Gonçalves Jacinto

04 de Outubro de 2021

Contents

1	Introdução:	1
2	Metodologia:	2
2.1	Método Variacional:	2
2.2	Algoritmo:	3
3	Resultados e Discussão:	4
3.1	Oscilador Harmônico Quântico:	4
3.2	Modelo de um sólido 1D:	5

1 Introdução:

Uma das equações mais importantes da mecânica quântica é a equação de Schrodinger independente do tempo (ESIT). Através da ESIT pode-se calcular a energia do sistema por exemplo. Contudo, resolver esta equação não é algo trivial, e a maior parte dos potenciais não tem solução analítica e portanto se faz necessário o uso de métodos como o variacional para resolver esta equação numericamente.

$$\hat{H}|\psi\rangle = E|\psi\rangle \quad (1)$$

Um dos problemas mais importantes da mecânica quântica é o potencial oscilador harmônico (2), este sistema tem solução analítica bem conhecida descrito na equação (3) e pode ser utilizado para testar a eficiência do método variacional para resolver a ESIT.

$$V(x) = \frac{1}{2}m\omega^2 \left(x - \frac{a}{2}\right)^2 \quad (2)$$

$$E = \left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar\omega \quad (3)$$

Em seguida de forma a estudar um potencial mais complicado, o método variacional será utilizado para calcular a dispersão de energia $E(K)$ no modelo de Kronig Penney que é descrito no potencial periódico da equação 4. Este modelo é uma simplificação e descreve um cristal unidimensional perfeito mostrando o comportamento das bandas de energia nesse sistema. Além disso, este sistema também possui solução analítica e portanto permite a comparação com o resultado obtido por meio do método variacional.

$$V(x) = V(x+a) = \begin{cases} 0 & 0 < x < \frac{a-b}{2} \\ V_0 & \frac{a-b}{2} \leq x \leq \frac{a+b}{2} \\ 0 & \frac{a+b}{2} < x < a \end{cases}$$

Portanto, este trabalho irá estudar por meio do método variacional os problemas do Oscilador Harmônico quântico e o modelo de Kronig Penney. Para isso, será discutido a base teórica e o algoritmo utilizado para resolver de forma numérica a equação de Schrödinger referente a cada potencial utilizando o método variacional.

2 Metodologia:

2.1 Método Variacional:

O método variacional é uma forma de calcular a energia do estado fundamental e de alguns dos primeiros estados excitados utilizando o princípio variacional. Para isso, o método utiliza um conjunto de funções que formam uma base para o sistema denominadas como funções teste. Então expandindo a função de onda ψ usando uma superposição de autoestados da base, pode-se resolver o problema através da base escolhida.

$$|\psi\rangle = \sum_n C_n |\psi_n\rangle \quad (5)$$

Através de uma álgebra simples pode-se reescrever o problema na forma matricial, o que é bem útil do ponto de vista computacional já que o torna mais

simples de modo geral. A partir da equação de autovalor pode-se utilizar a expansão proposta anteriormente para obter a equação 8.

$$\hat{H} |\psi_n\rangle = E_n |\psi_n\rangle \quad (6)$$

$$\sum_n c_n \langle \psi_m | \hat{H} | \psi_n \rangle = \sum_n c_n E_n \langle \psi_m | \psi_n \rangle \quad (7)$$

$$\sum_n c_n H_{mn} = \sum_n c_n E_n S_{mn} \quad (8)$$

Como vamos utilizar bases normalizadas $S_{mn} = \delta_{mn}$, ou seja a matriz identidade. Seguindo em frente, a hamiltoniana do problema consiste em uma parte cinética(\hat{T}) e a parte do potencial(\hat{V}). E nesta parte está o maior desafio do problema que é construir a matriz hamiltoniana H_{mn} a partir das matrizes da energia cinética (T_{mn}) e do potencial(V_{mn}).

Para escrever a matriz hamiltoniana é necessário escrever os operadores separadamente, e em seguida entender como cada elemento da matriz será calculado à partir de cada operador. As equações 9 até 13 mostram como construir a matriz H_{mn} elemento a elemento.

$$\hat{H} = \hat{T} + \hat{V} = -\frac{1}{2} \frac{d^2}{dx^2} + \hat{V}(x) \quad (9)$$

$$\langle \psi_m | \hat{H} | \psi_n \rangle = \langle \psi_m | \hat{T} | \psi_n \rangle + \langle \psi_m | \hat{V} | \psi_n \rangle \quad (10)$$

$$T_{mn} = \langle \psi_m | \hat{T} | \psi_n \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} \psi_m^*(x) \left(-\frac{1}{2} \frac{d^2}{dx^2} \right) \psi_n(x) dx \quad (11)$$

$$V_{mn} = \langle \psi_m | \hat{V} | \psi_n \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} \psi_m^*(x) \hat{V}(x) \psi_n(x) dx \quad (12)$$

$$H_{mn} = T_{mn} + V_{mn} \quad (13)$$

Após construir a matriz hamiltoniana corretamente basta resolver o problema de auto valor. Para isto, existem varias bibliotecas ja implementadas.

2.2 Algoritmo:

1. Escolher qual o potencial será resolvido;
2. Escolher uma base para o problema, aqui serão utilizadas duas bases escritas nas equações 14 e 15 onde $K_n = \frac{2\pi}{n}$, no caso do problema do potencial de Kronig-Penney é necessário utilizar o teorema de Bloch (equação 16) o que implica que levando em conta um potencial periódico a solução de uma célula unitária é corrigida apenas por um fator

de fase e portanto só é necessário resolver a equação dentro de uma única célula unitária;

3. Calcula-se os valores do potencial e da base no intervalo;
4. Controe-se a matriz do integrando utilizando a equação 18;
5. Integra-se elemento a elemento as matrizes T_{mn} e V_{mn} ;
6. Soma-se as duas matrizes para construir H_{mn} ;
7. Basta agora utilizar um pacote para resolver a equação de autovalor.

$$\psi_n(x) = \sqrt{\frac{2}{a}} \sin\left(\frac{n\pi x}{a}\right), n = 0, 1, 2, \dots \quad (14)$$

$$\psi_n(x) = \frac{1}{\sqrt{a}} \exp(iK_n x), n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (15)$$

$$\psi_{K,n} = \exp(iKx)u_n(x) \quad (16)$$

$$\psi_n = \begin{pmatrix} \psi_n(0) \\ \psi_n(h) \\ \psi_n(2h) \\ \dots \\ \psi_n(a) \end{pmatrix}; V(x) = \begin{pmatrix} V(0) \\ V(h) \\ V(2h) \\ \dots \\ V(3h) \end{pmatrix} \quad (17)$$

$$\psi_m^* \hat{O} \psi_n = \begin{pmatrix} \psi_m^*(0) \hat{O} \psi_n(0) \\ \psi_m^*(h) \hat{O} \psi_n(h) \\ \psi_m^*(2h) \hat{O} \psi_n(2h) \\ \dots \\ \psi_m^*(a) \hat{O} \psi_n(a) \end{pmatrix}; \quad (18)$$

3 Resultados e Discussão:

3.1 Oscilador Harmônico Quântico:

O algoritmo descrito na seção anterior foi então utilizado para calcular as energia E_n do oscilador harmônico, como esperado os primeiros níveis de energia são bem descritos pelo método variacional, contudo perde-se consideravelmente a precisão a partir de $n = 4$ como pode-se ver pela Tabela 1.

A Figura 1 mostra o plot das densidades de probabilidade dos primeiros quatro níveis de energia, dessa forma pode-se compara-los as funções de onda geradas pelos polinômio de Hermite apresentadas na Figura 2. Pode-se ver que os resultados obtidos pelo método variacional concordam bem com os resultados obtidos de forma analítica.

Table 1: Valores de energias calculados utilizando a base do potencial quadrado infinito e os valores teóricos determinados de acordo com a equação 2.

n	Base	Teórico	% ϵ
1	25.0032	25.0	0.01284
2	75.0236	75.0	0.03147
3	125.1766	125.0	0.14135
4	176.0078	175.0	0.57589
5	228.9984	225.0	1.77708
6	286.5936	275.0	4.21586
7	351.3244	325.0	8.09982

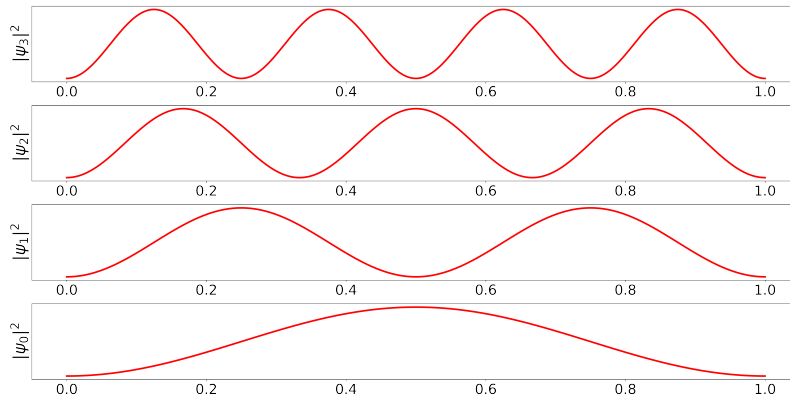


Figure 1: Densidade de probabilidade para os quatro primeiros níveis de energia do oscilador harmônico obtidos utilizando o método varicional.

3.2 Modelo de um sólido 1D:

O modelo de um sólido 1D como dito anteriormente é descrito pelo modelo de Kronig-Penney utilizando um potencial periódico e o teorema de Bloch. Este modelo simplificado é importante porque deixa claro características

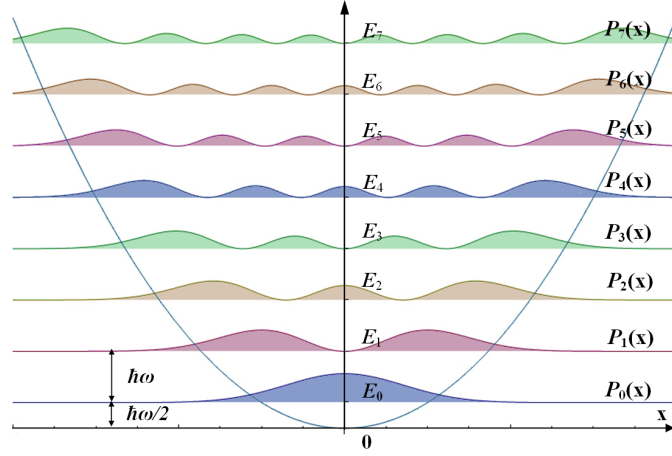


Figure 2: Densidade de probabilidade para os oito primeiros níveis de energia do oscilador harmônico obtidos de forma analítica.

do comportamento dos elétrons em um potencial periódico em uma dimensão, como se poder ver pela Figura 3, onde ajustando o tamanho a da barreira de potencial pode-se alterar a dispersão de energia $E(K)$.

Ao analisar a dispersão de energia na Figura 3 pode-se notar também   presença de *bandgaps* ou seja regiões onde não existem estados acessíveis para estes elétrons. Observe que ao aumentar o tamanho da barreira de potencial do potencial periódico aumenta também o tamanho dos gaps de energia.

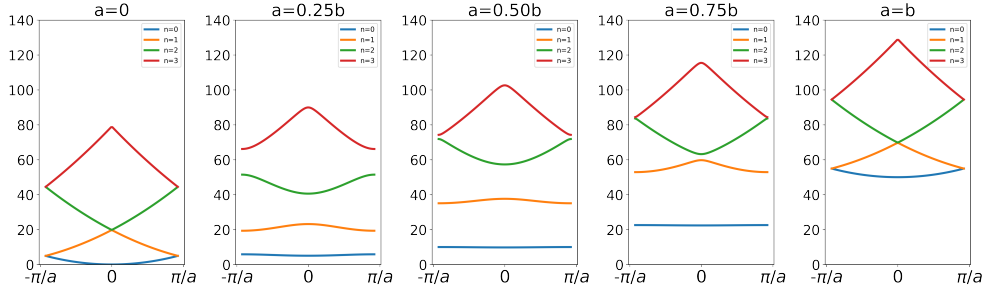


Figure 3: Dispersão de energia $E(K)$ dos primeiros quatro níveis de energia do modelo de Kronig-Penney para um sólido unidimensional.