- 电子哈密顿量
 - 。 总哈密顿量
 - 。 BO近似, 绝热近似
 - 。单电子哈密顿量
- 波函数
- 能量表达式
- 能量最小化
- 编程实现
 - 。正则HF方程
 - 。 Roothaan-Fall 方程
 - 。 自洽场求解 (SCF)
 - 。 推广到具体的自旋轨道
- References
 - 。理论推导
 - 。代码实践

电子哈密顿量

总哈密顿量

分子体系的总哈密顿量表示为

$$\hat{H}_{tot} = \hat{T}_n + \hat{T}_e + \hat{V}_{nn} + \hat{V}_{ne} + \hat{V}_{ee}$$

其中包含两类五项:

• 动能: 核, 电子

• 势能: 核-核, 电子-电子, 核-电子

BO近似,绝热近似

• 电子速度 >> 核运动速度,核相对静止 (核动能为0)

• 核感受的电子势能平均化

单电子哈密顿量

$$egin{aligned} \hat{H}_{el} = & \hat{H}_{tot} - \hat{T}_n = \hat{T}_e + \hat{V}_{nn} + \hat{V}_{ne} + \hat{V}_{ee} \ = & \sum_i -rac{1}{2}
abla_i^2 - \sum_i \sum_A rac{Z_A}{|r_i - R_A|} + rac{1}{2} \sum_i \sum_j rac{1}{|r_i - r_j|} + \hat{V}_{nn} \end{aligned}$$

其中 $-\frac{1}{2}\nabla_i^2$ 为动能算符, Z_A 为第A个原子核的电荷量(正数), R_A 为原子核的空间坐标, r_i 为第i个电子的空间坐标,第三项为任意两个电子间的排斥能,最后一项为核间互斥能,体系给定它就是一个常数,后续推导可以暂时忽略此项。

将多体问题分解为求解单电子本征值方程:

$$\hat{H}_{el}|\Psi_i^{el}
angle=E_{el}|\Psi_i^{el}
angle$$

Hartree-Fock 目的:选择一个最好的组态,使得体系能量最小化。关键在于如何处理平均场即 \hat{V}_{ee} 。

波函数

Slater行列式表示

- 交换反对称
- Pauli不相容原理

双电子实例:

$$\Psi(\phi_1,\phi_2) = egin{bmatrix} \phi_1(x_1) & \phi_1(x_2) \ \phi_2(x_1) & \phi_2(x_2) \end{bmatrix} = rac{1}{\sqrt{2}} [\phi_1(x_1)\phi_2(x_2) - \phi_1(x_2)\phi_2(x_1)]$$

其中 $\phi_i(x_j)$ 表示第 j 个电子在第 i 个分子轨道状态, $x_i=(r_i,w_i)$

能量表达式

以2电子体系举例

能量表达式:展开12项,最后剩余4项

一些简化的记号

$$E = \langle \Psi | \hat{H} | \Psi
angle \ = \sum_i \langle i | h | i
angle + rac{1}{2} \sum_i \sum_j \langle i j | | i j
angle$$

其中单电子积分记号为:

$$\langle i|h|j
angle = \int \phi_i^*(x)h(r)\phi_j(x)dx$$

双电子积分记号为:

$$\langle ij|kl
angle = \iint \phi_i^*(x_1)\phi_j^*(x_2)rac{1}{|r_1-r_2|}\phi_k(x_1)\phi_l(x_2)dx_1dx_2 \ \langle ij||ij
angle = \langle ij|ij
angle - \langle ij||ji
angle$$

能量最小化

变分法,用拉格朗日乘子法保证约束条件,分子轨道满足正交归一

限制条件: $\langle i|j
angle = \delta_{ij} = > \langle i|j
angle - \delta_{ij} = 0$

拉格朗日乘子法:

$$L = E - \sum_{ij} \lambda_{ij} (\langle i|j
angle - \delta_{ij})$$

扰动来获取对应的结果

改变第 m 个轨道, $\phi_m=(1+\delta)\phi_m$,简洁记为 $m=m+\delta m$ 。

极值条件: $\frac{\partial L}{\partial m} = 0$ 等价于

$$\delta L = L(m = m + \delta m) - L(m) = 0$$

变分:针对单电子,双电子,拉格朗日系数分别做微分,最后合并结果(仅考虑一阶贡献)。最后得到HF方程:

$$\hat{f}_i \phi_m = \sum_i \lambda_{mi} \phi_i$$

其中 Fock 算符为 $\hat{f}_i=\hat{h}_i+\hat{J}-\hat{K}$,式子中 \hat{J} 为库伦算符, \hat{K} 为交换算符(强制定义,仅仅为了一致性),其具体定义如下:

$$egin{aligned} \hat{J}g_m(x_2) &= \sum_i \int \phi_i^*(x_1) rac{1}{r_{12}} \phi_i(x_1) dx_1 g_m(x_2) \ \hat{K}g_m(x_2) &= \sum_i \int \phi_i^*(x_1) rac{1}{r_{12}} \phi_i(x_2) dx_1 g_m(x_1) \end{aligned}$$

编程实现

先进行HF方程的正则化,再变换为容易被计算机求解的矩阵形式。主要是为了展示推导的思路,具体实现时考虑了轨道自旋情况,最终Fock算符和能量表达式的系数会有所变化。

正则HF方程

通过酉变换和对角化将其变为正则HF方程

选一个能够对角化 λ 系数矩阵的酉矩阵 U,即 $U\lambda U^{-1}$ 为对角矩阵,从而将波函数转换为 $U\Phi$,其具体推导如下:

$$F\Phi = \lambda \Phi \ UF\Phi = U\lambda U^{-1}U\Phi \ F(U\Phi) = (U\lambda U^{-1})(U\Phi) \ F\Phi' = \epsilon \Phi'$$

因此能够得到正则HF方程:

$$\hat{f}_i\phi_i=\epsilon_i\phi_i$$

标准的本征值问题。

Roothaan-Fall 方程

若想在计算机上实现,必须将分子轨道用原子轨道展开,即分子轨道是原子轨道的线性组合: $\phi_i = \sum_u C_{ui} \chi_u$ 。将该式子代入正则HF方程,并同时左乘一个基底函数并积分,即可得到Roothaan-Fall 方程:

$$FC = SCE$$

其中

- F是 Fock 矩阵: $F_{uv}=\langle \chi_u|\hat{f}|\chi_v
 angle=h_{uv}+\sum_{lphaeta}D_{lphaeta}[\langle lpha u|eta v
 angle-\langle lpha u|veta
 angle]$,其中密度矩阵 $D_{uv}=\sum_i C_{ui}^*C_{vi}$
- S是重叠矩阵: $S_{uv} = \langle \gamma_u | \gamma_v \rangle$, 原子轨道不保证正交归一
- C是系数矩阵
- E是对角矩阵, 代表每个分子轨道的能量

自洽场求解 (SCF)

存在循环依赖: F->D->C->F

迭代求解算法

- 给定原子基组 $\{\chi_i\}$, 计算重叠矩阵 S, h_{uv} , 双电子积分
- 猜一个 $C^{(0)}$, 进而计算出 $D^{(0)}, F^{(0)}$
- 对角化 FC = SCE, 得到 $C^{(1)}$
- 重复第2,3步骤,直至收敛(D前后两次变量低于某个阈值)

对角化的方程并非为标准的特征值方程,因此对方程 FC=SCE 进行如下变换,

$$egin{aligned} FC &= SCE \ FS^{-rac{1}{2}}S^{rac{1}{2}}C &= S^{rac{1}{2}}S^{rac{1}{2}}CE \ (S^{-rac{1}{2}}FS^{-rac{1}{2}})(S^{rac{1}{2}}C) &= (S^{rac{1}{2}}C)E \ F'C' &= C'E \end{aligned}$$

可以采用如下步骤实现 FC = SCE:

- 1. 计算 $S^{-\frac{1}{2}}$
- 2. 计算 $F'=S^{-\frac{1}{2}}FS^{-\frac{1}{2}}$
- 3. 对角化 F'C' = C'E,求得 C'
- 4. 计算 $C = S^{-\frac{1}{2}}C'$

推广到具体的自旋轨道

对应的编程实现是推广到了自旋轨道,其中Fock算符,能量最终表达式需要重新推导,推导时需要加上自旋,然后先通过积分消去自旋,其后 思路和前文提到的一般形式推导一样。具体

考虑自旋时的方程推导,总体思路是先消去自旋部分,再积分消掉空间部分,进行后续推导。自旋轨道拆分为两个部分,空间坐标 φ 和自旋部分 α , β 。

$$\phi_i(x) = egin{cases} arphi_j(r)lpha(w) \ arphi_j(r)eta(w) \end{cases}$$

我们从正则HF方程开始做自旋轨道的推广,先假设时自旋为 α (β 结果也一样):

$$f(x_1)\phi_i(x_1) = \epsilon_i\phi_i(x_1)$$

$$f(x_1)arphi_j(r_1)lpha(w_1)=\epsilon_iarphi_i(r_1)lpha(w_1)$$

通过积分消除自旋,即左乘 $\alpha(w_1)$ 并两边积分,同时利用自旋的正交归一性化简等式右侧:

$$\int lpha^*(w_1)f(x_1)arphi_j(r_1)lpha(w_1)dw_1 = \int lpha_i(w_1)\epsilon_iarphi_i(r_1)lpha(w_1)dw \ \int lpha^*(w_1)f(x_1)arphi_j(r_1)lpha(w_1)dw_1 = \epsilon_iarphi_i(r_1)$$

将Fock算符具体形式展开,得到下式:

$$egin{aligned} \Big[\int lpha^*(w_1)f(x_1)lpha(w_1)dw_1\Big]arphi_j(r_1) &= \Big[\int lpha^*(w_1)h(r_1)lpha(w_1)dw_1\Big]arphi_j(r_1) \ &+ \Big[\sum_c \int lpha^*(w_1)\phi_c^*(x_2)r_{12}^{-1}\phi_c(x_2)lpha(w_1)dw_1dx_2\Big]arphi_j(r_1) \ &- \Big[\sum_c \int lpha^*(w_1)\phi_c^*(x_2)r_{12}^{-1}\phi_c(x_1)lpha(w_2)dw_1dx_2\Big]arphi_j(r_2) \end{aligned}$$

由于闭壳层中自旋向上和向下的轨道数目相等,因此可以将上式中所有的自旋轨道都拆分为2部分,并利用正交归一件进行化简:

$$\begin{split} & \Big[\int \alpha^*(w_1) f(x_1) \alpha(w_1) dw_1 \Big] \varphi_j(r_1) = h(r_1) \varphi_j(r_1) \\ & + \Big[\sum_{c}^{N/2} \int \alpha^*(w_1) \varphi_c^*(r_2) \alpha^*(w_2) r_{12}^{-1} \varphi_c(r_2) \alpha(w_2) \alpha(w_1) dw_1 dw_2 dr_2 \Big] \varphi_j(r_1) \\ & + \Big[\sum_{c}^{N/2} \int \alpha^*(w_1) \varphi_c^*(r_2) \beta^*(w_2) r_{12}^{-1} \varphi_c(r_2) \beta(w_2) \alpha(w_1) dw_1 dw_2 dr_2 \Big] \varphi_j(r_1) \\ & - \Big[\sum_{c}^{N/2} \int \alpha^*(w_1) \varphi_c^*(r_2) \alpha^*(w_2) r_{12}^{-1} \varphi_c(r_1) \alpha(w_1) \alpha(w_2) dw_1 dw_2 dr_2 \Big] \varphi_j(r_2) \\ & - \Big[\sum_{c}^{N/2} \int \alpha^*(w_1) \varphi_c^*(r_2) \beta^*(w_2) r_{12}^{-1} \varphi_c(r_1) \beta(w_1) \alpha(w_2) dw_1 dw_2 dr_2 \Big] \varphi_j(r_2) \\ & = h(r_1) \varphi_j(r_1) + 2 \Big[\sum_{c}^{N/2} \int \varphi_c^*(r_2) r_{12}^{-1} \varphi_c(r_2) dr_2 \Big] \varphi_j(r_2) \\ & - \Big[\sum_{c}^{N/2} \int \varphi_c^*(r_2) r_{12}^{-1} \varphi_c(r_1) dr_2 \Big] \varphi_j(r_2) \end{split}$$

令 $f(r_1) \equiv \int \alpha^*(w_1) f(x_1) \alpha(w_1) dw_1$ (对 w_1 全空间积分,所以只和 r_1 相关),并且 ϵ_i 为自旋轨道的能量,与对应空间轨道能量相同,因此上式等价于:

$$f(r_1)arphi_j(r_1)=\epsilon_jarphi_j(r_1)$$

同时可以发现,可以定义和前面通用的库伦 \hat{J} 和交换算符 \hat{K} ,他们形式基本一致,只不过此处将自旋轨道换成空间轨道。因此闭壳层的 Fock算符形式为:

$$f(r_1) = h(r_1) + 2\hat{J}_a - \hat{K}_a \ \hat{J}_a arphi_j(r_1) = \sum_c^{N/2} \int arphi_c^*(r_2) r_{12}^{-1} arphi_c(r_2) dr_2 arphi_j(r_1) \ \hat{K}_a arphi_j(r_1) = \sum_c^{N/2} \int arphi_c^*(r_2) r_{12}^{-1} arphi_j(r_2) dr_2 arphi_j(r_1)$$

已知Fock算符形式,很容易推导出 $F_{uv}=\langle \chi_u|\hat{f}|\chi_v\rangle=h_{uv}+\sum_{\alpha\beta}D_{\alpha\beta}[2\langle \alpha u|\beta v\rangle-\langle \alpha u|v\beta\rangle]$,其中密度矩阵 $D_{uv}=\sum_i C_{ui}^*C_{vi}$,此处也是库伦势能前多了系数2,本质是由Fock算符影响的。

同理,用自旋轨道作为波函数去推导体系能量,先将其转为分子轨道(积分消去自旋部分,对自旋分类讨论,用正交归一性化简),再用原子基组展开,就能得到RHF下的能量具体表达式。

References

对于量子化学初学者(原计算机选手,数学基础仅有高数,线代,概率论,离散数学)想要快速入门理解,我采用的路线是忽略大量的基础数学知识(一开始就看这个很容易觉得无聊从而放弃,别问我咋知道的),直接看hartree-fock的推导视频,在看视频中将不懂得基础概念和数学方法粗略了解下(先掌握脉络,后面再深入),然后跟着推公式,自己整理笔记,发现不通畅时回去看视频或者看书/文章,解决一个个的问题。最后是将公式转换为代码,来检验自己的推导是否正确,是否真的理解学习内容。

这么一套下来,在学中练,练中学,理论与实践并进,同时目标明确,反馈及时,能够促进思考与实践效率。

理论推导

量子化学入门【已完结】: 白板推导教学, 强烈推荐新手小白观看学习

Hartree-Fock超详细推导:文字版,非常详细,可对照视频看,但不包括自旋部分

从Hartree-Fock方程推导Roothaan方程:白板推导,包括了自旋部分,能得到严格的RHF的求解公式

《Modern quantum chemistry introduction to advanced electronic structure theory》 Attila Szabo,适合入门观看,HF部分教你实现Hartree-Fock 代码,大多数的网络资料均来源于此,包括本文

《量子化学中册》徐光宪,非常详实,想了解数学和技术细节的冲他,但初学最好和Szabo,上面推荐的视频一块食用

《Quantum Chemistry》: Levine, 比较适合入门选手

代码实践

hf-tutorial:提供一个测试框架,让你填空实现RHF,各类积分,重叠矩阵,哈密顿矩阵都作为输入,你无需关心,只要实现最核心的SCF算法,同时提供了一份已有的解决方案作为参考,非常适合检验自己的学习成果。

Psi4Numpy: 基于Psi4和Numpy实现各类量化程序的教程

xDH在python下实现的简易教程: 量化介绍及其实现原理实践