

§24 分子の振動

ここでは、外力のない n 原子分子の振動について考える。

n 原子分子の運動は、一般に $3n$ の自由度がある。しかし、運動量保存により、自由度を

$$3n = \underbrace{3n - 3}_{\text{の2つの自由度}} + \underbrace{3}_{\text{並進の自由度}} \quad \dots ①$$

に分けて、それぞれ独立に論じることができ。

同様に、角運動量保存則を用いて回転の自由度も切り分けて考えたいかもしれない。しかし、のちに詳しく考察するように、回転の自由度は、並進と同じように切り分けて独立に論じることができない。ところが、のちに分けるように微小振動の場合に限れば、これらは独立に考えることができ、

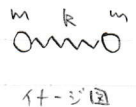
$$3n + 3 = \underbrace{3n - 3 - m}_{\text{の2つの自由度}} + \underbrace{m}_{\text{回転の自由度}} \quad \dots ②$$

と分けて論じることができ。なお、一般には $m=3$ だが、線型の原子の場合には $m=2$ である（この直線に沿った回転はイニをもたない）。
 (例) 1 原子のとき、自由度は3だが、そのうちの自由度はすべて運動量保存①により束縛される。1 原子のまわりの回転というのはイニをもたないの、②は意味をもたない。（これはあとに当たり前のことである）

④① 1 原子のとき、自由度は3だが、そのうちの自由度はすべて運動量保存①により束縛される。1 原子のまわりの回転というのはイニをもたないの、②は意味をもたない。（これはあとに当たり前のことである）

④② 同種の2原子分子の場合は自由度は6で、

$$6 = \underbrace{3}_{\text{並進の自由度}} + \underbrace{2}_{\text{回転の自由度}} + \underbrace{1}_{\text{振動の自由度}}$$



と分けることができ、これらの3つは微小振動のとき完全に分けて考えることができる。

並進運動

分子のつり合い点の位置を r_0 、つり合い点からのずれを u_i とすると、位置ベクトル r_i は

$$r_i = r_0 + u_i \quad \dots ③$$

と表せる。

つまり、全運動量は

$$P = \sum_i m_i v_i = \sum_i m_i v_{i0} + \sum_i m_i u_i$$

となる。運動量は必ず保存するので、すべての原子が同じ点にいたとしても（つまり、 $\sum m_{i0} = 0$ だとしても） P は不変である。以上から

$$\sum_i m_i v_i = \sum_i m_i v_{i0}$$

$$\therefore \sum_i m_i u_i = 0 \quad \dots (4)$$

である。③が自由粒子をうつ渡すための条件である。

回転運動

角運動量 M は

$$M = \sum_i r_i \times (m_i v_i)$$

である。ここで、③を代入して m_i の二次の項を + 分小さいものとして無視すると、

$$M = \sum_i r_{i0} \times v_{i0} m_i + \frac{d}{dt} \left(\sum_i m_i r_{i0} \times u_i \right) \quad \dots (5)$$

となる。

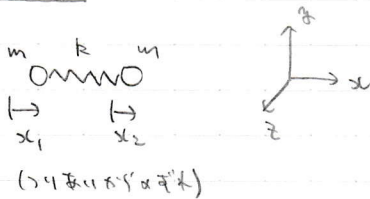
今回は角運動量を消いて考えたいので、分子のつりあい点に固定した座標を考へる。このとき、⑤は右辺第1項は $r_{i0} = 0$ より 0 になるので、 $M = 0$ のための条件は

$$\sum_i m_i r_{i0} \times u_i = (\text{一定})$$

となる。これは分子に固定した座標からみた角運動量なので、これも 0 にしてやる。以上より、

$$\sum_i m_i r_{i0} \times u_i = 0 \quad \dots (6)$$

実際の問題をとくためには、④、⑥を考慮しよう。つまり、振動の自由粒子だけを考へてやることになる。

同種二原子分子

。まず, x 方向について考える。

※ ニュートン方程式を用いて, 角振動数 ω はすぐに求めることができる。

エネルギー保存は,

$$E = \frac{1}{2} \frac{m m}{m+m} |x_1 - x_2|^2 + \frac{1}{2} k |x_1 - x_2|^2$$

$$= \frac{1}{2} \left(\frac{m}{2} \right) |x_1 - x_2|^2 + \frac{1}{2} k |x_1 - x_2|^2$$

よって, となり

$$\omega = \sqrt{\frac{2k}{m}}$$

と一発で求まる。なお, ここで出てきた $x_1 - x_2$ が, のちの基準座標であることは, すぐに分かります。

ラグランジアンは

$$L = \frac{1}{2} m \dot{x}_1^2 + \frac{1}{2} m \dot{x}_2^2 - \frac{1}{2} k (x_1 - x_2)^2 \quad \text{--- ①}$$

となり $x_1 = A_1 e^{i\omega t}$, $x_2 = A_2 e^{i\omega t}$ とし

$$\begin{pmatrix} k - m\omega^2 & -k \\ -k & k - m\omega^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_1 \\ A_2 \end{pmatrix} = 0$$

$$\therefore (k - m\omega^2)^2 = k^2 \quad \therefore \omega = 0, \sqrt{\frac{2k}{m}}$$

$$\omega = 0 \text{ の } \pm \begin{pmatrix} A_1 \\ A_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \\ \frac{1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \quad \omega = \sqrt{\frac{2k}{m}} \text{ の } \pm \begin{pmatrix} A_1 \\ A_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \\ -\frac{1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}$$

となり

$$x_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} (\theta_1 + \theta_2), \quad x_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} (\theta_1 - \theta_2), \quad \theta_1 = (-\frac{k}{m})t, \quad \theta_2 = t e^{i\omega t}$$

とさす。

$\omega = 0$ の解が出てきたのは病的に思われるかもしれないが、そうではない。

その理由は、第一に、この問題の振動の自由度は実質的に一つしかないからである。第二にもしラグランジアン①の x_1, x_2 をつり合いからのずれではなく慣性系でみた座標と取り替えた場合（ラグランジアンの変式が同じであることは前節で分かった）、 θ_1 がみたす式は

$$\ddot{\theta}_1 + \omega^2 m \theta_1 = 0 \quad \text{かつ} \quad \omega = 0$$

$$\therefore \ddot{\theta}_1 = 0$$

となり、 θ_1 は重心の動きを表すからである。

とはいって、振動について知りたい場合、 θ_1 があてこずるのは厄介だしがない。そこで、
④より

$$m x_1 + m x_2 = 0$$

$$\therefore (x_1 + x_2) = 0$$

(※ これは θ_1 に換わらない)

よって①に代入する。するとラグランジアンは

$$L = m \dot{x}_1^2 - 2k x_1^2$$

となる。よって、 x_1 の振動の角振動数は $\omega = \sqrt{\frac{2k}{m}}$ となり、

$$x_1 = -x_2 = A \sin(\omega t + \delta) \quad (A, \delta \in \mathbb{R} \text{ は定数})$$

となる。

。 y_1, y_2 方向については、明らかに独立した変位をとることができる。この上、変位もイミタがないことになり、次のようにして分ける。つり合い点からの変位を y_1, y_2 とすると④、④より



$$m y_1 + m y_2 = 0$$

$$m y_1 = m y_2$$

となる。よって

$$y_1 = y_2 = 0$$

いなり。これはそれぞれ向について変位も同じである。