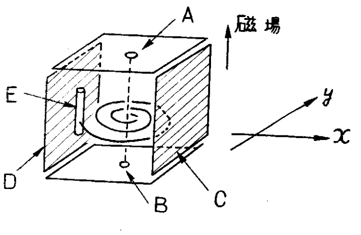
オメガトロンに直流電場を重ねたときの分解能について

富永五郎・庄司洌

オメガトロンは，電磁場内におけるイオンのサイクロトンと似た共振を利用した質量分析計である[1) 2) 3)]. 原理の大要は次の如くである．第1図の如き装置を磁場内におき，磁場に平行に穴AからBに電子を走らせて内部の気体をイオン化し，極板C，Dにより高周波電場をかけると，ある質量の共振したイオンのみが加速され，螺線軌道をえがいて半径が増大してゆき，極板の近くにおかれたコレクターEに到達する．このとき共振したイオンに対して次式が成り立つ.



第　1　図

$$\omega_0 = \frac{eB}{M} \tag{1}$$

ω_0: 高周波電場 rad/sec　　e : 電子電荷 coul.
B : 磁場 weber/m²　　M: イオンの質量 kg

共振しないイオンは空間電荷となって中心附近にたまり電場を乱すので，分解能が低下する．直流電場を重畳すると空間電荷を取り除くことにより分解能の低下を防ぐことができる上に，さらに直接イオンの選択性を増して分解能を向上することができる.

第1図の如く x—y 座標をとり，x 方向に高周波電場，y 方向に直流電場をかけると，イオンの運動方程式は

$$\begin{cases} \ddot{x} = \alpha \sin \omega_0 t + \omega \dot{y} \\ \ddot{y} = -\omega \dot{x} + \alpha k \end{cases} \tag{2}$$

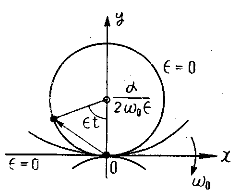
$\alpha = eE/M \quad \omega = eB/M \quad k = E'/E$

E: 高周波電場波高値 volt/m　E' : 直流電場 volt/m

となる．$x=0$，$y=0$ において $\omega_0 t=\phi$ で $\dot{x}=0$，$\dot{y}=0$ の初速度をもつイオンについて(2)式を解けば，共振に近いイオンについては $\varepsilon=\omega_0-\omega$ とすると $\varepsilon/\omega_0 \ll 1$ のときには

$$x + iy = \frac{i\alpha}{2\omega_0\varepsilon}\left[1-e^{-i\varepsilon t}\right]e^{-i\omega_0 t} + \frac{\alpha k}{\omega_0}t \tag{3}$$

となる．第1項は第2図の如く，原点を中心とし角速度 $-\omega_0$ の回転座標系の上で，y 軸上の点 $\alpha/2\omega_0\varepsilon$ を中心とし，半径 $\alpha/2\omega_0\varepsilon$ で原点に接した円の上を，$-\varepsilon$ の角速度で回転する運動を表わす．従って静止座標系では，原点を中心とした角速度 $-\omega_0$ の回転運動で半径が $|\alpha/\omega_0\varepsilon \cdot \sin \varepsilon t/2|$ で変化する．このイオンの原点からの距離の最大値は $|\alpha/\omega_0\varepsilon|$ となる．共振したイオンについては(3)式において $\varepsilon\to 0$ の極限で，第1項が $-\alpha/2\omega_0 \cdot e^{-i\omega_0 t}$ となり，上記の回転座標系では，x 軸上を負側に $-\alpha/2\omega_0$ の速度で動く．従って静止座標系では，原点を中心とした角速度 $-\omega_0$ の回転運動で，半径が $\alpha/2\omega_0 \cdot t$ で増大する「アルキメデスの螺線」をえがく．第2項は，上記の回転座標系の中心が静止座標系の x 軸上を正方向へ $\alpha k/\omega_0$ の速度で移動することを表わす.



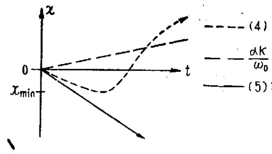
第　2　図

イオンが静止座標系の上で x 軸上にきたときの位置は(3)式の実数部分の包絡線で表わされ

共振に近いイオン：$x = -\frac{\alpha}{\omega_0\varepsilon}\sin\frac{\varepsilon}{2}t + \frac{\alpha k}{\omega_0}t \quad (4)$

共振したイオン　：$x = -\frac{\alpha}{2\omega_0}t + \frac{\alpha k}{\omega_0}t \quad (5)$

となる．グラフに表わすと第3図の如くなり，直流電場の存在により $k \leq \frac{1}{2}$ の条件のときには，全体として共振したイオンは x 軸の負側に行き，共振しないイオンは x 軸の正側に行く傾向となり，この効果によって直接イオンの選択性が増加する．共振しないイオンが x 軸の負側に運動する量の極値は(4)式の最小値 x_{min} で表わされ



第　3　図

$$x_{min} = -\left|\frac{\alpha}{\omega_0\varepsilon}\right|\left[\sqrt{1-4k^2} - 2k\cos^{-1}2k\right] \tag{6}$$

となる．従って軸上 $-r'$ にコレクターをおいたとき，これに到達するイオンは $-r' \geq x_{min}$ で与えられる ε をもつイオンである．従ってこのときの分解能 ρ_{dc} は，質量スペクトルのピークに対応する質量 M と，ピーク巾に対応する質量 ΔM 巾との比で定義され，次の如くなる。

$$\rho_{dc} = \frac{M}{\Delta M} = \frac{\omega_0}{2\varepsilon} = \frac{r'\omega_0^2}{2\alpha(\sqrt{1-4k^2}-2k\cos^{-1}2k)} \tag{7}$$

またこのときのイオンの最大回転半径は次の如くなる.

$$r = r' + \left|\frac{\alpha k}{\omega_0}\cdot\frac{2}{\varepsilon}\cdot\cos^{-1}2k\right| = \frac{\alpha}{\omega_0\varepsilon}\sqrt{1-4k^2} \tag{8}$$

直流電場のないときの分解能 ρ_0 は，最大回転半径 r のとき $\rho_0 = r\omega_0^2/2\alpha$ であるから，同じ外函の寸法のとき，すなわち最大回転半径が同じときの ρ_{dc} と ρ_0 との比は

$$\frac{\rho_{dc}}{\rho_0} = \frac{1}{\sqrt{1-4k^2}} \tag{9}$$

となり，直流電場をかけることにより分解能が $1/\sqrt{1-4k^2}$ 倍に向上することになる．例えば $\rho_{dc}/\rho_0 \geq 2$ にするのには $k \geq 0.45$ になる．(30. 3. 24)

文　献

1) J. A. Hipple, H. Sommer Phys. Rev. 82 (1951) 697.
2) D. Alpert, R. S. Buritz J. A. Phys. 25 (1954) 202.
3) Berry, J. A. Phys. 25 (1954) 28.