

Intense Relativistic Electron Beam에 의한 Collective Ion Acceleration에 관한 研究

金 英 珠 · 朴 鶴 圭 · 申 熙 明 · 池 彰 烈

第一章 序 論

1970年 S. Graybill와 J.R. Uglum¹은 電子束을 처음으로 이온을 集團加速시키는데 성공하였다. 이들은 저기압의 기체 속에 1.6 MeV의 電子束을 주입시켜서 5 MeV의 수소 및 중수소의 이온, 9 MeV의 헬륨이온, 20 MeV의 질소이온을 얻었다. 이것은 낮은 에너지의 電子束으로 높은 에너지의 이온束을 얻을 수 있다는 것이다. 그 후 1973년에 J.S. Luce²는 二極放電管의 음극과 양극의 형태를 改善하여, 음극은 뾰족한 바늘형으로 하고 양극은 중앙에 구멍을 내어 전류가 흘러나갈 수 있도록 하였다. 이 二極管은 성능이 우수하여 45 MeV의 양성자와 135 MeV의 불소이온을 얻었다. 그 후에 이 방면의 研究는 急速度로 진전이 되어 많은 研究가 進行되었다.²⁻⁹

이와 같은 實驗의 研究와 병행하여 集團加速의 理論의 研究가 活發히 進行되었으며, 1975년에는 Olson¹⁰⁻¹¹이 모형을 提示하고, 1979년에는 Uhm¹²⁻¹³이 理論을 더욱 發展시켰다. 이에 의하면 이온 加速電場의 세기가 ~ 100 MV/m에 達하게 되며, 이 값은 종전의 加速裝置에서 얻는 $1\sim 1.5$ MV/m에 비하면 약 100배나 더 강한 전장이 되는 것이다.

本 研究는 이온 集團加速의 理論을 確認하고, 더욱 더 무거운 이온을 加速시켜서 高 에너지의 이온束을 얻을 수 있는가를 確認하기 위하여 실시되었다. 이를 위하여 Luce型²의 二極放電管에 0.24 MeV, 30 kA, 60 ns의 強力한 電子束을 注入시켜서 질소이온을 加速시켰다.

이온의 에너지 測定에는 새로운 方法을 도입하였다. 즉 이온이 날아간 距離와 時間을 測定하여 速度를 求하고, 이로부터 에너지를 計算하였다. 이는 종전에 使用한 方法과 같이 이온과 다른 物體와의 反應으로 에너지를 알아 낸 間接的 方法이 아니고, 이온이 運動하고 있는 狀態를 직접 測定하는 直接的인 方法을 使用한 것이다. 이와 같은 直接的인 方法은 이온의 速度는 勿論이고, 이온의 密度 및 分布狀態 등 이온의 特性을 研究하는 데 좋은 方法이 된다.

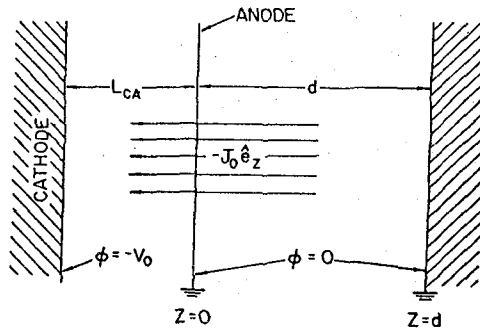
高에너지의 이온束에 관한 研究는 이온束의 利用分野가 많아짐으로서 活發하게 進行되고 있다. 특히 핵 물리학, 재료 공학, 암 연구, 고체 물리학 등에서는 이미 이온束을 이용하

는 研究가 進行 중이며, 앞으로는 핵융합 분야¹⁴와 군사적 목적^{15~16}으로도 사용될 것으로 보인다.

第二章 이온 集團加速의 理論

(1) 두 平面板 사이에서의 電子束의 傳播

강력한 電子束은 Luce型 陽極²을 사용한 二極管에 높은 전압을 주어서 얻으며, 이 電子束은 다시 두 개의 接地된 平面導體板으로 만들어진 傳播管 속을 지나면서 이온을 加速시키게 된다. 이 裝置를 간단히 나타낸 것이 <그림 1>이다.



<그림 1> 이극관과 이온 전파관

二極管은 陰極과 陽極으로만 나타내고 陽極에는 구멍을 뚫어 놓아 電子束이 쉽게 傳播管에 주입이 되도록 되어 있다.

이온이 진행하는 방향을 z 軸으로 잡고 陽極을 $z=0$, 傳播管의 끝을 $z=d$ 로 잡았다. 그리고 전자속의 電流密度는 $\vec{J}_i = -J_0 \hat{e}_z$ 으로 표시하였다. 여기서 \hat{e}_z 는 z 軸 방향의 單位 벡터이다. 二極管의 兩極의 거리를 L_{CA} 라 하고 음극의 電位를 $\phi = -V_0$ 라 표시하였다.

두 導體板 사이의 空間電場에서 정상상태일 때 Poisson방정식은

$$\frac{\partial^2 \phi(z)}{\partial z^2} = -\frac{\rho(z)}{\epsilon_0} \dots\dots\dots (1)$$

이다. 여기서 $\phi(z)$ 는 電位이고, ϵ_0 는 自由空間의 誘電率이다. 그리고 電荷密度 $\rho(z)$ 는

$$\rho(z) = \frac{J(z)}{\beta(z)c} \dots\dots\dots (2)$$

로 정의된다. 여기서 $J(z)$ 는 電流密度, $\beta(z)c$ 는 電子의 速度를 光速으로 나타낸 것이다. 이 때 境界條件은

$$\phi_0 = \phi_{z=d} = 0 \dots\dots\dots (3)$$

이다. 그리고,

$$\begin{aligned}\gamma_0 &= (1 - \beta_0^2)^{-1/2} \\ &= 1 + eV_0/m_0c^2 \\ \gamma(x) &= (1 - \beta(x)^2)^{-1/2} \\ &= 1 + e[V_0 + \phi(x)]/m_0c^2 \dots \dots \dots (4)\end{aligned}$$

을 정의한다.

정상상태의 Poisson방정식 (1)은 두 가지 경우를 생각할 수 있다. 注入된 전류밀도 J_0 가 충분히 적어서 入射된 전자속 전부가 $x=d$ 에 있는 導體板으로 도달하는 경우와 入射된 電流가 지나치게 많아서 전부가 도달하지 못하고 一部가 $x=0$ 인 쪽으로 되돌아오는 경우가 있다.

우선 처음에는 入射된 電子束의 전부가 $x=d$ 에 도달하는 경우를 생각한다. 이 때 電流密度는 다음과 같다.

$$J(x) = -J_0$$

따라서 (2)는

$$\rho(x) = \frac{-J_0}{\beta(x)c}$$

여기서 $\beta(x)$ 는 (4)로부터

$$\begin{aligned}\gamma(x) &= (1 - \beta(x)^2)^{-1/2} \\ \gamma(x)^2 &= 1 - \beta(x)^2 \\ \beta(x)^2 &= \frac{\gamma(x)^2 - 1}{\gamma(x)^2} \\ \therefore \frac{1}{\beta(x)} &= \frac{\gamma(x)}{(\gamma(x)^2 - 1)^{1/2}}\end{aligned}$$

따라서

$$\rho(x) = -\frac{J_0}{c} \frac{\gamma(x)}{(\gamma(x)^2 - 1)^{1/2}} \dots \dots \dots (2)'$$

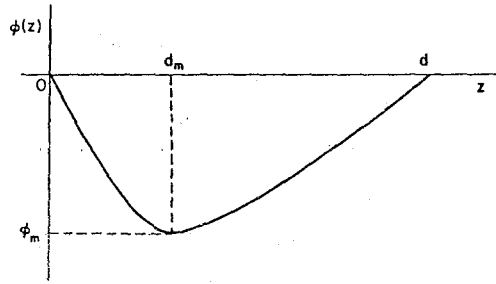
한편 (4)를 x 에 대하여 偏微分하면

$$\frac{\partial^2 \gamma}{\partial x^2} = \frac{e}{m_0c^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2}$$

을 얻는다. 그리고 (1)과 (2)'를 사용하여 나타내면

$$\begin{aligned}\frac{\partial^2 \gamma}{\partial x^2} &= \frac{e}{m_0c^2} \left(-\frac{\rho(x)}{\epsilon_0} \right) \\ &= \frac{eJ_0}{m_0c^2\epsilon_0} \frac{\gamma}{(\gamma^2 - 1)^{1/2}} \dots \dots \dots (5)\end{aligned}$$

이 된다. <그림 2>는 이 때의 $\phi(x)$ 를 그린 것이며, 여기서 다음과 같은 조건이 만족되어야 한다.



<그림 2> 두 평면판 사이의 전위

$$\left(\frac{\partial \gamma}{\partial z}\right)_{z=d_m} = \left(\frac{\partial \phi}{\partial z}\right)_{z=d_m} = 0 \dots\dots\dots (6)$$

이 때 d_m 은 $\phi(z)$ 가 最低인 곳이다. 즉,

$$\phi(z=d_m) = \phi_m$$

이다.

(5)를 積分하기 위하여 兩邊에 $\frac{\partial \gamma}{\partial z}$ 를 곱하면

$$\frac{\partial \gamma}{\partial z} \left(\frac{\partial^2 \gamma}{\partial z^2}\right) = \frac{\partial \gamma}{\partial z} \left(\frac{eJ_0}{m_0 c^3 \epsilon_0} \frac{\gamma}{(\gamma^2 - 1)^{1/2}}\right)$$

이것은

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \left(\frac{\partial \gamma}{\partial z}\right)^2 \right\} &= \frac{eJ_0}{m_0 c^3 \epsilon_0} \frac{\partial \gamma}{\partial z} \frac{\gamma}{(\gamma^2 - 1)^{1/2}} \\ &= \frac{eJ_0}{m_0 c^3 \epsilon_0} \frac{\partial}{\partial z} \{(\gamma^2 - 1)^{1/2}\} \end{aligned}$$

$$\therefore \left(\frac{\partial \gamma}{\partial z}\right)^2 = \frac{2eJ_0}{m_0 c^3 \epsilon_0} (\gamma^2 - 1)^{1/2} + \text{const}$$

여기서 적분상수는 (6)을 이용하면

$$-\frac{2eJ_0}{m_0 c^3 \epsilon_0} (\gamma_m^2 - 1)^{1/2}$$

으로 잡으면

$$\frac{\partial \gamma}{\partial z} = \left[\frac{2eJ_0}{m_0 c^3 \epsilon_0} \{(\gamma^2 - 1)^{1/2} - (\gamma_m^2 - 1)^{1/2}\} \right]^{1/2}$$

이것을 다시 정리하고 常微分으로 고쳐 쓰면

$$\frac{d\gamma}{\{(\gamma^2 - 1)^{1/2} - (\gamma_m^2 - 1)^{1/2}\}^{1/2}} = \left(\frac{2eJ_0}{m_0 c^3 \epsilon_0}\right)^{1/2} dz$$

이 식을 積分하면

$$\begin{aligned} F(\gamma_0, \gamma_m) &= \left(\frac{2eJ_0}{m_0 c^3 \epsilon_0}\right)^{1/2} d_m, \quad z < d_m \\ &= \left(\frac{2eJ_0}{m_0 c^3 \epsilon_0}\right)^{1/2} (d - d_m), \quad z > d_m \dots\dots\dots (7) \end{aligned}$$

여기서

$$F(\gamma_0, \gamma_m) = \int_{\gamma_m}^{\gamma_0} d\gamma [\gamma^2 - 1]^{1/2} - (\gamma_m^2 - 1)^{1/2}]^{-1/2} \dots \dots \dots (8)$$

$$\gamma_m = 1 + e \left[\frac{V_0 + \phi_m}{m_0 c^2} \right]$$

이며, γ_m 은 $z=d_m$ 에서 전자의 相對論的 質量係數이다. (7)에 의하면 最低電位가 되는 곳인 d_m 은

$$d_m = \frac{1}{2} d \dots \dots \dots (9)$$

이다. (9)를 (7)에 대입하고 정리하면

$$\begin{aligned} F(\gamma_0, \gamma_m) &= \left(\frac{2eJ_0}{m_0 c^3 \epsilon_0} \right)^{1/2} d_m \\ &= \left(\frac{2eJ_0}{m_0 c^3 \epsilon_0} \right)^{1/2} \left(\frac{1}{2} d \right) \end{aligned}$$

$$F^2(\gamma_0, \gamma_m) = \frac{2eJ_0}{m_0 c^3 \epsilon_0} \frac{d^2}{4}$$

$$J_0 = \frac{2m_0 c^3 \epsilon_0}{e d^2} F^2(\gamma_0, \gamma_m) \dots \dots \dots (10)$$

이 식은 特定한 γ_0 와 두 導體板 사이의 거리 d 를 주었을 때 最低電位 ϕ_m 와 入射電流密度 J_0 와의 관계를 나타낸 關係式이다.

다음에는 最低電位 ϕ_m 가 二極管에 주어진 전압 V_0 와 같아지는 경우를 생각한다. 즉

$$\phi_m = -V_0$$

에서 γ_m 은

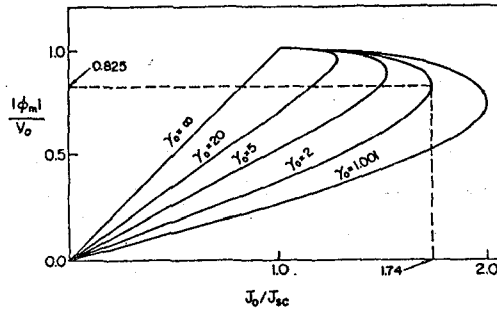
$$\begin{aligned} \gamma_m &= 1 + e(V_0 + \phi_m) / m_0 c^2 \\ &= 1 \end{aligned}$$

가 되며, 이것으로 입사된 전자가 d_m 에 와서 停止된다는 것을 알 수 있다. 따라서 이 때의 電流密度가 空間電荷 限界 電流密度 J_{sc} 가 된다.

$$\begin{aligned} J_{sc} &= J_0(\gamma_m = 1) \\ &= \frac{m_0 c^3 \epsilon_0}{2e \left(\frac{1}{2} d \right)^2} \left(\int_1^{\gamma_0} \frac{d\gamma}{(\gamma^2 - 1)^{1/4}} \right)^2 \dots \dots \dots (11) \end{aligned}$$

입사 전류밀도가 空間電位分布에 미치는 영향을 알기 위하여 (10)의 特性曲線을 <그림 3>에 그려 놓았다. 그림의 縱軸은 規格化시킨 최저 전위의 絶對值인 $\frac{|\phi_m|}{V_0}$ 을 나타내고, 橫軸에는 입사전류와 공간전하 한계 전류밀도와의 비를 표시하였다. 그리고 이들이 γ_0 에 대한 변화를 곡선으로 나타낸 것이다.

<그림 3>에 의하면 어떤 주어진 γ_0 에 대하여는 J_0/J_{sc} 의 最大值가 주어지며, 이 값은 주어진 γ_0 에서의 臨界電流密度 J_c 라고 부른다. 따라서 입사된 전자의 相對論的 質量關係가 주



<그림 3> 공간 최저전위와 입사전류

어지면 입계 전류밀도 J_c 가 결정되고, ϕ_m/V_0 의 값은 J_0 가 J_c 보다 적을 때만 存在한다.

이제 어떤 r_0 에 해당하는 臨界電位 $\phi_c(r_0)$ 를 $J_0=J_c$ 때의 전위 ϕ_m 로 정의하면 다음과 같다.

$$\phi_c(r_0) = \phi_m(J_0=J_c)$$

여기서 J_c 는 다음과 같이 된다.

$$J_c = \frac{2m_0c^3\epsilon_0}{ed^2} F^2(\gamma_0, r_c) \dots\dots\dots (12)$$

이 때 ϕ_c 는 r_c 와 다음과 같은 관계가 있다.

$$\gamma_c = 1 + \frac{e(V_0 + \phi_c)}{m_0c^2}$$

예를 들면, $\gamma_0=2$ 일 때 전류밀도의 臨界值 $J_c=1.74J_{sc}$ 이고, $\phi_c(\gamma_0=2)=-0.825V_0$ 이다. <그림 3>에서 보는 것과 같이 J_0 가 $0 < J_0 < J_{sc}$ 에서는 $\phi_m(J_0)$ 가 單一值를 取하고, $J_{sc} < J_0 < J_c$ 에서는 주어진 J_0 에 대하여 두 개의 값을 가진다. 그러나 이와 같은 두 개의 값이 주어질 때에는 적은 쪽의 값이 安全하고 큰 쪽의 값은 不安全한 값이 된다. 卽 $\gamma_0=2$ 에서 $J_0=1.5J_{sc}$ 라면 $|\phi_m|=0.6V_0$ 가 安全한 狀態이고, $|\phi_m|=0.96V_0$ 는 不安全한 狀態가 되는 것이다. 이와 같이 分析하여 보면 $\phi_m=-V_0$ 가 되고 $J_0=J_{sc}$ 가 되는 경우는 定常狀態에서의 平衡에서는 결코 있을 수 없는 것임을 알 수 있다. 結局 $\gamma_0 \rightarrow \infty$ 에서 단 ϕ_m 가 J_0 에 正比例하며

$$\phi_m = -V_0 \frac{J_0}{J_{cs}}, \quad 0 < J_0 < J_{sc}$$

의 關係가 成立한다.

다음에는 入射電流密度 J_0 가 臨界電流密度 J_c 를 넘는 경우를 생각하여 본다. 이 경우에는 臨界值보다 넘어나는 것에 해당하는 전자들은 ϕ_m 가 最低인 부분에서 $\phi_m=-V_0$ 가 될 때까지 濃縮하게 된다. 또 이와 동시에 일부분의 전자는 $z=0$ 쪽으로 反撥되어 되돌아가게 된다. 이런 경우에는 일반적으로 최저전위 ϕ_m 에 대한 一般解는 정상상태인 경우에 주어진 <그림 2>와 같이 되지는 않는다. 그러나 이 과정이 非斷熱過程이므로 순간적으로 ϕ_m 가 V_0 보다 낮아질 수 있다는 것을 알 수 있다. 즉 최저 전위 ϕ_m 는 臨界電位 ϕ_c 으로부터 점차로 낮아져서

入射電壓 V_0 보다 낮아졌다가 다음 순간에는 다시 V_0 를 향하여 증가되며 V_0 보다 높아지게 된다. 따라서 $z=d_m$ 에서 ϕ_m 는 振動을 하게 된다.

$J_0 > J_c$ 인 경우의 傳播管 속의 전위 분포를 알기 위하여 假想陰極¹³을 생각하고 크기는 $\phi_m = -V_0$ 로서 $z=d_m$ 에 있다고 가정한다. 그리고 이 가상음극이 포텐셜 우물을 지나가는 파라메타를 p 라고 놓는다. 그러면 전하밀도는

$$\begin{aligned}\rho(z) &= \frac{-pJ_0}{\beta(z)c}, \quad z > d_m \\ &= \frac{(p-2)J_0}{\beta(z)c}, \quad z < d_m \dots\dots\dots (13)\end{aligned}$$

로 표시된다. 이 때의 p 와 d_m 는 J_0 와 γ_0 에 의하여 결정된다. J_0 는 <그림 1>에서 표시되어 있는 것과 같이 二極管의 陽極과 陰極 사이에서 주어지는 공간전하 한계전류밀도와 같다. 따라서 (11)을 이용하여 J_0 를 표시하면 다음과 같다.

$$J_0 = J_{CA} = \frac{m_0 c^3 \epsilon_0}{2e L_{CA}^2} \left(\int_1^{\gamma_0} \frac{dr}{(r^2-1)^{1/4}} \right)^2 \dots\dots\dots (14)$$

여기서 L_{CA} 는 양극과 음극 사이의 거리이다.

이 경우의 電位를 얻기 위하여 (1)에 (13)의 조건을 대입한다. 즉

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = -\frac{\rho(z)}{\epsilon_0}$$

에 (13)의 $\rho(z)$ 를 대입하고 경계조건은

$$\begin{aligned}\phi_{(z=0)} &= \phi_{(z=d)} = 0 \\ \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right)_{z=d_m} &= \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right)_{z=d_m} = 0\end{aligned}$$

을 적용시켜서 積分하면

$$\begin{aligned}F(\gamma_0, \gamma_m) &= \left(\frac{2epJ_0}{m_0 c^3 \epsilon_0} \right)^{1/2} (d-d_m), \quad z > d_m \\ &= \left(\frac{2e(2-p)J_0}{m_0 c^3 \epsilon_0} \right)^{1/2} d_m, \quad z < d_m\end{aligned}$$

가 된다. 따라서 $z > d_m$ 일 때는

$$J_0 = \frac{m_0 c^3 \epsilon_0}{2ep(d-d_m)^2} F^2(\gamma_0, \gamma_m)$$

이고, $z < d_m$ 일 때는

$$J_0 = \frac{m_0 c^3 \epsilon_0}{2e(2-p)d_m^2} F^2(\gamma_0, \gamma_m)$$

가 된다. 이들과 (14)를 비교하면

$z > d_m$ 에서

$$\frac{m_0 c^3 \epsilon_0}{2e L_{CA}^2} \left(\int_1^{\gamma_0} \frac{dr}{(r^2-1)^{1/4}} \right)^2 = \frac{m_0 c^3 \epsilon_0}{2ep(d-d_m)^2} \left(\int_1^{\gamma_0} \frac{dr}{(r^2-1)^{1/4}} \right)^2$$

$$\therefore L_{CA}^2 = p(d-d_m)^2$$

$x < d_m$ 에서

$$\frac{m_0 c^3 \epsilon_0}{2e L_{CA}^2} \left(\int_1^{r_0} \frac{dr}{(\gamma^2 - 1)^{1/4}} \right)^2 = \frac{m_0 c^3 \epsilon_0}{2e(2-p)d_m^2} \left(\int_1^{r_0} \frac{dr}{(\gamma^2 - 1)^{1/4}} \right)^2$$

$$\therefore L_{CA}^2 = (2-p)d_m^2 \dots \dots \dots (15)$$

위의 두 식에서 곧

$$p = \frac{L_{CA}^2}{(d-d_m)^2} \dots \dots \dots (16)$$

$$\frac{2d_m}{d} = 1 - \left[1 + 2 \left(\frac{L_{CA}}{d} \right)^2 - 2 \left(\frac{L_{CA}}{d} \right) \left(2 + \frac{L_{CA}^2}{d^2} \right)^{1/2} \right]^{1/2} \dots \dots \dots (17)$$

을 얻는다. 이 관계식으로부터 p 와 d_m 을 결정할 수 있다. 또는 이들을 이용하여 L_{CA} 를 표시할 수도 있다.

이온集團加速을 연구하기 위하여는 傳播管에서의 電場 E_0 를 알아야 한다. 그러기 위하여 (13)과 (1)을 쓰면

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = - \frac{\rho(z)}{\epsilon_0}$$

$$\frac{\partial^2 \gamma}{\partial z^2} = \frac{e}{m_0 c^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2}$$

$$\rho(z) = \frac{(p-2)J_0}{\beta(z)c}$$

$$\frac{1}{\beta(z)} = \frac{\gamma(z)}{(\gamma(z)^2 - 1)^{1/2}}$$

이 되고 다시

$$\frac{\partial^2 \gamma}{\partial z^2} = \frac{e(2-p)J_0}{m_0 c^3 \epsilon_0} \frac{\gamma_0}{(\gamma_0^2 - 1)^{1/2}}$$

을 얻는다. 이 식의 양변에 $\frac{\partial \gamma}{\partial z}$ 를 곱하고 정리하면

$$\frac{\partial \gamma}{\partial z} = \left[\frac{2e(2-p)J_0}{m_0 c^3 \epsilon_0} (\gamma_0^2 - 1)^{1/2} \right]^{1/2}$$

따라서

$$E_0 = \frac{\partial \phi}{\partial z} = \left(\frac{2m_0 c(2-p)J_0}{e\epsilon_0} \right)^{1/2} (\gamma_0^2 - 1)^{1/4} \dots \dots \dots (18)$$

이다. 여기서 $\phi(z=d_m) = -V_0$ 인 조건을 사용하였다.

같은 모양으로 二極管 속의 電場 E_{CA} 를 구하면 다음과 같다.

$$E_{CA} = \left(\frac{2m_0 c J_0}{e\epsilon_0} \right)^{1/2} (\gamma_0^2 - 1)^{1/4}$$

이 관계식을 (18)에 대입하면

$$E_0 = (2-p)^{1/2} E_{CA} \dots \dots \dots (19)$$

의 관계식을 얻는다. 여기서 p 의 값은 (16)에서 보는 것과 같이 $p \leq 1$ 이므로 陽極을 기준으로 하고 傳播管쪽의 표면의 電場 E_0 는 二極管쪽의 표면의 E_{CA} 보다 언제나 큰 값을 가진다는 것을 알 수 있다.

두 平面導體의 간격 d 가 二極管的 두 極 사이의 간격 L_{CA} 보다 대단히 크다면(보통은 이 조건을 만족한다), 즉

$$d \gg L_{CA}$$

인 경우에는 (16)과 (17)에서

$$d_m \cong \frac{L_{CA}}{1.414} \dots \dots \dots (20)$$

$$p \cong \frac{L_{CA}^2}{d^2} \approx 0 \dots \dots \dots (21)$$

가 된다.

(20)과 (21)에서 보는 것과 같이 最低電位 ϕ_m 가 되는 거리 d_m 는 二極管的 두 極 사이의 거리 L_{CA} 보다 짧은 거리에 있게 된다. 이것은 電子가 陽極을 지나면 곧 한데 모여서 假想陰極을 만든다는 것을 나타내며, 입사된 전자들은 $x=d_m$ 를 지나서 진행을 못하게 된다. 즉 전류가 傳播管을 흘러가지 못하게 된다. 이 때의 電場 E_0 는 (21)를 (18)식에 代入하면 구할 수 있다.

$$E_0 = \left(\frac{4m_0 c J_0}{e \epsilon_0} \right)^{1/2} (\gamma_0^2 - 1)^{1/4}, \quad d \gg L_{CA} \dots \dots \dots (22)$$

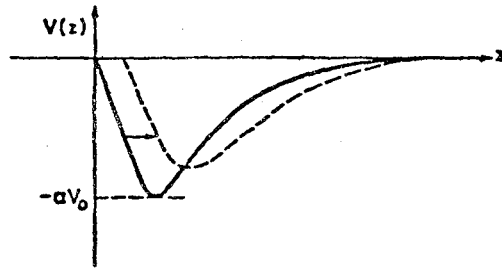
가 된다. 이 電場이 뒤에서 다루게 되는 것과 같이 이온을 加速시키는데 공헌을 하게 된다.

(2) 이온 集團加速의 原理

強力한 電子束에 의한 이온 集團加速過程에 대한 模型은 Poukey와 Rostoker¹⁷ 또는 Olson¹⁰에 의하여 提唱되었다. 그들은 最低電位 ϕ_m 는 이온이 가속되는데 따라서 점차적으로 낮아지면서 이동한다고 하였다. 여기서 이들의 過程에 대하여 자세히 생각하여 보기로 한다.

입사된 電子束의 처음 부분은 양극에서 밀집된 中性 플라즈마를 형성한다. 勿論 이 플라즈마는 陽極 自體에서 생성되기도 하겠지만 외부에서 기체를 주입시켜서 생성하게 하거나 강력한 레이저광으로 陽極近處에 電子束이 입사되기 직전에 플라즈마를 생성시키기도 한다.

계속해서 주입되는 강력한 電子束은 最低電位 ϕ_m 을 가지는 假想陰極을 이제 생성된 플라즈마의 경계면 밖에서 형성한다. 그러면 플라즈마 境界面에는 강력한 전장 E_0 가 (22)와 같이 생기며 이에 의하여 陽이온은 假想陰極을 향하여 가속된다. 陽이온이 가속되어 경계면에 도달되면 이곳의 空間電荷는 中性이 되어 結果적으로 플라즈마의 경계면이 넓어진다. 이런 과정이 계속되면 假想陰極은 陽이온과 동시에 <그림 4>와 같이 進行하게 된다.



〈그림 4〉 가상음극의 이동

境界面에 가속되어 나오는 表面質量密度는 편의상

$$\sigma = \frac{\epsilon_0 E_0 M}{Ze} \dots\dots\dots (23)$$

로 한다. 여기서 E_0 는 (22)에서 주어지는 값이고, Z 는 이온의 이온化狀態, M 은 靜止質量을 나타낸다. 이 때 이온層의 境界面을 피스톤壁과 같다고 생각하고 電子를 피스톤 속에 있는 氣體分子와 같다고 생각하면, 이온層이 얻는 運動量 Δp 는 전자들의 衝突로서 표시할 수 있다.

$$\Delta p = 2\gamma_0 m_0 (v_e - v_i) \dots\dots\dots (24)$$

여기서 v_i 는 이온의 速力, v_e 는 전자의 速力, $\gamma_0 m_0$ 는 전자의 質量을 나타낸다. 이 때 이온의 운동은 相對論的 취급을 하지 않았다.

境界面에서의 전자속은 $n_e(v_e - v_i)$ 가 되므로

$$\frac{d}{dt}(\sigma v_i) = 2\gamma_0 m_0 n_e (v_e - v_i)^2 \dots\dots\dots (25)$$

의 관계식을 얻는다. 여기서 n_e 는 플라즈마 표면의 電子密度이다. 여기서 (22)와 (23)을 대입하여 積分하면 다음과 같은 結果를 얻는다.

$$v_i(t) = v_e \left\{ 1 - \left[1 + Z(t-t_0) \frac{\gamma_0 m_0}{M} \left(\frac{eJ_0}{m_0 c \epsilon_0} \right)^{1/2} (\gamma_0^2 - 1)^{-1/4} \right]^{-1} \right\} \dots\dots (26)$$

여기서 $J_0 = en_e v_e$ 으로 놓았다. 또 初期條件으로는

$$v_i(t=t_0) = 0$$

만일 $v_i(t) \ll c$ 이면, 이온의 平均運動에너지는 다음과 같다.

$$\bar{W}_k = \frac{1}{2} M v_i^2(t) \dots\dots\dots (27)$$

이온의 運動에너지는 (26)과 (27)에서 보는 것과 같이 加速時間 $\Delta t = t - t_0$ 를 크게 하면 증가시킬 수 있다. 또 한편으로는 入射電子束의 電流密度 J_0 와 전자의 에너지 γ_0 가 이온의 運動ener지를 증가시키는데 대단히 중요한 역할을 함을 알 수 있다.

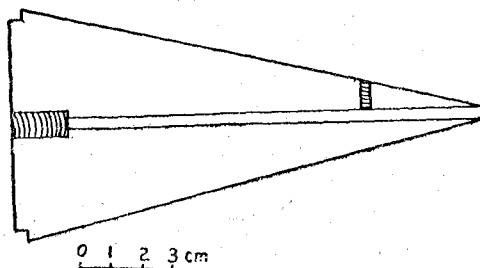
第三章 實驗裝置 및 實驗方法

本 研究에서 使用한 裝置는 1978年에 서울大學校 自然科學大學에 製作 設置한 Marx 高電壓 펄스 發生 裝置¹⁹이다. 이 裝置에 本 研究를 수행하기 위하여 다음과 같은 部分을 製作하여 부착시켰다.

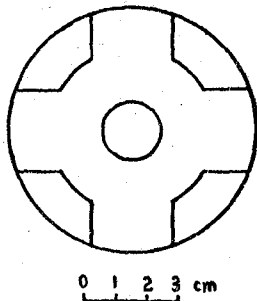
- (1) 線型 電子束 二極管
- (2) 고속 氣體 개폐 밸브
- (3) 이온 加速 傳播管

(1) 線型 電子束 二極管

선형 전자속 이극관으로는 Luce型 二極管²을 製作하였다. 이것은 <그림 5(a)>와 같은 원뿔형 陰極을 製作하고 이것을 同軸 펄스 形成管의 끝에 달았다. 이 때 同軸 펄스 形成管의 陰極의 半徑과 원뿔형 陰極의 半徑을 같게 하므로서 同軸 펄스 形成管에서 發生한 電壓을 損失없이 使用할 수 있게 하였다. 그리고 원뿔형의 뾰족한 쪽에는 直徑이 4 mm인 텅스텐 전극을 挿入하였다. 원뿔형의 밑면의 直徑은 8.5 cm이다.

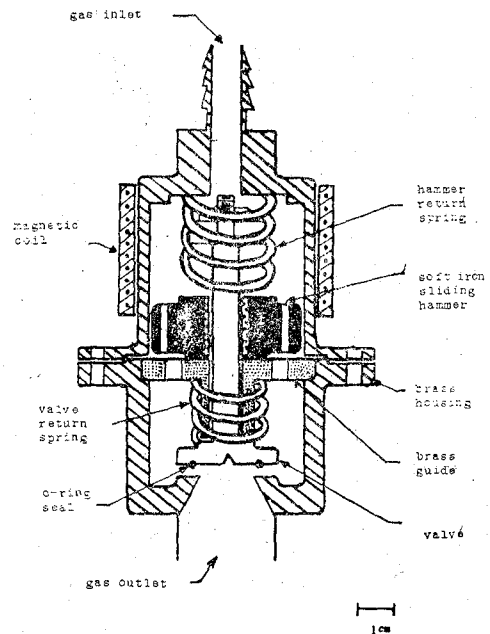


(a) 陰極



(b) 陽極

<그림 5> 線型 電子束 二極管



<그림 6> 고속氣體注入用 밸브

陽極은 直徑이 9.22 cm인 스테인레스 판을 <그림 5(b)>와 같은 모양으로 제작하여 二極管의 中央에 挿入하였다. 中央의 구멍의 直徑이 2 cm이며, 電子束은 이곳을 통하여 進行하게 되며 四方으로 뚫린 능형의 구멍은 이온 加速傳播管을 眞空시킬 구멍이다.

(2) 高速 氣體 開閉 밸브

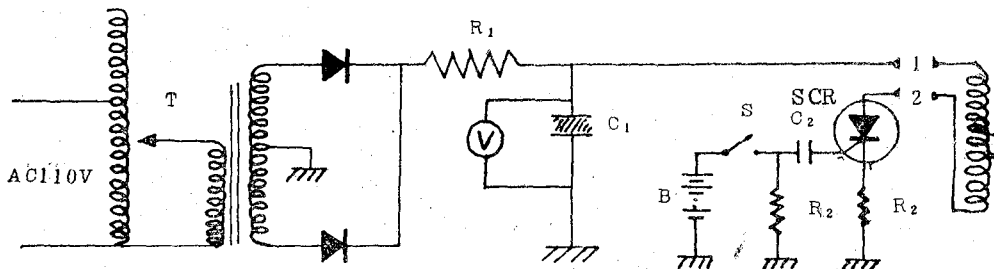
試料를 注入할 고속 기체 개폐 밸브는 電磁 망치를 이용한 것으로서 <그림 6>과 같이 製作되었다. 밸브 外部에 감은 코일에 전류를 흘리면 內部에 있는 연철은 위로 끌려 올라오게 된다. 그러면 이 연철은 밸브 끝에 달려 있는 날개를 치게 되며 밸브가 열리게 된다. 즉 연철 망치는 外部에 있는 160 μ H의 코일에, 1,354 μ F의 축전기에 300 V의 전압으로 충전한 電源을 연결시키므로써 밸브를 열 수 있게 하였으며, 뒷쪽과 아래 쪽에 용수철을 달아 밸브가 닫히는 것을 돕게 하였다.

코일에 사용한 에나멜 선은 직경이 0.6 mm이며, 코일의 直徑은 55.0 mm이고 감은 회수는 110번이다. 연철 망치의 질량은 148.8 g이고 이 때 용수철의 힘의 상수는 70 N/m와 196 N/m이다. 그리고 밸브의 압력 오름 시간은 0.1 torr/ms이다.

<밸브의 특성>

코일의 인덕턴스	160 μ H
망치의 질량	148.8 g
힘의 상수(윗쪽 용수철)	70 N/m
힘의 상수(아래쪽 용수철)	196 N/m
밸브 압력 오름 시간	0.1 torr/ms

밸브를 동작시킬 電源은 <그림 7>과 같으며, SCR을 動作시키므로써 코일에 전류가 흐르게 된다. 여기에 사용한 축전기는 내부 인덕턴스가 작은 섬광용 축전기들이며 여러개를 병렬로 연결하여 사용하였다.



T : transformer
S : switch
B : 9.0 volt

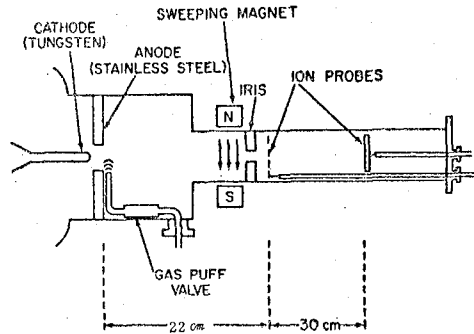
R_1 : 2.5 k Ω
 R_2 : 1 k Ω

C_1 : 1,354 μ F
 C_2 : 0.1 μ F

<그림 7> 高速밸브의 電源

(3) 이온束 加速傳播管

이온束 加速傳播管의 모양은 <그림 8>에서 보는 것과 같으며 여기에는 二極管의 陰極과 陽極의 모양이 함께 그려져 있다. 二極管의 電極으로서의 陽極에 스테인레스 철판을 사용하였으며, 陰極에는 직경 4 mm의 순수 텅스텐 막대를 사용하였다. 그리고 陰極과 陽極간의 간격은 6 mm가 되게 하였다.



<그림 8> 이온속 가속 전파관

陽極의 바로 뒤에는 길이 22 cm의 이온 가속관과 기체를 주입할 고속기체 분출 밸브가 달려 있으며, 여기서 분출된 기체가 電子束과 만나서 플라즈마를 形成하게 된다. 그리고 계속 주입되는 電子束에 의해 가속된다.

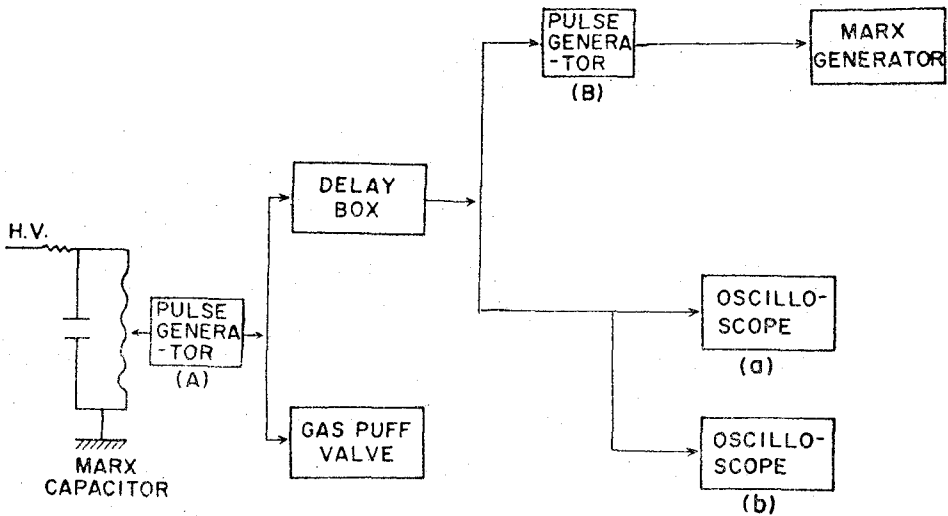
傳播管에는 이온을 加速시킨 후의 電子束이 이온束 檢出裝置인 검출망과 검출판에 도달하지 못하도록 하기 위하여 磁場을 걸어서 전자들의 경로를 휘게 한다. 여기서 사용한 영구자석은 0.1 tesla의 것으로서 자극의 간격은 11.5 cm이다.

傳播管은 직경 10.16 cm, 길이 70 cm인 알루미늄 원통으로 되어 있으며, 그 속에는 이온束을 검출할 검출망이 들어 있다. 檢出網은 직경이 7.6 cm이며, 檢出網은 서로 30 cm 떨어진 곳에 있다. 이들은 모두 50 Ω의 동축 도선에 연결되어 있으며 도선의 길이를 같게 하므로서 檢出裝置에서 생겨나는 測定誤差를 除去시키고 있다.

(4) 實驗方法

實驗裝置의 調整과 이온束을 測定하는 순서는 <그림 9>에서 보는 것과 같다. 裝置의 동작을 위한 처음 信號는 Marx高電壓 發生裝置의 축전기에 充電되는 電壓으로부터 얻어진다. 그러므로 먼저 必要한 電子束의 에너지를 決定하고 이에 알맞는 電壓으로 充電한다. 이 기계에서는 0.24 MeV의 電子束을 얻기 위하여 20 kV의 電壓으로 充電하였다.

Marx 高電壓 發生裝置의 축전기에 充電을 시작하여 20 kV의 電壓까지 充電을 完全히 시키면 펄스 발생기 (A)의 스위치를 누른다. 그러면 펄스 발생기 (A)에 발생한 펄스는 두



〈그림 9〉 실험장치 조정 순서 계통도

개의 方向으로 전달된다.

하나의 信號는 기체 분출용 고속 밸브의 電源 回路의 動作 信號가 되어 SCR를 動作시키므로써 밸브를 열게 한다. 그리고 다른 하나의 信號는 펄스지연기(Anritsu MG412B)에 도달하게 된다.

펄스 지연기는 펄스 발생기 (A)에서 信號를 받은 다음 약 $450 \mu\text{s}$ 동안 信號를 지연시킨 후에 새로운 펄스를 발생시킨다. 하나는 펄스 발생기 (B)에 도달되고 다른 하나의 信號는 오시로스코우프(Tektronix 7844 dual-beam oscilloscope)에 전달된다. 펄스 지연기에서 $450 \mu\text{s}$ 의 시간 지연을 시키는 이유는 질소 기체를 진공 속에 주입시키는 信號가 펄스 발생기 (A)에서 발생된 후에 질소 기체가 二極管 内部에 注入되기 시작하는데까지 소요되는 시간이 $450 \mu\text{s}$ 이기 때문이다. 이 시간은 實驗的으로 얻은 時間이다.

펄스 발생 장치 (B)는 Marx 高電壓 發生裝置를 動作시킬 펄스를 발생하여야 한다. 그런데 Marx 高電壓 發生裝置를 動作시키는 데에는 10 kV 이상의 電壓을 가지는 펄스가 必要하다. 이를 위하여 自動車用 점화 코일¹⁹을 사용하였다. 여기서 발생한 펄스는 Marx 高電壓 發生裝置의 動作 단자에 전달되어 高電壓을 發生하게 한다.

오실로스코우프는 펄스 지연기에서 信號를 받으면 오실로스코우프의 上端 (a)와 下端 (b)를 동시에 動作시킨다. 上端 (a)는 이온 전파관 속에 있는 앞쪽 검출기의 信號를 받으며, 下端 (b)는 뒷쪽 검출기의 信號를 받게 된다. 이들 信號를 同時에 사진을 찍고 이온束의 飛行時間 測定法(Time of Flight)을 使用하여 이온의 速度를 計算하고, 이것으로 이온의 에너지를 算出한다.

第四章 結果 및 分析

(1) 窒素 이온의 速度 測定

本 研究는 眞空度가 1.8×10^{-4} torr일때 0.24 MeV의 電子束 펄스를 발생시켜 가속되는 질소 이온의 速度를 이온 전파관에 장치한 두 개의 검출기로 信號를 測定하였다. 測定한 결과는 다음의 <그림 10>에서 보여준다. 이 때 관측되는 電壓이 매우 높기 때문에 π 형 감쇠기를 써서 電壓을 낮추었다. <그림 10>의 사진에서 위 쪽에 나타난 信號는 첫째 검출기의 신호로 오실로스코프 화면을 5 v/div로 하여 $X=12$ 의 감쇠기를 써서 전압을 축소시켰으며 아랫 쪽 신호는 두번째 검출기의 信號를 받은 것으로서 1v/div로 하고 $X=8.4$ 의 감쇠기를 사용하여 電壓을 감쇠시켰다. 그리고 시간 축은 500 ns/div로 하였다.

관측된 사진을 보면, 사진 1에서 질소 기체를 넣지 않은 경우는 예상했던 바와 같이 電子束이 이온 전파관 속으로 진행하지 않았으며 또한 질소 이온도 관측되지 않았음을 알 수 있다.

사진 2는 질소 기체를 넣은 경우인데 이 사진은 ASA 400짜리 필름을 사용하였기 때문에 100 ns/div이하에서는 감광이 되지 않아서 500 ns/div으로 記錄하였으므로 두 검출기에서의 펄스가 발생하는 시간을 알아 보기 쉽게 하기 위해서 다음 <그림 11>과 같이 확대시켰다.

<그림 11>에서 보면 질소 이온은 시간 축의 3.34에서 첫번째 檢出器를 지나서 다음 3.4에서 두번째 검출기에 도달했음을 알 수 있다.

따라서 관측된 時間座標를 $t_1=3.34$, $t_2=3.4$ 라고 하면 두 검출기 사이를 지나는 이온의 이동 시간 t 는 다음과 같다.

$$\begin{aligned} t &= 500 \text{ ns/div} \times (t_2 - t_1) \text{ div} \\ &= 500 \times (3.4 - 3.34) \text{ ns} \\ &= 3 \times 10^{-8} \text{ s} \dots\dots\dots(28) \end{aligned}$$

그러므로 여기서 구한 時間差 t 와 두 검출기 사이의 거리 $d=30$ cm를 사용하면 질소 이온의 速度를 구할 수 있다.

(2) 질소 이온의 에너지 계산

강력한 0.24 MeV의 에너지를 가지는 電子束을 발생시켜 질소 이온을 가속시키면 질소 이온의 속도 v_i 는

$$\begin{aligned} v_i &= d/t \\ &= \frac{30 \times 10^{-2}}{3 \times 10^{-8}} \\ &= 10^7 \text{ (m/s)} \dots\dots\dots(29) \end{aligned}$$

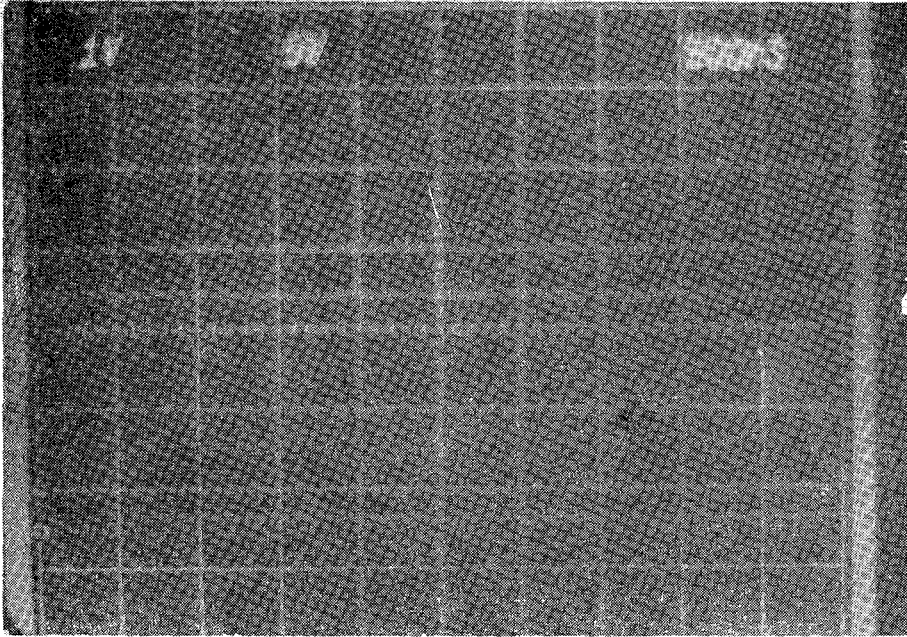


사진 1. 질소 기체를 넣지 않은 경우

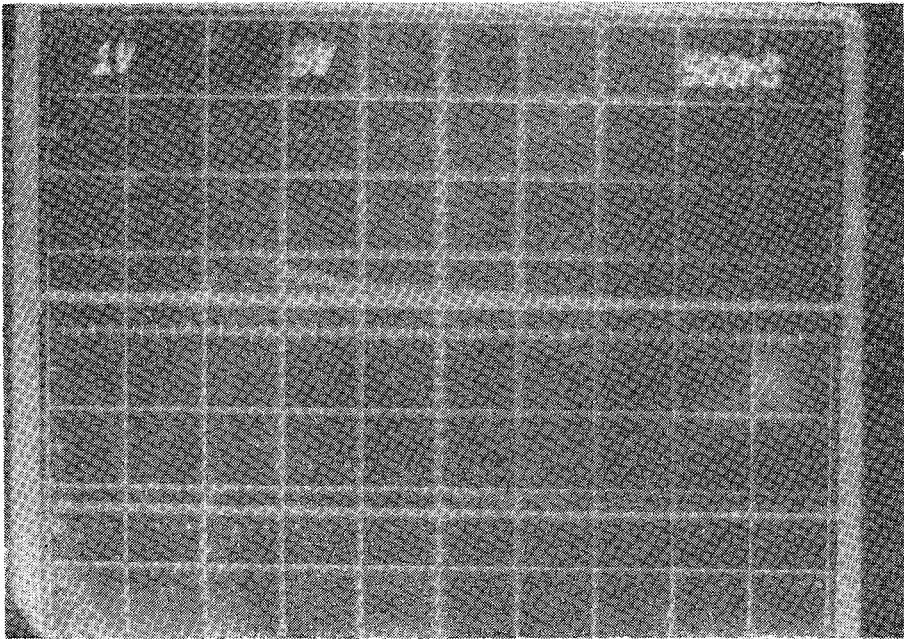
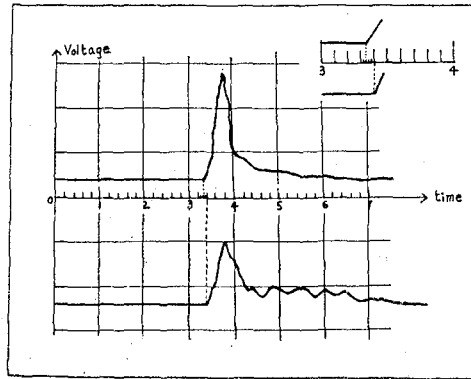


사진 2. 질소 기체를 넣은 경우
〈그림 10〉 두 검출기 신호의 측정



〈그림 11〉 그림 10의 사진 2을 확대하여 그린 것.

가 된다.

이렇게 하여 (29)식의 v_i 값을 (27)식에 대입하면 질소 이온의 에너지는 다음과 같이 계산 된다.

$$\begin{aligned}
 E &= \frac{1}{2} M v_i^2 \\
 &= \frac{1}{2} \times (14 \times 1.66 \times 10^{-27}) \times (10^7)^2 \\
 &= 11.6 \times 10^{-13} (\text{J}) \\
 &= 7.3 (\text{MeV})
 \end{aligned}$$

이때 질소 질량 14 amu, 1 amu = 1.66×10^{-27} kg, 1 J = 6.24×10^{12} MeV를 사용하였다.

第五章 結 論

이 研究에서 얻은 結果를 綜合하여 정리하면 다음과 같다.

- 1) 질소 기체를 넣지 않은 경우에는 이온은 관측되지 않았다.
- 2) 강력한 0.24 MeV의 電子束을 이용하여 질소 이온을 가속시킨 경우에는 이온이 두 겹 출기 사이를 지나는 시간 t 는

$$t = 3 \times 10^{-8} \text{ s}$$

이며 여기서 구한 속도 v_i 는

$$v_i = 10^7 \text{ m/s}$$

가 된다.

따라서 질소 이온의 에너지 E 는

$$\begin{aligned}
 E &= \frac{1}{2} \times 4 \times 1.66 \times 10^{-27} \times (10^7)^2 \\
 &= 11.6 \times 10^{-13} (\text{J})
 \end{aligned}$$

인데 이것을 MeV단위로 환산하면 다음과 같이 된다.

$$E=7.3 \text{ MeV}$$

그러므로 가속되는 질소 이온의 에너지는 7.3 MeV이다.

本 研究에서 이온의 에너지를 $\frac{1}{2}Mv_i^2$ 의 식으로 계산했는데, v_i 는

$$v_i(t) = v_e \left\{ 1 - \left[1 + Z(t-t_0) \frac{\gamma_0 m_0}{M} \left(\frac{eJ_0}{m_0 c \epsilon_0} \right)^{1/2} (\gamma_0^2 - 1)^{-1/4} \right]^{-1} \right\}$$

이므로 電子의 速度나 電流密度를 높인다면 즉, 전자의 에너지를 높인다면 이온의 에너지도 높일 수 있을 것이다.

그리고 $E = \frac{1}{2}Mv_i^2(t)$ 에서 질소보다 質量이 큰 기체를 사용한다면 역시 여기서 얻은 에너지보다 더 큰 에너지를 가지는 이온을 얻을 것이다. 따라서 앞으로 이 방면의 연구도 활발히 進行될 것으로 예상된다.

要 約

Luce型 二極管은 強力한 電子束을 얻는 裝置로서 지름 4 mm의 텅스텐 음극을 지름 12 mm의 구멍이 뚫린 스테인레스 양극과 6 mm 떼어 놓았다. 이 二極管에 Marx高電壓 發生裝置에서 發生한 高壓 펄스를 걸어 주므로서 0.24 MeV, 30 KA, 60 ns의 強力한 電子束을 얻었다.

기체 주입용 고속 개폐 밸브의 壓力 오름시간은 0.1 torr/ms이며 여기서 주입된 기체는 二極管에서 電子束과 만나서 이온束을 만든다. 그리고 이 이온束은 이온 加速 傳播管 속에서 假想陰極에 의하여 加速된다.

이온 검출기는 두개의 검출판을 서로 30 cm 떼어 놓고, 이들 검출판에서 얻는 신호를 오실로스코우프로 읽으므로서 이온束을 검출하게 되어 있다. 이온의 에너지는 이들 신호로써 얻어지는 이온의 速度를 使用하여 計算하였다. 이 研究에서 얻은 질소 이온의 에너지는 7.3 MeV였다.

參 考 文 獻

1. S. Graybiill and J.R. Uglum, J. Appl. Phys., **41**, 236(1970).
2. J.S. Luce, H.L. Sahlin and T.R. Crites, IEEE Trans. Nucl. Sci., *NS-20*, 336(1973).
3. W.W. Destler, R.F. Hoerberling, H. Kim and W.H. Bostick, Appl. Phys. Lett., **35**(3), 296(1976).

이 研究는 1980年度 文教部 學術研究助成費에 의하여 研究된 것이다.

4. C.L. Olson, *Collective Ion Acceleration*(Springer-Verlag, Berlin, Germany, 1979), Vol. 84.
5. N. Rostoker and M. Reiser, *Collective Methods of Acceleration* (Harwood Academic Publisher, New York, 1979).
6. R. Adler, J.A. Nation and V. Serlin, *Phys. Fluids*, **24**(2), 347(1981).
7. W.W. Destler, L.E. Floyd and M. Reiser, *Phys. Rev. Lett.*, **44**, No. 2, 70(1980).
8. W.W. Destler, H.S. Uhm, H. Kim and M. Reiser, *J. Appl. Phys.*, **50**, 3015(1979).
9. G.T. Zorn, H. Kim and C.N. Boyer, *IEEE Trans, Nucl. Sci.*, **NS-22**, 1006(1975).
10. C.L. Olson, *Phys. Fluids*, **18**, 585(1975).
11. C.L. Olson, *Phys. Fluids*, **18**, 598(1975).
12. H.S. Uhm and A. Sternlieb, *Intense Electron Beam Propagation Between Two Plane Conductors*, Plasma Preprint PL #80-014, U. of Maryland (1979).
13. A. Sternlieb and H.S. Uhm, *A Time Dependent Study of Collective Ion Acceleration*, Plasma Preprint PL #79-019, U. of Maryland (1979).
14. *ERDA Summer Study of Heavy Ions for Inertial Fusion*, Berkeley. California, July 19-30, 1976 (National Technical Information Service, Springfield, Virginia, 1979).
15. C.A. Robinson, Jr., *Aviation Week and Space Technology*, May 2, 1977, p.16. (New, York 1977).
R. Hotz, *ibid.*, p.11.
16. *ANL Proceedings of The Heavy Ion Fusion Workshop*, Argonne National Lab., Sep. 19-26, 1978(U.S. Dept. of Energy, W-31-109-Eng-38).
17. J.W. Poukey and N. Rostoker, *Plasma Phys.*, **13**, 897(1971).
18. R.H. Huddleston and S.L. Leonard, *Plasma Diagnostic Techniques* (Academic Press, New York, 1965).
19. 신희명, 유광호, 이문중, *New Physics*, **18**, (1978, 한국 물리학회).

Abstract

The collective acceleration of gaseous ions from a well-localized ion source situated immediately downstream of a relativistic electron beam source has been investigated experimentally. The electron beam is emitted from a 4 mm diameter tungsten cathode located 6 mm from a stainless steel anode which has a 20 mm hole on axis through which the beam passes into the downstream region. Here the electrons collide with a gas cloud injected by a fast rise puff valve producing ions.

Using time-of flight diagnostics it is found that the velocity of the fastest nitrogen ion is approximately $0.03c$, corresponding to a maximum energy of 0.5 MeV per nucleon.