

레이저플라즈마의 諸特性的 計測

論 文
29-2-2

Measurements of Properties of Laser-produced Plasmas

姜 衡 富*
(Hyung-Boo Kang)

Abstract

The properties of plasmas produced by high power glass laser were investigated with various methods of diagnostics. Electron temperature was estimated by measurement of soft X-ray, and ion temperature was estimated by measurement of the time-of-flight of ion.

The measurement of incident and reflected laser light, and Schlieren and shadowgraph methods were also used.

No influence of laser pulse duration on the temperature was observed in the case of durations 2, 4 and 10 nsecs. The effective heating of plasma occurred in about 2 nsec of beginning of incident laser pulse.

The experimental results for fast rising laser pulse were discussed and the influence of risetime of laser pulse on the heating of plasma was described.

Neutrons produced by irradiating laser beam to solid deuterium target were detected.

1. 緒 論

레이저는 그 特徵의 하나로서 大量의 에너지를 急速히 投射할 能力을 갖고 있으므로, 레이저에 의한 플라즈마의 生成, 加熱에 關한 研究가 活潑하게 되었다.^{1)~4)} 特히 近年 레이저技術의 發達에 따라 大出力 글라스레이저가 開發되어, 이에 의한 核融合研究가 可能하게 되었다.

核融合에 關한 approach는 소련의 Basov⁵⁾가 맨 처음으로 시작하였다. 그의 實驗에서는 psec레이저펄스를 LiD에 照射하여 核融合에 의한 中性子を 檢出하였으나 그 數도 매우 적고 檢出確率도 낮았다. 그 후 Floux⁶⁾, 山中⁷⁾들이 레이저의 出力增大와 標의에 固體 重水素를 使用하여 相當量의 中性子を 檢出함으로써 레이저에 의한 核融合研究의 基礎를 다져왔다.

從來의 Q-switching펄스를 使用한 實驗에서는 레이저펄스의 risetime이 10~15nsec 정도로 매우 緩慢한 레이저펄스를 標의에 照射하였기 때문에 레이저에너지가 플라즈마에 有効하게 吸收되기 전에 플라즈마가 膨

脹, 散逸하므로써 플라즈마를 高溫高密度狀態로 높일 수가 없었다. 高溫高密度플라즈마를 生成하는것은 核融合에서 제일 重要한 研究課程이다.

高溫高密度플라즈마를 生成하기 위해서는 플라즈마가 그 價性에 의하여 膨脹하기 전에 레이저 에너지를 충분히 吸收시켜야 하며, 따라서 매우 急激한 risetime을 갖고 있는 레이저펄스가 必要하게 된다.

筆者는, PTM(pulse transmission mode)法⁸⁾으로 risetime이 1~1.5nsec의 매우 急峻한 大出力 글라스레이저비임을 發生하여, 이 비임을 重水素 D보다 큰 價電數 z를 갖는 폴리에틸렌(CH₂)_n, 베리움(Be), 카아본(C)등의 標의物에 照射하여 生成된 플라즈마의 諸特性을 여러 가지 計測法을 使用하여 測定, 檢討하였다. 또한 레이저펄스의 risetime이 플라즈마加熱에 미치는 效果 및 加熱에 有効한 펄스幅, 레이저에너지의 吸收와 플라즈마에서의 反射와의 關係, 플라즈마膨脹의 時間的, 空間的 樣相들도 함께 調査하였다.

以外에 固體重水素(D₂)에 레이저비임을 照射하여 發生되는 中性子を 檢出하여, 中性子發生에 대한 레이저에너지의 threshold value, 發生中性子數의 레이저에너지 依存性도 檢討하였다.

以下에 使用한 計測法의 大要와 實驗結果에 대해서

* 正會員: 漢陽大工大 電氣工學科 教授·工博
接受日字: 1979年 11月 19日

陳述하겠다.

2. 레이저플라즈마의 計測法

레이저플라즈마는 高溫度, 高密度이며, 存在時間도 數 nsec 정도로 매우 짧기 때문에 그 診斷法은 많지 않다. 高溫度, 低 z (價電數) 플라즈마는 完全電離플라즈마가 되므로 그 放射는 連續스펙트럼만이 된다. 따라서 分光學的手法은 使用할 수가 없게 된다. 散亂計測도 플라즈마가 高密度이며, 크기가 數 $100\mu\text{m}$ 로 대단히 작고, 存在時間도 매우 짧기 때문에 使用이 어렵다. 特히 레이저光이 吸收되는 遮斷密度領域의 計測은 거의 不可能하다. 레이저플라즈마의 過渡特性 및 空間의 狀態를 알기 위해서는 數 psec, 數 μm 의 時間的, 空間的으로 높은 分解能을 갖은 測定法이 必要하여 매우 어렵다.

筆者는 이 分解能을 어느 정도 犧牲시켜서 플라즈마의 基本的 파라미터를 測定하였다. 즉 電子溫度 및 에너지는 電子의 制動放射에 의한 X線의 透過法으로 測定하였으며, 이온溫度 및 에너지는 time of flight法으로 計測하였다. 또한 플라즈마의 空間的 狀態는 Schlieren 및 shadowgraph法으로 調査하였다. 레이저의 吸收狀態를 調査하기 위하여 레이저의 入射에너지, 入反射펄스의 波形, 反射率등을 測定하였다. 또 重水素核融合플라즈마에 있어서는 中性子計測을 하였다.

2.1 制動放射의 X線吸收膜法에 의한 電子溫度의 測定⁹⁾

2.1.1 制動放射

高速의 價電粒子가 다른 粒子와 衝突하여 減速할 때 放出하는 放射를 制動放射라 한다. 電子의 速度分布가 Maxwell分布를 한다면 單位體積, 單位時間, 單位波長間隔當 制動放射強度 I_λ 는

$$I_\lambda = Kn_e n_i z^2 / \lambda^2 \sqrt{kT_e} g_{ff} \exp(-hc/\lambda kT_e) \quad (1)$$

$$\text{단, } K = (2\pi/3m)^{1/2} \cdot 2^5 \pi e^6 / 3hmc^3$$

로 주어진다. 단, n_e, n_i 는 각각 電子, 이온의 密度, z 는 荷電數, e, m 는 각각 電子의 電荷 및 質量, g_{ff} 는 自由-自由遷移의 Faunt因子, k 는 Boltzmann 定數, c 는 光速, h 는 Planck 定數, λ 는 X線의 波長이다.

2.1.2 吸收膜法에 의한 電子溫度測定

X線領域의 制動放射로 溫度를 決定할 때에는 吸收膜法을 使用한다. 光子에너지 間隔 dE 當 制動放射強度 I_E 는 (1)式으로부터

$$I_E = K \frac{n_e n_i z^2}{\sqrt{kT_e}} g_{ff} \exp(-E/kT_e) \quad (2)$$

가 된다. 단, $E=h\nu$ 는 光子에너지이다. 다음에 吸收係數 $K(E)$. 두께가 D 인 物質을 通過하는 放射強度 I_E' 는 (2)式의 吸收項을 附加하여

$$I_E' = K \frac{n_e n_i z^2}{\sqrt{kT_e}} g_{ff} \exp\{-E/kT_e - K(E)D\} \quad \dots (3)$$

로 주어진다. 따라서 物質을 通過하여 檢出器에 들어가는 X線強度 I 는 (3)式을 光子에너지로 積分하여 구한다. 즉

$$I = \int_0^\infty I_E' dE = f(T_e, D) \quad (4)$$

(4)式에서 I 는 溫度 T_e 와 物質의 두께 D 의 函數가 되므로, I 의 絕對值를 測定하든지 또는 두가지 以上の 두께 D 에 대하여 I 의 相對比를 測定하면 電子溫度 T_e 를 구할 수 있다. 本實驗에서는 後者의 方法을 使用하였다. 즉 두께가 각각 D_1, D_2 인 金屬薄膜을 通過하는 全 X線의 強度比 I_2/I_1 은

$$\frac{I_2}{I_1} = \frac{\int_0^\infty \exp\{-E/kT_e - K(E)D_2\} dE}{\int_0^\infty \exp\{-E/kT_e - K(E)D_1\} dE} \quad (5)$$

로 주어진다. 金屬薄膜으로는 베리륨(Be) 薄膜을 使用하였다. Be薄膜에 대한 吸收係數 $K(E)$ 와 光子에너지 E 와의 關係는 그림 1과 같이 되며, 이 $K(E)$ 와 E 의 關係를 使用하여 (5)式에서 計算으로 구한 X線強度比와 電子溫度와의 關係를 그림 2에 表示한다. 透過X線強度比는 다음과 같이 電子計算機로 計算하였다. 즉, (5)式에서 여러 가지의 電子溫度 T_e 에 대하여 \exp 의 項을 Simpson의 方法에 따라서 光子에너지 E 를 $E=200\text{eV}$ 에서 150KeV 까지 2000等分하여 積分하였다. 그림 1에서 E_{cutoff} 는 X線의 cutoff에너지이며, $K(E)D=1$ 이 되는 光子에너지, 즉, 吸收에 의하여 透過X線

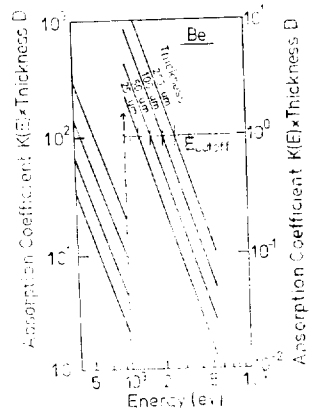


그림 1. Be膜의 吸收係數와 X線에너지와의 關係
Fig. 1. Absorption coefficient of Be foils of different thickness vs energy of X-ray.

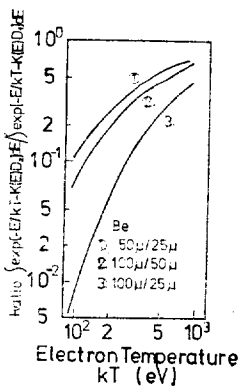
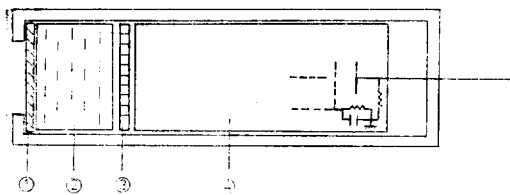


그림 2. 透過 X線強度比와 電子溫度와의 關係
 Fig. 2. Intensity ratio of X-ray transmitted through Be foil vs electron temperature

強度가 1/e로 減少하는 光子에너지이다. 使用한 X線檢出器는 그림 3에 있는 바와 같이 直徑 10mm, 두께 15mm의 플라스틱신틸레이터, 中性減衰필터, Be薄膜 및 光電子増倍管(HTV-R292)들로 構成되고 있다. 신틸레이터와 光電子増倍管사이의 接續에는 그간에 空氣層이 생기지 않도록 粘度가 매우 작은 실리콘油를 使用하였다. 使用하는 複數의 光電子増倍管은 感度의 較正을 하였으며, 負荷抵抗은 50Ω이다. 本實驗에서는 Be薄膜의 두께가 각각 25μm, 100μm인 두가지 X線檢出器를 同時에 使用하는 2-channel法을 使用하였다.



① Absorber(Be: 25 or 100 μm) ② Plastic Scintillator
 ③ Neutral Density Filter ④ Photomultiplier(HTV-R292)

그림 3. X線檢出器
 Fig. 3. X-ray detector

2.2 이온의 計測法

2.2.1 이온에너지 및 溫度의 測定

大出力레이저에 의하여 生成되는 플라즈마에너지의 큰 部分을 이온이 차지하며, 中性子發生은 이온溫度와 密度에 密接한 關係가 있으므로, 이온의 溫度, 密度, 運動에너지를 아는것은 레이저에 의한 플라즈마의 生成, 加熱의 研究에 큰 도움이 된다. 레이저플라즈마에서는 普通 分光에 의한 이온溫度測定은 困難하기 때문에, 著者는 time of flight法으로써 이온의 速度分布

의 profile를 測定하여 溫度를 구하였다. 매우 작은 入口 slit를 通過하여 collector에 捕集되는 이온은 Maxwell速度分布를 갖는다.^{10), 11)} 그 速度分布函數는

$$f(v) \propto \exp\left\{-\frac{m_i(v-v_d)^2}{2kT_i}\right\} \quad (6)$$

로 주어지며, v_d 는 이온의 drift速度, m_i , T_i 는 각각 이온의 質量 및 溫度이다. 이온溫度는 그림 4에 있는 바와 같이 Maxwell速度分布에서 그 最大値의 1/e에 對應하는 速度幅 Δv 를 다음과 같이 구할 수 있다. 즉

$$kT_i = \frac{1}{2} \cdot m_i (\Delta v)^2 \quad (7)$$

이온에너지 E_i 는 플라즈마-collector間 距離를 l , 이온의 time of flight를 t 라고 하면,

$$E_i = \frac{1}{2} m_i (l/t)^2 \quad (8)$$

로 주어진다.

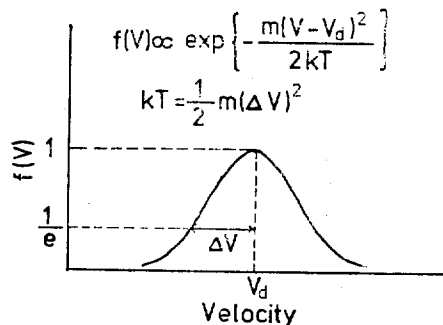


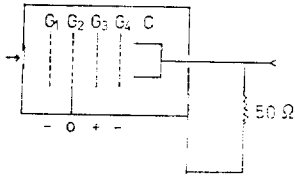
그림 4. 이온溫度決定法(Maxwell速度分布로부터)
 Fig. 4. Temperature determination from Maxwell velocity distribution

發生이온數는 collector의 捕集電荷量으로 推定된다. 예컨대, 이온의 種類가 단 하나만인 경우에는 collector에 捕集되는 이온信號 自身이 이온의 速度分布를 나타내므로 바로 溫度, 運動에너지, 이온數를 구할 수 있다. 價電數 z 가 $z=1$ 인 水素系플라즈마가 이 경우에 相當한다.

z 가 比較的 작은 경우에는 이온에너지辨別 grid를 갖는 Faraday cup가, 큰 z 를 갖는 플라즈마에 대해서는 靜電型에너지 分析器가 便利하다. 이하에 이 두가지 測定法을 簡單히 叙述한다.

2.2.2 이온辨別 grid를 갖는 Faraday cup에 의한 測定法

그림 5에 있는 바와 같이 네개의 grid를 갖는 Faraday cup에 의한 time of flight測定으로 이온의 速度分布를 구하였다. 그림에서 G_1 은 電子를 阻止하는 grid, G_2 는 接地 grid, G_3 는 이온에너지辨別 grid, G_4 는 捕集이온의 衝擊에 의하여 collector로부터 放出되는 2次電子를 抑制하는 grid이다. 지금 grid G_3 에 正의 電



- G₁ : Electron Repelling Grid
- G₃ : Ion Selecting Grid
- G₄ : Suppressing Grid for Secondary Electron
- C : Collector

그림 5. 이온辨別 grid를 갖는 Faraday cup
Fig. 5. Faraday cup with ion selecting grid

壓 V 를 印加하였을 때, $v_0 = \sqrt{2zeV/m_i}$ 이상의 速度를 갖는 이온만이 grid G_3 를 通過하여 collector에 捕集된다. v_0 는 同種類의 이온에 대해서는 \sqrt{z} 에 比例하므로, 電壓 V 를 0으로부터 掃査하여 各電壓에 對한 捕集이온의 信號를 測定하므로써 各價電數에 對한 이온의 速度分布를 구할 수가 있다.

2.2.3 靜電型에너지分析器에 의한 測定法

그림 6에 있는 靜電型에너지分析器를 使用하면
$$m_i v^2 / r = zeV / d \tag{9}$$

의 關係式을 滿足하는 速度 v 를 갖는 이온만이 捕集된다. 여기서 d, r 는 各々 分析器의 電極間隙 및 曲率半徑이며, V 는 電極印加電壓이다. time of flight는 $l = vt$ 와 式 (9)로부터

$$t = \sqrt{\frac{m_i}{e}} \cdot \sqrt{\frac{d}{r}} l \frac{1}{\sqrt{z}} \frac{1}{\sqrt{V}} \tag{10}$$

로 주어진다. 따라서 같은 m_i/e 를 갖는 이온에 대하여, t 는 z 및 V 의 平方根에 反比例하며, 捕集되는 이온의 에너지는 z 및 V 에 比例한다. 그러므로 電壓 V 를 0으로부터 掃査하여 各電壓 V 에 對한 이온信號를 測定하므로써 이온의 種類와 그에 對한 速度分布를 구할 수가 있다.

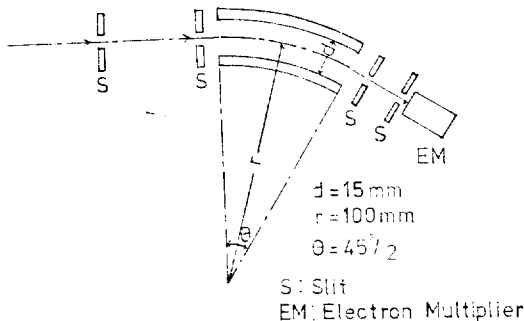


그림 6. 靜電型에너지分析器
Fig. 6. Electrostatic energy analyser

2.3 中性子の 測定法^{12), 13)}

D-D反應에서 發生하는 中性子の 에너지는 2.45MeV이다. 이러한 高速中性子は 衝突斷面積이 매우 작으므로 中性子線量이 작으면 檢出이 困難하다. 中性子の 檢出에는 plastic scintillator에 의한 方法, activation法, BF₃ counter에 의한 方法등이 一般적으로 利用되고 있다. 그 中에서 activation法은 發生中性子數가 4×10⁸以上이 안되면 測定이 어렵고, BF₃ counter도 高速中性子에 對해서는 매우 效率이 나쁘기 때문에, 著者는 效率이 높은 플라스틱 scintillator法을 使用하였다. 그 檢出效率를 計算한다. 2.45MeV의 中性子の n-p散亂斷面積 σ 는 $\sigma \approx 2.6 \times 10^{-24} \text{cm}^2$ 이다. N_0 個의 中性子が 플라스틱 scintillator中을 L cm만큼 進行할 때 排斥하는 反跳陽子數 N 은

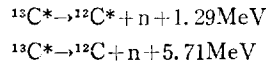
$$N = N_0 \{1 - \exp(-n_H \sigma L)\} \tag{11}$$

로 주어진다. 여기서 n_H 는 scintillator 1cm³當 水素原子數이다. 그리고 水素原子以外의 原子와의 衝突은 그 斷面積이 매우 작으므로 無視하였다. 檢出效率 $\epsilon = N/N_0$ 는

$$\epsilon = 1 - \exp(-n_H \sigma L) \tag{12}$$

가 된다. $n_H = 0.4 \times 10^{23} \text{cm}^{-3}$, $L = 10 \text{cm}$ 라고 하면, $\epsilon = 0.65$ 가 되어 그 效率은 꽤 높다고 말할 수 있다.

이 檢出器의 較正에는 中性子線量가 既知인 Am-Be中性子源을 使用하였다. Am-Be中性子源은 Am이 崩壞할 때 放出되는 α 線을 Be에 衝突시켜서 ¹³C*란 炭素同位體를 만들어,



의 過程에서 放出되는 中性子를 利用한다. 이 較正으로 檢出器의 感度가 5mV/neutron이 된다는 것을 알았다.

高溫플라즈마에서는 硬X線이 發生하므로 그 遮蔽를

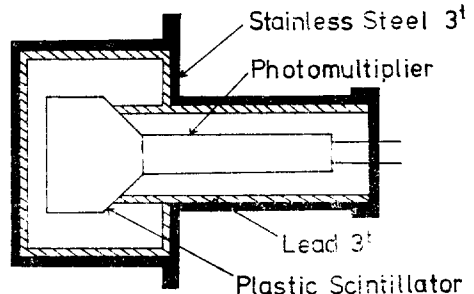


그림 7. 中性子檢出器
Fig. 7. Neutron detector

충분히 할 必要가 있다. 著者는 두께가 3mm의 납 및 3mm의 스테인레스板으로 遮蔽하여 400KeV以下の 硬 X線을 cutoff하였다.

中性子檢出器의 構造를 그림 7에 表示한다.

2.4 레이저光綫의 入射測定

플라즈마에 의한 레이저反射光의 波形과 反射率의 測定은 플라즈마內部에서 생기는 諸現象(吸收, 振動, 流體力學的舉動)을 把握하는데 있어서 대단히 重要한 것이다. 測定法의 概略圖를 그림 8에 表示한다. 그림에 있는 바와 같이 beam splitter (BS)와 反射鏡에 의하여 入射 및 反射레이저비임을 同時에 biplanar photo tube(HTV-R 17)에 入射시켜 測定하였으며, 入射에너지는 BS와 calorimeter로 測定하였다.

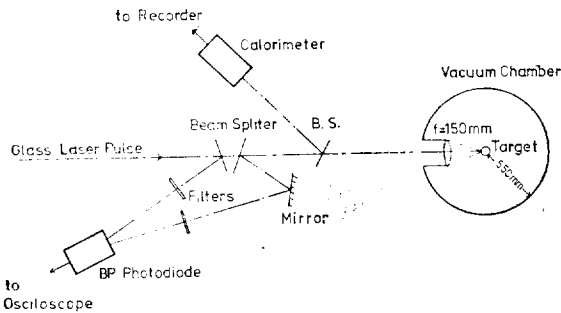


그림 8. 入射레이저비임測定法의 概略圖
Fig. 8. Experimental arrangement for measurement of incident and reflected laser beam

2.5 Schlieren法 및 Shadowgrap法

Schlieren法은 測定部의 屈折率의 勾配에 의한 光의 變位를 利用하는 計測法이다.¹⁴⁾ 測定裝置의 概略圖를 그림 9에 表示한다. 大出力글라스레이저의 第5 增幅器의 入口에 設置한 KD*P結晶으로서 倍調波 0.53 μ m의 可視光을 만들어, 이것을 Schlieren光源으로 하였다. M는 1.06 μ m의 레이저光線에 대해서는 100%透過, 0.53 μ m의 光線에 대해서는 反射率이 100%가 되는 反射鏡이다. 時間遲延은 Schlieren光線의 光路長을 變化시켜서 이루어진다. L₁은 Schlieren렌즈이며, 焦點距離는 300mm, L₂는 望遠렌즈이며, 焦點距離는 500mm, slit의 口徑은 2.4mm이다. Schlieren測定의 경우에는 knife edge로서 slit의 구멍의 半을 막도록 붙인다. 또한 shadowgraph法의 경우에는 knife edge를 除去한다. Biplanar phototube와 두개의 beam splitter 로써 1.05 μ m의 레이저光과 0.53 μ m의 Schlieren光을 同時에 monitor하였다.

Schlieren法으로서는 플라즈마의 空間的인 密度勾配를 알 수 있으며 shadowgraph로서는 레이저가 反射되는 遮斷密度領域의 樣相을 알 수가 있다.

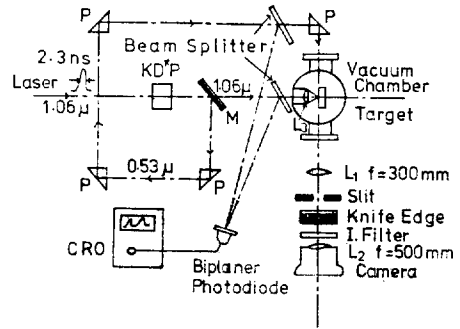


그림 9. 레이저플라즈마의 Schlieren測定法의 構成圖
KD*P: 倍調波發生素子
M: 1.06 μ m에 대해서는 100%透過, 0.53 μ m에 대해서는 100%反射하는 mirror
Fig. 9. Experimental arrangement of Schlieren method of laser-produced plasma
KD*P: crystal of second harmonics generation,
M: mirror with 100% transmittance for 1.06 μ m and 100% reflectivity for 0.53 μ m

3. 實驗裝置

플라즈마生成에 使用한 大出力글라스레이저裝置는

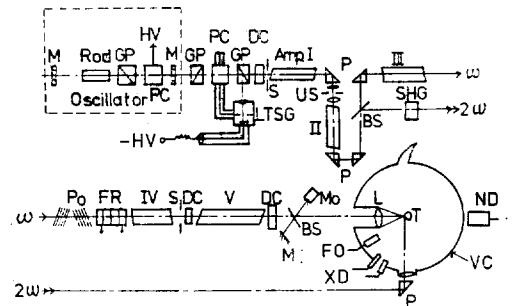


그림 10. 레이저플라즈마實驗裝置(大出力글라스레이저裝置)의 概略圖
Fig. 10. Experimental arrangement of laser plasma research (experimental arrangement of high power glass laser)

그림 10에 있는 바와 같이 發振器, 펄스波形整形裝置, 5段增幅器 및 플라즈마에서 反射된 레이저光에 의하여 생기는 레이저系의 破壞를 防止하기 위한 uni-guide slit, 偏光子, Faraday回轉子들로 構成되고 있다. 이 레이저各部的 動作에 대한 說明은 省略한다. 이 레이저裝置로부터 risetime이 1.5nsec, 펄스幅이 2~10nsec로 可變이며, 出力에너지가 5~20J인 急峻한 risetime을 갖는 大出力클라스트레이저펄스를 얻었다. 레이저光의 비입發散角은 1mrad以下였다. 이 레이저펄스빔을 焦點距離150mm의 렌즈로서 眞空도가 10^{-6} mmHg인 眞空容器내에 設置된 標의에 照射하여 生成된 플라즈마의 諸特性을 調査하기 위하여 2節에서 叙述한 計測法을 使用하였다.

4. 實驗結果

4.1 電子溫度

標의物로서 폴리에틸렌(CH₂)_n, 베리륨Be및 카아본

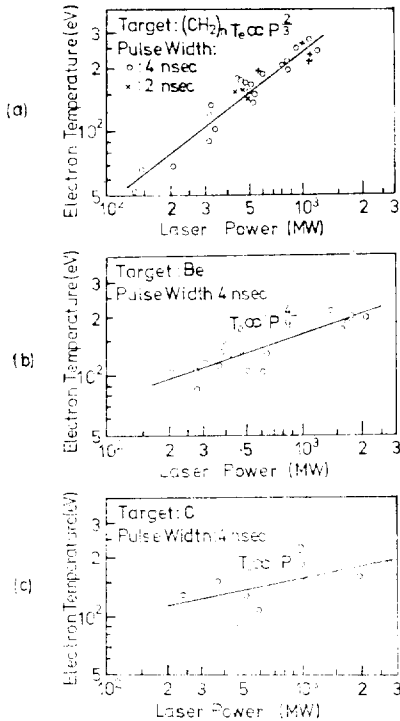


그림 11. 入射레이저파워와 電子溫度와의 關係 (a) (CH₂)_n 플라즈마 (b) Be 플라즈마 (c) C 플라즈마

Fig. 11. Electron temperature vs incident laser power (a) (CH₂)_n plasma (b) Be plasma (c) C plasma

C를 使用하였다. 生成된 플라즈마의 電子溫度 T_e의 레이저파워 P에 대한 依存性을 그림 11 (a), (b), (c)에 나타낸다.

그림에서 T_e의 P에 대한 依存性은 (CH₂)_n에 대해서는 T_e~P^{2/3}, Be에 대해서는 T_e~P^{4/3}, C에 대해서는 T_e~P^{2/3}가 된다. 또 200MW의 레이저파워에서의 (CH₂)_n, Be, 및 C플라즈마의 電子溫度는 각각 70eV, 100eV, 120eV가 되어 後者가 될수록 높게 되지만, 反對로 電子溫度의 레이저파워 依存性은 前者가 될수록 크게 된다. 이처럼 標的物의 種類에 따라서 그 依存性이 다른것은 興味있는 特徵이다.

레이저빔의 펄스幅의 電子溫度에 미치는 影響은 펄스幅을 2nsec, 4nsec, 10nsec로 變化시켜도 나타나지 않으며,¹⁵⁾ 다만 X線의 強度만이 增大한다. 이 實驗結果로부터 레이저에 의한 플라즈마의 加熱은 레이저펄스의 初期 2nsec以內에 이루어진다는 것을 알 수가 있다. 즉, 레이저펄스의 2nsec이후의 에너지는 플라즈마의 運動에너지와 體積의 增大에만 使用되어 플라즈마加熱에는 利用되지 않는다.

4.2 이온溫度 및 運動에너지

폴리에틸렌이라든지 카아본은 荷電粒子의 種類가 많아 그 解析이 困難하므로, 베리륨(Be)플라즈마에 대한 實驗結果에 限하여 叙述한다. Be은 z=4이며 네가지 이온이 生成된다. 레이저파워 550MW에 대한 Be플라즈마의 각 이온의 速度는 그림 12와 같이 된다. 그 速度分布는 거의 Maxwell分布가 되며, 이 速度分布로부터 구한 각 이온의 溫度와 drift速度를 表 I에 나타낸다. 그림 12와 表 I로부터 알 수 있는 바와 같이 高電離이온은 低電離이온보다 粒子數가 많고, 또 높은

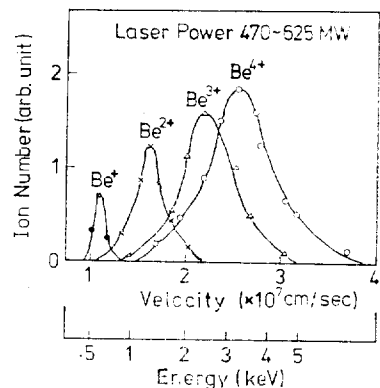


그림 12. Be플라즈마의 각 이온의 速度分布(레이저펄스幅 4ns)
Fig. 12. Ion velocity distributions of Be plasma (laser pulse width: 4ns)

表 1. Be 플라즈마의 이온溫度 및 drift速度
Table 1. Ion temperature and drift velocity of Be plasma

Ion Species	Laser Power (MW)	Ion Temp. (eV)	Drift Velocity & Drift Energy ($\times 10^7$ cm/sec) (keV)	
Be ⁺¹	190~240	few	0.90	0.38
Be ⁺²		27	1.25	0.73
Be ⁺³		75	1.64	1.30
Be ⁺⁴		100	2.15	2.20
Be ⁺¹	470~625	few	1.10	0.57
Be ⁺²		32	1.60	1.20
Be ⁺³		120	2.15	2.20
Be ⁺⁴		120	2.55	3.00

이온 溫度를 갖고 있다. 特히 Be⁺¹이온은 粒子數가 적고 溫度도 매우 낮다. 그러나 risetime이 10~15nsec로 매우 낮은 레이저비임을 照射하는 경우에는 위에서 말한 特性과는 反對가 되는 特性을 나타낸다.¹⁸⁾ 이온의 價電數와 drift速度의 關係는 그림 13에 있는 바와 같이 drift速度가 價電數에 比例해서 增大하는 特性을 나타낸다.

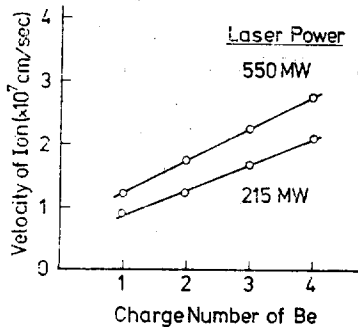


그림 13. 이온速度와 價電數와의 關係
Fig. 13. Ion velocity vs charge number

實驗結果에 의하면 플라즈마의 加熱時間은 2nsec以下이며, 플라즈마는 2×10^7 cm/sec의 平均速度로 半球面狀으로 膨脹한다고 생각하면 加熱이 끝날 때에는 플라즈마의 半徑은 約 0.2mm가 될 것이다. collector에 의하여 捕集되는 이온電流로부터 計算된 플라즈마의 平均密度는 約 6×10^{19} cm⁻³가 된다. 따라서 플라즈마球내의 全이온數는 約 10^{15} 個가 되며, 가열 플라즈마가 膨脹하기 전에, 레이저에너지가 플라즈마에 잘 吸收되어 그 에너지가 전부 電子에 주어진다고 假定하면, 電子一個當 에너지는 數 KeV정도가 되므로, Be⁺⁴(電離에너지는 約 219eV)등 高電離이온이 容易하게 生成된다.

4.3 레이저光의 入反射測定

그림 8에 表示한 測定法으로 入反射레이저비임의 波形, 反射率 및 入射에너지를 測定하였다.

入反射레이저파워와 그 時間的變動의 樣相을 그림 14(a), (b)에, 그 反射率의 時間的變動의 狀態를 그림 15(a), (b)에 각각 表示했다. 이 때 入射, 反射의 測定立體角은 같도록 調節하였다. 反射는 入射레이저펄스의 初期부터 2nsec정도까지는 꽤 크고 그 이후 急激히 減

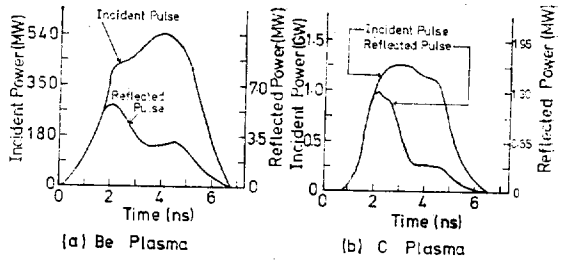


그림 14. 入反레이저파워의 時間變化 (a) Be 플라즈마 (b) C 플라즈마

Fig. 14. Incident and reflected laser power vs time (a) Be plasma (b) C plasma

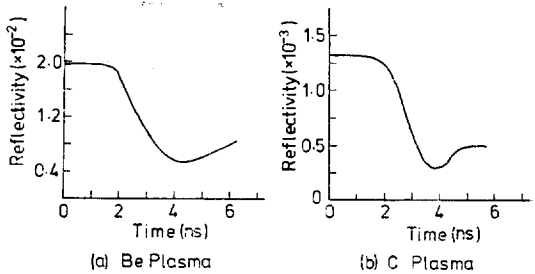


그림 15. 反射率의 時間變化 (a) Be 플라즈마 (b) C 플라즈마

Fig. 15. Reflectivity vs time (a) Be plasma (b) C plasma

少하고 있다. Be플라즈마와 C플라즈마의 反射率을 比較해 보면, 前者에서는 2%, 後者에서는 0.14%가 된다. 폴리에틸렌플라즈마의 경우에는 反射率이 約 1%가 되어, 따라서 C플라즈마의 反射率이 特히 작다.

入射레이저光의 強度가 10^{12} W/cm², 電子溫度 200eV가 되는 條件下에서 反射레이저펄스에 10^9 Hz정도의 振動이 나타났다. 그림 16에 폴리에틸렌플라즈마에서 나타나는 反射光의 振動의 狀態를 나타내고 있다. 이 振動은 入射레이저비임에 의하여 誘起되는 이온音波의 beat로 發生했다고 생각된다.¹⁷⁾

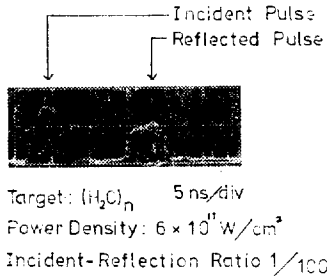


그림 16. 入反射레이저光의 펄스波形(反射光에 10⁹Hz의 振動이 나타나고 있다.)

Fig. 16. Incident and reflected laser pulse (the oscillation of frequency of 10⁹Hz was observed in reflected laser pulse)

4.4 Schlieren法 및 shadowgraph法에 의한 密度 分布測定

그림 9에 있는 바와 같이 波長 0.53 μ m의 Schlieren光의 光路長을 變化시켜서 遲延時間을 變化시킨 경우의 Schlieren寫眞 및 shadow를 그림 17에 表示한다. Shadow는 0.53 μ m의 光에 대한 遮斷密度(4 \times 10²¹ cm⁻³)의 플라즈마에 對應한다. 또 Schlieren寫眞에서 플라즈마의 膨脹速度는 2 \times 10⁷cm/sec이다. 遲延時間이 10nsec일 때의 Schlieren像의 microphotometer trace로 얻어지는 플라즈마의 空間密度分布를 그림 18에 나타낸다. 플라즈마의 膨脹은 非等方的이며, 遮斷密度領域의 크기는 거의 變化하지 않으나, 時間經過에 따라서 等方的인 分布에서 非等方的인 分布로 變化한다. 이 非等方性은 流體力學的인 不安定性에 의하여 誘起된 것으로 생각된다.

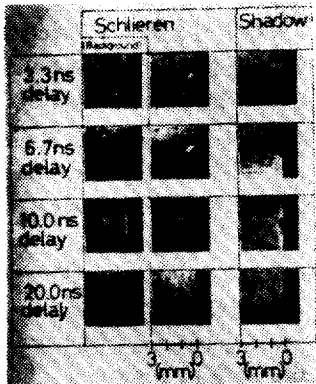


그림 17. 遲延時間을 變化시킨 때의 Schlieren 및 shadowgraph寫眞

Fig. 17. Photograph of Schlieren and shadow when delay time was varied

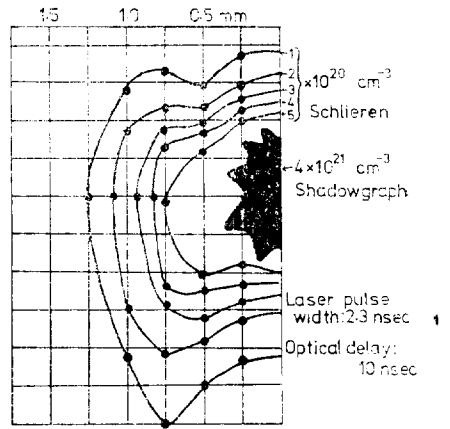


그림 18. Schlieren 및 shadow寫眞으로 얻어진 레이저 플라즈마의 空間分布

Fig. 18. Spatial distribution of laser-produced plasma obtained from photograph of Schlieren and shadow

4.5 中性子測定

中性子が 發生하는 核融合플라즈마를 生成하기 위하여, 레이저를 照射하는 標的으로서 固體重水素를 使用하였다. 固體重水素는 그림 19에 提示한 바와 같이 液體 He cryostat의 freezer A에서 製造되어 piston C로 10⁻⁷ torr의 眞空容器中에 押出한다. 그 形狀은 直徑 2mm의 막대기型이다.

이 實驗에서 레이저의 最大出力은 에너지 50J, 펄스幅 2ns, 파워는 25GW이다. 이 비임을 焦點距離 50 mm, 直徑 60mm, 두께 20mm의 非球面렌즈에 의하여 固體重水素平面에 照射하였다. 焦點에서의 레이저파워 密度는 最大 10¹⁴W/cm²에 이른다.

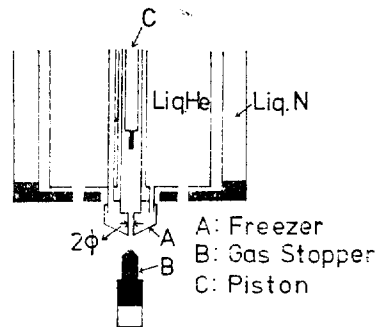


그림 19. He Cryostat의 構成圖

Fig. 19. Apparatus of He cryostat

레이저빔을 固體重水素에 照射하는 경우 中性子發生에 必要한 레이저에너지의 threshold value는 펄스幅 2nsec에 대해서는 3J이며 이 때의 電子溫度는 400 eV였다. 레이저에너지 10J에서는 中性子檢出의 確率은 쏘레이저샷트의 40%가 되며, 15J 이상에서는 거의 100%의 確率로 中性子が 檢出되었다. 固體重水素상에의 레이저빔의 集光條件은 中性子發生에 대하여 매우 臨界的이며, 焦點의 表面下 10 μ m의 領域에 있을 경우 제일 良好한 中性子發生條件이 얻어졌다. 또 레이저펄스에 여러 가지 雜音의인 背景光이 포함되고 있을 경우에는 레이저에너지가 꽤 크다 하더라도 中性子發生條件은 매우 나쁘게 된다.



50 ns / div

그림 20. 中性子檢出器의 中性子信號波形
Fig. 20. Neutron signal of the plastic scintillator neutron detector

그림 20에 플라스틱 scintillator檢出器의 中性子信號波形을 表示한다. 吸收된 레이저 E에 대한 發生中性子數 N의 依存性은 그림 21에 있는 바와 같이 N가 E^{0.5}에 比例해서 增大하는 特性을 나타내고 있다. 이것은 레이저와 플라즈마의 相互作用이 一次元的으로 이루어진다고 假定한 때의 數值計算結果와 잘 一致한다.

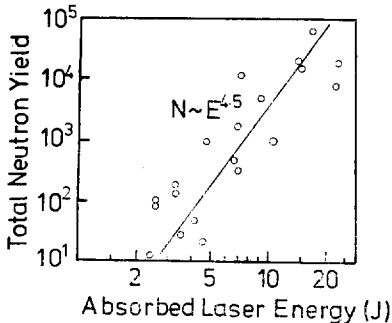


그림 21. 發生中性子和 吸收레이저에너지와의 關係
Fig. 21. Neutron yields vs absorbed laser energy

5. 檢討 및 考察

實驗結果에 의하면 플라즈마의 有效한 加熱은 入射 레이저펄스의 初期 2nsec이내에 이루어진다는 것을 알게 되었다. 이 期間이후는 플라즈마의 膨脹이 시작하므로, 레이저는 플라즈마加熱에는 寄與하지 않으며 플라즈마의 크기와 運動에너지에 變換된다. 레이저파워 密度가 10¹²W/cm²이하의 領域에서는 電子의 加熱은 主로 古典的 逆制動放射過程에 의한 레이저에너지 吸收에 의하여, 또 이온의 加熱은 電子-이온衝突過程에 의하여 이루어진다. 電子-이온衝突에 의한 에너지緩和時間 τ_{ei} 및 膨脹의 特性時間 τ_e 는 각각 다음과 같은 式으로 表示된다.

$$\left. \begin{aligned} \tau_{ei} &= \frac{3}{8\sqrt{2\pi}} \frac{m_i (kT_e)^{3/2}}{m_e^{1/2} e^4 z^2 n_e \ln A} \sim \frac{3 \times 10^8 A T_e^{3/2}}{n_e z^2 \ln A} \\ \tau_e &= \frac{x_0}{V_s} = x_0 \left(\frac{5kT_e}{3m_i} \right)^{-1/2} \sim \frac{x_0 \sqrt{A}}{1.3 \times 10^8 T_e^{1/2}} \end{aligned} \right\} (13)$$

여기서 m_e, m_i 는 각각 電子 및 이온의 質量, n_e 는 電子密度, A는 原子量, lnA는 衝突에 關한 Spitzer의 因子, x_0 는 플라즈마의 크기이며, 10⁻²cm의 order이다. V_s 는 이온音波의 速度이다. 式 (13)에서 τ_{ei} 는 電子溫度의 3/2乘에 比例하며, τ_e 는 1/2乘에 反比例하므로, 不等式 $\tau_e \geq \tau_{ei}$ 가 成立하는 電子溫度以下에서는 電子와의 緩和衝突에 의하여 有效한 이온加熱이 이루어진다. $\tau_{ei} = \tau_e$ 가 되는 電子溫度 T_e^* 는 古典的加熱의 上限을 나타내며, τ_e 는 有效加熱에 寄與하는 레이저의 펄스幅을 나타낸다. $n_e \sim 10^{21}$ cm⁻³, $x_0 = 100\mu$ m, A=9 (Be)의 경우, T_e^* 및 τ_e 는 각각

$$\left. \begin{aligned} T_e^* &\sim 1\text{KeV} \\ \tau_e &\sim 0.7\text{nsec} \end{aligned} \right\} (14)$$

로 주어진다. 따라서 펄스幅이 0.7nsec정도의 매우 急峻한 大出力레이저를 使用한다면, Be플라즈마를 1KeV까지 加熱하는 것은 理論적으로 可能하다. 그림 11(b)에 나타낸 바와 같이 Be플라즈마의 電子溫度는 100~200eV이며, 이 溫度領域에서는 $\tau_e \sim 1.6\text{nsec}$ 가 되어 實驗에서 얻어진 有效加熱時間 2nsec와 거의 一致한다.

電子溫度의 入射레이저파워에 대한 依存性은 그림 11에 提示한 바와 같이 標的의 種類에 따라서 크게 달라지고 있다. (CH₂)_n 플라즈마의 電子溫度만이 古典的 加熱에 流體力學의 膨脹을 考慮하여서 얻어진 理論計算의 結果¹⁸⁾ ($T_e \sim P^{2/3}$)과 매우 잘 一致한다. 그러나 Be, C플라즈마에서는 電子溫度의 레이저依存性은 理論計算結果와 다르며, 그 增大率은 꽤 낮다.

(CH₂)_n, Be⁺⁺, C⁶⁺의 각이온의 에너지緩和時間 τ_{ei} 는

$\tau_e \sim 200\text{eV}$, $n_e \sim 10^{21}\text{cm}^{-3}$ 이 경우, 각각 3.8, 3, $1.9 \times 10^{-11}\text{sec}$ 가 된다. 단, $(\text{CH}_2)_n$ 이온에 있어서는 平均電荷 및 平均質量을 생각하였다. 또 $(\text{CH}_2)_n$, Be^{4+} 및 C^{6+} 이온의 電離電位는 각각 172, 218, 490eV가 되며, 後者일수록 큰 電離에너지가 必要하다. 단, $(\text{CH}_2)_n$ 에 있어서는 平均電離電位를 생각한 것이다. 또 C 및 Be는 絶緣體 $(\text{CH}_2)_n$ 에 比하여 熱良導體이므로 $(\text{CH}_2)_n$ 에 比하여 훨씬 많은 中性粒子가 蒸發한다. 實際 Be과 C標的의 表面의 集光點周圍에는 $(\text{CH}_2)_n$ 에 比하여 훨씬 큰 구멍이 생겼다. 이 때문에 Be, C에서는 보다 많은 에너지가 消費된다. 이와 같이 電子溫度의 레이저파워 의존性的의 差異는 위에서 말한 바와 같이 레이저에너지의 散逸의 差에 의하여 나타났다고 생각이 된다.

risetime이 1nsec, 出力이 1GW인 急激한 risetime을 작은 高出力레이저를 照射할 경우, 集光點에서는 거의 完全電離플라즈마가 生成된다. 이 경우 Be^{4+} 이온은 레이저펄스의 初期에서 發生되며, 低電離이온은 펄스는 피크以後에 發生된다고 생각된다. 그림 12, 表 I에서 알 수 있는 바와 같이 特히 溫度가 낮고, 粒子數가 적은 Be^{4+} 이온은 電離에너지가 매우 작으므로 ($\sim 9.4\text{eV}$), 레이저비임照射 이후 溫度가 低下해가는 過程에서 發生한 것으로 생각된다. 100eV 以上の 電子溫度에서 10^7cm/sec 程度の 速度로 膨脹하는 플라즈마에 있어서는 電子-이온의 再結合過程은 어느정도 抑制되므로¹⁹⁾ time of flight 測定으로 구해지는 速度 profile은 바로 生成플라즈마의 이온速度分布를 나타낸다고 할 수가 있다. 高電離이온은 低電離이온보다 溫度가 높으며 粒子數도 많다. 에너지注入率이 膨脹에 의한 溫度低下率보다 클 경우에는 電子-이온의 衝突에 의한 에너지緩和時間은 z^2 에 反比例하므로, 高電離이온은 低電離이온보다 有效하게 加熱된다.

그림 13에 있는 바와 같이 이온速度가 그 價電數에 比例하여 增加하는 것은 다음과 같은 理由로 이루어진다고 생각된다. 즉, 電子의 質量은 작으므로 高溫電子는 이온보다 훨씬 큰 熱速度로 膨脹한다. 이 電子는 플라즈마雲속에 $kT_e \sim V$ 인 減速電位를 形成할 때까지 플라즈마에서 眞空中으로 移動한다. 이 電位는 레이저펄스에 相當하는 期間中은 維持되어, 이온은 그들의 電荷에 比例하는 加速을 받게 된다. 이온間的 摩擦이 無視되는 경우 이 電界의 두께는 Debye遮蔽長과 같은 order가 된다. 그러나 이온間的 摩擦을 考慮하면 이 摩擦力은 電界에 의한 이온加速效果를 減少시킨다.

그림 14, 15에 表示한 바와 같이 入射레이저펄스의 初期 2nsec 이내에서 큰 反射가 나타나고 있다. 이것은 레이저照射의 初期에, 集光點領域에서 遮斷密度에 가까운 매우 急峻한 點密度플라즈마層이 形成되어, 이

層에서 레이저가 反射되기 때문이라고 생각할 수 있다. 그 후에는 急激한 膨脹에 따라 密度가 低下하여 레이저에너지는 보다 많이 吸收되지만 플라즈마加熱에는 利用되지 않고 플라즈마의 運動에너지로 變換된다. 플라즈마의 諸特性이 레이저의 risetime에 따라서 매우 相違하게 되는 것은 入射레이저에너지가 플라즈마의 膨脹하기 전에 有效하게 吸收되는가 안되는가의 如否에 따른다.

6. 結 言

實驗에 의하여 明白히 된 要點은 다음과 같다.

(1) 플라즈마의 有效한 加熱은 入射레이저펄스의 初期 2nsec以內에 이루어진다. 그 以後의 레이저에너지는 플라즈마의 運動에너지와 粒子數의 增加에 消費된다.

(2) 電子溫度의 레이저파워 의존性是 標的의 種類에 따라 현저히 달라졌다. $(\text{CH}_2)_n$ 플라즈마만이, 古典的 逆制動放射에 의한 吸收와 電子-이온間的 緩和衝突에 의한 加熱 즉 古典的 加熱과 流體力學的 膨脹을 考慮하여 計算되는 結果인, $T_e \sim P^{2/3}$ 에 잘 一致한다. 그러나 Be, C 플라즈마는 이 法則에는 따르지 않는다. 이 依存性이 差異는 플라즈마生成時의 에너지散逸效果의 差異로 定性的으로 說明된다.

(3) 急激한 risetime을 갖은 레이저펄스에 의하여 生成되는 플라즈마와 緩慢한 risetime을 갖은 레이저펄스에 의한 플라즈마와는 全然 다른 特性을 나타낸다. 즉,

(a) 前者에 있어서는 플라즈마가 膨脹하기 전에 레이저에너지가 잘 吸收되므로, 플라즈마溫度는 높게 되며 高電離이온이 低電離이온보다 훨씬 많이 生成된다. 이에 比해 後者에서는 레이저에너지가 충분히 吸收되기전에 膨脹하므로 高電離이온은 거의 生成되지 않으며 低電離이온만이 生成된다.

(b) 前者에 있어서는 高電離이온이 低電離이온보다 높은 溫度를 갖는다. 이에 比해 後者에서는 反對의 特性을 나타낸다.

(4) 플라즈마로부터의 레이저光의 反射는 플라즈마層의 形成에 의한다. 入射레이저펄스의 初期 2nsec에서 큰 反射率이 나타나며 그 以後는 反射率이 낮게 된다. 이것은 레이저펄스의 初期 2nsec以內에서는 플라즈마가 膨脹을 시작하지 않으므로 레이저에너지가 잘 吸收되어 高密度 高溫度의 急峻한 플라즈마層이 形成되기 때문이며, 그 以後는 膨脹이 시작하여 急峻한 플라즈마層이 崩壞하기 때문이라 생각할 수가 있다.

(5) 따라서 高溫 高密度의 核融合플라즈마生成에 必

要한 레이저의 條件으로서는, (a) 레이저파워는 10^{13} W/cm² 이상 (b) risetime가 Insec정도의 急峻한 레이저 펄스 (c) 레이저펄스幅은 2nsec정도가 된다.

(6) 固體重水素에 레이저펄스를 照射할 경우 核融合 中性子發生에 대한 레이저에너지의 threshold value 는 펄스幅 2nsec에서 3J이 되었다. 또 生成中性子數 N 는 吸收레이저에너지 E 에 대하여 $N \propto E^{4.5}$ 의 特性을 나타냈다.

끝으로, 本研究에 대하여 指導와 協助를 해주신 日本大阪大學 山中千代衛教授와 山中龍彦助教授에 感謝의 뜻을 表하는 바이다.

參 考 文 獻

- 1) J.F. Ready, "Development of Plume of Material Vaporized by Giant Pulse Laser," Appl. Phys. Letters, Vol. 3, No. 1, pp. 11~13, 1963.
- 2) W.I. Linlor, "Ion Energies Produced by Laser Giant Pulse," App. Phys. Letters, Vol. 3, No. 1, pp. 210~211, 1963.
- 3) N.G. Basov and O.N. Krokhin, Applied Optics, Vol. 6, pp. 1814, 1967.
- 4) B.E. Paton and N.R. Isener, Canad. J. Phys. Vol. 46, pp. 1237, 1970.
- 5) N.G. Basov et al., "Experiment on the Observation of Neutron Emission at a Focus of High Power Laser Radiation on a Lithium Deuterium Surface," IEEE J. Quant. Electron., Vol. QE-4, No. 11, pp. 864~867, 1968.
- 6) F. Floux, D. Cognard, L.G. Denoeud, G. Piar, D. Parisot, J.L. Bobin, F. Delobbeau and C. Fauquignon, "Nuclear Fusion Reactions in Solid Deuterium Laser Produced Plasma," Phys. Rev. A, Vol. 1, No. 3, pp. 821~824, 1970.
- 7) C. Yamanaka, T. Yamanaka, T. Sasaki, K. Yoshida, M. Waki and H.B. Kang, "Anomalous Heating of a Plasma by a Laser," Phys. Rev. A, Vol. 6, No. 6, pp. 2335~2342, 1972.
- 8) K. Yoshida, H.B. Kang and C. Yamanaka, "Generation and Amplification of Laser Pulse with a Variable Pulswidth Using PTM Method," Japan. J. Appl. Phys., Vol. 10, No. 11, pp. 1643~1644, 1971.
- 9) F.J. Jahoda et al., "Continuum Radiation in X-Ray and Visible Regions from a Magnetically Compressed Plasma (Scylla)," Phys. Rev., Vol. 119, No. 3, pp. 843~856, 1960.
- 10) F.J. Allen, "Method of Determining Ion Temperature in Laser-Produced Plasma," J. Appl. Phys. Vol. 41, No. 7, pp. 3048~3051, 1970.
- 11) H.B. Kang, T. Yamanaka, K. Yoshida, M. Waki and C. Yamanaka, "Ion Temperature of Laser-Produced Plasma," Japan. J. Appl. Phys., Vol. 11, No. 4, pp. 765~766, 1972.
- 12) J.B. Marion and J.L. Fowler, "Fast Neutron Physics," Interscience Publisher, Inc., New York, 1960.
- 13) 三浦, 管, 俣野, "放射線計測學" 掌華房, 東京, 1968.
- 14) R.H. Huddleton and S.L. Leonard, "Plasma Diagnostics Techniques," Academic Press, New York, 1965.
- 15) M. Waki, H.B. Kang and C. Yamanaka, "Properties of Plasma Produced by High Power Laser," Japan. J. Appl. Phys., Vol. 11, No. 2, pp. 420~421, 1972.
- 16) P. Langer et al., "Laser Induced Emission of Electrons, Ions and X Rays from Solid Target," IEEE J. Quant. Electron. Vol. QE-2, No. 9, pp. 499~506, 1966.
- 17) K. Nishikawa and Y. Ichikawa, "High Frequency Conductivity of a Plasma with Fluctuations," Phys. of Fluids, Vol. 12, No. 12, pp. 2563~2573, 1969.
- 18) C. Fauquignon and F. Floux, "Hydrodynamic Behavior of Solid Deuterium Under Laser Heating," Phys. of Fluids, Vol. 13, No. 2, pp. 386~391, 1970.
- 19) M. Mattioli, Plasma Phys. Vol. 13, pp. 19, 1971.