

레이저와 플라즈마와의 非線形相互作用에 관한 研究
—分光法에 의한 第2高調波와 Brillouin 散乱光의 檢出—

論 文
33~5~2

Study on the Nonlinear Interaction of Laser with Plasma
—Detection of Second Harmonic Light and Brillouin Scattering Light
by Means of Spectroscopic Technique—

姜 衡 富*
(Hyung-Boo Kang)

Abstract

The spectra of scattering light from laser-produced plasma near its fundamental and second harmonic wavelength were observed respectively by means of spectroscopic technique.

The experimental results and the generation mechanism of nonlinear effects such as the second harmonics and the Brillouin scattering were analysed theoretically.

The spectra of reflected laser light became wider than that of incident laser light. And the peak of spectrum of reflected light shifted to red side from that of incident light.

The second harmonic light is generated from the nonlinear interaction of the incident laser light and the electron plasma wave excited in resonance region by the oblique incidence of laser light to the plasma.

The Brillouin backscattering from laser-produced plasmas of hydrogen and deuterium has shown an isotope effect in the red-side region of the generated second harmonic light.

This isotope shift is explained by the parametric instability at the cutoff (resonance) region using frequency-and phase-matching conditions of the waves.

1. 緒 論

레이저와 플라즈마와의 非線形 相互作用은 레이저 핵融合의 研究뿐만 아니라 레이저와 物質과의 非線形 相互作用의 研究와^{1), 2)} 관련하여 重要한 研究課題가 되고 있다. 레이저의 세기가 크게 되면 플라즈마中에는 레이저에 의해 여러가지 非線形 效果가 나타나다. 그 중 重要한 非線形 效果를 列举하면,³⁾

- (a) $\omega_{s0} = \omega_p$ (즉 레이저周波数 = 플라즈마周波数)에서의 패러메트릭 不安定性⁴⁾
- (b) 二重共鳴 패러메트릭 不安定性⁵⁾

- (c) 第2高調波의 發生
- (d) 自己收束效果
- (e) 誘導 Raman 散乱
- (f) 誘導 Brillouin 散乱

등이 있다. (a)와 (b)는 레이저光에 의해 플라즈마를 핵融合溫度까지 加熱시키는데 決定的인 役割을 하는 것이며, (a)의 패러메트릭 不安定性에 의한 플라즈마의 加熱效果에 관해서는 이미 報告한바 있다.⁴⁾ (e)와 (f)는 레이저光의 플라즈마로부터의 異常損失에 關係된다.⁶⁾

本研究에서는 레이저의 세기가 패러메트릭 不安定性이 일어나는 臨界值(threshold)보다 크게 될 때 플라즈마에서 發生하는 (c)의 第2高調波(波長 1.06 μm 의 글라스테이저의 대해서는 5300 \AA 의 波長을

* 正 會 員 : 漢陽大 工大 電氣工學科 教授 · 1984年 2月 22日 接受日字

갖는 光)와 그 周圍에 나타나는 光스펙트럼을 分光器에 의해 測定했다. 이 光스펙트럼을 分析한 結果 (e)의 誘導 Brillouin 散乱에 의한 스펙트럼의 周波數 移動 (shift) 및 그 移動量이 水素와 重水素플라즈마에 대해 각각 달라지는 同位體效果 (isotope effect)를 檢出했다. 이 第2高調波 및 Brillouin 散乱에 의한 周波數移動의 發生機構는 레이저가 플라즈마에 비스듬하게 入射 (oblique incidence)할 때 레이저光이 플라즈마波動으로 變換되는 線形모오드變換 (linear mode conversion)⁷⁾으로 說明할 수 있다. 第2高調波는 共鳴 (遮斷) 領域에서 發生되며, 레이저의 세기가 패러메트릭減衰不安定性이 일어나는 臨界值 (threshold)를 넘으면 共鳴領域에서 大振幅 이온音波가 勵起된다.^{8), 9)} 이 이온音波는 第2高調波에서 長波長측에 移動하는 光스펙트럼을 갖는 Brillouin 散乱을 誘起시킨다. 이들 여러가지 光스펙트럼의 變化는 分光學的方法에 의해 研究되었다.

本研究論文은 렌즈를 통해서 비스듬하게 入射된 레이저에 의해 플라즈마中에 發生하는 第2高調波와 誘導 Brillouin 散乱등 레이저와 플라즈마와의 非線形相互作用을 分光學的方法에 의해 測定하여 그 發生機構를 研究, 考察한 것이다.

2. 實驗裝置⁴⁾ 및 方法

實驗裝置는 5段增幅 大出力글라스레이저시스템, 레이저 照射用 타겟 (target) 裝置 및 計測用 裝置로 構成 되고 있다.⁴⁾ 發振器에는 發振周波數는 거의 같으나 그 스펙트럼幅이 넓은 글라스레이저發振器와 좁은 YAG 레이저發振器의 두가지 種類가 있으며 서로 바꾸면서 쓸 수 있게 되고 있다. 즉 前者는 波長 1.06 μm, 스펙트럼幅 약 60 Å을 갖는 글라스發振器—글라스增幅 시스템이며, 後者는 波長 1.064 μm, 스펙트럼幅 약 6 Å을 갖는 YAG 發振器—글라스增幅器 시스템이다. 두 레이저시스템은 그림 1 (a) 및 (b)에 있는 바와 같이 波長은 거의 같으나 스펙트럼幅이 크게 다르다. 두 레이저시스템의 最大出力은 펄스幅 2 nsec 에서 30 GW 정도이다. 이 大出力 레이저빔을 照射하기 위한 타겟은 固體水素 및 重水素이며, 液體 He 恒冷器 (cryostat)에 의해 10⁻⁷ torr 의 眞空 챔버內에서 만들어진다. 이 固體水素 및 重水素타겟表面에 焦點距離 50 mm, 直徑 60 mm, 두께 20 mm인 非球面렌즈 (aspherical lens)에 의해 레이저빔을 集光시킨다. 이때 後方 (180°), 135° 및 90° (直角) 方向에서 入射光과 플

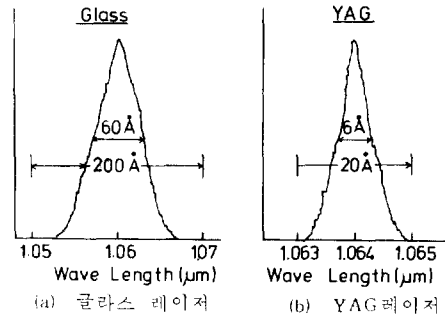


그림 1. 글라스레이저와 YAG 레이저의 스펙트럼
Fig. 1. Spectra of a glass and a YAG laser

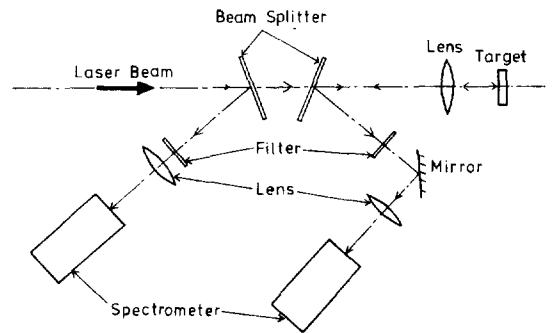


그림 2. 入反射光의 스펙트럼 測定系의 構成圖
Fig. 2. Schematic diagram of the measurement of spectra of incident and reflected light

라즈마에서 發生하는 散乱光 및 第2高調波 周圍에 나타나는 光스펙트럼을 分光器로 測定하였다. 使用한 分光器는 8 Å/mm의 分解能을 갖는 Zerney-Turner 回折格子型 分光器이며, 스펙트럼은 寫真乾板에 撮影하였다. 그 測定系의 構成圖를 그림 2에 表示한다. 光은 비임 스플리터 (beam splitter)와 렌즈로 分光器의 入口 슬릿에 集光하도록 한다. 光에 의하여 寫真乾板등에 飽和가 일어나지 않도록 슬릿幅을 變化시켜 光量을 調節했다. 또 寫真乾板에 撮影된 스펙트럼의 光強度 測定은 덴시토미터 (densitometer)에 의해 행해졌다.

3. 實驗結果

3.1 入反射光 및 第2高調波의 스펙트럼 測定

글라스레이저 및 YAG 레이저의 入反射光의 스펙트럼을 각각 그림 3 (a), (b)에 나타낸다. 그림에서 보

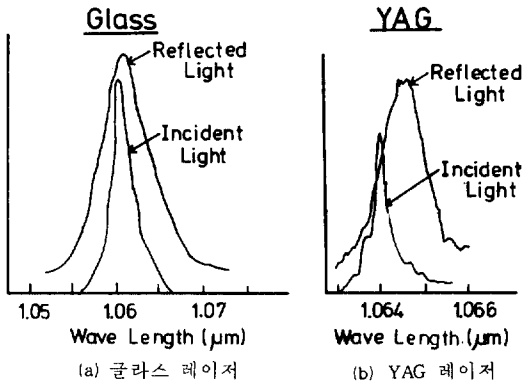


그림 3. 入反射 레이저光的 스펙트럼

Fig. 3. Spectra of the incident and reflected laser light

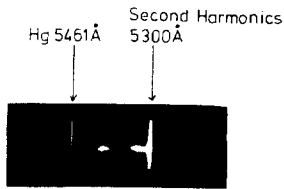


그림 4. 第2高調波의 分光写真

Fig. 4. A spectral photograph of the second harmonics

는 바와 같이 反射光은 入射光에 대해 글라스레이저의 경우는 약 100 \AA , YAG레이저의 경우는 약 10 \AA 정도 각각 스펙트럼 폭이 넓어지며 그 피크는 다 같이 약 6 \AA 정도 長波長측에 移動했다. 同時에 그림 4의 스펙트럼寫真에 있는 바와 같이 第2高調波가 發生하는데 특히 레이저의 세기가 페러메트릭 不安定性이 일어나는 臨界值 以上으로 될 때 현저하게 나타났다. 이 第2高調波 發生에는 레이저의 세기의 臨界值는 없으며, 線形모드變換에 의한 것으로 思料되며 이에 관해서는 考察에서 다룬다. 그림 3에서 反射光의 스펙트럼 폭이 넓어지는 것은 플라즈마粒子的 熱運動에 의한 Doppler broadening, 스펙트럼의 피크가 長波長측으로 移動하는 것은 플라즈마의 膨脹에 의한 Doppler shift 라 생각된다. 이 實驗結果로부터 플라즈마의 溫度와 膨脹速度를 구할 수 있다. 이에 대한 議論은 考察에서 한다.

바이플래어 포토다이오우드(biplaner photodiode)로 測定된 入射레이저의 세기와 第2高調波의 파워와의 關係를 그림 5에 나타냈다. 그림에서 第2高調波의 파워는 入射레이저의 세기의 自乘에 比例함을 할 수 있는데, 이 自乘에 比例하는 特性은 非線形結

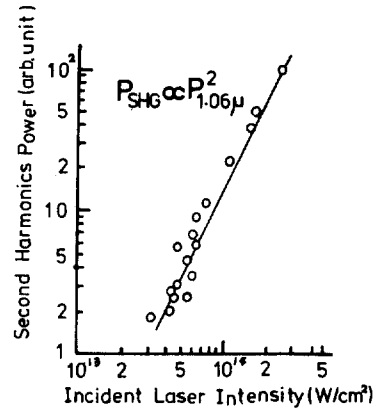


그림 5. 第2高調波의 入射레이저의 세기에 대한 依存性

Fig. 5. Incident laser power dependence of the second harmonics

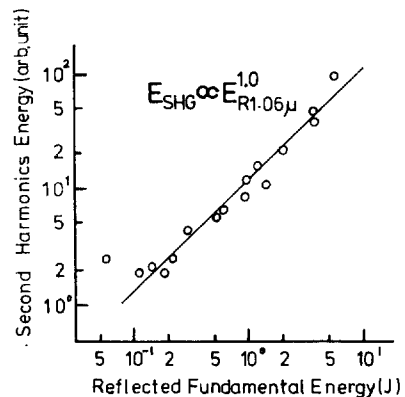


그림 6. 第2高調波 에너지와 反射基本波 에너지와의 關係

Fig. 6. Relations of energy of the second harmonics and the reflected fundamental laser energy

晶에 대한 理論¹⁰⁾ 및 實驗結查¹¹⁾와 잘 一致했다. 또 反射光의 基本波에너지(全光子에너지)와 第2高調波에너지(全光子에너지)와의 關係는 그림 6에서 보는 바와 같이 直線的인 關係가 됐다.

入射레이저의 세기가 페러메트릭 不安定性의 臨界值보다 상당히 크게 되면 그림 4에서 보는 바와 같이 第2高調波의 長波長측에 스펙트럼의 broadening 가 나타나는데 이 스펙트럼을 densitometer 로 分析해 보면 아주 興味로운 微細構造(fine structure, 특히 YAG레이저에 대해 뚜렷하게 나타난다)가 觀測되었다. 水素 및 重水素 플라즈마에 대한 YAG레이

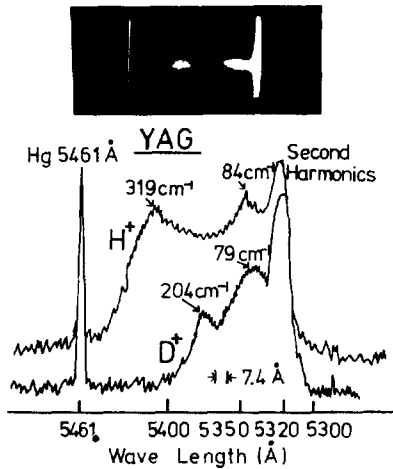


그림 7. 第2高調波 주위의 스펙트럼의 微細構造 (YAG 레이저)

Fig. 7. Fine structure of spectra near the second harmonics (YAG laser)

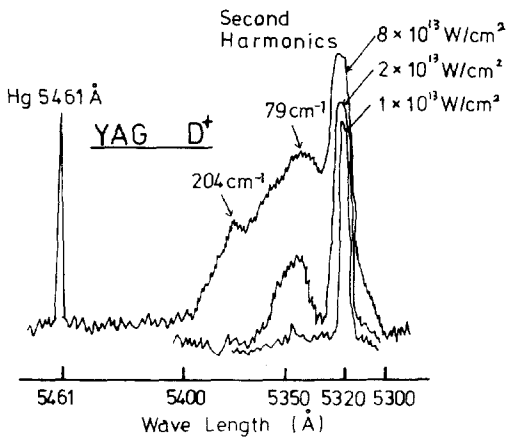


그림 8. 레이저의 세기에 따른 第2高調波 주위의 스펙트럼의 變化

Fig. 8. Variation of spectra near the second harmonics with the incident laser intensity

저의 第2高調波의 長波長측에 나타나는 스펙트럼의 微細構造를 그림 7에 나타낸다. 그림에서 第2高調波의 長波長측에 각각 두개의 피이크가 나타나고 있다. 이들 피이크는 플라즈마의 外部領域보다 레이저의 세기가 큰 中心領域에서 顯著하게 나타난다. 레이저의 세기가 增大함에 따라 이들 피이크의 세기도 增大하며 散亂의 空間領域도 增大한다. 이 微細構造

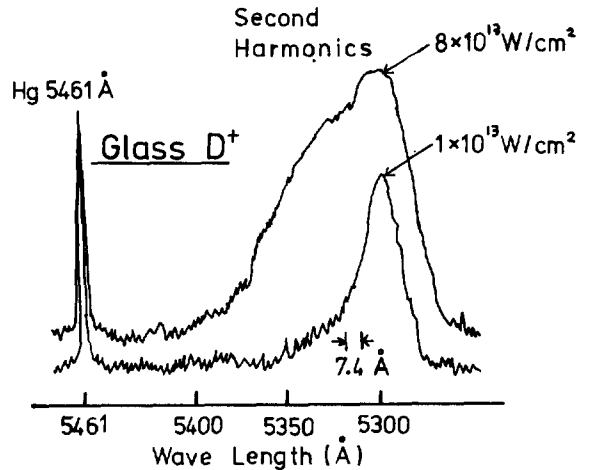


그림 9. 第2高調波 주위의 스펙트럼 (글라스레이저)

Fig. 9. Spectra near the second harmonics (glass laser)

는 그림 8에서 보는 바와 같이 패러메트릭 不安定性의 臨界値보다 상당히 큰 $8 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ 以上の 레이저의 세기에서 顯著하게 나타난다. 그림 7에서 水素플라즈마에 대한 第1피이크와 第2피이크의 周波數移動은 第2高調波의 中心波長으로부터 각각 84 cm^{-1} 과 319 cm^{-1} 가 되며 重水素플라즈마에 대한 第1 및 第2피이크의 周波數移動은 각각 79 cm^{-1} 와 204 cm^{-1} 가 됐다. 第1피이크의 周波數移動은 水素, 重水素에 대하여 거의 差異가 없으나 第2피이크의 周波數移動은 水素와 重水素에 대하여 相當한 差異가 있으며 同位元素效果 (isotope effect) 를 볼 수 있다. 또 이들 周波數移動은 레이저의 세기에 의해 變化하지 않았다. 한편 글라스레이저의 경우는 그림 9에서 보듯이 스펙트럼幅이 매우 넓기 때문에 YAG레이저에서와 같은 微細構造는 거의 檢出되지 않았다. 第2高調波 周圍의 스펙트럼은 疎密度 (under dense) 領域에서 勵起되는 散亂에 의한 것이 아니며 共鳴 (resonance) 領域에서 發生되는 것으로 생각되며 패러메트릭 減衰不安定성과 密接한 關係가 있다. 또 第1피이크는 그 周波數移動이 水素와 重水素에 대하여 差異가 없으므로 電子플라즈마波의 變形된 不安定性에 의한 散亂光으로 思料된다.

한편 90° 方向에서 測定된 第2高調波는 매우 약하며 앞에서 말한 微細構造는 그림 10과 같이 觀測되지 않았다.

以上과 같이 散亂角度에 따라 第2高調波 ($2\omega_0$) 및 第2高調波의 長波長측에 나타나는 周波數移動 ($2\omega_0$)

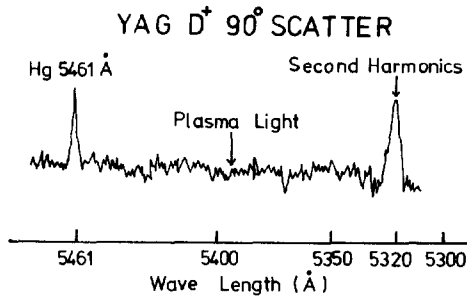


그림 10. 90°方向에서 본 第2高調波 주위의 스펙트럼

Fig. 10 Spectrum near the second harmonics observed in the direction of 90°

표 1. 散亂光의 角度依存性

A의 경우는 入射光의 電界E가 入射 및 散亂光의 k 벡터로 이루어지는 面에 垂直인 경우 B는 그 面내에 있을 경우

Table 1. Angular dependence of scattered light. Case A is for E (for the incident laser light) perpendicular to the plane of k (for incident and scattered light). Case B is for E in the k plane

Frequency	Threshold (W/cm ²)	Measurement location		
		Back-scatter (0°)	45°	90°
2ω ₀ A	no	yes	yes	yes
2ω ₀ B	no	yes	no	no
2ω ₀ - Δω A	2 ~ 3 × 10 ¹³	yes	yes	yes
2ω ₀ - Δω B	2 ~ 3 × 10 ¹³	yes	no	no

—Δω)은 散亂角度에 따라 달라질 뿐만 아니라 入射레이저光의 偏光方向 즉 레이저光의 電界벡터의 方向에 따라 달라진다. 즉 入射레이저光의 電界벡터가 入射光과 散亂光의 波數벡터를 포함하는 平面에 垂直인 경우(이 경우를 A라 한다)와 그 平面내에 있을 경우(이 경우를 B라 한다)와에 따라 散亂光의 角度依存性이 크게 달라진다. 표 1은 레이저비임에 대해 0° (逆方向), 45°, 90° 方向의 散亂光에 대한 測定 結果를 나타낸다. 표에서 第2高調波 (2ω₀) 및 그 長波長측에 나타나는 微細構造(2ω₀ - Δω)는 A의 경우는 모든 方向에서 觀測되지만 B

의 경우는 0° 方向 즉 逆方向에서만 觀測된다. 이와 같이 레이저光의 偏光方向 및 觀測方向에 따라 散亂스펙트럼의 모양이 달라지는 것은 매우 흥미로운 事實이다.

4. 考 察

3.1 Doppler shift와 broadening

그림 3에서 反射光은 入射光에 비해 6 Å 정도 長波長측에 시프트하고 있는데 이는 플라즈마의 膨脹에 의한 Doppler shift 이다. 膨脹에 따른 Doppler shift 量은

$$\Delta \lambda = \frac{v}{c} \lambda \quad (1)$$

로 주어진다. 여기서 Δλ는 Doppler shift 量, c는 光速, v는 플라즈마의 膨脹速度, λ는 入射光의 波長이다. 實驗結果에 의해 Δλ = 6 Å, c = 3 × 10¹⁰ cm/sec, λ = 10600 Å를 代入하면 v ≃ 1.7 × 10⁷ cm/sec를 얻는다. 한편 反射光의 스펙트럼幅이 入射光보다 넓어진것은 플라즈마의 熱運動에 의한 것으로 생각되며, 플라즈마의 Maxwell 速度分布를 생각하면 다음 關係式¹⁾으로부터 플라즈마의 이온溫度를 구할 수 있다. 즉

$$\begin{aligned} \Delta \lambda_{1/2} &= 1,665 \times \left(\frac{v}{c} \right) \lambda \\ &= 1,665 \times \frac{(2 k T / \mu)^{1/2}}{c} \lambda \\ &\approx 2.92 \times 10^{-20} \lambda \left(\frac{T}{\mu} \right)^{1/2} \end{aligned} \quad (2)$$

여기서 Δλ_{1/2}는 넓어진 스펙트럼幅, v는 플라즈마의 平均熱速度, c는 光速, λ는 入射光의 波長, k는 Boltzmann 定數, T는 이온溫度, μ는 水素의 質量이다. (2)式에 Δλ_{1/2} = 40 Å, λ = 10600 Å, μ = 1,673 × 10⁻²⁷ kg를 代入하면 T ≃ 2.8 × 10⁷ °K를 얻는다. 이들 膨脹速度와 이온溫度에 대한 計算 結果는 前에 發表한 實驗結果와 잘 一致하고 있다.¹⁾

다음에 第2高調波와 그 長波長측에 나타나는 微細構造에 대하여 考察한다.

4.2 線形모드 변환(linear mode conversion)

第2高調波는 다음과 같은 整合條件 (matching condition)이 滿足될 때만 發生한다.

즉

$$\left. \begin{aligned} \omega_{pe} + \omega_o &= 2\omega_o \\ \vec{k}_o(\omega_{pe}) + \vec{k}_i(\omega_o) &= \vec{k}_t(2\omega_o) \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

단 \vec{k} 는 波數, ℓ , t 는 각각 縱波, 橫波를 意味하는 添字이며, ω_{pe} , ω_o , $2\omega_o$ 는 각각 電子플라즈마波의 周波數, 入射레이저光의 周波數 및 第2高調波의 周波數이다. 또 $\vec{k}(\omega)$ 는 ω 의 周波數를 가진 波動의 波數를 意味한다. 實驗結果에 의하면, 第2高調波發生에는 레이저의 세기에 대한 臨界值은 없으므로, 레이저光線이 비스듬하게 入射하는(Oblique incidence)條件에서 入射레이저光의 一部는 電子플라즈마波로 線形變換되며, 이 電子플라즈마波와 入射레이저光의 非線形相互作用에 의해 (3)의 整合條件을 滿足하는 第2高調波가 發生하는 것으로 思料된다. 入射레이저光이 電子플라즈마波로 變換되는 領域을 共鳴領域이라 한다. 한편 入射光은 轉廻領域에서 反射되는데 轉廻領域은 共鳴領域에서 떨어져 있다. 그림11은 레이저光이 플라즈마層에 렌즈를 통하여 비스듬하게 入射할 때 생기는 이 두 領域의 位置를 모델의 以로 나타낸 것이다.⁷⁾ 여기서 $z=0$ 面은 플라즈마層의 表面이며, 電界벡터는 $x-z$ 面에 있다. 그림에서 $n = \sin \theta_o$ 가 되는 점은 共鳴領域이다. 단 n 은 플라즈마의 屈折率, θ_o 는 레이저의 入射角이다. Ginzburg⁷⁾의 理論에 의하면 x 方向에 電界成分을 갖는 레이저光이 렌즈에 의해 비스듬하게 入射할 때 z 方向의 電界成分이 나타나므로 이 z 方向의 電界成分에 의해 그림12(a)에 있는 바와 같이 $n=0$ 이 되는 領域(즉

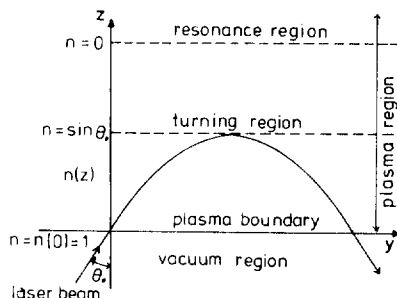


그림 11. 플라즈마層에의 레이저비임의 비스듬한 入射. $z < 0$ 인 領域에서는 屈折率은 $n = n(0) = 1$ $z > 0$ 인 領域에서는 $n = n(z)$

Fig. 11 Oblique incidence of a laser beam on a plasma layer.

For $z < 0$ the refractive index is $n = n(0) = 1$, for $z > 0$ it is $n = n(z)$

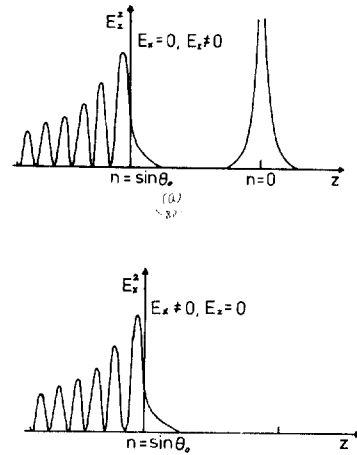


그림 12. 角度 θ_o 로 入射하는 레이저 비임이 非均一層에서 反射될때의 電界成分

- (a) 레이저비임의 電界벡터가 入射面에 垂直인 경우
- (b) 레이저비임의 電界벡터가 入射面내에 있을 경우

Fig. 12 The electric field component when a laser beam incident at angle θ_o is reflected from an inhomogeneous layer

- (a) A laser beam with the electric vector perpendicular to the plane of incidence.
- (b) A laser beam with the electric vector in the plane of incidence.

共鳴領域)에 電子플라즈마波를 發生시키며, 同時에 $n = \sin \theta_o$ 가 되는 轉廻領域附近에서 入射波는 反射되어 그림과 같은 定在波를 發生시킨다. 한편 레이저光이 直線的으로 플라즈마에 入射할 때는 z 方向의 電界成分이 없으므로 그림12(b)에서 보는 바와 같이 電子플라즈마波를 發生시키지 않는다. 따라서 第2高調波의 發生과 그 長波長축에 나타나는 스펙트럼의 移動은 레이저光의 비스듬한 入射과 密接한 關係가 있음을 알 수 있다.

4.3 第2高調波의 發生과 Brillouin 散乱

第2高調波의 發生機構는 앞에서 말한 바와 같이 共鳴領域에서의 入射레이저光과 電子플라즈마波와의 非線形相互作用에 의해 說明할 수 있는데 等2高調波

의 理論的 豫測¹³⁾에 의해 다음과 같은 特性을 갖는다고 생각된다. 즉

(a) 第2高調波의 세기는 入射레이저光의 세기의 自乘에 比例한다.

(b) 第2高調波의 電界의 方向은 x 方向을 가지며, 거의 z 方向에만 傳播하며, x , y 方向에는 傳播하지 않는다.

(c) 패러메트릭 不安性이 일어나는 臨界值 以上の 레이저의 세기에서 勵起된 이온音波가 第2高調波 周圍의 長波長축에 satellite(微細構造)를 發生시킨다.

이 理論的인 特性은 本實驗結果와 잘 一致하고 있다.

理論的 結果에 의하면¹⁴⁾ 入射레이저光에 의해 共鳴 領域附近에 패러메트릭의 勵起되는 이온音波와 電子플라즈마波가 存在한다. 實驗結果인 그림 7에 의하면 水素 및 重水素플라즈마에 대하여 第2高調波의 長波長축에 두개의 피이크가 나타나 있다. 第1 피이크에 대해서는 兩者間에 거의 移動量의 差異는 없으나 第2 피이크의 周波數移動量은 水素플라즈마에 대해서는 319 cm^{-1} , 重水素플라즈마에 대해서는 204 cm^{-1} 가 되어 差異가 크다. 여기서는 第2 피이크에 대하여 考察한다. 第2 피이크의 發生原因은 이온音波에 의한 Brillouin 散亂으로 생각할 수 있으며 다음의 整合條件(matching condition)을 滿足한다. 즉

$$\omega_0 + (\omega_e - \Omega_i) = \omega \quad (5)$$

$$\vec{k}_0 + (|\vec{k}_e| - |\vec{k}_i|) = \vec{k} \quad (6)$$

단 $\omega_0(\vec{k}_0)$, $\omega(\vec{k})$, $\omega_e(\vec{k}_e)$ 및 $\Omega_i(\vec{k}_i)$ 는 각각 入射레이저光, 散亂光, 電子플라즈마波 및 이온音波의 周波數(波數)이다. 共鳴領域은 遮斷領域이 되므로 여기서는 k_0 와 k 는 거의 0의 되며 $|\vec{k}_e| = |\vec{k}_i|$ 가 된다. 한편 패러메트릭 勵起條件⁴⁾은

$$\omega_0 = \omega_e + \Omega_i \quad (7)$$

이 된다. (5)式과 (7)式으로부터

$$\omega = 2(\omega_0 - \Omega_i) = 2\omega_0 - 2\Omega_i \quad (8)$$

을 얻는다. (8)式으로부터 散亂光은 第2高調波로부터 $2\Omega_i$ 만큼 長波長축에 移動한다는 것을 알 수 있다. 이온音波의 周波數 Ω_i 는 重水素 및 水素플라즈마에 대하여 각각 $3 \times 10^{12} \text{ Hz}$, $\sqrt{2} \times 3 \times 10^{12} \text{ Hz}$ 로 주어진다. [參考文獻 4)의 그림 18參照] 따라서 $2\Omega_i$ 는 각각 $6 \times 10^{12} \text{ Hz}$, $\sqrt{2} \times 6 \times 10^{12} \text{ Hz}$ 가 된다. 한편 그림 7에서 重水素플라즈마 및 水素플라즈마에

대한 第2 피이크의 周波數 移動量은 각각 $6.11 \times 10^{12} \text{ Hz}$ (204 cm^{-1}) 및 $9.56 \times 10^{12} \text{ Hz}$ (319 cm^{-1})가 됐다. 이 시프트量은 앞에서 計算한 $2\Omega_i$ 의 값과 잘 一致한다. 實驗結果에 의한 周波數移動量의 比는 1.56이 됐는데 만일 플라즈마가 같은 溫度를 갖는다고 하면 $\sqrt{2}$ 가 될 것으로 期待된다.

5. 結 論

레이저와 플라즈마와의 非線形線相互作用에 의해 發生하는 第2高調波와 Brillouin 散亂등의 非線形效果를 分光法에 의해 檢出했는데 이에 關해서 다음과 같은 結論이 얻어졌다.

(1) 각각 6 \AA 및 60 \AA 의 스펙트럼幅을 갖는 入射 YAG 레이저 및 글라스테이저가 플라즈마에서 反射될 때 각각 10 \AA 및 100 \AA 로 스펙트럼幅이 넓어졌다. 한편 反射波의 스펙트럼의 피이크는 入射波의 피이크보다 YAG 및 글라스테이저에 대해 다 같이 6 \AA 長波長축에 移動했다.

(2) (1)의 實驗結果로부터 플라즈마의 이온溫度 $2.8 \times 10^7 \text{ }^\circ\text{K}$ 및 플라즈마膨脹速度 $1.7 \times 10^7 \text{ cm/sec}$ 가 얻어졌으며 이들은 實驗結果⁴⁾와 잘 一致했다.

(3) 第2高調波의 세기는 入射레이저의 세기의 自乘에 比例했으며 이는 레이저와 物質과의 非線形相互作用에 의해 發生하는 第2高調波에 대한 理論 및 實驗結果와 잘 一致했다.

(4) 第2高調波의 發生에는 레이저의 세기의 臨界值가 없으며 레이저光이 플라즈마에 비스듬하게 入射할 때 共鳴領域에서 電子플라즈마波로 線形變換되며, 이 共鳴領域에서의 電子플라즈마波와 入射레이저光의 非線形相互作用이 第2高調波의 發生原因이 된다.

(5) 패러메트릭 減衰 不安定性이 일어나는 레이저의 세기의 臨界值 以上에서 第2高調波의 長波長축에 두개의 피이크가 檢出됐다. 等 2 피이크의 周波數移動量은 水素 및 重水素에 대하여 同位元素效果를 갖는다. 이것은 共鳴領域에서 패러메트릭 過程에 의해 勵起된 이온音波에 의한 Brillouin 散亂에 의한 것이다.

本研究은 日本 大阪大學 레이저核融合研究所에서 이루어진 것이며 實驗裝置와 여러가지 機資材를 貸與해 주시고 指導해 주신 恩師 山中千代衛所長과 實驗에 協調해 주신 山中龍彦教授와 三間園興助教授에게 眞心으로 謝意를 表하는 바이다.

参 考 文 献

- 1) 日本物理学会編; “量子エレクトロニクス”, 朝倉書店, pp 157~178 (1967)
- 2) A. Yariv; “Quantum Electronics”, John Wiley and Sons, Inc., pp.437~498 (1975)
- 3) F. F. Chen; “Nonlinear Optics of Plasma”, review paper of Int. Conf. on Wave and Instability in Plasma (1973)
- 4) 姜衡富; “레이저와 플라즈마와의 非線形相互作用에 의한 플라즈마의 加熱”, 大韓電気学会論文誌, Vol. p. 348 (1983)
- 5) D. Arnush, K. Nishikawa, E. Fried, C. Kennel and A. Wong; “Theory of Double Resonance Parametric Excitation in Plasma”, Report of Princeton Plasma Laboratory, G-139 (1972)
- 6) 西川恭治; “プラズマの放射異常吸収—レーザー光によるパラメトリック励振—”, 超高温研究, Vol. 10, p. 32 (1973)
- 7) V. L. Ginzburg; “The Propagation of Electromagnetic Waves in Plasmas”, Pergamon Press, pp. 252~280 (1970)
- 8) K. Nishikawa; “Parametric Excitation of Coupled Wave. I General Formulation”, J. of Phys. Soc. Japan, vol. 24, p. 916 (1968)
- 9) K. Nishikawa; “Parametric Excitation of Coupled Wave. II Parametric Plasmon-Phonon Interaction”, J. Phys. Soc. Japan, vol. 24, p. 1152 (1968)
- 10) A. Yariv; “Introduction to Optical Electronics”, Holt, Rinehart and Winston, Inc., p. 190 (1971)
- 11) P. Franken, A. Hill, C. Peters and G. Weinreich; “Generation of Optical Harmonics”, Phys. Rev. Letters, vol. 7, p. 118 (1961)
- 12) R. H. Huddleton and S. L. Leonard; “Plasma Diagnostic Technique”, Academic Press, pp. 268~269 (1965)
- 13) K. Mima; private communication
- 14) R. White, C. Liu and M. Rosenbluth; “Parametric Decay of Obliquely Incident Radiation”, Phys. Rev. Letters, vol. 31, p. 520 (1973)