

Proceedings of Tokai University
Research Institute of Science and Technology

東海大学紀要

総合科学技術研究所

2014 Vol.35



RIST

Research Institute of Science and Technology

東海大学 紀要 総合科学技術研究所

Proceedings of Tokai University
Research Institute of Science and Technology

2014 Vol. 35



Research Institute of Science and Technology

ご挨拶

資源とエネルギーに乏しい日本は、科学技術をもって国を立てていく必要があります。そのためには、レベルの高い優れた研究と、それに裏付けられた教育を展開することが大切です。

東海大学総合科学技術研究所は、1948年に設置された産業科学研究所をその前身とし、本学創立者松前重義博士の科学技術立国の思想を脈々と受け継いでいる研究所であり、東海大学の付置研究所としては、最も歴史の古い研究所であります。

当研究所は、その名の示す通り幅広い研究分野を対象とし、総合的な立場からその研究を促進し、フレキシブルな研究活動を推進することをモットーとしております。今年度も引き続き宇宙、計測技術、自然環境、有機分子までマクロからミクロに至る広範囲にわたる研究に取り組んでおります。今後も学術的な貢献はもちろん、さらに地域への貢献、産学の連携を視野に入れた研究を展開することを目指し活動して参ります。

さらに、次年度以降、創始者の科学技術立国の思想を継承し、新たに、本学の研究の拠点となるべく本学の特色を生かした“研究の峰”を形成できるようなプロジェクト研究を推進し、社会に貢献したいと考え準備を進めています。

2014年度「東海大学紀要 総合科学技術研究所」として研究論文を掲載し、研究所の活動の一端をご紹介しますので、ご高覧頂ければ幸いです。今後の研究所の活動に対しご指導ご鞭撻のほどお願い申し上げます。

東海大学総合科学技術研究所
所長 渡邊 幹夫

目次—CONTENTS—

- 総合科学技術研究所 所長挨拶・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・2

- 低域混成波キャビトンの生成・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・4
谷川隆夫（総合科学技術研究所）

- デジタル一眼レフカメラによる鋼球の自由落下の瞬間写真撮影・・・・・・・・14
—現象とフラッシュ照明の同期—
横山直樹（総合科学技術研究所）

- 電子ビーム・プラズマ系におけるビームのエネルギー分布関数と
ビームの自己捕捉現象・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・20
山際啓一郎（静岡大学名誉教授）
八木香澄（静岡大学大学院・理学研究科修士課程）

- 太陽紫外 UV-B 放射照度計用感度定数・分光感度測定装置の
開発とその評価・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・28
竹下秀（総合科学技術研究所）

- 三フッ化ホウ素触媒下、オルトエステルを反応促進剤とするアルデヒドと
2-（トリメチルシロキシ）アクリル酸メチルの向山-アルドール反応・・・・・・・・34
渡邊幹夫（総合科学技術研究所、理学部化学科）
本田佳子（理学部化学科）

- 2014 年度総合科学技術研究所 活動記録・・・・・・・・・・・・・・・・40

低域混成波キャビトンの生成

谷川隆夫（東海大学・総合科学技術研究所）

Generation of Lower-Hybrid Cavitons

Takao TANIKAWA (Research Institute of Science and Technology, Tokai University)

キーワード：低域混成波，低域混成波キャビトン，スペースプラズマ，
プラズマ非線形現象

Keywords: lower-hybrid waves, lower-hybrid cavitons, space plasmas, nonlinear plasma phenomena

Abstract

Lower-hybrid cavitons are localized lower-hybrid waves that are trapped inside density depressions associated with the waves. They have been observed in space plasmas with various detectors on board sounding rockets and satellites in the upper ionosphere or even in the magnetosphere. It is reported here that lower-hybrid cavitons were spontaneously generated in a laboratory plasma when a driving radio-frequency (rf) pulse was injected into a nonuniform magnetized plasma. Cross-field acceleration of plasma ions were detected at the same time.

1. はじめに

1.1. 低域混成波キャビトンとは？

大振幅低域混成波が変調不安定性などを通して局在化し、イオン音波などの低周波密度揺動とのカップリングにより生じた密度キャビティに捕捉された形態を持つ非線形波動が“低域混成波 (Lower-Hybrid, LH) キャビトン”である。包絡ソリトンの性質を有するが、数学的に厳密な意味でのソリトンとは異なる可能性があることを指摘しておく。

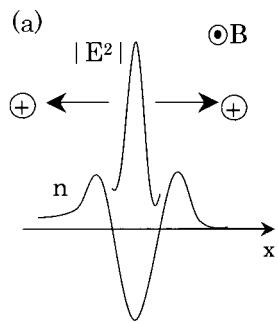
LH キャビトンを模式的に示したものが Fig. 1 (a) と Fig. 1 (b) である。LH キャビトンの重要な特徴は、波動電場が主に磁場と直角方向であり、イオンは本質的に磁化されていないため（一方で電子は運動を磁力線方向にタイトに拘束されている）、イオンのクロス・フィールド加速が可能なことである (Fig. 1 を参照のこと)。2次元形状は磁力線方向に引き伸ばされたものになるのが一般的であると考えられる (Fig. 1 (b) を参照のこと。但し、実際にはこの図に示すよりもかなり磁力線方向に長く引き伸ばされているものと思われる)。数多くの LH キャビトンが時間的、空間的にランダムに生成・消滅を繰り返すような状態があるとすれば、そのような状態は磁場がない場合の“強いラングミュア乱流（又はキャビトン乱流）” [1] に比せられ得るもので“強い”低域混成波乱流と言えるであろう。

1.2. スペースにおける低域混成波キャビトン

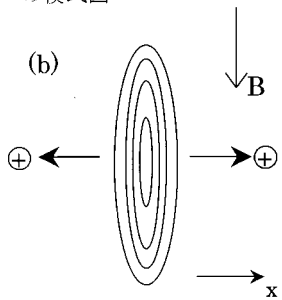
特にオーロラ域の電離層内で、ロケットや人工衛星による飛翔体観測から LH キャビトンと考えられるデータが数多く得られている。FREJA 衛星による観測例を文献 [2] から転載する (Fig. 2)。Fig. 2 で、横軸は時間を表す。衛星は移動しているので位置に相当するわけである。それぞれの図のセットで、上図が波動電場、下図はラングミュア・プローブで測定された密度変動度である。上

のセットで破線、実線と2本あるのは、互いに 11 m 離れた2本のプローブからのデータである。これらのデータセットから、波動電場が大振幅になるのに呼応してプラズマ密度が大きく低下していることが見て取れる。

LH キャビトンの出現に対応してイオンがクロス・フィールド方向に強く加速される現象も観測されている。アラスカ、フェアバンクス近郊の Poker Flat から打ち上げられた TOPAZ III ロケットによる観測例を Fig. 3 に文献 [3] より転載する。ピッチ角計測もしているので、LH キャビトン発生時に酸素イオンが磁力線と直角方向に加速されている様子がよく分かる。このような事象を TAI (Transversely Accelerated Ions) events と呼んでいる。因みに、スペースの分野では強い密度変動を伴う局在化した低域混成波を Lower-Hybrid Solitary Structure (LHSS) と呼ぶのが普通である。生成メカニズムがよく理解されていないためであるが、本論文で言う LH キャビトンと同種のものと考えられる。スペースにおける LHSS の発生メカニズムとしては以下に挙げる3種類が現在までに提案されているが、このような LH キャビトンの生成メカニズムを実験的に明らかにするというのが本研究をスタートした動機である。



波動電場と密度キャビティの模式図



2次元密度キャビティの模式図

Figure 1. Schematic diagrams of a lower-hybrid caviton. (a) side view; (b) top view

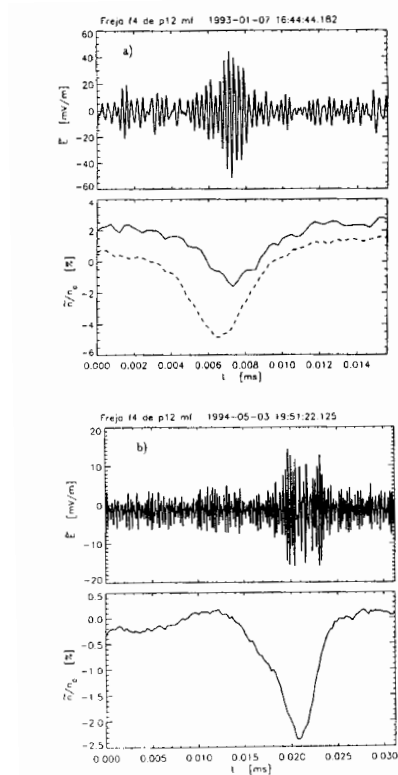


Figure 2. Examples of lower-hybrid cavitons observed in space (after Fig. 2 in ref. [2]).

- (1) LHSSとして観測される低域混成波は観測領域外で何らかの原因で発生したものが、バックグラウンド・プラズマ中に既に存在する密度キャビティ内に共鳴的に捉えられたのである [4]。
- (2) 観測領域で何らかの原因で発生した低域混成波が変調不安定性などを通して大振幅化し、ポンデロモーティブ力の効果で密度キャビティを生成し、波動がその中にトラップされLHキャビトンとなった [5, 6]。
- (3) 局在化した低域混成波により加速されたイオンはラーマー半径が大きくなり波動の周りを回ることになる。一方、低温のイオンは波動の周辺に停滞する。そのため波動部分の密度が低くなり密度キャビティを形成する。従って、密度キャビティの磁力線を横切る方向の幅は約イオンのラーマー半径である [7]。

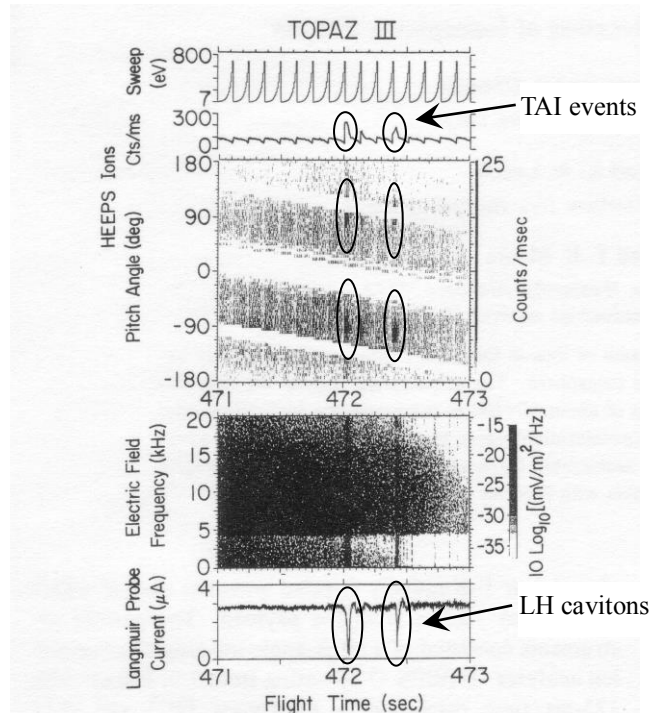


Figure 3. Lower-hybrid cavitons observed over Alaska (altitude = 1012 km). Cross-field acceleration of oxygen ions were observed at the same time. (after Fig. 1 in ref. [3])

1.3. 室内実験の重要性

飛翔体によるスペースプラズマ実験では、殆どの場合1点観測であるため、観測された現象を理解するためには理論・シミュレーションモデルに頼らざるを得ない。実験室実験データはそれに異なる角度からの新たな知見を加えることができ、スペースで得られたデータを正しく解釈する上で欠かせない情報を提供し得る。本研究の意義はそこにある。効率よく実験を進めるためには、現象を正しく“スケールダウン”するために、バックグラウンドの磁場強度、プラズマ密度を広範囲に変えられれば大変好都合である。操作性等を考えた場合、ヘリコン波利用のヘリコン rf 放電 [8] はこの目的のために最適である。本研究では LH キャビトン実験をターゲットとしてデザインしたヘリコン・プラズマ装置（東海ヘリコン装置（THD） [9] ）を主に使用した。

2. 低域混成波キャビトンの理論

電子プラズマ波（ラングミュア波）が、ポンデロモーティブ力を通してバックグラウンドの密度揺動とカップリングしラングミュア・キャビトンを生成することはよく知られている[1]。3次元構造を持つキャビトンの場合、キャビトンの収縮が起こり、密度キャビティに捕捉された波動電場はそれに伴い更に大振幅化する。そして、電子は急激に加速され、波動エネルギーが散逸する。このようなキャビトン崩壊現象が生じることもよく知られている。

低域混成波（LHW）の場合にも、磁場があるため物理の内容には若干の差があるものの、似たような現象が起こり得ることが予測されている。この場合、LHW は、そのポンデロモーティブ力を媒介として、イオン音波、磁気音波などに付随する密度揺動とカップリングする。変調不安定性

が引き起こされ、LHW の局在化、それに伴う大振幅化、密度キャビティの発生、などが生じる。

本節では文献 [6] に沿って、LH キャビトン発生 の物理について概観する。この節では cgs 単位系を用いる。

変調不安定性のドライビングフォースは、次式で表される LHW に付随するポンドロモーティブ力の磁力線方向成分である。

$$F_z = -m \langle \mathbf{v}_e \cdot \nabla v_{ez} \rangle \quad (1)$$

ここで、 m は電子の質量、 \mathbf{v}_e は LHW の影響下での電子の速度であり、 $\langle \dots \rangle$ は LHW の周期にわたる時間平均である。また、バックグラウンドの磁場は z 方向である。LHW の伝播方向は磁場に殆ど直角方向であるので、 $k_\perp \gg k_z$ である。従って、式 (1) 中の ∇ は主に磁場と直角方向である。LHW に付随する振動電場のポテンシャルを ϕ 、 \hat{z} を z 方向の単位ベクトルとして、磁力線に直角方向の電子の速度は次式で表される。

$$\mathbf{v}_{e\perp} = -\frac{c}{B_0} \frac{\omega_{ce}^2}{\omega^2 - \omega_{ce}^2} \left(\hat{z} \times \nabla \phi + \frac{1}{\omega_{ce}} \frac{\partial}{\partial t} \nabla \phi \right) \quad (2)$$

磁力線に平行方向の電子の速度成分が満たす運動方程式は、

$$\frac{\partial v_{ez}}{\partial t} = \frac{e}{m} \frac{\partial \phi}{\partial z} \quad (3)$$

である。

$$\phi = \frac{1}{2} \tilde{\phi}(\mathbf{r}, t) \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - i\omega t) + c.c. \quad (4)$$

と表せば、 $\tilde{\phi}$ は分散及び非線形力の影響下で時間、空間的にゆっくりと変化する LHW の包絡線を表す振幅と解釈できる。式 (2), (3), (4) を用いて式 (1) を書き直すと次式を得る。

$$F_z = \frac{\omega_{pe}^2}{16\pi n_0 \omega \omega_{ce}} \frac{\omega_{ce}^2}{\omega^2 - \omega_{ce}^2} \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \hat{z} \times \hat{k} \cdot \nabla |\tilde{\phi}|^2 - \frac{\omega}{\omega_{ce}} k^2 |\tilde{\phi}|^2 \right\} \quad (5)$$

式 (5) の右辺第 1 項は電子の $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフトによるもの、第 2 項は分極ドリフトによるものである。 L を磁場に直角方向の密度キャビティの“幅”と定義すると、

$$L^{-1} \approx \frac{1}{\tilde{\phi}} \nabla \tilde{\phi}$$

のように表現できる。LHW の波長が L 程度の場合（即ち、 $kL \geq 1$ ）については文献 [10], [11] も参照されたい。

実験室では $kL \geq 1$ 、 $kL \gg 1$ どちらの場合でも実現可能であるが、スペースで観測される LHSS は $kL \gg 1$ と考えられるので、ここではこの場合について考察する。この時、式 (5) の右辺第 2 項が重要となる。（因みに、 $kL \geq 1$ の場合、式 (5) の右辺第 1 項が大事である。）

ここでは特に LHW がポンドロモーティブ力の z 方向成分を通して磁気音波とカップルし変調不安定性を誘発する状況を想定する。磁気音波のベクトルポテンシャルを $\mathbf{A} = A\hat{z}$ として、アンペールの法則の磁力線方向成分を考える。すると、 z 方向に流れる電流は LHW に付随するポンドロモーティブ力の z 方向成分がドライブする磁力線方向の電子電流も含むことになる。要するに、アンペールの式は次のようになる。

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \left(1 - \frac{c^2}{\omega_{pe}^2} \nabla^2 \right) A - v_A^2 \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} = -\frac{c^2 k^2}{4B_0 \omega_{ce}} \frac{\partial^2}{\partial z \partial t} |\tilde{\phi}|^2 \quad (6)$$

ここで、 v_A はアルヴェン速度

$$v_A^2 = \frac{B_o^2}{4\pi n_o M}$$

連続の式を用いると密度揺動 δn は次式で A と結びつく。

$$\frac{\partial \delta n}{\partial t} = -\frac{c}{4\pi e} \frac{\partial}{\partial z} \nabla^2 A \quad (7)$$

ここで、

$$\delta n = \delta n(z - v_A t), \quad A = A(z - v_A t) \quad (8)$$

即ち、磁気音波・密度揺動の全体構造は z 方向に v_A で動いていると考える。(註：この動く座標系内では磁気音波について $E_z = 0$ となることに注意。従って、密度揺動に伴う磁力線方向電場は無いことになる。) 式 (6)–(8) より、

$$\frac{\delta n}{n_o} = -\frac{M}{m} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}^2} \frac{k^2 |\tilde{\phi}|^2}{4B_o^2} \quad (9)$$

を得る。これは密度キャビティを表す式である。

この結果を受けて、 $kL \gg 1$ の条件下、LHW のポテンシャルのゆっくりと変化する包絡線部が満たす方程式を求めると、

$$\frac{2i}{\omega_{LH}} \frac{\partial \tilde{\phi}}{\partial t} + R^2 \nabla^2 \tilde{\phi} + \frac{s}{4(1+s)} \frac{M}{m} \frac{k^2 |\tilde{\phi}|^2}{B_o^2} \tilde{\phi} = 0 \quad (10)$$

という非線形シュレンディンガー方程式を得る。ここで、

$$R^2 = \frac{3T_i}{\omega_{LH}^2 M} + \frac{2T_e}{\omega_{ce}^2 m} \frac{s}{(1+s)}, \quad s = \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}^2}, \quad \omega_{LH}^2 = \frac{\omega_{pi}^2}{1+s}$$

である。式 (10) は次のソリトン解を持つ。これは LH キャビトンの 1 つのモデルである。

$$\tilde{\phi} = \frac{\tilde{\phi}_o}{\cosh(x/\Delta)} \exp(-i\delta t) \quad (11)$$

ここで、ソリトンの幅 Δ 及び 非線形周波数シフト δ は次のように表される。

$$\Delta = R \left(8 \frac{1+s}{s} \frac{m}{M} \frac{B_o^2}{k^2 \tilde{\phi}_o^2} \right)^{1/2} \quad (12)$$

$$\delta = -\omega_{LH} \frac{s}{16(1+s)} \frac{M}{m} \frac{k^2 \tilde{\phi}_o^2}{B_o^2} \quad (13)$$

各式の詳しい導出、いろいろな非線形項の評価については、D. Üçer の博士論文 [12] が参考になる。

3. 実験装置

実験には東海ヘリコン装置 (Tokai Helicon Device (THD)) [9] を主に用いた (Fig. 4 (a) を参照)。この装置の主真空容器のサイズは、内径 20 cm、長さ 1 m である。左側 3 つのコイルと右側 6 つのコイルは別々の電源につながれており、真空容器左端のクウォーツガラス窓に殆ど接するように大気中に設置された励起アンテナ周辺の磁場配位を調節可能である。磁場の軸方向プロファイルの一例

を Fig. 4 (b) に示す。励起アンテナは本研究のために特にデザインされたものであり、フラット型で、4つの同心円状のループが更に幾つかのセグメントに分割されたアンテナである (Fig. 5 を参照)。このアンテナを放電及び波動励起、双方に使用した。

本研究では、一部の実験で、宇宙航空研究開発機構・宇宙科学研究所 (ISAS/JAXA) スペースプラズマ共同研究設備に設置されている Large Helicon Plasma Device (LHPD) も使用した [13-15]。LHPD 内に生成されたプラズマの写真を Fig. 6 に示す。

THD の実験では、rf 放電は放電パルス長約 10 ms で 1 Hz から 10 Hz 程度の繰り返し周波数でパルス放電された。アフターグロー・プラズマ中に波動励起用の非常に短い ($5 \mu\text{s}$ 程度) rf パルスを入射した。実験のパルスシーケンスを Fig. 7 に示す。放電、波動励起双方のパルスについて同じ増幅器、整合器を使用したので、放電用及び波動励起用ともに同じ周波数 (通常 7 MHz) を使った。

励起された低域混成波の相対電場測定及びプラズマ密度測定には直径 0.52 mm、長さ 10 mm のワイヤプローブ (セミ・リジッド同軸ケーブルの中心導体を使用) を用いた。磁力線方向に加速される電子の検出には 5 mm 径のディスクプローブ、クロス・フィールドに加速されるイオンの検出には真空容器側壁付近に設置されたエネルギー・アナライザーを使用した (Fig. 4 (a) を参照のこと)。

LHPD 使用の実験の具体的実験方法については文献 [13-15] を参照されたい。

4. 実験結果 及び 考察

4.1. 低域混成波キャビトンの生成

結論から言うと、Tokai Helicon Device (THD) 内に生成したプラズマ中に LH キャビトン を自発的に発生させることが出来たと考えている。真空容器端に設置された分割型多ループアンテナを用い LH 周波数域の短い (約 20 周期) rf パルスをアフターグロー・プラズマ中に入射し、径方向密

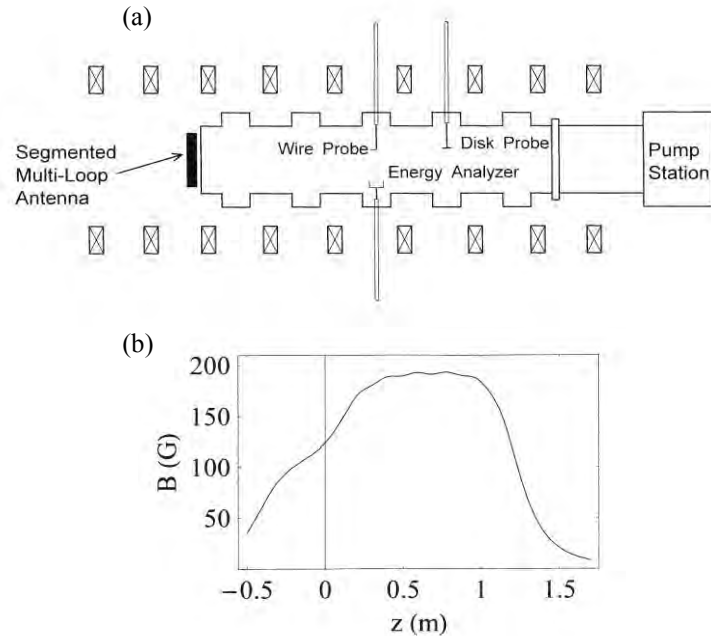


Figure 4. (a) Schematic diagram of Tokai Helicon Device (THD). (b) Axial profile of the background axial magnetic field strength. The position $z = 0$ corresponds to that of the quartz glass window. The excitation antenna (segmented multi-loop antenna) is located just outside the window.



Figure 5. Photo of the segmented multi-loop antenna.

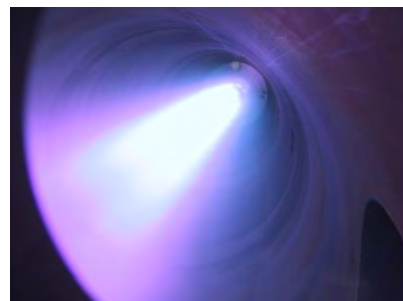


Figure 6. Photo of a high-density argon helicon plasma produced in the LHPD at ISAS/JAXA.

度分布の非一様性を利用して共鳴層に大振幅 LH 波を励起させることができる。これが密度変調を誘起し、LH キャビトンへと発展する。波動励起用 rf パルスのあるなしで密度プロファイルにどのような変化が生じるかの一例を以下に示す。波動励起用 rf パルスのアフターグロー・プラズマ中での遅延時間 t_D を変えて行くと、強い密度変調が生じる t_D がある (Fig. 8 を参照のこと)。共鳴層に出会ったためであると解釈できる。この時の径方向密度プロファイルの rf パルスのあるなしによる違いを Fig. 9 に示す。rf パルスを入射した場合、 $r = 3 \text{ cm}$ から 6 cm にわたり密度が rf パルスなしの場合と比べて低くなっていることが分かる。この図からは僅かな窪みが見えた程度にしか見えないが、バックグラウンドの密度プロファイルを調節することでよりクリアな LH キャビトンの生成が可能であると考えられる。

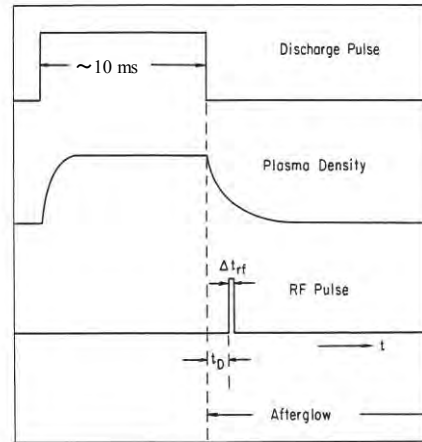


Figure 7. Experimental timing sequence.

4.2. キャビティ固有モードの同定

Fig. 9 から分かるように、中心部分が低密度のホロー状密度分布を持つプラズマを生成可能である。波動励起用 rf パルスにより、この予め用意されたキャビティ内にこのキャビティ特有の定在波化した固有モードを励起可能である。実際、Fig. 9 の励起波動振幅の径方向プロファイルはそのような固有モードの存在を示唆している。前節の結果と合わせると、LH キャビトンの基本的な生成過程、固有モードの存在が実験的にある程度検証されたと言えるだろう。しかしながら、今後さらに詳細な実験研究が必要である。

4.3. 粒子加速現象

LH キャビトンの発生に伴い、真空容器壁近くに設置されたエネルギー・アナライザーがイオンのクロス・フィールド加速と解釈できる高速イオン成分を検出している。同時に、電子が磁力線方向に加速された徴候も検出された。今後定量的に現象を解明して行く必要がある。

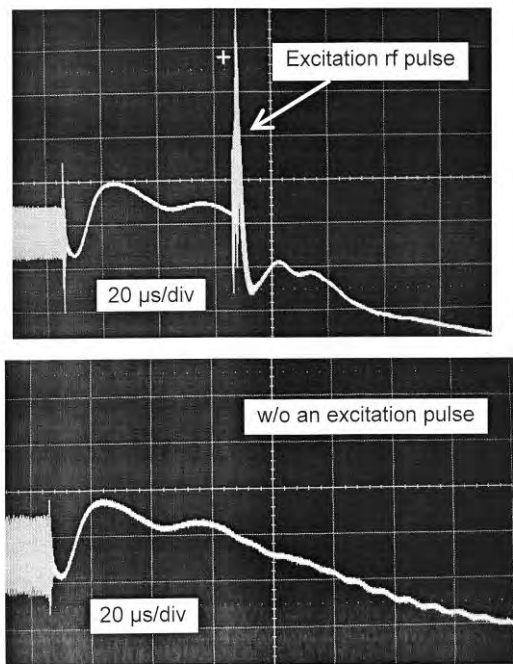


Figure 8. Excitation of a lower-hybrid caviton. Temporal dependences of the ion saturation current of a Langmuir probe are shown with the excitation rf pulse of $\Delta t_{rf} = 5 \mu\text{s}$, $P_{rf} \approx 740 \text{ W}$ (upper frame) and without the excitation pulse (lower frame).

4.4. ISAS/JAXA の Large Helicon Plasma Device 利用の実験で期待できる新たな展開

磁力線方向に長い、細いタングステン線より構成されるグリッドを用いて LHPD 内で低域混成波の励起を試みた。グリッドとしては、磁力線方向の長さ 100 cm、幅 5 cm のステンレス棒 (2 mm 径) 製のフレームのほぼ中央に 0.06 mm 径のタングステン線を 4 mm 間隔で 11 本張ったものを製作した。タングステン線の片端を小さなスプリングにスポット溶接し、タングステン線にテンションがかかるようにした。そのため細い線も撓まない。

グリッドが磁力線方向に長い理由は、低域混成波を効率よく励起するためには $\lambda_{||} / \lambda_{\perp} \approx (M/m)^{1/2}$ (ここで、 $\lambda_{||}$, λ_{\perp} は磁力線に沿った方向及び直角方向の波長、 M , m はイオン及び電子の質量である) なる条件が要求されるからである。細いタングステン線を比較的少数しか用いていないのは、バックグラウンド・プラズマに対する影響を最小限に抑えるためである。

ヘリウム・プラズマ (中性ガス圧 $p_{\text{He}} \approx 2 \times 10^{-4}$ Torr) を用いた実験結果について述べる。まず、主なプラズマ・パラメータは、 $B_0 = 140$ G, $n \approx 5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, $T_e \approx 3$ eV、従って、低域混成周波数 $f_{\text{LH}} \approx 4.5$ MHz であった。磁力線方向 (プラズマ・コラムの軸方向) に長い上述の波動励起用グリッドに高周波を印加し、ダイポール・アンテナで波動電場を測定した。プラズマは連続放電され、通常の干渉法を用いて分散関係を測定した。2次元プローブ・ドライブのセット・アップの関係で、径方向分布測定に際しては受信アンテナを固定し、励起用グリッドを径方向に動かしている。磁力線方向については位相に殆ど変化はなく、データ解析に当たっては磁力線方向の波長をグリッド長の2倍 $\lambda_{||} \approx 200$ cm と仮定した。測定例を Fig. 10 に示す。図中の直線は一般的な cold plasma の線形分散関係 [16] である。データポイントの縦軸方向のエラーバーは主に密度の不確定性による。横軸方向のそれは主に λ_{\perp} の不確定性による。実験結果は定性的には線形分散関係と矛盾しないが、あまり一致が良いとも言えない。干渉測定にも問題があるが、励起グリッド近傍で密度プロフィールに変化が生じているようで、密度プロフィールの非一様性も無視できない要因であろう。

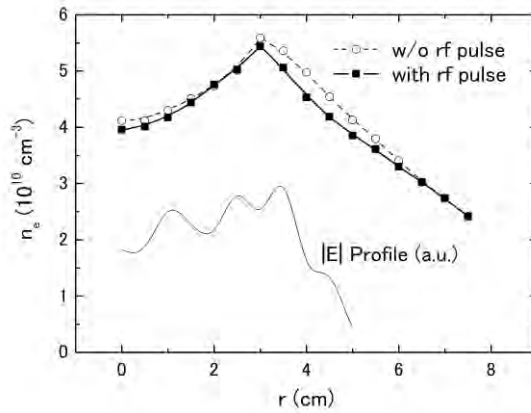


Figure 9. Generation of density depressions due to a localized lower-hybrid wave.

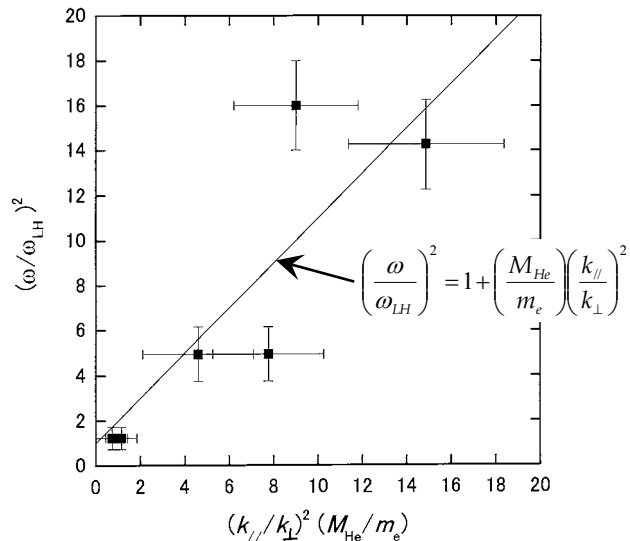


Figure 10. Dispersion relation of low amplitude lower-hybrid waves excited in the LHPD at ISAS/JAXA using an axially long excitation grid.

上記の実験を発展させる目的で、LHPD 内に可動終端電極を設置し、実効的プラズマ長を可変にして実験を実施し、プラズマ長、密度プロファイルなどに依存する定在波動的な軸方向固有モードを持つヘリコン波が励起されることを見出した [17]。この現象を利用すると、外部パラメータの調節によりプラズマ密度分布を精度よく制御できる。ヘリコン波自体のモード変換による LH 波への遷移現象と合わせ利用することで、LH キャビトン固有モードの高精度検証実験への新たな道が開けたと考えている。

5. まとめ

磁化プラズマ中に生じる波動の 1 つである低域混成波が局所的に密度の低い窪み（と言っても磁力線方向に長く、磁場と直角方向に局在しているのだが；Fig. 1 を参照）内に捕捉された形の“非線形”波動が“低域混成波キャビトン（LH caviton）”である。スペースプラズマにおいては大変重要な役割を果たしていると考えられている。この LH キャビトンを実験室プラズマ中に自発的に生成させることを試み、実際に東海ヘリコン装置（THD）利用の実験でこれを達成した。そして、LH キャビトンによるプラズマ粒子の加速現象の徴候を観測した。しかしながら、LH キャビトンの性質を定量的に同定するにはまだまだ実験データが不足しており今後の課題である。

山際は、1970 年代の半ばに、同軸型ダブルプラズマ装置を考案し、低域混成波（LHW）の実験を行った [18]。この装置では、独立にプラズマポテンシャルを制御可能な 2 つのプラズマが磁力線に沿って謂わば自然な形で流れているので、プラズマ境界は自動的に磁力線に正確に沿うことになる。従って、 $k_{\perp}/k_{\parallel} \gg 1$ である静電 LHW を効率よく励起できる。この方法は、今後新たな実験をデザインするにあたって大変示唆に富むものである。

プラズマは擾乱に伴い大きな密度変調を生じ易い。本論文で触れた“強い”低域混成波乱流や、“強い”ラングミュア乱流状態にあるプラズマ中には、周囲の密度よりかなり低密度のキャビテーター（又はキャビトン）がブロップ状にプラズマ中に分散することになる。このような状態にあるプラズマを“泡状プラズマ”と呼んでいる [19]。泡状プラズマ中の波動伝播特性は低振幅の“線形”波動であっても通常の波動特性とはかなり異なるものになる。このような、プラズマ物性に新たなパラダイムを持ち込むことになる泡状プラズマの理解にも本研究は貢献し得ると考える。

謝辞

本研究は、科学研究費補助金 基盤研究 (B) 15340199 及び基盤研究 (C) 19540524 の補助のもとに実施された。

参考文献

- [1] 安藤 利得, 飽本 一裕, 谷川 隆夫, プラズマ・核融合学会誌 **81**, 94 (2005).
- [2] H. L. Pécseli, B. Lybakk, J. Trulsen, and A. Eriksson, Plasma Phys. Control. Fusion **39**, A227 (1997).
- [3] P. M. Kintner, J. Vago, S. Chesney, R. L. Arnoldy, K. A. Lynch, C. J. Pollock, and T. E. Moore, Phys. Rev. Lett. **68**, 2448 (1992).
- [4] P. W. Schuck, C. E. Seyler, J.-L. Pinçon, J. W. Bonnell, and P. M. Kintner, J. Geophys. Res. **103** (A4), 6935 (1998).
- [5] V. D. Shapiro, G. I. Soloviev, J. M. Dawson, and R. Bingham, Phys. Plasmas **2**, 516 (1995).
- [6] D. Üçer and V. D. Shapiro, Phys. Lett. A **328**, 196 (2004).

- [7] D. J. Knudsen, *et al.*, J. Geophys. Res. **109**, A04212 (2004).
- [8] M. A. Lieberman and A. J. Lichtenberg, *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing*, Second Edition (Wiley-Interscience, 2005) Ch.13.
- [9] 谷川 隆夫, 篠原 俊二郎, 本村 大成, 東海大学紀要 総合科学技術研究所 **31**, 4 (2010).
- [10] S. L. Musher and B. I. Sturman, JETP Lett. **22**, 265 (1975).
- [11] V. D. Shapiro, Phys. Rev. Lett. **81**, 16 (1998).
- [12] D. Üçer, Ph.D. dissertation, University of California, San Diego, 2004.
- [13] S. Shinohara and T. Tanikawa, Rev. Sci. Instrum. **75**, 1941 (2004).
- [14] S. Shinohara and T. Tanikawa, Phys. Plasmas **12**, 044502 (2005).
- [15] T. Tanikawa and S. Shinohara, Thin Solid Films **506-507**, 559 (2006).
- [16] T. H. Stix, *Waves in Plasmas* (AIP, New York, 1992), § 3-7.
- [17] T. Motomura, S. Shinohara, T. Tanikawa, and K. P. Shamrai, Phys. Plasmas **19**, 043504 (2012).
- [18] K. Yamagiwa, J. Phys. Soc. Jpn. **43**, 1034 (1977).
- [19] 谷川 隆夫, 「科学研究費補助金研究成果報告書」基盤研究 (C) 24540541 (2012 – 2014 年度) .

デジタル一眼レフカメラによる鋼球の自由落下の瞬間写真撮影 — 現象とフラッシュ照明の同期 —

横山直樹（総合科学技術研究所）

Synchronization of Digital Camera and Event in Windows and Linux Environment

Naoki Yokoyama (Research Institute of Science and Technology)

キーワード：デジタル一眼レフカメラ 自由落下 同期 フラッシュ

Keywords: Digital Camera, Free fall of steel ball, Synchronization, Flash

Abstract

Suitable synchronization between camera and free fall event was discussed in previous paper. Delay between trigger point and actual shutter timing was about several hundreds milli-seconds. That is fatally large in critical conditions. In this paper method was introduced to avoid such delay using flash illumination. But in this case synchronization between flash and event is needed and discussed.

1. はじめに

比較的あたらしいデジタルカメラ（一眼レフタイプに限らない）では、カメラ本体に USB インタフェースを備えるものが多い。その第一の目的は、Windows や MacOS から接続したカメラをストレージデバイスとして認識し、カメラ内部に保存された画像を PC 側から読み込むことを簡単に行うためである。さらに USB 経由で制御することができるカメラも多数存在する。カメラを PC 等から制御する目的で、各社は自前のアプリケーションを開発するための SDK (Software Development Kit) を配布している場合がある。具体例としては、Canon 製のカメラ (EOS シリーズ) に対しては、EDSDK という SDK が配布されており、これを用いて PC からカメラに対して多様な制御を行うことが可能である。また USB 経由でカメラのシャッター制御を行い、現象との同期をはかる場合には、そのタイムラグが問題となる。前報では、対象現象として鋼球の自由落下を採り上げ、EDSDK を使ってカメラのシャッター制御を行った場合、カメラのレリーズ接点のオン-オフを直接 PC から制御してシャッター制御を行った場合を Windows あるいは、Linux で実験し、瞬間写真の同期において最適な手法を比較検討した。[1] その結果シャッターを電氣的に切った時点から、実際のシャッター動作が行われるまでの時間遅れ (レリーズタイムラグ) は 200ms 程度であることがわかった。

2. 実験方法

本研究で用いた対象現象は直径 25.5mm の鋼球を白色塗装したものを、直流リレーから取り外した電磁石でつり下げておき、その励磁電流をカットした際の自由落下である。PC 側からの制御回路は前報 Fig. 1 と同様なので掲載を省略する。電磁石 (コイル) と並列に入っているダイオードは誘導逆起電力による回路の損傷を防ぐためのものである。電磁石に印加する電圧は Fig. 1 にあるように 28V 程度で十分に鋼球の吸着が可能であるから、オープンコレクタ型の外部 I/F であれば、直接 I/O カードからドライブすることもできる。後半のレリーズコントロールやフラッシュ照明の駆動は I/O カードの DO (Digital Out) から行った。

Fig.1 において、図右側のスケールは位置の概略を測定するために配置している。また長さの校正のためにも使用した。カメラのシャッター制御は、EDSDK によるものと、レリーズを I/F を介してオン・オフする二つの方式を用いた。後者は、汎用の DIO ボード(Interface 社 PEX-285122) を用いた。このボードは、Windows のみならず、Linux のドライバも供給されているので、Linux から自由落下とカメラのシャッター制御さらにはフラッシュと現象の同期を行った。

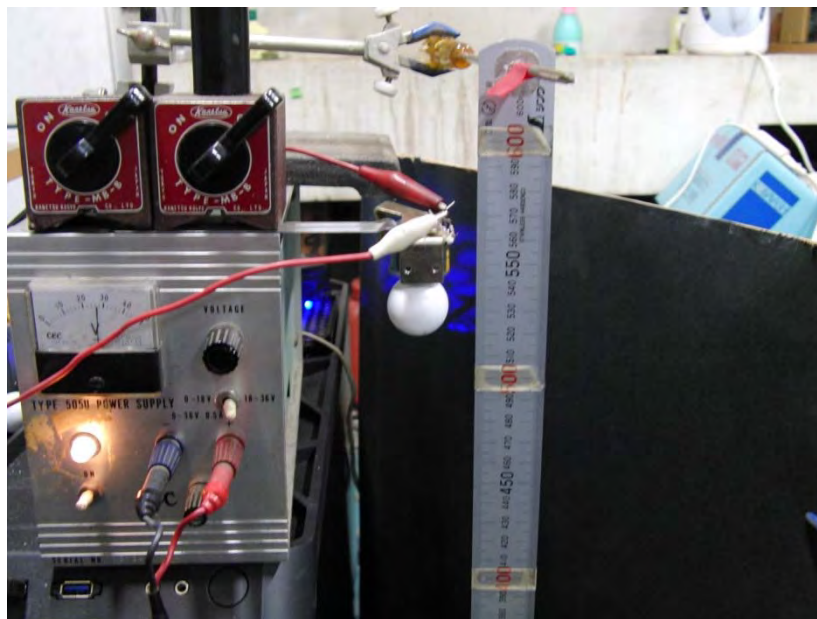


Fig. 1 Schematics of solenoid driver

3. 実験結果

まず鋼球を自由落下させ、適当なディレイタイムの後にシャッターを EDSDK 経由で切ることによって瞬間写真を得た。その結果を Fig. 2-1~2 に示す。この時のディレイタイムはゼロ (ディレイ無し) であった。Fig. 2-1 はシャッタースピードが 1/1600 秒の場合、2-2 は 1/3200 秒の場合である。レイアウト上紙面では鉛直方向が左右方向になっている。左端付近にソレノイドの端面を見ることができ、鋼球はソレノイド端面を離れ、右側へ落下していくことになる。

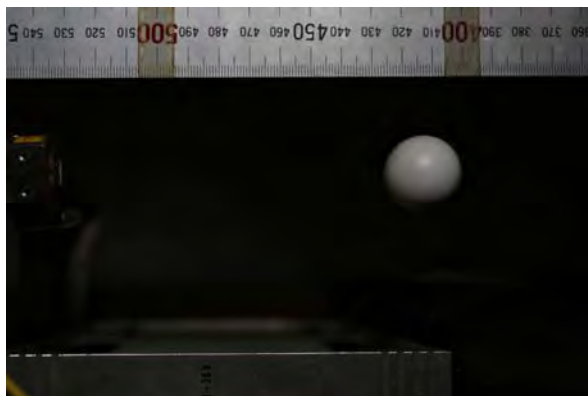


Fig. 2-1 Experimental Result 1 SS=1/1600

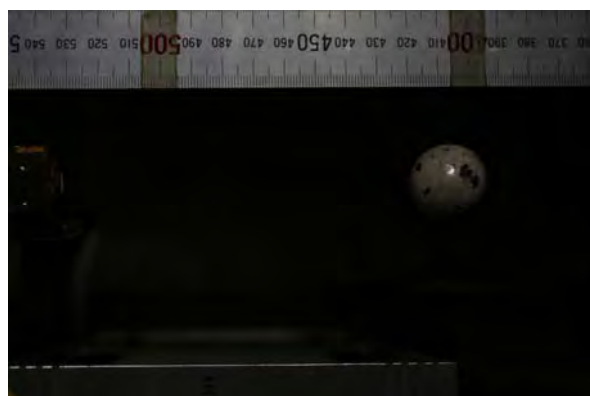


Fig. 2-2 SS=1/3200

シャッタースピードが短くなり、わずかに右側の画像が暗くなっているが、対象物体のブレはほぼ無視できる程度になっている。ここで問題なのは、ディレイタイムがゼロなのに、物体がすでに 115mm 程落下していることである。これは EDSDK のオーバーヘッドによるものと考えられ、タイミングを逆にすることで落下初期の物体を捕らえることは一応可能である。つまり EDSDK 経由でシャッターを切り、その後現象をトリガする。これを便宜上リバーストリガと呼び、通常のトリガをノーマルトリガと称している。前報の撮影結果から、設定遅延時間と鋼球の位置からカメラの応答時間

を解析した。カメラの応答時間は機械系であるから、回路の応答時間のばらつきに比べるとかなり大きいと考えられるが、初期のデジタル一眼レフカメラである、EOS Kiss Digital N は、レリーズ接点をショートしてから約 250ms の遅れでシャッターが切れるということがわかった。カメラには機種固有のレリーズタイムラグが存在しその値もメーカーから公表されているのであるが、その値の倍程度の結果になった。

次にこのレリーズタイムラグの影響をなるべく受けない形で現象とカメラを同期させるために、フラッシュ照明を使用する実験を行った。この場合は、暗視野にカメラを置き、通常バルブでシャッターは全開にしておき、現象と同期させたフラッシュ撮影を行う。ただし、環境によっては完全な暗視野が得られない場合もあるので、その場合は適宜シンクロ可能なシャッター速度を利用する。そうした場合は、カメラの同期を考慮する必要がある。次の Fig. 3 にフラッシュ撮影で記録した鋼球の自由落下の記録画像を示す。左側は、フラッシュのガイドナンバーを 28 に設定したものであり、通常使用可能な市販の汎用フラッシュストロボは、発光光量によって発光時間が変化する。この時に使用したのは、Panasonic の DMW-FL500 であり、スペック上は発光時間が 1/500～1/20000 秒となっているが、左側の場合で実際の発光時間は 1/250 秒程度だと思われ、この時間が物体速度に比べて十分に速くはないために、得られた画像はブレている。右側は、発光量を落とすべくガイドナンバーを 18 (フル発光の 1/4) に設定した撮影を行った結果である。以下の実験は全てこの条件で記録を行った。フラッシュ撮影の際に使用したカメラは Canon EOS 5DMarkIII であった。

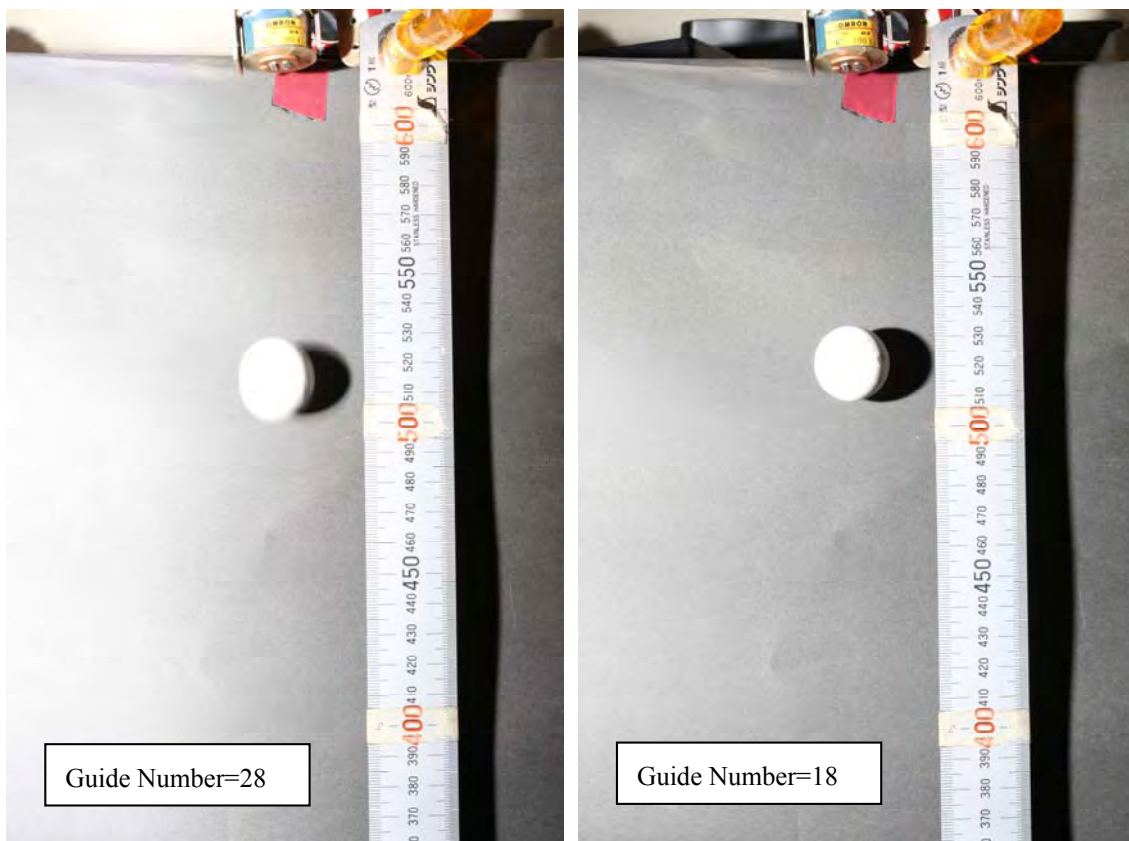


Fig. 3 Effects of Guide Number of Flash

簡単な光電変換系を用いて、フラッシュ発光時間をオシロスコープで観測した。その結果を Fig. 4 に示す。

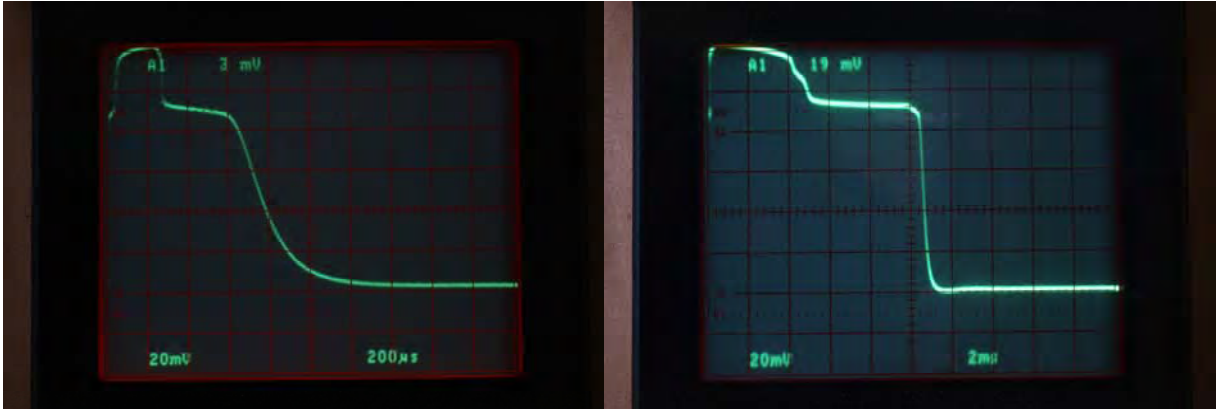


Fig.4 Flash lighting duration due to GN(Guide Number) left: GN=13 right: GN=50

Fig.4 において、左側はガイドナンバーが 13 の場合、右側が 50 の場合である。これらは前述の機種での両極端の場合であるが、一般に発光量が多い場合は、尖頭光強度は変化がなく、発光時間でエネルギー（明るさ=ガイドナンバー）を変化させていることがわかる。上図では発光時間幅は、半値幅で左が $750\mu\text{s}$ 右が 10ms 程度であった。Fig.3 の場合の $\text{GN}=28,18$ それぞれでは、発光時間は 1ms と 0.75ms 程度であるので、画面上の物体のブレ量と整合する。約 $10\text{cm}=0.01\text{m}$ 落下時の時刻は、落下開始時刻を 0 とすると、約 45ms なので、物体速度は $0.44[\text{m/s}]$ 程度のはずであるから、この速度にブレ時間をかけて、発光時にそれぞれ 0.885mm ないし 0.33mm 程度移動してしまう。従って、ブレ量が無視できる程度のガイドナンバーとして 18 を以降の実験では採用した。またフラッシュ照明を用いる場合は、現象とシャッターではなく、シャッターは開けておき、シャッターが開いている時間の中で現象に同期させてフラッシュ照明を行えば良いので、前報で問題となったレリーズタイムラグの影響を受けない。通常は暗視野でシャッターはバルブ動作などで、長時間開けておき、その間に現象とフラッシュを同期させるのであるが、完全な暗視野が得られない場合は、バックグラウンドの露光分を抑えるために $1/60$ 秒程度のシャッターを切ることが多い。この時間関係を次の Fig. 5 に示す。シャッターが開いている時間をゲート時間と呼ぶ。



Fig.5 Timing Diagram of Event and Flash lighting relation

フラッシュ照明を用いて、シャッター時間 1/60 秒ないし 1 秒で同期撮影した実験結果の一部を以下の Fig. 6 に示す。

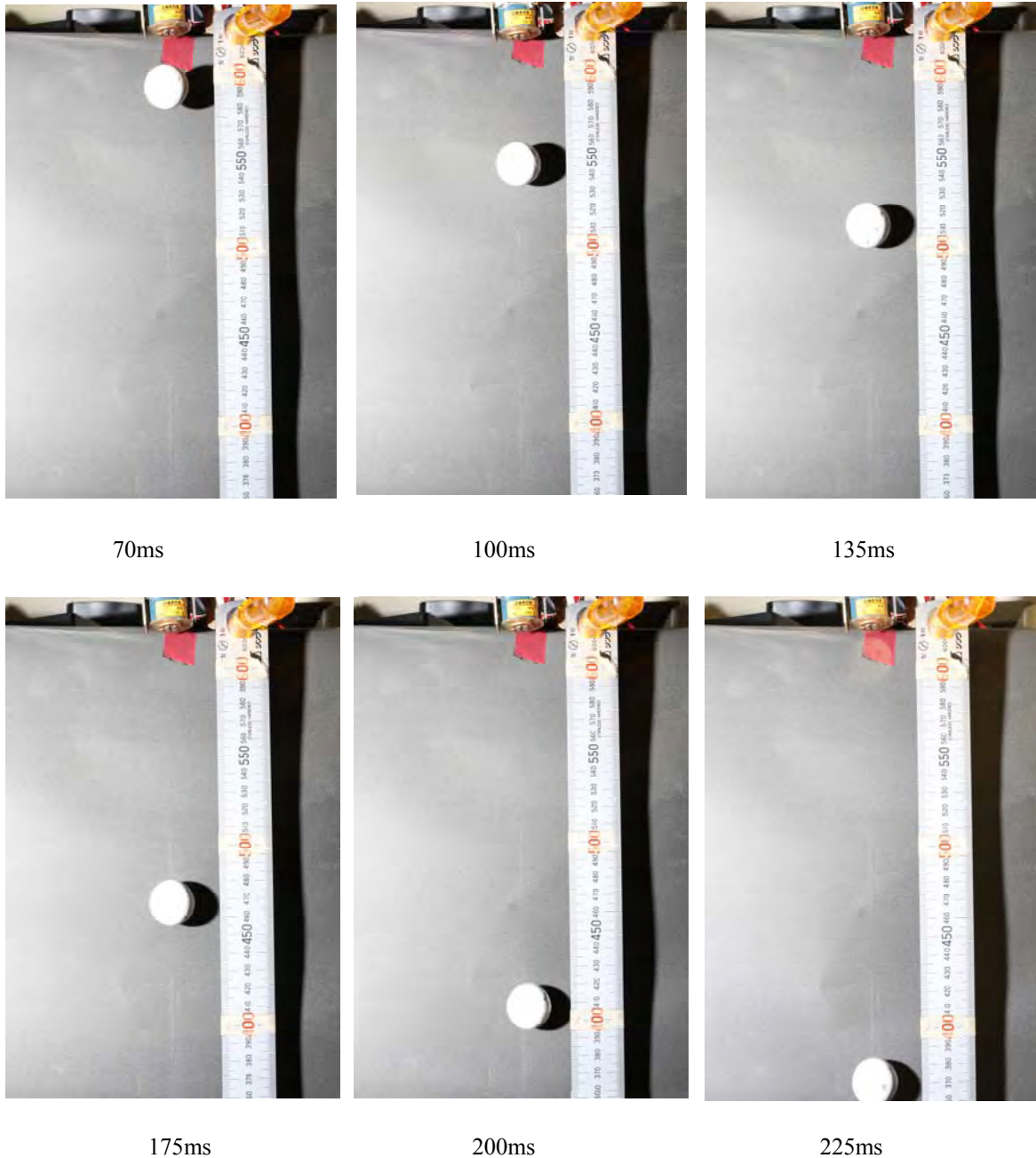


Fig. 6 Experimental results EOS5DMarkIII with flash delays are in milliseconds

Fig. 6 の一連の結果でそれぞれの画像はブレもなく鮮明に記録することができた。また遅延時間の設定も自由に、レリーズタイムラグの影響を受けない形で可能であった。

4. 結論

デジタル一眼レフカメラを PC から制御し、鋼球の自由落下を撮影した。制御は、カメラの USB 端子をカメラ専用の SDK からドライブする方法と、カメラのレリーズ端子を直接電氣的にショートする方法、さらにフラッシュを用いて現象と照明を同期させる三つの方法を用いた。前者の場合

は、瞬間写真としては致命的な現象欠落時間帯が現れてしまった。後者二つの方法では現象の駆動順序を工夫することで、比較的自由的な遅延時間を実現できた。カメラの応答時間としては EOS Kiss digital N で約 256ms、5D Mark III で約 140ms という結果となった。次にこの応答遅れ（レリーズタイムラグ）の影響を排除するために、フラッシュ照明を用いる実験を行った。この場合は、ゲート時間内に現象とフラッシュ照明をトリガするために、三つのタイミングを制御することを行った。その結果さらに遅延時間の設定の自由度が広がった。今後は各ステージの遅延時間のばらつきを評価し、時間計測という点での計測精度を評価し、さらに多重ストロボを利用して対象物体の平均速度あるいは平均加速度などの計測を行う予定である。

参考文献

- [1] デジタル一眼レフカメラによる鋼球の自由落下の瞬間写真撮影
— 現象とカメラの同期問題 —、横山 直樹、東海大学紀要 総合科学技術研究所、34、24-29、2015

電子ビーム・プラズマ系におけるビームのエネルギー分布関数と ビームの自己捕捉現象

山際啓一郎（静岡大学名誉教授）*

八木香澄（静岡大学大学院・理学研究科修士課程）

Energy Distribution Function and Self-Trapping Observed in an
Electron-Beam Plasma

Keiichiro YAMAGIWA (Professor Emeritus of Shizuoka Univ.)*

Kazumi YAGI (Shizuoka Univ., Graduate School of Science)

キーワード：電子ビーム・プラズマ系, 分布関数, 自己捕捉

Keywords: electron-beam plasma, distribution function, self-trapping

Abstract

An experiment has been carried out to investigate one dimensional nonlinear evolution of electron-beam waves. The beam waves are initially unstable less than the critical frequency ($\approx \omega_{pe}$), and are stabilized in its strong nonlinear stage. The energy distribution functions of beam electrons were measured in detail. It is found that the self-trapping of beam electrons plays an important role.

1. はじめに

プラズマの非線形分散系における高周波モードの研究は、Zakharov[1]によるラングミュア波崩壊の研究以来、著しい発展をみた。これらについては、Goldman[2]のレビューがある。一方、電子ビーム・プラズマ系における分散性の少ない線形不安定な電子ビーム波に関する理論研究は、Yajima and Tanaka[3]によってなされ、包絡ソリトンのような構造を形成する可能性が指摘された。しかし、ビーム波のポテンシャルに電子ビームが捕捉されるほどになると、適用できない。実験研究に関しては、電子プラズマ周波数近傍の高周波信号の過渡現象を観測し、データ処理する必要があり、実験技術上の難しさから多くはなされていない。Wong and Cheung[4]は、電子ビームをドライバーにして、大振幅のラングミュア一波を励起し、その非線形発展、自己変調、収縮・崩壊、等の現象をZakharovの理論で説明した。一方、Intrator, Chang, Hershkowitz and Diebold[5]は、電子ビームで励起した不安定波は、波束の形成時間が電子の応答時間のオーダーであって、イオン波との結合を考えたZakharovのラングミュア波の理論では説明できないとし、波束の振幅に対する周波数シフトと波束の半値幅の関係を現

*Present Address: 32-22, 7-chome, Sena-Aoiku, Shizuoka City, 420-0911 JAPAN

象論的に非線形幾何光学理論で説明した。Yamagiwa, Itoh and Nakayama[6]は、高速の観測システムを構築して、電子ビーム波の非線形発展の結果生じる電子ビーム波の波束列の形成を観測した。Takeda and Yamagiwa[7]は、大振幅ビーム波のポテンシャル内における電子のエネルギー分布を計測し、PCによるデータ処理を行い、位相空間データに変換し、励起波動のポテンシャルによる電子ビームの自己捕捉現象を捉え、位相空間におけるホールの速度分布幅の2乗 Δv^2 が波のポテンシャル ϕ に比例することを確認した。

本研究では、テスト波を電子ビームの経路に沿って成長させ、同時に、ビームのエネルギー分布関数の拡がり幅を計測した。データから計算された速度分布の拡がり幅の2乗が波の振幅に比例することを確認した。これは、下流側で、成長したテスト波のポテンシャルにビームが捕捉されていることを意味する。Takeda and Yamagiwa[7]による精緻な観測及びデータ処理を必要としない簡便な手法である。

2. プラズマ装置

プラズマは、呼び径6インチの多磁極型プラズマ装置において直流放電によって生成される。図(1)は、断面図、図(2)は、側面図である。ステンレス製(SUS316)のプラズマ装置チャンバーの外壁にSm-Co系永久磁石列を装着して、内壁表面に強力なカusp磁場を形成する。プラズマは、内面のカusp磁場中に配置した2本の熱陰極フィラメントとチャンバー壁との間でガス圧力 10^{-5} Torr のオーダーのアルゴンガスの直流放電により生成される。

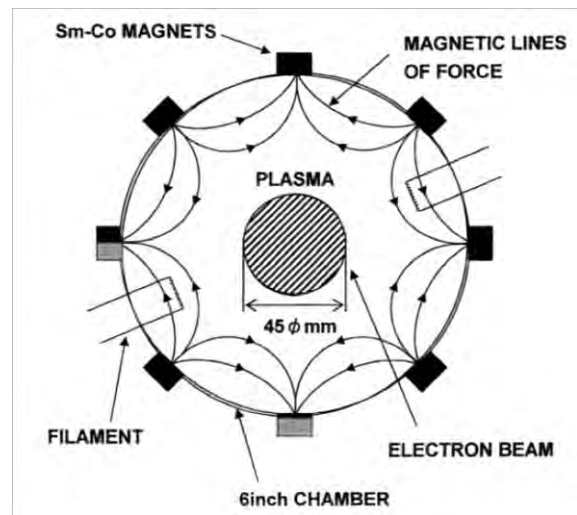


Figure 1. Electron-beam plasma device

このような低ガス圧力では、時間幅 $5 \mu \text{sec}$ 程度の入射電子ビームによる電離効果は無視でき、無衝突実験が可能となる。口径 $45 \text{mm} \phi$ の電子ビーム銃を装置端の中心軸上に装着し、3極管構造の電子ビーム銃の第1グリッドに正のパルス信号を印加して、ビームを入射する；待機状態では、ビーム電流出力がゼロになるように第1グリッドの電位を調整する。なお、電子ビームが装置の中心軸を走るように 100G の直流磁場をかける。このときの電子サイクロトロン周波数は 280MHz であるが、電子ビーム波の周波数は 150MHz 以下であるので問題とはならない。図2に、観測に用いる、平板プローブ ($3 \text{mm} \phi$)、コレクター電極、等を図示する。電子ビーム波は、第1グリッドに時間幅 $5 \mu \text{sec}$ の正のパルス信号と rf 信号を重畳して励起する。ビーム電流、波信号、等のデータは、パルス信号に同期した積分器(Gated Integrator)を介して、受信する。その後、デジタルに変換し、PC上でデータ処理する。実験における典型的なパラメータを、表(1)にまとめる。なお、電子ビームのエネルギー分布関数 $f(v)$ は、平板プローブに流れ込むプローブ電流 I を、バイアス電圧 V で微分した値 dI/dV から得られる。

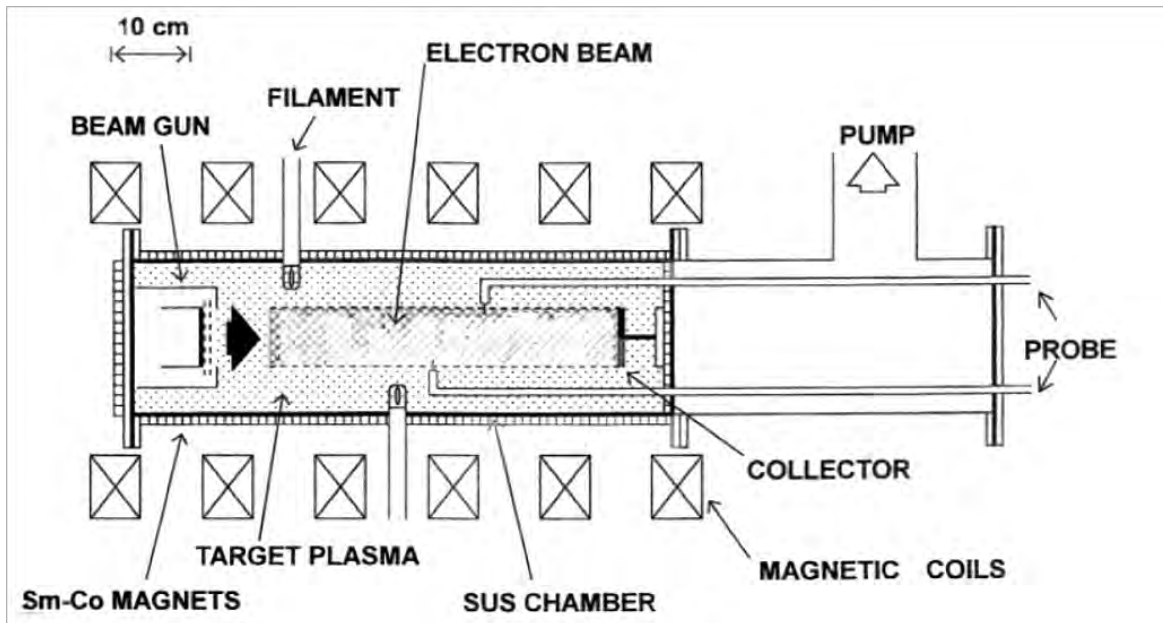


Figure 2. Experimental setup.

Table 1. Typical experimental parameters

パラメータ	値
圧力 P_{Ar}	1.8×10^{-5} Torr
放電電流 I_d	18 mA
プラズマ密度 n_0	$3.0 \times 10^{14} \text{ m}^{-3}$
電子温度 T_e	1.5 eV
プラズマ周波数 $f_{pe} = \omega_{pe} / 2\pi$	150 MHz
デバイ長 λ_d	0.5 mm
入射ビーム電流 I_b	0.10 mA ~ 0.35 mA
ビーム密度 n_b/n_0	0.05 % ~ 0.2%
ビームの加速電圧 V_b	40 V
測定範囲(ビーム銃からの距離) z	12 cm ~ 32 cm
摂動 rf 周波数 f_{rf}	120、130 MHz

3. 実験結果

3.1 干渉法による非線形ビーム波 (テスト波) の観測 及び その分散関係

電子ビーム加速電圧 $V_b = 40\text{V}$ 、ビーム電流 $I_b = 0.35\text{mA}$ 、放電電流 $I_d = 18\text{mA}$ に設定した。波動信号をポテンシャルの揺らぎとして観測した、干渉波形データを図 3 に示す。このときのビーム速度 v_b とプラズマ電子の熱速度 v_{th} の比は $v_b/v_{th} = 6.6$ 、ビームとプラズマの密度比は

$n_b/n_0=0.18\%$ である。ビーム波は、はじめは $\exp(k_1 z)$ の形で線形成長し、振幅が次第に増大して、ビームの下流領域で非線形的に飽和する。テスト波の周波数がプラズマ周波数 $f_{pe}(\approx 150\text{MHz})$ に近づくと、成長率が減少し、波の振幅は抑えられ、 f_{pe} を超えると波は消滅する。

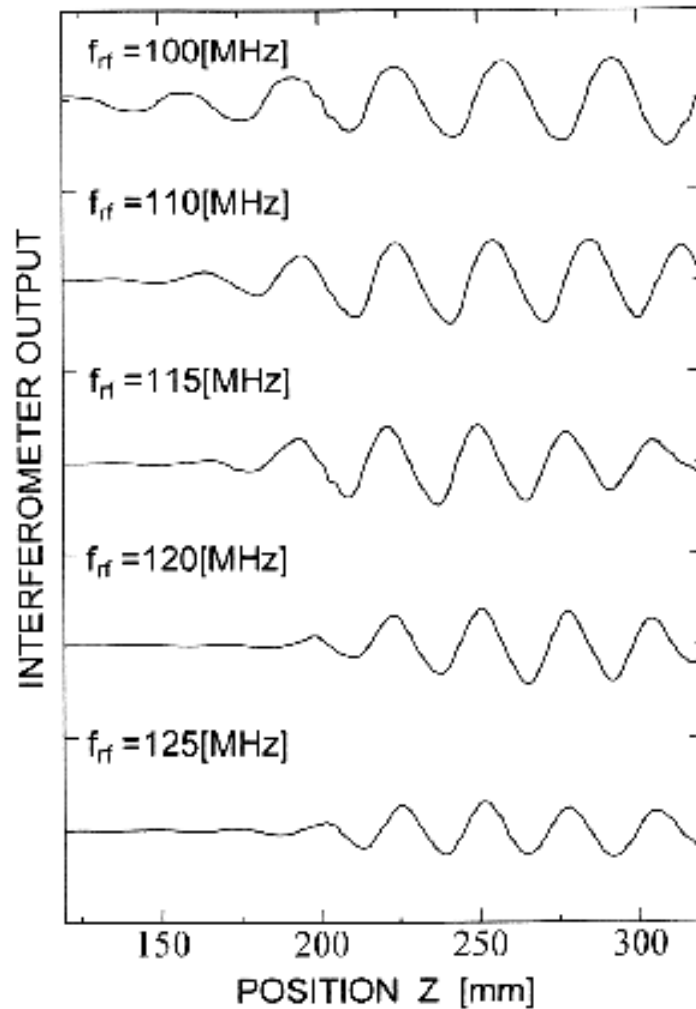


Figure 3. Spatial variation of the perturbed potential in beam waves, as indicated by an interferometer; ($v_b/v_{th} = 6.6$, $n_b/n_0=0.18\%$).

図 4 は、電子ビーム・プラズマ系の線形分散式 (1) [8] を実数の周波数 ω に対して、波数の実部 k_r と虚部 k_i がどうかかわるか、グラフ上にプロットしたものである。ここで、縦軸の波数 k はデバイ波数 k_d で、横軸の周波数 ω はプラズマ周波数 ω_{pe} で規格化している。プラズマ周波数近傍で、成長率 k_i が急激に減少する。

$$1 = \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 - k^2 v_{th}^2} + \frac{\omega_{pb}^2}{(\omega - kv_b)^2} \quad (1)$$

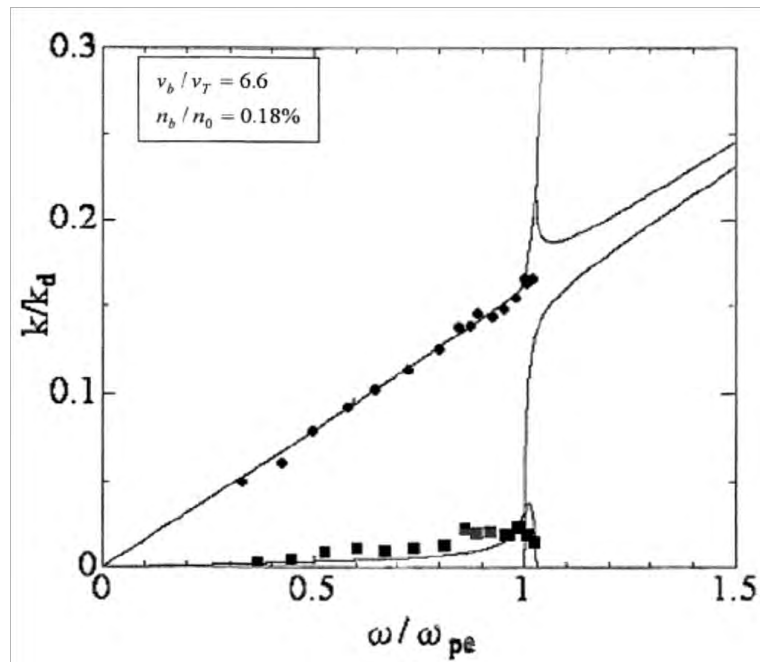


Figure 4. Dispersion relation. Closed circles ● and squares ■ are experimentally determined values of real k_r and imaginary k_i , respectively.

実験データは、(1)式の数値計算と誤差の範囲内で一致する。

3.2 電子ビームの分布関数の走行経路における変化

図 5a, 5b, 5c に、40eV の電子ビームをプラズマに入射したときに、そのエネルギー分布が走行路に沿って変化する様子を示す。図中、縦軸は、プローブ電流 I をバイアス電圧 V で微分した値 dI/dV で、ビームの分布関数に比例する値である。距離 Z [mm] は電子ビーム銃の出口 120mm の位置から、終端電極(Collector)へ向けた距離である。分布関数の測定は、10mm

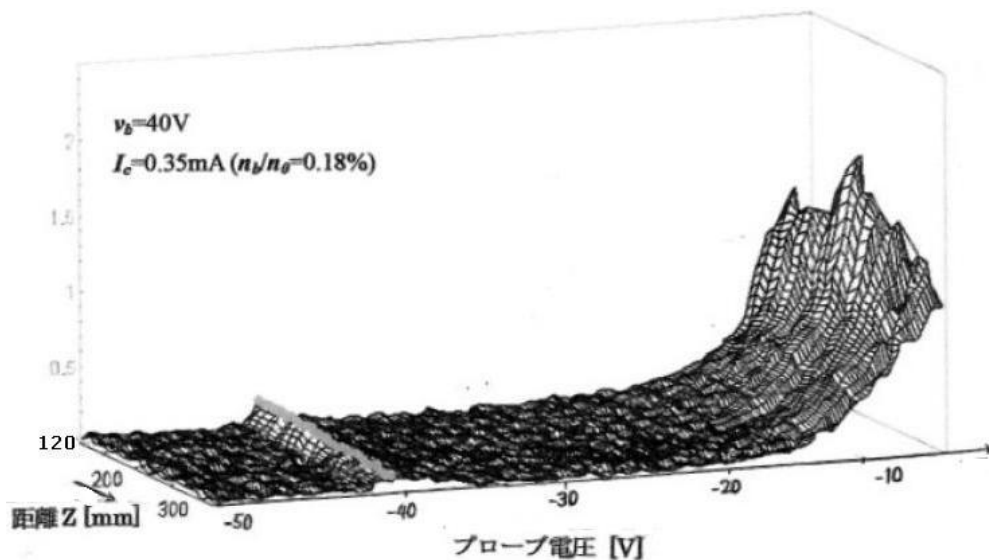


Figure 5a. Energy distribution function of electron beam.

Test waves are not excited. (beam density $n_b/n_0 = 0.18\%$)

刻みで行った。プローブ電圧[V]を 0~-50V の範囲で計測したが、0V 付近は、プラズマの空間電位近くであるために、測定値がグラフをスケール・アウトするので、表示を省略した。

図 5a は、テスト・ビーム波がないときのビームの分布関数である。ビーム幅の変化は（最下流 $Z > 25\text{cm}$ を除いて）殆んど見られない。一方、120MHz のテスト波（図 3 参照）を励起した場合は、ビーム密度 $n_b/n_0 = 0.08\%$ と、あまり高くない場合でも、図 5b に示すように、下流側では、分布が広がる（図の矢印↑）。図 5c は、ビーム密度を、 $n_b/n_0 = 0.18\%$ にした場合である。波のポテンシャルの影響により、ビーム電子のエネルギー幅が著しく広がる。

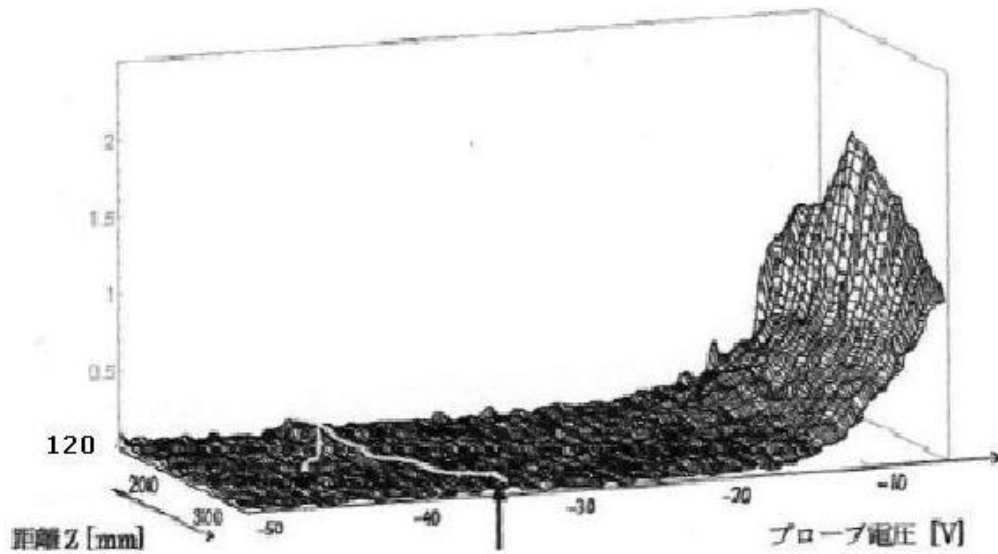


Figure 5b. Energy distribution function of electron beam.
Test waves (120MHz) are excited (beam density $n_b/n_0 = 0.08\%$).

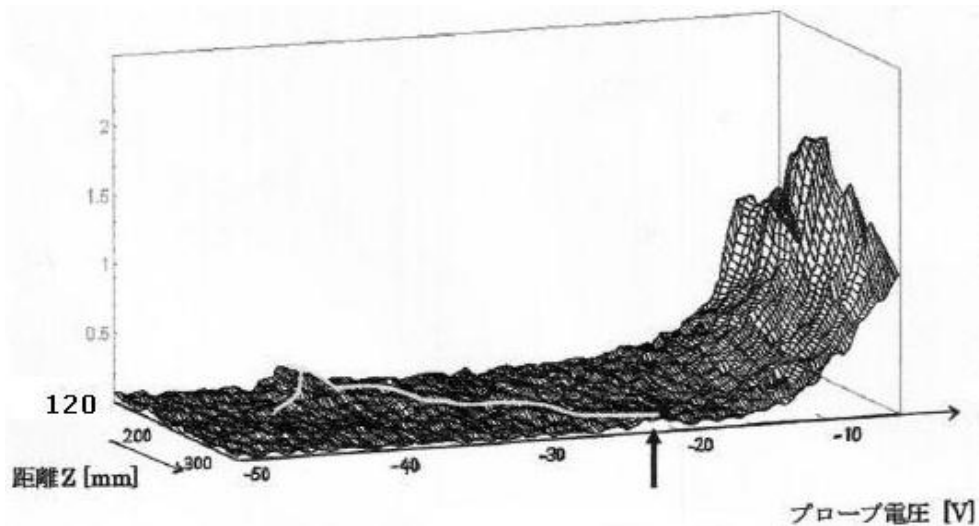


Figure 5c. Energy distribution function of electron beam.
Test waves (120MHz) are excited (beam density $n_b/n_0 = 0.18\%$).

なお、紙面の都合で、本報告では、3データのみ紹介した。

4. まとめ

図6は、横軸にビーム密度を変えて測定した波束(120MHz)の振幅を、縦軸に分布関数から算出した(図5(b), (c)等における↑の位置から計算)速度の拡がり幅の2乗を取ったグラフである。両者の間に直線関係が成立つ。

大振幅ビーム波のポテンシャルにビーム自身が捕捉される(自己捕捉)ことを表している。[Appendix 参照]

理解を深めるために図7に、Takeda and Yamagiwa[7]の論文から引用したデータを紹介する。左上図は成長した非線形の波束、左下図はビーム電子の位相空間分布(濃淡は密度の高低を表す)、右図はビームの速度分布関数 f_b である。ここでは、座標 z は波長で、時間 t はプラズマ周波数 ω_{pe} の周期で規格化されている(データは、 $\omega_{pet}=96$ の局面)。

位相空間分布から、波の山の位置では、密度は低くホールに、谷の位置では密度が高いことがわかる。 $k_0z=50$ (図中のラベル2)で観測した分布関数 f_b は、この事情を如実に示している。図5の分布関数のデータ中、白い補助線を引いた個所は、位相空間分布における上下の山に対応する。中央部では時間平均化により、比較的平坦になっている。

以上の結果から、電子ビーム・プラズマ系では、波の線形成長から非線形成長、波ポテンシャルによるビーム電子の自己捕捉までを容易に観測できる。文献[7]のような高度な手法を使わずに、同様の結論を得た。

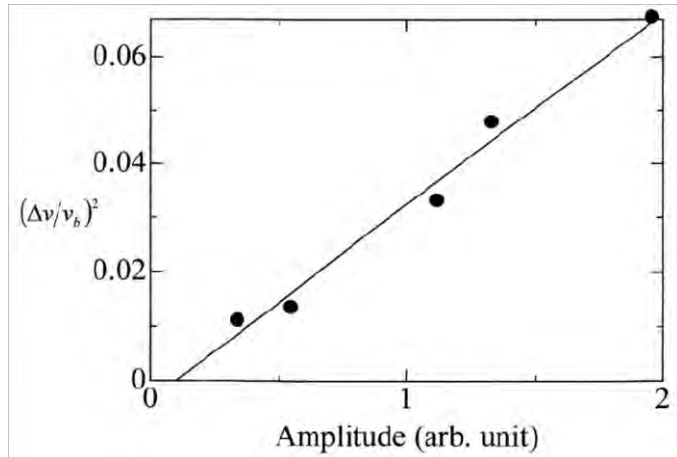


Figure 6. Square of velocity width as a function of wave amplitude.

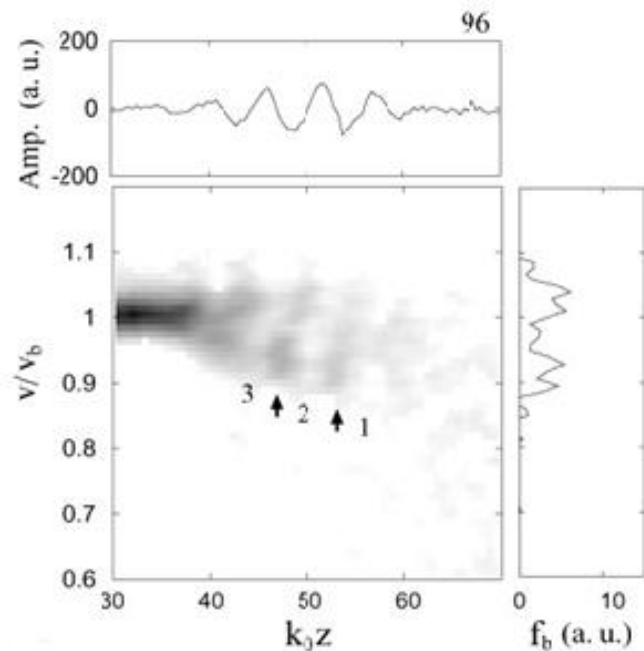


Figure 7. Self-trapping in an electron-beam system ; Left upper and lower show a nonlinear wave packet and the mapping of beam density in phase space, respectively. Right shows the distribution function f_b at $k_0z=50$. (From Takeda and Yamagiwa[7])

謝辞

竹田剛・博士(日立国際電気半導体システム研究所, 静岡大学 OB)から、適切なアドバイスをいただいた。深く感謝する。第1著者の事情により、論文発表が遅れてしまった。東海大学・総合科学技術研究所の紀要に投稿する機会をいただいたことに対して、関係者の方々に心より御礼申し上げます。

参考文献

- [1] V. E. Zakhrov; Sov. Phys., JETP **35** (1972) 908.
- [2] M. V. Goldman; Rev. Modern Phys. **56** (1984) 709.
- [3] N. Yajima, and M. Tanaka; Prog.Theor. Phys. Suppl. **94** (1988) 138.
- [4] A. Y. Wong and P. Y. Cheung; Phys. Rev. Lett. **52** (1984) 1222.
P. Y. Cheung and A. Y. Wong; Phys. Fluids **28** (1985) 1538.
- [5] T. Intrator, C. Chan, N. Hershkowitz and D. Diebold; Phys. Rev. Lett. **53** (1984) 1233.
- [6] K. Yamagiwa, T. Itoh and T. Nakayama; J. Phys. IV France **7** (1997),
C4-413 [*Invited Papers of XXIIIrd ICPIG 1997, Toulouse (1997)*].
- [7] T. Takeda and K. Yamagiwa; Phys. Lett. **A 339** (2005) 118.
- [8] R. J. Briggs; “*Electron-Stream Interaction with Plasmas*” in Research Monograph No. **29** (M.I.T Press, Cambridge, 1964) and “*Two-Stream Interaction*” in Advance in Plasma Physics, Edited by A. Simon and W. B. Thompson (Interscience Publisher, New York, 1971) Vol. **4**, p43.

Appendix: 自己捕捉現象におけるビーム速度の拡がり幅 Δv と波ポテンシャル ϕ の関係

大振幅ビーム波のポテンシャル ϕ に捕捉されたビーム電子は、電場 E との間で、 $|\phi| = |E/k|$ が成立つので、バウンス周波数(bounce frequency)

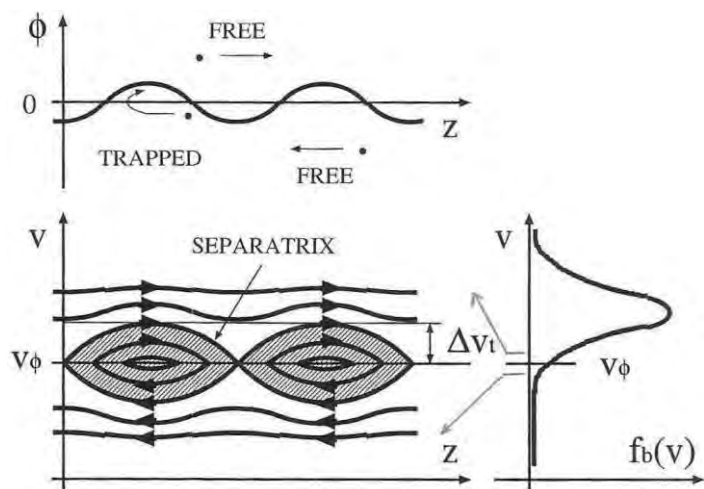
$$\omega_B = (ekE/m)^{1/2} = (ek^2\phi/m)^{1/2}$$

で位相空間上を回転運動する。このとき、捕捉による速度の拡がり幅 Δv と波ポテンシャルの振幅 ϕ の関係は、 $\Delta v = 2\omega_B/k$ より

$$\Delta v^2 = 4e\phi/m$$

で表せる。

(文献[7]及び竹田剛氏の学位論文)



太陽紫外 UV-B 放射照度計用感度定数・分光感度測定装置の開発とその評価

竹下 秀（東海大学 総合科学技術研究所）

Development and evaluation of calibration and spectral response measurement system for solar ultraviolet-B irradiance meter

Shu TAKESHITA (Research Institute of Science and Technology, Tokai University)

キーワード：校正, 分光感度計測, 太陽紫外 UV-B 放射計

Keywords: calibration, spectral response measurement system, solar UV-B irradiance meter

Abstract

Long-time monitoring of the global solar ultraviolet-B irradiance on the earth's surface is required for evaluation of global atmospheric change of the earth. A calibration and spectral response measurement system for solar ultraviolet-B irradiance meter is developed. A calibration system using a spectral irradiance standard lamp and a spectral response measurement system is located on the same straight single optical axis. This system is very compact which is 240 cm width and 90 cm depth. To get a high power monochromatic optical radiation, a 10 cm single monochromator and a 300 W xenon short arc lamp unit are selected for spectral response measurement system. In many case, for decreasing stray light of monochromator, several types of band-pass or cut-off filters must be used. However, in this system, a cool mirror module (ultraviolet reflection, visible and infrared transmission mirror) is built in the 300 W xenon short arc lamp unit. The spectral irradiance at 310 nm of wavelength which is the maximum wavelength of a solar ultraviolet-B radiometer developed by us is around 0.045 W/m²/nm. This calibration and spectral response measurement system can be used for evaluation of solar ultraviolet-B radiometer.

1. はじめに

成層圏オゾンの減少によって増加が危惧されている太陽紫外 UV-B 放射(以後太陽 UV-B と略記)は皮膚ガン、白内障、免疫力低下による感染症の増加をもたらすと報告されている。

我が国の太陽 UV-B 観測は、筆者らが開発した太陽 UV-B 放射照度計(以後、太陽 UV-B 計)¹⁾によって 1990 年に開始された²⁾³⁾。その後、主に各国の国立気象機関が用いているブリューワオゾン分光光度計(Kipp & Zonen)や米国で開発された UV-Biometer (Solar Light)、そして我々が開発した太陽 UV-B 計(英弘精機より市販)などを用いて世界的に実施されている。

太陽 UV-B 計の校正規格は米国 ASTM による規格⁴⁾しか存在しない。この校正規格では、校正された分光計測器と太陽 UV-B 計の比較測定を太陽光や人工光源で実施し校正すると定めている。太陽光を光源として校正する場合は、太陽 UV-B 計の校正時の天候が安定で、かつ、放射照度が強い必要がある。筆者の観測拠点である関東地方ではこの条件を満足する季節は初夏から初秋であり 1 年で 10 日前後しか適切な日は存在しない。屋外比較測定による校正の結果の一例を Figure 1 に示す。このグラフの横軸は準器による太陽 UV-B 観測値であり、縦軸は校正される太陽 UV-B 計の感度定数の準器の感度定数からのズレをパーセントで示している。このグラフでは 2006 年 9 月 20 日から 28 日に実施した連続 9 日分の結果である。このグラフより、同じ太陽 UV-B 放射照度でも日にちによりズレが 5%以上異なる。この要因は、それぞれの日におけるオゾン全量など大気状態の

違いと考えられる。さらに太陽 UV-B 放射照度が変わるとズレが変化する。これは、2 台の太陽 UV-B 計の分光感度のピーク波長が若干異なるためである。一方、人工光源は太陽と比較すると安定である。しかし、地上に到達する太陽スペクトルには波長 300 nm 以下の紫外放射はほとんど含まれていない。しかし、唯一の校正光源と考えられる分光放射照度標準電球には波長 300 nm 以下の紫外放射も含まれており、両者の分光分布は全く異なる。このため分光放射照度標準電球によって校正された校正値を太陽光測定に適用することはできないことが明らかになっている。

成層圏オゾンが破壊以前の状態に戻るのには 21 世紀中ごろとされている⁵⁾。このため、地上に到達する太陽 UV-B 放射照度は成層圏オゾンだけに依存すると仮定すると、21 世紀中ごろにはオゾン破壊以前の状態に戻ると考えられている。この予測は、オゾン破壊物質であるフロンガスの排出が予定通り国際的に規制され、他の要素、例えば、大気の流れや大気中における熱化学反応などが安定であるとの仮定が成立した場合のみ成立する。すなわち、成層圏オゾン以外も変化した場合、予測通りもとに戻らない可能性があるのである。このため、地球上の太陽紫外線環境を評価するための太陽 UV-B 観測は長期的に連続して実施する必要がある。そこで、長期的に安定した精度の高い校正方法の確立を目的に、2003 年より新たな室内校正方法に関する研究に着手した。本報では開発した感度定数・分光感度評価装置を報告する。

2. 感度定数・分光感度評価装置の開発

長期的な評価が必要な評価項目として 2 つの項目をピックアップした。第 1 は、分光放射照度標準電球または擬似太陽光源に対する感度定数である。第 2 は太陽 UV-B 計の分光感度である。この二つの項目の評価は、太陽 UV-B 計開発時より、第 1 については国家計量標準機関（我が国においては国立研究開発法人産業技術総合研究所計量標準総合研究センター：AIST/NMIJ）から供給されている分光放射照度標準電球（JPD-100V-500WCS、ウシオ）による評価を、第 2 については大学共同利用機関法人自然科学研究機構基礎生物学研究所に設置されている大型スペクトログラフを継続して実施している。

大型スペクトログラフは、30 kW 電極水冷形ショートアークキセノンランプに、約 15 cm 角の刻線本数 1200 本/mm、ブレード波長 250 nm と 500 nm のダブルブレード平面回折格子を計 36 枚モザイク型に配置した約 90 センチ角の回折格子を組み合わせ、回折格子中心より水平焦点面までの距離は約 10 メートルの巨大な装置である。単色光強度は約 40W/m²（波長 500 nm、半値幅約 5 nm）であり、熱帯の真昼の太陽光の各波長成分の光強度の約 2 倍以上である。波長分散は約 0.8 nm/cm であり⁶⁾、これまでの使用で太陽 UV-B 計の分光感度の評価に十分な波長分解能と光強度を持つ。しかし、このような巨大な装置の設置は、設置スペースやランニングコストを考えると実現できない。そこで、この二つの機能を限られた狭いスペースで両立し、一つの研究室でも管理可能な装置の開発を目指した。

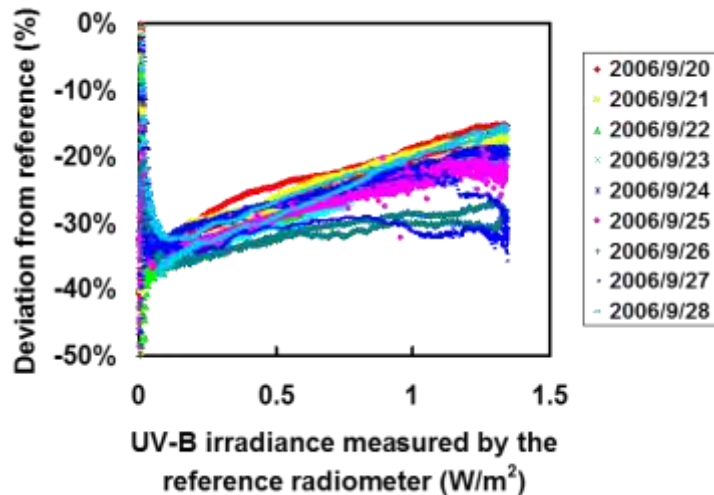
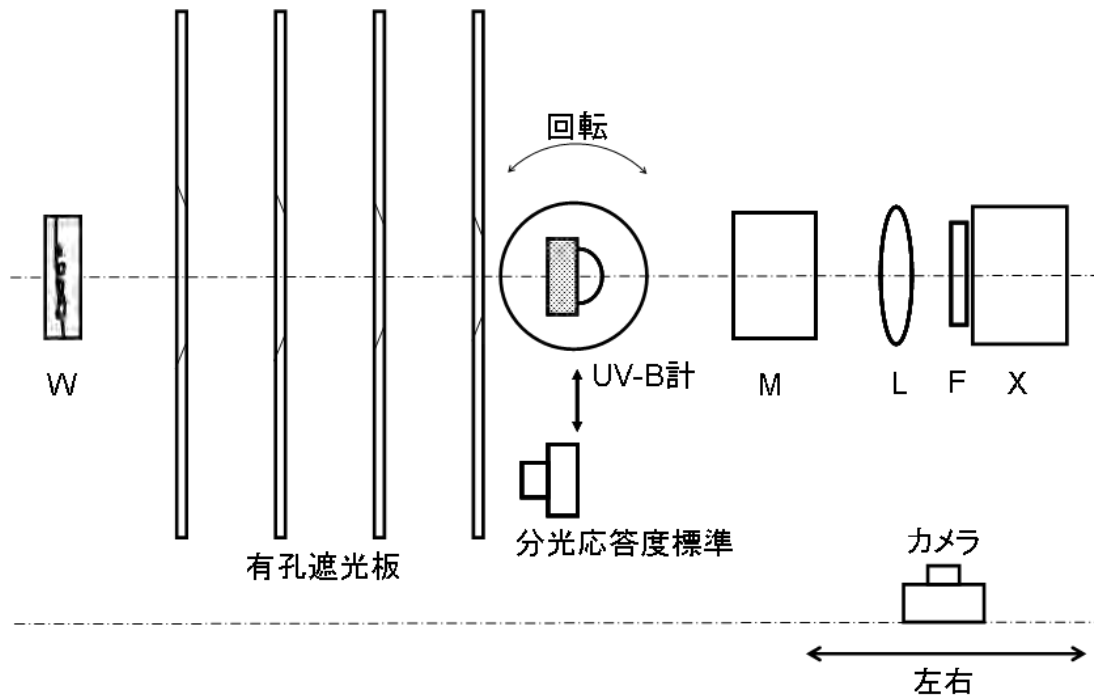


Figure 1 Results of calibration of a solar UV-B radiometer under sunlight.



X: キセノンランプ、F: 分光分布補正フィルタ、L: レンズ、M: シングル分光器 (f=10 cm)
W: 分光放射照度標準電球 (JPD100-500CS) 装置スペース: 240 cm x 90 cm

Figure 2 Schematic layout of the calibration and spectral response measurement system developed



Figure 3 Photograph of a spectral response measurement of solar UV-B irradiance meter used with the calibration and spectral response measurement system developed.

二種類の評価項目を狭いスペースで実施可能とするため、感度校正に使用する分光放射照度標準電球と分光光源（光源＋分光器）は、太陽 UV-B 計受光部をはさみ一つの光軸上に配置する形にした。開発した装置の配置を Figure 2 に、実際の太陽 UV-B 計の分光感度測定風景を Figure 3 に示す。太陽 UV-B 計受光部は回転ステージ上に配置しており、ステージを 180 度回転することで二つの光源を容易に切り替えることができる。この配置にしたことにより、設置スペースは幅 240 cm、奥行 90 cm である。擬似太陽光源は分光器を取り外し、キセノンランプに分光分布補正フィルタを組み合わせたものとするにしている。

この装置の開発で課題となったのは分光感度測定系である。太陽 UV-B 計の感度定数は実際の太陽放射に合わせて設定されているため、メーカー校正感度は太陽光に対して $200 \text{ mV}/(\text{W}/\text{m}^2)$ である。このため高輝度光源と明るい分光器が必要である。この装置の分光感度測定系は、基本的に太陽 UV-B 計の分光感度特性測定に特化するよう設計することとし、測定波長範囲は 250 nm - 400 nm とした。また、本装置では 10 cm シングル回折格子型分光器（CMS-100：朝日分光、刻線密度：1200 本/mm、ブレイズ波長：250 nm、逆線分散 8.3nm/mm）とミラー光学系を有する 300 W キセノンランプ装置（MAX-301：朝日分光）を組み合わせることとした。シングル回折格子型分光器は迷光が多いことで知られており、焦点距離が 10 cm の製品は 25 cm の製品と比較すると明るい迷光が多くなる。シングル回折格子型分光器を使用する場合は、迷光除去のために、通常、分光器の入射スリット前に帯域透過フィルタを組み合わせるが、この場合、少なからず光強度が減衰する。そこで、本評価装置で使用する 300 W キセノンランプ装置には、クールミラーユニットが内蔵されており可視放射と赤外放射は放射せず、紫外放射しか出射しない製品を選択した。このため、高強度の紫外放射を効率よく分光器に導入することを可能とした。

分光放射照度標準電球による校正時は、校正距離の設定確度が極めて重要である。光学レールを 2 本平行に配置し、1 本の光学レールには分光放射照度標準電球などの測定時の光軸を、もう 1 本の光学レールにはフォーカシングスクリーンとして方眼マットを取り付けたフィルム一眼レフカメラを光学レールに垂直に配置した。2 本の光学レールには 1 mm 間隔の目盛が刻印されており、方眼マットと光学レール上の目盛を組み合わせることで、設置距離を正確に設定できるようにした。さらに、分光放射照度標準電球と太陽 UV-B 計受光部の間には、奥行き 80 cm、高さ 70 cm、穴の直径が 14 cm、12 cm、10 cm、8 cm の 4 枚の黒アルマイト処理を施した有孔遮光板を、分光放射照度標準電球の距離原点から 10 cm 間隔で配置し、壁面、天井、設置台からの迷光を除去した。また、有孔遮光板の穴には頂角 30 度のエッジ処理を施している。有孔遮光板の配置およびエッジ処理は、本研究室の研究成果に基づいている⁸⁾。壁面、天井、設置台の表面は黒色塗装処理もしくは黒色特殊フィルムを施している。

安定した試験を実現するため、実験室はできる限り室温が一定になるように部屋の面積に対して一回り大型のエアコンを導入した。これにより、室温は、厳冬期を除いて、光源関係の JIS 規格などで規定されている $25^\circ\text{C} \pm 2^\circ\text{C}$ に制御している。計測装置は全て交流安定化電源（TAR101、高砂）からとるようにしており、電源変動による測定の不確かさを可能な限り抑えるようにしている。

3. 感度定数・分光感度評価装置の評価

使用している分光器のスリット幅は 0.3 mm、0.5 mm、1.0 mm より選択可能になっており、逆線分散（8.3 nm/mm）より 0.5 mm に設定した場合の半値幅は 4.2 nm（波長 546.1 nm）となる。光放射計測の際は、半値幅と測定波長間隔を 5 nm とする場合が多い。この装置では、相対分光感度の測定を目的とし、波長 5 nm 間隔での測定を考えた。よって、スリット幅が 0.5 mm の条件で相対分光感度測定が可能と判断した。

次に、この分光器と光源を組み合わせた時の分光放射照度の測定結果を Figure 4 に示す。分光応答度標準としては、メーカー校正されたシリコンフォトダイオード (S2281-04、浜松ホトニクス) を使用し、電流入力プリアンプ (LI-75、NF 回路ブロック) で電流から電圧変換するとともに 10^4 増幅し、デジタルマルチメータ (34401A、アジレント) で測定した。この図では大型スペクトログラフで得られる単色光強度と比較して示している。評価対象の太陽 UV-B 計の分光感度のピーク波長は 305 nm から 310 nm にある。波長 310 nm の分光放射照度は $0.045 \text{ W/m}^2/\text{nm}$ であることが明らかになった。さらに、この装置による分光放射照度は、大型スペクトログラフで得られる単色光強度に対して 5 倍以上確保していることが分かる。すなわち、大型スペクトログラフで実施してきた分光感度測定を、開発したこの装置を使って実施可能であることが判明した。

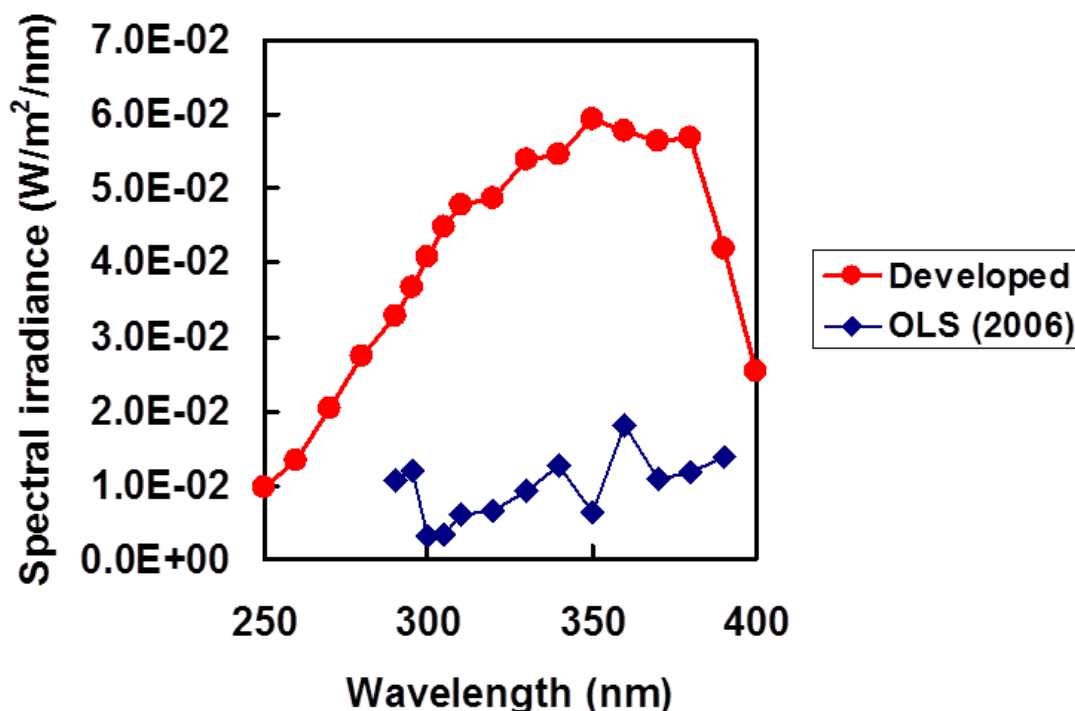


Figure 4 Spectral irradiance emitted from the calibration and spectral response measurement system developed and the Okazaki Large Spectragraph (OLS).

4. 結論

長期的で再現性の高い太陽 UV-B 計の校正および分光感度測定を目的とした装置を開発した。開発した装置は、感度校正系と分光感度測定系を同一の光軸上に一直線に配置したコンパクトなもので、設置スペースは幅 240 cm、奥行 90 cm である。分光放射照度は、評価対象である太陽 UV-B 計の感度ピーク波長である 310 nm において $0.045 \text{ W/m}^2/\text{nm}$ であり、太陽 UV-B 計の分光感度評価に対応可能であることを確認した。

この装置の開発により、太陽 UV-B の長期観測に使用している太陽 UV-B 計の感度校正と分光感度測定が随時可能となった。しかし、感度校正で使用する分光放射照度標準電球と地上に到達する太陽光の分光分布は異なっており、分光放射照度標準電球による感度校正値をそのまま適用することはできない。分光感度測定値と校正光源の分光分布、さらに地上に到達する太陽スペクトルを使

用したスペクトル補正の適用や、疑似太陽光源の実現が今後の検討課題として挙げられる。

5. 参考文献

- [1] 竹下秀, 坂田俊文, 佐々木政子: 太陽紫外 UVB 放射計の開発と諸特性の評価, 照明学会誌, **78** (10), 537-544 (1994).
- [2] Sasaki, M., S. Takeshita, M. Sugiura, Y. Miyake, Y. Furusawa and T. Sakata: Ground-based observation of biologically active solar ultraviolet-B irradiance at 35°N latitude in Japan, *J. Geomag. Geoelectr.*, **45**, 473-485 (1993).
- [3] Sasaki, M., S. Takeshita, M. Sugiura and T. Sakata: An increase in the global solar ultraviolet-B irradiance at 35°N in Japan since 1990, *J. Geomag. Geoelectr.*, **46**, 827-834 (1994).
- [4] ASTM: Standard test method for calibration of narrow- and broad-band ultraviolet radiometers using a spectroradiometer. G130-06 (2006).
- [5] WMO: Scientific Assessment of Ozone Depletion:2010, Global Ozone Research and Monitoring Project-Report No.52 (2011).
- [6] Watanabe, M., M. Furuya, Y. Miyoshi, Y. Inoue, I. Iwahashi and K. Matsumoto: Design and performance of the Okazaki Large Spectrograph for photobiological research, *Photochem. Photobiol.* **36**, 491-498 (1982).
- [7] 渡辺正勝: 作用スペクトルと大型スペクトログラフ, 蛋白質核酸酵素, **34**, 692-703 (1989).
- [8] 目黒文仁: 光エネルギー計測に関する研究, 東海大学工学部光学工学科卒業論文, 昭和 61 年。

三フッ化ホウ素触媒下、オルトエステルを反応促進剤とする
アルデヒドと 2-(トリメチルシロキシ)アクリル酸メチルの
向山-アルドール反応

渡邊 幹夫 (東海大学 総合科学技術研究所、理学部化学科)
本田 佳子 (東海大学理学部化学科)

The Boron Trifluoride Catalyzed Mukaiyama-aldol Reaction of Methyl
2-(Trimethylsiloxy)acrylate with Aldehydes
in the Presence of Orthoester as a Reaction Accelerator

Mikio WATANABE (Tokai University Research Institute of Science and Technology,
Tokai University Department of Chemistry, School of Science)
Yoshiko HONDA (Tokai University Department of Chemistry, School of Science)

キーワード : 向山-アルドール反応、反応促進剤、2-(トリメチルシロキシ)アクリ
ル酸メチル、オルトエステル

Keywords: Mukaiyama- aldol reaction, Reaction Accelerator,
2-(Trimethylsiloxy)acrylate, Orthoester

Abstract

The silyl enol ether of ethyl pyruvate is unstable to the strong Lewis acid such as TiCl_4 or SnCl_4 . In the Mukaiyama-aldol reaction of 2-(trimethylsiloxy)acrylate with aldehydes, when TiCl_4 was used as a catalyst, the corresponding aldol products were obtained in low yields. In the boron trifluoride catalyzed aldol reaction of silyl enol ether of ethyl pyruvate with aldehyde, we have reported that the alcohols accelerate the aldol reaction. ⁽³⁾

We described here that when orthoester was used as a reaction accelerator, above mentioned aldol reaction proceeded more smoothly to afford corresponding aldol adduct in high yield. Further, the reduction of aldol adducts by NaBH_4 afforded β , γ -dihydroxyl ester derivatives in good yield.

1. はじめに

ピルビン酸エステルのシリルエノールエーテルである 2-(トリメチルシロキシ)アクリル酸エチル (2) ⁽¹⁾は、ルイス酸に対して不安定で向山-アルドール反応において通常用いられる四塩化チタンを触媒⁽²⁾として用いると収率よく対応するアルドール付加物を得ることは困難である。こ

れまでに我々は **2** とアルデヒドとの反応において、三フッ化ホウ素触媒下、アルコールを共存させることにより、反応がスムーズに進行し、対応するアルドール付加物が好収率で得られることを見出し報告している。⁽³⁾

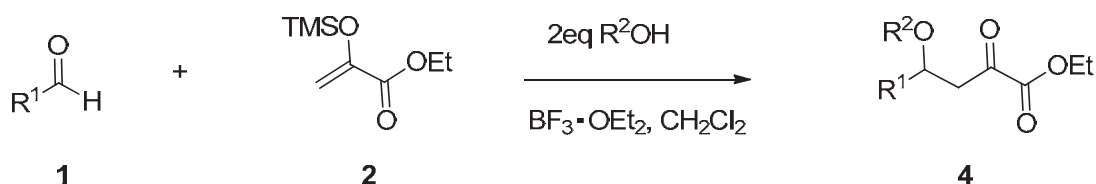
我々は、向山アルドール反応における反応促進剤について検討を行い、オルトエステル類が以前報告したアルコールよりさらに効率よく反応促進剤として作用することを見出した。

さらに得られた γ -ヒドロキシ- β -ケトエステルのケト基を還元し、 β, γ -ジヒドロキシルエステル誘導体の合成およびその立体化学を明らかにした。

2. 結果と考察

γ -ヒドロキシ- α -ケト酸は、天然物の重要な構成要素の一つであり注目を集めている化合物である。⁽⁴⁾ 杉村らは、種々のルイス酸存在下、**2** とアセタール類との向山-アルドール反応について検討を行い、三フッ化ホウ素ジエチルエーテルが最もよい反応促進剤であることを見出し報告している。⁽⁵⁾

一方、我々は、Scheme 1 に示したように、三フッ化ホウ素触媒下アルデヒド (**1**) と **2** の向山-アルドール反応においてアルコールを共存させることにより反応がスムーズに進行し対応する γ -ヒドロキシ- α -ケトエステル誘導体 (**4**) が得られることを見出している。⁽³⁾

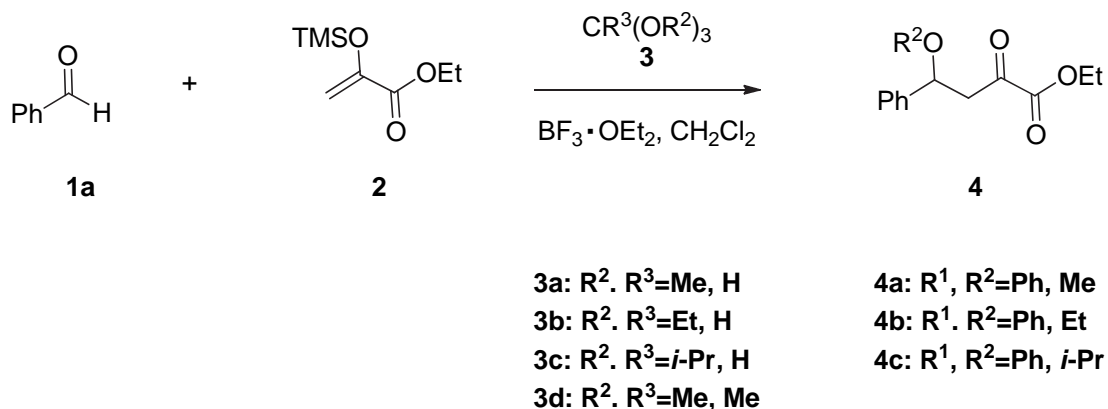


Scheme 1

そこで、我々は反応を促進するアルコールの作用に興味を持ち、この作用機構を解明するため種々の添加物を共存させ反応を検討した。ジヒドロピラン、2-メトキシプロペンなどアルコールの保護するとき用いられる試薬を共存させ種々反応条件を検討したが、予期した反応は全く進行せずアルドール付加物を得ることは出来なかった。

次に、オルトエステルを共存させ同様に反応を検討した。すなわち、オルトエステルとしてオルトギ酸トリメチル (**3a**) を共存させ、塩化メチレン溶媒中、**2** とベンズアルデヒド (**1a**) を $-30 \sim 0^\circ C$ で1時間反応させたところ反応はスムーズに進行し高収率で対応する付加化合物 (**4a**) が得られることを見出した。

3a が **2** を用いる向山アルドール反応を促進することを見出したので、他のオルトエステル **3b~d** についても同様に反応を検討した。



Scheme 2

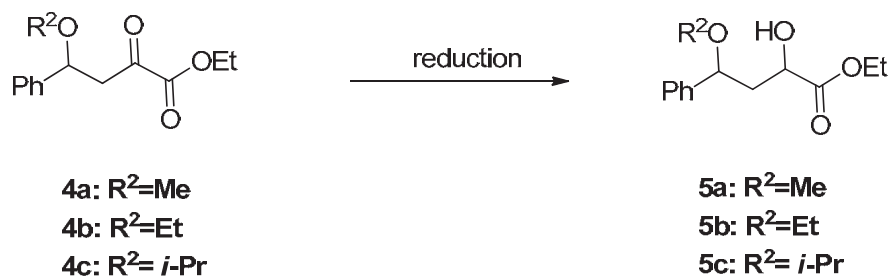
その結果、オルトギ酸エステルのみならず、やや収率は劣るもののオルト酢酸エステルを用いた場合も同様に好収率で **4** が得られることを見出した。

Table 1. The reaction of **1a** with **2** in the presence of **3a~d** and reduction by NaBH₄

entry	orthoester	temp.(°C)	time(h)	product 4	product 5	yield(%)*
1	3a	-30~0	1	4a	5a	86
2	3b	-30~0	1	4b	5b	83
3	3c	-78~rt	3	4c	5c	83
4	3d	-30~0	1.5	4a	5a	78

* These yields are product **5** from aldehydes.

シリカゲルカラムクロマトグラフィーを用い **4** の単離精製を試したところアルコキシ基の脱離したオレフィン化合物が生成し収率が低下するため、**4** を単離精製することなく水素化ホウ素ナトリウムまたはL-セレクトリドを用いケト基を還元しジヒドロキシ誘導体 **5a~c** として単離しその結果を Table 1 にまとめた。



Scheme 3

Table 2. The reduction of **4a~c** with NaBH_4 or L-selectride

4	Reducing agent(solvent)	product 5	syn/anti	yield (%) [*]
4a	NaBH_4	5a	70/30	86
4b	NaBH_4	5b	70/30	83
4c	L-selectride	3c	30/70	83

* These are overall yield from **1**.

3. 実験

オルトエステル存在下での2-(トリメチルシロキシ)アクリル酸エチル (**2**) とベンズアルデヒドの向山アルドール反応

窒素雰囲気下、 -30°C においてベンズアルデヒド 0.212g (2.0mmol) の5ml 塩化メチレン溶液に、オルトギ酸トリメチル 0.212g (2.0mmol) の5ml 塩化メチレン溶液を加え、**2** を 0.489g (2.6mmol) の2ml 塩化メチレン溶液をゆっくり滴下し、三フッ化ホウ素エーテラート 0.25ml (2.0mmol) を滴下した。30分かけて反応温度を 0°C に昇温し、 0°C で30分攪拌し反応させた。飽和炭酸水素ナトリウム水溶液で反応を処理し、塩化メチレンで抽出(10ml \times 4)した。有機層を飽和食塩水で洗浄し、硫酸ナトリウムで乾燥した後、減圧濃縮し、4-メトキシ-2-オキソ-4-フェニルブタン酸エチル (**4a**) を得た。得られた**4a**は、精製することなく次の還元反応に用いた。

同様に、オルトギ酸トリエチル (**3b**)、オルトギ酸トリエチル (**3c**)、オルト酢酸トリメチル (**3d**) を用いた場合も同様に反応を行い、対応する付加化合物 (**4a,4b, 4c**) を得た。得られたアルドール生成物も単離精製することなく次の還元反応に用いた。

4-メトキシ-2-オキソ-4-フェニルブタン酸エチル (**4a**) $^1\text{H-NMR}$ (300 MHz, CDCl_3) : $\delta = 1.40$ (t, 3H, $J=7.2$ Hz), 2.98 (dd, 1H, $J=16.8, 4.5$ Hz), 3.20 (s, 3H), 3.41 (dd, 1H, $J=16.8, 9.0$ Hz), 4.31 (q, 2H, $J=7.2$ Hz), 4.73 (dd, 1H, $J=9.0, 4.5$ Hz) 7.45-7.89 (m, 5H)

4-エトキシ-2-オキソ-4-フェニルブタン酸エチル (**4b**) $^1\text{H NMR}$ (300 MHz, CDCl_3) : $\delta = 1.12$ (t, 3H, $J=6.9$ Hz), 1.37 (t, 3H, $J=6.9$ Hz), 2.97 (dd, 1H, $J=16.2, 3.9$ Hz), 3.34 (q, 2H, $J=6.9$ Hz), 3.41 (dd, 1H, $J=16.2, 9.3$ Hz), 4.31 (q, 2H, $J=6.9$ Hz), 4.83 (dd, 1H, $J=9.3, 3.9$ Hz) 7.27-7.37 (m, 5H)

4-イソプロポキシ-2-オキソ-4-フェニルブタン酸エチル (**4c**) $^1\text{H NMR}$ (300 MHz, CDCl_3) data : 1.02 (d, 3H, $J=6.0$ Hz), 1.11 (d, 3H, $J=6.0$ Hz), 1.37 (t, 3H, $J=7.2$ Hz), 2.93 (dd, 1H, $J=16.2, 4.2$ Hz), 3.37 (dd, 1H, $J=16.2, 9.0$ Hz), 3.48 (sept, 1H, $J=6.0$ Hz), 4.31 (q, 2H, $J=7.2$ Hz), 4.96 (dd, 1H, $J=9.0, 4.2$ Hz) 7.24-7.40 (m, 5H)

4a, b の水素化ホウ素ナトリウムによる還元反応

窒素雰囲気下、水素化ホウ素ナトリウム 0.076g (2mmol) の 15ml エタノール溶液に得られた γ -アルコキシ- α -ケトエステル **4a, b** を各々 2mmol の 5ml エタノール溶液を 0 °C において滴下し、

1 時間かき混ぜ反応させた。反応終了後、飽和塩化アンモニウム水溶液で処理をし、エーテルで抽出 (20ml×3) を行った。有機層を飽和食塩水で洗浄し、硫酸マグネシウムで乾燥した後、減圧濃縮を行った。エーテル/ヘキサン (2/3) を溶出溶媒としシリカゲルカラムクロマトグラフィーを用いて単離精製し、 γ -アルコキシ- α -ヒドロキシエステル誘導体 **5a, b** を得た。

2-ヒドロキシ-4-メトキシ-4-フェニルブタン酸エチル (5a)

IR 1760, 760, 700cm⁻¹; MS (m/z)= 238 (M⁺); syn 1H NMR (300 MHz, CDCl₃) data : 1.31 (t, 3H, J=6.6 Hz), 1.66 (s, 1H), 2.07 (dt, 1H, J=14.4, 4.5 Hz), 2.18-2.28 (m, 1H) 3.16 (s, 3H), 4.17-4.28 (m, 3H), 4.44 (dd, 1H, J=6.3, 4.5 Hz) 7.45-7.89 (m, 5H) : 13C NMR (75 MHz, CDCl₃) data : 14.92, 42.77, 57.15, 62.08, 80.73, 127.32, 128.46, 129.18, 141.90, 175.45 : anti 1H NMR (300 MHz, CDCl₃) data : 1.29 (t, 3H, J=6.9 Hz), 1.66 (s, 1H), 1.86 (ddd, 1H, J=14.4, 8.3, 3.0 Hz), 2.18-2.28 (m, 1H) 3.25 (s, 3H), 4.17-4.28 (m, 3H), 4.41-4.51 (m, 1H) 7.45-7.89 (m, 5H) : 13C NMR (75 MHz, CDCl₃) data : 14.82, 42.72, 57.12, 62.04, 68.93, 80.68, 127.12, 127.54, 129.06, 142.15, 175.73

2-ヒドロキシ-4-エトキシ-4-フェニルブタン酸エチル (5b)

IR 2950, 1740, 750, 700cm⁻¹; MS (m/z)=252 (M⁺); syn 1H NMR (300 MHz, CDCl₃) data : 1.13 (t, 3H, J=6.9 Hz), 1.32 (t, 3H, J=6.9 Hz), 1.73 (s, 1H) 2.08 (dt, 1H, J=14.4, 4.5 Hz), 2.18-2.28 (m, 1H), 3.23-3.46 (m, 3H), 4.24 (q, 2H, J=6.9 Hz), 4.57 (dd, 1H, J=9.3, 4.5 Hz) 7.25-7.39 (m, 5H) : 13C NMR (75 MHz, CDCl₃) data : 14.80, 15.86, 21.00, 43.39, 62.04, 64.84, 69.11, 78.98, 127.17, 128.33, 129.13, 142.52, 175.44 : anti 1H NMR (300 MHz, CDCl₃) data : 1.21 (t, 3H, J=6.9 Hz), 1.27 (t, 3H, J=6.9 Hz), 1.73 (s, 1H) 1.88 (ddd, 1H, J=14.4, 8.4, 3.0 Hz), 2.18-2.28 (m, 1H), 3.23-3.46 (m, 3H), 4.19-4.25 (m, 2H), 4.48 (ddd, 1H, J=8.1, 5.4, 3.0 Hz) 4.52-4.56 (m, 1H) 7.25-7.39 (m, 5H) : 13C NMR (75 MHz, CDCl₃) data : 15.86, 21.00, 43.38, 65.11, 67.41, 79.10, 126.96, 127.58, 129.16, 142.74, 175.70

4c の L-セレクトリドによる還元反応

窒素雰囲気下、-78 °C で **4c** (2mmol) の 5 ml THF 溶液に L-セレクトリド (1M-THF 溶液, 2 mmol) をゆっくり滴下し 1 時間かき混ぜ反応させた。飽和塩化アンモニウムで反応を処理した後エーテルで抽出し、エーテル層を飽和食塩水で洗浄し、硫酸マグネシウムで乾燥した。溶媒を除去した後、エーテル/ヘキサン (2/3) を溶出溶媒としシリカゲルカラムカラムグラフィーを用い単離精製し **5c** を得た。

2-ヒドロキシ-4-イソプロポキシ-4-フェニルブタン酸エチル (5c)

IR 2950, 1740, 750, 700 cm^{-1} ; MS (m/z)=252 (M⁺) ; syn ¹H NMR (300 MHz, CDCl₃) data : 1.03 (d, 3H, J=6.3 Hz), 1.13 (d, 3H, J=6.3 Hz), 1.31 (t, 3H, J=6.9 Hz), 1.60 (s, 1H), 2.07 (dt, 1H, J=14.1, 4.5 Hz), 2.10-2.24 (m, 1H), 3.46 (sept, 1H, J=6.3 Hz), 4.18-4.27 (m, 1H), 4.24 (q, 2H, J=6.9 Hz), 4.72 (dd, 1H, J=9.3, 4.5 Hz), 7.25-7.35 (m, 5H); ¹³C NMR (75 MHz, CDCl₃) data : 14.89, 21.79, 24.12, 43.60, 62.01, 69.37, 76.42, 126.96, 128.28, 129.09, 143.14, 175.29; anti ¹H NMR (300 MHz, CDCl₃) data : 1.10 (d, 3H, J=6.0 Hz), 1.19 (d, 3H, J=6.0 Hz), 1.30 (t, 3H, J=6.9 Hz), 1.86 (ddd, 1H, J=14.1, 8.4, 2.7 Hz), 2.10-2.24 (s, 1H), 3.46 (sept, 1H, J=6.3 Hz), 3.64 (d, 1H, J=3.3 Hz), 4.22 (q, 2H, J=6.9 Hz), 4.45 (ddd, 1H, J=8.4, 6.6, 3.3 Hz), 4.68 (dd, 1H, J=7.2, 2.7 Hz), 7.25-7.35 (m, 5H); ¹³C NMR (75 MHz, CDCl₃) data : 14.85, 21.28, 24.07, 42.79, 62.01, 69.42, 76.16, 127.25, 128.18, 129.09, 143.14, 175.29

4. 参考文献

- (1) M. Sekine, T. Futatsugi, K. Yamada, and T. Hata, *J. Chem. Soc., Perkin Trans I*, **1982**, 2509.
- (2) T. Mukaiyama and M. Murakami, *Synthesis*, **1987**, 1043.
- (3) M. Watanabe, Hideki Kobayashi, and Yukihiro Yoneda, *Chemistry Lett.*, **1995**, 163.
- (4) R. Metternich and W. Ludi, *Tetrahedron Lett.*, **1988**, 3823.
- (5) H. Sugimura, Y. Shigekawa, and M. Uematsu, *Synlett*, **1991**, 153.

■第 251 回総合科学技術研究所談話会

日 時：2014 年 10 月 22 日（水）10:30～11:30

テーマ：「PC によるデジタル一眼レフカメラの制御」

所 属：総合科学技術研究所 教授 横山 直樹

最近のデジタルカメラは、一眼レフタイプかどうかにかかわらず、USB 端子を持っていれば、接続した PC から各種のコントロールが可能である。Canon や Nikon のカメラに関して具体的な PC からの制御の方法や実験結果について述べる。シャッター制御は USB 経由でなく PC から直接制御が可能であるが、その方法についても報告する。

■第 252 回総合科学技術研究所談話会

日 時：2014 年 11 月 26 日（水）10:30～11:30

テーマ：「地上に到達する太陽紫外線は、長期的に減少するのか？—観測と解析の課題—」

所 属：総合科学技術研究所 准教授 竹下 秀

太陽紫外線に関する研究は、1980 年台に春の南極大陸上空で大規模なオゾン層破壊が発見されたため非常に活発になった。しかし、2000 年代に入るとオゾン層破壊物質の大気中への放出に関する行政施策が強化されたことから関心は薄れ、太陽紫外線に関する研究発表や報道発表は下火になったといっても過言ではない。東海大学総合科学技術研究所は、1980 年代に太陽紫外線専用の計測器を開発し、1990 年 10 月から太陽紫外線の連続観測を継続している。これまでに蓄積した観測データの解析によって、オゾン層だけが地上に到達する太陽紫外線量に影響を与えるわけではないことが、徐々に明らかになってきた。本講演では、地上に到達する太陽紫外線量に影響するオゾン層以外の気象因子と、長期的な観測および解析の課題を紹介する。

■第 253 回総合科学技術研究所談話会

日 時：2015年2月23日（月）10:30～11:30

テーマ：「半世紀を超えた制御核融合研究－過去・現在・未来－」

所 属：総合科学技術研究所 教授 谷川 隆夫

制御核融合研究が機密研究から解除された1958年を“核融合元年”とするならば（この年の9月にスイス、ジュネーブで開催された第2回原子力平和利用国際会議では制御核融合実現へ向けたいろいろなアイデアが米国、ソ連（当時）をはじめとする各国により大々的に披露された）、2015年で何と57年になろうとしている。これだけ長期間にわたり懸命の研究がなされてきたにも拘らず“核融合”利用の発電所は未だ存在しない。実証炉の実現にまだ30～50年かかるとも言われる。“核分裂”利用の原子力発電に比すると雲泥の開きがある。無尽蔵の燃料に支えられる夢のエネルギー源と言われながら、“核融合”発電は何故遅々として進まないのだろうか。日本をはじめとする各国の過去の研究・開発状況を振り返り、大規模国際協力事業として現在進行中の国際熱核融合実験炉（ITER）計画の現状を踏まえつつ、核融合研究の将来について考えてみたいと思う。

東海大学 総合科学技術研究所 紀要編集委員会

委員長 渡邊 幹夫 総合科学技術研究所 所長
理学部化学科 教授

委員 横山 直樹 総合科学技術研究所 教授

事務局 志賀 桂子 研究推進部研究支援課
(総合科学技術研究所担当)

本紀要の全ての掲載情報は、著作権者の許諾なしに、著作物の全部または一部を無断で複写複製（コピー）することは、著作権法上での例外を除き、禁じられています。



Research Institute of Science and Technology

東海大学紀要 総合科学技術研究所

発行日 2016年3月31日

発行人 渡邊 幹夫（東海大学総合科学技術研究所 所長）

発行 東海大学総合科学技術研究所

住所 〒259-1292 神奈川県平塚市北金目四丁目1番1号

電話 0463-58-1211（代表）



Research Institute of Science and Technology

東海大学総合科学技術研究所

〒259-1292 神奈川県平塚市北金目4-1-1
TEL. 0463-58-1211