

レーザー航跡場の位相制御

(課題番号 11650039)

平成 11 年度 ~ 平成 12 年度科学研究費補助金 (基盤研究 (C)(2))

研究成果報告書

平成 13 年 3 月

研究代表者 近藤 公伯
(筑波大学 物理工学系)

目次

1 はしがき	2
2 研究発表	3
2.1 学術論文	3
2.2 国際発表	4
3 研究成果	6
3.1 概要	6
3.2 超短パルス高出力レーザーによる電子プラズマ波の励起実験	7
3.2.1 はじめに	7
3.2.2 実験装置	7
3.2.3 電子密度変動の時間, 空間分解計測	8
3.3 考察	13
3.3.1 空間的に非対称な電子プラズマ波のモデル	13
3.3.2 実験結果とモデルの比較	16
3.4 レーザー航跡場の励起制御に対する提案	18
4 まとめ	20
参考文献	21
5 添付資料	23

平成 11 年度 ～ 平成 12 年度科学研究費補助金
基盤研究 (C)(2) 研究成果報告書

1 はしがき

研究課題及び研究組織

1. 研究課題：レーザー航跡場の位相制御

2. 課題番号：11650039

3. 研究組織

研究代表者：近藤 公伯 (筑波大学物理工学系 講師)

研究分担者：本田 博史 (筑波大学物理工学系 助手 (平成 11 年度のみ))

4. 研究経費

平成 11 年度 1,800 千円

平成 12 年度 1,800 千円

計 3,600 千円

2 研究発表

2.1 学術論文

1. "Laser Wakefield in Low Density Plasma",
E. TAKAHASHI, H. HONDA, E. MIURA, N. YUGAMI, Y. NISHIDA, K. KATSURA,
and K. KONDO
J. Phys. Soc. Jpn. **69**, 3266 (2000)
2. "Observation of spatial asymmetry of THz oscillating electron plasma wave in a laser wakefield",
E. TAKAHASHI, H. HONDA, E. MIURA, N. YUGAMI, Y. NISHIDA, K. KATSURA,
and K. KONDO
Phys. Rev. E **62**, 7247 (2000)
3. "Evidence for wavelength dependence of Xe M-shell emission from clusters",
H. HONDA, E. MIURA, K. KATSURA, E. TAKAHASHI, and K. KONDO,
Phys. Rev. A **61**, 023201 (2000)
4. "Imaging a tunneling ionization front by using a Schlieren method",
H. HONDA, K. KATSURA, E. TAKAHASHI, and K. KONDO,
Appl. Phys. B **70**, 395 (2000)
5. "Strong Soft X-ray Emission from Noble Gas Clusters Excited by an Ultrashort KrF Laser Pulse",
E. MIURA, H. HONDA, K. KATSURA, E. TAKAHASHI, and K. KONDO,
Appl. Phys. B **70**, 783 (2000)
6. "Observation of X-Ray spectra from nitrogen clusters irradiated with high-intensity ultrashort laser pulses",
A. SAGISAKA, H. HONDA, K. KONDO, H. SUZUKI, K. NAGASHIMA, T. KAWACHI,
A. NAGASHIMA, and H. TAKUMA,
Appl. Phys. B **70**, 549 (2000)
7. "Femtosecond Interferometric Waveform Measurements of Photon Echoes Using a Collinear Geometry",
Takao FUJI, Carsten JORDAN, Takiya YODA, Kiminori KONDO, Toshiaki HATTORI, and Hiroaki NAKATSUKA,
Jpn. J. Appl. Phys. **39**, 3429 (2000)
8. "4.1.4 高次高調波",
近藤 公伯,
プラズマ核融合学会誌, **75**, 64 (1999)

2.2 国際発表

1. "Laser wakefield in low density plasma",
E. TAKAHASHI, N. YUGAMI, Y. NISHIDA, and K. KONDO,
MP1.071, International Congress on Plasma Physics combined with 42th Annual Meeting, APS Division of Plasma Physics, Quebec, Canada - Centre des Congres de Quebec, 23-27 October 2000.
2. "Diagnostics of THz oscillating electron plasma wave in laser wakefield",
E. TAKAHASHI, K. KATSURA, E. MIURA, N. YUGAMI, Y. NISHIDA, H. HONDA, and K. KONDO
TC-52, The 7th International Workshop on Femtosecond Technology (FST '2000), June 29-30, 2000 AIST-Tsukuba Research Center, Tsukuba, Japan
3. "X-ray Generation from a Cooled Gas Jet Irradiated by an Ultrashort KrF Laser Pulse",
E.Miura, H.Honda, K.Katsura, E.Takahashi, K.Kondo,
TC-47, The 7th International Workshop on Femtosecond Technology (FST '2000), June 29-30, 2000 AIST-Tsukuba Research Center, Tsukuba, Japan
4. "Measurement of electron density perturbation in laser wakefield",
E. TAKAHASHI, K. KATSURA, E. MIURA, N. YUGAMI, Y. NISHIDA, H. HONDA, and K. KONDO
High-Power Lasers in Energy Engineering, edited by K.Mima, G.L.Kulicinski, and W.Hogan, Proceeding of SPIE, **3886**, 136 (2000).
5. "X-ray emissions from clusters excited by ultrashort laser pulses",
E.Miura, H.Honda, K.Katsura, E.Takahashi, and K.Kondo,
High-Power Lasers in Energy Engineering, edited by K.Mima, G.L.Kulicinski, and W.Hogan, Proceeding of SPIE, **3886**, 320 (2000)
6. "Observation of Ultrafast Plasma Dynamics",
E. TAKAHASHI, K. KATSURA, E. MIURA, N. YUGAMI, Y. NISHIDA, H. HONDA, and K. KONDO
Proceedings of First International Conference on Inertial Fusion Science and Application, M/TUPO64-224, University Bordeaux 1, Bordeaux, France **1**, 966 (1999).
7. "Imaging of THz oscillating electron plasma wave",
K.Kondo, E.Takahashi, E.Miura, H.Honda, and K.Katsura, CWG5, Conference on Laser and Electro-Optics Quantum Electronics and Laser Science Conference (CLEO/QELS 2000)
8. "Wavelength Dependence of KeV X-ray Emission from Xe Clusters",
H.Honda, E.Miura, K.Katsura, E.Takahashi, K.Kondo,
WC-20, The 6th International Workshop on Femtosecond Technology (FST '99), July 13-15, 1999 Makuhari Messe, Chiba, Japan

9. "Properties of X-ray emission from clusters excited by an ultrashort KrF laser pulse",
E.Miura, H.Honda, K.Katsura, E.Takahashi, K.Kondo,
WC-21, The 6th International Workshop on Femtosecond Technology (FST '99),
July 13-15, 1999 Makuhari Messe, Chiba, Japan
10. "Excitation of THz electron plasma oscillation by ultrashort laser pulse",
E.Takahashi, K.Katsura, E.Miura, N.Yugami, Y.Nishida, H.Honda, K.Kondo,
WC-22, The 6th International Workshop on Femtosecond Technology, July 13-15,
1999 Makuhari Messe, Chiba, Japan
11. "Xe M-Shell emission from clusters excited by Ti:sapphire and KrF lasers",
K.Kondo, H.Honda, E.Miura, K.Katsura, and E.Takahashi,
Applications of High Field and Short Wavelength Sources VIII, Technical Digest,
pp.33-35 (1999).
12. "Intense X-ray emissions from clusters excited by a KrF laser",
E.Miura, H.Honda, K.Katsura, E.Takahashi, and K.Kondo,
Applications of High Field and Short Wavelength Sources VIII, Technical Digest,
pp.36-38 (1999).
13. "Time-Resolved Imaging of Intense Laser Pulse Self-Channeling",
H.Honda, E.Takahashi, K.Katsura, and K.Kondo,
Conference on X-Ray Lasers in Kyoto, Japan, 31, Aug. - 2 Sep. Institute of Physics
Conference Series Number 159, 483 (1999).

3 研究成果

3.1 概要

プラズマ物理学は、多くの分野の基礎的科学となっている。プラズマの性質を利用した高エネルギー粒子加速器の開発は、超短パルス、超高出力電磁波源を用いて行われ、さらにプラズマ中で起きる物理現象が新しく、例えば超高電場物理学あるいは宇宙現象の実験室内再現の可能性を示唆するなど、ここ 10 年ほど特に進展の著しい分野の 1 つである。レーザープラズマ加速 [1] の基本的概念は、レーザー光の光電場エネルギーをほぼ光速に等しい位相速度をもつ電子プラズマ波 (EPW) に変換し、EPW 内に発生する電場で電子などの荷電粒子を加速するというものである。レーザープラズマ加速はプラズマ中における物理現象としても興味深いが、次世代の粒子加速器として応用が可能であるという点に大きな意味がある。レーザー加速の要請は、原子核物理、素粒子物理、核融合等の高エネルギー粒子を利用する研究分野から大きい。次世代加速器としてレーザープラズマ加速が注目される理由として、加速電場が従来型の RF (Radio Frequency) 加速よりも三桁以上高いという点が上げられる。線形加速器は、高エネルギー物理の研究やシンクロトロンや衝突型加速器のブースターユニットとして使用されている。線形加速器にはマイクロ波空洞方式が用いられており、空洞により高出力電磁波を遅波し粒子を加速する。粒子のエネルギーゲインは $\Delta W = eE_0 l$ の関係にあり、加速電場 E_0 と加速距離 l を増加させることで巨大なエネルギーを取り出すことが可能になる。しかしながら、RF 加速器の加速電場 E_0 は MV/m 領域で制限されている。これは加速電場を増加させると空洞構造表面で絶縁破壊が起こり表面がプラズマ化するため、加速電場を保持できなくなるからである。結果的に大きなエネルギーゲインを得るためには加速距離 l を伸ばす以外に方法はなく、加速器は巨大化の一途をたどっている。特にリング構造をもつ衝突型加速においては、周回が 80 km を越す SSC (Superconducting Super Collider) と呼ばれる巨大な加速器の建設が行われていた。SSC は 20 TeV という超高エネルギー粒子を発生することが可能であったが、莫大な建設費により 1993 年に計画が中止された。既存の技術による超高エネルギー加速器の建設は、巨大なコストが大きな問題となる。

レーザープラズマ加速の利点は、小型な加速器を低コストで建設できる点である。上述したように粒子の加速エネルギーは、加速電場と加速距離の積で与えられる。効率のよい加速を行なうために加速電場を引き上げれば、同じ粒子エネルギーを得るにしても、加速距離を加速電場に反比例して短くできる。RF 型の加速器では加速管における絶縁破壊が加速電場の限界を決めていたが、レーザープラズマ加速においては加速場としてプラズマを使用するため、絶縁破壊といった心配がなく、加速電場も RF 型より三桁以上高い。加速電場が増加した分だけ加速長を短くできることにつながり、加速器の小型化、低コスト化へつながる。最近の研究では自己変調型レーザー航跡場加速において、大阪大学レーザー核融合研究センターのグループが 300 GV/m の加速電場の発生 [2] に成功しており、いよいよ TV/m (10^{12} V/m) の超巨大加速電場が得られようとしている。

LWF の研究は航跡場により加速された電子を計測するものが主であり、研究者は如何に高エネルギー粒子を発生させるかを問題にしていた。その間、LWF 自体の物理現象の解明にはあまり目が向けられなかった。現状として LWF は、プラズマ中における“粒子の加速現象”にしか過ぎないというのが一般的な認識である。将来この“加速現象”を“加速器”に結び付けるためには数多くの問題をクリアする必要がある。レーザー航跡場加

速器を開発するためには加速現象もさることながら、加速を起こす加速電場に密接に関係する EPW の詳細な物理現象の解明が必須であると考え、本研究では、EPW の直接計測を行ないその波動としての物理特性を解明することを目的とした。

以上の結果を次節以降に略述する。

3.2 超短パルス高出力レーザーによる電子プラズマ波の励起実験

3.2.1 はじめに

初めてレーザー航跡場の計測が行なわれたのは 1993 年であり、カリフォルニア大学の Hamster 等によって行なわれた。彼は電子プラズマ波 (EPW) の振動によって発生する遠赤外線 (\sim THz) を観測し、レーザー航跡場の存在を実証した [3]。しかしその計測法は放射電磁波を計測するという二次的なものであり、EPW の時間変化や空間分布を直接計測したものではなかった。EPW の直接的観測が行なわれなかった一つの原因として、振動周波数の問題がある。EPW はプラズマ密度に依存する周波数で振動する。LWF の研究対象として用いられるプラズマ密度は 10^{16} cm^{-3} 以上であり EPW の振動周波数は THz 領域に達する。このような高速振動を電気信号などを使って計測するのは困難であり、さらに干渉法を用いた計測においても数 mrad の安定度が要求されるため、高精度で高安定な計測法の開発が必要不可欠であった。そのような中、周波数空間干渉計測法 (Frequency-domain interferometry) を使用して 1996 年にフランス [4] とアメリカ [5] の研究グループによって初めて LWF の直接的観測が行なわれた。この計測法は、周波数空間で二つのプローブ光を干渉させ、フェムト秒位相変化スペクトルを得るというものであり、Tokunaga [6] 等によって開発された。

このような研究背景の中、本研究では Marquès 等によって行なわれた EPW の一次元空間計測に対して、計測法を拡張することで二次元空間で EPW を計測するシステムの開発を行なった。EPW の計測では、時間分解、一次元、二次元空間分布計測をおこなった。二次元空間分布計測において、レーザーの空間強度分布に対する EPW 空間分布の依存性を計測し、強度分布に依存して電子キャビテーション領域より排斥される電子が空間的に偏ることを観測した。以下では、これら実験結果とその検討結果について述べる。

3.2.2 実験装置

実験装置の概略を図.1 に示す。パルスコンプレッサー通過後の、高出力パルスをビームスプリッターを用いて二本のビームに分割する。反射光はレーザー航跡場励起用のポンプ光 (エネルギー: 60 mJ) として用い、パルス幅から見積れるピーク出力は 0.6 TW であった。透過光は KDP (KH_2PO_4) Type I 結晶 (厚み 0.3 mm) を通過させ、二倍高調波 ($\lambda = 400$ nm) に変換し、プローブ光として用いた。プローブ光は、KDP 結晶通過後マイケルソン干渉計に導かれ二本のプローブ光に分けられる。ポンプ光とプローブ光は遅延路により時間遅延を調整され、ダイクロイックミラーにより同軸上に合わせ、 $f/4$ (MgF_2) レンズ (厚み 6mm) によりチャンパー中に集光される。

レーザーと相互作用を起こすターゲットはヘリウムガスであり、チャンパー中に静的に満たされている。集光点付近において、ターゲットガスはトンネル電離によりプラズマ化され、またポンプ光のポンデロモーティブ力により、電子プラズマ波 (EPW) が励起される。ヘリウムの電離閾値を BSI 理論で評価すると 1 価で 1.4×10^{16} W/cm^2 、2 価で

$8.7 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$ となる。本実験におけるポンプ光の集光強度は 10^{17} W/cm^2 以上であるので、集光点付近において、ヘリウムガスは完全電離される。プローブパルス対は EPW 励起後に入射され、それぞれのパルスは EPW の位相に依存する位相差を受ける。プローブパルス対は、 $f/2$ ダブルレットレンズにより分光器上のスリットに結像され、ポンプ光はダブルレット前面に置かれた IR ミラーにより反射される。分光器スリットに対する倍率は 20 であり、空間分解能は $1.2 \mu\text{m}$ である。分光器によりプローブパルス対を周波数空間で干渉させ、干渉イメージは背面照射型の 16 ビット CCD カメラにより記録した。周波数分解を行うグレーティングには 1200 本/mm のものを使用し、得られる分解能は 0.02 nm/pix である。

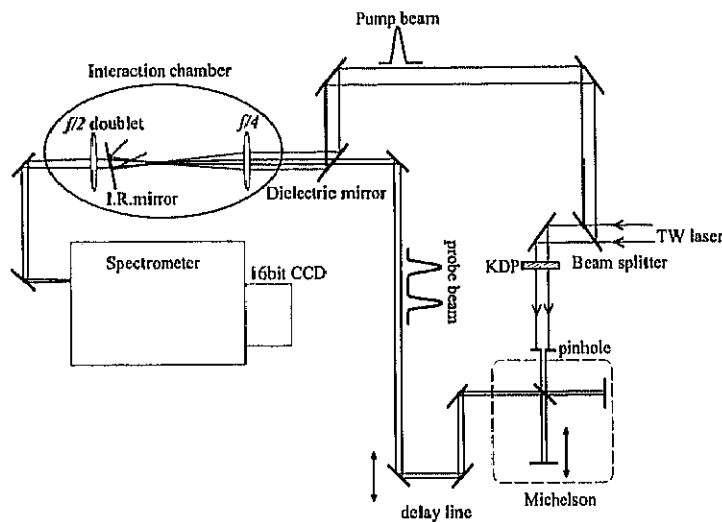


図 1: 実験装置

3.2.3 電子密度変動の時間、空間分解計測

最初に、ポンプレーザーの集光点における空間強度分布の測定を行なった。高強度レーザーの集光パターンは、そのままイメージングするには強度が高すぎるため、ND フィルターで強度を下げて測定を行なった。計測には顕微鏡対物レンズ、開口数 (NA 値) 0.3 を使用した。観測用 CCD カメラのピクセルサイズで決まる空間分解能は $0.15 \mu\text{m/pix}$ である。観測された集光点におけるレーザー強度分布を図.2 に示す。縦、横軸はスリット上の x, y 軸と一致する。集光径は半値全幅で $7 \times 11 \mu\text{m}$ の楕円形状であった。EPW 励起に使用したポンプ光の出力は 0.6 TW であり、 $7 \times 11 \mu\text{m}$ の集光におけるレーザー強度は $9.9 \times 10^{17} \text{ W/cm}^2$ と見積もれる。

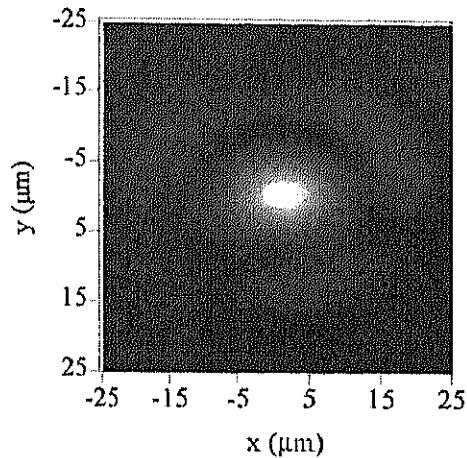


図 2: 集光点におけるレーザーの空間強度分布

図.3 に EPW の密度変動の一次元空間分布を示す. 測定におけるポンプ及びプローブ対の入射時間の関係を, 同図左に示す. 横軸は y 空間を示し, 縦軸は相対位相差を表す. ターゲットのガス圧は 0.4 Torr であり, 線形理論から予測される EPW の周期 T_{pe} は 680 fs となる. プローブパルス対の時間間隔 δt は, $1.5 T_{pe}$ で固定した. 図.3 (a) において, 一番目のプローブパルスは EPW の最大密度に位置し, 二番目のプローブパルスは最低密度に位置する. (a) から $0.25 T_{pe}$ 掃引した (b) においては, 両プローブパルスが EPW の同一位相に位置することから, 相対位相差は 0 になる. (b) の測定結果も 0 付近で均一になっている. (a) から $0.5 T_{pe}$ 掃引した (c) においては, 両プローブパルスは (a) の場合と反対の EPW の位相に位置する. 測定結果も, (a) の空間分布を逆転させた分布を持つ. (a),(c) における空間分布は $|y| < 4\mu\text{m}$ と $|y| > 4\mu\text{m}$ の領域に分けることができる. 中心部の $|y| < 4\mu\text{m}$ の領域は, ポンプ光の集光点における強度分布の半値幅 $7\mu\text{m}$ に対応している (図.2参照). この領域は, レーザーのポンデロモティブ力により集光領域から半径方向へ電子が排斥されることにより形成され, 電子キャビテーションと呼ばれる. $|y| > 4\mu\text{m}$ の領域は中心部より電子が排斥されることにより, その周辺の電子密度が増加したことを示している. 実験結果のキャビテーション領域も $8\mu\text{m}$ 程度であり, レーザーの y 軸方向の強度半値幅とほぼ一致した.

図.4 に $y = 0$ の位置における EPW の時間変動を示す. ターゲットのガス圧は 0.8 Torr であり, 予測される EPW の周期 T_{pe} は 480 fs である. プローブパルス対の時間間隔 δt は $1.5 T_{pe}$ で固定した. 横軸はプローブ対の入射時間であり, 測定開始位置を 0 fs と定義し, プローブ対を掃引する時間間隔は $0.25 T_{pe}$ とした. 破線が 480 fs 周期の振動を表し, 実線が測定値をスプライン関数で結んだものである. 測定された相対位相差は ± 4 mrad 程度であり, 振動周期はプラズマ密度から評価された周期と一致した.

二番目のプローブパルスを掃引し EPW の時間変動計測を行なった. 測定結果を図.5 に示す. 両プローブパルスがプラズマ中に入った後に, 適当な時間位置から二番目のプローブパルスを時間的に掃引した. ターゲットのガス圧は 0.75 Torr であり, プラズマ密度は完全電離において $5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ と予測され, 予測される EPW の振動周期は 500 fs と評価できる. 各データ点は 4 回計測の平均値であり, 測定誤差はエラーバーで示した. 図.4 の場合と異なり, 相対位相差が正にふれることはない. これは EPW の最大振幅付近に一番目のパルスが位置したことが原因であると考えられる. 計測される位相差とは両パル

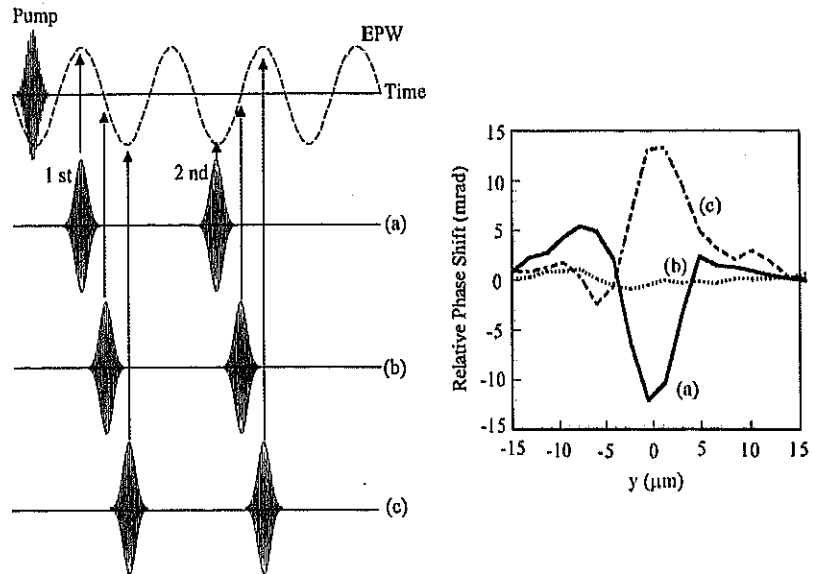


図 3: EPW による密度変動の一次元空間分布

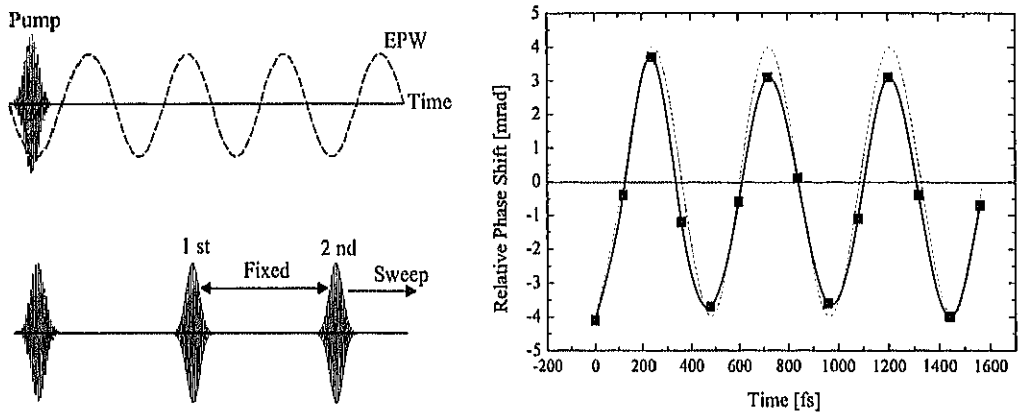


図 4: EPW の時間変動 (1)

スに対する相対位相差であり、一番目のパルスが EPW の最大振幅に位置していた場合、二番目のパルスが EPW の最大振幅に位置した時に、相対位相差は 0 になる。この計測では、ノイズ成分が ~ 10 mrad 程度であったため、0 mrad 付近の位相差は困難であった。実験時のポンプ光の集光径が $12 \mu\text{m}$ であり、レーリー長に依存する相互作用長 L を長くとることができたため、計測される位相差も 50 mrad 程度と比較的大きくなった。

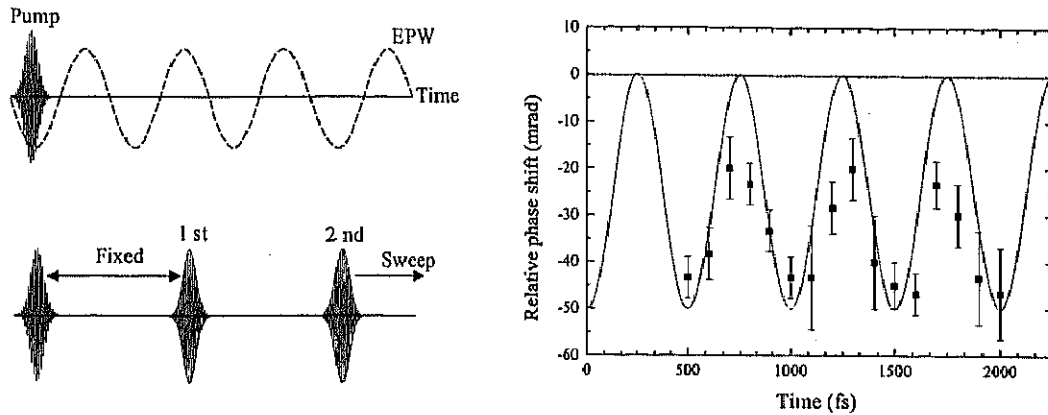


図 5: EPW の時間変動 (2)

図.3, 4, 5 において測定された相対位相差から EPW の振幅を見積もる. 相対位相差と振幅の関係は以下の式で表される.

$$\delta n = \frac{n_{cr} \delta \phi \lambda_{2\omega}}{4\pi L} \quad (1)$$

n_{cr} はプローブ光に対するカットオフ密度であり $6.9 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ となる. L は干渉計測による相互作用長を示し, EPW の励起されている長さをレーリー長の 2 倍と仮定すると $L = 2z_R$ となる. 各実験条件において評価された EPW の振幅を表.1 に示す.

次にターゲットのガス圧は 0.4 Torr, プラズマ密度 $2.6 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ の条件で EPW の二次元空間分布計測を行なった. プラズマ密度より評価される EPW の周期 T_{pe} は 680 fs となる. 分光器の入射スリットを x 方向へ移動させ各 x における相対位相差を計測し, 得られたデータを PC で処理し二次元像を再構成した. プローブパルス対の入射時間は図.3 の (a) と同一である. 各 x 位置において得られた位相差分布を図.6 に示す. 測定される相対位相差が最大になる x の位置を $x = 0$ として定義した. x 方向への移動は $100 \mu\text{m}$ 間隔で行い, この間隔は実際の集光位置では $5 \mu\text{m}$ に対応する. $x = 0$ から離れるに従い相対位相差は減少し, $x \sim 20 \mu\text{m}$ でほぼ 0 となった.

表 1: EPW の最大振幅 (評価値)

図番号	計測位相差 $\delta\phi_{\max}$	相互作用長 L	EPW 振幅 $\delta n/n_0$
3	13 mrad	440 μm	23 %
4	4 mrad	280 μm	7 %
5	50 mrad	810 μm	22 %

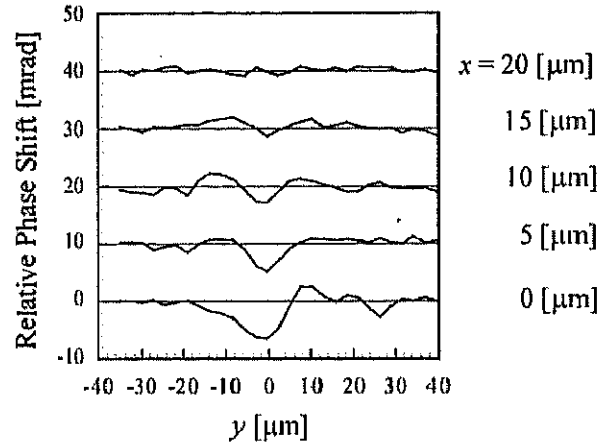


図 6: EPW の各 x 空間における相対位相差空間分布

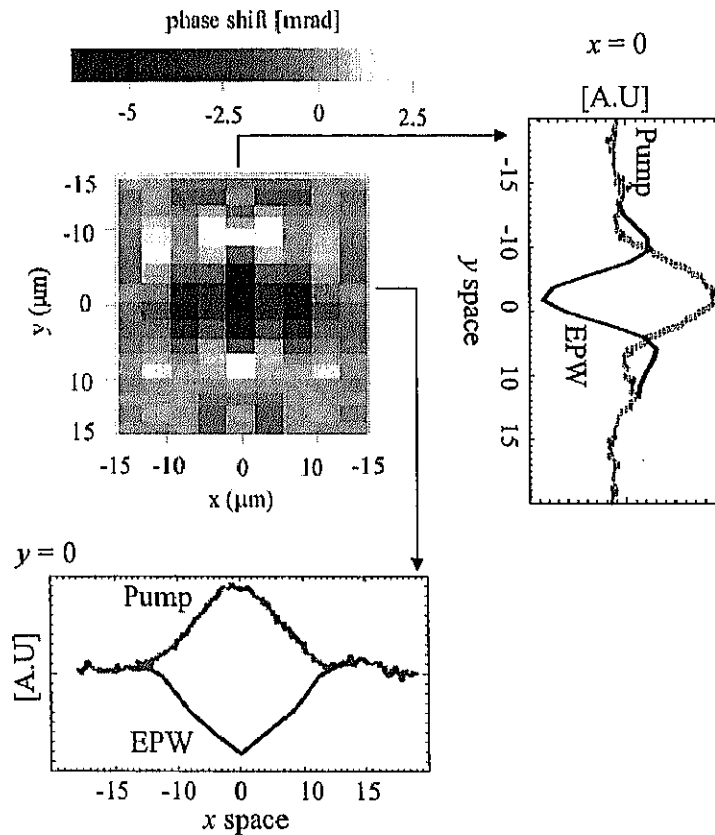


図 7: EPW 二次元空間分布

再構成した EPW の二次元空間分布を図.7 に示す。図中の x, y は、図.2 の空間と対応する。中心部の黒い領域が電子キャビテーション領域にあたる。EPW の二次元空間分布は楕円形をしており、図.2 のポンプ光の集光点における強度分布と一致した。図中の右側と下側に、 $x = 0$ と $y = 0$ における一次元相対位相差分布及びポンプ光の強度分布を示した。注目すべき点は y 空間において電子キャビテーション領域より排斥された電子の偏り (パンプ) が観測されていないのに対し、 x 空間においてはパンプが形成されている

様子が観測されていることである。この計測結果に対する考察は、次節において詳しく述べる。

3.3 考察

実験においてキャビテーション領域より排斥される電子の空間分布がレーザーの中心軸に対して軸対称ではなくなり、EPW が楕円状の分布をとるという結果を得た。この結果に対して、励起レーザー強度に非対称な空間分布がある場合の EPW 二次元解析モデルを考える。

3.3.1 空間的に非対称な電子プラズマ波のモデル

EPW の二次元解析モデルは Gorbunov [7, 8] によって与えられている。この解析モデルは対称ガウス分布を仮定しており；本研究における楕円状の空間分布に適用することはできない。そこで対称ガウスの二次元空間分布を拡張し、楕円状のモデル [9, 10] を考える。

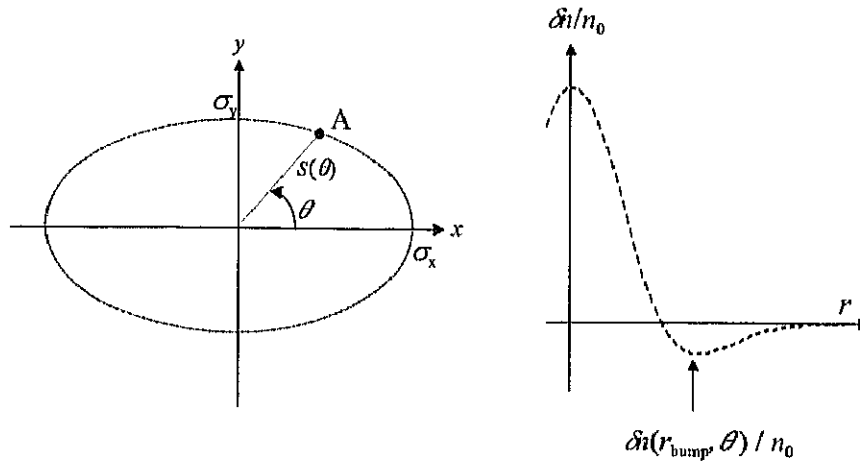


図 8: モデル解析における座標の定義

解析における座標の定義を図.8 に示す。座標 A は $\theta, \sigma_x, \sigma_y$ を用いて

$$A = \left(\frac{\pm 1}{\sqrt{(1/\sigma_x)^2 + (\tan \theta / \sigma_y)^2}}, \frac{\pm \tan \theta}{\sqrt{(1/\sigma_x)^2 + (\tan \theta / \sigma_y)^2}} \right) \quad (2)$$

のように表される。ここで $s(\theta)$ は座標 A までの距離を表し、さらに θ を x 軸を 0 とする角度として定義する。上記の表記を使用すると、楕円状のレーザー強度分布は以下で表される。

$$I(r, \theta, z, t) = I_0 \exp\left(-\frac{r^2}{s(\theta)^2}\right) \exp\left[-\frac{(t - z/c)^2}{\tau_0^2}\right] \quad (3)$$

$$s(\theta) = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{\cos \theta}{\sigma_x}\right)^2 + \left(\frac{\sin \theta}{\sigma_y}\right)^2}} \quad (4)$$

$$\eta = \sigma_x / \sigma_y, \quad \sigma = \sigma_x,$$

$$s(\theta) = \sigma / \kappa(\theta), \quad \kappa(\theta) = \sqrt{\cos^2 \theta + \eta^2 \sin^2 \theta}$$

σ_x, σ_y は x, y 空間に対する強度分布の $1/e$ 幅を表す. η は楕円の短軸と長軸の比であり離心率を示す. η が大きくなるほど空間分布は扁平し $\eta = 1$ の時レーザーの空間強度分布は対称ガウスとなる. これらの座標系を用いて, EPW のスカラーポテンシャル $\phi(r, \theta, z, t)$ は

$$\begin{aligned}\phi(r, \theta, z, t) &= \varphi \sin(\omega_{pe}t - k_p z) \exp\left[-\frac{r^2}{s^2(\theta)}\right] \\ \varphi &= \sqrt{\pi} \left(\frac{I_0}{ecn_c}\right) \left(\frac{\omega_{pe}\tau_0}{2}\right) \exp\left[-\left(\frac{\omega_{pe}\tau_0}{2}\right)^2\right]\end{aligned}\quad (5)$$

で表される. \sin の項には EPW の時間振動が含まれており, 空間分布の成分は \exp の項に含まれている. EPW の密度変動は, 式(5)へポアソン方程式を適用することで求めることできる. 円柱座標系におけるポアソン方程式は

$$\delta n = \frac{\epsilon_0}{e} \nabla^2 \phi = \frac{\epsilon_0}{e} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right] \phi.$$

で表される. 密度振動 δn は δn_z と $\delta n_{r,\theta}$ 成分に分解でき, 全体的な EPW の密度振動は $\delta n = \delta n_{r,\theta} + \delta n_z$ となる. δn_z はレーザー進行方向 (longitudinal) の EPW を表し, $\delta n_{r,\theta}$ は半径方向 (transverse) の EPW を表す. $\delta n_z/n_e$ と $\delta n_{r,\theta}/n_e$ は以下のように表される.

$$\frac{\delta n_z}{n_e} = A \exp\left[-\left(\frac{r}{s(\theta)}\right)^2\right] \sin\left[\omega_{pe}\left(t - \frac{z}{c}\right)\right], \quad (6)$$

$$\frac{\delta n_{r,\theta}}{n_e} = \left(\frac{2c}{\omega_{pe}\sigma}\right)^2 \left[\frac{\eta^2 + 1}{2} - \frac{r^2(\eta^2 - 1)^2}{\sigma^2} \cos^2 \theta \sin^2 \theta - \frac{r^2}{\sigma^2} \kappa^4(\theta) \right] \times \frac{\delta n_z}{n_e}. \quad (7)$$

ここで

$$A \sim 21P(\text{TW}) \times \eta \left(\frac{\lambda}{\sigma}\right)^2 \left(\frac{\omega_{pe}\tau_0}{2}\right) \exp\left[-\left(\frac{\omega_{pe}\tau_0}{2}\right)^2\right]$$

である. P はポンプレーザーのピークパワーである. EPW の共鳴条件は $\omega_{pe}\tau_0 \sim 2$ であり, η といった空間分布を決める値には依存しない. 軸方向と半径方向への EPW の比は

$$\frac{\delta n_{r,\theta}}{\delta n_z} = \left(\frac{\lambda_p}{\pi\sigma}\right)^2 \left[\frac{\eta^2 + 1}{2} \right] \quad (8)$$

となる. 式(8)より $(\lambda_p/\pi\sigma)[(\eta^2 + 1)/2] \ll 1$ のとき, 励起された EPW は主に軸方向が支配的であり, $(\lambda_p/\pi\sigma)[(\eta^2 + 1)/2] \gg 1$ のとき半径方向が支配的となる. 本実験結果においては, $(\lambda_p/\pi\sigma)[(\eta^2 + 1)/2] \sim 10$ であり半径方向の EPW が支配的であると評価できる.

電子キャビテーション領域の中心部 ($r = 0$) の振幅と, バンプ領域の最大振幅の比を R と定義する (図.8 参照). θ, η に依存するため, バンプが最大振幅に達する空間は一定ではなく θ と η の関数により与えられ, 以下で表される.

$$r_{\text{bump}} = \sqrt{\frac{\eta^2 + 1}{2\psi(\theta, \eta)} + 1} \quad (9)$$

ここで

$$\psi(\theta, \eta) = \frac{(\eta^2 - 1)^2 \cos^2 \theta \sin^2 \theta}{\kappa^2(\theta)} + \kappa^2(\theta) \quad (10)$$

である。式.(9) を式.(6), (7) へ代入し, $|\delta n(r_{\text{bump}}, \theta)/n_0|$ を導き, $\delta n(r=0)/n_0$ で割ること
 ことで $R(\theta, \eta)$ が導出される。 θ 及び η 依存性を考慮すれば R に関する式は

$$R(\theta, \eta) = \frac{2\psi(\theta, \eta)}{(\eta^2 + 1)} \cdot \exp\left[-\frac{\eta^2 + 1}{2\psi(\theta, \eta)} - 1\right], \quad (11)$$

で与えられる。

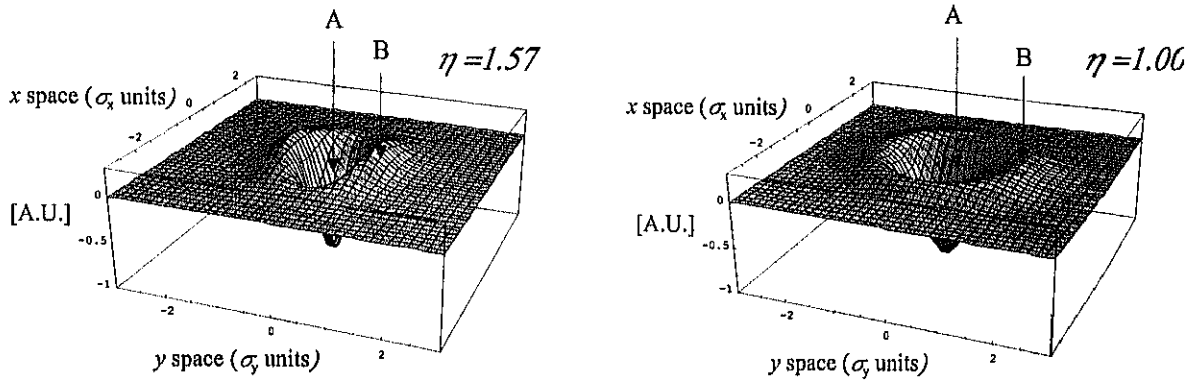


図 9: $\eta = 1$ (対称ガウス), $\eta = 1.57$ (楕円) の場合における EPW の二次元空間分布

実験においてレーザー集光点における集光径は $7 \times 11 \mu\text{m}$ であり, η は 1.57 と評価することができる。実験条件である $\eta = 1.57$ と対称ガウス分布の $\eta = 1$ の場合の二次元空間分布の評価を行なった。評価された二次元空間分布を図.9 に示す。図中 A の部分の負に分布するのが電子キャビテーション領域であり, B の正に分布する部分がキャビテーション領域より排斥された電子の偏り (バンプ) 領域である。空間軸は σ で, 縦軸は最大振幅で規格化している。二次元空間分布より, $\eta = 1$ の対称ガウスにおいては全空間に対して B の領域は均一である。それに対して, $\eta = 1.57$ では空間によって B のバンプ領域の振幅が異なる。 $x = 0, y = 0$ における EPW の一次元分布を図. 10 に示す。 $x = 0$ は $\theta = 0$ に, $y = 0$ は $\theta = \pi/2$ へそれぞれ対応している。横軸の空間は, 図.9 の空間に対応しており, 縦軸は中心の振幅で規格化している。実線が $\eta = 1.57$ を, 破線が $\eta = 1$ の場合の空間分布である。負に分布する領域がキャビテーション領域であり, 正の領域がバンプ領域に対応する。図より x, y の空間分布が η の条件によって異なり, また中心部に対するバンプの振幅も η の値によって異なることがわかる。

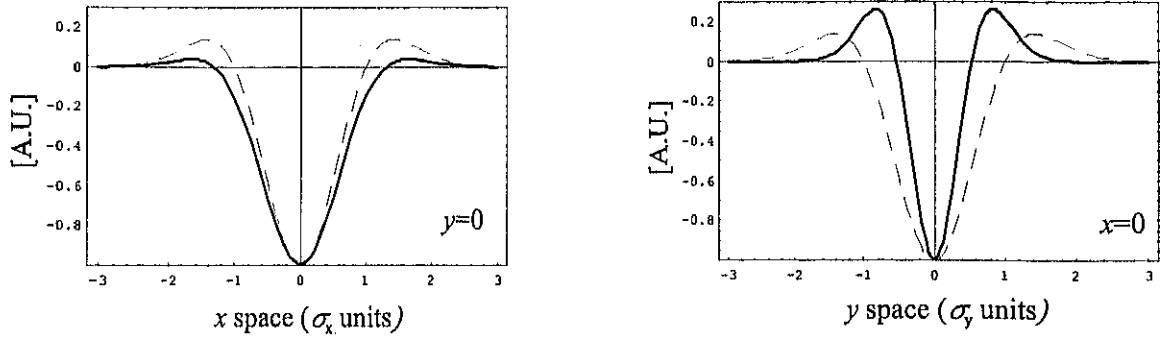


図 10: $x, y = 0$ における EPW の一次元空間分布

3.3.2 実験結果とモデルの比較

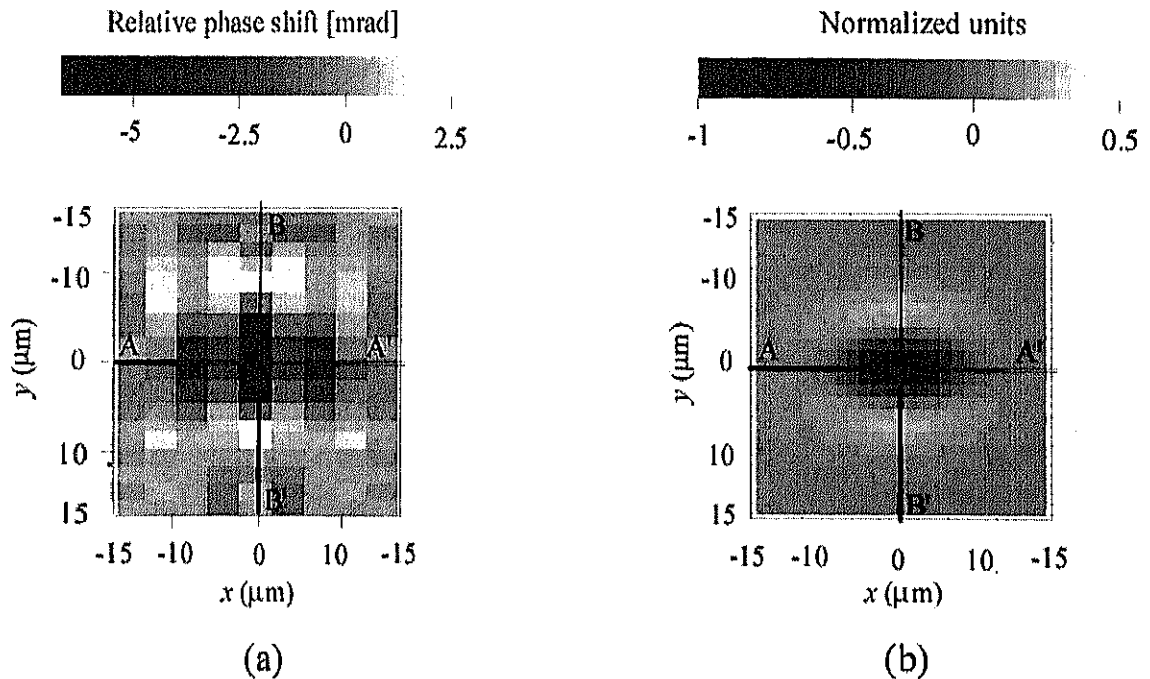


図 11: (a) 実験で得られた EPW 二次元空間分布. (b) 二次元楕円モデルによる EPW 二次元空間分布

図. 11 に実験で得られた EPW 二次元空間分布と、モデルから計算される二次元分布を示す. η の値は 1.57 であり、計算パラメータに関しては実験値を使用した. (a) が実験より得られた二次元空間分布であり、(b) はモデルから計算される二次元空間分布である. 計算値の振幅は最大振幅で規格化している. 中心部の黒い部分が、電子のキャビテーション領域であり、その回りに白く表されている部分が電子のバンプである. 実験値、計算値の二次元空間分布は共に一致している. よりわかり易い比較を行なう為に、 $A - A'$ 及び $B - B'$ の空間分布を 図. 12 に示す.

図.12 の (a) が $A - A'$ 空間、(b) が $B - B'$ 空間に対応している. 破線は計算値を、実線が実験値に対応する. y 空間における電子バンプの振幅は x 空間よりも大きくなっており、計算値と一致している. また空間分布の幅もほぼ計算値程度であり、実際の現象に

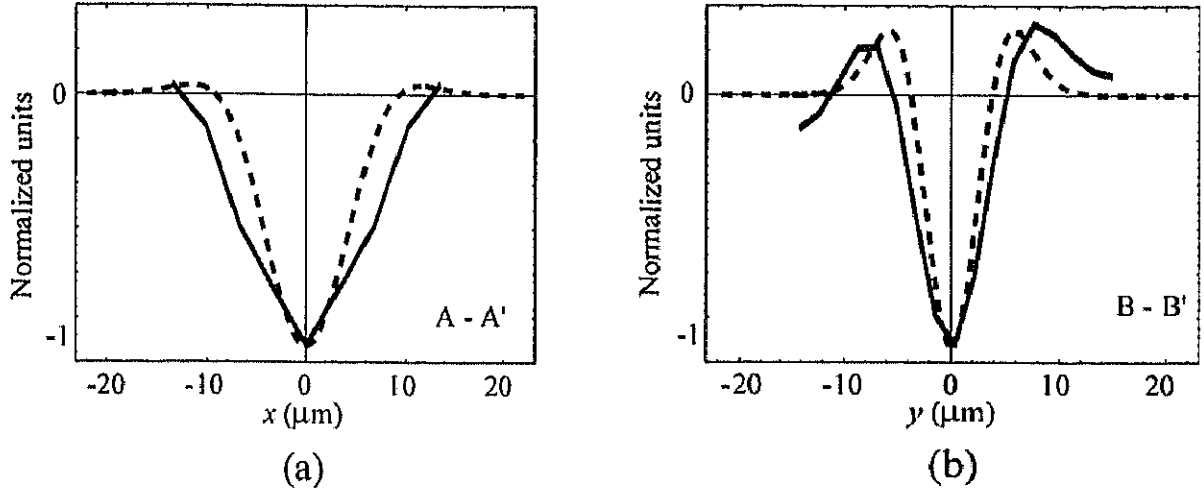


図 12: EPW の一次元空間分布

対して解析モデルが妥当であることがわかる。

実際の物理現象として、排斥される電子が偏る原因はレーザー光の強度分布にある。EPW における電子の挙動は、軸方向がレーザーパルスの時間的包絡線、半径方向がレーザーパルスの空間分布によって決められる。電子キャビテーション領域を形成するのは、レーザー光のポンドロモーティブ力 F_p であり

$$F_p(r) \propto \nabla_{r,\theta} I_0(r, \theta) \quad (12)$$

で与えられる。ポンドロモーティブ力 F_p は $I_0(r)$ の空間勾配に依存している。空間的に対称なガウス強度分布を持つレーザーパルスの場合、半径方向へ働くポンドロモーティブ力は全空間に対して均一である。しかし、楕円の場合は短軸と長軸において強度の空間勾配が異なるため、ポンドロモーティブ力が不均一に働くことになる。短軸部ではレーザー強度の空間勾配が急になるため、その部分で働くポンドロモーティブ力も増加し電子を積極的にキャビテーション領域から排斥する。しかし長軸部では強度の空間勾配が穏やかなのでポンドロモーティブ力も減少し、排斥される電子も減少する。このような効果により、排斥される電子に偏りが発生したと考察できる。

図.13 に式.(11) で与えられる R 値の θ 依存性を示す。 η の値には、対称ガウスである 1 と、実験値の 1.57, 及び 3.0, 5.0, 10.0 を使用した。破線が $\eta = 1$ の場合を示し、 R 値は θ に依存せず全空間で一定値の 0.135 をとる。黒点の実験値から読みとった R 値である。 θ の計算範囲は 0 から $\pi/2$ である。楕円分布は軸対称であるので、 $\pi/2$ から π までは、図.13 と逆の分布をとる。実験条件であった、 $\eta = 1.57$ の $\theta = \pi/2$ における R 値は 0.26 であり、 $\eta = 1$ の場合の約 2 倍となる。実験値は $\theta = 0, \pi/2$ において理論値とよ一致をしている。 η が増加するにしたがい、 θ に対する R 値は急激に増加し $\pi/2$ で最大に達する。 $\theta = \pi/2$ は楕円における短軸の部分であり、レーザーパルスの空間強度が最大になる場所である。

図.14 に R_{\max} 値の η 依存性をしめす。 R_{\max} は $\theta = \pi/2$ における R 値である。破線は $\eta = 1$ の場合における R_{\max} である 0.135 を示している。 η が増加するに従い R 値の最大値も増加し、 $\eta \sim 10$ で 0.446 へ漸近する。

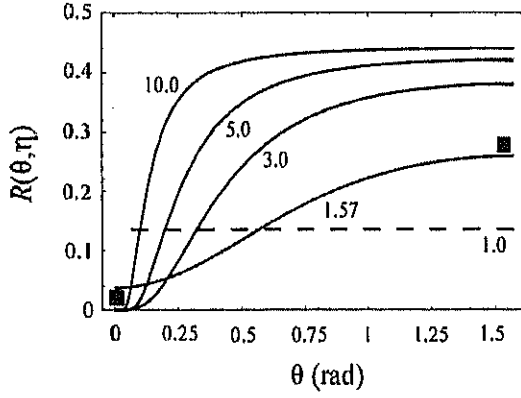


図 13: R 値の θ 依存性

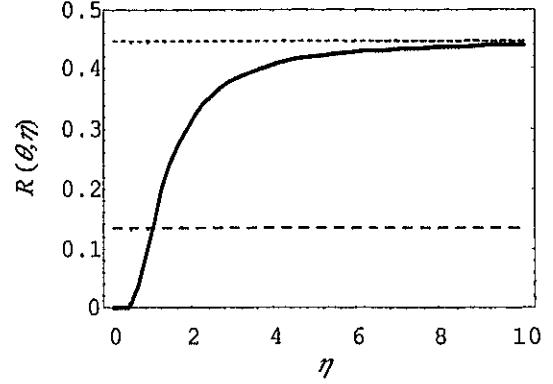


図 14: R 値の η 依存性

3.4 レーザー航跡場の励起制御に対する提案

LWF の振幅制御の方法として、幾つかの方法が提案されている [10–12]. 代表的なのは、Umstadter により提案されている共鳴レーザープラズマ加速 (resonant laser-plasma acceleration: RLPA) [12] である. この方法は、パルス幅の異なるパルス列により EPW を励起する方法であり、パルス幅を徐々に EPW の共鳴密度に近付けることで電子の相対論効果により効率良く EPW を励起するというものである. この節では、線形理論領域における LWF の励起制御の提案を行なう [10].

EPW の振動周期はプラズマ電子密度に依存し、実験結果において観測された EPW の振動周期も理論値と一致した. 低密度プラズマにおける EPW はコヒーレントな電子密度振動であると言える. そのようなコヒーレントな密度振動を、二本の超短パルス高出力レーザーのポンデロモーティブ力により制御可能であるかを考察する. EPW の振幅は $\eta = 1$ の対称ガウス分布において

$$\begin{aligned} \frac{\delta n(t, z, r)}{n_e} &= A \left[1 + \left(\frac{2c}{\omega_p \sigma} \right)^2 \left(1 - \frac{r^2}{\sigma^2} \right) \right] \exp \left(-\frac{r^2}{\sigma^2} \right) \sin \left[\omega_p \left(t - \frac{z}{c} \right) \right] \\ &= \tilde{a} \sin \left[\omega_p \left(t - \frac{z}{c} \right) \right]. \end{aligned} \quad (13)$$

で表される. ここで時間に関係のない項を \tilde{a} とした. また EPW の振動方程式は以下のように表される.

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + \omega_p^2 \right) \phi = -\omega_{pe}^2 \phi_p.$$

ϕ_p はポンプ光のポンデロモーティブポテンシャルであり、 ϕ は EPW のスカラーポテンシャルである. それぞれのポテンシャルの時間項と空間項を独立とすると、上式は

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + 1 \right) f(t) = -f_0(t) \quad (14)$$

のように簡単化できる. $f(t)$ は EPW のポテンシャルの時間プロファイルを、 $f_0(t)$ はポンプ光のポンデロモーティブポテンシャルの時間プロファイルである. ここで $f_0(t)$ は EPW の振動周期より十分短いとする. 式(14) の一般解は

$$f(t) = - \int_{-\infty}^t f_0(\xi) \sin(t - \xi) d\xi \quad (15)$$

でおくことができる。ここで時間的に離れた二本のポンプ光に対する EPW の応答を調べる。ポンプ光の時間関係を以下のようにおく。

$$g_0(t) = f_0(t) + f_0(t - t_0) \quad (16)$$

お互いのパルスは、 t_0 だけ時間差がある。式(15) より

$$g(t) = - \int_{-\infty}^t g_0(\xi) \sin(t - \xi) d\xi \quad (17)$$

であり、式(15) を式(16) へ代入すると

$$g(t) = - \int_{-\infty}^t [f_0(\xi) + f_0(\xi - t_0)] \sin(t - \xi) d\xi \quad (18)$$

$$= f(t) - \int_{-\infty}^{\infty} f_0(\xi - t_0) \sin(t - \xi) d\xi \quad (19)$$

を得る。 $\xi - t_0 = \xi'$ より

$$\begin{aligned} g(t) &= f(t) - \int_{-\infty}^t f(\xi') \sin(t - \xi') d\xi' \\ &= f(t) - \left[\int_{-\infty}^t f(\xi') \sin[(t - t_0) - \xi'] d\xi' + \int_{t-t_0}^t f(\xi') \sin[(t - t_0) - \xi'] d\xi' \right] \\ &= f(t) + f(t - t_0) - \int_{t-t_0}^t f(\xi') \sin[(t - t_0) - \xi'] d\xi' \end{aligned} \quad (20)$$

となる。式(20) を以下の時間領域に分けて考える。

$$\begin{aligned} t \ll 0 &\longrightarrow \text{(A)} \\ 0 \ll t \ll t_0 &\longrightarrow \text{(B)} \\ t_0 \ll t &\longrightarrow \text{(C)} \end{aligned}$$

(A) の時間領域は $f(t)$ より十分前の時間であり式(20) は 0 となる。(B) は $f_0(t)$ が入力後、 $f_0(t - t_0)$ が入力前の時間であり式(20) は、 $g(t) = f(t)$ となる。(C) は $f_0(t)$ 、 $f_0(t - t_0)$ が共に入力された後の時間であり $g(t) = f(t) + f(t - t_0)$ となる。以上のことより、線形のととして EPW のポテンシャルが記述できることが証明された。

初期パルスを $I_1(t)$ とし、二番目のポンプパルスを $I_2(t) = I_1(t - t_0)$ とすると、それぞれのパルスに対する EPW は以下のように与えられる。

$$\frac{\delta n_1}{n}(t) = \tilde{a} \sin \left[\omega_{pe} \left(t - \frac{z}{c} \right) \right] \quad (21)$$

$$\frac{\delta n_2}{n}(t) = \tilde{a} \sin \left[\omega_{pe} \left((t - t_0) - \frac{z}{c} \right) \right], \quad (22)$$

全体的な EPW の振動 $\delta n(t)/n$ は

$$\frac{\delta n}{n}(t) = \tilde{a} [\sin(\omega_p t - kz) + \sin(\omega_p(t - t_0) - kz)]. \quad (23)$$

で与えられる。上式の関係は、EPW の振幅制御の時間関係を示している。例えば、 $\omega_p t_0 = 2N\pi$ の場合、EPW の振幅は $\delta n(t)/n = 2\tilde{a} \sin(\omega_p t - kz)$ となる。ここで N は整数であ

る. この場合 EPW の振幅は 2 倍になる. それに対して $\omega_p t_0 = (2N + 1)\pi$ の時, EPW の振幅は $\delta n(t)/n = 0$ となる. これは二本目のポンプパルスを打ち込む時間を調整することで, EPW の振幅が制御できることを示している. この方法を使用すれば, 1 周期のみの EPW を励起することも可能である. 図.15 に概念図を示した.

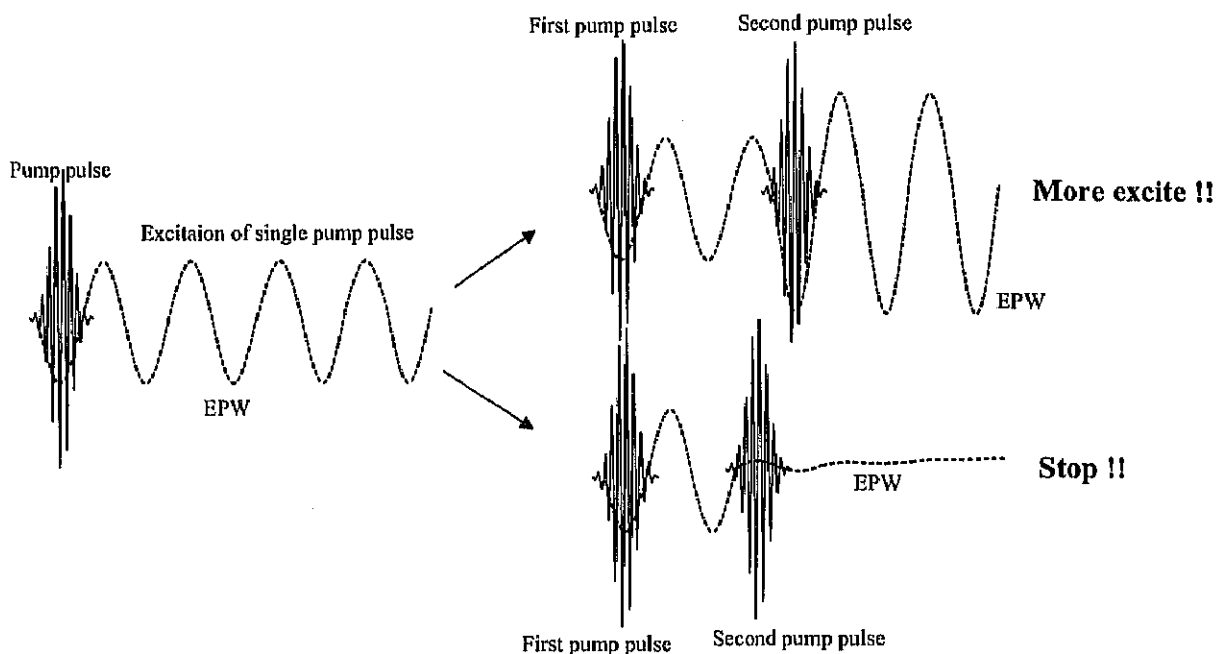


図 15: EPW の振幅制御の概念

4 まとめ

超短パルス高出力レーザーを用いた, レーザー航跡場の励起実験を行なった. 周波数空間干渉計測法を用いて, EPW の計測を行ない時間振動, 一次元空間分布, 二次元空間分布を行なった. その結果, プラズマ中に EPW が励起されていることが確認された. 得られた実験結果を以下にまとめる.

1. EPW の時間振動計測を行なった. 計測された振動周期は線形理論から予測される周期と一致した.
2. EPW の一次元空間計測を行なった. レーザーのポンデロモーティブ力により集光領域から電子が排斥されて生成される電子キャビテーションが観測され, また電子が排斥されたことによる密度の偏り (パンプ) を観測した. 観測されたキャビテーション領域の空間幅は, レーザー光の集光点での強度半値幅と一致し, 理論に従う結果を得た.
3. 計測した位相差から評価した EPW の振幅と電場を表.2 に示す. 相互作用長には集光径から決まるコンフォーカルパラメーターを, 密度にはヘリウムの二価電離におけるプラズマ密度を使用した.

表 2: EPW の最大振幅及び最大電場

プラズマ密度 [cm^{-3}]	計測位相差 [mrad]	相互作用長 [μm]	振幅 [%]	電場 [GV/m]
2.6×10^{16}	13	440	23	3.5
5.3×10^{16}	4	280	7	1.6
5×10^{16}	50	810	22	4.3

4. EPW の二次元空間分布計測を行なった。計測された EPW の空間分布は楕円状であり、レーザーの集光形状と一致した。
5. EPW の 2 次元空間計測において、キャビテーション領域より排斥される電子が空間的に偏ることが観測された。この結果に対して軸対称な EPW の二次元分布理論を拡張したモデルを考察し、実験結果との比較検討を行なった。
6. キャビテーション領域から排斥される電子が空間的に偏る原因は、レーザー強度の空間分布によりポンデロモータイブ力が、空間的に不均一に働いた結果であると考察できる。
7. 超短パルス高出力レーザーによるレーザー航跡場の制御の提案を行なった。

参考文献

- [1] T. Tajima and J. M. Dawson, Phys. Rev. Lett. **43**, 267 (1979).
- [2] 北川米喜, 森道昭, 村上芳弘, 児玉了祐, 田中和男, 近藤公伯, 湯上登, 2000 年 第 55 回 年次大会 日本物理学会予稿集
- [3] H. Hamster, A. Sullivan, S. Gordon, W. White, and R. W. Falcon, Phys. Rev. Lett. **71**, 2725 (1993).
- [4] J. R. Marques, J. P. Geindre, F. Amiranoff, P. Audebert, J. C. Gauthier, A. Antonetti, and G. Grillon, Phys. Rev. Lett. **76**, 3566 (1996).
- [5] C. W. Siders, S. P. Le. Blanc, D. Fisher, T. Tajima, and M. C. Downer, Phys. Rev. Lett. **76**, 3570 (1996).
- [6] E. Tokunaga, A. Terasaki, and T. Kobayashi, Opt. Lett. **17**, 1131 (1992).
- [7] L. M. Gorbunov and V. I. Kirsanov, Sov. Phys. JETP **66**, 290 (1987).
- [8] J. R. Marques, F. Dorchies, F. Amiranoff, P. Audebert, J. C. Gauthier, J. P. Geindre, A. Antonetti, T. M. Antonsen. Jr, P. Chessa, and P. Mora, Phys. Plasmas **5**, 1162 (1998).
- [9] E. Takahashi, H. Honda, E. Miura, N. Yugami, Y. Nishida, K. Katsura, K. Kondo, Phys. Rev. E **62**, 7247 (2000).
- [10] E. Takahashi, K. Katsura, E. Miura, N. Yugami, Y. Nishida, H. Honda, and K. Kondo, J. Phys. Soc. Jpn. **69**, 3266 (2000).

[11] K. Nakajima, Phys. Rev. A **45**, 1149 (1992).

[12] D. Umstadter, E. Esarey, and J. Kim, Phys. Rev. Lett. **72**, 1224 (1994).