

レーザー光脱離法を用いた境界プラズマシミュレータ MAP-IIにおける負イオン計測

梶田 信, 門 信一郎*)

KAJITA Shin , *KADO Shinichiro

東大院工
*)東大高温プラズマ

School of Engineering, The University of Tokyo , *High Temperature Plasma Center, University of Tokyo

内 容

- 研究背景
- 負イオン密度計測原理
- 実験装置(MAP-)
- 負イオン密度計算
- 計測システム (SN比の改善)
- 実験結果 :信号の検証
- レーザー光脱離法を用いた応用計測
負イオンドリフト速度 , 正イオン温度
- まとめ , 今後の展望

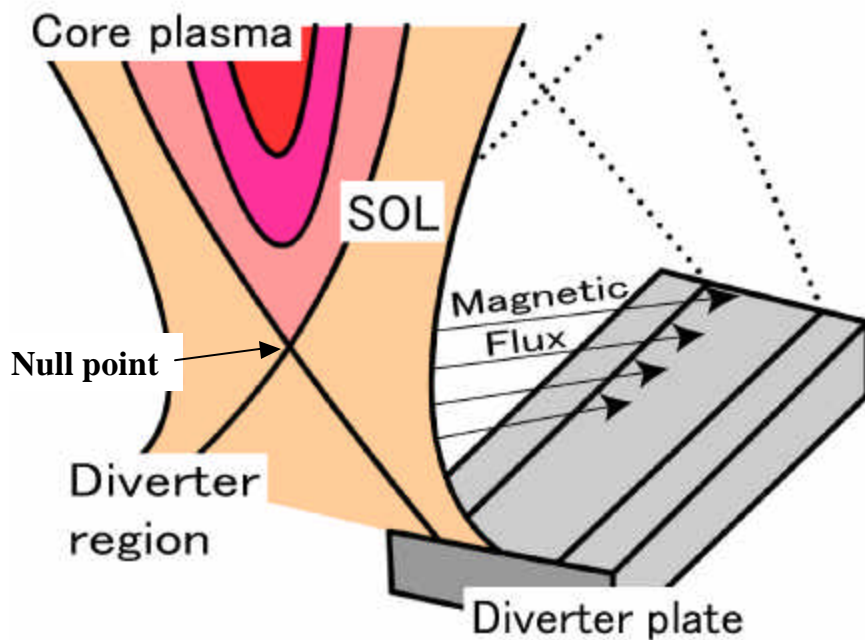
研究背景 |

ダイバータの役割 , 熱負荷

- 炉心から漏れてきたプラズマは , SOLを通りダイバータ領域へ .
- 過酷な粒子・熱フラックスが流入 .
- ITERクラスの核融合実験炉では , 数十 MW/m^2 高熱負荷による , ダイバータ板の損耗が問題視 .

ダイバータ板への熱負荷軽減

- 熱負荷軽減のシナリオの一つ : 高熱流プラズマと中性ガスの相互作用によりダイバータ板への熱流を急速に減少させる。
(非接触プラズマの生成)



核融合実験炉断面図

直線型直流放電プラズマでダイバータ領域の模擬実験

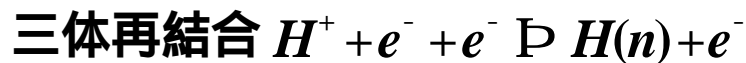
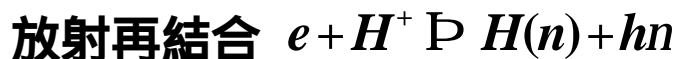
- 磁場に沿った輸送に着目し , ダイバータ領域での 原子分子過程 , 輸送現象 に着目した実験研究を行っている .

研究背景 II 負イオン計測の重要性

非接触プラズマの物理機構：

- 非接触プラズマ生成時には,体積再結合が起こっていることが確認されている.
- 体積再結合の素過程として,以下の四つが重要と考えられている.

電子-イオン再結合(EIR: Electron Ion Recombination)

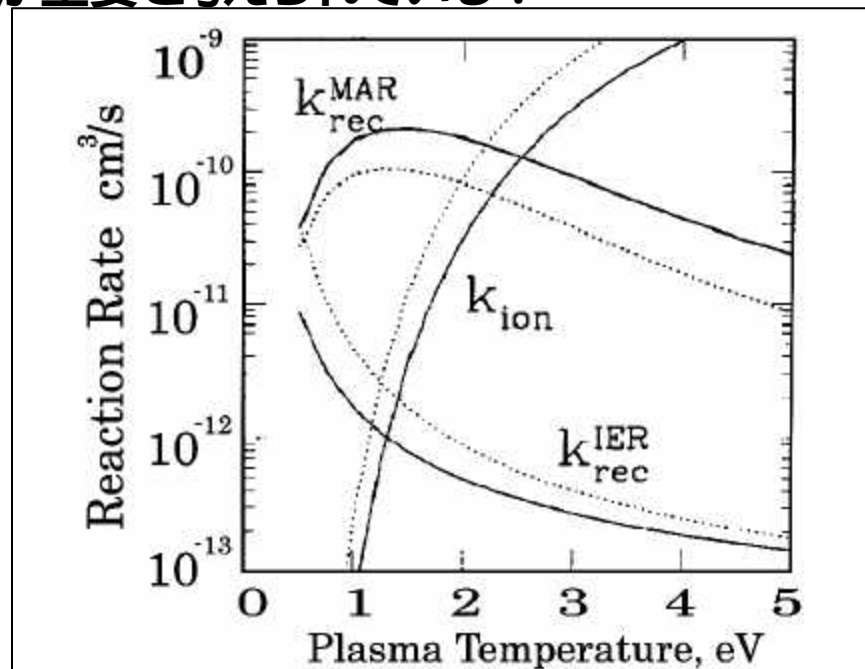
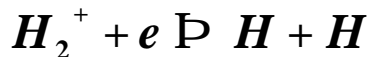
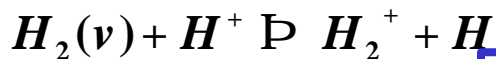


分子活性再結合 (MAR: Molecular Activated(Assisted) Recombination)

Negative Ion (NI) recombination mechanism



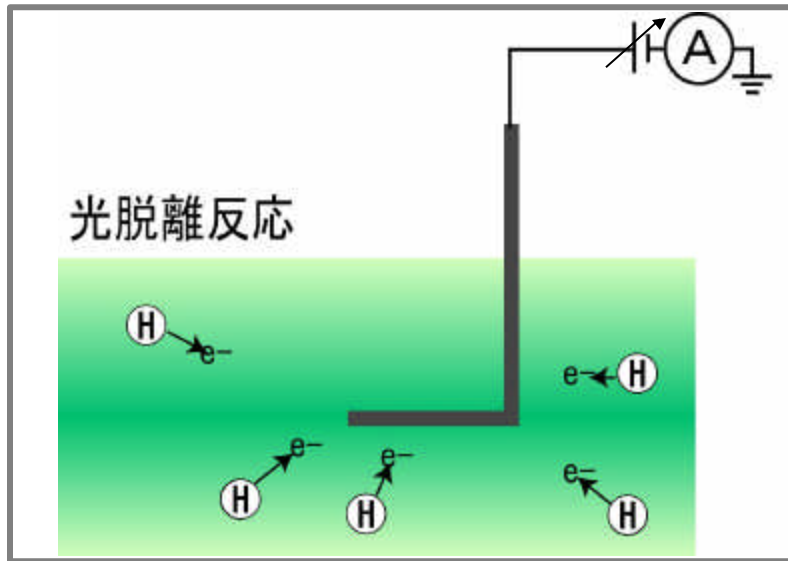
Ion Conversion (IC) recombination mechanism



MAR, EIR, 電子衝突電離の速度係数の T_e 依存性. 実線は電子密度 $n_e = 10^{14} \text{cm}^{-3}$, 点線は $n_e = 10^{15} \text{cm}^{-3}$ での計算結果.

非接触プラズマの素過程
を解明するために**負イオン**
の振る舞いが重要

レーザー光脱離法の原理 (負イオン密度計測)



Laser \rightarrow H⁻の電子親和力 : 0.754eV

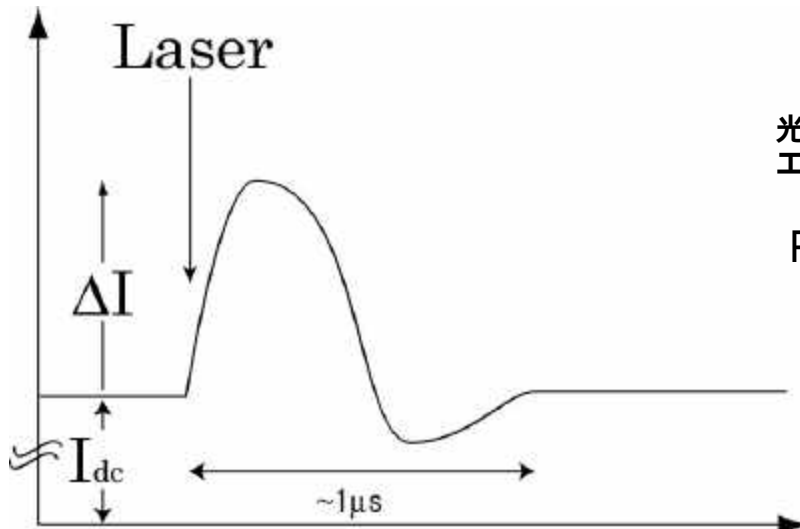
光脱離率

$$\frac{dn_{H^-}}{n_e} = \frac{n_{H^-}}{n_e} \frac{\alpha}{\epsilon} \left(1 - \exp\left(-\frac{W S_{pd}}{S_l h\nu}\right) \right)$$

W : レーザー強度[J]

S_{pd} : 光脱離断面積[cm²]

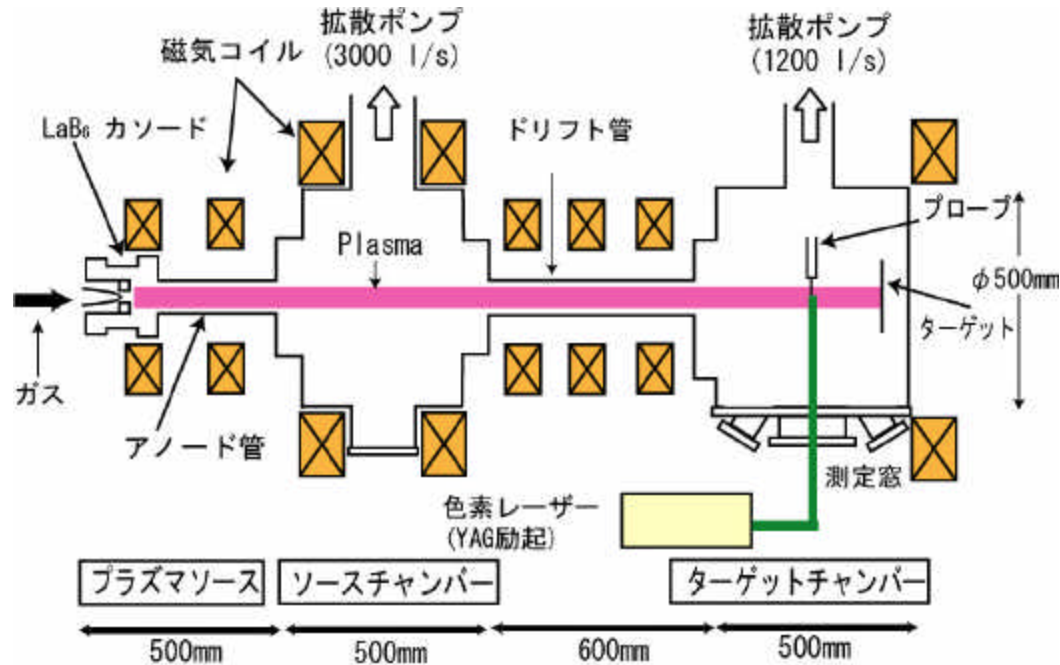
S_l : レーザービームの断面積[cm²]



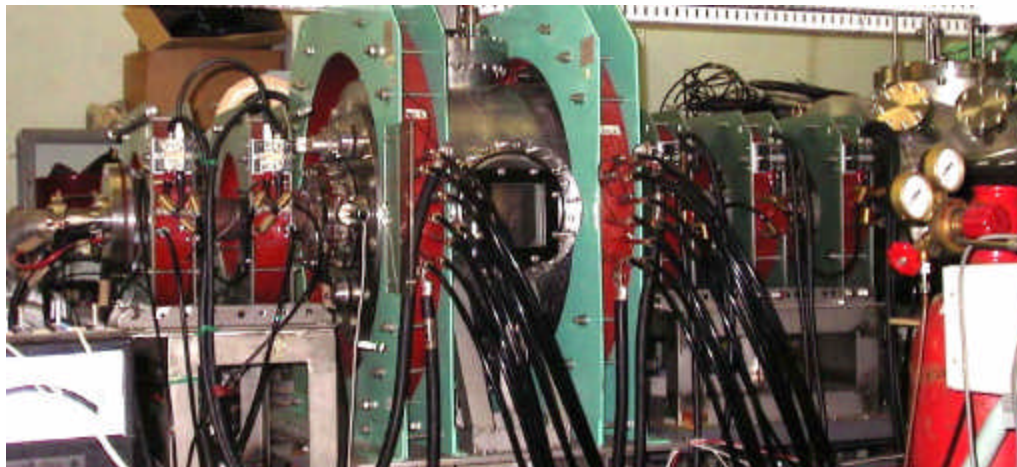
負イオン密度

$$\frac{n_{H^-}}{n_e} = \frac{dn_e}{n_e} = \frac{\Delta I}{I_{dc}}$$

実験装置 境界プラズマシミュレータMAP-II



- 直流定常放電
放電電圧: ~100[V]
放電電流: ~60[A]
- 磁場 0.03[T]
- プラズマ径: ~8cm
- n_e : $10^{11} - 5 \times 10^{12} [\text{cm}^{-3}]$
- T_e : 2 - 20[eV]

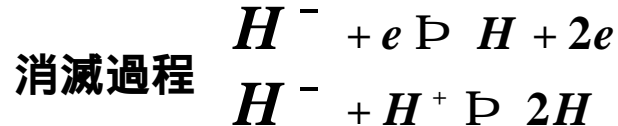
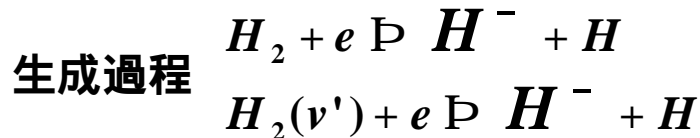


- 開いた磁力線を模擬.
- 磁場に沿った輸送現象に着目.
- プラズマと中性粒子との衝突現象の研究に適している.

MAP- IIにおけるH⁻密度の算出 (計算)

レート方程式

$$\frac{dn_{H^-}}{dt} = [e]([H_2]a_1 + \sum_{v=3}^{\infty} \dot{a}[H_2(v')]a_{v=v'}) - [H^-]([e]a_3 + [H^+]a_4) - [H^-]/t$$



輸送の効果

$$t @ R / v_{\parallel}^-$$

R : チャンバーの長さ 0.5m

$$v_{\parallel}^- \approx v_{th}^- \approx \sqrt{\frac{kT_e}{M}} = \text{イオン音速 を仮定}$$

$$[H^-] = \frac{[e]([H_2]a_1 + \sum_{v=3}^{\infty} \dot{a}[H_2(v')]a_{v=v'})}{[e]a_3 + [H^+]a_4 + 1/t}$$

各々の反応係数

[e]: 電子密度

[H₂]: H₂ 密度

[H₂(v')]: 振動励起(v>3)状態の水素分子密度

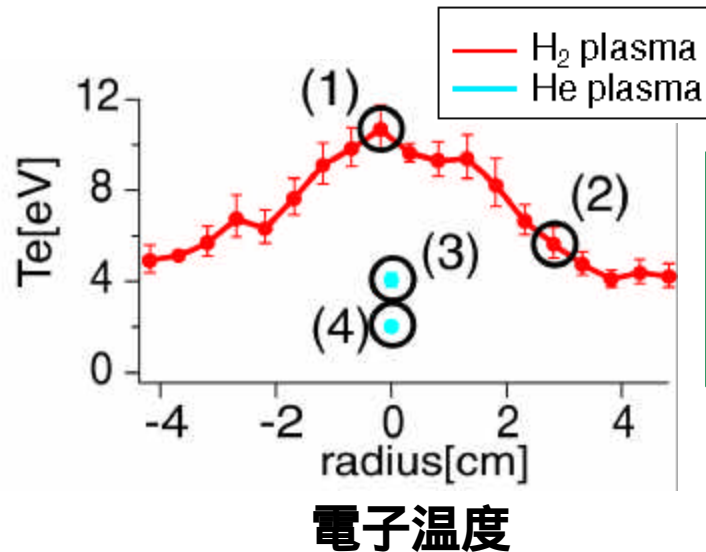
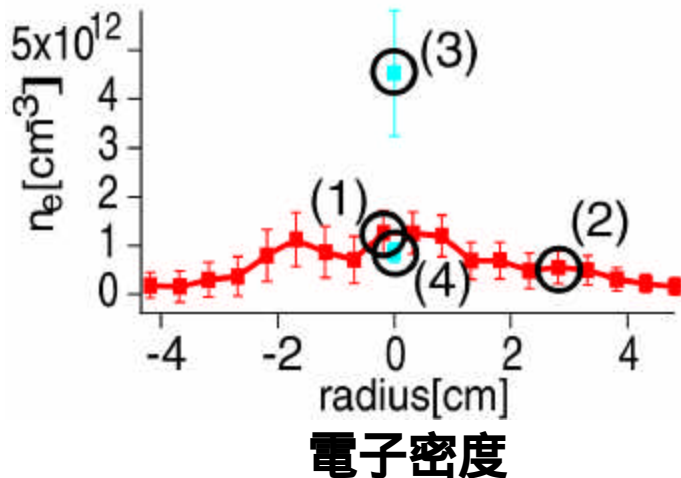
[H⁺]: H⁺密度

[H⁻]: 負イオン密度

[e], [H₂], [H₂(v)], [H⁺]にはMAP-IIのプラズマパラメータを使用する

計算結果

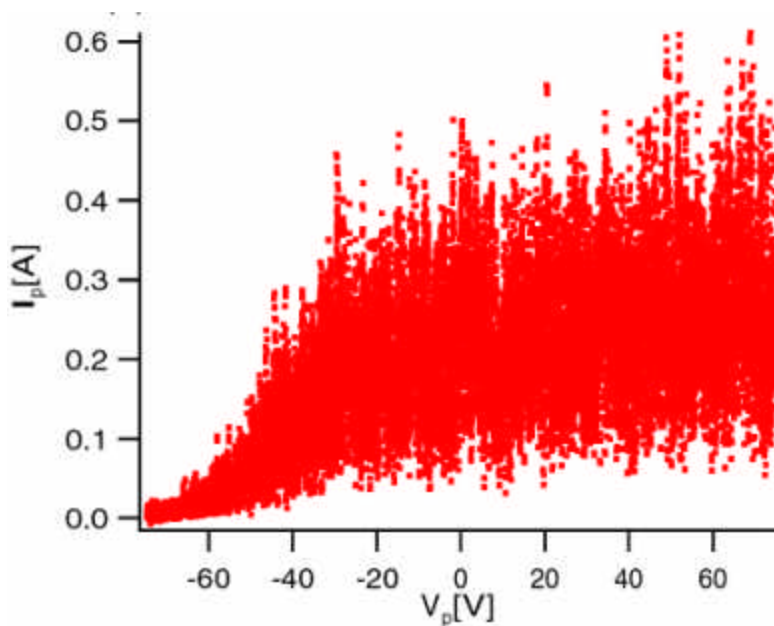
| | n_e [cm^{-3}] | T_e [eV] | n^- [cm^{-3}] | H_2 圧力 [mTorr] | n^- / n_e [%] |
|--------------------------------------|----------------------------|------------|----------------------------|-------------------------|-----------------|
| (1) H_2 放電 (プラズマ中心) | 1.3×10^{12} | 10.7 | 2.5×10^8 | 0.65 | <u>0.02</u> |
| (2) H_2 放電 (プラズマ端) | 5.5×10^{11} | 5.6 | 3.2×10^8 | 0.65 | <u>0.06</u> |
| (3) He放電, H_2 30sccm 導入 | 4.5×10^{12} | 4.0 | 4.7×10^7 | 0.06 | <u>0.001</u> |
| (4) He放電, H_2 350sccm 導入 | 8.6×10^{11} | 2.0 | 1.3×10^9 | 0.87 | <u>0.15</u> |



$T_{\text{vib}} = 5500\text{K}$ を仮定

負イオン密度は電子密度比で1%以下程度であることが予想された。

プラズマ揺動とノイズ



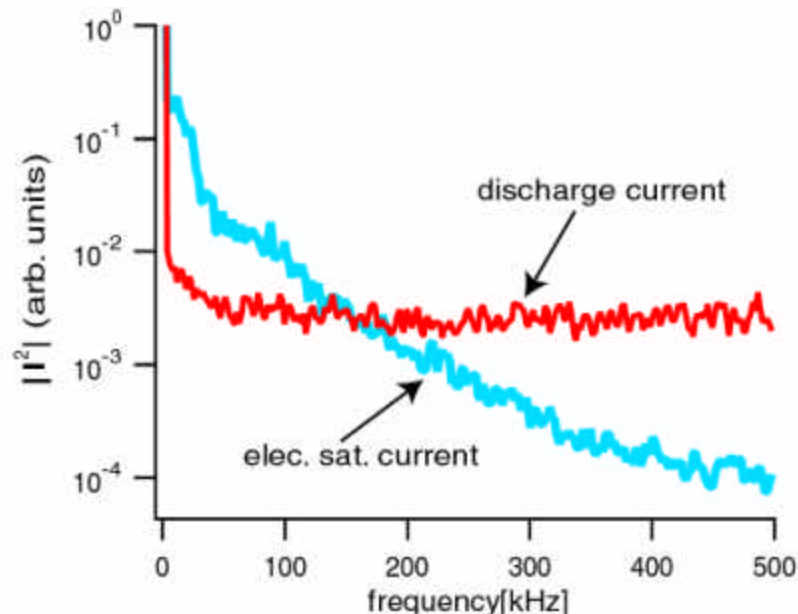
典型的な水素放電時のラングミュアプローブ-V特性

揺動レベル

$$\tilde{I}_{es}/I_{es} \sim \tilde{n}_e/n_e \sim \mathbf{36\%}$$

$$(n_H/n_e \lesssim \mathbf{1\%})$$

ただし、揺動成分は $\tilde{I}_{es} = \frac{1}{N} \dot{\alpha} \sqrt{I_i - I_{average}}$ で定義



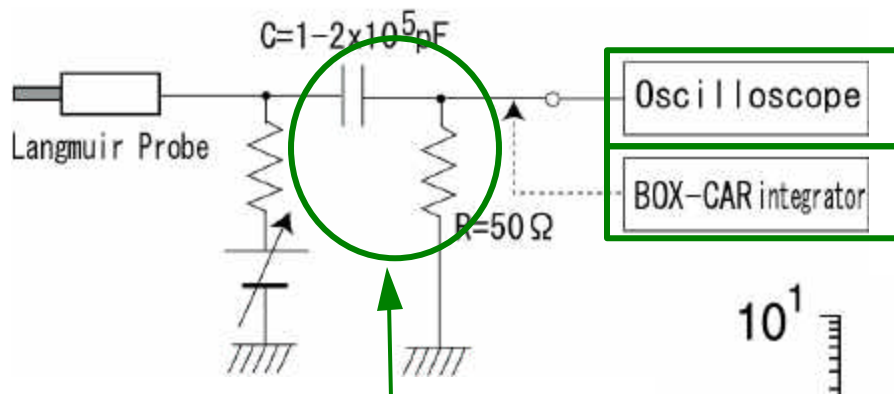
電子飽和電流のFFTによるパワースペクトル

揺動周波数帯域 < 500kHz

〔 光脱離信号
周波数帯域 > 500kHz 〕

揺動は放電電流の揺動と独立したもの

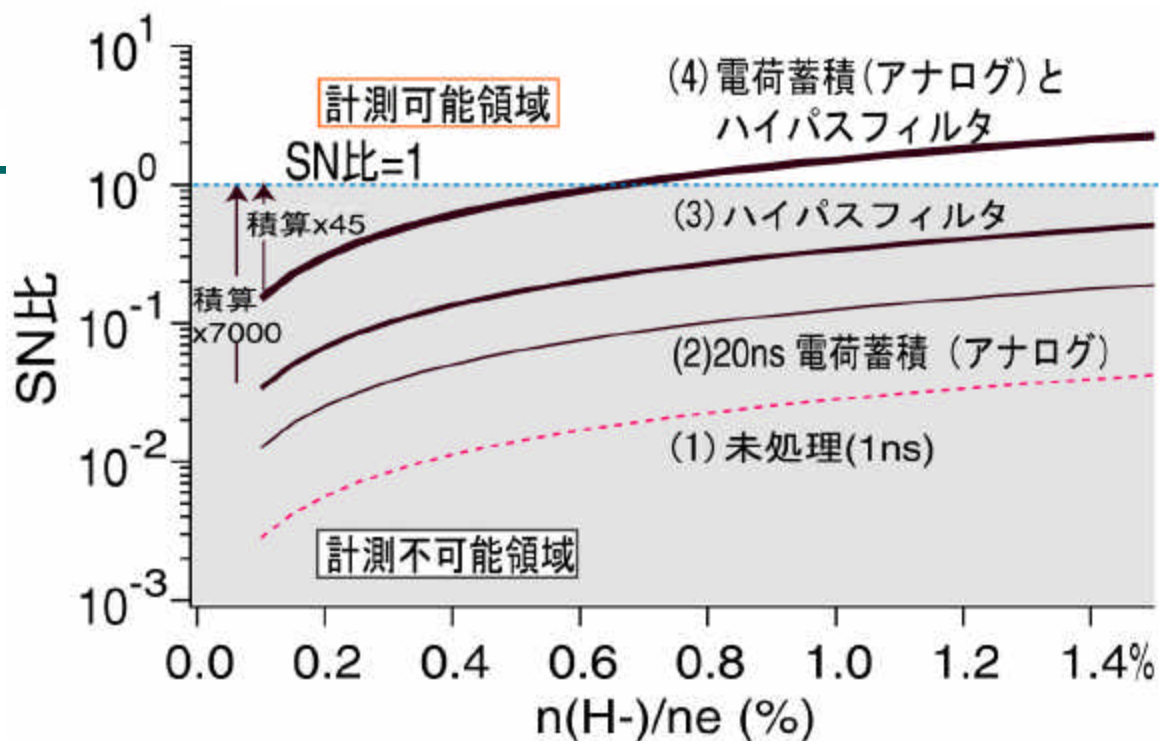
SN比の概算結果



R-Cハイパスフィルタ

← 積算平均(デジタル)

← 電荷蓄積(アナログ)



電子密度で規格化された負イオン密度のSN比の概算値。

揺動が存在するプラズマ
においても、負イオン計測
が可能。

計測システム

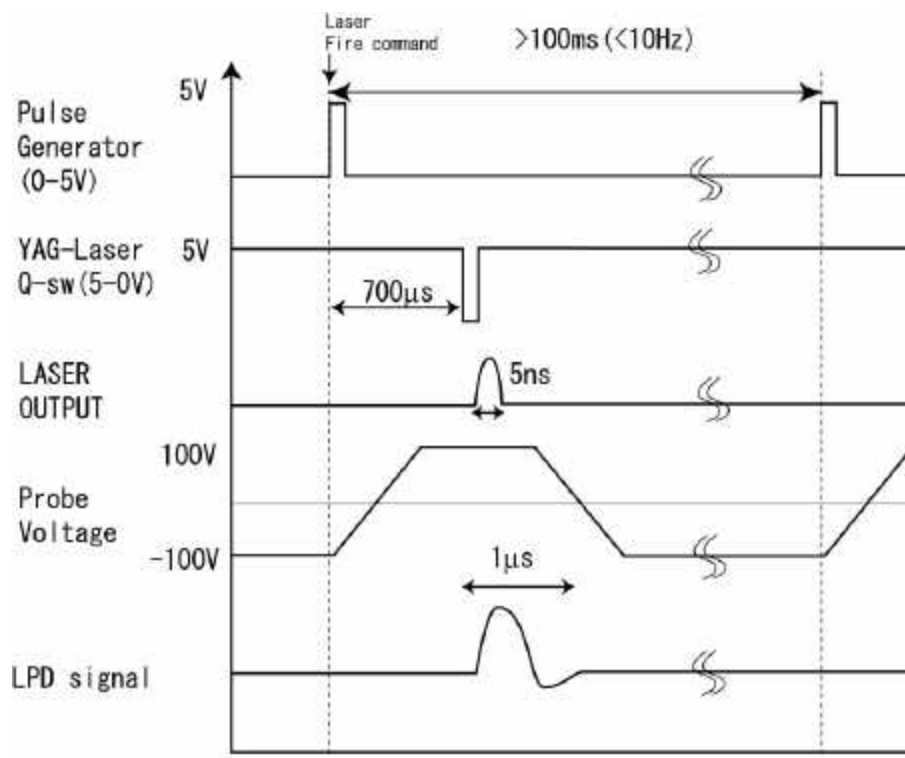
レーザー :YAGレーザー励起色素レーザー

波長可変 $\lambda = 570-620\text{nm}$ (Rhodamine 6G)

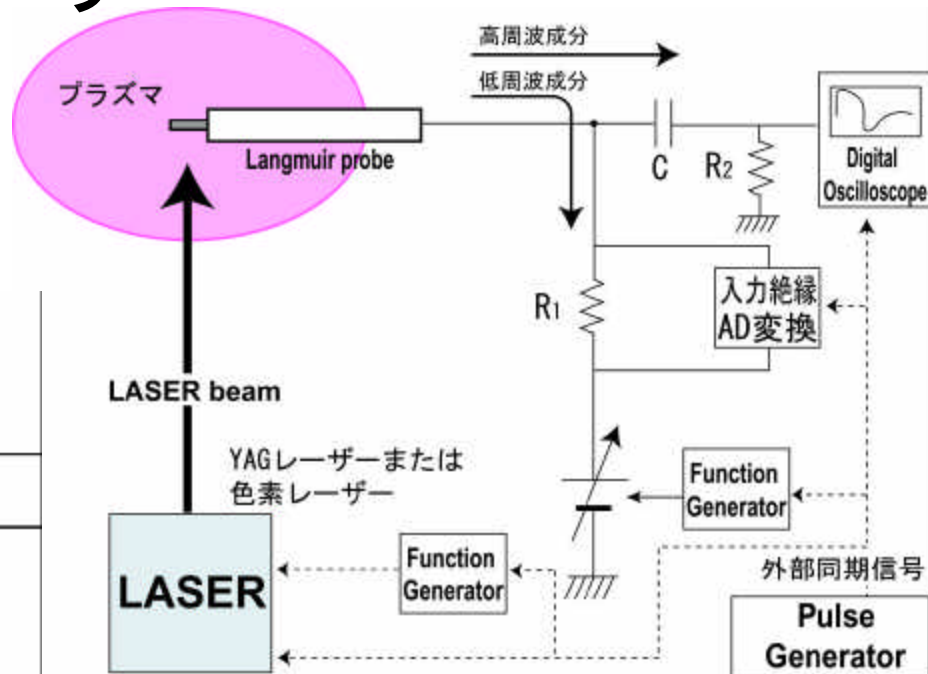
パルス時間幅 5-7ns

繰り返し周波数 :10Hz max

•TTL信号を用いた外部制御



Laser制御 タイムチャート



計測システムの概略図

光脱離信号 :

•Digital Oscilloscopeで検出 .

その他のパラメータ(n_e, T_e):

•入力絶縁AD変換にて, プローブ電流, 電圧を計測 .

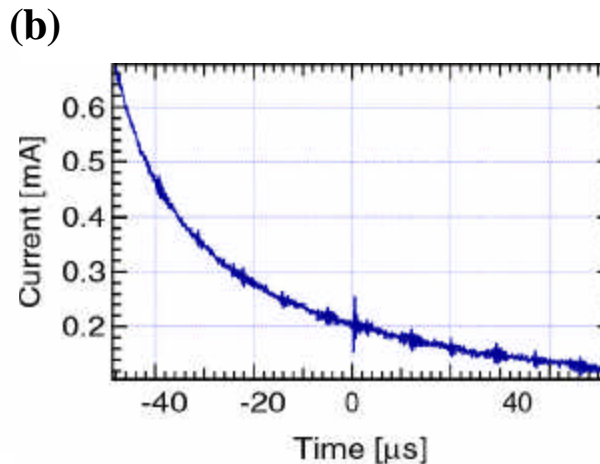
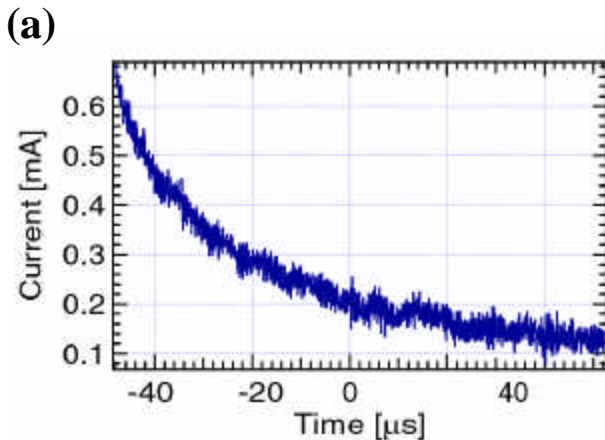
電気ノイズ除去

電磁ノイズ，レーザー発振に伴うノイズが存在．

- ・トイダルコアを使用しコモンモードノイズ除去を試みた．(下図参照)
- ・ノイズのrms値が14mA 4mAに減少 (1/3以下)

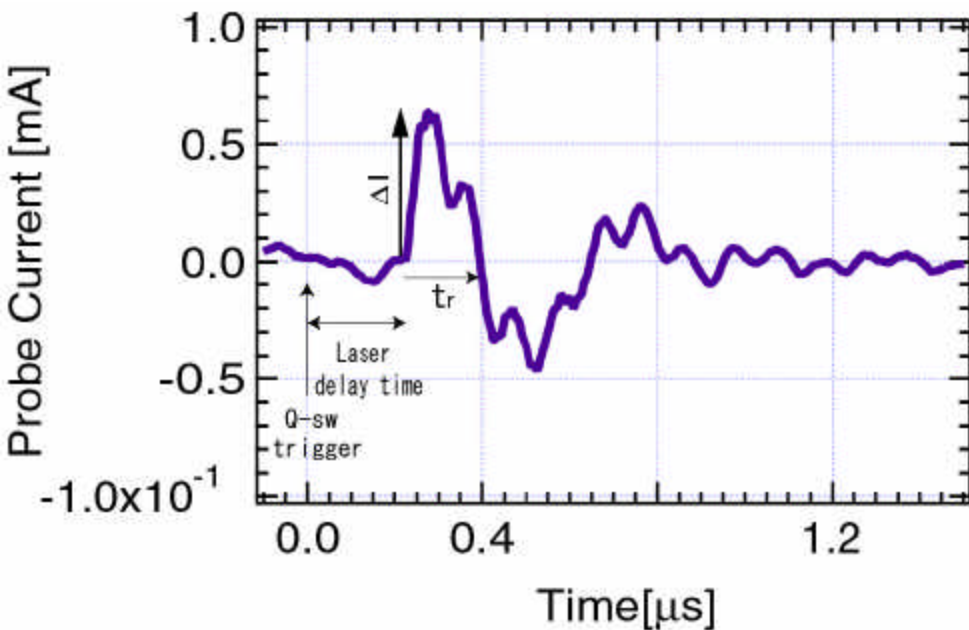
レーザー発振に伴うノイズの残余

- ・規則的なノイズであるため，ノイズのみを差し引き実験データを処理する．



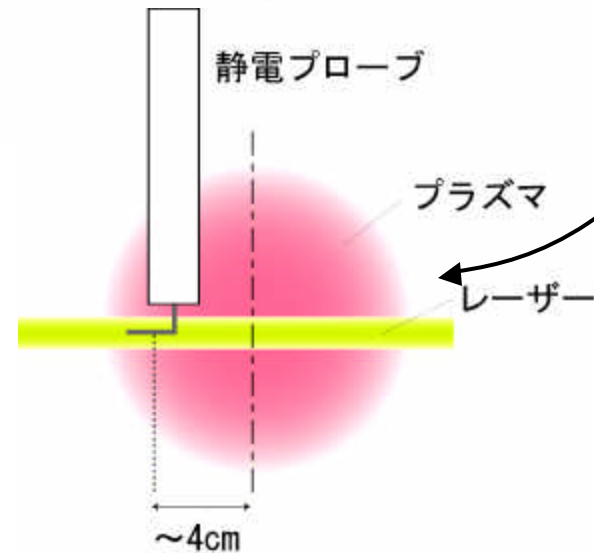
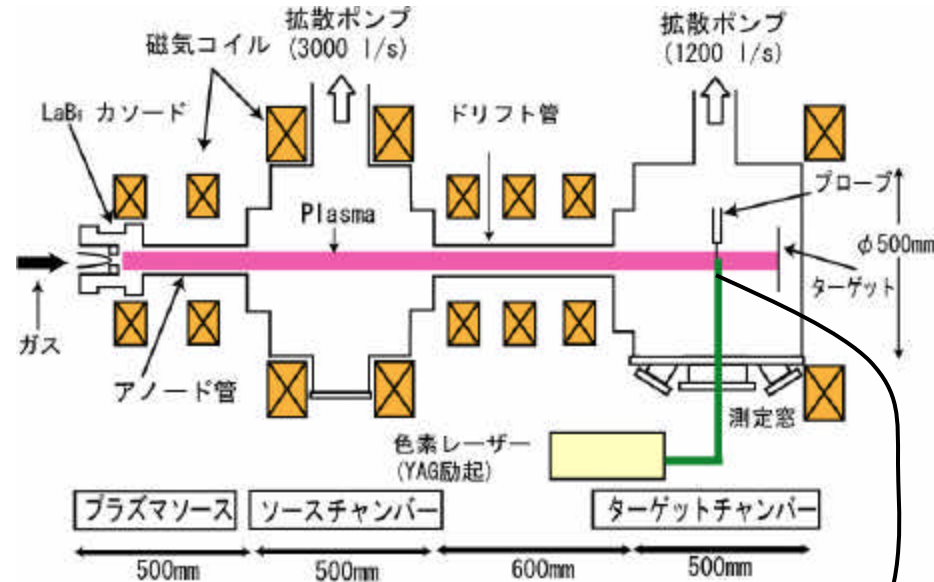
(a) トイダルコア使用前，
(b) トイダルコア使用后
減衰曲線は，プローブ電圧
掃引に伴う計測回路の過渡
応答によるもの．

実験結果 : レーザー照射に伴い得られた信号



レーザー照射に伴う信号の典型例 . 放電電圧65V , 放電電流45AのHe放電 (200sccm) において , 水素ガス200sccm導入 . 中心から4cm外側に外れたプラズマ端において計測 . 色素レーザー $\lambda = 581\text{nm}$, $54\text{mJ}/\text{cm}^2$.

信号の検証のために ,
 信号強度のレーザー強度依存性 .
 Heプラズマにおける検証 .



実験1 光脱離信号の検証 (信号強度のレーザー強度依存性)

信号強度のレーザー強度依存性が、負イオンの脱離率と一致していることが必要。

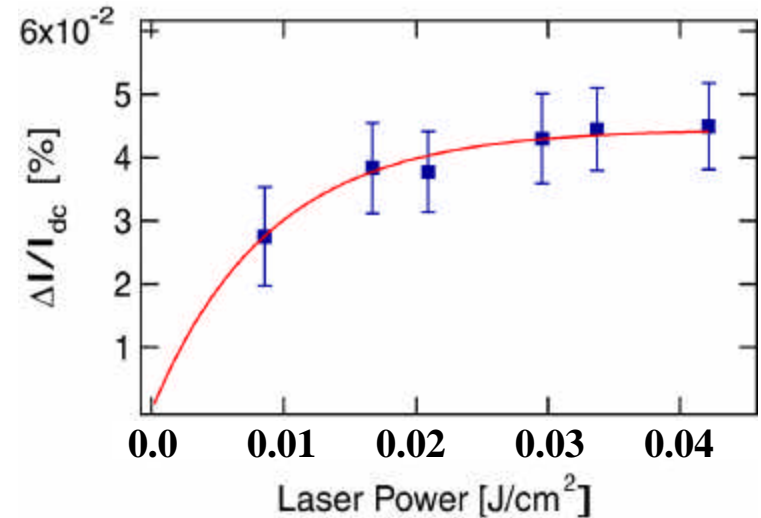
$$\frac{\Delta I}{I_{dc}} = \frac{dn_-}{n_e} = \frac{n_-}{n_e} \left(1 - \exp\left(-\frac{W S_{pd}}{S_l h\nu}\right) \right)$$

W :レーザー強度[J]

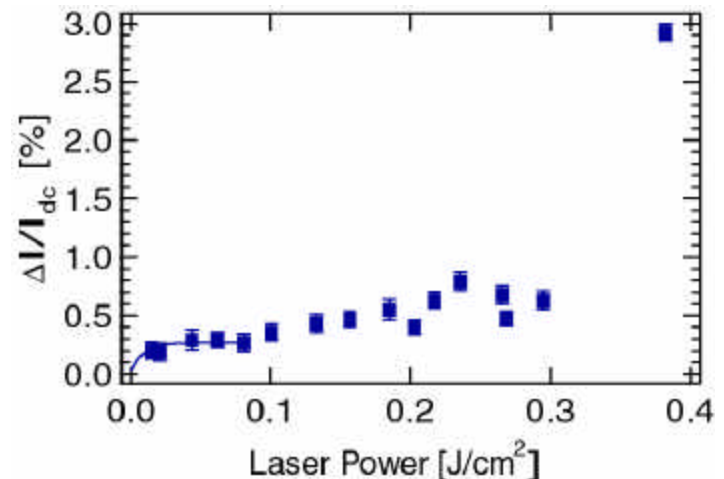
S_{pd} :光脱離断面積[cm²]

S_l :レーザービームの断面積[cm²]

- レーザー強度が50mJ以下では、理論フィッティング曲線と一致。検出された信号が光脱離信号であることが示された。
- レーザーパワーが増すとその他の要因による信号が検出される。(プローブからのアブレーション等の可能性)



低エネルギー領域での信号強度のレーザー強度依存性
λ=580nm

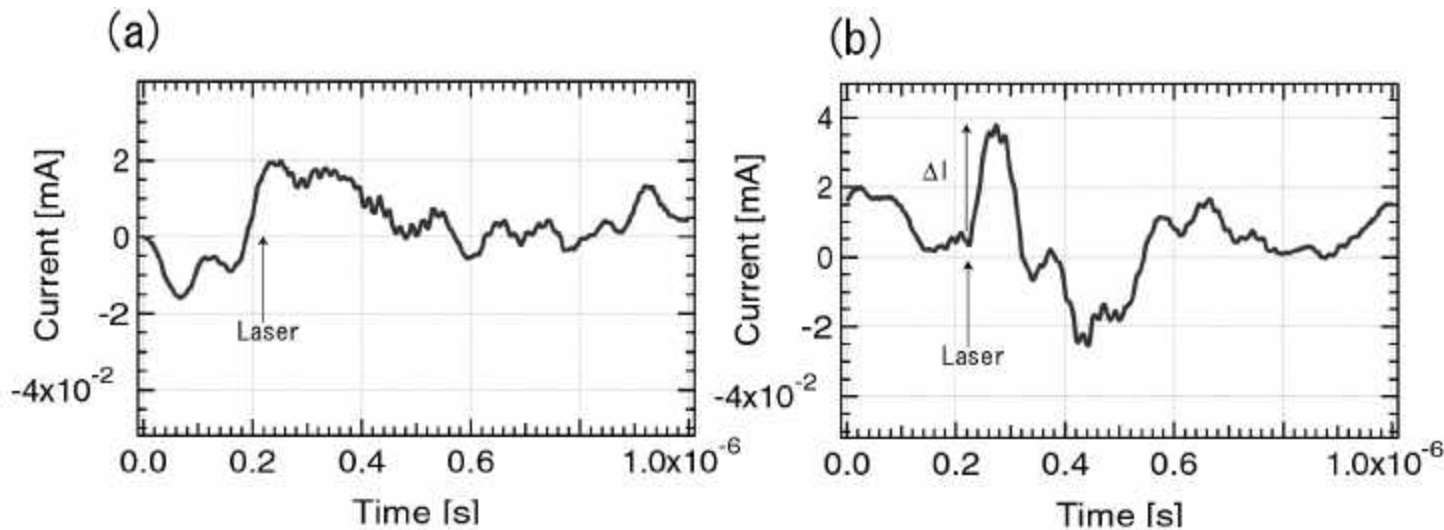


高エネルギー領域も含めた信号強度のレーザー強度依存性
λ=630nm

実験2 光脱離信号の検証 (He プラズマにおける検証)

•Heプラズマでは,安定した負イオンは存在せず,波長 $\lambda = 580\text{nm}$ には光学的遷移が存在しないことが知られている.

Heプラズマにおける光脱離の検証.



H₂導入量0sccmにおける波形

H₂導入量25sccmにおける波形

- 0sccmでは信号が検出されなかった.
- 25sccm導入時には信号を検出.

He放電(65V, 45A)
レーザー強度 $64\text{mJ}/\text{cm}^2$

得られた信号が電極からのアブレーション等によるものでないことが確認され,信号が光脱離信号であることが確認された.

レーザー光脱離法を用いた応用計測

負イオンドrift速度：

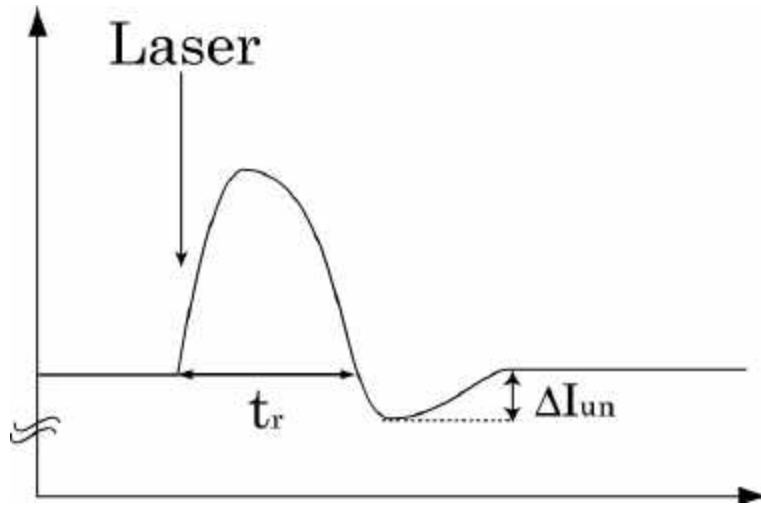
光脱離信号の回復時間は負イオンのドリフト速度によって決まる。

$$v_{drift}^- = \frac{R - R_p}{t_r}$$

R : レーザー径
 R_p : プロブ径

正イオン温度：

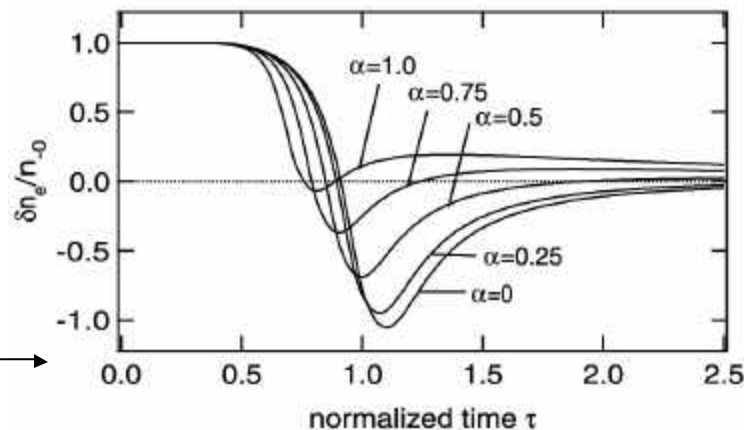
アンダーシュートの大きさは電子温度と正イオン温度の比で決まる。(モデル計算との比較によって得られる)



t_r : 光脱離信号が初めて初期値に戻る時間 (回復時間)

I_{un} : アンダーシュートの大きさ

Hybrid fluid-kinetic modelを用いた計算結果 .



$$a = \sqrt{g \frac{T_+}{T_e}}$$

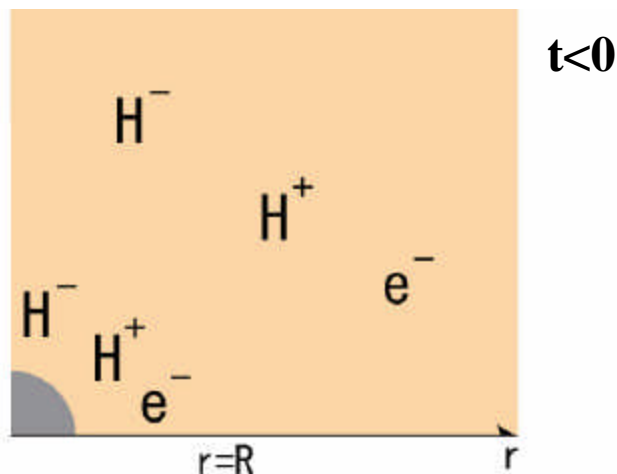
T_+ : イオン温度

T_e : 電子温度

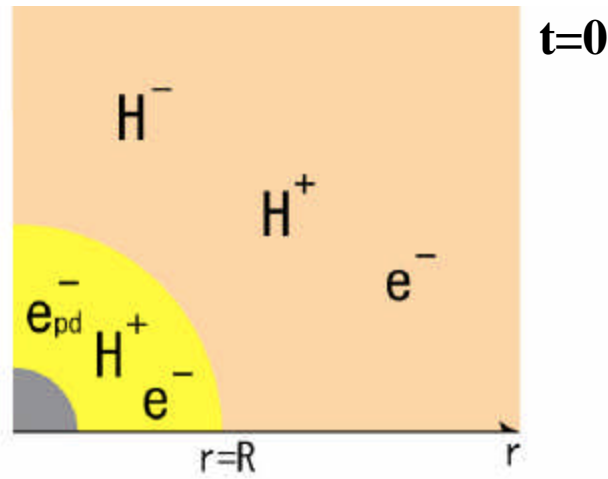
g : イオンの断熱係数

レーザー光脱離後のプラズマ応答モデル

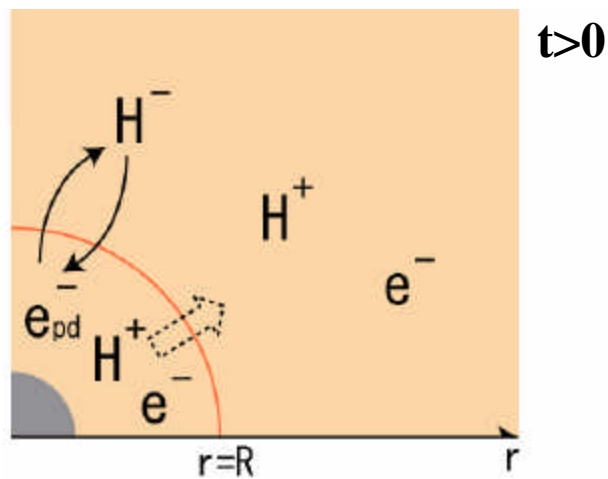
光脱離応答の時間スケール($\sim 1\text{ms}$)では,負イオンの生成消滅に関わる衝突は存在しないことを想定.



レーザー照射前



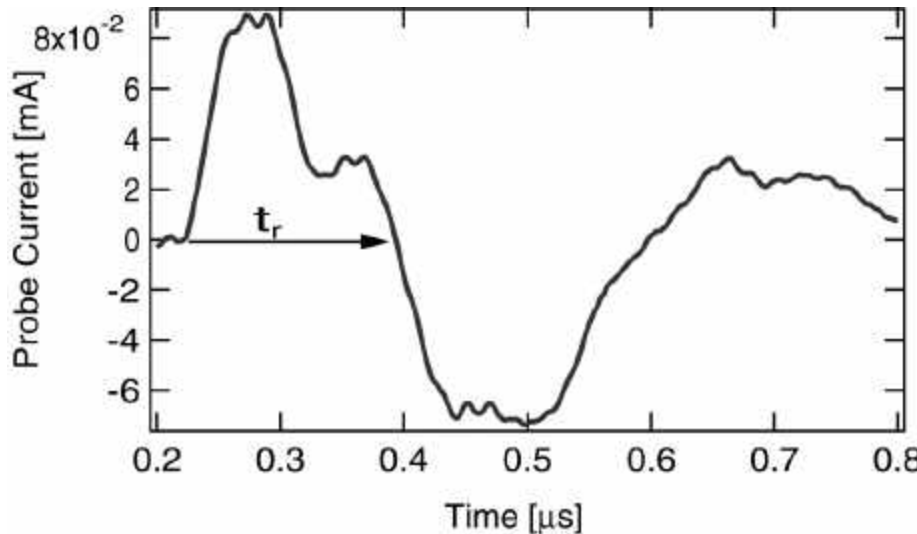
レーザー照射時



レーザー照射後(<数ms)

負イオン :レーザー照射領域へ
電子 :レーザー照射領域外へ
正イオン :レーザー照射領域外へ

H-ドリフト速度



He放電(65V, 45A) ,水素を100sccm導入
 $l=580 \text{ nm}$, $W=64 \text{ mJ/cm}^2$
 $T_e=3.2 \text{ eV}$, $n_e=4.0 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$
 $R=2\text{mm}$, $R_p=0.15\text{mm}$

光脱離信号の回復時間から,負イオンのドリフト速度を求める.

$$v_{drift}^- = \frac{R - R_p}{t_r}$$

上記の波形から, $v_{drift}^- = 1.1 \times 10^4 \text{ m/s}$

ドリフト速度はイオン音速程度であるが一致はしないといわれている.

$$C_s = \sqrt{\frac{kT_e}{M}} = 1.8 \times 10^4 \text{ m/s}$$

光脱離におけるプラズマ応答 (*Hybrid fluid-kinetic model*)

正イオン, 電子, 負イオンからなるプラズマにレーザー照射直後から考える. 以下の式を解き, 正イオン, 負イオン, 電子密度の時間-空間変化を調べる.

負イオンはballistic近似

$$\frac{\partial f^-}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial f^-}{\partial \mathbf{r}} = 0$$

正イオンを流体近似

$$\begin{aligned} \frac{\partial \delta n_+}{\partial t} + n_{+0} \frac{\partial \delta \mathbf{v}_+}{\partial r} &= 0 \\ M_+ \frac{\partial \delta \mathbf{v}_+}{\partial t} &= -e \frac{\partial \delta \phi}{\partial r} - \frac{\gamma \kappa T_+}{n_{+0}} \frac{\partial \delta n_+}{\partial r} \end{aligned}$$

密度擾乱された電子に対して線形化されたBoltzmann近似を行う

$$\delta n_e = n_{e0} \frac{e \delta \phi}{\kappa T}$$

変動により発生したポテンシャル に対してpoissonの式の代わりにプラズマ準中性条件を使う

$$\delta n_+ = n_- - n_{-0} + \delta n_e$$

これらの方程式を解くために空間に対してラプラス変換, 時間に対してフーリエ変換を適用する.

光脱離におけるプラズマ応答

電子密度擾乱に対して

$$\frac{\delta n_e(\eta, \tau)}{n_{-0}} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \frac{\Psi(\eta, \sqrt{1 + \alpha^2} \tau) - (x^2 - \alpha^2) \Psi(\eta, x\tau)}{1 + \alpha^2 - x^2} e^{-x^2} dx,$$

ここで,

$$\Psi(\eta, x\tau) = \int_0^\infty \cos(x\tau\xi) J_0(\eta\xi) J_1(\xi) d\xi.$$

ただし実際の計算には $\eta=0$ における解析解を用いた.

$$\Psi(0, a) \begin{cases} 1 - [1 + e^{(a-R)/\lambda}]^{-1} & , a \leq R; \\ \left[(a/R)^2 - 1 + \frac{2(\lambda/R)^2(a/R+1)}{(a/R-1)^2} \right]^{-1/2} \times \left[(a/R) + \sqrt{(a/R)^2 - 1} \right]^{-1} & , a > R. \end{cases}$$

負イオン密度変化に対して

$$\frac{\delta n^-(\eta, \tau)}{n_{-0}} = \int_0^\infty J_0(\eta\xi) J_1(\xi) e^{-(\frac{\tau\xi}{2})^2} d\xi.$$

正イオン密度変化に対して

$$dn_+ = dn_- + dn_e$$

となる.

無次元量の導入

$$x = \sqrt{\frac{M}{\kappa T_e}} v = \frac{v}{v_{th}}$$

$$\tau = \frac{v_{th} t}{R}$$

$$\alpha = \sqrt{\frac{\gamma T_+}{T_e}}$$

$$\eta = \frac{r}{R}$$

$$\xi = kR$$

:レーザー照射領域内外 (遷移領域) の空間幅

レーザー照射領域

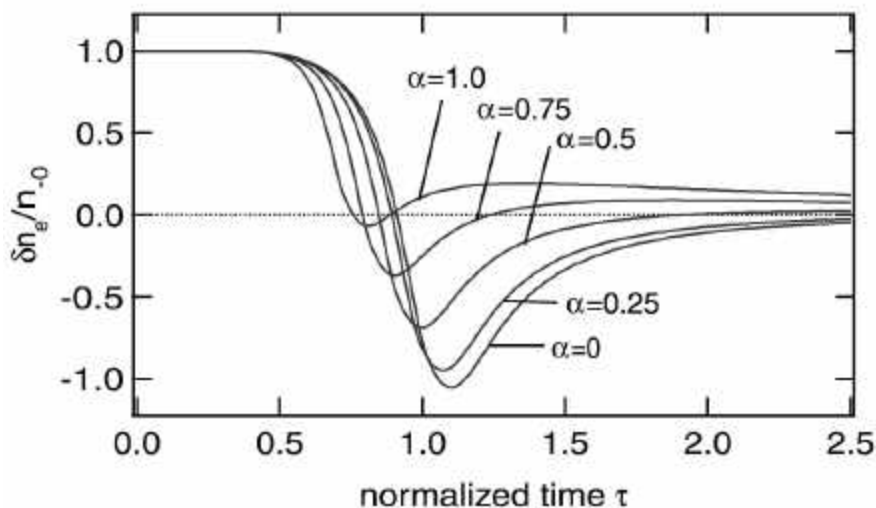
レーザー照射領域外

負イオン消滅

負イオン存在

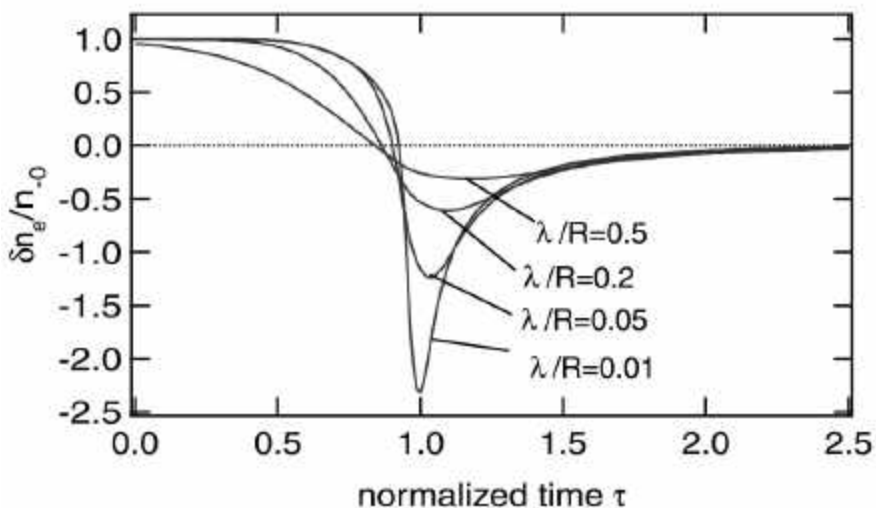


$r=0(h=0)$ における電子密度擾乱の計算 (2つのフィッティングパラメータ依存性)



複数の a ($= (gT_+/T_e)^{1/2}$) に対する電子密度擾乱の計算結果 ($l/R=0.06$)

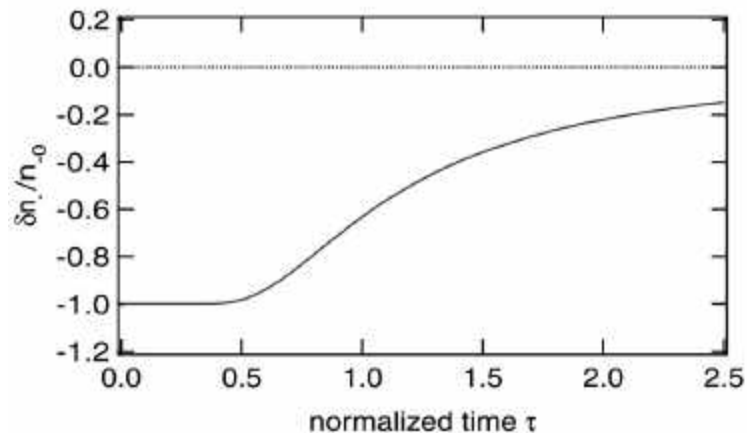
$a=(gT_+/T_e)^{1/2}$ が大きくなるにつれ (イオン温度が電子温度に近づくにつれ) アンダーシュートの値は小さくなる。



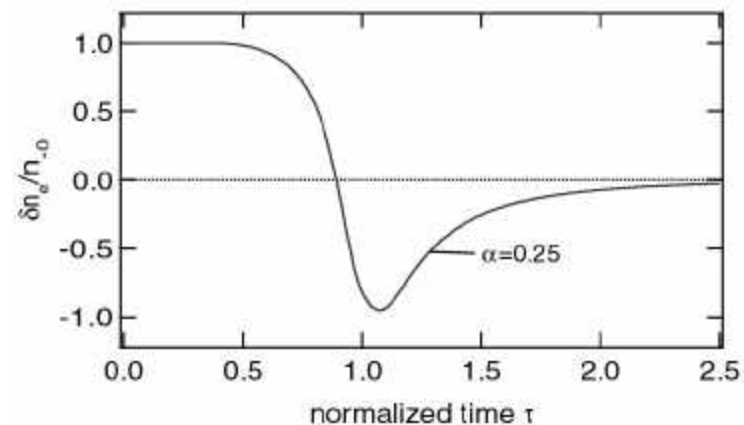
複数の l に対する電子密度擾乱の計算結果 ($a=0.3$)

遷移領域の幅が狭くなるにつれ (l/R が小さくなるにつれ) アンダーシュートの値は大きくなる。

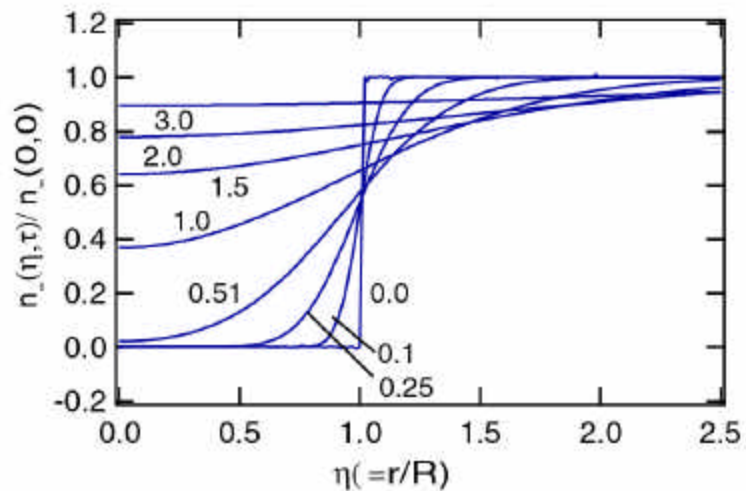
Hybrid fluid-kinetic modelを用いた計算結果



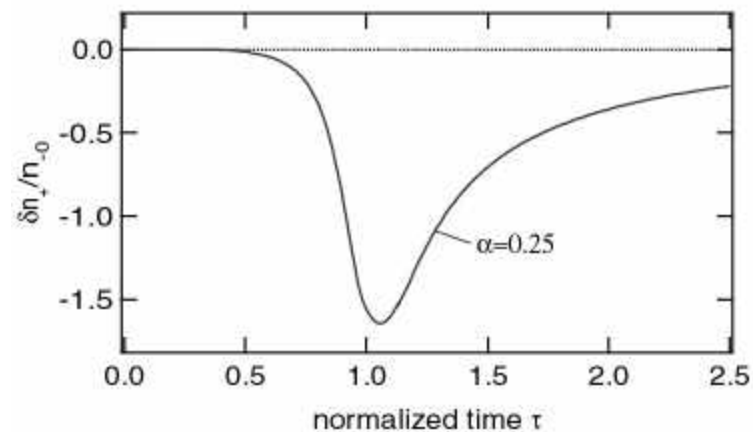
$r=0$ における負イオン密度の時間変化



$r=0$ における電子密度の時間変化

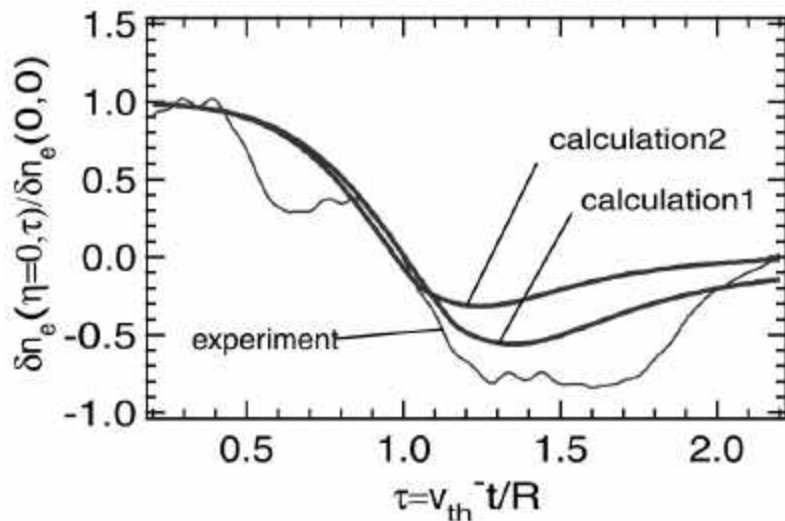


複数の時間における負イオン密度の径方向分布



$r=0$ における正イオン密度の時間変化

実験結果への適用

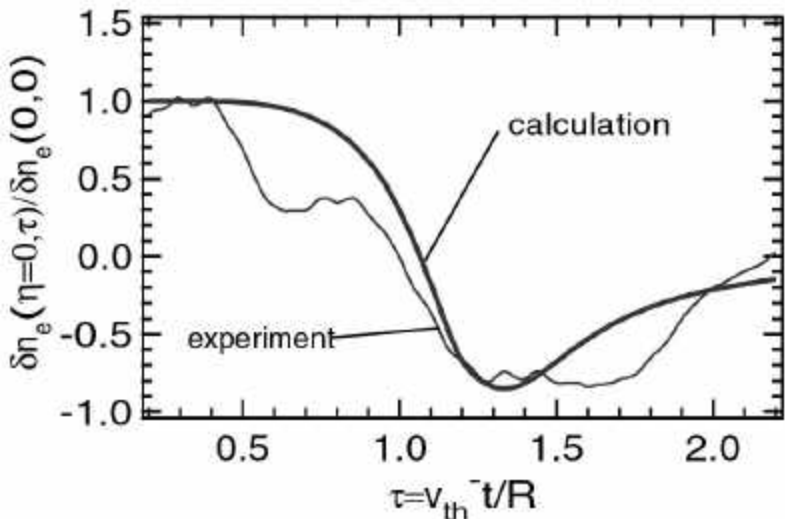


Calculation1: $a = (gT_+/Te)^{1/2} = 0, l/R = 0.115$

Calculation2: $a = (gT_+/Te)^{1/2} = 0.5, l/R = 0.115$

アンダーシュートの値が一致しない。

$t=0.5-0.8$ 付近で波形が歪んでいることが原因である可能性が高い。



アンダーシュートの付近でフィッティングした結果。

Calculation: $a = (gT_+/Te)^{1/2} = 0, l/R = 0.085$

アンダーシュート付近では一致, しかし $a = 0$ となった。

波形が歪んでいるため, $T_+ = 0$ という結果になり, T_+ の正しい評価には至らなかったが, T_+ が小さいことを示唆する結果となった。

結論

- 信号強度のレーザー強度依存性は光脱離率を示す理論曲線と一致し,負イオンからの光脱離信号を検出していることが示された.
- Heプラズマにおいて信号が検出されなかったことから,得られた信号が電極等からのアブレーションによるものではないことが確認された.
- 光脱離波形の回復時間から負イオンドリフト速度を求めた結果,イオン音速と近い値が得られた.
- また,光脱離後の応答モデルであるHybrid fluid-kineticモデルを実験結果に適用した結果, I_+ が T_e に比べて小さいことが示唆される結果となった.

今後の課題・展望

非接触プラズマにおける負イオンの役割を示すために

- 水素バルマー線のスペクトル強度比 (非接触プラズマの生成の指標として一般的に用いられている)の計測を行い,水素負イオン密度との相関関係を調べる.
- 水素分子のFulcher-aスペクトル計測から得られる水素の振動励起状態の情報と負イオン密度の関係を調べる.

モデル計算の適用のために

- 光脱離信号の歪みの原因の調査,解決.
- 磁場の影響を考慮に入れたモデル化 .イオン温度やイオンのフロー速度などの情報.