

小特集

表面波励起プラズマの生成とその応用

2. 表面波とプラズマ生成—概論—

2.1 表面波の励起と伝搬

野 中 繁 彦

(豊田工業大学)

(1996年4月30日受理)

Surface Waves and Plasma Production —Overview—
Excitation and Propagation of Surface Waves

NONAKA Shigehiko

Toyota Technological Institute, Nagoya 468, Japan

(Received 30 April 1996)

Abstract

One of RF plasmas can be produced and sustained by a large-amplitude surface wave propagating along a plasma-dielectric interface. This type of RF plasmas is currently called "Surface-Wave Plasmas (SWP)". The long SWPs are characterized by low electron temperatures and low gas-pressures. Recently the SWP discharges have been extensively studied since they satisfy several severe conditions required for reactive RF plasmas in a field of material processing. This paper reviews the excitation and propagation characteristics of normal surface modes along a DC plasma column and the production techniques and theories for standard SWP plasmas.

Keywords:

normal surface mode, dispersion curve, power balance, electron, energy loss, cylinder SWP, planar SWP

2.1.1 はじめに

高周波あるいはマイクロ波の放電機構に関連して、最近20年間主としてカナダ・欧州において表面波を用いるプラズマ生成の研究が盛んである。通常パイレックスガラス管が用いられ、管外に設置される表面波の励振装置によりプラズマが管内に生成される。ガラス管内に電極はないので、不純物の排出が少なく長寿命で静かなプラズマが生成される。また表面波が管軸方向に伝搬しつつプラズマを生成するので長尺のプラズマが生成される。この種のプラズマを一般に表面波プラズマ (Surface-Wave Excited Plasma: SWP) と呼ぶ。

表面波プラズマの電子温度は直流放電の場合とほぼ等しい。また通常の平行平板電極間の高周波放電の場合と比較すると、比較的低電子温度・低ガス圧で動作する。近年プラズマプロセスの分野では、イオン衝撃による基板表面の損傷を避けるため、低電子温度・低ガス圧動作のプラズマが要望されている。表面波プラズマはこの要望をほぼ満足するとみられ、近年このプラズマによる薄膜プロセスの研究が注目されている。この応用には、表面波とプラズマの関係を理解し新たなプラズマ生成法を開発することが肝要と考えられる。本文では筆者の私見を交えながら、プラズマにおける表面波の分散とその歴

史、標準的な表面波プラズマの生成法、特性、理論などについて概説する。

2.1.2 プラズマ表面を伝わる波

(a) 表面波モードの伝搬特性

プラズマの表面波は直流放電において最初に検出された。この波は誘電体とプラズマの境界面に現れる電荷の相互作用により伝搬する電磁波である。円柱プラズマの場合、Fig. 1 に示すように軸方向に伝搬し、周方向界分布により決まるモードは最低次の $m=0$ モードに始まり、 $m=1, 2, \dots$ の順に高次モードがある。このような表面波の存在は、1959 年米国の Trivelpiece and Gould らにより直流放電において発見され、静電近似を用いて説明された[1]。その後、日本の赤尾、井田氏らによりその縦共振 (Longitudinal resonances) が発見され、マックスウェル方程式による厳密解が示された[2]。さらに軸方向磁界の影響も検出され、静電近似を用いて解析された[3]。

表面波は長波長領域では電磁波としての性格が強く、マックスウェル方程式を厳密に解かねばならない。自由空間電磁波の波長より充分短い波長領域では静電的性格が強く静電近似で解析できる。電子温度 T_e の影響は比較的少ないので、一般に Cold Plasma 近似 ($T_e=0$) が成り立つ。

一般に厳密解はいわゆる TM 波と TE 波の混成である。分散関係は、例えば周囲を比誘電率 ϵ_g の媒質で囲まれた半径 a の一様プラズマの場合、電磁界の接線成分の連続条件から m 次モードの分散式が求まり、次式で表される[2]；

$$\left\{ \frac{\epsilon_p}{U_p} \frac{I'_m(U_p)}{I_m(U_p)} - \frac{\epsilon_g}{U_g} \frac{K'_m(U_g)}{K_m(U_g)} \right\} \cdot \left\{ \frac{1}{U_p} \frac{I'_m(U_p)}{I_m(U_p)} - \frac{1}{U_g} \frac{K'_m(U_g)}{K_m(U_g)} \right\} = \frac{m^2 \beta^2}{k_0^2} \left\{ \frac{1}{U_p^2} - \frac{1}{U_g^2} \right\}^2 \quad (1)$$

ここで、 $U_p \equiv a\sqrt{\beta^2 - k_0^2 \epsilon_p}$, $U_g \equiv a\sqrt{\beta^2 - \beta_g^2}$, $\beta_g^2 \equiv k_0^2 \epsilon_g$, $k_0^2 \equiv \omega^2 \epsilon_0 \mu_0$, $\epsilon_p \equiv 1 - (\omega_p/\omega)^2$, $\omega_p \equiv \sqrt{N_e/m\epsilon_0}$, ω_p : 電子プラズマ角周波数, ω : 角周波数, N_e : 電子密度, β : 表面波の波数, β_g : 誘電体中平面波の波数, である。 I_m と K_m はそれぞれ第一種と第二種の変形ベッセル関数で、ダッシュは引数に関する微分を表す。左辺第一因子、第二因子はそれぞれ TM 波、TE 波の分散に対応し、右辺は両者の結合を表す。左辺第二因子は常に正となる。従って、特に $m=0$ に限って右辺が零となり、左辺第

一因子 = 0 が $m=0$ の分散式を表しかつ純粹の TM 波となる。静電近似の場合、まず各媒質中のポアソン方程式 (または、等価なラプラス方程式) の波動解を求める。続いてその波動ポテンシャルに対して表面 ($r=a$) における電位、電束の連続条件を課せば、次の m 次モード分散式が求まる；

$$\frac{I'_m(\beta a)}{\epsilon_p I_m(\beta a)} = \frac{K'_m(\beta a)}{\epsilon_g K_m(\beta a)} \quad (2)$$

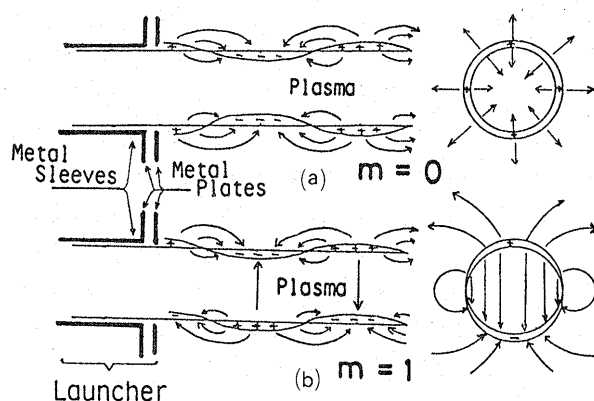


Fig. 1 Cross-sectional views of surface electrons and electric lines of force for normal surface modes on a plasma column and the wave launcher.

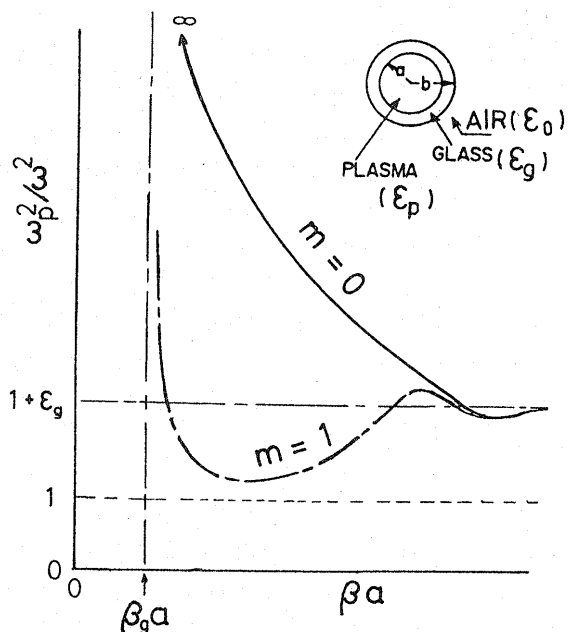


Fig. 2 Qualitative dispersion curves for normal surface modes in a uniform plasma column. β : wave number. m : mode number. $\epsilon_p \equiv 1 - (\omega_p/\omega)^2$. $\beta_g \equiv \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0 \epsilon_g}$. $\epsilon_0 = 1$.

この式は、(1)式の左辺第一因子を零と置き、 $U_p \rightarrow \beta a$, $U_g \rightarrow \beta a$ と置換した式に等しい。すなわち、静電近似は充分大なる波数 β の領域で成立する。事実、この波数領域で(1)式右辺は零に近づく[2]。

実際の直流放電の場合、断面構造（ガラス管の内外径と誘電率、管外部の誘電率）に依存するので、分散式は(1)(2)式よりもかなり冗長になる。さらに電子密度の径方向分布を考慮する場合、静電近似の場合でも冗長なフロベニウス級数を用いなければならない[1,4,5]。直流放電の場合、Fig.2のカーブのような分散特性をもつ。縦軸は管内電子密度に比例し、横軸は波数に比例する。このカーブは、従来の論文[1-18]に現れた分散カーブから、筆者が説明の便宜上全体の特徴を抽出し描いたものである。図のように、表面波は一般に遅波（slow wave, $\beta_g < \beta$ ）であり、長波長領域では前進波（forward wave, $d\omega/d\beta > 0$ ）である。双極モード（ $m=1$ ）は大部分の波数領域で後進波（backward wave, $d\omega/d\beta < 0$ ）となる。特に短波長領域では両モードとも、断面構造と管内密度分布によりかなり影響を受ける[3-5]。

(b) 表面波の励振法

直流放電などにより生成されたプラズマに、外部から一定周波数の小振幅電圧で表面波を励振する場合を考える。まず第一に Fig.2 から明らかなように、あるモードの表面波をたてるには、そのモードの臨界密度よりもプラズマ密度が高くなければならない。次に表面波を励振するには、通常 Fig.1 に示すように、まず管外部に表面波の後方伝搬阻止用の金属筒と励振用の二枚の金属板を管に密着させる。二枚の金属板のギャップに高周波電圧を印加すれば、励振された表面波は金属板前方へ向かって伝搬する。あるモードを効率よく励振するには、前方金属板をモードパターンに合わせて分割しパターンにマッチする位相の電圧を印加すればよい。このとき金属板ギャップ間に現れる軸方向電界 E_z により希望の表面波モードが励振される[5]。このような直流放電管上の表面波の性質は Moisan 氏らにより文献[6]にまとめられている。

2.1.3 表面波プラズマの生成法と理論

注入電力を増加すると、大振幅の表面波だけでプラズマが維持できるようになり、いわゆる表面波プラズマが生成される[7-15]。本節ではこのような場合の実験と理論を紹介する。

(a) SWP の生成法と特性

表面波プラズマの生成法は、Fig.1の励振器に強電界

を印加するように工夫すれば、直流放電管の表面波の励起法と基本的に同じと言える。励振器の構造は周波数帯により多少異なる[7]。低周波数帯（1～100MHz）では、Fig.3(a)の電波放射防止器が使われ、その前段に整合用 LC 共振回路が接続される。高周波帯（100MHz～3GHz）では、通常 Fig.3(b)の同軸型1/4波長空洞共振器が汎用される。前面解放端側の狭いギャップに現れる強い共振電界により表面波が励振される。マイクロ波帯（3～10GHz）では Fig.3(c)の Surfaguide と呼ばれる導波管が使われる。いずれもギャップ間の電界により軸対称表面波（ $m=0$ ）が励振される。従来の結果によれば、ガラス管の径は細い1mm程度から12cm程度の太い管まで SWP の生成が確認されている[7-15]。

Fig.4は標準的な SWP の実験システムである[8]。充分な電力を供給すれば、共振器前面にプラズマが生成

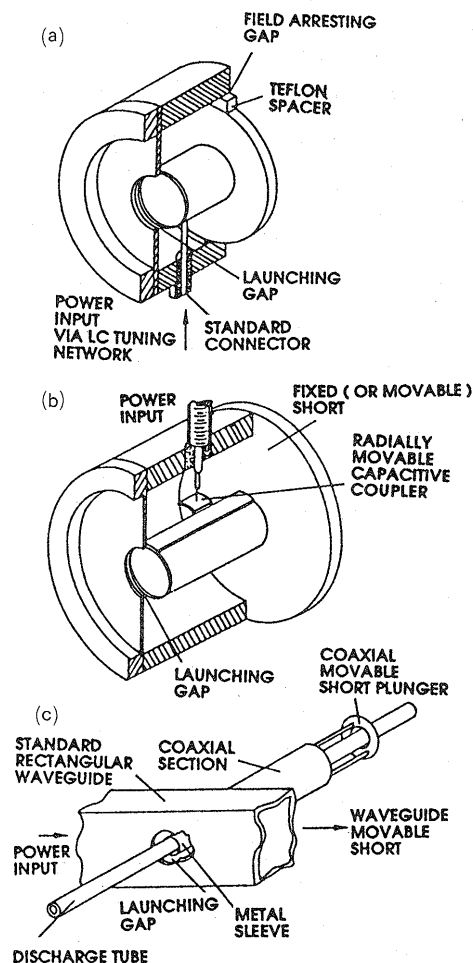


Fig.3 Efficient $m=0$ surface wave launchers for SWP. (a); Ro-box field applicator. (b); surfatron. (c); waveguide surfatron [7].

注入電力の増加とともにプラズマ長は延びる。6.4cmの管を用いた従来のトップデータによれば、励振器前面に最長3m~4mのSWPが生成されている[11]。我々も、励振器の両側に7m~8mのSWPを生成したことがある。片側に換算すれば両者はほぼ一致する。長尺SWPの生成条件は表面波の減衰が少ないこと、即ちプラズマ中の電子・中性粒子間衝突周波数 ν が角周波数 ω

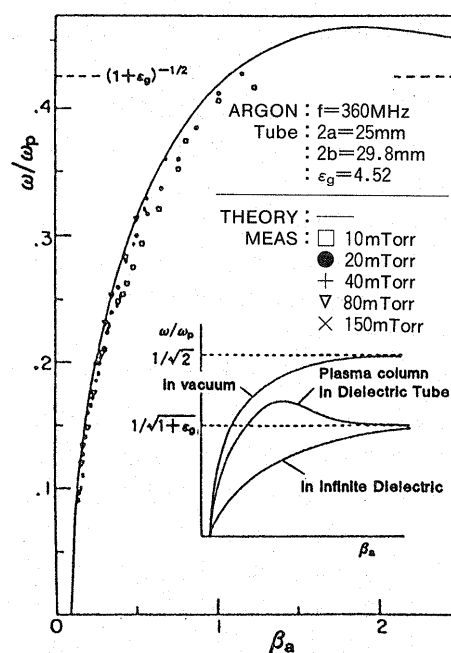
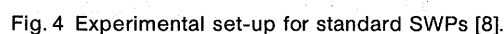


Fig. 7 は表面波の減衰より求めた SWP の電子温度の測定値であり、図中の直流放電の拡散理論値とほぼ一致する[14]。即ち、通常の平行平板電極を用いる場合より

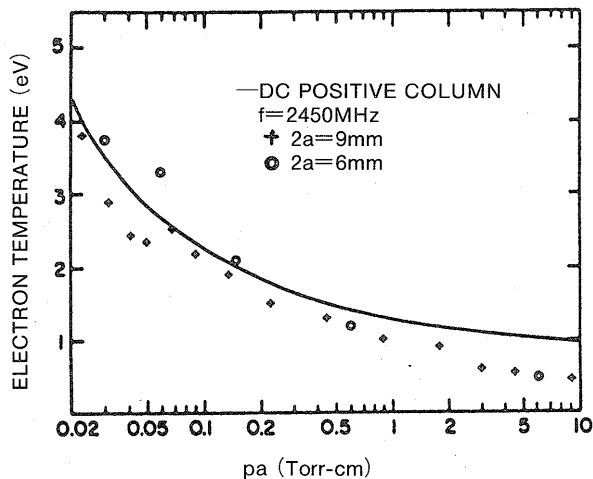


Fig.7 Electron temperature as a function of the pressure times radius in a positive column (full line) and in SWP plasmas (plots)[14].

も低い。これは $m=0$ の電界が、Fig.1(a)からわかるように表面以外で弱いことによると見られる。

高次モード ($m=1$) による SWP の生成には、前述同様、Fig.3(b)の前面導体板を二分割し RF 給電の位相を π だけ変えることにより可能となる。Chaker 氏らは $m=1$ による SWP の生成に成功した[12]。 $m=1$ の場合、Fig.2に見るように前進波領域が狭いのでその生成条件は厳しく、 $(\omega a/2\pi)_{\min}=2\text{GHz}\cdot\text{cm}$ なる極小条件があると言われる[12,18]。

SWP は半円形カマボコ型 ($6\text{cm}\phi\times 1\text{m}$) または矩形平板型大面積 ($2.5\text{cm}\times 73\text{cm}\times 1.72\text{m}$) など任意の断面形状の場合にも生成可能となる[15]。

(b) 表面波プラズマの理論

表面波プラズマの実験結果を説明するため、いくつかのモデルが提案された。いずれの場合も軸方向密度分布は単純な解析関数では表現されず、数値解として求まる。初期の方法では、プラズマを一様密度を持つ多数の領域に分割し各領域で分散関係と RF パワーバランスを満足するように各領域間を接続する。これにより密度は軸方向にはほぼ直線的に減少する[9]。欧州各国で発展したいくつかの理論を筆者の私見に従って整理すると以下のようにまとめられる。まず、低圧下 $\nu/\omega < 1$ で表面波の進行波のみを考慮し弱い減衰を仮定すると、波は $\exp j\{\omega t - \beta z + j\alpha dz\}$ の形で伝搬する。波のエネルギー流 P_s は電子の衝突周波数 ν により減衰すること ($dP_s/dz = -2\alpha P_s$)、および単位時間・単位長さ・電子一個当たりの平均エネルギー損失を θ と置く ($dP_s/dz = -S\theta N$) ことにより、次の二式が成り立つ。

$$dP_s/dz = -2\alpha P_s = -S\theta N \quad (3)$$

ここで、 N は電子密度、 S は管断面積 ($=\pi a^2$) である。密度の軸方向分布を求めるには、(3)式を次のように変形する必要がある；

$$dN/dz = -2\alpha N / \{1 - (N/\alpha) (d\alpha/dN) + (N/\theta) (d\theta/dN)\} \quad (4)$$

これを解くには、減衰定数 α および損失 θ の密度依存性を知る必要がある。 α は波の分散関係を満足する。損失 θ は厳密には電子密度 N 、電子の速度分布関数にも依存するので封入ガス種に応じたデータを必要とする。このため、この積分はかなり困難であり一般に数値解に頼らざるを得ない。

Ferreira 氏 (ポルトガル) は (4) 式分母の第三項を無視 (全損失量を線形近似) し第二項を近似関数で置換することにより、 dN/dz の数値解を得た[10]。Zhelyazkov 氏ら (ブルガリア) は WKB 法を用いて進行波のパワーバランス式 ($dP_s/dz + SQ = 0$, Q : 単位長当たり全損失量) をほぼ直接的手法で解き数値解を得た[17]。非線形損失 θ の効果および外部磁界の影響、双極モード ($m=1$) による SWP などブルガリアグループの膨大な数値計算結果は、最近 Zhelyazkov 氏らの総合報告 (文献[18]) にまとめられている。Mateev 氏らは $\epsilon_g = 1$ および線形損失の場合の静電近似による数値解から、円柱型 SWP の密度勾配に関する次の統一的な表式を導いた[16]；

$$dN/dz = -0.73 \times 10^{-8} (\omega/2\pi) (\nu/a) \quad (\text{cm}^{-4}) \quad (5)$$

一方我々は、応用に適する平板型対称モード (円柱型の $m=0$ に対応) による SWP の場合について、減衰定数 α を求めるため静電近似分散式に摂動法を適用し θ の線形損失の範囲内で (4) 式を解くことにより、密度勾配および密度分布に関する次の基本解を得た[19]；

$$dN/dz = -0.20 \times 10^{-8} (\omega/2\pi) (\nu/a) \epsilon_g \quad (\text{cm}^{-4}) \quad (6)$$

$$H(N_{*0}) - H(N_*) = (\nu/\omega) (\epsilon_g/a) z \quad (7)$$

ここで、 $H(N_*) = N_* - \ln(N_*)$ 、 $2a$ は平板プラズマの厚さ、 $N_* \equiv \omega_p^2/\omega^2$ である。 N_{*0} は SWP の出口 $z=0$ における正規化密度を表す。 N_{*0} を与えれば (7) 式から位置 z の密度 N_* が求まる。(5)(6) 式の係数を比較すると、密度勾配は平板型のほうが円柱型より少ないことになる。これは両者の表面波分散の波数依存性の相違

による。(6)(7)式に対してさらに正負イオンの効果[20]および θ の非線形損失効果[21]を追加することができ、両者とも密度勾配を減少させる。

以上の SWP 理論はすべて断面内の一様密度分布を仮定するので、厳密には電子の粒子バランス条件を満足しない。この条件は密度の径方向分布の存在を意味する。この不均一の影響は短波長領域 (SWP 先端部近傍) の密度勾配 $|dN/dz|$ を少なくするように現れると考えられる。

プロセス用としては SWP の軸方向密度変化は短所となる。この欠点は、長尺の特徴を生かす薄膜のオンライン量産 (例えば太陽電池など) に使用する場合基板を一定速度で軸方向に移動させることにより、一応回避できる。また Fig. 8(a) のように波の反射板を設置し定在波を立てることにより、密度不均一は Fig. 8(b) に見るように約20%程度に改善可能となる[22]。定在波による同様の密度不均一は、大口径の薄型円柱平板の周方向および径方向に伝わる表面波により生成される SWP の場合にも観測されている[23]。

2.1.4 ま と め

以上低電子温度・低ガス圧動作の長尺 SWP の基本特性と理論を概説した。プロセス用 SWP としては今後、(1)電子・ラジカルの高密度化と一様性、(2)平板型大面積化、などが要求されると考えられる。理論上の問題としては次のいくつかが残されている：(3)進行波の場合密度変化により生ずるであろう軸方向各点での表面波の反射の影響、(4)定在波による密度不均一、(5) SWP 先端部の解明、(6) SWP 本体からの電磁波の放射、などである。

直流放電における初期の表面波研究では米国と日本の重要な寄与がある。表面波プラズマでは理論実験の両面で欧州各国とカナダにおいて完成されつつあるが、著者の知るかぎり日本の寄与は皆無といってよいほど少ない。一方 SWP の応用例はまだ比較的少ない。このため応用面で今後の日本の寄与が期待される。

おわりに、日頃ご指導ご鞭撻をいただく名古屋大学工学部、菅井秀郎教授、高村秀一教授に深謝する。本稿は一部文部省科学研究費 (一般研究(c)) により執られた。

参考文献

- [1] A. W. Trivelpiece and R.W. Gould, J. Appl. Phys. **30**, 1784 (1959).
- [2] Y. Akao and Y. Ida, J. Appl. Phys. **34**, 2565 (1964).
- [3] Y. Akao and Y. Ida, J. Appl. Phys. **37**, 290 (1966).
- [4] Y. Akao and Y. Ida, Jpn. J. Appl. Phys. **6**, 525 (1967).
- [5] S. Nonaka and Y. Akao, J. Appl. Phys. **54**, 3798 (1983).
- [6] M. Moisan, A. Shivarova and A.W. Trivelpiece, Plasma Phys. (Review), **24**, pp.1331-1400 (1982).
- [7] Z. Zakrzewski, M. Moisan and G. Sauve, "Microwave Discharges" (NATO ASI Series, Plenum Press, New York, 1993, pp. 117-140 (Surface Wave Plasma Sources).
- [8] Z. Zakrzewski, M. Moisan, V. M. M. Glaude, C. Beaudry and P. Leprince, Plasma Phys. **19**, 77 (1977).
- [9] V. M. M. Glaude, M. Moisan and R. Pantel, J. Appl. Phys. **57**, 5693 (1980).
- [10] C. M. Ferreira, J. Pys. D; Appl. Phys. **16**, 1673 (1983).
- [11] M. Chaker and M. Moisan, J. Appl. Phys. **57**, 91 (1985).
- [12] J. Margot-Chaker, M. Moisan, M. Chaker, V. M. M. Glaude, P. Lauque, J. Paraszczak and G. Sauve, J. Appl. Phys. **66** (9), 4134 (1989).
- [13] S. Nonaka and H. Yamaguchi, Jpn. J. Appl. Phys. **28**, 106 (1989).
- [14] M. Chaker, P. Nghiem, E. Bloyet, Ph. Leprince and J.

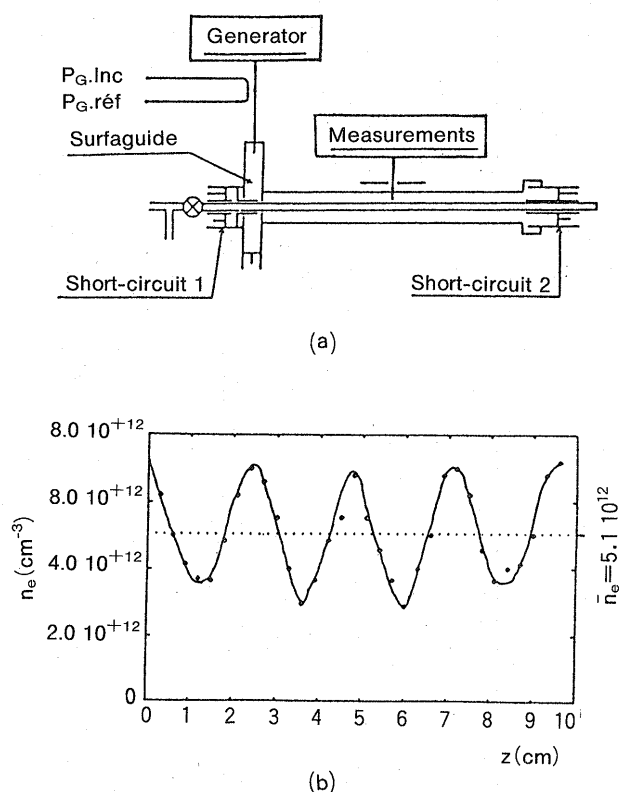


Fig. 8 (a); experimental set-up for standing surface waves, and (b); axial variation of electron density in the SWP plasma. RF=2.45 GHz [22].

- Marec, J. Physique-Letters **43**, 71 (1982).
- [15] S. Nonaka, J. Phys. Soc. Jpn, **63**, 3185 (1994).
- [16] E. Mateev, I. Zhelyazkov and V. Atanasov, J. Appl. Phys., **54**, 3049 (1983).
- [17] I. Zhelyazkov and E. Benova, J. Appl. Phys. **66**, 1641 (1989).
- [18] I. Zhelyazkov and V. Atanasov, Physics Reports (Review Section of Physics Letters **255**, No. 2 and 3, April (1995), North Holland).
- [19] S. Nonaka, *Proceedings of the 5th Asia-Pacific Physics Conference*, Kuala Lumpur, Malaysia, Aug. 10-15, 1992, World Scientific L. T. D, Singapore, Vol.1, 593 (1994); Jpn. IEE, **A-115**, 691 (1995).
- [20] S. Nonaka, J. Phys. Soc. Jpn. **61**, 3576 (1992).
- [21] S. Nonaka, J. Phys. D, Appl. Phys. **28**, 1058 (1995).
- [22] Z. Rakem, P. Leprince and J. Marec, Revue Phys. Appl. **25**, 125 (1990).
- [23] M. Nagatsu, Ge Xu, M. Yamage, M. Kanoh and H. Sugai, Jpn. J. Appl. Phys. **35**, Part 2, No. 3A, p.L-341 (1996).