

Title	Study on the insulated probe method for monitoring processing plasma( Dissertation_全文 )
Author(s)	Deguchi, Mikio
Citation	Kyoto University (京都大学)
Issue Date	2003-01-23
URL	<a href="http://dx.doi.org/10.14989/doctor.r11101">http://dx.doi.org/10.14989/doctor.r11101</a>
Right	
Type	Thesis or Dissertation
Textversion	author

# Study on the Insulated Probe Method for Monitoring Processing Plasma

Mikio Deguchi

## Abstract

A novel and useful measurement method suitable for monitoring processing plasmas, named the “insulated probe method”, has been studied. This measurement method is based on the Langmuir probe method but is free from the fatal problem proper to the Langmuir probe method for measuring reactive plasmas, i.e. lack of measurement stability brought by the change of probe surface conditions, which naturally occurs due to exposure to reactive plasmas.

In the insulated probe method, a probe that is originally covered with a thin insulating layer is used, which is the reason of its name. Instead of the DC I–V characteristic in the conventional Langmuir probe method, the time response of the probe current is observed, applying a time-varying probe voltage such as a square pulse or a sinusoidal voltage. By analyzing this probe current response, the essential plasma parameters such as the electron temperature and the plasma density, which are the keys for the process control, can be estimated as good as that by Langmuir probe method.

In addition, basically stable measurement is possible by the insulated probe method even in reactive plasmas, because the DC resistance between the probe electrode and the plasma is naturally very large because of the existence of the insulating layer and negligibly affected by the change of the probe surface condition that obstructs the application of the conventional Langmuir probe method to the practical measurement in processing plasmas. Stability of the measurement by the insulated probe method with the existence of reactive species in the plasma has been theoretically and experimentally demonstrated compared with that of the conventional Langmuir probe method.

Furthermore, in most plasma processes, the RF power is often used for the plasma generation or the substrate biasing. Measurement in such RF plasmas by the insulated probe method has been also studied and it is shown that the essential parameters of the RF plasma, such as electron temperature, plasma density, time-averaged sheath voltage and the amplitude of the plasma potential oscillation can be estimated.

# Contents

1. Introduction	...	1
2. Basic Concept of Insulated Probe Method	...	21
2.1 Introduction		
2.2 Concept and Basic Equation of Insulated Pulse Probe Method		
2.3 Analysis of the Basic equations		
2.4 Experiments		
2.5 Use of Silicon Wafer as the Probe		
2.6 Discussion		
2.7 Summary		
3. Effect of Contamination on Probe Surface in the Measurement by Insulated Pulse Probe Method	...	57
3.1 Introduction		
3.2 Calculation of Probe Current Response Taking Effect of Contamination into Account		
3.3 Experimental Measurement with Exposure to Contaminating Atmosphere		
3.4 Discussion		
3.5 Summary		
4. Measurement by Insulated Pulse Probe Method in RF Plasma	...	85
4.1 Introduction		
4.2 Analysis of RF Component in the Probe Current		
4.3 Experiments on Pulse Response of the RF component in Probe Current		
4.4 Determination of the Phase Angle of the Plasma Potential Oscillation		
4.5 Discussion		



4.6 Summary	
5. Use of Sinusoidal Probing Voltage for Monitoring RF Plasma: Insulated Modulation Probe Method	... 147
5.1 Introduction	
5.2 Analysis of Modulation of the RF Component in Probe Current due to Sinusoidal Probing Voltage	
5.3 Comparison with the Method Using Pulse Voltage	
5.4 Discussion	
5.5 Summary	
6. Improvement of IPP/IMP Method Using Transmission Line	... 171
6.1 Introduction	
6.2 Insulated Probe Method Using Transmission Line	
6.3 Experimental Comparison between Both Probe Systems Using Operational Amplifier and Transmission Line	
6.4 Discussion	
6.5 Improvement of Sensitivity by Differential Sensing	
6.6 Summary	
7. Conclusion	... 193

Acknowledgment

# Chapter 1

---

## Introduction

Plasma processes have been widely used in various kinds of industrial manufacturing processes, for example, especially in the processes for manufacturing semiconductor devices such as etching or deposition of thin films. Generally speaking, however, these practical plasma processes are often accompanied by the problem of poor reproducibility, which makes it unavoidable to frequently adjust the operation parameters of the processing machine so as to maintain the condition of the process to be optimum. In order to improve the controllability and the productivity of the process, it is required to monitor the condition of the plasma always under processing by means of an adequate plasma measurement method and further to control the essential parameters that have a significant influence on the progress of the process.<sup>1,2)</sup>

From the viewpoints of process monitoring and process control, the plasma measurement method must have following features:

- (A1) Sufficient information for process control is quickly obtained by the measurement.
- (A2) The apparatus required for the measurement is simple, compact, and easily installed in any processing machine.
- (A3) The measurement does not affect the progress of the process and never disrupt the process.
- (A4) The measurement is stable during sufficiently long term.
- (A5) Both the initial and the running cost for the measurement are not expensive.

Furthermore, the measurement of processing plasmas contains difficult problems compared with the ordinary plasma diagnostic techniques because of the

following points:

- (B1) Processing plasmas generally contain reactive species that easily cause chemical reaction with the material contacting the plasma.
- (B2) In most cases, processing plasmas are generated using an RF power. Consequently, the plasma space potential oscillates with large amplitude in the frequency of RF.
- (B3) Processing plasmas generally consist of various kinds of charged or neutral particles, because molecular gases are mostly used for processing.

In order to totally understand the behavior of the processing plasma, it is necessary to observe the plasma from following three viewpoints; the electrical property, the chemical property, and the fluid dynamic property. The first one is concerned to the aspect of the plasma as a crowd of charged particles. The second one characterizes the chemical reactions in the plasma and the reactions between the plasma and the target of the process. And the third one characterizes the transport and the spatial distribution of particles in the plasma. These three properties are different aspects of the plasma and are important for process control. In order to completely control the processing plasma (*if possible*), it is necessary to acquire the complete information about all these properties of the plasma at any moment.

There have been hitherto developed various kinds of method for plasma measurement.<sup>3)</sup> Representative plasma measurement methods can be classified into several groups: optical measurement, particle measurement, probe measurement, and so on. Here, the optical measurement means measurement techniques that utilize the radiation of wave for the measurement, such as emission spectroscopy,<sup>4-11)</sup> interferometry,<sup>12,13)</sup> scattering,<sup>14-17)</sup> absorption,<sup>18-25)</sup> ellipsometry,<sup>26-29)</sup> and so on.<sup>30-32)</sup> There exist commercially available optical plasma monitors, for example, the optical end-point detector for the etching process.<sup>33)</sup> However, these optical measurement techniques can generally provide only limited information of the plasma condition. In addition, every optical measurement naturally requires a viewing window in the chamber wall of the processing machine, which brings a restriction on the geometrical design

of the process chamber and is inevitably accompanied by the problem due to the contamination on the viewing window. The particle measurement<sup>(34-38)</sup> also brings a restriction on the geometrical design of the process chamber, because an orifice to extract the particles from the plasma and the differential pumping to keep the outside of the orifice at sufficiently low pressure are necessary.

Anyhow, it is impossible to realize the overall monitoring of the processing plasma by means of only one measurement method. Simultaneous evaluation of all above-mentioned three properties would require very complicated and sophisticated measurement techniques and would not be realistic for the monitoring of a practical manufacturing process. This does not match the requirements (A2) and (A5). In addition, a complicated measurement system is apt to be accompanied by inconvenience due to difficult maintenance, frequent troubles, and so on.

Fortunately, above-mentioned three properties are not completely independent of each other.<sup>1,39)</sup> Both the fluid dynamic property and the chemical property are closely related to the electrical property of plasma. It can be said that the electrical property of plasma has the primary importance and affects the other two, because every phenomenon and every process in the plasma start from the electron impact ionization and the energy required for them is mainly supplied through the electric power for the discharge. For this reason, observing the electrical property of the plasma during the process is the most important for the practical process monitoring.

The essential parameters that characterize the electrical property of plasma are the electron temperature, the plasma density and the plasma potential. Generally speaking, for the purpose of the measurement of these plasma parameters, the well-known Langmuir probe method is the most basic, popular, convenient and useful diagnostic tool.<sup>40)</sup> Information about the electrical properties of the plasma is directly extracted by means of inserting a small electrode into the plasma and extracting the direct current from the plasma. The simplicity of the apparatus required for the measurement and the high spatial resolution are the strong points of the Langmuir probe method, which satisfies the above mentioned requirements (A1), (A2) and (A5).

Because the DC I–V characteristic of the probe is to be measured in the Langmuir probe method, the measurement is naturally sensitive to the contact resistance between the probe electrode and the surrounding sheath, and is easily affected by the change of the surface condition of the probe.<sup>41–46)</sup> Concerning the application to monitoring processing plasmas, this becomes a serious problem because the probe surface also suffers the process in the same way as the target of the process. For example, in the case of the film deposition process, the resistance of the deposited film on the probe surface intervenes into the probe circuit. In particular, when the deposited film consists of an insulating material, the I–V characteristic of the probe is seriously distorted and fatal errors are caused in the measurement. Therefore, the conventional Langmuir probe method does not satisfy the requirement (A4) and is not directly applicable for monitoring processing plasma in consideration of the above-mentioned condition (B1).

Many researchers have investigated the ways to overcome this problem by means of heating the probe or applying a high voltage bias to the probe.<sup>47–62)</sup> In some cases, it is possible to avoid the deposition of the insulating films on the probe surface by means of heating the probe to high temperature.<sup>47–54)</sup> In other cases, heating the probe causes the evaporation of the deposited film on the probe surface or the enhancement of the conductivity due to the recrystallization of the deposited film or the activation of the dopant atoms contained in the film.<sup>55)</sup> The surface cleaning effect, i.e., removal of the contamination film can be expected also by the application of the high voltage bias to the probe because the contamination on the probe surface is sputtered off.<sup>56–62)</sup>

In spite of these efforts, it is naturally impossible to completely recover the cleanness of the original surface of the probe by any method. In addition, these methods in which the temperature of the probe electrode is to be elevated are not free from the solicitude that the material contained in the probe body is involved into the plasma as an impurity and affects the result of the process, which does not match the requirement (A3).

Conversely, it is possible to take advantage of the sensitivity of the measurement to the probe surface contamination as the method for monitoring

film deposition.<sup>63–65</sup>) However, the relation between the amount of film deposition and the change of probe characteristic is generally complicated and does not show a monotonous dependence. This degrades the reliability of such a monitoring method.

The Langmuir probe method has another problem that arises from the above-mentioned condition (B2).<sup>66–69</sup>) In the case of plasma process using RF power, the large amplitude oscillation of plasma potential due to the RF voltage for discharge or substrate biasing directly affects the measurement of the probe I–V characteristic and, especially, a serious error is caused in the determination of electron temperature. In order to solve this problem, there have been many researches on the Langmuir probe measurement in RF plasmas.<sup>70–104</sup>) The so-called RF bias-compensated probe method, which uses a tuned RF filter inserted in the probe circuit to increase the input impedance of the probe or a biasing RF voltage having the correct phase and amplitude to minimize the RF voltage across the probe sheath, is effective to reduce the effect of the RF on the probe measurement.

The distinctive feature of the RF bias-compensation of Langmuir probe is keeping the probe surface at an extremely high-impedance state for the RF signal with respect to the ground level. As a result, the measurement is insensitive to the RF signal and the information of the plasma potential oscillation is filtered off. This is quite wasteful from the viewpoint of process monitoring, because the information about the plasma potential and its change is a very important matter to understand the plasma condition. In addition, the serious problem of the effect of surface contamination is never solved by the RF compensation.

Because of the reasons mentioned above, Langmuir probe method without any modification would not be applicable for the purpose of process monitoring. The objective of this thesis is to propose a novel measurement technique suitable for monitoring processing plasmas, which is based on the conventional Langmuir probe method but is free from the problems inherent to that.

The most fatal problem of the conventional Langmuir probe method is the lack of stability of the measurement with the existence of reactive species in

plasma, which arises from the configuration that the probe electrode should be directly in contact with plasma in order to collect the DC probe current. In the method presented in this thesis, the probe electrode is covered with a thin insulating layer, which is the reason of the name of the “Insulated Probe Method”.<sup>105–108)</sup> Because of the existence of the insulating layer, the net DC component in the probe current is zero. However, the probe electrode is capacitively coupled with plasma through the probe capacitance, which is defined as the capacitance between the probe electrode and the insulating layer surface facing the plasma. Because of this probe capacitance, on applying a time-varying voltage to the probe electrode, a current charging the probe capacitance flows to the probe. The response of this current reflects the properties of plasma and the measurement similar to the Langmuir probe method becomes possible by analyzing this current response.

The most advantageous point of this method is that the measurement is not easily affected by the change of probe surface condition, because the probe electrode is originally covered with an insulating layer and the DC resistance between the probe electrode and the plasma is inherently quite large.<sup>109–112)</sup> Even if an insulating film is deposited on the probe surface, the magnitude of the total DC resistance negligibly changes. Consequently, this method is essentially stable even under the condition that the probe surface condition is not stable, which means this method can satisfy the requirement (A4). In addition, this method also possesses the strong points as same as the Langmuir probe method and, therefore, is useful for monitoring processing plasmas.

In order to consider the time response of the probe current to the time-varying probe voltage, the indicial response has the primary importance, i.e., the probe current response to a step change in the probe voltage is to be considered first. This means the application of a square pulse voltage to the probe. The insulated probe method using a square pulse voltage is named the “Insulated Pulse Probe (IPP) method”.

There are several other techniques based on the Langmuir probe method that use a pulse voltage application to the probe.<sup>113–118)</sup> Most of them use the pulse voltage in order for the fast bias sweeping or the purpose of shortening

the measurement time. The insulated probe method presented in this thesis is based on the idea of the insertion of a capacitor into the probe circuit by Dr. Itatani<sup>119)</sup> and is essentially different in its concept from these previous works. The basic concept of the insulated probe method is described in Chapter 2. Previously, Butler and Kino pointed out the possibility of the use of the electrode positioned outside of the glass wall as a probe.<sup>120)</sup> Their idea resembles that of the insulated probe method. However, they went no further than suggesting the possibility.

In the case of fast changing probe voltage, the difference of obtained I-V characteristic from that measured quasi-statically becomes an issue and has been investigated by many researchers.<sup>121-129)</sup> This difference arises from firstly the inertia of charged particles in the plasma and secondly the displacement current. Practically speaking, this difference can be suppressed within a negligible range under an adequate condition, which can be satisfied in most processing plasmas as mentioned in Chapter 2. As for the pulse response ruled by the inertia of ions, however, the slow motion of ions can cause fairly large difference, which is out of scope of this thesis and will be discussed in a separate paper.<sup>130-132)</sup> The experimental comparison between the I-V characteristic quasi-statically measured by the conventional Langmuir probe method and that measured by the insulated probe method is described in Chapter 3, which shows good agreement between the two under the condition without the probe surface contamination and also shows superiority of the insulated probe method in the measurement stability under the condition with the contamination.

In the insulated probe method, the probe current flows not only because of the change in the probe voltage but also due to the change in the plasma potential. In most processing plasmas, RF power, such as RF at 13.56 MHz frequency, is often used for the plasma generation. In the RF generated plasma, an RF component is caused in the probe current because of the plasma potential oscillation. The most remarkable difference between the RF-compensated Langmuir probe method and the insulated probe method is that, in the latter, the probe electrode is kept at an extremely low-impedance state with respect to the ground level for the RF signal. Therefore, in the insulated probe method,



an RF current easily flows in the probe circuit, which brings the information of the plasma potential oscillation. By applying a time-varying voltage to the probe electrode, the RF component in the probe current is modulated by the probe voltage because the voltage across the probe sheath changes according to the probe potential. Both the amplitude and the phase of the RF component in the probe current change due to the change in the probe potential. By analyzing these changes, the essential plasma parameters of RF generated plasma, such as the electron temperature, plasma density, time-averaged sheath voltage and the amplitude of plasma potential oscillation, can be estimated.<sup>133-139)</sup> In Chapter 4, the principle of this method using a square pulse probe voltage is presented.

Using a pulse voltage, Sawa et al. and Urayama et al. have developed a new method for the end-point detection of ULSI fabrication process by observing the sheath oscillating current due to the superimposed pulse voltage to the substrate bias.<sup>140,141)</sup> The insulated probe method presented here is essentially different from this method, because the current not due to the oscillation excited by an external force but just due to the plasma potential oscillation inherent to RF generated plasma is observed in the insulated probe method.

The insulated probe method is similar to the capacitive probe method<sup>142-146)</sup> in its configuration that the probe electrode is capacitively coupled with the plasma. In the capacitive probe method, the probe electrode is usually covered with glass tube and is not directly exposed to the plasma. Consequently, the measurement is not easily affected by the change of the probe surface condition due to the contamination. However, in the capacitive probe method, the measurement is basically passive and the detected signal brings the information only about the plasma potential oscillation. The insulated probe method is markedly different from the ordinary capacitive probe method in the points that the probe capacitance is set to be exceedingly large compared with the capacitance of the probe sheath in order to keep the low-impedance state of the probe surface and also that the measurement is not passive.

Recently, a new technique named the plasma absorption probe method has been developed.<sup>147,148)</sup> The configuration of the probe in this method is also

similar to the capacitive probe method. Applying a sensing signal to the probe electrode that is identical to the end of inner conductor of a co-axial cable covered by a glass tube, the frequency spectrum of the reflected signal is measured. The spectrum shows a characteristic dip because of the absorption due to the excitation of surface waves around the glass cover of the probe electrode. The frequency at the dip is related to the plasma frequency and becomes an index of the plasma density. The measurement by this method is also considered to be stable against the exposure to reactive plasmas and can be a useful method to know the absolute plasma density. However, this method cannot provide the information of the plasma parameters except for plasma density. In addition, in the case that a conductive contaminating film is deposited on the surface of the glass cover, the measurement is seriously affected by the contamination.

Compared with these other measurement methods, the insulated probe method provides much more information about the electrical property of plasma. The insulated probe method possesses both strong points of the Langmuir probe method and stability of measurement, which is the reason that the insulated probe method is suitable for monitoring processing plasmas.

In the insulated probe method in RF plasma, by using a sinusoidal probe voltage instead of a square pulse voltage, substantially equivalent measurement is possible. In this case, the modulation of both amplitude and the phase of the fundamental RF component in the probe current signal is analyzed. This method is named the “Insulated Modulation Probe (IMP) method”<sup>138,139)</sup> and is described in Chapter 5. The IMP method has some advantageous points compared with the IPP method. Therefore, the complementary use of these two methods will be a powerful tool for monitoring practical RF processing plasma.

Furthermore, in Chapter 6, the improvement of the insulated probe method for the measurement in RF plasma using a transmission line<sup>149–152)</sup> is presented. By the use of a transmission line, the flexibility of the geometrical design of the probe system is greatly improved and it has become much easier to apply the IPP/IMP method in actual processing machine.

In Chapter 7, this thesis is summarized and concluded.

## References

- [1] R. Itatani: *Oyobutsuri* **64** (1995) 526 [in Japanese].
- [2] M. Sekine: *Oyobutsuri* **70** (2001) 387 [in Japanese].
- [3] *Plasma Diagnostic Techniques*, ed. R. H. Huddlestone and S. L. Leonard (Academic Press, New York, 1965).
- [4] T. DebRoy, S. Kumar and K. Tankala: *Diamond and Related Materials* **4** (1995) 69.
- [5] R. Manukonda, R. Dillon and T. Furtak: *J. Vac. Sci. Technol. - A* **13** (1995) 1150.
- [6] K. J. Clay, S. P. Speakman, G. A. J. Amaratunga and S. R. P. Silva: *J. Appl. Phys.* **79** (1996) 7227.
- [7] S. F. Durrant and M. A. Bica de Moraes: *Thin Solid Films* **277** (1996) 115.
- [8] H. C. Barshilia, B. R. Mehta and V. D. Vankar: *Journal of Materials Research* **11** (1996) 2852.
- [9] T. Vandeveld, M. Nesladek, C. Quaeys and L. Stals: *Thin Solid Films* **290** (1996) 143.
- [10] M. Boumerzoug, M. Boudreau and P. Mascher: *Plasma Chemistry and Plasma Processing* **17** (1997) 181.
- [11] S. Shannon, J. P. Holloway, K. Flippo and M. L. Brake: *Appl. Phys. Lett.* **71** (1997) 1467.
- [12] Yu. E. Kamenev, V. K. Kiseliyov, Ye. M. Kuleshov, B. N. Knyazkov, V. K. Kononenko, P. K. Nesterov and , M. S. Yanovsky: *International Journal of Infrared and Millimeter Waves* **19** (1998) 835.

- [13] B. P. Wood and, D. Pesenson: IEEE Trans. Plasma Science **26** (1998) 1718.
- [14] S. Arishige, S. Suzuki, M. D. Bowden, K. Uchino, K. Muraoka, T. Sakoda, Tadanori and W. Z. Park: Jpn. J. Appl. Phys. **39** (2000) 6732.
- [15] S. A. Moshkalyov, C. Thompson, T. Morrow and W. G. Graham: J. Vac. Sci. Technol.- A **18** (2000) 1395.
- [16] M. D. Bowden, M. Kogano, Y. Suetome, T. Hori, K. Uchino, K. Muraoka: J. Vac. Sci. Technol.- A **17** (1999) 493.
- [17] T. Hori, M. Kogano, M. D. Bowden, K. Uchino, K. Muraoka: J. Appl. Phys. **83** (1998) 1909.
- [18] M. Nakamura, H. Nakayama, M. Ito, M. Hori, T. Goto, A. Kono and N. Ishii: Jpn. J. Appl. Phys. **38** (1999) L1469.
- [19] P. Raynaud, T. Amilis and Y. Segui: Applied Surface Science **138** (1999) 285.
- [20] Ch. Hollenstein, A. A. Howling, C. Courteille, D. Magni, S. M. Scholz, G. M. W. Kroesen, N. Simons, W. de Zeeuw and W. Schwarzenbach: J. Phys. D - Appl. Phys. **31** (1998) 74.
- [21] K. Miyata, H. Arai, M. Hori and T. Goto: J. Appl. Phys. **82** (1997) 4777.
- [22] K. Miyata, M. Hori and T. Goto: J. Vac. Sci. Technol.- A **14** (1996) 2343.
- [23] G. M. W. Kroesen, J. H. W. G. den Boer, L. Boufendi, F. Vivet, M. Khouli, A. Bouchoule and , F. J. de Hoog: J. Vac. Sci. Technol.- A **14** (1996) 546.
- [24] K. Nishikawa, K. Ono, M. Tuda, T. Oomori and K. Namba: Jpn. J. Appl. Phys. **34** (1995) 3731.
- [25] K. Miyata, K. Takahashi, S. Kishimoto, M. Hori and T. Goto: Jpn. J. Appl. Phys. **34** (1995) L444.
- [26] A. H. M. Smets, D. C. Schram and M. C. M. van de Sanden: J. Appl. Phys. **88** (2000) 6388.

- [27] M. Vergohl, B. Hunsche, N. Malkomes, T. Matthee, B. Szyszka: *J. Vac. Sci. Technol.- A* **18** (2000) 1709.
- [28] H. L. Maynard, N. Layadi and J. T. C. Lee: *Thin Solid Films* **313** (1998) 399.
- [29] N. Bertrand, B. Drevillon and P. Bulkin: *J. Vac. Sci. Technol.- A* **16** (1998) 63.
- [30] S. Kumagai, M. Sasaki, M. Koyanagi and K. Hane: *Jpn. J. Appl. Phys.* **39** (2000) 6980.
- [31] S. Kumagai, M. Sasaki, M. Koyanagi and K. Hane: *Journal of the Electrochemical Society* **147** (2000) 3070.
- [32] S. Hadrich, B. Pflzer and J. Uhlenbusch: *Plasma Chemistry and Plasma Processing* **19** (1999) 91.
- [33] <http://www.omron.co.jp/press/98/9809monita.html>.
- [34] X. Li, M. Schaepkens, G. S. Oehrlein, R. E. Ellefson, L. C. Frees, N. Mueller and N. Korner: *J. Vac. Sci. Technol.- A* **17** (1999) 2438.
- [35] S. Ando, M. Shinohara and K. Takayama: *Vacuum - Surface Engineering Surface Instrumentation and Vacuum Technology* **49** (1998) 113.
- [36] W. Schwarzenbach, A. Tserepi, J. Derouard and N. Sadeghi: *Jpn. J. Appl. Phys.* **36** (1997) 4644.
- [37] A. Tserepi, W. Schwarzenbach, J. Derouard and N. Sadeghi: *J. Vac. Sci. Technol.- A* **15** (1997) 3120.
- [38] P. Kae-Nune, J. Perrin, J. Guillon and J. Jolly: *Plasma Sources Science and Technology* **4** (1995) 250.
- [39] K. Tachibana: *Oyobutsuri* **70** (2001) 337 [in Japanese].
- [40] I. Langmuir and H. Mott-Smith: *General Electric Review* **27** (1924) 449.
- [41] G. Wehner and G. Medicus: *J. Appl. Phys.* **23** (1952) 1035.
- [42] T. L. Thomas and E. L. Battle: *J. Appl. Phys.* **41** (1970) 3428.

- [43] S. Yamaguchi, G. Sawa, and M. Ieda: *J. Appl. Phys* **48** (1977) 2363.
- [44] I. Kato, T. Sakamoto, and T. Shimoda: *Jpn. J. Appl. Phys.* **33** (1994) 307.
- [45] R. A. Olson: *J. Appl. Phys.* **43** (1972) 2785.
- [46] J. G. Simmons, G. S. Nadkarni, and M. C. Lancaster: *J. Appl. Phys.* **41** (1970) 538.
- [47] Y. Kobayashi, T. Ohte, M. Katoh, and M. Sugawara: *Trans. IEE Japan* **109-A** (1989) 69 [in Japanese].
- [48] Ts. Popov and I. Petkov: *Vacuum* **51** (1998) 89.
- [49] J. Kalcik: *Czechoslovak J. Phys.* **45** (1995) 241.
- [50] K. Yanagihara and H. Yasuda: *J. Polymer Science* **20** (1982) 1833.
- [51] K. Tachibana, M. Nishida, H. Harima, and Y. Urano: *J. Phys. D: Appl. Phys.* (1984) 1727.
- [52] B. Drevillon, J. Huc, A. Lloret, J. Perrin, G. de Rosny, and J. P. M. Schmitt: *Appl. Phys. Lett.* **37** (1980) 646.
- [53] F. Delmotte, M. C. Hugon, B. Agius, A. M. Pointu, and S. Teodoru: *Appl. Phys. Lett.* **72** (1998) 1448.
- [54] C. Winkler, D. Strele, S. Tscholl, and R. Schrittwieser: *Plasma Phys. Control. Fusion* **42** (2000) 217.
- [55] E. R. Mosburg, Jr., R. C. Kerns, and J. R. Abelson: *J. Appl. Phys.* **54** (1983) 4916.
- [56] F. Delmontte, M. C. Hugon, B. Agius, A. M. Pointu, and S. Teodoru: *Appl. Phys. Lett.* **72** (1998) 1448.
- [57] J. Hong, A. Granier, C. Leteinturier, M. C. Peignon, and G. Turban: *J. Vac. Sci. Technol.* **A18** (2000) 497.
- [58] P. Adámek, J. Kalcík, M. Sicha, M. Tichý, H. Biederman, L. Soukup, and L. Jastrabík: *Cz. J. Phys.* **49** (1999) 1685.

- [59] J. F. Waymouth: *J. Appl. Phys.* **30** (1959) 1404.
- [60] I. Kato, T. Shimoda, and T. Yamagichi: *Jpn. J. Appl. Phys.* **33** (1994) 3586.
- [61] G. Medicus: *J. Appl. Phys.* **37** (1966) 215.
- [62] W. D. Bunting and W. J. Heikkila: *J. Appl. Phys.* **41** (1970) 2263.
- [63] G. V. Jorgenson and G. K. Wehner: *J. Appl. Phys.* **36** (1965) 2672.
- [64] D. J. Ball: *J. Appl. Phys.* **43** (1972) 3047.
- [65] S. Yamaguchi, G. Sawa, and M. Ieda: *Trans. IEE Japan* **101-A** (1971) 16.
- [66] A. Bochi and F. Magistrelli: *Nuovo Cimento* **24** (1963) 487.
- [67] F. W. Crawford: *J. Appl. Phys.* **34** (1963) 1897.
- [68] K. Matsumoto and M. Sato: *J. Appl. Phys.* **54** (1983) 1781.
- [69] A. Garscadden and K. G. Emeleus: *Proc. Phys. Soc.* **79** (1962) 535.
- [70] B. M. Annaratone and N. St. J. Braithwaite: *Meas. Sci. Technol.* **2** (1991) 795.
- [71] A. Ohsawa, M. Ohuchi and T. Kubota: *Meas. Sci. Technol.* **2** (1991) 801.
- [72] N. St. J. Braithwaite, N. M. P. Benjamin, and J. E. Allen: *J. Phys. E: Sci. Instrum.* **20** (1987) 1046.
- [73] M. Mizumura, S. Uotsu, S. Matsumura, and S. Teii: *J. Phys. D: Appl. Phys.* **25** (1992) 1744.
- [74] A. Dyson, P. Bryant, and J. E. Allen: *Meas. Sci. Technol.* **11** (2000) 554.
- [75] B. M. Annaratone, M. W. Allen, and J. E. Allen: *J. Phys. D: Appl. Phys.* **25** (1992) 417.
- [76] I. D. Sudit, and F. F. Chen: *Plasma Sources Sci. Technol.* **3** (1994) 162.
- [77] U. Flender, B. H. Nguyen Thi, K. Wiesemann, N. A. Khoromov, and N. B. Kolokolov: *Plasma Sources Sci. Technol.* **5** (1996) 61.

- [78] V. A. Godyak, R. B. Piejak, and B. M. Alexandrovich: *Plasma Sources Sci. Technol.* **1** (1992) 36.
- [79] R. R. J. Gagne and A. Cantin: *J. Appl. Phys.* **43** (1972) 2639.
- [80] E. Eser, R. E. Ogilvie, and K. A. Taylor: *J. Vac. Sci. Technol.*: **15** (1978) 199.
- [81] T. I. Cox, V. G. I. Deshmukh, D. A. O. Hope, A. J. Hydes, N. St. J. Braithwaite, and N. M. P. Benjamin: *J. Phys. D: Appl. Phys.* **20** (1987) 820.
- [82] D. Maundrill, J. Slatter, A. I. Spiers, and C. C. Welch: *J. Phys. D: Appl. Phys.* **20** (1987) 815.
- [83] P. A. Chatterton, J. A. Rees, W. L. Wu, and K. Al-Assadi: *Vacuum* **42** (1991) 489.
- [84] A. P. Paranjpe, J. P. McVittie, and S. A. Self: *J. Appl. Phys.* **67** (1990) 6718.
- [85] R. M. Castro, G. A. Cirino, P. Verdonck, H. S. Maciel, M. Massi, M. B. Pisani, and R. D. Mansano: *Contrib. Plasma Phys.* **39** (1999) 235.
- [86] W. Z. Collison, T. Q. Ni, and M. S. Bames: *J. Vac. Sci. Technol.* **A16** (1998) 100.
- [87] K. Okada, S. Komatsu, and S. Matsumoto: *J. Vac. Sci. Technol.* **A17** (1999) 721.
- [88] M. D. Bowden, M. Kogano, Y. Suetome, T. Hori, K. Uchino, and K. Muraoka: *J. Vac. Sci. Technol.* **A17** (1999) 493.
- [89] M. V. Malyshev, V. M. Donnely, A. Kornblit, N. A. Ciampa, J. I. Colonell, and J. T. C. Lee: *J. Vac. Sci. Technol.* **A17** (1999) 480.
- [90] A. Schwabedissen, E. C. Benck, and J. R. Roberts: *Phys. Rev. E* **55** (1997) 3450.
- [91] H. J. Yoon, T. H. Chung, and D. C. Seo: *Jpn. J. Appl. Phys.* **38** (1999) 6890.



- [92] X. Tang and D. N. Manos: *Plasma Sources Sci. Technol.* **8** (1999) 594.
- [93] E. A. Edelberg and E. S. Aydil: *J. Appl. Phys.* **86** (1999) 4799.
- [94] C. J. Park and S. M. Noh: *J. Analytical Atomic Spectrometry* **13** (1998) 715.
- [95] T. Kimura and K. Ohe: *Plasma Sources Sci. Technol.* **8** (1999) 553.
- [96] T. P. Schneider, W. W. Dostalík, A. D. Springfield, and R. Kraft: *Plasma Sources Sci. Technol.* **8** (1999) 397.
- [97] P. Spatenka, M. Petig, K. Wiesemann, and H. Suhr: *Plasma Chemistry and Plasma Processing* **15** (1995) 371.
- [98] P. Spatenka and V. Brunnhofer: *Meas. Sci. Technol.* **7** (1996) 1065.
- [99] S. Y. Kim and J. S. Lee: *J. Materials Science Letters* **16** (1997) 547.
- [100] H. Kersten, E. Stoffels, W. W. Stoffels, M. Otte, C. Csambal, H. Deutch, and R. Hippler: *J. Appl. Phys.* **87** (2000) 3637.
- [101] H. M. Musal, Jr : *J. Appl. Phys.* **41** (1970) 2605.
- [102] C. A. Anderson, W. G. Graham, and M. B. Hopkins: *Appl. Phys. Lett.* **52** (1988) 783.
- [103] V. A. Godyak and R. B. Piejak: *J. Appl. Phys.* **68** (1990) 3157.
- [104] F. F. Chan: *Rev. Sci. Instrum.* **35** (1964) 1208.
- [105] M. Deguchi and R. Itatani: *Jpn. J. Appl. Phys.* **37** (1998) 970.
- [106] M. Deguchi and R. Itatani: Ext. Abstr. (56th Autumn Meet., 1995) Japan Society of Applied Physics, 26p-M8 [in Japanese].
- [107] M. Deguchi and R. Itatani: *Proc. 13th Symp. Plasma Processing, Tokyo, Jan. 1996*, p. 447.
- [108] M. Deguchi and R. Itatani: Ext. Abstr. (46th Spring Meet., 1999) Japan Society of Applied Physics and Related Societies, 29p-YA17 [in Japanese].
- [109] M. Deguchi and R. Itatani: *Proc. 17th Symp. Plasma Processing, Nagasaki, Jan. 2000*, p. 169.

- [110] M. Deguchi and R. Itatani: Ext. Abstr. (43rd Spring Meet., 1996) Japan Society of Applied Physics and Related Societies, 29a-C1 [in Japanese].
- [111] M. Deguchi and R. Itatani: Ext. Abstr. (60th Autumn Meet., 1999) Japan Society of Applied Physics, 2a-ZM15 [in Japanese].
- [112] M. Deguchi and R. Itatani: Jpn. J. Appl. Phys. **41** (2002) 352.
- [113] J. F. Waymouth: J. Appl. Phys. **30** (1959) 1404.
- [114] R. M. Clements, B. M. Oliver, and P. R. Smy: J. Phys. D: Appl. Phys. **10** (1977) 2213.
- [115] T. Okuda: Kakuyugou Kenkyu **10** (1963) 47 [in Japanese].
- [116] H. D. Woköck, H. Bradaczek, and P. Denzer: J. Phys. E: Scientific Instruments **10** (1977) 86.
- [117] V. A. Kurnaev, A. M. Litnovski, V. B. Petrov, T. A. Staina, B. I. Khripunov, Yu. V. Chernyat'ev, and V. V. Shapkin, Jr.: Instruments and Experimental Techniques **42** (1999) 722.
- [118] G. Chiodini, C. Riccardi, and M. Fontanesi: Rev. Sci. Instrum. **70** (1999) 2681.
- [119] T. Sakaguchi and R. Itatani: Kakuyugou Kenkyu **1** (1958) 432 [in Japanese].
- [120] H. S. Butler and G. S. Kino: Phys. Fluid. **6** (1963) 1346.
- [121] T. Okuda: J. IEE. Jpn. **83-11** (1958) No. 902 1922 [in Japanese].
- [122] R. W. Carlson, T. Okuda, and H. J. Oskam: J. Appl. Phys. **33** (1962) 3141.
- [123] R. W. Carlson, T. Okuda, and H. J. Oskam: Physica **30** (1964) 182.
- [124] T. Okuda, R. W. Carlson, and H. J. Oskam: Physica **30** (1964) 193.
- [125] H. J. Oskam, R. W. Carlson, and T. Okuda: Physica **30** (1964) 375.
- [126] P. R. Smy and J. R. Greig: Brit. J. Appl. Phys. (J. Phys. D) **1** (1968) 351.

- [127] T. Tsukishima: *Kakuyugou Kenkyu* **10** (1963) 514 [in Japanese].
- [128] G. S. Aravin, P. A. Vlasov, Yu. K. Karasevich, E. V. Makolkin, and V. A. Polyanski: *Combust. Explos. Shock Waves* **20** (1984) 422.
- [129] V. T. Chiplonkar, and M. V. Advani: *Indian J. Pure & Appl. Phys.* **14** (1976) 122.
- [130] M. Deguchi and R. Itatani: *Proc. 3rd Int. Conf. Reactive Plasmas and 14th Symp. Plasma Processing, Nara, Jan. 1997*, p. 237.
- [131] M. Deguchi and R. Itatani: Ext. Abstr. (44th Spring Meet., 1997) Japan Society of Applied Physics and Related Societies, 28a-SQ2 [in Japanese].
- [132] M. Deguchi and R. Itatani: Ext. Abstr. (47th Spring Meet., 2000) Japan Society of Applied Physics and Related Societies, 28p-ZE5 [in Japanese].
- [133] M. Deguchi and R. Itatani: *Proc. 15th Symp. Plasma Processing, Hamamatsu, Jan. 1998*, p. 298.
- [134] M. Deguchi and R. Itatani: Ext. Abstr. (57th Autumn Meet., 1996) Japan Society of Applied Physics, 9a-Q1 [in Japanese].
- [135] M. Deguchi and R. Itatani: Ext. Abstr. (59th Autumn Meet., 1998) Japan Society of Applied Physics, 17p-S18 [in Japanese].
- [136] M. Deguchi and R. Itatani: Ext. Abstr. (46th Spring Meet., 1999) Japan Society of Applied Physics and Related Societies, 31a-D10 [in Japanese].
- [137] M. Deguchi and R. Itatani: *Jpn. J. Appl. Phys.* **41** (2002) 4700.
- [138] M. Deguchi and R. Itatani: Ext. Abstr. (45th Spring Meet., 1998) Japan Society of Applied Physics and Related Societies, 31a-B10 [in Japanese].
- [139] M. Deguchi and R. Itatani: *Jpn. J. Appl. Phys.* **41** (2002) 4720.
- [140] Y. Sawa, S. Fujii, Y. Horiike and H. Sindo: *Jpn. J. Appl. Phys.* **37** (1998) 337.
- [141] T. Urayama, H. Niimi, S. Fujii, Y. Horiike and H. Sindo: *Jpn. J. Appl. Phys.* **38** (1999) 4917.

- [142] E. Y. Wang, D. Diebold, P. Nonn, J. Pew, W. Q. Li, P. Probert, R. Breun, R. Majeski, S. L. Yan, and N. Hershkowitz: *Rev. Sci. Instrum.* **62** (1991) 1494.
- [143] N. Benjamin: *Rev. Sci. Instrum.* **53** (1982) 1541.
- [144] G. Popa, K. Ohe, and N. Dumitrascu: *J. Phys. D: Appl. Phys.* **22** (1989) 1327.
- [145] J. R. Roth and W. M. Krawczonek: *Rev. Sci. Instrum.* **42** (1971) 589.
- [146] J. Smith: *J. Appl. Phys.* **43** (1972) 3031.
- [147] K. Nakamura and H. Sugai: Ext. Abstr. (46th Spring Meet., 1999) Japan Society of Applied Physics and Related Societies, 29p-YA18 [in Japanese].
- [148] H. Kokura, K. Nakamura, I. Ghanashev and H. Sugai: *Jpn. J. Appl. Phys.* **38** (1999) 5262.
- [149] M. Deguchi and R. Itatani: *Proc. Plasma Science Symp. 2001 / 18th Symp. Plasma Processing, Kyoto, Jan. 2001*, p. 133.
- [150] M. Deguchi and R. Itatani: *Proc. 25th International Conference on Phenomena in Ionized Gases, Nagoya, Jul. 2001* Vol.4, p. 305.
- [151] M. Deguchi and R. Itatani: Ext. Abstr. (48th Spring Meet., 2001) Japan Society of Applied Physics and Related Societies, 31p-E4 [in Japanese].
- [152] M. Deguchi and R. Itatani: *Jpn. J. Appl. Phys.* **41** (2002) 5424.

# Chapter2

---

## Basic Concept of Insulated Probe Method

### § 2.1 Introduction

For the application to monitoring processing plasmas, the conventional Langmuir probe method has a fatal problem that the measurement is very sensitive to the probe surface condition and is easily affected by the surface contamination, which is naturally expected in the processing plasma containing chemically reactive species. In the case that a less conductive material is deposited on the probe surface, the I-V characteristic of the probe is seriously distorted.<sup>1-6)</sup> This is the major obstacle for the conventional Langmuir probe method to be applied to practical process monitoring.

In this thesis, it is intended to propose an effective solution for this problem by means of employing a probe that is covered with a thin insulating layer instead of a bare metallic probe in the conventional Langmuir probe method. Because of the existence of an insulating layer on the probe surface, net DC current does not flow into the probe electrode. However, the probe electrode is capacitively coupled with the plasma and the probe current flows through this capacitance, on applying a time-varying voltage to the probe. The response of the probe current reflects the conditions of the plasma. By analyzing this probe current response, a measurement similar to the Langmuir probe method is possible. This method is named the “Insulated Probe Method”.

In this chapter, the basic concept of this measurement method using a square pulse voltage on the assumption of no space potential oscillation is described. In the case of plasmas generated by DC discharge or microwave discharge without instabilities that cause potential fluctuations, the theory described in this chapter is considered to be valid. Concerning the measurement in RF generated plasma, which naturally has space potential oscillation, details are

presented in Chapter 4–6.

The insulated probe method using a square pulse voltage is named the “Insulated Pulse Probe (IPP) method”. There are several other measurement techniques called “pulsed probe”.<sup>7–12)</sup> However, the IPP method is different from them in its concept.<sup>13–16)</sup> In the IPP method presented here, the time response of the probe current is measured, applying a square pulse voltage to the probe. The pulse response of the sheath is important in the IPP method instead of the surface conductivity as in the Langmuir probe method. Since the pulse response of the sheath shows no strange behavior in high density plasmas such as those above  $10^9 \text{ cm}^{-3}$ , according to several studies by Okuda and coworkers,<sup>17–20)</sup> the IPP method is applicable to monitor usual reactive plasmas for processing.

In §2.2, the concept of the IPP method is introduced and the basic equations which determine the probe current response are presented. The analysis based on these equations is described in §2.3. The experimental result is presented in §2.4 and discussed in §2.6. Furthermore, in §2.5, it is proposed that a silicon wafer under processing can be used as a probe to measure the plasma just in front of the wafer.

## § 2.2 Concept and Basic Equations of Insulated Pulse Probe Method

Figure 2.1 is a schematic drawing of the probe system for measurement using the IPP method.<sup>14–16)</sup> The probe electrode is covered with a thin insulating layer and is inserted into the plasma. In this method, what is exposed to the plasma is the surface of the insulating layer of the probe, in contrast to the conventional Langmuir probe method, in which the probe electrode is directly exposed to the plasma. Accordingly, the potential of the insulating layer surface corresponds to the probe potential in the conventional Langmuir probe method. The insulating layer surface is normally charged to the floating potential  $V_f$  and an ion sheath is formed in front of the insulating layer surface. The probe electrode is electrically coupled to the plasma through capacitance  $C$

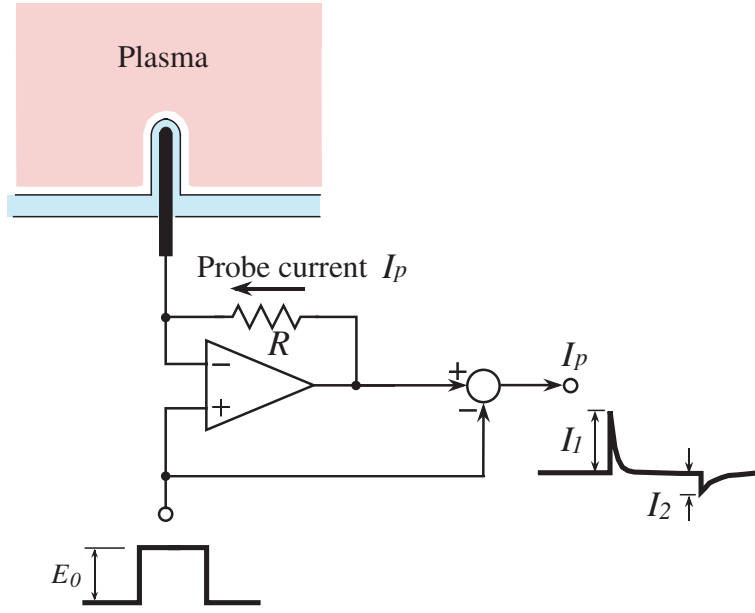


Fig. 2.1: Schematic drawing of the IPP method.

(represented as probe capacitance below) formed between the probe electrode and the surface of the insulating layer facing the plasma.

Due to the existence of the insulating layer, the net DC current does not flow to the probe electrode. However, when the potential of the probe electrode rapidly changes, the potential of the insulating layer surface also changes and the probe current  $I_p$  flows through the capacitance  $C$ . This probe current  $I_p$  consists of two components; one is the conduction current  $I_{cnd}$  and the other is the displacement current  $I_{dis}$ . Therefore,

$$I_p = I_{cnd} + I_{dis}. \quad (2.1)$$

The conduction current  $I_{cnd}$  results from the imbalance between the ion flux and the electron flux flowing onto the surface of the insulating layer, which is caused by a deviation of the insulating layer surface potential from the floating potential  $V_f$ . This conduction current is identical to the probe current in the conventional Langmuir probe method. The displacement current  $I_{dis}$  flows through the sheath capacitance  $C_s$ , which is due to the change of the electric flux density, in other words, the total charge in the sheath region.

The probe current  $I_p$  is directly measured by the electronic circuit shown in Fig. 2.1. The probe current signal is converted to the voltage signal by the

current-to-voltage converter using an operational amplifier. Since the condition of virtual short holds, the applied pulse voltage is transmitted directly to the probe without any voltage drop. By subtracting the applied pulse voltage from the output of the current-to-voltage converter, the output signal proportional to the probe current is obtained.

The response of the probe current  $I_p$  to the application of a square pulse voltage to the probe electrode as shown in Fig. 2.1 is considered, assuming the following conditions.

- (1) Following situations are assumed as same as the elementary theory of the conventional Langmuir probe method.
  - a. The space potential of the plasma is constant.
  - b. The distribution of electron energy is regarded as Maxwellian.
  - c. The dimension of the probe is much larger compared with the thickness of the probe sheath and the planer probe model is valid.
  - d. Collisions in the probe sheath are negligible.
  - e. Effect of the magnetic field is negligible.
  - f. The density of negative ions is negligible.
- (2) The plasma density is sufficiently high ( $\gtrsim 10^9 \text{ cm}^{-3}$ ) and the magnitude of the conduction current component  $I_{cnd}$  is almost equal to that of the probe current quasi-statically measured by the conventional Langmuir probe method, as suggested by the works of Okuda and coworkers.<sup>17-20)</sup>

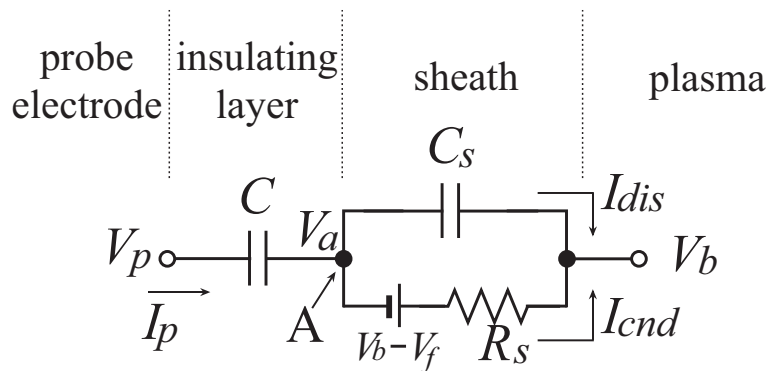


Fig. 2.2: Equivalent electric circuit of the probe system. Point A represents the surface of the insulating layer.



- (3) The pulse width and the period of the pulse repetition is much longer than the time required for the surface of the probe insulating layer to be charged back to the floating potential  $V_f$ .
- (4) The output impedance of the probe voltage source is negligible.
- (5) The operational amplifiers in the probe circuit are the ideal operational amplifiers.

The electrical characteristics of this probe system can be described with an equivalent circuit shown in Fig. 2.2. Here,  $C$  is the probe capacitance, that is, the capacitance formed between the probe electrode and the insulating layer surface facing the plasma. The insulating layer surface potential is described as  $V_a$ , that is, the potential at the point denoted as A, which corresponds to the probe potential in the conventional Langmuir probe method.

In the conventional Langmuir probe method, the probe current  $I$  which flows to the probe fixed to voltage  $V$  is expressed as

$$I = I_{e0} \exp\left(\frac{e(V - V_b)}{kT_e}\right) - I_i. \quad (2.2)$$

Here,  $I_{e0}$ ,  $T_e$  and  $I_i$  are the electron saturation current, the electron temperature and the ion saturation current, respectively.  $V_b$  represents the space potential of the plasma. This is rewritten using the floating potential  $V_f$  as

$$I = I_i \cdot \left[ \exp\left(\frac{e(V - V_f)}{kT_e}\right) - 1 \right]. \quad (2.3)$$

In the IPP method, the conduction current  $I_{cnd}$  may deviate from the above value for a short time after the pulse edge at which the probe voltage changes abruptly. This deviation is due to the inertia of the charged particles in or around the sheath. The decay time of this deviation is considered to be in the order of the largest among  $1/\omega_p$ ,  $\nu/\omega_p^2$  and  $1/\nu$  for the positive edge of the pulse. Here,  $\omega_p$  and  $\nu$  are the plasma frequency and the collision frequency, respectively. Similarly, the decay time of the deviation after the negative edge of the pulse is considered to be in the order of  $1/\omega_{pi}$ , where  $\omega_{pi}$  is the ion plasma frequency. The length of these characteristic times is less than or approximately a microsecond for ordinary processing plasmas. Therefore, it is acceptable that  $I_{cnd}$  is expressed by eq. (2.3) after about a microsecond from the pulse edge.

As for the transient response, especially at the negative edge of the pulse, the details will be discussed in a separate paper.<sup>21,22)</sup>

As mentioned in the above condition (2), Okuda and coworkers<sup>17-20)</sup> showed that, when the probe voltage is changed abruptly, the measured change of the probe current is smaller than that measured when the probe voltage is changed quasi-statically, because of the delay of the probe current response. This difference, however, becomes smaller as the plasma density increases and it is understood from the results of Okuda and coworkers that, when the plasma density is over about  $10^9 \text{ cm}^{-3}$ , this difference becomes negligibly small. As for the processing plasma, the plasma density is higher than this value in most cases. The results of Okuda and coworkers support that  $I_{cnd}$  is expressed by eq. (2.3) in the IPP method.

The probe potential  $V$  in eq. (2.3) corresponds to  $V_a$  in the IPP method.  $I_{cnd}$  is represented as

$$I_{cnd} = I_i \cdot \left[ \exp \left( \frac{e(V_a - V_f)}{kT_e} \right) - 1 \right]. \quad (2.4)$$

The displacement current  $I_{dis}$  is described as the time derivative of the total charge in the sheath region.

$$\begin{aligned} I_{dis} &= \frac{d}{dt} \{C_s \cdot (V_a - V_b)\} \\ &= \left( C_s + (V_a - V_b) \cdot \frac{dC_s}{dV_a} \right) \cdot \frac{dV_a}{dt} \\ &= C_{s,eff} \cdot \frac{dV_a}{dt} \end{aligned} \quad (2.5)$$

Here,  $C_{s,eff}$  is the effective sheath capacitance and the plasma potential  $V_b$  is treated as a constant over time, following the conventional Langmuir probe theory. Exactly speaking,  $C_s$  changes depending upon  $V_a$ . The effective sheath capacitance  $C_{s,eff}$  contains this dependence. In the description below,  $C_{s,eff}$  is treated as a constant for simplicity. The effect of accounting for the change of  $C_s$  is discussed in §2.3.3.

On the other hand, the total probe current  $I_p$  is represented as the displacement current through the probe capacitance  $C$ .

$$I_p = C \cdot \frac{d}{dt} (V_p - V_a) \quad (2.6)$$

Let us define new variables as

$$\tau = \frac{C\phi_e}{I_i}, \quad (2.7)$$

$$\eta = \frac{V_p}{\phi_e}, \quad (2.8)$$

$$\eta_a = \frac{V_a - V_f}{\phi_e}, \quad (2.9)$$

where,  $\phi_e$  represents the electron temperature ( $T_e$ ) measured in volts ( $\phi_e = kT_e/e$ ,  $k$  is the Boltzmann constant).

Equations (2.1), (2.4), (2.5) and (2.6) are joined into the following differential equation.

$$\left(1 + \frac{C_{s,eff}}{C}\right) \frac{d\eta_a}{dt} = -\frac{1}{\tau} (e^{\eta_a} - 1) + \frac{d\eta}{dt} \quad (2.10)$$

According to eq. (2.10),  $\eta_a$  ( $V_a$ ) is determined as a function of time ( $t$ ), and the probe current  $I_p$  is calculated from eq. (2.6). Since these equations which represents the time response of the probe current contain  $\phi_e$  and  $I_i$ , it is possible to acquire the information of the principal plasma parameters such as electron temperature and plasma density by measurement of the probe current response.

In addition, the stray capacitance could also produce a parasitic effect to the current response. However, it is possible to eliminate this effect (see §2.3.4).

## § 2.3 Analysis of the Basic Equations

### 2.3.1 Analysis neglecting sheath capacitance

When we neglect the effect of the sheath capacitance  $C_s$  in order to simplify the problem, the equation set of eqs. (2.1), (2.4) and (2.6) is reduced to

$$I_p = I_i \cdot \left[ \exp\left(\frac{e(V_a - V_f)}{kT_e}\right) - 1 \right], \quad (2.11)$$

$$I_p = C \cdot \frac{d}{dt} (V_p - V_a), \quad (2.12)$$

and the following differential equation is obtained.

$$\frac{d\eta_a}{dt} = -\frac{1}{\tau} (e^{\eta_a} - 1) + \frac{d\eta}{dt} \quad (2.13)$$

Comparing eq. (2.10) with eq. (2.13), it is clear that the effect of the sheath capacitance  $C_s$  is equivalent to the operation of replacing  $\tau$  with  $(1 + C_{s,eff}/C) \cdot \tau$  and  $\eta$  with  $\eta/(1 + C_{s,eff}/C)$  in the equations without taking  $C_s$  into consideration. In other words, the effect of the sheath capacitance  $C_s$  is equivalent to multiplying the  $C$  with  $(1 + C_{s,eff}/C)$  and reducing the probe voltage to  $1/(1 + C_{s,eff}/C)$ . The first half of this can be intuitively understood considering that  $C$  and  $C_{s,eff}$  seem connected in parallel setting the viewpoint at point A in Fig. 2.2. The latter half of this can be easily understood considering that the probe voltage is divided by  $C$  and  $C_{s,eff}$  at point A.

Therefore, let us first consider the case without taking the effect of the sheath capacitance  $C_s$  into consideration.

When a square voltage pulse (pulse height  $E_0$ ) is applied to the probe, the probe surface potential  $V_a$  is pumped up to  $V_f + E_0$ , i.e.,  $\eta_a = E_0/\phi_e$ , at the positive edge of the pulse, because the voltage across the probe capacitance  $C$  cannot change instantaneously. Accordingly, the electron flux flowing onto the surface of the insulating layer exceeds the ion flux, therefore net conduction current flows, which charges the probe surface potential back to  $V_f$  in due time. Similarly, at the negative edge of the pulse, the probe surface potential is pumped down to  $V_f - E_0$ , i.e.,  $\eta_a = -E_0/\phi_e$ , and the probe surface potential is also charged back to  $V_f$  by the ion current.

From eq. (2.13), it is clear that since the probe voltage is constant ( $d\eta/dt = 0$ ) after the edge of the pulse, after the positive edge  $d\eta_a/dt$  is always negative because the initial value of  $\eta_a$  is positive ( $E_0/\phi_e$ ). Similarly,  $d\eta_a/dt$  is always positive after the negative edge because the initial value of  $\eta_a$  is negative ( $-E_0/\phi_e$ ). Therefore, just at the positive and negative edges of the pulse, the peak probe currents ( $I_1$  and  $I_2$ , respectively) flow into the probe.  $I_1$  and  $I_2$  are represented as

$$I_1 = I_i \cdot \left[ \exp\left(\frac{E_0}{\phi_e}\right) - 1 \right], \quad (2.14)$$

$$I_2 = I_i \cdot \left[ \exp\left(-\frac{E_0}{\phi_e}\right) - 1 \right]. \quad (2.15)$$

The electron temperature  $\phi_e$  is easily calculated from the ratio of these two

as

$$\phi_e = \frac{E_0}{\ln |I_1/I_2|}. \quad (2.16)$$

Note that eq. (2.15) shows that  $|I_2|$  can be regarded as the ion saturation current  $I_i$ , when  $E_0$  is several times larger than  $\phi_e$ . Therefore, the plasma density can be calculated from  $I_2$  ( $I_i$ ). In practice, the probe current to be measured contains both, the component of the conduction current deviating from eq. (2.3) due to the inertia of the charged particles and the component of the displacement current via the sheath capacitance. As the magnitude of  $I_2$  is much smaller than that of  $I_1$ , the effect of these components may become more prominent at the negative edge of the pulse and influence the determination of  $I_2$  ( $I_i$ ). However, these components decay in about a microsecond as mentioned above and it is possible to determine the magnitude of  $I_i$  from the probe current response after these components decay.

It should be emphasized that the magnitude of the peak current ( $I_1$  and  $I_2$  determined by the eqs. (2.14) and eq. (2.15), respectively) does not depend upon the probe capacitance  $C$ . Therefore, for example, even if a film were deposited on the probe surface,  $I_1$  and  $I_2$  do not change. It follows that, in principle, measurements using the IPP method are not affected by the changes of the probe surface conditions.<sup>23)</sup>

After the pulse edge, the probe current decays as the insulating layer surface potential is charged back toward  $V_f$ . The time response of the probe current is determined by the probe capacitance  $C$  and by the parameters of the plasma. Therefore, plasma parameters, such as electron temperature and plasma density, can also be easily estimated from this time response of the probe current.

By solving the eq. (2.13), the time response of the probe current is represented as

(after the positive edge)

$$I_p = I_i \cdot \frac{\exp(-t/\tau + \alpha_1)}{1 - \exp(-t/\tau + \alpha_1)}, \quad (2.17)$$

(after the negative edge)

$$I_p = -I_i \cdot \frac{\exp(-t/\tau + \alpha_2)}{1 + \exp(-t/\tau + \alpha_2)}. \quad (2.18)$$

Here,  $\tau$  defined by eq. (2.7) represents the time constant for the ion saturation current  $I_i$  to charge the probe capacitance  $C$  up to the voltage  $\phi_e$ .  $\alpha_1$  and  $\alpha_2$  are defined as

$$\alpha_1 = \ln [1 - \exp(-E_0/\phi_e)], \quad (2.19)$$

$$\alpha_2 = \ln [\exp(E_0/\phi_e) - 1]. \quad (2.20)$$

When  $t \gg \tau$ , the time response of the probe current approaches the exponential decay with the time constant  $\tau$ . If the probe capacitance  $C$  is known, then  $\phi_e$  can be calculated also from  $\tau$  and  $I_i$  ( $I_2$ ). Conversely, it is possible to estimate  $C$  from  $\tau$ ,  $\phi_e$  and  $I_2$  ( $I_i$ ). In the case that the plasma is a reactive plasma and a film is deposited on the probe surface,  $C$  and therefore  $\tau$  changes during the process. The amount of the film deposition can be estimated from the change of  $\tau$ .<sup>23)</sup> If the deposited film is an insulating film, then only  $C$  changes. Even if the film is electrically conductive, the magnitude of the peak current  $I_1$ ,  $I_2$  does not change and it is still possible to estimate the film thickness from the current response.<sup>23)</sup> The details about the effects of the film deposition is described in next chapter.

Electron temperature  $\phi_e$  can also be calculated in other ways. Differentiating eqs. (2.17) and (2.18) with respect to time, the gradient of the probe current response at the pulse edge is represented as

(after the positive edge)

$$\left(\frac{dI_p}{dt}\right)_1 = -\frac{I_i}{\tau} \cdot \frac{e^{\alpha_1}}{(1 - e^{\alpha_1})^2}, \quad (2.21)$$

(after the negative edge)

$$\left(\frac{dI_p}{dt}\right)_2 = \frac{I_i}{\tau} \cdot \frac{e^{\alpha_2}}{(1 + e^{\alpha_2})^2}. \quad (2.22)$$

When  $E_0$  is several times larger than  $\phi_e$ ,  $\phi_e$  can be calculated from the ratio of the above two

$$\phi_e = \frac{3E_0}{\ln \left| \left(\frac{dI_p}{dt}\right)_1 / \left(\frac{dI_p}{dt}\right)_2 \right|}. \quad (2.23)$$

Practically,  $(dI_p/dt)_1$  and  $(dI_p/dt)_2$  should be determined by extrapolating the probe current response curve after the decay of the transient components at the pulse edge.

Furthermore, because the dependence of the peak current  $I_1, I_2$  on the pulse height  $E_0$  (eqs. (2.14) and (2.15)) is the I–V characteristic of Langmuir probe itself, the I–V characteristic is obtained by measuring the peak current  $I_1, I_2$  corresponding to various pulse heights  $E_0$  and  $\phi_e$  can be calculated from the slope of the semi-log plot of the I–V characteristic.

The convenient ways to calculate  $\phi_e$  are

$$\phi_e = \frac{E_0}{\ln(A_2 - 1)}, \quad (2.24)$$

$$\phi_e = \frac{E_0}{\ln[(\sqrt{4A_3 - 3} - 1)/2]}. \quad (2.25)$$

Here  $A_2$  and  $A_3$  are the ratios of the peak current when the pulse height is changed by 2 and 3 times, respectively.

Figure 2.3 summarizes the relationship among the measured pulse response and the calculable plasma parameters in this method.

### 2.3.2 *Effect of the finite rise time of the pulse*

In the IPP method, the electron temperature is easily estimated from the magnitude of the peak currents at the pulse edge as described above. In most cases, however, the voltage pulse is not necessarily a complete square pulse. If the pulse edge has a finite rise time, then the magnitude of the peak current at the pulse edge decreases.

Approximating that the pulse voltage rises according to the exponential time dependence with time constant  $\tau_p$ , the probe voltage  $\eta$  is expressed as

$$\eta = \eta_0 \cdot \left[ 1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_p}\right) \right], \quad (2.26)$$

here,  $\eta_0 = E_0/\phi_e$ . The differential equation eq. (2.13) becomes

$$\frac{d\eta_a}{dt} = -\frac{1}{\tau} (e^{\eta_a} - 1) + \frac{\eta_0}{\tau_p} \exp\left(-\frac{t}{\tau_p}\right). \quad (2.27)$$

By numerically solving this equation, it is shown that the amount of the probe current reaches maximum at the time of the order of  $\tau_p$  after the pulse edge and

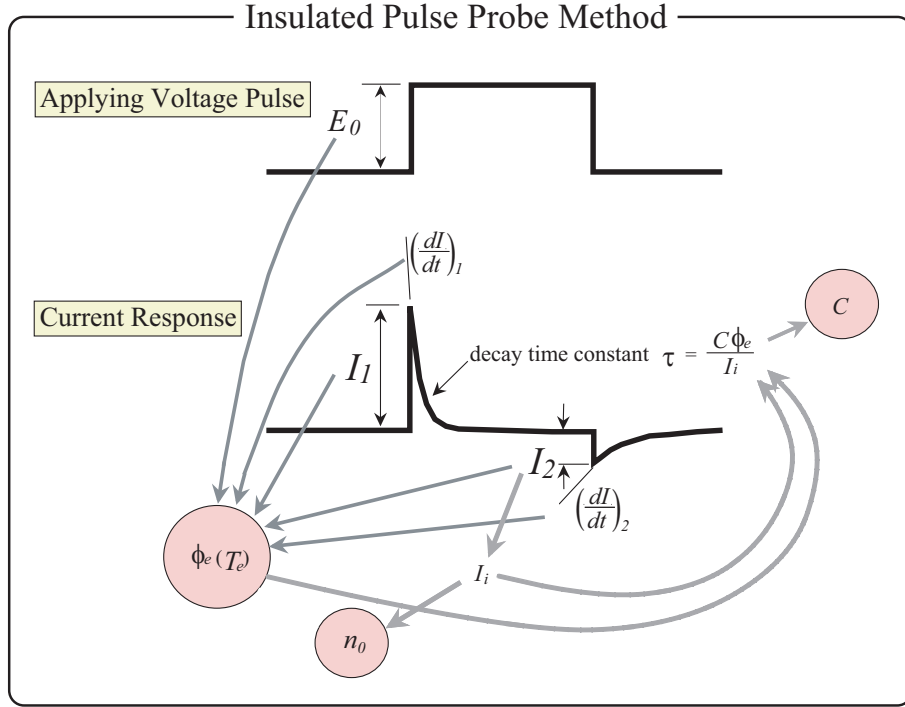


Fig. 2.3: Summary of the relationship between the measured pulse response and the calculable plasma parameters in the IPP method.

the magnitude of the peak current is reduced in comparison with the value in the case of the ideal square pulse. Figure 2.4 shows the result of the calculation of this peak current reduction ratio. As the time constant ratio  $\tau/\tau_p$  increases, the peak current reduction ratio approaches unity. It follows that the error in the measurement of the peak currents becomes smaller as the probe capacitance  $C$  increases. The error due to the finite rise time is considered to be large in the measurement of  $I_1$  rather than  $I_2$  because the magnitude of  $I_1$  is much larger than that of  $I_2$ . It is possible to apply an appropriate correction to the measured value of  $I_1$ , according to Fig. 2.4.

The amount of the peak current reduction also depends on the pulse height  $\eta_0 (= E_0/\phi_e)$ . An appropriate correction, according to Fig. 2.4, is also necessary for the precise measurement of the probe I-V characteristic from the dependence between  $E_0$  and  $I_1, I_2$ . In the case of large probe capacitance  $C$  (i.e., large  $\tau$ ), however, the error is expected to be small even without the correction. When  $\tau$  is several thousand times larger than  $\tau_p$ , the error in the peak



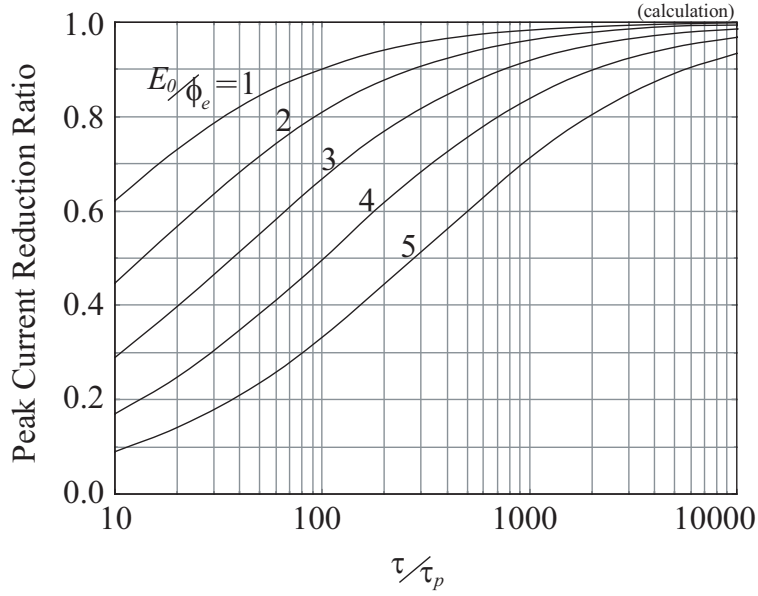


Fig. 2.4: Calculated dependence of the peak current reduction ratio upon the time constant ratio  $\tau/\tau_p$ .

current measurement is less than 10% even without the correction.

### 2.3.3 Analysis considering the sheath capacitance

Considering the effect of sheath capacitance  $C_s$  into consideration, the displacement current  $I_{dis}$  through this capacitance is added to the probe current.

To begin with, let us consider the case where the pulse voltage is an ideal square pulse. In this case, the probe voltage and also the potential at point A ( $V_a$ ) in Fig. 2.2 is assumed to change instantaneously. At the pulse edge ( $t = 0$ ), the probe voltage is divided by  $C$  and  $C_{s,eff}$ . The initial value of  $V_a$  ( $\eta_a$ ) at  $t = +0$  is determined by the ratio of these two capacitances.

At the positive edge, this value becomes

$$\eta_a|_{t=+0} = \frac{C}{C + C_{s,eff}} \cdot \eta_0. \quad (2.28)$$

Since  $\eta_a$  decreases after the pulse edge, the conduction current also takes maximum  $I_{c,max}$  at  $t = +0$ .

$$I_{c,max} = I_i \cdot \left[ \exp \left( \frac{C}{C + C_{s,eff}} \cdot \eta_0 \right) - 1 \right]. \quad (2.29)$$

On the other hand, being precise, the displacement current reaches infinity in this case, which is, however, not realistic. In practice, for the estimation of the displacement current, the rise time of the pulse voltage must be taken into consideration. Differentiating eq. (2.26) with respect to time shows

$$\frac{d\eta}{dt} = \frac{\eta_0}{\tau_p} \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau_p}\right). \quad (2.30)$$

It follows that  $d\eta/dt$  takes maximum at  $t = +0$ . By substituting eq. (2.30) for eq. (2.10),

$$\left(1 + \frac{C_{s,eff}}{C}\right) \frac{d\eta_a}{dt} = -\frac{1}{\tau} (e^{\eta_a} - 1) + \frac{\eta_0}{\tau_p} \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau_p}\right). \quad (2.31)$$

Since, at the pulse edge ( $t = +0$ )  $\eta_a$  is still zero,  $d\eta_a/dt$  also takes maximum at  $t = +0$ ,

$$\left.\frac{d\eta_a}{dt}\right|_{t=+0} = \frac{\eta_0}{\left(1 + \frac{C_{s,eff}}{C}\right) \cdot \tau_p}. \quad (2.32)$$

Therefore, the maximum of the displacement current  $I_{d,max}$  becomes

$$I_{d,max} = \frac{C_{s,eff} \cdot \phi_e \cdot \eta_0}{\left(1 + \frac{C_{s,eff}}{C}\right) \cdot \tau_p}. \quad (2.33)$$

Comparing eq. (2.29) and eq. (2.33), the ratio of the displacement current and the conduction current becomes

$$\frac{I_{d,max}}{I_{c,max}} = \frac{\frac{\Delta}{1 + \Delta} \cdot \frac{\tau}{\tau_p} \cdot \eta_0}{\exp\left(\frac{1}{1 + \Delta} \cdot \eta_0\right) - 1}. \quad (2.34)$$

Here,  $\Delta = C_{s,eff}/C$ .

Note that the numerator on the right side of eq. (2.34) is the linear function of the pulse height of the probe voltage  $\eta_0$  and that, on the contrary, the denominator is the exponential function of  $\eta_0$ . This means that the contribution of the displacement current component to the probe current at the positive edge decreases as the pulse height increases. The condition that  $I_{d,max}/I_{c,max} < 1$

is satisfied in the shaded region shown in Fig. 2.5. The sufficient condition for the conduction current to always be greater than the displacement current is

$$\frac{1}{1 + \Delta} > \frac{\Delta}{1 + \Delta} \cdot \frac{\tau}{\tau_p}, \quad (2.35)$$

hence;

$$\frac{C_{s,eff}}{C} < \frac{\tau_p}{\tau}. \quad (2.36)$$

This is rewritten as

$$\tau_p > \frac{C_{s,eff}\phi_e}{I_i}. \quad (2.37)$$

If one roughly estimates the sheath capacitance  $C_{s,eff}$  as  $\varepsilon_0/\lambda_D$  and the ion saturation current  $I_i$  as  $en_0(kT_e/M)^{1/2}$ , then eq. (2.37) becomes

$$\tau_p > \left( \frac{\varepsilon_0 M}{n_0 e^2} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (2.38)$$

Here,  $\varepsilon_0$ ,  $\lambda_D$ ,  $M$  and  $n_0$  are the dielectric constant of the vacuum, Debye length, ion mass and plasma density, respectively. Equation (2.38) suggests that as long as the rise time of the pulse is of the order of the reciprocal of the plasma ion frequency, it is possible to neglect the effect of the sheath capacitance. For example, assuming an Ar plasma with the density of  $10^{10} \text{ cm}^{-3}$ , eq. (2.38) reduces to  $\tau_p > 300 \text{ ns}$ . Note that this condition is not the required condition, but is a sufficient condition so that  $I_{d,max} < I_{c,max}$  always holds. Even if eq. (2.38) is not satisfied, the ratio  $I_{d,max}/I_{c,max}$  decreases rapidly as the pulse height  $\eta_0$  is increased.

As the plasma density increases, since the right side of eq. (2.38) becomes smaller, it becomes easier to satisfy the requirements of eq. (2.38). This tendency agrees with the above mentioned result of Okuda and coworkers.<sup>17-20)</sup>

For the negative edge of the pulse, the peak value of the conduction current is

$$I_{c,max} = I_i \cdot \left[ 1 - \exp \left( - \frac{C}{C + C_{s,eff}} \cdot \eta_0 \right) \right]. \quad (2.39)$$

On the other hand, the displacement current is to be regarded as the same as

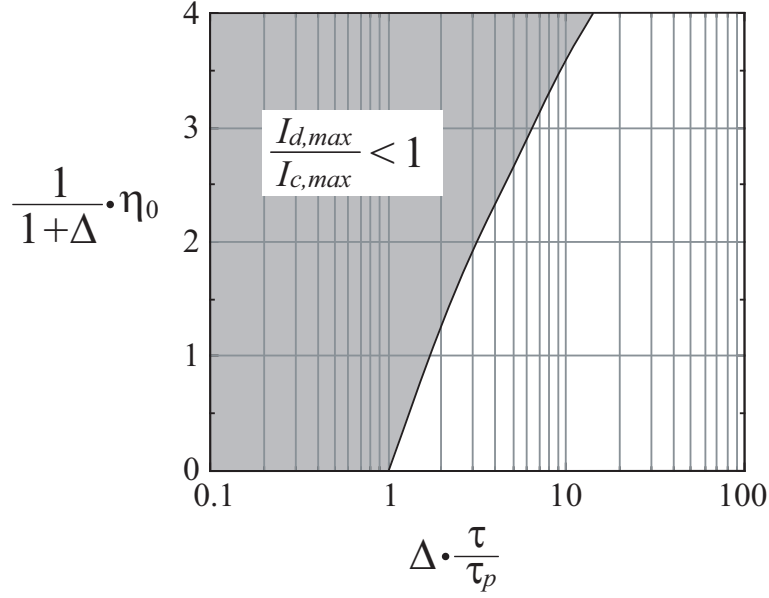


Fig. 2.5: Region where the condition that  $I_{d,max}/I_{c,max} < 1$  is satisfied. (shaded region)

that at the positive edge of the pulse. Hence, the ratio of the two becomes

$$\begin{aligned} \frac{I_{d,max}}{I_{c,max}} &= \frac{\frac{\Delta}{1+\Delta} \cdot \frac{\tau}{\tau_p} \cdot \eta_0}{1 - \exp\left(-\frac{1}{1+\Delta} \cdot \eta_0\right)} \\ &\simeq \frac{\Delta}{1+\Delta} \cdot \frac{\tau}{\tau_p} \cdot \eta_0. \end{aligned} \quad (2.40)$$

It follows that when the pulse voltage  $\eta_0$  is large, the displacement current component can be prominent at the negative edge of the pulse. This is in agreement with the experimental results, the details of which is described in ref. 21, 22.

In the above analysis, the effective sheath capacitance  $C_{s,eff}$  is used to indicate the sheath capacitance, in which the dependence of the sheath capacitance  $C_s$  upon the voltage across the sheath is taken into account. Let us now consider the difference from the case where  $C_s$  is treated as a constant.

Assuming that the sheath thickness  $d_s$  is approximately given by Child's law

for a space-charge-limited ion diode,  $d_s$  is represented as

$$d_s = \frac{2}{3} \left( \frac{\varepsilon_0 S}{I_i} \right)^{\frac{1}{2}} \left( \frac{2e}{M} \right)^{\frac{1}{4}} V^{\frac{3}{4}}. \quad (2.41)$$

Here,  $V$  is the voltage across the sheath and  $S$  is the area of the probe surface.

Differentiating eq. (2.41) with respect to time, the displacement current through the sheath capacitance ( $\equiv en_0 S \dot{d}_s$ ) is calculated as;<sup>24)</sup>

$$I_{dis} = \frac{1}{2} en_0 S \left( \frac{\varepsilon_0 S}{I_i} \right)^{\frac{1}{2}} \left( \frac{2e}{M} \right)^{\frac{1}{4}} V^{-\frac{1}{4}} \cdot \left( \frac{dV}{dt} \right). \quad (2.42)$$

Therefore, the sheath capacitance  $C_s$  is represented as

$$C_s = \frac{1}{2} en_0 S \left( \frac{\varepsilon_0 S}{I_i} \right)^{\frac{1}{2}} \left( \frac{2e}{M} \right)^{\frac{1}{4}} V^{-\frac{1}{4}}. \quad (2.43)$$

This shows that the sheath capacitance  $C_s$  is proportional to  $V^{-1/4}$ .

For example, assuming an Ar plasma with the density of  $10^{10} \text{ cm}^{-3}$  and the electron temperature of 2 eV,  $C_s/S$  is estimated to be about  $4 \text{ pFcm}^{-2}$  at the floating potential.

In general, let us assume  $C_s = k \cdot V^\gamma$ , where  $-1 < \gamma < 0$  and  $k$  is a proportional constant. The magnitude of the displacement current  $I_{dis}$  through  $C_s$  defined by  $d(C_s \cdot V)/dt$  becomes

$$\begin{aligned} |I_{dis}| &= \left| C_s \cdot \frac{dV}{dt} + V \cdot \frac{dC_s}{dt} \right| \\ &= \left| (1 + \gamma) \cdot k \cdot V^\gamma \cdot \frac{dV}{dt} \right| \\ &< \left| k \cdot V^\gamma \cdot \frac{dV}{dt} \right| \\ &= \left| C_s \cdot \frac{dV}{dt} \right|. \end{aligned} \quad (2.44)$$

This means that, if the change of the sheath capacitance  $C_s$  due to the change of the surface potential of the insulating layer is considered, then the magnitude of the displacement current component  $I_{dis}$  becomes smaller than the value obtained when  $C_s$  is treated as a constant. In other words,  $C_{s,eff} < C_s$ .

Since the effect of the sheath capacitance  $C_s$  is determined by the ratio  $\Delta (= C_{s,eff}/C)$ , it is possible to suppress the effect by choosing a large capacitance as the probe capacitance  $C$ . From the eq. (2.43), it is understood that the magnitude of  $C_{s,eff}$  is approximately estimated as the capacitance between

two parallel plates spaced by a distance of several Debye lengths of the plasma. Note that both the probe capacitance  $C$  and the sheath capacitance  $C_{s,eff}$  are proportional to the area of the probe surface. Therefore, ratio  $\Delta$  is chiefly determined by the ratio of the Debye length and the thickness of the insulating layer on the probe surface (the dielectric constant of the insulating layer also relates to  $\Delta$ ). If the thickness of the insulating layer is less than 10–50  $\mu\text{m}$ ,  $\Delta$  will be suppressed approximately less than 0.1 in most processing plasmas.

### 2.3.4 Analysis considering the stray capacitance

In any measurement system, it is inevitable that stray capacitance exists and causes errors in the measurement. When the pulse technique is used, the displacement current through the stray capacitance may not be low and its effect should be accurately estimated.

The effect of the stray capacitance is considered in Fig. 2.6. The displacement current  $I'$  through the stray capacitance  $C'$  is represented as

$$I' = C' \cdot \frac{dV_p}{dt}. \quad (2.45)$$

The measured current  $I$  is the sum of the probe current  $I_p$  and the displacement current  $I'$ .

$$I = I_p + I'. \quad (2.46)$$

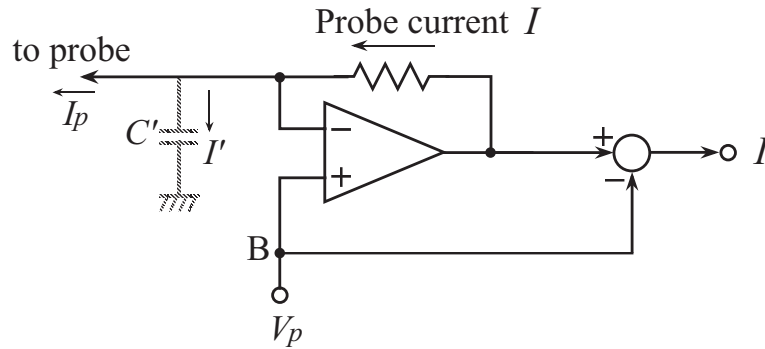


Fig. 2.6: Drawing for the analysis of the effect due to the stray capacitance  $C'$ .

Equations (2.45), (2.46), and (2.11) are combined into the following equation.

$$I = I_i \cdot \left( e^{\eta_a} - 1 + \tau \cdot \frac{C'}{C} \cdot \frac{d\eta}{dt} \right) \quad (2.47)$$

Representing the voltage pulse as in eq. (2.26), eq. (2.47) becomes

$$I = I_i \cdot \left[ e^{\eta_a} - 1 + \frac{\tau}{\tau_p} \cdot \frac{C'}{C} \cdot \eta_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau_p}\right) \right]. \quad (2.48)$$

The last term in the bracket in the right side of eq. (2.48) represents the effect of the stray capacitance  $C'$ , which takes maximum  $I'_{max}$  at the pulse edge ( $t=+0$ ).

$$I'_{max} = I_i \cdot \frac{\tau}{\tau_p} \cdot \frac{C'}{C} \cdot \eta_0 \quad (2.49)$$

On the other hand, the maximum of the probe current  $I_p$  is estimated as follows, assuming an ideal square pulse (see eq. (2.29)).

$$I_{p,max} = I_i \cdot (e^{\eta_0} - 1) \quad (2.50)$$

The ratio of the above two ( $I'_{max}$  and  $I_{p,max}$ ) determines the influence of the stray capacitance. In order for the condition of  $I'_{max} < I_{p,max}$  to always hold,

$$\frac{C'}{C} < \frac{\tau_p}{\tau}, \quad (2.51)$$

should be satisfied. This relation can be rewritten as

$$\tau_p > \frac{C' \cdot \phi_e}{I_i}, \quad (2.52)$$

which is similar to eq. (2.37). For example, assuming an Ar plasma with the density of  $10^{10} \text{ cm}^{-3}$  and the electron temperature of 2 eV, eq. (2.52) reduces approximately to  $C' [\text{pF}] < 0.1\tau_p [\text{ns}] \cdot S [\text{cm}^2]$ , where  $S$  is the area of the probe surface.

If the geometrical layout and dimensions of the measurement system are carefully designed, then it is not difficult to maintain the stray capacitance  $C'$  at the same order as (or less than) the sheath capacitance  $C_s$ . In this case, if the requirement of eq. (2.37) is satisfied, then eq. (2.52) is automatically satisfied.

Furthermore, it is also possible to cancel the effect of this stray capacitance  $C'$ . For example, by shielding the probe circuit and connecting the shield to point B in Fig. 2.6, no displacement current flows to the probe circuit, since the voltage between the probe circuit and the shield is always zero.

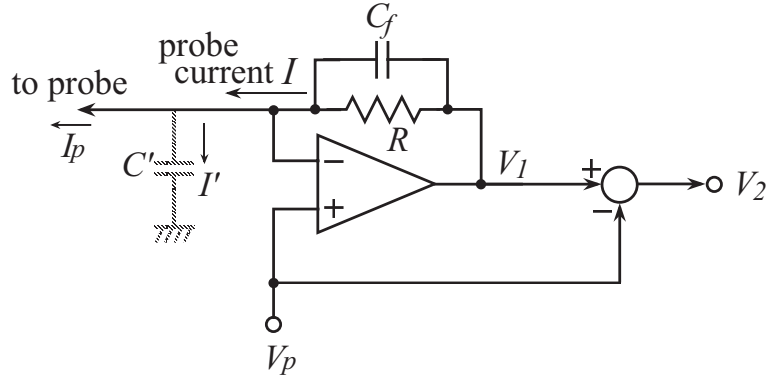


Fig. 2.7: Drawing for the analysis of the feedback capacitor  $C_f$ .

A much easier method is to adjust the frequency response of the current-to-voltage converter by a feedback capacitor  $C_f$ , as shown in Fig. 2.7. In Fig. 2.7, the relation between the output of the current-to-voltage converter ( $V_1$ ) and the current  $I$  is

$$I = \frac{V_1 - V_p}{R} + C_f \cdot \frac{d}{dt}(V_1 - V_p). \quad (2.53)$$

Noting that the output  $V_2$  is  $V_1 - V_p$  and defining that  $\eta_2 \equiv V_2/\phi_e$ , the following equation is obtained.

$$I_i \cdot \left( e^{\eta_a} - 1 + \tau \cdot \frac{C'}{C} \cdot \frac{d\eta}{dt} \right) = \frac{\phi_e \eta_2}{R} + C_f \phi_e \frac{d\eta_2}{dt} \quad (2.54)$$

When the last terms in each side of eq. (2.54) are equal and cancel each other out, then the output  $\eta_2$  ( $V_2$ ) exactly represents the probe current  $I_p$ . In other words, the effect of the stray capacitance  $C'$  is eliminated. The required condition is written as

$$C' \frac{d\eta}{dt} = C_f \frac{d\eta_2}{dt}. \quad (2.55)$$

Since the effect of the stray capacitance is considered most prominent at the pulse edge, the next relation should be satisfied.

$$C' \frac{d\eta}{dt} \Big|_{t=+0} = C_f \frac{d\eta_2}{dt} \Big|_{t=+0} \quad (2.56)$$

Now, let us define the variable  $u$  as

$$u \equiv \frac{\phi_e}{I_i R} \cdot \eta_2. \quad (2.57)$$



Equation (2.54) is represented as

$$e^{\eta_a} - 1 + \tau \cdot \frac{C'}{C} \cdot \frac{d\eta}{dt} = u + C_f R \frac{du}{dt}. \quad (2.58)$$

In the case that the last terms on each side of eq. (2.58) cancel each other out,

$$u = e^{\eta_a} - 1. \quad (2.59)$$

Hence,

$$\frac{du}{dt} = e^{\eta_a} \frac{d\eta_a}{dt}. \quad (2.60)$$

Assuming that the pulse voltage is described as in eq. (2.26), then  $\eta_a = 0$  at the pulse edge ( $t=+0$ ). Therefore, from eq. (2.13),

$$\begin{aligned} \left. \frac{d\eta_a}{dt} \right|_{t=+0} &= \left. \frac{d\eta}{dt} \right|_{t=+0} \\ &= \frac{\eta_0}{\tau_p} \end{aligned} \quad (2.61)$$

Consequently, eq. (2.56) becomes

$$\begin{aligned} C' \frac{\eta_0}{\tau_p} &= C_f \frac{I_i R}{\phi_e} \left. \frac{du}{dt} \right|_{t=+0} \\ &= C_f \frac{I_i R}{\phi_e} e^{\eta_a(t=+0)} \left. \frac{d\eta_a}{dt} \right|_{t=+0} \\ &= C_f \frac{I_i R \eta_0}{\phi_e \tau_p}. \end{aligned} \quad (2.62)$$

It follows that, if the relation

$$C_f R = \frac{C' \cdot \phi_e}{I_i} \quad (2.63)$$

is satisfied, then the effect of the stray capacitance  $C'$  is canceled, at least for the pulse edge.

Equation (2.53) is to be rewritten using  $u$  as

$$\frac{du}{dt} = -\frac{u - I/I_i}{C_f R}. \quad (2.64)$$

This means that the output  $u$  exponentially approaches the current signal  $I/I_i$  with the time constant of  $C_f R$ .

However, if the time constant  $C_f R$ , which determines the quickness of the response of the current-to-voltage converter, is larger than that of the pulse

voltage  $\tau_p$ , it would cause an error in the measurement of the peak current at the pulse edge. Therefore, the following condition is required.

$$\begin{aligned}\tau_p &> C_f R \\ &= \frac{C' \cdot \phi_e}{I_i}\end{aligned}\tag{2.65}$$

This is in accordance with eq. (2.52).

## § 2.4 Experiments

Various materials can be used for the probe in the IPP method. In the preliminary experiments, a ceramic-coated copper wire of 1 mm in diameter was used as the probe. The ceramic-coating was 10- $\mu$ m-thick silicon dioxide layer. Except for the last 2 cm from the end, the wire was covered with a thick Teflon tube 6 mm in diameter. As the thickness of the Teflon tube is much greater than that of the ceramic-coating on the wire, the probe capacitance is mainly at the end and the stray capacitance is considered to be quite small (estimated less than 10 pF). The probe capacitance  $C$  is estimated at about 200 pF in this case.

A square voltage pulse was applied to the probe and the probe current response was directly measured. A schematic of the electronic circuit for the experiments is shown in Fig. 2.8.  $C_{f1}$ ,  $C_{f2}$  and  $C'_2$  are the trimming capacitors. Prior to the measurement, without the plasma, these capacitors were adjusted so that the output was zero at the pulse edge. Exactly speaking, a narrow small spike may remain as a noise, which is negligible compared with the probe current signal. In this manner, the parasitic effect due to the stray capacitance was eliminated. The frequency response of the circuit is determined by the time constants  $C_{f1}R$  and  $C_{f2}R$  as described in §2.3.4 and is also dependent upon the bandwidth of the operational amplifiers. When a precise observation of the current response at the pulse edge is not required, the usual low-noise all-purpose operational amplifiers can be used. The limitation of the bandwidth is convenient for eliminating the effects of the sheath capacitance and the stray capacitance, because the signal due to these effects generally consists of very high frequency components. The bandwidth of the operational

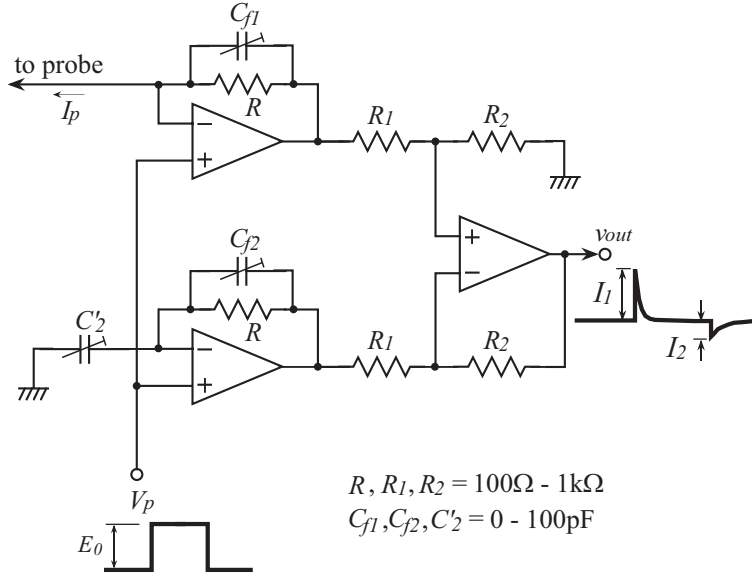


Fig. 2.8: Schematic drawing of the electronic circuit for the measurement.

amplifier used here was 4 MHz.

Figure 2.9 shows an example of the waveform of the voltage pulse ( $E_0=3\text{ V}$ ) and the current response measured in Ar DC discharge plasma. By measuring the dependence of the peak current  $I_1$  upon the pulse height  $E_0$ , the probe I-V characteristics were obtained as shown in Fig. 2.10. The electron temperature was calculated to be about 1 eV from the slope of the plot.

The electron temperature can also be calculated from the peak current ratio  $I_1/I_2$ . In this case, the voltage pulse was not exactly an ideal square pulse and had the time constant  $\tau_p$  of 200 ns at the positive edge. On the other hand, the time constant of the current decay  $\tau$  ( $=C\phi_e/I_i$ ) was about 100  $\mu\text{s}$  in this case. By estimating the peak current reduction ratio as 0.6 from Fig. 2.4 and applying the correction to the magnitude of  $I_1$ , reasonable values for the electron temperature are obtained (1.0 eV for the case of 0.15 Torr and 1.3 eV for 0.1 Torr). On the other hand, without correcting the value of  $I_1$ , the electron temperature is overestimated (1.4 eV for 0.15 Torr and 2.2 eV for 0.1 Torr) as shown in Table 2.1. The electron temperature calculated from  $\tau$  also showed reasonable values (1.1 eV for 0.15 Torr and 1.4 eV for 0.1 Torr).

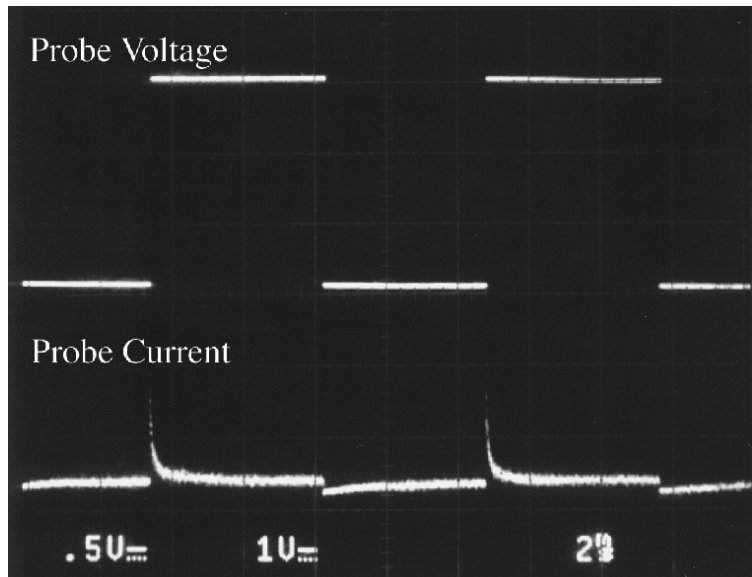


Fig. 2.9: An example of the measured waveform. Ar DC discharge plasma. (upper trace: applied voltage,  $E_0 = 3\text{ V}$ ; lower trace: current response,  $50\ \mu\text{A}/\text{DIV}$ ; time:  $2\ \text{ms}/\text{DIV}$ ).

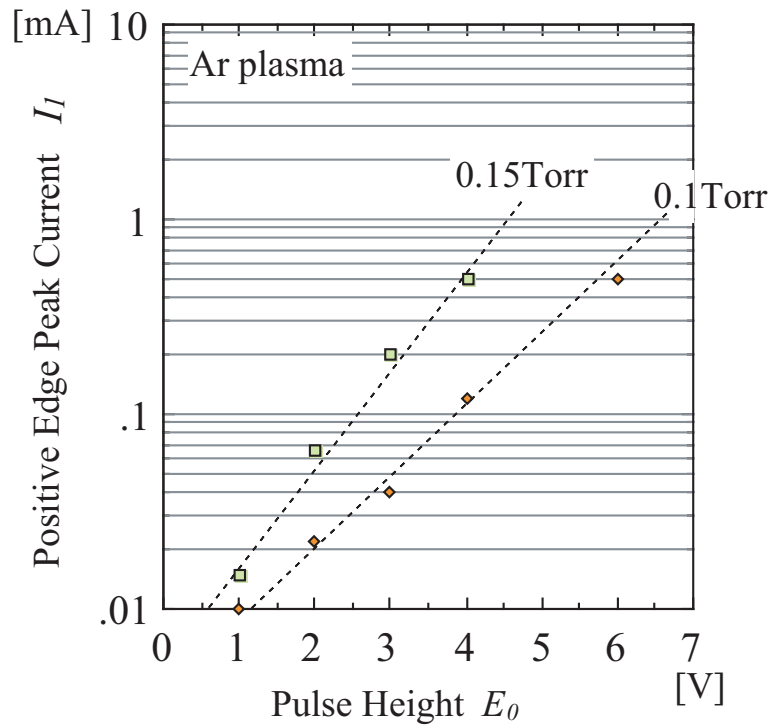


Fig. 2.10: Dependence of the positive edge peak current  $I_1$  on the pulse height  $E_0$ , that is the probe I-V characteristics (Ar DC discharge plasma) .

Table 2.1: Electron temperatures calculated in various manners.

	From	From		From
Pressure	$I_1-E_0$ dependence	ratio $I_1/I_2$ (eq.16) (without correction)	(with correction)	decay time constant $\tau$ (eq.7)
0.15 Torr	0.9 eV	1.4 eV	1.0 eV	1.1 eV
0.1 Torr	1.2 eV	2.2 eV	1.3 eV	1.4 eV

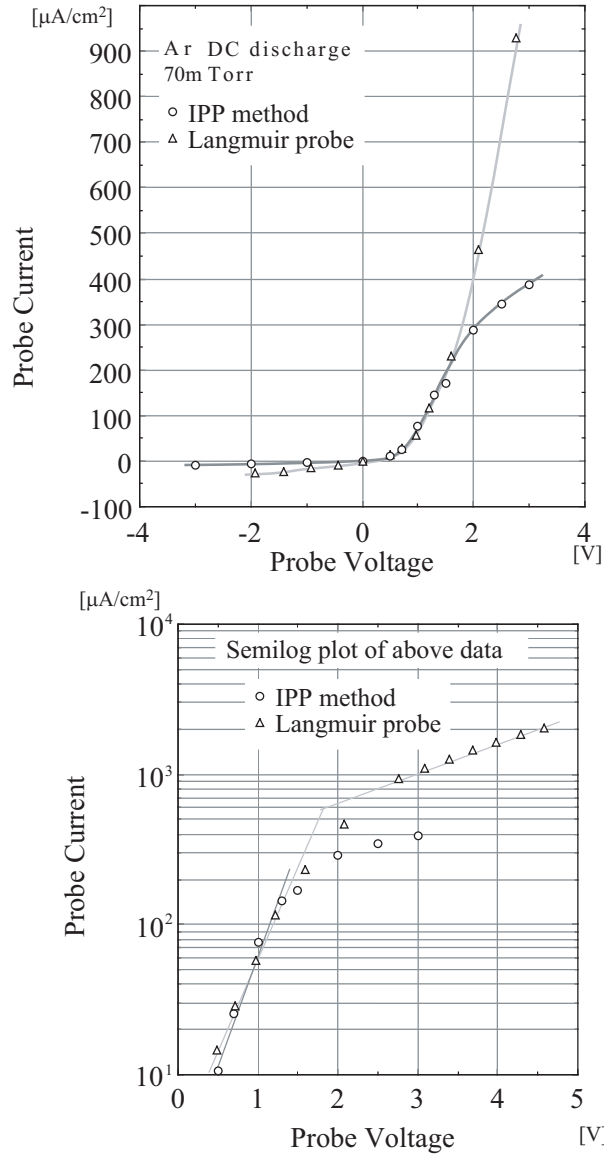


Fig. 2.11: Comparison between the I-V characteristics obtained by the IPP method and by the conventional Langmuir probe method. (IPP method: ceramic-coated wire probe, length 50 mm, diameter 1 mm, Langmuir probe: platinum wire probe, length 1 mm, diameter 0.4 mm).

Figure 2.11 shows an example for the comparison between the probe I–V characteristics measured by the IPP method and those measured by the conventional Langmuir probe method. A platinum wire (length 1 mm, diameter 0.4 mm $\phi$ ) was used as the Langmuir probe. Except for the difference when the probe bias was far from the floating potential, which is considered mainly due to the difference of the size and the shape between the probes used, it seems that both data sets are in fairly good agreement. The slopes of the semi-log plot of the I–V characteristics, i.e., the electron temperatures, are also consistent with each other. The reason that the saturation of the probe current occurs at lower probe bias in the IPP method is that, in this case, the frequency response (slew rate) of the used circuit was not high enough for the measurement of the large peak current at the positive edge of the pulse.

## § 2.5 Use of Silicon Wafer as the Probe

In the IPP method, since the probe electrode is not directly exposed to the plasma, any conducting material can be used as the probe electrode. Any insulating material can also be used as the insulating layer. The thinner the insulating layer, the larger the probe capacitance  $C$  becomes, which is advantageous from the viewpoints of sensitivity and accuracy of the measurement.

It is possible to realize an extremely thin and uniform insulating layer using silicon semiconductor processes, such as the oxidation of silicon or thin film deposition. Figure 2.12 shows the structure of an example of the plane probe using a silicon wafer. A silicon dioxide layer was deposited on a n<sup>+</sup>-type silicon wafer. The thickness of the SiO<sub>2</sub> layer is 1000 Å and the resistivity of the wafer is below 0.02  $\Omega \cdot \text{cm}$ . The SiO<sub>2</sub> layer was formed by thermal-chemical-vapor-deposition from TEOS (tetraethoxy orthosilicate) in this case. An ohmic contact was formed by sputtering on the backside of the wafer. After soldering a metal wire onto the ohmic contact, the backside and the side edge of the wafer was covered with a ceramics mold in order to avoid exposure to the plasma.

Figure 2.13 shows the comparison between the obtained I–V characteristics by using a ceramic-coated wire probe and a silicon wafer probe. The slopes

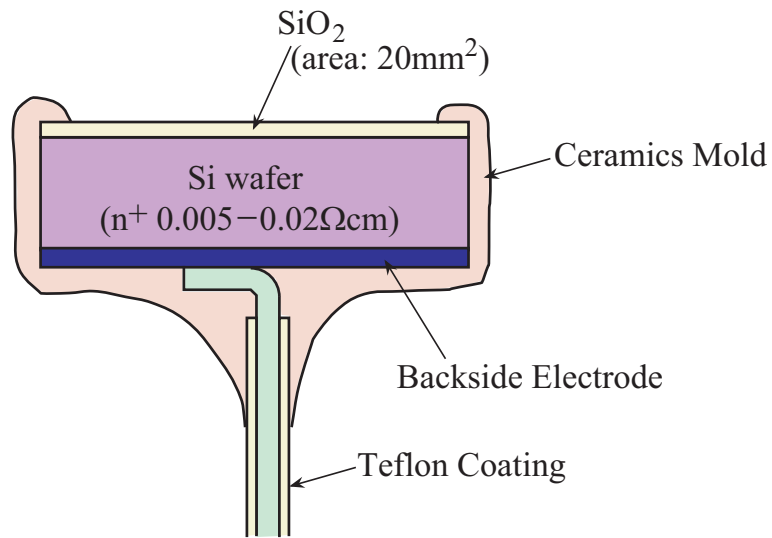


Fig. 2.12: Schematic drawing of the cross-section of the silicon wafer probe.

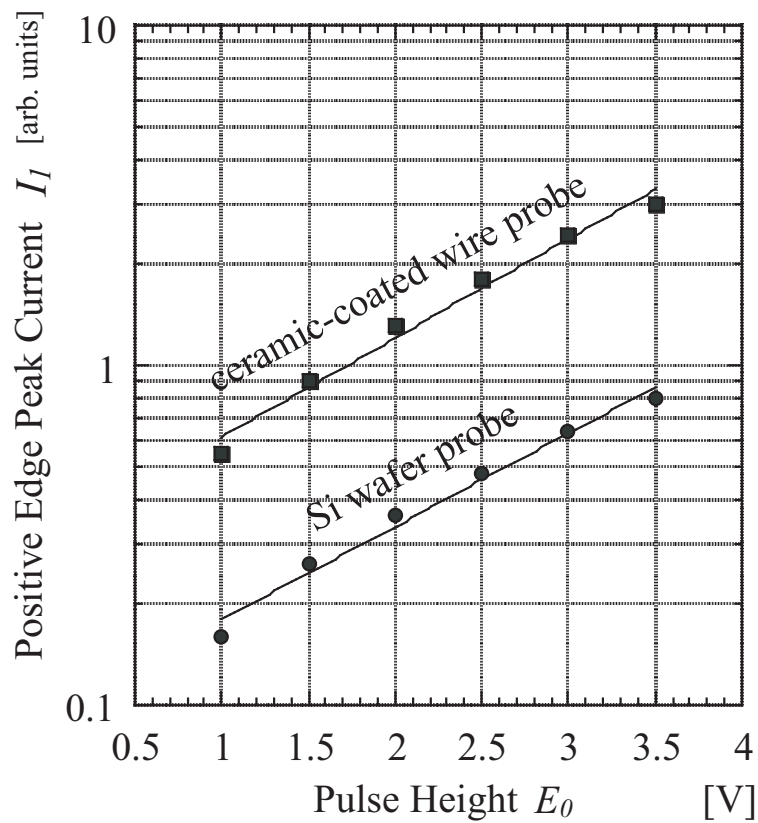


Fig. 2.13: Comparison between the I-V characteristics obtained by the ceramic-coated wire probe and the silicon wafer probe.

of the I–V characteristics of both probes, that is the electron temperatures, show good agreement. This proves that the silicon wafer can act as the probe body. On the other hand, the time constants of the probe current decay showed large difference between two probes in accordance with the difference in the magnitude of the probe capacitances.

The wafer used is a n-type silicon wafer in this case. It is considered that a depletion layer is formed at the part of the silicon wafer just under the SiO<sub>2</sub> layer, because the surface of the insulating layer of the probe is negatively biased in a normal situation. The thickness of the depletion layer, however, is estimated to be small enough compared with that of the SiO<sub>2</sub> layer in this case, because the resistivity of the silicon wafer is quite low. Therefore, the probe capacitance  $C$  is determined mainly by the thickness of the SiO<sub>2</sub> layer in this case. On the other hand, in the case of a p-type silicon wafer, neither the depletion layer nor the inversion layer is formed, irrespective of the resistivity of the wafer. From this viewpoint, a p-type silicon wafer, which is generally used as the substrate in LSIs, is advantageous for use as the probe body.

Furthermore, the backside electrode is not necessarily connected ohmically to the wafer. The backside electrode may be capacitively coupled with the silicon wafer. This capacitance between the backside electrode and the wafer ( $C_b$ ) comes in series with the probe capacitance  $C$  and decreases the effective probe capacitance to  $CC_b/(C + C_b)$ . Even if  $C_b$  changes depending upon the gap between the wafer and the backside electrode, the measurement of the peak current is not affected as pointed out in §2.3.1. In a practical process, the silicon wafer is usually set on a susceptor or a wafer stage. By building a backside electrode in the wafer stage as shown in Fig. 2.14, the backside electrode is easily capacitively coupled to the wafer on the stage and the pulse voltage applied to the backside electrode is transmitted to the wafer.

Figure 2.15 shows an example of the waveform obtained in the configuration shown in Fig. 2.14. A 6"  $\phi$  p-type silicon wafer was used as the probe. The resistivity of wafer was 1  $\Omega \cdot \text{cm}$ . A thin SiO<sub>2</sub> layer (1000 Å thick) was formed on the whole surface of the wafer by thermal oxidation. The probe current response similar as shown in Fig. 2.9 was obtained, which proves that the



silicon wafer acts as the probe body. In this case, the plasma was generated by RF of 13.56 MHz. Because of the lack of the high frequency response in the operational amplifier used in the probe circuit, no RF signal appeared in the probe current signal. In case that high-speed operational amplifiers are used in the probe circuit, an RF component is superimposed on the probe current signal, the detail of which is described in Chapter 4.

In this manner, using the silicon wafer being processed as the probe itself, it becomes possible to acquire the information of the plasma just in front of the wafer without disturbing the plasma and without any additional apparatus.

## § 2.6 Discussion

The essential difference between the IPP method and the conventional Langmuir probe method is the electrical conductivity between the probe electrode and the plasma. In the conventional Langmuir probe method, the electrical contact between the probe electrode and the plasma must have zero resistance (infinite conductance) because the DC probe current flowing between them is essential. On the other hand, in the IPP method, the electrical contact must have zero conductance (infinite resistance) because the charging current to the probe capacitance is the important factor. Therefore, in the IPP method, it follows that the additional series resistance due to the change of the probe surface condition, for example, oxidation or film deposition, does not affect the magnitude of the resistance between the probe electrode and the plasma. This means that the IPP method is essentially stable against the change of the probe surface condition, which is the reason that this IPP method is suitable for monitoring the processing plasmas.

When the probe surface condition changes by, for example, film deposition, the probe capacitance  $C$  also changes. However, this does not directly affect the measurement of the peak current, and the amount of film deposition can conversely be estimated from the change of the time constant  $\tau$  of the current response as mentioned in §2.3.1. In addition, when  $\tau$  changes, the reduction ratio of the peak current also changes due to the finite rise time  $\tau_p$  of the

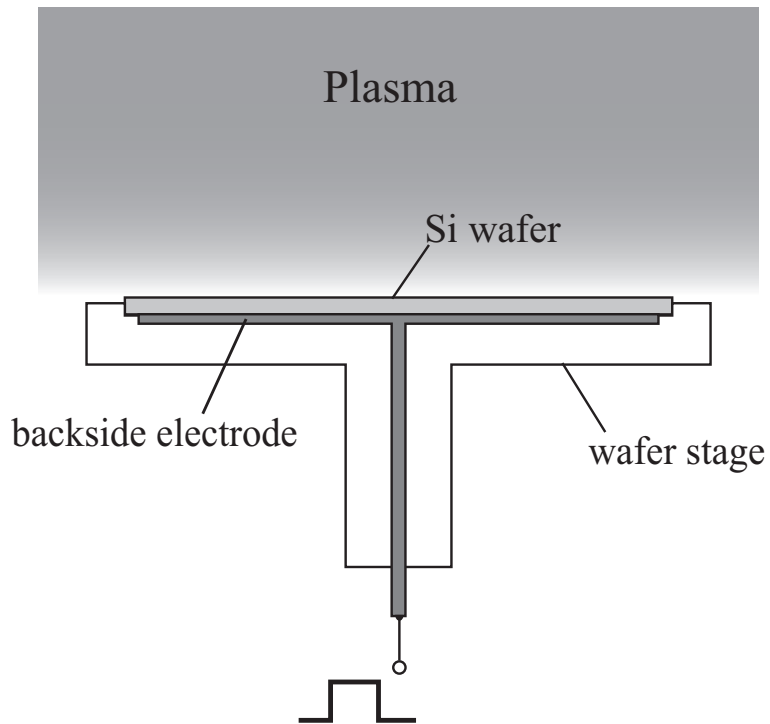


Fig. 2.14: Schematic drawing of cross-sectional view of the wafer-stage with a buried backside electrode to use the wafer under process itself as the probe.

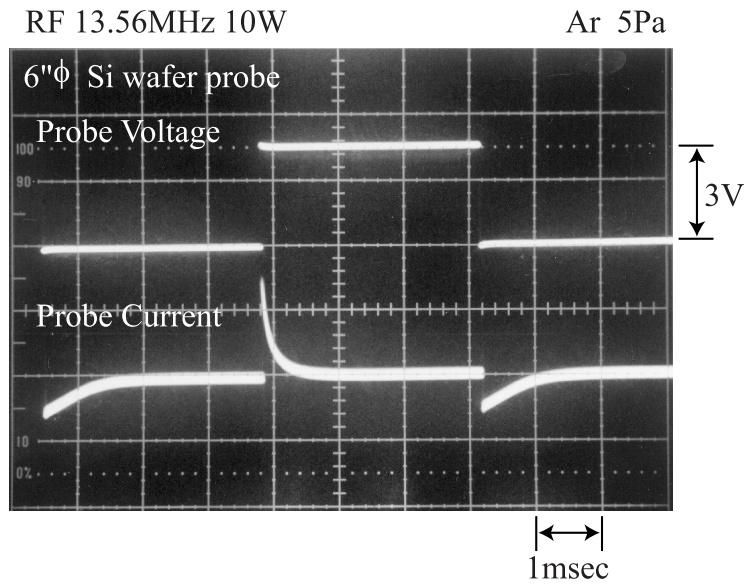


Fig. 2.15: Example of waveform of the probe current response obtained in the configuration shown in Fig.2.14

pulse. However, the amount of change can be estimated from Fig. 2.4 and an appropriate correction of the measured value is possible.

In the experiments described in §2.4, the rise time of the pulse  $\tau_p$  was about 200 ns. This value does not strictly satisfy the relation of eq. (2.38) for plasma with a density lower than  $10^{10} \text{ cm}^{-3}$ . Note that eq. (2.38) represents only a sufficient condition where the displacement current component is always smaller than the conduction current component at the positive edge of the pulse, as mentioned in §2.3.3. The physical meaning of eq. (2.38) is that the ions in the sheath can follow the change of the probe potential and rearrange their distribution during the probe voltage changes at the time constant  $\tau_p$ . Even if eq. (2.38) is not satisfied, when the pulse height exceeds  $\phi_e$  only a few fold, the value of the ratio of eq. (2.34) decreases to less than about  $1/5$ , which is equivalent to reducing the magnitude of the right side of eq. (2.38) (eq. (2.37)). In the case described in §2.4, since  $\Delta \simeq 0.01$  and  $\tau/\tau_p \simeq 500$ , the ratio of eq. (2.34) becomes approximately 1 or less for  $\eta_0 > 2$ . Note that the displacement current  $I_{dis}$  reaches maximum only during the time that the pulse voltage is rising and that, on the other hand, the conduction current  $I_{cnd}$  reaches maximum approximately at the time when the voltage has risen, as mentioned in §2.3.2, i.e., the peaks of these two components do not appear at the same time. In other words, they are not superimposed. Therefore, it is reasonable to consider that the magnitude of the observed peak current at the positive edge of the pulse can be regarded as due to the contribution of the conduction current component.

In practice, because of the limitation of the bandwidth of the measurement circuit, the output does not show a fast response due to the displacement current component in the experiment described in §2.4. Today, wide-band high-speed operational amplifiers are commercially available at low cost. By using those devices, it is possible to observe the current response precisely at the pulse edge. The maximum power supply voltage of those operational amplifiers, however, is generally limited to  $\pm$  several volts. It follows that the applicable maximum pulse height is also limited. Therefore, an appropriate selection and design of the circuit for the measurement would be required

according to the desired range of measurement.

It has been experimentally demonstrated that the probe I–V characteristic can be obtained by the measurement of the peak values of the probe current with changing the pulse height of the probe voltage. In the IPP method, the probe surface is normally charged up to the floating potential  $V_f$  and the I–V characteristic around  $V_f$  is measured. At the larger amplitude of the probe voltage pulse, the peak value of the probe current at the positive edge of the pulse ( $I_1$ ) becomes the larger and the larger current capacity and the faster response is required for the probe circuit. In practice, the limitations of the response speed of the probe circuit degrade the accuracy of the measurement of  $I_1$  at a large pulse height. Therefore, in the IPP method, the span of the probe bias within which the I–V characteristic is accurately measurable is limited around  $V_f$ . This is a point to notice in the case that the electron energy distribution is far different from Maxwellian.

In the analysis described in §2.2, the space potential of plasma  $V_b$  is regarded as a constant over time. This is considered true in DC discharge plasmas. The experimental result in §2.4 is also concerned only with DC plasmas. As for the application to RF plasmas<sup>25–28)</sup> which are widely used for various plasma processes, since the plasma space potential  $V_b$  oscillates with large amplitude according to the RF voltage of the discharge, the RF current component due to this potential oscillation is superimposed on the probe current. When the pulse voltage is applied to the probe, both the amplitude and the phase of this RF current component change from the values at steady state. By analyzing these changes, it is possible to acquire information on the plasma condition. The details of the above will be presented in Chapter 4–6.

In addition, negative ions, which are left out of consideration in this thesis, exist in most processing plasmas. The existence of negative ions can affect the sheath structure and the probe theory must be adequately modified to interpret the quasi-static probe characteristic in electro-negative plasmas.<sup>29,30)</sup> In the IPP method presented here, however, the pulse response of the probe current is observed and, therefore, it may be possible to distinguish between the current due to electrons and that due to negative ions, because the time

responses are expected to be quite different between the two because of the large mass difference. Phenomena relating to this are reported in ref. 31.

## § 2.7 Summary

The basic concept of the insulated probe method has been presented on the assumption that the plasma potential is constant over time, in other words, the plasma has no space potential oscillation as in an RF generated plasmas. By applying a square pulse voltage to the probe — the insulated probe method using the square pulse voltage is named the “insulated pulse probe (IPP) method” — , probe current response shows peaks at the pulse edge and decay with a certain time constant that is determined by the probe capacitance, electron temperature and the plasma density. The measurement of the peak currents is identical to the measurement of the probe current around the floating potential by the conventional Langmuir probe method. The experimental comparison between the IPP method and the conventional Langmuir probe method showed good agreement.

By using a silicon wafer covered with a SiO<sub>2</sub> layer (or any other insulating thin film) as the probe, a large probe capacitance is obtained, which is expected to improve the sensitivity and accuracy of the measurement. Furthermore, it is proposed that a silicon wafer to be processed can be used as a probe itself to measure the plasma just in front of the wafer.

The insulated probe method presented here is proposed in order to solve the fatal problem in the conventional Langmuir probe method: lack of measurement stability in a reactive plasma. The superiority of this method to the Langmuir probe method on this issue is discussed in the next chapter.

## References

- [1] G. Wehner and G. Medicus: *J. Appl. Phys.* **23** (1952) 1035.
- [2] T. L. Thomas and E. L. Battle: *J. Appl. Phys.* **41** (1970) 3428.
- [3] S. Yamaguchi, G. Sawa, and M. Ieda: *J. Appl. Phys.* **48** (1977) 2363.
- [4] I. Kato, T. Sakamoto, and T. Shimoda: *Jpn. J. Appl. Phys.* **33** (1994) 307.
- [5] R. A. Olson: *J. Appl. Phys.* **43** (1972) 2785.
- [6] J. G. Simmons, G. S. Nadkarni, and M. C. Lancaster: *J. Appl. Phys.* **41** (1970) 538.
- [7] J. F. Waymouth: *J. Appl. Phys.* **30** (1959) 1404.
- [8] R. M. Clements, B. M. Oliver, and P. R. Smy: *J. Phys. D: Appl. Phys.* **10** (1977) 2213.
- [9] T. Okuda: *Kakuyugou Kenkyu* **10** (1963) 47 [in Japanese].
- [10] H. D. Woköck, H. Bradaczek, and P. Denzer: *J. Phys. E: Scientific Instruments* **10** (1977) 86.
- [11] V. A. Kurnaev, A. M. Litnovski, V. B. Petrov, T. A. Staina, B. I. Khripunov, Yu. V. Chernyat'ev, and V. V. Shapkin, Jr.: *Instruments and Experimental Techniques* **42** (1999) 722.
- [12] G. Chiodini, C. Riccardi, and M. Fontanesi: *Rev. Sci. Instrum.* **70** (1999) 2681.
- [13] T. Sakaguchi and R. Itatani: *Kakuyugou Kenkyu* **1** (1958) 432 [in Japanese].
- [14] M. Deguchi and R. Itatani: *Proc. 13th Symp. Plasma Processing, Tokyo, Jan. 1996*, p. 447.

- [15] M. Deguchi and R. Itatani: Ext. Abstr. (56th Autumn Meet., 1995) Japan Society of Applied Physics, 26p-M8 [in Japanese].
- [16] M. Deguchi and R. Itatani: Jpn. J. Appl. Phys. **37** (1998) 970.
- [17] T. Okuda: J. IEE. Jpn. **83-11** No. 902 (1958) 1922, 1931, 1940 [in Japanese].
- [18] R. W. Carlson, T. Okuda and H. J. Oskam: Physica **30** (1964) 182.
- [19] T. Okuda, R. W. Carlson and H. J. Oskam: Physica **30** (1964) 193.
- [20] H. J. Oskam, R. W. Carlson and T. Okuda: Physica **30** (1964) 375.
- [21] M. Deguchi and R. Itatani: *Proc. 3rd Int. Conf. Reactive Plasmas and 14th Symp. Plasma Processing, Nara, Jan. 1997*, p. 237.
- [22] M. Deguchi and R. Itatani: Ext. Abstr. (44th Spring Meet., 1997) Japan Society of Applied Physics and Related Societies, 28a-SQ2 [in Japanese].
- [23] M. Deguchi and R. Itatani: Ext. Abstr. (43rd Spring Meet., 1996) Japan Society of Applied Physics and Related Societies, 29a-C1 [in Japanese].
- [24] F. W. Crawford and R. Grard: J. Appl. Phys. **37** (1966) 180.
- [25] M. Deguchi and R. Itatani: *Proc. 15th Symp. Plasma Processing, Hamamatsu, Jan. 1998*, p. 298.
- [26] M. Deguchi and R. Itatani: Ext. Abstr. (57th Autumn Meet., 1996) Japan Society of Applied Physics, 9a-Q1 [in Japanese].
- [27] M. Deguchi and R. Itatani: Ext. Abstr. (59th Autumn Meet., 1998) Japan Society of Applied Physics, 17p-S18 [in Japanese].
- [28] M. Deguchi and R. Itatani: Ext. Abstr. (46th Spring Meet., 1999) Japan Society of Applied Physics and Related Societies, 31a-D10 [in Japanese].
- [29] R. L. F. Boyd and J. B. Thompson: Proc. R. Soc. A **252** (1959) 102.
- [30] H. Amemiya: J. Phys. D: Appl. Phys. **23** (1990) 999.
- [31] M. Deguchi and R. Itatani: Ext. Abstr. (47th Spring Meet., 2000) Japan Society of Applied Physics and Related Societies, 28p-ZE5 [in Japanese].

## Chapter3

---

# Effect of Contamination on Probe Surface in the Measurement by Insulated Pulse Probe Method

### § 3.1 Introduction

The basic concept of the insulated probe method on the assumption of no plasma potential oscillation has been presented in Chapter 2. Since the probe surface is originally covered with a thin insulating layer, the magnitude of the resistance between the probe electrode and the plasma negligibly changes due to the deposition of contamination on the probe surface. It is expected that this provides the measurement with the reliability even with the existence of reactive species in the plasma.

However, the effect of the contamination is not completely zero. When the contamination accumulates on the probe surface to become a thin film, the thickness of which is not negligible compared with that of the original insulating layer, the deposition of the contaminating film results in the change in both the thickness and the electrical property of the insulating layer between the probe electrode and the plasma. This leads to the change in the probe capacitance, and accordingly the change in the time response of the probe current. It follows that the probe current response changes gradually according to the accumulation of the contaminating film during a long term.<sup>1)</sup> This change is not an unstable one, such as the change that is seen in the I-V characteristic of the conventional Langmuir probe method, but a change that can be properly expected. This suggests the possibility of the application of this method to the thickness monitoring in the deposition process such as plasma chemical vapor deposition or sputtering.<sup>1)</sup>

In the next section, the results of the calculation on the change in the probe



current response due to the deposition of contaminating film on the probe surface, assuming a simple model, are presented. In §3.3, the experimental results of the comparison between the IPP method and conventional Langmuir probe method in the contaminating atmosphere is described. The usefulness of the IPP method is discussed in §3.4.

## § 3.2 Calculation of Probe Current Response Taking Effect of Contamination into Account

### 3.2.1 Calculation Model and Basic Equations

The schematic configuration of the insulated pulse probe method is as shown in Fig. 2.1 in Chapter 2. A probe originally covered with a thin insulating layer is inserted into the plasma. A square pulse voltage is applied to the probe electrode and the probe current response is observed. The waveform of the probe current response is similar to the illustration in Fig. 2.1 in Chapter 2. At the pulse edges, the probe current takes the positive and negative peaks. This is because the potential of the insulating layer surface deviates from the floating potential when the probe potential changes abruptly. After the peaks, the probe current decays as the insulating layer surface is charged back to the floating potential by the flux of the charged particles from the plasma. This decaying time constant  $\tau$  is represented by<sup>2)</sup>

$$\tau = \frac{C \cdot \phi_e}{J_i}. \quad (3.1)$$

Here,  $C$  is the probe capacitance which is defined by the capacitance per unit area between the probe electrode and the insulating layer surface facing the plasma.  $\phi_e$  is the electron temperature measured in volts ( $= kT_e/e$ ).  $J_i$  is the ion saturation current density.

When a contamination film is deposited onto the probe, the cross-sectional configuration of the probe becomes like a model illustrated in Fig. 3.1. The thickness of the probe insulating layer is  $d$ . The probe capacitance  $C$  is represented by

$$C = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r}{d}. \quad (3.2)$$

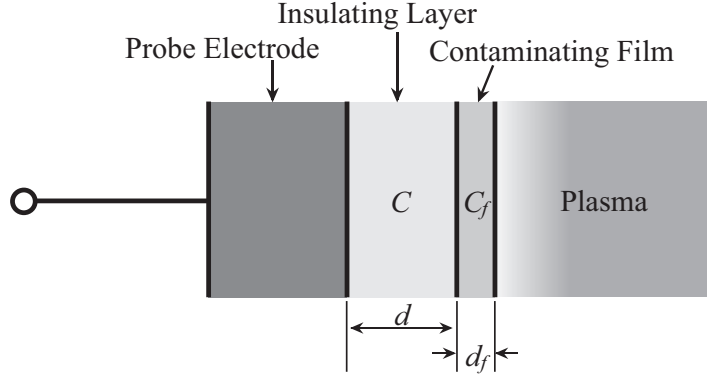


Fig. 3.1: Model of cross-sectional configuration of probe with existence of contaminating film on the probe surface.

Here,  $\varepsilon_0$  and  $\varepsilon_r$  are the permittivity of vacuum and the relative dielectric constant of the insulating layer, respectively. Since the thickness of the probe insulating layer  $d$  is much smaller than the probe dimension, the probe capacitance can be calculated using the parallel plate capacitor model.

Similarly,  $C_f$  represents the capacitance between the surface and the back of the contaminating film per unit area.

$$C_f = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_f}{d_f}. \quad (3.3)$$

Here,  $\varepsilon_f$  and  $d_f$  are the relative dielectric constant and the thickness of the contaminating film, respectively.

The electrical equivalent circuit of this model is simply drawn as shown in Fig. 3.2 neglecting the thin transition region at the surface and the back of the contaminating film.<sup>5)</sup>  $R_f$  represents the reciprocal of the conductance per unit area of the contaminating film in the thickness direction.

Let us define  $V_p$  as the potential of the surface facing the plasma and  $V_q$  as the potential at the interface between the insulating layer and the contamination film. In the steady state,  $V_p$  and  $V_q$  become equal to the floating potential  $V_f$ . When the pulse voltage is applied to the probe and the probe potential abruptly changed by  $E_0$ ,  $V_p$  and  $V_q$  become  $V_f + E_0$  simultaneously. Let us calculate the time response of  $V_p$ ,  $V_q$  and the probe current  $J_p$  after this moment.

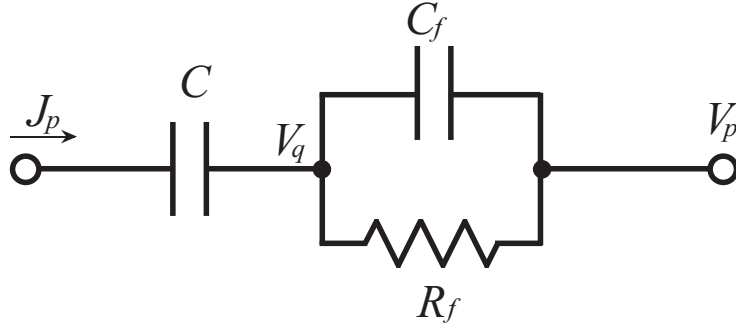


Fig. 3.2: Electrical equivalent circuit of probe with contaminating film on the probe surface.

The relationship among them becomes

$$J_p = -C \frac{dV_q}{dt}, \quad (3.4)$$

$$J_p = -C_f \frac{d}{dt}(V_p - V_q) - \frac{V_p - V_q}{R_f}, \quad (3.5)$$

$$J_p = J_i \left[ \exp\left(\frac{V_p - V_f}{\phi_e}\right) - 1 \right]. \quad (3.6)$$

Defining following parameters,

$$p \equiv \frac{V_p - V_f}{\phi_e}, \quad (3.7)$$

$$q \equiv \frac{V_q - V_f}{\phi_e}, \quad (3.8)$$

$$\tau_f \equiv C_f R_f, \quad (3.9)$$

$$\gamma \equiv \frac{C}{C_f}, \quad (3.10)$$

eq. (3.4) - eq. (3.6) reduce to

$$\frac{dp}{dt} = -\frac{p - q}{\tau_f} - \frac{1 + \gamma}{\tau} (e^p - 1), \quad (3.11)$$

$$\frac{dq}{dt} = -\frac{1}{\tau} (e^p - 1). \quad (3.12)$$

The parameter  $\gamma$  is represented by

$$\gamma = \frac{\varepsilon_r}{\varepsilon_f} \cdot \frac{d_f}{d}. \quad (3.13)$$

Since the difference between  $\varepsilon_r$  and  $\varepsilon_f$  is small in most cases,  $\gamma$  is regarded as the index of the thickness ratio of the contaminating film and the insulating

layer. When  $\gamma \ll 1$ , from eq. (3.11) and eq. (3.12), it follows that

$$\frac{d(p-q)}{dt} = -\frac{p-q}{\tau_f}. \quad (3.14)$$

This means that  $V_p$  and  $V_q$  approaches each other with the time-constant of  $\tau_f$ .

$R_f$  is represented by

$$R_f = \rho_f d_f. \quad (3.15)$$

Here,  $\rho_f$  is the resistivity of the contaminating film. Then,  $\tau_f$  becomes

$$\tau_f = \varepsilon_0 \varepsilon_f \rho_f. \quad (3.16)$$

$\tau_f$  [sec] is written as  $8.85 \times 10^{-14} \cdot \varepsilon_f \rho_f [\Omega \cdot \text{cm}]$ . Usually,  $\varepsilon_f$  approximately lies in the range of 1.5–5, except for the ferroelectric material. Therefore,  $\tau_f$  is mainly determined by the magnitude of  $\rho_f$ .

In most insulating materials,  $\rho_f$  is on the order of  $10^{12} \Omega \cdot \text{cm}$  or larger. Then,  $\tau_f$  becomes about  $10^{-1}$  s or longer. If the contaminating film is slightly conductive ( $\rho_f \leq 10^7 \Omega \cdot \text{cm}$ ),  $\tau_f$  becomes about  $10^{-6}$  s or shorter. On the other hand, the time constant of the probe current decay  $\tau$  is usually in the range of  $10^{-5}$ – $10^{-4}$  s (for example,  $C = 500 \text{ pF/cm}^2$ ,  $\phi_e = 2 \text{ V}$  and  $J_i = 0.1 \text{ mA/cm}^2$  make  $\tau = 10^{-5}$  s). Therefore, if the contaminating film consists of an insulating material, the relation of  $\tau_f \gg \tau$  holds. If the contaminating film consists of a conductive material, the relation of  $\tau_f \ll \tau$  holds.

### 3.2.2 Case of Conductive Contamination ( $\tau_f \ll \tau$ )

When  $\tau_f \ll \tau$  holds,  $V_p$  and  $V_q$  approaches each other much faster than the change of the probe current as seen from eq. (3.14), as long as  $\gamma \ll 1$  holds, i.e., in the beginning of the deposition of the contaminating film. Then, eq. (3.11) and eq. (3.12) reduce to

$$\frac{dp}{dt} = -\frac{1}{\tau}(e^p - 1). \quad (3.17)$$

This equation is identical with the equation describing the probe current response without the contaminating film [see eq.(2.10) in Chapter 2].<sup>2)</sup> It follows

that the deposition of the contaminating film does not substantially affect the measurement of the probe current response. This ensures the stable measurement by the IPP method even in reactive plasmas.

As the deposition of the contaminating film advances,  $\gamma$  becomes larger and eq. (3.14) becomes invalid. The fact that  $\tau_f (= C_f R_f)$  is small and  $\gamma (= C/C_f)$  becomes large means that  $C_f$  becomes small. Then, the equivalent circuit shown in Fig. 3.2 approaches the series connection of  $C$  and  $R_f$ . The time constant of this circuit is rewritten as

$$CR_f = C/C_f \cdot C_f R_f = \gamma \tau_f. \quad (3.18)$$

If this time constant becomes significant compared to  $\tau$ , the probe current response changes. In other words, roughly speaking, the stable measurement is guaranteed as long as  $\gamma \ll \tau/\tau_f$ .

Figure 3.3 shows the probe current response after the positive pulse edge calculated for (a)  $\tau = 10^{-4}$  s,  $\tau_f = 10^{-5}$  s and (b)  $\tau = 10^{-4}$  s,  $\tau_f = 10^{-6}$  s. The amplitude of pulse was  $2\phi_e$ , i.e.,  $p = q = 2$  at  $t = 0$ . The probe current response was calculated for various values of  $\gamma$ . The probe current is represented by  $-dq/dt$  [see eq. (3.4)] and the natural logarithm of the probe current normalized by the magnitude of the peak current, which flows at  $t = 0$ , is plotted in each graph. It is seen that the probe current response hardly changes as long as  $\gamma \leq 0.1$  in Fig. 3.3(a), and,  $\gamma \leq 1.0$  in Fig. 3.3(b). It is reasonably expected that the change in the probe current response is negligible, if  $\gamma \leq 0.01 \times \tau/\tau_f$ .

For example, when the contaminating film consists of a metallic material,  $\tau_f$  becomes much smaller. Thus, the measurement is substantially unaffected by the deposition of the conductive contaminating film.

### 3.2.3 Case of Insulating Contamination ( $\tau_f \gg \tau$ )

In this case, the first term in the right side of eq. (3.11) becomes negligible compared with the second term, while  $e^p \gg 1$  after the pulse edge. Then,

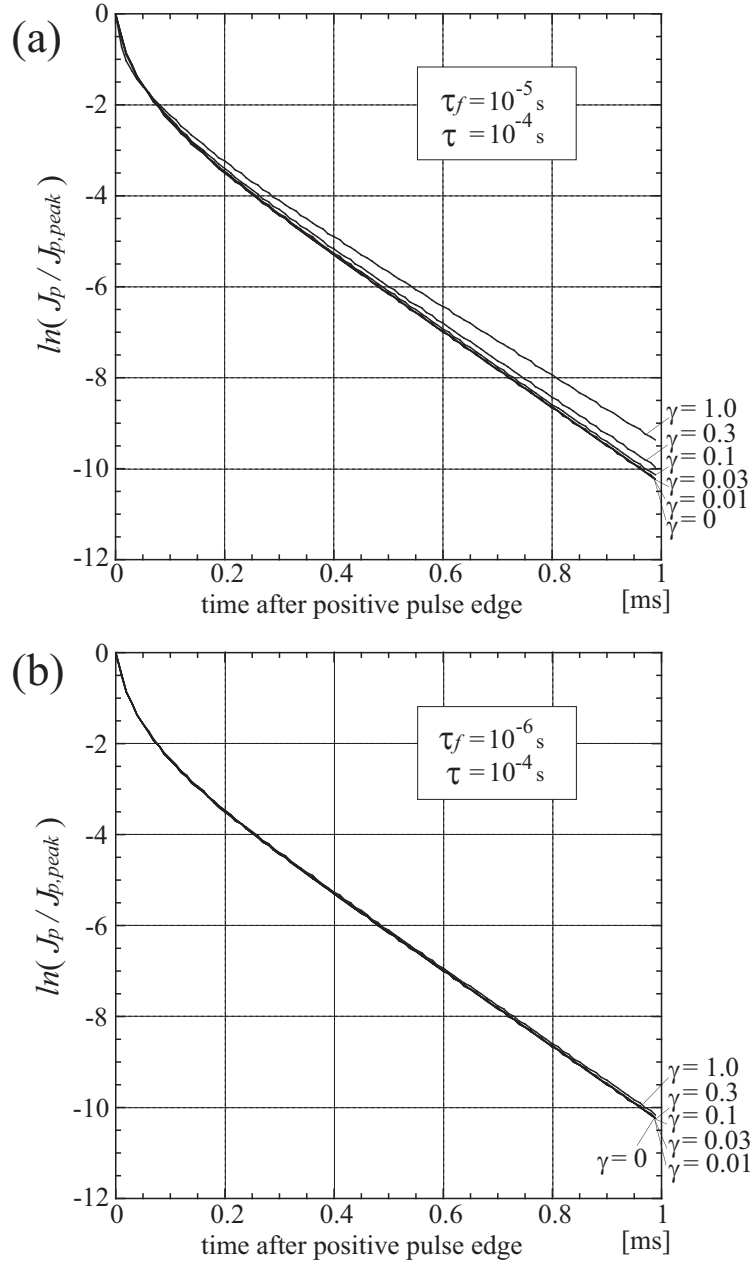


Fig. 3.3: Probe current response after positive pulse edge calculated for (a)  $\tau = 10^{-4} \text{ s}$ ,  $\tau_f = 10^{-5} \text{ s}$  and (b)  $\tau = 10^{-4} \text{ s}$ ,  $\tau_f = 10^{-6} \text{ s}$ . Amplitude of pulse is  $2\phi_e$ , i.e.,  $p = q = 2$  at  $t = 0$ .

eq. (3.11) reduces to

$$\frac{dp}{dt} = -\frac{1+\gamma}{\tau}(e^p - 1). \quad (3.19)$$

This is identical to the equation that describes the probe current response with the time constant  $\tau/(1+\gamma)$  in the case of no contaminating film.

In due time after the pulse edge, the surface facing the plasma is charged back to the floating potential  $V_f$  and  $p$  approaches zero. Then, the first term in the right side of eq. (3.11) becomes principal and the probe current response is determined by the longer time constant  $\tau_f$ .

The results of the calculation of the probe current response in the case of  $\tau_f \gg \tau$  is shown in Fig. 3.4. In Fig. 3.4(a),  $\tau = 10^{-4}$  s and  $\tau_f = 10^{-2}$  s are assumed and, in Fig. 3.4(b),  $\tau = 10^{-4}$  s and  $\tau_f = 10^{-3}$  s are assumed. The other conditions are the same as those in Fig. 3.3.

It is seen that each curve of the probe current response consists of mainly two parts except for the curve in case of  $\gamma = 0$  (no contamination). One part is the faster decay denoted as *A*. Another part is the slower decay following this. The time constant of the latter is about  $10^{-2}$  s in Fig. 3.4(a) and  $10^{-3}$  s in Fig. 3.4(b) which are in agreement with  $\tau_f$ . This is in agreement with what expected from eq. (3.19) and eq. (3.11).

As  $\gamma$  becomes larger, the transition point of these two parts shifts left in the graphs and the term of the part *A* becomes shorter. In practice, from the viewpoint of the dynamic range of the probe current measurement, the measurable range of the probe current will be roughly limited to the shaded region, i.e., the measurable current response curve mostly consists of the part *A*. Fig. 3.5 shows the comparison between the slope of the part *A* of each curve (multiplied by  $\tau$ ) and  $1+\gamma$ . The product of the slope of the part *A* and the time constant  $\tau$  is about 80 percent of  $1+\gamma$ . It follows that the time constant of the probe current decay (part *A*) is approximately represented by (somewhat larger than)  $\tau/(1+\gamma)$  and becomes the index of  $\gamma$ , in other words, the amount of the deposition of the contaminating film.

If  $\tau_f$  is quite large, which means that the contaminating film consists of an almost complete insulator, the deposition of the contaminating film only increase the thickness of the probe insulating layer and changes the time constant

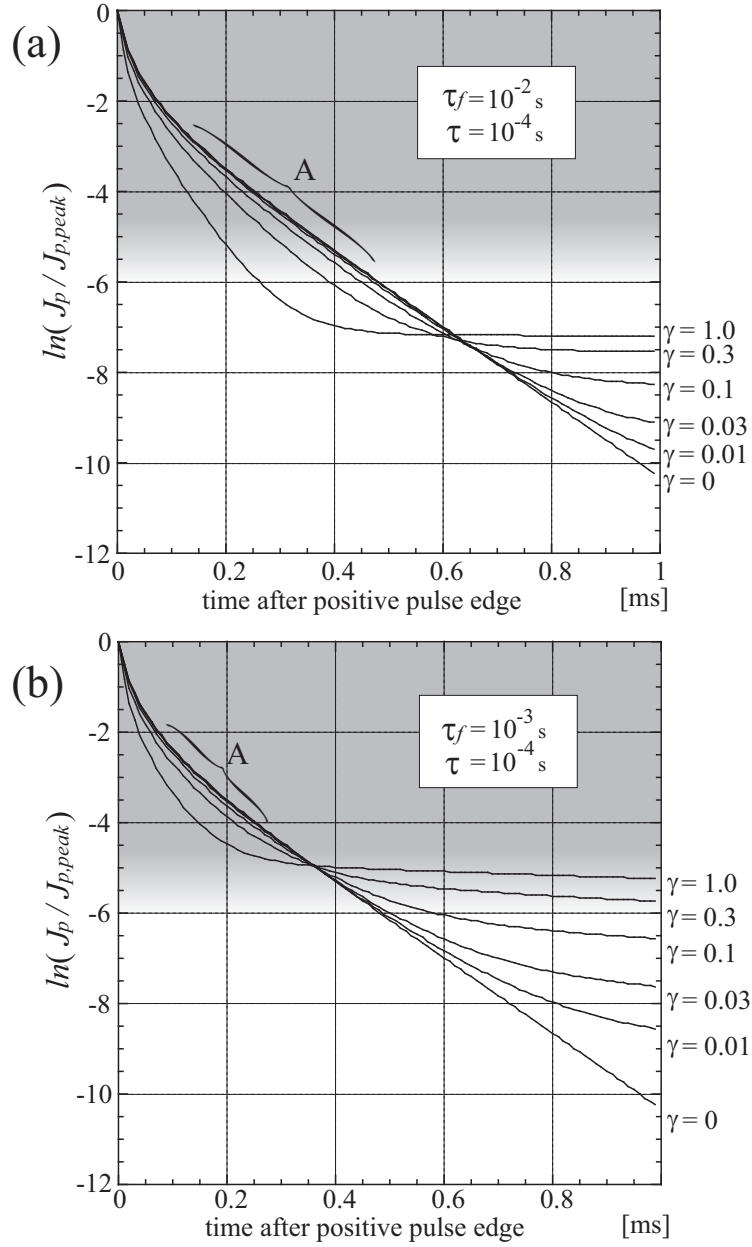


Fig. 3.4: Probe current response after positive pulse edge calculated for (a)  $\tau = 10^{-4} \text{ s}$ ,  $\tau_f = 10^{-2} \text{ s}$  and (b)  $\tau = 10^{-4} \text{ s}$ ,  $\tau_f = 10^{-3} \text{ s}$ . Amplitude of pulse is  $2\phi_e$ , i.e.,  $p = q = 2$  at  $t = 0$ .



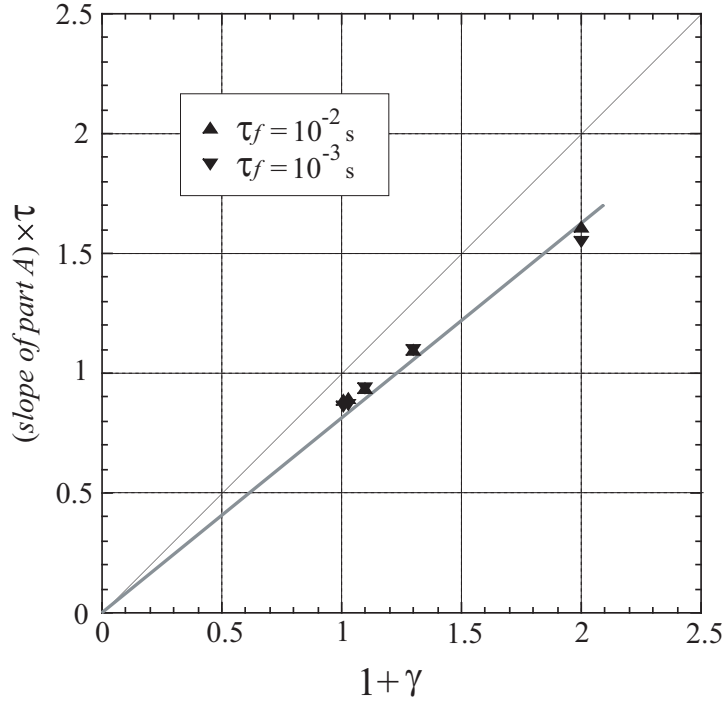


Fig. 3.5: Comparison between slope of part  $A$  (multiplied by  $\tau$ ) and  $1 + \gamma$ .

$\tau$ . The above results are in consistent with this.

### 3.2.4 Case of Semi-Insulating Contamination ( $\tau_f \simeq \tau$ )

Figure 3.6 shows the probe current response in the case of  $\tau_f = \tau$  ( $= 10^{-4}$  s). In this case, the response curve seems more sensitive to the increase of  $\gamma$  than in above two cases. Although the probe current response seems to approach an exponential decay, the time constant is not different from either  $\tau_f$  or  $\tau$ . The time constant changes monotonically depending upon  $\gamma$ . However, this dependence does not seem to be simple and it will not be easy to estimate the value of  $\gamma$  from the measured change in the time constant.

$\tau_f$  is determined by the electrical property of the contaminating film and is not arbitrarily controllable. On the other hand, it is possible to adjust  $\tau$  by changing the probe capacitance  $C$ .  $C$  can be changed by increasing or decreasing the thickness of the probe insulating layer. By staggering the time constants  $\tau$  and  $\tau_f$ , the problem is reduced to the one of above mentioned two

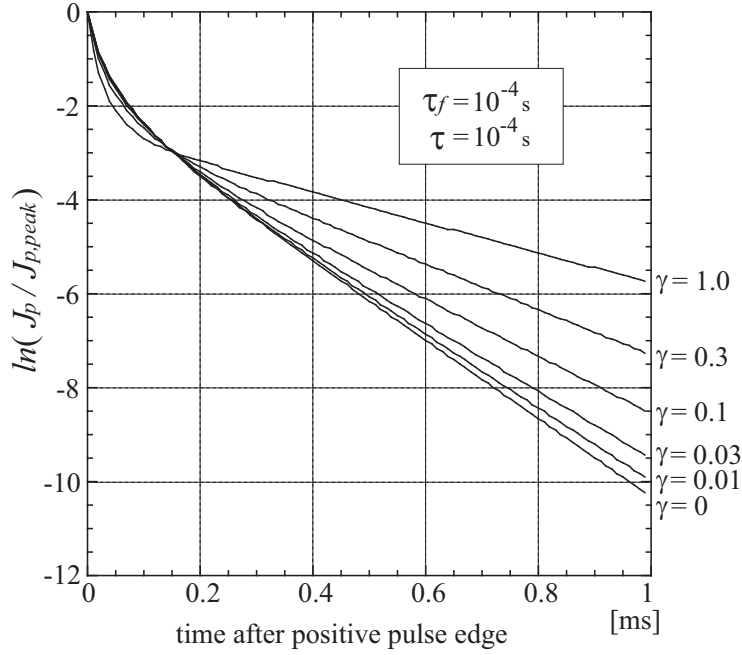


Fig. 3.6: Probe current response after positive pulse edge calculated for  $\tau_f = \tau (= 10^{-4} \text{ s})$ .

cases ( $\tau_f \gg \tau$  or  $\tau_f \ll \tau$ ).

When the resistivity of the contaminating film  $\rho_f$  is in the range of  $10^9 - 10^{10} \Omega \cdot \text{cm}$ ,  $\tau_f$  becomes about  $10^{-4} - 10^{-3} \text{ s}$  and may become of the similar order to  $\tau$ . For example, intrinsic amorphous silicon shows resistivity in this range. Then, in the measurement of the CVD plasma for the deposition of an intrinsic amorphous silicon film, it may become necessary to adequately determine the thickness of the probe insulating layer.

## § 3.3 Experimental Measurement with Exposure to Contaminating Atmosphere

### 3.3.1 Apparatus for the Experiments

Figure 3.7 is the cross-sectional schematic of the apparatus for the experiments. Both DC and RF power sources are available for plasma generation. For RF plasma generation, RF voltage with a frequency of 13.56 MHz is applied to an aluminum disk electrode of 10 cm diameter. For DC plasma generation, DC negative voltage is applied to a tungsten filament. The stainless steel vacuum

vessel (inner diameter 20 cm, height 25 cm) is grounded.

Two probes are inserted into the plasma. One is a conventional Langmuir probe and the other is the insulated probe. The Langmuir probe is a tungsten wire of 0.4 mm diameter and 1 mm length. A ceramic-coated copper wire of 1 mm diameter is used as the insulated probe. The ceramic-coated copper wire is bent into the shape of a ring of about 5 cm diameter in order to avoid exposing the end of the wire to the plasma. The Langmuir probe is located near the center of this ring. The ceramic coating consists of an approximately 10- $\mu\text{m}$ -thick silicon dioxide layer. In order to avoid the cracks in the ceramic-coating layer, the radius of the ring of the ceramic-coated copper wire is set sufficiently large. Because of the large dimensions of the ring, the spatial resolution of the insulated probe used here is poor. However, since the Langmuir probe is positioned near the center of the insulated probe, these two probes measure almost the same plasma condition on average.

Before and after the exposure to the contaminating atmosphere, the I–V characteristics of these two probes are compared in Ar DC plasma. The discharge condition for the comparison of two probes is the same throughout the experiments described below. The pressure of Ar is 10 Pa. The discharge current and the filament current are 2 mA and 3.5 A, respectively.

### ***3.3.2 Exposure to Oxygen Containing Plasma***

In order to examine the effect of surface oxidation on the probe characteristic, oxygen-containing plasmas were generated by RF discharge. The oxygen-containing atmosphere is prepared simply by leaking air into the vacuum vessel up to an adequate pressure. Prior to the experiments, the tip of the Langmuir probe is electrochemically polished in a solution of sodium hydroxide.

The procedure of the experiments was as follows.

- (1) Compare the I–V characteristics of the two probes in Ar DC plasma (discharge condition is as described above).
- (2) Expose the two probes to oxygen-containing plasma (Air pressure: 10 Pa, RF power: 10 W, exposure time: 10 min).
- (3) Compare I–V characteristics of the two probes in Ar DC plasma.

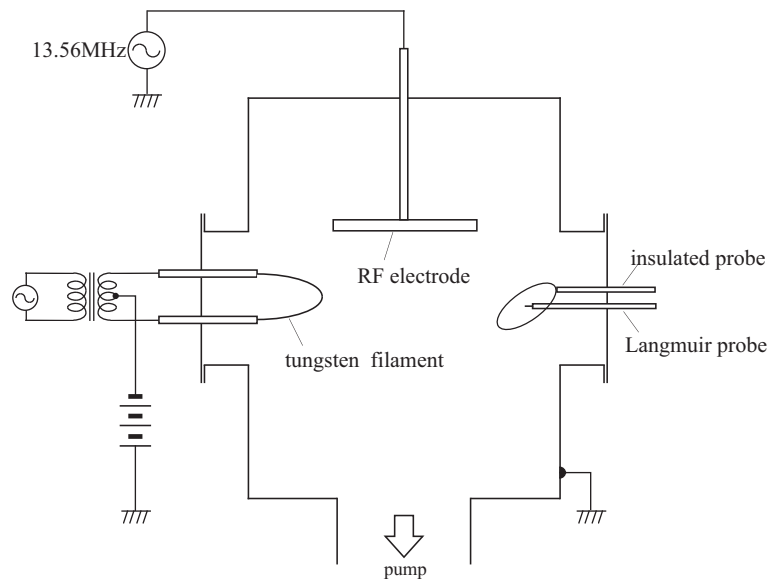


Fig. 3.7: Cross-sectional schematic of apparatus for experiments.

- (4) Expose the two probes to oxygen-containing plasma (Air pressure: 10 Pa, RF power: 20 W, exposure time: 20 min).
- (5) Compare I–V characteristics of the two probes in Ar DC plasma.

The results of the measurements in steps (1), (3) and (5) are shown in Figs. 3.8(a)–3.8(c), respectively. Each graph shows the part of the probe I–V characteristic around the floating potential. The horizontal axis represents the probe potential measured from the floating potential in each graph.

Initially, the I–V characteristics of the two probes showed good agreement [Fig. 3.8(a)]. After exposure to the oxygen-containing plasma, however, the I–V characteristic curve of the Langmuir probe showed a smaller curvature and the slope of the ascending part of the curve became smaller [Fig. 3.8(b)]. These changes became more prominent with repeated exposure [Fig. 3.8(c)]. On the other hand, the I–V characteristic of the insulated probe hardly showed change.

Figure 3.9 shows the transition of the I–V characteristics of the (a) Langmuir probe and the (b) insulated probe. Circles show the initial I–V characteristic. Triangles show the I–V characteristic after exposure to oxygen-containing plasma for 10 min. Inverse triangles show that after additional exposure to the oxygen-containing plasma for 20 min. In Fig. 3.9(a), the horizontal axis repre-

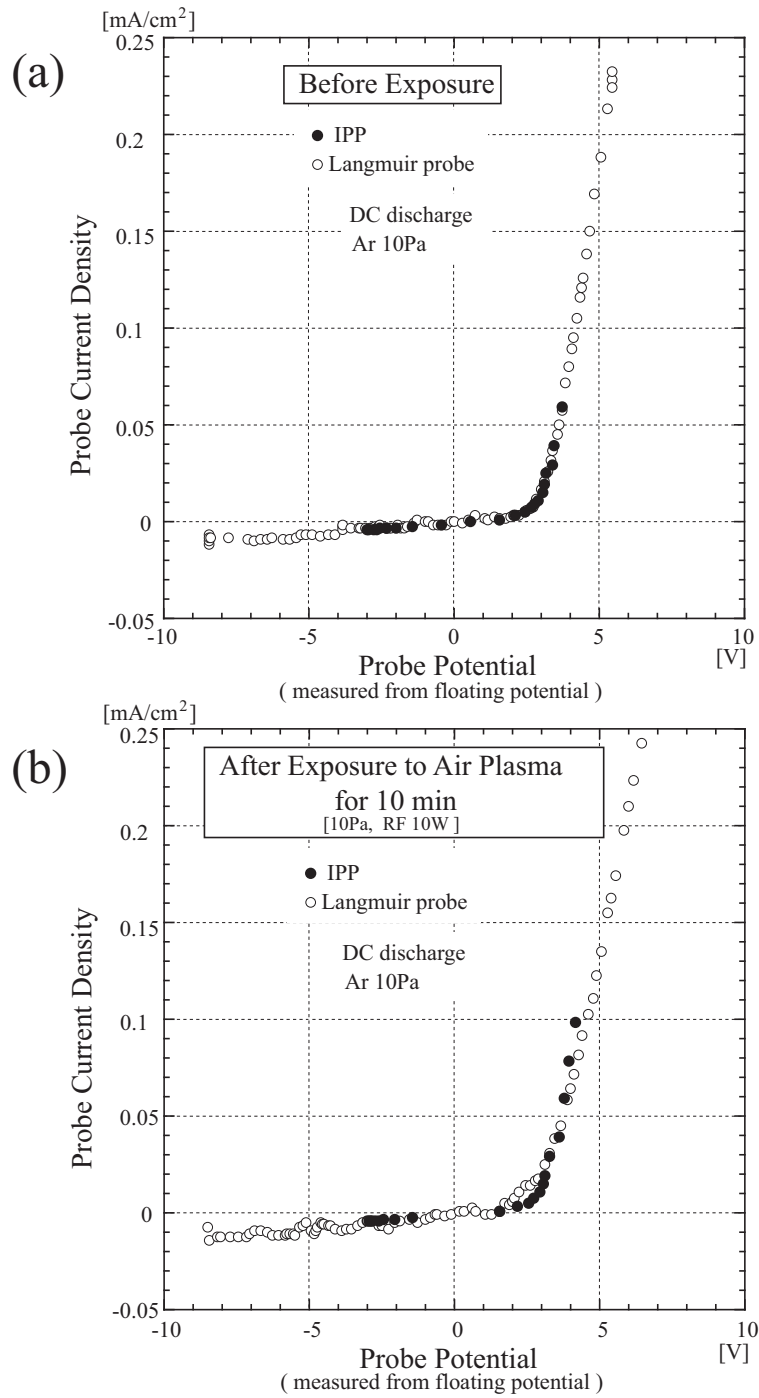
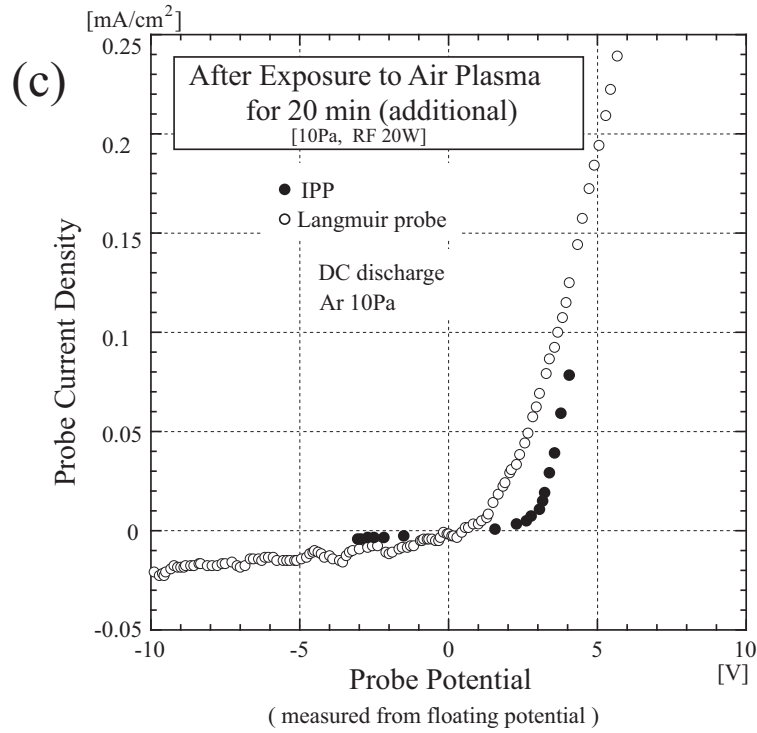


Fig. 3.8: I–V characteristics of Langmuir probe and insulated probe. (a) initial, (b) after exposure to oxygen-containing plasma (air plasma) for 10 min, (c) after additional exposure for 20 min.



sents the probe voltage measured from the ground. It is seen that the floating potential also changes due to exposure to the oxygen-containing plasma. In Fig. 3.9(b), the I–V characteristics of the insulated probe at each step overlaps each other and almost no change can be found.

### 3.3.3 Exposure to Methane Containing Plasma

Next, in order to examine the effect of the exposure to CVD plasma, methane-containing plasmas were generated by RF discharge. The discharge condition of the methane-containing plasma was same throughout the experiments. The flow rate were 10 sccm for Ar and 2 sccm for CH<sub>4</sub>. The pressure was 10 Pa. The RF power was 20 W.

Prior to the experiments (after the exposure to the oxygen-containing plasma), the tip of the Langmuir probe was again electrochemically polished in a solution of sodium hydroxide.

The procedure of the experiments was as follows.

- (1) Compare the I–V characteristics of the two probes in Ar DC plasma.

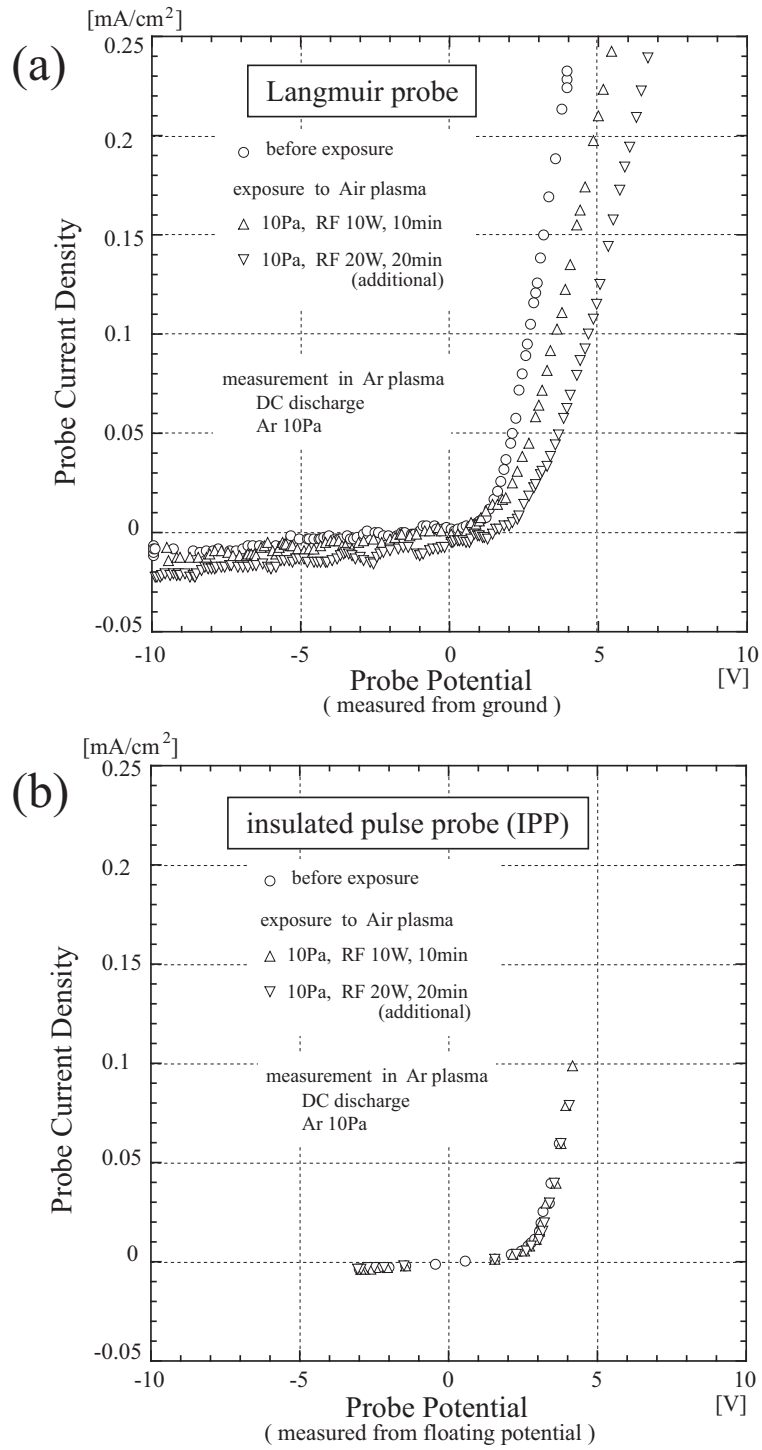


Fig. 3.9: Transition of I-V characteristics in case of exposure to oxygen-containing plasma. (a) Langmuir probe, (b) insulated probe.

- (2) Expose the two probes to Ar-CH<sub>4</sub> plasma for 10 s.
- (3) Compare the I–V characteristics of the two probes in Ar DC plasma.
- (4) Expose the two probes to Ar-CH<sub>4</sub> plasma for 30 s.
- (5) Compare the I–V characteristics of the two probes in Ar DC plasma.
- (6) Expose the two probes to Ar-CH<sub>4</sub> plasma for 1 min.
- (7) Compare the I–V characteristics of the two probes in Ar DC plasma.

The results of the measurements in steps (1), (3), (5) and (7) are shown in Figs. 3.10(a)–3.10(d), respectively. Each graph shows the part of the probe I–V characteristic around the floating potential. The horizontal axis represents the probe potential measured from the floating potential in each graph.

Initially, the I–V characteristics of two probes showed good agreement [Fig. 3.10(a)]. However, the I–V characteristic of the Langmuir probe changed drastically after the exposure to the Ar-CH<sub>4</sub> plasma for only 10 s [Fig. 3.10(b)]. The I–V characteristic curve started to show a sharp corner at the floating potential. Figure 3.10(c) shows the I–V characteristics after the additional exposure for 30 s and Fig. 3.10(d) shows those after the further additional exposure for 1 min. This sharp corner became blunt with repeated exposure [Fig. 3.10(c),(d)]. On the other hand, the I–V characteristic of the insulated probe showed negligible change.

Figure 3.11 shows the transition of the I–V characteristics of the (a) Langmuir probe and the (b) insulated probe. Circles show the initial I–V characteristic. Triangles show the I–V characteristic after exposure to Ar-CH<sub>4</sub> plasma for 10 s. Inverse triangles show that after the additional exposure for 30 s. Squares show that after further additional exposure for 1 min. In Fig. 3.11(a), the horizontal axis represents the probe voltage measured from the ground. It is seen that the floating potential increases in proportion to the exposure to the Ar-CH<sub>4</sub> plasma. In Fig. 3.11(b), the I–V characteristic of the insulated probe at each step shows good agreement except for a slight divergence. This divergence is probably due to the problem of the reproducibility of the discharge condition, because the generation of the Ar-CH<sub>4</sub> plasma also affect the surface of the tungsten filament cathode for DC discharge. It is reasonably expected that the discharge condition can be easily changed because of the thin-film



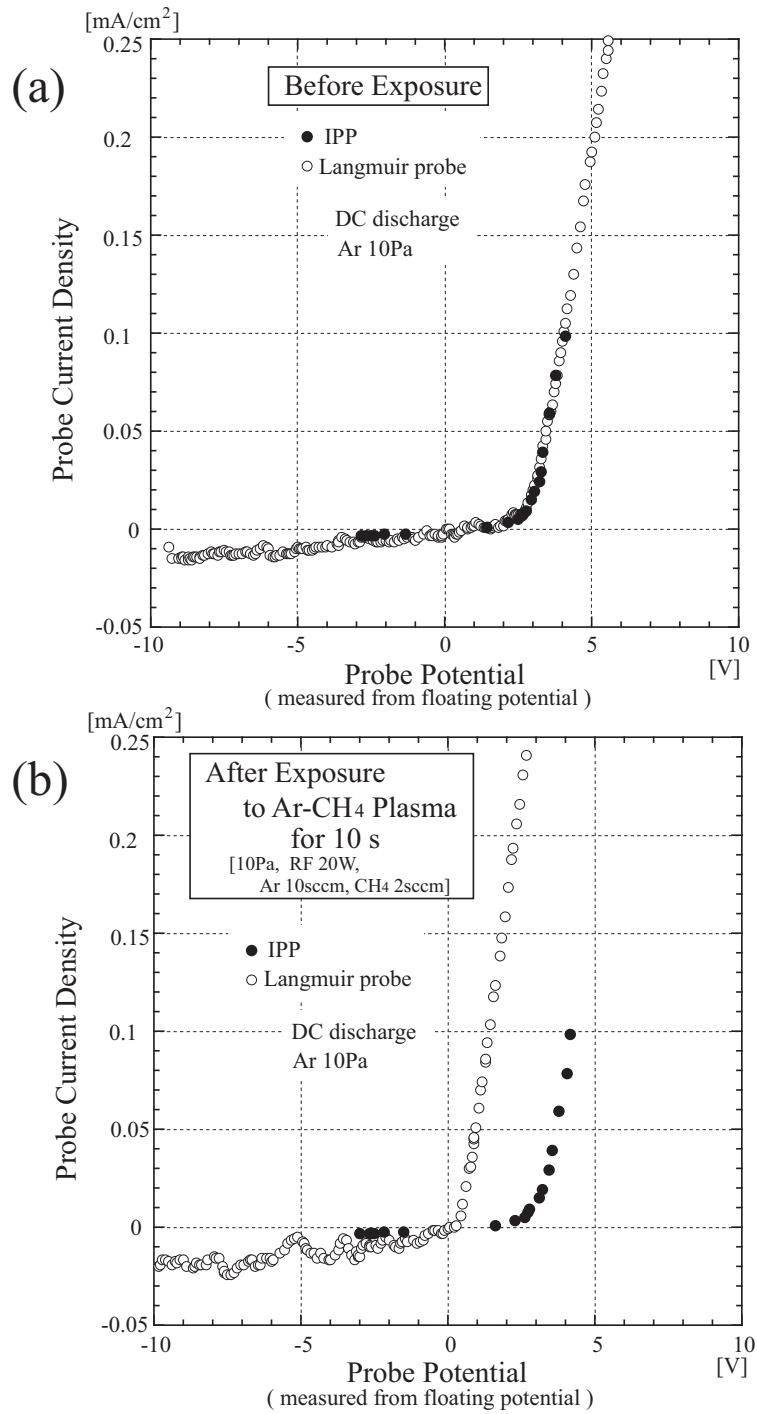
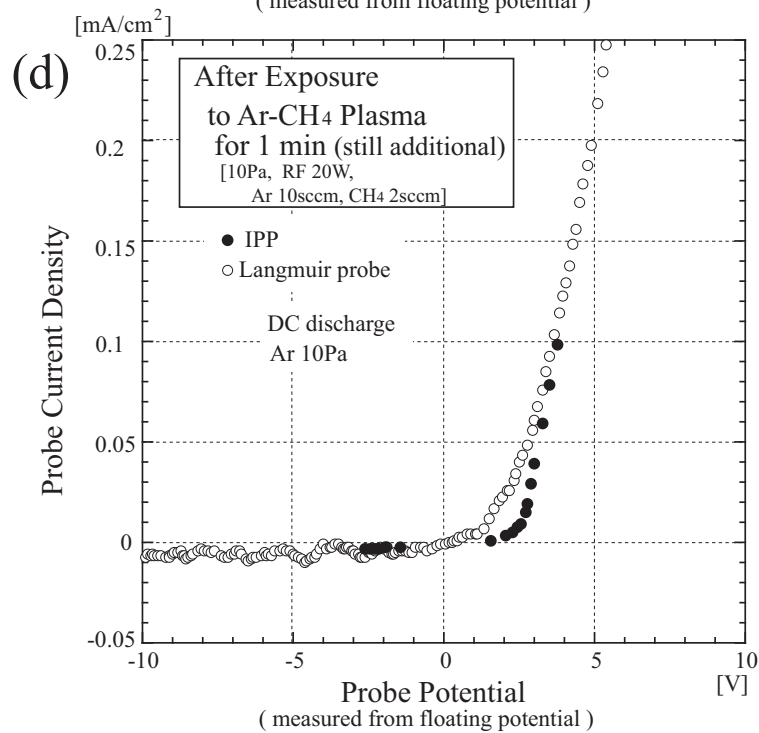
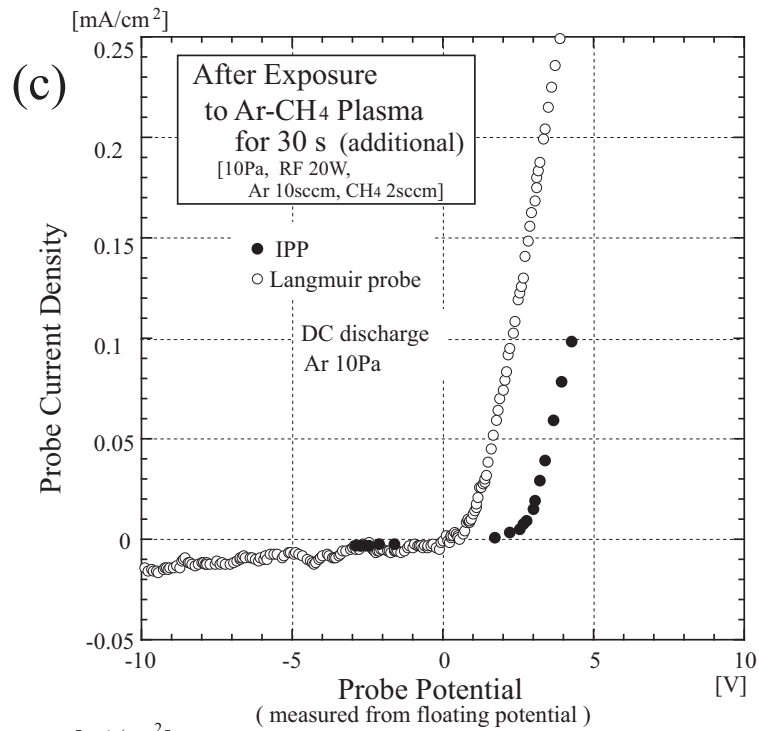


Fig. 3.10: I–V characteristics of Langmuir probe and insulated probe. (a) initial, (b) after exposure to methane-containing plasma for 10 s, (c) after additional exposure for 30 s, (d) after still additional exposure for 1 min.



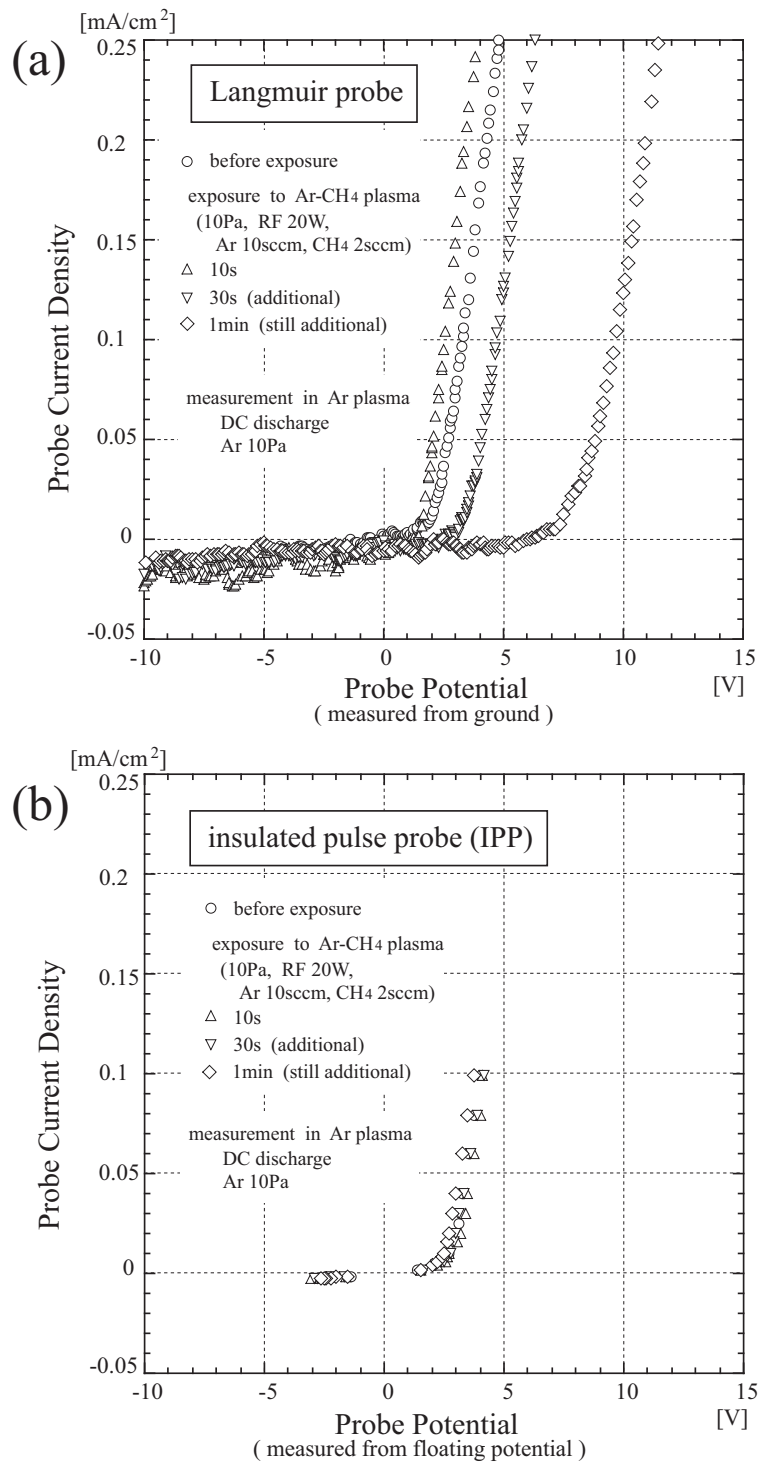


Fig. 3.11: Transition of I–V characteristics in case of exposure to methane containing plasma. (a) Langmuir probe, (b) insulated probe.

deposition on the cathode surface.

### § 3.4 Discussion

The model for the calculation of the effect of the film deposition (Fig. 3.1) described in §3.2 is quite simple. Nevertheless, it is expected that this model describes the actual situation very well as long as the deposition of the film is uniform on the probe surface. The electrical properties of the film are mainly described by its dielectric constant and resistivity. Then,  $\tau_f$  which is determined by these two is the dominant parameter that determine the effect of the deposition of the film.

Strictly speaking, because of the difference in work function between the probe insulating layer and the deposited film on it, the amount of electrons emitted from the surface due to various excitation mechanisms will change somewhat. This leads to the difference of the measured probe current especially at the negative probe bias (probe current response at the negative edge of the pulse in the IPP method). Not only the change in the work function but also other mechanisms may be the cause of the change in the probe current due to the deposition of the contaminating film. However, these are secondary effects and are not very important in most cases.

In addition, even if the change in the probe current due to the difference of the properties between the probe insulating layer and the contaminating film is considerably large, the material facing the plasma does not change after a very thin film has been deposited on the probe insulating layer. In other words, the effect due to the change in the material facing the plasma is observed only at the beginning of the first measurement. After that, stable measurement becomes possible. In this case, the so-called “aging” of the new probe would be effective for the stable measurement.

When, the deposition of the film is not uniform on the probe surface, the equivalent circuit of the contaminating film in Fig. 3.1 will be represented by the parallel connection of different capacitors  $C_f$  and resistors  $R_f$ . Even if the thickness of the deposited film is different, the time constant  $\tau_f (= C_f R_f)$  will

always be same as long as the properties of the deposited film are the same [eq. (3.16)]. The difference in film thickness is represented by the difference in  $\gamma$  in the equations which describe the probe current response [eq. (3.11), eq. (3.12)]. Then, the probe current response curve in case of the non-uniform film deposition will be the weighted average of the probe current response curves for different  $\gamma$ 's. In this case, the film thickness estimated from the change of the time constant of the probe current response becomes the value averaged over the whole probe surface.

Film thickness on the probe surface is estimated from the time constant of part *A*, as exemplified in Fig. 3.4. The estimation of the film thickness from the change of the time constant is much more reliable than the estimation from the change of I–V characteristic of the conventional Langmuir probe method, which is described in ref. 6,7. It seems that part *A* becomes clearer as the difference between  $\tau$  and  $\tau_f$  becomes larger. The contaminating film rarely shows moderate conductivity except for the case that it consists of a semiconductor, such as amorphous silicon. When the contaminating film consists of a dielectric material, such as silicon oxide, silicon nitride, alumina, the contaminating film becomes almost completely insulating (quite large  $\tau_f$ ) and the deposition of such a film only increases the thickness of the probe insulating layer. This is easily detected as the decrease of the time constant of the probe current response.

On the other hand, when the contaminating film consists of a material of low resistivity, such as metal or conductive oxide, the effect due to deposition of these films is regarded as negligible. The deposition of these materials does not bring a marked series resistance to the probe circuit. However, the film on the probe surface must not contact the film on the other part of the process chamber. If the film on the probe surface contacts the film on the wall around the probe, this will be equivalent to the expansion of the probe surface area, thereby introducing an error to the measurement. Furthermore, if the film on the probe surface contacts the grounded wall, the probe becomes shielded and the measurement becomes impossible. Therefore, the structure of the probe should be adequately contrived so that the film on the probe surface does not

contact the surrounding film.

In the experimental measurements described in §3.3, the probe I–V characteristics at the very initial stage of the formation of the contaminating film were measured and compared between the conventional Langmuir probe method and the insulated probe method. In this range of the measurement, no change in the time constant of the probe current response was observed in the insulated probe measurement. It was quite difficult to measure the thickness of the very thin contaminating film on the probe surface in these experiments. Roughly estimating, the thickness of the contaminating film was probably on the order of 10–100 Å at most, because the exposure time was quite short. Then,  $\gamma$  becomes less than about 0.01. From Fig. 3.3 and Fig. 3.4, no observable change in the time constant is expected for this small value of  $\gamma$ .

In the experiments of the exposure to the CH<sub>4</sub>-Ar plasma, if the exposure time had been longer,  $\gamma$  would have been larger and an observable change in the time constant of the probe current response would have appeared, because of the deposition of an organic film on the probe surface. In order to maintain the reproducibility of the discharge conditions in the DC discharge for the comparison of the two probes, the exposure time was limited to a short one in this experiment, because the longer exposure to the CH<sub>4</sub>-Ar plasma would cause the deposition of the organic film also on the cathode surface.

Since no change in the time constant of the probe current response was observed in the range of the experiments, the experimental results described in §3.3 do not substantiate the results of the calculation described in §3.2. However, emphasis should be given to the fact that the measurement by the insulated probe method is much more stable than that by the conventional Langmuir probe method, which is obviously understood from the comparison between Figs. 3.9(a) and 3.9(b) and also between Figs. 3.11(a) and 3.11(b).

The sensitiveness to the surface contamination in the Langmuir probe method has been reported by many researchers.<sup>8–12)</sup> There have been many efforts to overcome this problem by means of heating the probe<sup>13–19)</sup> or applying a high voltage bias to the probe.<sup>20–23)</sup> In spite of these efforts, however, it is naturally not possible to completely recover the condition of the original

surface of the probe by any method. In addition, these methods in which the temperature of the probe is to be elevated are not free from the solicitude that the material contained in the probe body is involved into the plasma as an impurity, thereby affecting the result of the process.

Compared with these ways to manage to use the Langmuir probe method, the insulated probe method can provide the substantially stable measurement by itself and is considered useful for the application to monitoring processing plasmas.

The experiments were performed in the plasma containing oxygen and methane, respectively. The oxygen-containing plasma leads to the oxidation of the probe surface and the methane-containing plasma leads to the deposition of an organic film on the probe surface. In both cases, the formation of films on the probe surface is naturally expected. On the other hand, in case of etching plasma, not only the deposition of the contaminant on the probe surface but also the etching of the probe insulating layer may occur. Although the stability of the measurements in etching plasmas cannot be ascertained by experiments, which is beyond the scope of this study and should be investigated in further study, it is expected that the etching of the insulating layer will lead to the increase of the decay time constant of the probe current and that the amount of the etched thickness will be easily estimated.

### § 3.5 Summary

The effect of the deposition of the contaminating film on the probe surface has been estimated based on a simple calculation model. It has been shown that the appearance of the effect depends upon the relationship between the characteristic time constants. One is the time constant of the contaminating film ( $\tau_f$ ), which is represented by the product of the resistivity and the dielectric constant of the film. The other is the time constant of the probe current response ( $\tau$ ), which is determined by the probe capacitance  $C$  and the plasma parameters [eq. (3.1)].

When the contaminating film is conductive ( $\tau_f \ll \tau$ ), the effect of the film

deposition can be regarded to be negligible. On the other hand, when the contaminating film consists of an insulator ( $\tau_f \gg \tau$ ), the time constant of the probe current decay decreases according to the accumulation of the contaminating film. From this change of the time constant  $\tau$ , it is possible to estimate the amount of film deposited. The probe current response may become more sensitive to the accumulation of the contaminating film, in the case of medium resistivity ( $\tau_f \simeq \tau$ ). However, it is possible to avoid the occurrence of this case by adjusting the probe capacitance  $C$ .

It has been proved that the measurement by the insulated probe method is much more stable than that by the conventional Langmuir probe method, from the comparison of the probe I–V characteristics after the exposure to the reactive plasmas that contain oxygen and methane, respectively. The probe I–V characteristic measured by the insulated probe method negligibly changed even after the exposure to reactive plasmas. On the other hand, the measurement by the conventional Langmuir probe method was significantly affected by the exposure to reactive species.

The results obtained theoretically and experimentally support the superiority of the insulated probe method to the conventional Langmuir probe method concerning the stability of measurement in processing plasma containing reactive species and that the insulated probe method can satisfy the requirement (A1)–(A4) under the condition (B1) described in Chapter 1.



## References

- [1] M. Deguchi and R. Itatani: Jpn. J. Appl. Phys. **41** (2002) 352.
- [2] M. Deguchi and R. Itatani: Jpn. J. Appl. Phys. **37** (1998) 970.
- [3] M. Deguchi and R. Itatani: *Proc. 13th Symp. Plasma Processing, Tokyo, Jan. 1996*, p. 447.
- [4] M. Deguchi and R. Itatani: Ext. Abstr. (56th Autumn Meet., 1995) Japan Society of Applied Physics, 26p-M8 [in Japanese].
- [5] J. G. Simmons, G. S. Nadkarni and M. C. Lancaster: J. Appl. Phys. **41** (1970) 538.
- [6] G. V. Jorgenson and G. K. Wehner: J. Appl. Phys. **36** (1965) 2672.
- [7] S. Yamaguchi, G. Sawa and M. Ieda: Trans. IEE Japan **101-A** (1971) 16.
- [8] G. Wehner and G. Medicus: J. Appl. Phys. **23** (1952) 1035.
- [9] T. L. Thomas and E. L. Battle: J. Appl. Phys. **41** (1970) 3428.
- [10] S. Yamaguchi, G. Sawa and M. Ieda: J. Appl. Phys **48** (1977) 2363.
- [11] E. R. Mosburg, Jr., R. C. Kerns and J. R. Abelson: J. Appl. Phys **54** (1983) 4916.
- [12] I. Kato, T. Sakamoto and T. Shimoda: Jpn. J. Appl. Phys. **33** (1994) 307.
- [13] Y. Kobayashi, T. Ohte, M. Katoh and M. Sugawara: Trans. IEE Jpn. **A 109** (1989) 69 [in Japanese].
- [14] Ts. Popov and I. Petkov: Vacuum **51** (1998) 89.
- [15] J. Kalcik: Czech. J. Phys. **45** (1995) 241.
- [16] K. Yanagihara and H. Yasuda: J. Polym. Sci. **20** (1982) 1833.

- [17] K. Tachibana, M. Nishida, H. Harima and Y. Urano: *J. Phys. D* **17** (1984) 1727.
- [18] B. Drevillon, J. Huc, A. Lloret, J. Perrin, G. de Rosny and J. P. M. Schmitt: *Appl. Phys. Lett.* **37** (1980) 646.
- [19] F. Delmotte, M. C. Hugon, B. Agius, A. M. Pointu and S. Teodoru: *Appl. Phys. Lett.* **72** (1998) 1448.
- [20] J. F. Waymouth: *J. Appl. Phys.* **30** (1959) 1404.
- [21] I. Kato, T. Shimoda and T. Yamaguchi: *Jpn. J. Appl. Phys.* **33** (1994) 3586.
- [22] G. Medicus: *J. Appl. Phys.* **37** (1966) 215.
- [23] W. D. Bunting and W. J. Heikkila: *J. Appl. Phys.* **41** (1970) 2263.

# Chapter 4

---

## Measurement by Insulated Pulse Probe Method in RF plasma

### § 4.1 Introduction

In Chapter 2 and Chapter 3, it has been assumed that the space potential of the plasma to be monitored is constant. This assumption is considered to be valid in a plasma generated by DC discharge or microwave discharge without any instability that causes potential fluctuation. In the practical plasma processing, however, the RF power, such as the RF power at 13.56 MHz frequency, is often used for plasma generation.<sup>1)</sup> In the RF generated plasma, the plasma potential naturally oscillates with a large amplitude according to the RF voltage for the discharge. Because of this potential oscillation, probe current at the RF frequency flows through the probe capacitance even when the probe voltage is constant and the waveform of the probe current response becomes different from the simple one such as the illustration in Fig. 2.1 in Chapter 2. It is reasonably expected that the probe current response to the square pulse voltage becomes the superposition of both the waveform like the illustration in Fig. 2.1 and the RF signal.

Precisely examining, this RF component in the probe current signal shows a characteristic response to the square pulse probe voltage. The current response like the illustration in Fig. 2.1 arises from the deviation of the probe surface potential from the floating potential at the pulse edge. The change in the probe surface potential results in the change in the voltage across the probe sheath and, further, results in the change in the impedance of the probe sheath. The change in the probe sheath impedance brings about the change in the RF component in the probe current. Consequently, it is expected that the RF component in the probe current signal also shows change at the pulse edge. In

this chapter, the analysis of the response of this RF component to an abrupt change in the probe voltage is described and its application to the measurement of plasma parameters is presented.<sup>2-8)</sup>

In the next section, the analysis of the RF current component using a simple sheath model and its pulse response is presented and the results of numerical calculations are also described. Experimental results are described in §4.3. In §4.4, the method to know the phase angle of the plasma potential oscillation is presented.

## § 4.2 Analysis of RF Component in the Probe Current

The basic configuration of the insulated pulse probe (IPP) method is as shown in Fig. 2.1 in Chapter 2.<sup>9-11)</sup> The probe consists of an electrode and a thin insulating layer on the surface of the electrode. The probe electrode is capacitively coupled with the plasma through the probe capacitance  $C$ . The probe capacitance  $C$  is defined as the capacitance per unit area between the probe electrode and the surface of the insulating layer facing the plasma. The surface of the insulating layer facing the plasma is normally charged up to the floating potential. When the potential of the probe electrode is changed abruptly by the application of a square pulse voltage (step change in voltage), the potential of the insulating layer surface deviates from the floating potential at the pulse edge because of the capacitive coupling through the probe capacitance  $C$ . After the pulse edge, the charging current flows in the probe circuit to charge the insulating layer surface back to the floating potential as shown in the illustration of the current signal in Fig. 2.1.

In the case of RF plasma, the plasma potential oscillates in accordance with the voltage of the RF electrode and the RF component is induced in the probe current through the probe capacitance  $C$ . Let us consider the behavior of this RF component in the probe current on the following assumptions;

- (1) The frequency of RF is so high that the ions are considered to be immobile and follow the time-averaged electric field; however, the frequency is not so high that the inertial movement of electrons cannot be neglected.

- (2) The plasma contains no negative ions or the density of negative ions is not so high that they do not have significant importance for the determination of the sheath structure.
- (3) Impedance of the probe capacitance  $C$  is much smaller than that of the probe sheath for the RF signal. In other words, the thickness of the probe insulating layer is much smaller than the sheath thickness.
- (4) The output impedance of the probe voltage source is negligibly small.

The first assumption is explained as follows. The frequency of the RF (angular frequency  $\omega$ ) is assumed to be so high that the period of RF is shorter than the electron-energy relaxation time ( $\omega \gg 1/T_e \cdot dT_e/dt \equiv \tau_e^{-1}$ ) and, consequently, is also much shorter than the time constant of the change in plasma density ( $\tau_e^{-1} \gg 1/n_0 \cdot dn_0/dt$ ).<sup>12-15)</sup> Here,  $T_e$  and  $n_0$  are the electron temperature and the plasma density, respectively. In the frequency range of HF or VHF (several MHz to 100 MHz or so), this is considered true and the relation  $\omega_{pi} \ll \omega \ll \omega_{pe}$  is usually satisfied in most processing plasmas, consequently, the first assumption above is considered valid.<sup>12-15)</sup> Here,  $\omega_{pi}$  and  $\omega_{pe}$  are the ion plasma frequency and the electron plasma frequency, respectively. Under these conditions, the electrons instantaneously change their spatial distribution according to the local potential, following the Boltzmann relation. On the other hand, the change in the spatial distribution of ions, the plasma density, and the electron temperature during the period of RF can be neglected.

In Fig. 2.1, the potential of the probe electrode is substantially fixed to the ground level for the RF signal at steady state because of the virtual short between two input terminals of the operational amplifier based on the fourth assumption above. Consequently, the voltage between the plasma and the probe electrode changes according to the plasma potential oscillation and the RF current component is caused in the probe circuit through the probe capacitance  $C$ . Based on the third assumption, it is considered that the surface of the insulating layer facing the plasma is normally charged up to the time-averaged floating potential  $V_{f0}$ . This is in contrast to the RF-compensated Langmuir probe method, in which the probe surface is kept at an extremely high-impedance state and, therefore, the probe surface potential oscillates fol-

lowing the plasma potential.<sup>16-30)</sup> This feature that the probe capacitance is much larger than the sheath capacitance discriminates the IPP method from the ordinary capacitive probe method.<sup>31-35)</sup> Furthermore, the RF component in the probe current measured in the IPP method is not the current due to the externally excited potential oscillation as in the method by Sawa et. al.,<sup>36,37)</sup> but the current due to the plasma potential oscillation naturally inherent to the RF plasma.

The probe current density  $J_p$  is generally represented as the sum of the displacement current component  $J_{dis}$  and the conduction current component  $J_{cnd}$ .

$$J_p = J_{dis} + J_{cnd}. \quad (4.1)$$

The displacement current component  $J_{dis}$  is due to the time variation of the electric field in the sheath and is represented by the time variation of the total charge in the sheath region. The conduction current component  $J_{cnd}$  is due to the imbalance between the electron flux and the positive ion flux to the probe surface. Here we state that the probe current is measured as positive when it flows toward the plasma from the probe.

In order to understand the behavior of the probe current, the issue to be considered is how the displacement current component  $J_{dis}$  and the conduction current component  $J_{cnd}$  depend on the voltage across the probe sheath. For the sake of simplicity, the analysis of the behavior of these components using a simple sheath model under the assumption of uniform ion distribution is described in §4.2.1. In §4.2.2, results of numerical calculation under the assumption of nonuniform ion distribution are described. Furthermore, the validity of this analysis based on the simple model is experimentally examined in §4.2.3.

#### ***4.2.1 Analysis of Probe Current Using a Simple Sheath Model***

Let us consider a one-dimensional sheath model.<sup>38-43)</sup> Suppose that the plasma potential sinusoidally oscillates with the amplitude  $V_s$  and the angular

frequency  $\omega$ . The voltage across the sheath  $v(t)$  is represented as

$$v(t) = V_0 + V_s \cos \omega t. \quad (4.2)$$

Here,  $V_0$  represents the time-averaged sheath voltage. Normally,  $V_0 > V_s$  holds, because the surface potential of the probe insulating layer cannot exceed the plasma potential at any moment based on the second assumption above.

The space charge density in the sheath generally becomes a function of position  $x$  and time  $t$  as  $q(x, t)$ . The sheath thickness becomes a function of time  $t$  as  $s(t)$ . Then, the displacement current component  $J_{dis}$  is represented by

$$J_{dis} = -\frac{d}{dt} \int_0^{s(t)} q(x, t) dx. \quad (4.3)$$

On the other hand, based on the first assumption mentioned above, the electron flux to the probe surface is determined by the potential difference across the probe sheath, following the Boltzmann relation, and the ion flux is considered constant in the time scale of the period of the RF. Then, the conduction current component  $J_{cnd}$  can be represented as

$$J_{cnd} = J_{e0} \exp\left(-\frac{v(t)}{\phi_e}\right) - J_i. \quad (4.4)$$

Here,  $J_{e0}$  is the electron saturation current density ( $=en_0\sqrt{kT_e/2\pi m}$ ,  $e$ : electron charge,  $m$ : electron mass) and  $J_i$  is the ion current density.  $\phi_e$  ( $\equiv kT_e/e$ ) represents the electron temperature measured in volts.

In order to simplify the problem, let us assume that the ions uniformly distribute in the sheath with density  $n_0$  (the same density in the plasma) and that the electron density is negligible compared with that of the ions in the sheath region.<sup>38)</sup> The validity of this simplified model is discussed later. Then, the sheath thickness is represented by

$$s(t) = \left(\frac{2\varepsilon_0 v(t)}{en_0}\right)^{\frac{1}{2}}. \quad (4.5)$$

Consequently,  $J_{dis}$  and  $J_{cnd}$  become

$$\begin{aligned} J_{dis} &= \left(\frac{\varepsilon_0 e n_0}{2}\right)^{\frac{1}{2}} \cdot \frac{\omega V_s \sin \omega t}{(V_s \cos \omega t + V_0)^{1/2}} \\ &= \frac{\varepsilon_0}{\sqrt{2}\lambda_D} \beta^{\frac{1}{2}} \omega V_s \frac{\sin \omega t}{\sqrt{\alpha \cos \omega t + 1}}, \end{aligned} \quad (4.6)$$

$$\begin{aligned} J_{cnd} &= J_{e0} \exp\left(-\frac{V_0 + V_s \cos \omega t}{\phi_e}\right) - J_i \\ &= J_{e0} \exp\left(-\frac{1}{\beta}\right) \cdot \exp\left(-\frac{\alpha}{\beta} \cos \omega t\right) - J_i. \end{aligned} \quad (4.7)$$

Here,  $\lambda_D$  is the Debye length ( $= \sqrt{\varepsilon_0 k T_e / n_0 e^2}$ ) and the parameters  $\alpha$  and  $\beta$  are defined by

$$\alpha \equiv \frac{V_s}{V_0}, \quad (4.8)$$

$$\beta \equiv \frac{\phi_e}{V_0}. \quad (4.9)$$

Normally,  $\alpha$  and  $\beta$  satisfy  $0 < \alpha < 1$  and  $0 < \beta < 1$ , respectively.

Now, let us consider the fundamental components of  $J_{dis}$  and  $J_{cnd}$ . Let us represent the fundamental component (and its amplitude) by  $(\dots)_\omega$  and its phasor expression by  $\overrightarrow{(\dots)_\omega}$ . From eqs. (4.6) and (4.7), it is found that  $(J_{dis})_\omega$  is in phase with  $\sin \omega t$  and that  $(J_{cnd})_\omega$  is in phase with  $-\cos \omega t$ . In other words, the displacement current component  $\overrightarrow{(J_{dis})_\omega}$  leads the conduction current component  $\overrightarrow{(J_{cnd})_\omega}$  by  $90^\circ$ .

As shown in Fig. 4.1, the amplitude of the fundamental component of the function  $\sin \omega t / \sqrt{\alpha \cos \omega t + 1}$  in eq. (4.6) varies between 1 and about 1.2 depending upon the value of  $\alpha$ . As the first approximation, let us assume this as unity. Then, the amplitude of the fundamental component of  $J_{dis}$  becomes

$$\begin{aligned} (J_{dis})_\omega &= \frac{\varepsilon_0}{\sqrt{2}\lambda_D} \beta^{\frac{1}{2}} \omega V_s \\ &= \sqrt{\pi} J_{e0} \cdot \frac{\omega}{\omega_{pe}} \cdot \alpha \beta^{-\frac{1}{2}} \\ &= \kappa_{dis} \alpha \beta^{-\frac{1}{2}}. \end{aligned} \quad (4.10)$$

Here,  $\kappa_{dis}$  represents the coefficient  $\sqrt{\pi} J_{e0} \cdot (\omega / \omega_{pe})$ .

On the other hand, the term  $\exp(-\alpha / \beta \cdot \cos \omega t)$  in eq. (4.7) can be represented



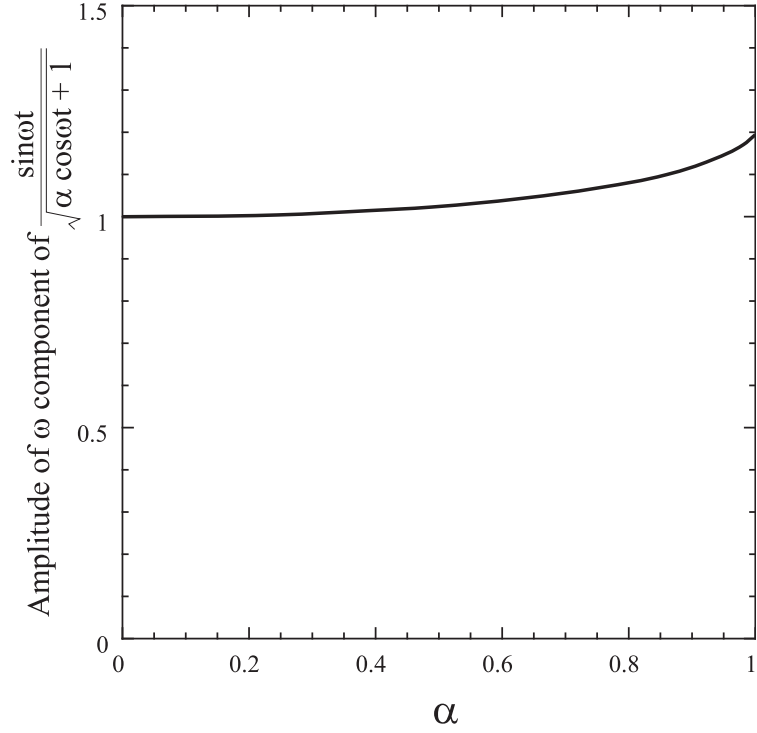


Fig. 4.1: Dependence of the amplitude of fundamental component of the function  $\sin \omega t / \sqrt{\alpha \cos \omega t + 1}$  on  $\alpha$ .

by the infinite series as follows.

$$\begin{aligned}
 \exp\left(-\frac{\alpha}{\beta} \cos \omega t\right) &= I_0\left(\frac{\alpha}{\beta}\right) \\
 &\quad - 2 \sum_{\nu=1}^{\infty} I_{2\nu-1}\left(\frac{\alpha}{\beta}\right) \cos(2\nu-1)\omega t \\
 &\quad + 2 \sum_{\nu=1}^{\infty} I_{2\nu}\left(\frac{\alpha}{\beta}\right) \cos 2\nu\omega t.
 \end{aligned} \tag{4.11}$$

Here,  $I_\nu(\dots)$  is the modified Bessel function of the first kind of order  $\nu$ . Consequently, the amplitude of the fundamental component of  $\exp(-\alpha/\beta \cdot \cos \omega t)$  becomes  $2I_1(\alpha/\beta)$ , which is approximated by the function  $\sqrt{2\beta/\pi\alpha} \cdot \exp(\alpha/\beta)$ . This approximation improves as the ratio  $\alpha/\beta$  becomes larger as shown in Fig. 4.2.  $\alpha/\beta$  is the ratio of the amplitude of plasma potential oscillation  $V_s$  to the electron temperature  $\phi_e$  and is generally considered to be much greater than unity. Therefore, this approximation is expected to be valid. Then, the

amplitude of the fundamental component of  $J_{cnd}$  becomes

$$\begin{aligned} (J_{cnd})_{\omega} &= \sqrt{\frac{2}{\pi}} J_{e0} \left(\frac{\beta}{\alpha}\right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{1-\alpha}{\beta}\right) \\ &= \kappa_{cnd} \left(\frac{\beta}{\alpha}\right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{1-\alpha}{\beta}\right). \end{aligned} \quad (4.12)$$

Here,  $\kappa_{cnd}$  represents the coefficient  $\sqrt{2/\pi} J_{e0}$ .

Let us consider the case when a square pulse voltage with amplitude  $E_0$  is applied to the probe and the time-averaged sheath voltage  $V_0$  changes by  $dV_0$ . The pulse width and the period of the pulse repetition are assumed to be sufficiently longer than the time required for  $V_0$  to recover to the steady-state value. At the positive edge of the pulse,  $dV_0 = -E_0$ , and  $dV_0 = E_0$  at the negative edge, based on the third assumption mentioned above.

The variations of  $\alpha$  and  $\beta$  are represented by

$$d\alpha = -\alpha \frac{dV_0}{V_0}, \quad (4.13)$$

$$d\beta = -\beta \frac{dV_0}{V_0}, \quad (4.14)$$

from their definitions [eqs. (4.8) and (4.9)].

Then, the variation of  $(J_{dis})_{\omega}$  becomes

$$d(J_{dis})_{\omega} = -\frac{1}{2} \kappa_{dis} \alpha \beta^{-\frac{1}{2}} \frac{dV_0}{V_0}. \quad (4.15)$$

and the variation of  $(J_{cnd})_{\omega}$  becomes

$$d(J_{cnd})_{\omega} = -\kappa_{cnd} \left(\frac{1}{\alpha\beta}\right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{1-\alpha}{\beta}\right) \frac{dV_0}{V_0}. \quad (4.16)$$

From the ratio of eqs. (4.10) and (4.15),

$$\frac{d(J_{dis})_{\omega}}{(J_{dis})_{\omega}} = -\frac{1}{2} \frac{dV_0}{V_0}. \quad (4.17)$$

Similarly, from the ratio of eqs. (4.12) and (4.16),

$$\frac{d(J_{cnd})_{\omega}}{(J_{cnd})_{\omega}} = -\frac{1}{\beta} \frac{dV_0}{V_0}. \quad (4.18)$$

Equations. (4.17) and (4.18) reveal that the ratios of the variations differ between  $(J_{dis})_{\omega}$  and  $(J_{cnd})_{\omega}$ . This means that the application of the pulse voltage brings about the phase shift  $d\theta$  to the RF component of probe current  $(J_p)_{\omega}$ , because there is a phase difference of  $90^\circ$  between  $\overrightarrow{(J_{dis})_{\omega}}$  and  $\overrightarrow{(J_{cnd})_{\omega}}$ .

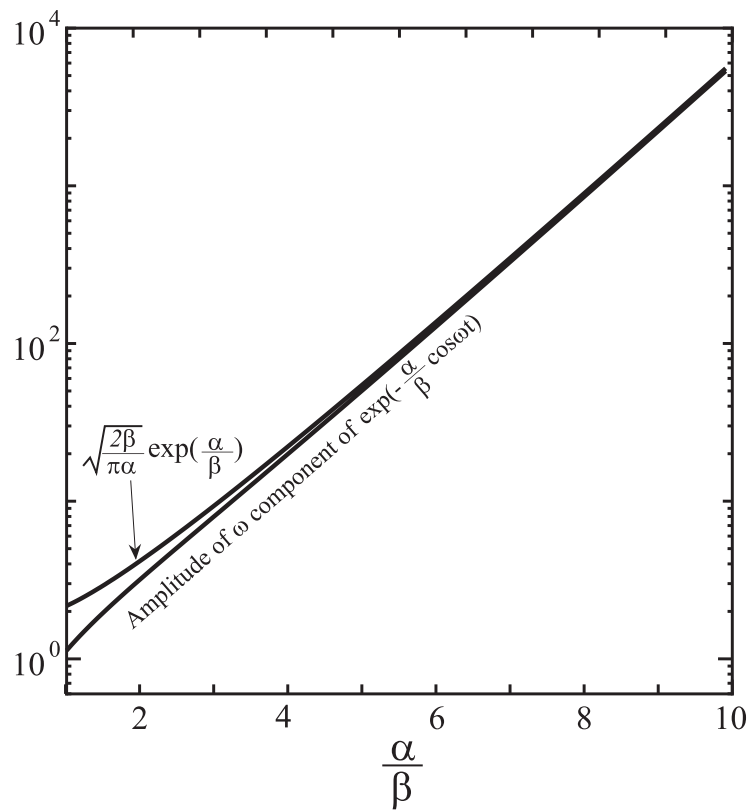


Fig. 4.2: Dependence of the amplitude of fundamental component of the function  $\exp(-\alpha/\beta \cdot \cos \omega t)$  on  $\alpha/\beta$ . The approximated function  $\sqrt{2\beta/\pi\alpha} \cdot \exp(\alpha/\beta)$  is also plotted.

The observable quantities are the variation of amplitude and phase of the fundamental component in the probe current,  $d(J_p)_\omega$  and  $d\theta$ , respectively.  $d(J_{dis})_\omega$  and  $d(J_{cnd})_\omega$  are related with  $d(J_p)_\omega$  and  $d\theta$  as shown in Fig. 4.3 and are represented as follows.

$$d(J_{dis})_\omega = d(J_p)_\omega \cdot \sin \theta + (J_p)_\omega \cos \theta \cdot d\theta, \quad (4.19)$$

$$d(J_{cnd})_\omega = d(J_p)_\omega \cdot \cos \theta - (J_p)_\omega \sin \theta \cdot d\theta. \quad (4.20)$$

Here,  $\theta$  is the phase difference between  $\overrightarrow{(J_p)_\omega}$  and  $\overrightarrow{(J_{cnd})_\omega}$ , i.e., the leading angle of  $\overrightarrow{(J_p)_\omega}$  with respect to the opposite phase of the plasma potential oscillation  $-\overrightarrow{(v)_\omega}$  (note the positive direction of the probe current). Therefore,  $\theta$  is called the phase angle of the plasma potential oscillation below, which is defined by  $\theta \equiv \arctan[(J_{dis})_\omega / (J_{cnd})_\omega]$ . Then,

$$(J_{dis})_\omega = (J_p)_\omega \sin \theta, \quad (4.21)$$

$$(J_{cnd})_\omega = (J_p)_\omega \cos \theta. \quad (4.22)$$

Consequently, by the measurement of the fundamental component of the probe current  $(J_p)_\omega$ , its variation  $d(J_p)_\omega$ , the phase angle of the plasma potential oscillation  $\theta$  and the phase shift  $d\theta$ ,  $(J_p)_\omega$  and  $d(J_p)_\omega$  can be decomposed into  $(J_{dis})_\omega$ ,  $(J_{cnd})_\omega$ ,  $d(J_{dis})_\omega$  and  $d(J_{cnd})_\omega$ . Then, the time-averaged sheath voltage  $V_0$  and the electron temperature  $\phi_e$  can be calculated from eqs. (4.17) and (4.18).

Next, let us consider the time response after the pulse edge. The variation of the RF component due to the application of the pulse voltage decays with time after the pulse edge. This is because the surface of the insulating layer on the probe is charged back toward  $V_{f0}$  by the transient charging current that is caused by the imbalance between the electron flux and the ion flux during the period of RF. The response of the probe surface potential after the pulse edge is determined by the probe current averaged over the period of RF ( $\overline{J_p}$ ).

When the plasma potential as the function of time is  $v_s(t)$  and the surface potential of the insulating layer on the probe is  $V_a$  [i.e.,  $v(t) = v_s(t) - V_a$ ], the

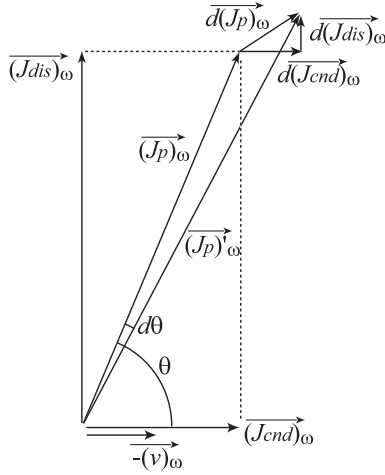


Fig. 4.3: Phasor diagram which shows the relationship among the measurable values and  $\overrightarrow{(J_{dis})_\omega}$  and  $\overrightarrow{(J_{cnd})_\omega}$ .  $\overrightarrow{(J_{cnd})_\omega}$  is parallel with  $-\overrightarrow{(v)_\omega}$  (note that  $J_p$  is measured as positive when it flows from the probe to the plasma.).

probe current  $J_p$  is represented as

$$J_p = J_{e0} \exp\left(-\frac{v_s(t) - V_a}{\phi_e}\right) - J_i + J_{dis}. \quad (4.23)$$

When  $V_a$  is equal to the time-averaged floating potential  $V_{f0}$ , the time-average of  $J_p$  is zero. Since the time-average of  $J_{dis}$  is also zero, averaging each side of eq. (4.23) over the period of RF yields

$$0 = \overline{J_{e0} \exp\left(-\frac{v_s(t) - V_{f0}}{\phi_e}\right) - J_i}. \quad (4.24)$$

Accordingly,

$$J_i = \overline{J_{e0} \exp\left(-\frac{v_s(t) - V_{f0}}{\phi_e}\right)}. \quad (4.25)$$

holds.

Equation (4.23) can be rewritten as

$$J_p = J_{e0} \exp\left(-\frac{v_s(t) - V_{f0}}{\phi_e}\right) \exp\left(\frac{V_a - V_{f0}}{\phi_e}\right) - J_i + J_{dis}. \quad (4.26)$$

If the impedance of the probe capacitance  $C$  at the frequency of RF ( $\omega$ ) is sufficiently low,  $V_a$  can be regarded as constant in the time scale of  $1/\omega$ . Then,

averaging each side of eq. (4.26) over the period of RF yields

$$\begin{aligned}\bar{J}_p &= J_{e0} \overline{\exp\left(-\frac{v_s(t) - V_{f0}}{\phi_e}\right)} \exp\left(\frac{V_a - V_{f0}}{\phi_e}\right) - J_i \\ &= J_i \left[ \exp\left(\frac{V_a - V_{f0}}{\phi_e}\right) - 1 \right].\end{aligned}\quad (4.27)$$

This means that the probe current averaged over the period of RF ( $\bar{J}_p$ ) shows the same dependence upon the probe surface potential  $V_a$  as in the case of no plasma potential oscillation.<sup>9)</sup>

Consequently, in the same manner as the case of no plasma potential oscillation, which is described in Chapter 2,<sup>9)</sup> the time constant of decay of the variations after the pulse edge is represented by

$$\tau = \frac{C \cdot \phi_e}{J_i}.\quad (4.28)$$

The probe capacitance  $C$  is determined by the geometric dimensions of the probe electrode and the insulating layer. The electron temperature  $\phi_e$  can be calculated from eqs. (4.17) and (4.18) as described above. Then, the ion saturation current  $J_i$  can be calculated from eq. (4.28) and, accordingly, the plasma density  $n_0$  can be estimated.

The plasma frequency  $\omega_{pe}$  is determined by the thus estimated plasma density  $n_0$ . The ratio of eqs. (4.15) and (4.16) becomes

$$\frac{d(J_{dis})_\omega}{d(J_{cnd})_\omega} = \frac{\pi}{2\sqrt{2}} \frac{\omega}{\omega_{pe}} \alpha^{\frac{3}{2}} \exp\left(\frac{1 - \alpha}{\beta}\right).\quad (4.29)$$

$\alpha$  can be determined by eq. (4.29), since the other parameters have been previously determined. Then, the amplitude of the plasma potential oscillation  $V_s$  can be estimated.

The function of  $\alpha$  on the right side of eq. (4.29),  $\alpha^{3/2} \exp[(1 - \alpha)/\beta]$ , is illustrated in Fig. 4.4 with  $\beta$  as a parameter. It is seen that there are two solutions for  $\alpha$  for the same value of this function. However, the smaller one is a trivial solution and the larger value is to be adopted because generally  $\alpha$  is considered to be much greater than  $\beta$ .

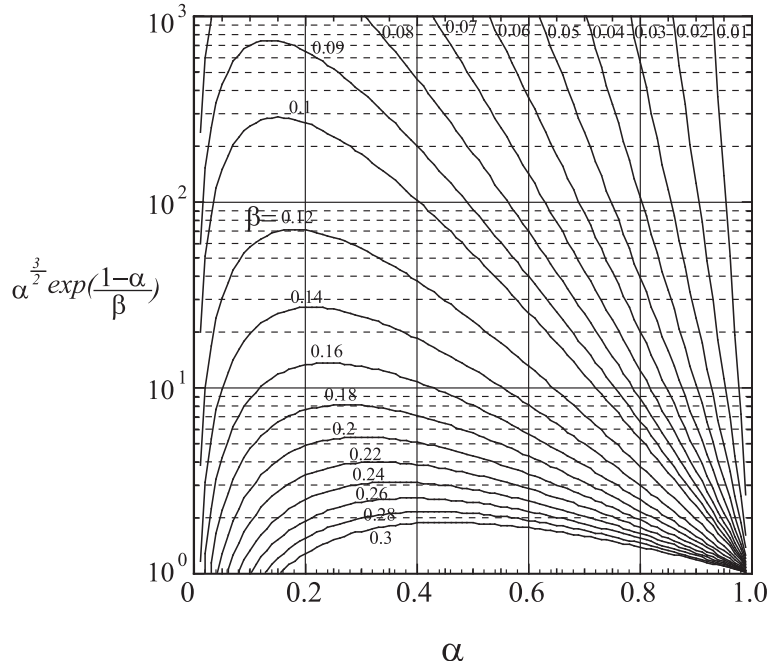


Fig. 4.4: Dependence of  $\alpha^{3/2} \exp[(1 - \alpha)/\beta]$  upon  $\alpha$ .

#### 4.2.2 Numerical Calculation of Probe Current Under the Assumption of Nonuniform Ion Distribution

The analysis described in §4.2.1 is based on a simple sheath model and some approximations have been introduced. In the practical RF plasma, however, the problem may be more complicated. In particular, the estimation of the displacement current component  $(J_{dis})_{\omega}$  differs depending on the sheath model. The ion distribution is generally not uniform in the sheath in the practical situation.

The behaviors of  $(J_{dis})_{\omega}$  and  $(J_{cnd})_{\omega}$ , and their variations at the abrupt change in the sheath voltage  $V_0$  were numerically calculated in the following manner for a wide range of parameters  $\alpha$  and  $\beta$ .

According to the well-known static sheath theory, the ion density  $n_i$  in the sheath region is represented as

$$n_i = n_{s.e.} / \sqrt{1 + V/V_{s.e.}} \quad (4.30)$$

Here,  $n_{s.e.}$  is the plasma density at the sheath edge.  $V_{s.e.}$  is the voltage across the pre-sheath region, which is the potential at the sheath edge measured from

the space potential level of the bulk plasma toward the negative direction. Similarly,  $V$  is the potential in the sheath region measured from the potential at the sheath edge toward the negative direction. Considering the Bohm criterion, this can be rewritten as

$$\zeta = 1/\sqrt{1 + 2\eta}. \quad (4.31)$$

Here,  $\zeta$  is the normalized ion density ( $= n_i/n_{se}$ ) and  $\eta$  is the potential normalized by the electron temperature ( $= V/\phi_e$ ). Then, neglecting the electrons in the sheath region, the Poisson equation is represented as

$$\frac{d^2\eta}{d\xi^2} = \frac{1}{\sqrt{1 + 2\eta}}. \quad (4.32)$$

Here,  $\xi$  is the distance from the sheath edge normalized by Debye length  $\lambda_{Dse} = (\epsilon_0 k T_e / n_{se} e^2)^{1/2}$ . Solving this equation with appropriate boundary conditions, the ion density distribution can be plotted as a function of  $\xi$ , which is qualitatively illustrated in Fig. 4.5. As the first approximation,  $d\eta/d\xi = 0$  at  $\xi = 0$  was assumed as the boundary condition in the calculation described below.

When the space potential of the plasma oscillates, the sheath edge moves according to the voltage across the sheath. If the frequency of the oscillation is so high that the ions cannot respond minutely, only the electrons redistribute according to the potential change. To the right of the sheath edge, the electron density is equal to the ion density at any moment to keep the charge neutrality. The electron density exponentially drops to the left of the sheath edge as illustrated in Fig. 4.5. Assuming the step-like electron distribution,<sup>38-42)</sup> the electron density is regarded as zero to the left of the sheath edge in the shadowed region in Fig. 4.5. It is assumed that a sharp electron front is positioned at the sheath edge. This electron front travels forward and backward according to the space potential oscillation to yield the corresponding sheath voltage. This movement of electrons is analogous to the oscillatory flow of a fluid in a pipe with a variable cross section.<sup>39)</sup>

Under the given ion density distribution, the position of the electron front ( $\xi = \sigma(t) \equiv s(t)/\lambda_{Dse}$ ) can be determined corresponding to the given sheath



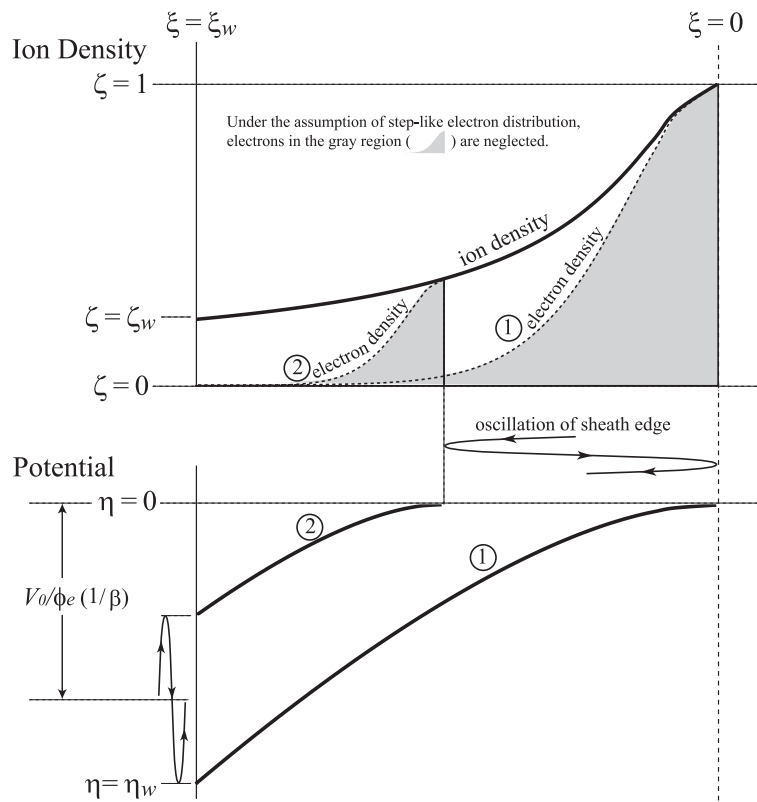


Fig. 4.5: Schematic drawing of ion density distribution and potential distribution in sheath region.

voltage  $\eta_w$ . Changing the sheath voltage sinusoidally as

$$\eta_w = \eta_0 + \eta_s \cos \omega t, \quad (4.33)$$

it is possible to calculate the velocity of the electron front movement  $d\sigma/dt$ , hence, the value of the displacement current  $J_{dis}$  and its fundamental component  $(J_{dis})_\omega$ . The ion distribution was determined so that the electron front arrives at  $\xi = 0$  ( $\sigma = 0$ ) when the voltage across the sheath takes a maximum value ( $\eta_w = \eta_0 + \eta_s$ ).

$J_{dis}$  was calculated as

$$J_{dis} = \sqrt{2\pi} J_{e0} \cdot \frac{\omega}{\omega_{pe}} \frac{\Delta\chi}{\Delta u}. \quad (4.34)$$

Here,  $u \equiv \omega t$  and  $\chi$  represents the total number of ions in the sheath that is calculated as

$$\chi = \int_{\xi=\sigma}^{\xi=\xi_w} \zeta d\xi. \quad (4.35)$$

In this calculation, the phase step  $\Delta u$  was set to  $2\pi/1000$ .

On the other hand, the conduction current  $J_{cnd}$  can be evaluated based on eq. (4.4) for the given sheath voltage. Its fundamental component  $(J_{cnd})_\omega$  can also be calculated assuming the sinusoidal change of sheath voltage.

Figure 4.6 shows the result of the calculation of  $d(J_{dis})_\omega / (J_{dis})_\omega$ . The change ratio of sheath voltage  $dV_0/V_0$  was set to 0.02 for the calculation. In Fig. 4.6, the ratio of  $|d(J_{dis})_\omega / (J_{dis})_\omega|$  to  $|dV_0/V_0|$  lies around 0.6 except for the region of large  $\alpha$  and its dependence on  $\beta$  seems weak. According to eq. (4.17),  $|d(J_{dis})_\omega / (J_{dis})_\omega|$  should be half of  $|dV_0/V_0|$ . Although the result obtained from the simple sheath model in §4.2.1 is slightly smaller than that of the calculation, the difference is not large.

As for the conduction current component, the ratio of  $|d(J_{cnd})_\omega / (J_{cnd})_\omega|$  to  $|dV_0/V_0|$  is equal to  $1/\beta$  [eq. (4.18)] as long as the exponential dependence holds and the results of the calculation showed consistency with this.

The ratio of the two components  $d(J_{dis})_\omega$  and  $d(J_{cnd})_\omega$  was calculated as shown in Fig. 4.7. Compared with Fig. 4.4, the curves in these two graphs show good agreement to the right of the peak of each curve in Fig. 4.4. For larger values of  $\beta$  ( $\beta \gtrsim 0.24$ ), the curve in Fig. 4.4 shows a peak at a larger value

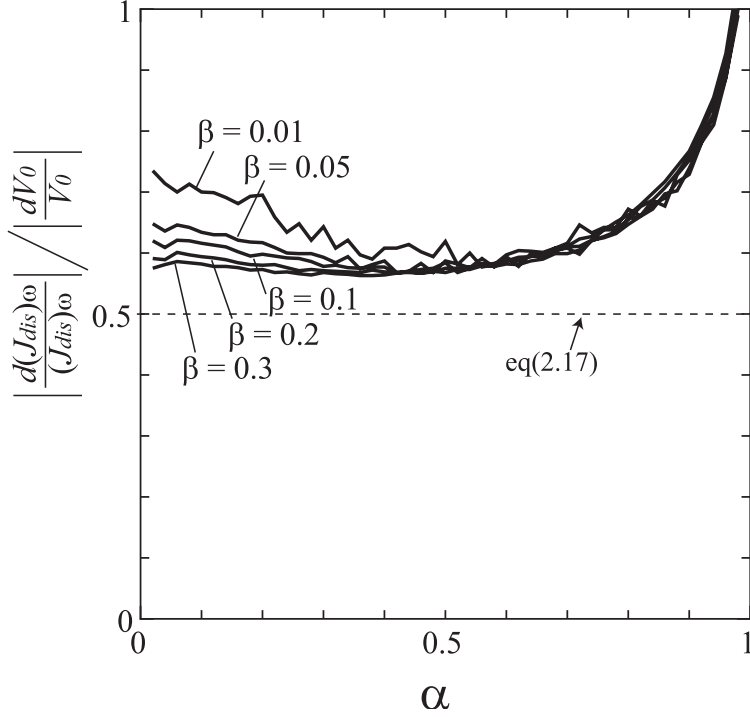


Fig. 4.6: Calculated relationship between  $|d(J_{dis})_{\omega}/(J_{dis})_{\omega}|$  normalized by  $|dV_0/V_0|$  and  $\alpha$ .

of  $\alpha$  and the agreement between the two graphs becomes worse. In ordinary cases, it is expected that  $\beta$  lies in the range of  $\beta \lesssim 0.2$  (for example, according to the static sheath theory,  $\beta \simeq 0.2$  for Ar plasma). Consequently, it can be said that eq. (4.29) represents the relationship between  $d(J_{dis})_{\omega}$  and  $d(J_{cnd})_{\omega}$  in good approximation.

Although the uniform ion density distribution model used in §4.2.1 is far simpler than the calculation model used here, the obtained results based on these two models do not show a significant difference except for the extreme region of the parameters (the region of large  $\alpha$  in Fig. 4.6 and curves for large  $\beta$  in Figs. 4.4 and 4.7). This suggests that the simplification of the model does not degrade its validity and that these simplified models are not unrealistic.

In the practical measurement, the directly measurable values are not  $d(J_{dis})_{\omega}$  and  $d(J_{cnd})_{\omega}$  but the amplitude change  $d(J_p)_{\omega}$  and phase shift  $d\theta$ . The above results of the calculation can be represented by the expression of  $d(J_p)_{\omega}$  and  $d\theta$ , if the frequency of RF ( $\omega/2\pi$ ) and the plasma density ( $n_0$ ) are given.

Figures 4.8 and 4.9 show  $|d(J_p)_{\omega}/(J_p)_{\omega}|$  and  $|d\theta|$  respectively as normalized

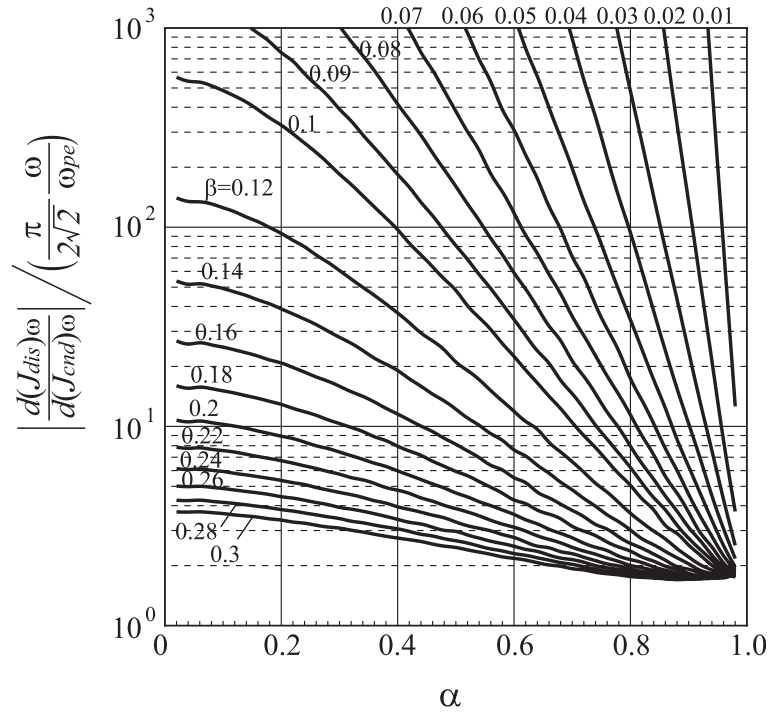


Fig. 4.7: Calculated relationship between  $d(J_{dis})_{\omega} / d(J_{cnd})_{\omega}$  and  $\alpha$ .

by  $|dV_0/V_0|$ , assuming  $\omega/2\pi = 13.56$  MHz and  $n_0 = 10^9-10^{11}\text{cm}^{-3}$ . In Fig. 4.9, the unit of the phase angle is converted into degrees. The amounts of the amplitude change and the phase shift depend on  $\alpha$  and  $\beta$ . Except for a part of large  $\alpha$  and large  $\beta$ , these have a tendency to increase as  $\alpha$  and  $\beta$  becomes large, and furthermore, they have a tendency to become larger as  $n_0$  increases.

By preparing a series of charts as shown in Figs. 4.8 and 4.9 for various values of  $n_0$ , it becomes possible to immediately estimate the plasma parameters from the measured values without performing complicated calculations.

In order to obtain the plasma parameters by the calculation from the measured values, it is necessary to know the phase angle  $\theta$  ( $= \arctan[(J_{dis})_{\omega}/(J_{cnd})_{\omega}]$ ). Figures 4.10 and 4.11 show the calculated values of  $\theta$  for  $n_0 = 10^{10}\text{cm}^{-3}$  and  $\beta = 0.1$ , respectively, assuming  $\omega/2\pi = 13.56$  MHz.  $\theta$  sensitively depends on  $\beta$  as seen in Fig. 4.10. For a given value of  $\beta$ ,  $\theta$  becomes smaller as the plasma density  $n_0$  increases in Fig. 4.11, which is reasonably understood from the dependences of  $J_{dis}$  and  $J_{cnd}$  on  $n_0$  as seen in eqs. (4.6) and (4.7). Furthermore,  $\theta$  becomes smaller as  $\alpha$  becomes larger,

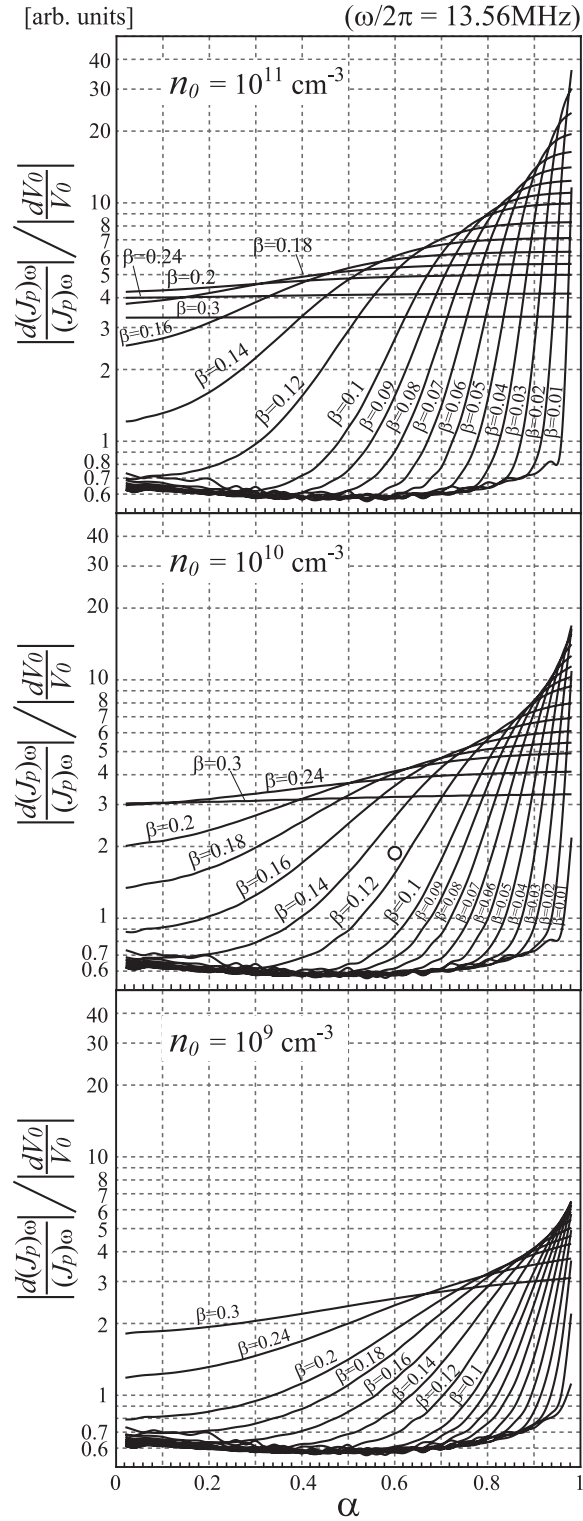


Fig. 4.8: Calculated relationship between  $|d(J_p)_\omega / (J_p)_\omega|$  normalized by  $|dV_0/V_0|$  and  $\alpha$ .  $\omega/2\pi = 13.56 \text{ MHz}$ . Circle in the middle graph shows the experimentally measured data at 50 W of RF power shown in Fig. 4.30.

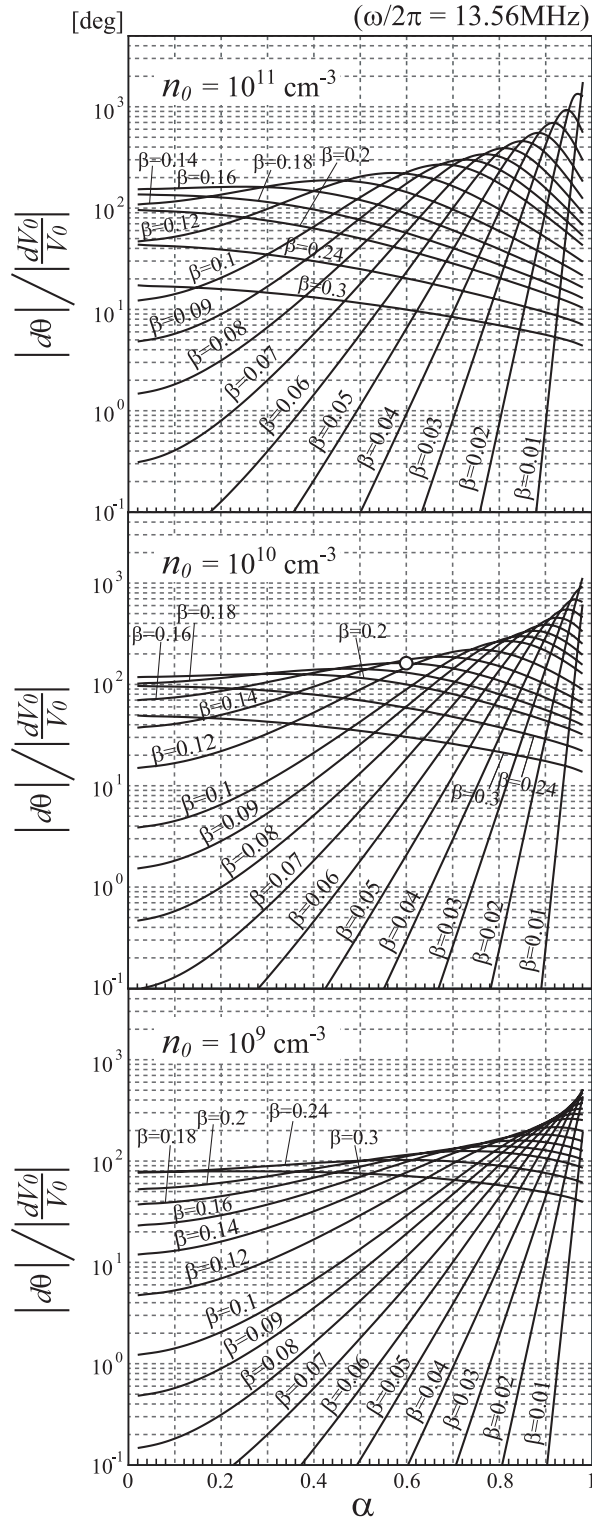


Fig. 4.9: Calculated relationship between  $|d\theta|$  normalized by  $|dV_0/V_0|$  and  $\alpha$ .  $\omega/2\pi = 13.56$  MHz. Circle in the middle graph shows the experimentally measured data at 50 W of RF power shown in Fig. 4.30.

because of the exponential dependence of  $J_{cnd}$ .

### 4.2.3 *Experimental proof of the sheath model*

The behavior of the magnitude of the displacement current  $(J_{dis})_{\omega}$  was experimentally examined. Figure 4.12 is a schematic drawing of the setup used for this experiment. An argon plasma was generated by DC discharge at the pressure of 7 Pa. An aluminum mesh was placed on the inner wall of a glass discharge vessel (diameter: 85 mm, height: 100 mm). This mesh was grounded via an RF choke coil. An RF voltage of 13.56 MHz was applied to this mesh. A planar probe (10mm $\phi$ ) was set in a part of the wall of the vessel. The probe was made of a bare stainless-steel rod with no insulating layer on the surface. A DC bias voltage was supplied to this probe through an RF choke coil. The waveforms of the probe current and the voltage of the mesh were recorded by changing both the DC bias of the probe and the amplitude of the RF voltage to the mesh. The probe current component that leads the voltage of the mesh by 90°, which is the displacement current through the probe sheath, was calculated from the waveform. The plasma density and the electron temperature were evaluated by the Langmuir probe method without the application of RF to the mesh. The probe characteristic was measured at the same position as that of the RF measurements, replacing the probe with another one with a smaller surface area (3.8mm $\phi$ ) and the electron temperature, plasma density and plasma potential under the condition of no RF excitation were evaluated.

Figure 4.13 shows the result of this measurement. The amplitude of the displacement current normalized by  $J_{e0} \cdot \omega / \omega_{pe} \cdot \beta^{-\frac{1}{2}}$  is plotted versus the index of the amplitude of the sheath voltage oscillation  $\alpha$ .

For comparison, Figure 4.14 shows the result of the calculation based on the sheath model described in §4.2.2. The dependence of  $J_{dis} / \beta^{-\frac{1}{2}}$  on  $\alpha$  is plotted as same as Fig. 4.13. The dashed line shows the result of a similar calculation on the assumption of the uniform ion distribution.  $J_{dis} / \beta^{-\frac{1}{2}}$  seems almost proportional to  $\alpha$  in the case of uniform ion distribution. This is in agreement with eq. (4.10). For large values of  $\alpha$ , since the amplitude of the fundamental

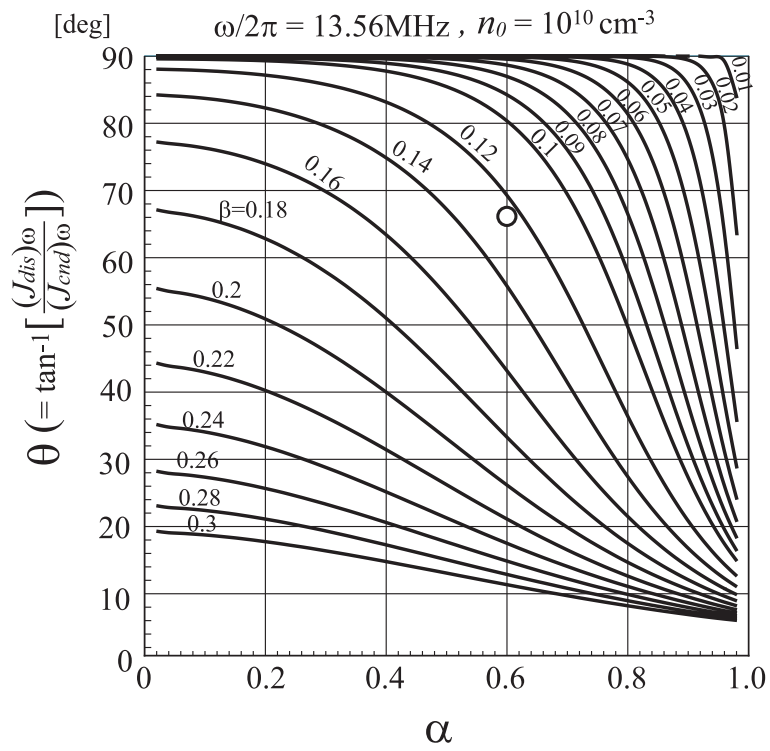


Fig. 4.10: Calculated relationship between  $\theta$  and  $\alpha$ , when  $n_0 = 10^{10}\text{cm}^{-3}$ .  $\omega/2\pi = 13.56$  MHz. Circle in the middle graph shows the experimentally measured data at 50 W of RF power shown in Fig. 4.30.



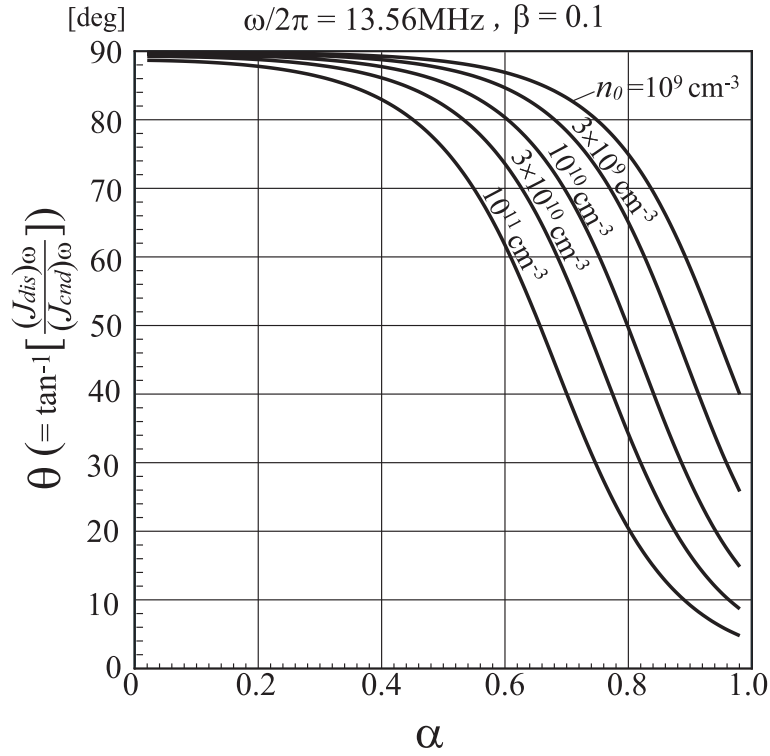


Fig. 4.11: Calculated relationship between  $\theta$  and  $\alpha$ , when  $\beta = 0.1$ .  $\omega/2\pi = 13.56$  MHz.

component in  $J_{dis}$  increases as shown in Fig. 4.1, the curve deviates slightly from the proportional dependence. In the case of uniform ion distribution,  $(J_{dis})_{\omega}/\beta^{-\frac{1}{2}}$  is independent of  $V_0/\phi_e$ . The reason for this is as follows. The sheath thickness varies with the square root of the voltage across the sheath as seen in eq. (4.5), thereby  $J_{dis}$  varies with the reciprocal of the square root of the voltage across the sheath, i.e.,  $J_{dis}$  normalized by the square root of the voltage across the sheath ( $\beta^{-\frac{1}{2}}$ ) is independent of  $V_0$ .

On the other hand, under the assumption of the nonuniform ion distribution illustrated in Fig. 4.5, the magnitude of the displacement current becomes slightly smaller and dependent on the bias voltage across the sheath as shown in Fig. 4.14. The reason for this is considered as follows. Since the ion density near the wall (probe surface) decreases as the bias voltage across the sheath increases, the ion sheath grows thicker than in the case of uniform ion distribution, thereby the displacement current becomes smaller. Their dependence deviates from the square root law, therefore  $J_{dis}$  normalized by  $\beta^{-\frac{1}{2}}$  still de-

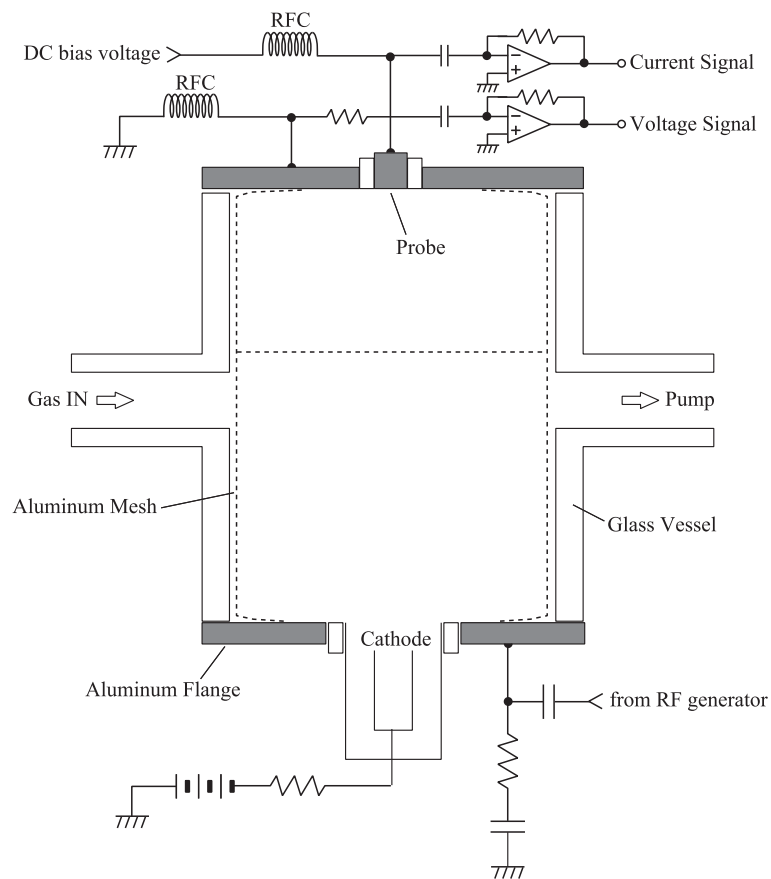


Fig. 4.12: Apparatus used for the measurement of the relationship between  $J_{dis}$  and  $\alpha$ .

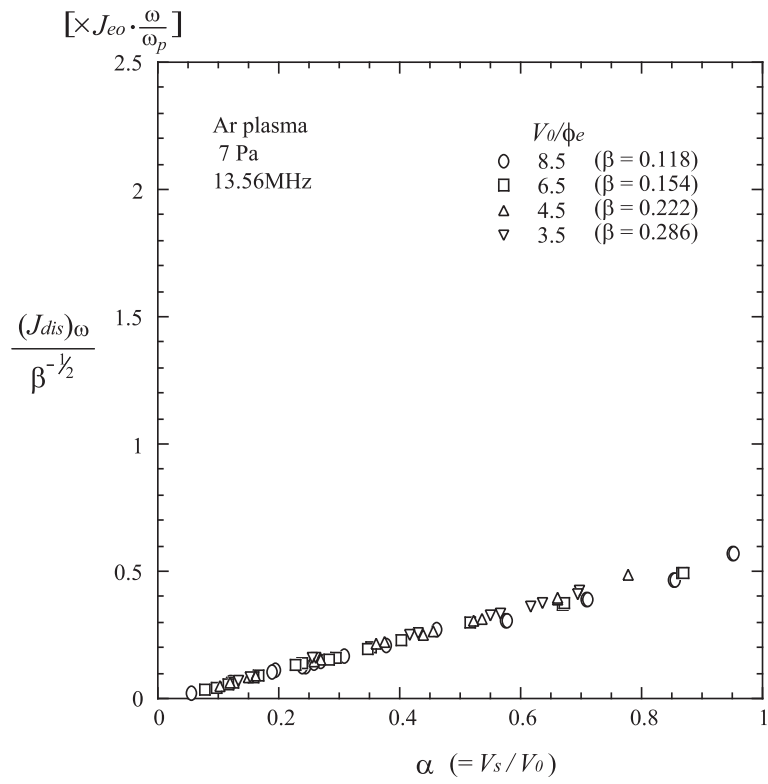


Fig. 4.13: Relationship between  $J_{dis}$  and  $\alpha$  measured using apparatus in Fig. 4.12.

pend on  $V_0$ .

Comparing the experimental result (Fig. 4.13) and the results of calculation (Fig. 4.14), it is noticeable that the experimentally measured value  $J_{dis}/\beta^{-\frac{1}{2}}$  seems almost proportional to  $\alpha$  and that all the plot points lie almost on the same line regardless of the probe bias voltage in Fig. 4.13. This means that  $(J_{dis})_\omega$  is almost proportional to the reciprocal of the square root of the voltage across the sheath in the range of  $0.1 \lesssim \beta \lesssim 0.3$  and indicates that the simple uniform sheath model adequately represents the actual behavior of the displacement current. Therefore, eq. (4.10) is considered valid as the expression of  $(J_{dis})_\omega$ , provided that it is accepted that the condition in this experiment adequately simulates the RF-generated plasma.

The experimentally measured magnitude of the displacement current is smaller than the calculated one. However, the experimental absolute value changes sensitively with the result of the evaluation of plasma density by the Langmuir probe measurement. It should be noted that the plasma density (electron saturation current) was measured without the RF excitation of the mesh.

### **§ 4.3 Experiments on Pulse Response of the RF Component in Probe Current**

For demonstration of the pulse response of the RF component in the probe current, the waveform of the probe current was measured under somewhat extreme conditions. The apparatus for this measurement (Fig. 4.15) a capacitively coupled RF plasma generator with an auxiliary electrode to which a negative DC voltage was supplied to sustain the plasma even at quite a low RF power. The frequency of RF was 13.56 MHz and an argon plasma was generated.. The probe was a disk probe which is composed of a circular copper plate (3 cm in diameter, 0.2 mm thick) sandwiched between two thin Teflon films (50  $\mu$ m thick). The vacuum chamber was a stainless-steel cylinder with round ends (inner diameter 50 cm, length 1.2 m). The RF electrode (30 cm in diameter) was located at one end of the chamber and the probe was positioned

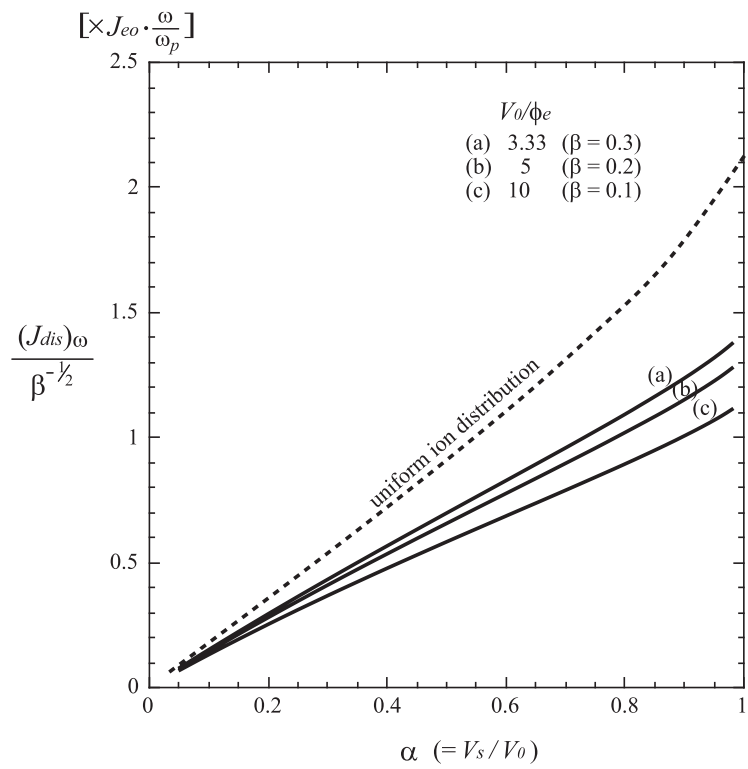


Fig. 4.14: Calculated relationship between  $J_{dis}$  and  $\alpha$ .

near the edge of the RF electrode. The auxiliary electrode was inserted into the chamber from the other end of the chamber.

Figure 4.16 shows an example of the waveform of the probe current for the demonstration of the pulse response in the case of RF plasma. The amplitude of the pulse was 3 V. In order to emphasize and clearly show the probe current response at the pulse edges, the RF power was set quite low ( $\simeq 1$  W). The assistant negative DC voltage was applied to the auxiliary electrode in order to maintain the plasma by the low RF power. The Ar pressure was 11 Pa.

In Fig. 4.16, it is seen that the amplitude of the probe current signal is enhanced at the positive edge of the voltage pulse and the increment of amplitude decays with time. In contrast, the amplitude is suppressed at the negative edge of the pulse and returns to the normal amplitude in due time. Examining the waveform in detail, the amplitude change at the positive edge is larger than that at the negative edge and the undulation of the upper envelope of the waveform is larger than that of the lower envelope. This means that, taking the moving average of this probe current signal over the period of the RF, a similar waveform to the illustration of the current signal in Fig.2.1 in Chapter 2 is obtained. In other words, the probe current signal in the case of the RF plasma is the superposition of the RF current component and the charging current component which charges the probe surface potential back to  $V_{f0}$ .

At the pulse edge, not only the amplitude but also the phase of the RF component in the probe current signal deviates from the steady-state value, which is demonstrated in Fig. 4.17. Two probes of the same structure and same dimension were used in this measurement. The probes were set in parallel at a distance of 2 cm. The pulse voltage was applied to only one of them and the other probe was used as a reference. The RF power was 30 W (without the assisting DC voltage to the auxiliary electrode) and the Ar pressure was 7 Pa. Figure 4.17 shows the transition of the Lissajous figure between the probe current signals of the two probes after the positive edge of the pulse. In order to emphasize and clearly show the phase shift, a voltage pulse of large amplitude (8 V) was applied. The phase difference was initially about 7 degrees and decayed with time. The rotation direction of the Lissajous figure showed

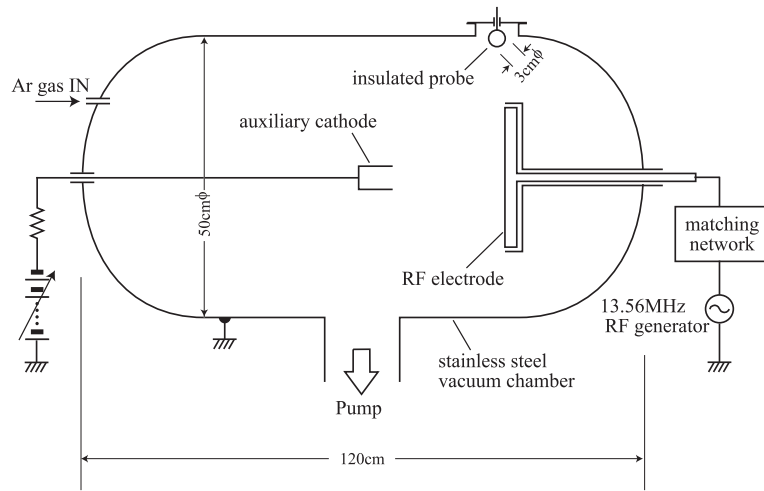


Fig. 4.15: Apparatus for the measurement of the waveform shown in Fig. 4.16 and Fig. 4.17.

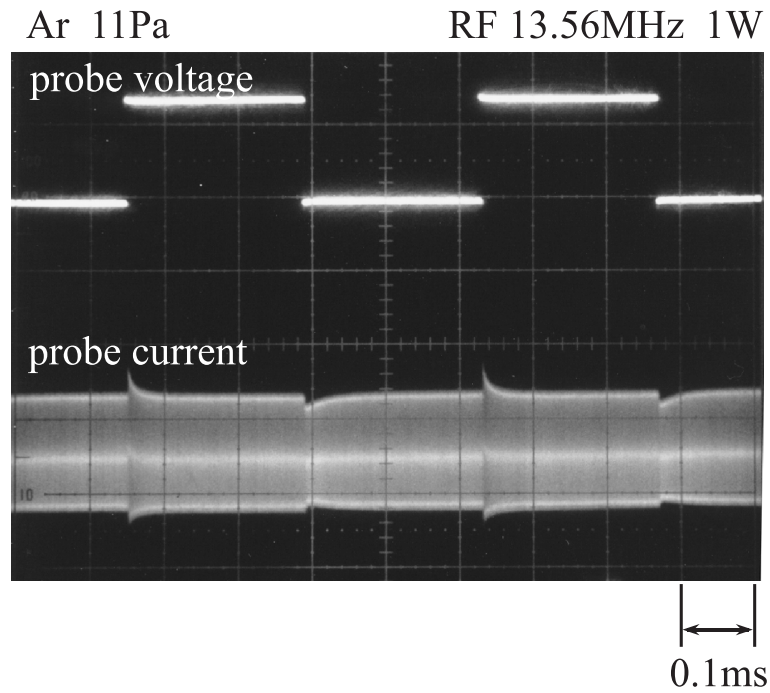


Fig. 4.16: Example of waveform of the probe current in the case of RF plasma. Amplitude of pulse voltage is 3 V. RF power  $\approx 1$  W (discharge is assisted by DC voltage). [upper trace: applied voltage 2 V/DIV, lower trace: current response 500  $\mu$ A/DIV; time: 0.1 ms/DIV]

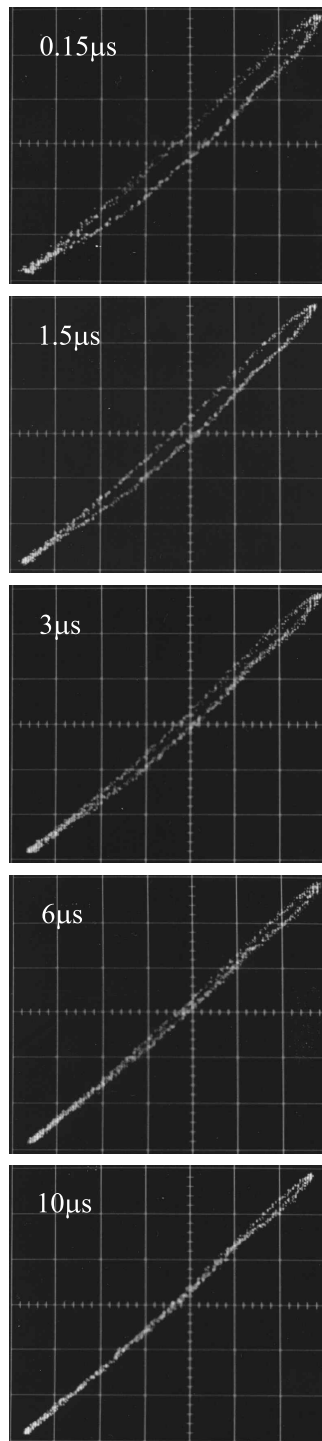


Fig. 4.17: Example showing the phase shift and its decay at pulse edge. The value in each figure shows the time which has passed after the positive edge of the square pulse. Vertical axis and horizontal axis represent the probe current signal of the pulsed probe and that of the reference probe, respectively. Rotation direction of each Lissajous plots was counterclockwise, which shows that the pulsed probe signal lags behind the reference probe signal.



that the signal of the pulsed probe lags behind that of the reference probe. This is because the increment of the conduction current component is larger than that of the displacement current component at the positive edge. At the negative edge, the phase shifted in the opposite direction.

The pulse response of the RF component in the probe current was measured in detail using another plasma chamber shown in Fig. 4.18, which was an ordinary parallel-plate capacitively coupled plasma generator. The dimensions of the stainless-steel chamber for the inner diameter and the depth were 110 mm and 80 mm, respectively. An RF electrode (circular aluminum plate 70 mm in diameter) was placed at the top of the chamber. The probe, which was a circular planar probe (16 mm in diameter) made of anodized aluminum, was placed at the center of the grounded bottom plate. The thickness of the oxide layer (the probe insulating layer) was  $6\ \mu\text{m}$ . The surface of the probe was set in the same plane as the surrounding grounded bottom plate. An aluminum mesh that is connected to the grounded wall can be placed between the RF electrode and the grounded bottom plate in order to moderate the plasma potential oscillation.

Figure 4.19(a) shows the relationship between the amplitude increment ratio  $d(J_p)_\omega/(J_p)_\omega$  at the pulse edge and the amplitude of the pulse voltage, and Fig. 4.19(b) shows the relationship between the phase shift  $d\theta$  at the pulse edge and the amplitude of the pulse voltage. Note that the phase delay is plotted as a positive value in Fig. 4.19(b). The value of the horizontal axis of Fig. 4.19 corresponds to the deviation of the surface potential of the insulating layer on the probe from the time-averaged floating potential  $V_{f0}$  at the pulse edge. The amplitude and phase of the fundamental component were calculated by Fourier analysis of the waveform of the probe current signal digitized with the sampling rate of 500 MS/s. The resolution of the A/D conversion was 8 bits. The integration span for the Fourier analysis was 10 periods of RF.

Both the amplitude and phase of the RF current component change in opposite directions at the positive and the negative edge, respectively. In Fig. 4.19, the change seems almost proportional to the pulse voltage. However, in the case of large amplitude of the pulse, the magnitude of change at the positive

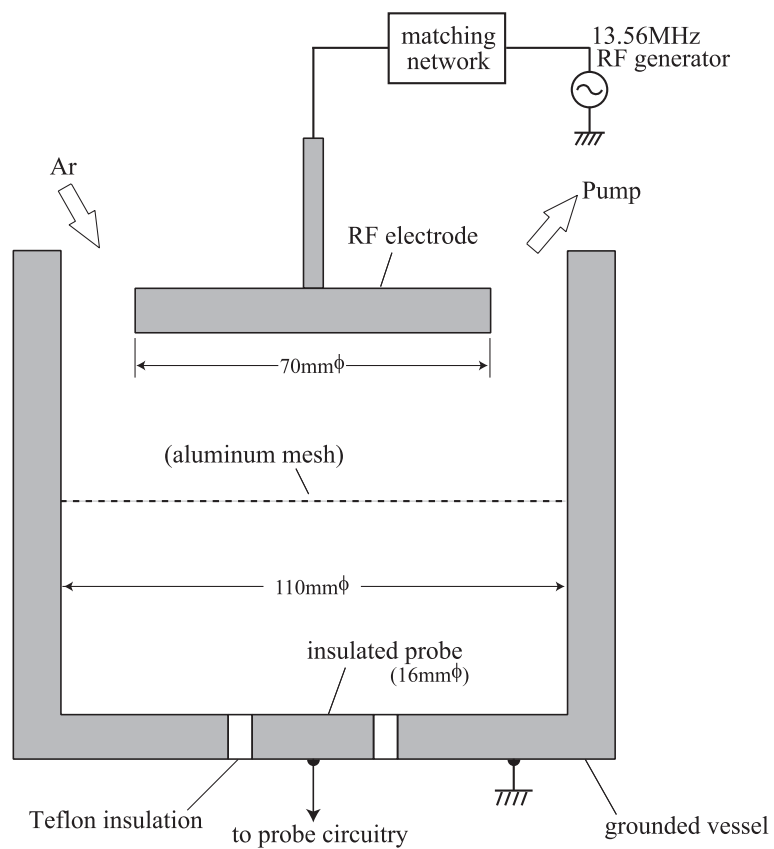


Fig. 4.18: Apparatus for the measurement of data shown in Figs. 4.19–4.23.

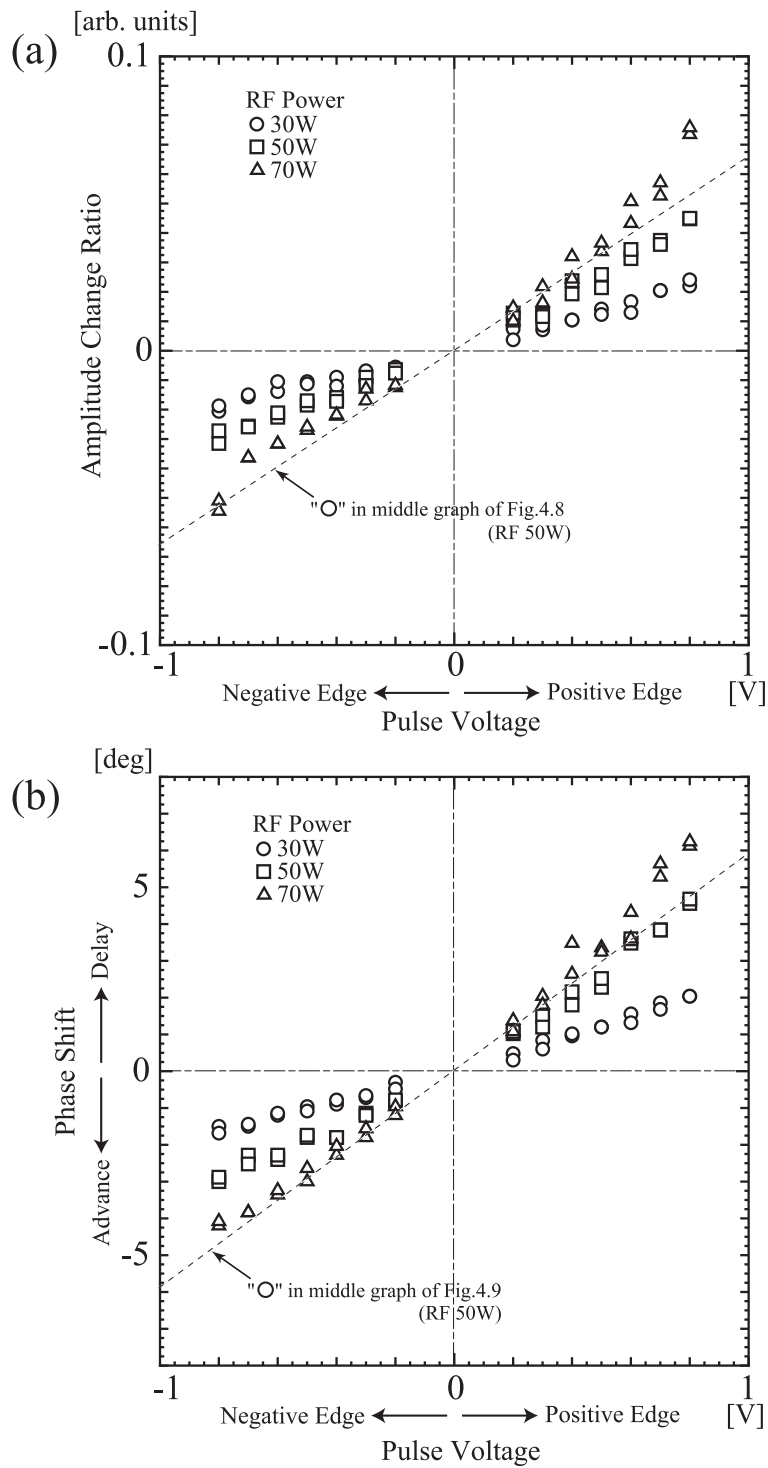


Fig. 4.19: Relationship between (a) amplitude change at pulse edge and magnitude of pulse voltage and relation between (b) phase shift at pulse edge and magnitude of the pulse voltage without the grounded mesh. Broken line shows the value calculated using the data for the circle in the middle graphs of Figs. 4.8 and 4.9 (RF power 50 W).

edge is slightly larger than that at the negative edge. This is considered to be because of the nonlinearity of the sheath. Within a small pulse voltage range (less than about 0.5 V in this case), the change at both edges can be regarded to be almost symmetrical.

In Fig. 4.19, the change of the amplitude and phase at the pulse edge becomes larger as the RF power increases. This is reasonably understood on observing Figs. 4.8 and 4.9, because the plasma density is naturally considered to increase for larger RF power.

Figure 4.20 shows (a) the time response of amplitude change ratio  $d(J_p)_\omega/(J_p)_\omega$  and (b) the phase shift  $d\theta$  after the pulse edge in case of the RF power of 50 W. The parts of waveforms before the pulse edge are also shown for reference purposes. Both the change of amplitude and the phase shift decay with time after the pulse edge.

To perform a comparison among the measurements in a wide range of plasma condition, a grounded mesh was inserted between the RF electrode and the grounded bottom. Figure 4.21–4.22 show the result of a similar measurement under the configuration with the grounded mesh. Figure 4.21(a) shows the relationship between the amplitude increment ratio  $d(J_p)_\omega/(J_p)_\omega$  at the pulse edge and the amplitude of the pulse voltage, and Fig. 4.21(b) shows the relationship between the phase shift  $d\theta$  at the pulse edge and the amplitude of the pulse voltage (phase delay is plotted as a positive value).

Figure 4.22 shows the time response of these changes after the pulse edge. Comparing Figs. 4.20 and 4.22, the decaying time constant is seen to be much longer in Fig. 4.22 than in Fig. 4.20, which corresponds to the decrease of plasma density  $n_0$  due to the insertion of the grounded mesh.

In Fig. 4.23, logarithmic plots of the time response of the amplitude change and the phase shift after the positive edge of the pulse are shown. It is seen that each curve shows an almost exponential decay. This time constant is represented as  $C \cdot \phi_e/J_i$  as described in §4.2. As the RF power increases, the plasma density usually becomes larger. Consequently, it is expected that this time constant becomes shorter for larger RF power. This tendency is found in Fig. 4.23.

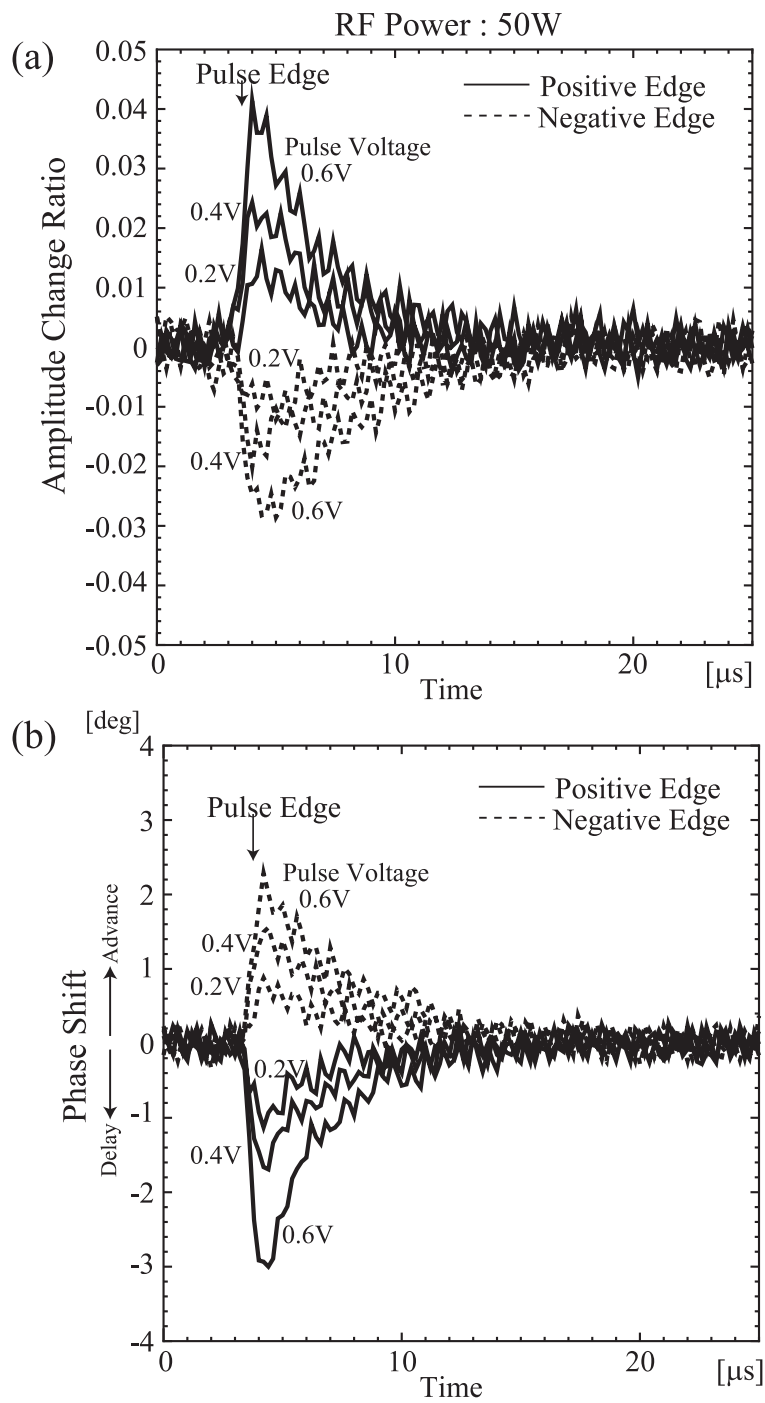


Fig. 4.20: Time response of (a) amplitude change and (b) phase shift at the pulse edge for different magnitude of pulse without the grounded mesh.

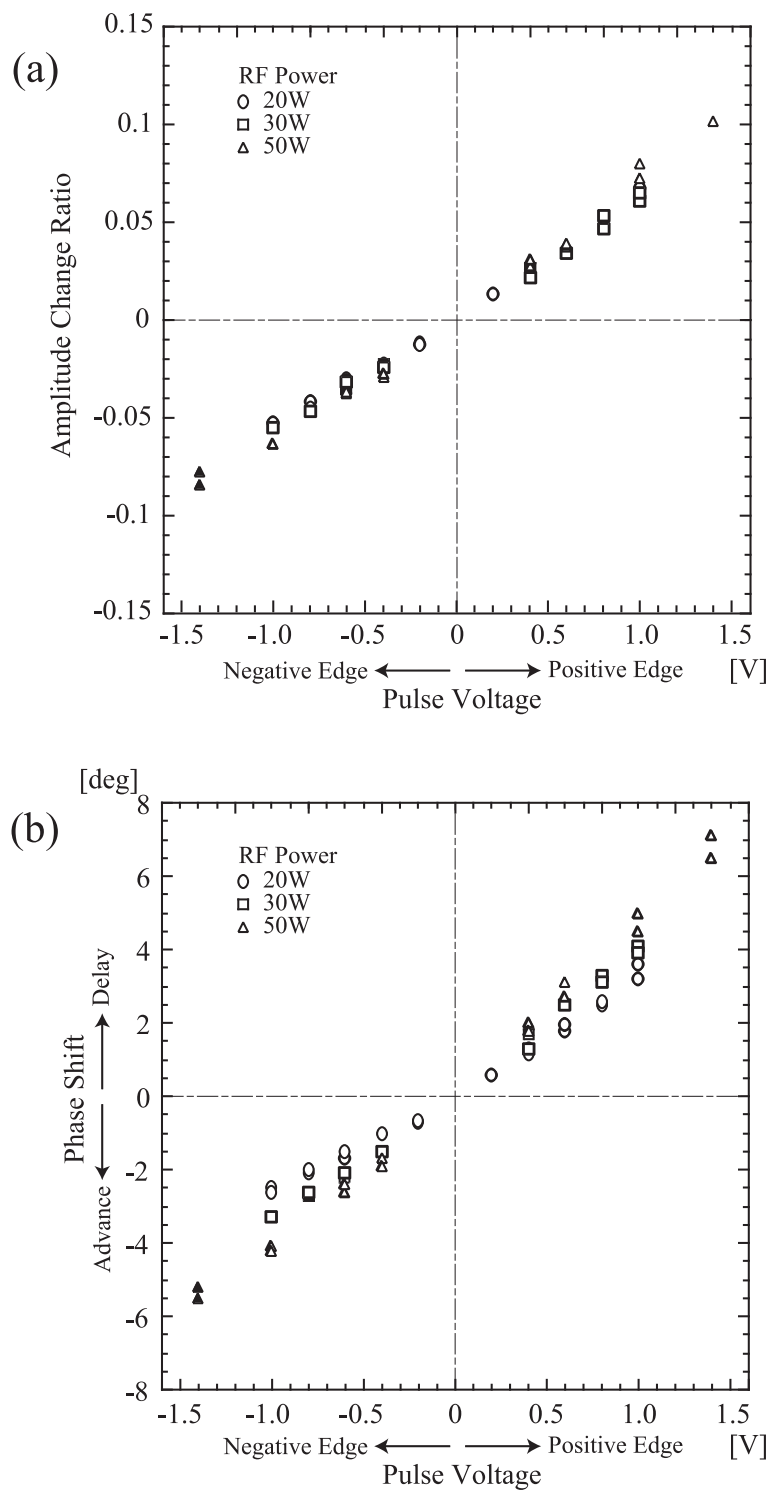


Fig. 4.21: Relationship between (a) amplitude change at pulse edge and magnitude of pulse voltage and relation between (b) phase shift at pulse edge and magnitude of the pulse voltage with the grounded mesh..

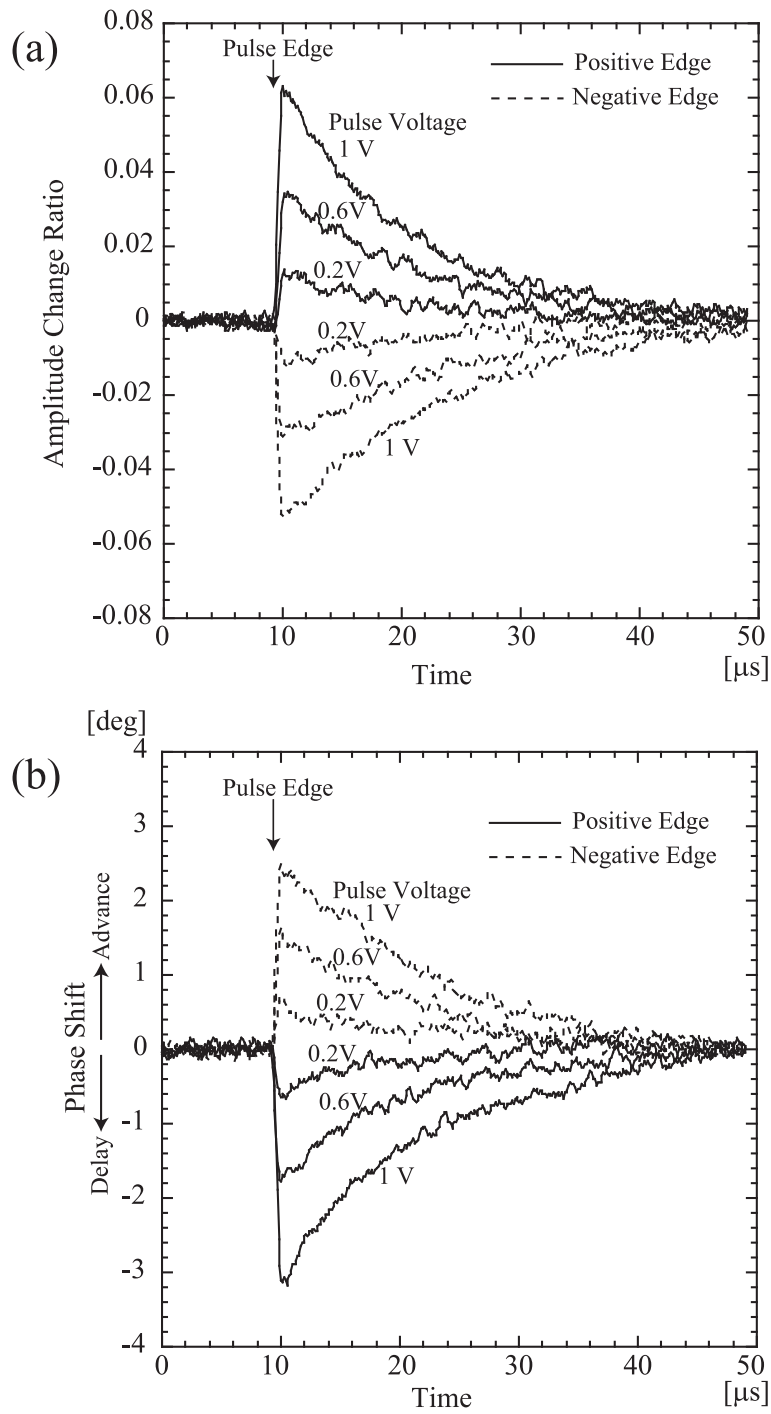


Fig. 4.22: Time response of (a) amplitude change and (b) phase shift at the pulse edge for different magnitude of pulse with the grounded mesh.

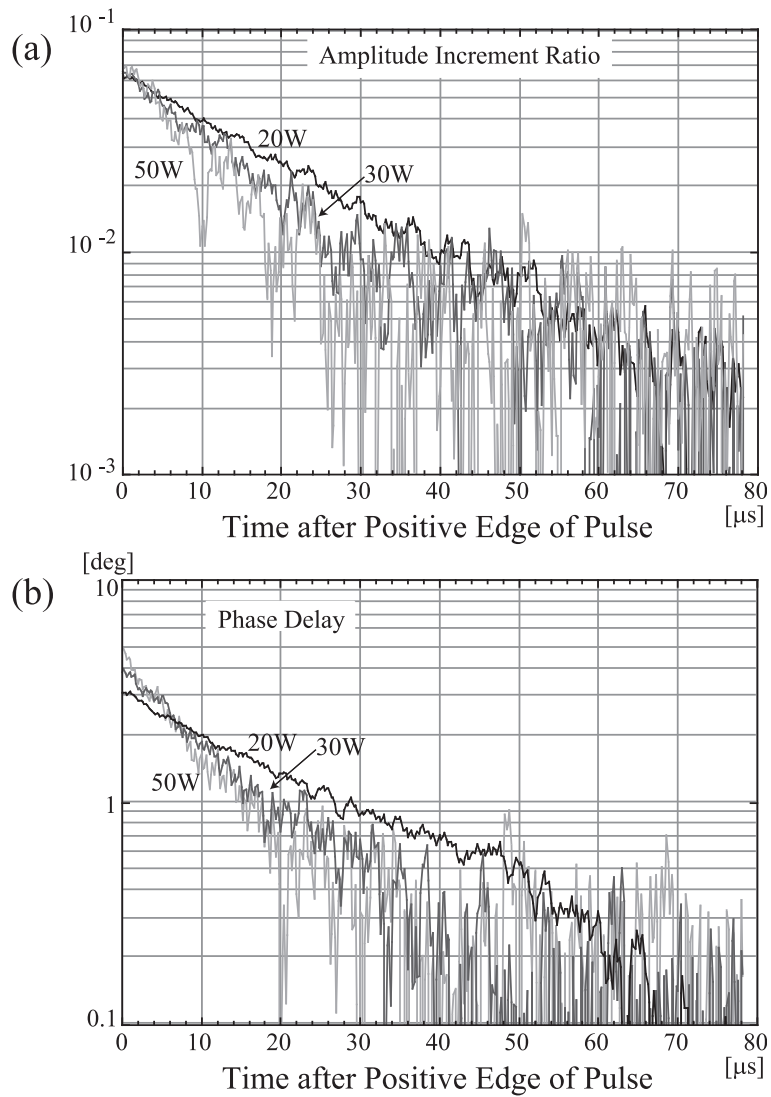


Fig. 4.23: Logarithmic plot of time response of (a) amplitude increment ratio and (b) phase shift after positive pulse edge for different RF power.



## § 4.4 Determination of the Phase Angle of the Plasma Potential Oscillation

In order to decompose the measured probe current  $(J_p)_\omega$  to the displacement current component  $(J_{dis})_\omega$  and the conduction current component  $(J_{cnd})_\omega$  and also decompose its variation  $d(J_p)_\omega$  to  $d(J_{dis})_\omega$  and  $d(J_{cnd})_\omega$ , it is necessary to determine the phase angle of the plasma potential oscillation, i.e., the phase angle  $\theta$  between  $\overrightarrow{(J_p)_\omega}$  and  $\overrightarrow{(J_{cnd})_\omega}$ .

Consider the case that a sinusoidal voltage (amplitude  $V_p$ ) is applied to the probe instead of the pulse voltage as illustrated in Fig. 2.1 in Chapter 2.<sup>5,6)</sup> Let the frequency of this sinusoidal voltage be the same as that of the RF for the discharge ( $\omega$ ). Without the application of the probe voltage, the amplitude of the oscillation of voltage across the probe sheath is  $V_s$ , which is the amplitude of the plasma potential oscillation. If the probe voltage oscillation is in phase with the plasma potential oscillation, the amplitude of the voltage between the plasma and the probe decreases to  $V_s - V_p$ . On the other hand, if the probe voltage oscillation is in opposite phase to the plasma potential oscillation, the amplitude of the voltage between the plasma and the probe increases to  $V_s + V_p$ . Accordingly, the amplitude of the RF component of the probe current  $(J_p)_\omega$  changes, depending upon the phase difference between the probe voltage and the plasma potential oscillation. When both are in opposite phase,  $(J_p)_\omega$  becomes maximum and the phase angle between the probe current  $\overrightarrow{(J_p)_\omega}$  and the probe voltage corresponds to the phase angle  $\theta$  between  $\overrightarrow{(J_p)_\omega}$  and  $\overrightarrow{(J_{cnd})_\omega}$ , because the positive direction of the probe current  $\overrightarrow{(J_p)_\omega}$  is defined as the direction toward the plasma from the probe.

Consequently, the observation of the amplitude of the RF component of the probe current, by changing the phase of the probe voltage, makes it possible to determine the phase of the plasma potential oscillation. Figure 4.24 shows the schematic configuration used for this measurement. The RF signal picked up from the RF electrode or the RF generator is supplied to the probe through the filter and the variable phase shifter. The amplitude of the current signal is measured with changing the amount of phase shift.

In order to accurately determine the phase of the plasma potential oscillation,

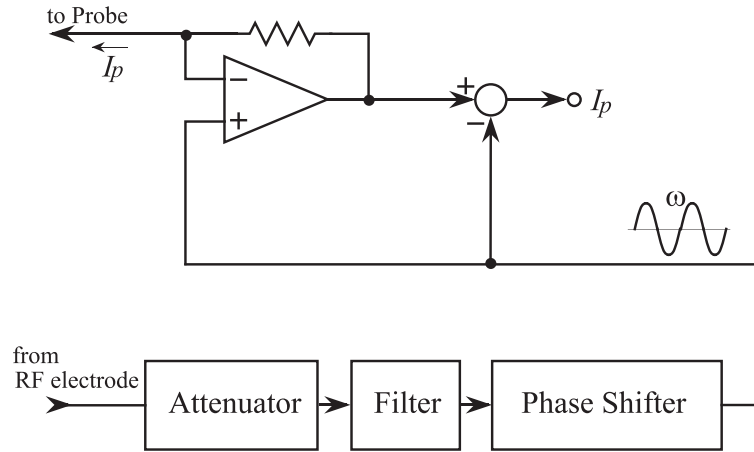


Fig. 4.24: Schematic configuration for measurement of the phase angle of plasma potential oscillation  $\theta$ .

it is necessary to precisely measure the phase angle between the probe current  $(J_p)_\omega$  and the probe voltage  $V_p$ . Figure 4.25 shows the electronic circuit used for detecting the probe current and voltage, which is contrived to minimize the error in the phase difference between  $(J_p)_\omega$  and  $V_p$  due to the effect of phase delay in the circuit. In this circuit, both the probe current signal and the probe voltage signal travel through the high-speed operational amplifier only once, respectively. The probe voltage signal is directly picked up at the probe electrode as the current flowing through the resistor  $R$  in contrast to the probe circuit shown in Fig. 2.1 and Fig. 2.8 in Chapter 2, in which the probe voltage signal is indirectly picked up. Both this current and the probe current  $I_p$  to be measured are equally changed to voltage signals by the operational amplifiers  $OP_2$  and  $OP_1$ , respectively. The outputs of  $OP_1$  and  $OP_2$  are divided by the two resistors  $R_o$  and  $1/2R_o$  so that the output proportional to the probe current  $I_p$  is obtained without employing an operational amplifier in contrast to the probe circuit shown in Fig. 2.8 in Chapter 2. The output of  $OP_2$  becomes the probe voltage signal of the converse sign.

In the experiments, current-mode-feedback high-speed operational amplifiers [Analog Devices, Inc. AD8001 (band-width 800 MHz)] are used as  $OP_1$  and  $OP_2$  in order to minimize the phase delay in the operational amplifier itself. Thus,

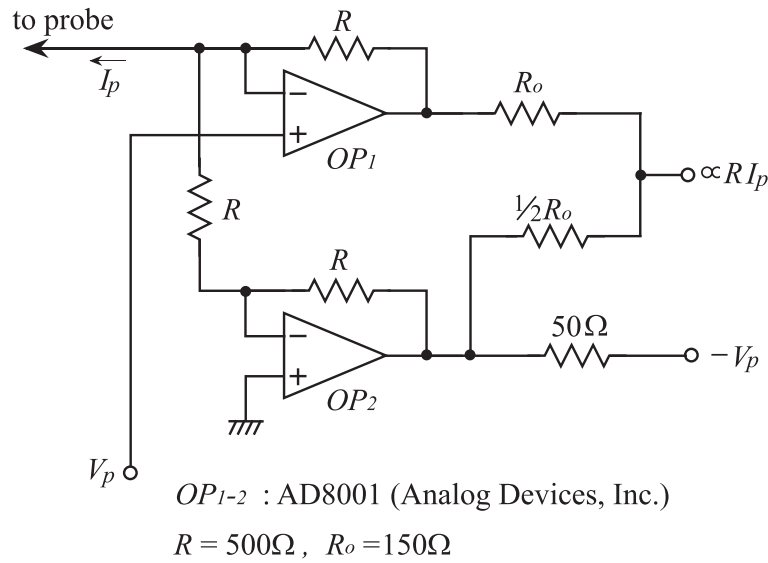


Fig. 4.25: Circuit for detecting probe current and voltage, which is contrived to minimize the error in phase difference between current signal and voltage signal.

because both the probe current signal and the probe voltage signal are equally amplified only once through the high-speed operational amplifier, the difference of the phase delay between the two signals is expected to be minimized.

Practically speaking, the amplitude of the RF voltage or the condition of the plasma is not completely stable during the measurement over the phase span of  $360^\circ$ . Sometimes it becomes difficult to determine the maximum and minimum points of the amplitude of the probe current signal because of the fluctuation of the RF voltage or the plasma condition. In order to solve this problem, it is very effective to apply a sinusoidal voltage of frequency  $\omega'$ , which is slightly different from that of the RF,  $\omega$ , to the probe. This is equivalent to applying a sinusoidal voltage of frequency  $\omega$ , changing its phase by  $360^\circ$  during the period of  $2\pi/|\omega - \omega'|$ . Then, it becomes possible to acquire the information corresponding to the whole phase in a short time.

In this method, the phase angle between the plasma potential and the probe voltage has a linear dependence upon time and can be represented as  $(\omega - \omega')t$ . The amplitude of the probe current  $J_p$  changes periodically with the frequency of the beat  $|\omega - \omega'|$ . Defining  $J_1$  and  $J_2$  as the amplitudes of the probe current components due to the plasma potential oscillation and the sinusoidal probe

voltage respectively, the amplitude of the probe current  $J_p$  as a function of time is represented by

$$J_p = \sqrt{J_1^2 + J_2^2 - 2J_1J_2 \cos((\omega - \omega')t)}. \quad (4.36)$$

Therefore, the phase angle of the plasma potential oscillation can be determined by the following steps.

- (1) Measure the time variation of the amplitude of the probe current  $(J_p)_\omega$  applying a sinusoidal voltage (frequency  $\omega'$  which is slightly different from  $\omega$ ) to the probe.
- (2) Fit the time variation of  $(J_p)_\omega$  to the function  $\sqrt{a + b \cos[(\omega - \omega')t + \varphi_0]}$ . Here,  $a$ ,  $b$  and  $\varphi_0$  are constants. Practically, calculate the Fourier coefficients of the  $\omega - \omega'$  component in the waveform of  $[(J_p)_\omega(t)]^2$ .
- (3) Calculate the phase angle between  $(J_p)_\omega$  and the probe voltage at  $t = -\varphi_0/(\omega - \omega')$ .

Figure 4.26 shows an example of the result of this measurement. The plasma device used in this measurement is that shown in Fig. 4.18 with the grounded mesh. RF power was 50 W at 13.56 MHz. The amplitude of the probe voltage  $V_p$  was 0.5 V and the frequency of the probe voltage ( $\omega'/2\pi$ ) was 13.548 MHz. After digitizing the waveforms of the probe current and the probe voltage into 8 bit data with the sampling rate of 500 MS/s, the amplitude of the fundamental component  $(J_p)_\omega$  and the phase angle between the probe current and the probe voltage were calculated by Fourier analysis. The integration span was 10 periods of the 13.548 MHz component. The approximately sinusoidal gray curve (somewhat noisy one) in the upper trace of Fig. 4.26 shows the amplitude of the probe current  $(J_p)_\omega$ . The sharpened black line on it is the fitting curve approximated by eq. (4.36). The sawtooth-like curve in the lower trace represents the leading angle of the probe current to the probe voltage.

The phase angle of the probe current to the probe voltage at the maximum point of  $(J_p)_\omega$  is about  $84^\circ$  in this case. The value of the leading angle read at the minimum point of  $(J_p)_\omega$  is also about  $84^\circ$ . Then, the probe current due to the plasma potential oscillation is considered to lead the plasma potential

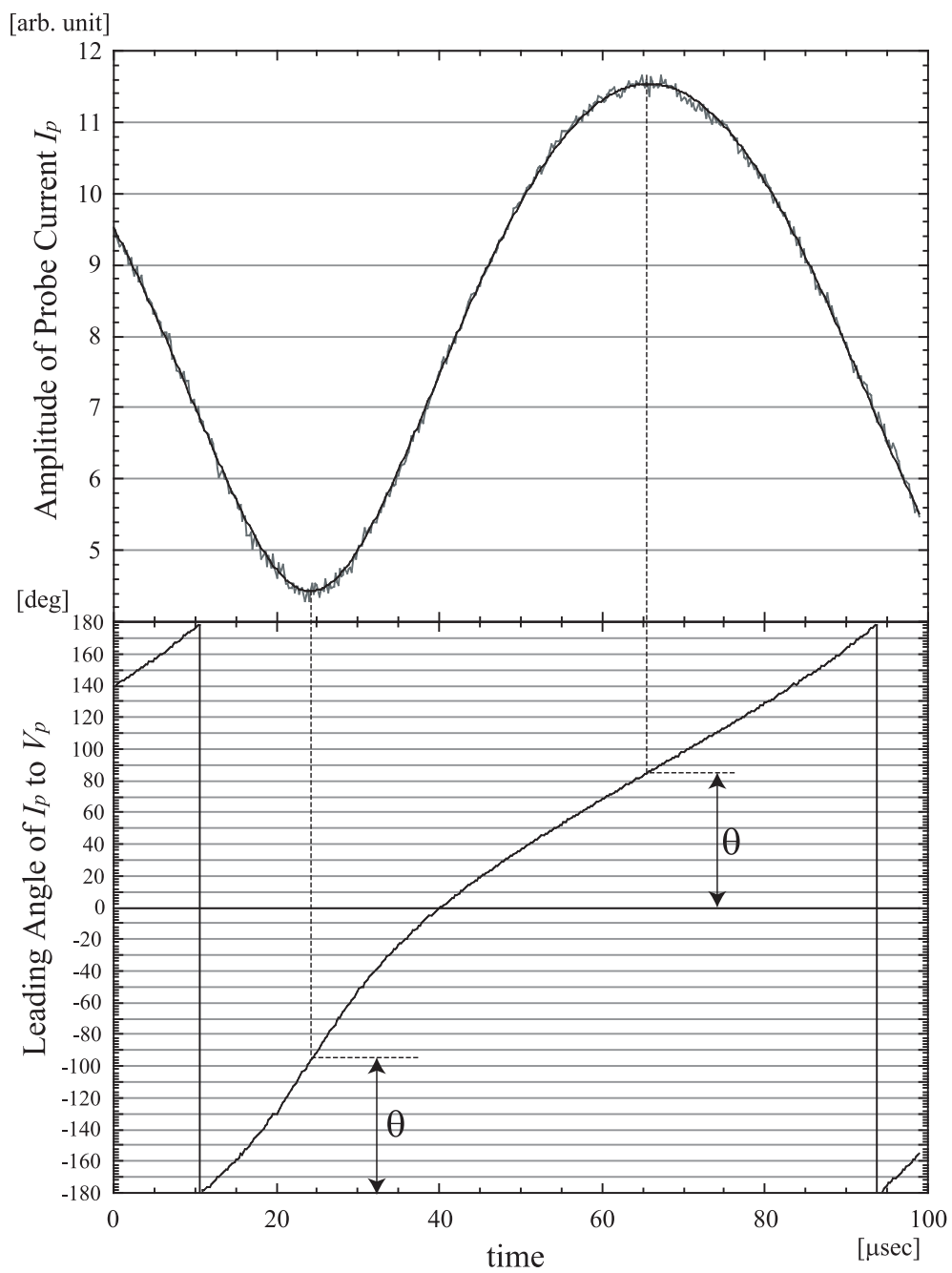


Fig. 4.26: Transition of  $(J_p)_\omega$  and phase angle between  $(J_p)_\omega$  and probe voltage.

oscillation by about  $84^\circ$ , i.e.  $\theta=84^\circ$  in this case. This means that the displacement current component  $(J_{dis})_\omega$  is much larger than the conduction current component  $(J_{cnd})_\omega$  in the probe current.

As for the determination of the maximum and minimum points of  $(J_p)_\omega$  in the above-described method, the maximum and minimum points tend to be indistinct because the gradient of the curve becomes close to zero around these points. Although the curve fitting by eq. (4.36) gives exact solutions of these points, it is not clear whether the approximation around these points is sufficiently good or not because of the fairly large noise as seen in the upper trace of Fig. 4.26. Therefore, it seems better to determine the phase angle  $\theta$  by following the steps listed below.

- (4) Join the two graphs of the time variations of both the amplitude and phase angle into one graph which show the relationship between these two.
- (5) Find two intersections of the obtained curve and the line  $(J_p)_\omega = \sqrt{a}$  and average the phase angles at these intersections. Here,  $a$  is the constant obtained in step (2).

The phase angle between the plasma potential and the probe voltage changes linearly with time. However, the change of the phase angle between  $(J_p)_\omega$  and the probe voltage deviates from a linear dependence. When the phase angle between the plasma potential and the probe voltage becomes  $90^\circ$  and  $270^\circ$ , the phase angle between  $(J_p)_\omega$  and the probe voltage becomes  $\theta - \Delta\theta$  and  $\theta + \Delta\theta$ , respectively. This is because the probe current  $(J_p)_\omega$  is a superposition of two components due to both the probe voltage oscillation and the plasma potential oscillation.  $\Delta\theta$  is determined by the amplitude ratio of the probe voltage and the plasma potential. At these moments,  $(J_p)_\omega$  becomes  $\sqrt{a}$ . Averaging the phase angles at the two intersections,  $\Delta\theta$  is canceled out and  $\theta$  is obtained.

Figure 4.27 is the graph of the relationship between the amplitude of the probe current and the phase angle between the probe current and the probe voltage shown in Fig. 4.26. The alternate long and short dashed line in Fig. 4.27 represents the level of  $(J_p)_\omega = \sqrt{a}$ . The phase angle at the two intersections are read as  $18^\circ$  and  $151^\circ$ . Averaging these two,  $\theta$  becomes  $84.5^\circ$ . This is in

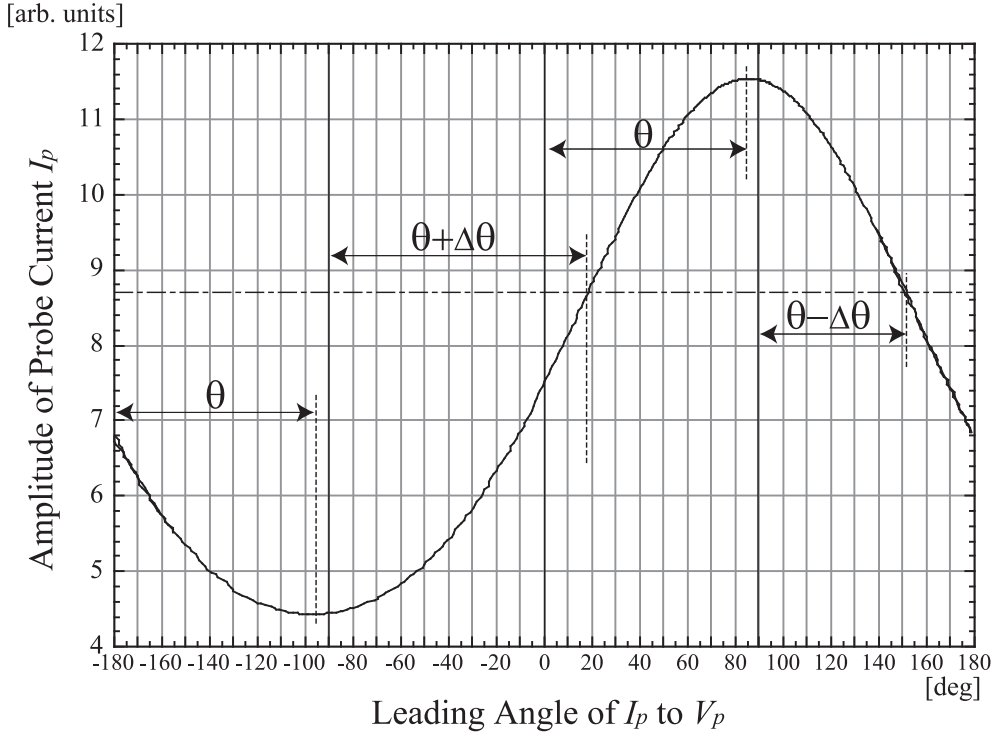


Fig. 4.27: Relationship between phase angle and  $(J_p)_\omega$ .

good agreement with the value obtained from Fig. 4.26.

Figure 4.28 shows the dependence of the thus obtained  $\theta$  on the RF power measured in the second plasma device shown in Fig. 4.18 with and without the grounded mesh.  $\theta$  decreases as the RF power increases. This tendency is in agreement with the results of the calculation shown in Fig. 4.11, because it is naturally expected that the plasma density becomes larger as the RF power increases. The reason why  $\theta$  decreases as the plasma density increases is because the conduction current component to the probe increases more sensitively than the displacement current component as the plasma density becomes larger, as understood from eqs. (4.6) and (4.7). The reason why  $\theta$  becomes smaller without the grounded mesh is considered to be the same.

## § 4.5 Discussion

Figure 4.29 summarizes the relationship among the values to be measured and the values to be obtained in the IPP method in RF plasma based on

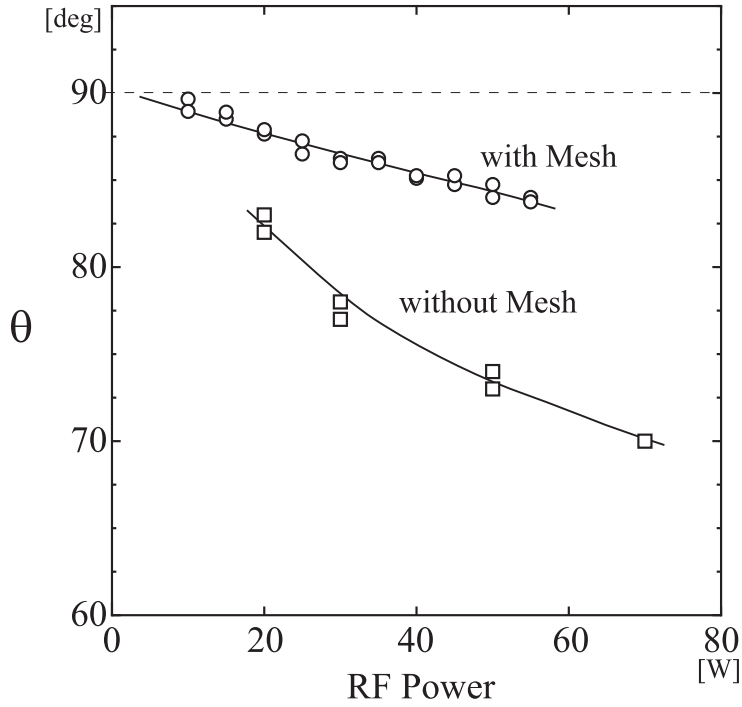


Fig. 4.28: Dependence of phase angle of the plasma potential oscillation  $\theta$  on RF power.

the theory described in §4.2. The essential parameters of RF plasma, such as electron temperature  $\phi_e$ , plasma density  $n_0$ , time-averaged sheath voltage  $V_0$ , and amplitude of plasma potential oscillation  $V_s$ , can be calculated from the measured values.

Here, the time-averaged sheath voltage  $V_0$  represents the potential difference between the probe surface and the time-averaged plasma potential. Since the probe electrode potential is substantially fixed to the ground level for the RF signal, the situation of the probe sheath is the same as the sheath in front of the grounded chamber wall covered with an insulating layer. Therefore, in the case that the inner surface of the process chamber is coated with an insulating layer, by setting the probe surface in the same plane as the chamber wall (as drawn in Fig. 4.18), the time-averaged voltage across the sheath in front of the chamber wall can be estimated by this method. By the same reasoning, the phase angle of the plasma potential oscillation  $\theta$  mentioned in this paper is identical to the phase angle between the plasma potential and the current flowing to the grounded chamber wall coated with a thin insulating layer. Note



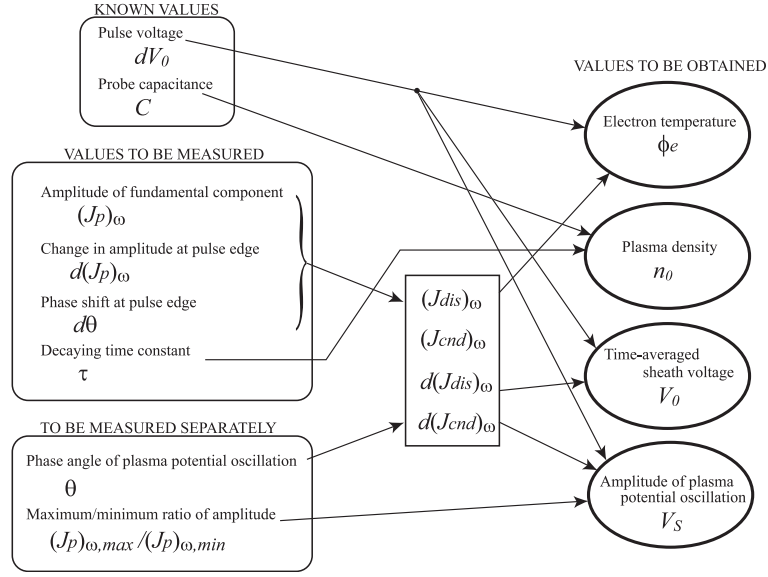


Fig. 4.29: Relationship among the values to be measured and the values to be obtained in the IPP method in RF plasma.

that this phase angle is not the same as that between the plasma potential and the current flowing to the RF electrode, which is usually strongly capacitive because of the large negative self-bias voltage of the RF electrode. It is possible to estimate the impedance of the wall sheath by this method, because the three parameters, the amplitude of potential oscillation  $V_s$ , and the phase angle  $\theta$ , and the amplitude of current through the sheath  $(J_p)_\omega$ , are measurable.

In the analysis described in §4.2, the change in the fundamental component of the probe current due to the abrupt change in the sheath voltage by  $dV_0$  was discussed without separating the positive and negative changes in  $V_0$ . As seen in Figs. 4.19 and 4.21, the changes in the amplitude and phase of the probe current are approximately symmetrical in the small range of pulse voltage  $|dV_0|$ . However, they deviate from a linear dependence as the pulse voltage becomes larger. This is because of the nonlinearity of the characteristic of the sheath. In particular, the conduction current component shows an exponential dependence upon the sheath voltage. Therefore, the analysis described in §4.2 is valid within a limited range of pulse amplitude  $dV_0$ .

However, when the pulse voltage is small, the change in both the amplitude and phase also becomes small and a sensitive detector is required. In the exper-

iments described in this thesis, the resolution of the used A/D converter was 8 bits. Generally speaking, errors of  $\pm 1$  LSB or more are possibly expected in the digitization of the waveform because of the noise or other effects. Roughly estimating, this can bring about an error of about 1% in the determination of the amplitude and an error of about  $1^\circ$  in the phase. These errors cannot always be regarded as being negligible. Furthermore, the integration span in Fourier analysis cannot be completely the integral multiples of the period of the RF because the switching steps of the sampling rate for the digitization are usually limited to discrete values. At the sampling rate of 500 MS/s, the sampling period is 2 ns which corresponds to the phase angle of  $9.8^\circ$  for a 13.56 MHz signal. The difference of one sampling point in the integration span is considered to bring about a fairly large error in the result of the numerical integration. The plots of data shown in Figs. 4.20 and 4.22 are fairly noisy, which is considered to be related to the effects of these errors. These errors which occur due to analyzing the waveform numerically can be avoided by means of executing the amplitude/phase detection by electronic circuits. These electronic circuits, however, are required to have a superior high-frequency response sufficient to follow the fast pulse response.

Another problem inherent to the numerical calculation of the phase shift and the amplitude of the fundamental component by Fourier analysis is as follows. In the Fourier analysis, the waveform data are integrated in a time span, for example, 10 periods of RF in the case of the experiments described in §4.3, which is about  $0.7 \mu\text{s}$  for the RF at 13.56 MHz and is much longer than the rise time of the pulse voltage. This integration is accompanied by the averaging effect that makes the waveform of the pulse response less steep. For this reason, the phase shift and the amplitude change just at the pulse edge are underestimated in the calculation. In the waveforms shown in Figs. 4.20 and 4.22, the initial changes just at the pulse edge seem to take time on the order of  $\mu\text{s}$ . This is considered to be due to the averaging effect. Although it is possible to find the initial value of the change by extrapolating the following decay curve, the error seems to be less than 10% in this case. The data plotted in Figs. 4.19 and 4.21 are the peak values of the recorded waveforms (not the

extrapolated values). The shorter the integration time span is, the smaller averaging effect becomes; however, the noise in the result of calculation will become larger.

Figures 4.30 and 4.31 show the results of the calculation of each parameter based on the analysis described in §4.2.1, using the data shown in Figs. 4.19 and 4.21, respectively. The average of the data in the range where the linearity holds was used for the calculation.

Although there are many possible factors that bring about errors in the measurement, the results of the calculation of each parameter shown in Figs. 4.30 and 4.31 are considered not to be misdirected. Without the grounded mesh (Fig. 4.30), the time-averaged sheath voltage  $V_0$  is 25–30 V and the electron temperature  $\phi_e$  is 3–4 V. With the grounded mesh (Fig. 4.31),  $V_0$  is reduced to less than ten volts and  $\phi_e$  is about 1 V. The plasma density  $n_0$  lies in the range of  $10^9 - 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ . These values seem reasonable for the capacitively coupled RF plasma at several tens of watts of RF power in a small chamber.

The experimentally obtained data in Figs. 4.19 and 4.21 show consistency with the results of numerical calculation in Figs. 4.8 and 4.9. For example, since  $n_0$  at the RF power of 50 W without the grounded mesh was about  $1 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  as shown in Fig. 4.30, the data under this condition can be directly compared with the middle graph of Figs. 4.8 and 4.9. In Fig. 4.30,  $\alpha$ ,  $\beta$  are 0.6 and 0.12–0.13, respectively, at the RF power of 50 W. The circle in the middle graph of Figs. 4.8 and 4.9 shows the point corresponding to these values. In Fig. 4.19, the broken line shows the value calculated using the data obtained from Figs. 4.8 and 4.9 ( $V_0=27 \text{ V}$ ) and shows an approximate agreement with the experimental data for RF 50 W. This supports the finding that the analysis described in §4.2 well explains the actual behavior of the RF component in the probe current.

In Figs. 4.30 and 4.31, since  $\alpha$  is less than 0.8, the approximation mentioned in §4.2.1 that the fundamental component of the function  $\sin \omega t / \sqrt{\alpha \cos \omega t + 1}$  is unity is considered valid and the error is within 10% as seen in Fig. 4.2. Furthermore, the ratio of  $\alpha/\beta$  is larger than 2. Then, the approximation that the fundamental component of the conduction current component is represented

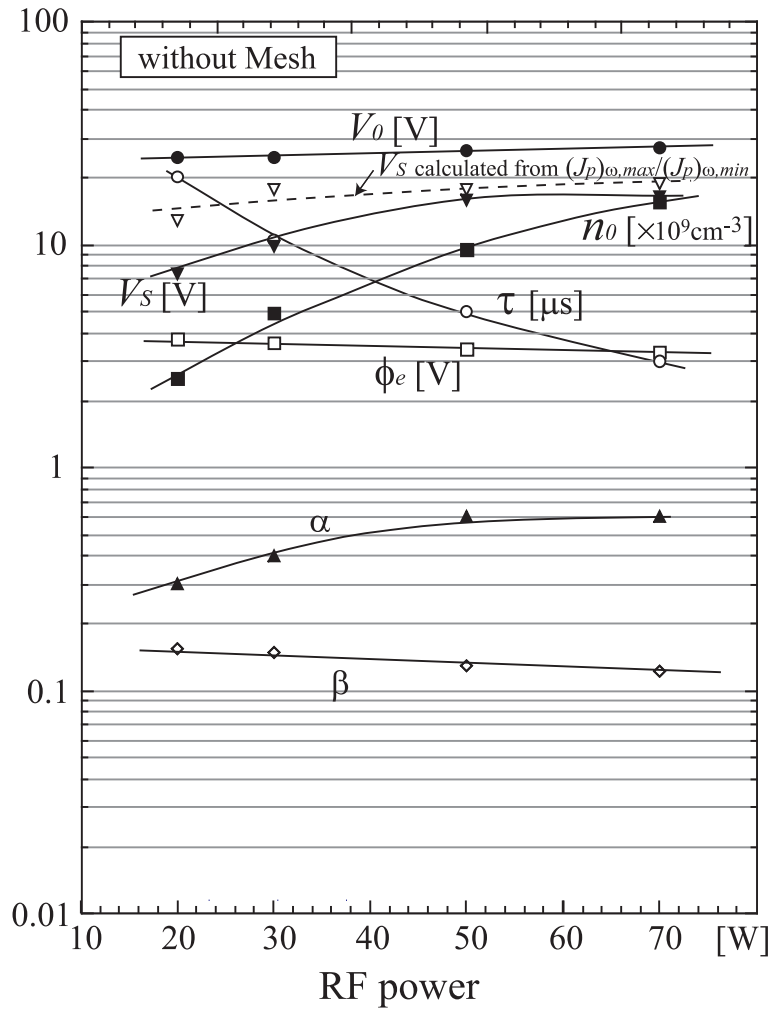


Fig. 4.30: Results of calculation of each parameter based on the analysis in §4.2.1, using data shown in Fig. 4.19 (without grounded mesh).

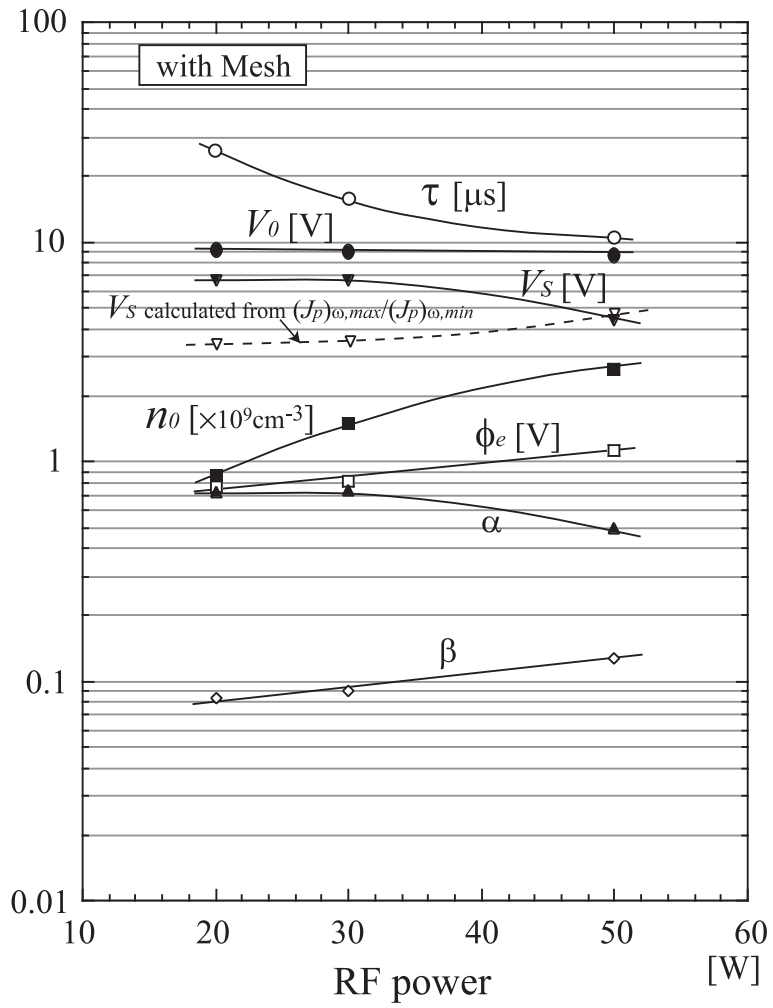


Fig. 4.31: Results of calculation of each parameter based on the analysis in §4.2.1, using data shown in Fig. 4.21 (with grounded mesh).

by the function  $\sqrt{2\beta/\pi\alpha} \cdot \exp(\alpha/\beta)$  is also considered valid as seen in Fig. 4.2.

As for the estimation of  $\alpha$  and  $V_s$ , however,  $V_s$  calculated from  $\alpha$  is considered to be apt to be inaccurate, because a complicated formula [eq. (4.29)] that depends on many parameters is used for its calculation. Alternatively,  $V_s$  can be simultaneously estimated at the measurement of the phase angle of the plasma potential oscillation  $\theta$  as follows (shown in Fig. 4.29).

In the case that  $\theta$  is near  $90^\circ$ , the amplitude of the probe current  $(J_p)_\omega$  is approximately equal to the amplitude of the displacement current component  $(J_{dis})_\omega$ . On the other hand, the amplitude of the displacement current component  $(J_{dis})_\omega$  is almost proportional to the amplitude of the voltage across the sheath as seen in eq. (4.10). The ratio of the maximum and minimum of the probe current amplitude, when the sinusoidal voltage at the frequency near  $\omega$  is applied to the probe, can be represented by

$$r \equiv \frac{(J_p)_{\omega,max}}{(J_p)_{\omega,min}} \simeq \frac{V_s + V_p}{V_s - V_p}. \quad (4.37)$$

Consequently, the amplitude of the plasma potential oscillation  $V_s$  can be estimated as

$$V_s = \frac{r + 1}{r - 1} \cdot V_p. \quad (4.38)$$

However, taking the effect of the stray capacitance into consideration, eq. (4.38) is to be modified into

$$V_s = \frac{Y_{probe} + Y_{stray}}{Y_{probe}} \cdot \frac{r + 1}{r - 1} \cdot V_p. \quad (4.39)$$

Here,  $Y_{probe}$  is the admittance between the probe electrode and the plasma and, similarly,  $Y_{stray}$  is the admittance of the stray capacitance of the probe electrode.

The coefficient on the right side of eq. (4.39)  $(Y_{probe} + Y_{stray})/Y_{probe} \cdot (r + 1)/(r - 1)$  can be approximately estimated as follows.

- (1) Measure the amplitude of the probe current  $(J_p)_{\omega,1}$  when only the probe voltage is applied without plasma, and  $(J_p)_{\omega,2}$  when the probe voltage is zero with plasma ON.
- (2)  $(J_p)_{\omega,2}/[(J_p)_{\omega,2} \cdot (r - 1)/(r + 1) - (J_p)_{\omega,1}]$  gives the coefficient.

Otherwise, it is possible to estimate the factor  $(Y_{probe} + Y_{stray})/Y_{probe}$  on the right side of eq. (4.39) as follows.

- (1) By applying a sinusoidal voltage of the frequency  $\omega'$  ( $\neq \omega$ ) to the probe, observe the component of the frequency  $\omega'$  in the probe current  $[(J_p)_{\omega'}]$ .
- (2) Measure  $(J_p)_{\omega'}$  with and without plasma. Then,  $(Y_{probe} + Y_{stray})/Y_{probe}$  can be estimated as the ratio  $(J_p)_{\omega',1}/[(J_p)_{\omega',1} - (J_p)_{\omega',2}]$ . Here,  $(J_p)_{\omega',1}$  and  $(J_p)_{\omega',2}$  are the amplitude of the  $\omega'$  component of the probe current with the plasma and without the plasma, respectively.

$V_s$  estimated from the ratio  $(J_p)_{\omega,max}/(J_p)_{\omega,min}$  using eq. (4.39) is also plotted in Figs. 4.30 and 4.31. The values of  $V_s$  estimated from the ratio  $(J_p)_{\omega,max}/(J_p)_{\omega,min}$  seem more reasonable compared with the values of  $V_0$  than those calculated from  $\alpha$ .

As for the determination of the phase angle of the plasma potential oscillation  $\theta$ , the experimental results in Fig. 4.28 are approximately consistent with the results of the calculation shown in Figs. 4.10 and 4.11. For example, at 50 W of the RF power without the grounded mesh, the plasma density  $n_0$  was about  $1 \times 10^{10} \text{cm}^{-3}$  and  $\alpha$ ,  $\beta$  were 0.6 and 0.12–0.13, respectively, as seen in Fig. 4.30. In Fig. 4.10,  $\theta$  corresponding to these values reads as 65–70° (circle in the graph). On the other hand,  $\theta$  for 50 W without a mesh lies at 73–74° in Fig. 4.28, which is slightly larger than the calculated value in Fig. 4.10, however, the difference is acceptable as a measurement error as mentioned below. With the grounded mesh (Fig. 4.31), the plasma density decreased to about  $10^9 \text{cm}^{-3}$ .  $\alpha$  was 0.4–0.7 and  $\beta$  was around 0.1. Referring to Fig. 4.11,  $\theta$  for these values of parameters lies in the range of 80–90°. This is consistent with the data in Fig. 4.28.

The stray capacitance of the probe can also cause an error in the evaluation of  $\theta$ . Figure 4.32 shows the effect of the stray capacitance on the measurement of  $\theta$ . Since the current flowing to  $Y_{stray}$  leads the probe voltage by 90° in phase, the measured value of  $\theta$  becomes larger than the true value and the error becomes larger as  $\theta$  decreases away from 90°. It is considered that the error of several degrees at most is possibly introduced in the practical measurement. It should be accepted that the results of the measurements shown in Figs. 4.30

and 4.31 contain errors for this reason.

In the experiments described in §4.3, the RF power for the discharge was limited to a low range (several tens of watts). In the case of higher RF power, distortion of the waveforms of the RF voltage and the discharge current becomes large. Since only the fundamental component in the probe current signal is of concern in this measurement method, the distortion of the waveform basically does not affect the measurement in principle. However, the amplitude of the signal becomes large as the RF power increases and this can cause a parasitic effect due to problems in the electric circuit such as the saturation or the shortage of the frequency response for the large-amplitude signal. It is possible to avoid these problems by adjusting the size of the probe. On reducing the probe surface area, the amplitude of the current signal becomes small. In this case, it is necessary to design the geometry of the probe so as to also reduce the stray capacitance.

Table 4.1 shows an example of the comparison between the calculated plasma parameters measured by the method presented here and by the Langmuir probe method, in a plasma that is generated by DC discharge and driven by RF voltage. The plasma device described in §4.2.3, which was used for the evaluation of characteristic of the displacement current and drawn in Fig. 4.12, was used for this measurement. The probe was replaced with an insulated probe of the same size made of anodized aluminum which is similar to that described in §4.3. Plasma was generated by DC discharge and the plasma potential oscillation was excited by driving the mesh with an RF voltage (13.56 MHz). The data of the Langmuir probe measurements in Table 4.1 are the results of the measurement without the RF excitation of the mesh. The data obtained by each method show agreement in the order of the magnitude. Differences between the data obtained by two methods are considered to be within the acceptable range of the measurement errors. In addition, it should be noted that the difference between with/without RF excitation of the mesh might possibly cause the change in the plasma condition. In any case, it can be stated that the measurement method presented here can adequately estimate the plasma parameters.



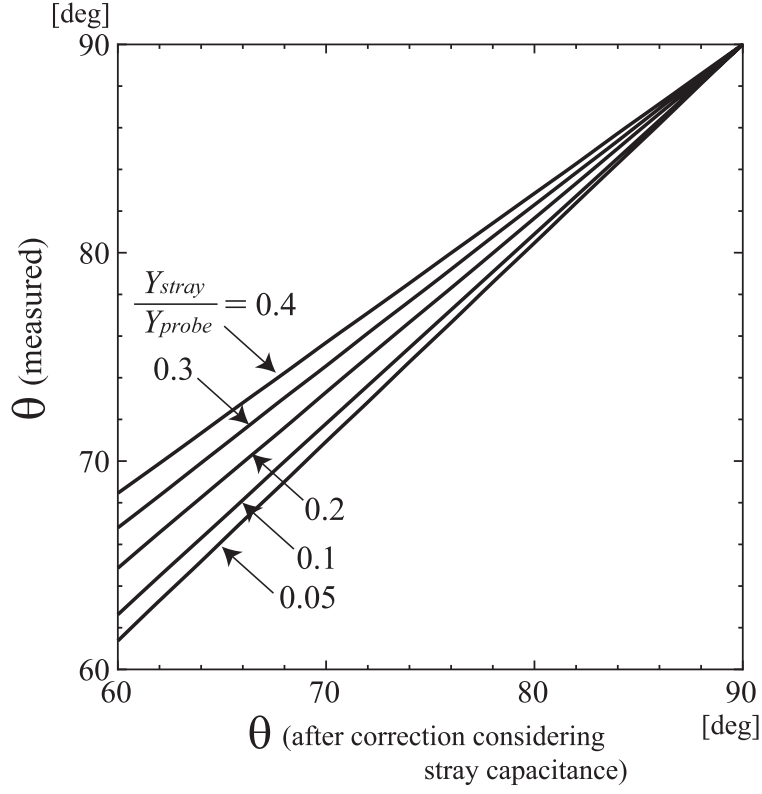


Fig. 4.32: Effect of the stray capacitance on the measurement of  $\theta$ .

Table 4.1: Comparison of the calculated values.

parameter	IPP	Langmuir probe
$dV_0$ [V]	0.1	
$(J_p)_\omega$ [arb. unit]	26.1	
$d(J_p)_\omega$ [arb. unit]	0.35	
$\theta$ [degree]	83	
$d\theta$ [degree]	2.5	
$\tau$ [ $\mu$ s]	2	
$V_0$ [V]	6.2	4
$V_s$ [V]	5.6	2.3 (voltage of mesh)
$\phi_e$ [V]	0.27	1.0
$n_0$ [ $\times 10^9 \text{cm}^{-3}$ ]	6.7	4.1

In the measurement method presented here, the accuracy of the calculated parameters as the results of the measurement cannot be sufficiently assured because of the introduction of approximations in the theory and the existence of many mechanisms causing errors in the measurement as mentioned above. However, it can be said that the most important factor for practical application to process monitoring is not the absolute accuracy of the measurement but its stability and simplicity. In order to improve the reproducibility and, thereby, the productivity of the process by maintaining the optimum plasma conditions, information on how the plasma conditions have varied or have remained unchanged between the process runs is of primary importance. From this viewpoint, the measurement method presented here is considered very useful, because the measurement is basically stable, i.e., negligibly affected by the change in the probe surface condition because the probe surface is originally covered with an insulating layer.<sup>45-48)</sup> In addition, the measurement is very sensitive to the electrical properties of the plasma, especially to the variation of the plasma potential, because the probe is tightly coupled with the plasma via quite low impedance. Furthermore, the required apparatus is quite simple and easily applicable to any processing machine.

## § 4.6 Summary

As for the application of the IPP method to the measurement of RF plasmas, by analyzing the change of both the amplitude and the phase of the RF fundamental component in the probe current signal before and after the application of square pulse voltage to the probe, the essential plasma parameters of the RF plasma, such as the electron temperature, plasma density, time-averaged sheath voltage and the amplitude of the plasma potential oscillation, can be estimated.

At the positive edge of the pulse, the amplitude of the RF component in the probe current is enhanced and its phase lags. These changes become opposite sign at the negative edge of the pulse. This is because the conduction current component changes in a different manner from the displacement current com-

ponent on changing the voltage across the probe sheath. These changes at the pulse edge decay with a time constant  $\tau$  determined by the probe capacitance  $C$  and the plasma parameters. The time constant  $\tau$  is the same as that of the probe current response in the case of no plasma potential oscillation.

The measurement by this method has been experimentally demonstrated in Ar RF plasma at 13.56 MHz. The results of the measurement showed a consistency with the numerical analysis based on a simple sheath model and also showed an approximate agreement with those of Langmuir probe method.

The results presented in this chapter support that the insulated probe method can satisfy the requirements (A1)–(A5) under the condition (B2) described in Chapter 1.

## References

- [1] for example, H. R. Koenig and L. I. Maissel: IBM J. Res. Develop. **14** (1970) 168.
- [2] M. Deguchi and R. Itatani: *Proc. 15th Symp. Plasma Processing, Hamamatsu, Jan. 1998*, p. 298.
- [3] M. Deguchi and R. Itatani: Ext. Abstr. (57th Autumn Meet., 1996) Japan Society of Applied Physics, 9a-Q1 [in Japanese].
- [4] M. Deguchi and R. Itatani: Ext. Abstr. (59th Autumn Meet., 1998) Japan Society of Applied Physics, 17p-S18 [in Japanese].
- [5] M. Deguchi and R. Itatani: Ext. Abstr. (46th Spring Meet., 1999) Japan Society of Applied Physics and Related Societies, 31a-D10 [in Japanese].
- [6] M. Deguchi and R. Itatani: Jpn. J. Appl. Phys. **41** (2002) 4700.
- [7] M. Deguchi and R. Itatani: Ext. Abstr. (45th Spring Meet., 1998) Japan Society of Applied Physics and Related Societies, 31a-B10 [in Japanese].
- [8] M. Deguchi and R. Itatani: Jpn. J. Appl. Phys. **41** (2002) 4720.
- [9] M. Deguchi and R. Itatani: Jpn. J. Appl. Phys. **37** (1998) 970.
- [10] M. Deguchi and R. Itatani: *Proc. 13th Symp. Plasma Processing, Tokyo, Jan. 1996*, p. 447.
- [11] M. Deguchi and R. Itatani: Ext. Abstr. (56th Autumn Meet., 1995) Japan Society of Applied Physics, 26p-M8 [in Japanese].
- [12] T. Okuda: J. IEE Jpn. **83** (1958) 1922 [in Japanese].
- [13] T. Okuda: J. IEE Jpn. **83** (1958) 1931 [in Japanese].
- [14] T. Okuda: J. IEE Jpn. **83** (1958) 1940 [in Japanese].

- [15] R. Itatani: *Oyo Butsuri* **64** (1995) 526 [in Japanese].
- [16] N. St. J. Braithwaite, N. M. P. Benjamin and J. E. Allen: *J. Phys. E: Sci. Instrum.* **20** (1987) 1046.
- [17] M. Mizumura, S. Uotsu, S. Matsumura and S. Teii: *J. Phys. D: Appl. Phys.* **25** (1992) 1744.
- [18] V. A. Godyak, R. B. Piejak and B. M. Alexandrovich: *Plasma Sources Sci. Technol.* **1** (1992) 36.
- [19] R. R. J. Gagne and A. Cantin: *J. Appl. Phys.* **43** (1972) 2639.
- [20] E. Eser, R. E. Ogilvie and K. A. Taylor: *J. Vac. Sci. Technol.:* **15** (1978) 199.
- [21] T. I. Cox, V. G. I. Deshmukh, D. A. O. Hope, A. J. Hydes, N. St. J. Braithwaite and N. M. P. Benjamin: *J. Phys. D: Appl. Phys.* **20** (1987) 820.
- [22] P. A. Chatterton, J. A. Rees, W. L. Wu and K. Al-Assadi: *Vacuum* **42** (1991) 489.
- [23] A. P. Paranjpe, J. P. McVittie and S. A. Self: *J. Appl. Phys.* **67** (1990) 6718.
- [24] B. M. Annaratone and N. St. J. Braithwaite: *Meas. Sci. Technol.* **2** (1991) 795.
- [25] A. Ohsawa, M. Ohuchi and T. Kubota: *Meas. Sci. Technol.* **2** (1991) 801.
- [26] A. Dyson, P. Bryant, and J. E. Allen: *Meas. Sci. Technol.* **11** (2000) 554.
- [27] B. M. Annaratone, M. W. Allen, and J. E. Allen: *J. Phys. D: Appl. Phys.* **25** (1992) 417.
- [28] I. D. Sudit, and F. F. Chen: *Plasma Sources Sci. Technol.* **3** (1994) 162.
- [29] U. Flender, B. H. Nguyen Thi, K. Wiesemann, N. A. Khoromov, and N. B. Kolokolov: *Plasma Sources Sci. Technol.* **5** (1996) 61.
- [30] D. Maundrill, J. Slatter, A. I. Spiers, and C. C. Welch: *J. Phys. D: Appl. Phys.* **20** (1987) 815.

- [31] E. Y. Wang, D. Diebold, P. Nonn, J. Pew, W. Q. Li, P. Probert, R. Breun, R. Majeski, S. L. Yan and N. Hershkowitz: *Rev. Sci. Instrum.* **62** (1991) 1494.
- [32] N. Benjamin: *Rev. Sci. Instrum.* **53** (1982) 1541.
- [33] G. Popa, K. Ohe, and N. Dumitrascu: *J. Phys. D: Appl. Phys.* **22** (1989) 1327.
- [34] J. R. Roth and W. M. Krawczonek: *Rev. Sci. Instrum.* **42** (1971) 589.
- [35] J. Smith: *J. Appl. Phys.* **43** (1972) 3031.
- [36] Y. Sawa, S. Fujii, Y. Horiike and H. Sindo: *Jpn. J. Appl. Phys.* **37** (1998) 337.
- [37] T. Urayama, H. Niimi, S. Fujii, Y. Horiike and H. Sindo: *Jpn. J. Appl. Phys.* **38** (1999) 4917.
- [38] V. A. Godyak: *Sov. J. Plasma Phys.* **2** (1976) 78.
- [39] V. A. Godyak and N. Sternberg: *Phys. Rev. A* **42** (1990) 2299.
- [40] T. E. Nitschke and D. B. Graves: *IEEE Trans. Plasma Sci.* **PS-23** (1995) 717.
- [41] M. A. Lieberman: *IEEE Trans. Plasma Sci.* **PS-16** (1988) 638.
- [42] M. Klick: *J. Appl. Phys.* **79** (1996) 3445.
- [43] P. A. Miller and M. E. Riley: *J. Appl. Phys.* **82** (1997) 3689.
- [44] H. Kokura, K. Nakamura, I. Ghanashev and H. Sugai: *Jpn. J. Appl. Phys.* **38** (1999) 5262.
- [45] M. Deguchi and R. Itatani: *Proc. 17th Symp. Plasma Processing, Nagasaki, Jan. 2000*, p. 169.
- [46] M. Deguchi and R. Itatani: *Ext. Abstr. (43rd Spring Meet., 1996) Japan Society of Applied Physics and Related Societies*, 29a-C1 [in Japanese].
- [47] M. Deguchi and R. Itatani: *Ext. Abstr. (60th Autumn Meet., 1999) Japan Society of Applied Physics*, 2a-ZM15 [in Japanese].

[48] M. Deguchi and R. Itatani: *Jpn. J. Appl. Phys* **41** (2002) 352.

# Chapter5

---

## Use of Sinusoidal Probing Voltage for Monitoring RF Plasma: Insulated Modulation Probe Method

### § 5.1 Introduction

In the previous chapter, it has been shown that the most important parameters of the RF-generated plasma, such as electron temperature, plasma density, time-averaged sheath voltage and the amplitude of plasma potential oscillation, can be estimated by analyzing the pulse response of the RF fundamental component in the probe current signal, applying a square pulse voltage to the probe.<sup>1-5)</sup> This RF current component is composed of the displacement current component and the conduction current component, which are out of phase by  $90^\circ$ . Since the magnitudes of these two components depend upon the voltage across the probe sheath in different manners, both the amplitude and phase of the RF current component change when the pulse voltage is applied to the probe. These changes and their decaying time constant reflect the plasma condition.

In this chapter, it is presented that the measurement by the use of a sinusoidal probe voltage is substantially equivalent to the measurement using the square pulse voltage (the IPP method). In the measurement using a sinusoidal probe voltage, the steady-state modulation of the RF component in the probe current signal induced by the sinusoidal voltage is analyzed. Hence, this method is named the “insulated modulation probe (IMP) method”.<sup>6,7)</sup>

There are several measurement methods in which a sinusoidal probing voltage is applied to the probe.<sup>8-18)</sup> Measurement of the RF impedance of the plasma observed from the probe gives information on the plasma density; this is called the impedance probe method.<sup>19,20)</sup> Recently, a plasma absorption probe



method has been developed, in which a probe covered with a glass tube is used and the absolute value of plasma density is obtained from the observation of the absorption due to the excitation of surface waves around the glass tube.<sup>21,22)</sup> In the case of these method, the principal plasma parameter that can be measured is generally limited to the plasma density.

On the other hand, not only the plasma density but also other essential plasma parameters can be measured in the IPP/IMP method and, in addition, the measurement is reasonably expected to be basically stable against any changes in the probe surface condition.<sup>23-26)</sup>

In next section, a theoretical analysis on the modulation of the probe current by a sinusoidal probe voltage is presented. The experimental results of the comparison between the IMP method and the IPP method is described in §5.3 and discussed in §5.4.

## § 5.2 Analysis of Modulation of the RF Component in Probe Current due to Sinusoidal Probing Voltage

Consider the case when a sinusoidal voltage (angular frequency  $p$ ) is applied to the probe instead of the pulse voltage in the IPP method<sup>27-29)</sup> as shown in Fig. 5.1. The probe electrode is covered with a thin insulating layer and is capacitively coupled with the plasma thorough the probe capacitance. The probe capacitance (per unit area)  $C$  is defined as the capacitance between the probe electrode and the surface of the insulating layer facing the plasma. The surface of the insulating layer facing the plasma is normally charged up to the floating potential and the time constant of the surface potential change is represented by<sup>27-29)</sup>

$$\tau = \frac{C \cdot \phi_e}{J_i}. \quad (5.1)$$

Here,  $\phi_e (\equiv kT_e/e)$  is the electron temperature of the plasma measured in volts and  $J_i$  is the ion saturation current (current density). For example, when the probe capacitance  $C$  is 200 pF/cm<sup>2</sup>, the electron temperature  $\phi_e$  is 2 V and the ion saturation current  $J_i$  is 0.1 mA/cm<sup>2</sup>, the time constant  $\tau$  becomes 4  $\mu$ s. In most RF plasma processes, the frequency of 13.56MHz is used for the

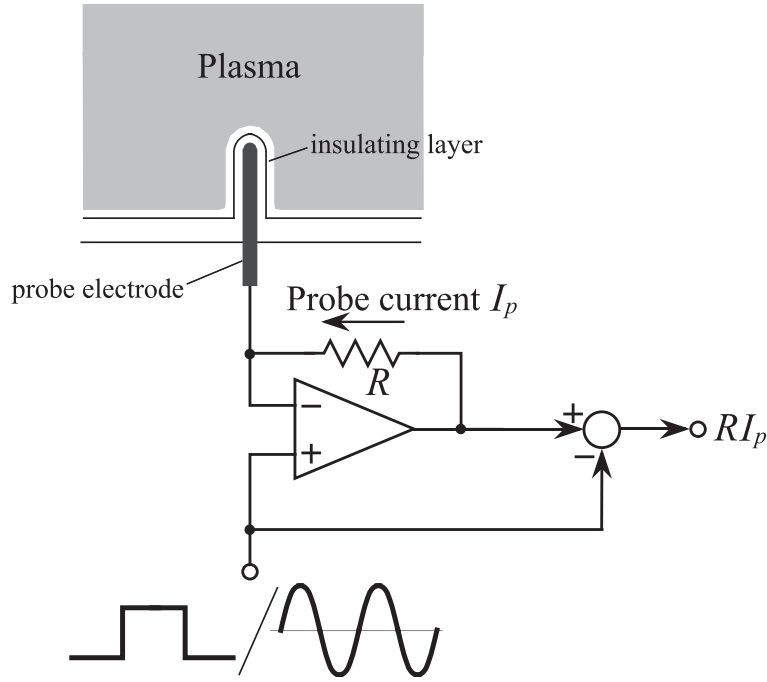


Fig. 5.1: Schematic drawing of the IPP method and the IMP method.

plasma production. Thus, the period of RF for the discharge is generally much shorter than  $1/\tau$ . Therefore, if the potential of the probe electrode does not change, the potential of the insulating layer surface is normally fixed to the time-averaged floating potential  $V_{f0}$ .

Assume the frequency of the probe voltage  $p$  is much larger than the reciprocal of this time constant  $\tau$ .

$$\frac{2\pi}{p} \ll \frac{C \cdot \phi_e}{J_i}. \quad (5.2)$$

In this case, the voltage across the probe capacitance  $C$  cannot change during the period of  $2\pi/p$  and the surface potential of the probe insulating layer oscillates following the application of sinusoidal probe voltage.

In RF plasmas, since the plasma potential oscillates with the RF frequency, the RF current component is introduced in the probe circuit through the probe sheath and the probe capacitance. When the surface potential of the probe insulating layer changes with time, the voltage across the probe sheath and, consequently, also the RF component in the probe current are modulated by the change in probe surface potential.

The RF component in the probe current consists of the displacement current component and the conduction current component. The magnitudes of these two components depend on the voltage across the probe sheath in different manners.<sup>1-5)</sup> In addition, these two components are out of phase by 90°. Therefore, both the amplitude and phase of the RF component in the probe current is modulated by the change in probe voltage.

Let us represent the amplitude of the fundamental RF component with the frequency  $\omega$  by  $(\dots)_\omega$  and its phasor expression by  $\overrightarrow{(\dots)_\omega}$ . The RF component of the probe current  $\overrightarrow{(J_p)_\omega}$  can be represented as the sum of the displacement current component  $\overrightarrow{(J_{dis})_\omega}$  and the conduction current component  $\overrightarrow{(J_{cnd})_\omega}$ .

$$\overrightarrow{(J_p)_\omega} = \overrightarrow{(J_{dis})_\omega} + \overrightarrow{(J_{cnd})_\omega}. \quad (5.3)$$

Let us define the positive direction of the probe current as the direction toward the plasma from the probe.

Suppose that  $\overrightarrow{(J_p)_\omega}$  changed to  $\overrightarrow{(J_p)'_\omega}$ , when the time-averaged sheath voltage  $V_0$  changed by  $\Delta V_0$  due to the change in the probe voltage by the same value, Then,

$$\begin{aligned} \overrightarrow{(J_p)'_\omega} &= \overrightarrow{(J_p)_\omega} + d\overrightarrow{(J_p)_\omega} \\ &= \overrightarrow{(J_{dis})_\omega} + d\overrightarrow{(J_{dis})_\omega} + \overrightarrow{(J_{cnd})_\omega} + d\overrightarrow{(J_{cnd})_\omega} \\ &= \overrightarrow{(J_p)_\omega} + \frac{d(J_{dis})_\omega}{(J_{dis})_\omega} \overrightarrow{(J_{dis})_\omega} + \frac{d(J_{cnd})_\omega}{(J_{cnd})_\omega} \overrightarrow{(J_{cnd})_\omega}. \end{aligned} \quad (5.4)$$

Based on the analysis described in Chapter 4,<sup>1-5)</sup> the ratio of the variation of each component,  $(J_{dis})_\omega$  and  $(J_{cnd})_\omega$ , can be approximately represented by

$$\frac{d(J_{dis})_\omega}{(J_{dis})_\omega} = -\frac{1}{2} \frac{\Delta V_0}{V_0}. \quad (5.5)$$

$$\frac{d(J_{cnd})_\omega}{(J_{cnd})_\omega} = -\frac{1}{\beta} \frac{\Delta V_0}{V_0}. \quad (5.6)$$

Here,  $\beta$  is defined as

$$\beta \equiv \frac{\phi_e}{V_0}. \quad (5.7)$$

Then, eq. (5.4) becomes

$$\overrightarrow{(J_p)'_\omega} = \overrightarrow{(J_p)_\omega} - \frac{1}{2} \frac{\Delta V_0}{V_0} \overrightarrow{(J_{dis})_\omega} - \frac{1}{\beta} \frac{\Delta V_0}{V_0} \overrightarrow{(J_{cnd})_\omega}. \quad (5.8)$$

Let the phase angle between  $\overrightarrow{(J_p)_\omega}$  and  $\overrightarrow{(J_{cnd})_\omega}$  be  $\theta$ . Since  $\overrightarrow{(J_{dis})_\omega}$  leads  $\overrightarrow{(J_{cnd})_\omega}$  by  $90^\circ$ , the following relations hold:

$$\tan \theta = \frac{(J_{dis})_\omega}{(J_{cnd})_\omega}, \quad (5.9)$$

$$\overrightarrow{(J_{dis})_\omega} = j \tan \theta \overrightarrow{(J_{cnd})_\omega}, \quad (5.10)$$

$$\overrightarrow{(J_p)_\omega} = (1 + j \tan \theta) \overrightarrow{(J_{cnd})_\omega}. \quad (5.11)$$

Here,  $j$  is the imaginary unit.

Eq. (5.8) becomes

$$\overrightarrow{(J_p)_\omega}' = \overrightarrow{(J_p)_\omega} \cdot \left[ 1 - \left( \frac{\cos \theta}{\beta} + j \frac{\sin \theta}{2} \right) \cdot e^{-j\theta} \cdot \frac{\Delta V_0}{V_0} \right] \quad (5.12)$$

Now, we are concerned with the case that  $\Delta V_0$  changes sinusoidally.

$$\begin{aligned} \frac{\Delta V_0}{V_0} &= \delta_v \cos(pt + \phi) \\ &= \frac{\delta_v}{2} \cdot [e^{j(pt+\phi)} + e^{-j(pt+\phi)}]. \end{aligned} \quad (5.13)$$

Here,  $\delta_v$  is the amplitude of the probe voltage normalized by  $V_0$  and  $\phi$  is the initial phase angle of the probe voltage.

Consequently, eq. (5.12) becomes

$$\overrightarrow{(J_p)_\omega}' = \overrightarrow{(J_p)_\omega} \cdot \left[ 1 + \frac{1}{2} K \delta_v e^{j(pt+\phi+\varphi-\theta+\pi)} + \frac{1}{2} K \delta_v e^{j(-pt-\phi+\varphi-\theta+\pi)} \right]. \quad (5.14)$$

Here,

$$\varphi = \arctan \left( \frac{\beta}{2} \tan \theta \right), \quad (5.15)$$

$$K = \sqrt{\left( \frac{\cos \theta}{\beta} \right)^2 + \left( \frac{\sin \theta}{2} \right)^2}. \quad (5.16)$$

The second term in the bracket of the right side of eq. (5.14) represents the upper sideband (angular frequency  $\omega + p$ ). Similarly, the third term represents the lower sideband (angular frequency  $\omega - p$ ). The phasor diagram of the RF components of the probe current can be drawn as in Fig. 5.2. The phase angle of each phasor is represented as the relative value to  $\overrightarrow{(J_{cnd})_\omega}$ .  $\overrightarrow{(J_{cnd})_\omega}$  is opposite to the phasor of the plasma potential oscillation  $\overrightarrow{(v)_\omega}$  (Note that the positive direction of the probe current is the direction from the probe to the plasma).

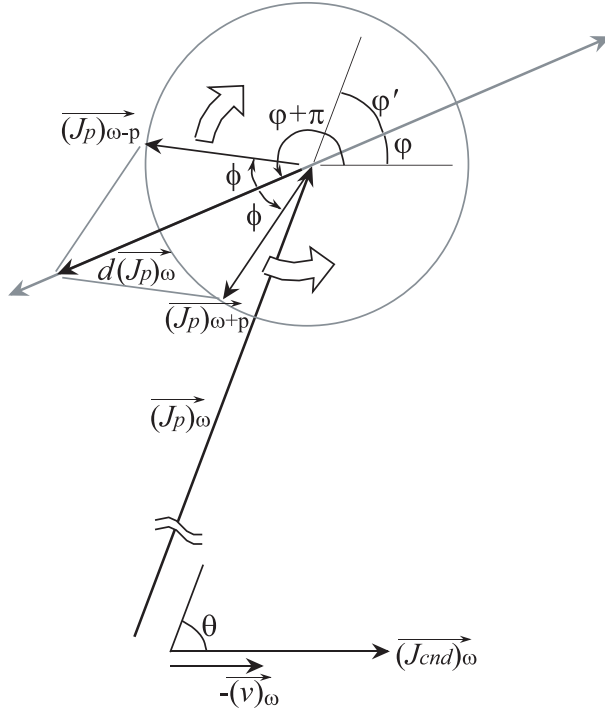


Fig. 5.2: Phasor diagram of the modulated RF component of the probe current in the IMP method.

The phasor of the upper sideband  $\overrightarrow{(J_p)_{\omega+p}}$  and the lower sideband  $\overrightarrow{(J_p)_{\omega-p}}$  rotate counterclockwise and clockwise, respectively, around the end of  $\overrightarrow{(J_p)_\omega}$  with the angular velocity  $p$ . The actual variation of the probe current  $d\overrightarrow{(J_p)_\omega}$  is the combination of these two  $(\overrightarrow{(J_p)_{\omega+p}} + \overrightarrow{(J_p)_{\omega-p}})$  and oscillates linearly in the direction tilted by  $\varphi'$  from the direction of  $\overrightarrow{(J_p)_\omega}$ .

By analyzing the sidebands of the RF component in the probe current, it is possible to determine the phase angle  $\varphi'$  between  $\overrightarrow{(J_p)_\omega}$  and  $d\overrightarrow{(J_p)_\omega}$  from the initial phase angle of the upper and lower sidebands. With the knowledge of  $\theta$ , which can be measured by the method described in Chapter 4,<sup>1,5)</sup>  $\varphi$  can be determined from the direction of  $d\overrightarrow{(J_p)_\omega}$ . Then,  $\beta$  can be calculated from  $\varphi$  using eq. (5.15).

From eq. (5.14), the amplitude ratio of the sideband  $(J_p)_{\omega\pm p}$  and the fundamental component  $(J_p)_\omega$  becomes  $K\delta_v/2$ . This ratio is easily obtained by calculating the amplitude spectrum of the modulated waveform. Taking the

average of the amplitudes of both sidebands, it follows that

$$\frac{(J_p)_{\omega-p} + (J_p)_{\omega+p}}{2(J_p)_\omega} = \frac{1}{2}K\delta_v. \quad (5.17)$$

Then, the time-averaged sheath voltage  $V_0$  can be calculated as

$$V_0 = \frac{(J_p)_\omega}{(J_p)_{\omega-p} + (J_p)_{\omega+p}} \sqrt{\left(\frac{\cos \theta}{\beta}\right)^2 + \left(\frac{\sin \theta}{2}\right)^2} \cdot \Delta V_0 \quad (5.18)$$

Consequently, the electron temperature  $\phi_e$  can be calculated from  $V_0$  and  $\beta$ .

In addition, as  $\tan \varphi$  is the ratio  $d(J_{dis})_\omega/d(J_{cnd})_\omega$ , it follows that<sup>1,6,7)</sup>

$$\tan \varphi = \frac{\pi}{2\sqrt{2}} \frac{\omega}{\omega_{pe}} \alpha^{\frac{3}{2}} \exp\left(\frac{1-\alpha}{\beta}\right), \quad (5.19)$$

as seen in eq. (4.29) in Chapter 4. Here,  $\alpha$  is defined as the ratio of the amplitude of the plasma potential oscillation  $V_s$  to the time-averaged sheath voltage  $V_0$ .<sup>1-7)</sup>

$$\alpha \equiv \frac{V_s}{V_0}. \quad (5.20)$$

With the knowledge of the value of  $\alpha$ , the plasma frequency  $\omega_{pe}$  and, consequently the plasma density  $n_0$ , can be calculated from eq. (5.19).  $\alpha$  can be simultaneously determined when the phase angle of the plasma potential oscillation  $\theta$  is measured as described in Chapter 4.<sup>1-7)</sup>

Consequently, the electron temperature  $\phi_e$ , the plasma density  $n_0$ , the time-averaged sheath voltage  $V_0$  and the amplitude of the plasma potential oscillation  $V_s$  can be estimated from the analysis of the sidebands of the RF component in the probe current as same as the IPP method described in Chapter 4.<sup>1-5)</sup>

The modulation of the probe current due to the sinusoidal probe voltage was experimentally proved in an argon RF plasma. The apparatus for this measurement is that shown in Fig. 4.15 in Chapter. 4. Figure 5.3 shows an example of the amplitude spectrum of the measured probe current signal. The RF frequency was 13.56 MHz and the RF power was 20 W. The gas pressure was 5.3 Pa. The frequency and amplitude of the probe voltage were 1.356 MHz and 0.2 V, respectively. The spectrum was calculated from the waveform of the probe current by fast Fourier transformation (FFT) using Hanning window. The sampling rate and the number of sampling points were 500 MS/s and 32768 points, respectively. The resolution of the waveform digitizer was

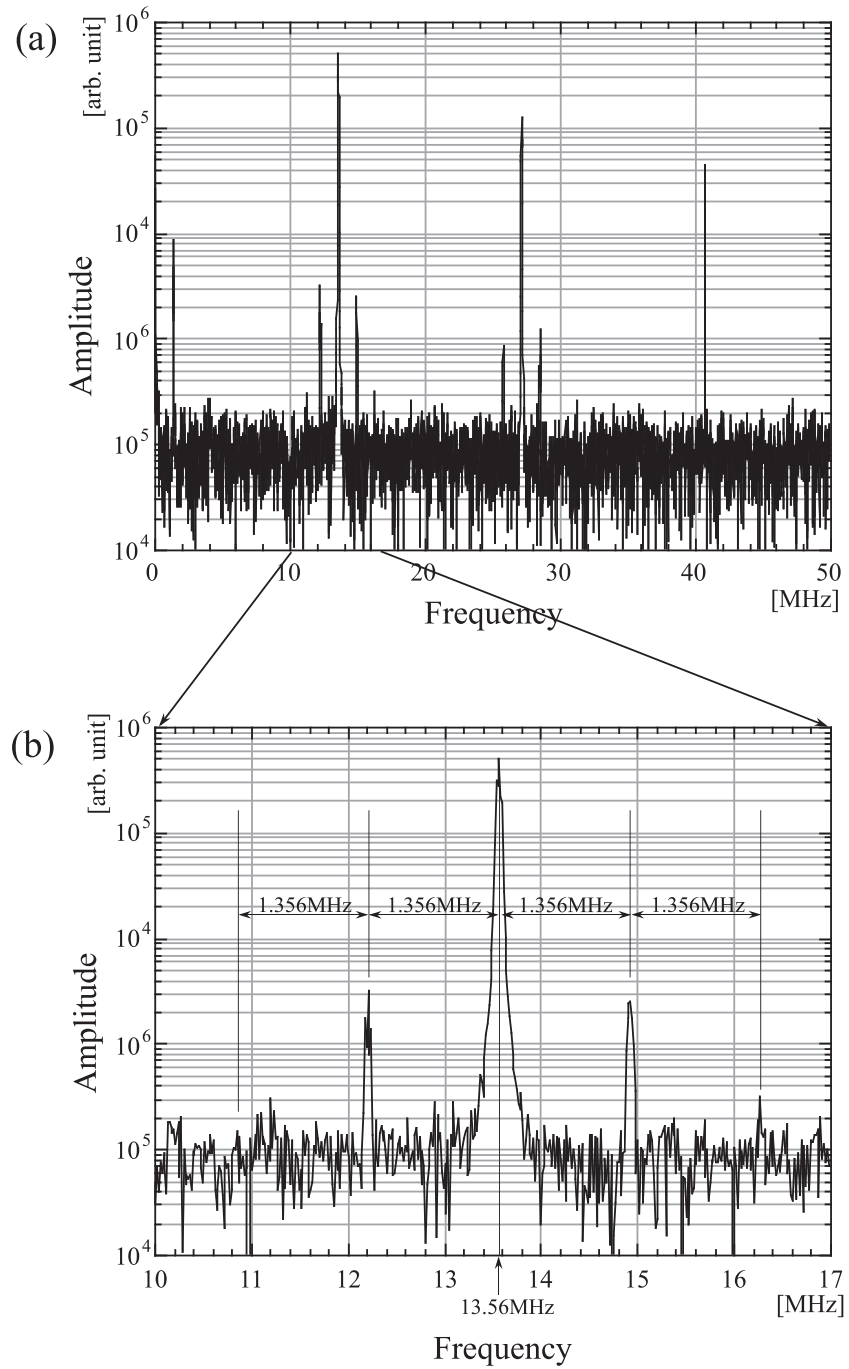


Fig. 5.3: Example of the amplitude spectrum of the probe current: (a) wide frequency range (0–50 MHz) spectrum, (b) spectrum around 13.56 MHz.

8 bits. Figure 5.3(a) shows the amplitude spectrum in the frequency range of 0–50 MHz. Figure 5.3(b) is the magnified section of the spectrum around 13.56 MHz. The growth of sidebands at both sides of the fundamental component (13.56 MHz) can be recognized. The RF component in the probe current contains many harmonics. It is found that the second harmonic component is also modulated. However, the sidebands are not found beside the higher harmonic components.

### § 5.3 Comparison with the Method Using Pulse Voltage

The schematic phasor diagram in the case of sinusoidal voltage application and that in the case of pulse voltage application are compared in the illustrations in Fig. 5.4(a) and 5.4(b), respectively. In each figure,  $\overrightarrow{(v)_\omega}$  represents the phasor of the plasma potential oscillation.

In the method described in §5.2 (the IMP method), the directly measurable parameters from the analysis of the modulated probe current signal are the amplitude of the fundamental component  $(J_p)_\omega$  and the amplitude of the sidebands  $(J_p)_{\omega+p}$ ,  $(J_p)_{\omega-p}$  and the phase angle  $\varphi'$  between  $\overrightarrow{(J_p)_\omega}$  and  $\overrightarrow{(J_p)_{\omega+p}} + \overrightarrow{(J_p)_{\omega-p}}$  as shown in Fig. 5.2. Here,  $\varphi'$  is equal to  $\theta - \varphi$ .

On the other hand, in the method using pulse voltage described in Chapter 4 (the IPP method), the directly measurable parameters are the amplitude of the fundamental component  $(J_p)_\omega$ , the amplitude after the pulse application  $(J_p)'_\omega$  and the phase shift of the fundamental component  $d\theta$  as shown in Fig. 5.4(b).

These measurable parameters are related to each other.  $\varphi'$  can be calculated from  $(J_p)'_\omega$  and  $d\theta$  measured in the IPP method (see Fig. 5.5).

$$\text{[for positive edge]} \quad \varphi' = \arctan \frac{(J_p)'_\omega \sin d\theta}{(J_p)'_\omega \cos d\theta - (J_p)_\omega}, \quad (5.21)$$

$$\text{[for negative edge]} \quad \varphi' = \arctan \frac{(J_p)'_\omega \sin d\theta}{(J_p)_\omega - (J_p)'_\omega \cos d\theta}. \quad (5.22)$$



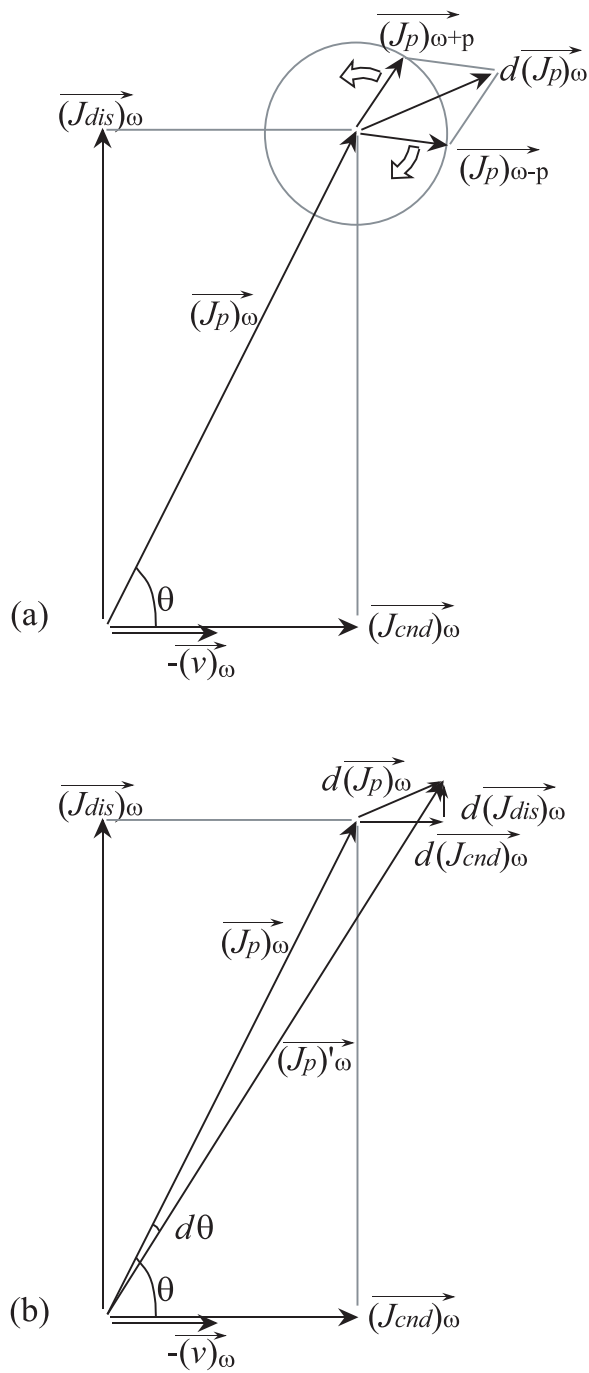


Fig. 5.4: Comparison of the phasor diagrams in the (a) IMP method and in the (b) IPP method.

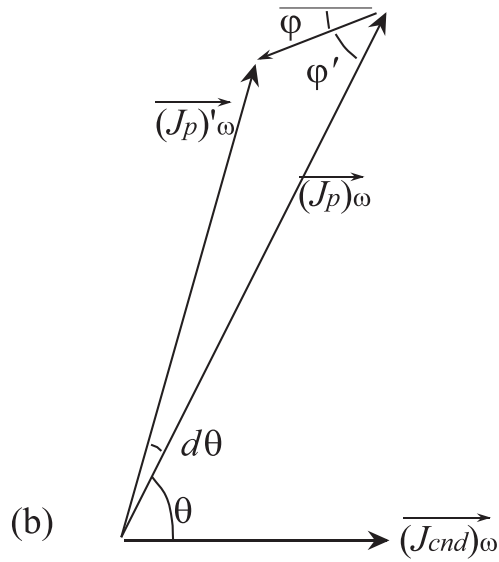
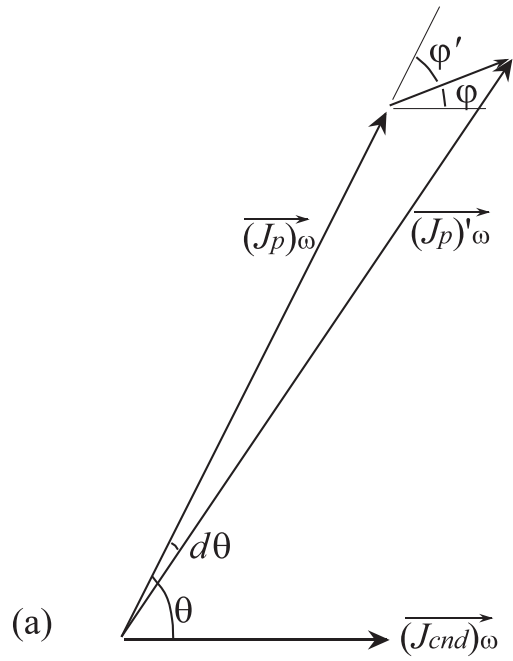


Fig. 5.5: Illustration showing the relation of  $\varphi'$  measured in the IMP method to the measurable parameters in the IPP method;  $(J_p)'_{\omega}$  and  $d\theta$ . (a) and (b) show the case of the positive pulse edge and the negative pulse edge, respectively.

Conversely,  $d\theta$  can be calculated from  $\varphi'$  and  $(J_p)_{\omega\pm p}$  measured in the IMP method (see Fig. 5.6).

$$\begin{aligned} d\theta &= \arctan \frac{\{(J_p)_{\omega+p} + (J_p)_{\omega-p}\} \sin \varphi'}{(J_p)_\omega \pm \{(J_p)_{\omega+p} + (J_p)_{\omega-p}\} \cos \varphi'} \\ &\simeq \arctan \frac{\{(J_p)_{\omega+p} + (J_p)_{\omega-p}\} \sin \varphi'}{(J_p)_\omega}. \end{aligned} \quad (5.23)$$

The positive and negative sign in the denominator of the right side of the upper equation are for the positive and negative edge of the pulse, respectively. In practice, the second term of the denominator is negligible, because  $(J_p)_{\omega\pm p}$  is generally much smaller than  $(J_p)_\omega$ .

The consistency of the parameters measured for both methods was experimentally examined in an argon RF plasma using another smaller plasma chamber shown in Fig. 4.18 with the aluminum mesh. Measurements by both the IPP method and the IMP method were executed in the plasma of the same discharge condition. RF power was 20 W and the gas pressure was 6 Pa.

Table 5.1 shows the results of the calculation of  $\varphi'$  from the data obtained by the IPP method. The values of  $\varphi'$  lie around  $40^\circ - 43^\circ$ . The time-averaged sheath voltage  $V_0$ , the electron temperature  $\phi_e$  and the ratio of these two  $\beta$  are also calculated in the manner described in Chapter 4.<sup>1-7)</sup> The phase angle of the plasma potential oscillation [ $\theta$  in eq. (5.9)] was measured as  $87.8^\circ$ .

Under the same discharge conditions,  $\varphi'$  was measured by the IMP method. Table 5.2 shows the results of the calculation of  $d\theta$  from the data by the IMP method. The frequency of the probe voltage  $p/2\pi$  was 1.356 MHz or 2.712 MHz, which is  $1/10$  or  $1/5$  of  $\omega/2\pi$ , respectively.  $p$  was chosen to be the integral fraction of  $\omega$  in order to enable the integration span in Fourier analysis to be close to the common multiples of both the period of the fundamental component and the periods of the primary sidebands. The decay time constant of  $d\theta$  in the IPP method was about  $26 \mu\text{s}$ . Therefore, the condition of eq. (5.2) is satisfied.  $\varphi'$  values measured from the initial phase of the sidebands were approximately  $43^\circ$ , which is in agreement with the values in Table 5.1. The agreement of the values of  $\varphi'$  measured by both methods shows that both methods actually measure the same characteristic: the direction of the vector  $\overrightarrow{d(J_p)_\omega} [= (d(J_{cnd})_\omega, d(J_{dis})_\omega)]$ .  $V_0$ ,  $\phi_e$  and  $\beta$  are also calculated by the method described in §5.2.

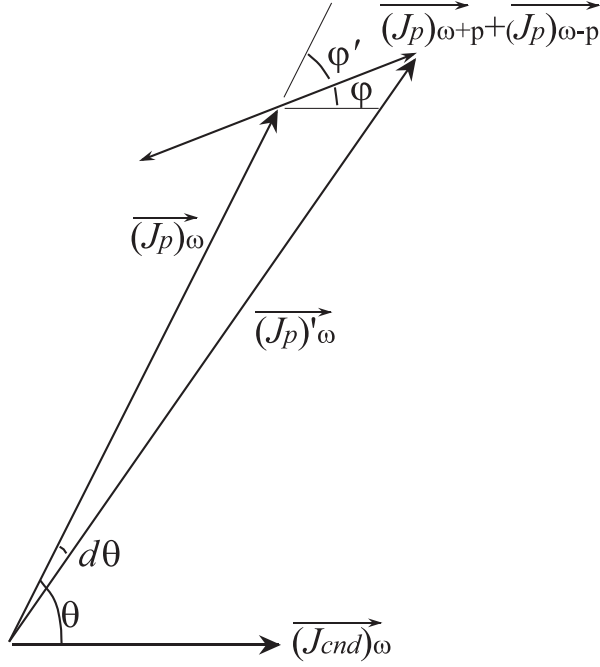


Fig. 5.6: Illustration showing the relation of  $d\theta$  measured in the IPP method to the measurable parameters in the IMP method,  $\varphi'$ ,  $(J_p)_{\omega \pm p}$ .

Table 5.1:  $\varphi'$ ,  $\beta$ ,  $V_0$  and  $\phi_e$  calculated from the data measured by the IPP method. (13.56 MHz Ar RF plasma, RF power: 20W, pressure: 6Pa)

Pulse amplitude	0.1 V		0.2 V		
	positive	negative	positive	negative	
$(J_p)_\omega$	26.5	26.5	26.6	26.6	[arb. units]
$d(J_p)_\omega$	0.13	0.13	0.35	0.33	[arb. units]
$d\theta$	0.28	0.23	0.6	0.65	[deg]
$\varphi'$	43.8	39.6	40.0	43.0	[deg]
$\beta$	0.075	0.086	0.089	0.078	
$V_0$	10.3	10.8	7.8	8.4	[V]
$\phi_e$	0.77	0.93	0.7	0.65	[V]
$\alpha$	0.72	0.67	0.63	0.74	
$n_0$	$2.3 \times 10^9$	$2.5 \times 10^9$	$2.2 \times 10^9$	$2.1 \times 10^9$	[cm <sup>-3</sup> ]

Table 5.2:  $d\theta$ ,  $\beta$ ,  $V_0$  and  $\phi_e$  calculated from the data measured by the IMP method. (13.56 MHz Ar RF plasma, RF power: 20W, pressure: 6Pa)

Amplitude of probe voltage	0.1 V		0.2 V		[MHz]
	1.356	2.712	1.356	2.712	
Frequency of probe voltage					
$(J_p)_\omega$	27.8	27.8	27.5	27.7	[arb. units]
$(J_p)_{\omega-p}$	0.104	0.108	0.214	0.231	[arb. units]
$(J_p)_{\omega+p}$	0.129	0.121	0.244	0.252	[arb. units]
$\varphi'$	43.5	44.5	42.9	43.7	[deg]
$d\theta$	0.33	0.33	0.65	0.69	[deg]
$\beta$	0.075	0.072	0.077	0.074	
$V_0$	7.7	8.4	8.0	7.9	[V]
$\phi_e$	0.58	0.6	0.61	0.59	[V]
$n_0$ ( $\alpha = 0.7$ )	$3.0 \times 10^9$	$2.5 \times 10^9$	$4.3 \times 10^9$	$3.3 \times 10^9$	[cm <sup>-3</sup> ]

From eq. (5.15),  $\beta$  is represented by

$$\beta = \frac{2 \tan(\theta - \varphi')}{\tan \theta} \quad (5.24)$$

$V_0$  can be calculated from eq. (5.18). The values of  $\beta$ ,  $V_0$  and  $\phi_e$  show good agreement in Table 5.1 and 5.2. The difference between these values obtained by two methods is considered within the range of measurement error.

In conclusion, it can be said that the measurements by the IMP method is substantially equivalent to the measurement of the amplitude change and phase shift of the fundamental component in the probe current by the IPP method.

## § 5.4 Discussion

Considering the impedance (or admittance) of the probe sheath, the initial value of the potential deviation of the surface of the insulating layer at the pulse edge in the IPP method is represented as  $Y_C/(Y_C + Y_s) \cdot E_0$ . Here,  $Y_C$  is the admittance of the probe capacitance  $C$ .  $Y_s$  is the admittance of the

sheath capacitance.  $E_0$  is the amplitude of the pulse. On the other hand, the amplitude of the potential oscillation of the surface of the insulating layer becomes  $Y_C/(Y_C+Y_s+G_s)\cdot E_0$  in the IMP method. Here,  $G_s$  is the conductance of the probe sheath and each value is that at the frequency of  $p$ . Therefore, in principle, the amplitude of the potential deviation of the probe surface becomes somewhat smaller in the IMP method than in the IPP method for the same amplitude of the probe voltage. However, all values for the same amplitude of the probe voltage show good agreement between Table 5.1 and Table 5.2. It follows that  $G_s$  is negligible compared with  $Y_C + Y_s$ . Considering that  $Y_C$  is usually much larger than  $Y_s$  and that  $G_s$  is related to the time constant of the change of the probe surface potential, this provides supporting evidence for the inequality of eq. (5.2).

As for the effect on the measurement due to the film deposition on the probe surface, film deposition generally causes the change in the effective probe capacitance  $C$ . Precisely speaking, this brings about a slight change in the magnitude of the potential deviation of the probe surface as understood from the above description. However, this change is almost negligible, as long as the thickness of the film is far smaller than that of the probe insulating layer and the inequality of eq. (5.2) holds. Therefore, the very thin contamination film on the probe surface does not fatally affect the measurement by the IMP/IPP method in contrast to the Langmuir probe method.

In the IPP method, it is necessary to analyze the pulse response of both amplitude and phase of the RF component in the probe current. There are various ways to execute this analysis. One way is to digitize the waveform of the probe current signal and to calculate the amplitude and the phase of the fundamental component numerically by Fourier analysis. No special sophisticated equipment is required for this method except for a high-speed waveform digitizer. However, the vertical resolution of such a high-speed digitizer is generally limited to 8 bits, which limits the dynamic range of the calculated spectrum. Furthermore, it is not always possible to choose the sampling rate to be an integral multiple of the frequency of the RF. This introduces an error to the results of Fourier analysis. Another problem is that the numerical

calculation by Fourier analysis usually takes a long time.

In order to achieve quick analysis of the amplitude and phase of the RF signal, it is useful to execute the vector analysis by an electronic circuit, which must, however, be carefully designed to show a superior frequency response sufficient to follow the fast pulse response. In such a vector analyzer, the output signal of the RF mixer for the phase detection generally must pass a low-pass filter, which limits the frequency response of the analyzer. Unfortunately, it is not easy to design and manufacture such a high-speed vector analyzer in a low cost.

These problems arise from the use of a square pulse voltage for the measurement. In the principle of the measurement, the most essential feature is the observation of the change in amplitude and phase of the RF component in the probe current signal due to the change in surface potential of the probe. The waveform of the probe voltage is not necessarily a square pulse. The square pulse contains infinite frequency components. The observation of the response over a wide range of frequencies is a sufficient condition but not a necessary condition. Even the observation at a limited frequency point can give us the information about the change in the amplitude and phase of the RF component. The principle of the IMP method can be interpreted as above.

In the analysis described in §5.2, only the primary sidebands ( $\omega \pm p$ ) of the RF component in the probe current were taken into account as a result of modulation. As is well known, infinite sidebands are derived by the phase modulation. The sidebands of harmonics ( $\omega \pm 2p, \omega \pm 3p, \dots$ ) are also generated, in practice. However, the amplitudes of these sidebands are much smaller than those of the primary sidebands ( $\omega \pm p$ ). For example, examining Fig. 5.3(b), only the sideband at  $\omega + 2p$  can be identified, and it is faint. The other sidebands of harmonics are difficult to identify. From the viewpoints of the signal-to-noise ratio and the dynamic range of the spectrum measurement, these sidebands of harmonics are considered not to be very important for the measurement.

Based on the experimental results presented in §5.3, it was ascertained that the measurement by sinusoidal voltage application to the probe (the IMP method) is substantially equivalent to the IPP method. In addition, the IMP

method has the following advantages compared with the IPP method.

First, the signal to be measured is the steady-state probe current signal in the IMP method instead of the fast transient response of the probe current in the IPP method. Therefore, in the case that the phase detection is executed by electronic circuits, the bandwidth of such circuits can be limited to the order of the modulation frequency  $p$ . High-speed responsiveness to follow the fast pulse response is not required for the circuit in the IMP method. In the case that the phase analysis is numerically executed, it is possible to make the integration span sufficiently long to minimize the error in Fourier analysis in the IMP method. On the other hand, in the IPP method, the integration span must be much shorter than the time constant  $\tau$  in order to analyze the transient fast pulse response of the amplitude and phase. In most cases,  $\tau$  lies in the range of several microsecond to several tens of microseconds. Thus, the integration span for the Fourier analysis should be no more than 10 periods of RF at 13.56 MHz in the IPP method. The error in the numerical integration is approximately inversely proportional to the integration span. By choosing the integration span as 100 periods ( $7\mu\text{s}$ ), the error can be approximately reduced to 1/10. In particular, in the case that the integration span is a common multiple of both the RF period and the sampling interval, the error in the integration specifically becomes small. For example, when the integration span is 339 periods, which is just  $25\mu\text{s}$  for the RF of 13.56 MHz, this span is equal to just 12500 points of sampling by 500 MS/s. Furthermore, by choosing the modulation frequency  $p$  of  $40 \times N$  kHz ( $N$  is a positive integer), this span becomes just  $339 - N$  periods of the lower sideband ( $13.56 - 0.04 \times N$  MHz) and also just  $339 + N$  periods of the upper sideband ( $13.56 + 0.04 \times N$  MHz) and, thereby, the error in the integration is minimized, which is possible in the IMP method.

The transient response to be measured in the IPP method is basically a one-time phenomenon; in other words, it is not completely reproducible. For the improvement of measurement accuracy, averaging the data over several measurements repetitions under the same conditions is generally effective. The square pulse voltage usually repeats the positive edges and the negative edges, and it is expected that the probe current periodically repeats a similar response



each time. However, the pulse response of the RF component in the probe current signal is not always the same because the pulse repetition is not always completely synchronized to the phase of the RF for the discharge. Therefore, it is impossible to eliminate the noise asynchronous with both the RF and the pulse repetition by means of averaging the measured pulse response over the repetitions of the pulse. On the other hand, in the IMP method, it is easy to eliminate the random noise by averaging the waveform data over a long time span because the periodic signal in the steady state is measured in the IMP method.

Second, the phase angle that represents the direction of  $\overrightarrow{d(J_p)_\omega}$  is  $\varphi'$  ( $= \theta - \varphi$ ), which is on the order of a few tens of degrees, in the IMP method instead of the phase shift  $d\theta$ , which is generally on the order of a few degrees or less, in the IPP method. This means that the IMP method is advantageous from the viewpoint of the sensitivity of the measurement of the phase shift.

However, the IPP method is more advantageous than the IMP method in the evaluation of plasma density  $n_0$ , because the time constant  $\tau$ , which is given by eq. (5.1) and becomes an index of the ion saturation current  $J_i$ , can be directly measured by the IPP method. On the other hand, in the IMP method,  $n_0$  is calculated from the electron plasma frequency  $\omega_{pe}$  using eq. (5.19), which is a complicated formula that contains an exponential function depending on  $\alpha$  and  $\beta$ . This means that the evaluation of  $n_0$  is apt to be erroneous in the IMP method. In Table 5.2,  $n_0$  calculated for  $\alpha = 0.7$  is shown for reference. In the practical measurement, the complementary combination of the IPP method and the IMP method is considered desirable.

Generally speaking, for the measurement by the probe method, in contrast to the simplicity of the equipment for the measurement, results of the measurement contain much information about the plasma condition and are generally accompanied by both errors and difficulty in appropriate interpretation. The IPP method presented in Chapter 4, on which the IMP method presented in this Chapter is grounded, contains several assumptions and approximations based on a simplified sheath model, which make the measurement less accurate.

First, the displacement current is evaluated taking account of only the electrons' motion, and the ions in the probe sheath are assumed to be immobile in the time scale of the RF period. This condition is represented by  $\omega_{pi} \ll \omega$ , where  $\omega_{pi}$  is the ion plasma frequency. In the case of Ar plasma used in the experiments described in this paper, the ion plasma frequency is about 3 MHz at  $n_0 = 10^{10} \text{cm}^{-3}$  and this condition is true for the RF at 13.56 MHz at lower plasma density. In most processing plasmas that contain ions as heavy as argon, this assumption of the analysis is considered valid up to a plasma density of  $10^{10} - 10^{11} \text{cm}^{-3}$ .

Second, eqs. (5.5) and (5.6) which represent the changes in the displacement current component and the conduction current component are based on a linear approximation assuming a small change in the sheath voltage  $V_0$ . The actual response to the probe potential change, however, deviates slightly from linear dependence at a larger change in probe potential as seen in Figs.4.19 and 4.21 in Chapter 4. This is one of the reasons why the modulation of the probe current by the sinusoidal probe voltage generates harmonic sidebands, which are approximately negligible as mentioned above.

Third, these equations [eqs. (5.5) and (5.6)] are derived based on a simple sheath model assuming both a uniform ion distribution in the sheath and a step-like electron distribution at the sheath edge.

All these assumptions and approximations make it difficult to guarantee the absolute accuracy of the measurement by the IPP/IMP method. Not only the above but also the stray capacitance of the probe can affect the measurement and cause an error. The existence of numerous mechanisms that introduce errors in the measurement makes it quite difficult to precisely evaluate the actual measurement error. On the basis of the comparison with the conventional Langmuir probe method described in Chapter 4 and the results of both measurements by the conventional Langmuir probe method in DC discharge Ar plasma and by the IPP method in the same plasma with RF excitation, it can be said that the error in measurement by the IPP/IMP method is of a similar degree to that of the Langmuir probe method.

Even if the absolute accuracy of the measurement is not assured, such a

measurement method can be effectively used for the application in which the monitoring of a relative change in the plasma condition is of primary importance, for example, an application involving long-term monitoring of the transition in the operating condition of the fabrication process, or an application involving evaluation of the spatial distribution of the plasma parameter in a process chamber.

For such applications, of primary importance is not the absolute accuracy of the measurement but the stability and the long-term reliability of the measurement. The IPP/IMP method is considered effective for such practical application involving monitoring of RF plasma processes because of the following strong points that compensate the poor accuracy of the measurement.

- (a) The measurement is basically stable even in reactive plasmas as described in Chapter 3.
- (b) The essential plasma parameters can be easily estimated.
- (c) The measurement is sensitive to the plasma condition, especially to the plasma potential fluctuation.
- (d) The equipment for the measurement is quite simple and applicable to any processing machine.

Furthermore, the IMP method can be applied to any plasma with a periodic potential oscillation due to the RF voltage. For example, let us consider the case of the application involving the monitoring of an etching process of a silicon wafer, in which the wafer is biased by the RF voltage. When a small sinusoidal voltage is superposed on the RF voltage, the RF current flowing through the wafer surface is modulated by this sinusoidal voltage. This modulation of the RF current can be easily detected by, for example, picking up the signal using a current transformer. Analyzing the sidebands of this RF current signal, it is possible to estimate the plasma parameters immediately in front of the wafer in the same manner as the IMP method.

## § 5.5 Summary

The change of the RF component in the probe current signal due to the application of a sinusoidal voltage to the probe instead of the pulse voltage as in the IPP method has been analyzed. Both the amplitude and the phase of the RF component in the probe current signal are modulated according to the probe voltage. The reason of the amplitude and phase modulation is that the magnitudes of both the displacement current component and the conduction current component are dependent upon the time-averaged voltage across the sheath  $V_0$  in different manners.

By analyzing the amplitude and the phase of the sidebands derived by this modulation, the amplitude change and the phase shift of the fundamental component can be calculated, which means the IMP method is substantially equivalent to the IPP method. Experimental results comparing these two methods proved this. Thus, the essential parameters for the RF plasma such as the electron temperature, the plasma density, the time-averaged sheath voltage and the amplitude of the plasma potential oscillation can be estimated similarly to the IPP method.

In addition, the IMP method has many advantages compared with the IPP method. In the IMP method, it is not necessary to observe the transient rapid response at the pulse edge. Only the steady-state probe current must be measured. It is not necessary to detect a small phase shift of the fundamental component of the probe current. On the other hand, the characteristic time constant of the probe current response  $\tau$  can be directly measured in the IPP method, which means that the IPP method is more advantageous concerning the measurement of plasma density.

The complementary combination of the IPP method and the IMP method can be a convenient and powerful tool for monitoring RF processing plasma.

## References

- [1] M. Deguchi and R. Itatani: Jpn. J. Appl. Phys. **41** (2002) 4700.
- [2] M. Deguchi and R. Itatani: *Proc. 15th Symp. Plasma Processing, Hamamatsu, Jan. 1998*, p. 298.
- [3] M. Deguchi and R. Itatani: Ext. Abstr. (57th Autumn Meet., 1996) Japan Society of Applied Physics, 9a-Q1 [in Japanese].
- [4] M. Deguchi and R. Itatani: Ext. Abstr. (59th Autumn Meet., 1998) Japan Society of Applied Physics, 17p-S18 [in Japanese].
- [5] M. Deguchi and R. Itatani: Ext. Abstr. (46th Spring Meet., 1999) Japan Society of Applied Physics and Related Societies, 31a-D10 [in Japanese].
- [6] M. Deguchi and R. Itatani: Ext. Abstr. (45th Spring Meet., 1998) Japan Society of Applied Physics and Related Societies, 31a-B10 [in Japanese].
- [7] M. Deguchi and R. Itatani: Jpn. J. Appl. Phys. **41** (2002) 4720.
- [8] R. M. Montgomery and R.A. Holms: Physico-Chemical Diagnostics of Plasmas (Eds. T.P.Anderson,, R.W.Spingerand, R.C.Warder) (Evanston:North Western University Press 1964) p.131.
- [9] R. A. Olson and D. R. Nordlund: J. Appl. Phys. **43** (1972) 2780.
- [10] R. S. Harp: Appl. Phys. Lett. **4** (1964) 186.
- [11] B. M. Oliver and R. M. Clements: J. Phys. E **5** (1972) 718.
- [12] B. M. Oliver and R. M. Clements: J. Appl. Phys. **44** (1973) 1128.
- [13] F. W. Crawford: J. Appl. Phys. **34** (1963) 1897.
- [14] F. W. Crawford and R. F. Mlodnosky: J. Geophys. Res. **69** (1964) 2765.
- [15] F. W. Crawford and R. Grard: J. Appl. Phys. **37** (1966) 180.

- [16] B. M. Oliver, R. M. Clements and P. R. Smy: *J. Appl. Phys.* **41** (1964) 2117.
- [17] K. Takayama, H. Ikegami and S. Miyazaki: *Phys. Rev. Lett.* **5** (1960) 238.
- [18] R. S. Harp and F. W. Crawford: *J. Appl. Phys.* **35** (1964) 3436.
- [19] J. E. Jackson and J. A. Kane: *J. Geophys. Res.* **64** (1959) 1074.
- [20] J. E. Jackson and J. A. Kane: *J. Geophys. Res.* **65** (1960) 2209.
- [21] K. Nakamura and H. Sugai: Ext. Abstr. (46th Spring Meet., 1999) Japan Society of Applied Physics and Related Societies, 29p-YA18 [in Japanese].
- [22] H. Kokura, K. Nakamura, I. Ghanashev and H. Sugai: *Jpn. J. Appl. Phys.* **38** (1999) 5262.
- [23] M. Deguchi and R. Itatani: *Proc. 17th Symp. Plasma Processing, Nagasaki, Jan. 2000*, p. 169.
- [24] M. Deguchi and R. Itatani: Ext. Abstr. (43rd Spring Meet., 1996) Japan Society of Applied Physics and Related Societies, 29a-C1 [in Japanese].
- [25] M. Deguchi and R. Itatani: Ext. Abstr. (60th Autumn Meet., 1999) Japan Society of Applied Physics, 2a-ZM15 [in Japanese].
- [26] M. Deguchi and R. Itatani: *Jpn. J. Appl. Phys.* **41** (2002) 352.
- [27] M. Deguchi and R. Itatani: *Jpn. J. Appl. Phys.* **37** (1998) 970.
- [28] M. Deguchi and R. Itatani: *Proc. 13th Symp. Plasma Processing, Tokyo, Jan. 1996*, p. 447.
- [29] M. Deguchi and R. Itatani: Ext. Abstr. (56th Autumn Meet., 1995) Japan Society of Applied Physics, 26p-M8 [in Japanese].

# Chapter6

---

## Improvement of IPP/IMP Method Using Transmission Line

### § 6.1 Introduction

The insulated pulse probe (IPP) method described in Chapter 2–4<sup>1–15, 18)</sup> and the insulated modulation probe (IMP) method described in Chapter 5,<sup>16, 17)</sup> which are generically termed the insulated probe method, have overcome the most difficult problem proper to the conventional Langmuir probe method for application to practical process monitoring. The insulated probe method can provide both basically stable measurement even in reactive plasmas and sufficient information on the plasma condition, and, in addition, does not require any sophisticated measurement equipment. Therefore, the insulated probe method is considered one of the most promising tools for the monitoring of practical plasma processes.

Regarding measurement in RF-generated plasmas by the insulated probe method,<sup>11–17)</sup> the noteworthy difference from the RF-compensated Langmuir probe method<sup>22–44)</sup> is that, in contrast, the probe surface is kept at the quite a low-impedance state with respect to the ground level. Consequently, the probe current is very sensitive to the plasma potential oscillation and not only the time-averaged properties of the plasma (electron temperature, plasma density) but also the dynamic properties related to the RF potential oscillation can be measured.

In Chapter 2–5,<sup>11–17)</sup> the low-impedance state of the probe surface has been obtained by the “virtual short” between the two input terminals of the operational amplifier in the probe circuitry. In this case, since the probe electrode must be directly connected to an input terminal of the operational amplifier, in order to minimize the parasitic effect due to the stray capacitance, it is nec-

essary to arrange the probe electrode very close to the probe circuitry. This imposes the restriction on the geometric design of the probe system. In order to insert the probe deep into the plasma, it is necessary to make the probe circuitry highly compact to minimize any disturbance in the plasma condition and the shadowing effect due to the probe insertion. This requires careful design of the probe system and is not always easy to realize.

In this chapter, an effective solution to this problem is presented. By the use of a transmission line, it becomes possible to place the probe circuitry keeping a distance of a quarter-wavelength of the RF from the probe electrode. This greatly relaxes the above-mentioned restriction on the geometric design of the probe.

In next section, the principle of the insulated probe method using a transmission line is described. The experimental results are described in §6.3 and discussed in §6.4.

## § 6.2 Insulated Probe Method Using Transmission Line

In the insulated probe method, a probe covered with a thin insulating layer is used for the measurement. Because of the insulating layer on the probe surface, the electrical property of the probe shows an extremely high impedance for the DC component of the probe current, which yields insensitiveness to the change in the probe surface condition, in other words, stability of the measurement even in a reactive plasma, which easily contaminates the probe surface. In contrast to this, the time-varying component, particularly the RF component, easily flows to the probe through the probe capacitance  $C$ , which is defined as the capacitance per unit area between the probe electrode and the surface of the insulating layer facing the plasma.

Regarding measurement in RF plasma, compared with the RF-compensated Langmuir probe method, the most prominent feature of the insulated probe method is that the probe electrode is kept at quite a low-impedance state with respect to the ground level (virtually shorted to the ground) for the RF signal.



The impedance between the plasma and the probe electrode consists of the impedance of the probe sheath and the impedance of the probe capacitance  $C$ . The impedance of the probe capacitance  $C$  is generally very low at the frequency of RF. For example, when the thickness and the dielectric constant of the insulating layer are  $10\ \mu\text{m}$  and 4, respectively,  $C$  becomes about  $360\ \text{pF}/\text{cm}^2$  and its impedance becomes  $33\ \Omega$  (per  $1\ \text{cm}^2$ ) at  $13.56\ \text{MHz}$ , which is considered to be much smaller than the impedance of the probe sheath in most cases. Consequently, the RF voltage between the plasma and the ground is principally applied across the probe sheath and an RF current easily flows into the probe according to the RF potential oscillation of the plasma. This means the potential of the probe insulating layer surface is almost constant at the time-averaged floating potential  $V_{f0}$ , so long as the potential of the probe electrode is constant.

We assume the case when the potential of the probe electrode is changed in a shorter time than the time constant  $\tau$ , which is defined by

$$\tau = \frac{C \cdot \phi_e}{J_i} \quad (6.1)$$

and characterizes the time response of the surface potential of the probe insulating layer. Then, the surface potential of the probe insulating layer deviates from  $V_{f0}$  and the voltage across the probe sheath changes according to the probe voltage. Consequently, the probe current is modulated by the probe voltage. In eq. (6.1),  $\phi_e$  ( $\equiv kT_e/e$ ) is the electron temperature of the plasma measured in volts and  $J_i$  is the ion saturation current (current density). By analyzing the change in both the amplitude and phase of the RF component in the probe current, the essential parameters of RF plasma such as the electron temperature, plasma density, time-averaged sheath voltage, and the amplitude of plasma potential oscillation, can be estimated as presented in Chapter 4 and 5.<sup>11-17)</sup>

In order to keep the probe electrode at a low-impedance state with respect to the ground level, a characteristic feature of an operational amplifier was used in the insulated probe method described in Chapter 2–5 as shown in Fig. 2.1 in Chapter 2 and Fig. 5.1 in Chapter 5.<sup>1-18)</sup> Because of the “virtual short” between two input terminals of the operational amplifier, which works

as a current-to-voltage converter, the potential of the probe electrode is always kept equal to that of the probe voltage supply. In order to minimize the stray capacitance of the probe electrode in this probe system, it is necessary to arrange the operational amplifier very close to the probe electrode. In practical situations, however, this is not always easy to realize because of the geometrical restriction of the plasma device.

Figure 6.1 shows a schematic drawing of the improved insulated probe method using a transmission line, which is contrived in order to solve this problem.<sup>19-21)</sup> A  $\lambda/2$  transmission line is connected to the probe electrode. Here,  $\lambda$  is the wavelength of the fundamental component of the RF in the transmission line. The probe voltage is supplied through this  $\lambda/2$  transmission line by a low-output-impedance driver amplifier. At the midpoint of this transmission line, i.e., at the  $\lambda/4$  point from the probe electrode, the line voltage is detected by a high-input-impedance buffer amplifier.

As is well known, a transmission line acts as an impedance converter. We assume that a transmission line of the length  $l$  is terminated by a load, the impedance of which is  $Z_L$ . Let the characteristic impedance of the transmission line be  $Z_0$ . Neglecting the loss in the transmission line, the terminal impedance of the transmission line  $Z(l)$  is represented as

$$Z(l) = Z_0 \frac{Z_L \cos(2\pi l/\lambda) + jZ_0 \sin(2\pi l/\lambda)}{Z_0 \cos(2\pi l/\lambda) + jZ_L \sin(2\pi l/\lambda)}. \quad (6.2)$$

It follows that, when  $l = n \cdot \lambda/2$  ( $n$  is a positive integer), the impedance measured through the transmission line  $Z(l)$  is equal to that of the load  $Z_L$ .

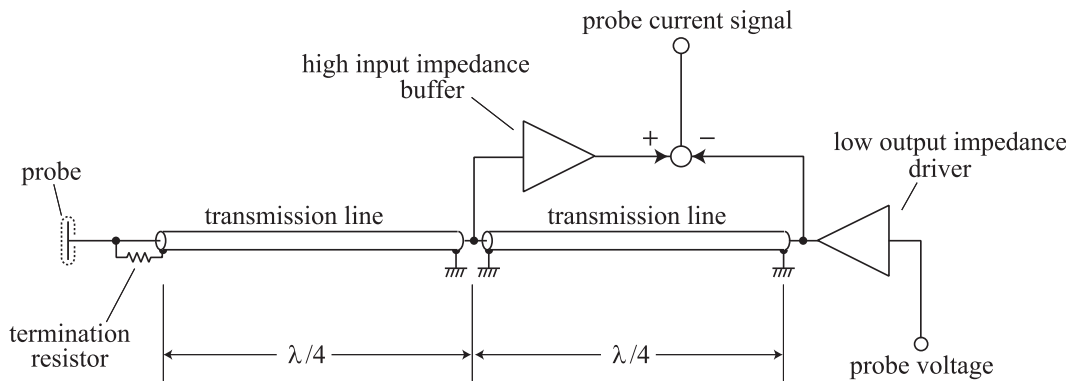


Fig. 6.1: Schematic drawing of insulated probe method using a transmission line.

Then, the impedance observed to the right from the probe electrode is just the output impedance of the probe voltage driver amplifier, which can be regarded as almost zero (i.e.,  $Z_L = 0$ ).

This is also true for the harmonics of the RF, the wavelength of which is an integral fraction of  $\lambda$ . Thus, the probe is kept at quite a low-impedance state with respect to the RF signal and the RF probe current flows similarly as in the case of the probe system in Fig. 2.1 in Chapter 2 and Fig. 5.1 in Chapter 5.

Further, we assume that a current source  $I_s$  is connected to the terminals of a transmission line of the length  $l$  terminated by a load  $Z_L$ . Then, the line voltage  $V(z)$  and the current in the transmission line  $I(z)$  at the point where the distance from the load is  $z$ , are represented as follows, respectively.

$$V(z) = Z_0 I_s \frac{Z_L \cos(2\pi z/\lambda) + j Z_0 \sin(2\pi z/\lambda)}{j Z_L \sin(2\pi l/\lambda) + Z_0 \cos(2\pi l/\lambda)}, \quad (6.3)$$

$$I(z) = I_s \frac{j Z_L \sin(2\pi z/\lambda) + Z_0 \cos(2\pi z/\lambda)}{j Z_L \sin(2\pi l/\lambda) + Z_0 \cos(2\pi l/\lambda)}. \quad (6.4)$$

In the case of a half-wavelength transmission line (i.e.,  $l = \lambda/2$ ),

$$V(z) = -I_s [Z_L \cos(2\pi z/\lambda) + j Z_0 \sin(2\pi z/\lambda)], \quad (6.5)$$

$$I(z) = -I_s \frac{j Z_L \sin(2\pi z/\lambda) + Z_0 \cos(2\pi z/\lambda)}{Z_0}. \quad (6.6)$$

When  $Z_L = 0$ ,

$$V(z) = -j Z_0 I_s \sin(2\pi z/\lambda), \quad (6.7)$$

$$I(z) = -I_s \cos(2\pi z/\lambda). \quad (6.8)$$

At the midpoint of the  $\lambda/2$  transmission line (i.e.,  $z = \lambda/4$ ),

$$V(\lambda/4) = -j Z_0 I_s, \quad (6.9)$$

$$I(\lambda/4) = 0. \quad (6.10)$$

Let the RF fundamental component of the probe current be  $(I_p)_\omega$  (measured positive when it flows toward the plasma from the probe). Then, neglecting the leakage current through the termination resistor, the fundamental component of the line voltage at the  $\lambda/4$  point from the probe becomes  $j Z_0 (I_p)_\omega$ .

The resistance of the termination resistor can be equal to  $Z_0$ , as long as the probe impedance is much larger than  $Z_0$ . Since the terminal impedance of

the transmission line observed from the probe, which is equal to the output impedance of the probe voltage driver amplifier, is much smaller than  $Z_0$ , the current through the termination resistor is regarded as being negligible compared with the current flowing into the transmission line. Consequently, by detecting the line voltage at the  $\lambda/4$  point by a high-input-impedance buffer amplifier,  $(I_p)_\omega$  can be measured as a voltage signal.

Even if the magnitude of the leakage current through the termination resistor is not of negligible order, this leakage current does not directly affect the measurement, because the value to be measured is not the absolute value of  $(I_p)_\omega$  but the relative change of the amplitude and phase of  $(I_p)_\omega$  on changing the probe voltage in the insulated probe method.

The role of the termination resistor is to suppress the transient parasitic oscillation when the probe voltage is changed abruptly, by terminating the transmission line with a load approximately equal to  $Z_0$ . The probe impedance, which is connected in parallel with this termination resistor, is generally much larger than  $Z_0$  except for the case in which the area of the probe surface is very large. When the combined impedance of the probe impedance and the termination resistor is equal to  $Z_0$ , the magnitude of the probe voltage becomes equal to the output of the probe voltage driver amplifier independent of the frequency.

With the application of the probe voltage through the driver amplifier, the probe voltage signal is superposed on the probe current signal at the  $\lambda/4$  point. In order to acquire the signal proportional to  $(I_p)_\omega$ , the probe voltage should be subtracted from the detected line voltage. Precisely speaking, the probe voltage signal should be delayed by the time corresponding to  $90^\circ$  of the RF fundamental component prior to the subtraction. An easier way to eliminate the probe voltage signal is to couple the high-input-impedance buffer amplifier to the transmission line with a small capacitance. By adjusting the time constant of this capacitance and the input impedance of the buffer amplifier, low-frequency components are effectively eliminated from the detected signal of the line voltage. This easier way is effective when the frequency of the probe voltage is much lower than the RF frequency.

By the use of the transmission line, it becomes possible to place the probe circuitry keeping a distance of  $\lambda/4$  from the probe electrode. This greatly improves the flexibility of the geometric design of the probe system without increasing the stray capacitance of the probe electrode.

### § 6.3 Experimental Comparison between Both Probe Systems Using Operational Amplifier and Transmission Line

Availability of the probe system using a transmission line presented in the previous section was experimentally examined, comparing with the conventional probe system using an operational amplifier in Fig.2.1 in Chapter 2 and Fig. 5.1 in Chapter 5.

The plasma device used in the experiment is that shown in Fig. 4.18 in Chapter 4 without the grounded aluminum mesh.

Figure 6.2 shows the schematic of the probe system using a transmission line in this experiment. A Teflon insulated semi-flexible coaxial cable is used as the transmission line. The characteristic impedance of this cable is  $50\ \Omega$ . The total length of the transmission line is adjusted to  $\lambda/2$  to show the minimum impedance at 13.56 MHz when the other end is short-circuited. Theoretical  $\lambda/2$  calculated from the nominal value of the wavelength reduction ratio (70% in this case) is 7.74 m for 13.56 MHz and the measured impedance showed a minimum value at this length. The termination resistor at the probe electrode is  $50\ \Omega$ . Two  $\lambda/2$  cables are equally driven by the low-output-impedance driver amplifier. One is connected to the probe and the other is a reference line terminated by a  $50\ \Omega$  load. The voltage at the midpoint of each cable is detected by a buffer amplifier. The probe current signal is obtained as the difference between the outputs of the two buffer amplifiers. An easier way for the elimination of the probe voltage signal by coupling through a small capacitor was also attempted and yielded similar results.

The probe circuitry for the probe system using operational amplifier is similar to that described in Fig. 4.25 in Chapter 4.<sup>15)</sup>

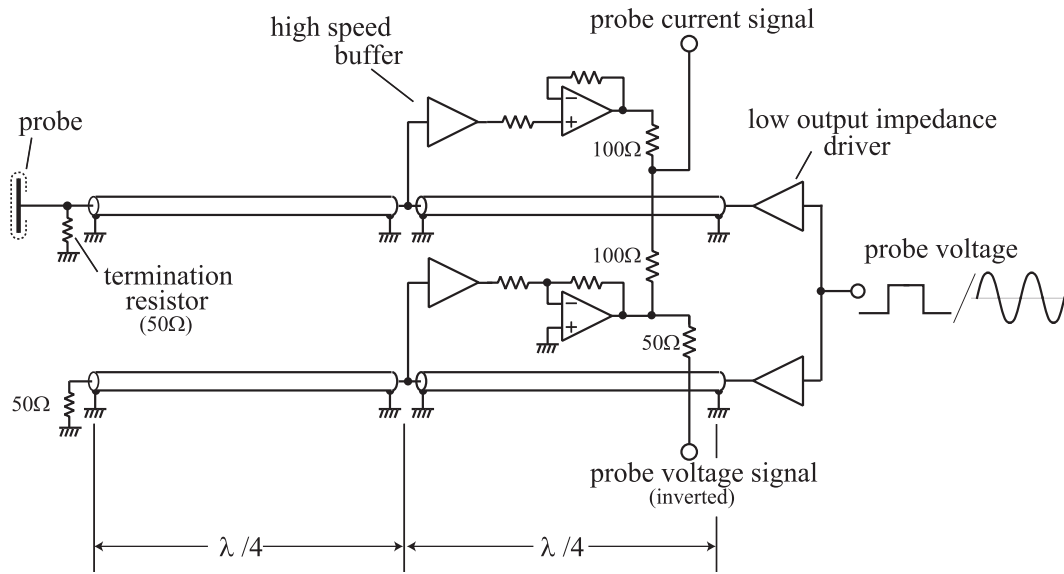


Fig. 6.2: Schematic drawing of the probe system using transmission lines used for the experiments.

Figure 6.3 shows examples of the amplitude spectrum of the detected probe current signal in both probe systems using (a) operational amplifier and (b) transmission line. The RF power (13.56 MHz) was 10 W and the Ar pressure was 6 Pa. The probe current signal contains many harmonics as seen in Fig. 6.3. However, the amplitude of even number harmonic components is reduced in Fig. 6.3(b), compared with Fig. 6.3(a). Moreover, the higher harmonics are generally weakened in Fig. 6.3(b).

Applying a square pulse voltage to the probe, the amplitude change and the phase shift of the fundamental component in the probe current signal at the pulse edge were measured. The same probe was used in two probe systems by just changing the connection at the probe electrode. The discharge condition was also the same throughout the experiments [RF power : 10 W, gas (Ar) pressure 6 Pa]. Figure 6.4 shows the results of the measurements by two probe systems. In Fig. 6.4 (b), phase delay is plotted as a positive value. The horizontal axis represents the deviation of the surface potential of the probe insulating layer at the pulse edge from the time-averaged floating potential  $V_{f0}$ . To the right of the center of the graph, the magnitude of the voltage change at the positive pulse edge is marked and that at the negative edge of the pulse

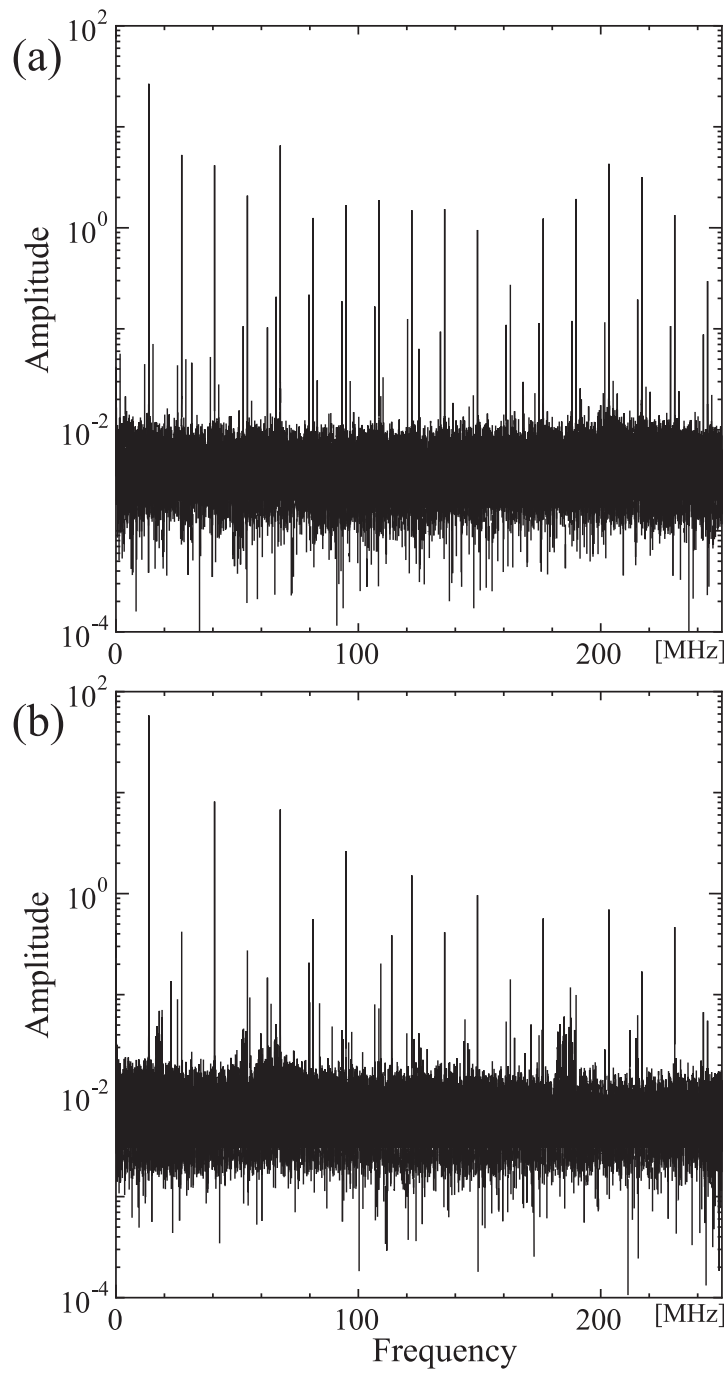


Fig. 6.3: Example of amplitude spectrum of the probe current signal; (a) using operational amplifier, (b) using  $\lambda/2$  transmission line. RF power 10 W, pressure 6 Pa, 13.56 MHz Ar plasma.

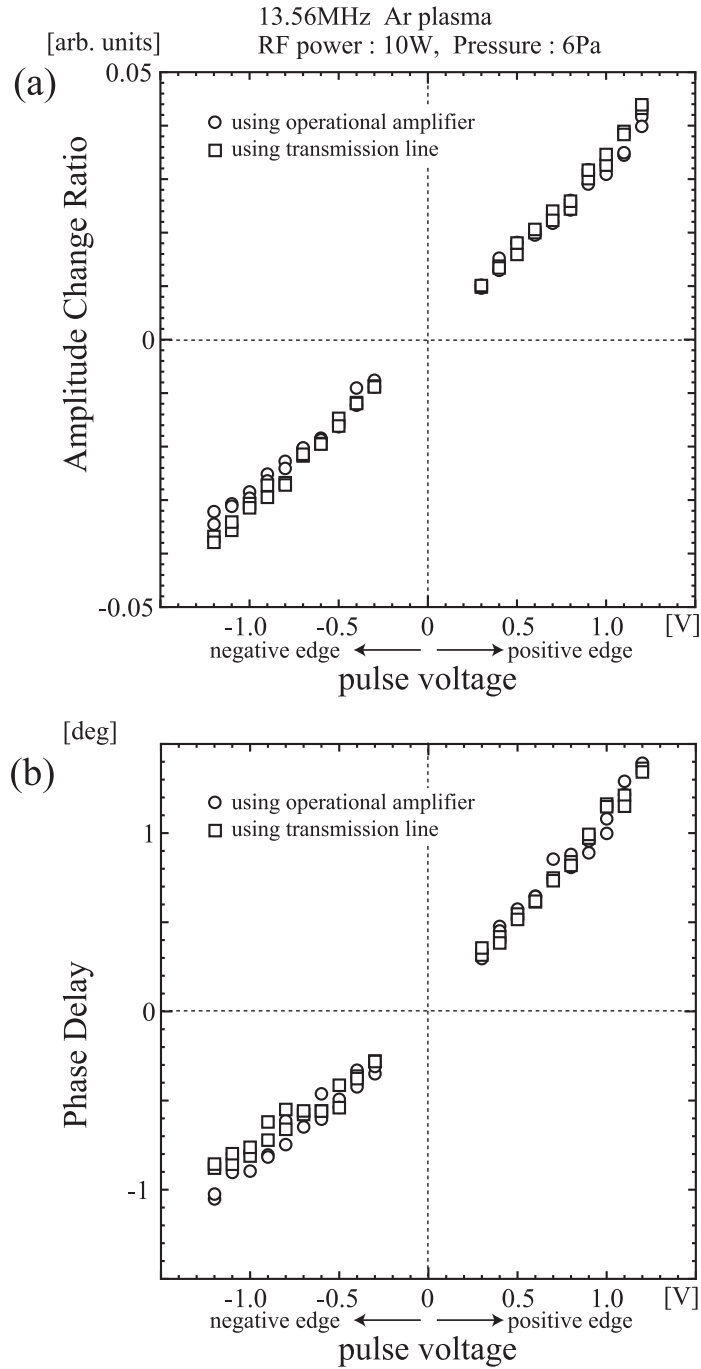


Fig. 6.4: Amplitude change (a) and phase shift (b) of the fundamental component in the probe current signal at the pulse edge measured by both insulated pulse probe systems, that using an operational amplifier and that using a transmission line. Dependence upon the amplitude of pulse voltage. RF power 10 W, pressure 6 Pa, 13.56 MHz Ar plasma.



is marked to the left of the center. The data obtained by both probe systems show good agreement. This confirms that the use of a transmission line is effective for measurement by the IPP method.

A similar comparison was performed using a sinusoidal probe voltage (the IMP method). The amplitude and phase of the sidebands of the modulated probe current signal were calculated by Fourier analysis of the waveform. Figure 6.5 shows the results of this measurement. The RF power is 10 W and Ar pressure is 6 Pa. In Fig. 6.5,  $p$  and  $\omega$  are the angular frequency of the probe voltage and the RF, respectively. The ratio of the amplitude of the primary sidebands  $(I_p)_{\omega \pm p}$  to that of the fundamental component  $(I_p)_\omega$  is plotted versus the normalized modulation frequency  $p/\omega$ . The values obtained in the probe system using an operational amplifier are slightly smaller than those obtained using a transmission line, but the difference lies within the acceptable range of measurement error. The amplitudes of the sidebands seem almost constant in the region of  $p/\omega \lesssim 0.1$ . At the larger value of  $p/\omega$ , the amplitude of the upper sidebands increases and the amplitude of the lower sideband decreases as  $p/\omega$  increases in the case of using an operational amplifier. On the other hand, both amplitudes decrease in the case of using a transmission line.

In Fig. 6.6,  $\varphi'$  calculated from the initial phase of the fundamental component and those of the primary sidebands is plotted versus  $p/\omega$ .  $\varphi'$  is the angle between the phasor of the fundamental component in the probe current  $\overrightarrow{(I_p)_\omega}$  and the phasor of its variation  $\overrightarrow{d(I_p)_\omega}$  as shown in Fig. 6.7.<sup>17)</sup> In the range of  $p/\omega \lesssim 0.1$ , the values of  $\varphi'$  obtained by both probe systems are almost constant and in approximate agreement.

## § 6.4 Discussion

As shown in Fig. 6.4, the data obtained by two probe systems show good agreement in the case of the IPP method. This supports the assumption that the  $\lambda/4$  line surely acts as a probe current to voltage signal converter and that a measurement equivalent to the measurement by the probe system using an operational amplifier is possible, by the use of a transmission line.

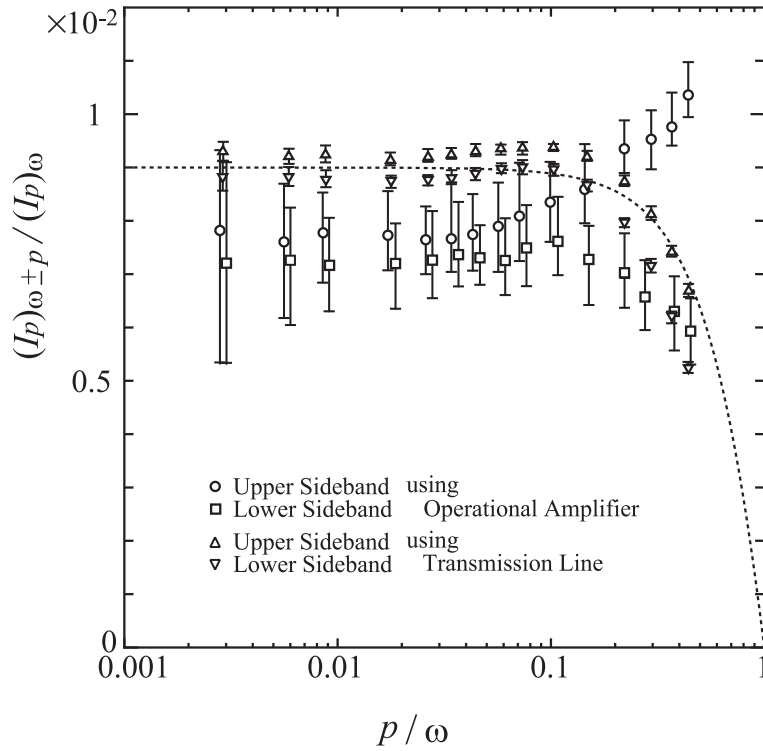


Fig. 6.5: Amplitude ratio of the sidebands and the fundamental component in the probe current signal measured by both insulated modulation probe systems, that using an operational amplifier and that using a transmission line. Dependence upon the normalized modulation frequency  $p/\omega$ . RF power 10 W, pressure 6 Pa, 13.56 MHz Ar plasma. The broken line shows the dependence of  $\cos(\pi\delta/2)/[\cos(\pi\delta) \cdot (1 + j \tan(\pi\delta))]$ .

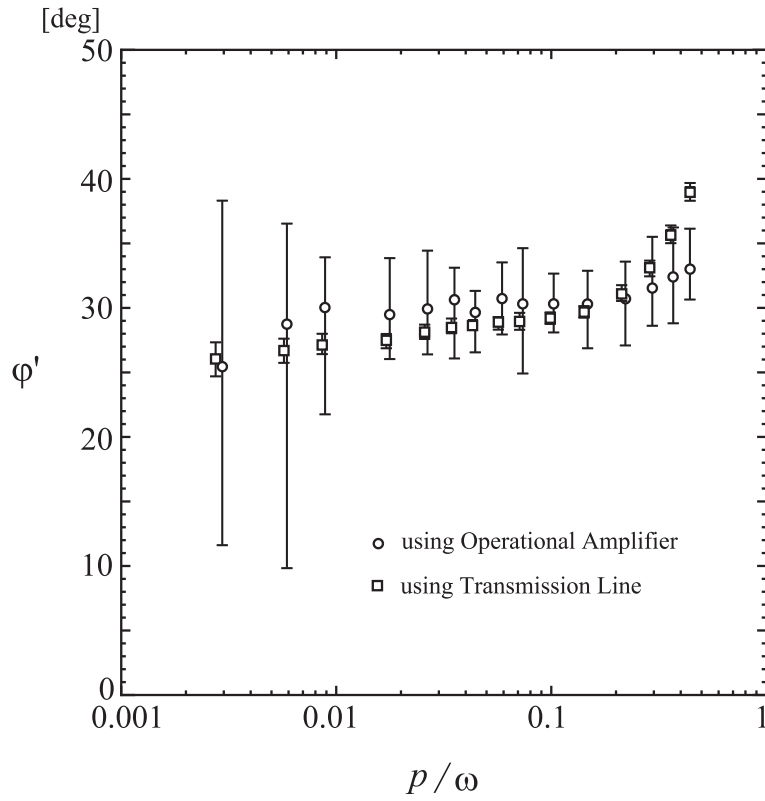


Fig. 6.6:  $\varphi'$  measured by both insulated modulation probe systems, that using an operational amplifier and that using a transmission line. Dependence upon the normalized modulation frequency  $p/\omega$ . RF power 10 W, pressure 6 Pa, 13.56 MHz Ar plasma.

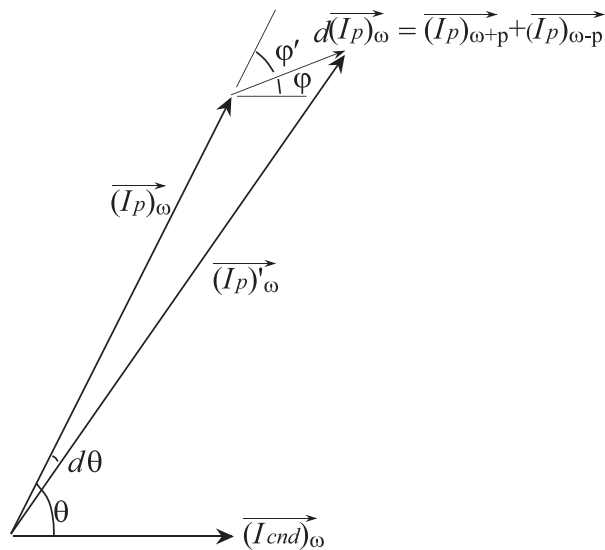


Fig. 6.7: Phasor diagram explaining the relation between phase shift  $d\theta$  measured in the IPP method and  $\varphi'$  measured in the IMP method.

In the case of the probe system using an operational amplifier, the sensitivity of the current-to-voltage converter can be easily adjusted by changing the resistance of  $R$  in Fig.2.1 in Chapter 2 and Fig. 5.1 in Chapter 5. On the other hand, in the case of using a transmission line, the sensitivity of the current-to-voltage conversion is determined by the characteristic impedance of the transmission line as seen in eq. (6.9). In the experiments described in the previous section,  $R$  is  $300\ \Omega$ , which is sixfold  $Z_0$  of the transmission line used for the experiment. Generally, characteristic impedance of RF coaxial cables is limited to about  $100\ \Omega$  at most. Consequently, the probe system using a transmission line has a disadvantage from the viewpoint of sensitivity of probe current detection. However, this disadvantage can be easily compensated by expanding the surface area of the probe. A differential sensing technique using two probes of the same dimension would also be effective for improving the sensitivity of the measurement.

In the case that a higher characteristic impedance cable is used to improve the sensitivity, only one half of the transmission line, i.e., the  $\lambda/4$  part between the probe electrode and the current signal detection point, has to be a high-impedance cable. The sensitivity of current detection is determined by the characteristic impedance of this part. Even if the remaining part of the transmission line is an ordinary  $50\ \Omega$  cable, the difference of the characteristic impedance does not affect the sensitivity. Practically, however, it is desirable that the whole transmission line has the same characteristic impedance in order to avoid the parasitic effect due to the reflection of signals caused by the impedance miss-match.

The length of the transmission line between the probe electrode and the current signal detection point is not restricted at  $\lambda/4$ . The length of  $\lambda/4+n\cdot\lambda/2$  equivalently works. Here,  $n$  is a positive integer. For a higher RF frequency,  $\lambda$  becomes shorter. In such a case, by adjusting the number  $n$ , the geometric configuration can be flexibly designed. However, the loss in the cable must be taken into account for a larger value of  $n$ .

In the probe system using a transmission line, a low impedance state of the probe is yielded by the resonance effect of the  $\lambda/2$  transmission line. The

finite length of the transmission line leads to a side effect of the selectivity in the frequency response. The probe current signal is detected at the midpoint of the transmission line. This point becomes the half-wavelength point with regard to the second harmonic component. Similarly, with regard to the  $2n$ -th harmonic component,  $\lambda/4$  of the fundamental component is equal to  $n$  times the half-wavelength. Therefore, even number harmonic components in the probe current do not appear as voltage signals at the midpoint as understood from eq. (6.3). In other words, this current detection method naturally has a filtering effect against even number harmonics. This is confirmed by Fig. 6.3. Since detection of the fundamental component is only required for measurement by the IPP method, this property is advantageous from the viewpoint of noise suppression.

However, this filtering effect becomes rather disadvantageous in the IMP method, in which not only the fundamental component but also the upper and lower sidebands in the probe current signal must be detected.

Let the normalized modulation frequency be  $\delta$ .  $\delta = p/\omega$  for the primary upper sideband and  $\delta = -p/\omega$  for the primary lower sideband. The apparent impedance of the short-circuited  $\lambda/2$  transmission line becomes not zero but  $jZ_0 \tan(\pi\delta)$  for these sidebands. In addition, for these sidebands, the detected signal at the midpoint of the transmission line is multiplied by a factor of  $\cos(\pi\delta/2)/[\cos(\pi\delta) \cdot (1 + j \tan(\pi\delta))]$ . This is considered the principal reason for the amplitudes of the sidebands measured using a transmission line decreasing at the region of larger value of  $p/\omega$  in Fig. 6.5. The broken line in Fig. 6.5 shows the dependence of  $\cos(\pi\delta/2)/[\cos(\pi\delta) \cdot (1 + j \tan(\pi\delta))]$ . As for the measurement of  $\varphi'$ , even when  $\delta$  is not zero, determination of  $\varphi'$  is not affected in principle, because the phases of the primary upper and lower sidebands shift equally in magnitude and oppositely in sign. In Fig. 6.6, the experimental data increase slightly as  $p/\omega$  increases but seem almost constant in the range of  $p/\omega \lesssim 0.1$ .

On the other hand, the modulation frequency (the frequency of probe voltage)  $p$  must satisfy the relation of  $p \gg 1/\tau$  in the IMP method. Here,  $\tau$  is the time constant of the surface potential change of the probe insulating layer given by eq. (6.1). Therefore, the modulation frequency should be carefully

chosen in the IMP method using a transmission line.

The reasons for the increase of  $\varphi'$  becoming large in the range of  $p/\omega > 0.1$  in Fig. 6.6 and the amplitudes of the sidebands measured using an operational amplifier diverging in the range of  $p/\omega > 0.1$  in Fig. 6.5 are unclear. In the case of such a higher frequency of the probe voltage, the inertial motion of ions in the probe sheath is considered to be significant for the response of the sheath to the probe potential change.

When  $p$  is chosen to be an integral fraction of  $\omega$ , it is possible to adjust the length of the transmission line to be a common multiple of half-wavelengths of the fundamental component and the sidebands in order to make the apparent impedance zero for all these components and to avoid the above-mentioned effect. For example, when  $p = \omega/5$ , the total length of the transmission line can be five times the half-wavelength of the fundamental component, which is four times the half-wavelength of the primary lower sideband and also is six times that of the primary upper sideband. As a result, in this case, the total length of the transmission line should inevitably be very long and the loss in the transmission line should be taken into account. In addition, there comes a natural problem in that the spectrum of the harmonics of the probe voltage signal easily overlaps the spectrum of the lower sideband.

In the case of the experiments shown in Fig. 6.5 and Fig. 6.6, the time constant of the probe current response  $\tau$  was measured about  $50 \mu\text{s}$ .  $\tau$  can also be represented approximately as  $C/(\varepsilon_0/\lambda_D) \cdot (1/\omega_{pi})$ . Here,  $\omega_{pi}$  is the ion plasma frequency. This means that  $\tau$  is generally much larger than  $1/\omega_{pi}$ , which is an index of the responsiveness of ions in the sheath. In Fig. 6.5 and Fig. 6.6, the obtained value seems approximately constant in the wide range of  $p/\omega \lesssim 0.1$ . For example, in the case of  $p/\omega = 0.01$ , the frequency of the probe voltage is 135.6 kHz, which satisfies the relation of  $p \gg 1/\tau$ , which is the required condition for the IMP method. On the other hand, since the plasma density is on the order of  $10^9 \text{cm}^3$ , the ion plasma frequency is about 1 MHz. It follows that the speed of the change of the probe voltage is much slower than the time response of ions in the sheath in this case. Nevertheless, the result of the measurement is similar to that at larger  $p/\omega$  (in the range of  $\lesssim 0.1$ ).

This means that the IMP method is still valid for a modulation frequency much lower than the ion plasma frequency. This corresponds to the fact that the uniform ion distribution model represents the property of displacement current that flows to the probe well as described in Chapter 4.<sup>15)</sup>

From the viewpoint of sensitivity of probe current detection, the method using an operational amplifier is a direct method and is superior to the method using a transmission line as mentioned above. From the viewpoint of practical application, however, the important advantage of using a transmission line, in addition to the flexibility of the geometric design, is as follows.

In the case of current detection by operational amplifier, the probe electrode must be directly connected to the input terminal of the operational amplifier. This means that the plasma, which consists of a mass of electric charges and contains various noises and electric oscillations, comes in contact with the input terminal of a semiconductor integrated circuit only via a very thin insulating layer. This is not a desirable situation at all from the viewpoint of circuit protection. On the other hand, in the case of using a transmission line, the probe electrode is connected to the output terminal of the probe voltage driver amplifier, which is much less sensitive to excess current or surge voltage than the input terminal of the integrated circuit. It is easy to provide an input terminal protection to the buffer amplifier for the probe current detection at the  $\lambda/4$  point. Consequently, the probe system using a transmission line can be excellent with respect to endurance against unexpected large signals, which is an important property for practical usage for actual process monitoring.

## § 6.5 Summary

Both insulated probe systems, that using an operational amplifier and that using a transmission line for probe current detection are experimentally compared in argon RF plasma. It has been shown that both probe systems enable almost equivalent measurement. However, in the case of the IMP method, the frequency of the probe voltage  $p$  should be sufficiently lower than the RF frequency ( $p/\omega \lesssim 0.1$ ) in order to avoid error.

By the use of a transmission line, the flexibility of the geometric design of probe system is greatly improved and endurance against an excess probe current or a surge voltage is reasonably expected to be also improved. By this improvement, the applicability of the insulated probe method to actual process monitoring has been greatly enhanced.



## References

- [1] M. Deguchi and R. Itatani: Jpn. J. Appl. Phys. **37** (1998) 970.
- [2] M. Deguchi and R. Itatani: Ext. Abstr. (56th Autumn Meet., 1995) Japan Society of Applied Physics, 26p-M8 [in Japanese].
- [3] M. Deguchi and R. Itatani: *Proc. 13th Symp. Plasma Processing, Tokyo, Jan. 1996*, p. 447.
- [4] M. Deguchi and R. Itatani: Ext. Abstr. (46th Spring Meet., 1999) Japan Society of Applied Physics and Related Societies, 29p-YA17 [in Japanese].
- [5] M. Deguchi and R. Itatani: *Proc. 3rd Int. Conf. Reactive Plasmas and 14th Symp. Plasma Processing, Nara, Jan. 1997*, p. 237.
- [6] M. Deguchi and R. Itatani: Ext. Abstr. (44th Spring Meet., 1997) Japan Society of Applied Physics and Related Societies, 28a-SQ2 [in Japanese].
- [7] M. Deguchi and R. Itatani: *Proc. 17th Symp. Plasma Processing, Nagasaki, Jan. 2000*, p. 169.
- [8] M. Deguchi and R. Itatani: Ext. Abstr. (43rd Spring Meet., 1996) Japan Society of Applied Physics and Related Societies, 29a-C1 [in Japanese].
- [9] M. Deguchi and R. Itatani: Ext. Abstr. (60th Autumn Meet., 1999) Japan Society of Applied Physics, 2a-ZM15 [in Japanese].
- [10] M. Deguchi and R. Itatani: Jpn. J. Appl. Phys. **41** (2002) 352.
- [11] M. Deguchi and R. Itatani: *Proc. 15th Symp. Plasma Processing, Hamamatsu, Jan. 1998* p. 298.
- [12] M. Deguchi and R. Itatani: Ext. Abstr. (57th Autumn Meet., 1996) Japan Society of Applied Physics, 9a-Q1 [in Japanese].

- [13] M. Deguchi and R. Itatani: Ext. Abstr. (59th Autumn Meet., 1998) Japan Society of Applied Physics, 17p-S18 [in Japanese].
- [14] M. Deguchi and R. Itatani: Ext. Abstr. (46th Spring Meet., 1999) Japan Society of Applied Physics and Related Societies, 31a-D10 [in Japanese].
- [15] M. Deguchi and R. Itatani: Jpn. J. Appl. Phys. **41** (2002) 4700.
- [16] M. Deguchi and R. Itatani: Ext. Abstr. (45th Spring Meet., 1998) Japan Society of Applied Physics and Related Societies, 31a-B10 [in Japanese].
- [17] M. Deguchi and R. Itatani: Jpn. J. Appl. Phys. **41** (2002) 4720.
- [18] M. Deguchi and R. Itatani: Ext. Abstr. (47th Spring Meet., 2000) Japan Society of Applied Physics and Related Societies, 28p-ZE5 [in Japanese].
- [19] M. Deguchi and R. Itatani: :*Proc. Plasma Science Symposium 2001 / 18th Symp. Plasma Processing, Kyoto, Jan. 2001*, p. 133.
- [20] M. Deguchi and R. Itatani: Ext. Abstr. (48th Spring Meet., 2001) Japan Society of Applied Physics and Related Societies, 31p-E4 [in Japanese].
- [21] M. Deguchi and R. Itatani: Jpn. J. Appl. Phys. **41** (2002) 5424.
- [22] A. Dyson, P. Bryant, and J. E. Allen: Meas. Sci. Technol. **11** (2000) 554.
- [23] B. M. Annaratone, M. W. Allen, and J. E. Allen: J. Phys. D: Appl. Phys. **25** (1992) 417.
- [24] I. D. Sudit, and F. F. Chen: Plasma Sources Sci. Technol. **3** (1994) 162.
- [25] U. Flender, B. H. Nguyen Thi, K. Wiesemann, N. A. Khoromov, and N. B. Kolokolov: Plasma Sources Sci. Technol. **5** (1996) 61.
- [26] V. A. Godyak, R. B. Piejak, and B. M. Alexandrovich: Plasma Sources Sci. Technol. **1** (1992) 36.
- [27] R. R. J. Gagne and A. Cantin: J. Appl. Phys. **43** (1972) 2639.
- [28] E. Eser, R. E. Ogilvie, and K. A. Taylor: J. Vac. Sci. Technol.: **15** (1978) 199.

- [29] P. A. Chatterton, J. A. Rees, W. L. Wu, and K. Al-Assadi: *Vacuum* **42** (1991) 489.
- [30] A. P. Paranjpe, J. P. McVittie, and S. A. Self: *J. Appl. Phys.* **67** (1990) 6718.
- [31] R. M. Castro, G. A. Cirino, P. Verdonck, H. S. Maciel, M. Massi, M. B. Pisani, and R. D. Mansano: *Contrib. Plasma Phys.* **39** (1999) 235.
- [32] W. Z. Collison, T. Q. Ni, and M. S. Bames: *J. Vac. Sci. Technol.* **A16** (1998) 100.
- [33] K. Okada, S. Komatsu, and S. Matsumoto: *J. Vac. Sci. Technol.* **A17** (1999) 721.
- [34] M. D. Bowden, M. Kogano, Y. Suetome, T. Hori, K. Uchino, and K. Muraoka: *J. Vac. Sci. Technol.* **A17** (1999) 493.
- [35] M. V. Malyshev, V. M. Donnelly, A. Kornblit, N. A. Ciampa, J. I. Colonell, and J. T. C. Lee: *J. Vac. Sci. Technol.* **A17** (1999) 480.
- [36] A. Schwabedissen, E. C. Benck, and J. R. Roberts: *Phys. Rev. E* **55** (1997) 3450.
- [37] H. J. Yoon, T. H. Chung, and D. C. Seo: *Jpn. J. Appl. Phys.* **38** (1999) 6890.
- [38] X. Tang and D. N. Manos: *Plasma Sources Sci. Technol.* **8** (1999) 594.
- [39] E. A. Edelberg and E. S. Aydil: *J. Appl. Phys.* **86** (1999) 4799.
- [40] C. J. Park and S. M. Noh: *J. Analytical Atomic Spectrometry* **13** (1998) 715.
- [41] T. Kimura and K. Ohe: *Plasma Sources Sci. Technol.* **8** (1999) 553.
- [42] T. P. Schneider, W. W. Dostalík, A. D. Springfield, and R. Kraft: *Plasma Sources Sci. Technol.* **8** (1999) 397.
- [43] P. Spatenka, M. Petig, K. Wiesemann, and H. Suhr: *Plasma Chemistry and Plasma Processing* **15** (1995) 371.
- [44] P. Spatenka and V. Brunnhofer: *Meas. Sci. Technol.* **7** (1996) 1065.

# Chapter 7

---

## Conclusion

A novel measurement method suitable for monitoring processing plasmas has been presented, which is named the “Insulated Probe Method”. In Chapter 2, the basic concept of this measurement method has been described on the assumption of no plasma potential oscillation. In this method, the probe electrode is originally covered with a thin insulating layer and the probe current response is measured, on applying a time-varying voltage, such as a square pulse, to the probe. The insulated probe method using a square pulse voltage is named the “Insulated Pulse Probe (IPP) method”. The probe current takes positive and negative peak values at the pulse edges of the probe voltage. The electron temperature can be immediately calculated from the ratio of the magnitudes of these peak currents. A measurement of these peak values of the probe current, with changing the pulse amplitude of the probe voltage, is substantially equivalent to the measurement of the probe I–V characteristic around the floating potential by the conventional Langmuir probe method. Then, a similar measurement to the conventional Langmuir probe method is possible by this method.

A characteristic feature of this method is that the electronic circuit for the detection of probe current is contrived to keep the potential of probe electrode always equal to the potential of the probe voltage source. In other words, for an AC signal, the probe is kept at quite a low-impedance state with respect to the ground level. On the other hand, because of the existence of the insulating layer, the DC resistance between the probe electrode and the plasma is naturally extremely large. Therefore, even if the probe surface condition changes due to contamination of the probe surface or other reasons, the change in the magnitude of this resistance is substantially negligible. This provides sta-

bility in the measurement, even with the existence of reactive species in the plasma. The superiority of this method compared with the conventional Langmuir probe method has been experimentally demonstrated in Chapter 3, using plasmas containing oxygen and methane, respectively.

The assumption of no plasma potential oscillation in Chapter 2 and 3 is considered to be valid in the plasma generated by DC discharge or microwave discharge without any instability that causes a potential fluctuation. In RF generated plasmas or plasmas using RF power for, e.x., substrate biasing, which are widely used for various kinds of plasma processes, an RF component is caused in the probe current because of the plasma potential oscillation according to the RF voltage, because the probe is kept at a low-impedance state for AC signals. On applying a time-varying voltage to the probe, the changes in both the amplitude and phase of the RF component in the probe current are observed. Analysis of these changes based on a simple sheath model and the numerical calculations showed approximate agreements with the experimental results measured in Ar RF plasma (13.56 MHz), which were described in Chapter 4 using a square pulse voltage as the probe voltage. By this measurement method, the essential parameters that characterize the RF plasma, such as the electron temperature, plasma density, time-averaged sheath voltage and amplitude of plasma potential oscillation, can be estimated. The equivalent measurement is also possible using a sinusoidal probe voltage, which has been described in Chapter 5. In this case, the modulation of both the amplitude and phase of the RF fundamental component in the probe current is observed. Hence, this method is named the “Insulated Modulation Probe (IMP) method”.

In Chapter 6, it has been shown that, by using a transmission line instead of the electronic circuit for probe current detection, the equivalent measurement is possible in RF plasmas. In this configuration of the probe system, the probe voltage is supplied through a transmission line, the length of which is equal to the half-wavelength of the RF fundamental component, which provides the low-impedance state of the probe electrode for the RF component. The probe current is detected at the midpoint of this transmission line as a voltage signal, which makes it possible to keep a distance of quarter-wavelength between the

probe electrode and the electronic circuit. This greatly improves the flexibility of geometrical design of the probe system and is markedly profitable for the practical application to monitoring the processes using RF plasma.

The insulated probe method presented in this thesis provides a solution for the most fatal problem inherent to the Langmuir probe method concerning the practical application to monitoring processing plasma. This method possesses both the stability of measurement and the strong points of the Langmuir probe method, such as the abundance of information of plasma and the simplicity of required equipment. Then, concerning the measurement of the electrical property of processing plasma, this method can satisfy all of the requirements (A1)–(A5) described in Chapter 1 and become a useful method for monitoring practical processing plasmas. In order to totally understand the plasma by also measuring other two properties; chemical property and fluid dynamic property, it is necessary to use other adequate measurement method together. The plasma monitoring technique using the insulated probe method would be able to contribute to the progress of the industrial technologies through the improvement of the performance of plasma processes.

Concerning the condition (B3) mentioned in Chapter 1, however, there is a remaining subject to be further investigated. Processing plasmas generally contains various kinds of ions. In particular, negative ions exist in the plasma in many cases. The effect of this on the measurement has not been discussed in detail in this thesis. The probe measurement is essentially dependent upon the sheath structure around the probe. The electric charge and mass of ions have the primary importance on the determination of the sheath structure. Therefore, the existence of various kinds of ions naturally has an influence on the probe measurement. Phenomena related to this subject have been reported in refs. 130–132 in Chapter 1 and imply the possibility of acquirement of the information that characterizes the composition of ions in the plasma. Further details on this issue are the subjects of the future work.

## **Acknowledgment**

The author is grateful to Dr. Ryohei Itatani (professor emeritus of Kyoto Univ.) for the initial suggestion of the measurement method studied in this thesis, and for all the helpful advices and forceful encouragements. The author is also grateful to Prof. Kunihide Tachibana, Prof. Junzo Ishikawa and Prof. Atsushi Fukuyama (Kyoto Univ.) for the preview of this thesis and helpful advices.

The author expresses gratitude to Mitsubishi Electric Corp. and Tokyo Electron Ltd. for the financial support and supply of the equipment used in this study and also expresses great gratitude to Jamie Frame and Sunil Kumar Gupta for correction of English in Chap 1 and 7.

プロセッシングプラズマのモニタリングのため  
の絶縁プローブ法の研究  
Study on the Insulated Probe Method  
for Monitoring Processing Plasma

出口幹雄

Mikio Deguchi



## 概 要

プロセッシングプラズマのモニタリングに適した、新しい有用なプラズマ測定方法「絶縁プローブ法」について研究を行った。この測定方法は、ラングミュアプローブ法に基づいてはいるが、反応性プラズマの測定においてラングミュアプローブ法が抱えている問題点、すなわち、反応性プラズマにプローブを暴露した場合に不可避である、プローブ表面の汚染によって測定の安定性が失われる、という問題を解決したものである。

絶縁プローブ法においては、その名が示す通り、プローブは最初から絶縁膜で覆われており、従来のラングミュアプローブ法ではプローブの直流的な電流 - 電圧特性を観測するのに対して、プローブに時間的に変化する電圧（矩形パルスあるいは正弦波電圧）を印加し、これに対するプローブ電流の時間応答を観測する。このプローブ電流の時間応答を分析することにより、プロセスの制御にとってのキーパラメータとなる、電子温度やプラズマ密度等の、プラズマの主要パラメータを、ラングミュアプローブ法と同様に求めることができる。

さらに、プローブ表面が絶縁膜で覆われているため、プローブとプラズマとの間のインピーダンスが元々極めて大きく、プローブ表面状態が多少変化しても、これによってこのインピーダンスの絶対値は殆ど影響を受けず、従って、反応性プラズマにおいても安定した測定を行えるのである。反応性プラズマにプローブを暴露した場合の測定の安定性については、理論的に、また、従来型のラングミュアプローブ法と比較しつつ実験によって調べた。

また、多くのプラズマプロセスにおいては、プラズマの発生に、あるいは、基板のバイアスのために、高周波電力（RF）が用いられる。このようなRFプラズマにおける絶縁プローブ法による測定についても考察し、絶縁プローブ法によって、RFプラズマを特徴付ける主要パラメータ、電子温度、プラズマ密度、容器壁シースにかかる平均電圧、プラズマ電位振動の振幅、を見積もることができることを示した。

# 目 次

第 1 章	序 論	… 1
第 2 章	絶縁プローブ法の基本概念	… 19
	2.1 第 2 章序論	
	2.2 絶縁パルスプローブ法の概念と基礎方程式	
	2.3 基礎方程式の解析	
	2.4 実 験	
	2.5 シリコンウェハのプローブとしての利用	
	2.6 考 察	
	2.7 第 2 章まとめ	
第 3 章	絶縁パルスプローブ法による測定におけるプローブ表面 汚染の影響	… 51
	3.1 第 3 章序論	
	3.2 表面汚染を考慮したプローブ電流応答の計算	
	3.3 汚染雰囲気への暴露を含む測定実験	
	3.4 考 察	
	3.5 第 3 章まとめ	
第 4 章	RF プラズマにおける絶縁パルスプローブ法	… 77
	4.1 第 4 章序論	
	4.2 プローブ電流中の RF 成分の解析	
	4.3 プローブ電流中の RF 成分のパルス応答の測定	
	4.4 プラズマ電位振動の位相の測定	
	4.5 考 察	
	4.6 第 4 章まとめ	
第 5 章	RF プラズマの測定における正弦波プローブ電圧の適用： 絶縁変調プローブ法	… 133
	5.1 第 5 章序論	

5.2	正弦波プローブ電圧によるプローブ電流中のRF成分の変調	
5.3	絶縁パルスプローブ法との比較	
5.4	考 察	
5.5	第5章まとめ	
第6章	伝送線路を用いた絶縁プローブ法の改善	… 155
6.1	第6章序論	
6.2	伝送線路を用いた絶縁プローブ法	
6.3	OP アンプを用いる方法との比較	
6.4	考 察	
6.5	第6章まとめ	
第7章	結 論	… 175
	謝 辞	

# Chapter1

---

## 序 論

プラズマプロセスは、半導体製造プロセスにおけるエッチングや成膜プロセスを始めとして、様々な工業プロセスに幅広く用いられている。しかしながら、一般的に言って、実際のプラズマプロセスは、往々にして、再現性が悪く、プロセスを最適な状態に維持するためには、頻繁に装置パラメータの調節することを余儀なくされる、といった問題点を抱えている。プロセスの制御性を改善し、生産性を向上させるためには、何らかの適切な手段で以ってプロセス中のプラズマの状態を常にモニタし、さらに、プロセスの進行に本質的な影響を持つパラメータをコントロールする、ということが必要となる<sup>1,2)</sup>。

プロセスのモニタリングおよびプロセスの制御、という観点からは、プラズマを測定する方法としては、次のような性質が要求されるであろう。

- (A1) プロセスをコントロールするのに十分な情報を、迅速に得ることができること。
- (A2) 測定のために必要となる設備が、簡単でコンパクトであり、どのようなプロセス装置にでも容易に装備することができること。
- (A3) 測定することがプロセスの進行の妨げとならないこと。
- (A4) 十分な長期にわたって安定して測定が行えること。
- (A5) 測定のための装置コストやランニングコストが安価であること。

プロセッシングプラズマの測定には、通常のプラズマ計測と比較して、さらに次のような点に由来する難しさがある。

- (B1) プロセッシングプラズマは、一般に、反応性を持つ成分を含んでおり、プラズマに接触する材料と容易に化学反応を起こす。
- (B2) 多くの場合において、RF電力が用いられており、その結果、プラズマはRF周波数の大振幅の電位変動を持っている。

(B3) 多くの場合において、プロセスには分子性のガスが用いられるため、プロセスングプラズマは様々な種類の荷電粒子や中性粒子を含んでいる。

プロセスングプラズマの振る舞いを、包括的に理解するためには、プラズマを次の3つの観点から捉える必要があるだろう。すなわち、プラズマの、電気的な特性、化学的な特性、および、流体としての特性、である。ここに、電気的な特性とは、プラズマが様々な荷電粒子の集合体である、という側面に注目したものであり、化学的な特性とは、プラズマ中の化学反応や、プラズマと被プロセス材料との化学反応を特徴付けるもので、また、流体としての特性とは、プラズマ中における輸送現象やプラズマ中の空間的な分布を特徴付けるものである。これらの3つの特性は、プロセスの制御を考える際、それぞれに重要な要素である。プロセスングプラズマを完全に制御することがもし可能であるとするならば、そのためには、これらの特性の全てについて、その情報を常に獲得しておくことが必須要件となるであろう。

これらのプラズマの特性を測定するための手段としては、今日まで、様々なものが開発されて来ている<sup>3)</sup>。代表的なプラズマ計測法は、光学的計測法、粒子計測法、プローブ計測法、などに分類することができる。光学的計測法とは、波長の放射を測定に用いるあらゆる計測法、例えば、分光計測<sup>4-11)</sup>、干渉計測<sup>12,13)</sup>、散乱計測<sup>14-17)</sup>、吸収分光<sup>18-25)</sup>、偏光解析<sup>26-29)</sup>、等<sup>30-32)</sup>、を指している。光学的計測法を用いたもので、例えば、エッチングプロセスのエンド・ポイント モニタ のように、既に市販され実用に供しているものの中にはある<sup>33)</sup>。しかしながら、これらの光学的計測法の場合、一般に、一つの測定方法で測定することのできるプラズマパラメータは限られており、また、原理上、プロセスチェンバに必ず観測窓を必要とするため、これが装置の幾何学的な構造に制約をもたらす上に、プロセスによって、この窓が汚染され、これが測定に影響を与える、という問題点は避けられない。装置構造に制約をもたらす、という点では、粒子計測法<sup>34-38)</sup> についてもまた然りであって、プラズマから粒子を引き出すためのオリフィスや、その外部を高真空に保つための差動排気系が必要になる。

いずれにしても、たった一つの測定手段で以って、プロセスングプラズマの総合的なモニタリングを実現することは不可能であろう。上記のプラズマの3つの特性を一度に評価しようとするならば、極めて複雑で高度な測定技術を駆使することが必要となり、結果的に実際のプロセスにおける実用的モニタリン

グ法としては、非現実的なものになってしまうであろう。これは、上記の要請 (A2) および (A5) にそぐわない。その上、複雑な測定システムは、往々にして、取り扱いが容易でなかったり、頻繁にトラブルに見舞われたり、という欠点を持つものである。

とはいうものの、幸いにして、上記のプラズマの3つの特性は、それぞれが完全に独立したものではない<sup>1,39)</sup>。プラズマの流体としての特性と化学的な特性は、いずれも、プラズマの電氣的な特性と密接に関わっている。この3つの中では、プラズマの電氣的な特性が主要なものであって、他の2つに大きな影響を与えるものである、ということが言えよう。なぜならば、プラズマ中で起きる全ての現象、全てのプロセスは、電子衝撃による電離がその発端となっているのであり、また、これらに必要となるエネルギーは、主として放電のための電気エネルギーを介して供給されるのだからである。

プラズマの電氣的特性を特徴付ける主要なパラメータとしては、電子温度、プラズマ密度、プラズマの空間電位、が挙げられる。これらのプラズマパラメータを測定するための測定方法としては、よく知られたラングミュアプローブ法が、最も基本的で簡便・有用な手段であろう<sup>40)</sup>。これは、プラズマに微小電極を挿入し、これに電圧を印加しプラズマから電流を取り出すことにより、プラズマの電氣的特性に関する情報を直接引き出すものであって、測定に必要な装置が簡単であること、高い空間分解能が得られることは、ラングミュアプローブ法の大きな利点であり、これは上記の要請 (A1), (A2) および (A5) を満足する。

ラングミュアプローブ法においては、プローブの直流的な電流 - 電圧特性を測定するため、測定は必然的に、プローブとこれを取り囲むシース間の接触部の抵抗値に敏感であって、プローブ表面状態の変化によって容易に影響を受けることになる<sup>41-46)</sup>。プロセッシングプラズマのモニタリングに関しては、このことは深刻な問題となる。なぜならば、プローブの表面もプロセス対象物と同様にプロセスを受けるからである。例えば、成膜プロセスの場合、プローブ表面に付着した膜の抵抗値が、プローブ回路に直列に入ってくることになる。特に、付着した膜が絶縁性の膜の場合は、プローブの電流 - 電圧特性は著しく歪み、測定に重大な誤差を生じることになる。従って、従来のラングミュアプローブ法は、上記の要請 (A4) を満足せず、条件 (B1) を考えれば、そのままではプロセッシングプラズマのモニタリングに適用することができない。

これまで、多くの研究者によって、プローブの加熱や高電圧の印加、等の方法を用いて、この問題の解決が試みられてきた<sup>47-62)</sup>。ある場合には、プローブを高温に加熱することによって、プローブ表面への絶縁性の膜の付着を抑制することができた、という報告があり<sup>47-54)</sup>、また、ある場合には、プローブの加熱によって、付着した膜を気化除去することができたり、膜の再結晶化や含有ドーパントの活性化により導電性が改善した、という報告もある<sup>55)</sup>。プローブへの高電圧印加によっても、付着膜のスパッタ除去によるクリーニング効果が期待される<sup>56-62)</sup>。

しかしながら、これらの試みはあるものの、如何なる手段を以ってしても、プローブの元々の表面の清浄さを完全に回復することは、当然のことながら、不可能である。その上、これらのプローブの加熱を伴う手法は、プローブ電極材料に含有される様々な成分が、プラズマ中に不純物として混入し、プロセスに悪影響を及ぼす、という懸念を払拭できず、上記の要請 (A3) を満たさない。

プローブ表面への付着物に測定が敏感に影響を受けることを逆に利用して、成膜プロセスにおける成膜量のモニタリングに用いることも不可能ではないが<sup>63-65)</sup>、一般に、プローブ表面への汚染物質の付着量とプローブ特性との間の関係は、単純なものではなく、従って、このようなモニタリング方法は、極めて信頼性に劣るものにしかなり得ない。

ラングミュアプローブ法は、上記の条件 (B2) に関連して、さらに別の問題点も抱えている<sup>66-69)</sup>。というのは、プラズマの生成や基板のバイアスなどに高周波 (RF) 電力を用いたプラズマの場合、高周波の電圧に従って、プラズマの空間電位が大振幅で振動する。これがプローブの電流 - 電圧特性の測定に直接的な影響を及ぼす。特に、電子温度の見積りに大きな誤差を生ずる。この問題を解決するために、これまでに多くの研究者によって、RF プラズマ中のラングミュアプローブ測定について研究がなされてきた<sup>70-104)</sup>。所謂、RF 補償型のラングミュアプローブがその一つで、プローブ回路に RF に同調したフィルタを挿入して入力インピーダンスを増大させたり、プローブを適当な振幅と位相の RF 電圧でバイアスし、プローブシースにかかる RF 電圧成分を極小化する、といった手法を用いるもので、プローブ測定への RF の影響を軽減するために有効な手段である。

RF 補償型ラングミュアプローブ法の特徴的なところは、RF 信号に対する、プローブの表面の対接地インピーダンスを、極めて高インピーダンスの状態に

保っていることである。その結果、RF 信号は測定から除外され、プラズマ電位振動に関する情報はプローブ電流信号から取り除かれてしまう。プラズマ電位およびその変動に関する情報は、プラズマの状態を把握する上で極めて重要な事柄であるので、このことはプロセスのモニタリングという観点からは、大きな情報の喪失、と言えるだろう。また、プローブ表面汚染の影響という深刻な問題は、RF 補償によっては解決されない。

以上のような理由により、ラングミュアプローブ法は、そのままではプロセスのモニタリングの用途には適用することができない。本研究の目的は、従来のラングミュアプローブ法に基づきながらも、上記のようなその特有の問題点を解決した、プロセッシングプラズマのモニタリングにふさわしい、新しい測定方法を提案することである。

従来のラングミュアプローブ法の最も重大な問題点は、プラズマ中に反応性粒子が存在する場合に測定の安定性が損なわれるという点であり、これは、プローブがプラズマから直流電流を捕集するために、プローブ電極が直接にプラズマと接触していなければならない、ということに起因する。本研究において提示されている測定方法の場合には、プローブ電極は、薄い絶縁膜で覆われている。これが「絶縁プローブ法」の名の由縁である<sup>105-108</sup>。プローブが絶縁膜で覆われているため、プローブに流れる正味の直流電流はゼロである。しかしながら、プローブはプローブ容量（プローブ絶縁膜の表裏間の静電容量）を介して、プラズマと容量的に結合しており、プローブに時間的に変化する電圧を加えると、このプローブ容量を充電する電流がプローブに流れる。この電流の応答は、プラズマの諸特性を反映しており、これを解析することで、ラングミュアプローブ法と同様な測定をすることができるのである。

この測定法の最も有利な点は、プローブの表面状態が変化しても、測定は容易にはその影響を受けない、という点である。これは、プローブの表面が最初から絶縁膜で覆われており、プローブ電極とプラズマとの間の直流抵抗が、元々極めて大きいため、たとえ絶縁性の膜がプローブに付着したところで、直流抵抗の絶対値は殆ど変化しないからである<sup>109-112</sup>。その結果、この測定法は、プローブ表面の状態が不安定となる条件下であっても、安定して測定を行うことができる。このことは、上記の要請 (A4) を満たす。さらに、本測定法は、ラングミュアプローブ法と同様の長所をも兼ね備えており、従って、プロセッシングプラズマのモニタリングに有用であると考えられる。



時間的に変化するプローブ電圧に対する、プローブ電流の応答を考える上で、インディシャル応答、すなわち、プローブ電圧のステップ状の変化に対するプローブ電流応答を、先ず考えるべきであろう。これは、プローブに矩形波電圧を印加することを意味する。このように、矩形波パルス電圧を用いる絶縁プローブ法を、「絶縁パルスプローブ法 (IPP 法)」と呼ぶことにする。

ラングミュアプローブ法に基づいた測定法で、プローブへのパルス電圧印加を用いる測定法は、他にも過去にいくつか報告されている<sup>113-118</sup>)。多くのこれらの測定法は、プローブ電圧を高速に掃引したり、測定を短時間の内に行ったりする目的で、パルス電圧を用いている。本研究における絶縁プローブ法は、板谷博士によるプローブ回路への静電容量の挿入、というアイディア<sup>119</sup>)に端緒を發しており、概念的に、これらの測定法とは本質的に異なっている。絶縁プローブ法の基本概念については、第2章において述べる。かつて、Butler と Kino は、ガラス容器壁の外側においた電極をプローブとして使える可能性を指摘した<sup>120</sup>)。彼らのアイディアは絶縁プローブ法の考え方と類似している。しかしながら、彼らは、可能性を示唆したのみに留まっており、その後の進展を見ない。

プローブに、高速に変化する電圧を印加して測定する場合、プローブの電流-電圧特性が、準静的に測定したものと同じかどうか、という問題が生じ、これについて、これまでに多くの研究がなされてきている<sup>121-129</sup>)。準静的に測定された電流-電圧特性と、高速に測定されたものとの違いは、一つにはプラズマ中の荷電粒子の慣性に起因し、もう一つの原因としては、変位電流の影響が挙げられる。第2章で触れるように、実際には、この差は、大抵のプロセッシングプラズマにおいて満たされる適切な条件下では、無視できる範囲に収めることができる。しかしながら、パルス応答の内、イオンの慣性の効果が支配的となっている部分については、イオンの緩慢な動きが原因となって、かなり大きな差を生じることがある。この問題については本論文以外のところで、別途論じることとする<sup>130-132</sup>)。従来のラングミュアプローブ法によって準静的に測定された電流-電圧特性と、絶縁プローブ法により測定したものとを、実験的に比較した結果については、主に第3章で述べる。これによると、プローブの表面汚染を生じない条件下では、両者は良い一致を示しており、また、表面汚染のある条件下では、絶縁プローブ法の方が、測定の安定性の点において優位性を示している。

絶縁プローブ法においては、プローブ電流はプローブ電圧の時間変化によってだけでなく、プラズマ電位の変化によっても流れることになる。多くのプロセスプラズマにおいては、例えば 13.56 MHz の周波数の RF が、プラズマ生成のためによく用いられる。RF 放電プラズマの場合、プラズマ電位の振動のため、プローブ電流に RF 成分が誘起される。RF 補償型ラングミュアプローブ法と絶縁プローブ法の最も大きな違いは、絶縁プローブ法においては、RF 信号に対して、プローブが接地電位に対して極めて低インピーダンスの状態に保たれている、という点である。従って、絶縁プローブ法では、RF 電流成分がプローブに容易に流れ込み、プラズマ電位振動に関する情報をもたらしてくれる。プローブに時間変化する電圧を印加することにより、この RF 電流成分がプローブ電圧によって変化する。これは、プローブ電位の変化に応じて、プローブシースにかかる電圧が変化することになるからである<sup>133-139</sup>)。このプローブ電流の応答を分析することにより、電子温度、プラズマ密度、シースの平均電圧、および、プラズマ電位振動の振幅、といった RF プラズマを特徴づける主要パラメータを見積もることができる。第 4 章では、プローブ電圧に矩形パルス電圧を用いた場合の、この方法による測定原理を述べる。

同じようにパルス電圧を用いる測定法として、Sawa らや、Urayama らは、ULSI の製造プロセスにおけるエンド・ポイント検出を目的として、基板バイアスにパルス電圧を重畳し、シースの振動電流を観測する、新しい方法を発表している<sup>140,141</sup>)。絶縁プローブ法は、外部から励起された振動電流ではなく、RF プラズマ固有の電位振動に起因する電流を観測する、という点で、この測定法とは本質的に異なる。

絶縁プローブ法は、プローブ電極がプラズマと容量的に結合している、という形の上からは、キャパシティブ・プローブ法と類似している<sup>142-146</sup>)。キャパシティブ・プローブ法では、プローブ電極は通常ガラス管で覆われており、プラズマに直接接触しない。このため、この方法による測定も、プローブの表面汚染による表面状態の変化の影響を殆ど受けない。しかしながら、キャパシティブ・プローブ法の場合、測定は基本的に受動的であり、検出されたプローブ信号はプラズマ電位振動に関する情報しかもたらさない。絶縁プローブ法は、このような通常のキャパシティブ・プローブ法とは、次の点において大きく異なっている。すなわち、プローブ表面を低インピーダンス状態に保つため、プローブ容量はプローブシースの容量に比べて十分に大きく設定されていることと、

測定が受動的ではない、という点である。

近年になって、プラズマ吸収プローブ法と称する新しい測定方法が開発された<sup>147, 148)</sup>。この測定法におけるプローブの形態も、キャパシティブ・プローブ法に類似している。この方法は、ガラス管で覆われた同軸ケーブルの中心導体を先端のみ僅かに出してプローブとし、これに測定用信号を印加して、反射信号の周波数スペクトルを調べるもので、このスペクトルに見られる、ガラス管の周囲への表面波の励起に対応した特徴的なディップから、プラズマ周波数を知ることができ、従って、プラズマの密度が測定できる、というものである。この方法による測定も、反応性プラズマへの暴露に対して、基本的には安定な測定が可能と考えられ、プラズマの絶対密度を知る方法として有用である。しかしながら、この方法によっては、プラズマの密度以外のパラメータを知ることはできないし、また、導電性の汚染膜がガラス管の表面に付着した場合には、測定は大きく影響を受けることになる。

これらの他の測定方法に比べて、絶縁プローブ法は、プラズマの電気的特性に関する情報を、はるかに多く提供する。絶縁プローブ法は、ラングミュアプローブ法の長所と、測定の安定性、という両方の強みを兼ね備えており、このため、プロセッシングプラズマのモニタリングに適している、ということができる。

絶縁プローブ法をRFプラズマに適用した場合、プローブに印加する電圧として、パルス電圧に替えて、正弦波電圧を用いても、実質的に等価な測定を行うことができる。この場合には、プローブ電流信号のRF成分の振幅および位相の変調を解析することになるので、「絶縁変調プローブ法」と名付けた<sup>138, 139)</sup>。これについては、第5章において述べる。絶縁変調プローブ法は、絶縁パルスプローブ法に比べていくつかの長所を有しており、従って、これら2つの測定法を相補的に用いることにより、RFプロセッシングプラズマのモニタリングのための、強力なツールとなり得る。

さらに、第6章においては、RF放電プラズマの絶縁プローブ法における測定を、伝送線路を使って改良を図った方法について述べる<sup>149-151)</sup>。これにより、プローブの幾何学的な設計の自由度が大幅に改善され、実際のプロセス装置への本測定法の適用性が大幅に高まった。

第8章に、まとめと結論を述べる。

## References

- [1] R. Itatani: *Oyobutsuri* **64** (1995) 526 [in Japanese].
- [2] M. Sekine: *Oyobutsuri* **70** (2001) 387 [in Japanese].
- [3] *Plasma Diagnostic Techniques*, ed. R. H. Huddleston and S. L. Leonard (Academic Press, New York, 1965).
- [4] T. DebRoy, S. Kumar and K. Tankala: *Diamond and Related Materials* **4** (1995) 69
- [5] R. Manukonda, R. Dillon and T. Furtak: *J. Vac. Sci. Technol. - A* **13** (1995) 1150
- [6] K. J. Clay, S. P. Speakman, G. A. J. Amaratunga and S. R. P. Silva: *J. Appl. Phys.* **79** (1996) 7227
- [7] S. F. Durrant and M. A. Bica de Moraes: *Thin Solid Films* **277** (1996) 115
- [8] H. C. Barshilia, B. R. Mehta and V. D. Vankar: *Journal of Materials Research* **11** (1996) 2852
- [9] T. Vandeveld, M. Nesladek, C. Quaeysaegens and L. Stals: *Thin Solid Films* **290** (1996) 143
- [10] M. Boumerzoug, M. Boudreau and P. Mascher: *Plasma Chemistry and Plasma Processing* **17** (1997) 181
- [11] S. Shannon, J. P. Holloway, K. Flippo and M. L. Brake: *Appl. Phys. Lett.* **71** (1997) 1467
- [12] Yu. E. Kamenev, V. K. Kiseliyov, Ye. M. Kuleshov, B. N. Knyazkov, V. K. Kononenko, P. K. Nesterov and , M. S. Yanovsky: *International Journal of Infrared and Millimeter Waves* **19** (1998) 835

- [13] B. P. Wood and, D. Pesenson: IEEE Trans. Plasma Science **26** (1998) 1718
- [14] S. Arishige, S. Suzuki, M. D. Bowden, K. Uchino, K. Muraoka, T. Sakoda, Tadanori and W. Z. Park: Jpn. J. Appl. Phys. **39** (2000) 6732
- [15] S. A. Moshkalyov, C. Thompson, T. Morrow and W. G. Graham: J. Vac. Sci. Technol.- A **18** (2000) 1395
- [16] M. D. Bowden, M. Kogano, Y. Suetome, T. Hori, K. Uchino, K. Muraoka: J. Vac. Sci. Technol.- A **17** (1999) 493
- [17] T. Hori, M. Kogano, M. D. Bowden, K. Uchino, K. Muraoka: J. Appl. Phys. **83** (1998) 1909
- [18] M. Nakamura, H. Nakayama, M. Ito, M. Hori, T. Goto, A. Kono and N. Ishii: Jpn. J. Appl. Phys. **38** (1999) L1469
- [19] P. Raynaud, T. Amilis and Y. Segui: Applied Surface Science **138** (1999) 285
- [20] Ch. Hollenstein, A. A. Howling, C. Courteille, D. Magni, S. M. Scholz, G. M. W. Kroesen, N. Simons, W. de Zeeuw and W. Schwarzenbach: J. Phys. D - Appl. Phys. **31** (1998) 74
- [21] K. Miyata, H. Arai, M. Hori and T. Goto: J. Appl. Phys. **82** (1997) 4777
- [22] K. Miyata, M. Hori and T. Goto: J. Vac. Sci. Technol.- A **14** (1996) 2343
- [23] G. M. W. Kroesen, J. H. W. G. den Boer, L. Boufendi, F. Vivet, M. Khouli, A. Bouchoule and , F. J. de Hoog: J. Vac. Sci. Technol.- A **14** (1996) 546
- [24] K. Nishikawa, K. Ono, M. Tuda, T. Oomori and K. Namba: Jpn. J. Appl. Phys. **34** (1995) 3731
- [25] K. Miyata, K. Takahashi, S. Kishimoto, M. Hori and T. Goto: Jpn. J. Appl. Phys. **34** (1995) L444
- [26] A. H. M. Smets, D. C. Schram and M. C. M. van de Sanden: J. Appl. Phys. **88** (2000) 6388

- [27] M. Vergohl, B. Hunsche, N. Malkomes, T. Matthee, B. Szyszka: *J. Vac. Sci. Technol.- A* **18** (2000) 1709
- [28] H. L. Maynard, N. Layadi and J. T. C. Lee: *Thin Solid Films* **313** (1998) 399
- [29] N. Bertrand, B. Drevillon and P. Bulkin: *J. Vac. Sci. Technol.- A* **16** (1998) 63
- [30] S. Kumagai, M. Sasaki, M. Koyanagi and K. Hane: *Jpn. J. Appl. Phys.* **39** (2000) 6980
- [31] S. Kumagai, M. Sasaki, M. Koyanagi and K. Hane: *Journal of the Electrochemical Society* **147** (2000) 3070
- [32] S. Hadrich, B. Pflerzer and J. Uhlenbusch: *Plasma Chemistry and Plasma Processing* **19** (1999) 91
- [33] <http://www.omron.co.jp/press/98/9809monita.html>
- [34] X. Li, M. Schaepkens, G. S. Oehrlein, R. E. Ellefson, L. C. Frees, N. Mueller and N. Korner: *J. Vac. Sci. Technol.- A* **17** (1999) 2438
- [35] S. Ando, M. Shinohara and K. Takayama: *Vacuum - Surface Engineering Surface Instrumentation and Vacuum Technology* **49** (1998) 113
- [36] W. Schwarzenbach, A. Tserepi, J. Derouard and N. Sadeghi: *Jpn. J. Appl. Phys.* **36** (1997) 4644
- [37] A. Tserepi, W. Schwarzenbach, J. Derouard and N. Sadeghi: *J. Vac. Sci. Technol.- A* **15** (1997) 3120
- [38] P. Kae-Nune, J. Perrin, J. Guillon and J. Jolly: *Plasma Sources Science and Technology* **4** (1995) 250
- [39] K. Tachibana: *Oyobutsuri* **70** (2001) 337 [in Japanese].
- [40] I. Langmuir and H. Mott-Smith: *General Electric Review* **27** (1924) 449.
- [41] G. Wehner and G. Medicus: *J. Appl. Phys.* **23** (1952) 1035.
- [42] T. L. Thomas and E. L. Battle: *J. Appl. Phys.* **41** (1970) 3428.

- [43] S. Yamaguchi, G. Sawa, and M. Ieda: J. Appl. Phys **48** (1977) 2363.
- [44] I. Kato, T. Sakamoto, and T. Shimoda: Jpn. J. Appl. Phys. **33** (1994) 307.
- [45] R. A. Olson: J. Appl. Phys. **43** (1972) 2785.
- [46] J. G. Simmons, G. S. Nadkarni, and M. C. Lancaster: J. Appl. Phys. **41** (1970) 538
- [47] Y. Kobayashi, T. Ohte, M. Katoh, and M. Sugawara: Trans. IEE Japan **109-A** (1989) 69 [in Japanese]
- [48] Ts. Popov and I. Petkov: Vacuum **51** (1998) 89
- [49] J. Kalcik: Czechoslovak J. Phys. **45** (1995) 241
- [50] K. Yanagihara and H. Yasuda: J. Polymer Science **20** (1982) 1833
- [51] K. Tachibana, M. Nishida, H. Harima, and Y. Urano: J. Phys. D: Appl. Phys. (1984) 1727
- [52] B. Drevillon, J. Huc, A. Lloret, J. Perrin, G. de Rosny, and J. P. M. Schmitt: Appl. Phys. Lett. **37** (1980) 646
- [53] F. Delmotte, M. C. Hugon, B. Agius, A. M. Pointu, and S. Teodoru: Appl. Phys. Lett. **72** (1998) 1448
- [54] C. Winkler, D. Strele, S. Tscholl, and R. Schrittwieser: Plasma Phys. Control. Fusion **42** (2000) 217.
- [55] E. R. Mosburg, Jr., R. C. Kerns, and J. R. Abelson: J. Appl. Phys. **54** (1983) 4916.
- [56] F. Delmontte, M. C. Hugon, B. Agius, A. M. Pointu, and S. Teodoru: Appl. Phys. Lett. **72** (1998) 1448.
- [57] J. Hong, A. Granier, C. Leteinturier, M. C. Peignon, and G. Turban: J. Vac. Sci. Technol. **A18** (2000) 497.
- [58] P. Adámek, J. Kalcík, M. Sícha, M. Tichý, H. Biederman, L. Soukup, and L. Jastrabík: Cz. J. Phys. **49** (1999) 1685.

- [59] J. F. Waymouth: *J. Appl. Phys.* **30** (1959) 1404
- [60] I. Kato, T. Shimoda, and T. Yamagichi: *Jpn. J. Appl. Phys.* **33** (1994) 3586
- [61] G. Medicus: *J. Appl. Phys.* **37** (1966) 215
- [62] W. D. Bunting and W. J. Heikkila: *J. Appl. Phys.* **41** (1970) 2263
- [63] G. V. Jorgenson and G. K. Wehner: *J. Appl. Phys.* **36** (1965) 2672
- [64] D. J. Ball: *J. Appl. Phys.* **43** (1972) 3047
- [65] S. Yamaguchi, G. Sawa, and M. Ieda: *Trans. IEE Japan* **101-A** (1971) 16
- [66] A. Bochi and F. Magistrelli: *Nuovo Cimento* **24** (1963) 487.
- [67] F. W. Crawford: *J. Appl. Phys.* **34** (1963) 1897.
- [68] K. Matsumoto and M. Sato: *J. Appl. Phys.* **54** (1983) 1781.
- [69] A. Garscadden and K. G. Emeleus: *Proc. Phys. Soc.* **79** (1962) 535.
- [70] B. M. Annaratone and N. St. J. Braithwaite: *Meas. Sci. Technol.* **2** (1991) 795
- [71] A. Ohsawa, M. Ohuchi and T. Kubota: *Meas. Sci. Technol.* **2** (1991) 801
- [72] N. St. J. Braithwaite, N. M. P. Benjamin, and J. E. Allen: *J. Phys. E: Sci. Instrum.* **20** (1987) 1046
- [73] M. Mizumura, S. Uotsu, S. Matsumura, and S. Teii: *J. Phys. D: Appl. Phys.* **25** (1992) 1744
- [74] A. Dyson, P. Bryant, and J. E. Allen: *Meas. Sci. Technol.* **11** (2000) 554
- [75] B. M. Annaratone, M. W. Allen, and J. E. Allen: *J. Phys. D: Appl. Phys.* **25** (1992) 417
- [76] I. D. Sudit, and F. F. Chen: *Plasma Sources Sci. Technol.* **3** (1994) 162
- [77] U. Flender, B. H. Nguyen Thi, K. Wiesemann, N. A. Khoromov, and N. B. Kolokolov: *Plasma Sources Sci. Technol.* **5** (1996) 61



- [78] V. A. Godyak, R. B. Piejak, and B. M. Alexandrovich: Plasma Sources Sci. Technol. **1** (1992) 36
- [79] R. R. J. Gagne and A. Cantin: J. Appl. Phys. **43** (1972) 2639.
- [80] E. Eser, R. E. Ogilvie, and K. A. Taylor: J. Vac. Sci. Technol.: **15** (1978) 199.
- [81] T. I. Cox, V. G. I. Deshmukh, D. A. O. Hope, A. J. Hydes, N. St. J. Braithwaite, and N. M. P. Benjamin: J. Phys. D: Appl. Phys. **20** (1987) 820.
- [82] D. Maundrill, J. Slatter, A. I. Spiers, and C. C. Welch: J. Phys. D: Appl. Phys. **20** (1987) 815.
- [83] P. A. Chatterton, J. A. Rees, W. L. Wu, and K. Al-Assadi: Vacuum **42** (1991) 489.
- [84] A. P. Paranjpe, J. P. McVittie, and S. A. Self: J. Appl. Phys. **67** (1990) 6718.
- [85] R. M. Castro, G. A. Cirino, P. Verdonck, H. S. Maciel, M. Massi, M. B. Pisani, and R. D. Mansano: Contrib. Plasma Phys. **39** (1999) 235.
- [86] W. Z. Collison, T. Q. Ni, and M. S. Bames: J. Vac. Sci. Technol. **A16** (1998) 100.
- [87] K. Okada, S. Komatsu, and S. Matsumoto: J. Vac. Sci. Technol. **A17** (1999) 721.
- [88] M. D. Bowden, M. Kogano, Y. Suetome, T. Hori, K. Uchino, and K. Muraoka: J. Vac. Sci. Technol. **A17** (1999) 493.
- [89] M. V. Malyshev, V. M. Donnely, A. Kornblit, N. A. Ciampa, J. I. Colonell, and J. T. C. Lee: J. Vac. Sci. Technol. **A17** (1999) 480.
- [90] A. Schwabedissen, E. C. Benck, and J. R. Roberts: Phys. Rev. E **55** (1997) 3450.
- [91] H. J. Yoon, T. H. Chung, and D. C. Seo: Jpn. J. Appl. Phys. **38** (1999) 6890.

- [92] X. Tang and D. N. Manos: *Plasma Sources Sci. Technol.* **8** (1999) 594.
- [93] E. A. Edelberg and E. S. Aydil: *J. Appl. Phys.* **86** (1999) 4799.
- [94] C. J. Park and S. M. Noh: *J. Analytical Atomic Spectrometry* **13** (1998) 715.
- [95] T. Kimura and K. Ohe: *Plasma Sources Sci. Technol.* **8** (1999) 553.
- [96] T. P. Schneider, W. W. Dostalík, A. D. Springfield, and R. Kraft: *Plasma Sources Sci. Technol.* **8** (1999) 397.
- [97] P. Spatenka, M. Petig, K. Wiesemann, and H. Suhr: *Plasma Chemistry and Plasma Processing* **15** (1995) 371.
- [98] P. Spatenka and V. Brunnhofer: *Meas. Sci. Technol.* **7** (1996) 1065.
- [99] S. Y. Kim and J. S. Lee: *J. Materials Science Letters* **16** (1997) 547.
- [100] H. Kersten, E. Stoffels, W. W. Stoffels, M. Otte, C. Csambal, H. Deutch, and R. Hippler: *J. Appl. Phys.* **87** (2000) 3637.
- [101] H. M. Musal, Jr : *J. Appl. Phys.* **41** (1970) 2605.
- [102] C. A. Anderson, W. G. Graham, and M. B. Hopkins: *Appl. Phys. Lett.* **52** (1988) 783.
- [103] V. A. Godyak and R. B. Piejak: *J. Appl. Phys.* **68** (1990) 3157.
- [104] F. F. Chan: *Rev. Sci. Instrum.* **35** (1964) 1208.
- [105] M. Deguchi and R. Itatani: *Jpn. J. Appl. Phys.* **37** (1998) 970.
- [106] M. Deguchi and R. Itatani: *Ext. Abstr. (56th Autumn Meet., 1995) Japan Society of Applied Physics, 26p-M8 [in Japanese]*.
- [107] M. Deguchi and R. Itatani: *Proc. 13th Symp. Plasma Processing, Tokyo, Jan. 1996* p. 447.
- [108] M. Deguchi and R. Itatani: *Ext. Abstr. (46th Spring Meet., 1999) Japan Society of Applied Physics and Related Societies, 29p-YA17 [in Japanese]*.
- [109] M. Deguchi and R. Itatani: *Proc. 17th Symp. Plasma Processing, Nagasaki, Jan. 2000* p. 169.

- [110] M. Deguchi and R. Itatani: Ext. Abstr. (43rd Spring Meet., 1996) Japan Society of Applied Physics and Related Societies, 29a-C1 [in Japanese].
- [111] M. Deguchi and R. Itatani: Ext. Abstr. (60th Autumn Meet., 1999) Japan Society of Applied Physics, 2a-ZM15 [in Japanese].
- [112] M. Deguchi and R. Itatani: submitted to Jpn. J. Appl. Phys.
- [113] J. F. Waymouth: J. Appl. Phys. **30** (1959) 1404.
- [114] R. M. Clements, B. M. Oliver, and P. R. Smy: J. Phys. D: Appl. Phys. **10** (1977) 2213.
- [115] T. Okuda: Kakuyugou Kenkyu **10** (1963) 47 [in Japanese].
- [116] H. D. Woköck, H. Bradaczek, and P. Denzer: J. Phys. E: Scientific Instruments **10** (1977) 86.
- [117] V. A. Kurnaev, A. M. Litnovski, V. B. Petrov, T. A. Staina, B. I. Khripunov, Yu. V. Chernyat'ev, and V. V. Shapkin, Jr.: Instruments and Experimental Techniques **42** (1999) 722.
- [118] G. Chiodini, C. Riccardi, and M. Fontanesi: Rev. Sci. Instrum. **70** (1999) 2681.
- [119] T. Sakaguchi and R. Itatani: Kakuyugou Kenkyu **1** (1958) 432 [in Japanese].
- [120] H. S. Butler and G. S. Kino: Phys. Fluid. **6** (1963) 1346.
- [121] T. Okuda: J. IEE. Jpn. **83-11** (1958) No. 902 1922 [in Japanese].
- [122] R. W. Carlson, T. Okuda, and H. J. Oskam: J. Appl. Phys. **33** (1962) 3141.
- [123] R. W. Carlson, T. Okuda, and H. J. Oskam: Physica **30** (1964) 182.
- [124] T. Okuda, R. W. Carlson, and H. J. Oskam: Physica **30** (1964) 193.
- [125] H. J. Oskam, R. W. Carlson, and T. Okuda: Physica **30** (1964) 375.
- [126] P. R. Smy and J. R. Greig: Brit. J. Appl. Phys. (J. Phys. D) **1** (1968) 351.

- [127] T. Tsukishima: *Kakuyugou Kenkyu* **10** (1963) 514 [in Japanese].
- [128] G. S. Aravin, P. A. Vlasov, Yu. K. Karasevich, E. V. Makolkin, and V. A. Polyanski: *Combust. Explos. Shock Waves* **20** (1984) 422.
- [129] V. T. Chiplonkar, and M. V. Advani: *Indian J. Pure & Appl. Phys.* **14** (1976) 122.
- [130] M. Deguchi and R. Itatani: *Proc. 3rd Int. Conf. Reactive Plasmas and 14th Symp. Plasma Processing, Nara, Jan. 1997* p. 237.
- [131] M. Deguchi and R. Itatani: Ext. Abstr. (44th Spring Meet., 1997) Japan Society of Applied Physics and Related Societies, 28a-SQ2 [in Japanese].
- [132] M. Deguchi and R. Itatani: Ext. Abstr. (47th Spring Meet., 2000) Japan Society of Applied Physics and Related Societies, 28p-ZE5 [in Japanese].
- [133] M. Deguchi and R. Itatani: *Proc. 15th Symp. Plasma Processing, Hamamatsu, Jan. 1998* p. 298.
- [134] M. Deguchi and R. Itatani: Ext. Abstr. (57th Autumn Meet., 1996) Japan Society of Applied Physics, 9a-Q1 [in Japanese].
- [135] M. Deguchi and R. Itatani: Ext. Abstr. (59th Autumn Meet., 1998) Japan Society of Applied Physics, 17p-S18 [in Japanese].
- [136] M. Deguchi and R. Itatani: Ext. Abstr. (46th Spring Meet., 1999) Japan Society of Applied Physics and Related Societies, 31a-D10 [in Japanese].
- [137] M. Deguchi and R. Itatani: to be submitted
- [138] M. Deguchi and R. Itatani: Ext. Abstr. (45th Spring Meet., 1998) Japan Society of Applied Physics and Related Societies, 31a-B10 [in Japanese].
- [139] M. Deguchi and R. Itatani: to be submitted
- [140] Y. Sawa, S. Fujii, Y. Horiike and H. Sindo: *Jpn. J. Appl. Phys.* **37** (1998) 337.
- [141] T. Urayama, H. Niimi, S. Fujii, Y. Horiike and H. Sindo: *Jpn. J. Appl. Phys.* **38** (1999) 4917.

- [142] E. Y. Wang, D. Diebold, P. Nonn, J. Pew, W. Q. Li, P. Probert, R. Breun, R. Majeski, S. L. Yan, and N. Hershkowitz: *Rev. Sci. Instrum.* **62** (1991) 1494.
- [143] N. Benjamin: *Rev. Sci. Instrum.* **53** (1982) 1541.
- [144] G. Popa, K. Ohe, and N. Dumitrascu: *J. Phys. D: Appl. Phys.* **22** (1989) 1327.
- [145] J. R. Roth and W. M. Krawczonek: *Rev. Sci. Instrum.* **42** (1971) 589.
- [146] J. Smith: *J. Appl. Phys.* **43** (1972) 3031.
- [147] K. Nakamura and H. Sugai: Ext. Abstr. (46th Spring Meet., 1999) Japan Society of Applied Physics and Related Societies, 29p-YA18 [in Japanese].
- [148] H. Kokura, K. Nakamura, I. Ghanashev and H. Sugai: *Jpn. J. Appl. Phys.* **38** (1999) 5262.
- [149] M. Deguchi and R. Itatani: *Proc. Plasma Science Symp. 2001 / 18th Symp. Plasma Processing, Kyoto, Jan. 2001* p. 133.
- [150] M. Deguchi and R. Itatani: *Proc. 25th International Conference on Phenomena in Ionized Gases, Nagoya, Jul. 2001* Vol.4, p. 305.
- [151] M. Deguchi and R. Itatani: Ext. Abstr. (48th Spring Meet., 2001) Japan Society of Applied Physics and Related Societies, 31p-E4 [in Japanese].

# Chapter2

---

## 絶縁プローブ法の基本概念

### § 2.1 第2章序論

プロセッシングプラズマのモニタリングの用途には、従来のラングミュア・プローブ法は、測定がプローブ表面状態の変化に敏感で、表面の汚染によって容易に影響をうけてしまう、という致命的な問題点を持っている。プローブ表面の汚染は、化学反応性を持つ成分を含むプロセッシングプラズマにおいては、当然に起こる現象である。導電性の悪い材料がプローブ表面に付着した場合、プローブの電流-電圧特性は大きく歪むことになる<sup>1-6)</sup>。これは、実際の実用プロセスのモニタリングのために、従来のラングミュア・プローブ法の応用を考える上での、大きな障害となっている。

本論文は、従来のラングミュア・プローブ法における裸の金属電極からなるプローブに代えて、表面を薄い絶縁膜で覆われたプローブを用いることにより、この問題に対する効果的な解決方法を提案しようとするものである。プローブ表面に絶縁膜が存在することにより、プローブ電極に正味の直流電流は流れ込まない。しかしながら、プローブ電極はプラズマと静電容量的に結合されており、この静電容量を介して、プローブに時間的に変化する電圧を印加した場合、この静電容量を充電する電流がプローブに流れることになる。このプローブ電流の応答は、プラズマの条件を反映しており、これを分析することにより、ラングミュア・プローブ法と同様の測定が可能である。この測定法を「絶縁プローブ法」と名付けた。

本章では、この測定法的基本概念を、プラズマ電位が一定の仮定の下で、矩形波パルスのプローブ電圧を用いた場合について述べる。直流放電のプラズマやマイクロ波放電のプラズマで、電位揺動を生じるような不安定性が存在しない場合には、本章の議論を適用できるものと考えられる。プラズマ電位が大きく振動している RF 放電プラズマのような場合の測定については、第4章～第6章で述べる。

プローブ電圧に矩形波パルスを用いた絶縁プローブ法は、「絶縁パルスプローブ法 (IPP 法)」と名付けた。「パルスプローブ」と呼ばれる測定法は、他にもいくつか存在するが<sup>7-12)</sup>、IPP 法はその概念において、それらとは異なっている。本論文で述べる IPP 法においては、プローブに矩形波パルス電圧を印加して、プローブ電流の時間応答を測定する。従来のラングミュア・プローブ法ではプローブ表面の導電性が重要であったのに対し、IPP 法ではプローブシースの応答が重要となる。Okuda らの一連の報告<sup>16-19)</sup>によれば、密度が  $10^9 \text{ cm}^{-3}$  程度以上のプラズマの場合、シースの応答には特に問題となるような振る舞いは見られず、プロセシングに用いられる一般的なプラズマに対して、IPP 法は適用可能なものと期待される。

§2.2 において、IPP 法の考え方を紹介し、プローブ電流応答を記述する基礎方程式について述べる。この方程式の解析は、§2.3 に記す。測定実験の結果については、§2.4 で述べ、§2.6 において考察する。さらに、§2.5 では、シリコンウェハをそのすぐ前面のプラズマを測定するためのプローブとして用いることを提案する。

## § 2.2 絶縁パルスプローブ法の概念と基礎方程式

図 2.1 に、IPP 法を用いた測定系の概略を示す<sup>14,15)</sup>。表面を薄い絶縁膜で覆われたプローブがプラズマに挿入される。プローブの金属電極が直接プラズマに晒されるラングミュア・プローブ法に比して、この測定法においては、プラズマに接するのはプローブ表面の絶縁膜である。従って、プローブの絶縁膜表面の電位が、従来のラングミュア・プローブ法におけるプローブ電位、に対応することになる。プローブ絶縁膜表面は、通常の状態において、フローティング・ポテンシャル  $V_f$  に帯電しており、絶縁膜の前面にはイオン・シースが形成されることになる。プローブ電極は、プローブ電極と絶縁膜のプラズマに接する表面の間の静電容量  $C$  (以下、プローブ容量と称する) を介してプラズマと電氣的に結合している。

プローブ表面の絶縁膜の存在のため、プローブに正味の直流電流は流れない。しかし、プローブの電位が急激に変化した場合には、絶縁膜の表面の電位もそれに応じて変化し、プローブ電流  $I_p$  がプローブ容量  $C$  を介して流れることになる。プローブ電流  $I_p$  は 2 つの成分からなる。一つは伝導電流成分  $I_{cnd}$  であ

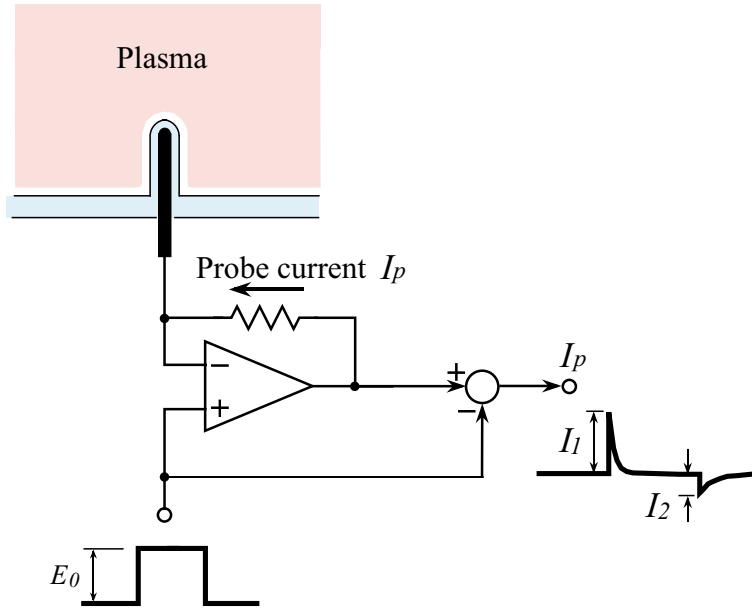


Fig. 2.1: Schematic drawing of the IPP method.

り、他の一つは変位電流成分  $I_{dis}$  である。すなわち、

$$I_p = I_{cnd} + I_{dis}. \quad (2.1)$$

伝導電流成分  $I_{cnd}$  は、絶縁膜表面に到達するイオン流束と電子流束の不均衡によるものであり、絶縁膜表面の電位がフローティング・ポテンシャル  $V_f$  からずれることにより生じる。この伝導電流成分  $I_{cnd}$  は、従来のラングミュア・プローブ法におけるプローブ電流に相当する。変位電流成分  $I_{dis}$  は、シース容量  $C_s$  を通って流れ、電束密度の時間変化、言い換えれば、シース領域に存在するトータルの電荷量の時間変化によるものである。

プローブ電流  $I_p$  は、図 2.1 に示す電子回路により、直接的に測定される。プローブ電流信号は、OP アンプによる電流-電圧変換回路により電圧信号に変換される。OP アンプの 2 つの入力端子の間のヴァーチャル・ショートが成立するため、印加されたパルス電圧は、電圧降下なしにプローブ電極に伝達される。このプローブ電圧を、電流-電圧変換回路の出力から差し引くことにより、プローブ電流  $I_p$  に比例した出力が得られる。

このプローブの構成における電氣的特性は、図 2.2 に示す等価回路で表現することができる。ここに、 $C$  はプローブ容量で、プローブと絶縁膜のプラズマに面する表面との間の静電容量である。プローブ絶縁膜の表面、すなわち、図の A 点の電位を  $V_a$  で表している。この電位が、従来のラングミュア・プロー



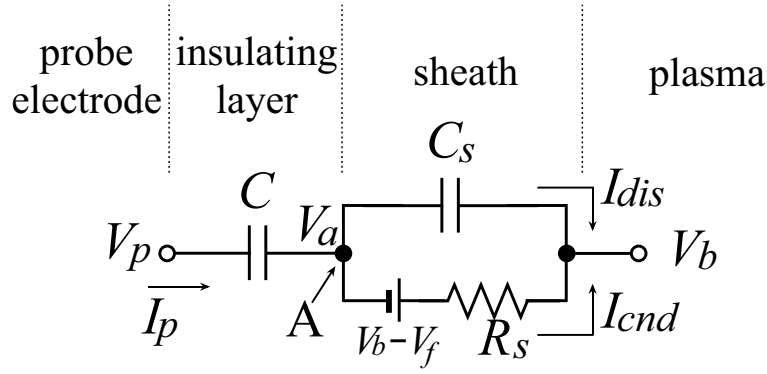


Fig. 2.2: Equivalent electric circuit of the probe system. Point A represents the surface of the insulating layer.

ブ法におけるプローブ電位に相当する。

従来のラングミュア・プローブ法では、電位  $V$  に保たれたプローブに流れるプローブ電流  $I$  は、次のように表される。

$$I = I_{e0} \exp\left(\frac{e(V - V_b)}{kT_e}\right) - I_i. \quad (2.2)$$

ここに、 $I_{e0}$ 、 $T_e$  および  $I_i$  は、それぞれ、電子飽和電流、電子温度およびイオン飽和電流である。 $V_b$  はプラズマの空間電位を表す。上式は、フローティング・ポテンシャル  $V_f$  を用いて、

$$I = I_i \cdot \left[ \exp\left(\frac{e(V - V_f)}{kT_e}\right) - 1 \right]. \quad (2.3)$$

と表せる。

IPP 法においては、伝導電流成分  $I_{cnd}$  は、プローブ電流が急激に変化するパルス・エッジの直後では、上式で与えられる値からずれる可能性がある。このズレはプローブシース近傍の荷電粒子の慣性に起因するものである。このズレが緩和する時定数は、パルスの立ち上がりエッジに対する応答に関しては、 $1/\omega_p$ 、 $\nu/\omega_p^2$  および  $1/\nu$  の内の最も大きいものの程度のオーダーになると考えられる。ここに、 $\omega_p$  および  $\nu$  は、プラズマ周波数、および、電子の衝突周波数である。同様に、立下りエッジについては、これは、 $1/\omega_{pi}$  程度のオーダーになると考えられる。ここに、 $\omega_{pi}$  はイオン・プラズマ周波数である。これらの特徴的時間パラメータは、通常のプロセッシングプラズマにおいては、およそ  $\mu\text{s}$  程度、あるいは、それ以下のオーダーである。従って、パルスエッジからおよそ  $1 \mu\text{s}$  程度経過した時点では、伝導電流成分は  $I_{cnd}$  は、式 (2.3) で表されるもの

と考えるとほぼ差し支えない。特に、パルスの立下りエッジ直後には、プローブ電流に特徴的な過渡的応答が見られるが、これについての詳細は別途論じることとする<sup>20,21)</sup>。

Okuda らは、プローブ電圧を急激に変化させた場合、プローブ電流応答の遅れのため、準静的に変化させた場合に比べて、プローブ電流の変化幅が小さくなることを示したが、この差はプラズマ密度が高くなるにつれ小さくなり、彼らの実験結果から、 $10^9 \text{ cm}^{-3}$  程度以上のプラズマ密度領域では、この差は無視できる程度にしかならない、とすることができる<sup>16-19)</sup>。プロセッシングプラズマの場合、大抵の場合において、プラズマ密度は通常この程度以上の値を持ち、Okuda らの結果からも、IPP 法において  $I_{cnd}$  が式 (2.3) で表すことができることが裏付けられる。

式 (2.3) 中のプローブ電位  $V$  は、IPP 法における  $V_a$  に対応しており、 $I_{cnd}$  は次のように表される。

$$I_{cnd} = I_i \cdot \left[ \exp \left( \frac{e(V_a - V_f)}{kT_e} \right) - 1 \right]. \quad (2.4)$$

一方、変位電流成分  $I_{dis}$  は、プローブシース領域のトータル電荷量の時間変化として表される。

$$\begin{aligned} I_{dis} &= \frac{d}{dt} \{ C_s \cdot (V_a - V_b) \} \\ &= \left( C_s + (V_a - V_b) \cdot \frac{dC_s}{dV_a} \right) \cdot \frac{dV_a}{dt} \\ &= C_{s,eff} \cdot \frac{dV_a}{dt} \end{aligned} \quad (2.5)$$

ここに、 $C_{s,eff}$  は実効的なシース容量である。また、従来のラングミュア・プローブ法の理論と同様に、空間電位  $V_b$  は時間的に一定であるとする。厳密に言えば、シース容量  $C_s$  は  $V_a$  によって変化する。実効的シース容量とは、この依存性も考慮に入れたシース容量を意味する。以下の議論においては、簡単のため  $C_{s,eff}$  を定数として扱う。 $C_s$  の変化も考慮に入れた議論は §2.3.3 で行う。

また、プローブ電流  $I_p$  は、プローブ容量  $C$  を通して流れる変位電流としても表される。

$$I_p = C \cdot \frac{d}{dt} (V_p - V_a) \quad (2.6)$$

ここで、次の変数を定義する。

$$\tau = \frac{C\phi_e}{I_i}, \quad (2.7)$$

$$\eta = \frac{V_p}{\phi_e}, \quad (2.8)$$

$$\eta_a = \frac{V_a - V_f}{\phi_e}, \quad (2.9)$$

$\phi_e$  は、電子温度  $T_e$  を [V] 単位で表したもの ( $\phi_e = kT_e/e$ ,  $k$  はボルツマン定数) である。

式 (2.1), (2.4), (2.5) および (2.6) をまとめると、次の方程式が得られる。

$$\left(1 + \frac{C_{s,eff}}{C}\right) \frac{d\eta_a}{dt} = -\frac{1}{\tau} (e^{\eta_a} - 1) + \frac{d\eta}{dt} \quad (2.10)$$

式 (2.10) を解くことで、 $\eta_a (V_a)$  は時間  $t$  の関数として表され、プローブ電流  $I_p$  を式 (2.6) に基づいて計算することができる。プローブ電流の応答を記述するこれらの方程式の中には、 $\phi_e$  および  $I_i$  が含まれており、従って、プローブ電流応答を観測することにより、電子温度やプラズマ密度といった、プラズマの主要パラメータの情報を得ることができることになる。

また、ストレ容量もプローブ電流応答に影響を与え得るが、この影響は取り除くことが可能である (§2.3.4 参照)。

## § 2.3 基礎方程式の解析

### 2.3.1 シース容量を考慮しない場合

問題を簡単にするため、先ず、シース容量  $C_s$  を無視して考えることにする。この場合、一連の方程式、式 (2.1), (2.4) および (2.6) は、次のようになる。

$$I_p = I_i \cdot \left[ \exp\left(\frac{e(V_a - V_f)}{kT_e}\right) - 1 \right], \quad (2.11)$$

$$I_p = C \cdot \frac{d}{dt} (V_p - V_a), \quad (2.12)$$

従って、次の方程式が得られる。

$$\frac{d\eta_a}{dt} = -\frac{1}{\tau} (e^{\eta_a} - 1) + \frac{d\eta}{dt} \quad (2.13)$$

式 (2.10) とを式 (2.13) を比較すると、シース容量  $C_s$  の影響は、これを考慮しない場合の方程式の  $\tau$  を  $(1 + C_{s,eff}/C) \cdot \tau$  に、 $\eta$  を  $\eta/(1 + C_{s,eff}/C)$  に置き換える操作と等価であることが分かる。すなわち、シース容量  $C_{s,eff}$  の影響は、プローブ容量  $C$  を  $(1 + C_{s,eff}/C)$  倍に、プローブ電圧を  $1/(1 + C_{s,eff}/C)$  倍にする、ということと等価である。この内、前者は、図 2.2 の A 点に視点をおいて見れば、 $C$  と  $C_{s,eff}$  が並列に見える、ということから直観的に理解される。また、後半は、プローブ電圧が  $C$  と  $C_{s,eff}$  によって分圧される、ということから容易に理解される。

従って、先ず、シース容量  $C_s$  を考慮しない場合について考える。

矩形波電圧 (パルス高  $E_0$ ) がプローブに印加された場合、プローブ容量  $C$  の両端の電圧は瞬間的には変化できないため、プローブの表面電位は、パルスの立ち上がりエッジにおいて、 $V_f + E_0$  すなわち  $\eta_a = E_0/\phi_e$  に持ち上げられる。これによって、プローブ絶縁膜表面に流れ込む電子流束がイオン流束を上回り、プローブ絶縁膜表面をフローティング・ポテンシャル  $V_f$  までやがて再充電する。同様に、パルスの立ち下りには、プローブの表面電位は  $V_f - E_0$  すなわち  $\eta_a = -E_0/\phi_e$  まで押し下げられ、イオン電流によって  $V_f$  まで再充電される。

式 (2.13) より、パルスエッジの後、プローブ電圧は一定 ( $d\eta/dt = 0$ ) であるから、パルスの立ち上がりの後は、 $\eta_a$  の初期値が正 ( $E_0/\phi_e$ ) である故、 $d\eta_a/dt$  は常に負になることが分かる。同様に、パルスの立ち下りの後は、 $\eta_a$  の初期値が負 ( $-E_0/\phi_e$ ) である故、 $d\eta_a/dt$  は常に正になる。従って、ちょうど、パルスの立ち上がり、立ち下りの直後にプローブ電流が正負のピーク値をとることになる。これらをそれぞれ  $I_1$  および  $I_2$  とする。 $I_1$  および  $I_2$  は、次のように表される。

$$I_1 = I_i \cdot \left[ \exp\left(\frac{E_0}{\phi_e}\right) - 1 \right], \quad (2.14)$$

$$I_2 = I_i \cdot \left[ \exp\left(-\frac{E_0}{\phi_e}\right) - 1 \right]. \quad (2.15)$$

電子温度  $\phi_e$  は、これらの比より容易に計算される。

$$\phi_e = \frac{E_0}{\ln |I_1/I_2|}. \quad (2.16)$$

式 (2.15) より、パルス電圧  $E_0$  が  $\phi_e$  の数倍以上の場合には、 $|I_2|$  は、ほぼイオン飽和電流  $I_i$  に等しくなることが分かる。従って、プラズマ密度をこれから求

めることができる。実際には、測定されるプローブ電流は、その伝導電流成分には、荷電粒子の慣性に起因するところの式 (2.3) からのズレと、シース容量を介して流れる変位電流成分とを含んでいる。 $I_2$  の絶対値は  $I_1$  よりもずっと小さいので、これらの影響は、パルスの立ち下りの応答においてより顕著に表れることになり、 $I_2$  ( $I_i$ ) の決定に影響を及ぼす。しかしながら、これらの影響は、前述の通り、およそ  $\mu\text{s}$  のオーダーで減衰するため、その後続くプローブ電流応答の様子から  $I_i$  を決定することができる。

ここで、パルスエッジにおけるピーク電流 (式 (2.14) および (2.15) で決まる  $I_1$  および  $I_2$ ) の大きさは、プローブ容量  $C$  に依存しないことは注目に値する。従って、例えば、プローブ表面に薄膜が付着したような場合でも、 $I_1$  および  $I_2$  は変化しない。これは、IPP 法における測定が、原理的にプローブ表面状態の変化に影響を受けないことを意味する<sup>22)</sup>。

パルスエッジの後、プローブ電流は、絶縁膜の表面電位が  $V_f$  に向けて再充電されてくるにつれ減衰する。このプローブ電流の時間応答は、プローブ容量  $C$  とプラズマのパラメータによって決まる。従って、これから電子温度やプラズマの密度、といったプラズマパラメータを容易に見積もることができるのである。

式 (2.13) を解くと、プローブ電流が時間の関数として次のように表される。

[ パルス立ち上がり後 ]

$$I_p = I_i \cdot \frac{\exp(-t/\tau + \alpha_1)}{1 - \exp(-t/\tau + \alpha_1)}, \quad (2.17)$$

[ パルス立ち下がり後 ]

$$I_p = -I_i \cdot \frac{\exp(-t/\tau + \alpha_2)}{1 + \exp(-t/\tau + \alpha_2)}. \quad (2.18)$$

ここに、式 (2.7) によって定義される  $\tau$  は、イオン飽和電流  $I_i$  によってプローブ容量  $C$  が  $\phi_e$  の電圧まで充電されるのに要する時間を表している。 $\alpha_1$  および  $\alpha_2$  は次のように定義される。

$$\alpha_1 = \ln[1 - \exp(-E_0/\phi_e)], \quad (2.19)$$

$$\alpha_2 = \ln[\exp(E_0/\phi_e) - 1]. \quad (2.20)$$

$t \gg \tau$  の場合、プローブ電流の時間応答は、時定数  $\tau$  の指数関数的な減衰に近づく。プローブ容量  $C$  が既知であれば、 $\phi_e$  を  $\tau$  と  $I_i$  ( $I_2$ ) から計算することも

できる。逆に、 $\tau$ と $\phi_e$ および $I_2$  ( $I_i$ )から $C$ を見積もることも可能である。反応性プラズマでプローブ表面に薄膜が付着するような場合、プロセスの進行に伴い $C$ 、従って $\tau$ が変化することになる。プローブ表面への膜付着の程度を $\tau$ の変化から見積もることができる<sup>22)</sup>。付着した膜が絶縁性の膜であれば、 $C$ が変化するのみである。たとい、付着した膜が導電性を持っていたとしても、ピーク電流 $I_1$ および $I_2$ の大きさは変化しない、よって、その場合にもプローブ電流応答から付着膜の厚みを見積もることは可能である<sup>22)</sup>。付着膜の影響についての詳細は次章において述べる。

電子温度 $\phi_e$ は、また別の方法で求めることもできる。式(2.17)および(2.18)を時間 $t$ で微分すると、パルスエッジにおけるプローブ電流応答波形の傾きは次のように表される。

[パルス立ち上がり後]

$$\left(\frac{dI_p}{dt}\right)_1 = -\frac{I_i}{\tau} \cdot \frac{e^{\alpha_1}}{(1 - e^{\alpha_1})^2}, \quad (2.21)$$

[パルス立ち下がり後]

$$\left(\frac{dI_p}{dt}\right)_2 = \frac{I_i}{\tau} \cdot \frac{e^{\alpha_2}}{(1 + e^{\alpha_2})^2}. \quad (2.22)$$

パルス電圧 $E_0$ が $\phi_e$ の数倍以上であれば、 $\phi_e$ はこれらの比から計算される。

$$\phi_e = \frac{3E_0}{\ln \left[ \left(\frac{dI_p}{dt}\right)_1 / \left(\frac{dI_p}{dt}\right)_2 \right]}. \quad (2.23)$$

実際には、 $(dI_p/dt)_1$ および $(dI_p/dt)_2$ は、パルスエッジのところの過渡的な現象が減衰した後の応答波形から外挿して決定することになる。

さらに、ピーク電流 $I_1$ および $I_2$ のパルス電圧 $E_0$ に対する依存性(式(2.14)および(2.15))はラングミュア・プローブ法におけるプローブの電流-電圧特性に他ならないので、パルス電圧 $E_0$ を変化させながらピーク電流 $I_1$ 、 $I_2$ を測定することにより、プローブの電流-電圧特性が得られ、その片対数プロットの傾きから $\phi_e$ を求めることができる。

$\phi_e$ を求めるための、より簡便な方法として、パルス電圧 $E_0$ を2倍および3倍に変化させたときのピーク電流の大きさの比を $A_2$ および $A_3$ とし、

$$\phi_e = \frac{E_0}{\ln(A_2 - 1)}, \quad (2.24)$$

$$\phi_e = \frac{E_0}{\ln[(\sqrt{4A_3 - 3} - 1)/2]}. \quad (2.25)$$

として  $\phi_e$  を求めることもできる。

図 2.3 は、本測定法における、測定すべきパルス応答のパラメータと、これらから計算されるプラズマパラメータの関係をまとめたものである。

### 2.3.2 パルスの立ち上がり時間の影響

IPP 法においては、上述の通り、パルスの立ち上がり / 立ち下りにおけるピーク電流の比から、簡単に電子温度を見積もることができる。しかしながら、一般的に、プローブ電圧パルスは完全な矩形波とは限らない。パルスが有限の立ち上がり時間を持っている場合には、ピーク電流の大きさは小さくなることになる。

パルスの立ち上がり部分の波形を、時定数  $\tau_p$  の指数関数的な形として近似して考えると、プローブ電圧  $\eta$  は次のように表される。

$$\eta = \eta_0 \cdot \left[ 1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_p}\right) \right], \quad (2.26)$$

ここに、 $\eta_0 = E_0/\phi_e$  である。式 (2.13) は次のようになる。

$$\frac{d\eta_a}{dt} = -\frac{1}{\tau} (e^{\eta_a} - 1) + \frac{\eta_0}{\tau_p} \exp\left(-\frac{t}{\tau_p}\right). \quad (2.27)$$

上式を数値的に解くと、プローブ電流は、パルスエッジからおおよそ  $\tau_p$  程度の経過時点で最大値をとり、その値は、理想的な矩形パルスの場合に比べて小さくなるのが分かる。図 2.4 は、このピーク電流の大きさが低下する割合を計算した結果をプロットしたものである。時定数の比  $\tau/\tau_p$  が大きくなるにつれ、ピーク電流の比は 1 に近づく。つまり、プローブ容量  $C$  が大きい程、ピーク電流の測定誤差が小さくなることになる。このピーク電流の測定誤差は、通常、 $I_1$  の方が  $I_2$  に比べて絶対値がずっと大きいので、 $I_1$  の測定においてより顕著になると考えられる。図 2.4. を基に、実測された  $I_1$  の値を適切に補正することが可能である。

また、ピーク電流の大きさの低下率は、パルス電圧の大きさ  $\eta_0 (= E_0/\phi_e)$  にも依存する。 $E_0$  と  $I_1, I_2$  の関係からプローブの電流-電圧特性を精度よく求めるためには、やはり図 2.4 に基づいて適切な補正を施すことが必要である。しかし、プローブ容量  $C$  が極めて大きい場合、すなわち  $\tau$  が極めて大きい場合には、補正無しでも、誤差は 10% 程度以下に抑えられる。

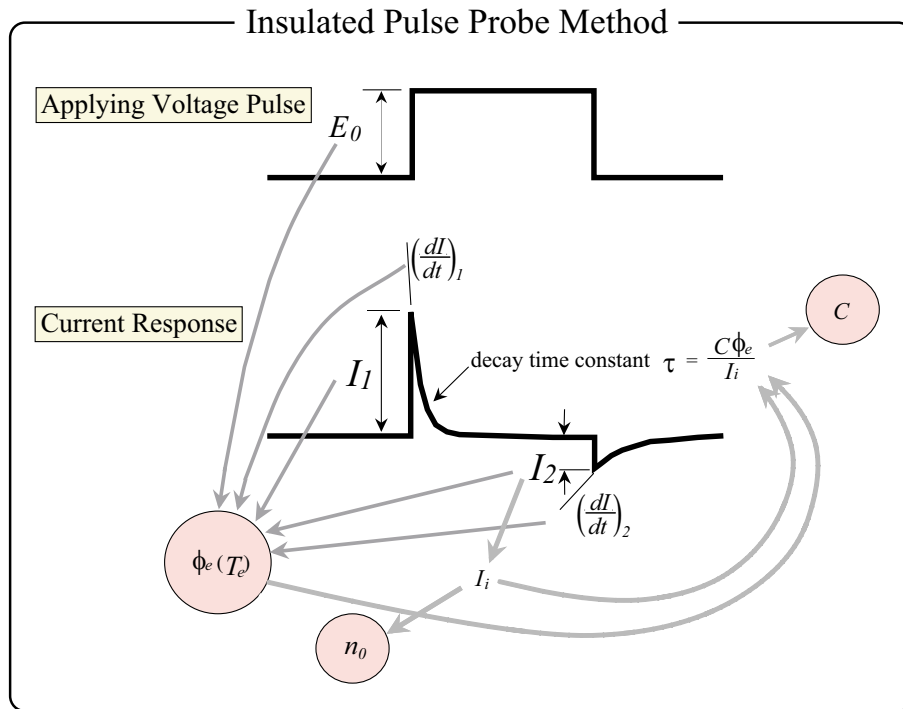


Fig. 2.3: Summary of the relationship between the measured pulse response and the calculable plasma parameters in the IPP method.

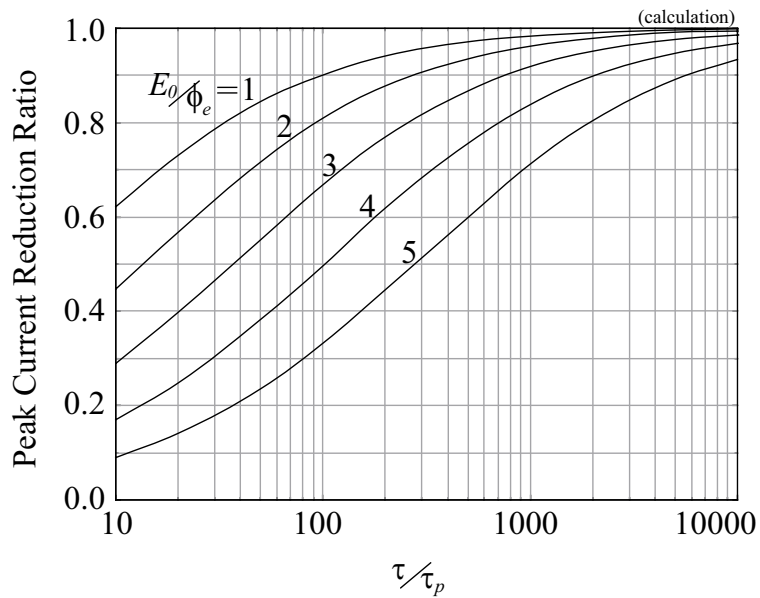


Fig. 2.4: Calculated dependence of the peak current reduction ratio upon the time constant ratio  $\tau/\tau_p$ .



### 2.3.3 シース容量を考慮した計算

シース容量  $C_s$  の影響を考えた場合、これを通して流れる変位電流成分  $I_{dis}$  をプローブ電流に加える必要がある。

まず、パルス電圧が理想的な矩形波である場合を考えよう。この場合、プローブ電圧、および、図 2.2 における A 点の電圧 ( $V_a$ ) は瞬間的に変化すると仮定することになる。パルスエッジ ( $t = 0$ ) において、プローブ電圧は、 $C$  と  $C_{s,eff}$  によって分圧される。 $V_a$  ( $\eta_a$ ) の  $t = +0$  における初期値は、これらの 2 つの容量の比で定まる。

パルスの立ち上がりでは、この値は、

$$\eta_a|_{t=+0} = \frac{C}{C + C_{s,eff}} \cdot \eta_0. \quad (2.28)$$

となる。 $\eta_a$  はパルスエッジの後、減衰するので、伝導電流成分は  $t = +0$  において最大値  $I_{c,max}$  をとることになる。

$$I_{c,max} = I_i \cdot \left[ \exp\left(\frac{C}{C + C_{s,eff}} \cdot \eta_0\right) - 1 \right]. \quad (2.29)$$

一方、厳密に言えば、変位電流成分はこの場合無限大の値をとることになるが、これは非現実的である。実用的には、変位電流成分を見積もるために、パルスの立ち上がり時間を考慮しなければならない。式 (2.26) を時間で微分して、

$$\frac{d\eta}{dt} = \frac{\eta_0}{\tau_p} \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau_p}\right). \quad (2.30)$$

とすると、 $d\eta/dt$  は  $t = +0$  において最大値をとることになる。式 (2.30) を式 (2.10) に代入すると、

$$\left(1 + \frac{C_{s,eff}}{C}\right) \frac{d\eta_a}{dt} = -\frac{1}{\tau} (e^{\eta_a} - 1) + \frac{\eta_0}{\tau_p} \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau_p}\right). \quad (2.31)$$

となる。パルスエッジ ( $t = +0$ ) では、 $\eta_a$  はまだゼロであるから、 $d\eta_a/dt$  も  $t = +0$  において最大値をとる。

$$\left. \frac{d\eta_a}{dt} \right|_{t=+0} = \frac{\eta_0}{\left(1 + \frac{C_{s,eff}}{C}\right) \cdot \tau_p}. \quad (2.32)$$

よって、変位電流成分の最大値  $I_{d,max}$  は、

$$I_{d,max} = \frac{C_{s,eff} \cdot \phi_e \cdot \eta_0}{\left(1 + \frac{C_{s,eff}}{C}\right) \cdot \tau_p}. \quad (2.33)$$

となる。

式 (2.29) と式 (2.33) を比較すると、変位電流成分と伝導電流成分の比は、

$$\frac{I_{d,max}}{I_{c,max}} = \frac{\frac{\Delta}{1+\Delta} \cdot \frac{\tau}{\tau_p} \cdot \eta_0}{\exp\left(\frac{1}{1+\Delta} \cdot \eta_0\right) - 1}. \quad (2.34)$$

となる。ここに、 $\Delta = C_{s,eff}/C$  である。

式 (2.34) 右辺の分子はプローブ電圧のパルス高  $\eta_0$  の一次関数であるのに対し、分母は  $\eta_0$  の指数関数であることに注目されたい。これは、パルス立ち上がりのプローブ電流応答における、変位電流成分の寄与が、パルス電圧が大きくなるほど、小さくなることを意味する。 $I_{d,max}/I_{c,max} < 1$  となる条件は、図 2.5 の塗りつぶした部分で表される。伝導電流成分が常に変位電流成分よりも大きいという条件が満たされるための十分条件は次のようになる。

$$\frac{1}{1+\Delta} > \frac{\Delta}{1+\Delta} \cdot \frac{\tau}{\tau_p}, \quad (2.35)$$

従って、

$$\frac{C_{s,eff}}{C} < \frac{\tau_p}{\tau}. \quad (2.36)$$

これは次のように書き直すことができる。

$$\tau_p > \frac{C_{s,eff} \phi_e}{I_i}. \quad (2.37)$$

シース容量  $C_{s,eff}$  を大雑把に見積もって、 $\varepsilon_0/\lambda_D$  とし、イオン飽和電流  $I_i$  を  $en_0(kT_e/M)^{1/2}$  とすれば、式 (2.37) は

$$\tau_p > \left(\frac{\varepsilon_0 M}{n_0 e^2}\right)^{\frac{1}{2}}. \quad (2.38)$$

となる。ここに、 $\varepsilon_0$ 、 $\lambda_D$ 、 $M$  および、 $n_0$  は、それぞれ、真空の誘電率、デバイ長、イオン質量、および、プラズマ密度である。式 (2.38) は、パルスの立ち上がり時間がプラズマイオン周波数の逆数程度のオーダーであれば、シース容量の影響は無視できる程度になることを示唆している。例えば、アルゴンプラズマで密度が  $10^{10} \text{ cm}^{-3}$  の場合、式 (2.38) は、 $\tau_p > 300 \text{ ns}$  となる。これは、

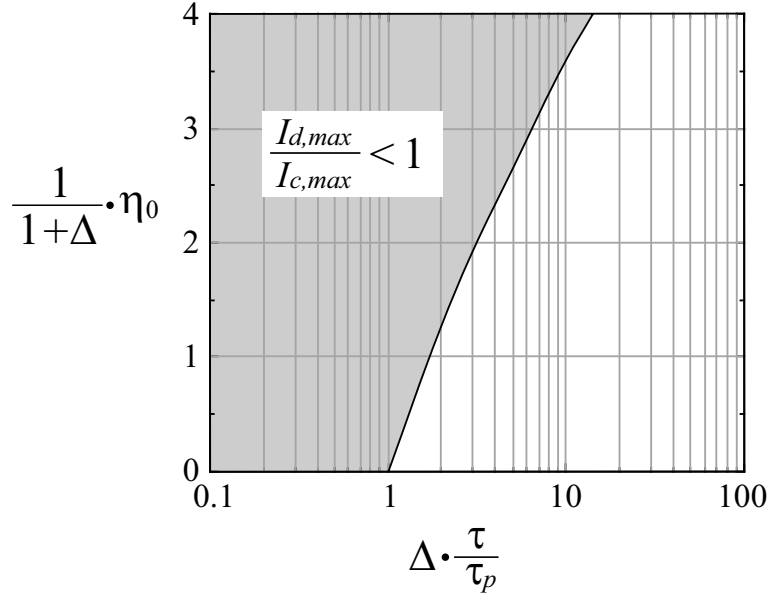


Fig. 2.5: Region where the condition that  $I_{d,max}/I_{c,max} < 1$  is satisfied. (shaded region)

$I_{d,max} < I_{c,max}$  が常に成立するための十分条件であって、必要条件ではないことに注意されたい。たとい、式 (2.38) が満たされない場合でも、 $I_{d,max}/I_{c,max}$  の比の値は、 $\eta_0$  の増加とともに急激に小さくなる。

プラズマ密度が上がるにつれ、式 (2.38) の右辺の値は小さくなるので、式 (2.38) の条件が満たされ易くなる。この傾向は、前述の Okuda らの結果<sup>16-19)</sup> と符合する。

パルスの立ち下りにおいては、伝導電流成分のピーク値は、

$$I_{c,max} = I_i \cdot \left[ 1 - \exp \left( -\frac{C}{C + C_{s,eff}} \cdot \eta_0 \right) \right]. \quad (2.39)$$

となるのに対し、変位電流成分はパルスの立ち上がりにおける場合と同じと考えてよい。従って、これらの比は、

$$\begin{aligned} \frac{I_{d,max}}{I_{c,max}} &= \frac{\frac{\Delta}{1+\Delta} \cdot \frac{\tau}{\tau_p} \cdot \eta_0}{1 - \exp \left( -\frac{1}{1+\Delta} \cdot \eta_0 \right)} \\ &\simeq \frac{\Delta}{1+\Delta} \cdot \frac{\tau}{\tau_p} \cdot \eta_0. \end{aligned} \quad (2.40)$$

となって、パルス電圧  $\eta_0$  が大きくなると、変位電流成分が顕著になり得る。これは実験事実と符合する。その詳細については、文献 20, 21 に述べられている。

以上の議論では、実効的シース容量  $C_{s,eff}$  としてシース容量を記述してきた。 $C_{s,eff}$  には、シース容量  $C_s$  のシース電圧依存性が考慮されている。ここで、 $C_s$  を定数として扱った場合との差を考えてみよう。

シースの厚み  $d_s$  が、Child の空間電荷制限電流の式で与えられるとすれば、

$$d_s = \frac{2}{3} \left( \frac{\varepsilon_0 S}{I_i} \right)^{\frac{1}{2}} \left( \frac{2e}{M} \right)^{\frac{1}{4}} V^{\frac{3}{4}}. \quad (2.41)$$

となる。ここに、 $V$  はシースにかかる電圧、 $S$  はプローブの表面積である。

式 (2.41) を時間で微分すると、シース容量を通して流れる変位電流 ( $\equiv en_0 S \dot{d}_s$ ) は、次のようになる。

$$I_{dis} = \frac{1}{2} en_0 S \left( \frac{\varepsilon_0 S}{I_i} \right)^{\frac{1}{2}} \left( \frac{2e}{M} \right)^{\frac{1}{4}} V^{-\frac{1}{4}} \cdot \left( \frac{dV}{dt} \right). \quad (2.42)$$

よって、シース容量  $C_s$  は、

$$C_s = \frac{1}{2} en_0 S \left( \frac{\varepsilon_0 S}{I_i} \right)^{\frac{1}{2}} \left( \frac{2e}{M} \right)^{\frac{1}{4}} V^{-\frac{1}{4}}. \quad (2.43)$$

と表される。これより、シース容量  $C_s$  は  $V^{-1/4}$  に比例して変化することが分かる。

例えば、アルゴンプラズマの場合、密度が  $10^{10} \text{ cm}^{-3}$ 、電子温度が 2eV とすれば、フローティング・ポテンシャルにおいて  $C_s/S$  はおよそ  $4 \text{ pFcm}^{-2}$  となる。

一般に、 $C_s = k \cdot V^\gamma$  と考えてみる。ここに、 $-1 < \gamma < 0$  で、 $k$  は比例定数である。 $C_s$  を通して流れる変位電流  $I_{dis}$  は、 $d(C_s \cdot V)/dt$  で表されるので、

$$\begin{aligned} |I_{dis}| &= \left| C_s \cdot \frac{dV}{dt} + V \cdot \frac{dC_s}{dt} \right| \\ &= \left| (1 + \gamma) \cdot k \cdot V^\gamma \cdot \frac{dV}{dt} \right| \\ &< \left| k \cdot V^\gamma \cdot \frac{dV}{dt} \right| \\ &= \left| C_s \cdot \frac{dV}{dt} \right|. \end{aligned} \quad (2.44)$$

これは、シース容量  $C_s$  がプローブ絶縁膜表面電位によって変化する効果を考慮した場合、変位電流  $I_{dis}$  の大きさは  $C_s$  を定数と考えた場合よりも小さくなる。すなわち、 $C_{s,eff} < C_s$  ということの意味する。

シース容量  $C_s$  の影響は、比  $\Delta (= C_{s,eff}/C)$  によって決定されるため、プローブ容量  $C$  を十分に大きな値に設定することにより、その影響を抑えること

が可能である。式 (2.43), によれば、 $C_s$  の大きさは、デバイ長の数倍程度の距離を離して置かれた 2 枚の平板電極の間の静電容量として、おおよそ見積もることができる。プローブ容量  $C$  もシース容量  $C_{s,eff}$  も、共にプローブ面積に比例するので、比  $\Delta$  は、主にデバイ長とプローブ絶縁膜の厚みの比で決まる (プローブ絶縁膜の誘電率も、もちろんこれに関係する)。プローブ絶縁膜の厚みが  $10\text{--}50\ \mu\text{m}$  程度以下であれば、大抵のプロセッシングプラズマにおいて、 $\Delta$  はおおよそ 0.1 以下に抑えられると考えられる。

### 2.3.4 ストレ容量の影響

測定系を如何に組んでも、ストレ容量の存在は避けることができず、これが測定に何らかの誤差をもたらす。特に、パルスを扱う場合、ストレ容量を通して流れる変位電流が小さくないことが考えられるので、その影響を見積もっておく必要がある。

図 2.6 に基づいて、ストレ容量の影響を考える。ストレ容量  $C'$  を通って流れる変位電流  $I'$  は次のように表される。

$$I' = C' \cdot \frac{dV_p}{dt}. \quad (2.45)$$

観測される電流  $I$  は、プローブ電流  $I_p$  とこの変位電流  $I'$  の和になる。

$$I = I_p + I'. \quad (2.46)$$

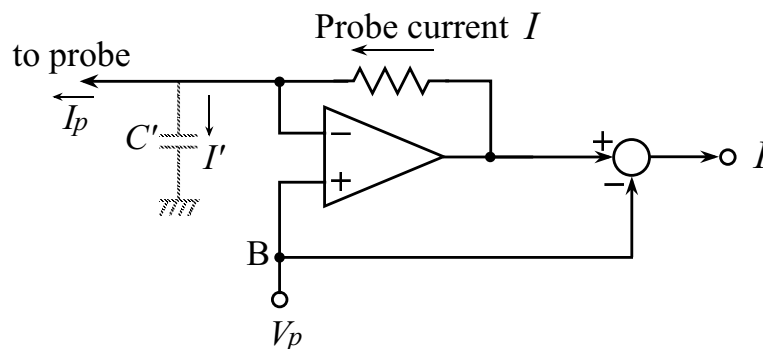


Fig. 2.6: Drawing for the analysis of the effect due to the stray capacitance  $C'$ .

式 (2.45), (2.46) および (2.11) をまとめると次のようになる。

$$I = I_i \cdot \left( e^{\eta_a} - 1 + \tau \cdot \frac{C'}{C} \cdot \frac{d\eta}{dt} \right) \quad (2.47)$$

パルス電圧を式 (2.26) のように表すと、式 (2.47) は、

$$I = I_i \cdot \left[ e^{\eta_a} - 1 + \frac{\tau}{\tau_p} \cdot \frac{C'}{C} \cdot \eta_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau_p}\right) \right]. \quad (2.48)$$

となる。式 (2.48) 右辺の [ ] 内の最後の項が、ストレ容量  $C'$  の影響を表しており、これはパルスエッジ ( $t=+0$ ) において最大値  $I'_{max}$  をとる。

$$I'_{max} = I_i \cdot \frac{\tau}{\tau_p} \cdot \frac{C'}{C} \cdot \eta_0 \quad (2.49)$$

一方、理想的な矩形波パルスの場合の、プローブ電流  $I_p$  の最大値は次のように見積もられる (式 (2.29) 参照)。

$$I_{p,max} = I_i \cdot (e^{\eta_0} - 1) \quad (2.50)$$

この両者 ( $I'_{max}$  および  $I_{p,max}$ ) の比によって、ストレ容量の影響が決まる。 $I'_{max} < I_{p,max}$  の条件が常に満たされるための条件は、

$$\frac{C'}{C} < \frac{\tau_p}{\tau}, \quad (2.51)$$

これは次のように書き換えられる。

$$\tau_p > \frac{C' \cdot \phi_e}{I_i}, \quad (2.52)$$

これは、式 (2.37) に類似している。例えば、密度  $10^{10} \text{ cm}^{-3}$ 、電子温度 2eV のアルゴンプラズマの場合、式 (2.52) は、おおよそ  $C' [\text{pF}] < 0.1\tau_p [\text{ns}] \cdot S [\text{cm}^2]$  となる。ここに、 $S$  はプローブの表面積である。

測定系の寸法やレイアウトを注意深く設計すれば、ストレ容量  $C'$  をシース容量  $C_s$  と同程度 (あるいは、それ以下) に抑えることも困難ではない。その場合、式 (2.37) が満たされていれば、自動的に (2.52) も満たされることになる。

さらには、ストレ容量の影響をキャンセルすることも可能である。例えば、プローブ回路をシールドし、シールドを図 2.6 の B 点の位置に接続すれば、プローブ回路とシールドとの電位差が常にゼロになるため、変位電流が流れない。

もっと簡単な方法としては、電流-電圧変換回路の周波数特性を、図 2.7 に示すように帰還容量  $C_f$  で調節する。図 2.7 において、電流-電圧変換回路の出力  $V_1$  と電流  $I$  の関係は、

$$I = \frac{V_1 - V_p}{R} + C_f \cdot \frac{d}{dt}(V_1 - V_p). \quad (2.53)$$

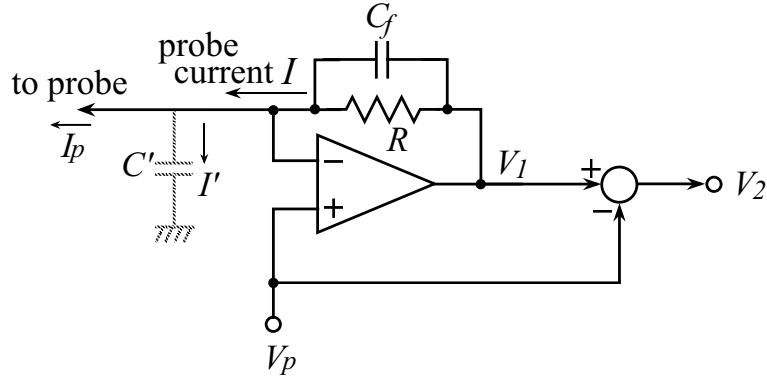


Fig. 2.7: Drawing for the analysis of the feedback capacitor  $C_f$ .

出力  $V_2$  は、 $V_1 - V_p$  であるので、 $\eta_2 \equiv V_2/\phi_e$  と定義すると、次のようになる。

$$I_i \cdot \left( e^{\eta_a} - 1 + \tau \cdot \frac{C'}{C} \cdot \frac{d\eta}{dt} \right) = \frac{\phi_e \eta_2}{R} + C_f \phi_e \frac{d\eta_2}{dt} \quad (2.54)$$

式 (2.54) の両辺の最後の項がそれぞれ等しい場合、互いにキャンセルし合い、出力  $\eta_2$  ( $V_2$ ) は正確にプローブ電流  $I_p$  を表すことになる。つまり、ストレ容量  $C'$  の影響が取り除かれる。この条件は、次のように書ける。

$$C' \frac{d\eta}{dt} = C_f \frac{d\eta_2}{dt}. \quad (2.55)$$

ストレ容量の影響は、パルスエッジにおいて最も顕著に表れるので、次の条件が満たされなければならない。

$$C' \frac{d\eta}{dt} \Big|_{t=+0} = C_f \frac{d\eta_2}{dt} \Big|_{t=+0} \quad (2.56)$$

変数  $u$  を次のように定義すると、

$$u \equiv \frac{\phi_e}{I_i R} \cdot \eta_2. \quad (2.57)$$

式 (2.54) は次のようになる。

$$e^{\eta_a} - 1 + \tau \cdot \frac{C'}{C} \cdot \frac{d\eta}{dt} = u + C_f R \frac{du}{dt}. \quad (2.58)$$

式 (2.58) の両辺の最後の項がキャンセルし合う場合、

$$u = e^{\eta_a} - 1. \quad (2.59)$$

よって、

$$\frac{du}{dt} = e^{\eta_a} \frac{d\eta_a}{dt}. \quad (2.60)$$

パルス電圧が式 (2.26) のように表されるとすると、パルスエッジ ( $t=+0$ ) において  $\eta_a = 0$  であるので、式 (2.13) より、

$$\begin{aligned}\frac{d\eta_a}{dt}\Big|_{t=+0} &= \frac{d\eta}{dt}\Big|_{t=+0} \\ &= \frac{\eta_0}{\tau_p}\end{aligned}\quad (2.61)$$

従って、式 (2.56) は次のようになる。

$$\begin{aligned}C' \frac{\eta_0}{\tau_p} &= C_f \frac{I_i R}{\phi_e} \frac{du}{dt}\Big|_{t=+0} \\ &= C_f \frac{I_i R}{\phi_e} e^{\eta_a(t=+0)} \frac{d\eta_a}{dt}\Big|_{t=+0} \\ &= C_f \frac{I_i R}{\phi_e} \frac{\eta_0}{\tau_p}.\end{aligned}\quad (2.62)$$

よって、次の関係、

$$C_f R = \frac{C' \cdot \phi_e}{I_i}\quad (2.63)$$

が満たされている場合、少なくともパルスエッジにおけるストレ容量  $C'$  の影響がキャンセルされる。

式 (2.53) は、 $u$  を用いて次のように表される。

$$\frac{du}{dt} = -\frac{u - I/I_i}{C_f R}.\quad (2.64)$$

これは、出力  $u$  が電流信号  $I/I_i$  に時定数  $C_f R$  で指数関数的に漸近することを表している。

しかしながら、電流-電圧回路の応答性を決定する時定数  $C_f R$  がパルス電圧の立ち上がりの時定数  $\tau_p$  よりも大きい場合、パルスエッジのピーク電流の測定に誤差を生じることになる。従って、次の条件が必要である。

$$\begin{aligned}\tau_p &> C_f R \\ &= \frac{C' \cdot \phi_e}{I_i}\end{aligned}\quad (2.65)$$

これは、式 (2.52) と符合する。

## § 2.4 実験

IPP 法におけるプローブの材料としては、様々なものを用いることができる。ここにおける実験では、直径 1 mm のセラミック被覆銅線をプローブとして用



いた。セラミック被覆は、厚さ  $10\mu\text{m}$  のシリコン酸化膜である。先端から  $2\text{cm}$  を除いて、直径  $6\text{mm}$  のテフロンチューブで覆った。テフロンチューブの肉厚は、セラミック被覆の厚さに比べてずっと大きいため、プローブ容量  $C$  は、主に先端  $2\text{cm}$  の部分に存在することになる。また、ストレ容量は十分に小さいと考えられる ( $10\text{pF}$  以下と見積もられる)。この場合、プローブ容量  $C$  はおよそ  $200\text{pF}$  である。

プローブに矩形波パルス電圧を印加し、プローブ電流の応答を測定した。測定回路の概略を図 2.8 に示す。 $C_{f1}$ ,  $C_{f2}$  および  $C'_2$  はトリマコンデンサで、測定に先立ち、プラズマが無い状態で、パルスエッジにおける回路出力がゼロになるように調節した。厳密に言えば、細いスパイク状の信号が残る場合があるが、これらはプローブ電流信号に比べて無視できる程度の大きさに抑えることができる。こうしてストレ容量の影響を除去した。回路の周波数応答は、§2.3.4 で述べたように、時定数  $C_{f1}R$  および  $C_{f2}R$  によって、また、OP アンプの周波数帯域幅によって決まる。ちょうどパルスエッジの位置のプローブ電流応答を、詳細に観測する必要が無ければ、一般的なローノイズの汎用 OP アンプを用いることができる。OP アンプの帯域幅が限られている方が、シース容量の影響や、ストレ容量の影響を排除するために、かえって好都合でもある。何故ならば、これらの影響による信号は一般に高い周波数成分からなるためである。ここで用いた OP アンプの場合、帯域幅は  $4\text{MHz}$  である。

図 2.9 に、Ar DC 放電プラズマにおいて測定した、プローブ電圧波形 ( $E_0=3\text{V}$ ) およびプローブ電流波形の例を示す。

ピーク電流  $I_1$  の、パルス電圧  $E_0$  依存性を測定することにより、プローブの電圧-電流特性が得られる。結果を図 2.10 に示す。片対数プロットの傾きより、電子温度はおよそ  $1\text{eV}$  となる。

電子温度は、ピーク電流の比  $I_1/I_2$  から計算できる。この実験の場合、パルス電圧は正確な矩形波ではなく、パルスの立ち上がり時定数  $\tau_p$  は、およそ  $200\text{ns}$  であった。一方、プローブ電流の減衰時定数  $\tau (=C\phi_e/I_i)$  は、およそ  $100\mu\text{s}$  であった。図 2.4 に基づいて、ピーク電流の低下率を  $0.6$  と見積もり、 $I_1$  の大きさを補正すると、電子温度として妥当な値 ( $0.15\text{Torr}$  では  $1.0\text{eV}$ 、 $0.1\text{Torr}$  では  $1.3\text{eV}$ ) が得られた。Table 2.1 に示すように、補正を施さない場合は、電子温度は高めに出る ( $0.15\text{Torr}$  では  $1.4\text{eV}$ 、 $0.1\text{Torr}$  では  $2.2\text{eV}$ )。時定数  $\tau$  から計算した電子温度の値も、妥当な値を示した ( $0.15\text{Torr}$  では  $1.1\text{eV}$ 、 $0.1\text{Torr}$

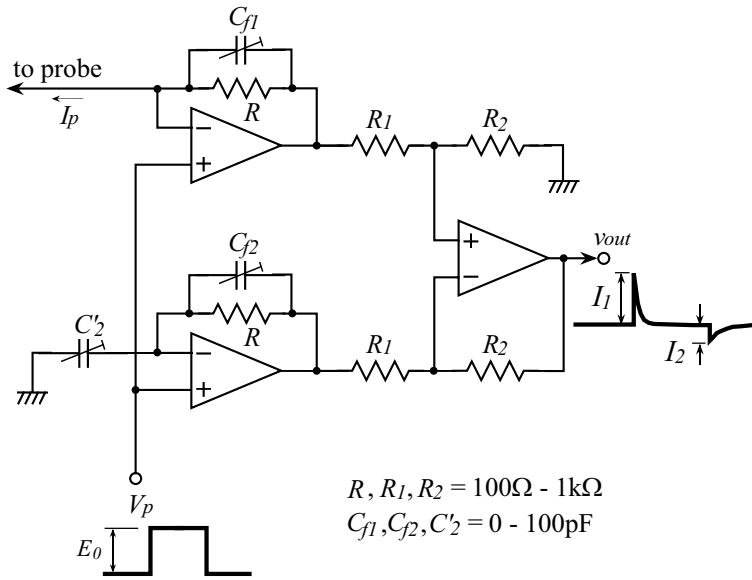


Fig. 2.8: Schematic drawing of the electronic circuit for the measurement.

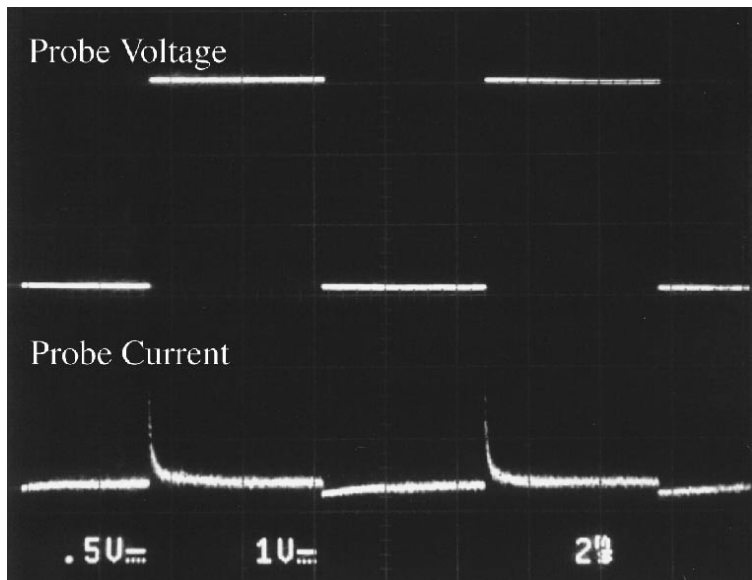


Fig. 2.9: An example of the measured waveform. Ar DC discharge plasma. (upper trace: applied voltage,  $E_0 = 3\text{V}$ ; lower trace: current response,  $50\mu\text{A}/\text{DIV}$ ; time:  $2\text{ms}/\text{DIV}$ ).

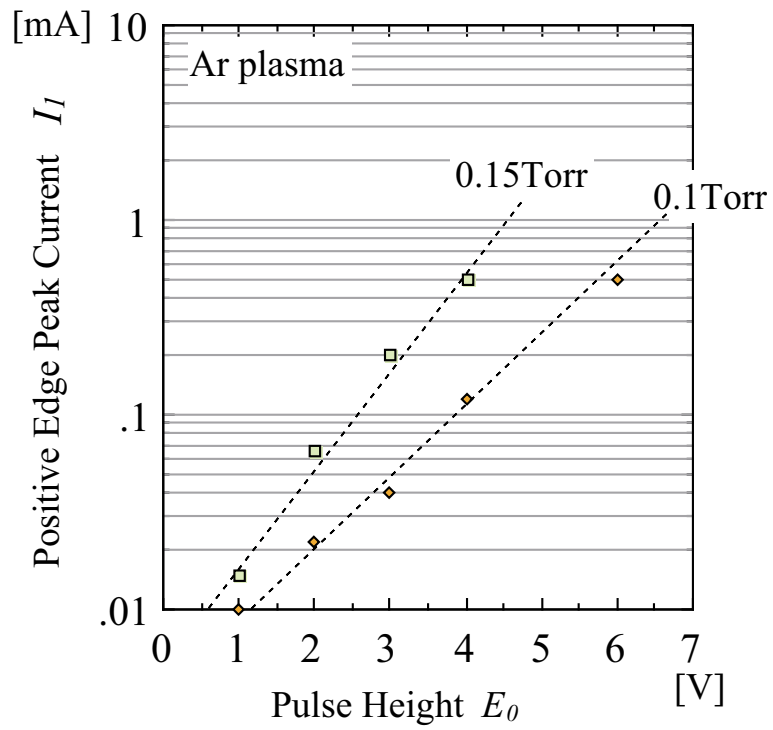


Fig. 2.10: Dependence of the positive edge peak current  $I_1$  on the pulse height  $E_0$ , that is the probe I-V characteristics (Ar DC discharge plasma) .

では 1.4 eV)。

図 2.11 は、IPP 法によって測定したプローブの電流-電圧特性と、従来のラングミュア・プローブ法によって測定したものとを比較したものである。ラングミュア・プローブには、直径 0.4 mm $\phi$ 、長さ 1 mm の白金線を用いた。フローティング・ポテンシャルから大きく離れた部分で差が大きくなることを除けば、両者は良い一致を示している。差が大きくなるのは、プローブの形と寸法が大きく異なっていることが原因と考えられる。片対数プロットの傾き、つまり電子温度も、おおよそ一致している。IPP 法のデータでは、プローブ電流の飽和が早く起こっているのは、この実験の場合、プローブ回路の周波数応答（またはスルーレート）が、パルス電圧が大きくなった際の、パルス立ち上がりの大きなピーク電流を測定するには不十分であったためと考えられる。

## § 2.5 シリコンウェハのプローブとしての利用

IPP 法においては、プローブ電極はプラズマに直接接触しないため、導電性のある材質であれば何でも利用できる。また、プローブ絶縁膜も、絶縁材料であれば何でもよい。プローブ絶縁膜は、薄いほどプローブ容量  $C$  が大きくなり、測定の感度と精度の点で有利になる。

酸化や成膜プロセス等の、シリコン半導体プロセスを用いれば、極めて薄く均一な絶縁膜を実現することができる。図 2.12 は、シリコンウェハを用いた平板プローブの構造例を示している。 $n^+$  のシリコンウェハにシリコン酸化膜が成膜されている。酸化膜の厚さは 1000 Å である。ウェハの比抵抗は 0.02  $\Omega \cdot \text{cm}$  以下である。酸化膜は TEOS の熱 CVD で成膜された。ウェハの裏面にはオーミック電極をスパッタ成膜した。このオーミック電極に導線をハンダ付けした

Table 2.1: Electron temperatures calculated in various manners.

	From	From		From
Pressure	$I_1-E_0$	ratio $I_1/I_2$ (eq.16)		decay time constant $\tau$
	dependence	(without correction)	(with correction)	(eq.7)
0.15 Torr	0.9 eV	1.4 eV	1.0 eV	1.1 eV
0.1 Torr	1.2 eV	2.2 eV	1.3 eV	1.4 eV

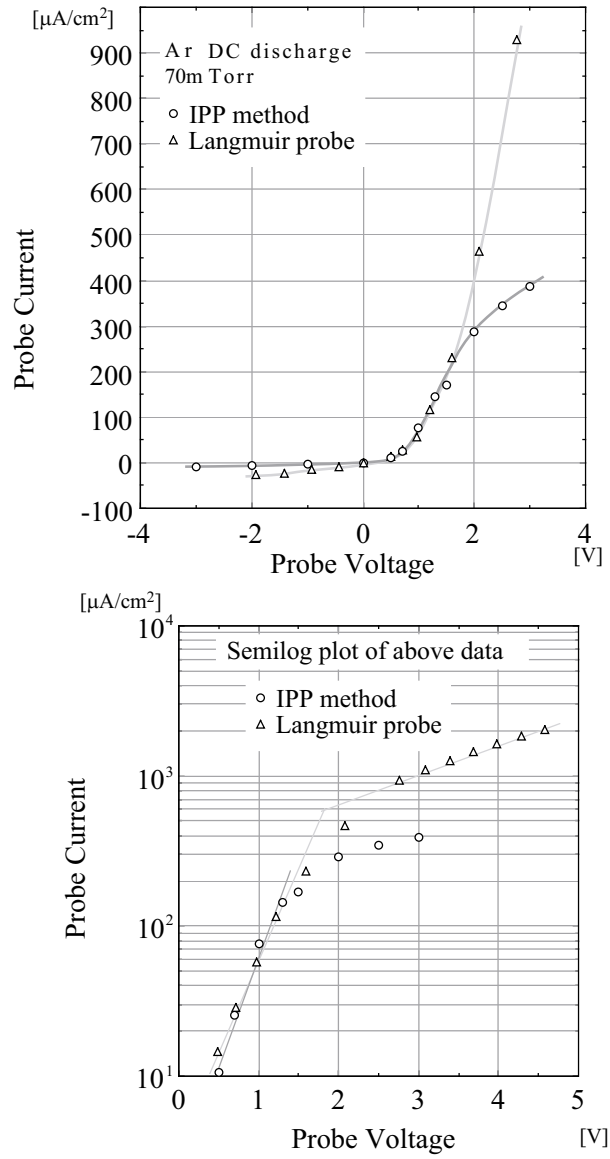


Fig. 2.11: Comparison between the I-V characteristics obtained by the IPP method and by the conventional Langmuir probe method. (IPP method: ceramic-coated wire probe, length 50 mm, diameter 1 mm, Langmuir probe: platinum wire probe, length 1 mm, diameter 0.4 mm).

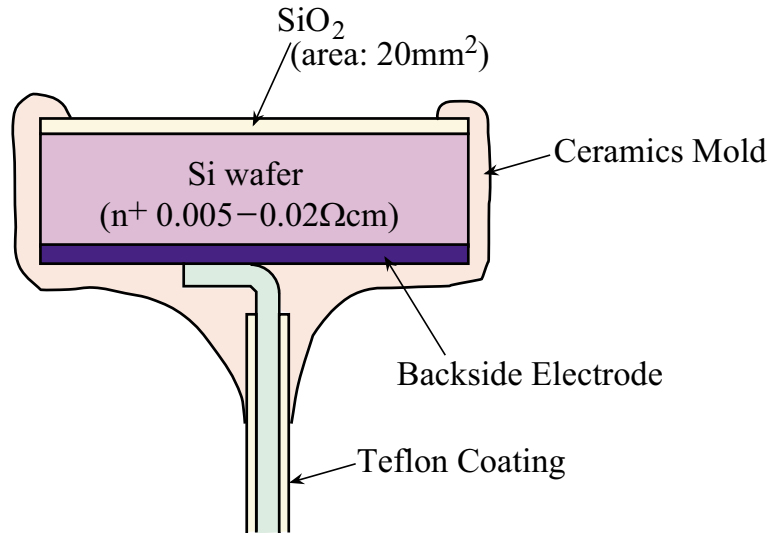


Fig. 2.12: Schematic drawing of the cross-section of the silicon wafer probe.

後、裏面および端面をセラミックモールドで覆い、プラズマに接触しないようにした。

図 2.13 は、このシリコンウェハ・プローブとセラミック被覆銅線のプローブとの電流-電圧特性を比較したものである。グラフの傾き、すなわち電子温度は、両者でよく一致している。従って、シリコンウェハもプローブとして使用できることが分かる。プローブ電流の減衰時定数は、プローブ容量の差を反映して、両者に大きな違いが見られた。

ここで用いたのは n 型のシリコンウェハであるが、この場合、プローブ絶縁膜の表面は、通常、負にバイアスされるため、酸化膜直下には空乏層が形成されることになる。しかし、この場合、ウェハの比抵抗が非常に小さいので、空乏層の厚みは、酸化膜の厚さに比べて十分に小さいと考えられる。従って、プローブ容量  $C$  は、ほとんど酸化膜の厚さによって決まる。一方、p 型のシリコンウェハを用いた場合は、比抵抗に関わらず、空乏層も反転層も形成されない。この点からは、p 型のウェハの方が望ましいと言える。p 型のウェハは LSI の基板として一般に用いられているので、これをプローブとして用いるには好都合である。

また、裏面の電極は、必ずしもウェハにオーミック接触している必要はなく、ウェハと静電容量的に結合していさえすれば良い。裏面電極とウェハの間の静電容量  $C_b$  は、プローブ容量  $C$  と直列に接続される形になるので、実効的なブ

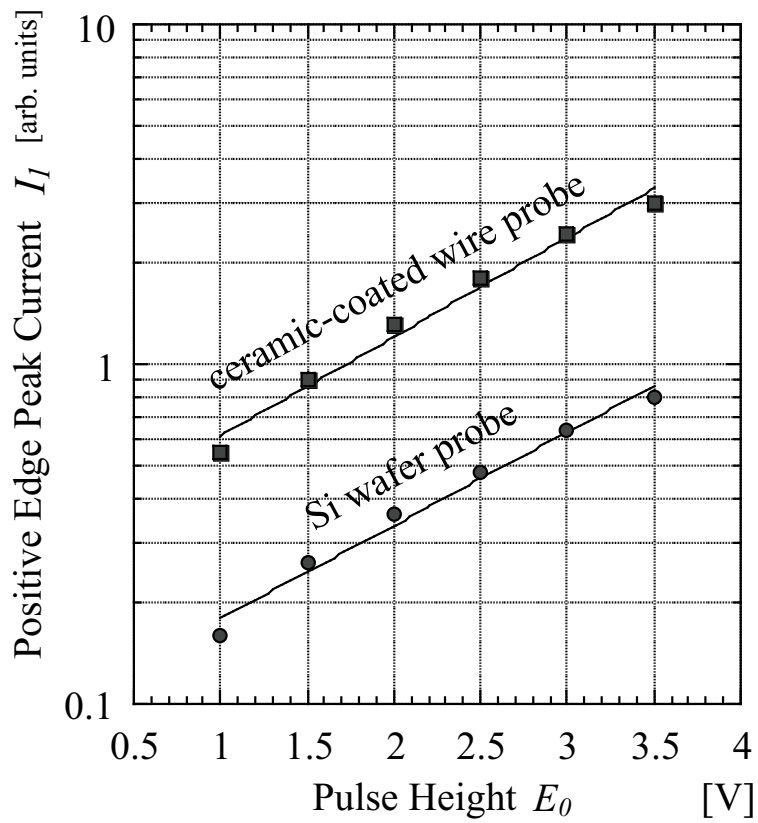


Fig. 2.13: Comparison between the I-V characteristics obtained by the ceramic-coated wire probe and the silicon wafer probe.

プローブ容量は  $CC_b/(C + C_b)$  になる。 $C_b$  がウェハと裏面電極の間のギャップの違いで変動しても、§2.3.1において記したように、プローブ電流のピーク値は変わらない。実際のプロセスにおいては、シリコンウェハは、通常、サセプタやウェハステージの上に置かれる。図 2.14 に示すように裏面電極をウェハステージの中に仕組み、これにパルス電圧を印加するようにすれば、ウェハにパルス電圧を伝達することができる。

図 2.15 は、図 2.14 の構成で測定した波形の例である。6 インチの p 型シリコンウェハを用いた。ウェハの比抵抗は  $1 \Omega \cdot \text{cm}$  で、ウェハの全面に、熱酸化により厚さ  $1000 \text{ \AA}$  の酸化膜を形成した。プローブ電流の応答は、図 2.9 に示されるものと類似しており、シリコンウェハがプローブとして機能していることが分かる。この例では、プラズマは  $13.56 \text{ MHz}$  の RF で生成した。プローブ回路に使用した OP アンプの周波数特性のため、プローブ電流信号に RF 成分は現れていない。高速の OP アンプを用いると、プローブ電流信号に RF 成分が重畳している様子が観測される。これに関する詳細については、第 4 章で述べる。

このようにして、プロセス対象のシリコンウェハ自身をプローブとすることにより、プラズマを乱すことなく、また、付加的な装置を用いることなく、ウェハのすぐ前面のプラズマ状態の情報を得ることができるようになる。

## § 2.6 考 察

IPP 法と従来のラングミュア・プローブ法の本質的な違いは、プローブ電極とプラズマとの間の導電性にある。従来のラングミュア・プローブ法では、プローブ電極とプラズマとの間のコンタクトは、抵抗がゼロ (導電率が無限大) でなければならない。なぜならば、両者の間に流れる直流のプローブ電流が本質的な意味を持つからである。これに対して、IPP 法の場合、プローブ電極とプラズマとの間のコンタクトは、導電率がゼロ (無限大の抵抗) でなければならない。なぜならば、プローブ容量を充電する電流が重要な意味を持つからである。従って、IPP 法では、プローブ表面の酸化や薄膜附着、等の原因によりプローブ表面状態が変化し、プローブ電極とプラズマとの間のコンタクトに抵抗が付加的に生じたとしても、抵抗の絶対値としては殆ど変わらない。これは、IPP 法による測定が、プローブ表面状態の変化に対して本質的に安定である、



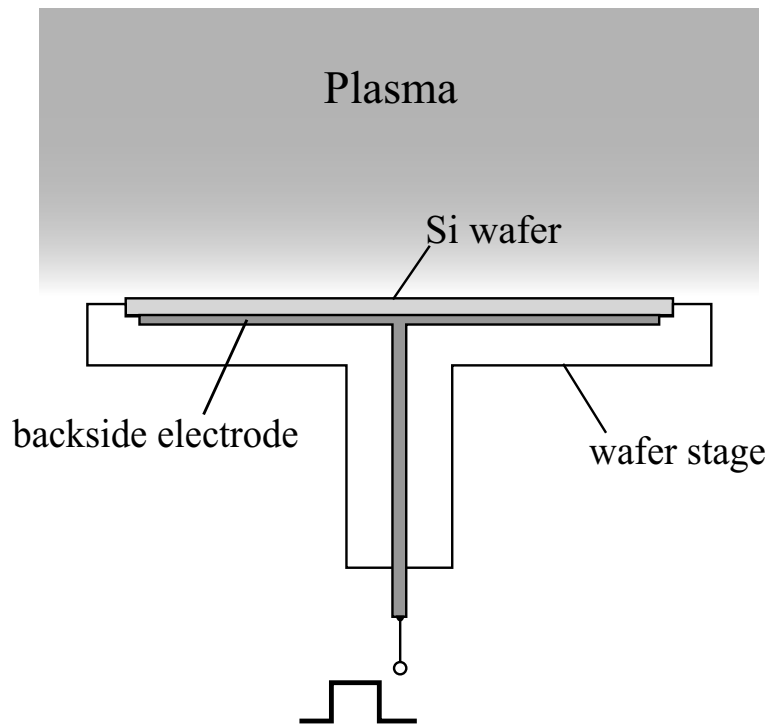


Fig. 2.14: Schematic drawing of cross-sectional view of the wafer-stage with a buried backside electrode to use the wafer under process itself as the probe.

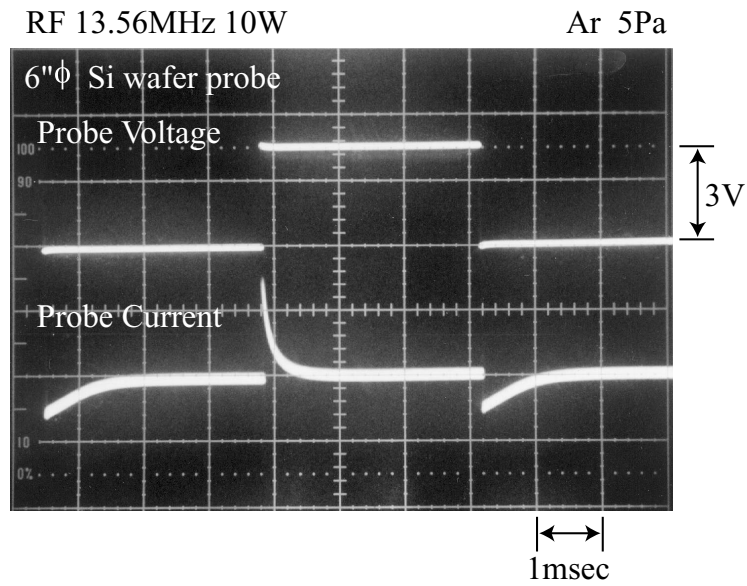


Fig. 2.15: Example of waveform of the probe current response obtained in the configuration shown in Fig.2.14

ということを意味する。そのため、IPP 法は、プロセッシングプラズマのモニタリングに適しているといえることができる。

例えば、薄膜付着によって、プローブの表面状態が変化した場合、プローブ容量が変化することになる。しかし、これは、プローブのピーク電流の測定に直接には影響しない。逆に、§2.3.1 で述べたように、プローブ電流応答の時定数  $\tau$  の変化から、薄膜の付着量を見積もることができる。また、 $\tau$  が変化すると、パルスが有限の立ち上がり時定数  $\tau_p$  を持っていることによる、ピーク電流の低下率も変化することになるが、その変化量は図 2.4 に基づいて見積もることができ、適切な補正を施すことができる。

§2.4 の実験では、パルスの立ち上がり時定数  $\tau_p$  はおよそ 200 ns であった。この値は、密度が  $10^{10} \text{ cm}^{-3}$  以下のプラズマでは、式 (2.38) の関係を厳密には満たさない。§2.3.3 で述べたように、式 (2.38) は、パルスの立ち上がりにおいて変位電流成分が常に伝導電流成分よりも小さいための、あくまで十分条件であることに注意されたい。式 (2.38) の物理的な意味は、シース内のイオンがプローブ電位の変化に追従し、時定数  $\tau_p$  でプローブ電位が変化する間に、分布が再配置する、ということである。たとい、式 (2.38) が満足されなくとも、パルス電圧が  $\phi_e$  の数倍になるだけで、式 (2.34) の比の値はおよそ 1/5 に小さくなる。これは、式 (2.38) (式 (2.37)) の右辺の値を小さくすると等価である。§2.4 に記した例では、 $\Delta \simeq 0.01$ 、また、 $\tau/\tau_p \simeq 500$  であるから、式 (2.34) の比の値は、 $\eta_0 > 2$  で、およそ 1 程度となる。§2.3.2 で述べたように、変位電流成分  $I_{dis}$  は、パルス波形の、電圧が変化している期間に最大値をとるのに対し、伝導電流成分  $I_{cond}$  は、パルス波形の、電圧が変化した直後に最大となることに注意されたい。すなわち、これらの 2 つの成分の最大値は、同時には現れない。言い換えれば、最大値が波形の上で重なり合うことはない、ということである。従って、パルスの立ち上がりにおいて観測されたピーク電流の値は、伝導電流成分によるものである、と考えてよからう。

実際問題、§2.4 の実験では、プローブ回路の帯域の制約上、変位電流による高速の応答には、出力が追従しない。今日、広帯域の高速 OP アンプが安価に入手できるようになってきたので、そのようなデバイスを用いることにより、パルスエッジにおけるプローブ電流応答を詳細に観測することもできる。ところが、一般にそのような高速デバイスの場合、電源電圧範囲が通常  $\pm$  数 V に制限されており、従って、観測すべきものに応じて、プローブ回路を適切に設

計する必要がある。

§2.2 に記した解析では、プラズマの空間電位  $V_b$  を定数として扱った。DC 放電のプラズマの場合、これは有効であると考えられる。§2.4 に記した実験も、DC 放電プラズマにおけるものに終始したが、様々なプラズマプロセスに用いられている RF 放電プラズマの場合は、空間電位  $V_b$  が RF 電圧に応じて大振幅で振動しており、この電位振動に応じて、プローブ電流に RF 成分が生じる。プローブにパルス電圧を印加すると、この RF 電流成分の振幅と位相が定常状態から変化する。これらの変化を分析することにより、プラズマ状態に関する情報を得ることができる。この詳細については、第 4 章～第 6 章において述べる。

## § 2.7 第 2 章まとめ

絶縁プローブ法の基本概念について述べた。ただし、プラズマの空間電位一定、つまり、RF 放電プラズマのような空間電位振動が無い場合、という仮定の下で議論した。プローブに矩形波パルス電圧を印加すると—矩形波パルス電圧を用いる絶縁プローブ法を「絶縁パルスプローブ法 (IPP 法)」と名付けている—、プローブ電流はパルスの立ち上がり / 立ち下りにおいてピーク値をとり、その後、プローブ容量と電子温度およびプラズマ密度で決まる、ある時定数で減衰する、という応答を示す。プローブ電流のピーク値の観測は、従来のラングミュア・プローブ法における電流-電圧特性のフローティング・ポテンシャルの前後の電流値を測定することと等価である。IPP 法による測定と従来のラングミュア・プローブ法による測定を、実験で比較した結果、両者はよい一致を示した。

シリコン酸化膜や他の絶縁薄膜で覆ったシリコンウェハをプローブとして用いることにより、大きな値のプローブ容量を実現することができる。これにより、測定の感度と精度の改善が期待できる。さらに、プロセス対象であるシリコンウェハそのものをプローブとして用いることにより、ウェハの直前のプラズマ状態の情報を得る方法を提案した。

絶縁プローブ法は、従来のラングミュア・プローブ法が反応性プラズマにおける測定において持つ致命的な問題、すなわち測定の安定性の欠如、を解決するために提案したものである。この問題における、本測定法のラングミュア・プローブ法に対する優位性については次章で述べる。

## References

- [1] G. Wehner and G. Medicus: J. Appl. Phys. **23** (1952) 1035.
- [2] T. L. Thomas and E. L. Battle: J. Appl. Phys. **41** (1970) 3428.
- [3] S. Yamaguchi, G. Sawa, and M. Ieda: J. Appl. Phys **48** (1977) 2363.
- [4] I. Kato, T. Sakamoto, and T. Shimoda: Jpn. J. Appl. Phys. **33** (1994) 307.
- [5] R. A. Olson: J. Appl. Phys. **43** (1972) 2785.
- [6] J. G. Simmons, G. S. Nadkarni, and M. C. Lancaster: J. Appl. Phys. **41** (1970) 538
- [7] J. F. Waymouth: J. Appl. Phys. **30** (1959) 1404.
- [8] R. M. Clements, B. M. Oliver, and P. R. Smy: J. Phys. D: Appl. Phys. **10** (1977) 2213.
- [9] T. Okuda: Kakuyugou Kenkyu **10** (1963) 47 [in Japanese].
- [10] H. D. Woköck, H. Bradaczek, and P. Denzer: J. Phys. E: Scientific Instruments **10** (1977) 86.
- [11] V. A. Kurnaev, A. M. Litnovski, V. B. Petrov, T. A. Staina, B. I. Khripunov, Yu. V. Chernyat'ev, and V. V. Shapkin, Jr.: Instruments and Experimental Techniques **42** (1999) 722.
- [12] G. Chiodini, C. Riccardi, and M. Fontanesi: Rev. Sci. Instrum. **70** (1999) 2681.
- [13] T. Sakaguchi and R. Itatani: Kakuyugou Kenkyu 1 (1958) 432 [in Japanese].
- [14] M. Deguchi and R. Itatani: *Proc. 13th Symp. Plasma Processing, Tokyo, Jan. 1996* p. 447.

- [15] M. Deguchi and R. Itatani: Ext. Abstr. (56th Autumn Meet., 1995) Japan Society of Applied Physics, 26p-M8 [in Japanese].
- [16] T. Okuda: J. IEE. Jpn. **83-11** (1958) No. 902 1922 [in Japanese].
- [17] R. W. Carlson, T. Okuda and H. J. Oskam: Physica **30** (1964) 182.
- [18] T. Okuda, R. W. Carlson and H. J. Oskam: Physica **30** (1964) 193.
- [19] H. J. Oskam, R. W. Carlson and T. Okuda: Physica **30** (1964) 375.
- [20] M. Deguchi and R. Itatani: *Proc. 3rd Int. Conf. Reactive Plasmas and 14th Symp. Plasma Processing, Nara, Jan. 1997* p. 237.
- [21] M. Deguchi and R. Itatani: Ext. Abstr. (44th Spring Meet., 1997) Japan Society of Applied Physics and Related Societies, 28a-SQ2 [in Japanese].
- [22] M. Deguchi and R. Itatani: Ext. Abstr. (43rd Spring Meet., 1996) Japan Society of Applied Physics and Related Societies, 29a-C1 [in Japanese].
- [23] F. W. Crawford and R. Grard: J. Appl. Phys. **37** (1966) 180.
- [24] M. Deguchi and R. Itatani: *Proc. 15th Symp. Plasma Processing, Hamamatsu, Jan. 1998* p. 298.
- [25] M. Deguchi and R. Itatani: Ext. Abstr. (57th Autumn Meet., 1996) Japan Society of Applied Physics, 9a-Q1 [in Japanese].
- [26] M. Deguchi and R. Itatani: Ext. Abstr. (59th Autumn Meet., 1998) Japan Society of Applied Physics, 17p-S18 [in Japanese].
- [27] M. Deguchi and R. Itatani: Ext. Abstr. (46th Spring Meet., 1999) Japan Society of Applied Physics and Related Societies, 31a-D10 [in Japanese].

## Chapter3

---

### 絶縁パルスプローブ法による測定におけるプローブ表面汚染の影響

#### § 3.1 第3章序論

第2章では、プラズマの空間電位一定の仮定の下、絶縁プローブ法による測定の概念について述べた。プローブ表面が元々絶縁膜で覆われているため、プローブ電極とプラズマとの間の抵抗値は、プローブ表面への汚染物質の付着等によっても殆ど変化することがなく、そのため、プラズマ中に反応活性種が存在しても測定の信頼性が損なわれることがない、と期待される。

しかしながら、プローブ表面の汚染が測定に与える影響は、全くゼロという訳ではない。汚染物が薄膜状になり、厚さがプローブ絶縁膜の厚さに比べて無視できない程度になると、薄膜の付着は、プローブ電極とプラズマとの間の絶縁膜の膜厚および電気特性に変化をもたらす。これは、プローブ容量の変化、従って、プローブ電流応答の変化につながる。従って、プローブ電流応答は、汚染薄膜が長い期間に蓄積するにつれ、徐々に変化することになる。この変化は、従来のラングミュア・プローブ法の電流-電圧特性がプローブ表面汚染の影響を受けた際に見られるような、不安定な変化ではなく、きちんと予想することのできる変化である。このことは、この測定法が、プラズマ CVD やスパッタリングのような成膜プロセスにおける、膜厚モニタとして応用できる可能性を示唆している。

次節では、プローブ電流応答への、プローブ表面への汚染薄膜の付着の影響について、簡単なモデルを立てて計算した結果について述べる。§3.3 では、汚染雰囲気下において、IPP 法と従来のラングミュア・プローブ法を比較した実験結果について述べ、IPP 法の有用性を §3.4 において論ずる。

## § 3.2 表面汚染を考慮したプローブ電流応答の計算

### 3.2.1 表面汚染を考慮したプローブ電流応答の計算

IPP法の概略は、第2章の図2.1に示す通りである。表面を絶縁薄膜で被覆したプローブをプラズマに挿入し、矩形波パルス電圧をプローブ電極に印加して、プローブ電流の応答を観測する。プローブ電流の応答波形は、第2章の図2.1中の挿絵のようになる。パルスの立ち上がり/立ち下りにおいて、プローブ電流はピーク値をとる。これは、プローブ絶縁膜の表面の電位が、プローブ電圧が急激に変化した際に、フローティング・ポテンシャルから偏移することによる。プローブ電流は、ピーク値をとった後、プローブ絶縁膜の表面が、プラズマからの荷電粒子束によってフローティング・ポテンシャルに向かって再充電されるにつれて減衰する。この減衰の時定数 $\tau$ は次のように表される<sup>1)</sup>。

$$\tau = \frac{C \cdot \phi_e}{J_i}. \quad (3.1)$$

ここに、 $C$ はプローブ容量で、プローブ電極とプローブ絶縁膜のプラズマに接する表面の間の、単位面積当たりの静電容量である。 $\phi_e$ は電子温度を[V]単位で測定したもの(= $kT_e/e$ )である。 $J_i$ はイオン飽和電流密度である。

プローブに汚染薄膜が付着した場合、プローブの断面構造は図3.1に示すモデルのようになる。プローブ絶縁膜の厚さを $d$ とすると、プローブ容量 $C$ は、

$$C = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r}{d}. \quad (3.2)$$

となる。ここに、 $\varepsilon_0$ および $\varepsilon_r$ は、真空の誘電率、およびプローブ絶縁膜の比誘電率である。プローブ絶縁膜の厚さ $d$ は、プローブの寸法に比べて十分に小さいので、プローブ容量は平行平板モデルで計算して差し支えない。

同様に、 $C_f$ は汚染薄膜の表裏間の、単位面積当たりの静電容量である。

$$C_f = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_f}{d_f}. \quad (3.3)$$

ここに、 $\varepsilon_f$ と $d_f$ は、汚染薄膜の比誘電率、および、厚さである。

このモデルの電気的な等価回路は、汚染薄膜の表裏の僅かの遷移領域<sup>4)</sup>を無視すれば、単純に図3.2のように表すことができる。 $R_f$ は、単位面積あたりの、汚染薄膜の膜厚方向の導電率の逆数である。

ここで、 $V_p$ をプラズマに接する表面の電位、 $V_q$ をプローブ絶縁膜と汚染薄膜の界面の電位とすると、定常状態において、 $V_p$ と $V_q$ は共にフローティング・

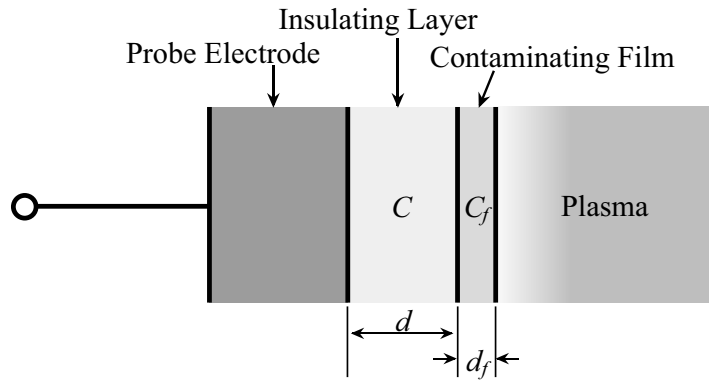


Fig. 3.1: Model of cross-sectional configuration of probe with existence of contaminating film on the probe surface.

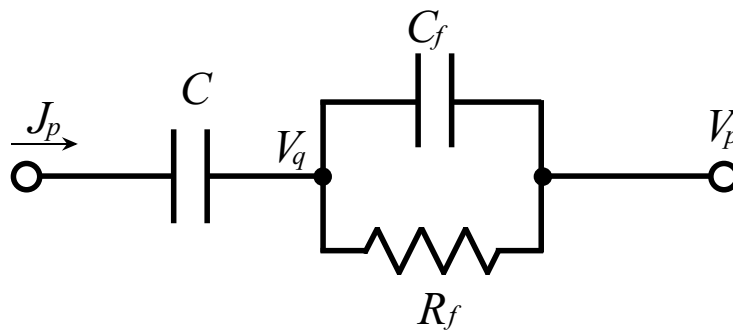


Fig. 3.2: Electrical equivalent circuit of probe with contaminating film on the probe surface.



ポテンシャルに等しくなる。パルス電圧がプローブに印加され、プローブの電位が急激に  $E_0$  だけ変化したとすると、 $V_p$  と  $V_q$  は、共に  $V_f + E_0$  になる。この時点から後の  $V_p$  および  $V_q$  の時間変化を計算してみる。

これらの間の関係は、次のようになる。

$$J_p = -C \frac{dV_q}{dt}, \quad (3.4)$$

$$J_p = -C_f \frac{d}{dt} (V_p - V_q) - \frac{V_p - V_q}{R_f}, \quad (3.5)$$

$$J_p = J_i \left[ \exp \left( \frac{V_p - V_f}{\phi_e} \right) - 1 \right]. \quad (3.6)$$

次のパラメータを定義すると、

$$p \equiv \frac{V_p - V_f}{\phi_e}, \quad (3.7)$$

$$q \equiv \frac{V_q - V_f}{\phi_e}, \quad (3.8)$$

$$\tau_f \equiv C_f R_f, \quad (3.9)$$

$$\gamma \equiv \frac{C}{C_f}, \quad (3.10)$$

式 (3.4) ~ (3.6) は、次のようになる。

$$\frac{dp}{dt} = -\frac{p - q}{\tau_f} - \frac{1 + \gamma}{\tau} (e^p - 1), \quad (3.11)$$

$$\frac{dq}{dt} = -\frac{1}{\tau} (e^p - 1). \quad (3.12)$$

パラメータ  $\gamma$  は、

$$\gamma = \frac{\varepsilon_r}{\varepsilon_f} \cdot \frac{d_f}{d}. \quad (3.13)$$

と表される。大抵の場合において、 $\varepsilon_r$  と  $\varepsilon_f$  の差は小さいので、 $\gamma$  は、汚染薄膜とプローブ絶縁膜の膜厚比の指標と考えることができる。 $\gamma \ll 1$  の場合には、式 (3.11) および式 (3.12) から、次のようになる。

$$\frac{d(p - q)}{dt} = -\frac{p - q}{\tau_f}. \quad (3.14)$$

これは、 $V_p$  と  $V_q$  が、時定数  $\tau_f$  で互いに接近することを意味する。

$R_f$  は、次のように表される。

$$R_f = \rho_f d_f. \quad (3.15)$$

ここに、 $\rho_f$  は汚染薄膜の比抵抗である。 $\tau_f$  は次のようになる。

$$\tau_f = \varepsilon_0 \varepsilon_f \rho_f. \quad (3.16)$$

$\tau_f$  [sec] は、 $8.85 \times 10^{-14} \cdot \varepsilon_f \rho_f [\Omega \cdot \text{cm}]$  と書ける。強誘電体の場合を除いて、通常、 $\varepsilon_f$  はおよそ 1.5–5 の間にあり、従って、 $\tau_f$  は、主に  $\rho_f$  の大きさによって決まる。

絶縁材料の場合、 $\rho_f$  はおよそ  $10^{12} \Omega \cdot \text{cm}$  のオーダー、あるいは、それ以上である。よって、 $\tau_f$  は  $10^{-1} \text{ s}$  のオーダー、あるいは、それ以上になる。汚染薄膜が、もし若干の導電性 ( $\rho_f \leq 10^7 \Omega \cdot \text{cm}$ ) を持っているとするならば、 $\tau_f$  は  $10^{-6} \text{ s}$  程度か、それ以下になる。一方、プローブ電流応答の時定数  $\tau$  は、通常、 $10^{-5} - 10^{-4} \text{ s}$  程度である。例えば、 $C = 500 \text{ pF/cm}^2$ ,  $\phi_e = 2 \text{ V}$  および  $J_i = 0.1 \text{ mA/cm}^2$  とすれば、 $\tau = 10^{-5} \text{ s}$  となる。従って、汚染薄膜が絶縁性の材料からなる場合は、 $\tau_f \gg \tau$  であり、導電性の材料からなる場合、 $\tau_f \ll \tau$  の関係が成り立つ、ということができる。

### 3.2.2 導電性の付着膜の場合 ( $\tau_f \ll \tau$ )

$\tau_f \ll \tau$  の関係が成り立つ場合、式 (3.14) によれば、 $\gamma \ll 1$  である限り、言い換えれば、汚染の極く初期においては、 $V_p$  および  $V_q$  が、プローブ電流の応答よりも素早く、互いに近づくことになる。よって、式 (3.11) と式 (3.12) は、次のようになる。

$$\frac{dp}{dt} = -\frac{1}{\tau}(e^p - 1). \quad (3.17)$$

この式は、付着膜の無い場合のプローブ電流応答を記述する式と同じである (第2章の式 (2.10) 参照)。従って、この場合、汚染膜の付着は、プローブ電流応答に実質的に影響を与えない、ということになる。すなわち、IPP 法による測定が反応性プラズマにおいても安定である、ということの意味する。

汚染膜が次第に蓄積すると、 $\gamma$  が大きくなってきて、式 (3.14) が成立しなくなる。 $\tau_f (= C_f R_f)$  が小さく、 $\gamma (= C/C_f)$  が大きくなる、ということは、 $C_f$  が小さくなることを意味する。よって、図 3.2 の等価回路が、 $C$  と  $R_f$  の直列接続の形に近づく、ということになる。その時、時定数は、

$$CR_f = C/C_f \cdot C_f R_f = \gamma \tau_f. \quad (3.18)$$

になるから、この時定数が、 $\tau$  に比べて無視できない程度になってくると、プローブ電流応答に影響が現れることになる。言い換えれば、 $\gamma \ll \tau/\tau_f$  の範囲では、安定した測定が可能である、ということになる。

図 3.3 は、(a)  $\tau = 10^{-4}$  s,  $\tau_f = 10^{-5}$  s および (b)  $\tau = 10^{-4}$  s,  $\tau_f = 10^{-6}$  s の場合につき、パルス立ち上がり後のプローブ電流応答を計算した例である。パルス電圧は  $2\phi_e$  とした。つまり、 $t = 0$  で  $p = q = 2$  である。 $\gamma$  の値を変えて、プローブ電流応答を計算した。プローブ電流は、 $-dq/dt$  で表される (式 (3.4) 参照)。図には、プローブ電流を、 $t = 0$  におけるピーク値で規格化した値の自然対数をとってプロットした。図 3.3(a) では、 $\gamma \leq 0.1$  の範囲で、図 3.3(b) では  $\gamma \leq 1.0$  の範囲で、それぞれ、プローブ電流応答は、殆ど変化しないことが分かる。従って、 $\gamma \leq 0.01 \times \tau/\tau_f$  の範囲であれば、プローブ電流応答は殆ど変化しない、と考えてよいと言える。

例えば、付着膜が金属材料からなる場合、 $\tau_f$  はずっと小さいので、測定は付着膜によって、実質的に影響を受けない。

### 3.2.3 絶縁性の付着膜の場合 ( $\tau_f \gg \tau$ )

絶縁性の付着膜 ( $\tau_f \gg \tau$ ) の場合は、パルスの立ち上がり / 立ち下りの後、 $e^p \gg 1$  である間は、式 (3.11) の右辺第 1 項が第 2 項に比べて無視できる。従って、式 (3.11) は次のようになる。

$$\frac{dp}{dt} = -\frac{1+\gamma}{\tau}(e^p - 1). \quad (3.19)$$

これは、プローブ電流応答の時定数が  $\tau/(1+\gamma)$  の、付着膜無しの場合の電流応答を表す方程式に他ならない。

パルスの立ち上がり / 立ち下りの後しばらくすると、プラズマに面する表面は、フローティング・ポテンシャル  $V_f$  に向けて再充電され、 $p$  はゼロに近づく。よって、式 (3.11) 右辺の第 1 項が主要な項となり、より大きな時定数  $\tau_f$  でプローブ電流応答が支配される。

$\tau_f \gg \tau$  の場合のプローブ電流応答の計算結果を、図 3.4 に示す。図 3.4(a) では  $\tau = 10^{-4}$  s,  $\tau_f = 10^{-2}$  s、図 3.4(b) では  $\tau = 10^{-4}$  s,  $\tau_f = 10^{-3}$  s と設定した。その他の設定は、図 3.3 と同様である。

$\gamma = 0$  (つまり、付着膜無し) の場合を除いて、各プローブ電流応答の曲線は、主に 2 つの部分からなることが分かる。1 つは、図中に  $A$  と記した、比

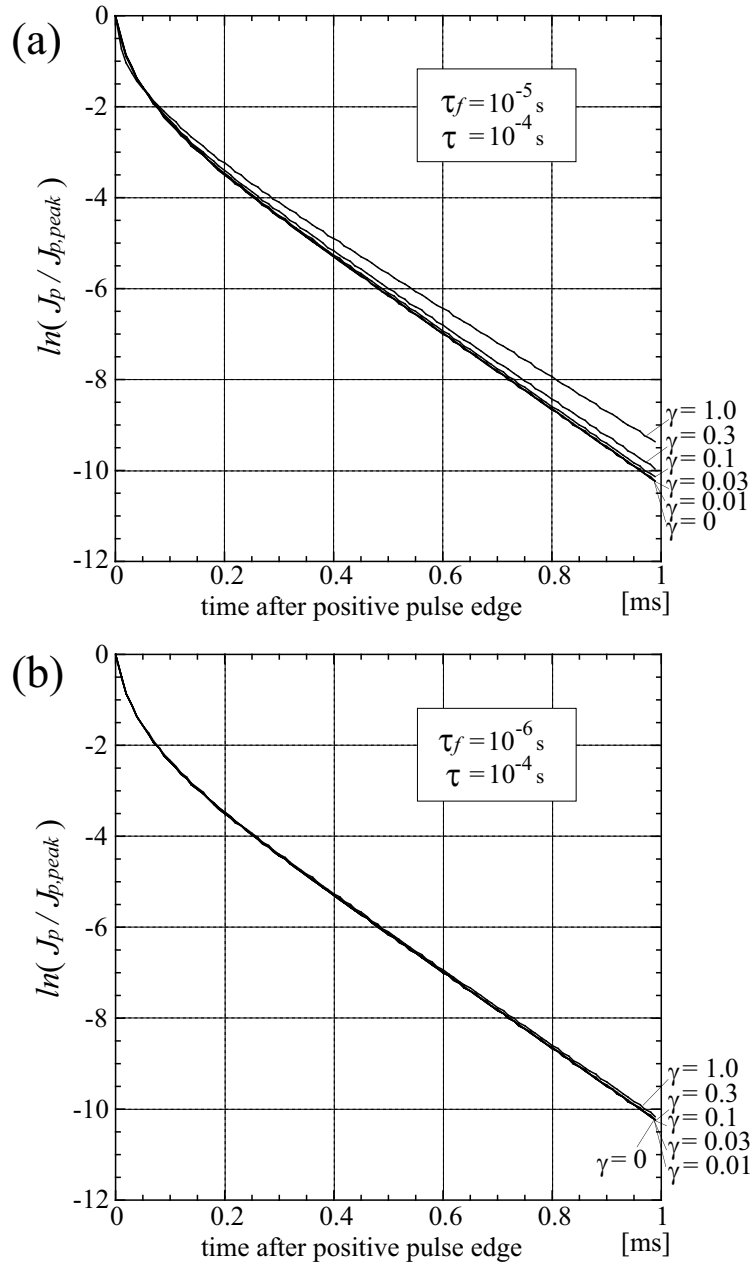


Fig. 3.3: Probe current response after positive pulse edge calculated for (a)  $\tau = 10^{-4} \text{ s}$ ,  $\tau_f = 10^{-5} \text{ s}$  and (b)  $\tau = 10^{-4} \text{ s}$ ,  $\tau_f = 10^{-6} \text{ s}$ . Amplitude of pulse is  $2\phi_e$ , i.e.,  $p = q = 2$  at  $t = 0$ .

較的速い減衰の部分であり、もう一つは、それに続くゆっくりとした減衰の部分である。後者の部分の時定数は、図 3.4(a) では  $10^{-2}$  s、図 3.4(b) では  $10^{-3}$  s で、これらはそれぞれ  $\tau_f$  に一致する。このことは、式 (3.19) および (3.11) から予想されることと合致する。

$\gamma$  が大きくなるにつれ、この 2 つの部分の境目は左側に移動し、A 部の期間が短くなる。実際には、プローブ電流の測定のダイナミック・レンジから考えて、プローブ電流の測定可能な範囲は、おおよそ図の影を施した部分に留まるであろう。すなわち、実際に測定されるプローブ電流の応答波形は、主に A 部に限られる。図 3.5 は、それぞれの曲線の A 部の傾き ( $\tau$  をかけた値) と、 $1 + \gamma$  とを比較したものである。A 部の傾きと  $\tau$  の積は、 $1 + \gamma$  のおおよそ 80% になっている。以上のことより、プローブ電流の減衰時定数 (A 部の時定数) は、近似的に  $\tau / (1 + \gamma)$  を表しており、 $\gamma$ 、すなわち、汚染膜の付着量の指標として考えることができる。

$\tau_f$  が非常に大きい場合、つまり、汚染薄膜がほぼ完全な絶縁膜からなる場合には、汚染膜の付着は、単にプローブ絶縁膜の膜厚を増加させ、時定数  $\tau$  を変化させるのみである。このことは、以上の結果と符合する。

### 3.2.4 半絶縁性の付着膜の場合 ( $\tau_f \simeq \tau$ )

図 3.6 は、 $\tau_f = \tau (= 10^{-4}$  s) の場合のプローブ電流応答の計算例である。この場合、応答波形は、前の 2 つの場合に比べて、 $\gamma$  の増加に対してより敏感に変化するようである。プローブ電流の応答は指数関数的な減衰に近づくようではあるが、その時定数は、 $\tau_f$  と  $\tau$  とも異なっている。時定数は  $\gamma$  の増加に対して、単調に変化しているものの、その依存性は単純な関係ではないようで、時定数の変化から  $\gamma$  の大きさを見積もることは簡単ではなさそうである。

$\tau_f$  は、汚染薄膜の電気特性で決まるので、任意に制御することはできない。一方、 $\tau$  は、プローブ容量  $C$  を変えることで調節可能である。プローブ容量  $C$  は、プローブ絶縁膜の厚さを増減することで変えることができる。よって、 $\tau$  と  $\tau_f$  の値をずらして設定することにより、問題を前述の 2 つのケース ( $\tau_f \gg \tau$  または  $\tau_f \ll \tau$ ) のどちらかに帰着させることができる。

汚染薄膜の比抵抗  $\rho_f$  が、 $10^9 - 10^{10} \Omega \cdot \text{cm}$  のレンジにある時、 $\tau_f$  がおおよそ  $10^{-4} - 10^{-3}$  s となり、 $\tau$  と同程度のオーダーとなる。例えば、真性アモルファスシリコン膜の比抵抗は、おおよそこのレンジにあるので、真性アモルファスシ

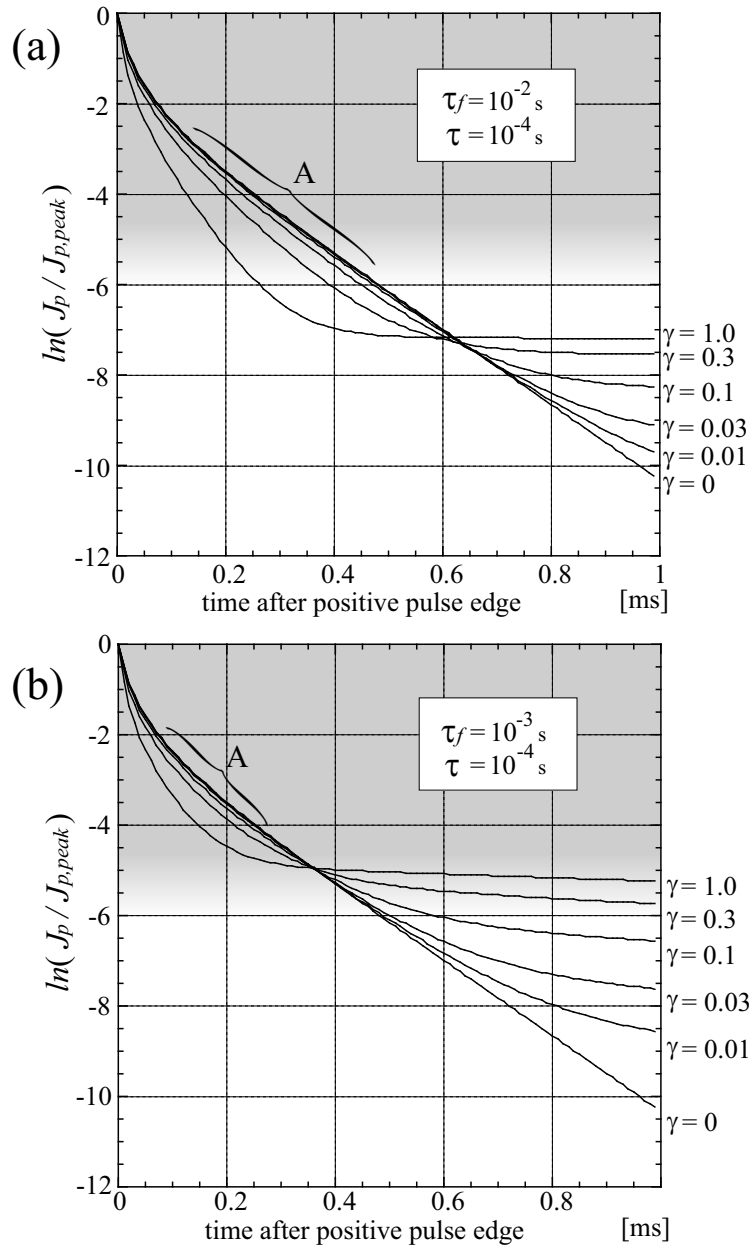


Fig. 3.4: Probe current response after positive pulse edge calculated for (a)  $\tau = 10^{-4} \text{ s}$ ,  $\tau_f = 10^{-2} \text{ s}$  and (b)  $\tau = 10^{-4} \text{ s}$ ,  $\tau_f = 10^{-3} \text{ s}$ . Amplitude of pulse is  $2\phi_e$ , i.e.,  $p = q = 2$  at  $t = 0$ .

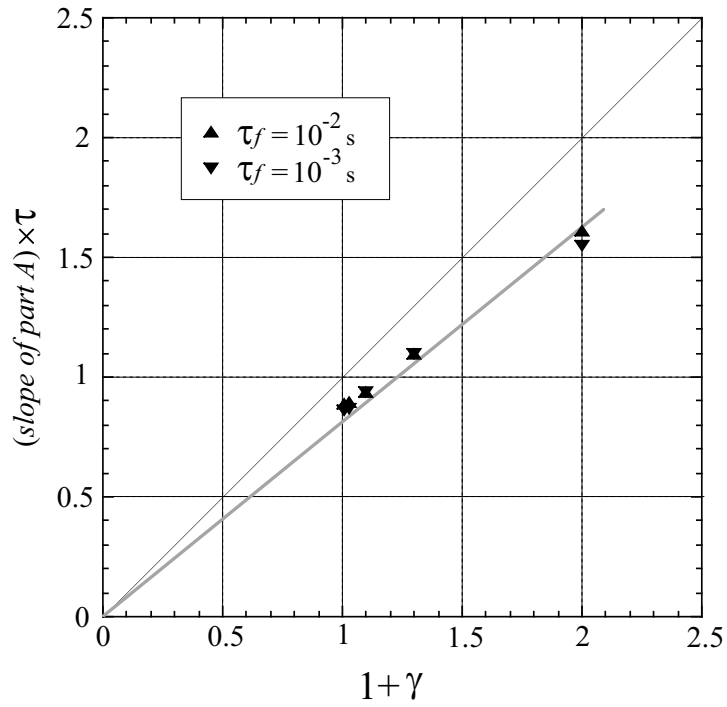


Fig. 3.5: Comparison between slope of part A (multiplied by  $\tau$ ) and  $1 + \gamma$ .

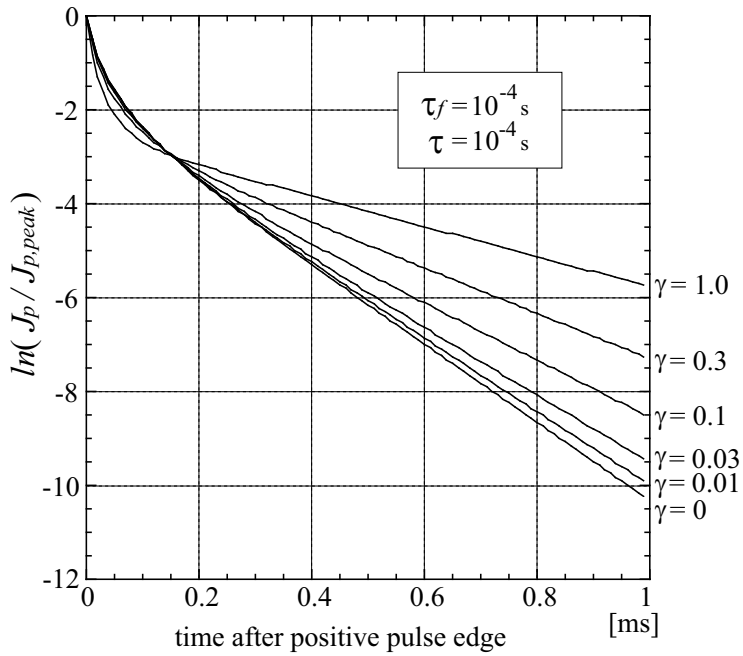


Fig. 3.6: Probe current response after positive pulse edge calculated for  $\tau_f = \tau (= 10^{-4} \text{ s})$ .

リコン膜のCVD成膜のプラズマにおける測定の場合には、プローブ絶縁膜の厚さを適切に設定しておく必要がある。

### § 3.3 汚染雰囲気への暴露を含む測定実験

#### 3.3.1 実験装置

図 3.7 に、実験装置の断面概略を示す。この装置では、DC 放電と RF 放電の両方が可能である。RF 放電には、13.56 MHz の RF を直径 10 cm のアルミ円板電極に印加する。DC 放電には、負の直流電圧をタングステン・フィラメントに印加する。真空容器はステンレスで、内径 20 cm、高さ 25 cm で、接地されている。

プラズマに 2 本のプローブを挿入した。一つは従来のラングミュア・プローブで、もう一つが絶縁プローブである。ラングミュア・プローブは、直径 0.4 mm、長さ 1 mm のタングステン線である。絶縁プローブには、直径 1 mm のセラミック被覆銅線を用いた。端面の露出を防ぐため、セラミック被覆銅線を、直径約 5 cm のループ状に曲げた。ラングミュア・プローブを、この円のほぼ中心の位置に配置した。セラミック被覆銅線のセラミック被覆は、約 10  $\mu\text{m}$  厚のシリコン酸化膜である。セラミック被覆にクラックの発生を防ぐため、ループの径を大きめに設定した。寸法が大きいため、プローブとしての空間分解能が悪くなるが、ラングミュア・プローブを絶縁プローブのループのほぼ中心に配置しているので、平均として、両者は同じプラズマを測定している、とみなせる。

汚染雰囲気への暴露の前に、これら 2 つのプローブの電流-電圧特性を Ar DC 放電プラズマにおいて比較した。2 つのプローブの特性を比較するための放電条件は、以下の実験を通して統一した。すなわち、Ar の圧力が 10 Pa、放電電流 2 mA、陰極のタングステン・フィラメントの電流が 3.5 A である。

#### 3.3.2 O<sub>2</sub> を含むプラズマへの暴露実験

プローブ表面の酸化の及ぼす影響を調べるため、O<sub>2</sub> を含むプラズマを RF 放電で発生させた。O<sub>2</sub> を含む雰囲気は、単純に、真空容器を一定の圧力までリークさせることにより作った。実験に先立ち、ラングミュア・プローブは水酸化ナトリウム溶液で電解研磨した。



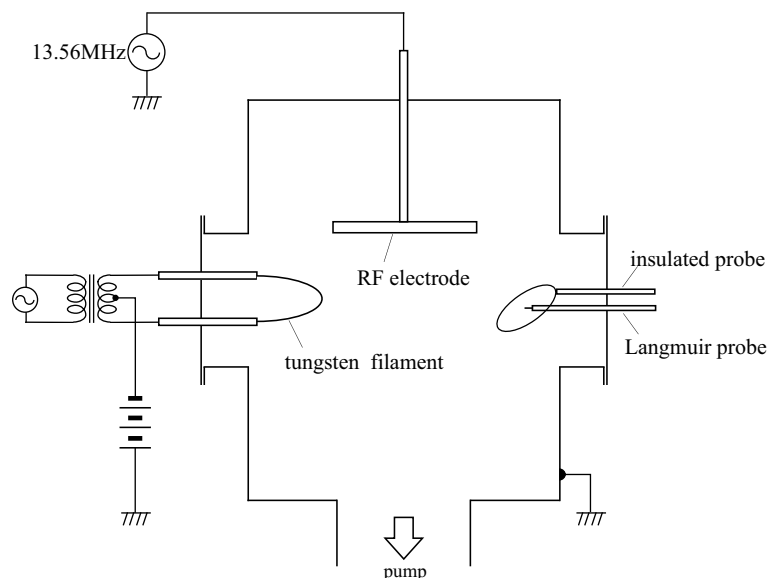


Fig. 3.7: Cross-sectional schematic of apparatus for experiments.

実験は次の手順に従って行った。

- (1) Ar DC 放電プラズマ中で 2 つのプロープの電流-電圧特性を比較。(放電条件は前述の通り)
- (2) 2 つのプロープを  $O_2$  を含むプラズマに暴露。(空気 10 Pa、RF パワー 10 W、暴露時間 10 分)
- (3) Ar DC 放電プラズマ中で 2 つのプロープの電流-電圧特性を比較。
- (4) 2 つのプロープを  $O_2$  を含むプラズマに暴露。(空気 10 Pa、RF パワー 20 W、暴露時間 20 分)
- (5) Ar DC 放電プラズマ中で 2 つのプロープの電流-電圧特性を比較。

上記の手順 (1), (3), (5) における測定の結果を図 3.8(a)–3.8(c) に示す。それぞれのグラフは、プロープの電流-電圧特性の、フローティング・ポテンシャル近傍の様子を示している。横軸の値は、フローティング・ポテンシャルを基準に測ったプロープ電位を表している。

初期状態では、2 つのプロープ特性は、よい一致を示していた [ 図 3.8(a) ]。しかし、 $O_2$  を含むプラズマに暴露した後では、ラングミュア・プロープの電流-電圧特性は曲率が小さくなり、電流が立ち上がっている部分の傾きが小さくなっている [ 図 3.8(b) ]。この変化は、さらに暴露を行うことでより顕著になった [ 図 3.8(c) ]。一方、絶縁プロープの電流-電圧特性には、殆ど変化が見られなかった。

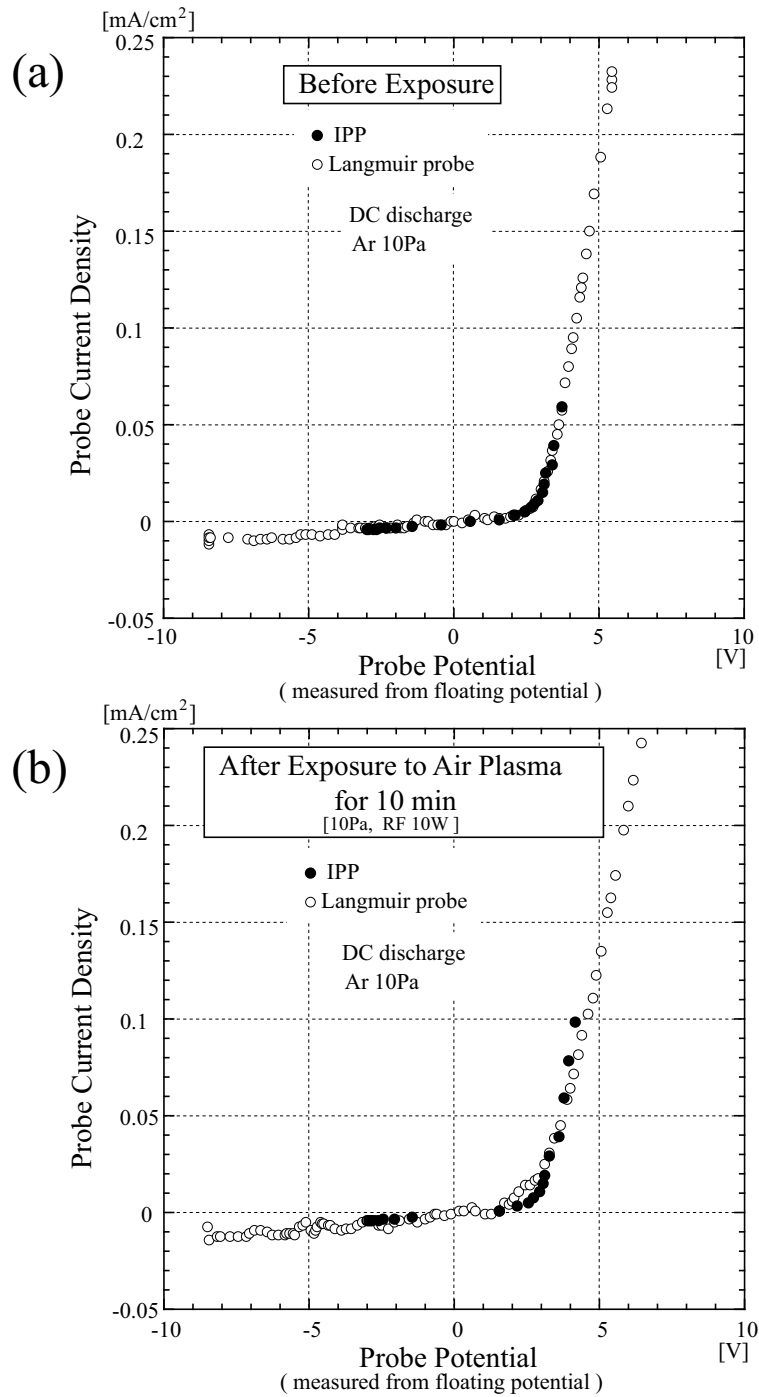


Fig. 3.8: I–V characteristics of Langmuir probe and insulated probe. (a) initial, (b) after exposure to oxygen-containing plasma (air plasma) for 10 min, (c) after additional exposure for 20 min.

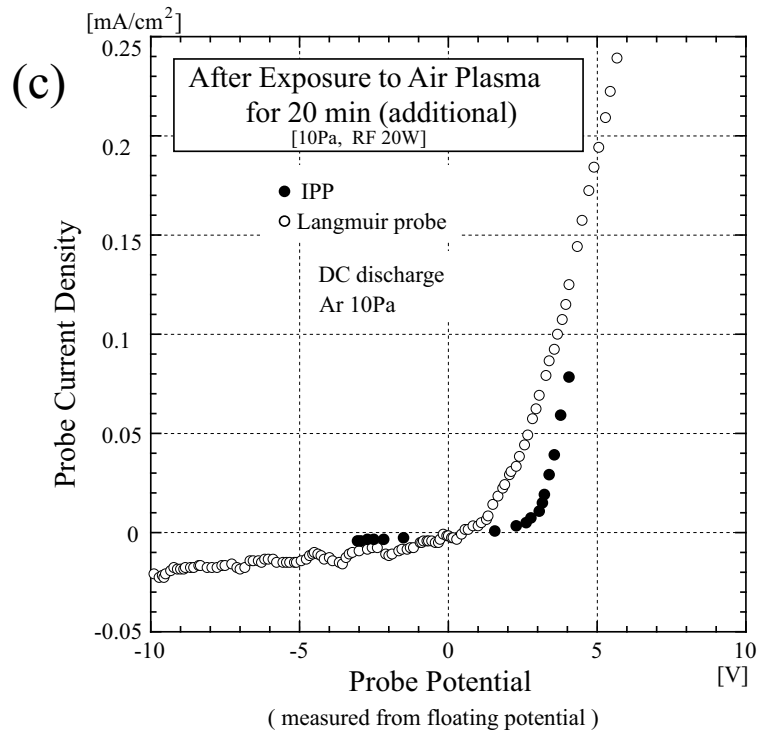


図 3.9 は、ラングミュア・プローブ (a)、および、絶縁プローブ (b)、それぞれの電流-電圧特性の推移を示したものである。「 」のプロットは、初期状態における電流-電圧特性、「 」は、O<sub>2</sub> を含むプラズマに 10 分間暴露した後の特性、「 」は、さらに 20 分間暴露した後の特性である。図 3.9(a) においては、横軸は接地電位から測ったプローブ電位である。O<sub>2</sub> を含むプラズマに暴露することにより、フローティング・ポテンシャルも変化していることが分かる。図 3.9(b) では、絶縁プローブの電流-電圧特性は、全て重なっており、変化は殆ど認められない。

### 3.3.3 CH<sub>4</sub> を含むプラズマへの暴露実験

次に、CVD プラズマへの暴露の影響を調べるため、CH<sub>4</sub> ガスを含むプラズマを RF 放電により発生させた。CH<sub>4</sub> を含むプラズマの放電条件は、Ar が 10 sccm、CH<sub>4</sub> が 2 sccm、圧力 10 Pa、RF パワーが 20 W で、以下の実験を通して同じ放電条件である。

実験に先立ち (O<sub>2</sub> を含むプラズマへの暴露実験の後)、ラングミュア・プローブは水酸化ナトリウム溶液で電解研磨した。

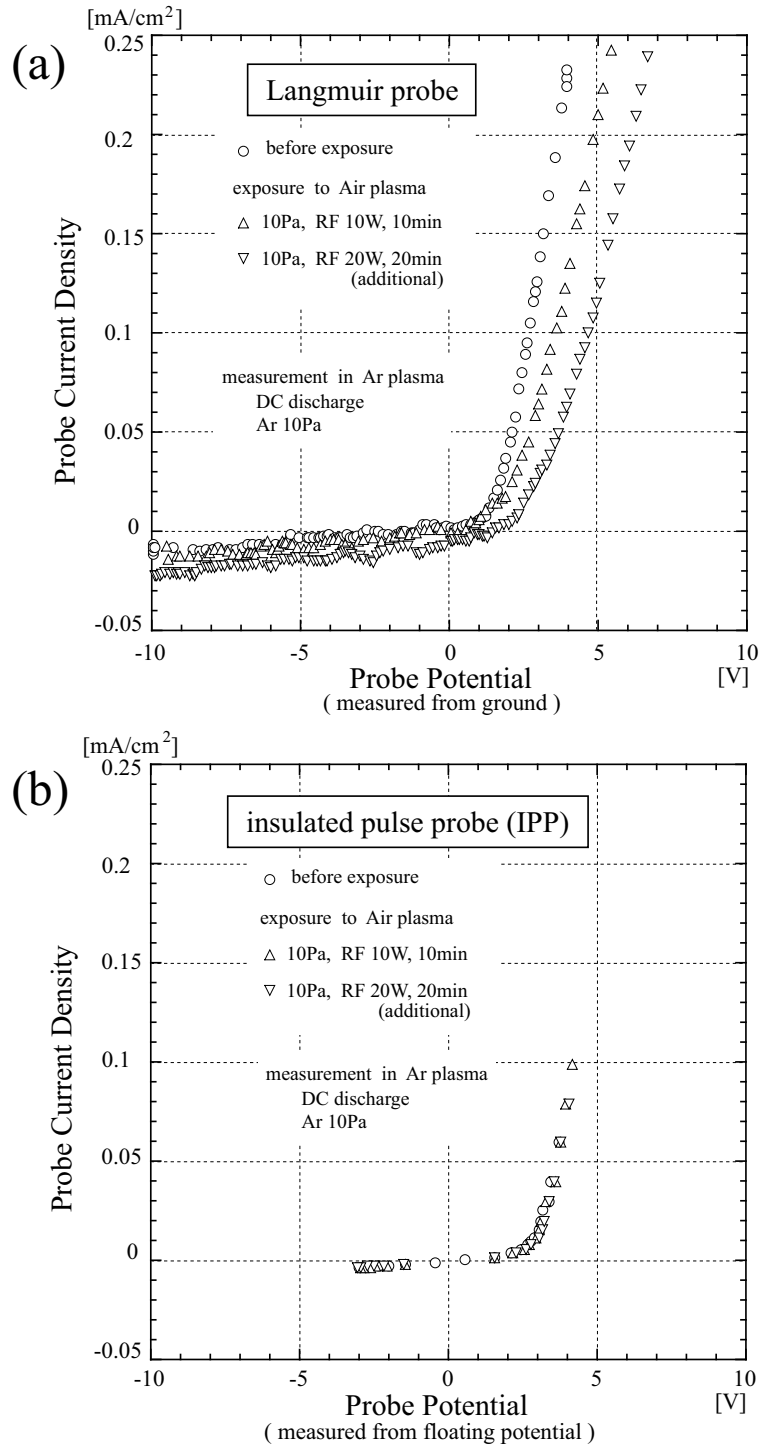


Fig. 3.9: Transition of I-V characteristics in case of exposure to oxygen-containing plasma. (a) Langmuir probe, (b) insulated probe.

実験は次の手順に従って行った。

- (1) Ar DC 放電プラズマ中で2つのプローブの電流-電圧特性を比較。(放電条件は前述の通り)
- (2) 2つのプローブを  $\text{CH}_4$  を含むプラズマに、10 秒間暴露。
- (3) Ar DC 放電プラズマ中で2つのプローブの電流-電圧特性を比較。
- (4) 2つのプローブを  $\text{CH}_4$  を含むプラズマに 30 秒間暴露。
- (5) Ar DC 放電プラズマ中で2つのプローブの電流-電圧特性を比較。(6) 2つのプローブを  $\text{CH}_4$  を含むプラズマに 1 分間暴露。
- (7) Ar DC 放電プラズマ中で2つのプローブの電流-電圧特性を比較。

上記の手順(1), (3), (5) および(7)における測定の結果を図 3.10(a)–3.10(d)に示す。それぞれのグラフは、プローブの電流-電圧特性の、フローティング・ポテンシャル近傍の様子を示している。横軸の値は、フローティング・ポテンシャルを基準に測ったプローブ電位を表している。

初期状態では、2つのプローブ特性は、よい一致を示していた[図 3.10(a)]しかし、Ar- $\text{CH}_4$  プラズマに、ほんの 10 秒間暴露しただけで、ラングミュア・プローブの電流-電圧特性は激しく変化し[図 3.10(b)] フローティング・ポテンシャル付近で角張った形を示した。図 3.10(c) はさらに 30 秒間、図 3.10(d) はその後さらに 1 分間暴露を続けた結果で、角張った形は次第に鈍くなった[図 3.10(c),(d)] 一方、絶縁プローブの電流-電圧特性は、殆ど変化しなかった。

図 3.9 は、ラングミュア・プローブ(a)、および、絶縁プローブ(b)、それぞれの電流-電圧特性の推移を示したものである。「」のプロットは、初期状態における電流-電圧特性、「」は Ar- $\text{CH}_4$  プラズマに 10 秒間暴露した後の特性、「」はさらに 30 秒間、「」はその後さらに 1 分間暴露を行ったものである。図 3.11(a) においては、横軸は接地電位から測ったプローブ電位である。Ar- $\text{CH}_4$  プラズマに暴露することにより、フローティング・ポテンシャルが徐々に移動していることが分かる。図 3.11(b) では、絶縁プローブの電流-電圧特性は、若干のバラツキは見られるものの、だいたい重なっている。このバラツキは、DC 放電の状態の再現性の問題であると思われる。というのは、Ar- $\text{CH}_4$  プラズマを発生させることにより、陰極であるタングステン・フィラメントにも薄膜が付着して、その表面状態が変化し、放電に影響を与えることが、十分に予想されるからである。

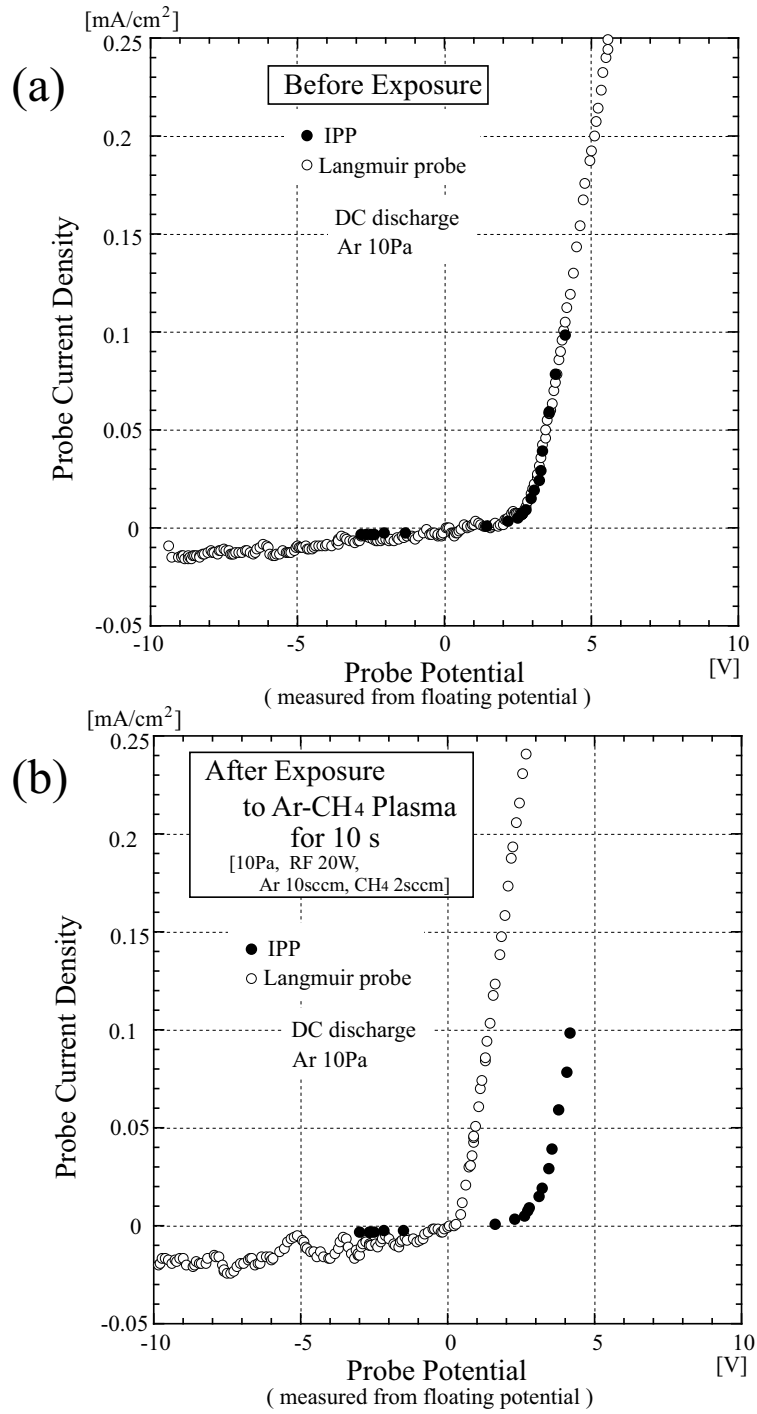
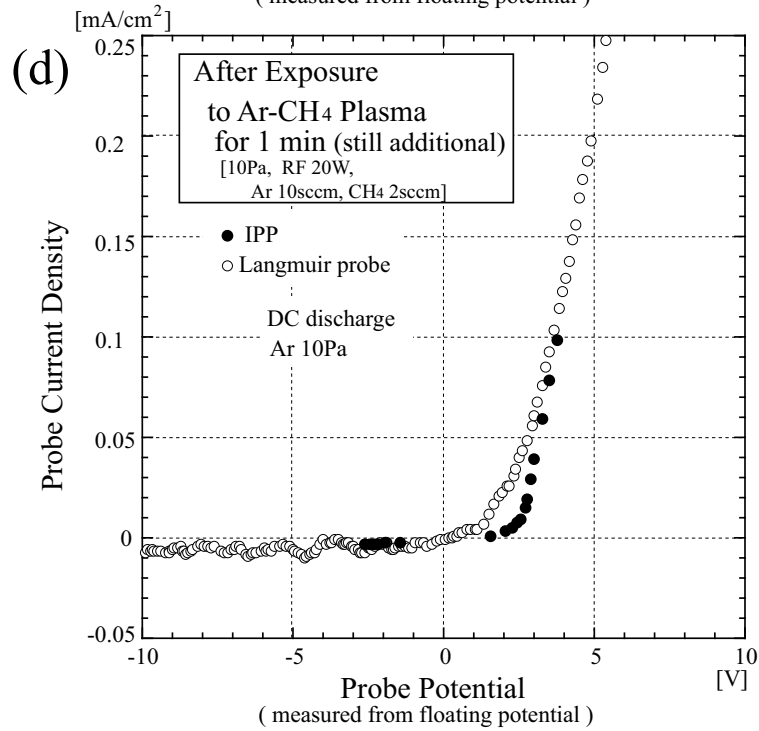
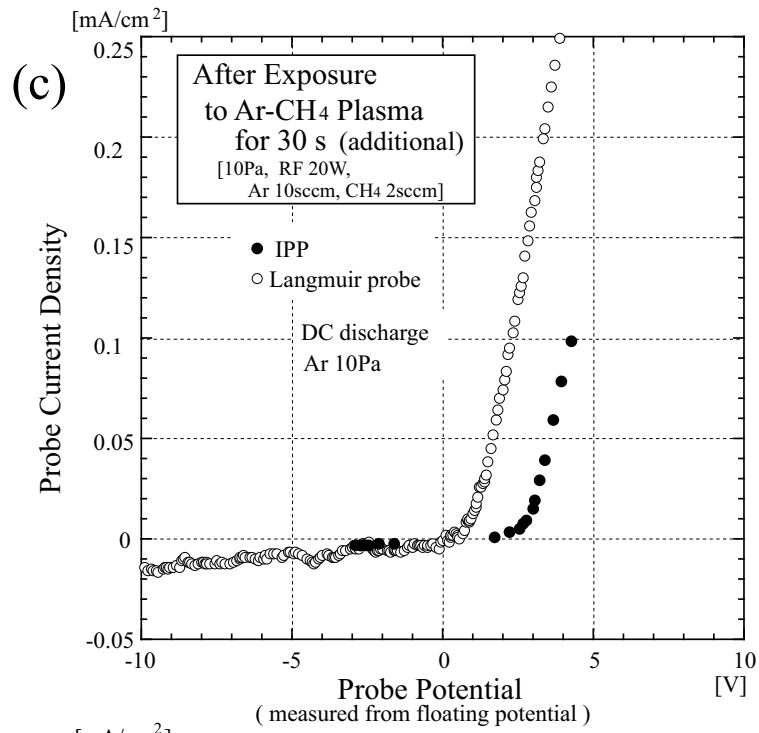


Fig. 3.10: I-V characteristics of Langmuir probe and insulated probe. (a) initial, (b) after exposure to methane-containing plasma for 10s, (c) after additional exposure for 30s, (d) after still additional exposure for 1 min.



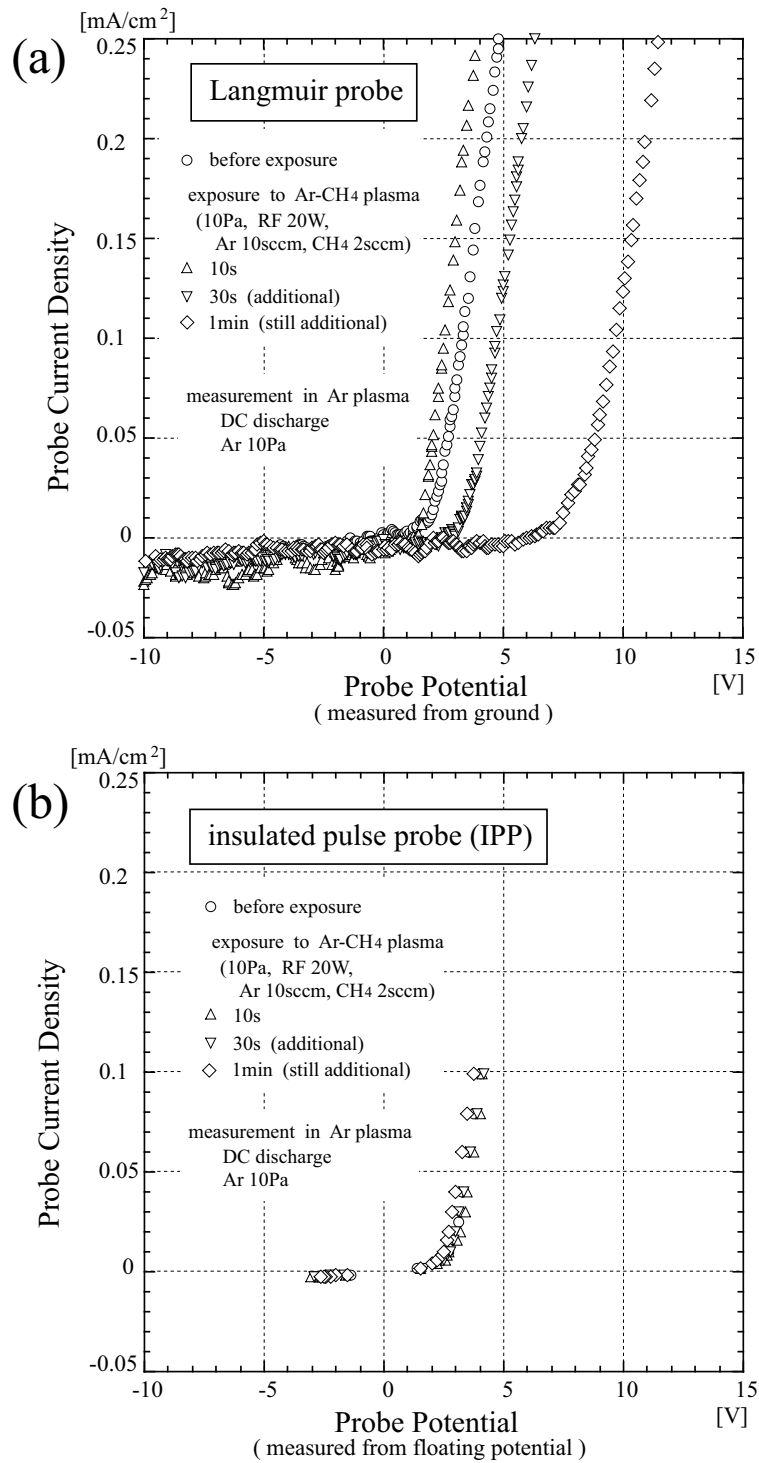


Fig. 3.11: Transition of I-V characteristics in case of exposure to methane containing plasma. (a) Langmuir probe, (b) insulated probe.



## § 3.4 考 察

§3.2 に述べた、付着膜の影響の計算モデル (図 3.1) は、極めて単純なものではあるが、プローブ表面への膜付着が均一である限り、実際の様子をよく表していると期待できる。というのは、薄膜の電気的特性は、主に、その誘電率と比抵抗で記述でき、これらの積で決まる時定数  $\tau_f$  が、付着膜の影響を決定するからである。

厳密に言えば、プローブ絶縁膜とその上に付着した膜とでは、仕事関数が異なるであろうから、その表面から様々な励起メカニズムで放出される電子の量も、若干は異なるはずである。これは特に、プローブバイアス電圧が負の場合 (IPP 法では、パルスの立ち下りの応答) に、その影響が大きくなることが考えられる。これ以外にも、汚染薄膜が付着することでプローブ電流が変化する原因として、その他さまざまなメカニズムが考えられるであろうが、これらはどれも二次的な効果であって、多くの場合において、本質的な重要性は持たない。

さらに、たとえ、プローブ絶縁膜と汚染薄膜の特性の違いがかなり大きい場合でも、プローブ絶縁膜の表面に、一旦、薄皮程度の膜が付着してしまえば、後はプラズマに接触する面の材質は変化しない。言い換えれば、プラズマに接触する材質の違いによる影響は、測定の最初の段階で現れるのみである。その後は、安定した測定ができることになる。この場合は、新品のプローブに対する、いわゆる「エージング」が、測定を安定して行うために有効であろう。

汚染膜の付着が、プローブ表面に均一でない場合は、図 3.1 に示す等価回路は、複数の  $C_f$  と複数の  $R_f$  の並列接続の形で表現されることになる。たとえば、付着膜の厚さが違って、時定数  $\tau_f (= C_f R_f)$  は、膜の電気的特性が同じであれば、変化しない [式 (3.16) 参照]。付着膜厚の違いは、プローブ電流応答を記述する式 [式 (3.11), 式 (3.12)] においては、 $\gamma$  の違いとして表現される。従って、膜厚が一様でない汚染膜の影響は、さまざまな  $\gamma$  の値に対するプローブ電流応答波形の加重平均になる。この場合、プローブ電流応答の時定数の変化から見積もられる付着膜の膜厚は、プローブ表面全体につき平均した値になるであろう。

プローブ表面付着膜の膜厚は、図 3.4 に例示した A 部の時定数から見積もられる。この方法は、文献 5,6 に記載されているような、従来のラングミュア・プローブ法における電流-電圧特性の変化から見積もる方法に比べて、はるかに信頼性が高い。 $\tau$  と  $\tau_f$  の差が大きい程、プローブ電流応答波形の A 部は、よ

り明確になる傾向があるが、一般に、付着膜が中庸の導電性を持つ場合というのは、アモルファス・シリコン等の半導体からなる場合を除いて、比較的稀なケースであると考えられる。付着膜が誘電材料、例えば、シリコン酸化膜や窒化膜、アルミナ等からなる場合、これらは、ほぼ完全な絶縁物 ( $\tau_f$  が極めて大きい) であって、これらの付着は、単にプローブ絶縁膜の膜厚を増加させる効果があるのみである。これは、プローブ電流応答の時定数の変化として容易に検出することができるものである。

一方、汚染膜が比抵抗の小さな材質からなる場合、例えば、金属や透明導電膜等の場合は、これらの付着の影響はほとんど無視できる程度である。これらは、プローブ回路に大きな直列抵抗を生じない。しかしながら、プローブ表面に付着した膜が、真空容器の他の部分に付着した膜とつながってしまったりはならない。もし、プローブ表面のこれらの付着膜が、プローブの周囲の部分に付着した膜と接触すると、これは実質的にプローブ面積を拡大したのと等価になり、測定に誤差を生じることになる。さらには、プローブ表面の付着膜が、接地容器壁に接触すると、プローブがシールドされてしまい、測定が不能になってしまう。従って、この場合は、プローブに付着した膜が、その周囲に付着した膜とつながってしまわないように、プローブの構造を適切に工夫する必要がある。

§3.3 に述べた実験では、汚染膜の付着の極く初期段階についてしか、電流-電圧特性の比較を行わなかった。この実験の範囲内では、絶縁プローブ法により測定されたプローブ電流応答の時定数には、変化は観測されなかった。また、この実験でプローブ表面に形成された、極薄い汚染膜の膜厚を測定することは、極めて難しい。暴露時間が非常に短いので、大雑把に見積もって、おそらくは、せいぜい  $10\text{--}100 \text{ \AA}$  のオーダーであろう。従って、 $\gamma$  は、およそ 0.01 よりは小さいと考えられ、図 3.3 および図 3.4 によれば、このように小さな  $\gamma$  の値に対しては、時定数に変化は観測されないことになる。

$\text{CH}_4\text{-Ar}$  プラズマへの暴露実験においては、暴露時間をさらに長くすれば、プローブ表面への有機薄膜の付着のため、プローブ電流応答の時定数に変化が観測されたかも知れないが、2 つプローブの特性比較のための DC 放電の再現性を維持するためには、この実験における暴露時間を短く抑えざるを得なかった。なぜなら、 $\text{CH}_4\text{-Ar}$  プラズマによる有機薄膜は、タンゲステン・フィラメントの陰極の表面にも付着するからである。

実験した範囲では、プローブ電流応答の時定数に変化が観測されなかったの  
で、§3.3の実験結果では、§3.2に記した計算結果を裏付けることはできない。  
しかし、図 3.9(a)と 3.9(b)、および、図 3.11(a)と図 3.11(b)を比較すれば明らか  
なように、従来のラングミュア・プローブ法に比べて、絶縁プローブ法では、  
はるかに安定した測定が可能である、という事実は強調されてもよからう。

ラングミュア・プローブ法がプローブ表面の汚染に敏感であることは、多く  
の研究者によって報告されている<sup>7-11)</sup>。この問題を解決するために、プローブ  
を加熱したり<sup>12-18)</sup>、大きなバイアス電圧を印加したり<sup>19-22)</sup>、といったさまざま  
な試みがなされてきている。しかしながら、どのような方法を以ってしても、  
完全に元の清浄なプローブ表面を復元することは、当然のことながら不可能で  
ある。さらに、これらのプローブを高温にする方法は、プローブ電極に含まれ  
る材料が不純物としてプラズマに混入し、これがプロセスに影響を与えてしま  
う、という懸念を払拭できない。

これらの、従来のラングミュア・プローブ法を何とか応用しようとする方法  
に比べて、絶縁プローブ法は、それ自身で実質的に安定した測定を提供するこ  
とができ、プロセッシングプラズマのモニタリングのために有用であると考えら  
れる。

実験は、 $O_2$  および  $CH_4$  を含むプラズマで行った。 $O_2$  を含むプラズマでは、  
プローブ表面の酸化が考えられ、 $CH_4$  を含むプラズマでは有機薄膜の付着が考  
えられる。どちらの場合も、プローブ表面への薄膜の形成が予想される。これ  
に対して、エッチングプラズマの場合は、汚染物質の付着だけでなく、プロー  
ブ絶縁膜がエッチングされることも考えられる。エッチングプラズマに対する  
測定の安定性については、今後の研究課題であって、まだ実験で確かめられて  
はいないが、プローブ絶縁膜がエッチングされることは、プローブ電流応答の  
時定数の増加として現れ、エッチングされた膜厚が容易に見積もり可能である、  
ということは十分に期待できよう。

### § 3.5 第3章まとめ

プローブ表面に汚染薄膜が付着した場合の影響について、簡単な計算モデル  
に基づいて見積もった。この影響の現れ方は、汚染薄膜の比抵抗と誘電率で決  
まる時定数  $\tau_f$  と、プローブ容量  $C$  とプラズマのパラメータで決まるプローブ

電流応答の時定数  $\tau$  [式 (3.1) 参照] の間の大小関係に依存する。

汚染薄膜が導電性を持つ場合 ( $\tau_f \ll \tau$ )、膜付着の影響は殆ど無視できる。一方、汚染薄膜が絶縁物である場合 ( $\tau_f \gg \tau$ )、プローブ電流の減衰時定数  $\tau$  が、汚染薄膜の蓄積に伴い小さくなる。この時定数  $\tau$  の変化から、汚染薄膜の付着量を見積もることができる。汚染薄膜が中庸の導電率を持っている場合は ( $\tau_f \simeq \tau$ )、プローブ電流応答は膜付着に対して比較的敏感になる。しかし、この状態に陥ることは、プローブ容量  $C$  を調節することで回避することが可能である。

絶縁プローブ法では、従来のラングミュア・プローブ法に比べて、はるかに安定した測定ができることが、 $O_2$  および  $CH_4$  を含むプラズマにプローブを暴露して、それぞれの電流-電圧特性の変化を比べることにより、実験的に確かめられた。これらの反応性プラズマに暴露しても、絶縁プローブ法で得られた電流-電圧特性には殆ど変化が見られなかった。これに対し、従来のラングミュア・プローブ法による測定では、電流-電圧特性に重大な歪みが発生した。

ここで得られた計算結果および実験結果は、反応活性種を含むプロセッシングプラズマにおける測定の安定性の点で、絶縁プローブ法が従来のラングミュア・プローブ法に比べて優位性を持つことを示している。すなわち、絶縁プローブ法は、第1章で述べた、条件 (B1) の下で、要請 (A1)-(A5) を満足することを示している。

## References

- [1] M. Deguchi and R. Itatani: Jpn. J. Appl. Phys. **37** (1998) 970.
- [2] M. Deguchi and R. Itatani: *Proc. 13th Symp. Plasma Processing, Tokyo, Jan. 1996* p. 447.
- [3] M. Deguchi and R. Itatani: Ext. Abstr. (56th Autumn Meet., 1995) Japan Society of Applied Physics, 26p-M8 [in Japanese].
- [4] J. G. Simmons, G. S. Nadkarni and M. C. Lancaster: J. Appl. Phys. **41** (1970) 538
- [5] G. V. Jorgenson and G. K. Wehner: J. Appl. Phys. **36** (1965) 2672
- [6] S. Yamaguchi, G. Sawa and M. Ieda: Trans. IEE Japan **101-A** (1971) 16
- [7] G. Wehner and G. Medicus: J. Appl. Phys. **23** (1952) 1035
- [8] T. L. Thomas and E. L. Battle: J. Appl. Phys. **41** (1970) 3428
- [9] S. Yamaguchi, G. Sawa and M. Ieda: J. Appl. Phys **48** (1977) 2363
- [10] E. R. Mosburg, Jr., R. C. Kerns and J. R. Abelson: J. Appl. Phys **54** (1983) 4916
- [11] I. Kato, T. Sakamoto and T. Shimoda: Jpn. J. Appl. Phys. **33** (1994) 307
- [12] Y. Kobayashi, T. Ohte, M. Katoh and M. Sugawara: Trans. IEE Jpn. **A 109** (1989) 69 [in Japanese]
- [13] Ts. Popov and I. Petkov: Vacuum **51** (1998) 89
- [14] J. Kalcik: Czech. J. Phys. **45** (1995) 241
- [15] K. Yanagihara and H. Yasuda: J. Polym. Sci. **20** (1982) 1833
- [16] K. Tachibana, M. Nishida, H. Harima and Y. Urano: J. Phys. D **17** (1984) 1727

- [17] B. Drevillon, J. Huc, A. Lloret, J. Perrin, G. de Rosny and J. P. M. Schmitt: Appl. Phys. Lett. **37** (1980) 646
- [18] F. Delmotte, M. C. Hugon, B. Agius, A. M. Pointu and S. Teodoru: Appl. Phys. Lett. **72** (1998) 1448
- [19] J. F. Waymouth: J. Appl. Phys. **30** (1959) 1404
- [20] I. Kato, T. Shimoda and T. Yamaguchi: Jpn. J. Appl. Phys. **33** (1994) 3586
- [21] G. Medicus: J. Appl. Phys. **37** (1966) 215
- [22] W. D. Bunting and W. J. Heikkila: J. Appl. Phys. **41** (1970) 2263

# Chapter 4

---

## RF プラズマにおける絶縁パルスプローブ法

### § 4.1 第 4 章序論

第 2 章および第 3 章においては、測定対象のプラズマの空間電位が一定であるとの前提で議論してきた。この仮定は、DC 放電プラズマやマイクロ波放電プラズマにおいて、電位揺動を生じるような不安定性が無い場合には有効である。しかし、実際のプラズマプロセスにおいては、例えば 13.56 MHz の周波数の RF が、プラズマ生成のために用いられる場合が多い<sup>1)</sup>。RF プラズマの場合、プラズマの電位は RF 電圧に応じて大振幅で振動している。この電位振動のため、プローブ電圧が一定であっても、RF のプローブ電流がプローブ容量を介して流れ、プローブ電流応答波形は、第 2 章の図 2.1 の挿絵にあるような単純な形とは異なったものになる。矩形波パルスのプローブ電圧に対するプローブ電流の応答波形は、第 2 章図 2.1 の挿絵の形と、RF 信号が重ね合わさった形になるということが、容易に想像される。

詳細に調べると、このプローブ電流の RF 成分は、矩形波パルス電圧プローブ電圧に対して、特徴的な応答を示す。第 2 章図 2.1 の挿絵の波形は、パルスエッジにおいてプローブ絶縁膜表面の電位が、フローティング・ポテンシャルから偏移することに起因している。プローブの表面の電位が変化するということは、すなわち、プローブシースにかかる電圧が変化するということであり、従って、さらにプローブシースのインピーダンスが変化する、ということになる。このプローブシースのインピーダンスの変化は、プローブ電流の RF 成分の変化につながる。従って、パルスエッジにおいては、プローブ電流の RF 成分も変化する。本章では、プローブ電圧の急激な変化に対する、このプローブ電流の RF 成分の応答について解析を行い、これからプラズマパラメータを測定する方法について考察する<sup>2-6)</sup>。

次節においては、単純なシースモデルを用いての、プローブ電流の RF 成分のパルス応答について解析と、数値計算による結果について述べる。実験結果

は §4.3 に記述する。また、§4.4 において、プラズマ電位振動の位相角を知るための方法について述べる。

## § 4.2 プローブ電流の RF 成分の解析

絶縁パルスプローブ法 (IPP 法) による測定系の基本構成は、第 2 章の図 2.1 に示すとおりである<sup>7-9)</sup>。プローブは、プローブ電極とその表面を覆う絶縁薄膜からなる。プローブ電極は、プローブ容量  $C$  を介してプラズマと容量的に結合している。プローブ容量  $C$  は、プローブ電極と、プローブ絶縁膜のプラズマに面する表面の間の、単位面積当たりの静電容量として定義される。プローブ絶縁膜のプラズマに接する表面は、定常状態においてフローティング・ポテンシャルに帯電している。プローブに矩形波パルス (ステップ状の電圧変化) を印加し、プローブ電極が急激に変化した場合、パルスエッジにおいて、絶縁膜表面の電位は、プローブ容量  $C$  を介しての容量的結合によりフローティング・ポテンシャルから偏移する。パルスエッジにおけるこの変化の後、図 2.1 の挿絵のように、絶縁膜表面をフローティング・ポテンシャルに向けて再充電する電流が、プローブに流れる。

RF プラズマの場合、プラズマ電位が RF 電極の電圧に従って振動しており、プローブ電流には、プローブ容量を通して流れる RF 成分を生ずる。このプローブ電流の RF 成分の振る舞いについて、以下の仮定の下に考えてみる。

- (1) RF の周波数は十分高く、イオンはそれに追従できず、電界の時間平均値にのみ従って動くと考える。一方、電子の慣性による影響が無視できなくなる程の、高い周波数ではない。
- (2) プラズマは負イオンを含まない。あるいは、負イオンの密度が、シース構造に大きく影響するほど高くはない。
- (3) RF 信号に対するプローブ容量のインピーダンスは、プローブシースのインピーダンスに比べて十分小さい。
- (4) プローブ電圧源の出力インピーダンスは十分小さい。

上記の第 1 の前提は、次のことを意味する。すなわち、RF の周波数 (角周波数を  $\omega$  とする) は十分に高く、その周期は電子のエネルギー緩和時間よりも小さく ( $\omega \gg 1/T_e \cdot dT_e/dt \equiv \tau_e^{-1}$ )、従って、プラズマ密度の変化の時定数よ



りも小さい ( $\tau_e^{-1} \gg 1/n_0 \cdot dn_0/dt$ )<sup>10-13</sup>)。ここに、 $T_e$  および  $n_0$  は、電子温度およびプラズマ密度である。大抵のプロセッシングプラズマにおいては、HF 帯から VHF 帯の周波数に対しては、この仮定は成立し、通常、 $\omega_{pi} \ll \omega \ll \omega_{pe}$  の関係が成り立っていると考えられる。ここに、 $\omega_{pi}$  および  $\omega_{pe}$  は、イオンプラズマ周波数、および、電子プラズマ周波数である。以上の状況の下では、電子は、ボルツマンの関係に則って、電位に従って局所的に再配置する。一方、イオンの空間分布、プラズマ密度、電子温度、等の RF の一周期内の変化は無視できる。

上記第 4 の仮定により、図 2.1 において、OP アンプの 2 つの入力端子の間のヴァーチャル・ショートのため、プローブ電極の電位は、RF 信号に対しては実質的に接地電位となる。従って、プラズマとプローブ電極の間の電圧が、プラズマ電位の振動に応じて変化することになり、プローブ容量を介して、プローブ回路に RF 電流成分が流れる。上記第 3 の仮定により、プローブ絶縁膜のプラズマに接する表面は、定常状態において、時間平均された値のフローティング・ポテンシャル  $V_{f0}$  に帯電している。これは、プローブが極めて高インピーダンスの状態に保持され、プローブ表面電位がプラズマ電位に追従して振動する、RF 補償型ラングミュア・プローブ法<sup>14-28</sup>) と対照的である。プローブ容量  $C$  がシース容量に比べて非常に大きいという特徴は、IPP 法が、通常のキャパシティブ・プローブ法<sup>29-33</sup>) と異なる、大きなポイントである。さらに、Sawa らの方法<sup>34,35</sup>) のように、外部から励起された電位振動による振動電流ではなく、IPP 法では、RF プラズマに固有のプラズマ電位振動に基づくプローブ電流の RF 成分を観測するのである。

プローブ電流  $J_p$  は、変位電流成分  $J_{dis}$  と伝導電流成分  $J_{cnd}$  の和として表される。

$$J_p = J_{dis} + J_{cnd}. \quad (4.1)$$

変位電流成分  $J_{dis}$  は、シース領域の電界の時間変化であり、シース領域のトータルの電荷量の時間変化として表される。伝導電流成分  $J_{cnd}$  は、プローブ表面に注がれる電子流束とイオン流束の間の不平衡によるものである。ここで、プローブ電流は、プローブからプラズマに向かう向きを、正の向きとする。

プローブ電流の応答を考える上で、問題は、変位電流成分  $J_{dis}$  および伝導電流成分  $J_{cnd}$  が、プローブシースにかかる電圧に対してどのように依存するか、ということである。§4.2.1 では、簡単のために、シース内のイオン密度が一様

と仮定した単純なシースモデルに基づき、これらの成分の振る舞いを考察した。また、非一様なイオン密度のシースモデルで数値計算した結果を §4.2.2 に述べる。さらに、これらの簡単なシースモデルに基づく議論の妥当性を、実験的に検証した結果を §4.2.3 に記す。

#### 4.2.1 単純なシースモデルに基づくプローブ電流の解析

ここでは1次元のシースモデルで考える<sup>36-41)</sup>。プラズマの空間電位が、振幅  $V_s$ 、角周波数  $\omega$  で正弦波的に振動しているとする。シースにかかる電圧  $v(t)$  は、次のように表される。

$$v(t) = V_0 + V_s \cos \omega t. \quad (4.2)$$

ここに、 $V_0$  はシースにかかる平均電圧である。前記第2の仮定に基づけば、プローブ絶縁膜の表面の電位は、プラズマ電位を越えることはないので、通常は  $V_0 > V_s$  が成立する。

シース領域の空間電荷は、一般に位置  $x$  と時間  $t$  の関数  $q(x, t)$  になる。また、シースの厚みは時間  $t$  の関数  $s(t)$  になる。よって、変位電流成分  $J_{dis}$  は次のように表される。

$$J_{dis} = -\frac{d}{dt} \int_0^{s(t)} q(x, t) dx. \quad (4.3)$$

一方、前記第1の仮定に基づけば、プローブ表面に達する電子流束は、プローブシースにかかる電位差によって、ボルツマンの関係に則って決定され、イオン流束はRFの1周期の時間スケールでは、定数とみなすことができる。従って、伝導電流成分  $J_{cnd}$  は次のように表される。

$$J_{cnd} = J_{e0} \exp\left(-\frac{v(t)}{\phi_e}\right) - J_i. \quad (4.4)$$

ここに、 $J_{e0}$  は電子飽和電流密度 ( $=en_0\sqrt{kT_e/2\pi m}$ ,  $e$ :素電荷,  $m$ :電子の質量) であり、 $J_i$  はイオン飽和電流密度である。 $\phi_e$  ( $\equiv kT_e/e$ ) は電子温度を [V] 単位で測ったものである。

簡単のため、シース内にイオンが一様密度  $n_0$  (バルクプラズマ中と同じ密度) で分布していると仮定し、また、シース内の電子密度は無視できると仮定して計算する<sup>36)</sup>。この単純化したモデルの妥当性については後述する。この場

合、シースの厚さは次のように表される。

$$s(t) = \left( \frac{2\varepsilon_0 v(t)}{en_0} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (4.5)$$

従って、 $J_{dis}$  および  $J_{cnd}$  は、

$$\begin{aligned} J_{dis} &= \left( \frac{\varepsilon_0 en_0}{2} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot \frac{\omega V_s \sin \omega t}{(V_s \cos \omega t + V_0)^{1/2}} \\ &= \frac{\varepsilon_0}{\sqrt{2}\lambda_D} \beta^{\frac{1}{2}} \omega V_s \frac{\sin \omega t}{\sqrt{\alpha \cos \omega t + 1}}, \end{aligned} \quad (4.6)$$

$$\begin{aligned} J_{cnd} &= J_{e0} \exp\left(-\frac{V_0 + V_s \cos \omega t}{\phi_e}\right) - J_i \\ &= J_{e0} \exp\left(-\frac{1}{\beta}\right) \cdot \exp\left(-\frac{\alpha}{\beta} \cos \omega t\right) - J_i. \end{aligned} \quad (4.7)$$

となる。ここに、 $\lambda_D$  はデバイ長 ( $= \sqrt{\varepsilon_0 k T_e / n_0 e^2}$ ) であり、パラメータ  $\alpha$  および  $\beta$  は、次のように定義される。

$$\alpha \equiv \frac{V_s}{V_0}, \quad (4.8)$$

$$\beta \equiv \frac{\phi_e}{V_0}. \quad (4.9)$$

通常、 $\alpha$  と  $\beta$  は、 $0 < \alpha < 1$  および  $0 < \beta < 1$  を満たす。

$J_{dis}$  および  $J_{cnd}$  に含まれる基本波成分を考えよう。基本波成分 (とその振幅) を  $(\dots)_\omega$  で、そのフェーズ表現を  $\overrightarrow{(\dots)_\omega}$  で表すことにする。式 (4.6) および式 (4.7) より、 $(J_{dis})_\omega$  は  $\sin \omega t$  と同相であり、 $(J_{cnd})_\omega$  は  $-\cos \omega t$  と同相であることが分かる。つまり、変位電流成分  $\overrightarrow{(J_{dis})_\omega}$  は伝導電流成分  $\overrightarrow{(J_{cnd})_\omega}$  より位相が  $90^\circ$  進んでいる。

図 4.1 に示すように、式 (4.6) 中の  $\sin \omega t / \sqrt{\alpha \cos \omega t + 1}$  の基本波成分は、 $\alpha$  によって、1 と約 1.2 の間で変化する。第 1 近似として、これを 1 と考えよう。そうすると、変位電流成分  $J_{dis}$  の振幅は、

$$\begin{aligned} (J_{dis})_\omega &= \frac{\varepsilon_0}{\sqrt{2}\lambda_D} \beta^{\frac{1}{2}} \omega V_s \\ &= \sqrt{\pi} J_{e0} \cdot \frac{\omega}{\omega_{pe}} \cdot \alpha \beta^{-\frac{1}{2}} \\ &= \kappa_{dis} \alpha \beta^{-\frac{1}{2}}. \end{aligned} \quad (4.10)$$

となる。ここに、 $\kappa_{dis}$  は、係数  $\sqrt{\pi} J_{e0} \cdot (\omega / \omega_{pe})$  を表す。

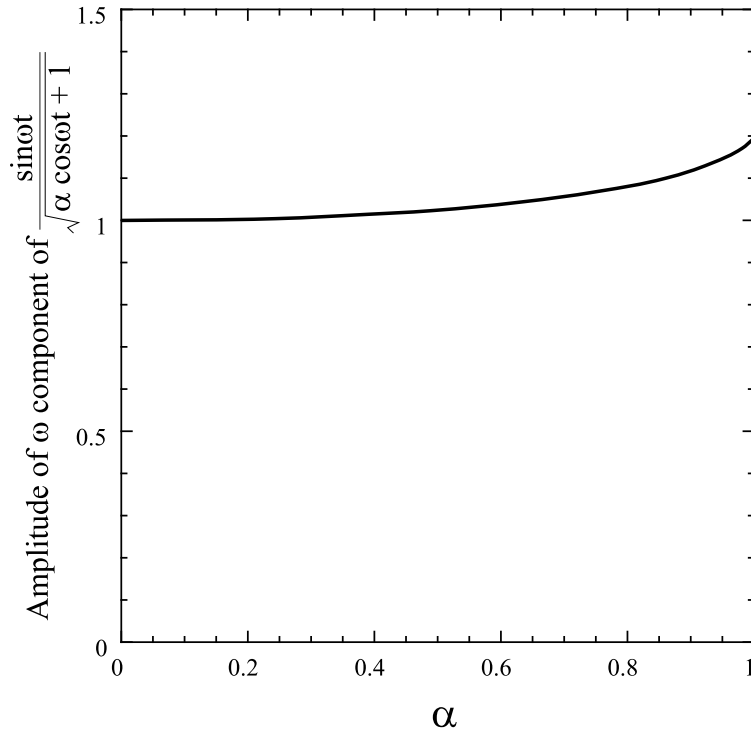


Fig. 4.1: Dependence of the amplitude of fundamental component of the function  $\sin \omega t / \sqrt{\alpha \cos \omega t + 1}$  on  $\alpha$ .

一方、式 (4.7) 中の  $\exp(-\alpha/\beta \cdot \cos \omega t)$  は、次の無限級数で表される。

$$\begin{aligned} \exp\left(-\frac{\alpha}{\beta} \cos \omega t\right) &= I_0\left(\frac{\alpha}{\beta}\right) \\ &\quad - 2 \sum_{\nu=1}^{\infty} I_{2\nu-1}\left(\frac{\alpha}{\beta}\right) \cos(2\nu-1)\omega t \\ &\quad + 2 \sum_{\nu=1}^{\infty} I_{2\nu}\left(\frac{\alpha}{\beta}\right) \cos 2\nu\omega t. \end{aligned} \quad (4.11)$$

ここに、 $I_\nu(\dots)$  は、 $\nu$  次の第 1 種変形ベッセル関数である。従って、 $\exp(-\alpha/\beta \cdot \cos \omega t)$  の基本波成分の振幅は、 $2I_1(\alpha/\beta)$  となる。これは、関数  $\sqrt{2\beta/\pi\alpha} \cdot \exp(\alpha/\beta)$  で近似できる。この近似の程度は、図 4.2 から分かるように、 $\alpha/\beta$  が大きくなる程、良くなる。 $\alpha/\beta$  は、プラズマ電位振動の振幅  $V_s$  と電子温度  $\phi_e$  の比であって、通常は 1 より十分大きいと考えられる。従って、この近似は

有効であると期待できる。よって、伝導電流成分  $J_{cnd}$  の基本波の振幅は、

$$\begin{aligned} (J_{cnd})_{\omega} &= \sqrt{\frac{2}{\pi}} J_{e0} \left(\frac{\beta}{\alpha}\right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{1-\alpha}{\beta}\right) \\ &= \kappa_{cnd} \left(\frac{\beta}{\alpha}\right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{1-\alpha}{\beta}\right). \end{aligned} \quad (4.12)$$

ここに、 $\kappa_{cnd}$  は係数  $\sqrt{2/\pi} J_{e0}$  を表す。

プローブに、高さ  $E_0$  の矩形波パルス電圧が印加され、シースにかかる平均電圧  $V_0$  が  $dV_0$  だけ変化した場合を考える。パルス幅とパルスの繰り返し周期は、 $V_0$  が定常値を回復するのに要する時間に比べて十分に長いとする。前記第3の仮定に基づけば、パルスの立ち上がりエッジにおいては  $dV_0 = -E_0$  であり、立ち下りエッジにおいては、 $dV_0 = E_0$  となる。

$\alpha$  および  $\beta$  の変化分は、その定義 [ 式 (4.8) , 式 (4.9) ] から、次のようになる。

$$d\alpha = -\alpha \frac{dV_0}{V_0}, \quad (4.13)$$

$$d\beta = -\beta \frac{dV_0}{V_0}, \quad (4.14)$$

よって、 $(J_{dis})_{\omega}$  の変化分は、

$$d(J_{dis})_{\omega} = -\frac{1}{2} \kappa_{dis} \alpha \beta^{-\frac{1}{2}} \frac{dV_0}{V_0}. \quad (4.15)$$

となり、 $(J_{cnd})_{\omega}$  の変化分は、

$$d(J_{cnd})_{\omega} = -\kappa_{cnd} \left(\frac{1}{\alpha\beta}\right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{1-\alpha}{\beta}\right) \frac{dV_0}{V_0}. \quad (4.16)$$

となる。

式 (4.10) と式 (4.15) の比より、

$$\frac{d(J_{dis})_{\omega}}{(J_{dis})_{\omega}} = -\frac{1}{2} \frac{dV_0}{V_0}. \quad (4.17)$$

同様に、式 (4.12) と式 (4.16) の比より、

$$\frac{d(J_{cnd})_{\omega}}{(J_{cnd})_{\omega}} = -\frac{1}{\beta} \frac{dV_0}{V_0}. \quad (4.18)$$

式 (4.17) および式 (4.18) は、 $(J_{dis})_{\omega}$  と  $(J_{cnd})_{\omega}$  の間で変化量が異なることを示している。これは、パルス電圧の印加によって、プローブ電流の RF 成分  $(J_p)_{\omega}$

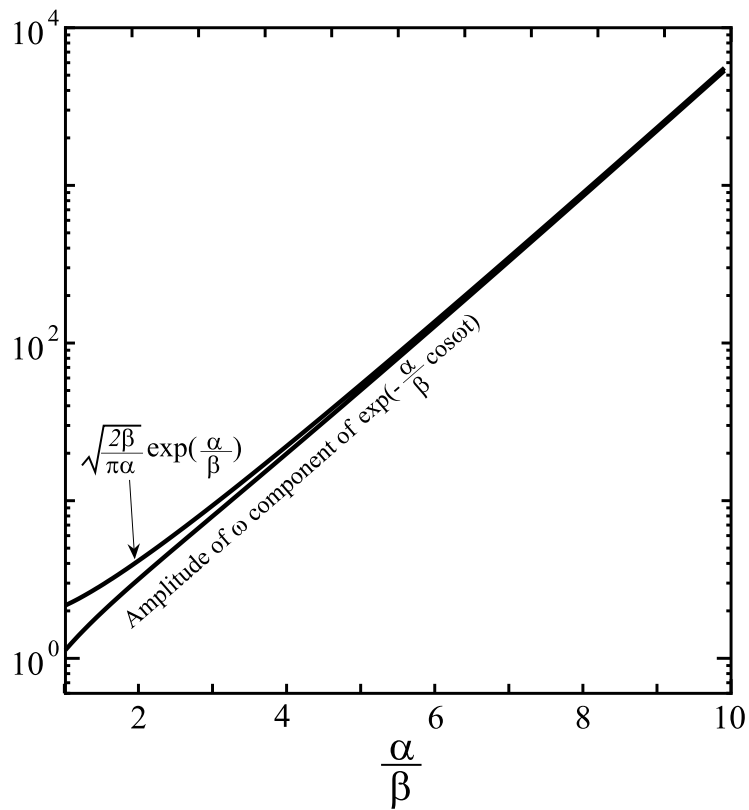


Fig. 4.2: Dependence of the amplitude of fundamental component of the function  $\exp(-\alpha/\beta \cdot \cos \omega t)$  on  $\alpha/\beta$ . The approximated function  $\sqrt{2\beta/\pi\alpha} \cdot \exp(\alpha/\beta)$  is also plotted.

に位相シフト  $d\theta$  が生じることを意味する。なぜならば、 $\overrightarrow{(J_{dis})_\omega}$  と  $\overrightarrow{(J_{cnd})_\omega}$  の間には  $90^\circ$  の位相差があるからである。

観測可能な量は、プローブ電流の基本波成分の振幅および位相の変化分、 $d(J_p)_\omega$  および  $d\theta$  である。図 4.3 に示すように、 $d(J_{dis})_\omega$  および  $d(J_{cnd})_\omega$  は、 $d(J_p)_\omega$  および  $d\theta$  と次の関係にある。

$$d(J_{dis})_\omega = d(J_p)_\omega \cdot \sin \theta + (J_p)_\omega \cos \theta \cdot d\theta, \quad (4.19)$$

$$d(J_{cnd})_\omega = d(J_p)_\omega \cdot \cos \theta - (J_p)_\omega \sin \theta \cdot d\theta. \quad (4.20)$$

ここに、 $\theta$  は  $\overrightarrow{(J_p)_\omega}$  と  $\overrightarrow{(J_{cnd})_\omega}$  の間の位相差であり、 $\overrightarrow{(J_p)_\omega}$  の、プラズマ電位振動の位相と逆向きのベクトル  $-\overrightarrow{(v)_\omega}$  との間のなす、進み位相角である（プローブ電流の正の向きに注意）。それ故、以下、 $\theta$  をプラズマの電位振動の位相角と称することにする。これは、 $\theta \equiv \arctan[(J_{dis})_\omega / (J_{cnd})_\omega]$  と定義される。つまり、

$$(J_{dis})_\omega = (J_p)_\omega \sin \theta, \quad (4.21)$$

$$(J_{cnd})_\omega = (J_p)_\omega \cos \theta. \quad (4.22)$$

従って、プローブ電流の基本波成分  $(J_p)_\omega$  とその振幅変化  $d(J_p)_\omega$ 、プラズマ電位振動の位相  $\theta$  および位相シフト  $d\theta$  を観測することにより、 $(J_p)_\omega$  と  $d(J_p)_\omega$  を、 $(J_{dis})_\omega$ 、 $(J_{cnd})_\omega$ 、 $d(J_{dis})_\omega$  および  $d(J_{cnd})_\omega$  に分解し、これらから、シースの平均電圧  $V_0$  と電子温度  $\phi_e$  を、式 (4.17) および式 (4.18) に基づいて求めることができる。

次に、パルスエッジの後の時間応答について考える。パルス電圧の印加による、プローブ電流の RF 成分の変化分は、パルスエッジの後、時間とともに減衰する。これは、プローブ絶縁膜の表面が、 $V_{f0}$  に向けて再充電されることによる。過渡的に流れるこの再充電電流は、RF の 1 周期内の電子流束とイオン流束の不均衡によるものである。パルスエッジ後のプローブ表面電位の応答は、プローブ電流の RF の 1 周期に渡っての平均値  $(\overline{J_p})$  で決まる。

プラズマの電位を時間の関数として  $v_s(t)$  とし、プローブ絶縁膜表面の電位を  $V_a$  [つまり、 $v(t) = v_s(t) - V_a$ ] とすると、プローブ電流  $J_p$  は次のように表せる。

$$J_p = J_{e0} \exp\left(-\frac{v_s(t) - V_a}{\phi_e}\right) - J_i + J_{dis}. \quad (4.23)$$

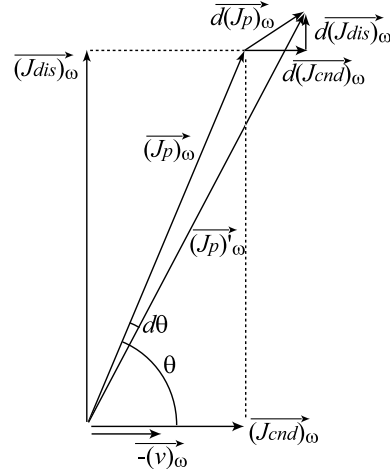


Fig. 4.3: Phasor diagram which shows the relationship among the measurable values and  $\overrightarrow{(J_{dis})_{\omega}}$  and  $\overrightarrow{(J_{cnd})_{\omega}}$ .  $\overrightarrow{(J_{cnd})_{\omega}}$  is parallel with  $-\overrightarrow{(v)_{\omega}}$  (note that  $J_p$  is measured as positive when it flows from the probe to the plasma.).

$V_a$  が、フローティング・ポテンシャル  $V_{f0}$  に等しい場合、 $J_p$  の時間平均はゼロになる。また、 $J_{dis}$  の時間平均もゼロであるから、式 (4.23) の両辺を RF の 1 周期にわたって平均すると、

$$0 = \overline{J_{e0} \exp\left(-\frac{v_s(t) - V_{f0}}{\phi_e}\right)} - J_i. \quad (4.24)$$

となり、従って、

$$J_i = \overline{J_{e0} \exp\left(-\frac{v_s(t) - V_{f0}}{\phi_e}\right)}. \quad (4.25)$$

が成り立つ。

式 (4.23) は、次のように書き直すことができる。

$$J_p = J_{e0} \exp\left(-\frac{v_s(t) - V_{f0}}{\phi_e}\right) \exp\left(\frac{V_a - V_{f0}}{\phi_e}\right) - J_i + J_{dis}. \quad (4.26)$$

RF の周波数 ( $\omega$ ) におけるプローブ容量  $C$  のインピーダンスが十分に小さければ、 $V_a$  は  $1/\omega$  の時間スケールでは定数とみなせる。よって、式の両辺を RF の 1 周期にわたって平均すると、次のようになる。

$$\begin{aligned} \overline{J_p} &= \overline{J_{e0} \exp\left(-\frac{v_s(t) - V_{f0}}{\phi_e}\right) \exp\left(\frac{V_a - V_{f0}}{\phi_e}\right)} - J_i \\ &= J_i \left[ \exp\left(\frac{V_a - V_{f0}}{\phi_e}\right) - 1 \right]. \end{aligned} \quad (4.27)$$



これは、プローブ電流の RF の 1 周期にわたって平均値 ( $\overline{J_p}$ ) は、プローブ表面の電位  $V_a$  に対して、プラズマ電位振動が無いと考えた場合<sup>7)</sup>と同様の依存性を持つ、ということを示している。

従って、第 2 章に述べた、プラズマ電位振動が無い場合の議論<sup>7)</sup>と同様に、パルスエッジの後の、変化分の減衰時定数は、次のように表わされる。

$$\tau = \frac{C \cdot \phi_e}{J_i}. \quad (4.28)$$

プローブ容量  $C$  は、プローブ電極とプローブ絶縁膜の寸法で定まる。電子温度  $\phi_e$  は、前述の通り、式 (4.17) および式 (4.18) より求まる。従って、イオン飽和電流密度  $J_i$  が式 (4.28) より計算でき、よって、プラズマ密度  $n_0$  が見積もられる。

以上のようにしてプラズマ密度  $n_0$  が分かると、プラズマ周波数  $\omega_{pe}$  が決まる。式 (4.15) と式 (4.16) の比は、

$$\frac{d(J_{dis})_\omega}{d(J_{cnd})_\omega} = \frac{\pi}{2\sqrt{2}} \frac{\omega}{\omega_{pe}} \alpha^{\frac{3}{2}} \exp\left(\frac{1-\alpha}{\beta}\right). \quad (4.29)$$

となるが、他のパラメータが全て既知であるので、これより  $\alpha$  を決めることができる。従って、プラズマ電位振動の振幅  $V_s$  を見積もることができる。

図 4.4 は、式 (4.29) 右辺の関数、 $\alpha^{3/2} \exp[(1-\alpha)/\beta]$  を、 $\beta$  をパラメータとしてプロットしたものである。この関数の 1 つの値に対して、 $\alpha$  には解が 2 つ存在することになるが、通常、 $\alpha$  の方が  $\beta$  よりもずっと大きいと考えられるので、この場合、 $\alpha$  としては、大きい方の値を採用しなければならない。

#### 4.2.2 非一様イオン分布のシースモデルによるプローブ電流の数値計算

§4.2.1 の議論は、単純なシースモデルに基づいており、なおかつ幾つかの近似を導入した。しかし、実際の RF プラズマにおいては、問題はもっと複雑であると考えられる。特に、変位電流  $(J_{dis})_\omega$  の見積もりが、シースモデルによって異なってくる。実際の状況においては、シース内のイオンの分布は、一般には一様ではない。

$(J_{dis})_\omega$  および  $(J_{cnd})_\omega$  の振る舞いと、シース電圧  $V_0$  が急激に変化した場合のこれらの変化分について、次に示す方法で、 $\alpha$  および  $\beta$  の広い範囲にわたって、数値計算を行った。

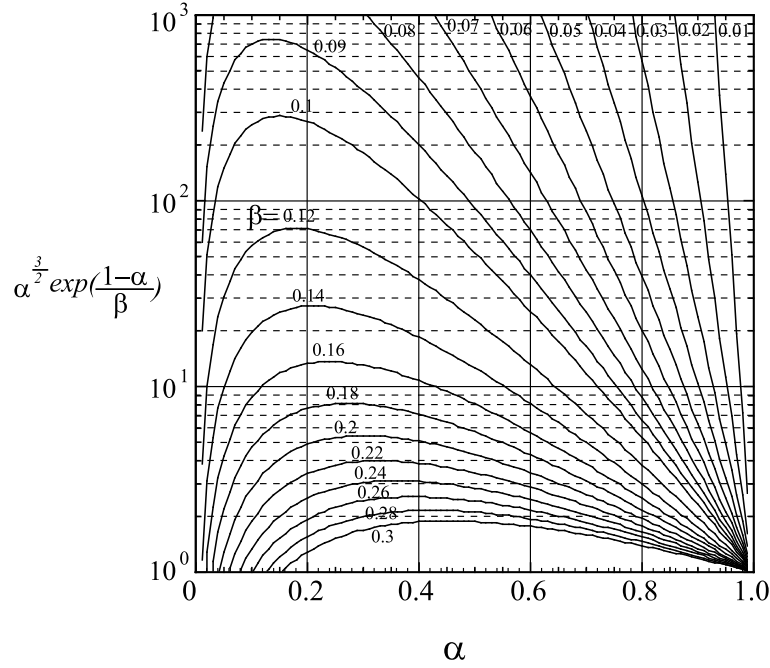


Fig. 4.4: Dependence of  $\alpha^{3/2} \exp[(1 - \alpha)/\beta]$  upon  $\alpha$ .

よく知られた、スタティックなシースの理論によれば、シース内のイオンの密度は、次のように表される。

$$n_i = n_{se} / \sqrt{1 + V/V_{se}}. \quad (4.30)$$

ここに、 $n_{se}$  は、シースエッジにおけるプラズマ密度で、 $V_{se}$  は、プリ・シース領域にかかる電圧、つまり、バルクプラズマの電位を基準に、シース・エッジの電位を負の方向に測った電圧である。同様に、 $V$  は、シース・エッジを基準に、シース内の電位を負の方向に測った電圧である。Bohm 条件を考えて、これを次のように書くことができる。

$$\zeta = 1/\sqrt{1 + 2\eta}. \quad (4.31)$$

ここで、 $\zeta$  はシース端の密度で規格化したイオン密度 ( $= n_i/n_{se}$ ) で、 $\eta$  は電子温度で規格化した電位 ( $= V/\phi_e$ ) を表す。よって、シース内の電子を無視すれば、Poisson 方程式は、

$$\frac{d^2\eta}{d\xi^2} = \frac{1}{\sqrt{1 + 2\eta}}. \quad (4.32)$$

となる。ここに、 $\xi$  はシースエッジからの距離をデバイ長  $\lambda_{Dse} = (\epsilon_0 k T_e / n_{se} e^2)^{1/2}$  で規格化した量である。これを適当な境界条件で解くことにより、シース内のイ

オン密度分布を  $\xi$  の関数としてプロットすることができる。図 4.5 はこれを模式的に示したものである。第一近似として、以下の計算では、 $\xi = 0$  で  $d\eta/d\xi = 0$  として計算を行った。

プラズマの空間電位が振動すると、シースにかかる電圧の変化に応じて、シースエッジが移動することになる。振動の周波数が十分高く、イオンが時々刻々に追従できない場合には、電子だけが電圧の変化に従って、再分布する。シースエッジより右側では、電子の密度はイオンの密度に常に等しく、電気的中性が保たれる。図 4.5 に示すように、シースエッジより左側では、電子の密度は指数関数的に減少する。電子密度の分布を階段状に近似して<sup>36-40)</sup>、シースエッジより左側、図 4.5 で影を施した部分の電子密度をゼロとみなすことにする。つまり、電子分布のシャープな界面が、シースエッジのところであり、この界面が空間電位の振動に応じて前後に移動して、空間電位に対応したシース電圧を生じる、と考える。この電子の動きは、断面積が非一様なパイプの中を、流体が前後に振動する様子に例えることができる<sup>37)</sup>。

シース内のイオン密度分布が決まると、与えられたシース電圧  $\eta_w$  に対応して、電子分布の界面の位置 ( $\xi = \sigma(t) \equiv s(t)/\lambda_{Dse}$ ) が決まる。シース電圧を正弦波的に変化させて、

$$\eta_w = \eta_0 + \eta_s \cos \omega t, \quad (4.33)$$

この電子分布の界面の移動速度  $d\sigma/dt$  を計算すると、これから変位電流  $J_{dis}$  とその基本波成分の大きさ  $(J_{dis})_\omega$  を求めることができる。イオン密度分布は、シース電圧が最大値をとった時 ( $\eta_w = \eta_0 + \eta_s$ ) に、電子分布の界面が  $\xi = 0$  ( $\sigma = 0$ ) に来るように定めた。

$J_{dis}$  は次のように計算される。

$$J_{dis} = \sqrt{2\pi} J_{e0} \cdot \frac{\omega}{\omega_{pe}} \frac{\Delta q}{\Delta u}. \quad (4.34)$$

ここに、 $u \equiv \omega t$  で、また、 $q$  はシース内のトータルの電荷量で、次のように表される。

$$q = \int_{\xi=\sigma}^{\xi=\xi_w} \zeta d\xi. \quad (4.35)$$

ここには、位相の刻み幅  $\Delta u$  を  $2\pi/1000$  として計算した。

一方、伝導電流成分  $J_{cnd}$  は、式 (4.4) に基づいて、与えられたシース電圧に対して計算できる。シース電圧を正弦波的に変化させた場合のその基本波成分  $(J_{cnd})_\omega$  も、合わせて計算した。

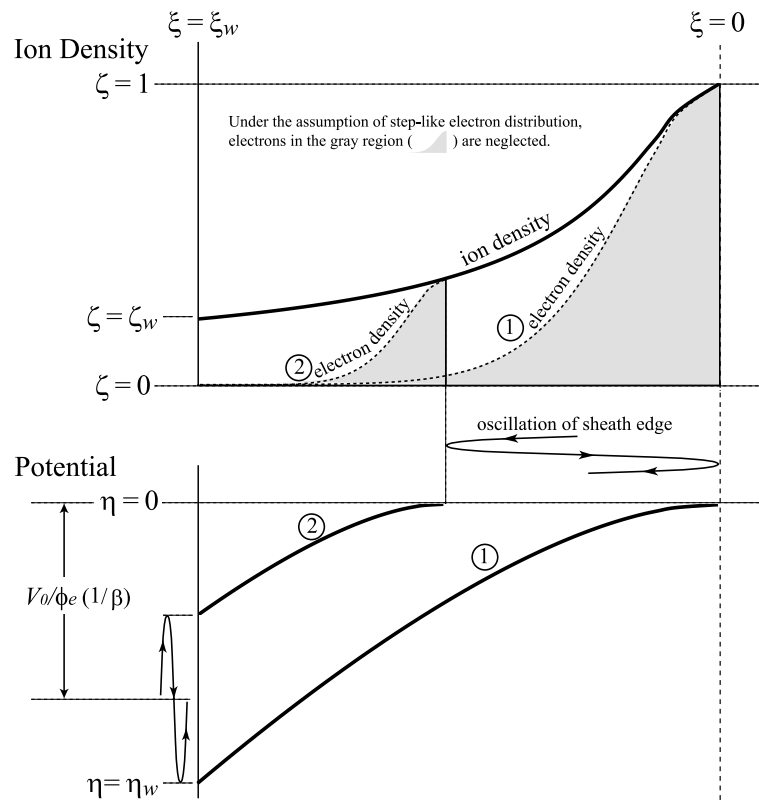


Fig. 4.5: Schematic drawing of ion density distribution and potential distribution in sheath region.

図 4.6 に、 $d(J_{dis})_{\omega}/(J_{dis})_{\omega}$  を計算した結果を示す。シース電圧の変化の割合  $dV_0/V_0$  は、0.02 として計算した。図において、 $|d(J_{dis})_{\omega}/(J_{dis})_{\omega}|$  と  $|dV_0/V_0|$  の比は、 $\alpha$  の大きな値の領域を除いて、およそ 0.6 程度であり、 $\beta$  に対する依存性は大きくはないことが分かる。式 (4.17) によれば、 $|d(J_{dis})_{\omega}/(J_{dis})_{\omega}|$  は  $|dV_0/V_0|$  の 1/2 となるはずである。§4.2.1 の単純なシースモデルから得られる結果は、この計算結果よりはやや小さいが、その差は大きくはない、と言える。

伝導電流成分については、伝導電流成分の指数関数的な依存性が成り立つ限り、 $|d(J_{cnd})_{\omega}/(J_{cnd})_{\omega}|$  と  $|dV_0/V_0|$  の比は、 $1/\beta$  に等しく [ 式 (4.18) ]、計算結果もこれに一致した。

2つの電流成分  $d(J_{dis})_{\omega}$  と  $d(J_{cnd})_{\omega}$  の比は、図 4.7 のように計算された。図 4.4 と比較すると、図 4.4 の各曲線のピークより右側せは、図 4.7 とよく一致している。 $\beta$  の大きな値 ( $\beta \gtrsim 0.24$ ) に対しては、図 4.4 の曲線は、より大きな  $\alpha$  の値でピークをとるようになり、図 4.4 と図 4.7 の間の一致が悪くなっている。通常は、 $\beta$  はおよそ  $\beta \lesssim 0.2$  の範囲にあると考えらる (例えば、スタティックなシースの理論によれば、Ar プラズマでは  $\beta \simeq 0.2$  となる) ので、式 (4.29) は、 $d(J_{dis})_{\omega}$  と  $d(J_{cnd})_{\omega}$  の関係を良い近似で表している、という言うことができるだろう。

§4.2.1 に述べた一様なイオン密度分布のモデルは、ここに記した計算よりは、はるかに簡単化されたモデルであるが、にもかかわらず、それぞれから得られた結果の間には、極端なパラメータ領域 (図 4.6 の大きな  $\alpha$  の値の領域や、図 4.4, 図 4.7 の大きな  $\beta$  の値に対する曲線) を除いて、重大な相違が認められない。このことは、モデルの単純化そのものは、計算結果の信頼性をそれほど低下させる訳ではなく、これらの単純なモデルがそれほど現実離れたものではない、ということを示唆する。

実際の測定においては、直接に測定される量は  $d(J_{dis})_{\omega}$  や  $d(J_{cnd})_{\omega}$  ではなく、プローブ電流の振幅変化  $d(J_p)_{\omega}$  と位相シフト  $d\theta$  である。RF の周波数 ( $\omega/2\pi$ ) とプラズマ密度 ( $n_0$ ) が与えられれば、上記の計算結果を、 $d(J_p)_{\omega}$  および  $d\theta$  として表示することができる。

図 4.8、および、図 4.9 は、それぞれ、 $|d(J_p)_{\omega}/(J_p)_{\omega}|$ 、および、 $|d\theta|$  を、 $|dV_0/V_0|$  で規格化された値としてプロットしたものである。周波数は  $\omega/2\pi = 13.56$  MHz とし、プラズマ密度は  $10^9 - 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  の範囲で計算した。図では、位相角の単位は [ ° ] に換算した。振幅の変化と位相シフトの大きさは、 $\alpha$  と  $\beta$  に依存す

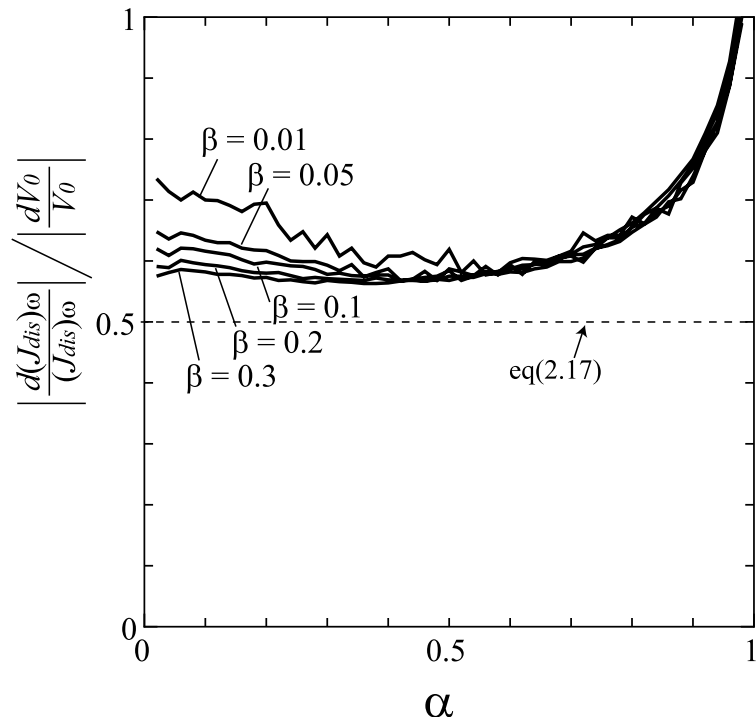


Fig. 4.6: Calculated relationship between  $|d(J_{dis})_{\omega} / (J_{dis})_{\omega}|$  normalized by  $|dV_0 / V_0|$  and  $\alpha$ .

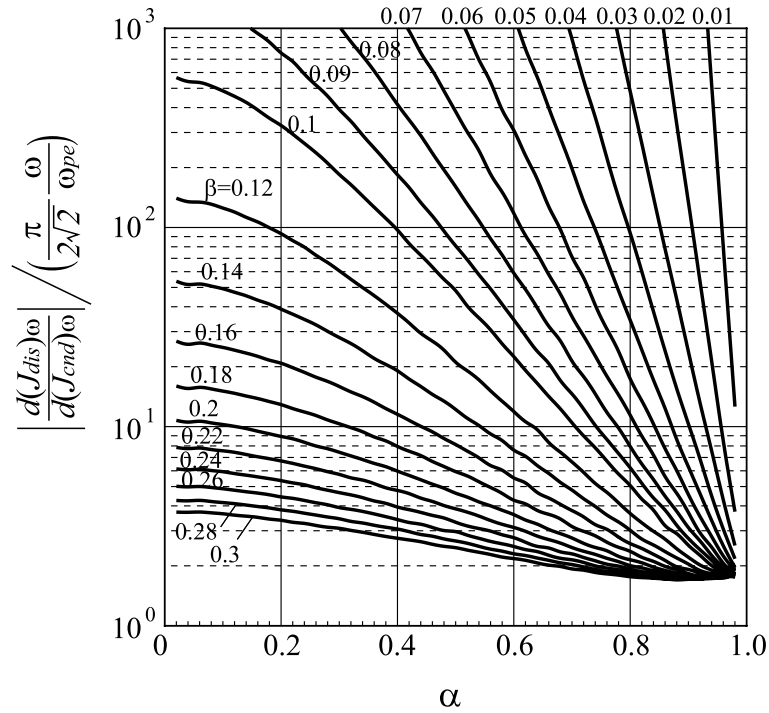


Fig. 4.7: Calculated relationship between  $d(J_{dis})_{\omega} / d(J_{cnd})_{\omega}$  and  $\alpha$ .

る。大きな  $\alpha$  の値、大きな  $\beta$  の値の領域を除けば、これらは  $\alpha$  や  $\beta$  が増加する程、大きくなる傾向があり、さらにプラズマ密度  $n_0$  が高くなる程、大きくなる傾向が見られる。

図 4.8 , 図 4.9 に示すような図面を、様々なプラズマ密度  $n_0$  の値に対して準備しておけば、測定値から、煩雑な計算をすることなく、図式的にプラズマパラメータを直ちに見積もることができるようになる。

測定値から計算によってプラズマパラメータを見積もるためには、位相角  $\theta$  ( $= \arctan[(J_{dis})_{\omega}/(J_{cnd})_{\omega}]$ ) を知る必要がある。図 4.10 および図 4.11 は、それぞれ、 $n_0 = 10^{10} \text{cm}^{-3}$ 、および、 $\beta = 0.1$  に対して、 $\theta$  の値を計算した結果を示す。周波数は  $\omega/2\pi = 13.56 \text{ MHz}$  とした。図 4.10 から分かるように、 $\theta$  は、 $\beta$  に大きく依存して変化する。図 4.11 から分かるように、一定の  $\beta$  の値に対しては、プラズマ密度  $n_0$  が高くなる程、 $\theta$  は小さくなる。これは、式 (4.6) および式 (4.7) から分かるように、 $J_{dis}$  および  $J_{cnd}$  の  $n_0$  に対する依存性から理解される。さらに、 $\theta$  は  $\alpha$  が大きい程、小さくなる。これは、 $J_{cnd}$  の指数関数的な依存性によるものである。

#### 4.2.3 実験によるシースモデルの検証

変位電流成分  $(J_{dis})_{\omega}$  の振る舞いを、実験的に調べた。図 4.12 に、この実験に用いた装置の概略を示す。Ar プラズマを DC 放電により生成した。圧力は 7 Pa である。ガラスの放電容器 (直径 85 mm、高さ 100 mm) の内側に、アルミ・メッシュをセットし、RF チョークコイルを通して接地した。このアルミ・メッシュに、13.56 MHz の RF 電圧を印加した。10mm $\phi$  の平板プローブを、容器壁の一部に取り付けた。これは、裸のステンレス棒で作ったもので、絶縁薄膜では覆っていない。このプローブに RF チョークコイルを介して DC バイアス電圧を印加できるようにした。プローブの DC バイアスとアルミ・メッシュの RF 電圧を変化させながら、プローブ電流とアルミ・メッシュの電圧の波形を記録し、アルミ・メッシュの電圧に対して、90° 位相が進んだプローブ電流成分を波形から計算した。プラズマ密度と電子温度、および、プラズマの空間電位は、アルミ・メッシュに RF 電圧を印加しない状態で、ラングミュア・プローブ法により求めた。この際には、RF の測定と同じ位置で、プローブをより表面積の小さなもの (3.8 mm $\phi$ ) に取り替えて測定した。

図 4.13 に測定結果を示す。変位電流成分を  $J_{e0} \cdot \omega / \omega_{pe} \cdot \beta^{-\frac{1}{2}}$  で規格化した値

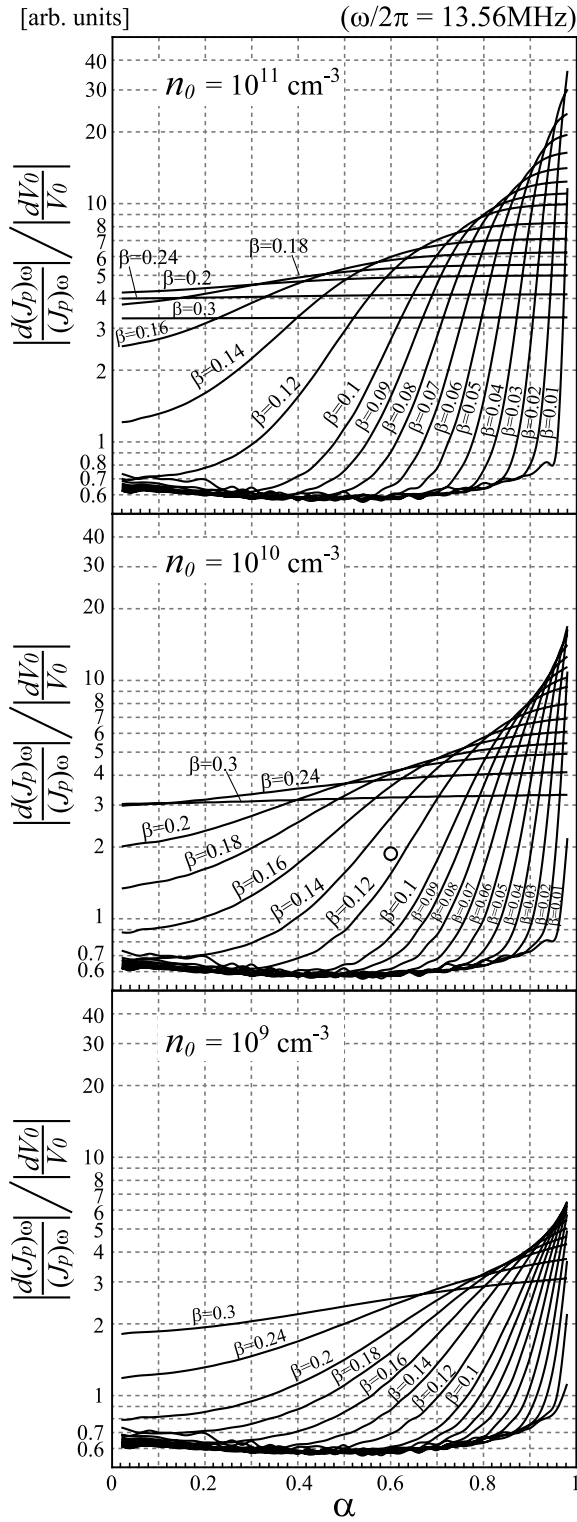


Fig. 4.8: Calculated relationship between  $|d(J_p)_\omega / (J_p)_\omega|$  normalized by  $|dV_0/V_0|$  and  $\alpha$ .  $\omega/2\pi = 13.56$  MHz. Circle in the middle graph shows the experimentally measured data at 50W of RF power shown in Fig. 4.30.



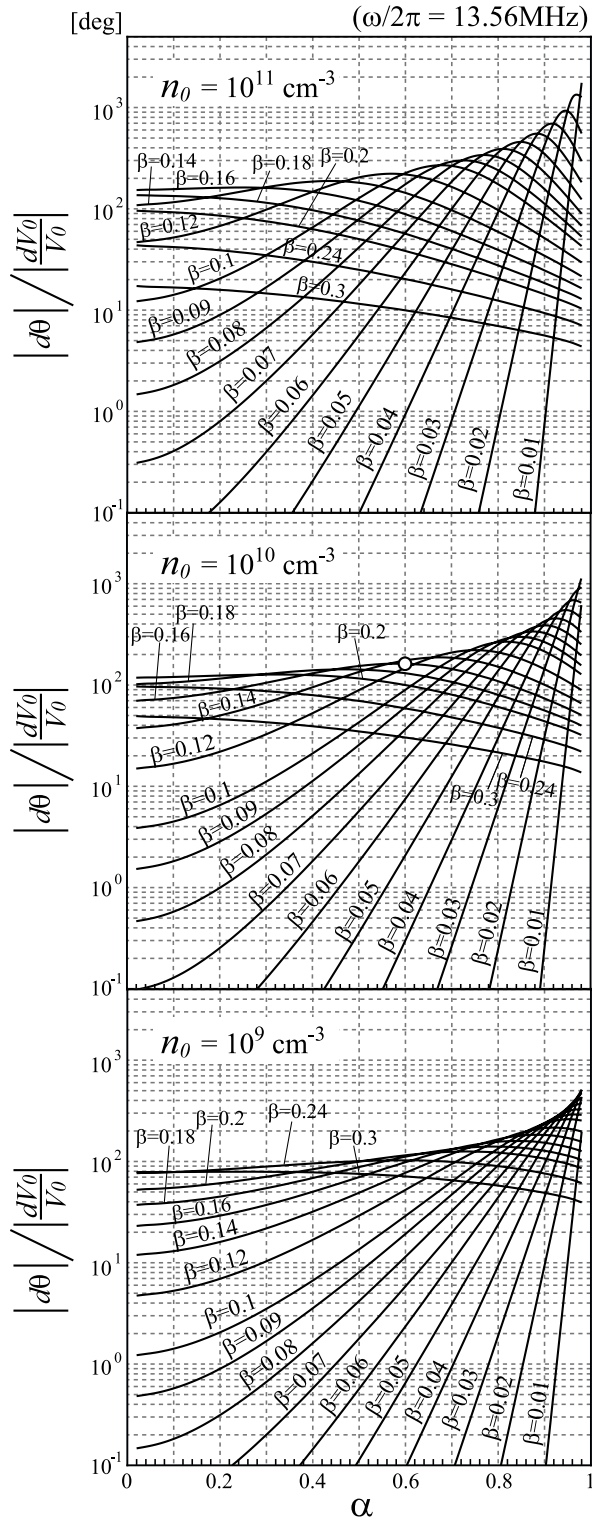


Fig. 4.9: Calculated relationship between  $|d\theta|$  normalized by  $|dV_0/V_0|$  and  $\alpha$ .  $\omega/2\pi = 13.56$  MHz. Circle in the middle graph shows the experimentally measured data at 50 W of RF power shown in Fig. 4.30.

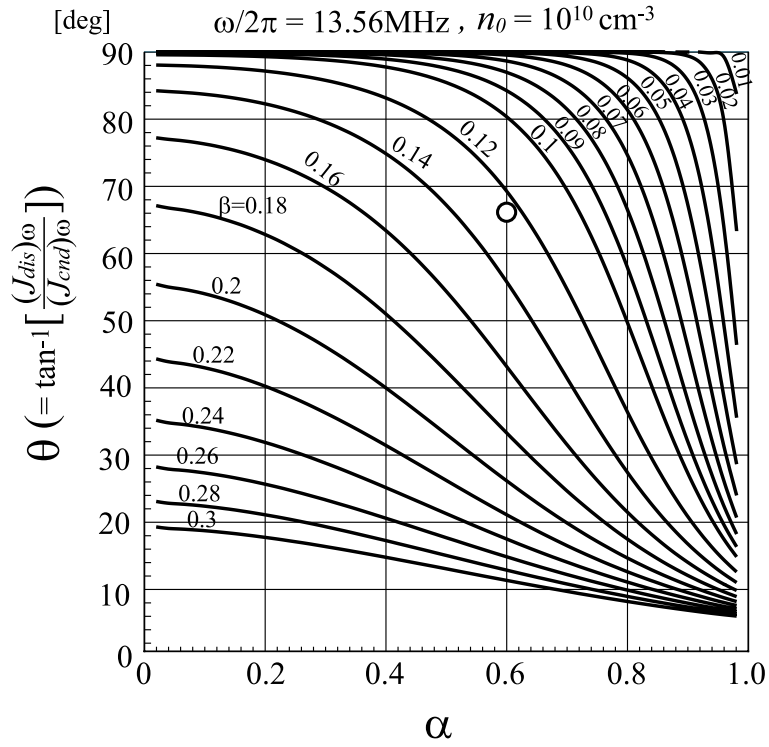


Fig. 4.10: Calculated relationship between  $\theta$  and  $\alpha$ , when  $n_0 = 10^{10}\text{cm}^{-3}$ .  $\omega/2\pi = 13.56$  MHz. Circle in the middle graph shows the experimentally measured data at 50 W of RF power shown in Fig. 4.30.

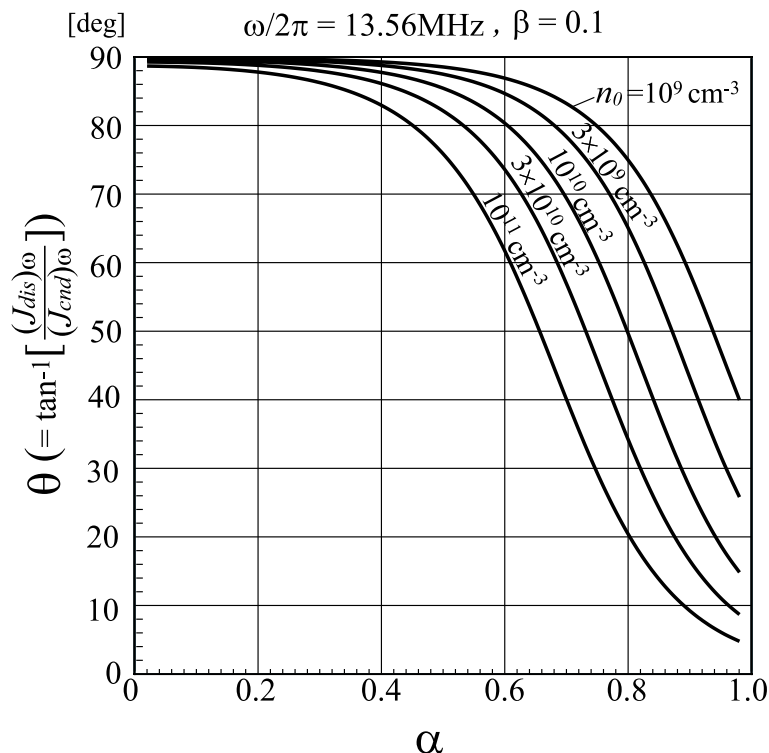


Fig. 4.11: Calculated relationship between  $\theta$  and  $\alpha$ , when  $\beta = 0.1$ .  $\omega/2\pi = 13.56$  MHz.

を、シース電圧の振動振幅の指標である  $\alpha$  に対してプロットした。

比較のため、§4.2.2 に述べたシースモデルによる計算の結果を図 4.14 に示す。図 4.13 と同様に、 $J_{dis}/\beta^{-\frac{1}{2}}$  の  $\alpha$  に対する依存性をプロットした。図中の破線は、シース内のイオン密度一定のモデルによる、同様の計算結果である。一様イオン密度の場合は、 $J_{dis}/\beta^{-\frac{1}{2}}$  は、 $\alpha$  にほぼ比例しており、これは式 (4.10) に符合する。 $\alpha$  が大きくなると、直線から少しずれるのは、図 4.1 に示されるように、 $J_{dis}$  の基本波成分の振幅が大きくなるからである。また、一様イオン密度の場合は、 $(J_{dis})_{\omega}/\beta^{-\frac{1}{2}}$  は  $V_0/\phi_e$  の値に無関係になる。これは、式 (4.5) に示されるように、シースの厚さがシース電圧の平方根に比例して変化し、 $J_{dis}$  がシース電圧の平方根の逆数に従って変化する、すなわち、 $J_{dis}$  をシース電圧の平方根 ( $\beta^{-\frac{1}{2}}$ ) で規格化した値が、 $V_0$  に対して無関係になることによる。

一方、図 4.5 に示される、非一様イオン密度の場合は、図 4.14 から分かるように、変位電流の大きさはやや小さくなり、シース電圧にも依存するようになる。これは、壁 (プローブ表面) 近傍のイオン密度が、シース電圧が大きくなるにつれ減少し、一様イオン密度の場合に比べて、シース厚がより大きくなる

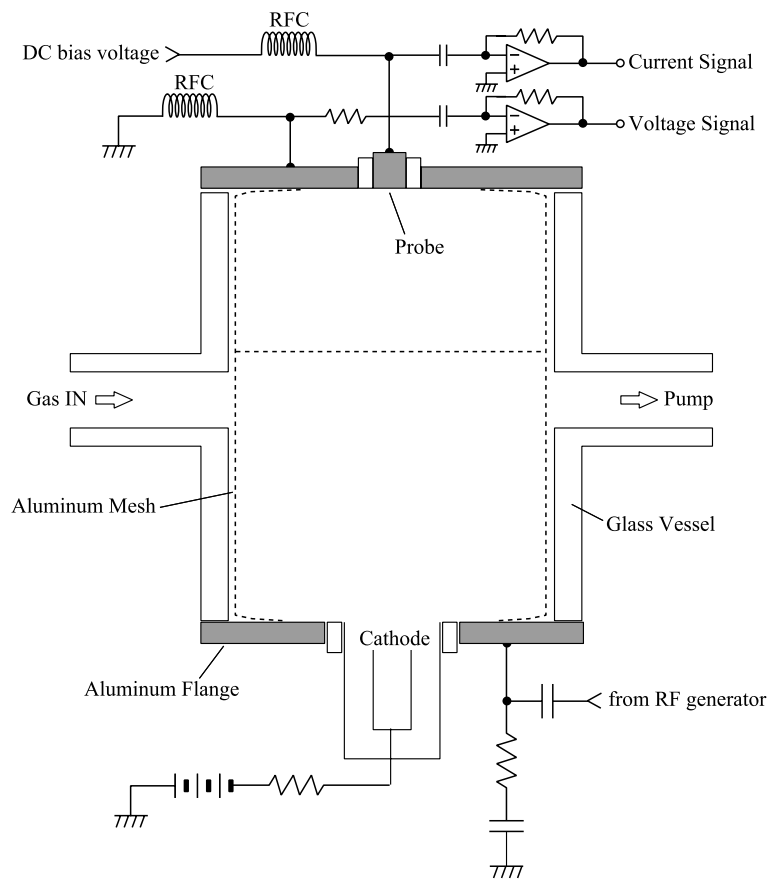


Fig. 4.12: Apparatus used for the measurement of the relationship between  $J_{dis}$  and  $\alpha$ .

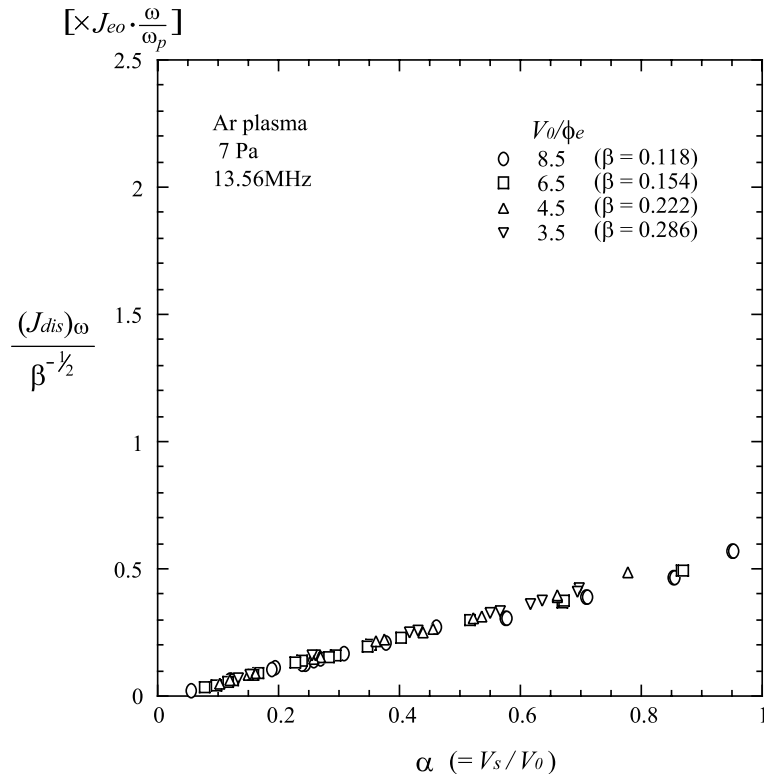


Fig. 4.13: Relationship between  $J_{dis}$  and  $\alpha$  measured using apparatus in Fig. 4.12.

こと、また、その依存性が平方根の関係からずれるため、 $J_{dis}$  を  $\beta^{-\frac{1}{2}}$  ( $=V_0/\phi_e$ ) で規格化した値に、 $V_0$  依存性が残るため、と考えられる。

実験の結果 (図 4.13) と計算結果 (図 4.14) を比較すると、実験で得られた  $J_{dis}/\beta^{-\frac{1}{2}}$  の値は、ほぼ  $\alpha$  に比例していることと、しかも、全てのプロットが、プローブバイアス電圧に無関係に、ほぼ同じ直線に乗っていることが注目になる。これは、少なくとも  $0.1 \lesssim \beta \lesssim 0.3$  の範囲では、 $(J_{dis})_\omega$  が、シース電圧の平方根の逆数にほぼ比例しており、従って、一様イオン密度のモデルの単純なモデルが、実際の変位電流の振る舞いを良く表していることを意味する。よって、本実験における設定が、実際の RF 放電プラズマの様子を、うまく模擬できていると認めるならば、式 (4.10) は  $(J_{dis})_\omega$  の表現として有効である、と行うことができる。

実験で測定された変位電流の値は、計算値よりも小さいが、実験で得られた値の絶対値は、ラングミュア・プローブ法で求めたプラズマ密度の値によって敏感に変化する。また、プラズマ密度 (電子飽和電流) は、アルミ・メッシュに RF 電圧を印加しない状態で測定したことにも注意されたい。

### § 4.3 プローブ電流中の RF 成分のパルス応答の測定

プローブ電流の RF 成分のパルス応答を示すため、少し極端な条件でプローブ電流波形を測定した。ここで用いた装置 (図 4.15) は、容量結合型の RF プラズマ発生装置で、極めて低 RF パワーでプラズマを維持するため、補助電極に負の直流電圧を印加した。RF は 13.56 MHz で、Ar プラズマを生成した。プローブは、円形の銅板 (直径 3 cm、厚さ 0.2 mm) を 2 枚のテフロンフィルム (厚さ 50  $\mu\text{m}$ ) でサンドイッチした構造のものを用いた。真空容器は、両端が丸い円筒形ステンレス容器 (内径 50 cm、長さ 1.2 m) である。真空容器の一端に、直径 30 cm の RF 電極があり、この RF 電極の端部の近傍にプローブを配置した。補助電極は、真空容器の他の端より、RF 電極に対向するように挿入されている。

図 4.16 に、RF プラズマにおけるプローブ電流のパルス応答波形の例を示す。パルス電圧は 3 V で、パルスエッジにおける変化を強調して分かり易くするため、極めて低 RF パワー ( $\approx 1\text{W}$ ) に設定し、補助電極に負の直流電圧を印加して放電を維持した。Ar の圧力は 11 Pa である。

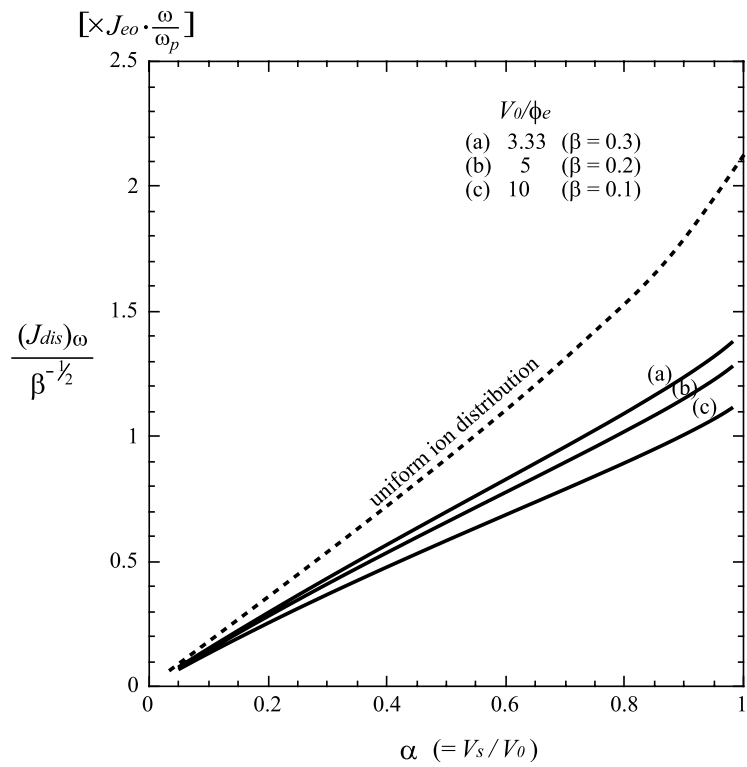


Fig. 4.14: Calculated relationship between  $J_{dis}$  and  $\alpha$ .

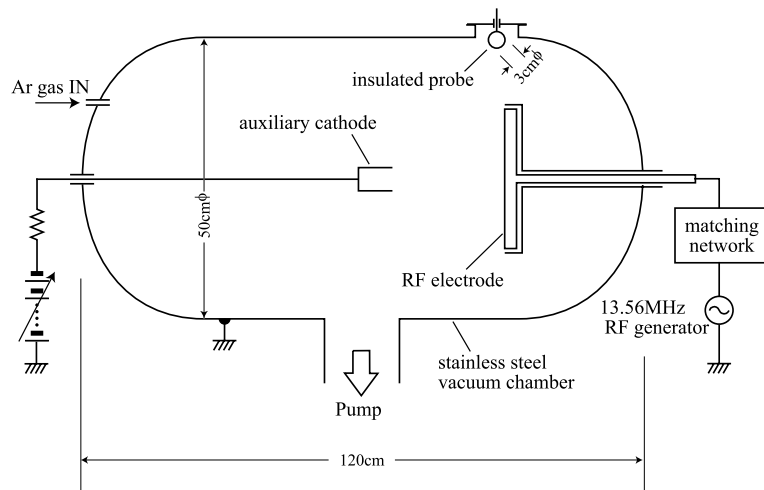


Fig. 4.15: Apparatus for the measurement of the waveform shown in Fig. 4.16 and Fig. 4.17.

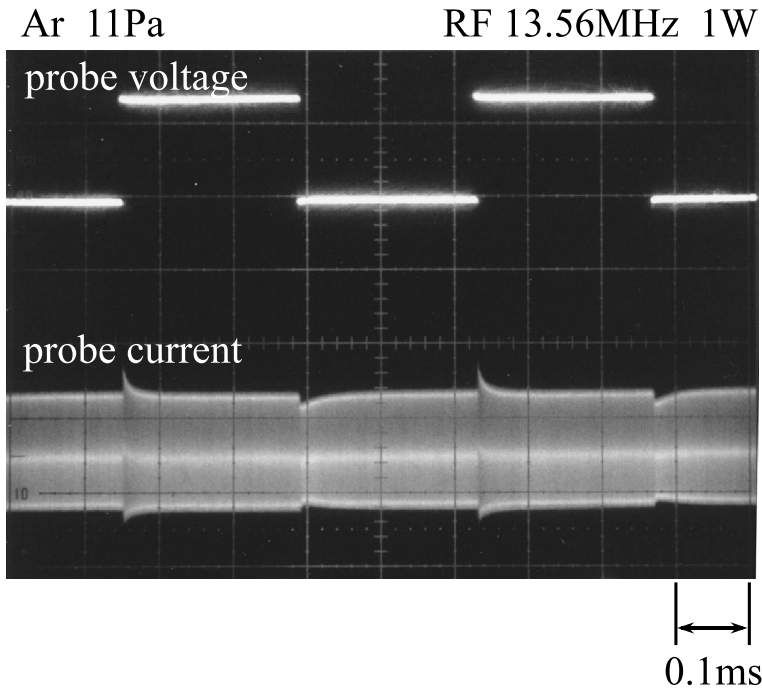


Fig. 4.16: Example of waveform of the probe current in the case of RF plasma. Amplitude of pulse voltage is 3 V. RF power  $\simeq 1$  W (discharge is assisted by DC voltage). [upper trace: applied voltage 2 V/DIV, lower trace: current response 500  $\mu$ A/DIV; time: 0.1 ms/DIV]

図 4.16 によれば、プローブ電圧の立ち上がりエッジにおいて、プローブ電流信号の振幅が大きくなっており、それが時間の経過とともに減衰している様子が分かる。これと対照的に、パルスの立ち下りエッジでは、プローブ電流信号の振幅が小さくなり、時間の経過とともに定常値まで戻っている。詳しく観察すると、パルスの立ち上がりでの振幅の変化が、立ち下りでの変化より、少し大きいこと、また、波形の包絡線をとって考えると、波形の上側の包絡線の起伏の方が、下側のそれよりも大きいこと、などが覗える。これは、このプローブ電流信号に対し、RF の 1 周期の時間幅で移動平均をとると、第 2 章の図 2.1 の挿絵にある電流信号波形に類似した波形が得られる、ということの意味する。言い換えれば、RF プラズマにおけるプローブ電流信号は、RF 電流成分と、プローブ表面電位を  $V_{f0}$  に再充電する充電電流成分、との重ね合わせになっている、ということである。

パルスエッジにおいては、プローブ電流の RF 成分の振幅のみでなく、位相も変化する。その様子を、図 4.17 に示す。この測定には、同じ寸法構造のプローブを 2 つ用いた、プローブは図 4.16 の場合と同じもので、2 cm の距離を



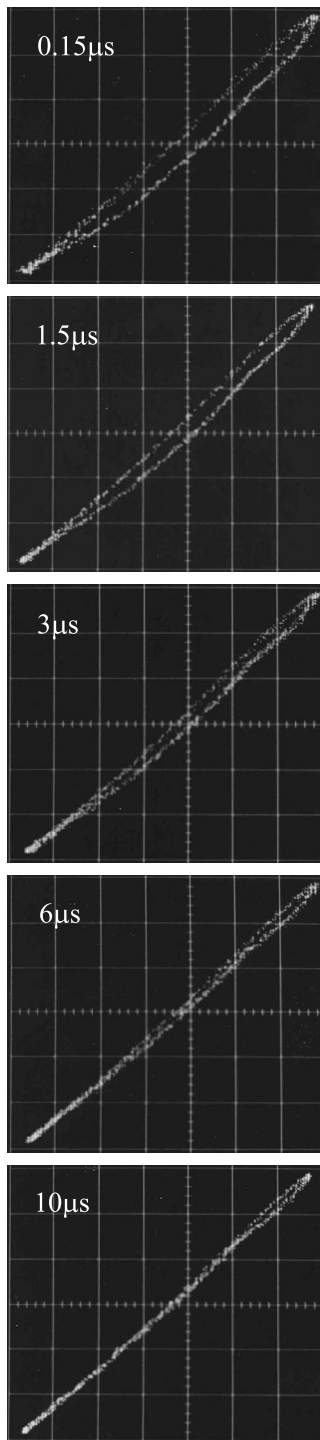


Fig. 4.17: Example showing the phase shift and its decay at pulse edge. The value in each figure shows the time which has passed after the positive edge of the square pulse. Vertical axis and horizontal axis represent the probe current signal of the pulsed probe and that of the reference probe, respectively. Rotation direction of each Lissajous plots was counterclockwise, which shows that the pulsed probe signal lags behind the reference probe signal.

隔ててセットした。パルス電圧は、2つの内一方のプロープにのみ印加し、他方を参照用として用いた。RF パワーは 30 W で、この場合補助電極に直流電圧は印加していない。Ar の圧力は 7 Pa である。図 4.17 は、2つのプロープのプロープ電流信号の間でリサージュ図形を描き、その、パルスの立ち上がりエッジ後の時間推移を示したものである。位相シフトを強調して明確に示すため、大きな電圧 (8 V) のパルスを加えた。2つのプロープ電流信号の位相差は、最初は約  $7^\circ$  で、これが時間とともに小さくなっていることが分かる。リサージュ図形の回転方向は、パルスを印加したプロープの信号の方が、位相が遅れていることを示していた。これは、パルスの立ち上がりにおいては、伝導電流成分の増加量の方が、変位電流成分の増加量よりも大きいことによる。パルスの立ち下りでは、位相シフトは逆方向になった。

プローブ電流の RF 成分のパルス応答を、別のプラズマ装置 (図 4.18) を用いて、もう少し詳しく調べた。用いた装置は、通常の平行平板容量結合型のプラズマ発生装置である。ステンレス製の真空容器は、内径 110 mm、深さ 80 mm である。直径 70 mm の円形アルミ板の RF 電極が上部に配置されている。プローブは、アルマイト処理したアルミ製の、円形の平板プローブで、接地された底板の中央に配置した。プローブの酸化皮膜 (プローブ絶縁膜) の厚さは  $6 \mu\text{m}$  である。プローブの表面は、周囲の底板の面と同一面になるようにした。また、プラズマの電位振動の大きさを、ある程度調節できるようにするため、アルミ・メッシュを RF 電極と底板の間に、接地された側壁に接触するように配置できるようになっている。

図 4.19(a) は、プローブ電流の RF 成分の、パルスエッジにおける振幅の変化率とパルス電圧の関係を示したもので、図 4.19(b) は、パルスエッジにおける位相シフト量とパルス電圧の関係を示したものである。図 4.19(b) では、位相遅れを正の値としてプロットしてある。図 4.19 において、横軸は、プローブ絶縁膜表面の電位の、フローティング・ポテンシャル  $V_{f0}$  からの偏移量に対応している。RF 成分の基本波成分の振幅と位相は、プローブ電流信号の波形を 500 MS/s のサンプリング速度でデジタル化し、フーリエ分析により計算して求めた。A/D 変換の分解能は 8 bit である。フーリエ分析の積分スパンは、RF の 10 周期分である。

プローブ電流の RF 基本波成分の振幅と位相は共に、パルスの立ち上がり / 立ち下りで、それぞれ逆方向に変化している。図 4.19 において、振幅・位相

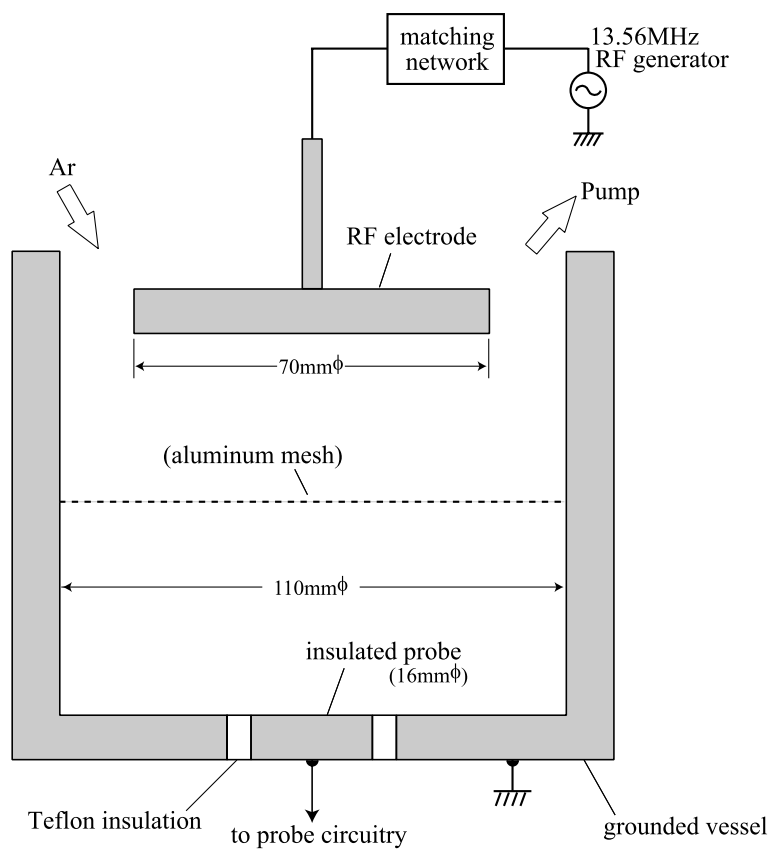


Fig. 4.18: Apparatus for the measurement of data shown in Figs. 4.19–4.23.

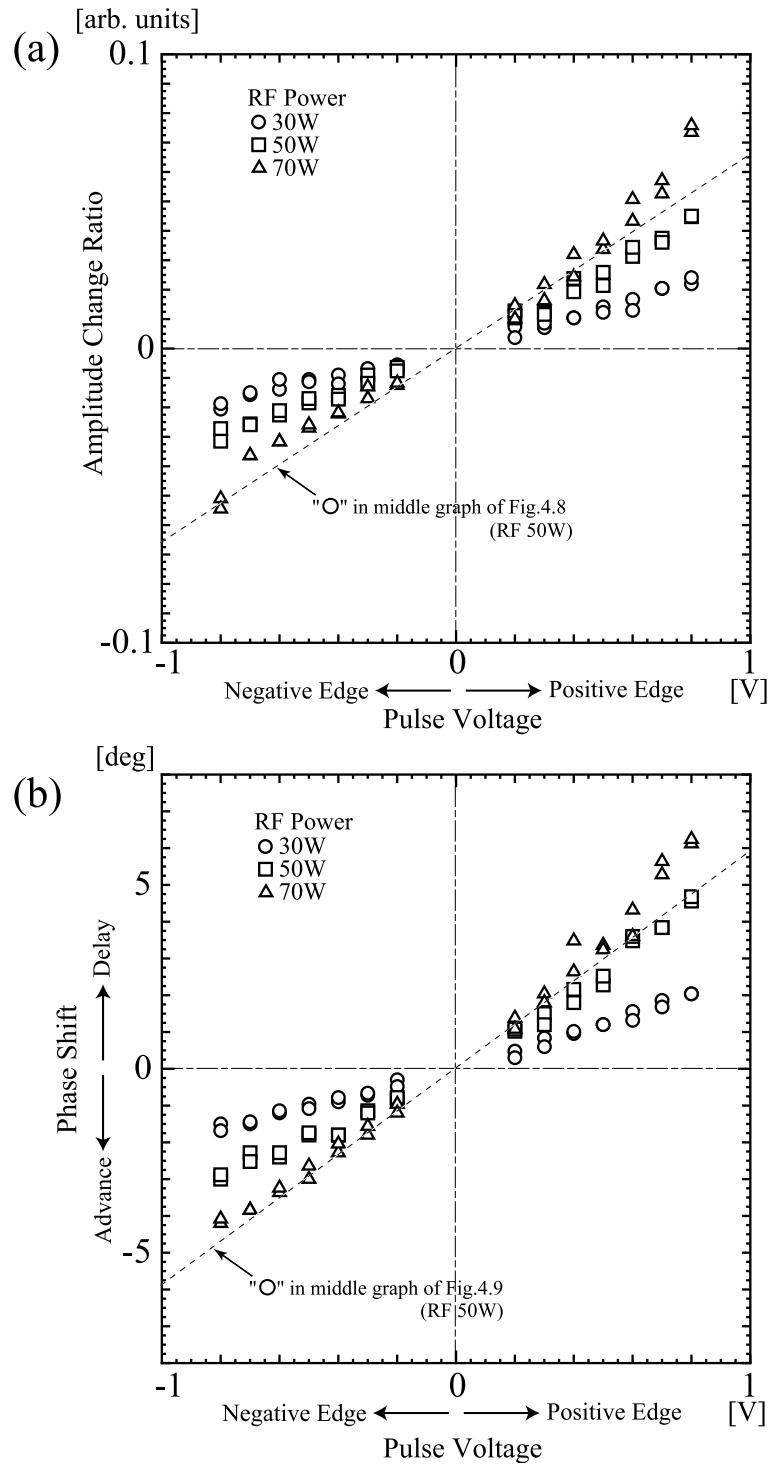


Fig. 4.19: Relationship between (a) amplitude change at pulse edge and magnitude of pulse voltage and relation between (b) phase shift at pulse edge and magnitude of the pulse voltage without the grounded mesh. Broken line shows the value calculated using the data for the circle in the middle graphs of Figs. 4.8 and 4.9 (RF power 50 W).

の変化量は、パルス電圧に対してほぼ比例していることが分かる。しかし、パルス電圧が大きくなると、パルス立ち上がりにおける変化の方が、立ち下りにおける変化よりも、若干大きくなっている。これは、シースの持つ非線形な特性に起因するものと考えられる。パルス電圧が小さい範囲（この場合、およそ 0.5 V 以下）では、立ち上がり / 立ち下りにおける変化は、ほぼ対称になっているとみなせる。

RF パワーに対しては、振幅・位相の変化は、RF パワーが大きい程、大きくなっている。これは、図 4.8 および図 4.9 に見られる傾向から理解ができる。なぜならば、RF パワーが大きい程、プラズマ密度が高くなるのが自然だからである。

図 4.20 は、パルスエッジ後の (a) 振幅の変化率  $d(J_p)_\omega / (J_p)_\omega$  の時間推移、および、(b) 位相シフト  $d\theta$  の時間推移、である。RF パワーは 50 W の場合について示した。また、参考のため、パルスエッジ以前の波形も少し示している。振幅の変化量、および、位相シフト量は共に、パルスエッジの後、時間とともに減衰していることが分かる。

なるべく広範囲のプラズマ条件にて測定を比較するため、RF 電極と接地底板との間に、アルミ・メッシュを、接地側壁に接触するようにして挿入した。図 4.21-図 4.22 は、この状態で同様の測定を行った結果を示している。図 4.21(a) は、パルスエッジにおける振幅の変化率  $d(J_p)_\omega / (J_p)_\omega$  とパルス電圧の関係、図 4.21(b) は、位相シフト  $d\theta$  とパルス電圧の関係（位相遅れを正の値としてプロット）である。

図 4.22 は、パルスエッジ後のこれらの変化量の時間推移である。図 4.20 と図 4.22 を比較すると、減衰の時定数は、図 4.22 の曲線の方が、図 4.20 の曲線よりも、かなり大きくなっている。これは、接地されたメッシュの挿入により、プラズマ密度  $n_0$  が小さくなったことに対応している。

図 4.23 には、立ち上がりエッジ後の推移を、対数プロットしたものを示している。それぞれの推移は、おおよそ指数関数的な減衰になっていることが分かる。この時定数は、§4.2 に述べたように、 $C \cdot \phi_e / J_i$  で表される。RF パワーが大きくなる程、プラズマ密度は大きくなるので、この時定数は小さくなると考えられる。図 4.23 には、この傾向が確認できる。

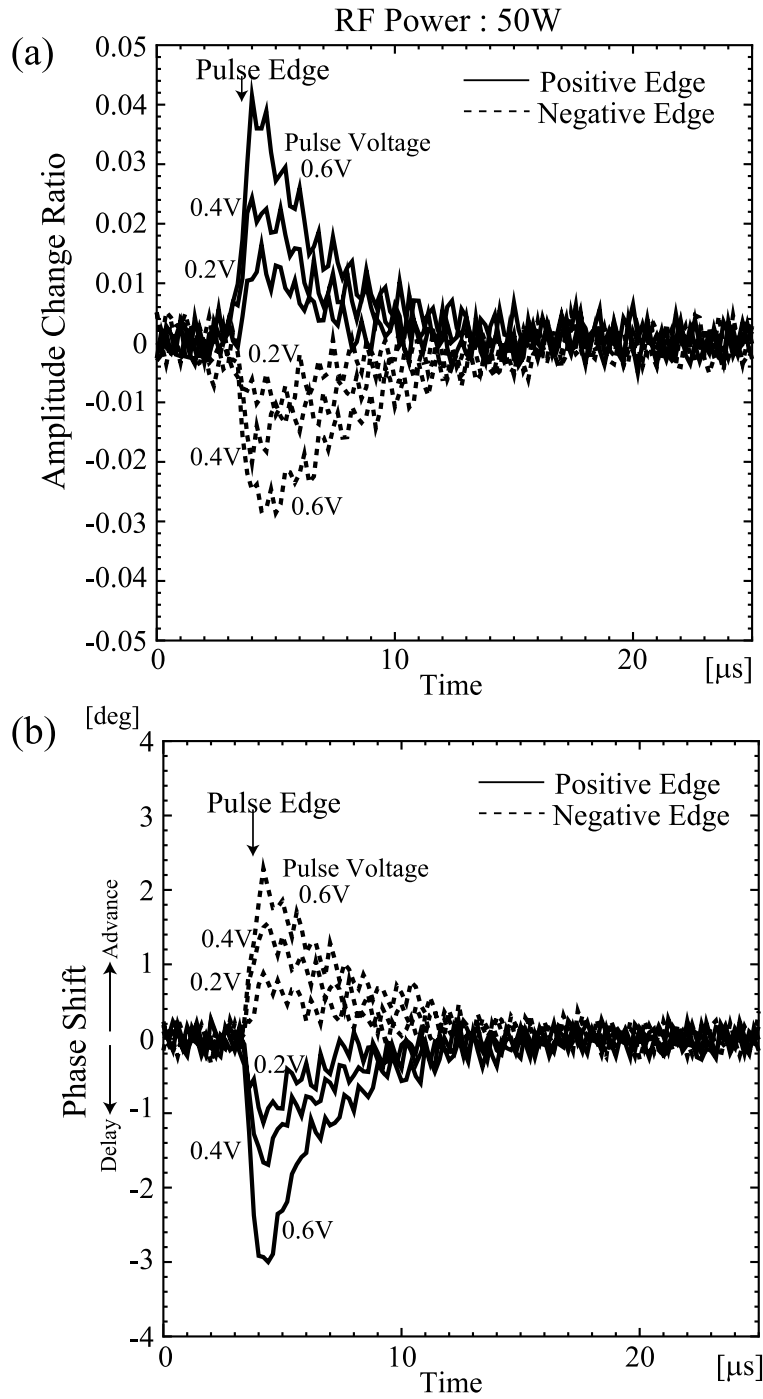


Fig. 4.20: Time response of (a) amplitude change and (b) phase shift at the pulse edge for different magnitude of pulse without the grounded mesh.

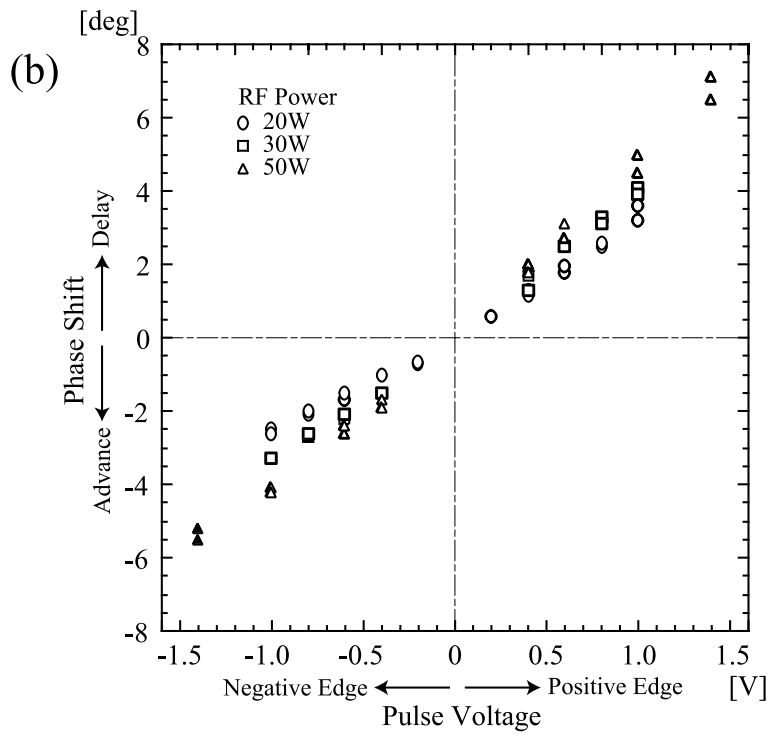
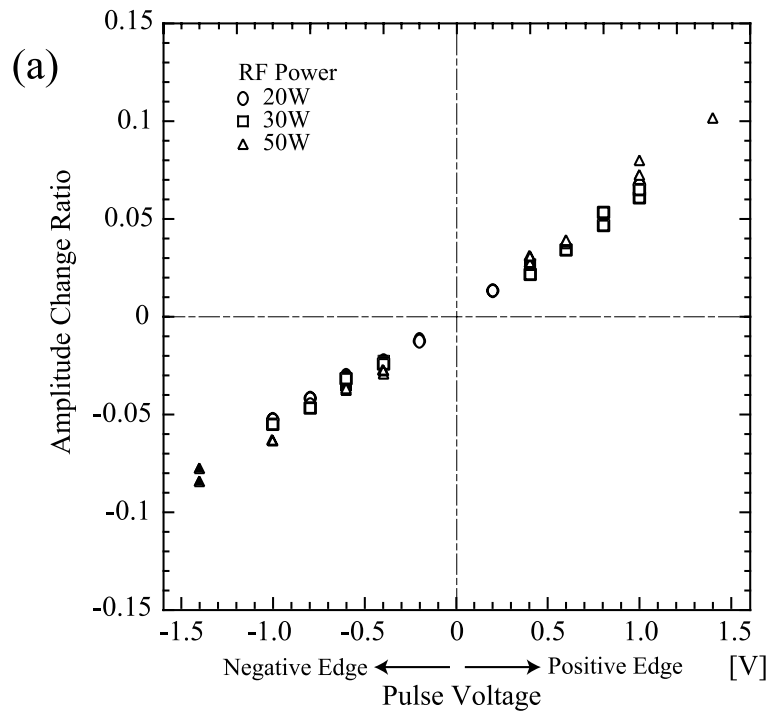


Fig. 4.21: Relationship between (a) amplitude change at pulse edge and magnitude of pulse voltage and relation between (b) phase shift at pulse edge and magnitude of the pulse voltage with the grounded mesh..

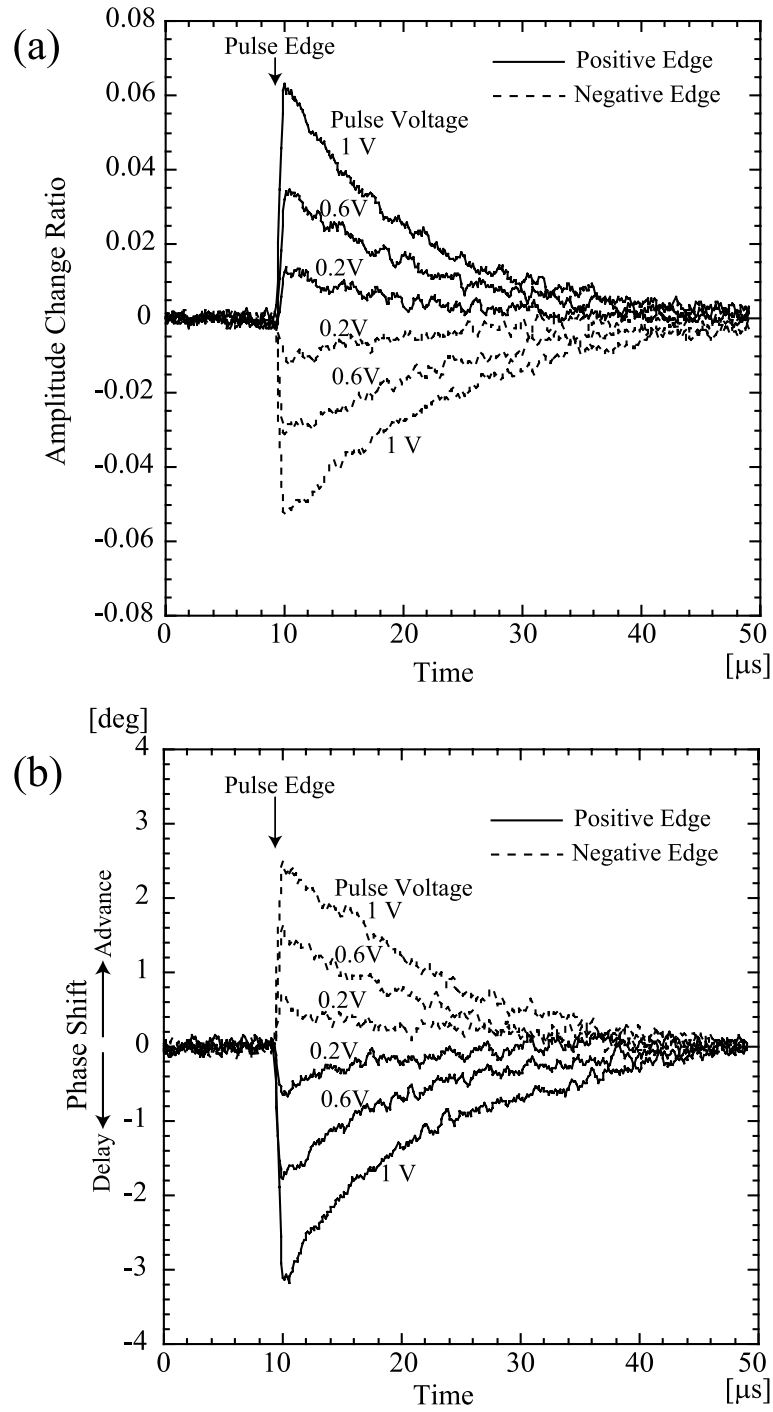


Fig. 4.22: Time response of (a) amplitude change and (b) phase shift at the pulse edge for different magnitude of pulse with the grounded mesh.



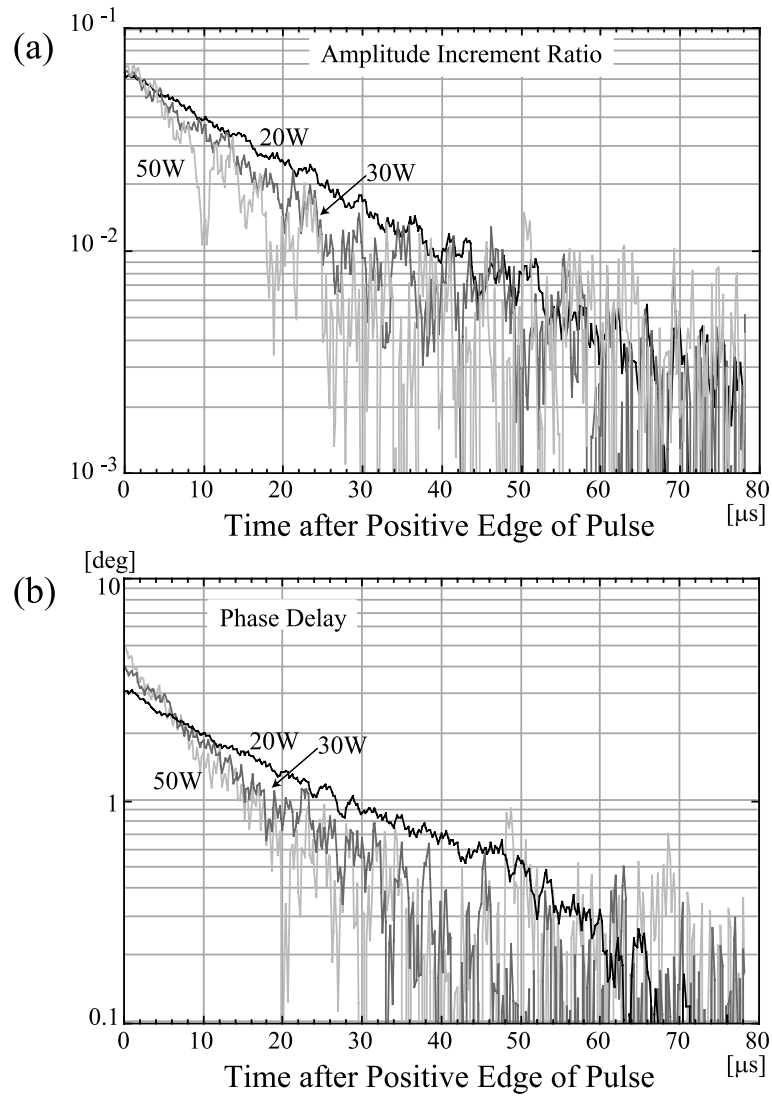


Fig. 4.23: Logarithmic plot of time response of (a) amplitude increment ratio and (b) phase shift after positive pulse edge for different RF power.

## § 4.4 プラズマ電位振動の位相の測定

測定されたプローブ電流信号  $(J_p)_\omega$  を、変位電流成分  $(J_{dis})_\omega$  と伝導電流成分  $(J_{cnd})_\omega$  に、また、その変化分  $d(J_p)_\omega$  を  $d(J_{dis})_\omega$  と  $d(J_{cnd})_\omega$  に分解するためには、プラズマ電位振動の位相、すなわち、 $\overrightarrow{(J_p)_\omega}$  と  $\overrightarrow{(J_{cnd})_\omega}$  の間の位相角  $\theta$  を知る必要がある。

パルス電圧の代わりに、正弦波の電圧（振幅  $V_p$ ）をプローブに（第2章の図 2.1 の A 点）に加えた場合を考えてみる<sup>5)</sup>。プローブに加える正弦波の周波数は、放電の RF と同じ周波数 ( $\omega$ ) であるとする。プローブ電圧がゼロであれば、シースにかかる電圧の振動振幅は  $V_s$ （プラズマ電位振動の振幅）である。もし、プローブ電圧が、プラズマの電位振動と同相であれば、プラズマとプローブの間の電圧の振幅は  $V_s - V_p$  に小さくなる。逆に、プローブ電圧が、プラズマの電位振動と逆相であれば、プラズマとプローブの間の電圧の振幅は  $V_s + V_p$  に大きくなる。従って、プローブ電流の RF 成分の振幅  $(J_p)_\omega$  が、プローブ電圧とプラズマ電位振動の位相関係に従って変化する。両者が逆相の時、 $(J_p)_\omega$  は最大値をとり、プローブ電流  $\overrightarrow{(J_p)_\omega}$  とプローブ電圧の位相角が、ちょうど  $\overrightarrow{(J_p)_\omega}$  と  $\overrightarrow{(J_{cnd})_\omega}$  の間の位相角  $\theta$  に対応することになる。というのは、プローブ電流  $\overrightarrow{(J_p)_\omega}$  の正の方向が、プローブからプラズマに向う向きに定義されているからである。従って、プローブ電圧の位相を変化させながら、プローブ電流の RF 成分の振幅を観測することにより、プラズマ電位振動の位相を知ることができる。

図 4.24 は、この測定を行うための、測定系の概略を示したものである。RF 信号を RF 電極または RF 電圧源からピックアップし、フィルタと可変移相器を通してプローブに加える。移相器の位相シフト量を変化させながら、プローブ電流信号の振幅を測定するのである。

プラズマ電位振動の位相を、なるべく正確に知るためには、プローブ電流信号  $(J_p)_\omega$  とプローブ電圧  $V_p$  の位相角を精密に測定する必要がある。図 4.25 は、回路内での遅延による、 $(J_p)_\omega$  と  $V_p$  の間の位相差の測定誤差を極力小さくできるように工夫された、プローブ電圧・電流の検出回路を示している。この回路においては、プローブ電流信号とプローブ電圧信号が共に、それぞれ高速 OP アンプを一回だけ通過するようになっている。第2章の図 2.1 および図 2.8 の回路では、プローブ電圧は間接的に検出されていたが、この回路では、プローブ電圧信号は、プローブ電極から直接ピックアップされ、抵抗  $R$  を通る電流と

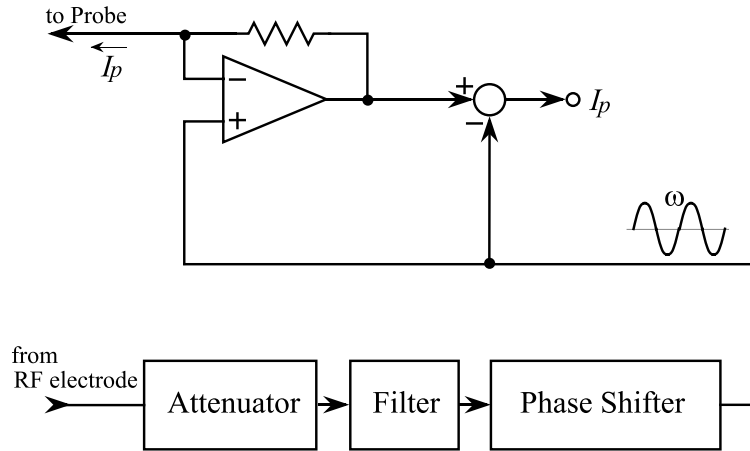


Fig. 4.24: Schematic configuration for measurement of the phase angle of plasma potential oscillation  $\theta$ .

して検出される。この電流とプローブ電流  $I_p$  は、それぞれ  $OP_2$  および  $OP_1$  によって、同じようにして電圧信号に変換される。 $OP$  アンプ  $OP_1$  ,  $OP_2$  の出力は、2つの抵抗  $R_o$  および  $1/2R_o$  によって、分割され、第2章の図 2.8 の回路とは対照的に、 $OP$  アンプを用いることなく、プローブ電流  $I_p$  に比例した出力が得られる。 $OP_2$  の出力は、プローブ電圧信号の逆相の信号となる。

実験では、 $OP$  アンプ自体の、信号の位相遅れを極力小さくするため、 $OP_1$  および  $OP_2$  には電流帰還型高速  $OP$  アンプ [ Analog Devices, Inc. の AD8001 (帯域幅 800 MHz) ] を用いた。以上のように、プローブ電流信号とプローブ電圧信号が、共に等しく高速  $OP$  アンプを一回のみ通過するようになっているため、両者の間の位相遅れの差は、極めて小さいと考えられる。

実際に測定を行う場合を考えると、放電の RF 電圧の大きさや、プラズマの状態は、 $360^\circ$  の位相範囲全体にわたり測定を行う間、常に一定であるとは限らない。放電の RF 電圧の大きさや、プラズマの状態の変動のため、プローブ電流信号の最大点・最小点を決定することが困難になることがしばしば起こる。この問題を解決するためには、プローブに、放電の RF の周波数  $\omega$  とは、僅かに異なる周波数  $\omega'$  の正弦波電圧を印加することが、効果的である。これは、プローブに周波数  $\omega$  の正弦波電圧を、その位相を  $2\pi/|\omega - \omega'|$  の時間の間に、 $360^\circ$  変化させながら加えるのと等価である。このため、極めて短時間の間に、全位相角にわたる情報を得ることができるのである。

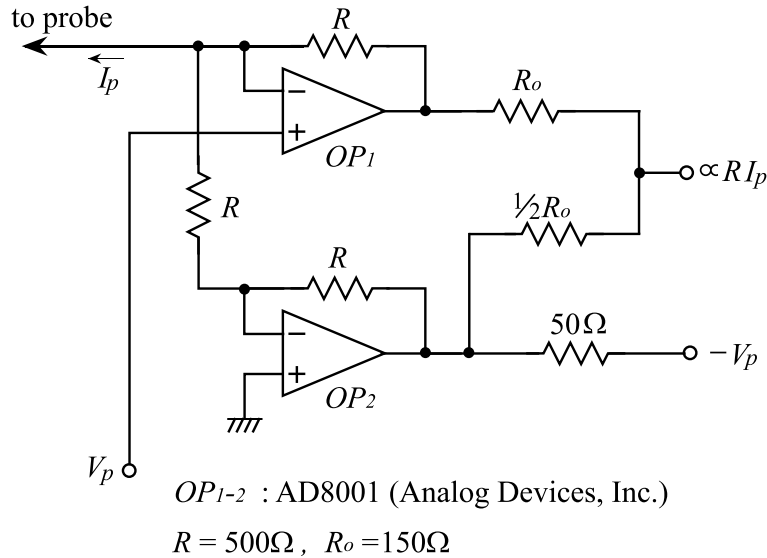


Fig. 4.25: Circuit for detecting probe current and voltage, which is contrived to minimize the error in phase difference between current signal and voltage signal.

この方法では、プラズマ電位振動とプローブ電圧との間の位相角は、時間に対して直線的に変化し、 $(\omega - \omega')t$  と表される。プローブ電流の振幅は、ビート周波数  $|\omega - \omega'|$  で周期的に変化する。プローブ電流の、プラズマ電位振動による成分と正弦波プローブ電圧による成分とを、それぞれ、 $J_1$  および  $J_2$  とすれば、プローブ電流  $J_p$  の振幅は、時間の関数として次のように表される。

$$J_p = \sqrt{J_1^2 + J_2^2 - 2J_1J_2 \cos((\omega - \omega')t)}. \quad (4.36)$$

従って、プラズマ電位振動の位相角は、次の手順で求められる。

- (1) プローブに正弦波電圧 ( $\omega$  と僅かに異なる周波数  $\omega'$ ) を印加し、プローブ電流の振幅  $(J_p)_\omega$  の時間変化を測定する。
- (2)  $(J_p)_\omega$  の時間変化を、関数  $\sqrt{a + b \cos[(\omega - \omega')t + \varphi_0]}$  でフィッティングする。ここで、 $a, b$  および  $\varphi_0$  は、定数である。実際には、 $[(J_p)_\omega(t)]^2$  の波形の  $\omega - \omega'$  成分のフーリエ係数を計算することになる。
- (3)  $t = -\varphi_0/(\omega - \omega')$  における、プローブ電流  $(J_p)_\omega$  とプローブ電圧の間の位相角を求める。

図 4.26 は、このようにして測定した一例を示している。装置は、図 4.18 に示すもので、接地されたメッシュを挿入した状態で測定した。RF は 13.56 MHz

で、RF パワーは 50 W である。プローブ電圧の振幅は 0.5 V、周波数 ( $\omega'/2\pi$ ) は 13.548 MHz である。プローブ電圧信号とプローブ電流信号の波形を、500 MS/s のサンプリング速度、8 bit の分解能で記録し、プローブ電流信号の基本波成分の振幅  $(J_p)_\omega$  と、プローブ電流信号とプローブ電圧信号との位相差とをフーリエ分析により計算した。積分スパンは、13.548 MHz の 10 周期分である。図 4.26 の上側のグラフで、おおよそ正弦波的に変化しているグレイの曲線（やや雑音を含んでいる波形）がプローブ電流の振幅  $(J_p)_\omega$  である。これに重なっている黒細線が、式 (4.36) でフィッティングした波形である。下側のグラフのノコギリ波状の波形は、プローブ電流信号の、プローブ電圧信号に対する進み位相角を表している。

$(J_p)_\omega$  が最大となる点の、プローブ電流信号とプローブ電圧信号の位相差は、この場合約  $84^\circ$  である。 $(J_p)_\omega$  の最小点から求めても、やはり、約  $84^\circ$  となる。つまり、この場合、プラズマ電位振動によるプローブ電流成分は、プラズマ電位振動の位相よりも約  $84^\circ$  進んでいる、すなわち、 $\theta=84^\circ$  ということが分かる。これから、プローブ電流の変位電流成分  $(J_{dis})_\omega$  は、伝導電流成分  $(J_{cnd})_\omega$  よりもずっと大きい、ということが分かる。

上記の方法で、 $(J_p)_\omega$  の最大点・最小点を決定するに当たって、およそこれらの点の周辺では、曲線の傾きが小さくなるので、最大点・最小点がどこかが、はっきりしない場合がある。式 (4.36) によるフィッティングを行えば、これらの点が厳密に決められるのであるが、図 4.26 の上側のグラフから分かるように、結構ノイズが大きいので、これらの点の周辺でのフィッティングの精度が十分であるかどうか、もはっきりしない。したがって、位相角  $\theta$  を決定するためには、さらに次の手順を踏むことが望ましいと思われる。

- (4) 振幅および位相の時間推移のグラフを 1 つにまとめて、これらの間の相関を表すグラフに書き直す。
- (5) 得られたグラフと、直線  $(J_p)_\omega = \sqrt{a}$  との 2 つの交点を求め、交点における位相角の値を平均する。ここに、 $a$  は、上記手順 (2) において得られる定数である。

プラズマ電位とプローブ電圧の位相差は、時間に対して直線的に変化するが、プローブ電流  $(J_p)_\omega$  とプローブ電圧の位相差は、直線的には変化しない。プラズマ電位とプローブ電位の位相差が  $90^\circ$  および  $270^\circ$  になった瞬間には、 $(J_p)_\omega$  とプローブ電圧の位相差は、それぞれ、 $\theta - \Delta\theta$  および  $\theta + \Delta\theta$  になる。これは、

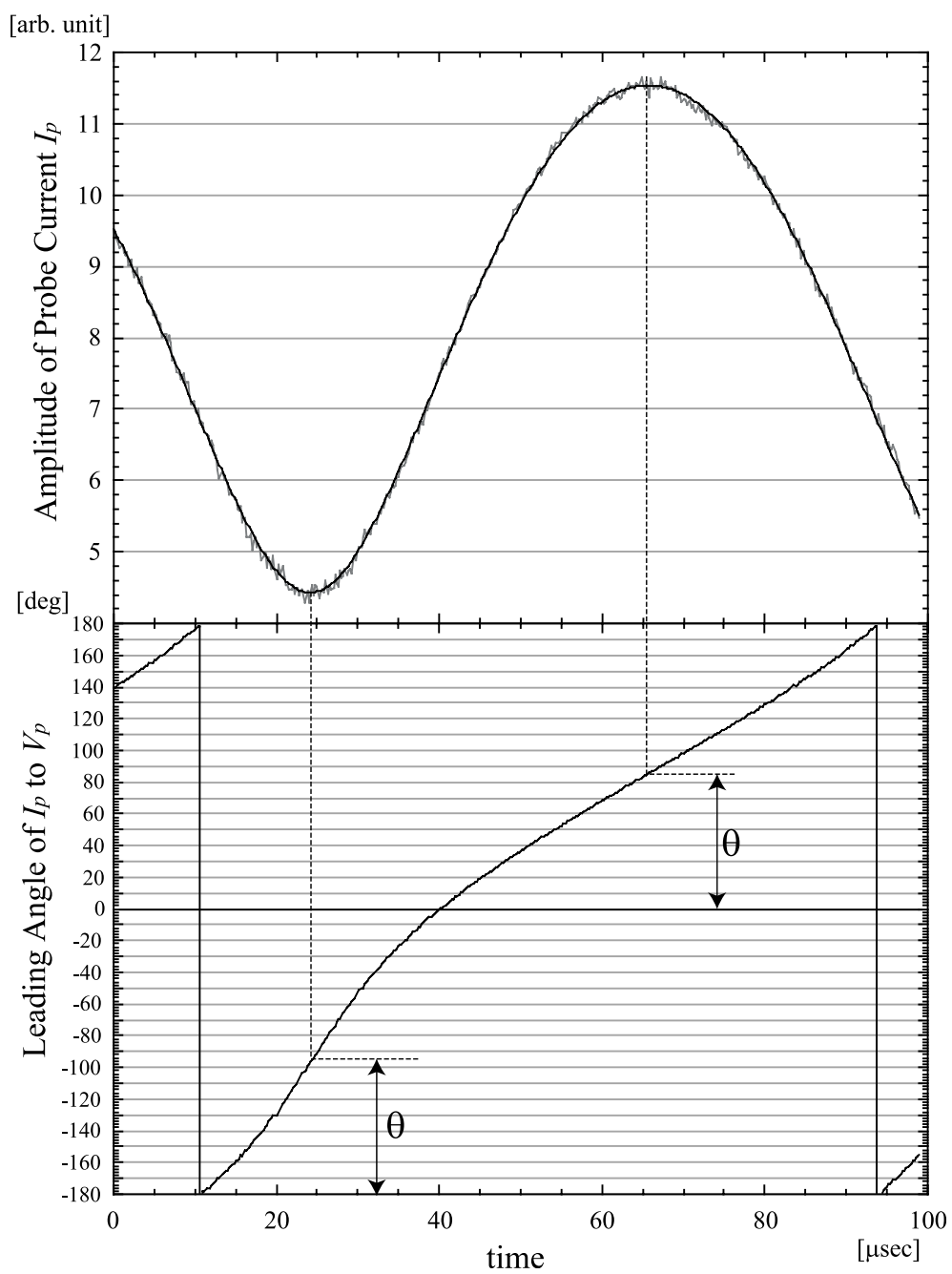


Fig. 4.26: Transition of  $(J_p)_\omega$  and phase angle between  $(J_p)_\omega$  and probe voltage.

プローブ電流  $(J_p)_\omega$  が、プローブ電圧の振動とプラズマ電位の振動の、それぞれによる電流成分の重ね合わせになるからである。 $\Delta\theta$  はプローブ電圧振動とプラズマ電位振動の振幅比で決まる。これらの瞬間には、 $(J_p)_\omega$  は  $\sqrt{a}$  になる。これらの瞬間の位相差を平均すると、 $\Delta\theta$  がキャンセルされて  $\theta$  が得られる。

図 4.27 は、図 4.26 を、プローブ電流の振幅と、プローブ電流信号とプローブ電圧信号の位相差との関係に書き直したものである。図 4.27 中の一点鎖線は、 $(J_p)_\omega = \sqrt{a}$  の直線である。2つの交点における位相差は、 $18^\circ$  および  $151^\circ$  と読める。これらを平均すると、 $\theta$  は  $84.5^\circ$  となって、図 4.26 から得られた値と良く一致する。

図 4.28 は、このようにして測定した  $\theta$  の、RF パワー依存性を示したものである。装置は、図 4.18 に示すもので、メッシュ有りの状態、メッシュ無しの状態の、それぞれについて測定した。 $\theta$  は、RF パワーが大きくなるにつれ、小さくなっていることが分かる。この傾向は、図 4.11 の計算結果と一致する。なぜなら、RF パワーが大きい方が、プラズマ密度が高くなるのが当然予想されるからである。プラズマ密度が高くなると  $\theta$  が小さくなるのは、式 (4.6) および式 (4.7) から理解されるように、プラズマ密度の増加に対して、伝導電流成分の方が変位電流成分よりも、より敏感に変化するからである。メッシュ無しの場合の方が、メッシュ有りの場合に比べて  $\theta$  が小さくなっているのも、同様の理由（プラズマ密度の差）によるものと思われる。

## § 4.5 考 察

図 4.29 は、§4.2 に述べた RF プラズマにおける IPP 法による測定法における、観測すべき量と、測定から求められる量との関係を、まとめて示したものである。RF プラズマを特徴付ける最も主要なパラメータ、電子温度  $\phi_e$ 、プラズマ密度  $n_0$ 、シース電圧の平均値  $V_0$ 、および、プラズマ電位振動の振幅  $V_s$  を、測定値より計算することができる。

ここで、シース電圧の平均値  $V_0$  というのは、プローブ表面の電位と、プラズマ電位の平均値との差を意味している。プローブ電極の電位は、RF 信号に対しては、実質的に接地電位に固定されているので、プローブシースの状態は、絶縁膜で被覆された接地容器壁の前にできるシースの状態と同じ、と考えてよい。従って、真空容器の内側が絶縁コートされているプロセス装置の場合、プ

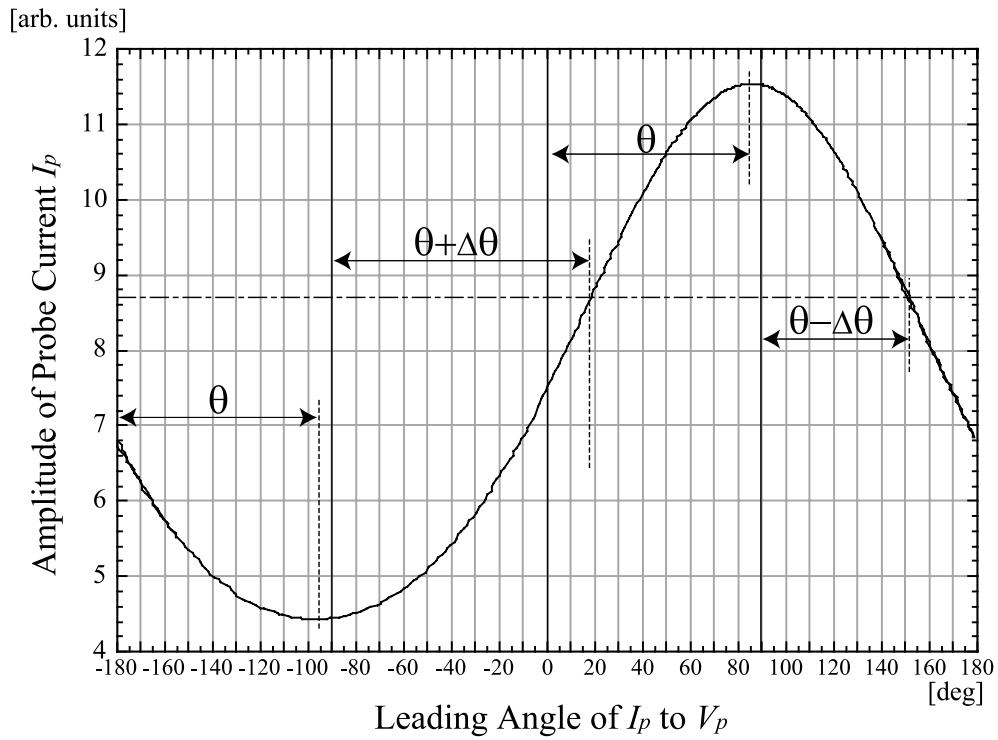


Fig. 4.27: Relationship between phase angle and  $(J_p)_\omega$ .

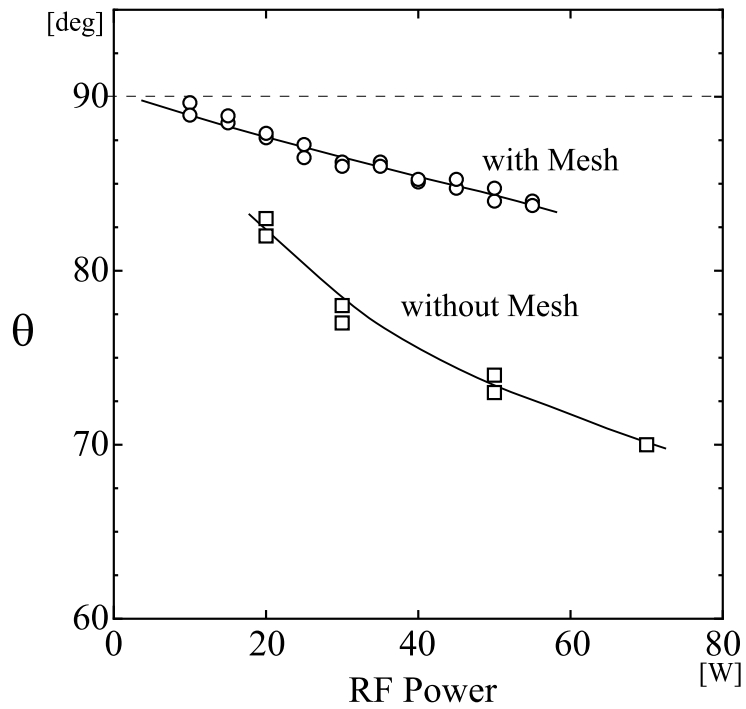


Fig. 4.28: Dependence of phase angle of the plasma potential oscillation  $\theta$  on RF power.



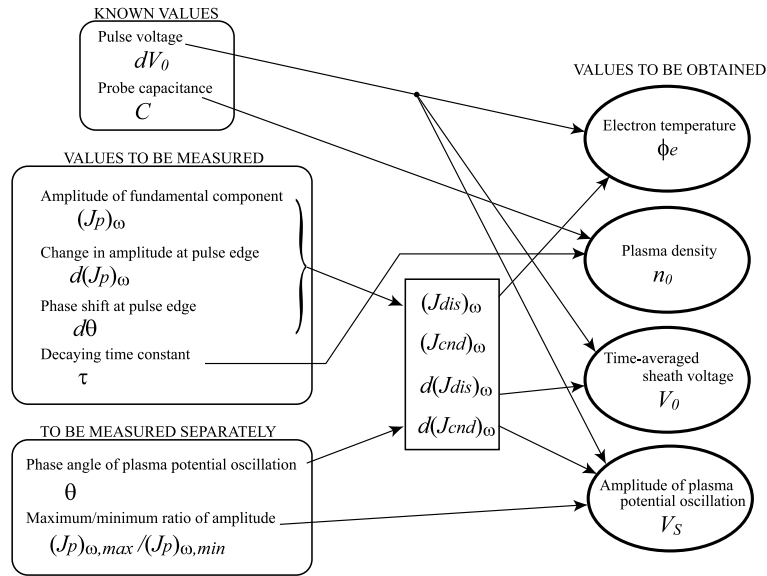


Fig. 4.29: Relationship among the values to be measured and the values to be obtained in the IPP method in RF plasma.

ローブ表面を容器壁と同一面に配置 (図 4.18 のように) しておけば、容器壁前面にできるシースにかかる平均電圧が、この方法によって求まることになる。同じ理由で、ここでプラズマ電位振動の位相と称しているのは、プラズマ電位振動と、絶縁薄膜で覆われた接地容器壁に流れる電流との位相差に等しい。この位相差は、プラズマ電位振動と RF 電極に流れる電流との位相差とは異なることに注意されたい。一般に、RF 電極には、負の大きなセルフバイアス電圧が生じるので、この部分は強い容量性を示す。本測定法によれば、容器壁前面のシースのインピーダンスを知ることができる。なぜなら、プラズマの電位振動の振幅  $V_s$ 、位相角  $\theta$ 、およびシースを流れる電流  $(J_p)_\omega$  の 3 つを、全て測定できるからである。

§4.2 では、シース電圧  $V_0$  が急激に  $dV_0$  だけ変化したことによる、プローブ電流の基本波成分の変化を、 $V_0$  の正方向の変化と負方向の変化 (つまり、パルスの立ち上がりと立ち下り) を分けずに議論した。図 4.19 および図 4.21 に見られるように、プローブ電流の振幅・位相の変化は、パルス電圧  $|dV_0|$  の小さい範囲内では、ほぼ対称的である。しかし、パルス電圧が大きくなると、この直線性が崩れてくる。これは、シースの持つ非線形な特性、特に伝導電流成分のシース電圧に対する指数関数的な依存性に起因するものと思われる。従って、§4.2 の議論は、小さなパルス電圧  $dV_0$  の範囲内に限られる。

ところが、パルス電圧が小さいと、当然、振幅・位相の変化量も小さくなるので、これらを感度良く測定することが必要になる。本論文で述べた実験では、使用した A/D 変換器の分解能は 8 bit である。一般的に言って、波形をデジタル化する際には、 $\pm 1$  LSB 程度、あるいはそれ以上の誤差を考慮しておかねばならない。大雑把に見積もって、この誤差は、振幅の測定にはおよそ 1%、位相の測定にはおよそ  $1^\circ$  の誤差を招くことになる。これらの誤差は、いつも無視できる大きさであるとは言えない。さらに、フーリエ分析を行う場合、波形をデジタル化する際のサンプリングレートは、大抵、いくつかのステップに限られているので、積分のスペンが、必ずしも厳密に RF の周期の整数倍にできるとは限らない。例えば、500 MS/s のサンプリングの場合、サンプリングのインターバルは 2 ns である。これは、13.56 MHz の信号にとっては  $9.8^\circ$  の位相角に相当する。従って、積分スペンに含まれるデータポイント数が 1 つ違えば、積分結果にかなりの誤差を生じるものと予想される。図 4.20 や図 4.22 のプロットが、かなりノイズを含んでいるのは、これらの誤差による影響が大きいと考えられる。これらの誤差は、振幅・位相の分析を、波形の数値解析によって実現しているところに起因するので、これを電子回路的に行うようにすれば、この問題は回避することができる。しかし、そのような目的の電子回路には、高速のパルス応答に十分追従できるだけの高速応答性が要求される。

RF 信号の基本波成分とその位相の計算を数値的に行うことは、また、別の問題を生じる。フーリエ分析においては、波形データのある時間幅にわたって積分することが必要である。例えば、§4.3 に述べた実験では、RF の 10 周期にわたって積分した。これは、13.56 MHz の RF の場合、約  $0.7 \mu\text{s}$  になる。これは、パルス電圧の立ち上がり時間よりもずっと長い。この積分計算は、自動的に波形の平均処理を行うことになり、従って、パルス応答波形の急峻さを鈍らせることになる。以上の理由で、この計算においては、パルスエッジにおける振幅・位相の変化分は、少なめに見積もられてしまうことになる。図 4.20 や図 4.22 の波形を見れば、パルスエッジのところの変化に、 $\mu\text{s}$  のオーダーの時間がかかっていることが分かるが、これは上述の平均化の影響によるものと考えられる。後に続く減衰曲線を外挿すれば、変化分の初期値を見積もることができるが、この場合、この影響による誤差は 10% 程度以下であろう。図 4.19 および図 4.21 にプロットした値は、波形のピーク値そのもので、外挿して求めた値ではない。積分スペンを短くすれば、平均化の影響は小さくなるが、反面、

ノイズの影響が大きくなってしまふ。

図 4.30 および図 4.31 は、§4.2.1 の議論に基づいて、図 4.19 および図 4.21 に示した測定値から、各々のプラズマパラメータを計算した結果を示したものである。直線性が成り立っている範囲のデータのみ、計算に用いた。

様々な誤差要因が考えられるものの、図 4.30、図 4.31 に示した計算結果は、それほど見当外れの値にはなっていないと思われる。メッシュ無しの場合（図 4.30）、シースの平均電圧  $V_0$  は 25–30 V で、電子温度  $\phi_e$  は 3–4 V となっている。メッシュ有りの場合（図 4.31）は、 $V_0$  は 10V 以下に減少し、 $\phi_e$  はおよそ 1 V となっている。プラズマ密度  $n_0$  は  $10^9 - 10^{10} \text{cm}^{-3}$  の範囲にある。これらの値は、小さな真空容器内で数 10W の RF パワーにより生成された容量結合プラズマとしては、ほぼ妥当な値と思われる。

図 4.19 および図 4.21 の実験結果は、図 4.8 および図 4.9 の計算結果に矛盾しない。例えば、メッシュ無しで RF パワーが 50 W の場合、図 4.30 によると  $n_0$  がおよそ  $1 \times 10^{10} \text{cm}^{-3}$  であるから、この条件におけるデータは、図 4.8 および図 4.9 の中央のグラフと直接比較ができる。図 4.30 によると、50 W では、 $\alpha$  と  $\beta$  は、それぞれ、0.6 および 0.12–0.13 である。図 4.8 および図 4.9 の中央のグラフ内の「 $\square$ 」印が、これらの値に対応する点を表している。図 4.19 の破線が、図 4.8、図 4.9 から得られるデータ ( $V_0=27 \text{V}$  とした) から計算した結果を示しており、これは 50 W の場合の測定値とおおよそ一致している。これは、§4.2 に述べた議論が、プローブ電流の RF 成分の振る舞いをよく説明していることを裏付けている。

図 4.30、図 4.31 によると、 $\alpha$  はおよそ 0.8 以下であるので、§4.2.1 に述べた、関数  $\sin \omega t / \sqrt{\alpha \cos \omega t + 1}$  の基本波成分の振幅を 1 とみなす、という近似は、10% 程度の誤差範囲内で有効である。また、 $\alpha$  と  $\beta$  の比  $\alpha/\beta$  は 2 より大きいので、図 4.2 によれば、伝導電流成分の基本波成分の振幅を関数  $\sqrt{2\beta/\pi\alpha} \cdot \exp(\alpha/\beta)$  で近似する、というのも有効であると考えられる。

しかしながら、 $\alpha$  および  $V_s$  の見積もりについては、 $\alpha$  から計算される  $V_s$  の値は、不正確になりがちであると考えられる。というのは、この計算には多くのパラメータを含んだ複雑な関数 [ 式 (4.29) ] を用いなければならないからである。別法として、次に記すように、 $V_s$  は、プラズマ電位振動の位相角  $\theta$  を測定する際に、同時に見積もることができる（図 4.29 にも記載）。

$\theta$  が  $90^\circ$  に近い場合、プローブ電流の振幅  $(J_p)_\omega$  は、変位電流成分の振幅  $(J_{dis})_\omega$

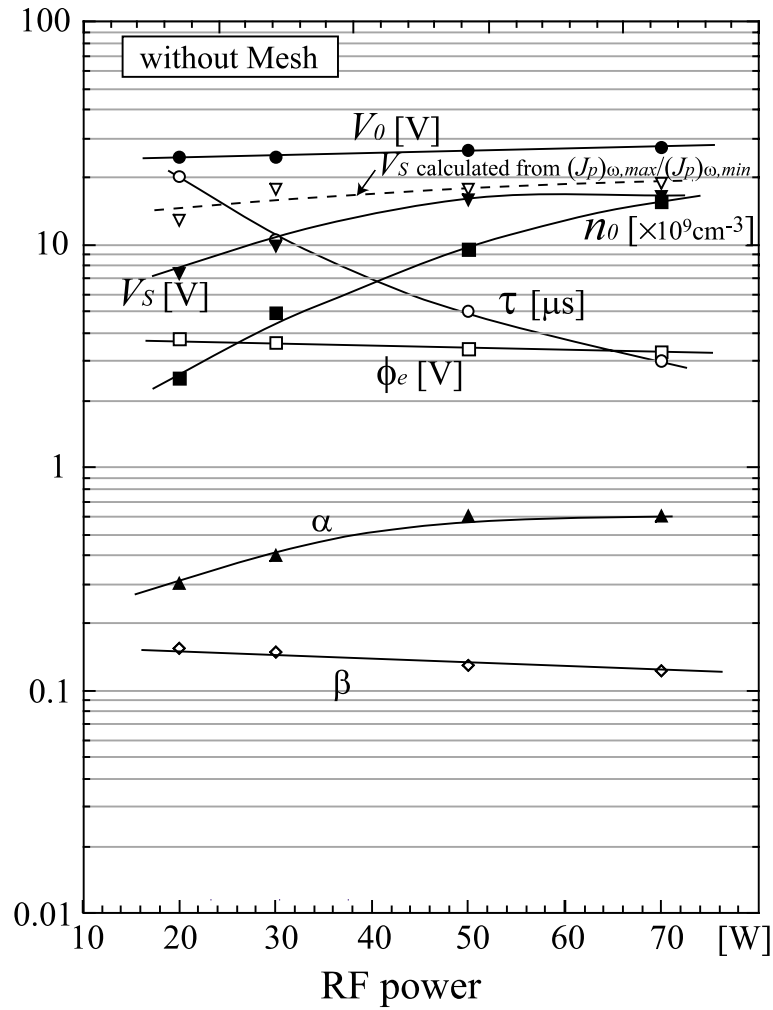


Fig. 4.30: Results of calculation of each parameter based on the analysis in §4.2.1, using data shown in Fig. 4.19 (without grounded mesh).

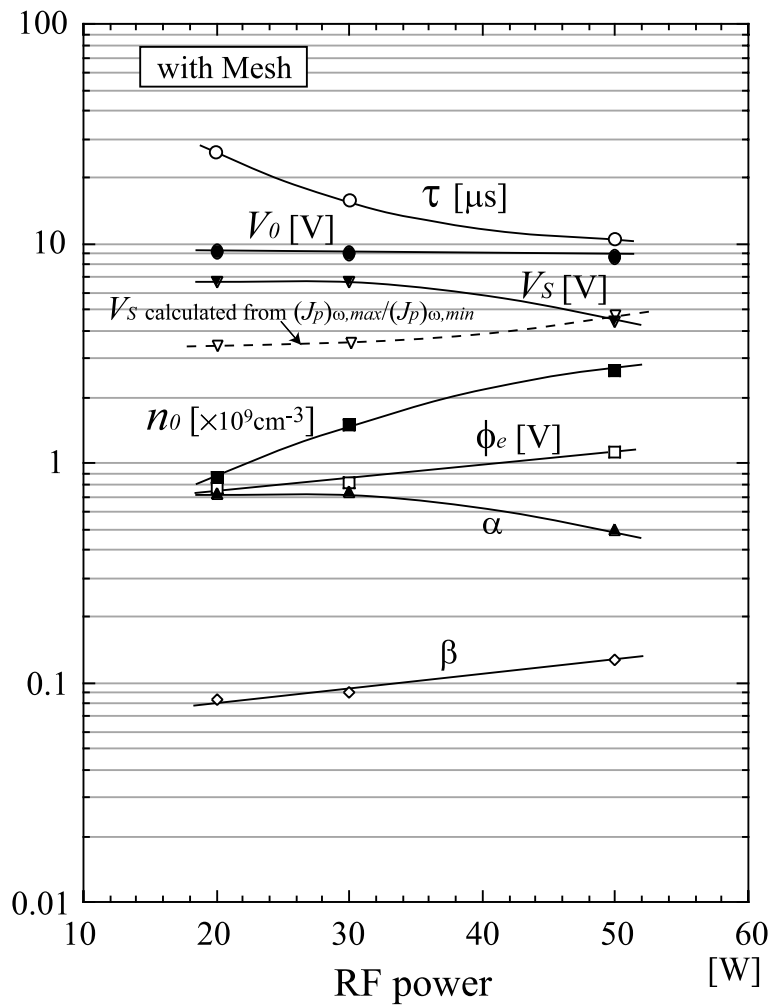


Fig. 4.31: Results of calculation of each parameter based on the analysis in §4.2.1, using data shown in Fig. 4.21 (with grounded mesh).

にほぼ等しいとみなせる。一方、式 (4.10) から分かるように、変位電流成分の振幅  $(J_{dis})_{\omega}$  は、シース電圧の振幅におおよそ比例する。従って、 $\omega$  と僅かに異なる周波数の正弦波電圧をプローブに加えた場合の、プローブ電流の最大値・最小値の比は、次のように表せる。

$$r \equiv \frac{(J_p)_{\omega,max}}{(J_p)_{\omega,min}} \simeq \frac{V_s + V_p}{V_s - V_p}. \quad (4.37)$$

これより、プラズマ電位振動の振幅  $V_s$  は、次のように求められる。

$$V_s = \frac{r + 1}{r - 1} \cdot V_p. \quad (4.38)$$

しかしながら、ストレ容量の影響を考慮すると、式 (4.38) は次のように修正されなければならない。

$$V_s = \frac{Y_{probe} + Y_{stray}}{Y_{probe}} \cdot \frac{r + 1}{r - 1} \cdot V_p. \quad (4.39)$$

ここに、 $Y_{probe}$  はプローブ電極とプラズマとの間のアドミッタンス、同様に、 $Y_{stray}$  はプローブ電極のストレ容量のアドミッタンスである。

式 (4.39) 右辺の係数  $(Y_{probe} + Y_{stray})/Y_{probe} \cdot (r + 1)/(r - 1)$  は、次のようにして見積もることができる。

- (1) プラズマ無しの状態、プローブ電圧のみ加えた場合のプローブ電流  $(J_p)_{\omega,1}$  と、プローブ電圧無しで、プラズマがある状態でのプローブ電流  $(J_p)_{\omega,2}$  とを測定する。
- (2)  $(J_p)_{\omega,2}/[(J_p)_{\omega,2} \cdot (r - 1)/(r + 1) - (J_p)_{\omega,1}]$  が求める係数になる。

あるいは、式 (4.39) 右辺の  $(Y_{probe} + Y_{stray})/Y_{probe}$  を次のようにして求めることができる。

- (1) プローブに周波数  $\omega'$  ( $\neq \omega$ ) の正弦波電圧を加え、プローブ電流の周波数  $\omega'$  の成分  $(J_p)_{\omega'}$  を求める。
- (2) プラズマがある場合と無しの場合について、 $(J_p)_{\omega'}$  を測定する。 $(Y_{probe} + Y_{stray})/Y_{probe}$  は、 $(J_p)_{\omega',1}/[(J_p)_{\omega',1} - (J_p)_{\omega',2}]$  として見積もられる。ここに、 $(J_p)_{\omega',1}$  および  $(J_p)_{\omega',2}$  は、それぞれ、プラズマ有りの場合と無しの場合の  $(J_p)_{\omega'}$  である。

式 (4.39) に従って、 $(J_p)_{\omega,max}/(J_p)_{\omega,min}$  から見積もられた  $V_s$  の値も、  
 図 4.30 および図 4.31 には、合わせてプロットした。 $V_0$  の値から考えると、

$(J_p)_{\omega,max}/(J_p)_{\omega,min}$  から見積もった  $V_s$  の値の方が、 $\alpha$  から計算した値よりも、より現実的であると思われる。

プラズマ電位振動の位相角  $\theta$  の測定については、図 4.28 に示す実験結果は、図 4.10 および図 4.11 の計算結果と、おおよそ符合している。例えば、メッシュ無しで RF パワー 50 W の場合、図 4.30 によれば、プラズマ密度  $n_0$  がおよそ  $1 \times 10^{10} \text{cm}^{-3}$  で、 $\alpha$  および  $\beta$  がそれぞれ、0.6 および 0.12–0.13 である。図 4.10 において、これらの値に対応する  $\theta$  の値は、およそ  $65\text{--}70^\circ$  である（図の「 $\square$ 」印）。一方、図 4.28 では、メッシュ無し 50 W の場合の  $\theta$  の値は、およそ  $73\text{--}74^\circ$  である。この値は、図 4.10 の計算値より若干大きい、その差は測定誤差の範囲内であろう。メッシュ有りの場合（図 4.31）は、プラズマ密度は、およそ  $10^9 \text{cm}^{-3}$  に減少し、 $\alpha$  は 0.4–0.7、 $\beta$  は約 0.1 になっている。図 4.11 によると、これらの値に対応する  $\theta$  の値は、 $80\text{--}90^\circ$  の範囲にある。これは、図 4.28 のデータと矛盾しない。

$\theta$  の値を決定するにあたって、ストレ容量も誤差の原因となる。図 4.32 は、の測定におけるストレ容量の影響を示したものである。 $Y_{stray}$  を通って流れる電流は、プローブ電圧よりも  $90^\circ$  位相が進んでいるので、 $\theta$  の測定値は、実際の値よりも大きくなる。そして、誤差は、 $\theta$  が  $90^\circ$  より離れて小さくなるほど大きくなる。実際の測定では、数度の誤差が十分に考えられる。図 4.30 および図 4.31 に示したデータは、これらの誤差も含んだものであることを了解しておく必要がある。

§4.3 に述べた実験では、放電の RF パワーは、比較的小さい範囲（数 10W）に留まっていたが、RF パワーがより大きくなると、RF 電圧や放電電流の波形の歪が大きくなっていく。本測定法の場合、プローブ電流信号に含まれる基本波成分にのみ注目するので、波形の歪は、原理上は測定に影響を与えない。しかしながら、RF パワーが大きくなるにつれ、信号の振幅も大きくなるので、測定回路が飽和を起したり、大振幅信号に対する周波数特性が不足したり、という副次的問題が起こり得る。これらの問題は、プローブの寸法を調節することで回避可能であろう。プローブの表面積を小さくすれば、プローブ電流信号の絶対値を抑えることができる。しかし、この場合、ストレ容量を下げるように、合わせて工夫が必要になる。

表 4.1 は、本測定法により求めたプラズマパラメータと、ラングミュア・プローブ法により求めたものとを比較したものである。測定は、§4.2.3 に記した

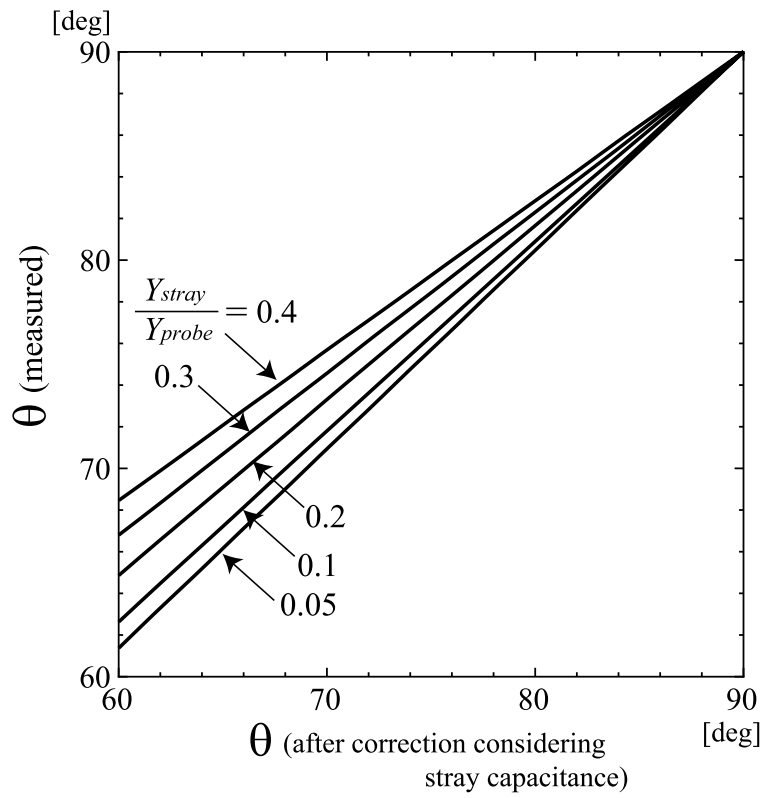


Fig. 4.32: Effect of the stray capacitance on the measurement of  $\theta$ .



図 4.12 の装置を用い、DC 放電でプラズマを生成し、RF 電圧を加えてプラズマ電位に振動を与えた。プローブは、同じサイズの絶縁プローブに取り替えた。絶縁プローブは、アルマイト処理したアルミニウムでできており、§4.3 に述べたものと類似のものである。メッシュに 13.56 MHz の RF 電圧を加え、プラズマ電位振動を与えた。表 4.1 のラングミュア・プローブ法のデータは、RF 電圧を加えない場合の測定値である。それぞれの測定法による結果は、おおよそオーダーで一致している。相違は測定誤差の範囲と言ってよいと思われる。RF 電圧の有無も、プラズマの状態に変化を与え得ることも、考慮しておかねばならない。いずれにしても、本測定法によって、ほぼ妥当な値としてプラズマパラメータを見積もることができる、ということはいえよう。

本測定法においては、測定の結果として計算されるパラメータの正確さ、という点では、十分に保証できるものとは言えない。なぜならば、理論的な部分に幾つかの近似を用いていることと、また、前述のように、実際の測定に当たって多くの誤差要因が考えられるからである。しかし、プロセスのモニタリングへの応用を考えた場合、測定法として最も重要なことは、測定値の絶対精度よりは、むしろ、測定の安定性や簡便さである、といえよう。プロセスを最適の状態に保ち、プロセスの再現性を向上させ、それによって生産性を上げるためには、何回ものプロセスにわたって、プラズマの状態が、変化したのか同じなのか、という情報が、最も重要なものである。この点において、本測定法の場合、プローブ表面が予め絶縁膜で覆われているので、基本的に安定した測定が可能であり<sup>43-46)</sup>、この目的に非常に有用であると考えられる。さらに、プローブが、交流的に極めて低インピーダンスでプラズマに結合されているので、プラズマの電気的特性、特にプラズマ電位の変化に、測定が敏感である。また、装置がシンプルなので、どのようなプロセス装置にも、容易に適用することができる。

## § 4.6 第 4 章まとめ

IPP 法を RF プラズマに適用する場合、プローブに矩形波パルス電圧を印加した際の、プローブ電流に含まれる基本波成分の振幅および位相の変化を分析することにより、RF プラズマを特徴付ける主要パラメータ、電子温度、プラズマ密度、シースの平均電圧およびプラズマ電位振動の振幅、を見積もること

Table 4.1: Comparison of the calculated values.

parameter	IPP	Langmuir probe
$dV_0$ [V]	0.1	
$(J_p)_\omega$ [arb. unit]	26.1	
$d(J_p)_\omega$ [arb. unit]	0.35	
$\theta$ [degree]	83	
$d\theta$ [degree]	2.5	
$\tau$ [ $\mu$ s]	2	
$V_0$ [V]	6.2	4
$V_s$ [V]	5.6	2.3 (voltage of mesh)
$\phi_e$ [V]	0.27	1.0
$n_0$ [ $\times 10^9 \text{cm}^{-3}$ ]	6.7	4.1

ができることを示した。

パルスの立ち上がりにおいては、プローブ電流のRF成分の振幅は増加し、位相は遅れる。これらの変化は、パルスの立ち下りにおいては逆符号になる。これらのパルスエッジにおける変化は、伝導電流成分と変位電流成分が、プローブシースにかかる電圧に対して、異なる依存性を示すことに起因する。また、これらの変化分は、プローブ容量  $C$  とプラズマのパラメータで決まる時定数  $\tau$  で減衰する。時定数  $\tau$  は、プラズマ電位に振動が無い場合のプローブ電流応答の時定数と同じになる。

本方法による測定を、13.56 MHz の Ar RF プラズマで実験的に確かめた。測定結果は、簡単なシースモデルに基づく数値計算による結果と矛盾せず、また、ラングミュア・プローブ法による測定との比較においても、おおよその一致を示した。

本章で得られた結果は、絶縁プローブ法が、第1章で述べた条件 (B2) の下で要請 (A1)–(A5) を満足することができることを裏付けている。

## References

- [1] for example, H. R. Koenig and L. I. Maissel: IBM J. Res. Develop. **14** (1970) 168
- [2] M. Deguchi and R. Itatani: *Proc. 15th Symp. Plasma Processing, Hamamatsu, Jan. 1998* p. 298.
- [3] M. Deguchi and R. Itatani: Ext. Abstr. (57th Autumn Meet., 1996) Japan Society of Applied Physics, 9a-Q1 [in Japanese].
- [4] M. Deguchi and R. Itatani: Ext. Abstr. (59th Autumn Meet., 1998) Japan Society of Applied Physics, 17p-S18 [in Japanese].
- [5] M. Deguchi and R. Itatani: Ext. Abstr. (46th Spring Meet., 1999) Japan Society of Applied Physics and Related Societies, 31a-D10 [in Japanese].
- [6] M. Deguchi and R. Itatani: Ext. Abstr. (45th Spring Meet., 1998) Japan Society of Applied Physics and Related Societies, 31a-B10 [in Japanese].
- [7] M. Deguchi and R. Itatani: Jpn. J. Appl. Phys. **37** (1998) 970.
- [8] M. Deguchi and R. Itatani: *Proc. 13th Symp. Plasma Processing, Tokyo, Jan. 1996* p. 447.
- [9] M. Deguchi and R. Itatani: Ext. Abstr. (56th Autumn Meet., 1995) Japan Society of Applied Physics, 26p-M8 [in Japanese].
- [10] T. Okuda: J. IEE Jpn. **83** (1958) 1922 [in Japanese].
- [11] T. Okuda: J. IEE Jpn. **83** (1958) 1931 [in Japanese].
- [12] T. Okuda: J. IEE Jpn. **83** (1958) 1940 [in Japanese].
- [13] R. Itatani: Oyo Butsuri **64** (1995) 526 [in Japanese].
- [14] N. St. J. Braithwaite, N. M. P. Benjamin and J. E. Allen: J. Phys. E: Sci. Instrum. **20** (1987) 1046

- [15] M. Mizumura, S. Uotsu, S. Matsumura and S. Teii: *J. Phys. D: Appl. Phys.* **25** (1992) 1744
- [16] V. A. Godyak, R. B. Piejak and B. M. Alexandrovich: *Plasma Sources Sci. Technol.* **1** (1992) 36
- [17] R. R. J. Gagne and A. Cantin: *J. Appl. Phys.* **43** (1972) 2639.
- [18] E. Eser, R. E. Ogilvie and K. A. Taylor: *J. Vac. Sci. Technol.:* **15** (1978) 199.
- [19] T. I. Cox, V. G. I. Deshmukh, D. A. O. Hope, A. J. Hydes, N. St. J. Braithwaite and N. M. P. Benjamin: *J. Phys. D: Appl. Phys.* **20** (1987) 820.
- [20] P. A. Chatterton, J. A. Rees, W. L. Wu and K. Al-Assadi: *Vacuum* **42** (1991) 489
- [21] A. P. Paranjpe, J. P. McVittie and S. A. Self: *J. Appl. Phys.* **67** (1990) 6718.
- [22] B. M. Annaratone and N. St. J. Braithwaite: *Meas. Sci. Technol.* **2** (1991) 795
- [23] A. Ohsawa, M. Ohuchi and T. Kubota: *Meas. Sci. Technol.* **2** (1991) 801
- [24] A. Dyson, P. Bryant, and J. E. Allen: *Meas. Sci. Technol.* **11** (2000) 554
- [25] B. M. Annaratone, M. W. Allen, and J. E. Allen: *J. Phys. D: Appl. Phys.* **25** (1992) 417
- [26] I. D. Sudit, and F. F. Chen: *Plasma Sources Sci. Technol.* **3** (1994) 162
- [27] U. Flender, B. H. Nguyen Thi, K. Wiesemann, N. A. Khoromov, and N. B. Kolokolov: *Plasma Sources Sci. Technol.* **5** (1996) 61
- [28] D. Maundrill, J. Slatter, A. I. Spiers, and C. C. Welch: *J. Phys. D: Appl. Phys.* **20** (1987) 815.
- [29] E. Y. Wang, D. Diebold, P. Nonn, J. Pew, W. Q. Li, P. Probert, R. Breun, R. Majeski, S. L. Yan and N. Hershkowitz: *Rev. Sci. Instrum.* **62** (1991) 1494.

- [30] N. Benjamin: Rev. Sci. Instrum. **53** (1982) 1541.
- [31] G. Popa, K. Ohe, and N. Dumitrascu: J. Phys. D: Appl. Phys. **22** (1989) 1327.
- [32] J. R. Roth and W. M. Krawczonek: Rev. Sci. Instrum. **42** (1971) 589.
- [33] J. Smith: J. Appl. Phys. **43** (1972) 3031.
- [34] Y. Sawa, S. Fujii, Y. Horiike and H. Sindo: Jpn. J. Appl. Phys. **37** (1998) 337.
- [35] T. Urayama, H. Niimi, S. Fujii, Y. Horiike and H. Sindo: Jpn. J. Appl. Phys. **38** (1999) 4917.
- [36] V. A. Godyak: Sov. J. Plasma Phys. **2** (1976) 78.
- [37] V. A. Godyak and N. Sternberg: Phys. Rev. A **42** (1990) 2299.
- [38] T. E. Nitschke and D. B. Graves: IEEE Trans. Plasma Sci. **PS-23** (1995) 717.
- [39] M. A. Lieberman: IEEE Trans. Plasma Sci. **PS-16** (1988) 638.
- [40] M. Klick: J. Appl. Phys. **79** (1996) 3445.
- [41] P. A. Miller and M. E. Riley: J. Appl. Phys. **82** (1997) 3689.
- [42] H. Kokura, K. Nakamura, I. Ghanashev and H. Sugai: Jpn. J. Appl. Phys. **38** (1999) 5262.
- [43] M. Deguchi and R. Itatani: Proc. 17th Symp. Plasma Processing, Nagasaki, Jan. 2000, p. 169.
- [44] M. Deguchi and R. Itatani: Ext. Abstr. (43rd Spring Meet., 1996) Japan Society of Applied Physics and Related Societies, 29a-C1 [in Japanese].
- [45] M. Deguchi and R. Itatani: Ext. Abstr. (60th Autumn Meet., 1999) Japan Society of Applied Physics, 2a-ZM15 [in Japanese].
- [46] M. Deguchi and R. Itatani: Jpn. J. Appl. Phys **41** (2002) 352.

## Chapter5

---

### RF プラズマの測定における正弦波プローブ電圧の適用：絶縁変調プローブ法

#### § 5.1 第5章序論

前章では、RF プラズマにおける測定の場合、プローブに矩形波電圧を印加した際の、プローブ電流に含まれる RF の基本波成分の応答を分析することによって、電子温度、プラズマ密度、シースにかかる平均電圧、プラズマ電位振動の振幅、といった RF プラズマの主要パラメータを見積もることができることを述べた<sup>1-5)</sup>。プローブ電流の RF 成分は、変位電流成分と伝導電流成分からなり、これらは互いに  $90^\circ$  位相がずれている。これらの成分は、プローブシースにかかる電圧に対して、異なった依存性を示すため、プローブにパルス電圧が印加されると、プローブ電流に含まれる RF 成分の振幅および位相が変化する。これらの変化量、および、これらの減衰時定数は、プラズマの状態を反映している。

本章では、プローブに正弦波電圧を印加することによっても、矩形波パルス電圧を用いる方法 (IPP 法) と実質的に同等の測定ができることを述べる。正弦波電圧を用いる場合、プローブ電流に含まれる RF 成分が受ける、定常状態における変調の様子を分析することになる。よって、この方法を「絶縁変調プローブ法」と名付けた<sup>6)</sup>。

プローブに正弦波電圧を印加することを利用した測定法は、これまでも様々なものがある<sup>7-17)</sup>。プローブから見たプラズマのインピーダンスを測定することで、プラズマ密度を測定することができる。これはインピーダンス・プローブ法<sup>18,19)</sup>と呼ばれている。近年、プラズマ吸収プローブ法なる測定法が開発された。これは、ガラスチューブで覆ったプローブに信号を加え、ガラスチューブの周囲への表面波励起による吸収スペクトルから、プラズマの絶対密度を求める、というものである。これらの測定法の場合、一般に、測定できるプラズマパラメータは、プラズマの密度に限られる。

一方、IPP 法およびIMP 法によっては、プラズマ密度だけでなく、他の主要なプラズマパラメータも測定可能であり、しかも、プローブ表面状態が変化しても、基本的に安定して測定が可能である。

次節では、正弦波プローブ電圧によるプローブ電流のRF成分の変調について、理論的に考察する。IPP法とIMP法を実験で比較した結果について、§5.3に述べ、§5.4で考察する。

## § 5.2 正弦波プローブ電圧によるプローブ電流中のRF成分の変調

図 5.1 に示すように、IPP 法<sup>26-28)</sup>におけるパルス電圧に代えて、角周波数  $p$  の正弦波電圧をプローブに印加した場合を考える。プローブ電極は絶縁薄膜で覆われており、プローブ容量  $C$  を介してプラズマと容量的に結合している。プローブ容量  $C$  は、プローブ電極とプローブ絶縁膜のプラズマに接する面との間の、単位面積当たりの静電容量である。プローブ絶縁膜の表面は、フローティング・ポテンシャルに帯電しており、その電位変化の時定数は次のように表される<sup>26-28)</sup>。

$$\tau = \frac{C \cdot \phi_e}{J_i}. \quad (5.1)$$

ここに、 $\phi_e (\equiv kT_e/e)$  は電子温度を V 単位で測ったもの、 $J_i$  はイオン飽和電流密度である。例えば、プローブ容量  $C$  が  $200 \text{ pF/cm}^2$ 、電子温度  $\phi_e$  が  $2 \text{ V}$ 、イオン飽和電流  $J_i$  が  $0.1 \text{ mA/cm}^2$  とすると、時定数  $\tau$  は  $4 \mu\text{s}$  になる。多くのプラズマプロセスにおいて、 $13.56 \text{ MHz}$  の RF がよく用いられるが、このように、RF の周期は、一般に  $1/\tau$  よりもずっと短い。従って、プローブ電極の電位が一定であれば、プローブ絶縁膜の表面は、通常、フローティング・ポテンシャル  $V_{f0}$  で一定となる。

プローブ電圧の周波数  $p$  も、時定数  $\tau$  の逆数よりもずっと大きいとする。

$$\frac{2\pi}{p} \ll \frac{C \cdot \phi_e}{J_i}. \quad (5.2)$$

この場合、プローブ容量  $C$  にかかる電圧が、 $2\pi/p$  の時間の間に変化できないため、プローブ絶縁膜表面の電位も、プローブ電圧に応じて振動することになる。

RF プラズマにおいては、プラズマ電位が RF の周波数で振動しており、プローブ容量を介してプローブに RF 電流成分が流れる。プローブ絶縁膜の表面

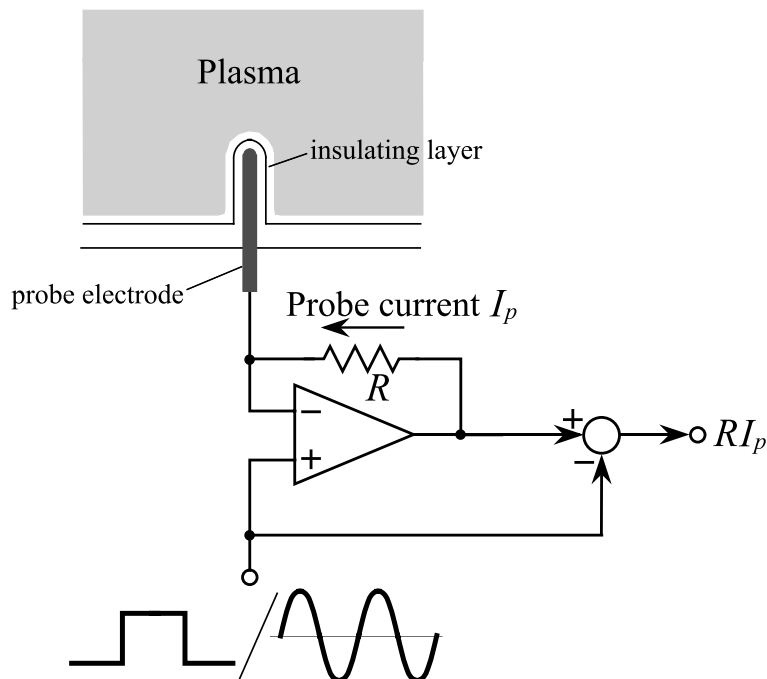


Fig. 5.1: Schematic drawing of the IPP method and the IMP method.

電位が変化すると、プローブシースにかかる電圧が変化するため、従って、プローブ電流の RF 成分が、プローブ表面電位の変化に応じて変調を受けることになる。

プローブ電流の RF 成分は、変位電流成分と伝導電流成分とからなる。これらの2つの成分は、ともにプローブシースにかかる電圧に対して、異なった依存性を持っている<sup>1-5)</sup>。また、これらの成分は、位相が $90^\circ$ ずれている。その結果、プローブ電流の RF 成分の、振幅および位相が、共にプローブ電圧によって変調を受けることになる。

周波数 $\omega$ の RF 基本波成分とその振幅を $(\dots)_\omega$ で表し、そのフェーザ表示を $\overrightarrow{(\dots)}_\omega$ で表すことにしよう。プローブ電流の RF 成分 $\overrightarrow{(J_p)}_\omega$ は、変位電流成分 $\overrightarrow{(J_{dis})}_\omega$ と伝導電流成分 $\overrightarrow{(J_{cnd})}_\omega$ の和として表される。

$$\overrightarrow{(J_p)}_\omega = \overrightarrow{(J_{dis})}_\omega + \overrightarrow{(J_{cnd})}_\omega. \quad (5.3)$$

プローブ電流は、プローブからプラズマに向う向きを正とする。

プローブ電圧が $\Delta V_0$ だけ変化したことにより、シースの平均電圧 $V_0$ が、 $\Delta V_0$



だけ変化し、プローブ電流  $\overrightarrow{(J_p)_\omega}$  が  $\overrightarrow{(J_p)'_\omega}$  になったとすると、

$$\begin{aligned}\overrightarrow{(J_p)'_\omega} &= \overrightarrow{(J_p)_\omega} + d\overrightarrow{(J_p)_\omega} \\ &= \overrightarrow{(J_{dis})_\omega} + d\overrightarrow{(J_{dis})_\omega} + \overrightarrow{(J_{cnd})_\omega} + d\overrightarrow{(J_{cnd})_\omega} \\ &= \overrightarrow{(J_p)_\omega} + \frac{d(J_{dis})_\omega}{(J_{dis})_\omega} \overrightarrow{(J_{dis})_\omega} + \frac{d(J_{cnd})_\omega}{(J_{cnd})_\omega} \overrightarrow{(J_{cnd})_\omega}.\end{aligned}\quad (5.4)$$

第4章の議論<sup>1-5)</sup>によれば、 $(J_{dis})_\omega$  および  $(J_{cnd})_\omega$  の変化率は、近似的に次のように表される。

$$\frac{d(J_{dis})_\omega}{(J_{dis})_\omega} = -\frac{1}{2} \frac{\Delta V_0}{V_0}.\quad (5.5)$$

$$\frac{d(J_{cnd})_\omega}{(J_{cnd})_\omega} = -\frac{1}{\beta} \frac{\Delta V_0}{V_0}.\quad (5.6)$$

ここに、 $\beta$  は次のように定義されている。

$$\beta \equiv \frac{\phi_e}{V_0}.\quad (5.7)$$

よって、式 (5.4) は次のようになる。

$$\overrightarrow{(J_p)'_\omega} = \overrightarrow{(J_p)_\omega} - \frac{1}{2} \frac{\Delta V_0}{V_0} \overrightarrow{(J_{dis})_\omega} - \frac{1}{\beta} \frac{\Delta V_0}{V_0} \overrightarrow{(J_{cnd})_\omega}.\quad (5.8)$$

$\overrightarrow{(J_p)_\omega}$  と  $\overrightarrow{(J_{cnd})_\omega}$  の位相差を  $\theta$  とする。 $\overrightarrow{(J_{dis})_\omega}$  は  $\overrightarrow{(J_{cnd})_\omega}$  より  $90^\circ$  位相が進んでいるので、次の関係が成り立つ。

$$\tan \theta = \frac{(J_{dis})_\omega}{(J_{cnd})_\omega},\quad (5.9)$$

$$\overrightarrow{(J_{dis})_\omega} = j \tan \theta \overrightarrow{(J_{cnd})_\omega},\quad (5.10)$$

$$\overrightarrow{(J_p)_\omega} = (1 + j \tan \theta) \overrightarrow{(J_{cnd})_\omega}.\quad (5.11)$$

ここに、 $j$  は虚数単位である。

式 (5.8) は次のようになる。

$$\overrightarrow{(J_p)'_\omega} = \overrightarrow{(J_p)_\omega} \cdot \left[ 1 - \left( \frac{\cos \theta}{\beta} + j \frac{\sin \theta}{2} \right) \cdot e^{-j\theta} \cdot \frac{\Delta V_0}{V_0} \right]\quad (5.12)$$

$\Delta V_0$  が正弦波的に変化する場合を考える。

$$\begin{aligned}\frac{\Delta V_0}{V_0} &= \delta_v \cos(pt + \phi) \\ &= \frac{\delta_v}{2} \cdot [e^{j(pt+\phi)} + e^{-j(pt+\phi)}].\end{aligned}\quad (5.13)$$

ここに、 $\delta_v$  はプローブ電圧の振幅を  $V_0$  で規格化した値、 $\phi$  はプローブ電圧の初期位相である。

従って、式 (5.12) は次のようになる。

$$\overrightarrow{(J_p)}_\omega = \overrightarrow{(J_p)}_\omega \cdot \left[ 1 + \frac{1}{2} K \delta_v e^{j(pt+\phi+\varphi-\theta+\pi)} + \frac{1}{2} K \delta_v e^{j(-pt-\phi+\varphi-\theta+\pi)} \right]. \quad (5.14)$$

ここに、

$$\varphi = \arctan \left( \frac{\beta}{2} \tan \theta \right), \quad (5.15)$$

$$K = \sqrt{\left( \frac{\cos \theta}{\beta} \right)^2 + \left( \frac{\sin \theta}{2} \right)^2}. \quad (5.16)$$

式 (5.14) の右辺 [ ] 内の第 2 項は、上側波帯 (角周波数  $\omega + p$ ) を表し、第 3 項は下側波帯 (角周波数  $\omega - p$ ) を表している。プローブ電流の RF 成分のフェーザ図は、図 5.2 のように描ける。それぞれのフェーザの位相角は、 $\overrightarrow{(J_{cnd})}_\omega$  を基準として描いている。 $\overrightarrow{(J_{cnd})}_\omega$  は、プラズマ電位振動  $\overrightarrow{(v)}_\omega$  と逆向きである (プローブ電流の正の向きに注意)。

上側波帯のフェーザ  $\overrightarrow{(J_p)}_{\omega+p}$  および下側波帯のフェーザ  $\overrightarrow{(J_p)}_{\omega-p}$  は、それぞれ、 $\overrightarrow{(J_p)}_\omega$  の先端を中心にして角速度  $p$  で、反時計回り、および、時計回りに回転する。プローブ電流の変化  $d\overrightarrow{(J_p)}_\omega$  は、これら 2 つの合成 ( $\overrightarrow{(J_p)}_{\omega+p} + \overrightarrow{(J_p)}_{\omega-p}$ ) であり、 $\overrightarrow{(J_p)}_\omega$  の方向から  $\varphi'$  だけ傾いた方向で、直線的に振動する。

プローブ電流の RF 成分の側波帯を分析することにより、上下側波帯の初期位相から、 $\overrightarrow{(J_p)}_\omega$  と  $d\overrightarrow{(J_p)}_\omega$  の間のなす角度  $\varphi'$  を知ることができる。第 4 章に述べた方法<sup>1,5)</sup> によって、 $\theta$  を知ることができれば、 $d\overrightarrow{(J_p)}_\omega$  の方向から  $\varphi$  を決定できる。よって、式 (5.15) を用いて、 $\varphi$  から  $\beta$  を計算することができる。

式 (5.14) より、側波帯  $(J_p)_{\omega \pm p}$  と基本波成分  $(J_p)_\omega$  の振幅比は、 $K\delta_v/2$  である。この比は、変調波の振幅スペクトルを計算することにより、容易に求めることができる。上下側波帯の振幅の平均をとって考えれば、次のようになる。

$$\frac{(J_p)_{\omega-p} + (J_p)_{\omega+p}}{2(J_p)_\omega} = \frac{1}{2} K \delta_v. \quad (5.17)$$

よって、シースの平均電圧  $V_0$  が、次のように計算できる。

$$V_0 = \frac{(J_p)_\omega}{(J_p)_{\omega-p} + (J_p)_{\omega+p}} \sqrt{\left( \frac{\cos \theta}{\beta} \right)^2 + \left( \frac{\sin \theta}{2} \right)^2} \cdot \Delta V_0 \quad (5.18)$$

その結果、電子温度  $\phi_e$  が、 $V_0$  と  $\beta$  から計算される。



したものである。図 5.3 は、プローブ電流信号の振幅スペクトルの測定例である。RF は 13.56 MHz、RF パワーは 20 W、ガス圧は 5.3 Pa である。プローブ電圧の周波数は 1.356 MHz、振幅は 0.2 V である。スペクトルは、プローブ電流の波形から、ハニング窓を用い FFT 演算によって計算した。サンプリング速度は 500 MS/s、データポイント数は 32768、垂直分解能は 8 bit である。図 5.3(a) は、0–50 MHz の範囲の振幅スペクトルで、図 5.3(b) は、13.56 MHz 付近を拡大して示したものである。プローブ電流の RF 成分は、多くの高調波成分を含んでおり、第 2 調波成分までは変調を受けていることが分かる。これより高次の高調波成分の周囲には側波帯は認められない。

### § 5.3 絶縁パルスプローブ法との比較

正弦波電圧印加の場合とパルス電圧印加の場合のフェーザ図を、それぞれ、図 5.4(a) および (b) に比較して示す。それぞれの図において、 $(v)_{\omega}$  はプラズマ電位振動のフェーザを表している。

§5.2 に述べた測定法 (IMP 法) では、変調されたプローブ電流信号の分析から、直接得られる量は、図 5.2 に示されるように、基本波成分の振幅  $(J_p)_{\omega}$ 、側波帯の振幅  $(J_p)_{\omega+p}$ 、 $(J_p)_{\omega-p}$ 、および、 $(J_p)_{\omega}$  と  $(J_p)_{\omega+p} + (J_p)_{\omega-p}$  の間の位相角  $\varphi'$ 、である。 $\varphi'$  は  $\theta - \varphi$  に等しい。

一方、第 4 章に述べたパルス電圧を用いる方法 (IPP 法) の場合、直接測定されるのは、図 5.4(b) に示されるように、基本波成分の振幅  $(J_p)_{\omega}$ 、パルス電圧印加時の基本波成分の振幅  $(J_p)'_{\omega}$ 、および、基本波成分の位相シフト  $d\theta$  である。

これらの測定パラメータは、互いに関連している。 $\varphi'$  は、IPP 法で測定される  $(J_p)'_{\omega}$  と  $d\theta$  から次のように計算される (図 5.5) 参照)。

$$\text{[for positive edge]} \quad \varphi' = \arctan \frac{(J_p)'_{\omega} \sin d\theta}{(J_p)'_{\omega} \cos d\theta - (J_p)_{\omega}}, \quad (5.21)$$

$$\text{[for negative edge]} \quad \varphi' = \arctan \frac{(J_p)'_{\omega} \sin d\theta}{(J_p)_{\omega} - (J_p)'_{\omega} \cos d\theta}. \quad (5.22)$$

逆に、 $d\theta$  は、IMP 法で測定される  $\varphi'$  と  $(J_p)_{\omega \pm p}$  から、次のように計算され

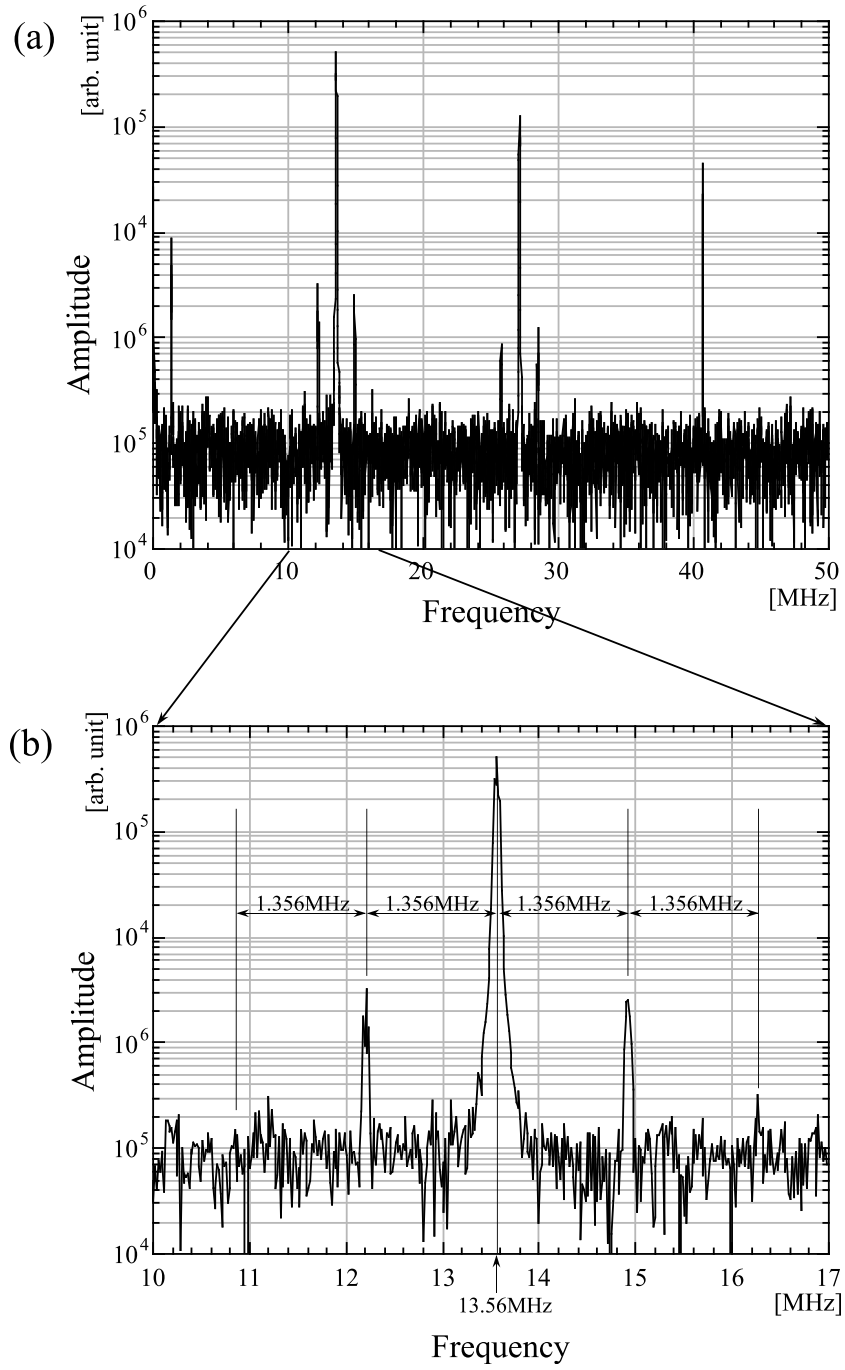


Fig. 5.3: Example of the amplitude spectrum of the probe current: (a) wide frequency range (0–50 MHz) spectrum, (b) spectrum around 13.56 MHz.

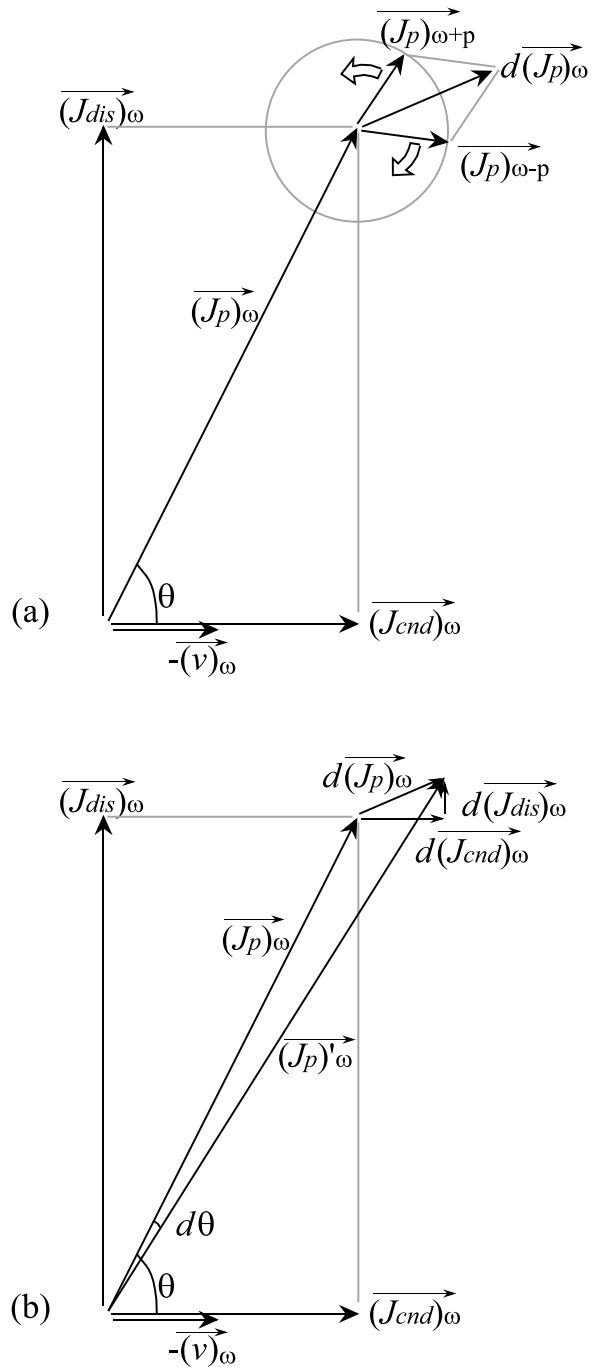


Fig. 5.4: Comparison of the phasor diagrams in the (a) IMP method and in the (b) IPP method.

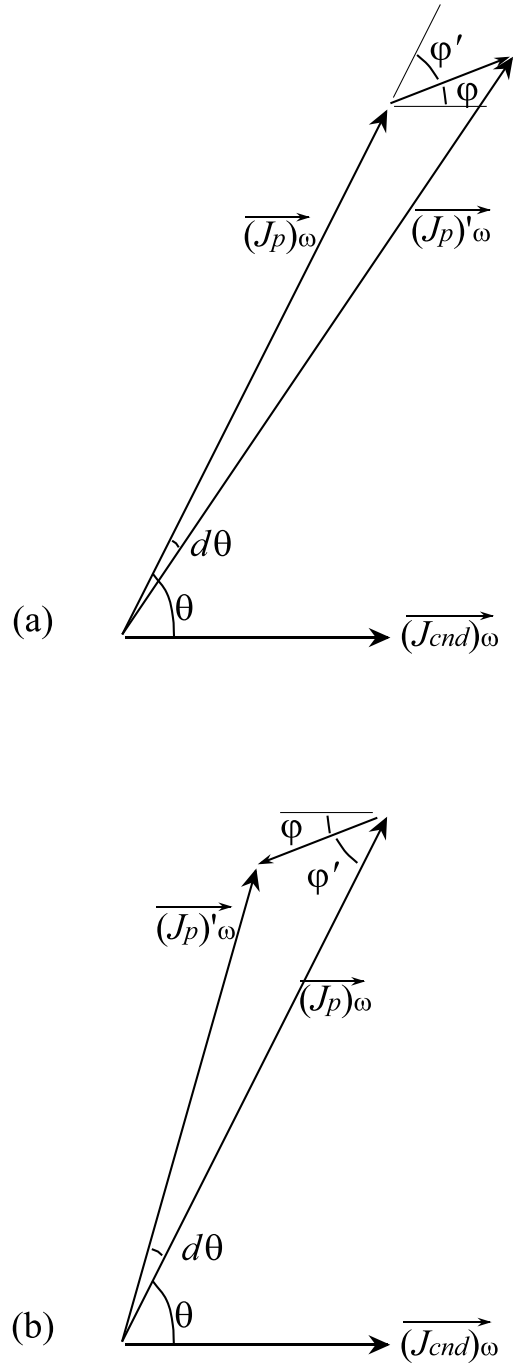


Fig. 5.5: Illustration showing the relation of  $\varphi'$  measured in the IMP method to the measurable parameters in the IPP method;  $(J_p)'_\omega$  and  $d\theta$ . (a) and (b) show the case of the positive pulse edge and the negative pulse edge, respectively.

る ( 図 5.6 ). 参照 )

$$d\theta = \arctan \frac{\{(J_p)_{\omega+p} + (J_p)_{\omega-p}\} \sin \varphi'}{(J_p)_\omega \pm \{(J_p)_{\omega+p} + (J_p)_{\omega-p}\} \cos \varphi'}$$

$$\simeq \arctan \frac{\{(J_p)_{\omega+p} + (J_p)_{\omega-p}\} \sin \varphi'}{(J_p)_\omega}. \quad (5.23)$$

上式右辺の分母の + / - の符号は、それぞれ、パルスの立ち上がり / 立ち下りに対応している。実用的には、分母の第 2 項は小さいので、無視しても差し支えない。というのは、 $(J_p)_{\omega \pm p}$  は  $(J_p)_\omega$  に比べて、ずっと小さいからである。

それぞれの方法における測定値に、矛盾が無いかということ、Ar RF プラズマにおいて調べた。装置は第 4 章の図 4.18 に示したもので、アルミ・メッシュを装着した状態で測定した。RF パワーは 20 W、ガス圧は 6 Pa である。同じ放電条件のプラズマで、IPP 法と IMP 法の両方の測定を行った。

表 5.1 に、IPP 法で得られた値から計算した  $\varphi'$  の値を示す。 $\varphi'$  は  $40^\circ - 43^\circ$  である。シースの平均電圧  $V_0$ 、電子温度  $\phi_e$ 、これらの比  $\beta$  も、第 4 章に述べた方法<sup>1-6)</sup>によって計算した。プラズマ電位振動の位相角 [ 式 (5.9) の  $\theta$  ] は、 $87.8^\circ$  であった。

同じ放電条件下で、 $\varphi'$  を IMP 法により測定した。表 5.2 は、IMP 法で得られた測定値から計算した  $d\theta$  の値を示している。プローブ電圧の周波数  $p/2\pi$  は 1.356 MHz および 2.712 MHz である。これらは、 $\omega/2\pi$  の  $1/10$  および  $1/5$  に相当する。 $p$  を  $\omega$  の整数分の 1 に選んだのは、フーリエ分析の計算の際の積分区間を、基本波成分と側波帯成分のそれぞれの周期の公倍数に、なるべく近く設定できるようにするためである。IPP 法における  $d\theta$  の減衰時定数は、およそ  $26 \mu\text{s}$  であった。それ故、式 (5.2) の条件は満たされている。側波帯成分の初期位相から求めた  $\varphi'$  の値は、およそ  $43^\circ$  で、表 5.1 の値とおおよそ一致している。2つの方法から得られた  $\varphi'$  の値が一致しているということは、これらの方法が、実際には同じ対象、すなわち、ベクトル  $\vec{d}(J_p)_\omega [= (d(J_{\text{end}})_\omega, d(J_{\text{dis}})_\omega)]$  の、方向を測定しているといことを示している。

$V_0$ ,  $\phi_e$  および  $\beta$  も、§5.2 に記した方法で計算した。式 (5.15) より、 $\beta$  は次のように表される。

$$\beta = \frac{2 \tan(\theta - \varphi')}{\tan \theta} \quad (5.24)$$

$V_0$  は、式 (5.18) から計算される。 $\beta$ ,  $V_0$  および  $\phi_e$  の値は、表 5.1 と表 5.2 の間でよい一致を示している。得られた値の差は、測定誤差の範囲内とみなせる。



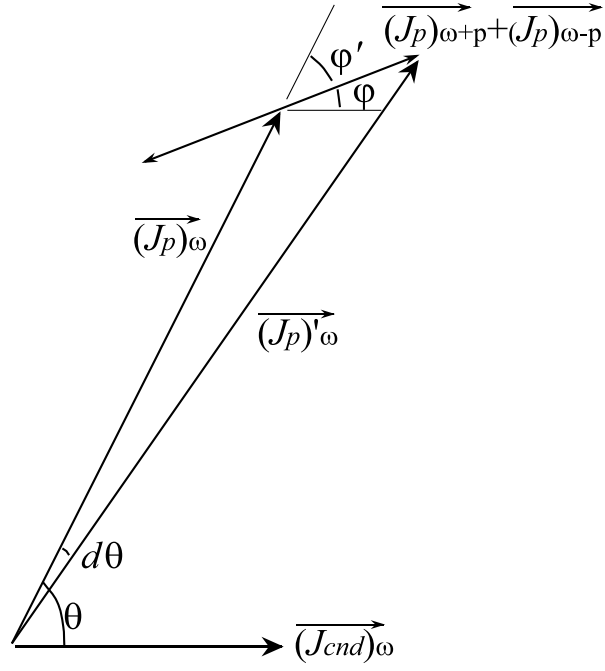


Fig. 5.6: Illustration showing the relation of  $d\theta$  measured in the IPP method to the measurable parameters in the IMP method,  $\varphi'$ ,  $(J_p)_{\omega \pm p}$ .

Table 5.1:  $\varphi'$ ,  $\beta$ ,  $V_0$  and  $\phi_e$  calculated from the data measured by the IPP method. (13.56 MHz Ar RF plasma, RF power: 20W, pressure: 6Pa)

Pulse amplitude	0.1 V		0.2 V		
	positive	negative	positive	negative	
$(J_p)_{\omega}$	26.5	26.5	26.6	26.6	[arb. units]
$d(J_p)_{\omega}$	0.13	0.13	0.35	0.33	[arb. units]
$d\theta$	0.28	0.23	0.6	0.65	[deg]
$\varphi'$	43.8	39.6	40.0	43.0	[deg]
$\beta$	0.075	0.086	0.089	0.078	
$V_0$	10.3	10.8	7.8	8.4	[V]
$\phi_e$	0.77	0.93	0.7	0.65	[V]
$\alpha$	0.72	0.67	0.63	0.74	
$n_0$	$2.3 \times 10^9$	$2.5 \times 10^9$	$2.2 \times 10^9$	$2.1 \times 10^9$	[cm <sup>-3</sup> ]

Table 5.2:  $d\theta$ ,  $\beta$ ,  $V_0$  and  $\phi_e$  calculated from the data measured by the IMP method. (13.56 MHz Ar RF plasma, RF power: 20W, pressure: 6Pa)

Amplitude of probe voltage	0.1 V		0.2 V		[MHz]
	1.356	2.712	1.356	2.712	
Frequency of probe voltage	1.356	2.712	1.356	2.712	[MHz]
$(J_p)_\omega$	27.8	27.8	27.5	27.7	[arb. units]
$(J_p)_{\omega-p}$	0.104	0.108	0.214	0.231	[arb. units]
$(J_p)_{\omega+p}$	0.129	0.121	0.244	0.252	[arb. units]
$\varphi'$	43.5	44.5	42.9	43.7	[deg]
$d\theta$	0.33	0.33	0.65	0.69	[deg]
$\beta$	0.075	0.072	0.077	0.074	
$V_0$	7.7	8.4	8.0	7.9	[V]
$\phi_e$	0.58	0.6	0.61	0.59	[V]
$n_0$ ( $\alpha = 0.7$ )	$3.0 \times 10^9$	$2.5 \times 10^9$	$4.3 \times 10^9$	$3.3 \times 10^9$	[cm <sup>-3</sup> ]

以上のことより、IMP 法による測定は、IPP 法によってプローブ電流の基本波成分の振幅変化と位相シフトを測定することと、実質的に等価である、ということが言える。

## § 5.4 考 察

プローブシースのインピーダンス(またはアドミッタンス)を考慮すると、IPP 法におけるパルスエッジのプローブ絶縁膜表面の電位変化量は、 $Y_C/(Y_C+Y_s) \cdot E_0$  と書ける。ここに、 $Y_C$  はプローブ容量  $C$  のアドミッタンス、 $Y_s$  はシース容量のアドミッタンス、 $E_0$  はパルス電圧である。一方、IMP では、プローブ絶縁膜表面の電位振動の振幅は、 $Y_C/(Y_C+Y_s+G_s) \cdot E_0$  になる。ここに、 $G_s$  は、プローブシースのコンダクタンスで、各量は、周波数  $p$  における値である。従って、原理上は、プローブ絶縁膜表面の電位変化量は、同じ電圧を印加した場合、IMP 法の場合の方が IPP 法の場合よりも、少し小さくなるはずである。ところが、表 5.1 と表 5.2 によれば、同じプローブ電圧に対する測定値がよく一致している。このことは、 $G_s$  は  $Y_C+Y_s$  に比べて無視できる、ということの意味

する。 $Y_C$  は  $Y_s$  よりずっと大きいこと、また、 $G_s$  がプローブ絶縁膜表面電位の変化の時定数に関わっていること、を考え合すると、これは、式 (5.2) の関係が成り立っていることの傍証になると言える。

プローブ表面に汚染薄膜が付着した場合を考えると、この場合、プローブ容量が実効的に変化する。細かく言えば、上記の議論より、これはプローブ表面の電位変化量に僅かならば変化をもたらすことになるが、実際問題としては、汚染薄膜がプローブ絶縁膜よりも十分薄く、また、式 (5.2) の条件が満たされている限り、その変化は無視できる大きさである。従って、ラングミュア・プローブ法とは対照的に、僅かな膜付着によって、IPP 法および IMP 法による測定が影響を受けるようなことはない。

IPP 法では、プローブ電流の RF 成分の振幅・位相のパルス応答を分析する必要がある。これを実現するには様々な方法が考えられる。一つは、プローブ電流の波形をデジタル化し、フーリエ分析によって、基本波成分とその位相を数値的に計算する方法である。この場合、特殊な測定器は、高速の波形記録装置以外、何も必要としない。しかし、一般に、高速の波形記録装置の垂直分解能は、せいぜい 8 bit であり、これが計算できるスペクトルのダイナミックレンジを制限してしまう。さらに、サンプリング・レートを RF の周波数の整数倍に選べるとは限らない。これは、フーリエ分析の際の誤差を生じる原因となる。もう一つ別の問題は、フーリエ分析の計算には、一般に長い時間を要する、ということである。

RF 信号の振幅・位相の分析を迅速に行うためには、電子回路的にベクトル分析を行うのが有用である。しかし、その電子回路は、高速のパルス応答に十分追従できるだけの周波数特性をもつように、注意深く設計されねばならない。一般に、このようなベクトル分析を行う回路の場合、RF ミキサの出力は LPF を通す必要があり、この部分の周波数応答が、全体のレスポンスを左右する。残念ながら、高速のベクトル・アナライザを低コストで実現することは、容易とは言えない。

これらの問題は、測定に矩形波パルスを用いていることに起因する。測定の原理として本質的なことは、プローブ表面の電位変化によるプローブ電流に含まれる RF 成分の振幅・位相の変化を観測する、ということである。プローブに印加する電圧の波形は、必ずしも矩形波である必要はない。矩形波は無限の周波数成分を含んでいるが、幅広い周波数にわたる応答を調べることは、十分

条件であって、必要条件ではない。限られた周波数ポイントにおける観測でも、RF成分の振幅・位相の変化について情報を得ることができるはずである。IMP法の原理は、以上のように解釈することができる。

§5.2の議論においては、プローブ電流のRF成分の変調による結果として、主側波帯( $\omega \pm p$ )にのみ注目したが、よく知られているように、位相変調によっては、無限の側波帯が生じる。実際には高次の側波帯( $\omega \pm 2p, \omega \pm 3p, \dots$ )も、同時に発生している。しかし、これらの振幅は、主側波帯( $\omega \pm p$ )の振幅に比べて、ずっと小さい。例えば、図5.3(b)を見ると、 $\omega + 2p$ の位置に側波帯が見られるが、非常に弱い。それ以外の側波帯は確認できない。S/N比、および、スペクトル測定のダイナミックレンジの観点からは、これらの高次の側波帯は、測定において本質的ではなからう。

§5.3の実験結果によれば、正弦波プローブ電圧を用いる測定(IMP法)は、IPP法と実質的に等価である、と言える。その上、IMP法は、IPP法に比べて、次のような利点を持つ。

第1には、IPP法におけるプローブ電流の速い過渡的な応答の代わりに、IMP法ではプローブ電流の定常的な変調を測定する。従って、位相検出を電子回路的に行う場合、回路の周波数帯域幅は、変調周波数 $p$ のオーダーがあればよく、高速のパルス応答に追従できるような高速応答性は要求されない。また、分析を数値的に行う場合には、フーリエ分析における積分区間を、誤差を低減できるように、十分に長く設定することができる。これに対してIPP法では、積分区間は、振幅・位相の早い過渡的な変化を捉えるためには、時定数 $\tau$ よりもずっと短く設定しなければならない。大抵の場合において、 $\tau$ は数 $\mu\text{s}$ ～数 $10\mu\text{s}$ のオーダーであるので、例えば、13.56 MHzの場合、積分区間はせいぜいRFの10周期分程度しかとれない。数値的な積分における誤差は、おおよそ積分区間の長さに反比例する。もし、積分区間をRFの100周期( $7\mu\text{s}$ )にできれば、誤差はおおよそ $1/10$ にできる。特に、積分区間が、ちょうどRFの周期とサンプリング周期の公倍数にできれば、積分計算の誤差は特異的に小さくなる。例えば、13.56 MHzの場合、積分区間をRFの339周期分に設定すれば、これはちょうど $25\mu\text{s}$ になり、500 MS/sのサンプリングでは、ちょうど12500サンプルになる。さらに、変調周波数 $p$ を $40 \times N$  kHz ( $N$ は自然数)に選べば、この積分区間は、下側波帯( $13.56 - 0.04 \times N$  MHz)にとっては、ちょうど $339 - N$ 周期分、上側波帯( $13.56 + 0.04 \times N$  MHz)にとっては、ちょうど $339 + N$ 周期

分となり、積分計算における誤差が、極端に小さくなる。これがIMP法においては可能になるのである。

IPP法において測定される、パルス応答は、基本的に一回きりの現象である。言い換えれば、完全に再現することは不可能である。測定の精度を高めるために、複数回の測定にわたる平均をとる、という操作が一般に有効である。矩形波パルスは、立ち上がり/立ち下りを定期的に繰り返し、その都度、プローブ電流は周期的に似たような応答を繰り返す、と期待されるが、プローブ電流のRF成分の応答は、パルスの繰り返しに対して、毎回同じにはならない。何故ならば、パルスの繰り返しが、必ずしもRFと同期を取れるとは限らないからである。従って、複数回のパルス応答波形を平均することで、ランダムなノイズを除去する、ということは不可能である。これに対し、IMP法では、波形を十分に長い区間にわたって積分することで、ランダムなノイズを除去することが容易に行える。なぜなら、IMP法では、定常的な周期的波形を観測するからである。

第2に、 $\overrightarrow{d(J_p)_\omega}$ の方向を示す位相角は、IMP法の場合 $\varphi'$ ( $=\theta-\varphi$ )で、これは数10度のオーダーである。これに対し、IPP法では、測定するのは $d\theta$ で、これは数度、あるいは、それ以下のオーダーである。このことは、IMP法の方が、位相シフトの測定感度という観点から有利である、ということの意味する。

とは言うものの、IPP法の方が、プラズマ密度の評価の点では、IMP法よりも有利になる。何故ならば、式(5.1)で表され、イオン飽和電流 $J_i$ の指標となる時定数 $\tau$ を、IPP法では直接測定することができるからである。これに対し、IMP法では、 $n_0$ は、式(5.19)を用いてプラズマ周波数 $\omega_{pe}$ から計算することになる。式(5.19)は、 $\alpha$ や $\beta$ に依存する複雑な関数を含んでおり、これから見積もった $n_0$ は、誤差を含み易い。表5.2には、 $\alpha=0.7$ の場合の $n_0$ の値を参考のため記した。従って、実際の測定の場合では、IPP法とIMP法を相補的に用いることが望ましいと考えられる。

一般に、プローブ計測は、測定の装置の単純さに比して、測定データはプラズマ状態に関する情報を沢山含んでおり、誤差が大きい、あるいは、適切な解釈が難しい、といった問題を招くことが多い。第4章に述べたIPP法や、また本章で述べたIMP法も、いくつかの仮定や、簡単なシースモデルに基づく近似を導入しており、これらの測定による正確さを損じる原因となっている。

第1に、変位電流成分が、電子の運動のみを考慮して評価されており、プロー

プシース内のイオンは、RF の周期の時間スケールでは固定しているとして計算している。この条件は、 $\omega_{pi} \ll \omega$  として表現できる ( $\omega_{pi}$  はイオン・プラズマ周波数)。実験で用いた Ar プラズマの場合、 $n_0 = 10^{10}$  でイオン・プラズマ周波数は約 3 MHz であるので、13.56 MHz の RF に対しては、これ以下のプラズマ密度の場合、この条件は満たされている。多くのプロセシングプラズマでは、Ar 程度以上の重さのイオンを含んでいるので、上記の仮定は、 $10^{10} - 10^{11} \text{cm}^{-3}$  程度のプラズマにおいては有効と考えてよいだろう。

第 2 に、変位電流成分と伝導電流成分の変化率を表す、式 (5.5) および式 (5.6) は、シース電圧  $V_0$  の変化が小さいと仮定した、一次の近似に基づいている。しかし、プローブ電位の変化に対する実際の応答は、第 4 章の図 4.18 や図 4.20 に見られるように、直線から少しずれている。これは、プローブ電流信号の変調によって、高次の側波帯を生じる一因となるが、前述の通り、高次の側波帯の強度は非常に小さい。

第 3 に、式 (5.5) および式 (5.6) は、シース内のイオン密度一様、ステップ状電子密度分布、という単純なシースモデルを用いて導出されている。

これらの多くの仮定や近似を含んでいるため、IPP 法および IMP 法による測定結果には、絶対精度を十分に保証することができない。上記の事柄以外にも、プローブのストレ容量も測定に影響を及ぼし、誤差の要因となる。これらの複雑な要因のため、測定誤差を実際に正しく評価することは、極めて困難であるが、第 4 章に記した従来のラングミュア・プローブ法との比較の結果によれば、IPP 法および IMP 法は、測定の精度の点ではラングミュア・プローブ法とおおよそ同程度、と言えるものと思われる。

測定の絶対精度は十分でなくても、プラズマ状態の相対的な変化をモニタすることが重要な意味を持つ用途、例えば、製造プロセスにおけるオペレーションの状態の長期にわたる変動の監視や、プロセス装置内の空間的なパラメータ分布の評価、といった目的には、有効に応用することが可能であろう。

そのような目的に用いる場合、最も重要なのは、測定の絶対精度よりは、測定の安定性や長期にわたっての信頼性であろう。IPP 法および IMP 法は、RF プラズマプロセスのそのような実用的な用途には有効である。なぜならば、測定の精度の不足を補う、次のような長所を持っているからである。

- (a) 反応性プラズマにおいても安定して測定が行える (第 3 章参照)。
- (b) プラズマの主要なパラメータを容易に見積もることができる。

- (c) 測定値は、プラズマ状態を敏感に反映する。特に、プラズマの電位振動に敏感である。
- (d) 装置が簡単で、どのようなプロセス装置にも適用できる。

さらには、IMP 法は、RF 電圧による周期的な電位振動を持つ、あらゆるプラズマに応用することができる。例えば、基板に RF バイアスをかける、シリコンのエッチングプロセスのモニタリングに応用することを考えてみよう。RF バイアス電圧に小振幅の正弦波電圧を重畳して基板に印加すると、基板表面を流れる RF 電流成分は、この正弦波電圧によって変調を受けることになる。この変調を受けた RF 電流成分は、例えば、カレント・トランスによって容易に検出することができる。この RF 電流信号の側波帯を分析することにより、IMP 法の原理に従って、基板の直ぐ前面のプラズマの状態を知ることができる。

## § 5.5 第 5 章まとめ

IPP 法における矩形波パルス電圧に代えて、正弦波電圧をプローブに印加した場合 (IMP 法) の、これによるプローブ電流の RF 成分の変化について考察した。プローブ電流の RF 成分は、振幅と位相がともに正弦波プローブ電圧によって変調を受ける。その理由は、変位電流成分と伝導電流成分が、共にシースの平均電圧  $V_0$  に依存し、しかも、その依存性が 2 つで異なるからである。

この変調によって生じる側波帯の振幅と位相を分析することにより、基本波成分の振幅の変化と位相変化を求めることができる。すなわち、IMP 法は実質的に IPP 法と等価である。IPP 法と IMP 法を実験的に比較した結果、これが確認された。よって、IPP 法と同様にして、RF プラズマの主要パラメータ、電子温度、プラズマ密度、シースの平均電圧、および、プラズマ電位振動の振幅、を見積もることができる。

さらに、IMP 法は、IPP 法に比べていくつかの利点を持っている。IPP 法のように、過渡的な高速のパルス応答を観測する必要がなく、プローブ電流の定常的な変調を測定するだけでよい。また、基本波成分の僅かな位相シフトを検出する必要がない。一方で、IPP 法では、プローブ電流応答の時定数  $\tau$  が、直接測定できる。よって、プラズマ密度の評価という点では、IPP 法の方が有利である。IPP 法と IMP 法を相補的に活用することで、RF を用いたプロセッシング

ゲプラズマの強力なモニタリング・ツールとなるであろう。



## References

- [1] M. Deguchi and R. Itatani: submitted
- [2] M. Deguchi and R. Itatani: *Proc. 15th Symp. Plasma Processing, Hamamatsu, Jan. 1998* p. 298.
- [3] M. Deguchi and R. Itatani: Ext. Abstr. (57th Autumn Meet., 1996) Japan Society of Applied Physics, 9a-Q1 [in Japanese].
- [4] M. Deguchi and R. Itatani: Ext. Abstr. (59th Autumn Meet., 1998) Japan Society of Applied Physics, 17p-S18 [in Japanese].
- [5] M. Deguchi and R. Itatani: Ext. Abstr. (46th Spring Meet., 1999) Japan Society of Applied Physics and Related Societies, 31a-D10 [in Japanese].
- [6] M. Deguchi and R. Itatani: Ext. Abstr. (45th Spring Meet., 1998) Japan Society of Applied Physics and Related Societies, 31a-B10 [in Japanese].
- [7] R. M. Montgomery and R.A. Holms: *Physico-Chemical Diagnostics of Plasmas* (Eds. T.P.Anderson,, R.W.Spingerand, R.C.Warder) (Evanston:North Western University Press 1964) p.131.
- [8] R. A. Olson and D. R. Nordlund: *J. Appl. Phys.* **43** (1972) 2780.
- [9] R. S. Harp: *Appl. Phys. Lett.* **4** (1964) 186.
- [10] B. M. Oliver and R. M. Clements: *J. Phys. E* **5** (1972) 718.
- [11] B. M. Oliver and R. M. Clements: *J. Appl. Phys.* **44** (1973) 1128.
- [12] F. W. Crawford: *J. Appl. Phys.* **34** (1963) 1897.
- [13] F. W. Crawford and R. F. Mlodnosky: *J. Geophys. Res.* **69** (1964) 2765.
- [14] F. W. Crawford and R. Grard: *J. Appl. Phys.* **37** (1966) 180.

- [15] B. M. Oliver, R. M. Clements and P. R. Smy: *J. Appl. Phys.* **41** (1964) 2117.
- [16] K. Takayama, H. Ikegami and S. Miyazaki: *Phys. Rev. Lett.* **5** (1960) 238.
- [17] R. S. Harp and F. W. Crawford: *J. Appl. Phys.* **35** (1964) 3436.
- [18] J. E. Jackson and J. A. Kane: *J. Geophys. Res.* **64** (1959) 1074.
- [19] J. E. Jackson and J. A. Kane: *J. Geophys. Res.* **65** (1960) 2209.
- [20] K. Nakamura and H. Sugai: Ext. Abstr. (46th Spring Meet., 1999) Japan Society of Applied Physics and Related Societies, 29p-YA18 [in Japanese].
- [21] H. Kokura, K. Nakamura, I. Ghanashev and H. Sugai: *Jpn. J. Appl. Phys.* **38** (1999) 5262.
- [22] M. Deguchi and R. Itatani: Proc. 17th Symp. Plasma Processing, Nagasaki, Jan. 2000, p. 169.
- [23] M. Deguchi and R. Itatani: Ext. Abstr. (43rd Spring Meet., 1996) Japan Society of Applied Physics and Related Societies, 29a-C1 [in Japanese].
- [24] M. Deguchi and R. Itatani: Ext. Abstr. (60th Autumn Meet., 1999) Japan Society of Applied Physics, 2a-ZM15 [in Japanese].
- [25] M. Deguchi and R. Itatani: *Jpn. J. Appl. Phys.* **41** (2002) 352.
- [26] M. Deguchi and R. Itatani: *Jpn. J. Appl. Phys.* **37** (1998) 970.
- [27] M. Deguchi and R. Itatani: *Proc. 13th Symp. Plasma Processing, Tokyo, Jan. 1996* p. 447.
- [28] M. Deguchi and R. Itatani: Ext. Abstr. (56th Autumn Meet., 1995) Japan Society of Applied Physics, 26p-M8 [in Japanese].

## Chapter6

---

### 伝送線路を用いた絶縁プローブ法の改良

#### § 6.1 第6章序論

第2章～第4章に述べた絶縁パルスプローブ法（IPP法）と、第5章に述べた絶縁変調プローブ法（IMP法）、これらの総称して「絶縁プローブ法」と称するが、これらの測定法は、実用的プロセスプラズマのモニタリングへの応用を考えた際にラングミュア・プローブ法が抱えている、致命的な問題点を解決することができる。絶縁プローブ法は、反応性プラズマにおける測定の安定性と、プラズマ状態に関する豊富な情報の、両方を提供することができ、しかも、特殊な装置を必要としないので、実際のプラズマプロセスの強力なモニタリングツールとして有望であると思われる。

RFプラズマにおける絶縁プローブ法による測定の場合<sup>11-17)</sup>、RF補償型ラングミュア・プローブ法<sup>19-41)</sup>と異なる最も顕著な特徴は、プローブ表面が接地電位に対して極めて低インピーダンスの状態に保たれている、ということである。このため、プローブ電流はプラズマの電位振動に対して極めて敏感であり、プラズマの時間平均的なパラメータ（電子温度やプラズマ密度）のみならず、RFの電位振動に関わる動的な性質についても、情報を得ることができる。

前章までの記述<sup>11-17)</sup>においては、この低インピーダンスの状態は、プローブ回路内のOPアンプの2つの入力端子間の「ヴァーチャル・ショート」によって実現されていた。この場合、プローブ電極がOPアンプの入力端子に直接接続されることになるので、ストレ容量を小さく抑えるためには、プローブ回路をプローブ電極のすぐ近くに配置しなければならなかった。これは、プローブ測定系の幾何学的設計上の制約をもたらす。特に、プローブをプラズマに深く挿入したい場合は、プラズマ状態への擾乱や、プローブの影ができる、等の影響を避けるために、プローブ回路を極めてコンパクトに組む必要があった。このためには全体を非常に注意深く設計しなければならず、これは必ずしも実現容易とは言えない。

本章では、この問題に対する効果的な解決法を提案する。伝送線路を用いることにより、プローブ回路を、プローブ電極から RF の  $1/4$  波長分の距離を離して、配置することができるようになり、上記の制約が大幅に緩和されるのである。

次節では、伝送線路を用いた絶縁プローブ法について説明し、実験結果について §6.3 に述べ、§6.4 で考察する。

## § 6.2 伝送線路を用いた絶縁プローブ法

絶縁プローブ法においては、表面を薄い絶縁膜で覆ったプローブを測定に用いる。プローブ表面に絶縁膜があるため、プローブ電流の DC 成分に対しては極めて大きなインピーダンスを示し、こればプローブ表面状態の変化に対する鈍感さ、言い換えれば、プローブの汚染を容易に生じる反応性プラズマにおける測定の安定性、を実現している。これに対して、時間的に変化する成分、特に、RF 成分については、プローブ容量  $C$  (プローブ絶縁膜表裏間の静電容量) を介して、容易にプローブに流れることができる。

RF プラズマにおける測定に関しては、RF 補償型のラングミュア・プローブ法と比べて最も特徴的な点は、プローブが接地電位に対して極めて低インピーダンスの状態に保たれている (実質的に接地されている) ことである。

プラズマとプローブ電極との間のインピーダンスは、プローブシースのインピーダンスと、プローブ容量  $C$  のインピーダンスとからなる。プローブ容量  $C$  のインピーダンスは、RF の周波数においては非常に小さな値になる。例えば、プローブ絶縁膜の厚さが  $10 \mu\text{m}$ 、比誘電率が 4 とすれば、 $C$  は約  $360 \text{ pF}/\text{cm}^2$  になり、これは  $13.56 \text{ MHz}$  において、 $33 \Omega$  ( $1 \text{ cm}^2$  当たり) になる。これは、大抵の場合においてプローブシースのインピーダンスに比べてずっと小さい。従って、プラズマ - 接地間の電圧は、主にプローブシースにかかり、RF のプラズマ電位振動に従って、RF 電流が容易にプローブに流れ込むことになる。この時、プローブ絶縁膜表面電位は、プローブ電極の電位が一定である限り、フローティング・ポテンシャル  $V_{f0}$  でほぼ一定になる。

プローブ電極の電位が、次式で与えられる時定数  $\tau$  よりも短い時間の間に変化した場合を考える。

$$\tau = \frac{C \cdot \phi_e}{J_i} \quad (6.1)$$

$\tau$  は、プローブ絶縁膜表面電位の応答の時定数である。この時、プローブ絶縁膜表面の電位は、フローティング・ポテンシャル  $V_{f0}$  から偏移し、プローブシースにかかる電圧が、プローブ電圧に従って変化する。その結果、プローブ電流がプローブ電圧に従って変化することになる。式 (6.1) において、 $\phi_e (\equiv kT_e/e)$  は電子温度を [V] 単位で測った量、 $J_i$  はイオン飽和電流密度である。第4章および第5章に述べたように、この時の、プローブ電流に含まれる RF 成分の振幅および位相の変化を分析することにより、電子温度、プラズマ密度、シースの平均電圧、プラズマ電位振動の振幅、といった RF プラズマを特徴付ける主要なパラメータが見積もられる。

これまで述べてきた絶縁プローブ法においては、プローブ電極を接地電位に対して低インピーダンス状態に保つためには、第2章の図 2.1 や第5章の図 5.1 に示されるように、OP アンプの2つの入力端子間の特徴的な性質を利用して<sup>1-18)</sup>。電流-電圧変換回路として働く OP アンプの、入力端子間の「ヴァーチャル・ショート」が成り立つため、プローブ電極の電位は、常にプローブ電圧源の電位に等しくなる。この方法の場合、ストレ容量を小さく抑えるためには、この OP アンプをプローブ電極のすぐそばに置く必要がある。しかしながら、実際の測定の場合においては、プラズマ装置の形状や寸法の理由から、これがいつも容易に実現できるとは限らない。

この問題を解決するために、伝送線路を用いて改善を図った絶縁プローブ法の概略を図 6.1 に示す。 $\lambda/2$  の長さ (半波長) の伝送線路がプローブ電極につながれている。ここに、 $\lambda$  は、RF の基本波成分の伝送線路内の波長である。プローブ電圧は、この半波長伝送線路を通して、低出力インピーダンスのドライバ・アンプから供給される。この伝送線路の中間点、つまり、プローブ電極から  $1/4$  波長の点で、線路電圧を高入力インピーダンスのバッファ・アンプにより検出する。

よく知られているように、伝送線路はインピーダンス変換器として働く。今、長さ  $l$  の伝送線路が、インピーダンス  $Z_L$  の負荷で終端されているとする。伝送線路の特性インピーダンスを  $Z_0$  とし、線路の損失は無視できるとすると、線路を通して負荷  $Z_L$  を見たインピーダンス  $Z(l)$  は、次のようになる。

$$Z(l) = Z_0 \frac{Z_L \cos(2\pi l/\lambda) + jZ_0 \sin(2\pi l/\lambda)}{Z_0 \cos(2\pi l/\lambda) + jZ_L \sin(2\pi l/\lambda)}. \quad (6.2)$$

これより、 $l = n \cdot \lambda/2$  ( $n$  は自然数) の場合、伝送線路を通して見たインピーダ

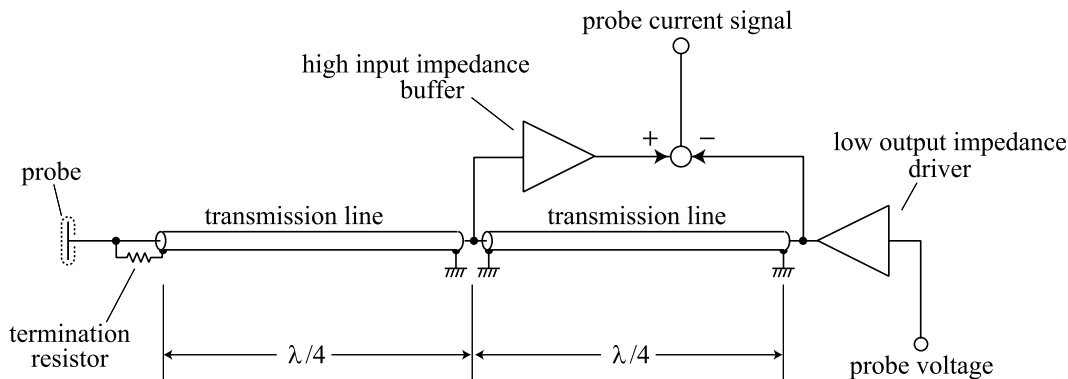


Fig. 6.1: Schematic drawing of insulated probe method using a transmission line.

ンス  $Z(l)$  は、負荷のインピーダンス  $Z_L$  に等しい。従って、この場合、プローブ電極から伝送線路を見たインピーダンスは、プローブ電圧のドライバ・アンプの出力インピーダンスそのものになる。これは殆どゼロ（つまり  $Z_L = 0$ ）とみなすことができる。

この条件は、波長が基本波の整数分の1となる、RFの高調波成分についても成り立つ。従って、プローブは、RF信号に対して、極めて低インピーダンスの状態になり、第2章の図2.1および第5章の図5.1のプローブ構成の場合と同様に、RF電流成分がプローブに流れることになる。

次に、負荷  $Z_L$  で終端された長さ  $l$  の伝送線路に、定電流源  $I_s$  が接続されている場合を考える。この時、負荷から距離  $z$  の位置における線路電圧  $V(z)$ 、および、電流  $I(z)$  は、次のようになる。

$$V(z) = Z_0 I_s \frac{Z_L \cos(2\pi z/\lambda) + j Z_0 \sin(2\pi z/\lambda)}{j Z_L \sin(2\pi l/\lambda) + Z_0 \cos(2\pi l/\lambda)}, \quad (6.3)$$

$$I(z) = I_s \frac{j Z_L \sin(2\pi z/\lambda) + Z_0 \cos(2\pi z/\lambda)}{j Z_L \sin(2\pi l/\lambda) + Z_0 \cos(2\pi l/\lambda)}. \quad (6.4)$$

半波長伝送線路（つまり、 $l = \lambda/2$ ）の場合は、

$$V(z) = -I_s [Z_L \cos(2\pi z/\lambda) + j Z_0 \sin(2\pi z/\lambda)], \quad (6.5)$$

$$I(z) = -I_s \frac{j Z_L \sin(2\pi z/\lambda) + Z_0 \cos(2\pi z/\lambda)}{Z_0}. \quad (6.6)$$

$Z_L = 0$  とすると、

$$V(z) = -j Z_0 I_s \sin(2\pi z/\lambda), \quad (6.7)$$

$$I(z) = -I_s \cos(2\pi z/\lambda). \quad (6.8)$$

この時、線路の中間点（つまり、 $z = \lambda/4$ ）では、

$$V(\lambda/4) = -jZ_0I_s, \quad (6.9)$$

$$I(\lambda/4) = 0. \quad (6.10)$$

となる。

従って、プローブ電流のRF基本波成分を  $(I_p)_\omega$  とすると（プローブからプラズマに向かう向きを正とする）、終端抵抗を流れる電流を無視すれば、プローブから  $\lambda/4$  の位置における電圧は、 $jZ_0(I_p)_\omega$  となる。

プローブのインピーダンスが  $Z_0$  に比べて十分大きければ、終端抵抗の抵抗値は  $Z_0$  でよい。プローブから伝送線路を見込んだインピーダンスは、プローブ電圧のドライバ・アンプの出力インピーダンスに等しいので、 $Z_0$  に比べてずっと小さい。よって、終端抵抗に流れる電流は、伝送線路に流れ込む電流よりもずっと小さく、無視できる。従って、プローブから  $\lambda/4$  の位置で、電圧を高入力インピーダンスのバッファ・アンプで検出することにより、 $(I_p)_\omega$  を電圧信号として容易に検出することができる。

たとい、終端抵抗の方に流れる電流が、無視できない大きさであったとしても、これは測定に直接には影響を与えない。何故なら、絶縁プローブ法では、測定されるべきは、プローブ電流  $(I_p)_\omega$  の絶対値ではなく、プローブ電圧が変化した場合の  $(I_p)_\omega$  の振幅・位相の相対的な変化だからである。

終端抵抗は、特性インピーダンス  $Z_0$  に近い値の負荷で線路を終端することにより、プローブ電圧が急激に変化した際の寄生振動を抑えるためのものである。プローブのインピーダンスは、この終端抵抗と並列に入ることになるが、プローブの面積が極端に大きい場合を除いて、一般に、 $Z_0$  に比べてずっと大きい。このプローブインピーダンスと終端抵抗の並列合成値が、 $Z_0$  にちょうど等しければ、プローブ電圧はドライバ・アンプの出力電圧に、周波数に無関係に等しくなる。

ドライバ・アンプよりプローブ電圧を供給すると、このプローブ電圧信号が、 $\lambda/4$  でのプローブ電流検出信号に重畳されることになる。プローブ電流  $(I_p)_\omega$  に比例した出力を得るためには、線路電圧からプローブ電圧を差し引かなければならない。正確に言えば、プローブ電圧信号は、差し引く前に、RFの基本波の  $90^\circ$  分に相当する時間だけ遅延させる必要がある。より簡単にプローブ電圧信号を取り除く方法として、高入力インピーダンスのバッファ・アンプを、微小な容量を介して、電流信号検出点に接続するとよい。この微小容量とバッ

ファ・アンプの入力インピーダンスからなる時定数を調節すれば、線路電圧信号から低周波成分を効果的に除去できる。この方法は、プローブ電圧信号の周波数がRFの周波数よりもずっと低い場合に有効な手段である。

以上のように、伝送線路を用いることにより、プローブ電極からプローブ回路を $\lambda/4$ だけ距離をおいて設置することができるようになり、ストレ容量を増加させることなく、プローブ系の寸法・形状の設計の上での自由度を、大幅に改善することができるのである。

### § 6.3 OP アンプを用いる方法との比較

前節で述べた、伝送線路を用いた絶縁プローブ法の有用性を確認するため、第2章の図 2.1、第5章の図 5.1 に示される OP アンプを用いた方法と、実験で比較した。

用いたプラズマ装置は、第4章の図 4.18 に示されるもので、メッシュは取り付けずに実験した。

図 6.2 に、実験で用いた、伝送線路を用いた絶縁プローブ法の測定系概略を示す。伝送線路としては、テフロン絶縁のセミ・フレキシブル同軸ケーブルを用いた。特性インピーダンスは  $50\ \Omega$  である。ケーブル長は、終端を短絡して 13.56 MHz でインピーダンスが最小になるように調節した。波長短縮率の公称値（この場合 70%）から計算される  $\lambda/2$  の値は、13.56 MHz で 7.74 m となるが、実測値も、この長さで最小インピーダンスを示した。プローブ電極のところの終端抵抗は  $50\ \Omega$  である。2本の半波長線路を低出力インピーダンスのドライバ・アンプで、同じように駆動し、一方をプローブに接続し、他の一方は  $50\ \Omega$  負荷で終端し参照用線路として用いた。それぞれの線路の中間点の電圧をバッファ・アンプで検出し、その差をとってプローブ電流信号とした。微小容量で線路に結合し、プローブ電圧信号を取り除く方法も試した結果、以下と同様の結果が得られた。

OP アンプを用いた方法のプローブ回路については、第4章の図 4.25 に示したもの<sup>15)</sup>と同様の回路を用いた。

図は 6.3、それぞれの測定系で得られた、プローブ電流信号の振幅スペクトルである。(a) は OP アンプを用いた方法、(b) は伝送線路を用いた方法によるものである。RF パワーは 13.56 MHz , 10 W で、ガス ( Ar ) 圧は 6 Pa である。



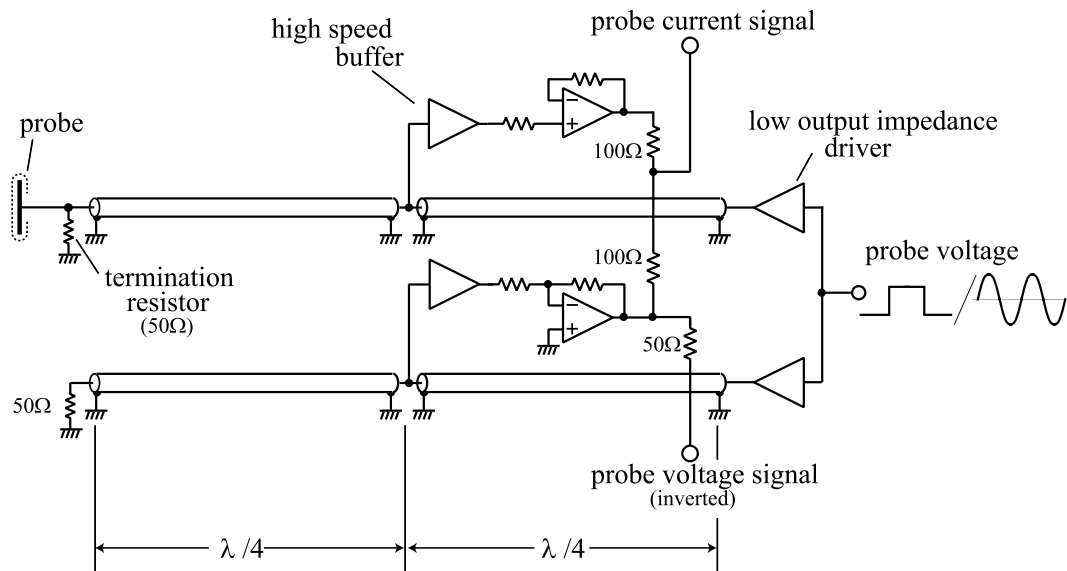


Fig. 6.2: Schematic drawing of the probe system using transmission lines used for the experiments.

プローブ電流信号は、多くの高調波成分を含んでいる。しかし、図 6.3(a) に比べて、偶数次の高調波成分が、図 6.3(b) では弱くなっていることが分かる。さらに、図 6.3(b) では、高次の高調波成分が全体的に弱くなっていることが分かる。

プローブに矩形波電圧を印加して、パルスエッジにおける、プローブ電流の基本波成分の振幅・位相の変化を測定した。2つの測定系で、同一のプローブを用いた。プローブ電極のところで接続をつなぎ替えて測定した。放電条件は、実験を通して同一（RF パワー 10 W、圧力 6 Pa）である。図 6.4 に、2つの測定系で測定した結果をしめす。図 6.4 (b) では、位相遅れを正の値としてプロットしてある。横軸は、パルスエッジにおける、プローブ絶縁膜表面の電位のフローティング・ポテンシャル  $V_{f0}$  からの偏移量を表している。パルスの立ち上がりについては、原点より右側にパルス電圧を、パルスの立ち下りについては、原点より左側にパルス電圧を目盛っている。両方の測定系で得られた測定値は、良い一致を示している。これは、伝送線路を用いた方法が、IPP 法においては有効であることを裏付けている。

同様の比較を、正弦波プローブ電圧（IMP 法）を用いても行った。プローブ電流信号の変調波形から、フーリエ分析により、側波帯の振幅と位相を計算した。図 6.5 に結果を示す。RF パワーは 10 W、ガス（Ar）圧力は 6 Pa である。

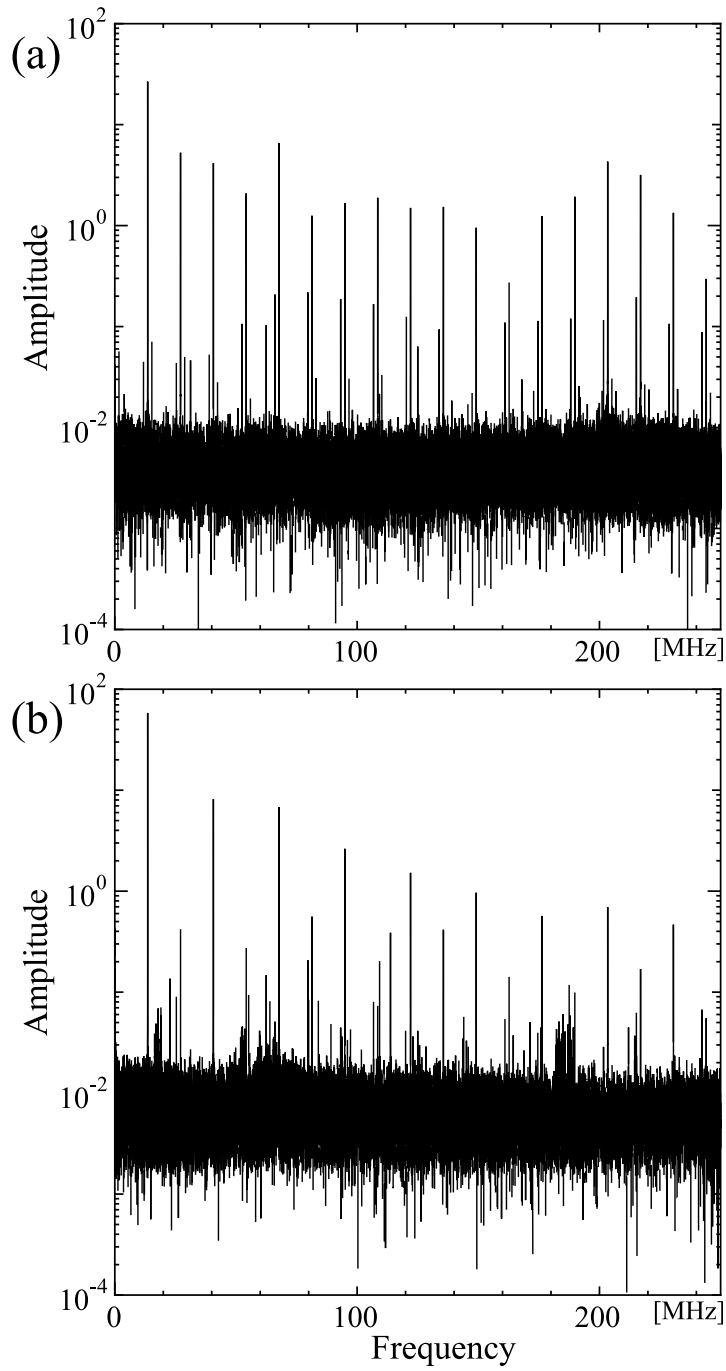


Fig. 6.3: Example of amplitude spectrum of the probe current signal; (a) using operational amplifier, (b) using  $\lambda/2$  transmission line. RF power 10 W, pressure 6 Pa, 13.56 MHz Ar plasma.

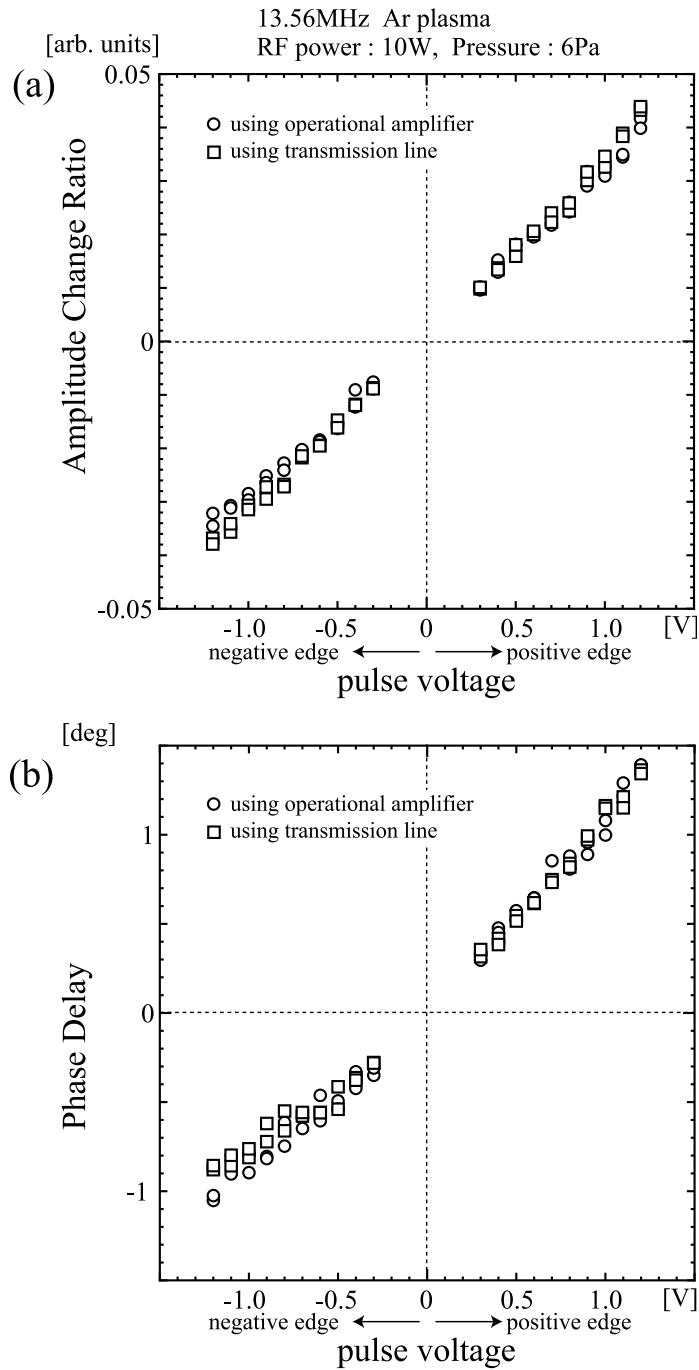


Fig. 6.4: Amplitude change (a) and phase shift (b) of the fundamental component in the probe current signal at the pulse edge measured by both insulated pulse probe systems, that using an operational amplifier and that using a transmission line. Dependence upon the amplitude of pulse voltage. RF power 10 W, pressure 6 Pa, 13.56 MHz Ar plasma.

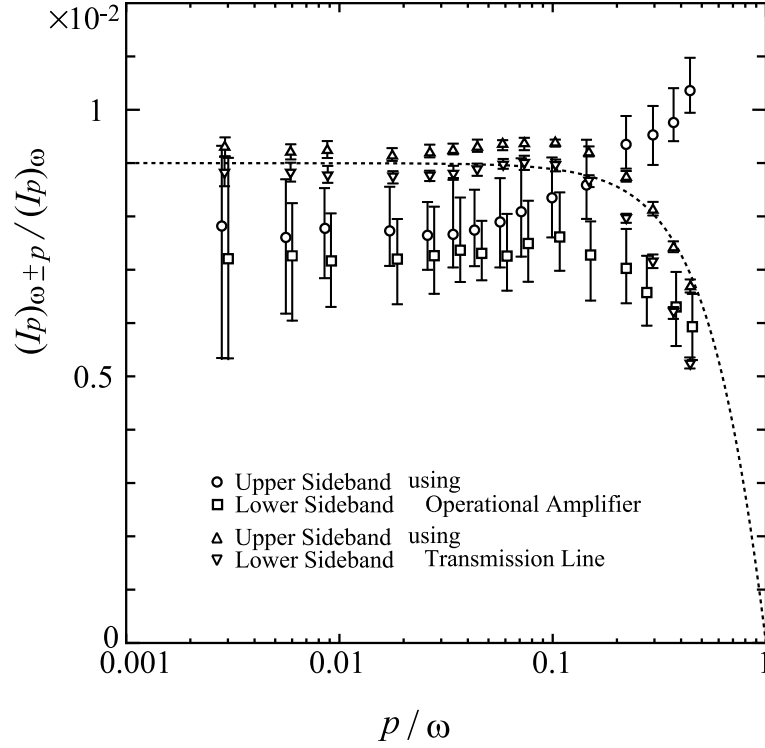


Fig. 6.5: Amplitude ratio of the sidebands and the fundamental component in the probe current signal measured by both insulated modulation probe systems, that using an operational amplifier and that using a transmission line. Dependence upon the normalized modulation frequency  $p/\omega$ . RF power 10 W, pressure 6 Pa, 13.56 MHz Ar plasma. The broken line shows the dependence of  $\cos(\pi\delta/2)/[\cos(\pi\delta) \cdot (1 + j \tan(\pi\delta))]$ .

図 6.5 において、 $p$  および  $\omega$  は、それぞれ、プローブ電圧の周波数、および、RF の周波数である。側波帯の振幅  $(I_p)_{\omega \pm p}$  と基本波成分の振幅  $(I_p)_\omega$  の比を、プローブ電圧の正規化周波数  $p/\omega$  に対してプロットしてある。OP アンプを用いた方法によるデータは、伝送線路を用いた方法のデータよりもやや小さめになっているが、その差は測定誤差の範囲内と思われる。 $p/\omega \lesssim 0.1$  の領域では、側波帯の振幅は、ほぼ一定である。OP アンプを用いた方法の場合、 $p/\omega$  が大きくなると、上側波帯の振幅は増加し、下側波帯の振幅は減少している。一方、伝送線路を用いた方法では、両方ともが減少している。

図 6.6 は、基本波成分および側波帯成分の位相角から求めた  $\varphi'$  の値を、 $p/\omega$  に対してプロットしている。 $\varphi'$  は、図 6.7 に示すように、プローブ電流信号のフェーズ  $\overrightarrow{(I_p)_\omega}$  とその変化分のフェーズ  $\overrightarrow{d(I_p)_\omega}$  の間のなす角である。 $p/\omega \lesssim 0.1$  の領域では、両方の測定系で得られた  $\varphi'$  の値は、おおよそ一定であり、おおよそ一致している。

## § 6.4 考 察

図 6.4 に示されるように、IPP 法の場合には、OP アンプを用いた方法と伝送線路を用いた方法とで、得られるデータは良い一致を示しており、 $1/4$  波長の伝送線路が、確かにプローブ電流信号の電圧信号への変換器として動作していることが分かる。従って、伝送線路を用いた方法によっても、OP アンプを用いたと同様の測定ができることになる。

OP アンプを用いた方法の場合、電流-電圧変換の感度は、第 2 章図 Fig. 2.1 および第 5 章図 5.1 中の抵抗  $R$  の値を調節することで容易に変更できる。これに対し、伝送線路を用いた方法においては、電流-電圧変換の感度は、式 (6.9) から分かるように、伝送線路の特性インピーダンスで決定されてしまう。前節に記した実験では、 $R$  として  $300 \Omega$  の抵抗を用いた。これは、使用した伝送線路の特性インピーダンス ( $50 \Omega$ ) の 6 倍である。一般的に、RF 同軸ケーブルの特性インピーダンスは、せいぜい  $100 \Omega$  程度であるので、プローブ電流の検出感度の点からは、伝送線路を用いた方法はデメリットがある。しかし、これは、プローブの表面積を大きくすることにより、容易に解決可能である。また、2 本のプローブを用いて、一方を参照プローブとして差を検出する方法を用いるのも、感度を改善するために有効であろう。

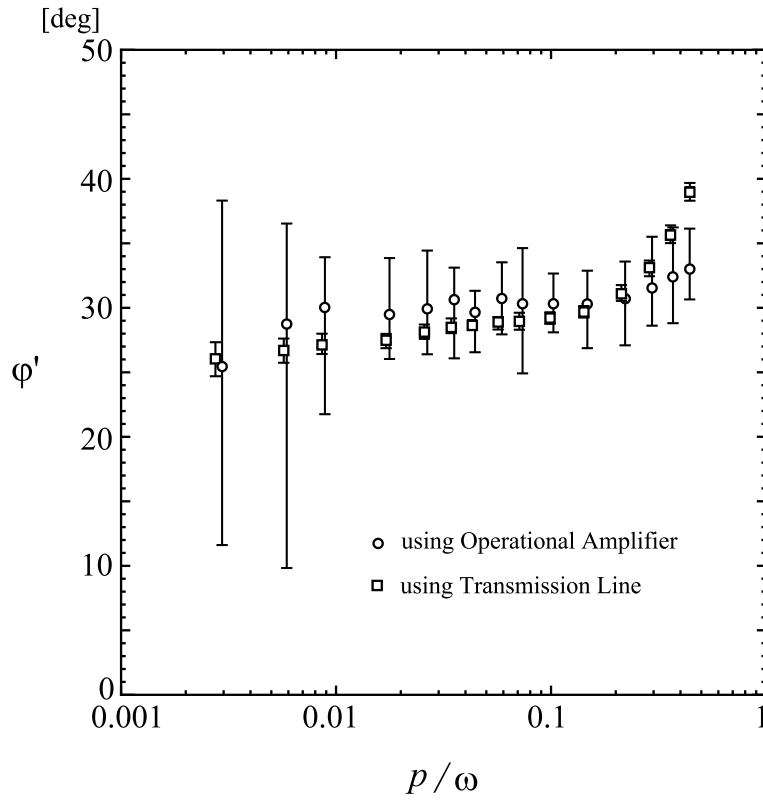


Fig. 6.6:  $\varphi'$  measured by both insulated modulation probe systems, that using an operational amplifier and that using a transmission line. Dependence upon the normalized modulation frequency  $p/\omega$ . RF power 10 W, pressure 6 Pa, 13.56 MHz Ar plasma.

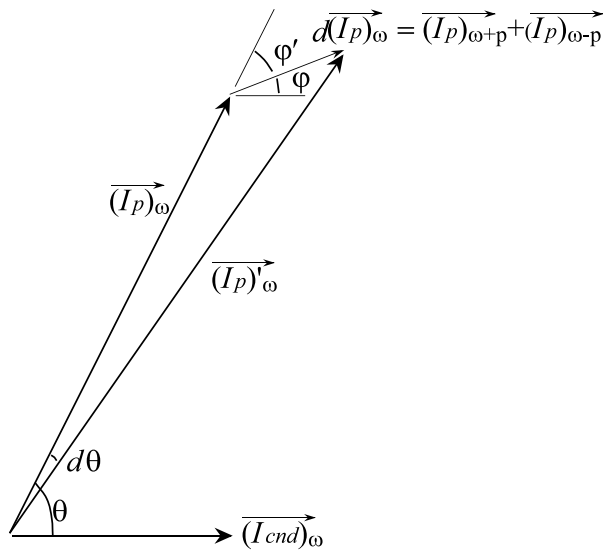


Fig. 6.7: Phasor diagram explaining the relation between phase shift  $d\theta$  measured in the IPP method and  $\varphi'$  measured in the IMP method.

感度をかせぐために、高インピーダンスの伝送線路を用いる場合、伝送線路の半分のみ、すなわち、プローブ電極から電流信号検出点までの  $1/4$  波長の部分のみが、高インピーダンスの線路であればよい。電流検出の感度は、この部分の特性インピーダンスで決まり、残りの部分が通常の  $50\ \Omega$  ケーブルであっても、感度には影響は無い。しかしながら、実用的には、インピーダンスの不整合に起因する、信号の反射による副次的な悪影響を避ける意味で、伝送線路全体が同じ特性インピーダンスの線路であることが望ましい。

プローブから電流検出点までの伝送線路の長さは、 $1/4$  波長に限る訳ではない。 $\lambda/4 + n \cdot \lambda/2$  の長さであっても同等に機能する。ここに、 $n$  は自然数である。RF の周波数が高い場合は、波長が短くなるので、 $n$  の値を調節することで、測定系の寸法を自由に設計できる。しかし、 $n$  の値を大きく選ぶ場合は、線路が長くなるので、線路損失を考慮に入れる必要があるだろう。

伝送線路を用いる方法の場合、プローブの低インピーダンス状態は、半波長線路の共振現象によって実現されている。有限長の線路は、周波数応答に選択性が生まれる、という副次的効果をもたらす。プローブ電流信号は、半波長線路の中間点で検出されるが、この点は、第 2 高調波にとっては、プローブから半波長の点にあたる。同様に、 $2n$  次の高調波にとっては、半波長の  $n$  倍の長さの点になる。従って、式 (6.3) から分かるように、プローブ電流に含まれる偶数次の高調波成分は、検出点において電圧信号としては現れない。言い換えれば、この電流検出方法は、偶数次高調波に対するフィルタ効果を自然に持っている、ということになる。これは、図 6.3 によって確認される。IPP 法においては、基本波成分にのみ注目すればよいので、この性質はノイズ除去の観点から、望ましい性質であると言える。

ところが、このフィルタ効果は、IMP 法においては、かえって欠点になる。何故なら、プローブ電流の基本波成分だけでなく、上下側波帯をも検出しなければならないからである。

正規化変調周波数を  $\delta$  とする。上側波帯については  $\delta = p/\omega$  であり、下側波帯については  $\delta = -p/\omega$  である。これらの側波帯信号にとっては、短絡された半波長線路のインピーダンスはゼロではなく、 $jZ_0 \tan(\pi\delta)$  になる。さらに、半波長線路の midpoint で検出される電圧は、 $\cos(\pi\delta/2)/[\cos(\pi\delta) \cdot (1 + j \tan(\pi\delta))]$  倍になる。これが、図 6.5 の  $p/\omega$  の大きい値の領域で側波帯の振幅が小さくなっていく原因と考えられる。図 6.5 中の破線は  $\cos(\pi\delta/2)/[\cos(\pi\delta) \cdot (1 + j \tan(\pi\delta))]$

の依存性を示している。 $\phi'$  の測定については、上下側波帯の位相は、同じ量だけ反対の方向にずれるため、伝送線路が側波帯にとっては半波長からずれていることは、原理的には測定に影響を及ぼさない。図 6.6 の実験結果では、 $p/\omega$  の増加とともに、やや増加傾向が見られるが、 $p/\omega \lesssim 0.1$  の領域では、ほぼ一定と言える。

一方で、変調周波数  $p$  (プローブ電圧の周波数) は、 $p \gg 1/\tau$  を満たす必要がある。 $\tau$  は、式 (6.1) で与えられる、プローブ絶縁膜表面電位の応答時定数である。従って、伝送線路を用いた IMP 法の場合、プローブ電圧の周波数は注意深く決定しなければならない。

図 6.6 において、 $p/\omega > 0.1$  で  $\phi'$  が大きくなる理由、および、図 6.5 において、 $p/\omega > 0.1$  で OP アンプを用いて測定した上下側波帯の振幅が発散してしまう理由、については明確でない。このようにプローブ電圧の周波数が高くなった場合、プローブ電圧の変化に対するプローブシースの応答に、シース内のイオンの慣性の影響が現れてくることが考えられる。

前記のような、周波数応答の不均一性がもたらす問題を回避するため、 $p$  を  $\omega$  の整数分の 1 に選ぶと、伝送線路の長さを、基本波および上下側波帯のそれぞれの半波長の整数倍に設定し、それぞれに対して、伝送線路を見込んだインピーダンスをゼロにすることが可能になる。例えば、 $p = \omega/5$  とし、伝送線路の長さを基本波の半波長の 5 倍に選ぶと、これは、上側波帯の半波長の 6 倍であり、かつ、下側波帯の半波長の 4 倍の長さでもある。結果的に、この場合は、伝送線路の長さが非常に長くなるので、線路損失も考慮に入れる必要がある。また、プローブ電圧の高調波のスペクトルが、下側波帯のスペクトルに重なってしまう恐れがあるので、注意が必要である。

図 6.5 および図 6.6 に結果を示した実験の放電条件では、プローブ電流応答の時定数  $\tau$  は、約  $50 \mu\text{s}$  であった。 $\tau$  は、近似的に  $C/(\epsilon_0/\lambda_D) \cdot (1/\omega_{pi})$  と表すことができる。ここで、 $\omega_{pi}$  はイオンプラズマ周波数で、シース内のイオンの応答性の指標となる。図 6.5 および図 6.6 では、 $p/\omega \lesssim 0.1$  の広い周波数範囲にわたって、得られた値はほぼ一定になっている。例えば、 $p/\omega = 0.01$  では、プローブ電圧の周波数は  $135.6 \text{ kHz}$  であり、これは、IMP 法の場合の必要条件である  $p \gg 1/\tau$  を満たしている。一方、プラズマ密度はおよそ  $10^9 \text{ cm}^{-3}$  のオーダーであるので、この場合、イオンプラズマ周波数はおよそ  $1 \text{ MHz}$  になる。これは、この場合、プローブ電圧の変化のスピードは、シース内のイオンの応答



スピードよりもずっと遅い、ということになる。にも関わらず、測定結果がこれよりも高い周波数 ( $\lesssim 0.1$  の範囲で) とあまり変わらない、ということは、プローブ電圧の周波数がイオンプラズマ周波数よりもずっと低くても、IMP 法による測定ができる、ということの意味する。このことは、第 4 章に記したように、プローブに流れる変位電流成分の振る舞いを、一様イオン密度のシースモデルが比較的よく表している、という事実と符合する。

プローブ電流検出の感度という観点からは、上述のように、OP アンプを用いる方法の方が、伝送線路を用いる方法よりも優れているが、実際の実用を考えた場合、寸法・形状の設計の自由度が大きくなる、ということの他に、伝送線路を用いる方法には、次のような重要な利点がある。

OP アンプによる電流検出を行う場合、プローブ電極は OP アンプの入力端子に直接接続する必要がある。これは、電荷の集合体であり、様々なノイズや電気振動を含んでいるプラズマが、非常に薄いプローブ絶縁膜のみを介して、半導体集積回路の入力端子に接触する、ということの意味する。これは、回路の保護という観点からは、全く望ましからぬ状態である。一方、伝送線路を用いた方法の場合、プローブ電極につながるのは、プローブ電圧を供給するドライバ・アンプの出力端子である。これは、過電圧・過電流に対して、入力端子ほどには弱くはない。また、 $1/4$  波長の点でのプローブ電流信号を検出する部分で、バッファ・アンプに入力保護を施すことは容易にできる。従って、伝送線路を用いた絶縁プローブ法は、予期せぬ過大な信号に対する耐性、という点において優れている。これは、実際のプロセスのモニタリングのためには、非常に重要な性質である。

## § 6.5 第 6 章まとめ

プローブ電流検出のために、OP アンプを用いた方法と伝送線路を用いた方法について、Ar RF プラズマにおいて実験により比較した。その結果、どちらの方法も、実質的に同じ測定ができることが分かった。しかしながら、IMP 法の場合には、プローブ電圧の周波数は RF の周波数に比べて十分低く ( $p/\omega \lesssim 0.1$ ) 設定する必要がある。

伝送線路を用いることにより、測定系の寸法・形状の設計の上での自由度が大きく改善され、また、過電圧や過電流に対する耐性の点でも改善が期待でき

る。これにより、絶縁プローブ法の、実際のプロセスのモニタリングへの適用性が大幅に高められた。

## References

- [1] M. Deguchi and R. Itatani: *Jpn. J. Appl. Phys.* **37** (1998) 970.
- [2] M. Deguchi and R. Itatani: Ext. Abstr. (56th Autumn Meet., 1995) Japan Society of Applied Physics, 26p-M8 [in Japanese].
- [3] M. Deguchi and R. Itatani: *Proc. 13th Symp. Plasma Processing, Tokyo, Jan. 1996* p. 447.
- [4] M. Deguchi and R. Itatani: Ext. Abstr. (46th Spring Meet., 1999) Japan Society of Applied Physics and Related Societies, 29p-YA17 [in Japanese].
- [5] M. Deguchi and R. Itatani: *Proc. 3rd Int. Conf. Reactive Plasmas and 14th Symp. Plasma Processing, Nara, Jan. 1997* p. 237.
- [6] M. Deguchi and R. Itatani: Ext. Abstr. (44th Spring Meet., 1997) Japan Society of Applied Physics and Related Societies, 28a-SQ2 [in Japanese].
- [7] M. Deguchi and R. Itatani: *Proc. 17th Symp. Plasma Processing, Nagasaki, Jan. 2000* p. 169.
- [8] M. Deguchi and R. Itatani: Ext. Abstr. (43rd Spring Meet., 1996) Japan Society of Applied Physics and Related Societies, 29a-C1 [in Japanese].
- [9] M. Deguchi and R. Itatani: Ext. Abstr. (60th Autumn Meet., 1999) Japan Society of Applied Physics, 2a-ZM15 [in Japanese].
- [10] M. Deguchi and R. Itatani: submitted
- [11] M. Deguchi and R. Itatani: *Proc. 15th Symp. Plasma Processing, Hamamatsu, Jan. 1998* p. 298.
- [12] M. Deguchi and R. Itatani: Ext. Abstr. (57th Autumn Meet., 1996) Japan Society of Applied Physics, 9a-Q1 [in Japanese].

- [13] M. Deguchi and R. Itatani: Ext. Abstr. (59th Autumn Meet., 1998) Japan Society of Applied Physics, 17p-S18 [in Japanese].
- [14] M. Deguchi and R. Itatani: Ext. Abstr. (46th Spring Meet., 1999) Japan Society of Applied Physics and Related Societies, 31a-D10 [in Japanese].
- [15] M. Deguchi and R. Itatani: submitted
- [16] M. Deguchi and R. Itatani: Ext. Abstr. (45th Spring Meet., 1998) Japan Society of Applied Physics and Related Societies, 31a-B10 [in Japanese].
- [17] M. Deguchi and R. Itatani: submitted
- [18] M. Deguchi and R. Itatani: Ext. Abstr. (47th Spring Meet., 2000) Japan Society of Applied Physics and Related Societies, 28p-ZE5 [in Japanese].
- [19] A. Dyson, P. Bryant, and J. E. Allen: Meas. Sci. Technol. **11** (2000) 554
- [20] B. M. Annaratone, M. W. Allen, and J. E. Allen: J. Phys. D: Appl. Phys. **25** (1992) 417
- [21] I. D. Sudit, and F. F. Chen: Plasma Sources Sci. Technol. **3** (1994) 162
- [22] U. Flender, B. H. Nguyen Thi, K. Wiesemann, N. A. Khoromov, and N. B. Kolokolov: Plasma Sources Sci. Technol. **5** (1996) 61
- [23] V. A. Godyak, R. B. Piejak, and B. M. Alexandrovich: Plasma Sources Sci. Technol. **1** (1992) 36
- [24] R. R. J. Gagne and A. Cantin: J. Appl. Phys. **43** (1972) 2639.
- [25] E. Eser, R. E. Ogilvie, and K. A. Taylor: J. Vac. Sci. Technol.: **15** (1978) 199.
- [26] P. A. Chatterton, J. A. Rees, W. L. Wu, and K. Al-Assadi: Vacuum **42** (1991) 489.
- [27] A. P. Paranjpe, J. P. McVittie, and S. A. Self: J. Appl. Phys. **67** (1990) 6718.
- [28] R. M. Castro, G. A. Cirino, P. Verdonck, H. S. Maciel, M. Massi, M. B. Pisani, and R. D. Mansano: Contrib. Plasma Phys. **39** (1999) 235.

- [29] W. Z. Collison, T. Q. Ni, and M. S. Bames: *J. Vac. Sci. Technol.* **A16** (1998) 100.
- [30] K. Okada, S. Komatsu, and S. Matsumoto: *J. Vac. Sci. Technol.* **A17** (1999) 721.
- [31] M. D. Bowden, M. Kogano, Y. Suetome, T. Hori, K. Uchino, and K. Muraoka: *J. Vac. Sci. Technol.* **A17** (1999) 493.
- [32] M. V. Malyshev, V. M. Donnely, A. Kornblit, N. A. Ciampa, J. I. Colonell, and J. T. C. Lee: *J. Vac. Sci. Technol.* **A17** (1999) 480.
- [33] A. Schwabedissen, E. C. Benck, and J. R. Roberts: *Phys. Rev. E* **55** (1997) 3450.
- [34] H. J. Yoon, T. H. Chung, and D. C. Seo: *Jpn. J. Appl. Phys.* **38** (1999) 6890.
- [35] X. Tang and D. N. Manos: *Plasma Sources Sci. Technol.* **8** (1999) 594.
- [36] E. A. Edelberg and E. S. Aydil: *J. Appl. Phys.* **86** (1999) 4799.
- [37] C. J. Park and S. M. Noh: *J. Analytical Atomic Spectrometry* **13** (1998) 715.
- [38] T. Kimura and K. Ohe: *Plasma Sources Sci. Technol.* **8** (1999) 553.
- [39] T. P. Schneider, W. W. Dostalík, A. D. Springfield, and R. Kraft: *Plasma Sources Sci. Technol.* **8** (1999) 397.
- [40] P. Spatenka, M. Petig, K. Wiesemann, and H. Suhr: *Plasma Chemistry and Plasma Processing* **15** (1995) 371.
- [41] P. Spatenka and V. Brunnhofer: *Meas. Sci. Technol.* **7** (1996) 1065.

# Chapter 7

---

## 結 論

プロセッシングプラズマのモニタリングに適した新しいプラズマ測定法を提示した。これを「絶縁プローブ法」と名付けた。第2章において、この測定法の基本概念について述べた。ここでは、プラズマに空間電位振動が無い場合について議論した。この測定法においては、プローブは薄い絶縁膜で被覆されており、矩形波パルスのように、時間的に変化する電圧をプローブに印加し、プローブ電流の応答を測定する。矩形波パルスを用いる絶縁プローブ法は、「絶縁パルスプローブ法 (IPP 法)」と名付けた。プローブ電流は、プローブ電圧のパルスエッジにおいて、正および負のピーク値をとる。これらのプローブ電流のピーク値の比から、電子温度を直ちに求めることができる。パルス電圧の大きさを変化させて、これらのプローブ電流のピーク値を測定することは、プローブの電流-電圧特性のフローティング・ポテンシャル周辺の部分を、従来のラングミュア・プローブ法で測定するのと、実質的に等価になる。よって、従来のラングミュア・プローブ法と同様の測定を行うことができる。

この測定法の1つの特徴は、プローブ電流の検出のための電子回路が、プローブ電極の電位を、常にプローブ電圧源の電位に等しく保つことができるように、工夫されている点である。言い換えれば、交流信号に対しては、プローブは接地電位に対して、極めて低インピーダンスの状態に保持されているということである。一方、プローブ表面の絶縁膜の存在のため、プローブ電極とプラズマの間の直流抵抗は、元々極めて大きい。従って、たとえ、汚染物質の付着、その他の理由により、プローブ表面状態が変動したとしても、この抵抗の絶対値は殆ど影響を受けない。このため、プラズマに反応活性種が存在していても、安定して測定を行うことができるのである。この測定法が、この点において、従来のラングミュア・プローブ法に比べてはるかに優れていることを、第3章において、酸素を含むプラズマ、およびメタンを含むプラズマを用いて、実験的に証明した。

第2章および第3章では、プラズマに空間電位振動が無いと仮定していた。この仮定は、直流放電プラズマや、マイクロ波放電プラズマで、電位振動を起こすような不安定性が無い場合には有効である。しかし、RF放電プラズマや、例えば、基板のバイアス等にRF電力を用いたプラズマ、すなわち、様々なプラズマプロセスに幅広く用いられているRFプラズマの場合は、RF電圧に従ってプラズマの空間電位が振動するため、プローブ電流にRF成分が生じることになる。何故なら、プローブが交流信号に対して低インピーダンス状態に保たれているからである。この時、プローブに時間的に変化する電圧を印加すると、プローブ電流のRF成分の振幅と位相に共に変化が観測される。これらの変化を、簡単なシースモデルに基づいて解析した結果と、数値計算した結果は、13.56 MHzのAr RFプラズマで行った実験から得られた結果とおおよその一致を示した。この測定により、電子温度、プラズマ密度、シースの平均電圧、プラズマ電位振動の振幅、といった、RF放電プラズマを特徴付ける主要なパラメータを見積もることができる。第4章では、矩形波パルスのプローブ電圧を用いた場合のこの測定法について記した。これと同等の測定を、正弦波プローブ電圧を用いても行うことができることを、第5章に述べた。この場合には、プローブ電流に含まれるRF成分の、振幅および位相のプローブ電圧による変調を分析することになるので、この測定法を「絶縁変調プローブ法 (IMP法)」と名付けた。

第6章には、RF放電プラズマの測定において、プローブ電流検出のために、OPアンプによる電子回路に代えて、伝送線路を用いることにより、同等の測定が可能であることを示した。この方法においては、プローブ電圧は、RFの基本波成分の半波長の長さの伝送線路を通してプローブに供給される。これがプローブの低インピーダンス状態をもたらす。プローブ電流は、この伝送線路の midpoint において、電圧信号として検出される。これにより、プローブ電極とプローブ回路との間に1/4波長分の距離を置くことができるようになり、プローブ測定系の寸法・形状の設計の上での自由度が大幅に改善された。これにより、実際のRFプラズマプロセスへの本測定法の適用性が、大幅に高められた。

本論文において述べた絶縁プローブ法は、ラングミュア・プローブ法の実用プロセスのモニタリングへの応用を阻んでいる、致命的な問題点に対する、1つの解決を与える。この測定法は、測定の安定性と、ラングミュア・プローブ法の長所、すなわち、プラズマに関して得られる情報量の豊富さや、装置の簡

単さ、等、の両方を具備している。よって、プラズマの電気的特性の測定に関しては、第1章に述べた、(A1)–(A5)の要請を、全て満たすことができ、プロセッシングプラズマの実用的なモニタリング手段として有用である。他の2つのプラズマの特性、すなわち、化学的な特性や流体としての特性、をも測定し、プラズマを総合的に捉えるためには、他の適切な測定法と合わせて用いることが必要であろう。本測定法によるプラズマのモニタリング技術は、プラズマプロセスの性能改善を通じて産業技術の発展に寄与できるものと思われる。

第1章に述べた、プロセッシングプラズマが持つ条件(B3)に関しては、今後さらに研究すべき課題として残されている。プロセッシングプラズマは、一般に様々な種類のイオンを含んでいる。特に、多くの場合において負イオンが存在する。これが測定に及ぼす影響については、本論文では論じていない。プローブ測定は、プローブ周囲のシースの構造に本質的に依存している。イオンの電荷量と質量によって、シース構造が決定されるので、種々のイオンの存在は、プローブ測定に根本的な影響を持つ。これに関連する現象については、第1章の参考文献(130)–(132)において述べており、本測定法によって、プラズマのイオン組成に関する情報が得られる可能性を示唆している。詳細については、今後の研究課題である。



## 謝 辞

本論文において述べたプラズマ測定法について、最初のサジェスチョンを頂き、また、有益なるご助言と、お力強いお励ましを頂きました、板谷京都大学名誉教授に心より感謝申し上げます。

また、本研究において使用致しました機器類、および経済的なご援助を頂きました、三菱電機株式会社および東京エレクトロン株式会社に、深く感謝申し上げます。さらに、第1章および第7章の英文添削をして下さいました、Jamie Frame および Sunil Kumar Gupta 両氏に深く御礼申し上げます。