

講座: プラズマ実験入門 VII

7. 電磁波でプラズマを探る

7.1 プラズマからの電磁波の放射で電子温度を測る

川 端 一 男

(核融合科学研究所)

(1993年 8 月 27 日 受理)

Electron Temperature Measurements by the Use of Plasma Radiations

Kazuo Kawahata

(Received August 27, 1993)

Abstract

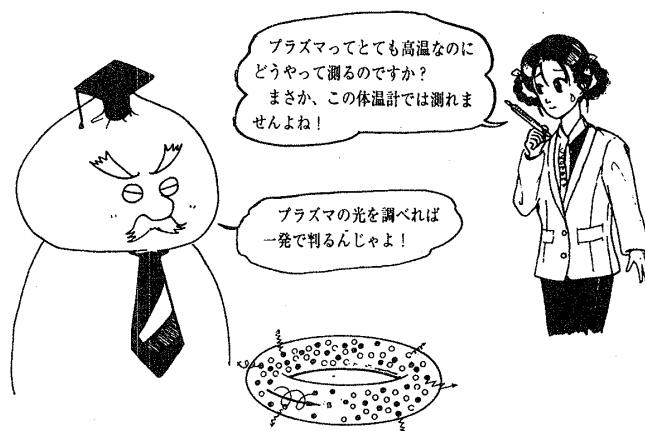
Measurements of electromagnetic radiation emitted from the plasma are powerful plasma diagnostic methods. Here, electron temperature measurements by the use of two kinds of plasma radiation, the soft X-ray continuum and electron cyclotron emission, are discussed.

Keywords:

electron temperature, bremsstrahlung, recombination, pulse height analysis, X-ray, electron cyclotron emission, Fourier transform spectroscopy, black body,

1. はじめに

皆さんは、夜の繁華街を彩るネオンサインがプラズマの発光を利用したものであり、ネオン管の中に詰めるガスの種類によって色が変化することを知っています。この色はプラズマ中のイオンや原子が出す光であり、この光を分光測定することによってプラズマに関する情報が得られることをすでに学んでいます [1]。では、プラズマのもう一つの構成粒子である電子はどんな色の光を出すんでしょう？ ここでは、電子の出す光（電磁波）を利用した電子温度測定について説明しましょう。



中部大学漫画研究会・平井克幸

2. X線の放射から電子温度を測る

電子はプラズマ中を熱速度で運動しているが、この運動を妨げるものにイオンのクーロン場があります。これによって電子の軌道が曲げられる時、そのエネルギーの一部を光の形で放出します。この光のスペクトルは電子の熱速度に関係しており、これを測定することによって電子温度を求めることが出来ます。

2.1 X線のスペクトル

図1はプラズマ中の電子の軌道の一例を示したものです。電子の持つエネルギーが大きい場合には、電子は少し軌道を曲げ（散乱）られてイオンの横を通り抜けるが、エネルギーが小さい場合には、イオンに吸収（再結合）されることが想像されます。前者の過程で放出される光を制動放射と呼び、後者の過程で放出される光を再結合放射と呼んでいます。両者の放射光は共に連続スペクトルとなり、マクスウェル分布している電子に対し放射エネルギー密度 I_r は、

$$I_r \propto n_e n_i Z^2 (kT_e)^{-1/2} \exp(-h\nu/kT_e) \times \left\{ g_{ff} + \sum_n \frac{2\chi_{in}}{kT_e} \frac{g_{fn}}{n} \exp\left(\frac{\chi_{in}}{kT_e}\right) \right\} \quad (1)$$

で与えられます[2]。(1)式の右辺の第一項は制動放射、第二項はイオンの n 準位への再結合放射を示す。ただし、 n_e , n_i は電子およびイオンの密度、 Z はイオンの電荷数、 kT_e , $h\nu$ は電子および光子のエネルギー、 g_{ff} , g_{fn} はガウント因子、 χ_{in} はイオンの電離エネルギーです。プラズマからの放

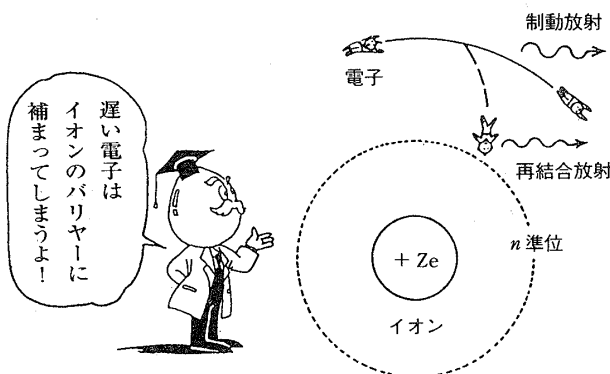


図1 制動放射と再結合放射の模型

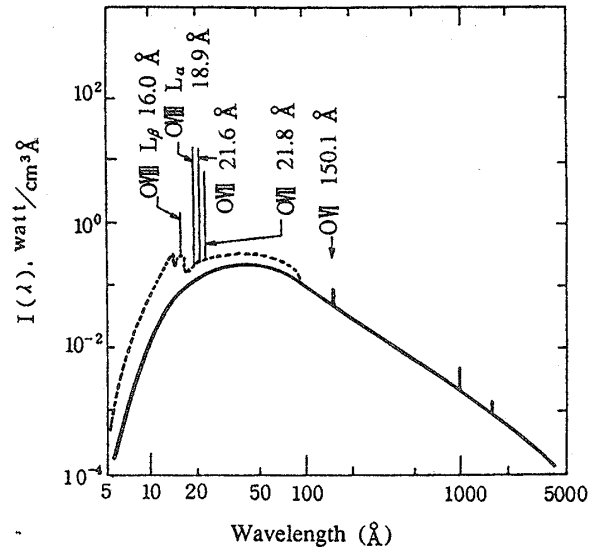


図2 プラズマからの連続スペクトラム
(実線は制動放射, 点線は再結合放射)

射光を観測すると、図2に示すように(1)式の連続スペクトルに線スペクトル（水素、酸素、炭素等のイオンが放射する光）が重畳したものになります。この連続スペクトルは、 $h\nu > kT_e$ を満たす波長領域（X線—軟X線領域）では $\exp(-h\nu/kT_e)$ のエネルギー依存性を持っており、この放射強度を $h\nu$ に対して片対数プロットすると、その傾きから電子温度が求められます。

2.2 測定法

X線—軟X線領域の連続スペクトルの測定には、吸収膜法と波高分析法の2種類の計測法が用いられています。吸収膜法は、時間分解能が高いのでレーザー爆縮プラズマやピンチプラズマ等の高速現象の測定に向いており、図3aに示すように吸収膜と検出器からなる簡便な方法です。吸収膜には軟X線領域の光子が透過できるBe, Al, Ni, C等の材質が用いられ、その透過特性を利用するのが吸収膜法です。検出器にはシリコン表面障壁検出器, NaI(Tl)がよく用いられています。密度 ρ , 厚さ x の吸収膜を通過した軟X線強度は $\exp\{-\mu_m(\nu)\rho x\}$ だけ減少します。ここで $\mu_m(\nu)$ は質量吸収係数と呼ばれ、種々の材質について測定されています。今、アルミニウムを吸収膜に選ぶと、その厚みを変えたときの通過軟X線強度は図3bのようになり、電子温度によって減少傾向が違ってきます。これは、吸収係数がエネルギー

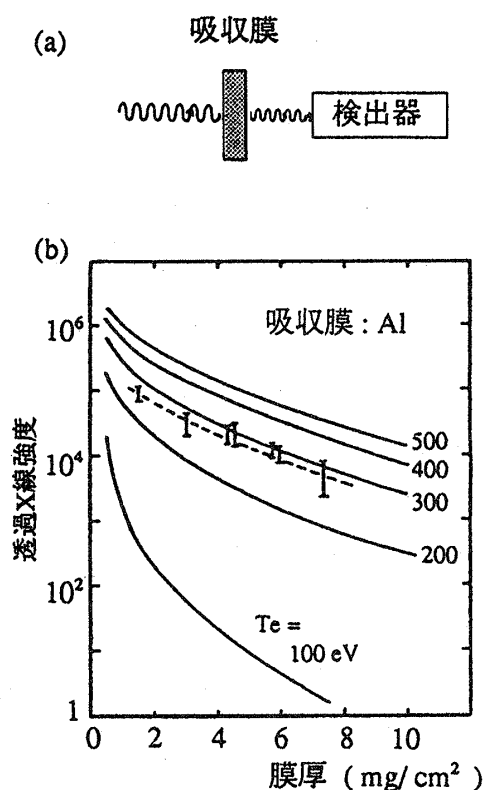


図3 (a)吸収膜透過法の原理
(b) Al 吸収膜厚と透過 X 線強度の関係の計算値との関係[3]。点線は実測値を示す。

ギーの高い光子では小さいことを示しており、そのため電子温度が高いとエネルギーの高い光子が多くなり、吸収材の厚みを増やしても透過量の減り方が小さくなります。したがって測定した通過強度の変化と計算値を比較することによって電子温度が求められます[3]。電子のエネルギー分布がマクスウェル分布からずれている、あるいは不純物の存在によってスペクトルに歪が生じている場合には、正確な電子温度測定は不可能となり、放射スペクトルの直接測定が必要となります。このための計測法として波高分析法があります。

波高分析法は、測定対象とする X 線の光子エネルギーに比例した大きさの電気パルスを作り、これを波高分析 (PHA) することによって放射スペクトルそのものを計測するものです。検出器は対象とするエネルギー領域で異なり、1～数 10keV の軟 X 線領域では、Si (Li) 半導体検出器 (測定領域：1～30keV) または Ge 半導体検出器 (3～100keV) が使用されています。これらの半

導体検出器は、エネルギー分解能が高く (150～300eV)、検出効率のエネルギー依存性が平坦であり、パルス計数率が高いという特長を持っています。波高分析法を用いて放射スペクトルを得るには、かなりの数のパルスのため込み (時間) を必要とします (目安としては1000カウント程度)。計数率を上げて時間分解能を上げようとするとき、パイルアップ現象 (X 線パルスが短時間に連続して入射した時、独立のパルスとして識別出来なくなる現象) に注意する必要があります。パイルアップが発生すると、検出器の出力パルスに歪みが生じたり、パイルアップ防止付の波高分析器では計数率の低下が生じます。そのため、波高分析装置では計数率を最大 (10～20kcps) にするような工夫をしています。図4に示す装置では、2段の鉛コリメーターを用いて、空間分解能と入射光量の調節を行っています。また、Be, Al 等のフィルターを用いて連続スペクトラムの低エネルギー成分 ($h\nu < kT_e$) からの寄与を減らし、電子温度の評価に利用するエネルギー領域 ($h\nu > kT_e$) の X 線量の割合を増やしています。パルス波高のエネルギー較正のためには可動の放射線源 (Fe55, Am241などの放射性同位体) を利用します。液体窒素冷却の半導体検出器からの出力パルスの波高分析を行い、測定されたスペクトラムに検出器の検出効率およびフィルターのエネルギー特性の補正を行った後、真のスペクトラムを得ることが出来ます。このようにして得られたスペクトラムの勾配から電子温度を求めることが出来ます。

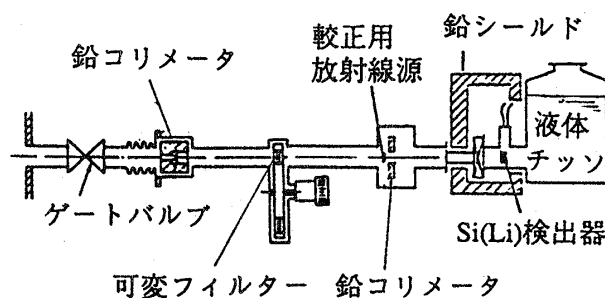


図4 半導体検出器を用いた X 線波高分析装置

3. マイクロ波の放射から電子温度を測る

高温の物質であるプラズマを限られた空間に閉じ込めるためには磁場を利用します。磁場中の電子は磁力線のまわりをらせん運動を行い、その結果サイクロトロン放射 (Electron Cyclotron Emission) と呼ばれる電磁波を放射します[4]。この放射スペクトルを測る (ECE 計測と呼ぶ) ことによって電子に関する情報を得ることが出来ます。

3.1 マイクロ波の放射

磁場閉じ込め装置の代表的装置であるトカマク装置に閉じ込められたプラズマからのサイクロトロン放射を考えます。トロイダル磁場 B_t に閉じ込められた電子は電子サイクロトロン周波数 $f_{ce} = (1/2\pi)(eB_t/m_0\gamma)$ とその高調波の電磁波を放射します。ここで、 $\gamma = 1/\sqrt{1-v^2/c^2}$ 、 m_0 は電子の静止質量です。相対論効果が無視できるとき、 $f_{ce} = 28 \times B_t [\text{GHz}]$ となり、ECE の主領域はマイクロ波からミリ波の領域となります。ECE 放射は、同時にプラズマ中で共鳴的な吸収 (サイクロトロン共鳴吸収) を受けます。このような熱平衡状態にあるプラズマ中では Kirchhoff の法則により、ECE 強度は次式で与えられます。

$$I = (\omega^2/8\pi^3c^2) kT_e [1 - \exp(-\tau)] \quad (2)$$

ここで、 τ はプラズマの光学的厚さです。 $\tau > 1$ では、プラズマは光学的に厚いといわれ、その放射強度は高温側、長波長側における Reyleigh-Jeans 近似の黒体放射強度 $I_b = (\omega^2/8\pi^3c^2) kT_e$ に等しくなり、ECE 強度は電子温度に比例することになります。

一般に、磁場強度は空間的に変化しているので、ECE 強度の周波数スペクトルを測ることによって電子温度の空間分布を知ることが出来ます。この様子をトカマク装置を用いて説明しましょう。トカマクでは、トロイダル磁場 B_t は $B_t = B_0 \cdot R_0/(R_0 + x)$ のように変化しています。 $(B_0$ はプラズマ中心での磁場強度、 R は大半径)。従ってプラズマ内部の各 x 点での B_t の値が異なり、それに応じてサイクロトロン周波数も半径方向で違ってきます (図 5a)。このことから各 x 点

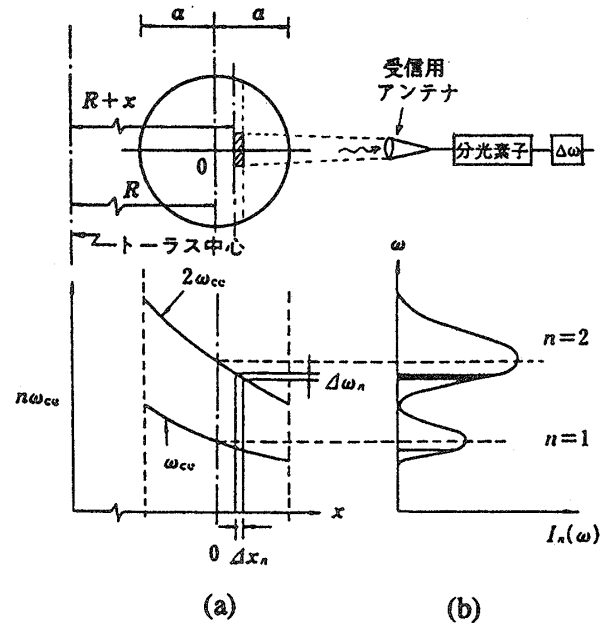


図5 トカマク装置でのサイクロトロン放射測定原理図
(a) $n\omega_{ce}$ の空間分布、
(b) サイクロトロン放射スペクトルの分布

における ECE 強度 I (図 5b) を測定することによって電子温度分布を求めることが出来ます。

さて、この計測法を用いて電子温度を求めるには、プラズマの光学的厚さ τ の値を知ることが必要です。 τ の大きさは、電磁波の伝搬モード (正常波, 異常波) や高調波の次数で異なり、重要なものについては文献[5]によくまとめられています。一般に広く利用されているものは2次の異常波であり、その τ は

$$\tau = 2\pi^2 \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}^2} \left(\frac{kT_e}{mc^2} \right) \frac{R}{\lambda} \quad (3)$$

で表わされます。ここで、 $\omega_p (= \sqrt{e^2 n_e / \epsilon_0 m})$: プラズマ周波数、 λ : 波長、 ϵ_0 : 自由空間の誘電率です。この式から、高温、高密度のプラズマでは $\tau > 1$ の条件を満足し易いことが判ります。又、現在稼働中の磁場閉じ込め装置ではこの条件をほぼ満足し、次に述べる計測器を利用した電子温度分布測定が行われています。

3.2 測定法

電子サイクロトロン放射光の測定法としては、(a)フーリエ変換分光法[6]、(b)ヘテロダイン法[7]、(c)回折格子ポリクロメーター法[8]、(d)ファブリ・ペロー法[9]、(e)フィルター法[10] 等が

表1 電子サイクロトロン放射計測器の特性比較

計測器	時間分解能	周波数分解能	検出器(動作温度)	特徴
フーリエ分光器	10~20 ms	$\Delta f=3\sim 12$ GHz	InSb (4.2 K)	・広い周波数領域を観測 ・1ショットでの温度分布
ヘテロダイン・ラジオメーター	$\sim 1 \mu\text{s}$	$\Delta f=100\sim 500$ MHz	ショットキー・バリア・ダイオード (室温)	・高時間・周波数分解能 ・室温動作の検出器
回折格子ポリクロメーター	$\sim 1 \mu\text{s}$	$\Delta f=2\sim 3$ GHz ($f/\Delta f=40\sim 50$)	InSb (4.2 K)	・高時間・周波数分解能 ・安定動作
ファブリ・ペロー干渉計(走査型)	$\sim 1 \mu\text{s}$ (~ 2 ms)	$f/\Delta f=20\sim 50$	InSb (4.2 K)	・高時間分解能 ・高速走査型
メッシュ・フィルター	$\sim 1 \mu\text{s}$	$f/\Delta f=4\sim 9$	InSb (4.2 K)	・システムが簡単 ・安価

あり、それぞれ固有の特徴を持っています。周波数分解、時間分解などの特性をまとめたものを表1に示します。検出器には液体ヘリウム温度動作の InSb 検知器、又は室温動作のショットキ・バリア・ダイオードが使用されています。

ここでは、広く利用されているフーリエ変換分光器を用いた ECE 計測について紹介します。図6はマイクロ波—ミリ波—サブミリ波領域の分光に使用されているマーチンパプレット型干渉計(可視から赤外波長領域での測定に用いられているマイケルソン型干渉計と基本構造は同じ)です。この分光器で中心的な役割を果たすのがワイヤー・グリッド(線径5—10 μm のタンゲステンワイヤーを10—25 μm の間隔に張ったもの)です。電磁波がワイヤー・グリッドに出会うと、ワイヤーと平行な電界成分はワイヤーに誘導電流を励起し、その結果反射されます。垂直成分は透過

します。このようにしてワイヤー・グリッドは入射光を2つの成分に分けることができます(マイケルソン型では、ハーフミラーを用いて入射光を2光束に分けています)。次に、具体例を基に分光原理を説明しましょう。図6では、プラズマからの放射光の電界方向とワイヤーが直交するようにグリッド G_1 をセットしています。したがって、入射光は G_1 を透過することが出来ます。次に、グリッド G_2 のワイヤー方向を G_1 の方向と 45° の角度にセットすると、 G_1 を透過した電磁波の内、半分は G_2 のワイヤーに平行な成分($E_{\parallel}$)で固定鏡(M_1)の方へ反射され、残り半分($E_{\perp}$)は走査鏡(M_2)の方へ透過します。それぞれの成分は鏡で反射され、グリッド G_2 で再び合成された後、 G_1 の方向へ戻ります。ここで走査鏡を振動させて、 $E_{\parallel}$ と $E_{\perp}$ の間に $\Delta\varphi = \omega(2L_2 - 2L_1)/c$ (ω は入射波の角周波数、 L_1 , L_2 は G_2 と M_1 , M_2 との距離)の位相差を与えると、合成波は G_1 のワイヤーに平行な電界成分を持つようになります。この成分は G_1 によって反射され、干渉信号検出器に入り電気信号に変換されます。このようにして得られた干渉波形(インターフェログラムと呼ぶ)をフーリエ変換することによってスペクトルを得ることが出来ます(干渉波形からスペクトルを得る原理はマイケルソン型干渉計[1]と同じ)。

ECE 計測では、計測器の周波数分解能 Δf が空間分解能 Δr に対応している($\Delta r = R^2 \Delta f / R_0 f$)ので、詳細な分布測定をするためには高い周波数分解能が要求されます。フーリエ変換分光

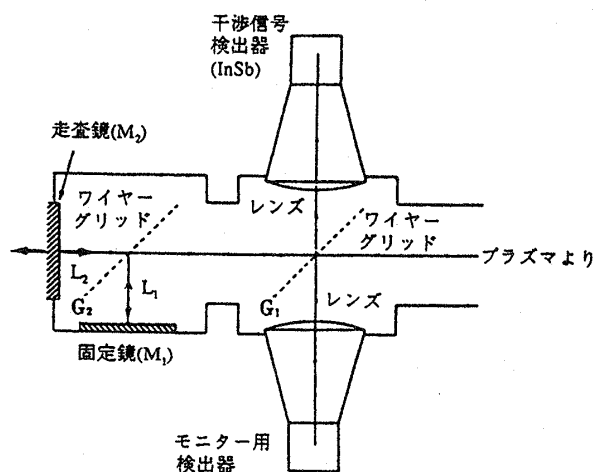


図6 マーチン・パプレット型干渉計の光学系

法での周波数分解能は走査鏡の振幅 $X_{\max}$ で規定され、 $\Delta f \cong c/X_{\max}$ となります。したがって $X_{\max} = 3\text{cm}$ のときには $\Delta f \cong 10\text{GHz}$ となります。時間分解能は走査鏡の振動周波数で決まり、通常は10ms 程度です。

次に、このようにして得られたスペクトラムから電子温度を求めてみます。図7aにトカマクプラズマで得られた放射スペクトルを示します。サイクロトロン周波数の1次, 2次, 3次高調波に対応するピークがみられ, 2次高調波が最も強い放射強度を持っています。2次高調波のスペクトルから電子温度の空間分布に書き直したものが図7bです。ECE 計測では, 電子温度に比例した放射強度を測定しているため, 温度の絶対値を知ることが出来ません。そのため他の電子温度計測法(図7bではトムソン散乱法)によって測定された値を用いてスペクトル強度の較正を行います。この計測法のより有効な活用のために, 他の計測法

に頼ることなく電子温度の絶対値を求める研究が進められており, このために用いる大口径放射光源の開発が行われています[11]。

4. おわりに

プラズマは, マイクロ波領域(波長 $\lambda \sim 10^{-2}\text{m}$) から X 線領域 ($\lambda \sim 10^{-10}\text{m}$) にわたる広い波長領域で色々な光を出して輝いています。この放射光を調べることによってプラズマの状態を知ることが可能となります。放射光(電磁波)を利用した電子温度計測は, 静電プローブのようにプラズマ中へ測定端子を挿入する必要がなく, プラズマの状態を乱すことなく測定できるという特長を持っています。しかも, 数10eV の低温のプラズマから数 keV 以上の高温のプラズマまでの広範囲にわたる計測が可能となります。そのため, 今日の磁場閉じ込めプラズマ研究における中心的な計測法となっています。

参考文献

- [1] 山田 淳: プラズマ・核融合学会誌 **69**, 784 (1993).
- [2] S. von Goeler, in *Diagnostics for Fusion Experiments*, edited by E. Sindoni and C. Wharton (Pergamon, London, 1978).
- [3] F. C. Jahoda, E. M. Little, W. E. Quinn, G. A. Sawyer and T. F. Stratton, *Phys. Rev.* **119**, 843 (1960).
- [4] G. Bekefi, *Radiation Processes in Plasmas* (Wiley, New York, 1966).
- [5] プラズマ・核融合学会編: プラズマ診断の基礎 (名古屋大学出版会, 1990).
- [6] A. E. Costley, R. J. Hastie, J. W. M. Paul and J. Chamberlain, *Phys. Rev. Lett.* **33**, 758 (1974).
- [7] P. C. Efthimion, *Rev. Sci. Instrum.* **50**, 949 (1979).
- [8] W. R. Rutger and D. A. Boyd, *Phys. Lett.* **39**, 408 (1977).
- [9] I. H. Hutchinson and D. S. Komm, *Nucl. Fusion* **17**, 1077 (1977).
- [10] K. Kawahata, M. Sato, T. Yoshida and K. Sakai: *Jpn. J. Appl. Phys.* **19**, 627 (1980).
- [11] K. Kawahata, M. Sakamoto, J. Fujita, H. Matsuo and K. Sakai, *Jpn. J. Appl. Phys.* **29**, 1824 (1990).

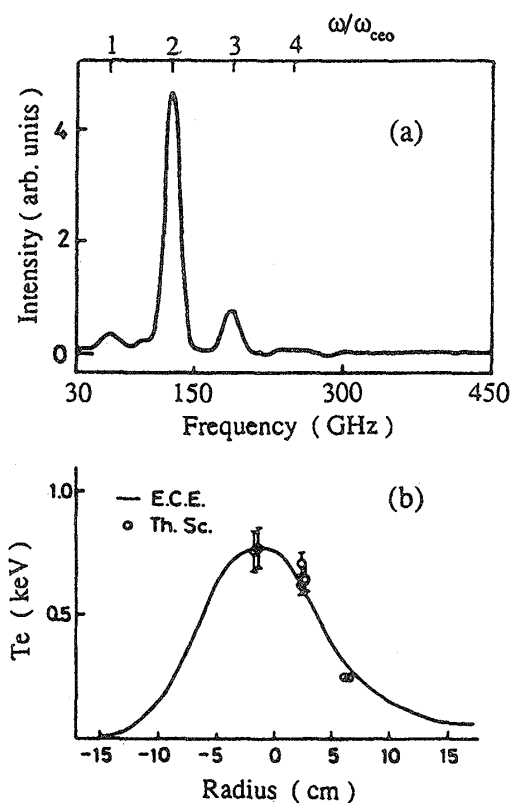


図7 高速走査型フーリエ分光器によって測定された電子サイクロトロン放射スペクトル(a)と, 第2高調波の放射スペクトルから求めた電子温度の空間分布(b). Th. Sc. はトムソン散乱法による測定結果である。