

JAERI-M

7717

トカマク・プラズマの粒子及びエネルギー
バランス

1978年6月

田島輝彦

この報告書は、日本原子力研究所が JAERI-M レポートとして、不定期に刊行している
研究報告書です。入手、複製などのお問い合わせは、日本原子力研究所技術情報部（茨城県
那珂郡東海村）あて、お申しこしください。

JAERI-M reports, issued irregularly, describe the results of research works carried out
in JAERI. Inquiries about the availability of reports and their reproduction should be
addressed to Division of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute,
Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken, Japan.

Particle and Energy Balances in Tokamak Plasmas

Teruhiko TAZIMA

Division of Large Tokamak Development,

Tokai Research Establishment, JAERI

(Received May 19, 1978)

Computational and experimental studies on particle and energy balances in tokamak plasmas are described. Firstly, concerning the modeling of tokamak plasmas, the particle balance considering diffusion and recycling, and the energy balance considering transport and energy losses due to impurities are discussed. Production mechanisms of gaseous and metallic impurities, which play important role in tokamak plasmas, are also discussed from a viewpoint of plasma-wall interactions. Scaling laws of density, temperature and energy confinement time are shown on the basis of recent data.

Secondarily, tokamak plasmas are simulated with the above model, and anomalous diffusion and electron thermal conduction are indicated. Characteristics of a future tokamak plasma are also simulated. Stationary impurity density distributions and related energy losses, such as bremsstrahlung, ionization and excitation, are calculated taking into account diffusion and ionization processes. Edge cooling by oxygen impurities is described quantitatively compared with experiments. Permissible impurity levels of carbon, oxygen and iron in future large tokamaks are estimated.

Thirdly, experimental studies on surface cleaning methods of the first wall are described; discharge cleaning in JFT-2, baking effect on the outgassing rates of wall materials, surface treatment of high-temperature molybdenum by oxygen and hydrogen gases, and in-situ coating of molybdenum by a coaxial magnetron sputter method.

Lastly, problems in future large tokamaks aiming at break-even or self-ignited plasma are discussed quantitatively, such as trapped particle instabilities, impurities and additional heating. It is predicted that new conceptions will be necessary to overcome the problems and attain the fusion goal.

Keywords: Nuclear Fusion, Tokamak Plasma, Transport, Impurities, Energy Balance, Particle Balance, First Wall, Surface Cleaning, Plasma Simulation, Scaling Law

トカマク・プラズマの粒子及びエネルギーバランス

日本原子力研究所東海研究所大型トカマク開発部

田 島 輝 彦

(1978年5月19日受理)

トカマク・プラズマにおける粒子及びエネルギーバランスについて行った解析及び実験について述べる。初めにトカマク・プラズマのモデル化について、粒子バランスに対しては拡散と粒子のリサイクリング過程の観点から、またエネルギーバランスに対しては輸送現象、不純物によるエネルギー損失の観点から論じる。またトカマク・プラズマに大きな影響を与えている不純物に対して、ガス及び金属不純物のそれぞれの発生機構をプラズマ-壁面相互作用の観点から論ずる。以上を整理して密度、温度、エネルギー閉じ込め時間に対するそれぞれの比例則を諸装置のデータを基に示す。

次にこれらのモデルに基いたトカマク・プラズマのシミュレーションを行い、現在のトカマクに見られる異常な拡散及び電子の熱伝導現象について述べる。また大型トカマクでの予想を行い幾つかの特徴を示す。不純物に関しては拡散及びイオン化現象を考慮した定常不純物密度分布計算を行い、合せて制動放射、イオン化、励起等によるエネルギー損失を求める。現在の実験データと比較し酸素不純物による表面冷却効果を定量的に示す。また大型トカマクでの炭素、酸素、鉄不純物の計算を行いそれぞれの許容混入量を求める。

次にガス不純物対策としての第1壁面清浄化に関する実験結果について述べる。これらはJFT-2装置で行った放電洗浄効果実験、種々の壁材料の放出ガスに対するベーキング効果実験、高温モリブデン材料に対する酸素及び水素ガスによる表面処理効果実験、同軸型マグネトロン・スパッタ法によるモリブデンコーティング実験である。

最後に臨界及び自己点火プラズマを目指す次世代のトカマクにおける問題を検討する。捕捉粒子不安定性、不純物、第2段加熱について定量的にその厳しさを示し、新しいアイデアの導入が必要となる可能性について予測する。

目 次

I 序 論	1
1. 制御熱核融合とトカマク	1
2. トカマク型核融合装置	5
3. トカマク放電特性	6
参考文献	8
II 本 論	9
1. トカマク・プラズマのモデル	11
1.1 粒子バランス	11
1.1.1 拡散現象と密度分布	11
1.1.2 粒子のリサイクリング	12
1.1.3 平均電子密度 \bar{n}_e の比例則	14
1.2 エネルギーバランス	17
1.2.1 エネルギー閉じ込め時間 τ_E の比例則	18
1.2.2 平均電子温度 \bar{T}_e の比例則	18
1.2.3 平均イオン温度 \bar{T}_i の比例則	19
1.3 不純物	23
1.3.1 軽不純物の発生機構	23
1.3.2 金属不純物の発生機構	24
参考文献	28
2. トカマク・プラズマのシミュレーション	30
2.1 仮 定	31
2.2 基本式	32
2.3 境界条件	33
2.4 初期条件	33
2.5 輸送係数	34
2.6 中性粒子	36
2.7 記号説明	38
2.8 計算方法	40
2.9 計算結果	43
2.9.1 現在のトカマクのシミュレーション	43
2.9.2 大型トカマクのシミュレーション	44
参考文献	58

3.	トカマク・プラズマ中での不純物の挙動	60
3.1	基本式	60
3.2	輸送係数	60
3.3	イオン化率	61
3.4	不純物イオンの温度	62
3.5	不純物によるエネルギー損失	62
3.6	計算方法	63
3.7	計算結果	64
3.7.1	実験の解析	64
3.7.2	大型トカマクでの不純物	67
	参考文献	80
4.	軽不純物対策の実験	81
4.1	JFT-2での放電洗浄効果実験	81
4.1.1	実験方法	82
4.1.2	プラズマ特性の変化	82
4.1.3	壁表面組成変化	83
4.1.4	残留ガス変化	83
4.1.5	考 察	84
4.2	放出ガス量へのベーキング効果実験	91
4.2.1	実験方法	91
4.2.2	実験結果	92
4.3	モリブデン表面の清浄化実験	97
4.3.1	前処理実験	97
4.3.2	酸素, 水素ガスによる表面処理実験	99
4.3.3	ま と め	102
4.4	スパッタ法によるモリブデンの in-situ coating	111
	参考文献	117
5.	将来のトカマク・プラズマの問題	119
5.1	捕捉粒子不安定性	119
5.2	不純物問題	124
5.3	第2段加熱の問題	126
5.4	ま と め	127
	参考文献	130
	謝 辞	132

Contents

I.	Introduction	1
1.	Controlled thermonuclear fusion and tokamaks	1
2.	Tokamak devices	5
3.	Discharge characteristics of tokamkas	6
	References	8
II.	Main subjects	9
1.	Modeling of tokamak plasmas	11
1.1	Particle balance	11
1.1.1	Diffusion process and radial density distribution ...	11
1.1.2	Particle recycling	12
1.1.3	Scaling law of mean electron density \bar{n}_e	14
1.2	Energy balance	17
1.2.1	Scaling law of energy confinement time τ_E	18
1.2.2	Scaling law of mean electron temperature \bar{T}_e	18
1.2.3	Scaling law of mean ion temperature \bar{T}_i	19
1.3	Impurities	23
1.3.1	Production mechanisms of light impurities	23
1.3.2	Production mechanisms of metallic impurities	24
	References	28
2.	Simulations of tokamak plasmas	30
2.1	Assumption	31
2.2	Basic equations	32
2.3	Boundary conditions	33
2.4	Initial conditions	33
2.5	Transport coefficients	34
2.6	Neutrals	36
2.7	Symbol table	38
2.8	Numerical calculations	40
2.9	Computed results	43
2.9.1	Simulations of today's tokamkas	43
2.9.2	Simulations of a large tokamak	44
	References	58
3.	Impurity behaviour in tokamak plasmas	60
3.1	Basic equations	60
3.2	Transport coefficients	60
3.3	Ionization rates	61

3.4	Impurity ion temperatures	62
3.5	Energy losses due to impurities	62
3.6	Numerical calculations	63
3.7	Computed results	64
3.7.1	Impurities in today's tokamaks	64
3.7.2	Impurities in a large tokamak	67
References	80
4.	Experimental studies on countermeasures to light impurities .	81
4.1	Discharge cleaning effects investigated in JFT-2	81
4.1.1	Experimental set-up	82
4.1.2	Changes of discharge characteristics	82
4.1.3	Changes of surface compositions on the first wall	83
4.1.4	Changes of residual gases	83
4.1.5	Discussions	84
4.2	Baking effect on the outgassing rates of the various wall materials	91
4.2.1	Experimental set-up	91
4.2.2	Experimental results	92
4.3	Surface treatments of molybdenum	97
4.3.1	Pre-cleaning experiments	97
4.3.2	Surface treatments by chemical reactions of oxygen and hydrogen gases	99
4.3.3	Conclusions	102
4.4	In-situ coating of molybdenum by sputter method	111
References	117
5.	Problems in future large tokamaks	119
5.1	Trapped particle instabilities	119
5.2	Problems of impurity contamination	124
5.3	Problems of additional heating	126
5.4	Conclusions	127
References	130
Acknowledgement	132

I. 序 論

1. 制御熱核融合とトカマク

良く知られているように原子力エネルギーとして利用される原子核反応には、核分裂と核融合のふたつがある。資源量から考えればウラン利用の核分裂に較べ、海水中に殆んど無尽蔵にある重水素利用の核融合は圧倒的に有利である。しかし核分裂がすでに実用化時代を迎えているのに対し、核融合はその実用化への原理さえ検証されていない。核融合を困難にしている主原因は、核分裂の如きエネルギーの増殖作用が期待できないことにある。

核融合反応を起こさせるに、高エネルギー反応粒子のビームを標的（液体、固体、ビーム）に当てて直接反応させる考え方があるが、弾性散乱の断面積の方が圧倒的に大きくエネルギー収支が全く成り立たない。従って反応粒子を気体状にして有限空間内に閉じ込め、粒子間の反応回数を増してやる必要性があり、制御熱核融合（controlled thermonuclear fusion）と呼ぶ。正の電荷を持つ反応粒子の原子核同志を融合させるにはそのクーロン反撥力を越える大きな運動エネルギーを必要とし、この気体を1億度以上もの超高温としなければならない。このような高温では気体は衝突電離によってイオンと電子に分離し、いわゆるプラズマ状態となる。

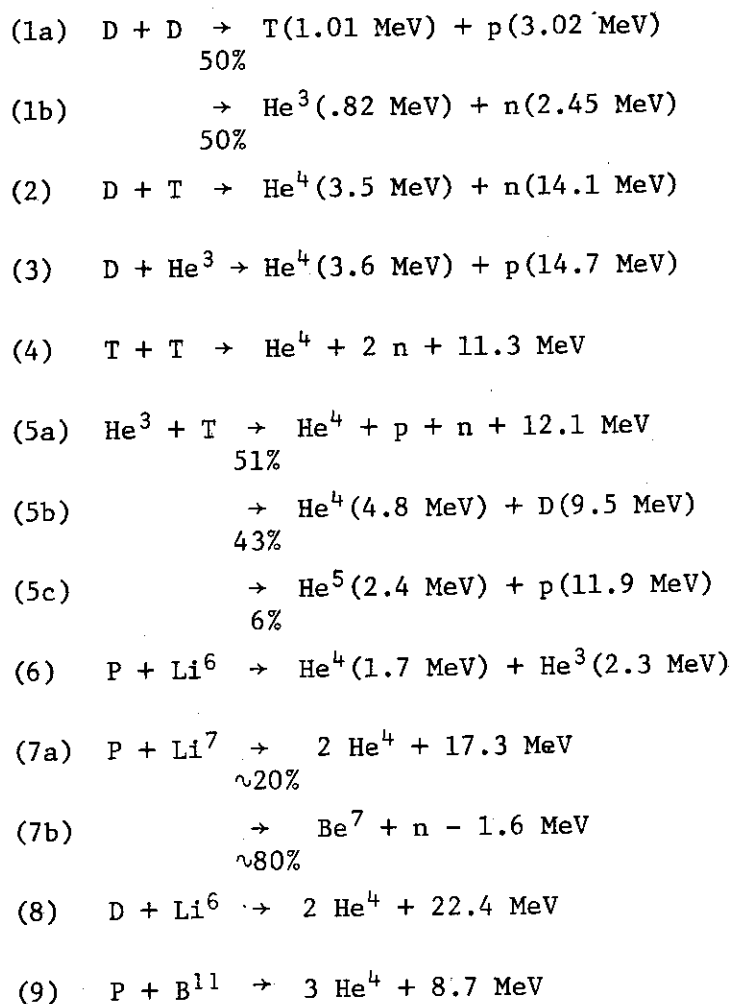
反応粒子の閉じ込めには慣性閉じ込め¹⁾及び磁場閉じ込めの2種の方法がある。慣性閉じ込めはペレット状反応粒子に高エネルギーの電子、イオン、あるいは電磁波（レーザー）等を入射して瞬時的に超高温とし、イオンの音速で反応粒子が広がる間に十分な核融合反応を起すことを期待する。この方式は本質的にパルス反応である。一方磁場閉じ込めは定常反応を理想としており、長い閉じ込め時間と連続的な反応を期待している。固体容器による閉じ込めが利用されず、真空容器内での磁場によるプラズマ閉じ込めが考えられているのは、前者ではプラズマからの大きな熱伝導損失、あるいはプラズマによって容器壁材料が放出されて混入しプラズマを冷却することから現実的ではないからである。即ち磁場閉じ込めは磁場によって高温プラズマを閉じ込め、容器壁より熱絶縁を図ろうとするものである。

磁場閉じ込めは、開放端型とトーラス型に大別される。開放端型はミラー²⁾に代表される線形装置であり、種々の長所はあるもののその軸端からの粒子損失が最も致命的な短所となっている。この短所を補うに装置をトーラス化することが考えられる。この方式として、ミラーをトーラス化したバンピートーラスもあるがステラレーター³⁾、ヘリオトロン⁴⁾、トカマク等種々の閉じ込め磁場配位を持つ装置が提案された。更にこれら（準）定常的磁場閉じ込め以外に、ピンチ方式に代表されるパルスの磁場閉じ込めがあり、これにも開放端型とトーラス型がある。以上の内トカマクが現在最も良い性能を達成しておりいわば核融合の主流をなしている。

いずれにせよ核融合では超高温プラズマを達成することが必須である。従ってより低い温度で核融合を起す反応を選択することが有利であることはもちろんであり、この意味でD-T反応が当面の核融合の目標となっている。参考までに代表的な核融合反応をTable 1にその反応率と温

度の関係⁷⁾を Fig. 1 に示す。また動力炉となるためには温度のみならず、十分な密度及びエネルギー閉じ込め時間が必要である。縦軸に平均イオン密度とエネルギー閉じ込め時間の積 $\bar{n}_i \tau_E$ 、横軸に平均イオン温度 \bar{T}_i をとって核融合炉の成立する条件を示すことができ、これを一般に Lawson の条件⁸⁾と呼んでいる。Fig. 2 にこの条件と各トカマク装置での実績、計画を示す。

Table 1 Fusion reactions (branching ratios are correct for energies near the cross section peaks; a negative yield means the reaction is endothermic)



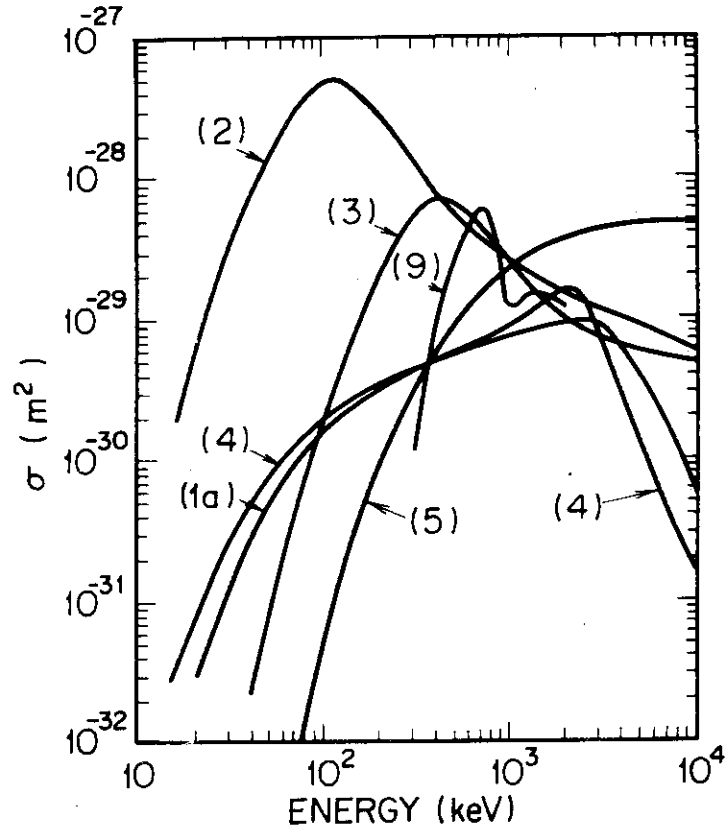


Fig. 1(a) Fusion cross sections. The curve numbers correspond to reactions listed in Table 1.

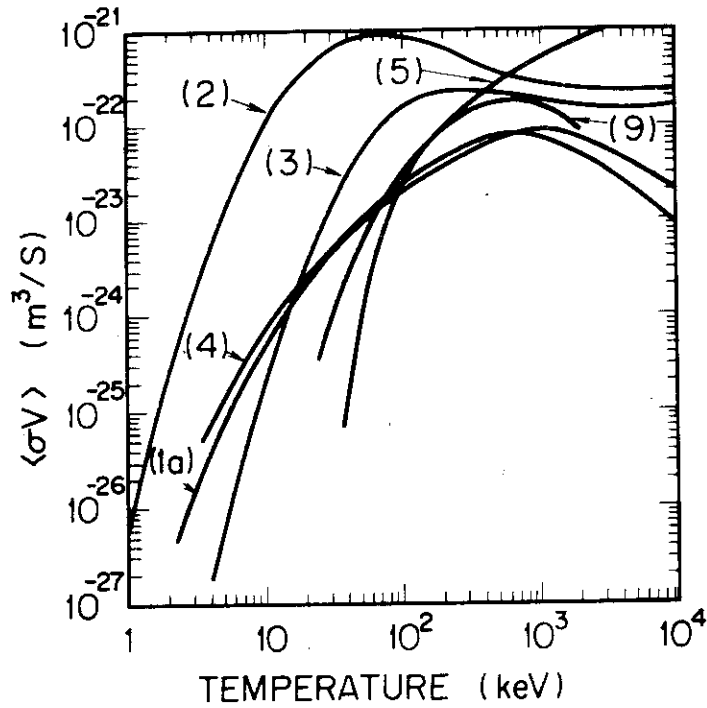


Fig. 1(b) Reactivities for fusion in a Maxwellian plasma.

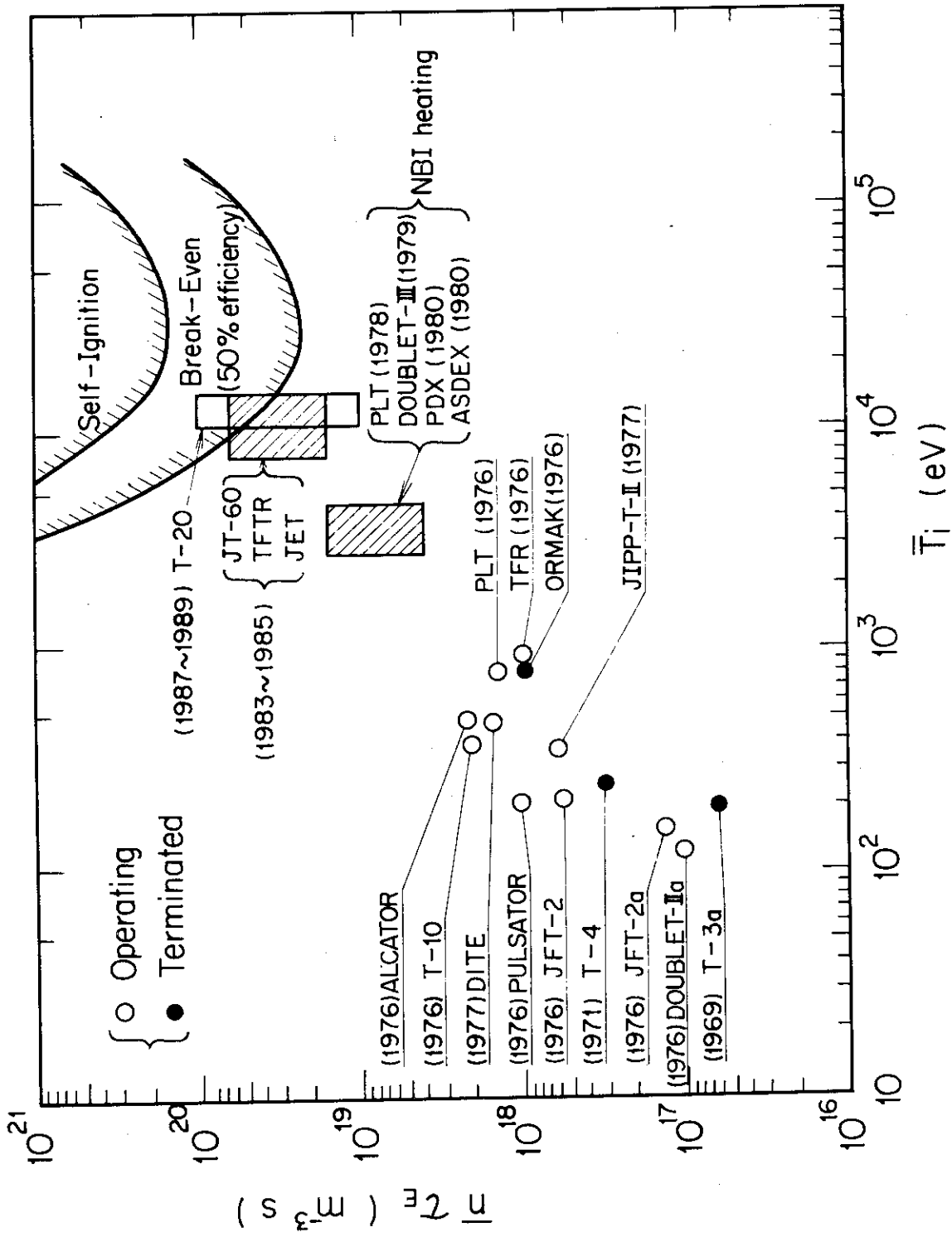


Fig. 2 Progress in tokamak devices to the fusion goal.

2. トカマク型核融合装置

1960年頃よりソ連において開発されはじめたトカマク (Tokamak) は着々とその実績を重ね、60年代後半には世界のトップレベルを達成していた。しかしその測定は電磁気的な間接法による場合が多く、世界的にその優秀性が認められたのは1969年英国 Culham 研究所の Peacock 等がレーザ測定器をソ連に持ち込んで、トカマク (T-3) の密度及び温度分布、またエネルギー閉じ込め時間等を直接測定してからである。⁹⁾ その後米国の ST¹⁰⁾ が1971年に日本の JFT-2¹¹⁾ が1972年に建造されて以来、各国は競ってトカマク装置を作り現在稼動中あるいは建造中を含めて20台を越えるに及び磁場閉じ込め核融合での主流の座を占めている。すでに次世代の大型装置¹²⁾ として JT-60 (日), TFTR (米), T-20 (ソ連), JET (欧州連合) が臨界プラズマを目指してその建造を開始しあるいは計画を具体化しつつある。更には自己点火プラズマを目指す将来計画も幾つか公にされはじめている。

トカマクはトラス装置の中では最も簡単な構造を持つもののひとつであろう。Fig. 3 にその概要¹³⁾を示す。最も特徴とされるのは変流器によって誘導される内部電流を持つことである。この電流の作る磁場 (ポロイダル磁場) が閉じ込めの役割を果しているのと同時に、中性ガスをイオン化してプラズマを生成し、またジュール加熱によって温度を上げる3つの働きをしている。トラスプラズマではこのままでは位置平衡が保てないので、プラズマの外側への変位を抑える垂直磁場がある。更には短い時間で起る位置平衡不安定の制御としてプラズマ容器外側に銅やアルミのシェルがあり、プラズマ変位と共にシェルに誘導される電流の作る磁場がこの変位を押し戻す役割を果している。しかしこのシェルの時定数には限度があり長い時間の変位には効果がなくなる所から中、大型装置では垂直磁場の直接制御が一般的となってきた。トロイダル磁場は平衡には直接の関係はない。平衡磁場だけでは強い MHD 不安定が生じるが、これを抑えるいわばプラズマの剛性をつけるのが第1義的な役割である。一方トカマク・プラズマの密度は $10^{19} \sim 10^{20}/\text{m}^3$ 台であるので、初期注入ガス圧も 10^{-4} Torr 台と非常に低い気圧である。従って残留ガスが不純物として混入しないようにプラズマ容器の初期真空度は 10^{-7} Torr 以下が必要である。この真空容器には真空引きのための排気系や観測用の測定窓あるいはジュール加熱以上に温度を上げる場合に、高エネルギー中性粒子入射孔や高周波加熱用孔等がつけられる。

トカマクを最も特徴づけるものとしては前述の内部電流を持つことであろう。プラズマの生成、閉じ込め、加熱の3つの役割を果していることは既に述べた。しかし誘導電流であるだけに、放電時間は有限となり核融合炉はパルス炉とならざるをえないのが欠点でもある。このプラズマ電流は電子が固体壁と衝突する所でその流れる領域が定まる。プラズマと容器壁の強い相互作用を避ける目的で、容器内にオリフィス状の金属環を設けるのが一般的でこれをリミターと称している。このリミターの内径が電流柱のとりうる最大径となる。もともとトカマク等の (準) 定常トラス装置では、プラズマ粒子の消滅する所でプラズマの境界が定まりこの消滅するのは固体壁と接する所である。この意味で何らかのプラズマ-壁面相互作用は不可避であるが、トカマクでは更にこの内部電流域を規定しているのが固体壁であることも相まって、この相互作用がトカマクの特徴を種々決めていくといっても過言ではない。

3. トカマク放電特性

Fig. 4 に典型的なトカマク放電特性の例¹⁰⁾を示す。真空容器に 10^{-4} Torr 台の水素ガスが注入され、数10Vの1周電圧が印加されて点火が行われる。プラズマ生成が進むにつれ電流も流れだし、温度も上昇しはじめる。温度が上がると電気抵抗も下がってますます電流が流れ易くなる。点火後数ms以内に注入ガスの殆んどは電離され、また現在のトカマクでは同程度の時間で電流も立ち上がっている。その後温度、密度、閉じ込め時間等がほぼ定常状態を達成する 경우가多く、ALCATOR 装置¹⁴⁾(米, MIT大)のように高磁場(約10T)で高密度($5 \times 10^{20}/\text{m}^3$)プラズマを達成した例を除くと、平均密度 $\bar{n}_e = (1 \sim 5) \times 10^{19}/\text{m}^3$, 平均電子温度 $\bar{T}_e = 500 \sim 1500 \text{ eV}$, 平均イオン温度 $\bar{T}_i = 200 \sim 1000 \text{ eV}$, エネルギー閉じ込め時間 $\tau_E = 5 \sim 50 \text{ ms}$ が現在の中小型トカマクでの標準的な性能値である。また酸素不純物が5~10%, 金属不純物が0.1%程度混入し実効的な平均イオン電荷数 $\bar{Z} = 3 \sim 7$ となっているのが普通である。

これらは比較的良く位置制御され不純物混入量もそれ程多くない放電の場合であるが、その他に種々の異常放電がある。逃走電子放電, ポジティブスパイク放電, ネガティブスパイク放電等がそれである。逃走電子放電は特にプラズマ密度が低い($10^{19}/\text{m}^3$ 以下)場合に起き易く、一部の電子が高エネルギーにまで加速され、プラズマの電流成分の殆んどをこの逃走電子が運ぶ状態となる。この時プラズマの性能は悪化(温度も低く、エネルギー閉じ込め時間も短い)し、1周電圧は異常に低くなり(0.5V以下)、放電時間は非常に長くなる。ポジティブスパイク放電は1周電圧にパルス状のポジティブスパイク現象が見られる場合で、逆にネガティブスパイクが見られる場合をネガティブスパイク放電という。前者は逃走電子による電流の局所集中化が進んで平衡位置が変化すること、また後者は不純物による表面冷却に伴って電流のプラズマ中心集中が進み内部モードMHD不安定の励起されることによって、プラズマとリミタの強い相互作用が起るからであろうと考えられている。この相互作用によって電流柱半径、電流密度分布、プラズマ全電流等に急激な変化が起り、その変化はプラズマ1周電圧の急激な変化となって現われるのであろう。

いずれにせよこれらの異常放電は密度、垂直磁場等の適切な設定、制御あるいは軽不純物の極端な混入を抑えることによって回避できるようになっている。以下本論ではこれら異常放電については特に述べず、主として性能値の良い通常放電における粒子及びエネルギーバランスに関する種々の検討を述べる。

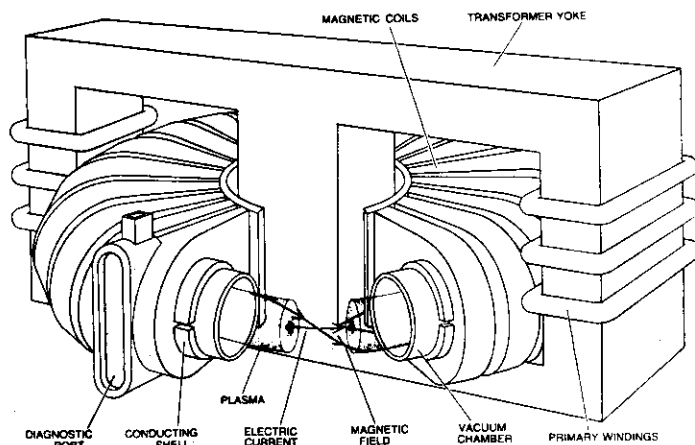


Fig. 3 Schematic drawing of the tokamak device.

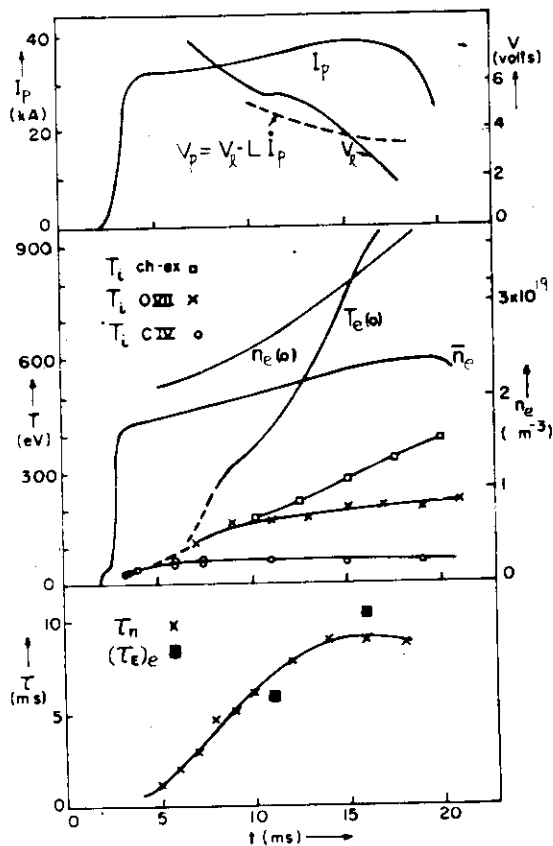


Fig. 4 Time behaviour of a discharge in hydrogen with initial filling pressure= 3.4×10^{-4} Torr, toroidal magnetic field=2.7T, limiter radius=0.13m and no vertical field. Upper figure: plasma current I_p and loop voltage V_l including corrections for dI_p/dt . Central figure: peak electron density $n_e(o)$, average electron density \bar{n}_e , peak electron temperature $T_e(o)$; ion temperatures T_i measured by energy distributions of charge-exchange neutrals (\square), from Doppler profiles of the 1623Å line of OVII(\times) and 1548Å line of CIV(\circ). Lower figure: particle (\times) and electron energy (\blacksquare) confinement times.

参 考 文 献

- 1) 山中千代衛, 官原昭, 日本物理学会誌 30, 11 (1975) 841.
- 2) 秋宗秀夫, 日本物理学会誌 30, 11 (1975) 834.
- 3) K. Miyamoto, Nuclear Fusion 18 (1975) 243.
- 4) 宇尾光治, 日本物理学会誌 30, 11 (1975) 820.
- 5) 吉川允二, 日本物理学会誌 30, 11 (1975) 810.
H.P. Furth, Nuclear Fusion 15 (1975) 487.
- 6) J.R. McNally, Proc. ERDA-ORNL Symp. Energy Source of the Future (1976).
- 7) George H. Miley, Harry H. Towner, Proc. Conf. Nuclear Cross Sections and Technology (Washington, D.C., 1976) 2, NBS, Spec. Publ. 425, Washington (1976) 716.
- 8) J.D. Lawson, Proc. Roy. Soc. London 70, Pt.1, No. 445B, 6 (1957).
- 9) N.J. Peacock et al., Nature 224 (1969) 488.
- 10) D. Dimock, et al., Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. 4th Int. Conf. Madison, 1971) 1, IAEA, Vienna (1971) 451.
- 11) S. Itoh, et al., Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 5th Europ. Conf. Grenoble, 1972) Vol. I p.3 and Vol. II p.231 (1972).
- 12) A.H. Spano, Nuclear Fusion 15 (1975) 909.
- 13) Bruno Coppi, Jan Rem, Scientific American (1972) 65.
- 14) L.A. Berry, et al., Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. 6th Int. Conf. Berchtesgaden, 1976) 1, IAEA, Vienna (1977) 49.

II. 本 論

トカマクは他の磁場閉じ込め方式がマクロあるいはマイクロな強い不安定性による致命的に短い閉じ込め時間に長い間苦しめられていたのに比べ、これらの問題はその開発の初期段階で克服し現在最も長い閉じ込め時間を誇っている。また密度、温度も比較的高い値を実現している。確かに密度だけをとればピンチ方式が、温度ではミラー方式がトカマクより1桁高い。しかし磁場閉じ込めの主要目的がまずは長い閉じ込めであり、またこれが最も困難であっただけにトカマクが注目されるのは当然であろう。現在では臨界プラズマを目指した装置が建設中であり、更には自己点火プラズマ装置の計画も進められ完全に主流をなしている観がある。一方トカマク炉の検討が進むにつれ、その短所、技術的問題点などを指摘する声も高くなってきた。しかしこれはまた現実性を論ずる程にトカマクは進歩した、あるいは最も早く高性能を達しただけに最も早く問題点が論じ始められたともいえ、それだけトカマクが優秀であると考えられよう。

トカマクの性能上昇は主として幾何的寸法によっているだけに、装置の大型化は必然となっている。例えば次世代の臨界プラズマ試験装置では、1千億円規模の費用、計画より建設完了まで10年以上もの年月、また多くの開発要員を必要とし、最大の巨大科学のひとつとなってきている。それだけに高い精度の性能予測が要求されるが、現在確立したスケールリング則はなく、性能予測は仮定によって1桁以上もの差異を生じうる。従来の科学技術の歴史では物理的な原理検証はいわゆる実験室内の規模で充分である場合が多かった。しかし核融合のように最も優秀と目されるトカマク方式でも、その原理検証の段階でさえ巨大な実験装置の建設を必要とするのは異例と考えられる。このギャップを縮めるには少くも現在のトカマク・プラズマでの物理的諸現象の因果関係が良く解明されなければならない。この意味でトカマクの研究も粒子及びエネルギーバランスの解明に重点が移ってきている。測定の進歩が最も重要であることはもちろんであるが、その種々の限界を考えれば、理論やシミュレーション等の解析によるアプローチも重要である。

現在理論的に良く解明されていない拡散現象及び電子の熱伝導現象は特に焦点のひとつとなっている。またエネルギー損失の殆んどが不純物によるものであるにも拘わらず、測定手段及び測定理論が十分に整備されていない不純物問題も重要である。トカマク方式ではプラズマが固体壁に接することは避けられないが、このプラズマと壁面の相互作用は不純物の発生原因等にも関連してトカマク・プラズマに本質的な影響を与えており、この現象の解明も急がれている。

更に将来のトカマクを考える場合、捕捉粒子によるマイクロ不安定性、不純物によるエネルギー損失、第2段加熱等場合によっては致命的になりうる程に困難な問題が予想されている。

本論ではこれらの諸問題に関して概括しながら著者等の行った解析及び実験的検討を主として述べる。まずトカマク・プラズマのモデル化について述べ、粒子及びエネルギーバランスに関連した主要諸現象を概論する。このモデルに基づいて行ったシミュレーション結果を示し、特に異常な拡散及び電子の熱伝導について言及する。次に不純物の影響を明らかにするために、不純物の拡散、イオン化及び再結合過程を考慮した定常不純物密度分布計算及び不純物によるエネルギー損失計算について述べる。実験結果との比較を行って不純物の異常拡散及び軽不純物による強

い表面冷却現象を指摘し、不純物のエネルギー閉じ込め時間、内部モードMHD不安定性との関連について触れる。更に次世代の大型トカマクにおける計算例を示しエネルギー損失の観点からの不純物の許容混入量を求めた結果を示す。

次に軽不純物対策として行った実験結果を述べる。JFT-2装置で行った放電洗浄実験では、プラズマ特性と容器表面組成変化との相関を見る。基礎的実験としては種々の金属及びカーバイド系材料の放出ガス量とそれへのベーキング効果、新しい表面洗浄法として500°Cのモリブデンに対し酸素ガスによる表面炭素の除去効果及び水素ガスによる表面酸素の除去効果、また最終的な洗浄第1壁表面の形成法としての *in-situ coating* に関し新しく開発したスパッタ法の結果について述べる。

一方臨界あるいは自己点火プラズマでの困難な物理的諸問題を定量的に明らかにするため、分布形一定のシミュレーションコードによる結果を示す。捕捉粒子不安定性、不純物によるエネルギー損失、第2段加熱等について定量的にその厳しさを示す。これらについては基本的対策の必要なことを述べ、幾つかの対応の紹介と提案を行う。

1. トカマク・プラズマのモデル

放電現象はもともと非常に複雑であり、種々の現象が相互作用をしながら同時に起っており、全ての現象を取り入れた解析は非現実的な程に困難である。従って主要な現象は何かという整理が必要である。このようなトカマク・プラズマのモデル化はここ2,3年急速に進みはじめた。これはST装置をはじめとしてTFR装置等によるプラズマ測定が従来のソ連の装置に較べ多岐に渡っており、種々の解析が行えるようになったことに負う所が大きい。

以下プラズマ中での拡散、イオン化及びプラズマ-壁面相互作用から見た粒子のリサイクリング過程を考慮した粒子バランスのモデルをまず述べる。次にプラズマ中での熱伝導損失、放射損失、荷電交換損失に着目したエネルギーバランスのモデルについて述べる。最後に粒子及びエネルギーバランスに大きな影響を与えている不純物について触れるが、特にその発生機構はプラズマ-壁面相互作用が重要で、このモデル化について述べる。

1.1 粒子バランス

粒子バランスをFig.1に模式的に示した。粒子の閉じ込め時間 τ_0 に較べ放電維持時間 τ_j は何倍も長い。従って初期に注入した粒子は何度も入れ替っているはずであり、何らかの自動的な粒子補給機構が存在していることは容易に考えられる。以下粒子の閉じ込め及び粒子のリサイクリング現象について触れる。

1.1.1 拡散現象と密度分布

Fig.2に典型的な密度及び温度分布を示した。従来T-3a¹⁾での例に示すように、温度及び密度分布は2乗分布に近い平坦な分布とされていた。しかし1971年以降実験を開始したソ連以外の各国の装置では異なった結果となっている。特徴的なことは温度分布と密度分布に一義的な相関のないことである。例えばSTでは温度分布は急峻であるが密度分布はかなり平坦である(TFR³⁾も同様)。しかしORMAK⁴⁾のTYPE B放電では温度分布はSTよりはるかに平坦であるが密度分布はSTより急峻である。一方TYPE A放電では温度分布はSTと殆んど同じく急峻ではあるが密度分布はSTよりはるかに急峻となっている(JFT-2も同様)。温度分布の差異は後に1.3で述べるように軽不純物(主として酸素)の混入による境界付近の冷却効果で説明するようになった。密度分布の差異はプラズマ粒子の拡散現象によって説明しうると考えられる。

一般に粒子補給項はプラズマ境界付近で大きくプラズマ中心に向かって単調減少する。この時拡散係数が空間的にほぼ一定であれば密度は2乗分布あるいは4乗分布等の平坦な分布となるはずである。一方実験的に観測されている急峻な密度分布の説明として

- (1) 拡散係数はプラズマ境界に近づく程増大する。
- (2) Wareピンチ効果⁵⁾がプラズマ中心で大きい⁶⁾。
- (3) 壁よりリサイクル(主として反射)する粒子のエネルギーが高いためプラズマ中心部へ相

当量侵入することができ、そこでの粒子補給がかなりある⁷⁾。

(4) 不純物による電子の補給がプラズマ中心付近で大きい。

等が考えられるが、いずれの説明が正しいかは必ずしも検証されていない。

いずれにせよ Fig. 2 に示した例は装置の大きさ、密度及び温度等は殆んど同程度であり、これらのパラメータのわずかの差異に敏感な説明でなければならない。

Current driven instability⁸⁾ あるいは散逸型捕捉電子不安定⁹⁾などはプラズマ中心側より境界側の方がこれらの不安定を起す条件を満し易く(1)の仮説は可能性が大きい。装置あるいは放電条件によって Ware ピンチ効果はそれ程変わらず、(2)によってこれ程の密度分布の差異を説明するのは困難と思われる。現在のトカマクでは主要な影響を与える不純物としては酸素の場合が多く、電子温度が 1 keV 程度のプラズマ中心付近では殆んど完全電離しており(4)による説明も可能性が小さい。他に水素の中性粒子による粒子補給項の分布の差異で説明しようとする考え方もあろう。後で述べるように軽不純物が多いと強い表面冷却が起り、温度分布は急峻となる。この場合イオン化率は温度に殆んど影響されず(20~1000 eV の範囲でファクター 2 程度)、また境界付近でイオン温度が低ければそこで荷電交換によって生ずる高温の中性粒子の温度も低くなり却ってプラズマ中心へ侵入する中性粒子束が減少する。これらを考えると温度分布差異による粒子補給項分布の変化によって説明することが困難であることがわかる。一方(3)に示したように第 1 壁より侵入する中性粒子の温度が高い程プラズマ中心付近での粒子補給項も増え(それだけ中性粒子がプラズマ中心付近に侵入できる)急峻密度分布となる傾向をもつ。しかし装置あるいは放電条件の差異によって、第 1 壁よりの中性粒子温度が極端に変る機構は現在考えられていない。むしろ(1)の境界付近での温度が低い程 current driven instability が起り易くなる現象に着目すべきと思われる。

一般に現在のトカマクでは数 10 ms 以内の粒子閉じ込め時間を説明するには拡散係数は古典理論の 100 ~ 500 倍と見積られている。これを説明する確たる理論は現在ないが、後に上記の議論も含めて、シミュレーション結果を基に 2.2 で定量的に詳述する。

1.1.2 粒子のリサイクリング

Fig. 3 に現在のトカマクのジュール加熱領域での典型的な平均電子密度の時間変化を模式的に示した。現在ではイオン密度を測定する手段がないために、測定された電子密度を基に論ずる他ないが、ここで留意すべきことは不純物による電子の供給量である。

一般に Fig. 3 の 1 で示したような場合は不純物の多いプラズマと考えられている。確かに酸素不純物が 10% 混入する程度で、水素による電子の供給量と同程度となることから放電中に不純物混入量が増加し続けるか、あるいはまた不純物のイオン化が進むにつれて電子密度が増加していくのであろうと考えられる。しかし必ずしもこれで説明されるわけでもない。例えば第 1 壁より放出される水素粒子量が、プラズマより拡散で流出する粒子量より多ければ同じ現象が起るのであろう。一方流出量が供給量より多ければ当然密度は減少の一途をたどる (Fig. 3 の 3 の例)。電子の閉じ込め時間 τ_n (数 ms ~ 数 10 ms) と放電維持時間 τ_j (数 10 ms ~ 数 100 ms) との比は一般に $\tau_j / \tau_n > 1$ であり、JFT-2¹⁰⁾ のようにこの比が 10 を越える装置即ち粒子が 10 回以上も入

れ替る場合がある。この時入れ替る度に1~2割の粒子が失われるとすれば、不純物混入量がかなり大きくても初期密度の数分の1に減少してしまう。またプラズマの最大密度も初期注入ガス量から換算する値の $\frac{1}{2}$ ~ $\frac{1}{3}$ であることも珍しくない。これらの事実は流出するプラズマ粒子の相当量がリミタもしくは壁に吸われることを示唆している。

今不純物の影響を無視するとしてプラズマ粒子の補給については次の説明がある。即ち「放電前に壁に物理吸着した水素ガスの熱的放出が主である」¹¹⁾と「水素がリサイクリングしていることが主である」の2つである。現在後者の説が有力となっている。但し1放電中での直接的なリサイクリングでなく、何回かの放電の履歴が関係している。即ち何回かの放電中に壁に捕捉され集積した粒子がプラズマ粒子に叩かれて再放出すると考えられている。DI TE 装置¹²⁾の例では水素放電を続けた後、重水素放電に切り換えると、プラズマ粒子のわずか $\frac{1}{4}$ を重水素が占めるに過ぎなかった。このことから初期注入ガスの影響（あるいは直接的なリサイクリング）は $\frac{1}{4}$ で、他の殆んどは以前の放電中に捕捉された粒子の再放出であると結論している。

リサイクリング機構としては反射 (reflection, backscattering) 及び再放出 (re-emission) が考えられる。再放出はまた粒子衝撃によって捕捉された粒子が叩き出される particle-induced desorption と拡散によって捕捉された粒子が再び放出される thermal desorption に分けられるが、実際はこの現象は複雑に相互関係している。即ち拡散によって表面付近に出てくる粒子はそこで粒子衝撃も受け易く、また粒子衝撃によって表面付近まで叩き出された粒子が拡散で表面より放出されることも考えられる。放電直後からの壁よりの作動流体の放出量は、放電時間より非常に長い時定数 (1000 s 以上) で放出されていることが観測されている¹²⁾。このことから熱的再放出は第1壁温が常温程度であれば殆んどリサイクリング機構に影響しないと言えよう。一方 particle-induced desorption は種々の基礎実験データ¹³⁾に依ると、ある臨界値以上では再放出率は殆んど1である。この臨界ドーズ値は粒子質量が軽い程またエネルギーが高い程 (即ち侵入深さが大きい程) 高くなる。また第1壁材料によっても臨界値は異なる (一般には Ni, Mo, W 等の endothermic metal より Ti, Nb, V 等の exothermic metal の方が高い)。ステンレス鋼のデータはないが、Mo に対し 7~20 keV の D 照射ではその臨界ドーズ値は 10^{17} atoms/cm² のオーダーである¹⁴⁾。リミタ部では1放電内でこれ以上の照射を受け、真空容器壁でも数放電でこの程度の照射は受ける。一方反射係数は粒子のエネルギー及び粒子と第1壁材料の質量比によって変るが、数 100 eV 以下の水素粒子とステンレス鋼あるいは Mo 等の第1壁を考えている場合は 0.3~0.6 程度である¹⁵⁾。

以上の考察よりプラズマ粒子のリサイクリング過程は次のように要約できよう。初期注入粒子はその殆んどがイオン化される過程で何度か第1壁へ流出する (立上り時は粒子閉じ込め時間も短いため)。一回流出する度にその何割かは直接反射して戻るが残りの大部分は壁面に捕捉され初期注入量の何分の1かに減少する。一方この過程ですでに以前の放電で壁面に捕捉されていた粒子が叩き出され、この粒子がプラズマ粒子の殆んどを占めるに至る。プラズマ密度及びプラズマ電流が立上がった後はプラズマ温度も上昇し、粒子閉じ込め時間も長くなる。従って立上がり中での粒子のリサイクリング回数と、立上がり時間より10倍以上も長い立上がり後の放電中でのリサイクリング回数は同程度であろう。密度が立上がった後密度が上昇し続けるかあるいは減少するかは、不純物の混入量、再放出率、リサイクリング回数等によって決まる。放電終了後は、

一旦壁に捕捉された粒子は除々に熱的再放出され次の放電時までに相当量の捕捉席が用意される。しかし大部分は壁面に捕捉されたままで、この内次の放電で叩き出されるものも多い。リサイクルリング率を(第1壁からの反射及び再放出量)/(プラズマよりの流出量)とすれば0.6~1.0程度の値をとるものと考えられるが後にシミュレーション結果を基に定量的に論ずる。

1.1.3 平均電子密度 \bar{n}_e の比例則

Fig. 4 に密度の比例則^{(9), (16)}を示した。平均電子密度 \bar{n}_e はプラズマの電流密度即ちジュール加熱入力が大である程大きく取れることがわかる。一般に密度の上限は disruptive inst. で抑えられていると考えられている。Fig. 4 の○印の例は初期注入量を変えて達成できる最大の平均密度に対する比例則であり、△印は電流立ち上がり後更に作動ガスを注入して増大できうる最大の平均密度に対する比例則である。いずれの場合も過大な初期注入圧あるいはガス注入によって disruptive inst. を生じそれ以上の高い密度を形成することができない。もともと初期注入圧には点火困難、吹消え等による上限がある。従って電流立ち上がり後に粒子を補給する方が密度を高く取れることは納得ができる。この場合数%の酸素が混入していることが一般的であり、この混入量を抑えてその表面冷却効果が減少した分だけ新たに粒子補給を増やせることが可能であろう。□印はチタン蒸着を真空容器壁に行つて酸素の混入を低減させた場合の比例則であり、最も高密度を達成できる系となっている。

即ち密度の上限は冷い粒子をプラズマ周囲より供給した場合、表面が冷却され温度分布延いては電流密度が急峻となり、プラズマ中心付近での安全係数が1以下となって内部モードMHD不安定延いては disruptive inst. が引き起こされる所で決まるのであろう。従って中性粒子入射加熱時に高温粒子が補給されて密度が増加する場合の限界は上記の比例則とは異なることが予想される。また単にトロイダル磁場延いてはプラズマ電流を大にできる装置によって高密度を達成するだけでなく、電流を増加させながらガスを補給する方が高密度が達成できうると考えられる。これは積極的に表面のジュール加熱による効果を期待しているわけで、プラズマ生成、加熱用の1段電流立ち上げを行つて電流の表皮時間が増加した時点で2段目の立ち上げを行うことが望ましいと考えられよう。

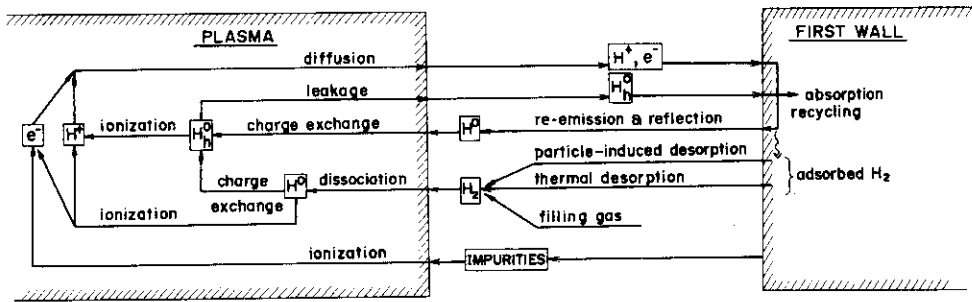


Fig. 1 Schematic drawing of the recycling processes of plasma particles.

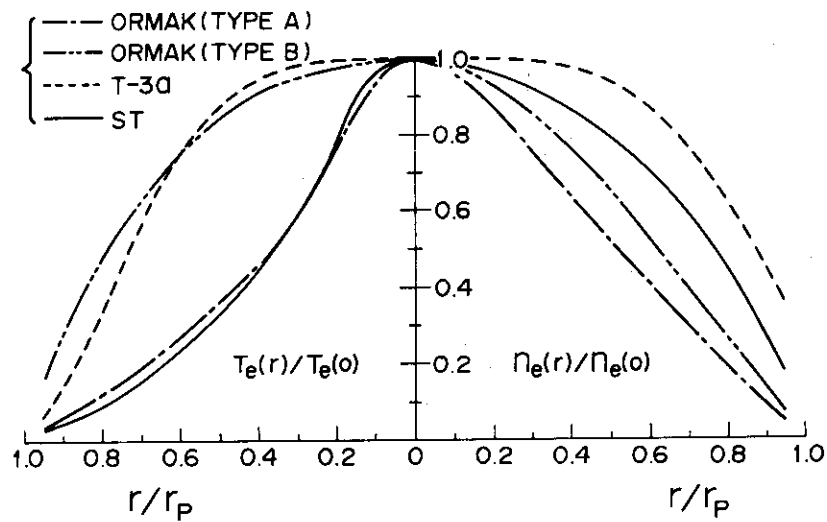


Fig. 2 Comparison of representative Thomson-scattering electron temperature T_e and density n_e profiles.

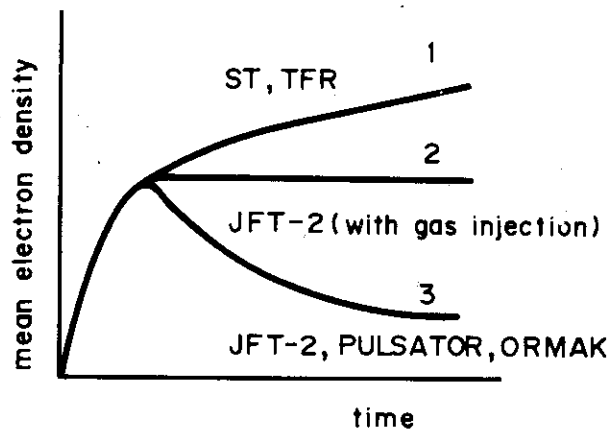


Fig. 3 Schematic drawing of the time evolution of mean electron densities.

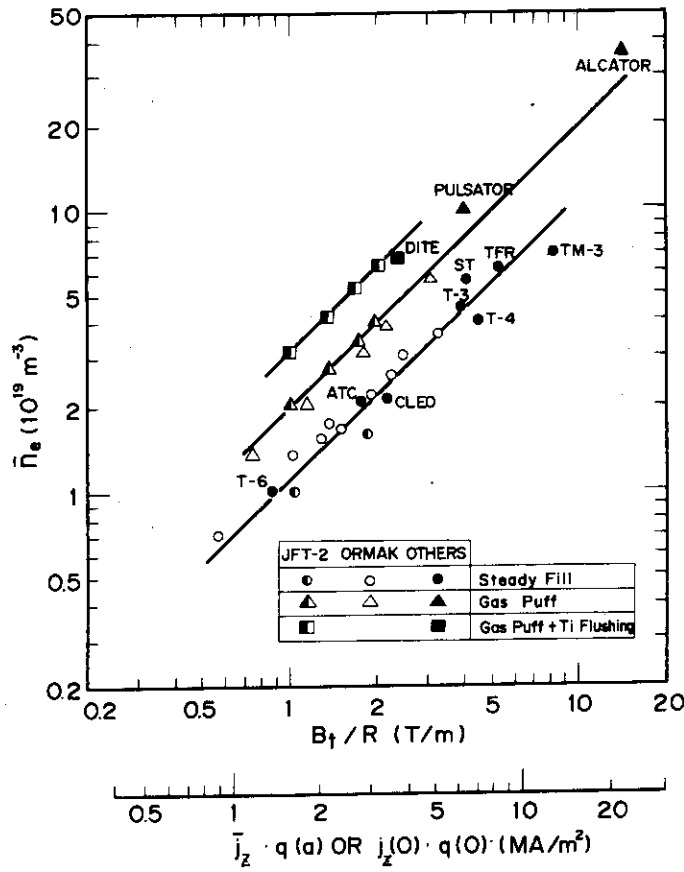


Fig. 4 Scaling law of mean electron densities. B_t : toroidal magnetic field, R : major radius, j_z : toroidal plasma current density, q : safety factor.

1.2 エネルギーバランス

現在のトカマク・プラズマでのエネルギーバランスをFig. 5に模式的に示した。電子はジュール加熱によって温められる。電子のエネルギー損失機構は種々考えられるが、まずイオンへのエネルギー伝達があり、また現在のプラズマでは量的に小さいがサイクロトロン放射及び制動放射による損失がある。最も大きい損失は軽不純物による励起放射損失及びイオン化損失である場合が多い。しかしこれらの損失は特にプラズマ境界付近で大きく、プラズマ中心部では熱伝導及び対流によるエネルギー損失が支配的と考えられている。即ちプラズマ中心部からの電子の熱伝導及び対流エネルギー流はプラズマ境界付近で軽不純物による励起放射損失及びイオン化損失に変換される。これはプラズマ中心部での電子温度が1 keV程度以上の場合で、この時主要軽不純物である酸素の殆んどは完全電離しており、励起及びイオン化の現象は主として温度の低い境界付近で起るからである。全体に温度の低い立上がり領域では必ずしもそうでなく、また金属不純物の影響が大である場合はその殆んどが不完全電離であるため、プラズマ中心付近でも大きいエネルギー損失を引き起す。

一方電子からエネルギー伝達によって温められるイオンからの主要なエネルギー損失は、イオンの熱伝導及び対流による損失と、プラズマ中の中性粒子と高温のイオンが荷電交換し発生した高温中性粒子がプラズマより流出する場合の荷電交換損失とがある。

プラズマ外へ流出するエネルギーは現在次のように概略算出されている。準定常状態に達したプラズマではジュール加熱の数10%は不純物によるエネルギー損失であり、10~20%が電子の熱伝導損失、数%のイオンの熱伝導及び荷電交換損失、電子及びイオンの対流損失はそれぞれの熱伝導損失の数分の1程度である。エネルギー損失ではないが電子からイオンへのエネルギー伝達量は平均密度が $2\sim 3 \times 10^{19}/\text{m}^3$ でジュール加熱の20%前後である。もしプラズマが古典あるいは新古典理論的に振舞うのであれば、電子の熱伝導係数はイオンのそれに較べ質量比の $1/43$ 乗即ち $1/43$ も小さい。しかし実験結果では熱伝導が支配的なプラズマ中心付近では、電子の熱伝導流はイオンのその約1桁大きい。従って電子の熱伝導は異常に大きくなっていることがわかる。事実実験データの解析を行うと古典理論の200~1000倍大きい¹⁷⁾。その他の輸送係数も実験、実験データ解析、シミュレーション等の種々の検討から次のように考えられている。

エネルギー等分配時間	—	古典的
電気抵抗	}	— 新古典的 ¹⁸⁾
イオンの熱伝導係数		
電子の熱伝導係数	}	— 非古典的
拡散係数		

非古典的輸送現象に関しては現在確たる理論の検証が行われていない。もともとこれら輸送係数を直接に測定するのは困難なものが多く、また測定の精度の問題もあってシミュレーション等による検討も合わせて推定して行くことが重要となっている。

トカマク・プラズマ中での諸現象の因果関係がそれ程明らかになっていないために、現在主要パラメーターであるエネルギー閉じ込め時間、密度、温度に関しては経験的な比例法則から、性能予測を行う場合が多い。現在のジュール加熱トカマク装置での幾つかの比例法則を次に示す。

1.2.1 エネルギー閉じ込め時間 τ_E の比例則

$$\text{ソ連則}^{19)}: \tau_E = 4 B_P r_P^2 \quad (\text{s})$$

$$\text{Daughney 則}^{20)}: \tau_E = 3 \times 10^{-16} (\bar{n}_e / \sqrt{\bar{Z}}) (\bar{T}_e / I_P)^{3/2} r_P^3 \quad (\text{s})$$

$$\text{ALCATOR 則}^{21)}: \tau_E = (3 \sim 6) \times 10^{-21} \bar{n}_e r_P^2 \quad (\text{s})$$

ここで B_P (T): ポロイダル磁場, I_P (A): プラズマ全電流, \bar{Z} : 実効的な平均イオン電荷数, r_P (m): プラズマ半径である。

Fig. 6~8 にそれぞれの比例則と実験データの比較を示す。TFR 以来 PLT, T-10 と装置が大型化するにつれソ連の比例則は合わなくなってきている。一方 ALCATOR 及び Daughney 則は比較的良い一致を見る。しかし残念ながら ALCATOR 則は温度に対する依存性が明らかでない。従って Daughney 則の方が有用性が高いと思われるが、後に平均電子温度 \bar{T}_e の比例則で述べるように根本的な問題を含んでいる。以上の比例則は理論的な裏付けはとれていない。この理由としては現在のトカマク・プラズマにおいて不純物によるエネルギー損失が最も大きいものにも拘わらず、このプラズマの温度勾配やその絶対値に及ぼす影響が簡単な式で求まっていないからであろう。以上の比例則は主として電子のエネルギー閉じ込め時間 $(\tau_E)_e$ として算出される場合が多いが、もともと電子からのエネルギー損失が支配的であり、従ってイオンのエネルギー閉じ込め時間 $(\tau_E)_i$ の方がはるかに長いことから $(\tau_E)_e$ をもって全体のエネルギー閉じ込め時間 τ_E としても殆んど同じである。

1.2.2 平均電子温度 \bar{T}_e の比例則

今 $(\tau_E)_e$ として Daughney 則を採用すれば、電子のエネルギーバランスの式から \bar{T}_e の比例則が求まる。今定常状態を考え

$$P_{\text{loss}} = \frac{\frac{3}{2} \pi \int n_e T_e dV}{(\tau_E)_e} = P_j = R I_P^2 = \left(\frac{2\pi R}{\pi r_P^2} \right) \bar{\eta} I_P^2$$

ここで P_j (J): ジュール加熱入力, R (Ω): 全電気抵抗値, R (m): トーラス半径, $\bar{\eta}$ (Ω m) $\sim 6 \times 10^{-4} \bar{Z} / \bar{T}_e^{3/2}$: 平均電気比抵抗値。また $\int n_e T_e dV \sim \bar{n}_e \bar{T}_e 4\pi^2 R r_P^2$ より

$$\bar{T}_e \sim 0.1 (\bar{Z} I_P)^{1/2} / r_P^{20)} \quad (\text{eV})$$

この比例則と実験データの比較を Fig. 9 に示す。PLT²²⁾ 及び T-10²³⁾ の中型装置になると合わなくなる。即ち Daughney の τ_E 則が良く合うのは実験値の \bar{T}_e を使用する場合で、上記の \bar{T}_e 則を使用すると中型装置では \bar{T}_e も τ_E も実験値よりかなり小さくなって合わなくなる。これから τ_E には弱い依存性を持ち、 \bar{T}_e には強い依存性を持つパラメータの指数の評価に誤りがあるのである。

一方 ALCATOR 則を採用すれば同様の方法で

$$\bar{T}_e \sim 5 \times 10^{-3} \bar{Z}^{2/5} (I_P / r_P)^{4/5} \quad (\text{eV})$$

と求まり、Fig. 10 に示すように実験とも良く合う。

1.2.3 平均イオン温度 \bar{T}_i の比例則

定常のプラズマを考え、イオンの支配的な損失は熱伝導によるものだけと仮定してエネルギーバランスの式から平均イオン温度の比例則を求める。

$$\frac{3}{2} \kappa \int \frac{n_e (T_e - T_i)}{\tau_{eq}} dV = \int -n_i \chi_i \left. \frac{\partial \kappa T_i}{\partial r} \right|_{r_p} dA$$

ここでエネルギー等分配時間 $\tau_{eq} (s) \sim 2 \times 10^{13} T_e^{3/2} / n_i$, プラト-領域における新古典的イオンの熱伝導率 $\chi_i (m^2/s) = q \rho_i^2 v_{thi} / R$, $\rho_i (m)$ はイオンのラーマ-半径, $v_{thi} (m/s)$ はイオンの熱速度である。

代表点としては $r = \frac{2}{3} r_p$ を取り、密度及び温度を2乗分布と与えるとプラズマ中心のイオン温度 $T_i(0)$ はイオンの水素に対する質量比を A_i とすると

$$T_i(0) \sim 6 \times 10^{-6} 3 \sqrt{I_p B_t \bar{n}_e R^2} A_i^{-1/2} \quad (eV)$$

$$\bar{T}_i = T_i(0) / 2$$

と求まり、²⁴⁾ Fig. 11 に実験データとの比較を示すが非常に良く合う。このことよりイオンの熱伝導現象は新古典的に振舞うと考えるのが一般的となっている。

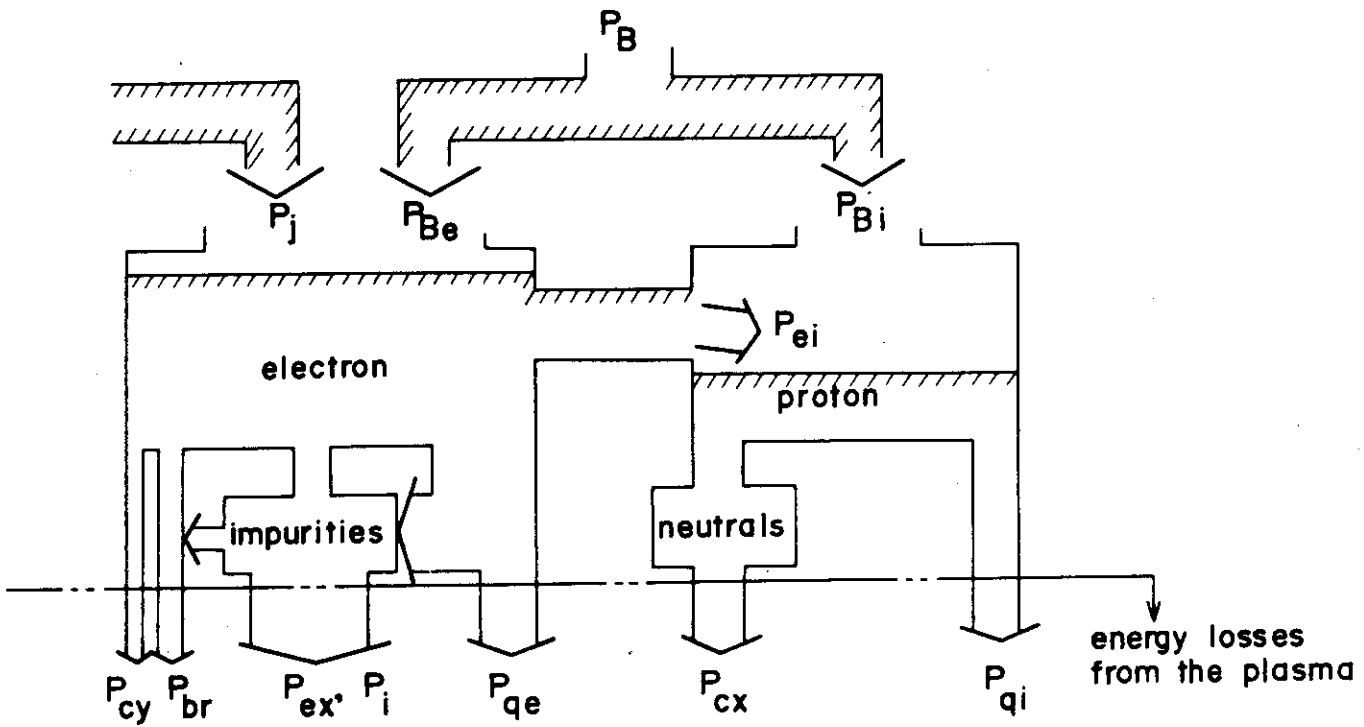


Fig. 5 Schematic drawing of energy balances in tokamak plasmas. P_j : joule heating power, P_B : additional heating power by neutral beam injection, P_{Be} : P_B to electron, P_{Bi} : P_B to ion, P_{cy} : synchrotron radiation loss, P_{br} : bremsstrahlung radiation loss, P_{ex} and P_i : excitation and ionization losses by impurities, P_{cx} : charge exchange loss, P_{qe} and P_{qi} : conduction and convection losses of electron and ion, P_{ei} : energy transfer between electron and ion.

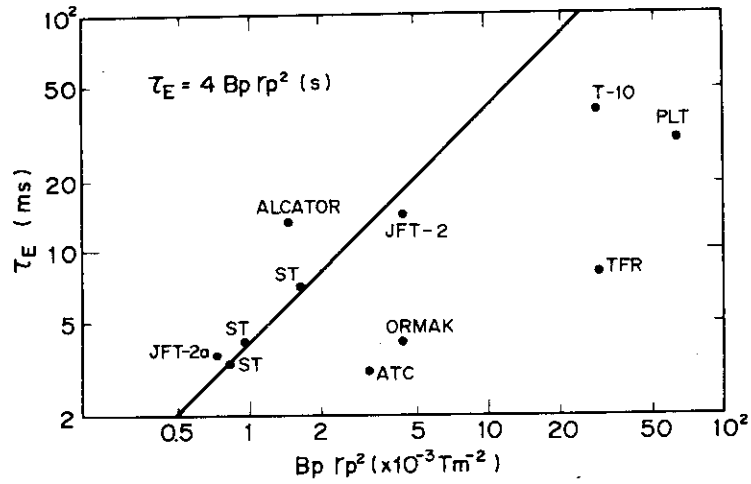


Fig. 6 Scaling law of the energy confinement time by USSR.

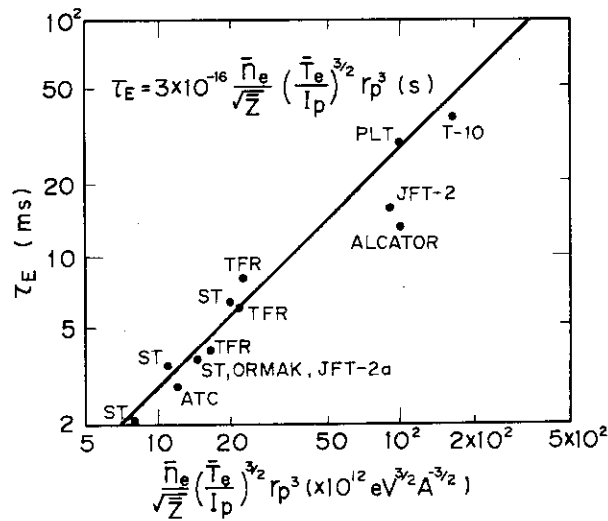


Fig. 7 Scaling law of the energy confinement time by Daughney.

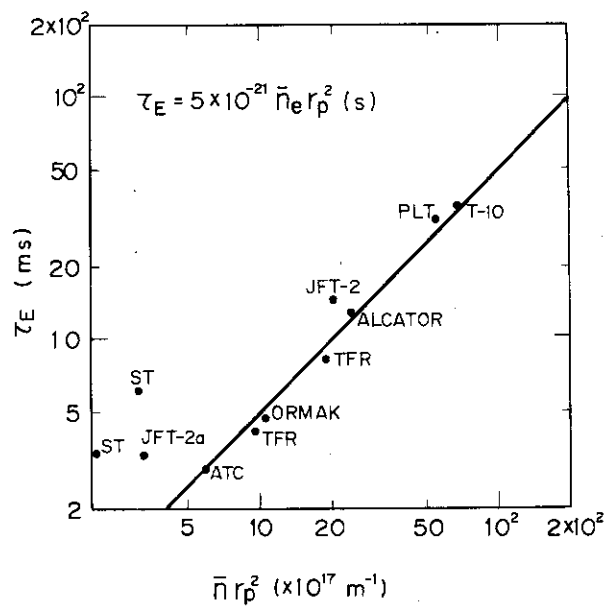


Fig. 8 Scaling law of the energy confinement time by ALCATOR.

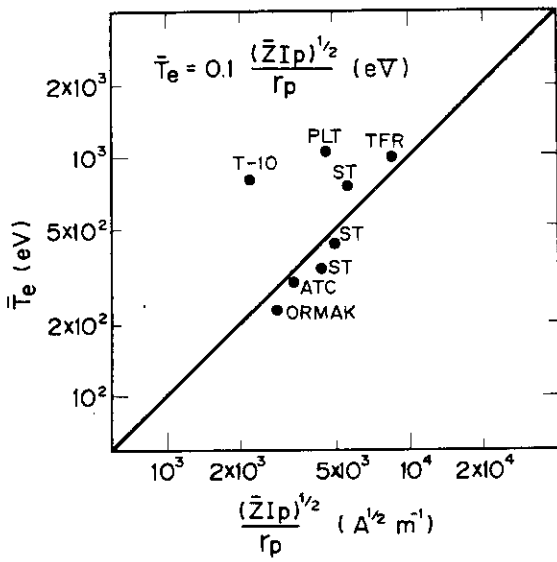


Fig. 9 Scaling law of the mean electron temperature by Daughney.

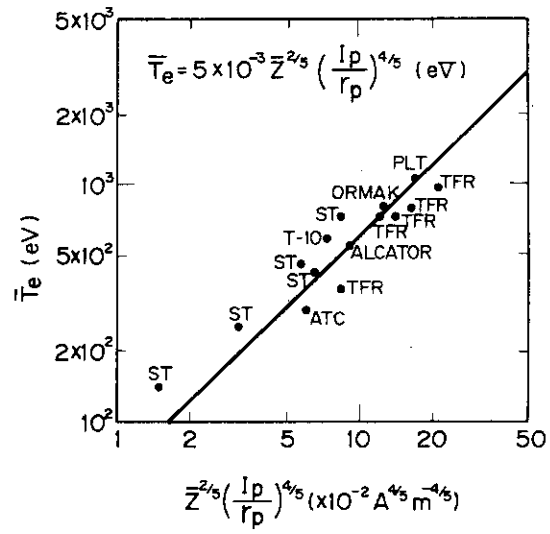


Fig. 10 Scaling law of the mean electron temperature.

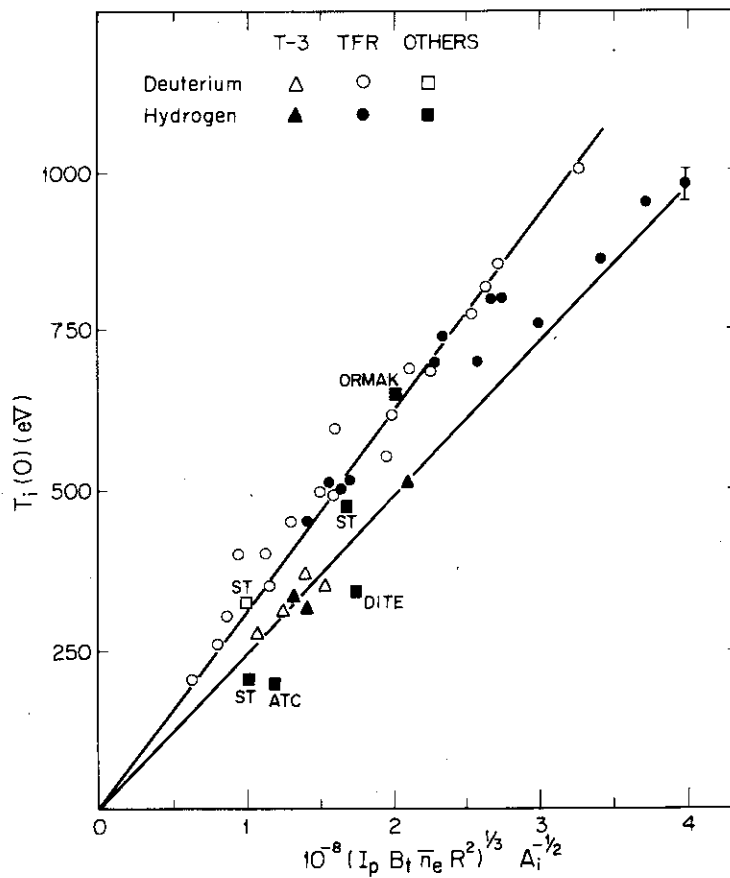


Fig. 11 Scaling law of the central ion temperature.

1.3 不純物

以上述べて来たようにトカマク・プラズマにおける不純物の影響は甚だ大きく、特にプラズマからのエネルギー損失の殆んどが不純物によるものである。ここで不純物としては、炭素や酸素等のガス体を形成しうる軽不純物と、真空容器やリミターの構成材料である金属不純物とに分けて考える。これはそれぞれのプラズマに及ぼす影響及びその発生機構には相当な差異があるからである。不純物のプラズマに及ぼす影響としては、既に述べたように粒子補給の増大があり、また多価イオンの存在による電子とイオンあるいはイオン同志の衝突周波数を増大させ電気抵抗値も増える。一方イオン化損失、励起損失、制動放射損失も増大する。

酸素等の軽不純物による影響が支配的である場合で、電子の中心温度が1 keV程度あればそこでは不純物の殆んどが完全電離しており、イオン化損失及び励起損失を引き起す不完全電離イオンは境界付近に主として局在化する。この時強い表面冷却が起り、これは電子温度分布を急峻にさせる。同時に電流密度分布も急峻となり中心での安全係数 q が1を下廻ることとなり、内部モードMHD不安定が引き起される。これをさけるには境界での安全係数 $q(r_p)$ を大きく、即ちプラズマ電流を低くとらざるをえず、現在の装置では $q(r_p) \geq 3$ が一般的である。一方金属不純物の場合、中心でも殆んどが不完全電離状態でありそこでのエネルギー損失が大きく、軽不純物とは逆に中心冷却となり金属不純物の多い時には電子温度分布が中心で凹む、いわゆるホロー放電となり易い²⁵⁾(Fig. 12参照)。

プラズマ中での不純物イオンの拡散は非古典的といわれている。今現在の装置でいわれているように、不純物は放電初期より混入しており放電中その量はほぼ一定であるとすれば、不純物の発生は常にあるはずである。何故なら拡散が古典的であれば不純物イオンの粒子閉じ込め時間はプラズマのそれより1桁は長くなり、不純物の発生が常であれば不純物混入量は放電中に増大し続けるはずである。従って拡散が古典的であるとすれば不純物の発生は主として放電初期と考えねば説明し難い。但し不純物は放電初期に発生しその後はほぼ完全なリサイクリングを行っていると考えれば必ずしも拡散によらない。しかし実験的に求められた不純物の拡散は非古典的で、不純物及びプラズマの粒子閉じ込め時間はほぼ等しいといわれており、また軽不純物に関して高速マスフィルタ測定から放電中に常に発生していることが観測されている²⁶⁾。不純物の拡散については3.のプラズマ中での不純物の挙動解析で定量的に詳しく述べる。ここでは不純物の発生機構について考えてみる。

1.3.1 軽不純物の発生機構

初期注入ガス中に含まれる不純物としては、注入ガス中にはじめから含まれているもの及び残留ガスがあるが、これらの影響は無視できる。何故なら連続ガス導入系ではパラジウム膜による水素純化機構が備えつけてあってもプラズマ中に多量の酸素が混入していること、また真空圧が 10^{-7} Torr 台の場合でも初期注入圧は 10^{-4} Torr 台であるから、残留ガスが全て不純物(現実にはその分圧は1桁以下)と仮定しても0.1%以下にしかならないからである。但し高速弁使用の時はプレナム中でのガス純度は必ずしも良くない場合がありうる。

従ってまずは第1壁表面の収着不純物が発生源であろうと考えられる。装置組立時あるいは長

期間大気開放後の第1壁表面には多量の不純物ガスが存在する。これを除去するに種々の表面処理が従来行われてきた。ベーキングや放電洗浄などがそれである。これらの表面処理に関しては幾つかの基礎実験結果を基に4で詳しく論ずる。これらの処理が不十分な場合、軽不純物（特に酸素）が20～30%以上も混入した汚いプラズマが形成され、温度も上らずネガティブスパイクが頻りに観測されるのは良く知られている。十分な表面処理が行われた後でも、真空容器の空気リークの多い場合（例えばこのため真空圧が 10^{-6} Torr台）とかOリングパッキングからの放出ガスが多い場合は同様に汚いプラズマが形成される。しかしこれらの対策が充分に行われて装置の枯らしが達成された後でも通常数%程度の酸素不純物が混入しているのが一般的であり、この量は実験の放電回数を重ねて行っても殆んど改善されない。表面の初期汚れは、例え僅かでも少しずつ除去されて行くはずであるから、酸素の供給源が常に存在することを示唆していると考えられる。

恒常的な酸素の供給源としては、排気系からのオイルミストの逆流、容器の局所的な汚れ、金属表面の酸化膜等が考えられるが前二者による雰囲気の不純物ガスが放電休止時間に吸着するか、あるいは後者による金属内部の汚れが表面に拡散してくるのが必ずしも明らかとなっていない。

Fig. 13に軽不純物のリサイクリング過程を模式的に示した。酸素不純物の発生機構としては、壁に到達した水素粒子が表面で H_2O を形成し、その H_2O の熱的あるいは粒子衝撃による脱離（いわば化学的スパッタリング）が主であると考えられる。しかし化学作用のないヘリウム放電でも水素放電の何分の1にはなるが1～2%の酸素の混入が観測されていることを考えると、単純な物理的スパッタリングも相当あると考えた方が良いであろう。一方表面では通常炭素の方が多目に観測されているにも拘わらず、プラズマ中への混入は酸素の方が何倍も多い。即ち、炭素の方が酸素より1桁以上も脱離し難いこととなるがこの理由も現在では明らかになっていない。但しオージェ電子分光法による表面組成測定の定量性については疑問が大きく、特に炭素に関しては選択スパッタ、表面偏析等によって高目に求まる傾向がいわれており、²⁸⁾1桁以上もの誤差がありうることは注意しなければならない。

1.3.2 金属不純物の発生機構

プラズマ中での軽不純物混入量を減少させると、金属不純物特にリミター材の混入量が増加することは種々の装置で認められている。²⁹⁾既に述べた軽不純物によるプラズマ表面でのイオン化、励起損失が減少すれば、表面からのエネルギー損失中で熱伝導によるもの即ち粒子がリミターへ運ぶエネルギー分が増大する（あるいはプラズマ表面での温度が高目になると考えても良いであろう）ことが予想される。このことと金属不純物の混入量が増加することとどう結びつくかが重要である。

Fig. 14に金属不純物のリサイクリング過程の模式図を示した。プロトンによるスパッタはその温度が低だけに問題とならない。荷電交換した中性粒子はほぼ平均イオン温度程度のエネルギーを持つのでこれによるスパッタは必ずしも無視できうる程ではないと考えられる。しかしこれは主として容器壁材の混入の説明と考えるべきであろう、何故ならリミター材（モリブデン、タングステン等）は容器壁材（ステンレス鋼）より一般にスパッタ率が小さい材料が選定されてい

るにも拘らずプラズマ中には容器壁材より数倍多く混入しているからである。プラズマより流出してくる軽不純物イオンによるスパッタは確かにその電荷が大きいだけにリミター表面での電子シース層で加速されて高エネルギーとなること、また質量が重いだけに、プロトンに較べ比較にならぬ程大きいと考えられる。しかしもしこれが主原因であるならば軽不純物混入量を減らすと金属不純物混入量が増加する実験事実と相反する。金属不純物イオンの自己スパッタも有力な説である。³⁰⁾³¹⁾ 放電中はほぼ一定の金属混入量である実験事実を説明するにはその自己スパッタ率が殆んど1でなければならない。何故ならプラズマ密度の減少でも説明されたように、自己スパッタ率が0.8であれば数回のリサイクリングで混入量は何分の1かに減少する(現在プラズマと不純物の粒子閉じ込め時間がほぼ等しいとする実験事実を確かとすれば、1放電時間中に何回かリサイクリングしているはずである)。また最初に金属不純物が発生する機構を考えねばならない(一旦発生した後は自己スパッタでリサイクリングするとして)。

一方単純なリミタ材の表面蒸発現象は、リミター表面付近の温度測定(数 100°C)³²⁾あるいはリミターへのエネルギー流入束測定($100\sim 500\text{ w/cm}^2$)³²⁾³³⁾結果からすれば有力な説とは考え難い。リミター表面に微細な凹凸部があればこのような低熱流束に依っても蒸発するとも考えられるが表面の電子顕微鏡の観察では見られていない、また例えある場合でも何回かの放電で消滅するものと考えられ、何1000回もの放電後も多量に存在するとは思われない。但しリミター内径部には溶解跡が見られるのが一般的であり、これは印加電界方向への依存性またトラス外側部であることから逃走電子に依る局所加熱の結果と考えられている。一方電子顕微鏡の観察では滑らかなリミター表面に多数の μm 単位の微細な溶解跡が見られる。³⁴⁾ 一般にアーク放電の陰極部に見られる損傷跡に良く似ている。放電中常にプラズマからリミターへアークが飛ぶ機構は現在良く説明されてはいない。

最近JFT-2aにおいて、これらに対する有力な説明となりうる注目すべき実験結果が報告された。³⁵⁾ 即ち、逃走電子による金属不純物の発生は低密度プラズマの場合に、アーキングは不安定なプラズマあるいはリミター表面が汚れている場合に起る。またリミター表面の電位を変えること(即ち自己スパッタ率を変化させる)によって金属不純物の混入量が増加することがわかった。これらより通常の放電では金属不純物のリサイクリング機構は主として自己スパッタ現象によるものと考えられる。軽不純物の少い時はプラズマ表面温度も高くなり、自己スパッタ率も増大して金属不純物が多量に混入するのであろう。初期混入原因(即ち金属不純物の火種)は逃走電子やアーキングによるリミター表面蒸発、酸素不純物によるスパッタ、あるいは荷電交換中性粒子によって容器材がスパッタ(例えば鉄)されそれが再び流出してきてリミター材をスパッタする等が考えられる。しかしどの原因によるものかは明らかにされていない。

今後のトカマクにおいては、第2段加熱を行って一層の高温化を目指す、そのための高エネルギー中性粒子入射時には新たな金属不純物発生機構を生ずることが予想される。Fig. 15にそれらを示した。この内高速イオンが減速過程に荷電交換して生ずる高温の中性粒子が流出してきてスパッタする現象³⁶⁾(Fig. 14の(2))や、入射孔より漏洩してくる水素ガスがプラズマに流入してイオンと荷電交換して生ずる高温中性粒子が流出してきてスパッタする現象は特に問題となるであろう。

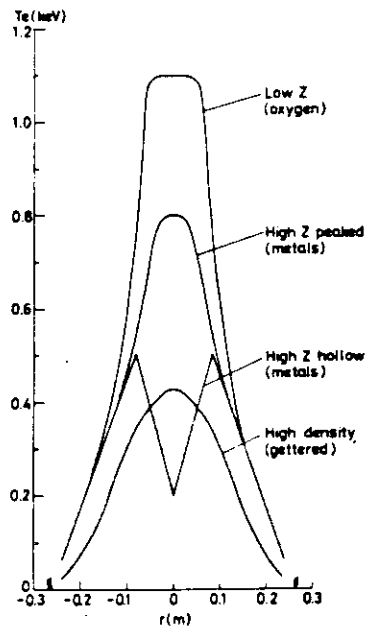


Fig. 12 Various profiles of electron temperature in DITE experiments.

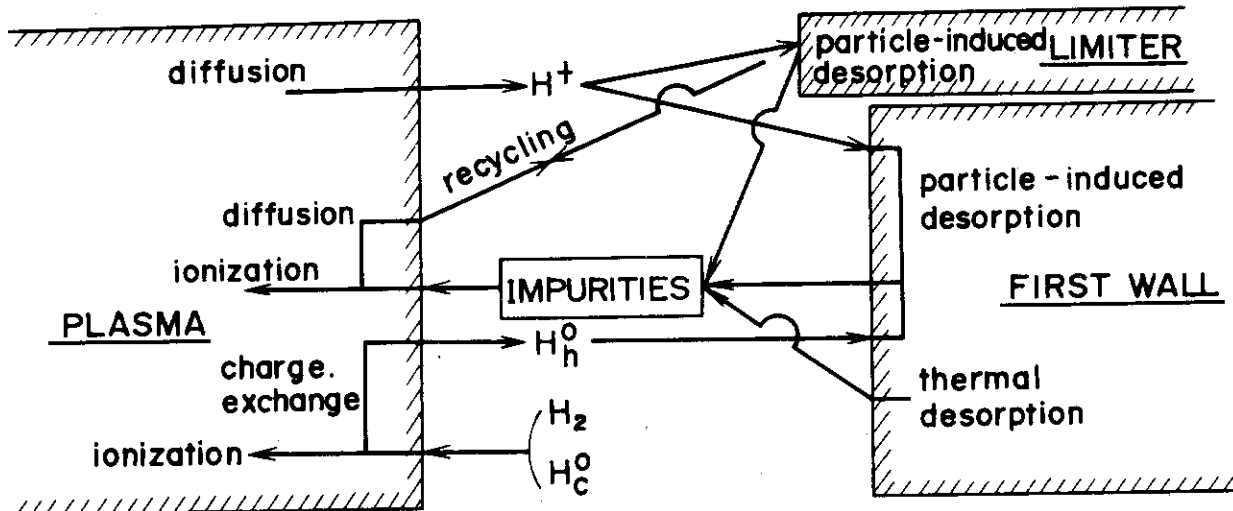


Fig. 13 Schematic drawing for production mechanisms of light impurities.

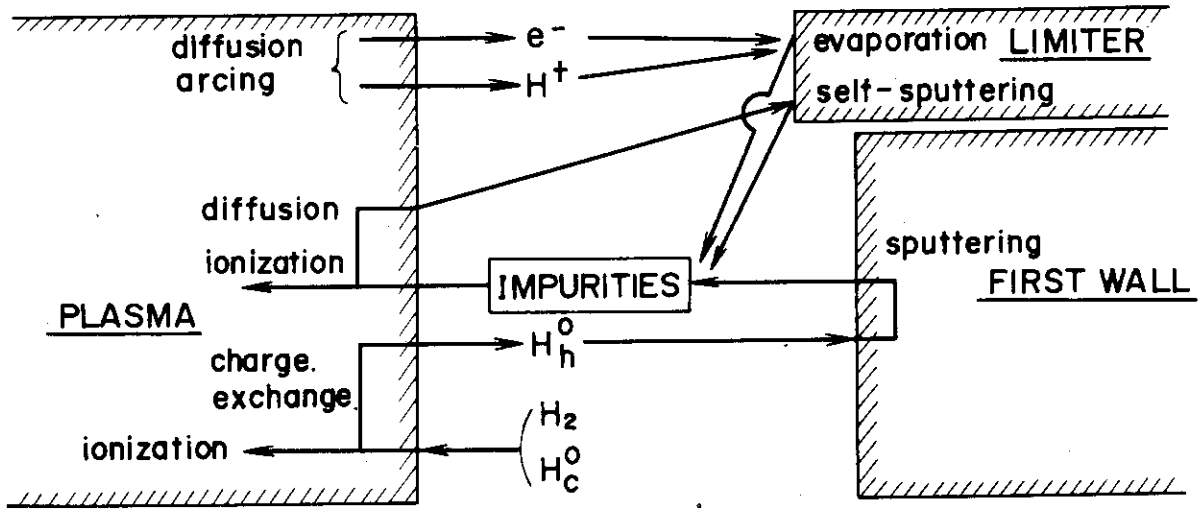


Fig. 14 Schematic drawing for production mechanisms of metallic impurities.

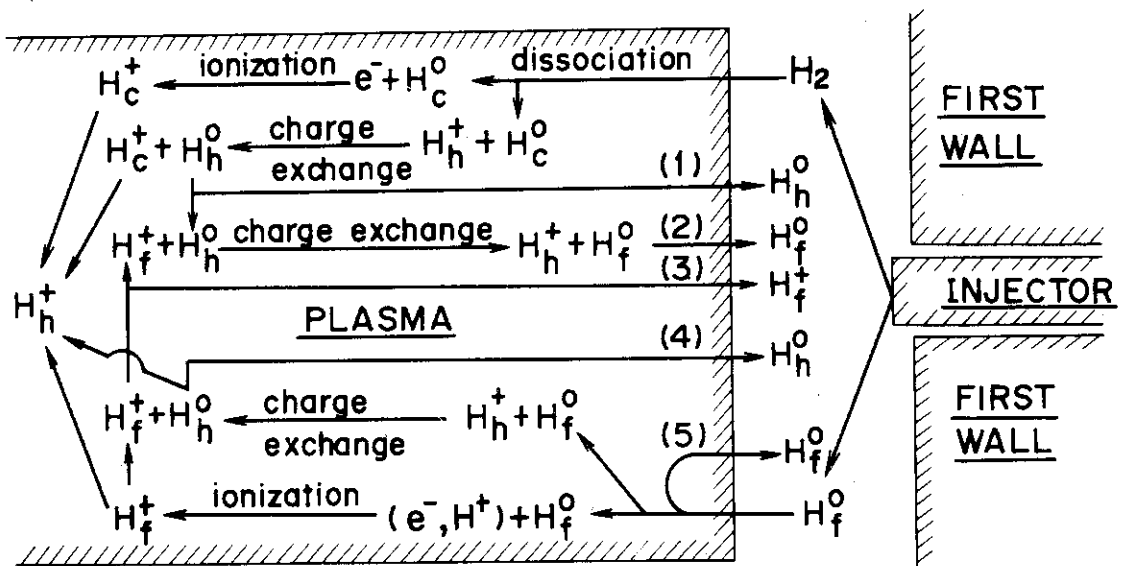


Fig. 15 Schematic drawing for production mechanisms of metallic impurities in an additional heating phase by the energetic neutral beam injection.

参 考 文 献

- 1) A.M. Anashin, et al., Zh. Eksp. Teor. Phys. 60 (1971) 2092.
- 2) D. Dimock, et al., Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. 4th Int. Conf. Madison, 1971) 1, IAEA, Vienna (1971) 451.
- 3) Equipe TFR, Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. 6th Int. Conf. Berchtesgaden, 1976) 1, IAEA, Vienna (1977) 35.
- 4) L.A. Berry, et al., Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. 5th Int. Conf. Tokyo, 1974) 1, IAEA, Vienna (1975) 101.
- 5) A.A. Ware, Phys. Rev. Letters 25 (1970) 15.
- 6) L.A. Berry, et al., Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. 6th Int. Conf. Berchtesgaden, 1976) 1, IAEA, Vienna (1977) 49.
- 7) C. Mercier, F. Werkoff, Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. 6th Int. Conf. Berchtesgaden, 1976) 2, IAEA, Vienna (1977) 29.
- 8) B.B. Kadomtsev, Sov. Phys. JETP 16 (1962) 1191.
- 9) B.B. Kadomtsev, O.P. Pogutse, Nuclear Fusion 11 (1971) 67.
- 10) N. Fujisawa, et al., Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. 5th Int. Conf. Tokyo, 1974) 1, IAEA, Vienna (1971) 3.
- 11) E.P. Gorbunov, S.V. Mirnov, D.S. Parfenov, Nuclear Fusion 11 (1971) 103.
- 12) A. Pospieszczyk, et al., Proc. Int. Symp. Plasma Wall Interaction, Jülich, 1976 (Pergamon, Oxford, 1976) 471.
- 13) G.M. McCracken, Rep. Prog. Phys. 38 (1975) 241.
- 14) G.M. McCracken, S.K. Erents, CLM-P359 (1973).
- 15) W. Eckstein, F.E.P. Matschke, H. Verbeek, J. Nuclear Materials 63 (1976) 199.
- 16) S. Konoshima, et al., 3rd Int. Conf. Plasma Surface Interactions in Controlled Fusion Devices (Culham, 1978) Paper 18.
- 17) L.A. Artsimovich, Sov. Phys. JETP Letters 13 (1971) 70.
- 18) F.L. Hinton, M.N. Rosenbluth, Phys. Fluids 16 (1973) 836.
- 19) E.P. Gorbunov, et al., Nuclear Fusion 10 (1970) 43.
- 20) C. Daughney, Nuclear Fusion 15 (1975) 967.

- 21) M.B. Gottlieb, PPPL-1296 (1976).
- 22) D. Grove, et al., Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. 6th Int. Conf. Berchtesgaden, 1976) 1, IAEA, Vienna (1977) 21.
- 23) A.B. Berlizov, et al., Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. 6th Int. Conf. Berchtesgaden, 1976) 1, IAEA, Vienna (1977) 3.
- 24) L.A. Artsimovich, A.V. Glukhov, M.P. Petrov, Sov. Phys. JETP Letters 12 (1970) 62.
- 25) J.M.W. Paul, et al., CLM-P 502 (1977).
- 26) J. Burt, G.M. McCracken, P.E. Stott, Proc. Int. Symp. Plasma Wall Interaction, Jülich, 1976 (Pergamon, Oxford, 1976) 457.
T. Hirayama, et al., 3rd. Int. Conf. Plasma Surface Interactions in Controlled Fusion Devices (Culham, 1978) Paper 14.
- 27) N. Bretz, et al., Nuclear Fusion 15 (1975) 313.
- 28) 小野雅敏, 電子技術総合研究所研究報告第 759 号 (昭和 51 年).
- 29) E. Meservey, et al., MATT-1175 (1975).
- 30) T. Tazima, et al., Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. 5th Int. Conf. Tokyo, 1974) 1, IAEA, Vienna (1974) 17, Second part of paper CN-33/A1-2.
- 31) Y. Shimomura, Nuclear Fusion 17 (1977) 1377.
- 32) D.H.J. Goodall, Proc. Int. Symp. Plasma Wall Interaction, Jülich, 1976 (Pergamon, Oxford, 1976) 53.
- 33) H. Maeda, et al., Proc. Int. Symp. Plasma Wall Interaction, Jülich, 1976 (Pergamon, Oxford, 1976) 537.
- 34) JFT-2 Group, private communication.
- 35) Y. Shimomura, H. Maeda, 3rd Int. Conf. Plasma Surface Interactions in Controlled Fusion Devices (Culham, 1978) paper R5.
- 36) K. Tani, et al., to be presented at Joint Varenna-Grenoble Int. Symp. Heating in Toroidal Plasmas (Varenna, 1978).

2. トカマク・プラズマのシミュレーション

トカマク・プラズマのシミュレーションは1971~72年頃より1次元MHDモデルに基いてはじめられた。^{1)~5)} その目的は如何なる輸送理論が最も良く実験結果を説明しえるかを、なるべく実験条件に近いモデルで検証することにある。更に装置設計の際にその性能予測を行って問題点を把握することも重要な目的のひとつである。

種々の輸送係数の局所値の直接的測定はできていないため、各物理量の空間分布の測定値から輸送係数を推定することが実験における有効な手法となっている。この方法によって従来拡散及び電子のエネルギーバランスに(新)古典理論では説明できない異常現象があると指摘されていた。⁶⁾ 確かに(新)古典理論によるシミュレーションを行うと実験では観測されていない非常に強い表皮効果が電子及び電流密度分布に現われる。²⁾⁵⁾ この説明として異常な電気抵抗による早い電流密度の拡散(即ちこれによって電流密度分布の表皮効果を少くし、同時に電子温度分布の表皮分布を抑える)が提案³⁾⁵⁾された。そのためには非常に大きい電気抵抗を考えねばならないが、その後の実験から電気抵抗は新古典的と確められ⁷⁾現在では否定されている。また異常な電子とイオンのエネルギー伝達現象が提案されたが、イオンのエネルギーバランスはエネルギー伝達を古典的、熱伝導を新古典的と考えれば良く説明できる⁸⁾所から現在これも否定されている。不純物によるエネルギー損失も考えられたが、放射損失はジュール加熱の10~20%以内と測定された例が多く(ソ連での実験は一般的にそう結論している。しかしその後の各国の装置では不純物によるエネルギー損失が主要であることについてはすでに述べた)否定された。少く共プラズマ境界領域を除いては不純物によるエネルギー損失を無視して良いであろう(軽不純物の影響が主要で金属不純物の影響が無視できる場合)。最後に異常な電子の熱伝導損失が最も可能性のある現象として残された。⁹⁾ しかしマイクロ不安定性に基く種々の理論は良く実験を説明できていない。⁹⁾ 従って経験的な異常係数を導入してシミュレーションが行われるのが一般的である。これにより電子温度分布の表皮効果を抑えれば電流密度分布にも強い表皮効果が現われないことが確められた。³⁾⁵⁾¹⁰⁾¹¹⁾

しかし定量的にも実験結果と良く合うコードは開発されてはいない。電子密度及び温度、イオン温度の絶対値及びその空間分布形、またエネルギー閉じ込め時間及び粒子閉じ込め時間等の全てが実験結果と良く合わなければならないことはもちろんである。例えば電子密度の絶対値及び空間分布が実験と一致してもそのシミュレーションで使われた拡散モデルが正しいとは限らない。何故なら小さい拡散係数と低い中性粒子密度の組み合わせと、大きい拡散係数と高い中性粒子密度の組み合わせは同じ解を与える。前者の場合は長い、後者の場合は短い粒子閉じ込め時間となるだけに、粒子閉じ込め時間も合わせて比較しなければ拡散モデルの検証とはならないわけである。従来何故かシミュレーションの検討結果として発表されたものに、これら全ての比較を行ったものがない。また現在最新のコードと考えられる文献¹²⁾の結果でも電子密度は実験結果と良く合っていない。この場合のモデルの改良についての考察は1.1.1で述べた。

以下我々の開発したシミュレーションコードについて述べ、実験の全ての結果と比較的良く合うことを示す。また大型トカマクでの予想計算を行って、幾つか大型プラズマ独自の特徴を指摘する。

2.1 仮定

1.で述べた種々の考察とモデルに基づいて下記の仮定をする。

- (1) 軸対称円柱水素プラズマとし軸方向には一様とする。但しトーラス効果は輸送係数に含ませる。
- (2) MHD モデルを使用する。
- (3) 不純物の影響は実効的な平均イオン電荷数 \bar{Z} に対してだけ考える。
- (4) 電子密度とイオン密度は等しいとする。
- (5) プラズマ半径はリミター内半径に等しいとする。
- (6) プラズマ全電流値はあらかじめ与える (例えば実験値)。

単位系は MKSA (但し温度は eV 単位) とし、要パラメーターである密度、電流密度、電子温度、イオン温度の時間及び空間変化を求める。

(1)の仮定は実験的にはほぼ軸対称のプラズマで軸方向にも変化が殆んどない結果を採用している。この仮定に依り1次元の取扱いとなり計算は容易となる。但し対流現象等の効果は無視される。(3)の仮定で最も問題となるのは不純物に依るエネルギー損失を無視していることである。しかし既に述べたように主要な不純物が酸素である場合が多く、その影響は主として表面冷却である。即ち境界付近での温度は不純物によるエネルギー損失で決まっているといっても良い。従って境界付近を正確には解かず一定の温度を与える場合は間接的にこの影響を取り入れていることになる。幸いに実験によれば概略数十 eV 以下で時間的に極端には変っていないようである。また境界温度を 10~50 eV と変えて計算してみてもプラズマ内部での各パラメーター変化に殆んど影響がない。そこで我々は不純物の解析を連立させて境界付近を正確に求めることはせず低い境界温度を与えることによって代用する。この仮定の妥当性については3.で更に詳しく述べる。(4)の仮定は主要不純物である酸素の混入量が数%程度以内 (即ち実効的な平均電荷数が5程度以下) の時は概ね妥当と考えられる。何故ならトカマク・プラズマのエネルギー損失の大部分は電子よりのものであるため、イオン密度の影響は少いからである。但し上記酸素混入量の時プロトン密度は電子密度の50~70%であるだけにイオンのエネルギーバラシスを論ずる場合はこの誤差に留意しなければならない。(5)の仮定は現在のトカマクでは放電初期及び終期を除いては、プラズマの中心位置の変位は1~2 cm程度に良く制御されており、この値はプラズマ半径の数%程度であるので近似的に良いと考えられる。但しここでプラズマ半径とは正確には電流柱の半径を指している。(6)の仮定はシミュレーションの目的がプラズマの挙動にあり、外部条件はできるだけ実験値を利用する方が精度が良くなることから採用した。但し電源系等の設計をする場合には回路系とプラズマ系との相関を求めることが重要となり、この場合回路系も連立させて解く必要がある。この試みも幾つか行⁵⁾¹³⁾¹⁴⁾ったが本論の目的に直接の関係は少いので特には触れない。

2.2 基本式

(1) 連続の式

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r\Gamma + s_n + s_B \quad (1)$$

$$\Gamma = n v_p = -D \frac{\partial n}{\partial r} \quad (\text{拡散束})$$

$$s_n = \alpha_i n_e n_o - \beta n_e n_i \quad (\text{粒子発生項})$$

(2) 電子のエネルギーの式

$$\frac{\partial \frac{3}{2} \kappa T_e n_e}{\partial t} = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r q_e + v_p \frac{\partial}{\partial r} \kappa T_e n_e + p_j + p_{Be} - p_{ei} - p_{\alpha e} - p_r \quad (2)$$

$$q_e = -n_e \chi_e \frac{\partial \kappa T_e}{\partial r} + \frac{5}{2} n_e v_p \kappa T_e \quad (\text{電子のエネルギー流束})$$

$$p_j = \eta_{||} j_z^2 + \eta_{\perp} j_{\theta}^2 \quad (\text{ジュール加熱入力})$$

$$p_{ei} = \frac{\frac{3}{2} \kappa (T_e - T_i) n_e}{\tau_{eq}} \quad (\text{電子からイオンへのエネルギー伝達})$$

$$p_{\alpha e} = \alpha_i n_e n_o \kappa \chi_h + \beta n_e n_i \frac{3}{2} \kappa T_e \quad (\text{電子イオン化損失})$$

$$p_r = p_{br} + p_{cy} + p_{ex} \quad (\text{放射損失})$$

$$p_{br} = 1.42 \times 10^{-38} \bar{Z} n_e^2 T_e^{\frac{1}{2}} \quad (\text{制動放射損失})$$

$$p_{cy} = 6.38 \times 10^{-16} R^{-\frac{1}{2}} B_i^{\frac{1}{2}} T_e^2 n_e^{\frac{1}{2}} \quad (\text{サイクロトロン放射損失})$$

$$p_{ex} = 0.9 \times 10^{-30} T_e^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{n_e^2 n_o}{n_o + n_e} \right) \int_{\frac{\chi_h}{T_e}}^{\infty} \frac{e^{-x}}{x} dx \quad (\text{水素の励起損失})^{(6)}$$

(3) イオンのエネルギーの式

$$\frac{\partial \frac{3}{2} \kappa T_i n_i}{\partial t} = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r q_i + v_p \frac{\partial}{\partial r} \kappa T_i n_i + p_{ei} + p_{Bi} - p_{\alpha i} - p_{cx} \quad (3)$$

$$q_i = -n_i \chi_i \frac{\partial \kappa T_i}{\partial r} + \frac{5}{2} n_i v_p \kappa T_i \quad (\text{イオンのエネルギー流束})$$

$$p_{\alpha i} = -\alpha_i n_e n_o \frac{3}{2} \kappa T_o + \beta n_e n_i \frac{3}{2} \kappa T_i \quad (\text{イオンのイオン化損失})$$

$$p_{cx} = n_i n_o \alpha_c \frac{3}{2} \kappa (T_i - T_o) \quad (\text{荷電交換損失})$$

(4) 電流密度の式

$$\frac{\partial j_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu_o r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial E_z}{\partial r} \quad (4)$$

$$E_z = \eta_{||} j_z + v_p B_p \quad (\text{トロイダル電界})$$

この計算では常に平衡は成立していると仮定しているので、平衡の式 $\partial(p_e + p_i)/\partial r = j_z B_p - j_{\theta} B_i$ より j_{θ} を求めておく。また以後 $n_e = n_i = n$ と扱う。各記号の説明は 2.7 に一覧表で示す。

2.3 境界条件

式(1)~(4)は2階の偏微分方程式でありそれぞれの式に対し2種類の境界条件が必要となる。軸対称の仮定からプラズマ中心での勾配が0であること、またプラズマ境界では密度、温度の値を与えるとして

$$\frac{\partial (n, T_e, T_i, j_z)}{\partial r} = 0 \quad \text{at } r=0 \quad (5)$$

$$n, T_e, T_i = \text{given} \quad \text{at } r=r_p \quad (6)$$

$$\int j_z dA = I_p \quad (7)$$

ここで $n(r_p) = 1 \sim 5 \times 10^{19} \text{ (cm}^{-3}\text{)}$, $T_e(r_p) = T_i(r_p) = 5 \sim 20 \text{ (eV)}$ と与える。この範囲内の与え方であればプラズマ内部のパラメーターの変化は殆んど境界値如何に依らない。また $\int j_z dA = I_p$ の条件の代わりに $j_z(r_p) = 0$ でも良い(何故なら電流柱半径をプラズマ半径 r_p としている)。(7)式に基づいて計算を進めても $j_z(r_p)$ は非常に小さい値となり $j_z(r_p) = 0$ とした場合と比較してプラズマ内部の j_z には殆んど差がない。プラズマ境界値の与え方如何によって、プラズマからの粒子拡散損失及び熱伝導損失を大幅に人為的に変えている恐れがあるが、実際はそうではない。これについては粒子及びエネルギー閉じ込め時間の検討の所で詳しく述べる。

2.4 初期条件

放電の初期より即ち温度の低い、電流値も小さい領域より計算を始める場合は幸いにも初期値如何による計算結果への影響は殆んどない。これは計算開始後 1ms 以内で初期値の影響はなくなることによる。逆に電流立上り後で高温状態となった所を初期値とする場合は初期値の影響は計算の後半まで残るので注意しなければならない。このような場合は初期値は実験値を基とするべきである。一方放電初期より計算する場合は、注入ガスの殆んどが電離しているとし、電流値は最大電流値の $1/2 \sim 1/3$ 程度、平均温度は $10 \sim 20 \text{ eV}$ 程度と与える場合が多い。またそれぞれの分布は下記のように与える。

$$\begin{aligned} n(t_0, r) &= [n(t_0, 0) - n(t_0, r_p)] [1 - (r/r_p)^4] + n(t_0, r_p) \\ T_e(t_0, r) &= [T_e(t_0, 0) - T_e(t_0, r_p)] [1 - (r/r_p)^2] + T_e(t_0, r_p) \\ T_i(t_0, r) &= [T_i(t_0, 0) - T_i(t_0, r_p)] [1 - (r/r_p)^2] + T_i(t_0, r_p) \\ j_z(t_0, r) &\propto 1/\eta_{\parallel} \propto T_e^{3/2}(t_0, r) \\ \int j_z dA &= I_p \end{aligned} \quad \left. \begin{array}{l} \text{トロイダル電界が一定として決める} \\ \text{(} v_p \times B_p \text{の項は無視する)} \end{array} \right\} \quad (8)$$

2.5 輸送係数

(1) エネルギー等分配時間 τ_{eq}

テスト粒子としての1個の電子が、フィールド粒子としての多種イオンと衝突してそのエネルギーが等しくなるまでの時間は、

$$\begin{aligned} \frac{1}{\tau_{eq}} &= \frac{1}{(\tau_{eq})_{eh}} + \frac{1}{(\tau_{eq})_{ez}} \\ &= \frac{8\sqrt{2\pi} e^4 \ln A_e}{3(4\pi\epsilon_0)^2 m_e} \left[\left(\frac{\kappa T_e}{m_e} + \frac{\kappa T_i}{m_h} \right)^{-\frac{3}{2}} \frac{n_i}{m_h} + \left(\frac{\kappa T_e}{m_e} + \frac{\kappa T_i}{m_z} \right)^{-\frac{3}{2}} \sum \frac{(k-1)^2 n_k}{m_z} \right] \end{aligned}$$

ここではイオン間同志のエネルギー等分配時間は電子とのそれに較べ質量比の $\frac{1}{2}$ 乗短いことからプロトン及び各不純物イオンの温度は等しいと仮定する。一方 T_e と T_i は常に同一オーダーであるから $\frac{T_e}{m_e} \gg \frac{T_i}{m_h} > \frac{T_i}{m_z}$ となる。また炭素で30%, 酸素で20%, 鉄で7%以上も混入していない限り不純物イオンの影響は小さい。従って

$$\tau_{eq} = \frac{3(4\pi\epsilon_0)^2 m_h (\kappa T_e)^{\frac{3}{2}}}{8\sqrt{2\pi} m_e e^4 n_i \ln A_e} \sim 3.152 \times 10^{14} \left(\frac{T_e^{\frac{3}{2}}}{n_i \ln A_e} \right)$$

と近似的に与えられる。

(2) 衝突周波数

電子とイオンとの衝突周波数 ν_{ei}

$$\begin{aligned} \nu_{ei} &= \frac{4\sqrt{2\pi} e^4 \ln A_e}{3\sqrt{m_e} (4\pi\epsilon_0)^2 (\kappa T_e)^{\frac{3}{2}}} \left[n_i + \sum (k-1)^2 n_k \right] \\ &= \frac{4\sqrt{2\pi} e^4 \bar{Z} n_e \ln A_e}{3\sqrt{m_e} (4\pi\epsilon_0)^2 (\kappa T_e)^{\frac{3}{2}}} \sim 2.914 \times 10^{12} \frac{\bar{Z} n_e \ln A_e}{T_e^{\frac{3}{2}}} \end{aligned}$$

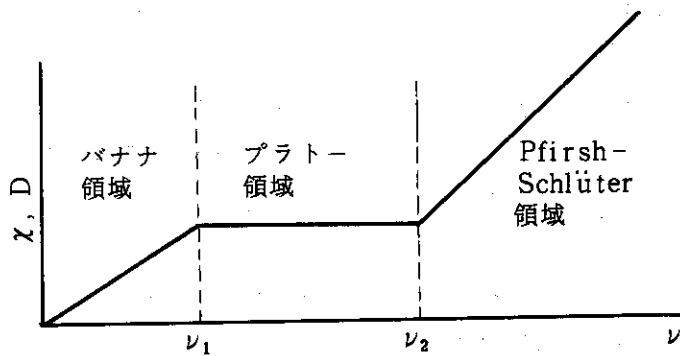
イオン間の衝突周波数 ν_{ii} は

$$\begin{aligned} \nu_{ii} &= \nu_{hh} + \sum \nu_{hk} = \frac{4\sqrt{\pi} e^4 \ln A_i}{3\sqrt{m_h} (4\pi\epsilon_0)^2 (\kappa T_i)^{\frac{3}{2}}} \left[n_i + \sqrt{2} \sum (k-1)^2 n_k \right] \\ &\sim \frac{4\sqrt{2\pi} e^4 \bar{Z} n_e \ln A_i}{3\sqrt{m_h} (4\pi\epsilon_0)^2 (\kappa T_i)^{\frac{3}{2}}} \sim 6.799 \times 10^{14} \left(\frac{\bar{Z} n_e \ln A_i}{T_i^{\frac{3}{2}}} \right) \end{aligned}$$

と近似する。

一方代表的な衝突周波数として新古典理論¹⁷⁾における, Pfirsch-Schlüter 領域とプラトー領域, プラトー領域とバナナ領域を分ける境界周波数がある。

$$\begin{aligned} \nu_{e2} &= v_{the} / Rq \\ \nu_{ei} &= \epsilon^{\frac{3}{2}} \nu_{e2} \\ \nu_e^* &= \nu_{ei} / \nu_{ei} \\ \nu_{i2} &= v_{thi} / Rq \\ \nu_{i1} &= \epsilon^{\frac{3}{2}} \nu_{i1} \\ \nu_i^* &= \nu_{ii} / \nu_{ii} \end{aligned}$$



(3) 電気抵抗

トロイダル方向電気抵抗

$$\eta_{//} = c\eta \frac{m_e}{n_e e^2} \nu_{ei} / f_t$$

ここで $c\eta$ は多価イオンがある場合の補正係数¹⁸⁾で

$$c\eta = \frac{0.457}{1.077 + Z} + 0.29 \text{ と関数近似できる。また } f_t \text{ は捕捉粒子がある場合の補正項}^{17)}$$

$f_t = 1 - (1.9 \epsilon^{\frac{1}{2}} - \epsilon) / (1 + \nu_e^*)$ と近似的に与えられる。一方プラズマ半径方向電気抵抗は近似的に

$$\eta_{\perp} \sim 2\eta_{//} \text{ とする。}$$

(4) 拡散係数, 熱伝導係数

前に述べたようにイオンの熱伝導は新古典理論で良く説明できている, 即ち

$$\chi_i = \left(\frac{0.68}{1 + 0.36 \nu_i^*} \right) \epsilon^{-\frac{3}{2}} q^2 A_i^2 \nu_{ii}^{19)}$$

一方拡散係数 D 及び電子の熱伝導係数 χ_e は異常に大きいと実験的に確かめられている。現在良く説明しうる理論はなく, ここでは経験的な異常係数 γ_D 及び γ_{χ_e} を導入する。この異常係数として種々の提案があるが, 我々は古典的な拡散係数 $(D)_{clas}$ 及び電子の熱伝導係数 $(\chi_e)_{clas}$ に対するそれぞれへの異常係数として次の関数形を採用した。

$$D = \gamma_D (D)_{clas}$$

$$\chi_e = \gamma_{\chi_e} (\chi_e)_{clas}$$

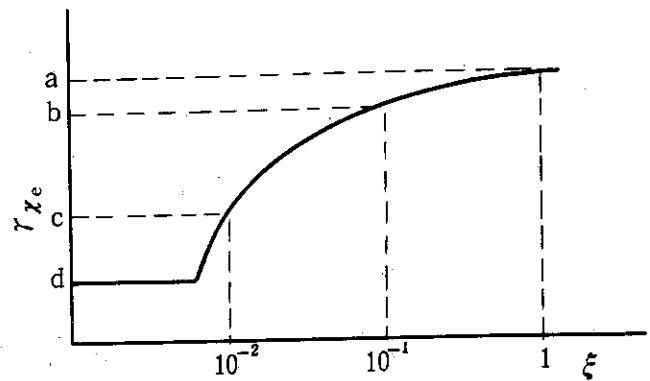
$$(D)_{clas} = (1 + q^2) \rho_e^2 \nu_{ei} / 2$$

$$(\chi_e)_{clas} = (1 + 1.6 q^2) \rho_e^2 \nu_{ei} / 2$$

$$\gamma_D = \epsilon (r_p) \gamma_{\chi_e}$$

$$\gamma_{\chi_e} = A_1 \xi^{A_2} + A_3$$

$$A_1 = (a - b)^2 / (a - 2b + c), A_2 = \log \{ (a - b) / (b - c) \}, A_3 = a - A_1$$



ここで $\xi = u_e / v_{the}$, $u_e = j_z / n_e$ は電子のドリフト速度である。また $\gamma_{\chi_e}, \gamma_D \leq d$ となる領域では d の値で一定とする。 $a = 600 \sim 2100, b = 450 \sim 1500, c = 60 \sim 200, d = 100$ を採用した。

2.6 中性粒子

式(1)~(4)に現われる中性粒子の密度及び温度は重要なパラメーターではある。しかし中性粒子のイオン化あるいは荷電交換現象等はプラズマの拡散や熱伝導現象に較べはるかに短い時間で起る。従ってここでは中性粒子に関しては定常問題として扱う。また簡単化のために次の仮定を設ける。

- (1)荷電交換によって生じる中性粒子の速度は等方的であり、かつイオンの熱速度と等しい。
- (2)中性粒子の速度は単色とする。

この仮定の下に軸対称無限円柱座標系で (Fig. 1 参照), 速度空間 3 次元の輸送方程式を積分方程式に変換して定常解⁽⁴⁾を求める。

$$\begin{aligned}
 & v \sqrt{1-\Psi^2} \left[\cos \frac{\partial}{\partial r} - \frac{\sin \phi}{r} \frac{\partial}{\partial \phi} \right] f(r; \Psi, \phi) + (\alpha + \alpha_c) n f(r; \Psi, \phi) \\
 &= \int_0^{2\pi} d\phi \int_{-1}^1 d\Psi \frac{1}{4\pi} \alpha_c n f(r; \Psi, \phi) \delta(v - v_{thi}) \\
 & \quad \Psi = \cos \phi
 \end{aligned} \tag{9}$$

(9)式の積分形は

$$\begin{aligned}
 n_0(r) &= n_0^1(r) + \int_0^{r_p} K(r, r') n_0(r') dr' \tag{10} \\
 n_0^1(r) &= \int_0^{\pi/2} d\phi \int_{-1}^1 d\Psi \theta(\Psi, \phi) [h(r_p, r; v_0^1) + h(r, r \sin \phi; v_0^1) \\
 & \quad \times h(r_p; r \sin \phi; v_0^1)] n_0^1(r_p) \\
 K(r, r') &= \int_0^{\pi/2} d\phi \int_0^1 d\Psi \frac{\alpha_c(r) n(r)}{\pi v_{thi}(r)} J(r, r'; \Psi, \phi) \\
 & \quad \times \{ [h(r, r; v_{thi}(r)) + h(r, r \sin \phi; v_{thi}(r)) h(r, r \sin \phi; v_{thi}(r))] \\
 & \quad \times \delta(r - r') + [h(r, r; v_{thi}(r)) + h(r, r \sin \phi; v_{thi}(r)) \times \\
 & \quad h(r, r \sin \phi; v_{thi}(r))] \times \delta(r - r \sin \phi) \delta(r - r') \} \\
 J(r, r'; \Psi, \phi) &= \frac{1}{\sqrt{1-\Psi^2}} \frac{r}{\sqrt{r'^2 - r^2 \sin^2 \phi}}
 \end{aligned}$$

$$h(r, r'; v) = \exp \left[-\frac{1}{v} \int_r^{r'} \{ \alpha(\xi) + \alpha_c(\xi) \} n(\xi) J(r, \xi; \Psi, \phi) d\xi \right]$$

$$\delta(i) = \begin{cases} 1, & i \geq 0 \\ 0, & i < 0 \end{cases}$$

ここで、 $n_0^1(r)$ は第 1 世代 (親世代) の中性粒子密度、 v_0^1 は第 1 世代の中性粒子の熱速度、 $\theta(\Psi, \phi)$ はプラズマ領域に入り込む中性粒子の角度分布である。式(10)は第 2 種 Fredholm の積分方程式であるが、これを逐次代入法で数的に解く、即ち

$$n_o^{j+1}(r) = \int_0^{r_p} K(r, r) n_o^j(r) dr$$

$$n_o(r) = \sum_{j=1}^{\infty} n_o^j(r)$$

中性粒子の第 j 世代とは、荷電変換を繰返しながらか発生してくる中性粒子を指す。現実には j = ∞ まで計算するわけではなく $n_o^j / \sum_{i=1}^j n_o^i \leq 0.1$ で計算を打ち切る。プラズマ半径が 0.1 ~ 0.2 m のプラズマでは j = 4 ~ 5, 1 m のプラズマでは j = 10 ~ 15 が必要である。

一方上式を解くには v_o^i 及び $n_o(r_p)$ を与えなければならない。プラズマ周囲にある中性粒子には種々のものがある。放電初期では注入ガスが多く、これらはプラズマ境界で解離して 2 ~ 4 eV の Frank - Condon 中性粒子となるであろう。また再放出 (re-emission) された粒子は 0.1 eV 程度以下と考えられる。拡散により流出してくるプラズマ境界付近のイオンの内、中性化して反射するものは概略境界付近のイオン温度 (10 ~ 50 eV) に近いが、プラズマより流出してくる荷電交換中性粒子の内反射するものはかなり高エネルギー (平均イオン温度に近い) である。これらの混合した中性粒子の平均温度 \bar{T}_o^i は数 10 eV 程度以下であろう。一例として現在のトカマクでの放電中期での典型的な値で考えてみれば、

$$\bar{T}_o^i = \frac{\bar{n}\bar{V}}{\tau_n} \left[R_{rf} T_i(r_p) + (1-R_r) 0.1 + \frac{R_{rf}\gamma}{1-\gamma} \left(\frac{\bar{T}_i}{2} \right) + \left(1 - \frac{R_{rf}\gamma}{1-\gamma} \right) 0.1 \right]$$

$$\left/ \left(\frac{1}{1-\gamma} \frac{\bar{n}\bar{V}}{\tau_n} \right) \sim 30 \text{ eV} \right.$$

ここで反射係数 $R_{rf} = 0.5$, 荷電交換中性粒子の流出率 $\gamma = 0.5$, $T_i(r_p) = 10 \text{ eV}$, $\bar{T}_i = 200 \text{ eV}$ とした。従ってシミュレーションではプラズマへ流入する第 1 世代の中性粒子の温度は 5 ~ 50 eV と仮定してその熱速度 v_o^i を与えた。

また $n_o(r_p)$ に関してはプラズマ粒子のリサイクルングを考慮して与える、即ち

$$n_o^i(r_p) v_o^i = \Gamma_c + R_{rc}^+ \Gamma^+ + R_{rc}^0 \Gamma_{cx} + \Gamma_s$$

ここで Γ_c は初期注入ガスの流入束であり

$$\Gamma_c = \frac{1}{2} n_c v_c$$

$$n_c = a \exp[-b(t-t_0)]$$

$$a = \{ 0.705 \times 10^{23} p_f \pi r_w^2 - \int n(t_0) dA \} / \left[\pi (r_w^2 - r_p^2) + \frac{v_c}{2v_o^i} \int \hat{n}_o dA \right]$$

$$b = \frac{v_c}{2} \frac{2 r_p}{(r_w^2 - r_p^2)}$$

n_c は初期注入ガス密度 (H 換算), p_f は初期注入圧 (Torr), v_c は初期注入ガスの速度, \hat{n}_o は $n_o(r_p) = 1$ として求めた無次元中性粒子分布である。ここでは t_0 の粒子保存則から初期値としてのプラズマ粒子数及び中性粒子数を初期注入粒子数から差し引いたものが、プラズマ境界と壁との空間に残っているものと考え、その空間の体積を V_c とすれば $V_c \frac{dn_c}{dt} = -\frac{1}{2} n_c v_c A$ の関係で n_c が減少していくものとして求めている。一方 R_{rc}^+ 及び R_{rc}^0 はプラズマより流出する

イオン及び荷電交換中性粒子のリサイクル率とすれば

$$\Gamma^+ = \frac{1}{2\pi r_p} \int \left(s_n + s_B - \frac{\partial n}{\partial t} \right) dA$$

$$\Gamma_{cx} = \frac{\gamma}{1 - R_{rc}^0 \gamma} \left(\Gamma_c + R_{rc}^+ \Gamma^+ + \Gamma_s \right)$$

γ は $n_0(r_p) = 1$ として無次元中性粒子分布計算を行って求めた流出束から得られる。また Γ_s は高速弁等を用いて外部より供給される粒子束である。

2.7 記号説明

- e : 電子の電荷 1.602×10^{-19} (C)
- μ_0 : 真空での透磁率 $4\pi \times 10^{-7}$ (H/m)
- κ : エネルギー換算係数 1.602×10^{-19} (J/eV)
- ϵ_0 : 真空での誘電率 $10^7 / 4\pi C^2$ (F/m)
- m_h : 水素原子質量 1.673×10^{-27} (kg)
- m_e : 電子質量 9.11×10^{-31} (kg)
- m_z : 不純物質量 (kg)
- $v_{thj} = \sqrt{\frac{2\kappa T_j}{m_j}}$ 熱速度, $j = i, e, o, z$
- r_p : プラズマ半径 (m)
- R : トーラス半径 (m)
- B_t : トロイダル磁場 (T)
- B_p : ポロイダル磁場 (T)
- V : プラズマ体積 (m³)
- A : プラズマ表面積 (m²)
- $q = \frac{r B_t}{R B_p}$: 安全係数
- j_z : トロイダル電流密度 (A/m²)
- j_θ : ポロイダル電流密度 (A/m²)
- $\epsilon = \frac{r}{R}$: 逆アスペクト比
- $\rho_j = m_j v_{thj} / eB_t$: トロイダルラーマ半径 (m), $j = e, i$

$$\ln A_e = \ln \left[\frac{3}{4\sqrt{\pi}} \frac{(4\pi\epsilon_0)^{3/2} \kappa (T_e + T_i) (\kappa T_e T_i)^{1/2}}{e^3 n_e^{1/2} (\bar{Z} \kappa T_e + \kappa T_i)^{1/2}} \right]$$

$$= \ln \left[1.546 \times 10^{13} \frac{(T_e + T_i) (T_e T_i)^{1/2}}{2n_e^{1/2} (\bar{Z} T_e + T_i)^{1/2}} \right] \quad (T_e + T_i \leq 36 \text{ eV})$$

$$= \ln \left[9.293 \times 10^{13} \frac{\{(T_e + T_i) T_e T_i\}^{1/2}}{n_e^{1/2} (\bar{Z} T_e + T_i)^{1/2}} \right] \quad (T_e + T_i > 36 \text{ eV})$$

: 電子のクーロン対数

$$\ln A_i = \ln \left[\frac{3}{2\sqrt{\pi}} \frac{(4\pi\epsilon_0)^{3/2}}{e^3} \frac{(\kappa T_i)^{3/2} (\kappa T_e)^{1/2}}{n_e^{1/2} (\bar{Z} \kappa T_e + \kappa T_i)^{1/2}} \right]$$

$$= \ln \left[1.546 \times 10^{13} \frac{T_i^{3/2} T_e^{1/2}}{n_e^{1/2} (\bar{Z} T_e + T_i)^{1/2}} \right]$$

: イオンのクーロン対数

$$\alpha_i^{20) = \left[25 \exp\left(\frac{-16.95}{T_e}\right) + \left\{ 55 \exp\left(\frac{-10.73}{T_e}\right) - 25 \exp\left(\frac{-16.95}{T_e}\right) \right\} \right. \\ \left. \times \left\{ \frac{\sqrt{n_e \times 10^{-21}}}{3 + \sqrt{n_e \times 10^{-21}}} \right\} \right] \times 10^{-15}$$

: 水素の電子によるイオン化率 (m^3/s)

$$\beta^{20) = 0.355 \times 10^{-18} T_e^{-3/4} \quad : \text{水素の放射再結合率 } (\text{m}^3/\text{s})$$

$$\alpha_c^{21) = 1.57 \times 10^{-16} T_i^{1/2} [53.65 - 14.63 \log T_i + (\log T_i)^2]$$

: 水素の荷電交換率 (m^3/s)

v_p : 拡散速度 (m/s)

χ_h : 水素のイオン化ポテンシャル 13.59 (eV)

n_k : (k-1) 価の不純物イオン密度 ($/\text{m}^3$)

$\bar{Z} = 1 + \sum_{k=2}^M (k-1)^2 n_k / n_e$: 実効的な平均イオン電荷数

$$\beta_p = 2 \mu_0 \kappa (\bar{n}_e \bar{T}_e + \bar{n}_i \bar{T}_i) / B_p^2(r_p) \quad : \text{ベーターポロイダル値}$$

2.8 計算方法

式(1)~(4)の4元連立偏微分方程式を式(5)~(7)の境界条件及び式(8)の初期条件の下に解く。2階の非線形方程式だけに数値計算に頼らざるをえない。ここでは式(1)~(4)中の非線形項は1ステップ前の値を使用して既知とし、空間及び時間微分の項は差分式に依って線形化して解く。即ち

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(a_1 \frac{\partial n}{\partial r} \right) + a_2 \quad (1)'$$

$$\frac{\partial a_3 T_e}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(a_4 \frac{\partial T_e}{\partial r} - a_6 T_e \right) + a_7 \frac{\partial}{\partial r} (a_8 T_e) - a_9 (T_e - T_i) + a_{10} \quad (2)'$$

$$\frac{\partial a_3 T_i}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(a_5 \frac{\partial T_i}{\partial r} - a_6 T_i \right) + a_7 \frac{\partial}{\partial r} (a_8 T_i) + a_9 (T_e - T_i) - a_{11} (T_i - a_{12}) + a_{13} \quad (3)'$$

$$\frac{\partial j_z}{\partial t} = \frac{1}{u_0 r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial}{\partial r} (a_{14} j_z + a_{15}) \quad (4)'$$

$$a_1 = rD, \quad a_2 = s_n + s_B, \quad a_3 = \frac{3}{2} n \kappa, \quad a_4 = rn \chi_e \kappa,$$

$$a_5 = rn \chi_i \kappa, \quad a_6 = \frac{5}{2} rn v_p \kappa, \quad a_7 = v_p, \quad a_8 = n \kappa,$$

$$a_9 = \frac{3}{2} n \kappa / \tau_{eq}, \quad a_{10} = p_j + p_{Be} - p_{\alpha e} - p_r, \quad a_{11} = \frac{3}{2} nn_0 \alpha_c \kappa, \quad a_{12} = T_0,$$

$$a_{13} = p_{Bi} - p_{\alpha i}, \quad a_{14} = \eta_{//}, \quad a_{15} = v_p B_p,$$

$a_1 \sim a_{15}$ は1ステップ前の値を使用するが、そのままでは近似誤差が大きすぎる。そこで逐次緩和法を用いて式(1)~(4)'を繰返し解き、1回前の計算値と今回の値との差が指定した誤差(0.1~1%)以内に収まるまで収束計算を続ける(時間ステップを1回進める毎に2~5回の収束計算が必要であった)。

一方、式(1)~(4)'の時間及び空間微分項は陰的方法(implicit method)であるCrank - Nicolson法²²⁾を用いて差分化する、変数Yに対し係数をaまたはbとすれば

$$\frac{\partial Y}{\partial t} = \frac{y_{\ell}^m - y_{\ell}^{m-1}}{\Delta t}$$

$$\frac{\partial a Y}{\partial r} = \frac{1}{2} \left[\frac{1}{2} \left\{ \frac{a_{\ell}^{m-1} Y_{\ell}^m - a_{\ell-1}^{m-1} Y_{\ell-1}^m}{\Delta r_{\ell-1}} + \frac{a_{\ell+1}^{m-1} Y_{\ell+1}^m - a_{\ell}^{m-1} Y_{\ell}^m}{\Delta r_{\ell}} \right\} \right]$$

$$+ \frac{1}{2} \text{ [上式の } Y^m \rightarrow Y^{m-1} \text{ にした式]}$$

$$\frac{\partial}{\partial r} b \frac{\partial Y}{\partial r} = \frac{1}{2} \left[\frac{2}{\Delta r_{\ell-1} + \Delta r_{\ell}} \left\{ \frac{(b_{\ell+1}^{m-1} + b_{\ell}^{m-1}) (Y_{\ell+1}^m - Y_{\ell}^m)}{\Delta r_{\ell}} - \frac{(b_{\ell}^{m-1} + b_{\ell-1}^{m-1}) (Y_{\ell}^m - Y_{\ell-1}^m)}{\Delta r_{\ell-1}} \right\} \right]$$

$$+ \frac{1}{2} \text{ [上式の } Y^m \rightarrow Y^{m-1} \text{ にした式]}$$

$c_{23} = c'_{23} - \frac{1}{3} c_{21}$ となる。また $\ell = L$ では $c_{LL-1} n(L-1) + c_{LL} n(L) + c_{LL+1} n(L+1) = d'_L$ 、境界条件 $n(L+1) = \text{given}$ より $d_L = d'_L - c_{LL+1} n(L+1)$ となる。これより $n(2) \sim n(L)$ まで $(L-1)$ 個の未知数に対し $(L-1)$ 個の方程式が立ち解が求まる。最後に $n(1)$ は $n(2)$ 及び $n(3)$ の値を使用して境界条件式から求まる。

2.9 計算結果

2.9.1 現在のトカマクのシミュレーション

シミュレーションの1例としてJFT-2装置 ($r_p=0.25$ m, $R=0.9$ m, $B_t=1.8$ T) での実験結果との比較を示す。プラズマ全電流 I_p の時間変化特性はFig. 2 に示すように実験値を近似して与えた。また初期値は40 ms での実験値を採用した。Fig. 2 に1周電圧 V_L の比較を示したが比較的良い一致を見ているが70 ms までは計算値の方が、それ以降は実験値の方が低くなっている。電子温度は実験値と良く合っているのでこの差異は主として電流密度分布の差異からである。即ち $V_L = 2\pi R R_p I_p + \frac{dL_i I_p}{dt}$ で第1項はプラズマの抵抗による分で第2項が内部インダクタンスによる分である。Fig. 6 を見ると無次元内部インダクタンス ℓ_i が70 ms まで初期値より減少している。このことから初期値でトロイダル電界 $E_z(r)$ が空間的に一様と仮定して求めた電流密度分布は精度が悪く、現実には更に急峻分布となっているのであろう。従って L_i の初期値が適切でなく実際より高目と与えたために、 $dL_i I_p / dt$ は負となり V_L が低く求まるわけである。この影響が後半まで残っていると考えられるが、その理由は電流の拡散時間が10~20 ms と求められるが、その間にプラズマ電流が変化してしまうため、精度の良い電流密度分布となる暇がないわけである。

Fig. 3 に4mm μ 波測定によるライン平均密度 $\langle n_e \rangle$ と計算結果を示した。高速弁によるガス注入量 I_g を図示のように考慮した。リサイクリング率0.9の場合が最も実験値とよく合う。

Fig. 4 に軟X線測定によるプラズマ中心での電子温度及び荷電交換中性粒子測定によるプラズマ中心でのイオン温度の時間変化を示した。測定誤差が20~30%はあることを考えれば計算結果は非常に良い一致を見せている。更に電子密度及び温度の空間分布をFig. 5, 6 に示したが広い時間域に渡って良い一致を見ている。ここで拡散係数及び電子の熱伝導係数に対する異常係数としては、2.5の4)で説明した関数を定める定数 $a=2100$, $b=1500$, $c=200$ を採用している。この時平均的な異常係数は拡散係数に対し100~200, 電子の熱伝導係数に対し500~1000であり、他のトカマク装置の実験で推定された異常係数にほぼ等しい。

文献12)では電子密度分布が実験値と良い一致を見ず、計算より実験の方がはるかに急峻分布をしている。我々はこれを異常な拡散係数で説明している(特に境界付近で大になる異常係数分布)。またJFT-2では平均密度が時間的にほぼ一定となるように、作動ガスを常時入射して制御している。我々は中性粒子の境界値にこの供給量を含ませた。この時密度分布には何ら表皮分布効果は現われていない。文献23)では同様な密度制御を行っているが、シミュレーションでは実験に見られぬ表皮分布が現われ、これを防ぐにWareピンチ効果²⁴⁾を考慮している。2.1で述べたようにこれは承認しがたい。Wareピンチ効果が主要となるには外向き拡散の係数が古典論程度に小でなければならない。彼等は実験から拡散係数を古典論の10倍程度に推定している。しかしこの場合粒子閉じ込め時間 τ_n は非常に長くなるはずであるが、彼等は τ_n の実験と計算の比較を示していない。Fig. 7に我々の計算した τ_n を示した。実験ではエネルギー閉じ込め時間 τ_E は10 ms 前後と求められているが、計算は良く合う。また $\tau_E \sim \tau_n$ と考えられているがこれも一致している。これより我々は密度の急峻分布の説明は異常な拡散によって説明できるものと信

ずる。

一方密度制御を行わぬ場合の JFT-2 プラズマでは、平均密度は立上り時の値の数分の 1 に減少する現象が観測されている。²⁵⁾これは特に JFT-2 装置に顕著な異常な減少であった。我々は Fig. 3 に示したように水素粒子のリサイクリング率 $R_{rc}^+ = R_{rc}^0 = 0.9$ とすれば説明できることを示した。JFT-2 は他の装置に比べ $\tau_j / \tau_n > 10$ とリサイクリング回数が非常に多いため、リサイクリングする度に 1 割の粒子が失われるとしても数分の 1 となるからである。一般に平均密度の変化はリサイクリング率の値に敏感である。

τ_E が実験と良く一致することを示したが、従来計算は実験値より 1 桁以上も大に求まる場合が多かった。 $\tau_E = W / (P_j - dW/dt)$, $W = \frac{3}{2} \int n \kappa (T_e + T_i) dV$ と定義されるが、 n , T_e 及び T_i が実験と良く一致しても τ_E が 1 桁も合わない理由は P_j によるものと考えられる。 $P_j \sim \int \eta_{\parallel} j_z^2 dV$ であり、 $E_z(r) \sim 2\pi R \eta_{\parallel}(r) j_z(r) = \text{const.}$ であれば $P_j = V_p I_p$ と実験での定義と等しくなる。電流立上り後は $E_z(r) = \text{const.}$ の仮定はほぼ正しいと考えられ、実験での $P_j = V_p I_p$ ($V_p = R_p I_p$) の評価即ち τ_E の評価には大きな誤差はないものと考えられる。従って τ_E の計算値が実験値と良く一致することは計算の j_z はほぼ正しいことが結論される。

以上よりシミュレーションのモデルの検証には、 $n_e(t, r)$, $T_e(t, r)$, $T_i(t, r)$, $V_e(t)$, $\tau_E(t)$, $\tau_n(t)$ の全てについて実験と比較しなければならないことを述べた。この中のひとつでも合わなければモデルは妥当とはいえない。またひとつでも比較を怠る場合はモデルの検証を正しく行っていないことになる。

更には放射損失、中性粒子密度を比較すべきであり、前者の値如何によっては不純物の影響が後者によって更に正確な拡散係数の評価が可能となる。

2.9.2 大型トカマクのシミュレーション¹⁰⁾¹³⁾¹⁴⁾

実験の解析に採用された異常係数の関数を見ればわかるとうり、電流密度が小さくなるにつれ異常係数は大幅に小さくなる。大型トカマクでの平均電流密度 j_z は $q(r_p) = (r_p/R)$ ($B_t/B_p(r_p) \propto (r_p/R)(B_t r_p/I_p)$) であるから $\bar{j}_z = I_p/a^2 \propto B_t/Rq(r_p)$ となる。 B_t 及び $q(r_p)$ は現在のトカマクと同程度であるので $\bar{j}_z \propto 1/R$ と大型になる程小さくなる。即ちそれだけ異常係数が小さくなり、 r_p^2 倍以上に τ_E は改善される可能性がある。しかしこれはまた逆に電子密度及び電子温度が表皮分布となり易いことでもある。計算結果はそのとうりであって、表面電流だけ流れて全体の温度上昇とならない。この場合当然 MHD 不安定性に対しても好ましくない。従ってこの表皮効果を抑えるためにプラズマ半径を電流立上がり時に膨張させることが考えられた。これについては後に述べる。

あるいはこのような表皮分布となるに従い MHD 不安定性、温度勾配不安定性などによるエネルギー損失が増加して常に表皮分布は抑えられることも考えられる。事実トカマク装置のプラズマ半径は 0.1m から 0.5m まで大型化されてきたが、表皮分布は観測されていない。

ここで我々ももし温度に表皮効果がでないとした場合でも起りうる問題を検討するためにシミュレーションを行ってみた。¹⁰⁾計算例として JT-60 ($r_p = 1\text{m}$, $R = 3\text{m}$, $B_t = 5\text{T}$, $I_p = 3.3\text{MA}$) を考える。電子温度の表皮分布を抑えるため、先に述べた異常係数を更に数倍した。

Fig. 8 に種々の電流立上げを示した。平均密度の時間変化を一定とするため (Fig. 9) リサイク

リング率は1とした。Fig. 10, 11 に平均温度を示したが電子とイオンのそれが殆んど等しい。この理由は Fig. 12 に示すように電流密度分布が強い表皮分布となり、エネルギー損失の大きな境界領域にのみジュール入力が多く有効なジュール加熱が果されないからである。いずれにせよ大型トカマクでは電子温度が表皮分布とならない場合でも、電流密度には強い表皮効果が現われることがわかった。

次にこのプラズマに中性粒子入射（10 MW、プラズマ中心線より 0.5 m 内側に向かって平行入射、ビーム径は 0.2 m とする）した場合の計算例を示す。入射によってプラズマ粒子は急激に増加する（Fig. 13）。特徴的なことは入射を開始する時間によって温度の時間特性が非常に異なることである（Fig. 14）。ジュール加熱を充分に行った後に入射した方が良いことがわかる。これは温度の高い場合の方が閉じ込めが良くなるように異常係数の関数が与えられているからである。一方温度はピークに達した後に減少しはじめる。これは Fig. 15 に示すように温度の勾配及び密度が時間と共に増大して行くからであり、この時熱伝導及び対流損失も増加するからである。

Fig. 16 に高速イオンの分布を示した。密度が増加するにつれ中心加熱効果が減少してくるが、ほぼ理想的である。

Fig. 17 に電流密度分布を示した。最も特徴的なことはプラズマ温度が 1 keV 前後以上となると電流の拡散時間が非常に長くなるため、温度及び密度が 1 桁以上も変化しても電流密度分布はもはや殆んど変化しない。Fig. 17 (b) に $\bar{T}_e = \bar{T}_i = 1 \text{ keV}$, $I_p = 3.3 \text{ MA}$ を初期値として計算した場合の例を示したが、初期の電流密度分布が全く変化しない。このことから大型トカマクでは 1 keV 程度までになるジュール加熱領域で好ましい電流密度分布を形成してしまえば、その後第 2 段加熱によってプラズマがどう変化しようともその分布は殆んど変化しないだけに、第 2 段加熱時での MHD 不安定性を懸念する必要がないといえる。逆に電流立上がり時が MHD 不安定性に対して最も重要な領域といえる。それだけに電流立上げ時の電流密度分布制御が着目される。我々が行ったプラズマ半径膨張のこれへの効果¹⁴⁾を次に述べる。

プラズマ半径の膨張は式(1)~(4)の Euler 系を Lagrange 系に変換する即ち

$$\frac{dF}{dt} = \frac{\partial F}{\partial t} + \frac{dr}{dt} \frac{\partial F}{\partial r}$$

また $\frac{1}{r} \frac{dr}{dt} = \frac{1}{r_p} \frac{dr_p}{dt}$ で与えられるものと仮定する。Fig. 18 に与えられた電流の時間特性を示した。Fig. 18 は平均密度、平均温度の時間変化及び与えられたプラズマ半径の時間特性を示した。

注意すべきことははじめのプラズマ半径は 0.2 m と与えられているが、この時プラズマの体積は容器の約 100 分の 1 である。従って初期注入ガスの殆んどがこの体積に集中して過度な密度となるだけに、初期注入ガス圧は低くとらなければならない。数 ms で初期注入ガスがイオン化された後は体積が膨張するに従い密度が減少するのでその分ガスを供給しなければならない（我々は 50 ms ~ 270 ms の間 $10^{20}/\text{m}^2\text{s}$ の中性粒子束を与えた）。Fig. 20 に密度、温度、電流密度、安全係数の空間分布の時間変化を示した。電流密度分布は非常に弱い表皮分布に抑えられていることがわかり、半径膨張の有効性が確かめられた。また異常係数は実験解析の場合と同様な関数を使用しているが、それでも密度、温度に殆んど表皮効果が現われないのも半径膨張の有効性を裏

裏ずけている。一方このように平坦な電流密度を達成すると、安全係数はほぼ空間的に一様となり $q(0) \sim q(r_p)$ に近づく。このことは即ち $q(r_p)$ を 1 近くまで下げる (即ち大電流が流せる) ことが可能であることを示唆している。

現在のトカマクは $q(0) \geq 1$ を守るには $q(r_p) \geq 3$ としなければならない場合が多い。将来の大型装置において低 $q(r_p)$ が可能であれば非常に効率的であるだけに、小型装置と異なり大型装置における電流拡散時間の長いことを利用したこのような結果は明るい見通しを与える。この効果の積極的利用を後に 5.1 で述べる。

ここではシミュレーションでは不純物の影響を無視しており、また高温領域 (数 keV) での捕捉粒子不安定性を考慮していなかった。これらについては 3. 及び 5.1 で詳しく論ずる。

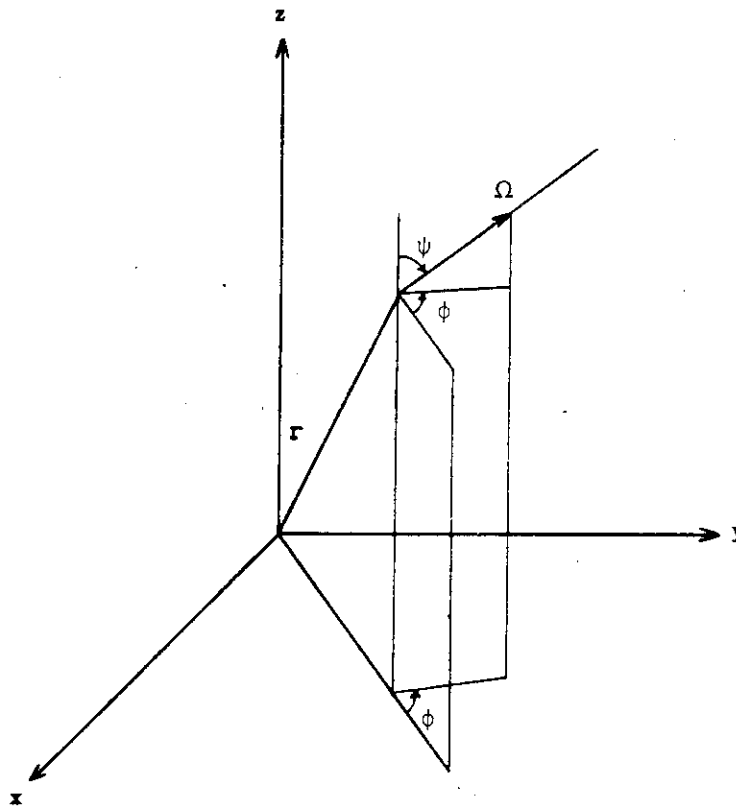


Fig. 1 A polar co-ordinate system used in the calculation of the density distribution of neutrals.

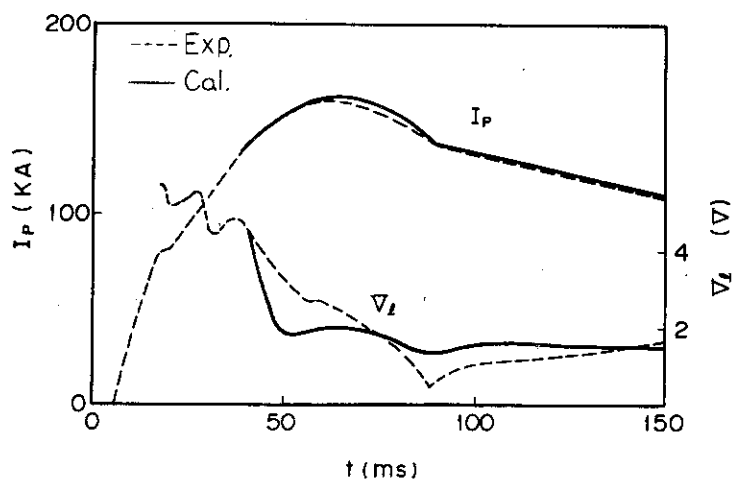


Fig. 2 Time evolutions of the total plasma current I_p and one-turn voltage V_t .

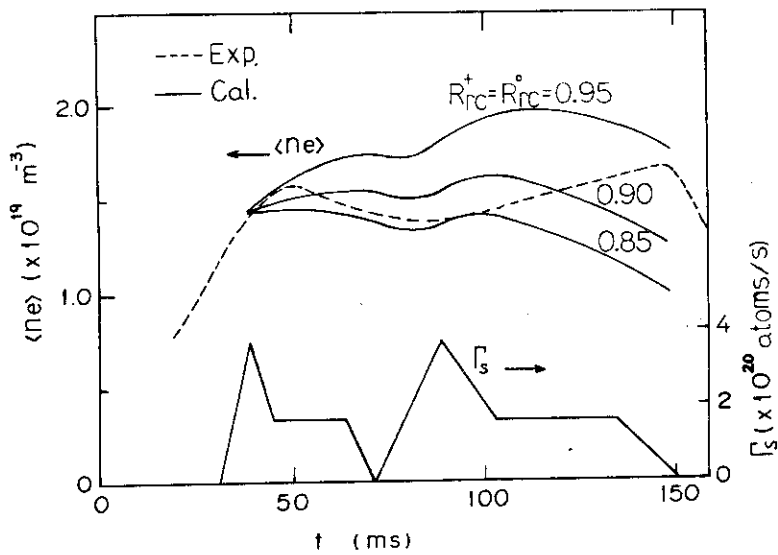


Fig. 3 Time evolutions of line averaged densities of electron $\langle n_e \rangle$. Γ_s is supplied particle flux by gas feed. R_{rc}^+ and R_{rc}^0 are recycling ratio of ions and neutrals, respectively.

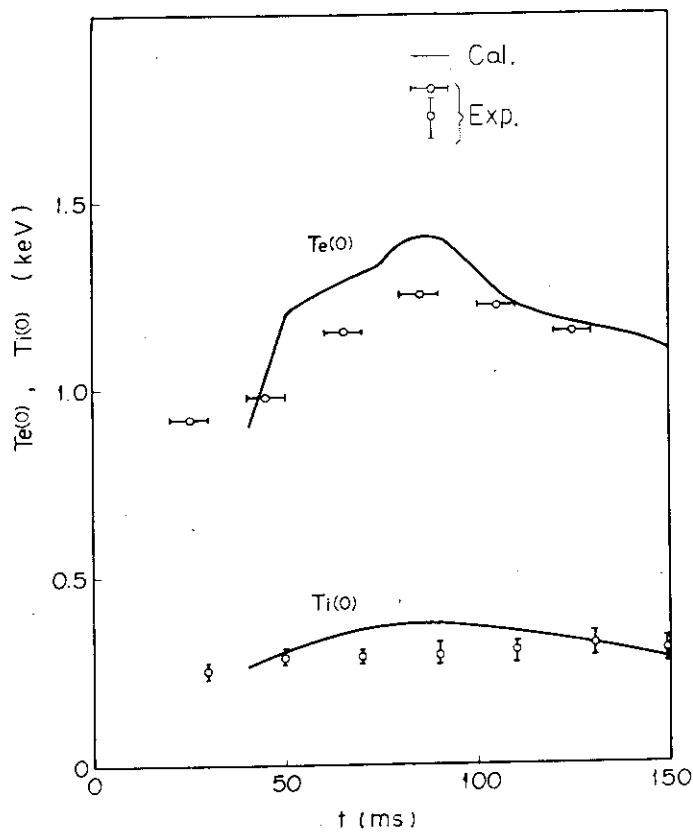


Fig. 4 Time evolutions of central electron $T_e(o)$ and ion $T_i(o)$ temperatures.

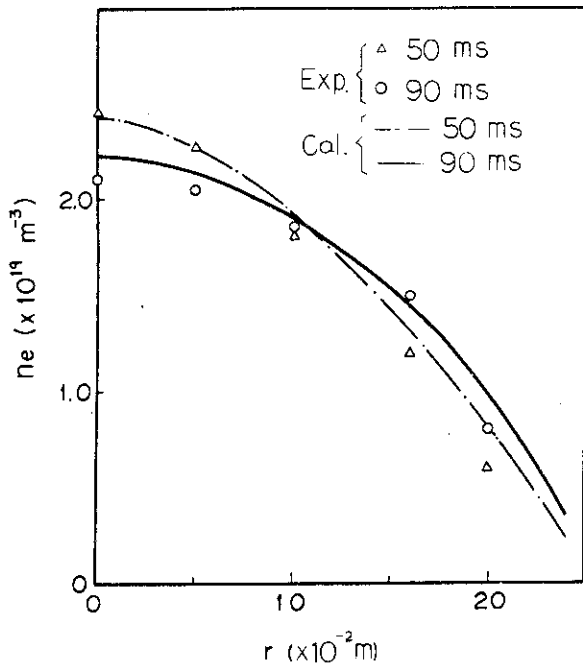


Fig. 5 Radial distributions of electron densities.

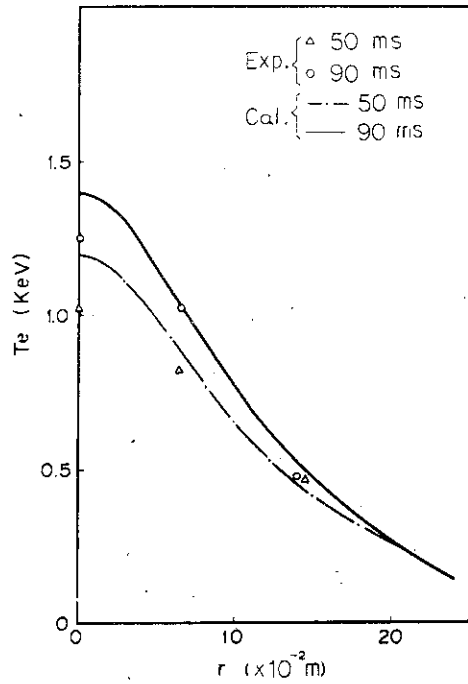


Fig. 6 Radial distributions of electron temperatures.

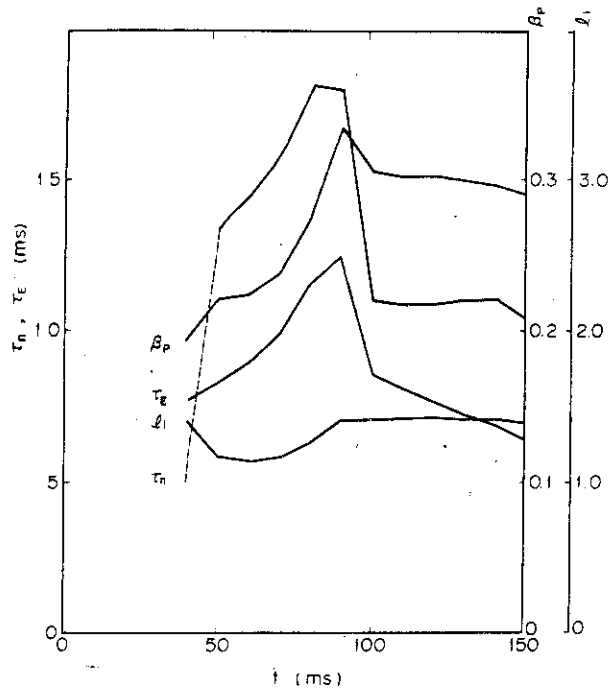


Fig. 7 Time evolutions of poloidal beta β_p , normalized internal inductance l_i , energy confinement time τ_E , and particle confinement time τ_n .

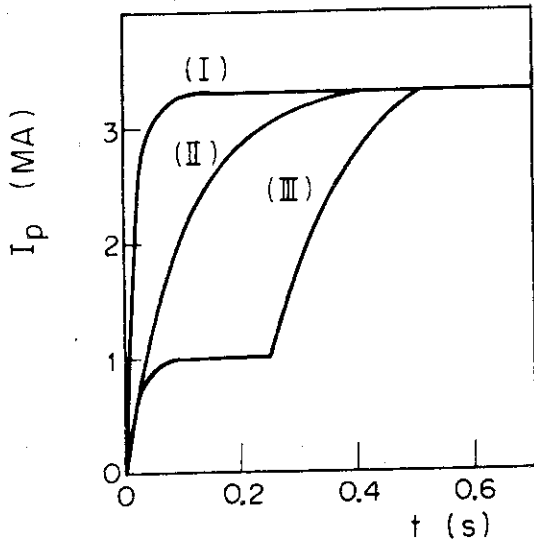


Fig. 8 Three examples of time variation of the total plasma current $I_p(t)$ in JT-60.

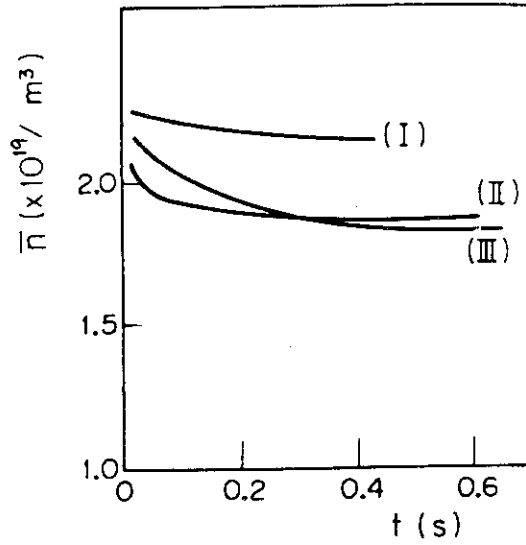


Fig. 9 Computed mean plasma density $\bar{n}(t)$ in Joule heating phase.

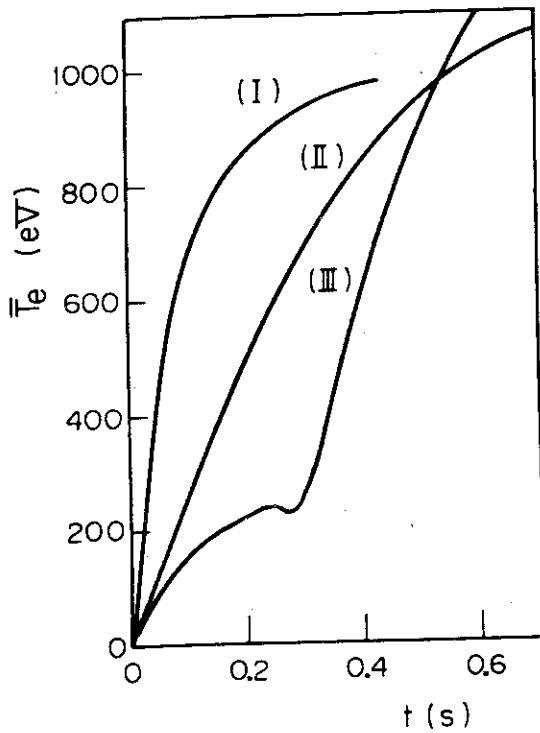


Fig. 10 Computed mean electron temperature $\bar{T}_e(t)$ in Joule heating phase.

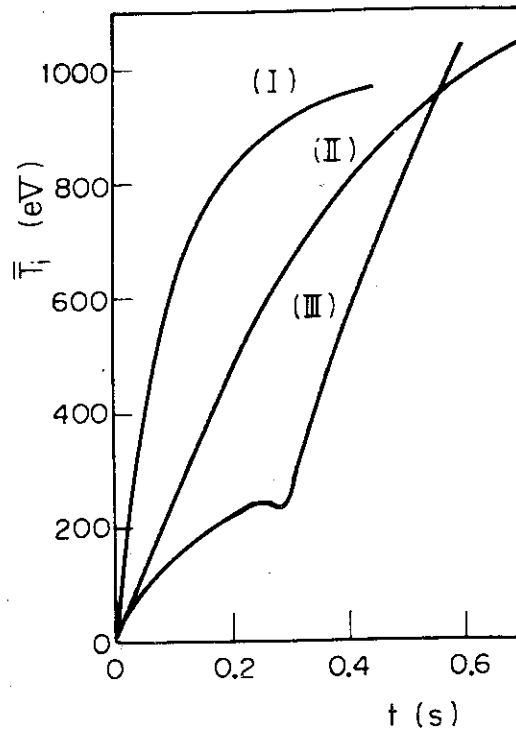
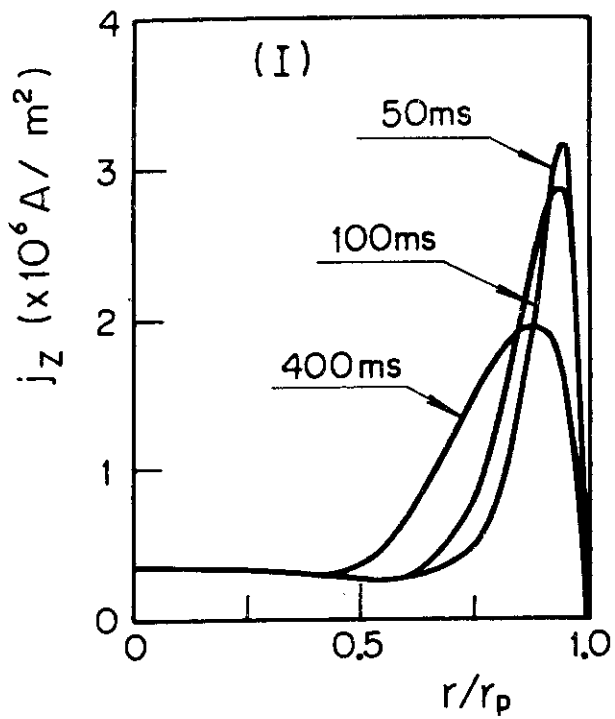
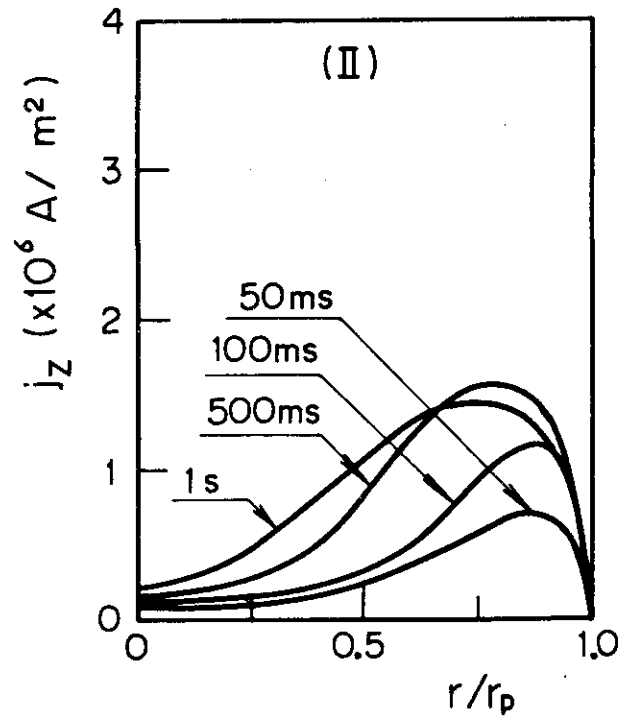


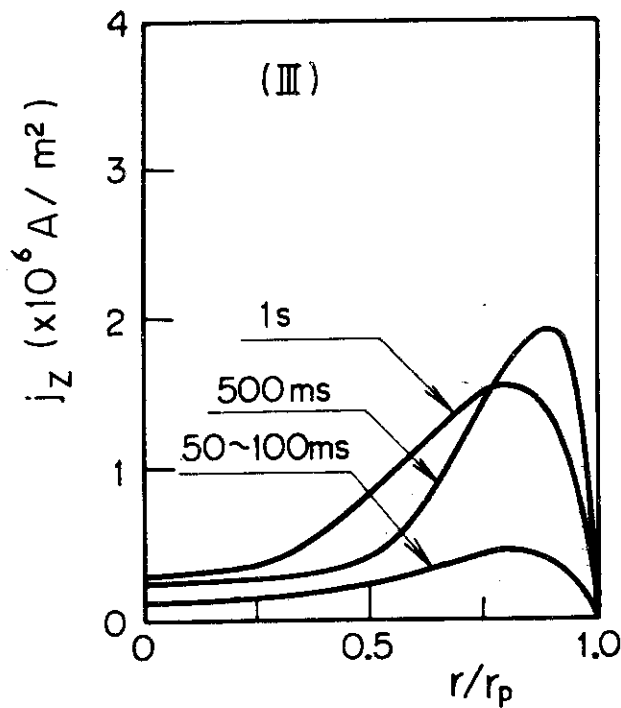
Fig. 11 Computed mean ion temperature $\bar{T}_i(t)$ in Joule heating phase.



(a)



(b)



(c)

Fig. 12(a)(b)(c) Time evolution of radial distributions of the plasma current density in Joule heating phase.

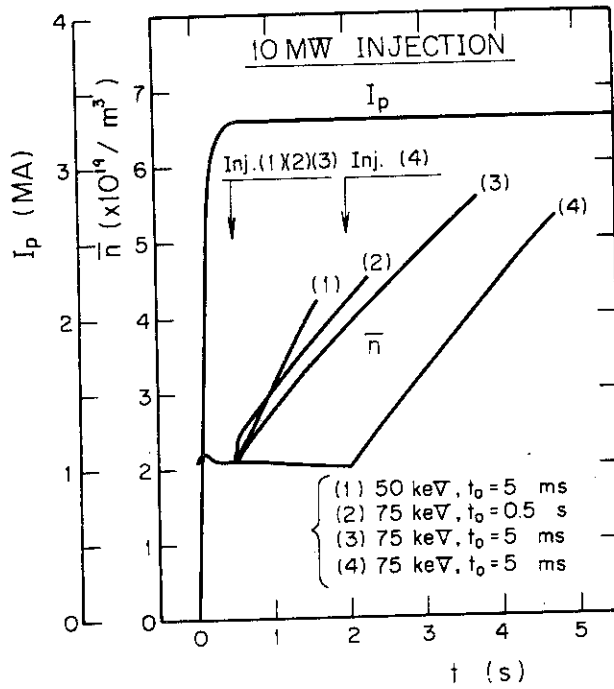


Fig. 13 Four examples of computed mean plasma density $\bar{n}(t)$. The total plasma current $I_p(t)$ is given, and t_0 means the time at which calculation starts.

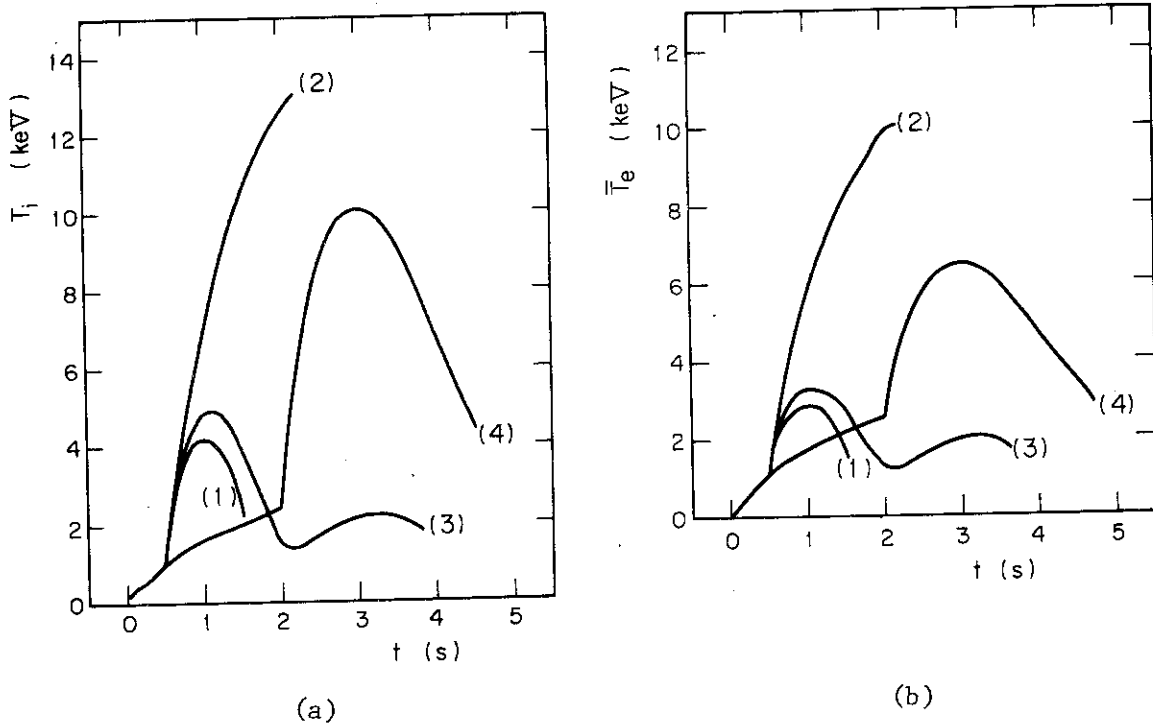


Fig. 14(a)(b) Computed mean temperature of ion $\bar{T}_i(t)$: (a) and $\bar{T}_e(t)$: (b), respectively.

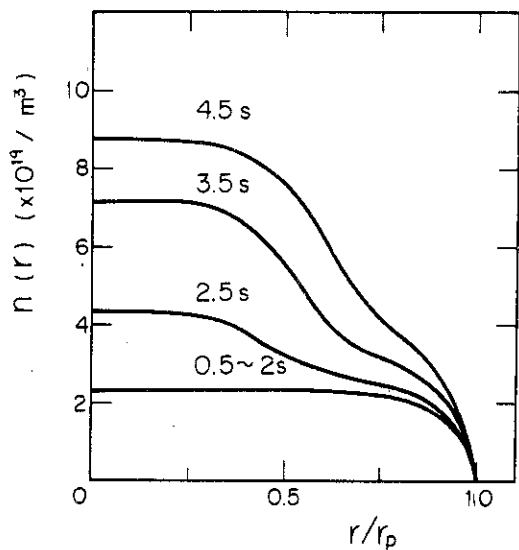


Fig. 15(a)

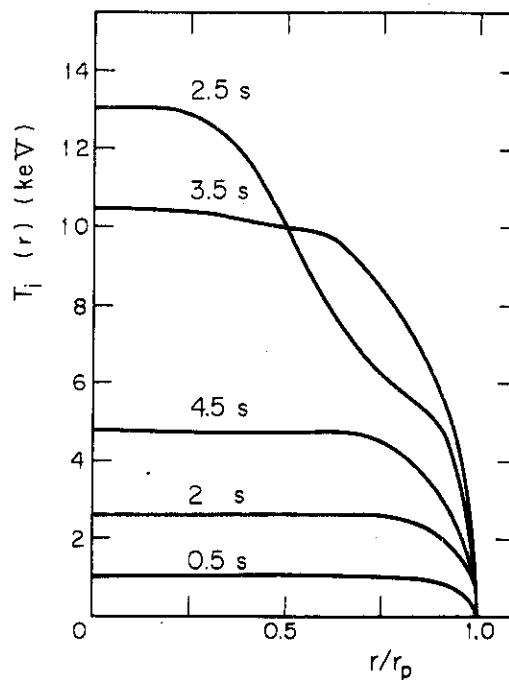


Fig. 15(b)

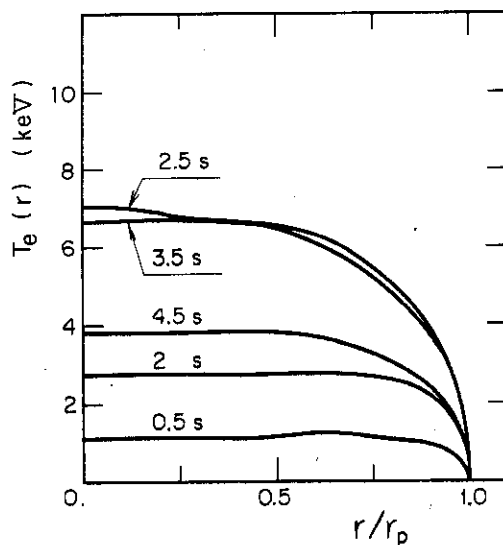


Fig. 15(c)

Fig. 15(a)(b)(c) Time evolution of radial distributions of plasma density, $n(t,r)$: (a) ion temperature $T_i(t,r)$: (b) and electron temperature, $T_e(t,r)$: (c), respectively, in Case (4).

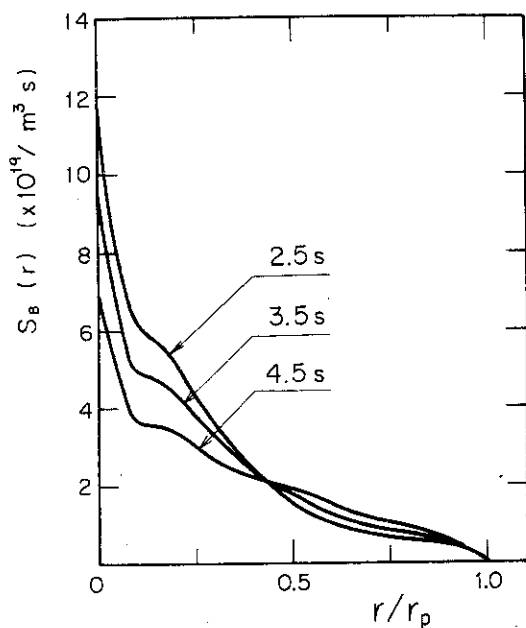


Fig. 16 Radial distributions of the fast ion density by neutral beam injection $s_B(r)$ in Case (4).

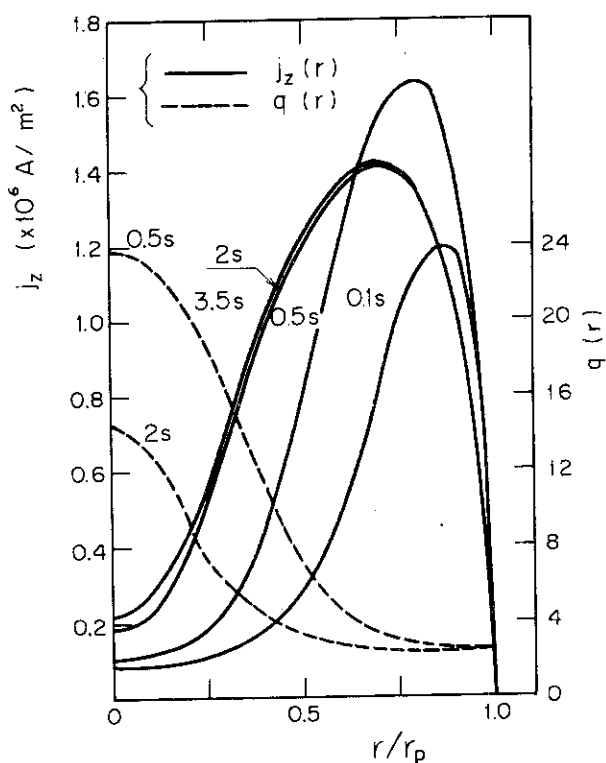


Fig. 17(a)

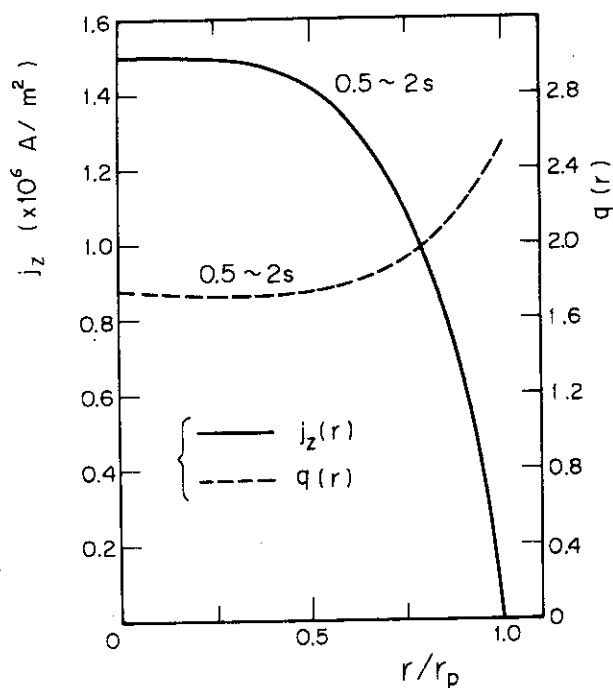


Fig. 17(b)

Fig. 17(a)(b) Time evolution of radial distributions of plasma current density $j_z(t,r)$ in Case (4): (a) and in Case (2): (b), respectively.

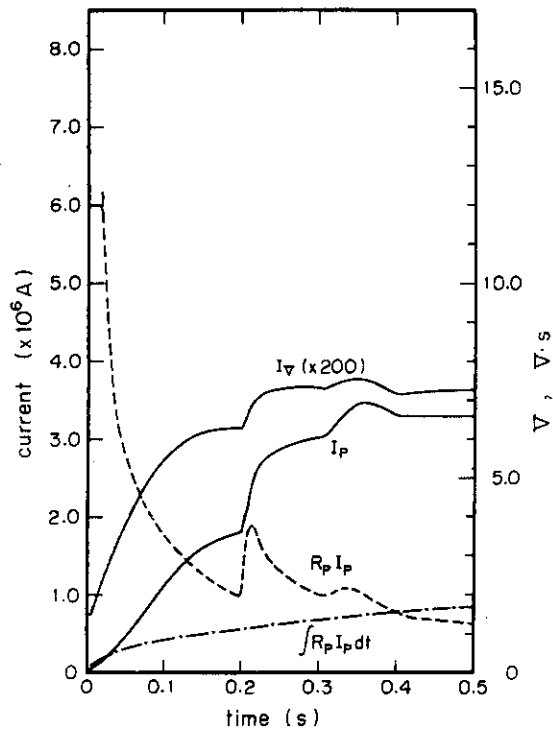


Fig. 18 Time evolutions of the total plasma current $I_p(t)$, vertical field coil current $I_v(t)$, one-turn resistive voltage $R_p I_p$ and resistive component of volt-second $\int R_p I_p dt$.

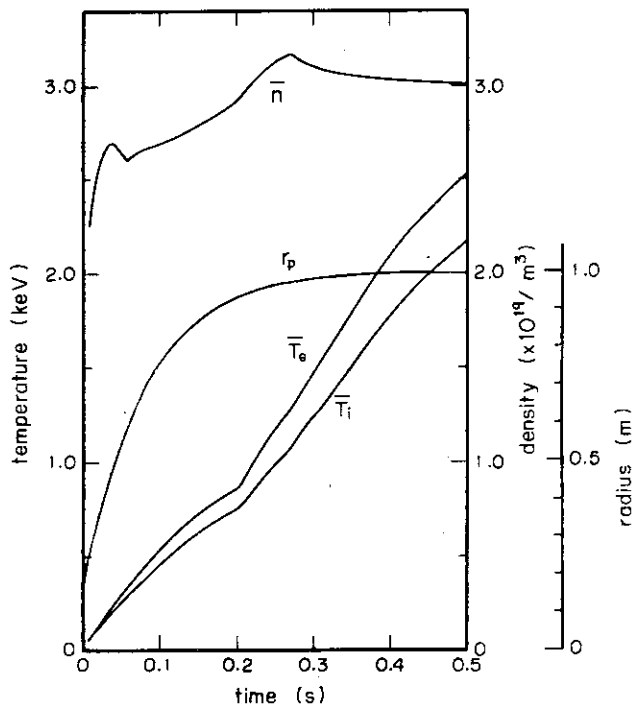


Fig. 19 Time evolutions of mean plasma density $\bar{n}_e(t)$, mean ion temperature $\bar{T}_i(t)$ and mean electron temperature $\bar{T}_e(t)$. Time evolution of plasma radius $r_p(t)$ is given.

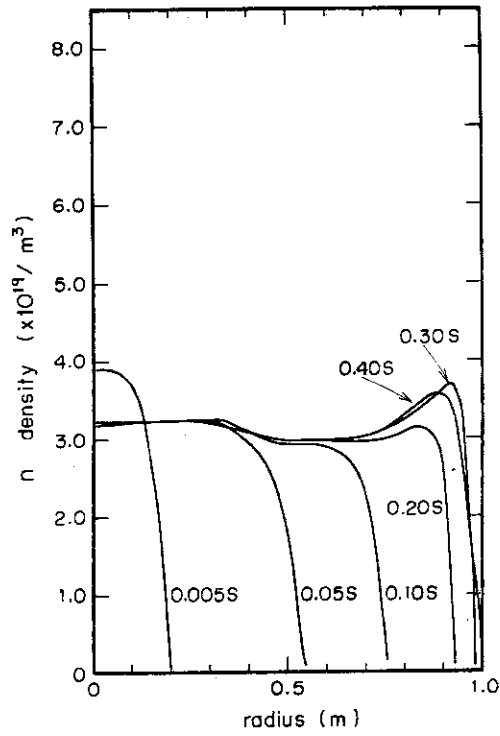


Fig. 20(a)

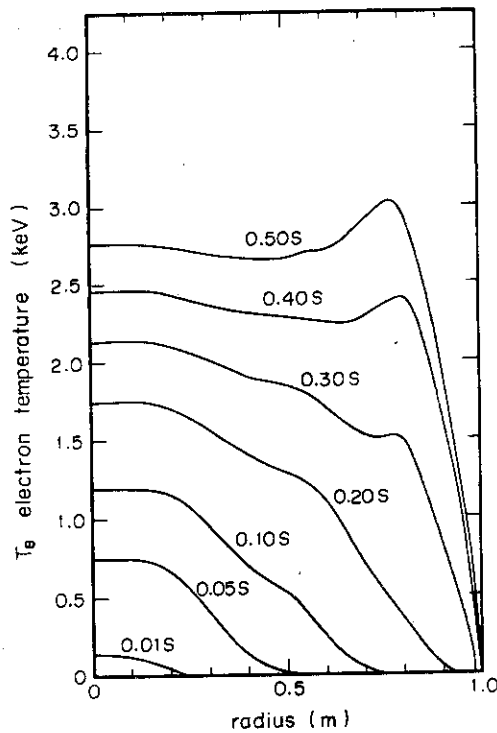


Fig. 20(b)

Fig. 20(a)(b) The space-time evolutions of plasma density n_e :(a), electron temperature T_e :(b), ion temperature T_i :(c), toroidal current density j_z :(d), and safety factor q :(e).

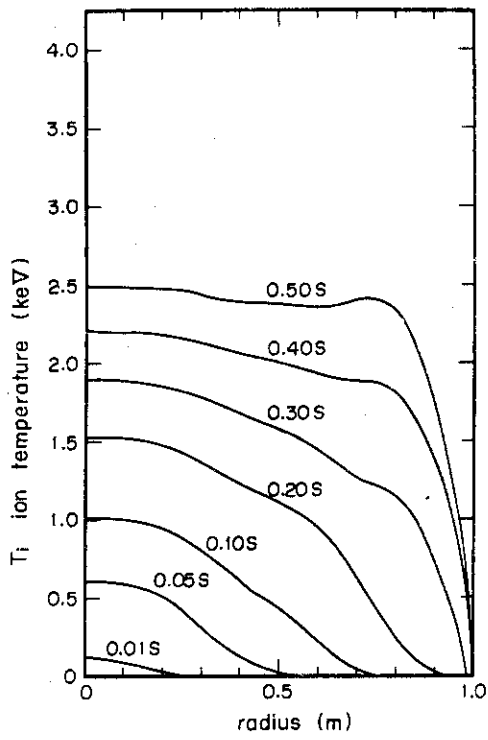


Fig. 20(c)

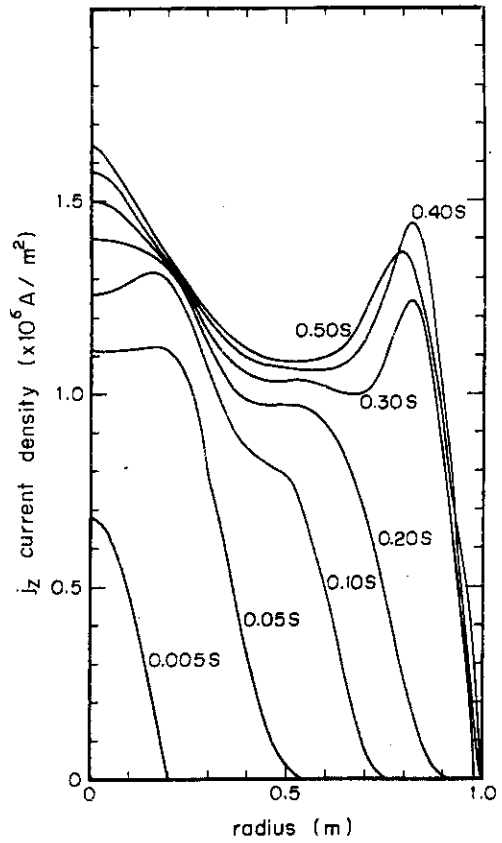


Fig. 20(d)

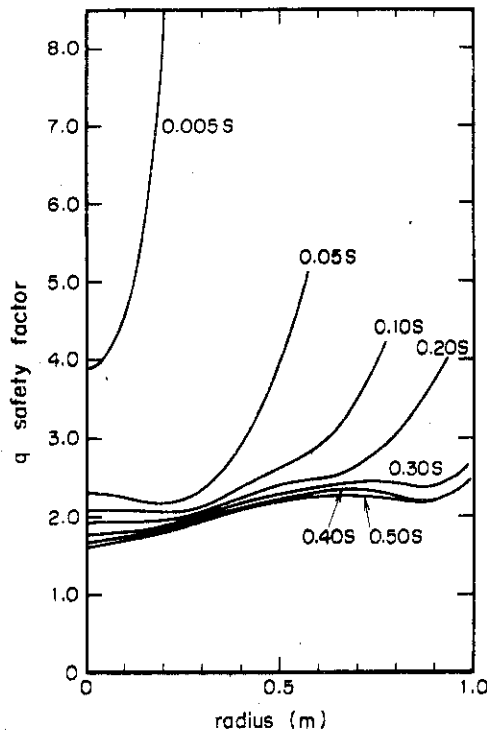


Fig. 20(e)

参 考 文 献

- 1) Yu. N. Dnestrovski, D.P. Kostomarov, H.L. Pavlova, Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 4th Europ. Conf. Rome, 1970) 17.
- 2) D.F. Düchs, H.P. Furth, P.H. Rutherford, Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. 4th Int. Conf. Madison, 1971) 1, IAEA, Vienna (1971) 369.
- 3) C. Mercier, Soubbaramayer, J.P. Boujot, Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. 4th Int. Conf. Madison, 1971) 1, IAEA, Vienna (1971) 425.
- 4) Yu. N. Dnestrovski, D.P. Kostomarov, H.L. Pavlova, Atomnaya Energiya 32 (1972) 301.
- 5) 田島輝彦, 竹田辰興, 伊藤智之, JAERI-M 4941 (1972).
- 6) G.A. Bobrovskii, et al., Sov. Phys. JETP Letters 9 (1969) 158.
- 7) E. Hinov, et al., MATT-875 (1971).
- 8) L.A. Artsimovich, A.V. Glukhov, M.P. Petrov, Sov. Phys. JETP Letters 12 (1970) 62.
- 9) J.B. McBride, et al., Nuclear Fusion 15 (1975) 393.
- 10) 田島輝彦, 小林朋文, 核融合研究 34 別冊その1 (1975) 41.
- 11) C. Mercier, EUR-CEA-FC-812 (1976)
- 12) D.F. Düchs, D.E. Post, P.H. Rutherford, Nuclear Fusion 17 (1977) 565.
- 13) 小林朋文, 他, 核融合研究 34 別冊その1 (1975) 57.
- 14) 小林朋文, 他, JAERI-M 7014 (1977).
- 15) M.N. Rosenbluth, Nuclear Fusion 10 (1970) 340.
- 16) R.F. Post, J. Nuclear Energy, Part C 3 (1961) 273.
- 17) F.L. Hinton, M.N. Rosenbluth, Phys. Fluids 16 (1973) 836.
- 18) L. Spitzer, "Physics of Fully Ionized Gases" (2nd Ed., Interscience, New York, 1967) p139.
- 19) F.L. Hinton, et al., Phys. Rev. Letters 29 (1972) 698.
- 20) F. Hofmann, LRP 46/71 (1971).
- 21) N. Fujisawa, private communication.
- 22) J. Crank, P. Nicolson, Proc. Camb. Phil. Soc. 43 (1947) 50.
- 23) L.A. Berry, et al., Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. 6th Int. Conf. Berchtesgaden, 1976) 1, IAEA, Vienna (1977) 49.
- 24) A.A. Ware, Phys. Rev. Letters 25 (1970) 15.

- 25) N. Fujisawa, et al., Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. 5th Int. Conf. Tokyo, 1974) 1, IAEA, Vienna (1971) 3.

3. トカマク・プラズマ中での不純物の挙動¹⁾

今までの議論では不純物の影響については定性的に概略を述べるに止め、シミュレーションでも実効的な平均イオン電荷数 \bar{Z} に反映させていたにすぎなかった。ここでは今までの幾つかの仮定についての妥当性を定量的に論ずる。不純物の影響を検討するには、まずプラズマ中での不純物のイオン化現象及び拡散現象を考慮して、不純物イオンの密度分布を求め、それよりプロトン密度、実効的な平均イオン電荷数、エネルギー損失等を求めることが必要となろう。計算モデルを立てるに、次の実験事実を採用する即ち(1)主要な不純物は酸素である、(2)酸素不純物の混入量は放電時間の大部分ではほぼ一定である、(3)プラズマ及び不純物はほぼ定常状態となっている。これらの事実から1.3で述べたように、酸素不純物は常に発生してプラズマへ流入しており、この流入量はプラズマより流出する量とほぼ等しく、この時不純物イオンの粒子閉じ込め時間とプラズマのそれとは同程度であると考えた。従って定常問題と扱っても本質的な差異はないと考えられる。プラズマシミュレーションと同様に軸対円柱プラズマを考える。

3.1 基本式

$$-\frac{1}{r} \frac{d}{dr} (r \Gamma_k) + n_e (\alpha_{k-1} n_{k-1} - \alpha_k n_k) - n_e (\beta_{k-1} n_k - \beta_k n_{k+1}) = 0 \quad (11)$$

$$k = 2, 3, 4, \dots, M$$

を次の境界条件の下に解く

$$(dn_k/dr) = 0, \text{ at } r = 0$$

$$\left. \begin{array}{l} n_1 : \text{given} \\ n_k = 0, \quad k \geq 2 \end{array} \right\} \text{ at } r = r_p$$

また中性不純物粒子 ($k=1$) は熱速度 v_1 でプラズマへ侵入するものとし、イオン化しながら減少してゆくその密度分布を Fig. 1 に示した極座標で解く

$$n_1(r) = \frac{n_1(r_p)}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\phi \int_{-\pi/2}^{\pi/2} d\phi' \cos\phi' \exp \left[-\frac{1}{v_1} \int_0^{\rho_s} \alpha_1(\rho') n_e(\rho') d\rho' \right] \quad (12)$$

3.2 輸送係数

現在のトカマク・プラズマでは不純物イオンは Pfirsch-Schlüter 領域にあり、この領域での拡散理論が種々提案されている²⁾。ここでは不純物イオン同志の衝突は無視して

$$\Gamma_k = -\gamma_D D_k \frac{dn_k}{dr} + \gamma_w W_k n_k$$

$$D_k = (1+q^2) \rho_k^2 \nu_k / 2$$

$$W_k = (k-1)(1+q^2) \rho_k^2 \nu_k \left[\left(\frac{dn_i}{dr} \right) \frac{1}{n_i} - \left(\frac{dT_i}{dr} \right) \frac{1}{2T_i} \right] / 2$$

D_k は外向きの Pfirsch-Schlüter 拡散係数であり, W_k はプラズマイオンとの摩擦によって生ずる内向きの拡散速度である。実験では不純物イオンの拡散も非古典的と考えられているので, その異常係数として γ_D, γ_W を導入した。不純物イオンのラーマー半径 ρ_k , 熱速度 $(v_{th})_k$, プラズマイオンとの衝突周波数 ν_k はそれぞれ

$$\rho_k = m_e v_k / [(k-1) e B_t]$$

$$v_k = (2 \kappa T_k / m_z)^{1/2}$$

$$\nu_k = [4 \sqrt{2 \pi} (k-1)^2 e^4 n_i \sqrt{m_i} \ln A_k] / [3 m_z (4 \pi \epsilon_0)^2 (\kappa T_i)^{3/2}]$$

$$A_k = [3 (4 \pi \epsilon_0)^{3/2} (\kappa T_i)^{3/2}] / [2 \sqrt{\pi} (k-1) e^3 (\bar{Z} n_e)^{1/2}]$$

3.3 イオン化率

軽不純物 (ここでは酸素または炭素) のイオン化率 α_k は Lotz の近似式³⁾を使う。

$$\alpha_k = 6.7 \times 10^{-2} \sum_{i=1}^2 \frac{a_i \zeta_i}{T_e^{3/2}} \left[\frac{1}{\chi_i / T_e} E_1 \left(\frac{\chi_i}{T_e} \right) - \frac{b_i \exp(c_i)}{\chi_i / T_e + c_i} E_1 \left(\frac{\chi_i}{T_e} + c_i \right) \right]$$

また金属不純物 (ここでは鉄) のイオン化率は Hinnov の近似式⁴⁾を使う (3価以上のイオンに対する Lotz 式と同等である)

$$\alpha_k = 5.9 \times 10^{-14} \zeta \left(\frac{\chi_k}{\chi_h} \right)^{-3/2} \left(\frac{\chi_k}{T_e} \right)^{1/2} E_1 \left(\frac{\chi_k}{T_e} \right)$$

ここで χ_i, χ_h, χ_k は i 番目の副殻での結合エネルギー, 水素及び不純物のイオン化ポテンシャル (eV) である。 ζ_i 及び ζ は i 番目の副殻での等価的な電子数及び最外殻の電子数である。

a_i, b_i, c_i は定数であり以上の値は文献³⁾の値をとる。また自動イオン化効果⁵⁾として炭素の α_2 に 1.1 を酸素の α_4 に 1.2 の係数を掛ける。また $E_1(x) = \int_x^\infty \frac{e^{-y}}{y} dy$ である。

一方再結合率 $\beta_k (= \beta_r + \beta_d)$ には放射再結合率 β_r ⁶⁾ 及び Z 電子放射再結合 (dielectronic recombination) 率 β_d ⁷⁾ を考える。

$$\beta_r = 2.6 \times 10^{-20} \left[k^2 \left(\frac{\chi_h}{T_e} \right)^{1/2} \left(\frac{\zeta}{n^3} \right) \left(\frac{\chi_k}{T_e} \right) \exp \left(\frac{\chi_k}{T_e} \right) E_1 \left(\frac{\chi_k}{T_e} \right) + \sum_{\nu=1}^{\infty} \frac{2 k^4}{(n+\nu)^3} \left(\frac{\chi_h}{T_e} \right)^{3/2} \exp \left\{ \frac{k^2 \chi_h}{(n+\nu)^2 T_e} \right\} E_1 \left\{ \frac{k^2 \chi_h}{(n+\nu)^2 T_e} \right\} \right]$$

$$\beta_d = 2.4 \times 10^{-15} T_e^{-3/2} \left\{ \frac{k^{1/2} (k+1)^{5/2}}{(k^2 + 13.4)^{1/2}} \right\}$$

$$\times \sum_{\ell=1}^L f \left(\frac{x^{1/2}}{1 + 0.105 x + 0.015 x^2} \right) \exp \left[\frac{-\chi_{ex}}{T_e \{ 1 + 0.015 k^3 (k+1)^{-2} \}} \right]$$

$$x = \frac{1}{k+1} \left(\frac{\chi_{ex}}{\chi_h} \right)$$

ここで n は基底状態での主量子数, ξ は最外殻での空孔電子数, f は振動子強度 (oscillator strength), χ_{ex} は励起ポテンシャルである。Burgess は上記の β_d の近似式は 20 価以内のイオンに対し与えている⁷⁾。しかし鉄の場合につき 20 価以上のイオンに関して検討した所⁸⁾、この近似式は 2~3 倍大きな値を与えるが実用上は問題ないと考えられる。何故なら不完全電離イオンの密度分布は主として拡散及びイオン化現象が主であり再結合の影響は小さい, また完全電離イオンは拡散と再結合現象が主であるが 2 電子放射再結合はないからである。後で述べるように我々は励起損失を算出するに各イオンに対し最も重要な幾つかの励起状態を考えている。2 電子放射角結合に関しても炭素, 酸素の場合は同種の励起状態を考慮したが, 鉄の場合は 6 価以上のイオンに対してのみ 2 電子再結合を考え, また只一種の励起状態を考慮した。素過程に関するデータである f , χ_{ex} , χ_k に関しては炭素及び酸素のそれは文献 9)~11) を, 鉄のそれは文献 12)~14) を参照した。

3.4 不純物イオンの温度

以上の諸係数はまた不純物の温度 T_k の関数でもある。プラズマイオンと不純物イオンとのエネルギー等分配時間 $(\tau_{eq})_k$ は拡散時間などに較べれば短い, 従って高電離の不純物イオンの温度は殆んどプラズマイオン温度に等しいと考えられる。しかし低電離イオンは更に短い時間で起るイオン化現象に支配され, プラズマイオン温度より低い温度の状態に止まる。これらを考慮して T_k を次のように近似する。

$$T_k \begin{cases} = \text{const. (given), if } k = 1 \\ = T_i, \text{ for } (\tau_{eq})_k \leq \tau_i, \text{ if } k \neq 1 \\ = \min \left[T_i, T_{k-1} + (T_i - T_{k-1}) \left\{ \frac{\tau_i}{(\tau_{eq})_k} \right\} \right], \text{ for } (\tau_{eq})_k > \tau_i, \text{ if } k \neq 1 \end{cases}$$

ここでイオン化時間 $\tau_i = 1 / [(\alpha_k + \beta_{k-1}) n_e]$, また $(\tau_{eq})_k = 3 m_z (4 \pi \epsilon_0)^2 (\kappa T_i)^3 / [8 \sqrt{2 \pi m_i} (k-1)^2 e^4 n_i \ln A_k]$ である。中性不純物粒子の温度は数 eV 程度を考える。

これは軽不純物は H_2O あるいは CO 等の化合物がプラズマ境界付近で解離すること, またスパッタされた金属不純物はほぼ結合エネルギーに近い温度で放出されるからである。1.3 で述べたようにもし軽不純物の発生機構として物理的スパッタが, 金属不純物の発生機構として局所的な蒸発現象が無視できないものとすれば, 数 eV と仮定することは適切でない。しかし幸いにこの仮定を 1 桁変えても計算結果に大きな影響を与えない。

3.5 不純物によるエネルギー損失

不純物によるエネルギー損失としては, イオン化損失 p_i (再結合によるもの p_{rec} を含む), 制動放射損失 p_{br} , 励起放射損失 p_{ex} がある。

$$p_i = \kappa \sum_{k=1}^{M-1} n_e n_k \alpha_k \left(\chi_k + \frac{3}{2} T_e \right) + p_{rec}$$

$$p_{rec} = \kappa \sum_{k=1}^{M-1} \left(\frac{3}{2} n_e n_{k+1} \beta_k T_e \right)$$

$$p_{br} = 1.5 \times 10^{-38} \bar{Z} n_e^2 T_e^{1/2}$$

$$p_{ex} = 1.73 \times 10^{-31} T_e^{-1/2} n_e \sum_{k=2}^{M-1} n_k \sum_{\ell=1}^L c_{k\ell} \exp\left(\frac{-\chi_{ex}}{T_e}\right)$$

ここで最も重要なエネルギー損失である励起損失の精度が悪いことは問題である。特に金属不純物に関しては鉄は未だしもそれ以上の重金属となるとエネルギー準位の同定もなされていない。従って励起断面積の評価の殆んどは今後に残されている。我々は励起断面積の係数 $c_{k\ell} = (8\pi/\sqrt{3}) c_{k\ell} = (8\pi/\sqrt{3}) f \bar{g} = \langle \mathcal{Q} \rangle (\chi_{ex}/\chi_h)$ に関し、炭素、酸素の場合は $f \bar{g}$ 表記で鉄は $\langle \mathcal{Q} \rangle$ 表記を採用する。ここで実効的 Gaunt 係数 \bar{g} は $\Delta n = 1$ の時は 0.3, $\Delta n = 0$ の時は 1.0 と近似する。¹⁵⁾ 実効的な collision strength $\langle \mathcal{Q} \rangle$ としては文献 16) より採る。我々の考慮した励起状態及び $c_{k\ell}$ を Table 1 にまとめて示す。

3.6 計算方法

式(11)は 2 階の M 元連立常微分方程式であり、数値計算に頼らざるをえない。プラズマパラメータは実験値あるいは予め与えるものとして式(11)を差分法で解く。但し求むべき不純物混入量となるまで $n_i(r_p)$ を変えながら繰返し計算を行う。また電気的中性の条件 $n_e = n_i + \sum_{k=2}^M (k-1) n_k$ を満すように n_i に関する収束計算を行う。例えば酸素の場合、2~3%の混入量であれば 5 回程度、7~8%であれば 50 回程度の収束計算が必要である。

式(11)の差分は

$$\frac{1}{r^m} \left[\frac{-2}{\Delta r^m + \Delta r^{m-1}} \left\{ \frac{(r^m D_k^m + r^{m-1} D_k^{m-1})(n_k^m - n_k^{m-1})}{2} - \frac{(r^{m+1} D_k^{m+1} + r^m D_k^m)(n_k^m - n_k^{m-1})}{2} \right\} \right]$$

$$- \frac{1}{2r^m} \left[\frac{r^m W_k^m n_k^m - r^{m-1} W_k^{m-1} n_k^{m-1}}{\Delta r^{m-1}} + \frac{r^{m+1} W_k^{m+1} n_k^{m+1} - r^m W_k^m n_k^m}{\Delta r^m} \right]$$

$$+ n_e^m [\alpha_{k-1}^m n_{k-1}^m - \alpha_k^m n_k^m] - n_e^m [\beta_{k-1}^m n_k^m - \beta_k^m n_{k+1}^m] = 0$$

$$k = 2, 3, 4, \dots, M, \quad m = 2, 3, 4, \dots, N$$

ここで添字 m はメッシュ点を表わし、 Δr はメッシュ幅である。

上式は

$$\sum_j a_{ij}^m n_j^{m+1} + b_{ij}^m n_j^m + c_{ij}^m n_j^{m-1} = 0$$

$$i = 2, 3, 4, \dots, M, \quad j = 2, 3, 4, \dots, M$$

と書ける。この行列式を一挙に解くのは膨大な計算機容量を必要とする。そこで次のように recurrence 法を使用する、即ち

$$n_i^m = \sum_k E_{ik}^{m+1} n_k^{m+1} + F_i^{m+1}$$

なる関係が成立すると仮定する、ここで係数 E, F は n_k に独立である。この関係式を代入すると、

$$\sum_r \left[\sum_n c_{in}^m E_{nr}^m + b_{ir}^m \right] E_{rj}^{m+1} + a_{ij}^m = 0$$

$$\sum_r \left[\sum_n c_{in}^m E_{nr}^m + b_{ir}^m \right] F_r^{m+1} + \sum_r c_{ir}^m F_r^m = 0$$

と E, F に関する関係式が求まる。一方 $dn_k/dr|_{r=0} = 0$ の境界条件から、プラズマ中心部での n_k を 2 次曲線で近似すれば

$$n_k^i = \frac{4}{3} n_k^2 - \frac{1}{3} n_k^3$$

これを代入すれば E^3, F^3 が求まる、即ち

$$\sum_r \left[\left\{ \frac{4}{3} c_{ir}^2 + b_{ir}^2 \right\} E_{rj}^3 - \frac{1}{3} c_{ir}^2 \delta_{rj} \right] + a_{ij}^2 = 0$$

$$\sum_r \left[\frac{4}{3} c_{in}^3 + b_{in}^3 \right] F_n^3 = 0$$

ここで δ_{rj} は Kronecker のデルタである。また n_k^N は境界条件として与えられている。これらより E^m 及び F^m が逐次求められ n_k^m が求まる。

3.7 計算結果

3.7.1 実験の解析

実験の例として比較的純物の測定が良く行われた ST⁽¹⁷⁾ (水素プラズマ) と TFR⁽¹⁸⁾ (重水素プラズマ) を考える。入力としてのプラズマパラメータは Fig. 2 に示した n_e, T_e, T_i また R, r_p, B_t, I_p は Table 2 に示した実験値を使用する。境界値 $T_e(r_p) = T_i(r_p) = 10 \text{ eV}$ と仮定し、また $T_i = 5 \text{ eV}$ とした。実験値と比較するものはプラズマの 1 周電圧 V_p 、酸素不純物混入量 $c_{\text{imp}} = \int \left(\sum_{k=2}^M n_k / n_e \right) dV \times 100 (\%)$ 、ジュール加熱全入力 $P_j = V_p I_p$ 、全放射損失 P_r である。更に分光測定によって求められた各不純物イオン密度のピーク位置がある。Table 3 に実験値と計算結果との比較を示した。ここで $P_r = P_{\text{ex}} + P_{\text{br}} + P_{\text{rec}} + \kappa n_e \sum_{k=1}^{M-1} n_{k+1} \beta_k \chi_k$ としたが、 P_{ex} がその殆んどを占める。また Case I は $\gamma_D = \gamma_W = 1$ とした場合、即ち古典的拡散値を使用する場合で、一方 Case II は $\gamma_D = 10, \gamma_W = 1$ と非古典的拡散を考えた場合である。Fig. 2 と Table 3 を見ると、Case によって \bar{Z} の値及びその空間分布にそれ程の差異がないことから、同一の c_{imp} であれば V_p もまた当然 P_j も同程度となっている。最も大きな差異を生ずるのは P_r である。Case I の方が小さく求まる。これは拡散係数が小さい程不純物の閉じ込め時間が長くなり、それだけ完全電離イオンの率が大きくなるため、不完全電離イオンによる P_{ex} が小さくなるからである。特に ST での例では Case I の場合は Case II に較べ P_r が数分の 1 であり、

Case IIの方が実験値に近い。TFRの例ではそれ程の差異は出ていない。しかし実験値の P_r (>135 kW)は分光測定の結果でポロメータでの P_r の測定値はこの値の3倍近く大きい。実験における種々の考察からTFRでのエネルギー損失の大部分が放射損失と考えられていることからCase IIの結果の方が実験に近いといえそうである。

以上の検討から、マクロな量を実験と計算の比較に使用して、計算モデルの妥当性を論ずるには放射損失だけにモデルの差異が現われることがわかった。それだけに P_r の評価に精度が要求される。しかし実験及び計算共にその誤差は100~200%あるものと考えられ、また酸素不純物の影響が支配的である実験の例とはいえ、リミター材(モリブデンやタングステン)や容器壁材(ステンレス鋼)の金属不純物の影響も無視できる程には小さくないだけに今後の問題として残されている。

次に空間分布の情報から検討を行う。Fig. 2に計算より求めた \bar{Z} 及び n_i の空間分布を示した。残念ながら n_i を測定する実用的な手段は未だ開発されていないだけに、実験との比較はできない。プラズマ中心の電子温度が1 keV程度あれば酸素不純物の殆んどが完全電離している。従って n_e に対する n_i の値を概略を求めるには、 $n_i/n_e \sim 1 - 8 \times 10^{-2} c_{imp}$ として良いことがわかる、即ち $c_{imp} = 1\%$ で n_i は n_e の1割減、 $c_{imp} = 5\%$ で4割減である。一方 \bar{Z} についても正確な測定法がない。従来⁶⁾の方法は(1)1周電圧(2)軟X線(3)分光の3種がある。(1)はトロイダル電界及び \bar{Z} の空間分布が一定と仮定して $V_p = 2\pi R I_p / \int \frac{dA}{\eta_{\parallel}}$ 、 $\eta_{\parallel} = f(T_e, \bar{Z})$ の関係式から求める。(2)は制動放射及び再結合放射エネルギーを測定して求める方法であるが、完全電離イオンが支配的であるプラズマ中心部での評価を除いては正確でない。それは2電子放射再結合が支配的となる領域ではこの再結合の正確な理論式及び不完全電離イオンの密度が求まっていなければならないが、これは現在では期待できないからである。(3)は不純物イオン密度を測定して $\bar{Z} = 1 + \sum \{ (k-1)^2 - (k-1) \} n_k / n_e$ と求める方法であるが、励起スペクトラムの分光測定から密度を換算する式中のGaunt係数はそれ程正確でないこと、また最も量の多い完全電離イオンは測定できないこと、更に低電離イオンは境界付近の非常に狭い領域(1~2 cmの幅)に局在化するが分光の空間分解能が1~2 cm程度であるのでこのように鋭い分布は正確に求まらないこと等を考えると正確な測定法ではない。計算結果を見ると \bar{Z} は空間的にはほぼ一定である。従って(1)の方法が簡便でありながら最も精度が良いと考えられる。

Fig. 3に計算により求めた不純物イオン密度分布を示した。不完全電離イオンはシェル状に分布しておりそのピーク位置は分光法で求められた実験結果(矢印で示した)とTFRの例では2価、3価、4価、5価の全てに良く一致している。STでは6価の測定しか示されていないが、計算結果の方が外側にピーク位置がある。これはSTでの放電時間が短いだけにプラズマが準定常状態でない(少くとも密度はまだかなり変化しつつある)ことによるためと思われる。以上の例はCase IIの場合でSTでは3%の、TFRでは7%の酸素が混入しているとした時の計算を示した。Fig. 3(c)にTFRでのCase Iの場合の例を示した。拡散が古典的としているだけに不純物が溜り易く、Case IIに比べ1桁少ない不純物の流入量で7%の混入量となる。しかし分布形状はCaseによって殆んど変わらず、その密度の絶対値もCase Iの場合の完全電離イオンはCase IIのそれに比べ数10%大になる程度で殆んど変わらない。従ってCase IかCase IIかによって大きな差異が生ずるのは、不純物の流入量、即ち中性不純物の境界での密度であり、STでは約2桁、

TFR では約 1 桁の差がある。実験ではこの値は測定されてはいず残念ながらいずれの Case が妥当かの検討はできない。

一方不純物の閉じ込め時間 $\tau_z = \int \sum_{k=2}^M n_k dV / \int (\alpha_1 n_1 - \beta_1 n_2) n_e dV$ を計算してみると Case I では数 10 ms, Case II で数 ms となる。また完全電離イオンの閉じ込め時間 $\tau_0 = \int n_0 dV / \int (\alpha_0 n_0 - \beta_0 n_1) n_e dV$ は Case I で数 100 ms, Case II で数 10 ms である。今プラズマの両極性拡散を仮定すれば $e\Gamma_e = e\Gamma_i + \sum_{k=2}^M e(k-1)\Gamma_k$ となるはずで、電子の拡散束 Γ_e は 2 のシミュレーションで述べたように非古典的であり電子の粒子閉じ込め時間も 10~20 ms 程度である。従ってプラズマイオン及び不純物イオンの拡散束 Γ_i 及び Γ_k も非古典的である可能性は大きい。もし $\Gamma_i \gg \sum (k-1)\Gamma_k$ であれば Γ_i は非古典的であるとしても Γ_k は古典的といえないわけではない。しかし不純物イオンだけが古典的拡散をし、その完全電離イオンの閉じ込め時間がプラズマの粒子閉じ込め時間より 1 桁以上も長い数 100 ms とは直ちには考え難い。事実最近の実験では不純物の拡散は非古典的といわれはじめている。¹⁹⁾

不純物の閉じ込め時間の検討を行うと次の重要な結果がえられる。即ち τ_z と τ_0 が 1 桁も異なることは、低電離イオンの拡散束が支配的であることを意味し、また低電離イオンは境界付近に局在化していることから、不純物の大部分はプラズマ境界付近でリサイクリングしており、プラズマ中心部へ流入する量は 1 桁以上も少いことがわかる。またプラズマの粒子閉じ込め時間を算出する場合に不純物による電子の供給が無視できうかどうか明らかになっていなかったが、 $\tau_n = \int n_e dV / \int \sum_{k=1}^{M-1} (\alpha_k n_k - \beta_k n_{k+1}) n_e dV$ を計算してみると数 100 ms となる。一方水素粒子による電子の供給から計算した τ_n は数 10 ms 程度以内であるから、不純物による電子の供給は 1~2 割程度以内の影響しかないことがわかる。即ち酸素不純物が数%程度しか混入していない一般の場合、粒子閉じ込め時間を求める際に不純物の影響は無視して良いであろう。

Fig. 4(a) にエネルギー損失の空間分布を示した。これは TFR で 7% 酸素混入量とした場合で非古典的拡散である Case II の例である。制動放射損失は全領域に渡って他のエネルギー損失より小さく、励起損失が支配的でありプラズマ境界付近になるにつれその値は 2 桁も大になる。最近の実験例でも同様の傾向を示しているが、プラズマ中心部での値と境界付近の値との比は数倍以内である。これは軽不純物に依るエネルギー損失が支配的な場合でも、金属不純物に依るエネルギー損失がプラズマ中心部では支配的になるからであろう。既に述べたように中心部での電子温度が 1 keV もあれば、酸素不純物はそこでは殆んどが完全電離しているだけに、イオン化損失及び励起損失は共に小さい。一方金属不純物は不完全電離しており特に中心部でのエネルギー損失が大になる傾向であり、事実金属不純物の影響が大きい実験では放射損失のピークはプラズマ中心部にある。更に影響が強くなれば、遂には中心部では高温が保てなくなり電子温度分布が中心で凹むいわゆるホロー放電となる事実はこの傾向を良く示している。

またこれらのエネルギー損失とジュール加熱との比の空間分布を Fig. 4(b) に示した。プラズマ中心部ではジュール加熱のわずか 1% 程度で、酸素不純物だけを考える限りにおいてはエネルギーバランスに不純物の影響はここでは無視できることがわかる。一方プラズマ境界付近ではジュール加熱よりはるかに大きく強い表面冷却作用を及ぼしている。この領域は高々 5 cm 程度の幅で

あり、ここでプラズマ内部よりの熱伝導エネルギーが放射損失に変換されていることになる。逆にいえば現在のトカマク・プラズマはこの軽不純物による表面冷却があるために表面温度が低く保たれ、プラズマ粒子と第1壁とのエネルギー相互作用が少なくて済み致命的な金属不純物の大量混入が避けられている。これ故に軽不純物必要悪説が出る理由ともなっている。しかし現在のトカマクのエネルギー閉じ込め時間は軽不純物によって頭打ちの傾向を示しており、もし軽不純物を低減させても金属不純物が増えない方策が得られれば、不純物の少いトカマクは飛躍的にその性能の上昇が期待できると考えられる。

以上の諸検討から我々の計算モデルは種々の実験結果と良い一致を見ることがわかり、幾つかの定量的説明が可能となることがわかった。特に非古典的拡散モデルの方が妥当であることが確められた。いずれにせよ現在のトカマク・プラズマ中での不純物を解析するには不純物の拡散現象を考慮しなければならず、イオン化現象だけを考慮してコロナ平衡などから不純物を解析することは現実とは相当な差異を生ずることに留意すべきである。従ってコロナ平衡の仮定に基づいて分光的測定結果を解析することは特に高電離イオンに対して大きな誤差を与える。

プラズマが準定常でない場合、あるいは全くの非定常過程であるプラズマの立上り領域での不純物の影響を論ずるには、非定常の不純物解析²⁰⁾を行わなければならない。しかしそのためには、不純物の発生量の時間変化の把握が必要である。また不純物の拡散及び不純物の素過程特励起過程の精度の良い理論及び実験データが整備されなければならないことはもちろんである。特に金属不純物に関しては今後の研究に待つ所が大である。

3.7.2 大型トカマクでの不純物

臨界プラズマあるいは自己点火プラズマを目指す大型トカマクでは不純物の許容混入量は厳しいものとなる。ここでは現在建設中の臨界プラズマ試験装置 JT-60 での計算例を示す。入力パラメータは Table 2 に示した。平均イオン密度 $\bar{n}_i = 5 \times 10^{19}/\text{m}^3$ 、平均温度 $\bar{T}_e = \bar{T}_i = 5 \text{ keV}$ での不純物密度分布の計算例を Fig. 5 ~ 7 に示す。炭素 (10%混入量) 及び酸素 (5%混入量) の場合、完全電離イオンは 4 乗分布に近い平坦な分布となるが、その他の不完全電離イオンは境界より 5 cm の領域に局在化している。一方鉄不純物 (0.3%混入量) の場合は全域で不完全電離イオンが支配的である。ここでの不純物拡散は非古典的拡散 (Case II) を採用している。大型トカマクとなる程不純物の閉じ込め時間は長くなり、一方温度が高くなる程イオン化現象は早くなるので、不純物密度分布は拡散を無視したコロナ平衡分布に近づく。例えば拡散係数を 100 分の 1 としても次に述べるエネルギー損失の量は殆んど変らない。

平均密度を 10^{19} 、 5×10^{19} 、 $10^{20}/\text{m}^3$ と変えまた平均温度も 1、5、10 keV と変えて密度分布計算を行い、その密度分布を用いて各エネルギー損失を求めそれを体積で積分した計算結果を Fig. 8 に示す。温度が高くなるほどイオン化が進み、制動放射損失が増大し励起損失が減少することは炭素、酸素、鉄で共通である。一方温度が 1 keV で炭素及び酸素は殆んどが完全電離しているだけにイオン化損失は温度と共に減少するが、鉄は 10 keV でもまだ約半数は不完全電離であるため増大している。

Fig. 9 はこれらのエネルギー損失を足し合わせた全エネルギー損失とジュール加熱入力との比較を示した。2 keV 以上ではジュール加熱が小さいだけに、第 2 段加熱が必要なことは明らかで

ある。現在最も開発が進んでいる第2段加熱法は高エネルギーの中性粒子入射である。その期待しうる入力は $0.1 \sim 0.5 \text{ MW/m}^3$ であり、JT-60では 0.3 MW/m^3 程度、自己点火プラズマでは 0.2 MW/m^3 が限度である。従って不純物によるエネルギー損失を JT-60では 0.1 MW/m^3 程度に抑えることが望ましい。Fig. 9よりこの条件を満たす不純物の許容混入量はプラズマの密度が $5 \times 10^{19} \sim 10^{20} / \text{m}^3$ とすれば、炭素で $10 \sim 5\%$ 、酸素で $5 \sim 2\%$ 、鉄で $0.3 \sim 0.1\%$ であることがわかる。これらの量は現在のトカマクでの混入量とほぼ等しい。従って特に厳しい条件とは考えられないでもないが、現在のトカマクに比較し温度及び放電時間が1桁も大きいだけに軽不純物はまだしも金属不純物の混入をこの程度に抑えうるかが重要な問題となるであろう（これについては5.で述べる）。

Fig. 9を見ると全エネルギー損失は 1 keV 以上では温度に余り依存しないことがわかる。この結果から経験的に不純物によるエネルギー損失の簡易式が求められる。

$$P_t = 3.2 \times 10^{-4} \left(\frac{\bar{n}_e}{10^{20}} \right)^2 \left(\frac{N_z}{N_e} \times 10^2 \right) M_z^2 \quad (\text{MW/m}^3)$$

ここで M_z は原子量である。JT-60では第1壁にはモリブデンが使用されるが、その許容混入量を計算で示さなかった。この理由はモリブデンのエネルギー準位の同定が殆んど判明していない現状では、精度の良い計算（少く共誤差が $100 \sim 300\%$ 以内）が不可能だからである。もし上式がモリブデンにも適用できうると仮定した場合その許容混入量は $0.1 \sim 0.03\%$ となる。

Table 1 The excitation potentials χ_{ex} and coefficients c_{kl} used in the expression of the excitation loss. χ_{ex} of iron ions is expressed in keV.

C	k	2			3		4		5	6
	l	1	2	3	1	2	1	2	1	1
	C_{kl}	3.92	7.55	1.13	11.75	1.13	4.15	0.87	2.82	1.83
	χ_{ex}	9.3	13.7	18.0	12.7	32.1	8.0	39.7	307.8	367.4

O	k	2			3					
	l	1	2	3	1	2	3	4	5	1
	C_{kl}	6.24	0.48	1.39	2.18	2.61	2.76	1.87	0.61	2.18
	χ_{ex}	14.9	23.0	28.8	14.9	17.6	24.4	40.5	40.9	15.7
	k	4		5		6		7	8	
	l	2	3	1	2	1	2	1	1	
C_{kl}	1.45	5.51	7.69	2.57	2.84	1.15	3.02	1.83		
χ_{ex}	20.3	22.4	19.7	72.0	12.0	82.6	573.8	653.5		

Fe	k	13					14				
	l	1	2	3	4	5	1	2	3	4	
	C_{kl}	2.03	1.685	8.515	3.629	2.921	0.977	1.560	4.385	3.128	
	χ_{ex}	0.163	0.241	0.191	0.271	0.210	0.175	0.245	0.206	0.282	
	k	14			15						
	l	5	6	1	2	3	4	5	6	7	
	C_{kl}	1.389	4.134	2.192	1.037	1.683	4.459	7.451	1.346	7.610	
	χ_{ex}	0.220	0.221	0.196	0.177	0.252	0.234	0.332	0.807	0.820	
	k	16									
	l	1	2	3	4	5	6	7	8	9	
	C_{kl}	1.777	0.712	1.493	0.694	0.383	0.192	0.454	0.171	6.741	
	χ_{ex}	0.271	0.232	0.264	0.244	0.350	0.326	0.344	0.334	0.730	
	k	16			17						
	l	10	11	1	2	3	4	5	6	7	
	C_{kl}	2.653	6.830	3.714	3.349	4.098	2.787	3.629	8.548	1.429	
	χ_{ex}	0.806	0.895	0.722	0.735	0.796	0.806	0.824	0.895	0.930	
	k	17					18				
	l	8	9	10	11	12	1	2	3	4	
	C_{kl}	2.213	1.635	1.650	0.894	1.833	2.801	7.351	3.317	5.564	
	χ_{ex}	1.01	1.12	1.13	1.23	1.25	0.79	0.796	0.872	0.862	
k	18										
l	5	6	7	8	9	10	11	12	13		
C_{kl}	0.464	0.558	1.693	1.171	0.892	0.583	0.666	0.594	1.396		
χ_{ex}	1.14	1.14	1.11	1.02	1.02	1.14	1.34	1.34	1.21		

Table 1 (continued)

Fe	k	18		19								
	l	14	15	1	2	3	4	5	6	7		
	C _{kℓ}	1.068	0.694	1.612	0.511	3.752	1.958	0.491	2.436	1.047		
	X _{ex}	1.21	1.34	1.10	0.87	1.21	1.00	1.24	1.02	1.24		
	k	19						20				
	l	8	9	10	11	12	13	1	2	3		
	C _{kℓ}	0.504	0.544	0.561	1.122	0.573	0.633	1.366	0.804	0.836		
	X _{ex}	1.24	1.24	1.24	1.31	1.31	1.44	1.06	0.91	0.925		
	k	20										
	l	4	5	6	7	8	9	10	11	12		
	C _{kℓ}	3.087	3.682	3.792	1.976	0.594	0.623	0.701	0.748	0.756		
	X _{ex}	1.16	1.00	1.04	1.10	1.27	1.33	1.27	1.27	1.33		
	k	20	21									
	l	13	1	2	3	4	5	6	7	8		
	C _{kℓ}	0.789	1.780	1.969	7.95	3.478	1.999	1.757	1.244	2.077		
	X _{ex}	1.33	0.955	1.16	1.05	1.26	1.12	1.57	1.33	1.47		
	k	21			22							
	l	9	10	11	1	2	3	4	5	6		
	C _{kℓ}	1.361	0.827	0.858	0.878	1.872	3.584	3.176	1.894	3.32		
	X _{ex}	1.47	1.55	1.47	1.00	1.13	1.04	1.15	1.11	1.44		
	k	22	23						24			
	l	7	1	2	3	4	5	6	1	2		
	C _{kℓ}	3.729	0.718	0.731	0.750	0.810	0.793	0.985	0.685	1.458		
	X _{ex}	1.56	1.11	1.13	1.15	1.11	1.43	1.55	1.13	1.15		
	k	24			25							
	l	3	4	5	1	2	3	4	5	6		
C _{kℓ}	0.798	0.772	0.920	1.056	1.255	2.183	0.457	0.180	0.242			
X _{ex}	1.15	1.48	1.72	6.56	6.60	6.63	7.76	8.20	8.40			
k	26											
l	1	2	3	4								
C _{kℓ}	1.12	0.216	0.075	0.104								
X _{ex}	6.9	8.2	8.7	8.8								

Table 2 Inputs and relations used in the calculations of main plasma parameters

	ST	TFR	a large tokamak
R : m	1.09	0.98	3
r_p : m	0.12	0.18	1
B_t : T	2.7	2.6	5
I_p : A	4×10^4	1.4×10^5	3.3×10^6
$n_e(r)$: m^{-3}	Fig.2(a)	Fig.2(b)	$n_e = n_i + \sum_{k=2}^M (k-1)n_k$
$n_e(r_p) = n_i(r_p)$: m^{-3}	2×10^{18}	2.5×10^{18}	2×10^{18}
$n_i(r)$: m^{-3}	$n_i = n_e - \sum_{k=2}^M (k-1)n_k$		$n_i(r) = 2(\bar{n}_i - n_i(r_p)) [1 - (r/r_p)^2] + n_i(r_p)$ $\bar{n}_i = 10^{19}, 5 \times 10^{19}, 10^{20} \text{ m}^{-3}$
$T_e(r), T_i(r)$: eV	Fig.2(a)	Fig.2(b)	$T_e(r) = T_i(r) = 2[T_e - T_e(r_p)] [1 - (r/r_p)^2] + T_e(r_p)$ $\bar{T}_e = 1, 5, 10 \text{ keV}$
$T_e(r_p) = T_i(r_p)$: eV			10
T_i : eV			5

Table 3 Comparison of experimental and computed macroscopic quantities of the plasma. c_{imp} , $n_1(r_p)$, V_p , P_j and P_r denote oxygen concentration, the density of neutral impurities at the plasma boundary, plasma one-turn voltage, joule input power and radiative power, respectively.

	ST				TFR			
	Exp.	Cal.			Exp.	Cal.		
		2	3	4		6	7	8
$C_{imp.} : \%$	2 - 4				6 <			
$n_1(r_p) : m^{-3}$	Case I	5.2×10^{12}	1.4×10^{13}	3.0×10^{13}	/	2.7×10^{14}	3.4×10^{14}	4.2×10^{14}
	Case II	8.7×10^{14}	1.2×10^{15}	1.5×10^{15}	/	3.8×10^{15}	4.1×10^{15}	4.3×10^{15}
$V_p : V$	Case I	2.4	2.8	3.1	2.75	2.5	2.7	2.9
	Case II	(1.8-3.9)	2.2	2.9		2.4	2.6	2.8
$P_j : kW$	Case I	95	111	125	385	347	379	410
	Case II	97	101	114		337	368	399
$P_r : kW$	Case I	19	2.6	3.8	135 <	111.0	135.9	163.8
	Case II		17.5	22.4		188.9	214.4	239.8

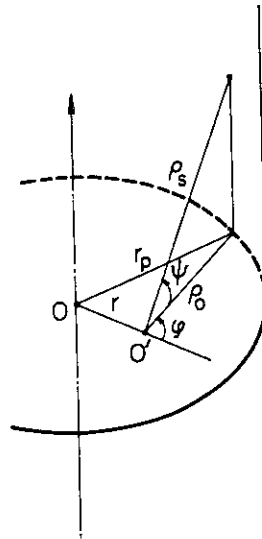


Fig. 1 A polar co-ordinate system used in the calculation of the density distribution of the neutral impurities.

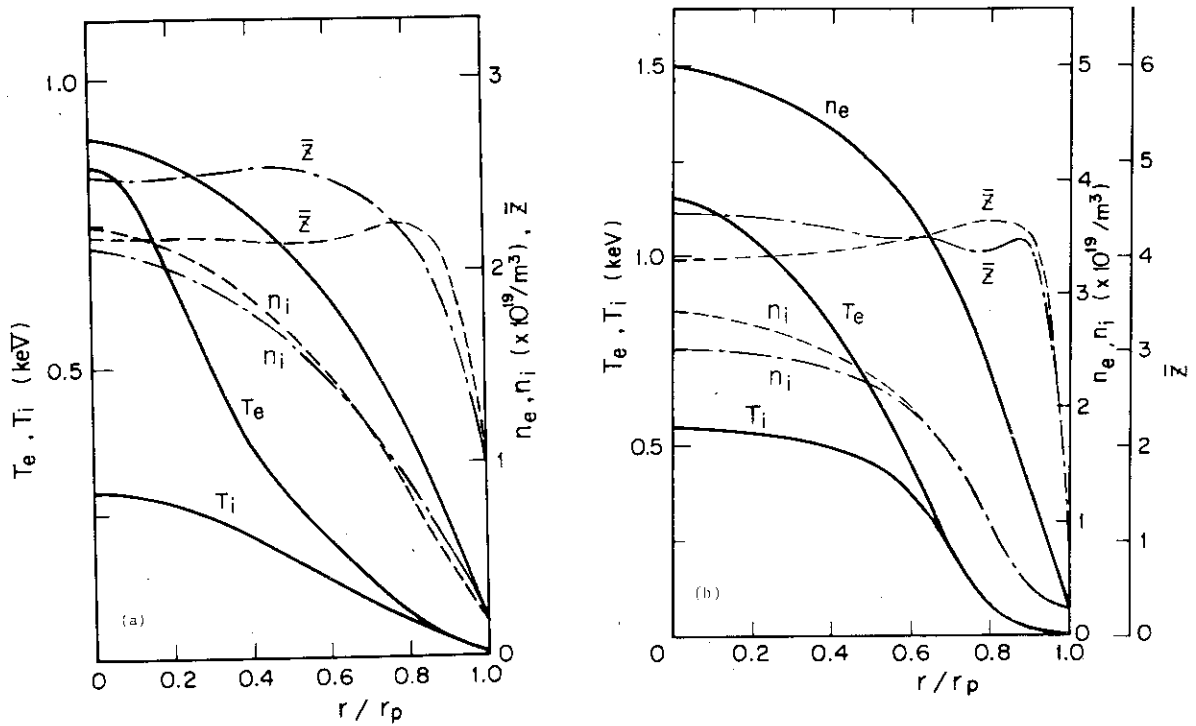


Fig. 2 Measured electron density n_e and temperature T_e , and ion temperature T_i . Computed ion density n_i and mean ionic charge \bar{Z} . (a) and (b) are the cases of ST with 3% oxygen and TFR with 7% oxygen, respectively. Chained and dotted lines show the results of Cases (I) and (II), respectively.

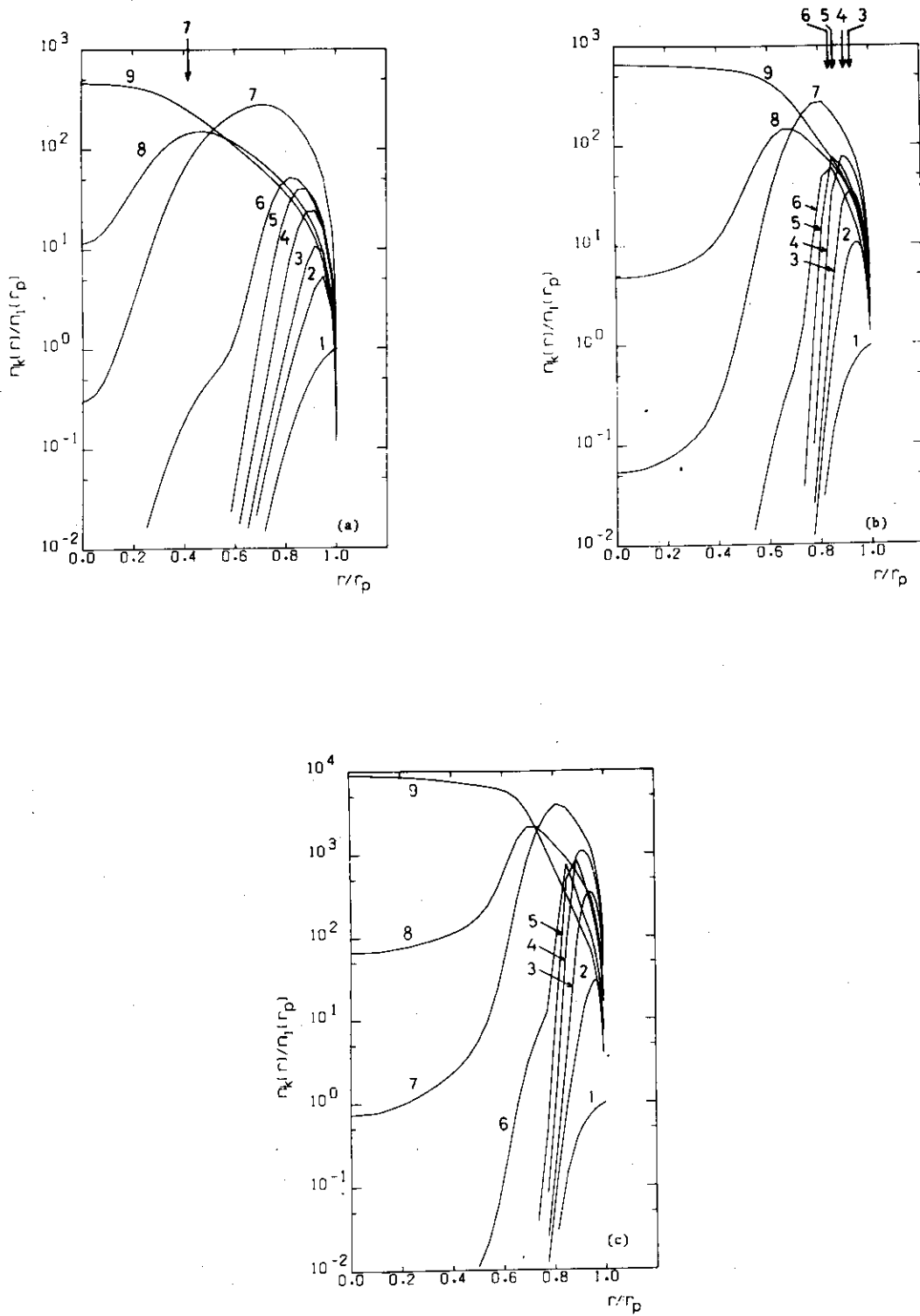


Fig. 3 Radial density distributions of oxygen impurities normalized by the boundary value of neutral oxygen. (a) and (b) are the cases of ST with 3% oxygen and TFR with 7% oxygen in Case (II), respectively. (c) the case of TFR with 7% oxygen in Case (I). Arrows show the estimated peaks of oxygen ions in the experiments.

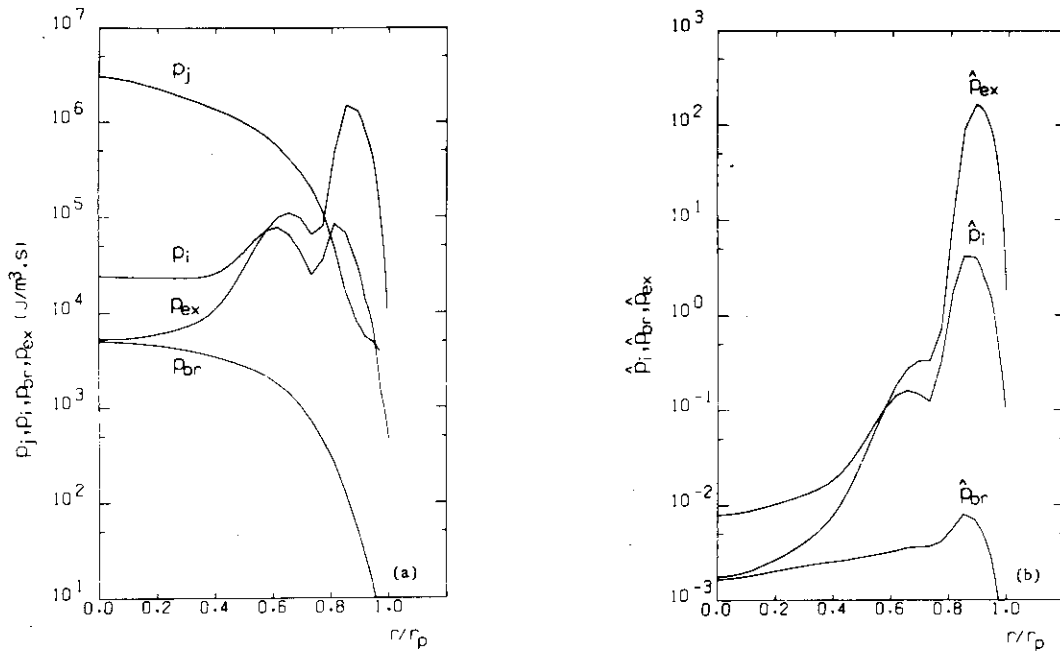


Fig. 4 (a) Radial distributions of energy losses caused by 7% oxygen impurities of TFR in Case (II), where P_j is joule heating power, P_{ex} is excitation loss, P_i is ionization loss and P_{br} is bremsstrahlung loss. (b) Those normalized by Joule heating power.

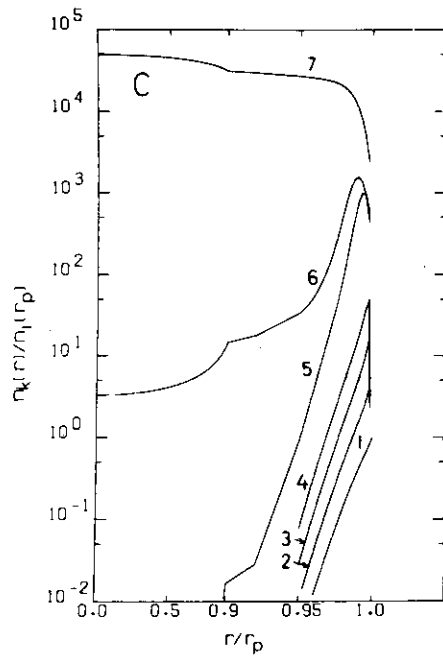


Fig. 5 Normalized radial density distributions of 10% carbon impurities in a large tokamak in Case (II), where mean ion density $\bar{n}_i = 5 \times 10^{19}/\text{m}^3$, and mean electron and ion temperatures are $\bar{T}_e = \bar{T}_i = 5$ keV. Note that the scale of the normalized radius shown in the abscissa is changed at 0.9.

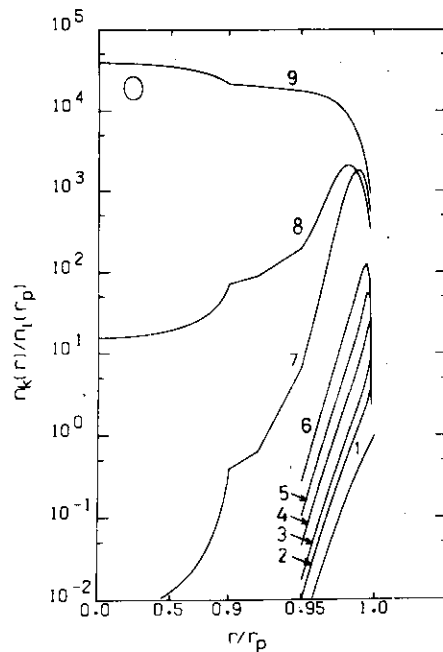


Fig. 6 Normalized radial density distributions of 5% oxygen impurities in a large tokamak. Otherwise, similar to Fig. 5.

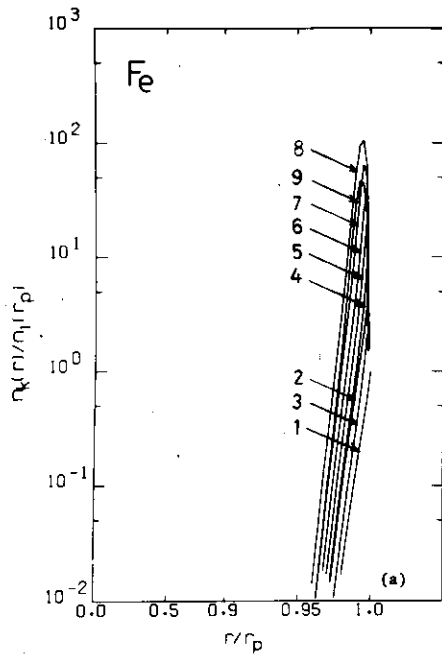


Fig. 7(a)

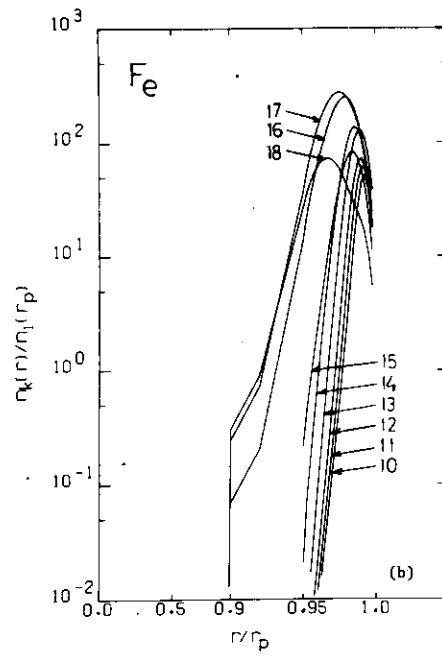


Fig. 7(b)

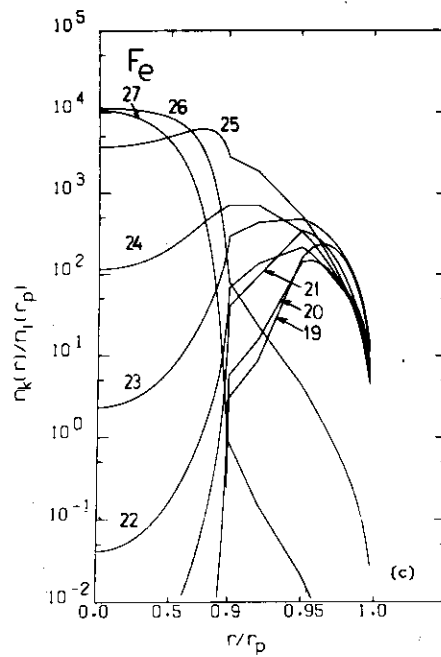


Fig. 7(c)

Fig. 7(a)(b)(c) Normalized radial density distributions of 0.3% iron impurities. Otherwise, similar to Fig. 5.

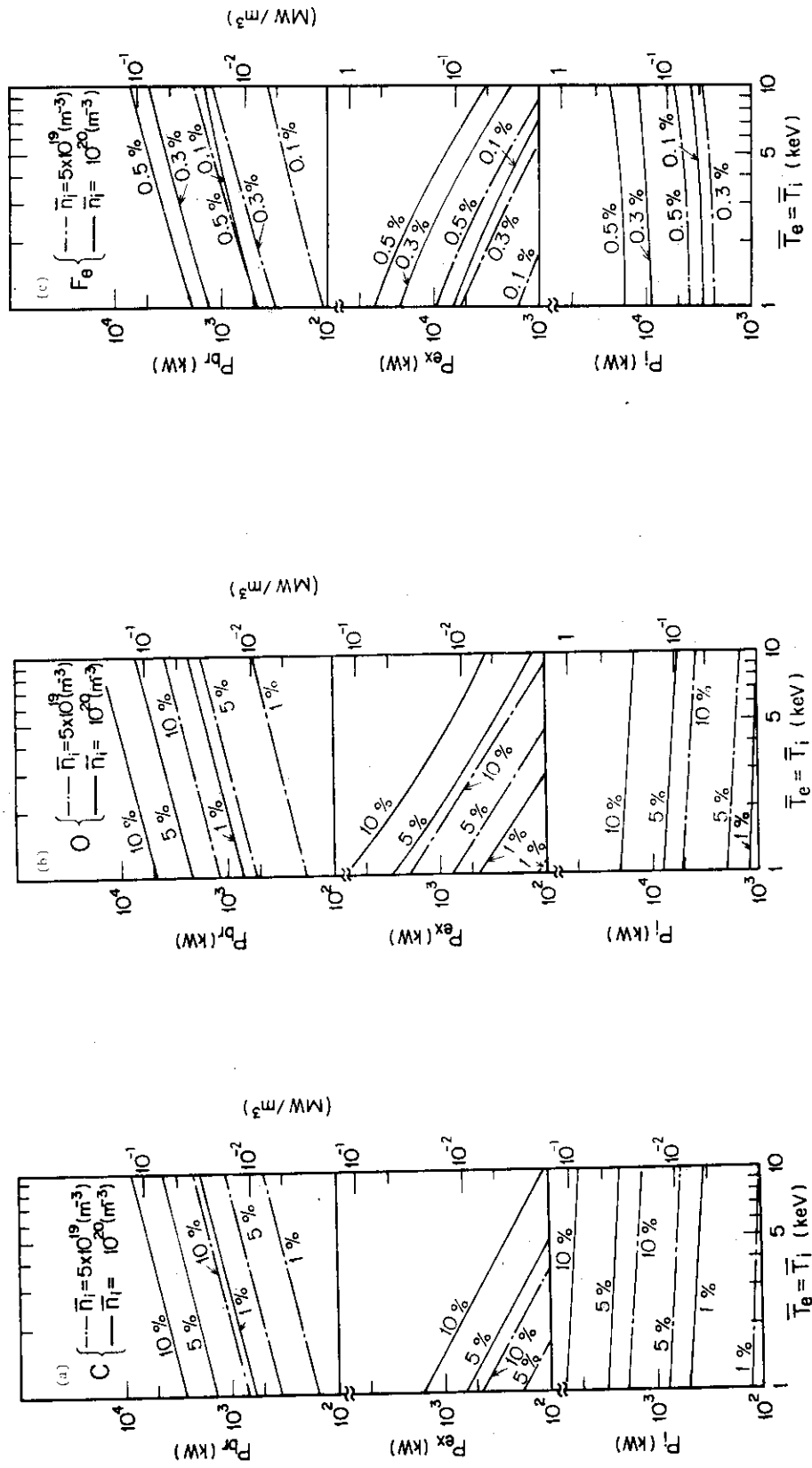


Fig. 8(a)(b)(c) Respective energy losses integrated over the plasma volume caused by carbon (a), oxygen (b) and iron (c) impurities.

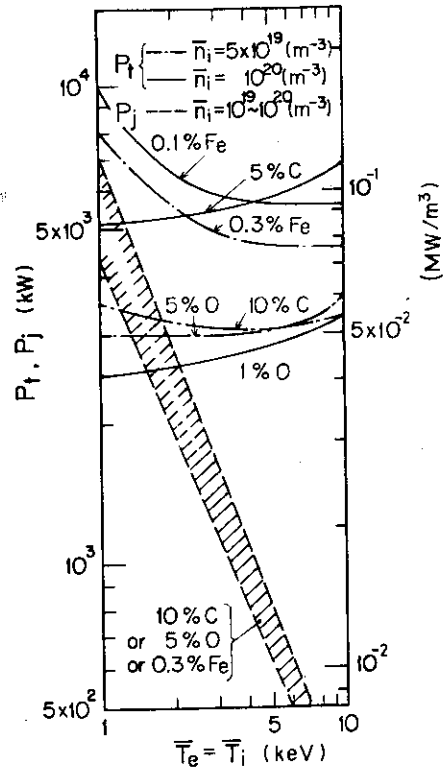


Fig. 9 Total energy loss P_t by carbon, oxygen and iron impurities compared with joule heating power, where $P_t = P_{ex} + P_i + P_{br}$.

参 考 文 献

- 1) T. Tazima, M. Tanaka, M. Yoshikawa, K. Inoue, *Nuclear Fusion* 14 (1974) 517.
T. Tazima, et al., *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. 5th Int. Conf. Tokyo, 1974)* 1, IAEA, Vienna (1974) 17, Second part of paper CN-33/A1-2. T. Tazima, Y. Nakamura, K. Inoue, *Nuclear Fusion* 17 (1977) 419 and CORRIGENDA to this paper: *Nuclear Fusion* 17 (1978) 1393.
- 2) A. Samain, F. Werkoff, *Nuclear Fusion* 17 (1977) 53.
- 3) W. Lotz, IPP 1/62 (1967).
- 4) E. Hinov, MATT-777 (1970).
- 5) H.P. Summers, *Mon. Not. R. Astr. Soc.* 158 (1972) 255.
- 6) S. Von Goeler, et al., *Nuclear Fusion* 15 (1975) 301.
- 7) A. Burgess, *Astrophys. J.* 141 (1964) 1558.
- 8) 中村幸治, 河西敏, 田島輝彦, JAERI-M 7019 (1977).
- 9) K.G. Widing, G.D. Sandlin, *Astrophys. J.* 152 (1968) 545.
- 10) W.L. Wiese, M.W. Smith, B.M. Glennon, NSRDS-NBS 4 Report, National Bureau of Standards (1966).
- 11) K. Evans, K.A. Pounds, *Astrophys. J.* 152 (1968) 319.
- 12) M. Malinovsky, L. Heroux, *Astrophys. J.* 181 (1973) 1009.
- 13) M.W. Smith, W.L. Wiese, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 23 (1971) 103.
- 14) R. Mewe, *Sol. Phys.* 22 (1972) 459.
- 15) D.P. Cox, W.H. Tucker, *Astrophys. J.* 157 (1969) 1157. S. Hinton, M.N. Rosenbluth, *Phys. Fluids* 16 (1973) 836.
- 16) W.H. Tucker, M. Koren, *Astrophys. J.* 168 (1971) 283.
- 17) D. Dimock, et al., *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. 4th Int. Conf. Madison, 1971)* 1, IAEA, Vienna (1971) 451.
- 18) TFR Group, NT/111 (1975). P. Ginot, TFR Group, N° 1146 (1976).
- 19) K. Ando, et al., MATT-1078 (1974).
- 20) D.M. Meade, et al., *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. 5th Int. Conf. Tokyo, 1974)* 1, IAEA, Vienna (1974) 605. S.A. Cohen, E.S. Marmor, J.L. Gecchi, *Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 7th Europ. Conf. Lausanne, 1975)* 137.

4. 軽不純物対策の実験

軽不純物の発生原因と発生機構について1.3.1で考察を行った。現在のトカマクでは、ベーキング等を行って高真空を達成し、引き続き長時間の放電洗浄を行って初めて軽不純物の混入量を数%程度に低減させられている。軽不純物対策としてはひとつに清浄な第1壁表面を形成させて発生量を低減させる方法と、混入する不純物を除去する方法が考えられる。前者としてベーキングや放電洗浄等一連の表面処理があり、後者としてダイバータがある。後者としてATCのチタン蒸着による第1壁面をゲッター面とした例¹⁾、また最近のJFT-2a及びDITEのダイバータ実験²⁾³⁾によってその有効性が確められている。一方前者の有効性は経験的に確立されているが、その定量性及び機構が明らかにされてはいなかった。我々はこれらを明らかにするために、JFT-2で放電洗浄効果実験をまたベーキングの放出ガス量への効果の基礎実験を行った。更に新たな提案として高温モリブデン材への酸素及び水素ガスによる表面処理効果の実験を行った。また最終的な清浄第1壁表面形成法として目されるin-situ coatingに関し、スパッタ法によるモリブデン・コーティングの開発実験を行った。以下それらの実験結果について述べる。

4)5)

4.1 JFT-2での放電洗浄効果実験

放電洗浄による金属表面の清浄化法は古くから知られており、その機構も明らかにされている。即ちアルゴンやキセノン等の重いイオンによるスパッタ作用である。これらは清浄化すべきターゲットを陰極にして、有極放電を行うものであるが、トカマクのように無極放電を行う例でも同様と考えられていた。従ってプラズマは高温の方が良いと考えられ、またなるべく乱れたプラズマを形成させてリミターのみならず容器壁にもイオンが到達するようにと図られてきた。このために高電流で低磁場の放電洗浄が一般的であった。この方法ではトロイダルコイルの温度上昇あるいは変流器コンデンサーの充電時間等の限界から、通常定格放電に較べれば何分の1かの短い放電間隔時間ではあるが約1分に1回の放電が行える程度である。一方50 Hzの交流放電を行ってもトカマク・プラズマ中での酸素不純物の量を同等に減少させることがわかった⁶⁾。この方法は低温プラズマではあるが常時放電が行われているだけに壁へ衝突するイオン束は大きい。これらの結果から壁へ衝突するイオン束は小さくてもイオンのエネルギーは高い方法が良いのか、または低エネルギーでもそのイオン束が大きい方法が良いのか定量的な把握が必要となった。またそれらの方法を使用しても数%の酸素混入があるため、一層効果的な放電洗浄が要求されそのためにも現在の放電洗浄の機構及び効果の解明が必要となった。特にトカマク装置において第1壁面の表面状態の変化を観察しながら放電洗浄効果を論じた研究はなかった。従って無極放電においてもスパッタ効果が本質であるか否か、あるいはもしそうである場合に50 Hzの低温プラズマでも不純物低減効果が同様にあるのは何故かは明らかにされていなかったわけである。我々はこの問題に着目して以下の実験をJFT-2装置で行った。

4.1.1 実験方法

JFT-2はトラス半径0.9m, プラズマ半径0.25m, トロイダル磁場1.8Tの標準的なトカマク装置である。リミター材はモリブデン真空容器はSUS 304のベロー型である。本実験は1975年の9月~11月の3ヶ月間JFT-2が大気開放された後に行われた。ベロー部は150~200°C, 観測部(箱型)は80°Cに数日ベーキングされた後, 真空圧は 5×10^{-8} Torr となっている。ターボ分子ポンプのポンプ速度は1000ℓ/sである。引き続き放電洗浄を行ったが, 放電条件はトロイダル磁場0.6~0.7T, 水素ガス注入圧 2×10^{-4} Torr, プラズマ電流100kA, 放電間隔時間1~1.5分である。

放電洗浄中にプラズマの状態がどう変わるかを見るため, 他の条件は同じくトロイダル磁場だけ1.4Tにしてプラズマの諸特性を代表的な放電洗浄回数毎に測定した。レーザのトムサン散乱によって電子温度と密度をリミターからトラス方向270°の所で, またマイクロ波による電子密度及びシリコン素子ポロメーターによる放射損失を90°の所で測定した。

Fig. 1に壁表面観察装置を示した。箱型観測部にテストピースをベロー壁表面に相当する位置に挿入し, 代表的な放電回数毎に引き出してその表面組成をオージェ電子分光計によって測定した(10^{-6} ~ 10^{-7} Torrの真空中で測定)。放電洗浄終了後このサンプルは大気中に3日放置されたが, 表面組成分布をアルゴンイオンビーム(2keV, 2mA)によってスパッタエッチングしながら測定した。

容器中の残留ガス組成の時間変化は, 四重極質量分析器をリミター部にある真空排気系ポート部に設置して観測した。質量分析器の時間定数は15msである。

4.1.2 プラズマ特性の変化

Fig. 2にプラズマの電流及び1周電圧の時間変化を示す。ここで電流はプラズマ電流及び真空容器に流れる電流を含んでいるが, 放電初期を除いては後者は小さい。放電維持時間は放電洗浄回数が0, 200, 500, 1500の時にそれぞれ10, 25, 50, 55msと延びてくるが, 1500回以後は殆んど変化が見られない。一方最初は矩形波に近い1周電圧は, 200回の放電洗浄で著しく改善されるが激しいネガティブスパイク現象が見られる。500回で通常の波形に近づくが未だネガティブスパイクが観測されている。1500回以降で通常波形となりそれ以降は殆んど変化しない。

これらの変化はいわゆる抵抗型(resistive)プラズマから誘導型(inductive)プラズマへの推移を表わしている。即ち初期には不純物の混入が多く, そのエネルギー損失が大きいためプラズマの温度は低くプラズマ抵抗が高い。この場合変流器に用意された磁束量(volt second)がこの抵抗分で消費され放電維持時間が短くなる。一方放電洗浄回数が進むにつれ, プラズマの温度は高くなって抵抗が低くなり, その分放電維持に廻せる分が大になる。これらはFig. 3に示した放電洗浄回数と中心電子温度, プラズマ抵抗, 放射損失の相関を見れば明らかである。

Fig. 2及びFig. 3を見る限りにおいては放電洗浄回数が1500回を越すともはやプラズマの諸特性は殆んど変化しない。しかしトロイダル磁場の時間変動(MHD不安定性, 位置平衡に関する情報)及び硬X線の時間変化(逃走電子に関する情報)まで再現性の良いプラズマがえられるまでには2500回の放電洗浄を要した。

2500回で放電洗浄を終了したが, その時のプラズマ諸特性の測定結果をFig. 4に示す。特徴

的なことは電子温度分布がかなり急峻となっていることである。これから未だ相当量の不純物が混入していることが想像される。確かにこれらのデータからプラズマの実効的な平均イオン電荷数 $\bar{Z} = 4.5$ と求められるが、主要不純物を酸素（後の実験で確認された）とするとその殆ど電荷は6~8価と考えられ6%~12%の混入量があることが推定される。

4.1.3 壁表面組成変化

以上の結果は従来の種々のトカマク装置で経験的に良く知られている事実である。次にこれらの過程中的容器壁表面の変化を示す。Fig.5はベロー部の山及び谷の相当位置に設置したステンレス鋼及びモリブデンのテストピース表面組成変化である。オージェ電子分光計による定量性は特に微量の組成に対しては問題が多い。ここでは半定量的な論議を行う。ある組成の相対的な含有量 C_i は、オージェ電子強度のピーク高さ P_i 及び相対的なオージェ電子発生率 S_i から

$$C_i = \frac{P_i}{S_i} / \sum_{j=1}^n \frac{P_j}{S_j} \text{ と表わされる。}^7) \text{ 標準スペクトラムとして文献 8) のデータを使用した。初期で}$$

は表面の殆どが炭素で覆われていることがわかる。ベローの山部では200~500回、谷部では500~1000回の放電数後は急激に変化した表面組成がほぼ平衡状態に達している。これらの変化は先に述べたプラズマ特性の変化と強い相関があることが明らかになった。初期に多量に存在する表面に物理吸着あるいは弱く化学吸着したガスが200~500回の放電で叩き出されると考えられる。その後は未だ相当量ある強く化学吸着した不純物（例えば酸化膜）が問題となるであろう。しかし最終的な不純物の量は表面の約40~50%も占め、それ以上減少しない。500回以降特にステンレス鋼表面にモリブデンが、またモリブデン表面にはステンレス鋼成分が多く観測されてくる。このことから500回以降の表面組成の改善は主として新たに金属（特にリミター材であるモリブデン）が容器壁表面に降り積って汚染層を覆うことによるのではないかと考えられる。

これを確認するために、表面組成の深さ分布を放電洗浄終了後に観察した結果をFig.6に示す。主としてモリブデンが表面に降り積っていることがわかるが、ベロー山部で約300Å、谷部で40Åの厚さの領域に10%以上のモリブデンが存在していることがステンレス鋼のテストピースからわかる。ここでエッチング速度は以下のように推定した。キセノンイオンビーム（2 keV, 20 mA）のモリブデンに対するそれは15 Å/minとエッチング深さを深さ測定器で測ってえられている。一方Sigmundのスパッタ理論⁹⁾から、モリブデンに対する2 keVキセノンのスパッタ率は2 keVアルゴンのそれより1.4倍大であること、また鉄に対する2 keVのアルゴンのスパッタ率はモリブデンに対するそれよりも1.2倍大であることから、モリブデンと鉄がほぼ等量含まれている混合層への2 keV, 20 mAのアルゴンイオンビームのエッチング速度は約15 Å/minと求められる。

4.1.4 残留ガス変化

次に残留ガスの変化をFig.7に示した。放電直後に測定されたCH₃及びCH₄のピーク値は500回までは急激に減少しているがその後は殆ど変化しない。一方以前（1975年2~3月に大気開放した後の放電洗浄）にヘリウム放電洗浄を行った時のデータも示したが、水素放電より効果が少く1000回以上もの回数まで急激な減少が続きその後も緩やかな減少が見られている。このピーク値は10 s程度の時間定数で指数関数的に減少することが観測されている。この放電回数に

対する変化は壁表面状態及びプラズマ特性の急激に変化する様相と強い相関のあることがわかった。Fig. 8に残留ガスの組成を示した。 H_2 , N_2 , H_2O , アセトン ($m/e = 43$ 及び 15), CH_4 , CO_2 が主要なガスと考えられる。

4.1.5 考察

これらの実験結果から、トカマク装置における一般的な放電洗浄法（大電流、弱磁場、パルス放電）の機構は主として弱い吸着不純物は物理的及び化学的スパッタによって速やかに除去されるが、その後はリミター材が飛散してきて清浄な表面層を形成することに負う所が大である。しかしこの方法では壁表面の約半分以上には清浄化は進まず、またプラズマ中への数%の酸素混入はこれ以上改善でき難い。この理由としては放電中に形成された清浄面も、放電休止時間中に残留ガスが吸着してしまうためある一定以上には清浄化が進まないことによる。この結論から、最も効果的な清浄表面形成法は強制的に金属膜を蒸着させることと考えられる。また酸化膜など厚い汚染層の除去は困難としても極く表面の不純物を除去するには、高真空中での連続放電洗浄が良いと考えられこの時壁温は高温の方が良いと思われる。最近の実験では弱電流（2 kA）低温（ $\bar{T}_e = 1 \sim 2$ eV）、1~2%の弱電離（ $\bar{n}_e \sim 2 \times 10^{17} / m^3$ ）のプラズマを形成して洗浄を行い、酸素混入を1~2%程度に抑えた成功例が報告されている。¹⁰⁾ この説明としてイオンの化学的スパッタ作用（例えば H_2O の形成）で表面の不純物除去を行うが、その放出されたガスがプラズマ中で再びイオン化してリサイクリングすることがなるべく少なくなるよう温度の低い弱電離プラズマを形成したからであるとしている。

今回の実験を通じて最も不思議なことは、表面には炭素の方が酸素より1桁以上も多く観測されているにも拘わらず、プラズマ中への混入が逆に1桁は少ないことである。即ち炭素の方が2桁も放出され難いことになる。オージェ電子分光計の特に炭素に対する定量性の問題を考えれば上記数値はそれ程当にはならないが、定性的にはこのようにいえるであろう。数100回以降では炭素はカーバイトの形で観測された例が多い。これが説明の一助ともなる情報であると考えられるがその解明は今後に残されている。

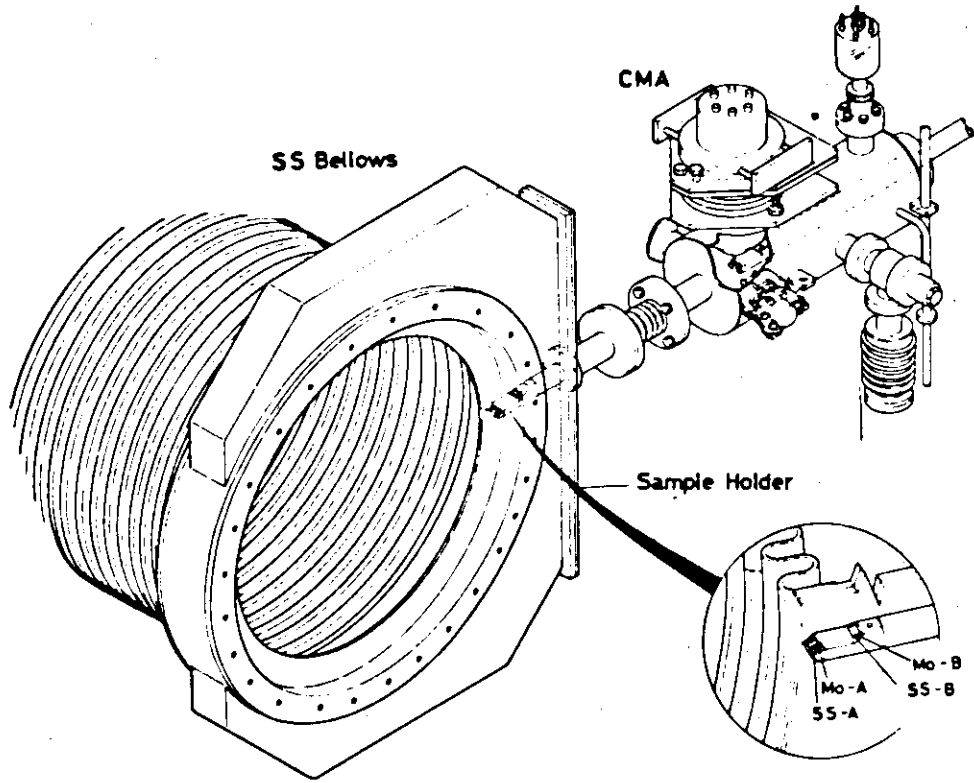


Fig. 1(a) Schematic view of the system for surface observation.

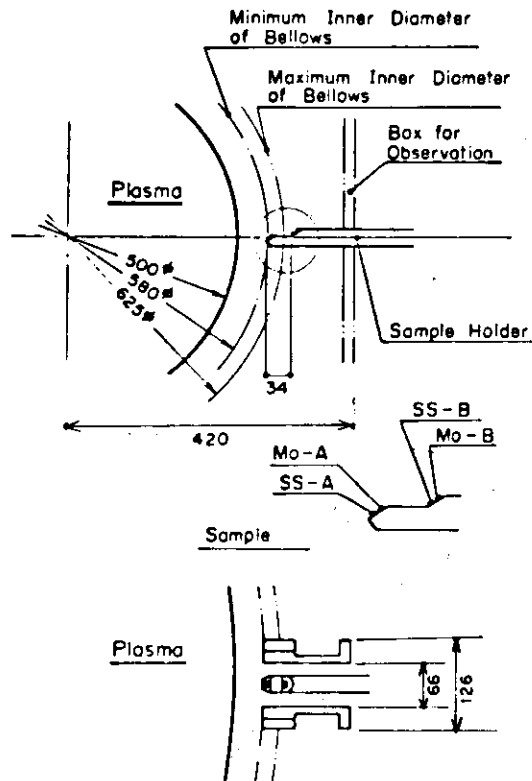


Fig. 1(b) Location of the samples exposed to the plasma.

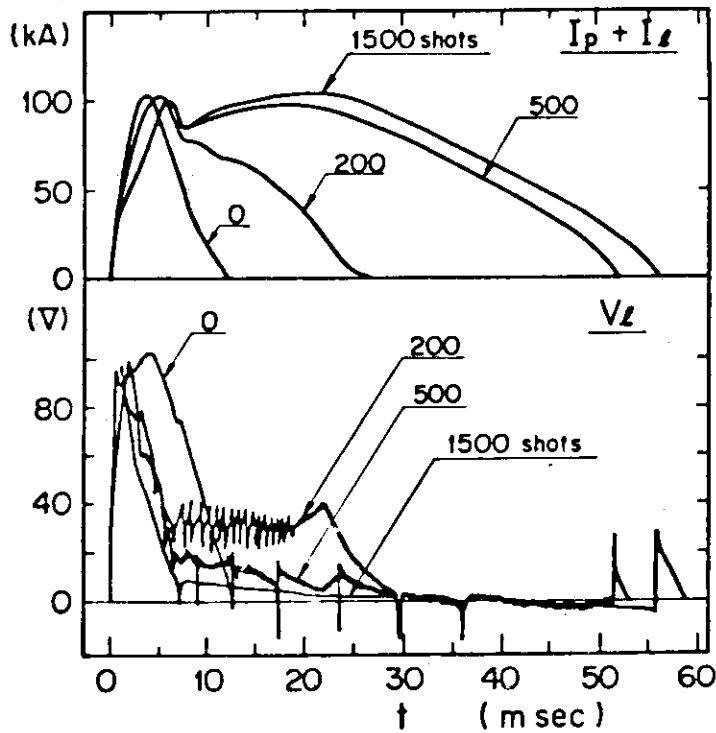


Fig. 2 The changes with discharge cleaning in the time evolutions of loop voltage V_L and total discharge current $I_p + I_L$, where I_p is the plasma current and I_L is the current flowing through the vacuum chamber in a toroidal direction.

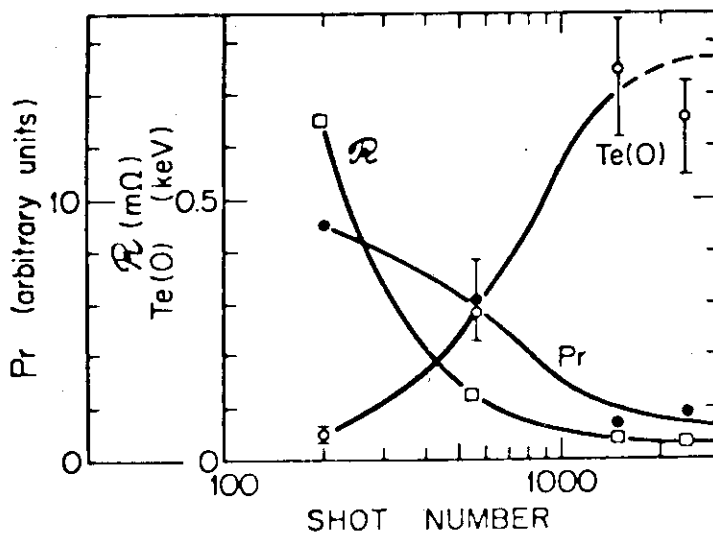


Fig. 3 The changes with discharge cleaning of the central electron temperature $T_e(0)$, plasma resistance R at the peak of discharge current, and radiation loss Pr integrated over each discharge duration.

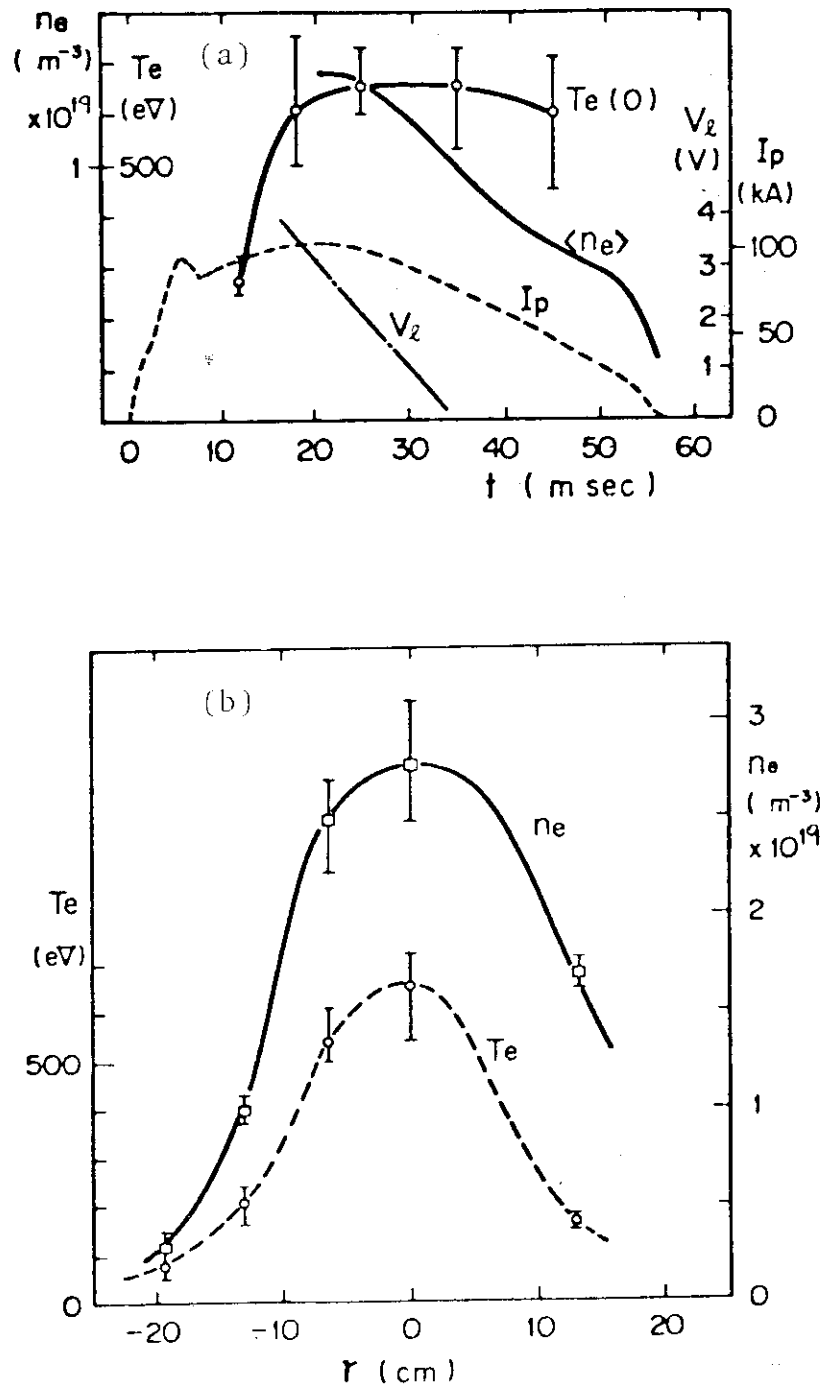


Fig. 4(a) The time evolutions of plasma current I_p , loop voltage V_L , mean line-of-sight density $\langle n_e \rangle$, and central electron temperature $T_e(0)$ after 2500 shots of discharge cleaning; (b) the radial profiles of the electron temperature T_e and density n_e at the peak of plasma current after 2500 shots of discharge cleaning.

○ ● ○ ● × × ♯ ▲ ▲
 Mo Fe Cr Ni C O N Na Cl

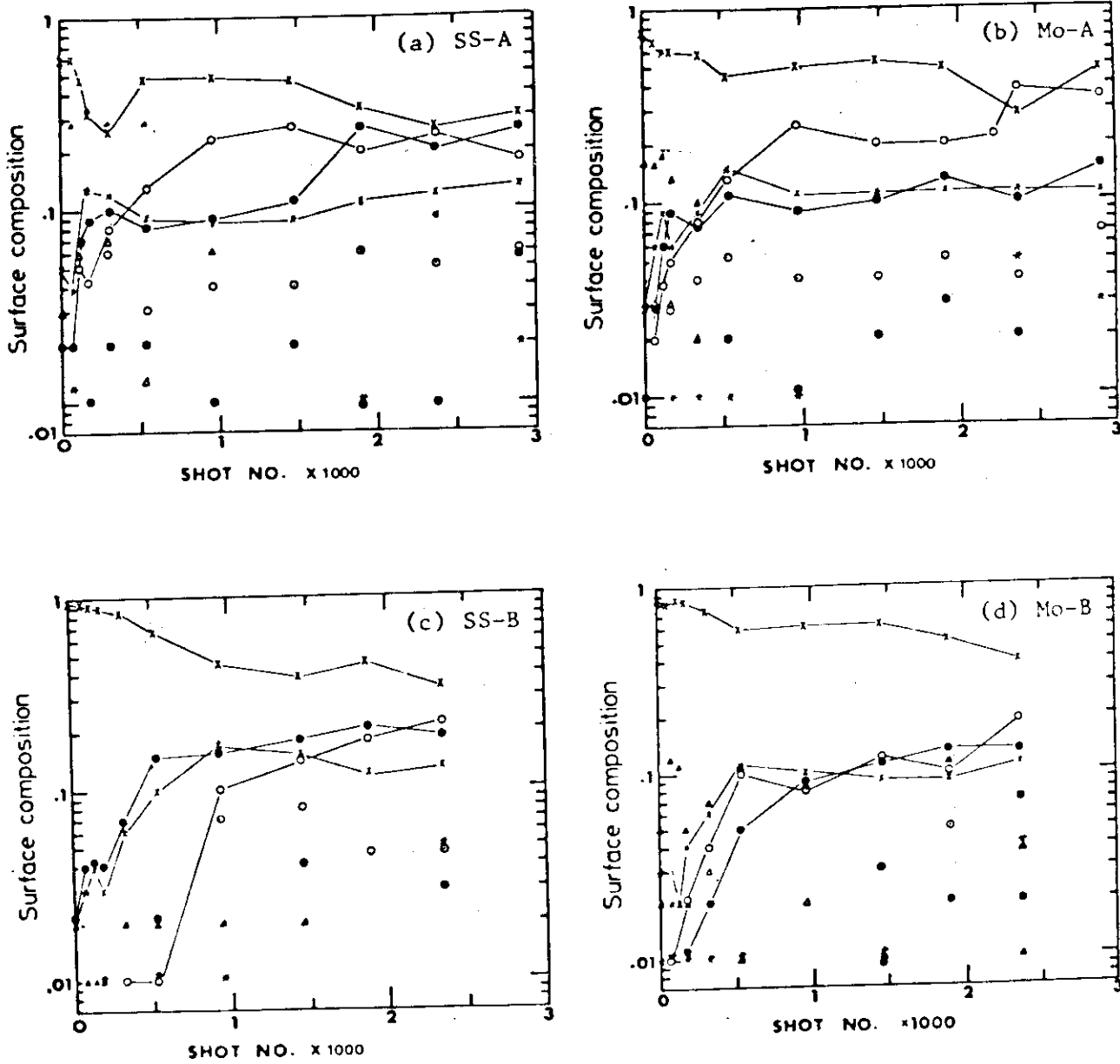


Fig. 5 The changes with discharge cleaning in the surface atomic compositions of the samples (a) SS-A, (b) Mo-A, (c) SS-B, and (d) Mo-B located as shown in Fig. 1(b). The Auger peaks used in estimating the atomic composition are at the Auger electron energies of 181 eV(Cl), 221 eV(Mo), 272 eV(C), 381 eV(N), 510 eV(O), 529 eV(Cr), 703 eV(Fe), 848 eV(Ni), and 990 eV(Na).

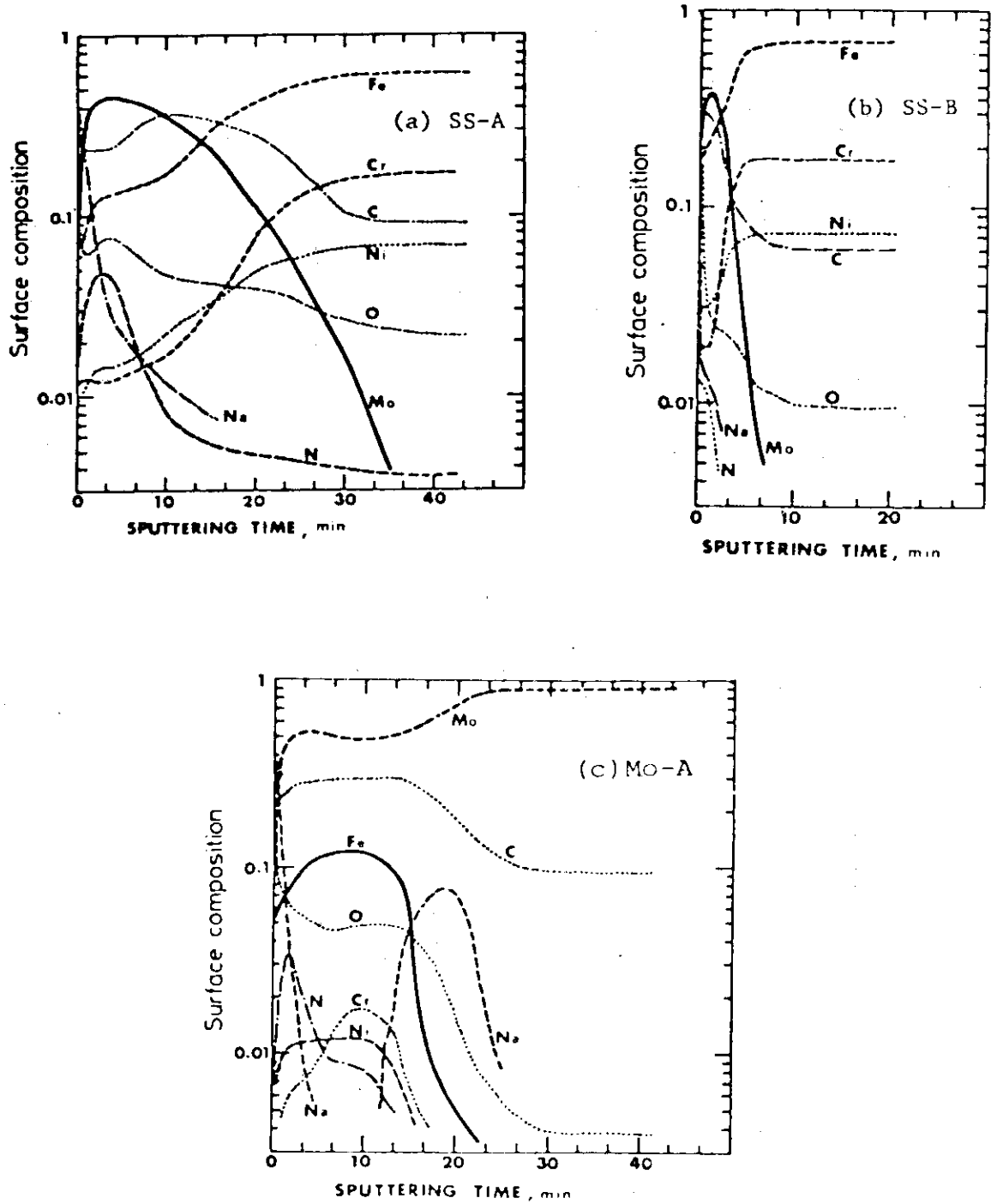


Fig. 6 The depth profiles of atomic compositions in the surface layers of the samples (a) SS-A, (b) SS-B, and (c) Mo-B located as shown in Fig. 1(b). The samples were exposed to air for three days after 2900 shots of discharge cleaning. The Auger peaks used are the same as in Fig. 5.

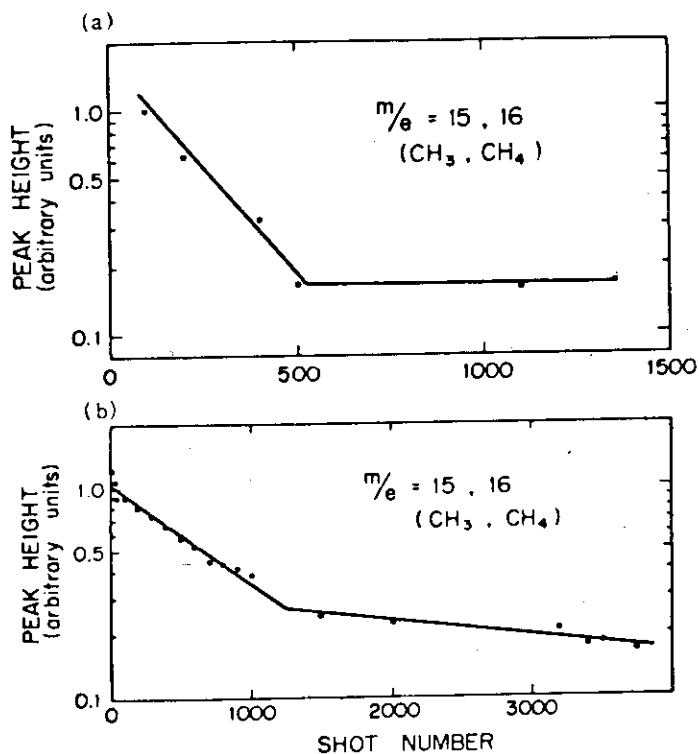


Fig. 7 The changes in the maximum values of methane mass peaks just after each discharge obtained with (a) hydrogen and (b) helium discharge cleaning.

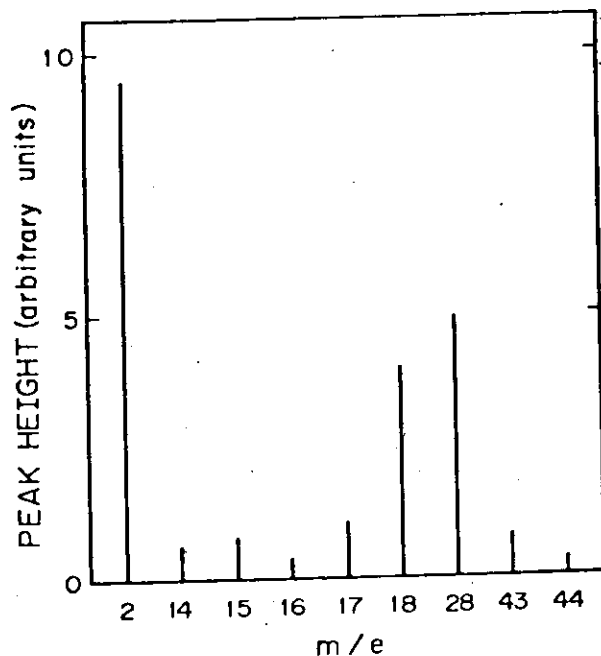


Fig. 8 The residual gas mass spectrum at the base pressure, 5×10^{-8} Torr.

4.2 放出ガス量へのベーキング効果実験⁴⁾ⁱⁱ⁾

トカマク装置ではまず高真空を達成しなければならない。残留ガス量が注入ガス量の数%もある場合 (10^{-5} Torr) は論外であるが、 10^{-6} Torr 以上では常に多量の不純物混入 (例えば 20% 以上) があり 10^{-8} Torr 以下では、放電洗浄を行わなくても通常の放電を形成することができる場合が多い。これは平衡状態にある壁表面の吸着不純物量は残留ガス圧に依るからであると考えられ、放電洗浄実験で述べたように、まずこの不純物を少なくすることが重要である。残留ガスは空気のリークや排気系からの逆流成分もあるが、容器材料からの放出ガスが主要成分である。この意味で従来ベーキングによる枯らしが行われてきた。真空機器材としてはステンレス鋼が一般的であるが、将来の核融合装置では種々の条件から第 1 壁材としてモリブデン、タングステン、ニオブ等の採用が考えられている。あるいは低原子番号材料の方が有利とする考えもある。これらの材料の放出ガス量を知ることは排気容量の設計をする際にも重要であるが、従来ステンレス鋼、絶縁材、パッキング材に関するデータ以外には殆んど調べられては¹²⁾いず、特にベーキング効果はステンレス鋼を除いては殆んど知られていない。¹³⁾そこで我々は放出ガス量及びそれへのベーキング効果について基礎実験を行った。実験対象としての材料は Table 1 に示した。

4.2.1 実験方法

実験装置の概念を Fig. 1 に示す。ステンレス鋼の円筒真空容器 (体積 100 ℓ, 面積 1 m²) 中に円筒形のテストサンプルを挿入する。真空容器には窒素換算で 160 ℓ/s のスパッタイオンポンプ及び 1000 ℓ/s のクライオポンプが設置され、また容器内壁にチタン蒸着を行って窒素及び水素のそれぞれに対し約 2000 ℓ/s の排気能力を持たせている。この容器内の真空は最大 10^{-10} Torr である。テストサンプルには全圧測定用に裸 B-A ゲージ、分圧測定用に 4 重極質量分析器 (QMS) を付けた。テストサンプルの放出ガスは QMS のイオン源内のオリフィスを通じて排気される。テストサンプルをベーキングするには、サンプル中心に設置されたモリブデンヒーターで行う。ヒーター温度約 1000°C の時にサンプル温度が 500°C となる。ヒーターからの放出ガス量は無視できる程に小さいことは確かめられた。サンプル温度は C-A 熱電対により測定され温度制御精度は 500°C で ±25% である。オリフィスのコンダクタンスはベーキング中及び前後に窒素ガスを流して測定された。サンプルの組成成分及び予備洗浄については Table 1 に示した。

放出ガス量の測定はまず常温で 20 時間、次に 500°C にベーキングして 50~100 時間、最後にヒーターを切って常温に冷えるまでの 20 時間行われた。その 1 例を Fig. 2 に示す。窒素ガスに対するオリフィスのコンダクタンスを C_s 、そこでの流量を Q とすれば

$$C_s = Q / (P_3 - P_4)$$

P_3 及び P_4 はサンプルの内圧及び外圧である。ここで流量 Q は基準オリフィス (コンダクタンス $C = 0.27 \ell/s$) とその前後の圧力 P_1, P_2 から求めておく。

$$Q = C (P_1 - P_2)$$

これより放出ガス量 Q_T は窒素換算で

$$Q_T = C_s (P_3 - P_4) / A$$

Aはサンプルの内表面積である。放出ガス量中の各組成の量 Q_i は

$$Q_i = (G_i I_i / \sum_{j=1}^{50} G_j I_j) Q_T$$

ここで G_j, I_j はそれぞれ QMS のそのガス成分に対する補正値及び出力 (イオン電流値) である。質量数は 1 から 50 までのものを測定した。

4.2.2 実験結果

各材料の放出ガス量の時間変化特性を Fig. 3~9 に示す。ベーキング前の常温状態での主要放出ガスは、シリコンカーバイドの H_2 の例を除いては全て H_2O である。初期放出量は初期汚れに依存する場合が多く、必ずしも材質による差異は明らかでないと思われる。20時間の排気によって2桁から3桁放出ガス量が減少するが、その後更に1桁下るには長時間を要することがわかる。この意味でベーキングが必要となるが、確かに $500^\circ C$ にすると放出ガス量は初期放出ガス量の1桁弱まで飛躍的に増大する。この時の主要ガス成分は全ての材料が H_2 及び CO である。ベーキング効果は100時間程度までは非常に有効で放出ガス量は約2桁減少するが、更に1桁下るには長時間を要する。ベーキング後常温に戻しながら測定した放出ガス量を見るとモリブデン N_2 の例を除き全て H_2 が主要で半分以上を占めている。また今回試験を行った全ての金属材料は、核融合装置で必要とされる条件である放出ガス量は $10^{-11} \text{ Torr} \cdot \ell / \text{s} \cdot \text{cm}^2$ を充分満足することがわかった。従来の標準的な真空機器材である SUS 304 に較べてむしろ良い材料が多く、これらの材料を使用することによる真空上の懸念はないといって良い。一方低Z材料としてのシリコンカーバイドは金属材料に較べ1~2桁放出ガス量が多く、ベーキング後の常温時でも $10^{-10} \text{ Torr} \cdot \ell / \text{s} \cdot \text{cm}^2$ 弱と悪く真空機器材として使用するには問題があろう。これは黒鉛上にコーティングしているだけにその製造過程が問題となるのかもしれない。しかし熱分解黒鉛はむしろ金属材料と同程度か良い場合が多く有力な材料のひとつであると考えられる。いずれにせよ低Z材料に関しては注意深く選定する必要がある。

Table 1 Degreasing methods, dimensions and chemical compositions of the samples.

Sample	Degreasing method ^{*1}				Dimension		Chemical Composition (%)				
	A	B	C	D	Ni	Cr	Fe	Mo	W	C	
Stainless steel SS-304L	o	o			200φ x 300ℓ	8.0-12.0	18.0-20.0	Bal	-	-	≤0.03
Stainless steel YUS-170	o	o			"	13.1	24.5	Bal	0.84	-	0.031
Inconel-625	o	o			"	Bal	20.0-23.0	≤5.0	-	-	≤0.1
Hastelloy-X	o	o			"	Bal	22.0	18.5	9.0	0.6	-
Molybdenum	o	o			"	$1.5E-5^{*4}$	$1.5E-5$	$4.0E-5$	99.9	-	$3.5E-5$
Pyrolytic graphite		o	o		120φ x 290ℓ	A: G.B.B. ^{*2} B: Washing by boiled water C: Ultrasonic degreasing by isopropyl alcohol D: Degreasing in freon vapour bath					
SiC coated onto graphite ^{*3}		o	o		"						

*1: Degreasing is carried out in the order of A B C D.
 *2: The diameter of glass bead used in G.B.B. is 177 - 250 μm.
 *3: Silicon carbide is coated onto a molded graphite by chemical vapour deposition. The thickness of coated layers is about 100 μm.
 *4: The expression $1.5E-5$ shows 1.5×10^{-5} .

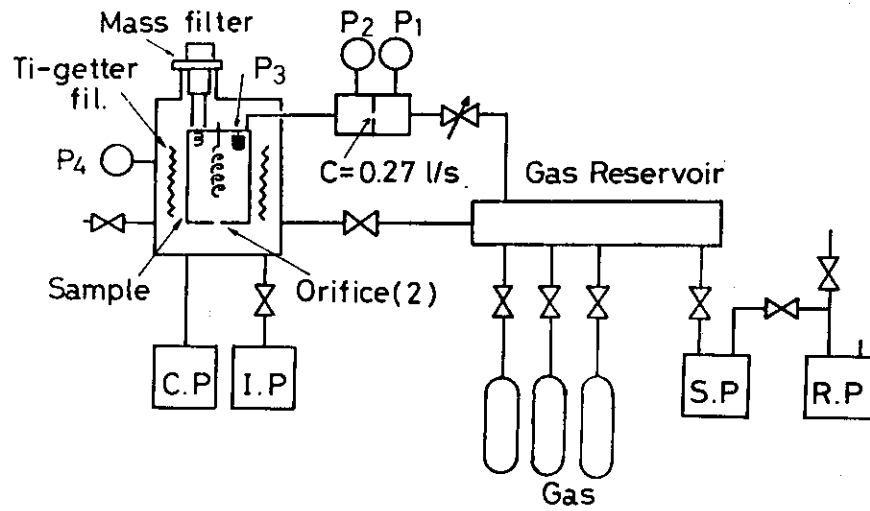


Fig. 1 Experimental apparatus.

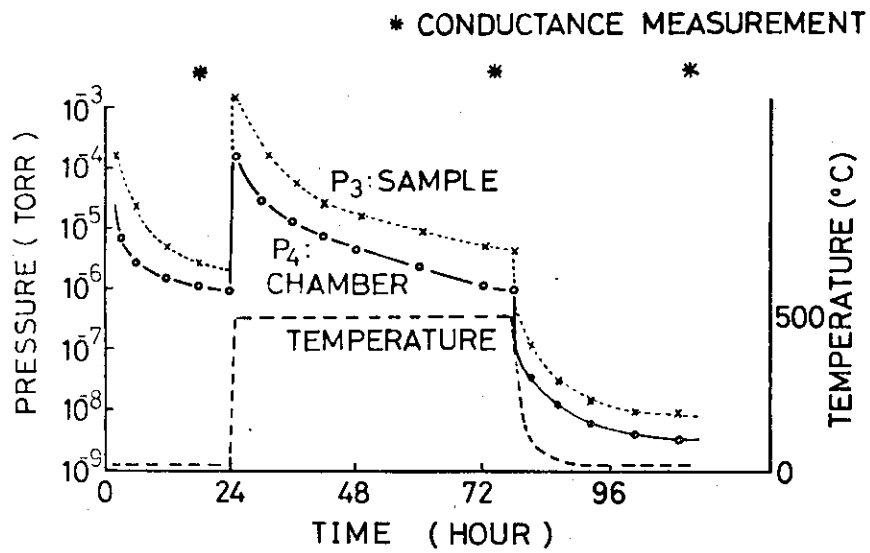


Fig. 2 Experimental procedure.

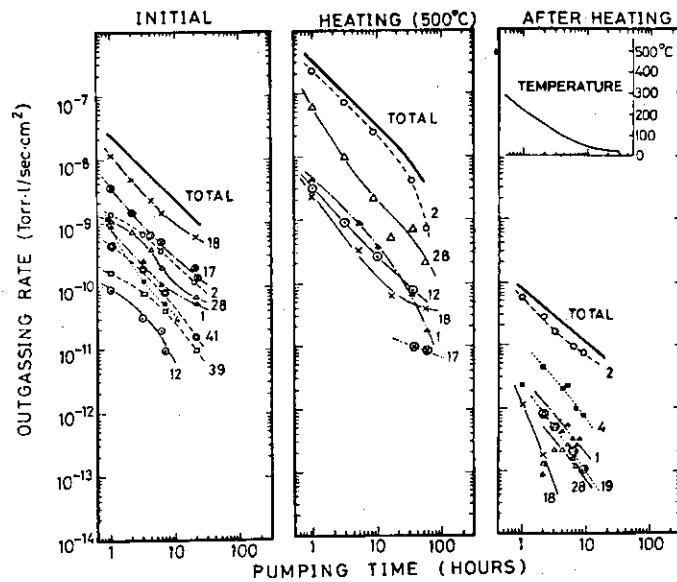


Fig. 3 Outgassing rates of SUS 304L. M/e, 16, 19, 39 and 41 are systematic errors due to vacuum pumping system and ions produced by surface ionization at the ion source of the mass spectrometer. Some of these peaks should be subtracted from the graph, for evaluation of outgassing rates of substrate materials.

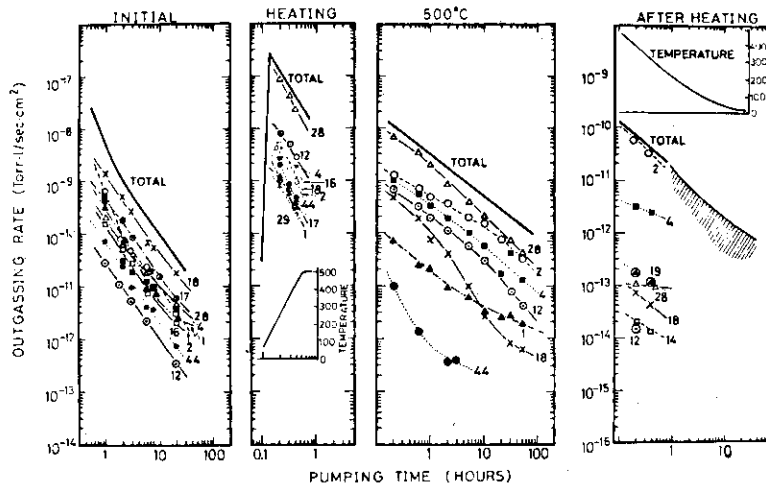


Fig. 4 Outgassing rates of YUS-170. Otherwise, similar to Fig. 3.

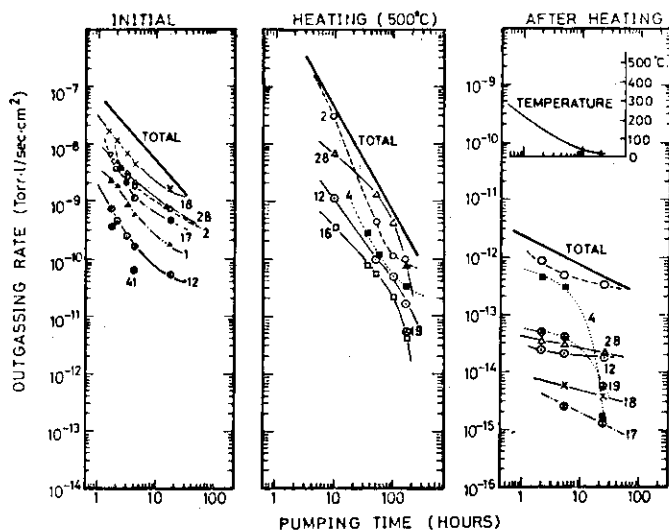


Fig. 5 Outgassing rates of Inconel-625. Otherwise, similar to Fig. 3.

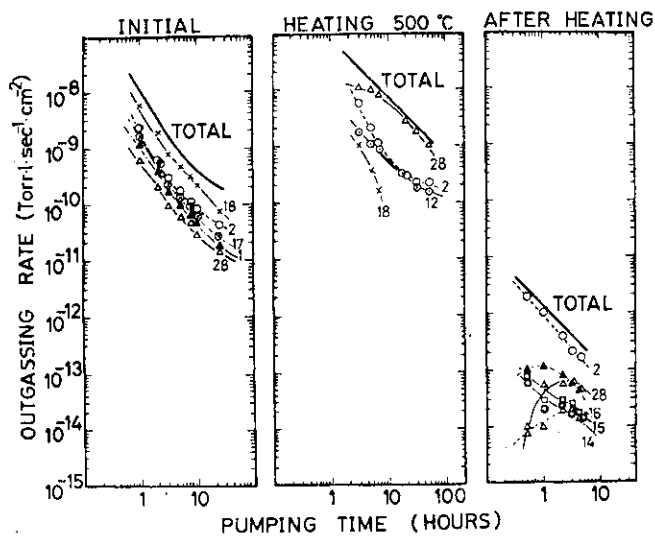


Fig. 6 Outgassing rates of Hastelloy-X. Otherwise, similar to Fig. 3.

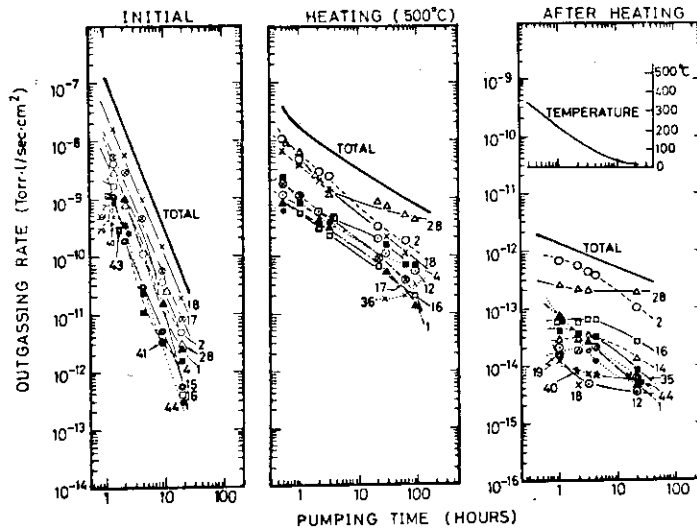


Fig. 7 Outgassing rates of Molybdenum. Otherwise, similar to Fig. 3.

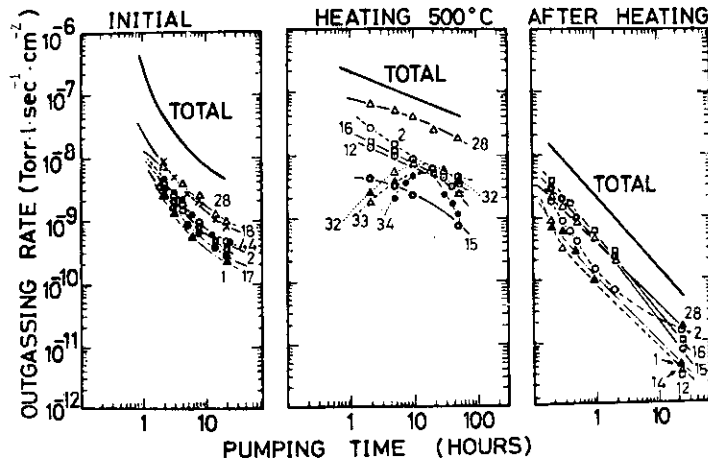


Fig. 8 Outgassing rates of SiC coated onto graphite. Otherwise, similar to Fig. 3.

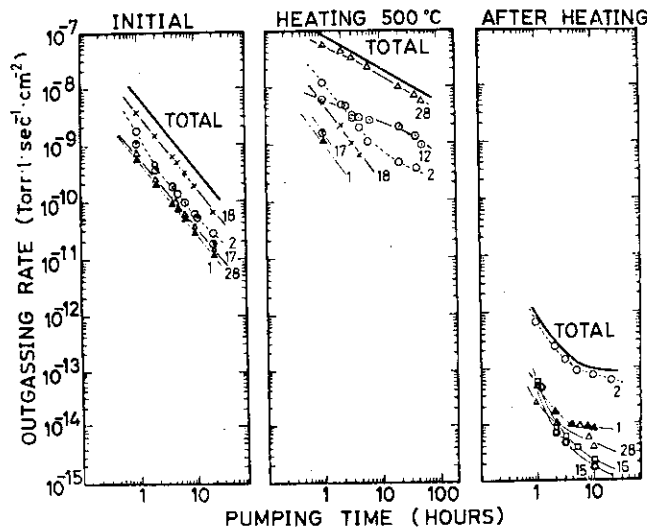


Fig. 9 Outgassing rates of Pyrolytic Graphite. Otherwise, similar to Fig. 3.

4.3 モリブデン表面の清浄化実験⁴⁾¹⁴⁾

現在のトカマク装置においてモリブデンはリミター材として多用されているように、第1壁に使用される金属材料中で最も適したもののひとつである。JT-60ではリミターのみならず第1壁は全てモリブデンが使用される。¹⁵⁾¹⁶⁾ 今まで述べてきたように軽不純物対策として第1壁面の清浄化が重要であるが、トカマク装置で行われてきた一連の表面処理即ち装置組立前の水洗、有機溶媒洗浄、また組立後のベーキングや放電洗浄は極く表面の吸着ガスを除去するに過ぎない。材料表面には厚さ1000~5000 Åの機械加工等による汚染層あるいは酸化膜層が存在する。一方は完全に清浄化した表面を大気中に2~3ヶ月放置しても100~200 Åの厚さの汚染層が形成されるに過ぎない。従って組立前の表面処理として上記の厚い汚染層を除去しておく方が良いと考えられこの方法としてバフ研磨、電解研磨、グロー放電洗浄等の前処理の基礎実験を行った。

組立後の表面処理としてベーキングや放電洗浄と同等の効果を持つ方法として水素ガスによる還元法が考えられる。この時壁表面を高温としなければならないが、モリブデンは約500°Cで還元が可能であり、またこの温度は技術的に達成可能である。タングステンやニオブは1000°C以上を必要とするだけに技術上現実的でない。放電洗浄実験で表面に炭素が多いことを述べたが、炭素を除去するに酸素ガスによる処理が良いと考えられる。即ち500°Cモリブデンに酸素ガスを供給して炭素を除去し、次に水素ガスを供給して酸素を除去する、その表面清浄化効果をオージェ電子分光計で表面組成を測定する基礎実験を行った。Table 1に実験に用いた6種類のモリブデン試料について、化学分析による炭素、酸素および窒素の含有量、製法、製作会社を示す。実験では、粉末冶金により得られたモリブデンと真空溶解のプロセスを経ているものとを比較して調べる。

4.3.1 前処理実験

前処理実験は以下に述べる4種類の実験で構成される。最初に、機械的に表面汚染層を除去する方法を調べる。実験では、5×8×1t (mm)の試料をエメリー紙で研磨し、続いてAl₂O₃を含んだ水を添加しながらバフ研磨した後、フロン蒸気洗浄を行う。このような手順を踏んだサンプルA、Bを試料台にとりつけイオンエッチング、オージェ法により、表面深さ方向の元素組成分布を観察する。オージェ電子分光計およびイオンガンはPhysical Electronics社製である。オージェ電子分光計は、1次電子ビームエネルギー2.5 kV、ビーム電流35 μAの条件で、イオンガンは加速電圧1.5 kVおよび2 kV、ビーム径8 mmの条件で使用する。観察室の到達圧力は10⁻⁸ Torr以下であり、イオンガス作動時は5×10⁻⁵ Torrのキセノンガスを導入する。キセノンガスの純度は99.9%以上である。

第2に、グロー放電洗浄をとりあげる。上述と同様のバフ研磨まで行った3×8×1t (mm)のサンプルA、Bを、22φのタンタル電極と20 mm離して相対して置き、0.03 Torr アルゴンガス中でグロー放電を行う。放電条件は1.5 kV、0.2 mA/cm²、放電時間は5時間、アルゴンガスの純度は99.999%以上である。グロー放電洗浄中の試料表面元素組成の変化は、オージェ電子分光法(AES)により観察される。処理後試料は、1時間大気にさらされた後、イオンエッチングオージェ法により表面深さ方向の組成分布を観察する。

第3に、電解研磨の効果を調べる。同じくバフ研磨まで行った3×8×1t (mm)のサンプル

A, B をメチルアルコールと硫酸の 175 : 25 混合液中で、電圧 8V, 電流 $1\text{A}/\text{cm}^2$, 処理温度 15°C , 時間 1 分の電解研磨を行う。これらの試料を試料台にとりつけ、イオンエッチングオージェ法により表面深さ方向の元素組成分布を観察する。測定装置および条件は上述と同様である。

Fig. 2 に粉末冶金法で製造されたサンプル A と、真空溶解のプロセスを経ているサンプル B について、バフ研磨まで行った試料の表面深さ方向元素組成分布を示す。エッチング量は、 2kV , $10\mu\text{A}/\text{cm}^2$ キセノンビームのエッチング速度が、ビームによって生成されるくぼみから計算すると、約 $15\text{\AA}/\text{min}$ であることに基づいて評価している。表面近傍には、主に炭素による汚染層が存在し、サンプル A の汚染度は、サンプル B の 2 倍である。すなわち、1 時間エッチングした (約 900\AA に相当) 時点での表面炭素量が、サンプル A で $3.3\text{ atom}\%$, サンプル B で $1.7\text{ atom}\%$ となっている。酸素による汚染層は、炭素によるものと比較すると厚さは薄い、やはりサンプル A が、サンプル B を上回っている。5 分間エッチングした時点での表面酸素量は、サンプル A で $2\text{ atom}\%$, サンプル B で $0.5\text{ atom}\%$ である。

Fig. 3 は、サンプル A, B について、5 時間 Ar ガス中でグロー放電洗浄をした場合の表面組成の変化である。グロー放電洗浄により、表面はサンプル A で $90\text{ atom}\% \text{ Mo}$, $4.9\text{ atom}\% \text{ N}_2$, $2.6\text{ atom}\% \text{ C}$, $2.7\text{ atom}\% \text{ O}$, サンプル B で $92\text{ atom}\% \text{ Mo}$, $4\text{ atom}\% \text{ N}_2$, $2.2\text{ atom}\% \text{ C}$, $1.8\text{ atom}\% \text{ O}$ の状態まで清浄化される。5 時間のグロー放電洗浄により除去される量を、スパッタリング係数¹⁷⁾ から評価すると、約 $7\mu\text{m}$ である。

Fig. 4 は、サンプル A, B について、上述のグロー放電洗浄の効果と、電解研磨による清浄化効果とを比較したものである。グロー放電洗浄を受けたサンプルは、洗浄後 1 時間、電解研磨を受けたサンプルは研磨後 2 日間、それぞれ大気中に放置された後、表面深さ方向元素組成分布を観察されている。サンプル A で 1 時間エッチングした段階での炭素量は、グロー放電洗浄を受けたもので $2.5\text{ atom}\%$, 電解研磨の場合で $4\text{ atom}\%$ である。サンプル B で同じく 1 時間エッチングした段階での炭素量は、それぞれ $1.4\text{ atom}\%$, $1.5\text{ atom}\%$ である。これらの結果から、ここで述べた二つの処理は、ほぼ同等の効果を持つものと考えられる。処理後の大気放置した場合の炭素による再汚染については、この場合もサンプル A がサンプル B を、約 2 倍上回っている。

以上から、ここで調べたバフ研磨、グロー放電洗浄、電解研磨の 3 者は、前処理としてほぼ同等の効果をもつものと考えられる。それに対し、大気放置による汚染度を比較すると、いずれの場合も粉末冶金法で製造されたサンプル A の汚染度が、真空溶解のプロセスを経ているサンプル B を上回っている。

実際のトカマク型装置では、第 1 壁構成部に対し、以上のような前処理を行ったとしても、装置として組立てるまでには 1 カ月以上も大気にさらされることになるであろう。最後に、このような場合の表面汚染進行度を調べることを目的として、次の実験を行う。 $5\times 8\times 1\text{t}$ (mm) のモリブデンサンプル C, D, E をバフ研磨まで行った後、AES で観察しながらイオンガスによるエッチングを行い、表面汚染層を除去する。これらのサンプル C, D, E を、それぞれ 2 時間、10 日間、30 日間大気にさらした後、イオンエッチングオージェ法により表面深さ方向の元素組成分布を観察する。Fig. 5 は、大気放置日数と、炭素による表面汚染度との関係を示す。生成される表面近傍の炭素汚染の程度は、3 つのサンプルでほとんど差がみとめられない。サンプル C で炭素量が多いのは、製造過程で含まれた炭素不純物が 1300 P.P.m であり、他のサンプルに比

較して不純物量が1桁から2桁多いためである。この結果は、グロー放電洗浄後と電解研磨後の大気放置時間が、それぞれ1時間、2日間であったが、サンプルA、Bに形成される汚染の程度が、各サンプルでほぼ同一であったことも一致している。

本図に示される3つのサンプルは、いずれもアーク溶解、あるいは電子ビーム溶解による真空溶解のプロセスを経ている。ここで、大気放置による汚染層の厚さを、4時間エッチングした段階の炭素量の2倍以上の炭素を含む領域と定義すると、サンプルC、D、EについてFig.5で得られた結果は、サンプルA、BについてFig.2、3、4で得られた結果に較べて、1/5程度である。このように、汚染層の形成度合は、粉末冶金と真空溶解のプロセスを経ているものとの差にとどまらず、真空溶解のプロセスの方式にも依存すると考えられる。

4.3.2 酸素、水素ガスによる表面処理実験

実験装置は、Fig.1に示すように、反応室、分析室、排気系、ガス導入系により構成される。モリブデン試料は $5 \times 8 \times (0.5 \sim 1)$ t (mm)に成形され、タンタルヒータ上にスポット溶接で固定される。試料の加熱はTaヒータに通電することにより行われ、温度調節計により1000°Cまでの範囲で、 $\pm 2\%$ の変動率での温度設定が可能である。温度測定には、モリブデン試料にとりつけられたアルメル-クロメル熱電対を用いる。

実験は次のような手順で行われる。タンタルヒータ上に固定されたモリブデン試料は、反応室と分析室との間を真空中で移動できる可動機構にとりつけられる。次に全系を真空排気し、反応室においてモリブデン試料を加熱し、酸素処理、水素処理を各1回あるいはくりかえし1~2回行う。この過程で試料は適時分析室に移動され、AESにより表面元素組成の変化を観察される。また酸素、水素処理を終えた段階では、イオンエッチングオージェ法により、試料表面深さ方向の組成分布を測定する。AESならびにイオンエッチングの条件は、前処理実験で述べた条件と同様である。

酸素、水素処理の条件は、酸素圧力0.1 Torr, 0.01 Torr, 水素圧力1 Torr, 10 Torr, モリブデン試料温度350°C, 425°C, 500°Cである。実験では、各条件の処理効果に対する影響が判明するような組みあわせが採用される。用いた水素ガスおよび酸素ガスの純度は、それぞれ、99.999%以上、99.992%以上である。処理ガスは、30分~1時間に1度ずつガス置換が行われる場合と、約1 Torr \cdot ℓ/secの割合で換気が行われる場合とがある。反応室の容積は約2ℓである。

実験に用いられるモリブデンはサンプルA、B、Fであり、バフ研磨まで終えたもの、更にグロー放電洗浄を行ったもの、あるいは清浄化のため 5×10^{-8} Torr以下の真空中で24時間1800°Cに加熱されたものが用いられる。後2者は、酸素、水素処理の前に大気にさらされる。

最初に処理圧力の影響を調べた。バフ研磨まで行ったサンプルAを用い、試料温度を500°Cとして、酸素圧力1 Torr, 0.1 Torr, 水素圧力10 Torr, 1 Torrのそれぞれ個別の処理を行った。その結果、酸素処理については表面炭素除去能力に、水素処理については酸素除去能力に差が認

められなかったため、酸素処理については 0.1 Torr を、水素処理については 1 Torr を、処理圧力として選択した。

次に処理温度の影響を調べるため、試料温度 350°C, 425°C, 500°C で酸素, 水素処理を各 1 度ずつ続けて行った。試料温度 500°C の場合の結果は、後に詳述することとして、試料温度 350°C, 425°C の結果を Fig. 6 に示す。試料はサンプル A であり、イオンガンによるエッチングを行って表面汚染層を除去した後、1.5 時間大気中に放置されたものが用いられている。これらの場合には、酸素処理により形成された表面酸素汚染層を除去するため、水素処理を 60 時間続けても、モリブデン表面の酸素存在量が、30 atom% から殆んど変化しない。このため、処理温度として 500°C を選択した。500°C 以上の処理温度は、トカマク型装置に適用するには設計的に困難な点が多く、除外して考えた。

試料温度 500°C, 酸素圧力 0.1 Torr, 水素圧力 1 Torr の実験は、前処理の影響を調べるため以下の試料を用いて行われた。すなわち、バフ研磨まで行われたサンプル A, グロー放電洗浄後 4 日間大気中に放置されたサンプル A, B, 真空中での昇温により表面汚染度を AES の検出限度以下に下げたサンプル F が用いられた。このうち、バフ研磨まで行われた試料とでは殆んど差がないため、後者の例で代表する。

Fig. 7 は、グロー放電洗浄後のサンプル A, B を試料温度 500°C で、酸素, 水素処理を各 1 度ずつ行った時の表面元素組成の変化と、処理後の表面深さ方向元素組成分布を示す。酸素処理では 30 分に 1 度、処理ガスの置換が行われ、水素処理では 0.5 Torr \cdot ℓ/sec の割合で処理ガスが流されている。表面組成の変化は、サンプル A, B の間にほとんど差がない。すなわち、処理前は 50 atom% 程度の炭素; および 10 atom% 程度の酸素が存在するが、2 時間の酸素処理により炭素は 1 atom% 以下に減少し、酸素は 35 atom% 程度となる。これにともない、モリブデンは 35 atom% から 65 atom% へと増加する。続いて水素処理を行うと、10 時間程度で、酸素は再び 10 atom% 程度に減少し、その減少の過程で炭素が一旦 20 atom% 程度まで増加する。24 時間の処理後、酸素, 炭素ともに 10 atom% 程度に、モリブデンは 80 atom% となる。これらの過程で、残留ガスの影響とみられるカリウム, 処理ガス中の不純物の影響とみられる窒素が、数 atom% の範囲で増減している。

深さ方向の元素組成分布については Fig. 4(a) に示された処理前の汚染層と比較して、炭素, 酸素ともにより厚い汚染層が形成されている。炭素の深さ方向分布は、表面より数 100 Å の位置に 20 atom% を超える極大点を有し、その値は、水素処理上にみられる表面炭素割合の最大値と一致する。酸素, 水素処理中に形成される汚染層の厚さは、真空溶解のプロセスを経ているサンプル B が、そうでないサンプル A に較べて 1/2 となっている。これは、Fig. 2 および 4 で示された、大気放置により両サンプルに生成される汚染層の厚さの差と一致している。カリウムや窒素については、数 100 Å 以上の深さでは、1 atom% 以下に減少する。

Fig. 8 は、一旦 99 atom% 以上のモリブデン面を得た後、大気放置により汚染させたサンプル F に対し、酸素, 水素処理を行った結果である。サンプル F は、 5×10^{-8} Torr 以下の真空中で 24 時間 1800°C に加熱された後、大気中に 1 時間放置された。酸素処理時は 30 分に 1 度、水素処理時は測定点ごとに、処理ガスの置換を行っている。表面組成の変化、深さ方向の組成分布ともに、全体的な傾向は Fig. 7 と同様であるが、表面の清浄度、ならびに汚染層の形成度合の低さ

については、Fig. 8 に示された結果が勝っている。すなわち、2時間の酸素処理、16時間の水素処理の結果、表面のモリブデン割合は90 atom%となっているし、表面下数100 Å 付近に存在する極大値は5 atom%程度であり、Fig. 7の結果の1/4程度である。酸素については、表面で5 atom%、表面下100 Å程度で1 atom%以下に減少する。

以上の元素組成換算はあくまでも半定量的なものであるため、Fig. 9に酸素、水素処理前後のオージェスペクトラムを示しておく。図中の(a)(b)は、サンプルAについて、それぞれFig. 7の処理前、処理後のスペクトラムを示し、(c)は、サンプルFについてFig. 8の処理後のスペクトラムを示す。

以上に述べられた酸素、水素処理が、トカマク装置の第1壁清浄法として有効であるかどうかを評価する一つの目安として、トカマク装置JFT-2の壁位置におかれたモリブデンサンプルのオージェスペクトラムをFig. 10に示す。この結果は、放電回数2500回の放電洗浄を行った後通常のとカマクプラズマが得られるようになった段階で得たものである⁵⁾。JFT-2では、真空容器がステンレスで作られているため、放電洗浄によりそれらがモリブデンサンプルに移動した結果として、鉄、ニッケル、クロムが観察される。炭素、酸素によるモリブデン面の汚染という立場から考えると、酸素、水素処理によって得られたモリブデン面(Fig. 8の(b), (c))はFig. 9の結果と比較して、炭素、酸素の量が大幅に軽減されているのが分かる。

酸素、水素処理を行うと、処理前と比較して清浄な金属面が得られるが、表面から数1000 Åの領域では、処理前と比較して、炭素、酸素の含有量が増加することが示された。ここでは、酸素、水素処理によって生成される表面近傍の汚染層の生成機構について考察する。

最初に炭素汚染層について考える。グロー放電洗浄後の大気放置されたサンプルAと、500°Cでの酸素、水素処理を経たサンプルAについて、炭素割合が10 atom%以上の領域を比較すると(Fig. 4(a), Fig. 7(a)参照)、前者では300 Åに対し、後者では4000 Åに達する。すなわち、酸素、水素処理により、炭素による汚染層が300 Åから4000 Åに増加したことを示している。この原因としては、次のようなものが考えられる。

- (1) 大気放置により生成された汚染層が、500°C昇温により、内部に拡散する。
- (2) 処理ガス中に含まれる炭素系不純物が表面に吸着した後、内部に拡散する。
- (3) 実験装置からの放出ガスによる汚染。
- (4) 金属内の不純物の表面への偏析¹⁸⁾。

これらの原因のうち、(3)については、反応室の到達圧力が 10^{-8} Torr台であること、(4)については、形成される汚染層の厚さが4000 Åに達していることから除外して考える。(2)については酸素処理時には表面炭素量が1 atom%程度に低下していることから、可能性は水素処理時に絞られる。しかし、水素処理後の深さ方向炭素含有量に着目すると、Fig. 6, Fig. 7のいずれの場合も、1000 Å以上にわたって、表面の炭素割合を上回る炭素汚染層が存在している。このことから、(2)も、炭素汚染層の生成原因としては除外される。以上から、汚染層の生成機構は(1)である可能性が強い。

表面近傍での拡散に、一般の拡散係数を適用するのは問題があるが、ここでは一つの評価として、モリブデン中の炭素の拡散係数(D)として次式¹⁹⁾を用いて、表面汚染層の内部への拡散を評価してみる。

$$D = D_0 \exp(-Q/RT) \quad (1)$$

ここで、 $D_0 = 2.04 \times 10^{-2}$ (cm^2/sec)、 Q は活性化エネルギーで 41 kcal/mol 、 R はガス定数、 T はモリブデンの温度である。表面にある炭素が、表面から $x \text{ cm}$ 内側に拡散するのに必要な特徴的な時間(t)は、次式で表わされる。

$$t = \frac{x^2}{D} \quad (2)$$

(1)、(2)式を用いて、室温および 500°C の時の、 $x = 1000 \text{ \AA}$ についての拡散時間 t を評価すると、 10^{16} 時間および 30 分となる。この結果から 500°C 加熱の結果、炭素汚染層の厚さが 300 \AA から 4000 \AA に増加するのは、理解しうることである。

以上のように、モリブデンを 500°C に加熱するという事は、表面清浄化に役だつ反面、表面近傍の汚染層の厚さを大きくする短所を有する。また表面清浄化能力についても、炭素の存在割合は、酸素、水素処理により大巾に低下するが、酸素については、Fig. 8 に示された結果を除いて、それ程顕著には存在割合が低下していない。したがって、ここで調べた酸素、水素処理が、トカマクプラズマ中の酸素不純物を低下させるための第 1 壁清浄化法として、決定的役割をするかどうかは、実機実験に待たねばならない。ただし、Fig. 9 に示された JFT-2 第 1 壁状態との比較から、酸素、水素処理で得られる第 1 壁表面状態は、プラズマ中の不純物量低減にかなりの役割をすると考えられる。

Fig. 8 では 90 atom% モリブデン面が得られているが、これはモリブデンを真空中で 1800°C まで加熱したことが、大きな役割をしていると考えられる。トカマク型装置では、第 1 壁として用いるモリブデンを、真空境界形成の前段階にせよ、再結晶温度を超える温度にまで加熱するという事は、非現実的である。したがって、Fig. 7 に示された結果を、トカマク型装置に適用可能な酸素、水素処理の効果と考えるのが妥当であろう。

ここで調べた酸素、水素処理は、モリブデンと処理ガスとの反応性を助長するために、壁温を上げること考えたわけである。もう一つの発想として、処理ガスの方を活性化してやるのが考えられる。すなわち、原子状あるいは 10 eV 以下程度のイオンとされた酸素、あるいは水素を用いることである。この方向の研究は、特に処理ガスが水素の場合について、文献 10)、20) に述べられている。

4.3.3 まとめ

トカマク型装置第 1 壁に対し、装置組立前に行う前処理として調べたバフ研磨、グロー放電洗浄および電解研磨は、いずれも同等の効果を有する。処理後、大気放置によって形成される汚染層の厚さは、2 時間から 30 日の範囲で、大気放置される時間には依存しない。

装置組立後の第 1 壁清浄化法として調べた酸素、水素処理については、水素による還元機能を発揮させるため、モリブデン温度を 500°C 以上とする必要がある。トカマク型装置に適用可能な温度として選択した、モリブデン温度 500°C における酸素、水素処理により、バフ研磨、電解研

摩後の試料では、処理前と比較して、表面不純物量が $1/3 \sim 1/4$ に減少した。真空中での昇温により、AESによる検出限度以下に、金属中の不純物量を下げた試料では、表面不純物量の減少度が $1/6 \sim 1/7$ であった。

モリブデンを 500°C に加熱することにより、表面汚染が、加熱前と較べて、より深い位置にまで浸透することが観測された。この事実は、昇温による表面近傍での拡散の昇により説明可能であることを示した。表面から内部への汚染の浸透は、真空溶解の過程を経ているモリブデンの方が、焼結によって製造されたものより、 $1/2 \sim 1/5$ 低いことが観測された。

Table 1 Impurity contents in sample materials.

SAMPLE	IMPURITY CONTENT (P. P. m.)			REFINING METHOD	MANUFACTURER
	CARBON	OXYGEN	NITROGEN		
A	35	70	20	P. M. *	SYLVANIA
B	30	3	2	A. M. *	AMAX
C	1300	40		A. M. **	TOSHIBA
D	170	5		A. M.	TOSHIBA
E	15	17		E. B. M. ***	TOSHIBA
F	10	0.5	2	E. B. M.	DAIDO

* Powder Metallurgy

** Arc Melt

*** Electron Beam Melt

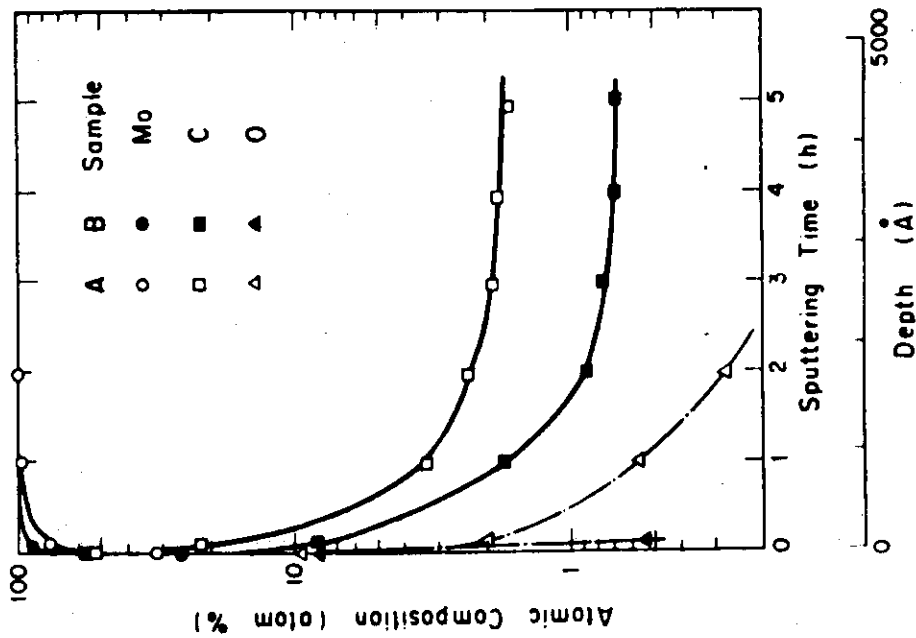


Fig. 2 Depth profiles of surface compositions in buff-polished samples.

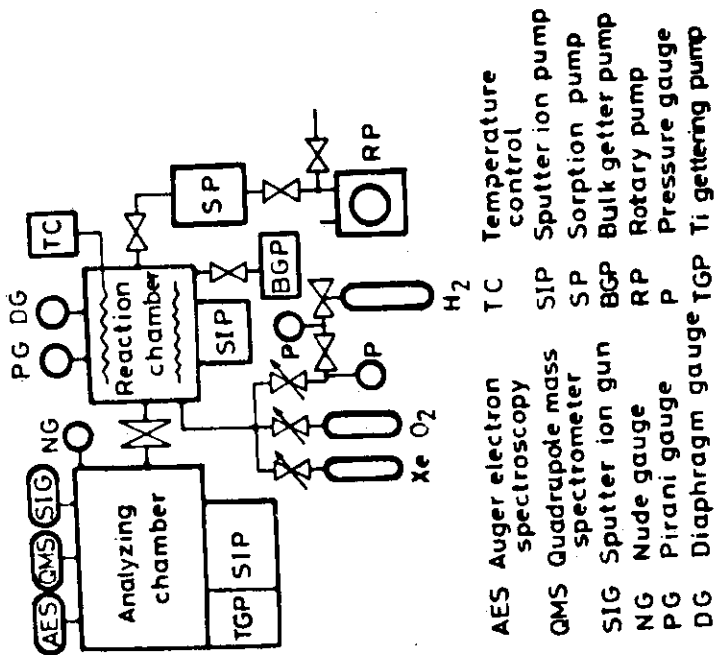


Fig. 1 Experimental apparatus.

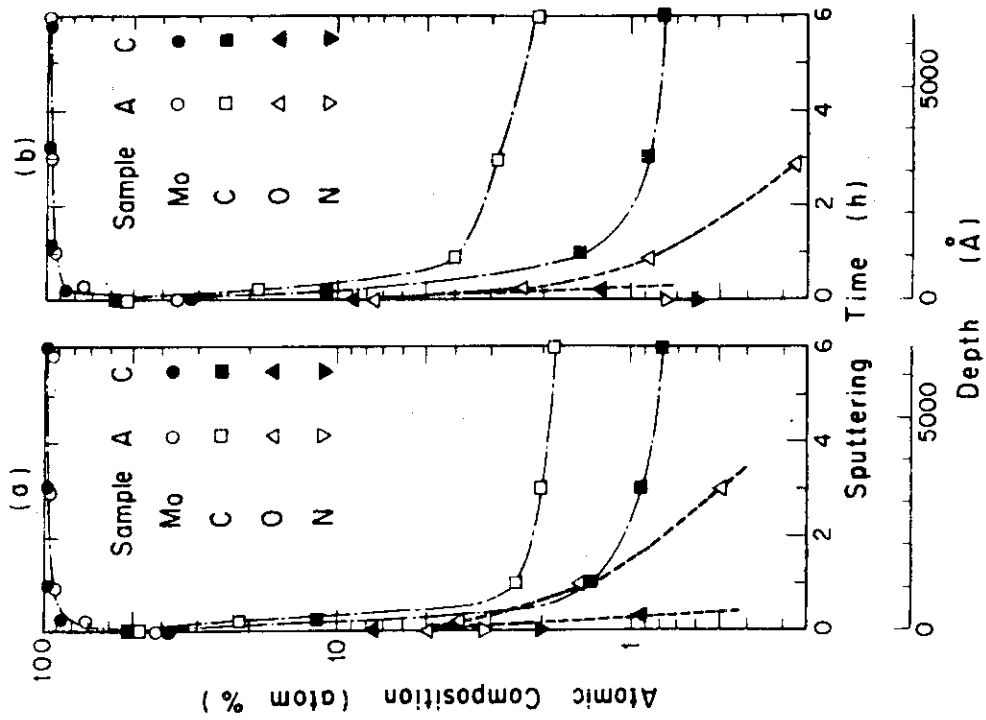


Fig. 4 Depth profiles of surface compositions. Left: exposed to air for 1 hour after glow discharge cleaning. Right: exposed to air for 2 days after electropolishing.

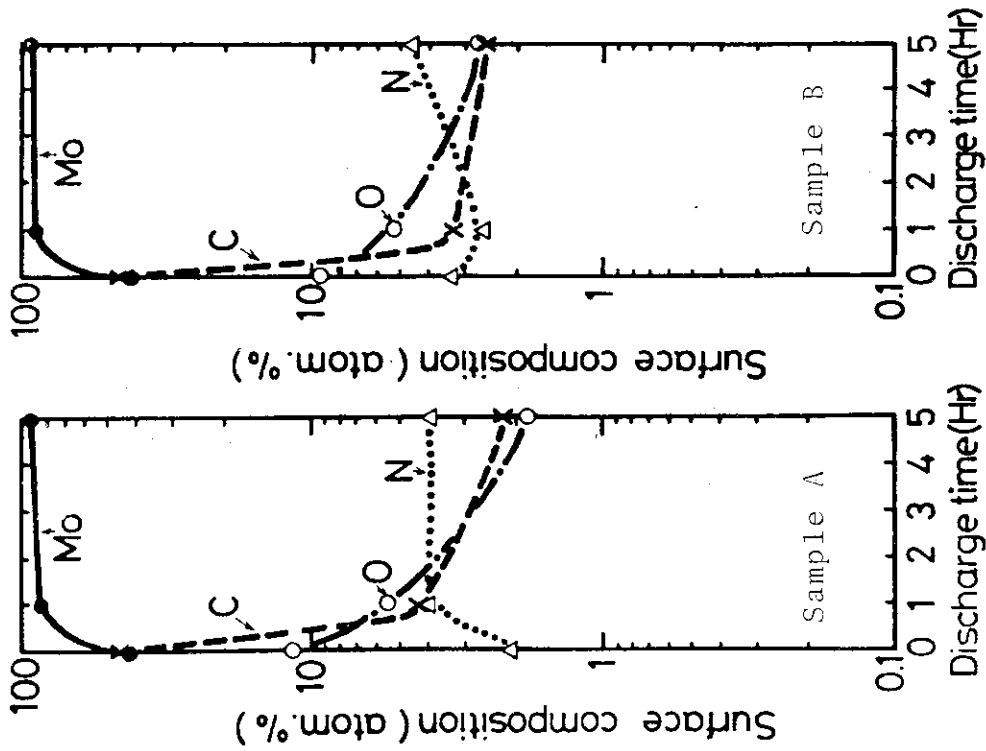


Fig. 3 Surface compositions during a glow discharge cleanings

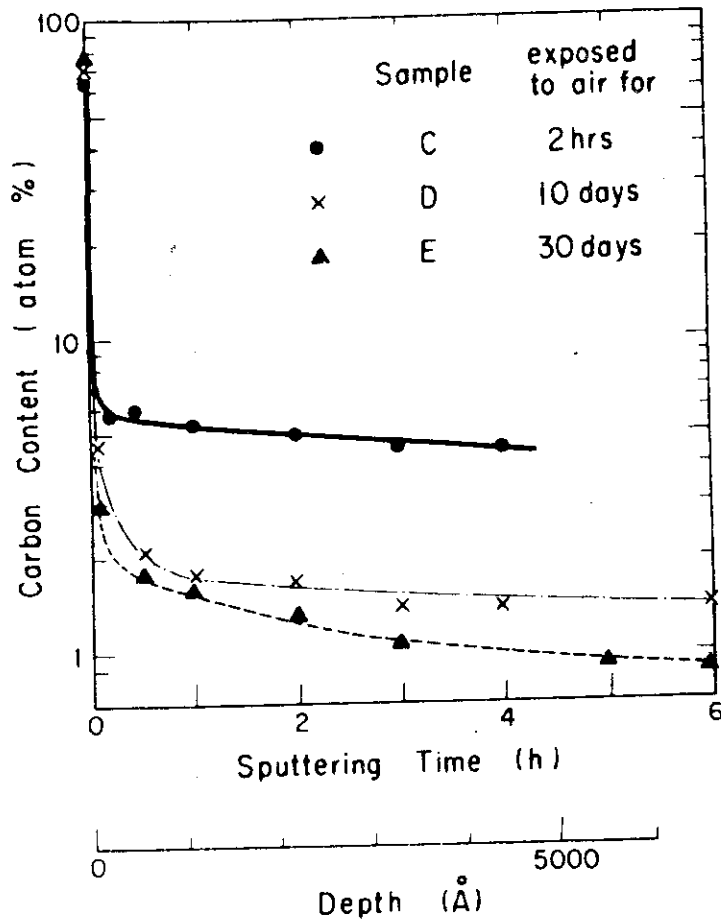


Fig. 5 Depth profiles of surface compositions in the respective samples exposed to air for 2 hours, 10 days and 30 days after cleaning by a ion etching.

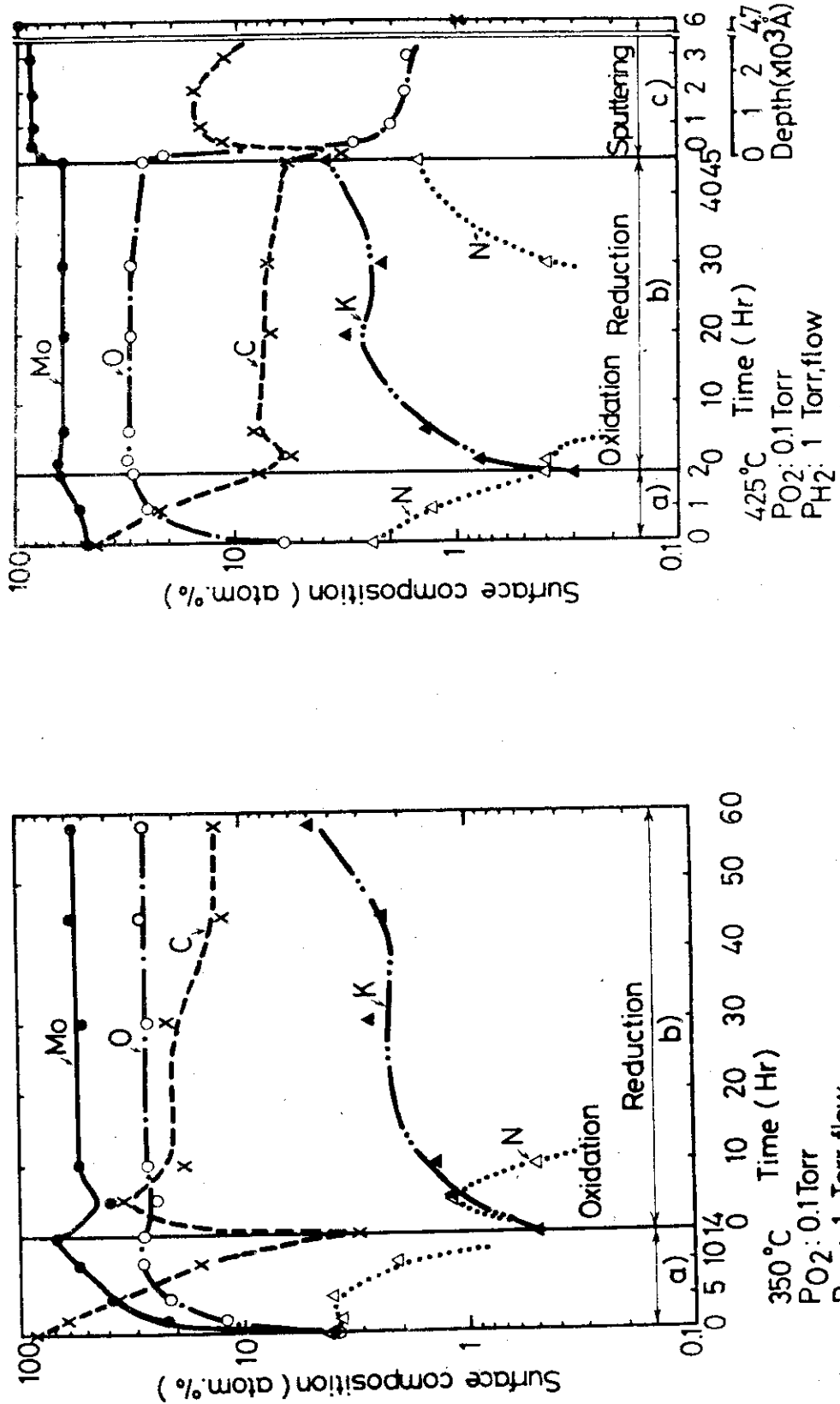


Fig. 6 Surface compositions of sample A during surface treatments at 350°C(a) and 425°C(b) with respective oxidation and reduction by 0.1 Torr oxygen and 1 Torr hydrogen gases. Depth profiles after surface treatments are also shown in (b).

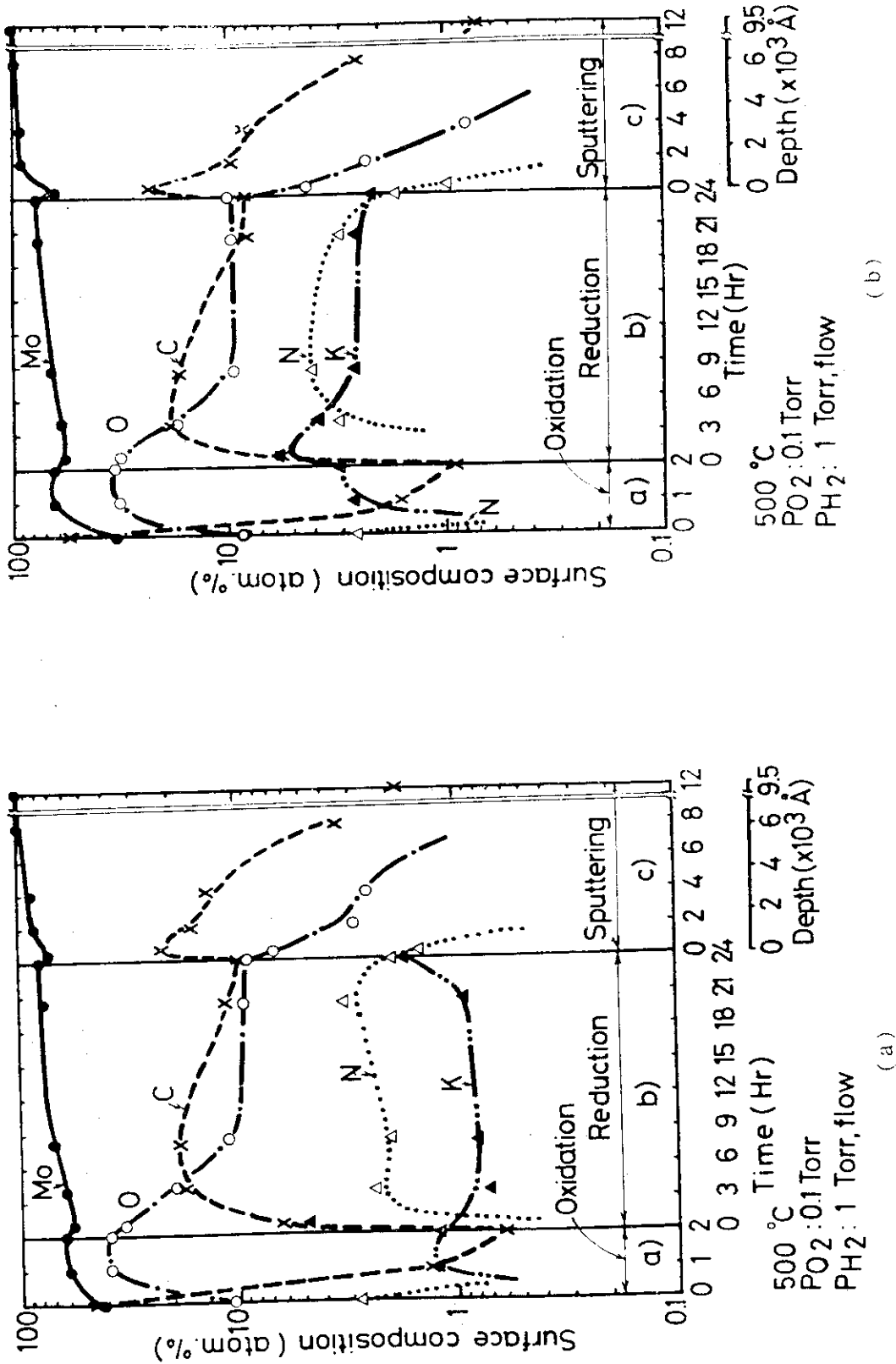


Fig. 7 Surface compositions of sample A (left) and B (right) during surface treatments at 500°C, and their depth profiles after treatments. Samples are exposed to air for 4 days after a glow discharge cleaning.

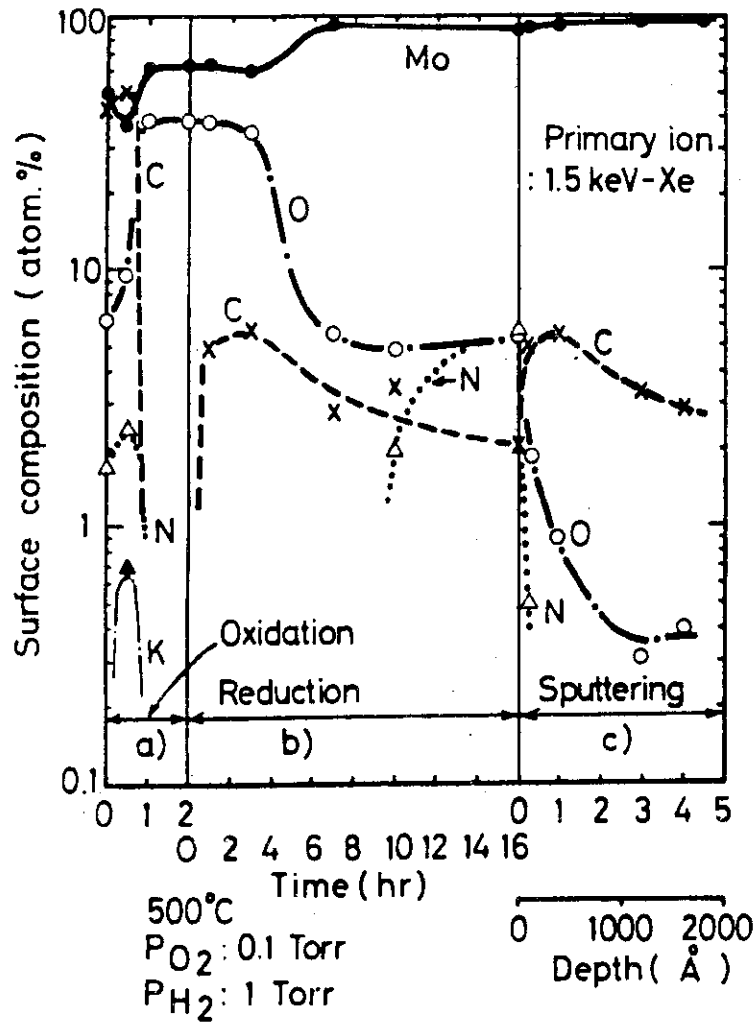
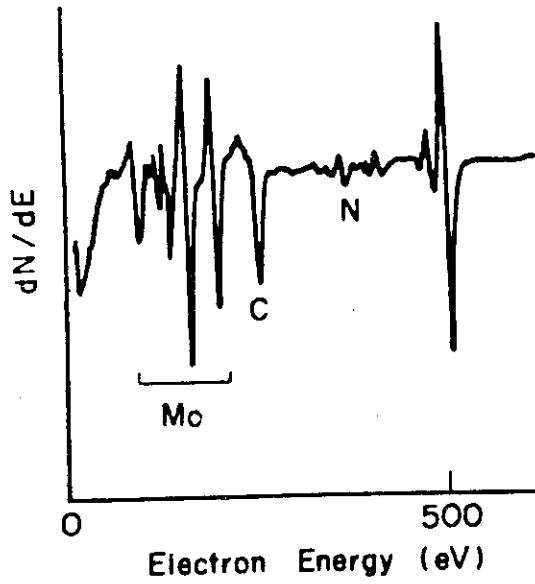
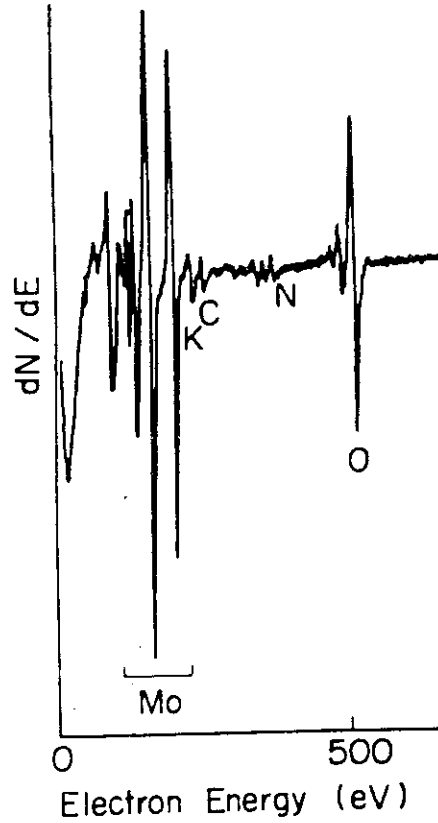


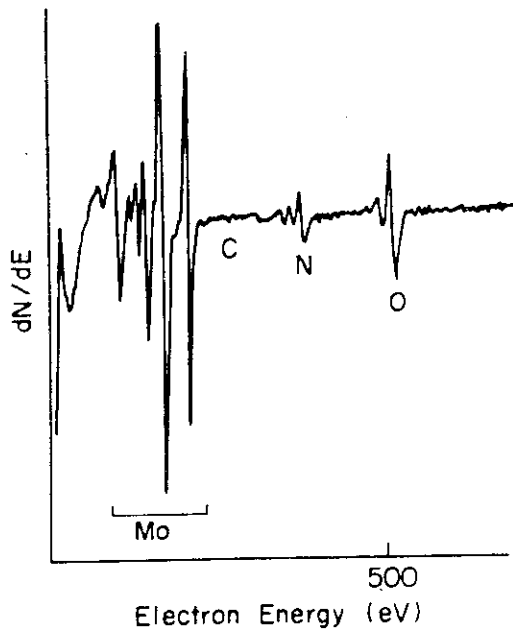
Fig. 8 Surface compositions of sample F during surface treatments at 500°C, and their depth profiles after treatments. Sample is exposed to air for 1 hour after baking at 1800°C for 24 hours in a vacuum of 5×10^{-8} Torr.



(a)



(b)



(c)

Fig. 9 Auger spectra of sample A (same one in Fig. 7(a)) at 500°C before surface treatments (a) and at room temperature after treatments (b), and sample F (same one in Fig.8) after treatments.

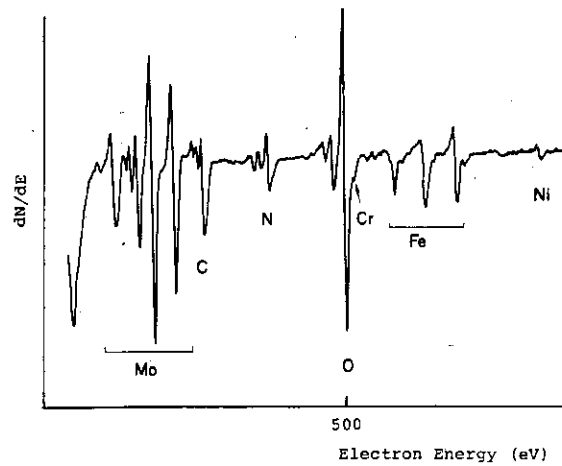


Fig. 10 Auger spectra of molybdenum sample located at the first wall position of the JFT-2 device after discharge cleaning of 2500 shots.

4.4 スパッタ法によるモリブデンコーティング実験¹⁶⁾

清浄第1壁面を達成するに最も確実な方法は第1壁材料の in-situ coating であろう。従来チタン等の真空蒸着が行われてきた。真空蒸着の場合の問題は真空が良くないと粗い結晶層が形成されること、またコーティング膜が厚く（例えば数 μm 以上）なると剥離の恐れがあることである。もともと下地の清浄化を充分に行っておかなければ剥離しやすいだけに、ベーキングや放電洗浄等の表面処理をコーティング前に行っておかなければならないことはもちろんである。最近、モリブデン等の高融点材の真空蒸着が開発された。²¹⁾ここでは、上記問題の少ないコーティング法として開発したスパッタ法について簡単に触れる。

スパッタ法は真空蒸着と異なり、数10 eVの高いエネルギーのスパッタ粒子がコーティング面に飛来して付着するだけに付着強度の大きいコーティング膜の形成が期待できる。Fig. 1にその装置概念図を示す。中空モリブデン棒内に電磁コイルを設置し、棒外周にいわばミラー磁場を形成する。従来、永久磁石が使用（同軸型マグネトロンスパッタ法）されていたが、核融合装置に応用するにはトロイダル磁場の影響により減磁されるので、電磁コイルに改良した。コーティング壁（substrate）とモリブデン棒間に電圧をかけて放電させる。プラズマはFig. 1に示すように、リング状に形成される。従来、直流放電方式が用いられてきたが、緻密な結晶膜を生成させるには低い雰囲気圧（作動流体圧）の方が有利であることから、低圧でも放電しうる高周波放電方式を採用した。作動流体としてはスパッタ率の大きいアルゴンを使用した。

本実験の前に幾つかの予備実験を行った。まず磁場の必要性について、直流方式におけるアルゴン圧と所要放電電圧との相関を調べた。Fig. 2, 3に示すように、当然ながら磁場が強い程低圧における放電が可能となる。磁場0.03 Tの場合は例外で、300 V以下の領域では磁場の弱い場合より高圧でしか放電しない結果となったが、この原因は判明していない。ここで放電開始とは電圧を上げていった時に放電が開始することをいい、放電停止は電圧を下げていった時に放電が停止することをいう。以上を整理して、電圧500 Vの場合のアルゴン圧力と必要磁場との相関をFig. 4に示した。

一方、高周波放電方式の場合の例をFig. 5に示した。周波数は13.56 MHz、出力4 kWである。磁場が0.0145 Tで急激に放電限界圧力が落ち、その後磁場の強さに余り相関はない。直流放電方式に比べ、容易に 10^{-4} Torr 台で放電し得ることがわかり、高周波放電方式の方が適切と考えられる。高周波放電方式の場合に特に問題となることは、マッチングである。共振回路の定数が適切でなければ、圧力が低くなるほど電力効率は悪くなる。また磁場の強さを0.03 T以上とすれば、放電のインピーダンスが小さくなり放電電圧が低くなり、その結果、スパッタされる原子の運動エネルギーが小さくなって良い膜質が得られない。更に磁場分布がサインカーブとならず、磁場は強いところと、弱いところが極端に生じてスパッタされるターゲットの減り方が均一でなくなる。

この高周波放電方式によって行ったコーティング実験の結果をFig. 6に示す。付着速度（deposition rate）は非常に速く、ターゲット近傍では $600 \text{ \AA} / \text{min}$ となっている。一般に 100 \AA 程度の膜厚を形成させればほぼ完全にコーティングされたことになるが、実機ではターゲットに対して第1壁は1~5 m離れているため、約10分程度のコーティング時間で良いと考えられる。

リング状にプラズマが形成される場所で特にスパッタが盛んなため、ターゲットのその場所は徐々に細っていく。これを防いでターゲットが一様にスパッタされるよう、ターゲット内に組み込まれた電磁コイルはモータドライブにより少しずつ移動するよう工夫してある。

形成された膜の性質については今後詳しく検討する予定であるが、10 μm のコーティングを行った現在でも剥離の問題は生じていない。また、走査型電子顕微鏡による観察では緻密な膜が形成されていることがほぼ確められた。Fig. 7 にスパッタ膜の構造に関する雰囲気圧及び基板温度の影響を模式的に示した。²²⁾ Zone I は非常に多孔質で、膜表面には各微結晶粒界ごとに小さな丸屋根状の山ができる。丸屋根の寸法 (平均的 grain size) は、基板温度 T ($^{\circ}\text{K}$) が高くなるに従い大きくなる。Zone II では結晶粒界は柱状であり、膜表面は平滑である。Zone I と Zone II の間に Zone T (Transition Zone) がある。Zone T では結晶粒子が繊維状に密着して発達して硬度も高い。Zone I に比して欠陥も少なくなっている。この繊維状の結晶粒子の長さは膜厚より短い。基板温度が高くなるとこの繊維状結晶粒子は長さも太さも大きくなる。膜表面はなめらかで小さなドーム状になっている。スパッタリング中の真空度が悪くなると Zone T の範囲は狭くなってくる。Zone T は T/T_M が 0.3 ~ 0.5 で終り、Zone II の領域に入る。ここで T_M は融点 ($^{\circ}\text{K}$) である。Zone T の膜はもろいが Zone II になると展性も増し、引張強度はバルクに近づいてくる。この Zone II はスパッター中の真空度にあまり影響されない。 $T/T_M \sim 0.75$ になると表面が平らになる。しかし結晶粒界に沿って溝が掘れてくる。文献 22) ではこれ以上の領域 (Zone III) については詳しく触れていないが、真空蒸着の場合²³⁾と同様と考えられ、ここでは膜形成中に再結晶化が行われ結晶寸法は比較的大きく、かつ等方的であると予想される。真空蒸着法に較べスパッタ法での特徴は、前者では観測されていない Zone T が存在することにある。核融合装置に応用するには、Zone II もしくは Zone T の膜を形成すべきであろう。Zone II の形成条件は圧力に余り依らず、基板温度で定まり 0.5 T_M 即ちモリブデンは 1,200 $^{\circ}\text{C}$ もの容器温度を必要とし、これは技術的に困難である。一方 Zone T は圧力が低くなければ必要基板温度も下り 10^{-3} Torr 以下では 0.1 T_M 即ち室温程度で良いことになる。今回の実験では圧力 10^{-4} Torr 台、基板温度は 200 $^{\circ}\text{C}$ まで上げて行われたので、生成された膜は Zone T 領域と考えられ走査型電子顕微鏡での観測でもほぼそれを裏付けていた。

スパッタ法が蒸着法に較べ有利な点は、

- (1) スパッタ膜核密度 $>$ 蒸着膜核密度²⁴⁾ なので、スパッタ膜の方が平均膜厚が小さくても連続膜になる。連続となるスパッタ膜の平均膜厚はおおよそ 100 \AA である。
- (2) 一般的にスパッタ膜は蒸着膜に比較するとグレインサイズが小さい²⁵⁾ (膜物質、コーティング条件によりその大きさは変る)。
- (3) 膜厚、基板の種類、基板温度等により異なるが、一般的に蒸着膜は引張内部応力をもっていて、²⁶⁾ スパッタ膜は、膜厚・スパッタリング条件によりかわるが圧縮性内部応力をもつ場合が多い。²⁷⁾ 膜のはく離に関しては引張内部応力よりは、圧縮性内部応力の方がよい。Mo スパッター膜に関して、膜厚 0.15 μm 、付着速度 7.5 ~ 10 $\text{\AA}/\text{sec}$ 、基板温度 150 $^{\circ}\text{C}$ の条件で約 4×10^{-3} Torr 以上の圧力でスパッタした場合は、引張内部応力をもった膜で、約 4×10^{-3} Torr 以下の圧力でスパッタした膜は圧縮性内部応力をもった膜となる。
- (4) スパッタされた原子は基板に到達するまで何度も放電ガスと衝突するのが一般的であり、

平均的にみた場合の運動エネルギーは蒸着原子の運動エネルギーと大差ないことも多い。おそらく平均的にみた運動エネルギーに大差なくても、一部の原子が大きい運動エネルギーをもっていれば付着力は強くなるであろうと言われている。

しかし、これらの諸点について必ずしも定量的には明らかにされているわけではない。今後、以上の機械的特性また耐熱特性（耐蒸発性、耐繰返し熱応力特性）や耐スパッタ特性について実験検討を行う予定である。

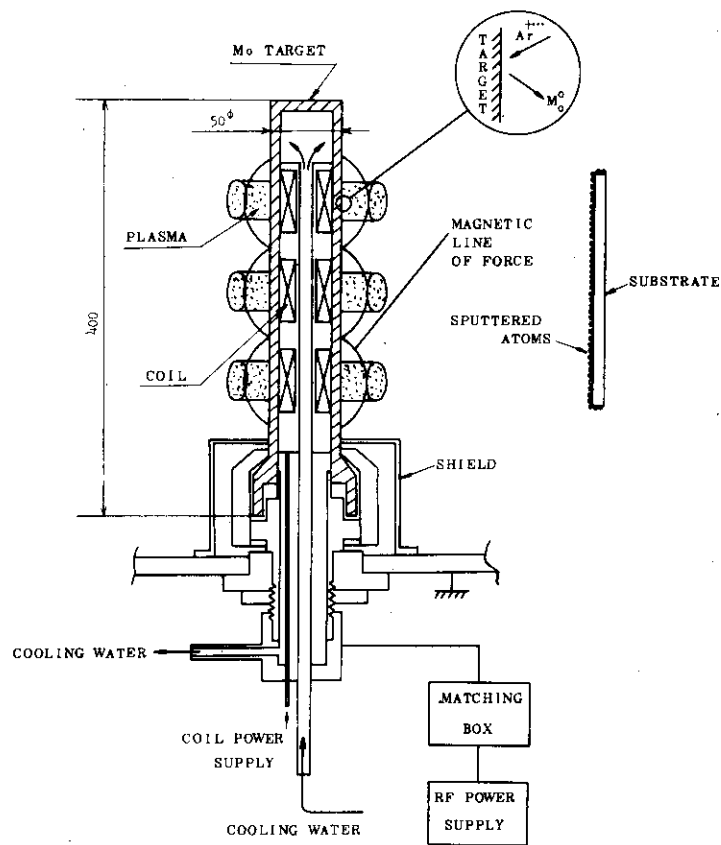


Fig. 1 Schematic drawing of the sputter device for molybdenum plating.

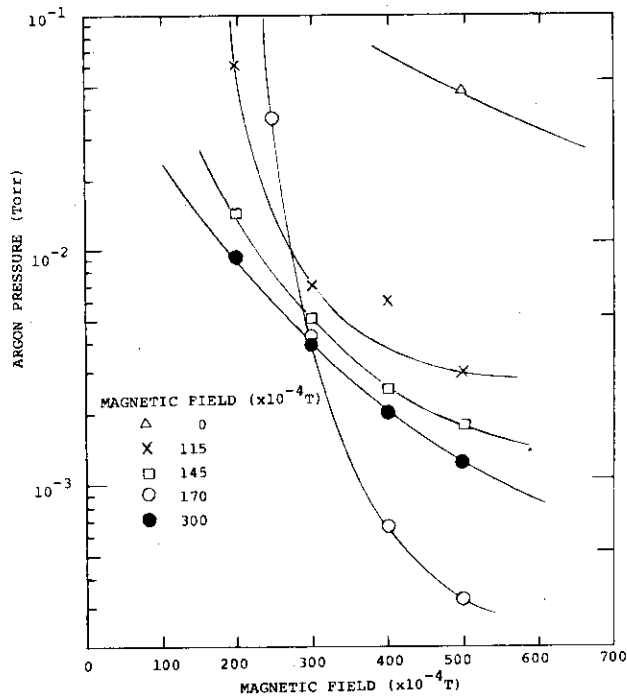


Fig. 2 Arc burning-voltage when DC voltage increase as functions of gas pressure and magnetic field.

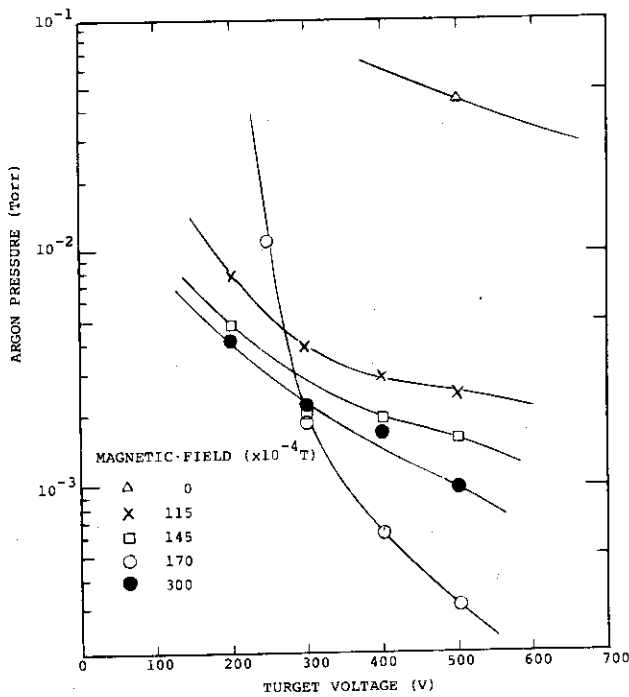


Fig. 3 Arc burning-voltage when DC voltage decrease as functions of gas pressure and magnetic field.

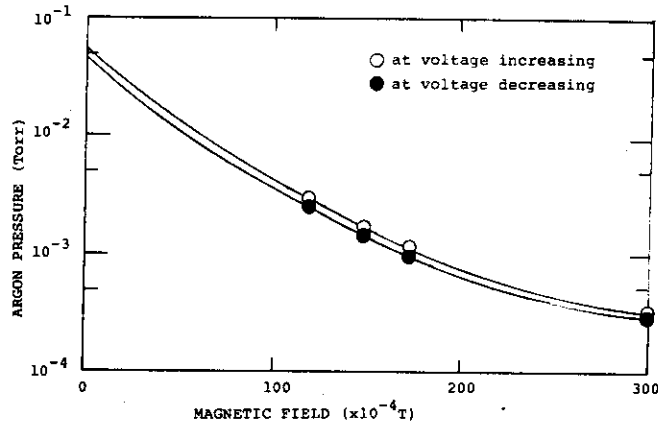


Fig. 4 Arc burning relation between gas pressure and magnetic field at DC target voltage of 500V.

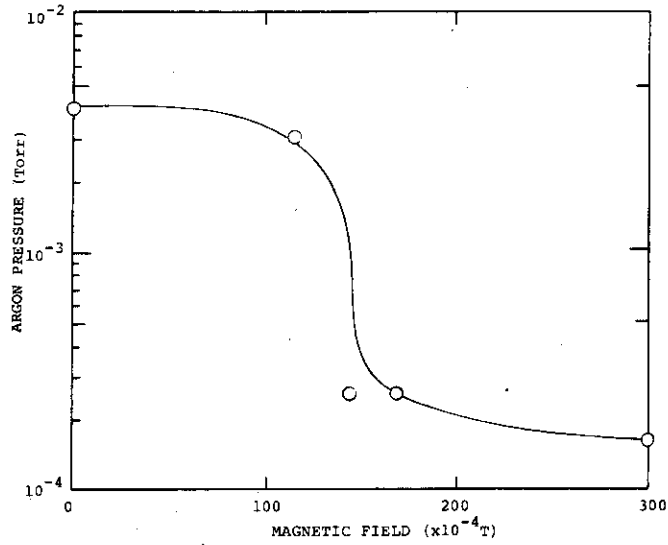


Fig. 5 Arc burning relation between gas pressure and magnetic field with RF powder of 4 kW (13.56 MHz)

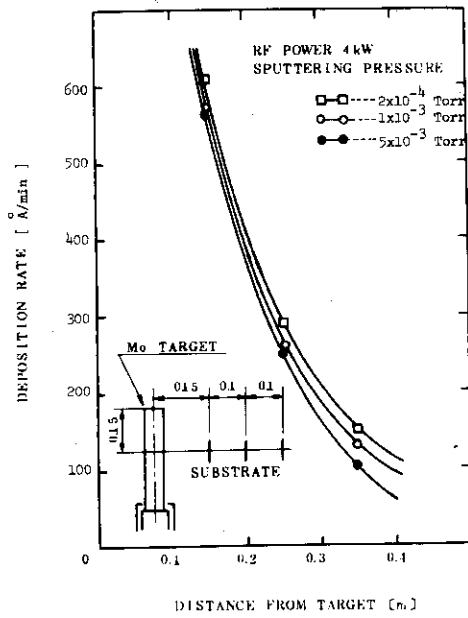


Fig. 6 Deposition rate by RF sputtering (13.56 MHz) as function of distance from target.

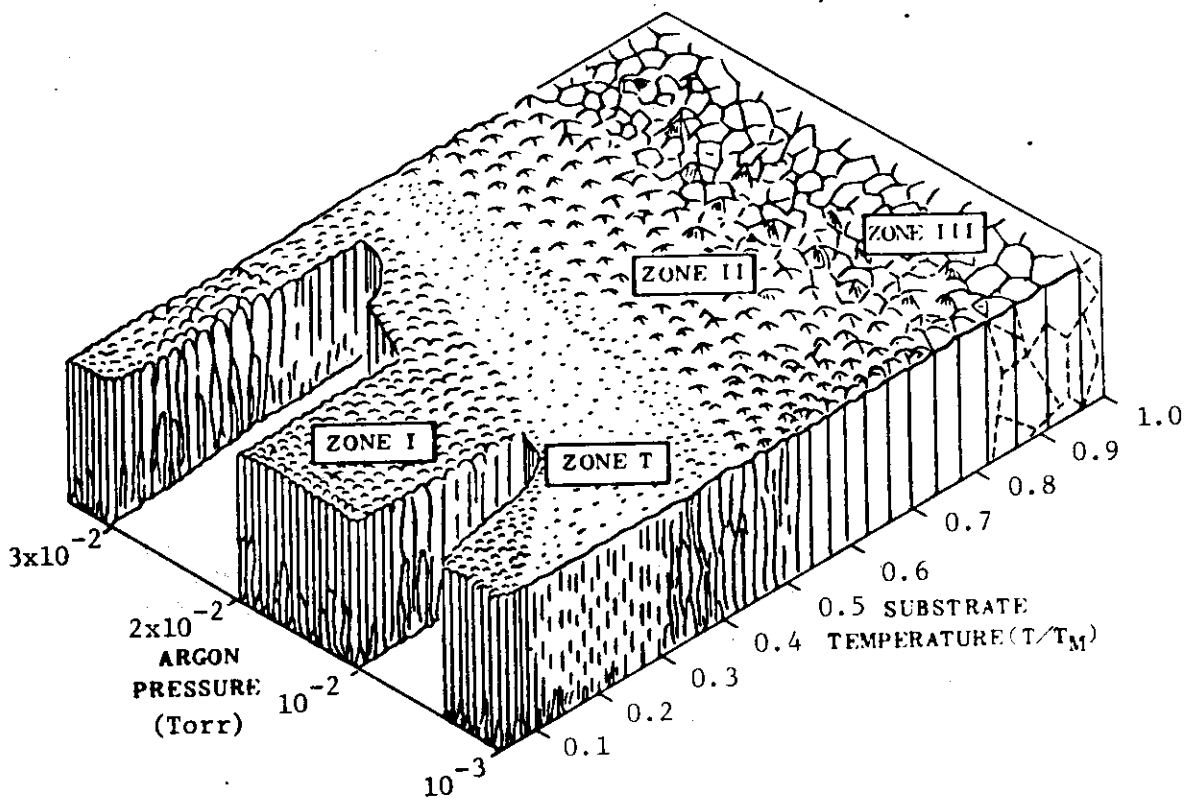


Fig. 7 Schematic representation of dependence of coating structure on substrate temperature and argon pressure. T_M is melting point in °K.

参 考 文 献

- 1) P.E. Stott, C.C. Daughney, R.A. Ellis, Jr., Nuclear Fusion 15 (1975) 431.
- 2) H. Maeda, et al., Proc. Int. Symp. Plasma Wall Interaction, Jülich, 1976 (pergamon, Oxford, 1976) 537.
- 3) P.E. Stott, et al., Proc. Int. Symp. Plasma Wall Interaction, Jülich, 1976 (Pergamon, Oxford, 1976) 39.
- 4) T. Tazima, Y. Gomay, Proc. Int. Symp. Plasma Wall Interaction, Jülich, 1976 (Pergamon, Oxford, 1976) 559.
- 5) Y. Gomay, T. Tazima, N. Fujisawa, J. Vac. Sci. Technol, 15 (1978) 103.
- 6) E. Meservey, et al., MATT-1175 (1975).
- 7) P.W. Palmberg, Anal. Chem. 45 (1973) 549.
- 8) P.W. Palmberg, G.E. Riach, R.E. Weber, N.C. MacDonald, "Handbook of Auger Electron Spectroscopy" (Physical Electronics, Minnesota, 1972).
- 9) P. Sigmund, Phys. Rev. 184 (1969) 383.
- 10) L. Oren, R.J. Taylor, Nuclear Fusion 17 (1977) 1143.
- 11) H. Yoshikawa, Y. Gomay, Y. Sugiyama, M. Mizuno, S. Komiya, T. Tazima, Proc. 7th. Int. Vac. Congr. & 3rd Int. Conf. Solid Surfaces (Vienna, 1977) 367.
- 12) B.B. Dayton, 6th Natl. Vac. Symp. Technol. Trans. (1959) 101.
R.P. Henry, Le Vide 144 (1969) 316. Y. Strausser, Proc. 4th Intern. Vac. Congr. (1968) Pt.2 469. R. Calder, G. Lewin, Brit. J. Appl. Phys. 18 (1967) 1459.
- 13) J.R. Young, J. Vac. Sci. Technol. 6 (1969) 398. J.E. Kelk, D.J. Mellor, Vacuum 19 (1969) 451.
- 14) 五明由夫, 田島輝彦, 佐竹 徹, 水野正保, JAERI-M 7405 (1977).
- 15) 田島輝彦, JT-60グループ, 核融合研究, Vol 34 別冊その2 (1975) 187.
田島輝彦, 放電研究, No.69 (昭和52年) 50.
- 16) T. Tazima, 3rd Int. Conf. Plasma Surface Interactions in Controlled Fusion Perices, (Culhum, 1978) paper 20.
- 17) D. Rosenberg, G.K. Whener, J. Appl. Phys. 33 (1962) 1842.
- 18) J.J. Burton, C.R. Helms, R.S. Polizzotti, J. Vac. Sci. Technol. 13 (1976) 204.

- 19) J. Askill, "Tracer Diffusion Data for Metals, Alloys, and Simple Oxides" (IFI/Plenum, New York, 1970) 48.
- 20) K.J. Dietz, F. Waelbroeck, Proc. Int. Symp. Plasma Wall Interaction, Jülich, 1976 (Pergamon, Oxford, 1976) 445.
- 21) T. Matsuda, et al., 3rd Int. Conf. Plasma Surface Interactions in Controlled Fusion Devices (Culham, 1978) paper P18.
- 22) John A. Thornton, Virgle L. Hedgcoth, J. Vac. Sci. Tech. 12 (1975) 93.
- 23) B.A. Morchan, A.V. Demchishin, Fiz. Metal Metalloved 28 (1969) 653.
- 24) J.S. Maa, T.E. Hutchinson, J. Vac. Sci. Tech. 14 (1977) 116.
- 25) K.L. Tai, P.A. Turner, D.D. Bacon, J. Vac. Sci. Tech. 6 (1969) 687.
- 26) 水島宜彦, 原留美吉, 玉井康勝, "薄膜物性工学, 薄面物性工学" (オーム社, 1968) 51.
- 27) J.A. Thornton, D.W. Hoffman, J. Vac. Sci. Tech. 14 (1977) 164.

5. 将来のトカマク・プラズマの問題

現在のトカマクは磁場閉じ込め型核融合装置での主流をなしており、今後もしばらくはその座を保つことは確かである。しかし実用化時代に至るまで、炉への最短距離をトカマクが常に持っていけるとは必ずしも明らかではない。近年トカマク炉の検討レベルが深まるにつれ、その技術上、安全性上、及び経済性上の問題点を指摘する報告も多くなってきている。それだけに更に性能の良いプラズマが要求されている。しかしこのプラズマ予測に対して、その達成を危ぶむ幾つかの物理的困難さが予想されている。例えば捕捉粒子不安定性¹⁾、不純物^{2) 3)}、第2段加熱がそうである。今後10年以内に臨界プラズマを目的とした装置が更にその後には自己点火プラズマを目的とした装置が建設され、予想されたこれら物理的諸問題の真疑が明らかにされるであろう。

これらの予想は幾つかの仮定に基いており、理論もどこまで実際の現象を記述しうるかは疑問であり、余りに拘泥する必要はないともいえる。しかしこれらの諸問題を把握しておくことは、ここ2~3年以内に実験が開始する中型装置での結果を理解するにも、また次世代のトカマクを設計する際の物理的立場を明らかにするためにも重要である。ここでは主として粒子及びエネルギーバランスに関する諸問題を検討する。

5.1 分布形一定の1次元シミュレーション

プラズマパラメーターの分布形を一定としたモデルを用いて、次世代の高温トカマクにおける捕捉粒子不安定性、不純物等の影響を定量的に検討する。空間分布の時間変化は解かないが、与えられた分布に従って種々のエネルギー損失やエネルギー伝達量を求めその積分量を基に平均密度、平均温度の時間的変化を求める。

基本式は次のように与える。

$$\frac{d\bar{n}_e}{dt} = \frac{1}{V} (-\Gamma_e^* + S_D + S_T + S_B)$$

$$\frac{d\bar{n}_D}{dt} = \frac{1}{V} (-\Gamma_D^* + S_D + S_B - S_f)$$

$$\frac{d\bar{n}_T}{dt} = \frac{1}{V} (-\Gamma_T^* + S_T - S_f)$$

$$\frac{d\bar{n}_\alpha}{dt} = \frac{1}{V} (-\Gamma_\alpha^* + S_f)$$

$$\frac{3}{2} \frac{d\bar{n}_e \kappa T_e}{dt} = \frac{1}{V} (-P_{xe}^* - P_{ce}^* + P_j + P_{Be} + P_{fe} - P_{ei} - P_{cy} - P_{br} - P_i - P_{ex})$$

$$\frac{3}{2} \frac{d\bar{n}_i \kappa T_i}{dt} = \frac{1}{V} (-P_{xi}^* - P_{ci}^* + P_{Bi} + P_{fi} + P_{ei} - P_{cx})$$

ここでは軸対称円柱プラズマを仮定しており、各記号及び計算式で2.の1次元シミュレーションに述べたのと共通なもの以外について以下説明する。

上式はDTプラズマの例で重水素密度 n_D 、三重水素密度 n_T 、 α 粒子密度 n_α とそれぞれに対する粒子補給項 S_D 、 S_T 、 S_α を考えている。水素プラズマの場合は $n_D = n_i$ 、 $n_T = n_\alpha = 0$ として解く。各イオンのエネルギー等分配時間は拡散や熱伝導等の代表的な時間に較べ短いのでイオン温度は1種類を考える。また $n_i = n_D + n_T + n_\alpha$ である。不純物は金属とし、その量が密度に大きな影響を与える程大の場合は扱わないものとし、エネルギー損失にだけ不純物の影響を考える。

核融合反応は次のように考慮する。

$$s_f = n_D n_T f$$

$$f^{4)} = 9.255 \times 10^{-21} \left(\frac{199.4}{T_i^{1/3}} \right)^2 \exp \left(- \frac{199.4}{T_i^{1/3}} \right)$$

$$P_{fi} = 3.52 \times 10^6 \kappa s_f R_f$$

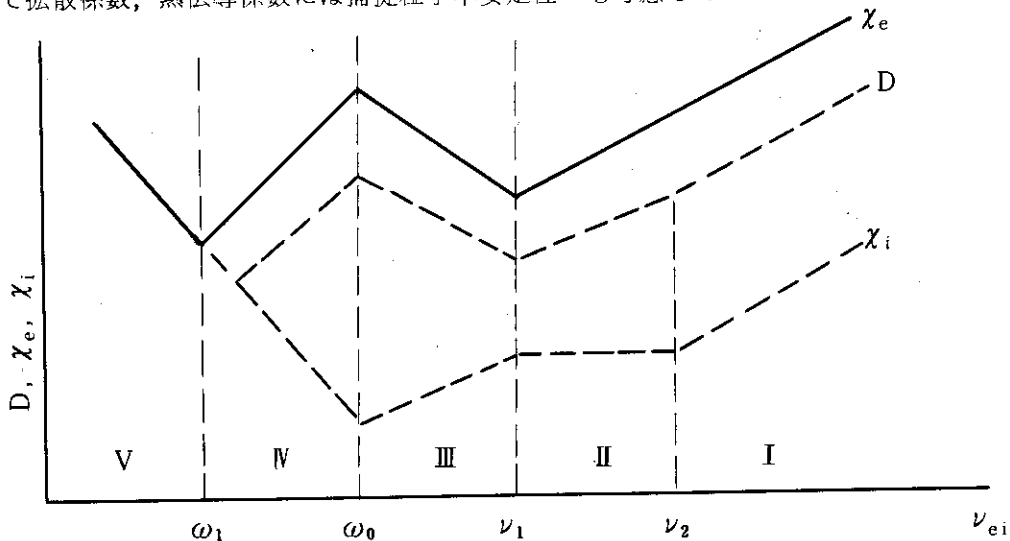
$$P_{fe} = 3.52 \times 10^6 \kappa s_f (1 - R_f)$$

$$R_f^{5)} = \frac{3\sqrt{\pi}}{2} \left(\frac{m_e}{n_e} \right) \left(\frac{v_{the}}{v_{th\alpha}^*} \right)^2 \left(\frac{v_{th\alpha}}{v_c} \right) h \left(\frac{n_D}{m_D} + \frac{n_T}{m_T} \right)$$

$$h = \left[\frac{1}{6} \log \left\{ \frac{v^3 + v_c^3}{(v + v_c)^3} \right\} + \frac{1}{\sqrt{3}} \arctan \left(\frac{2v - v_c}{\sqrt{3} v_c} \right) \right] \begin{matrix} v = v_{th\alpha}^* \\ v = v_{th\alpha} \end{matrix}$$

ここで $v_{th\alpha}^*$ は核融合反応を起した時の3.52 MeVの α 粒子の熱速度、 $v_c = \frac{3\sqrt{\pi}}{4} \left(\frac{m_e}{n_e} \right) v_{the}^3 \left(\frac{n_D}{m_D} + \frac{n_T}{m_T} \right)$ である。 Γ^* 、 P_χ^* 、 P_c^* はそれぞれ代表点 r^* ($= \frac{2}{3} r_p$ とする) での全拡散流、全熱伝導エネルギー流、全対流エネルギー流である。即ち $\Gamma^* = A^* \left(-D \frac{dn}{dr} \right)_{r^*}$ 、 $\Gamma_\chi^* = A^* \left(-n\chi \frac{dT}{dr} \right)_{r^*}$ 、 $P_c^* = A^* \left(\frac{5}{2} n v_p \kappa T \right)_{r^*}$ 、 $A^* = (4/3) \pi^2 R r_p$ である。

ここで拡散係数、熱伝導係数には捕捉粒子不安定性⁶⁾も考慮して



I : Pfirsch-Schlüter 領域, II : プラトー領域, III : 衝突散逸型捕捉電子不安定領域, IV : 無衝突散逸型捕捉電子不安定領域, V : 散逸型捕捉イオン不安定領域。

	I, II	III	IV	V
D	400 (D) _{clas}	D _{te1}	D _{te2}	D _{ti}
χ_e	1000 (χ_e) _{clas}	$\epsilon^{-1} D_{te1}$	$\epsilon^{-1} D_{te2}$	D _{ti}
χ_i	(χ_i) _{neoclas}		(χ_i) _{neoclas} or (D) _{ti}	

$$D_{te1} = 3 \epsilon^{5/2} r^2 \left(\frac{\omega_{min}^* \omega_{min}^{*T}}{\nu_{ei}} \right)$$

$$D_{te2} = 0.06 \epsilon^{-1/2} \left(\frac{d \ell n T_e}{d \ell n n_e} \right) \left(\frac{m_i}{m_e} \right) \left(\frac{B_t}{\theta B_p} \right) \rho_e^2 \nu_{ei}$$

$$D_{ti} = \epsilon^{5/2} r^2 \left(\frac{\omega_{min}^*}{1 + T_e/T_i} \right)^2 \left(\frac{1}{\nu_{ei}} \right)$$

$$\omega_{min}^* = \frac{v_{thi}}{r} \left(\frac{\rho_i}{r_n} \right)$$

$$\omega_{min}^* = \frac{1}{e B_t r} \left(\frac{dT_e}{dr} \right)$$

$$\omega_o = \omega_{min}^* \left(\frac{r}{\rho_e} \right) \left(\frac{B_p}{B_t} \right) \left(\frac{3 \epsilon^{3/2} d \ell n T_e}{\ell_d d \ell n n_e} \right)^{1/2}$$

$$\omega_1 = \omega_{min}^* \left(\frac{r}{\rho_e} \right) \left(\frac{B_p}{B_t} \right) \left(\frac{T_i/T_e}{1 + T_i/T_e} \right) \left(\frac{\epsilon^{5/2}}{\ell_d} \right)^{1/2}$$

$$\ell_d = 0.06 \epsilon^{1/2} \left(\frac{d \ell n T_e}{d \ell n n_e} \right) \left(\frac{m_i}{m_e} \right) \left(\frac{B_p}{\theta B_t} \right)$$

$$r_n = \left(- \frac{1}{n_e} \frac{d n_e}{dr} \right)^{-1}$$

$$L_s^{-1} = \left(\frac{r}{R q^2} \right) \left(\frac{dq}{dr} \right)$$

Fig. 1 に JT-60 での計算例を, Fig. 2 に自己点火プラズマ装置の 1 例を示した。不純物がない場合でも捕捉粒子不安定性による理論的予測によればそれぞれ臨界あるいは自己点火プラズマに到達していない。この結論は捕捉イオン粒子不安定性によるエネルギー閉じ込め時間を求めて

試算してみても容易にわかる。密度及び温度を2乗分布とし、プラズマ半径の%を代表点とすれば

$$\tau_E = \frac{3}{2} \int \bar{n} \kappa (\bar{T}_e + \bar{T}_i) dV / (P_{zi}^* + P_{ci}^*) \\ \sim 10^{-11} \epsilon^{-5/2} r_p^4 n_e B_t^2 \frac{1}{\bar{T}_e^{7/2}} \left(\frac{1}{2} + \frac{\bar{T}_e}{2\bar{T}_i} \right)$$

となる。これからJT-60及び自己点火プラズマに対して

$$(1) \text{ JT-60 } (n_e = 5 \times 10^{19} / \text{m}^3, B_t = 4.5 \text{ T}, r_p = 0.95 \text{ m}, R = 3 \text{ m}, \bar{T}_e = \bar{T}_i)$$

$$\tau_E = 99 \text{ ms } (3 \text{ keV}), 16.5 \text{ ms } (5 \text{ keV}), 1.5 \text{ ms } (10 \text{ keV})$$

$$(2) \text{ 自己点火プラズマ } (n_e = 2 \times 10^{20} / \text{m}^3, B_t = 5 \text{ T}, r_p = 1.8 \text{ m}, R = 8.2 \text{ m}, \bar{T}_e = \bar{T}_i)$$

$$\tau_E = 15.7 \text{ s } (3 \text{ keV}), 2.6 \text{ s } (5 \text{ keV}), 0.23 \text{ s } (10 \text{ keV})$$

JT-60での目標 $\tau_E = 0.2 \sim 1 \text{ s}$ (5~10 keV)、自己点火プラズマでの目標 $\tau_E = 1 \sim 2 \text{ s}$ (7~10 keV)と比較して如何に捕捉粒子不安定が短い閉じ込め時間を与えるかがわかる。

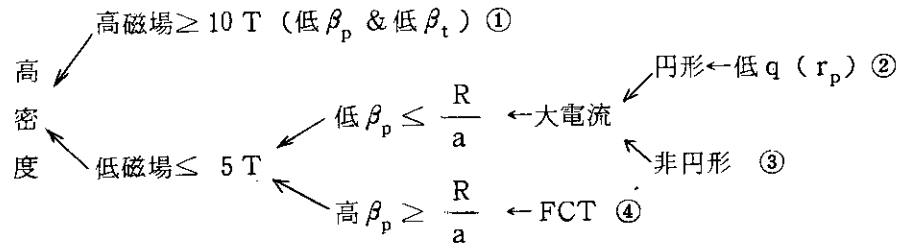
即ち τ_E は温度の7/2乗に反比例し、エネルギー損失は温度の9/2乗に比例する。従って理論値より現実の現象が2~3倍小さいとしても温度はわずかに1~2割、1桁異るとしても約5割しか上がらない。このことは第2段加熱入力を現在の予想より1桁大にすることが例え可能となったとしても温度は5割しか上げられないことでもある。非線形現象が十分に解析されていないだけに、理論値はオーダー程度と考えるべきであるが、上述したように係数が多少変わっても本質的な問題は変わらない。最も着目すべきことは、このような強い温度依存性が実際の現象にも見られるかどうかであろう。この意味において今後1~2年で行われる、PLT及びISX-Bでの大加熱入力実験の結果は高温プラズマにおける捕捉粒子不安定性の検証がなされる可能性が高いだけに注目すべきである。

以上の検討結果は分布形が一定の場合の結論である。分布形を同時に解く1次元シミュレーションを行えば、異った結論となる可能性を指摘した例^{7) 8)}もある。例えば密度は平坦あるいは表皮分布、温度は急峻な分布で落着く可能性が示された。この場合密度勾配が強い所では温度が低いため捕捉粒子不安定性は致命的な程には大きくならない。しかし α 粒子の加熱入力は中心部しか期待できず、その体積は全体の1割程度であるため、中心温度が数10 keVとでもならない限り自己点火プラズマとはなりえない。またそのように急峻な温度分布ではプラズマ中心部での安全係数は極端に小さくなるため、大電流は流せず必然的にベータポロイダル値は平衡からの限界値以上もの高い値が必要となり非現実的となるおそれが大である。幾可学的寸法を大にまた磁場を強くしてエネルギー閉じ込め時間を長くすることが最も簡単な方法ではあるが、この方法で自己点火プラズマを達成するにはコストは上昇するし、また磁場を強くすることはおのずと限界がある。

そこで高密度プラズマを形成してプラズマの衝突周波数を増やし、捕捉粒子不安定領域をさげようとする考えが提案されている⁹⁾。これはALCATORの実験則¹⁰⁾からエネルギー閉じ込め時間は密度に比例すること、また電子のバナナ領域の境界周波数と電子の衝突周波数との比 ν_e^* は現在の実験では0.1程度は達しているにも拘わらず捕捉粒子不安定性は明らかに観測されてはいず、むしろドリフトモード不安定性と思われる実験事実¹¹⁾に立脚している。このことから相当バナナ領域に奥深く入らない限り、捕捉粒子不安定性は主要とならないと期待するわけで、このた

めには大型トカマクにおいて数 keV 領域ではプラズマの平均密度は $(2 \sim 5) \times 10^{20}/\text{m}^3$ もの高密度を必要とする。またもともと低密度 ($10^{19}/\text{m}^3$ 台) では出力密度が低くサイクロトロン放射だけでも自己点火条件を満たすのは困難であるだけに、 $10^{20}/\text{m}^3$ 以上の高密度が必要と考えられている¹²⁾。

従ってどのようにして高密度プラズマを形成するかという観点から整理すると各国の自己点火プラズマ試験装置の基本的な考え方が明らかになる。



即ち①は物理的には最も安易な方法で、高 β_p 時の平衡の問題、高 β_t 時のバルーニングモード MHD 不安定性等は楽になるであろう。但し高磁場コイルの技術上の問題がありまた第 2 段加熱用ポートも非常に確保しにくい装置となる。例として MIT 大の計画がある¹³⁾。

②は保守的な考え方(円形、低磁場)で大型化する場合で $q(r_p) \sim 1.5$ 程度にまで下げなければならぬ。現在の位置ではこのように低い $q(r_p)$ は瞬間的な例を除いては達成していない。しかし大型装置になれば可能性はあると考えられる。2 の大型トカマクのシミュレーション結果で述べたように、大型になる程電流密度が表皮分布となり易い。この表皮分布を抑えるためにプラズマ電流立上り時にプラズマ半径を膨張させる場合の計算例を示した。結果として電流密度は一様または弱い表皮分布程度となる。この時 $q(r)$ も一様あるいは中心部に向かって緩やかに増加する分布となり、 $q(r) \geq q(r_p)$ が満たされている。即ち従来 $q(r) < q(r_p)$ であったために $q(r) \geq 1$ を守るには $q(r_p) \geq 3$ とならざるをえなかったが、この場合 $q(r_p) \sim 1.5$ は達成可能となる。ほた半径を膨張させるに従ってプラズマ体積が増加しプラズマの密度は減少するが、これを防ぐに常に作動ガスを供給することとなる。この時プラズマ境界は常に冷却作用を受けることとなり金属不純物の発生抑制に効果があると考えられる。これは表面温度が下ることによって荷電粒子と第 1 壁との間に局所的な強いエネルギー相互作用をすることを防ぐことと、プラズマ中から流出する高温の荷電効換中性粒子のエネルギーが低くなってそのスパッタ作用も小さくなることである(もともとプラズマ中心部での荷電交換中性粒子は流出してこられないので、境界より 0.1 ~ 0.2 m の領域でのイオン温度が重要となる)。また更に後述するように高密度プラズマの場合有効な中性粒子入射加熱が非常に困難となるが、半径を膨張させるこの場合は半径の小さい時から入射を行えば、中心部加熱も可能となるため都合が良いであろう。但しシェアーが小さいだけにテアリングモード抵抗型キック不安定性あるいはドリフトモード不安定性の安定化効果は少くなる心配がある。我々はこの検討を 1 次元シミュレーションコードを用いて現在行っている。

③は非円形効果により $q(r_p)$ を特に下げなくても、大電流が流せる利点を利用するものであるが、未だ実験的に非円形効果は明確には立証されていない。米の GA 社の DOUBLET 計画¹⁴⁾ がある。

④は急激な加熱によりプラズマ圧力を上げることによって diamagnetic current の増大による閉じ込めを期待するものである (Flux Conservation Tokamak)。この時垂直磁場も急激に変化させなければならず、またこのように急激な加熱が可能となるには大加熱入力が必要となり加熱用ポートを十分に確保するにも種々の技術的困難さを克服しなければならない。例として米のオークリッジ研究所の計画がある¹⁵⁾。

以上の諸計画はそれぞれ確定されていない仮定の基に設計されている。これは現在のトカマクの解明さえ充分に行われていない現状では当然のことともいえ、それだけにここ5年以内に行われる中型装置 (DOBLET III, ASDEX, PDX 等) での検証実験が待たれる。以上の諸計画における不純物及び中性粒子入射加熱に関する困難な問題について詳しくは解れなかったそれを次に検討してみる。

5.2 不純物問題

軽不純物対策については4で詳しく述べた。確かに第1壁面の清浄化を図るために、現在より更に進歩した種々の表面処理、超高真空、あるいはインシツコーティング (in-situ coating) 等を行えば解決可能であり、いわば今後の技術的進歩によるといえる。但し現在の装置では放電洗浄や T_i フラッシング等によって清浄第1壁面を形成し、プラズマへの酸素混入量を数%から1%程度に抑えられた場合でも約半日程度でもとへ戻ってしまうだけに、どのようにして長時間清浄面を保つかが今後の最大の課題となるであろう。

一方金属不純物は技術的問題として解決される可能性は少く、プラズマ側からの物理的解決が必要と考えられる。金属不純物の発生機構は明確には解明されていないことは既に述べた。しかし現在のトカマクでは軽不純物の混入量が多いために、金属不純物の混入が抑えられている場合でも0.1%程度のリミター材が観測されている。自己点火プラズマではモリブデンのように重金属の許容混入量はわずか0.01%台である。現在のトカマクより温度で1桁、放電継続時間は2桁は大になる自己点火プラズマにおいては混入量は更に増えると考えられるにも拘わらず許容量は1桁少くしなければならないだけに、不純物問題がいかに困難であるかは容易に想像がつく。

ここでは最も楽観的なモデルを用いてその困難さを検討してみる²⁾。例えば不純物発生原因はスパッタ現象だけを考慮して金属不純物としてモリブデンの蓄積を求める。

$$\frac{dN_z}{dt} = (1-\zeta)R^+ \frac{N_p}{\tau_n} + (1-\zeta)R^0 \left(\frac{r}{1-r} \right) \frac{N_p}{\tau_n} + (1-\zeta)R_s \frac{N_z}{\tau_z} - \frac{N_z}{\tau_z}$$

右辺第1項はイオンのスパッタであり、そのスパッタ率を R^+ 、除去効率を ζ とする。第2項は荷電交換中性粒子によるスパッタでスパッタ率を R^0 、また流出率を r とする。第3項は不純物イオンの自己スパッタで自己スパッタ率を R_s とする。第4項は不純物イオンの拡散損失である。金属不純物の付着確率は殆んど1であるので拡散で流出したものは全て壁に両付着すると仮定している。ここで流出するイオン温度 (境界値) は荷電交換粒子の温度に較べ数分の1以下 (例えば100 eV程度) と考えられ、 $R^+ \ll R^0$ となるので第1項の影響は無視する。上式の解は

$$\frac{N_z}{N_p} = \left(\frac{C_2}{C_1}\right) \left(\frac{\tau_z}{\tau_n}\right) \left[1 - \exp\left(-C_1 \frac{t}{\tau_z}\right)\right]$$

$$C_1 = 1 - (1 - \zeta) R_s$$

$$C_2 = (1 - \zeta) R_s \left(\frac{\tau}{1 - \tau}\right)$$

$\tau_n \sim \tau_z < \tau_j$ と考えられる (この仮定の妥当性は 3. で述べた) ので不純物量は $\frac{1}{1 - \zeta} > R_s$ の短い時間ではほぼ定常値 $\frac{N_z}{N_p} \sim \left(\frac{C_2}{C_1}\right)$ に達する。ここで荷電交換中性粒子の温度は 1 keV 前後であり (この理由はすでに述べた。境界より 0.1 ~ 0.2 m 領域でのイオン温度にほぼ等しい) この時の R^0 は D の場合で約 5×10^{-3} atoms/ion¹⁶⁾ である。また $\tau \sim 0.5$, R_s ¹⁷⁾ は境界の温度によって大幅に変わるので 0.1 ~ 2.0 まで考える。 $\frac{N_z}{N_p} \leq 10^{-4}$ の許容混入量を満足するには $\zeta \geq$

0.98 が必要であることがわかる。効率 98% の除去効果 (例えば磁気リミターによるシールド効果) は殆んど非現実的と思われる。またここでは蒸発現象あるいは中性粒子入射時の高速イオン減速過程での荷電交換中性粒子の流出 (上記の第 2 項程度以上ある) 等は一切無視している楽観モデルだけにいかに不純物問題が厳しいかがわかる。

対策としてはプラズマの中心部には悪影響を及ぼさずに境界の温度を冷却する方法を考えなければならないであろう。そのひとつに軽不純物の積極的利用が提案された¹⁸⁾。現在のトカマクでも見られるように、プラズマ内部から対流や熱伝導で粒子の運ぶエネルギーが境界付近で、そこに局在している不完全電離の軽不純物イオンの主として励起損失によって電磁波に変換されることを期待するわけである。但しプラズマ内部に及ぼす悪影響については注意しなければならない。例えば急峻な電子温度分布を形成して熱伝導によるエネルギー損失を増大させる恐れがある。現在の装置でもプラズマ半径は 0.1 m から 0.5 m まで大きくなっているが、電子温度分布は同程度に急峻であることから、軽不純物の表面冷却効果はプラズマ半径に依らず数 cm 程度であるとは結論できずその侵食作用の詳しい検討が必要であろう。また大型プラズマとなるほどその粒子閉じ込め時間が長くなるだけに不純物の滞在時間も長くなり、それだけイオン化が進み完全電離イオンの割合が多くなる。この傾向は現在のトカマクより数倍も高い温度を目指す大型装置ではその高温故にますます強まる。完全電離の割合が多く高温であればプラズマ中心での制動放射はもはや無視できなくなる。遂には励起損失より制動放射損失の方が大になりプラズマ全体を冷却しかねない¹⁹⁾。従って不純物イオンの殆んどを境界付近に局在させる工夫が必要であり、そのためには幅の厚い、密度の高い scrape-off 層を何らかの方法で形成させる必要がある。単にこれだけでは、scrape-off 層の最内側、即ちリミター表面の受ける熱流束は減少しない (リミター表面より外側の scrape-off 層内では不純物イオンによる電磁波への変換が行われる)。不純物の種類の選定、不純物とプラズマパラメータ分布の相関等に関する詳しい検討が今後必要であろう。一方作動ガスを供給して表面冷却を行う方法もあるが、この場合密度は上昇する一方となるので、立上り時などに過渡的に応用できるに過ぎないと考えられる。

スパッタ率を低減させるのもひとつの方法で、ハニカム構造の第 1 壁が考えられる^{20) 21)}。この

方法によれば理想的には約20分の1に低減できる²⁰⁾。重イオンの実験ではほぼこの値が求められている²²⁾。その理由は低エネルギーではスパッタ粒子の角度分布が入射角に依存していることからと思われる(その依存性がなければスパッタ率は1/3程度に低減できるに過ぎない²¹⁾)。しかしこの依存性は重イオンに対しては実験的に明らかにされたが、軽イオンに対しては明らかにされていない。もし軽イオンに対してもその効果があれば除去効率は60~80%で良く到達可能な値である。

以上は第1壁材に金属を採用する場合であるが、一方低Z材料を使用すればその許容混入量は2桁(1%台)も多いだけに楽と考えられる^{2) 3)}。しかしカーボン系はその化学的スパッタ率が大きく、またこのスパッタ率は500°C前後の壁温領域で最大値となり約0.1 atoms/ionである^{23) 24)}。入射粒子のエネルギーにそれ程の相関はないとされているので、前式の第1項は無視できなくなる。他の値は全て同様として試算するとやはり98%程度の除去効率を必要とし結論は変わらない。また発生する不純物はメタン等のガス体であるのでハニカム構造の第1壁は何ら効果がない。第1壁をもし全て300°C以下あるいは800~1000°C程度に保持する(1000°C以上ではエチレンの発生が大きくなる²⁵⁾)ことができればそのスパッタ率は約1桁は下り、除去効率も80%強程度で良くなりこれは実現可能な値である。

従って金属不純物に関しての対策として磁気リミターによる除去機構及び蒸発防止機構は必須と考えられ、またハニカム構造によるスパッタ低減を図ることも必要であろう。以上の対策でも不十分な場合、低Z材の第1壁をもって代替とするにはその表面を300°C以下あるいは800~1000°Cに制御しなければならぬであろう。いずれにせよ技術的には非常な困難が伴うことが予想される。

5.3 第2段加熱の問題

現在第2段加熱としては主として高エネルギー中性粒子入射加熱及び高周波加熱が考えられている。高周波加熱は中性粒子入射ポート面積の幾何学的制限を受けないことは利点ではあるが、その理論的解明、実験検証は余り進んでいない。もともと狭い範囲の局所加熱となり易く、また加熱領域もプラズマパラメーター変化に敏感すぎる欠点がある²⁶⁾。実験的にも入力を増すと加熱効果が減少する。これはプラズマを乱して熱伝導損失や対流損失を増大させるためか、あるいは表面の乱れの増大から壁面との相互作用が強くなって不純物の混入量を多くするためであろうといわれている²⁷⁾。また大型装置に応用するには周波数が高くなり技術的にも経済的にも問題が多い(例えばECRH)。従って高周波加熱に関しては今後の理論的及び実験的研究が飛躍的に高まるまで現在その将来性を論ずることは難しい。ここでは中性粒子入射を中心に考える。

中性粒子入射加熱の最大の欠点は大型装置になる程その単位体積当りの入力が増加することにある。その理由としてはひとつに幾何学的制限がある。装置が大きくなる程プラズマ表面積と体積の比はプラズマ半径に逆比例する、即ちそれだけプラズマ体積に対する入射ポートの面積の比は小さくなる。一方密度及びプラズマ半径に比例して入射エネルギー E_B を高くしなければプラズマの加熱も行えない。しかし荷電交換室での中性粒子への変換効率 ζ_{cx} は100 keV以上の領域ではエネルギーの約2.5乗に反比例²⁸⁾する。また一方イオン源での最大電流値 j_B は空間電荷

制限 (space charge limit) から $2 \sim 3 \text{ kA/m}^2$ 程度²⁹⁾ であるので、この効率の減少分をイオン源電流を増加させて補うには限度がある。今減衰距離 (attenuation length, ビーム束が $1/e$ となる距離) を l とすれば $l \sim \frac{r_p}{2}$ が一様加熱の条件³⁰⁾ である (垂直入射を考える)。

$$l \sim \frac{1}{n \sigma_i} \geq \frac{r_p}{2}$$

$$\bar{\sigma}_i \propto E_B^{-1} \bar{Z}^{0.7} \quad (31)$$

$$\therefore E_B \propto \bar{Z}^{0.7} \bar{n} r_p$$

$$p_B = E_B j_B \zeta_{cx} \left(C_p \frac{A}{V} \right) \propto E_B^{-1.5} \left(\frac{1}{r_p} \right) \propto Z^{-1.05} n^{-1.5} r_p^{-2.5}$$

ここで C_p は入射ポート全面積とプラズマ表面積 A との比であり、トロイダル磁場コイル、排気ポート、計測ポート等以外の空間を利用するため限界があり、種々の工夫をしても最大2倍程度の範囲でしか変えられない。高磁場装置になれば C_p は小さくならざるをえないのは当然である。臨界プラズマ装置³²⁾ (JT-60, TFTR, JET) では $p_B = 0.5 \text{ MW/m}^3$ (重水素入射の場合) が限度となっている。自己点火プラズマ装置では更に密度を2倍以上、半径を1.5倍程度にしなければならない。また実効的な平均イオン電荷数 Z は臨界プラズマでは $Z \leq 3$ であるが $Z \sim 1$ が必要とされ、結局 $p_B \lesssim 0.2 \text{ MW/m}^3$ となる。

このことから装置を大型化して熱伝導損失等を減らすことができたとしても、不純物の混入率を減らさない限りエネルギーバランスは不純物によって定まることとなり装置を大型化する利点はなくなる。また大型化する程単位体積あたりの加熱入力が減少するのであれば臨界プラズマ装置の許容混入率より更に低くしなければならないことは自明であり、そうでない場合は大型化する程性能が悪くなるという皮肉な結論となる。

この意味で入射エネルギーを高くする場合に荷電交換率が低下することを防ぐに、ネガティブイオンの開発あるいはクラスター利用のイオン源の採用による電流値の増大³³⁾ 等による大出力入射の開発が重要となってくるであろう。あるいはトロイダル磁場の非一様性を利用した中性粒子入射法 (ripple-trapped injection) の提案³⁴⁾ もなされている。この方式の実験的確認は今後に残されている。

5.4 まとめ

臨界あるいは自己点火プラズマを目指す次世代の大型トカマクでの問題点を述べた。捕捉粒子不安定性はその絶対値はまだしも、温度依存性が理論の予測のように強いことが本当であれば殆んど致命的になりかねない。この不安定性をさけるには高密度プラズマを形成して衝突周波数を上げ、不安定領域を避ける方法が考えられる。高密度プラズマを形成した場合高ベータポロイダル値での平衡³⁵⁾ や低 q プラズマでの抵抗型テアリングモード抵抗型キック不安定性³⁶⁾ の問題があり、あるいは高ベータトロイダル値でのバルーニングモード MHD 不安定³⁷⁾ の問題がある。更に高密度プラズマ程有効な中性粒子入射を期待するのは困難であり、新たな加熱法を開発しなければならない可能性が高い。また高密度プラズマを形成するには、高磁場技術の開発あるいは非円

形プラズマ効果, FCT, 低 q (r_p) プラズマの達成等の物理的課題が今後に残されている。このための実験的研究が目下世界各国で進められている。

不純物によるエネルギー損失を加熱入力以下に抑えるための許容混入量は甚だ厳しい。特に金属不純物が問題で、現在のプラズマにおけるその発生機構の解明がまず重要である。また次世代のトカマクにおいて新たに問題となると予想される、リミターへの熱負荷の増大による蒸発現象の低減および不純物の侵入の除去効果としての磁気リミターの効果にはとくに注目する必要がある。更にリサイクリング粒子及び中性粒子入射時の高速イオンが荷電交換して流出する中性粒子のスパッタ率を低減するためのハニカム構造第1壁等の対策も必要であろう。低Z材料第1壁の場合は 300°C 以下あるいは $800\sim 1000^\circ\text{C}$ に第1壁温を制御する必要がある。

第2段加熱に関しても現在のポジティブイオン源利用の中性粒子入射は限界があり、ネグティブイオン源あるいはクラスター利用のイオン源または ripple-trapped injection 等の新しい加熱法等を開発しなければならないと考えられ、そのための研究が進められている。

これらの全ての問題を解決してはじめて自己点火プラズマの達成が可能となるだけに、今後の道程にはなお紆余曲折があり、新たなアイデアを導入することへの要請は今後ますます強くなるものと予想される。

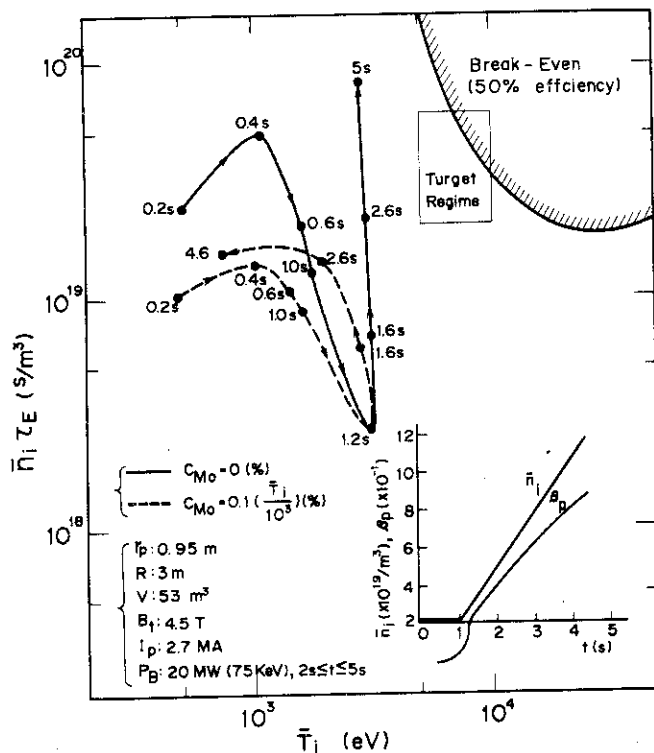


Fig. 1 $\bar{n}_i \tau_E - \bar{T}_i$ diagram of JT-60.

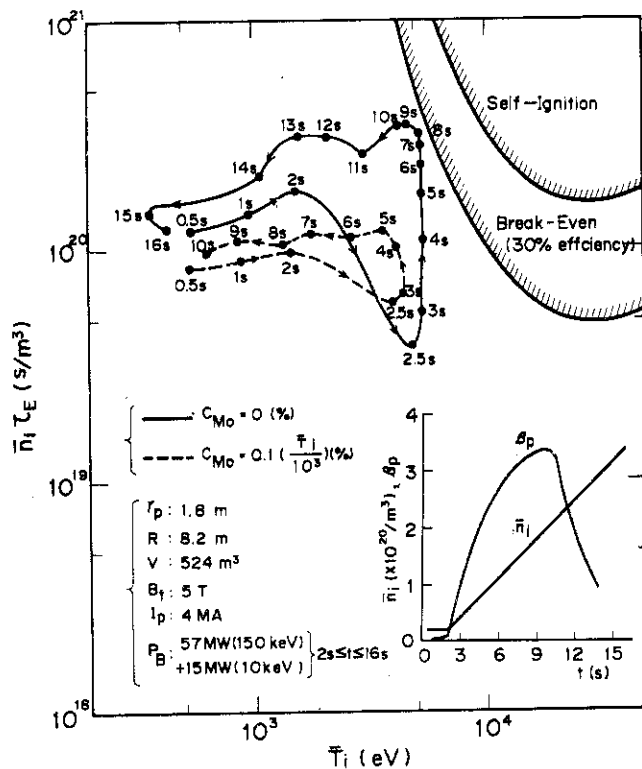


Fig. 2 $\bar{n}_i \tau_E - \bar{T}_i$ diagram of TNS.

参 考 文 献

- 1) B.B. Kadomtsev, O.P. Pogutse, Nuclear Fusion 11 (1971) 67.
- 2) T. Tazima, et al., Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. 5th Int. Conf. Tokyo, 1974) 1, IAEA, Vienna (1975) 17, Second part of paper CN-33/A1-2.
- 3) R.V. Jensen, et al., PPPL-1334 (1977)
- 4) S. Glasstone, R.H. Lovberg, "Controlled Thermonuclear Reactions" (Van Nostrand, New York, 1960) p20.
- 5) B.A. Trubnikov, "Reviews of Plasma Physics", Vol.1 (Consultants Bureau, New York, 1965).
- 6) WASH-1295 (1974).
B.B. Kadomtsev, O.P. Pogutse, Nuclear Fusion 11 (1971) 67.
- 7) J. Clarke, ORNL/TM-5860 (1977).
- 8) D.F. Düchs, et al., Nuclear Fusion 17 (1977) 565.
- 9) D.R. Cohn, R.R. Parker, D.L. Jassby, Nuclear Fusion 16 (1976) 31.
- 10) E. Apgar, et al., Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. 6th Int. Conf. Berchtesgaden, 1976) 1, IAEA, Vienna (1977) 247.
- 11) E. Mazzucato, PPPL-1373 (1977).
- 12) M.N. Rosenbluth, Nuclear Fusion 10 (1970) 340.
- 13) D.R. Cohn, et al., PPPL-1347 (1977)
- 14) GA-A14614 (1978)
- 15) J.F. Clarke, ORNL/TM-5429 (1976).
- 16) B.M.U. Scherzer, R. Behrisch, J. Roth, Proc. Int. Symp. Plasma Wall Interaction, Jülich, 1976 (Pergamon, Oxford, 1976) 353.
- 17) P. Sigmund, Phys. Review 184 (1969) 383.
- 18) Y. Shimomura, Nuclear Fusion 17 (1977) 626.
- 19) T. Tazima, Y. Nakamura, K. Inoue, Nuclear Fusion 17 (1977) 419 and CORRIGENDA to this paper : Nuclear Fusion 17 (1978) 1393.
- 20) S.N. Cramer, E.M. Oblow, Nuclear Fusion 15 (1975) 339.
- 21) M. Yoshikawa, JAERI-M 5849 (1974).
- 22) T. Abe, et al., to be published in J. Nucl. Sci. Tech. (1978).
- 23) K. Sone, et al., Proc. Int. Symp. Plasma Wall Interaction, Jülich, 1976 (Pergamon, Oxford, 1976) 323.
- 24) J. Roth, et al., J. Nuclear Materials 63 (1976) 222.
- 25) M. Balooch, D.R. Olander, J. Chem. Phys. 63 (1975) 4772.
- 26) H. Momota, et al., JAERI-M 6964 (1977).

- 27) S. Suckewer, R.J. Hawryluk, PPPL-1416 (1978).
- 28) C.F. Barnett, et al., ORNL-5026 (1977).
- 29) S. Matsuda, private communication.
- 30) 松田慎三郎, 大和春海, JAERI-M 6222 (1975).
- 31) R.E. Olson, A. Salop, MP 77-59 (annual report of Stanford Research Institute) (1977).
- 32) A.H. Spano, Nuclear Fusion 15 (1975) 909.
- 33) E.W. Becker, et al., Nuclear Fusion 17 (1977) 617.
- 34) D.L. Jassby, R.J. Goldstone, Nuclear Fusion 16 (1976) 613.
- 35) V.S. Mukhovatov, V.D. Shafranov, Nuclear Fusion 11 (1971) 605.
- 36) J.A. Wesson, Nuclear Fusion 18 (1978) 87.
- 37) A.M.M. Todd, et al., Phys. Rev. Letters 38 (1977) 826.

謝 辞

本論をまとめるに当り、吉川允二 JT-60 第1 開発室長をはじめ大型トカマク開発部及び核融合研究部の多くの方々に有益なる討論を戴いたことに感謝致します。また特に以下の方々にはそれぞれのテーマについて共同研究を行って戴いたことに感謝致します。

Ⅱ-2 : 小林朋文 (日立原研) 及び平山俊雄の両氏, Ⅲ-3 : 中村幸治及び井上堅司の両氏, Ⅱ-4.1~Ⅱ-4.3 : 五明由夫氏 (東芝総研) 及び日本真空 (株), Ⅱ-4.4 : 日電バリアン (株), Ⅱ-5 : 笠井雅雄 (三菱原子力) 及び杉原正芳の両氏。

未筆ながら始終御指導, 御鞭達戴いた森 茂核融合研究部長及び磯 康彦大型トカマク開発部長に感謝致します。