

JAERI-M
91-048

加速器分析法によるプラズマ壁への
粒子輸送に関する研究

1991年3月

中島 雅^{*}・高谷 泉^{*}・秋山 武司^{*}・北村 晃^{*}
矢野 淑郎^{*}・仙石 盛夫・大塚 英男・前田 彦祐

日本原子力研究所
Japan Atomic Energy Research Institute

JAERI-Mレポートは、日本原子力研究所が不定期に公刊している研究報告書です。

入手の問合せは、日本原子力研究所技術情報部情報資料課（〒319-11茨城県那珂郡東海村）
あて、お申しこしください。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター（〒319-11茨城
県那珂郡東海村日本原子力研究所内）で複写による実費頒布をおこなっております。

JAERI-M reports are issued irregularly.

Inquiries about availability of the reports should be addressed to Information Division, Department
of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun,
Ibaraki-ken 319-11, Japan.

© Japan Atomic Energy Research Institute, 1991

編集兼発行 日本原子力研究所
印 刷 日立高速印刷株式会社

加速器分析法によるプラズマ壁への粒子輸送に関する研究

日本原子力研究所那珂研究所核融合研究部

中島 雅^{*}・高谷 泉^{*}・秋山 武司^{*}

北村 晃^{*}・矢野 淑郎^{*}・仙石 盛夫

大塚 英男⁺・前田 彦祐

(1991 年 2 月 20 日 受理)

部分的にカーボン材(~40%)が用いられたS.S. 304壁をもつ JFT-2M のスクレーブオフレバー (SOL) 中で、水素同位体粒子 (D , H) の輸送に関する研究を加速器支援下の捕集プローブ法で行った。ここで照射条件としては、テラ放電洗浄 (TDC) , オーム加熱放電 (OHD) , さらに後者に付随する中性粒子入射 (NBI) の有無などが与えられた。

まず、壁が TDC 時の粒子輸送に及ぼす効果を Si プローブで調べた。 D_2 を作動ガスとする D_2-TDC (または H_2-TDC) の後で重水素による D-OHD を行った実験によれば、先行の D_2 (または H_2) TDC で壁へ吸収された D (または H) 粒子の一部は後続の D-OHD で壁よりリサイクルされ、 S O L を通ってプラズマ境界附近に現れる。この結果を支持する別の実験として、 H_2-TDC 後に D-OHD を行う Si プローブ法を適用したところ、 S O L 中では H/D のフルーエンス比が壁側へ向かって上昇し、壁からリサイクルされる H 粒子の存在を示唆している。

つぎに、高フルーエンスの H_2-TDC 粒子が 2 個の C プローブ (C は東洋カーボン社の AX-650K 型で、 JFT-2M ダイバータ板と同材質) の H 保持量に及ぼす影響を試料表面処理の条件を変えて調べた。同一の高フルーエンス (~ $6 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$) でも、滑らかな表面をもつプローブ試料は $5.44 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ の飽和レベルに達する一方、メカ仕上げの粗平面をもつ試料は $1.6 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ 程度の未飽和レベルで終る結果となり、試料面処理の重要性が指摘される。

最後に、 $D_2 \rightarrow H_2$ (または $H_2 \rightarrow D_2$) TDC 下の C プローブ実験から、最初の D_2 (または H_2) TDC で C に吸収された D (または H) 粒子が後続の H_2 (または D_2) TDC で入る粒子により “ 未飽和 ” 状態下で “ 部分的に ” 置換されることが分かり、この事実は Local Mixing Model (LMM) では十分に説明できない。しかし、 LMM 理論の適用性は $H_2 \rightarrow TDC$ 後の D-OHD で C プローブにより行われた実験 (粒子の平均エネルギー $kT \approx 50 \text{ eV}$) では成立することが確かめられたので、上記の TDC 下のみで得た水素同位体置換効果における非適用性は、 TDC 粒子の kT ($< 10 \text{ eV}$) の低さに基因することも考えられる。

那珂研究所：〒311-01 茨城県那珂郡那珂町大字向山 801-1

+ 大型放射光施設設計画推進室

* 神戸商船大学

Study on Particle Transport to Wall in JFT-2M
Edge Plasma by Accelerator-Based Analysis

Tadashi NAKAJIMA*, Izumi TAKAYA*, Takeshi AKIYAMA*
Akira KITAMURA*, Syukuro YANO*
Seio SENGOKU, Hideo OHTSUKA[†] and Hikosuke MAEDA

Department of Thermonuclear Fusion Research
Naka Fusion Research Establishment
Japan Atomic Energy Research Institute
Naka-machi, Naka-gun, Ibaraki-ken

(Received February 20, 1991)

Transport of hydrogen-isotope particles, D and H, in the scrape-off layer (SOL) of JFT-2M having S.S.304 wall (partially covered with carbon ~40%) was studied using an accelerator-based collector probe method. Here irradiation conditions were provided with the Taylor discharge cleaning(TDC) and the ohmically heated discharge (OHD) with or without neutral beam injection (NBI).

First, effects of the wall on TDC-particle transport were examined with Si probes in the D-OHD after the D₂-(or H₂-)TDC; some of the D(or H) particles absorbed in the wall in the preceding D₂-(or H₂-)TDC are recycled in the subsequent OHD to reach the plasma boundary through the SOL. This effect was also confirmed in another experiment; in the H₂-TDC followed by the D-OHD the H/D fluence ratio distribution is found to increase toward the wall, indicating that some of the H particles due to the H₂-TDC are recycled from the wall to join the SOL plasma.

Next, we measured the effect of high-fluence H₂-TDC particles on the H retention of two C probes (C: Type AX-650K of Toyo Carbon Co., which is the same as JFT-2M divertor-plate material). In spite of the same H fluence

* Office of Synchrotron Radiation Facility

* Kobe University of Mercantile Marine

($\sim 6 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$) the retention of a sample having the smooth surface reached a saturated level of $5.44 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ while that of the other sample having the rough surface (as made) was in an unsaturated region ($1.6 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$), suggesting an importance of the surface condition.

Finally, it becomes evident from the C-probe experiment in the $D_2 \rightarrow H_2$ (or $H_2 \rightarrow D_2$) TDC that some of the D(or H) particles absorbed in C during the preceding D_2 - (or H_2 -) TDC are replaced "partially" by the H(or D) particles entering during the subsequent H_2 - (or D_2 -) TDC even under the "unsaturated" condition. This isotope exchange can not be explained fully by the Local Mixing Model (LMM). One of the reasons may be an extremely low ion temperature ($kT < 10 \text{ eV}$) in the TDC because the validity of the LMM was confirmed in another experiment conducted in the H_2 -TDC followed by D-OHD ($kT \sim 50 \text{ eV}$).

Keywords: JFT-2M Tokamak, Hydrogen-Isotope Transport, Scrape Off Layer,
Accelerator Based Collector Probe Method

目 次

1. まえがき	1
2. JFT-2M装置	2
3. 捕集プローブによる水素同位体の加速器分析法	4
3.1 捕集プローブの構造	4
3.1.1 捕集プローブの種類	4
3.1.2 Si プローブ	4
3.1.3 C プローブ	5
3.2 加速器分析法の要約	6
3.2.1 弹性反跳検出法	6
3.2.2 核反応分析法	9
3.3 分析測定系	11
4. 実験と結果	14
4.1 実験の概要	14
4.2 実験 1	15
4.2.1 S O L 中の Si プローブ照射	15
4.2.2 加速器分析	15
4.3 実験 2	18
4.3.1 S O L 中の C プローブ照射	18
4.3.2 加速器分析	19
4.4 実験 3	21
4.4.1 H ₂ -TDC 下の長期照射	21
4.4.2 目視観察と加速器分析	22
4.5 実験 4	23
4.5.1 C プローブの準備と S O L 照射	23
4.5.2 加速器分析	23
5. 考 察	45
5.1 S.S.304 壁と粒子との相互作用	45
5.2 C 壁材の TDC-H 粒子の保持量	46
5.3 C 壁材の水素同位体置換	46
5.3.1 T D C 粒子の置換	46
5.3.2 粒子の置換	47
5.4 その他の問題点	48
6. 結 論	50
謝 辞	50

文 献	51
付録 1 ^4He -ERD法と ^3He -NRA法の計算プログラム集	53
付録 2 CP4, CP5, CP6による保持量空間分布の測定結果	54

Contents

1. Introduction	1
2. Details of JFT-2M	2
3. Accelerator-based analysis of hydrogen isotopes by collector probe method	4
3.1 Arrangement of collector probe	4
3.1.1 Kinds of probe	4
3.1.2 Si probe	4
3.1.3 C probe	5
3.2 Summary of accelerator-based analysis	6
3.2.1 Elastic recoil detection analysis	6
3.2.2 Nuclear reaction analysis	9
3.3 Experimental arrangement of measuring device for analysis	11
4. Experiment and result	14
4.1 Outlines of experiments	14
4.2 Experiment 1	15
4.2.1 Irradiation of Si probe in SOL	15
4.2.2 Accelerator-based analysis	15
4.3 Experiment 2	18
4.3.1 Irradiation of C probe in SOL	18
4.3.2 Accelerator-based analysis	19
4.4 Experiment 3	21
4.4.1 Irradiation of C probe in high fluence	21
4.4.2 Observation by eyes and accelerator-based analysis	22
4.5 Experiment 4	23
4.5.1 Preparation of C probe followed by irradiation in SOL	23
4.5.2 Accelerator-based analysis	23
5. Discussion	45
5.1 Interaction of particles with S.S. 304 wall	45
5.2 TDC-H retention in C wall-material	46
5.3 Hydrogen isotope exchange in C wall-material	46
5.3.1 TDC-particle exchange	46
5.3.2 Particle exchange	47
5.4 Other problems	48
6. Conclusion	50
Acknowledgement	50
References	51

Appendix 1 Computer programs for ^4He -ERD and ^3He -NRA methods	53
Appendix 2 Retention profiles for CP4, CP5 and CP6	54

1. まえがき

プラズマ壁への粒子輸送の問題は、プラズマの粒子やエネルギー閉じ込めを達成する上で、非常に重要である。粒子としては、プラズマ本体に直接基因する成分以外に、これらと壁の相互作用から発生する二次的成分もある。とくに壁材料に直接影響を及ぼすものは、プラズマ燃料粒子、すなわち水素同位体イオンまたは中性粒子である。電子はこの点ではそれ程大きな効果を及ぼさない。

壁付近で粒子輸送が生ずるのは、もちろん scrape-off layer(SOL)中である。プラズマ放電時では SOL に必ず水素同位体の粒子束分布が出現するが、それはプラズマ本体からの粒子やこれらと壁材料の相互作用に基づく二次粒子が重なって形成されたものである。したがって SOL で燃料粒子束分布を測定し適切に解析すれば、壁からの影響を評価することができ、プラズマ粒子と壁との相互作用が調べられる。

一方、この燃料粒子束分布に着目し、SOL を壁材料特性研究用の照射場として利用することもできる。見方によっては、市販の単色イオン注入装置とは違った意味で SOL を材料研究用の実際的なイオン源とみなしてもよい。

以上の見解から 2 つの実験が計画された。1 つは JFT-2M のプラズマ壁 (S.S. 304) に対する SOL で重水素プラズマ放電を行うとき、H₂ を作動ガスとするテラー放電洗浄 (H₂-TDC) を前処理で行った場合の壁の影響が H 及び D の粒子束分布にどのように現れるかを測定することである。この目的で Si 捕集プローブ法が用いられた。

もう 1 つは、JFT-2M のダイバータ板と同一材質のカーボン試料 (東洋カーボン社 AX-650K) を SOL 中に入れ、種々の作動ガス (H₂, D₂) を用いる TDC を単独または重複して行うとき、TDC 粒子が試料の水素同位体保持量にどんな効果を与えるかを調べるものである。これは C 捕集プローブ法の形で実施された。また H₂-TDC の作動時間を長くしたり、重水素プラズマ放電や水素の中性粒子入射 (NBI) を加味したり、さらに試料表面に水素飽和注入スポットを作ったりして、C 材料表面附近の水素保持能力や同位体置換効果の起り方を調べた。

第 2 章で JFT-2M 装置の概略を、第 3 章で捕集プローブ法を、第 4 章に実験結果を述べている。種々の興味ある結果が得られており、第 5 章に総合的な考察が行われている。

2. J E T - 2 M 装置

J FT-2Mは改造上、以下の歴史をもつ。

- 1) 1983年4月 J FT-2M完成、S.S.304製固定リミター及び可動リミタの取付けを行う。
- 2) 1983年7月 固定リミター及び可動リミターのC化を図る。
材質は日本カーボンEG-52H（高純度処理をしたもの）。
- 3) 1984年3月 ダイバータ板（C製）を取付ける。
材質は東洋カーボン社AX-650K型（高純度処理をしたもの）。
- 4) 1987年7月 C板による壁被覆面の拡張を実施する。
分割部、分割絶縁部のC板による被覆を行う。
材質は東洋炭素ISEM-3（高純度処理をしたもの）。

便宜上、1)～3)を“改造前”と呼び、Fig.2.1に平面図を示す。4)のC被覆工事以後を改造後と呼び、Fig.2.2に平面図を示す。この図はJET-2Mを赤道面で見たもので、内面に沿ってCの被覆工事が行われたことを示す。壁面のC化率は約40%である。

改造工事の主旨は、真空容器の接合部や磁気プローブのケース等をCで被覆し、金属不純物の放出を少なくすることにある。表面解析ステーションから見る限りでは工事の前後で構造的状況は大きく変化していない。

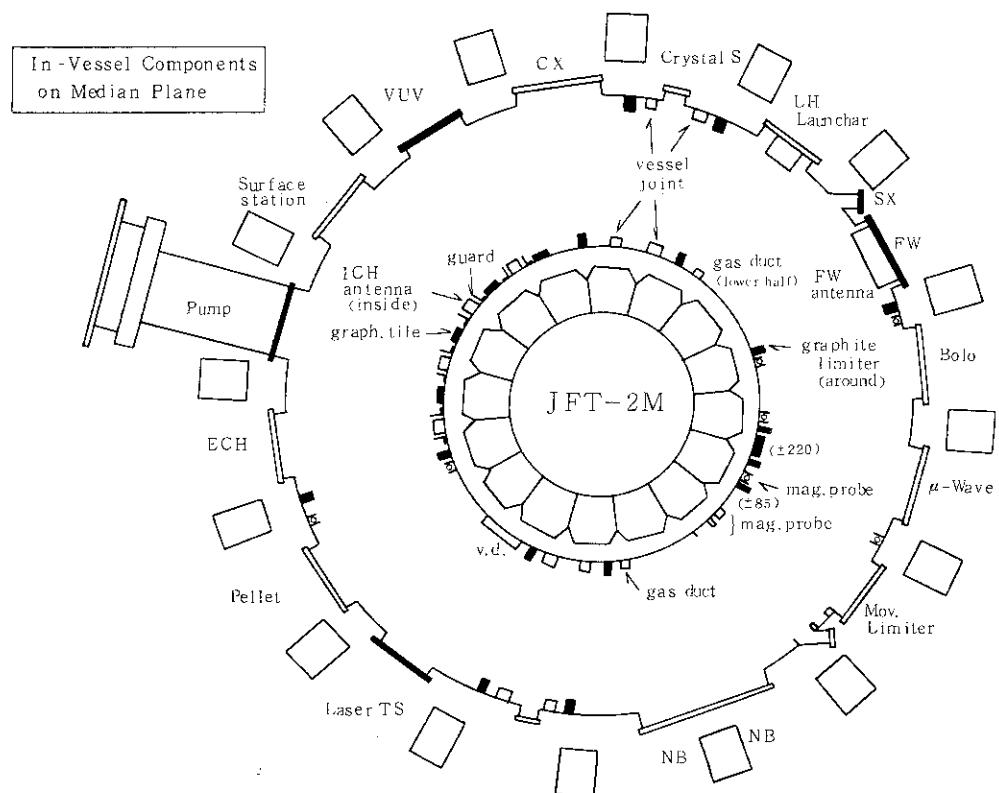


Fig. 2.1 JFT-2 M before remodeling.

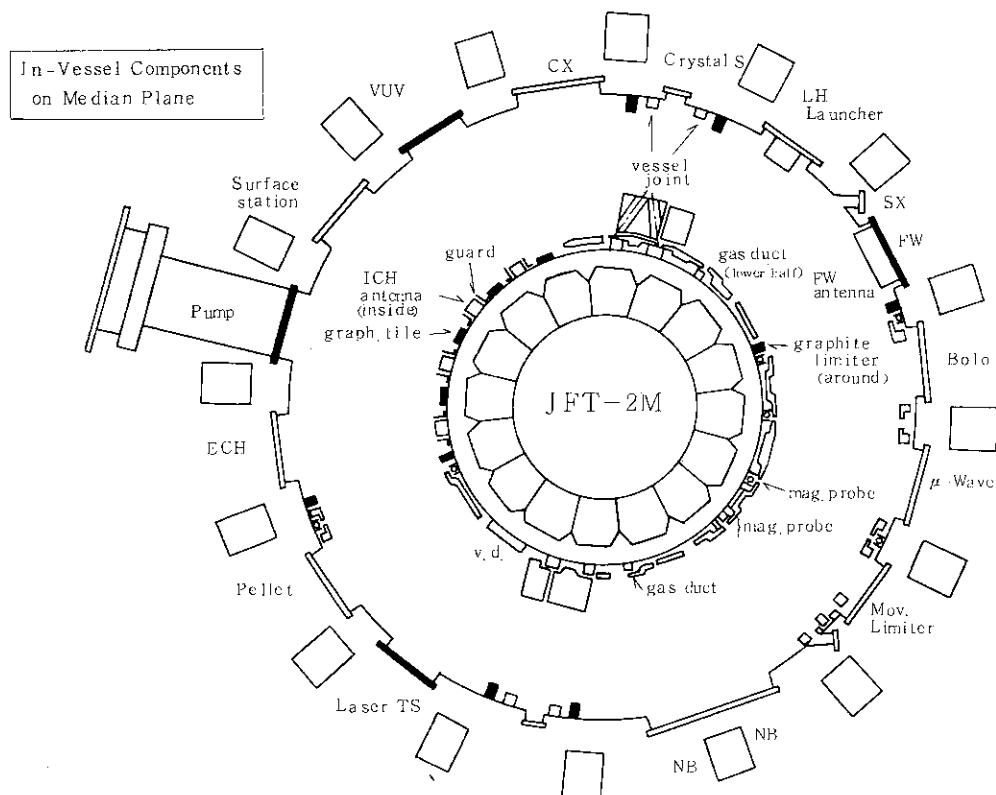


Fig. 2.2 JFT-2 M after remodeling.

3. 捕集プローブによる水素同位体の加速器分析法

この章では SOL 内に配置した捕集プローブの構造、およびプローブ表面に捕集された水素同位体を加速器で分析するために用いた方法を要約する。

3.1 捕集プローブの構造

3.1.1 捕集プローブの種類

捕集プローブはプラズマ壁相互作用を調べる目的で使用される。その詳細や最近の動向は、昭和 61, 62 年度の委託調査結果にまとめられている^{1), 2)}。

プローブは捕集時間により、1) 時間分解型、2) 短期間型、3) 長期間型の 3 つに分類される。1) はプラズマ放電中の捕集粒子の経時変化を重点的に測定するもので、通常円筒形状をしており、スリットまたは細孔の背後で回転するものが多い。2) は 1 ~ 数 10 回のプラズマ放電にさらして捕集粒子の濃度深さ分布を測定し、SOL 中の粒子束またはエネルギーの空間分布を決定するときに使用される。3) は数週間 ~ 数カ月の単位で SOL 中に置かれ、主に長期間運転後の材料組成の変化を加速器分析を含む種々の材料学的手法によって解明するのに用いられる。このプローブは壁やリミターと同一材質の場合が多く、またこれらの材料自体を運転後に小片の形で切り出して調べることもある。

本研究の目的は SOL でプラズマ表面附近から壁に至る H や D の粒子輸送の解明にあり、捕集プローブの型は 2) に属する。このとき加速器分析の立場から特に要求される事項は、(a) 捕集された H や D が移動しにくい、(b) 融点が高く熱伝導率も高い、(c) 表面や内部で H, D の固有濃度が低い、(d) 表面が平滑である、等である。この要求を満たすプローブ材質として Si と C を選んだ。プローブではプラズマ放電のとき一般に温度上昇を避けられないで、C は Si に比して SOL の照射時には有利であるが、加速器分析のときは(c) や(d) の点でむしろ不利である。しかしこれらの点を十分に認識して適切な対策を立てれば、どちらのプローブも JFT-2M の稼動条件下で使用可能である。

3.1.2 Si プローブ

Si プローブは改造前の SUS 304 壁における SOL で使用された。プローブの材質は信越半導体株式会社製 CP 4 型の <100> 単結晶 Si ウェーハである。厚さ 525 μm で、表面は鏡面仕上げされ十分に平滑である。密度は 2.33 g/cm³ である。

この結晶の <100> 軸は表面に垂直であるから、H や D 粒子が垂直に入射するとき、チャンネリング効果を起こして濃度深さ分布に異方性を生ずる可能性が高い。しかしチャンネリングを起こす角度は <100> 軸に対して約 1° 以内と小さい。そこで SOL 中で粒子がランダムに入射する場合、この効果が現れる確率は非常に低い。本実験では Si プローブを SOL 内に置くとき、スリットやコリメータ等で粒子の入射角を規定するような入射制限を行わなかった。そ

ここで測定された粒子の深さ分布を同一入射条件で非晶質 Si に期待されるはずの深さ分布と比べる場合、平均的にみれば両者に大きな差はないと考えられる。この予想は 10keV の H 粒子による別のシミュレーション実験でも確認されている。このような理由でプローブ材質として Si 単結晶をそのまま用いた。

Si プローブと SOL でこれを保持するためのプローブ支持体 (SUS 304) を Photo. 3.1(A) に示す。ここでは長短 2 種類のプローブを用いた。長い方をロングプローブ (SP1, SP2), 短かい方をショートプローブ (SP3, SP4) と呼ぶ。

SP は SOL のほぼ全幅を横切るように配置される (Fig. 3.1)。Si ウェーファから面積 $14 \times 80 \text{ mm}^2$ に切り出された試料片 4 枚を、Photo. 2.1(a) のように、長尺支持体の各角柱側面に固定して SP1, SP2 とする。これらを Fig. 3.1 のように SOL のほぼ全長を横断するように配置する。

SP1 は各試料片の両端を薄いねじ皿で固定するので、その有効面積はほぼ試料面積 $14 \times 80 \text{ mm}^2$ に近い。また SP2 は試料片の両端を細長い側板で押さえてねじ止めするので、有効面積は側板で狭められて $8 \times 80 \text{ mm}^2$ と小さい。なお、どのプローブも支持体の上端に参考用に Si 試料が固定されていて、その有効面積は SP1 で $10 \times 6 \text{ mm}^2$, SP2 で $20 \times 20 \text{ mm}^2$ である。(SP1, 2 は同一目的で使用されたが、プラズマ照射や加速器分析上 SP1 が有利であることが判明したため、以後は他のプローブをすべて SP1 に準じて作製している。)

SP3, SP4 は SOL のプラズマ端附近を調べるときに使用されるもので、Photo. 3.1(A) のように、各々は短尺支持体の各角柱側面にはりつけた 4 枚の試料片から成る。各有効面積は $9 \times 16.5 \text{ mm}^2$ である。

Photo. 3.1 (B) は原研 - 神船大間でプローブを運搬するためのアクリル樹脂製の真空容器である。この容器はプローブを収納後にロータリーポンプで真空排気され、少なくとも約 10 日間 10 Pa 程度の真空中度を保持できる。

3.1.3 C プローブ

C プローブは JET-2M の改造後に使用された。C を用いた主な理由は、C がプラズマ照射時に予想される昇温に比較的良好な耐性をもつこと、さらに最近プラズマ閉じ込め特性の改善を期し壁、リミター、ダイバータ材質に C を用いることから、SOL で C の照射挙動をシミュレーション実験で調べるためにある。

プローブの材質は東洋カーボン社の AX-650K である。これは 1984 年 3 月に取り付けられたダイバータと同一の材質である。この C プローブは厚さ 1 mm, 切り出し面積 $14 \times 80 \text{ mm}^2$ AX-650K 試料片 2 枚を長尺支持体の相対する両側面に SP1 の場合と同様な方法で固定したもので、その有効面積は $14 \times 80 \text{ mm}^2$ に近い。C プローブは全部で 12 個作製され CP1, 2, … 12 と命名されている。

3.1.1 節に述べたように、C は表面付着や内部残留の形で H を含む軽元素不純物分子を多量に含む。そこで表面ステーションへの装填前に試料片を高温ベーキングで脱ガスした。この目的で神船大の多重層薄膜製造装置を改造し、直接抵抗加熱方式のベーキング装置が作製された。電流導入端子に Mo 製クランプを取りつけ、これに C 試料片をはさみ込む。2 個の Mo クランプ

が Cu 製クランプを介して電流導入端子に接続されている。Mo クランプを選んだ主な理由は、融点が高い(2610°C), 抵抗率が小さい($5.67 \times 10^{-8} \Omega \cdot \text{m}$ at 20°C), 入手しやすい, ことによる。 $14 \times 80 \times 1 \text{ mm}^3$ の C 試料を 2000°C でベークするのに必要な電力は約 4 kW で, 実際のベーク時には 250~270A で, 電圧は 15V であった。真空ベーク時の圧力は加熱開始前に $1.20 \times 10^{-3} \text{ Pa}$ 位で, 開始時に上昇し始め, 終了時には約 $1.33 \times 10^{-3} \text{ Pa}$ であった。

3.2 加速器分析法の要約

各捕集プローブの表面に捕集された H や D 粒子は加速器で定量分析された。分析法のうち最も一般的なものは弾性反跳検出法で, 中重イオンの入射によりこれらの粒子を反跳させる。とくに H や D 等を同時に分析できるのは大きな利点である。またこれ以外にも, ${}^3\text{He}$ を入射イオンとする核反応分析法で D を分析し, ERD 法による D の分析結果と照合することも試みる。以下, これらの方の原理を要約する。

3.2.1 弹性反跳検出法

弾性反跳検出 (elastic recoil detection ; ERD) 法は, 入射イオントの弾性衝突により試料中から反跳された標的原子 (反跳粒子) のエネルギー分析を行い, 試料表面からの深さに対する標的原子の濃度を測定する。文献^{3), 4)} の方法を訂正をふくめて要約する。

ERD 法の原理を Fig. 3.2 に示す。質量 M_1 , 原子番号 Z_1 の入射イオンが入射角 θ , エネルギー E_{in} で試料に入射し, その径路に沿って試料の阻止能 S_{in} に従って減速を受ける。垂直深さ x で入射粒子により反跳された原子 (質量 M_2 , 原子番号 Z_2) は反跳角 ϕ でエネルギー E_2 をもち, 阻止能 S_{out} で定まるエネルギー E_{out} で試料表面から放出される。いま入射イオンは標的原子より重いものとする ($M_1 > M_2$)。検出器は反跳粒子の他に試料から強く散乱粒子を受けるため, 測定されたエネルギースペクトルはこれら粒子の同時入射によって複雑になる。そこで散乱粒子の入射を阻止するために適当なフィルターを検出器前面に置く。

まず検出器で検出される反跳粒子のエネルギー E_d を求める。フィルター中の反跳粒子のエネルギー損失を ΔE_f とすると

$$E_d = E_{out} - \Delta E_f \quad (1)$$

である。 S_{in} , S_{out} をそれぞれエネルギー E_{in} の入射イオン, エネルギー E_2 の反跳粒子に対する試料の阻止能とし, これらが試料内を通じて一定と仮定すると

$$\begin{aligned} E_d &= k_r \left(E_{in} - \frac{S_{in}}{|\cos \theta|} x \right) - \frac{S_{out}}{|\cos(\theta + \phi)|} x - \Delta E \\ &= k_r E_{in} - [s] x - \Delta E \end{aligned} \quad (2)$$

で表わされる。ここで

$$[s] = \frac{k_r S_{in}}{|\cos \theta|} + \frac{S_{out}}{|\cos(\theta + \phi)|} \quad (3)$$

である。また入射イオンと反跳粒子間の運動学因子 k_r はエネルギー保存則および運動量保存則より与えられ,

$$k_r \left(\equiv \frac{E_2}{E_1} \right) = \frac{4M_1M_2}{(M_1 + M_2)^2} \cos^2 \phi \quad (4)$$

である。式(2)から x を求めると

$$x = \frac{k_r E_{in} - 4E_f - E_d}{[s]} \quad (5)$$

となる。

つぎに反跳粒子検出法に必要な量として、入射イオンと反跳粒子間のラザフォード散乱反跳微分断面積がある。実験室系では

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_L = \left\{ \frac{Z_1 Z_2 e^2 (M_1 + M_2)}{2M_2 E_1} \right\}^2 \frac{1}{\cos^3 \phi} \quad (6)$$

となる。ここで E_1 は衝突直前の入射粒子のエネルギーで $E_1 = E_{in} - (S_{in} x / |\cos \theta|)$ で与えられる。

式(6)を考慮して、入射イオン径路に沿った X と $X + \Delta X$ の間の衝突により反跳される粒子の数を多重波高分析器 (MCA) で測定するときの収率を求める

$$Y_X = N(X) I \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_L \Delta \Omega E_C / \left(- \frac{dE_d}{dX} \right),$$

ここで、

Y_X : 検出エネルギー E_d における反跳粒子の収率 (counts/ch)

$N(X)$: 入射イオン径路長 X での試料中の反跳粒子の濃度 (atoms/cm³)

I : 試料へ入射するイオンの総数 (ions)

$(d\sigma/d\Omega)_L$: 反跳微分断面積 (実験室系) (cm³/sr)

$\Delta \Omega$: 検出器の立体角 (sr)

E_C : MCA の 1 チャンネル当たりのエネルギー (eV/ch)

dE_d/dX : 検出入射イオン径路長 X に対するエネルギーの勾配 (eV/cm)

である。

径路長 X の代わりに深さ $x = X \cos \theta$ を用いて上式を書き変える。 θ を一定として $Y_X = Y_x$, $N(X) = N(x)$ とおけば

$$Y_x = N(x) I \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_L \Delta \Omega E_C / \left(- \frac{dE_d}{dx} \cos \theta \right) \quad (7)$$

である。

式(7)の右辺で

$$-\frac{dE_d}{dx} = \frac{dE_{out}}{dx} \cdot \frac{dE_d}{dE_{out}} \quad (8)$$

と書き変えてみる。このとき

$$E_{out} = k_r E_1 - [s] x \quad (9)$$

であるから、式(9)を x で微分して

$$-\frac{dE_{out}}{dx} = [s] \quad (10)$$

となる。また右辺第2項の dE_d/dE_{out} はエネルギー E_d と E_{out} におけるフィルター膜での阻止能の比で表すことができ

$$\frac{dE_d}{dE_{out}} = \frac{S_F(E_d)}{S_F(E_{out})} \quad (11)$$

となる。ここで、

$S_F(E_d)$: 検出されたエネルギーにおけるフィルター中の阻止能

$S_F(E_{out})$: フィルター透過前のエネルギーにおけるフィルター中の阻止能である。これらは反跳粒子に関する量である。

式(11)はフィルター材質で決まる常数であるから、これを

$$R_F = \frac{S_F(E_d)}{S_F(E_{out})} \quad (12)$$

とおく。

式(8), (10), (12)より式(7)は

$$N(x) = \frac{Y_x(s) R_f \cos \theta}{I \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_L D \Omega E_0} \quad (13)$$

となる。

式(13)は ERD 法の基本的な式である。反跳粒子のエネルギースペクトルを測定すれば、検出エネルギー E_d に対する収率を式(2)を介して深さ x における収率 Y_x とみなすことができるため、これを用いることによって深さ x における標的原子の濃度 $N(x)$ が求められる。

式(13)の $N(x)$ を x に対してプロットすると、標的原子の濃度深さ分布、または略して深さ分布が得られる。 $N(x)$ を $x = 0$ から最大深さ x_{max} まで積分したものを保持量と呼び R [cm⁻²] で表す。すなわち、

$$R = \int_0^{x_{max}} N(x) dx \quad (14)$$

ここで $x \geq x_{max}$ では $N(x) = 0$ とし、かつ検出可能な最大深さを $(x_d)_{max}$ — ここからの反跳粒子の検出エネルギーは $E_d = 0$ — とするとき、 $x_{max} \leq (x_d)_{max}$ と仮定する。

なお式(13)の因子 $[s]$ や反跳微分断面積 $(d\sigma/d\Omega)_L$ に言及する。D, H 分析の入射粒子として、最初は重イオンの ¹⁹F が、つぎには ⁴He が用いられた。式(3)に基づき $[s]$ を入射、反跳粒子の阻止能 S_{in} , S_{out} から求めるときは、入射・反跳粒子の阻止断面積を知らなければならない。阻止断面積は J.F.Ziegler の式から計算されたが D, H では文献、⁵⁾ ⁶⁾ ⁷⁾ ⁸⁾ ⁹⁾ ¹⁰⁾ ¹¹⁾ ¹²⁾ ¹³⁾ ¹⁴⁾ ¹⁵⁾ ¹⁶⁾ ¹⁷⁾ ¹⁸⁾ ¹⁹⁾ ²⁰⁾ ²¹⁾ ²²⁾ ²³⁾ ²⁴⁾ ²⁵⁾ ²⁶⁾ ²⁷⁾ ²⁸⁾ ²⁹⁾ ³⁰⁾ ³¹⁾ ³²⁾ ³³⁾ ³⁴⁾ ³⁵⁾ ³⁶⁾ ³⁷⁾ ³⁸⁾ ³⁹⁾ ⁴⁰⁾ ⁴¹⁾ ⁴²⁾ ⁴³⁾ ⁴⁴⁾ ⁴⁵⁾ ⁴⁶⁾ ⁴⁷⁾ ⁴⁸⁾ ⁴⁹⁾ ⁵⁰⁾ ⁵¹⁾ ⁵²⁾ ⁵³⁾ ⁵⁴⁾ ⁵⁵⁾ ⁵⁶⁾ ⁵⁷⁾ ⁵⁸⁾ ⁵⁹⁾ ⁶⁰⁾ ⁶¹⁾ ⁶²⁾ ⁶³⁾ ⁶⁴⁾ ⁶⁵⁾ ⁶⁶⁾ ⁶⁷⁾ ⁶⁸⁾ ⁶⁹⁾ ⁷⁰⁾ ⁷¹⁾ ⁷²⁾ ⁷³⁾ ⁷⁴⁾ ⁷⁵⁾ ⁷⁶⁾ ⁷⁷⁾ ⁷⁸⁾ ⁷⁹⁾ ⁸⁰⁾ ⁸¹⁾ ⁸²⁾ ⁸³⁾ ⁸⁴⁾ ⁸⁵⁾ ⁸⁶⁾ ⁸⁷⁾ ⁸⁸⁾ ⁸⁹⁾ ⁹⁰⁾ ⁹¹⁾ ⁹²⁾ ⁹³⁾ ⁹⁴⁾ ⁹⁵⁾ ⁹⁶⁾ ⁹⁷⁾ ⁹⁸⁾ ⁹⁹⁾ ¹⁰⁰⁾ ¹⁰¹⁾ ¹⁰²⁾ ¹⁰³⁾ ¹⁰⁴⁾ ¹⁰⁵⁾ ¹⁰⁶⁾ ¹⁰⁷⁾ ¹⁰⁸⁾ ¹⁰⁹⁾ ¹¹⁰⁾ ¹¹¹⁾ ¹¹²⁾ ¹¹³⁾ ¹¹⁴⁾ ¹¹⁵⁾ ¹¹⁶⁾ ¹¹⁷⁾ ¹¹⁸⁾ ¹¹⁹⁾ ¹²⁰⁾ ¹²¹⁾ ¹²²⁾ ¹²³⁾ ¹²⁴⁾ ¹²⁵⁾ ¹²⁶⁾ ¹²⁷⁾ ¹²⁸⁾ ¹²⁹⁾ ¹³⁰⁾ ¹³¹⁾ ¹³²⁾ ¹³³⁾ ¹³⁴⁾ ¹³⁵⁾ ¹³⁶⁾ ¹³⁷⁾ ¹³⁸⁾ ¹³⁹⁾ ¹⁴⁰⁾ ¹⁴¹⁾ ¹⁴²⁾ ¹⁴³⁾ ¹⁴⁴⁾ ¹⁴⁵⁾ ¹⁴⁶⁾ ¹⁴⁷⁾ ¹⁴⁸⁾ ¹⁴⁹⁾ ¹⁵⁰⁾ ¹⁵¹⁾ ¹⁵²⁾ ¹⁵³⁾ ¹⁵⁴⁾ ¹⁵⁵⁾ ¹⁵⁶⁾ ¹⁵⁷⁾ ¹⁵⁸⁾ ¹⁵⁹⁾ ¹⁶⁰⁾ ¹⁶¹⁾ ¹⁶²⁾ ¹⁶³⁾ ¹⁶⁴⁾ ¹⁶⁵⁾ ¹⁶⁶⁾ ¹⁶⁷⁾ ¹⁶⁸⁾ ¹⁶⁹⁾ ¹⁷⁰⁾ ¹⁷¹⁾ ¹⁷²⁾ ¹⁷³⁾ ¹⁷⁴⁾ ¹⁷⁵⁾ ¹⁷⁶⁾ ¹⁷⁷⁾ ¹⁷⁸⁾ ¹⁷⁹⁾ ¹⁸⁰⁾ ¹⁸¹⁾ ¹⁸²⁾ ¹⁸³⁾ ¹⁸⁴⁾ ¹⁸⁵⁾ ¹⁸⁶⁾ ¹⁸⁷⁾ ¹⁸⁸⁾ ¹⁸⁹⁾ ¹⁹⁰⁾ ¹⁹¹⁾ ¹⁹²⁾ ¹⁹³⁾ ¹⁹⁴⁾ ¹⁹⁵⁾ ¹⁹⁶⁾ ¹⁹⁷⁾ ¹⁹⁸⁾ ¹⁹⁹⁾ ²⁰⁰⁾ ²⁰¹⁾ ²⁰²⁾ ²⁰³⁾ ²⁰⁴⁾ ²⁰⁵⁾ ²⁰⁶⁾ ²⁰⁷⁾ ²⁰⁸⁾ ²⁰⁹⁾ ²¹⁰⁾ ²¹¹⁾ ²¹²⁾ ²¹³⁾ ²¹⁴⁾ ²¹⁵⁾ ²¹⁶⁾ ²¹⁷⁾ ²¹⁸⁾ ²¹⁹⁾ ²²⁰⁾ ²²¹⁾ ²²²⁾ ²²³⁾ ²²⁴⁾ ²²⁵⁾ ²²⁶⁾ ²²⁷⁾ ²²⁸⁾ ²²⁹⁾ ²³⁰⁾ ²³¹⁾ ²³²⁾ ²³³⁾ ²³⁴⁾ ²³⁵⁾ ²³⁶⁾ ²³⁷⁾ ²³⁸⁾ ²³⁹⁾ ²⁴⁰⁾ ²⁴¹⁾ ²⁴²⁾ ²⁴³⁾ ²⁴⁴⁾ ²⁴⁵⁾ ²⁴⁶⁾ ²⁴⁷⁾ ²⁴⁸⁾ ²⁴⁹⁾ ²⁵⁰⁾ ²⁵¹⁾ ²⁵²⁾ ²⁵³⁾ ²⁵⁴⁾ ²⁵⁵⁾ ²⁵⁶⁾ ²⁵⁷⁾ ²⁵⁸⁾ ²⁵⁹⁾ ²⁶⁰⁾ ²⁶¹⁾ ²⁶²⁾ ²⁶³⁾ ²⁶⁴⁾ ²⁶⁵⁾ ²⁶⁶⁾ ²⁶⁷⁾ ²⁶⁸⁾ ²⁶⁹⁾ ²⁷⁰⁾ ²⁷¹⁾ ²⁷²⁾ ²⁷³⁾ ²⁷⁴⁾ ²⁷⁵⁾ ²⁷⁶⁾ ²⁷⁷⁾ ²⁷⁸⁾ ²⁷⁹⁾ ²⁸⁰⁾ ²⁸¹⁾ ²⁸²⁾ ²⁸³⁾ ²⁸⁴⁾ ²⁸⁵⁾ ²⁸⁶⁾ ²⁸⁷⁾ ²⁸⁸⁾ ²⁸⁹⁾ ²⁹⁰⁾ ²⁹¹⁾ ²⁹²⁾ ²⁹³⁾ ²⁹⁴⁾ ²⁹⁵⁾ ²⁹⁶⁾ ²⁹⁷⁾ ²⁹⁸⁾ ²⁹⁹⁾ ³⁰⁰⁾ ³⁰¹⁾ ³⁰²⁾ ³⁰³⁾ ³⁰⁴⁾ ³⁰⁵⁾ ³⁰⁶⁾ ³⁰⁷⁾ ³⁰⁸⁾ ³⁰⁹⁾ ³¹⁰⁾ ³¹¹⁾ ³¹²⁾ ³¹³⁾ ³¹⁴⁾ ³¹⁵⁾ ³¹⁶⁾ ³¹⁷⁾ ³¹⁸⁾ ³¹⁹⁾ ³²⁰⁾ ³²¹⁾ ³²²⁾ ³²³⁾ ³²⁴⁾ ³²⁵⁾ ³²⁶⁾ ³²⁷⁾ ³²⁸⁾ ³²⁹⁾ ³³⁰⁾ ³³¹⁾ ³³²⁾ ³³³⁾ ³³⁴⁾ ³³⁵⁾ ³³⁶⁾ ³³⁷⁾ ³³⁸⁾ ³³⁹⁾ ³⁴⁰⁾ ³⁴¹⁾ ³⁴²⁾ ³⁴³⁾ ³⁴⁴⁾ ³⁴⁵⁾ ³⁴⁶⁾ ³⁴⁷⁾ ³⁴⁸⁾ ³⁴⁹⁾ ³⁵⁰⁾ ³⁵¹⁾ ³⁵²⁾ ³⁵³⁾ ³⁵⁴⁾ ³⁵⁵⁾ ³⁵⁶⁾ ³⁵⁷⁾ ³⁵⁸⁾ ³⁵⁹⁾ ³⁶⁰⁾ ³⁶¹⁾ ³⁶²⁾ ³⁶³⁾ ³⁶⁴⁾ ³⁶⁵⁾ ³⁶⁶⁾ ³⁶⁷⁾ ³⁶⁸⁾ ³⁶⁹⁾ ³⁷⁰⁾ ³⁷¹⁾ ³⁷²⁾ ³⁷³⁾ ³⁷⁴⁾ ³⁷⁵⁾ ³⁷⁶⁾ ³⁷⁷⁾ ³⁷⁸⁾ ³⁷⁹⁾ ³⁸⁰⁾ ³⁸¹⁾ ³⁸²⁾ ³⁸³⁾ ³⁸⁴⁾ ³⁸⁵⁾ ³⁸⁶⁾ ³⁸⁷⁾ ³⁸⁸⁾ ³⁸⁹⁾ ³⁹⁰⁾ ³⁹¹⁾ ³⁹²⁾ ³⁹³⁾ ³⁹⁴⁾ ³⁹⁵⁾ ³⁹⁶⁾ ³⁹⁷⁾ ³⁹⁸⁾ ³⁹⁹⁾ ⁴⁰⁰⁾ ⁴⁰¹⁾ ⁴⁰²⁾ ⁴⁰³⁾ ⁴⁰⁴⁾ ⁴⁰⁵⁾ ⁴⁰⁶⁾ ⁴⁰⁷⁾ ⁴⁰⁸⁾ ⁴⁰⁹⁾ ⁴¹⁰⁾ ⁴¹¹⁾ ⁴¹²⁾ ⁴¹³⁾ ⁴¹⁴⁾ ⁴¹⁵⁾ ⁴¹⁶⁾ ⁴¹⁷⁾ ⁴¹⁸⁾ ⁴¹⁹⁾ ⁴²⁰⁾ ⁴²¹⁾ ⁴²²⁾ ⁴²³⁾ ⁴²⁴⁾ ⁴²⁵⁾ ⁴²⁶⁾ ⁴²⁷⁾ ⁴²⁸⁾ ⁴²⁹⁾ ⁴³⁰⁾ ⁴³¹⁾ ⁴³²⁾ ⁴³³⁾ ⁴³⁴⁾ ⁴³⁵⁾ ⁴³⁶⁾ ⁴³⁷⁾ ⁴³⁸⁾ ⁴³⁹⁾ ⁴⁴⁰⁾ ⁴⁴¹⁾ ⁴⁴²⁾ ⁴⁴³⁾ ⁴⁴⁴⁾ ⁴⁴⁵⁾ ⁴⁴⁶⁾ ⁴⁴⁷⁾ ⁴⁴⁸⁾ ⁴⁴⁹⁾ ⁴⁵⁰⁾ ⁴⁵¹⁾ ⁴⁵²⁾ ⁴⁵³⁾ ⁴⁵⁴⁾ ⁴⁵⁵⁾ ⁴⁵⁶⁾ ⁴⁵⁷⁾ ⁴⁵⁸⁾ ⁴⁵⁹⁾ ⁴⁶⁰⁾ ⁴⁶¹⁾ ⁴⁶²⁾ ⁴⁶³⁾ ⁴⁶⁴⁾ ⁴⁶⁵⁾ ⁴⁶⁶⁾ ⁴⁶⁷⁾ ⁴⁶⁸⁾ ⁴⁶⁹⁾ ⁴⁷⁰⁾ ⁴⁷¹⁾ ⁴⁷²⁾ ⁴⁷³⁾ ⁴⁷⁴⁾ ⁴⁷⁵⁾ ⁴⁷⁶⁾ ⁴⁷⁷⁾ ⁴⁷⁸⁾ ⁴⁷⁹⁾ ⁴⁸⁰⁾ ⁴⁸¹⁾ ⁴⁸²⁾ ⁴⁸³⁾ ⁴⁸⁴⁾ ⁴⁸⁵⁾ ⁴⁸⁶⁾ ⁴⁸⁷⁾ ⁴⁸⁸⁾ ⁴⁸⁹⁾ ⁴⁹⁰⁾ ⁴⁹¹⁾ ⁴⁹²⁾ ⁴⁹³⁾ ⁴⁹⁴⁾ ⁴⁹⁵⁾ ⁴⁹⁶⁾ ⁴⁹⁷⁾ ⁴⁹⁸⁾ ⁴⁹⁹⁾ ⁵⁰⁰⁾ ⁵⁰¹⁾ ⁵⁰²⁾ ⁵⁰³⁾ ⁵⁰⁴⁾ ⁵⁰⁵⁾ ⁵⁰⁶⁾ ⁵⁰⁷⁾ ⁵⁰⁸⁾ ⁵⁰⁹⁾ ⁵¹⁰⁾ ⁵¹¹⁾ ⁵¹²⁾ ⁵¹³⁾ ⁵¹⁴⁾ ⁵¹⁵⁾ ⁵¹⁶⁾ ⁵¹⁷⁾ ⁵¹⁸⁾ ⁵¹⁹⁾ ⁵²⁰⁾ ⁵²¹⁾ ⁵²²⁾ ⁵²³⁾ ⁵²⁴⁾ ⁵²⁵⁾ ⁵²⁶⁾ ⁵²⁷⁾ ⁵²⁸⁾ ⁵²⁹⁾ ⁵³⁰⁾ ⁵³¹⁾ ⁵³²⁾ ⁵³³⁾ ⁵³⁴⁾ ⁵³⁵⁾ ⁵³⁶⁾ ⁵³⁷⁾ ⁵³⁸⁾ ⁵³⁹⁾ ⁵⁴⁰⁾ ⁵⁴¹⁾ ⁵⁴²⁾ ⁵⁴³⁾ ⁵⁴⁴⁾ ⁵⁴⁵⁾ ⁵⁴⁶⁾ ⁵⁴⁷⁾ ⁵⁴⁸⁾ ⁵⁴⁹⁾ ⁵⁵⁰⁾ ⁵⁵¹⁾ ⁵⁵²⁾ ⁵⁵³⁾ ⁵⁵⁴⁾ ⁵⁵⁵⁾ ⁵⁵⁶⁾ ⁵⁵⁷⁾ ⁵⁵⁸⁾ ⁵⁵⁹⁾ ⁵⁶⁰⁾ ⁵⁶¹⁾ ⁵⁶²⁾ ⁵⁶³⁾ ⁵⁶⁴⁾ ⁵⁶⁵⁾ ⁵⁶⁶⁾ ⁵⁶⁷⁾ ⁵⁶⁸⁾ ⁵⁶⁹⁾ ⁵⁷⁰⁾ ⁵⁷¹⁾ ⁵⁷²⁾ ⁵⁷³⁾ ⁵⁷⁴⁾ ⁵⁷⁵⁾ ⁵⁷⁶⁾ ⁵⁷⁷⁾ ⁵⁷⁸⁾ ⁵⁷⁹⁾ ⁵⁸⁰⁾ ⁵⁸¹⁾ ⁵⁸²⁾ ⁵⁸³⁾ ⁵⁸⁴⁾ ⁵⁸⁵⁾ ⁵⁸⁶⁾ ⁵⁸⁷⁾ ⁵⁸⁸⁾ ⁵⁸⁹⁾ ⁵⁹⁰⁾ ⁵⁹¹⁾ ⁵⁹²⁾ ⁵⁹³⁾ ⁵⁹⁴⁾ ⁵⁹⁵⁾ ⁵⁹⁶⁾ ⁵⁹⁷⁾ ⁵⁹⁸⁾ ⁵⁹⁹⁾ ⁶⁰⁰⁾ ⁶⁰¹⁾ ⁶⁰²⁾ ⁶⁰³⁾ ⁶⁰⁴⁾ ⁶⁰⁵⁾ ⁶⁰⁶⁾ ⁶⁰⁷⁾ ⁶⁰⁸⁾ ⁶⁰⁹⁾ ⁶¹⁰⁾ ⁶¹¹⁾ ⁶¹²⁾ ⁶¹³⁾ ⁶¹⁴⁾ ⁶¹⁵⁾ ⁶¹⁶⁾ ⁶¹⁷⁾ ⁶¹⁸⁾ ⁶¹⁹⁾ ⁶²⁰⁾ ⁶²¹⁾ ⁶²²⁾ ⁶²³⁾ ⁶²⁴⁾ ⁶²⁵⁾ ⁶²⁶⁾ ⁶²⁷⁾ ⁶²⁸⁾ ⁶²⁹⁾ ⁶³⁰⁾ ⁶³¹⁾ ⁶³²⁾ ⁶³³⁾ ⁶³⁴⁾ ⁶³⁵⁾ ⁶³⁶⁾ ⁶³⁷⁾ ⁶³⁸⁾ ⁶³⁹⁾ ⁶⁴⁰⁾ ⁶⁴¹⁾ ⁶⁴²⁾ ⁶⁴³⁾ ⁶⁴⁴⁾ ⁶⁴⁵⁾ ⁶⁴⁶⁾ ⁶⁴⁷⁾ ⁶⁴⁸⁾ ⁶⁴⁹⁾ ⁶⁵⁰⁾ ⁶⁵¹⁾ ⁶⁵²⁾ ⁶⁵³⁾ ⁶⁵⁴⁾ ⁶⁵⁵⁾ ⁶⁵⁶⁾ ⁶⁵⁷⁾ ⁶⁵⁸⁾ ⁶⁵⁹⁾ ⁶⁶⁰⁾ ⁶⁶¹⁾ ⁶⁶²⁾ ⁶⁶³⁾ ⁶⁶⁴⁾ ⁶⁶⁵⁾ ⁶⁶⁶⁾ ⁶⁶⁷⁾ ⁶⁶⁸⁾ ⁶⁶⁹⁾ ⁶⁷⁰⁾ ⁶⁷¹⁾ ⁶⁷²⁾ ⁶⁷³⁾ ⁶⁷⁴⁾ ⁶⁷⁵⁾ ⁶⁷⁶⁾ ⁶⁷⁷⁾ ⁶⁷⁸⁾ ⁶⁷⁹⁾ ⁶⁸⁰⁾ ⁶⁸¹⁾ ⁶⁸²⁾ ⁶⁸³⁾ ⁶⁸⁴⁾ ⁶⁸⁵⁾ ⁶⁸⁶⁾ ⁶⁸⁷⁾ ⁶⁸⁸⁾ ⁶⁸⁹⁾ ⁶⁹⁰⁾ ⁶⁹¹⁾ ⁶⁹²⁾ ⁶⁹³⁾ ⁶⁹⁴⁾ ⁶⁹⁵⁾ ⁶⁹⁶⁾ ⁶⁹⁷⁾ ⁶⁹⁸⁾ ⁶⁹⁹⁾ ⁷⁰⁰⁾ ⁷⁰¹⁾ ⁷⁰²⁾ ⁷⁰³⁾ ⁷⁰⁴⁾ ⁷⁰⁵⁾ ⁷⁰⁶⁾ ⁷⁰⁷⁾ ⁷⁰⁸⁾ ⁷⁰⁹⁾ ⁷¹⁰⁾ ⁷¹¹⁾ ⁷¹²⁾ ⁷¹³⁾ ⁷¹⁴⁾ ⁷¹⁵⁾ ⁷¹⁶⁾ ⁷¹⁷⁾ ⁷¹⁸⁾ ⁷¹⁹⁾ ⁷²⁰⁾ ⁷²¹⁾ ⁷²²⁾ ⁷²³⁾ ⁷²⁴⁾ ⁷²⁵⁾ ⁷²⁶⁾ ⁷²⁷⁾ ⁷²⁸⁾ ⁷²⁹⁾ ⁷³⁰⁾ ⁷³¹⁾ ⁷³²⁾ ⁷³³⁾ ⁷³⁴⁾ ⁷³⁵⁾ ⁷³⁶⁾ ⁷³⁷⁾ ⁷³⁸⁾ ⁷³⁹⁾ ⁷⁴⁰⁾ ⁷⁴¹⁾ ⁷⁴²⁾ ⁷⁴³⁾ ⁷⁴⁴⁾ ⁷⁴⁵⁾ ⁷⁴⁶⁾ ⁷⁴⁷⁾ ⁷⁴⁸⁾ ⁷⁴⁹⁾ ⁷⁵⁰⁾ ⁷⁵¹⁾ ⁷⁵²⁾ ⁷⁵³⁾ ⁷⁵⁴⁾ ⁷⁵⁵⁾ ⁷⁵⁶⁾ ⁷⁵⁷⁾ ⁷⁵⁸⁾ ⁷⁵⁹⁾ ⁷⁶⁰⁾ ⁷⁶¹⁾ ⁷⁶²⁾ ⁷⁶³⁾ ⁷⁶⁴⁾ ⁷⁶⁵⁾ ⁷⁶⁶⁾ ⁷⁶⁷⁾ ⁷⁶⁸⁾ ⁷⁶⁹⁾ ⁷⁷⁰⁾ ⁷⁷¹⁾ ⁷⁷²⁾ ⁷⁷³⁾ ⁷⁷⁴⁾ ⁷⁷⁵⁾ ⁷⁷⁶⁾ ⁷⁷⁷⁾ ⁷⁷⁸⁾ ⁷⁷⁹⁾ ⁷⁸⁰⁾ ⁷⁸¹⁾ ⁷⁸²⁾ ⁷⁸³⁾ ⁷⁸⁴⁾ ⁷⁸⁵⁾ ⁷⁸⁶⁾ ⁷⁸⁷⁾ ⁷⁸⁸⁾ ⁷⁸⁹⁾ ⁷⁹⁰⁾ ⁷⁹¹⁾ ⁷⁹²⁾ ⁷⁹³⁾ ⁷⁹⁴⁾ ⁷⁹⁵⁾ ⁷⁹⁶⁾ ⁷⁹⁷⁾ ⁷⁹⁸⁾ ⁷⁹⁹⁾ ⁸⁰⁰⁾ ⁸⁰¹⁾ ⁸⁰²⁾ ⁸⁰³⁾ ⁸⁰⁴⁾ ⁸⁰⁵⁾ ⁸⁰⁶⁾ ⁸⁰⁷⁾ ⁸⁰⁸⁾ ⁸⁰⁹⁾ ⁸¹⁰⁾ ⁸¹¹⁾ ⁸¹²⁾ ⁸¹³⁾ ⁸¹⁴⁾ ⁸¹⁵⁾ ⁸¹⁶⁾ ⁸¹⁷⁾ ⁸¹⁸⁾ ⁸¹⁹⁾ ⁸²⁰⁾ ⁸²¹⁾ ⁸²²⁾ ⁸²³⁾ ⁸²⁴⁾ ⁸²⁵⁾ ⁸²⁶⁾ ⁸²⁷⁾ ⁸²⁸⁾ ⁸²⁹⁾ ⁸³⁰⁾ ⁸³¹⁾ ⁸³²⁾ ⁸³³⁾ ⁸³⁴⁾ ⁸³⁵⁾ ⁸³⁶⁾ ⁸³⁷⁾ ⁸³⁸⁾ ⁸³⁹⁾ ⁸⁴⁰⁾ ⁸⁴¹⁾ ⁸⁴²⁾ ⁸⁴³⁾ ⁸⁴⁴⁾ ⁸⁴⁵⁾ ⁸⁴⁶⁾ ⁸⁴⁷⁾ ⁸⁴⁸⁾ ⁸⁴⁹⁾ ⁸⁵⁰⁾ ⁸⁵¹⁾ ⁸⁵²⁾ ⁸⁵³⁾ ⁸⁵⁴⁾ ⁸⁵⁵⁾ ⁸⁵⁶⁾ ⁸⁵⁷⁾ ⁸⁵⁸⁾ ⁸⁵⁹⁾ ⁸⁶⁰⁾ ⁸⁶¹⁾ ⁸⁶²⁾ ⁸⁶³⁾ ⁸⁶⁴⁾ ⁸⁶⁵⁾ ⁸⁶⁶⁾ ⁸⁶⁷⁾ ⁸⁶⁸⁾ ⁸⁶⁹⁾ ⁸⁷⁰⁾ ⁸⁷¹⁾ ⁸⁷²⁾ ⁸⁷³⁾ ⁸⁷⁴⁾ ⁸⁷⁵⁾ ⁸⁷⁶⁾ ⁸⁷⁷⁾ ⁸⁷⁸⁾ ⁸⁷⁹⁾ ⁸⁸⁰⁾ ⁸⁸¹⁾ ⁸⁸²⁾ ⁸⁸³⁾ ⁸⁸⁴⁾ ⁸⁸⁵⁾ ⁸⁸⁶⁾ ⁸⁸⁷⁾ ⁸⁸⁸⁾ ⁸⁸⁹⁾ ⁸⁹⁰⁾ ⁸⁹¹⁾ ⁸⁹²⁾ ⁸⁹³⁾ ⁸⁹⁴⁾ ⁸⁹⁵⁾ ⁸⁹⁶⁾ ⁸⁹⁷⁾ ⁸⁹⁸⁾ ⁸⁹⁹⁾ ⁹⁰⁰⁾ ⁹⁰¹⁾ ⁹⁰²⁾ ⁹⁰³⁾ ⁹⁰⁴⁾ ⁹⁰⁵⁾ ⁹⁰⁶⁾ ⁹⁰⁷⁾ ⁹⁰⁸⁾ ⁹⁰⁹⁾ ⁹¹⁰⁾ ⁹¹¹⁾ ⁹¹²⁾ ⁹¹³⁾ ⁹¹⁴⁾ ⁹¹⁵⁾ ⁹¹⁶⁾ ⁹¹⁷⁾ ⁹¹⁸⁾ ⁹¹⁹⁾ ⁹²⁰⁾ ⁹²¹⁾ ⁹²²⁾ ⁹²³⁾ ⁹²⁴⁾ ⁹²⁵⁾ ⁹²⁶⁾ ⁹²⁷⁾ ⁹²⁸⁾ ⁹²⁹⁾ ⁹³⁰⁾ ⁹³¹⁾ ⁹³²⁾ ⁹³³⁾ ⁹³⁴⁾ ⁹³⁵⁾ ⁹³⁶⁾ ⁹³⁷⁾ ⁹³⁸⁾ ⁹³⁹⁾ ⁹⁴⁰⁾ ⁹⁴¹⁾ ⁹⁴²⁾ ⁹⁴³⁾ ⁹⁴⁴⁾ ⁹⁴⁵⁾ ⁹⁴⁶⁾ ⁹⁴⁷⁾ ⁹⁴⁸⁾ ⁹⁴⁹⁾ ⁹⁵⁰⁾ ⁹⁵¹⁾ ⁹⁵²⁾ ⁹⁵³⁾ ⁹⁵⁴⁾ ⁹⁵⁵⁾ ⁹⁵⁶⁾ ⁹⁵⁷⁾ ⁹⁵⁸⁾ ⁹⁵⁹⁾ ⁹⁶⁰⁾ ⁹⁶¹⁾ ⁹⁶²⁾ ⁹⁶³⁾ ⁹⁶⁴⁾ ⁹⁶⁵⁾ ⁹⁶⁶⁾ ⁹⁶⁷⁾ ⁹⁶⁸⁾ ⁹⁶⁹⁾ ⁹⁷⁰⁾ ⁹⁷¹⁾ ⁹⁷²⁾ ⁹⁷³⁾ ⁹⁷⁴⁾ ⁹⁷⁵⁾ ⁹⁷⁶⁾ ⁹⁷⁷⁾ ⁹⁷⁸⁾ ⁹⁷⁹⁾ ⁹⁸⁰⁾ ⁹⁸¹⁾ ⁹⁸²⁾ ⁹⁸³⁾ ⁹⁸⁴⁾ ⁹⁸⁵⁾ ⁹⁸⁶⁾ ⁹⁸⁷⁾ ⁹⁸⁸⁾ ⁹⁸⁹⁾ ⁹⁹⁰⁾ ⁹⁹¹⁾ ⁹⁹²⁾ ⁹⁹³⁾ ⁹⁹⁴⁾ ⁹⁹⁵⁾ ⁹⁹⁶⁾ ⁹⁹⁷⁾ ⁹⁹⁸⁾ ⁹⁹⁹⁾ ¹⁰⁰⁰⁾ ¹⁰⁰¹⁾ ¹⁰⁰²⁾ ¹⁰⁰³⁾ ¹⁰⁰⁴⁾ ¹⁰⁰⁵⁾ ¹⁰⁰⁶⁾ ¹⁰⁰⁷⁾ ¹⁰⁰⁸⁾ ¹⁰⁰⁹⁾ ¹⁰¹⁰⁾ ¹⁰¹¹⁾ ¹⁰¹²⁾ ¹⁰¹³⁾ ¹⁰¹⁴⁾ ¹⁰¹⁵⁾ ¹⁰¹⁶⁾ ¹⁰¹⁷⁾ ¹⁰¹⁸⁾ ¹⁰¹⁹⁾ ¹⁰²⁰⁾ ¹⁰²¹⁾ ¹⁰²²⁾ ¹⁰²³⁾ ¹⁰²⁴⁾ ¹⁰²⁵⁾ ¹⁰²⁶⁾ ¹⁰²⁷⁾ ¹⁰²⁸⁾ ¹⁰²⁹⁾ ¹⁰³⁰⁾ ¹⁰³¹⁾ ¹⁰³²⁾ ¹⁰³³⁾ ¹⁰³⁴⁾ ¹⁰³⁵⁾ ¹⁰³⁶⁾ ¹⁰³⁷⁾ ¹⁰³⁸⁾ ¹⁰³⁹⁾ ¹⁰⁴⁰⁾ ¹⁰⁴¹⁾ ¹⁰⁴²⁾ ¹⁰⁴³⁾ ¹⁰⁴⁴⁾ ¹⁰⁴⁵⁾ ¹⁰⁴⁶⁾ ¹⁰⁴⁷⁾ ¹⁰⁴⁸⁾ ¹⁰⁴⁹⁾ ¹⁰⁵⁰⁾ ¹⁰⁵¹⁾ ¹⁰⁵²⁾ ¹⁰⁵³⁾ ¹⁰⁵⁴⁾ ¹⁰⁵⁵⁾ ¹⁰⁵⁶⁾ ¹⁰⁵⁷⁾ ¹⁰⁵⁸⁾ ¹⁰⁵⁹⁾ ¹⁰⁶⁰⁾ ¹⁰⁶¹⁾ ¹⁰⁶²⁾ ¹⁰⁶³⁾ ¹⁰⁶⁴⁾ ¹⁰⁶⁵⁾ ¹⁰⁶⁶⁾ ¹⁰⁶⁷⁾ ¹⁰⁶⁸⁾ ¹⁰⁶⁹⁾ ¹⁰⁷⁰⁾ ¹⁰⁷¹⁾ ¹⁰⁷²⁾ ¹⁰⁷³⁾ ¹⁰⁷⁴⁾ ¹⁰⁷⁵⁾ ¹⁰⁷⁶⁾ ¹⁰⁷⁷⁾ ¹⁰⁷⁸⁾ ¹⁰⁷⁹⁾ ¹⁰⁸⁰⁾ ¹⁰⁸¹⁾ ¹⁰⁸²⁾ ¹⁰⁸³⁾ ¹⁰⁸⁴⁾ ¹⁰⁸⁵⁾ ¹⁰⁸⁶⁾ ¹⁰⁸⁷⁾

対して式(3)の深さ x を、またその位置において期待される $(d\sigma/d\Omega)_L$ と反跳粒子の検出エネルギー E_d を与える。もう1つは、上記の結果を利用して式(13)や(14)から D, H の $N(x)$ や R を定める ERD PRO コードである。これらのプログラムを対にして使用する。また ^4He -ERD 法の場合にも断面積補正を組み込んだプログラムが用意された。このプログラムのファイル名を付録1にかかげる。

3.2.2 核反応分析法

核反応分析法 (nuclear reaction analysis; NRA) は $D(^3\text{He}, ^4\text{He})\text{H}$ 反応を利用して、とくに D の分析結果を ERD 法と相互チェックするために導入された。これは鋭い共鳴ピークに着目した共鳴核反応法でなく、核反応で放出される ^4He (または H) のエネルギースペクトルを直接測定し、目的の D の深さ分布を定める方式である^{10), 11)}。この原理図を再び Fig. 3.2 に与える。

エネルギー E_{in} の入射粒子 M1 は試料表面より深さ x のところで核反応 M2 (M_1, M_3, M_4) を起こすとする。深さ x のところに到達するまでに、粒子 M1 は試料中でエネルギーを失い、 E_1 に減速される。検出粒子 M3 が核反応直後に持つエネルギー E_3 はエネルギー保存則と運動量保存則から決定される。M3 は試料中でエネルギーを失い、 E_{out} で表面から飛び出る。M3 は検出器前に置いたフィルター中にに入る。ただしフィルターは M4 も減速させて検出器に若干信号を与える程度に薄い (この部分信号は M3 による信号とは十分に区別されて識別可能とする)、入射粒子 M1 による試料表面からの散乱成分が検出器に入るのを阻止できる程度に厚いとする。ここでは $M_1 = ^3\text{He}$, $M_2 = \text{D}$, $M_3 = ^4\text{He}$, $M_4 = \text{H}$ である。

核反応法は ERD 法と共に過程をもつ。すなわち i) 入射粒子 ^3He は核反応前まで試料中で阻止能に従って減速を受ける、ii) 反応後に生成した粒子 ^4He は、ERD 法の反跳粒子と同様に、試料とフィルターの中で阻止能に従う減速を受けたのちに、他粒子に妨害されずに検出される、の2点である。今後とくに注意すべき量は、核反応後に生成した検出粒子 ^4He のエネルギー E_3 、反応微分断面積 $(d\sigma/d\Omega)_r L$ および D 濃度の深さ分布 $N(x)$ である。

まず i) に関連して E_3 を計算すると、核反応前後でエネルギー保存則と運動量保存則から

$$E_3 = \frac{M_1 M_3 E_1}{(M_3 + M_4)^2} \left\{ 2 \cos^2 \phi + \frac{M_4 (M_3 + M_4)}{M_1 M_3} \cdot \left(\frac{Q}{E_1} + 1 - \frac{M_1}{M_4} \right) + 2 \cos \phi \cdot \left[\cos^2 \phi + \frac{M_4 (M_3 + M_4)}{M_1 M_3} \cdot \left(\frac{Q}{E_1} + 1 - \frac{M_1}{M_4} \right) \right]^{1/2} \right\} \quad (15)$$

ここで E_1 は核反応直前の ^3He のエネルギー、 ϕ は反応角、 Q は反応の Q 値 (= 18.35 MeV)、 M_1, M_2, M_3, M_4 はそれぞれ $^3\text{He}, \text{D}, ^4\text{He}, \text{H}$ の質量である。

式(15)の E_3 は ERD 法の E_2 [式(2)参照] に当たる。 E_3 は核反応では運動学因子 k_r に無関係なため、核反応が生じた深さ x を式(5)で表せなくなる。その他、式(13)中の $(d\sigma/d\Omega)_L$ を核反応微分断面積で置き換える必要がある。しかしこれらの点を除けば、 $N(x)$ や R を求めるときに、ERD 法の式(7)～(13)をすべて利用することができる。そこで以下、この相異点のみを述べることにしよう。

最初に反応微分断面積から始める。これは重心系で次式のように与えられる。¹²⁾

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{rc} = \frac{\sigma_{tot}}{4\pi} Fa \quad (16)$$

ここで Fa はルジアンドルの多項式で表される非等方因子である。 3He のエネルギーが重心系で 500 keV (実験室系では 1.25 MeV) 以下の時は、 ${}^3He + D$ の反応は等方的である。本研究では 3He のエネルギーを 820 keV としており、核反応が等方的であるため、 $Fa = 1$ とする。全断面積 σ_{tot} は次式で与えられる。

$$\sigma_{tot} = A \frac{\epsilon^B (C e^{-D\epsilon} + E)}{\epsilon^B + C e^{-D\epsilon} + E} \quad (17)$$

ここで、 ϵ は MeV 単位の 3He のエネルギー、 A, B, C, D, E は適合パラメータで文献から $A = 1.577 \times 10^4$, $B = 3.530$, $C = 0.2921$, $D = 2.411$, $E = 7.390 \times 10^{-3}$ である。¹²⁾

式(17)を式(16)に代入し、重心系から実験室系へ移すると、

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{rl} = \frac{(2\gamma \cdot \zeta \cdot \cos\phi - \gamma^2)^{3/2}}{1 + \gamma \cdot \zeta \cdot \cos\phi - \gamma^2} \cdot \frac{\sigma_{tot}}{4\pi} \quad (18)$$

ここで、 $\gamma = V_G / v'_3$, $\zeta = V_3 / v'_3$, V_G = 重心の速度, v'_3 = 重心系での 4He の速度, V_3 = 実験室系での 4He の速度である。

つぎに x の表式に関連し、i) と ii) の阻止能を計算するときの注意を述べる。ii) では生成粒子が 4He であるから、阻止断面積は文献に従って直接計算される。しかし i) の入射粒子 3He にこの計算法を適用するとき、これを粒子エネルギー $E = (4/3)E_{in}$ の等価 4He とみなさなければならぬ。

前述のように、深さ x を求めるときに式(5)をそのまま利用できない。ここではつぎの方法がとられている。いまエネルギー E の粒子の飛程を $R_0(E)$ とすると

$$R_0(E) = \int_0^E \frac{dE'}{N_s(E')}$$

ただし N_s は試料の原子密度で $s(E')$ はエネルギー E' の粒子の阻止断面積である。そこでエネルギー E_{in} の粒子が E_1 に減速されるまで進む距離 $t_{in}(E_1)$ は

$$\begin{aligned} t_{in}(E_1) &= \int_{E_1}^{E_{in}} \frac{dE'}{N_s(E')} \\ &= R_0(E_{in}) - R_0(E_1) \end{aligned} \quad (19)$$

である。このとき入射角を θ とすれば試料表面からの深さ x は

$$x = t_{in}(E_1) \cdot \cos\theta \quad (20)$$

となる。一方、この深さにおける核反応で生じた検出粒子エネルギーを E_3 とし、表面から E_{out} で出していくとすると、 E_3 と E_{out} の関係は

$$R_0(E_{out}) = \frac{t_{in}(E_1) \cdot \cos\theta}{\cos(\phi + \theta)} + R_0(E_3) \quad (21)$$

で与えられる。

したがって、式(19)–(21)を順次計算して 4He の検出エネルギー E_d と深さ x を関連づけられる。このプログラムのファイル名を付録 1 に記載する。

3.3 分析測定系

本研究でD, Hの深さ分布を測定するための入射イオンはタンデム式静電加速器（米国NEC社製ペレトロン5SDH型）で発生された。イオン源はデュオプラズマトロンとRF方式の2つである。前者は重イオン $^{19}\text{F}^{2+}, ^{3+}$ を、後者は $^3\text{He}^+$, $^4\text{He}^+$ を発生する。

Fig. 3.3は照射済み試料のD, H分析を行うための真空チャンバーと測定系を示す。入射イオンによって弾性反跳または核反応で試料から出てきた粒子は、2次電子抑制箱側面の3.2mmφのスリットからフィルタを通過後、表面障壁型半導体検出器(SSBD)に入る。入射イオンのビームスポットが検出器有効面積に対して張る立体角は $\Delta\Omega = 0.0023\text{Sr}$ である。粒子はSSBDの空乏層中で全エネルギーを失い、SSBDは粒子のエネルギーに比例した信号を出力する。この信号は増幅器系で増幅されMCAで波高分析される。

一方、入射粒子数は入射イオン電流を電流積分器で積分し、そのパルス信号をスケーラ・タイマで計数することにより得られる。計数が所定の値に達すると、スケーラ・タイマはMCAに停止信号を送る。

測定に用いたSSBDは東京電子冶金研究所のTDY 20-025-200A型で、公称約20keVのエネルギー分解能を有する。検出器の直前に不必要的粒子、とくに入射粒子の反射成分の到達を防止するためのフィルターを置く。フィルターとしては、 ^{19}F -ERD法のときは厚さ6.2μmのポリエステル($\text{C}_{10}\text{H}_8\text{O}_4$;分子密度 $3.957 \times 10^{21}\text{cm}^{-3}$)を、 ^4He -ERD法のときには12.4μmの同じポリエステルを、また ^3He -NRA法のときは、1.25μmのニッケル箔をそれぞれ使用した。

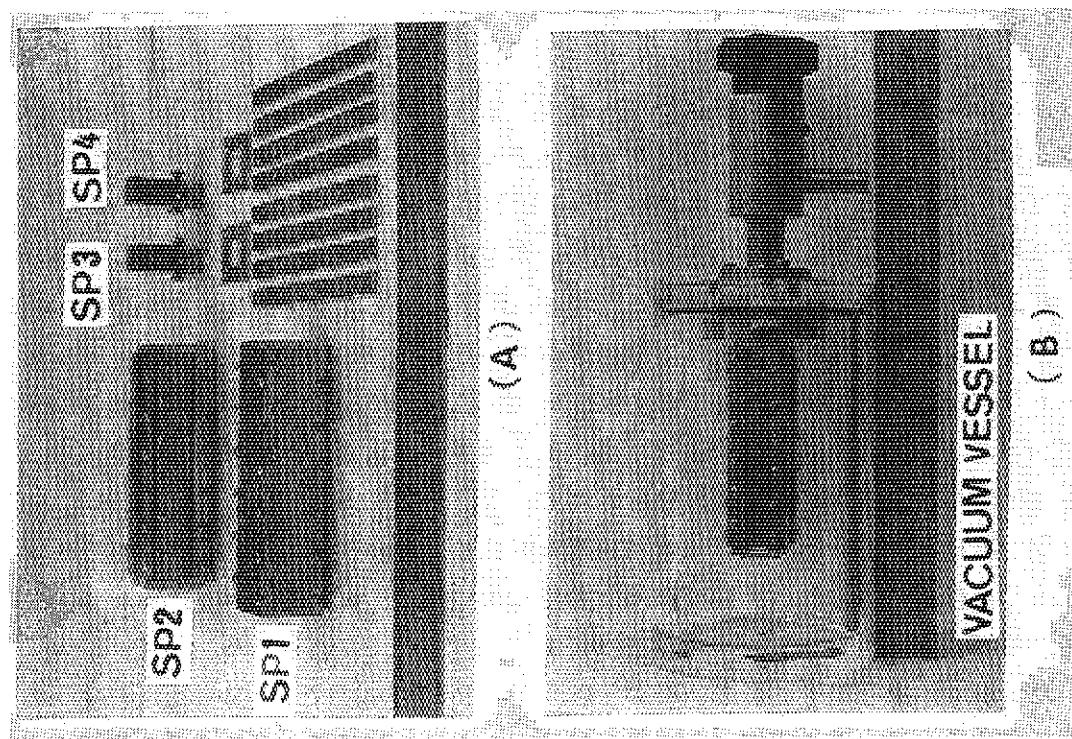


Photo. 3.1 Si collector probes and vacuum vessel ;
 (A) Pong probes, SP1 and SP2, and short
 probes, SP3 and SP4, and (B) vacuum
 vessel with SP2 attached to it.

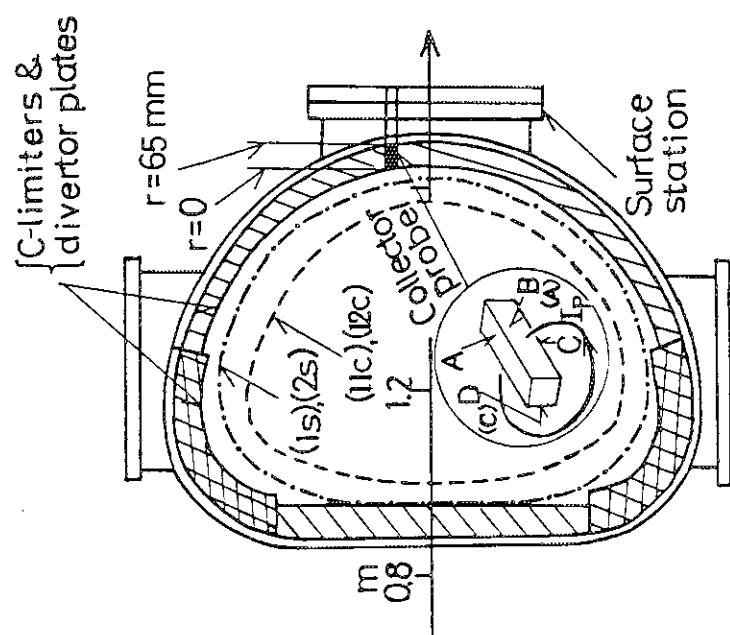


Fig. 3.1 Arrangement of probe holder at surface station of JFT-2M ; outermost closed magnetic surfaces (1s) and (2s) refer to SP1 with plasma discharge (PDC) alone and SP2 with PDC plus NBI, respectively, while those (1lc) and (12c) refer to CP11 with PDC alone and CP12 with PDC plus NBI, respectively.

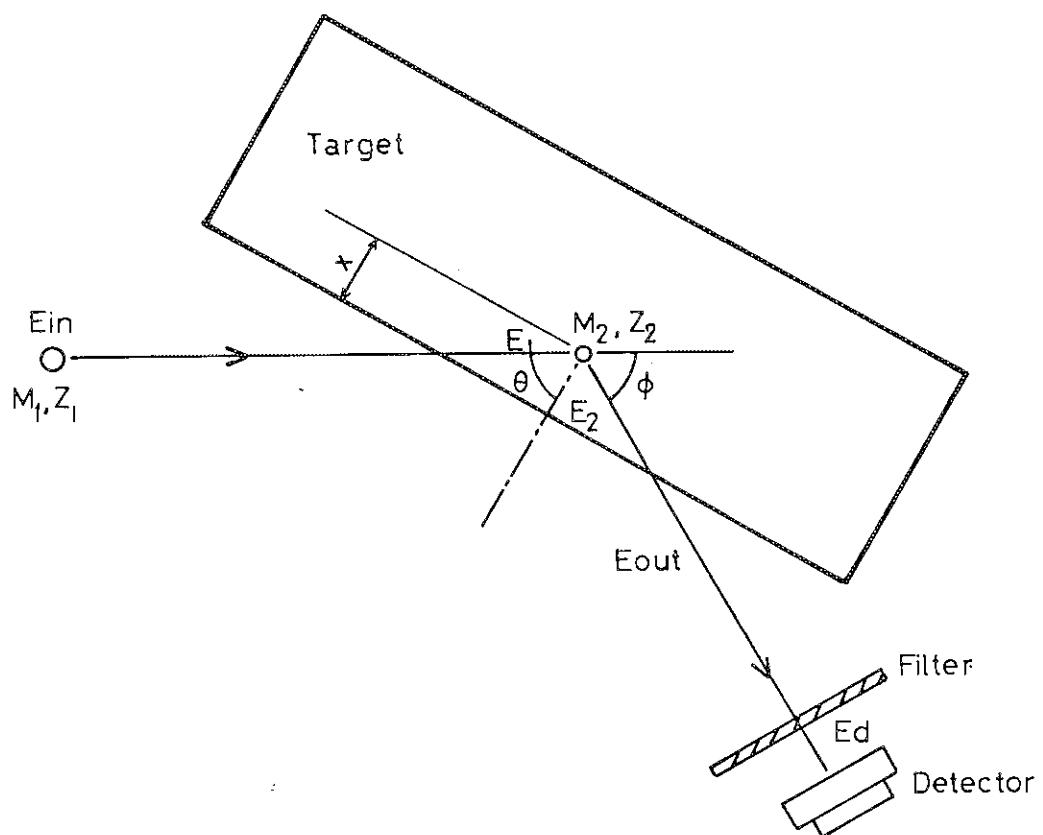


Fig. 3.2 Principle of elastic recoil detection (ERD) and nuclear reaction analysis (NRA).

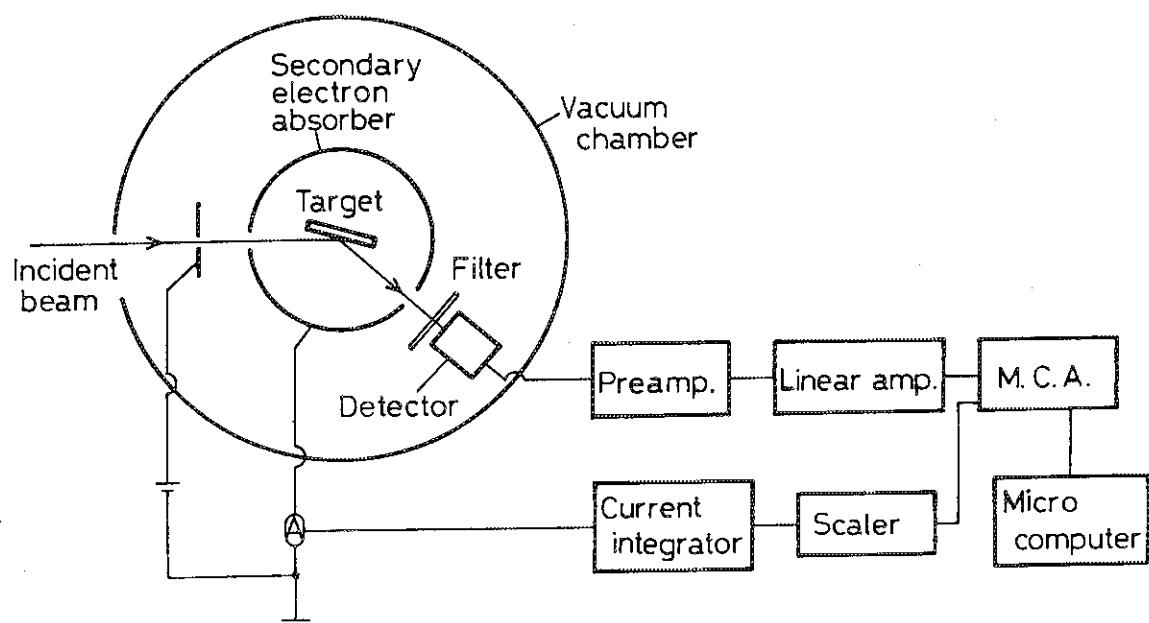


Fig. 3.3 Experimental arrangement of ERD or RNA.

4. 実験と結果

4.1 実験の概要

本研究では第2章に述べたJET-2Mの器壁改造をはさんで前後5回の実験を行った。どの実験も SOL 中の捕集プローブの照射と続く加速器によるイオンビーム分析の2側面から成り立つ。前者の具体的な照射方法は § 3.1.2 に説明されている。後者を以下の諸節に述べる。

JFT-2Mの照射スケジュールはつきのとおりであった。まず改造前の2回

実験1（1986/5/21, 10/14-10/16），

つぎに改造後の3回

実験2（1987/8/18-9/2），

実験3（1988/7/20-7/22），

実験4（1988/10/3-10/7）

と合計5回であった。

実験では Si 捕集プローブを使用した。この目的は SOL 中の燃料粒子 H, D の捕集束（またはフルーエンス）分布を測定して TDC の効果をプラズマ放電と NBI を与えて測定するものである。主なねらいは SOL 中での測定を通して S.S. 304壁とプラズマの相互作用を調べることである。この実験で捕集プローブ法を初めて使用したが、最初の経験であったため、実験の方法や解析に手間取り、その解決に時間を見た。

実験2ではダイバーター材料のシミュレーション性能試験も兼ねて、これと同じ材質のC試料 AX-650Kで構成された捕集プローブを SOL 中で照射した。実験方法は実験1に準ずる。ただし照射条件は実験1よりも多様であった。しかし条件設定に当たって、経験不足のため完全な整合性を保つ配慮が足らず、結果的には TDC のみの実験に終った。

実験3は SOL 中で H₂ を作動ガスとする TDC に C プローブをさらしたとき、試料面の H 保持特性や材質変化がどのようになるかを調べた。試料の表面処理を主なパラメータとした。

実験4は2つの目的をもつ。1つは H を飽和注入した C 試料が D₂ を作動ガスとするプラズマ放電や NBI 追加時に示す同位体置換効果を調べるもので、この効果に係る理論の検証並びに実機で長期運転を経た壁材料においてプラズマ放電時の同位体的挙動の確認を行う。もう1つは試料表面で H を注入しない個所での分析から、TDC 後のプラズマ放電や NBI 時の D 捕集フルーエンス空間分布を SOL 内で測定するもので、実験1の結果と対比することを目的とする。この実験は最終回であったため、実験1～3の結果や経験に基づいて、SOL 内の試料照射や加速器分析の条件を一定に保つように十分に配慮され、測定精度も向上した。

4.2 実験 1

4.2.1 SOL 中の Si プローブ照射

Si 捕集プローブの照射は 1986 年 5 月 21 日, 10 月 14~16 日, 29 日の 5 日間に行われた。照射されたのは SP1~SP4 の 4 個である。

SP1 と SP2 はプラズマ放電を共通して経験している (Table 4.1)。また TDC 作動ガスの種類や条件はどちらも同じであるが, SP2 は Table 4.2 の NBI を余分に与えられているのが異なる。そこで SP1 と SP2 の結果を比較すれば, NBI が SOL 中の燃料粒子の空間分布や状態に及ぼす影響を評価できる。

つぎに SP3 と SP4 は Table 4.1 のとおりどちらもほぼ同じ条件のプラズマ放電を受けた。しかし SP3 では H₂ を, SP4 では D₂ を作動ガスとする TDC が予め行われている。これらの結果を比較すると, TDC 作動ガスの種類がその後のプラズマ放電に及ぼす影響を知ることができる。

以下便宜上, SP1~4 の照射を通じ JFT-2M の運転条件を記号で指定する。すなわち TDC 後のプラズマ放電を 1s, また 1s に NBI を追加したものを 2s と呼ぶ。

ここで各プローブの照射配置に触れる。プローブは Photo. 3.1(A) で前面の他に 4 側面に Si 試料板をもつ。これを SOL に挿入したとき, 上向きの面を A 面, さらにトカマク中心から見て反時計方向に順次 B, C, D 面とし, トカマク中心を向く前面を E 面 (Fig. 3.1) とする。試料板はプローブの名称と面記号で同定され, たとえば SP1-A, … 等の記号が用いられる。照射のとき B 面はイオンドリフト面, D 面は電子ドリフト面であるが, 運転の都合上 SP2 の場合のみ, D 面がイオンドリフト面, B 面が電子ドリフト面であった。

4.2.2 加速器分析

(1) 分析条件

ERD 法による分析に際して, SP2 の場合は 4.2 MeV の ¹⁹F²⁺ または 6 MeV の ¹⁹F³⁺ ビームを入射角 $\theta = 80^\circ$, 反跳角 $\phi = 20^\circ$ で用いるが, 他のプローブではすべて 4.5 MeV の F²⁺ ビームで $\theta = 70^\circ$, $\phi = 27^\circ$ とした。SP2 を最初に分析するとき, 深さ分解能を良くするために上の角度条件を選んだが, 試料表面上のビーム跡が数 mm 程度となり, これでは試料表面の有効幅 (8 mm) に近いため, ビームがごくわずかに振れただけで試料表面を外れる恐れもあった。そこでこの難点を未然に避けるため, 他プローブでは θ を 10° 減じて 70° とし, ビームを試料表面にやや深目に入射させビーム跡の長さを 3~4 mm 位に押さえる一方, Photo. 3.1(A) に見るように, 試料面有効幅を 10 mm に拡げて, ビームの試料外れを減じている。

ターゲット電流は 8~10 A とし, ビーム照射量は SP2 の 5 μ C を除き, すべて 10 μ C 程度であった。真空チャンバーの圧力は 5.3×10^{-5} ~ 2.7×10^{-4} Pa であった。

(2) 濃度深さ分布の測定

Fig. 4.1 は ERD 法で測定された試料の反跳粒子エネルギースペクトルの一例である。試料は SP2-A (上面) で, 入射イオンのビーム跡はその前面から $r' = 2$ mm に位置する。以後, SOL 中の位置を § 2 の固定リミター端 ($r = 0$ mm) を原点として r (≤ 65 mm) で表すこと

にすれば、実験 1 でプローブ前面位置が $r = 5.5 \text{ mm}$ であることから、 $r' = 2 \text{ mm}$ は $r = 7.5 \text{ mm}$ に相当する。

Fig. 4.1 では 900 keV 附近に反跳 D の、400 keV 附近に反跳 H のピークが見える。これを 3.2.1 節の方法で処理し、深さ x に対して D, H 原子の濃度 $N(x)$ を計算できる。こうして得た深さ分布を SP 1-B (イオンドリフト面) を例にとって Fig. 4.2 と Fig. 4.3 に示す。

これらの深さ分布で D のバックグラウンドは元来少なく、ERD 法の検出限界以下であるため、これを無視できる。しかし H の固有バックグラウンドは Si 試料といえども無視できず、その保持量は照射前にすでに約 10^{15} cm^{-2} と推定される。参考のため H の固有保持量を Fig. 4.2, 4.3 に点線で示すが、H の捕集対固有保持量比は r の増加 (壁へ近づく) につれて低下する。この傾向は他のプローブもほぼ同様である。

なお固有 H の発生原因としては、照射または分析直前にトカマク容器や測定用チェンバーへ出入りの際、試料が大気中にさらされて、大気中の水蒸気等の H 原子が表面に付着して生ずる可能性が最大と考えられる。この際どの程度の H 量が付着するかは未知である。しかし使用前後に任意抽出された数個の Si 試料板による ERD 分析の結果から、この取扱い条件下では H の固有保持量は試料間に大きなばらつきをもたず、いずれも $\pm 10\%$ 以内で H がほぼ均一に試料表面に存在することが確かめられている。

SP 2, 3, 4 の各 Si 試料板についても、 r の関数として D, H の濃度深さ分布が測定された。

(3) SOL 中の捕集・入射フルーエンスの測定結果

各試料板毎に上記(2)で得た D, H 原子の深さ分布に基づいて、式(14)より深さ x 方向の分布積分を求め、保持量 $R^D(r)$, $R^H(r)$ を求めることができる。これらの量は捕獲粒子束に比例し、SP 3 と SP 4 の場合は、これのみで有用な結論が得られる。しかし SP 1 と SP 2 の場合、入射粒子束 $\phi^D(r)$, $\phi^H(r) \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ またはその時間積分の入射フルーエンス $F^D(r)$, $F^H(r) \text{ cm}^{-2}$ を必要とし、これらの量で測定結果を提示する。

1) SP 1 と SP 2 の場合

入射フルーエンスを求めるには、SOL 中のイオン特性温度 kT を予め測定し、このエネルギーをもつ入射粒子に対して Si の反射係数を推定して、保持量をこれで除さなければならぬ。 kT の測定法はいくつかあるが、ここでは Si 試料板の D 深さ分布に着目し、これを理論計算による分布と比較する方式をとった。すなわちモンテカルロ・シミュレーション TRIM85 コードをマクスウェル分布等方入射条件と系分解能導入で変更したものを用い、温度 kT をパラメータとして Si 中の D 深さ分布を決定し、これから計算した FWHM (ピーク半値高に相当する深さの全幅) を測定された D 深さ分布の FWHM と比較して kT を推定¹⁴⁾ した。詳細は文献に述べられているが、本実験では D の平均温度は 1 s 運転条件下で 8~14 eV と評価された。H 粒子のイオン温度もほぼこれに近いと考えられる。

さらに TRIM85 コードから反射係数も計算できる。運転条件 1 s 下のとき、イオン温度の中間値 10 eV では D で 0.89, H で 0.67 と評価される。この係数とプラズマ放電回数で $R^D(r)$ を除し、放電毎の入射 D フルーエンス $F_{SP}^D(r)$ を求めたものを Fig. 4.4 に示す。また H の場合、 $R^H(r)$ は固有保持量を差引いたもので、結果を便宜上、比 $r_{SP1}^{HD}(r) \equiv F_{SP1}^H(r) / F_{SP1}^D(r)$ の形で

Fig. 4.5 に示す。また S P 2 による運転条件 2 s 下での結果も Figs. 4.6, 4.7 に示す。これらの図で $F_{SP1,2}^{DH}(r)$ に係る誤差は主に加速器分析の収量測定で生じたもので、通常 ±10% 以内である。H の場合、固有保持量の差引き誤差を考慮しても、±14% 以内の誤差でおさまっている。ゆえに Figs. 4.4~4.7 を通じ、いずれの測定結果も誤差がプロット点以下の大ささで、縦軸の誤差棒を省略した。

Fig. 4.4 より S P 1 による D フルーエンス $F_{SP1}^D(r)$ の結果は、程度の差を別として、どのプローブ面でも r に対してほぼ指数関数的に減衰する。Table 4.3 に各面での弛緩距離 λ_s を与える。この表で添字の s は S i を、1 は S O L 内の壁近傍を、2 はプラズマ表面附近を、添字のないものは S O L 全体 ($0 < r < 65$ mm) を表す。B 面(イオンドリフト側で B 1 と表示)と D 面(電子ドリフト側で D 1)はそれぞれ $\lambda_s = 22$ mm, 26.2 mm をもち、多少の緩急の差を別として、 $F_{SP1}^D(r)$ はこれらの面で単一に指数減衰する。C 1 面(下側)もほぼこれらと同様な変化を示すが、細かく見れば、 $F_{SP1}^D(r)$ は $\lambda_{s1} = 43$ mm, $\lambda_{s2} = 11.1$ mm の 2 個の指數減少関数の和で表される。A 1 面(上側)では他の 3 面と異り、フルーエンスはプラズマ附近で急速に減衰 ($\lambda_{s2} = 4$ mmとした後、壁附近ではやや平坦 ($\lambda_{s1} \rightarrow \infty$) となる。

この A 1 面を除くと、D 粒子密度(∞ 入射フルーエンス)は S O L 中でほぼ指數的に減衰する¹⁵⁾と考えられ、この傾向は他の文献でも基本的には確認されている。しかし粒子密度の場合には、空間分布の測定例は比較的少なく、また電子密度分布の場合に導びかれている单一入^{16), 17)}値の指數減衰モデルや理論¹⁸⁾は存在しない。そこで上に観測された効果を経験的に容認するに止める。なお A 1 面の空間分布の異常傾向は S O L 中の燃料粒子と相互作用する壁上部の不均一構造に由来するものと推定されるが、その詳細な解明は今のところ困難である。

さらに Fig. 4.5 に基づき S O L 中の H 粒子の動きに着目する。これは H フルーエンスの空間変化を D フルーエンスに対して見たものである。比 $r_{SP1}^{HD}(r)$ は B 1, C 1, D 1 面で類似の傾向を示し、いずれも壁側へ向かって増加する。A 1 面ではとくにこの傾向が著しい。これらの増加傾向は基本的には H₂-TDC あるいはその後の 80% D₂ + 20% H₂ プラズマ放電に係る粒子と壁物質との相互作用にその原因を求めるのが自然で、とくに壁物質からリサイクルされる H 粒子の影響が D に比して非常に大きいことを示唆する。また A 1 面の異常増加は D の場合と同様に壁上部の特異性を反映するものとみられる。

つぎに N B I を伴う運転条件 2 s 下の粒子の動きを調べる。Fig. 4.6 は H₂-TDC 後に数時間経過してプラズマ放電と N B I 入射を試みた S P 2 の結果である。 $F_{SP2}^D(r)$ は B 2, C 2, D 2 面で Table 4.3 のように、2 つの弛緩距離をもつ指數関数の和の形で空間的に減衰し、Fig. 4.4 とは若干異っている。しかし上部 A 2 面では A 1 面の場合と同様に壁側へゆるやかに減衰する。比 $r_{SP2}^{HD}(r)$ は $r_{SP1}^{HD}(r)$ に比して壁側での増加は顕著でなく、ほとんど平坦化の傾向を見せ、しかもその大きさは A 2 面でも 0.5 以下と低目である。総じて H のリサイクル効果は 2 s 条件下では 1 s 条件に比しあまりない。両条件をプラズマ放電で揃えなかつたため、S P 1 と S P 2 の結果を比較して N B I 効果を確認できないのが残念である。

2) S P 3 と S P 4 の場合

S P 3 と S P 4 による結果を Figs. 4.8, 4.9 に示す。これらの使用目的は T D C 作動ガスの相違がその後の 80% D₂ + 20% H₂ ガスによるプラズマ放電でとくにプラズマ周辺部の粒子

束分布にどんな影響を与えるかを観測することである。この実験では影響の差異を相対的に確認するため、保持量 $R^D, H(r)$ のみを B, D 両面で測定した。

S P 3 は H_2 -TDC 後に、S P 4 は D_2 -TDC 後に、Table 4.1 の同一条件でプラズマ放電を受けた。Fig. 4.8 は $R^D(r)$ を、Fig. 4.9 は $R^H(r)$ を両粒子毎に示す。Fig. 4.8 では $R^D(r)$ が H_2 -TDC の S P 3 に比し D_2 -TDC の S P 4 においてプラズマ周辺 ($r < 20 \text{ mm}$) のイオンドリフト (B) 面で約 35% 大きい。同様に Fig. 4.9 では $R^H(r)$ が D_2 -TDC の S P 4 に比し H_2 -TDC の S P 3 において B 面で約 33% 大きい。電子ドリフト (C) 面でもほぼ同様な傾向が両保持量分布で認められる。

これらの結果から TDC 作動ガスの成分と一致する燃料粒子がプラズマ放電に際しプラズマ周辺で増幅されているのは明らかである。より詳細なメカニズムは今のところ不明であるが、TDC に係る粒子（イオン、中性粒子を含む）の壁物質への入射でリサイクルされた粒子によってプラズマ周辺部の粒子密度が上昇したと考えられる。

4.3 実験 2

4.3.1 SOL 中の C プローブ照射

この実験は TDC で作動ガスを単独または重複で使用したり、さらにこれにプラズマ放電や NBI 有無を追加して、AX-650K 試料板を組み込んだ C 捕集プローブの H, D 保持特性の差異を調べるものである。CP1～CP7 の 7 プローブを用意した。各プローブの JFT-2M 運転条件を Table 4.4 に示す。プラズマ放電の作動ガスが 100% D_2 である点が実験 1 と異なる。

つぎにこれらのプローブを組み合わせて解明できる事項を述べる。

- a) CP1 と CP2 (これは TDC を作動ガス H_2 または D_2 で行うとき、C 試料の H, D に対する粒子保持の特性を見るもので、後に続く各種プローブの応答解析の基本をなすもの)。
- b) CP3 と CP7 (作動ガス H_2, D_2 の順序を変えて TDC を同条件で重複実施し、これらの結果を比較して重複効果が C 試料の粒子保持量に及ぼす影響を調べる)。
- c) CP4 と CP6 (ほぼ同条件の H_2 -TDC とプラズマ放電を経たこれらのプローブを比較し、NBI 効果が CP4 の H, D 保持量に与えた影響を見る)。
- d) CP2 と CP5 (D₂-TDC 後に引続き NBI 有りのプラズマ放電にさらした CP5 を D_2 -TDC のみの CP2 と比較し、C の H, D 保持特性を見る) 並びに CP1 と CP4 (H_2 -TDC と NBI 有りのプラズマ放電で得た CP4 を H_2 -TDC のみの CP1 と比較する)。

ここで C プローブの試料名称に触れる。プローブの構成方法は基本的には実験 1 の Si プローブと同一である。ただし 4 枚の C 試料をプローブ支持体につけるとき、Fig. 4.10 (または Fig. 3.1 の ()) のように、プローブの 4 面はトカマク中心から見て右側を A 面、それから順に反時計回りに B, C, D 面とする。プラズマ放電のとき、A 面がイオンドリフト面、C 面が電子ドリフト面である。そこで CP4～CP6 については、イオンドリフト面では CP4-I, …… と、また電子ドリフト面では CP4-E, …… と表す。なお TDC のみの場合、プラズマ電流が

周期的に反転するだけであるから、ドリフト面の概念はなく、IやEの添表示は無用である。このような場合は、たとえばCP 1-A, CP 2-C……等のように、面の直接名称で試料を同定する。

4.3.2 加速器分析

実験2の分析条件は実験1とほぼ同じである。すなわち $E_{in} = 6.02 \text{ MeV}$ の ^{19}F イオンを入射角 $\theta = 71^\circ$, 反跳角 $\phi = 27^\circ$ で用いる E R D 法で全試料を分析した。この条件で測定された反跳粒子エネルギースペクトルの一例を Fig. 4.11 に示す。これは CP 4-I 試料で $r' = 5 \text{ mm}$, すなわち固定リミター端より $r = r' - 2 = 3 \text{ mm}$ (プローブ前面はこの端より $r = -2 \text{ mm}$, すなわち 2 mm プラズマ側へ突き出ている) の位置で照射されたものである。

このスペクトルで 0.65 MeV 附近に H 端が, 1.4 MeV 附近に D 端が現れる。これらの波高分布に 3.2.1 節の解析コードを適用して求めた D, H 濃度の深さ分布を Fig. 4.12 に示す。このプローブは D_2 を作動ガスとするプラズマ放電にさらされたため、多量の D が保持されているのが分かる。また周辺プラズマで D, H 粒子の平均エネルギーは実験1ではほぼ $8 \sim 14 \text{ eV}$ と見積られているが、このエネルギーに対応する飛程よりもかなり深いところまで D, H が分布している。この傾向は CP 4-I 試料に限らず、他の試料でも観測されている。別の例として D_2-TDC のみの CP 2-A 試料の深さ分布を Fig. 4.13 に示す(図中の H 濃度深さ分布は次節に説明)。

Fig. 4.12 と 4.13 で D や H が C の表面内部に予想以上深く侵入しているが、これは Si 試料では認められなかった点である(Cf. Figs. 4.1-4.3)。理由としては、C 試料の有孔性や内部構造、さらには昇温による拡散効果や表面粗さ等も考えられる。詳細な検討は後日行うことにして、とりあえず本実験では、約 $0.3 \mu\text{m}$ 以上の深さに対応する反跳粒子のエネルギー範囲では D と H の反跳粒子エネルギースペクトルが重なっている現状から、表面より $0.28 \mu\text{m}$ までの深さ範囲に着目し、この範囲での D 濃度積分 R^D を D の保持量(相対)とする。すなわち式(14)を

$$R^D = \int_0^{0.28 \mu\text{m}} N^D(x) dx \quad (22)$$

と書き直す。 R^H も同様に定義する。これらの量は捕集束または捕集フルーエンスに比例する相対量である。

CP 1～CP 7 の全試料で相対保持量を r の関数として求めた。H の場合はすべて固有 H 保持量を差し引いてある。以下 a)～d) の項目毎に結果を述べる。

a) CP 1 と CP 2

この対は作動ガスの選択が T D C の素過程に及ぼす影響を評価するために選ばれた。両プローブとも作動ガス以外は同条件で T D C を実行された。A, B 各面は同一の作動ガスで原理的に同一の作用を受けたはずである。

まず CP 1 試料から出発する。Fig. 4.14-(1c) に A, B 各面の平均相対保持量 $R_{CP1}^{D,H}(r)$ を r に対してプロットする。 H_2-TDC を受けた後、 $R_{CP1}^H(r)$ は $r < 40 \text{ mm}$ ではほぼ平坦で、壁側 ($r > 40 \text{ mm}$) に向かって減少する。しかし予想と異り、僅かながらも $R_{CP1}^D(r)$ が r の全範

用で認められるが、これは恐らく壁物質のある個所に保持されているD—飽和の有無は不明—がH₂-TDC時のH粒子によってたたき出されたものと推定される。

つぎにCP2試料ではD₂-TDC作用後、全SOL内でR_{CP2}^D(r)はFig.4.14-(2c)のように平坦であり、これは予想に近い。しかしR_{CP2}^H(r)はCP1におけるR_{CP1}^D(r)の場合に比しかなり大きい値を示し、Hを保持する壁物質の占める面積の割合がより大きいか、またはD→H作用が強いかを示唆している。

b) CP3とCP7

この対によって作動ガスの順序を入れかえたTDC重洗浄時の粒子保持量の差異はFig.4.14の(3c)と(7c)に直接現れている。これらの図でどの粒子もSOL中にはほぼ均一の空間分布をもつため、以下空間平均値に着目して見る。まずDに関しては、D₂-TDCを後で行ったCP3がこれを最初に行ったCP7よりもR_{CP3}^D/R_{CP7}^D=2.0×10¹⁵[cm⁻²]/5.2×10¹⁴[cm⁻²]=3.8倍大きい。またH₂粒子ではH₂-TDCを後で行ったCP7がこれを最初に行ったCP3よりもR_{CP7}^H/R_{CP3}^H=2.0×10¹⁵[cm⁻²]/6.2×10¹⁴[cm⁻²]=3.3倍大きい。すなわちCプローブでは最初のTDCで吸収された作動粒子成分が必ず後のTDCの作動粒子成分によって置換されて、その保持量を減じている。

この置換関係をさらに定量的に見るため、Fig.4.14で(3c)と(1c)並びに(7c)と(2c)同士を比較する。後者の対、すなわちCP7とCP2から出発しよう。両方とも最初はD₂-TDCを与えられたが、CP7はさらにはほぼ同条件のH₂-TDCを追加された(これをD₂→H₂-TDCと略記)。同図の(2c)と(7c)を比較して、D₂→H₂-TDCのCP7におけるH保持量の増加分はSOL内で平均してR_{CP7}^H=R_{CP7}^H-R_{CP2}^Hである。ただしCP7では後に続く入射H粒子に比し、これらが壁面で反射してさらにCP7へ入り込む反射成分粒子の割合が非常に少ないと仮定している。一方、CP7のD保持量の平均減少分ΔR_{CP7}^Dを算出するには、図(7c)のD空間分布が後続のH₂-TDC作動粒子と壁との相互作用で生じた成分—図(1c)のD分布で近似—をふくむことから、このH₂-TDC作動後にCP7が本来もつべきDの平均保持量はR_{CP7}^D-R_{CP1}^Dで近似できる点に注意しなければならない。結局、R_{CP7}^D≈R_{CP2}^D-(R_{CP7}^D-R_{CP1}^D)となる。なお、図(1c)のD分布近似は新鮮なCP1試料で得られたもので、この分布がCP7のようにすでにD₂-TDCを経ている場合にも適用できるかどうかは厳密には明らかでない。

次いでCP3とCP1同士の比較を試みる。上記と同様な手続きにより、図(3c)と(1c)を比較し、H₂→D₂-TDCのCP3におけるD保持量の平均増加分はΔR_{CP3}^D=R_{CP3}^D-R_{CP1}^D、またH保持量の平均正味減少分はΔR_{CP3}^H≈R_{CP1}^H-(R_{CP3}^H-R_{CP2}^H)である。前回同様に、図(2c)のH分布の妥当性をH₂-TDCを経ているCP3にも適用している。

以上2件の対比較において水素同位体の置換係数をC試料でつぎのように定義する。まずCP7とCP2で置換係数をS_{DH}=ΔR_{CP7}^D/ΔR_{CP7}^H、CP3とCP1でS_{HD}=ΔR_{CP3}^H/ΔR_{CP3}^Dをそれぞれ定義する。S_{DH}はD₂→H₂-TDCのとき、後続のH₂-TDCによる作動成分のH增加分で最初のD₂-TDC作動成分のDがどれ位減少したかを表す割合である。SOL全領域を通じてS_{DH}=0.71であった。またH₂→D₂-TDCのとき、後続のD₂-TDC作動成分のD增加分により最初のH₂-TDC作動成分のHが減少した割合を示すS_{HD}は、r≤30mm

附近でおよそ 0.49 であった。これらの \bar{S}_{DH} , \bar{S}_{HD} 値は関連粒子の空間分布近似の不確定さもふくめて大略 30% 程度と評価しているが、いざれにせよ Local Mixing Model¹⁸⁾ で予想される 1 の値 (100%) には到達せず、後続の TDC 作動成分によって最初の TDC 作動成分が 100% 置換されていないとの結論に達した。

c) CP 4 と CP 6

CP 4 と CP 6 は CP 1 とほぼ同様な H₂-TDC を両方とも受けている。しかしその後に、Table 4.4 に示すように、CP 4 は 100% D₂ によるプラズマ放電と NBI を、CP 6 はプラズマ放電のみを受けた。保持量空間分布 $R^{D,H}(r)$ をイオンドリフト面側で付録 2 の Fig. A3 に示す。これらの結果を Si プローブによる実験 1 の結果と比較すれば、照射が同条件で行われる場合であれば、壁附近の改造前後における差異や実験結果の再現性や信頼性について何らかの知見を期待される。

まず CP 6-I から見よう。Fig. A3 で $R^{D,H}_{CP6-I}(r)$ は Fig. 4.14-(1c) の $R^{D,H}_{CP1}(r)$ に比し各 r で高く、かつ SOL 中で平坦に近い。その全体の空間変化は改造前の SP1 による Fig. 4.4 の結果と大きく異なる。この差異は改造で齊らされたものと考えられないでもないが、後述の実験 4 の結果やその他の CP プローブの実験から総合判断すると、むしろプローブ先端をリミター面より 2 mm 突き出た位置 ($r = -2$ mm) に置きプラズマ放電を試みたために生じたのではないかと推察される。

同様なことが CP 4-I でも言える。すなわち $R^{D,H}_{CP4-I}(r) \gtrsim R^{D,H}_{CP6-I}$ となり、CP 6-I の保持量が若干大きい程度となるが、NBI の効果は CP 6 に強く現れたとは言えない。注意すべきは、Table 4.5 より明らかのように、CP 4 と CP 6 間でプラズマ放電条件の差異がかなり大きく、両者のデータを直接比較することはできない。

d) CP 5 と CP 2 または CP 4

CP 5 は CP 2 と同様に D₂-TDC を受けている。ただし CP 5 はその後に D₂ ガスによるプラズマ放電と NBI を追加された。Fig. A2 で CP 5 による $R^{D,H}_{CP5-I}(r)$ は CP 4, 6 の場合に比しやや大きい減衰傾向を示し、かつ CP 2 と比較してその大きさは高い。

CP 5 と CP 4 の結果を比較すれば、プラズマ放電と NBI に TDC 作動ガスの差異が及ぼす影響を比較できるはずであったが、これらの動作条件が両者間で大きく異なるため、c)の場合と同様に直接比較を行えなかった。

4.4 実験 3

この実験の目的は、4.1 節に述べたように、実験 2 の a)を特定条件下でさらに積極的に押し進めたものである。すなわち実験 2 と同一材質の C プローブを表面状態の条件を変えて SOL 中で長期照射したものである。

4.4.1 H₂-TDC 下の長期照射

東洋カーボン社の AX-650K カーボンから成る試料板 CP 8 と CP 9 を作製した。TDC 条件で使用するため、プローブにはイオンドリフトや電子ドリフトの面概念はないが、念のため

これらの面に相当する A と C の各面にそれぞれ CP 9 と CP 8 試料を取りつけ、1 本のプローブを構成した。

試料表面に条件を与えるため、CP 8 を無研磨で、CP 9 を研磨の状態で使用する。CP 9 は小松商事社の“VEL-NUS”研磨機に砥石板 #1500 を用い、注水しながら研磨する。最終仕上げは上質紙で行った。いずれの試料板も既述の真空ベーク用装置で 1500°C, 2.5 h (圧力 2×10^{-3} Pa) の脱ガスを行った。

照射はプローブ先端がリミター面より 5 mm 壁側へ引き込んだ位置 ($r = 5$ mm) で行われた。Table 4.5 に H₂-TDC の照射条件を示すが、照射時間は 13 時間 48 分であった。

4.4.2 目視観察と加速器分析

CP 8 と CP 9 は H₂-TDC で CP 1, 4, 6 に比し約 160 倍の照射時間を経ている。したがって入射フルーエンスは非常に大きく、低エネルギーといえども、H 粒子による放射線損傷を無視できないと推定される。

TDC のため H の入射条件は同一であるにもかかわらず、照射後の目視では、無研磨の CP 8 が強く変色し、損傷の程度や面積も大きいように見受けられた。しかしこれ以上のこととは分からず、後日の顕微鏡観測に委ねることにした。

本実験では H の深さ分布の把握に重点を置くが、Fig. 4.13 の CP 2-A 試料の結果からみて、H₂-TDC のみの場合でも 0.3 μm 以上に H が保持される可能性を否定できない。そこで ⁴He-ERD 法を採用し、⁴He 分析イオンの阻止能が同一入射条件下で ¹⁹F よりもずっと小さいことをを利用して、0.3 μm 以上の H 深さ分布の完全測定を試みることにした。⁴He-ERD 法の分析条件は、分析ビームが 3 MeV の ⁴He²⁺ イオン、入射角が $\theta = 66.5^\circ$ 、反跳角が $\phi = 36.8^\circ$ 、フィルターは厚さ 12.4 μm のポリエステル C₁₀H₈O₄ とする。

Fig. 4.15 は CP 8, CP 9 の両プローブにおいて位置 $r = 30$ mm で測定された反跳 H のスペクトルである。参考までに、CP 8, CP 9 とそれぞれ同一条件で表面処理された C 試料板 CP 8', CP 9' の固有 H の反跳粒子スペクトルを示す。CP 8, CP 8' 及び CP 9, CP 9' の差が位置 $r = 30$ mm の正味の反跳 H スペクトルである。なお同図に CP 8, CP 9 の反跳 D スペクトルの拡大図を示すが、これは主に壁中の D が H₂-TDC でたたき出されて生じたものである。

Fig. 4.15 から求めた両試料の H 濃度深さ分布を Fig. 4.16 に示す。⁴He-ERD 法の採用では 0.4 μm まで分布した H 深さ分布をすべて記録できたが、この結果から H 保持量を算出すると、 $R_{CP8}^H = 1.60 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$, $R_{CP9}^H = 5.44 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ と異った値が得られた。注意すべきは、CP 8 の C 面と CP 9 の A 面が同一プローブ内で等条件で交互にイオン照射され、かつ ⁴He-ERD も同条件で適用されたことである。にもかかわらず両プローブの保持量間に $R_{CP9}^H / R_{CP8}^H = 3.4$ 倍の開きが生じている。

Fig. 4.17 は H 保持量 $R^H(r)$ を r に対してプロットしたもので、CP 8 の場合は Fig. 4.14 の CP 1 と若干異り、 $R^H(r)$ は壁へ向かって減少している。

4.5 実験 4

この実験は 4.1 節の冒頭に述べた 2 つの目的で計画された。以下にくわしく述べる。

4.5.1 C プローブの準備と S O L 照射

3 個の C プローブ CP 10, 11, 12 が用意された。各プローブは A (イオンドリフト) 面と C (電子ドリフト) 面にそれぞれ AX-650K の C 試料板をもつ。これらのプローブは壁やリミター材料の機能試験よりも測定用プローブとしての意味合いが強い。そこで捕集効率の向上を期して、実験 3 の CP 9 と同様な表面処理をすべての C 試料に行った。各試料板は真空ベーク装置で 2,000°C, 2 h (圧力 1.73×10^{-3} Pa) で脱ガスされた。このベーキングでどの試料表面も平滑性が研磨前と同程度になったが、粒子の保持特性に大きな影響はない判断してつぎの操作に移った。

つぎに 4.1 節に述べた水素同位体置換効果を見る目的で、各プローブの A 面に装填した C 試料板に対して、Fig. 4.18 に示す 3 個所に 1 keV H イオンをフルーエンス $2.9 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ で注入した。¹⁸⁾ このフルーエンスは文献の D 飽和曲線より飽和領域にあるものと考えられる。この H 未注入の部分は従来同様に S O L 中で D 捕集のために空けておく。

S O L 中での照射条件を Table 4.6 に示す。プローブの先端は実験 3 と同じく 5 mm 壁側 ($r = 5 \text{ mm}$) であった。CP 11, 12 の照射に際しては、実験 2 - c), d) の失敗を避けるため、プラズマ電流、トーラス磁場、最外磁場面形状等の運転パラメータをできるだけ揃えた。そこで CP 10 と CP 11, および CP 10 と CP 12 の差は、それぞれプラズマ放電および N B I 付きプラズマ放電の違いに対応する。そこで CP 11 と CP 12 の違いは N B I 加熱の有無だけとなる。

4.5.2 加速器分析

a) 1-keV H の飽和注入スポット

加速器分析は $^4\text{He}-\text{ERD}$ 法を適用した。ただし入射角は $\theta = 64.2^\circ$, 反跳角は $\phi = 40.3^\circ$ とし、他の条件は 4.4.2 節と同じである。Fig. 4.19 は 10 分間の H_2-TDC に当たる CP-10 A 試料の飽和スポットにおける H の深さ分布を示す。この図は H_2-TDC に当てる前の 1-keV H の飽和深さ分布に H_2-TDC による低エネルギーの H の深さ分布が表面附近に重畠して生じたもので、飽和に特有な平坦分布が認められる。

さらに Fig. 4.20 は CP 10-A と CP 11-A の H 深さ分布 (上図) と CP 11-A に現れた D 深さ分布 (下図) を試料端 10 mm 位置で比較したものである。上図で注目すべきは、CP 10 で H_2-TDC と 1-keV H の注入により形成されている H の飽和深さ分布が 100 % D_2 プラズマ放電で CP 11 に侵入した D により減少させられ、しかもその H 減少量は D の保持量にはほぼ等しい点である。類似の置換現象が CP 10 と CP 12 の D, H 深さ分布を同じ 10 mm 位置で与えた Fig. 4.21 でも認められ、CP 12 における H 減少量が N B I 付プラズマ放電の D 保持量に近いことは明らかである。

以上の結果は他の試料端位置でも成立する。したがってプラズマ放電を伴う場合、C 試料には水素同位体置換効果が存在するといえる。

b) H未注入部分によるD入射フルーエンス空間分布

CP11 や CP12 の各面で H 未注入部分の分析結果を利用すれば、実験 1 の Si プローブ法の場合と同様に、SOL 内の入射フルーエンス空間分布を求めることができる。ただし C プローブの場合、一般的に固有 H 保持量が大きくて、とくに r の大きい（壁附近）とき照射後の H 保持量の差引き誤差が著しく増加する傾向があるので、信頼性の点からここでは D のみを測定対象とした。

Fig. 4.22 はイオンドリフト側（A 面）で、また Fig. 4.23 は電子ドリフト側（C 面）で得られた 1 回放電毎の D 入射フルーエンス $F_{CP11}^D(r)$, $F_{CP12}^D(r)$ を示す。ここで白印は本節 a) の ${}^4\text{He}-\text{ERD}$ 法により、また黒印は 0.82 MeV の ${}^3\text{He}$ イオンを用いる核反応 $D({}^3\text{He}, {}^4\text{He})\text{H}$ に基づき α 粒子に着目して測定されている。後者の方法では 3.2.2 節で入射角 $\theta = 60^\circ$, 反応角 $\phi = 43.2^\circ$ を、また検出器フィルターとして厚さ $1.25 \mu\text{m}$ の Ni 薄膜を使用した。また 4.2.2 節(3)の実験法の適用やその他の測定結果から SOL 中のイオン温度を $kT \approx 50 \text{ eV}$ と評価し、これに対応する C の反射係数を 0.47 と評価して $R^D(r)$ ¹⁸⁾ を補正して $F^D(r)$ が求められている。

Fig. 4.22 で ${}^4\text{He}-\text{ERD}$ 法と核反応法による結果がほぼ一致し、分析法による差異は認められない（白印は ERD 法、黒印は核反応法）。従って両方法によるデータ点を以下すべて同等に取り扱うことができる。同様の事実は Fig. 4.23 に示すように C 面でもあてはまる。いずれの図でも $F^D(r)$'s はほぼ指數関数的に減少するので、その直線部分から求めた弛緩距離 λ_C を Table 4.7 に示す。

Fig. 4.22 の CP11 と CP12 の比較から、イオンドリフト側では NBI の効果が現れ、 $F_{CP12}^D(r)$ が SOL 中で全般に低下し、さらに壁側で急峻に立ち下がって $(\lambda_C)_{CP12} < (\lambda_C)_{CP11}$ となった。一方、電子ドリフト側では CP12 で NBI による低下は生ずるもの、その空間減衰は CP11 の場合と余り変わらず、 $(\lambda_C)_{CP12} \lesssim (\lambda_C)_{CP11}$ である。総じて NBI 効果の現れる方は電子ドリフト面では顕著でないように見える。

これら C プローブで得た結果を実験 1 の Si プローブの結果、すなわち Figs. 4.4, 4.6 及び Table 4.3 と比較すると、いくつかの相違点を認めることができる。しかし両者の照射条件は互いに異っているので、ここでは直接比較を試みなかった。

Table 4.1 JFT-2M operation parameters in Experiment 1

Sample (Date)	SP1 (10/14/'86)	SP2 (5/21/'86)	SP3 (10/15/'86)	SP4 (10/16/'86)
<u>TDC</u>				
Working gas	H ₂	H ₂	H ₂	H ₂
Time (min)	16	12	16	7
P _f ($\times 10^{-8}$ Torr)	4.9	?	4.9	5.1
P _{TCD} ($\times 10^{-5}$ Torr)	8.0	?	8.0	8.0
I _P (kA)	?	?	?	?
B _T (10 ⁻¹ T)	0.082	?	0.082	0.082
<u>Plasma discharge</u>				
Shot No.	32434] 5 ~32438]	28594] 10 ~28604]	32529] 5 ~32533]	32658] 5 ~32662]
Plasma shape	D-shape limiter	D-shape limiter	Upper single null divertor	Upper single null divertor
Working gas	0.8D ₂ +0.2H ₂			
I _P (kA)	285	341	275	273
B _T (T)	1.20	1.07	1.26	1.27
P _{NBI} (kW)	—	Cf. Table 4.2	—	—

Table 4.2 Neutral Beam Injection operating parameters for SP2 with
34-keV H⁰ beam co-injected from 700 to 900 msec and counter-
injected from 800 to 900 msec for every discharge duration
of 1 sec

Shot No.	Co-injection		Counter injection	
	I _n [A]	P _n [kW]	I _n [A]	P _n [kW]
28594	62.4	771	47.0	463
28595	62.1	776	47.1	470
28596	62.2	768	47.1	474
28597	62.6	774	47.5	482
28598	62.3	769	47.9	475
28599	61.9	763	46.9	463
28600	62.4	771	46.9	463
28601	62.9	778	46.9	464
28602	62.4	772	46.9	470
28603	62.6	774	46.9	464

Table 4.3 Measured relaxation distances in SOL for SP1 and SP2
(with all dimensions in mm)

Side	SP1		SP2	
	λ_{S1}	λ_{S2}	λ_{S1}	λ_{S2}
Upper side [A]	∞ (35≤r≤65)	4±1 (7.5≤r≤25)	∞ (46≤r≤58)	10±1 (10≤r≤38)
ion drift side [B for SP1, D for SP2]	22±1 (15≤r≤65)		28±3 (28≤r≤58)	10±1 (8≤r≤18)
lower side [C]	43±7 (35≤r≤65)	11.1±0.4 (7.5≤r≤25)	23±5 (38≤r≤58)	4.0±0.5 (10≤r≤28)
electron drift side [D for SP1, B for SP2]	26.2±0.7 (7.5≤r≤65)		49±16 (38≤r≤58)	25±4 (10≤r≤28)

Table 4.4 JFT-2M operation parameters in Experiment 2

Sample (Date)	CP1	CP2	CP3 (8/25/'87)	CP4 (8/26/'87)	CP5 (8/26/'87)	CP6 (8/27/'87)	CP7
<u>TDC</u>							
Working gas	H ₂	D ₂	H ₂	H ₂	D ₂	H ₂	D ₂
Time (min)	7	7	7	7	7	7	9.5
P _f ($\times 10^{-8}$ Torr)	4.5	4.4	4.4	5.4	4.3	4.5	4.6
P _{TCD} ($\times 10^{-5}$ Torr)	7.4	7.5	7.6	7.4	7.5	7.4	6.0
I _P (kA)	16.5	16.5	16.5	16.5	16.5	16.5	15.2
B _T (10^{-1} T)	0.82	0.82	0.82	0.82	0.82	0.82	—
<u>Plasma discharge</u>							
Shot No.	—	—	—	39884 ~39889	39969 ~39976	40056 ~40060	—
Plasma shape	—	—	—	Upper single null divertor	Outer single null divertor	Upper single null divertor	—
Working gas	—	—	—	D ₂	D ₂	D ₂	—
I _P (kA)	—	—	—	—	253 (CCW)	110 (CCW)	—
B _T (T)	—	—	—	—	1.24 (CCW)	0.87 (CCW)	0.65 (CCW)
P _{NBI} (kW)	—	—	—	—	808±12 (A-CO)	560±31 (A-CO)	—

Table 4.5 JFT-2M operation parameters in Experiment 3 for a period from 7/20 to 7/22 in 1988

Sample (surface condition)	CP8 (unpolished)	CP9 (polished)
<u>TDC</u>		
Working gas	H ₂	H ₂
Time	13h48m	13h48m
P _f ($\times 10^{-8}$ Torr)	4.5	4.5
P _{TCD} ($\times 10^{-5}$ Torr)	4.2	4.2
I _P (kA)	16.5	16.5
B _T (10^{-1} T)	0.82	0.82

Table 4.6 JFT-2M operation parameters in Experiment 4

Sample (Date)	CP10	CP11 (10/6/'88)	CP12 (10/4/'88)
<u>TDC</u>			
Working gas	H ₂	H ₂	H ₂
Time (min)	10	10	10
P _f ($\times 10^{-8}$ Torr)	2.4	2.9	2.9
P _{TCD} ($\times 10^{-5}$ Torr)	9.0	9.0	8.5
I _P (kA)	16.5	16.5	16.5
B _T (10^{-1} T)	0.82	0.82	0.82
<u>Plasma discharge</u>			
Shot No.	—	49117 ~49126] 10	49037 ~49050] 14
Plasma shape	—	Upper single null divertor	Upper single null divertor
Working gas	—	D ₂	D ₂
I _P (kA)	—	254 (CCW)	250 (CCW)
B _T (T)	—	1.25 (CCW)	1.25 (CCW)
P _{NBI} (kW)	—	—	829±61 (A-CO)

Table 4.7 Measured relaxation distances in SOL for CP11 and CP12 (dimensions in mm)

Side	$(\lambda_C)_{CP11}$	$(\lambda_C)_{CP12}$
ion drift side [A]	16.7 ± 0.7 $(22.5 \leq r \leq 60)$	13.8 ± 0.7 $(22 \leq r \leq 65)$
electron drift side [C]	31 ± 1 $(9.5 \leq r \leq 55)$	28 ± 1 $(12.5 \leq r \leq 55)$

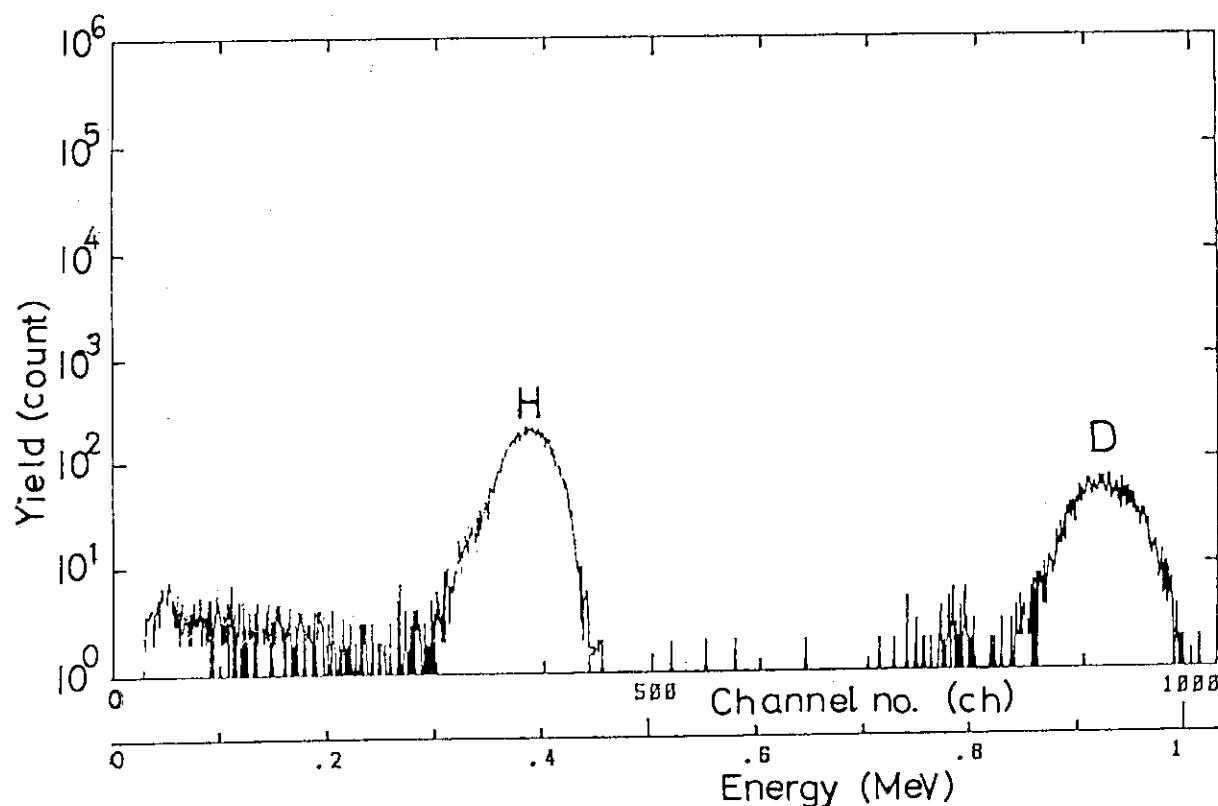
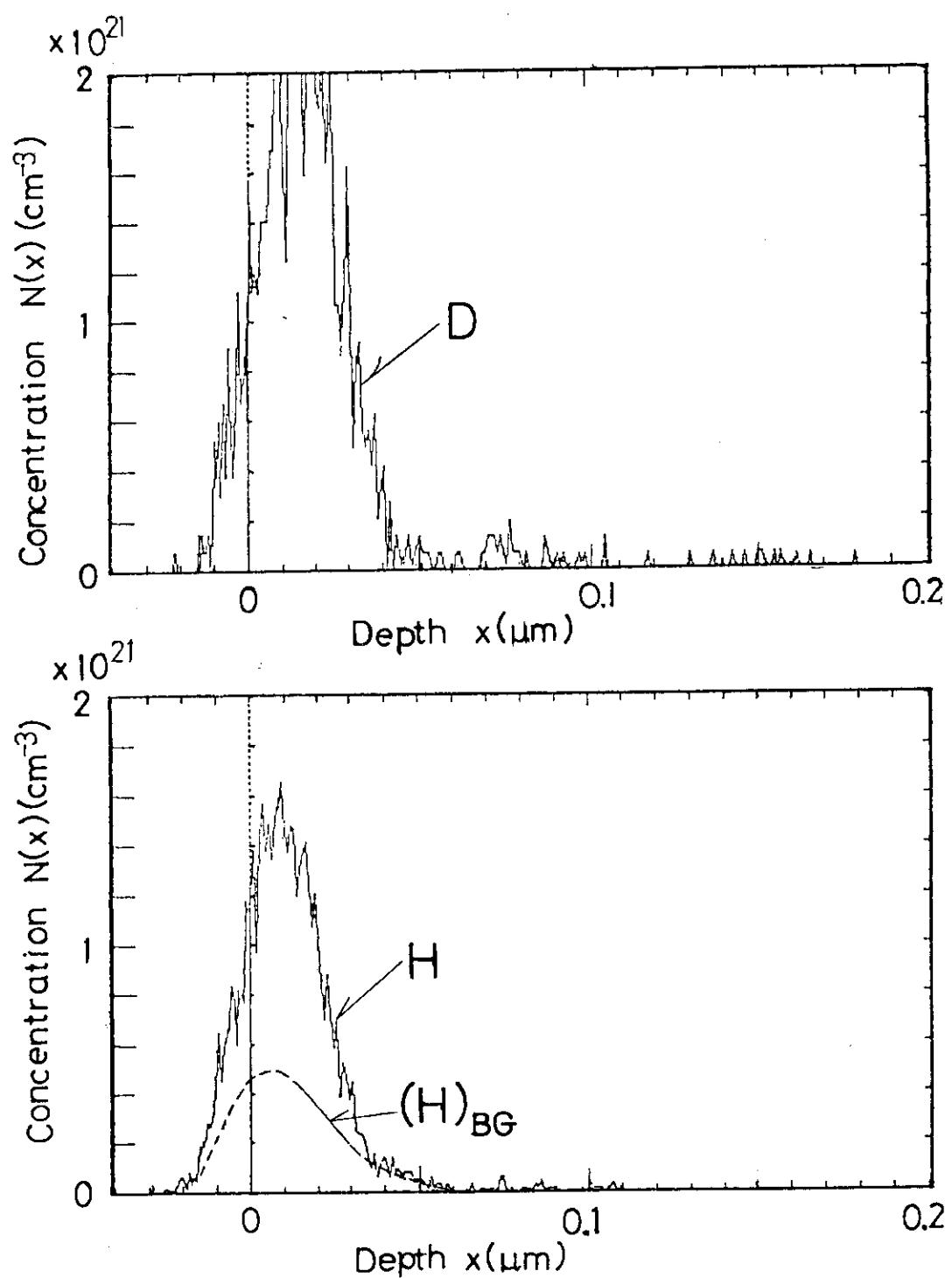
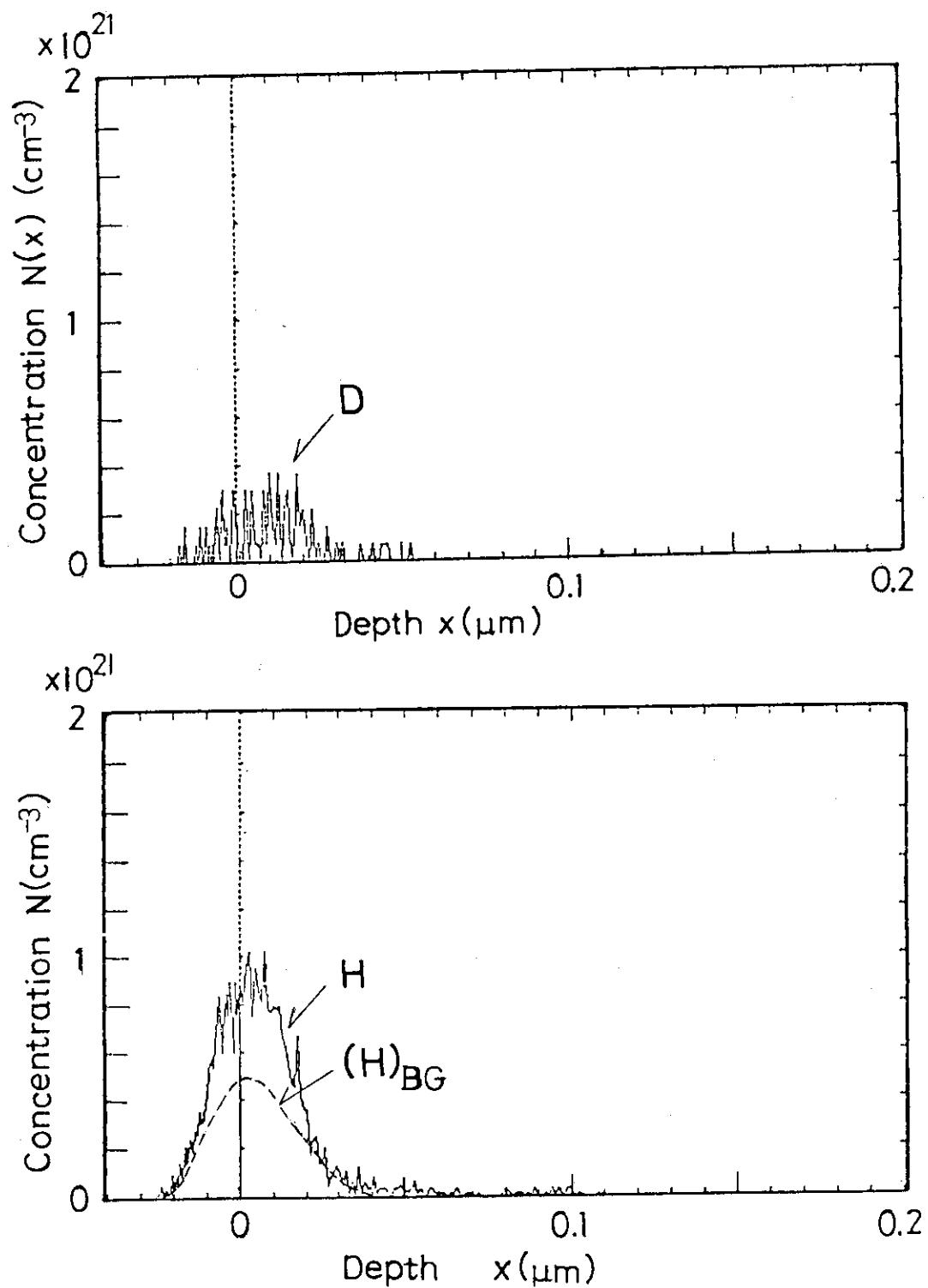


Fig. 4.1 Recoil-particle energy spectra of SP2-A obtained by ^{19}F -ERD at $r = 7.5\text{mm}$.

Fig. 4.2 D and H depth profiles in SPL-B at $r = 7.5\text{mm}$.

Fig. 4.3 D and H depth profiles in SPI-B at $r = 55.5\text{mm}$.

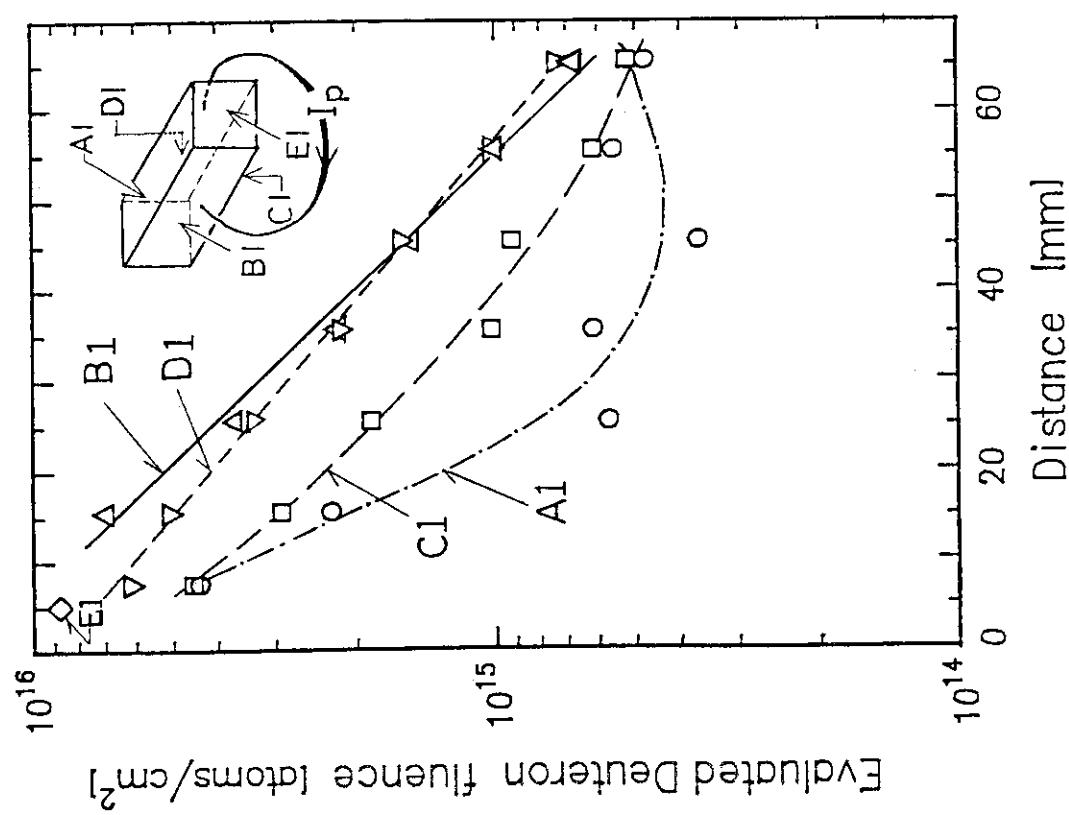


Fig. 4.4 Plot of evaluated incident D fluence
 $F_{\text{SP1}}^D(r)$ against r .

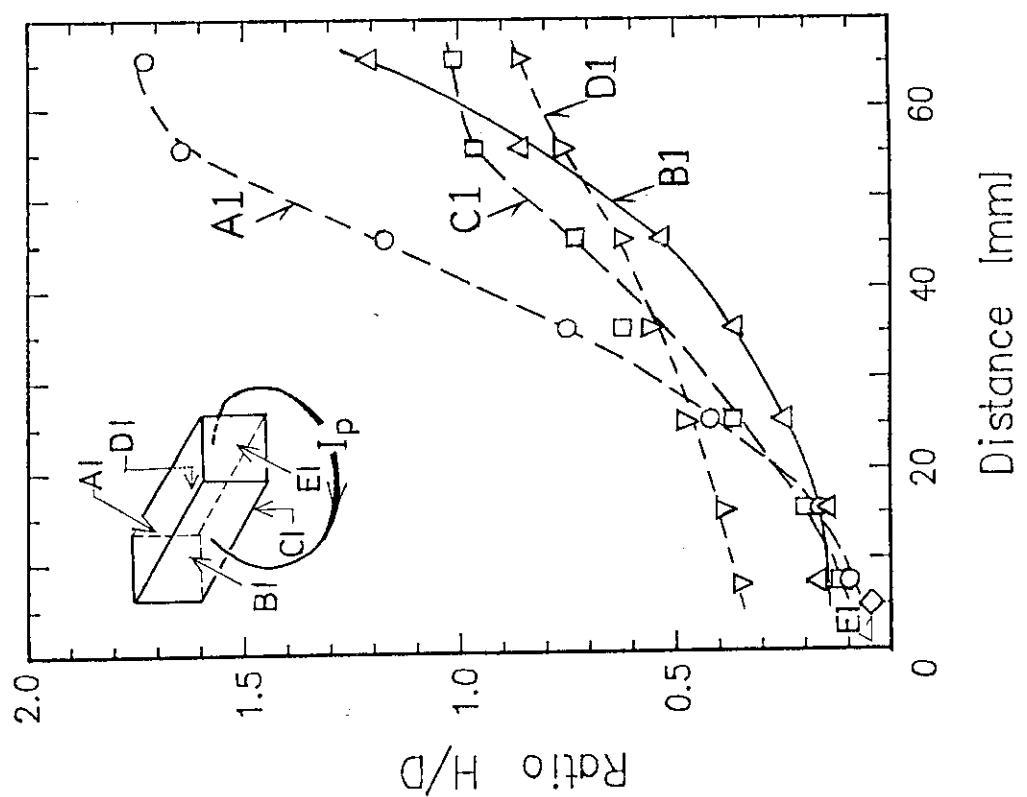


Fig. 4.5 H/D ratio, $r_{\text{SP1}}^{\text{HD}}(r)$, as a function of r .

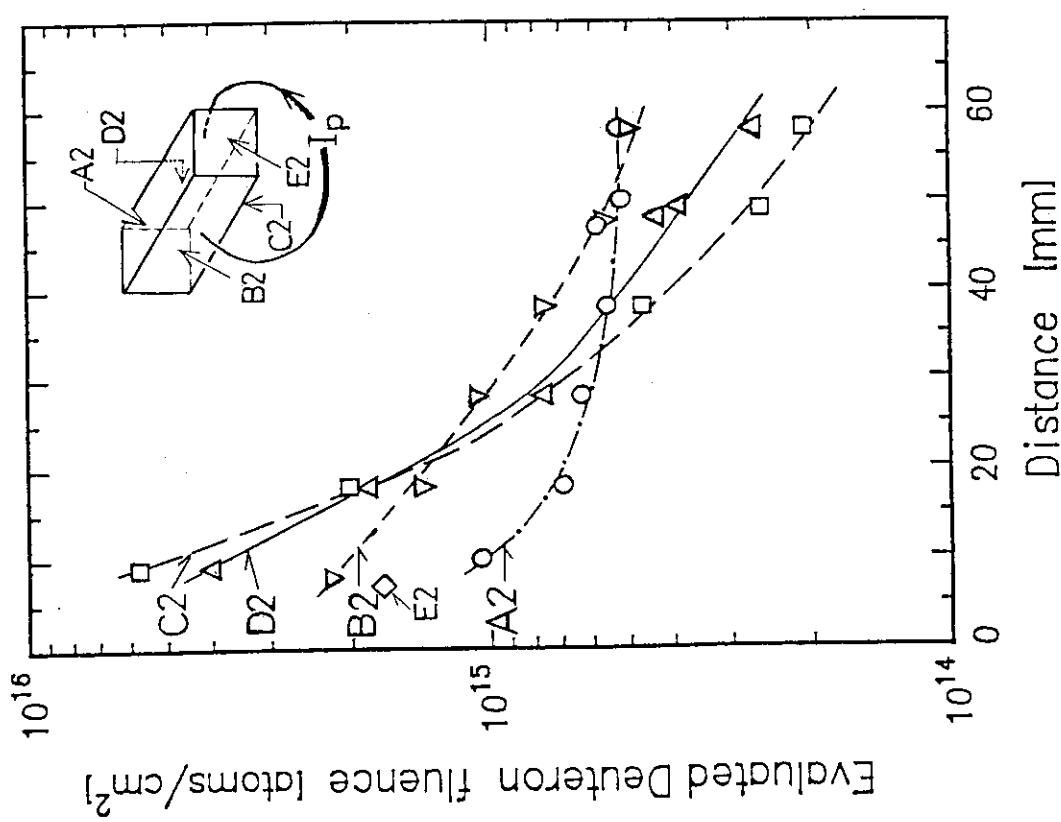


Fig. 4.6 Plot of evaluated incident D fluence $F_D^{\text{SP2}}(r)$ against r .

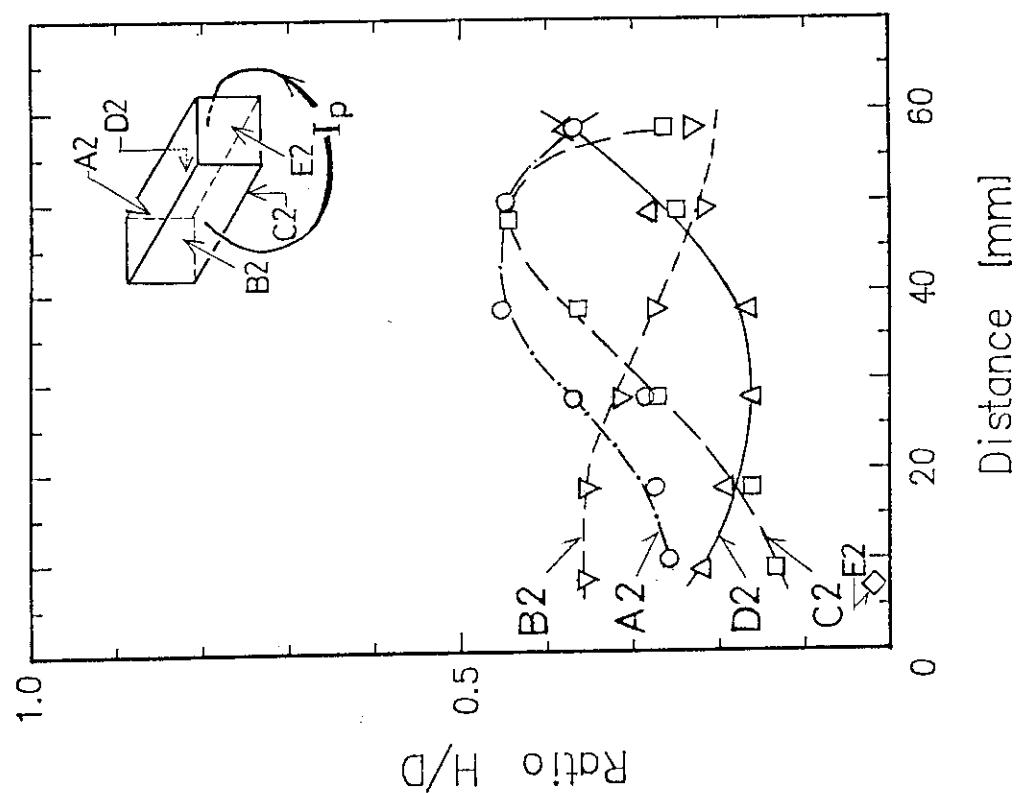


Fig. 4.7 H/D ratio, $r_{\text{HD}}^{\text{SP2}}(r)$, as a function of r .

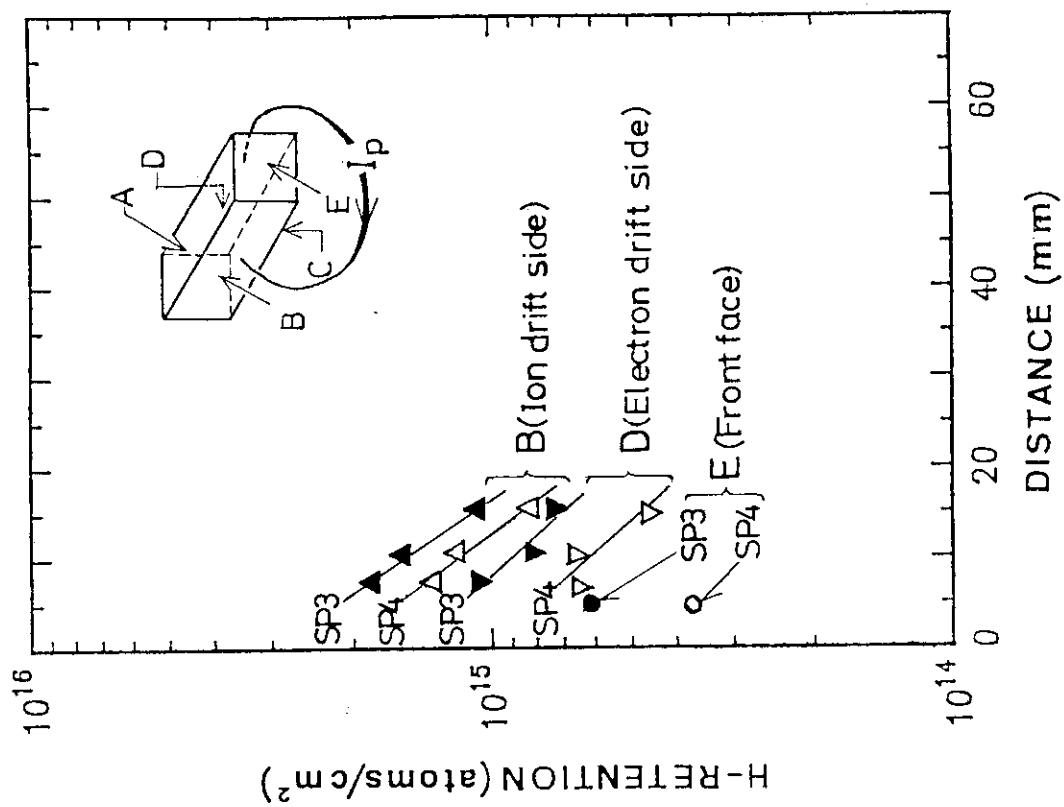


Fig. 4.9 Hydrogen retention $R^{\text{H}}(r)$ of SP3 and SP4 at B,D and E sides.

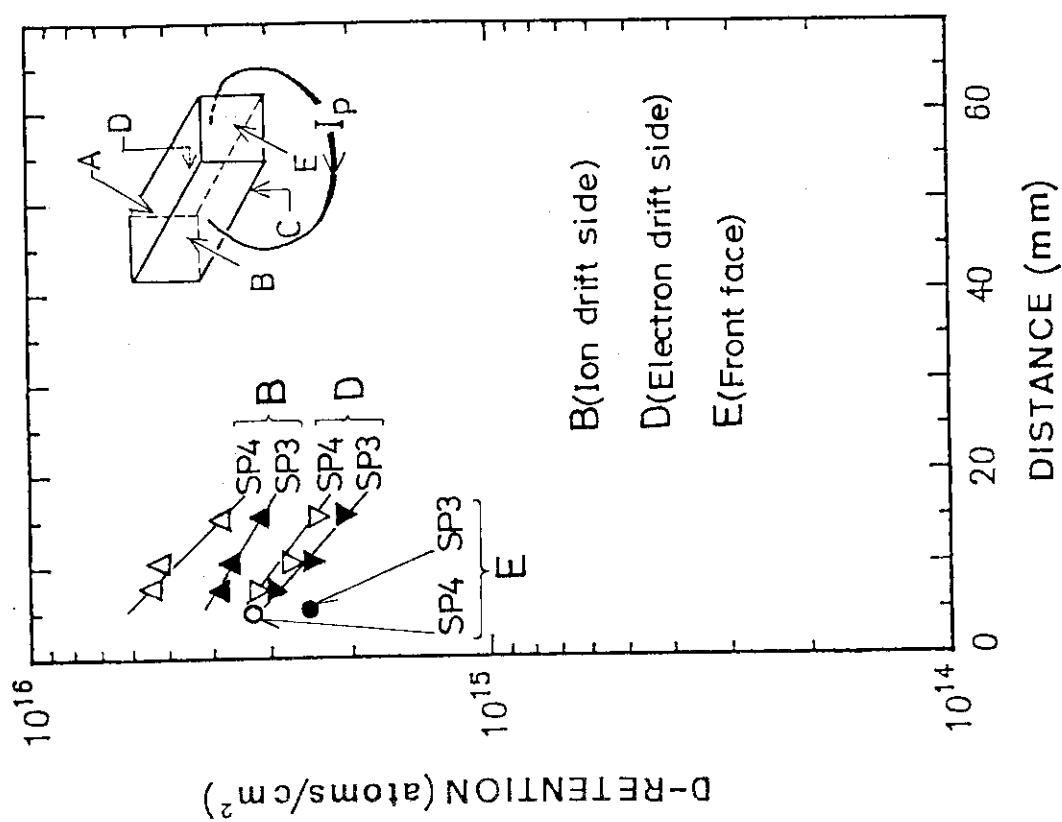


Fig. 4.8 Deuteron retention $R^{\text{D}}(r)$ of SP3 and SP4 at B,D and E sides.

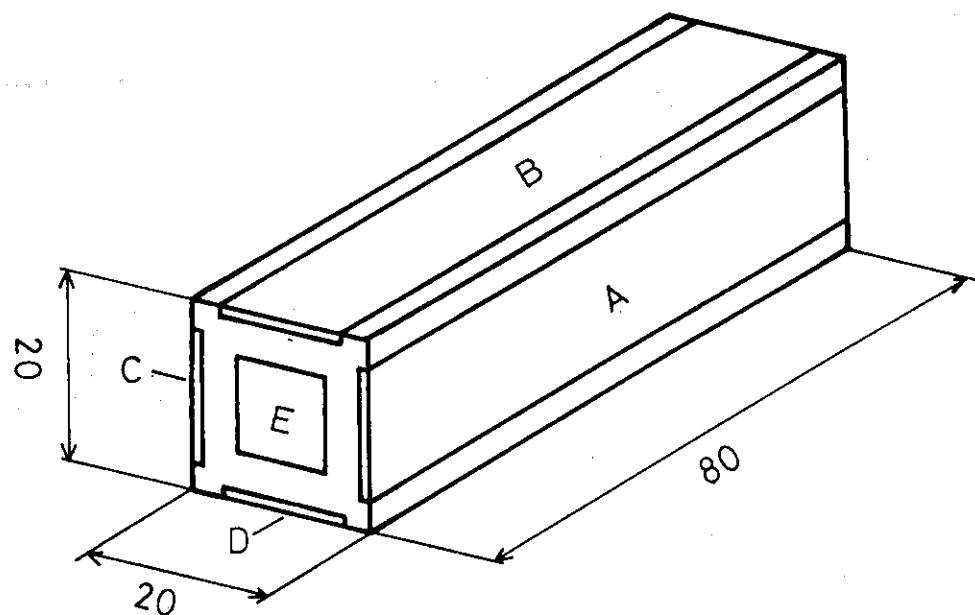


Fig. 4.10 Geometrical arrangement of C probe for Experiments 2 through 4.

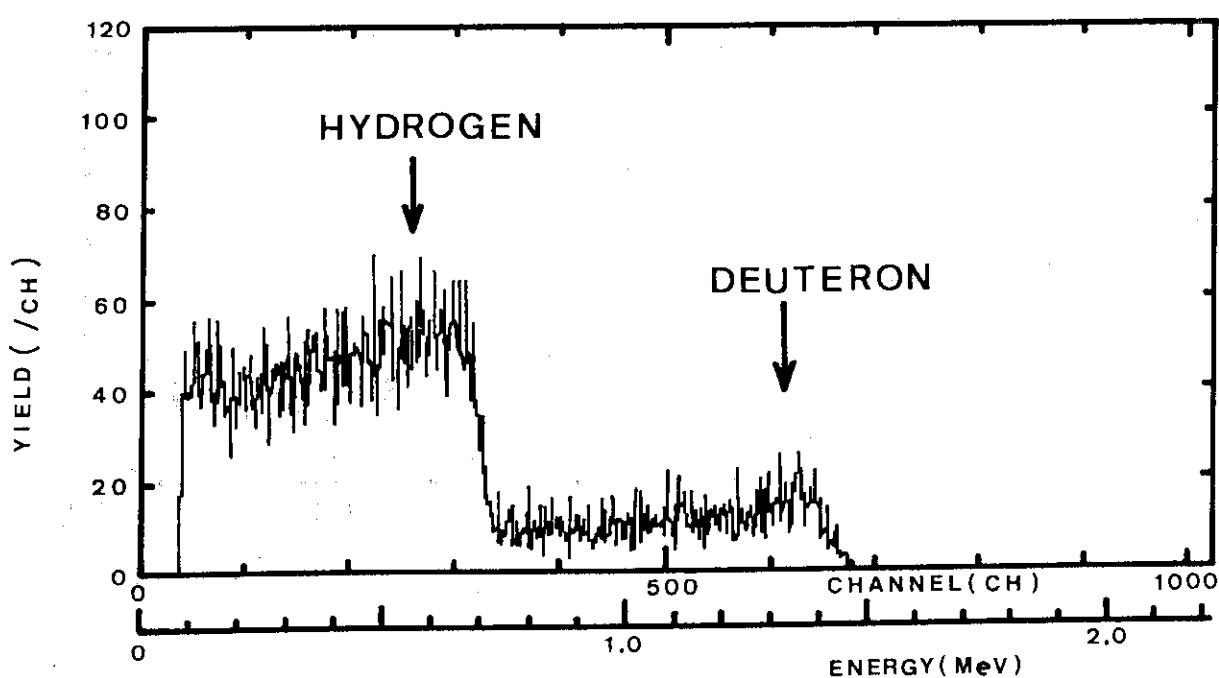


Fig. 4.11 Recoil-particle energy spectra of CP4-I obtained by ^{19}F -ERD at $r = 3\text{mm}$.

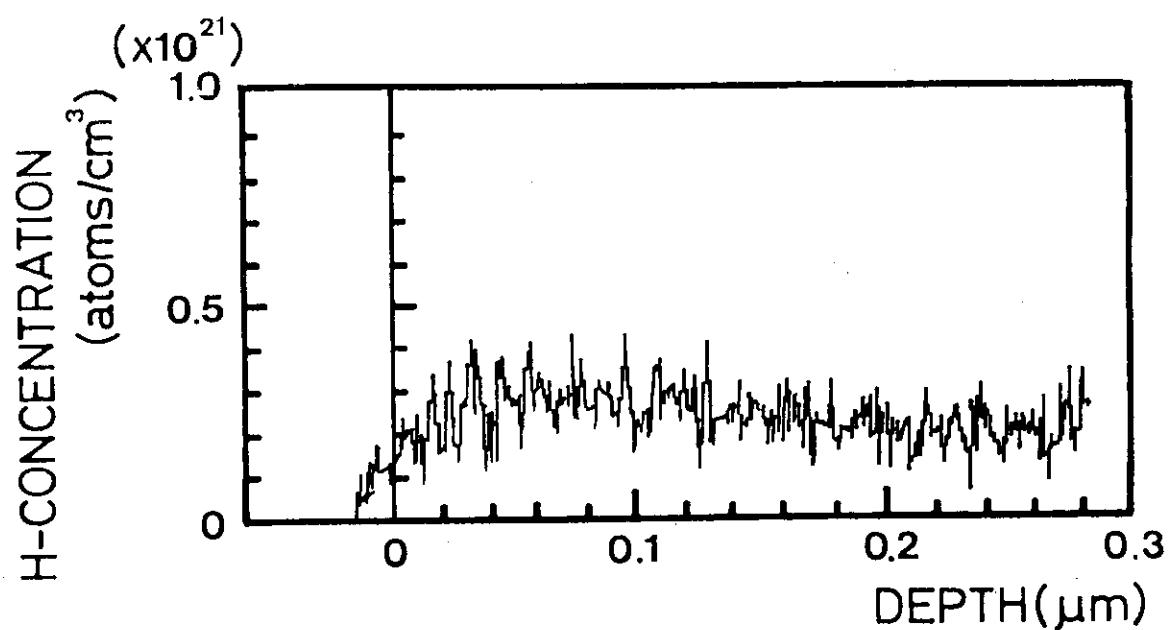
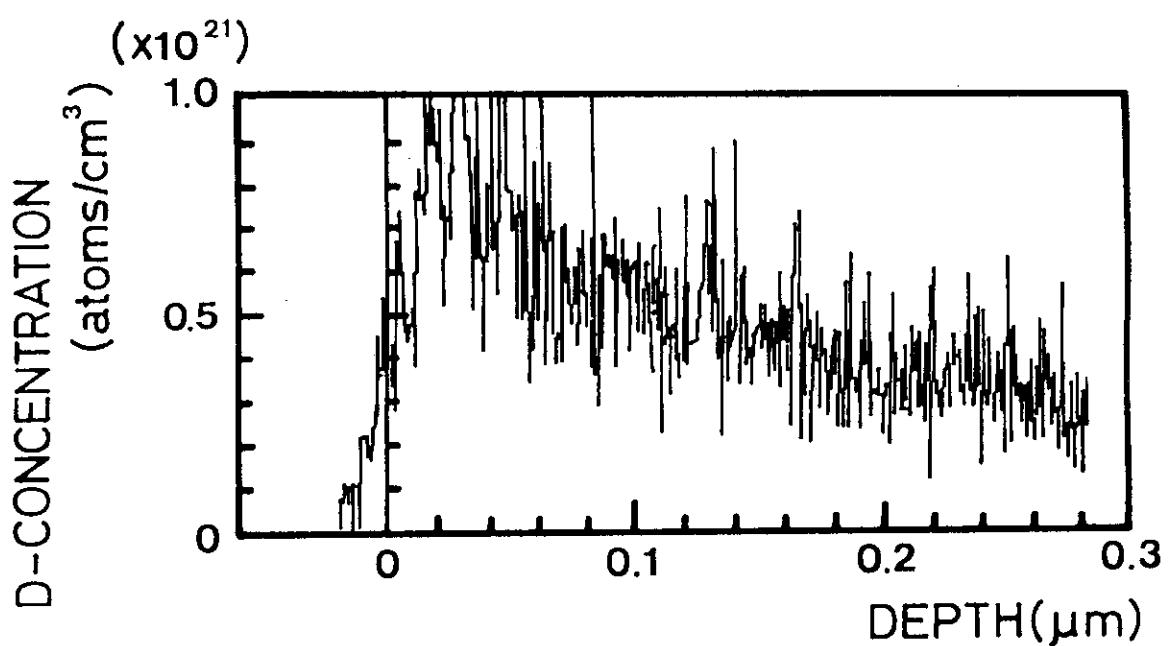


Fig. 4.12 D and H depth profiles in CP4-I obtained from Fig. 4.11.

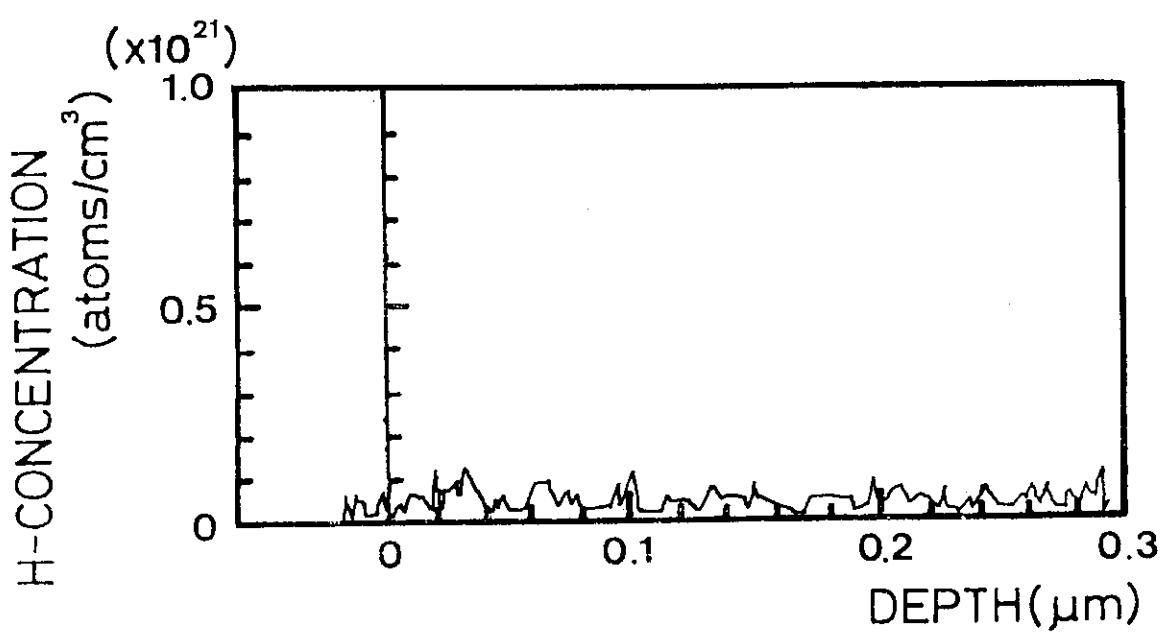
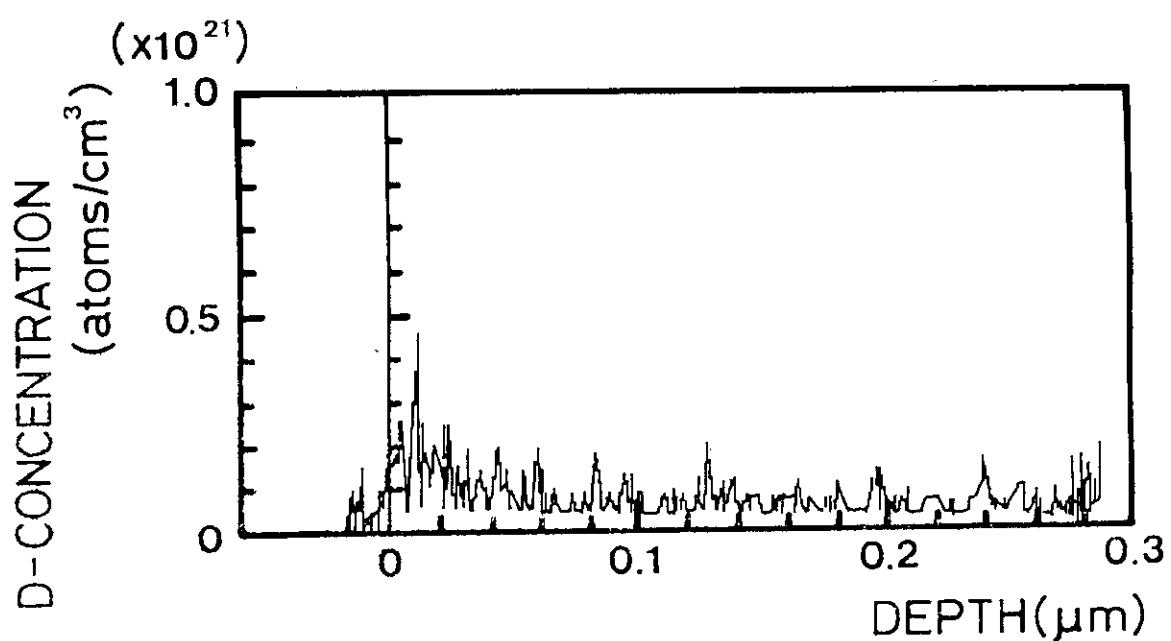


Fig. 4.13 D and H depth profiles in CP2-A.

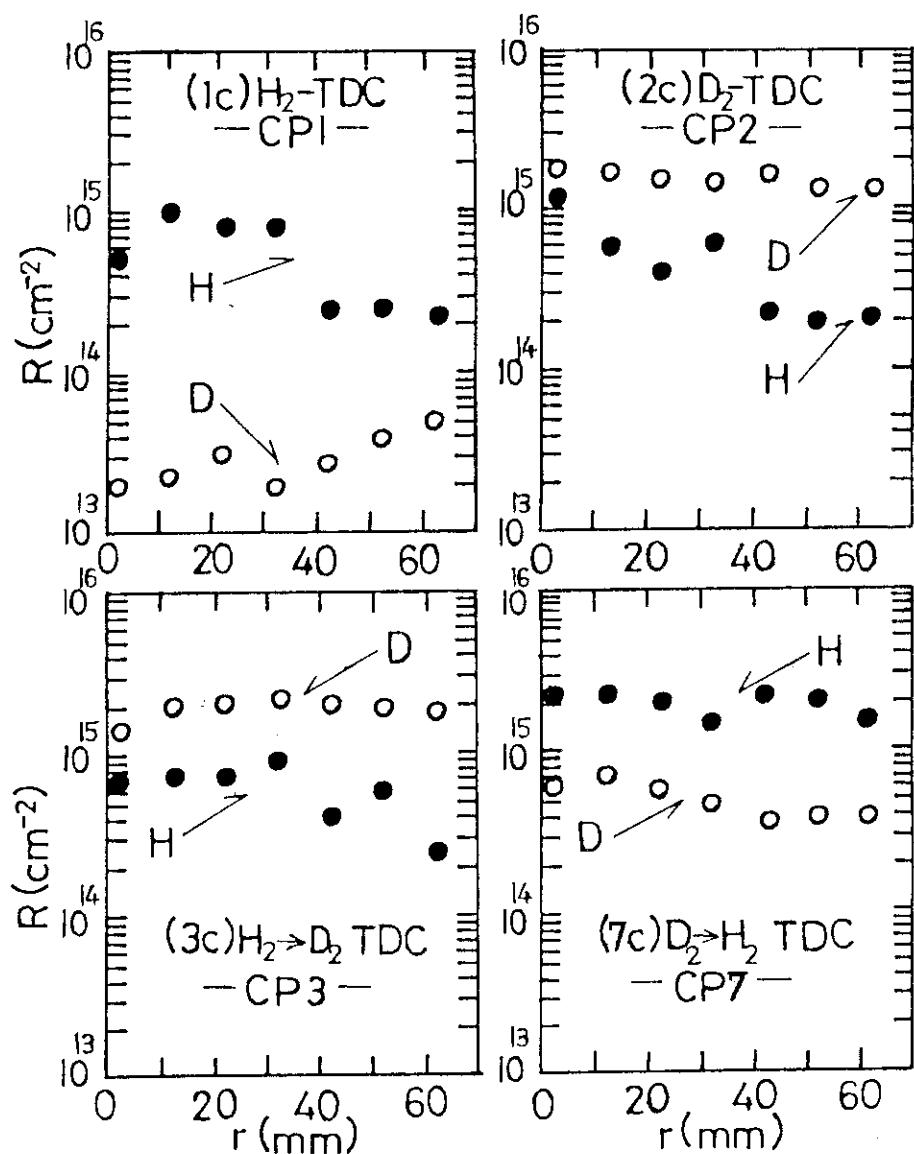


Fig. 4.14 Retentions of D and H in CP1, CP2, CP3 and CP7.

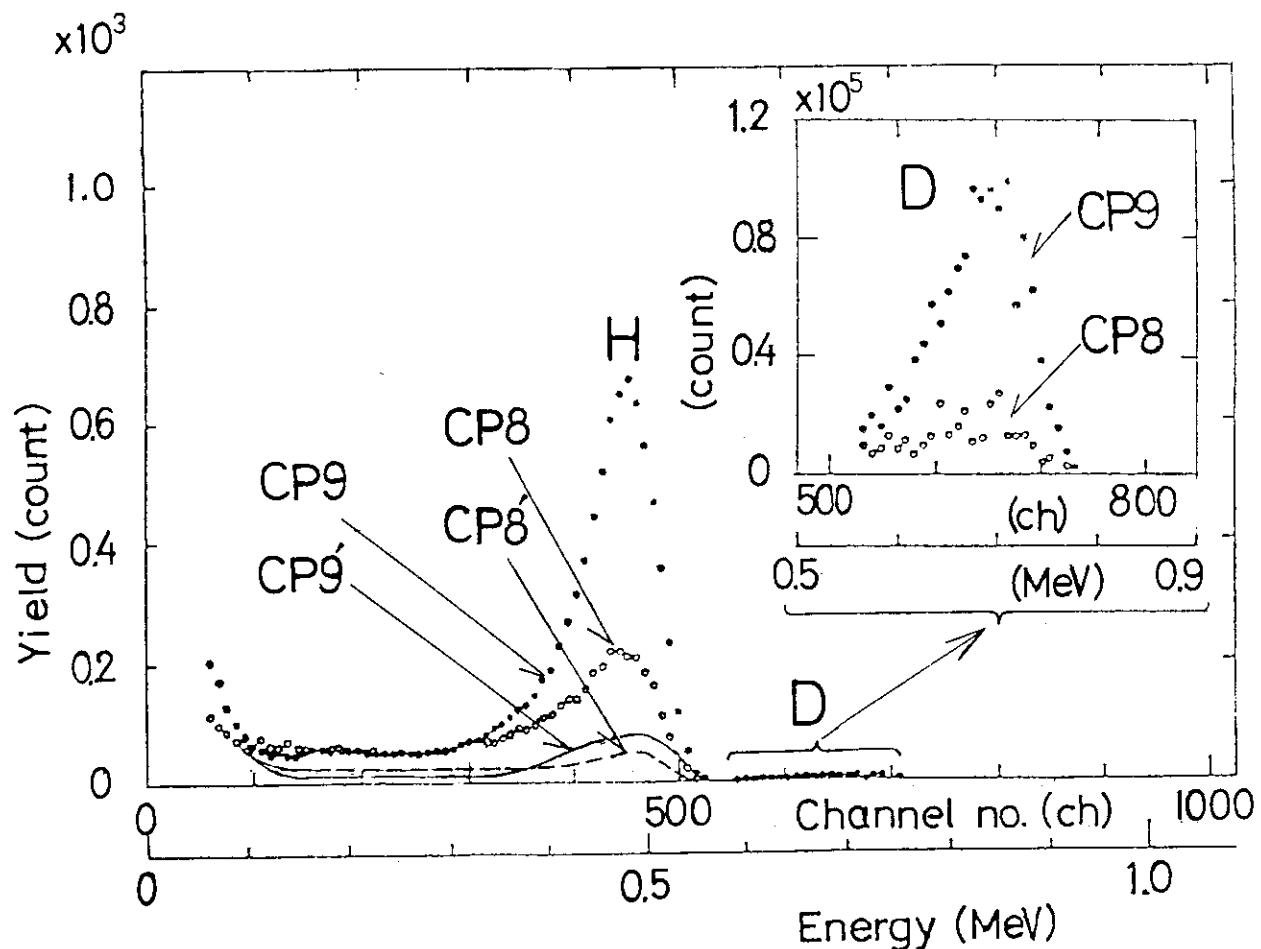


Fig. 4.15 Recoil-particle energy spectra of CP8 and CP9 obtained by
3-MeV ${}^4\text{He}$ -ERD.

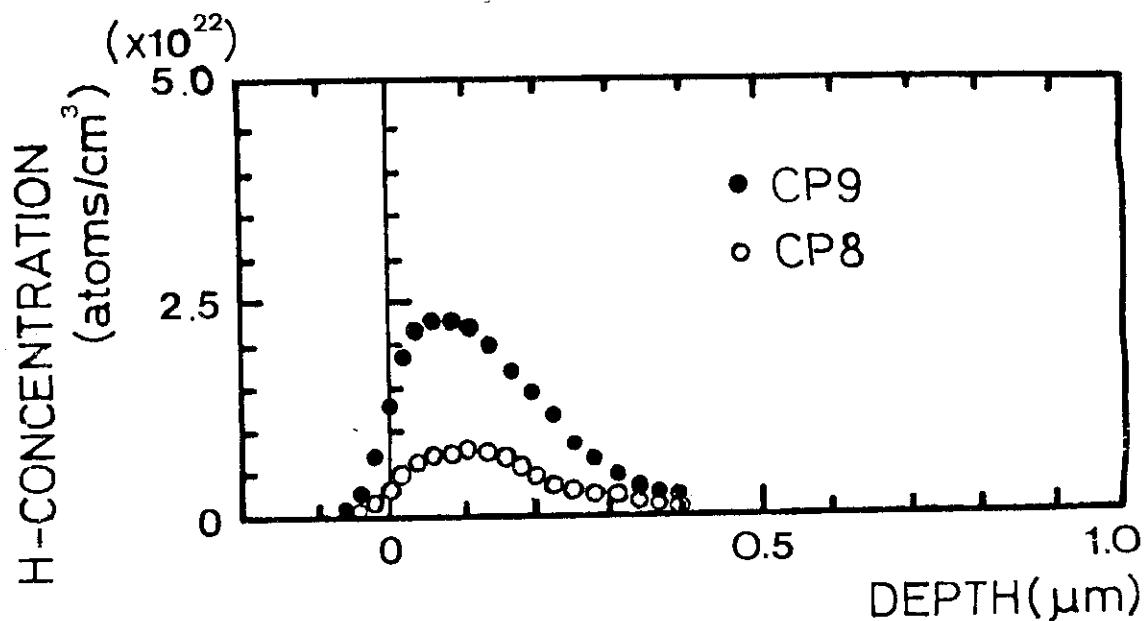
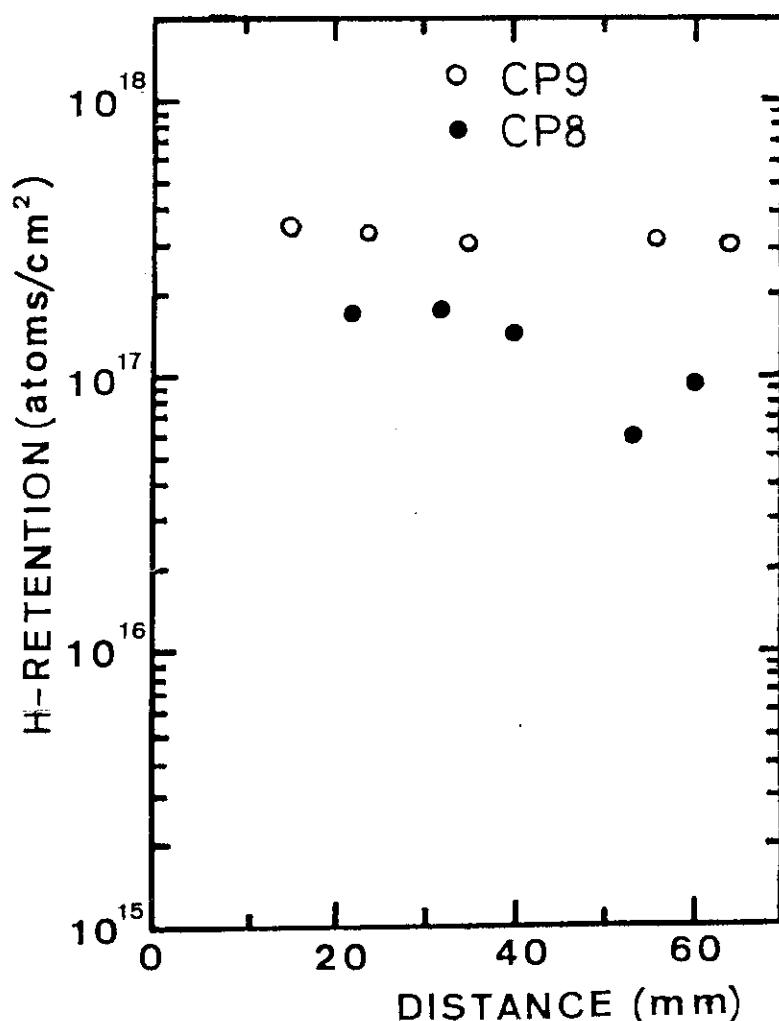


Fig. 4.16 H depth profiles in CP8 and CP9.

Fig. 4.17 Plot of H retention $R^H(r)$ in CP8 and CP9 against r .

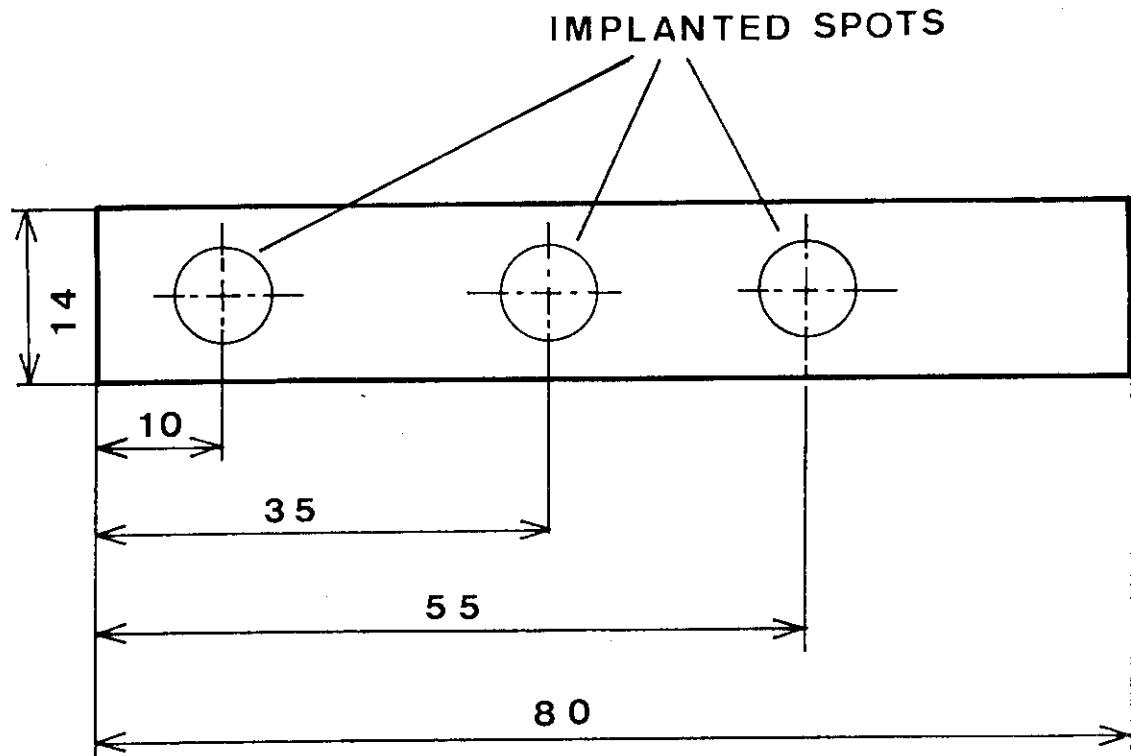


Fig. 4.18 Position of spots implanted to $2.9 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ with 1-keV H.

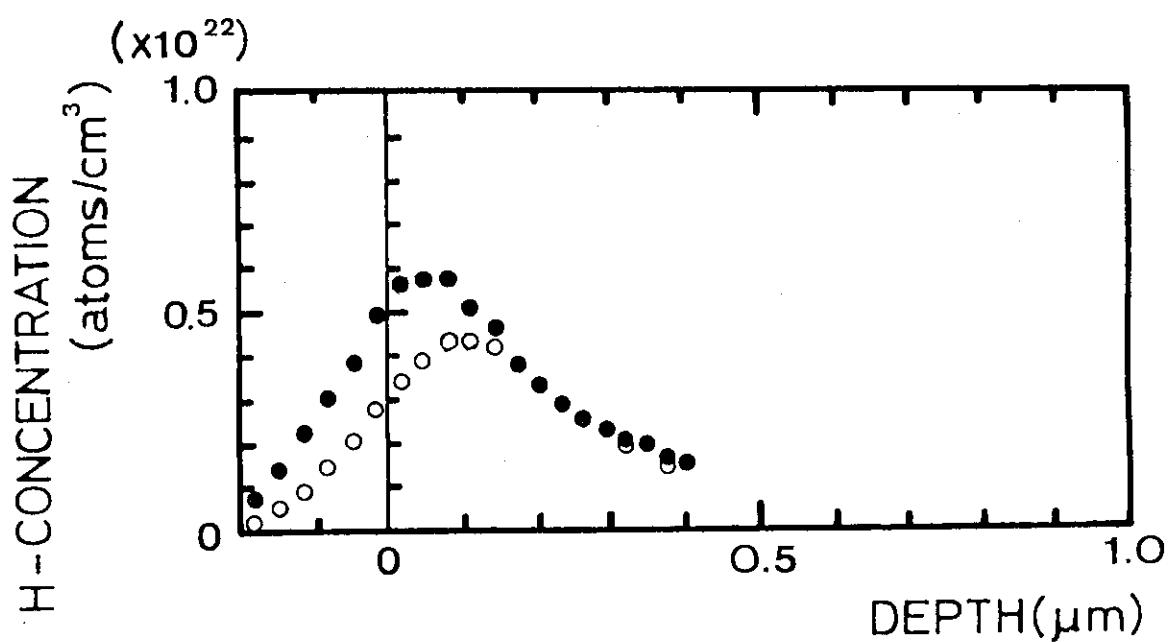


Fig. 4.19 H depth profile of CP10 at position 10mm apart from sample edge produced by both 1-keV H implant and $\text{H}_2\text{-TDC}$.

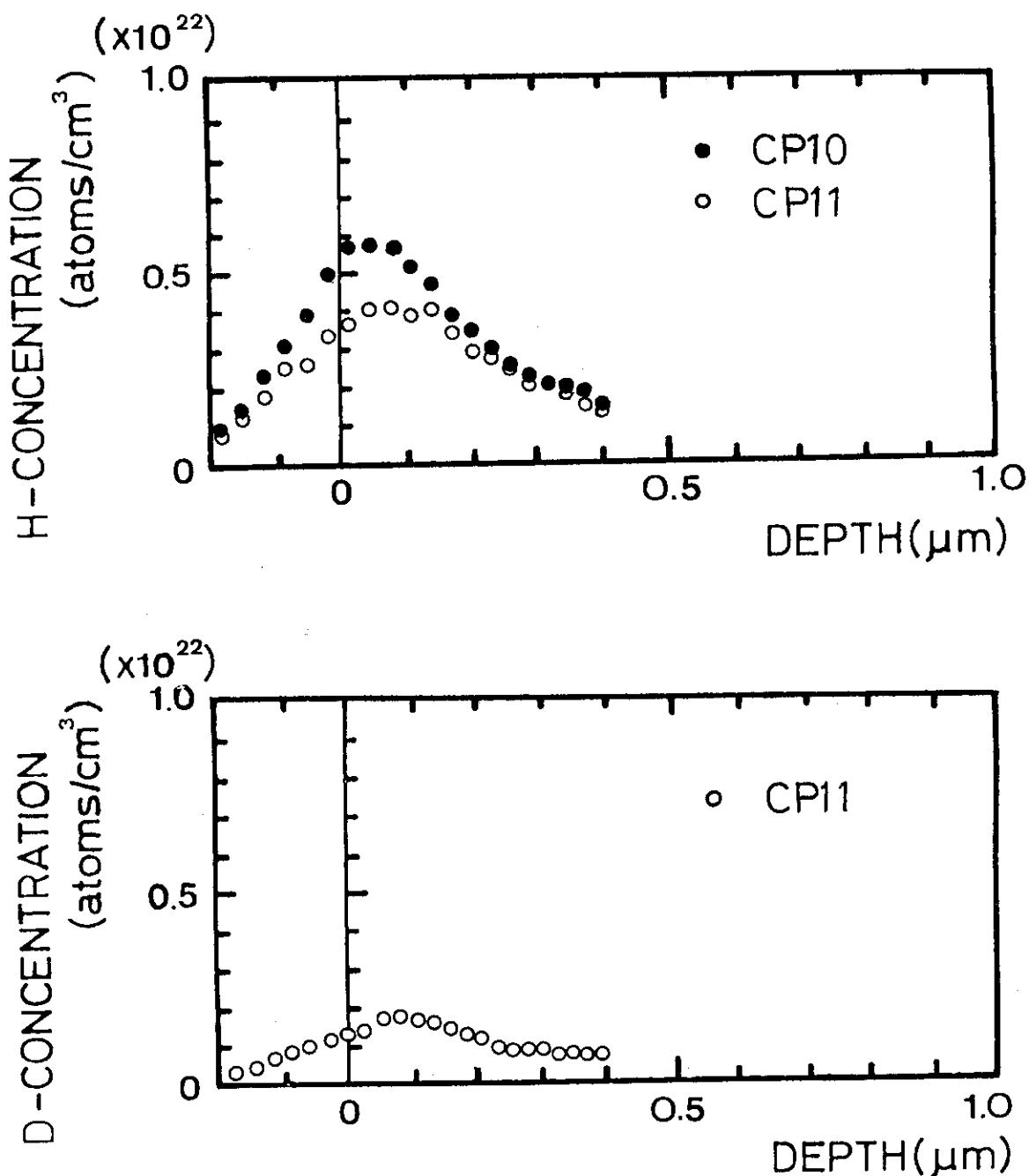


Fig. 4.20 Comparison of H and D depth profiles between CP10 and CP11 at position 10mm after plasma discharge.

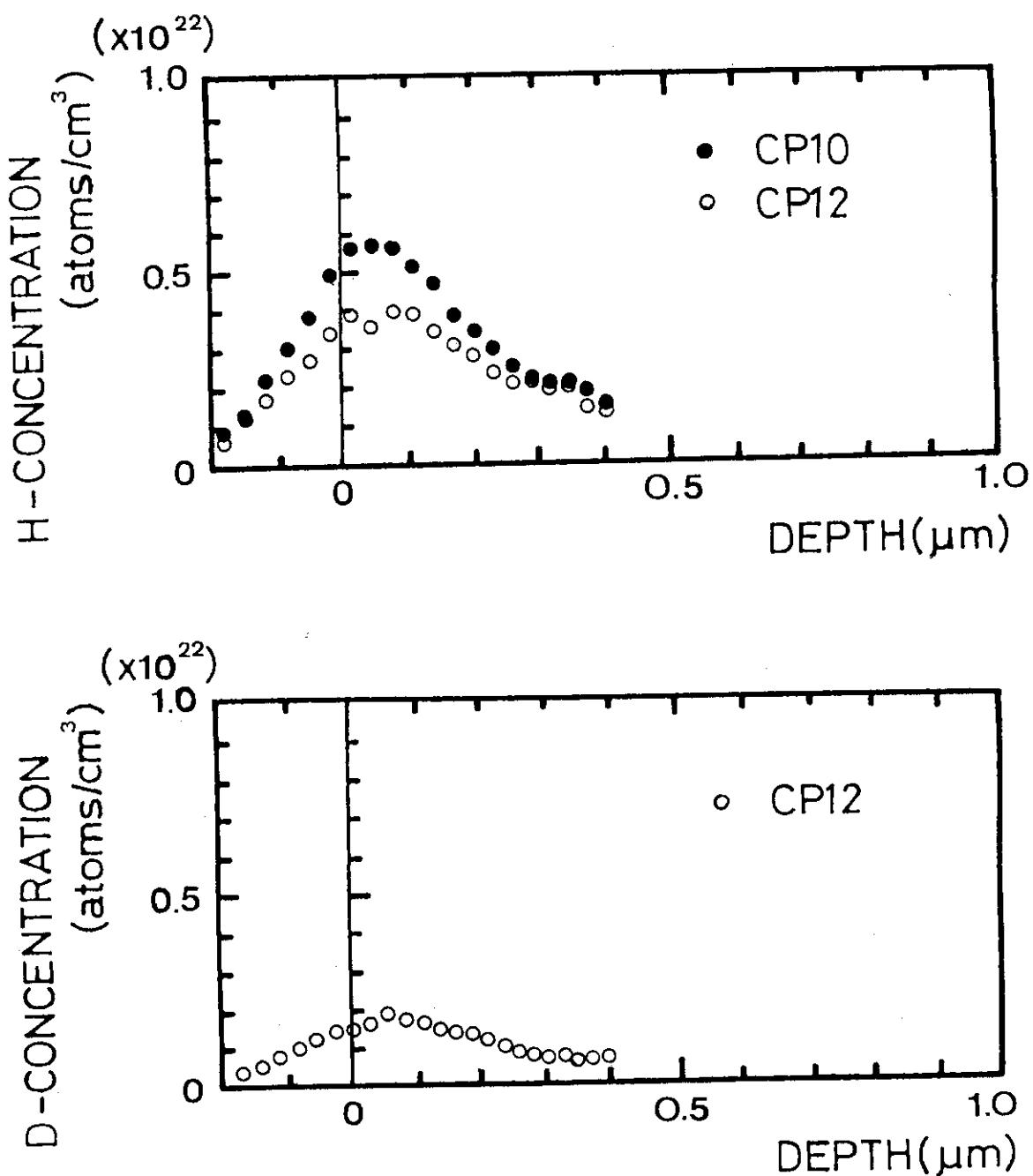


Fig. 4.21 Comparison of H and D depth profiles between CP10 and CP12 after plasma discharge plus NBI.

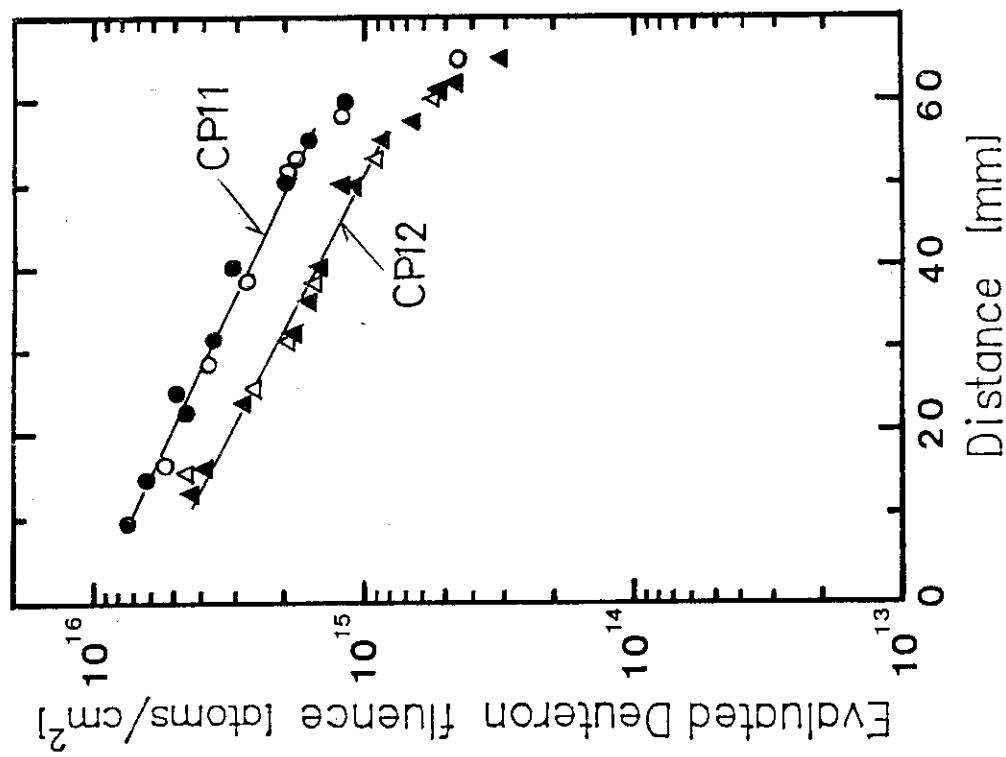


Fig. 4.23 Plot of evaluated D fluence $F^D(r)$ against r with CP11 and CP12 on electron drift side. White and black data-points refer to ${}^4\text{He}$ -ERD and ${}^3\text{He}$ nuclear reaction methods, respectively.

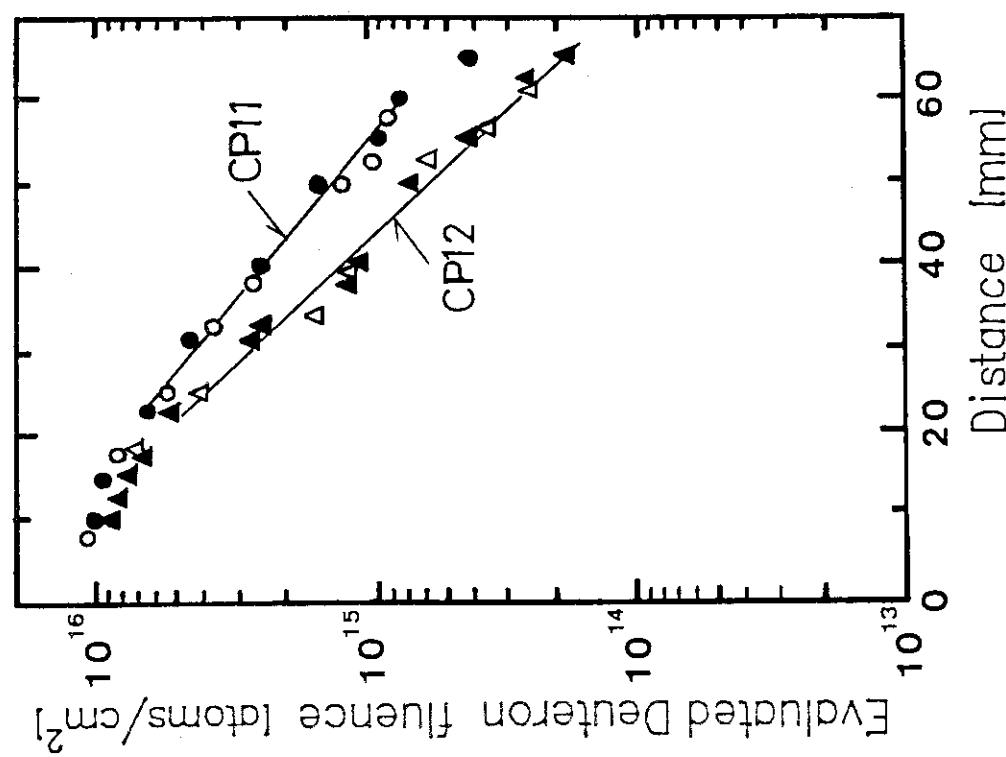


Fig. 4.22 Plot of evaluated D fluence $F^D(r)$ against r with CP11 and CP12 on ion drift side. White and black data-points refer to ${}^4\text{He}$ -ERD and ${}^3\text{He}$ nuclear reaction methods, respectively.

5. 考察

SOLにおいてプラズマ壁への粒子輸送に関する問題を取扱う立場から、実験1～4の多方面に及ぶ測定結果をつきの3つに分類して考える。なお分類に先立ち、2つの語句を予め定義しよう。

最初に“壁”は文字どおりJFT-2MのS.S.304容器壁を指す。しかしここでは改造後のリミター材質である東洋カーボン社のAX-650Kカーボン試料も広い意味で壁材料の一部とみなし、シミュレーション実験（とくに実験2, 3）に使用する。一方、“粒子”は本来はプラズマ放電（NBIもふくむ）に基づく炉心あるいはSOL中のD, Hイオンまたは中性粒子をいう。しかし本実験ではTDCがプラズマ放電性能に及ぼす影響を無視できないことから、TDCのみに係る作動成分粒子も“粒子”的語句に含ませる。なお必要があれば、前者を燃料粒子、後者をTDC粒子と区別して呼ぶことにし、その必要がないときは、単に粒子と総称する。

考察上の分類としては、S.S.304壁と粒子との相互作用（5.1節）、C壁材のTDCH粒子の保持効果（5.2節）、C壁材の水素同位体置換効果（5.3節）の3つとし、最後にSOL加速分析上の問題点を要約する。

5.1 S.S.304壁と粒子との相互作用

実験1ではFigs.4.8, 4.9においてTDC作動ガスD₂（またはH₂）と同一成分の燃料粒子のフルーエンス $F^D(r) \propto R^D(r)$ 〔または $F^H(r) \propto R^H(r)$ 〕はH₂（またはD₂）-TDC時のそれよりもプラズマ周辺部で約30%以上高められることがSP3, SP4プローブで確認されている。

TDCは元来壁、リミター、ダイバータに化学吸着されているOやC等の軽元素不純物を低減させ、プラズマ閉じ込め性能の向上を図るために使用される。そこで本実験のように、TDC作動ガスに対応する成分粒子がプラズマ周辺でとくに増加したのは、いわば副次効果とも言うべきもので、この現象は壁とTDC粒子における初期相互作用なしには考えられない。

この相互作用を裏づけるもう1つの事実として、SP1とSP2で得たFigs.4.5, 4.7が挙げられる。すなわちH₂-TDC後のプラズマ放電で、NBIの有無にかかわらず、比 $r^{HD}(r)$ が壁側に向かって上昇し、壁からHがリサイクルされていることを示す。

これらの効果の起り方とは、TDC実施後の経時変化（放電回数）、運転モード、壁材料の種類・構造等で異なるが、基本的には燃料粒子の入射条件や壁内の固有またはTDC粒子のインベントリーや壁条件に複雑に支配され、一義的に予測できない。今後はこれらの条件を十分に認識した上で、整合性のある実験をさらに継続させる必要がある。

5.2 C壁材のTDC-H粒子の保持量

実験3ではC壁材に高フルーエンスでH₂-TDCを行ったときの効果をC試料によるシミュレーション実験で観察するものである。注意すべきは、Fig.4.16に示されているように、同一のTDC-H粒子入射条件にもかかわらず、その表面処理の相違によってH保持量に3.4倍の開きが生じたことである。¹⁹⁾

この差を理解するために、大塚らがSOLの照射位置附近で静電プローブによって行った実験結果を利用する。H₂-TDCのとき、平均的にH粒子束は $\phi_H \approx 1.2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ と測定されている。無研磨のCP8がこの粒子束にさらされるとすれば、そのフルーエンスは照射時間t = 13h48minを乗じて、およそ $F_{CP8}^H \approx 6 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ である。一方、実験2のCP1は無研磨でt = 7minのH₂-TDCを受け、もし同一のH粒子束で照射されるとすれば、フルーエンスは F_{CP8}^H に比して時間比13h48min/7min = 118倍に達するはずである。いま両者の保持量比を試料端10mm位置でとると、Figs.4.14, 4.16から $R_{CP8}^H / R_{CP1}^H = 1.60 \times 10^{17} [\text{cm}^{-2}] / 1 \times 10^{15} [\text{cm}^{-2}] = 160$ となり、入射フルーエンス比に近似的に近い。

上と類似の概算を研磨有りのCP9と実験4のCP10の対に適用する。CP10は10minのH₂-TDCのみを受けたので、両者の入射フルーエンス比は13h48min/10min = 8.28で、一方保持量比はFig.4.16とCP16とCP10のH未注入部分の測定結果から試料端10mm位置で $R_{CP8}^H / R_{CP10}^H = 5.44 \times 10^{17} / 4.9 \times 10^{16} = 11$ 倍に過ぎない。これは入射フルーエンスの予想より1桁少ない。以上の事実を文献のマクスウェル型等方入射条件下のD→C保持曲線から考えると、仮にTDC-H粒子の低エネルギー値($\lesssim 10\text{eV}$)が正確には不明としても、少なくともCP9はH保持量に関して十分に飽和領域に入っていることが分かる。このことはFig.4.16の深さ分布がCP9でやや平坦化している点からも察せられる。

このように、同一の高フルーエンスH₂-TDC下で研磨有りのCP9は飽和に近いまでHを保持し得る一方、無研磨のCP8が飽和に十分に達しない位少ない保持量に終った事実は、改めてC試料の表面特性の複雑さを認識させる。この点はCを実際の壁材料に使用する場合、燃料粒子の壁内インベントリーやSOLの水素同位体リサイクル問題に関連して注意を必要としよう。

なお、AX-650KのC試料についてつぎの点も指摘できる。すなわちこれらの試料をD、H捕集用の測定プローブに使用するとき、捕集効率の向上を意図するとすれば、何らかの方法で研磨する方がよい。しかしこれらの粒子が実際に壁材料にどの程度保持されるかを知りたいとき、また壁中の粒子インベントリーやリサイクル効果を実際に評価したい場合、研磨を避けてメーカー表面仕上げで十分である。

5.3 C壁材の水素同位体置換

5.3.1 TDC粒子の置換

実験2でCP3(またはCP7)を用いて、AX-650K型C試料の場合、H₂→D₂(またはD₂→H₂)TDCを行うとき、最初のH(またはD)粒子が後続のD(またはH)によって部分

的に追い出されることを示した。この結果を導くとき, CP 3 と CP 1, 及び CP 7 と CP 2 の対にして予め解析を行っている。この解析の問題点を述べる。

まず, CP 7 と CP 2 の対から始めよう。ここで問題点は換算係数 \bar{S}_{DH} の定義式の分子 $\Delta \bar{R}_{CP7}^D$ にふくまれる $\bar{R}_{CP7}^D - \bar{R}_{CP1}^D$ にあり, とくに \bar{R}_{CP1}^D の評価が最大の誤差源である。 \bar{R}_{CP1}^D が必要な理由は, 後続の H_2 -TDC で CP 7 へ入射する H 粒子が試料中に以前存在していた D を追い出す他, 同時に壁との相互作用によって壁中の D を追い出し, この D が CP 7 へ再入射するためである。この再入射による附加分を差引けば, H_2 -TDC 後に CP 7 に本来残留している D 保持量が確かに与えられる。しかし D 差引分を Fig. 4.14 の \bar{R}_{CP1}^D で近似できるのは, 最初の D_2 -TDC 後の壁面状態が CP 1 の実験時と同一という前提のときに限られる。そこでこの差引分を正確に評価するためには, CP 7 の最初の D_2 -TDC 条件下で壁面を予め整えてから, その直後に新しい C 試料 — CP 1' と呼ぶ — を挿入して H_2 -TDC を実施し, Fig. 4.14 の (1c) に類似した (1'c) を測定し, これから求めた $\bar{R}_{CP1'}^D$ を使用すればよい。

同様な議論が CP 3 と CP 1 の対における \bar{S}_{HD} にもあてはまる。再び議論をくり返さないが, $\Delta \bar{R}_{CP3}^H$ 中の H 差引分 \bar{R}_{CP2}^H を正しく評価するために, CP 3 の最初の H_2 -TDC で壁面処理後, ただちに D_2 -TDC を行った新しい CP 2' 試料を使用すべきで, $\bar{R}_{CP2'}^H$ が求める差引分である。この提案を実行するには至らなかったが, 諸般の状況や経験からみて, CP 1 と CP 1' 及び CP 2 と CP 2' 間で保持量の差は小さいものと推定される。

つぎにこれは CP 1-7 試料に関連する問題でもあるが, 保持量測定上の留意点を述べる。Figs. 4.11 の反跳粒子スペクトルや Figs. 4.12, 4.13 の深さ分布の形状から察せられるように, 実験 2 の ^{19}F -ERD 法では入射イオン ^{19}F の C 中の阻止能が比較的大きいため, D や H の測定可能な深さ領域が $0.3 \mu m$ 以下に限られ, 実際に C 試料内に拡がった深さ分布を完全に測定できない恐れが生ずる。この点を明らかにするため, 阻止能がより低く計測可能深さ範囲が高い $3\text{-MeV } ^4He$ による ERD 法を後日多数試料に適用したところ (Figs. 4.16, 4.19, 4.20, 4.21 の測定例), 当初の $6.02\text{-MeV } ^{19}F$ による ERD 法では, 平均して飛程相当の全深さ分布の約 80 % が測定されていることが分かった。もし保持量の絶対値を測定するのであれば, この事情は問題となるが, 実験 2 のように保持量変化比 (\bar{S}_{HD}^H , \bar{S}_{DH}^H) を求めるときは, 試料間の構造・状態や計測法に極端な差がない限り, 大きな誤差を生じないと考えられる。

さらに $H_2 \rightarrow D_2$ 及び $D_2 \rightarrow H_2$ TDC で最も顕著な特徴点に触れる。それは Fig. 4.14 で CP 1, 2, 3, 7 の $R^{D,H}(r)$'s がいずれも $10^{15} cm^{-2}$ 台以下で, 文献の保持曲線から考えて, 未飽和領域にある点である。この状態で実験誤差内で \bar{S}_{HD}^H や \bar{S}_{DH}^H が 1 以下になっている。これらの点は実験技術上の問題でなく, SOL 内の TDC で C に生じた事実として慎重に検討すべきである。以下, 5.3.2 節でこの問題を取り上げよう。

5.3.2 粒子の置換

まず H 飽和注入の CP 11 と CP 12 に起きた燃料粒子の置換効果を調べよう。4.5.2 節 a) に述べたように, 100 % D_2 プラズマ放電の際, NBI 有無の如何を問わず, 予め H を飽和注入された C 試料部分では, D 粒子によってほぼ等量分 (100 %) 置換される。この現象はマックスウェル分布型の粒子エネルギー範囲 ($50 eV \sim 3.2 keV$) で成立する LMM 理論の予測とほぼ一致

する。この実験ではプラズマ放電中に試料温度の測定を行わなかったが、この一致から見ると、温度は 600K を超えなかつたと考えられる。もしこれ以上に昇温すると、C 中の拡散効果も考慮しなければならないが、本実験ではその必要がなかつた。

なお LMM 理論が AX-650K の C 材料で実際に成立するかどうかを見るため、同じ材質の C 試料に CP11, 12 と同様の表面研磨を施こし、3-keV D の飽和スポットに 1, 3, 5 keV の単色 H ビームを入射させて、上と類似の水素同位体効果を別途に調べたが、やはり LMM 理論の妥当性が確認されている。²⁰⁾

前節で述べたように、実験 2 の TDC 粒子は、①未飽和領域内の保持量の状態で同位体置換効果の発生、②等量置換関係の不成立、の 2 点で LMM 理論では説明できない。TDC 粒子と燃料粒子間で水素同位体置換効果に差が生じたことの原因は粒子の特性エネルギー kT の相違しか考えられない。前者の kT は 10 eV 以下と評価され、後者では ≈ 50 eV と測定されている。低エネルギー領域では LMM 理論に何らかの補正または修正を要するようと思われるが、現段階ではまだ将来の研究に待つ他ない。

5.4 その他の問題点

実験 1 の Si プローブ法は、Fig. 4.1 の反跳粒子スペクトルや Figs. 4.2, 4.3 の深さ分布を見れば、いずれもピークの FWHM(最大半値高幅)が狭く、数 MeV 程度の ^{19}F -ERD 法で分布形状や保持量を十分に測定できる。また Fig. 4.3 で SOL の壁近くの低粒子密度領域でも H が十分に有意測定されているが、それは Si の固有 H 量が非常に少ないためである。また D の深さ分布の FWHM の狭さから粒子の特性温度を測定することすら可能である。

一方、実験 2 ~ 4 で使用した C プローブ法は、Figs. 4.12, 4.13, 4.19-21 より D, H 粒子が C 表面内により深く拡がり、しかもその拡がり方は材質、表面条件、温度に強く依存する。また固有 H 量も Si にくらべて非常に大きく、とくに壁周辺で H の定量を精度よく行うのは一般に難かしい。しかし分析イオンにエネルギーの比較的高い $^3, ^4\text{He}$ を ERD 法や核反応法に用いて深さ分布を全領域にわたり測定できれば、少くとも D 保持量に関する限り、C プローブ法を十分利用できる。また C が耐温性や結晶構造上から見て、Si よりも有利であることは確かである。一般にプローブ法で C か Si かの選択は、SOL 中の雰囲気や実験目的を考慮した上で決めればよいことである。なお前述の ERD 法と核反応の保持量測定結果は互いによく一致し、両方法の信頼性の相互チェックに問題はない。

つぎにプローブの形状を考察する。通常角柱形がとられるが、実験 1, 4 のプローブ法の例 (Figs. 4.4-4.9, Figs. 4.22, 4.23) から分かるように、フルーエンス空間分布 $F^{D,H}(r)$'s は面毎に異った傾向を示す。一般に SOL はプラズマ炉心から拡散したり磁力線方向に沿って進行するイオンや、炉心、SOL、壁から来る中性粒子をふくむことを考えれば、SOL 中の定位置でも、これらの粒子の入射状況は方向に強く依存する。A, B, C, D の各面で分布の様子が異なるのは当然というべきで、むしろあらゆる面(方向)で平均化された $F^{D,H}(r)$ 値が本来の測定対象でなければならない。その意味ではプローブ形状として角柱よりも円柱、さらに

は細線の方がフルーエンス空間分布に適當かもしない。SOLの弛緩距離を測定する場合は、将来この点を配慮しなければならない。

6. 結 論

実験 1 ~ 4 で得た結論はつぎのとおりである。

- (1) 改造前の JFT-2M 表面解析ステーションで Si プローブ法を用いた実験 1 では、S.S. 304 壁に対面する SOLにおいて、H₂-TDC 後に 80% D₂ + 20% H₂ によるプラズマ放電に際し、NBI 有無にかかわらず、D 入射フルーエンスはほぼ指数関数的に減少する。また H 対 D の入射フルーエンス比 $r^{HD}(r)$ は壁へ向かって増加し、壁から H がリサイクルされていることを示す。
- (2) 上述の(1)と同条件で SOL 中のプラズマ周辺部で行われた TDC 後のプラズマ放電において、TDC の作動ガス D₂ (または H₂) と同一成分の燃料粒子のフルーエンス $F^D(r)$ (または $F^H(r)$) は H₂ (または D₂) - TDC 時のそれよりも約 30% 以上高められ、壁から D (または H) がリサイクルされたことを示す。
- (3) C 板による壁面被覆の拡張後、同じステーションで東洋カーボン社 AX-650K 型 C プローブ (ダイバータ板と同一材質) を用いて H₂ → D₂ (または D₂ → H₂) TDC 粒子照射を行うとき、最初に入った H (または D) 粒子が “未飽和” 状態にもかかわらず後続の D (または H) 粒子によって “部分的に” 追い出されている。この事実は Local Mixing Model (LMM) の予測と異り、その原因は関連粒子の低エネルギー (< 10 eV) にあるものと考えられる (実験 2)。
- なお LMM 理論は、100% D₂ のプラズマ放電を伴う SOL 内で飽和 H スポットに生じた D 入射 (≈ 50 eV) による実験により、その妥当性が確認されている (実験 4)。
- (4) 上述の(3)と同条件のステーションで 2 枚の AX-650K 型 C 試料を対等の位置に置き、長時間の高フルーエンス ($\sim 6 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$) H₂-TDC を行うとき、表面処理された試料の H 保持量は飽和領域に達し ($5.44 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$)、一方メーカ仕上面のままの試料は未飽和レベルの $1.6 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ に止まつたままとなり、保持量の試料表面依存性を示す。
- (5) D, H の保持量は Si プローブでは 6.02-MeV の ¹⁹F-ERD 法で、C プローブは 3 MeV の ⁴He-ERD 法または D の場合 0.82 MeV の D (³He, ⁴He)H 核反応法で十分に測定可能である。

上述の結論は(4)を除いて文献²¹⁾に発表されている。

謝 辞

本研究を進めるにあたり、援助をいただいたプラズマ実験研究室の各研究員の方々及び JFT-2M と NBI 加熱装置の信頼性の高い運転をしていただいた装置技術管理室室員の方々に感謝の意を表します。

6. 結 論

実験 1 ~ 4 で得た結論はつぎのとおりである。

- (1) 改造前の JFT-2M 表面解析ステーションで Si プローブ法を用いた実験 1 では、S.S. 304 壁に対面する SOLにおいて、H₂-TDC 後に 80% D₂+20% H₂ によるプラズマ放電に際し、NBI 有無にかかわらず、D 入射フルーエンスはほぼ指数関数的に減少する。また H 対 D の入射フルーエンス比 $r^{HD}(r)$ は壁へ向かって増加し、壁から H がリサイクルされていることを示す。
- (2) 上述の(1)と同条件で SOL 中のプラズマ周辺部で行われた TDC 後のプラズマ放電において、TDC の作動ガス D₂ (または H₂) と同一成分の燃料粒子のフルーエンス $F^D(r)$ (または $F^H(r)$) は H₂ (または D₂) - TDC 時のそれよりも約 30% 以上高められ、壁から D (または H) がリサイクルされたことを示す。
- (3) C 板による壁面被覆の拡張後、同じステーションで東洋カーボン社 AX-650K 型 C プローブ (ダイバータ板と同一材質) を用いて H₂ → D₂ (または D₂ → H₂) TDC 粒子照射を行うとき、最初に入った H (または D) 粒子が “未飽和” 状態にもかかわらず後続の D (または H) 粒子によって “部分的に” 追い出されている。この事実は Local Mixing Model (LMM) の予測と異り、その原因は関連粒子の低エネルギー (< 10 eV) にあるものと考えられる (実験 2)。
- なお LMM 理論は、100% D₂ のプラズマ放電を伴う SOL 内で飽和 H スポットに生じた D 入射 (≈ 50 eV) による実験により、その妥当性が確認されている (実験 4)。
- (4) 上述の(3)と同条件のステーションで 2 枚の AX-650K 型 C 試料を対等の位置に置き、長時間の高フルーエンス ($\sim 6 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$) H₂-TDC を行うとき、表面処理された試料の H 保持量は飽和領域に達し ($5.44 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$)、一方メーカ仕上面のままの試料は未飽和レベルの $1.6 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ に止まつたままとなり、保持量の試料表面依存性を示す。
- (5) D, H の保持量は Si プローブでは 6.02-MeV の ¹⁹F-ERD 法で、C プローブは 3 MeV の ⁴He-ERD 法または D の場合 0.82 MeV の D (³He, ⁴He) H 核反応法で十分に測定可能である。

上述の結論は(4)を除いて文献²¹⁾に発表されている。

謝 辞

本研究を進めるにあたり、援助をいただいたプラズマ実験研究室の各研究員の方々及び JFT-2M と NBI 加熱装置の信頼性の高い運転をしていただいた装置技術管理室室員の方々に感謝の意を表します。

文 献

- 1) 矢野淑郎：“粒子・固体相互作用 — 固体内粒子分布における基礎過程 — ”, JAERI-M 88-007 (1988.2).
- 2) 矢野淑郎：“粒子・固体相互作用 — 固体内粒子分布に於ける基礎過程の研究Ⅱ — ”, JAERI-M 88-161 (1988.8).
- 3) Doyle B.L., Peercy P.S. : Appl. Phys. Lett. 34 (1979) 811.
- 4) 中島 雅, 勝野 晶, 矢野淑郎：“荷電粒子照射によるポリマーの水素放出効の研究”：神戸商船大学紀要(商船・理工学篇), 第35号 (1987) P.133.
- 5) Ziegler J.F., Anderson H.H. : “Hydrogen Stopping Powers and Ranges in All Elements”, Pergamon Press, New York (1977).
- 6) Ziegler J.F. : “Helium : Stopping Powers and Ranges in All Elemental Matters”, Pergamon Press, New York (1977).
- 7) Ziegler J.F. : “Handbook of Stopping Cross-Section for Energetic Ions in All Elements”, Pergamon Press, New York (1980).
- 8) Wang Y et al. : Nucl. Instr. and Meth. B17 (1986) 11.
- 9) Besenbacher F. et al. : Nucl. Instr. and Meth. B15 (1986) 459.
- 10) Pronko P.P., Pronko J.G. : Phys. Rev. B9 (1974) 2870.
- 11) Langray R.A. et al. : J. Nucl. Mater. 53 (1974) 257.
- 12) Möller W., Besenbacher F. : Nucl. Instr. and Meth. 168 (1980) 111.
- 13) Ziegler J.F., Biersack J.P., Littmark U. : “The Stopping and Range of Ions in Solids”, Pergamon Press, New York (1985) P.109.
- 14) 秋山武司：“表面プローブによるトカマク境界プラズマの測定に関する研究”, 神船大修士論文 (1987).
- 15) Rubel et al. : J. Nucl. Mater. 161 (1989) 153.
- 16) Ehrenberg J. : J. Nucl. Mater. 162 (1989) 63.
- 17) 川村孝式：“境界プラズマの物理”, 核融合研究, 第56巻第5号 (1986.11) P.305.
- 18) Brice D.K., Doyle B.L., Wampler W.R., Picraux S.T. : J. Nucl. Mater. 114 (1983) 277.
- 19) 大塚英男他 (1989年6月).
- 20) 古山雄一, 中西康次, 北村 晃, 中島 雅：“プラズマ表面プローブとしてのグラファイト特性のイオンビームによる研究”, 神戸商船大学紀要(第二類), 第37号 (1989) P.145.
- 21) T. Nakajima, I. Takaya, T. Akiyama, A. Kitamura, S. Yano, S. Sengoku, H. Ohtsuka and H. Maeda : J. Nucl. Mater. 179-181 (1991), in press.

付録 1 ^4He -ERD法と ^3He -NRA法の計算プログラム集

^4He -ERD法と ^3He -NRA法の計算プログラムを掲載する。プログラムは互いに重なるところがあるので、異なる部分のみを載せた。下記のように組み合わせれば、それぞれの深さ分析用のプログラムになる。（神戸商船大学に保管。）

i) ^4He -ERD法(水素)

```
INPT.ERD
MEIN.ERD
FILTER.SUB
Dsave.sub
DLOAD2.ERD
DLOAD3.ERD
KFACTR.HYD
SORT.SUB
DSAVE.ERD
CSECTN.HYD
LSQ-M.ERD
```

ii) ^4He -ERD法(重水素)

```
INPT.ERD
MEIN.ERD
FILTER.SUB
Dsave.sub
DLOAD2.ERD
DLOAD3.ERD
KFACTR.DEU
SORT.SUB
DSAVE.ERD
CSECTN.DEU
LSQ-M.ERD
```

iii) ^3He -NRA法

```
INPT.ERD
MEIN.ERD
FILTER.SUB
Dsave.sub
DLOAD2.ERD
DLOAD3.ERD
ENRGY.NRA
SORT.SUB
DSAVE.ERD
CSECTN.NRA
LSQ-M.ERD
```

付録2 CP4, CP5, CP6による保持量空間分布の測定結果

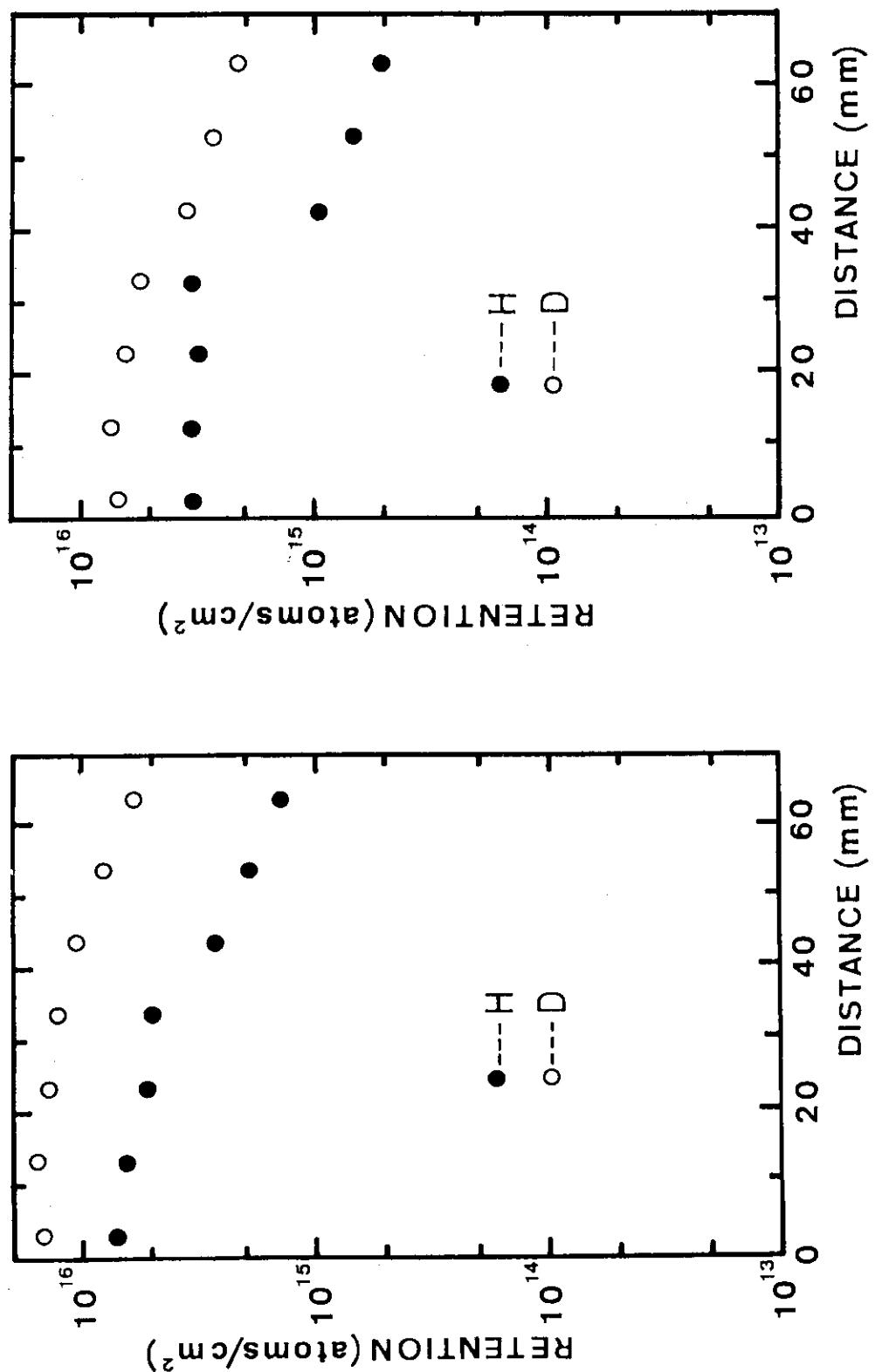


Fig. A1 Plot of retention $R_{\text{CP4}}^{\text{D}, \text{H}}(r)$ against r ; left and right figures correspond to ion- and electron-drift sides, respectively.

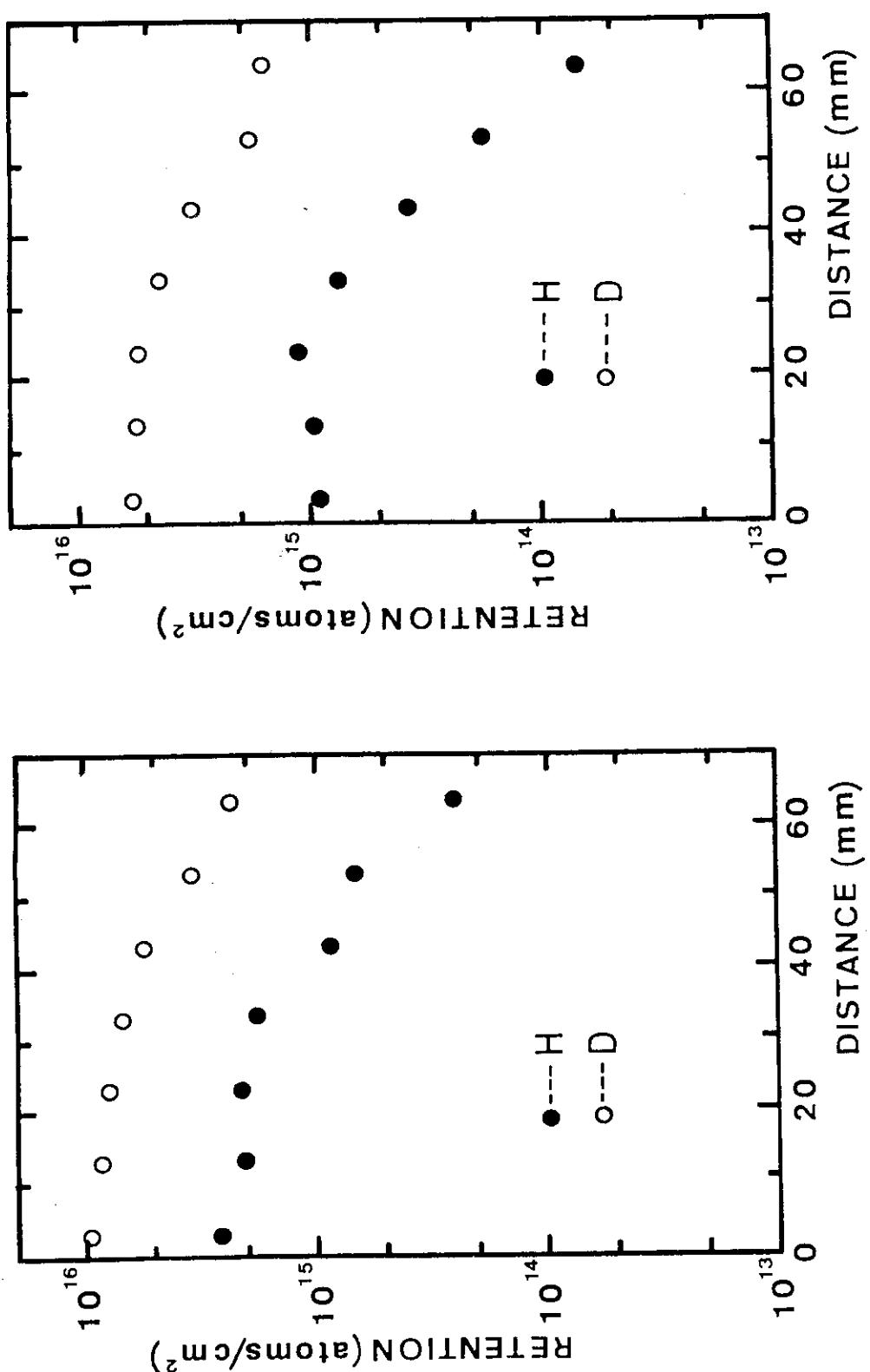


Fig. A2 Plot of retention $R_{\text{CP5}}^{\text{D}, \text{H}}(r)$ against r with left and right figures corresponding to ion- and electron-drift sides, respectively.

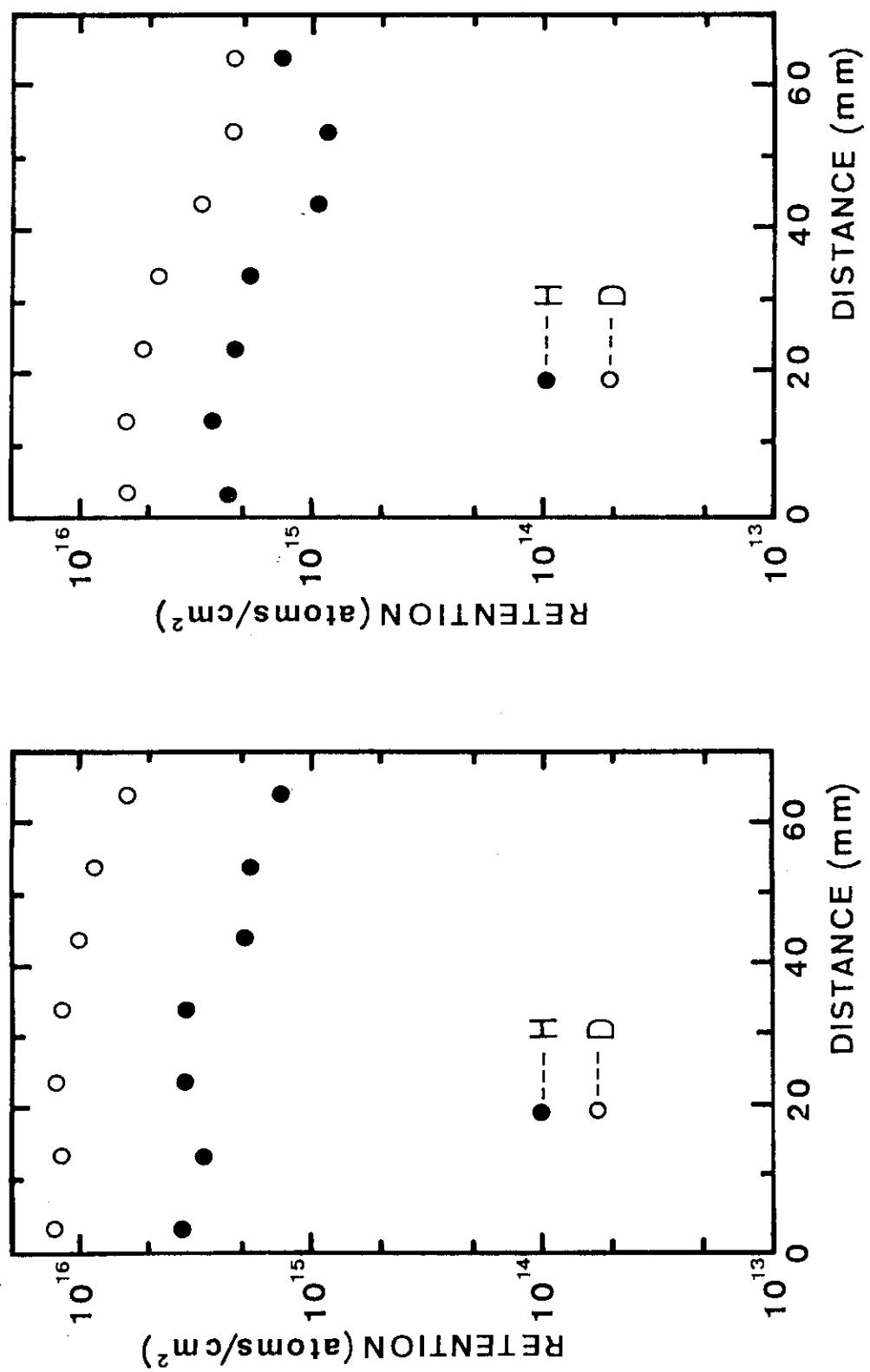


Fig. A3 Plot of retention $R_{CP6}^{D,H}(r)$ against r with left- and right figures corresponding to ion- and electron-drift sides, respectively.