

JAERI-M

5849

核融合装置における多孔構造容器壁の
スパッター軽減効果

1974年9月

吉川 允二

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、お申しこしてください。

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.

核融合装置における孔構造容器壁のスプッター軽減効果

日本原子力研究所東海研究所核融合研究室

吉川 允二

(1974年8月28日受理)

多孔構造を持つ真空容器壁は、プラズマ粒子の衝突によって発生するスプッター粒子を孔の中で吸着するので、スプッター比を実効的に軽減する可能性を持っている。本論文では、スプッターによって発生したのちの孔の内面での吸着率が1に近い金属スプッターについてこの効果を定量的に評価した。それによれば孔の深さ/孔の幅の比が0と1との間で実効スプッター比は5-6減少し、この比が1のとき直入射スプッター比の20-30%であることがわかった。この比をさらに上げて、実効スプッター比はさして減少しない。

The Multi-hole Vacuum Wall of a Fusion Device to
Reduce the Effective Sputtering Yield

Masaji YOSHIKAWA

Thermonuclear Fusion Laboratory, Tokai, JAERI

(Received August 28, 1974)

The vacuum chamber wall of multi-hole structure provides a possibility of reducing the effective sputtering yield in a fusion device by adsorbing in the holes such atoms produced by the plasma-particle bombardment. The effective sputtering yield is evaluated quantitatively for the sputtered metal atoms for which the sticking probability in the holes is close to unity. The sputtering yield decreases rapidly by a factor of 5 - 6 to 20 - 30% of the sputtering yield for normal incidence, as the depth-to-width ratio of holes increases from 0 to 1. Beyond the latter ratio, reduces no longer.

目 次

1. まえがき	1
2. スパッタリングの基本的性質	1
2.1 入射角 α に関するスパッター比の依存性	1
2.2 スパッター粒子の出射角 θ に関する分布	1
2.2.1 エネルギー依存性	1
2.2.2 入射角 α に関する依存性	2
2.3 結 論	2
3. 多孔構造によるスパッター軽減効果の計算モデル	2
3.1 多孔構造のモデル	3
3.2 入射粒子分布のモデル	3
3.3 スパッター粒子の角分布モデル	4
3.4 スパッター粒子の発生後のふるまいに関するモデル	4
4. 孔の側面に衝突する中性粒子によるスパッターの評価	4
4.1 スパッター粒子のうちプラズマ中に入る粒子の割合 $J_s (\xi/d, \eta/d)$	4
4.2 孔の側面で発生するスパッター粒子の個数 / sec	5
4.3 プラズマ中に入るスパッター粒子の個数 / sec	6
5. 孔の底面に衝突する中性粒子によるスパッターの評価	7
5.1 スパッター粒子のうちプラズマ中に入る粒子の割合 $J_b (\eta/d, \zeta/d)$	7
5.2 底面で発生するスパッター粒子の個数 / sec	8
5.3 プラズマ中に入るスパッター粒子の個数 / sec	9
6. イオンの衝突によるスパッターの評価	10
7. 検 討	11
8. 謝 辞	12

1 ま え が き

核融合装置容器壁は、プラズマから洩れ出る各種の粒子の衝撃を受ける。その原因およびこれによって発生する現象は多岐にわたるので、ここでは、他の文献¹⁾に譲ることとする。

本論文はプラズマ粒子が容器壁を叩き、スパッターによって不純物原子またはイオンを発生し、これがプラズマ中に混入することによってプラズマの純度を低下する現象に関するものであり、スパッター粒子を壁の多孔構造内部で吸着することによりどの程度の軽減効果を期待できるかについて評価を行うものである。

以下、第2節においては、スパッター現象の基礎的性質に關し、実験データの不足により必ずしも明らかでないものについてレビューを行い、以下の計算において用いる仮定の吟味を行う。第3節は計算モデルを述べ、ついで第4-6節において計算結果について記し、第7節において総括して検討を行う。

2 スパッターリングの基本的性質

固体表面にイオンが直入射する場合の全スパッター比は文献にまとめられているのでここではとくに述べないこととする。²⁾以下においては、本論文でとくに必要とする入射粒子の表面垂直方向となす角度 α およびスパッター粒子の同様の角度 θ に關する依存性について述べる。 α および θ を第1図に図示する。

2.1 入射角 α に關するスパッター比の依存性

入射角 α に關する依存性^{3),4)}を第2図に示す。ここからわかるようにスパッター比は $\cos^n \alpha$ 、 $n=1-2$ に比例して変化する。各測定点のばらつきはチャネリング効果によるものと解釈できる。

2.2 スパッター粒子の出射角 θ に關する分布

スパッター粒子の角度分布は、入射粒子の種類、そのエネルギー E とその入射角 α によって異なる。そのデータを簡単にまとめおく。

2.2.1 エネルギー依存性

Mo, Fe, Niなどに100-1000 eVの Hg^+ が入射した場合についてのスパッター粒子の角度分布を第3図に示す。⁵⁾このデータは1000 eV以下では余弦分布($\cos \theta$)よりつぶれており、 $\theta=0^\circ$ にスパッターされる粒子の数が他の θ の値に比して相対的に少ないことを示している。一方100-250 eVの Ne^+ , Ar^+ , Kr^+ をAgに当てたとき余弦分布に近い分布が得られたという実験もある。⁶⁾

エネルギーが高くなると、余弦分布に近づき、あるいはそれ以上に $\theta=0^\circ$ 方向にスパッター粒子が増えて来る。第5回は20 keV Ar^+ をCuに入射した場合で分布はむしろガウス分布に

1 ま え が き

核融合装置容器壁は、プラズマから洩れ出る各種の粒子の衝撃を受ける。その原因およびこれによって発生する現象は多岐にわたるので、ここでは、他の文献¹⁾に譲ることとする。

本論文はプラズマ粒子が容器壁を叩き、スパッターによって不純物原子またはイオンを発生し、これがプラズマ中に混入することによってプラズマの純度を低下する現象に関するものであり、スパッター粒子を壁の多孔構造内部で吸着することによりどの程度の軽減効果を期待できるかについて評価を行うものである。

以下、第2節においては、スパッター現象の基礎的性質に関し、実験データの不足により必ずしも明らかでないものについてレビューを行い、以下の計算において用いる仮定の吟味を行う。第3節は計算モデルを述べ、ついで第4-6節において計算結果について記し、第7節において総括して検討を行う。

2 スパッターリングの基本的性質

固体表面にイオンが直入射する場合の全スパッター比は文献にまとめられているのでここではとくに述べないこととする。²⁾以下においては、本論文でとくに必要とする入射粒子の表面垂直方向となす角度 α およびスパッター粒子の同様の角度 θ に関する依存性について述べる。 α および θ を第1図に図示する。

2.1 入射角 α に関するスパッター比の依存性

入射角 α に関する依存性^{3),4)}を第2図に示す。ここからわかるようにスパッター比は $\cos \alpha$ の n 乗、 $n=1-2$ に比例して変化し、各測定点のばらつきはチャネリング効果によるものと解釈できる。

2.2 スパッター粒子の出射角 θ に関する分布

スパッター粒子の角度分布は、入射粒子の種類、そのエネルギー E とその入射角 α によって異なる。そのデータを簡単にまとめおく。

2.2.1 エネルギー依存性

Mo, Fe, Niなどに100-1000 eVの Hg^+ が入射した場合についてのスパッター粒子の角度分布を第3図に示す。⁵⁾このデータは1000 eV以下では余弦分布($\cos \theta$)よりつぶれており、 $\theta=0^\circ$ にスパッターされる粒子の数が他の θ の値に比して相対的に少ないことを示している。一方100-250 eVの Ne^+ , Ar^+ , Kr^+ をAgに当てたとき余弦分布に近い分布が得られたという実験もある。⁶⁾

エネルギーが高くなると、余弦分布に近づき、あるいはそれ以上に $\theta=0^\circ$ 方向にスパッター粒子が増えて来る。第5回は20 keV Ar^+ をCuに入射した場合で分布はむしろガウス分布に

近い。⁴⁾ 第6図は17 keVのAr⁺をCuに当たった場合で余弦分布に近い。⁷⁾

2.2.2 入射角 α に関する依存性

スパッター粒子の角度(θ)分布が入射角(α)によらないことを示す実験結果は次のような場合に得られる。

- (a) 20 keV Ar⁺がCuに当る場合(第5図)⁴⁾
- (b) 17 keV Ar⁺がCuに当る場合⁷⁾
- (c) 9 keV D⁺がAgに当る場合(第7図)⁸⁾
- (d) 4 keV Ne⁺がAgに当る場合(第7図)⁸⁾

その一方強い“光反射”方向への集中を示す実験もある。

- (e) 250 keV Hg⁺がNi, Moに当る場合(第8図)⁵⁾

以上の結果を括めると、入射粒子のエネルギーが小さく、金属中に貫通する深さが小さいとき、“光反射”型になる傾向が見える一方、(c)と(d)を比較すればわかるようにそれと反対の傾向もある。したがって一律には結論を出し難い。他方、イオンの照射時間を長くするとともに、スパッター粒子の角度分布は次第に余弦分布に近づくというデータもあり、履歴が角度分布に影響している可能性がある。これはたとえば、エッチングによる金属表面の粗さの変化とも解釈できよう。

2.3 結 論

一個のイオンが衝突したとき発生するスパッター粒子の角度分布として、

$$S \sin \theta d\theta d\varphi = \frac{1}{\pi} \cdot \frac{s(E)}{(\cos \alpha)^n} \cos \theta \sin \theta d\theta d\varphi \quad (1)$$

を採用することとする。上記の数値係数($1/\pi$)は

$$\int_0^{2\pi} \left(\int_0^{\pi/2} S \sin \theta d\theta \right) d\varphi = \frac{s(E)}{(\cos \alpha)^n}$$

となるように定めたものであり、 $s(E)$ は、直入射($\alpha=0$)の場合の全スパッター比で文献に与えられているものである。²⁾

上の式はスパッター粒子の角度分布が余弦分布であると仮定したものである。もし“光反射型”の分布で発生したとすると、本論文の目的である多孔構造中のスパッター粒子の吸着は余弦分布型の場合よりも効果が上る筈である。また上の式で $n=1-2$ とするが、これは $\alpha=\pi/2$ で発散する。すなわち、 $\alpha=\pi/2$ の附近で衝突する粒子が特に多く、(1)式を含む積分が発散する場合には、適切なカットオフを用いる必要も生じよう。

3 多孔構造によるスパッター軽減効果の計算モデル

この論文の目的はすでに述べたように、プラズマ側より容器壁に衝突する粒子(中性粒子およびイオン)が多孔構造の中に入ってスパッターを起し金属粒子(主として原子、僅かにイオン)を発生したとき、このうちの程度がプラズマ中に戻り得るかを計算することである。

近い。⁴⁾ 第6図は17 keVのAr⁺をCuに当たった場合で余弦分布に近い。⁷⁾

2.2.2 入射角 α に関する依存性

スパッター粒子の角度(θ)分布が入射角(α)によらないことを示す実験結果は次のような場合に得られる。

- (a) 20 keV Ar⁺がCuに当る場合(第5図)⁴⁾
- (b) 17 keV Ar⁺がCuに当る場合⁷⁾
- (c) 9 keV D⁺がAgに当る場合(第7図)⁸⁾
- (d) 4 keV Ne⁺がAgに当る場合(第7図)⁸⁾

その一方強い“光反射”方向への集中を示す実験もある。

- (e) 250 keV Hg⁺がNi, Moに当る場合(第8図)⁵⁾

以上の結果を括めると、入射粒子のエネルギーが小さく、金属中に貫通する深さが小さいとき、“光反射”型になる傾向が見える一方、(c)と(d)を比較すればわかるようにそれと反対の傾向もある。したがって一律には結論を出し難い。他方、イオンの照射時間を長くするとともに、スパッター粒子の角度分布は次第に余弦分布に近づくというデータもあり、履歴が角度分布に影響している可能性がある。これはたとえば、エッチングによる金属表面の粗さの変化とも解釈できよう。

2.3 結 論

一個のイオンが衝突したとき発生するスパッター粒子の角度分布として、

$$S \sin \theta d\theta d\varphi = \frac{1}{\pi} \cdot \frac{s(E)}{(\cos \alpha)^n} \cos \theta \sin \theta d\theta d\varphi \quad (1)$$

を採用することとする。上記の数値係数($1/\pi$)は

$$\int_0^{2\pi} \left(\int_0^{\pi/2} S \sin \theta d\theta \right) d\varphi = \frac{s(E)}{(\cos \alpha)^n}$$

となるように定めたものであり、 $s(E)$ は、直入射($\alpha=0$)の場合の全スパッター比で文献に与えられているものである。²⁾

上の式はスパッター粒子の角度分布が余弦分布であると仮定したものである。もし“光反射型”の分布で発生したとすると、本論文の目的である多孔構造中のスパッター粒子の吸着は余弦分布型の場合よりも効果が上る筈である。また上の式で $n=1-2$ とするが、これは $\alpha=\pi/2$ で発散する。すなわち、 $\alpha=\pi/2$ の附近で衝突する粒子が特に多く、(1)式を含む積分が発散する場合には、適切なカットオフを用いる必要も生じよう。

3 多孔構造によるスパッター粒減効果の計算モデル

この論文の目的はすでに述べたように、プラズマ側より容器壁に衝突する粒子(中性粒子およびイオン)が多孔構造の中に入ってスパッターを起し金属粒子(主として原子、僅かにイオン)を発生したとき、このうちの程度がプラズマ中に戻り得るかを計算することである。

したがって上記の過程の中に含まれる素過程についてモデルをたてる必要がある。ここではこれについて述べることにする。

3.1 多孔構造のモデル

多孔構造としては種々のものが考えられる。いくつかの例を第9図に示す。このうち計算が最も簡単であるのは正方形孔構造であるので、これを採用する。円孔構造と六角形孔構造についてはこの結果は適用できるであろうが、平行板構造についてはかなりの相違が生じるであろう。後者については別の論文で検討を行うことにする。

3.2 入射粒子分布のモデル

入射粒子の方向、それが孔の内面にあたる時の角度・位置、スパッター粒子の方向などの指定の仕方を第10図に示す。入射粒子の方向はその粒子が中性粒子であるか、イオンであるかによって大幅に異なる。

中性粒子の場合には次のような形に書く

$$f_0(v, \beta, \omega) v^2 dv \sin \beta d\beta d\omega = f_0(v) v^2 \sin \beta d\beta \cdot \frac{1}{4} \sum_{k=0}^3 \delta(\omega - \frac{\pi}{2} k) \frac{\pi}{2} d\omega \quad (2)$$

すなわち、中性粒子の方向は等方的とするが、計算の容易さのために ω 方向については正方形孔の各面への垂直面 $\omega = \frac{\pi}{2} k$ ($k=0, 1, 2, 3$)に等しい割合で集中するとする。数値係数は

$$\int_0^{2\pi} \frac{1}{4} \sum_{k=0}^3 \delta(\omega - \frac{\pi}{2} k) \frac{\pi}{2} d\omega = 2\pi$$

になるように定めた。中性粒子のエネルギー分布がマクスウェル型の場合は

$$f_0(v) = \left(\frac{m_0}{2\pi k T_0} \right)^{3/2} n_0 \quad (3)$$

である。

イオンの場合は、磁場にまきついているので、皆共通の角 β_i で壁に当たる筈である。すなわち、イオンの分布は

$$f_i(v, \theta, \omega) v^2 dv \sin \beta d\beta d\omega = f_i(v) v^2 2 \delta(\beta - \beta_i) \frac{\sin \beta}{\sin \beta_i} d\beta \cdot \frac{1}{4} \sum_{k=0}^3 \delta(\omega - \frac{\pi}{2} k) \frac{\pi}{2} d\omega \quad (4)$$

とする。ここで数値係数は

$$\begin{aligned} \int_0^{\pi} 2 \delta(\beta - \beta_i) \frac{\sin \beta}{\sin \beta_i} d\beta &= 2 \\ &= \int_0^{\pi} \sin \beta d\beta \end{aligned}$$

になるように定めた。 f_i はイオンのエネルギー分布がマクスウェル分布の場合

$$f_i(v) = \left(\frac{m_i}{2\pi k T_i} \right)^{3/2} n_i \quad (5)$$

で与えられる。

3.3 スパッター粒子の角度分布のモデル

これについてはすでに 2.2.3 で述べた。その結果は式(1)の形で表わされる。

3.4 スパッター粒子の発生後のふるまいに関するモデル

スパッターによって発生する中性粒子は直進し、孔の内面にあたる粒子は内面に吸着するものとする。孔の内面にあたらず、孔の開口より外に出る中性粒子はすべてプラズマ中に入るものとする。いかえれば、孔の内部にありうる薄いプラズマによるイオン化は無視し、スパッター粒子の吸着率は1であるとする。吸着率が1であるかどうかにつきデータは見付からないが、一般的にスパッター比の測定においてスパッター粒子の捕集を石英などのコレクター板で行うので吸着率は常識的に1と考えられていることがわかった。⁹⁾

スパッターによって発生するイオンは磁場に沿って動くので、すべて孔の内部で吸着され、プラズマに入ることはないとする。実際問題としてはスパッターイオンの数はスパッター原子の数に比して遙かに小さいので^{2), 9)}前者については無視してさしつかえない。

結論として、スパッター粒子のうちプラズマに戻る粒子の割合は発生点からめたとき開孔部の方向に飛び出すスパッター粒子の割合 $J_s(\xi/d, \eta/d)$ である。

4 孔の側面に衝突する中性粒子によるスパッターの評価

4.1 スパッター粒子のうちプラズマ中に入る粒子の割合 $J_s(\xi/d, \eta/d)$

第1.0 図からわかるように、スパッターで発生した粒子のうちプラズマに戻る粒子は

$$\left. \begin{aligned} \tan^{-1}(\xi/d \cos \varphi^1) &\leq \theta \leq \pi/2 \\ -\tan^{-1}(d-\eta)/\xi &\leq \varphi^1 \leq \tan^{-1}(\eta/\xi) \end{aligned} \right\} (6)$$

の間の方角を持つものに限られる。^{*}

したがって、全スパッター粒子/入射粒子、 $s_0(E)/(\cos \alpha)^n$ のうちプラズマ中心に戻る粒子の割合 $J_s(\xi/d, \eta/d)$ は式(1)より次のようになることがわかる。

$$\begin{aligned} J_s(\xi/d, \eta/d) &\equiv \frac{\int \int s \sin \theta \, d\theta \, d\varphi}{s_0(E)/(\cos \alpha)^n} \\ &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\tan^{-1}(\eta/\xi)}^{\tan^{-1}(\eta/\xi)} \int_{\tan^{-1}(\xi/d \cos \varphi^1)}^{\pi/2} (d-\eta)/\xi \, d\varphi^1 \int_{\tan^{-1}(\xi/d \cos \varphi^1)}^{\pi/2} (\xi/d \cos \varphi^1) \, d\theta \sin 2\theta \\ &= \frac{1}{2\pi} \left[\tan^{-1} \frac{\eta}{\xi} - \frac{(\xi/d)}{\sqrt{1+(\xi/d)^2}} \tan^{-1} \left\{ \frac{\xi/d}{\sqrt{1+(\xi/d)^2}} \cdot \frac{\eta}{\xi} \right\} \right] \end{aligned}$$

*) 辺ABの式は $\zeta = r \cos \theta = d$, $\xi = r \sin \theta \cos \varphi^1$ 。これより、 $\tan \theta \cos \varphi^1 = \xi/d$, したがって $\theta = \tan^{-1}(\xi/d \cos \varphi^1)$ を得る。

で与えられる。

3.3 スパッター粒子の角度分布のモデル

これについてはすでに 2.2.3 で述べた。その結果は式(1)の形で表わされる。

3.4 スパッター粒子の発生後のふるまいに関するモデル

スパッターによって発生する中性粒子は直進し、孔の内面にあたる粒子は内面に吸着するものとする。孔の内面にあたらず、孔の開口より外に出る中性粒子はすべてプラズマ中に入るものとする。いいかえれば、孔の内部にありうる薄いプラズマによるイオン化は無視し、スパッター粒子の吸着率は1であるとする。吸着率が1であるかどうかにつきデータは見付からないが、一般的にスパッター比の測定においてスパッター粒子の捕集を石英などのコレクター板で行うので吸着率は常識的に1と考えられていることがわかった。⁹⁾

スパッターによって発生するイオンは磁場に沿って動くので、すべて孔の内部で吸着され、プラズマに入ることはないとする。実際問題としてはスパッターイオンの数はスパッター原子の数に比して遙かに小さいので^{2), 9)}前者については無視してさしつかえない。

結論として、スパッター粒子のうちプラズマに戻る粒子の割合は発生点からめたととき開口部の方向に飛び出すスパッター粒子の割合 $J_s(\xi/d, \eta/d)$ である。

4 孔の側面に衝突する中性粒子によるスパッターの評価

4.1 スパッター粒子のうちプラズマ中に入る粒子の割合 $J_s(\xi/d, \eta/d)$

第1.0 図からわかるように、スパッターで発生した粒子のうちプラズマに戻る粒子は

$$\left. \begin{aligned} \tan^{-1}(\xi/d \cos \varphi^1) \leq \theta \leq \pi/2 \\ -\tan^{-1}(d-\eta)/\xi \leq \varphi^1 \leq \tan^{-1}(\eta/\xi) \end{aligned} \right\} (6)$$

の間の方角を持つものに限られる。^{*}

したがって、全スパッター粒子/入射粒子、 $s_0(E)/(\cos \alpha)^n$ のうちプラズマ中心に戻る粒子の割合 $J_s(\xi/d, \eta/d)$ は式(1)より次のようになることがわかる。

$$\begin{aligned} J_s(\xi/d, \eta/d) &\equiv \frac{\int f s \sin \theta \, d\theta \, d\varphi}{s_0(E) / (\cos \alpha)^n} \\ &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\tan^{-1}(\eta/\xi)}^{\tan^{-1}(\eta/\xi)} \int_{\tan^{-1}(\xi/d \cos \varphi^1)}^{\pi/2} (d-\eta)/\xi \, d\varphi^1 \int_{\tan^{-1}(\xi/d \cos \varphi^1)}^{\pi/2} (\xi/d \cos \varphi^1) \, d\theta \, \sin 2\theta \\ &= \frac{1}{2\pi} \left[\tan^{-1} \frac{\eta}{\xi} - \frac{(\xi/d)}{\sqrt{1+(\xi/d)^2}} \tan^{-1} \left\{ \frac{\xi/d}{\sqrt{1+(\xi/d)^2}} \cdot \frac{\eta}{\xi} \right\} \right] \end{aligned}$$

*) 辺ABの式は $\zeta = r \cos \theta = d$, $\xi = r \sin \theta \cos \varphi^1$ 。これより、 $\tan \theta \cos \varphi^1 = \xi/d$, したがって $\theta = \tan^{-1}(\xi/d \cos \varphi^1)$ を得る。

+ [上の項で $\eta \rightarrow d - \eta$ としたもの]。 (7)

式(7)の導出を附1に示す。

$J_s(\xi/d, \eta/d)$ の η に関する平均値

$$J_s(\xi/d) = \frac{\int_0^d J_s(\xi/d, \eta/d) d\eta}{\int_0^d d\eta} \quad (8)$$

は、(3.2)に述べたモデルにより孔の内面に当る入射粒子束密度が η によらないので意味のある量である。

$$J_s(\xi/d) = \frac{1}{\pi} \left[\tan^{-1} \left(\frac{\xi}{d} \right)^{-1} - \frac{\xi/d}{\sqrt{1+(\xi/d)^2}} \tan^{-1} \frac{1}{\sqrt{1+(\xi/d)^2}} - \frac{1}{2} \left(\frac{\xi}{d} \right) \log \frac{\{1+(\xi/d)^2\}^2}{(\xi/d)^2 \{2+(\xi/d)^2\}} \right] \quad (9)$$

式(9)の導出を附2に示す。

$J_s(\xi/d, \eta/d)$ と $J_s(\eta/d)$ の次の基本的性質は式(7), (9)を見るまでもなく明らかである。すなわち

$$\lim_{\xi \rightarrow \infty} J_s(\xi/d, \eta/d) = \lim_{\xi \rightarrow \infty} J_s(\xi/d) = 0 \quad (10)$$

また $\xi \cong 0$, すなわち開口部の縁では、全立体角 2π のうち $1/2$ に放出されたものがプラズマ中に入るから、

$$\lim_{\xi \rightarrow 0} J_s(\xi/d, \eta/d) = \lim_{\xi \rightarrow 0} J_s(\xi/d) = 1/2 \quad (11)$$

ただし $\eta \neq 0$ とする。

$J_s(\xi/d, \eta/d)$ と $J_s(\xi/d)$ の式(7)および式(9)による計算値をそれぞれ第11図と第12図に示す。この図の示すところは、例えば $\xi = 0.5d$, すなわち孔の開口部より $0.5d$ の奥行きのあるところで発生したスパッター粒子がプラズマに入る確率は約17%であるということである。

4.2 孔の側面で発生するスパッター粒子の個数/sec

孔の側面(座標 ξ, η)の面積 $d\xi, d\eta$ に速度 $v = v + dv$, 角度 $\beta = \beta + d\beta$ を持って当る粒子の個数/secは

$$\begin{aligned} \phi_{o, s}(\xi, \eta, v, \beta) d\xi d\eta dv \cdot d\beta \\ = d\xi \cdot d\eta v \sin\beta \int_{\omega=0}^{2\pi} f_o(v, \beta, \omega) v^2 dv \sin\beta \cdot d\beta d\omega \\ = \frac{\pi}{2} d\xi d\eta f_o(v) v^3 dv \sin^2\beta d\beta \end{aligned} \quad (12)$$

である。ここで式(2)を用いている。

したがって発生するスパッター粒子の個数/sec

$$\begin{aligned} & \phi_{\text{so}_s}(\xi, \eta, \beta) d\xi d\eta dv d\beta \\ &= \frac{s_0(E_0)}{\cos^n \alpha} \phi_0(\xi, \eta, v, \beta) d\xi d\eta dv d\beta \end{aligned}$$

は式(12)を用いて

$$\begin{aligned} & \phi_{\text{so}_s}(\xi, \eta, v, \beta) d\xi d\eta dv d\beta \\ &= \frac{\pi}{2} d\xi d\eta s_0(m_0 v^2/2) f_0(v) v^3 dv (\sin\beta)^{2-n} d\beta \end{aligned} \quad (13)$$

となる。ここで $E_0 = m_0 v^2/2$, $\alpha + \beta = \pi/2$ を用いている。

式(13)を β に関して積分すれば、

$$\begin{aligned} F_n(\xi/d) &\equiv \int_0^{\tan^{-1}(d/\xi)} (\sin\beta)^{2-n} d\beta \\ &= \begin{cases} \frac{1}{2} \tan^{-1}(\xi/d)^{-1} - \frac{1}{4} \sin\{2 \tan^{-1}(\xi/d)^{-1}\} & : n=0 \\ 1 - \cos \tan^{-1}(\xi/d)^{-1} & : n=1 \\ \tan^{-1}(\xi/d)^{-1} & : n=2 \end{cases} \end{aligned} \quad (14)$$

を用いて

$$\begin{aligned} & \int_{\beta=0}^{\tan^{-1}(d/\xi)} \phi_{\text{so}_s} d\xi d\eta dv d\beta \\ &= \frac{\pi}{2} d\xi d\eta s_0(m_0 v^2/2) f_0(v) v^3 dv F_n(\xi/d) \end{aligned} \quad (15)$$

を得る。これが面積 $d\xi d\eta$ に $v-v+dv$ の速度で入射する粒子によって発生するスパッター粒子の個数/sec である。

4.3 フラズマ中に入るスパッター粒子の個数/sec

この個数は式(15)に $J_s(\xi/d, \eta/d)$ を掛けて ξ, η, v に関して積分すればよい。すなわち

$$\begin{aligned} \Phi_{\text{so}_s} &= \int \int \int \int J_s(\xi/d, \eta/d) \phi_{\text{so}_s}(\xi, \eta, v, \beta) d\xi d\eta dv d\beta \\ &= \frac{\pi}{2} \int_0^D d\xi F_n(\xi/d) \int_0^{4d} d\eta J_s(\xi/d, \eta/d) \int_0^\infty v^3 dv f_0(v) s_0(m_0 v^2/2) \\ &= 2\pi d \int_0^D d\xi F_n(\xi/d) J_s(\xi/d) \int_0^\infty v^3 dv f_0(v) s_0(m_0 v^2/2) \end{aligned} \quad (16)$$

さらに s_0 の速度平均値

$$\begin{aligned} \bar{s}_0 &\equiv \int_0^\infty v^3 dv f_0(v) s_0(m_0 v^2/2) / \int_0^\infty v^3 dv f_0(v) \\ &= \int_0^\infty v^3 dv f_0(v) s_0(m_0 v^2/2) / (n\bar{v}/2\pi) \end{aligned} \quad (17)$$

を用いれば

$$\psi_{\text{sos}} = \frac{n\bar{v}d^2}{4} \bar{s}_0 \cdot 2 \int_0^{D/d} d \left(\frac{\xi}{d}\right) F_n\left(\frac{\xi}{d}\right) J_s\left(\frac{\xi}{d}\right) \quad (18)$$

となる。したがって実効上のスパッター比は

$$s_{\text{effs}} = \psi_{\text{sos}} / (n\bar{v}d^2/4) \\ = 2\bar{s}_0 \int_0^{D/d} d \left(\frac{\xi}{d}\right) F_n\left(\frac{\xi}{d}\right) J_s\left(\frac{\xi}{d}\right) \quad (19)$$

で与えられる。

5 孔の底面に衝突する中性子によるスパッターの評価

計算は4孔の側面に当る粒子に関する計算と同様に行いうる。しかし、ここに現れる積分はやや複雑で解析的には面側になる。底面に当る中性粒子は $D > d$ の場合にはそう多くないので、ここでは簡略化した取扱いを用いる。評価は念のため常に過大評価となるような近似を用いて行い。

5.1 スパッター粒子のうちプラズマ中に入る粒子の割合 $J_b(\eta/d, \zeta/d)$

底面上の一点 (η, ζ) において、これに垂直な軸のまわりの極座標 (r, θ, φ) を用いれば、式(7)と同様に

$$J_b(\eta/d, \zeta/d) = \frac{1}{2\pi} \int \int d\theta d\varphi \sin 2\theta \quad (20)$$

と書かれる。ここで積分の限界は、底面上の点 (η, ζ) からめた開孔縁 ABCD を θ, φ によって書き表わした式で定まる。たとえば、 $\varphi = 0$ を ζ 軸に平行にとれば、縁 DA は式(6)と似た形

$$\theta = \tan^{-1} \{ (d-\zeta)/D \cos \varphi \} \quad (21)$$

$$-\tan^{-1} \{ \eta/(d-\zeta) \} \leq \varphi \leq \tan^{-1} \{ (d-\eta)/(d-\zeta) \} \quad (22)$$

と書け、式(20)の積分のうち式(22)の間からの分は

$$\frac{1}{2\pi} \int_{-\tan^{-1} \{ \eta/(d-\zeta) \}}^{\tan^{-1} \{ (d-\eta)/(d-\zeta) \}} \frac{d\varphi}{1+D^2 \sec^2 \varphi / (d-\zeta)^2}$$

と表わされる。ここで式(A1-1)を用いた。同様のことを縁 AB, BC, CD について行えば式(23)は

$$J_b(\eta/d, \zeta/d) = \frac{1}{2\pi} \left[K\left(\frac{D}{d-\zeta}; \frac{d-\eta}{d-\zeta}, -\frac{\eta}{d-\zeta}\right) \right. \\ \left. + K\left(\frac{D}{d-\eta}; \frac{\zeta}{d-\eta}, -\frac{d-\zeta}{d-\eta}\right) + K\left(\frac{D}{\zeta}; \frac{\eta}{\zeta}, -\frac{d-\eta}{\zeta}\right) \right. \\ \left. + K\left(\frac{D}{\eta}; \frac{d-\zeta}{\eta}, -\frac{\zeta}{\eta}\right) \right] \quad (23)$$

$$\psi_{\text{sos}} = \frac{n \bar{v} d^2}{4} \bar{s}_0 \cdot 2 \int_0^{D/d} d \left(\frac{\xi}{d}\right) F_n \left(\frac{\xi}{d}\right) J_s \left(\frac{\xi}{d}\right) \quad (18)$$

となる。したがって実効上のスパッター比は

$$s_{\text{effs}} = \psi_{\text{sos}} / (n \bar{v} d^2 / 4) \\ = 2 \bar{s}_0 \int_0^{D/d} d \left(\frac{\xi}{d}\right) F_n \left(\frac{\xi}{d}\right) J_s \left(\frac{\xi}{d}\right) \quad (19)$$

で与えられる。

5 孔の底面に衝突する中性子によるスパッターの評価

計算は4孔の側面に当る粒子に関する計算と同様に行いうる。しかし、ここに現れる積分はやや複雑で解析的には面側になる。底面に当る中性粒子は $D > d$ の場合にはそう多くないので、ここでは簡略化した取扱いを用いる。評価は念のため常に過大評価となるような近似を用いて行い。

5.1 スパッター粒子のうちプラズマ中に入る粒子の割合 $J_b(\eta/d, \zeta/d)$

底面上の一点 (η, ζ) において、これに垂直な軸のまわりの極座標 (r, θ, φ) を用いれば、式(7)と同様に

$$J_b(\eta/d, \zeta/d) = \frac{1}{2\pi} \int \int d\theta d\varphi \sin 2\theta \quad (20)$$

と書かれる。ここで積分の限界は、底面上の点 (η, ζ) からめた開孔縁 ABCD を θ, φ によって書き表わした式で定まる。たとえば、 $\varphi = 0$ を ζ 軸に平行にとれば、縁 DA は式(6)と似た形

$$\theta = \tan^{-1} \{ (d - \zeta) / D \cos \varphi \} \quad (21)$$

$$-\tan^{-1} \{ \eta / (d - \zeta) \} \leq \varphi \leq \tan^{-1} \{ (d - \eta) / (d - \zeta) \} \quad (22)$$

と書け、式(20)の積分のうち式(22)の間からの分は

$$\frac{1}{2\pi} \int_{-\tan^{-1} \{ \eta / (d - \zeta) \}}^{\tan^{-1} \{ (d - \eta) / (d - \zeta) \}} \frac{d\varphi}{1 + D^2 \sec^2 \varphi / (d - \zeta)^2}$$

と表わされる。ここで式(A1-1)を用いた。同様のことを縁 AB, BC, CD について行えば式(23)は

$$J_b(\eta/d, \zeta/d) = \frac{1}{2\pi} \left[K \left(\frac{D}{d - \zeta}; \frac{d - \eta}{d - \zeta}, -\frac{\eta}{d - \zeta} \right) \right. \\ + K \left(\frac{D}{d - \eta}; \frac{\zeta}{d - \eta}, -\frac{d - \zeta}{d - \eta} \right) + K \left(\frac{D}{\zeta}; \frac{\eta}{\zeta}, -\frac{d - \eta}{\zeta} \right) \\ \left. + K \left(\frac{D}{\eta}; \frac{d - \zeta}{\eta}, -\frac{\zeta}{\eta} \right) \right] \quad (23)$$

となる。ここで

$$K(u; v, w) = \int_v^w \frac{d\varphi}{1 + u^2 \sec^2 \varphi} \\ = \left[\varphi - \sqrt{\frac{u^2}{1+u^2}} \tan^{-1} \left\{ \sqrt{\frac{u^2}{1+u^2}} \tan \varphi \right\} \right]_v^w \quad (24)$$

である。ここで式(A1-2)を用いている。

$J_b(\eta/d, \zeta/d)$ の上限, しかも近似的に正しい式は次のようにして用いられる。孔を正方形孔でなく円孔(半径 a)とし, スパッター粒子は円孔の底面の中央で発生するとする。このとき

$$J_b \cong \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\tan^{-1}(a/D)} d\theta \sin 2\theta = \frac{a^2}{a^2 + D^2} \quad (25)$$

正方形孔の場合には, $\pi a^2 = d^2$ と置いて

$$J_b \cong \frac{d^2}{d^2 + \pi D^2} \quad (26)$$

となる。この式は, $D^2 \gg d^2$ の場合と逆に $D \rightarrow 0$ の場合に正しいので中間でも相当正しいであろう。

5.2 孔の底面で発生するスパッター粒子の個数/sec

孔の底面(座標 η, ζ)の面積 $d\eta, d\zeta$ に速度 $v \rightarrow v + dv$, 角度 $\beta \rightarrow \beta + d\beta$, を持って当る粒子の個数/sec は式(22)と同様に

$$\phi_{ob}(\eta, \zeta, \beta) d\eta d\zeta dv d\beta \\ = d\eta \cdot d\zeta v \cos \beta \int_0^{2\pi} d\omega f_0(v, \beta, \omega) v^2 dv \sin \beta d\beta$$

で与えられる。ここで β, ω は点 (η, ζ) において立てた垂線に関する入射粒子方向を示す極座標である。したがって発生するスパッター粒子の個数/sec は式(23)と同様に

$$\phi_{sob}(\eta, \zeta, v, \beta) d\eta d\zeta dv d\beta \\ = \frac{s_0(E_0)}{\cos^n \beta} \phi_{ob}(\eta, \zeta, v, \beta) d\eta d\zeta dv d\beta \\ = d\eta d\zeta s_0(E_0) \sin \beta (\cos \beta)^{1-n} d\beta v^3 dv \int_0^{2\pi} d\omega f_0(v, \beta, \omega) \quad (27)$$

となる。 ω, β に関する積分を行えば式(22)によって

$$\int d\beta \phi_{sob}(\eta, \zeta, v, \beta) d\eta d\zeta dv d\beta \\ = \frac{\pi}{2} d\eta d\zeta s_0(E_0) \sum_{i=0}^4 \int_0^{\beta_i} \sin \beta (\cos \beta)^{1-n} f_0(v) v^3 dv \\ = \frac{\pi}{2} d\eta d\zeta s_0(E_0) f_0(v) v^3 dv \times \\ \times \begin{cases} \frac{4}{\sum_{i=1}^4} \frac{1 - (\cos \beta_i)^{2-n}}{2-n} & (n \neq 2) \\ \frac{4}{\sum_{i=1}^4} (-\log \cos \beta_i) & (n = 2) \end{cases} \quad (28)$$

ここで

$$\beta_1 = \tan^{-1} (\zeta/D), \quad \beta_2 = \tan^{-1} (\eta/D), \tag{29}$$

$$\beta_3 = \tan^{-1} \{ (d-\zeta)/D \}, \quad \beta_4 = \tan^{-1} \{ (d-\eta)/D \}$$

である。

5.3 プラズマ中に入るスパッター粒子の個数/sec

この個数/secを得るには、式(28)に $J_b(\eta/d, \zeta/d)$ を掛けて、 η, ζ, v について積分すればよい。すなわち、

$$\begin{aligned} \phi_{sob} &= \int \int \int \int J_b(\eta/d, \zeta/d) \phi_{sob}(\eta, \zeta, v, \beta) d\eta d\zeta dv d\beta \\ &= \frac{\pi}{2} \int_0^\infty dv v^3 f_0(v) s_0(m_0 v^2/2) \cdot \int_0^d \int_0^d d\eta d\zeta J_b(\eta/d, \zeta/d) \times \\ &\quad \times \begin{cases} \sum_{i=1}^4 \frac{1 - (\cos \beta_i)^{2-n}}{2-n} & (n \neq 2) \\ \sum_{i=1}^4 (-\log \cos \beta_i) & (n=2) \end{cases} \end{aligned}$$

式(7)を用いて、式(28)と(29)に類似の式

$$\begin{aligned} \phi_{sob} &= \frac{n \bar{v}^2 d^2}{4} \cdot \frac{\bar{s}_0}{2} \int_0^1 \int_0^1 d\left(\frac{\eta}{d}\right) d\left(\frac{\zeta}{d}\right) J_b\left(\frac{\eta}{d}, \frac{\zeta}{d}\right) \times \\ &\quad \times \begin{cases} \sum_{i=1}^4 \frac{1 - (\cos \beta_i)^{2-n}}{2-n} & (n \neq 2) \\ \sum_{i=1}^4 (-\log \cos \beta_i) & (n=2) \end{cases} \end{aligned} \tag{30}$$

$$s_{eff,b} = \phi_{sob} / (n \bar{v} d^2 / 4)$$

$$\begin{aligned} &= \frac{\bar{s}_0}{2} \int_0^1 \int_0^1 d\left(\frac{\eta}{d}\right) d\left(\frac{\zeta}{d}\right) J_b\left(\frac{\eta}{d}, \frac{\zeta}{d}\right) \times \\ &\quad \times \begin{cases} \sum_{i=1}^4 \frac{1 - (\cos \beta_i)^{2-n}}{2-n} & (n \neq 2) \\ \sum_{i=1}^4 (-\log \cos \beta_i) & (n=2) \end{cases} \end{aligned} \tag{31}$$

を得る。

式(23), (24), (29)を式(31)に代入して得られる積分は複雑であるので、 $D^2 \gg d^2$ と仮定して $J_b(\eta/d, \zeta/d)$ を式(26)で簡略化する。

$$\begin{aligned} s_{eff,b} &\leq \frac{s_0}{2} \int_0^1 \int_0^1 d\left(\frac{\eta}{d}\right) d\left(\frac{\zeta}{d}\right) \frac{d^2}{d^2 + \pi^2 D^2} \times \\ &\quad \times \begin{cases} \sum_{i=0}^4 \frac{1 - (\cos \beta_i)^{2-n}}{2-n} & (n \neq 2) \\ \sum_{i=0}^4 (-\log \cos \beta_i) & (n=2) \end{cases} \end{aligned}$$

$$= 2 \bar{s}_0 \frac{d^2}{d^2 + \pi^2 D^2} \int_0^1 d \left(\frac{\eta}{d} \right) \times$$

$$\times \begin{cases} \frac{1 - \{ \cos(\tan^{-1} \eta/D) \}^{2-n}}{2-n} & (n \neq 2) \\ \{-\log \cos(\tan^{-1} \eta/D)\} & (n=2) \end{cases} \quad (32)$$

$$= 2 \bar{s}_0 H_n(D/d) \quad (33)$$

ここで

$$H_n(x) = \frac{x^{-1}}{(x^{-1})^2 + \pi^2} \times \begin{cases} \frac{1}{2} (x^{-1} - \tan^{-1} x^{-1}) & (n=0) \\ x^{-1} - \frac{1}{2} \log \frac{1 + \sin \tan^{-1} x^{-1}}{1 - \sin \tan^{-1} x^{-1}} & (n=1) \\ \tan^{-1} x^{-1} - x^{-1} (1 + \log \cos \tan^{-1} x^{-1}) & (n=2) \end{cases} \quad (34)$$

である。

6 イオンの衝突によるスパッターの評価

式(4)の導出に関して述べたようにイオンは磁場にまきついているので、すべて共通の角度で壁に衝突すると考えてよいであろう。壁への入射方向が壁の垂線となす角 β_i は、壁が平面の場合には $\pi/2$ に非常に近く、たとえば、壁の表面の凸凹のために $\pi/2$ との差を生ずるのである。発生したスパッター粒子はすべてプラズマ中にもどるので、実効上のスパッター比 s'_{eff} は

$$s'_{eff} = \frac{\bar{s}_0}{(\cos \beta_i)^n} \quad (35)$$

である。

壁が平面でなくて第9図に示すような多孔構造を持っている場合は、逆に粒子は側面にほぼ垂直に入射する。スパッター粒子のうち半数がプラズマ中に戻るので、実効的スパッター比

$$s'_{effb} \text{ は } s'_{effb} = \bar{s}_0 / 2 \quad (36)$$

で与えられる。

$$= 2 \bar{s}_0 \frac{d^2}{d^2 + \pi^2 D^2} \int_0^1 d \left(\frac{\eta}{d} \right) \times$$

$$\times \begin{cases} \frac{1 - \{ \cos(\tan^{-1} \eta/D) \}^{2-n}}{2-n} & (n \neq 2) \\ \{-\log \cos(\tan^{-1} \eta/D)\} & (n=2) \end{cases} \quad (32)$$

$$= 2 \bar{s}_0 H_n(D/d) \quad (33)$$

ここで

$$H_n(x) = \frac{x^{-1}}{(x^{-1})^2 + \pi^2} \times \begin{cases} \frac{1}{2} (x^{-1} - \tan^{-1} x^{-1}) & (n=0) \\ x^{-1} - \frac{1}{2} \log \frac{1 + \sin \tan^{-1} x^{-1}}{1 - \sin \tan^{-1} x^{-1}} & (n=1) \\ \tan^{-1} x^{-1} - x^{-1} (1 + \log \cos \tan^{-1} x^{-1}) & (n=2) \end{cases} \quad (34)$$

である。

6 イオンの衝突によるスパッターの評価

式(4)の導出に関して述べたようにイオンは磁場にまきついているので、すべて共通の角度で壁に衝突すると考えてよいであろう。壁への入射方向が壁の垂線となす角 β_i は、壁が平面の場合には $\pi/2$ に非常に近く、たとえば、壁の表面の凸凹のために $\pi/2$ との差を生ずるのである。発生したスパッター粒子はすべてプラズマ中にもどるので、実効上のスパッター比 s'_{eff} は

$$s'_{eff} = \frac{\bar{s}_0}{(\cos \beta_i)^n} \quad (35)$$

である。

壁が平面でなくて第9図に示すような多孔構造を持っている場合は、逆に粒子は側面にはほぼ垂直に入射する。スパッター粒子のうち半数がプラズマ中に戻るので、実効的スパッター比

$$s'_{effb} \text{ は } s'_{effb} = \bar{s}_0 / 2 \quad (36)$$

で与えられる。

7 検 討

中性子が多孔構造の壁面に入射するときの実効上のスパッター比 s_{eff} は式 (19) と式 (34) を用いて

$$s_{eff} = s_{effs} + s_{effb}$$

で表わされる。 s_{effs} と s_{effb} を D/d の関数として第 13 図に示す。とくに、孔の深さ $D = 0$ 、すなわち壁が平面の場合 $s_{effb} = \bar{s}_0$ ($n=0$ のとき)、 $s_{effb} = 2\bar{s}_0$ ($n=1$ のとき)、 $s_{effb} = \infty$ ($n=2$ のとき) であり、 $s_{effs} = 0$ となるのは当然のことである。この図から判ることは、 s_{eff} は D/d の関数として減少するが、 $D/d \sim 1$ より孔の深さを深くしても余り効果のないことである。いくつかの数値例を第 1 表に示す。

第 1 表

D/d \ n	s_{effs} / \bar{s}_0			s_{effb} / \bar{s}_0			s_{eff} / \bar{s}		
	0	1	2	0	1	2	0	1	2
0	0	0	0	1	2	∞	1	2	∞
0.2	0.11	0.14	0.23	0.52	0.77	1.29	0.63	0.91	1.52
0.4	0.16	0.21	0.36	0.20	0.26	0.36	0.36	0.47	0.72
0.6	0.18	0.25	0.43	0.08	0.10	0.12	0.26	0.35	0.55
1	0.20	0.28	0.50	0.02	0.02	0.02	0.22	0.30	0.52
2	0.20	0.29	0.55	0.00	0.00	0.00	0.20	0.29	0.54

この表からわかるように $D \sim d$ の多孔構造の壁は平面状の壁にくらべてスパッター比が 20 ~ 15% に下る ($n=0, 1$ の場合)。実効上のスパッター比 s_{eff} は、直入射の時のスパッター比の速度平均値 \bar{s}_0 (式 17) の 20% ($n=0$ の場合)、30% ($n=1$ の場合)、50% ($n=2$ の場合) に下げうる。この軽減効果は、とくに大型核融合装置で問題となりうる高速中性粒子の発生するスパッター粒子によるプラズマ汚染^{10) 11)} についてとくに有効であろう。しかし、いわゆるガス・スパッターによって発生するガス不純物については多孔構造内での吸着が期待できないので別途の方策が必要である。

一方、イオンについても軽減効果が期待できる。すなわち、壁が平面である場合にはスパッター比の入射角度依存性によって式 (35) に示すように実効的スパッター比は \bar{s}_0 より大幅に大きくなりうるが、多孔構造にしておけば式 (36) に与えられているように $\bar{s}_0 / 2$ にこれを抑えることが可能となる。

以上の議論は、多孔構造の側壁の厚さが零という理想的な場合について行っている。これが無視しない場合には s_{eff} に $s_{eff} (D/d=0) \cdot f$ を加える必要がある。ここで f は壁に垂直な方向から見込んだ場合、側壁の切口が壁面積中に占める割合である。イオンについてはこ

の補正は明白ではない。イオンは磁場に巻きつきながら壁に当るが、このとき式(36)を導びくときに仮定したように側壁に垂直に入射するとは断定し難く、側壁の切口にほぼ接線方向に入射する粒子もありうるからである。この問題は理論的に扱い難く、確かな結論は得難い。これを避ける一つの方策は磁気リミターまたはダイバータを設け、イオンは實際上壁に当たらないようにすることであろう。

多孔構造容器壁による中性粒子によるスパッター軽減効果は臨界プラズマ条件をめざす大型核融合装置の不純物対策設計検討において相当の余裕を与える。すなわち、平らな壁を用いたとき金属不純物の混入量は許容量に近いとき、ここで得られた5-6の余裕度は装置設計を大幅に楽なものとしてくれる。

8 謝 辞

本研究は臨界プラズマ試験装置の設計研究の一環としてなされたものである。核融合研究室 森室長、同研究グループの各位に感謝の意を表したい。

の補正は明白ではない。イオンは磁場に巻きつきながら壁に当るが、このとき式(36)を導びくときに仮定したように側壁に垂直に入射するとは断定し難く、側壁の切口にはほぼ接線方向に入射する粒子もありうるからである。この問題は理論的に扱い難く、確かな結論は得難い。これを避ける一つの方策は磁気リミターまたはダイバータを設け、イオンは実際上壁に当たらないようにすることであろう。

多孔構造容器壁による中性粒子によるスパッター軽減効果は臨界プラズマ条件をめざす大型核融合装置の不純物対策設計検討において相当の余裕を与える。すなわち、平らな壁を用いたとき金属不純物の混入量は許容量に近いとき、ここで得られた5-6の余裕度は装置設計を大幅に楽なものとしてくれる。

8 謝 辞

本研究は臨界プラズマ試験装置の設計研究の一環としてなされたものである。核融合研究室 森室長、同研究グループの各位に感謝の意を表したい。

附1. 式(7)の導出

$$\int \sin 2\theta \, d\theta = -\frac{1}{2} \cos 2\theta = -\frac{1}{2} \frac{1 - \tan^2 \theta}{1 + \tan^2 \theta}$$

より

$$\int_{\tan^{-1}(\xi/d \cos \varphi)}^{\pi/2} \sin 2\theta \, d\theta = \frac{1}{1 + (\xi/d \cos^2 \varphi)} = \frac{1}{1 + (\xi/d)^2 \sec^2 \varphi} \quad (A1-1)$$

次に

$$\int \frac{d\varphi}{1 + b \sec^2 \varphi} = \varphi - \sqrt{\frac{b}{b+1}} \tan^{-1} \sqrt{\frac{b}{b+1}} \tan \varphi \quad (A1-2)$$

より式(7)を得る。

附2. 式(9)の導出

$$\int \tan^{-1} \alpha x \, dx = x \tan^{-1} \alpha x - \frac{1}{2\alpha} \log \{1 + (\alpha x)^2\}$$

を用い、 $\delta = (\xi/d) / \sqrt{1 + (\xi/d)^2}$ とおいて

$$\begin{aligned} J(\xi) &= \frac{1}{\pi d} \int_0^d d\eta \left\{ \tan^{-1} \frac{\eta}{\xi} - \delta \tan^{-1} \frac{\delta \eta}{\xi} \right\} \\ &= \frac{1}{\pi} \left\{ \tan^{-1} \frac{d}{\xi} - \delta \tan^{-1} \frac{\delta d}{\xi} - \frac{\xi}{2d} \log \frac{1 + d^2/\xi^2}{1 + \delta^2 d^2/\xi^2} \right\} \end{aligned}$$

これより式(9)を得る。

附3. 孔の中で $\xi = \xi$ より奥深く入る入射粒子の数/sec

式(2)よりこの数 $\Phi_i(\xi)$ は、

$$\Phi_i(\xi) = \int_0^D d\xi \int_0^{4\eta} d\eta \int_0^{\tan^{-1}(d/\xi)} \int_0^\infty dv \phi_0(\xi, \eta, v, \beta)$$

によって与えられる。

$$\int_0^\infty v^3 f_0(v) \, dv = \frac{1}{2} \frac{n_0}{\pi^{3/2}} \sqrt{\frac{2kT}{m_0}} = \frac{1}{4\pi} \cdot n_0 \bar{v}$$

$$\int_0^{4\eta} d\eta = 4d$$

$$\int_0^{\tan^{-1}(d/\xi)} \sin^2 \beta \, d\beta = \frac{1}{2} \tan^{-1} \frac{d}{\xi} - \frac{1}{4} \sin 2 \left(\tan^{-1} \frac{d}{\xi} \right)$$

を用いて

$$\begin{aligned} \Phi_i(\xi) &= \frac{1}{4} n \bar{v} d^2 \int_{\xi}^{\infty} d \left(\frac{\xi}{d} \right) \left[\tan^{-1} \frac{d}{\xi} - \frac{1}{2} \sin 2 \left(\tan^{-1} \frac{d}{\xi} \right) \right] \\ &= \frac{1}{4} n \bar{v} d^2 \left[1 - \frac{\xi}{d} \tan^{-1} \left(\frac{d}{\xi} \right) \right] \end{aligned}$$

当然のことながら $\Phi_i(\infty) = 0$, $\Phi_i(0) = \frac{1}{4} n \bar{v} d^2$ である。

附4. 式(20)の導出

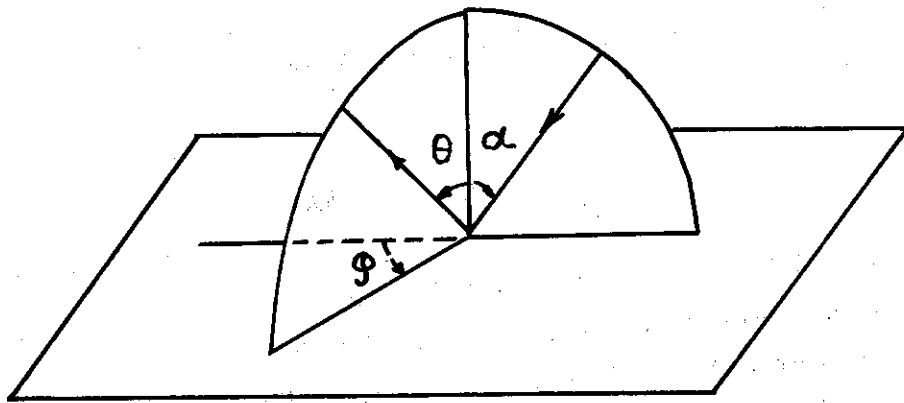
式(16)の中の $\int_0^{\infty} d\xi$ を $\int_0^D d\xi$ と $\int_D^{\infty} d\xi$ に分ける。 $\int_D^{\infty} d\xi$ に関しては、 $J(\xi/d)$ を $J(D/d)$ に置き換える。それは $\xi \geq D$ の粒子は $\xi = D$ に底があればそこでスパッターを起すからである。同時に $F_n(\xi/d)$ は $F_0(\xi/d)$ で置き換える。それは底に当る粒子はほぼ直入射になるので、 $n = 0$ 相当のスパッター比を選ぶべきであるからである。したがって、式(16)のうち

$$\begin{aligned} \int_D^{\infty} &= 2\pi d \int_D^{\infty} F_0(\xi/d) J(D/d) \int_0^{\infty} v^3 dv f_0 s_0 \\ &= 2\pi d J(D/d) \int_D^{\infty} \frac{1}{2} \left\{ \tan^{-1} \left(\frac{\xi}{d} \right)^{-1} - \frac{1}{2} \sin 2 \tan^{-1} \left(\frac{\xi}{d} \right)^{-1} \right\} d\xi \cdot \\ &\quad \cdot \frac{n_0 \bar{v}}{4\pi} \\ &= \frac{n_0 \bar{v} d^2}{4} J(D/d) \left[1 - \frac{D}{d} \tan^{-1} \left(\frac{D}{d} \right)^{-1} \right] \end{aligned}$$

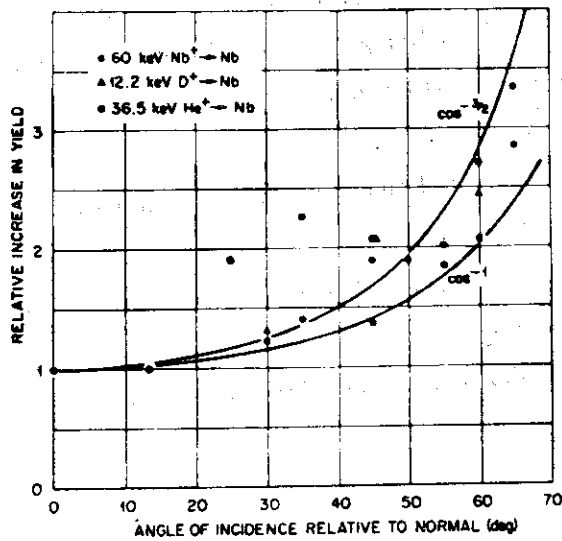
となり、式(20)の右辺第二項を得る。

文 献

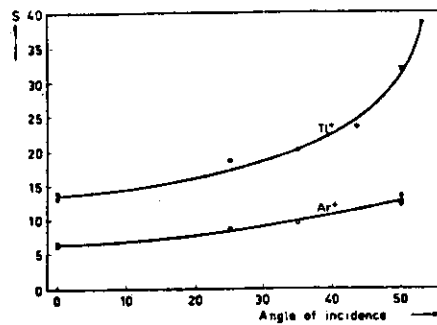
- 1) 例えば, 核融合炉技術の現状と展望, 日本原子力学会誌 15 712 (1973)
- 2) 例えば, R. Behrisch, Nucl. Fusion 12 695 (1972)
- 3) A. J. Sumner, N. J. Freeman, and N. R. Daly, J. Appl. Phys. 42 4774 (1971)
- 4) P. K. Bol, J. M. Fluit, and J. Kistemaker, Physica 26 1000 (1960)
- 5) G. K. Wehner and D. Rosenberg, J. Appl. Phys. 31 177 (1960)
- 6) M. Koedam, Thesis, State Univ., Utrecht, March 1961
- 7) B. Cobic and B. Perovic, Symp. on Ionization Phenomena in Gases, p260, Amsterdam, North Holland, 1960
- 8) F. Grönlund and W. Moore, J. Chem Phys. 32 1540
- 9) M. Kaminsky, Atomic and Ionic Impact Phenomena on Metal Surfaces, Springer-Verlag, Berlin, 1965
- 10) 井上, 田島, 安積, 核融合装置における不純物のリサイリング過程 29回物理学会年会 (昭和49年10月) 14pG2
- 11) 田島, 井上, 田中, 荘司, 永見, 核融合装置における不純物分布とエネルギー損失, 同上 14pG3



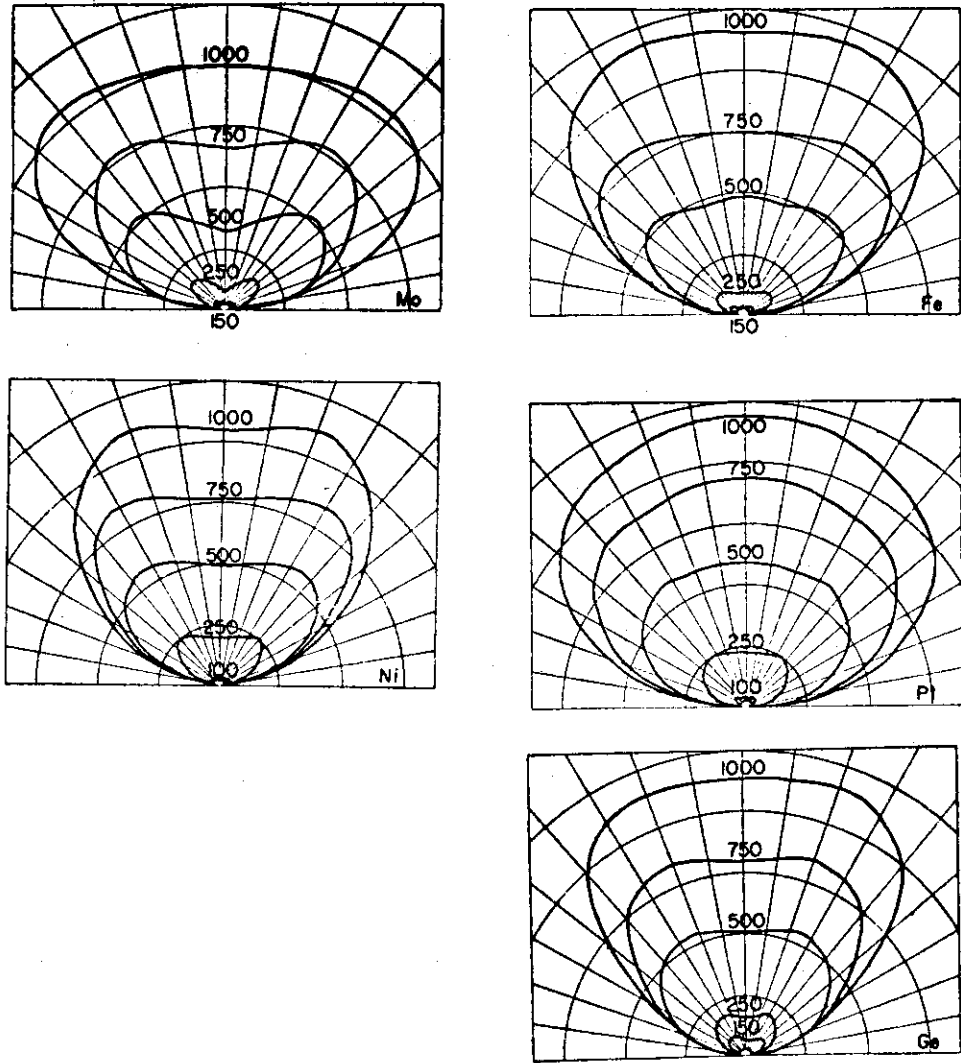
第1図 面に入射する粒子が垂線となる角度 α 、スパッター粒子が垂線となす角度 θ 、入射粒子面とスパッター粒子面のなす角 ϕ を示す。とくに指定しない場合は $\phi=0^\circ$ である。 $\phi=180^\circ$ は $\theta<0$ として表わす場合がある。



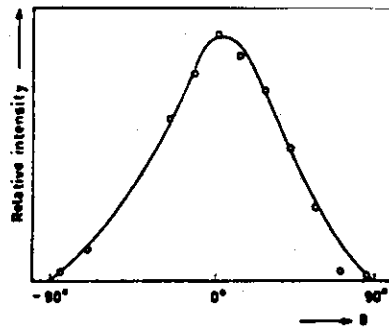
第2図 Nbに H^+ 、 D^+ 、 He^+ などを入射したときのスパッター比の入射角(α)依存性を示す。³⁾



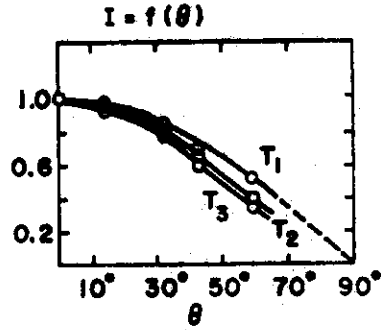
第3図 Cuに Ti^+ 、 Ar^+ を20 keVで入射したときのスパッター比の入射角(α)依存性を示す。⁴⁾



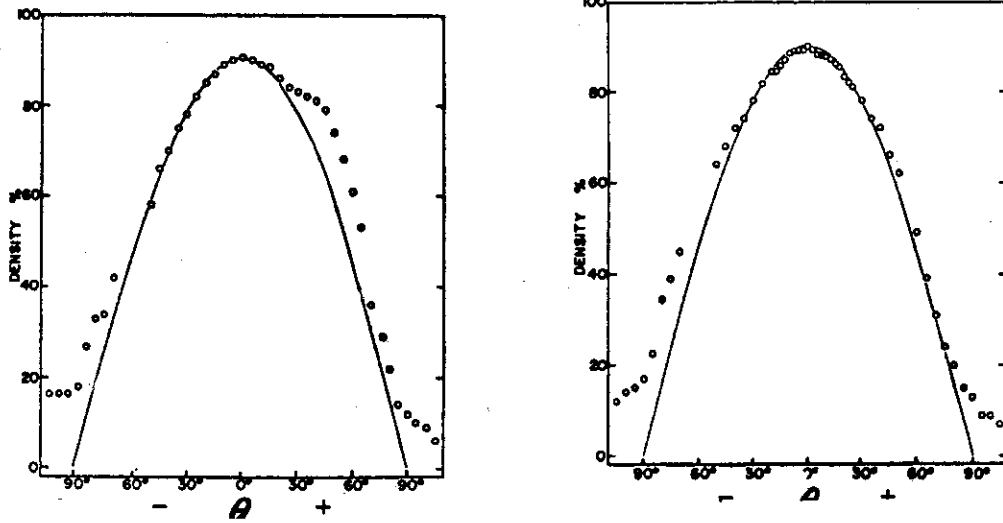
第4図 Mo, Fe, Ni, Pt, Ge に 100-1000 eV (図上に数値で示す) の Hg^+ を垂直入射 ($\alpha = 0$) した場合のスプッター粒子の角度 (θ) 分布を示す。⁵⁾



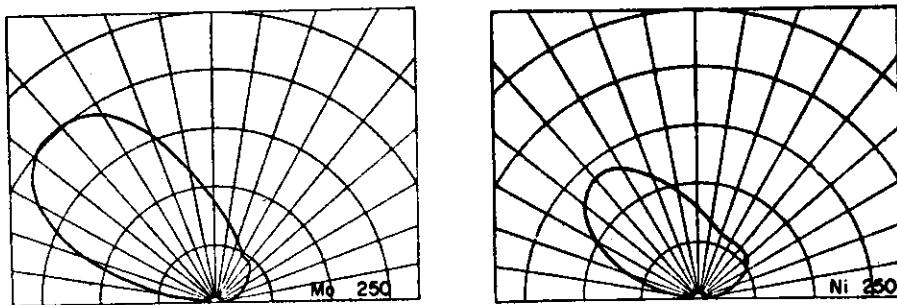
第5図 Cu に 20 keV の Ar^+ を斜入射 ($\alpha = 50^\circ$) した場合のスプッター粒子の角度 (θ) 分布を示す。⁴⁾



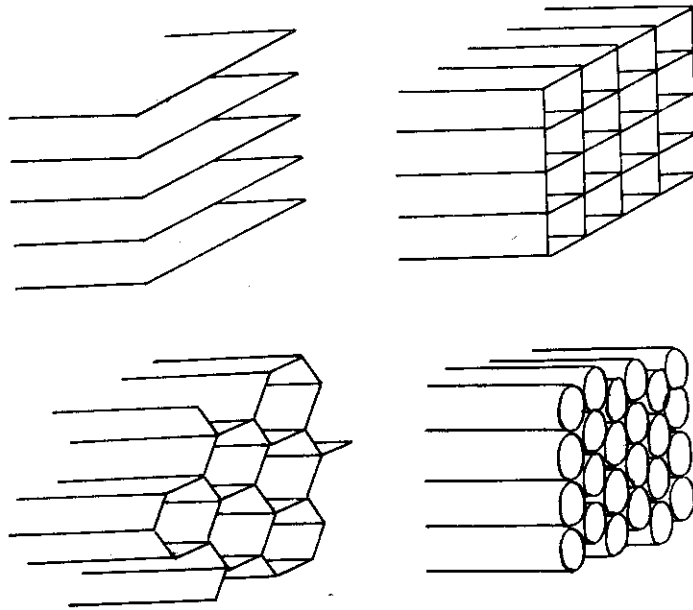
第6図 Cuに17 keVの Ar^+ を入射した場合のスプッター粒子の角度度(θ)分布を示す。⁷⁾点線は余弦分布を示し、 $T_1 = 100^\circ C$, $T_2 = 25^\circ C$, $T_3 = -160^\circ C$ はCuの温度を表わす。



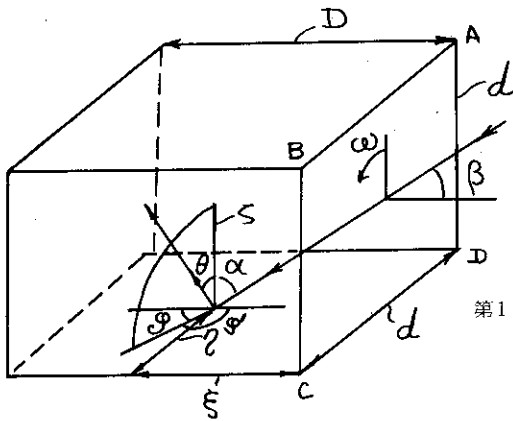
第7図 左は9 keV D^+ がAgに $\alpha = 60^\circ$ で当たった場合であり、多少"光反射"に対応する前方ピークが見られる。右は4 keV Ne^+ が $\alpha = 60^\circ$ で入射した場合である。両者も余弦分布にほぼ合致する。⁸⁾



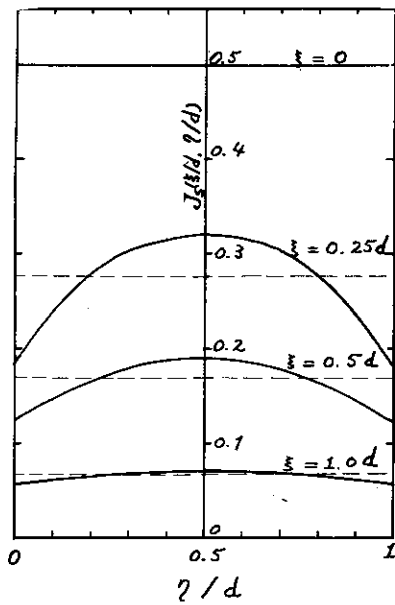
第8図 250 eV Hg^+ をMoおよびNiに斜入射した場合のスプッター粒子の角度(θ)分布。 α の値は論文⁴⁾では不明。



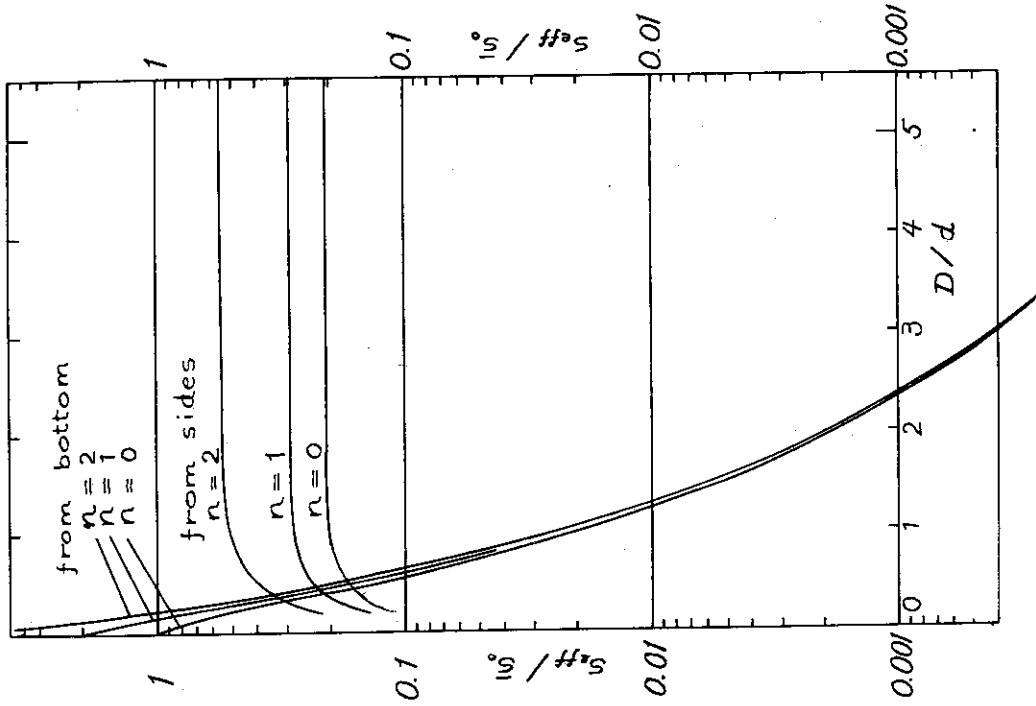
第9図 多孔構造の例。左上より時計まわりに、平行板構造、正方形構造、円孔構造、六角形孔構造を示す。



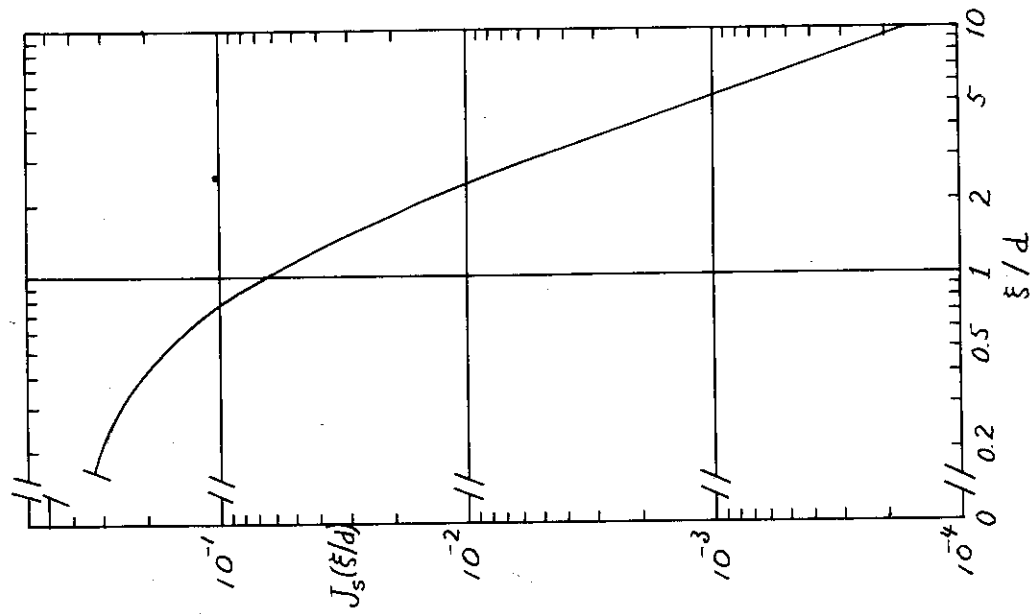
第10図 一辺の長さ a の正方形孔構造の単位セル。入射粒子の方向は α, ω により。入射粒子が金属面と当る角は $\beta = \pi/2 - \alpha$ により。その場所は ξ, η により。スパッター粒子の方向は θ, φ によって指定する。



第11図 座標 (ξ, η) で発生したスパッター粒子がプラズマ中に入る確率 $J_S(\xi, \eta)$ 。破線は η に関する平均値 $J_S(\xi)$ を示す。



第13図 S_{eff}/S_0 の孔の壁からの散乱の底からの分について D/d の関数として示す。n はスパッタ-比の入射粒子の角度依存性 $(\cos \alpha)^{-n}$ の指数。



第12図 $J_s(\xi, \eta)$ の η に関する平均値 $J_s(\xi)$ を示す。