

JAERI-M

7611

モンテカルロ法によるクライオポンプの  
熱負荷の計算

1978年3月

桜庭順二\*・柴田猛順

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

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

モンテカルロ法によるクライオポンプの熱負荷の計算

日本原子力研究所東海研究所核融合研究部

桜庭 順二\* ・ 柴田 猛順

(1978年2月15日受理)

水素排気用クライオポンプの熱負荷を評価する目的で、モンテカルロ法による2次元の計算コードを作成した。このコードでは、ビームダンパーから後方散乱する粒子のエネルギー分布、シェブロンバッフルの気体分子通過確率、後方散乱して通過する粒子のエネルギー分布、および輻射エネルギーの透過率を算出できる。臨界プラズマ試験装置JT-60用中性粒子入射加熱装置のクライオポンプについて、このコードにより、後方散乱粒子と輻射で持込まれるクライオパネルへの熱入力を評価した。

---

\* 外来研究員 : 住友重機械

JAERI-M 7611

Calculation of Heat Input to Cryopumps by Monte Carlo Method

Junji SAKURABA\* and Takemasa SIBATA

Division of Thermonuclear Fusion Research,  
Tokai Research Establishment, JAERI

(Received February 15, 1978)

A two-dimensional monte carlo calculation code was made for estimating the heat input to cryopumps for hydrogen. It calculates the following: (1) energy distribution and reflection efficiency of the backscattered particles from the beam dump, (2) molecular flow rate and energy distribution of the backscattered energetic particles through the chevron baffle, and (3) radiation transmissivity of the chevron baffle. For cryopumps of the neutral beam injection systems for JAERI's plasma feasibility experiment device JT-60, the heat input to the cryopanel due to backscattering and radiation was estimated with the code.

Keywords: cryopump, heat input, monte carlo method, beam dump, chevron baffle, cryopanel, backscattering, radiation, transmission probability, reflection efficiency

---

\* On leave from Sumitomo Heavy Industries, Ltd.

目 次

1. ま え が き .....	1
2. 計 算 方 法 .....	2
3. 計算結果と検討 .....	6
4. お わ り に .....	14
謝 辞 .....	14
参 考 文 献 .....	15
図 .....	16

Contents

1. Introduction .....	1
2. Details of the Calculation .....	2
3. Results and Discussion .....	6
4. Conclusion .....	14
Acknowledgments .....	14
References .....	15
Figures .....	16

## 1. ま え が き

臨界プラズマ試験装置(JT-60)用中性粒子入射加熱装置(NBI)<sup>1)</sup>には、大容量水素排気系として液体ヘリウム冷却のクライオポンプの使用が予定されている。JT-60用NBIでは、1基あたり、75KV、70Aの水素イオンビームがイオン源から引出される。イオンビームは、中性化セル内で荷電変換によって中性粒子に変換され、トーラス内へ入射される。中性化セルでの中性化効率はおよそ29%で、残りはイオンのまま偏向磁石で曲げられてビームダンパーで減速される。クライオポンプによって、ビームダンパーで減速後の水素ガス、および中性化セルから流出する室温の水素ガスを排気して、 $1 \times 10^{-5}$  Torr 前後の真空に保つ必要がある。そのため、およそ $1 \times 10^6$  l/sec の排気速度が要求される。

クライオポンプでは、液体ヘリウム冷却されたクライオパネルの前面に、パネルへの熱入力を防ぎ、さらに、排気する水素ガスを予冷する目的で、液体窒素温度のシェブロンバッフルが設けられている。クライオポンプを設計する上で重要なことは、必要な排気速度を得ることと、冷凍機の負荷を決めるクライオパネルへの熱入力を正しく評価することである。排気速度は、水素ガスがシェブロンバッフルを通り抜けてクライオパネルに達する通過確率と、クライオパネルにおける水素分子に対する捕獲確率とで決まる。一方、クライオパネルへの熱入力としては、熱伝導、排気水素ガスの付着熱、熱輻射、および高エネルギー粒子によるものが考えられる。NBIクライオポンプにとって、次の点がクライオパネルへの熱入力を大きなものとする。

- ① 排気すべき水素ガスが大容量であること。
- ② 内部構造物(中性化セル、偏向マグネット、カロリメーター、ビームダンパーなど)、および、トーラス内プラズマからの熱輻射が大きいこと。
- ③ ビームダンパーで減速された後方散乱する水素粒子のエネルギーは、室温に比べて非常に大きいこと。

したがって、NBIクライオポンプでは、排気速度を大きく保ちながら、クライオパネルへの熱入力をできるだけ小さくする設計が要求される。そのためには、次の点を検討する必要がある。

- ① 室温、および高エネルギー水素粒子のシェブロンバッフル通過確率
- ② ビームダンパーから後方散乱する水素粒子のエネルギー分布、熱量
- ③ シェブロンバッフルを通り抜けてクライオパネルへ達した後方散乱水素粒子のエネルギー分布、熱量
- ④ 輻射エネルギーのシェブロンバッフル透過確率
- ⑤ 水素分子のクライオパネルへの付着熱
- ⑥ 内部構造物、トーラス入射口からの輻射熱量

など。

このような観点から、上記①～④項についての算定を行なう目的で、モンテカルロ法による計算コードを作成した。高エネルギー水素粒子の金属物質との一回の衝突による後方散乱につ

ては、後方散乱係数、後方散乱粒子のエネルギー分布などを求めた実験、解析が多く報告されている。<sup>2-11)</sup> われわれの注目しているビームダンパー、シェブロンパッフルでは、多数回の衝突が予想され、衝突回数は個々の水素粒子について異なったものとなる。したがって、1回の衝突による後方散乱のデータを、各衝突時に適用し、個々の水素粒子を追跡する計算方法が有効である。輻射熱については、輻射エネルギーをもった粒子に置き換えることによつて、モンテカルロ法の適用が可能となる。また、シェブロンパッフルの気体分子通過確率の計算例は、L. L. Levensonら<sup>12)</sup>によつて報告されている。けれども、NBIクライオポンプを想定し、具体的なシェブロンパッフル配置、形状パラメータを変えた計算が必要とされる。

本コードによる計算結果は、JT-60用中性子入射加熱装置のクライオポンプの設計に適用されるだけでなく、実験用に試作した排気速度約 $6 \times 10^4$  l/secのクライオポンプの水素イオンビーム入射実験における熱入力の評価などに適用されつつある。

## 2. 計 算 方 法

### 2.1 粒子軌道の計算<sup>12-15)</sup>

#### 2.1.1 計算の仮定

粒子軌道の計算を次の仮定にもとづいて、モンテカルロ法を使用して行なう。

- ① 第1, 2, 3図に示すビームダンパーとシェブロンパッフルの2次元モデルを扱う。
- ② 入口面における粒子の入射位置は一様である。
- ③ 入口面における粒子の入射方向は、入射角度を指定しない場合、開口面において余弦則に従って決定される。
- ④ 粒子の反射方向は、指定した割合だけ余弦則に従って決定される。他は、鏡面反射とする。
- ⑤ 分子間の衝突はない(自由分子領域)。
- ⑥ 脱出した粒子は戻らない。

#### 2.1.2 計算手順の概要

はじめに、入口面において、粒子の入射位置と方向を決定する。0~1の一様乱数 $U_1$ を求め、入口面に一様に分布するようにする。入射角度を指定しない場合には、同じく0~1の一様乱数 $U_2$ を求め、方向余弦 $\cos\theta = 2U_2 - 1$ として、余弦則に従った入射角度を決める。

これで入射粒子の経路が定まったから、つぎに、ビームダンパー壁、シェブロンパッフルフィン壁、および各境界面との衝突点の座標を計算する。ビームダンパー壁、シェブロンパッフルフィン壁に衝突した場合は、あらかじめ指定した反射条件(余弦則に従う割合を指定する)に従って、反射後の粒子の方向を決める。すなわち、衝突面がREF ( $0 \leq \text{REF} \leq 1$ )の割合だけ余弦則に従って粒子を反射するものとするれば、0~1の一様数 $U_3$ を求めて、 $\text{REF} \geq U_3$ のとき余弦則に従った反射、 $\text{REF} < U_3$ のとき鏡面反射と定める。余弦則に従



ては、後方散乱係数、後方散乱粒子のエネルギー分布などを求めた実験、解析が多く報告されている。<sup>2-11)</sup> われわれの注目しているビームダンパー、シェブロンバッフルでは、多数回の衝突が予想され、衝突回数は個々の水素粒子について異なったものとなる。したがって、1回の衝突による後方散乱のデータを、各衝突時に適用し、個々の水素粒子を追跡する計算方法が有効である。輻射熱については、輻射エネルギーをもった粒子に置き換えることによつて、モンテカルロ法の適用が可能となる。また、シェブロンバッフルの気体分子通過確率の計算例は、L. L. Levensonら<sup>12)</sup>によつて報告されている。けれども、NBIクライオポンプを想定し、具体的なシェブロンバッフル配置、形状パラメータを変えた計算が必要とされる。

本コードによる計算結果は、JT-60用中性子入射加熱装置のクライオポンプの設計に適用されるだけでなく、実験用に試作した排気速度約 $6 \times 10^4$  l/secのクライオポンプの水素イオンビーム入射実験における熱入力の評価などに適用されつつある。

## 2. 計 算 方 法

### 2.1 粒子軌道の計算<sup>12-15)</sup>

#### 2.1.1 計算の仮定

粒子軌道の計算を次の仮定にもとづいて、モンテカルロ法を使用して行なう。

- ① 第1, 2, 3図に示すビームダンパーとシェブロンバッフルの2次元モデルを扱う。
- ② 入口面における粒子の入射位置は一様である。
- ③ 入口面における粒子の入射方向は、入射角度を指定しない場合、開口面において余弦則に従つて決定される。
- ④ 粒子の反射方向は、指定した割合だけ余弦則に従つて決定される。他は、鏡面反射とする。
- ⑤ 分子間の衝突はない(自由分子領域)。
- ⑥ 脱出した粒子は戻らない。

#### 2.1.2 計算手順の概要

はじめに、入口面において、粒子の入射位置と方向を決定する。0~1の一様乱数 $U_1$ を求め、入口面に一様に分布するようにする。入射角度を指定しない場合には、同じく0~1の一様乱数 $U_2$ を求め、方向余弦 $\cos\theta = 2U_2 - 1$ として、余弦則に従つた入射角度を決める。

これで入射粒子の経路が定まったから、つぎに、ビームダンパー壁、シェブロンバッフルフィン壁、および各境界面との衝突点の座標を計算する。ビームダンパー壁、シェブロンバッフルフィン壁に衝突した場合は、あらかじめ指定した反射条件(余弦則に従う割合を指定する)に従つて、反射後の粒子の方向を決める。すなわち、衝突面がREF ( $0 \leq \text{REF} \leq 1$ )の割合だけ余弦則に従つて粒子を反射するものとするれば、0~1の一様数 $U_3$ を求めて、 $\text{REF} \geq U_3$ のとき余弦則に従つた反射、 $\text{REF} < U_3$ のとき鏡面反射と定める。余弦則に従

りならば、同じく0~1の一様乱数 $U_5$ を求め、方向余弦 $\cos\theta=2U_5-1$ として反射方向を決める。また、鏡面反射ならば、衝突面に対する入射角度から反射方向が定まる。以下、この操作を繰返して粒子の軌道を追跡する。ビームダンパーの場合、壁との衝突回数を計数しながら開口面に戻るまで軌道計算を続ける。計算結果として、壁との衝突回数 $i$ 回で開口面に戻った粒子数 $S_i$ を出力する。

一方、シェブロンパツフルの場合、衝突面が入口面、出口面となるまで軌道計算を続ける。入射粒子の総数を $N$ 、フィン壁と $i$ 回( $i \leq 20$ )衝突して出口面に達した粒子数を $T_i$ 、入口面に戻った粒子数を $W$ 、および、フィン壁と21回以上衝突して計算を打切った粒子数を $Z$ とすると、それらは次の関係にある。

$$N = \sum T_i + W + Z \quad (i = 1, 20)$$

粒子のシェブロンパツフル通過確率 $Prob$ は、次式で与えられる。

$$\begin{aligned} Prob &= \frac{\sum T_i}{\sum T_i + W} \\ &= \frac{\sum T_i}{N - Z} \end{aligned} \quad (1)$$

また、標準偏差 $\sigma$ は

$$\sigma = \sqrt{\frac{Prob(1-Prob)}{N}} \quad (2)$$

となる。

出力として、 $N$ 、 $T_i$ 、 $W$ 、 $Z$ 、 $Prob$ 、および $\sigma$ を打出す。

## 2.2 後方散乱粒子エネルギー分布の計算

### 2.2.1 計算の仮定

ビームダンパーからの後方散乱粒子、およびシェブロンパツフル通過粒子のエネルギー分布、平均エネルギー、エネルギー反射率、エネルギー通過率などを、次の仮定にもとづいて、モンテカルロ法を使用して計算する。

- ① 反射係数(後方散乱係数) $R$ は、第4図に示す曲線で与える。<sup>16)</sup>
- ② 入射エネルギー $\epsilon_0$ (Reduced Energy)と反射エネルギーの平均値 $\bar{\epsilon}_S$ との比 $\bar{\epsilon}_S/\epsilon_0$ は、第5図に示す曲線で与える。<sup>16)</sup>
- ③ Reduced Energy  $\epsilon$ は、次式で与えられる無次元の値である。<sup>2)</sup>

$$\epsilon = \frac{a M_2}{Z_1 Z_2 e^2 (M_1 + M_2)} E \quad (3)$$

$$a = 0.8853 \times \frac{\hbar^2}{m e^2} \left( Z_1^{\frac{2}{3}} + Z_2^{\frac{2}{3}} \right)^{-\frac{1}{2}}$$

ここで、

- $Z_1$  ; 入射粒子の原子番号
- $Z_2$  ; ターゲット材料の原子番号
- $M_1$  ; 入射粒子の原子量
- $M_2$  ; ターゲット材料の原子量
- $E$  ; 入射エネルギー
- $m$  ; 電子の質量
- $e$  ; 電子の電荷
- $\hbar$  ; プランク定数
- $a$  ; トーマスフェルミの遮蔽半径

である。

④ 反射後のエネルギー分布  $f(\epsilon_s)$  は、全エネルギー領域にわたって、次式を仮定する。

$$f(\epsilon_s) = \frac{1-\nu}{\epsilon_0} \left( \frac{\epsilon_s}{\epsilon_0} \right)^{-\nu} \quad (4)$$

ここで、

$$\nu = \frac{1 - 2(\bar{\epsilon}_s / \epsilon_0)}{1 - (\bar{\epsilon}_s / \epsilon_0)} \quad (5)$$

- $\epsilon_s$  ; 後方散乱粒子のエネルギー
- $\bar{\epsilon}_s$  ; 後方散乱粒子の平均エネルギー
- $\epsilon_0$  ; 入射エネルギー

である。したがって、Kev 領域以下では、ほぼ弾性散乱に近くなる。

## 2.2.2 計算手順の概要

入射エネルギー  $E_0$  ( $Z_1$ ,  $Z_2$ ,  $M_1$ ,  $M_2$  を(3)式に与えて、Reduced Energy に換算する。) に対して、R vs.  $\epsilon_0$  線図(第4図参照)から反射係数  $R$  を求める。0~1の一様乱数  $U_1$  を求めて、 $R$  と  $U_1$  の大小判断から、後方散乱するか、捕獲されるかを定める。後方散乱する場合は、 $\epsilon_0$  に対して、 $\bar{\epsilon}_s / \epsilon_0$  vs.  $\epsilon_0$  線図(第5図参照)から  $\bar{\epsilon}_s / \epsilon_0$  を求めて、(5)式を用いて指数  $\nu$  を定める。つぎに、0~1の一様散乱数  $U_2$  を求めて、後方散乱粒子のエネルギー  $E_s$  を、(4)式の分布に従って、次式で求める。

$$E_s = U_2 \frac{1}{1-\nu} \cdot E_0 \quad (6)$$

以下、この操作を予定衝突回数に達するまで、 $E_0 = E_s$  と置いて、繰返し計算を続ける。最終的に得られた  $E_s$  の値を、対数目盛で区分されたエネルギー群に分類して粒子数をカウントする。捕獲された粒子については、エネルギー  $E_s = 0$  としてカウントする。この結果、衝突回数別のエネルギー度数分布表が得られる。

粒子軌道計算（第2，1節参照）で得られた衝突回数別の粒子数  $S_i, T_i$  と上記のようにして得られたエネルギー度数分布表とによつて、ビームダンパーから後方散乱する粒子、およびシェブロンバップルを通過する粒子のエネルギー分布表（対数目盛に区分されたエネルギー群に入る粒子数で示される）が得られる。

さらに、ビームダンパーから後方散乱する粒子の平均エネルギー  $\bar{E}_s$ ，粒子反射率  $P_{REF}$ ，およびエネルギー反射率  $E_{REF}$  を、次式で求める。

$$\bar{E}_s = \frac{\sum E_s}{N(E_s \neq 0)} \quad (7)$$

$$P_{REF} = \frac{N(E_s \neq 0)}{N_0} \quad (8)$$

$$E_{REF} = \frac{\bar{E}_s}{E_0} P_{REF} \quad (9)$$

ここで、

$\sum E_s$  ; ビームダンパーから後方散乱して出てくる粒子のエネルギー積算値

$N(E_s \neq 0)$  ; ビームダンパーから後方散乱して出てくる粒子数

$N_0$  ; ビームダンパーへ入射した粒子数（モンテカルロ計算の試行数）

である。

一方、シェブロンバップルについては、通過粒子の平均エネルギー  $\bar{E}_T$ ，粒子通過率  $P_{TRNS}$ ，およびエネルギー通過率  $E_{TRNS}$  を、次式で求める。

$$\bar{E}_T = \frac{\sum E_T}{N_{TRNS}} \quad (10)$$

$$P_{TRNS} = \frac{N_{TRNS}}{N_0} \quad (11)$$

$$E_{TRNS} = \frac{\bar{E}_T}{E_0} \cdot P_{TRNS} \quad (12)$$

ここで、

- $\Sigma ET$  ; シェブロンバッフルを通過した粒子のエネルギー積算値  
 $N_{TRNS}$  ; シェブロンバッフルを通過した粒子数  
 $N_0$  ; シェブロンバッフルへ入射した粒子数 (モンテカルロ計算の試行数)

である。

## 2.3 輻射エネルギーのシェブロンバッフル透過率の計算

### 2.3.1 計算の仮定

輻射エネルギーをもった粒子として問題を扱い、モンテカルロ法によりシェブロンバッフル透過率を求める。シェブロンバッフルフィン壁の輻射率 $\epsilon$ に対して、壁での反射率 $R$ は、 $R = 1 - \epsilon$ とする。したがって、壁での反射条件を除いて、第2.1節の粒子軌道の計算で用いた仮定がそのまま適用される。

### 2.3.2 計算手順の概要

概略、粒子軌道の計算手順と同じである。異なる点は、フィン壁との衝突点において、 $0 \sim 1$ の一樣乱数 $U$ を求め、 $U$ と $R$ との大小判断から、反射されるか吸収されるかを決定することである。

求める透過率 $R_{TRNS}$ は、次式で得られる。

$$R_{TRNS} = \frac{N_{TRNS}}{N_0} \quad (13)$$

ここで、

- $N_{TRNS}$  ; シェブロンバッフルを透過した粒子数  
 $N_0$  ; シェブロンバッフルへ入射した粒子数 (モンテカルロ計算の試行数)

である。

以上、粒子軌道の計算、後方散乱粒子のエネルギー分布の計算、および輻射エネルギーの透過率の計算について概要を記述したが、いずれも、各モデル形状について独立に計算できる。

プログラミングはFORTRANで行ない、計算には電子計算機FACOM 230-75を用いた。FORTRANで書かれた実際のプログラムは省略する。

## 3. 計算結果と検討

### 3.1 ビームダンパーからの後方散乱

ビームダンパーモデル(第1図参照)について、後方散乱によってビームダンパーから反射

ここで、

$\Sigma E T$  ; シェブロンバッフルを通過した粒子のエネルギー積算値

$N_{TRNS}$  ; シェブロンバッフルを通過した粒子数

$N_0$  ; シェブロンバッフルへ入射した粒子数 (モンテカルロ計算の試行数)

である。

## 2.3 輻射エネルギーのシェブロンバッフル透過率の計算

### 2.3.1 計算の仮定

輻射エネルギーをもった粒子として問題を扱い、モンテカルロ法によりシェブロンバッフル透過率を求める。シェブロンバッフルフィン壁の輻射率 $\epsilon$ に対して、壁での反射率 $R$ は、 $R = 1 - \epsilon$ とする。したがって、壁での反射条件を除いて、第2.1節の粒子軌道の計算で用いた仮定がそのまま適用される。

### 2.3.2 計算手順の概要

概略、粒子軌道の計算手順と同じである。異なる点は、フィン壁との衝突点において、 $0 \sim 1$ の一樣乱数 $U$ を求め、 $U$ と $R$ との大小判断から、反射されるか吸収されるかを定めることである。

求める透過率 $R_{TRNS}$ は、次式で得られる。

$$R_{TRNS} = \frac{N_{TRNS}}{N_0} \quad (13)$$

ここで、

$N_{TRNS}$  ; シェブロンバッフルを透過した粒子数

$N_0$  ; シェブロンバッフルへ入射した粒子数 (モンテカルロ計算の試行数)

である。

以上、粒子軌道の計算、後方散乱粒子のエネルギー分布の計算、および輻射エネルギーの透過率の計算について概要を記述したが、いずれも、各モデル形状について独立に計算できる。

プログラミングはFORTRANで行ない、計算には電子計算機FACOM 230-75を用いた。FORTRANで書かれた実際のプログラムは省略する。

## 3. 計算結果と検討

### 3.1 ビームダンパーからの後方散乱

ビームダンパーモデル(第1図参照)について、後方散乱によってビームダンパーから反射

される水素粒子のエネルギー反射率を求めた。開口角  $\varphi$ 、入射エネルギー  $E_0$ 、ダンパー材質をパラメーターとして計算を行なった。

### 3.1.1 開口角の効果

第6図に、開口角に対するエネルギー反射率を示す。材質は銅(Cu)、モリブデン(Mo)の2種類とし、水素粒子の入射方向は開口面に垂直にとった。入射エネルギー  $E_0$  は、 $E_0 = 75 \text{ KeV}$  とした。また、ビームダンパー壁での後方散乱粒子の方向はすべて余弦則分布するものと仮定した。この結果を用いて、ビームダンパーに入る水素イオンビーム熱量から、後方散乱による熱出力を容易に算出することができる。JT-60用NBIを想定した場合、75kV、49.7A(イオン源から70A引出され、中性化セルでの中性化効率が29%とした)の水素イオンビームがビームダンパーに入る。ビームダンパーの開口角  $\varphi$  を、 $\varphi = 24^\circ$ 、材質を銅と仮定する。

この場合 エネルギー反射率  $E_{REF}$  は、 $E_{REF} = 5.9 \times 10^{-4}$  である。したがって、入射熱量 3.73 MW に対して後方散乱粒子による熱量は 2.20 KW となる。ビームダンパーは、後方散乱粒子による熱出力を極力小さくする形状でなければならない。そのためには、必要な開口面積を維持する範囲で、開口角度は小さい程効果的である。

### 3.1.2 入射エネルギーの効果

開口角  $24^\circ$  材質が銅(Cu)の場合について、入射エネルギー  $E_0$  1KeV~100KeV の範囲で、エネルギー反射率を求めた。第7図に結果を示す。図中には、平板との一回の衝突による後方散乱粒子のエネルギー反射率を破線で示した。第8図は、平板におけるエネルギー反射率  $E_{REF1}$  と、開口角  $24^\circ$  の場合のエネルギー反射率  $E_{REF2}$  との比  $E_{REF2} / E_{REF1}$  を示したものである。

イオン源から引出される水素イオンビームは、加速エネルギー  $E_0$  のとき、 $E_0$ 、 $E_0/2$ 、 $E_0/3$  などのエネルギー成分をもつ。<sup>1)</sup> この成分の比率の違いによって、ビームダンパーでのエネルギー反射率は異なってくる。第7図に示すように、入射エネルギーが低いほどエネルギー反射率は大きな値をとる。したがって、 $E_0/2$ 、 $E_0/3$  などのエネルギー成分の割合が多いビームほど、後方散乱粒子のもつ熱量は大きくなる。第8図から、入射エネルギーが 1KeV~100KeV の範囲では、エネルギーの高いほど、開口角を小さくすることの効果(後方散乱粒子の熱量を減少させる)が少ないことがわかる。この原因は、一回の衝突によるエネルギー反射率が、エネルギーの高いほど小さいためである。

### 3.1.3 衝突回数分布

ビームダンパー壁と  $i$  回 ( $i = 1, 2, 3$ ) の衝突後に弾性散乱してビームダンパーから出る粒子について、各衝突回数別に、開口角を変えたときの分布を調べた。結果を第9図に示す。開口角に依らず、一回の衝突でビームダンパーを出る粒子の割合が最も大きくなっている。この割合は、開口角依存性が大きで、第6図に示したエネルギー反射率を決める要因になっている。すなわち、ビームダンパーでのエネルギー反射率を支配するのは、一回の衝突で後方散乱して出る粒子の割合であることがわかる。

第10図は、ビームダンパー開口角が $24^\circ$ の場合について、衝突回数10回までの分布を示すものである。第2節の計算手法で記述したように、本コードによる計算では、個々の粒子については、同一回の衝突時のエネルギー反射率は異なった値をとる。これに対して、 $i$ 回の衝突時のエネルギー反射率 $\gamma(i)$ を一律に与えた場合、ビームダンパーから後方散乱する粒子の熱量 $q_s$ は、村上<sup>16)</sup>の提示による次式で求められる。

$$q_s = q_0 \sum_{i=1} \gamma(i) X_i \quad (14)$$

ここで、 $q_0$ はビームダンパーへの入射熱量、 $X_i$ はビームダンパー壁と $i$ 回の衝突後にビームダンパーを出る粒子の割合である。 $\gamma(i)$ は、第4図、第5図から一律に決められ、材質が銅の場合には、入射エネルギーが75 KeVのとき、 $\gamma(1) = 2.73 \times 10^{-3}$ 、

$\gamma(2) = 2.48 \times 10^{-5}$ などである。入射熱量は75 KV、49.7 Aとして、 $q_0 = 3.73$  MWである。また、第10図の結果から、 $X_1 = 0.21$ 、 $X_2 = 0.07$ が得られる。したがって、(14)式から、後方散乱による熱出力は、 $q_s = 2.14$  KWとなる。この結果は、本コードによる計算結果2.20 KW(第3.1.1節参照)と比較して、3%程度低い値をとるが、ほぼ一致している。したがって、本コードによる計算結果と手計算(衝突回数分布はモンテカルロ計算で求める)による結果との比較からも、一回の衝突で後方散乱してビームダンパーを出る粒子が、全後方散乱粒子による熱出力を支配していることがわかる。

### 3.2 シェブロンバッフルの水素粒子通過確率 Prob

ここでは、室温の水素粒子を対象として、シェブロンバッフルの通過確率を求めた。シェブロンバッフルフィン壁との反射は、すべて余弦則に従うものとした。

シェブロンバッフルの配置、フィン開口角 $\varphi$ 、粒子入射角 $\theta$ をパラメータとして計算を試みた。

#### 3.2.1 平行配置のシェブロンバッフル

##### 3.2.1.1 開口角の効果

計算モデルは、次の条件の形状とした(第2図参照)。

$$P = L \cos(\varphi/2) \quad (15)$$

ここで、

$P$  ; シェブロンバッフル取付けピッチ

$L$  ; シェブロンバッフルフィン長さ

である。すなわち、不透明性(入口面から出口面が見えないこと)を維持する最大取付けピッチの場合をモデルとした。また、入口面での粒子入射方向は、余弦則分布に従って決められるものとした。

第11図に、開口角 $\varphi = 60^\circ \sim 160^\circ$ のときの通過確率Probの計算結果を示す。図中の破線は、L. L. Levensonら<sup>12)</sup>による3次元モンテカルロ法による計算結果である。本コードを用いた2次元計算結果は、きわめて妥当な値を示していると思われる。本コードによる計算値は、 $\varphi = 120^\circ$ のとき最大値をとり、 $\text{Prob} = 0.274$ である。シェブロンバッフルの設計上、フィン長さ、フィン板厚に制約があることを考慮すれば $\varphi > 120^\circ$ にとることは、開口面積を小さくする結果になるであろう。したがって、 $\varphi \leq 120^\circ$ として、同じ開口面積



で排気速度を最大にするためには、フィン開口角を  $120^\circ$  にするのが最適であることがわかる。

クライオポンプの排気速度  $S$  ( $\ell / \text{sec} \cdot \text{cm}^2$ ) は、次式で求められる。<sup>17)</sup>

$$S = \text{Prob} \cdot \left( \frac{RT_g}{2\pi M} \right)^{\frac{1}{2}} \left\{ C_g - C_s \frac{P_s}{P_g} \left( \frac{T_g}{T_s} \right)^{\frac{1}{2}} \right\} \quad (16)$$

ここで、

$R$  : 気体定数 ( $\text{erg}/\text{mole} \cdot \text{K}$ )

$T_g$  : 入射ガス分子温度 ( $\text{K}$ )

$M$  : 入射ガス分子量 ( $\text{g}/\text{mole}$ )

$C_g$  : 凝縮係数

$C_s$  : 凝縮蒸気の蒸発確率

$P_s$  : 凝縮蒸気の蒸気圧 ( $\text{Torr}$ )

$P_g$  : 入射ガス分子圧力 ( $\text{Torr}$ )

$T_s$  : 凝縮物の表面温度 ( $\text{K}$ )

$\text{Prob}$  : シェブロンバッフル通過確率

である。

今、 $T_0 = 300\text{K}$ ,  $C_g = 0.9$ ,  $C_s = 1$ ,  $P_s = 1.98 \times 10^{-8} \text{Torr}$ ,  
 $P_g = 1 \times 10^{-5} \text{Torr}$ ,  $T_s = 3.6\text{K}$  とすれば、 $\text{Prob} = 0.274$  を用いて、水素ガス  
( $M = 2$ ) に対する排気速度  $S$  は、 $S = 10.77 \ell / \text{sec} \cdot \text{cm}^2$  となる。したがって、  
 $S = 1 \times 10^6 \ell / \text{sec}$  の排気速度を得るためには、クライオパネル面積  $A$  は、  
 $A = 9.3 \times 10^4 \text{cm}^2$  必要とすることがわかる。(16) 式に示すように、通過確率  $\text{Prob}$ , 凝縮係数  
 $C_g$  とによって、排気速度  $S$  は大きく左右される。そのため、具体的なシェブロンバッフル配  
置について  $\text{Prob}$  を正確に求めることは、きわめて重要となる。

### 3.2.1.2. 粒子入射角度の効果

フィン開口角  $120^\circ$  のモデルについて、開口面における入射角  $\theta$  の効果を調べた。フィン  
長さ  $L$  とフィン取付けピッチ  $P$  の関係は、 $L = 2P$  とした。

第12図に、入射角  $\theta = 10^\circ \sim 170^\circ$  の範囲で求めた通過確率  $\text{Prob}$  の値を示す。この  
図から、通過確率  $\text{Prob}$  は、入射角  $\theta$  に大きく依存して変わることがわかる。入射方向が、入  
口面側のフィン壁に平行に近いほど通過確率は大きな値をとってくる。この結果は、フィン開  
口角が  $120^\circ$  以外での計算結果でも同じである(計算結果を示す図は省略する)。フィン開  
口角  $120^\circ$  の場合、通過確率を最大にする入射角は、 $\theta = 120^\circ$  のときである。このとき、  
 $\text{Prob} = 0.49$  となる(入口面で余弦則分布を仮定して入射角を決めた場合は、 $\text{Prob} = 0.274$   
である。第3.2.1.1節参照)。したがって、ガス分子の流れに方向性がある場合、排気速度が  
変わることが予想される。

### 3.2.1.3 衝突回数分布

フィン開口角  $120^\circ$  のモデルについて、通過粒子のフィン壁との衝突回数分布を調べた。フィン長さ  $L$  と取付けピッチ  $P$  の関係は、 $L = 2P$  とした。

第13図に、粒子の入射角  $\theta$  が、 $\theta = 90^\circ, 130^\circ, 150^\circ$ 、および余弦則分布に従って決める場合について求めた衝突回数分布を示す。この計算結果によると、入射角  $\theta = 130^\circ$  より大きい角度で入射した場合は、奇数回の衝突を経て通過する粒子の割合が多くなっている。この結果は、フィン壁での反射条件をすべて余弦則分布に従うと仮定したこと、および、シェブロン構造であることに起因すると思われる。なお、開口角  $120^\circ$ 、入射角を余弦則分布に従うとした場合、シェブロンバッフル通過粒子の平均衝突回数は、5.54回である。

### 3.2.2 円筒配置のシェブロンバッフル

次の条件のモデル形状(第3図参照)について、粒子通過確率のフィン開口角  $\phi$  依存性を調べた。

$$L \cos(\phi/2) = R \sin \phi \quad (17)$$

ここで、

$L$  : シェブロンバッフルフィン長さ

$R$  : シェブロンバッフル取付け半径

$\phi$  : シェブロンバッフル取付けピッチ角

である。(17)式は、不透明性(入口面から出口面が見えない条件)を維持する最大取付けピッチ角を与える条件である。また、 $L = 100 \text{ mm}$ 、 $R = 8.50 \text{ mm}$  とした。

第14図に、フィン開口角  $\phi = 60^\circ \sim 140^\circ$  の場合について、通過確率  $Prob$  を求めた結果を示す。平行配置の場合(第3.2.1節参照)と同様に、 $\phi = 120^\circ$  で最大値をとる。このとき、 $Prob = 0.305$  である。この値は、平行配置での値  $Prob = 0.274$  に比べて大きくなっている。これは、円筒配置とした場合、入口面よりも出口面が広くなり、入口へ戻る粒子数が減少するためである。

以下、第3.3節のエネルギー通過率、第3.4節の輻射エネルギー透過率の計算では、平行配置のシェブロンバッフルを取扱うこととする。

## 3.3 シェブロンバッフルのエネルギー通過率 $E_{TRNS}$

高エネルギー水素粒子がシェブロンバッフルに入射した場合を想定して、後方散乱粒子によるエネルギー通過率を求めた。フィン開口角  $\phi$ 、入射エネルギー  $E_0$ 、シェブロンバッフル材質をパラメータとして計算を行なった。さらに、ビームダンパーとシェブロンバッフルの具体的な配置を仮定し、クライオパネルへの後方散乱粒子によってもたらされる熱入力を算定した。

### 3.3.1 開口角の効果

エネルギー通過率のフィン開口角依存性を調べた。シェブロンバッフルの材質は、銅(Cu)とし、フィン長さ  $L$  と取付けピッチ  $P$  の関係は、 $P = L \cos(\phi/2)$  とした(不透明性を維持する最大ピッチをとる)。

水素粒子の入口面での入射角，および，フィン壁での反射角は，余弦則分布に従うものとした。

第15図に，入射エネルギー  $E_0 = 10 \text{ KeV}$  の場合について求めたエネルギー通過率  $E_{TRNS}$  を示す。図中で，破線で示した値は，粒子通過確率  $Prob$  である。

$Prob$  が， $\varphi = 120^\circ$  で最大値をとるのに対して， $E_{TRNS}$  は， $\varphi = 100^\circ$  付近で最大となる。NBI用クライオポンプの設計上， $Prob$  が大きくなり， $E_{TRNS}$  が小さくなるシェブロンバツフル形状が要求される。したがって第15図に示した計算結果から判断して，フィン開口角  $\varphi$  を， $120^\circ$  とするのが，最も適した形状と言える。

### 3.3.2 入射エネルギーの効果

フィン開口角  $\varphi = 120^\circ$  の場合について，入射エネルギー  $E_0$  によるエネルギー通過率  $E_{TRNS}$  の変化を調べた。フィン長さ  $L$  と取付けピッチ  $P$  の関係は， $L = 2P$  とした。また，シェブロンバツフルの材質は，銅 (Cu) とアルミニウム (Al) の2種類の場合について計算した。水素粒子の入射角と，フィン壁での反射角は，余弦則分布に従うものとした。

第16図に，入射エネルギー  $E_0 = 1 \text{ KeV} \sim 50 \text{ KeV}$  の範囲で求めたエネルギー通過率を示す。実線がアルミニウム，破線が銅の場合である。この計算結果を用いて，シェブロンバツフルへの入射エネルギーと粒子束から，クライオパネルへの熱入力を容易に求めることができる。例えば，入射エネルギー  $E_0 = 10 \text{ KeV}$ ，粒子束  $N_0 = 6.24 \times 10^{16} \text{ Sec}^{-1}$  (1A) のとき，シェブロンバツフル材質を銅 (Cu) とすれば， $E_{TRNS} = 2.25 \times 10^{-4}$  である。したがって，後方散乱粒子によるクライオパネルへの熱入力  $q_s = 2.25 \text{ W}$  と計算できる。

### 3.3.3 モデル計算によるクライオパネルへの熱入力

計算モデルとして，平板状のビームダンパー (材質: 銅) に入射した水素イオンビームが後方散乱し，後方散乱粒子がすべてシェブロンバツフル (開口角  $120^\circ$ ，材質: 銅) に入る場合を想定した。

このモデルについて，ビームダンパーへの入射エネルギー  $E_0 = 20 \text{ KeV} \sim 100 \text{ KeV}$  の範囲で水素イオンビーム電流 1A あたりのクライオパネルへの熱入力  $q_s$  (W) を計算した。結果を第17図に示す。

JT-60用NBIの場合，ビームダンパーへ入射する水素イオンビームは，75KV，49.7Aである。この場合について，第16図の結果を用いてクライオパネルへの熱入力を求めると， $q_s = 2.83 \text{ W}$  となる。

第3.1.3節で試みた手計算<sup>16)</sup>を，このモデルに適用してみる。(14)式において， $X_1 = 0$  とおける。また， $X_2 = 2.07 \times 10^{-2}$ ， $X_3 = 4.82 \times 10^{-2}$  (第3.2.1.3節参照) である。一方， $\gamma(1) = 2.73 \times 10^{-3}$ ， $\gamma(2) = 2.48 \times 10^{-5}$ ， $\gamma(3) = 2.63 \times 10^{-6}$  であるから， $q_s = 2.39 \text{ W}$  となる。この結果は，本コードを用いた場合に比べて，16%程度低い値である。この原因は，シェブロンバツフル通過粒子の平均衝突回数が5.54回 (第3.2.1.3節参照) と多いことによる。ビームダンパーの場合に，手計算による計算結果と良く一致したのは，一回の衝突で後方散乱して出てくる粒子の割合が非常に大きいためであった。これに対して，シェブロンバツフルを通過した後方散乱粒子は，2~4回の衝突をする割合が大きい。したが

つて、個々の後方散乱粒子にエネルギー分布をもたせる計算手法が、シェブロンバッフルを扱う場合には有益であると思われる。

### 3.4 輻射エネルギーのシェブロンバッフル透過率 $R_{TRNS}$

シェブロンバッフル形状は、フィン開口角  $\varphi = 120^\circ$ 、フィン長さ  $L$  と取り付けピッチ  $P$  とは、 $L = 2P$  である。このモデルについて、フィン壁の輻射率  $\epsilon$  と入射粒子（輻射エネルギーをもった粒子として問題を扱っている）の入口面での入射角  $\theta$  をパラメータとして、透過率を求めた。

#### 3.4.1 シェブロンバッフル輻射率の効果

粒子の入射方向は余弦則分布に従って決められるものとした。

第18図に、シェブロンバッフルフィン壁の輻射率を変えたときの、透過率の計算値を示す。ここで、フィン壁での反射条件は、すべて余弦則に従う場合、および、鏡面反射の割合が、20%、50%、100%とした場合について計算した。

この計算結果によると、フィン壁での反射条件の差異は、輻射率が1に近い場合、透過率にほとんど影響を及ぼさないことがわかる。これに対して、輻射率の変化によって、透過率は大きくかわっている。

第18図を用いて、フィン壁の輻射率とシェブロンバッフル入口面への入熱量を知れば、クライオパネルへの輻射による熱入力を容易に算定することができる。

#### 3.4.2 入射角の効果

フィン壁の輻射率を  $\epsilon = 0.78$  とし、フィン壁での反射が余弦則分布に従うと仮定する場合について、入射角の効果を調べた。

第19図に、入射角  $\theta = 10^\circ \sim 170^\circ$  の範囲における透過率  $R_{TRNS}$  の計算値を示す。 $\theta = 150^\circ$  の場合に最大値をとり、 $R_{TRNS} = 2.2 \times 10^{-2}$  となる。これは、 $\theta = 90^\circ$ （入口面に垂直に入射）の場合の  $R_{TRNS} = 2.9 \times 10^{-3}$  に比べて、およそ7.6倍も大きな値である。したがって、第19図の結果から、NBI用クライオポンプの内部発熱体とシェブロンバッフルとの位置関係を決め、クライオパネルへの輻射による熱入力を小さく抑える設計が可能となる。

ここで、具体的な熱入力の計算例をあげる。

シェブロンバッフル前面からの輻射によるクライオパネルへの熱入力  $q_r$  は、次式で求められる。<sup>16)</sup>

$$q_r = R_{TRNS} \cdot \epsilon_c q_0 \quad (19)$$

ここで、

$\epsilon_c$  : クライオパネルの輻射率

$q_0$  : シェブロンバッフルに入る輻射熱

である。NBIクライオポンプでは、熱輻射としてトーラス内プラズマによるものが最も大きいと予想される。トーラス入射口からの輻射熱  $q_T = 7 \text{ KW}$  とする。入射口に対して、シェブ

ロンバツフルの形態係数が1であると仮定すれば、 $q_0 = 7 \text{ KW}$ となる。シェブロンバツフルフィン壁の輻射率 $\epsilon = 0.78$ のとき、 $R_{\text{TRNS}}$ は、輻射エネルギーの入射角がランダムであるとして、第19図から、平均値、 $R_{\text{TRNS}} = 7.86 \times 10^{-3}$ を採用する。また、クライオパネルの輻射率を $\epsilon_c = 0.1$ として、(8)式を用いて、 $q_r = 5.5 \text{ W}$ と計算できる。

### 3.5 JT-60用NBIクライオポンプの熱入力の評価

(後方散乱粒子によつて持込まれる熱量)

JT-60用NBIのポンプ室は、3つ( $P_1$ ,  $P_2$ ,  $P_3$ )に分けられている。各室のクライオポンプへの後方散乱粒子による熱入力は、それぞれ、次の過程によるものと考えられる。

$P_1$  室; ビームダンパー(中性化されなかつた75KV, 49.7Aのイオンビームを減速する)から後方散乱し、スパッターシールドを通過後、シェブロンバツフルに入る。

$P_2$  室; インジェクションのフラッシングモード時、カロリメータに入った1.52MW(75KV, 20.3A)の中性ビームが後方散乱し、スパッターシールドを通過後、シェブロンバツフルに入る。

$P_3$  室; ビームリミッターで散乱された粒子が、シェブロンバツフルに入る。

以下、各々のポンプ室において、熱入力を求める。

#### ① $P_1$ 室

ビームダンパーは、開口角 $24^\circ$ 、材質が銅(Cu)とする。スパッターシールドには、かならず1回衝突するものとする。また、シェブロンバツフルは、開口角 $120^\circ$ 、材質が銅(Cu)とする。

ビームダンパーへの熱入力は、3.73MW(75KV, 49.7A)である。このとき、ビームダンパーから後方散乱する粒子の熱量は、2.201KW(平均19.8KV, 0.111A)、粒子束で、 $6.93 \times 10^{17} / \text{sec}$ と求まる。スパッターシールドを通過後、3.06W(5.74KV,  $5.33 \times 10^{-3} \text{ A}$ )、粒子束で $3.33 \times 10^{16} / \text{sec}$ となる。このエネルギー領域で、シェブロンバツフルの通過率は、 $1.04 \times 10^{-3}$ であるから、クライオパネルへの熱入力は、0.032Wと求まる。

#### ② $P_2$ 室

カロリメータは、開口角 $24^\circ$ 、材質が銅と仮定する。スパッターシールドとの1回の衝突後に、シェブロンバツフルに入るものとする。

カロリメータへのビーム入力は、1.52MW(75KV, 20.3A)である。後方散乱粒子の出力は、899W(19.8KV,  $4.54 \times 10^{-2} \text{ A}$ )、粒子束 $2.83 \times 10^{17} / \text{sec}$ と求まる。これが、スパッターシールドを通過後、1.25W(5.74KV,  $2.18 \times 10^{-3} \text{ A}$ )、粒子束 $1.36 \times 10^{16} / \text{sec}$ となる。したがって、クライオパネルへの熱入力は、0.013Wと計算される。

#### ③ $P_3$ 室

ビームリミッター(平板、材質は銅)で散乱された粒子が直接、シェブロンバツフルに入ると仮定する。

ビームリミッターへの入熱は、90KW(75KV, 1.2A)であり、後方散乱粒子の出

力は、 $248.6\text{W}$  ( $22.1\text{KV}$ ,  $1.14 \times 10^{-2}\text{A}$ ), 粒子束で  $7.11 \times 10^{16}/\text{sec}$  と求まる。このとき、シェブロンパツフルのエネルギー通過率は、 $2.71 \times 10^{-4}$  となり、クライオパネルへの熱入力は、 $0.067\text{W}$  と計算される。

以上をまとめると、後方散乱粒子によって持込まれるクライオパネルの熱負荷は、次のとおりである。

インジェクション時	0.099W
フラッシング時	0.045W

#### 4. お わ り に

本コードにより、後方散乱粒子と輻射によってもたらされるクライオパネルへの熱入力の評価にあたり、多くの有益な情報を得ることができた。また、排気速度を大きく維持しながら、熱入力を抑えるといった互いに矛盾した問題に対しても、ここで得られた計算結果が有効となるであろう。

本コードによる計算結果を実験的に確認する目的で、シェブロンパツフルに、水素イオンビームを入射させ ( $20 \sim 30\text{KV}$ ,  $5\text{A}$  程度), エネルギー通過率を測定する実験を予定している。さらに、排気速度およそ  $6\text{万}\ell/\text{sec}$  のクライオポンプ内に水素イオンビームを入射する実験 (最大  $26.4\text{KV}$ ,  $2.8\text{A}$ ) を行ない、クライオパネルへの熱入力の測定が行なわれている。これらの実験結果と本コードによる計算結果との比較検討は、別に報告する予定である。

今後の課題として、次の点がある。

- ① 後方散乱粒子の角度分布
- ② KeV 領域以下の後方散乱粒子のエネルギー分布

①の点では、ビームダンパーとシェブロンパツフルの配置によっては、熱入力の評価に差異が生じる可能性がある。そのためには、3次元のモンテカルロ法による計算が必要となる。また、後方散乱の角度分布のデータ集積も必要となる。次に、②の点は、クライオパネルへの後方散乱粒子による熱入力が、数eV程度の水素粒子によってもたらされるものが大半であることから、重要である。ただ、このエネルギー領域については、実験、解析がきわめて少ないのが現状である。

#### 謝 辞

コードの作成にあたり、炉心工学研究室長村上義夫氏から多くの資料を提示していただき、中でも、原研加熱専門部会に提出された資料を参考にしたところが多くあり、ここに感謝の意を表します。プログラミングにあたっては、富士通(株)の田原伸夫氏と藤田恵一氏に御勸力いただき、また、終始、加熱工学研究室の方々から、多くの有益な御意見をいただいたことを感謝します。

力は、 $248.6\text{W}$  ( $22.1\text{KV}$ ,  $1.14 \times 10^{-2}\text{A}$ )、粒子束で  $7.11 \times 10^{16}/\text{sec}$  と求まる。このとき、シェブロンパツフルのエネルギー通過率は、 $2.71 \times 10^{-4}$  となり、クライオパネルへの熱入力は、 $0.067\text{W}$  と計算される。

以上をまとめると、後方散乱粒子によって持込まれるクライオパネルの熱負荷は、次の通りである。

インジェクション時……………  $0.099\text{W}$   
 フラッシング時……………  $0.045\text{W}$

#### 4. お わ り に

本コードにより、後方散乱粒子と輻射によってもたらされるクライオパネルへの熱入力の評価にあたり、多くの有益な情報を得ることができた。また、排気速度を大きく維持しながら、熱入力を抑えるといった互いに矛盾した問題に対しても、ここで得られた計算結果が有効となるであろう。

本コードによる計算結果を実験的に確認する目的で、シェブロンパツフルに、水素イオンビームを入射させ ( $20 \sim 30\text{KV}$ ,  $5\text{A}$  程度)、エネルギー通過率を測定する実験を予定している。さらに、排気速度およそ  $6\text{万}\ell/\text{sec}$  のクライオポンプ内に水素イオンビームを入射する実験 (最大  $26.4\text{KV}$ ,  $2.8\text{A}$ ) を行ない、クライオパネルへの熱入力の測定が行なわれている。これらの実験結果と本コードによる計算結果との比較検討は、別に報告する予定である。

今後の課題として、次の点がある。

- ① 後方散乱粒子の角度分布
- ② KeV 領域以下の後方散乱粒子のエネルギー分布

①の点では、ビームダンパーとシェブロンパツフルの配置によっては、熱入力の評価に差異が生じる可能性がある。そのためには、3次元のモンテカルロ法による計算が必要となる。また、後方散乱の角度分布のデータ集積も必要となる。次に、②の点は、クライオパネルへの後方散乱粒子による熱入力が、数eV程度の水素粒子によってもたらされるものが大半であることから、重要である。ただ、このエネルギー領域については、実験、解析がきわめて少ないのが現状である。

#### 謝 辞

コードの作成にあたり、炉心工学研究室長村上義夫氏から多くの資料を提示していただき、中でも、原研加熱専門部会に提出された資料を参考にしたところが多くあり、ここに感謝の意を表します。プログラミングにあたっては、富士通(株)の田原伸夫氏と藤田恵一氏に御勸力いただき、また、終始、加熱工学研究室の方々から、多くの有益な御意見をいただいたことを感謝します。

力は、 $248.6\text{W}$  ( $22.1\text{KV}$ ,  $1.14 \times 10^{-2}\text{A}$ )、粒子束で  $7.11 \times 10^{16}/\text{sec}$  と求まる。このとき、シェブロンパツフルのエネルギー通過率は、 $2.71 \times 10^{-4}$  となり、クライオパネルへの熱入力は、 $0.067\text{W}$  と計算される。

以上をまとめると、後方散乱粒子によって持込まれるクライオパネルの熱負荷は、次のとおりである。

インジェクション時.....	0.099W
フラッシング時.....	0.045W

#### 4. お わ り に

本コードにより、後方散乱粒子と輻射によってもたらされるクライオパネルへの熱入力の評価にあたり、多くの有益な情報を得ることができた。また、排気速度を大きく維持しながら、熱入力を抑えるといった互いに矛盾した問題に対しても、ここで得られた計算結果が有効となるであろう。

本コードによる計算結果を実験的に確認する目的で、シェブロンパツフルに、水素イオンビームを入射させ ( $20 \sim 30\text{KV}$ ,  $5\text{A}$  程度)、エネルギー通過率を測定する実験を予定している。さらに、排気速度およそ  $6\text{万}\ell/\text{sec}$  のクライオポンプ内に水素イオンビームを入射する実験 (最大  $26.4\text{KV}$ ,  $2.8\text{A}$ ) を行ない、クライオパネルへの熱入力の測定が行なわれている。これらの実験結果と本コードによる計算結果との比較検討は、別に報告する予定である。

今後の課題として、次の点がある。

- ① 後方散乱粒子の角度分布
- ② KeV 領域以下の後方散乱粒子のエネルギー分布

①の点では、ビームダンパーとシェブロンパツフルの配置によっては、熱入力の評価に差異が生じる可能性がある。そのためには、3次元のモンテカルロ法による計算が必要となる。また、後方散乱の角度分布のデータ集積も必要となる。次に、②の点は、クライオパネルへの後方散乱粒子による熱入力が、数eV程度の水素粒子によってもたらされるものが大半であることから、重要である。ただ、このエネルギー領域については、実験、解析がきわめて少ないのが現状である。

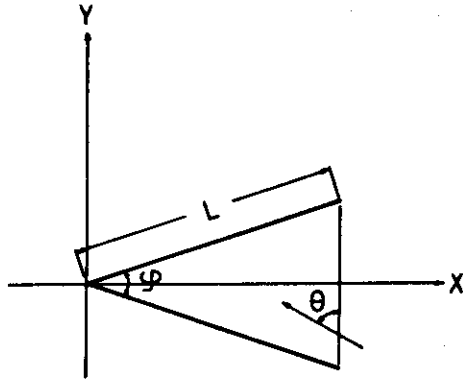
#### 謝 辞

コードの作成にあたり、炉心工学研究室長村上義夫氏から多くの資料を提示していただき、中でも、原研加熱専門部会に提出された資料を参考にしたところが多くあり、ここに感謝の意を表します。プログラミングにあたっては、富士通(株)の田原伸夫氏と藤田恵一氏に御勸力いただき、また、終始、加熱工学研究室の方々から、多くの有益な御意見をいただいたことを感謝します。

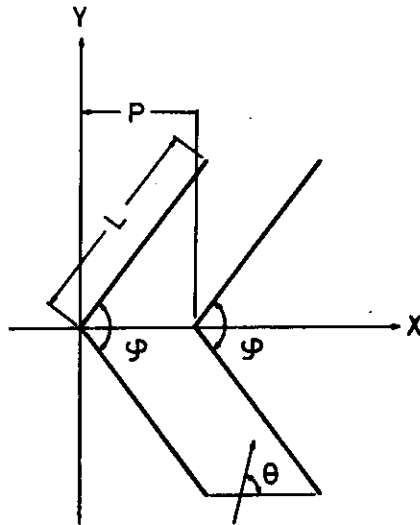


## References

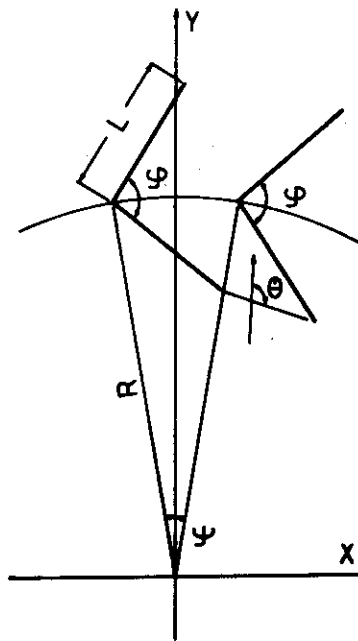
- 1) S. Matsuda, et al., paper presented at the 2nd Large Tokamak Meeting (IAEA), 1976, Princeton
- 2) J. Lindhard and M. Schaff., Phys. Rev., 124, 128 (1961)
- 3) T. Ishitani, R. Shimizu and K. Murata., Jpn. J. Appl. Phys., 11, 125 (1972)
- 4) J. Vukanic and P. Sigmund., Appl. phys., 11, 265 (1976)
- 5) H. H. Anderson, J. Lenskjaer, G. Sidenius and H. Sorensen., J. Appl. phys., 47, 13 (1976)
- 6) O. S. Oen and M. T. Robinson., Nucl. Instrum. Methods., 132, 647, (1976)
- 7) G. M. McCracken and N. J. Freeman., J. phys., B. 2, 661 (1969)
- 8) H. Verbeek., J. Appl. Phys., 46, 2981 (1975)
- 9) J. Bottiger and K. B. Winterbon., Radiat. Eff., 20, 65 (1973)
- 10) O. S. Oen and T. Robinson., J. Nucl. Mater., 63, 210 (1976)
- 11) S. Tanaka, Y. Murakami and T. Sibata., Jpn. J. Appl. phys., 17, 183 (1978)
- 12) L. L. Levenson, N. Milleron and D. H. Davis., Trans. 1976 7th AVS Symp., 372 (Pergamon 1961)
- 13) D. H. Davis, L. L. Levenson and N. Milleron., J. Appl. Phys., 35, 529 (1964)
- 14) E. Tanita and K. Nakayama., J. Vac. Soc. Jpn., 11, 46 (1967)
- 15) Y. Akiyama, K. Nakaya and M. Saito., J. Vac. Soc. Jpn., 12, 135 (1968)
- 16) Y. Murakami. (Private communication)
- 17) H. Kumagai, G. Tominaga, Y. Tuzi and G. Horikosi., "Vacuum Science and Engineering", P301. (Syokabo, Tokyo, 1970, in Japanese)



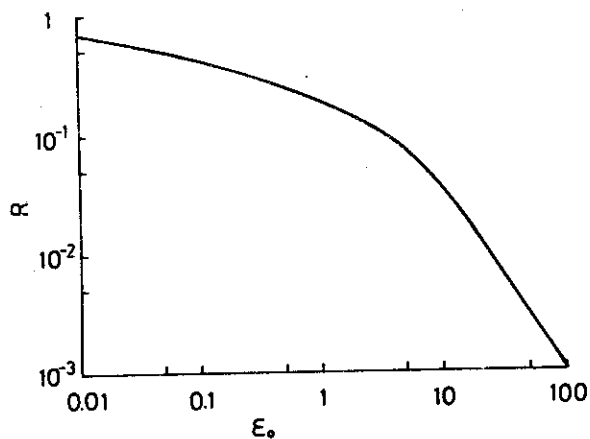
第1図 ビームダンパーモデル



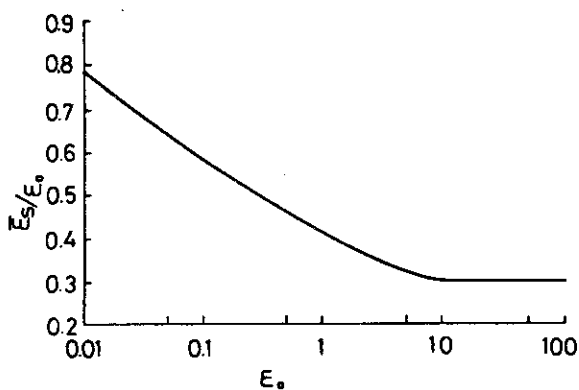
第2図 平行配置のシェブロン  
バッフルモデル



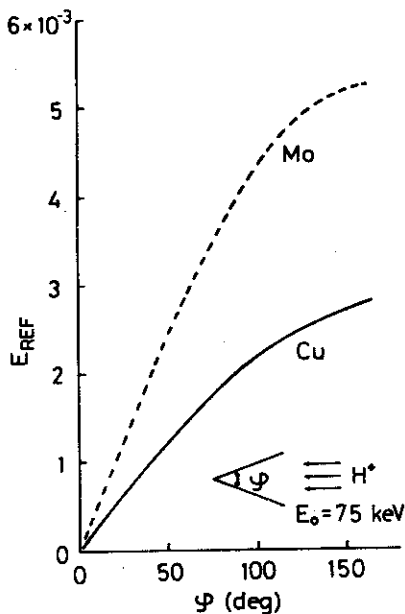
第3図 円筒配置のシェブロンバ  
ッフルモデル



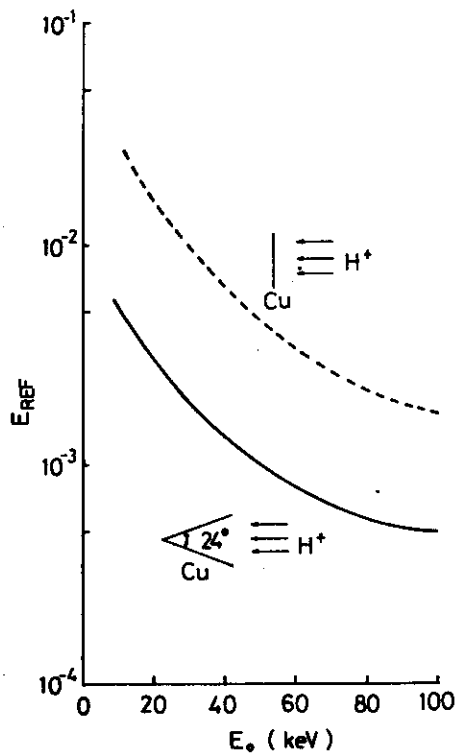
第4図 Redned Energyで表わした入射エネルギー $\epsilon_0$ と反射係数 $R$ の関係



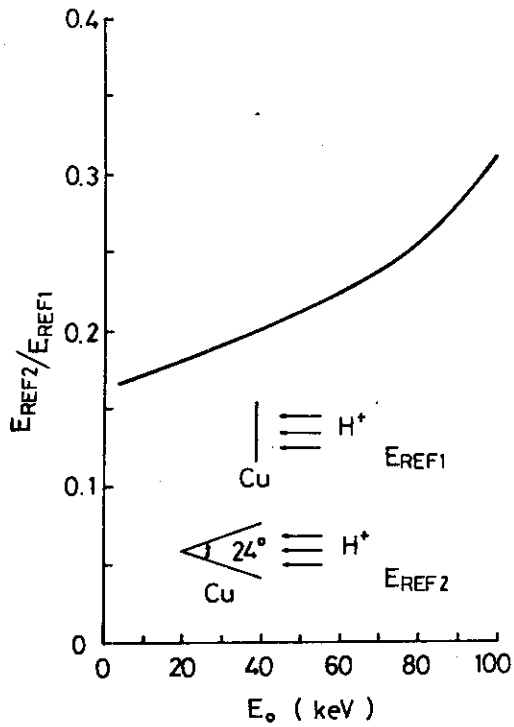
第5図 Rednced Energyで表わした入射エネルギー $\epsilon_0$ と反射後の平均エネルギー比 $\bar{\epsilon}_s$ の関係



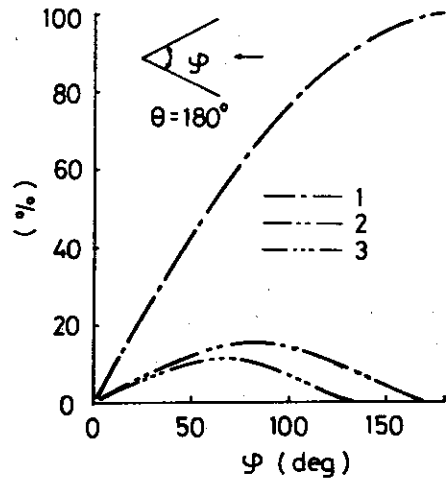
第6図 ビームダンパー開口角 $\phi$ と、後方散乱粒子のエネルギー反射率 $E_{REF}$ の関係。ビームダンパー材質は、銅(Cu)とモリブデン(Mo)の場合



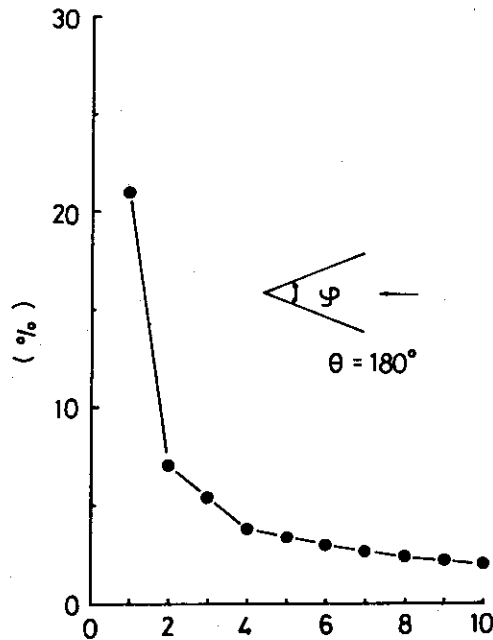
第7図 ビームダンパー開口角 $24^\circ$ のモデルについて、入射水素イオンエネルギー $E_0$ と、後方散乱粒子のエネルギー反射率 $E_{REF}$ の関係。ビームダンパー材質は、銅(Cu)とした。なお、平板との一回の衝突によるエネルギー反射率を破線で示している。



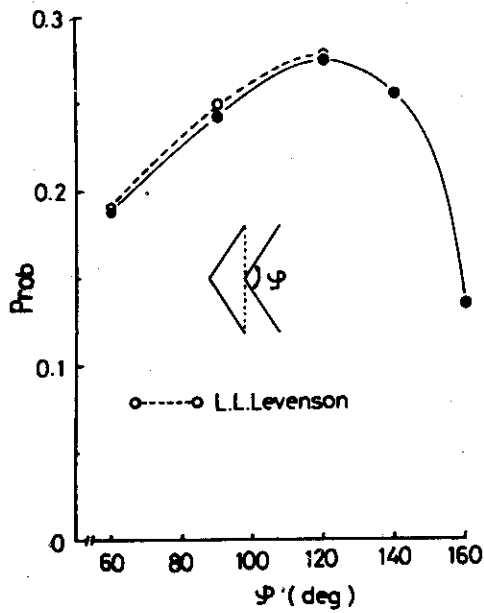
第8図 平板のビームダンパー(Cu)と、開口角24°のビームダンパー(Cu)とのエネルギー反射率 $E_{REF1}$ 、 $E_{REF2}$ の比 $E_{REF2}/E_{REF1}$ を入射エネルギー $E_0$ に対して示す。



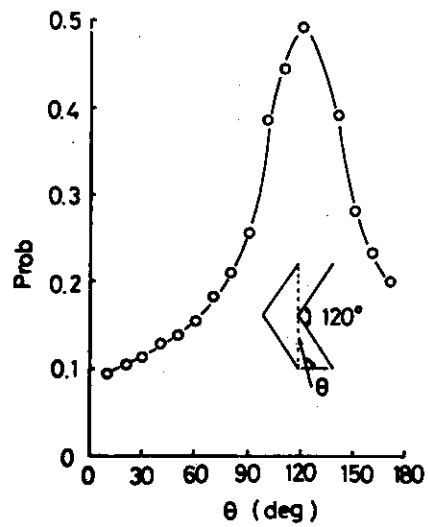
第9図 ビームダンパーモデルについて、 $i$ 回( $i=1, 2, 3$ )の衝突後に弾性散乱して出てくる粒子の割合を、開口角 $\phi$ をパラメーターにとって示す。



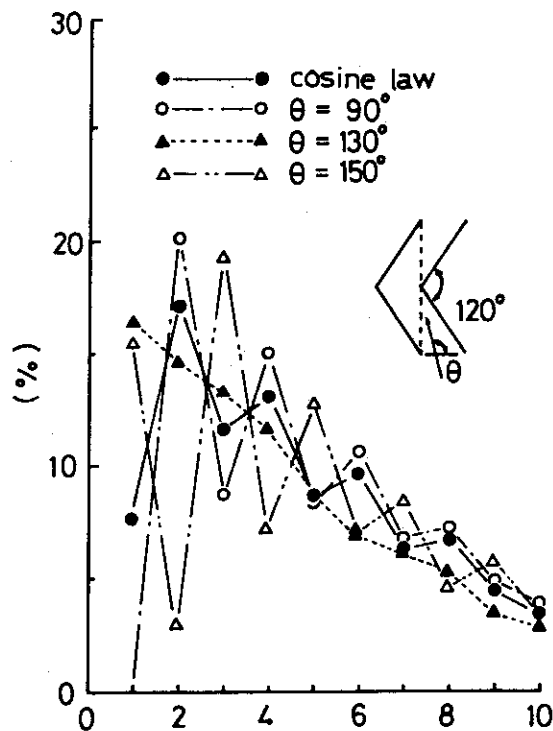
第10図 開口角24°のビームダンパーモデルについて、弾性散乱して出てくる粒子のダンパー壁との衝突回数分布を示す。衝突回数は、10回まで示した。



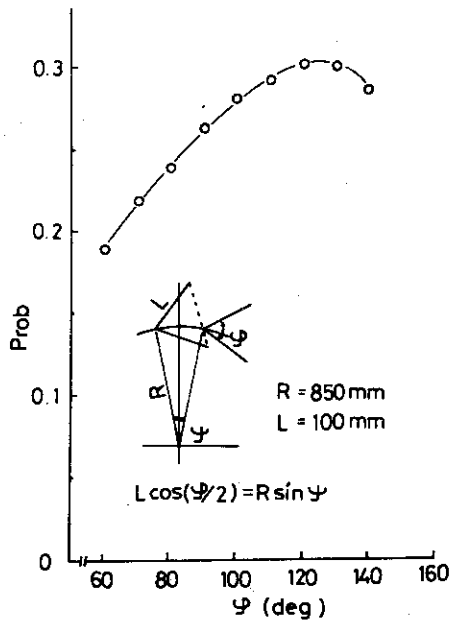
第11図 平行配置のシェブロンバッフルモデルについて、粒子通過確率Probのシェブロンバッフル開口角 $\phi$ の依存性を示す。破線は、L.L. Levensonらによる3次元モンテカルロ計算結果である。



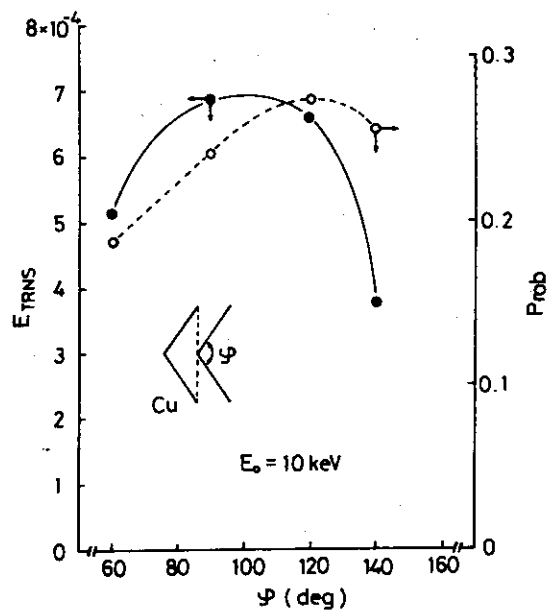
第12図 平行配置のシェブロンバッフルモデルについて、粒子通過確率Probの粒子入射角 $\theta$ の依存性を示す。シブロンバッフル開口角は $120^\circ$ である。



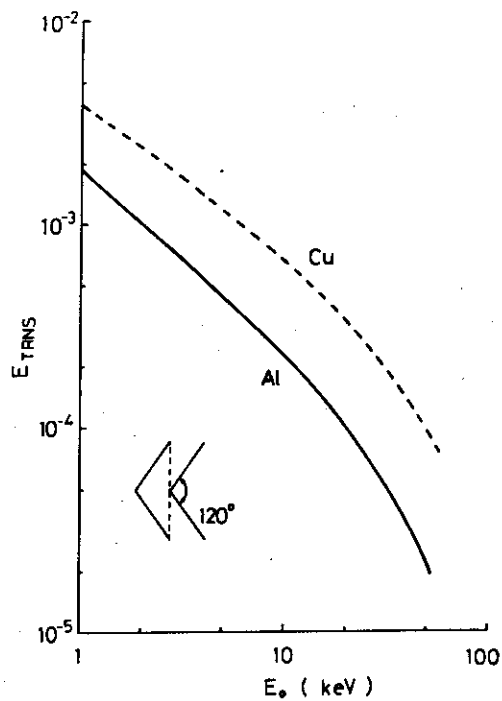
第13図 平行配置のシェブロンバッフルモデルについて、通過粒子のフィン壁との衝突回数分布を示す。入口面での粒子入射角度が、 $\theta = 90^\circ$ ,  $130^\circ$ ,  $150^\circ$ , および余弦則分布に従う場合について示す。



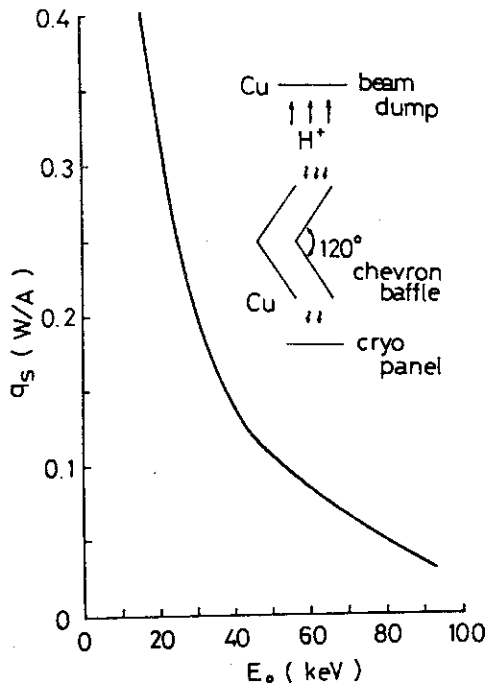
第14図 円筒配置のシェブロンバップルモデルについて、粒子通過確率 Prob の開口角  $\psi$  依存性を示す。



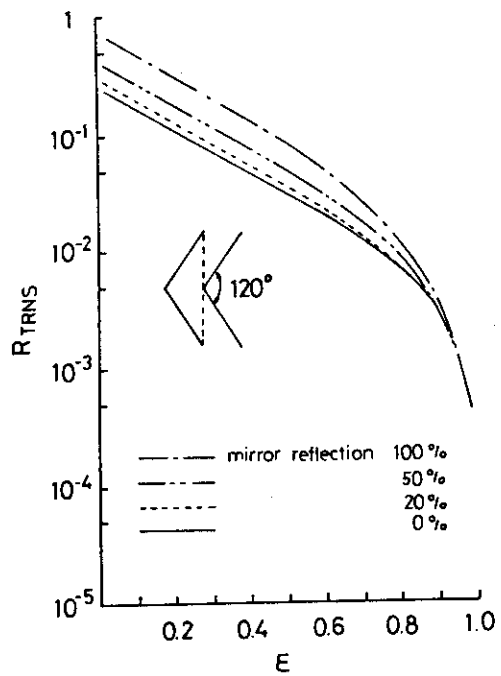
第15図 平行配置のシェブロンバップルモデルについて、エネルギー通過率  $E_{TRNS}$  の開口角  $\psi$  依存性を示す。入射水素粒子のエネルギーは、 $E_0 = 10 \text{ KeV}$ 、シェブロン材質は、銅 (Cu) とした。破線で示したのは、粒子通過率 Prob である。



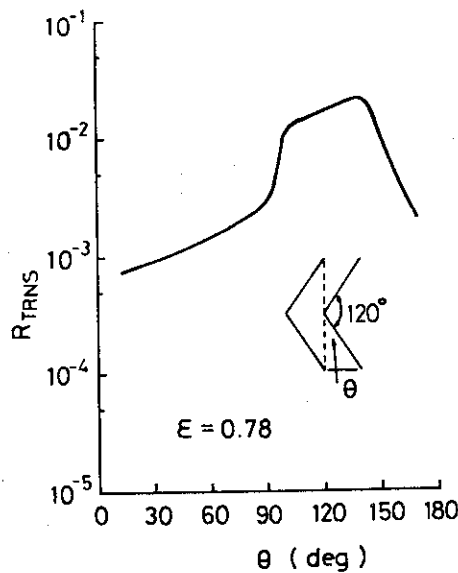
第16図 平行配置のシェブロンバップルモデルについて、後方散乱粒子によるエネルギー通過率  $E_{TRNS}$  の、入射水素粒子エネルギー  $E_0$  の依存性を示す。シェブロンバップル開口角は、 $\psi = 120^\circ$  とし、実線は材質がアルミニウム (Al)、破線は銅 (Cu) の場合である。



第17図 ビームダンパー（平板，材質銅（Cu））と一回の衝突の後方散乱粒子がシェブロンバップル（平行配置モデル，開口角120°，材質銅（Cu））を通過して，クライオパネルにもたらす熱入力  $q_s$  (W/A) を示す。パラメーターは，ビームダンパーへの水素粒子の入射エネルギー  $E_0$  である。熱入力は，単位ビーム電流 (A) あたりの熱量 (W) で示す。



第18図 平行配置のシェブロンバップルモデル（開口角120°）について，輻射エネルギーの透過率  $R_{TRNS}$  の，フィン壁の輻射率  $\epsilon$  依存性を示す。フィン壁での反射条件は，鏡面反射をする割合を100%，50%，20%，および0%とした。それぞれ一点鎖線，二点鎖線，破線，および実線で示す。



第19図 平行配置のシェブロンバップルモデル（開口角120°）について，輻射エネルギーの透過率  $R_{TRNS}$  の，輻射線の入射角  $\theta$  依存性を示す。フィン壁の輻射率は  $\epsilon = 0.78$  の場合である。