

JAERI-M
8936

サイクロトロン放射のNBI入射ポート
透過率の計算コードの作成

1980年7月

桜庭 順二*・松田 慎三郎・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.

サイクロトロン放射のNBI入射ポート透過率の計算コードの作成

日本原子力研究所東海研究所核融合研究部

桜庭 順二^{*}・松田慎三郎・柴田 猛順

(1980年6月5日受理)

JT-60 中性粒子入射装置 (NBI) のクライオポンプ設計にあたり、トーラスプラズマからのサイクロトロン放射によるクライオ面の熱負荷を評価することが重要である。NBI 入射ポートのサイクロトロン放射透過率を計算するために、モンテカルロ法による計算コードを作成した。この計算コードを用いて検討した結果、サイクロトロン放射の約80%は、入射ポート内で吸収または反射されることがわかった。

* 外来研究員，住友重機株式会社平塚研究所

A Code to Calculate Transmission Probability of Cyclotron
Radiation through a Neutral Beam Injection Port

Junji SAKURABA*, Shinzaburo MATSUDA and Takemasa SHIBATA

Division of Thermonuclear Fusion Research
Tokai Research Establishment, JAERI

(Received June 5, 1980)

Estimation of heat load to the cryopanel by cyclotron radiation from the torus plasma is necessary to design the cryopumps of neutral beam injectors for JT-60. A simulation code by the Monte-Carlo method was made for calculation of the transmission probability through the neutral beam injection port. Calculation with this code shows that about 80 % of the radiation power can be absorbed or reflected before it enters into the main vacuum chamber.

Keywords; JT-60 Tokamak, Neutral Beam Injector, Cryopump,
Cyclotron Radiation, Transmission Probability,
Monte Carlo Method

* On leave from Sumitomo Heavy Industries, Ltd.

目 次

1. はじめに.....	1
2. 計算方法.....	2
3. サイクロトロン放射の JT-60 NBI ポート透過率.....	5
4. おわりに.....	6
参考文献.....	7
図.....	8

Contents

1. Introduction	1
2. Method of Calculation	2
3. Transmission Probability of Cyclotron Radiation through a Neutral Beam Injection Port of JT-60	5
4. Conclusion	6
References	7

1. はじめに

臨界プラズマ試験装置 (JT-60) の中性粒子入射加熱装置 (NBI) には、大容量の水素を排気 (1基あたりおよそ 130 万 ℓ/sec) するために、クライオポンプの使用が予定されている¹⁾。クライオポンプを設計する場合、排気性能の評価とともに、冷凍機の能力、各機器の健全性を決める熱負荷を正しく評価することが必要である。原研では排気性能の評価を目的として、試作 I (1.2 万 ℓ/sec)²⁾、および試作 II (6 万 ℓ/sec)³⁾ クライオポンプを用いて、基本的な排気特性を調べ、取扱い技術の確立を行った。NBI クライオポンプの場合、クライオ面への熱負荷の原因として、排気ガス (水素) の凝縮、常温、高温の内部構造物からの放射、高エネルギーの後方散乱粒子、渦電流、およびトラスプラズマからのサイクロトロン放射などが挙げられる。水素ガスの凝縮熱は、試作したクライオポンプによる実験で正確に測定されている。排気作用をもったクライオパネル前面には、排気ガスの予冷と熱シールドを目的として、液体窒素温度に保たれたシェブロンバッフルが設置される。このシェブロンバッフルを通過する後方散乱粒子、熱放射については、モンテカルロ法を用いた計算⁴⁾によって評価されている。この結果は試作 II のクライオポンプを ITS-2 イオン源テストスタンド⁵⁾に接続して行った、イオンビーム入射⁶⁾実験からも確認している。この結果、後方散乱粒子、熱放射によるクライオ面への熱負荷はシェブロンバッフルに入るそれぞれの量を知ることによって見積ることができる。これらの他に大きな熱負荷と考えられているトラスプラズマからのサイクロトロン放射熱があるが本報告は同放射熱が NBI クライオポンプに吸収される熱負荷の評価を目的としている。JT-60 のプラズマからのサイクロトロン放射は周波数がサイクロトロン周波数 ν_{ce} の 1 ~ 7 倍の電磁波で、中性粒子入射口への流入量は 1 ユニット当り約 6 kW と見積られている⁷⁾。JT-60 の ν_{ce} は約 130 GHz で、サイクロトロン放射の波長は 2.3 ~ 0.3 mm である。この波長領域はマイクロ波と遠赤外の境界領域であり、熱負荷の評価にも波と考える方法と光子の散乱吸収を考慮して評価する方法がある。波と考える方法では、中性粒子入射口から入ってきた放射はすみずみまで到達するので入射装置の真空容器全体を一つのキャビティと考え、その中でエネルギー散逸を評価してパネルへの熱負荷を評価する方法である。一方、光子の散乱の考えでは、壁面で光子が散乱や吸収されながら真空中で直進するとしてパネルへの熱負荷を評価するものである。昭和 52 年度に行なった評価 (JAERI-M 7655⁽¹⁾) では前者の方法で行なった。この方法では、細い NBI 入射ポート部での放射の散乱や吸収をほとんど無視しているためパネルへの熱負荷を過大評価している。

NBI 入射ポート内部は、ビームリミター、接続ベローズ、高速シャッター、およびゲートバルブにより、凹凸面が多く、そこでの放射の吸収、散乱が生じる。そのため、NBI クライオポンプ内へ入る量が低減されるものと考えられる。このような観点から、サイクロトロン放射の NBI 入射ポート透過率を見積るために、光子の散乱、吸収を考慮してモンテカルロ法を用いた計算コードを作成した。またこのコードを用い、JT-60 NBI 入射ポートを通過するサイクロトロン放射の割合も求めた。

2. 計 算 方 法

サイクロトロン放射を粒子におきかえ⁸⁾、モンテカルロ法を用いて、個々の粒子を追跡する手法を用いる⁹⁾。NBI入射ポートは、図1に示す形状である。計算にあたって、次のようにモデル化する。

- 1) 入射ポートは一定の径をもった円筒とする。
- 2) 入射ポート内面のビームリミターとベローズ、高速シャッター、およびゲートバルブは、円筒内壁の表面状態（反射条件と反射係数）を変えて表わすものとする。したがって、計算モデルは、円筒軸方向に表面状態の異なった円筒をつなぎ合わせた形状をとる。

反射条件と反射係数は、材料データ、構造を基にして任意に設定する。計算モデル、座標系（3次元）を図2に示す。

モンテカルロ法による計算にあたって、次の仮定をおく。

- 1) 円筒中心軸をz軸、粒子入射面をx-y平面にとる。
- 2) 入口面での粒子入射位置は、一様とする。
- 3) 入口面での粒子入射方向は、余弦則分布に従って決定する。
- 4) 粒子と粒子の衝突はなく、円筒壁に衝突するまで直進する。
- 5) 円筒壁に衝突した粒子は、吸収されるか、または反射（あるいは再放出）のいずれかである。
- 6) 円筒壁での粒子の反射は、鏡面反射か、または余弦則分布に従った再放出のいずれかである。

入力データとして次の数値を与える。

- 1) 円筒の半径：r
- 2) 各セクターを分割するz座標： z_i ($i=1, n$)
- 3) 各セクターの円筒壁の反射係数：R
- 4) 各セクターの円筒壁の反射条件：鏡面反射、または余弦則分布に従った再放出
- 5) 試行数：N

図3に計算のフローチャートを示し、各項の説明を以下に記述する。

- 1) 入口面での粒子入射座標 ($x_0, y_0, z_0=0.0$) の決定 $0 \sim 1$ の一様乱数 u_1, u_2 を拾い、 $u_1^2 + u_2^2 \leq 1^2$ のとき、

$$x_0 = (2u_1 - 1)r$$

$$y_0 = (2u_2 - 1)r$$

と定める。ただし、 $z_0 = 0.0$ である。

- 2) 入射方向 ($\sin \theta, \cos \theta, \sin \varphi, \cos \varphi$) の決定

入射方向は余弦則に従った分布をもつものとして決定する。 $0 \sim 1$ の一様乱数 u_3, u_4 を拾い、 $u_3 \geq u_4$ のとき、

$$\sin \theta = (1 - u_3^2)^{\frac{1}{2}}$$

$$\cos \theta = u_3$$

と定める。次に、同じく一様乱数 u_5, u_6 を拾い、 $(2u_5 - 1)^2 + u_6^2 < 1$ のとき、

$$\sin \varphi = \frac{(2u_5 - 1)^2 - u_6^2}{(2u_5 - 1)^2 + u_6^2}$$

$$\cos \varphi = \frac{2u_6(2u_5 - 1)}{(2u_5 - 1)^2 + u_6^2}$$

と定める。

3) 方向余弦 (α, β, γ) の決定

方向余弦は、前項で求めた $\sin \theta, \cos \theta, \sin \varphi, \cos \varphi$ を用いて次のように定める。

$$\alpha = \sin \theta \cdot \cos \varphi$$

$$\beta = \sin \theta \cdot \sin \varphi$$

$$\gamma = \cos \theta$$

4) 円筒壁と衝突するまでの距離 (L) の決定

粒子は直進するものとして、入射位置 (x_0, y_0, z_0)、方向余弦 (α, β, γ)、および円筒半径 r によって、円筒壁と衝突するまでの距離 L は、次式で求められる。

$$L = -\frac{A}{B} + \left[\left(\frac{A}{B} \right)^2 - \frac{C}{B} \right]^{\frac{1}{2}}$$

ここで、 A, B, C は次式である。

$$A = \alpha^2 + \beta^2$$

$$B = \alpha x_0 + \beta y_0$$

$$C = x_0^2 + y_0^2 - r^2$$

5) 円筒壁との衝突点の座標 (x, y, z) の決定

衝突点の座標は、入射点の座標 (x_0, y_0, z_0)、方向余弦 (α, β, γ)、および衝突点までの距離 L を用いて次のように定まる。

$$x = x_0 + \alpha L$$

$$y = y_0 + \beta L$$

$$z = z_0 + \gamma L$$

6) 衝突の属するセクターの判定

① $z < z_0$ の場合

入口面に戻った粒子としてカウントする。

② $z > z_N$ の場合

出口面から出た粒子としてカウントする。

③ $z_{i-1} \leq z \leq z_i$ ($i=1, n$) の場合

セクター i に入った粒子としてカウントする。

①, ②の場合、1) へ戻り新たな粒子について計算を始める。以下、セクター i に入った場

合に計算を続ける。

7) 衝突面で反射するか、吸収されるかの判定

0~1 の一様乱数 u_7 を捨てる。

$u_7 \geq R(i)$ ($R(i)$ は、セクター i の反射係数)

のとき、吸収される粒子としてカウントする。

$u_7 < R(i)$

のとき、反射する粒子として、反射条件（鏡面反射、もしくは余弦則分布に従った再放出）によって、新たな方向余弦を決める。

8) 円筒壁で反射後の方向余弦 (α' , β' , r') の決定

① 鏡面反射の場合

反射後の方向余弦は、方向余弦 (α , β , r)、衝突点の座標 (x , y , z)、および円筒半径 r によって、次式で与えられる。

$$\alpha' = \frac{-(x^2 - y^2)\alpha - 2xy\beta}{r^2}$$

$$\beta' = \frac{-2xy\alpha + (x^2 - y^2)\beta}{r^2}$$

$$r' = r$$

② 余弦則分布に従って再放出される場合

反射方向 $\sin \theta'$, $\cos \theta'$, $\sin \varphi'$, $\cos \varphi'$ を次のように求める。0~1 の一様乱数 u_8 , u_9 を捨てる。 $u_8 \geq u_9$ のとき、

$$\sin \theta' = (1 - u_8^2)^{\frac{1}{2}}$$

$$\cos \theta' = u_8$$

と定める。同様に一様乱数 u_{10} , u_{11} を捨てる。 $(2u_{10} - 1)^2 + u_{11}^2 < 1$ のとき、

$$\sin \varphi' = \frac{(2u_{10} - 1)^2 - u_{11}^2}{(2u_{10} - 1)^2 + u_{11}^2}$$

$$\cos \varphi' = \frac{2u_{11}(2u_{10} - 1)}{(2u_{10} - 1)^2 + u_{11}^2}$$

と定める。これら $\sin \theta'$, $\cos \theta'$, $\sin \varphi'$, $\cos \varphi'$ を用いて、反射後の方向余弦は次のように表わされる。

$$\alpha' = \frac{y\mu_1 - x\mu_3}{r}$$

$$\beta' = \frac{-x\mu_1 - y\mu_3}{r}$$

$$r' = \mu_2$$

ここで、 μ_1, μ_2, μ_3 は次式を示す。

$$\mu_1 = \sin \theta' \cdot \cos \varphi'$$

$$\mu_2 = \sin \theta' \cdot \sin \varphi'$$

$$\mu_3 = \cos \theta'$$

9) 反射後に円筒壁と衝突するまでの距離 (L') の決定

反射点 (x, y, z) と方向余弦 (α', β', r') を用いて、衝突するまでの距離 L' は次式で求められる。

$$L' = -\frac{A'}{B'}$$

ここで、 A', B' は次式を示す。

$$A' = \alpha'^2 + \beta'^2$$

$$B' = x\alpha' + y\beta'$$

以下、5) 項に戻って計算を続ける。

10) 透過率 (P) の決定

試行数 (N_s)、出口面から出た粒子数 (N_T) によって、透過率を次式で定める。

$$P = \frac{N_T}{N_s}$$

3. サイクロトロン放射のJT-60NBIポート透過率

JT-60 NBI入射ポートを図4に示すようにモデル化する。ポート断面は非円形であるが、直径600 cm,あるいは700 cmの円形に近似する。7個のビームリミター、ゲートバルブ、ベローズ、および高速シャッターを接続した構造とする。それぞれの位置は図に示すとうりである。それぞれの壁での反射条件、反射率を次のように与える。

	反射形式	反射率
ポート壁	; 鏡面反射	0.99
リミター	; 余弦則に従って再放出	0.99
ゲートバルブ	; 余弦則に従って再放出	0.99
ベローズ	; 余弦則に従って再放出	0.46
高速シャッター	; 余弦則に従って再放出	0.99

ポート壁はなめらかなので鏡面反射とした。一方ポート壁以外の部分は凹凸が大きく、これらの部分に入った光子は様々の方向に反射すると考えられるので余弦則に従って再放出されると仮定した。電磁波が真空中から電気伝導率 σ の金属面に垂直に入射した時の吸収係数 k は

$$\gamma' = \mu_2$$

ここで、 μ_1, μ_2, μ_3 は次式を示す。

$$\mu_1 = \sin \theta' \cdot \cos \varphi'$$

$$\mu_2 = \sin \theta' \cdot \sin \varphi'$$

$$\mu_3 = \cos \theta'$$

9) 反射後に円筒壁と衝突するまでの距離 (L') の決定

反射点 (x, y, z) と方向余弦 (α', β', γ') を用いて、衝突するまでの距離 L' は次式で求められる。

$$L' = -\frac{A'}{B'}$$

ここで、 A', B' は次式を示す。

$$A' = \alpha'^2 + \beta'^2$$

$$B' = x\alpha' + y\beta'$$

以下、5) 項に戻って計算を続ける。

10) 透過率 (P) の決定

試行数 (N_s)、出口面から出た粒子数 (N_T) によって、透過率を次式で定める。

$$P = \frac{N_T}{N_s}$$

3. サイクロトロン放射のJT-60NBIポート透過率

JT-60 NBI入射ポートを図4に示すようにモデル化する。ポート断面は非円形であるが、直径600 cm、あるいは700 cmの円形に近似する。7個のビームリミター、ゲートバルブ、ベローズ、および高速シャッターを接続した構造とする。それぞれの位置は図に示すとうりである。それぞれの壁での反射条件、反射率を次のように与える。

	反射形式	反射率
ポート壁	; 鏡面反射	0.99
リミター	; 余弦則に従って再放出	0.99
ゲートバルブ	; 余弦則に従って再放出	0.99
ベローズ	; 余弦則に従って再放出	0.46
高速シャッター	; 余弦則に従って再放出	0.99

ポート壁はなめらかなので鏡面反射とした。一方ポート壁以外の部分は凹凸が大きく、これらの部分に入った光子は様々な方向に反射すると考えられるので余弦則に従って再放出されると仮定した。電磁波が真空中から電気伝導率 σ の金属面に垂直に入射した時の吸収係数 k は

$$k = \frac{4\eta}{1 + 2\eta + 2\eta^2}$$

である。ここで $\eta = \sqrt{\frac{\epsilon_0 \omega}{2\sigma}}$, ϵ_0 は真空中の誘電率である。390GHzの電磁波が常温のステンレスに入射した時の吸収率は 1.02×10^{-2} である。入射ポートのほとんどの部分はステンレスか、ステンレスと電気伝導度の近いインコネルなので、反射率は $1 - 1.02 \times 10^{-2} \sim 0.99$ と仮定した。ベローズについては、ベローズ山の開き角度を 10° とし、谷の部分に入る粒子についてモンテカルロ法で反射率を求めたもので、このときも一回壁に衝突する時の反射係数は0.99とした。

計算は、1) トーラスからゲートバルブまで、2) トーラスからベローズまで、および3) 高速シャッターまで含む場合の3通りについて行った。また、それぞれの場合について、ポート径を600 cm, 700 cmの2通りの計算を行った。ポート通過率の計算結果を次に示す。

ポート径 600 cm のときの通過率

- ・ ゲートバルブまで 0.50
- ・ ベローズまで 0.26
- ・ 高速シャッターまで 0.20

ポート径 700 cm のときの通過率

- ・ ゲートバルブまで 0.54
- ・ ベローズまで 0.31
- ・ 高速シャッターまで 0.25

計算された値の統計誤差は、いずれの場合も1%以下である。この計算結果から、トーラスプラズマから出るサイクロトロン放射のおよそ75~80%は、NBI入射ポート内で吸収されることが判る。すなわち、全体の20~25%がNBI真空容器内へ入ることになる。

4. おわりに

サイクロトロン放射のNBI入射ポート透過率を見積るためのモンテカルロ法を用いた計算コードを作成した。このコードを用いてサイクロトロン放射のJT-60NBI入射ポート透過率を計算するためNBI入射ポートを円筒状とし、ビームリミター、ゲートバルブ、ベローズおよび高速シャッターの内部表面状態を反射条件を変えてモデル化した。このモデルによって、計算されたサイクロトロン放射の透過率は、20~25%であった。ここで得られた結果に基づいてJT-60NBIのクライオポンプへのサイクロトロン放射による熱負荷が評価され、クライオポンプの材質、構造などが設計されるが、これらは別に報告する¹⁰⁾。

最後にJT-60からのサイクロトロン放射について議論していただいた大型トカマク開発部の吉川允二次長と長島章氏に感謝致します。この計算を行なっていく上で激励をいただいた白形弘文加熱工学研究室長と多くの議論をしていただいた同研究室の諸氏に感謝致します。また終始御指導と激励をいただいた森茂核融合研究開発推進センター長と小幡行雄核融合研究部長に感謝致します。

$$k = \frac{4\eta}{1 + 2\eta + 2\eta^2}$$

である。ここで $\eta = \sqrt{\frac{\epsilon_0 \omega}{2\sigma}}$, ϵ_0 は真空中の誘電率である。390 GHz の電磁波が常温のステンレスに入射した時の吸収率は 1.02×10^{-2} である。入射ポートのほとんどの部分はステンレスか、ステンレスと電気伝導度の近いインコネルなので、反射率は $1 - 1.02 \times 10^{-2} \sim 0.99$ と仮定した。ベローズについては、ベローズ山の開き角度を 10° とし、谷の部分に入る粒子についてモンテカルロ法で反射率を求めたもので、このときも一回壁に衝突する時の反射係数は 0.99 とした。

計算は、1) トーラスからゲートバルブまで、2) トーラスからベローズまで、および 3) 高速シャッターまで含む場合の 3 通りについて行った。また、それぞれの場合について、ポート径を 600 cm, 700 cm の 2 通りの計算を行った。ポート通過率の計算結果を次に示す。

ポート径 600 cm のときの通過率

- ゲートバルブまで 0.50
- ベローズまで 0.26
- 高速シャッターまで 0.20

ポート径 700 cm のときの通過率

- ゲートバルブまで 0.54
- ベローズまで 0.31
- 高速シャッターまで 0.25

計算された値の統計誤差は、いずれの場合も 1% 以下である。この計算結果から、トーラスプラズマから出るサイクロトロン放射のおよそ 75 ~ 80% は、NBI 入射ポート内で吸収されることが判る。すなわち、全体の 20 ~ 25% が NBI 真空容器内へ入ることになる。

4. おわりに

サイクロトロン放射の NBI 入射ポート透過率を見積るためのモンテカルロ法を用いた計算コードを作成した。このコードを用いてサイクロトロン放射の JT-60NBI 入射ポート透過率を計算するため NBI 入射ポートを円筒状とし、ビームリミター、ゲードバルブ、ベローズおよび高速シャッターの内部表面状態を反射条件を変えてモデル化した。このモデルによって、計算されたサイクロトロン放射の透過率は、20 ~ 25% であった。ここで得られた結果に基づいて JT-60NBI のクライオポンプへのサイクロトロン放射による熱負荷が評価され、クライオポンプの材質、構造などが設計されるが、これらは別に報告する¹⁰⁾。

最後に JT-60 からのサイクロトロン放射について議論していただいた大型トカマク開発部の吉川允二次長と長島章氏に感謝致します。この計算を行なっていく上で激励をいただいた白形弘文加熱工学研究室長と多くの議論をしていただいた同研究室の諸氏に感謝致します。また終始御指導と激励をいただいた森茂核融合研究開発推進センター長と小幡行雄核融合研究部長に感謝致します。

参 考 文 献

- 1) 松田慎三郎他, JAERI-M 7655 (1978)
- 2) 柴田猛順, 松田慎三郎, 白形弘文, 齊藤正樹, 水野正保, 小宮宗治, JAERI-M 7792 (1978)
- 3) 柴田猛順, 奥村義和, 桜庭順二, JAERI-M 7869 (1978)
- 4) 桜庭順二, 柴田猛順, JAERI-M 7611 (1978)
- 5) 大賀徳道, 近藤梅夫, 松田慎三郎, 小原祥裕, 柴田猛順, 白形弘文, 菅原亨, 田中茂, JAERI-M 7604 (1978)
- 6) 桜庭順二, 大賀徳道, 柴田猛順, JAERI-M 8013 (1978)
- 7) 長島章, 吉川允二, 私信
- 8) D, Blechschmidt, J. Vac. Sci. Technol., 11, 570 (1974)
- 9) D, H, Davis, J. Appl. Phys., 31, 1169 (1960)
- 10) 柴田猛順, 堀池寛, 栗山正明, 松田慎三郎, 桜庭順二, 白形弘文, JAERI-M 8935 (1980)

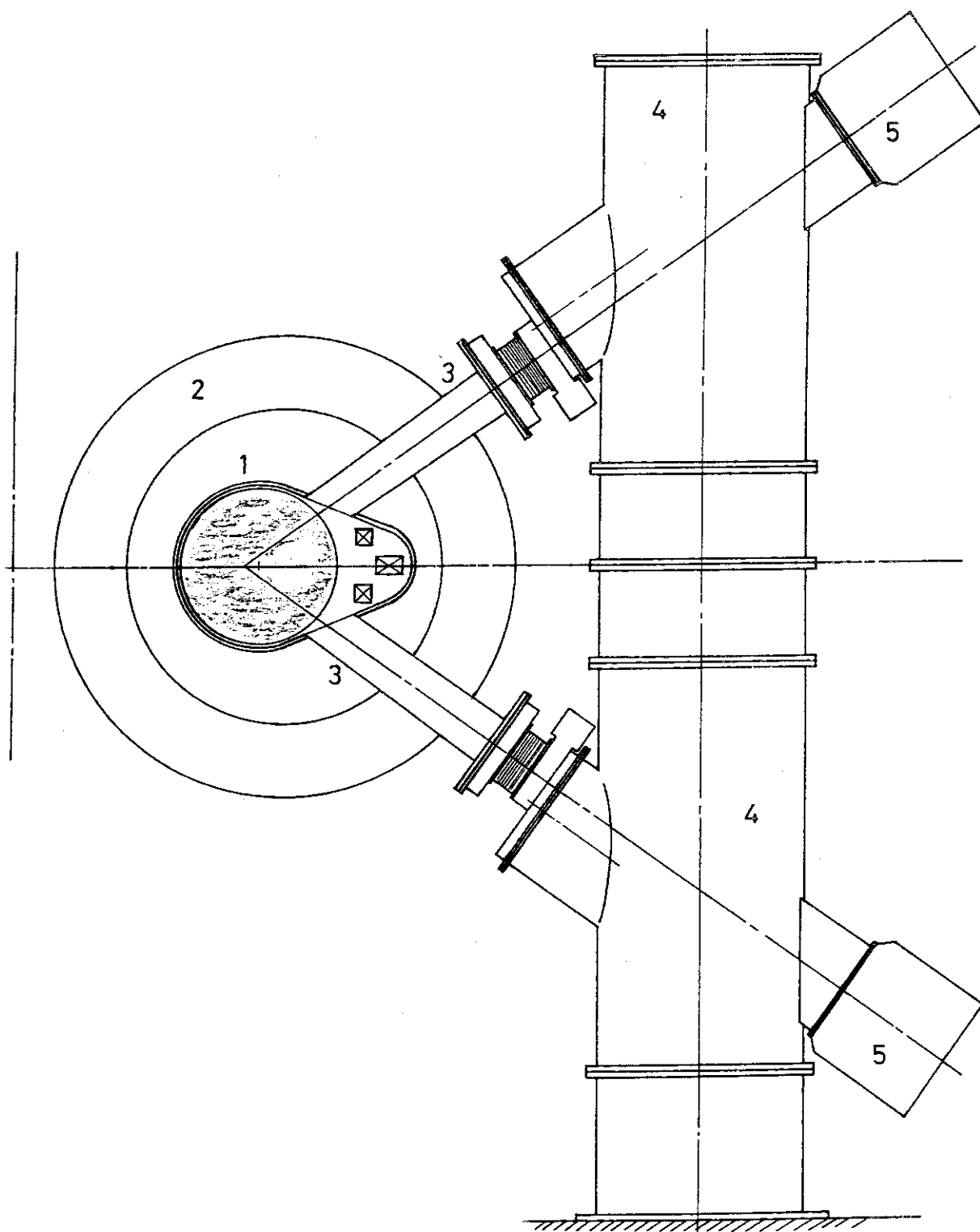


図1 JT-60用中性粒子入射装置 (NBI)

- 1. JT-60 真空容器, 2. トロイダルコイル 3. 入射ポート
- 4. NBI上ユニット真空容器 4' NBI下ユニット真空容器
- 5. イオン源部

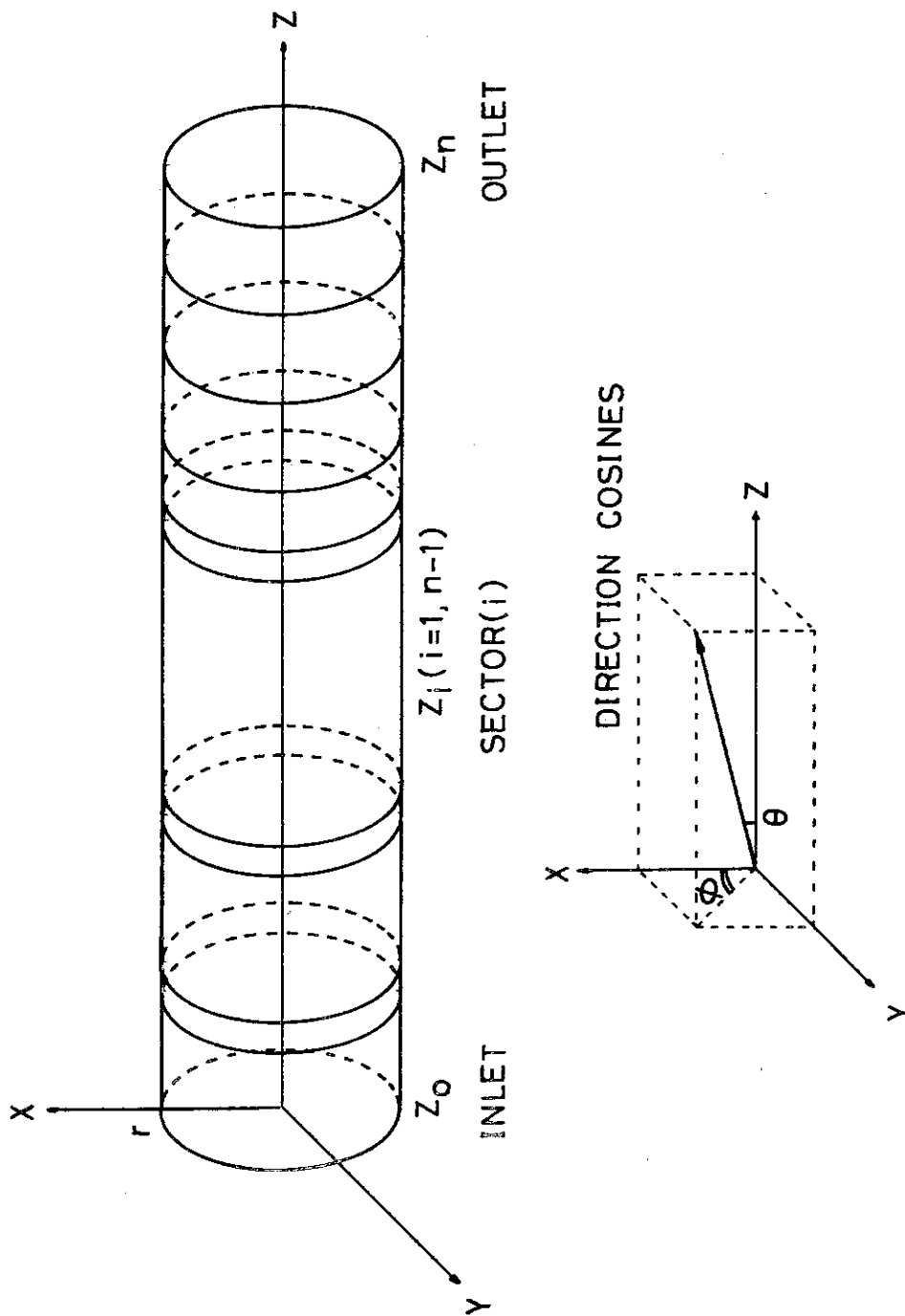
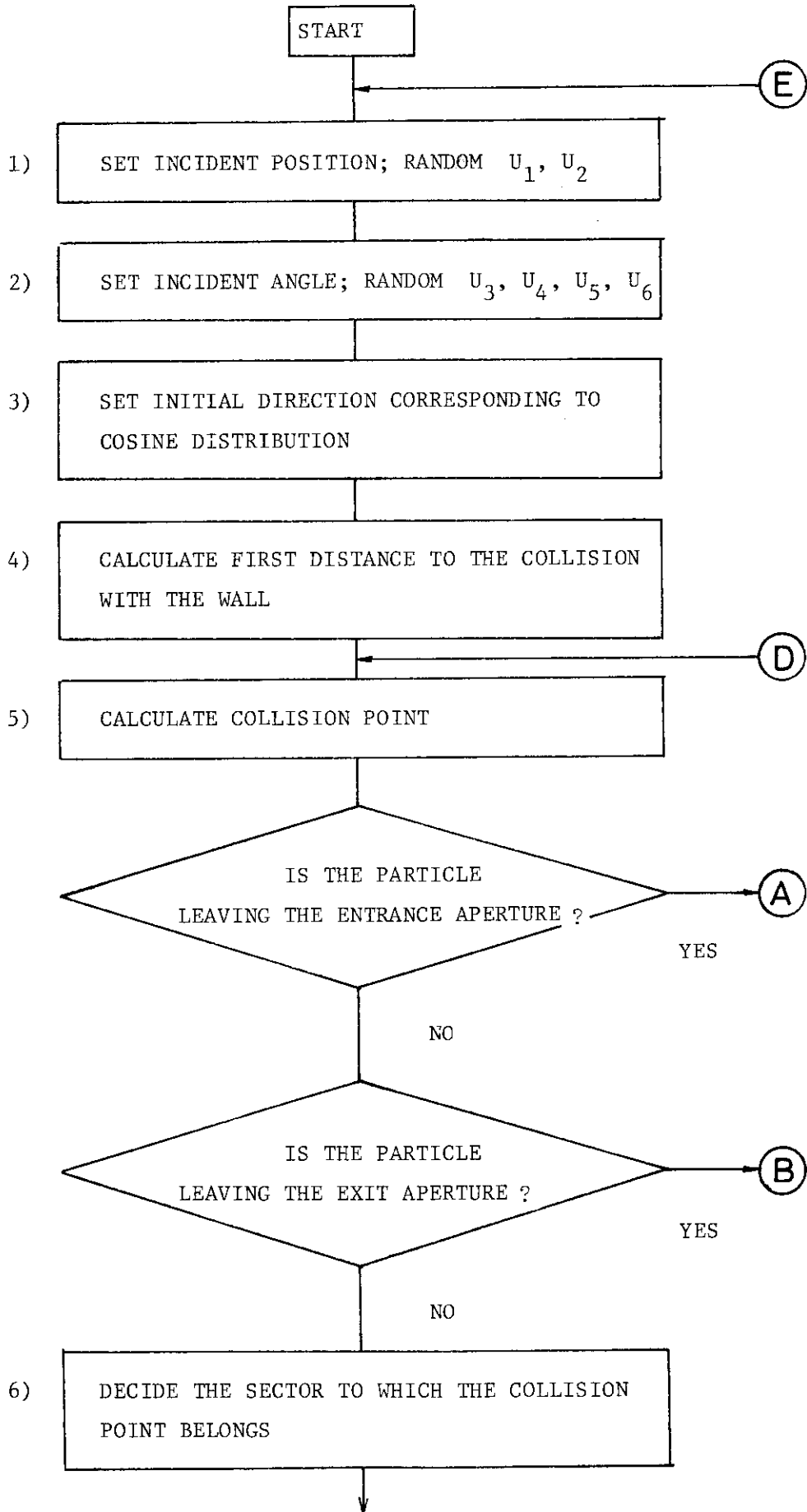


図2 3次元円筒モデル。NBI入射ポートを円筒近似してモンテカルロ法を適用する。

FLOW CHART



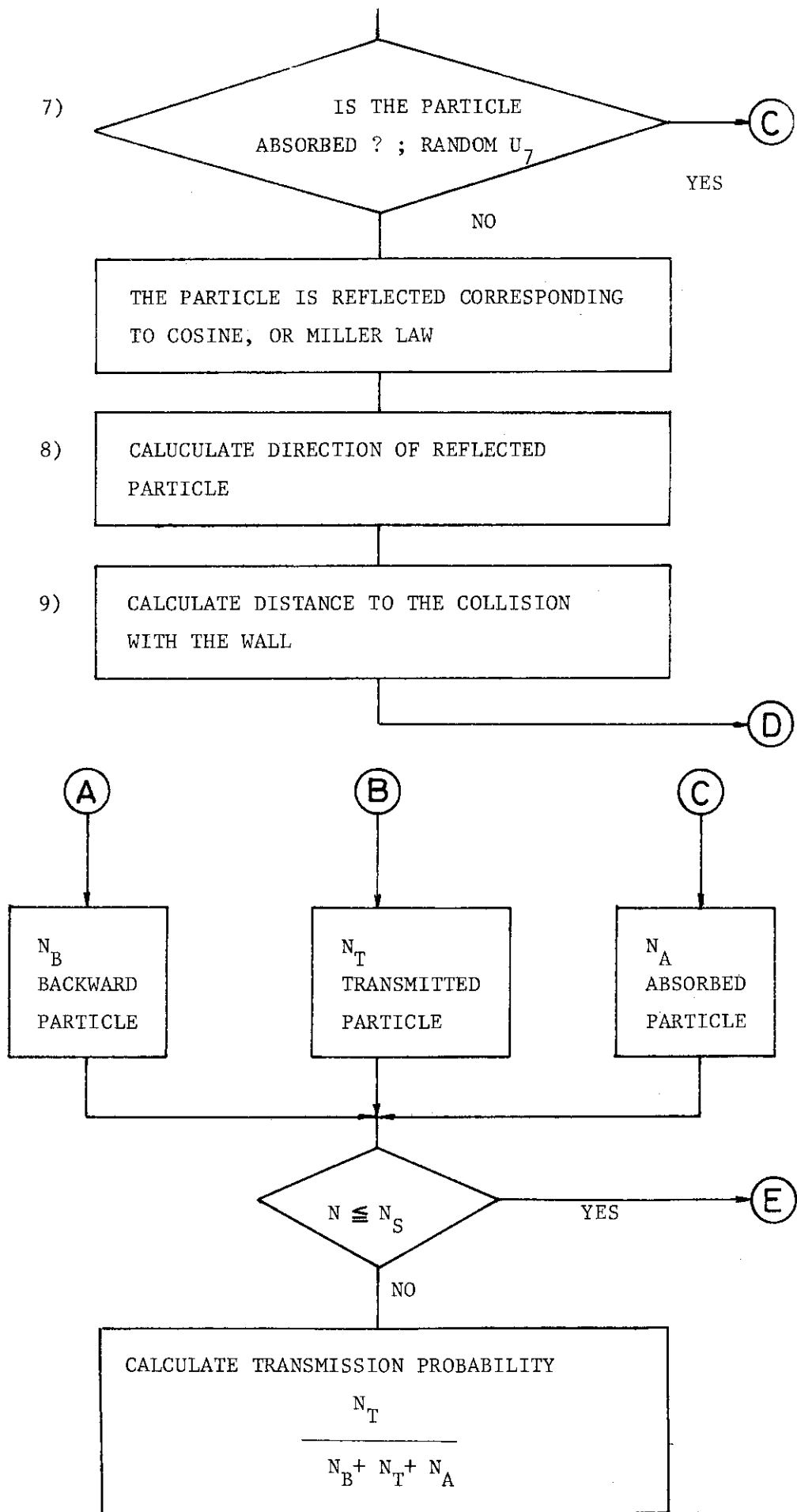


図 3.a, b モンテカルロ法によるプログラムのフローチャート

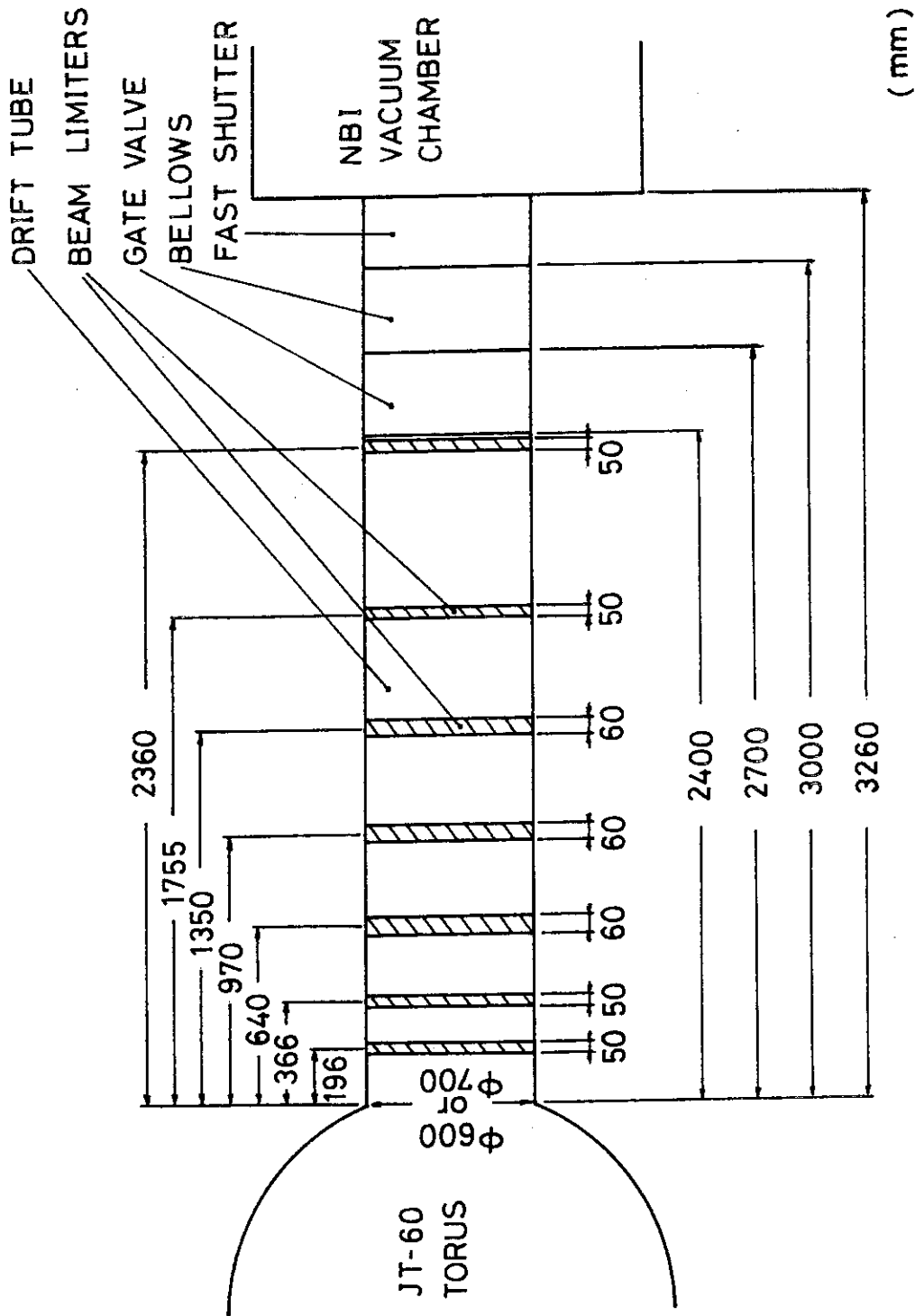


図4 計算モデル