

JAERI-Research
97-014



FCAにおける高温ドップラー効果測定 (4)
—モンテカルロ計算コードMVPによる箔加熱・反応率測定法の解析モデルの検討—

1997年3月

安藤真樹・岡嶋成晃

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

本レポートは、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。
入手の問合わせは、日本原子力研究所研究情報部研究情報課（〒319-11 茨城県那珂郡東海村）あて、お申し越してください。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。

This report is issued irregularly.
Inquiries about availability of the reports should be addressed to Research Information Division, Department of Intellectual Resources, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken, 319-11, Japan.

© Japan Atomic Energy Research Institute, 1997

編集兼発行 日本原子力研究所
印 刷 いばらき印刷(株)

FCAにおける高温ドップラー効果測定(4)
—モンテカルロ計算コードMVPによる箔加熱・反応率測定法の解析モデルの検討—

日本原子力研究所東海研究所原子炉工学部

安藤 真樹・岡嶋 成晃

(1997年2月3日受理)

高温領域でのドップラー効果予測精度の評価及び向上を目的として、FCAにおいて一連のドップラー効果測定実験を実施してきた。2000℃までのドップラー効果測定は箔加熱・反応率測定法により行う。この方法では、ドップラー効果を室温の箔での ^{238}U 捕獲反応率に対する箔温度上昇による ^{238}U 捕獲反応率の変化率として得る。実験解析では、照射箔中の ^{238}U と周囲の共鳴核種との共鳴干渉効果を詳細に考慮するために超微細群衝突確率計算コードPEACO-Xを用いる。しかし、PEACO-Xコードは円柱、球、平板等の1次元体系においてのみ計算可能である。そこで、ドップラー効果実験解析の適切な1次元球モデル計算体系を得ることを目的として、モンテカルロ計算により以下の項目について検討を行った。

- 1) ドップラー効果計算値への炉心燃料セル非均質効果の検討
- 2) ディスク形状箔を球モデル化する場合の最適なモデルの選択

燃料セル非均質効果の検討では、非均質セルモデルと均質化したモデルでのドップラー効果の計算値を比較した。比較の結果、炉心燃料セルの均質化により、2 keV以下のエネルギー領域において ^{238}U の中性子捕獲反応率への寄与が減少したが、ドップラー効果に対する炉心燃料セル均質化の影響は無視できる程小さいことが分かった。他方、ディスク形状箔の球モデル化については、Wigner rational 近似に基づく ^{238}U の背景断面積をパラメータとして、種々の背景断面積を持つ球モデルについて計算を行った。ディスク形状箔の ^{238}U 捕獲反応率のエネルギー分布を各球モデルでの値と比較した結果、背景断面積をディスク形状箔のそれと等しくした球モデルが適切なモデルであることが分かった。

Measurement of Doppler Effect Up to 2000°C at FCA (4)
— Investigation on Calculation Model for the Doppler Effect
Measurement with a Heated Foil Using MVP Code —

Masaki ANDOH and Shigeaki OKAJIMA

Department of Reactor Engineering
Tokai Research Establishment
Japan Atomic Energy Research Institute
Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken

(Received February 3, 1997)

To evaluate and improve the calculation accuracy of the Doppler effect in the high temperature range, a series of the Doppler effect measurements have been carried out at FCA. One of the measurement technique is the Doppler effect experiment with a heated foil and the experiment is used to measure the Doppler effect up to 2000°C. In this experiment, the Doppler effect is expressed as activation Doppler effect: the ratio of the increase in the ^{238}U capture rate of the heated foil caused by the temperature rise relative to the ^{238}U capture rate of the unheated foil. In the analysis of the experiment, a collision probability code with ultra-fine group structure, PEACO-X, is used to consider precisely the resonance interaction effect between ^{238}U in the foil and resonance nuclides in surrounding regions. The PEACO-X code calculates collision probabilities for one dimensional geometries such as cylinder, sphere and slab. To obtain an appropriate spherical cell model for the PEACO-X calculation in the analysis of the activation Doppler effect, the following items were investigated by the Monte Carlo calculation:

- 1) Evaluation of the heterogeneity effect of a fuel cell on the Doppler effect calculation

- 2) Selection of a spherical cell model for a disk-shaped foil

In the evaluation of the heterogeneity effect, the calculated results of the activation Doppler effect were compared between the heterogeneous and homogeneous cell

models. By this comparison, it was found that homogenizing the fuel cell decreased the contribution to the ^{238}U capture reaction rate in the energy region less than 2 keV. The heterogeneity effect on the activation Doppler effect, however, was negligible small.

In the selection of the sheprical cell model for the disk-shaped foil, parametric survey was carried out being concentrated on the background cross section of ^{238}U in the foil, which is based on the Wigner rational approximation. The energy breakdown of the ^{238}U capture reaction rate in the disk-shaped foil was compared with those in the spherical models with various values of the background cross sections. From these comparisons, the spherical model was selected in which the background cross section for ^{238}U is equal to that of the disk-shaped foil.

Keywords: Doppler Effect, Cell Calculation, Heterogeneity Effect, Sphere Model, Monte Carlo, Wigner Rational Approximation, Background Cross Section, Fast Critical Assembly

目 次

1. 序 文	1
2. ドップラー効果の計算方法	2
3. 炉心燃料セル非均質効果の検討	3
3.1 計算モデル	3
3.2 非均質効果の検討	4
4. ディスク形状箔の球モデル化の検討	5
4.1 パラメータの選定	5
4.2 計算モデル	5
4.3 背景断面積をパラメータとしたサーベイ計算	6
5. まとめ	8
謝 辞	8
参考文献	9

Contents

1. Introduction	1
2. Method of Calculation for Doppler Effect	2
3. Analysis of Heterogeneity Effect of Fuel Cell	3
3.1 Calculation Models	3
3.2 Discussions	4
4. Analysis of Spherical Modeling of Disk-shaped Foil	5
4.1 Selection of Parameter	5
4.2 Calculation Models	5
4.3 Parametric Survey Concentrated on Background Cross Section	6
5. Summary	8
Acknowledgments	8
References	9

1. 序 文

原子炉の過渡事象において、即発性の負のフィードバック効果を与えるドップラー効果は安全上特に重要なものである。ドップラー効果の計算精度を評価するため、これまで高速炉臨界集合体（FCA）を用いて、800°Cまでのドップラー効果測定を行ってきた¹⁾が、より高温領域での予測精度の向上を目的として、1500°Cまで測定可能なサンプル加熱・反応度値測定法による測定装置及びレーザー照射により2000°Cまで測定可能な箔加熱・反応率測定法による測定装置を開発し、ドップラー効果測定を実施している²⁾。これら実験装置には、耐熱材料として高融点金属のタングステンを使用している。タングステンは、中重核であり中性子反応断面積に共鳴構造を有しているため、共鳴の干渉効果によりサンプルあるいは箔の²³⁸Uの中性子捕獲を遮蔽するものと考えられる。この干渉効果を考慮して実験解析を行うために、超微細群で衝突確率計算を行うセル計算コードPEACO-Xが作成された⁴⁾。PEACO-Xは、計算時間の短縮や計算記憶容量の制限より、計算体系を1次元の単純形状で扱う。このため、実験解析においては、ディスク形状の箔を含む複雑な実験装置部及びFCAの板状燃料セルを1次元にモデル化する必要がある。計算体系を実験体系に極力近い体系とするため、箔加熱・反応率測定法による実験の解析では、計算体系として球モデルを採用した。Fig. 1に箔近傍の実験体系及び1次元球モデル化した計算体系の概念図を示す。本研究の目的は、箔加熱・反応率測定法での実験解析をPEACO-Xを用いて行うための1次元球モデルを得ることである。

本研究では、ドップラー効果の計算精度に最も影響を与えられ、炉心燃料セルの非均質効果及びディスク形状箔の球モデル化の問題に着目し、以下の詳細な検討を行う。

1) 炉心燃料セルの非均質効果

計算体系を1次元球体系とするには、板状燃料セルより構成するFCAの炉心を、各核種の原子数をセル内で保存するように均質化（以下、単に均質化）する必要がある。このため、均質化した燃料核種の実効断面積は炉心燃料がセル構造を持つ場合と異なり、その結果、均質化により中性子スペクトルが変化すると考えられる。そこで、燃料セルを均質化した計算モデルと均質化しない計算モデルについてドップラー効果を比較検討し、均質化がドップラー効果の計算に及ぼす影響を調べる。

2) ディスク形状箔の球モデル化

ディスク形状の箔を球モデル化する際、径や密度の選択により、²³⁸Uの自己遮蔽効果や周囲の媒質との共鳴干渉効果がディスク形状箔と異なったものとなる。したがって、捕獲反応率から求めるドップラー効果は、径や密度に依存する。そこで、ディスク形状の箔と球モデル化した箔について捕獲反応率及びドップラー効果を比較し、球モデルとして適切

な径と密度を持つモデルを選択する。

以下、第2章では、ドップラー効果の計算方法について述べる。第3章では、炉心燃料セルの均質化による中性子スペクトルの相違がドップラー効果の計算値に及ぼす影響を調べる。第4章では、パラメータサーベイによって適切な球モデルを決定する。

2. ドップラー効果の計算方法

上述のモデル化における検討を詳細に行うために、連続エネルギー・モンテカルロ計算コード MVP⁵⁾を用いる。MVPでは、共鳴の自己遮蔽効果及び干渉効果を厳密に取り扱うことができ、かつ、計算体系の幾何形状を自由に設定することができる。また、MVPはベクトル化されているために、箔のような微小領域の反応率や断面積の計算において必要とする非常に大きな中性子発生総数（ヒストリー数）の計算を、従来のスカラー処理によるモンテカルロ計算コードより短い時間で行うことができる。

箔加熱・反応率測定法によるドップラー効果測定実験では、炉心中心に設置した劣化ウラン (UO_2) 箔での ^{238}U 中性子捕獲反応率を求め、(1)式に示す温度 $T^\circ\text{C}$ でのドップラー効果 ($R_D(T)$) を得る。

$$R_D(T) = \frac{R(T)}{R(\text{room})} - 1. \quad (1)$$

ここで、 $R(T)$: 温度 $T^\circ\text{C}$ における箔の捕獲反応率

$R(\text{room})$: 室温 (room temperature: 約 20°C) での箔の捕獲反応率

他方、MVPを用いたドップラー効果の計算では、捕獲反応率を計算した後、実験と同様に(1)式より求める。ただし、室温を300Kとし、その他の温度点は600K, 900K, 1500K, 1800Kである。

また、MVPは(2)式に示す任意のエネルギー群構造での任意の種類 g の反応率 ($R_g(T)$) を出力する。本研究では、(2)式を用いた詳細な計算によりディスク形状箔の最適な1次元球モデルを選択する。

$$R_g(T) = \frac{\int_{E_g}^{E_{g+1}} dE \int_{\text{Foil}} dr N^{238} \sigma_c^{238}(E, T) \phi(E, r, T)}{\int_{\text{Foil}} dr N^{238}}, \quad (2)$$

ここで、

N^{238} : Number density of ^{238}U

$\sigma_c^{238}(E, T)$: Microscopic cross section of ^{238}U

g : Energy group

エネルギー群構造は、以下に示すように、高速炉用汎用コードに用いるJFS-3タイプのエネルギー群

な径と密度を持つモデルを選択する。

以下、第2章では、ドップラー効果の計算方法について述べる。第3章では、炉心燃料セルの均質化による中性子スペクトルの相違がドップラー効果の計算値に及ぼす影響を調べる。第4章では、パラメータサーベイによって適切な球モデルを決定する。

2. ドップラー効果の計算方法

上述のモデル化における検討を詳細に行うために、連続エネルギー・モンテカルロ計算コード MVP⁵⁾を用いる。MVPでは、共鳴の自己遮蔽効果及び干渉効果を厳密に取り扱うことができ、かつ、計算体系の幾何形状を自由に設定することができる。また、MVPはベクトル化されているために、箔のような微小領域の反応率や断面積の計算において必要とする非常に大きな中性子発生総数（ヒストリー数）の計算を、従来のスカラー処理によるモンテカルロ計算コードより短い時間で行うことができる。

箔加熱・反応率測定法によるドップラー効果測定実験では、炉心中心に設置した劣化ウラン（ UO_2 ）箔での ^{238}U 中性子捕獲反応率を求め、(1)式に示す温度 $T^\circ\text{C}$ でのドップラー効果（ $R_D(T)$ ）を得る。

$$R_D(T) = \frac{R(T)}{R(\text{room})} - 1. \quad (1)$$

ここで、 $R(T)$: 温度 $T^\circ\text{C}$ における箔の捕獲反応率

$R(\text{room})$: 室温（room temperature: 約 20°C ）での箔の捕獲反応率

他方、MVPを用いたドップラー効果の計算では、捕獲反応率を計算した後、実験と同様に(1)式より求める。ただし、室温を300Kとし、その他の温度点は600K, 900K, 1500K, 1800Kである。

また、MVPは(2)式に示す任意のエネルギー群構造での任意の種類の反応率（ $R_g(T)$ ）を出力する。本研究では、(2)式を用いた詳細な計算によりディスク形状箔の最適な1次元球モデルを選択する。

$$R_g(T) = \frac{\int_{E_g}^{E_{g+1}} dE \int_{\text{Foil}} d\tau N^{238} \sigma_c^{238}(E, T) \phi(E, \tau, T)}{\int_{\text{Foil}} d\tau N^{238}}, \quad (2)$$

ここで、

N^{238} : Number density of ^{238}U

$\sigma_c^{238}(E, T)$: Microscopic cross section of ^{238}U

g : Energy group

エネルギー群構造は、以下に示すように、高速炉用汎用コードに用いるJFS-3タイプのエネルギー群

構造（レサジー幅0.25）を参考にした。ただし、高速炉体系では100eV以下の中性子のドップラー効果への寄与は非常に小さいため、29eV以下のエネルギー群を一つにまとめた。なお、計算では核データとしてJENDL-3.1⁹⁾を用いた。

Group g	Energy range (eV)	Lethagy width
1	2.0000 E+7* ~ 7.7880 E+6	0.94
2 ~ 51	7.7880 E+6 ~ 6.0653 E+6	0.25
52	2.9023 E+1 ~ 1.0000 E-5	14.9

* Read as 2.0000×10^7 .

3. 炉心燃料セル非均質効果の検討

本章では、箔を取り囲む炉心燃料セルを均質化したモデル（Homo.model）と非均質モデル（Hetero.model）それぞれでの箔のドップラー効果の計算を行い、両結果を比較する。この比較から、炉心燃料セルの均質化による中性子スペクトルの相違がドップラー効果に及ぼす影響を調べる。

3.1 計算モデル

ここでは、燃料セルが板状であるため、計算体系に1次元平板体系を選択した。ただし、微小領域であるディスク形状箔を無限平板化することにより捕獲反応率の統計誤差を小さくすることを図った。計算体系は、非均質・均質両モデルとも一辺が5.52cmの直方体を5つ並べた体系である。計算体系をFig. 2に示す。中心には箔、タングステン領域（以下、W領域とする）及びタングステンとステンレスからなる領域（以下、W+SUS領域とする）を置き、その両隣に炉心領域を配置した。W領域は箔を入れるタングステン製カプセルを模擬した領域であり、実験では箔と共に高温になる領域である。一方、W+SUS領域は、箔を所定の位置に保持するタングステン製箔保持体や、タングステン製熱遮蔽体及びステンレス製容器等のドップラー実験装置の加熱容器全体を均質化したものである。箔の厚さは、近似的にディスク形状の箔と同様の自己遮蔽効果を持つように、0.05cmとした。炉心領域は、非均質モデルの場合、Fig. 1(a)に示した、FCA XVII-1集合体のテスト領域燃料セルとした。均質モデルの場合には、各核種の原子数を保存するようにFCA XVII-1集合体のテスト領域燃料セルを均質化した。全方向について境界条件を反射条件とし、無限平板状の箔が約27cm間隔に繰り返し並ぶ体系とした。炉心領域の厚さは、反射境界条件によって約20cmとなる。均質モデルの各領域に使用した核種毎の原子数密度をTable 1に示す。均質・非均質両計算モデルとも約350万ヒストリーとした。

3.2 非均質効果の検討

A. 中性子スペクトルに対する非均質効果

MVPの計算の結果得られた箔領域における中性子スペクトルについて、非均質モデルに対する均質モデルの比をFig. 3に示す。なお、図には、 ^{238}U の中性子捕獲反応率の約98%を占める $8.2 \times 10^5 \text{eV} \sim 7.9 \times 10^1 \text{eV}$ (第11群から第47群) までをプロットした(以下同様)。図より、数keV以下では、炉心燃料セルの均質化により中性子が炉心領域の ^{238}U に吸収される割合が増加していることが分かる。この均質化によるスペクトルの相違の程度は、箔の温度300Kと1800Kではほぼ一致し、温度には依存しないことが分かる。これは、箔内の中性子スペクトルは周辺の炉心媒質による中性子スペクトルで決められるためである。

B. 捕獲反応率及び微視的実効捕獲断面積に対する非均質効果

前章(2)式に示したエネルギー群毎の捕獲反応率($R_g(T)$)に対して比較検討を行う。非均質モデルに対する均質モデルの捕獲反応率比をFig. 4に示す。均質モデルでは、両温度とも数keV以下の低いエネルギー領域で中性子捕獲反応率が小さくなることが分かる。これは均質化による中性子スペクトルの相違による。

次に、非均質モデルと均質モデルの箔の ^{238}U 微視的実効捕獲断面積を温度300Kと1800Kの各温度について比較し、Fig. 5に結果を示す。実効捕獲断面積は各温度ともほぼ一致している。このことから炉心燃料セルの均質化による箔の実効断面積への影響はほとんどないことが分かる。

C. ドップラー効果に対する非均質効果

両計算モデルの600K, 900K, 1500K, 1800K各温度でのドップラー効果 $R_D(T)$ をTable 2に示す。また、両計算モデルのドップラー効果を各温度点に対してFig. 6に図示する。均質モデルと非均質モデルを比較すると、各温度点とも統計誤差の範囲内で一致している。このことは、均質化によるスペクトル変化の捕獲反応率への影響は箔の温度に依存せず300Kと1800Kで同程度であり、箔温度の上昇による捕獲反応率の変化率であるドップラー効果の値には均質化の影響はほとんどないことを示している。

以上、A~Cの検討より、炉心燃料セルの非均質効果は、捕獲反応率のエネルギー分布には顕著に見られるが、ドップラー効果の値にはほとんど影響を与えないことがわかった。自己遮蔽の効果が等価であるディスク形状箔においても無限平板箔モデルと同様に炉心燃料セルの均質化の影響はなく、炉心領域を均質燃料とする近似は妥当であると考えられる。

4. ディスク形状箔の球モデル化の検討

ここでは、PEACO-Xを用いてドップラー効果の実験解析を行うためのディスク形状箔の1次元球モデルを得ることを目的とする。以下、箔をディスク形状としたディスクモデル (Disk model) と箔を球形にした球モデル (Sphere model) について計算を行い比較検討する。前章の考察により、炉心燃料セルの均質化がドップラー効果へ及ぼす影響を無視できることが分かった。そこで、本章では箔を取り囲む炉心領域を均質化して取り扱う。

4.1 パラメータの選定

箔の捕獲反応率は箔自身の自己遮蔽効果及び周囲の媒質との共鳴干渉効果に強く依存する。球モデルの ^{238}U の原子数密度を変化させることによりこれら効果を変化させ、計算結果をディスクモデルと比較し、球モデル化として適切なモデルを選択する。ただし、共鳴干渉効果については、ディスクモデルと球モデルの両モデル間での差は無視できるとし、以下では自己遮蔽効果のみに着目した。

通常のセル計算では、Wigner rational近似により、背景断面積 (Background Cross Section) を導入して物質の密度・形状に応じた自己遮蔽効果を考慮する。(3)式に孤立系での箔中の ^{238}U の背景断面積 (以下、 σ_0^{238} とする) 注を示す。

$$\sigma_0^{238} = \sum_{n \neq 238} \frac{N^n \cdot \sigma_t^n}{N^{238}} + \frac{1}{\ell \cdot N^{238}} \quad (3)$$

ここで、

n : nuclide ($n=16$ for ^{16}O , $n=235$ for ^{235}U and $n=238$ for ^{238}U)

N^n : atomic number density for nuclide n ($\times 10^{24} / \text{cm}^3$)

σ_t^n : microscopic total cross section for nuclide n (barn)

ℓ : mean chord length

$\ell = 4V / S$ (cm), V : volume (cm^3), S : surface area (cm^2).

本章では、自己遮蔽効果がディスクモデルと同程度になる球モデルが適切なモデルであると予想し、 σ_0^{238} をパラメータとして、ドップラー効果及び捕獲反応率に対してサーベイ計算を実施した。

4.2 計算モデル

ディスクモデルの箔 ($1.27 \text{ cm} \times 0.05 \text{ cm}$, $N^{238} = 2.2885 \times 10^{22} / \text{cm}^3$) の場合、直径に対して厚さ t が非

注 通常のセル計算では、Bell factor により形状による遮蔽効果の差を考慮するが、本研究においては、各計算モデル間でのBell factor による形状補正効果の差は無視できるとして省略した。

常に小さいので、(3)式において $\ell=2.1$ と近似し、 $\sigma_1^{16}=3.7\text{barn}$ 、 $\sigma_1^{235}=9.2\text{barn}$ とすると、 σ_0^{238} は約444barnとなる。ここで、 σ_1^{16} 及び σ_1^{235} の値は、FCA-XVII-1集合体の炉心スペクトルにより1群に縮約した値である。

球モデルの σ_0^{238} の値として、以下に示すように、ディスクモデルの444barnを挟む4点を選び、 σ_0^{238} の小さいものから順に、"球モデル1 (Sphere 1)"、"球モデル2 (Sphere 2)"と呼ぶことにする。

Sphere 1	$\sigma_0^{238} = 111 \text{ barn; quarter as large as } \sigma_0^{238} \text{ of Disk model}$
Sphere 2	$\sigma_0^{238} = 444 \text{ barn; equal to Disk model}$
Sphere 3	$\sigma_0^{238} = 881 \text{ barn; twice as large as Disk model}$
Sphere 4	$\sigma_0^{238} = 1857 \text{ barn; 4 times as large as Disk model}$

球モデルの場合、(3)式において $\ell=4/3 \cdot r$ となり σ_0^{238} は原子数密度 N^{238} と半径 r の積に依存する。球モデル化箱の半径 r は、以下の2条件を考慮して0.635cmとした。すなわち、直径は1.27cmであり、最も密度の高い球モデル1の UO_2 中での平均自由行程の約1/4でしかない。

- (1) 統計誤差及び計算時間の観点からある程度の大きさを持つこと。
- (2) 炉心領域で形成されているスペクトルを変化させないために、箔領域中で中性子はただか数回の散乱しか受けないこと。

以下では、ドップラー効果及び捕獲反応率の σ_0^{238} 依存性を調べるため、原子数密度 N^{238} の値により σ_0^{238} を変化させた球モデル1～球モデル4について計算を行う。Table 3に各モデルの箔領域の各核種の原子数密度及び σ_0^{238} を示す。Fig. 7に計算体系全体の模式図を示す。計算体系は球形炉心の中心に箔、W及びW+SUS領域を設けたものである。Fig. 8に箔領域とW領域について、ディスクモデルと球モデルを比較した模式図を示す。W及びW+SUS領域については、原子数を保存するようにして原子数密度を定めた。炉心領域は、前章の均質モデルと同じくFCA XVII-1集合体のテスト領域燃料セルを均質化したものである。境界条件は、炉心領域外部を反射条件とし、約16cm間隔に箔が配置されるような体系とした。ディスクモデルの各領域の各核種の原子数密度は、前章の均質モデルと同じである (Table 1 参照)。

4.3 背景断面積をパラメータとしたサーベイ計算

各計算モデルについて300Kと1800Kのそれぞれの温度でヒストリー数を等しく、かつ、捕獲反応率 $RR(T)$ の統計誤差が0.5%以下になるまで計算を行った。その結果、ヒストリー数は300万～700万ヒストリーであった。

全モデルについて、各温度の捕獲反応率 $RR(T)$ 及びドップラー効果 ($R_D(1800)$) の計算結果を

Table 4に示す。また、 σ_0^{238} とドップラー効果の関係をFig. 9に示す。これら図及び表より、 σ_0^{238} が大きいほどドップラー効果は小さくなり、約1000barn以上では σ_0^{238} 依存性はほとんどない。これは、 σ_0^{238} が大きいほど自己遮蔽効果が小さくなり、ドップラー効果による捕獲反応率の増加が小さくなるためである。 σ_0^{238} の最も小さい球モデル1以外の各球モデルの $R_D(1800)$ の誤差は7%~10%となり、球モデル2~4の $R_D(1800)$ は全て誤差範囲内でディスクモデルと一致する。これは、各温度点での捕獲反応率の統計誤差が約0.4%であるにもかかわらず、ドップラー効果による箔の反応率の変化率が約7%と小さいためである。したがって、これらの結果だけでは、球モデル2~4のモデルから最適モデルを決定することは難しい。

そこで、モデル間の差異をより詳細に調べるために、(4)式に示すような、 $T=300\text{K}$ の捕獲反応率 $RR(300)$ で規格化した $T=1800\text{K}$ における捕獲反応率のエネルギー分布 ($\langle R \rangle_g(1800)$) を比較した。

$$\langle R \rangle_g(1800) = \frac{R_g(1800)}{RR(300)} \quad (4)$$

(4)式は、ドップラー効果のエネルギーブレイクダウンに相当する。以下、この規格化された捕獲反応率を規格化反応率と呼ぶ。球モデル1~球モデル4とディスクモデルの規格化反応率を比較したものをFig. 10に示す。また、規格化反応率のディスクモデルに対する各球モデルの比を、Fig. 11に示す。これら図より、 σ_0^{238} が大きいほど共鳴エネルギー領域での自己遮蔽効果が小さくなるため、規格化反応率は相対的に低エネルギー側の持ち分が大きくなる。10keV以上のエネルギー領域では、球モデル3及び球モデル4は、ディスクモデルより規格化反応率を過小評価している。従って、これらモデルでは、ドップラー効果 ($R_D(1800)$) の値は統計誤差の範囲内でディスクモデルと一致したが、球モデル化としては不適切なモデルであるといえる。これに対してディスクモデルと σ_0^{238} が等しい球モデル2は、ほぼ全エネルギー範囲においてディスクモデルと誤差の範囲内で一致している。したがって、球モデル2では、自己遮蔽効果がディスクモデルと同一と見なせ、このモデルでのドップラー効果もディスクモデルのそれと一致すると考えられる。

以上をまとめると、 σ_0^{238} をパラメータとしてサーベイ計算を実施した結果、ディスクモデルと同じ σ_0^{238} を持つ球モデルでは、ドップラー効果が各エネルギー群毎の寄与を含めてディスクモデルのそれと一致した。すなわち、 σ_0^{238} をディスクモデルと同一にすることにより自己遮蔽効果をディスクモデルと等価にすることが、球モデル化として適切なモデル化であることが分かった。

5. まとめ

本研究では、箔加熱・反応率測定によるドップラー効果測定実験の解析を、1次元セル計算コードPEACO-Xを用いて球モデルで行うことを念頭に置き、反応率計算を精度良く行うことのできる計算モデルを得ることを目的とした。モデル化の問題点として、炉心燃料セルの非均質効果による中性子スペクトルの相違とディスク形状箔の球モデル化に伴う自己遮蔽効果の相違の2点に着目し、ベクトル化連続エネルギー・モンテカルロ計算コードMVPを用いて以下の詳細な検討を行った。

- 1) 炉心燃料セル非均質効果がドップラー効果の計算値に及ぼす影響。
- 2) ディスク形状箔の球モデルとして適切なモデルの選択。

炉心燃料セルの非均質効果については、燃料セルを均質化した計算モデルと均質化しない計算モデルについて、中性子スペクトル、捕獲反応率及びドップラー効果の計算結果を比較検討した。その結果、炉心燃料セル均質化によるスペクトルの相違がドップラー効果の計算値へ及ぼす影響は無視しうるものであることが分かった。

ディスク形状箔の球モデル化については、孤立系での ^{238}U の背景断面積 σ_0^{238} をパラメータとして、箔のドップラー効果及び捕獲反応率についてサーベイ計算した。ディスクモデルと球モデルの捕獲反応率を比較検討した結果、半径を0.635cmに固定し原子数密度を調整することにより σ_0^{238} をディスクモデルと同じとした球モデルでは、自己遮蔽効果がディスク形状箔と同一になり、捕獲反応率及びドップラー効果がディスクモデルと一致した。ディスク形状箔を用いたドップラー効果測定実験の解析をPEACO-Xを用いて球モデルで行う場合、 σ_0^{238} をディスク形状箔と等しくした球モデルが適切なモデルであることが分かった。

謝 辞

本研究の計算では、MVPコードの使用にあたり、使用法を森貴正氏にご指導いただいた。第3章の非均質効果を検討する計算では、当時夏期実習生として従事した京都大学工学部の西尾勝久氏に協力していただいた。これら両氏に感謝します。

5. まとめ

本研究では、箔加熱・反応率測定によるドップラー効果測定実験の解析を、1次元セル計算コードPEACO-Xを用いて球モデルで行うことを念頭に置き、反応率計算を精度良く行うことのできる計算モデルを得ることを目的とした。モデル化の問題点として、炉心燃料セルの非均質効果による中性子スペクトルの相違とディスク形状箔の球モデル化に伴う自己遮蔽効果の相違の2点に着目し、ベクトル化連続エネルギー・モンテカルロ計算コードMVPを用いて以下の詳細な検討を行った。

- 1) 炉心燃料セル非均質効果がドップラー効果の計算値に及ぼす影響。
- 2) ディスク形状箔の球モデルとして適切なモデルの選択。

炉心燃料セルの非均質効果については、燃料セルを均質化した計算モデルと均質化しない計算モデルについて、中性子スペクトル、捕獲反応率及びドップラー効果の計算結果を比較検討した。その結果、炉心燃料セル均質化によるスペクトルの相違がドップラー効果の計算値へ及ぼす影響は無視しうるものであることが分かった。

ディスク形状箔の球モデル化については、孤立系での ^{238}U の背景断面積 σ_0^{238} をパラメータとして、箔のドップラー効果及び捕獲反応率についてサーベイ計算した。ディスクモデルと球モデルの捕獲反応率を比較検討した結果、半径を0.635cmに固定し原子数密度を調整することにより σ_0^{238} をディスクモデルと同じとした球モデルでは、自己遮蔽効果がディスク形状箔と同一になり、捕獲反応率及びドップラー効果がディスクモデルと一致した。ディスク形状箔を用いたドップラー効果測定実験の解析をPEACO-Xを用いて球モデルで行う場合、 σ_0^{238} をディスク形状箔と等しくした球モデルが適切なモデルであることが分かった。

謝 辞

本研究の計算では、MVPコードの使用にあたり、使用法を森貴正氏にご指導いただいた。第3章の非均質効果を検討する計算では、当時夏期実習生として従事した京都大学工学部の西尾勝久氏に協力していただいた。これら両氏に感謝します。

参考文献

- 1) Yasuno T., et al. : J. Nucl. Sci. Technol., 7, 271(1970).
- 2) 大井川宏之, 他 : JAERI-M 94-043, " FCA における高温ドップラー効果測定 (1) -サンプル加熱・反応度値測定法測定装置の開発-" (1994).
- 3) Okajima S., Oigawa H., Andoh M., and Mukaiyama T. : J. Nucl. Sci. Technol., 34, 13(1997).
- 4) 岡嶋成晃, 大井川宏之, 向山武彦 : JAERI-M 92-185, " FCA における高温ドップラー効果測定 (3) -超微細群によるセル計算コード(PEACO-X)の開発-" (1992).
- 5) Mori T., Nakagawa M., and Sasaki M. : J. Nucl. Sci. Technol., 29, 325(1992).
- 6) Shibata K., et al. : JAERI 1319, " Japan Evaluated Nuclear Data Library, Version-3 -JENDL-3-" (1990).

Table 1 Atomic number density of each region for the Homo. model ($\times 10^{24} / \text{cm}^3$)

Nuclide	Foil	W	W+SUS	Core
^{235}U	6.0807 E-5*	0.0	0.0	1.3955 E-5
^{238}U	2.2885 E-2	0.0	0.0	6.8690 E-3
^{239}Pu	0.0	0.0	0.0	1.0455 E-3
^{240}Pu	0.0	0.0	0.0	9.2158 E-5
^{241}Pu	0.0	0.0	0.0	3.4518 E-6
^{241}Am	0.0	0.0	0.0	5.1994 E-6
O	4.5314 E-2	0.0	0.0	1.7038 E-2
Na	0.0	0.0	0.0	7.6564 E-3
Al	0.0	0.0	0.0	2.3188 E-3
Cr	0.0	0.0	8.5259 E-3	3.3473 E-3
Mn	0.0	0.0	4.4275 E-4	1.7733 E-4
Fe	0.0	0.0	3.1432 E-2	1.2175 E-2
Ni	0.0	0.0	3.5175 E-3	1.5300 E-3
W	0.0	6.9170 E-2	4.2442 E-3	0.0

* Read as 6.0807×10^{-5} .

Table 2 Comparison of Doppler effect between the Hetero. and Homo. models for each temperature

Cell model	$R_D(600)$	$R_D(900)$	$R_D(1500)$	$R_D(1800)$
Hetero.	0.0234	0.0382	0.0538	0.0607
	± 0.0021	± 0.0021	± 0.0021	± 0.0014
Homo.	0.0248	0.0362	0.0533	0.0586
	± 0.0017	± 0.0017	± 0.0018	± 0.0014

Table 3 Geometry and σ_0^{238} of a Disk model and Sphere models

Cell model	Geometry of foil (cm)	Atomic number density ($\times 10^{22} / \text{cm}^3$)			σ_0^{238} (barn)	Remarks
		^{16}O	^{235}U	^{238}U		
Disk	$1.27^\phi \times 0.05^t$	4.5314	0.00608	2.2885	444	Reference model
Sphere 1	1.27^ϕ	2.2657	0.00304	1.1443	111	
Sphere 2	1.27^ϕ	0.53520	0.00072	0.27029	444	Equal σ_0^{238} with Disk model
Sphere 3	1.27^ϕ	0.26760	0.00036	0.13515	881	Keep number of atoms with Disk model
Sphere 4	1.27^ϕ	0.12642	0.00017	0.06385	1857	

Table 4 Comparison of Doppler effect among various models

Cell model	σ_0^{238} (barn)	RR(300)	RR(1800)	$R_D(1800)$
Disk	444	3.1440×10^{-2} ($\pm 0.42\%$)*	3.3783×10^{-2} ($\pm 0.38\%$)	0.0745 ± 0.0061
Sphere 1	111	2.8721×10^{-2} ($\pm 0.32\%$)	3.1754×10^{-2} ($\pm 0.27\%$)	0.1056 ± 0.0046
Sphere 2	444	3.1495×10^{-2} ($\pm 0.40\%$)	3.3746×10^{-2} ($\pm 0.27\%$)	0.0714 ± 0.0052
Sphere 3	881	3.2356×10^{-2} ($\pm 0.41\%$)	3.4404×10^{-2} ($\pm 0.34\%$)	0.0633 ± 0.0056
Sphere 4	1857	3.2846×10^{-2} ($\pm 0.46\%$)	3.4834×10^{-2} ($\pm 0.32\%$)	0.0605 ± 0.0059

* Values in parentheses are the statistical error.

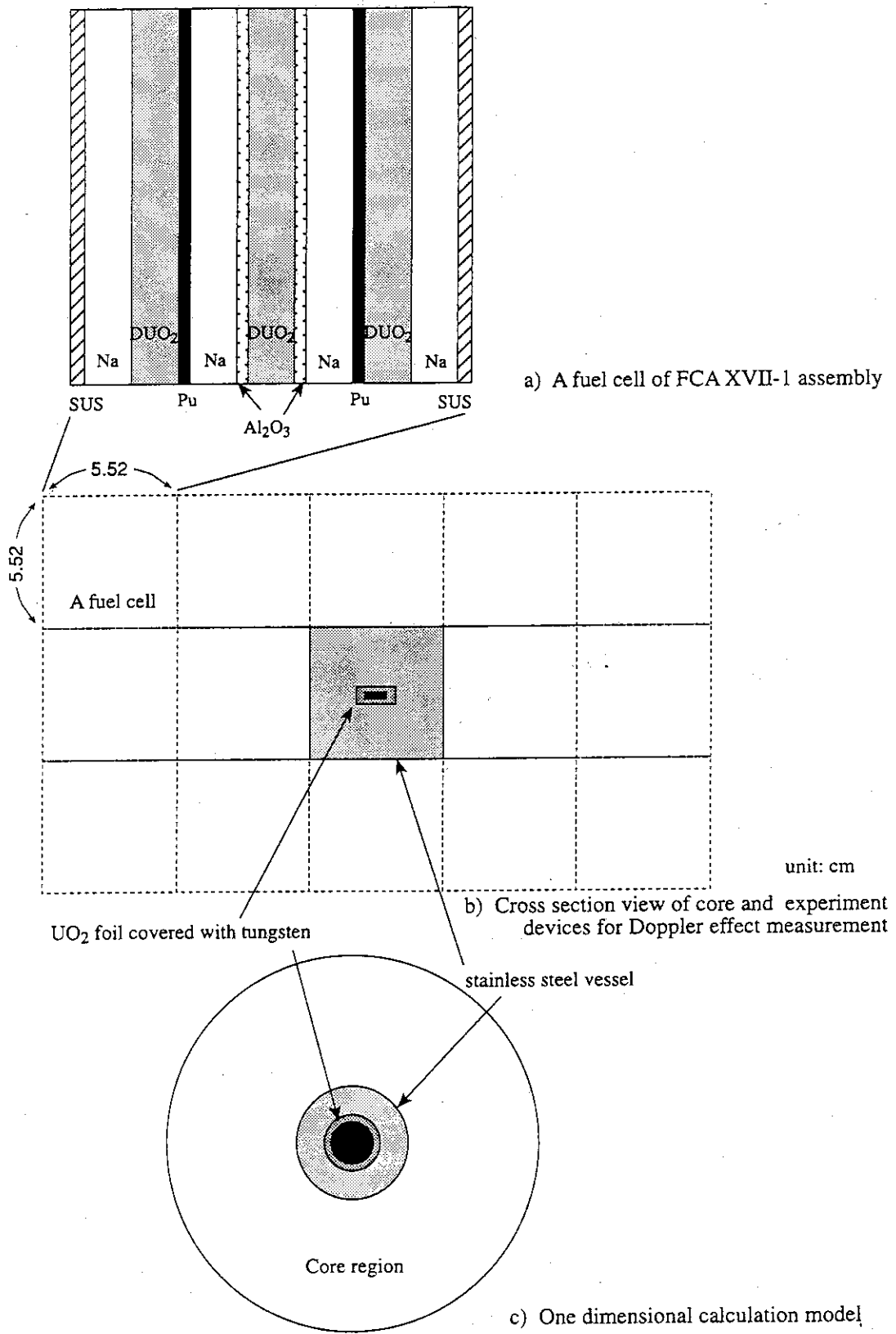


Fig. 1 Schematic view of one dimensional sphere modeling of experimental devices

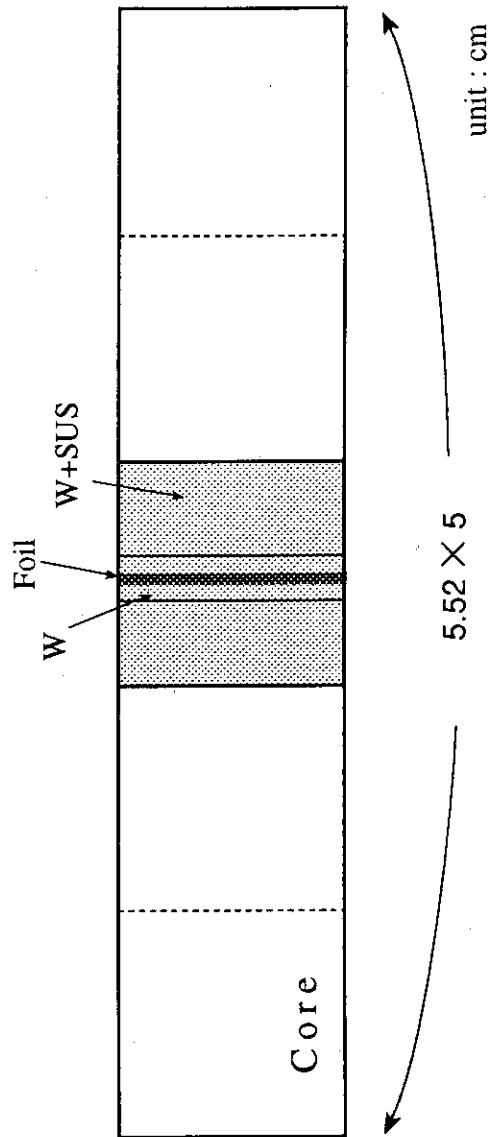


Fig. 2 Calculation model for the Homo. and Hetero. models

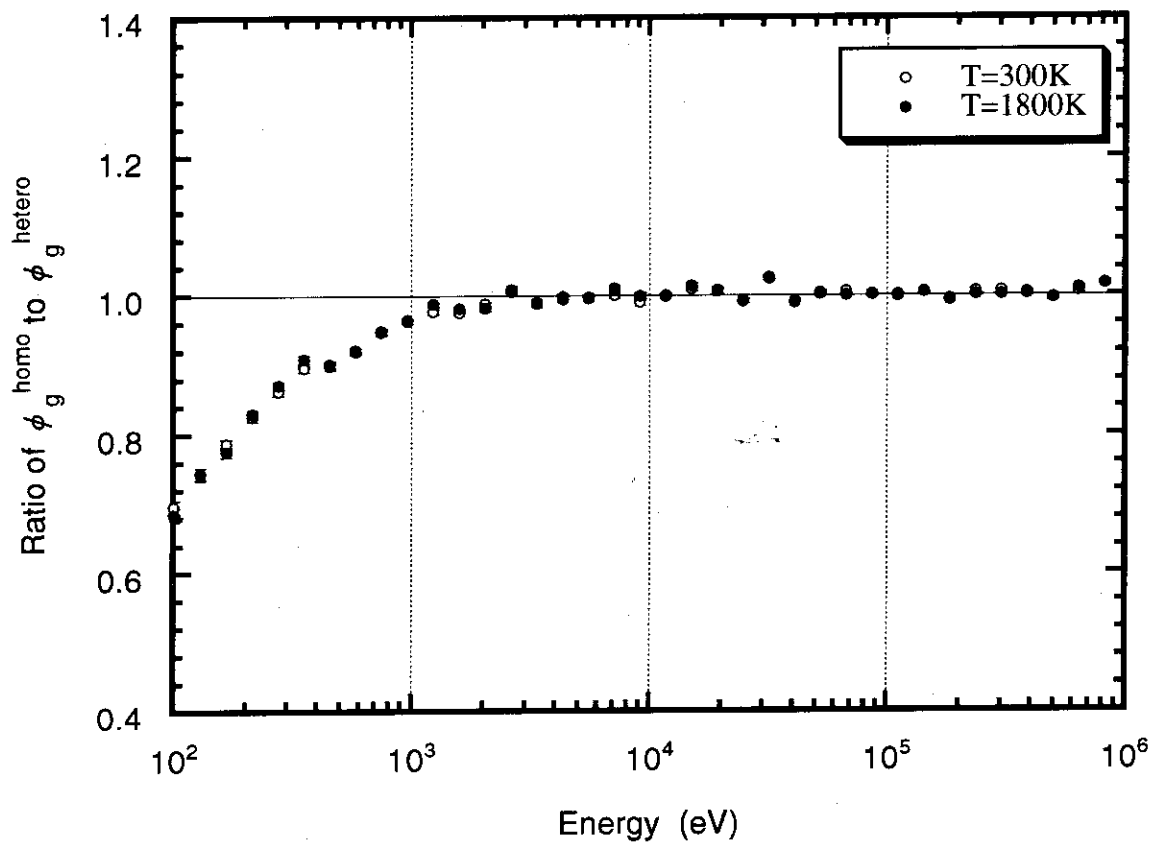


Fig. 3 The ratio of the neutron flux in the foil region between the Homo. and Hetero. models

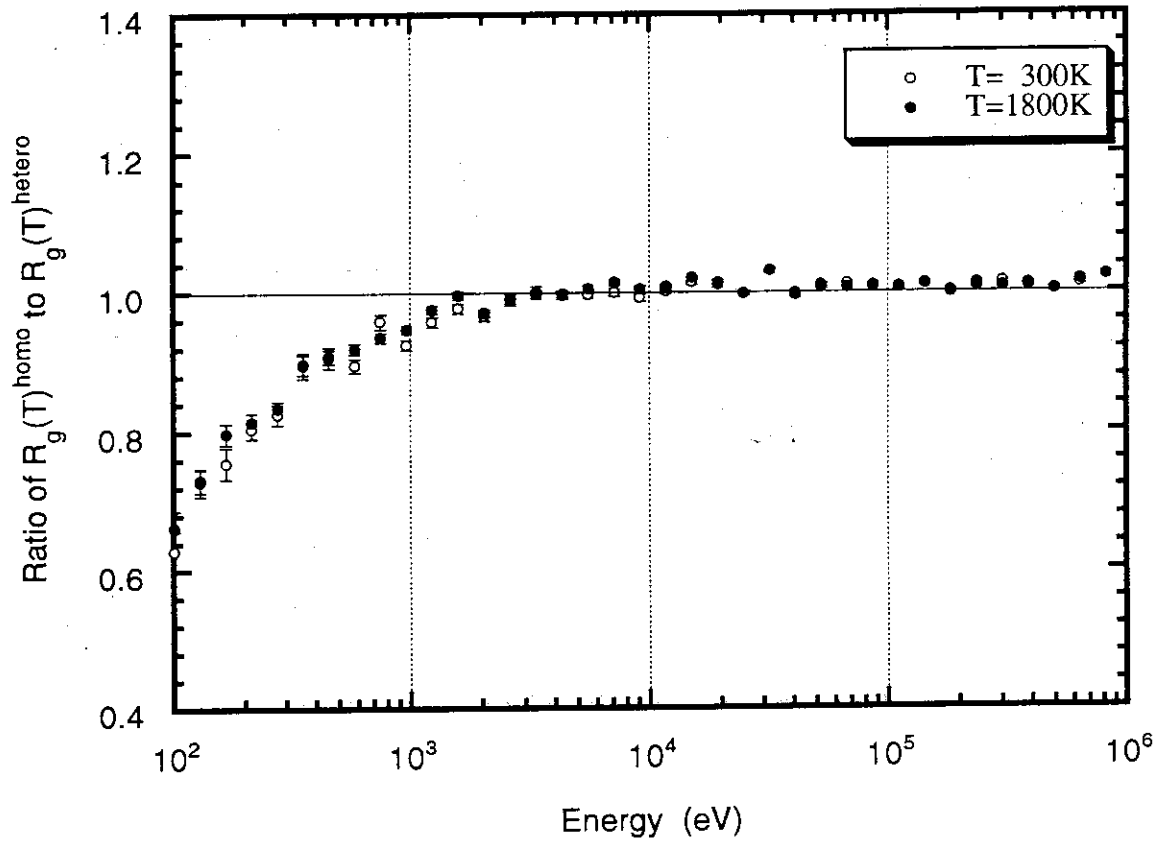


Fig. 4 The ratio of the energy breakdown of reaction rate between the Homo. and Hetero. models

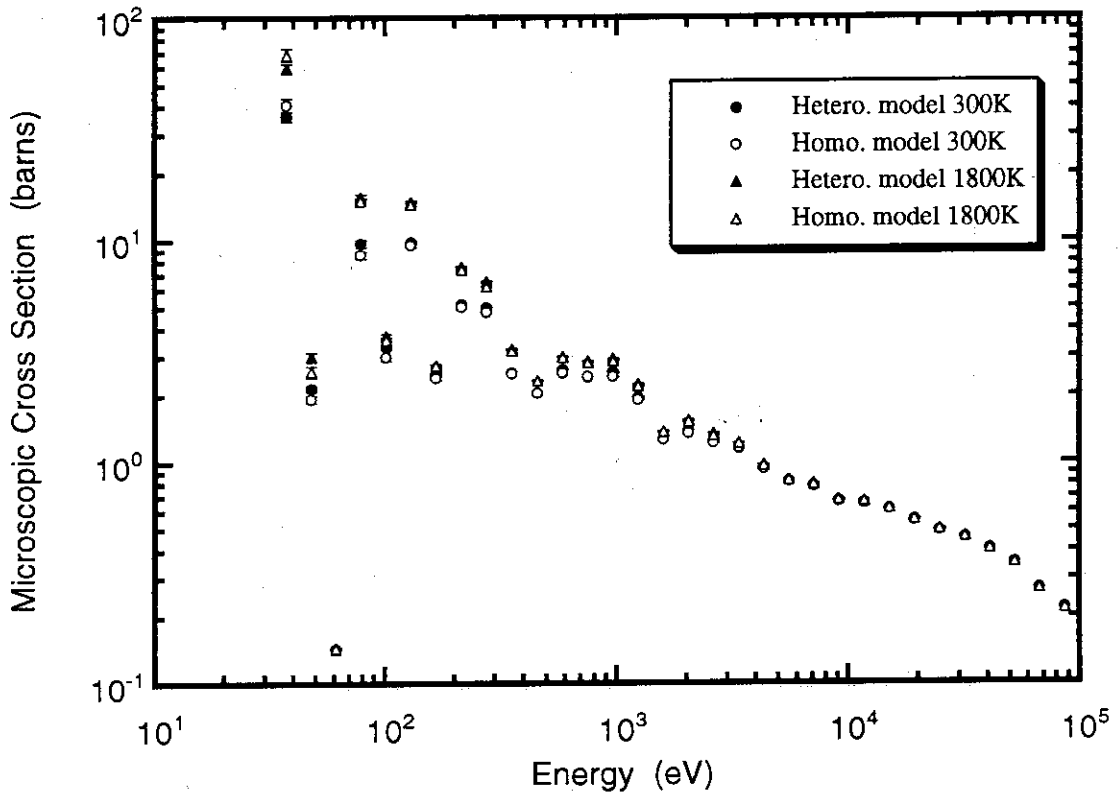


Fig. 5 Comparison of the microscopic capture cross section of ^{238}U in the foil between the Homo. and Hetero. models

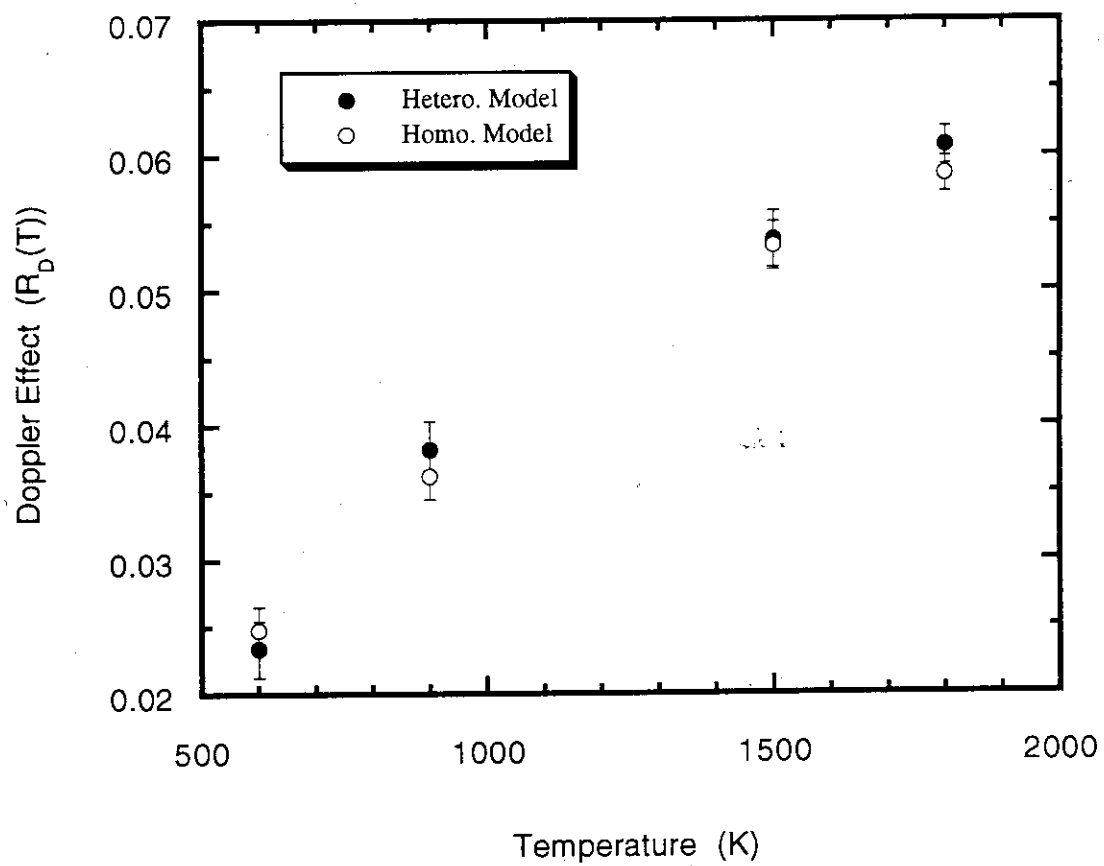


Fig. 6 Comparison of the Doppler effect for each temperature of ^{238}U between the Homo. and Hetero. models

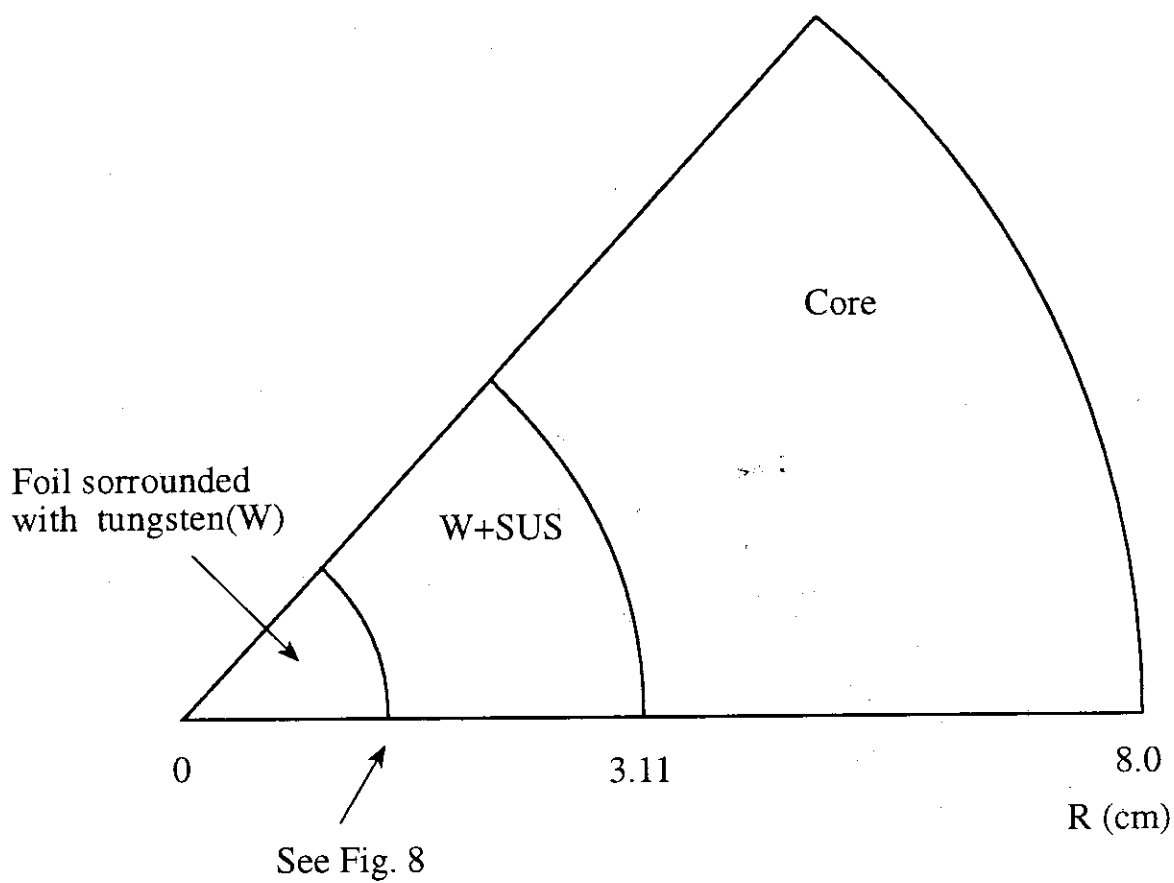
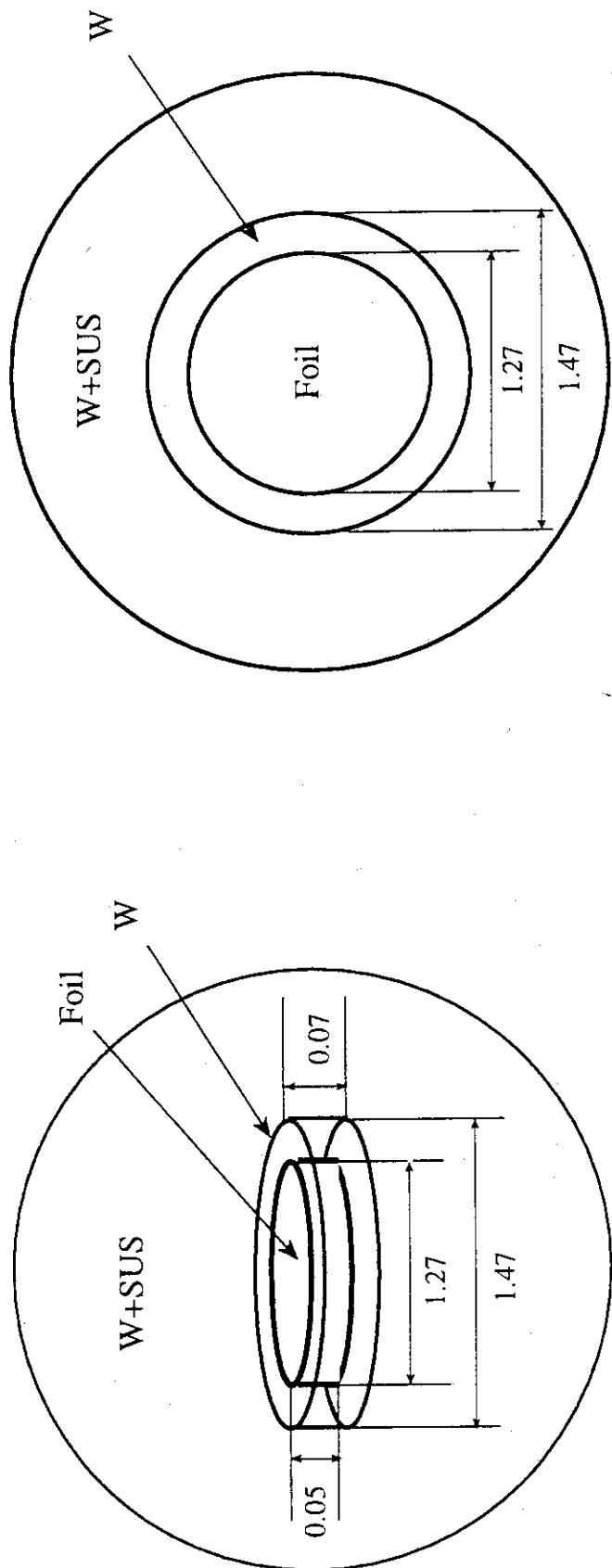


Fig. 7 Configuration of the calculation model for Sphere modeling



(a) Disk model

(b) Sphere model

unit = cm

Fig. 8 Configuration of the foil, W and W+SUS regions for the Disk and Sphere models

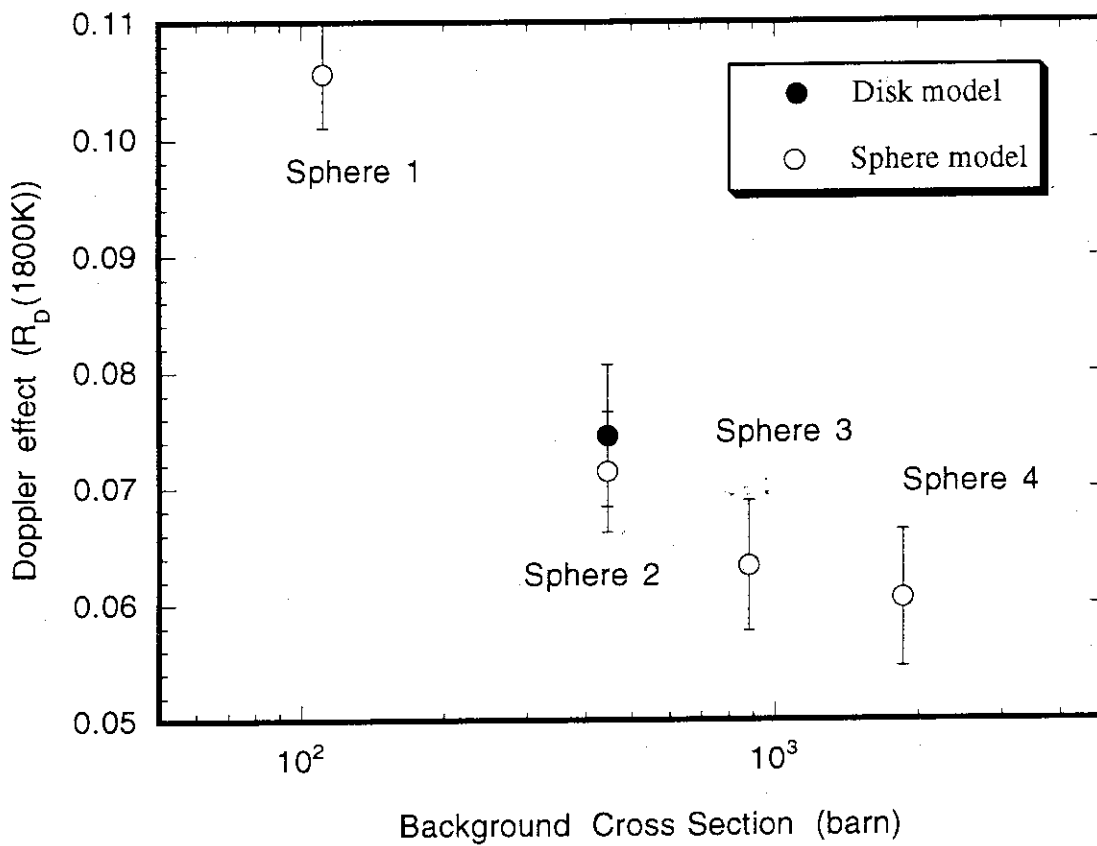


Fig. 9 Calculated Doppler effect as a function of σ_0^{238}

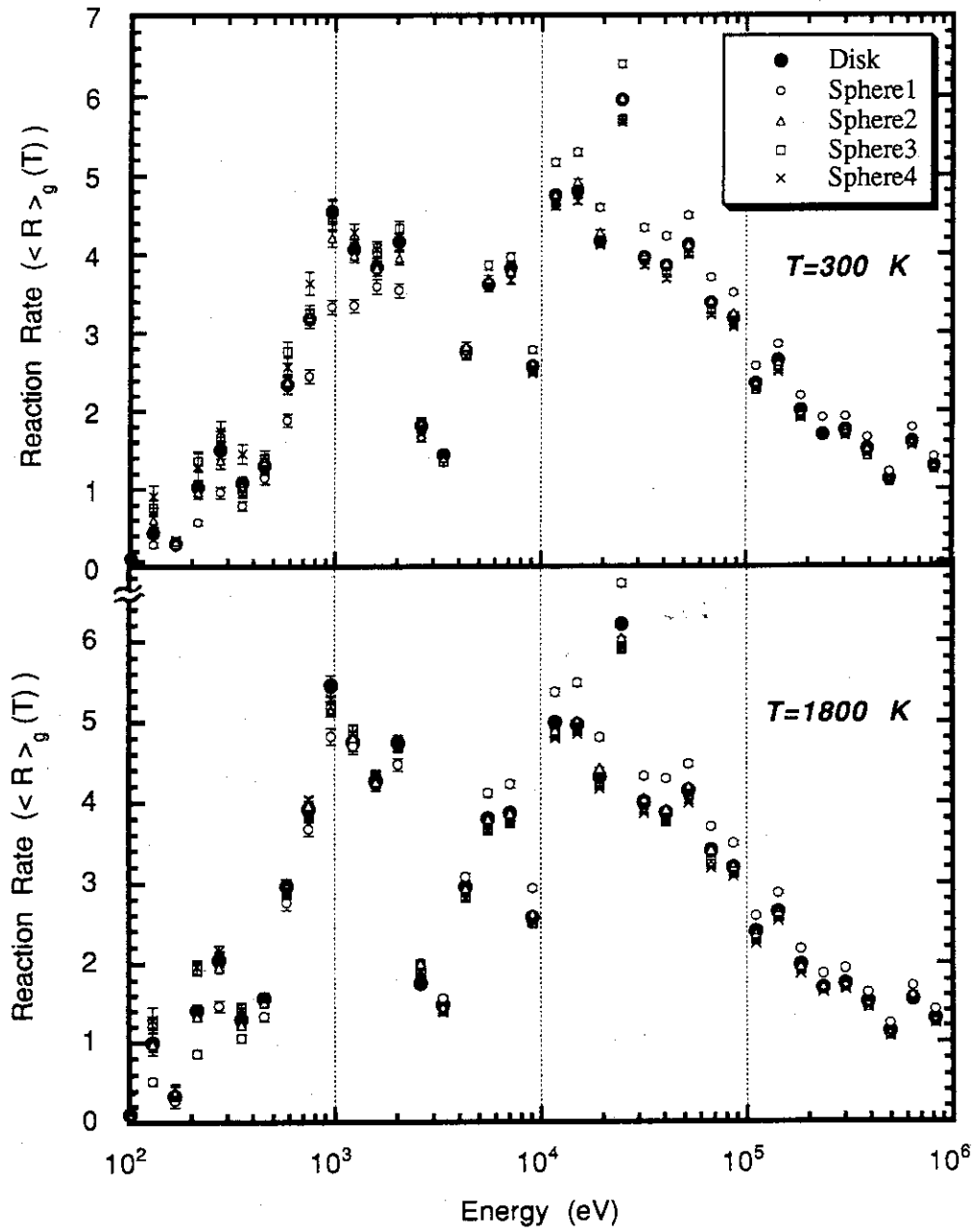


Fig. 10 Comparison of the energy breakdown of the normalized reaction rate among the Disk and Sphere models (upper: $T=300\text{K}$ and lower: $T=1800\text{K}$)

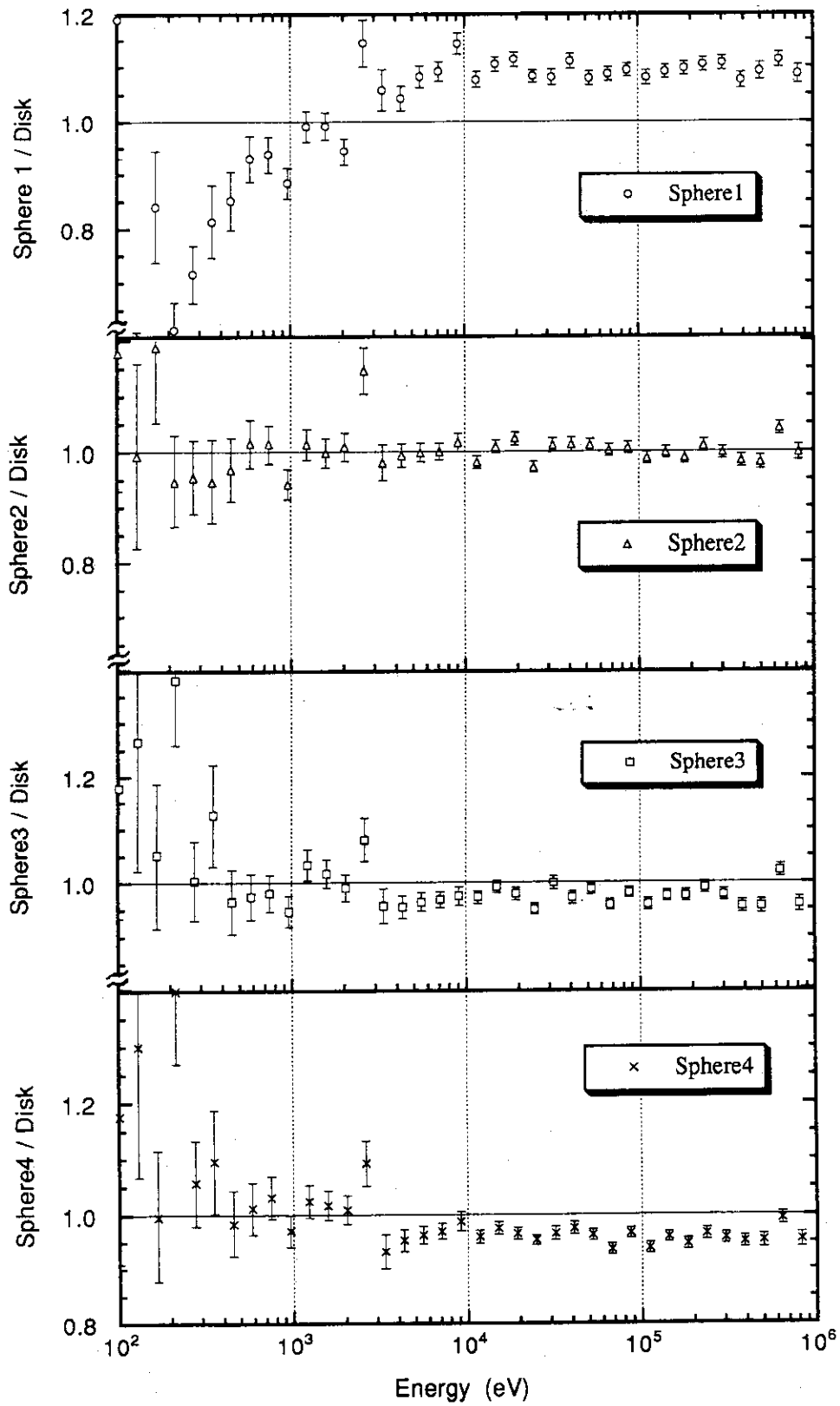


Fig. 11 Ratio of the Sphere model to the Disk model for the normalized reaction rate