

電子線加速器を用いた定常中性子源の研究

1994年4月

動力炉・核燃料開発事業団
東 海 事 業 所

この資料は、動燃事業団社内における検討を目的とする社内資料です。については複製、転載、引用等を行わないよう、また第三者への開示又は内容漏洩がないよう管理して下さい。また今回の開示目的以外のことには使用しないよう注意して下さい。

本資料についての問合せは下記に願います。

〒319-11 茨城県那珂郡東海村大字村松 4-33

動力炉・核燃料開発事業団 東海事業所

技術開発推進部 技術管理室

電子線加速器を用いた定常中性子源の研究

原田秀郎^{A)} 中村裕治^{B)} 加瀬健^{A)} 高橋武士^{C)}

要旨

電子線ビームを用いた中性子源の評価を行うため、電子線- γ 線輸送コード(EGS4)、及び中性子輸送コード(MCNP)を用いて、発生中性子数、中性子束、発熱分布、中性子スペクトルの解析を行った。EGS4には、D(γ ,n)反応を組み込み、ここで放出される中性子のエネルギーはイベント毎に入射 γ 線のエネルギーに対応するよう計算した。この結果、電子線を用いた定常中性子源において2山構造のエネルギースペクトルが見出だされた。重水ターゲット中における中性子束分布の解析は、電子エネルギーが10MeVと30MeVの場合について行った。中性子束の電子エネルギー10MeVの場合、中心領域で $10^{12}n/[cm^2 \cdot sec \cdot MW]$ 以上の中性子束の得られることが分った。この他、照射用パイプを体系に組み込んだ場合の中性子束分布も計算した。本研究の目的は、低エネルギー電子線による定常中性子源の中性子束分布および中性子エネルギー分布等の諸特性を定量的に与えることである。

^{A)}核燃料技術開発部 先端技術開発室 ^{B)}(株) C S K ^{C)}核燃料技術開発部

Neutron Production by Electron beams and Neutron Energy Spectrum

Hideo HARADA, Yuji NAKAMURA, Takeshi KASE and Takeshi TAKAHASHI

Abstract

The neutron generator using low-energy electron beams was investigated by Monte Carlo electron-photon transport code, EGS4 and neutron transport code, MCNP. Optimized target design and characteristic neutron energy spectrum are presented.

A electron beam of 10 MeV or 30 MeV bombards a Tungsten metal target, and bremsstrahlung γ -rays generated enters a 2 m ϕ X2 m cylindrical heavy water target. The D(γ , n) reaction was included in EGS4 code where generated neutron energy was calculated event-by-event to represent incident γ -ray energy. This procedure gives the characteristic neutron energy spectrum of an electron based neutron generator.

Neutron energy spectrum and its position dependence in the target were calculated. The neutron spectrum has two peak positions at thermal region and MeV region. Near the Tungsten target, the MeV neutron is dominant and its peak flux exceeds 10^{12} n/[cm 2 ·sec·A·leth].

The optimization of Tungsten target thickness and the neutron leakage through an irradiation pipe are also discussed.

目次

§ 1	序論	1
§ 2	ターゲットの形状と計算手法	2
§ 2-1	ターゲット形状	2
§ 2-2	計算手法	2
§ 3	解析結果及び議論	4
§ 3-1	中性子収量	4
§ 3-2	発生中性子スペクトル	4
§ 3-3	重水ターゲット中の中性子スペクトル	5
§ 3-4	重水ターゲット中の中性子束分布	5
§ 3-5	照射パイプ中の中性子束	7
§ 3-6	発熱分布	7
§ 3-7	他の定常中性子源との比較	8
§ 4	まとめ	10
参考文献		12

§ 1 序論

低エネルギー電子線ビームを用いた中性子源は、建設コストが安く、かつ誘導放射能が少ないというメリットをもっている¹⁾。この電子線ビームは、RFシステムでパルス化され、パルス中性子源として利用されてきた。今日、低エネルギー電子線ビームの直流大電流化研究が進んでおり²⁾、原子炉のような定常中性子源としての可能性を考えることができるようになってきた。

そこで本研究では、電子線ビームを用いた定常中性子源の性能評価を行うことを目的とする。これまでの評価では、中性子収量のみが解析の対象となってきたが^{1,3)}、本解析では、中性子収量のみならず、重水ターゲット中における中性子束分布、中性子スペクトル、および発熱密度の解析を、モンテカルロシミュレーションコードを用いて行った。また、重水ターゲット中に照射パイプを組み込んだ場合の照射パイプ中の中性子束分布、中性子スペクトルの解析も行われた。

電子線ビームのエネルギーは、10MeVから100MeVの間で変化させ、最も低エネルギーの10MeVと、最も単位エネルギー当たりの中性子収量が多い30MeVの場合について、詳細な解析を行った。

電子線- γ 線コンバーターとしては、タングステン金属を考え、 γ 線-中性子線コンバーターとしては、重水ターゲットを考えた。

§ 2において、本ターゲットの形状と計算手法について説明し、§ 3に解析の結果、および議論を行う。§ 4は、まとめである。

§ 2 ターゲットの形状と計算手法

§ 2-1 ターゲット形状

図1に、ターゲット形状の1例として、10MeVの電子線ビームで照射した時の、ターゲット系の断面図を示す。細いペンシル状の電子線ビームは、直径10cmの円板状金属タンクステンターゲットに照射される。この円板の厚さは、電子線のエネルギーに応じて、中性子収量が最大となるようにして求めた。（詳細は、3-1中性子収量で述べる）

タンクステン域で発生するブレームス γ 線は、 $2m\phi \times 2m$ の円柱状重水ターゲットに入射する。ビームの当たる面を上側となるよう配置すれば、タンクステン窓にかかる圧力は、重水の蒸気圧だけとなり、窓は薄く取り得るので、重水を囲む材料は計算上無視した。

§ 2-2 計算手法

電子線- γ 線の輸送は、モンテカルロシミュレーションコードEGS4⁴⁾を用いて計算した。 γ 線による反応として、光電効果、コンプトン散乱、電子対生成の他に、 (γ,n) 反応が計算に入るようコードを改良した⁵⁾。一例として、電子線エネルギーが10MeVの場合の (γ,n) 反応点の分布を図1中の黒点で示す。低エネルギーの電子線ビームを考えているので、しきいエネルギーが2.25MeVと小さなD(γ,n)p反応による中性子発生だけを考慮し、しきいエネルギーが16MeVと高い $^{16}\text{O}(\gamma,n)^{15}\text{O}$ 反応による中性子発生は、無視した。

D(γ,n)反応で発生する中性子エネルギー E_n は、入射 γ 線のエネルギーが小さいためDの反跳が無視でき、

$$E_n = \frac{E_\gamma - E_b}{2} \quad \dots \dots \dots (1)$$

と近似される。ここで、 E_γ は入射 γ 線のエネルギー、 E_b は、p-n間の結合エネルギーである。

放出される中性子の方向は、Marshall and Guth⁵⁾で与えられる。ここで考える低エネルギー γ 線が入射した場合の中性子束分布は、入射 γ 線の方向に対し、ほぼ 90° 方向に幅の広いピークをもつ分布である。我々は、等方向に放出されると仮定した場合と 90° 方向に放出されると仮定した場合の両方で、中性子束分布がどの程度変化するかを調べた。この結果、両者間で大きな差異は見られなかったので、簡単のため γ 線入射方向に対し 90° 方向に中性子は放出するとした。また、その方向は、 γ 線の入射軸に対して軸対象に均一となるようにした。

$D(\gamma,n)$ 反応の断面積は、実験値⁶⁾をローレンツカーブでフィットすることにより EGS4 コードに組み込んだ（図 2）。この断面積を用いて重水ターゲット中の中性子収量を計算した。また、発生した中性子の位置、エネルギー、方向余弦の情報は EGS4 コードの出力として得られるが、これを、モンテカルロ中性子輸送コード MCNP の入力として用い、中性子束、及び中性子スペクトルの計算を行なった。

重水ターゲット中における発熱密度の計算に当たっては、EGS4により、電子線と γ 線の重水ターゲット中におけるエネルギー吸収のみが考慮された。 $D(\gamma,n)p$ 反応で発生した n と p がターゲット中で失うエネルギー、およびその結合エネルギーについては、電子線および γ 線の寄与に比べて十分小さいので無視した。

§ 3 解析結果及び議論

§ 3-1 中性子収量

$D(\gamma,n)$ 反応による中性子発生数は、あるエネルギーの電子線ビームを入射した場合、タンクステンターゲットの厚さに応じて変化する。図3に、電子線ビームエネルギー1000MeV当たりに発生する中性子数を、電子線エネルギーが10、20、30、60、100MeVの場合について示す。ターゲット厚がある値より厚くなると中性子収量が減少しているが、これは、タンクステンターゲットが厚くなると発生 γ 線のタンクステン中の吸収が大きくなるからと考えられる。中性子収量が最大となるのは、電子線エネルギーが30MeVの場合であり、入射ビームエネルギー総量1000MeV当たり、約0.55個の中性子が発生する。電子線エネルギーが30MeVを越えると中性子収量は減少していくが、これは、重水ターゲットの大きさが有限であることと、タンクステンターゲット中の (γ,n) 反応が無視されていることが原因と考えられる。

以後の解析においては、低エネルギーのため構造材や加速管等を放射化する心配のないビームエネルギー10MeV (W厚0.15cm) の場合と、最も中性子発生効率のよい30MeV (W厚0.4cm) の場合についてさらに詳しい検討を行った。

§ 3-2 発生中性子スペクトル

式(1)で示したように、発生する中性子のエネルギーは、入射 γ 線のエネルギーに対し1つに決まる。しかしながら、入射 γ 線は、電子ビームがタンクステンターゲットに当たったときの制動放射により発生するので、その γ 線エネルギーは広がったものになる。このため発生する中性子も広いエネルギー分布をもつことになる。ただし、原子炉の核分裂中性子のエネルギー分布とは異なり、入射電子ビームのエネルギーを増すと、より高エネルギーの中性子成分が増加する。

図4に、入射電子ビームエネルギーが10MeVおよび30MeVの場合の、 $D(\gamma,n)$ 反応で発生した中性子エネルギースペクトルを示す。これは、約1MeVにピークをもつ。図中には、比較のため核分裂スペクトル（マックスウェル分布）も示す。電子ビームエネルギー10MeVの場合のスペクトルは、核分裂スペクトルとほぼ等しい位置にピークがあるが、低エネルギー部が $D(\gamma,n)$ で発生した中性子では少なく、核分裂スペクトルに比べ、よりシャープな形をしているという特徴をもっている。

§ 3-3 重水ターゲット中の中性子スペクトル

重水ターゲットを図5-aのように、9個のセルに分け、各セルにおける中性子スペクトルを計算した。電子ビームエネルギー10MeVに対する結果を図5-bに、30MeVに対する結果を図5-cに示す。

ビーム入射窓に近いセル1では、1eV以上のエネルギーをもつ速中性子の割合が多くを占めているが、セルが中心から外側にずれるに従って熱中性子の割合が多くなる。熱中性子束が最も高くなるのはセル4においてである。

図5-b、cで示されるように、照射位置を選ぶことにより、熱中性子と速中性子の割合を大きく変化させることが可能である。

入射ビームエネルギーが30MeVの場合の中性子スペクトルは、10MeVの場合の中性子スペクトルに比べて、1MeV以上のエネルギーをもつ中性子束成分が増している。図中、中性子束の単位は、単位レサジーかつ単位入射ビーム電流当たりに規格化されている。30MeVの場合の中性子束は、10MeVに比べて、5~7倍大きい。単位入射電力当たりに規格化した場合でも、図3からも予想されたように、約2倍大きい。

§ 3-4 重水ターゲット中の中性子束分布

エネルギー積分した中性子束の重水ターゲットでの分布を図6-a、bに示す。図6-aは、入射エネルギーが10MeVであり、図6-bは、入射エネルギーが30MeVに対応する分布図である。中性子束の単位は、1MWの電子ビームエネルギーが入った場合の中性子束であり、[n/cm²/sec]である。

入射エネルギーが10MeVの場合であれば、ビーム電流が100mA（すなわちビーム出力1MW）のとき、半径約10cm、Z方向約20cm以内の領域で、中性子束が10¹²[n/cm²/sec]以上となることが分かる。また、半径約70cm、Z方向約150cmという広い範囲に渡り、中性子束が10¹¹[n/cm²/sec]以上となっていることが分かる。これらの値は、小型研究用原子炉の中性子束⁷⁾に匹敵するものである。

入射エネルギーが30MeVになると、ビーム電流が33mA（すなわちビーム出力1MW）の時、半径20cm、Z方向60cmというより広い範囲で、10¹²[n/cm²/sec]以上の中性子束の得られることが分かる。

重水ターゲット中の中性子スペクトルは、1eV以下に熱中性子のピークが1つあり、1eV以上では、100KeV～1MeVのところに幅の広いピークが1つあるというように2山構造をもつという特徴がある。そこで、1eV以下の中性子束と1eV以上の中性子束に、中性子束分布を分割したものを図7-a～dに示す。図7-a、bは、10MeVの入射エネルギーに対応し、図7-aが熱中性子束、図7-bが速中性子束を示す。（すなわち、簡単のため、1eV以上のエネルギーをもつものを速中性子と呼び、1eV以下のものを熱中性子と定義することとする。）図7-c、dは、入射エネルギー30MeVに対応する熱中性子束と速中性子束を、それぞれ示す。

図6に示した全中性子分布とは異なり、熱中性子束のピークは、Zが約60～70cmの処にある。速中性子のピークは、ターゲット前面のZ～0cmの処なので、照射位置により、熱中性子束と速中性子束の比を変化させることのできることが分かる。たとえば、R=0、Z=100cmでは、速中性子束／熱中性子束の比が約0.7だが、R=0、Z=20cmでは約10というように、照射位置により10倍以上、比が変化するという特徴をもっている。

ターゲット前面の中心部では、1MW入力当たり、10¹²[n/cm²/sec]を越す速中性

子束が得られるが、熱中性子束は最大で、10MeVと30MeVの場合に対し、それぞれ、 2×10^{11} および 4×10^{11} [n/cm²/sec] である。速中性子束の割合が大きな定常中性子源であるといえる。

§ 3-5 照射パイプ中の中性子束

重水ターゲットの中でサンプルを照射する場合、照射パイプが必要となる。照射パイプを組み入れることにより、中性子束分布は、変動を受ける。この様子を定量的に見積るために、図8-aで示すように、照射パイプをもうけ、それを5つのセルで分け、各セルにおける中性子束、および中性子スペクトルを計算した。照射パイプの直径は、5cmである。ビーム入射軸と照射パイプ中心軸までのR方向距離は、10cmと20cmの場合が計算され、入射ビームエネルギーが10MeVの場合の結果が、図8-bとcにそれぞれ示されている。

図8-bより分かるように、中性子エネルギーが1eV以上の速中性子束は、ビーム入射面からセルがZ方向に遠ざかるにつれて、少なくなることが分かる。一方、1eV以下の熱中性子束は、中心のセル3~4で最大の中性子束になることが分かる。照射パイプまでの距離が20cm（図8-c）の場合は、速中性子束の位置による変化は少なくなっている。

パイプに重水が満たされた場合の中性子束と、満たされていない場合（中は真空として扱っている）の中性子束の比は、照射パイプまでの距離が10cmの場合は、セル番号により、0.97~1.1であり、20cmの場合は、0.95~1.0であった。この値より、照射パイプを組み込んだことによる中性子束の変化は、10%程度以内であることが分かる。

§ 3-6 発熱分布

電子線ビームエネルギーが10MeVの場合の発熱分布の解析を図2で示した体系

に対し、EGS4コードを用いて行った。発熱の計算では、寄与の大きな電子線と γ 線による熱発生を考慮し、D(γ, n)p反応で発生するnとpによる発熱および結合エネルギーの寄与は無視した。この結果、タンゲステンにおける発熱は、入射エネルギーの約71%、重水ターゲットにおいては約17%であった。体系外へ逃げ出る γ と電子の寄与は約7%であった。

図9-aに、重水ターゲット中における発熱分布を示す。また、図9-bに、同様の計算を電子線ビームエネルギー30MeVに対して行なった結果を示す。電子ビームを細いペンシルビームとしたため、前面中心領域の発熱密度は非常に大きく、前面からZ方向に2cmの4cm ϕ 円柱での平均値は、約1200W/cm³/（入射ビーム1MW）であった。Z方向に10cmで20cm ϕ 円柱での平均値は、約20W/cm³/（入射ビーム1MW）であり、ビームを20cm ϕ 程度に広げて入射させることにより、激しい重水の蒸発は防ぐことができると考えられる。

発熱がさらに厳しいのはタンゲステンターゲットである。タンゲステンターゲットの厚さは、0.15cmなので、ビームを20cm ϕ に広げたとしても発熱密度は、15kW/cm³/（入射ビーム1MW）となる。この高い発熱密度は、図10で示すような、回転ターゲットを用いることにより緩和されうる。例えば、外径110cm、内径90cmのタンゲステン板を銅等の構造材により固定し、これを回転させれば、タンゲステン板平均での発熱は、375W/cm³/（入射ビーム1MW）となり、冷却が可能と考えられる。

§ 3-7 他の定常中性子源との比較

研究用原子炉の出力P(kW)と最高熱中性子束 ϕ_m の関係は、次式で表わされる⁷⁾。

$$\phi_m = 8 \times 10^{14} [1 - \exp(-4.4 \times 10^{-5} \times P)] [\text{n/cm}^2/\text{sec}] \dots \dots \dots (2)$$

100kWの出力の原子炉における ϕ_m は、 $3.7 \times 10^{12} [\text{n/cm}^2/\text{sec}]$ である。1MWの電子

ビーム当たりの最高熱中性子束は、 $2 \sim 4 \times 10^{11} [\text{n/cm}^2/\text{sec}]$ 程度であり、これは、10kW程度の熱出力を持つ研究用原子炉の最高熱中性子束に対応する。

ただし、§ 3-3～5 でも示したように、光核反応を用いた中性子源の特徴として、速中性子の成分が高く、照射位置を変化させることにより、熱中性子と速中性子の比を大きく変化させることが可能である。

また、加速器による中性子源は、ビームのオン・オフにより中性子束のオン・オフを制御できるので、制御棒を用いた原子炉に比べて、中性子束制御を迅速に行えるという利点もある。

§ 4 まとめ

電子線ビームエネルギーが10MeVおよび30MeVの場合の重水ターゲット中性子源の解析をEGS4およびMCNPなるモンテカルロシミュレーションコードを用いて行った。解析したターゲットは、電子線- γ 線コンバーターとしてタンゲステン板を用い、重水ターゲットは、2m ϕ ×2m大のものとした。

電子線エネルギーが10MeVから100MeVの間で、最も中性子発生率が高いのは、本体系の場合、30MeVであった。入射ビームエネルギー総量1000MeV当たり発生する中性子数は、ビームエネルギー10MeVの場合0.26個、ビームエネルギー30MeVの場合、0.55個であった。

(γ ,n)反応で発生する中性子のエネルギー分布は、核分裂中性子のエネルギー分布よりも幅の狭いものであった。この光核中性子が重水中で拡散減速されたときの中性子束と中性子スペクトルが重水中の位置によりどのように変化するかを計算した。

中性子スペクトルは、100keV～1MeVにピークをもつ速中性子と熱中性子に2分された。ターゲットの前面中央部で速中性子束は高く、 $10^{12} n/cm^2/sec/MW$ に達した。熱中性子束が最大となるのは、前面から約60cm深いところで、 $2 \sim 4 \times 10^{11} n/cm^2/sec/MW$ であった。

重水ターゲット中に照射パイプを入れた場合の中性子束と、パイプ内が重水で満たされているとして計算した中性子束との差は、約10%以内であることが分かった。また、照射パイプ中の中性子スペクトルは、位置に大きく依存する様子が示された。

電子線- γ 線による重水中での発熱は、ターゲット前面中央部で、約20W/cm³/(入射ビーム1MW) となった。また、タンゲステンターゲット中でビームエネルギーの約70%が吸収されるので、回転ターゲットなどを用いて冷却する必要のあることが示された。

本中性子源は、1MWの電子ビーム入力より、小型研究用原子炉(10kW級)の

$10^{11} \sim 10^{12}$ n/cm²/secの中性子束が得られることが示された。原子炉を用いた中性子源に比べ、速中性子と熱中性子束の割合を自由に選ぶことができ、また必要なときだけ中性子を発生できるという特徴のあることが示された。

参考文献

- 1) C. D. Bowman, IEEE Transactions on Nuclear Science NS-28(1981) 1485
- 2) Y. L. Wang, I. Sato, S. Toyama, and Y. Himero, J. Nucl. Sci. Tech. 30 (1993) 1261,
遠山 伸一, 谷 賢, 動燃技報 vol.88 (1993) p.19
- 3) R. G. Alsmiller, Jr, and H. S. Moran, Nucl. Instr. Meth. 48 (1967) 109
- 4) W. R. Nelson, H. Hirayama, and D. W. O. Rogers, SLAC-265 (1985)
- 5) 村田 徹 (私信) (1993年11月),
J. F. Marshall and E. Guth, Phys. Rev. 78 (1950) 738
- 6) G. Breit, Proc. Int. Conf. Photonuclear Reactions and Applications (1973)
Asilomar, p.323
- 7) S. Harasawa, Nuclear Engineering, vol.39, No.11 (1993) p.39 (Japanese)
- 8) 加瀬 健, 小無 健司, 岸本 洋一郎, 第1回EGS4研究会, KEK Proceeding
91-14 (1991) p.99

図説明

図1 重水中性子源ターゲットの断面図。重水ターゲットは、 $2m\phi \times 2m$ の円柱とした。図中の黒点は、 (γ,n) 反応の起こった位置を示す。

図2 $D(\gamma,n)$ 反応の断面積。黒点は、実験値を示す。実線は、実験値にフィットされた関数を示し、この値がEGS4に組み込まれた。

図3 電子線入射エネルギー10(●印)、20(○印)、30(■印)、60(□印)、および100(▲印) MeVに対する入射電子線エネルギー総量1000MeV当たりに発生する中性子数。実線は、単にアイガイドである。

図4 電子線入射エネルギー10MeVの場合、 $D(\gamma,n)$ 反応で発生する、中性子のエネルギースペクトル。これは、重水で減速される前のスペクトルである。

図5-a 重水ターゲットを9個のセルに分けた時の、各セルの位置と大きさを示すR-Z断面図。

図5-b 図5-aで定義された各セルにおける平均中性子スペクトル。電子線入射エネルギー10MeVの場合の、入射電流1A当たりの中性子束を示す。図中の ϕ は、単位レサジー当たりの中性子束をエネルギー積分したものである。

図5-c 電子線入射エネルギー30MeVの場合の中性子スペクトル。図中の記号の意味は、図5-bと同じである。

図6-a 電子線入射エネルギーが10MeVの場合の中性子束分布。中性子束は、工

エネルギー積分されたものであり、また、ビーム入射電力1MWに規格化されている。高いところで $10^{12} [\text{n/cm}^2/\text{sec}]$ が得られている。

図6-b 電子線入射エネルギーが30MeVの場合の中性子束分布。中性子束の定義は図6-aに同じ。

図7-a 図6-aの中性子束の内、熱中性子束($E_n < 1\text{eV}$)を示す。ターゲット前面から60~70cm入ったところで熱中性子束は最も高くなる。 $R=0\text{cm}$ 近傍で等高線にゆらぎが見えるのは、モンテカルロ計算の統計的誤差によるものである。単位は、 $10^{12} \text{n/cm}^2/\text{sec}/(1\text{MWビーム出力})$ 。

図7-b 図6-aの中性子束の内、速中性子束($E_n > 1\text{eV}$)分布を示す。

図7-c 図6-bの中性子束の内、熱中性子束($E_n < 1\text{eV}$)分布を示す。

図7-d 図6-bの中性子束の内、速中性子束($E_n > 1\text{eV}$)分布を示す。

図8-a 照射パイプをもつ重水ターゲットの断面図。照射パイプは直径5cmで、5つのセルに計算上分割される。

図8-b 照射パイプの中心軸とビーム軸距離が10cmの場合のパイプ中の中性子スペクトル。電子線入射エネルギーは10MeV。

図8-c 照射パイプの中心軸とビーム軸距離が20cmの場合のパイプ中の中性子スペクトル。電子線入射エネルギーは10MeV。

図9-a 入射電子線ビームエネルギーが10MeVの場合の、発熱分布のRZ 2次元図を示す。単位は $\text{W/cm}^3/(1\text{MW入射ビームエネルギー})$ である。

図9-b 入射電子線ビームエネルギーが30MeVの場合の発熱分布のRZ 2次元図を示す。単位はW/cm³/（1MW入射ビームエネルギー）である。

図10 回転タンクステンターゲットの鳥瞰図。

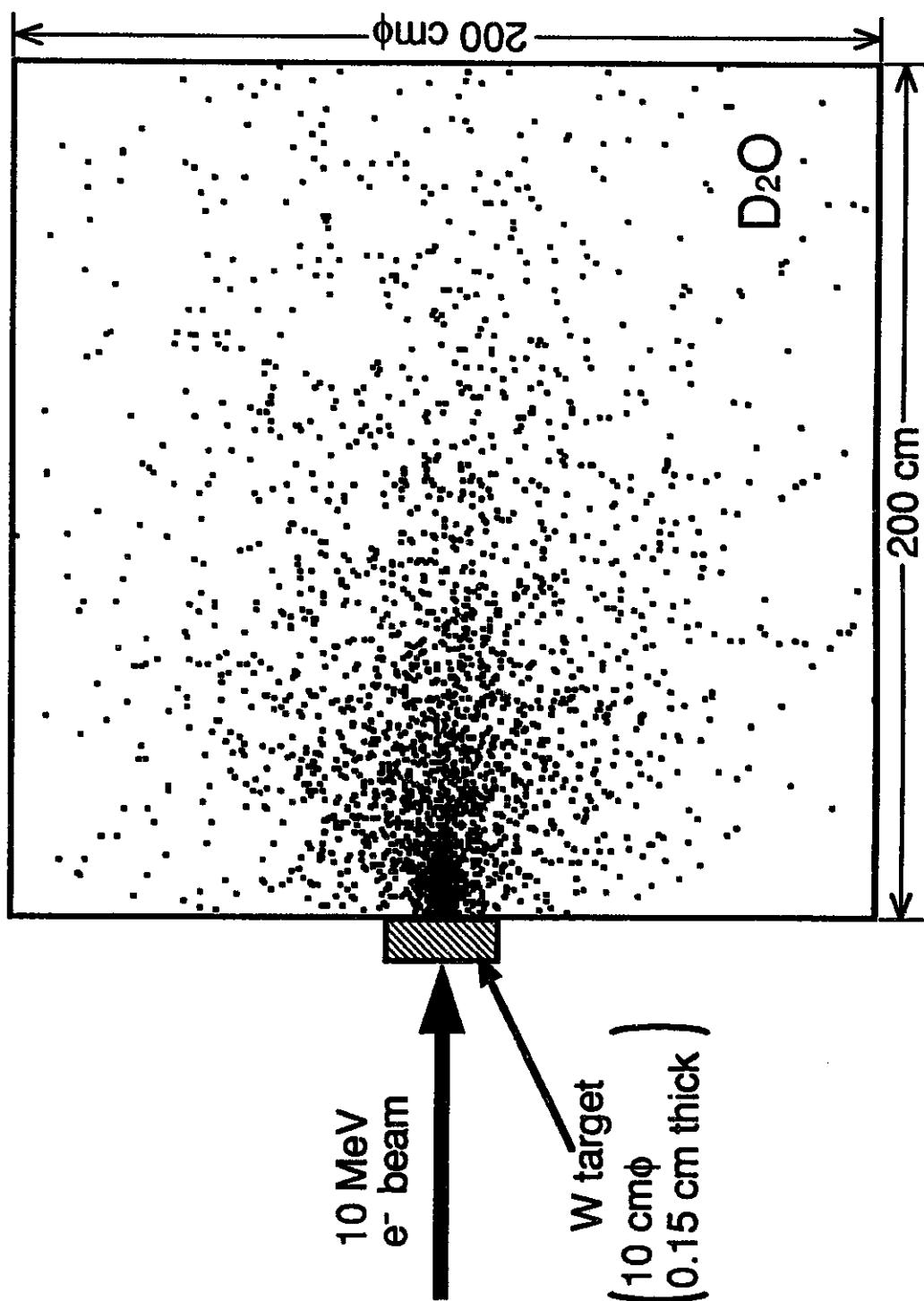


図1. 重水中性子源ターゲットの断面図。重水ターゲットは、 $2\text{m}\phi \times 2\text{m}$ の円柱とした。図中の黒点は、(γ, n)反応の起こった位置を示す。

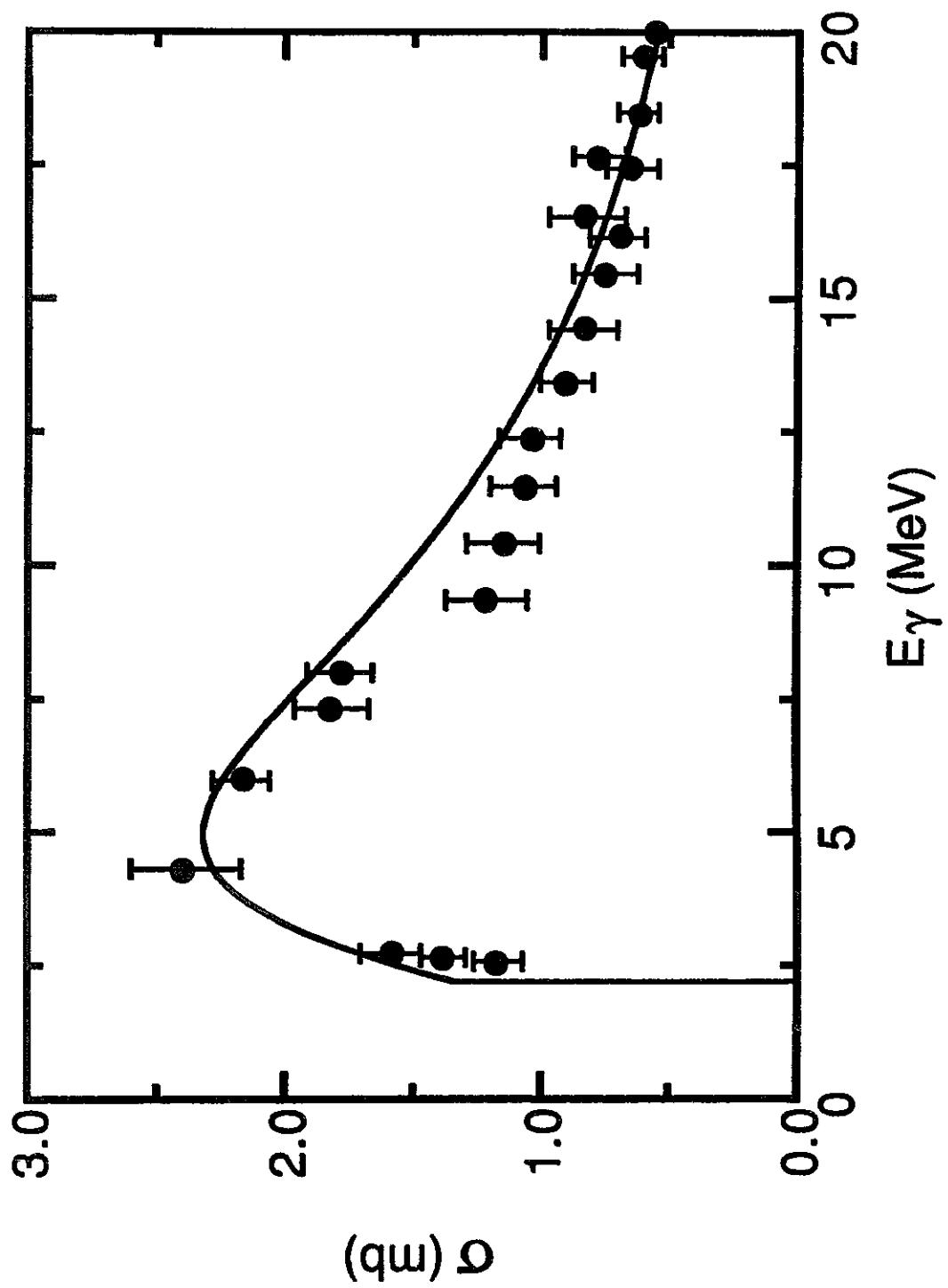


図2. $D(\gamma,n)$ 反応の断面積。黒点は、実験値を示す。実線は、実験値にフィットされた関数を示し、この値がEGS4に組み込まれた。

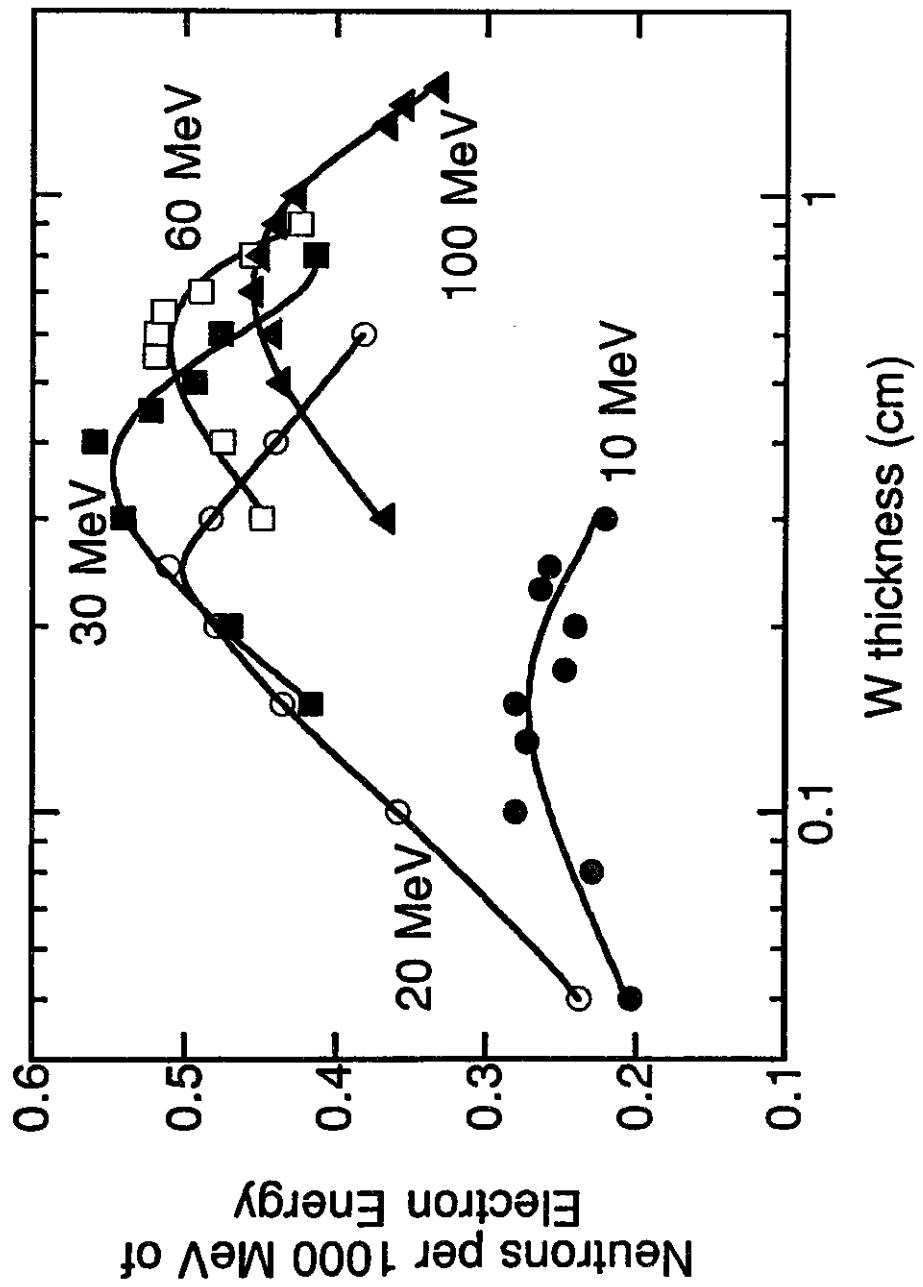


図3. 電子線入射エネルギー=10(●印)、20(○印)、30(■印)、60(□印)、100(▲印)MeVに対する、入射電子線エネルギー=1000MeV当たりに発生する中性子数。実線は、単にアイガイドである。

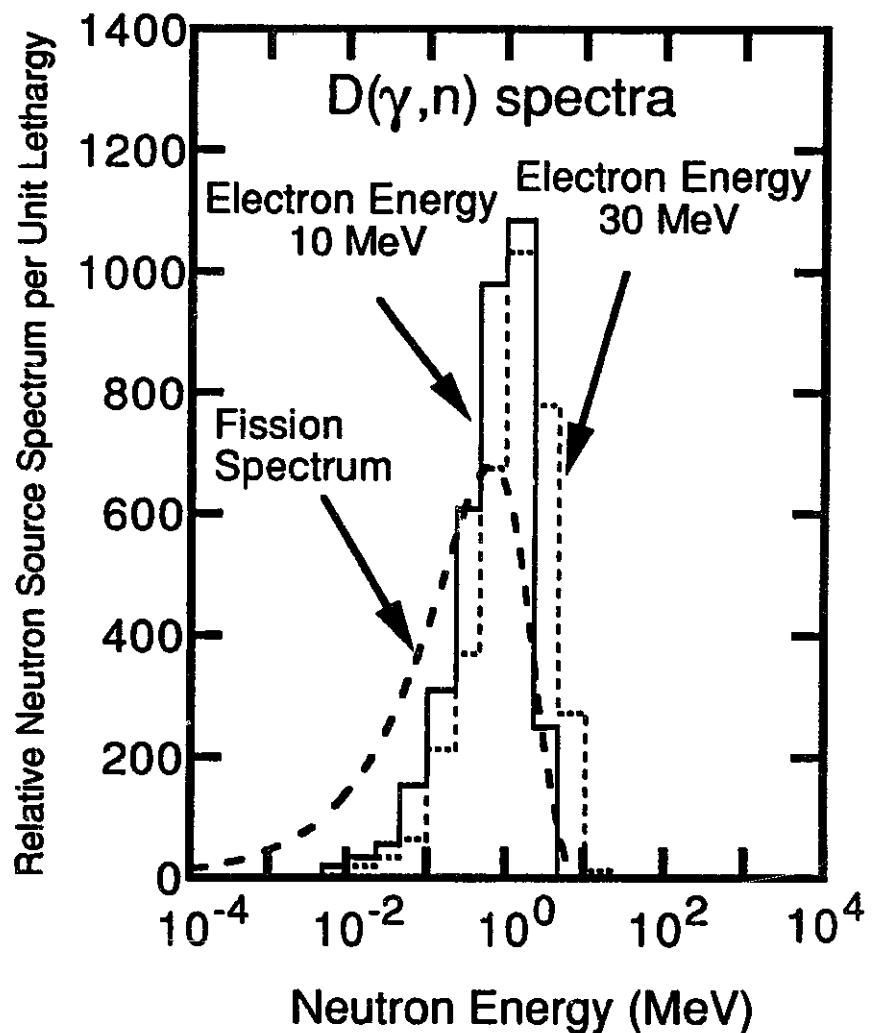


図4. 電子線入射エネルギー10MeVの場合、 $D(\gamma, n)$ 反応で発生する、中性子のエネルギースペクトル。これは、重水で減速される前のスペクトルである。

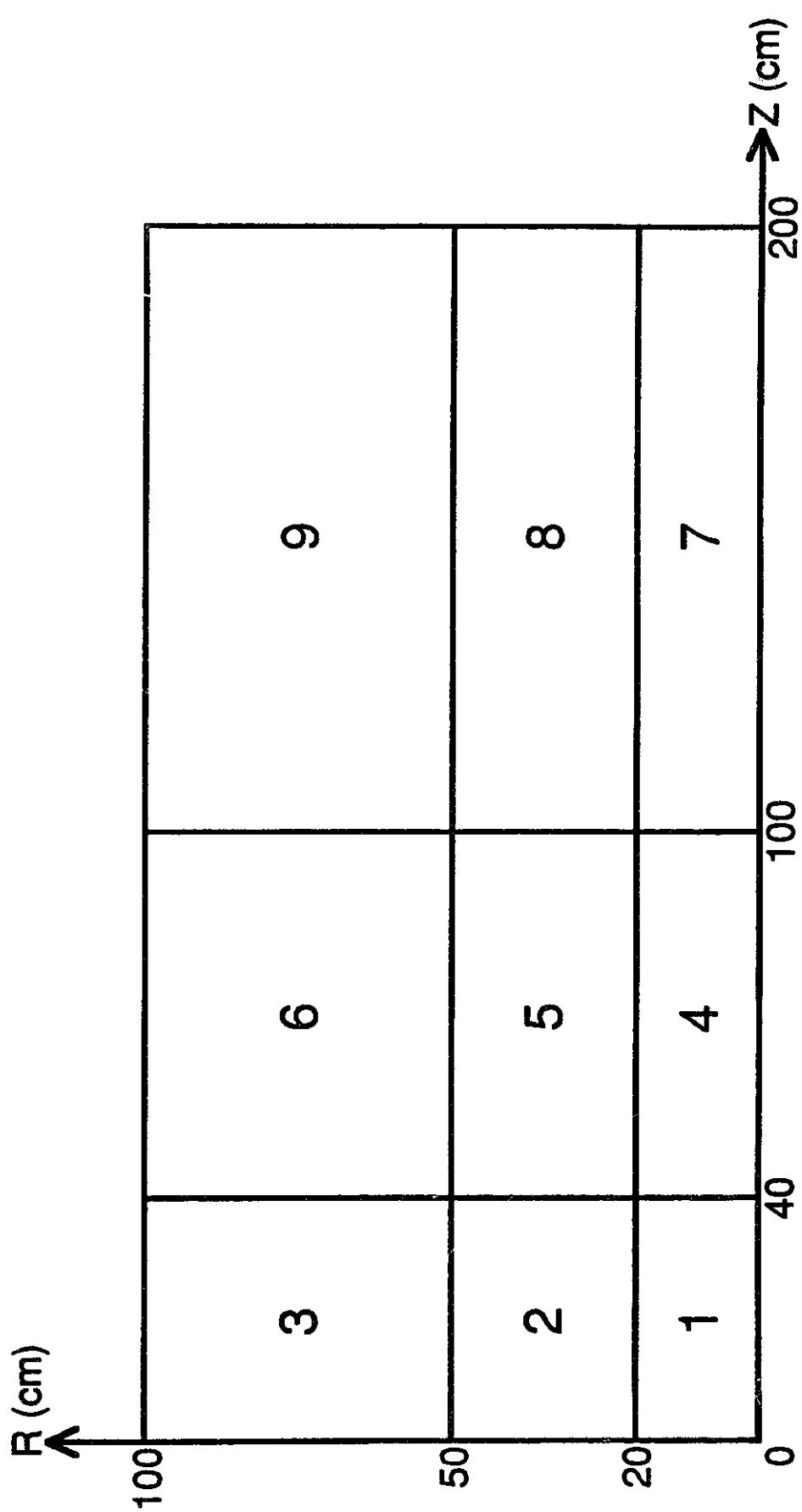


図5-a. 重水ターゲットを9個のセルに分けた時の、各セルの位置と大きさを示すR-Z断面図。

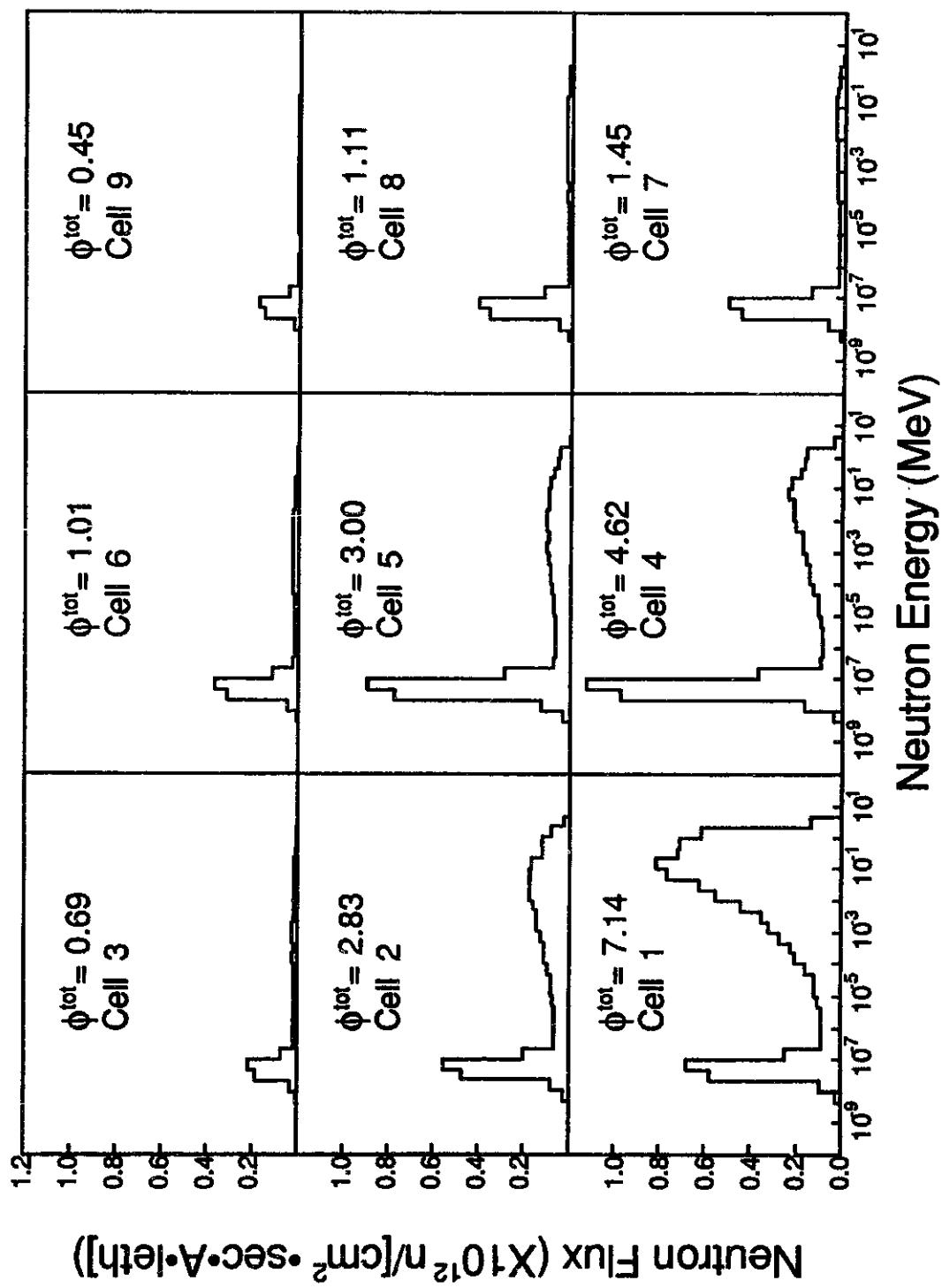


図5-b. 図5-aで定義された各セルにおける平均中性子スペクトル。電子線入射エネルギー—10MeVの場合の、入射電流1A当たりの中性子束を示す。図中の ϕ は、単位レーザー当りの中性子束をエネルギー積分したものである。

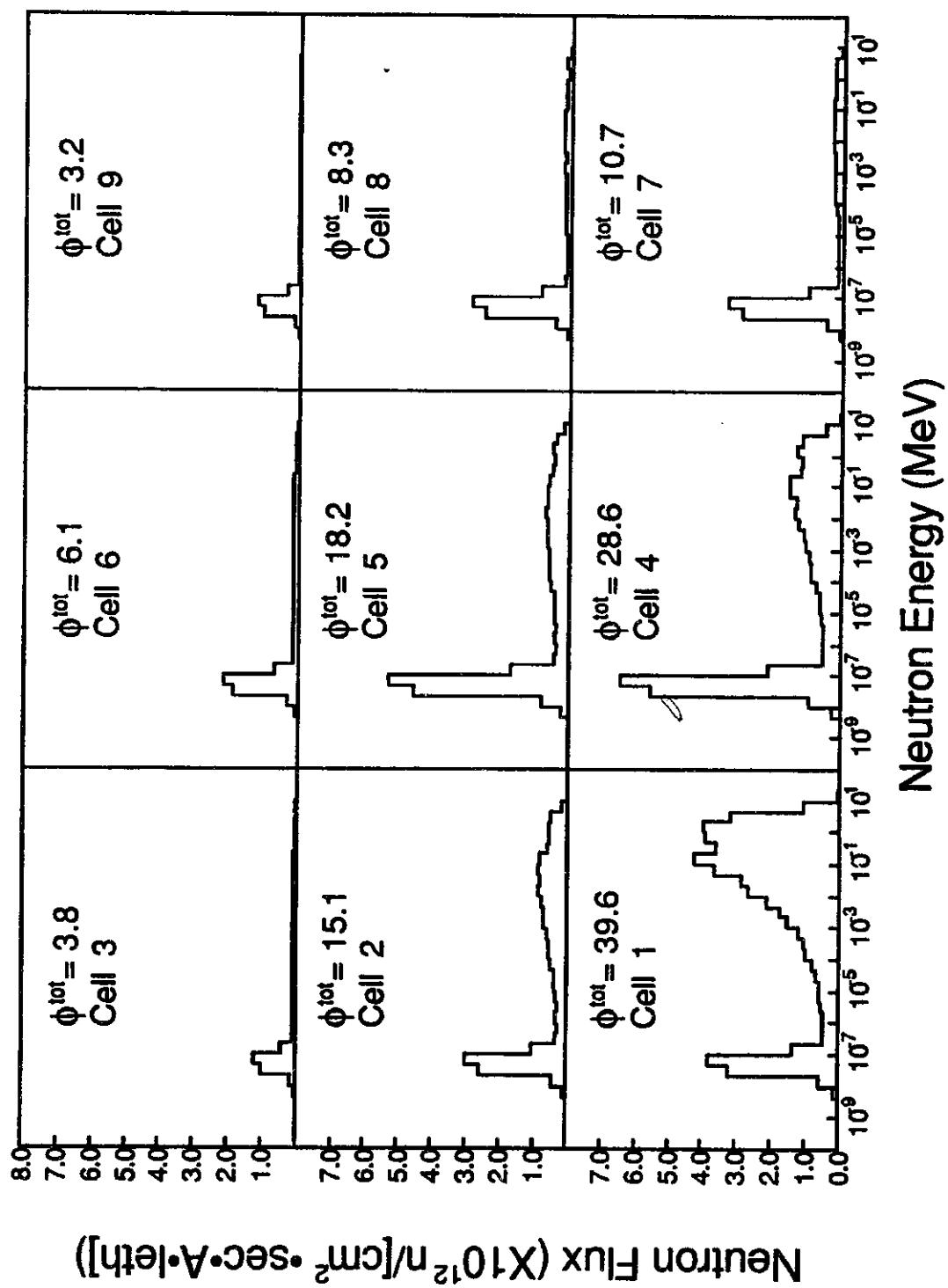


図5-c. 電子注入射エネルギー—30MeVの場合の中性子スペクトル。図中の記号の意味は、図5-bと同じである。

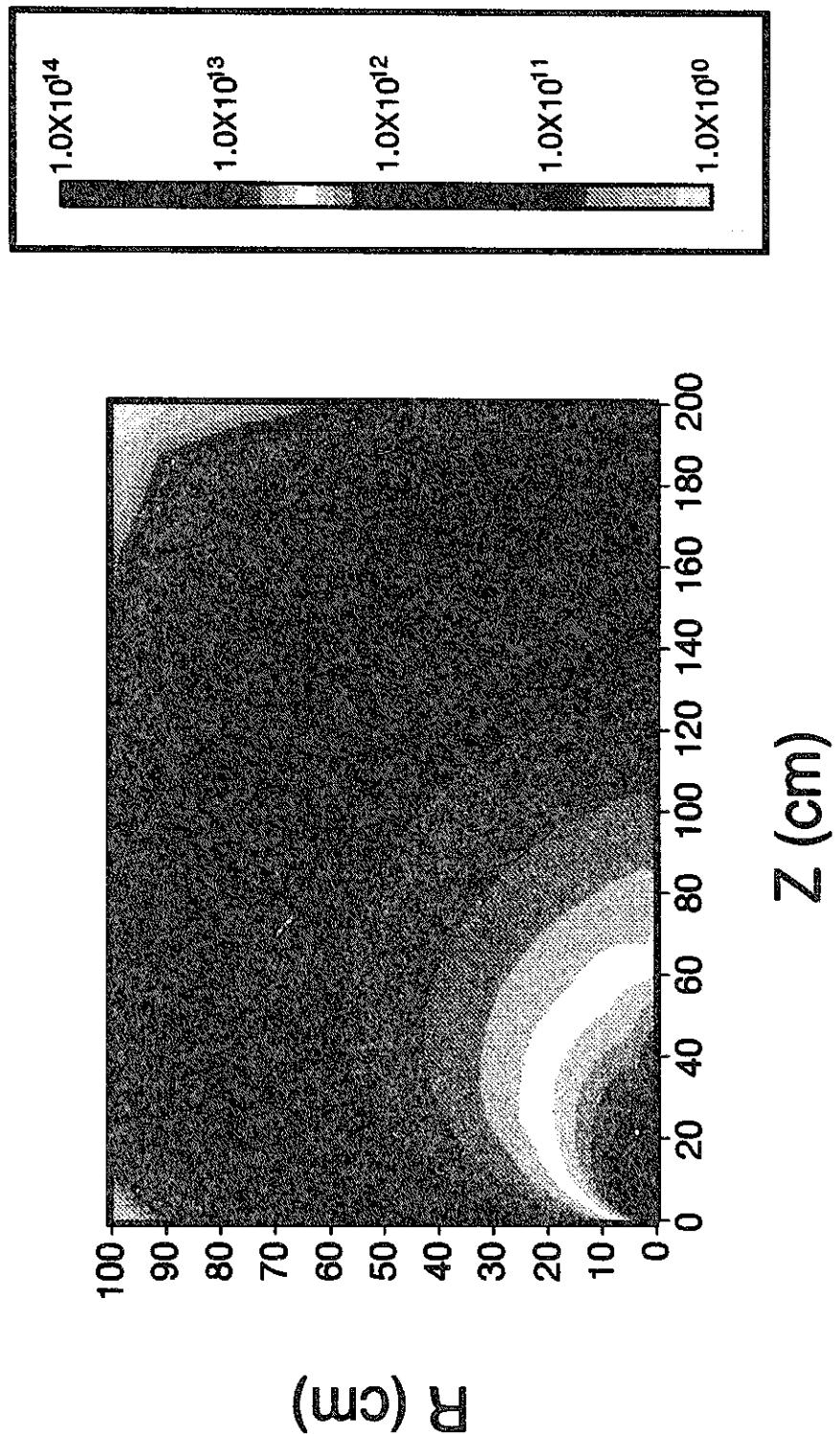


図 6-3. 電子線入射エネルギーが10MeVの場合の中性子束分布。中性子束はエネルギー積分されたものであり、また、ビーム入射電力1MWに規格化されている。高いところで 10^{12} [n/cm²/sec]が得られている。

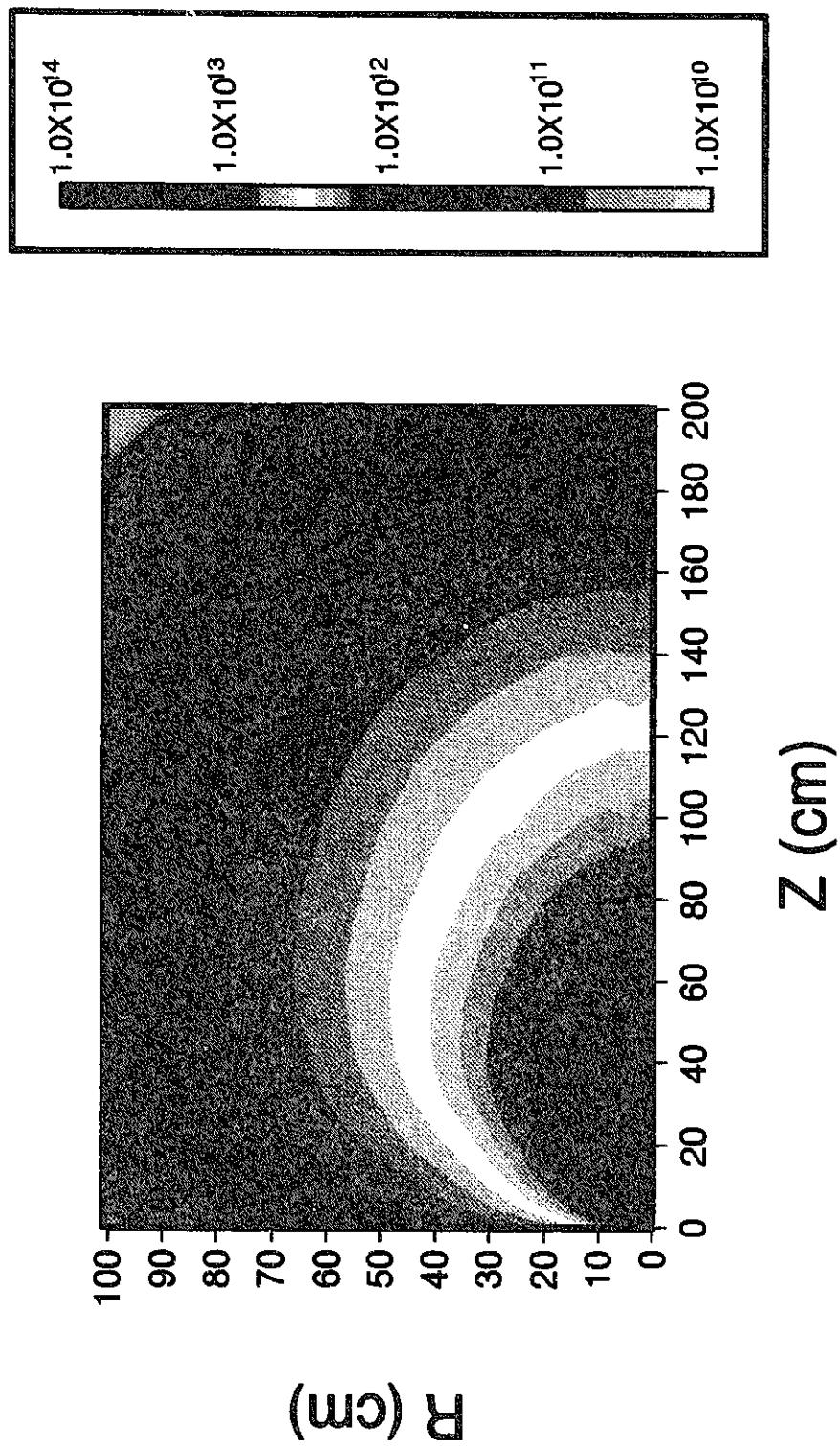


図 6-b. 電子線入射エネルギーが30MeVの場合の中性子束分布。中性子束の定義は図 6-aに同じ。

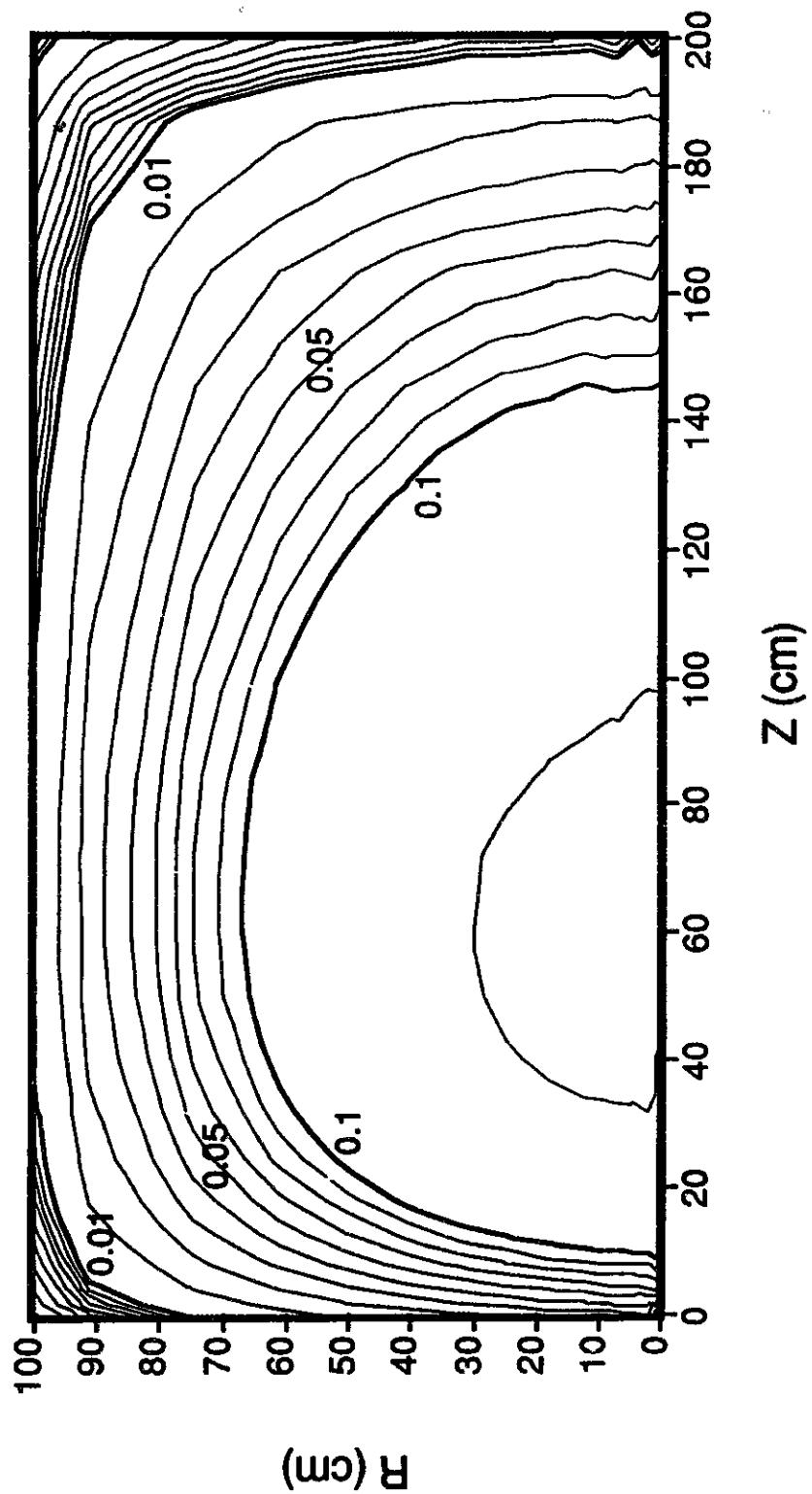


図7-a. 図6-aの中性子束の内、熱中性子束 ($E_n < 1\text{eV}$) を示す。ターゲット前面から 60~70cm 入ったところで熱中性子束は最も高くなる。 $R=0\text{cm}$ 近傍で等高線にゆらぎが見えるのは、モンテカルロ計算の統計的誤差によるものである。単位は、 $10^{12}\text{n/cm}^2/\text{sec}/(1\text{MWビーム出力})$ 。

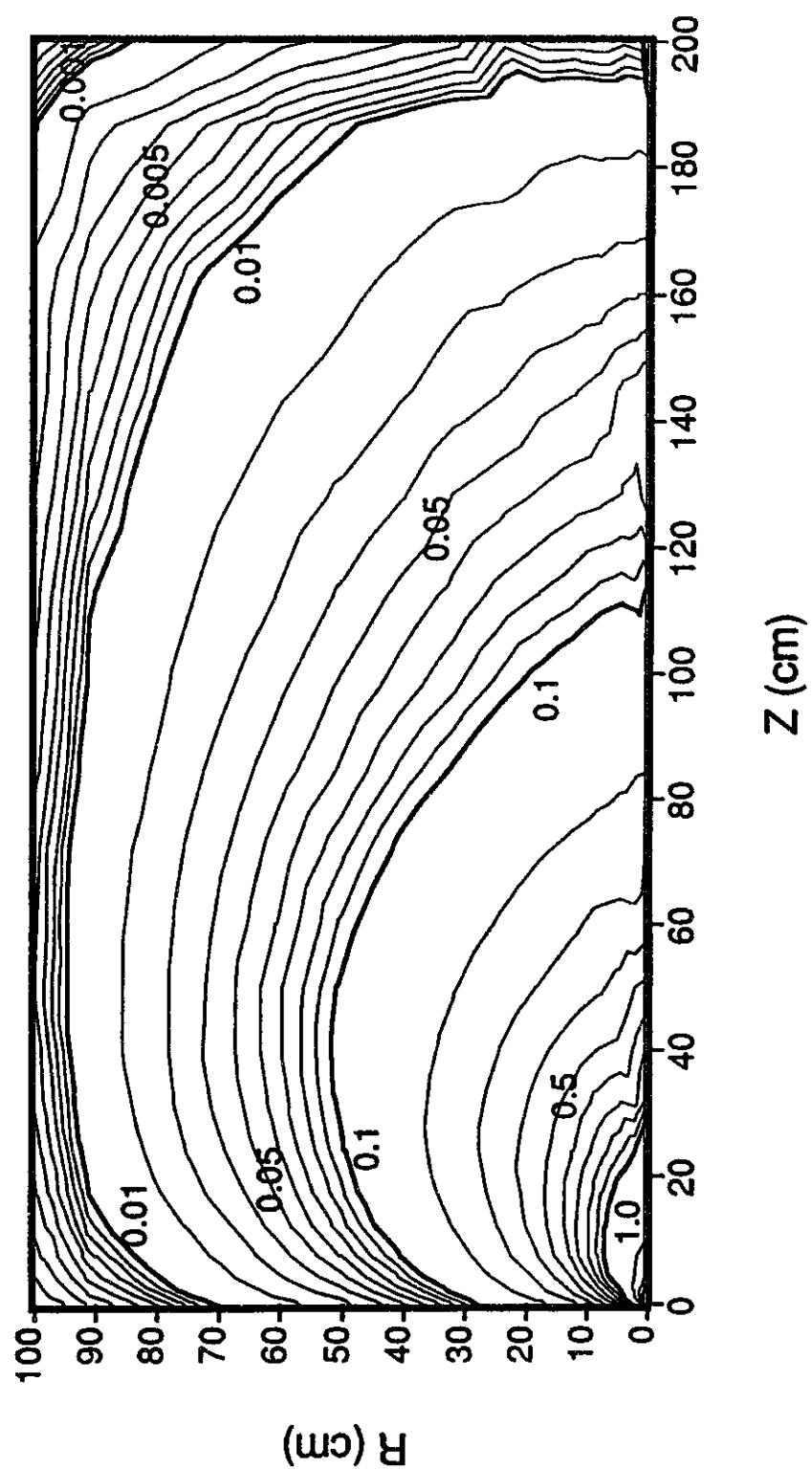


図7-b. 図6-aの中性子束の内、速中性子束 ($E_n > 1\text{eV}$) 分布を示す。
単位は、 $10^{12} \text{n/cm}^2/\text{sec}$ (1MWビーム出力)。

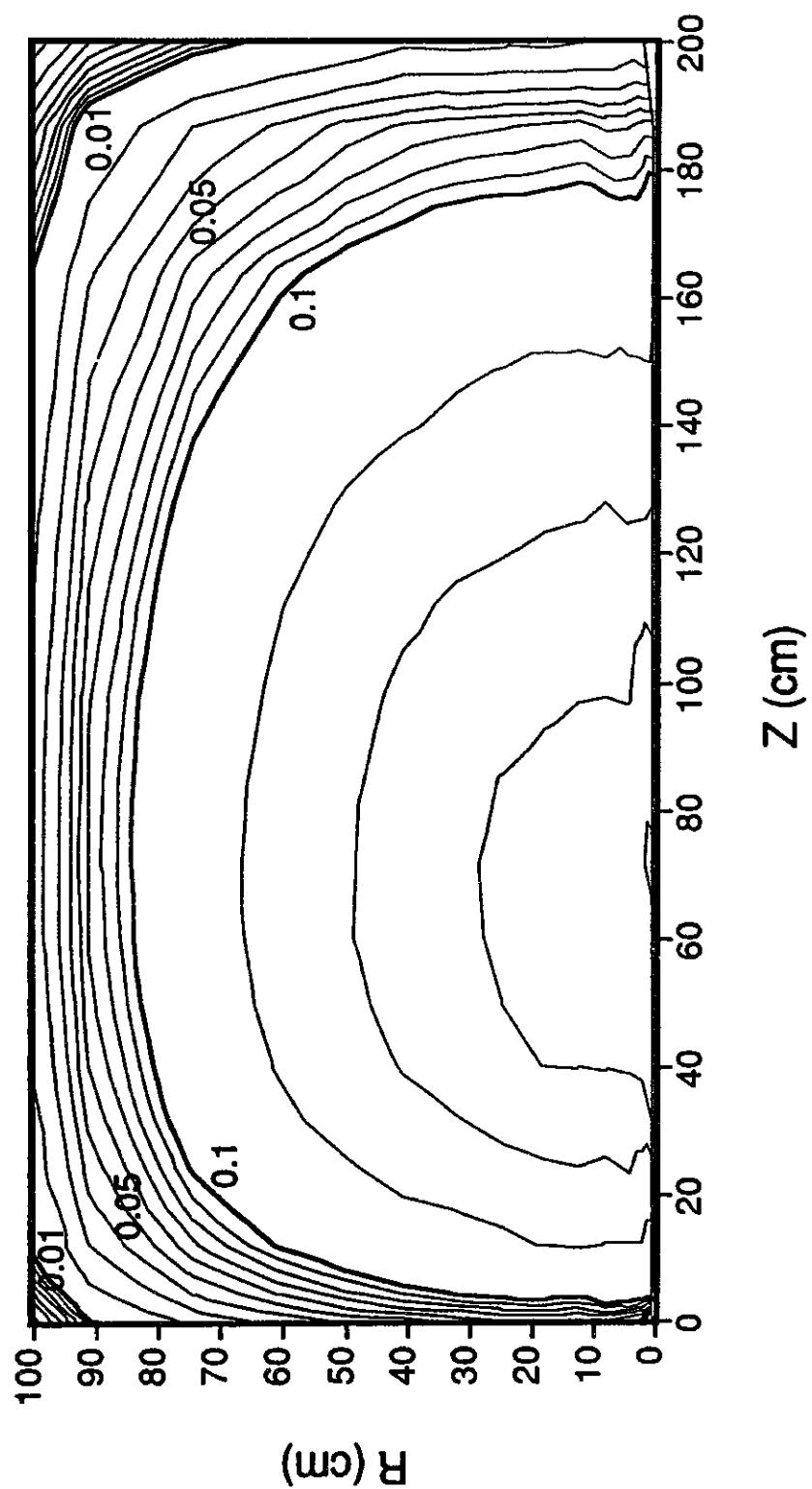


図7-c. 図6-bの中性子束の内、熱中性子束 ($E_{n\gamma} < 1 \text{ eV}$) 分布を示す。
単位は、 $10^{12} \text{ n/cm}^2/\text{sec}$ (1 MWビーム出力)。

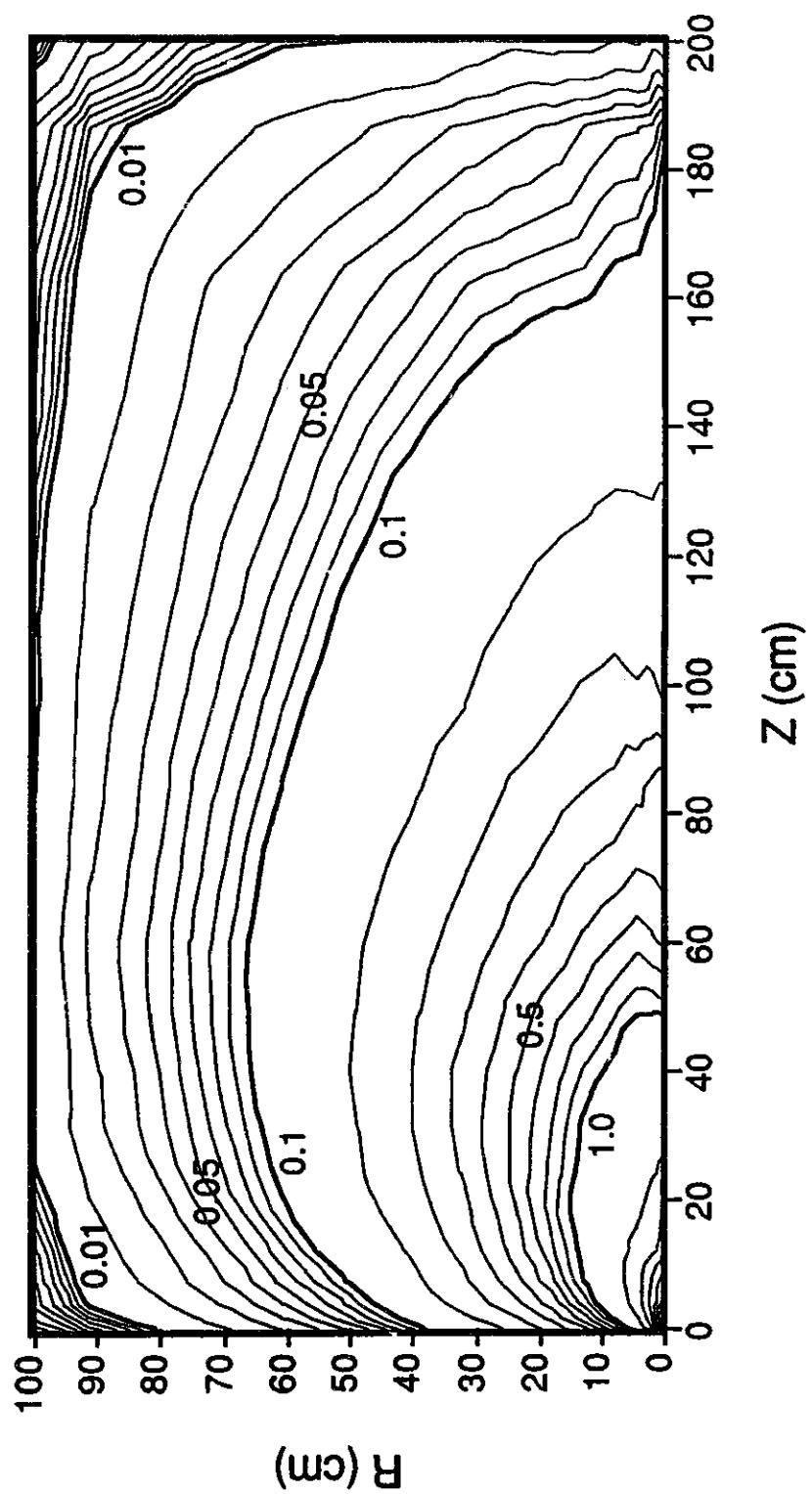


図 7-d. 図 6-b の中性子束の内、速中性子束 ($E_n > 1 \text{ eV}$) 分布を示す。
単位は、 $10^{12} \text{ n/cm}^2/\text{sec}$ / (1MWビーム出力)。

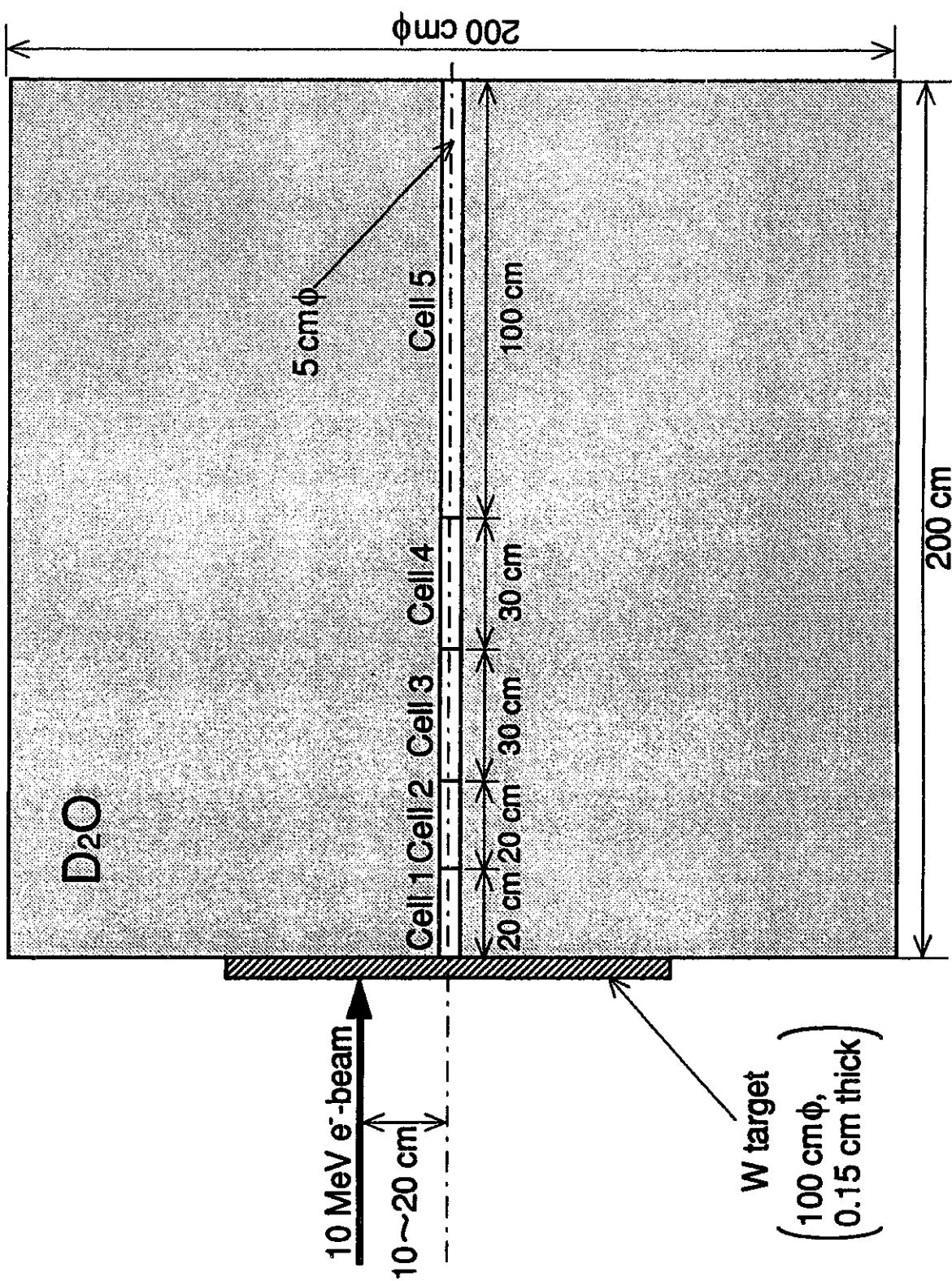


図 8-a. 照射パイプをもつ重水ターゲットの断面図。照射パイプは直径5cmで、5つのセルに計算上分割される。

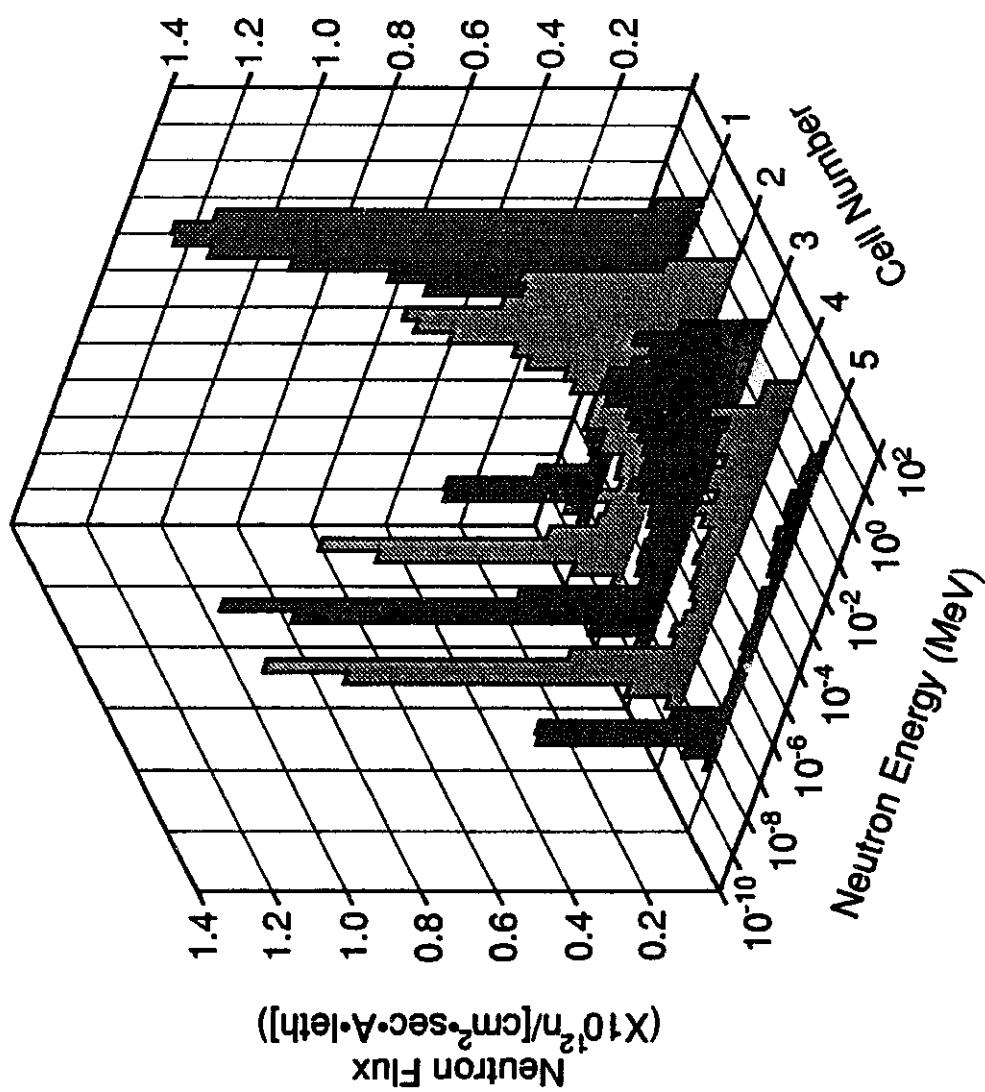


図 8-b. 照射パイプの中心軸とビーム軸距離が10cmの場合のパイプ中の
中性子スペクトル。電子線入射エネルギーは10MeV。

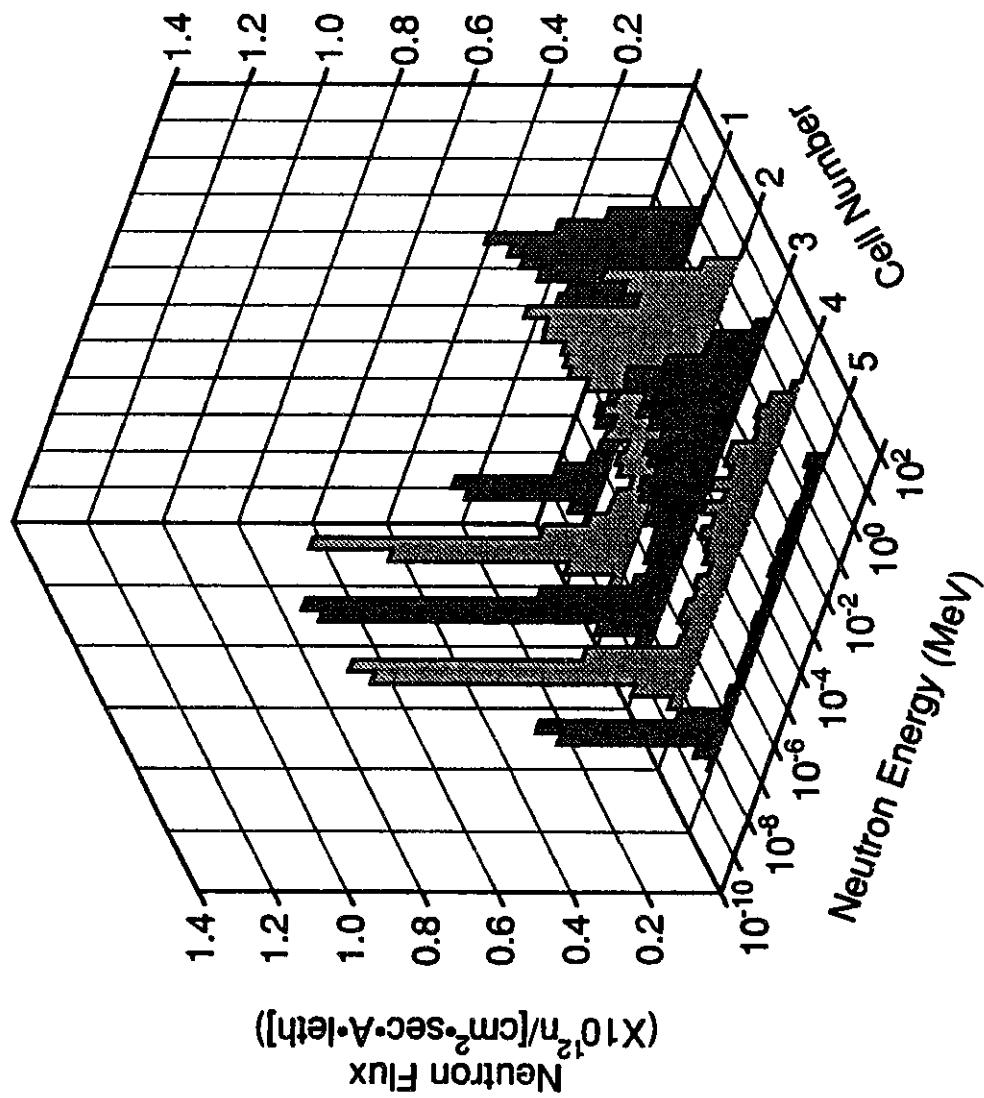


図 8-c. 照射パイプの中心軸とビーム軸距離が20cmの場合のパイプ中の
中性子スペクトル。電子線入射エネルギーは10MeV。

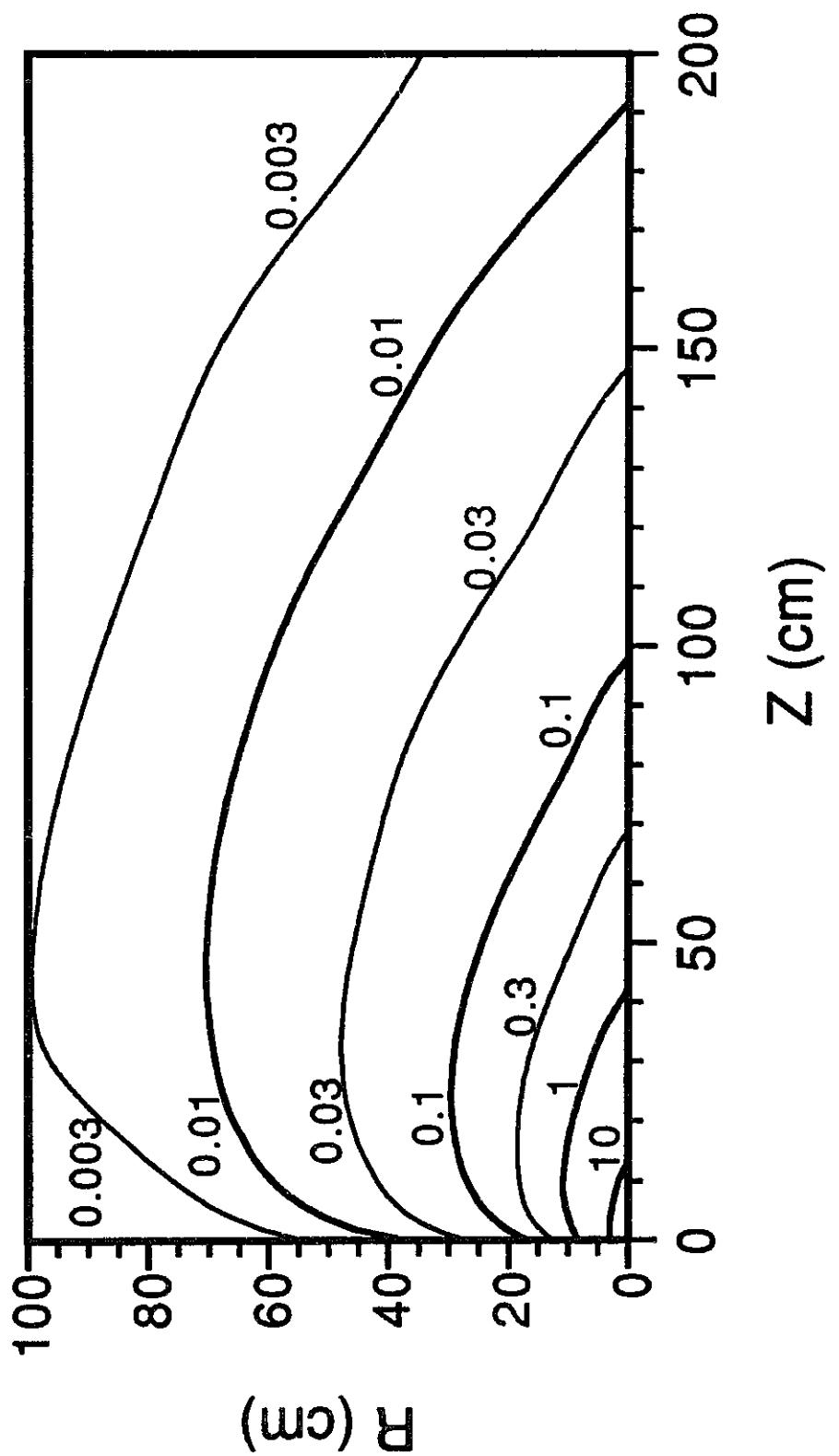


図 9-a. 入射電子線ビームエネルギーが10MeVの場合の、発熱分布のRZ 2次元図を示す。
単位はW/cm³ / (1MW入射ビームエネルギー) である。

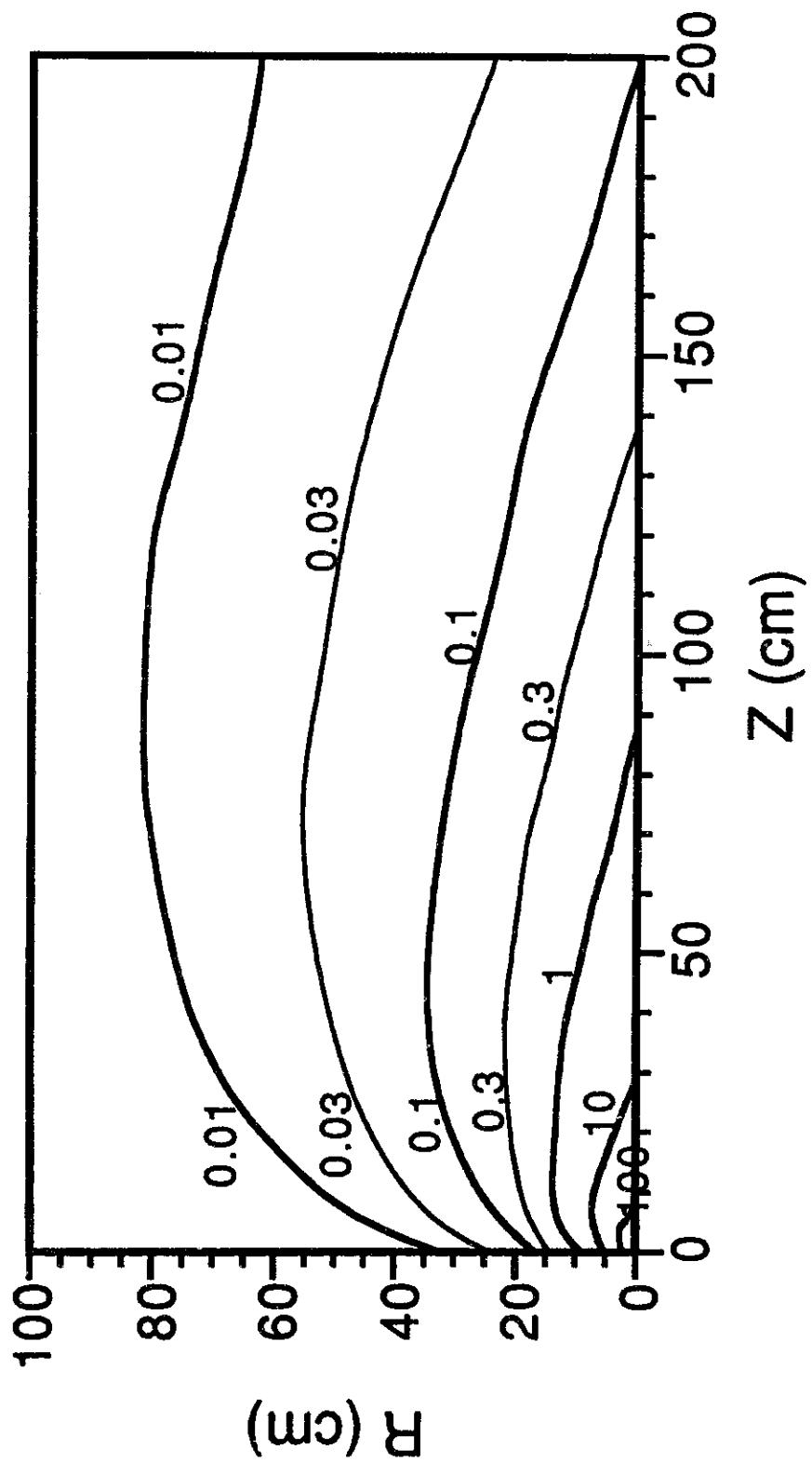


図 9-b. 入射電子線ビームエネルギーが30MeVの場合の、発熱分布のRZ 2次元図を示す。
単位は W/cm^3 (1MW入射ビームエネルギー) である。

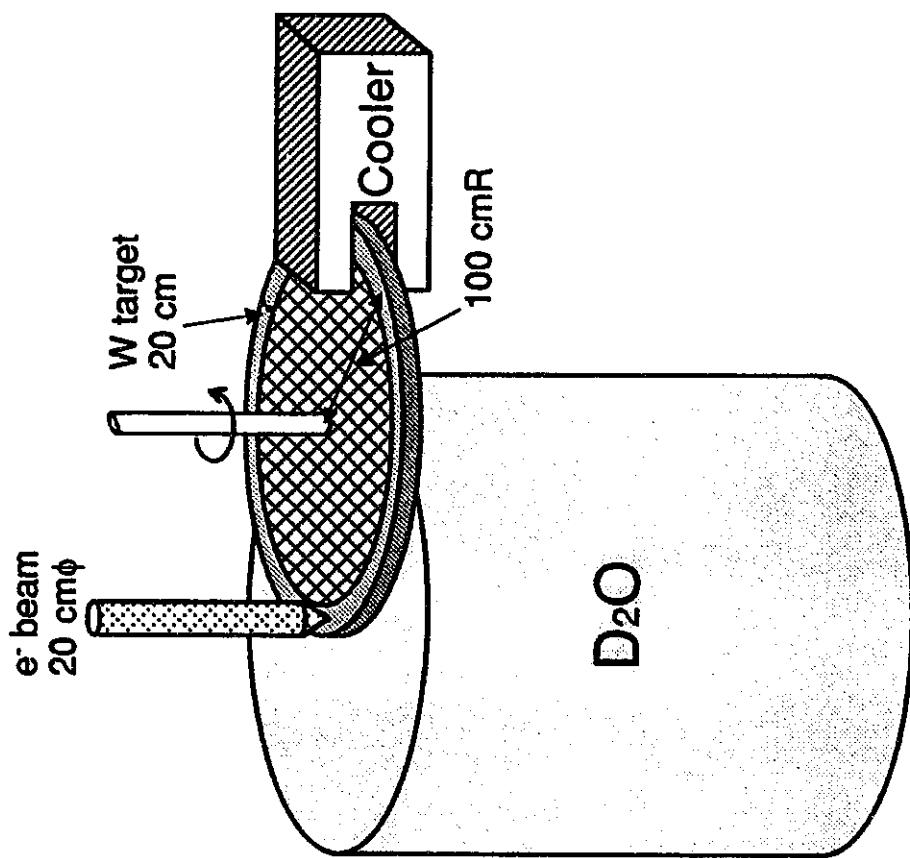


図10. 回転タングステンターゲットの鳥瞰図。