

平板遮蔽層高速中性子透過実験の解析

(受 託 研 究)

本資料は 年 月 日付けで登録区分、
変更する。

2001. 7. 31

[技術情報室]

技
術
情
報
室

中	井	優	野	口	文	夫	
市	島	秀	恭	小	松	一	郎
清	水	彰	直	深	井	佑	造

1 9 7 0 年 5 月

東京芝浦電気株式会社

Tokyo Shibaura Electric Co., Ltd.

本資料の全部または一部を複写・複製・転載する場合は、下記にお問い合わせください。

〒319-1184 茨城県那珂郡東海村大字村松4番地49
核燃料サイクル開発機構
技術展開部 技術協力課

Inquiries about copyright and reproduction should be addressed to:
Technical Cooperation Section,
Technology Management Division,
Japan Nuclear Cycle Development Institute
4-49 Muramatsu, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki, 319-1184
Japan

© 核燃料サイクル開発機構 (Japan Nuclear Cycle Development Institute)

平板遮蔽層高速中性子透過実験の解析

目 次

I	ま え が き	-----	1 ^P
II	計 算 コ ー ド	-----	3
III	群 定 数 の 作 成	-----	6
IV	計 算 の モ デ ル	-----	10
V	実 験 体 系	-----	20
VI	計 算 と 実 験 の 比 較	-----	24
VII	他 の コ ー ド と の 比 較	-----	39
VIII	む す び	-----	49
IX	参 考 文 献	-----	51

付 録

付 - 1	エ ネ ル ギ ー 組 分 け の 決 定	-----	53
付 - 2	角 度 分 点 数 の 決 定	-----	67
付 - 3	透 過 関 数 の 計 算 精 度 (初 期 厚 さ の 影 響)	-----	73
付 - 4	関 数 の 合 成 計 算 の 精 度	-----	76
付 - 5	無 限 厚 層 の 反 射 関 数 の 有 限 層 へ の 適 用 性	-----	79
付 - 6	有 限 面 源 の 補 正	-----	83
付 - 7	SLDN-ML の 入 力 ス ペ ク ト ル の 差 に よ る 変 化	...	87
付 - 8	Na と Al の 互 換 性	-----	91

Analysis of Experiments on the Penetration of Fast Neutrons through Slabs.



Abstract

A series of calculations has been made on the penetration of fast neutrons through slabs by the method of invariant imbedding using the SLDN code, to compare with the measurements made at JAERI. The multigroup constants used in the calculations are produced from ENDF/B library with the same grouping as that used in the MUFT library. Gaussian approximation are used for the angular variable with five divisions in the range $0 \leq \omega \leq 1$. Penetrations through homogeneous slabs of iron, graphite and aluminum as well as multilayer slabs are analyzed. Good agreement between calculations and measurements indicates that the SLON code has a sufficient accuracy.

May, 1970

Masaru	NAKAI
Hideyasu	ICHIJIMA
Fumio	NOGUCHI
Ichiro	KOMATSU
Akinao	SHIMIZU
Yuzo	FUKAI

The work performed under contracts between Power Reactor and Nuclear Fuel Development Corporation and Tokyo Shibaura Electric Co., Ltd.

平板遮蔽層高速中性子透過実験の解析



要 旨

原研が JRR-4 を使用して実施した中性子の遮蔽層透過実験を，Invariant Imbedding (I. I.) 法により解析した。計算に用いた断面積は ENDF/B ライブラリをもとにして作成したもので，エネルギー組分けは MUFT ライブラリのそれに従い，角度分点にはガウス積分分点の 5 点近似を採用した。鉄，炭素およびアルミニウムの各均一層とそれらにより構成された多重層について I. I. 法を用いて高速中性子の透過計算を行い，実験値と比較した。計算値と実験値はよく一致し，ENDF/B ライブラリを用いた I. I. 法による中性子透過計算コード SLDN の計算は十分に精度がよいことを確認した。

1970年5月

中 井 優 ， 市 島 秀 恭
野 口 文 夫 ， 小 松 一 郎
清 水 彰 直 ， 深 井 佑 造

本報告書は東京芝浦電気株式会社が動力炉・核燃料開発事業団の委託によりおこなった研究の成果である。

I ま え が き

高速炉の遮蔽体は含水素物質が極めて少ないので、現在遮蔽設計計算に多く用いられている除去-拡散理論では、その計算精度が低下し中性子束分布の予測が難かしくなることはよく知られている。従つて高速炉の遮蔽設計計算に用いるより精度の優れた計算法を確立する事が必要と思われる。

昭和43年度に原研が、PNCの委託を受けて、JRR-4を使用して中性子の遮蔽層透過の実験を実施し、除去-拡散法による解析をしている。⁽¹⁾ ここではその実験結果をInvariant Imbedding (I.I.)法により解析して、I.I.法の計算精度を確認すると共に、I.I.法による中性子透過計算コードSLDNシリーズの問題点をできるだけ調査することを試みた。

計算に使用した群定数は、ENDF/BライブラリからSLDN-LTAおよびLTBコードを用いて作成した。エネルギー組分けはMUF Tライブラリのそれに従い、角度分点にはガウスの積分分点の5点近似を採用した。この5点近似はボルツマン輸送方程式のDouble P_{10} 近似に相当する。又ここでは1.0 Mev ~ 0.821 Mev のエネルギー範囲を対象としたが、これは閾検出器の1つとして使用している $I_n(n, n') I_n$ 反応のしきい値を最低エネルギーとして考えたためである。

実験結果は遮蔽層即ち鉄、炭素、アルミニウムの各層およびそれらで構成する多重層について得られている。遮蔽層への入射中性子についての情報が少ないので、透過計算は、炉心と反射体の境界に分裂スペクトルを持つ等方源があるものとして、反射体、水-鉄層および遮蔽層で行つている。この近似について本文にて議論するが、相対値で実験値と計算値の比較をする場合は良い近似である。計算はSLDN-SL, -MLコードで行つた。

閾検出器の activation を計算する場合の activation cross section はBNL-325からとり出している。

この解析からENDF/Bデータをもとにした断面積を用いたI.I.法による高速中性子の透過計算は良い精度を持つことが確認された。

第II章では計算コードの説明と問題点についてのべ、第III章にエネルギー組分け、角度分点などの決定などについて説明する。第IV、第V章で計算、実験

の体系や計算による中性子の減衰の様子をのべ、第Ⅵ章では各種反応率について実験値と計算値の比較をおこない、第Ⅶ章で除去 - 拡散計算法と I.I. 法との比較を反応率および透過中性子スペクトルでおこなう。第Ⅷ章に結論をまとめる。

II 計算コード

高速中性子の群定数，透過計算等は SLDN コードシリーズを用いて計算をした。以下に各コードの簡単な説明をしその使用上の（計算上の）問題点についてふれる。

(i) SLDN-LTA⁽²⁾コード

このコードは ENDF/B ライブラリをもとにして高速中性子に対する群定数を計算する。計算する内容は組平均断面積（全断面積，弾性散乱，非弾性散乱，捕獲），非弾性散乱マトリクスが主なものである。

- 入力；エネルギー組分け，処理する元素指定，平均計算に用いるスペクトル指定
- 出力；断面積ライブラリ A テープ（Lib. A テープ）およびプリント，Lib. A テープは SLDN-LTB コードの入力テープに使用。
- 問題点

- (イ) 組平均計算をする場合の数値積分の誤差がどの程度あるか，
- (ロ) 弾性散乱微分断面積 $\sigma(E, \theta)$ (θ は散乱角) ルジャンドル関数展開係数による表示の再現性

(イ)については数値積分の点数および分点は ENDF/B データのそれに従うので，計算精度は十分に保証されているものと考えられる。但し非弾性散乱マトリクスを計算する際，部分断面積ごとにマトリクスを計算するが，部分断面積のデータの点数が少ないと計算精度が悪く，非弾性全断面積とその部分断面積の和との一致性がくずれる。これをさけるために非弾性全断面積に規格化した。なお，上記不一致はデータの数を多くすれば少なくなることは確かめられている。MUFT 組分けでは各組 40 点以上あれば充分精度が良い。組平均計算そのものの誤差は 1% 以下と推定される。

(ロ) 弾性散乱微分断面積の再現性の評価は再現した断面積が負値を持たないことを基準とした。評価の方法は LTA コードに組込んでおり，もし再現した断面積に負値が表われた場合はルジャンドル展開係数の次数 n の高いものから， $(n \times 0.5)\%$ の巾で変化させて負値をなくす様に調整している。しかし，調整し切れない場合はそのままの展開係数を計算に使用している。

鉄の高エネルギー部の非等方性の強い所では断面積に負値が表われている。

(ii) SLDN-LTB⁽³⁾コード

このコードは LTA コードの出力である Lib.A テープをもとにして、弾性散乱核の積分を行い、散乱マトリクス $\sigma_{n,m}(W_i, W_j)$ を計算する。 $\sigma_{n,m}(W_i, W_j)$ は方向 W_j を向いて第 m 組エネルギーを持つ中性子が弾性散乱をされて方向が W_i に変化し、第 n 組に減速される散乱断面積である。

- 入力；角度分点数，処理する元素指定
- 出力；断面積ライブラリ B (Lib. B) テープ，このテープは SLDN-SL コードの断面積ライブラリとして使用する。

○ 問題点

(1) 数値積分上の誤差がどの程度あるか，

この数値積分の誤差は LTA コードの場合と同様，ENDF/B データのエネルギー分点に従うので，精度は 1% 以下に保たれていると考えられる。これは分点を変動させた計算をして一部の元素について確認した。

散乱マトリクスはその積分が弾性散乱断面積に一致する様に規格してあるので，マトリクスの和と全断面積との一致性はくずれていない。

(iii) SLDN-SL⁽⁴⁾コード

Invariant Imbedding (I.I.) 法により均質平板 (層) の透過関数，反射関数を計算する。又無限均質層中の中性子束の計算もする。

ここで計算した透過・反射関数は「関数ライブラリ」に保存され，SLDN-ML コードで使用される。透過関数，反射関数の定義は次の通りである。

$T(E, w | E_0, w_0; x)$ ；厚さ x の均質平板にエネルギー E_0 を持つて $w_0 (= \cos \theta_0)$ 方向に飛ぶ中性子が入射した時，この平板を透過してエネルギー E を持ち w 方向に向う中性子として現われる確率を示す。

$R(E, w | E_0, w_0; x)$ ；同上の平板に同上の中性子が入射した時，入射した面上に，エネルギー E を持ち w 方向に向う中性子が表われる確率を示す。

- 入力；均質層の構成元素，それらの元素の密度

○ 出力；均質層の透過，反射関数を保存する。関数ライブラリテープ。
これは SLDN-ML で使用。

○ 問題点

(i) 透過関数 $T(x)$ の従う方程式は x についての一階微分方程式であるが，この方程式を Lunge-Kutta 法で解いている。従つて，その初期の厚さ Δx が計算精度に影響を及ぼす。

(ii) 反射関数は有限な厚さの関数 $R(x)$ は計算しない。

(i) については，付 - 3 初期厚さが透過関数に及ぼす影響で，初期厚さ Δx の影響を数値的に調べた。

(iv) SLDN-ML⁽⁵⁾コード

SLコードによつて計算された各種物質の反射，透過関数を使用して多重層を透過する中性子束の計算をし，反応率を求める。又ここで計算する中性子束はベクトル中性子束 $\phi(x, \mu)$ であるので，中性子束の非等方性なども計算される。

○ 入力；多重層を構成する各層の物質名，各層の厚さ，層の配列，入射中性子のスペクトルと角度分布，反応率計算のための断面積

○ 出力；多重層境界面上のベクトル中性子束，スカラー中性子束，各種反応率

○ 問題点

(i) 反射関数が無限厚さの反射関数 $R(\infty)$ のみを与えられているので，有限厚さの層に対する適用性が問題

(ii) 透過関数 $T(x)$ ， $T(y)$ を合成して $T(x+y)$ なる合成層の透過関数を計算する場合，合成計算の数値的な誤差および $R(\infty)$ の有限厚さの層への適用限界から生ずる誤差などの影響

(iii) 一次元平板の透過計算をするが，体系が有限であることの補正，例えば拡散計算でのバックリング補正等の補正は考慮されていない。

(i) については 付 - 5 無限厚層の反射関数の有限厚層への適用性でその適用限界について調べ，(ii) については 付 - 4 で関数の合成計算の精度を確認した。更に 付 - 6 有限面源の補正で補正方法等について検討する。

II 群定数の作成

群定数を作成する際に決定すべき問題として、エネルギー組分けと角度方向の積分の分点数を決定することがある。

エネルギー組分けを決定する因子として、エネルギー組巾(メッシュ巾)を変化させることによつて生じるであろう解の安定性の問題と収束性の問題の2つを考慮した。(付-1参照) メッシュが或る程度以上大きいと、中性子の散乱によるエネルギーの減少量よりもメッシュの方が大きくて、散乱しても自分の組にとどまつて下の組に移つていかない中性子が多くなつて解の不安定性が徐々に大きくなつていくはずであり、また逆にメッシュを或る程度以上小さくすると遮蔽体透過によるスペクトルの変化あるいは中性子束の減衰のようすがほとんど変わらないということが生じるであろうことが想像される。前者の問題を解の安定性の問題、後者を収束性の問題ということにする。まず、前者について、遮蔽体物質を鉄にしてSL計算をAbagyan 26群の組分け(A B), MUFT 54群の組分け(M)およびMUFT組分けのうち第2群以下をレサジーで2等分する組分け(M2)に対して行なつた。その結果、A Bの組分けでも十分安定な解が得られた。また、収束性の問題については水遮蔽体についてA B組分けの第1群を1, 2, 4, 8にそれぞれ分割して、スペクトル変化および中性子束の減衰の模様を調べた。その結果、水中の透過60 cm程度までは分割の如何にかかわらず同じスペクトルになることがわかつた。以上の考察と本研究の主眼が高速中性子にあることを考え併せて、エネルギーの組分けとしてTable.3-1のものを採用することとした。これはMUFT 54群の組分けである。

角度分点数は次のような考え方によつて定めた。すなわち、角度分点を多くしていけば積分の精度は上昇していくが、計算時間が飛躍的に増加する。それで、それ以上分点数を増しても積分精度があまり改良されないような分点数を求める値をした。水遮蔽体および鉄遮蔽体について積分の角度分点を3, 5, 7ととつてSL計算を行ない、スペクトルおよび散乱の平均余弦の値を比較したところ、透過距離が50 cm以下であれば角度分点3で十分良い近似であるが100 cm近い透過ではやや誤差があることがわかつた。以上の結果より角

度分点は5をとることとした。(付-2 角度分点数の決定参照)

以上のエネルギー組み分け, 角度分点数にしたがい, ENDF/Bファイルより断面積を引き出し群定数を作成した。ここでAℓに対してはUKライブラリよりENDE/Bタイプの数値に変換し, その後, 同様の手法により群定数を定めた。UKライブラリのAℓのデータをENDF/Bデータに変換した方法を以下に簡単にのべる。

Table. 3-1 Energy Structure

Group	Upper energy, MeV	Lower energy, MeV	Δu	
1	1000	—	7788	0.25
2	7788	—	6065	0.25
3	6065	—	4724	0.25
4	4724	—	3679	0.25
5	3679	—	2865	0.25
6	2865	—	2231	0.25
7	2231	—	1738	0.25
8	1738	—	1353	0.25
9	1353	—	1054	0.25
10	1054	—	0821	0.25

アルミニウム データの作成

AℓはENDF/Bには入っていないのでUKライブラリのAℓのデータをもとにして作成した。

- (i) 全断面積, 弾性散乱, 非弾性散乱, 捕獲, (n, α), (n, p)等はUKライブラリからそのままとり入れた。
- (ii) 弾性散乱の角度分布関数は, UKライブラリからそのままとり入れた。

ただし, ENDF/B型式へのデータ型式の変更をして, 更にデータの補間によりデータの数をふやした。

(iii) 非弾性散乱によるエネルギー遷移関数 $f(E \rightarrow E')$

4.0 Mev までは分離レベル毎に Q 値と部分断面積を UK ライブラリからそのまま取り入れている。4.0 Mev 以上は UK ライブラリではエネルギー遷移関数をテーブル表示と ENDF/A 型の分離レベル表示 (ENDF/B にはない) とで表わしている。この両表示共現在の LTA コードでは処理できないので、4.0 Mev 以上では Maxwell 分布を採用した。

$$f(E \rightarrow E') = \frac{E'}{\theta(E)} \exp\left(-\frac{E'}{\theta(E)}\right)$$

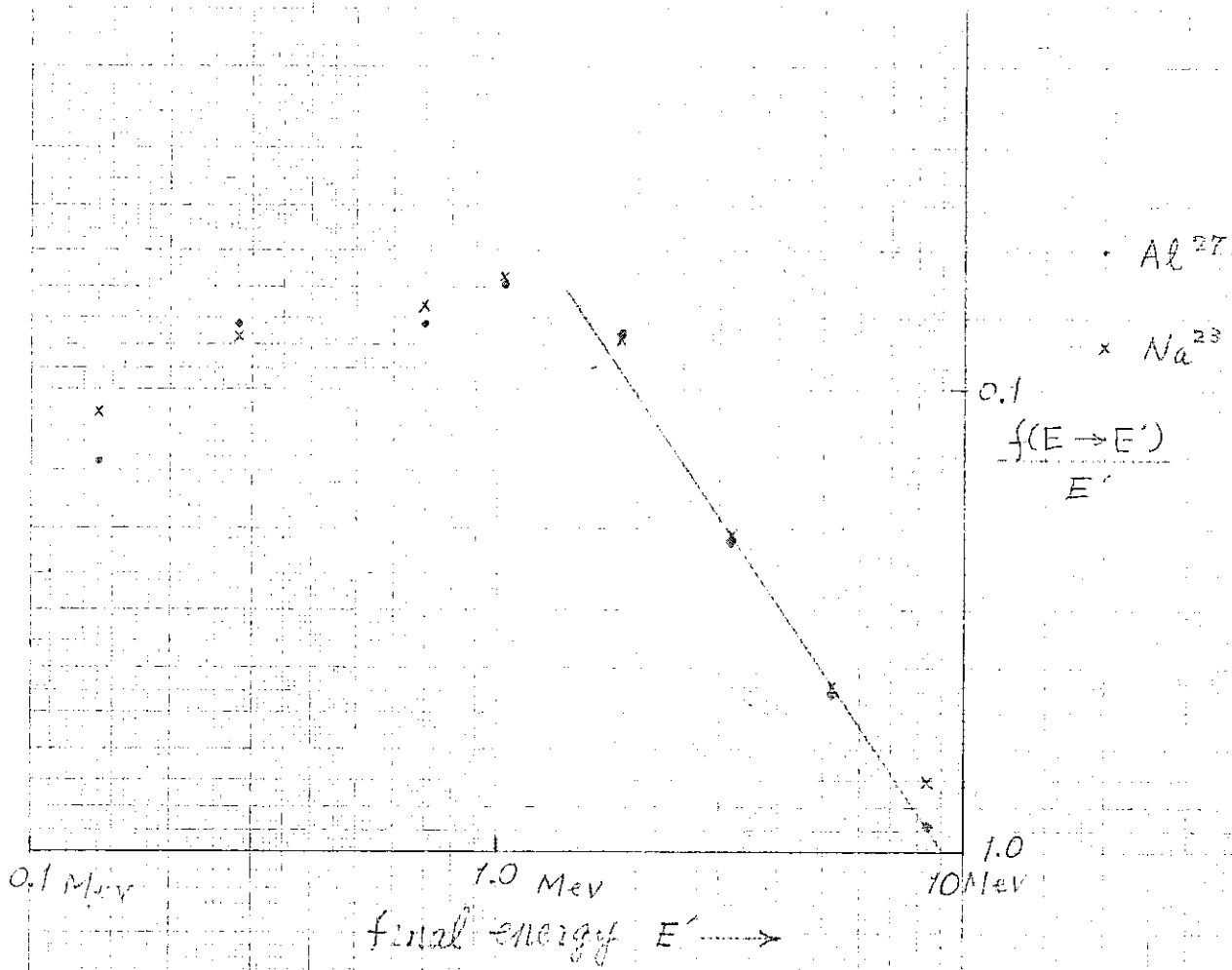
パラメータ $\theta(E)$ は ENDF/B の N_a^{23} データに用いられている $\theta(E)$ を使用した。この選択は以下の理由により行つたものである。

(i) A. Gilbert,⁽⁶⁾ によれば N_a^{23} と Al^{27} とのレベル密度が類似している。

$\theta(E)$ はレベル密度により決められるパラメータであるので、 N_a^{23} の $\theta(E)$ を Al^{27} のそれとして使用することはもつともらしいと考えられる。

(ii) ABN セットの Al^{27} と N_a^{23} のエネルギー遷移関数の形がよく似ている。

Fig 3-1 Energy Distribution Function of Secondary neutron



IV 計算のモデル

Fig.4-1 に示すような形状に対して透過計算を行ない、各閾反応に対する反応率を求めた。Fig.4-1 ではFig.5-1 と異なり、A₂製の炉心タンクはないものとし、黒鉛反射体から鉄フィルターまでは全部水でうまっているものとした。また、二次元有限体系補正のための各試験体の半径を黒鉛反射体では25 cm、水は200 cm、各試験体は70 cmであるとした。

計算機への入力のうち線源部と遮蔽体との境界での中性子エネルギースペクトルとしては核分裂スペクトルを用い、その角度分布は等方的であるとした。(この選択については付-7を参照)

また、閾反応の反応断面積はTable.4-1に与えるものを用いた。この値はBNL-325の断面積曲線を各エネルギー組に対してレサジーで平均したものである。

水、炭素、アルミニウム、鉄それぞれ単一層の中性子束減衰の計算結果をFig.4-2 ~ 4-5に示す。

Table 4-1 Fast Neutron Cross-section for ML-code

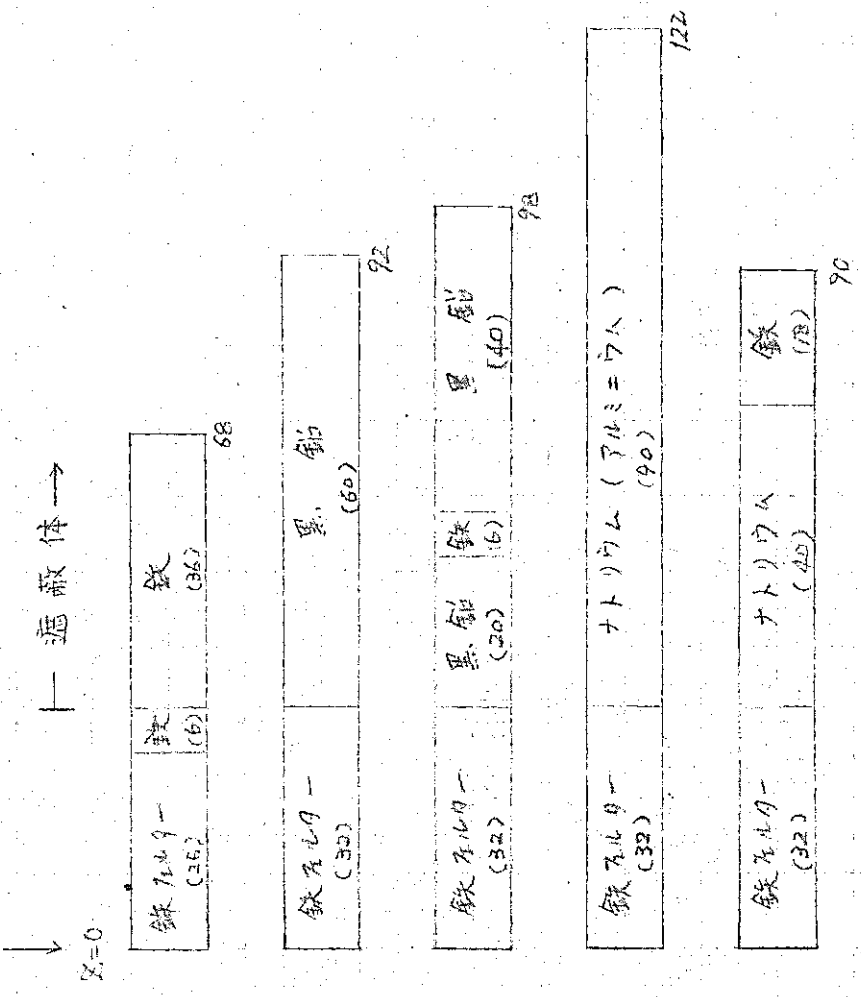
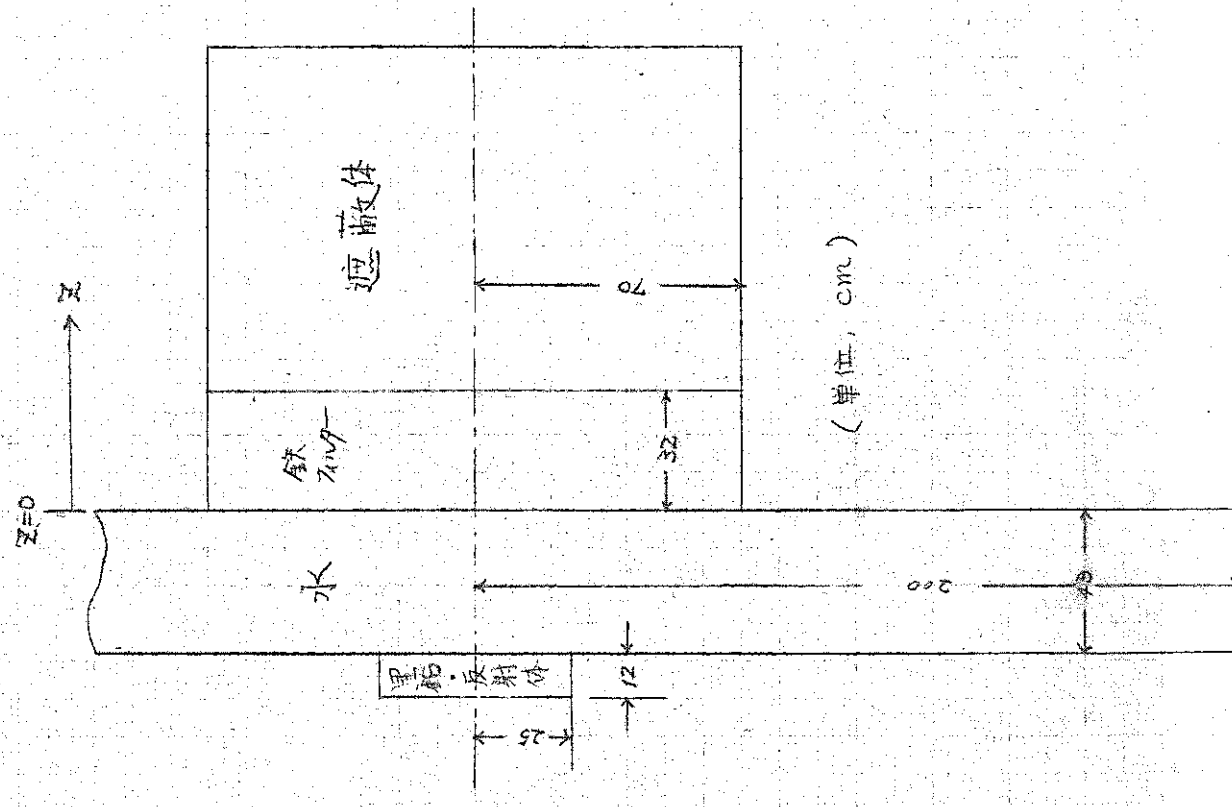
E.G.	$^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$	$^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$	$^{32}\text{S}(n,p)^{32}\text{P}$	$^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$	$^{115}\text{In}(n,n')^{116}\text{In}^m$
1	65 mb	59.0 mb	360 mb	635 mb	300 mb
2	15	29.8	331	640	310
3	0.7	4.9	275	570	310
4			268	400	312
5			184	270	330
6			80	125	350
7			52	50	266
8				20	182
9				5	98
10					80

また、水のみからなる遮蔽形状について、分裂スペクトルを有する平面線源に対する I.I 法、モーメント法⁽⁸⁾の計算結果をスペクトルの形で比較したものを Fig. 4-6 に示す。ここで I.I 法とその他の計算とは $x = 30 \text{ cm}$ の $1.00 \sim 6.07 \text{ MeV}$ において規格化してある。 $x = 30 \text{ cm}$ において I.I 法とモーメント法とはかなりよく一致している。距離が進むにつれてモーメント法による計算の方がやや硬いスペクトルを与えるようになる。しかし減衰の割合はほとんど同じである。かなり深い透過に対しても両者はよく一致している。

一方、除去・拡散法 (MAC-RAD) と I.I 法と比べると除去拡散法は減衰程度が小さく遠くに行くにしたがって、他の方法に比べてスペクトルはかなり硬くなっている。次に、Fig. 4-7 に黒鉛遮蔽体中 (透過距離 45 cm) のスペクトルを I.I 法とモーメント法⁽⁷⁾とで比較した。よく一致していることがわかる。また、Fig. 4-8 は鉄遮蔽を 40 cm 透過した後のスペクトルを有機シンチレータで測定した値⁽⁹⁾と I.I 法との比較で、規格化は $1.00 \sim 7.79 \text{ MeV}$ において行なった。実験の線源は分裂スペクトルよりやや硬化しているが、ほとんど分裂スペクトルとみなしてよい。この場合にはかならずしも一致しているとはいえない。鉄の断面積に多少問題があるのではなからうか。

以上の結果よりみて、I.I 法はモーメント法とよく一致し、除去拡散法より秀れているものと思われる。

Fig. 1 Geometries of Calculation by SLDN Code



(単位, cm)

Fig 4-2 Neutron flux attenuation in single layer

(I) Water

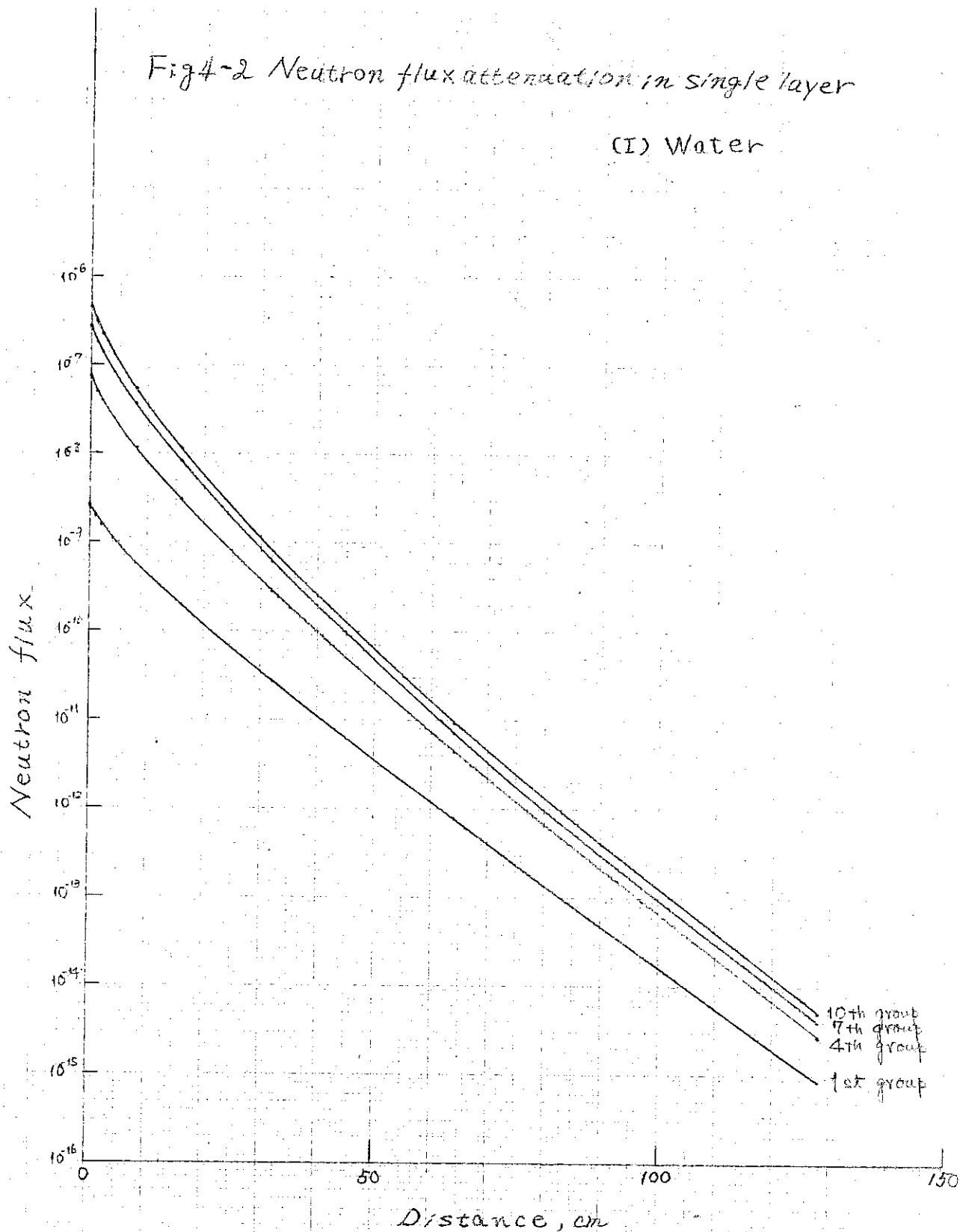


Fig4-3 Neutron flux attenuation in single layer

(II) Carbon

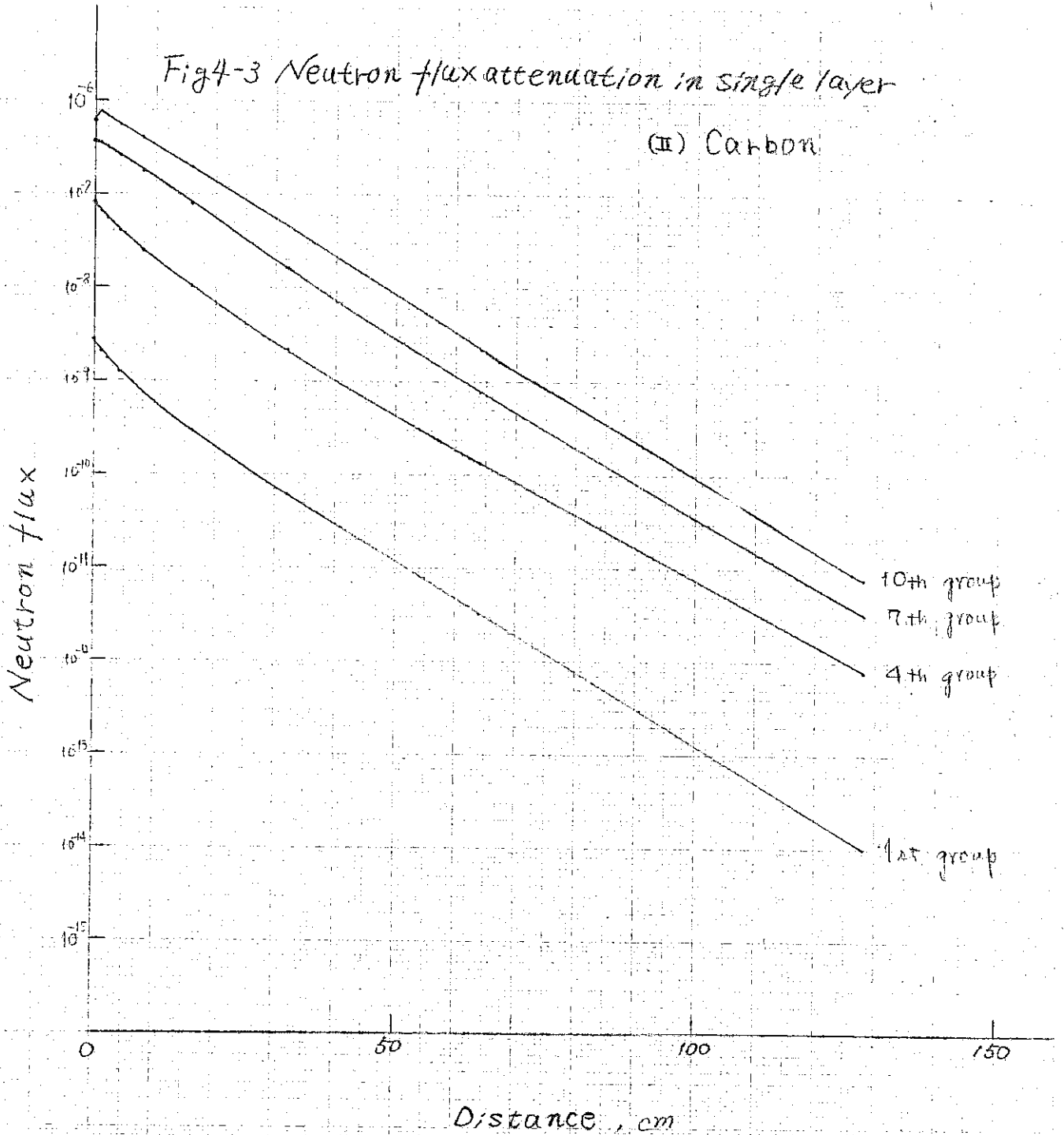


Fig 4-4 Neutron flux attenuation in single layer

(II) Aluminium

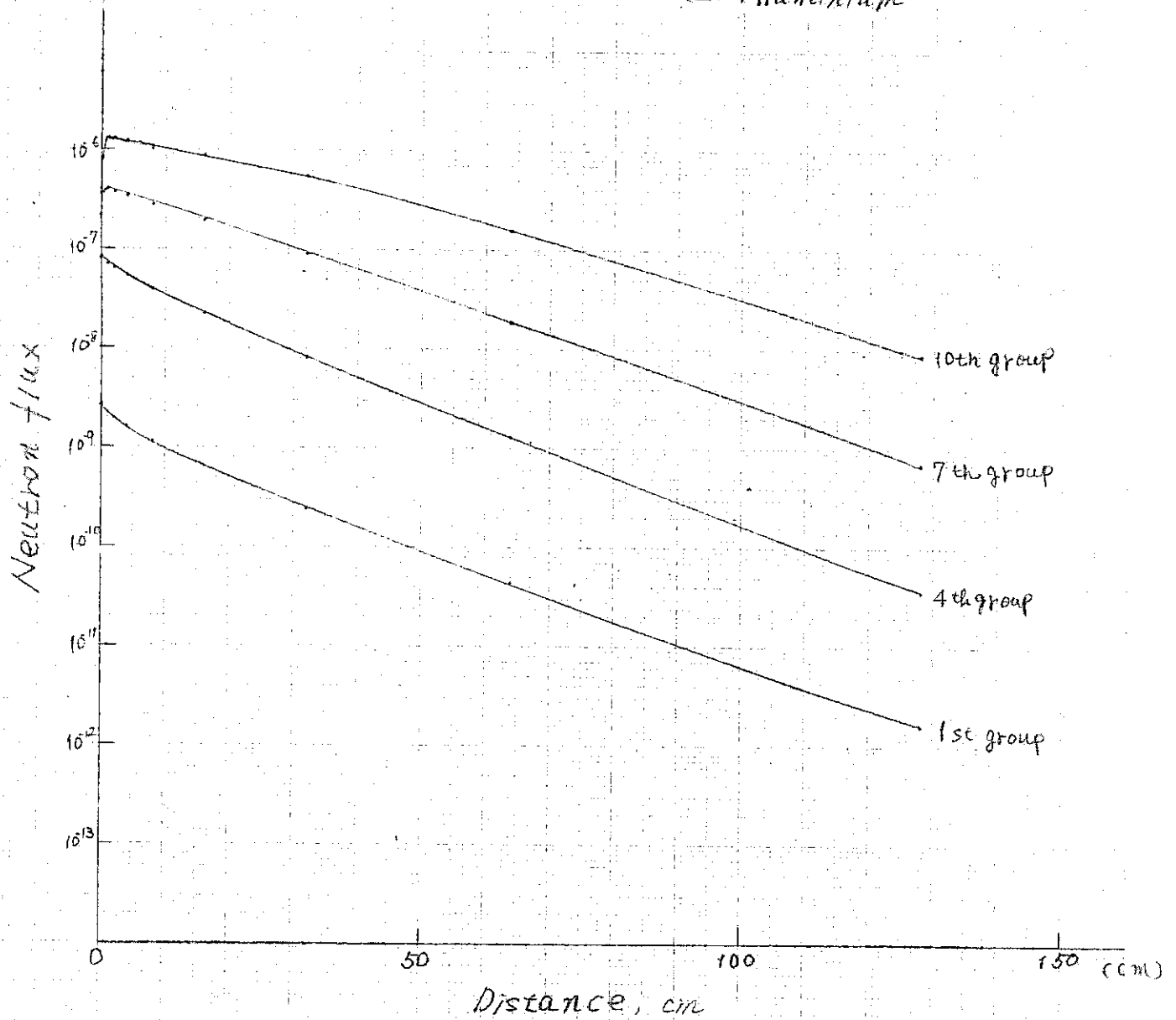


Fig 4-5 Neutron flux attenuation in single layer

(IV) Iron

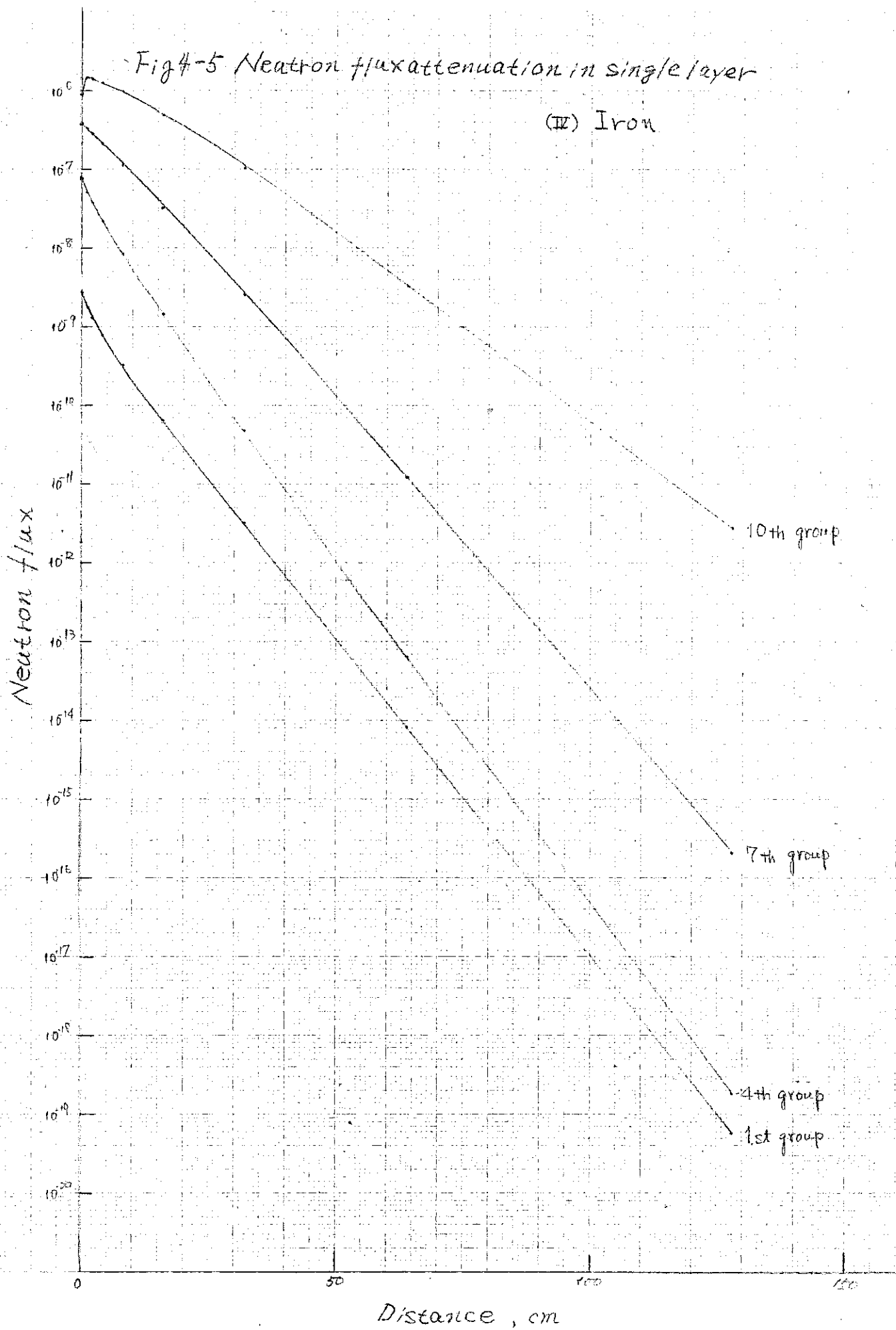


Fig. 4-6 Energy spectra
in all water configuration

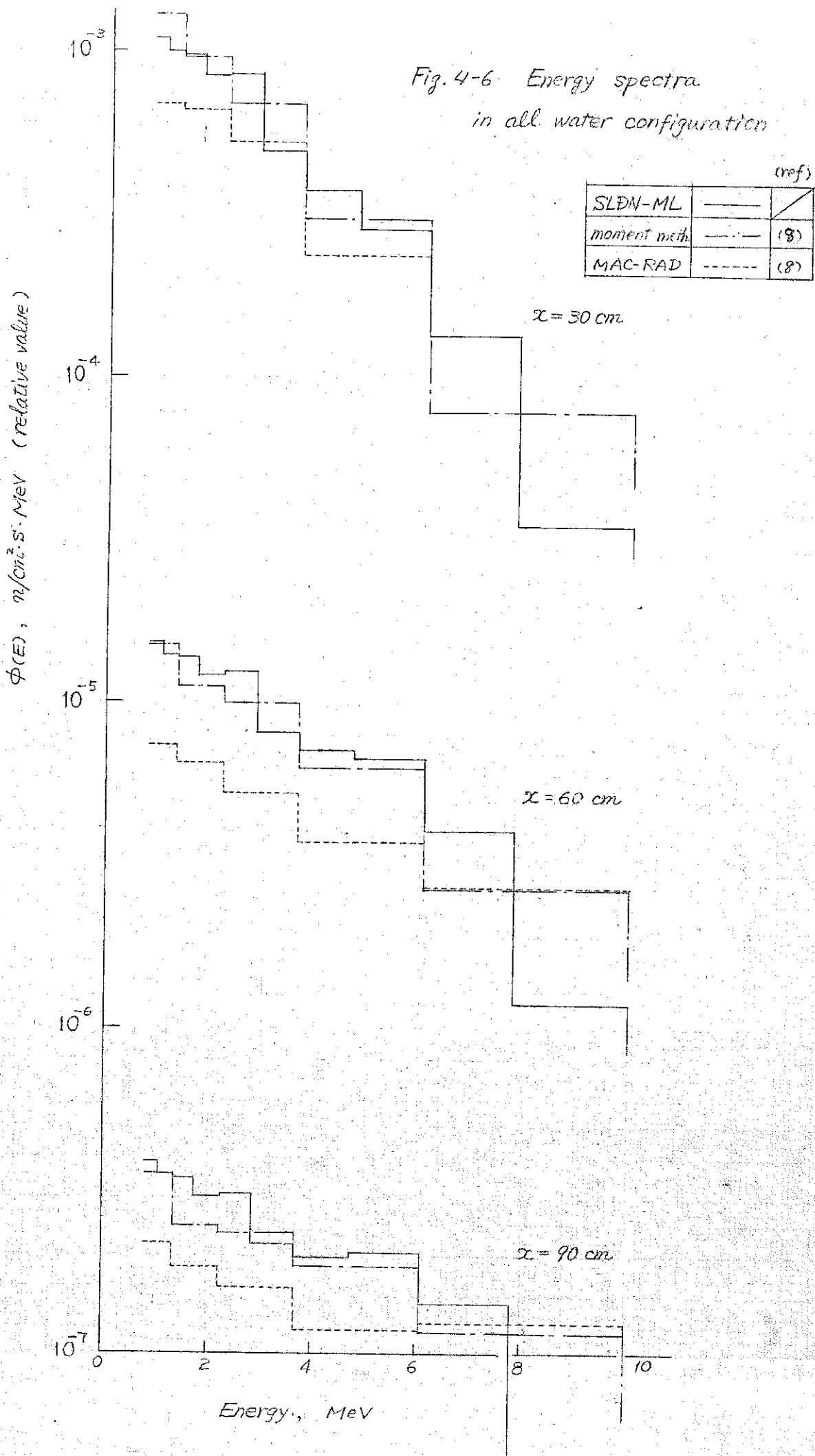


Fig. 4-7. Energy Spectra
in all graphite configuration
at $x = 45$ cm.

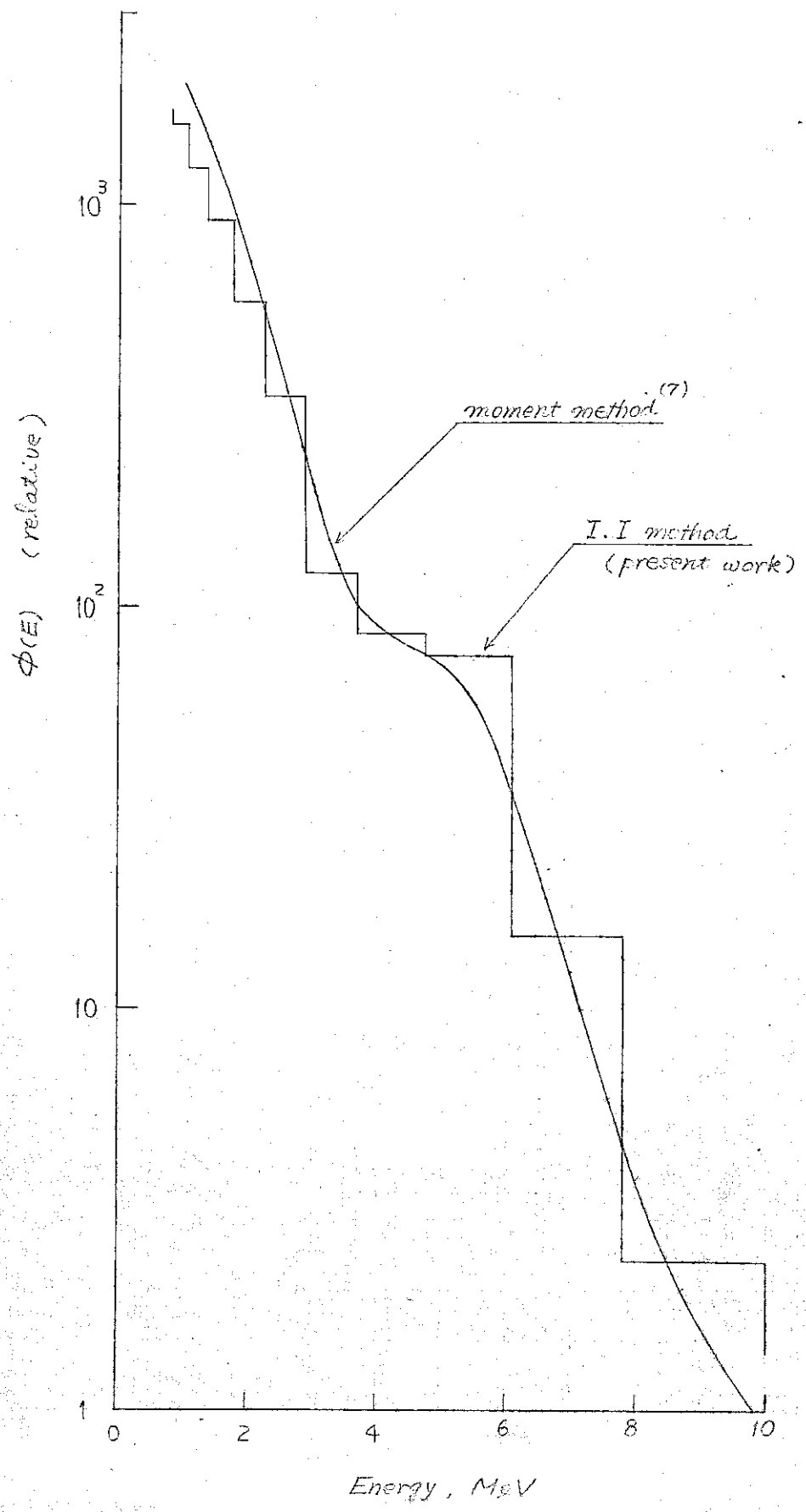
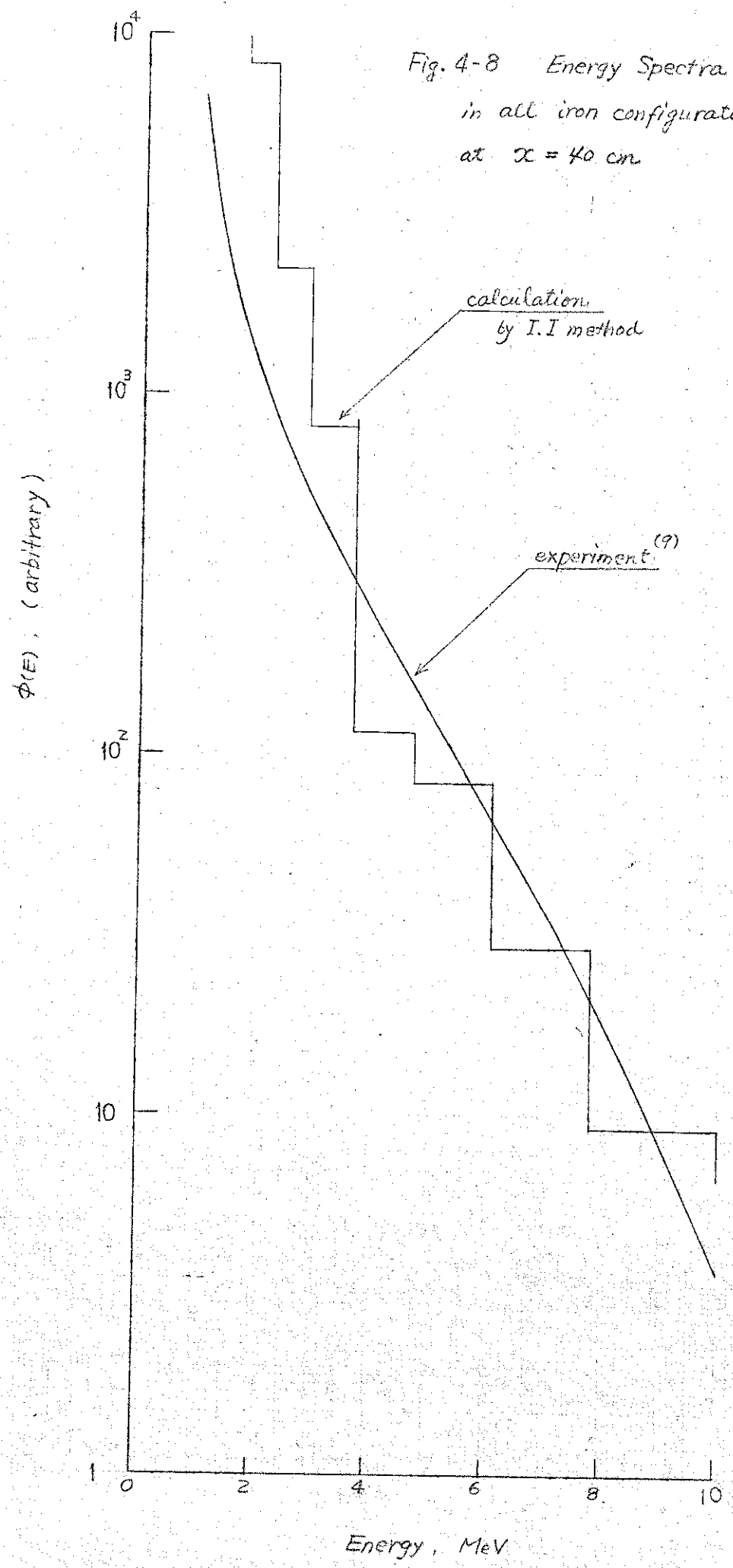


Fig. 4-8 Energy Spectra
in all iron configuration
at $x = 40$ cm



V 実験体系

原研4号炉(JRR-4)において行なわれた放射線透過実験の中から高速中性子に関するものを選びその概要を以下にまとめる。

実験装置とその炉心に対する相対位置とをFig. 5-1に示す。透過実験に使用される試験体はドライボックスと称する水密箱(内法 $1300 \times 1300 \times 1800^L$)に納められJRR-4プール内の所定の位置に設置される。鉄試験体は大きさ 1200×1200 , 厚さ60あるいは30の鋼板を表面の平面度 $\pm 2 \text{ mm/m}$ の精度で重ね合せて目的とする厚さを作り, 黒鉛試験体は断面 100×100 , 長さ50, 100, 250及び500の原子炉用黒鉛ブロックを積み上げて所定の大きさのブロックとして用いた。またナトリウムを模擬するものとしてアルミニウムパイプを鋼製コンテナに充填して比重を下げて用いたがその値は1.56で常温におけるナトリウムのそれの約1.6倍となった。ナトリウムの代りにアルミニウムを用いたのは, 10^4 eV 以上のエネルギーの中性子の弾性散乱断面積が大雑把にみて両者でよく似ているからである。

実験を行なった形状はFig. 5-2に示すように全部で11であるが, 今回の研究に関係あるのはそのうちのconfig. 1~5の5種である。

透過中性子束の測定は, 閾検出箔(Al, Fe, Mg, S, NiおよびIn)を用いて行なった。その特性をTable 5-1に示す。検出箔の誘導放射能の測定は反応生成核種がガンマ線放出核種であるAl, Fe, Mg, NiおよびIn箔については, $3'' \phi \times 3''$ のNaI(Tl)シンチレーターにより光電ピークを測定して行い, $^{32}\text{S}(n, p)^{32}\text{P}$ で求める β 線放出核種の ^{32}P についてはGM計数管により測定した。実験結果はFig. 5-6-1~5-6-7に計算値と比較して示されている。

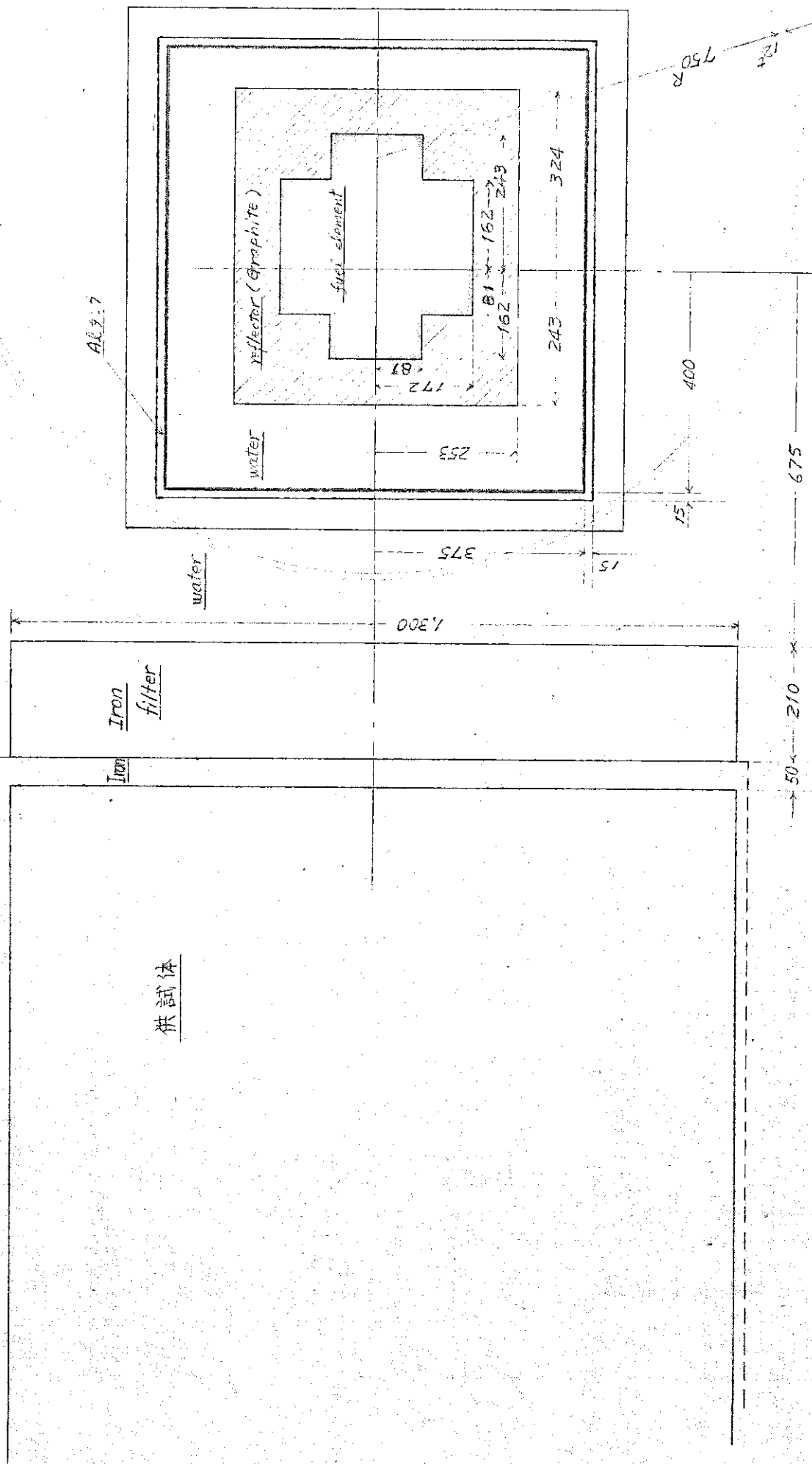
次に実験についてその問題点を考えてみる。

まず, 検出器が大きすぎて中性子束検出の位置の分解能を悪くしているし, 大きな箔検出器を置くことによつて測定しようとする中性子場に乱れが生じるがこの程度を評価することがむずかしい。しかし, 一方では, プールにおいてドライボックスを使用して実験する関係上, 試験体と炉心との距離が遠くなり大きな検出器を用いないと十分な強さの放射能が得られないということになる。誘導放射能が弱いとバックグラウンドの引き方によつて数値が大きく上下する。

この実験の場合にも位置の分解能その他を多少犠牲にしても強い放射能を得ようとして大きめの検出箔を用いているが、やはり炉心より遠い側にあつては、減衰曲線を引いた時上にはねあがつたり下に垂れ下つたりしたものが多少みられる。実験値の誤差は原著にはふれられてないが放射能の強いところで数%線源から遠いところでは20%内外と思われる。

(Table : 5-1) 閾 検 出 箔 の 諸 特 性

形 状	閾 反 応	半 減 期	存 在 比	実効閾 エネルギー	実効断面積	分岐比
40φ×65 mm	$^{27}\text{Al}(n, \alpha)^{24}\text{Na}$	1500 hr	$^{27}\text{Al}=100\%$	81 Mev	130 mb	1.0
30φ×65 mm	$^{56}\text{Fe}(n, p)^{56}\text{Mn}$	2576 hr	$^{56}\text{Fe}=91.7\%$	75 Mev	110 mb	1.0
30φ×65 mm	$^{24}\text{Mg}(n, p)^{24}\text{Na}$	1500 hr	$^{24}\text{Mg}=78.6\%$	68 Mev	60 mb	1.0
30φ×60 mm	$^{32}\text{S}(n, p)^{32}\text{P}$	143 d	$^{32}\text{S}=95.1\%$	30 Mev	310 mb	1.0
30φ×65 mm	$^{58}\text{Ni}(n, p)^{58}\text{Co}$	713 d	$^{58}\text{Ni}=67.8\%$	29 Mev	420 mb	1.0
40φ×65 mm	$^{115}\text{In}(n, n')^{115m}\text{In}$	450 hr	$^{115}\text{In}=95.7\%$	1.2 Mev	310 mb	0.95

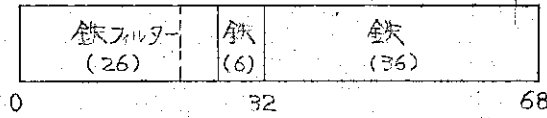


单位: mm

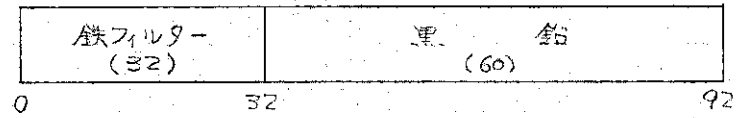
Fig. 5-1 JRR-4 多重層實驗配置圖

第5-2図 多重層実験の配置図

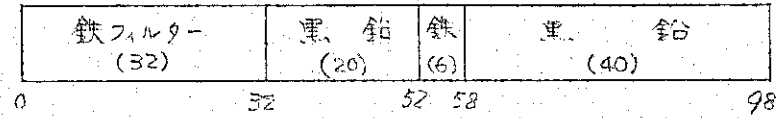
CONFIG. 1



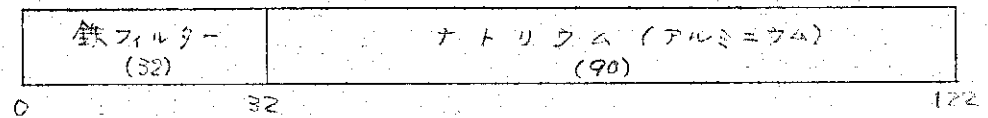
CONFIG. 2



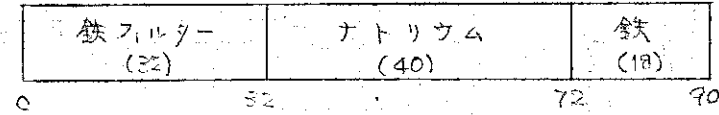
CONFIG. 3



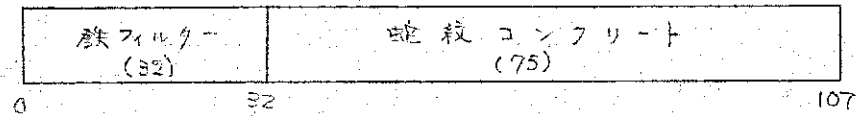
CONFIG. 4



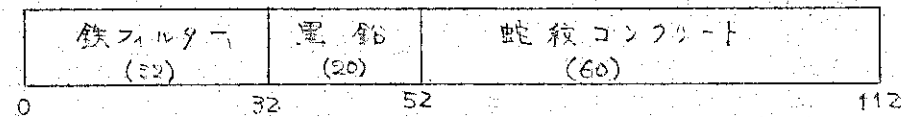
CONFIG. 5



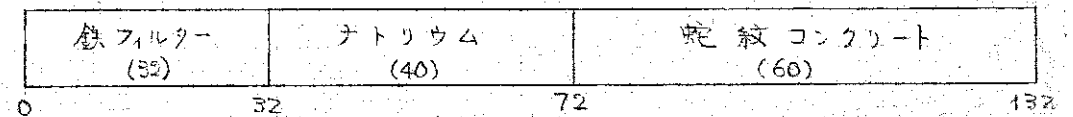
CONFIG. 6



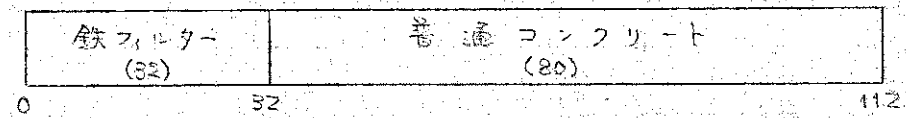
CONFIG. 7



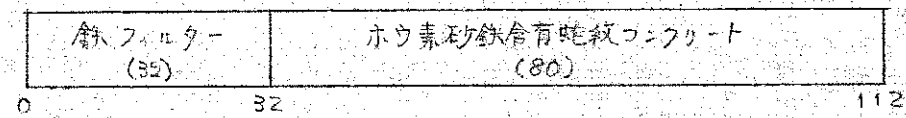
CONFIG. 8



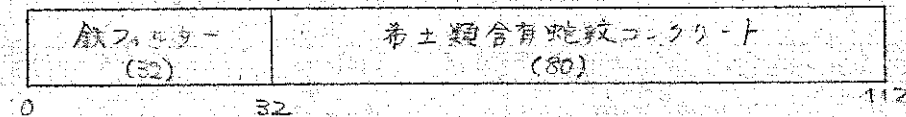
CONFIG. 9



CONFIG. 10



CONFIG. 11



Ⅶ 計算と実験との比較

実験結果と計算値との比較を反応率の値で行なった。これは実験を箔検出器で行なっているため、その結果を中性子束分布の形に直すことは困難であり、また、たとえ直つたとしても計算値と比較する程には精度の良い結果は現在のところ期待できないからである。そこで、計算で得られた中性子スペクトルから反応率を求めるために使用した箔検出器の反応断面積を正しく評価して用いねばならない。また、両者の比較を相対値で行なった。これは、絶対値で比較するということは、計算に対しては入力として与える境界での中性子のエネルギースペクトル、角度分布および強度に正確な値を用いることを要求し、実験に対しては絶対測定を行うことを要求する。ところが、これらの要求を満すことは精度を含めて考えればかなり困難なことであるので、相対値で比較することにとどめた。

SLDNコードによる計算の結果と実験値とを反応率の相対値で比較した。実験値と計算値との規格化する点は鉄フィルタの後面であり、実験値がその点で求められていない時でその点の両側に実験値のある場合はその点での内挿値と計算値とが一致するよう規格化し、片側にしかない場合は両者が最もよく合うように適当に規格化した。

config.1: Fig.6-1 : In の反応について比較すると実験値の方の減衰が緩かである。また、Ni の反応も同様である。In の鉄遮蔽体の減衰の勾配は他の配置で測定されている鉄フィルタ中の減衰のそれに比べて緩かである。鉄遮蔽体と鉄フィルタは同材質であるから当然同じ減衰の勾配をもつべきであると思われる。従つて、実験値と計算値が一致しないというようには断定できない。Ni 反応についても同様なことがいえる。

config.2: Fig.6-2 : In の反応と Ni の反応を除いた3種の反応については実験と計算とはよく合っている。In の反応も鉄フィルタ中では良く一致している。ところが黒鉛に入ると実験値は上方に凸の形で膨れあがっている。Ii 反応も同様である。原因として考えられるのは計算の方からはエネルギーの低い方の中性子束の減衰がうまく計算されていないか、In, Ni の閾反応断面積が違っているか、そして実験の方からは放射化量が少なくいい測定値が得

られなかつた等が考えられる。他の実験結果と比べると、Niについては実験値の方があまりよくないと判断せざるを得ない。また I_n 反応については上述の三者が考えられる。断面積で 0.821 Mev より低いところにも値が存在するが、エネルギー組み分けの都合上 10 組に限つたので、その値は第 10 群の断面積に含ませる操作を行なつた。従つて 1 Mev 以下のスペクトル変化が激しいところでは誤差の原因になる。鉄層およびグラフアイト層の中のエネルギースペクトルを Fig. 6-3 に示す。グラフアイト中のスペクトルが多少硬化している。

config. 3 : Fig. 6-4 : I_n, Ni 反応の最終黒鉛層を除き全般的に両者の一致は良好である。この場合も後方の黒鉛層において I_n 反応の反応率は上方に持ち上つている。しかし、 Ni 反応は垂れ下つている。線源よりこの程度の距離を離れると Ni 反応は正確な反応率を与えることが困難になるものと思われる。第 1 鉄層の後面と第 2 鉄層の後面とにおけるエネルギースペクトルを Fig. 6-5 に示す。これによると、第 2 鉄層後面におけるスペクトルの方がより硬い。

config. 4 : Fig. 6-6 : Al 中の減衰は 5 種の反応に対してよく合つている。しかし、 $Fe-, Al-$ 反応で計算値は実験値よりもやや低目に出ている。 I_n 反応、 S 反応ではよく合つている。この両者で大きな違いは Fe, Al の閾値が高いことである。したがつて、 Al の非弾性散乱断面積がやや大きく見積られているのではなからうか、

config. 5 : Fig. 6-7 : この配列についても Fig. 6-6 と同じように Fe 反応、 Al 反応において Al 媒質中での減衰が計算の方で大きくなつている。このことは上に述べた Al の非弾性散乱断面積の問題を示しているものであろう。 I_n の反応では逆に計算値の方が上にきている。 Al 媒質を透過してやや軟かくなつた中性子に対して config. 2 において述べた I_n 反応の断面積についての近似が原因しているものであろう。

Fig. 6-8 ~ 6-12に計算結果と実験値との比較を示す。これらの図は、計算結果及び実験値それら自体の相関関係を維持したまま、 $Z = 32$ cmにおいて $^{27}\text{Al}(n, \alpha)^{24}\text{Na}$ の反応率の計算と実験とが一致するように規格化したものである。

実験値の再現性は config. 4 と config. 5 については各検出箔とも良好であるが、config. 2 と config. 3 についてみると、Al 反応で規格化すると3 ~ 4 倍の違いが出ている。これらの図からも絶対値で比較することの危険性が読みとれる。計算と実験と比較してみると反応率で比較するとき、その大きい順は計算では In, Ni, S, Al, Fe となっているが、実験では Ni, In, S, Fe, Al となつて、In と Ni, Al, Fe の大きさが入れ換っている。反応断面積と絶対測定効率とに問題があると思われる。

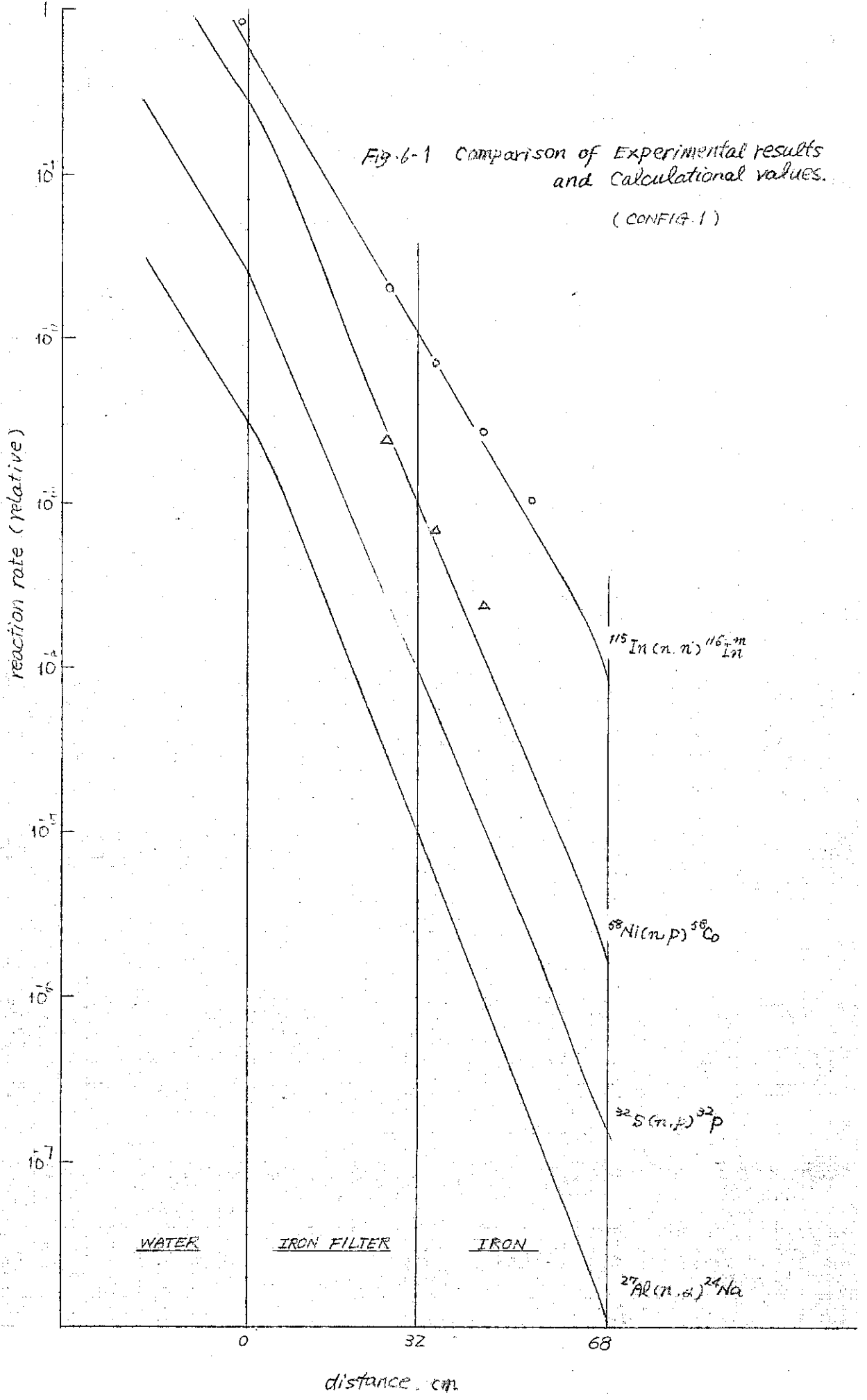


Fig. 6-2 Comparison of Experimental results and Calculational values.

(CONFIG. 2)

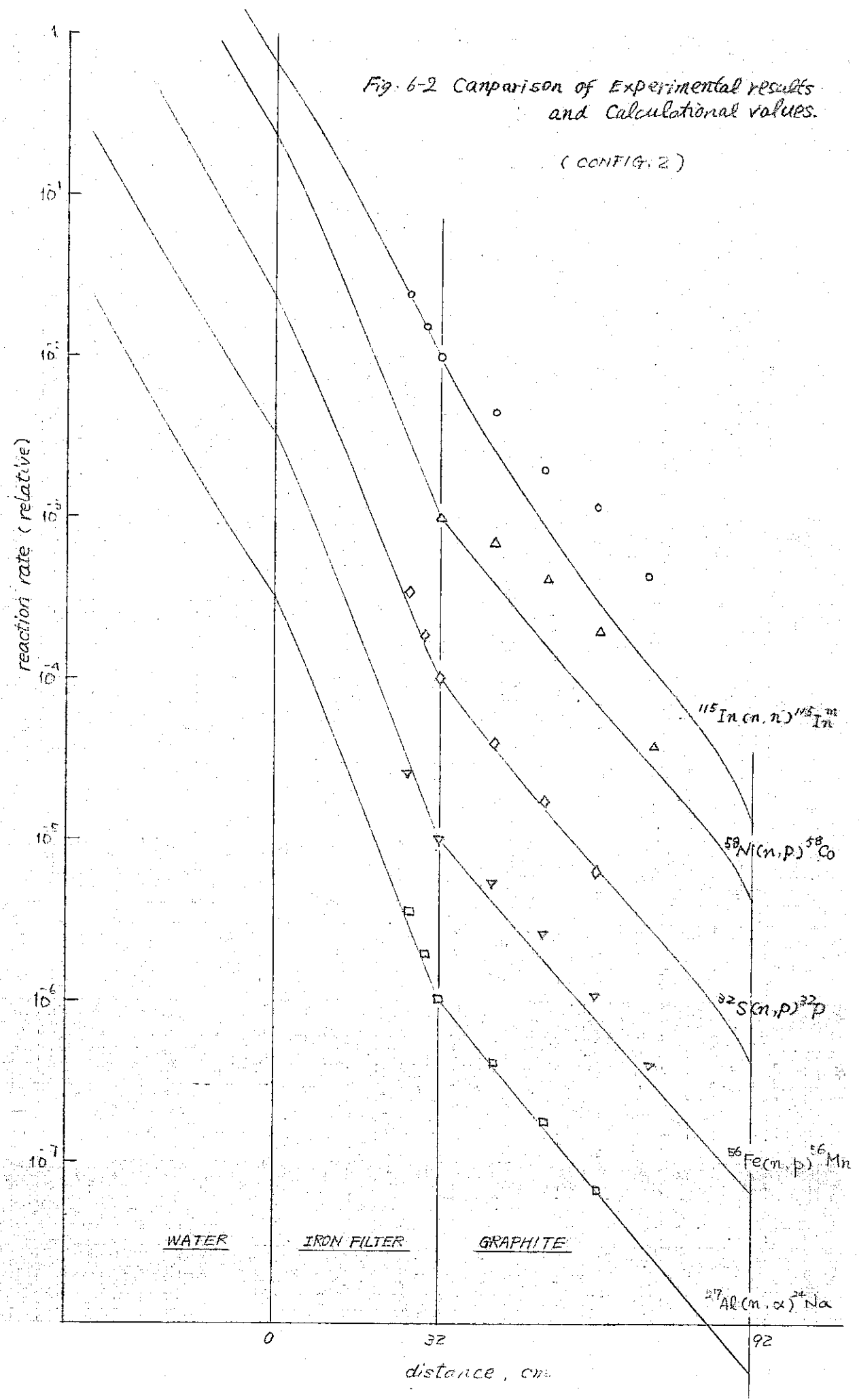


Fig. 6-3. Energy Spectra at $Z=24$ cm and $Z=47$ cm

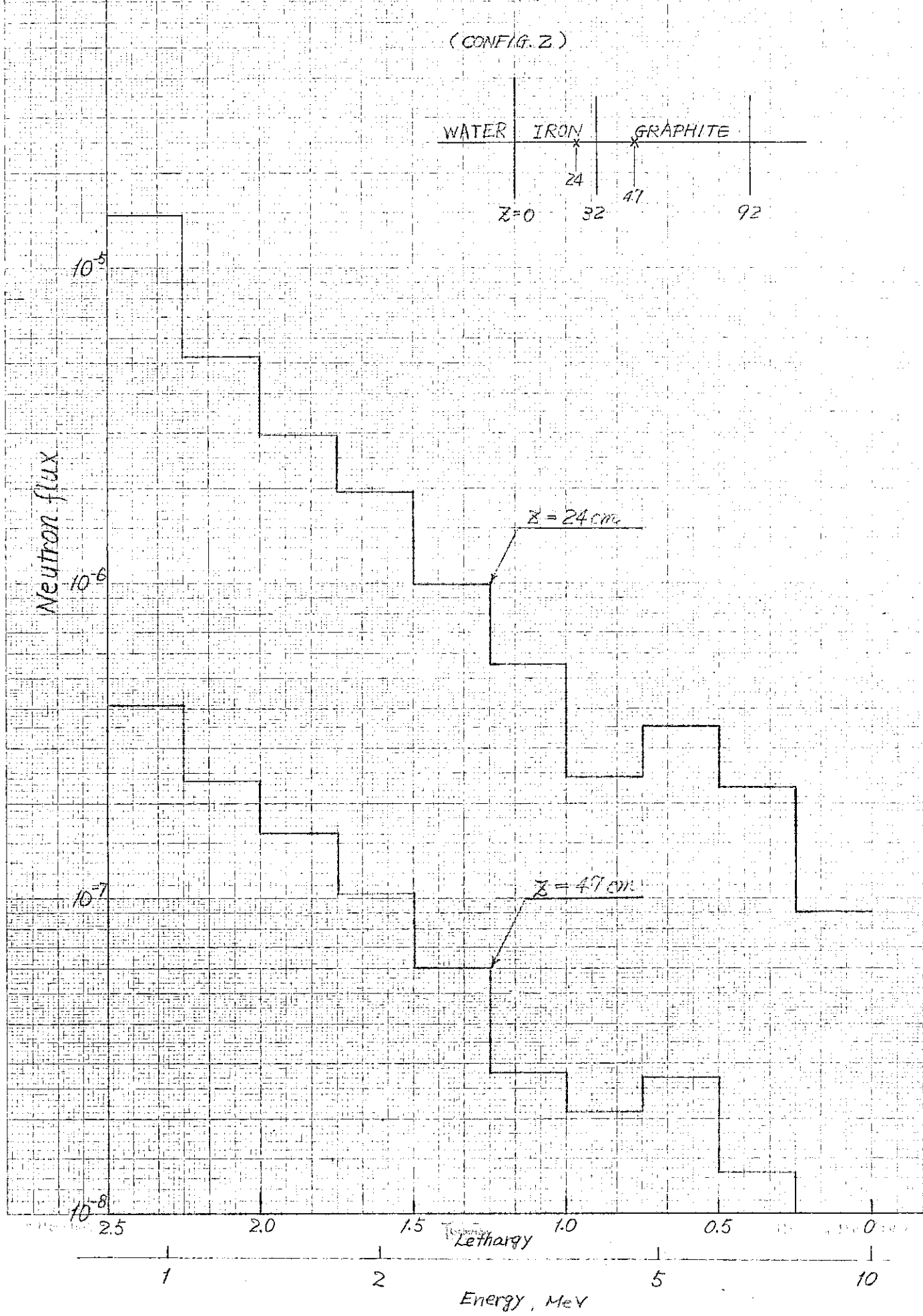


Fig. 6-4 Comparison of Experimental results and Calculated values
(CONF 19.3)

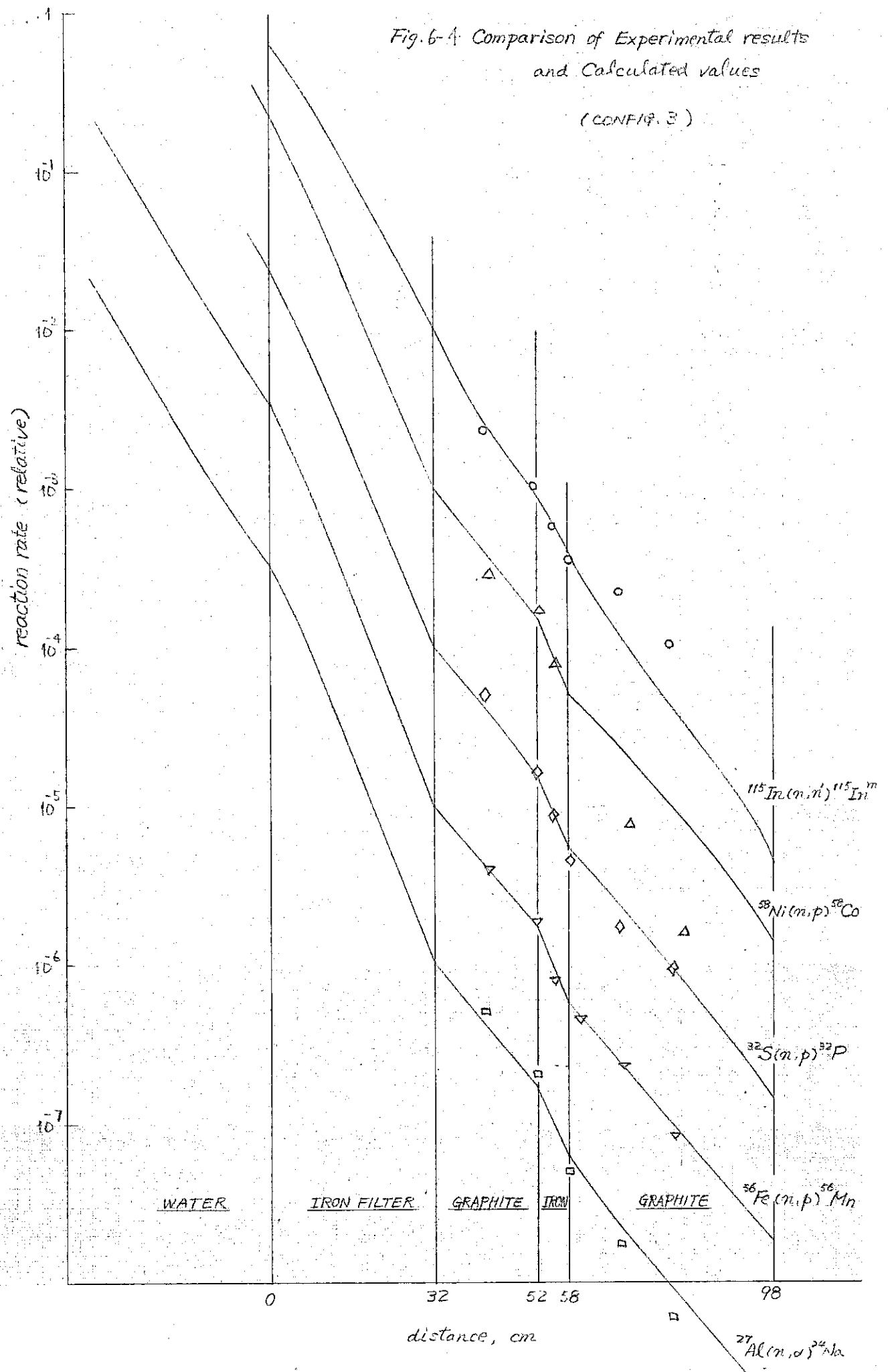


Fig. 6-5. Energy spectra at $Z = 32$ cm and $Z = 58$ cm

(CONFIG. 3)

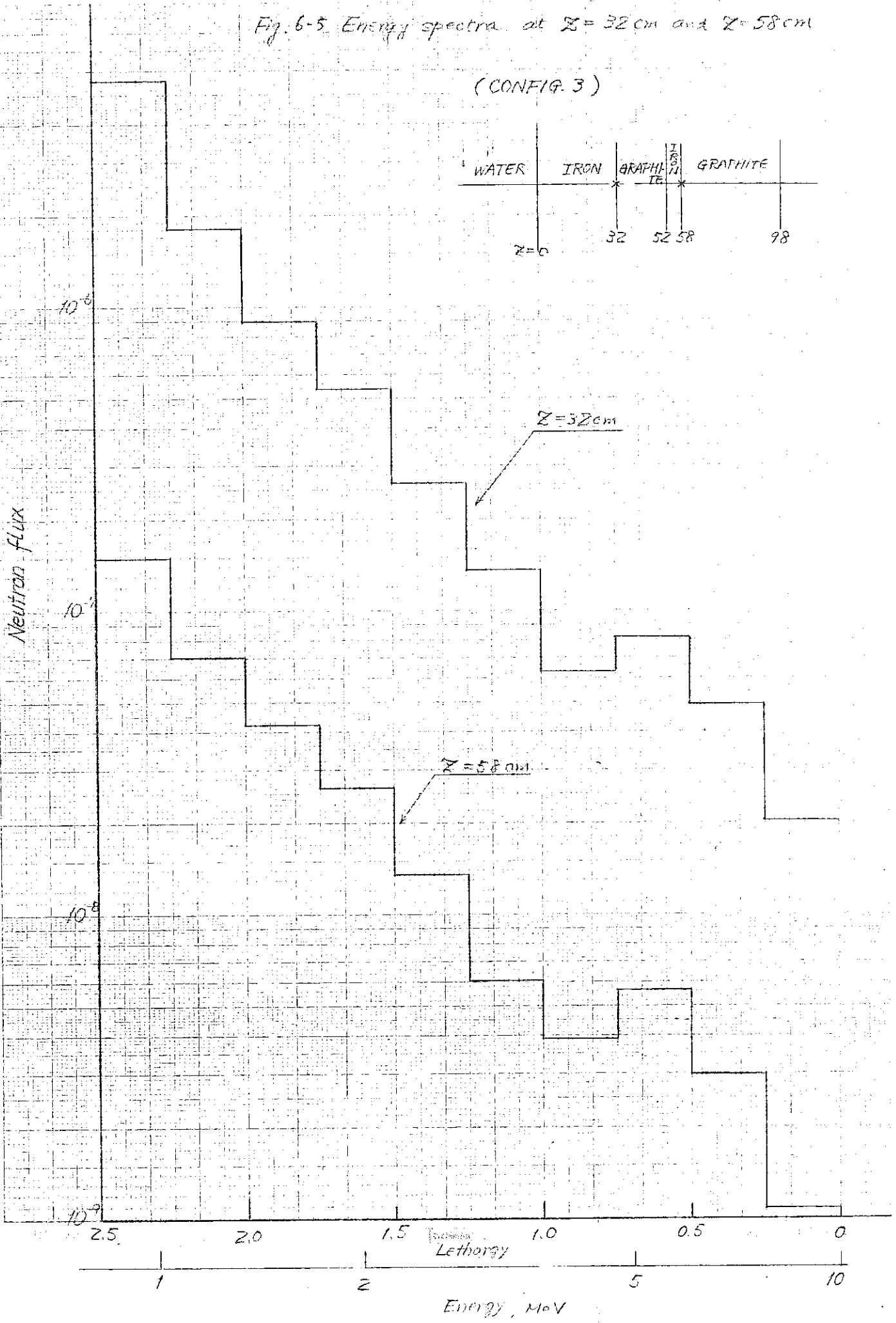
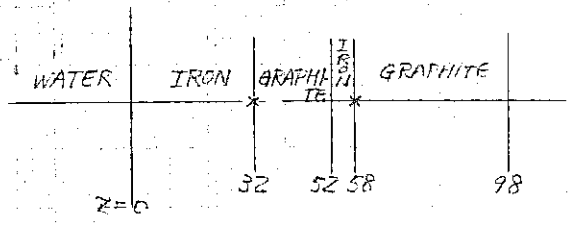


Fig. 6-6 Comparison of Experimental results and Calculated values

(CONFIG. 4)

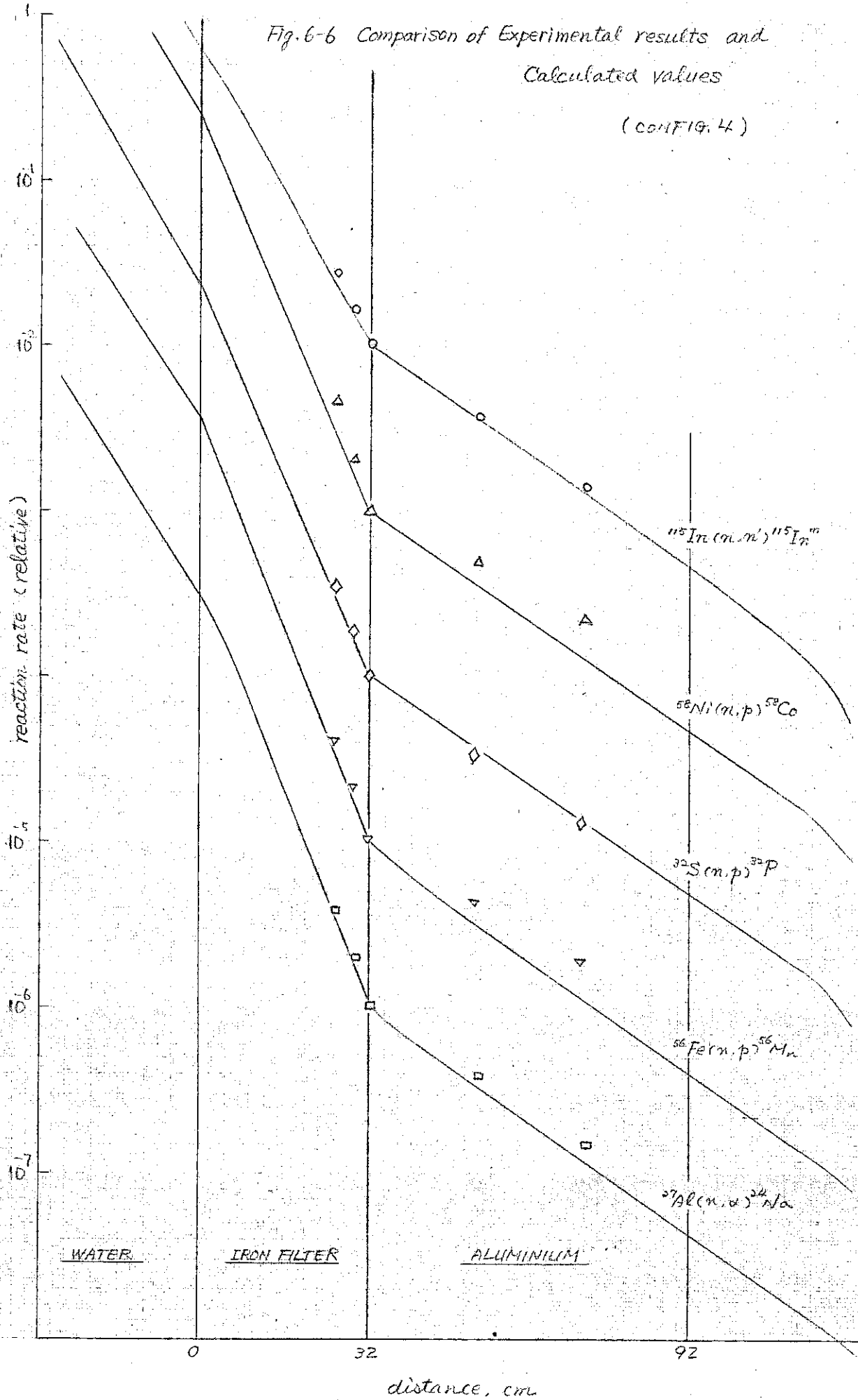


Fig. 6-7 Comparison of Experimental results and Calculated values

(cont. FIG. 5)

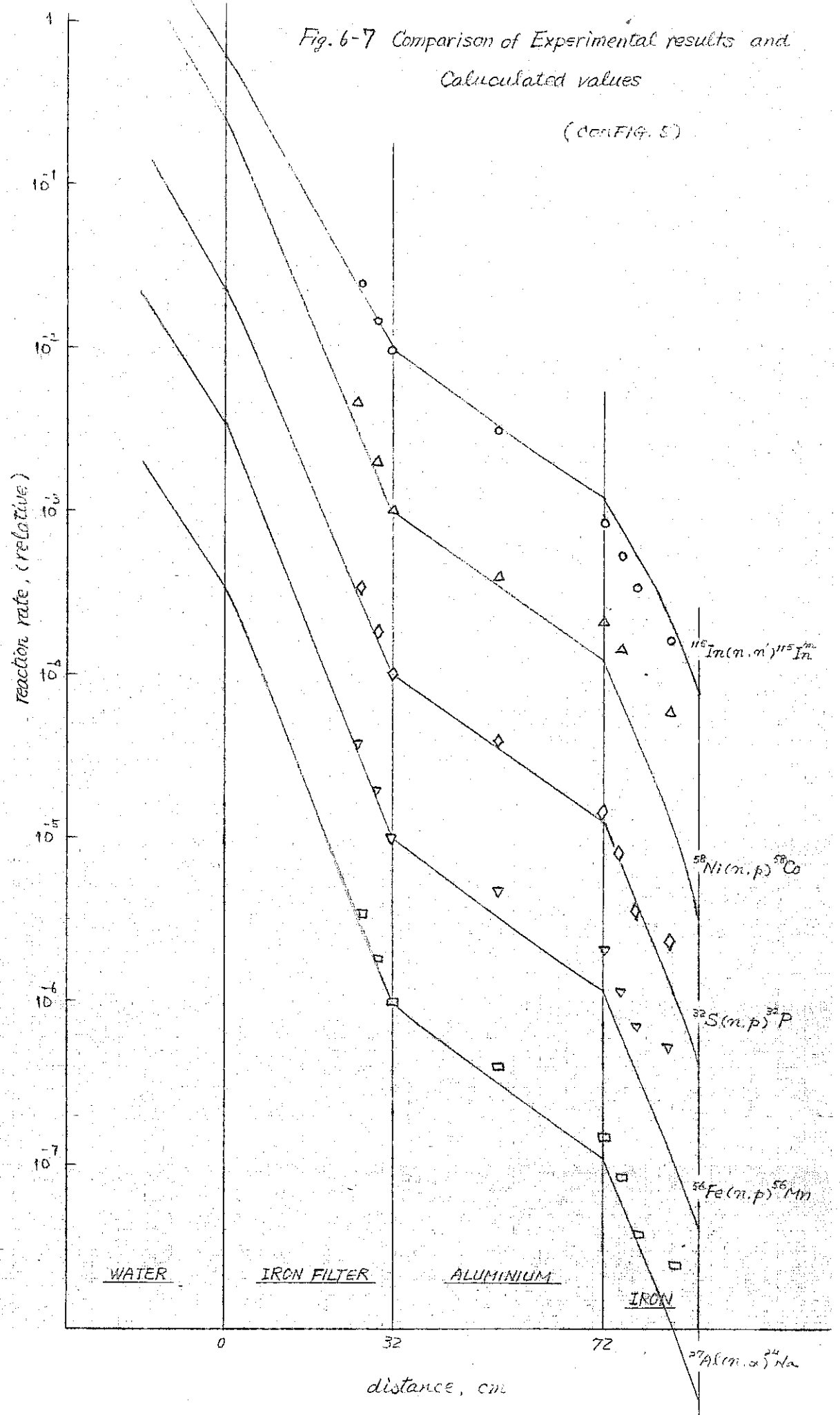


Fig. 6-8 Comparison of Experimental results
for Calculational values
(config. 1)

cal.	—	—
exp.	$^{115}\text{In}(n,n')^{115m}\text{In}$	▽
	$^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$	◇

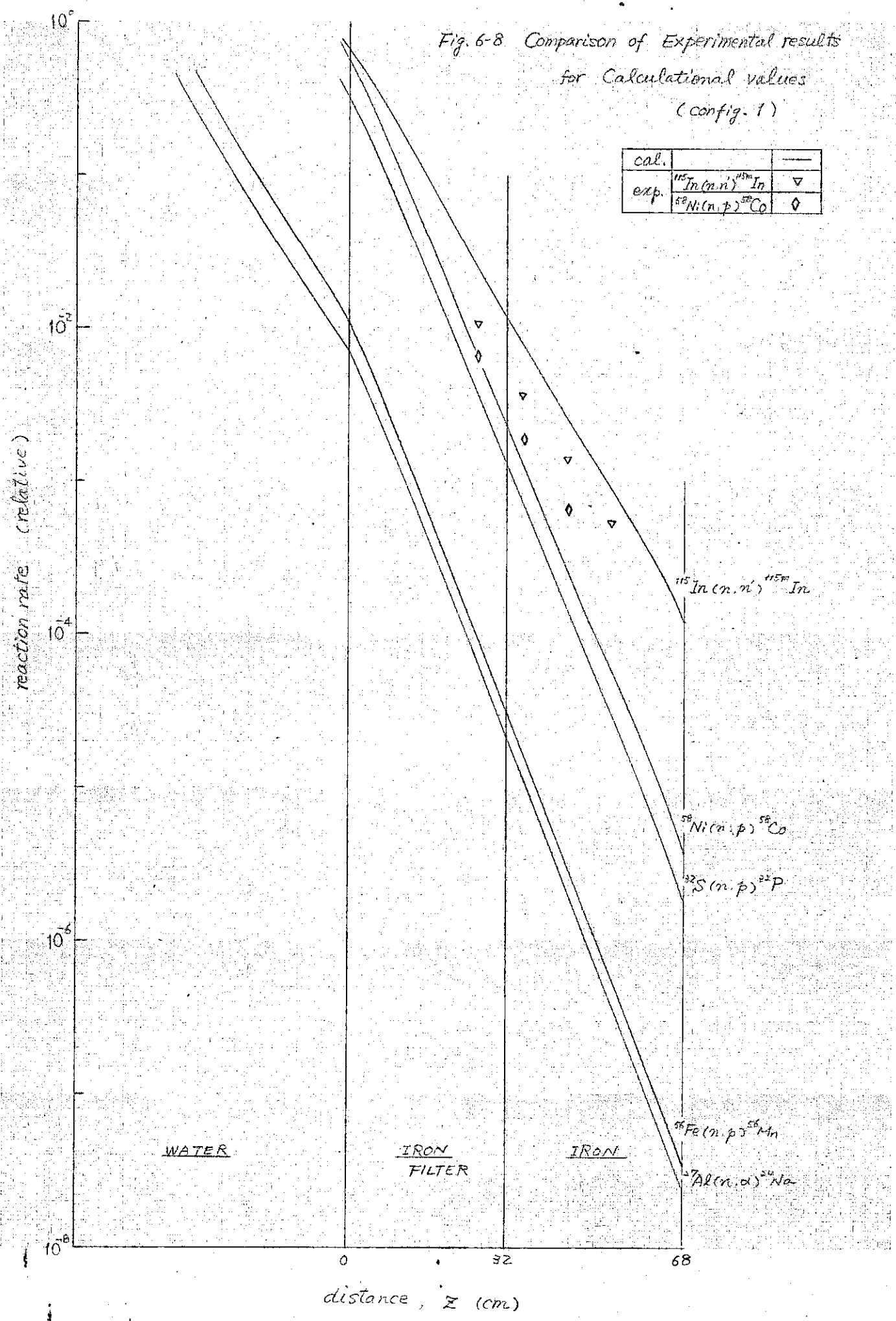


Fig. 6-9 Comparison of Experimental results
for Calculated values
(config. 2)

cal.		—
	$^{115}\text{In}(n,\alpha)^{115m}\text{In}$	∇
	$^{59}\text{Ni}(n,p)^{59}\text{Co}$	\diamond
exp.	$^{32}\text{S}(n,p)^{32}\text{P}$	\square
	$^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$	\triangle
	$^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$	\circ

reaction rate (relative)

10^1
 10^0
 10^{-1}
 10^{-2}
 10^{-3}
 10^{-4}
 10^{-5}
 10^{-6}
 10^{-7}

WATER

IRON
(FILTER)

GRAPHITE

distance, z cm

0

32

92

$^{115}\text{In}(n,\alpha)^{115m}\text{In}$
 $^{59}\text{Ni}(n,p)^{59}\text{Co}$
 $^{32}\text{S}(n,p)^{32}\text{P}$
 $^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$
 $^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$

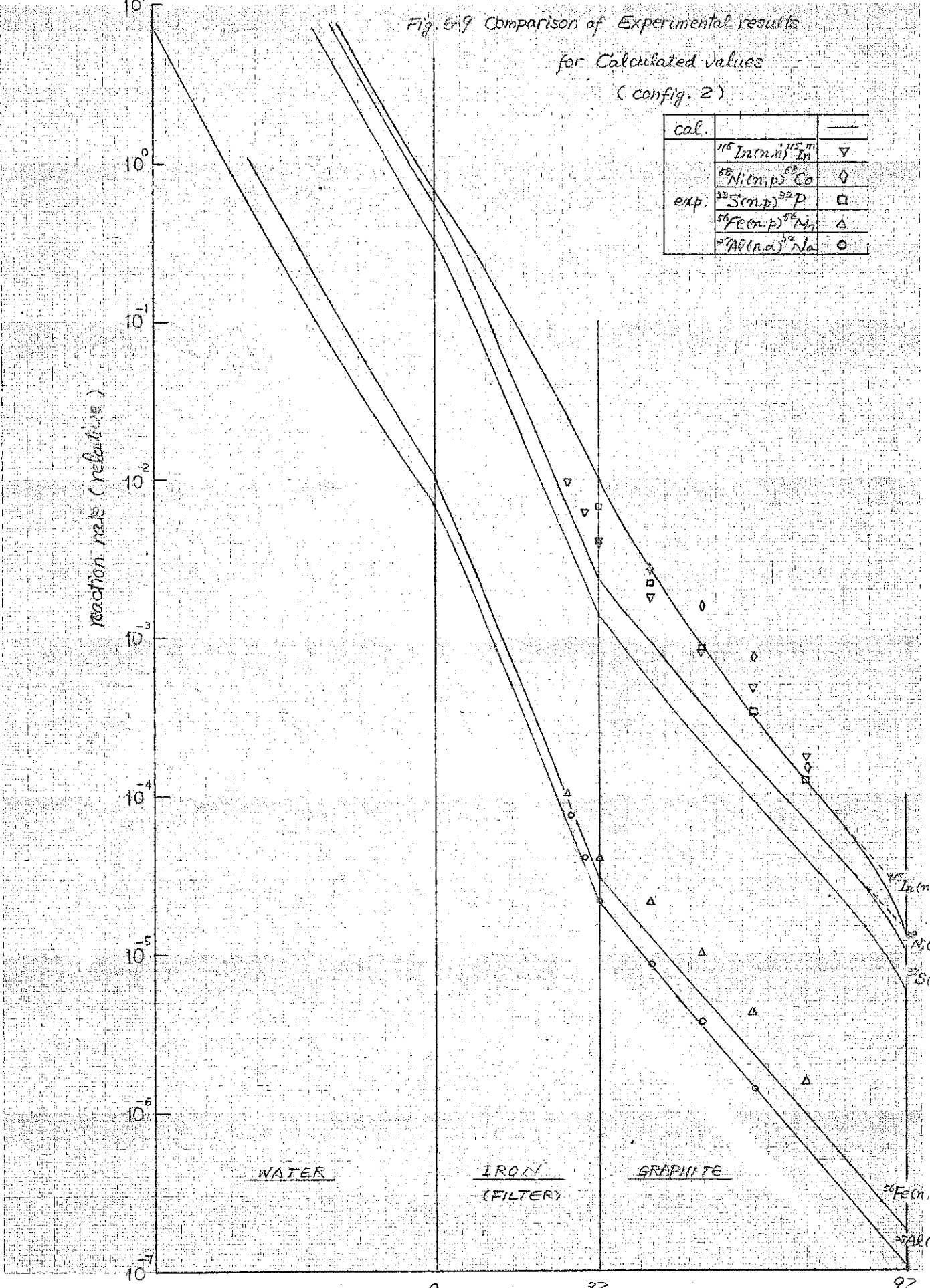
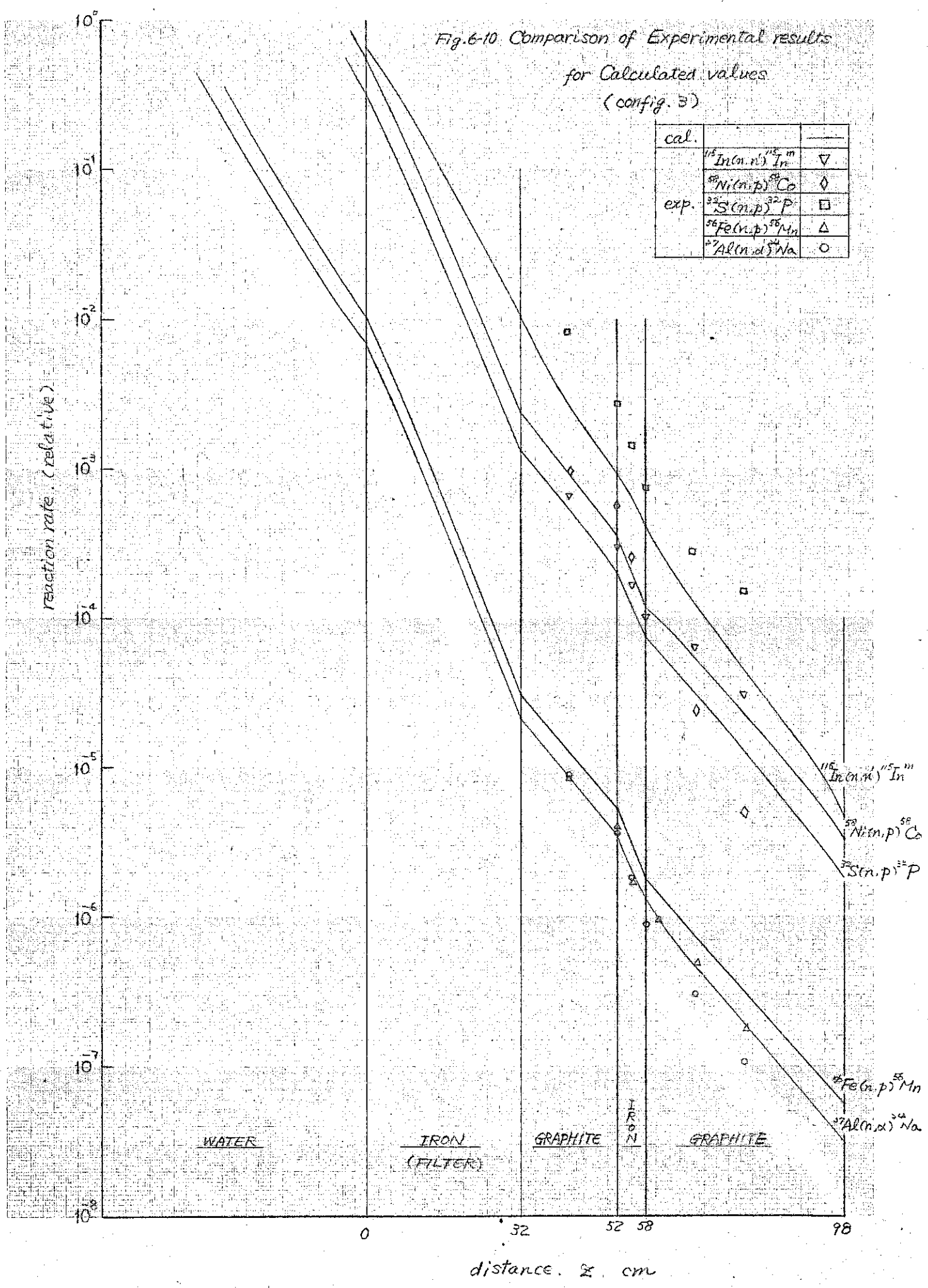


Fig. 6-10. Comparison of Experimental results for Calculated values (config. B)

cal.		
	$^{115}\text{In}(n,n')^{115}\text{In}$	∇
	$^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$	\diamond
exp.	$^{32}\text{S}(n,p)^{32}\text{P}$	\square
	$^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$	\triangle
	$^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$	\circ



$^{115}\text{In}(n,n')^{115}\text{In}$
 $^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$
 $^{32}\text{S}(n,p)^{32}\text{P}$
 $^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$
 $^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$

WATER IRON (FILTER) GRAPHITE IRON GRAPHITE

distance, x, cm

Fig. 6-11. Comparison of Experimental values for Calculated results (config. 4)

cal.		
	$^{115}\text{In}(n,n')^{115}\text{In}$	∇
	$^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$	\diamond
exp.	$^{32}\text{S}(n,p)^{32}\text{P}$	\square
	$^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$	\triangle
	$^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$	\circ

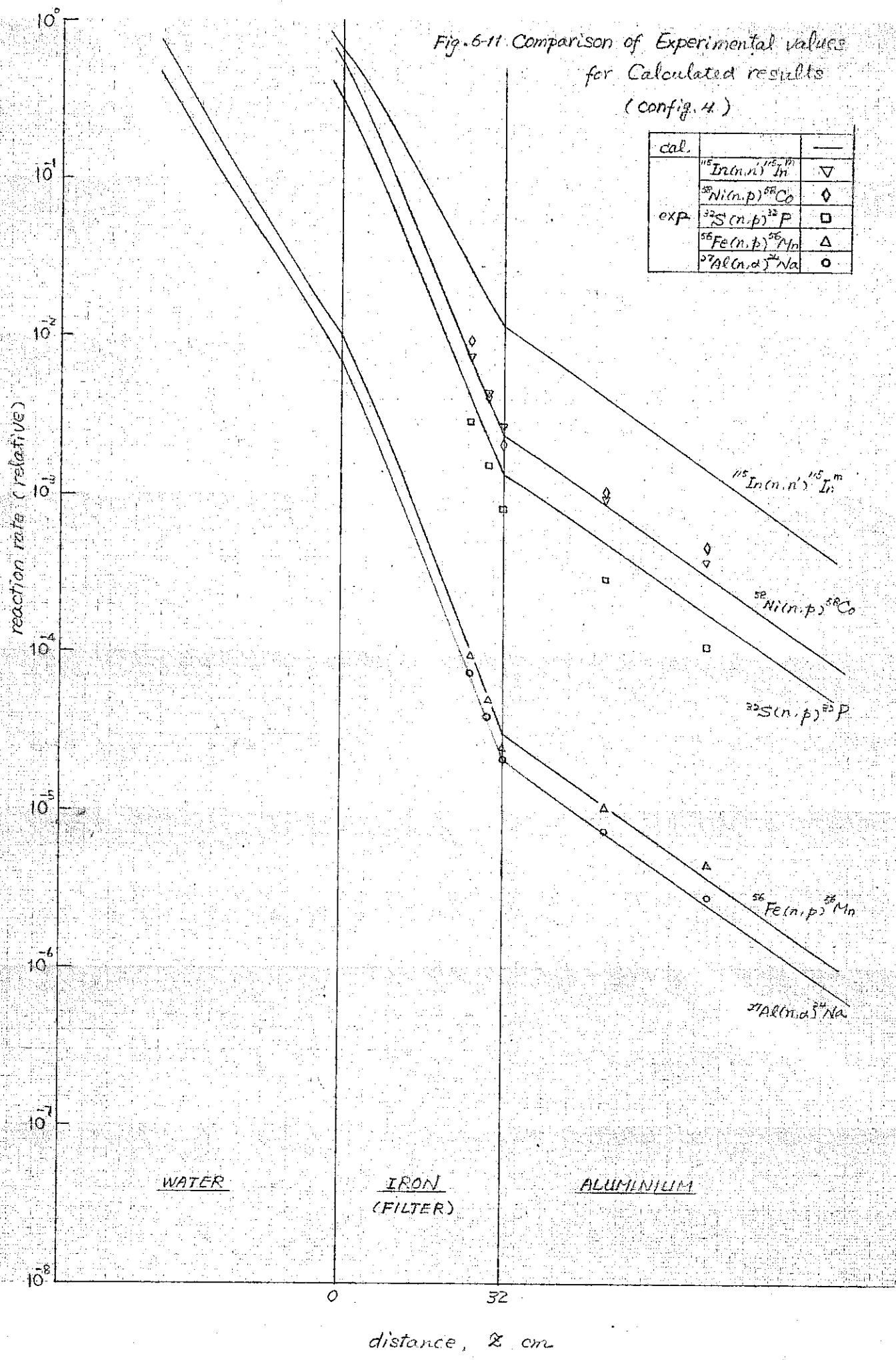
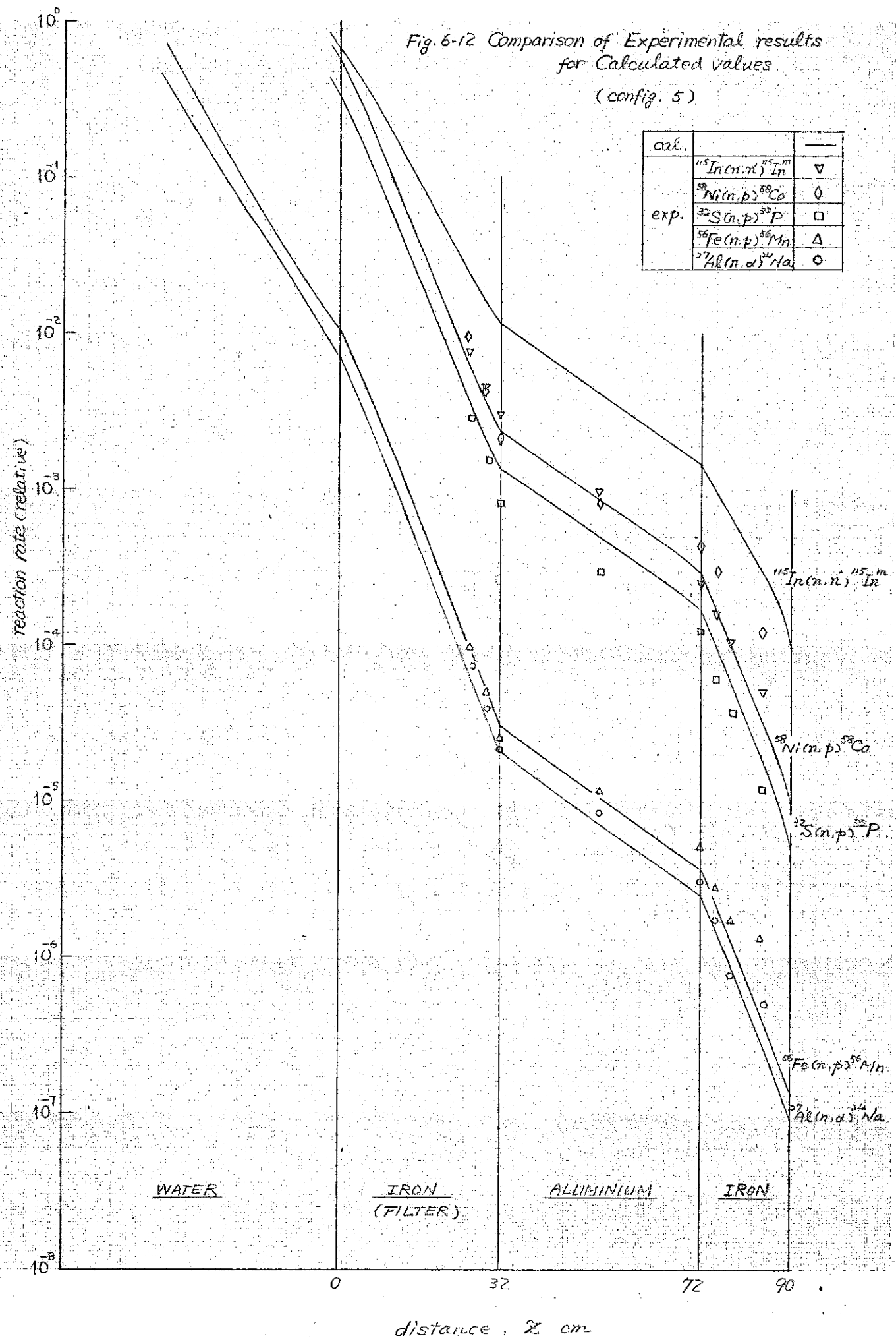


Fig. 6-12 Comparison of Experimental results for Calculated values (config. 5)

cal.		
	$^{115}\text{In}(n,\alpha)^{115m}\text{In}$	∇
	$^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$	\diamond
exp.	$^{32}\text{S}(n,p)^{32}\text{P}$	\square
	$^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$	\triangle
	$^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$	\circ



WATER

IRON (FILTER)

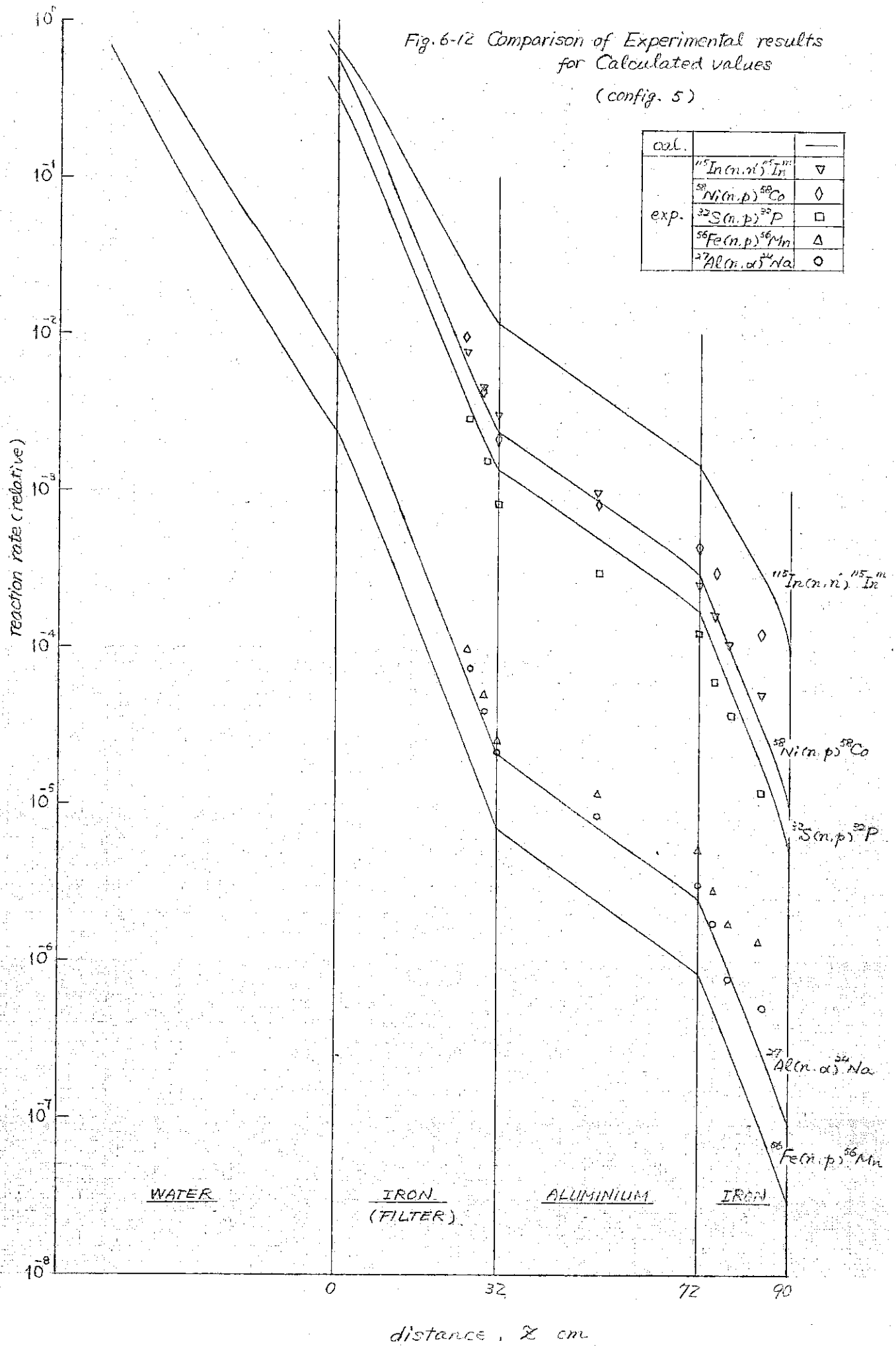
ALUMINIUM

IRON

distance, X cm

Fig. 6-12 Comparison of Experimental results for Calculated values (config. 5)

cal.		
	$^{115}\text{In}(n,n)^{115}\text{In}$	▽
	$^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$	◇
exp.	$^{32}\text{S}(n,p)^{32}\text{P}$	□
	$^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$	△
	$^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$	○



Ⅶ 他の計算コードとの比較

除去拡散コード MAC の計算結果と比較、検討した。MAC の入力エネルギースペクトルは原研の「高速炉遮蔽の研究」JAERI-memo (unpublished) (動燃委託研究)⁽⁴⁾なる報告書より MAC 31 群のものを用いた。SLDN コードによる計算では等方分布をする核分裂スペクトルを用いているので、両者を比較する際、入力の差による誤差をあらかじめ求めておかねばならない。そこで、SLDN コードによつて、次の 2 種のチェック計算を行なつた。すなわち、MAC 31 群用に縮約する前の MUFT 54 群のスペクトルを等方分布するとした場合と、余弦分布をするとした場合とについて計算した。鉄フィルタ前面のエネルギースペクトルの変化を Fig. 7-1 に示す。これによると JAERI スペクトルは分裂スペクトルを与えた場合よりやや軟かいスペクトルになつてることがわかる。しかし、このスペクトルの変化に対して、CONFIG. 1 について透過計算を行ない、その減衰のようすを反応率の形で示した場合にはほとんど一致した結果を与えた。したがつて、MAC 計算と SLDN 計算は相対分布を検討する場合にその入力のスペクトルについて特別の注意を払う必要のないことがわかる。

SLDN 計算と MAC 計算とを $Z = 82 \text{ cm}$ において規格化して比較したものを Fig. 7-2 ~ Fig. 7-5 に示す。同じ点において実験値も規格化して示してある。一般的に鉄遮蔽体中の減衰に関しては両者はよく一致している。ところが、黒鉛遮蔽体、アルミニウム遮蔽体中では、6 Mev 以上の中性子 (^{27}Al の反応) に対して MAC コードの計算は減衰の勾配が SLDN に比べて緩い。0.8 Mev 以上になると逆の傾向がある。

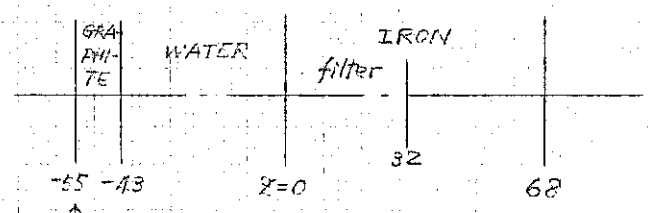
CONFIG. 2 について、黒鉛遮蔽体中の積分中性子束のエネルギースペクトルを Fig. 7-6 ~ Fig. 7-8 に示す。黒鉛の前面、30 cm 透過および 50 cm 透過のスペクトルである。

Fig. 7-7 と 7-8 ではエネルギー組第 1 群の値を各距離とも 1×10^{-3} または 0.01 になるよう規格化してある。SLDN によると第 1 群の減衰が相対的に大きくなつてはいるが、エネルギーの低い組の減衰はそう大きくなく、スペクトルの硬化の度合は比較的小さい。それに対して MAC では、黒鉛遮蔽体に入

ると急激にエネルギーの低い方が減衰し、SLDNに比較して短い距離でスペクトルが硬化してしまい、高い方を比較する時著るしい差がある。この結果反応閾値の低いIn反応、Ni反応ではMACの結果は黒鉛中に入ると急激に減少している。それに対して閾値の高いAl反応ではSLDNの方が急な減衰をしている。2~3 Mevの中性子に対する散乱断面積が両者で異つているものと思われる。

以上の各図より中性子の透過を反応率の値で比較する場合にはMACとSLDNとは少くともここで計算された透過距離に対してはかなり良い一致を示すことがわかる。

Fig. 7-1 Energy spectra at $Z=0$ in config. 1



Input spectra are given on this surface.

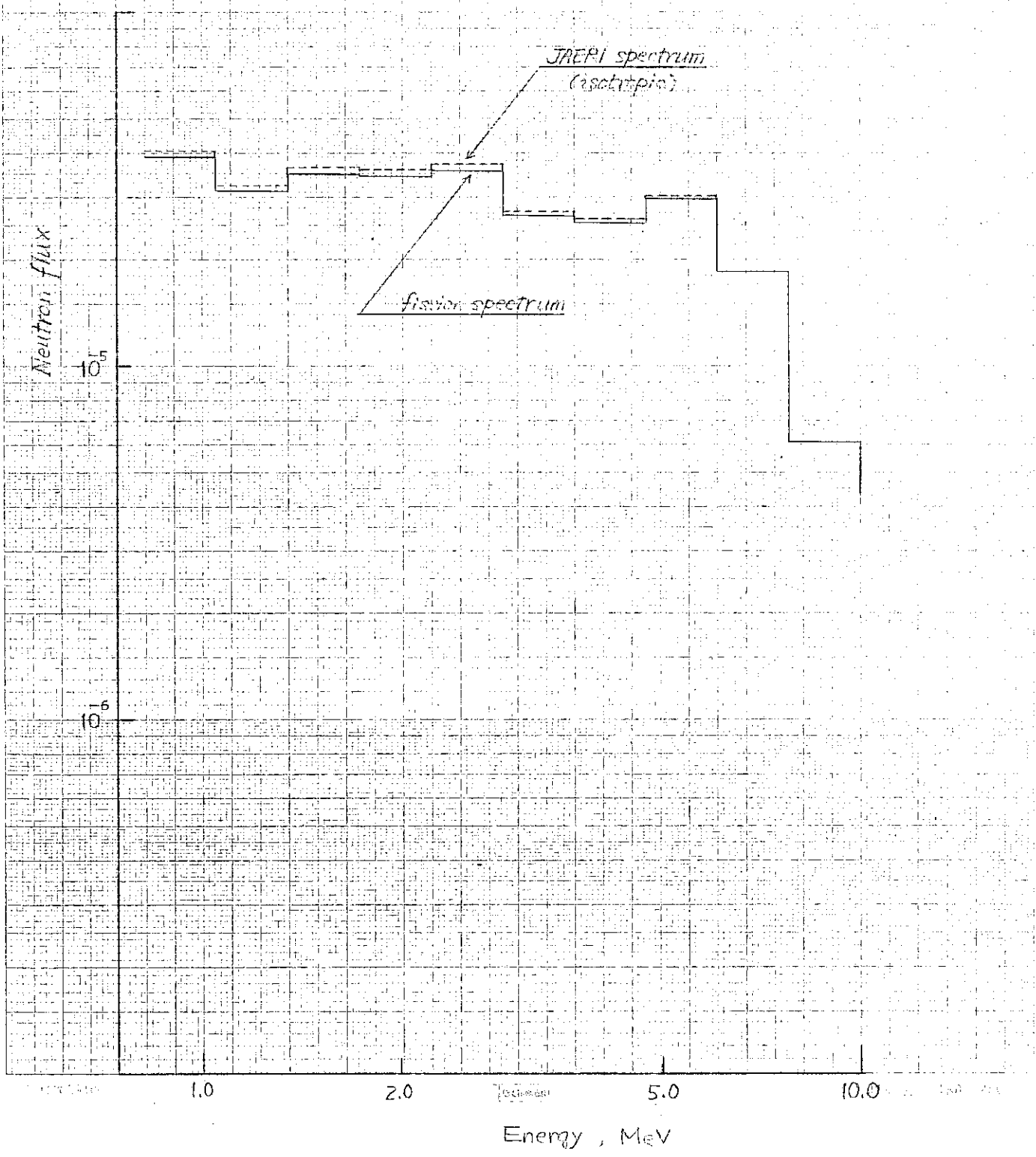


Fig. 7-2 Comparison of Experimental results and Calculational values

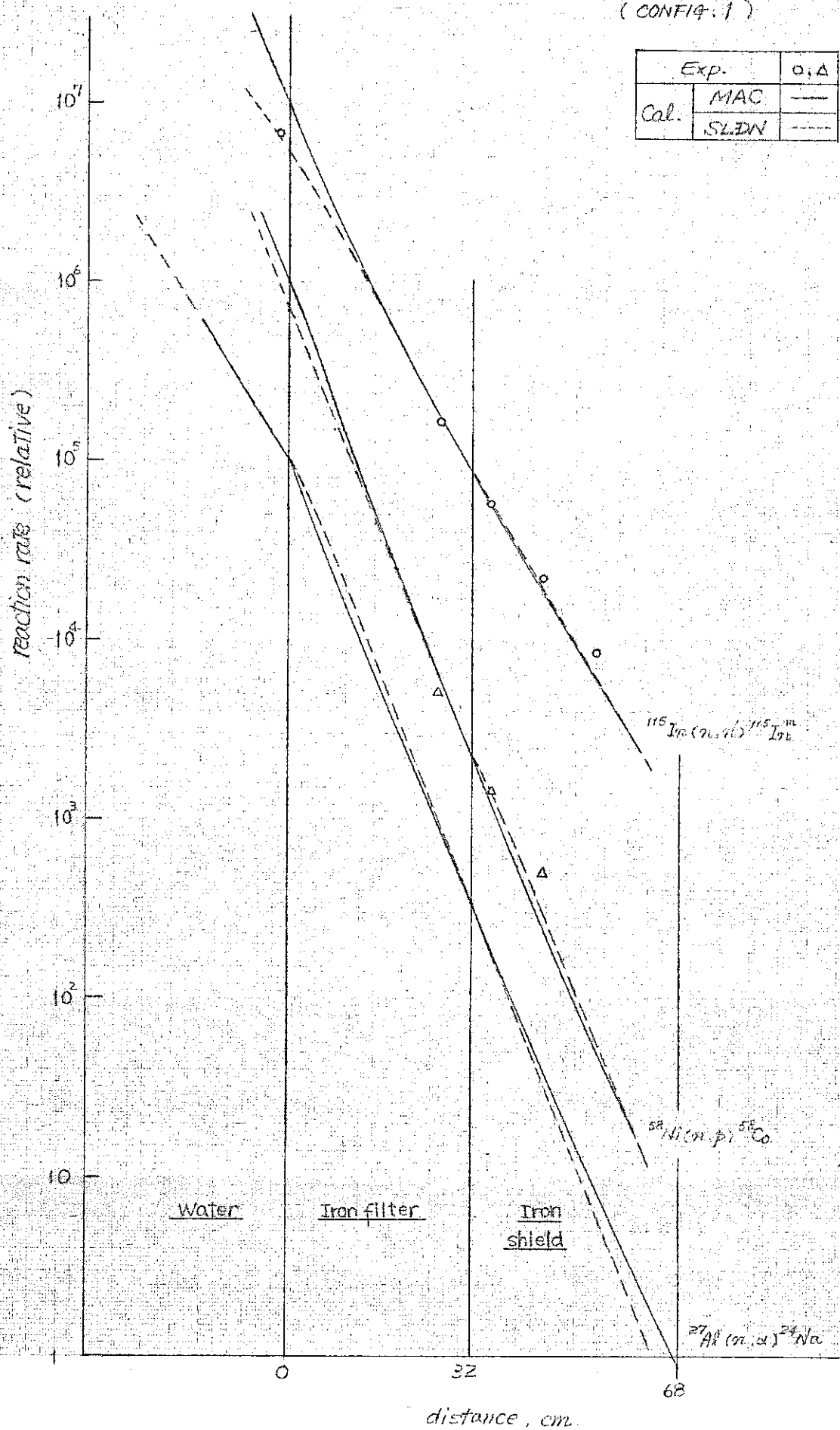


Fig. 7-3: Comparison of Experimental results and Calculated values

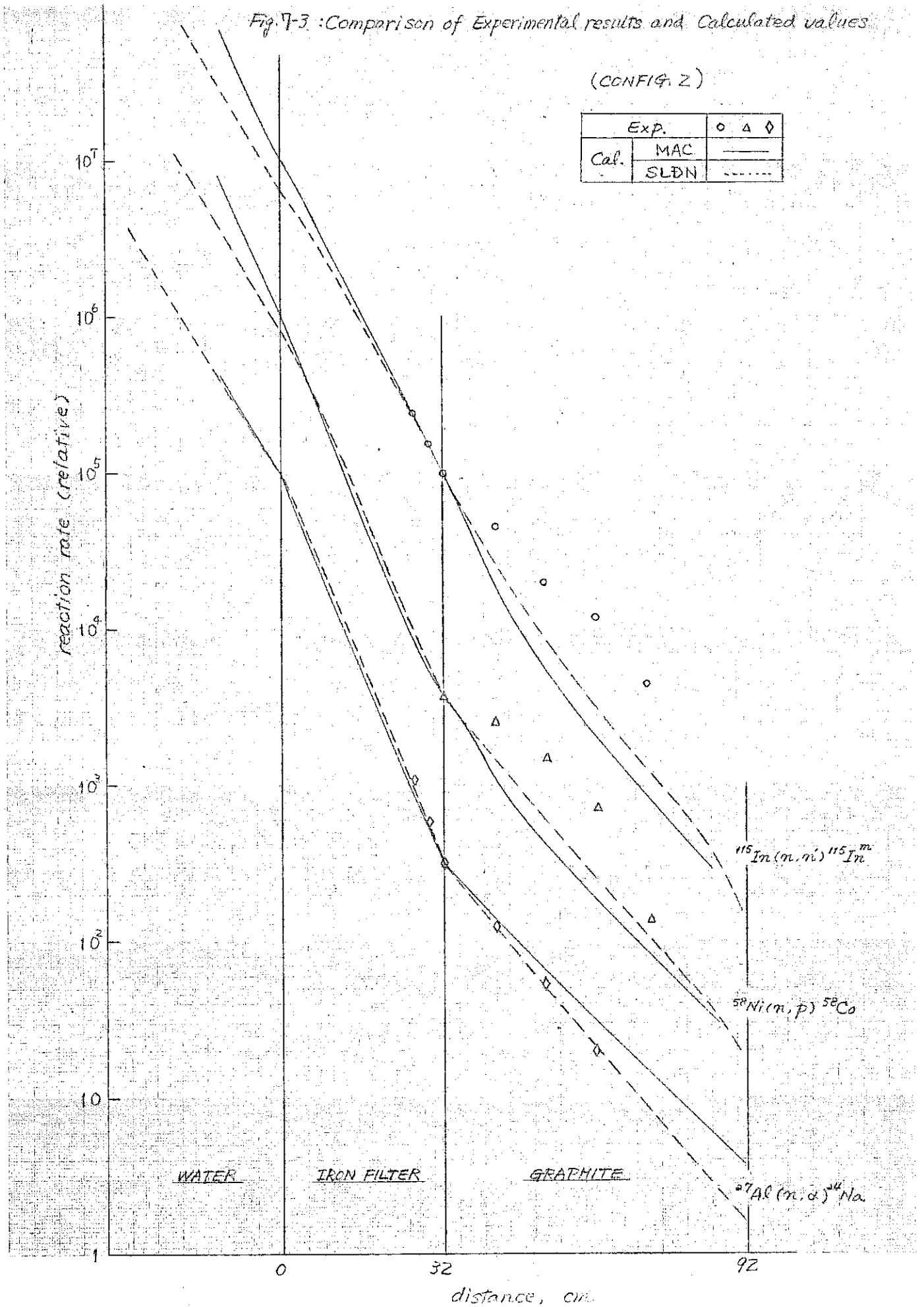


Fig. 7-4 Comparison of Experimental results and Calculated values

(CONFIG. 4)

	Exp.	o, Δ, ◇
Cal.	MAC	—
	SLDN	- - -

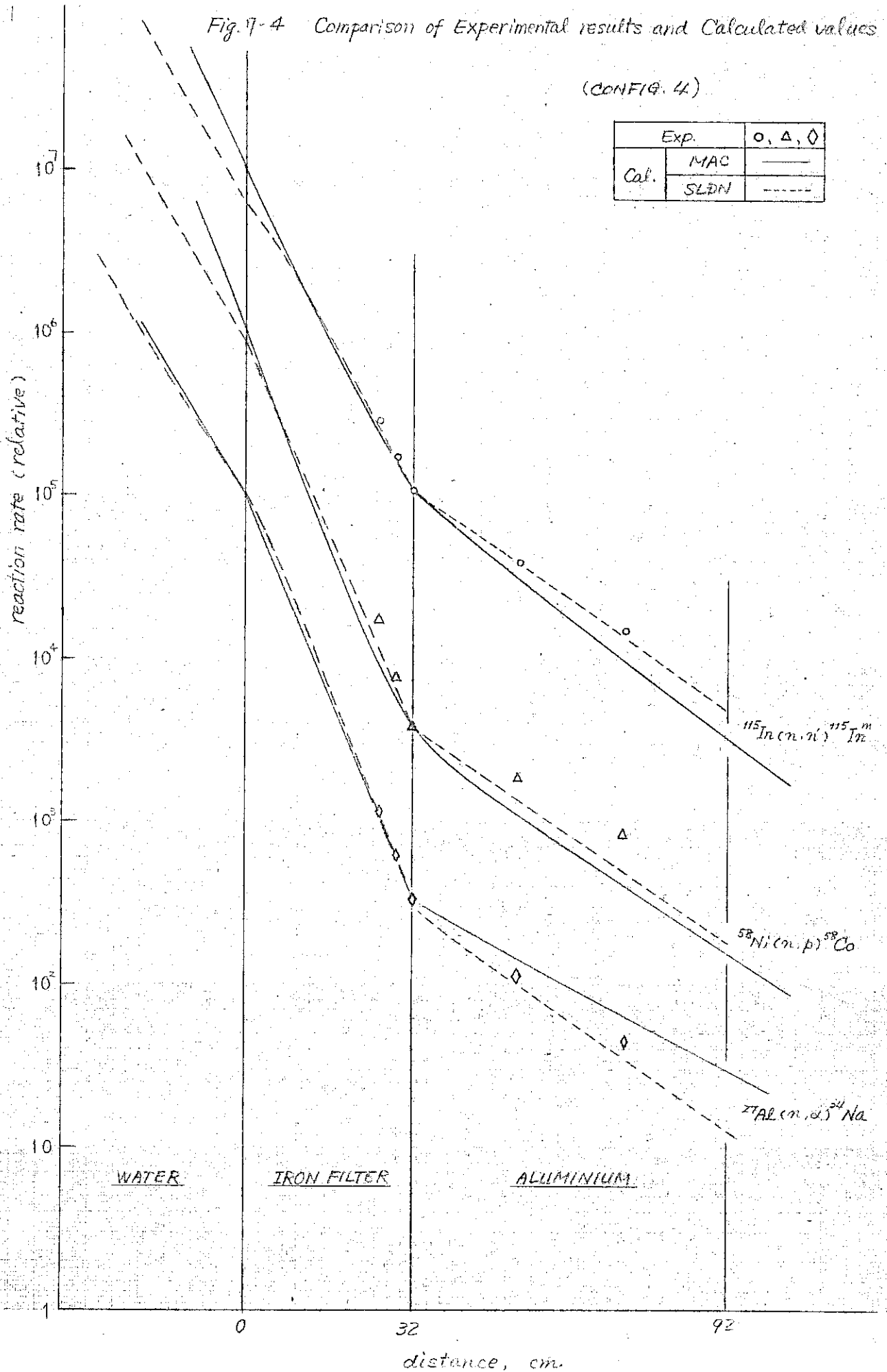


Fig. 7-5 Comparison of Experimental results and Calculated values

(CONFIG. 5)

	EXP.	o, Δ, ◇
Cal.	MAC	—
	SLDN	- - - -

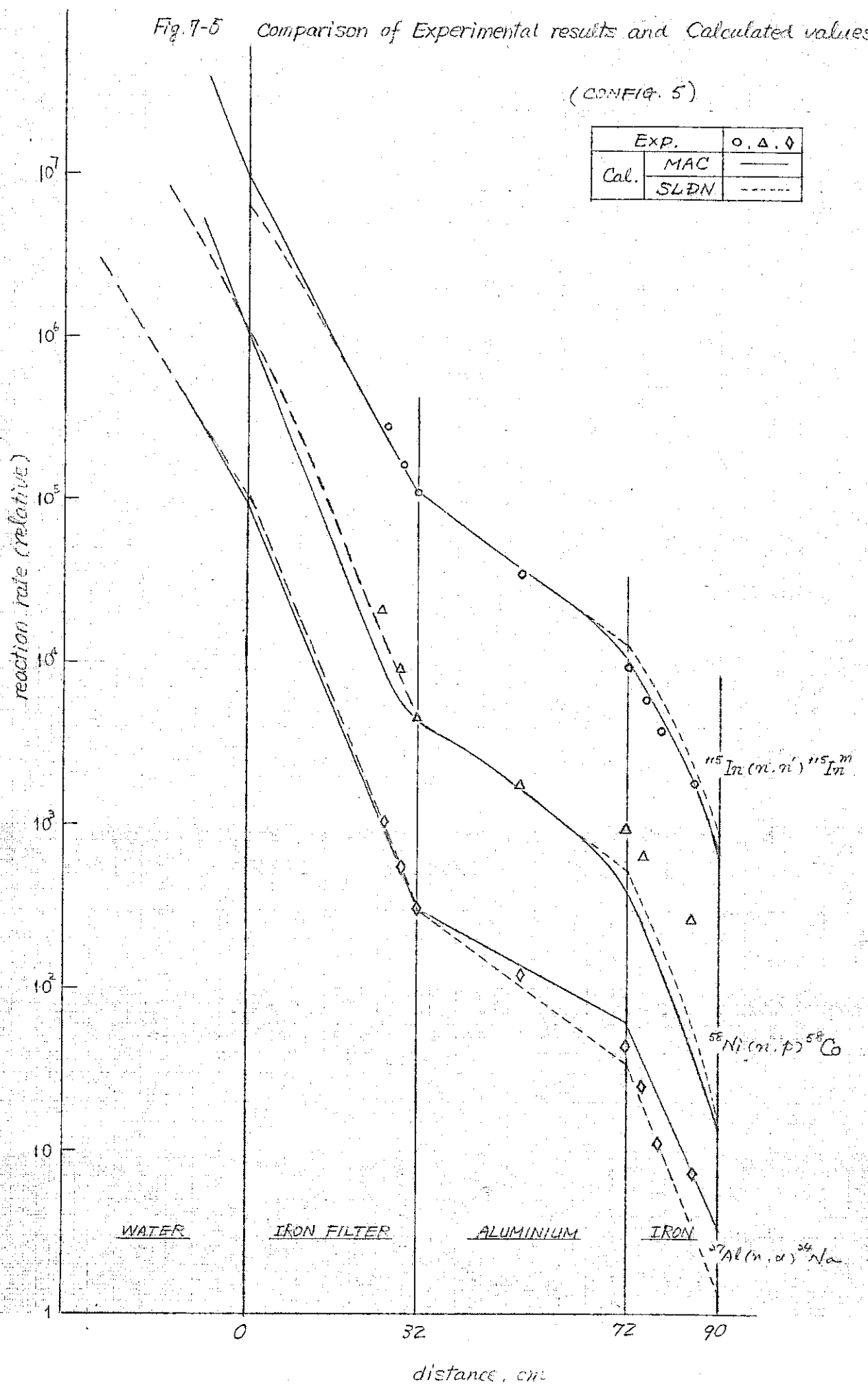
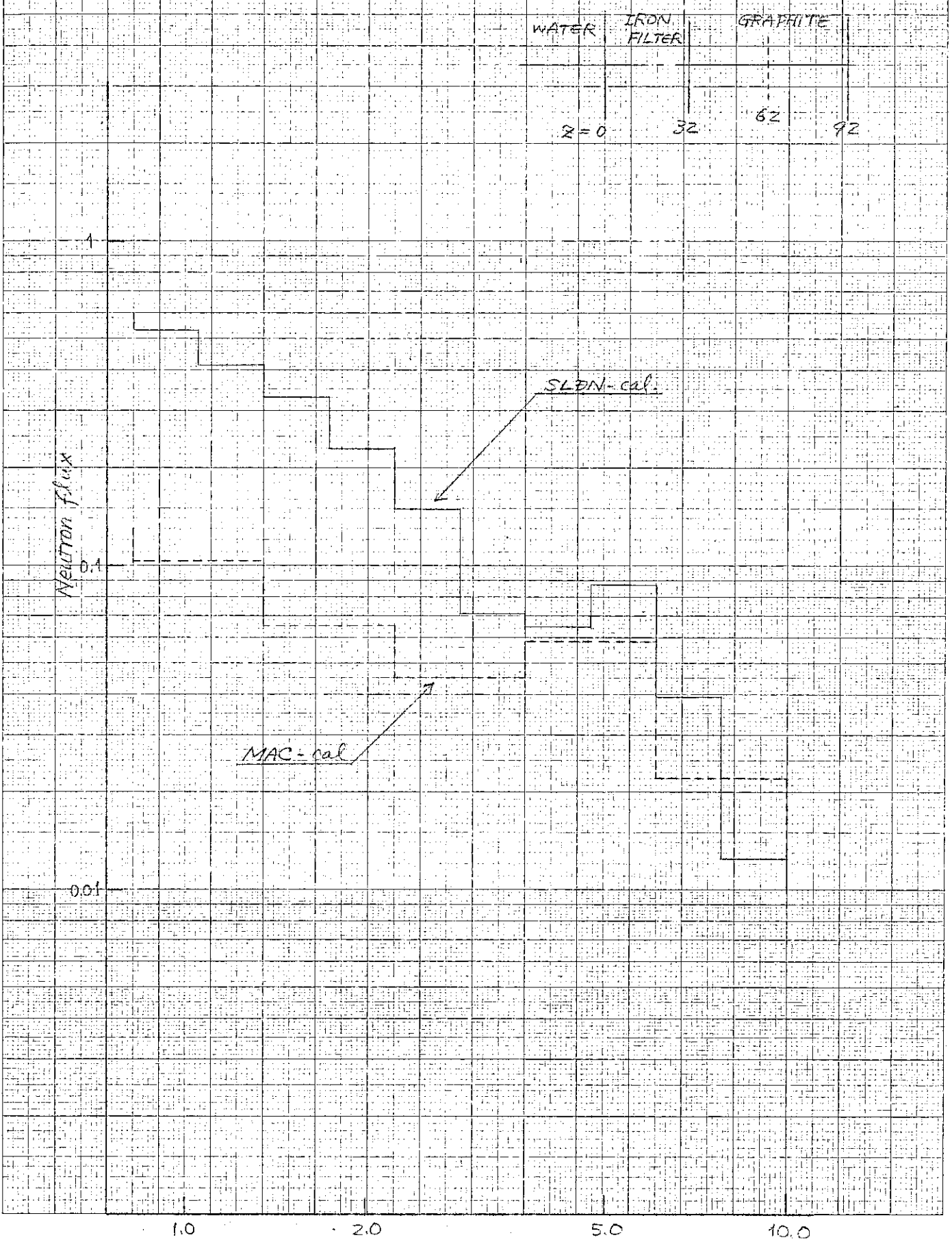


Fig 7-6 Energy spectra at $R = 62$ cm in CONF 9-2



Energy, MeV (log-scale)

Fig. 7-7 Energy spectra at $z=32, 62$ and 82 cm in CONFIG. Z, calculated by SLBN

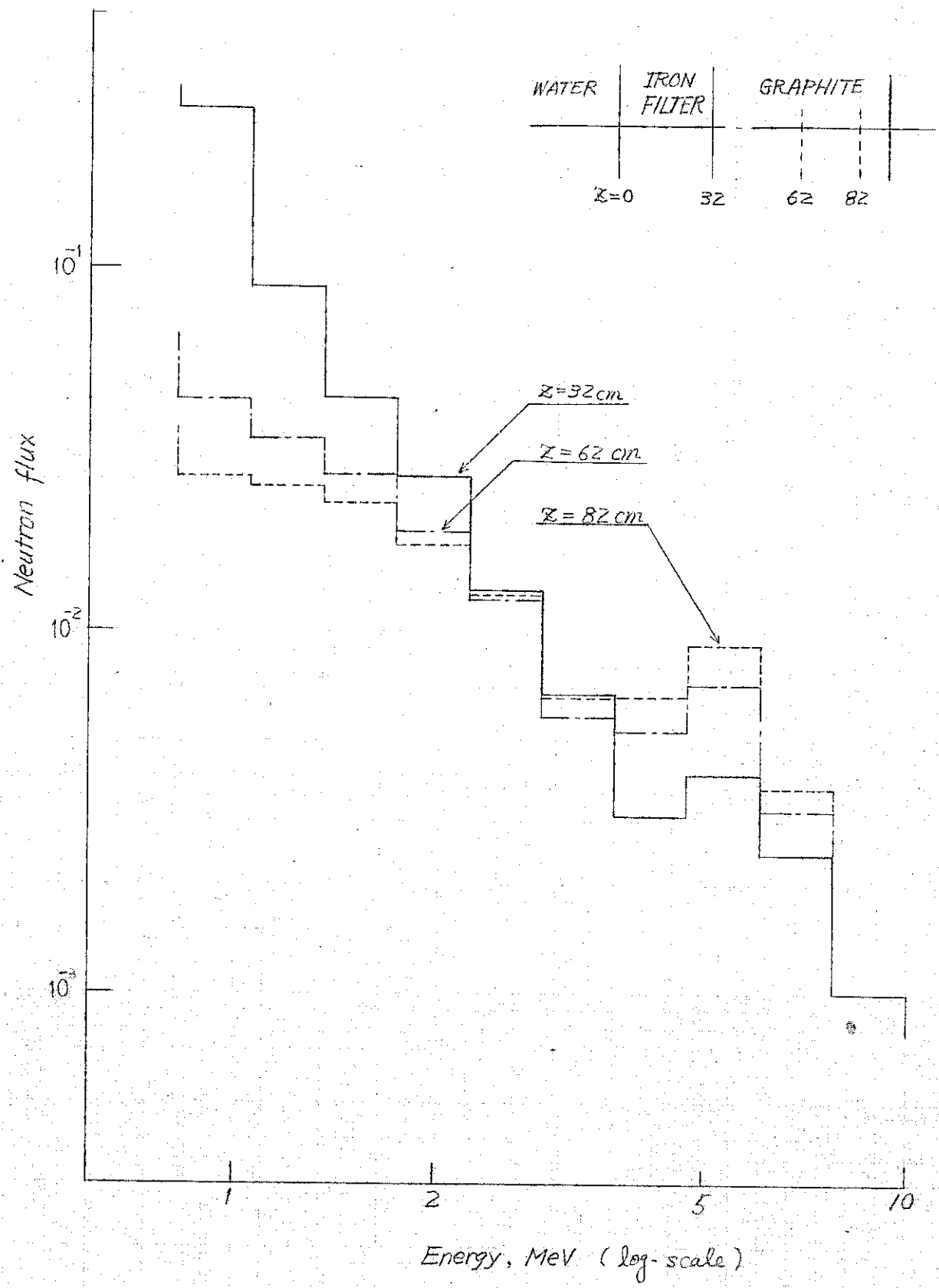
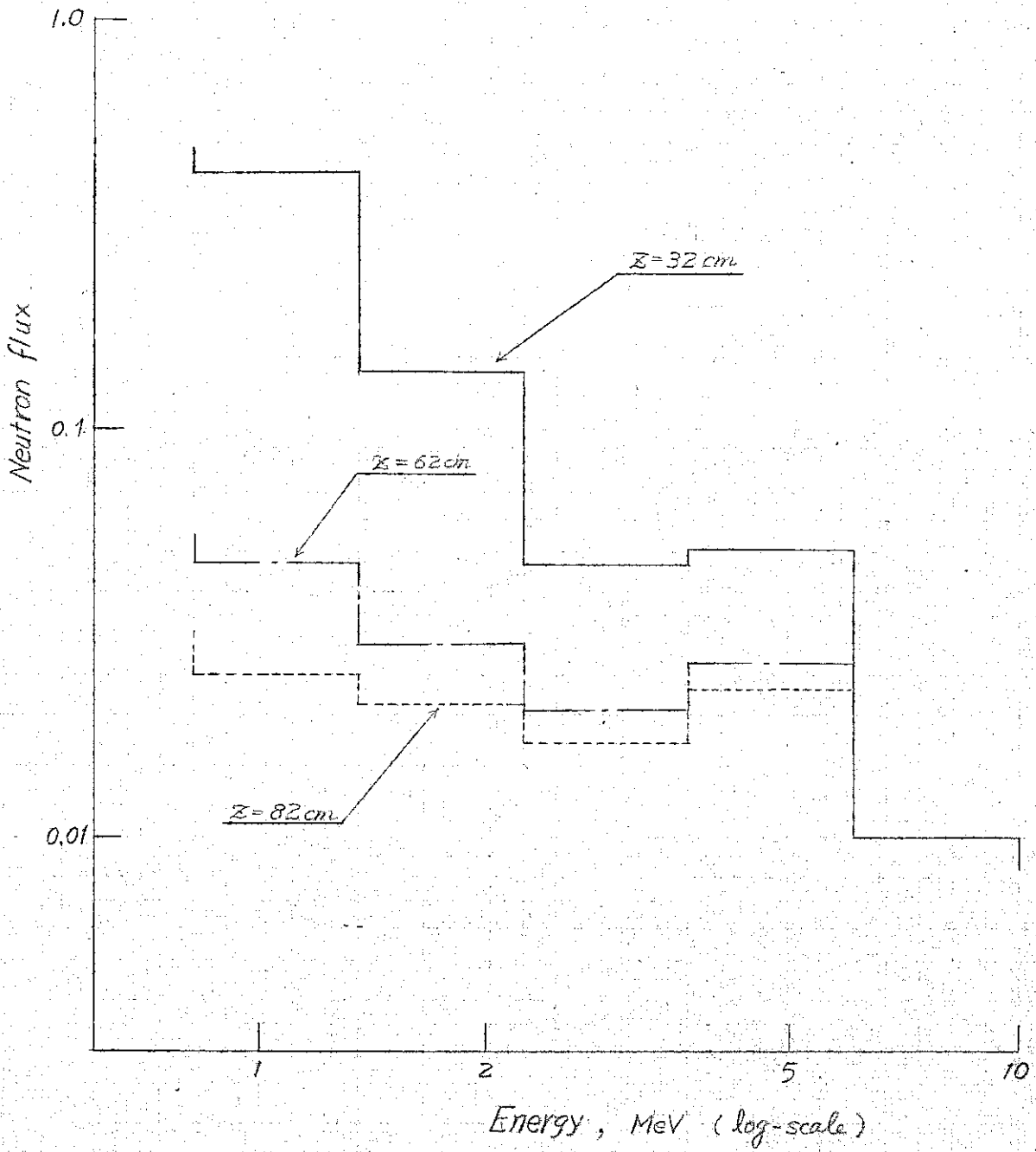
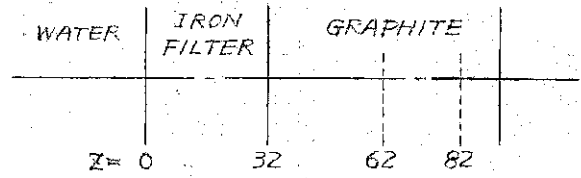


Fig. 7-8. Energy spectra at $z=32, 62$ and 82 cm in CONFIG. 2 calculated by MAC



Ⅷ む す び

平板遮蔽層の高速中性子透過実験を、I.I.法により解析した。この実験は原研が、動燃事業団の委託により、JRR-4炉を用いておこなった中性子透過実験の一部であり、遮蔽物質として鉄、炭素、アルミニウムである。

解析の結果、以下のことが明らかになった。

- (i) I.I.法による中性子透過計算コードSLDNシリーズは計算精度が優れており、しかも計算時間が短かく実用的なコードであることを確認した。
- (ii) SLDNコードの適用性に関して次の結果を得た。
 - エネルギー組分けはMUFTライブラリ程度(レサジー巾0.25)でよい。
 - 角度分点はガウス積分分点の5点を採用すればよい。
 - 修正透過関数を計算する初期厚さ Δx は $1/5$ m. f. p. (平均自由行程)程の厚さをとれば十分に良い精度が得られる。
 - 多重層を構成する均質単一層の厚さは3 m. f. p.以上の厚さを持つことが望ましい。しかしながら特に高速中性子の透過計算の場合は1~0.5 m. f. p.厚さの単一層を採用しても透過中性子束を多少($\lesssim 10\%$)多く見積る程度である。
- (iii) ENDF/BをもとにしてH, O, C, Na, Feの断面積を作成した。又AlはUKライブラリよりデータを取り出して断面積を作った。
C, Na, Feの断面積は大體信頼できる。Alのデータは7 Mev以上の全断面積が多少($\approx 5\%$)大きいと予想される。
- (iv) 原子炉と遮蔽実験層の間に厚い水層(45 cm)-鉄層(30 cm)がある体系では、実験値と計算値を相対値で比較するかぎり中性子源のスペクトル、角度分布は詳細に知る必要はない。しかし絶対値を問題とする場合には、これらの量は、特に角度分布は、非常に重要となる。
- (v) 1 Mev以上では、 Na^{23} と Al^{27} の核的性質は似ており、十分に互換性がある。又SLDNコードを用いた解析の問題点として次の点が考えられる。
 - (i) 二次元体系の補正の方法を改良して Z/R (層の厚さ/半径)がより大きい系の補正を正確にする。
 - (ii) 無限厚さの反射関数のみではなく、有限厚の層の反射関数を(近似的に)

計算できる様改良する。

今回の解析は高速中性子を対象として、実験値をもとに I.I. 法の計算コードおよび断面積の評価をした。 今後は、上記問題点の改良と共に全エネルギー領域を対象とした透過実験の解析を予定している。

Ⅱ 参考文献

- (1) 宮坂駿一，古田 悠 ほか 2 名

“高速炉遮蔽の研究”

JAFRI - memo 3589 , 1969 年 6 月

- (2) 小松 , 山下 ほか 2 名

“高速中性子に関する群定数作成コード SLDN-LTA の概要”

昭和 43 年度 動燃事業団委託研究報告書

- (3) 小松 , 山下 ほか 2 名

“高速中性子透過計算用群定数作成コード SLDN-LTB の概要”

昭和 43 年度 動燃事業団委託研究報告書

- (4) 小松 , 清水 ほか

“Invariant Imbedding 法による単一層の透過・反射関数

計算コード SLDN-SL の概要”

昭和 43 年度 動燃事業団委託研究報告書

- (5) 小松 , 清水

“Invariant Imbedding 法による多重層透過計算コード SLDN-ML の概要”

昭和 43 年度 動燃事業団委託研究報告書

- (6) A. Gilbert, A. G. W. Cameron

“A Composite Nuclear-Level Density Formula
with Shell Corrections”

Canadian Journal of Physics. Vol.43 Aug.1965

- (7) H. Goldstein
Fundamental Aspects of Reactor Shielding,
Addison - Wesley Pub. Co. Inc. (1 9 5 9)
- (8) B. Chinaglia et. al.,
" Neutron - Attenuation Experiments in Iron - Water
Configurations " Nucl. Sci. Eng., 27 308 (1967)
- (9) A.P. Veselkin , et. al.,
" Spectra for Reactor Fast Neutrons Passed
Through Graphite , Lead and Iron "
J. Nucl. Energy , A/B , 19 37 (1 9 6 5)

付 - 1 エネルギー組み分けの決定

エネルギー組み分けを決定する因子には、メッシュ巾を変化させることによつて生じる解の安定性の問題と、収束性の問題とがある。

まず解の安定性とエネルギーメッシュとの関係について、次のように考えた。すなわち、遮蔽物質によつては1メッシュの巾に比べて一回の散乱あたりのエネルギー対数の平均減少が小さいため、散乱を生じてもエネルギーの下の組に落ちていかないで元の組にとどまつている確率が大きくなり、解の安定性が失われる。この考え方が正しいとすれば鉄について安定な解を与えるようなエネルギー組み分けは黒鉛（炭素）、水についても安定な解を与えるであろう。上に行なつた推定により、解の安定性を左右する変数として Σ_R/Σ_T (Σ_T :全断面積, Σ_R :該当するエネルギー群からの除去断面積 = $\Sigma_T - (\Sigma_{el(i \rightarrow i)} + \Sigma_{inel(i \rightarrow i)})$) を選び、種々の組み分けに対し鉄遮蔽体について安定性と Σ_R/Σ_T との関係を求めた。安定解としてはSLで計算した中性子束の透過距離に対する減衰の勾配が、ある程度(50 cm程度)以上透過が進んだ位置において、エネルギー組の如何にかかわらず一定になる場合をいうものとする。

エネルギー組み分けとして Abagyan 26群の組み分け(A Bと略記), MUFT 54群の組み分け(M)および MUFT 組み分けのうち第2群以下をレサジーで2等分する組み分け(M2)を考え、鉄遮蔽体についてSL計算を行なつた。各組み分けの群番号とエネルギー範囲とをTable.A1-1に示す。計算結果を距離に対する中性子束の減衰の形でFig.A1-1 ~ A1-3に、また任意の意置におけるエネルギースペクトルの変化をFig.A1-4 ~ A1-7に示す。減衰曲線からA B組み分けでは第1群から第4群までが平行状態で減衰し、M組み分けでは第1群から第8群または第9群、M2組み分けでは第1群から第10群までが平行に減衰し、安定な解であるといふことができる。このA B, M, M2の組み分けに対し、 Σ_R/Σ_T の値を求めると、Table.A1-2のようになり、A Bの第4群の Σ_R/Σ_T は0.23602, Mの第9群は0.2442である。したがつて安定な解を与える Σ_R/Σ_T は0.24以上と見做してよいものと思われる。

一般に組み分けを細かくしていくと、それ以上組み分けを細かくしても減衰曲線の変化がある範囲内におさまることが予想される。このような組み分けの粗さによる解の収束性のある1つのエネルギー範囲の中性子束の減衰に着目して検討した。そのようなエネルギー範囲として10.5 ~ 65 Mevをとり、この部分を1, 2, 4, 8に等分割して変化を調べた。スペクトルの変化および減衰曲線の差をFig. A1-8, A1-9, およびTable. A1-3に示す。透過距離32 cm程度までは分割の程度にほとんど左右されないが、より遠方になると細分割した方が減衰が緩くなっている。一般的に、収束性の点からはエネルギーメッシュの粗さはそんなに厳密なものではなさそうである。

Fig A1-1 Neutron flux attenuation in Iron single-layer (AB)
(Abagyan energy structure)

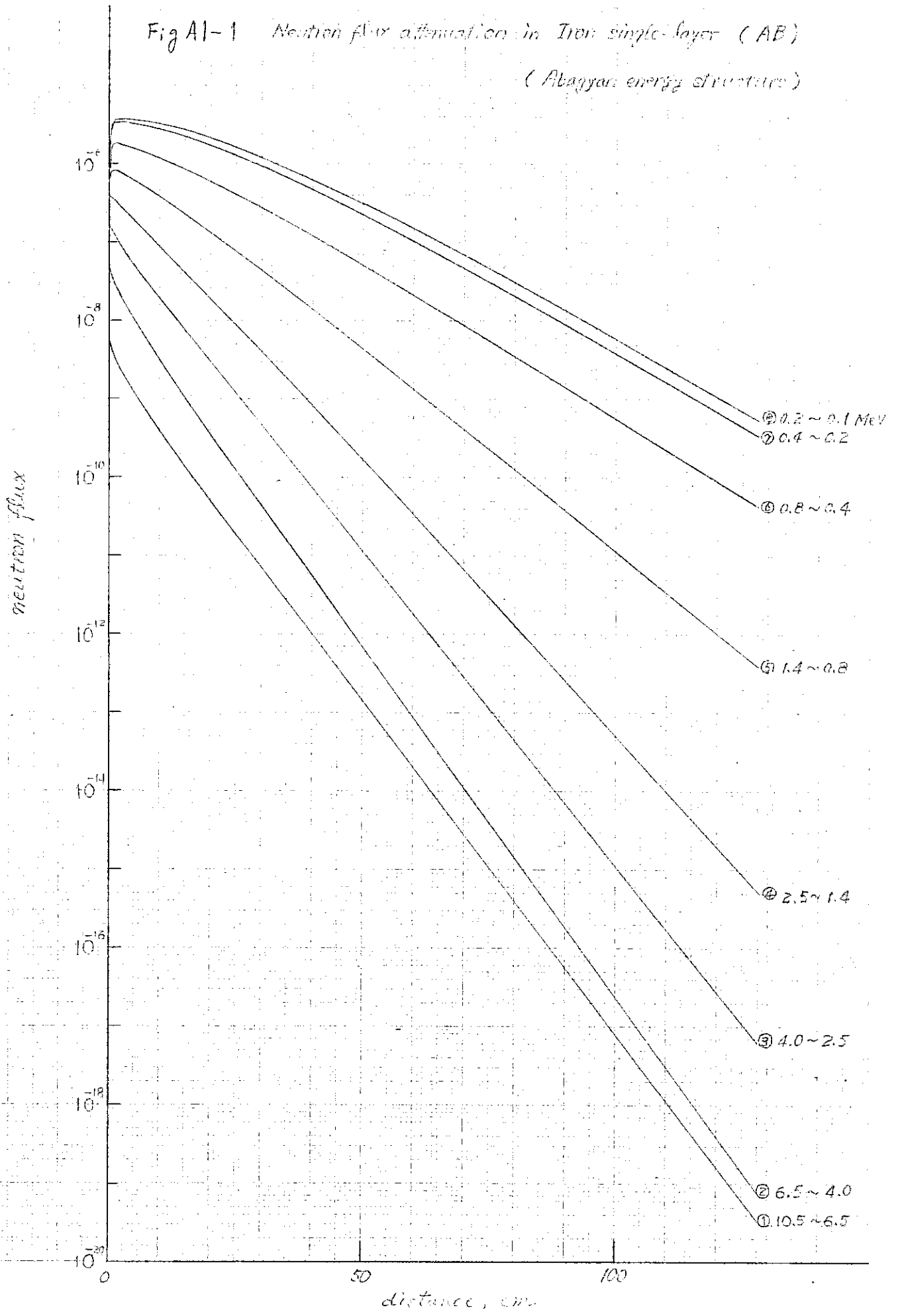


Fig A1-2 Neutron flux attenuation in Iron single layer (M)
(MUE.T-54 groups structure)

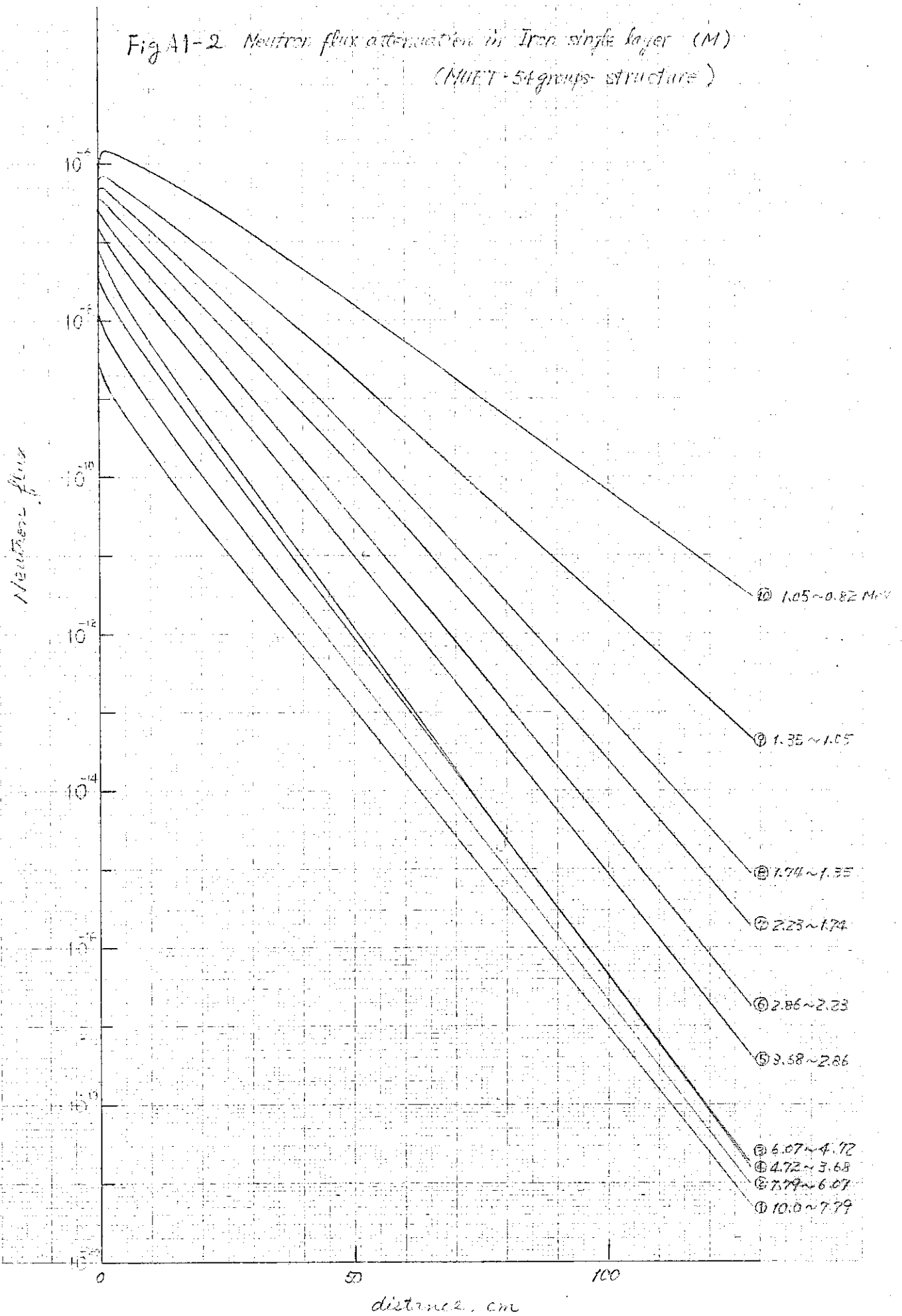


Fig A1-3 Neutron flux attenuation in Iron single layer (M2)

(Each group is the 2nd group of MUFT-54 groups)
(are divided into sub-groups in the same hierarchy.)

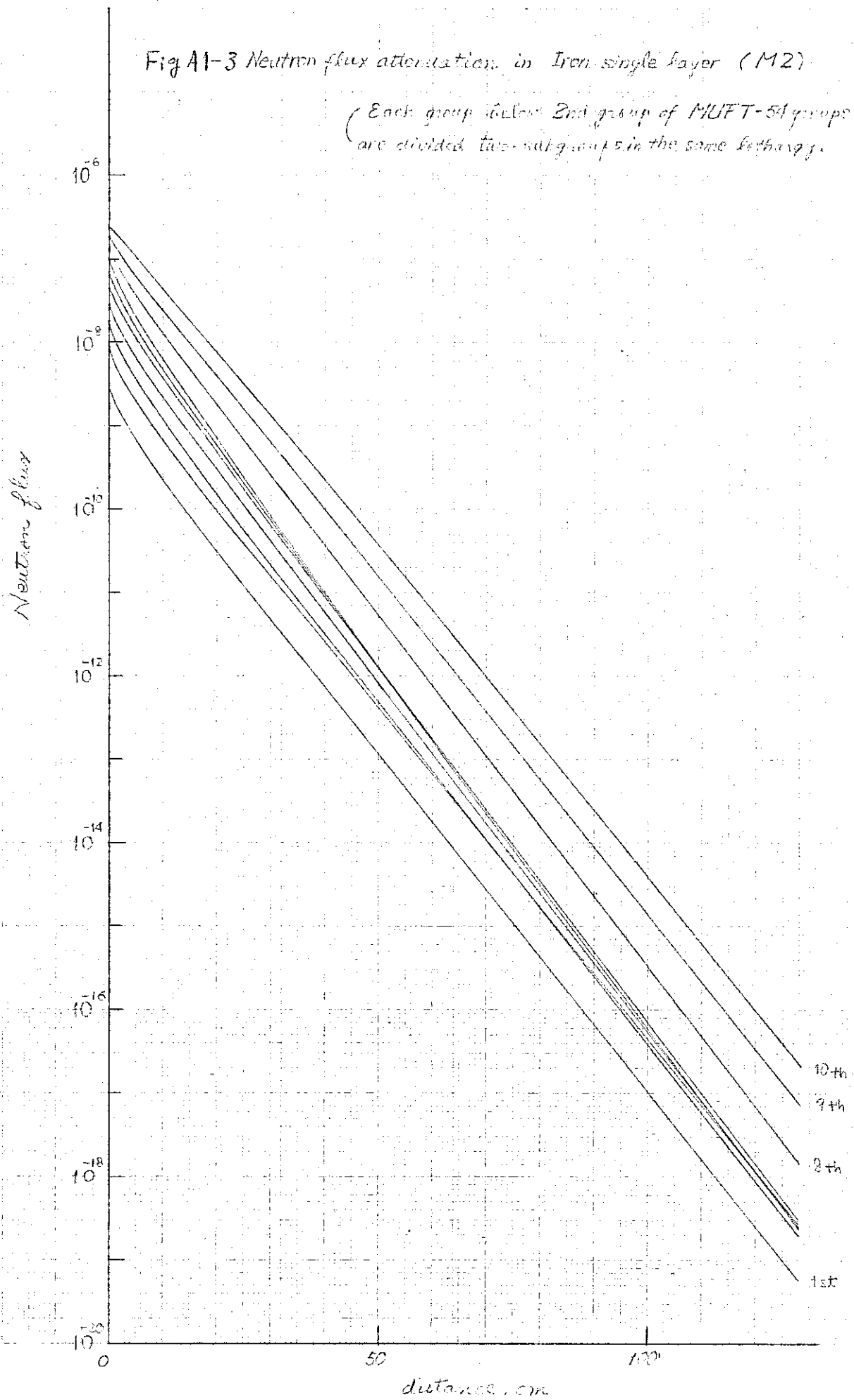


Fig. A1-4 Energy Spectra at 8 cm in Iron shield

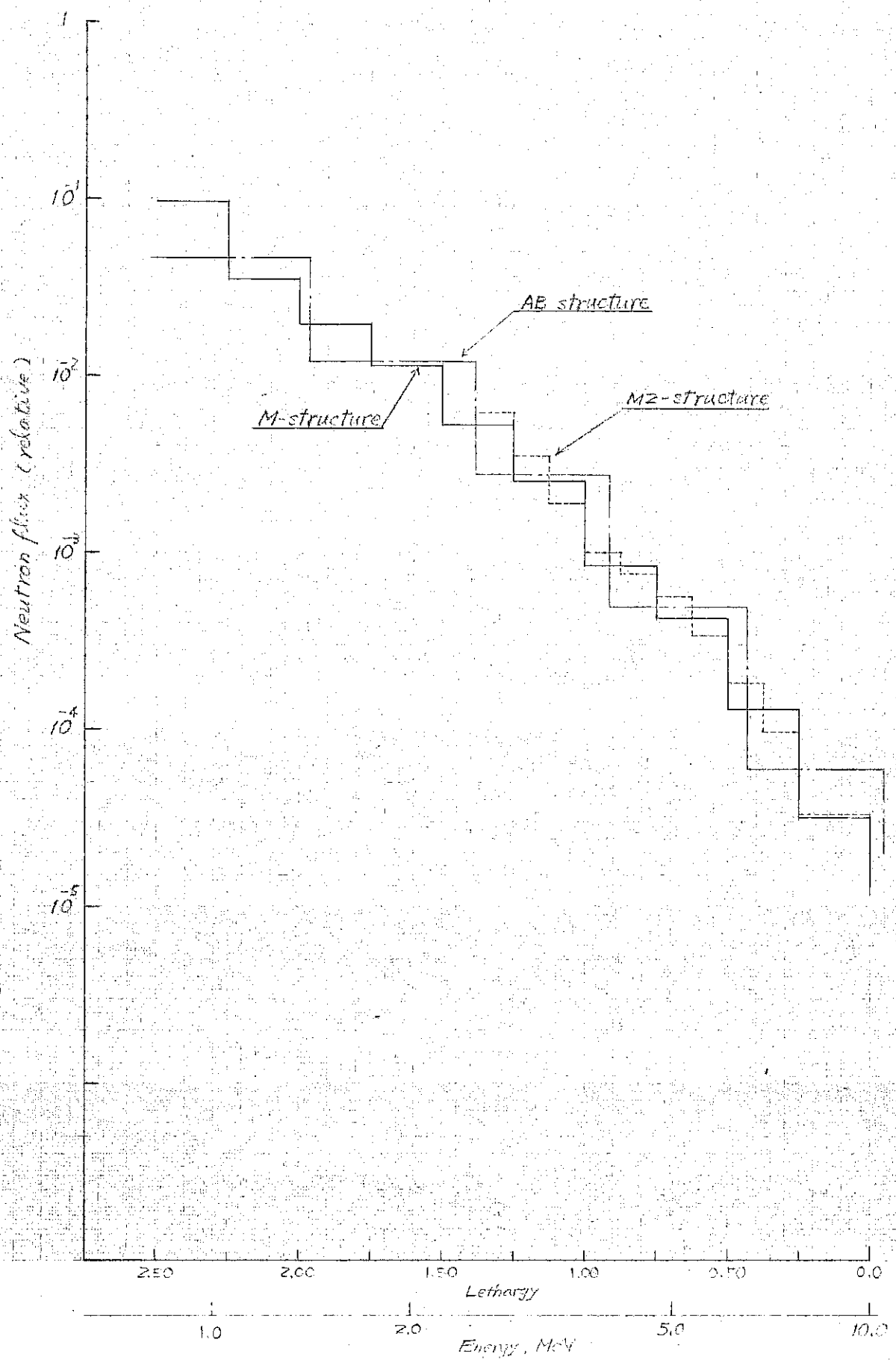


Fig A1-5 Energy Spectra at 16 cm in Iron shield

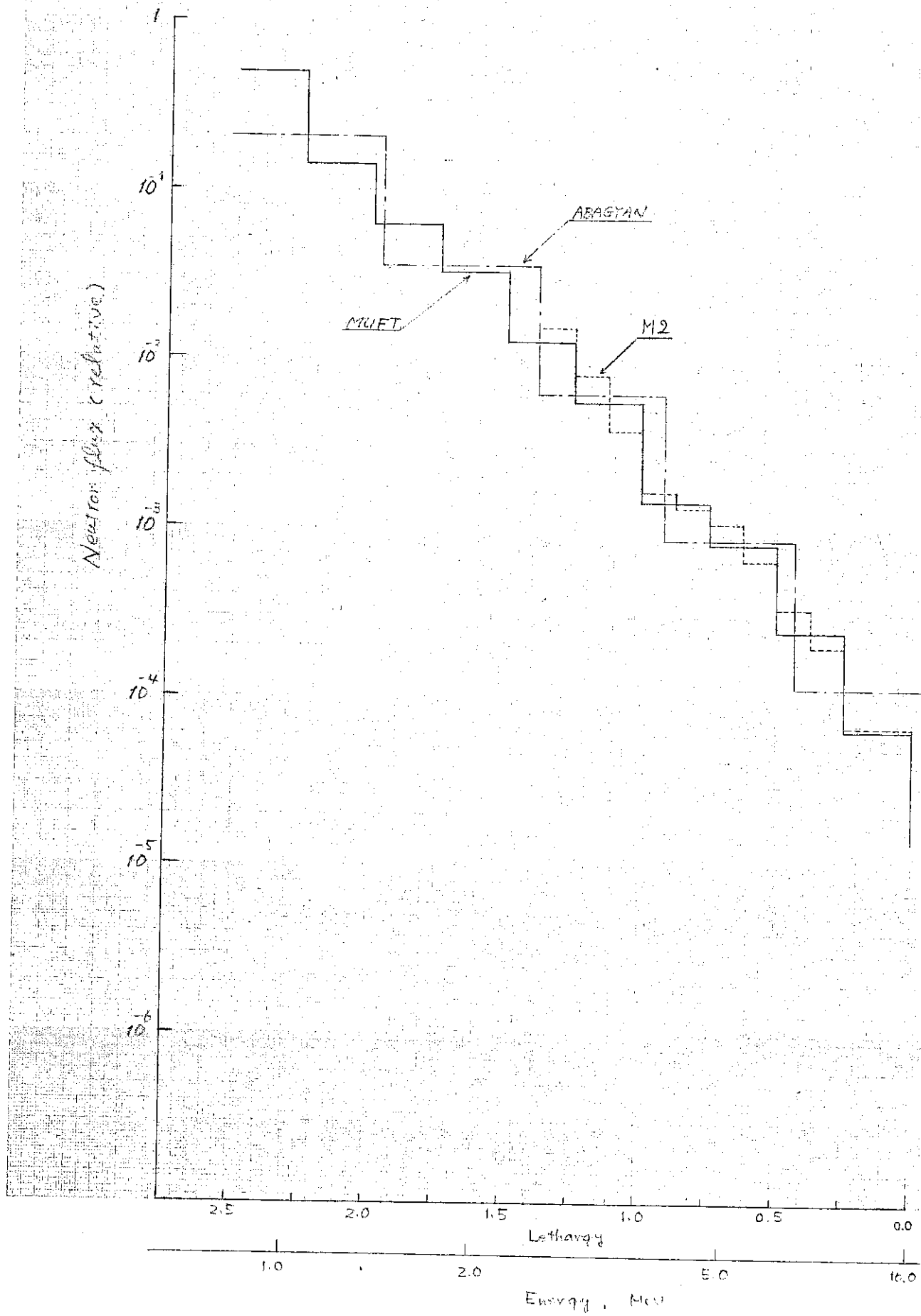


Fig A1-6 Energy Spectra at 32 cm in Iron Shield

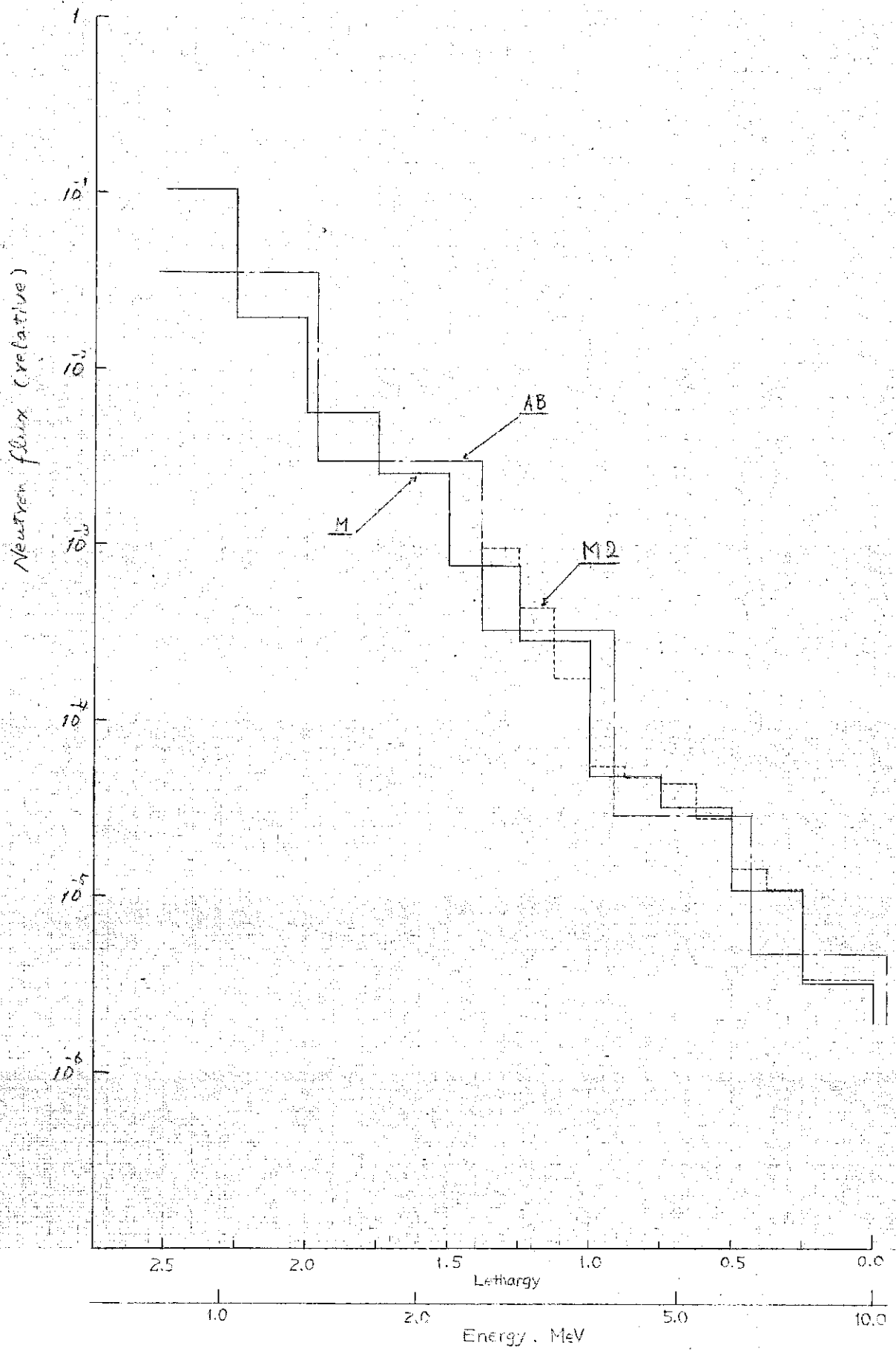


Fig A1-7

Energy Spectra at 128 cm in Iron shield

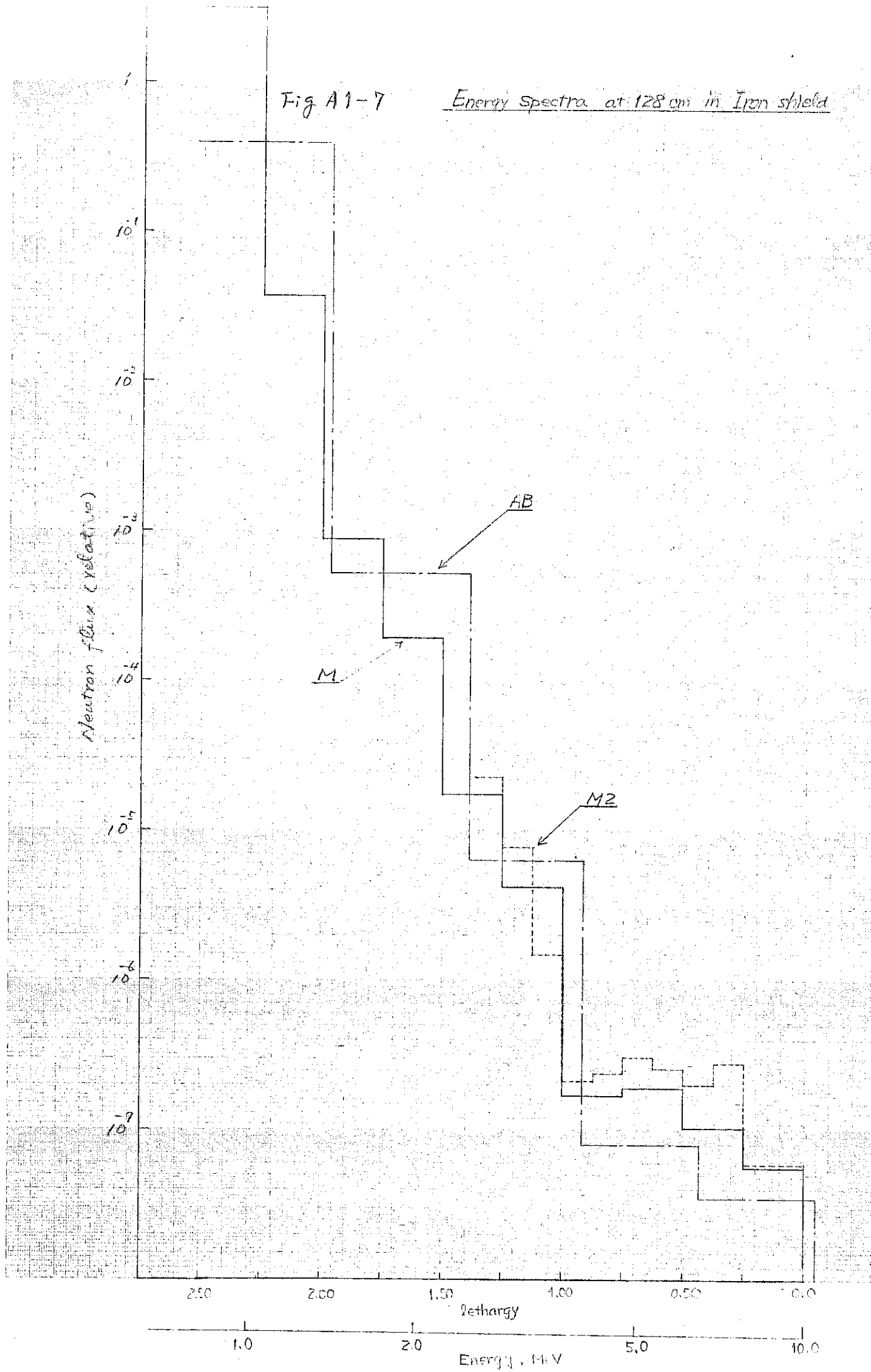


Fig. A1-8 Energy Spectra in Water shield

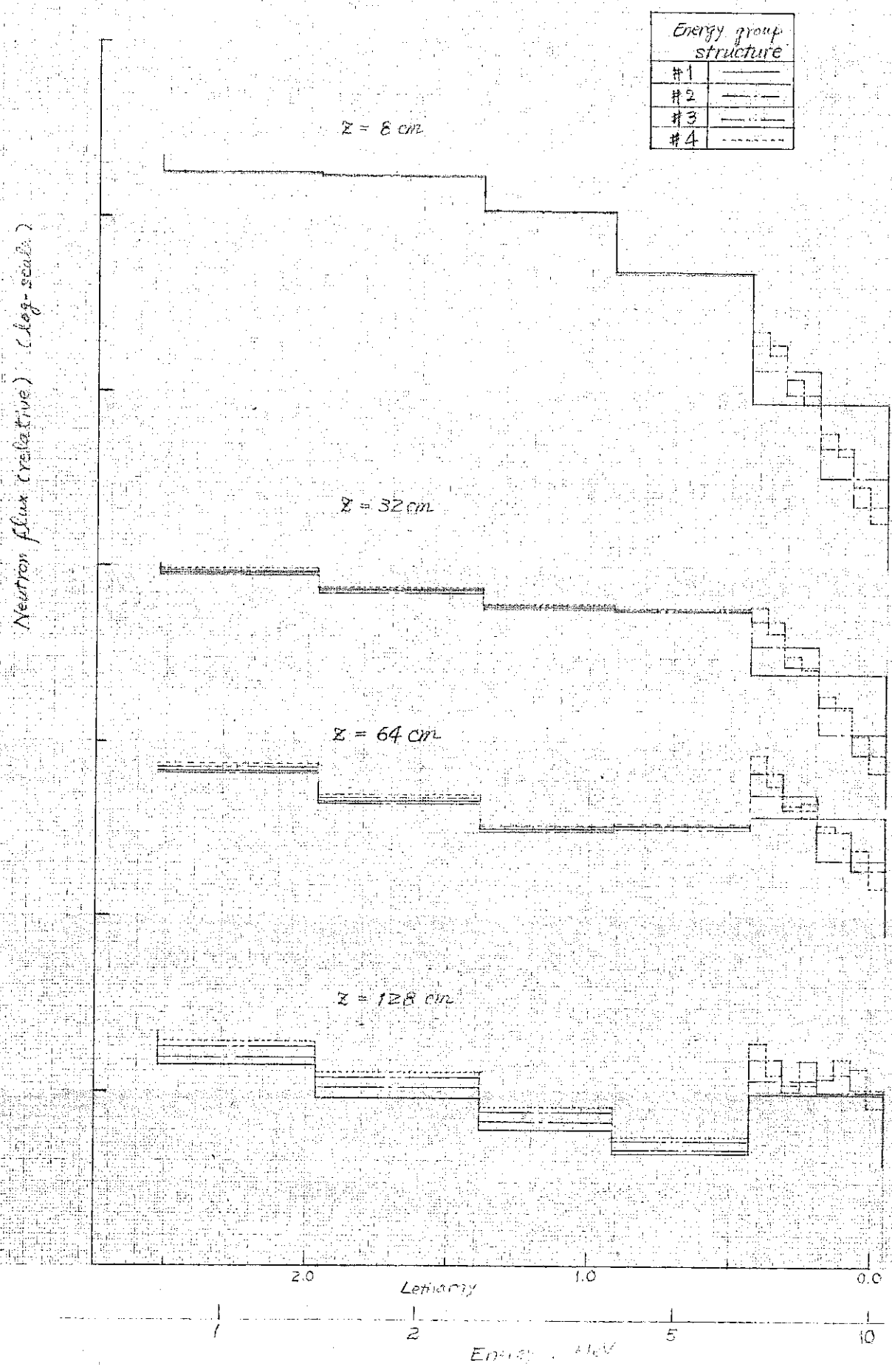


Fig. A1-9 組分けの差による収束性

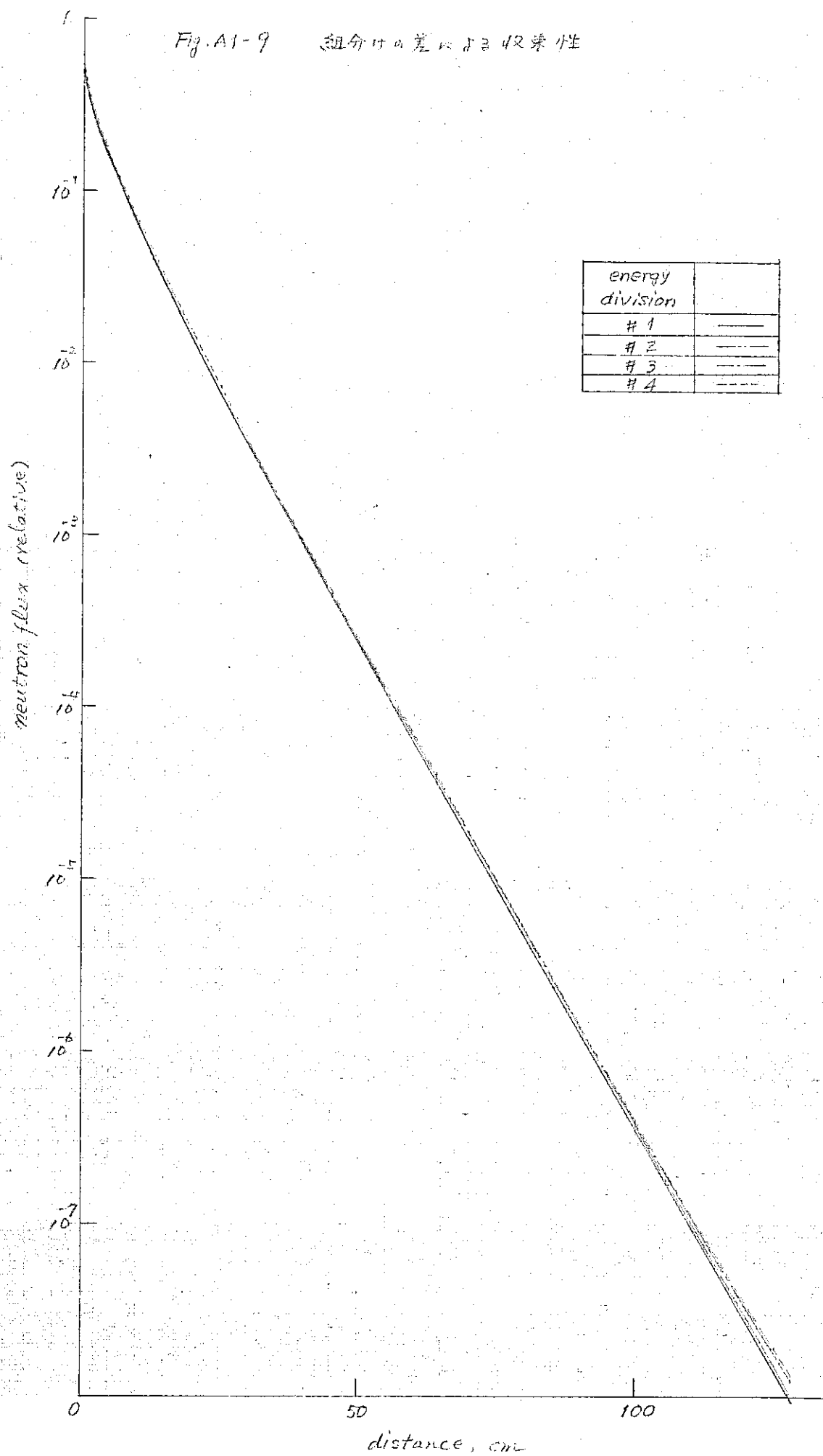


Table.A1-1 Energy structure for check calculation

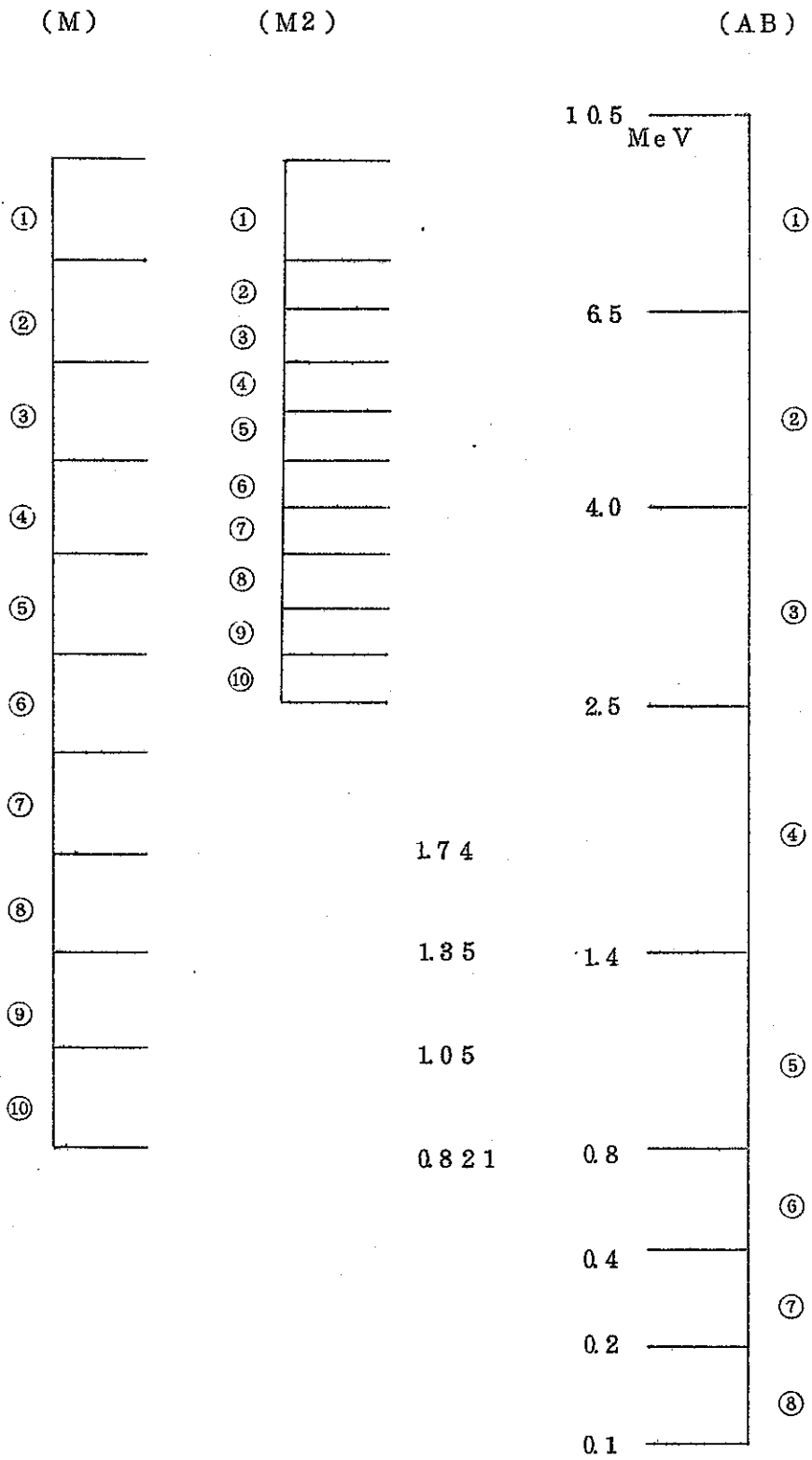


Table. A1 -2 $\Sigma R / \Sigma T$ of Fe, C

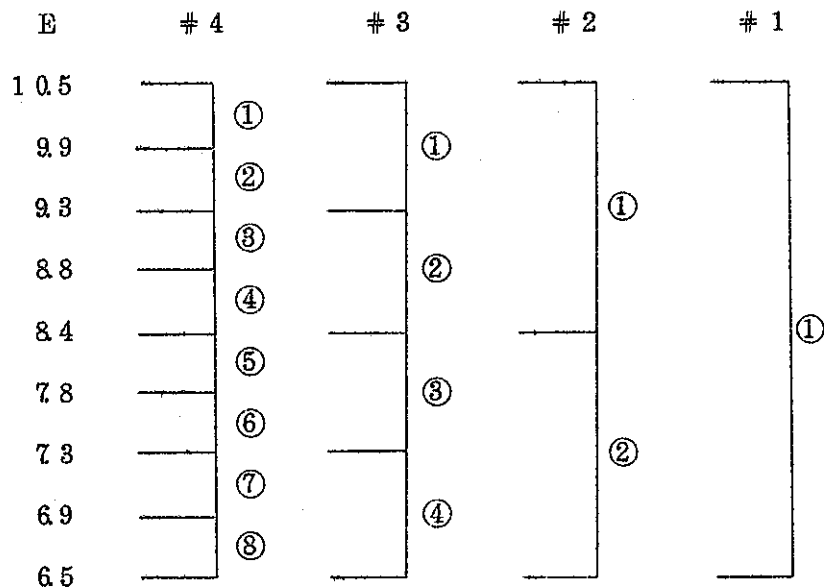
group No.	Fe for AB	Fe for M2	Fe for M	C for M
1	0.4364	0.4470	0.4470	0.6289
2	0.3972	0.4487	0.4050	0.6451
3	0.3157	0.4146	0.3985	0.5799
4	0.2360	0.4055	0.4186	0.5247
5	0.1582	0.4139	0.3708	0.5822
6	0.05465	0.4460	0.3662	0.6030
7	0.05568	0.4686	0.3263	0.5712
8	0.05589	0.4237	0.3016	0.5468
9	0.08376	0.4037	0.2443	0.5424
10	0.07469	0.4056	0.1671	0.5489

Table.A1-3 組分けの差による解の収束性 : 遮蔽体は水

(1.05 Mev ~ 6.5 Mev 中性子束の変化)

Distance	NEUTRON FLUX						
	# 4	# 3		# 2		# 1	
Z = 0	5493-9			5004-9	0.9110	4930-9	0.8975
1	3847-9			3509-9	0.9121	3471-9	0.9023
2	2937-9			2682-9	0.9132	2659-9	0.9053
4	1926-9	1834-9	0.9522	1761-9	0.9143	1753-9	0.9102
8	9419-10	8978-10	0.9532	8624-10	0.9156	8637-10	0.9170
16	2585-10	2467-10	0.9544	2369-10	0.9164	2395-10	0.9265
32	2648-11	2527-11	0.9543	2420-11	0.9139	2466-11	0.9313
64	4129-13	3919-13	0.9491	3699-13	0.8959	3731-13	0.9036
128	1325-16	1221-16	0.9215	1081-16	0.8158	9580-17	0.7230
$\bar{\sigma}_T$	0.1109			0.1122		0.1144	

組分け



付 - 2 角度分点数の決定

角度分点数を増すことによつて、透過中性子束にいかなる変化があらわれてくるか、またある透過距離に対してエネルギースペクトルにいかなる変化があらわれてくるか、そして、許しうる範囲内の誤差におさえるには角度分点をいくつにすればよいか等を検討した。

水遮蔽体について上記の事柄をSLDN-SLの計算により検討した。水の単一層遮蔽体についてAbagyan 26群の組み分けで計算したところ、第1群および第2群において透過距離64 cm, 128 cmのところでは角度分点3の場合と角度分点5, 7の場合とでその散乱の平均余弦の値が多少異なっている。(Fig.A2-1) 第3群以降では角度分点3, 5, 7でほとんど変らない値を与える。角度分点5および7の平均余弦の値は透過距離128 cmにおいても、Abagyan 組み分けの第1群から第8群(10.5~0.1 Mev)までで一致している。したがつて、水遮蔽体の場合には角度分点として5をとれば十分であり、透過距離が50 cm以下であれば、3をとつても十分良い近似であることがわかる。

次に鉄遮蔽体について、散乱角の平均余弦および中性子束の減衰についてエネルギー組み分けをMUFT型にしてSL計算を行ない検討した。まず散乱角の平均余弦の方はFig.A2-2に示すように、128 cmまでの透過では角度分点数の差によつては全く差違は認められない。また、中性子束の減衰についてみると、Table.A2-1に示すような値となつた。各エネルギー群および透過距離に対して角度分点5と7とではせいぜい0.1%のオーダーの差しか生じない。角度分点3と5と比べると、距離30 cm程度まではその差は0.1%の程度であるが、距離が大きくなると共に差も大きくなり、128 cmの透過では約10%になつている。

また、散乱角の平均余弦のエネルギー依存性をFig.A2-3に示す。水遮蔽体の場合には第1群および第2群において角度分点が3の場合と5または7の場合とによる影響が現われている。この影響は第1群に対しては透過距離が増すと共に顕著になるが、第2群では透過が進み前方方向の非等方性が急激に弱まると共になくなつていく。透過が増すと共に第1組に対しての

み強い前方への方向性が見られる。鉄については、透過が進んでも分点数の多少による影響は出てこない。水と同じ透過距離では水ほど強い第1群の前方への方向性は見られない。

以上の結果より、角度分点数として5をとれば十分であることがわかる。

Fig A2-1 Distribution of nuclei cosines

in water medium

1) 10.5 ~ 6.5 MeV

• NRA = 5

○

△

7

2) 6.5 ~ 4.0 MeV

3) 4.0 ~ 2.5 MeV

4) 2.5 ~ 1.4 MeV

5) 1.4 ~ 0.8 MeV

6) 0.8 ~ 0.4 MeV

7) 0.4 ~ 0.2 MeV

8) 0.2 ~ 0.1 MeV

energy group nos.

distance, cm

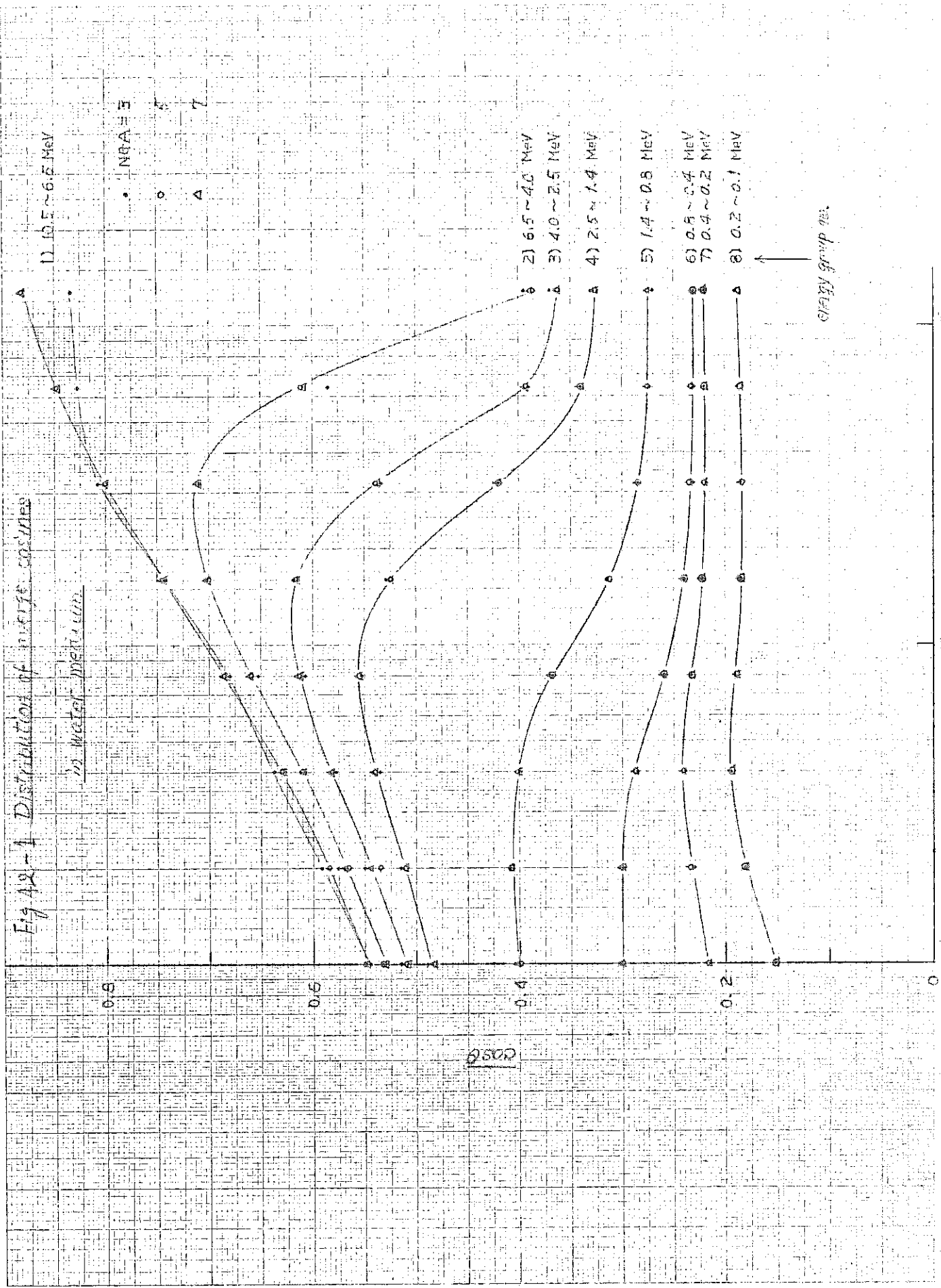


Fig 42-2 Distribution of average cosine in Iron

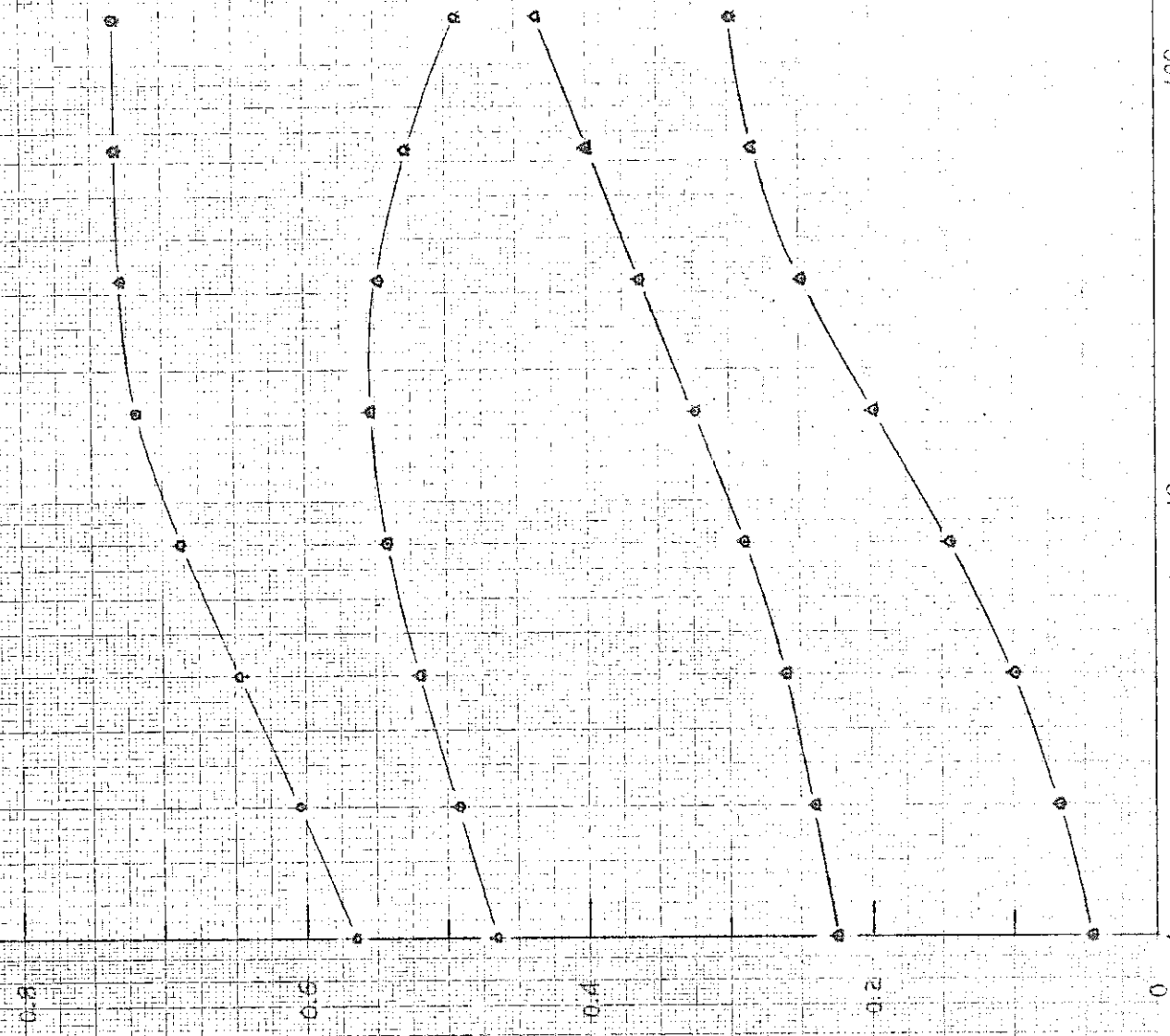
• NGA = 3
○ 5
△ 7

1) 10.0 ~ 7.79 MeV

4) 4.72 ~ 3.68

7) 2.29 ~ 1.74

10) 1.05 ~ 0.82



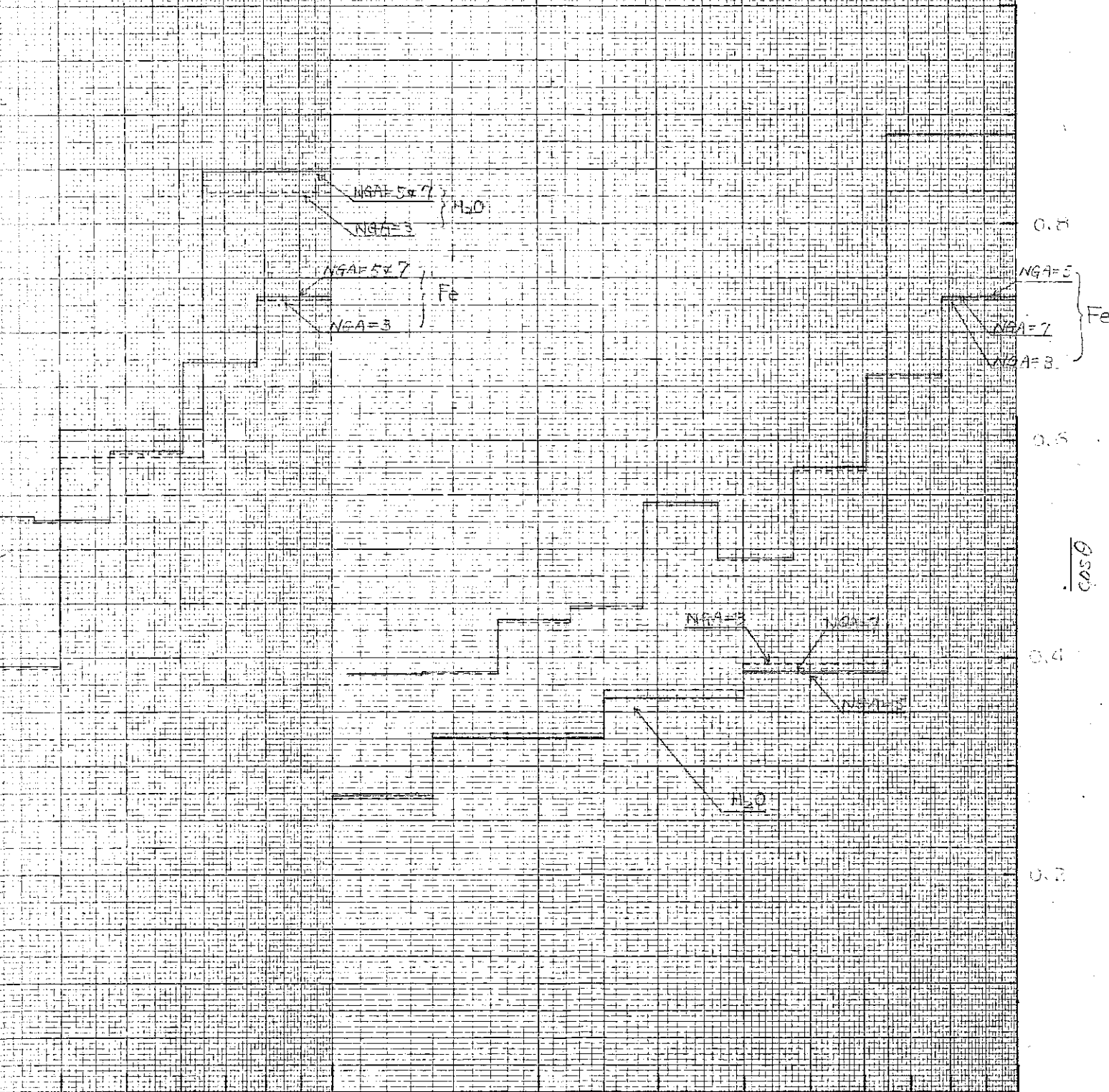
cos θ

100
10
distance, cm

2. 値の変化

$N = 59 \text{ cm}$

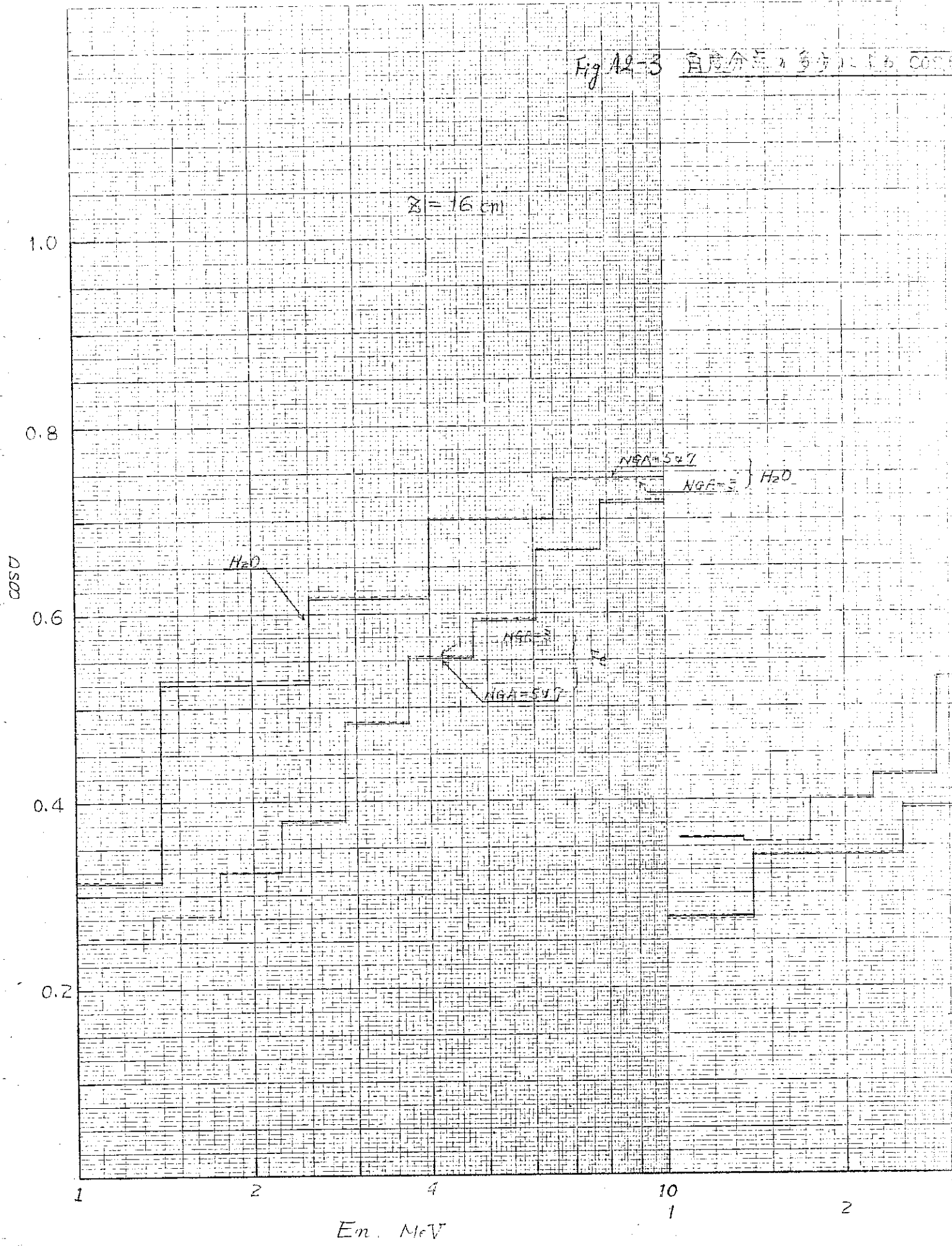
$N = 128 \text{ cm}$



E_n, MeV

E_n, MeV

Fig. A2-3 自能分注の多分(1)のCOS



付 - 3 透過関数の計算精度 (初期厚さの影響)

修正透過関数 $\tilde{T}(x)$ は 1 階の定係数微分方程式に従う。即ち

$$\frac{d}{dx} \tilde{T}(x) = C \cdot \tilde{T}(x)$$

ここで C は無限厚層の反射関数および群定数により作られる定数である。SLコードでは上記方程式を Lunge-Kutta 法により、1 ステップ Δx だけ解き、 $\tilde{T}(\Delta x)$ をもとめ、 $\tilde{T}(\Delta x)$ を合成することにより任意の厚さ x の修正透過関数 $\tilde{T}(x)$ を作る。従つて初期厚さ (ステップ) Δx の大きさが $\tilde{T}(\Delta x)$ 更に $\tilde{T}(x)$ に与える影響が問題となる。

そこで修正透過関数の計算に及ぼす初期の厚さ Δx の影響を調べた。

水、鉄、炭素の 3 物質に対して、単位の厚さを 1.0 cm とし、初期厚さを 0.125, 0.250, 0.500, 1.00 cm とそれぞれ変化させて、単一層透過計算を SL で行ない、その変化のようすを検討した。透過距離 1.0 cm および 64.0 cm のところの中性子束の変化を Table.A3-1 に示す。これから中性子エネルギーの高低に拘らずまたここで用いた範囲の Δx ではその如何にかかわらず、全く影響の認められないことがわかる。ここで計算したエネルギー範囲では、中性子の各物質中での平均自由行程は鉄に対して 3 ~ 5 cm, 水に対して 2 ~ 10 cm, 炭素に対して 5 cm ~ 10 cm であり、 $\Delta x = 1.00$ cm という値は鉄に対する第 4 群と比べると約 $1/3$, 水に対する第 10 群と比べると約 $1/2$ となつている。これらのエネルギー群に対する中性子束の変化は透過距離 64.0 cm のところで他の Δx の場合の値と少し違つて大きめの値が計算されている。これは、 Δx を大きくとりすぎた為の影響であろう。

以上の考察により、実験の解析計算では Δx として 0.25 cm を用いた。

Table A3-1 初期厚さ Δx の中性子束に及ぼす影響

1. 水層の Δx による中性子束の影響

単一層厚 1.0 cm

EnergyNo. \ Δx	0.125	0.250	0.500	1.000
1	1.957E-9	1.957E-9	1.957E-9	1.957E-9
4	5.076E-8	5.076E-8	5.076E-8	5.076E-8
7	1.789E-7	1.789E-7	1.789E-7	1.789E-7
10	2.935E-7	2.935E-7	2.935E-7	2.936E-7

単一層厚 64.0 cm

EnergyNo. \ Δx	0.125	0.250	0.500	1.000
1	8.901E-13	8.901E-13	8.901E-13	8.901E-13
4	4.197E-12	4.197E-12	4.197E-12	4.197E-12
7	7.249E-12	7.249E-12	7.249E-12	7.249E-12
10	9.390E-12	9.390E-12	9.390E-12	9.395E-12

2. 鉄層の Δx による中性子束の影響

単一層厚 1.0 cm

EnergyNo. \ Δx	0.125	0.250	0.500	1.000
1	1.730E-9	1.730E-9	1.730E-9	1.730E-9
4	5.066E-8	5.066E-8	5.066E-8	5.067E-8
7	3.376E-7	3.376E-7	3.376E-7	3.376E-7
10	1.464E-6	1.464E-6	1.464E-6	1.464E-6

単一層厚 64.0 cm

Δx EnergyNo	0.125	0.250	0.500	1.000
1	8301E-15	8301E-15	8301E-15	8302E-15
4	6388E-14	6388E-14	6389E-14	6392E-14
7	1233E-11	1233E-11	1233E-11	1234E-11
10	3561E-09	3561E-09	3561E-09	3563E-09

3 黒鉛層の Δx による中性子束の影響

単一層厚 1.0 cm

Δx EnergyNo	0.125	0.250	0.500	1.000
1	—	2.071E-9	—	2.071E-9
4	—	6.580E-8	—	6.580E-8
7	—	3.666E-7	—	3.666E-7
10	—	7.392E-7	—	7.392E-7

単一層厚 64.0 cm

Δx EnergyNo	0.125	0.250	0.500	1.000
1	—	3.203E-12	—	3.203E-12
4	—	1.327E-10	—	1.327E-10
7	—	7.863E-10	—	7.864E-10
10	—	2.181E-09	—	2.181E-09

付 - 4 関数の合成計算の精度

MLコードでは与えられた厚さ x の層に対する透過関数 $T(x)$ を単位厚さの修正透過関数から計算する。修正透過関数の合成は行列の積のみで行われるので、精度は良いと思われる。しかしながら厚さ x が小さい場合は $\tilde{T}(x) \rightarrow T(x)$ 変換の際無限厚の反射関数を用いるためと、演算が複雑になることから、計算誤差が生ずるおそれがある。従つていろいろの厚さの層の $T(x)$ の合成計算を数値的に調べ合成計算の精度を確認することが必要である。

解析計算に使用する単一遮蔽層の厚さは最大で約60 cmであるので、鉄、炭素、水の各遮蔽物質について60 cmの単一遮蔽層の透過計算を次の5種の分割・配列によつて行ない、関数合成の誤差を評価した。すなわち、60 cm 1層、20 cm \times 3層、10 cm \times 6層、30 cm \times 2層、10 cm 1層 + 5 cm \times 10層の場合について60 cmの点における中性子束を比較した (Table A4-1)。鉄についての第7群と第10群を除いて上記の変化に対してほとんど差違は認められない。鉄の第7群、第10群の差もたかだか2%であり、また透過距離60 cmにおけるエネルギースペクトルを上記変化の前者3ケースに対して調べても高エネルギー側で完全に一致し、低エネルギー側でもほとんど一致し、たかだか2%程度の差があるにすぎない。以上の結果より解析計算に用いる程度の精度では一層の厚さが5 cm以上になるように分割すれば、合成計算による誤差はないと見做してよいと思われる。

Table A4-1 関数の合成による誤差の評価

遮蔽体 60 cm 透過後の差

(1) 水

EnergyNo.	0 cm	60 cm × 1 層	20 cm × 3 層	10 cm × 6 層
1	5.9167E-03	2.9867E-06	2.9867E-06	2.9867E-06
4	7.7412E-02	6.2165E-06	6.2165E-06	6.2165E-06
7	1.3336E-01	4.9398E-06	4.9398E-06	4.9398E-06
10	1.0220E-01	2.4231E-06	2.4231E-06	2.4232E-06
Total	8.7491E-01	5.1805E-05	5.1805E-05	5.1805E-05

(2) 鉄

EnergyNo.	0 cm	60 cm × 1 層	20 cm × 3 層	10 cm × 6 層
1	6.1414E-03	3.7439E-08	3.7439E-08	3.7439E-08
4	8.1669E-02	1.2543E-07	1.2543E-07	1.2544E-07
7	1.7933E-01	3.1726E-06	3.1792E-06	3.1894E-06
10	2.0180E-01	6.1883E-04	6.2382E-04	6.3120E-04
Total	1.1835E+00	7.3727E-04	7.4254E-04	7.5035E-04

(3) 炭素

EnergyNo.	0 cm	60 cm × 1 層	20 cm × 3 層	10 cm × 6 層
1	6.0011E-03	1.0072E-05	1.0072E-05	1.0072E-05
4	8.5630E-02	1.2403E-04	1.2403E-04	1.2404E-04
7	1.8188E-01	3.2204E-04	3.2207E-04	3.2212E-04
10	1.4064E-01	3.1987E-04	3.1994E-04	3.2007E-04
Total	1.1278E+00	2.1630E-03	2.1633E-03	2.1637E-03

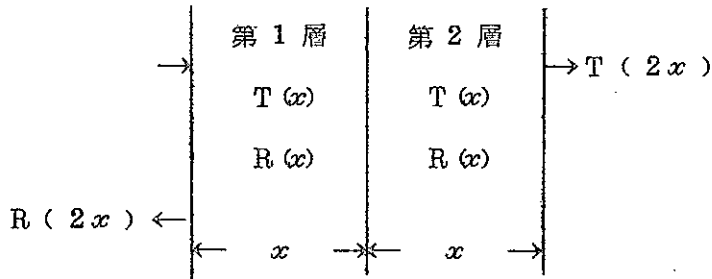
炭 素 (続 き)

EnergyNo.	30 cm × 2 層	10 cm + 5 cm × 10
1	1.0072E-05	1.0072E-05
4	1.2403E-04	1.2404E-04
7	3.2205E-04	3.2223E-04
10	3.1990E-04	3.2031E-04
Total	2.1631E-03	2.1645E-03

付 - 5 無限厚層の反射関数の有限厚層への適用性

S L D N - S L , M L コードでは, 有限厚層に対する反射関数 $R(x)$ は計算できないので, いかなる厚さの層に対しても無限厚層の反射関数 $R(\infty)$ を $R(x)$ と仮定して透過計算を行つている。ここでは $R(\infty) \approx R(x)$ の近似がどの程度の厚さ x まで有効であるかを調べる。しかし, $R(x)$ は計算できないのであまり正確な論議はできない。

厚さ x を持つ 2 つの層の透過関数 $T(x)$, 反射関数 $R(x)$ を既知として, 合成層の透過・反射関数 $T(2x)$, $R(2x)$ を計算する。ここで $T(x)$ は $T(E, w | E_0, w_0; x)$ の略記である。



上図左から見た場合の反射関数 $R(2x)$, 透過関数 $T(2x)$ は次の様に表現できる。

$$T(2x) \cdot [E - R(x) \cdot R(x)]^{-1} \cdot T(x) \quad (1)$$

$$R(2x) = R(x) + T(x) \cdot R(x) \cdot [E - R(x) \cdot R(x)]^{-1} \cdot T(x) \quad (2)$$

E は単位関数 $E\phi = \phi$ を表わす。

なお上式でオペレーター \cdot は次の意味を表わす。

$$T(x) \cdot T(y) = T(E, w | E', w'; x) \cdot T(E', w' | E_0, w_0; y) \\ = \int_0^1 dw' \int_0^\infty dE' \cdot T(E, w | E', w'; x) T(E', w' | E_0, w_0; y) \quad (3)$$

さて, (2) 式の右辺第 2 項に次の仮定をする。

$$T(x) \cdot R(x) = R(x) \cdot T(x) \quad (4)$$

この仮定は一般に右辺の方が値が大きくなると思われる

(2), (3), (4) 式より

$$R(2x) = R(x) \cdot [E + T(2x)] \quad (5)$$

従つて $E \gg T(2x)$ が成立する様な充分大きい X をとれば $x \geq X$ なる x について、次式が良い近似で成り立つ。

$$R(2x) \approx R(x) = R(\infty)$$

充分大きな X を求めるために関数のノルムを次の様に定める。

$$\|T(x)\| = \max_{E_0} \int_0^1 dw_0 \int_0^1 dw \int_0^\infty dE T(E, w | E_0, w_0; x) w_0/w \quad (6)$$

今 X が $R(x) = R(\infty)$ が成立するに充分な大きさであるためには

$$\|T(2x)\| \ll 1$$

が成立すればよい。これは(5)式より明らかである。

Fig.A5-1に鉄,炭素及び水の層の $\|T(2x)\|$ を示す。

この図は横軸に層の厚さをそのまま取り、たて軸に $\|T(2x)\|$ をプロットしている。 $\|T(2x)\|$ は有限厚さの層の反射関数 $R(x)$ に $R(\infty)$ を使用する誤差 $\|R(\infty) - R(x)\|$ を表わしているのではないが、 x が充分に大きくなれば $\|T(2x)\| \approx \|R(\infty) - R(x)\|$ が良い近似で成立すると考えられる。従つてここでは $\|T(2x)\|$ を $R(x)$ に $R(\infty)$ を適用する評価基準として使用する。第1図からは各層をそれぞれ異種の物質層で構成されている多重層(隣接層が異種物質の層)に構成要素として用いる場合、少なくとも10 cm以上の厚さの層として扱つた方がよいことがわかる。

又 Fig.A5-2に横軸を入射中性子の平均自由行程(m. f. p.)を単位として $\|T(2x)\|$ をプロットした。ここでの例では、鉄,水,炭素の各層共に3 m. f. p.以上の厚さを持つていれば $R(\infty) \approx R(x)$ は良い近似であることがわかる。

Fig A5-1

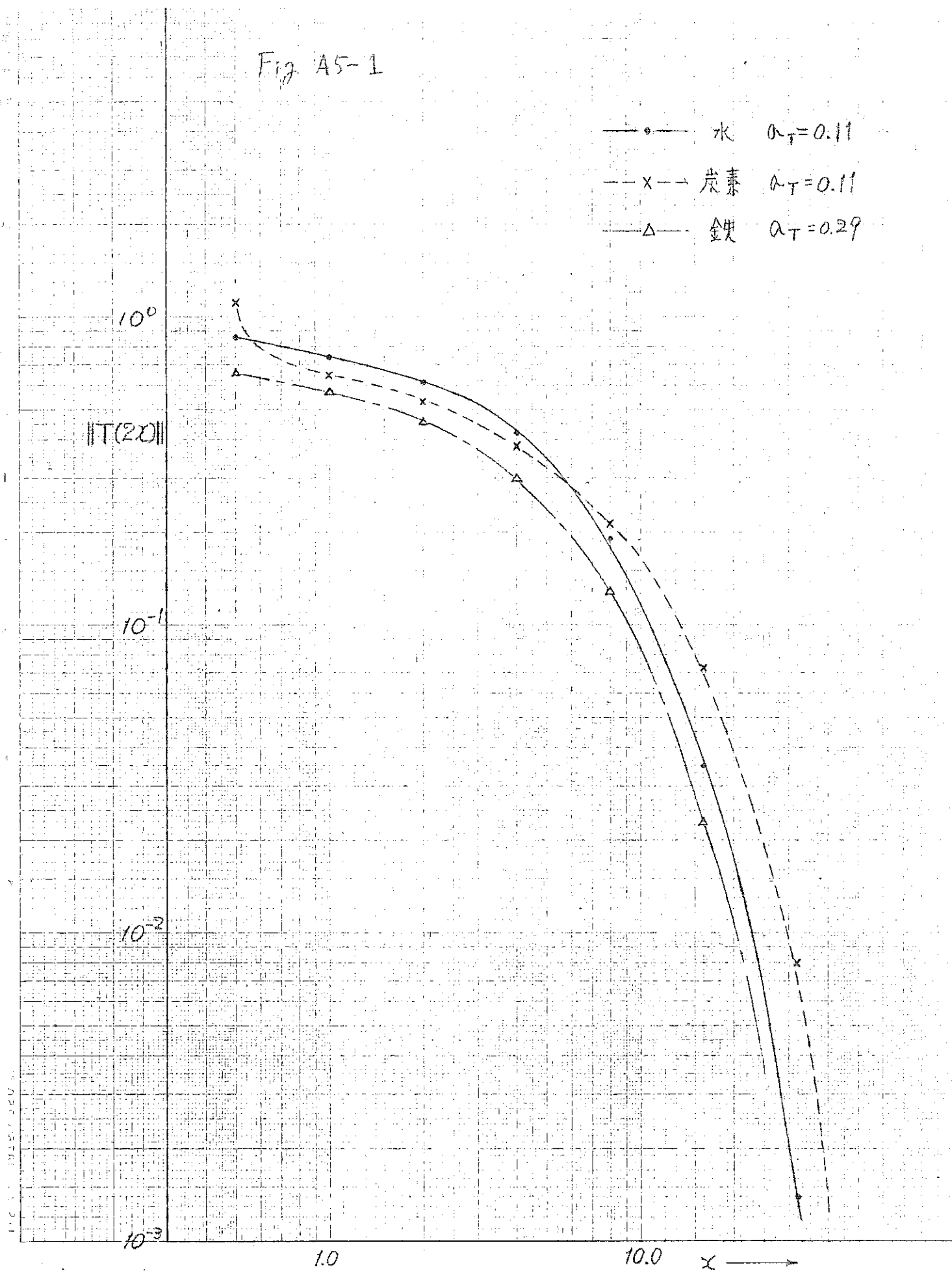
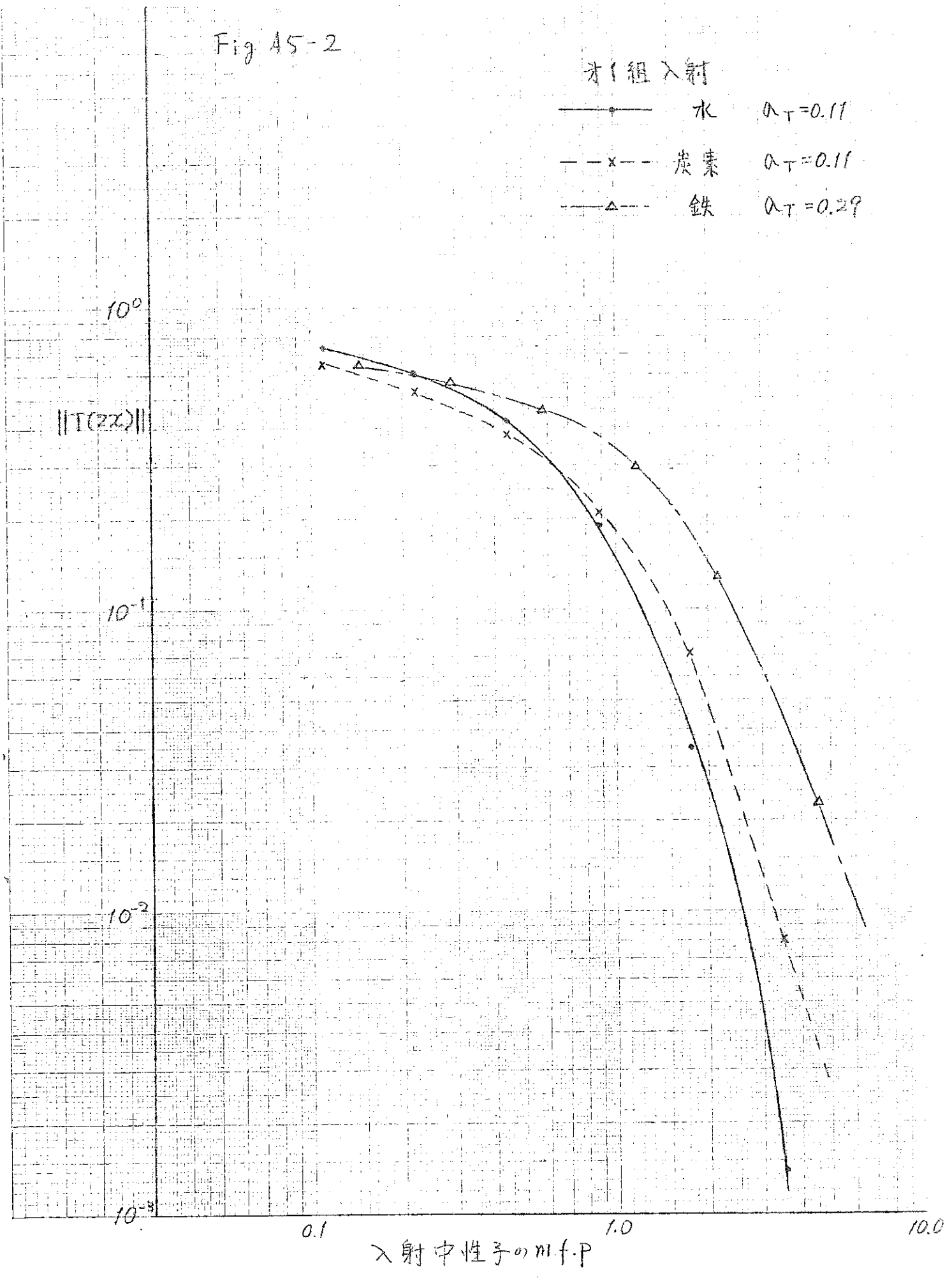


Fig 45-2

射組入射

—●—	水	$\alpha_T = 0.11$
- - x - -	炭素	$\alpha_T = 0.11$
- - Δ - -	鉄	$\alpha_T = 0.29$



付-6 有限面源の補正

S LDN -MLコードでは、 $x - y$ 面が無限に広い平面源から Z 軸方向に透過する中性子束を計算する。実際の計算体系は $x - y$ 方向に有限であるので、無限体系での計算に何らかの補正を考える必要がある。

1 補正についての考えかた

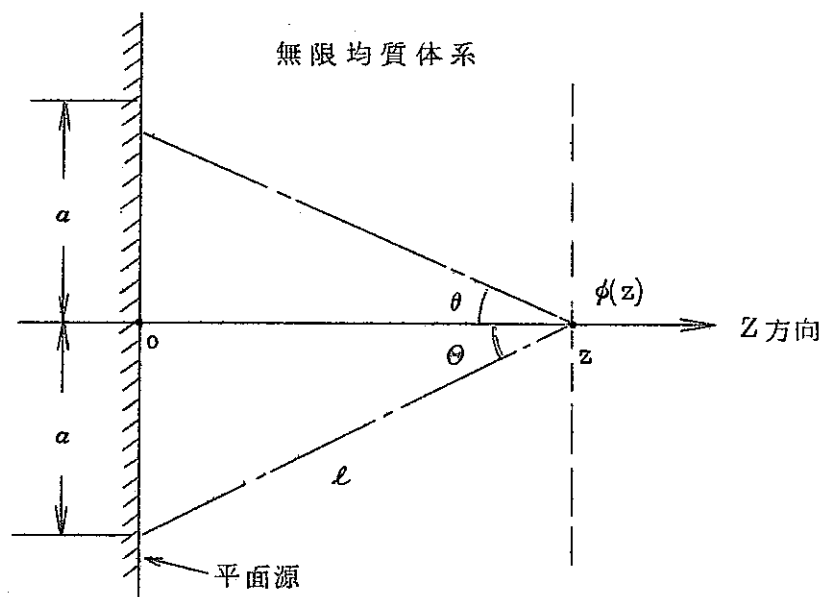
形状の補正をするには次の3つの点について考察する必要がある

- (i) 平面源が有限な広さであることの補正
- (ii) $x - y$ 方向への体系外への中性子的もれの補正
- (iii) 平面源の $x - y$ 面上の空間分布および角度分布を考慮

今、平面源全てで発生する中性子を一定とすれば、(ii)のもれの効果は中性子レベルを低下させ、(iii)の空間分布を考慮すればこれは中性子レベルを高める効果がある。これらの効果は相殺されて小さくなると考え、今回の計算では無視した。従つて有限な広さを持ち与えられた角度分布を持つた一様面源モデルで有限面源の補正係数を計算した。勿論このモデルより計算した補正が大きい場合は(i), (ii), (iii)までを考慮して補正する必要がある、又かような場合はむしろ一次元計算の限界を越えた問題と考えるべきである。

2 有限面源の補正係数

次の様な計算体系を考える



$Z = 0$ の面に平面源があり，その他は全て均質物質で満たされているものとする。平面源より Z だけ離れた点での中性子束 $\phi(Z)$ を計算する。平面源は無限に広い面源と半径 a の面源の二種類を考える。以下の計算では次の 3 ケの仮定をする。

(i) 中性子の減衰は無限均質物質中の点状核を用いて計算。

減衰の定数は，MLコードによる計算値（中性子束）を指数関数フィットして決める。

(ii) 源より発生する中性子は非等方性 $f(\mu) = \mu^n$ で表わされる。

μ^n の n は MLコードで計算したベクトル中性子束より計算する。

(iii) 散乱は等方散乱とする。

補正係数は無限に広い面源による Z 点での中性子束 $\phi(Z)$ と，半径 a の面源よりの中性子束 $\phi_a(Z)$ との比で定義する。

$$\text{補正係数 } C = \frac{\phi_a(Z)}{\phi(Z)} \quad (1)$$

この補正係数 C は各エネルギー組毎に計算し，MLコードにより計算した各組の中性子束をそれぞれ補正する。

$$\text{補正した中性子束 } \tilde{\psi}_m(Z) = C_m \cdot \psi_m(Z) \quad (2)$$

C_m は第 m 組の補正係数， $\psi_m(Z)$ は MLコードで計算した第 m 組中性子束

(i) 無限面源による中性子束 $\phi(Z)$

$$\begin{aligned} \phi(Z) &= \frac{1}{2} \int_0^{\pi/2} d\theta \sin \theta e^{-\Sigma Z / \cos \theta} f(\cos \theta) \\ &= \frac{1}{2} \int_0^1 d\mu \mu^n e^{-\Sigma Z / \mu} = \frac{1}{2} E_{n+2}(\Sigma Z) \end{aligned} \quad (3)$$

$$\mu = \cos \theta$$

Σ ; 減衰の定数（断面積等）

(b) 半径 a の面源による中性子束 $\phi_a(Z)$

$$\phi_a(Z) = \frac{1}{2} \int_0^\theta d\theta \sin \theta e^{-\Sigma Z / \cos \theta} \cos^n \theta$$

$$\mu = \cos \theta, \quad \mu' = \frac{\sqrt{a^2 + Z^2}}{Z} \cdot \mu \quad \text{とすれば}$$

$$= \frac{1}{2} \left[E_{n+2}(\Sigma Z) - \left(\sqrt{1 + \left(\frac{a}{Z}\right)^2} \right)^{-(n+1)} E_{n+2}(\Sigma Z \sqrt{1 + \left(\frac{a}{Z}\right)^2}) \right] \quad (4)$$

n は面源から発生する非等方性を表わすパラメータである。

従つて補正係数は (1), (3), (4) より

$$C = 1 - \left(\sqrt{1 + \left(\frac{a}{Z}\right)^2} \right)^{-(n+1)} \cdot \frac{E_{n+2}(\Sigma Z \sqrt{1 + \left(\frac{a}{Z}\right)^2})}{E_{n+2}(\Sigma Z)} \quad (5)$$

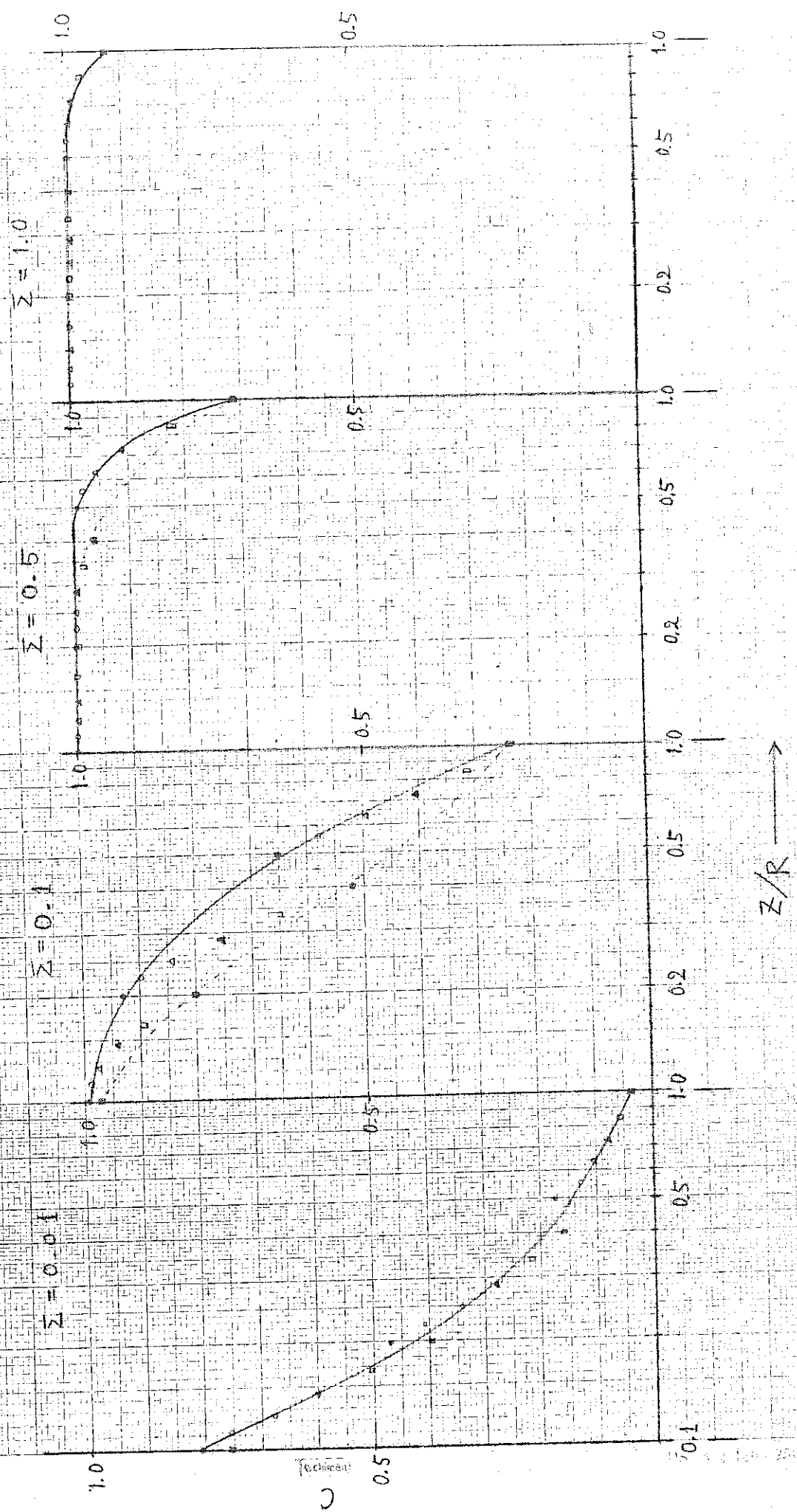
非等方性パラメータ n , 面源の半径 a , 厚さ Z , 断面積 Σ を与えれば(5)式より C が計算できる。

Fig. A6-1 に面源の半径 R , 断面積 Σ をパラメータにして, 面源が等方中性子を放出する場合の補正係数を Z/R (厚さ/半径) に対してプロットしたものを示す。透過実験の体系では Σ が $0.1 \sim 0.5$, R が 50 cm および 100 程度, Z/R は 0.2 以下である。従つて補正係数は 0.9 以上であり, 一次元計算はかなり良い精度を持つものと考えられる。

Fig A-1 有限面源の補正係数

半径 R ; 100 cm σ : 90 Δ ; 80 \blacktriangle ; 60 \square ; 50 cm

中心位置 ; 等分 $n=0$



付 - 7 SLDN-MLの入力スペクトルの差による変化

SLDN-MLコードの線源スペクトルとして本解析計算では分裂スペクトルをもつ等方源を用いたが、ここで、スペクトルの差およびその角度分布の差によつてどのような差が生じるか検討する。比較するスペクトルとして分裂スペクトル(F), 第1エネルギー群に単位線源(U1),そして原研の透過実験で用いられたPINGによるスペクトル⁽¹⁾(JAERI)がそれぞれ等方源として存在する場合を、また角度分布の差は原研のスペクトルを余弦分布する線源とした場合と上述の等方源とを比較した。まず、スペクトルの差による変化を鉄フィルターの後面において、F, U1, JAERIの各入力についてFig. A7-1に示す。この図でそれぞれの値を第10エネルギー群(1.05~0.821 Mev)において規格化してある。FとJAERIとはほとんど全エネルギー範囲で一致しているがU1は第1群と第2群において前2者と異なっている。Fig. A7-2に線源面における中性子の分布をFとJAERIと並べて示すが、これからわかるようにJAERIスペクトルは分裂スペクトルより相当に軟かいものである。ところがFig. A7-1に戻つて鉄フィルターの前面、すなわち43 cmの水層を透過した後においてはFとJAERIとは最大で5%程度の差で一致している。またU1とFとも第3群以下では5%程度の差で一致している。このことから、極端な場合(U1のような)を除き間に水の層が相当に厚く存在するような場合には入力スペクトルに対してあまり神経質になる必要はなく、分裂スペクトルで代用しても十分良い近似の結果が得られることがわかる。又、このことは、Fig. A7-3に示すように鉄フィルター後面の角度分布からもいえる。鉄フィルター後面において、F, JAERI-isotropic, JAERI-cosnreは全く同じ角度分布を与えている。



Fig. A7-1 Spectral difference

		source spectr.	angl. distr.
①	—	fission	isotropic
②	- - -	1st group unit	isotropic
③	- - -	JAERI	isotropic
④	- - -	JAERI	cosine

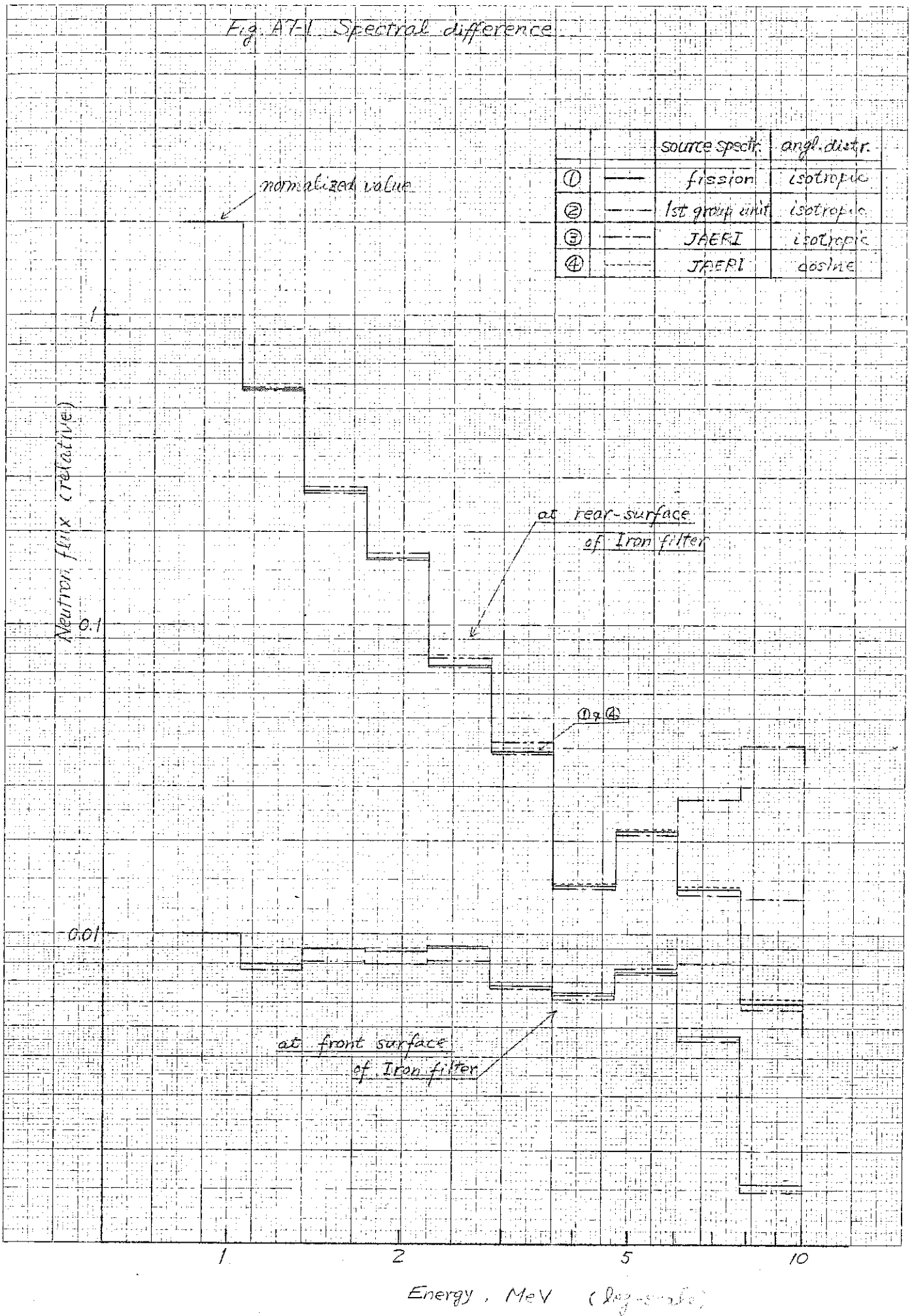


Fig. A7-2 Energy spectra on the surface
of the 1st shielding slab

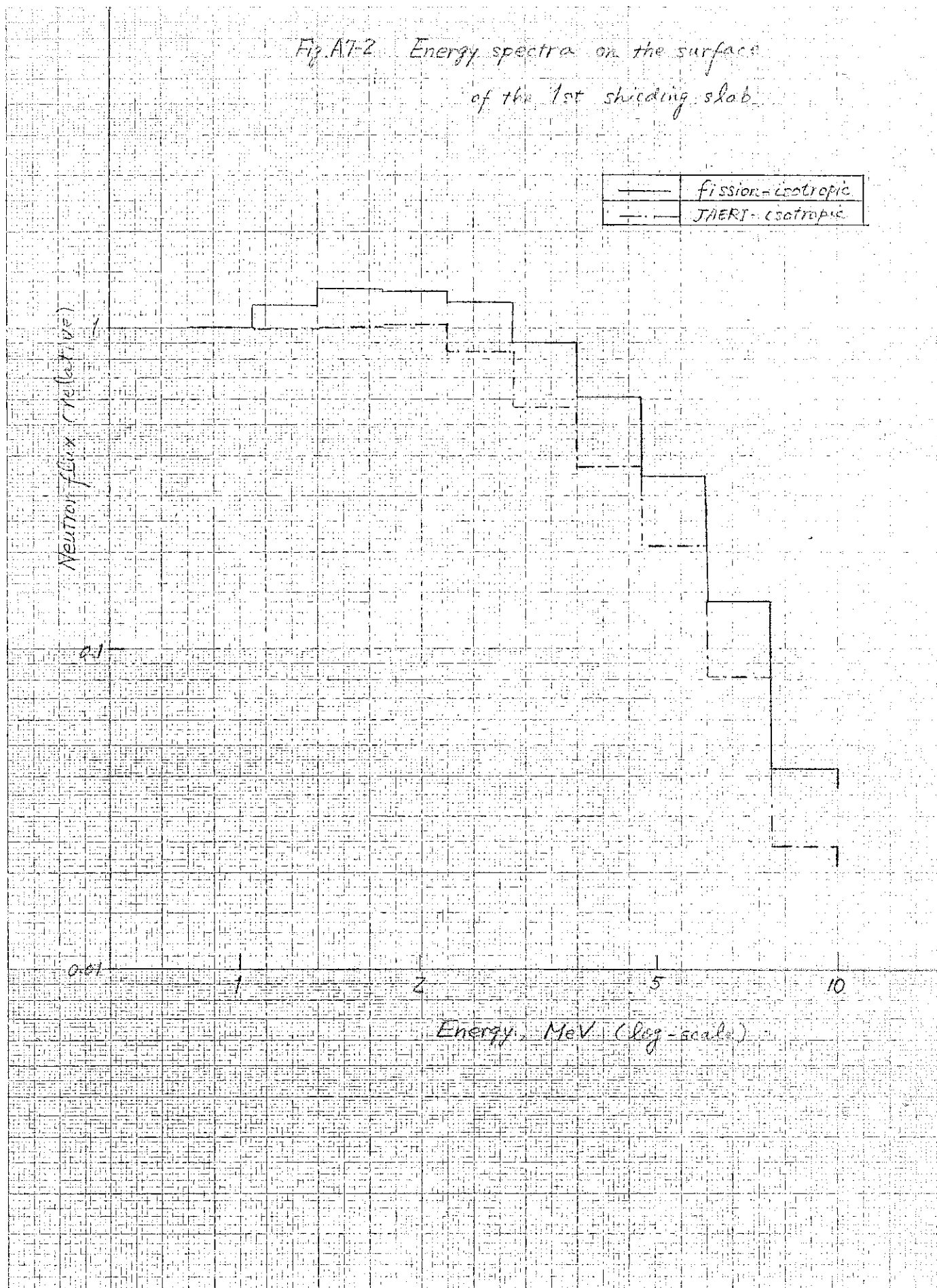
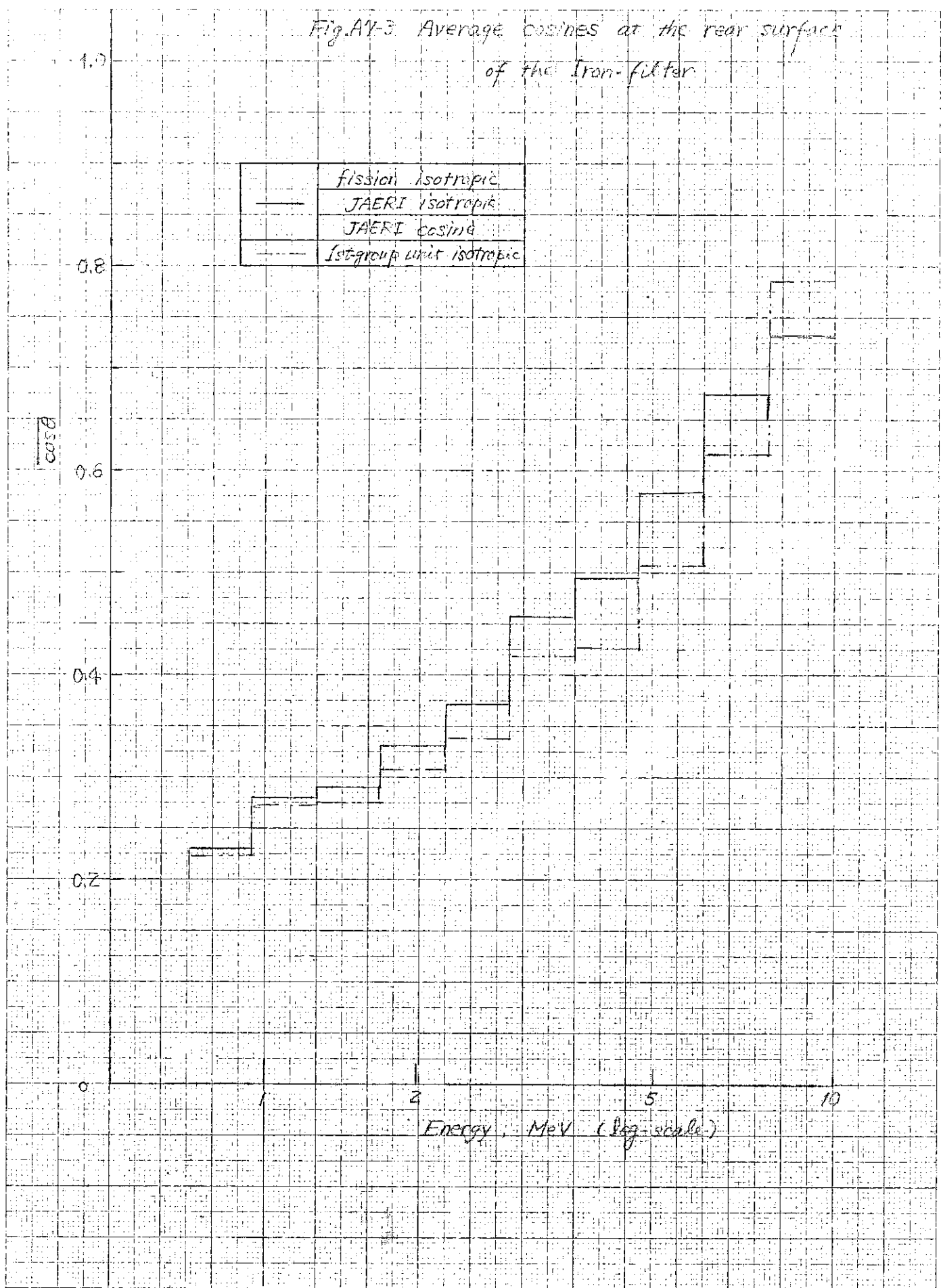


Fig. A1-3 Average cosines at the rear surface of the Iron-filter



付 - 8 Na の断面積と Al の断面積の互換性

実験においては，Na を用いることができないので， 10^4 ev 以上のエネルギーの中性子の弾性散乱の断面積が比較的似ている Al をその比重をできるだけ Na のそれに近づけて用いている。ここで，それらの間に互換性がどの程度認められるか検討する。

Fig.A8-1 は，断面積の値が Na と Al とで 1 対 1 に対応しているものとして，実験で用いられた Al の比重 1.56 になるような Al の原子数密度を Na 遮蔽層，および Al 遮蔽層に対して用いた行なつた計算の結果である。

$^{32}\text{S}(n,p)^{32}\text{P}$ 反応より高い閾値を有する反応については，両者で全く一致し僅かに $^{115}\text{In}(n,n')^{115}\text{In}^m$ 反応において両者に差が認められる。すなわち 1 Mev 以上の中性子に限れば，Na は Al で十分代用せられ，Na の代りに Al を用いた実験も十分意義のあるものであることがわかる。

Fig. A8-1 Al と Na の断面積の互換性

