総説

〔7〕 原子炉設計上から見た原子炉理論の現状

深井 佑造*

Present Status of Reactor Theory from Viewpoint of Reactor Design

By Yuzo FUKAI

The present status of reactor theory is considered from viewpoints of reactor design and is presented. It is always necessary for reactor designer to compile the newest know-how of calculating technique for reactor analysis in order to reduce design cost. Then, we present a short note for the latest papers about reactor physics which are appeared in journal and so on, and discuss many unknown factors which should be solved. In Chap. 1, suggestions for reducing the calculation cost are considered. In Chap. 2, many fundamental problems are given; i. e. evaluation of cross section value, solutions of Boltzmann transport equation, neutron slowing down and criticality problems. Review of the latest calculating methods for criticality calculation is described in Chap. 3. Recent problems about neutron resonance, thermalization and breeding are given in Chaps. 4, 5 and 6, respectively. However, we can not present only short information about time dependent problems because we do not have enough space in our paper to describe them in detail.

I. は し が き

一般に原子炉理論の発達には色々の立場から論ずることができる。ここでは標題に述べたように核設計の立場から主として論ずるものとする。核設計の立場というのは計算コストを低くして、より精度のよい数値結果を得るにはどのような方法を用いるべきであるかということである。計算コストを低くするためには、(i) 大型計算機を用いる、(ii) プログラムの技巧による、(iii) 計算すべき問題の基礎方程式を物理的な考察により変換する、ことである。問題によって計算量の多い時には、大型計算機は計算速度が早いので、使用値段が高くても計算コストは低下する。実際の例では、中型機の記憶容量の不足のためにプログラムの技巧を必要とすることを考えに入れても、拡散方程式による二次元臨界計算では $1/10$ 位に計算コストが低下すると考えられる。計算量の少ない場合には中型機を用いる方が有利になるので問題によって計算機自体を選択することは重要である。アメリカ原子力学会に Nuclear Code Group があり、アメリカで開発されたコードが討論され、NSE に *Computer Code Abstracts*

として公表されている。これによると、1961年1月から11月までに27のコードが発表され、そのうち IBM-704が14、7090または709が13、704の14のうち3は S-2000で同時にプログラムされているという状況にあるアメリカと日本では事情が異なるが、日本でも原子炉理論の発展のためには大型機の利用が早く実現することが望ましい。核計算では問題を繰返し法で解くということがしばしば用いられる。その場合に収斂性が問題になる。E. L. Wachspress ら(2nd GC, P/633, '58)が種々の加速法について比較を論じているが、実際の計算では経験によってそのパラメータを決定するという点があり、今後はこの面の数学的な裏付けが必要とされている。よりよい加速法を用いれば、S. Lenihan ら(TANS 19-2, Nov. '61)の例のように大凡その計算時間は $1/2$ 位になるものと思われる。

しかし計算コストを $1/10$ 以上に低めたい時には上述の(iii)の手段によらなければならない。第1表に従来普通に用いられているA法と物理的な考察により計算

* 日本原子力事業(株)(Nippon Atomic Industry Group, Co.)

第1表 同じ計算機で計算方法を変えたための
計算時間の比較

題 目	計 算 機	A 法	B 法	B/A
熱中性子 組定数	IBM-704	SOFOCATE	Two-mode variational	1/68
臨界固有 値	UCT	一次元階差式	応答係数	1/60

法を変えた場合のB法との計算時間の比較を示した。この例はある特別な場合についての極端な例証であるが、いずれにせよ(Ⅲ)のような考えは計算コストを非常に低下させる。われわれのような民間会社の研究者が原子炉理論の研究をする第1の理由は正に(Ⅲ)の目的があるからで、それが標題に「原子炉設計上から見た」という言葉を付け加えた理由である。

Ⅱ. 基礎的な問題

1. 断面積の値

原子炉核計算に用いられる断面積の値は BNL-325 に編集され、重要なデータ源になっているのは周知のことである。これは Hughes らの核物理学者の手によって編集されたものであるが、核工学者の立場から断面積の値を編集し、むしろ核計算上からみてなるべく妥当な数値を使用したいという目的から、BNL に Neutron Cross Section Evaluation Group が S. Moore, R. Sher らにより作られている。これを SIGMA Center と呼ぶが、ここから既に多くの報告が発表されている (BNL-607, June '60; BNL-634, Oct. '60; BNL-653, Feb. '61; BNL-672, May '61; BNL-666, Apr. '61; BNL-694, Oct. '61)。これらの報告には重要なデータが含まれているので、かなり利用価値があるものと思う。

BNL-325は主として低エネルギー中性子に対するデータである。高いエネルギーに対する値としては R. J. Howerton (UCRL-5226, May '58; 5351 Nov. '58) または NDA の仕事 (NDA-2111-3, Nov. '59; NDA-086-2, June '58) がある。特に減速問題を計算する時に必要な高エネルギーでの原子核の非等方散乱の値は NDA 報告書に詳しく、BNL-325では得られない。また BNL-325 に編集されていない値に非弾性散乱のデータがある。これは熱中性子炉では格子系での π の値に関係するが、より重要なことは高速炉の核計算に必要なことである。S. Yiftah ら, Fast Reactor Cross Section または Kavanaugh の CWR 報告 (例えば CWR-4040, Jan. '58) がある。また 2 MeV 以下については

S. Moore (BNL-Memo, Dec. '58), 1.5 MeV 以下では L. Dresner (NSE, 10, 142, '61) 等も有用なデータを与えている。

2. Boltzmann 輸送方程式の解法

原子炉内部の中性子の振舞いはエネルギーと空間の2つの問題に分けて考えるのが便利である。すなわち一定のエネルギーをもつ中性子を考えて Boltzmann 輸送方程式を解き、一方では空間の問題を単純化してエネルギー的な振舞いを解くという方法が一般に用いられる。後者は次節に論ずることにして、ここではいわゆる one-velocity の Boltzmann 方程式の解法について考えてみよう。

(1) 微積分型輸送方程式を用いる解法

a. 解析的方法 (i) 方向性, μ , を Legendre 級数で展開する方法。a) P_N 近似はもっとも一般的な方法で、中性子束を $P_N(\mu)$ について展開する。b) Double P_N 近似は $\mu > 0$ の時は $P_N(2\mu - 1)$, $\mu < 0$ の時は $P_N(2\mu + 1)$ で展開する。c) B_L 近似は初めに中性子束を空間座標について Fourier 級数に展開して積分型方程式に変換し、その後方向性について $P_N(\mu)$ 展開する。(ii) 方向性を Tchebysheff 級数で展開する方法、これは (i) の a) に相当する。これらの比較は C. Carter ら (JNE, 15, 1, '61) に詳しく、それによると P_{2N+1} 近似は T_{2N+1} と Double P_N 近似より優れており、Double P_0 近似は P_1 近似より悪く、Double P_1 近似は P_2 近似より悪く、 P_1 近似よりよいという結果を得ている。また J. O. Mingle (NSE, 11, 85, '61) は板状格子について P_1 と P_2 近似値の半分が P_3 近似値に近いことを指摘している。 B_L 近似はむしろ次の積分型方程式の解法に近く、 B_L 近似は P_L 近似よりよいことが知られている。

b. 半解析的方法 繰返し数値計算による P_L , Double P_L 近似。E. Gelbard ら (NSE, 5, 36, '59) の提案した方法で、 P_N または Double P_N 近似で展開された N 元連立方程式のうち奇数次のみを消去すると、いわゆる多組拡散理論と同じ形になる。したがってこれはよく用いられる繰返し法にて解くことができるという利点を持ち、短い計算時間で精度のよい結果が得られる。

c. 数値解法 (i) S_N 法, B. G. Carlson (LA-1891, Feb. '55) により提案されたもので、 μ を n 個の等区間に分けて任意の分点 i と $i-1$ の中性子束の値 $\phi(x, \mu_i)$ と $\phi(x, \mu_{i-1})$ から内挿して $\phi(x, \mu)$ を表わし、 μ に関する n 個の連立方程式を解くという方法である。(ii) Discrete Ordinate 法、これも μ を $2n$ 個の

小区間に分けるが、その分割法は Gauss の数値積分を用いる。すなわち $P_N(\mu_i) = 0$ の根を μ_i (ここで $i = 1, 2, \dots, 2n$) とし、この μ_i を分割された区間の長さとする方法である。

C. Carter ら (*JNE*, **15**, 1, '61) には (ii) が (i) よりも一般に優れていると述べられている。

(2) 積分型輸送方程式を用いる解法

・ **a. 半解析的な方法** J. Chernick (*BNL-622*, Aug. '60) が提案している方法で、空間変数を平均自由行程を単位とした mesh 幅 δ で分割し、

$$\phi_i = \sum_{j=1}^N P_{ij} \left[\left(1 - \frac{\Sigma_a}{\Sigma_t} \right) \phi_j + S_j \right]$$

のように積分項を総和の型に変換する。ここで $P_{i,i\pm k} = \{E_3[(k-1)\delta] - 2E_3(k\delta) + E_3[(k+1)\delta]\}/\delta$, $P_{i,i} = [\delta + E_3(\delta) - 1/2]/\delta$, $\delta \ll 1$ の場合はこの式で非常に精度の中性子束が求められる。しかし系の寸法が大きい時には n を多くとらねばならぬので不適当である。円柱格子系についても H. C. Honeck (*NSE*, **8**, 193, '60) が同じような考えで計算している。

・ **b. 解析的方法** 中性子束を μ と空間変数についての Legendre 関数の積にて展開する方法が板状格子系について N. Corngold (*BNL-445*, Feb. '58), 円柱格子系について H. Takahashi (*JNE*, **12**, 26, '60) によって解かれている。これらの論文では空間変数につ

いて P_0 まで (一次近似) しか論じてないが、これを P_2 まで (二次近似) 展開して P_N 近似と比較することが著者 (*BNL-669*, May '61) によって行なわれた。平均自由行程よりも小さな寸法をもつ格子系では、この方法は P_2 近似よりも優れており、大きな寸法の格子系では二次近似の値は P_2 近似の値に非常に近い。このことは既に B. Davison (*CJP*, **36**, 784, '58) によって指摘されている。このように稠密格子では積分型輸送方程式による方法は非常に有効で、多くの研究者がこれに似た次のような方法を提案している。

・ **c. その他の方法** (i) 輸送理論のみを用いた方法。a) Thin Region 法。E. L. Wachspress (*NSE*, **3**, 186, '58) により提案されたもので、 $1/G = 1/G_0 + 1/G_\infty - 1$ とおいた penetrability factor G の近似を (2)-b. の一次近似の正確な G とおきかえたものに等しい。ここで $G_0 = G|_{b \rightarrow 0}$, $G_\infty = G|_{a \rightarrow \infty}$ である。a, b は板状格子の燃料および減速材の平均自由行程を単位とした厚さである。しかし、この G の近似式は稠密格子には不適当である。b) 変分法。板状格子系について L. S. Bohl ら (*NSE*, **4**, 257, '58), 円柱格子系について L. S. Bohl (2nd GC, P/631, '58) が変分法で解いた。この際 trial 関数として平坦な中性子束分布を用いているので、(2)-b. の一次近似と同じ結果が得られる。しかし円柱格子の G は Takahashi の式と異なる。c) Blackness 法。多くの人によって求められて

第 2 表 積分型輸送方程式を用いた格子系の $\bar{\phi}_1/\bar{\phi}_0$ の計算法の比較

名 称	研 究 者	格子系	燃 料 領 域		減 速 材 領 域		境 界 条 件
			Eq.	条 件	Eq.	条 件	
Integral Transport	Fukai	板 状 円柱状	T	flux を Legendre 展開して、一次近似は P_0 二次近似は P_2 まで	T	同左	角度分布は正確
Thin Region 法	Wachspress	板 状	T	flux は一様 ($=P_0$) であると仮定	T	同左	等方入射を仮定
変 分 法	Bohl ら	板 状 円柱状	T	Constant flux を trial 関数とする	T	同左	角度分布は正確
Blackness 法	Puechl ら	板 状 円柱状	T	flux は一様 ($=P_0$) と仮定		減速材の領域は無限大とする	燃料へ等方入射
Double Blackness 法	Maynard	板 状	T	flux は Discrete ordinate 法で求める	T	同左	DB-0; 等方入射 DB-1; μ^2 まで考慮
Amouyal 法	Amouyal Theys	板 状 円柱状	T	flux は 2 回目の衝突による分布を考慮	D	$\kappa_0 a$ について展開をする	等方入射を仮定
Bengston 法	Bengston	板 状	T	flux は P_2 近似まで考えた分布を用いる。ただし $\Sigma_{a0} = 0$	D	吸収はないとする	Serber-Wilson

Eq.: 使用方程式 T : 輸送方程式 D : 拡散方程式

いるが、最近 P. Greebler ら (*NSE*, 6, 129, '59) や K. H. Puechl (*NSE*, 9, 241, '61) によって用いられた。(2) — **b.** の方法で減速材の厚さを無限大にするとこの方法での式が得られる。d) Double blackness 法。C. W. Maynard (*NSE*, 6, 174, '59) により提案されたもので、この 0 次近似は Wachspress の式と同じになり、一次近似でも (2) — **b.** のような境界での非等方入射の完全な効果は含まれていない。(ii) 輸送理論と拡散理論の混合したもの。a) Amouyal 法。円柱格子系については A. Amouyal ら (*JNE*, 6, 79, '57), 板状格子系については M. H. Theys (*NSE*, 7, 58, '60) が計算をしている。中性子流の境界での等方入射を仮定しているので稠密格子には不適当である。b) Bengston 法。J. Bengston (*NSE*, 3, 71, '58) によって提案されたもので、(2) — **b.** にかかなり近い。(2) — **b.** の方法を含めてこれらの方法の概要を第 2 表に与えた。結論として (2) — **b.** の方法が現在のところ一番有効のようである。

積分型輸送方程式を用いた方法は次のような問題点を持っている。

(1) 得られた結果は簡単であるが、一般に親しまれている関数では書けていない。

(2) 2 領域以上または (2) — **b.** の方法で近似を高めようとすると計算が急速に複雑になる。

(3) 円柱格子系についての G には J. Chernick (*BNL-622*, Aug. '60) や D. A. Newmarch (*AEEW-R 34*, June '60) の指摘するように cylindricalization による誤差が含まれている。H. C. Honeck が単位セル法にて f を求めたところ、この原因と推定される誤差により実験値との一致がよくなかった。

(4) 寸法の大きな格子系に有効かどうか未だよく解かれてない。現在でも正確で信頼できる計算法は確立されていない。

3. Milne problem

実験値の整理や核設計に重要な外挿距離を正確に求めることは古くから企てられているが、現在のところエネルギー依存性まで考慮した Milne problem は完成したとはいえない。one-velocity での問題については Wiener-Hopf 法が古くは用いられているが、最近 K. M. Case (*AP*, 9, 1, '60) が plasma physics で N. G. Van Kampen の用いた方法を応用して解いている。Wiener-Hopf 法が最後まで計算してみなければ結果がわからないのに反して、この方法は最終の数値計算をせずに現象の物理的意味付けができるし、計算も容易になるという利点をもっている。H. Takahashi

(*BNL-Memo*, Sep. '60) はこの方法により非等方散乱の効果求めた*。また T. Auerbach は Chandrasekhar の方法を用いた計算を行なった。エネルギー依存性の問題は W. R. Conkie (*NSE*, 7, 295, '60) が級数展開による方法にて求め、M. Nelkin (*NSE*, 7, 552, '60) は変分法にて求めている。また R. Kladnik ら (*NSE*, 11, 116, '60) は同様に変分法により、Nelkin の解よりも一般化された形を得ている。この結果は Conkie の外挿距離よりも大きな値になっている。

4. 減速問題

中性子減速の問題は Placzek の基礎的な論文で示された Placzek 関数をいかに正確に積分するかという点に興味向けられている。Placzek 関数の Laplace 変換式の被積分式 $\omega(s)$ を古くは Marshak が部分々数分解によって解いたが、T. Teichmann (*NSE*, 7, 292, '60) は $\beta = \alpha/1 - \alpha$ において β について展開して次のような式を得ている。ここで $\alpha = [(A-1)/(A+1)]^2$ とおいた。

$$\omega(s) = \frac{p(s)}{1-p(s)} = \frac{1}{1-\alpha} \left\{ \frac{1}{s-\beta} + \sum_{k=1}^{\infty} (-\beta)^k e^{-ks\omega_0} \left[\frac{1}{(s-\beta)^{k+1}} + \frac{1-\alpha}{(s-\beta)^k} \right] \right\}$$

$p(s)$ は C 系での等方散乱減速核の Laplace 変換式である。上式は Laplace 変換可能な式になるので Placzek 関数は級数の形にて求めることができる。同じ問題について A. Keane (*NSE*, 10, 117, '61) は $1/1-p(s)$ を s について級数展開し、 GG 近似やさらに近似を高めた式を導出している。減速核に非等方散乱の効果を含めた場合には、非等方効果を Legendre 展開して M. T. Robinson ら (*NSE*, 10, 61, '61) が同様に求めている。しかしこの時は解析的な解にならずに数値積分の形になっている。この非等方性は高速炉の中性子スペクトルを求める時には重要になる。V. C. Boft (*AP*, 9, 435, '60) も同様に精密な解析をしている。また Laplace 変換を用いずに衝突密度に関する積分方程式を微分方程式に変換して正確な解を求めようとする興味ある試みが R. Bendary (*NSE*, 10, 219, '61) によって行なわれている。

熱中性子炉設計に関係深い τ の値は最近興味をもって研究されている。軽水については R. C. Doerner ら (*NSE*, 9, 221, '61) および W. G. Pettus (*NSE*, 11, 129, '61) の注意深い実験が行なわれている。第 3 表の値は主としてこれらの論文と H. Amster ら (*TANS* 26-3, Nov. '61) から得た。重水についても D-D 中

* 同じ研究が J. R. Mika (*NSE*, 11, 415, '61) により公表された。

第 3 表 水と重水における分裂中性子の 1.44 eV までの τ の値(単位 cm^2)

	結 果	方 法	Date	研 究 者
水	計 算 値	25.3	フーリエ変換	1954 Certaine, Aronson
		25.3	P_1 と B_1	1955 Wilkins, Hellens ら
		30.9	SG	" "
		30.7	修 正 SG	" "
		25.7	モーメント	" "
		24.8	P_1 と B_1	" "
		25.8	モーメント	Hurwitz, Zweifel
		25.6 $\pm$ 0.3	モンテカルロ	1956 Coveyou
		26.0	モーメント	1957 Certaine
		25.9	フーリエ変換	Reier
	実 験 値	26.7	モンテカルロ	Brown
		26.5	モーメント	Goldstein, Certaine
		25.9	モンテカルロ	1958 Coveyou, Sullivan
		25.1 $\pm$ 0.1	"	1961 Amster, Gast
		25.13	P_1 -GG	"
		32.3	活性化法	1944 Anderson, Fermi, Nagle
		30.8	"	1948 Hill, Roberts, Fitch
		30.03	"	1950 Hoover, Arnette
		31.0	"	1956 Wade
重水 (99.8%)	計 算 値	116.7	モンテカルロ	1959 Brown
		112.2 $\pm$ 2	"	Coveyou ら
		108	GG	1960 Levine
	実 験 値	104	活性化法	1943 Fermi
		106	"	1945 Freedman, Wattenberg
		111 $\pm$ 1	"	1956 Olcott
		109 $\pm$ 3	"	1958 Wade
		29.4 $\pm$ 1.5	"	Barkov, Muklin
		26.7	"	1958 Blosser, Trubey
		27.3 $\pm$ 0.9	"	1960 Lombard, Blanchard
		27.0 $\pm$ 0.9	"	1961 Pettus
		27.86 $\pm$ 0.10	"	Doerner ら

中性子に対する精密な計算 (H. Goldstein: NSE, 10, 16, '61) と実験 (V. Spiegel ら: NSE, 11, '61) が最近行なわれた。第 3 表は後者の論文から得た値である。著者が MUFT で計算したところ軽水については SG consistent P_1 法にて 24.5 cm^2 、重水については GG consistent P_1 法にて 107.5 cm^2 を得た。重水では大凡そ理論と実験との間の差はないが、軽水については未だ 8% 近くの差があることがこれらの結果からわかる。

5. 臨界方程式

最近 P. F. Zweifel ら (NSE, 10, 357, '61) が Boltzmann 方程式により、非等方散乱効果をもつ減速核を考慮して consistent P_1 臨界方程式を求め、種々の減速材について比較した。著者は別の面から、いわゆる Fermi の臨界方程式は再検討されるべき時期に来たと考えている。第 1 図は炉心内水対ウランの体積比に対して I_{eff} (共鳴実効積分) の値を示している。詳しくは第 IV 章に述べるが、正確な計算によると図の Hellstrand の実験値は理論値とほとんど完全に一致するといつてよい。ところが BNL-WAPD の積分実験から

得られた I_{eff} は図のように異なっている。BNL-WAPD の実験値は Fermi の臨界方程式を仲介として解析されたものである。Hellstrand の活性化法による実験

第 1 図 体積比に対する I_{eff} の曲線
ウラン金属燃料棒

と正確な計算値がほとんど一致し、かつBNL-WAPDの測定技術を信頼すれば、このような喰い違いは明らかに臨界方程式自体に問題があるのではないかという気を起こさせる。ここで不一致を解決する手段として2, 3の方法を考えてみたい。

(1) 臨界方程式で定義された各定数と測定された値は同じものであろうか？という検討。

(2) もしそうでないとなれば、測定できる正しい量とはどのようなものであり、それを基にして臨界方程式を再組立する必要がある。

(3) 臨界方程式に epithermal 分裂効果を正確に再計算してみる。

等々、(1),(2)に比べて(3)が一番簡単のように思われる。しかし epithermal 分裂効果は著者が古く(NSE, 2, 525, '57)に示したように正確には非漏洩確率と k_{∞} との積にて表わすことができず、その値は漏洩確率を含めた炉内中性子スペクトルに影響されると考えられる

ので相当に厄介な問題である。その上第4表に示したように一般に用いられている α の値にも Westcott 流と非 Westcott 流の値に非常に大きな差が認められている。 ^{235}U の分裂巾について最近 T. Morita は Breit-Wigner の single level 公式を基にして解析すると、2種類の値があるという興味ある提案をしたが O. D. Simpson ら (PR, 123, No. 2, 559, '61) も multi level 公式を ^{241}Pu の共鳴解析に適用し、2つの群に分けられる分裂巾を求めている。分裂性元素は共鳴レベルが密なので multi level 公式の適用が妥当かも知れないが、このような結果を基にして epithermal 分裂効果をスペクトルを含めて正確に求めてみる必要がある。

われわれが理論の妥当性を判断するのに、常に実測値を参照できるわけではない。例えば完全に one-velocity での中性子束分布を実験的に求めることは不可能である。このような時には Monte Carlo が有効な手段としてしばしば用いられている。原子炉核設計の各

第4表 核分裂元素の共鳴積分および捕獲と分裂との比(α)

	吸 収 積 分	分 裂 積 分	α	参 考 文 献
^{235}U		$271 \pm 25^\dagger$ (0.49)		Macklin, Pomerance
		$274 \pm 11^\dagger$ (0.5 eV)		Hardy, Klein ら: NSE, 9, 341, '61.
	370	269 (0.45 eV)	0.375	Westcott: CRRP-960.
	450 ± 100	300 ± 50	0.500	Stoughton, Halperin: NSE, 6, 100, '59.
	447.7	291.8 (100 keV ~ 0.4 eV)	0.534	Kashiwabara: BNL-Memo, '59.
	381.03	250.8 (0.625 eV)	0.519	WAPD-TM-224 MUFT, Input より計算
^{239}Pu		$327 \pm 22^\dagger$		Klein ら: NSE, 9, 341, '61.
	478.5	319 (0.45 eV)	0.5	Westcott: CRRP-960.
	539.1	290.8 (0.625 eV)	0.854	WAPD-TM-224, MUFT Input より計算
^{241}Pu		$557 \pm 33^\dagger$ (0.5 eV)		Klein ら: NSE, 9, 341, '61.
	781	567.5 (0.45 eV)	0.3675	Westcott: CRRP-960.
	850.7	470.0 (0.625 eV)	0.801	WAPD-TM-224 MUFT, Input より計算

†: 測定値, () 内は最低エネルギーの値を示す。

因子を Monte Carlo で計算するという試みは既に共鳴吸収については R. D. Richtmyer ら (2nd GC, P/2489, '58), thermalization の Coveyou のコード, ϵ についての H. Rief (NSE, 10, 83, '61) や R. D. Ca-boon (TANS-24-8, Dec. '60) 等のコードがあるが, 核計算のすべての分野を Monte Carlo で計算するという計画, Oak Ridge Research Reactor Routine (ORNL-3016, Nov. '61) もある。今後はこのようにすべての分野を計算できる Monte Carlo コードの開発は進められるであろう。このように Monte Carlo の応用が進むと neutron history を少なくして, よりよい精度を得ようとする技巧が開発されてくるであろう。Monte Carlo では系全体での反応の割合を求めるという場合には正確な結果が得られやすいが, ある 1 点での中性子束の大きさや, 狭い領域での中性子反応の割合を求める場合には, あまり正確に得られないことが確率的に考えられる。この際 neutron history の数を増せば勿論精度はよくなるが, それでは経済的ではない。そこである点での中性子束の値を求めるには Conditional 法という手段が有効であることが D. W. Drawbaugh (NSE, 9, 185, '61) によって提案され, S. K. Penny ら (NSE, 10, 75, '61) によって deep penetration の問題に適用されて成功を収めている。また狭い領域での中性子反応率を求めるには中性子の reciprocity theorem を利用して精度のよい結果を導けることが C. W. Maynard (NSE, 10, 97, '61) によって示された。

II. Reactor Analysis

動力炉のように炉心の大きな原子炉では中性子漏洩の確率を正確に計算するよりも格子系の正確な計算の方が重要である。その上炉心の小さな研究炉では中性子漏洩の確率の計算は重要になる。

1. Lattice Calculation

臨界計算のための多組拡散理論の入力に用いられる各エネルギー組での核定数の計算法は一般に 2 種類あると考えられる。1 つは高速組定数に対して MUFT, 熱中性子組に対して SOFOCATE を用いるもので, もっとも普通である。他は Deutsch または Deutsch-Westcott を組み合わせたものでこれもしばしば用いられる。MUFT-SOFOCATE では均質炉に対する組定数しか得られないようになっている。実際には非均質系では k に対する非均質効果は大きいので, self-shielding factor を別に求めて入力とするという方法が用いられている。このような方法を用いることなく M. M.

Levine ら (TANS 14-9, Dec. '60) は等価定理を用いてプログラムを書き換えることなく計算できることを示した。第 2 の方法では最近 R. W. Deutsch (JNE, 14, 168, '61) が古い彼自身の方法を改良した論文を発表している。この論文でも示されているが, 一般に共鳴積分の信頼できる実験式として E. Hellstrand (JAP, 28, 1943, '57; NSE, 8, 497, '60) の結果がよく用いられる。C. H. Westcott (CRRP-960, Nov. '60) も最近彼の古い結果を改良した。

これらの方法を基にして実験値をチェックするという Lattice Calculation は各機関でかなり行なわれて, 毎回の ANS meeting 等に多くの発表があるので, すべてを調査するのは困難である。したがってここでは最近の目についた 2, 3 の論文を示す。J. Chernick (BNL-622, Aug. '60) は軽水格子系についてまとめた。前述した R. W. Deutsch の仕事, D. B. Wehmer ら (JNE, 14, 189, '61) の $\text{UO}_2\text{-ThO}_2\text{-H}_2\text{O}$ 系に対する解析, K. H. Puechl (NSE, 9, 241, '61; 11, 61, '61) の軽水格子系の解析等があげられる。特に Puechl の方法は実験値から epithermal index という Westcott により定義された κ 因子を求めて理論と比較するという興味ある方法を用いている。

2. 臨界計算法

前節に述べたような方法で各エネルギーレベルの核定数が均質化された形で求まれば, 多組拡散方程式を反射体その他を含めた原子炉の形状について解き, 中性子束分布や反応度が求められる。このような普通に用いられている均質化をすることなしに非均質炉を計算する Feinberg-Galanin の方法も燃料本数の少ない原子炉では有効であろう。この方面は最近 F. B. Estabrook (NSE, 11, 43, '61) が二次元の四角格子炉心について考察したが, 何分にも数学的に複雑な問題が含まれているのであまり開発は進んでいない。

普通に用いられている計算では組数を多くするほど精度はよくなるが, 特殊な問題でない限り大凡 3~4 組の組分けで充分である。空間的には原子炉は常に三次元であるが, 均質化された系では球形炉は一次元, 円筒炉は二次元, 直方体炉は三次元の取扱いになる。この多組拡散理論では拡散方程式は階差方程式の形に変換して繰返し法によって解くために, 1 方向についての mesh point の数が結果の精度にそのまま影響する。したがって一次元で mesh point n の計算をした場合の精度と同じ程度の計算が二次元では n^2 , 三次元では n^3 の mesh point の数を必要とし, それだけ計算機の記憶容量の多いものが要求される。中型

機では二次元の計算が特別な技巧のプログラムによってできるという程度で、それには大型機が必要であろう。このように多くの mesh point による三次元の計算用コード(TRIXY etc)も開発されているが、一般に原子炉は円筒状のものが多くということから、主に開発されている二次元コードや一次元コードを組み合わせる解く Synthesis という手段がよく用いられる。E. L. Wachspress(TANS 16-6, June '61)の Multichannel flux synthesis や 1961 年11月の ANS meeting に提出された R. J. Rosebery ら(25-3), R. J. Holl ら(25-4), S. Kaplan(25-5)のようにこの方面の研究が多くなったことが最近特に目立っている。

このように精度が mesh point の数に依存するのは mesh 間の中性子束分布を折線で近似しているからに他ならない。したがって mesh 幅が大きくなってもこの間の中性子束分布が基礎方程式を解いた正確な解になっていれば、よい精度が得られるであろう。このような点から提案されたのが A. Shimizu の応答係数の理論であり、D. Yarmush ら(WADC 53-383, Apr. '58または WADC 59-772, Aug. '60)の transmission matrix 法である。これは基礎方程式から正確に得られた透過と反射の確率を中性子流で結ぶことによって反応度その他を計算しようとするもので、多組拡散理論に相当するものとして、多エネルギー組に対するこれら確率の matrix で表わされる。この方法がある場合には非常な威力を発揮することは第1表に示した通りである。これは拡散方程式を基にしているが、輸送方程式を用いれば稠密格子その他の精密な中性子束分布の計算ができると考えられる。しかし、この際注意すべきことは中性子流で各確率を結び等方入射の仮定を用いると、第Ⅱ章-2で述べたように精度が悪くなるということである。これを改良するためには、方向性についての matrix を作らなければならない。これを multi-layer 法といい H. S. Wilf(NSE, 5, 306, '59)によって開発された。

IV. Neutron Resonance

これも現在未だ多くの問題を残している。前と同様に空間的なものとエネルギー的なものの2つに分けて考える。

1. Collision Probability

共鳴中性子の空間的振舞いは平均自由行程が長いのと大きな共鳴吸収断面積によって拡散方程式を用いることができない。初めに J. Chernick が first flight collision probability の考え方で、共鳴吸収を求める

方程式を導いた。後に N. Corngold(BNL-445, Feb. '58)によりこの Chernick の方程式が積分型輸送方程式から導出されることが示された。したがって collision probability についての問題は第Ⅱ章-2と同様と考えてよい。そこでここでは2, 3のトピックについて述べよう。第Ⅱ章-1でも述べたが非均質格子の P が均質系と同じような形で示されると非常に便利である。このような等価定理は初めに P. Bakshi(BNL Memo, Dec. '57)によって提案され、M. M. Levine(NSE, 8, 363, '60)はこれを用いて実験値との比較を示している。最近 B. Wolfe(NSE, 11, 227, '61)はこれを Wigner の近似を用いしないで、次のような一般化した σ_{eff} で表わすことができることを示した。

$$\sigma_{eff} = \sigma_p + \sigma(1 - P_0)/P_0$$

ここで $1 - P_0$ は escape probability, σ は全断面積, σ_p は potential 散乱断面積である。

Dancoff 係数 G_∞ は注目している燃料棒に入射する中性子が隣り合った燃料棒により遮蔽される割合であるから、格子が稠密になると重要な因子となる。無限の板状格子系では簡単な式で示せるが、燃料板の幅が有限の長さをもつ時にはやや複雑になることが I. Carlvik ら(AE-16, '59)によって与えられている、円柱格子系では Dancoff-Ginsburg の方法を近似的に格子系に適用した種々の方法がある。それは J. A. Thie(NSE, 5, 75, '59)や著者(NSE, 9, 370, '61)の方法である。その他に G. I. Bell(NSE, 5, 138, '59), Slab 近似(J. Chernick ら: NSE, 4, 649, '58), H. Takahashi(JNE, 12, 1, '60), V. Namias(WCAP-1097, '59)等の研究がある。これらの方法の比較は著者の論文に詳しい。また最近 G_∞ について測定がされるようになった。A. E. Dunklee ら(TANS 8-6, Dec. '60), G. G. Smith(TANS 8-7, Dec. '60)で、特に Smith によると UO_2 の密度が低くなると C_∞ が大きくなるという結果を得ている。これは燃料が黒体というよりも、むしろ実際は灰色になっているということを示している。また K. H. Puechl(NSE, 11, 61, '61)は G_∞ に Bell 近似による低い値を用いた方が、正確な値を用いるよりも BNL-WAPD の実験結果によく一致するとしているのは、この測定結果と矛盾する。クラスターの取扱いになると現在のところ rubber band surface 法しかなく、Hellstrand によって一応の実験的な妥当性は与えられているが理論的には未だ不十分である。

2. エネルギー的問題

空間問題を完全に切り離してこれを論ずることはできないが、次のような問題点がある。

(1) Breit-Wigner の Single level 公式を基にして、各共鳴レベル毎に分離して計算をしているが、上のレベルによる減速密度の歪みが下のレベルの計算の際に影響しないであろうか？これは中性子スペクトルの問題であって、multi level 公式の適用性について考えているのではない。

(2) 非均質炉では中性子の減速材による減速エネルギー巾が実効巾よりも大きいと考える減速材に対する Narrow 近似 (NA 近似) が一般の格子系について成立するであろうか？

(3) 減速材から燃料に入った中性子は燃料原子核によって衝突してエネルギーを失う。この失う割合が実効巾よりも大きいのか小さいかによって理論的な取扱いが異なる。実効巾の方が小さい時には (NA) 近似、逆の場合には Wide 近似 (WR 近似) が用いられる。一般に共鳴レベルのエネルギーの低い場合は (WR) 近似、高い場合は (NA) 近似が妥当であるが、正確にはいずれのレベルもこの中間にある。

(4) 高いエネルギーの範囲の計算には分裂スペクトルの影響が考慮されなければならない。これは ϵ の計算とも関係するが現在 ρ の立場からは考えられていない。

(1) について多くの研究がある。R. Rothenstein (NSE, 8, 122, '60) の Monte Carlo の結果によると ^{238}U の最低レベルとその上のレベルについて、各レベルについて分離した取扱いでは $\rho=0.8601$ 、相互作用のある時には $\rho=0.8546$ という結果を得ている。また共鳴吸収の計算に中性子源が一樣であるという仮定の可否について、W. T. Hayes ら (TANS 8-4, Dec. '60) が論じている。上のレベルの影響を Placzek 関数を求める方法で計算すると、減速材の燃料に近い部分で中性子束の歪が生ずる。これはいわゆる epithermal disadvantage factor の問題である。V. Vaughan (TANS 23-5, Nov. '61) も異なった方法でこの問題を求めているが、燃料付近の中性子束の歪は 2~3% 程度であると結論している。このような現象は格子間隔にもよるが、 ^{238}U —軽水格子系では ^{238}U の最低レベルと上のレベルとの間が比較的広いことと水素減速ということからして大きくはないことが予想される。しかし D. B. Adler (TANS 19-5, Nov. '61) の Th—黒鉛系について ^{232}Th の 23.6 eV と 21.6 eV の共鳴吸収による中性子スペクトルの数値積分法による結果では、それらの共鳴レベルの相互作用は無視できないことが示

されている。(2) については、共鳴吸収に関する研究のほとんどが NR 近似の立場をとっているといえよう。

次に各レベルについて燃料に対する NR か WR 近似かを判定して、いずれか一方での近似計算した例は多い。しかし正確な解はこれらの近似の間にあるので、両方の効果を含めた近似法が R. Goldstein ら (TANS 21-8, June '60) や S. Iijima-H. Mizuta によって提案されている。NR と WR 近似についての中性子スペクトルは、 $s=S/4V$ とすると、

$$\psi_{WR}=(s+\sigma_p)/(s+\sigma), \quad \psi_{NR}=s/(s+\sigma_a)$$

で表わされる。適当なパラメータ λ を導入して、

Goldstein は $\psi_0=(s+\lambda\sigma_p)/(s+\sigma_a+\lambda\sigma_a)$, Iijima-Mizuta は $\psi_{IM}=\lambda\psi_{NR}+(1-\lambda)\psi_{WR}$ として計算している。このような近似ではなしに Chernick の方程式で燃料原子核による減速項をそのまま数値積分する正確な計算が最近行なわれている。B. P. Rastogi ら (JNE, 15, 30, '61) は ^{238}U の最低レベルについて正確な共鳴積分の値が WR と NR 近似のいずれよりも小さいことを示した。これは近似法で求めた結果と一致する。また、L. W. Nordheim ら (TANS 23-8, Nov. '61) は U と UO_2 についてすべての共鳴レベルをこのような数値積分により計算し、第 5 表に示したように Hellstrand の実験値と比較した。

第 5 表 正確な計算と Hellstrand の実験値との比較 (L. W. Nordheim: TANS 23-8, Nov. '61)

U ; a cm	0.1055	0.211	0.422	0.844	1.69
計 算	28.25	20.71	15.31	11.49	8.78
実 験	27.6	20.4	15.3	11.6	9.0
UO_2 ; a cm	0.125	0.25	0.50	1.00	2.0
計 算	37.64	27.56	20.69	16.05	13.14
実 験	37.3	27.7	20.9	16.3	12.8

一般に U については非常によい一致をするが、 UO_2 については未だ不充分である。以上のような計算は主として U や UO_2 について行なわれているが、Th や ThO_2 についての研究は比較的少なく、未だ満足な説明は完成していない。まして分裂性元素の ^{235}U 等については第 II 章-5 に述べたように重要であるにも拘らず研究成果はほとんどない。

3. Doppler 係数

UO_2 を用いた熱中性子炉や高速炉では Doppler 効果は非常に重要な役割をする。Doppler 係数は各温度について一定の値ではなく $T^\circ\text{K}$ に依存する。P. Grebler ら (TANS 2-2, June '61) が示したように T' に

逆比例する。しかし UO_2 や ThO_2 について R. L. Crowther (TANS 2-4, June '61) が計算した結果では $(C_1\sqrt{T} + C_2T)$ に逆比例している。特に UO_2 は $C_1 > C_2$ で、 ThO_2 は $C_1 < C_2$ となっている。いずれにせよ Doppler 係数が T に依存するという事は、これを通じて反応度の増減を論ずる時に燃料内の温度分布を考えに入れなければならないことを示している。L. Dresner (NSE, 11, 39, '61) は燃料棒の中心と端の温度比が 2 である時には温度が一樣であったと考えて計算したものと大差のないことを示した。しかし実際の原子炉では温度比が 3 になる場合もあり、Greebler の計算では Doppler 係数で 8% 程増加するという事も報告されているので、この点はさらに計算を進める必要があろう。

V. Neutron Thermalization

この問題が Up-to-Date のものであることは広く知られている。古い Wigner-Wilkins のモデルから現在ではむしろ化学結合効果をいかに計算するかということが興味ある問題として関心を集めている。この問題に対する理論的研究は大体 2 つのテーマに分類することができると思われる。1 つは散乱核の計算であり、他はその核がわかっているとして実際の計算に応用し、種々の結果を得ようとするものである。

1. 散乱核

中性子が結晶のような拘束された原子によって散乱されたときに、散乱後の中性子が干渉し合うとする coherent と干渉の incoherent の状態が生ずる。理論的取扱いは問題を簡単にするためにしばしば incoherent の近似を用いる (以下 H. Takahashi: BNL-Memo, Aug. '60 による)。いま入射前の中性子の momentum を $\vec{p}_1$ 、エネルギーを E_1 、入射後 $\vec{p}_2$ 、 E_2 とすると、散乱断面積は一般に momentum 変化 $\vec{p} = \vec{p}_2 - \vec{p}_1$ とエネルギー変化 $\omega = E_2 - E_1$ より次のように表わされる。

$$\sigma(E_1, E_2, \theta) = \frac{\sigma_b}{8\pi^2} \left(\frac{E_2}{E_1} \right)^{\frac{1}{2}} \int_{-\infty}^{\infty} \chi(\vec{p}, t) e^{-i\omega t} dt$$

ここで σ_b は bounded cross section であり、correlation function $\chi(\vec{p}, t)$ は結晶系の場合は次のように示すことができる。(式の導出については N. Corngold "Notes on the Scattering of Thermal Neutrons" に詳しい。)

$$\chi(\vec{p}, t) = \exp \left[\frac{\vec{p}^2}{2M} \int_0^\infty \frac{dW}{W} f(W) \left\{ \frac{Z(W)}{Z(W)-1} \right. \right.$$

$$\left. \left. (e^{iWt} - 1) + \frac{1}{Z(W)-1} (e^{-iWt} - 1) \right\} \right]$$

ここで $Z(W) = \exp(W/kT)$ 、 W は oscillator の振動数に相当するエネルギーである。 $f(W)$ は振動数スペクトルで Einstein モデルでは $f(W) = \delta(W - W_0)$ 、Debye モデルでは Θ を Debye 温度とすると、 $f(W) = 3W^2/k\Theta : 0 \leq W \leq W_D$ 、 $f(W) = 0$; その他の W で表わされる。 $\chi(p, t)$ 式の計算は次のような近似法によって得られる、(1) mass 展開、(2) reaction time 展開、(3) phonon 展開。(1) は heavy crystalline モデルといわれるもので $M \rightarrow \infty$ とし指数を展開するものである。中性子速度の大きい時には原子との相互作用は小さいので、その reaction time t にて展開することができる。これが reaction time 展開で、中性子のエネルギーの低い時には phonon 展開が用いられ、展開された各項は反応後の phonon の放出される状態に相当する。入射する中性子のエネルギーが高い時に結晶原子がガスのような振舞いをする時、

$$\chi = \exp \left\{ -\frac{\vec{p}^2}{2M} (it - kTt^2) \right\} \text{ となり、}$$

Wigner-Wilkins のモデルが導かれる。ここで mass 展開の近似を用い、 $(1/M)^2$ 以上の項を無視すれば、Wilkins スペクトルが得られ、より高次の項まで含ませれば M. A. Kazarnovskii (2nd GC, P/2148, '58) が得られる。結晶系の場合、reaction time 展開は初めに G. Placzek (PR, 86, 377, '52) によって、

$$\begin{aligned} \chi(\vec{p}, t) &= \exp \left[\frac{\vec{p}^2}{2M} \left(\sum_{\nu=1}^{\infty} \frac{\chi_{\nu}}{\nu!} (it)^{\nu} \right) \right] \\ &= 1 + \frac{\vec{p}^2}{2M} \sum_{\nu=1}^{\infty} \frac{\chi_{\nu}}{\nu!} (it)^{\nu} \\ &\quad + \frac{1}{2!} \left(\frac{\vec{p}^2}{2M} \sum_{\nu=1}^{\infty} \frac{\chi_{\nu}}{\nu!} (it)^{\nu} \right)^2 + \dots \end{aligned}$$

G. C. Wick (PR, 94, 1228, '54) ではこれを

$$\begin{aligned} \chi(\vec{p}, t) &= \exp \frac{\vec{p}^2}{2M} (\chi_1 it) \left[1 + \frac{\vec{p}^2}{2M} \sum_{\nu=2}^{\infty} \frac{\chi_{\nu}}{\nu!} (it)^{\nu} \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{2!} \left(\frac{\vec{p}^2}{2M} \sum_{\nu=2}^{\infty} \frac{\chi_{\nu}}{\nu!} (it)^{\nu} \right)^2 + \dots \right] \end{aligned}$$

M. S. Nelkin (GA-1258, '60) は

$$\begin{aligned} \chi(\vec{p}, t) &= \exp \frac{\vec{p}^2}{2M} \left(\chi_1 it + \frac{\chi_2}{2!} (it)^2 \right) \\ &\quad \left(1 + \frac{\vec{p}^2}{2M} \sum_{\nu=2}^{\infty} \frac{\chi_{\nu}}{\nu!} (it)^{\nu} \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{2!} \left(\frac{\vec{p}^2}{2M} \sum_{\nu=3}^{\infty} \frac{\chi_{\nu}}{\nu!} (it)^{\nu} \right)^2 + \dots \right) \end{aligned}$$

に展開している。ここで $\chi_{2j+1} = \int_0^\infty f(W) W^{2j} dW$,

$$\chi_{2j} = \int_0^\infty \frac{Z(W)}{Z(W)-1} + \frac{1}{Z(W)-1} e^{2j-1} dW \text{ である。低いエネルギー}$$

152
大

一では phonon 展開が用いられ、

$$\chi(\vec{p}, t) = \exp - \left(\frac{\vec{p}^2}{2M} \int_0^\infty f(W) \frac{1+Z(W)}{1-Z(W)} \frac{dW}{W} \right) \\ \left[1 + \frac{\vec{p}^2}{2M} \int_0^\infty \frac{dW}{W} f(W) \frac{e^{iWt}}{1-Z^{-1}(W)} \right. \\ \left. + \frac{1}{2!} \left(\frac{\vec{p}^2}{2M} \int_0^\infty \frac{dW}{W} f(W) \frac{e^{iWt}}{1-Z^{-1}(W)} \right)^2 + \dots \right]$$

この第1項は phonon 1個が放出される場合に相当するわけで、これを多くの phonon が放出される場合について W. Marshall ら (UCRL-5568, Apr. '56) が計算したが、一般には複雑さを避けるために P. Schofield ら (2nd GC, P/18, '58) のように多くの phonon が放出されるのを statistical theory を用いて簡単にするという方法もある。

水による中性子散乱の実験は D. J. Hughes ら (PR, **119**, 872, '60) に総合発表されている。これによると水は蒸気よりも氷に近い構造をもっており、 61×10^{-3} eV で水の分子は hindered rotation が現われ、エネルギー変化が小さくなるにつれて、水は普通の結晶系と同じような振舞いをすると言われている。水の場合を計算する一番よい方法は Nelkin のモデルといわれている。最近 M. Nelkin (PR, **119**, 741, '60) は $\chi(\vec{p}, t)$ を monoatomic gas による χ_i , molecular vibration による χ_v とさらに hindered rotation を torsional oscillation に近似した χ_r の積から、 $\chi(\vec{p}, t) \doteq \chi_i \chi_v \chi_r$ と表わして計算をするという方法を用いた。Nelkin のモデルによる計算はエネルギーに対する全断面積、0.065 eV の角度依存の断面積の実験値について比較されてよい一致を示すことが彼自身の論文に示されている。その後 H. C. Honeck (TANS 29-7, Dec. '60) は拡散距離を Nelkin のモデルにて計算し、実験との一致を報告しており、また、D. T. Goldman ら (TANS 26-7, June, '61) は散乱体の実効質量が中性子の入射エネルギーと共に変わるという Radkowsky の考えを用いてエネルギーに対する輸送断面積の値を計算し、実験値と一致したことを報告している。このように水に対する Nelkin のモデルは最近かなり実験的検証が進み、これを用いることの正当性が確立してきた。

2. スペクトルの計算

炉内スペクトルを求めることは散乱核を含んだ拡散または輸送方程式を解くことにより得られる。これを解析的に求めることは核が複雑な場合には相当に厄介である。一般に中性子束をエネルギーに関するパラメータで展開することによってスペクトルを得る。N.

Corngold (AP, **6**, 368, '59) は kT/E および Δ について級数展開し(ここで $\Delta = \Sigma_a / \xi \Sigma_s$ である)、スペクトルのエネルギーの高い側で実験値に一致する結果を得ている。その後この方法を有限媒質の場合に拡張し、軽水系のスペクトルについて、Beyster の実験とよく一致した報告 (NSE, **9**, 367, '61) を発表している。この他、Hurwitz の方法を拡張した L. De Sobrino ら (NSE, **10**, 388, '61) の最近の研究もある。またスペクトルを示すエネルギーについての基礎方程式が Luguerre の方程式に似ているところから Luguerre 関数を用いて展開するという方法もしばしば行なわれている。例えば BNL の P. Michael (NSE, **8**, 426, '60), J. Koppel (TANS 26-5, June '61) 等、ORNL での S. N. Purohit の仕事 (ORNL-60-7-32, July '60) 等がある。

以上のような展開法を用いずにスペクトルを求めようとする興味ある研究もある。D. E. Parks (NSE, **9**, 430, '61) は任意の核をもった式を G G 近似と同じように取り扱い ($\xi \sigma_s$) がわかっているならば、スペクトルは簡単に求められることを示した。また G. P. Calame ら (NSE, **10**, 31, '61) はスペクトルを soft と hard のスペクトルの和で表わし、それぞれにウェイトを示すパラメータを乗じてそのパラメータを変分法で求めるという方法を提案している。これが有効であることは第1表に示した。格子系への適用は J. Devoght (NSE, **11**, 7, '61) の解析的な計算があるが、H. C. Honeck (NSE, **8**, 193, '60; TANS 29-7, Dec. '60) は積分型輸送方程式を用いて数値的に計算している。また、H. Takahashi (TANS 26-4, June '61) の非等方性スペクトルの解析も興味ある問題である。

3. 核計算への応用

従来のように熱中性子スペクトルが Maxwell 分布をしているとした計算では Δ の大きい時には実際とかなり異なる。しかしスペクトルを Wilkins にしても Wigner-Wilkins のモデルを用いて計算しても設計上はそれほど大きな差はない。まして化学結合効果は設計という点からはほとんど無視することができる。これは pulsed 中性子を用いた実験の解析には重要な問題となり、この方面の研究は多い。最近では S. N. Purohit (NSE, **9**, 157, '61) や M. S. Nelkin (NSE, **7**, 210, '60) の研究がある。

設計上には化学結合の影響はないと考えられているが、温度係数にはその効果が無視できないことが D. E. Parks ら (TANS 22-4, Nov. '61) により報告されている。この点の問題は今後開発が進むものと思われる。

る。軽水格子系について Wilkins と Wigner-Wilkins のいずれのモデルを用いても M. J. Poole (*JNE*, 5, 325, '57)の実験との差がほとんどないことがいわれているが, L. De Sobrino ら (*NSE*, 10, 377, '61) は Poole の実験値を Maxwell 分布に fit し, その most probable エネルギー E_0 と, 高いエネルギー部分を CE_0/E に fit して C の値を求め, これらを Wilkins, Wigner-Wilkins の計算値と比較した。この数値を第 6 表に示した。燃料の燃焼が進んで 10,000~20,000 MWD/ton 程度では, ^{239}Pu の影響があっても Δ が第 6 表に示した Δ の値を超えることはないと考えられるので, 第 6 表より計算方法としていずれを用いても全く大差のないことがいえる。Wigner-Wilkins と Wilkins モデルの選択の重要性よりも Nelkin のモデルを用いた計算をする方が重要であるという実験が J. R. Beyster ら (*NSE*, 9, 168, '61), J. C. Young ら (*TANS* 22-3, Nov. '61) によって報告されている。その実験では Wigner-Wilkins スペクトルは実験値に一致しておらず, Δ が 1 程度で $1/v$ 吸収の平均断面積は 8 %程度の誤差を生ずることが示されている。H. C. Honck (*TANS* 29-7, Dec. '60)は軽水板状格子系の中性子空間分布の実験値を Nelkin のモデルを用いた計算値と比較し, それがよい一致を示すことを報告している。前に述べたように純水だけに対する Nelkin モデルの成功と共に今後はこのモデルが軽水を含んだ系のスペクトルの計算には用いられるであろう。

第 6 表 Wilkins と Wigner-Wilkins のモデルによる計算と Poole の実験値との比較
(L. De Sobrino, *et al.*: *NSE*, 10, 377, '61)

Δ	E_0			C		
	exp. $\pm$ 10%	W	$W-W$	exp. $\pm$ 10%	W	$W-W$
0.291	0.026	0.0271	0.0261	0.067	0.0671	0.072
0.563	0.027	0.0292	0.0276	0.130	0.133	0.139
0.725	0.029	0.0304		0.13	0.175	0.18
0.884	0.032	0.0317	0.0294	0.214	0.216	0.215
0.588	0.037	0.0372	0.0360	0.121	0.141	0.125
0.881	0.037	0.0401	0.0390	0.136	0.207	
1.477	0.0432	0.046	0.0390	0.328	0.38	0.34

VII. Breeding Physics

およそ原子炉工学者で増殖炉に関心のないものはないであろう。増殖が高速炉に容易であり, 熱中性子炉に困難であることは明らかであるが, 原子力発電所の

安全性の見地から熱中性子炉が好ましいことはいうまでもないことである。高速増殖炉の核設計上問題になるのは, 高速中性子に対する各構成物質の断面積の値の詳細である。特に非弾性散乱断面積のデータは重要である。 ^{238}U の分裂閾値以上の分裂効果によって 2 MeV 以上の非弾性散乱断面積の値は実験から正確に得られず, 核理論の助けにより評価しなければならない。それらの資料の正当性をチェックするには Snell 実験が用いられる。最近 C. G. Chezem (*NSE*, 9, 652, '60) によって注意深い実験が行なわれた。この実験により得られた relaxation length と ^{238}U と ^{235}U の分裂比を既に提案されている高速中性子の種々の資料を基にして J. Chernick ら (*TANS* 25-6, Nov. '61) が理論計算を行なっている。その結果を第 7 表に示した。用いられる解析法としては S_N 法が有効であるが, 実際の核設計では拡散方程式を基にしたコードも用いられている。また Monte Carlo 法も高速炉の計算には必要であるといわれている。

第 7 表 Snell 実験値と計算値との比較
(J. Chernick, *et al.*: *TANS*, 25-6, Nov. '61)

	Relaxation length (cm)		^{238}U と ^{235}U の 分 裂 比	
	拡散理論	輸送理論	拡散理論	輸送理論
Yiftah ら	8.82	9.38	0.613	0.613
Moore-Howerton	8.06	8.36	0.528	0.528
Moore-Mandeirille	7.89	8.19	0.411	0.411
Chezem の実験	9.17 $\pm$ 0.18		0.582 $\pm$ 0.017	

熱中性子炉では高速炉より増殖は容易でないとはいえ, これを改良するために多くの提案がなされ, また研究も進んでいる。Chernick は $\text{Th}-^{233}\text{U}$ 系の増殖についてスペクトル硬化法によって熱中性子のもつ制御性の容易さということを失うことなくして, η の値を高めることを提案している。また他の提案は減速材が被覆材を Be で作ることによって $(n, 2n)$ 反応を利用して反応度を高めようとする試みである。ここで問題になるのは Be の $\sigma(n, 2n)$ のエネルギーに対する断面積の測定値で, W. Häfele は測定値の最高, 最低値を用いると Be では $\epsilon = 1.076 \sim 1.051$, BeO では $\epsilon = 1.046 \sim 1.027$ になることを計算により示した。また, H. Rief (*NSE*, 10, 83, '61) は Monte Carlo を用いて, それぞれ Häfele の結果の上限に近い値を得ている。そしてさらに U-Be, U-Be-C 系の非均質炉の ϵ の計算を行ない, 比較的大きな ϵ の値を得ている。こ

れは増殖熱中性子炉に Be を用いることの利点を示したものといえよう。

Ⅶ. 時間を含んだ原子炉の問題

これは kinetics と燃料燃焼度計算の2つに分けられるであろう。しかしこの問題を詳細に論ずるとなると、多分今までに述べて来た量に相当する程度の変数を費さねばなるまい。著者は kinetics については不勉強であり、また、依頼された変数も超過してしまったので、極く簡単に最近の傾向を述べる。むしろこの問題は別の機会に適当な人に論じて貰うことを提案したい。

kinetics の研究の最近の傾向で無視できない大きな動きは、

(1) 空間依存性の kinetics の研究である。従来は原子炉の各特性を1点で代表させていた。しかし Xe による振動等の問題から原子炉の各部での中性子束の時間的な変動も考慮しなければならなくなった。各特性を1点で代表させる簡単なモデルでは analog 計算機でも充分であったが、このように空間依存性の問題を求める時には digital 計算機を使うのが普通である。

(2) 原子炉の stability についても多くの研究が行なわれている。特に BWR では水力学的特性も考えなければならないために、かなり複雑な取扱いになり、未だ完全に解明されているとはいえない。

燃焼度の計算は動力炉の設計にとって重要な問題なので、多くの計算や計算コードの開発が行なわれつつある。しかしこの問題はむしろ原子炉理論で得られた計算方法の集積によって求められるもので、これ自身としての理論は未だ不十分である。実際にはパラメータが多過ぎて数値結果を得てみなければ、何も結論が得られないという状態である。このような泥臭さを打開すべき解析法の開発が望まれている。

Ⅷ. あとがき

限られた変数で、非常に数多い原子炉理論の論文よりその展望を書くのは非常に難しいことは明らかな事実である。そこで著者は最近の原子炉理論の解説と並行してそれぞれに現在の問題点が何処にあるかということを書いた方がよりよいと思ったので、個々の論文の詳細については変数の関係で立ち入ることをしな

かった。したがってそれぞれの論文についてはその発表された雑誌名等を示しておいたので、それを読んでいただきたい。またこの総説と同じような企画で高速増殖炉と Monte Carlo について別の人が展望を与えようということを聞いているので、それらについては簡単にしておいた。しかし Boltzmann 方程式よりさらに基礎的な問題や制御棒理論の最近の傾向、温度係数の計算法の問題等と未だ書き足らなかった部分も多いことであろう。それらの点については読者にゆりしを乞いたい。はしがきに書いたように、この総説では設計上からみた原子炉理論の現状を主にして書いたもので、これらの物理的な意味づけという興味より、その計算技術の発展に重きをおいて論じた。しかしわれわれ民間会社の研究者でも計算コストの低下というドライな要求によってのみ原子炉理論の研究を続けているのではなく、その物理現象を解明したいという純粋な興味によっても動かされているのであるということをも最後に付言しておきたい。

(1961年 12月19日 受理)

〔文献の略号〕

本文では変数を節約するために、文献を略号で示した。AEC報告その他の報告類については周知のことなので、ここで用いられた雑誌の略号を次に示しておく。

- AP, 9, 1, '60; *Annals of Physics*, Vol. 9, p. 1 (1960).
- CJP, 36, 784, '58; *Canadian Journal of Physics*, Vol. 36, p.784 (1958).
- JAP, 28, 1943, '57; *Journal of Applied Physics*, Vol. 28, p.1943 (1957).
- JNE, 15, 1, '61; *Journal of Nuclear Energy*, Vol. 15, p.1 (1961).
- NSE, 10, 142, '61; *Nuclear Science and Engineering*, Vol. 10, p.142 (1961).
- PR, 128, 559, '61; *Physical Review*, Vol. 128, p.559 (1961).
- 2nd GC, P/633, '58; *2nd Geneva Conference*, Paper No. P/633, (1958).
- TANS 19-2, Nov. '61; *Transactions of the American Nuclear Society*, Paper No.19-2 (Nov. 1961).