

原子炉設計における大形電子計算機の役割

The Role of Large Scale Digital Computers in Nuclear Reactor Design

新井 公雄* 寺沢 昌一*
Kimio Arai Shōichi Terasawa

大木 新彦** 東 昌夫**
Arahiko Ōki Masao Azuma

内 容 梗 概

現在の原子炉設計において大形電子計算機の利用は不可欠のものとなり、原子炉設計に関連する数々の分野において大幅に活用されている。日立製作所は昭和30年以来この方面の研究に力を入れ、多くの原子力コードを独自に開発してきており、質量ともにわが国でトップにある。これらは基礎的な核物理定数の計算から機械工学的設計に至るまで、広範囲のものであり、わが国における先駆的な仕事となったものが多い。現在まで日立製作所において開発された原子力コードの代表的なものを概説し、原子力分野で大形電子計算機がいかに重要な役割を果たしているかを紹介する。

1. 緒 言

1.1 大形電子計算機の必要性

原子炉工学は他の既成工学分野の基礎の上に立ち、さらに今世紀初頭以後急激に発達した原子核物理の知識を必要とする工学分野である。したがって他の既成工学が経験的直観に負うところが大きいのに反し原子炉工学は原子炉内の中性子経済を議論するために、原子炉内の中性子のエネルギー的、空間的ふるまいを定量的に精度高く求めなければならず、解析的に解くことが困難な複雑な方程式群を、数値的に大形電子計算機の力をかりて計算する必要が起る。また原子炉が設計不良の場合には、人間的尺度で計れない短時間の間に原子炉内の中性子バランスがくずれ、その事故が社会に及ぼす影響を考えると、その設計にはできるかぎりの精密さが必要である。特に中性子の原子炉内のふるまいを記述する拡散方程式または輸送方程式を多数組、多領域の場合に数値的に解き、その臨界性を検討する計算は膨大な計算量であり、推定演算数にして $10^6 \sim 10^{12}$ 程度の問題である。これは手計算（電動計算機）ではまったく不可能な問題であり大形電子計算機をまって初めて有効に計算が遂行できる。このように原子炉の設計計算は基本的設計においてさえも大形電子計算機が必要な分野であり、ジェット航空工学設計と事情はまったく同じである。そしてこの工学分野の発達は電子計算機の発展の歴史とともに歩み続けてきた。

原子炉工学が大形電子計算機を必要とする第2の理由は次のような事情による。原子炉の場合には特に安全性の問題が重要であり、安全率を大きくして製造するために製造コストが高価になり、さらにはウラン燃料のコストも高価である。製造する場合のデータを集積するためには指数関数炉実験、臨界集合体実験などの高価な実験設備が必要になる。これらの高価な設備を最少限で切り上げるためには、大形電子計算機による広範囲なサーベイ計算あるいは詳細な計算によって、その特性を吟味することがたいせつである。なおこの高価な原子炉を能率よく運転するための運転計画の問題も重要である。いかなる制御棒配置で運転していけば、熱出力を能率よく取り出しうるか、あるいは、どんな燃料棒取り替えの方式で核燃料を燃焼させたら高い燃焼度(MWD/T)が得られるかなどはこの種の最もたいせつな問題であり、これに対する解答をうるためには、膨大な計算時間を要する拡散コードを十分に利用しなければならない。

以上は原子炉工学特有の理由であるが、一般の工学分野にもいえる共通の理由としてあげられるのが最良設計の問題である。原子炉の場合には外回りとして、発電機タービンの重電設備を持ち、熱源として、原子炉の核的設備を持ち、両設備が原子炉の冷却機を通して結びつけられている。外回りの設備の最適化に対しても放射性廃棄物処理の問題があり、一般の重電工学の分野と多少立場を異にしているが、ここでは原子炉の核的設備の最適化の問題のみに話を限定する。核的設計の最適化は調整すべき数多くの設計パラメータが互に強い関連性をもつために、多変数関数の取り扱いが必要となり、膨大な計算時間を必要とする。原子炉の臨界量を検討するだけでも、燃料要素の構成(幾何学的形状および組成元素の種類)、燃料の濃縮度、炉の高さ対半径比など数多くのパラメータが存在し、4因子や減速・拡散距離を通じて原子炉の中性子の有効増倍率に複雑な関係で結びついている。このほか、燃焼率の問題、燃料の熱的な問題、制御の問題などがあり、これらにも上記パラメータ以外に多数のパラメータが必要になる。さらに最も根本的な問題として、各種物質の中性子に対する原子核的断面積の不確定さの問題がある。実測可能範囲での実験結果と一致するようパラメータを合わせて、これを用いて原子炉の最適化を図ることが重要な仕事になってくる。

現段階においては、核断面積についての知識の不足や、原子炉内で起こる原子核的な過程の解明に不十分な点があるが、近い将来において理論的、実験的にこれらの困難はしだいに克服されるであろう。そのときになれば大形電子計算機による設計の自動高速化、最適化が十分な精度で遂行され、臨界実験、プロトタイプの運転を経ずしてすぐれた原子炉が電子計算機によって完全に設計され、運転計画に対してまでも予測を行なうことができるかもしれない。この結果もたらされる電子計算機の恩恵は多大なものであり、他の工学分野にも重大な影響を及ぼすことであろう。

1.2 日立製作所における原子力コードの開発

本論文は日立製作所において、われわれがいかにして原子炉の設計に電子計算機を利用してきたか、またどのような原子力コードを開発してきたかを概説することにより、大形電子計算機が原子力の分野で果たす役割を例証しようとするものである。

われわれが電子計算機を最初に用いたのは、昭和30年に日立製作所亀戸工場のIBM 602Aを借用して湯沸し形原子炉の臨界量計算を多組拡散方程式を解いて行なったときである。これはわが国における原子力への電子計算機利用の先駆となったが、当時はまだ電子計算機の原子力分野における重要性はきわめて限られた人々の間に

* 日立製作所中央研究所

** 日立製作所日立工場

しか認められておらず、また計算機自体も今日の IBM 7090 に比べれば、まことに貧弱なものであった。しかしわれわれはその重要性を予見し、着々と原子力コード開発の準備を進めたのである。

昭和 32 年末 HIPAC Mark-I が中央研究所で開発設置されるにおよんで、原子力コード開発は急速に発展した。第一に着手したのは、炉心設計計算の高速化と 1, 2 次元拡散コードの作成であった。ここで設計計算は 1 ケース数分のオーダーで処理され、ケースを数多く計算することによって最適化を図ることが可能になり、原子力コードの重要性は再認識されるに至った。また原子力コードの本命とでもいうべき拡散コードに対しても当時新しい収れん加速法として注目されていた Peaceman-Rachford 法⁽¹⁾をいち早く採用し沸騰水形原子炉の臨界計算を行なった⁽²⁾。ここで広く一般にこの新しい加速法がきわめてすぐれた方法であることが認識された。

昭和 34~35 年は IBM 電子計算機が各所に設置され、急激に原子力コードの開発が各メーカーによって進められた時期であり、この国内の状況により、34 年 9 月“日本原子力コードグループ”(Japan Nuclear Codes Group: 略称 JNCG, 35 年 8 月日本原子力学会計算コード専門委員会に発展現在に及んでいる)が発足し、原子力コード開発を促進した。この時期はいわば、中形電子計算機(HIPAC 101, NEAC 2203, IBM 650)による原子力コードの開発期であることによって特長づけられる。日立製作所においては、HIPAC 101 はもちろんのこと、IBM 650 まで利用して原子炉核熱設計の全分野にわたって、数 10 に及ぶ原子力コードを開発した。拡散理論による Jupiter (HIPAC), Sunrise (HIPAC, IBM 650), Zeus (IBM 650, IBM 704) の各シリーズ; 燃焼度計算の Mars (IBM 650, IBM 704) シリーズ; 炉心設計の Mercury (FACOM-128, IBM 650) シリーズ; 動特性計算の Vulcan (IBM 650), Diana (HIPAC) の各シリーズ; 輸送理論の P₃ コード (IBM 650) はその代表的な原子力コードである。この開発期にあって、大形機への要望は強く、IBM 704 の借用の交渉が JNCG により続けられた。第 2 の発展期は昭和 36 年以降の日立製作所日立工場設置の IBM 7070 による原子力コードの開発期である。この発展期においては中形機の経験と実績に基づき、短時日のうちに原子力コードの開発が行なわれ、JRR-4, JPDR そのほかの設計に利用された。熱工学設計、安全性の検討などの工学分野の設計のコード化も核設計の精密化と同時に進められ、設計計算は一段と進歩した。拡散コード CERES (IBM 7070, 2 次元), New DMM (IBM 7070, 1 次元), Sunrise-II (IBM 7070, 1 次元 BWR) の各シリーズ, 空間依存スペクトルコード Saturn シリーズ (IBM 7070), 炉心設計用の Mercury (IBM 7070) シリーズ, 動特性コード Star Light (IBM 7070), 燃焼度計算の URANUS (IBM 7070), Mars (IBM 650) シリーズ, 遮へい計算コード (IBM 7070), 熱設計コード (IBM 7070) などはその代表作であり、熱的設計を含めた設計全分野にわたって整備されている。さらには原子力局平和利用委託研究による“軽水形動力炉の燃焼度計算コード”も作られ、そのスケールの大きなことを誇っている。この発展期にあって、中形機による実験結果の整理のコード化、原子核物理理論による不確定核定数の検討の方向への努力も見のがせない。熱中性子組定数の Pegasus-I (IBM 650), 高速中性子組定数の Pegasus-II の作成は注目に値する。

なお原子力コードの体系はさらに高速度、大容量の大形機導入により完成され、原子炉設計計算は完全に自動高速化されるであろう。

以下これらの各コードの特色を項目別に略述する。

2. 原子核物理的定数の検討

2.1 原子核物理的定数の不確定性

原子炉設計あるいは原子炉内中性子のふるまいを調べる場合、0.001 eV~10 MeV の広範囲にわたるエネルギー依存の中性子微視的断面積の知識が必要になる。これまで熱中性子炉の設計においてはあらい精度の熱中性子微視的断面積でまにあわせていたわけであるが、設計、製作の技術が進歩し、安全因子をできるだけ必要最小限に留め経済性を高めようとするにつれて、その不確定性より起こる不都合が原子炉の臨界計算、燃焼度計算、安全性計算など原子炉核設計の全分野に現われ、微視的断面積の検討を余儀なくされている。ここでは熱中性子、高速中性子の二つの領域に分けて問題点をあげる。

いくつかの共鳴レベルまで含めた 0.6 eV 以下の熱中性子領域の核定数は比較的正確に測定され、設計計算に利用されているが、熱中性子炉の精密解析に十分なほどにはそろっていない。たとえば熱中性子組定数を求めるために多数組近似理論により計算しようとするれば、減速材の化学結合、格子振動を考慮した減速材温度依存の微視的散乱断面積が必要である。これらの量は実測困難なため、実験で正統化された原子核理論により数値計算を行ない予測しなければならない。

0.6 eV~10 MeV の熱外中性子、高速中性子の領域においては、実測はさらに困難になり、共鳴吸収パラメータ、微視的散乱、吸収断面積などに不明の箇所が非常に多い。たとえば拡散コードを用いた燃焼度計算の場合、熱外中性子の共鳴パラメータ、吸収対分裂比などが不明確(各種文献でまちまちな値をとっている)のため計算結果の誤差が 100% にもなりかねない現状である。また、減速過程を精密に取り扱い、より正確な臨界計算を行なうとすれば、弾性散乱、非弾性散乱の微視的断面積およびその角分布が必要になり、原子核理論による予測が不可欠になる。

2.2 熱中性子微視的散乱断面積の計算

2.1 で述べたように、熱中性子のふるまいを精密にとらえるためには、正確な中性子スペクトルにより平均された吸収、分裂、散乱の微視的断面積が必要である。この方向に対する第 1 近似として、単体原子ガスモデル⁽⁴⁾により、水素、炭素の微視的散乱断面積を FACOM-128 により計算した⁽³⁾。さらにこの方向を発展させ、軽水炉設計の精密化を企て、2, 3 の原子力コードを作成した。特に重要なものは、Nelkin が水に束縛された水素について、束縛回転、並進運動、零点振動を考慮して量子力学的に定式化した微視的散乱断面積⁽⁵⁾を数値的に解く原子力コード Pegassu-I (IBM 650) であり、精密計算によく利用されている。これは減速材温度 T , 組分けしたエネルギー分点を入力として、微視的断面積を次式で計算する。

$$\sigma_s(E_0 \rightarrow E, \theta) = 6.465 \left(\frac{E}{E_0} \right)^{1/2} \left(\frac{m}{2\pi EK^2} \right)^{1/2} \exp \left(-\frac{K^2}{2A} \right) \\ \times \sum_{n=-\infty}^{\infty} \exp \left(-\frac{nw}{2T} \right) I_n \left(\frac{K^2}{2B} \right) \\ \times \exp \left(-\frac{m}{2EK^2} \left(E - E_0 - nw + \frac{K^2}{2m} \right)^2 \right) \dots \dots \dots (1)$$

K^2 : momentum transfer

E, w, A, B, m : エネルギー領域により異なるパラメータ

θ : 角 度

このようにして計算した微視的散乱断面積の角分布に $P_l(\cos \theta)$ のウェイトをかけて積分し、微視的断面積の高次モーメント ($l \leq 7$) を計算し、直接多数組輸送、拡散理論コードの入力とすることができ、さらにあるエネルギー範囲内で実効的な断面積を求めるため、Maxwell 分布、Wigner-Wilkins 分布のいずれかで平均する。

減速材温度 T をパラメータとして作表しておけば原子炉設計に便利であるが、IBM 650 をもってしては、あまりに時間がかかりすぎるので不可能である。これは今後の問題である。

2.3 高速中性子微視的断面積の計算

0.6 eV ~ 10 MeV の高速中性子領域に対しては熱中性子領域よりもいっそう不確定な核定数が多い。共鳴パラメータについていえば、 U^{235} 、 U^{238} は比較的実測値が多いが、原子炉内の温度効果、非均質性を考慮した共鳴積分の点になると半経験的な理論式しかない。これを正確に求めるためにはモンテカルロ法により、物理現象を忠実に追いかける手段が近年盛んになってきた。また共鳴パラメータは Pu 同位元素、Th 同位元素についてはほとんど実測値がない。このような状態のため、われわれは理論式を導入し、IBM 650, IBM 7070 を利用して、共鳴積分、共鳴パラメータの予測を行なっている。

高速中性子領域で重要な第2の問題は減速過程の解明であるが、このためには実験室系の弾性散乱、非弾性散乱の微視的断面積および角分布が原子炉の減速能評価の重要な因子となる。この微視的散乱断面積に対してもとびとびのエネルギー点しか実測値がなく、量子力学的散乱理論により、予測しなければならない。

Feshbach-Porter-Weisskopf⁽⁶⁾ は複素井戸形ポテンシャルを用い、複合核生成、散乱の微視的断面積を説明した。さらに Wood-Saxon⁽⁷⁾ は複合核のポテンシャル表面を diffuse した複素井戸形ポテンシャル

$$V(r) = \frac{-V_0(1+i\zeta)}{1+\exp\left(\frac{r-R}{a}\right)} \quad \dots\dots\dots (2)$$

R : 核 半 径

によりその角分布まで説明したが、われわれはこの方法により微視的複合核生成断面積、微視的散乱断面積および角分布を重心系で計算することを計画し、原子力コード Pegasus-II (IBM 650) を開発した。

なお Pegasus-II は中性子エネルギー、ポテンシャル・パラメータを入力とし、Schrödinger 方程式を数値的に解き、重心系微視的断面積を計算し、実験室系変換をして、原子炉設計の各種減速パラメータを次式で計算した⁽¹¹⁾。酸素について満足すべき結果を得ている。

$$G_l^n = \frac{1}{2n!} \int_{-1}^{+1} \left[\ln \left(1 - \frac{2\gamma(1-\mu)^2}{(1+\gamma)^2} \right) \right]^n \times \sigma_s(\mu) P_l \left(\frac{\gamma+\mu}{\sqrt{1+2\gamma\mu+\gamma^2}} \right) d\mu \quad \dots\dots\dots (3)$$

ここでは、2.2 も同様であるが数値計算法特に球ベッセル関数の精度が問題になり、 $j_n(x)$ 、 $n_n(x)$ 、 $I_n(x)$ 、 $K_n(x)$ について “Backwards Recurrence Formula” の方法を確立した。

この2.2、2.3の計算はIBM 650で計算しているので、原子炉設計にでてくる各種元素に行なうことは不可能である。大形電子計算機が自由に利用できるようになれば各種元素について行なって “Nuclear Data Package” の編集が可能になる。

3. 原子炉物理的定数の決定

3.1 4因子公式による一次炉心設計

原子炉設計においては設計パラメータが非常に多く、それらが互に強い依存性を持っているために、設計計算は1次設計、2次設計の二つの過程を経て行なわれる。1次設計はあらい近似のものにと、数多くのサーベイ計算が行なわれ、各種パラメータ間の依存性を調べて、設計点を定める。この設計点近くのごく狭い範囲内において、近似の高い詳細計算である2次設計が行なわれる。ここでは核設計のみに限って考えるが、核設計の1次設計は4因子公式によ

って行なわれる。これは以前より行なわれている方法であり、1ケースの計算時間は机上電動計算機を用いて人間がやれば1~2週間程度のものであるが、サーベイ計算のため100~200ケースを行なわねばならず、この設計の自動、高速化がわれわれが第1に着手した原子力コードである。Mercury-0 (FACOM-128), Mercury-I (IBM 650), Mercury-II (IBM 650), Mercury-III (IBM 7070), Mercury-IV (IBM 7070) の一連の Mercury シリーズがこのための原子力コードである。これらのコードでは、熱中性子利用率は Westcott の実効断面積⁽⁸⁾により、拡散近似、 P_3 近似、Amouyal の方法⁽⁹⁾で求め、共鳴吸収積分に対しては Hellstrand の半経験的理論式⁽¹⁰⁾により求めた。高速中性子の減速効果は Deutsch の方法⁽¹²⁾により Deutsch の3組方式を全面的に採用して求めることになっている。

炉心の幾何学的形状、燃料要素の組成などを入力として、4因子計算を行ない無限増倍率、拡散距離、減速距離、有効増倍率、バックリング、臨界質量を出力とする。さらに詳細な拡散コード、燃焼計算の入力のための少数組パラメータも計算する。この方向をさらに発展させ、1次元拡散理論、燃焼度計算、動特性および安全計算を含めた広範囲の1次設計、最適化のコード化は多変数関数近似の理論の開発とともに、強く望まれるところである。

3.2 少数組パラメータの計算

サーベイ計算のときには、3.1で述べたように、必要な少数組パラメータはすべて簡便法により計算したが、設計点が決まって近似の高い計算を行なうためには、中性子のエネルギー・スペクトルを求め、このスペクトルを用いて、エネルギー依存の微視的断面積を平均して少数組パラメータを求めねばならない。熱中性子領域に対して、この中性子スペクトルは、有限空間の効果を吸収項に繰り込んだ単体原子ガスモデル⁽⁴⁾や、無限質量近似モデル⁽¹³⁾で中性子スペクトルを計算する。

水 素 の 減 速 (Wigner-Wilkins)

$$\frac{dw(E)}{dE} = \frac{A(E)}{2U} + \frac{1-2B(E)}{2E} W(E) - \frac{B(E)}{2E} W^2(E) \quad \dots\dots\dots (4)$$

$$N(E) = \frac{E^{1/2}}{C(E)} \exp \frac{1}{2} \times \int_0^E \left\{ B(E') (1+W(E')) - \left(1 + \frac{E'}{U} \right) \right\} \frac{dE'}{E'} \quad \dots\dots (5)$$

A, B, C, U : パ ラ メ ー タ

無限質量物質の減速 (Wilkins)

$$x \frac{d^2 N(x)}{dx^2} + (2x^2 - 1) \frac{dN(x)}{dx} + (4x - 1) N(x) = 0 \quad \dots\dots\dots (6)$$

$x = \beta v$: $\beta = 2m\beta\gamma$

v : 中 性 子 速 度

m : 減 速 材 質 量

この方式に基づいて作られた原子力コードが Hera (IBM 650, IBM 7070) シリーズである。このコードでは原子炉組成を入力とし、常微分方程式の初期値問題を解き、中性子スペクトルを求め、これにより断面積を平均して、巨視的、微視的な吸収、分裂断面積、拡散係数を求める。

高速中性子領域は核定数の不明な点が多く、この箇所を理論式により補い、中性子スペクトル、減速密度を計算する。ここでも空間依存のスペクトルを求めることは膨大な計算時間を要するために、輸送方程式を P_1 近似し、Fourier 変換して、空間依存をバックリング空間に繰り込み、減速方程式と連立させて、中性子スペクトル、減速密度を計算する⁽¹⁴⁾。

$$(\sum_a(u) + \sum_{in}(u))\phi(u) + C_1 B j(u) \\ = S_0(u) - \frac{\partial \eta(u)}{\partial u} - \frac{\partial q(u)}{\partial u} + w(u) \dots\dots\dots (7)$$

$$(C_2 \sum_t(u) - \bar{\mu} \sum_s(u))j(u) = \frac{B}{3} \phi(u) - \frac{2}{3} C_3 \frac{\partial \rho(u)}{\partial u} \\ \dots\dots\dots (8)$$

$$\frac{\partial \eta(u)}{\partial u} = -\eta(u) + \sum_S^H(u) \phi(u) \dots\dots\dots (9)$$

$$C_3 \frac{\partial \rho(u)}{\partial u} = -\frac{3}{2} \rho(u) + \sum_S^H(u) \phi(u) \dots\dots\dots (10)$$

$$C_4 \bar{r} \frac{\partial q(u)}{\partial u} = -q(u) + \xi \sum_s(u) \phi(u) \dots\dots\dots (11)$$

$\phi(u)$: 中性子束

$j(u)$: 中性子流

S_0 : 中性子源

w : 非弾性散乱

$\eta(u), \rho(u)$: 水素減速密度

$q(u)$: 他の元素による減速

B : バックリング

この Fourier 変換の方法は大形炉の場合に有効である。このようにして作られた原子力コードが Jupiter シリーズ (IBM 650, IBM 7070) である。なおこのコードは中性子スペクトル、減速密度のみならず、Hera と同様スペクトル平均した少数線組パラメータをアウトプットする。

少数組パラメータの精度は“Nuclear Data package”の微視的断面積パラメータに依存する。したがって 2.1~2.3 に述べた検討をまとめたうえで使用せねばならない。現状における“Nuclear Data package”は次の内容のものである。

(i) W. H. 社, G. E. 社の MUFT ライブラリ⁽¹⁵⁾

(P_1 近似).....高速中性子

(ii) Optical モデルによる 2.3 の原子の断面積

(P_7 近似).....高速中性子

(iii) 共鳴パラメータ BNL-325高速中性子

(iv) Westcott の Fitting 係数⁽¹⁶⁾熱中性子

(v) W. H. 社の SOFOCATE ライブラリ⁽¹⁷⁾

(P_1 近似).....熱中性子

(vi) Nelkin モデルによる水素の散乱断面積

(P_7 近似).....熱中性子

3.3 原子炉物理的定数の詳細計算

原子炉の臨界質量を高い精度で求めるためには、原子炉物理的定数——たとえば、熱中性子利用率、共鳴をのがれる確率、高速中性子分裂効果、フェルミ年令など——の高い近似の計算が必要である。これを数値的に解くことはできるが、より効率のよい計算手段としてモンテカルロ法がある。この方法は簡単な吸収、散乱の法則に従って中性子の運動を追跡する方法である。複雑な幾何学的形状に対しては電子計算機上の表現は多少面倒であるが、記憶容量、高演算速度の電子計算機が必要である。この方法は $10^3 \sim 10^4$ 回程度の追跡の統計的結果を問題にする方法であり、得られた結果の精度は追跡回数と発生させた疑似乱数の周期性によって左右される。中性子の減速過程、熱中性子利用率のモンテカルロ法計算はすでに IBM 650 で行なっている*。それらのうち熱中性子利用率計算を例題としてモンテカルロ法の適用方法を示す。棒状燃料、被覆材、減速材の三つの領域よりなる 3 次元空間において、中性子は減速材中で一様に発生すると仮定する。その発生点、運動方向は乱数によって指定され、飛程は対数乱数によって決定される。到着点では核定数を用いて、散乱されるか、吸収されるか決め、同時に中性子の生存率

を計算する。この過程をくり返して中性子の追跡を行ない、中性子の生存率が W_0 より小さくなると、死滅したと考え、新しい中性子を発生させる。

$$i \text{ 領域の吸収量 } L_i^\tau = L_i^{\tau-1} + C_i W^{\tau-1} \dots\dots\dots (12)$$

$$\text{衝突 } \tau \text{ 回目の生存率 } W^\tau = W^{\tau-1} (1 - C_i) \dots\dots\dots (13)$$

C_i : i 領域の吸収率

なお単位セルを考えているので外部境界では反射則を適用し、内部の物質境界では運動方向を乱数により決め、一般点と同じ取り扱いをする。共鳴を逃れる確率、フェルミ年令の計算に対してもこれと類似の方法がとられる。モンテカルロ法は高演算速度の大形電子計算機さえ利用できれば、原子炉設計の有力な手法であると思われる。

4. 拡散理論による静特性計算

4.1 1, 2 次元少数組拡散コードによる臨界計算

原子炉設計における最も基本的な設計は臨界計算であり、このために数多くの拡散コードが作成されている。拡散理論の解法としては解析解を用いる方法と数値解を用いる方法との 2 種類あるが、解析解では組数、領域数に制限があり、その範囲は 2 組 2 領域程度までである。したがって一般に数値解が広く採用されている。少数組拡散方程式は一般に

$$-D^i(x) \nabla^2 \phi^i(x) + (\sum_a^i(x) + \sum_R^i(x)) \phi^i(x) \\ = \frac{1}{k_{eff}} \chi^i \sum_{j=1}^K \nu \sum_f^j(x) \phi^j(x) + \sum_R^{i-j}(x) \phi^{j-1}(x) \\ \dots\dots\dots (14)$$

$i=1, 2, \dots, K$: 組数

の形で表わされる。ここでレサジーで測ったエネルギー組の幅が 1 より非常に大きいため、減速は $\sum_R^{i-1}(x) \phi^{i-1}(x)$ のみをとる近似がゆるされる。この連立 2 階偏微分方程式を 1 次元問題の場合には、3 点階差近似を施し、次の形の線形方程式群に変換する。

$$a_n^i \phi_{n-1}^i + b_n^i \phi_n^i + c_n^i \phi_{n+1}^i = d_n^i \dots\dots\dots (15) \\ i=1, 2, \dots, K \quad n=1, \dots, N$$

n : 空間分点

d_n^i には分裂中性子源が含まれ、この中性子源を最初仮定して中性子束を求め、2 次中性子源を中性子束によって修正し、それを用いて次の近似の中性子束を求める。この方法をくり返すことによって中性子束、有効増倍率が一定値に収れんする。

1 次元拡散コードでは中性子源の修正によるくり返し (Outer Iteration) があり、この収れんを速めるために種々の収れん加速法が開発されている⁽¹⁸⁾。普通一般に用いられている Outer Iteration 収れん加速法は Chebyshev 多項式の性質を利用した次の形のものである。

$$S_n^* = \sum_{j=1}^K \nu \sum_f^j \phi_n^{j(\tau)} \dots\dots\dots (16)$$

$$S_n^{(\tau)} = S_n^{(\tau-1)} + \alpha^{(\tau)} (S_n^* - S_n^{(\tau-1)}) + \beta^{(\tau)} (S_n^{(\tau-1)} - S_n^{(\tau-2)}) \\ \dots\dots\dots (17)$$

$\alpha^{(\tau)}, \beta^{(\tau)}$: 加速因子

τ : Outer Iteration の回数

この方法を採用した 1 次元拡散コードに New DMM (IBM 7070) があり、Outer Iteration の回数は 10 回~20 回程度である。

2 次元の拡散コードに対しては、5 点階差近似がとられるために線形方程式は次の形になる。

$$a_{n,m}^i \phi_{n-1,m}^{i(k+1/2)} + \left(\frac{1}{2} b_{n,m}^i + W_K \right) \phi_{n,m}^{i(k+1/2)} + c_{n,m}^i \phi_{n+1,m}^{i(k+1/2)} \\ = f_{n,m}^i - d_{n,m}^i \phi_{n,m-1}^{i(k)} - e_{n,m}^i \phi_{n,m+1}^{i(k)}$$

* 東京大学工学部原子力工学科大山研究室との共同研究

$$-\left(\frac{1}{2}b_{n,m}^i - W_K\right)\phi_{n,m}^{i(k)} \dots\dots\dots (18)$$

$$\begin{aligned} & d_{n,m}^i \phi_{n,m-1}^{i(k+1)} + \left(\frac{1}{2}b_{n,m}^i + W_K\right)\phi_{n,m}^{i(k+1)} + e_{n,m}^i \phi_{n,m+1}^{i(k+1)} \\ & = f_{n,m}^i - a_{n,m}^i \phi_{n-1,m}^{i(k+1/2)} - c_{n,m}^i \phi_{n+1,m}^{i(k+1/2)} \\ & - \left(\frac{1}{2}b_{n,m}^i - W_K\right)\phi_{n,m}^{i(k+1/2)} \dots\dots\dots (19) \end{aligned}$$

(18), (19)の右辺の中性子束を仮定すれば(15)と同様に解くことができる。しかし1次元拡散コードと異なる点は中性子束まで仮定しなければならないことであり、中性子束計算にもくり返し (Inner Iteration) があり、この収れん加速法が問題になる。この Inner Iteration の収れん加速法には二つの方法があり、一つは Extrapolated Liebmann 法を拡張した Young-Frankel 法⁽¹⁹⁾であり、他は Peaceman-Rachford 法である。Peaceman-Rachford 法の手順は面倒であるが、Young-Frankel 法よりもすぐれた方法である。Peaceman-Rachford 法は横方向のくり返し(18)、縦方向のくり返し(19)の2重のくり返しを行ない、 W_K で収れんを加速する方法である。Inner Iteration に Peaceman-Rachford 法を採用し、Outer Iteration に Chebyshev 多項式による加速法を採用した原子力コードが CERES-II, III (IBM 7070), Zeus-I (IBM 650)⁽²⁰⁾, -II (IBM 704) であり、原子炉設計によく利用されている。これらの拡散コードでは Inner Iteration が4~8回(1 Outer 当り)、Outer Iteration が10~20回である。

以上の方法は欧米、わが国を問わず広く用いられている方法であるが、くり返しの回数が多く、その収れん加速法の改良が要求されている。特に Outer Iteration の吟味が必要である。Outer Iteration で用いられている収れん加速法は“Power”法と呼ばれるもので、収れん速度には本質的な限界があり、限界以上には速くならない。Wielandt が精密に固有値を計算するために考案した“Inverse Power”法は推定固有値さえよい近似で与えれば収れん速度が無制限に速くなる特質をもっている。これに着目し⁽²¹⁾、これを拡散方程式に適用する方法を研究し、十分の成果をうるに至った。Wielandt 法を適用するためには拡散方程式を次の形に変換し

$$\begin{aligned} & -\nabla^2 D^i(x) \nabla \phi^i(x) + (\Sigma_a^i(x) + \Sigma_R^i(x)) \phi^i(x) \\ & - \frac{1}{\lambda_e} \chi^i \sum_{i=1}^K \nu \Sigma_f^i \phi^i(x) - \Sigma_R^{i-1}(x) \phi^{i-1}(x) \\ & = \left(\frac{1}{k_{eff}} - \frac{1}{\lambda_e}\right) \chi^i \sum_{i=1}^K \nu \Sigma_f^i(x) \phi^i(x) \dots\dots\dots (20) \end{aligned}$$

すべてのエネルギー組を“block”にして(18), (19)の線形方程式を解く方法である。(18), (19)の a, b, c, d, e, f, ϕ はすべて小行列の形になる。この方法をうまく利用することにより、Outer Iteration の回数4~6回で有効数字8けたまで一致するという驚異的な収れん速度を得た。この方法は最も収れんの悪い沸騰水形原子炉用の臨界計算コード、燃焼度計算コードに全面的にとり入れられている。

沸騰水形原子炉の設計においては、冷却水の沸騰による気泡が中性子束と強い相互作用をもつために、拡散コードは Inner, Outer のくり返しのほかに気泡分布を求めるくり返しがいり、普通の臨界計算の4~5倍の計算時間を必要とする。このようにして中性子束分布、気泡分布を求める方法を Forwards 法という。この方法はきわめて時間のかかる計算であるために、G. E. 社では巧妙な計算法を開発した。熱出力を最大限に取り出さる熱中性子束分布を与え、原子炉が臨界になるための制御棒配置、気泡分布を求める方法である。この方法を Backwards 法といい⁽²²⁾、Outer Iteration はなく、高速中性子束の計算のみになり、大幅に計算時間が節約される。2組近似の場合次のようになる。

$$-\nabla^2 D^1(x) \nabla \phi^1(x) + \Sigma_R^1(x) \phi^1 = ECP(x) \dots\dots\dots (21)$$

$$\begin{aligned} & -\nabla^2 D^2(x) \nabla \left(\frac{CP(x)}{\nu \Sigma_f(x)}\right) + (\Sigma_a(x) + \Sigma_c(x)) \left(\frac{CP(x)}{\nu \Sigma_f(x)}\right) \\ & = P \Sigma_R(x) \phi^1(x) \dots\dots\dots (22) \end{aligned}$$

沸騰水形原子炉の設計にはこの Backward 法と Forward 法を組み合わせ、利用すべきである。このための原子力コードに Sunrise-2 B (HIPAC), Sunrise-1 F (IBM 650), Sunrise-1 B, Sunrise-II (IBM 7070), Sunrise-III (IBM 7090) などがあり、Sunrise-II, Sunrise-III は全面的に Wielandt 法を用いたきわめて能率よいコードである。たとえば Dresden 炉のチェック計算において、Forwards 法で気泡分布の相対誤差 10^{-5} のきびしい条件で Outer Iteration が16回である。

4.2 制御棒反応度の計算

現在われわれが行なっている制御棒計算は二つの方法に大別される。一つは特別な幾何形状に配置された制御棒反応度の解析的な評価であり、たとえば同心円上に配置された棒状制御棒の拡散2組近似の取り扱いである。この種の原子力コードに Control (IBM 650), Simple control rod Survey (IBM 7070) などがあり、サーベイ計算に適している。第2の方法は2次元拡散コードを用いる方法であり、棒の表面の中性子に対して、対数微分条件を課して、あとは拡散コードで直接計算するものである。この場合には幾何形状は自由に選ぶことができるが、空間分点を数多くとらなければならないために、膨大な計算時間を必要とする。ここで用いられる拡散コードは CERES, Sunrise III などである。CERES では Wachspress の Thin Region Diffusion Theory が用いられており⁽²³⁾、Sunrise-III に対しては領域を拡散領域、制御棒領域と分けて、制御棒領域に対し領域表面で、対数微分条件が課せられている。両者ともエネルギー組依存の対数微分条件を課することができる。以上の計算方法は対数微分条件の成立を仮定して解く方法であるが、複雑な形状の制御棒に対し、この条件が妥当であるかどうかかわからない。このような小範囲の不均一形状に対しては、輸送方程式から出発をしなければならないが、熱中性子のスペクトルの影響なども考慮する必要がある、問題はさらに複雑になる。1次元輸送理論コード、モンテカルロ法コードによる研究を検討中である。

4.3 原子炉燃焼度計算

原子炉の運転開始後の中性子束、出力密度、制御棒配置さらには同位元素濃度の変化を調べる燃焼度(burn-up)計算は原子炉の運転計画、経済性の問題と結びついて、特に重要な設計計算である。この計算を行なうためには、静特性計算のあらゆる知識が必要になる。少数組パラメータの計算に始まり、これを入力として拡散コードによる中性子束、出力密度の計算が行なわれる。ここでは原子炉の運転を忠実に模擬しようとする均質制御棒吸収断面積あるいはバックリングの調整によって、有効増倍率を常に1に保った状態で計算することが必要である。これを臨界調整という。沸騰水形原子炉の場合には、中性子束と気泡の相互作用がはいるためにこの臨界調整はさらに困難になる。かくして求めた熱出力規格化中性子束により、同位元素組成の時間的変化を記述する燃焼方程式を解き、次の時間段階の同位元素濃度、燃焼度 MWD/T を計算する。この過程を適当な時間刻みにより計算し、原子炉の超過反応度が零になるまで続ける。この時間以後は原子炉はそのままでは燃えないので、燃料棒取り替えの操作を行ない、また以前と同じくり返しの過程にもどる。これが一般的な燃焼度計算のあらましであるが、この計算を忠実に行なうと膨大な計算時間が必要になる。この時間の大部分は拡散コードによるもので、各時間段階で数回程度の収れん過程があるためである。したがって全過程では数十回の収れん過程をもつことになる。そのためサーベイ計算には中性子束の空間変化を考えない近似計算が必要になる。Mars-4 (IBM 650) はこの種の原子力コ

ードであり、各種断面積が燃焼度に大きな影響を及ぼすことを考えて、Wilkins スペクトルにより平均した断面積により同位元素濃度、燃焼度を計算し、中性子束時間によるフィッティング係数をアウトプットする。

空間依存中性子束分布を考慮した燃焼度計算コードにおいては特に拡散コードの収れん加速法が問題である。沸騰水形原子炉のための Forward 法、Backward 法を組み入れた Mars-1, -2 (IBM 650) は、組定数、気泡分布、中性子束および臨界調整、同位元素濃度、燃料棒取り替えの五つの部分より成り、2, 3 昼夜の計算時間である。それはまた IBM 704 用の Mars-3 が 1 時間の計算時間である⁽²⁴⁾。これは最も標準的な計算方法を用いたためである。なおこれらのコードは修正 1 組の拡散コードを用いている。収れん加速法として Wielandt 法を採用した拡散コードを内蔵した Mars-6, -7 (IBM 650), URANUS-III (IBM 7070) は各種断面積の中性子束時間によるフィッティング係数を入力として、きわめて短時間に同位元素濃度、中性子束、燃焼度を計算する。Mars-6 は IBM 650 で 40 分程度、URANUS は IBM 7070 で 10 分程度である。これらのコードの実際の運転を模擬した制御、燃料棒取り替えの方式は、Mars-6 では 1 Batch 方式および連続燃料棒取替方式、Mars-7, URANUS-III では Multibatch 方式がとられている。

1 次元燃焼度計算は Wielandt 法を用いることによって十分実用化されたが、2 次元燃焼度計算はいまだ多くの困難に遭遇している。この困難を一応克服して作成したのが、36 年度原子力局平和利用委託研究“軽水形動力炉の 2 次元燃焼度計算コード (IBM 7070)”である。このコードはさらに大形電子計算機が利用できることになれば実用的なものとなるであろう。

5. 輸送理論による詳細計算

5.1 単一速度輸送理論の解法

少数組パラメータ、臨界計算の精密化など、あらゆる原子炉の問題を精密に解くためには多数組近似の輸送方程式解法コードが必要になる。輸送方程式解法には S_n 近似、 P_l 近似、Discrete Ordinate 近似の方法があるが、 S_n 近似、Discrete Ordinate 法は中性子の空間分点における角分布をいくつかの領域に分割して解く方法であり、計算時間が膨大なため、特に必要な速中性子炉の計算以外にはあまり利用されない。またこの方法は散乱断面積などの角分布に強く依存するので、これらの量が正確に求まらないとあまり意味がない。むしろ角分布をルジャンドル多項式に展開して行なう P_l 近似のほう取り扱いが便利であり、熱中性子炉に対しては十分な近似である。われわれは特に P_l 近似の輸送理論コードを数多く開発している。

単一速度 P_l 近似輸送理論コードに対しては、解析解、数値解の両方が用いられている。解析解は $P_1 \sim P_3$ 近似の平板、円柱までのものが多く空間領域についてはその数が多ければ多いほど高次の行列式を解かねばならず、その手続きが大変になるが、この困難は J. Weil の巧妙な方法⁽²⁵⁾により避けることができる。この方法により多領域 P_3 近似輸送理論コード P_3 (IBM 650) が作られている。しかしこの方法では多数組の P_l 近似の l の高次の近似には応用できない。この多数組 P_l 近似を解くためには、数値解によらざるを得ない。この数値解は E. Gelard et al⁽²⁶⁾ の連立 1 階微分方程式の拡散方程式への変換による解法によって、便利かつ能率よく解くことができるようになった。たとえば平板形状 $P_3 \rightarrow 2$ 組拡散、 $P_5 \rightarrow 3$ 組拡散、 $P_7 \rightarrow 4$ 組拡散、円柱形状、 $P_3 \rightarrow 3$ 組拡散にそれぞれ変換でき、1 次元あるいは 2 次元拡散コードを用いて計算することができる。また Yvon の Double P_l 近似に対してもこの方法は適用できる。

この方法は拡散コードのくり返し法を利用するためにあまり能率がいいとはいえない。われわれは 4 章で述べた“Multi-block Inversion”法を用いることによって、くり返し法なしで解くことに成功した。この方法により作成したのが、Saturn-1 (IBM 650, 平板、 $P_1 \sim P_7$ Double $P_1 \sim P_3$ 近似)、Saturn-2 (IBM 650, 円柱、 $P_1 \sim P_3$ 近似) であり、空間 30 分点で数分程度の計算時間である。これにより、熱中性子利用率の計算を単一速度で高次の P_l 近似により、正確に求めることが可能になった。熱中性子利用率を求めるためには、速中性子源をこのコードの等方的中性子源と仮定し、吸収断面積、散乱断面積のモーメントを入力としてただちに熱中性子利用率を計算することができる。そのほか、このコードは遮へい計算にも利用できるであろう。

5.2 多数組 P_l 近似輸送理論による臨界計算の精密化

中性子の減速、熱化の過程を詳細に調べ、臨界計算の精密化を図るためには、多数組の輸送方程式の解法コードが必要になる。理論がより精巧なものになれば、より正確な核定数が必要になり、不確実な核定数をもってしてはあまり意味がない。しかし 2 章で述べた核定数の検討と相まってこの臨界計算の精密化が重要な問題になる。われわれは一応実験とよく合う高速中性子に対する光学モデルと熱中性子に対する水の Nelkin モデルにより多数組 P_l 近似輸送理論の入力を用意している。

多数組 P_l 近似輸送理論を解くためには、高速中性子においては、減速の問題が特に重要である。軽水炉としての水素の散乱断面積は重心系で等方として、正確な実験室系の減速方程式を導いている。他の元素に対しては H. Amster が導いた“Heavy Moderator”近似の減速方程式を採用した⁽²⁷⁾。

熱中性子の熱化の問題に対しては Nelkin モデルにより計算した束縛水素の散乱断面積のモーメント $B_l(x, E)$ 、およびそのほかの元素についてはエネルギーに無関係と仮定した B_0, B_1 を用いた。したがって解くべき多数組 P_l 近似輸送方程式はたとえば平板の場合に次の形に表わされる。

$$\frac{l}{2l+1} \cdot \frac{\partial F_{l-1}(x, E)}{\partial x} + \frac{l+1}{2l+1} \cdot \frac{\partial F_{l+1}(x, E)}{\partial x} + \Sigma_T(x, E) F_l(x, E) = S_l(x, E) \dots \dots \dots (23)$$

高速中性子：

$$S_l(x, u) = \left[x(u) \int du' \Sigma_f(x, u') F_0(x, u') + \int du' \Sigma_{in}(x, u' \rightarrow u) F_0(x, u') \right] \delta_l^0 + \eta_l(x, u) + F_l(x, u) G_l^0(x, u) - \frac{\partial q_l(x, u)}{\partial u} \dots \dots \dots (24)$$

高速中性子に対してはレサジーを用いる。

$$\lambda_l(x, u) \frac{\partial q_l(x, u)}{\partial u} = -q_l(x, u) - G_l^1(x, u) F_l(x, u) \left(1 - \frac{\partial \lambda_l(x, u)}{\partial u} \right) \dots \dots \dots (25)$$

$$\frac{\partial \eta_l^K(x, u)}{\partial u} = - \left(1 + \frac{k}{2} \right) \eta_l^K(x, u) + F_l(x, u) \Sigma_{S_0}^H \dots \dots \dots (26)$$

λ_l, G_l^n : Amster 減速パラメータ

熱中性子：

$$S_l(x, E) = \int dE' B_l(x, E' \rightarrow E) F_l(x, E') + S_0(x, E) \delta_l^0 \dots \dots \dots (27)$$

S_0 : 熱外中性子の直接散乱による中性子源

これを“Multiblock Inversion”法で一つのエネルギーではくり返しなしに解く。エネルギーについては、減速過程は初期値問題として取り扱えるので、くり返しは必要ないが、熱化過程に対してはScattering-upなどを考慮するため、くり返しが必要になる。この解法により中性子束を求めるコードがSaturn-4 (IBM 7070, 高速中性子), Saturn-5 (IBM 7070, 熱中性子)であり、このコードはさらに少数組パラメータを空間依存中性子スペクトルによる各種断面積の平均として、アウトプットする。この原子力コードにより、少数組拡散の精度のチェックができる。これは小形の原子炉設計に対しては特に重要なものである。

利用しうる電子計算機がさらに大形、高速化すれば、高速中性子、熱中性子の両部分を一つにまとめ、臨界計算を直接行なうことができる。このためには核定数の検討が必要になる。さらに熱中性子利用率を多数組 P_i 近似により計算すること、いままでの制御棒理論の検討もこのコードにより可能になる。ちなみに IBM 7070 による Saturn-4, -5 の標準的問題に対する計算時間は高速中性子に対して、円柱 P_1 近似 50 分、円柱 P_3 近似 90 分、熱中性子に対しては円柱 P_3 近似で 180 分程度である。

6. 原子炉動特性の解析

6.1 反応度投入時の動特性計算

定格出力で運転している原子炉に種々の外乱がはいったときの動特性は反応度投入の形で解析できる。この場合、核系にはよく知られた原子炉動特性方程式を用い、熱系の挙動と結びつけるのであるが、われわれの作成した軽水炉用 Cataract コードシリーズはサブクール沸騰、バルク沸騰、放射性分解ガス、ドプラー効果、減速機温度上昇などに対する反応度帰還を考慮したモデルに基づくもので、米国で行なわれた SPERT 炉の脱走実験の結果をもよく説明できる。これらの計算の核的な基本定数の一部である有効な遅発中性子の割合 β_{eff} と即発中性子の平均寿命 l は多数組計算の中性子束分布と中性子インポートランス分布を入力として、摂動法によって Valley コードシリーズで求められる。またラプラス変換と線形化の手法を使って原子炉の伝達関数を計算し、その伝達関数から周波数応答を求めて安定性を吟味するのに Fishing コードシリーズを使う。このシリーズは特に後半の周波数応答を求める部分を任意の線形伝達関数に対して適用することができ、この種の大規模な計算を IBM-7070 に演算させ、設計の高速化を期している。

6.2 空間動特性の解析

原子炉起動時の解析や制御棒駆動の詳細な吟味のためには次のような遅発中性子を含めた空間動特性方程式を解く必要を生じる。

$$\frac{1}{v} \cdot \frac{\partial \phi(x, t)}{\partial t} = E, P(T_f) \nu \sum_f(x) (1 - \beta) \phi(x, t) + \chi \bar{S}(x) + \int D(x, \alpha) \int \phi(x, t) + \sum_i \lambda_i C_i(x, t) - \{ \sum_R(x) + D(x, \alpha) B^2 + \sum_P(x, t) \} \times \phi(x, t) \dots (28)$$

$$\frac{\partial C_i(x, t)}{\partial t} = \beta_i E, P(T_f) \nu \sum_f(x) \cdot \phi(x, t) - \lambda_i C_i(x, t) \dots (29)$$

ここに、 $\bar{S}(x)$ は外部中性子源、 $\sum_P(x, t)$ は制御棒の吸収断面積、 T_f は燃料温度、 α はボイド体積比である。この方程式を原子炉の全空間で解くためには Star Light コードシリーズを用いる。このシリーズの解法の主体は時間的な直接差分法であって、諸種の関数展開を用いる従来の解析解法に比して、未臨界から反応度帰還を含む臨界超過の状態までの広い反応度変化の解析ができることが大きな特長となっている。

以上のほかに炉の再起動の問題と高中性子束炉の制御方式を解析するコードシリーズをあげておく。まず、熱中性子炉ではゼノンおよびサマリウムの蓄積が生じるため、原子炉の運転に障害となる場合が多い。Moon Light コードシリーズは空間的な毒物の分布と時間的な挙動を拡散方程式でとらえて、これから炉の運転および停止時における有効増倍率を計算し、停止後に再起動ができる時間的な制限範囲などを定めることができる。また Rainbow コードシリーズは原子炉の制御方式による燃焼の進行状況、熱中性子束および熱出力の時間変化、余剰反応度などを比較するためのシリーズである。以上動特性の解析のために開発したおもなコードシリーズについて概況を説明したが、これらのコードはいずれも IBM 7070 用のものであって、特に核的分野と熱、水力学的分野とを結びつけねばならない動特性の詳細な解析においては、基礎的な理論研究の推進とともに、より高速度の大形計算機を使用することが切実に要望されている。なお沸騰水形原子炉動特性コードとして独自の理論方式による Diana シリーズがあるが、これについては本号に別に詳しい説明があるので省略する。

7. 遮へいおよび安全性の計算

7.1 遮へい計算のコード化

遮へい計算は安全性の解析と相まって人類を放射線障害から守る重要な設計分野である。原子炉よりもれる中性子、 γ 線などの遮へい計算、あるいは大気、コンテナ冷却材など原子炉をとりまく周囲の媒質からの放射線線量の計算であり、複雑な幾何形状の場合には、モンテカルロ法が用いられるが、簡単な幾何形状の場合には解析的に解いた公式によって数値計算が行なわれる。大形電子計算機が自由に利用できない現状では遮へい計算はもっぱら後者の方法が用いられている。この方向に沿ってすでに 20 種近い原子力コードが IBM 650, IBM 7070 を利用して作成され、遮へい計算に用いられている。炉心表面、遮へい体表面の γ 線、中性子束を計算する HESPERIDES (IBM 7070), ISIS (IBM 7070), 冷却水誘導放射能計算の CYNTHIA (IBM 7070), 遮へい体中の捕獲 γ 線束計算の CG コード (IBM 650), 大気中の放射能計算の SS コード (IBM 650) などはその代表的なものである。一方、日本原子力船研究協会内遮へい計算コード委員会 (35 年発足) が中心となり、原子力局平和利用委託研究費による遮へい計算コードの開発が、各同業メーカ協力のもとに行なわれ、多大の成果をあげている。

7.2 原子炉安全性の解析

原子炉プラントを計画するときには重大事故が起こったと仮定したときの現象を詳細に解析し、必要な防止対策を実施するとともに炉心の熔融、放射性物質の放散が起こらないよう安全性を確認することが必要である。われわれは沸騰水形原子炉の重大事故を解析するために次のようなコードを開発している。

炉心冷却水循環ポンプの電源が喪失すると冷却水の流量が減少し炉心からの熱除去能力が急激に低下する。原子炉はスクラムされるが崩壊熱の発生により燃料棒の温度が上昇する。これらの現象を発生熱量と自然循環による冷却能力の保持とのバランスによって時間ステップごとに IBM 7070 コードにより追跡し、燃料棒最高温度の検討、バーン・アウト熱流束の計算を行なう。事故時に燃料棒の温度上昇を抑える要素として循環ポンプの慣性があり、この効果をもパラメトリックに求めることができる。

また冷却材喪失事故の場合には、炉心一次冷却系の配管が炉心下側で破損し、一次冷却水が外部に放出するような事故が最も過酷と考えられている。この場合には常時上方向に流れている冷却水が急激に下降流と変わるために蒸気泡の移動が複雑となって計算が困難である。崩壊熱の発生と下降流の熱除去によるバランスから燃料棒

最高温度の変化を計算する IBM 650, IBM 7070 用コードを作製している。冷却水の外部への放出過程は蒸気と水の均質混合物が Allen の式に従う場合と事故発生時は冷却水のみが放出し、その後蒸気のみ出ると考えた分離方式の場合とを仮定した。実際の現象はこれらの中間にあると予想される。

炉心内の熱伝達はボイドを含んだ下降流であることと、炉心内の圧力減少に伴う自己蒸発との二つの現象のために非常に複雑となり適当な資料もなく、従来の沸騰伝熱のデータを使用することになっている。このような事故の安全保護系として炉心スプレイ系を設けており、冷却水が放出したあとで霧状の冷水を燃料棒表面に散布することによって緊急的に熱を奪うことが可能となる。散布水の熱伝達係数としては噴霧焼入のデータを使用し、噴水量と噴水に最適の時間をパラメトリックに求めることができる。

冷却材喪失事故で放出した蒸気と飽和水の混合物は格納容器内圧を上昇せしめ、さらに大気に漏えいする際に放射性物質を搬出するおそれがある。したがって最近混合水が炉心から直接格納容器内に放出されぬように多量の水を保有する水槽を通して強制的に減圧する計画が採用されはじめた。これを圧力吸収水槽と呼んでいる。

この水槽内の通過に伴う減温効果によって圧力の減少をもたらす、さらに分裂生成物内の I を吸収することができて有効な保護設備といえる。この設備の設計に際しては格納容器内の圧力上昇を蒸気と水の放出による減圧効果、格納容器内への膨脹などを時間とともに連続的に算出する必要があるので IBM 650 による計算コードを開発している。

8. 工 学 設 計

8.1 熱的サーベイ計算

原子炉の設計に際して核的な最適条件の決定と同時に熱的な出力限界の検討が必要であり、特に動力炉においては従来の熱機関に比較して著しく高い出力密度を有するために広範囲な熱的サーベイ計算によって最適炉心を求めなければならない。炉心設計上検討すべき条件としては、燃料内最高温度の制限、冷却材の温度上昇に伴うバーン・アウトの検討、冷却材の沸騰に伴う炉心に対しては炉心内蒸気体積の存在割合、およびその分布、圧力損失などが考えられる。炉心内の出力を単純な正弦分布とみなし、上記各条件を主体に炉心諸パラメータについてサーベイする計算コードを開発している。炉心内のボイド分布を求めるため蒸気と水のスベリ速度を考慮し、流量平衡とエネルギー平衡の基礎式を連立して解く方法をとった。燃料棒内の温度分布は燃料が特に熱伝導率の悪い二酸化ウランの場合に注意すべきであり、ここでは熱伝導率を温度の関数として燃料棒内温度分布をくり返し計算によって求めている。冷却水との表面境界熱伝達の計算には Sieder-Tate, Jen & Lottes の実験式を使用している。バーン・アウト熱流束の検討には種々文献より実験値を整理して作った実験式を使用した。他に Galson, Levy などの実験式による検討も行なえる。このサーベイ計算は、動力炉においてはプラント効率と密接な関係があり、コストを含めたより広範囲なものに改良してゆく必要がある。

8.2 熱設計詳細計算

熱的サーベイ計算によって最適炉心の設計条件をは握したのちには、各設計データのより詳細な検討が要求される。炉心内のボイド分布は中性子束分布にひずみを与え、中性子束分布のひずみは出力分布のひずみを通してボイド分布に関係する。さらにボイド分布は冷却水の流量分布にも関係しますまた複雑となる。厳密なボイド量を求めるためには、中性子束分布とボイド分布とを核的な結合の上において解くだけでなく、高い出力密度をうるため好ましいボイド分布を求めることを考慮して計算する必要がある。そこで一次元拡

散コードの説明において詳細に述べたように、核常数のボイド依存を含めた Forward 法, Backward 法による計算と同時に、他の熱的条件、温度分布やバーン・アウト熱出力などをも含めた二次元 Backward 法による計算コードを開発している。これにより最適の出力分布と厳密な熱限界を容易に求めることができる。燃料棒にはジルカロイなどの被覆管に二酸化ウラン・ペレットを装てんし、間げきに He を封入した構造が多い。燃料棒内の温度分布を求める計算で特に問題となる点は二酸化ウラン・ペレットの熱伝導率が温度により著しく変化することおよび上記 He 部の間げきがペレット部と被覆部の熱膨張の差によって変化することである。両効果は温度分布の仮定から出発するくり返し計算によって IBM 650 により簡単に求められる。

沸騰水形原子炉で制御系の計画、動特性の解析においてはボイド・マップを求めることが要求される。これは炉心内のボイド量と炉熱出力、ボイドおよびドブラー効果による反応度の変化などの関係を表わすものである。特に二重サイクル沸騰水形原子炉系においては、二次蒸気発生器の部分負荷特性をも含めた計算を行なわねばならない。われわれはこれらの大部分の計算を IBM 7070 により容易に行なっている。

以上の熱設計に関する各種のコードを組み合わせることによって有効かつ短時間に最適炉心を決定することができる。

8.3 強度計算

圧力容器の設計に際しては、圧力による応力計算だけでなく熱応力に対する十分な検討が必要である。特にクラッド材を使用した場合の応力分布、ノズルやフランジ部に加わる集中応力の計算、温度変化に対する熱応力の変化などの問題は複雑である。

熱応力の計算を行なうにはまず物体の温度分布を求め、次に各点の温度差による応力を計算すればよい。

複雑な物体はこれを 2 次元的に小矩形領域に分割し各領域に伝導される熱量を平衡式より求めるもので、熱源の時間変化に伴う各点の温度を時間階差により IBM 7070 で解くのである。境界よりの熱伝達は単なる伝導のほか、輻射の場合にも適応できるし、また物体内の γ -heating をも考慮している。

さらに求められた温度差を使用してノズル、フランジ、スカートなどの応力計算も IBM 7070 コードによって容易に計算できる。これらはタービン・ケーシング、ボイラなどの火力機器にも使用できる広範囲なものである。

配管計画における支持部の熱膨脹による変位および固定部の応力もくり返し計算によって求められる。3 次元的な配管の計算は従来非常に困難なものであったが、その解法過程に求められる聯立方程式は電子計算機の有効な使用によって容易に解くことができる。

8.4 沸騰水形原子炉一次系の水力学的安定性の解析

自然循環形原子炉の一次系では炉心部および上昇管内のボイドと炉心にもどる下降管内の循環水によって系固有の水力学的振動現象が生じ、流水の不均一流れ、蒸気の脈動的発生現象を伴うおそれがある。これは自然循環による管水ボイラの場合も同様であって系自体の設計には水力学的固有振動限界を検討しておくことが必要である。われわれはこれらの系統が自励振動であることを解析し、Nyquist の判定条件により流体の振動周期と振幅を求める計算を IBM 650, IBM 7070 により行なっている。振動に関係する種々のパラメータをかなりの範囲にサーベ的に求めることができ、一次系固有の振動範囲を適確には握することが可能である。

9. 結 言

大形電子計算機の原子力産業分野において果たす役割は大別して二つの部分に分けられる。一つはこれまで述べてきた原子炉設計であ

り、他は原子炉実験よりでてくる膨大な測定値のデータ処理である。歩み続けてきたこの3、4年間は原子力コード自身の開発に重点がおかれていたように思われる。HTRに続いてOCFも今秋完成し、わが国においてはここ1、2年の間に研究用原子炉、臨界集合体などの実験設備が続々完成するであろう。したがって欧米並みの原子力コードの検証が得られる日もま近い。この実験によって検証された原子力コードこそ真に原子炉設計に役だつ計算手段になるのである。このときに備えて、過去の経験を基盤にして原子力コードの体系化を図らねばならない。体系化の第1歩としては原子炉計算に必要な基礎関数のサブルーチン化と、原子炉計算特有の数多くの因子の計算のサブルーチン化である。ここではサブルーチンの効率を考えてすぐれたプログラマーの力が必要になる。次の段階はサブルーチン化された基礎関数と原子炉計算方式を適当に組み合わせ、計算時間の短い経済的な原子力コードを作成することである。この原子力コードの作成は、数値解析の知識を十分にとり入れたものでなければならず、優秀な数学者が必要になる。数値解析の知識はたとえばWielandt法の適用のように、計算コストを大幅に節減できるものであり、数値解析の進歩が強く要望される。このようにしてできあがった原子力コードも、単独では十分の価値を発揮できない。原子力コードは原子炉設計というわくの中で互に関連性をもっている。したがって、これら原子力コードを制御する“Nuclear Codes Control System”の開発が次の段階で必要になる。このためには各原子力コードを作成する際、その入出力形式を十分の注意をもって決定しておかねばならない。この一環として原子炉設計の最適化が存在する。この“Nuclear Codes Control System”はOperation Systemまでも含む膨大なSystemであり、大形電子計算機のHardware, Softwareによく精通した数値解析学者と、実際に多くの原子炉を設計した科学者、工学者をもってして初めてできるものである。

この原子力コードの体系化と同時に実験によって裏づけられた“Nuclear Data package”の編集が重要な仕事となる。この仕事は原子核物理に精通した物理学者によって行なわれる。

これらの仕事が完成して初めて全面的に大形電子計算機によって効率的にすぐれた動力炉、研究炉を設計することができるのである。

終わりにのぞみ、われわれの仕事に対し終始ご指導を賜った日立製作所中央研究所副所長只野文哉博士、第7部部長神原豊三博士、日立工場原子力開発部部長松本政吉氏に深く感謝の意を表す。

またここに述べた各原子力コードは、日立製作所中央研究所第7部ならびに日立工場原子力開発部の幾人かの人々の協力によって作成されたものであることを付言して結びとする。

参 考 文 献

- (1) D. W. Peaceman, H. H. Rachford: J. Soc. Ind. Appl. Math. 3, 28 (1955)
E. L. Wachspress: KAPL-1724 (1957)
- (2) 川合, 新井ほか: 日本原子力学会誌, 1, 28 (1959)
- (3) 北瓜, 川合ほか: 日本原子力学会誌, 1, 249 (1959)
- (4) E. P. Wigner, J. E. Wilkins: AECD-2275 (1948)
- (5) M. Nelkin: Phys. Rev. 119, 741 (1960)
- (6) H. Feshbach et al: Phys. Rev. 96, 448 (1954)
- (7) R. D. Wood, D. S. Saxon: Phys. Rev. 95, 577 (1954)
- (8) C. H. Westcott: CRRP-680 (AECL-407) (1957)
- (9) A. Amouyal et al: C. E. A. 571 (1956)
- (10) E. Hellstrand: J. Appl. Phys, 28, 1493 (1957)
- (11) H. Amster: J. Appl. Phys, 29, 623 (1958)
- (12) R. W. Deutsch: J. N. E., 14, 168 (1961)
- (13) P. Greebler et al: GEAP-3001 (1958)
- (14) H. Bohl et al: WAPD-TM-218 (1961)
- (15) P. F. Henry: WAPD-TM-224 (1960)
J. R. Stehn: KAPC-M-JRS-13 (1960)
- (16) C. H. Westcott: CRRP-787 (1958)
- (17) H. Amster: WAPD-TM-67 (1957)
- (18) E. L. Wachspress: KAPL-1724 (1957)
G. G. B. Iodcau: WAPD-TM-64 (1957)
- (19) D. Young: Trans of Amer. Math. Soc. 76 (1954)
S. P. Frankel: MTAC. 4 (1950)
- (20) K. Arai et al: Codes for Reactor Computation, IAEA, (1961)
- (21) H. Wielandt: Ber. Aerodynamics Versuch. 44, 37 (1944)
- (22) J. A. Thie: Proc. of and Geneva Conf. vol. 12
- (23) E. L. Wachspress: N. S. E. 3, 186 (1958)
- (24) K. Arai et al: Codes for Reactor Computation, IAEA (1961)
- (25) J. Weil: KAPL-1173 (1954)
- (26) E. Gelbard et al: N. S. E. 5, 36 (1959)
- (27) H. Amster: J. Appl. Phys. 29 (1958)
- (28) 川合ほか: 日立評論 (1962)



特許第258410号

特 許 の 紹 介



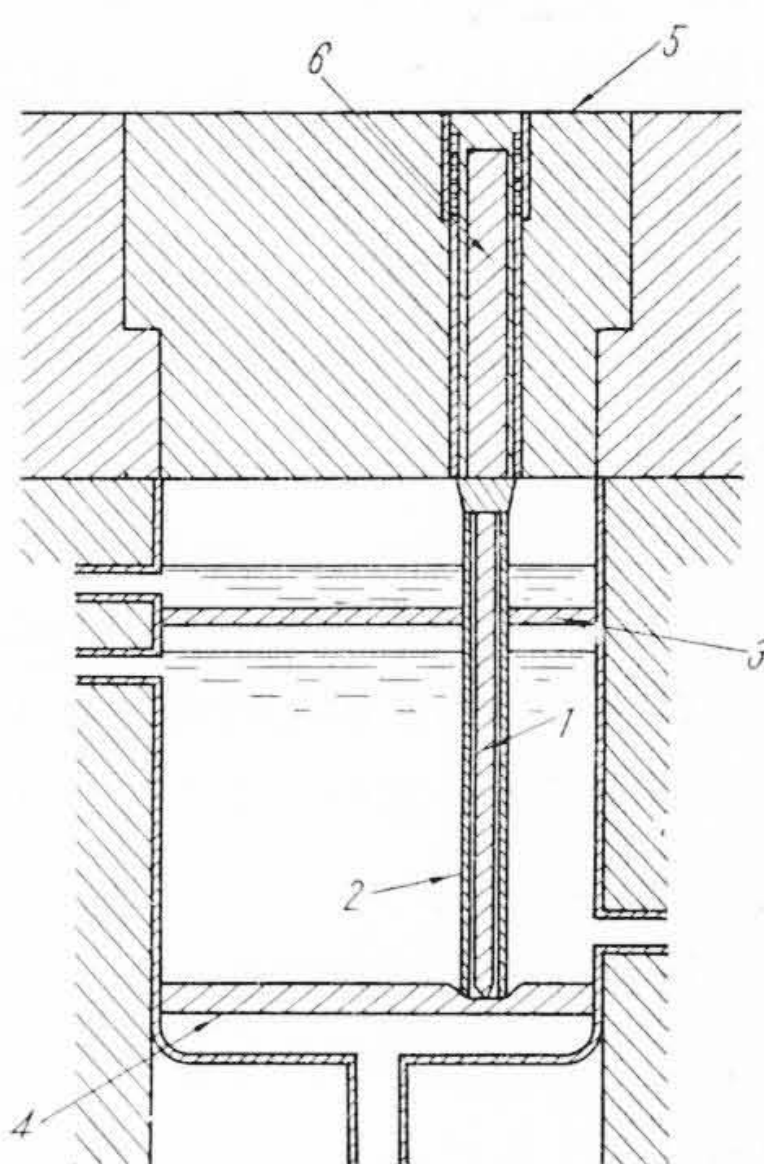
松 本 政 吉・吉 柳 清 美

原 子 炉 燃 料 棒 支 持 装 置

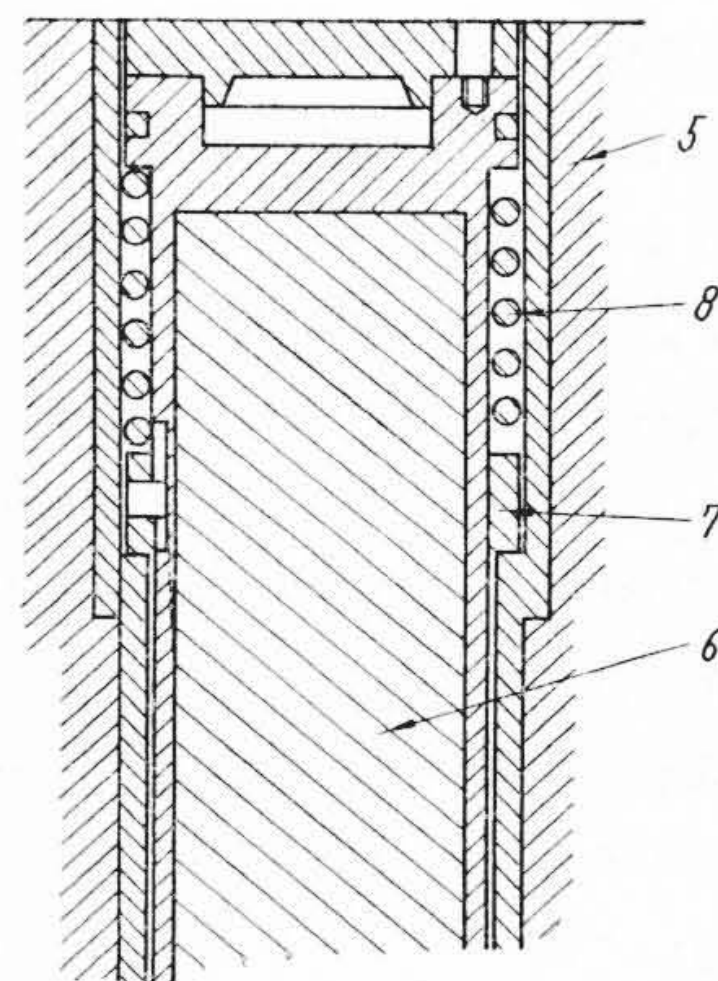
この発明は、燃料棒1と冷却管2を一体にしたものを下部管板4によって受けるに、その接触部からの冷却媒体の漏えいを防ぎながらも、比較的大きいその重量を、下部管板4に過度に負担させないようにするものである。

この発明によると、燃料棒1と冷却管2とは、炉心上部の遮へい体5にたとえば第2図に示すような構造で、パネ8を介し吊られる。すなわち燃料棒1および冷却管2の重量の一部は、パネ8を介してパネ止め環7によって、燃料棒をそう入する孔の内壁段部に掛かり、残余の重量が、冷却管2の下端において下部管板4にかかる。この両者に掛る重量の配分は、パネ8の強さあるいはパネ止め環7と燃料棒1の上部に設けられたプラグ部6との関係位置を調節することにより自由に調整することができ、下部管板4に過度の重量がかかることなく、しかも冷却媒体が冷却管下部から漏えいすることを防止するに十分な重量がかかるような微妙な調整も行なえる。

(丸山)



第1図



第2図