HOKKAIDO UNIVERSITY

Title	LINAC-TOF実験における高・中速中性子時間挙動の解析
Author(s)	板垣, 正文; 秋本, 正; 小川, 雄一
Citation	北海道大學工學部研究報告, 90, 79-90
Issue Date	1978-11-29
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/41509
Type	departmental bulletin paper
File Information	90_79-90.pdf

Hokkaido University Collection of Scholarly and Academic Papers : HUSCAP

北海道大学工学部研究報告
第90号（昭和53年）

Bulletin of the Faculty of Engineering,
Hokkaido University, No. 90 (1978)

LINAC-TOF 実験における高・中速中性子時間挙動の解析

板垣正文**　秋本　正*　小川雄一*

（昭和53年6月30日受理）

Analysis of Time Behavior of Fast and Intermediate Neutrons in LINAC-TOF Experiments

Masafumi ITAGAKI, Tadashi AKIMOTO and Yuichi OGAWA

(Received June 30, 1978)

Abstract

Time behavior of fast and intermediate neutrons in a graphite assembly is analyzed. Mean emission time of neutrons is calculated by the diffusion theory assuming the separability of space and time. And also space and angular dependent mean emission time of neutrons is analyzed by one-dimensional SN code "ORISN". Interesting results are obtained for the dependence of mean emission time on energy, space, pulse width of neutron source etc. on comparing the two results. There is a special feature in SN code "ORISN" in which the first trial input data of neutron flux for iterations is not required. Time dependent neutron spectrum is obtained with time dependent SN code "T-ORISN" developed by authors. Employed neclear data is JAERI-FAST set and ABBN set.

1. 緒　　言

原子炉体系における中性子スペクトルは臨界量，中性子束分布，制御棒効果等の原子炉のほとんどすべての核的特性に影響を与える因子であり，その詳細な把握が必要となる。この中性子スペクトルは，熱中性子炉においては減速材の熱中性子散乱断面積，また高速中性子炉においては燃料や構造材の非弾性散乱断面積に主として支配される。この断面積の炉中性子スペクトル記述能力については炉心スペクトルを測定することにより実証されてきたが，一方非増体系中にパルス中性子を投入して出来る中性子スペクトルを飛行時間法（以後 TOF 法と言う）で測定し，計算による予測と比較することによっても実証される[1]。

我々も本学設置の 45 MeV 電子線型加速器（以後 LINAC と言う）をパルス状中性子源として積分実験を行っている。現在測定は，LINAC-TOF 実験において定常スペクトルと言われている量に限られているが，時間依存スペクトルが非弾性散乱断面積の変化に鋭敏であることに鑑み，この測定を計画している。これにより高・中速領域の種々の炉物理現象の情報を得ると共に，既在の核データライブラリィを高精度で検証する等原子炉工学上の有用な成果が期待される。

そもそも LINAC-TOF 実験で得られるスペクトルの測定値には，後述のように，たとえ定常スペクトルと言えども常に時間依存性がつきまとっている。具体的には実験で直接得られる時間

*　原子工学科　原子炉工学講座
**　日本原子力船開発事業団

スペクトルをエネルギースペクトルに変換する際の平均放出時間補正がそれである。この平均放出時間は，拡散近似による簡易モデルで計算されるのが通例であるが，高いエネルギー領域では空間や角度にも依存した物理量として詳細に検討しておく必要がある。

本報告では最初に LINAC-TOF 実験における定常スペクトルと定常輸送方程式の解である定常スペクトルとの等価性について検討し，ついで SN 法による定常スペクトル計算について述べる。更に LINAC-TOF 法においてスペクトルの実測値に時間依存性がどのように関与してくるかを概観する。ついで拡散近似計算による平均放出時間が種々のパラメータにどのように依存するかを調べると共に，SN 計算によって空間・角度依存の平均放出時間を算出して，拡散近似モデルが妥当とされる限界を明らかにする。最後に現在我々が開発途上にある，時間依在 SN コード T-ORISN によって算出した時間依存スペクトルについて報告する。一連の計算は全て黒鉛体系を対象としている。

2. 定常スペクトルと LINAC-TOF スペクトルの等価性

中性子による核分裂連鎖反応の持続の問題や最適な中性子束（熱出力）分布を決定するには，一般に中性子輸送に対するボルツマン方程式を解く必要がある。このボルツマン方程式は (1) 式のように空間座標 3 次元 ($\boldsymbol{r}$)，速度空間 3 次元（速度 v またはエネルギー E，方向 Ω2 次元）の 6 次元からなる位相空間内での中性子数の釣合いを表わす特異微分積分方程式で，パラメータとして時間 (t) も含んでいる。

$$\frac{1}{v}\frac{\partial}{\partial t}\phi(\boldsymbol{r},E,\Omega,t)+\Omega\cdot\nabla\phi(\boldsymbol{r},E,\Omega,t)+\Sigma_t(\boldsymbol{r},E)\phi(\boldsymbol{r},E,\Omega,t)$$
$$=\int dE'\,d\Omega'\phi(\boldsymbol{r},E,\Omega,t)\left[\Sigma_s(\boldsymbol{r},E'\to E,\Omega'\to\Omega)+\nu\Sigma_f(E')\frac{\chi(E)}{4\pi}\right]+S(\boldsymbol{r},E,\Omega,t) \qquad (1)$$

ここで ϕ は中性子束，Σ_t は巨視的全断面積，Σ_s は巨視的散乱断面積，Σ_f は巨視的核分裂断面積，ν は核分裂による平均中性子放出数，$\chi(E)$ は核分裂スペクトル，S は核分裂以外による発生中性子である。

臨界の原子炉のように定常状態の場合は (1) 式は時間に依存しなくなり，次のようになる。

$$\Omega\cdot\nabla\phi(\boldsymbol{r},E,\Omega)+\Sigma_t(\boldsymbol{r},E)\phi(\boldsymbol{r},E,\Omega)$$
$$=\int dE'\,d\Omega'\phi(\boldsymbol{r},E',\Omega')\left[\Sigma_s(\boldsymbol{r},E'\to E,\Omega'\to\Omega)+\nu\Sigma_f(E')\frac{\chi(E)}{4\pi}\right]+S(\boldsymbol{r},E,\Omega) \qquad (2)$$

さて我々が現在行っている LINAC-TOF 実験のようなパルス状中性子源による非増倍体系中での中性子の挙動は，(1) 式の右辺第 1 項の核分裂項が消去された形となり，これを無限時刻まで積分すると時間依存の項は消滅し，次のように見掛上，定常のボルツマン方程式 (2) 式（但し核分裂項は除く）となんら変ることのない式となる。

$$\Omega\cdot\nabla\phi_0(\boldsymbol{r},E,\Omega)+\Sigma_t(\boldsymbol{r},E)\phi_0(\boldsymbol{r},E,\Omega)$$
$$=\int dE'd\Omega'\Sigma_s(\boldsymbol{r},E'\to E,\Omega'\to\Omega)\phi_0(\boldsymbol{r},E',\Omega')+S_0(\boldsymbol{r},E,\Omega) \qquad (3)$$

ここで

$$\phi_0(\boldsymbol{r},E,\Omega)=\int_0^\infty\phi(\boldsymbol{r},E,\Omega,t)dt \qquad (4)$$

$$S_0(\boldsymbol{r},E,\Omega)=\int_0^\infty S(\boldsymbol{r},E,\Omega,t)dt \qquad (5)$$

である。

一方 LINAC-TOF 実験により得られる観測量 $C(t^*)$ と体系のエネルギースペクトル $\varphi(E)$ の関係は

$$C(t^*)=\int_{t^*-(\Delta t/2)}^{t^*+(\Delta t/2)}d\tau\int_{E_\tau}^{\infty}\varepsilon(E)\psi\left(E,\tau-\sqrt{\frac{1}{2}mL^2/E}\right)dE \tag{6}$$

$$\varphi(E)=\int_0^{\infty}\psi(E,\tau)d\tau \tag{7}$$

となる[2]。ここで t^* は時間分析器のチャンネルの中間の時刻，Δt はチャンネルの時間幅，E_τ はそのチャンネルに入りうる最小のエネルギー，m は中性子質量，L は飛行距離，$\varepsilon(E)$ は検出効率 (flight path transmission factor を含む) である。この (7) 式の $\varphi(E)$ は TOF 法における定常スペクトルと称するもので，時間依存の輸送方程式を無限時刻まで時間積分して得られる定常輸送方程式の解 (4) 式の ϕ_0 と全く整合するものである。従って定常ボルツマン方程式の解と LINAC-TOF 実験の結果との対応がつき，核データライブラリーなどの有用な検証が可能となる。

3. 定常スペクトルの SN 法による理論解析

実験対象である黒鉛体系のスペクトル予測の為，(3) 式を解くにあたり，1次元 SN コード "DTF-4-J"[3] を用いた。実験体系 (Fig. 1) は半径 30 cm の球で近似出来る黒鉛体系で，中心に 7 cm 立法のタングステン光中性子ターゲットが置かれ，また LINAC の電子ビーム引き入れ孔および中性子ビーム引出し孔 (Re-entrant hole) が設けられている。計算のモデル化にあたっては，Fig. 2 に示すように3領域完全球体系を仮定した。こうすれば1次元計算が可能である。中心部はターゲット領域である。タングステン立方体と体積が等しくなるように球半径 $a=4.34$ cm と定めた。次に電子ビーム引き入れ孔と Re-entrant hole による空洞効果を加味するためボイド領域を設定した。ここでは真空とせずに窒素と酸素が4対1の組成で空気密度で存在すると仮定した。第3が黒鉛領域である。半径 $c=30.0$ cm とした。ボイド領域の幅の設定には不確定性があるが，ここでは $b=5.0$ cm とした。比較のために全体が黒鉛の1領域とみなした場合の計算も行った。前者との比較は後述する。また中性子源はタングステンの中に一様分布していると仮定した。中性子源のエネルギースペクトルはタングステンの場合実験的には得られていないので，核分裂スペクトル，または鉛の光中性子スペクトル実測値[4]を入力した。一

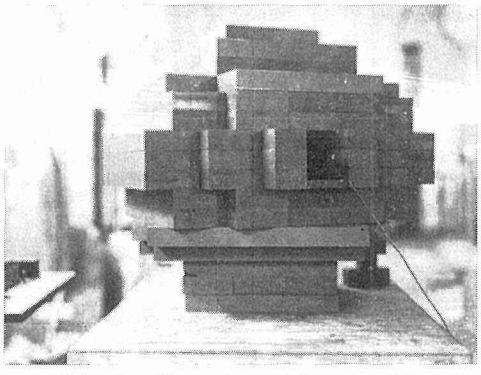

Fig. 1 View of graphite assembly

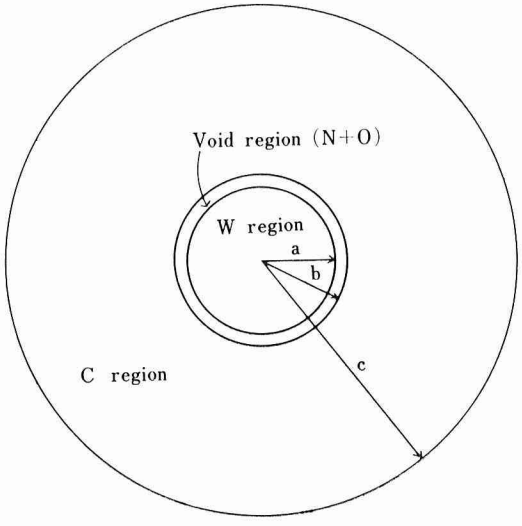

Fig. 2 Calculating model of graphite assembly

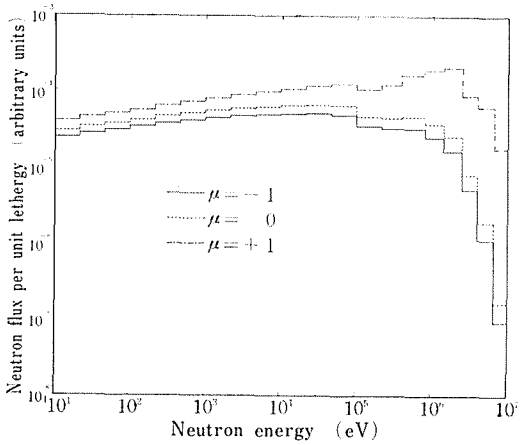

Fig. 3 Dependency of calculated neutron spectrum on the direction for $r=20$ cm in a graphite assembly 60 cm in diameter

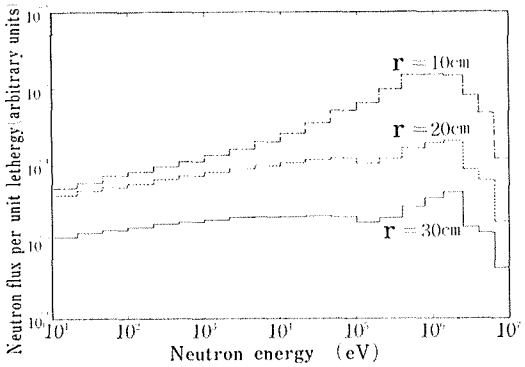

Fig. 4 Dependency of calculated neutron spectrum on the position from the center of a graphite assembly of 60 cm in diameter

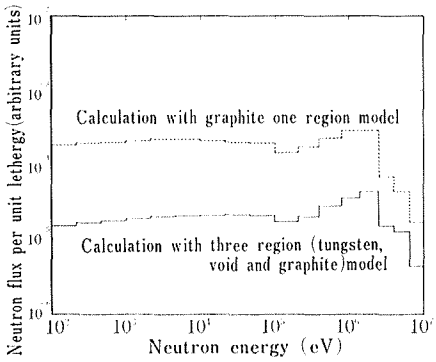

Fig. 5 Comparison between the spectrum calculated with graphite one region model and that with three region (tungsten, void and graphite) model

般に中性子源スペクトルが体系におよぼす寄与は他の要因に比べて極めて小さいと言われており[7]，当面はこのような仮定で行ってさしつかえないと考えている。

以上のモデル化にしたがい，"DTF-4-J" によって計算した例を Fig. 3～4 に示す。Fig. 3 では体系内の半径 $r=20.0$ cm の点において，角度によるスペクトル変化を比較した。MeV 領域で大きな前方散乱の傾向が見られるほかは典型的な 1/E スペクトルが形成されている。Fig. 4 は角度を $\mu=1$ に固定し，空間の位置座標によるスペクトル変化を比較したものである。この角度では比較的高いエネルギーから 1/E スペクトルが形成されていることがわかる。ただし中心部に近い半径 $r=10.0$ cm の点では中性子源スペクトル及びターゲット領域のタングステンの寄与が大きく，スペクトルが硬化している。

Fig. 5 は 3 領域モデルの場合と，体系全体を 1 領域とみなし，中性子源スペクトル，空間メッシュ，角度分点の取り方は 3 領域モデルの場合と全く同様に選択した時の $\mu=1$，$r=30.0$ cm におけるスペクトルの比較である。両者の差異はそれほど定かでないことがわかる。従って体系表面からの漏洩中性子スペクトルを問題とする時には 1 領域計算でもかなりの精度が期待されると

同時に，線源領域の寄与は体系表面ではさほど大きくないという考えの，ひとつの傍証がなされたことになる。

以上の計算に用いた核定数は，黒鉛と酸素が，JAERI-FAST 25 群セット，タングステンと窒素は，ABBN セットであり，各々共鳴自己遮蔽因子を考慮している。また散乱の角度依存性は一様に P_0 輸送近似を用いた。

4. TOF 法における時間依存性

TOF 法における観測値である時間スペクトルからエネルギースペクトルを求めるには，前述の (6), (7) 式を解くことによって得られる。ところで (6) 式の積分中の $\phi(E,\tau)$ は時間依存スペクトルである。パルス状中性子源によって引き起こされる中性子輸送過程には真の意味での定常状態は達成されず，中性子源投入を時間原点として，減速散乱による所定エネルギーにおける中性子強度の立上りとそれに続く減速，吸収，漏れによる減衰という，2 段階の時間挙動を示す。

Fig. 6 で網目をほどこしたのは，ある特定のエネルギーを持った中性子の時間分布である。この $\phi(E,\tau)$ はそのままの分布を保った形で $\sqrt{mL^2/2E}$ 時間飛行し，時間分析器に入力される。連続的に異なる種々のエネルギーにおける $\phi(E,\tau)$ がそのエネルギーに対応した飛行時間だけ遅れてチャンネルにわりふりされる。このようにして時間軸上に蓄積されるのが時間スペクトルである。ただし $\varepsilon(E)$ が掛け合わされる。

各々のチャンネルについて数式化したものが (6) 式であるが，一般にはこの式の厳密解を得ることは困難である。そのため様々の近似が行なわれてきた。Koppel の展開式[3]，平均放出時間の補正等がその例である。

Koppel の展開式は (6) 式の ε を除き，ϕ をラプラス変換し，更にそれをマクローリン級数展開することにより求められるもので，TOF スペクトルを連続的な微分 $(\partial/\partial t)^n$ で展開したもの

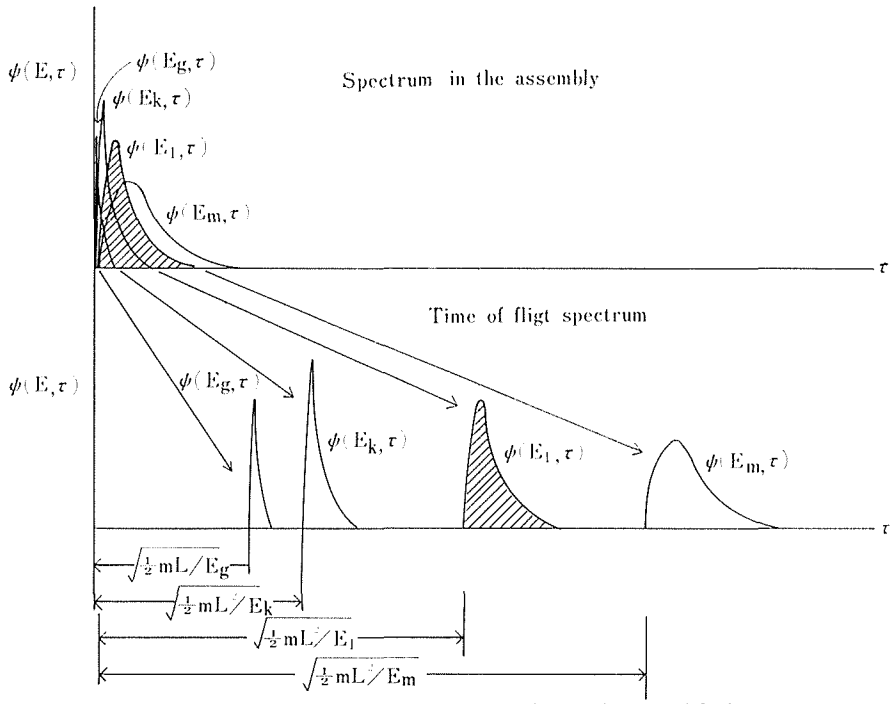

Fig. 6 Relation between spectrum in an assembly and time-of-flight spectrum

で，次のようになる。

$$C(t)=\sum_{n=0}^{\infty}\frac{(-1)^n}{n!}\frac{\partial^n}{\partial t^n}\left[\frac{L}{t^2}\cdot\bar{t}^n(L/t)\phi(L/t)\right] \tag{8}$$

または

$$C(t)=\sum_{n=0}^{\infty}\frac{(-1)^n}{n!}\frac{\partial^n}{\partial t^n}\bar{t}^n(v)\frac{v^2}{L}\phi(v) \tag{9}$$

である。ここで $\bar{t}^n$ は n 次の時間モーメントであり，ϕ は (7) 式の $\varphi(E)$ に相当する。

ところが不運なことに (9) 式の展開係数は n 次の時間モーメントの関数となっており，現実問題として，微分 $(\partial/\partial t)^n\bar{t}^n$ の数値的な評価はたいていの場合不可能である。このため近似的に行なわれる手法が平均放出時間の補正であり，これは Koppel の展開式の第1次の項までに対応し，マルチチャンネルタイム t^* から時間1次モーメント $\bar{t}^1(E)$ を差し引くものである。

エネルギー E は次のように定義され，また補正すべき平均放出時間もエネルギーの関数であるため繰返しの手法が用いられる。

$$E=\frac{1}{2}mL^2/[t^*-\bar{t}^1(E)]^2 \tag{10}$$

ここで $\bar{t}^1(E)$ は次のようである。

$$\bar{t}^1(E)=\frac{\int_0^{\infty}t\phi(E,t)dt}{\int_0^{\infty}\phi(E,t)dt} \tag{11}$$

ところで平均放出時間補正のまずい点は $\bar{t}^1(E)$ の分散を無視していることである。これは所定エネルギーの中性子強度の立上りおよび減衰といった時間分布の存在を考慮せず，ある所定エネルギーを有する中性子は中性子源投入の後，平均放出時間だけ遅れてデルタ関数状に体系から漏洩するという物理的イメージになる。従って平均放出時間がチャンネル幅に比べてかなり大きい時には，大きな誤差を伴うおそれがある。しかし一般に高・中速領域での平均放出時間は短かく我々の測定系では広いエネルギー領域にわたって飛行時間の約1%であるので，当面はこの補正法を用いる方針である[7]。

以上の数式の展開で現われた平均放出時間の具体的な算出法については次章に詳述する。

5. 平均放出時間の評価

平均放出時間は TOF 実験の分解能，エネルギー軸の設定に不可欠であると共に，Koppel のの展開式で重要な意味をもつ。本章では拡散近似および SN 法により平均放出時間を理論的に求め，各種パラメータによる依存性を調べる。

5.1 拡散近似による平均放出時間の評価

一般に非増倍体系では中性子の時間挙動を拡散方程式で記述すると，次のようになる。

$$\left[\frac{1}{v}\frac{\partial}{\partial t}+\Sigma_t(E)-D(E)\nabla^2\right]\phi(\boldsymbol{r},E,t)=\int_{E'}\Sigma_s(E'\to E)\phi(\boldsymbol{r},E',t)dE'+S(\boldsymbol{r},E,t) \tag{12}$$

平均放出時間，すなわち時間依存中性子束 $\phi(\boldsymbol{r},E,t)$ で重みをつけた時間1次モーメント

$$\bar{t}=\frac{\int_0^{\infty}t\phi(\boldsymbol{r},E,t)dt}{\int_0^{\infty}\phi(\boldsymbol{r},E,t)dt} \tag{13}$$

は (12) 式から直接 $\phi(\boldsymbol{r},E,t)$ を求めなくても得ることが出来る。(12) 式にオペレータ $\int_0^{\infty}dt$

および $\int_0^\infty tdt$ を作用させ，空間依存性をバックリングで置換することにより次の (14), (15), (16) 式を得る。

$$\bar{t}(E)=\frac{\phi_1(E)}{\phi_0(E)} \tag{14}$$

$$\phi_0(E)=\frac{\int_{E'}dE'\Sigma_S(E'\to E)\phi_0(E')+\int_0^\infty S(E,t)dt}{\Sigma_t(E)+D(E)B^2} \tag{15}$$

$$\phi_1(E)=\frac{\frac{1}{v}\phi_0(E)+\int_{E'}dE'\Sigma_S(E'\to E)\phi_1(E')+\int_0^\infty tS(E,t)dt}{\Sigma_t(E)+D(E)B^2} \tag{16}$$

ところで (15), (16) 式を多群法により書き直せば次のようになる。

$$\phi_{0,g}=\frac{\sum_{g'=1}^{g-1}\Sigma_S(g'\to g)\phi_{0,g'}+\int_0^\infty S(E,t)dt}{\Sigma_{tg}+D_gB^2} \tag{17}$$

$$\phi_{1,g}=\frac{\frac{1}{v_g}\phi_{0,g}+\sum_{g'=1}^{g-1}\Sigma_S(g'\to g)\phi_{1,g'}+\int_0^\infty tS(E,t)dt}{\Sigma_{tg}+D_gB^2} \tag{18}$$

エネルギー第 1 群では

$$\phi_{0,1}=\frac{\int_0^\infty S(E,t)dt}{\Sigma_{t1}+D_1B^2} \tag{19}$$

$$\phi_{1,1}=\frac{\frac{1}{v_1}\phi_{0,1}+\int_0^\infty tS(E,t)dt}{\Sigma_{t1}+D_1B^2} \tag{20}$$

となる。(19), (20) 式の右辺には未知の関数はひとつもないから，第 1 群から最低次の群まで順次計算していくことが出来る。これは高・中速領域では up-scattering が存在しないことに起因する。従って，高・中速領域，非増倍体系における中性子の時間挙動の解析は熱中性子のそれに比べて容易であると言える。

次に外部中性子源 $S(E,t)$ の時間挙動のモデル化を考える。中性子源の存在する時間 τ は LINAC の電子線パルス幅に対応する。熱中性子スペクトル測定の場合は，中性子飛行時間に比べてこの τ がほとんど無視出来るので，デルタ関数状のパルスと考えて差支えない。一方高速中性子スペクトルの測定では，飛行時間がナノ秒オーダであるため，デルタ関数では必ずしも近似出来ない。このため時間幅 τ を有するステップ状中性子源に対しても解析を行った。

(17), (18) 式の $\int_0^\infty S(E,t)dt$, $\int_0^\infty tS(E,t)dt$ は次のようになる。

(i) 時間分布をデルタ関数で近似する場合

$S(E,t)=S(E)\delta(t)$ より

$$\left.\begin{aligned}\int_0^\infty S(E,t)dt&=S_g\\ \int_0^\infty tS(E,t)dt&=0\end{aligned}\right\} \tag{21}$$

ここで S_g は所定のエネルギー群 g における光中性子の amplitude である。

(ii) 時間分布をステップ状関数で近似する場合

$$S(E,t)=\begin{cases}S(E)H(0,\tau), & 0\leqq t\leqq\tau\\ 0 & ,t>\tau\end{cases}$$

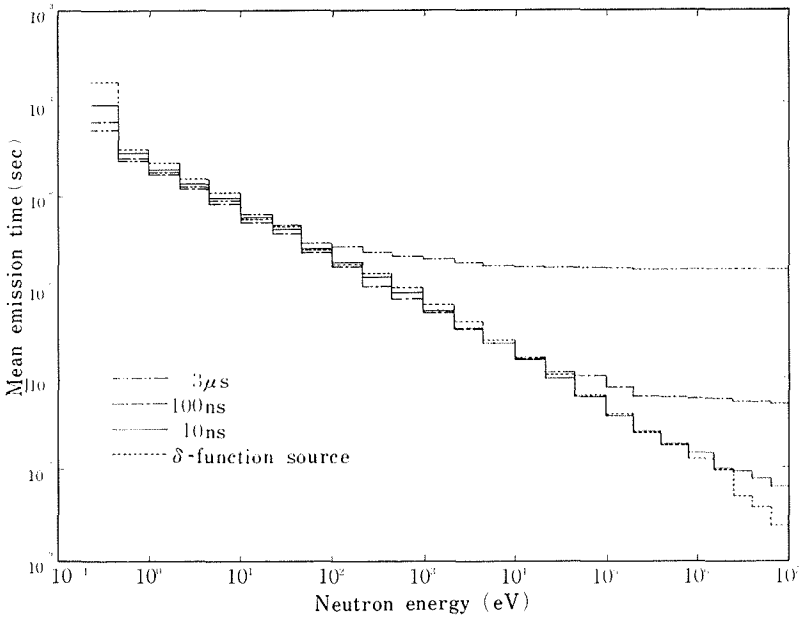

Fig. 7 Dependency of mean emission time of neutrons on the pulse width of neutron source, calculated with diffusion theory

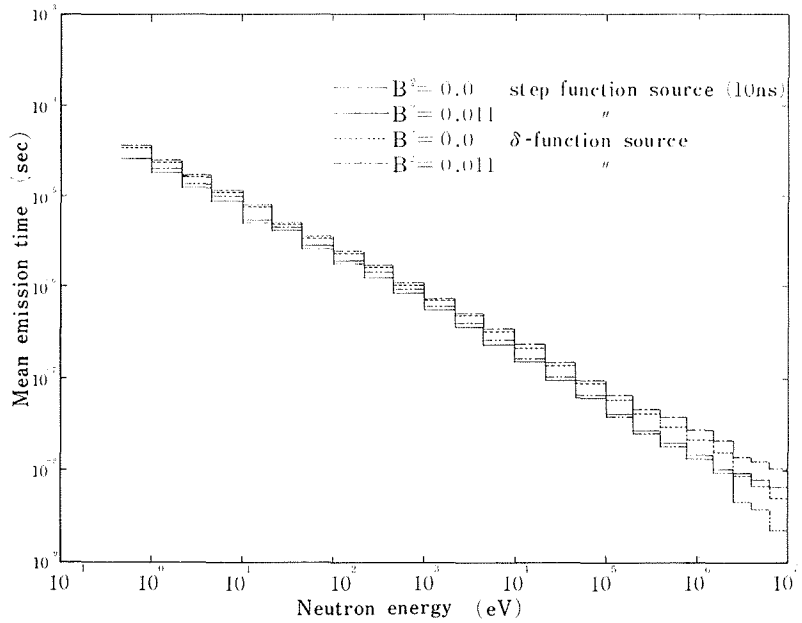

Fig. 8 Dependency of mean emission time of neutrons on the buckling, calculated with diffusion theory

より

$$\int_0^\infty S(E,t)dt = S_g\tau$$
$$\int_0^\infty tS(E,t)dt = \frac{1}{2}S_g\tau^2 \qquad (22)$$

以上により，エネルギー依存の平均放出時間が容易に計算される。

黒鉛の平均放出時間の，電子線パルス幅，バックリング B^2 およびデルタ関数近似，ステップ関数近似等に対する依存性を Fig. 7～8 に示す。2 つのグラフから次のことがわかる。デルタ関数近似による平均放出時間の値が，ステップ関数近似におけるステップ時間幅と等しくなるようなエネルギー以下では両近似による差異はほとんど見受けられない。10 nsec の電子線パルス幅に関しては凡そ 2.5 MeV 以下がそれである。このような領域ではむしろバックリングに対する依存性が大きい。ここでは入力として必要な，$\Sigma_{tg}+D_gB^2$，$\Sigma_s(g'\to g)$ は 25 群拡散コード "EXPAND-4 D" 出力（JAERI-FAST セットによる）を用いた。

5.2 SN 法による空間・角度依存平均放出時間の評価—および SN コード "ORISN" の開発

(1) 式の右辺第 1 項の核分裂項を消去し，オペレータ $\int_0^\infty tdt$ を作用させ

$$\phi_1(\boldsymbol{r}, E, \boldsymbol{\Omega})=\int_0^\infty t\phi(\boldsymbol{r}, E, \boldsymbol{\Omega})dt \tag{23}$$

と定義すれば，次式が得られる。

$$\boldsymbol{\Omega}\cdot\nabla\phi_1(\boldsymbol{r}, E, \boldsymbol{\Omega})+\Sigma_t(\boldsymbol{r}, E)\phi_1(\boldsymbol{r}, E, \boldsymbol{\Omega})$$
$$=\int dE'\int d\boldsymbol{\Omega}'\Sigma_S(\boldsymbol{r}, E'\to E, \boldsymbol{\Omega}'\to\boldsymbol{\Omega})\phi_1(\boldsymbol{r}, E', \boldsymbol{\Omega}')+\frac{1}{v}\phi_0(\boldsymbol{r}, E, \Omega)+\int_0^t tS(\boldsymbol{r}, E, \boldsymbol{\Omega}, t)dt \tag{24}$$

ただし ϕ_0 は (4) 式より定義される。いま外部中性子源 S がデルタ関数で近似出来ると仮定すれば，(24) 式の右辺第 3 項は 0 となる。この場合，(24) 式は定常輸送方程式で中性子源を $1/v_0\cdot\phi_0$ で置換した式と同じ形になる。この事実を応用して作成した SN コード "ORISN" では空間（1 次元）にも角度にも依存した平均放出時間

$$\bar{t}(\boldsymbol{r}, E, \boldsymbol{\Omega})=\frac{\phi_1(\boldsymbol{r}, E, \boldsymbol{\Omega})}{\phi_0(\boldsymbol{r}, E, \Omega)} \tag{25}$$

を出力出来るようになっている。ただしステップ関数状に入射した外部中性子源に対する評価は出来ない。

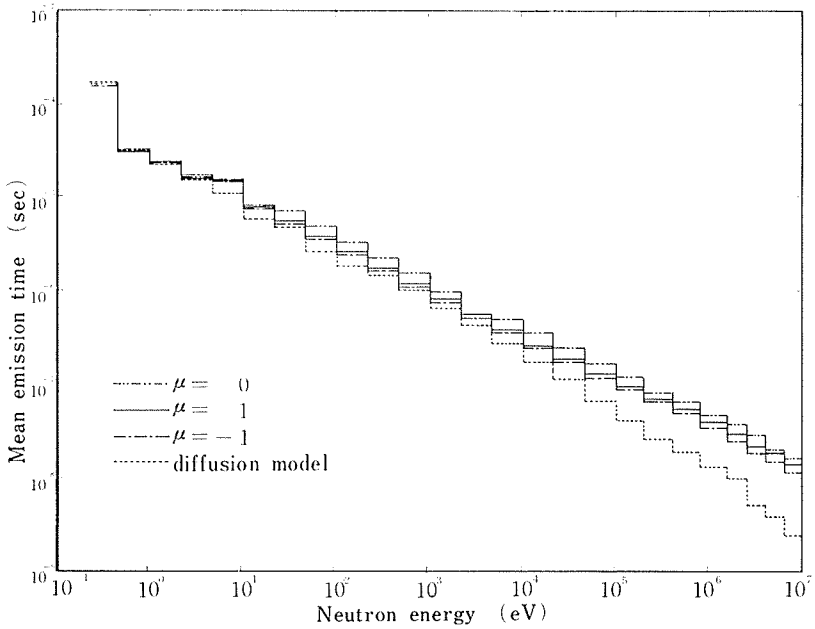

Fig. 9 Dependency of mean emission time of neutrons on the direction, calculated with one-dimensional SN code

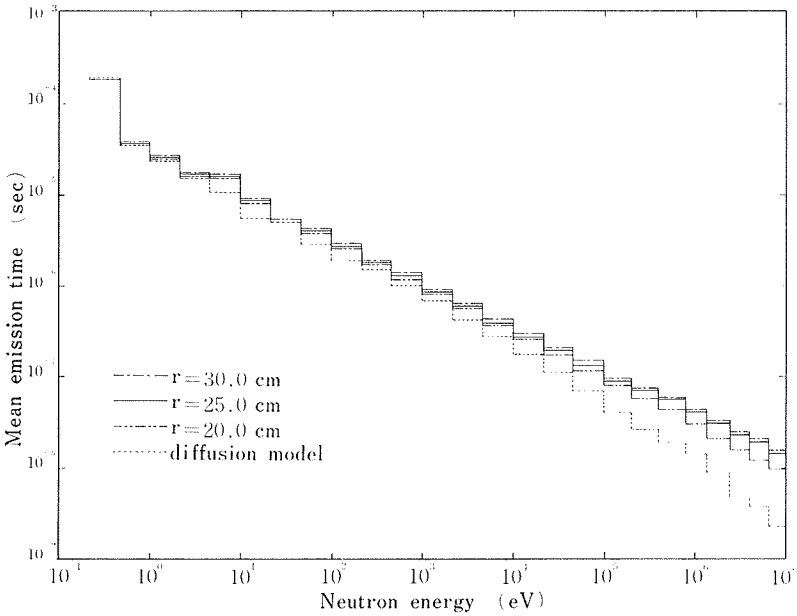

Fig. 10 Dependency of mean emission time of neutrons on the position, calculated with one-dimensional SN code

今1つSNコード“ORISN”には独創性がある。通常SN計算では自群内散乱（within-group scattering）の断面積 $\Sigma_{g\to g}$ をも取扱うため中性子束分布の初期試行値を入力してやる必要がある。本コードでは第1回目の試行ではこの $\Sigma_{g\to g}$ を無視したままスカラー束を計算し，2回目から考慮することにより，初期値入力が不要となり，面倒な作業から逃れることが出来る[5]。
本コードより得られた結果と前述の“DTF-4-J”による結果は良い一致をみている。

Fig. 9～10に“ORISN”による平均放出時間の計算結果と，拡散近似による結果との比較を示す。両図から次のことがわかる。高いエネルギー領域では，SN法による平均放出時間の方が高い値を示し，また外部境界に近い場所ほど大きな値を示す。しかしエネルギーが十分低くなると，もはや空間にも角度にも依存しなくなり，拡散近似によるものとの差異はなくなる。

6. 時間依存スペクトルの理論解析

前述のように，時間依存スペクトルが非弾性散乱断面積の変化に鋭敏であり，核データや計算手法の検証に有用であることや，TOFスペクトルには常に時間依存性がつきまとう等のことに鑑み，現在，時間依存SNコード“T-ORISN”の開発中である。本コードは前述の定常SNコード“ORISN”の時間依存版と言うべきものである。計算の手順は最初に適当なタイムステップを決め，まず時間を固定し，後は“ORISN”の場合と同様に，エネルギー→角度→空間の順に進める。その際，ソース項（外部中性子源と減速散乱によるもの）は同じ空間分点におけるひとつ手前のタイムステップのソースに等しいと仮定して中性子束を求め，その値を代入して当該タイムステップにおけるソース項を求める。ついでその値を利用し中性子束を求めるという繰返しを行い，適当な値に収束させる。収束後つぎのタイムステップに進む。計算の1例を Fig. 11 に示す。これは黒鉛1領域体系からの漏洩中性子の時間依存スペクトルで，タイムステップは等間隔に5 nsecとした。使用した定数はJAER-FAST 25群構造のものであるが，第1群から第

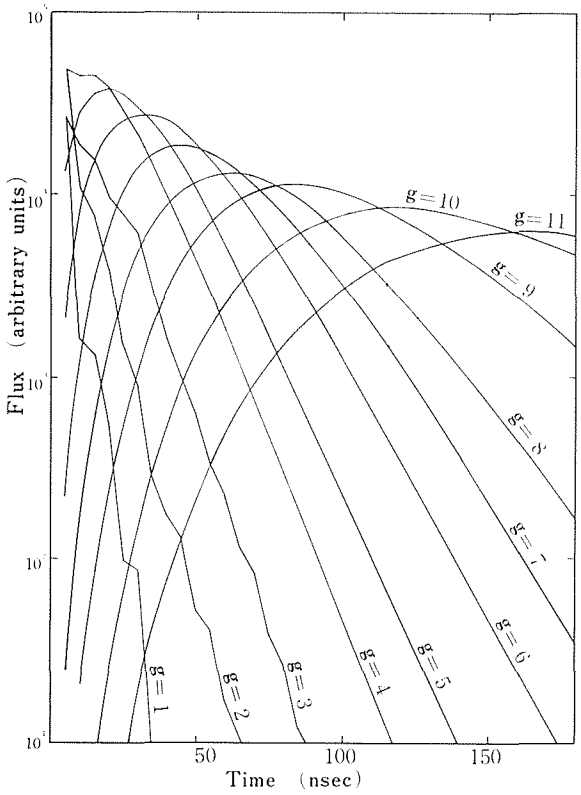

Fig. 11 Time dependent group flux of the graphite assembly calculated with one-dimensional time dependent SN code

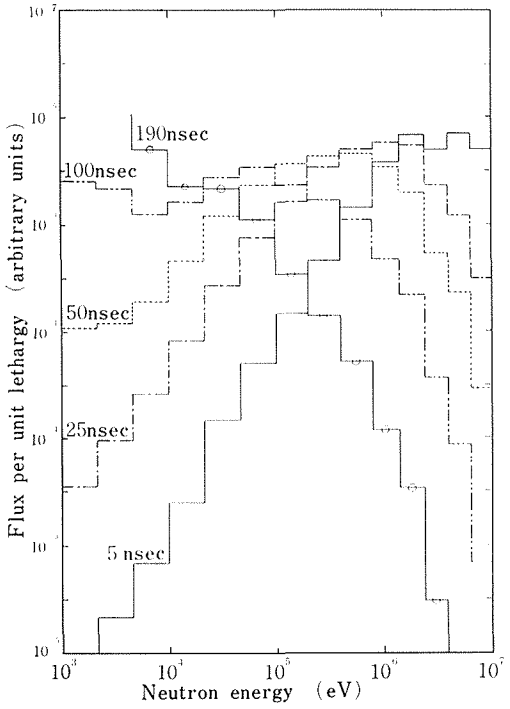

Fig. 12 Time dependent neutron spectra of graphite assembly calculated with one-dimensional time dependent SN code

3群までは，高いエネルギーの速い減衰に対してタイムステップの設定が長すぎたきらいがありスムーズな曲線になっていない。また12群以下では計算の収束が極めて悪い。これは平均自由行程に比べて空間メッシュが粗いことに起因すると考えられる。この計算はS8で行なわれたものであるが，S4ではこの傾向がさらに著しい。また定常SN計算に比べ，時間依存SN計算ではangular fluxにnegative fluxの発生頻度が高く，多領域計算ではボイド領域にそれがよくおこる。

以上のように時間依存SN計算には数値解法上克服すべき諸点が残されているため，現時点では充分な信頼性を得るには至っていない。しかし今回の計算によっても，高速領域の時間依存スペクトルに関してある程度の定性的な知見が得られた。例えば，Fig. 12はFig. 11に示す結果をエネルギー軸上に時間をパラメータとして書き換えたもの，即ち時間依存のエネルギースペクトルであるが，これより時間とエネルギーとの変数分離が認められないこと，即ち十分時間が経過しても平衡スペクトルが形成されないことが判る。。これは平衡スペクトルが形成される以前に高いエネルギー領域の中性子が漏れるか吸収されるかして無くなることで説明される。またFig. 11において各エネルギー群毎に積分した値（即ち，グラフ上の各群の面積）を比較してみると，これはほぼ定常スペクトルに等しくなる。このことはTOF法における定常スペクトルとは，時間依存のエネルギースペクトルを無限時刻まで積分することで定義されることを立証している。((7)式参照)

7. 結　　言

以上述べてきたように，パルス中性子実験によるベンチマークテストを進めるにあたり，留意すべき高・中速中性子の時間挙動を解析し，次のような結果が得られた。

(1) LINAC-TOF スペクトルと定常ボルツマン輸送方程式の解との対応がつき，これにより容易に断面積の中性子スペクトル記述能力を評価出来る。

(2) 黒鉛体系の場合には，直径 60 cm の球体系でも中性子源スペクトルの直接的影響を受けないデータが得られ，ベンチマークテストが可能である。また体系の材質が変った場合でもベンチマークテストが可能な体系の大きさは容易に求められる。

(3) 時間依存性の一表現である平均放出時間補正については，空間や角度依存の結果が詳細になり，通常適用される拡散近似モデルの妥当とされる限界が示された。さらに詳細な検討のためには平均放出時間の実験的評価が必要とされる。

(4) 時間依存スペクトルの解析により，断面積の中性子スペクトル記述能力の有用な検証が出来ると判断されるが，この解析法のより一層の信頼性の確立と計算時間の短縮が望まれる。

最後に本研究を進めるにあたり種々御助言をいただきました日本原子力研究所西村秀夫，桂木学の両氏に感謝の意を表します。また計算の実行にあたり御助力下さいました北海道大学大型計算センター相良劭氏に謝意を表します。

参 考 文 献

1) 例えば，炉中性子研究の現状と今後の課題（昭和51年），p. 1–2，日本原子力学会.
2) d'Oultremont, P.: Nucl. Instr. and Meth., 77 (1970), p. 1.
3) Nishimura, H.: JAERI-M 4991 (1971).
4) Kimura, I., et al.: Annu. Rep. Res. Reactor Ins., Kyoto Univ., 3 (1970), p. 75.
5) 関本　博：炉中性子研究専門委員会報告，No. 25 (1969)，論文番号 51，日本原子力学会.
6) Robitaillille, H. A., et al.: Nucl. Sci. Technol., 54 (1974), p. 143.
7) 秋本　正，他：北海道大学工学部研究報告，86 (1978)，P. 21.
8) 斎藤慶一，他：原子力計算のためのプログラム群 I，北海道大学大型計算機センター・ライブラリー・プログラム使用説明書，No. 4. (1977)