

謝
辭

本公司於一月廿二日，參照總觀音石御指尋，得丁卯年十一月廿二日午時行釋子謝意正義也于丁。

本部在中御指尋廿二日十二時半用真鑑啟鑑。惟山昌
山脈，小牛首靈秀啟鑑，用虎頭和龍鑑，亦應
義章啟鑑，望月摩尼啟鑑，大辰大羊毫角工字鑑
鑑并左青啟鑑，餘左脚啟鑑，平王一品光華鑑
也謝意正義也于丁。

正釋二九研究正御指尋“壬辰丁未”辰卦助乾鑑。
三間圓鑑啟鑑，西原-功修啟鑑。乙巳年序丁了謝
意正義也于丁。

最後正御指力，御計論“壬辰丁未”酉口影尤九
行經基志丸，天癸川正街九之謝意正義也
于丁。

1986年 3月 8日

内容梗概

本論文は著者が大阪大学工学部電気工学科にて卒業研究として行なった、レポート-1=5号核融合を念頭に有した流体、及び輻射輸送に関する才多三二レシヨン技法による研究と並んで、その上で既存の核融合に対する「アラスマ物理学者における既存の評価力」、望まれる時代(「アーティフイ」)、計算機(「ミニレーショナル」)、大生れの後害王担(「アーティ」)、高能能有工一門、大生れ研究才育生(「アーティ」)、本論文は才多三二研究成績(「アーティ」)、以下れ毛高精度コードを指向した才多才育工、本論文は才多三二研究成績(「アーティ」)、他の輻射輸送方程式である。

本論文は4章から構成される。

第1章は慣性核融合に対する概説で、割得ハテナ-9を提示する。これは「円心アラスマハテナ-9」を閲覧せずにはICFミニヨンの役割(「アーティ」)を正確記述する。

第2章では、現在注目され正在の補間関数を用いたコードの代表的構造であるCIP法から1つの基本構造を抽出し、固有值解析を行なうと共に、新たにスクーム化しての可能性を調べた。

第3章では、著者が開発した低密度領域における才多号高精度輻射輸送コードについて解説し、そのキャラクターやゲートへの適用を行なった。本論文の題名は「3次補間...」と記したが、しかし3次元の結果の方が重要である)、図正-2、図正-3、図正-4は本論文の骨格立石才多のところである。

第4章では才多才育工の上級、解説才多才育問題を示した。

目次

慣性関連法による核融合

第1章

- §1 序論 1
- §2 利得 バラメータ 3
- §3 車両心フーリエスベクトル 4

第2章

簡易型 CIP 法

- §1 原理 7
- §2 CIP の増幅係数 10
- §3 非線形問題への適用 14

第3章

車両軸車両送計算法

- §1 序論 1
- §2 車両軸車両送 ヨーティング 22
- §3 計算例 25
- §4 TCF フーリエ中の車両軸送過程 38

第4章

結論

謝辞 41

付録 A CIP 法 42

付録 B 車両の振動方程式 46

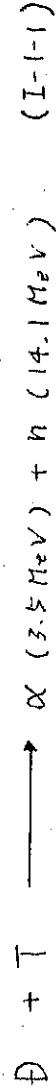
第Ⅰ章

§ 1 序論

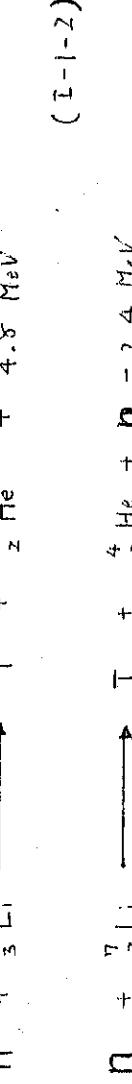
慣性閉じ込み核融合（以下ICFと略す）とは、 $\text{D} + \text{T}$ 、

チビームのエネルギーを微小な燃料ペレットは集中する $\approx 5\text{J}$ ）
高圧、高密度の 7°ラジアス を発生させ、下部十分に複数心互に
進行する。反応時間 $\approx 7^{\circ}\text{ラジアス}$ 閉じ込み時間 $\approx 7^{\circ}\text{ラジアス}$ 半径
Rを音速 C_s で割った値 $\tau = R/C_s$ を“評価士秒” $= 9$
時間内に充分な燃焼率を達成しなければならぬ。

核反応と云々、現在次の反応が考案されている。



α粒子は 7°ラジアス 中 ≈ 2.3 元され、反応進行は電子平衡、高利
得タービント設計の $\# - 7^{\circ}\text{ラジアス} \rightarrow 1.7^{\circ}$ である。 $\# T = 14.1 \text{ MeV}$
中性子は、炉壁を流れながら数 10 cm 厚の液体 $(1\text{千ガム} \approx 5\text{J})$ を
水を吸い取る。 1千ガム の熱工耗 $\approx 1\text{千ガム}$ を同時に次。
反応 $\# 5\text{J}$ を生産する。



${}^7\text{Li}$ との反応の場合、 $1 \Rightarrow 14 \text{ MeV}$ 中性子 $\# = 7^{\circ}\text{ラジアス}$ 最大 3.5J 、T \approx
電子平衡が 7° まではあるが、燃料の増殖が理論的 $\# = 14 \text{ J}$ 可能となる。
実際の核融合 3.8千ガム の $\# - 7^{\circ}\text{ラジアス}$ （燃料比 $\# = 1$ 分
離れると云ふ）。各軸上に連続する枝行系列等 $\# = 14 \text{ J}$ 以下
 $\# 5\text{J} = 7^{\circ}$ 等。

< レーザー >

- i) 高出力、高効率化等 レーザー自体の改良
 - ii) レーザーの発生する熱エネルギーの一回収
- < 炉 >
- iii) バラニケット部 (磁気ガイド、Tの回り又)
 - iv) 中性子損傷の計算
 - v) 感電方式 (磁場圧縮法等の直接感電方式の検討)

その他、炉工学の問題として核分裂とのハイブリッド炉も考えられてゐる。レーザーの高出力化に伴い、発生中性子数の急激な増大が懸念されてゐる。21世紀初頭には炉工学の問題が現実性を持つものと見われるのである。

一方、ICFアーティスを科学的立案として見た場合、次の2点で重要な事項を挙げよう。
1) フラードマガード光束の薄いところから、核反応領域が直接観測される(以下「窓」)。
2) これは太陽等の天体アーティスは見られない性質である。
これらはICFアーティスは非常に高二元比二重複の炉である。特に、軸射場とフローフィールドの各重の相互作用は極めて深く、現象が発生していくる。この様子例を見て、レーザー吸収領域はおける各種のパラメータによる過程、各種の高エネルギー離脱行いからの炉料の回収、等が上手にねらう。これらの解析は1粒子コード、原子元データの開発等、膨大な計算量を必要とするが、高性能で $c = -9$ の金属炉で設計する程である。

§2 利得 $\Delta T = 9$

現在、微光 $\Delta T = 9$ 、数 $kT_0 = 2.7 - 9 = 5.2 \times 10^{12} \text{ eV}$
 中性子が発生しない。 $\Delta T = 9$ の場合、発生エネルギーと入射
 工序比 ΔT の比 ($\Delta T / \Delta T_{\text{利得}}$) は 約 $1/1000$ である。
 核融合炉 ΔT $\Delta T_{\text{利得}} = 100$ 倍度で必要とする
 ハセガワ利得 ΔT 改善してすれば $\Delta T_{\text{利得}} = 10$ である。

表 I-1 ΔT 利得は関連する各 ΔT と

$\Delta T = 9^\circ\text{C}$ - 関連	$\Delta T = 10^\circ\text{C}$ - 関連
i) 波長	i) ΔT (構造) (形状、材質 etc.)
ii) 形状	ii) 融料の種類
iii) 照射条件	(DT, Li, U etc)
(ビーム数, %R etc)	(DT, Li, U etc)

2mS の 10°C 以下の爆縮条件を循環工程で制御される。
 以上两点を記す。

3) ドライバ-炉 $\Delta T = 7^\circ\text{C}$ の工序比 $\Delta T = 7^\circ\text{C} / 9^\circ\text{C} = 77\%$
 以上两点を記す。

- ii) 爆縮工場の圧力が數 10 bar 、下方から爆縮
 速度が 10^7 cm/s 以上である。
- iii) 1000倍圧縮率 10^6 eV 数 10^6 eV 、下方から液体密度
 の状態で 10°C 温度で原子炉等、X線、Hot-diamond
 衝撃波等による pre heating が抑制された方法。
- iv) 爆縮速度の不均一性 $\pm 5\%$ 精度以下で方法：a.
 b. 施料球、中心点火、a 施料は下方自己加熱方式
 力率 $\Delta T = 7^\circ\text{C}$ 。

以上の条件と表 I-1 の n° 及び τ の関連を定量的には
評価する。詳細な計算は後割りとす。

今次元、元二元混合口等のコントローラーを了。
実験例より経過長 τ_1 、半径 r_1 、半径 r_2
に対する比率が $n = r_2/r_1$ 、二元系の定常的評価
が求められる。

§ 3 心殻アダマツ γ ベルト核反応炉式に従う

$$\frac{dn_T}{dt} = - n_0 n_T \langle v \sigma_{DT} \rangle \quad (I-3-1)$$

$$n_0 = m_T = \frac{n}{2} \text{ 上式を種々下す}.$$

$$\frac{1}{n} - \frac{1}{m_0} = \frac{1}{2} \langle v \sigma_{DT} \rangle T_d \quad (I-3-2)$$

$$\therefore \tau = T_d \approx \frac{R}{4 c_s} \quad n = \frac{\rho}{m_0} \text{ と評価すると燃焼率 } f_b \text{ は}.$$

$$f_b = \frac{\rho R}{(\rho m_0 \langle v \sigma_{DT} \rangle) + \rho R} \quad (I-3-3)$$

とある。 $D-T$ 20 keV は炉心上式を計算する。

$$f_b = \frac{\rho R}{6.3 + \rho R} \quad (I-3-4)$$

である。 $(I-3-4)$ は大手分子燃焼率の評価は以下のとおり、
設計、燃焼過程の解析 $= IJ$ ($I-3-1$)
 $= I-3-2$) $m_0 n_T \langle v \sigma_{DT} \rangle$ の時間、空間変化を追跡
する必要がある。

激光 XII の先の実験の場合、D-T 263ng (3.17 $\times 10^{16}$ 分子) を使用し、 $1.25 \times 10^{12} \rightarrow$ 中性子を得る τ_s 。
燃焼率: $f_b = 3.4 \times 10^{-5}$ である。D-T 燃焼が $4k+V=$
 $4''$ 起き、 τ_d を假定する。 $(I-3-3) 5')$ $PR = 10\text{mg}/\text{cm}^2$ と
詳述ある。

$$R = 50\text{ }\mu\text{m} \text{ と假定する。 } \tau_d = 1.3 \times 10^{-11}\text{ (s)}$$

$$\tau_d \sim 3 \times 10^{-11}\text{ (s)} , n \sim 5 \times 10^{23} \text{ (cm}^{-3})$$

$$\text{程度の温度で反応。 } \tau_d = R = 20\text{ }\mu\text{m} \text{ と假定する。}$$

$$\tau_d \sim 1.3 \times 10^{-11}\text{ (s)} , n \sim 1.2 \times 10^{24} \text{ (cm}^{-3})$$

計算。

実際の ICF の速度は、密度 n 、燃焼領域半径 R (μm)、燃焼PSの尺度- τ_d と燃焼は変化する τ_d と計算して解釈する。これは $\tau_d = \tau_d(R)$ と $\tau_d(n)$ 、 τ_d と燃焼半径の関係を求める。燃焼半径 $R = 20\text{ }\mu\text{m}$ を假定して得る。

$$\text{压缩率 } n = \frac{1.2 \times 10^{24}}{7.6 \times 10^{20}} = 7.6 \times 10^3$$

二軸の被体密度を約 20 倍とすると、以下の燃焼領域は
ある燃料の割合 P_{15} 。

$$P = \frac{5.0 \times 10^{15}}{6.3 \times 10^{16}} = 8 \text{ (\%)} \quad \text{同様}$$

二軸の燃焼速度の開口部を $\pi \tau_d L/2$ とする。
半径 R の燃焼半径 τ_d 。

$$W = 3NkT \approx 10 \text{ (J)}$$

これが W 、最終的工事量 $-70\% > 70\% > 1\%$ 程度
となる。

炉心アラームの高密度時、アラーム一面に力で歯起きたら
吸収衝撃波は5°)達成されるとか、他の定量的解析は
多段元の流体コードを必要とし、がくの困難を伴う。
衝撃波は圧縮効率の評価才子T=5、以下の考察が
必要である。

- i) アラーム一面に力で衝撃波発生機構.
- ii) 電子顕微鏡、輻射の衝撃波構造は及ぼす
影響(分子)) と平行する磁場の交換.
- iii) 多重衝撃波による压缩効果.
- iv) 収束衝撃波のモード何等の定量化の評価.

高工物質工用いたICFアラームに対する容易な強結合状態:

$$P \equiv \frac{(ze)^2 / a}{k_B T} \approx Z^2 \cdot \left[\frac{n}{10^{26} \text{ cm}^{-3}} \right] \cdot \left[\frac{T}{10^6 \text{ K}} \right]^{-1} \geq 1 \quad (\text{I-3-5})$$

が達成され、このアラームアラーム工元に同一輸送の問題,
熱、電子伝導率、高エネルギー電子の阻止能、X線の
Opacity、粘性係数、核反応断面積、磁場形体等の評
価が、Stagnation速度、燃焼後の伝播等の決定

は不可欠となる。

しかし、炉心アラームは一定量の考察は現時までには
無い) 手入れでいい、ドライルーチン.

第Ⅱ章 簡易型 CIP 法

§ 1 原理

ノードライニン閏數等の補間閏數を用いて數値的散逸を
在方式で $x-t-a$ が最近注目されつつある。今回、3次
補間閏數を用いた CIP (Cubic Interpolated Pseudo-Particle)

法の大體を行 (~ 247) 簡単化は一部成功した。
CIP 法の最も大きな特徴は、物理量 f の補間式 f_t
及 f_x が用いて行われる事である = 2 次方程。(図 II-1)。
すなはち簡易型 CIP 法は、 t , $\frac{df}{dx}$ の算存を有し、1 次結合
式書式をもつて最も単純な形式である。拡張性
のあらわしの2通り。

まず 1 = 方程式 CIP 法の安定性と解析を行おう。
→ 解析には従来の差分係数の概念を拡張して、2
次差形系の手法を用いる必要がある。すなはち f ,
 $\frac{df}{dx}$ 及び従属関係 = 方程式から成る制約を備え
 $t = \tau$ とする必要がある。

$$\frac{\partial f}{\partial t} + C \frac{\partial f}{\partial x} = 0 \quad (\text{II-1-1})$$

上式は解析解を持つ。

$$f(x, t) = f(x - ct), \quad f'(x, t) = f'(x - ct) \quad (\text{II-1-2})$$

$t = \tau$ が 2 次式が成立する。

$$f(x, t+\tau) = f(x - c\tau, \tau) \quad (\text{II-1-3})$$

$$f'(x, t+\tau) = f'(x - c\tau, \tau)$$

簡易型 CIP 法 (II-3) の右辺を各係数間で定義
 + 在 3 次式を用いて計算し、
 3 次補間式の次式 f_{j+1} を決定する。左側 $[x_{j-1}, x_j]$
 は f_j の次式 $f_j(x)$ の近似である。

$$f_j(x) = a_j(x - x_{j-1})^3 + b_j(x - x_{j-1})^2 + c_j(x - x_{j-1}) + d_j \quad (\text{II-4})$$

x_{j-1}, x_j の f 及 f' の連続性 (= 5) a_j, b_j, c_j, d_j を
 式の f_j に代入する。

$$a_j = \frac{1}{\Delta x^3} [\Delta x (f'_j + 2f'_{j-1}) - 2(f_j - f_{j-1})] \quad (\text{II-5})$$

$$b_j = \frac{1}{\Delta x^2} [- \Delta x (f'_j + 2f'_{j-1}) + 3(f_j - f_{j-1})]$$

$$c_j = f'_{j-1}$$

$$d_j = f_{j-1}$$

$\therefore \Delta x = x_j - x_{j-1}$ である。
 K を次式で定義する。

$$K = C \frac{\Delta t}{\Delta x} \quad (\text{II-6})$$

(II-3) は、次式で近似を表す。

$$f_j^{n+1} = f_j^n - K \Delta x = f_j^n - a_j \Delta x^3 - b_j \Delta x^2 (1-K)^2 + c_j \Delta x (1-K) + d_j \quad (\text{II-7})$$

7: $f' = \frac{d}{dx} f$ は 同様に (II-1-4) を 微分する: $f' = f''$

$$f''_j = 3a_j \Delta x^2 (1-K)^2 + 2b_j \Delta x (1-K) + c_j \quad (\text{II-1-8})$$

(II-1-7), (II-1-8) は (II-1-5) を 代入して 整理すると

$$\begin{aligned} f''_j &= (2K'^3 - 3K'^2 + 1) \cdot f''_{j-1} \\ &\quad + (-2K'^3 + 3K'^2) \cdot f''_j \\ &\quad + \Delta x (K'^2 - 2K'^2 + K) \cdot f''_{j+1} \\ &\quad + \Delta x (K'^3 - K'^2) \cdot f''_j \end{aligned} \quad (\text{II-1-9})$$

$$\begin{aligned} f''_j &= \frac{1}{\Delta x} (6K'^2 - 6K') \cdot f''_{j-1} \\ &\quad + \frac{1}{\Delta x} (-6K'^2 + 6K') \cdot f''_j \\ &\quad + (3K'^2 - 4K' + 1) \cdot f''_{j+1} \\ &\quad + (3K'^2 - 2K') \cdot f''_j \end{aligned} \quad (\text{II-1-10})$$

$\therefore \tau' K' = 1 - K - 2f''_j$, $C < 0$ の時 $f''_j > 0$.

(II-1-9), (II-1-10) は f_{j-1}, f_j の 値 の 单純な 組合式 であるが、 容易に 計算できる。 しかし $f \leq f'$ は いつも は 計算しやすく 形は $f_j > f_{j+1}$, で ある他の ケースへ と 大きく異る。 次第に $f_j > f_{j+1}$, (II-1-9), (II-1-10) の 定定性を 考察する。

3.2 CIP の增幅係数

CIP 法の式は f, f' を順次追跡する手順の式と Δx の定義、2 次精度形系の手法を用いて書かれてある。
 f, f' の Fourier 变換を u_1, u_2 とする。 (II-1-9), (II-1-10)
 1 次式の形は書かれ。

$$U^{n+1} = A U^n \quad (\text{II-2-1})$$

$= 2^r U^n$, A は次の式で定義される。

$$U^n = \begin{pmatrix} u_1 \\ u_2 \end{pmatrix} \quad (\text{II-2-2})$$

$$A = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{pmatrix} \quad (\text{II-2-3})$$

$$a_{11} = (2K^3 - 3K^2 + 1) e^{-i\alpha} + (-2K^3 + 3K^2)$$

$$a_{12} = \Delta x (K^3 - 2K^2 + K) e^{-i\alpha} + \Delta x (K^3 - K^2)$$

$$a_{21} = \frac{1}{\Delta x} (6K^2 - 6K) e^{-i\alpha} + \frac{1}{\Delta x} (-6K^2 + 6K)$$

$$a_{22} = (3K^2 - 4K + 1) e^{-i\alpha} + (3K^2 - 2K)$$

次に、波長 λ と Δx 単位で例へば時刻の波数 ω が式で与えられる。

$$\alpha \equiv \frac{2\pi}{\lambda} \quad (\text{II-2-4})$$

$\theta = 7^\circ$ の定理 F) $\theta > \pi$ の場合に差分化の精度が落ちる
 が、この $\theta = \alpha \leq \pi$ は ω の角周波数 ω の定義である。

A の固有値 λ_1, λ_2 を計算する.

$$\lambda_{1,2} = \textcircled{1} \pm \sqrt{\kappa^2 - 1} \quad (\text{II}-2-5)$$

$$\textcircled{1} \equiv (\kappa^2 + 1) e^{i\alpha} - \kappa (\kappa^2 - 3) e^{-i\alpha}$$

$$\textcircled{2} \equiv (\kappa^2 + 2\kappa - 2) e^{-2i\alpha} - 2(\kappa^2 - \kappa - 5) e^{-i\alpha} + (\kappa^2 - 4\kappa + 1)$$

λ_1, λ_2 は方程式 $\lambda^2 + \kappa^2 = 0$ の固有方程式である. すなはち λ_1, λ_2 は方程式 $\lambda^2 + \kappa^2 = \mu_1, \mu_2$ の固有根である.

$$T = [\mu_1, \mu_2] \quad (\text{II}-2-6)$$

方程 T は A と T は平行化される.

$$T^{-1}AT = \begin{bmatrix} \lambda_1 & 0 \\ 0 & \lambda_2 \end{bmatrix} \quad (\text{II}-2-7)$$

$\tilde{U}^n \equiv T^{-1}U^n$ が方程 T が成立する.

$$\tilde{U}^n = \begin{bmatrix} \lambda_1^n & 0 \\ 0 & \lambda_2^n \end{bmatrix} U^n \quad (\text{II}-2-8)$$

$U^n \rightarrow Z$ が成立する.

$$U^n = T \tilde{U}^n = \tilde{u}_1^n \lambda_1^n \mu_1 + \tilde{u}_2^n \lambda_2^n \mu_2 \quad (\text{II}-2-9)$$

（45） U^n が発散しないための条件 (CFL 条件) は

$$|\lambda_1|, |\lambda_2| \leq 1, \quad |\lambda_2| \leq 1 \quad (\text{II}-2-10)$$

图 II-3 は $|\lambda_1|, |\lambda_2|$ 及び λ_1 と λ_2 が相等しい場合の λ の分布.

△g の 解析解と位相の関係を表す上、次式で定義せらる。

$$\Delta g_i = \frac{-\lambda_1 - g_e}{g_e}, \quad g_e = -K\alpha \quad (\text{II-2-(1)})$$

固有値 λ_1 は各 K, α の値に依存し はより一定である。また
の強制方程式の解析解は近い。 $=\lambda_1 + \lambda_2$, $A=1T$, CFL
条件は満たす時の位相は全くがれずでしてある。
 $\lambda_1 > 0$, $\lambda_2 = \lambda_1$ に対応する成分は異常に結果を $\theta = S \varphi = \omega$
が予測せらる。

したがつて $\lambda_1 = 0 \leq \omega < \pi = \omega_{\text{max}}$ 不等式

$$|\lambda_1| > |\lambda_2| \quad (\text{II-2-12})$$

が成立してある。 (II-2-9) から明らかなように n が増加する
 $\Rightarrow \omega = \lambda_1$ は対応するモードが解く。 $\lambda_2 = \lambda_1$ は核心となるモードが
成長するところ。これが長波長領域で解は題
看である。

次は λ_1 は対応するモード f が f と f' の間の解折行
要求 $f' = \frac{df}{dx}(f)$ を何時備してあるかを数値的
に示す。

Fourier 变換の定義†)。

$$\begin{aligned} u_1 &= \int_{-\infty}^{\infty} f(x) e^{-ix\omega} dx \\ u_2 &= \int_{-\infty}^{\infty} \frac{df(x)}{dx} e^{-ix\omega} dx \\ &= [f(x) e^{-ix\omega}]_{-\infty}^{\infty} + ix \int_{-\infty}^{\infty} f(x) e^{-ix\omega} dx \end{aligned} \quad (\text{II-2-13})$$

$$\lim_{x \rightarrow 0} f(x) = 0 \quad \text{z"あれば}$$

$$w_2 = i \alpha u_1$$

(II-2-14)

が成立するが要証明する。 固有値の定義。

$$A\mu_i = \lambda_i \mu_i \quad (\text{II-2-15})$$

图 II-4 固有ベクトルの具体的な形と P_1, P_2 を説明する。
 $\lambda_1, \mu_1, P_1 \in \mu_2 \in \mu_2$ の d_i を示す。

$$P_1 = \begin{pmatrix} a_{12} \\ \lambda_1 - a_{11} \end{pmatrix}, \quad P_2 = \begin{pmatrix} a_{12} \\ \lambda_2 - a_{11} \end{pmatrix} \quad (\text{II-2-16})$$

$$P_1 \in \mu_1, P_2 \in \mu_2 \in \mu_2. \quad \text{图 II-4} \quad \lambda_1 = P_1, P_2 \rightarrow (\text{II-2-14}) \text{ が}\newline \text{成り立つ} \quad d_i \equiv \frac{P_i}{i\alpha}, \quad P_i \equiv \frac{1}{a_{12}} (\lambda_i - a_{11}) \quad (\text{II-2-17})$$

固有ベクトル P_1 は $0 \leq \alpha \leq \pi$ は “右” は P_1 は “左” の被奉致
 λ_1 は “左” 得られることで、これらのベクトルは (II-2-14)
 λ_2 は “左” は “左” が (II-2-12) の性質を合む。したがって、
 λ_1 の “左” が 非常に高精度で破動方程式の解を計算
 λ_2 が “左” が得られる。(图 II-2). また安定条件は

$$0 \leq K \leq 1 \quad (\text{II-2-18})$$

である。图 II-2 は (E) 形破動方程を伝播させたものである。 (E) 形破動方程
 λ_1 の応答を調べてみると、制御理論における方程式の応答を調べ
 λ_2 は相当である。

§3 簡易型 CIP 法の非線形問題への適用

簡易型 CIP 法は、付録 A に述べた従来の CIP 法との異
り、 $\nabla^2 u$ の直接には計算して “ ψ ”、 L^2 が、 L^2 流
体方程式における保存則（質量、運動量、エネルギー）を
十分に表現しきれないと主張する。しかし次の欠点は、
かくして粘性項 (= ν) 大幅に改善せん。 L^2 は流体方程式 (= 適用し得る
か一式) 方程式 (= 例を示す)。すなはち、 L^2 実験を行なう。
零次の発生実験を行なう。

(II-3-1) 方程式)

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} = D \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \quad (D > 0) \quad (\text{II-3-1})$$

の形の方程式 (= 1D-ガード方程式) と呼ぶが、 L^2 が ν の
複数。

$$u = -2D \frac{d}{dx} \log \psi \quad (\text{II-3-2})$$

(= ψ) 線形拡散方程式

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} = D \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} \quad (\text{II-3-3})$$

は変形でき、一般解が得られる。
1-78 方程式の 1 次元版 (= ψ) の全力操作率 = $\int u dx$ を保存すら性質を持つ
付録 CIP 法 (II-3-1) をシミュレートして結果を図 2-5
に示す。 L^2 粘性項の差分化は次式を用ひてある。

$$D \frac{\partial^2 u_i}{\partial x^2} = D \frac{u_{i+1} - 2u_i + u_{i-1}}{\Delta x^2} \quad (\text{II-3-4})$$

初期条件として半波正弦波 ($\frac{A}{2} = 20\Delta x$) を与えた結果を図 2-5-1 に示す。
 $u=0$, $D=0$ の下で $\frac{\partial u}{\partial t}=0$ 上で、衝撃波が中心伝播する。
 $K=0.05$ は、粘性項 $K=c \frac{\partial u}{\partial x}$ 及び動粘性率 c の変化とともに遅延の遅延の遅延である。図 2-6 は示す。

(流体方程式)

一次元流体方程式は適用し、衝撃波は発生せず下例で示す。

図 2-7 (a) 示す、初期条件は

$$(x \leq 30) \quad \rho = 1, \quad u = 0, \quad p = 2/3$$

$$(x \geq 31) \quad \rho = 0.5, \quad u = c, \quad p = 0$$

である。図 2-7 (b) は質量保存式は (II-3-4) の形の特性項を ω で $\omega = (D = 0.05)$ 加えた場合である。図 2-7 (a) は人工的粘性項は全く加えられていない。図 II-7 (c) は比較のために 2 step - Lax-Wendroff と同じ問題を解いた結果を示す。図 5 の ρ が示すが分かる。

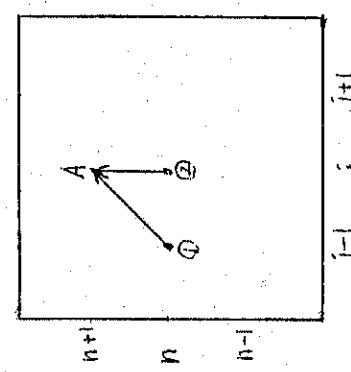
(i) 後方進む。テクノロジカルの関係より最初は逆れ、その後進む等である。

(ii) 前方進む粘性は ω によってより遅れ、その後進むが右から。

(iii) 衝撃波は後面の ρ が示す Lax-Wendroff が示す。

簡易型 CIP の非線形問題の一例として左が、(i) 及び (ii) の結果を Lax-Wendroff 等の $\omega = 0.05$ は計算した $t = 17$ 保存の問題を解いた結果を示す。今後も研究を期待する。

f 平面



t

図 II - 1 簡易型 CIP では ①～④の線形結合

(= f') A, B の値を考慮する。

\times

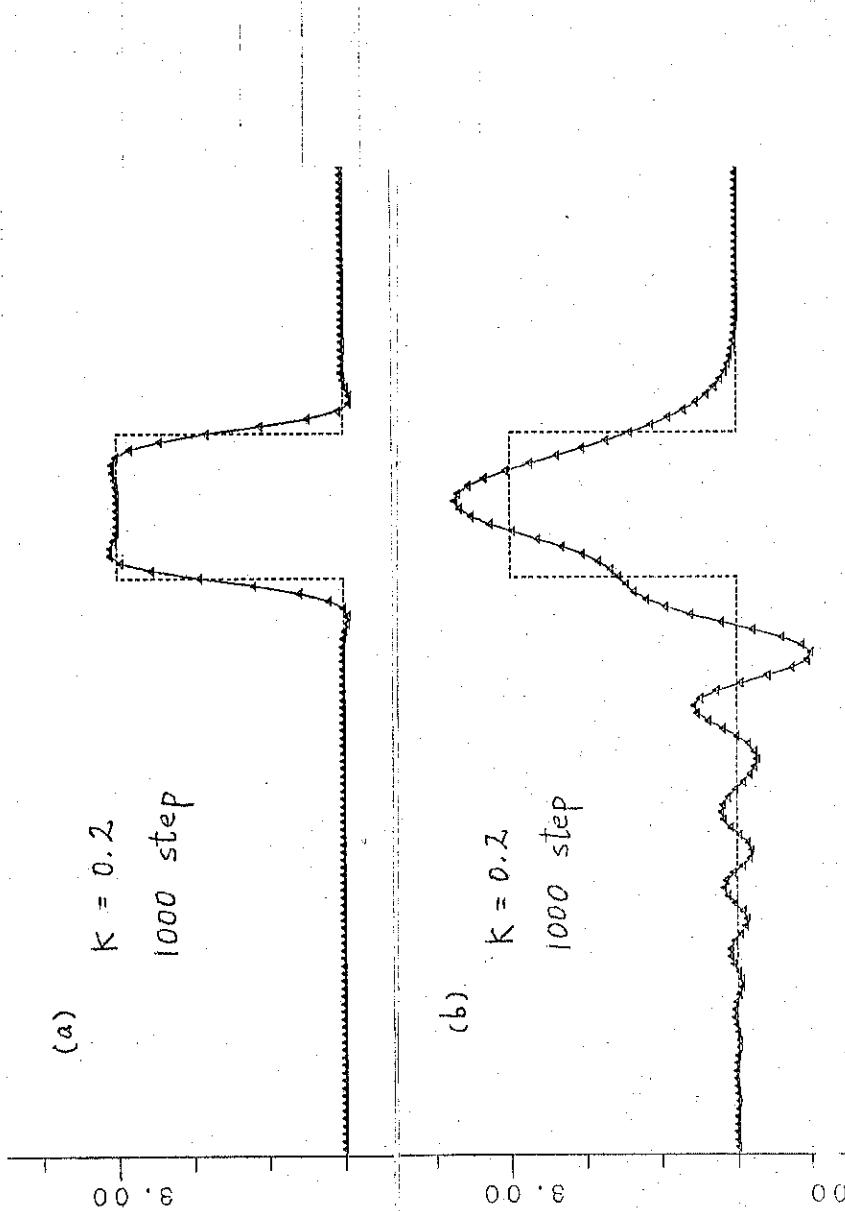
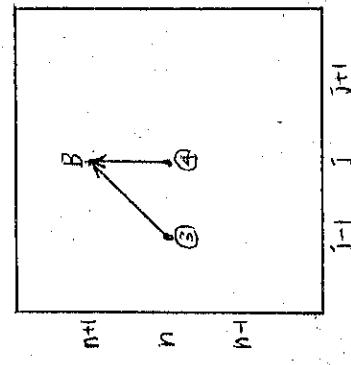
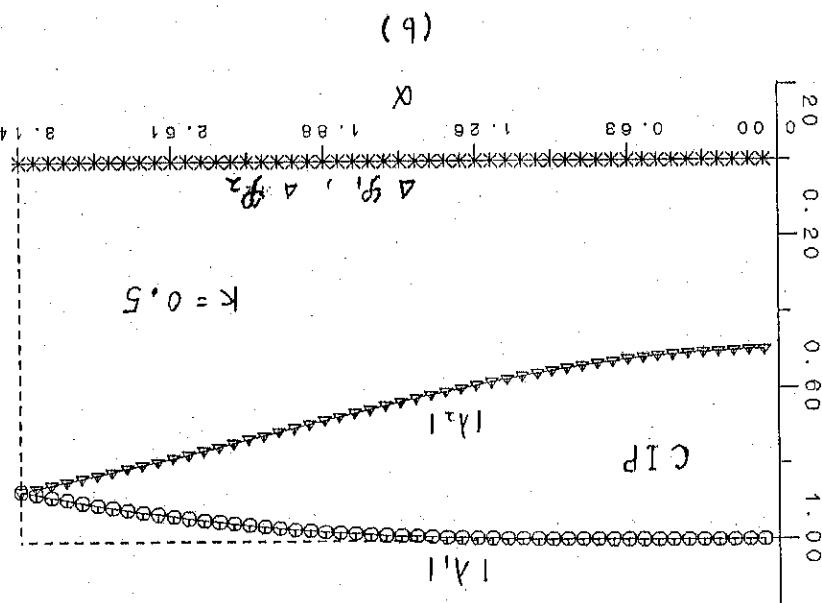


図 II - 2 簡易型 CIP (a), 及び 2 step Lax-Wendroff (b)

(= f の \square 形波の伝播)



物理量 CIP 及 Lax-Wendroff
物理量 CIP 及 Lax-Wendroff

物理量 CIP 及 Lax-Wendroff

$$\alpha = \frac{2\pi}{L} \quad (g_e = -k\alpha)$$

$$k = C \frac{\Delta t}{\Delta x}, \quad \Delta g_e = \frac{g_e - g_e^*}{\Delta x}$$

物理量 CIP 及 Lax-Wendroff

图 II - 3

$$\alpha = \frac{2\pi}{L} \quad (g_e = -k\alpha)$$

$$k = C \frac{\Delta t}{\Delta x}, \quad \Delta g_e = \frac{g_e - g_e^*}{\Delta x}$$

物理量 CIP 及 Lax-Wendroff

物理量 CIP 及 Lax-Wendroff

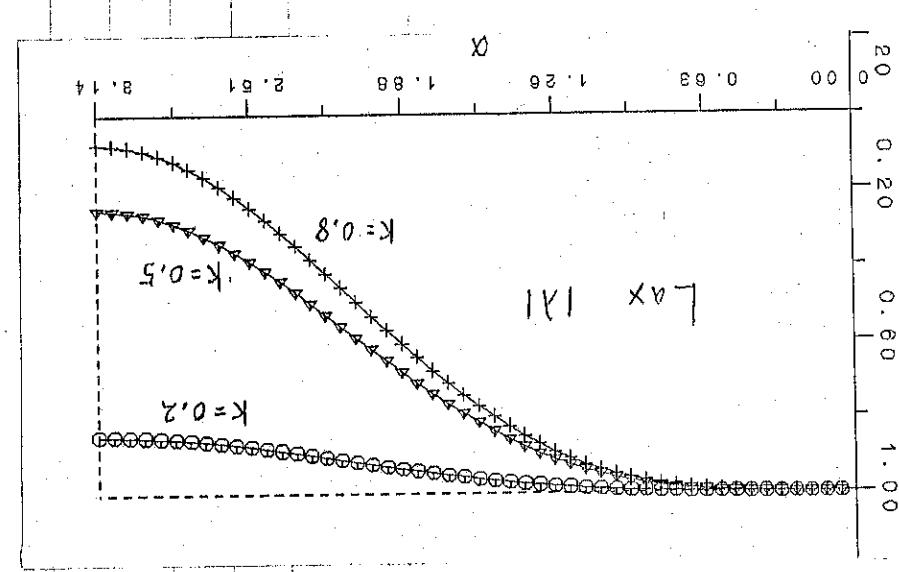
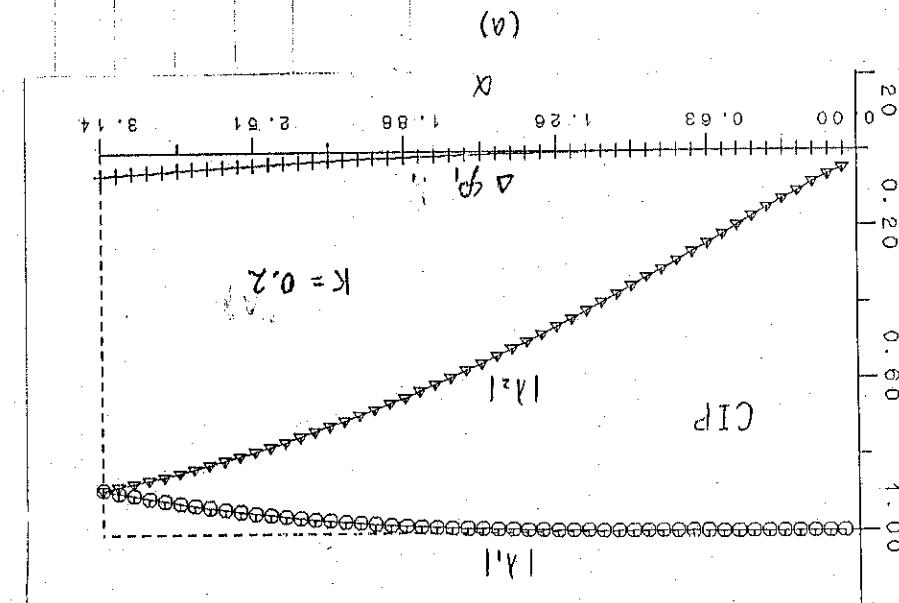


图 II-4 (a), (b) 固有值 α 随阶数 n 变化

n

图 II-3 (d) Lax-Wendroff 仿真结果

(d)

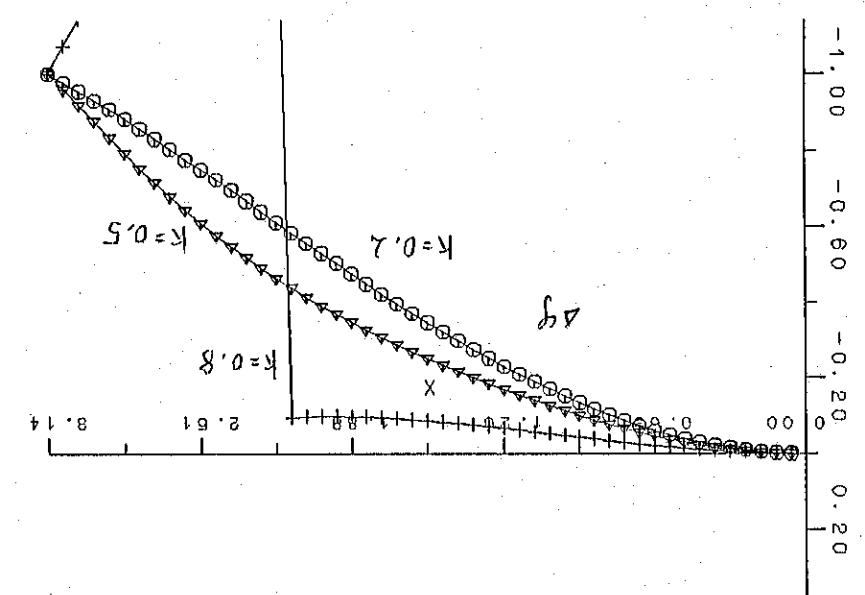


图 II-4 (a)

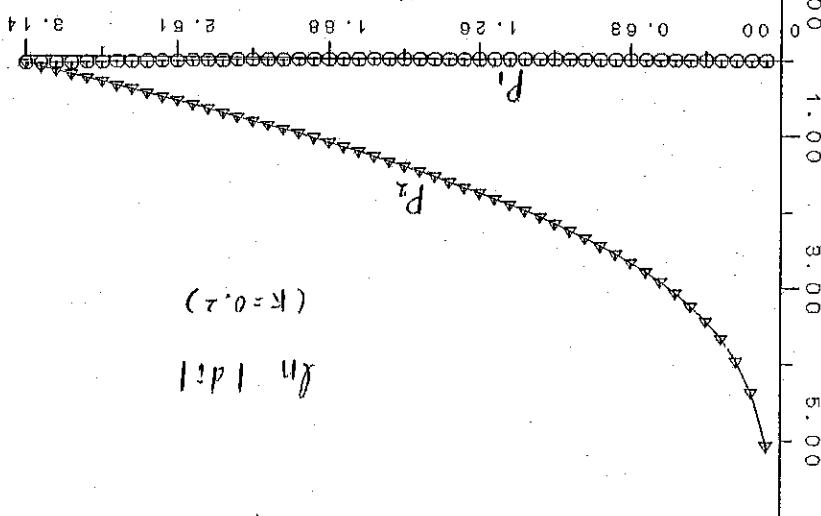
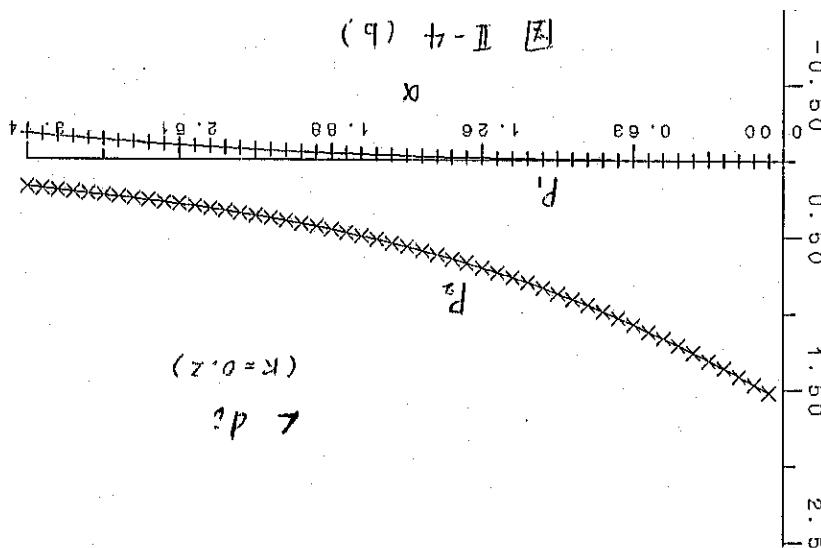
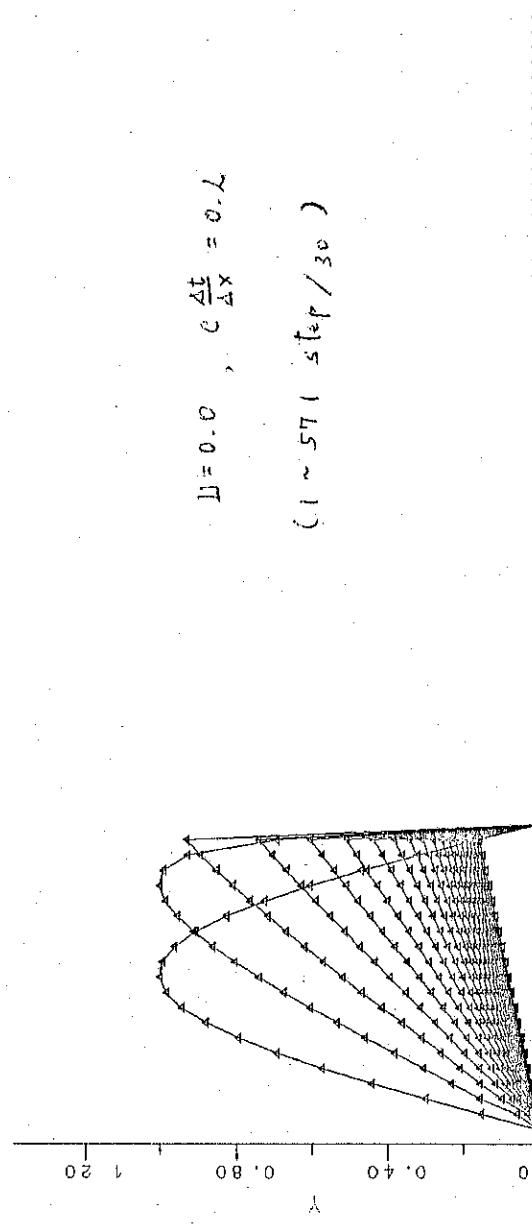
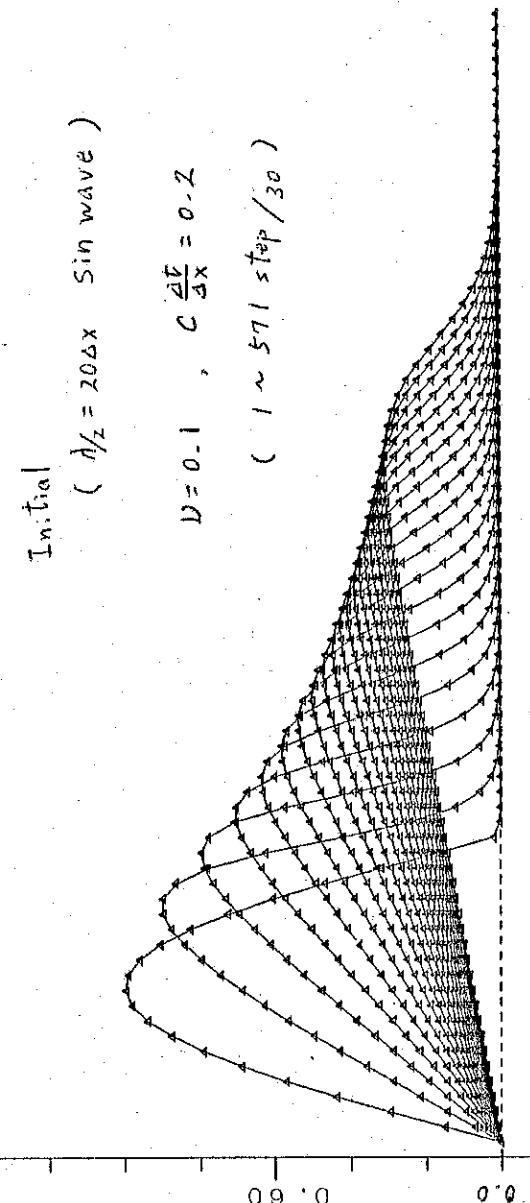
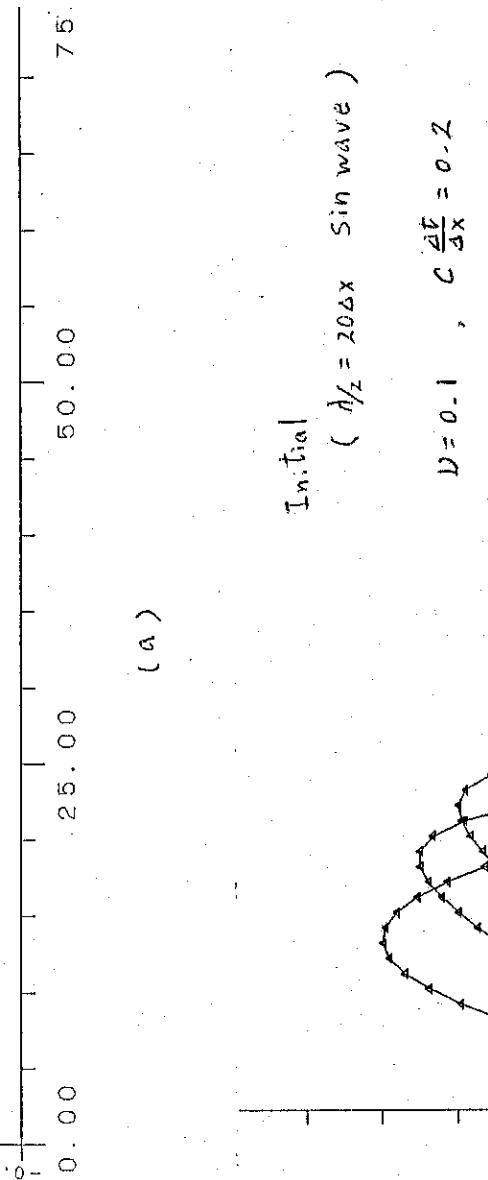
 α P_1 P_2 $(k=0.2)$ $|\Delta y|$ 

图 II-4 (b)

 α P_1 P_2 $(k=0.2)$ $|\Delta y|$ 

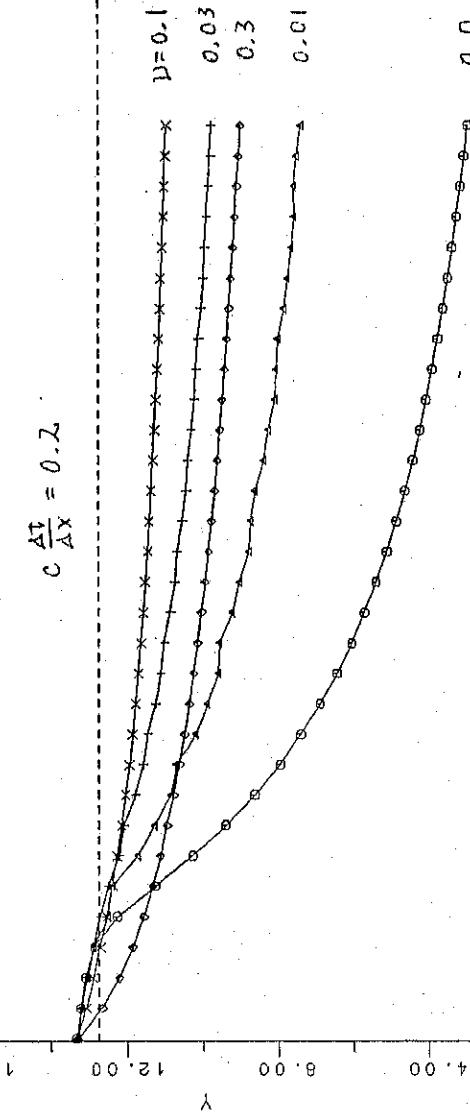


(a)



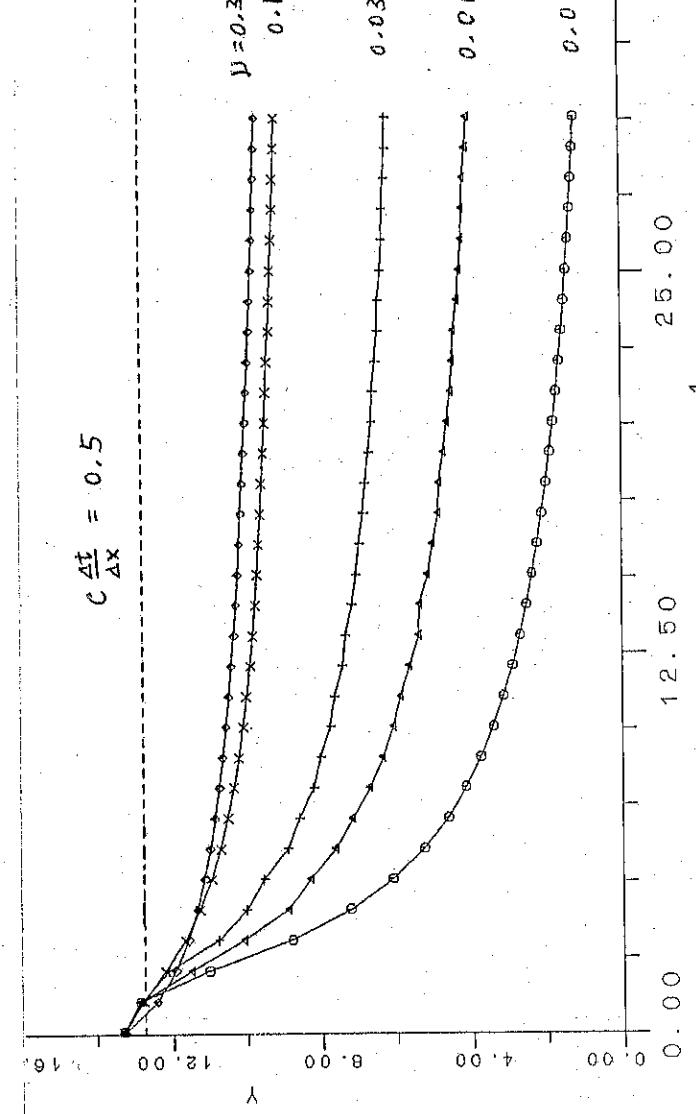
(b)

∇ II - 5 Burgers eq.
 $\mu = 0.0$: (a)
 $\mu = 0.1$: (b)
 — 18' —



(a)

$X \times 10^1$ step



(b)

$X \times 10^1$ step

図 II-6 Burgers eq. の散逸性

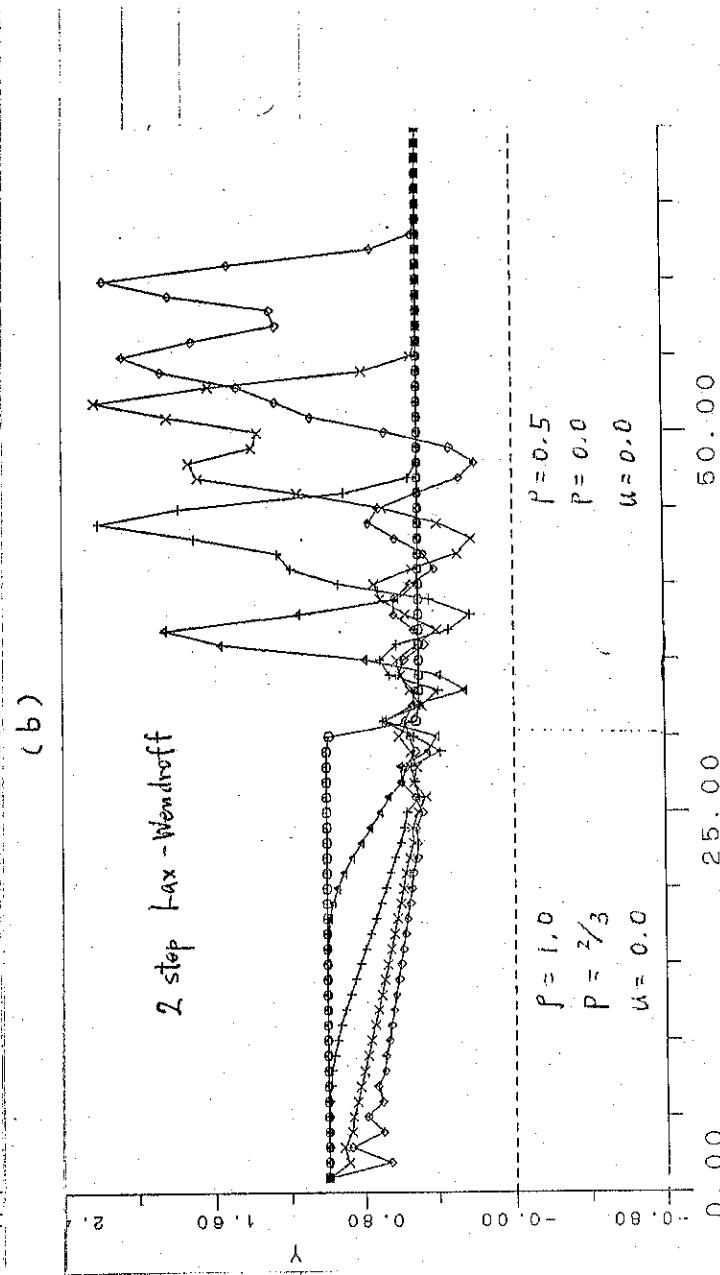
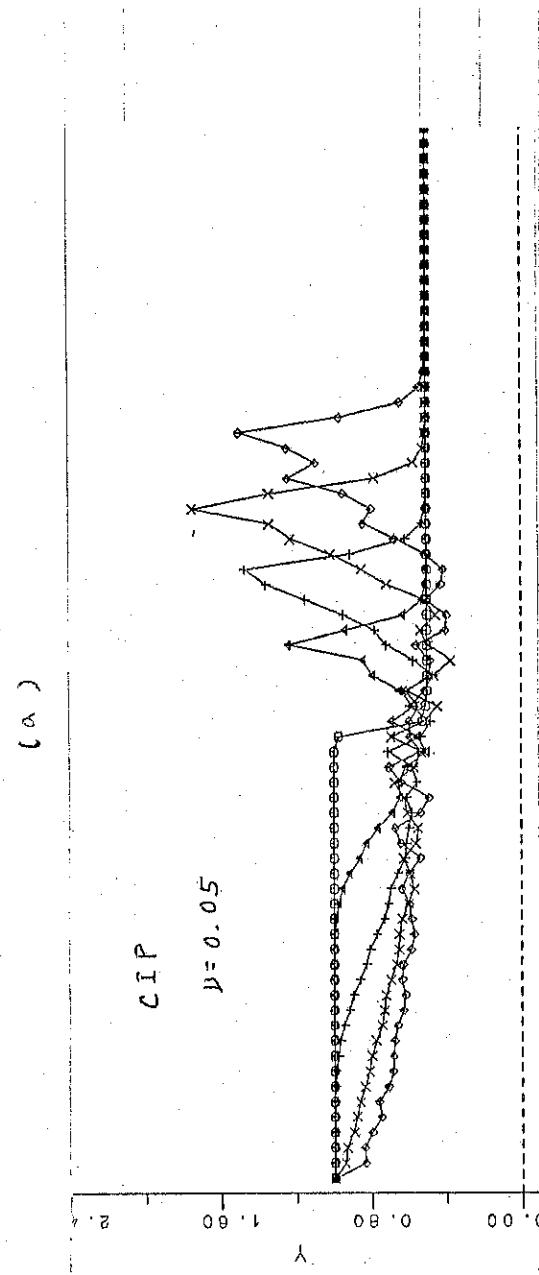
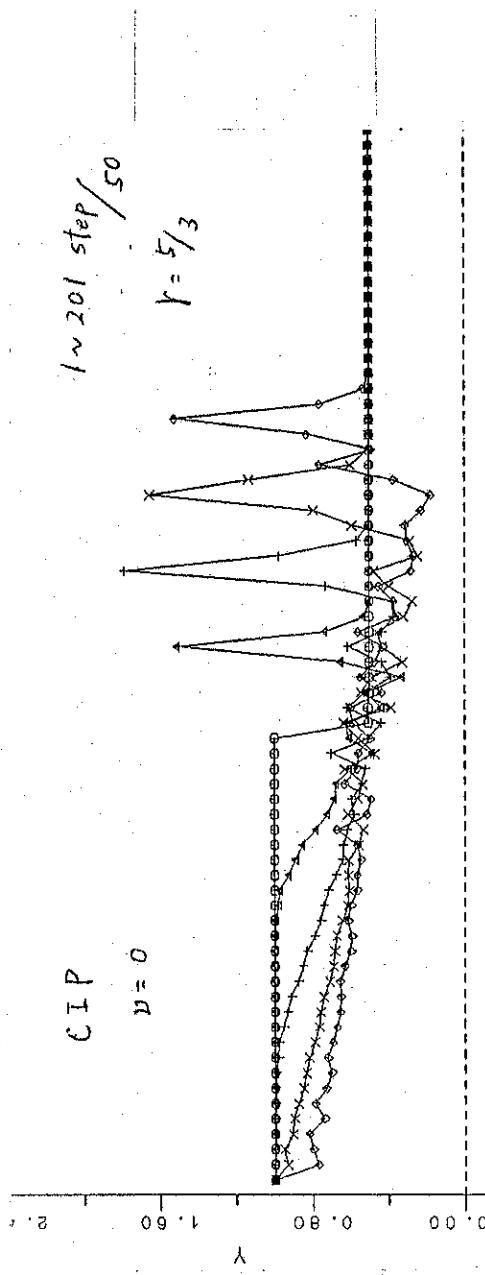


图 III-7 简易型 CIP の流体方程式への適用

第五章 車両遮蔽送計算法

5.1. 平均イオニチル等の原子モル比は、電子密度、電子温度、輻射のエネルギー密度等を入力として、輻射のスペクトル強度、電子の状態密度等を計算することができる。

天体アラビマヤレーザーのボンディング時のように車両の吸収が過程を支配している系では、原子モル比と車両をカットルさせ解除する必要がある。このよう系では、車両の平均自由行程が、系の大ささに対する十分短いため、拡散型の計算法が有効である（付録B）。

また高EのICFアラビダマはおける車両遮蔽過程を計算する場合、統計パクトル部を除いた波長（以下E）と、系の大ささ（X系）の平均自由行程（以下l）もしくは、輻射吸収による衝突起因、電子衝突によるものに比べて重要な、したがって原子モル比は電子とのみカッセルされれば定く、車両場を考慮する必要はない。しかし統計パクトル部における車両の吸収が、電子分布は影響を与えてくることから予想され、その場合に付、車両のエネルギー密度を評価する必要がある。ICFアラビダマの場合は不均一性の大ささ系で付、拡散型の計算法の適用には問題がある、従来光線の履歴を追いかけるシミュレーション法が用いられてゐる。今回、新たにレイトレース類似の計算法を提案し、それを用いてキャビティ内の車両場のモル比計算を行なったので、それについて報告する。

§ 2 車輌輸送コード

このコードは原子モードは組合入出力と互換的で、開発したものであるが、他の輸送過程（ α -粒子加熱）にも多くの適用である。この通用領域では、平均自由行程がアーランド長の数10分の1以下も長く、鏡球、および、拡散型のコードと相補的で関係にある。また精度の点で非常に優れています。

このコードは輻射の輸送方程式 (III-2-1) を直接導みた。この式はレインフロー法と共通です。考案した系の数は $n+1$ 本であります。空間的対称性を仮定すれば、 $n(n-1)$ 本であります。室間の対称性を仮定すれば、 $n(n-1)/2$ 本であります。輻射の輸送方程式は、輻射強度を $I(t, \nu, \Omega)$ とすると

$$\frac{1}{c} \frac{\partial I}{\partial t} + \alpha \cdot \nabla I = J_D + \frac{c}{4\pi} \sigma s E - \sigma I \quad (\text{III-2-1})$$

$$J_D = \frac{\epsilon_0 \rho}{4\pi} \quad ; \quad \text{即ち：单位質量当りの放出率。}$$

この時間的変化長を T 、空間的変化長を L とすると、 $\frac{\partial I}{\partial t}$ の項を落すことは可能である。ICFR の条件で満足している。 (III-2-1) の解玉善 (Toshiyuki) が光学的深さ (optical depth) を次式で定義する。

$$\tau = \int_{s_0}^s \sigma(s') ds' \quad (\text{III-2-2})$$

ここで用いる方向の光線は平行である解で、結局次式となる。

$$\begin{aligned} \bar{I}_D(s) &= I_D(s_0) e^{-\tau} + \int_{s_0}^s e^{-(s-s')} \rho(s') ds' \\ \tau' &= \int_{s_0}^{s'} \sigma(s'') ds'' \end{aligned} \quad (\text{III-2-3})$$

$I_D(s_0)$ は系の始点における輻射強度, $S_D(s')$ は $s' \leq r$ における輻射強度である.

$$S_D(s') = f_D + \frac{c}{4\pi} \sigma_s E \quad (\text{II-2-4})$$

$$E = \frac{1}{c} \int I d\Omega \quad (\text{II-2-5})$$

上式で(1)等方散乱を仮定した。アーリア外部からの輻射エネルギーは、
想定する (II-2-5) と σ は、確率分布に差はない。

$$\begin{aligned} I_D(s) &= \int_{s_0}^s e^{-(\tau-s')} S_D(s') ds' \\ &= \int_s^{s_0} e^{-\tau} S_D(s') ds' \\ &= \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N e^{-\tau} S_D(i\Delta s_i) \quad \Delta s_i = \frac{s_0 - s}{N} \quad (\text{II-2-6}) \end{aligned}$$

$\tau = \tau(s - s' - s)$ は光年距離 τ の形。

$$\begin{aligned} \tau &= \int_s^{s'} \sigma(s') ds' \\ &= \frac{1}{H} \sum_{k=1}^M \sigma(k\Delta s_k) \quad \Delta s_k = \frac{s' - s}{M} \quad (\text{II-2-7}) \end{aligned}$$

(II-2-6) と平行光線を考慮して、球面波の結合式。

$$I_D(s)_{\text{prob}} = \int_s^{s_0} \frac{1}{r^2} e^{-\tau} S_D(s') ds' \quad (\text{II-2-8})$$

$$r = \frac{s-s'}{\Delta s}$$

(Ⅲ-2-4) γ -線の散乱強度 I_0 の初期条件は、年次 S_{01} と、
初回 I_0 である。

i) $S_{02} \approx I_0 / \gamma^2$ の計算方法、(Ⅲ-2-6), (Ⅲ-2-7) 式。
其計算方法。

ii) 計算した I_0 を (Ⅲ-2-5) 代入し、其の計算方法。

iii) E_0 の n 次散乱強度 $\gamma - \gamma$ 間数 $S_{01} = \frac{C}{4\pi} J_S E_0$
其計算方法。

iv) S_{01} を (Ⅲ-2-6), (Ⅲ-2-7) 代入し、 I_0 計算方法。

以下同様に n 次散乱光が $n+1$ 次散乱光を計算したこと
の様子を上に示す。例 (Ⅲ-2-1) の $\frac{\partial I}{\partial t}$ の項を無視すれば、
 $\gamma(15')$ 可能とする。たゞ t の 10^{-10} 秒
全工程の一瞬間に $t=1$ 付。

$$E_T = E_0 + E_1 + \dots + EN \quad (\text{Ⅲ-2-9})$$

γ は 吸収断面積 T_a と γ 付の $\gamma = \gamma(t)$ 單位時間あたりの吸
収量、 A 付の γ 加熱速度 $A = \gamma T_a$ である。

$$A = C T_a E_T \quad (\text{Ⅲ-2-10})$$

散乱光数を n 付の γ 付、全断面積 T_a 付とした。故
に γ 断面積の割合 w

$$\omega = T_S / \sigma = T_S / (T_a + T_S) \quad (\text{Ⅲ-2-11})$$

は 大きく値存し、 $w = 0.5$ で 10π 程度 γ 付値 ω ある
が、 $\omega = 1.0$ で 3π の程度 γ 得る γ 付値 ω は 10π 程度 γ 付値

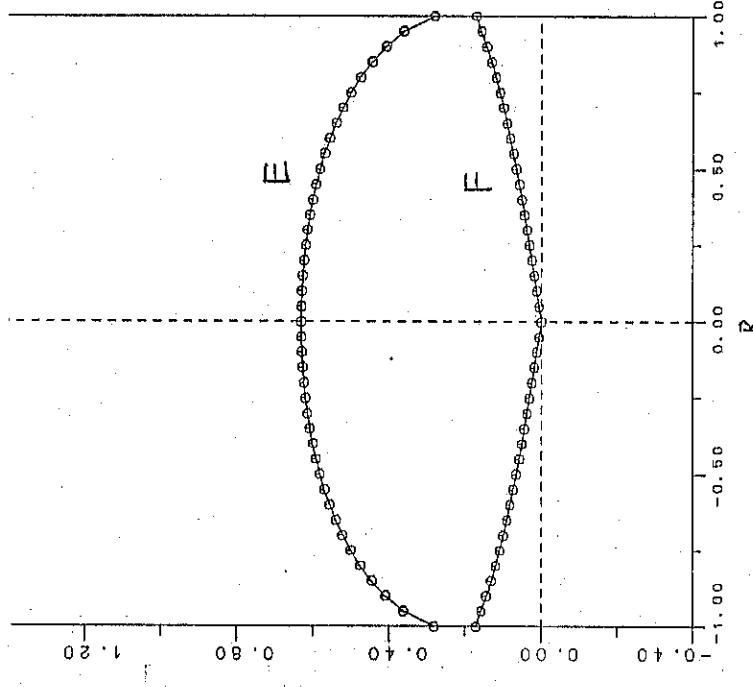
度、下り火事場が西方。(図Ⅲ-1)。二〇零元工山石散手行
レーラー散乱等のいじめと離れて行く。距離が若干三
メートルで止まり、火事場が輻射透徹了了ニヒル等の
= 火子を放出する過程で多云工山石のアホリムシが止
ウの輻射子幅角 $\theta = 1^{\circ}$ である。實際のアラスア中ア"レ"、Wは火事度は 1°
、乙火事火事行。

3.3 計算例

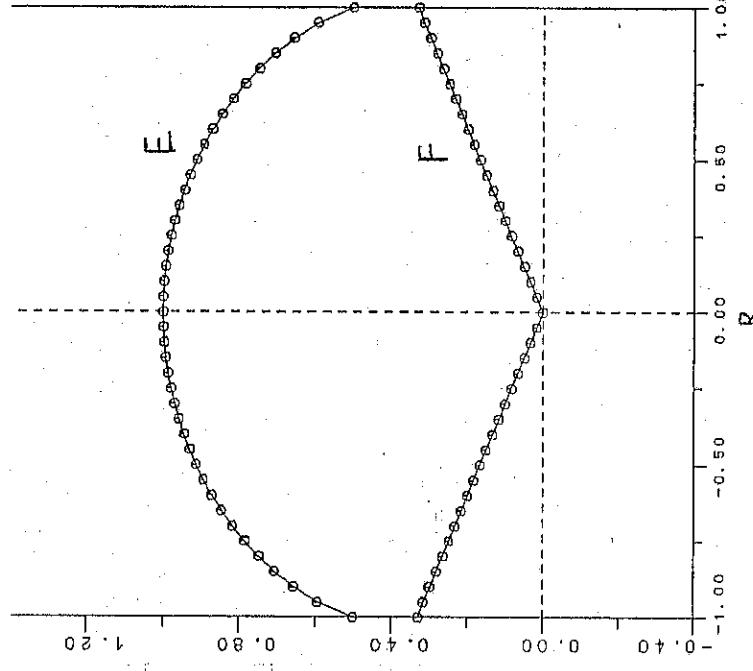
図Ⅲ-1～図Ⅲ-4は二〇零ア"レ"を用いた例示す。座標は
中心対称の球座標である。計算時間は、十分間を20分割、
θ方向を60分割以下場合、散乱10次当り1分弱である。
 $T = (ACOS 950N)$ アカラ、 70° セント $)$ 。コードはベクトル化
乙事のア"レ"、多次元化 $W = 1$ の流体ア"レ"は組み込石場合
甲ベクトル、 70° セントを用ひ方必要がある。

3.4 基本例

図Ⅲ-1は二〇零ア"レ"を簡単な表示に適用し、精度の評価を行ふ。左側を示す。中心からの距離はアラスア半径で規格化し、各吸收、散乱断面積を与えた時の表示率 E を密
度 E 、外向きアラックス F のト依存性を計算して。
図のE付実際は甲光速で計算したCE $=$ 百分、アラスア
付放出率 $J = 1^{\circ}$ 一様 $=$ 輻射を放出了る。E付中心部
乙"レ"、表面乙"レ"0.5とすると J が J の精度で一致する。
(b) 甲全角で吸收断面積、散乱断面積玉手にてア"レ"付
(a) 乙同様表面乙"レ"1/2と方々直角で得られ行。また中
心部乙"レ"CEが丁度上回る、いわゆる輻射行容積に得られる乙"レ"が J 。



(a)



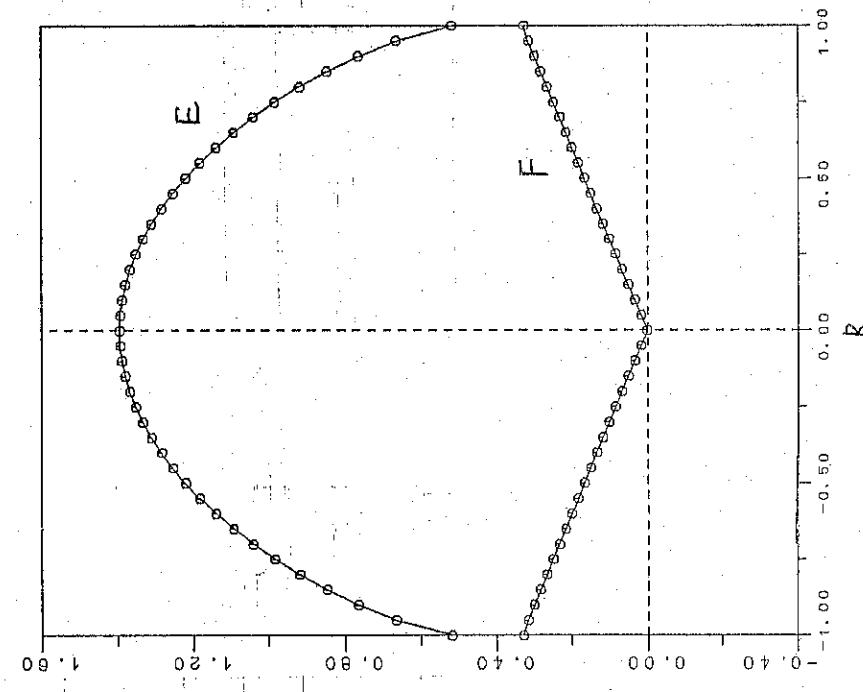
(b)

图 III-1 基本图

- (a) $\sigma_a = 0$, $\sigma_s = 0$
- (b) $\sigma_a = 1$, $\sigma_s = 0$
- (c) $\sigma_a = 0$, $\sigma_s = 1$

j_b は (a), (b), (c) の σ_a の値で定まる。

(c) の 結果は 50 次元の系。



(c)

（a） 車両射出率に達成した場合

図Ⅲ-2(a) 車両射出率を上回る場合は、車両射出率が一定密度の車両射出率と同様、全トラック中に $\theta = 1$ は規格化してある。図Ⅲ-2(b) は、(a) 中の一様な散乱断面積 $\sigma_s = 3$, $\sigma_c = 5$ を示す。右図は、工况ギヤー密度、ランプ表示上、右図は、車両密度。左図は、車両射出率を示す。右図は、車両密度を曲線的に散乱次数を示す。左図は、車両密度を示す。

	θ	δ	α	β	γ	δ	ϵ
図Ⅲ-2 (a)	$0 \sim 2$	$0 \sim 5$	$0 \sim 8$	$0 \sim 11$	$0 \sim 14$	$0 \sim 100$	
(b)	$0 \sim 4$	$0 \sim 9$	$0 \sim 14$	$0 \sim 19$	$0 \sim 24$	$0 \sim 100$	

左図は、 $\theta = 0.7\pi/2$ の各散乱次数の輻射が工况ギヤー密度 δ の程度、右図は、車両密度が車両射出率の絶対値の関係上、左図は、車両密度が車両射出率、工况ギヤー密度の中心部は $\theta = 0.7\pi/2$ 、右図は、3.3倍 ($\theta_c = 3$) 、3.3倍 ($\theta_c = 5$) は上昇する。

（図Ⅲ-1 (a) 参照。）

右図は、 $\theta = 0.7\pi/2$ の車両射出率に達成した場合の結果、例えは、図Ⅲ-2(a) の場合、一度も散乱を行わなかった場合の割合が又高強、10回以上散乱する確率も割合強度存在する。左図は、車両密度を曲線的に散乱用下限が可能である。

图 III-2

(a)

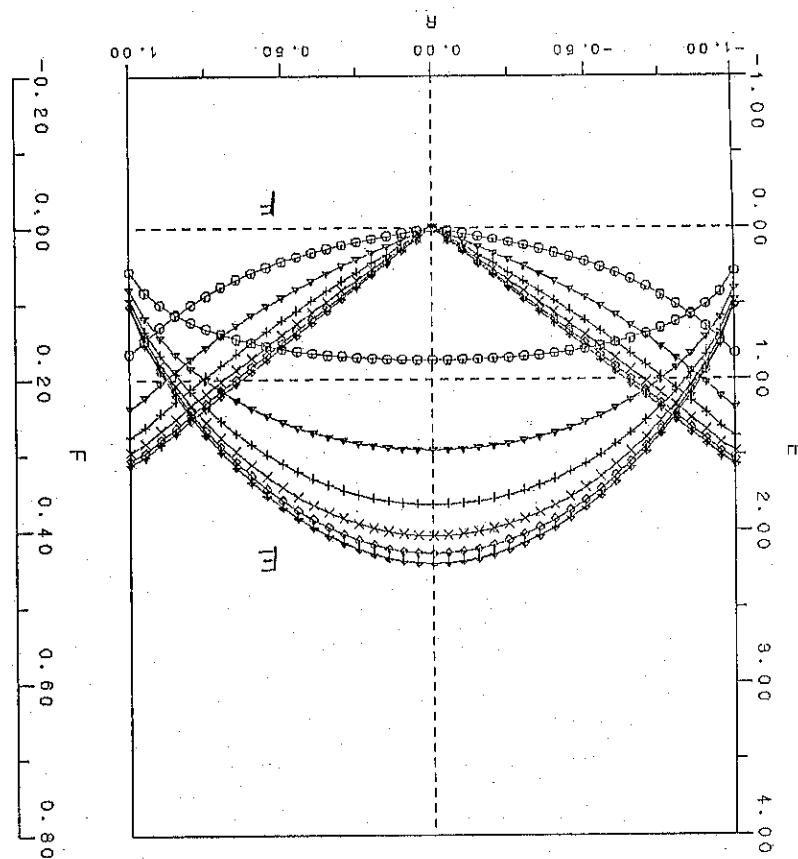
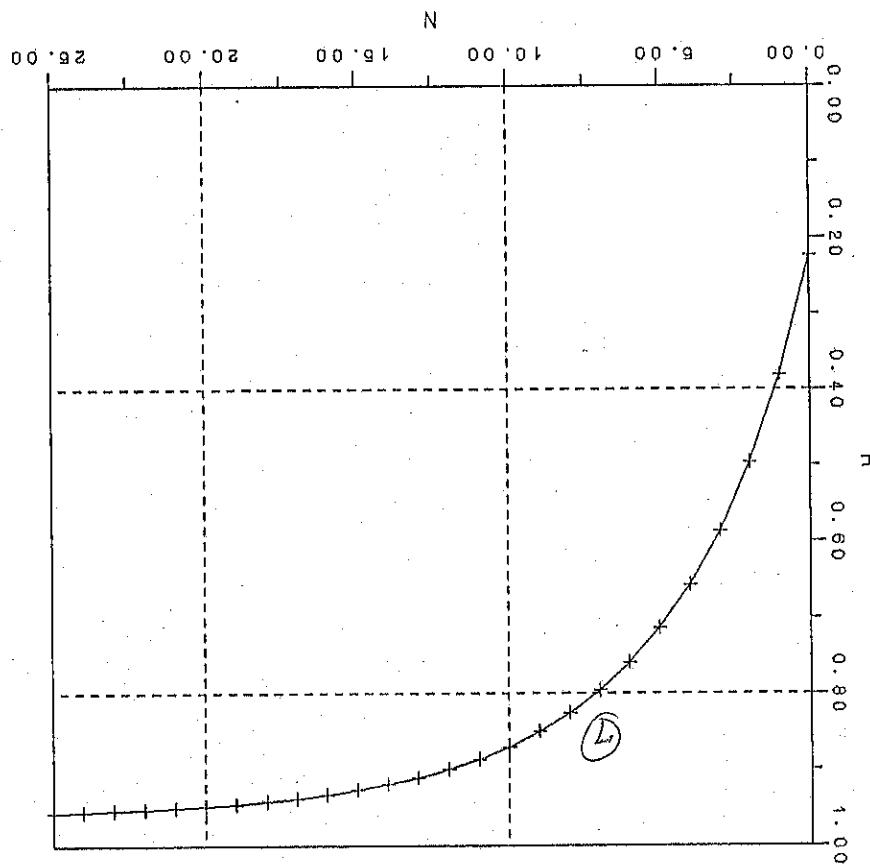
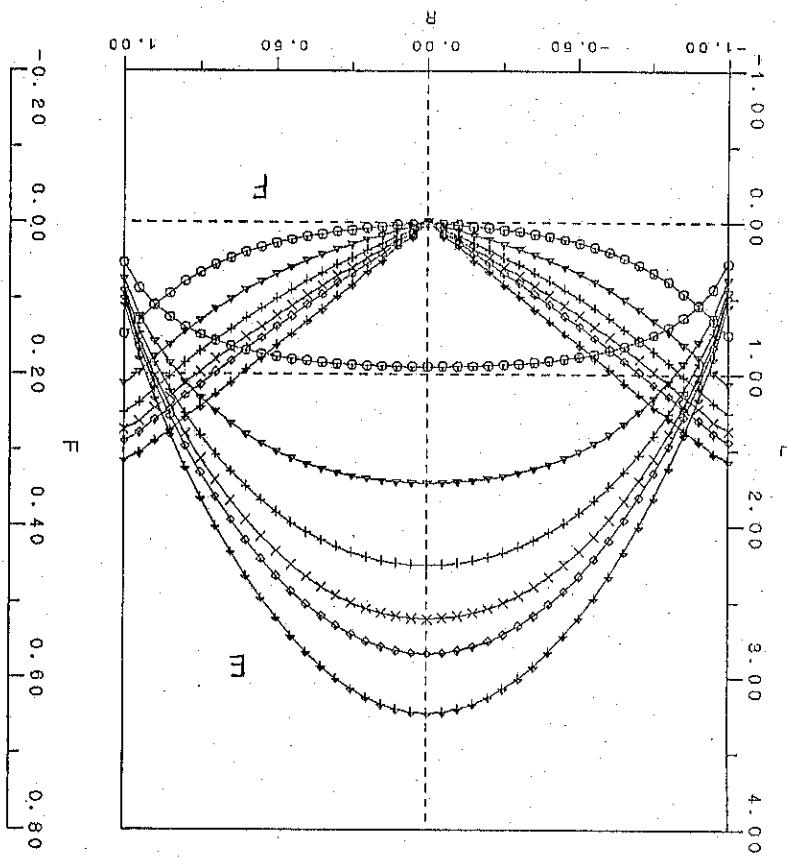
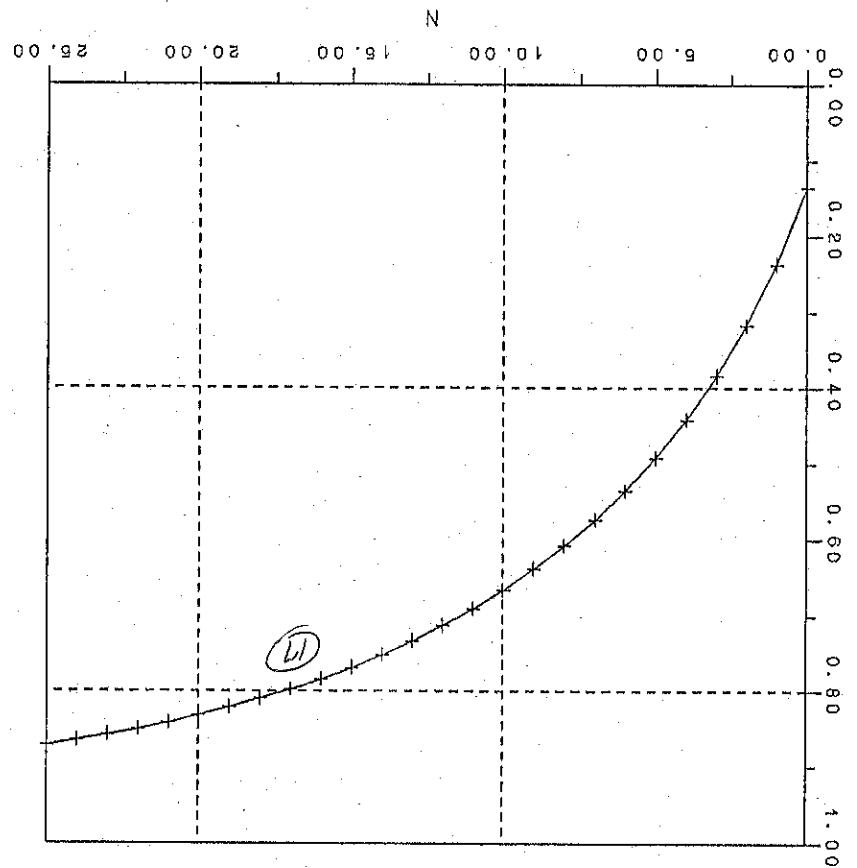
 $G_S = 3$, $G_A = 0$ 

图 III - 2 (b) $D_s = 5$, $D_a = 0$



(iii) キヤハニルルターナートはガス万輻射開口込の壁上

作用する。この原子炉はガス万反射体ガス炉の中性子密度上万之上同様、内部の輻射開口角度を上昇させ、炉強度をアダムス二重瓦斯炉と等しくする。

図III-3は、 $R = 0.8$ の一定の輻射開口角

$$J(r) = 10 \exp(-((R-0.8)/0.1)^2)$$

を示す。吸收断面積、散乱断面積は右圖に示すようだ。

$$T_a = 10 \exp(-((R-0.8)/0.1)^4)$$

$$T_s = k \exp(-((R-0.8)/0.1)^2)$$

$$k = 0 ; (a)$$

$$5 ; (b)$$

$$10 ; (c)$$

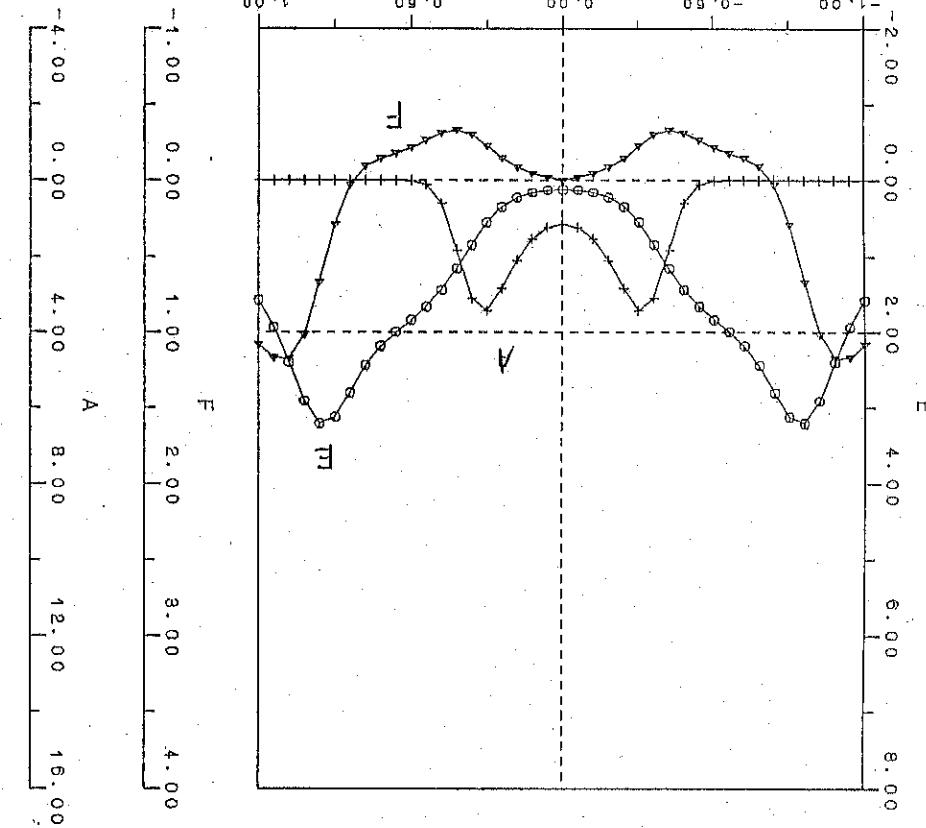
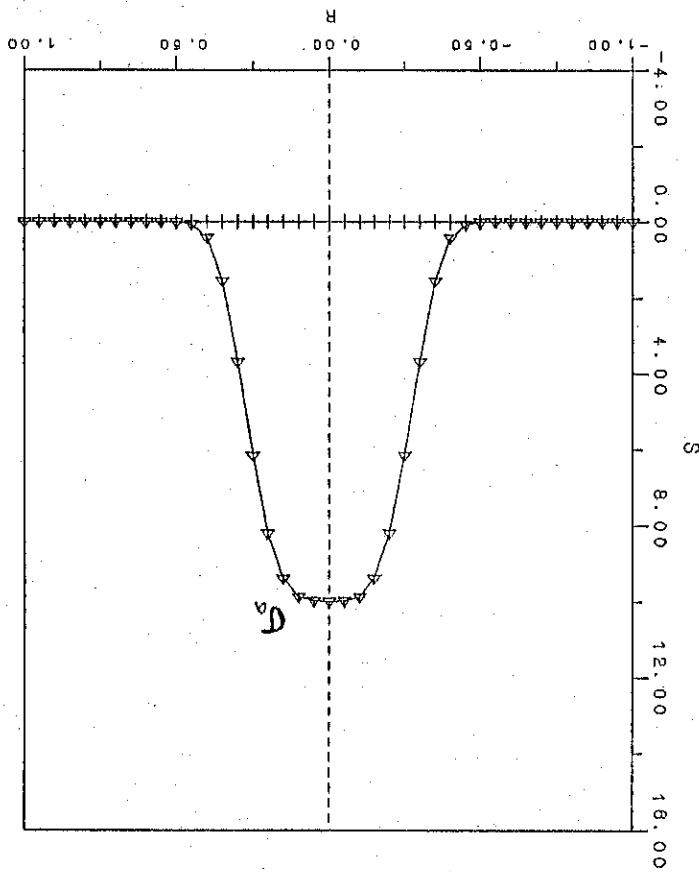
此と元々の、吸收断面積、散乱断面積は右圖に示すようだ。
速度 A を示した。輻射開口角度 E 、 $77\pi/7 F$ 、吸収
率 ϵ を示した。輻射開口角度の効果(即ち加工作), (c)
では(a)の2.5倍の吸収が得られる。全吸収量と全
放出量の割合は値、 T_a 値、 T_s 値、 ϵ 値の次表の値である。

表3-1

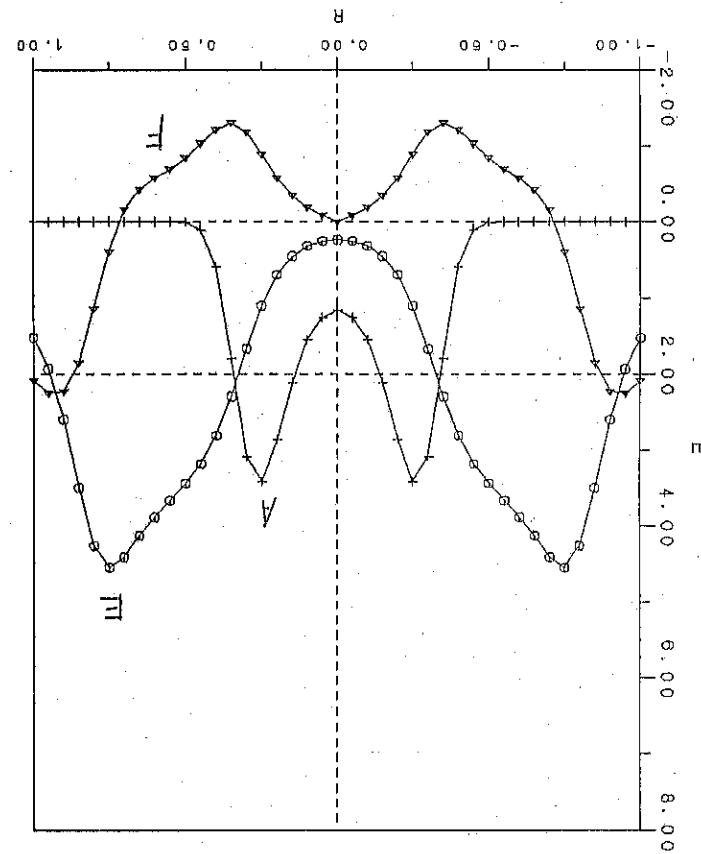
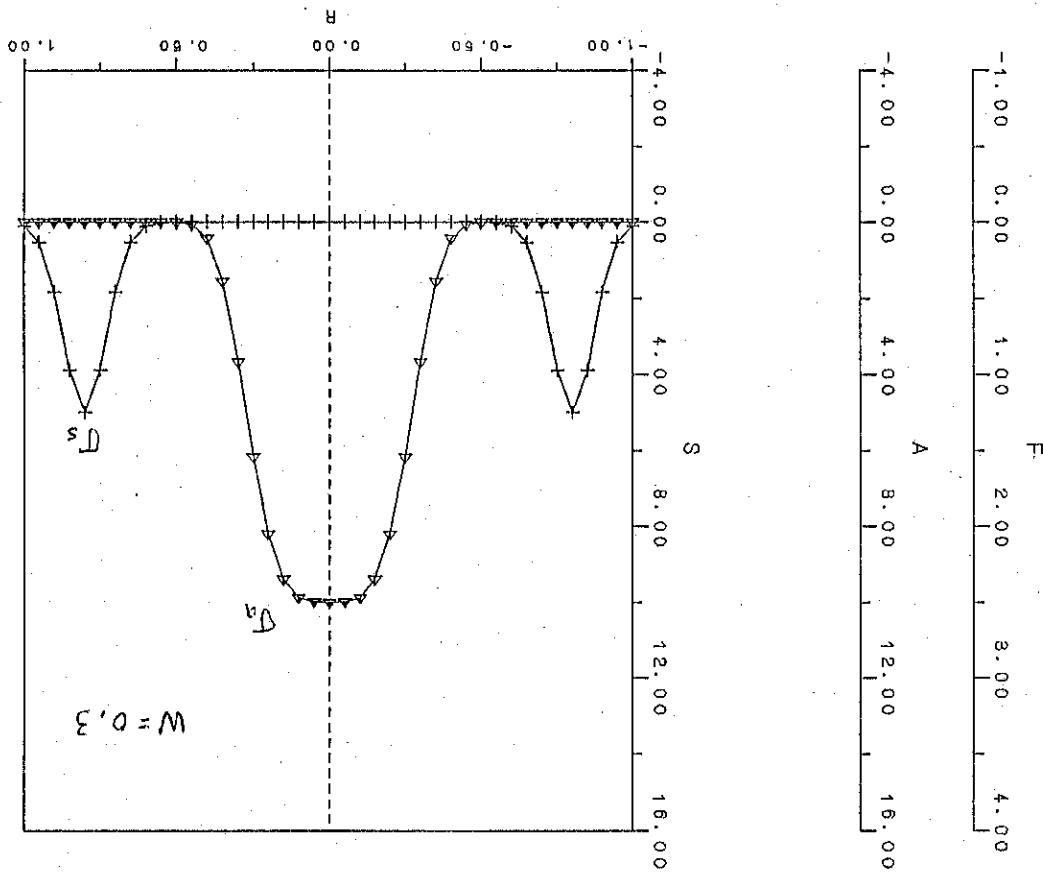
	W_E	W_A	W_A/W_E	W_A/V
(a)	2.237	0.102	0.046	0.904
(b)	"	0.202	0.090	1.784
(c)	"	0.279	0.125	2.463

$$V = \frac{4}{3}\pi F^3, F = 0.3 \text{ m}^3, W_A/V = 1.784 \text{ 温度上昇の目安三条件}.$$

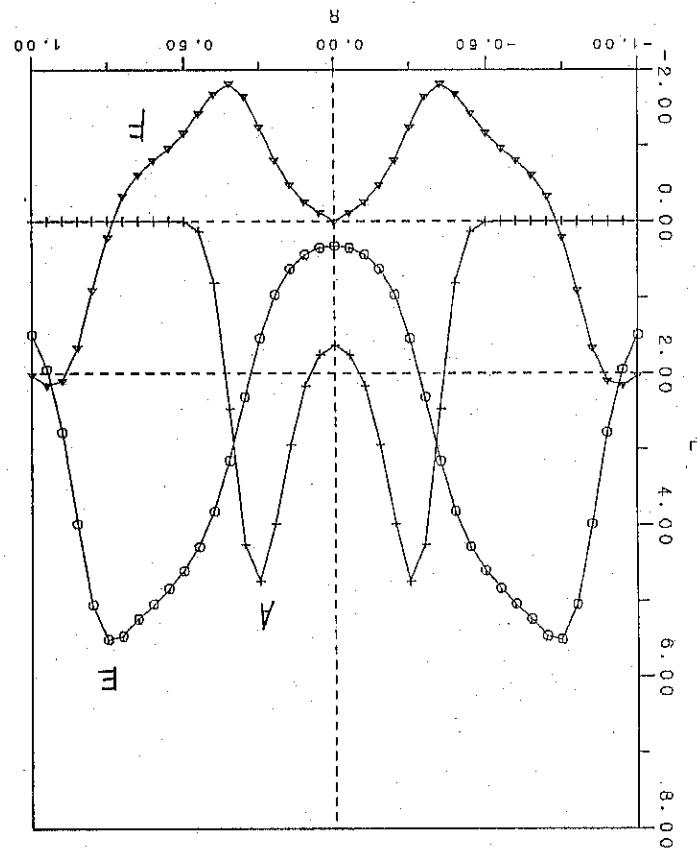
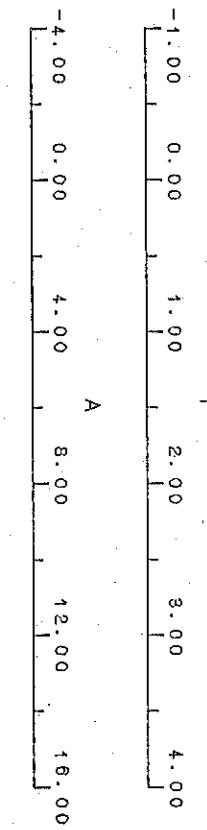
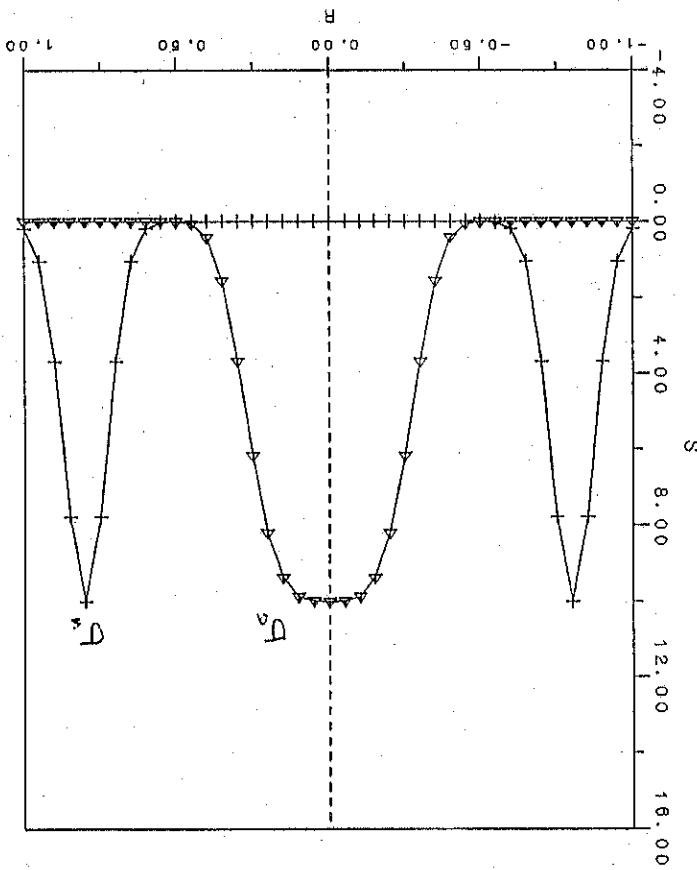
III - 3 (a)



(b) III 図



(図 III-3(c))



iv) $r_i = 0.1 \sim 0.5$ の内球の大きさを変化させた時の吸収係数の変化

図 III-4 は内球の大きさを同じくした時の吸収係数を示す。
 ヨーク III-3 と同じである。図 III-3(b) と同様、
 $R = 0.8$ の $E_r = \max 5.0$, $W = 0.1$ のガラス分布を仮定している。

図 III-4 (a), (b), (c) 及び 図 III-3(b) を組合せた $L = 5'$ の内球の半径を $0.1, 0.2, 0.3, 0.5 \pm L$ の状況が示されている。

注目すべき点は、左側の吸収曲線(“a”), $r_i = 0.1$ と $r_i = 0.5$ 比べて 実に 4 倍の表面吸収速度を持つ。浓度は表面吸収速度、吸収率、単位体積当りの吸収率を示す。

表 3-2

r_i	A_{\max}	W_A	$W_A/W_B(\%)$	W_A/V
0.1	16.64	0.013	0.35	3.04
0.2	9.74	0.078	0.57	2.34
0.3	6.84	0.202	9.02	1.78
0.5	4.17	0.607	27.12	1.16

吸収率 W_A/W_B が $r_i = 0.2$ と $r_i = 0.3$ の間で急激に変化する。右の形状を次式で表す。 $r_i < 0.3$ の時は直角形の内球を通過しレーリー散乱の原因となる。

$$T_a = 10 \exp \left(- \left(\frac{R}{r_i} \right)^4 \right), \quad r_i = 0.1 \sim 0.5$$

以上の結果から得られたことは二通りある。
 一方、キャノン-リーフマンによる W_A/V の A_{\max} の結果、万能カーブは温度上昇とともに衝撃波の変化が生じる。一方で、この強度が、非常に興味深い。

图 III - 4 (a)

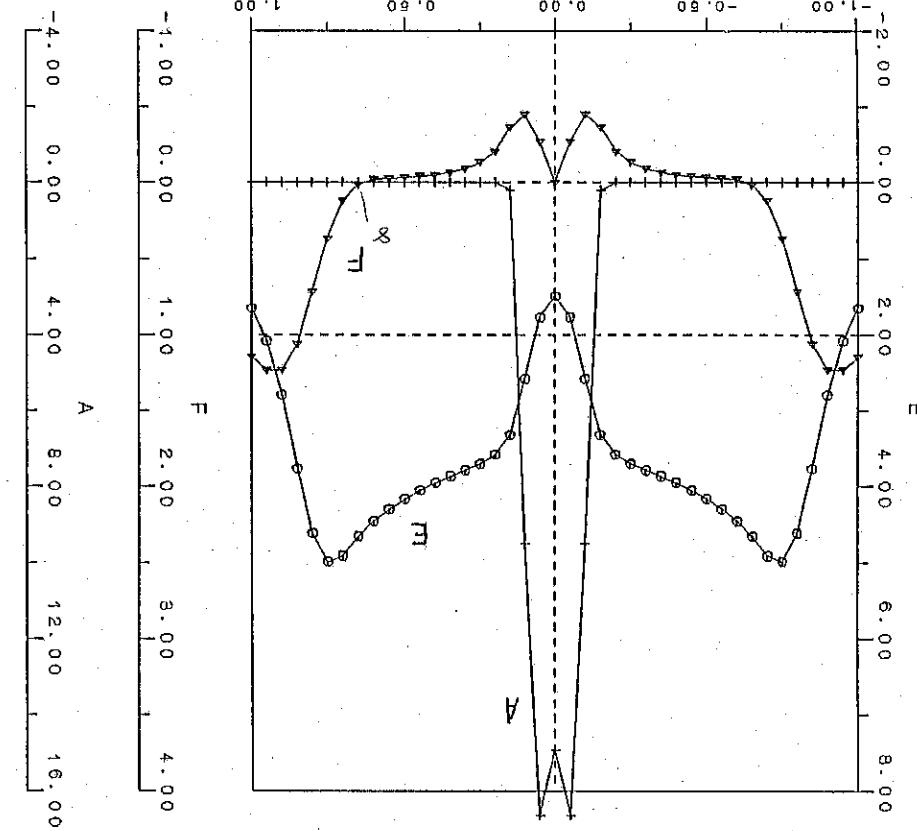
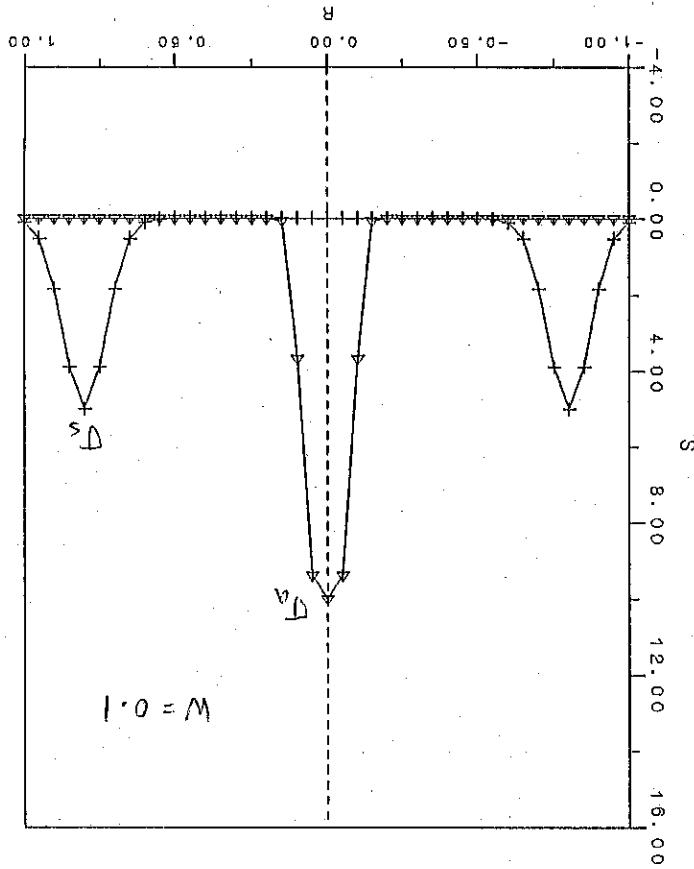
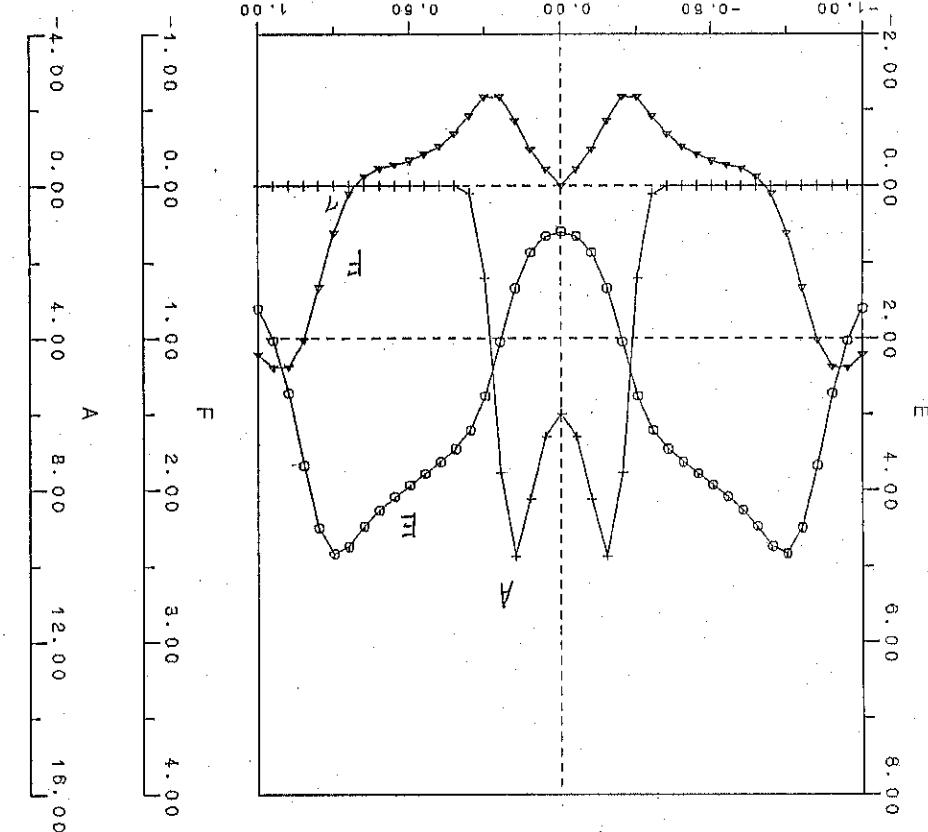
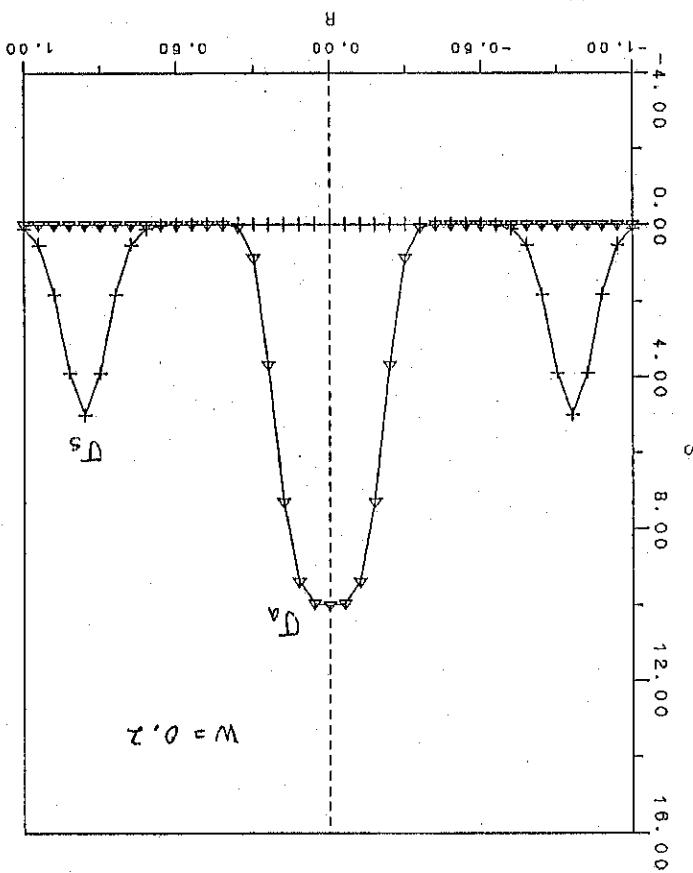


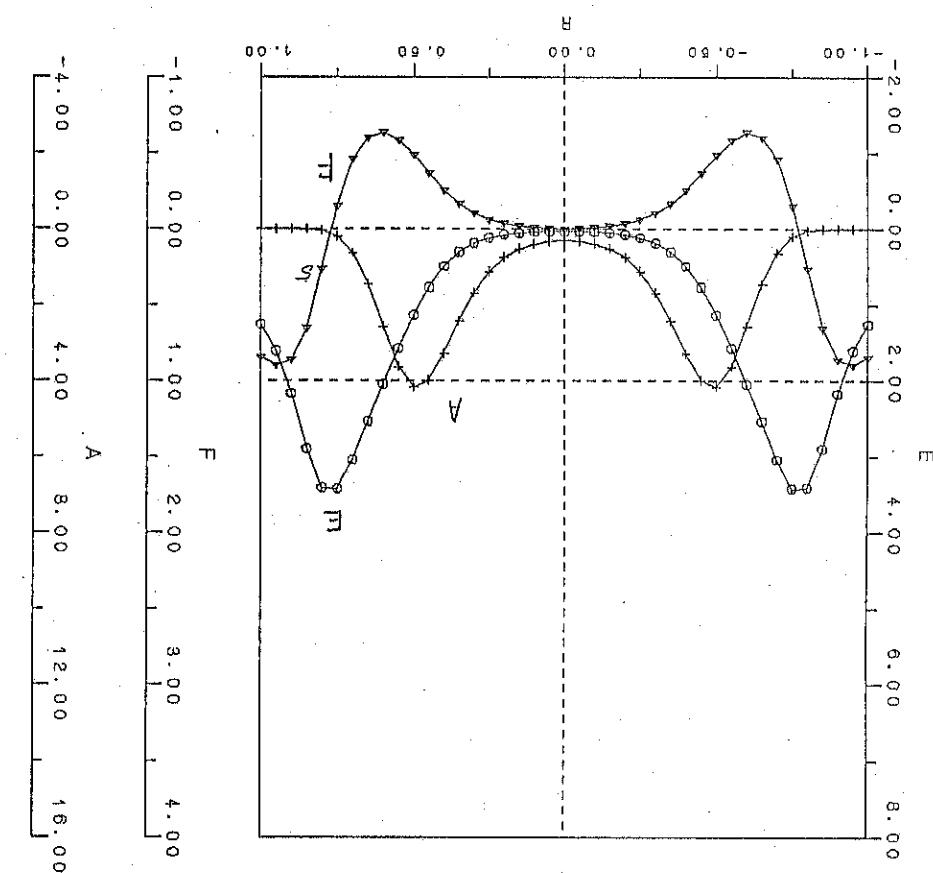
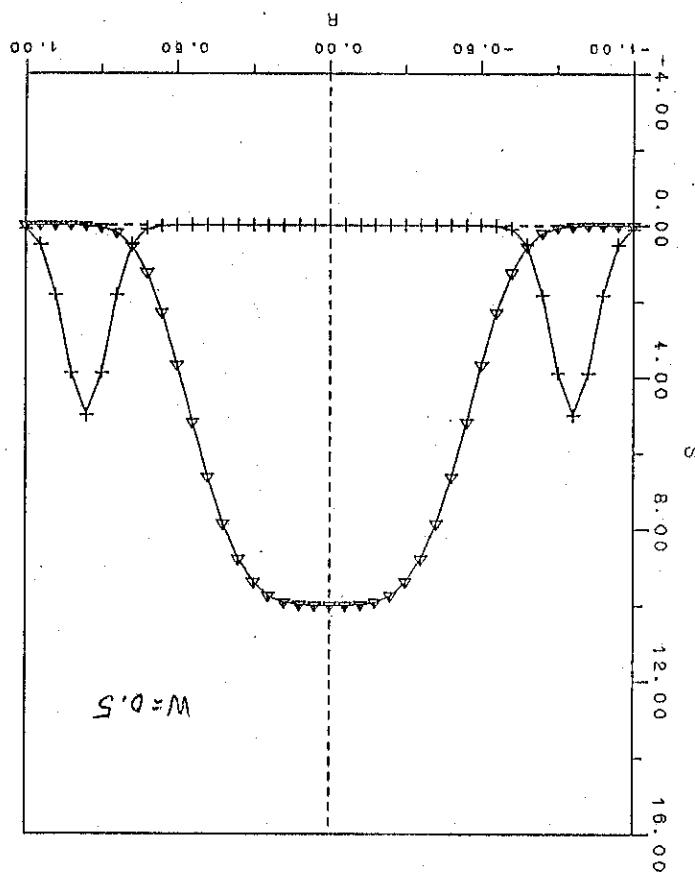
圖 III - 4 (b)



(C)

(C)

圖版 - 4 (c)



§4 ICFアラス"マ中の輻射過程

ICFアラス"の強度、密度の点の範囲は中子2存在するの物理的は興味深く、輻射過程が多くの点で、代表的である11次の3つである。

- i) up 近傍におけるアラス"の非熱型相互作用.
- ii) 高密度領域における電子、分子の多体効果.
- iii) 高エネルギー輻射過程.

up 近傍におけるアラス"の光学的反射性が変化した。この領域における輻射場に対するアラス"の巨視的運動が影響を強く受け、極めて不安定な状態に至るといふのが一般的である。この領域における各種の散乱過程、不安定性の研究は ICFアラス"物理学の中心である、V-t"强度と吸收率の関係等、实用上重要な問題を含んでゐる。

高密度領域における電子、分子の多体効果は量子力学的アラス"物理学の確立上大きな研究課題されていきる所以である。またこの領域における電子相互作用として研究されていふ。

高エネルギー輻射過程の研究は技術的各種の原因、模型の開発が主な仕事となる。実際には各ベルト電子分布と、2-1方程式(ν^2)定則等、現在 ICFアラス"における薄い ~ 2 cm 宽十工程計画の一端は輻射の交換工れており、レーベ方程式による方法が採用されている。もう少し大型のアラス"がまだあるところ(アラス"長さ \sim 輪郭の 10-15 倍程度) 輻射場とガスが干涉するが西方ある。

高さの ICF ランダムからの辐射の反射率 $R = 1 - b = 1 - 0.7 = 0.3$ である
強力な单波長 X線を產生せしむる可能性がある。しかし
中子 X線レーザーの超短時間、高分解能の偏光測用光源
として有望である。また X線のゲララル等への応用 (T = 10'
~ 10' 秒)、光学上二埠式工作を可能にする。

ナノ / マイクロ秒の超短時間の X線の偏光度は、車輪粒子
開口速度の二乗が可能である。この為辐射のエネルギーと
密度の单体辐射のレベルは、速度上昇に、物質との慣性
相互作用が発生する。この辐射は陽子中心部に匹敵する
エネルギー、辐射はエネルギー密度が $\gamma^2 \rho dA$ の車輪粒子の密
度で表され、車輪粒子の可能性能である。この様な車輪粒子の辐射
 $= 5 \times 10^{22}$ 粒子/ m^2 の輸送が重要となる。反射率 $R = 1 -$
 $\gamma^2 \rho dA$ と等しいとすると、集束度 $n = 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ 上げ
する。 $n = 10^{22}$ 、 $kT = 1 \text{ keV} = 10^4 \text{ eV}$ 、 $\lambda = 10^{-10} \text{ m}$
 $\approx 10^{13} (\text{erg}/\text{cm}^2)$ の反射率 $R = 1 - 0.7 = 0.3$ である。
 $(\text{erg}/\text{cm}^2)^{1/2} = 10^{11.5} \text{ cm}^{-1/2}$ の形態の反射率 $R = 0.7$ である。

車輪粒子を光学的上薄いアラスカ車輪粒子
車輪粒子の最大半径 $R = 10^{-10} \text{ m}$ とする。車輪粒子の半径の $1 -$
 $\gamma^2 \rho dA$ の高さの物質工作方式から車輪粒子を得られる。
車輪粒子は開口了各種の断面積 A 、介質の屈折率 n 、速度 T
、振動数 ω の 3 ~ 4 条の変化因子をもつ車輪粒子の平衡
条件是非常に複雑な問題となる。

第IV章 結論

本研究は主に 結果の成り方の方

(2章)

i) 高精度スナップとして知られる CIP 法の基本構造を抽出し、
固有値解析を用いて精度の理由と理論的示して。
従来 増幅係数の概念は 1 次のみであり、これが 2 次系
は 扩張して二通りある。

ii) 基本構造を簡単型 CIP 法と名付け(假称)、錐形、非錐
形問題への適用を試みた。多くの結果 錐形の計算
は 成功し(図 II-2)，流体力学式による一応 衝撃波伝
達式も(図 II-7)

(3章)

i) 従来 ハイドロス法が用ひられてる領域に万能と高精度
輸送法を開発した。このコードを用いて辐射衝撃波
の実験結果を検証し、ギヤノニボーリングゲートは五十分
までの効果を明らかにした。(図 III-2), (図 III-3).

ii) 特定内球の大きさが吸収に及ぼす影響を調べ
小内球 7-ゲートでの実験結果とあわせ、十・1・2・3・11
9-ゲートは五十分で衝撃波は完全に宿構造が主で
ありこれを推察した(図 III-4)
前方二のコード付他の条件遇合(大・細直、横反応)は
万能と有効である。

解説書を詳述して

(2章)

、非錐形問題での保存性の改良。

(3章)

、時間発展を含む下流体、原子炉管コードの結合。

参考文献

(第1章)

D.J.J. DUDERSTADT, G.-A. HÖSSES, Inertial Confinement Fusion, JOHN WILEY & SONS (1982)

(第2章)

- 2) H. TAKEWAKI, A. NISHIGUCHI, and T. YABE,
J. Compt. phys., 61, 261 (1985)
"Cubic Interpolated Particle method (CIP) for solving
Hyperbolic - Type Equations"

(付録B)

- 3) C. D. LEVERMORE, "RELATING EDDINGTON FACTORS TO FLUX LIMITERS"
J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, Vol. 31, No. 2
pp. 149-160 (1984)

付録 A CIP 法

第 2 章で述べた簡易型 CIP 法の流れ等、詳細型問題への適用例、現在のところまだ手掛けていない。従来型の CIP 法は複雑で手間がかかるが、一次元流体方程式への適用は成功している。従来型の CIP 法の CIP 法の方程式を用いて、それを解く方法である。

(A-1) の方程式は、 $(x_{i-\frac{1}{2}}, x_{i+\frac{1}{2}})$, (t_n, t_{n+1}) を種々とする。

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial (fu)}{\partial x} = 0 \quad (A-1)$$

$$\int_{x_{i-\frac{1}{2}}}^{x_{i+\frac{1}{2}}} (f^{n+1} - f^n) dx = - \int_{t_n}^{t_{n+1}} (fu)_{i+\frac{1}{2}} - (fu)_{i-\frac{1}{2}} dt \quad (A-2)$$

CIP 法では (A-2) の種分形の方程式を解く。
つまりは変形する。

$$\begin{aligned} \text{右辺} &= - u_{i+\frac{1}{2}}^n \int_{t_n}^{t_{n+1}} f_{i+\frac{1}{2}} dt + u_{i-\frac{1}{2}}^n \int_{t_n}^{t_{n+1}} f_{i-\frac{1}{2}} dt \\ &= - \int_{x_{i+\frac{1}{2}}}^{x_{i+\frac{1}{2}}} f^n(x) dx + \int_{x_{i-\frac{1}{2}}}^{x_{i-\frac{1}{2}}} f^n(x) dx \quad (A-3) \\ &\equiv - \Delta F_i + \Delta F_{i-1} \end{aligned}$$

(A-3) の ΔF_i , ΔF_{i-1} の物理的意味は図 A-1 の斜線部は斜面 (2 箇),
(A-2) すなはち ΔF の差は f 上下 Δt = $f(t_{i+1}) - f(t_i)$ である。これは
二つの直角三角形の底座形であることを意味する。最も左側
 t_i とある。

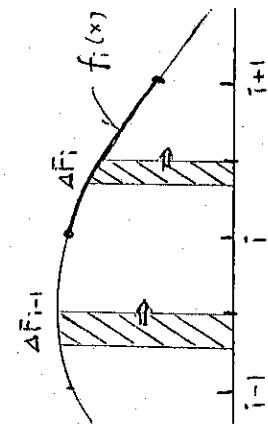


図 A-1
 f の時間的保存

$[x_i, x_{i+1}]$ の右端で方法 "f" を補間する.

$f_i(x)$ 用いて ΔF_i を計算する.

$$f_i(x) = a_i(x - x_i)^3 + b_i(x - x_i)^2 + c_i(x - x_i) + d_i \quad (A-4)$$

$$a_i = \frac{1}{\Delta x^3} [4x(f'_{i+1} + f'_{ii}) - 2(f'_{i+1} - f_{ii})]$$

$$b_i = \frac{1}{\Delta x^2} [-4x(f'_{i+1} + 2f'_{ii}) + 3(f'_{i+1} - f_{ii})]$$

$$c_i = f'_{ii}, \quad d_i = f_{ii}$$

$$\begin{aligned} \Delta F_i &= \int_{x_{i+\frac{1}{2}} - \frac{\Delta x}{4}}^{x_{i+\frac{1}{2}}} f_i''(x) dx \\ &= \left(-\frac{\kappa_i}{8} + \frac{\kappa_i^2}{8} + \frac{\kappa_i^3}{6} - \frac{\kappa_i^4}{4} \right) f''_{i+1} \Delta x^2 \\ &\quad + \left(-\frac{\kappa_i}{8} + \frac{\kappa_i^2}{8} - \frac{\kappa_i^3}{6} - \frac{\kappa_i^4}{4} \right) f''_i \Delta x^2 \\ &\quad + \left(-\frac{\kappa_i}{2} - \frac{3\kappa_i^2}{4} + \frac{\kappa_i^4}{2} \right) f''_{i+1} \Delta x \\ &\quad + \left(-\frac{\kappa_i}{2} + \frac{3\kappa_i^2}{4} - \frac{\kappa_i^4}{2} \right) f''_i \Delta x \end{aligned} \quad (A-5)$$

左辺は (A-2) の左辺. 同様に (A-4) の補間関数を用いて.

$$\begin{aligned} \int_{x_{i-\frac{1}{2}}}^{x_{i+\frac{1}{2}}} (f''_{ii} - f''_i) dx &= \int_{x_{i-\frac{1}{2}}}^{x_{i+\frac{1}{2}}} (F)_{i-1} dx + \int_{x_i}^{x_{i+\frac{1}{2}}} (F)_i dx \\ &= \frac{1}{192} [18f_{i+1} + 156f_i + 18f_{i-1} - 5f'_{i+1}\Delta x + 5f'_{i-1}\Delta x + 7f''_i \Delta x] \end{aligned}$$

(A-5), (A-6) を用いて (A-2) に代入して複数個の $n+1$ 時刻の値を含む f_i^n を $n+1$ 次化して式 (A-6) に代入する。
 $f_{i+1}^{n+1}, f_{i-1}^{n+1}, f_{i+1}^{'n+1}, f_{i-1}^{'n+1}$ を i や $i+1$ 次の n 時刻の値を確定する。

$$\tilde{f}_i^{n+1} = f_{i-\text{last}}^n, \quad \tilde{f}_i^{'n+1} = f_{i-\text{last}}^{'n} \quad (A-7)$$

(A-7) の右邊を (A-4) の補間関数が計算する。又 章の (A-1-9), (A-1-10) と同じ式は右邊。
 $f_i^n + \frac{3}{32} (f_{i+1}^n - 2f_i^n + f_{i-1}^n) + 5\Delta x (f_{i+1}^{'n+1} - f_{i-1}^{'n+1})$
 \approx (A-5) (A-2) の複数個の複数方程式 (A).

$$\begin{aligned} f_i^{n+1} &= -\frac{3}{32} (\tilde{f}_{i+1}^{n+1} - 2\tilde{f}_i^{n+1} + \tilde{f}_{i-1}^{n+1}) + 5\Delta x (\tilde{f}_{i+1}^{'n+1} - \tilde{f}_{i-1}^{'n+1}) \\ &+ f_i^n + \frac{3}{32} (f_{i+1}^n - 2f_i^n + f_{i-1}^n) - 5\Delta x (f_{i+1}^{'n} - f_{i-1}^{'n}) \\ &- \frac{1}{\Delta x} (\Delta F_i - \Delta F_{i-1}) \end{aligned} \quad (A-8)$$

(A-8) の右邊は全 $n+1$ 次の f_i^n の $n+1$ ベクトル化可能な右邊であり、左側は複数個の形で右邊の f_i^n 及び元の流体コードは使用するの困難な上である。
CIP 法の流体方程式は適用する手順を次に示す。

(A-9) 運動量保存則。

$$\frac{\partial m}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (mu) = -\frac{\partial P}{\partial x} \quad (A-9)$$

(A-9) の右邊 = 0 とする $n+1$ 次式 (= CIP を適用し、中間値 m , P を得る。次に (A-10) = 5) が同次項を取る式。

$$\frac{\partial m}{\partial t} = -\frac{\partial P}{\partial x} \quad (A-10)$$

(A-10) 在具体的二差分化下有：

$$\tilde{m}_i = \tilde{m}_i - \frac{\Delta t}{2\Delta x} (P_{i+1} - P_{i-1}) ; 2\pi \quad (A-11)$$

$$m_i = \tilde{m}_i - \frac{\Delta t}{12\Delta x} (-P_{i+2} + 8P_{i+1} - 8P_{i-1} + P_{i-2}) ; 4\pi \quad (A-12)$$

m_i 的最終值 m_i' 为于右， m' 的最終值 m_i' 是由下式得：

$$m_i' = \tilde{m}_i + \frac{1}{2\Delta x} \{ (m_{i+1} - m_{i-1}) - (\tilde{m}_{i+1} - \tilde{m}_{i-1}) \} \quad (A-13)$$

以上($=5$) 1 step 完成了十分。

付録 B 辐射の伝散方程式 (3)

辐射强度 $I(r, \nu, \Omega)$ の異方性が小さく、また輻射場が弱い時、時間、空間的により変化しない場合 $\Gamma = 1$ 。輻射輸送方程

$$\frac{1}{c} \frac{\partial I}{\partial r} + \Omega \cdot \nabla I = J_D + \frac{C}{4\pi} \int_S E - \Gamma I \quad (B-2-2)$$

$$J_D = \frac{\epsilon_0 \sigma T}{4\pi}, \quad \epsilon_0 \sigma = \text{単位体積当りの放熱率}.$$

I の時間的、空間的変化を T, L とし、

$$T \gg \frac{L}{c} \quad (B-2-3)$$

π² 次元の場合は $\frac{\partial I}{\partial t}$ の項は落とす = & より $\Gamma = 1$ とする。TCPアーリング $\Gamma \sim 10^{-11}$, $\frac{L}{c} \sim 10^{-13}$ (s) の場合 $\Gamma \approx 1$ となる条件を満たす。また $\int_S E$ は Γ 附近で Γ に比例する。 $J_A = \pi \sigma \nu^3 \Gamma$ である。以下元の Γ は無視する。

$$J_D = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 = 6.65 \times 10^{-25} \text{ cm}^2 \quad (B-2-4)$$

$\Sigma_{in} = \int_T L^2 \cdot \text{光電離の断面積} d\Omega$. 特性 $A_n = \int_T L^2 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2$ 程度である。 Σ_{in} 以上式 (B-2-2) は、次式で近似できる。

$$\Omega \cdot \nabla I = \frac{\epsilon_0 \sigma}{4\pi} - n \int_V I \quad (B-2-5)$$

$\Omega \cdot \nabla I$ は $1/r^2$ の全吸収断面積である。2次元極座標

$$M \frac{\partial I}{\partial r} + \frac{1-\mu^2}{r} \frac{\partial I}{\partial \mu} = \frac{\mu \Sigma}{\pi R^2}, \quad \mu = \cos \theta \quad (B-2-6)$$

となる。

辐射场不为零——密度的次式²与波动方程。

$$E(r, \tau) = \frac{1}{c} \int_{4\pi} d\Omega I(r, \theta, \tau) \quad (B-2-7)$$

(B-2-2) 在全方向上垂直分量等于 0.

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \nabla \cdot F = c \nabla_a (B-E) \quad (B-2-8)$$

$\nabla \cdot r$ 等于散射率及波速 c . (B-2-5) 表示同样的操作进行
分析.

$$\nabla \cdot F = \epsilon_0 \rho - cm \sigma_t E \quad (B-2-9)$$

$\nabla \cdot F$ 的次式² 定义为 $\nabla \cdot \nabla \cdot F$ 及等式.

$$F(r, \tau) = \int_{4\pi} d\Omega \alpha I(r, \theta, \tau) \quad (B-2-10)$$

(B-2-2) 是 α 在各个全方向上垂直分量之和.

$$\frac{1}{c} \frac{\partial F}{\partial t} + c \nabla \cdot \vec{P} + \sigma F = 0 \quad (B-2-11)$$

同样地, (B-2-5) 表示 $c \nabla \cdot \vec{P} + m \sigma_t F = 0$

(B-2-12)

\vec{P} 的次式² 定义为 垂直于 \vec{r} 的二阶矩.

$$\vec{P}(r, \tau) = \frac{1}{c} \int_{4\pi} d\Omega I(r, \theta, \tau) \quad (B-2-13)$$

辐射场的散射方程式² (B-2-12) 在次式² 时: 善于处理之.

$\omega = \omega^* \vec{\tau} = \gamma_{12} \vec{\tau}$ 次對應定義 $\vec{\tau}$.

$$\vec{P} = E \vec{\tau}$$

由應用 (B-2-12) 得.

$$F = -\frac{c}{m\omega_0} \nabla \cdot (E \vec{\tau}) \quad (B-2-15)$$

$\vec{\tau} = \frac{1}{3} \vec{\tau}$ ($\vec{\tau}$: unit tensor) 在變化古典的方程式
得“得失力”， E 的變化長正 $L_E > l$. $L_E < \frac{l}{3}$, ($l = \frac{1}{m\omega_0}$)
的情形為 E 不會有場合，次物理的要請在滿足存在

$$|F| \leq c E \quad (B-2-16)$$

$\omega = \omega^* = \alpha \vec{\tau} \times \vec{T}$ 當合 = $\pm (B-2-16)$ 在滿足 $|F| =$ 拉散方程
式之拉張力.

§ 3. 拉散方程式的改良

$\vec{\tau} \in \frac{1}{3} \vec{\tau} \geq \pm \vec{T}^{\perp}$, 次的形狀的主觀不存.

$$\vec{\tau} = \begin{pmatrix} X & \frac{1-X}{2} & 0 \\ 0 & \frac{1-X}{2} & 0 \end{pmatrix} \quad (\because \text{tr}(\vec{\tau}) = 1) \quad (B-3-1)$$

由得率加的方向是平行而平行之假定上，物理的固有徑之
 $X \geq 1/2$. X 是 $\vec{\tau}^T \vec{\tau} > 1 > \vec{\tau} \vec{\tau}^T$ 之半徑之 $\vec{\tau}$, F , F
 $\in cE^2$ 稱為化 $L_F = t \rightarrow \vec{\tau}$, $F \in \vec{\tau}$.

$$I = cE\psi, F = cE\psi \quad (B-3-2)$$

(B-2-13), (B-2-14) 且 $\vec{\tau}$ 之半徑之 $\vec{\tau}$.

$$\frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} d\alpha \psi(r, \alpha, t) d\alpha \quad (B-3-3)$$

$$\therefore \chi(r, t) = \int_{-\pi}^{\pi} [\alpha - m(r, \alpha)]^2 \psi d\alpha \quad (B-3-4)$$

(B-3-1) 式の右辺が等しい場合 ($\psi=0$) の場合に
 $\chi = \frac{1}{3}$; $\psi = 0$ の場合は cE の下で τ_a の下で τ_s の場合 ($t=1$)
 $\chi = 1$ の場合; $0 < t < 1$ の場合 χ は τ_a の下で τ_s の場合 ($t > 1$)
 τ_s の場合; $t > 1$ の間の關係を物理的に考慮する。即ち τ_a は
 τ_s より τ_a の場合は τ_s より τ_a の場合は τ_s より τ_s の場合; τ_s は τ_a の場合; τ_a は τ_s の場合。

C

⇒ Chapman-Enskog 展開 = 方程式法と組合せる。
(B-2-1), (B-2-8) と ψ , τ_a を τ_s と置き換える。

$$\frac{1}{c} \frac{\partial(E\psi)}{\partial t} + \alpha \cdot \nabla(E\psi) + \sigma E\psi = \frac{1}{4\pi} (\tau_a B + \tau_s E) \quad (B-3-5)$$

$$\frac{1}{c} \frac{\partial E}{\partial t} + \nabla \cdot (E\psi) = \tau_a (B - E) \quad (B-3-6)$$

τ_a が τ_s の $\frac{\partial E}{\partial t}$ を消去する。

$$[\frac{1}{c} \left(\frac{\partial \psi}{\partial t} \right) + \alpha \cdot \nabla \psi] E + (A \cdot \nabla E - \psi \cdot \nabla A - E \nabla \cdot A + \tau_s E + \tau_a B) \psi$$

$$= \frac{1}{4\pi} (\tau_a B + \tau_s E) \quad (B-3-7)$$

\Rightarrow τ_s を τ_a で置き換入する。

$$R = - \frac{\nabla E}{\sigma w E}, \quad w = \frac{\tau_a B + \tau_s E}{\tau E} \quad (B-3-8)$$

\Rightarrow ψ 用いて $(B-3-7)$ を書き換える。

$$\left(\frac{1}{\sigma w} \right) \left[\frac{1}{c} \left(\frac{\partial \psi}{\partial t} \right) + \alpha \cdot \nabla \psi - (\nabla \cdot A) \psi \right] + (1 + \psi \cdot R - \tau L R) \psi = \frac{1}{4\pi} \quad (B-3-9)$$

第 0 項 由 $\psi(r, \theta, t)$ 為 $\frac{1}{r} \partial_r \psi$, 定義 $\psi_0 = \psi$ 及 $\psi_{-1} =$
變化 ψ_0 為元分之. $(B-3-1)$ 在此 第 1 項以直角座標 r, θ, z .

$$\psi_0 = \frac{1}{4\pi} \left[\frac{i}{1 + \frac{1}{R} - \frac{1}{R^2}} \right] \quad (B-3-10)$$

$\Rightarrow \psi_0$ 由定義式代入直角座

$$f_0 = \int_{4\pi} d\Omega \Psi_0 = \frac{i}{2} \int_{-1}^1 d\mu \frac{\mu}{1 + \mu R^2 - \mu R} \quad (B-3-11)$$

$$(\quad \theta \equiv AR, \quad \mu \equiv \cos \theta \quad)$$

$$= -\frac{1}{R} + \frac{X}{R} \coth^{-1} X \quad ; \quad X \equiv \frac{1 + AR^2}{R}$$

$$\therefore \lambda_L = \frac{1}{R^2} (R \coth R - 1) \quad (B-3-12)$$

$$\psi_0 = \frac{1}{4\pi} \left[\frac{i}{R \coth R - R^2} \right] \quad (B-3-13)$$

$\Rightarrow \psi_0$ 比 $(B-3-4)$ 少 λ_L 及 $iR \coth R$. $X \in \text{双曲函数}.$

$$\chi_B = \int_{4\pi} [A \cdot n]^2 \Psi_0 d\Omega \quad (B-3-14)$$

$$= \frac{1}{2R} \int_{-1}^1 \frac{\mu^2}{\coth R - \mu} d\mu = \coth R \left[\coth R - \frac{1}{R} \right]$$

由 ψ_0 定義 χ_B 定義 χ_L 有 $\chi_L = \frac{1}{3} (f=0) \geq \chi = 1 (f \neq 1)$
之間 \exists 二次關係 $\chi^2 \leq \chi_L^2$.

$$\chi_K(f) = \frac{1 + 2f^2}{3} \quad (B-3-15)$$

由 χ 方程 χ_L .

(B-2-8), (B-2-11) 次の近似式が改善する.

$$f = (\bar{f} - ff)R$$

f, R の場合に上式の「誤差」.

$$R = \frac{f}{X-f^2} \quad \text{or} \quad X = A + A^2 R^2 \quad (B-3-15)$$

= h 5') (B-3-15) と X_k は $\bar{f} + f_3$ で \bar{f} と X_k .

$$\lambda_k = \frac{2}{3 + \sqrt{9 + 4R^2}} \quad (B-3-18)$$

(B-3-14) の $X_u = \bar{f} + f_3 + f_2$ は \bar{f} と X_u (B-3-12) で \bar{f} .

$$\lambda_u = \frac{1}{R^2} (R \operatorname{coth} R - 1) \quad (B-3-19)$$

すなはち 実直線近似法とし、次式が上式の λ .

$$\lambda_A = \frac{1}{3 + R} \quad (B-3-20)$$

(B-3-19) と (B-3-20) を 図 B-1 に示す. λ_A は λ_k に \bar{f} と $R = 1$ は λ_A で 20% 小さめの値を示す. 二つの誤差が全く等しくならず、拡散方程式を導く上で進行方向係数がこの程度偏違されるのが、従来の乙である. 本題の拡散方程式を解くと、以下のように λ となる.

- i) E の初期値, ∇E の境界条件を定める.
ii) $E, \nabla E$ の 次式は f) 次式を決定する.

$$R = -\frac{1}{w\sigma} \cdot \frac{\nabla E}{E}$$

$\therefore \tau = \text{effective albedo of atmosphere}$

$$w = \frac{\sigma_a B + \sigma_s E}{\sigma E}$$

$$w = \frac{\frac{1}{c}(\varepsilon_0 \rho) + \sigma_s E}{\sigma E}$$

iii) $(B-3-18) \sim (B-3-20)$ $\lambda(R)$ を計算。 \therefore の呼び出式

で手元にある。

$$\# = \lambda(R) R$$

iv) 次式は代入して新しく計算する。

$$\frac{\partial E}{\partial t} + c \nabla \cdot (\# E) + c \sigma_a (E - B) = 0$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} + c \sigma_a (\# E) + c \sigma_a E = \varepsilon_0 \rho$$

i) ~ iv) 1) 拡散方程式の係数を張り直す。本題の
点、 $\#$ の拡散近似が成立する条件は $R = 0$ 。 $(B-3-21) \rightarrow R = 0$
条件

$$a) w = \#$$

$$\rightarrow B = E$$

$$b) \frac{1}{G} \frac{\partial E}{\partial t} \approx 0 \rightarrow \# \ll L$$

② 2) 条件を満たす場合。 \therefore 3) が TCF となる。
④ $(B-3-25)$ を式下に書きたい。 $\therefore (B-3-25)$ を添
付する。 $\# \rightarrow \#$ はおなじ拡散方程式がつか
度有效であるが、計算は簡単である。

1= 対して適用した例を 図 B-1 に示す。使用したパラメータは
 2) 用いたものである。 $\Gamma = 0.3$, $\sigma_c/\sigma = 0.1$, $j = 100 \exp(-t^2/0.5)^2$
 の状況を参考して、R付半球から表面に向かって増加する。 $\Gamma \gg 1$
 不満足な表面に対する力が中央部で一致しない。(千倍程
 度大きいアラート不足である。) これは中心対称性を維持して
 できるだけある。二の様に本来極めて近似が使えない領域では
 拡散型方程式を適用した場合に付系の非局所的形状を考
 慮才必要がある。これまでは「 $\Gamma \gg 1$ 」として議論してきた
 無意味であると結論づけ電子輸送の場合も 同様である。

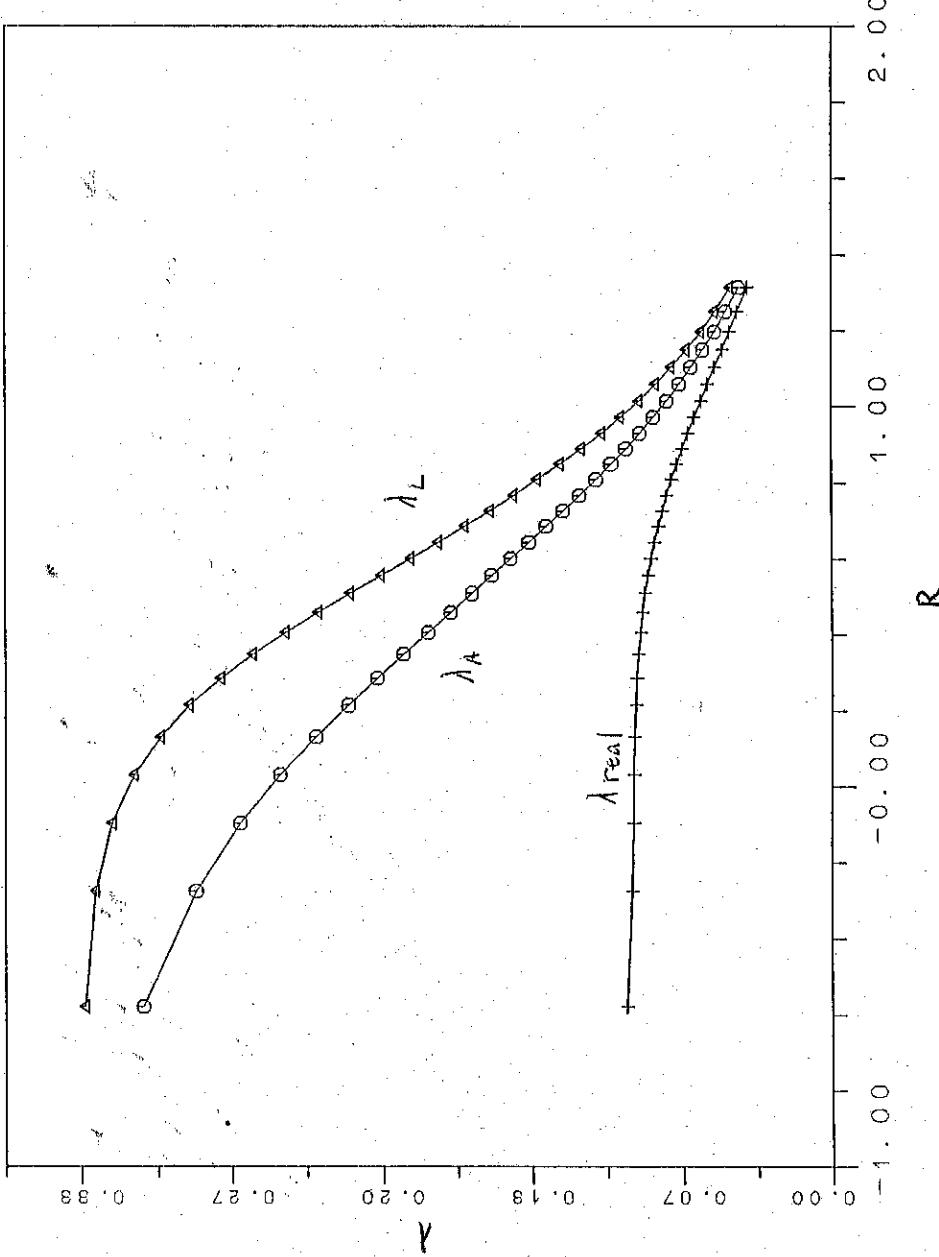


図 B-1 $\Gamma \gg 1$ の場合の λ