

重イオン核反応における輸送現象

東北大・理 滝 川 昇

Abstract: 1970年代に入って本格的になった重イオン核反応は、高励起、高スピン状態での核構造の研究や、非平衡統計過程としての核反応機構の研究など、新しい研究素材を提供しつつある。ここでは、後者の中から深非弾性散乱(DIC)に着目して、統計物理学と最近の核物理学とのかかわり合いについてのべる。特に、線型応答理論及び擬線型輸送理論について幾分詳しくふれ、DICにおいても、散逸現象に一般的なように、散逸過程に付随した統計的揺らぎが大きいことをのべ、更に、DICの特徴として、非摂動効果及び非マルコフ効果について議論する。又、量子効果の重要性を指摘する。

§ 1. はじめに

典型的核反応機構として、複合核反応と直接反応が永く研究されてきた。それに対して、前平衡過程、輸送現象、hot spotの生成と崩壊など、それらとは異質の新しい核反応機構の研究が、高エネルギー・陽子散乱や重イオン核反応などと関連して、近年頗る盛んである。本稿では、それらの中から非平衡系の統計物理学と密接に関連した話題の一つとして、主に、重イオン深非弾性散乱(Deep Inelastic Collision: DIC)について論ずる。

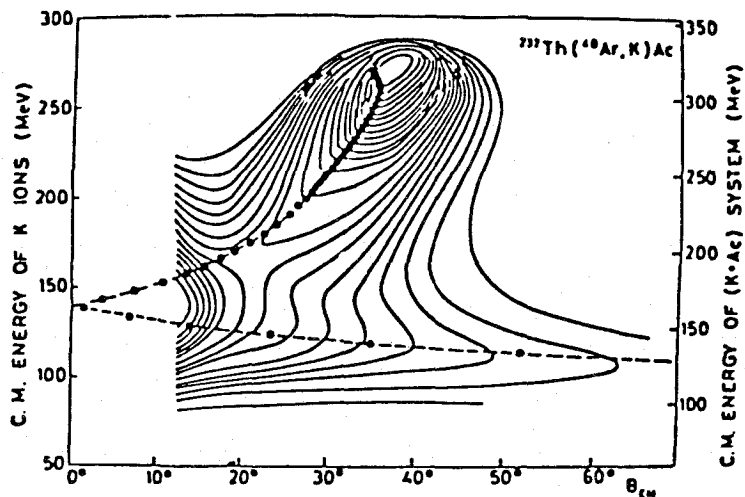
DICは、重イオン同士が核子当たり約5MeVの入射エネルギーで衝突した時に起こる。入射運動エネルギーの大部分が、核の内部励起のために散逸すること(複合核反応的)、それにも拘らず、質量分布が入射チャンネルの質量のまわりに比較的集中していること(直接反応的)、角分布が著しく非等方的であること(直接反応的)などがその特徴である。例えば、DICが観測される典型的例である $^{209}\text{Bi} + ^{84}\text{Kr}$ ($E_L = 500\text{MeV}$) 散乱では、DIC領域において、相対運動からのエネルギー散逸量は、150MeVにも及ぶ。一方、原子核の殻構造に関連した単粒子励起のエネルギーは、 ^{84}Kr 及び ^{209}Bi で、それぞれ約9及び7MeVである。又、比較的大きな量子を伴う巨大共鳴においてさえ、これまでに観測されている励起モードのエネルギーは、Kr 及び Bi 領域で、それぞれ高々15(アイソスカラー型四重極共鳴)~30MeV(アイソベクトル型四重極共鳴)及び、11~22MeVにすぎない¹⁾。このように考えると、相対運動からの100MeV以上に及ぶエネルギー散逸量が、単純な核の内部励起でになうには、いかに大きな量であるかが分ろう。

以下立ち入った議論に入る前に、比較的得易い解説として、文献2~6を挙げておこう。本

稿では、紙数の制約もあり、議論は部分的且つ表面的にならざるを得ない。それを補完するものとして、本稿と合わせて、ご参照頂きたい。

§ 2. DICの多体論についてのコメント

まず、DICの定式化に重要な役割りを果たした反応生成核の運動エネルギーと測定角の相関図 (Wilczynski 図⁷⁾) を紹介しておこう。第1図は、 $^{232}\text{Th} + ^{40}\text{Ar}$ ($E_L = 388\text{MeV}$) 散乱で



第1図 $d^2\sigma/d\theta dE$ (実験値)。(文献7より)
点線は、摩擦模型による計算値。

生ずるKの断面積を、運動エネルギーを縦軸に、測定角を横軸にとって示したものである。かすり角 ($\theta_{gr} \approx 35^\circ$) 付近に準弾性散乱に対応するピークがあり、それから尾根 (図の点線) が負の角の方へのびている事、又、その周りに比較的大きな分散がある事が特徴的である。この Wilczynski 図の特徴は、散乱核間の核力ポテンシャル、クーロンポテンシャル及び摩擦力の兼ね合いによって、散乱系の質量と共に特徴的に変化する。

さて、既に幾つかの解説書にも書かれているように^{2~6)}古典的摩擦模型及び拡散模型は、Wilczynski 図の尾根の振舞いや、重イオン間の質量輸送など、DICの特徴を把握する上で極めて有効である。これら現象論に対して、多体論の大きな流れがある。それらは、DICに対する描像の違いによって、更に様々な分派に分かれる。詳しくは市村氏の解説⁵⁾ (特に第一表「DIC 理論党派系列表」) をご覧頂くとして、ここでは主に氏の報告以後の発展に関して

若干のコメントをつけ加えておこう。

(a) TDHF : 近年, Time Dependent Hartree Fock 理論に基く重イオン反応の計算が盛んに行なわれ, DIC 領域での反応生成物のエネルギーや, 散乱角, 平均質量などに関して, 実験値を良く再現している。TDHF の方程式は, 古典近似の下で Vlasov 方程式に対応する。処で, このアプローチに関する最近の興味深い話題の一つとして, 幾分高いエネルギー領域での, 衝突項 (collision term) の効果の検討がある。これは, 平均場近似に残留相互作用の影響をとり入れようとする試みであるが, この衝突項の微視的裏付けに当たって, 後述するランダム結合理論と同様の統計的処方が導入されつつある⁸⁾

(b) 高励起集団運動の励起 : DIC の反応機構に対する一つの描像は, 巨大共鳴など散乱核の集団振動運動の励起を窓口として, 多量のエネルギーや角運動量が, 重イオン間の相対運動から核の内部運動に転化されとする考えである (Brogia et.al.)。具体的には, 減衰振動子と相対運動との結合系を扱う事になる。この描像を支持するような, 巨大共鳴励起を直接観測したとする報告もあるが, 確立されるまでにはまだ到っていない。処で, 統計物理学においては周知のように, 大量の散逸過程には, 大きな揺らぎが付随する。これは, 次節以下においてものべられるように, Wilczynski 図にみられる古典的平均値 (第 1 図の点線) のまわりの分散とも密接に関連している。集団振動運動を窓口とする DIC 理論において未解決の重要な課題の一つは, この減衰振動子励起に伴う相対運動の軌道の揺らぎを分析することである。一方, Brogia 達は, 不確定性原理による減衰振動子の初期条件の不定さに着目し, それに基く揺らぎ (Quantal fluctuation) について計算した⁹⁾。しかし, この効果は, Wilczynski 図に観測される分散を再現するには十分ではない。

(c) 時間依存ランダム結合理論 : さきにのべた二つの理論では, 統計的概念は必らずしも主導的役割りを演じない。それに対して, DIC の高励起性に着目して, 統計的概念及び方法を積極的に導入する理論に, 線型応答理論とランダム結合理論がある。ここでは, 特に後者に関して, 二つの新しい試みを指摘しておこう。一つは, Brink, Weidenmüller らにより, Feynman の径路積分の方法が適用され, influence functional の検討を通して, 摩擦力や揺らぎに関する研究が進められている事である¹⁰⁾。他の一つは, 筆者らによって, 擬線型輸送理論が開発されつつある事である¹¹⁾。後者については, § 4 で詳述する。

ところで, 多体論の興味の一つは, 重イオン間の相対運動の自由度と核の内部運動の自由度を含む結合多体系の運動方程式から, いかにして, 現象論で取扱われる限られた巨視的量 (相対運動の自由度, 散乱核の励起エネルギー, 散乱核間の質量分布など) についての運動方程式 (散逸力を含むニュートン方程式, 拡散方程式など) を導くかという事である。問題をこのよ

うに設定すると、DICの研究は、量子統計物理学における Brown 運動論などでなじみ深い、open system の問題と密接な関連を持つ事になる。

次節及び第4節では、このような観点から、線型応答理論及び擬線型輸送理論についてのべる。その前に、その基礎として、DIC 領域においては一体散逸力が支配的である事を指摘しておこう。つまり、核の内部励起は、主に、相手方の核の一体場によって惹き起こされる。これは、核子の核内での平均自由行程が、DIC 領域の入射エネルギー及び励起エネルギーでは長いからである。それに対して、TDHF の処でも触れたように、入射エネルギーが高くなると、核子の平均自由行程が短くなり¹²⁾、二体散逸力が重要になる。最近話題になっている、散乱核表面での hot spot の形成及びそこからの粒子放出¹³⁾などが研究対象になるのも、そのような DIC よりは少し高いエネルギー領域からである。因みに、散乱核間の核子移行によっても、摩擦力が生ずる。¹⁴⁾

§ 3. 線型応答理論 — 統計的揺らぎ —

前節で指摘したように、DIC と Brown 運動は、強い類似点をもつ。詰り、DIC における重イオン間の相対運動及び核の内部運動の自由度が、それぞれ、Brown 運動における Brown 粒子の自由度及び媒質の自由度に対応すると考えればよい。Hofmann と Siemens¹⁵⁾は、このような考えに基づいて、Brown 運動論でよく開発された線型応答理論を DIC に適用し、相対運動と内部運動から成る結合系の von Neumann 方程式から、相対運動空間での一般化された von Neumann 方程式を導いた。但し、この際重要な点は、全反応過程を沢山の小区間に分け、各小区間毎に線型応答理論が適用された事である。これは、DIC においては全エネルギー散逸量が極めて多量であるため、全区間に対する摂動論の適用性が甚だ疑しい為である。

相対運動空間での von Neumann 方程式は、更に、相対運動の平均軌道を決定する散逸力を含むニュートン方程式と、散逸過程と結びついた相対運動の平均軌道のまわりの揺らぎ（統計的揺らぎ）を決定する Fokker Planck 方程式へと導く。このようにして、現象論で仮定された方程式の正当性が検討され、同時に散逸力（一般には、速度の一次に比例する摩擦力で表わされるとは限らない）や、“拡散”係数など、輸送係数に対する多体論的表現が得られた。それらは、一体散逸力に対応する結合ハミルトニアン、交換子及び反交換子のカノニカル相関（cf. (4.7) 式）で定義される応答関数及び相関関数の、1次及び0次のモーメントで与えられる。既に、このようにして得られた公式に基づく摩擦係数の微視的計算も、二、三報告されている^{16, 17)}

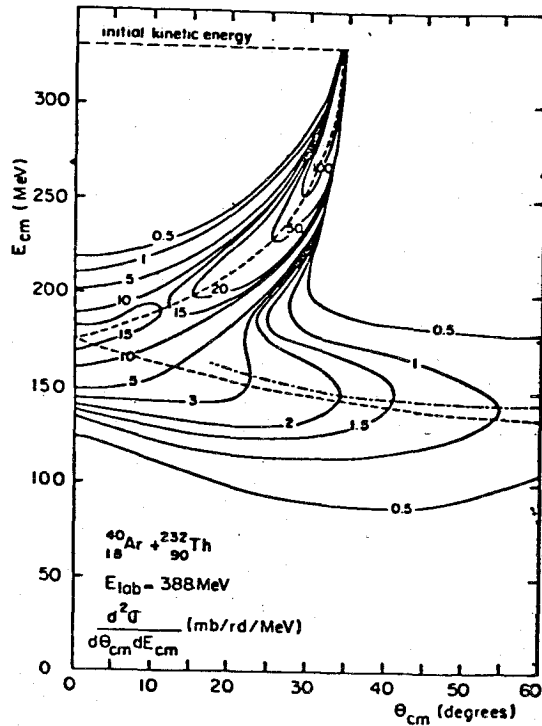
Hofmann と Siemens による線型応答理論の著しい帰結の一つは、マルコフ近似の下で、摩

滝川 昇

擦係数 r と、軌道の揺らぎを与える
拡散係数 D が、各小区間毎に、
次の揺動散逸定理の形で関係付け
られる事である。

$$D_{pp} = r T \quad (3.1)$$

ここで、 T は核の内部状態の密度
演算子に対して仮定したカノニカル
分布を規定する温度パラメーター
である。(3.1) を用いると、平
均軌道を規定するニュートン方程
式に必要なパラメーターのみで、
Wilczynski 図の尾根のみではなく、
そのまわりの分散も計算出来る事
になる。そのような計算の一例¹⁸⁾
を、第2図に示す。(3.1) から
想像されるように、核の励起エネ
ルギーが大きい程、つまり、相対
運動からのエネルギー散逸が大き
い程、平均値のまわりの分散が大
きく成っている。



第2図 $d^2\sigma/d\theta dE$ (線型応答理論による
計算値)。(文献18より)

§ 4. 時間に依存する擬線型輸送理論 — 非摂動、非マルコフ効果 —

このように線型応答理論は、比較的容易に散逸力を多体論の立場から計算すること、又DIC
の断面積を、統計的揺らぎの効果を考慮しつつ計算する事を可能にした。しかし、線型応答理
論で仮定されたように、核の内部状態をカノニカル分布で近似して良いかは、甚だ疑問である。
これは、一つには、DIC においては反応時間が短い為、系は必ずしも平衡状態にはないか
らである。一方、摂動論と通常行なわれるマルコフ近似を両立させ得るような反応の小区間を
実際導入し得るか否かも、本来は注意深く検討する必要がある。又、線型応答理論の実用面で
の1つの困難は、摩擦力を計算する際に、cut off timeなどを導入して、応答関数を修正しな
ければならない事である。^{16, 17)} 線型応答理論の枠内では、この修正関数の起源は明きらかではな

い。

一方、線型応答理論に対して、主に強結合の場合を念頭においた（但し、方法は弱結合の場合にも適用出来る）他の統計理論（ランダム結合理論）が、Nörenberg や Weidenmüller 達によって開発されてきた。そこでは、核の内部状態の密度演算子に対してカノニカル分布を仮定する代わりに、重イオン間の相対運動と核の内部運動の結合ハミルトニアンの行列要素が、ガウス分布をした統計集合であると仮定する。

筆者らは、このランダム結合理論の一つとして、時間に依存する重イオン反応の輸送理論を開発しつつあるが、関連した他のアプローチと比較した場合、線型応答理論との対応がつけ易い事が特徴である。我々は、まず、Hofmann と Siemans による線型応答理論と同様に、多体の von Neumann 方程式から出発し、相対運動の古典的平均軌道を決定するニュートン方程式と、そのまわりの統計的揺らぎを与える Fokker Planck 方程式を導く。その結果は次の通りである。

$$\frac{d}{dt} p_\alpha(t) = -U^{(\alpha)}(q(t)) - \text{Tr}_B \{ \hat{V}^{(\alpha)}(q(t), \hat{\xi}) \hat{\rho}_B(t) \} \quad (4.1)$$

$$\frac{d}{dt} q(t) = \frac{1}{\mu} p(t) \quad (4.2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} D_{AW}(p, q, t) = & \left(-\frac{1}{\mu} p_\alpha \frac{\partial}{\partial q_\alpha} - M_{\alpha\beta}^{(0)} q_\beta \frac{\partial}{\partial p_\alpha} + \frac{1}{\mu} M_{\alpha\beta}^{(1)} \frac{\partial}{\partial p_\alpha} p_\beta \right) D_{AW}(p, q, t) \\ & + \left(\frac{1}{\mu} N_{\alpha\beta}^{(1)} \frac{\partial^2}{\partial p_\alpha \partial q_\beta} + N_{\alpha\beta}^{(0)} \frac{\partial^2}{\partial p_\alpha \partial p_\beta} \right) D_{AW}(p, q, t) \end{aligned} \quad (4.3)$$

但し、 $\hat{q}$, $\hat{p}$ を散乱核の重心間の距離及び共役運動量の演算子とすると、 $q(t)$, $p(t)$ はそれらの古典的期待値、 q , p は、対応する位相空間での変数である。 $D_{AW}(t)$ は、相対運動空間（A-空間）での密度演算子 $\hat{\rho}_A(t)$ の Wigner 変換 $\rho_{AW}(p, q, t)$ と、次式で結ばれている。

$$D_{AW}(p, q, t) = \rho_{AW}(p + p(t), q + q(t), t) \quad (4.4)$$

$\hat{\rho}_B(t)$ は、核の内部運動空間（B-空間）での密度演算子、 $\hat{\xi}$ は B-空間での座標演算子である。 $\hat{U}(q)$ は、光学ポテンシャルの実部、 $\hat{V}(q, \hat{\xi})$ は、相対運動と内部運動との結合ハミルトニアン、 $M^{(n)}$ 及び $N^{(n)}$ はそれぞれ、応答関数及び相関関数の n 次のモメントである。又、ギリシャ文字 α の下付き及び上付き添字は、ベクトルの α 成分及び $q_\alpha(t)$ での微分をそれぞれ表わす。

方程式 (4.1) ~ (4.3) の構造は、形式上、線型応答理論における対応する方程式と同じである。我々の場合は、カノニカル分布を導入しない事に対応して、更に、核の内部状態の密

滝川 昇

度演算子 $\hat{\rho}_B(t)$ に対する von Neumann 方程式が、つけ加わる事になる。

$$i\hbar \frac{d}{dt} \hat{\rho}_B(t) = [\hat{h}_B(t), \hat{\rho}_B(t)] \quad (4.5)$$

ここで、有効ハミルトニアン $\hat{h}_B(t)$ は、個々の核の非摂動ハミルトニアン $\hat{H}_B$ と、相対運動との結合による“外場” $\hat{V}(q(t), \hat{\xi})$ の和で与えられる。

$$\hat{h}_B(t) = \hat{H}_B + \hat{V}(q(t), \hat{\xi}) \quad (4.6)$$

(4.5) 式は、古典軌道 $q(t)$ に沿った核の内部状態の時間発展を決定する。結局、(4.1) ~ (4.3) と (4.5) を結合させて、自己無撞着に解く事が課題になる。

線型応答理論と我々の理論との違いは、応答関数や相関関数の定義式をみると明きらかになる。我々の場合、例えば応答関数は次式で定義される。

$$\chi_{\alpha\beta}^{(-)}(t, t_1) = \frac{i}{\hbar} \text{Tr}_B \{ [\hat{g}^{+}(t, t_1) \hat{V}^{(\alpha)}(t) \hat{g}(t, t_1), \hat{V}^{(\beta)}(t_1)] \hat{\rho}_B(t_1) \} \quad (4.7)$$

線型応答理論と比較した場合、カノニカル相関の代わりに、(4.5) 式で決定される $\hat{\rho}_B(t_1)$ での相関がとられるのが一つの特徴である。しかし、更に重要な事は、グリーン関数 $\hat{g}$ の存在である。それは、

$$\hat{g}(t, \tau) = \hat{u}(t) \hat{u}^{+}(\tau) \quad (4.8)$$

但し、

$$i\hbar \frac{d}{dt} \hat{u}(t) = \hat{h}_B(q(t), \hat{\xi}) \hat{u}(t) \quad (4.9)$$

で定義され、結合ハミルトニアン $\hat{V}(q(t), \hat{\xi})$ の高次効果を取り入れる働きをする。

さて、ランダム結合理論では、具体的には $\langle m | \hat{V}(q(t), \hat{\xi}) | n \rangle$ (但し、 $|m\rangle$ は $\hat{H}_B$ の固有関数) を、平均値零のガウス分布をした統計集合と仮定する。これは、DIC においては、非常に沢山の複雑な高励起状態のみが励起されると仮定することに対応する。実際 Fermi 模型で調べると、原子核の準位密度は、励起エネルギーと共に急激に増大する。一方、ガウス統計は、原子核の高励起領域での準位密度や準位間隔の分布が、Wigner や Porter 達によって発展させられた乱雑行列理論で良く再現されるという事実に基づいている。又、ガウス統計を規定する相関関数は、一体散逸力の考えに基づいて決定される¹⁹⁾。このようなランダム結合理論は、反応がある程度進行してから有効であるとするのが、現在の一般的認識である。

ランダム結合の仮定は、(4.8) と (4.9) で定義されたグリーン関数の決定、及び、核の

内部状態の密度演算子 $\hat{\rho}_B(t)$ の決定に積極的に用いられるが、結局それらは、非線型の微積分方程式及び粗視化された非マルコフ型のマスター方程式で、それぞれ決定されることになる。参考の為に後者を記すと、励起エネルギー E で規定される状態群の時刻 t における励起確率を $P_E(t)$ として、

$$\frac{\partial}{\partial t} P_E(t) = \int_{t_0}^t d\tau \int_0^{E_{\text{Max}}} dE' K_{EE'}^{(1)}(t, \tau) \{ \sigma(E) P_{E'}(\tau) - \sigma(E') P_E(\tau) \} , \quad (4.10)$$

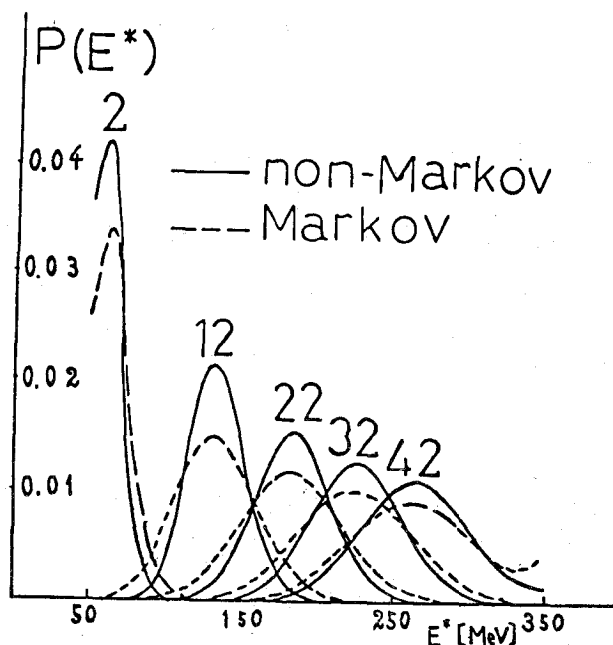
但し、 $\sigma(E)$ は準位密度、 E_{Max} は、入射エネルギーと核隔合バリアーに関連してきまる DIC における最大の内部励起エネルギーである。又、記憶核 $K_{EE'}^{(1)}(t, \tau)$ は、次式で与えられる。

$$K_{EE'}^{(1)}(t, \tau) = 2 \ll | \langle i | V | j \rangle |^2 \gg \cos((E-E')(t-\tau)/\hbar) \times \phi_{EE'}^{(1)}(t; t-\tau) \quad (4.11)$$

ここで、 $\ll \gg$ は、エネルギー E 及び E' で規定される状態群について i 及び j に対する平均をとる事を意味する。 ϕ が 1 であれば、(4.11) 式は、教科書でよくみかける、最低次の摂動論の結果と一致する。実際には、 ϕ は $\hat{g}$ と関連したグリーン関数の形状因子で、摂動展開の高次項の影響を取り入れる働きをする。この項は、DIC では重要である。(4.10) に関連してつけ加えると、DIC においては後で示すように、非マルコフ効果も無視出来ない。

我々の理論に基づく Wilczynski 図の計算は、現在進行中である。ここでは、これまでに得られた結論の中から、次の事を指摘しておこう。詳しくは、文献 6 と 11 をご参照頂きたい。

- (i) グリーン関数 $\hat{g}$ の形状因子を決定する非線型の微積分方程式を一般の場合に解く事は困難である。しかし、強結合（結合ハミルトニアンが強さが、エネルギー空間での相関の大きさに比べて大きい時）及び弱結合の極限では、その解は容易に求まり、それぞれ、ガウス関数（正確には、ベッセル関数を用いて与えられるが）と、指数関数で与えられる。これは、統計物理学における相関関数に対する、短時間近似及び長時間近似に、それぞれ対応すると思われる。
- (ii) グリーン関数のこのような結合ハミルトニアンの強度依存性の為に、相対運動に対する揺動散逸定理は、強結合の場合と、弱結合の場合で極めて異なる。特に、DIC が対応すると思われる強結合領域では、(3.1) で与えられる Einstein の関係式からのずれが大きい。
- (iii) グリーン関数は、線型応答理論において現象論的に導入された、cut off 関数を、自然に与える。
- (iv) 第 3 図に、(4.10) の数値解と、そのマルコフ近似をした時の解の一例を、比較して示

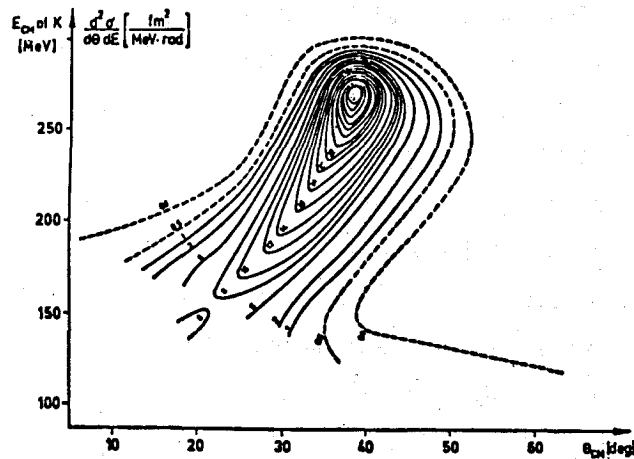


第3図 内部状態の時間発展

した。各曲線に付けた数字は、 0.6×10^{-22} 秒を単位とした時間である。拡散模型と似て反応時間と共に、核が次第に励起され、同時に、平均値のまわりの巾が広がっていく様子が分る。単純な拡散模型と異なる点は、励起の速度が、最初速く、次第に遅くなる事である。之は実験データの傾向と良く一致している。又、図から、マルコフ近似をすると元々の非マルコフ過程に比べ、平均値のまわりの分散が、系統的に大きくなる事が分る。

§ 5. 量子的揺らぎ

前2節では、Wilczynski 図に観測される、古典的平均値のまわりの分散に関連して、散逸現象に伴う揺らぎ（統計的又は熱的揺らぎ）の重要性を指摘した。しかし、(3.1) 式及び第2図からも明らかなように、統計的揺らぎは、第1図の準弾性散乱領域にみられる大きな揺らぎを説明出来ない。これは、量子効果の一つである波の干渉効果によって見事に説明される事が、Cassing と Friedrich によって、最近示された。²⁰⁾ 第4図に彼等の計算結果を引用しておく。



第4図 $d^2\sigma/d\theta dE$ (線型応答理論による計算値, 但し, 部分波の重ね合わせを含む)。
(文献 20 より)

§ 6. おわりに

以上, DIC を通して, 核物理学と統計物理学とのかかわりについて論じ, 特に, DIC の多体論と, 量子統計物理学における Brown 運動論との類似性や, その違いについて強調した。ここで, DIC が Brown 運動と本質的に異なる点は, DIC においては, Brown 粒子の自由度に対応する巨視的量 (例えば, 重イオン間相対運動の自由度) と, 媒質の自由度に対応する微視的量 (内部運動の自由度) が, それぞれ独立に与えられているものではなく, 元来, 共に, 核子系の自由度から適当な方法によって分離されるべきものであるという事である。この観点に立つとき, DIC の多体論において未解決な基本的課題の 1 つは, TDHF 理論と同じように, 核子間力を基礎とした核子多体系の運動方程式から出発して, いかに, 巨視的量を分離しつつ, 多粒子系の高励起を伴う統計的散乱を記述するか, 又, 関連して, いかに, 様々な輸送係数を純粋に微視的立場から分析するかという事である。この事に関連して, 核の集団運動の分野で最近開発されつつある大振幅集団運動の理論²¹⁾などの, DIC への適用性を検討することは興味深いテーマであろう。

最後に, 第3図を提供して下さい, 東北大理学部の仁井田浩二氏に感謝いたします。

参 考 文 献

- 1) F.E. Bertrand, Invited Talk at ICNP, Berkeley, 1980.
- 2) 吉田思郎, 日本物理学会誌 31 (1976) 607.
- 3) 上坪宏道, 科学 Vol. 48, no.3 (1978) 139.
- 4) 上坪宏道, 原子核研究 23 (1979) 98.
- 5) 市村宗武, 原子核研究 23 (1979) 123.
- 6) 滝川 昇, 日本物理学会誌 35 (1980) 970; 素粒子論研究 61 (1980) 157.
- 7) J. Wilczyński, Phys. Lett. 47B (1973) 484;
K. Siwek-Wilczyńska and J. Wilczyński, Nucl. Phys. A264 (1976) 115.
- 8) P. Grangé, G. Wolschin and H.A. Weidenmüller, Proc. of ICNP, Berkeley, 1980, p.433.
- 9) H. Esbensen et. al., Phys. Rev. Lett. 41 (1978) 296.
- 10) D.M. Brink, J. Neto and H.A. Weidenmüller, Phys. Lett. 80B (1979) 170;
D.M. Brink, *Progress in Particle and Nuclear Physics*, Vol. 4, ed. D. Wilkinson (Pergamon Press, Oxford, 1980) p.323.
- 11) N. Takigawa, K. Niita, Y. Okuhara and S. Yoshida, preprint, Tohoku University, 1980.
- 12) M.T. Collins and J.J. Griffin, Nucl. Phys. A348 (1980) 63.
- 13) T. Nomura et al., J. Phys. Soc. Japan 46 (1979) 335.
- 14) J. Blocki et.al., Ann. Phys. 113 (1978) 330.
- 15) H. Hofmann and P. Siemens, Nucl. Phys. A257 (1976) 165; Nucl. Phys. A275 (1977) 464.
- 16) P.J. Johansen et.al., Nucl. Phys. A288 (1977) 152.
- 17) K. Sato et.al., Z. Phys. A288 (1978) 383.
- 18) M. Berlander et.al., Z. Phys. A284 (1978) 61.
- 19) B.R. Barrett, S. Shlomo and H.A. Weidenmüller, Phys. Rev. 17 (1978) 544.
- 20) W. Cassing and H. Friedrich, preprint, Universität Munster, 1980.
- 21) T. Marumori et.al., Prog. Theor. Phys. 63 (1980) 1576.