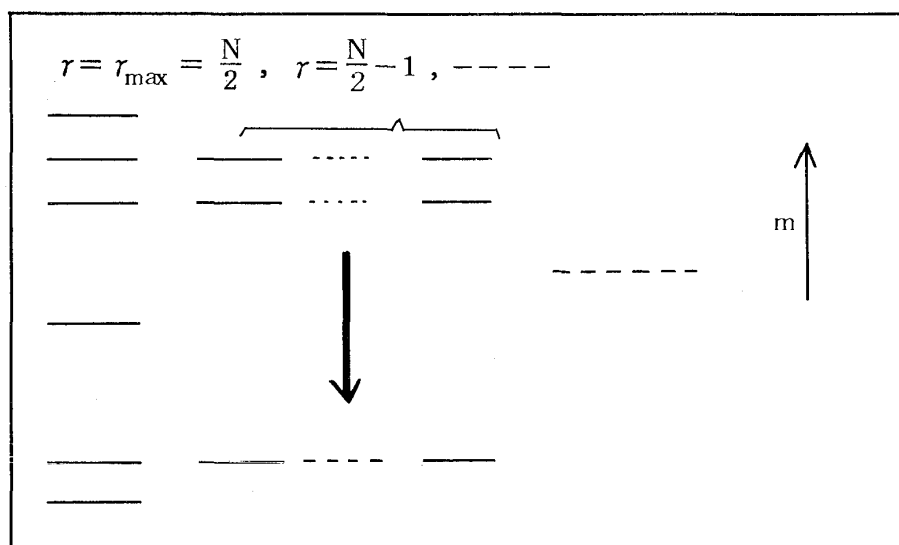


超放射における非平衡性

京大理 長谷川 洋

最近レーザーと並んでもう一つの光学領域における非平衡・非線型の問題「超放射」がクローズアップされている。しかしこの概念は歴史的にはレーザー以前1954年の Dicke¹⁾に始まり1958年 Senitzky²⁾をへて、最近原子系のコヒーレンスの観点から世界的に再検討されるようになったものである。以下そのダイナミカルな特徴を Bonifacio et al³⁾ およびわれわれの講演⁴⁾ にもとづいて述べる。



第1図

いわゆる Dickeダイアグラムとは N 個の二準位原子からなる系の準位および準位間行列要素として表わされる合成双極子をスピン多重構造になぞらえて示すものである。

(第1図)

$$\mathbf{R} = \sum_i \mathbf{R}_i \quad \mathbf{R}_i (R_i^+, R_i^-, R_i^z) \quad (\text{パウリスピン})$$

$$\mathcal{D}_{1/2} \otimes \mathcal{D}_{1/2} \otimes \cdots \otimes \mathcal{D}_{1/2} = \sum_{r=r_{\max}} \mathcal{D}_r \otimes \mathcal{F}_r$$

(r : cooperation number, m : inversion degree)

光の双極子遷移に関する通常の知識により合成状態 $|r, m\rangle$ における遷移 $|r, m\rangle \rightarrow |r, m-1\rangle$ の強度は

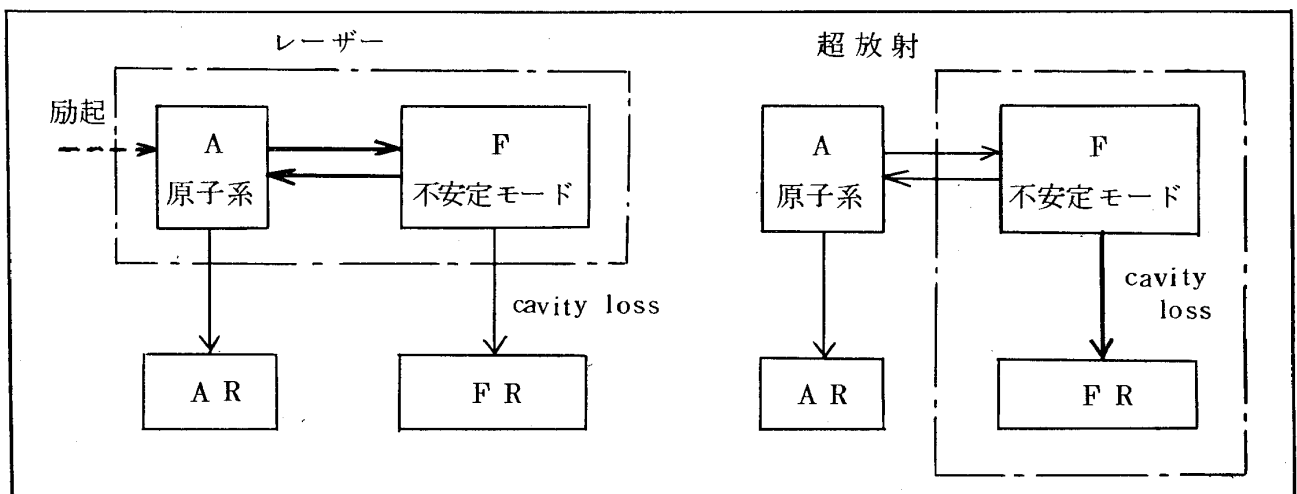
$$I \propto \langle r m | R^+ R^- | r m \rangle = (r + m)(r - m + 1)$$

$$= N \quad (r = r_{\max}, m = r_{\max} - 1) \quad (a)$$

$$= \frac{N}{2} \left(\frac{N}{2} + 1 \right) \quad (r = r_{\max}, m = 0) \quad (b)$$

(a)は原子系が基底状態よりわずかに励起された(単一励起の重畳)場合の光放出がNに比例する強度をもつ(普通の自発放出)のに対し、(b)は $r = N/2$, $m = 0$ といった励起状態からの放出が N^2 に比例する強度をもつことを意味する。この後者の励起状態は原子の置換縮退に対し全対称な特殊の状態で、classical には原子双極子が phase をそろえて斉一運動することに対応しており、そこからの光放出はいわば原子集団が巨大な一個の原子として振舞うことを意味するものである。理論的には、如何にしてこのような放射が可能となるかを解明することに興味を持たれるが、それには一般的に云って原子系と電磁場およびそれぞれに接触する熱浴を取り入れた開放系のダイナミックスを考察することが必要であろう。そして、その一部分系である原子集団が如何にしてランダムな phase の運動状態から phase をそろえる状態に転化するに至るかが問題になると思われる。

BSH はレーザーと超放射の相違を第2図のようにとらえた。すなわち、レーザーの発振機構が原子系Aと場の特定モードFとの間の高頻度のエネルギー交換によって次第



第2図

長谷川 洋

に増巾されて発振に至るのに対し、超放射の場合は生成されたフォトンの cavity 外への放出の rate が速くそれによって A-F 間のエネルギー交換が誘起された。従って前者の場合 A-F 系が一体となった dynamical system として働くのに対し、後者では F は A に対しあたかも Reservoir の一部として働く、また発振後のレーザー状態は原子系の励起が維持される限り定常に発振を続けいわゆる非平衡定常状態とみなされるが、超放射では（負温度に励起された）原子系がただ一回光をパルス状に発振して安定な熱平衡に達することにより dynamics は終了する。N²-強度の放射とは、このパルス発振の過程において瞬間的に原子双極子の phase がそろうことによって生ずるものとみることが出来よう。故に超放射の非平衡統計力学の特徴は、その“純粋な意味”での動特性（定常状態でない）に見ることが出来る。

レーザー理論との対比においてみるならば、現在までに一応明確なのはいわゆる「単一モード理論」であって、次のような量子力学的マルコフ過程の方程式に基礎をおいている。

$$\frac{d\rho}{dt} = i [\rho, \mathcal{H}] - \Gamma_F(\rho) - \Gamma_A(\rho) \quad (1)$$

ここに ρ は A-F 合成系の密度行列、 $\mathcal{H}$ は A-F 相互作用を含む力学ハミルトニアン、また Γ_F , Γ_A によってそれぞれ cavity loss および原子系-熱浴の接触効果を表す。単一モード理論では電磁場の一つのモード（通常原子の二準位間隔に共鳴する）だけがこの動力学に関与するものと最初から仮定してしまっている。従って

$$\mathcal{H} = \omega (R_z + b^+b) + g (R^- b^+ + R^+ b^-) \quad (1a)$$

$$\Gamma_F(\rho) = \kappa \{ [\rho b^+, b] + [b^+, b\rho] \} + \kappa 2\bar{n} [b^+, [b, \rho]] \quad (1b)$$

$$\begin{aligned} \Gamma_A(\rho) &= \sum_i \Gamma_{Ai}(\rho), \\ \Gamma_{Ai}(\rho) &= r \tanh \frac{\beta}{2} \{ [\{\rho R_i^+\}, R_i^-] + [R_i^+, \{\rho R_i^-\}] \} \\ &\quad + r \{ [[\rho, R_i^+] R_i^-] + [[\rho, R_i^-] R_i^+] \} \end{aligned} \quad (1c)$$

のようにモデルが設定される。超放射の条件 — 強散逸モード — は

$$\kappa \gg g, r \quad (2)$$

と表わされ、生成された光子は瞬間的に cavity の外に出る。(通常 $\bar{n} = 0$ とする。)

BSHはこの条件下ではモード F の自由度を消去して原子系 A に関する運動をしらべればよいとした。すなわち $T_{n_F} \rho \equiv W$ (合成系の密度行列の F に関する trace を取ったもの) の運動は、近似的に

$$\dot{W} = i [W, \omega R_z] - \Gamma_A(W) - \Gamma'_A(W) \quad (2)$$

$$\text{ここに } \Gamma'_A(W) = \frac{g^2}{\kappa} \{ [WR^+, R^-] + [R^+, WR^-] \} \quad (2a)$$

は F の消去によって誘起された新たな A の減衰項である。重要な点は、この減衰項が原子全体の合成双極子 (いわば collective mode) に関する斉一な減衰という形式をとっていることで、これが個々の双極子の減衰 $\Gamma_A(W)$ を凌駕することから phase をそろえるという作用が生ずると考えられる。

われわれは、この点を (単一モード理論という枠内で) もっともよく示す目的で BSH の消去算法を頭から仮定することなしに、マスター方程式(1)を解くことを試みた。簡単のために Γ_A は省略し、時間の経過の初期の段階で $R_i^\pm$ を調和振動子の演算子で置き換える近似を用いて合成系の密度行列の時間発展の解を求め、モード振幅の grow を確かめた上で、F を消去した方程式の解に接続することが出来た。またその際初期分布としては、原子系の個々の原子に相関のない負温度分布 $\rho(0) = \left(\prod_i (1 - 2 \tanh \frac{\beta}{2} R_i^z) \right) \otimes |0\rangle\langle 0|$ を用い時間の経過に伴って双極子間の相関 $\langle R_i^+ R_j^- \rangle$ $i \neq j$ がどのように発生また消滅するかを調べた。この後者の点は次のように理解される。 Γ_A を無視する範囲内でスピンベクトルの内積の相関 $\langle R_i R_j \rangle = \langle R_i^+ R_j^- \rangle + \langle \{ R_i^+ R_j^- \} \rangle$ は時間的に一定である。初期時刻では $\langle \{ R_i^+ R_j^- \} \rangle = 0$, $\langle R_i^z R_j^z \rangle = \langle R_i^z \rangle^2 = \frac{1}{4} \tanh^2 \frac{\beta}{2}$ だから、これが分布のピークが負温度より $m \simeq 0$ 附近へ下って来るに従って $\langle R_i^z R_j^z \rangle \approx 0$ となり (第 1 図の矢印), 逆に $\langle \{ R_i^+ R_j^- \} \rangle$ が enhance されるわけである。これ以外についても種々結果を得ているが、くわしいことは発表予定の論文にゆずる。

参 考 文 献

- 1) R. M. Dicke, Phys. Rev. 93 (1954) 439.
- 2) I. R. Senitzky, Phys. 111 (1958) 3.
- 3) R. Bonifacio, P. Schwendimann, F. Haake, Phys. Rev. A 4 (1971) 313, 854

乱流プラズマの異常輸送現象

東大理 一 丸 節 夫

乱流状態にあるプラズマの輸送現象を, 正確に記述する表式を導出することは, プラズマ理論の中心課題の一つである。一方, 自然現象あるいは実験結果の解析を通じて, このようなプラズマの輸送現象について, いくつかの経験則が知られている。以下ではこれらの経験則と, その理論的解析に焦点をあわせて考える。

電流シートが作りだす, 互に逆向きの磁場の配位は, プラズマの導電率が有限であるため, 抵抗損失により消散する。これは, 互に逆向きの磁力線が, 電流のつくる中性面で再結合するとみなしてもよい。このような磁場の再結合率(reconnection rate)を評価することは, 太陽のフレアや地球磁気圏のプラズマ現象等にも関連して, 重要である。Parker は¹⁾, 太陽や地球での観測結果から, 再結合速度 u は, 普遍的に Alfvén 速度 V_A $1/10$ 位の値をとるべきものである, と推論した(u の定義等については第1図を参照)。この経験則は, あきらかに, 粒子間の衝突頻度には無関係の形をしており, 従来の古典論的な理論結果^{2,3)} と相反するものである。

このように, 輸送係数が, 古典的なクーロン散乱の頻度に関係ない値をとるということは, 乱流プラズマ中の輸送現象に共通の特質のようである。Buneman resistivity⁴⁾ や Bohm diffusion⁵⁾ はこの代表的な例であり, これらの異常輸送現象は, 実効的な衝突頻度を $\tilde{\nu} = \alpha \omega_c$ なる形で表すことができる。ここで, $\alpha (\leq 1)$ は普遍定数, また ω_c は現象に固有の(集団運動の)周波数である。

この講演では, Buneman resistivity と磁場の再結合率に, 問題をしぼる。(Bohm diffusion については文献6を参照) したがって, 乱流プラズマの直流電気伝導度を取扱うことになる。

プラズマを構成する成分(電子, イオンなど)を添字 s で区別すると, 一様な系での運動量に関する方程式は,