

原子核集団励起

平成 24 年 11 月 4 日

原子核基底状態は閉殻近くでは 1 粒子の描像でうまく働く。励起状態はバレンス核子、バレンス空孔がより高い殻模型にジャンプしたと理解される。しかし原子核はより複雑な現象も起こり、集団励起が原子核の力学的特徴を表すすぐれた例である。

多体系の集団励起は現象論的には平衡状態の周りの揺らぎ(密度や形)として理解できる。集団励起の仕方は系の構成や構成物間の相互作用に大いに依存する。集団励起は電磁気的遷移によってもっともエレガントに研究できる。光子の原子核による吸収の測定によって吸収が一つの状態への励起に集中していることが発見された。この状態は巨大双極子共鳴と名付けられた。その後、低エネルギー準位間の電気 4 重極遷移の遷移確率が原子 1 粒子模型で予想される値よりずっと大きいことが発見された。8 重極遷移の遷移確率もいくつかの状態に集中している。これを 8 重極振動と呼んでいる。

ここではまず巨大双極子共鳴をまず説明し、次に 4 重極、8 重極に応用する。

1 電磁気的遷移

電気 2 重極遷移 双極子によって放射されるエネルギーの出力は ω^4 に比例する。放出される光子の単位時間当たりの遷移確率は単位エネルギー出力を光子のエネルギー $h\omega$ で割って得られる

$$W_{fi} = \frac{1}{\tau} = \frac{e^2}{3\pi\epsilon_0 h^4 c^3} E_\gamma^3 \left| \int d^3x \Psi_f^* \mathbf{x} \Psi_i \right|^2 \quad (1)$$

導き方: P290 参照。

電気 2 重極(E1) 遷移は異なるパリティを 2 つの状態間のみ起こる。光子は角運動量 $l = 1\hbar$ を持ち出す。そのため始状態と終状態は最大 1 単位($1\hbar$)だけ異なってもよい。

閉殻状態 $|0\rangle$ はスピンとパリティは $J^P = 0^+$ なので、電気 2 重極遷移すると励起された 1 粒子 1 空孔状態は量子数 $J^P = 1^-$ 。

磁気 2 重極遷移 遷移確率は電気双極子を磁気双極子を磁気双極子に変えるだけ,

$$W_{fi} = \frac{1}{\tau} = \frac{e^2}{3\pi\epsilon_0 h^4 c^3} E_\gamma^3 |\int d^3x \Psi_f^* \mu \Psi_i|^2 \quad (2)$$

$$\mu = \frac{e}{2m} (\mathbf{L} + g\mathbf{s})$$

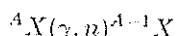
\mathbf{L} は軌道角運動量、 \mathbf{s} はスピン演算子。

高次の多重極 電気 2 重極遷移が禁止されている場合より高次の他重極放射が起こる。遷移確率を考慮すると次に高い他重極は磁気 2 重極、電気 4 重極遷移である。電気 4 重極遷移では始状態と終状態のバリティが同じで、角運動量は 3 角不等式を満たさなければならない。双極子放射は (18.1) より E_γ^3 に比例するが、電気 4 重極遷移では E_γ^5 に比例する。

2 双極子振動

原子核による吸収 γ 線の吸収断面積は 1960 年代に発達した飛行中の陽電子消滅という方法によって初めて詳細に測定された。(図 18.1 図 18.2)

図 18.2 のピークは対消滅によるもので、制動放射とはっきり区別できる。この γ 線によって引き起こされる反応の断面積のエネルギー依存性が測定できる。中性子放出(原子核の光電効果)



の断面積は特に重要性を持つ。全断面積のうち大部分がこの過程で占められている。これに対し陽子放出はクーロン障壁のために抑制されている。以下この反応に限って議論する

図 18.3 ネオジム同位体の $\sigma(\gamma, n)$

- 吸収確率は巨大共鳴に集中している
- 巨大共鳴の励起エネルギーは隣接する 2 裂の間のエネルギーよりほぼ 2 倍大きい。
- ${}^{142} Nd$ について 1 つの狭い吸収の共鳴がみられるが、質量数が増えると 2 つに増える
- 断面積を積分すると閉じている最外殻のそれぞれの核子の遷移により期待される断面積の和にほぼ等しい。これは共鳴に最外殻すべての陽子と中性子がこひれんとに寄与している。

この巨大共鳴は定性的に陽子と中性子の互いに逆方向に振動している(図 18.4) 以下この描像と励起エネルギーを殻模型の枠内で説明する

巨大双極子共鳴 2重魔法数の原子核 ^{16}O で光子を吸収する核子が励起しまた元の殻に戻るとき励起エネルギーは衝突によってほかの核子に与えると今度はその核子が励起する。1殻しの高い順位への励起によって生じた原子核が縮退しているならそのような状態は励起する確率は同じはず。 \Rightarrow 単純な1粒子描像はもう使うことができない。現実、励起状態はほぼ縮退している。これを空孔とそれより1殻上の1粒子で説明する。

H_0 : 中心力ボテンシャル内の核子のハミルトン演算子、 V : 1粒子・1空孔相互作用、と表す。ハミルトン演算子は

$$H = H_0 + V$$

$|\psi_i\rangle = |\Phi_{j_i}^{-1} \Phi_{j_k}\rangle$: 粒子・空孔状態と表す

$$H_0 |\psi_i\rangle = E_i |\psi_i\rangle$$

Ψ は全ハミルトニアンのシュレディンガー方程式の解

$$H |\Psi\rangle = (H_0 + V) |\Psi\rangle = E |\Psi\rangle$$

$|\Psi\rangle$ を $|\psi_i\rangle$ で展開すると

$$|\Psi\rangle = \sum_{i=1}^N c_i |\psi_i\rangle$$

この展開した $|\Psi\rangle$ をシュレディンガー方程式に代入すると c_i は永年方程式を満たす。

簡単なため

$$\langle \psi_i | V | \psi_j \rangle = V_{ij} = V_0$$

と置くと

$$c_i = \frac{V_0}{E - E_i} \sum_{j=1}^N c_j$$

永年の方程式の解は

$$1 = \sum_{i=1}^N \frac{V_0}{E - E_i}$$

この解をグラフにしたのが図 18.5 斥力の相互作用 (V_0 が正) のとき集団状態のエネルギーは粒子・空孔状態から上にシフトする。 $E_i = E_0$ とすると

$$1 = \sum_{i=1}^N \frac{V_0}{E_c - E_i} = \frac{NV}{E_c - E_0}$$

よって

$$E_c = E_0 + NV_0$$

これは集団状態のエネルギーのずれは縮退した状態数に比例することを表す。実験結果により巨大共鳴のエネルギーは2つの殻の間隔のほぼ2倍、つまり $NV_0 \sim E_0$ になっている。重い原子核では有効相互作用が減少するがより多くの状態が集団運動に参加するので打ち消される。集団状態のエネルギーは展開係数

$$c_i^C = \frac{V_0}{E_c - E_i} \sum c_j^C$$

は E_C が E_i からじゅぶん離れている限りほとんど i によらない。集団状態は次のような配位をもっている

$$|\psi_c\rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{j,j_k} |\Phi_{j_k}^{-1} \Phi_{j_k}\rangle$$

すべての j で $E_j \leq E_c$ なので、すべての粒子・空孔状態は同じ符号で足しあわされ強めあっている。ほかの $N - 1$ このエネルギーの固有値は1つの c_j のみ大きく、ほかは小さくて符号が異なる。よって弱めあう。 V_{ij} は一般に異なるが全般的な結論は変わらない。

遷移確率の概算 電気2重極遷移の演算子

$$\mathbf{D} = e \sum_{p=1}^Z x_p - X = e \frac{N}{A} \sum_{p=1}^Z x_p - e \frac{Z}{A} \sum_{p=1}^N x_n$$

ただし X は重心を表す。

これは $e_p = +eN/A$ が陽子の有効電荷、 $e_n = -eZ/A$ が中性子の有効電荷と解釈できる。講師は陽子を1つの方向に「引っ張り」、中性子を反対方向に「引っ張る」。式(18.1)の $\phi_i \phi_f$ に γ 線放射前後の核子の1粒子模型の波動関数を代入すると1粒子の遷移確率が得られる。これに有効電荷の自乗の重みをかけると遷移の集団性質を測定できる。波動関数(18.33)を行列要素

$$M_{f,i} = \int d^3x \phi_f^\dagger D_z \phi_i$$

今 $\phi_i = |0\rangle$ 、 $\phi_f = (18.33)$ 、よって

$$M_{Co} = \int d^3x \langle \Phi_{j_i}^{-1} \Phi_{j_k} | + \langle \Phi_{j_i}^{-1} \Phi_{j_m} | + \cdots D_z | 0 \rangle$$

積分値

$$A_n = \int d^3x \langle \Phi_{j_i}^{-1} \Phi_{j_k} | D_z | 0 \rangle = \int d^3x \Phi_{j_k}^\dagger D_z \Phi_{j_i}$$

は j_i 裂の 1 粒子が j_k 裂への遷移する振幅を表す $|A_n| = |A|$ は一定とすると

$$|M_{Co}|^2 = \frac{1}{N} \left| \sum_{n=1}^N A_n \right|^2 = \frac{N^2}{N} |A|^2 = N \cdot |M_{\text{1 粒子}}|^2$$

状態がまじりあうので N 個の異なる励起状態がそれぞれ確率 $|A|^2$ ではなく 1 つ集団状態への全遷移確率が $N|A|^2$ 。原子核内で陽子と中性子は逆符号を持っているので位相の逆の振動をする。これが巨大双極子共鳴の反古典的解釈。変形した原子核は対称軸方向とそれに垂直方向の振動が起こりうる。そのため図 18.3 で ^{150}Nd について励起スペクトルのピークが 2 つできる。

3 形の振動

4 重極振動 偶偶核のみ考察する。偶偶核の基底状態の量子数は $J^P = 0^+$ 、第一励起状態はたいてい $J^P = 2^+$ 。(図 18.6) この状態は対エネルギーが壊れて生じたと考えられるが寿命を測定すると電気 4 重極遷移の遷移確率が原子核の 1 粒子模型が計算される値よりも 2 衍大きい。閉殻の外に十分の粒子がある場合は基底状態の回転バンドの最初の励起状態。一方閉殻の外にわずかある粒子しかいない場合は原子核の平衡状態のまわりの幾何学的な形の振動を考えられる。

巨大双極子との対比

- $J^P = 2^+$ のとき 1 粒子は次の次の殻に励起するか同殻内の励起準位に移る必要がある。次の次の核へ励起するとき 巨大 4 重極共鳴となる。
- 巨大双極子は陽子と中性子が反対方向に振動するが 4 重極振動は陽子と中性子が同位相で振動する場合も反対の位相で振動する場合もある。
- 同位相の場合は引力の性質をもち、永年方程式を解くと、エネルギー準位が低いほうにシフトする(図 18.7)
- 巨大 4 重極共鳴は巨大双極子共鳴より小さい。これは励起の集団性が 4 重極共鳴のほうが小さいことを示唆する。双極子共鳴はエネルギーの理由により次の殻への励起以外の状態にはほとんど遷移できないが 4 重極共鳴は次の次の殻への 1 粒子 1 空港励起は 2 粒子 2 空港に崩壊する。

陽子と中性子が同位相で動くと原子核の変形となって現れる。形が変わるとポテンシャルも変わるので殻模型では記述できない。

8 重極振動 2重閉殻の原子核では低い位置に 3^- 状態が現れる(図18.6)この状態の遷移確率は1粒子遷移のと予測値よりも2桁大きい。これは8重極振動と解釈できる。(図18.8) 3^- は双極子共鳴同様次の核への粒子・空港励起から組み立てることができる。振動の際は陽子と中性子が同位相で引力的である、エネルギーは低い法へずれる。

まとめ 殼はエネルギー的にはっきり分かれているので、核子が殼へ励起するとエネルギーはほぼ縮退した粒子・空孔状態ができる。粒子・空孔状態がコヒーレントに重ね合わさると集団励起が起こる、形の振動は1粒子運動のコヒーレントな重ね合わせと解釈できる。ただし集団的な変数を用いて初めて可能

4 回転状態

量子力学の回転のハミルトニアン

$$H_{rot} = \frac{J^2}{2\Theta}$$

固有値は

$$E_{rot} = J(J+1)\frac{\hbar^2}{2\Theta}$$

よって間隔は J に線形に増加する。これは回転状態の特徴的な性質。閉殻外に十分な数の核子がある原子核はこのような特徴的な励起パターンを示す。よってこれを原子核の回転と解釈できる。

クーロン励起 高く励起した回転状態を作るために重イオン反応におけるクーロン励起をよく使う。相互作用がもっぱらクーロン力によるものであるために原子核がの核力の到達距離よりも離れていかなければならない。

入射粒子のエネルギーは原子核のクーロンしきい値

$$E_c = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{a\pi\epsilon_0} \frac{1}{R_1 + R_2} = \frac{Z_1 Z_2 \alpha \cdot hc}{R_1 + R_2}$$

を超えてはならない。例として入射原子核を $^{90}_{40}Zr$ の標的原子核 $^{232}_{90}Th$ によるクーロン散乱を考える $E_{Zr} = 415 MeV$ まで加速すると重心系のエネルギーは約 $299 MeV$ 。しきい値 E_c の約 $300 MeV$ よりわずかに低い。この $^{90}_{40}Zr$ は標的原子核のクーロン場の中では双曲線の軌道を描く(図18.9) $^{90}_{40}Zr$ は急激に曲がるので $^{232}_{90}Th$ は電場の時間変化を感じ約 $1 MeV$ まで励起状態を作る。クーロン励起と原子核による電子散乱の違いは

- 入射粒子の電荷が e の Z 倍なので断面積が電子散乱の Z^2 倍大きい
- クーロンしきい値を超えないために入射粒子の速さは $v \leq 0.05c$ 程度となるから、磁気的相互作用を考えなくてよい。
- 非弾性散乱であるが、入射粒子の運動エネルギー化は 1 パーセント以下なので、軌道は弾性散乱と変わらない。仮想光子の周波数分布はたいへん正確にわかるので遷移振幅を精密に計算できる。

原子核の γ 線スペクトロピーに ゲルマニウム半導体検出器がよくつかわれる。半導体検出器は分解能が高く、回転バンド内の個々の遷移を検出できる(図 18.11)。図 18.10 はクーロン励起された $^{232}_{90}Th$ の原子核の γ 線スペクトルである。もっとも強いピークは基底状態の回転バンド内の遷移にあたる。スペクトルの位置は等間隔でなくすこしづつ間隔を詰めている。これはスピンが大きくなるにつれて慣性モーメントが大きくなっていることを示す。このように測定されたスペクトルが図 18.12。基底状態の上に乗る回転バンドのほかに励起状態の上に乗る回転バンドがある。この場合励起状態は振動状態と解釈できる。

核融合 最も高いスピンの励起状態を得るのに用いられる。2つの原子核が接しているとき核融合が起これば、生成物の角運動量は

$$I\hbar \sim (R_1 + R_2)\sqrt{2mE}$$

この時 m は換算質量。 $^{48}Ca - ^{108}Pd$ 系では 1 は約 180 となる。これが理論の最大値で、実際の実験では $J^P = 60^+$ まで得られる(図 18.14)

慣性モーメント 慣性モーメントは測定された回転バンドのエネルギー準位から (18.44) を用いて計算できる。4重極放射の遷移確率から変形度 δ が得られる。4重極放射の行列要素は集団状態では (17.40) で与えられている原子核の 4重極モーメントに比例する。実験から得られた慣性モーメントと変形パラメータの関係が図 18.13。慣性モーメントは変形が大きく大きくなると増加する。実際の大きさは剛体球の半分ぐらいである。図 18.13 にはその他にも 2つの極端な模型が示されている。変形した原子核が剛体球んじょ用にふるまえば慣性モーメントは最大。原子核が渦なし流体のようにふるもうと反対の極限になる。

非圧縮性で内部摩擦のない理想流体は例えば超流動の 4He 。摩擦なしの流体の流れは渦なしである。渦なし流体の慣性モーメントは球形からのずれを δ とすると

$$\Theta = \frac{45\delta^2}{16\pi} \cdot \Theta_{\text{剛体球}}$$

$^{232}_{90}Th$ の場合 $\delta = 0.25$ 。原子核を渦なし流体と記述できれば慣性モーメントは剛体球の 6 パーセントになるはずしかし実際は 0.3 ぐらい。つまり実験から決定された慣性モーメントは上にあげた両極端の場合の中間ぐらい(図 18.13)原子核の変形は互いに引力が働く軌道の重なり合いの結果で、変形は剛体の回転橍円体と予測されるがこの結果から原子核物質は超流動の成分がなければならないということが示唆された。この超流動の成分については核子がスピン 0 の対を形成して回転運動に寄与しない状況から生じたものと考えられる。これは超電導のクーパー対の形成と同様と考えられる。角運動量が増すにつれて遠心力により核子対が壊れ、その分慣性モーメントが剛体に近づく。

図 18.14 ^{152}Dy の励起スペクトル。回転バンドの特徴がスピンの値の大きいところでのみ現れる。

変形殻の他の励起 ここまで回転の集団的運動のみを扱ったが一般には変形殻の迎香の形の周りの振動や、1 粒子励起に対応する励起も起こる。変形殻も振動する原子核同様集団的変数を用いて振る舞いが記述される。

変化

19 原子核の熱力学

これまででは原子核の基底状態や低い励起状態を扱ってきたが、この章ではまず高い励起状態にある原子核を扱う。高励起状態では核子の平均自由行程は小さくなり、約 1fm になる。すると原子核は縮退したフェルミ粒子とみなせなくなり、励起が増すにつれ液体に近づく。よって、このような原子核は統計的に、即ち熱力学的な変数を用いて記述することが出来る。そのため、原子核の励起は温度を使って記述できる。ただし、以下の問題点がある。厳密には温度は熱平衡にある系でしか定義できず、大きな原子核でも熱平衡にはならない。更に、励起した原子核は熱平衡状態ではなく、むしろ核子や光子を放出して急速に冷えていく。

多くの実験結果が大きな核子系へ外挿できるため、原子核の熱力学では、原子核を原子核物質と呼ぶ。原子核物質の熱力学的研究には重イオン反応が特に重要で、原子核-原子核衝突では原子核が融合し、短い時間ながら高密度・高温の原子核物質を作ることが出来る。これは初期宇宙の研究にも重要な役割を果たす。

19.1 原子核の熱力学的な記述

図 3.10 で見たように、原子核は 3 つの励起の領域がある。

- 基底状態や低い励起状態は個々の核子の励起ないし集団運動として記述。(17, 18 章)
- 粒子放出の閾値よりずっと上は連続状態のみで離散状態はない。
- 粒子放出の閾値の下やすぐ上は遷移領域であり、多くの狭い共鳴状態がある。この共鳴は離散的でそれぞれ決まった量子数を持つが、崩壊は統計的にのみ記述されるため、この状態は原子核の構造に関する情報は持っていない。このエネルギー領域の現象は量子カオスという概念で記述される。

以下、統計的な模型を使い第 2,3 番目の領域を扱う。

■温度

原子核の温度という概念を、次の例を通して導入する。 ^{252}Cf は半減期が 2.6 年、3.1% の確率で自発核分裂する。核分裂破片が分裂する際に摩擦が起きるので、核分裂によって得られたエネルギーは核分裂破片の運動エネルギーだけでなく、内部エネルギーになる。つまり、核分裂破片は熱くなる。

図 19.1 は核分裂破片が冷える過程を示す。まず、低速の中性子の放出による冷却が起き、中性子放出の閾値以下まで冷えた後は光子の放出でのみ冷却される。放出された中性子のエネルギースペクトルは蒸発スペクトルの形をしており、マクスウェル分布によって記述される：

$$N_n(E_n) \sim \sqrt{E_n} \cdot e^{-E_n/kT} \quad (19.1)$$

図 19.2 は中性子のエネルギースペクトルを $\sqrt{E_n}$ で割ったもの。実線はマクスウェル分布の指數関数による fit で、これにより温度 T が決まる。この場合、 $kT = 1.41\text{MeV}$ 。

図 19.3 は放出する光子のエネルギースペクトル。光子の 80 % が 1MeV 以下となる。これも蒸発スペクトルと同じ形だが、温度が低いため中性子のときより傾きが急になっている。

以上から、粒子放出の閾値近傍の状態も統計的に解釈できる。実際、スペクトルは縮退したフェルミ気体を統計的に考察することで正確に導かれる。

19.2 複合核と量子カオス

■複合核

重い原子核の中性子捕獲では、多数の共鳴が観測される。図 19.4 は ^{232}Th の中性子散乱の全断面積を中性子のエネルギーに対してプロットしたもので、ピークは軌道角運動量 $l = 0$ に対応する。中性子は強い相互作用のため他の核子とともに連続的に衝突を起こし、核子は熱平衡状態にある複合核に達する。よって複合核から核子は放出されにくく寿命が長いため、共鳴幅は狭くなる。

■原子核の量子カオス

カオスとは系の不確かさが時間とともに指数関数的に増加する状態のことだが、量子力学では、1 粒子波動関数から確率的に作られた状態を意味する。

古典物理での規則的な軌道は、量子力学では、波動関数のある模型を用いて Schrödinger eq. から計算できることに対応する。

量子カオスの例として図 19.4 の共鳴スペクトルを統計的に考察する。すると、同じ量子数を持つ 1 粒子状態の混合状態が互いに反発するのと同様、共鳴は互いに可能な限り大きな距離をとろうとすることができる。

粒子放出の閾値の上では、規則的な力学とカオスが共存している。しかし、集団状態も核子間の相互作用を介してカオスの状態に結合するため、集団運動の寿命は短くなる。

■連続状態

断面積は連続状態でも強いゆらぎがある。原因として、エネルギーが増すと崩壊チャネルが増えて共鳴幅が広がること、状態密度が高くなること、多くの共鳴が干渉し全断面積のゆらぎが生まれることが挙げられる。ゆらぎの大きさ、共鳴の平均距離は状態密度から定量的に計算できる。

19.3 原子核物質の相

■相転移：液体-気体

原子核を制御しながら暖めるには重イオンの周辺衝突が有効である。図 19.5 のように 2 つの原子核が触れ合う衝突では、2 つの大きな破片が摩擦により暖められる。破片の温度、全体の系に供給されたエネルギーを正確に測るには、それぞれ破片の崩壊生成物、終状態の全粒子を検出すれば良い。入射ビームと標的の崩壊生成物、そして摩擦による蒸発核子は運動学により分離できる。

例：核子あたり 600MeV の Au 原子核同士の周辺衝突

図 19.6 より、温度は、核子あたりの励起エネルギーが約 4MeV までは急上昇、4MeV～10MeV ではほぼ一定、そこからまた上昇する。これは水を沸騰させたときの温度変化と同様である。よって、これは原子核物質の液体から気体への相転移と解釈できる。

具体的には、沸点にあたる温度で原子核のまわりに気相の核子の膜ができる。すべて蒸発するまでは、気相の核子と液相の核子は平衡状態にあって核子を交換する。気相のみになれば更に高温になる。

■ハドロン物質

図 19.7 の金-金衝突の正面衝突では、多くの $\pi^{\pm,0}$ が発生し、核子の励起 $N + N \rightarrow \Delta + N$ が多数回起きる。十分高エネルギーなら、どの粒子も平均 1 度以上 Δ 粒子に励起されていることになる。この励起は、熱力学でいう新しい自由度に対応する。そして衝突後、 $\pi N \leftrightarrow \Delta$ という平衡状態になる。この様々なバリオン、メソンの混ざった状態をハドロン物質と呼ぶ。

最も軽い π がハドロン物質内でのエネルギーの交換を行う。ハドロン物質の温度はビームに垂直な方向に

放出された π から得られ、エネルギースペクトルはボルツマン分布

$$\frac{dN}{dE_{\text{kin}}} = \propto e^{-E_{\text{kin}}/kT} \quad (19.2)$$

から得られる。ここに E_{kin} は π の運動エネルギー、原子核のエネルギーに関わらず、 π から得られる温度は $kT \approx 150\text{MeV}$ を超えない。これは、 π によるエネルギー交換が 150MeV 以上で活発な為、それより熱い原子核物質は表面に出るまでに冷却される。これを **freezing out** と呼ぶ。

■原子核物質の相図

図 19.8 は原子核物質の様々な相のまとめ。通常の原子核は密度 $\rho = \rho_0$, $T = 0$ である。

■クォーク-グルーオン・プラズマ

核子と π がクォークとグルーオンに分解した状態のこと。図 19.8 の相の境界の位置は次のように理解できる。高圧（通常の約 10 倍）の原子核では、核子同士が重なりはじめる。すると、それぞれが独立な粒子ではなくなり原子核内を自由に動けるようになる。また、高温（約 200MeV）の原子核では、 π が発生してハドロン密度が増す。すると、クォーク、グルーオンをどれか 1 つのハドロンに属するものと考えられなくなる。

実験においては、この状態でハドロンの放出は起きないので、電磁放射を観測することになる。

19.4 初期宇宙における素粒子物理と熱力学

宇宙論と素粒子物理は互いに影響しあっててきた。以下、宇宙の進化に関するビッグバン模型での考え方を通して、宇宙論が素粒子物理の描像にどんな影響を与えたかを見ていく。

■膨張する宇宙

地球に対する銀河の速度は原子のスペクトル線のドップラー・シフトから分かる。次に、銀河までの距離を輝度の測定と光度の推定から決定する。銀河の速度 v と銀河までの距離 d の関係は、

$$v = H_0 \cdot d \quad (19.3)$$

で与えられる。 H_0 はハッブル定数。これより、宇宙は等方的に膨張していると解釈できる。

最も単純なフリードマン模型によれば、宇宙の平均質量密度と、ある臨界密度との大小関係で 3 つの宇宙に分けられる。それが閉じた宇宙、開いた宇宙、両者がほぼ等しく、ある限界半径に近づく宇宙である。

光学的な観測では、平均密度は限界密度より小さいが、暗黒物質次第で等しい可能性もある。開いた宇宙である場合、寿命は約 140 億年。

■宇宙の最初の 3 分間

宇宙初期、粒子、反粒子、ゲージボソンはすべて熱平衡にあり、運動エネルギーが高いため粒子、反粒子が互いに自由に転換できた。このときクォークとレプトンの違いはなく、相互作用の強さはすべて同じだった。

約 10^{-35} 秒後、温度が下がり相転移が起き、強い相互作用と電弱相互作用が分離。

約 10^{-11} 秒後、 $kT \approx 100\text{GeV}$ 、弱い相互作用と電磁相互作用が分離。

約 10^{-6} 秒後、 $kT \approx 100\text{MeV}$ 、クォークはバリオンや中間子の形で束縛状態を形成。

約 1 秒後、 $kT \approx 1\text{MeV}$ 、ニュートリノが物質から分離。陽子：中性子 = 7 : 1 に。

約 3 分後、 $kT \approx 100\text{keV}$ 、核子と光子の熱平衡が破れる。光子のエネルギーが低いため光核分裂が起こらず、重陽子、ヘリウム、リチウム原子核の合成（ビッグバン元素合成）が起きた。

図 19.9 は電弱相転移以降の初期宇宙の歴史。温度 10^{13}K でハドロンが光子から分離、しばらくしてレプトンも光子から分離され、 10^4K になると光子優勢の宇宙から物質優勢な宇宙に変わる。現在の宇宙は、宇宙背景放射の温度 2.73K である。

以下、宇宙初期の重要な出来事について説明する。

■物質-反物質の非対称性

現在の物質優勢の宇宙は、宇宙初期のクォーク-反クォークの非対称性が

$$\Delta q = \frac{q - \bar{q}}{q + \bar{q}} = 3 \times 10^{-10} \quad (19.5)$$

だけあればよい。このわずかなクォーク過剰が起きる条件は、CPの破れ、バリオン数非保存、熱的非平行の3つである。大統一理論(GUT)ではこれらの条件を想定している。

$t < 10^{-35}$ 秒の宇宙では、質量約 $10^{14}\text{GeV}/c^2$ のXボソンが1つのクォークと電子に崩壊し、バリオン数を破っていた。 \bar{X} は反クォークと陽電子に崩壊。CPの破れにより X, \bar{X} の崩壊率は等しくなく、更に X, \bar{X} の生成、消滅の平衡状態が宇宙の冷却で破られた。こうして現在の宇宙ができたと考えられる。

■電弱相転移

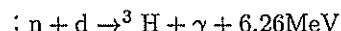
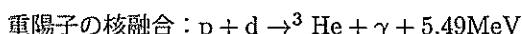
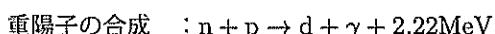
約 10^{-11} 秒後、 $kT \approx 100\text{GeV}$ で電弱相転移が起き、現在の素粒子の性質が確立した。相転移前は電子とニュートリノにも優位な違いはない、光子、W、Zボソンは同じ性質を持っていたが、自発的対称性の破れにより W と Z はヒッグス由来の質量を得て、現在の振る舞いをするようになった。

■ハドロンの形成

約 10^{-6} 秒後、 $kT \approx 100\text{MeV}$ でクォーク-グルーオン・プラズマからハドロンが形成された。u, dの質量はほぼ同じなので、最初、p, n はほぼ同じ数で熱平衡にあった。しかし、温度が下がると p, n の質量差が無視できなくなり熱平衡が破れ、 $\bar{n}p \leftrightarrow e^+n$ の反応率は左向きの方が大きくなる。こうして中性子数は陽子数より小さくなった。

■初期宇宙の元素合成

200秒後、ビッグバン元素合成が起きる。



${}^3\text{H} + p, {}^3\text{He} + n, {}^3\text{He} + d, d + d$ などにより、特に安定な ${}^4\text{He}$ 原子核が出来る。Liは不安定で、 ${}^4\text{He} + {}^3\text{H} \rightarrow {}^7\text{Li} + \gamma + 2.47\text{MeV}, {}^7\text{Li} + p \rightarrow {}^2\text{H} + 17.35\text{MeV}$ と反応し、やはり ${}^4\text{He}$ になる。元素合成はクーロン障壁が妨げになるまで約 10 分間続き、これ以上重い原子核は星の内部で生成された。

■宇宙マイクロ波背景放射

最初の 10 分の後、宇宙は水素とヘリウムのプラズマと、その 10^{10} 倍の光子で構成されていた。この時期のエネルギー伝播はコンプトン散乱が主だったため、光子の平均自由行程は短く、宇宙は不透明であった。

$$p + e \leftrightarrow H + \gamma \quad (19.6)$$

この右方向が優位になったとき光子と物質は分離するはずである。理論値では $0.32\text{eV}(3700\text{K})$ で分離するはずだが、実際はもう少し低い温度である。その理由は次の通り。水素が低エネルギーの光子を複数吸収してイオン化、水素原子になるときにライマン α 線 ($n=2 \rightarrow n=1$) に対応するエネルギーの光子を放出する。そしてその光子が他の水素を励起させ、さらに低エネルギー光子を複数吸収して光子を放出しながら水素原子になる。この連鎖のため、実際は 3000K で分離した。ただし、自由電子とのトムソン散乱のためまだ不透明であり、背景放射の光子はトムソン散乱も終わった時のものである。現在、放射は温度 2.73K の黒体放射のスペクトルになっている。

背景放射は光子が分離する前の宇宙の情報をもっており、様々なことに利用されている。

19.5 星の進化と元素合成

現代の宇宙物理の基礎楚は 1940 年代の終わりにホイル (Fred Hoyle) によって築かれた。ホイルの研究計画は、天文学的な観測結果を統一的に扱うことで、星の内部のプラズマの力学を研究するため、実験室で測定された原子核反応の断面積からエネルギー源を計算することなどを必要としていたため、星の進化と元素の生成は切り離して扱うことはできない。

核融合反応

平衡状態では星は放射したエネルギーと同じだけのエネルギーを原子核反応によって生成するので、平衡状態は本質的には核融合反応の反応率に依存する。核融合が起きたのの前提条件は、反応に関与する親核の間のクーロン障壁を超えるだけの十分に高い温度ないしエネルギーと親核が持つことである。その際には、 α 崩壊と同様に、クーロン障壁を透過する確率 e^{-2G} がどのくらい大きいかが問題となる。ガモフ因子 G は親核間の相対速度と原子番号に依存し、

$$G = \frac{\pi \times Z_1 Z_2}{v/c} \quad (19.7)$$

の式で与えられる。

単位体積あたりの反応率は反応断面積の関係式 (4.3), (4.4) より

$$N = n_1 n_2 \langle \sigma v \rangle \quad (19.8)$$

n_1, n_2 : 融合する 2 つの原子核の粒子密度

によると与えられる、平均値 $\langle \sigma v \rangle$ が使われている理由は、温度 T の熱い星のプラズマにおいて相互作用している粒子の速度分布はマックスウェル-ボルツマン分布

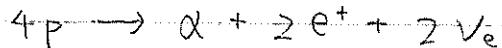
$$n(v) \propto e^{-\frac{mv^2}{2kT}} = e^{-\frac{E}{kT}} \quad (19.9)$$

で与えられ、核融合反応の断面積 σ はガモフ因子を介して反応の親核の相対速度に強く依存するからである。

原子番号が大きければ大きいほど核融合反応が起きて十分なエネルギーが発生するためには、温度が高くなければならない。よって水素、ヘリウムなどの軽い元素から順に核融合反応していく。

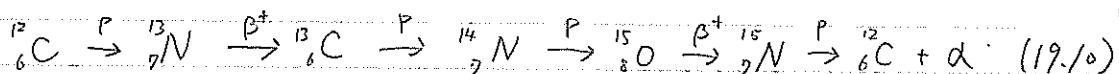
木素の燃焼

星はその一生の初期には PP サイクル (proton-proton cycle) により水素からヘリウムへの燃焼によつてエネルギーを得る。これでは、



の反応が起こつて α 、 26.72 MeV のエネルギーが解放される。

より大きな星では中心部における密度と温度が高いので燃焼はより速い。もしやうな星に ^{12}C がすでに存在しているならば、CNO サイクル (carbon-nitrogen-oxygen cycle) が起つ。



実質的な反応は PP サイクルと同じで、解放されるエネルギーも 26.72 MeV である。CNO サイクルは PP サイクルよりずっと速く進行するが、ターラン障壁が高いので高温になつて初めて起つ。

ヘリウムの燃焼

木素の供給が尽きると、ヘリウムから成る星のアーチ重力により圧力に抗することができずつぶれる。太陽よりずっと小さな星では異なる核融合を主とすることができる。

一方、質量の大きな星ではヘリウムの燃焼が始まる。星の内部の温度が 10^8 K もの高温になるとヘリウム-ヘリウム融合反応によって不安定な ^{8}Be 原子核が合成される。さらにも $^3\text{He} + {}^5\text{Be} \rightarrow {}^{12}\text{C}^*$ の反応が起つ。この状態は 0.04% の確率で ${}^{12}\text{C}$ の基底状態へ崩壊する。よつてヘリウムから炭素への実質的な反応は、



となる。こゝにわゆる 3α 過程は宇宙においてより重い元素がつくらわるために重要な役目を果たしている。

鉄までの燃焼

ヘリウムの供給が尽きたときに星はすでに ^{12}C でできている太陽ぐらいの質量の星は白色矮星になる。より質量の大きな星は進化の次の段階へと進み、核融合によって炭素から鉄までのすべての元素を生成する。

鉄の原子核は核子あたりの結合エネルギーが最大なので、星における核融合の過程は鉄が合成されて終結する。星の中心部が鉄になると、もはや新たなエネルギー源はない。重力に逆らうための放射の圧力も熱運動もないで星は崩壊する。この崩壊による爆発が超新星爆発で、星の物質の大部分は宇宙空間に散らばり、後に新しい星ができるときに構成物質として使われる。

より重い原子核の合成

鉄より重い原子核は中性子を順次吸収することによってつくられる。これには二つの異なる過程がある。

・ S 過程 (slow process)

星が燃焼しているとき、中性子は核反応によって放出される。この中性子を続けて捕獲することによって中性子過剰な原子核の同位体ができる。これがβ崩壊に対して安定な原子核となるように元素が生成される。この反応の限界は金剛である。

・ R 過程 (rapid process)

この過程は超新星爆発の最中に起こる。β崩壊やα崩壊よりも速く中性子を次々に吸収する。金剛よりも重い元素はこの過程で生成されうる。ウランよりも重い元素の生成の上限は自発核分裂によく決まる。

第20章 強い相互作用をする多体系

クォークから成る系(ハドロン・原子核)は複雑な量子力学的な系である。このような複雑さは例えば、系の一見互いに相入れないような多面的な性質に現れる。この系の性質にはいくつかの粒子が集團を成していることを示唆したり、更に系全体の集團効果を示すものもある。

準粒子

多体系は十分低いエネルギーにおいては内部構造が複雑であつてもいわゆる準粒子の系として記述できる場合が多い。

集團状態

基本的な低エネルギーの励起(他の例)としては、いわゆる集團状態がある。この状態は系の数多くの構成要素がコヒーレントに干渉しあうことによつてつくる。

カオスの現象

励起エネルギーが増すと、いきなり多体系でも複雑さが増し、もはや基本的な励起に基づいて定量的に記述できなくなり、相互作用の詳細にはよらないような統計的現象が観察される。

ハドロン

ハドロンの構造はまだわざとらしく分かっていない。ハドロンの基本的構成要素はクルーオンとクォークであるが、實際に観測にかかるのは実効的なクォークすなわちタ休系である。

核子の構造においてもタ休系を正面から取り扱わなければならぬ。ハドロンのスペクトロスコピーに現れる性質は構成子クォークだけを用いて記述できるが、構成子クォークは複合物であるので、準粒子と見なさなければならぬ。このことによりハドロンのスペクトロスコピーを秩序立てて整理できるようになつたと思われる所である。

軽いクォークから成るハドロンの励起状態は約3 GeVまでしか知られていない。3 GeVを超えるところはまだ鳥構造は観測されない。

ハドロンにおける集團状態もまだ観測されていない。

強い相互作用の力

内部構造をもつ系(原子, 核子, 構成子コーカ)の間に働く力は複雑な性質を持つおり、それ自身が多体現象である。

核子間や構成子コーカ間に働く強い相互作用の力は第1近似としては短距離力で、スピントアイ-スピントの組み合わせにより実効的な力としてパラメータ化される。構成子コーカに関しては短距離での相互作用は実効的な結合定数を持ち、1グルーバン交換で正しく表されて考えられる。大きな距離では、コーカの閉じ込めのボテンシャルによって複数のグルーバンの交換がパラメータ化される。

短距離における力は、コーカの波動関数の対称性の結果や、色磁気的な内力の効果である。核から引力が大部分は直接の交換により媒介される。

原子核

原子核は「準粒子」から構成されていると考える方がより現実的である。この準粒子はエリミ運動量分布の上端に近いところにいる場合は核子と似た性質を示す。

深く束缚された核子は殻模型の個々の状態においてはりることでは無いが、 π 粒子は深く束縛されても準粒子として記述できるようと思われる。

中性子の対なし陽子の対は大きな構造単位の準粒子であり、木ソーンの準粒子となる。核子が対をなすことによって原子核内に超流動現象ができるのではないかと推測される。

原子核の性質うちいくつかは集団的励起によって理解できる。重い原子核においてはこのような効果は特に顕著に観察される。

より高いエネルギーになると励起の準粒子的性質や集団的性質は失われる。更に高い励起エネルギーでは原子核の準位密度が励起エネルギーとともに指数関数的に増え、個々の準位を定量的に記述することは不可能になる。

複合系を取り扱う際に、基本的な系について持っている知識に基づいて理解しようとすることは、複合系の階層を認識して理解するには大役立った。それでも複雑な現象を定量的に扱うには新しい実効的な構成要素ややうの間に働く力を導入しなければならぬが、最もよく記述するためには、個々の実験の分解能に対応した「実効的な理論」が選ばれる。これは、多体系で一般に成り立つことである。