

# 磁界中プラズマの集団運動 — F x Bドリフトの応用例

## (c) 磁力線方向に不均一な磁界中の運動

旋回中心とする粒子に働くローレンツ力を調べる。ただし、粒子の速さを  $v_{\perp}$ 、ラーマー半径を  $a = mv_{\perp}/(|q|B)$  とする。粒子に働く半径方向の力の1旋回の平均は明らかにゼロであり、 $z$  方向の力  $F_z$  は

$$F_z = -|q|v_{\theta} B_r(a) \hat{z} \quad (6.45)$$

で与えられる。ただし、 $B_r(a)$  は、 $r = a$  において外側から内側に入る磁束密度である。次にこれを求める。いま、 $z$  軸を中心とする、半径  $a$ 、軸長  $\Delta z$  の円柱を考える (図 6.13 参照)。面  $S_1$  を通して円柱内に入った磁束と、円柱の側面から円柱内に入った磁束の和が、右側の面  $S_2$  を通る。したがって、面  $S_1$ 、

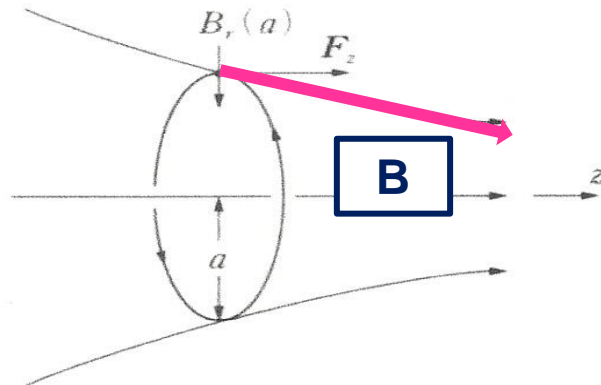


図 6.12 磁気ミラー

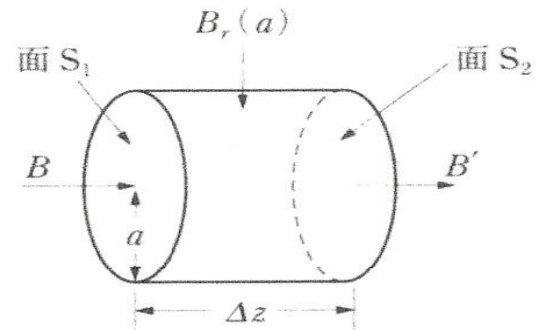
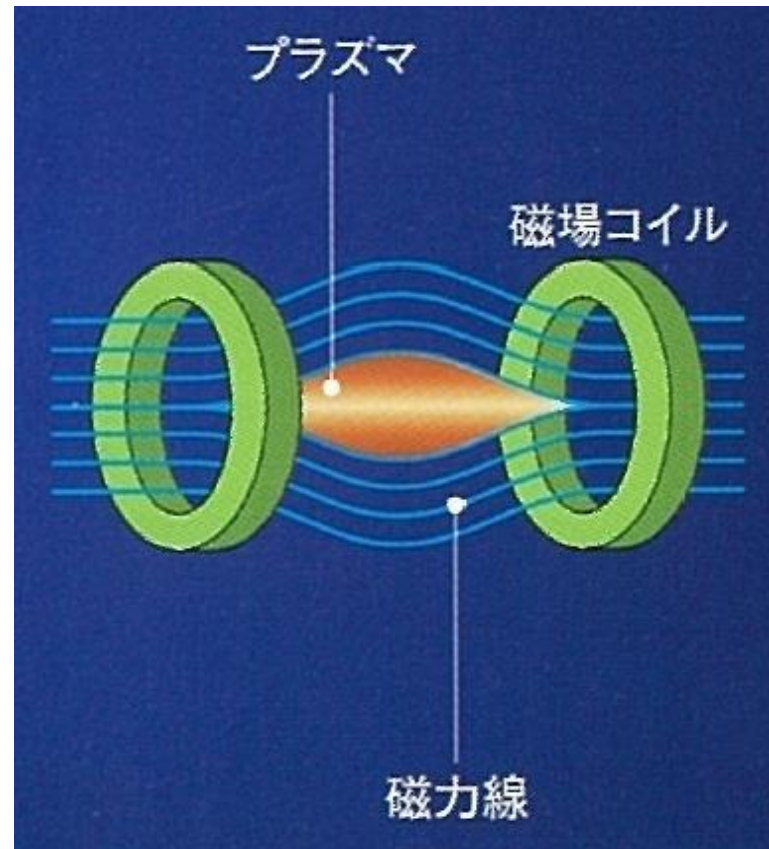


図 6.13 微小空間における磁力線の流入、流出

# 直線状の磁場によるプラズマの閉じ込め



直線状の磁場：ミラー型

ラーマー半径を  $a = mv_{\perp}/(|q|B)$  とする。粒子に働く半径方向の力の1旋回の平均は明らかにゼロであり、 $z$  方向の力  $F_z$  は

$$F_z = -|q|v_{\theta} B_r(a) \hat{z} \quad (6.45)$$

で与えられる。ただし、 $B_r(a)$  は、 $r = a$  において外側から内側に入る磁束密度である。次にこれを求める。いま、 $z$  軸を中心とする、半径  $a$ 、軸長  $\Delta z$  の円柱を考える（図 6.13 参照）。面  $S_1$  を通して円柱内に入った磁束と、円柱の側面から円柱内に入った磁束の和が、右側の面  $S_2$  を通る。したがって、面  $S_1$ 、

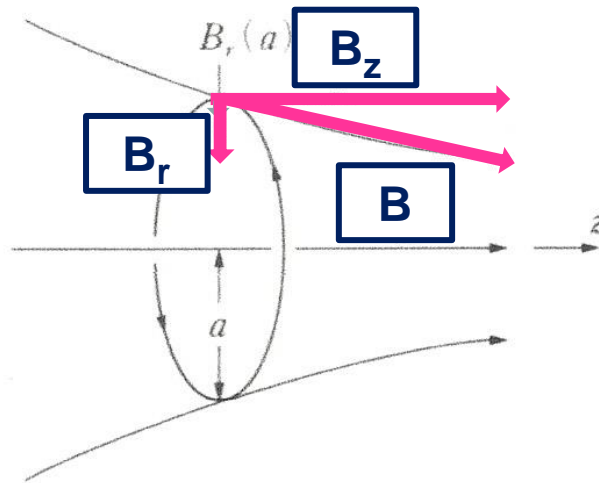


図 6.12 磁気ミラー

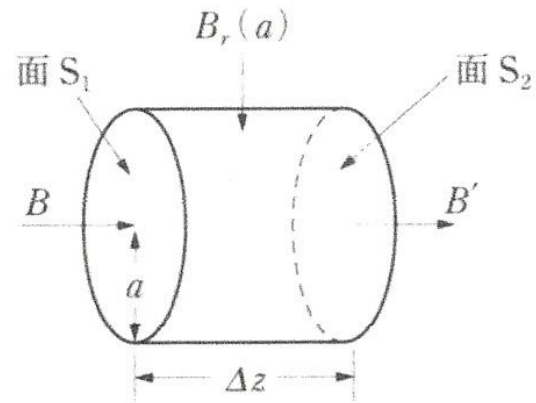


図 6.13 微小空間における磁力線の流入、流出

ラーマー半径を  $a = mv_{\perp}/(|q|B)$  とする。粒子に働く半径方向の力の1旋回の平均は明らかにゼロであり、 $z$  方向の力  $F_z$  は

$$F_z = -|q|v_{\theta} B_r(a) \hat{z} \quad (6.45)$$

で与えられる。ただし、 $B_r(a)$  は、 $r = a$  において外側から内側に入る磁束密度である。次にこれを求める。いま、 $z$  軸を中心とする、半径  $a$ 、軸長  $\Delta z$  の円柱を考える (図 6.13 参照)。面  $S_1$  を通して円柱内に入った磁束と、円柱の側面から円柱内に入った磁束の和が、右側の面  $S_2$  を通る。したがって、面  $S_1$ 、

$$\mathbf{F}_r = q \cdot \mathbf{v}_{\theta} \times \mathbf{B}_z = \mathbf{B}_z \text{ を取り巻く旋回運動}$$

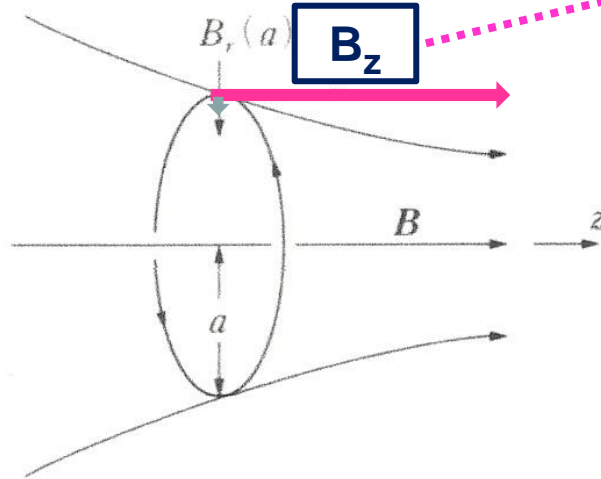


図 6.12 磁気ミラー

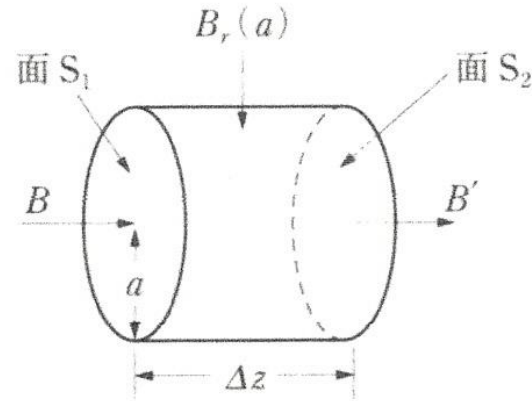


図 6.13 微小空間における磁力線の流入, 流出

ラーマー半径を  $a = mv_{\perp}/(|q|B)$  とする。粒子に働く半径方向の力の1旋回の平均は明らかにゼロであり、 $z$  方向の力  $F_z$  は

$$F_z = -|q|v_{\theta} B_r(a) \hat{z} = \text{B の勾配方向と逆方向への力} \quad (45)$$

で与えられる。ただし、 $B_r(a)$  は、 $r = a$  において外側から内側に入る磁束密度である。次にこれを求める。いま、 $z$  軸を中心とする、半径  $a$ 、軸長  $\Delta z$  の円柱を考える (図 6.13 参照)

**イオン( $q+$ ) の場合 :**  $v_{\theta}$  は紙面に垂直で奥の方向  
**電子( $q-$ ) の場合 :**  $v_{\theta}$  は紙面に垂直で手前の方向

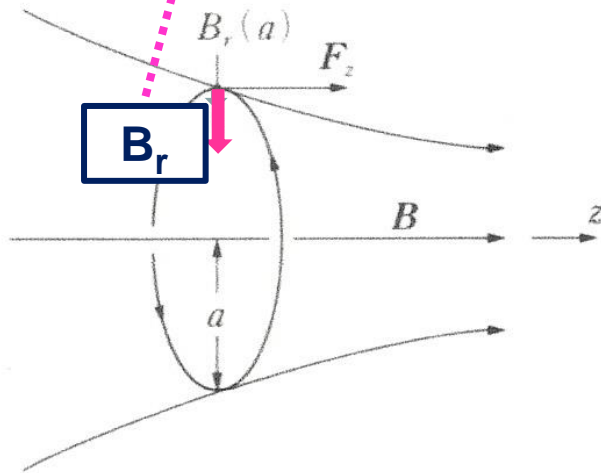


図 6.12 磁気ミラー

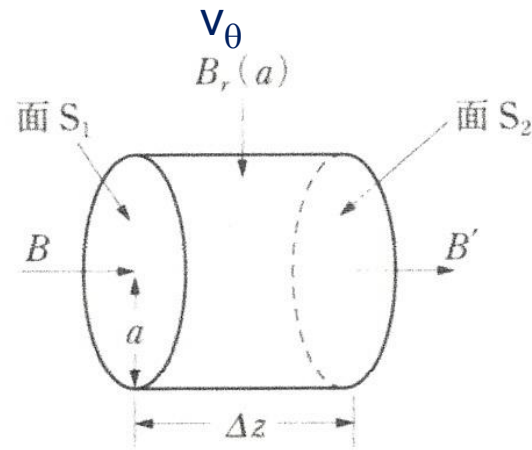


図 6.13 微小空間における磁力線の流入, 流出

ラーマー半径を  $a = mv_{\perp}/(|q|B)$  とする。粒子に働く半径方向の力の1旋回の平均は明らかにゼロであり、 $z$  方向の力  $F_z$  は

$$F_z = -|q|v_{\theta} B_r(a) \hat{z} = \text{B の勾配方向と逆方向への力} \quad (45)$$

で与えられる。ただし、 $B_r(a)$  は、 $r = a$  において外側から内側に入る磁束密度である。次にこれを求める。いま、 $z$  軸を中心とする、半径  $a$ 、軸長  $\Delta z$  の円柱を考える (図 6.13 参照)。面  $S_1$  を通して円柱内に入った磁束と、円柱の側面から円柱内に入った磁束の和が、右側の面  $S_2$  を通る。したがって、面  $S_1$ 、

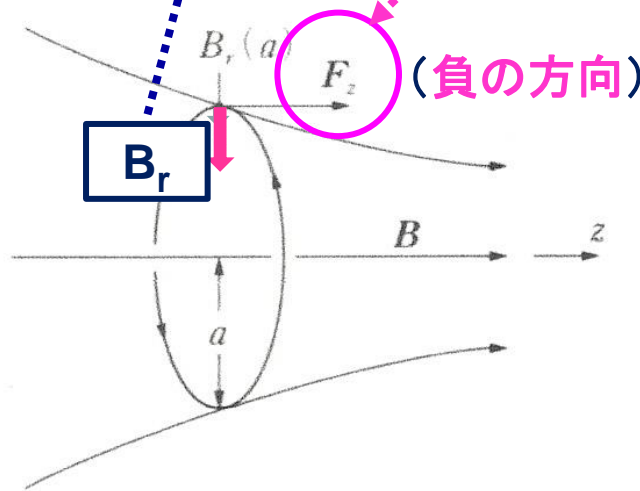


図 6.12 磁気ミラー

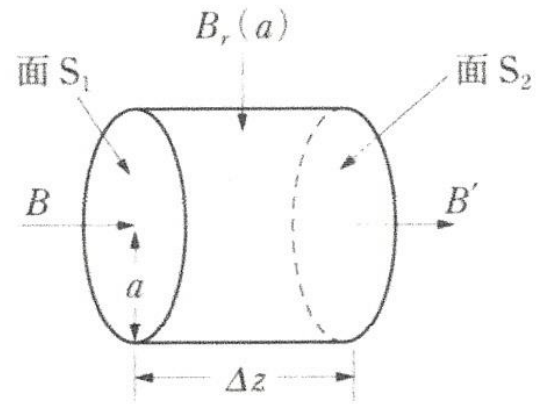


図 6.13 微小空間における磁力線の流入, 流出

ラーマー半径を  $a = mv_{\perp}/(|q|B)$  とする。粒子に働く半径方向の力の1旋回の平均は明らかにゼロであり、 $z$  方向の力  $F_z$  は

$$F_z = -|q|v_{\theta} B_r(a) \hat{z} \quad (6.45)$$

で与えられる。ただし、 $B_r(a)$  は、 $r = a$  において外側から内側に入る磁束密度である。次にこれを求める。いま、 $z$  軸を中心とする、半径  $a$ 、軸長  $\Delta z$  の円柱を考える (図 6.13 参照)。面  $S_1$  を通して円柱内に入った磁束と、円柱の側面から円柱内に入った磁束の和が、右側の面  $S_2$  を通る。したがって、面  $S_1$ 、

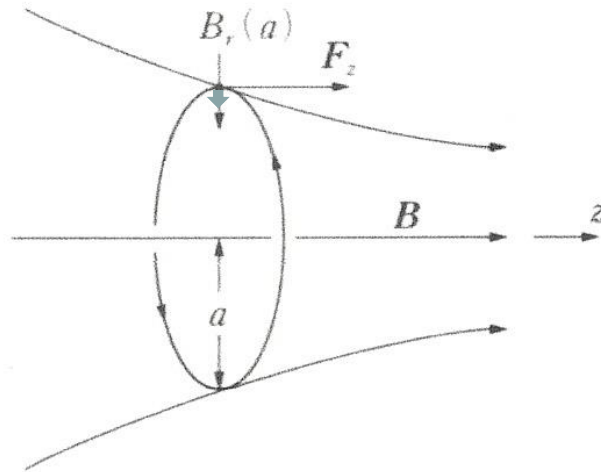


図 6.12 磁気ミラー

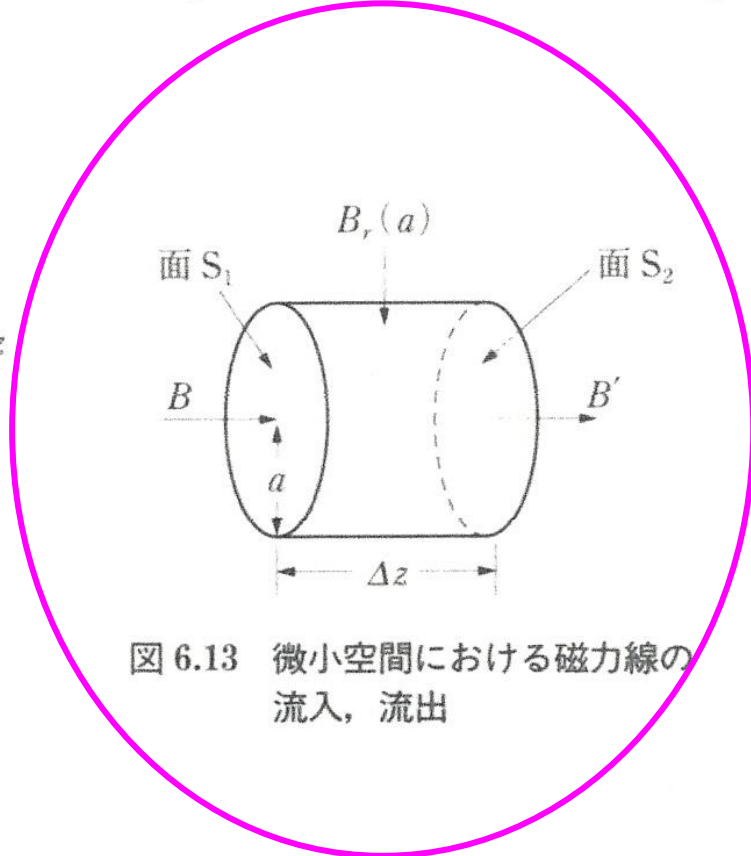


図 6.13 微小空間における磁力線の流入, 流出

$S_2$  の磁束密度をそれぞれ  $B$ ,  $B'$  とすると

$$\pi a^2 B + 2\pi a B_r(a) \Delta z = \pi a^2 B' \quad (6.46)$$

が成立する。テイラー展開により

$$B' = B + (\partial B / \partial z) \Delta z \quad (6.47)$$

とおける。これを式 (6.46) に代入すると

$$B_r(a) = \frac{a}{2} \frac{\partial B}{\partial z} \quad (6.48)$$

が得られる。これを式 (6.45) に代入し、式 (6.12), (6.39) を用いると

$$\mathbf{F}_z = -\frac{mv_{\theta}^2/2}{B} \frac{\partial B}{\partial z} \hat{z} = -\mu_m \frac{\partial B}{\partial z} \hat{z} \quad (6.49)$$

となる。したがって旋回中心の運動方程式は

$$m \frac{dv_z}{dt} = \mathbf{F}_z = -\mu_m \frac{\partial B}{\partial z} \hat{z} \quad (6.50)$$

と書ける。前に述べたすべてのドリフトが  $\mathbf{F} \times \mathbf{B}$  ドリフトに帰着するのに対し、この場合だけが異なる。

図 6.12 の磁界では  $(\partial B / \partial z)$  が正のため、旋回しながら  $z$  の正方向に移動



$S_2$  の磁束密度をそれぞれ  $B$ ,  $B'$  とすると

$$\pi a^2 B + 2\pi a B_r(a) \Delta z = \pi a^2 B' \quad (6.46)$$

が成立する。テイラー展開により

$$B' = B + (\partial B / \partial z) \Delta z$$

とおける。これを式 (6.46) に代入すると

$$B_r(a) = \frac{a}{2} \frac{\partial B}{\partial z}$$

が得られる。これを式 (6.45) に代入し、式 (6.12), (6.39) を用いると

$$\mathbf{F}_z = -\frac{mv_\theta^2/2}{B} \frac{\partial B}{\partial z} \hat{z} = -\mu_m \frac{\partial B}{\partial z} \hat{z} \quad (6.49)$$

となる。したがって旋回中心の運動方程式は

$$m \frac{dv_z}{dt} = \mathbf{F}_z = -\mu_m \frac{\partial B}{\partial z} \hat{z} \quad (6.50)$$

と書ける。前に述べたすべてのドリフトが  $\mathbf{F} \times \mathbf{B}$  ドリフトに帰着するのに対し、この場合だけが異なる。

図 6.12 の磁界では  $(\partial B / \partial z)$  が正のため、旋回しながら  $z$  の正方向に移動



$$\mathbf{F}_z = -|q| \cdot \mathbf{v}_\theta \times \mathbf{B}_r$$

(6.48)

$S_2$  の磁束密度をそれぞれ  $B$ ,  $B'$  とすると

$$\pi a^2 B + 2\pi a B_r(a) \Delta z = \pi a^2 B' \quad (6.46)$$

が成立する。テイラー展開により

$$B' = B + (\partial B / \partial z) \Delta z$$

とおける。これを式 (6.46) に代入すると

$$B_r(a) = \frac{a}{2} \frac{\partial B}{\partial z}$$

が得られる。これを式 (6.45) に代入し、式 (6.12), (6.35) と併用すると

$$\mathbf{F}_z = -\frac{mv_\theta^2/2}{B} \frac{\partial B}{\partial z} \hat{z} = -\mu_m \frac{\partial B}{\partial z} \hat{z} \quad (6.49)$$

となる。したがって旋回中心の運動方程式は

$$m \frac{dv_z}{dt} = \mathbf{F}_z = -\mu_m \frac{\partial B}{\partial z} \hat{z} \quad (6.50)$$

と書ける。前に述べたすべてのドリフトが  $\mathbf{F} \times \mathbf{B}$  ドリフトに帰着するのに対し、この場合だけが異なる。

図 6.12 の磁界では  $(\partial B / \partial z)$  が正のため、旋回しながら  $z$  の正方向に移動

$$\begin{aligned} \mathbf{F}_z &= -|q|\mathbf{v}_\theta \times \mathbf{B}_r \\ &= -|q|\mathbf{v}_\theta \cdot a \cdot (\partial B / \partial z / 2) \end{aligned}$$

$$a = m \cdot v_\theta / |q| B$$

$S_2$  の磁束密度をそれぞれ  $B$ ,  $B'$  とすると

$$\pi a^2 B + 2\pi a B_r(a) \Delta z = \pi a^2 B' \quad (6.46)$$

が成立する。テイラー展開により

$$B' = B + (\partial B / \partial z) \Delta z$$

とおける。これを式 (6.46) に代入すると

$$B_r(a) = \frac{a}{2} \frac{\partial B}{\partial z}$$

が得られる。これを式 (6.45) に代入し、式 (6.12), (6.33) を用いると

$$\mathbf{F}_z = -\frac{mv_\theta^2/2}{B} \frac{\partial B}{\partial z} \hat{z} = -\mu_m \frac{\partial B}{\partial z} \hat{z} \quad (6.49)$$

となる。したがって旋回中心の運動方程式は

$$m \frac{dv_z}{dt} = \mathbf{F}_z = -\mu_m \frac{\partial B}{\partial z} \hat{z} \quad (6.50)$$

と書ける。前に述べたすべてのドリフトが  $\mathbf{F} \times \mathbf{B}$  ドリフトに帰着するのに対し、この場合だけが異なる。

図 6.12 の磁界では  $(\partial B / \partial z)$  が正のため、旋回しながら  $z$  の正方向に移動

$$\begin{aligned} \mathbf{F}_z &= -|q| \cdot \mathbf{v}_\theta \times \mathbf{B}_r \\ &= -|q| \cdot v_\theta \cdot a \cdot (dB/dz / 2) \\ &= - (m \cdot v_\theta^2 / B) \cdot dB/dz / 2 \end{aligned}$$

$$a = m \cdot v_\theta / |q| B$$

ラーマー半径を  $a = mv_{\perp}/(|q|B)$  とする。粒子に働く半径方向の力の1旋回の平均は明らかにゼロであり、 $z$  方向の力  $F_z$  は

$$F_z = -|q|v_{\theta} B_r(a) \hat{z} = - (m \cdot v_{\theta}^2 / B) \cdot dB/dz / 2 \quad (6.45)$$

で与えられる。ただし、 $B_r(a)$  は、 $r = a$  において外側から内側に入る磁束密度である。次にこれを求める。いま、 $z$  軸を中心とする、半径  $a$ 、軸長  $\Delta z$  の円柱を考える (図 6.13 参照)。面  $S_1$  を通して円柱内に入った磁束と、円柱の側面から円柱内に入った磁束の和が、右側の面  $S_2$  を通る。したがって、面  $S_1$ 、

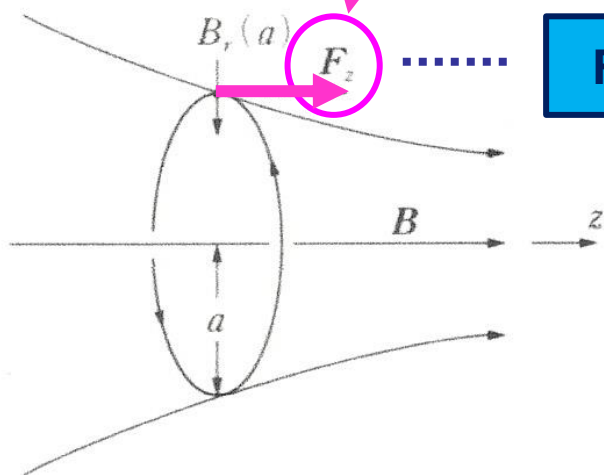


図 6.12 磁気ミラー

$F_z : dB/dz$  に対して負の方向

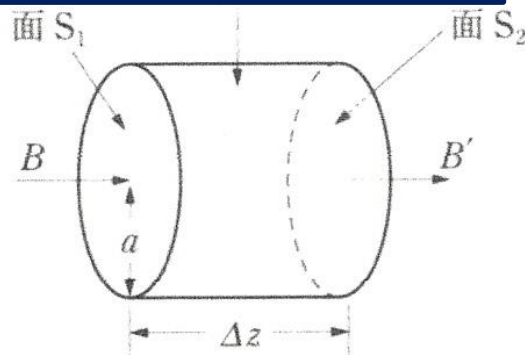


図 6.13 微小空間における磁力線の流入, 流出

$$m \frac{dz}{dt} = F_z = -\mu_m \frac{\partial z}{\partial z}$$

(6.50)

# 地球の双極子磁場に捕捉された荷電粒子の運動

## — オーロラの形態等の考察 —

ラー (magnetic mirror) という。ただし、 $v_{\perp}$  が小さい粒子はほとんど減速力を受けないので、 $z$  軸に沿って外部に流出する。

$$\frac{v_{\parallel}}{v_{\perp}} > \alpha$$

図 6.14 に示す地球磁界は一对の磁気ミラーで構成されており、これに保持されているプラズマが電離層である。このプラズマ中の荷電粒子は、磁力線に

$$v_{\perp} \ll v_{\parallel}$$

$$F_z \Delta t$$

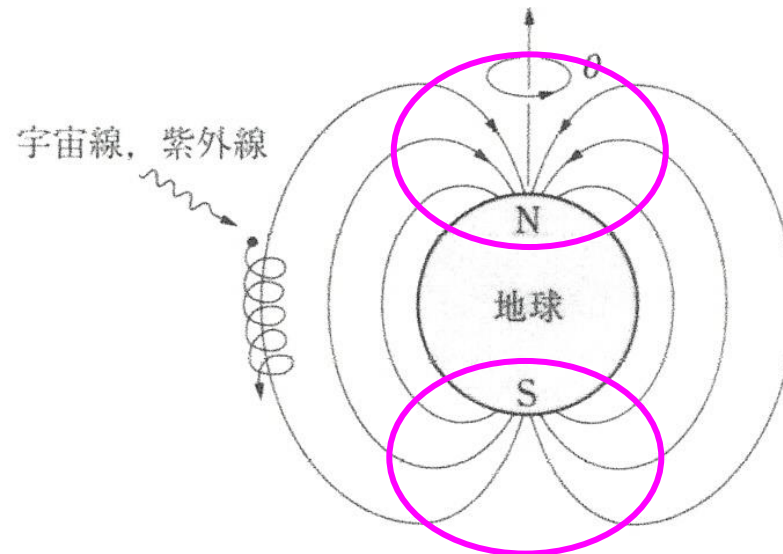
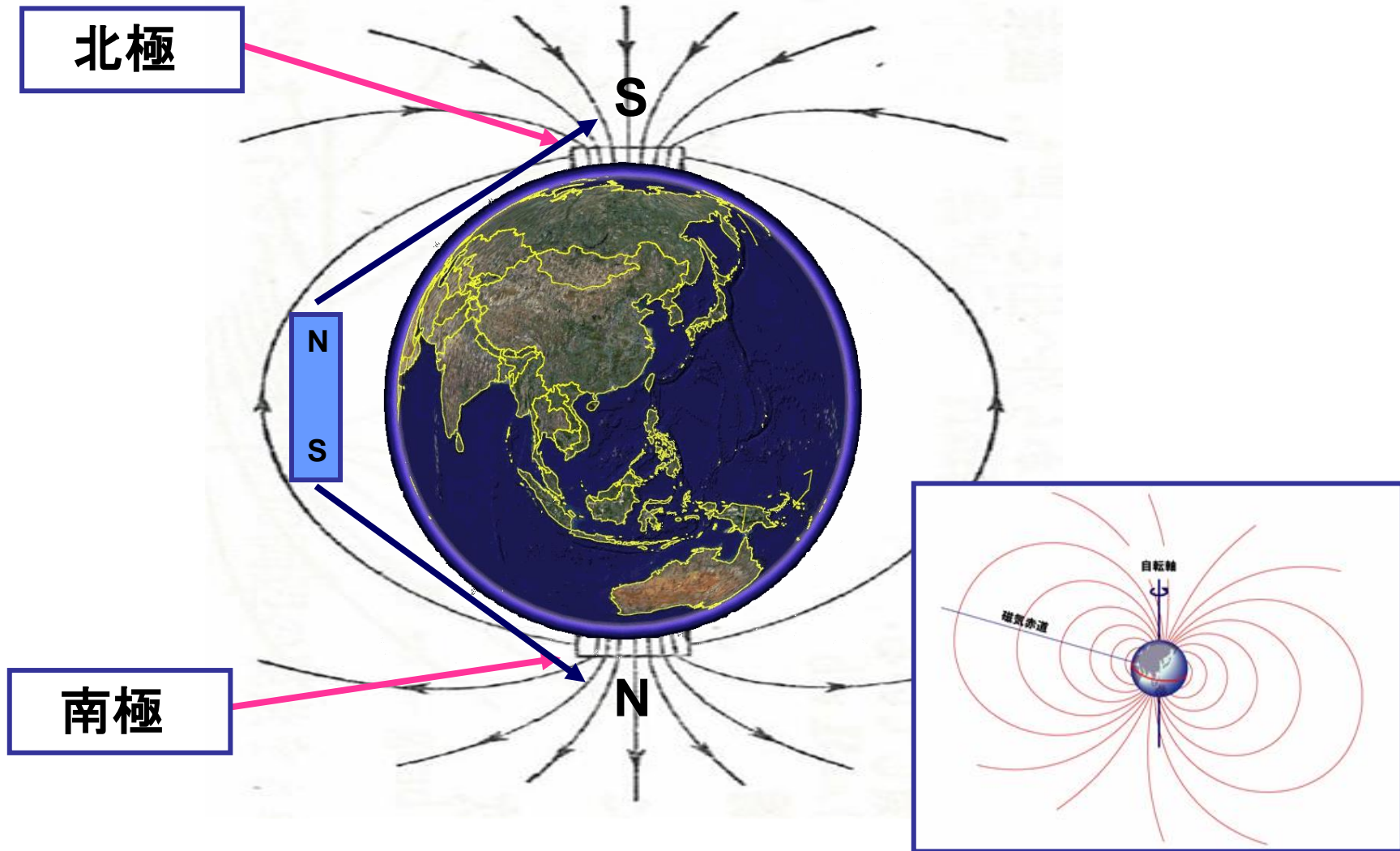
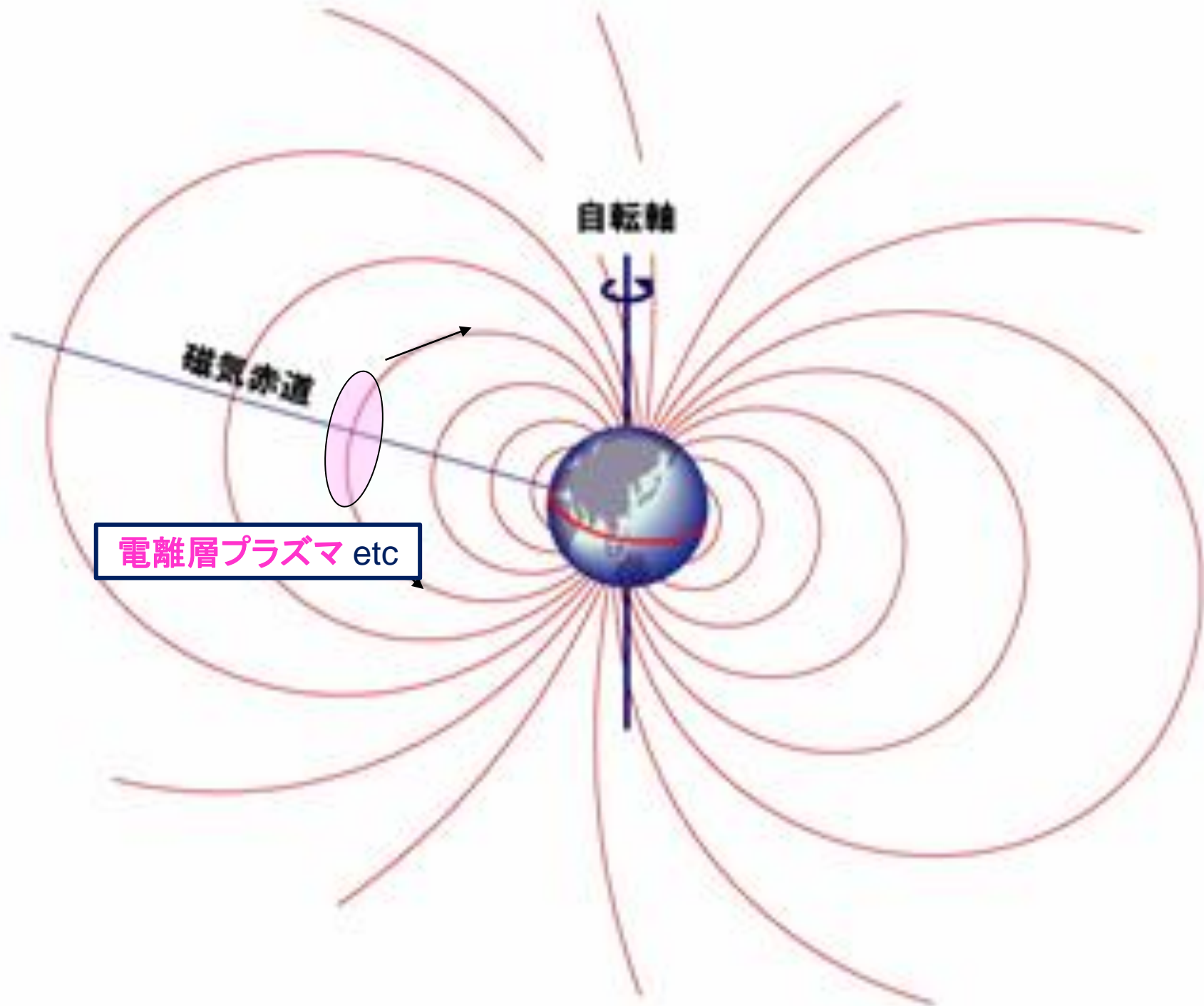


図 6.14 地球磁界中の荷電粒子の運動

# 地球と地球磁場





自転軸

磁気赤道

電離層プラズマ etc

# 地球の双極子磁場に捕捉された荷電粒子の運動

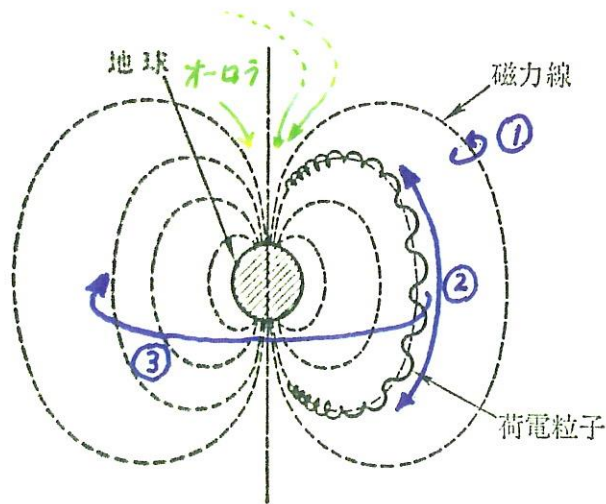


図 2-18 地球の双極子磁場と捕捉された荷電粒子の運動

地球の周りの磁場は、遠方では太陽からのプラズマ流（太陽風, solar wind）に影響されて大きくゆがむが、地球半径の 10 倍程度以内の近い所では、ほぼ磁気双極子による磁場と考えてよい（図 2-18）。双極子磁場は図のように磁力線

- ① ローレンツ力による旋回運動
- ② ミラー磁場効果による往復運動
- ③ 磁場湾曲+ $\nabla B$ 効果による周回運動

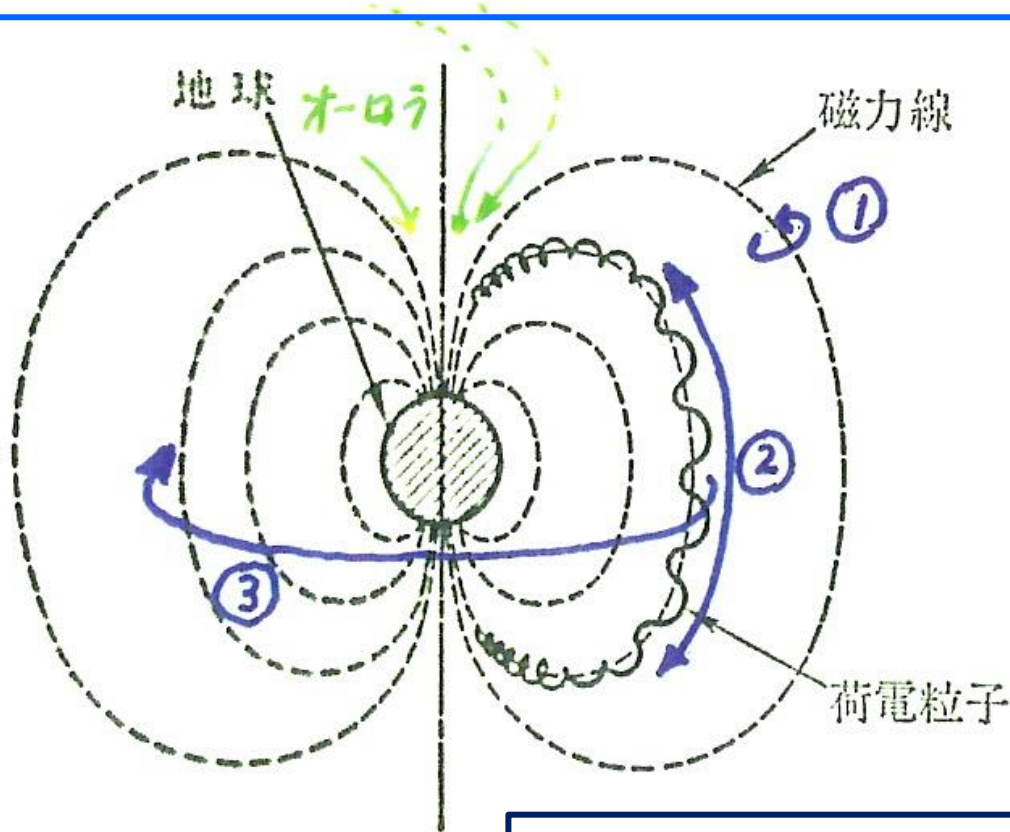
回運動、の 3 種の周期運動を行ない、それぞれに対応して  $\mu$ ,  $J$ ,  $\Phi$  が断熱不変量となる。例として、赤道面上で地球中心から地球半径の 3 倍だけはなれた磁力線上の、エネルギー 100 keV の陽子 を考えると、それぞれの周期は次のようになる：

- ① 旋回運動  $\sim 10^{-2}$  s
- ② 往復運動  $\sim 20$  s
- ③ 周回運動  $\sim 10^4$  s。

このように各周期の間には大きな開きがあるので、この 3 種の周期運動は互いに独立に行なわれていると考えてよい。ところで、太陽風の強さは一定不変ではなく、時には

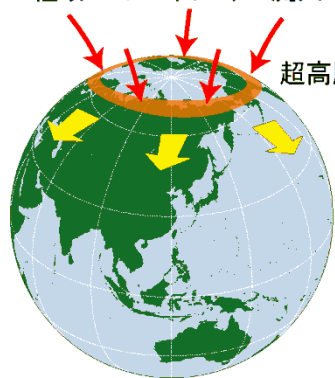


十分吟味しておく必要がある。



地球の周りの  
らのプラズマ  
に影響されて  
の10倍程度  
気双極子によ  
2・18)。双極子  
の両端で強く  
つくるので、  
れる。これが

極域へのエネルギー流入



超高層大気の加熱  
組成の変化

低緯度への流入

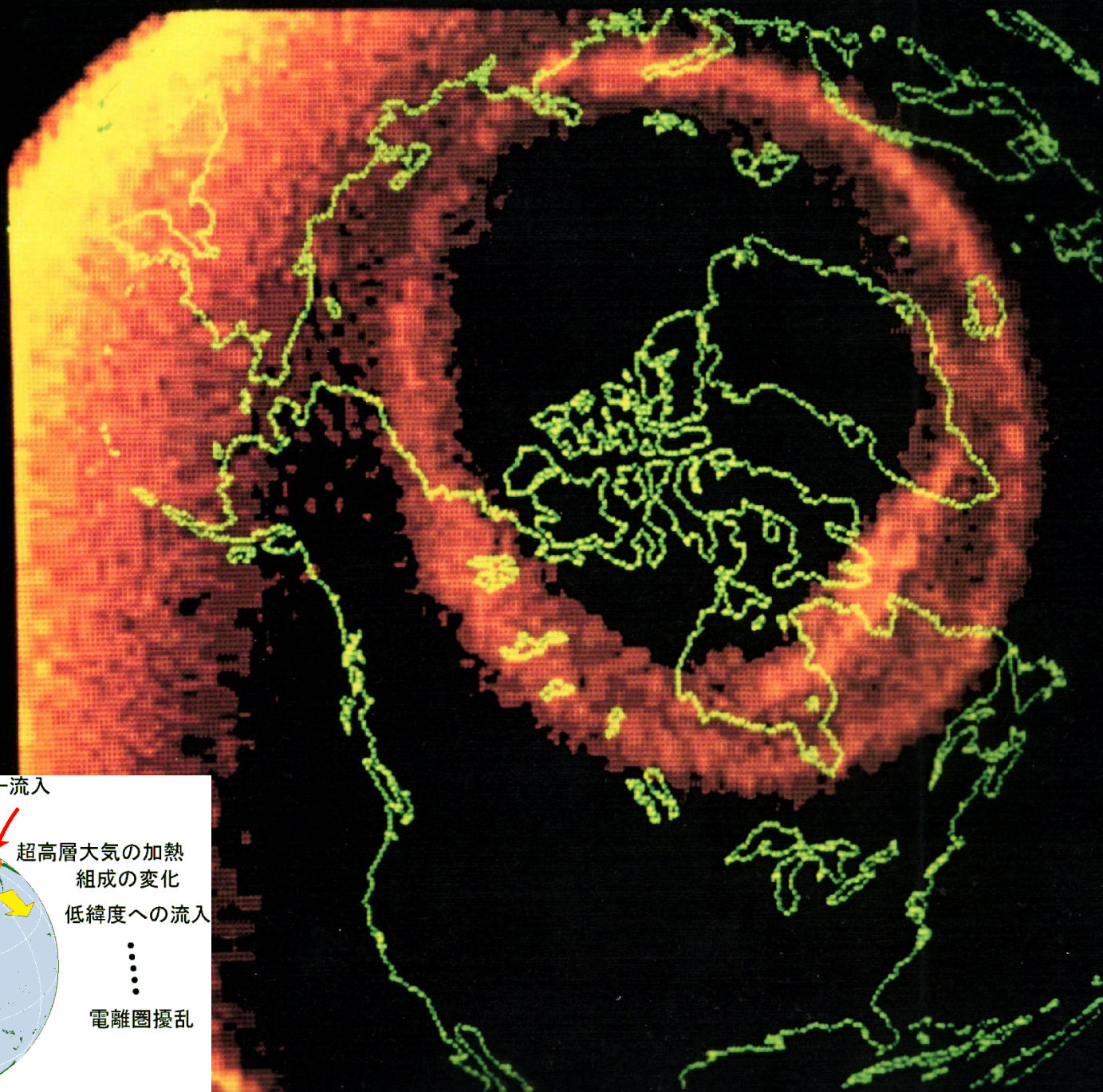
電離圏擾乱

2・18 地球の双極子  
粒子の運動

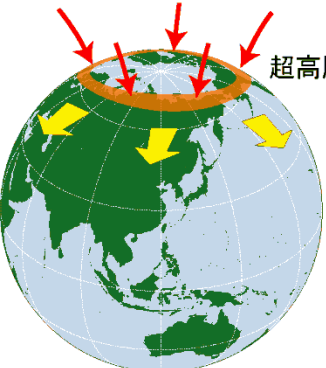
- ① ローレンツ力による旋回運動
- ② ミラー磁場効果による往復運動
- ③ 磁場湾曲+ $\nabla B$ 効果による周回運動

運動, の3種の周期

例として, 赤道面上で地球中心から地球半径の3倍だけ



極域へのエネルギー流入



超高層大気の加熱  
組成の変化

低緯度への流入

⋮

電離圏擾乱

# プラズマの定義と神秘さ・面白さ

—— 多様な集団的性質・応用. そして科学技術の将来 ——

## << 内容 >>

### [ 1 ] プラズマとは... ?

- (1) いろいろなプラズマ・物質の第4の状態・プラズマの定義
- (2) プラズマの集団的性質-1 —— 多粒子による遮蔽と“Debye Length”
- (3) 同上 -2 —— プラズマ振動と電磁波の伝搬・反射
- (4) 同上 -3 —— 磁界電界中の運動と応用、単純トーラスの特性、オーロラ

### [ 2 ] プラズマの応用の一例 —— プラズマによる核融合に向けて

- (1) 人類とエネルギー —— エネルギーの長期的展望と必要要件
- (2) プラズマによる核融合 —— 地上の核融合、閉じ込め方式、現状と展望
- (3) 高効率核融合に向けて —— 先進的トカマク: 準定常球状トカマク “QUEST”

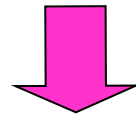
### [ 3 ] おわりに —— 日本の科学技術と将来

- (1) 3.11事故の分析と教訓 —— 安全と技術、桁数の重要性、徹底法  
科学技術立国(?)の将来
- (2) 理学と工学 —— 両輪の大切さ、「ICPP2008」主催の知見
- (3) 近年の日本の科学技術に対する理解と展望

# 電源の四大必須要件と需要変化に対応した 組み合わせ(ベストミックス) -- 特に、長期的視点から

## 電源の四大必須要件

- \* 非枯渇性
- \* 安定大量供給
- \* 環境・安全
- \* コスト



1つのエネルギー(電源)で四つの必須要件を  
同時に満たすものはない!

# プラズマの応用の一例

## (1) 人類とエネルギー

- ・ エネルギーの長期的展望と必要要件 (主に電力として)

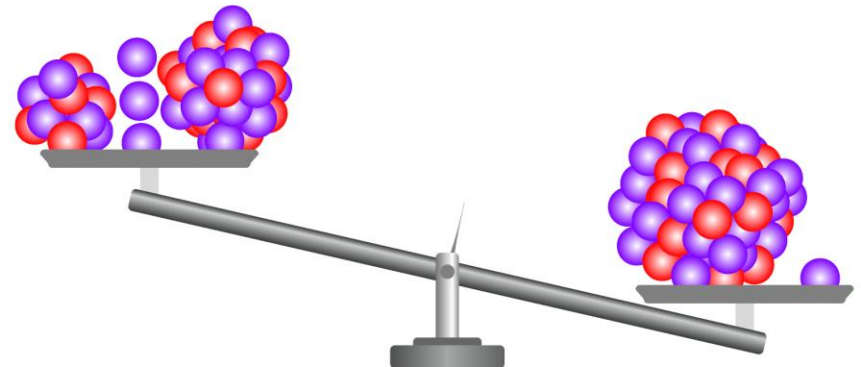
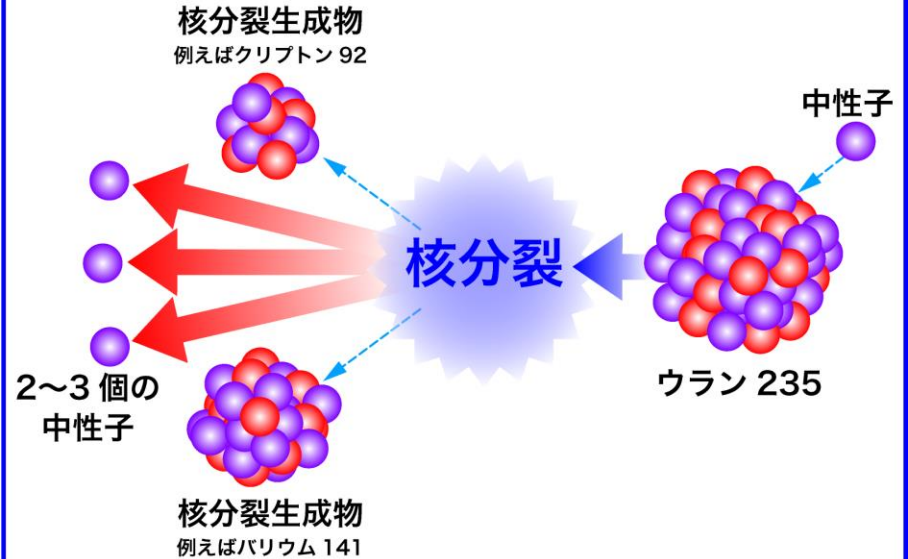
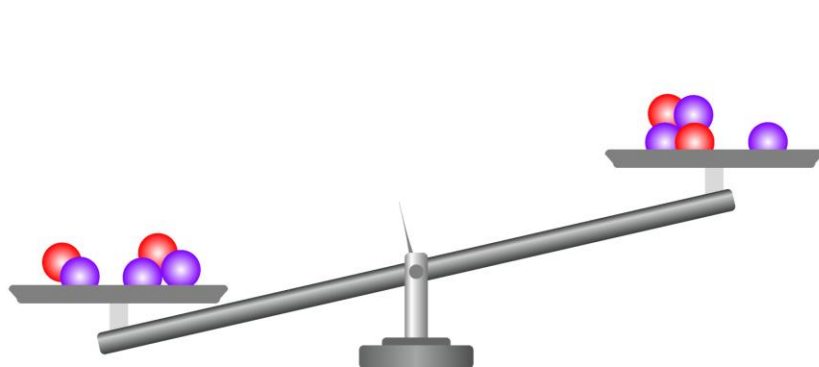
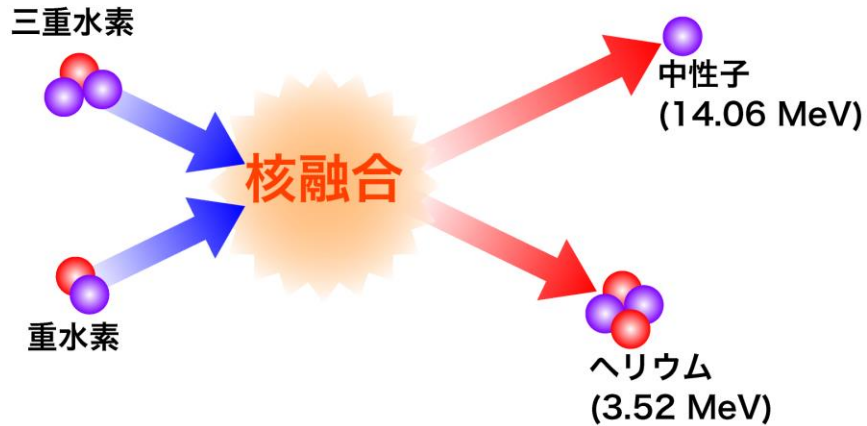
## (2) プラズマによる核融合

- ・ 地上の核融合
- ・ プラズマの閉じ込め方式
- ・ 核融合の現状と展望

## (3) 高効率核融合に向けて

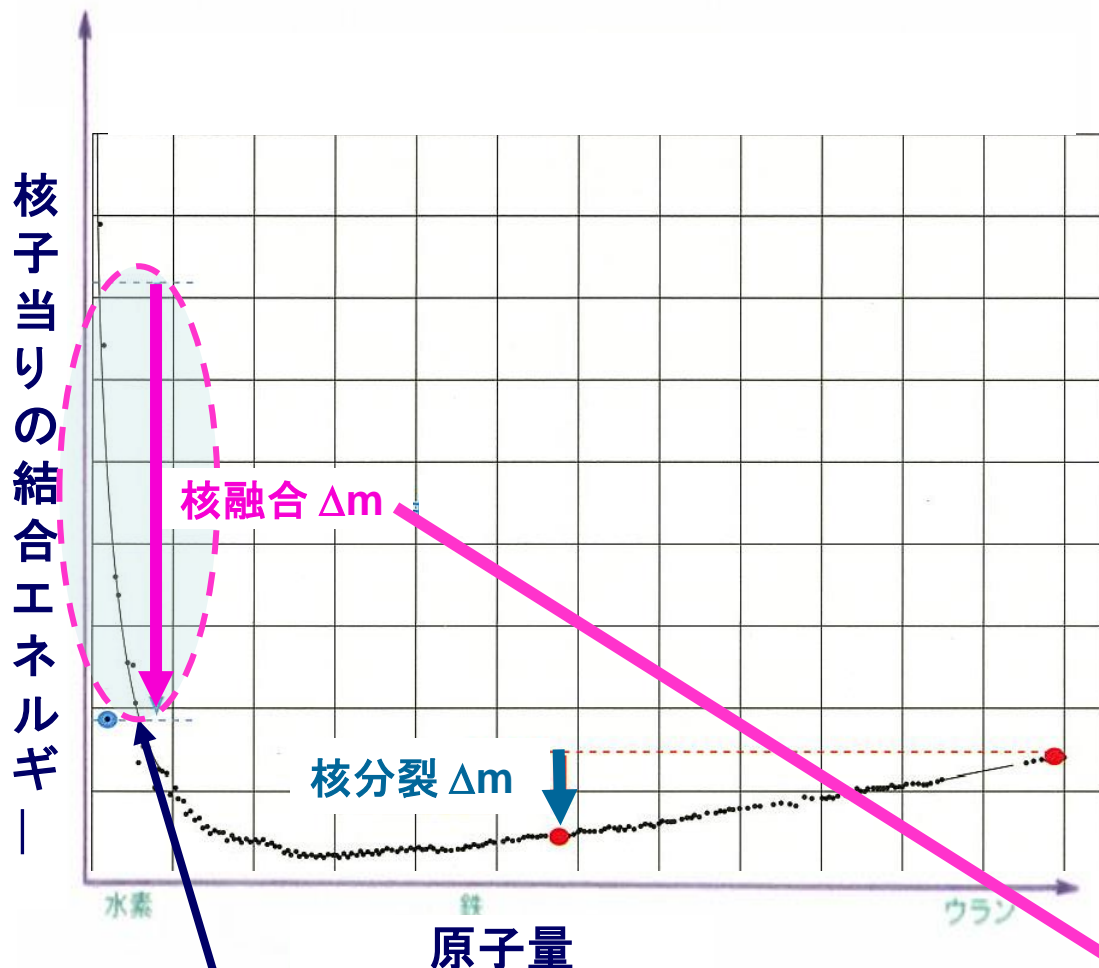
- ・ 先進的トカマク
- ・ 準定常球状トカマク “QUEST”

# 核融合によるエネルギー放出の原理



$E = (\Delta m) C^2$  : アインシュタインの特殊相対性理論

# 核融合によるエネルギー放出の原理



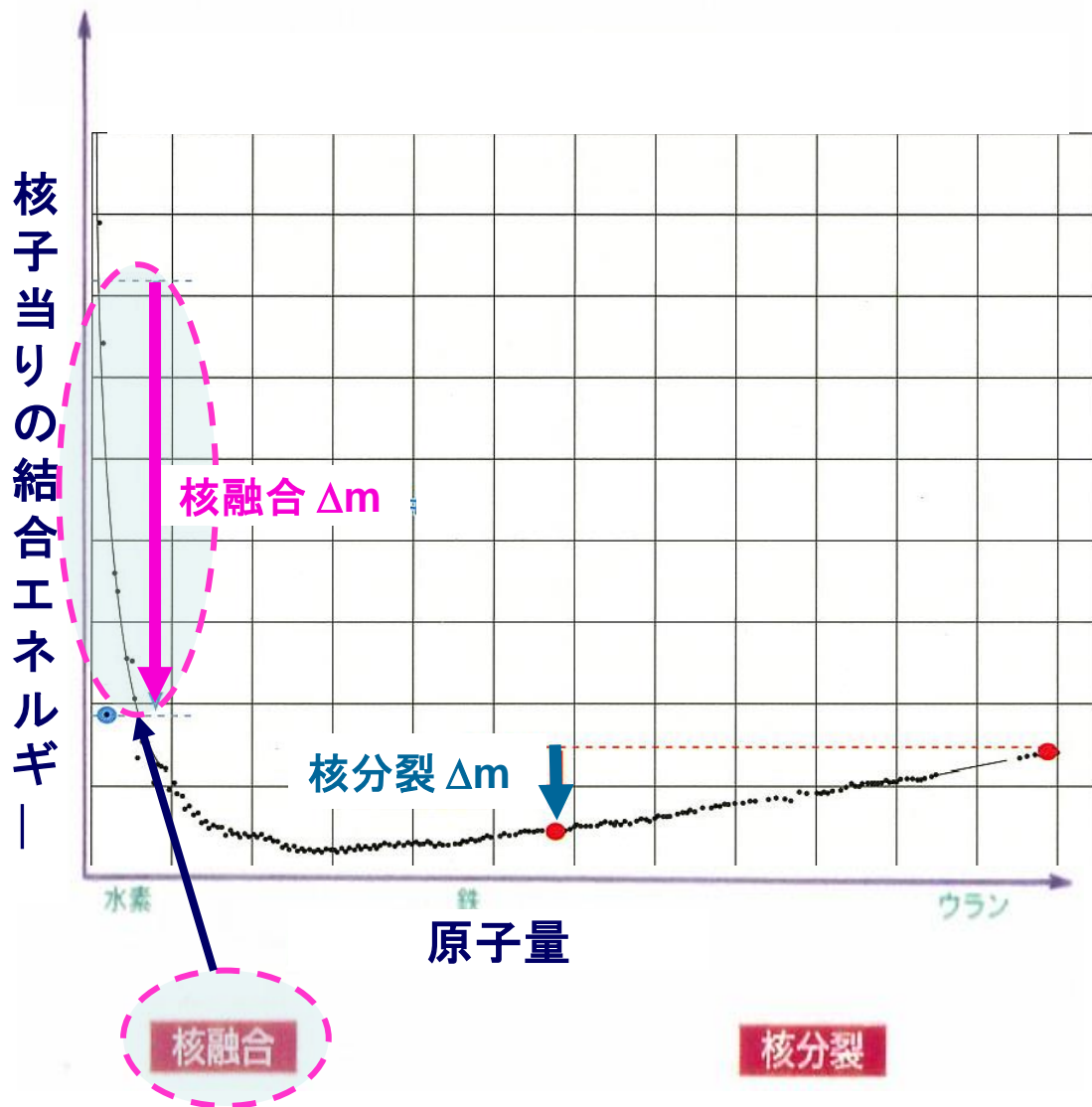
原子物理学の法則から、一核子当たりの結合エネルギーは、鉄が最も小さく安定な元素であることが分かっています。この鉄を境にして、軽い元素も重い元素も共に、一核子当たりの結合エネルギーが高くなります。そこで、核分裂によりエネルギーが放出されますが(これが原子力発電)、核融合でもエネルギーが放出されます。

核融合

核分裂

$$E = (\Delta m) c^2 : \text{アインシュタインの法則}$$

# 核融合によるエネルギー放出の原理



## 核融合発電の特徴:

——有利な点——

- 1) 燃料資源がほぼ無尽蔵  
(海水に含まれる重水素)
- 2) 燃料資源の非偏在性
- 3) 炉暴走の可能性が極めて低い
- 4) 炉解体時における高レベル放射性廃棄物が少ない

## 同上 :

——不利な点——

- 1) ローソン条件到達が容易でない(臨界が困難)
- 2) 炉の規模が大きく複雑、したがって1基が高額に

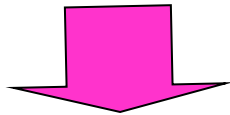


# 原子力と核融合の特徴比較

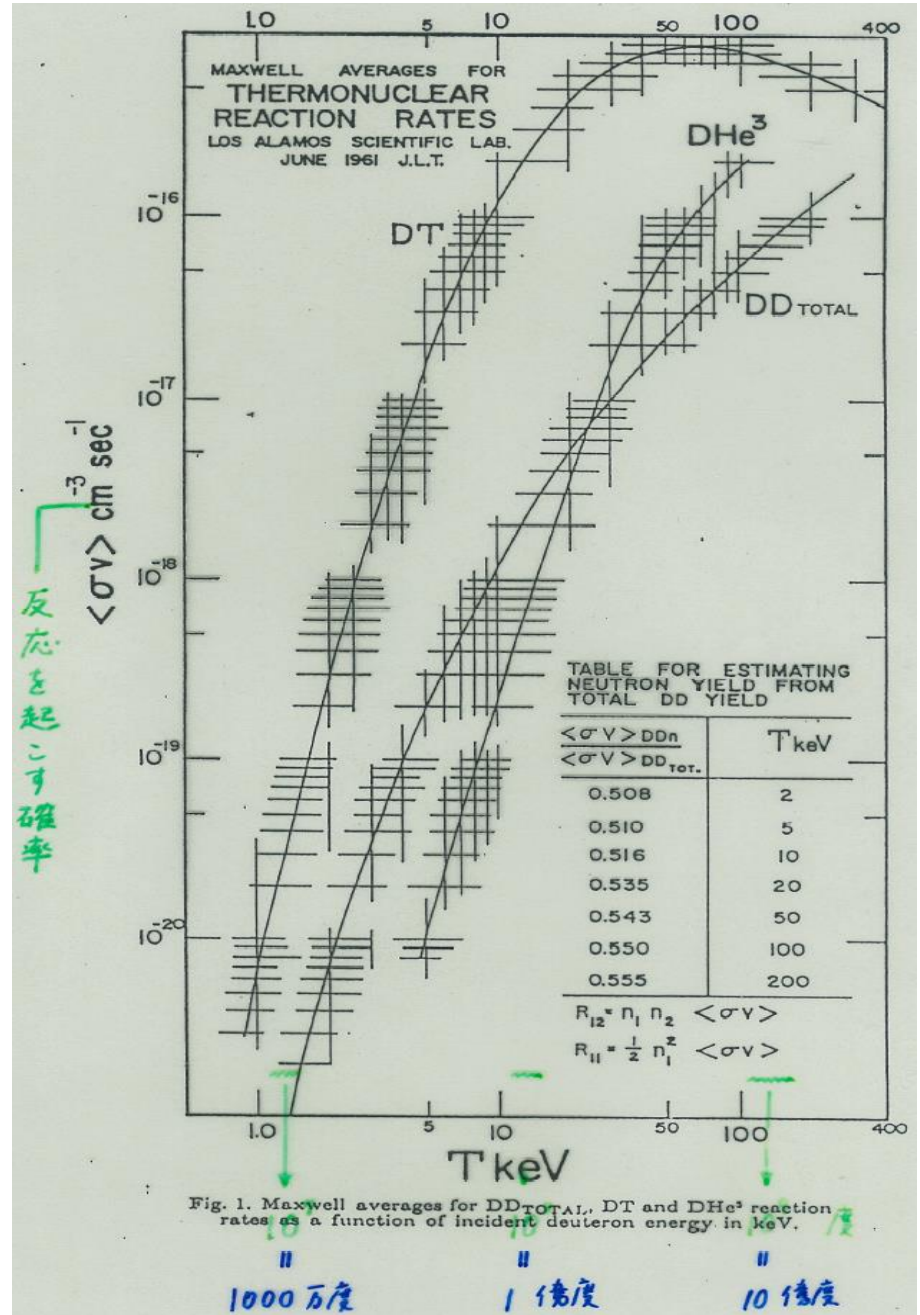
電源の 四大必須要件	原子力発電 (分裂炉)	核融合発電 (融合炉)
<p>1) 燃料資源 (1) 埋蔵量 (2) 偏在性</p> <p>2) 安定大量供給性</p> <p>3) 環境・安全性 i) 環境(地球温暖化) ii) 炉内エネルギー iii) 事故の可能性 iv) 廃棄物</p> <p>4) コスト</p>	<ul style="list-style-type: none"><li>・ ~100年 (現方式では)</li><li>・ 偏在性あり</li><li>・ OK</li><li>・ CO<sub>2</sub> 排出なし</li><li>・ ~10<sup>17</sup> [J]</li><li>・ 炉心暴走、崩壊熱</li><li>・ 高レベル廃棄物</li><li>・ 建設費 大</li><li>・ 発電費 小</li></ul>	<ul style="list-style-type: none"><li>・ ~10<sup>4</sup>年 (燃料は海水)</li><li>・ 偏在性なし (〃)</li><li>・ OK</li><li>・ CO<sub>2</sub> 排出なし</li><li>・ ~10<sup>8-9</sup> [J]</li><li>・ 炉心暴走なし</li><li>・ 中レベル(放射化)</li><li>・ 建設費 大</li><li>・ 発電費 小</li></ul>

# 核融合反応の確率： 反応断面積

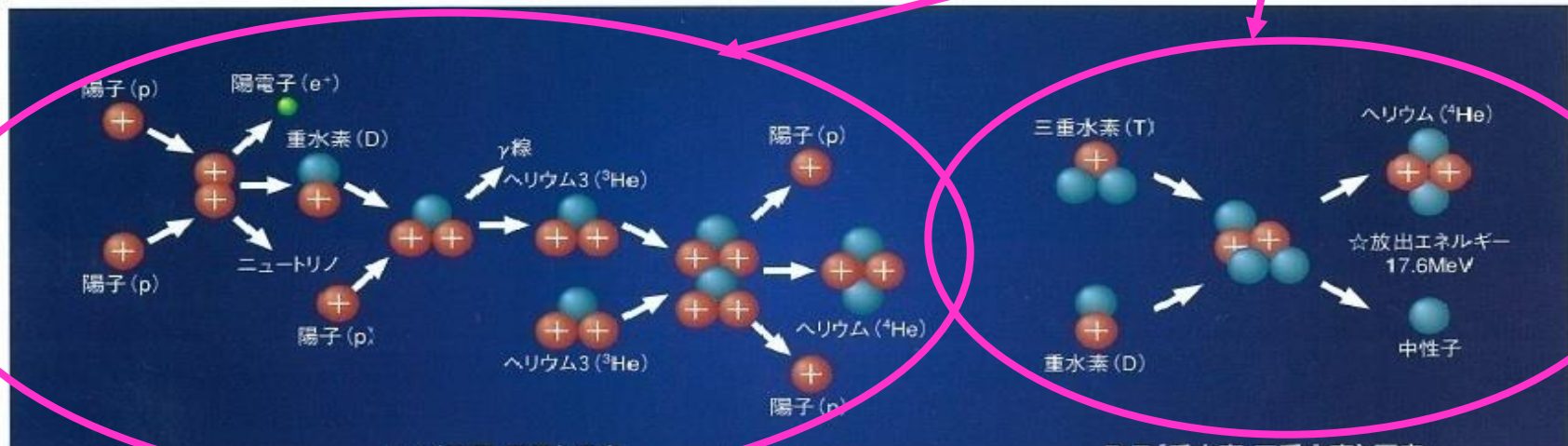
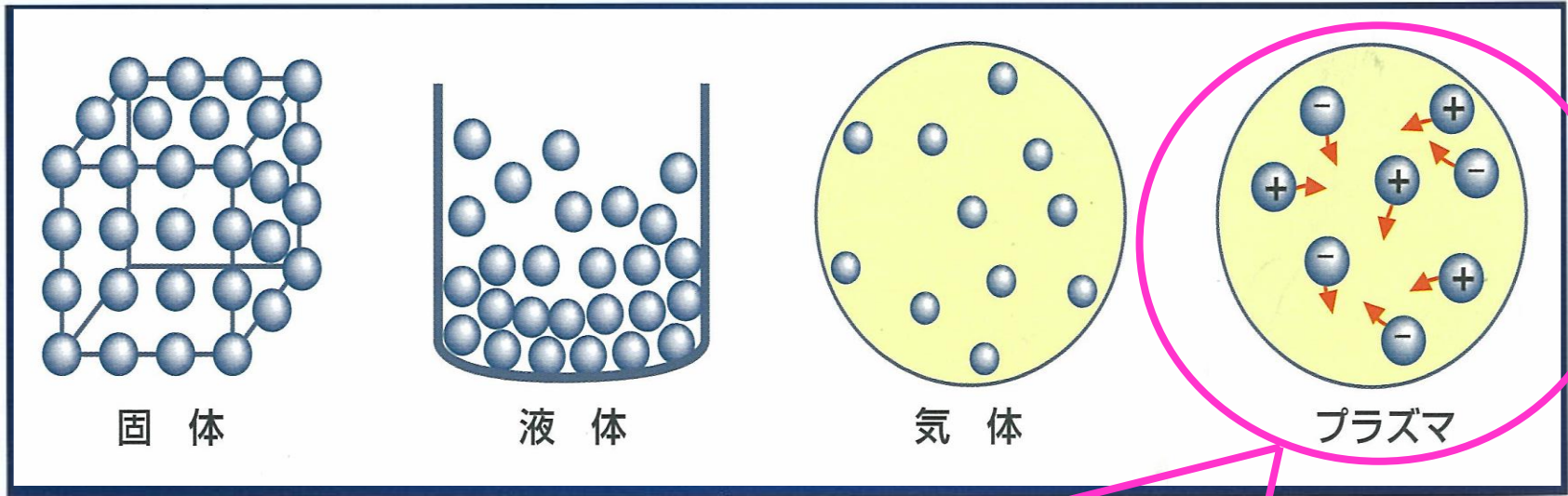
- ・可能性の一番高いもの：  
→ DT反応
- ・次の可能性としては：  
→ DD, DHe<sup>3</sup> など



・第1の目標： DT炉



# プラズマによる核融合



太陽における核融合

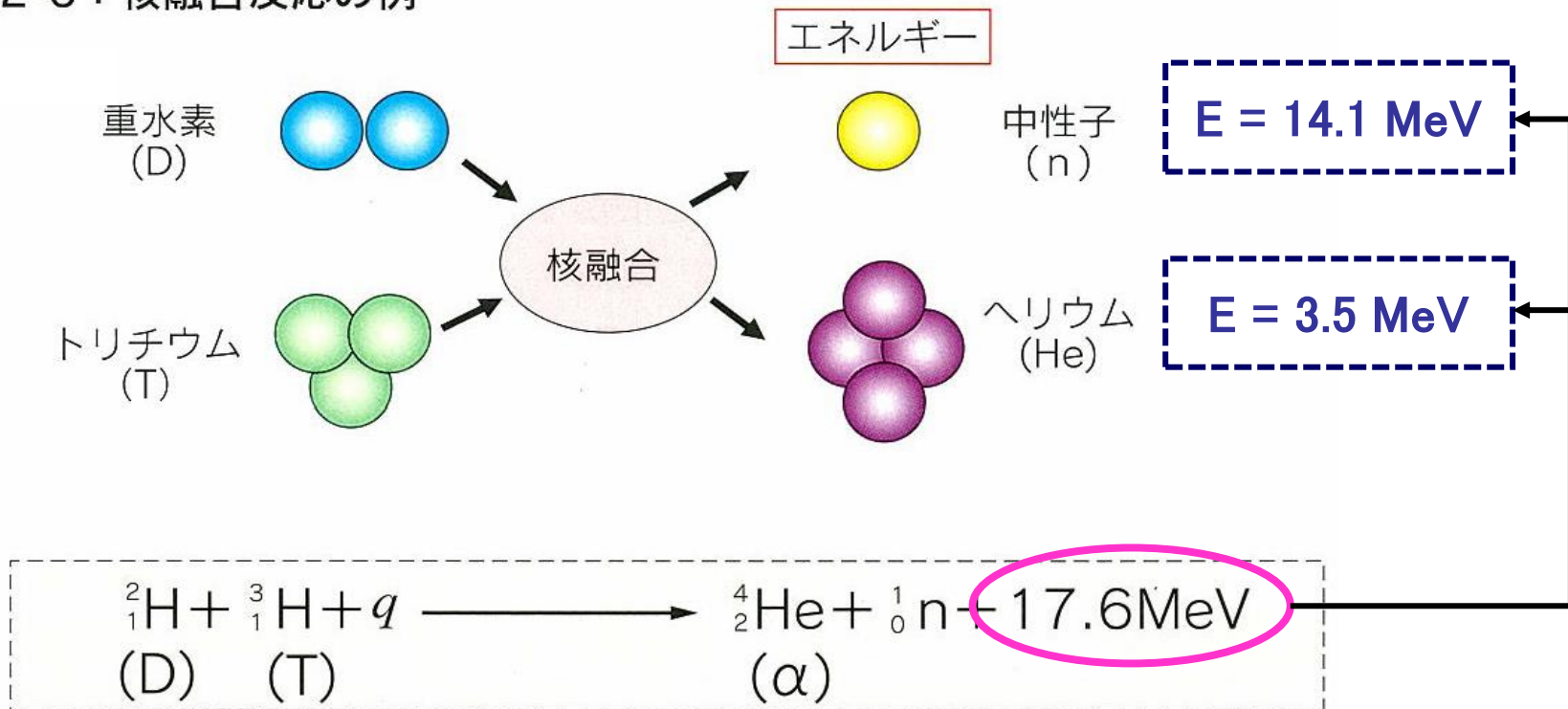
p-p (陽子-陽子) 反応

D-T (重水素-三重水素) 反応

地上で目指す核融合

# 核融合のD-T 反応(重水素-三重水素反応)

図表 2-6 : 核融合反応の例



核融合: DT 燃料 1g ≒ ウラン 4.5g ≒ 石油 8ton ≒ 石炭 15ton

# プラズマの応用の一例

## (1) 人類とエネルギー

- ・ エネルギーの長期的展望と必要要件 (主に電力として)

## (2) プラズマによる核融合

- ・ 地上の核融合
- ・ プラズマの閉じ込め方式
- ・ 核融合の現状と展望

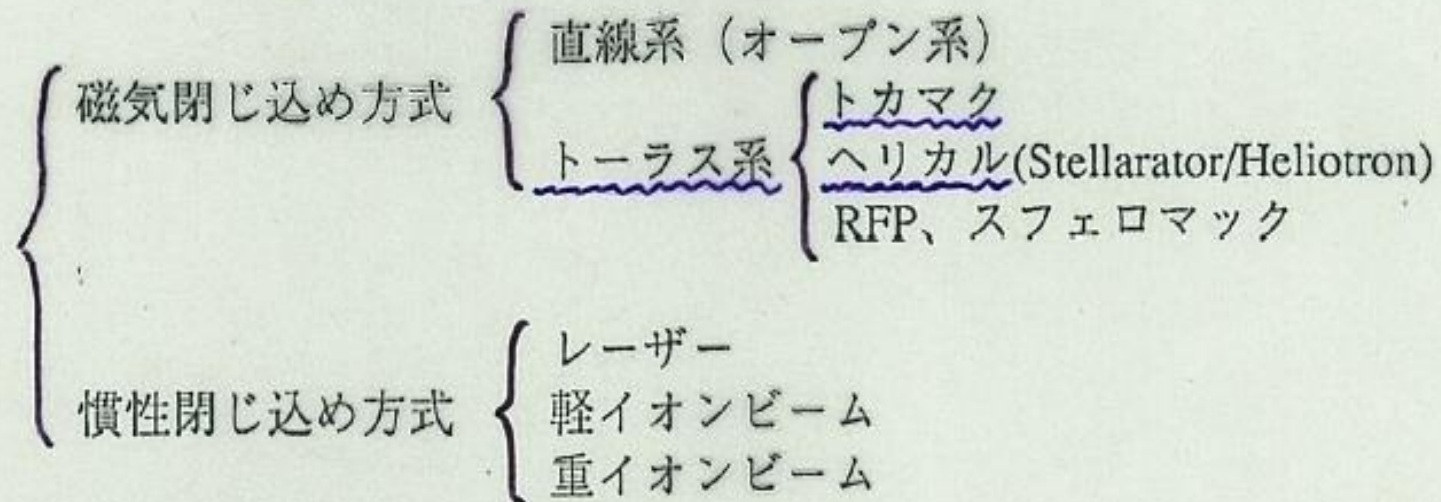
## (3) 高効率核融合に向けて

- ・ 先進的トカマク
- ・ 準定常球状トカマク “QUEST”

## [2] 核融合研究の現状

(1) "核融合"とは

(2) プラズマ閉じ込め方式とその現状



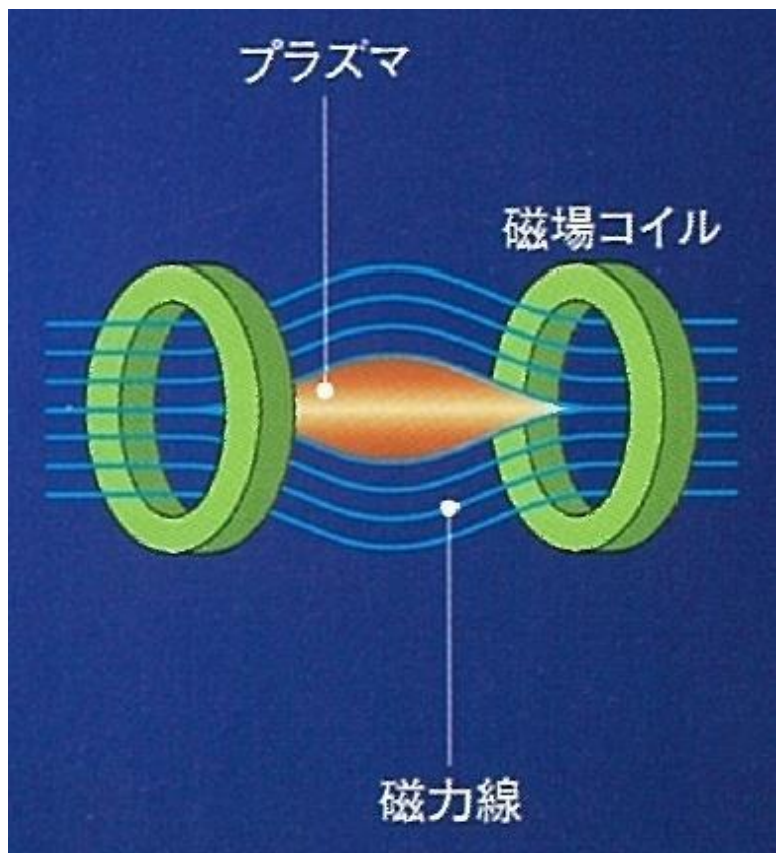
(3) "閉じ込め時間" と "実験時間"

(4) 核融合研究の現状

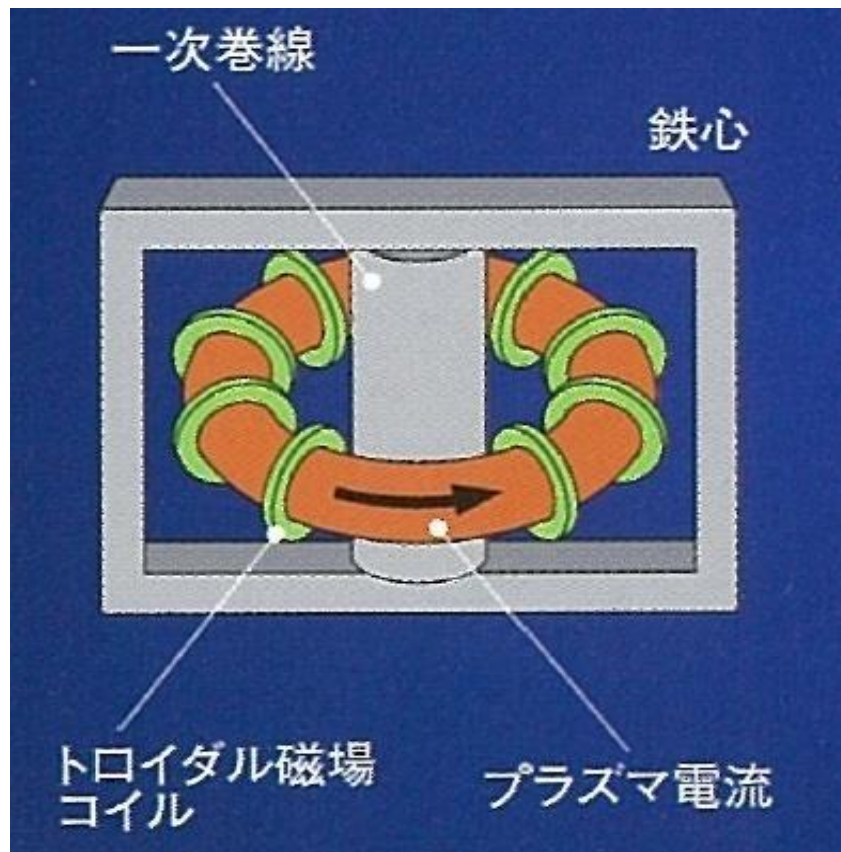
JET, TFTR, JT-60, ---- ITER

LHD 計画 (核融合科学研究所)

# 直線状の磁場とドーナツ状の磁場による プラズマの閉じ込め

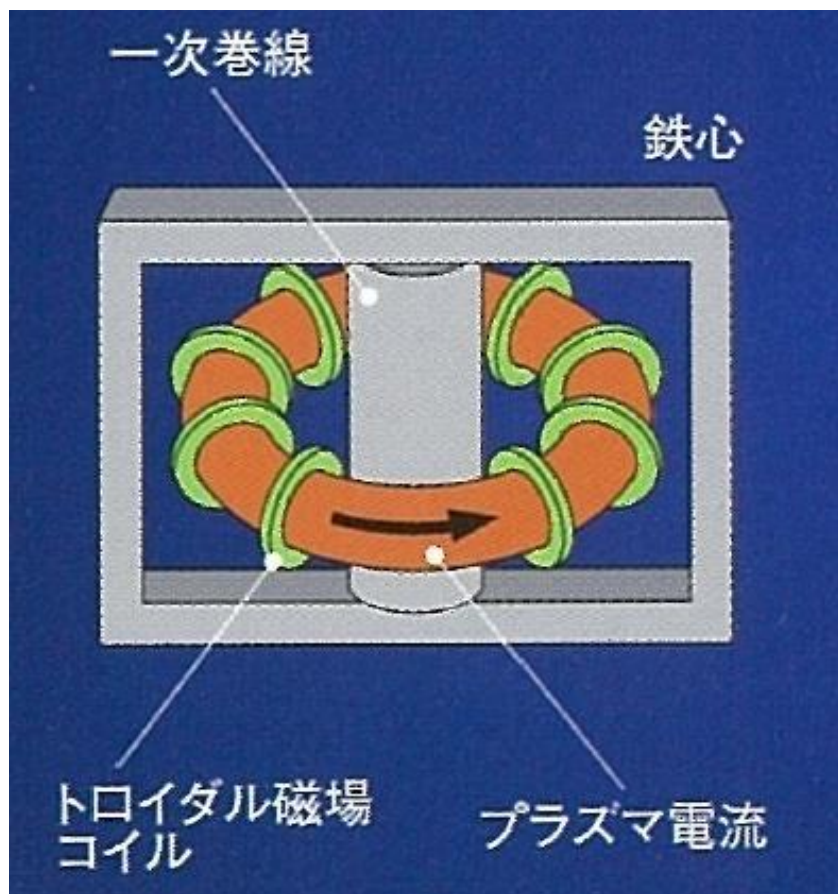


直線状の磁場:ミラー型

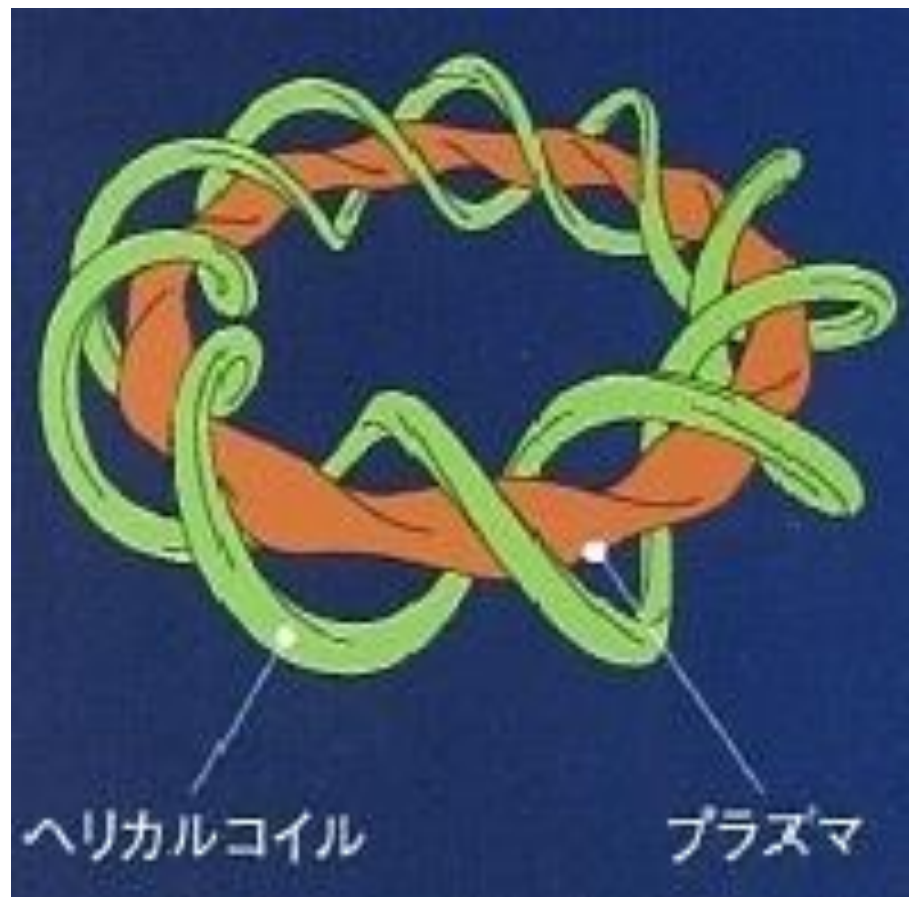


ドーナツ状の磁場:トーラス型

# トカマク型とヘリカル型



トカマク型



ヘリカル型



# 世界における核融合研究

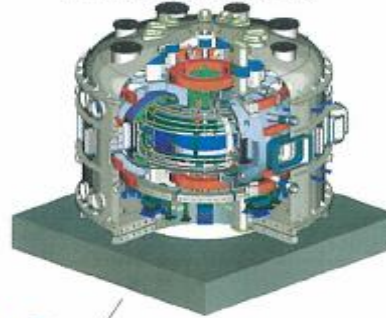
**JET**  
カラム研究所(イギリス)



**W7-X**  
マックス・プランク・プラズマ物理研究所(ドイツ)



**KSTAR**  
基礎科学支援研究所(韓国)



**NSTX**  
プリンストン大学(米国)



ユーリッヒ研究所(ドイツ)

カールスルーエ研究所  
IFZK(ドイツ)

環境技術中央研究所  
(CIEMAT)(スペイン)

ハリコフ物理工学研究所  
(ウクライナ)

プラズマ研究所  
(インド)

クルチャトフ研究所  
(ロシア)

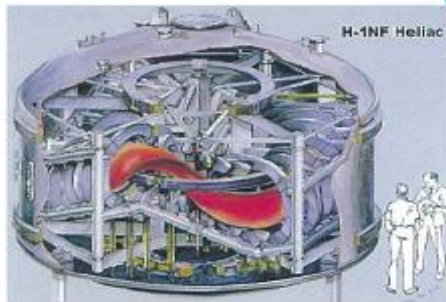
ワイスコンシン大学

ローレンス・リバモア  
国立研究所

カリフォルニア大学

テキサス大学

ロス・アラモス国立研究所



**H-1NF Heliac**  
オーストラリア国立大学(オーストラリア)



**HT-7**  
等離子体物理研究所(中国)



**DIII-D**  
ジェネラル・アトムックス社(米国)

# 日本における核融合研究

京都大学エネルギー理工学研究所

## Heliotron J(京大)

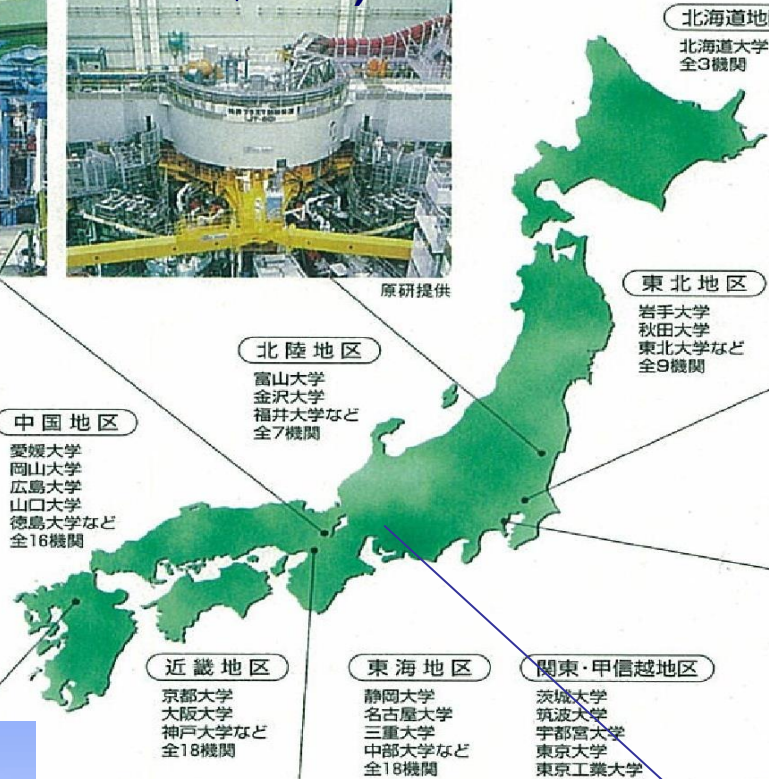


日本原子力研究開発機構

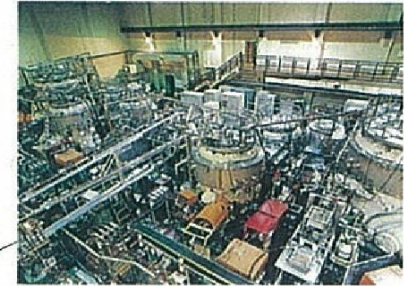
## JT-60U(JAEA)



原研提供



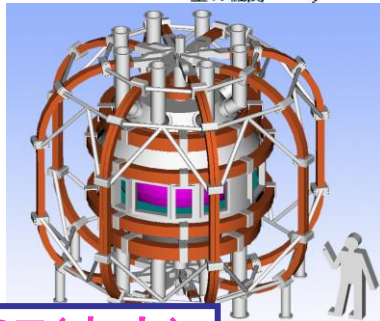
## ガンマ10(筑波大)



筑波大学プラズマ研究センター  
ガンマ 10



タセンター

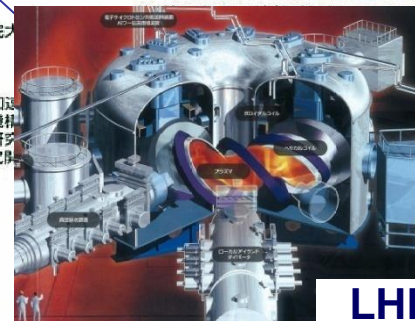


## QUEST(九大)

九州大学応用力学研究所



大阪大学レーザーエネルギー= レーザー(阪大)

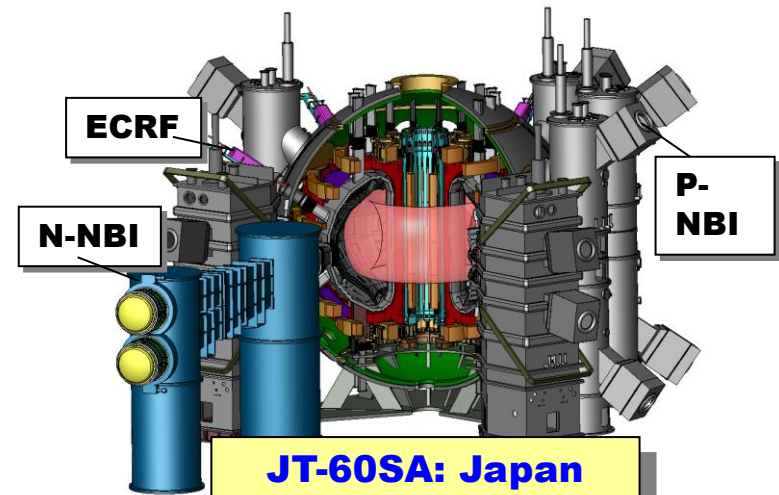


## LHD(NIFS)

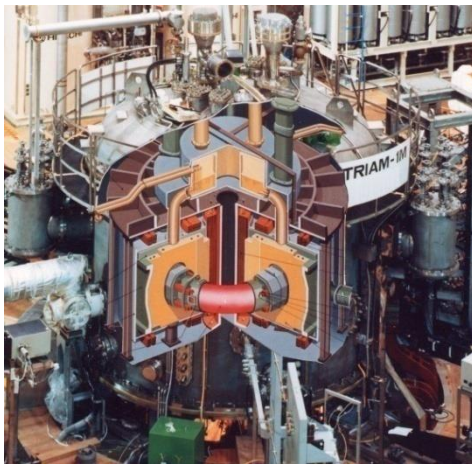
# トカマク型



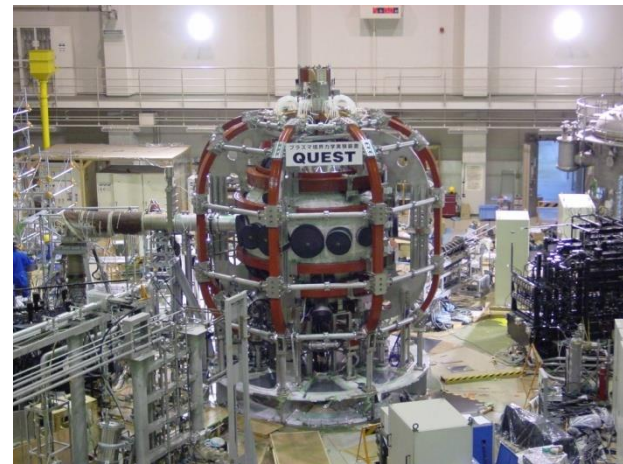
**ITER : India, China, Korea, US, Russia, EU, Japan**



**JT-60SA: Japan and EU**



**TRIAM-1M : Kyushu Univ.**

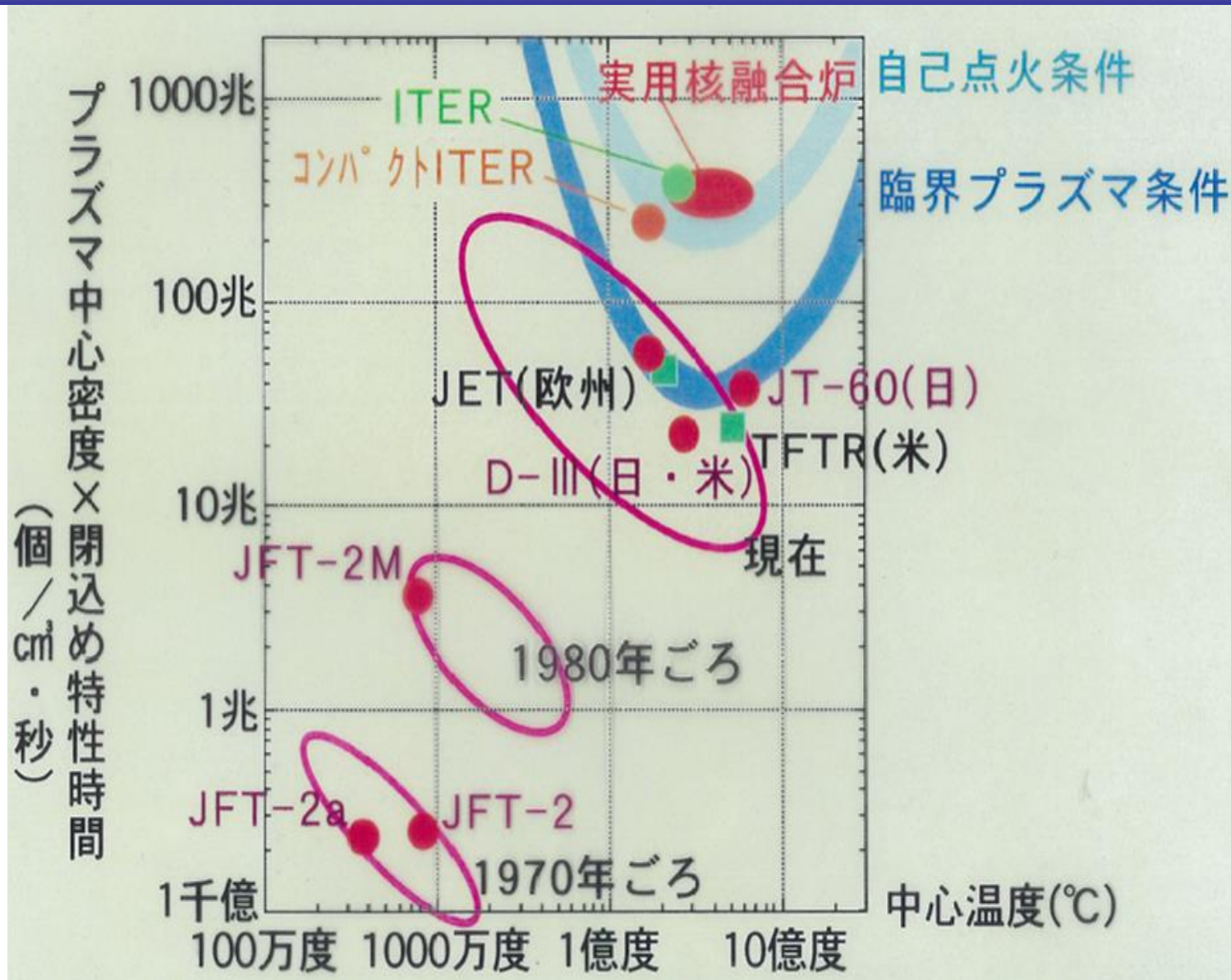


**QUEST : Kyushu Univ.**



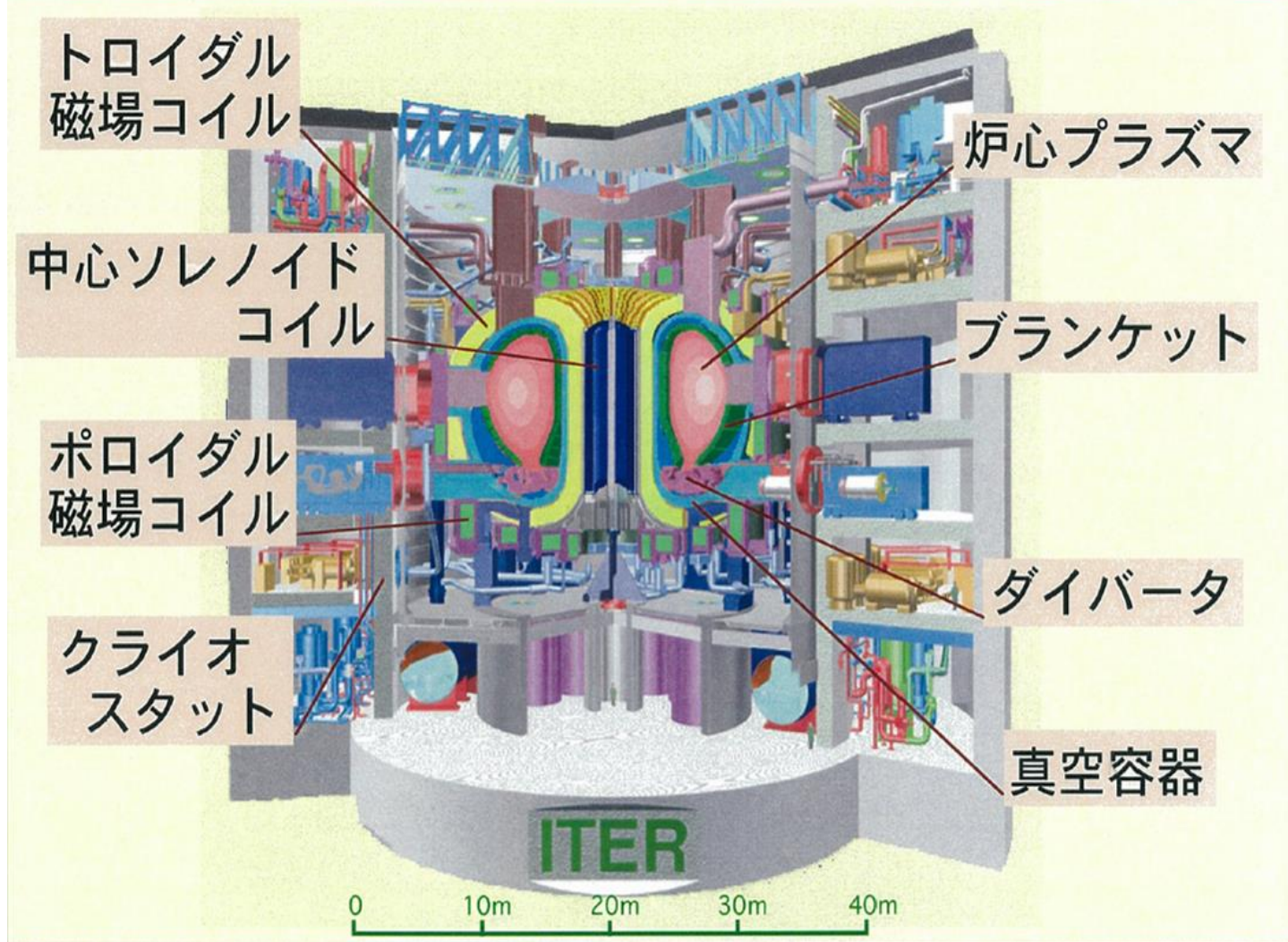
**JET : Joint European Torus**

# 核融合研究の実績・現状・目標

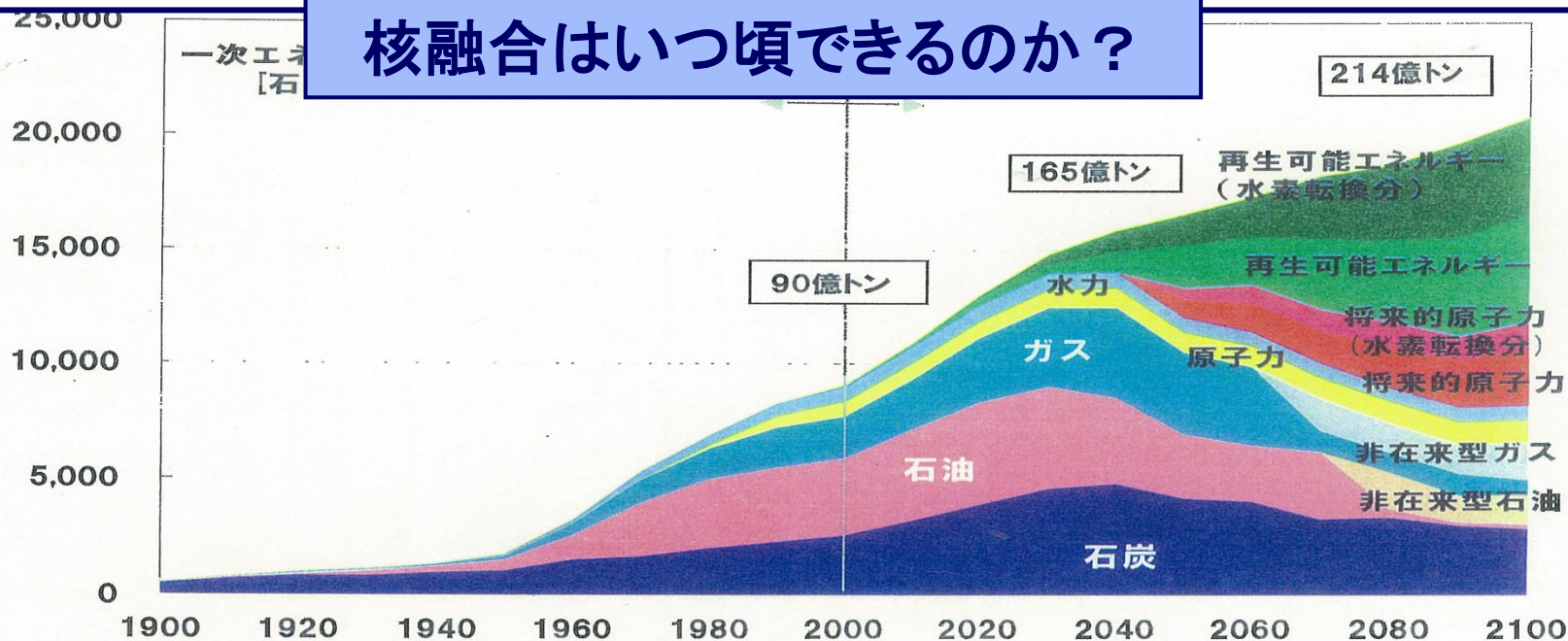


# ITER : International Thermonuclear Experimental Reactor

発足当初: 4極(欧、米、ソ連、日本) 現在7極(欧、米、ロ、日本、中国、韓国、インド)  
⇒ 建設地: 最後まで仏と日本で競う。政治決着により、建設地は仏、日本は議長と  
BA (Broader Approach) 予算



# 核融合：将来における社会への寄与の可能性



・しかし、国際的に一斉に研究開始 即ち

2) 基礎研究からのスタートのため、世界をリードする堅実堅固な研究基盤育成 (輸入技術から始まった原子力研究との違いと言われている)

⇔ ITERへの取り組みにも反映

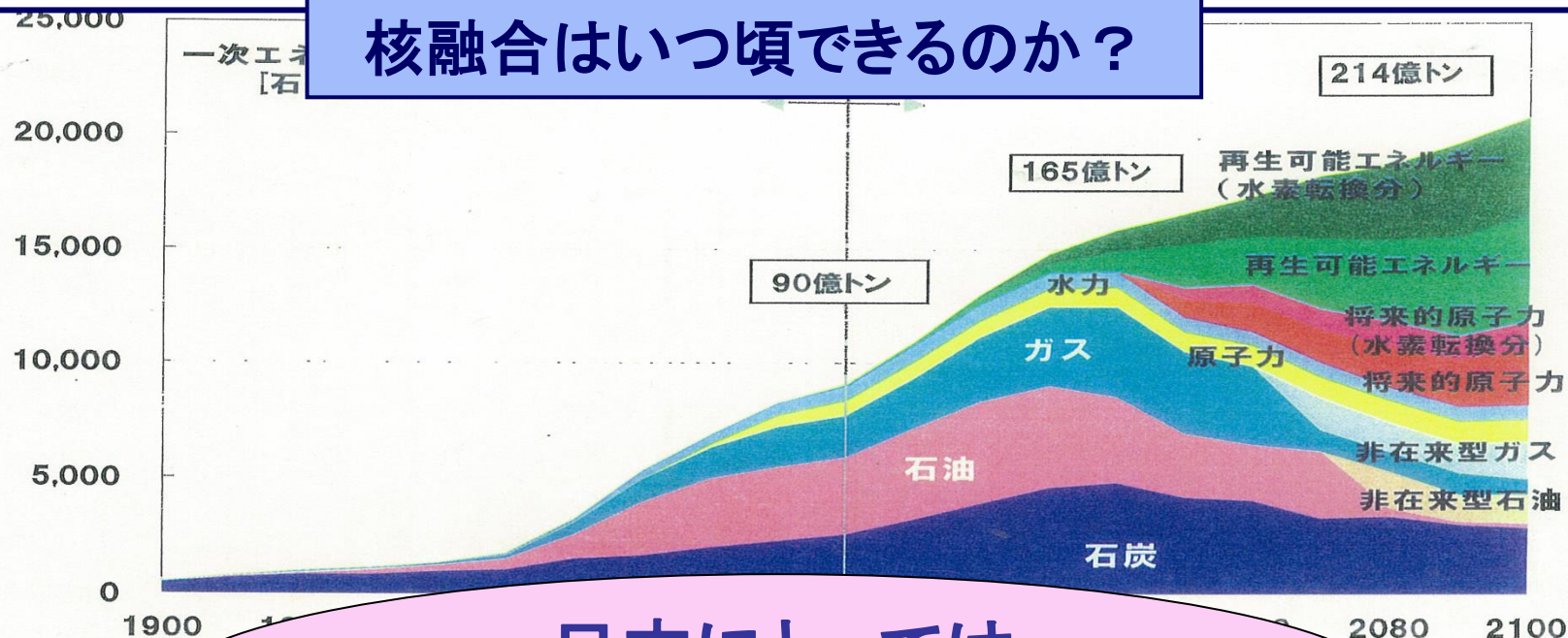
ITER発足当初: 4極 (欧、米、ソ連、日本)

現在7極 (欧、米、ロ、日本、中国、韓国、インド)

⇒ 建設地: 最後まで仏と日本で競う。政治決着により、建設地は仏、日本は議長とBA (Broader Approach) 予算

# 核融合：将来における社会への寄与の可能性

核融合はいつ頃できるのか？



日本にとっては  
特に長期的視点が大切！

- しかし、国際的
- 1) 世界も日本も研究者は向心力を注ぎ込んでいる  
(研究の進展にともなう新しい不安定性の発芽、発見、克服等)
- 2) 基礎研究からのスタートのため、世界をリードする堅実堅固な研究基盤育成 (輸入技術から始まった原子力研究との違い[とされている])  
⇔ ITERへの取り組みにも反映
- 3) 21世紀中盤過ぎを目途に、見通しができつつある



図表 5-11：核融合炉内のプラズマ閉じ込めと核融合発電炉のしくみ

