ミュオン核融合

永 嶺 謙 忠

(東京大学理学部中間子科学研究センター・
理化学研究所金属物理研究室)

(1988 年 4 月 18 日受理)

Muon Catalyzed Nuclear Fusion

Kanetada Nagamine

(Received April 13, 1988)

Abstract

Negative muon (μ^-) with the mass of 207 times electron mass, when it is injected into a mixture of D_2 and T_2 , can take a small molecular orbit around the nucleus d and t, causing a nuclear fusion reaction by suppressing a Coulomb repulsion. After this fusion reaction catalyzed by the μ^- , it is liberated and forms a small molecule again, ... and finally the fusion reaction can be repeated up to more than 100 times. In the present short report, the status of experimental studies is reviewed with a comment on the future perspectives.

Keywords :

muon catalysis, cold fusion mesomolecule, muons, meson factory,

1. はじめに

ミュオンを触媒として高温を必要としないで核融合を起こさせ、出来ればエネルギー生産に実用化したいという考えが提出されたのは今から40年も昔のことであった。いくつかの変遷をへて、このミュオン触媒核融合 (Muon Catalyzed Fusion, μCF と略す) の研究は、大きな岐路にさしかかっている。即ち、現在の実験技術で可能な極限条件での実験が次第に実現されるようになり、この5年位の間に、新しい実験結果が次々と積み上げられてきているためである。夢物語なのか、それとも、いくらかでも脈があるのか、といった40年来の質問に対する答が出てくる寸前、といった状態が今日であるように思われる。

一方、通常の熱核融合の実用化を希望をもって語られたのが30年前ということであるから、 μCF の40年の歴史はその殆んどが、基礎と原理の研究であり、実用化などというものは殆んど議論されなかったことは、容易に理解されよう。後に詳しく述べるように、1980年代に入って状況が大きくかわってきた。

*Meson Science Laboratory, University of Tokyo, Tokyo 113.
Institute of Physical and Chemical Research, Wakoh, Saitama 351.*

1970年度末までの暗黒時代の果てに、ミュオン分子イオンの共鳴生成という事実が新しい研究の展開をもたらしてきている。特に実験室の中で、ミュオン1個で100回以上核融合をひき起こすことが観測されて以来、エネルギー生産への実用化に対する期待も含めて、活発な研究が実験・理論両面で進められている。

以下では μ CFの原理の説明に続いて、 μ CF現象の研究の現状を述べ、エネルギー生産の可能性を将来展望が最後に記されている。急速に発展している分野であるので、以下の記述のいくつかはすぐに意味がなくなる運命にあることを御了承頂きたい。

2. 負ミュオンが触媒する核融合の原理

μ CF現象の主役を担う負ミュオン(μ^-)は、質量が電子の約207倍の不安定素粒子である。この負ミュオンを発生させるには、通常は、まず中高エネルギー加速器で得られる500 MeV程度以上の陽子または電子を金属標的にあて負パイオン(π^- , パイ中間子)を発生させる。次に、超電導ソレノイドなどの閉じ込め磁場の中を5 m程度以上の距離通過させ、 $\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$ 崩壊を起こさせることによって負ミュオンを得ることができる。現在世界の代表的なミュオン源としては、直流状ビームがSIN(スイス国立核物理研究所(最近名前がPSI, Paul Scherrer Instituteと変わった)), LAMPF(米国ロスアラモス国立研究所)およびTRIUMF(カナダ4大学連合中間子研究所)が、パルス状ビームが筆者らの建設した東京大学理学部中間子科学センター(高エネルギー物理学研究所内)及びRAL(英国, ラザフォード, アップルトン研究所)が稼動している。

とじこめ磁場を通過中にパイオンが崩壊し、その後に得られるミュオンビームは数MeVのエネルギーを持ち、物質をおくと飛程分だけ進んで止まる。物質中での μ^- は価電子を電離し、原子核の周りのミュオン原子とよばれる μ^- の原子軌道の励起状態に捕獲され(オージェ(Auger)捕獲), 次々と遷移してミュオン原子の基底状態に近づく。かくして例えば, H, D,

Tなどに対してはオージェ捕獲によって中性の($p\mu$), ($d\mu$), ($t\mu$)など, p, d, t を核とし, その周囲を電子の207倍の重さの μ^- が廻るという原子状態, ミュオン原子が形成される。水素同位体核のミュオン原子の性質が表1にまとめられている。

表1. $p\mu, d\mu, t\mu$ 原子の基本的な性質

	$p\mu$	$d\mu$	$t\mu$
1S 状態束縛エネルギー (eV)	2528	2663	2711
核吸収率 (s^{-1})	≈ 500	≈ 400	
超微細分離エネルギー (eV)	0.183	0.049	0.241

オージェ捕獲後, ミュオン原子は 10^{-10} 秒以下の時間で基底状態に落ち付く。($p\mu$), ($d\mu$), ($t\mu$)の基底状態は原子半径260 fm ($1 \text{ fm} = 10^{-13} \text{ cm}$) と電子原子の $1/207$ の大きさの小さい原子である。最終的に, 基底状態の μ^- は, 原子軌道から真空中と同じように自由崩壊して, 電子と2つのニュートリノになる($\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$) 自由崩壊の寿命(τ_μ): $2.2 \mu s$, 崩壊率(λ_0) $4.55 \times 10^5 s^{-1}$ である。ごくわずかの μ^- は p, d, t の原子核に捕獲される。 μ^-p 核吸収率: $5 \times 10^2 s^{-1}$, μ^-t 核吸収率: 約 4×10^2

s^{-1} 。この自由崩壊と核吸収とで原子状態の μ^- の寿命が決まるが、 p, d, t に対しては、実用上 τ_μ, λ_0 を用いてもよい。

μCF の研究は、 D_2 と H_2 の混合系の研究から実験がスタートした。原理的には、表 2 に示すような核融合反応を解媒する可能性がある。この中で、 D_2 と 3He の系以外は何らかの形で様子が判ってきている。尚 D と 3He の系については、現在我々のグループで実験研究が進行中である。

さて、この μCF の大雑把な概念を、実用上の観点から最も興味をもたれている μ^- を D_2 と T_2 の混合ガスまたは液体に打ち込んだ場合について説明してみよう。反応は系の密度によるが、液体水素密度中 ($0.425 \times 10^{23}/cc$) 程度を考えることにする。図 1 のように次のような巡回反応が起こる：ミュオン原子 ($d\mu$), ($t\mu$) の生成 $\rightarrow$ ($d\mu$) となったものが ($t\mu$) へ移行する衝突反応 $\rightarrow$ ($dt\mu$) 分子の生成 $\rightarrow$ ($dt\mu$) 分子内での μ^- が d と t 間のクーロン力を弱めることによって進行する核融合反応 (狭い意味の μCF 反応) $\rightarrow \alpha$ 粒子、中性子および自由な μ^- の発生 (一部の μ^- が α に付着して巡回反応から離脱) $\rightarrow$ ミュオン原子 ($d\mu$), ($t\mu$) の生成 $\rightarrow \dots$ 。この巡回反応率 λ_c が大きいほど、また μ^- の α への付着の度合 ω_s が小さいほど 1 個の μ^- から多量のエネルギーが生まれることになる。

このような概念が初めて提唱され、実験や理論の研究が始まったのは、1947 年頃の Frank, Sakharov らの論文^{1),2)} に端を発している。1957 年の Alvarez による泡箱中での ($pd\mu$) 系での μCF 現象が観測され、さらに大きな実験・理論研究をうながした。この Alvarez の実験を μCF 研究のスタートと位置づける人もいて、昨年 Leningrad で行われた国際会議は μCF 研究 30 年記念と呼ばれた。さて Alvarez に続く研究の結果、ミュオン分子生成の困難さがはっきりしてきたこともあって 20 年程の暗黒時代があったが、その後、1970 年代後半から急速に研究が盛んになってきている。この活性化の原因となったものは、Vesman⁴⁾, Ponomarev⁵⁾ 等ソ連の理論家が予測した ($dt\mu$) や ($dd\mu$) などの中間子分子 (mesomolecule) 生成が、 D_2/T_2 や D_2 系で共鳴的に起こるという事実によっている。暗黒時代に着々と積みあげられてきていた

表 2. p, d, t による核融合反応

	Q 値 (MeV)
$p+p \rightarrow d+e^++\nu$	2.2
$p+d \rightarrow {}^3He+\gamma$	5.4
$d+d \rightarrow \begin{cases} t+p (50\%) \\ {}^3He+n (50\%) \\ {}^4He+n (0\%) \end{cases}$	4 3.3 24
$d+t \rightarrow {}^4He+n$	17.6
$p+t \rightarrow {}^4He+\gamma$	20
$t+t \rightarrow {}^4He+n+n$	10

図 1. D_2/T_2 中に負ミュオンが、うちこまれた際に起きる μCF 現象の概念図。分子生成については、図 4 を参照。

3体問題の理論計算の成果が大きな発展のきっかけとなった。

ここ4, 5年の間に大きな実験研究の前進が記されてきていて、いくつかあるレビュー誌^{6)~8)} または国際会議プロシーディング^{9), 10)}にまとめられている。1986年9月1日~3日東京での国際会議¹⁰⁾を機に国際的専門誌(Journal of Muon Catalyzed Fusion, J. C. Baltzer Scientific Publ. Co., Basel)も発刊され、既に第3巻の準備に入っている。

3. D_2/T_2 の μCF について、これまでに何が判っているか

($dt\mu$)系の μCF 現象について、これまでに知られている実験事実を示してみよう。いろいろな密度 ϕ で行われた実験結果は、反応率の密度に対する1次の依存性を補正した上で、すべて液体水素密度 ϕ_0 での値に直して示されている。1次以上の依存性を持つ現象がミュオン分子生成率にあることが後で示される。

3.1 ミュオン原子が出来る速さ λ_d, λ_t

ϕ が ϕ_0 の場合に、ミュオン原子($d\mu$), ($t\mu$)は非常に早く生成され、ミュオン原子の基底状態に落ちつく。例えば、($d\mu$)の生成率 λ_d の実験値は $3.9(3) \times 10^{12} s^{-1}$ であり λ_0 に比べ7桁近く大きい。後に述べるように、 ϕ が ϕ_0 より小さいときは、原子内遷移が起こるより衝突によって別の状態に移ることが優先する場合がある。

3.2 中間子分子内核融合反応の速さ($\lambda(dt\mu)f$)

($dt\mu$)分子内の基底状態では、分子の大きさが小さい(半径約500 fm)ので、分子の零点振動の助けをかりて、2つの核は核相互作用の距離まで近づき、 $d+t \rightarrow {}^4\text{He} + n$ の核融合反応が急速に進行する。Jacksonの理論計算によれば、分子の基底状態での $\lambda(dt\mu)f$ 値は λ_0 の 10^7 倍にも達する¹¹⁾。この値が非常に大きく、また密度によって変化しないため、 $dt\mu$ 系においては $\lambda(dt\mu)f$ が大きいことを前提として実験を行い、他の反応率を求めるという形で、ほとんどすべての μCF の実験研究が進められている。後述するように、($dt\mu$)分子は励起状態から共鳴的に生成されると考えられるので、分子内遷移や分子の励起状態からの融合反応率が問題となる。図2に示す数値は、最近の理論計算の結果であって、ミュオン分子の各準位間の遷移確率と各準位での分子内核融合反応率である。この図から明らかなように、もし第4励起状態から分子生成が起こったとしたら、 $10^{-12} s$ の時間の間に分子内核融合が起こることが予測される¹²⁾。核相互作用を正しくとり入れた赤石(北大)らの計算でもほぼ同様の結果が得られている。

3.3 ($d\mu$) $\rightarrow$ ($t\mu$)移行反応の速さ $\lambda_{dt\mu}$ と中間子分子生成の速さ $\lambda_{dt\mu}$

実験的に λ_{dt} や $\lambda_{dt\mu}$ を求めるには、高密度の混合ガスまたは液体中で μCF に伴う核融合中性子の総数と、ミュオン入射時を原点とする時間スペクトルを測定し、 T_2 の相対濃度比($Cd, Ct, Cd+Ct=1$)

図2. $(dt\mu)$ ミュオン分子の各準位での核融合率と、
各準位間の遷移確率についての理論値。

への依存性を測ることにより得られる。

具体的には、図1の反応サイクルに関するレート方程式をたてて得られる次の式を用いて、実験値へのフィットを行い、パラメーターである各反応率を決める。

a) 中性子強度の時間変化

$$N_n(t) = \phi \lambda_c e^{-(\lambda_0 + W\phi \lambda_c)t} \quad (1)$$

b) 中性子総量

$$N^{tot} = \phi \lambda_c / (\lambda_0 + W\phi \lambda_c) \quad (2)$$

ここで W は図1のサイクルからの損失過程の全ての和であって、その中に α 付着率 ω_s がある。

c) 巡回率

$$\lambda_c = C_d / [(\lambda_{dt}/q_{1s}) C_t] + 1 / (\lambda_{dt\mu} C_d) \quad (3)$$

ここで、 q_{1s} は、 $(d\mu)$ 原子が基底状態に到達する前に、 $(t\mu)$ に移行する効果を示す。

LAMPFでJonesらは、 ϕ_0 に近い高密度の D_2/T_2 を用いて、25～800 K の温度範囲で実験を行い、 λ_c を測定した¹³⁾。 λ_c は $C_d/C_t \sim 1$ の混合ガスで800 Kで最高値となり $160 \mu s^{-1}$ に達する(図3)。これらの実験値から λ_{dt} が $3.0(4) \cdot 10^8 s^{-1}$ と求まり、 $\lambda_{dt\mu}$ が温度依存性を持つことがわかった。また分子生

成率 $\lambda_{dt\mu}$ は, Ct が大きい場合に強い密度依存性があることが見つかった。

この大きなミュオン分子生成率は次のように説明される。中性($t\mu$)原子は周囲の D_2 , DT 分子と衝突して分子内の d 核と結合して($dt\mu$) 分子をつくる。この際に, 電子放出を伴う ($t\mu$) + $D_2(2e^-) \rightarrow (dt\mu) + D(e^-) + e^-$ というオージェ捕獲では, 高々 $0.05 \mu s^{-1}$ 程度の分子生成率しか期待できない。一方, Ponornarev らの理論によって, ($dt\mu$) 分子の回転および振動両方についての第1励起状態 ($1, 1$) のエネルギー (ϵ_{11}) が, 0.61 eV 近辺という極端に浅い位置にあることが理論的に予測される⁵⁾。その結果,

あるいは

などの反応が共鳴的に起こる可能性がある。この過程は($dd\mu$)につき1967年にVesmanが提唱した⁴⁾ので, Vesman機構と呼ばれる。反応(4), (5)が共鳴的に起こるのは, 熱エネルギー ϵ_0 と ($dt\mu$) 分子の励起状態 ($1, 1$) の束縛エネルギー $|\epsilon_{11}|$ との和 ($\epsilon_0 + |\epsilon_{11}|$) が(1), (2)式右辺の電子分子の決まった回転・振動状態への励起エネルギーに合致するためである(図4)。

λ_c から式(8)によって, 分子生成率 $\lambda_{dt\mu}$ を求め, さらに反応(4), (5)に応じて $\lambda_{dt\mu} = \lambda_{dt\mu-d} O_d + \lambda_{dt\mu-t} C_t$ と分解し $\lambda_{dt\mu-d}$, $\lambda_{dt\mu-t}$ などが求まる。結果は密度依存性の形で次式のように表現することが出来る。

図3. LAMPF の実験で求められた D_2/T_2 系の μCF に関するミュオン巡回率と分子生成率。

図4. ($dt\mu$) 分子イオンの共鳴生成の概念図 ($1, 1$) の ($dt\mu$) の状態をつくる。際に余るエネルギーが $[(dt\mu)d2e]^+$ 分子イオンの励起に使われる。

$$\lambda_{dt\mu-d} = \lambda_{dt\mu-d}^{(1)} + \lambda_{dt\mu-d}^{(2)}\phi \quad (6)$$

$$\lambda_{dt\mu-t} = \lambda_{dt\mu-t}^{(1)} + \lambda_{dt\mu-t}^{(2)}\phi \quad (7)$$

実験結果は表3に示すように、(6)、(7)式に ϕ をつけた生データについて、密度に対して2次の依存性を持つ $\lambda_{dt\mu-d}^{(2)}$ 項が観測されている。この分子生成率の密度依存性は

などの3体反応のような、原子分子反応の多体力効果を考えることによって説明が試みられている。

表3. (dt μ) 分子生成率における密度依存性パラメーター

温度 (K)	$\lambda_{dt\mu-d}^{(1)}$ ($\times 10^6 \text{ s}^{-1}$)	$\lambda_{dt\mu-d}^{(2)}$	$\lambda_{dt\mu-t}^{(1)}$
< 130	206 (29)	450 (50)	26 (6)
300	306 (43)	286 (67)	92 (19)
400 ~ 500	347 (52)	275 (120)	225 (21)

3. 4 融合反応生成物 ^4He への付着率 (ω_s)

サイクル巡回率 λ_c が十分大きいことがわかったので、この α 付着率の値がミュオン1個当たりの融合中性子数 N_n^{tot} を決め(式(2))、 μCF によるエネルギー生産効率の上限を与えることになる。核融合反応による中性子の絶対測定を行い N_n^{tot} を実験的に求め、 λ_0/λ_c との差から全損失率 W を求めることが出来る。 W は ω_s による損失のほかに、 $(dd\mu)$ 、 $(tt\mu)$ などの分子生成率や分子内核融合率が小さい分子の生成、Heなどの不純物への捕獲なども損失の対象となる。 C_d 、 C_t 、 C_{He} などへの依存性を調べて、1つ1つの項を評価して ω_s を得る。中性子の絶対測定による ω_s の決定がLAMPF¹³⁾、SIN¹⁴⁾の2研究所で行われた。結果は高密度では共に0.5%前後の値を示し、低密度では相互に矛盾した実験値となっている(図5)。

最近、筆者を中心とした研究グループは、高エネルギーブースター利用施設内の東大中間子実験施設(UT-MSL、現在は中間子科学研究センター)での付着率に対する新しいタイプの実験を行った。生ずるミュオン原子(μHe)からのX線(K_α 線、8.3 keV)を直接捕えることを試みている。20 Kの液体 D_2/T_2 ($C_T=30\%$)について行い、トリチ

図5. 中性子測定から得られた(dt μ)の μCF における α 付着率の密度依存性。

ウム β 線の強烈な制動輻射バックグラウンドの問題を、パルス状ミュオンビームを用いることでのりこえている。次の結論が導かれた。

- (1) X線から見るかぎり、 α 付着率は小さく、多くてもせいぜい0.3%どまりである。
- (2) 同時に測定された中性子で求めた α 付着率は0.5%もあり、X線の値より大きい。隠された損失過程が存在している。

3.5 He不純物への移行反応 ($\lambda_{d\text{He}}$, $\lambda_{t\text{He}}$)

全損失率 W の中で、不純物 ^4He , ^3He への μ^- の移行反応率は正確に求める必要がある。トリチウムは崩壊して ^3He が増加し(0.28%/月)、核融合反応によって ^4He が生まれる。そのHe不純物に対して、($d\mu$, $t\mu$)などの中性原子が容易に反応し、ミュオンはHeへ移行する。この異常に早いHeへの移行反応について、ソ連の理論家は、ミュオン分子を経由する移行反応を提唱した。最近筆者らのグループはUT-MSLに於て、液体 D_2 中に430 ppmの ^4He を入れ、($d\mu$) + He $\rightarrow$ ($d\text{He}\mu$) $\rightarrow$ (μHe) + d と遷移する際に放出される放射性フォtonsの直接観測に成功した¹⁶⁾。この実験は、ミュオン分子経由のモデルの検証であるとともに、この結果から高密度 D_2 中のHeへの移行反応率が初めて観測された。結果は $11 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$ と求められた。この値は確かに大きいものであり、高密度気体を用いた μCF については、Heの除去について十分の考慮が必要である。

図6. 液体 D_2 中の μ^- が($d\mu$)からHe不純物に移行する反応について観測された($d\text{He}\mu$)分子イオンからの放射性フォトン。

3.6 理論研究の現状

分子生成率 $\lambda_{dt\mu}$ や α 付着率 ω_s などの理論はどのようなになっているであろうか。初期の理論^{5)~7)}の後に積み上げられてきている($dt\mu$)系の実験結果について、理論研究は定性的な理解どまりであって、定量的な理解に到達していないように思われる。

全く説明されていない実験事実の代表的なものとして；①分子生成率の絶対値と緩やかな温度依存性，②分子生成率の密度依存性，③小さい ω_s と少ない($\alpha\mu$)からのX線量，などが挙げられる。

最近，分子生成率をきめる重要なファクターとして，入射されたり，反応後に放出されたりした，高速の μ^- が液体や高密度の D_2/T_2 混合系に持ちこむ局所的な高温領域(ホットスポット)の効果が指摘されている¹⁷⁾。一考に値する議論と思われる。

また α 付着後の($\alpha\mu$)からのX線量に関連して，反跳エネルギーを持つ($\alpha\mu$)の減速過程における原子内励起現象などが詳しく計算されている¹⁸⁾。

さて最近まで μCF の理論研究はソ連が中心であったが，最近他の国々特に我が国での研究が活発になってきている。上村(九大理)による非断熱近似変分法による($dt\mu$)分子エネルギー準位の計算，赤石ら(北大理)による分子内核融合率の評価など大きな成果が上がっている。その他石原(筑波大)，滝川(東北大)などのグループの活動がある。

($dt\mu$)系以外の μCF 現象は，($dd\mu$)系をはじめとして実験研究とその理論的理解がはばうまくいっている。このことは，($dt\mu$)系の理論的理解の困難さと，放出される核融合エネルギーが大きいこと，さらに Vesman 機構の共鳴反応のさいのエネルギーバランス，などに関連あるのかも知れない。

4. エネルギー源としての実用化は可能か

μCF 研究が活気をおいている原因の一つは， μCF は“高温を必要とせず，暴走することのない”核融合であって，実用化の可能性に期待がもたれているためである。エネルギー利用に関してこれまでの実験値をまとめると，表4のようになる。分子生成率を増す立場から，より高温および高密度の条件を， λ_{dt} を

表4. エネルギー生産のためのDT ミュオン核融合実験のまとめ

	$\lambda_c \tau_\mu$ (max)	$100\omega_s^{eff}$ (min)	x_n (max)	x_n (外挿値) [$E_{out}^{\mu CF}$ エネルギー (GeV)/ μ^-]
LAMPF	330*	0.35	150	350** [6.2]
SIN	260†	0.45	113	220 [3.9]
KEK		< 0.36*		> 277 [4.9]

条件

* $1.2 \times$ 液体水素密度 $T < 125$ K

† $1.0 \times$ 液体水素密度 ~ 30 K

* x ($\mu\alpha$ 原子の励起状態生成率) = 0.25 を仮定

** 液体水素密度の 2.3 倍を仮定

を増すために最適の C_t を選ぶ(高温なら, $C_t \sim 50\%$)。さらに ω_s は UT-MSL の実験から示唆されるように十分に小さいことが期待される。等々から表3のエネルギー生産外挿値が得られている。 μ^- 1個当たり 5~6 GeV 程度にはいけそうである。

さて μ^- を生むために“生産コスト”は、主として π^- を生む核反応の素過程 ($n+n \rightarrow \pi^- + p + n$, $n+p \rightarrow \pi^- + p + p$, など) の断面積によってきまる。一般に加速された中性子を“内蔵する”重イオンビームの方が効率がよい。理想的な方法としては、まず、1 GeV の重陽子を Li や Be 標的にあてて、発生する π^- の 90% を集める。次に、巨大なとじこめ磁場の中で π^- をとじこめながら輸送して、その 80% を μ^- にかえる。かくして、1 GeV のビームエネルギーから約 0.2 個の μ^- が得られる。即ちミュオン 1 個を生むのに 5 GeV エネルギーが要る。

表4と合わせて、 μ CF が生産するエネルギーは、ミュオンをつくるための加速粒子の持つビームエネルギーより高くなる可能性がある(科学的ブレークイーブン)。しかしながら現実には、加速器自体の電力やブランケット等での損失をまかなう必要があり、経済的ブレークイーブンには、さらに3倍程度の効率向上が必要になる。

ミュオンを得る効率を向上させる試みが加速器技術・ビーム輸送技術などの面で考えられている。また一方では、重イオンビーム中の陽子を使って核分裂中性子炉をつくり、 μ CF 炉とハイブリットを組む方式も提案され¹⁹⁾、詳しい効率計算が進んでいる。

一方、 μ CF の効率を表3からさらに上げるために、 α に付着した μ^- をレーザーや R. F. (高周波) を使って解離する方法や、中間子分子生成をレーザー励起を使って増大させようとする、等々の考えが提案されている。最近、 D_2/T_2 を 1~10 eV の高温プラズマ状にして μ CF を起こし、 $(\alpha\mu)$ を減速させずに α と μ^- とに解離させる方法などが考えられている²⁰⁾。

また、これまでの D_2/T_2 系の実験研究は、図7に示すような実験条件で行われておらず、それ以外の

図7. これまでに $(dt\mu)$ の μ CF 実験研究が行われた温度 (T) と T_2 温度 (C_t) と密度 (ϕ) の領域。

領域で、新しい発見が待ちうけている可能性もあり、3 倍の障壁は以外に早くのりこえられるかも知れない。

もとより、 μCF の実用化のために乗り越えるべき障壁は他に数多く存在している。確かに通常の熱核融合のような高温は必要ないが、①大量のトリチウムをどう扱うか、炉壁をどうするか；② D_2/T_2 中に蓄積する ^3He や ^4He をどう除去するか、等々の問題に答えを見い出さなければならない。

D_2/T_2 系の現象は、まがりなりにも実験室内で核融合反応を起こしている。この現象を熱核融合を含めた一般的な核融合の基礎研究に使えないであろうか。 μCF 専用の高強度重イオン加速器を作り、巨大なミラー磁場や閉じ込め磁場を用いて原理的には $10^{13}\sim 10^{14}/\text{cm}^2\cdot\text{s}$ くらいの中性子が得られる可能性がある。重陽子ビームで得るよりも γ 線放射線バックグラウンドが小さく、純粋な融合中性子による炉壁材料などの研究が可能になる。 μCF 現象の新しい応用が開かれるかも知れない。

本稿を終るに当たり、 μCF 研究の同僚および関係者に感謝します。特に山崎敏光、宮沢弘成、柏崎禎市郎、石田勝彦、上村正康、M. Leon、S. E. Jonesの各氏に感謝します。

参 考 文 献

- 1) F. C. Frank : 160 (1947) 525.
- 2) A. D. Sakharov : Rep. Phys. Inst. Acad. Sci. USSR (1948).
- 3) L. W. Alvarez *et al.* : Phys. Rev. 105 (1957) 1127.
- 4) E. A. Vesman : Sov. Phys. JETP Lett. 5 (1967) 91.
- 5) S. S. Gerstein and L. I. Ponomarev : Phys. Lett. 72B (1977) 80.
- 6) L. I. Ponomarev : Atomkernenergie/Kerntechnik 43 (1983) 175.
- 7) S. F. Jones : Nature 321 (1986) 127.
- 8) 永嶺謙忠, 物理学最前線 19 (1988) 75, 共立出版.
- 9) *Proceedings of Muon-Catalyzed Fusion Workshop, Jackson Hole, Wyoming*, 1984 EG & G, Idaho Falls, Idaho, (1984).
- 10) *Proceedings of the International Symposium on Muon Catalyzed Fusion* (Sept. 1986, Tokyo) eds, K. Nagamine, Muon Catalyzed Fusion 1 (1987).
- 11) J. D. Jackson : Phys. Rev. 106 (1957) 330.
- 12) L. N. Bogdanova *et al.* : Nucl. Phys. A454 (1986) 153.
- 13) S. E. Jones *et al.* : Phys. Rev. Lett. 51 (1983) 1757 ; S. E. Jones *et al.* : Phys. Rev. Lett. 56 (1986) 588.
- 14) W. H. Breunlich *et al.* : Phys. Rev. Lett. 58 (1987) 329.
- 15) K. Nagamine, T. Matsuzaki, K. Ishida *et al.* : Muon Catalyzed Fusion 1 (1987) 137.
- 16) T. Matsuzaki, K. Ishida, K. Nagamine *et al.* : Contribution to μCF 87 (Gatchina, 1987).
- 17) M. Jandel, 私信 (1987).
- 18) J. S. Cohen, Phys. Rev. Lett. 58 (1987) 1407.
- 19) Yu. V. Petrov *et al.* : Sov. J. Nucl. Phys. 30 (1979) 66 ; Yu. V. Petrov : Nature 285 (1980) 466.
- 20) L. I. Men'shikov and L. I. Ponomarev : JETP Lett. 46 (1987) 312.