

量子ビーム科学の基礎と応用

原子カシステム研究懇話会

刊行のことば

原子力システム研究懇話会（Nuclear Systems Association, NSA）は、原子力分野の大学名誉教授を中心とする学識経験者が会員となって、原子力諸問題について考察し、幅広い関係者との交流を深めつつ、社会の発展に寄与しようとする組織であり、平成2年（西暦1990年）に設立されました。当初は（社）日本原子力産業会議の中で活動していましたが、平成18年にその改組に伴い、それ以後は（一社）日本原子力産業協会の中で活動しています。その活動の一環として、平成5年からほぼ毎年「NSA コメンタリー」を刊行しています。NSA コメンタリーは原子力に関する重要課題を取り上げ、その内容を検討し、外部の専門家のご協力も得ながら、多くの人々に分かりやすい解説を冊子の形にまとめたものです。

本年度、即ち令和4年度（2022年度）は、No.27として「量子ビーム科学の基礎と応用」をお届けします。

その内容は、加速器によって作られる量子ビームの科学とその応用です。量子ビームは粒子ビームのみならず、放射光や自由電子レーザーなどの光子ビームやニュートリノビームなども含んでいます。科学研究の最先端分野として、素粒子物理、原子核物理、物質科学、生命科学などの研究が量子ビームを用いて広範に進められています。応用面では、医療、工業、農業などで広く活用されています。それらの現状について、永宮正治会員が中心となられ、ご専門の方々のご協力を得られながら、一般の人までも視野に入れて分かりやすさを旨とした解説を執筆していただきました。永宮会員と執筆者の皆様の真摯なご尽力に対して、深甚なる謝意を表します。

なお、類似のタイトルで先行して出版されたコメンタリーとして、平成10年に「原子力の先端技術 [V]—加速器の現状と将来」（No.6）が、さらに平成12年には「放射線利用における最近の進歩」（No.8）が、また昨年度令和3年度には「放射線・RI利用——現状と将来」が出版されていますので、合わせてお読みいただければ幸いです。これら4冊のコメンタリーの内容は相補的ですが、それらの比較から最近20年余りの間に本分野の科学技術が著しい進歩を達成したことを実感していただけると拝察します。

原子力科学技術が多様な発展可能性や社会への貢献可能性を有することを、皆様にご理解いただける一助に本書がなりますことを望んでやみません。

令和5年3月

（一社）日本原子力産業協会

原子力システム研究懇話会

運営委員長 山脇 道夫

◇ 目 次 ◇

刊行のことば (山脇道夫)	i
序 章 粒子ビーム科学とその歴史 (永宮正治)	vii
(基礎科学と人々の暮らし/加速器の原理/加速器を用いた科学/医療用加速器 /日本の加速器の歴史/日本の加速器の特徴と本書の目的)	
第1章 一次ビームによる科学	1
1. 陽子ビーム	1
1.1. GeV 以下の陽子ビームを用いた核物理研究 (民井 淳)	1
(原子核の世界/原子核の静的性質:密度分布/原子核の動的性質:励起 /原子核の物性的性質:状態方程式/原子核に働く特別な力:三核子間力 /原子核の弱い力に対する応答:ニュートリノ/まとめ)	
1.2. GeV 以上の陽子ビームを用いた核物理研究 (小沢恭一郎)	11
(高エネルギー陽子ビームによる多様な発見/ハドロン物理の発展 /陽子ビームによる核子構造の研究/陽子ビームによる原子核媒質の研究)	
1.3. 核変換に向けて (前川藤夫)	15
(核変換とは/加速器駆動システム(ADS)/分離変換技術/分離変換技術の効果 /加速器の実力/研究開発の現状/海外の動向/まとめ)	
2. 重イオンビーム	26
2.1. 元素探索と RI 製造 (羽場宏光)	26
(進化する元素周期表/元素の存在限界/原子核反応/人工元素の発見 /113 番元素ニホニウムの発見/119 番以降の元素探索/元素探索の意義)	
2.2. 応用研究 I: 宇宙開発と加速器 (吉田 敦)	40
(宇宙用半導体の重イオンビーム耐性試験/宇宙線と重イオンビーム /重イオンビームの半導体への影響/宇宙用半導体試験の将来)	
2.3. 応用研究 II: イオンビーム育種技術の開発と応用 (阿部知子)	45
(はじめに/品種改良技術の開発/新品種および有用系統の育成/おわりに)	
2.4. 高エネルギー重イオンビーム (郡司 卓)	50
(クォーク多体系の物理/高エネルギー重イオンビームを用いた実験研究/今後の展望)	
3. 電子ビーム	55
3.1. 衝突型加速器(コライダー) (後田 裕)	55
3.2. 固定標的の実験 (中村 哲)	65
(微小の世界を電子散乱を使って「観る」/電子散乱実験/電子散乱分光/電子加速器施設 /ストレンジネス電磁生成/電子散乱によるラムダハイパー核電磁生成分光)	

第2章 二次粒子ビームによる科学	79
4. 陽子による二次ビーム	79
4.1. 二次ビームの種類 (永宮正治)	79
4.2. 中性子ビーム (柴山充弘)	80
(はじめに／中性子の発生と中性子施設／中性子の特徴と中性子ビーム利用 ／中性子ビームの利用：解析手法／J-PARC MLF の装置群／イベントデータ法 ／中性子ビームの利用：応用例／核破砕中性子ビーム(陽子ビームの2次ビーム)実験の利点 ／おわりに)	
4.3. ミュオンビーム (三宅康博)	91
(パイオン、ミュオンの生成／ミュオンビーム／J-PARC ミュオン施設 (MUSE) ／ μ^+ スピン偏極を用いた分析技術； μ^+ SR 法／超低速 μ^+ による nano-m μ^+ SR 法 ／ μ^- を用いた非破壊元素分析／ μ^- SR /ソフトウェア／ミュオンイメージング／おわりに)	
4.4. 中間子ビーム (田村裕和)	99
(中間子ビームとは／中間子ビームの施設とビームの生成／中間子ビームによる科学)	
4.5. ニュートリノビーム (中家 剛)	106
(はじめに／素粒子ニュートリノの性質／加速器ニュートリノ実験 ／ニュートリノビーム発生装置／ニュートリノビーム測定装置 ／MLF で発生するニュートリノを使った実験 JSNS ² ／おわりに)	
5. 重イオンによる不安定核ビーム (櫻井博儀)	115
5.1. はじめに	115
5.2. 不安定核ビームがもたらす基礎科学	116
5.3. 不安定核ビーム生成・利用の発展史	118
5.4. RI ビームファクトリー	120
5.5. RI ビームファクトリーで得られた研究成果	122
(新同位元素の発見とフッ素、ネオンの存在限界の決定／魔法数の喪失と新魔法数の発見 ／変形中性子ハロー核の発見と中性子相関／r- 過程研究の進展 ／非対称核物質の状態方程式／「核のゴミ問題」解決に向けた反応研究)	
5.6. おわりに	126
6. 電子による放射光と自由電子レーザー (石川哲也)	128
6.1. はじめに	128
6.2. 相対論的電子からの電磁放射	129
6.3. 放射光・X線自由電子レーザー用加速器の発展	129
6.4. 放射光利用研究の発展	136

第3章 量子ビームの医学利用	148
7. 粒子線による治療	148
7.1. 重粒子線治療（中野隆史、若月 優）	148
(はじめに／重イオン線の特徴／重粒子線治療の歴史／重粒子線治療の実際 ／各疾患における重粒子線治療の現状／量子メスが拓く未来治療／おわりに)	
7.2. 陽子線治療（櫻井英幸、水本齊志）	156
(はじめに／陽子線治療の特徴／陽子線治療の歴史／陽子線治療の実際 ／陽子線治療の適応／疾患別の特徴／まとめ)	
8. アイソトープを用いた診断や治療	167
8.1. アスタチンを用いたアルファ線核医学治療（渡部直史、白神宜史、中野貴志） ..	167
8.2. 加速器を用いた新たな診断薬の開発（渡部浩司）	169
8.3. 医学用加速器の現在と今後の展望（福田光宏）	171
8.4. アスタチンの分離精製（豊嶋厚史）	173
9. ホウ素中性子捕捉療法— BNCT（熊田博明）	175
9.1. ホウ素中性子捕捉療法	175
(原理／BNCTの特徴／原子炉ベースBNCT)	
9.2. 加速器ベースBNCT	177
(加速器ベースBNCT照射装置の概要／加速器ベースBNCT用照射装置の基本構成 ／BNCT用加速器中性子源の要件／BNCT用中性子発生標的材／BNCT用加速器)	
9.3. BNCT用照射装置の実用化	185
10. 新しい検出器（高橋忠幸）	187
10.1. はじめに	187
10.2. 半導体ピクセル検出器	188
10.3. フレキシブル有機半導体検出器	189
10.4. PETのための高速ガンマ線検出器	190
10.5. SPECTのための検出器	191
10.6. コンプトンカメラ	192
10.7. おわりに	195

◇ 執筆者一覧 ◇

(執筆順、敬称略)

- 永宮 正治 高エネルギー加速器研究機構 名誉教授
序章 粒子ビーム科学とその歴史
第2章 二次粒子ビームによる科学
4. 陽子による二次ビーム
4.1. 二次ビームの種類
- 民井 淳 大阪大学核物理研究センター 教授
第1章 一次ビームによる科学
1. 陽子ビーム
1.1. GeV 以下の陽子ビームを用いた核物理研究
- 小沢 恭一郎 高エネルギー加速器研究機構 准教授
1.2. GeV 以上の陽子ビームを用いた核物理研究
- 前川 藤夫 日本原子力研究開発機構 主任研究員
1.3. 核変換に向けて
- 羽場 宏光 理化学研究所 仁科加速器科学研究センター 室長
2. 重イオンビーム
2.1. 元素探索と RI 製造
- 吉田 敦 理化学研究所 仁科加速器科学研究センター チームリーダー
2.2. 応用研究 I : 宇宙開発と加速器
- 阿部 知子 理化学研究所 仁科加速器科学研究センター 室長
2.3. 応用研究 II : イオンビーム育種技術の開発と応用
- 郡司 卓 東京大学大学院理学系研究科附属原子核研究センター 准教授
2.4. 高エネルギー重イオンビーム
- 後田 裕 高エネルギー加速器研究機構 教授
3. 電子ビーム
3.1. 衝突型加速器 (コライダー)
- 中村 哲 東京大学理学系研究科 教授
3.2. 固定標的の実験

柴山 充弘	総合科学研究機構 中性子科学センター長 第2章 二次粒子ビームによる科学 4. 陽子による二次ビーム 4.2. 中性子ビーム
三宅 康博	高エネルギー加速器研究機構 名誉教授 4.3. ミュオンビーム
田村 裕和	東北大学理学研究科 教授 4.4. 中間子ビーム
中家 剛	京都大学理学研究科 教授 4.5. ニュートリノビーム
櫻井 博儀	理化学研究所 仁科加速器科学研究センター長 5. 重イオンによる不安定核ビーム
石川 哲也	理化学研究所 放射光科学研究センター長 6. 電子による放射光と自由電子レーザー
中野 隆史 若月 優	量子科学技術研究開発機構 量子生命・医学部門長 量子科学技術研究開発機構 QST 病院 治療診断部長 第3章 量子ビームの医学利用 7. 粒子線による治療 7.1. 重粒子線治療
櫻井 英幸 水本 斉志	筑波大学医学医療系 教授 筑波大学医学医療系 准教授 7.2. 陽子線治療
中野 貴志 渡部 直史 白神 宜史	大阪大学核物理研究センター長 大阪大学医学系研究科 助教 大阪大学放射線科学基盤機構 特任准教授 8. アイソトープを用いた診断や治療 8.1. アスタチンを用いたアルファ線核医学治療
渡部 浩司	東北大学サイクロトロン・ラジオアイソトープセンター 教授 8.2. 加速器を用いた新たな診断薬の開発
福田 光宏	大阪大学核物理研究センター 教授 8.3. 医学用加速器の現在と今後の展望
豊嶋 厚史	大阪大学放射線科学基盤機構 教授 8.4. アスタチンの分離精製
熊田 博明	筑波大学医学医療系 准教授 9. ホウ素中性子捕捉療法— BNCT
高橋 忠幸	東京大学カブリ数物連携宇宙研究機構 教授 10. 新しい検出器

序章 粒子ビーム科学とその歴史（永宮正治）

基礎科学と人々の暮らし

人類はたえず未知のものに向かって探究し発展してきた。この未知への探究心が、研究活動を支える原動力であり、研究者は、未知の現象の発見に興奮したり、こうあるべきだという現象の確認に安堵したり、あるいは、実験する試料作りに専念したり、実験を行なう装置の建設を行なったりして、日常生活を送っている。このような研究者の生活は人々の暮らしと無縁なものに見える。

しかしこれらの研究は、人々の暮らしと繋がっている。古典的で有名な一つの例を挙げよう。19世紀は、製鉄技術が人々の暮らしを大きく変えた。そこで、鉄を作る溶鉱炉の温度を光の色から測定する温度計が必要となり、温度と色の関係に対する研究が始まった。その研究の中で量子力学という学問が誕生した。その後、量子力学そのものの発展は地道な研究によって進展したが、その研究の中からレーザーや半導体という概念が生まれ、これらが再び人々の暮らしを変えた。このように長い時間の尺度で眺めれば、基礎科学と人々の暮らしの間は深く結びついている。

この本で取り上げるのは、このような基礎科学を支える一環としての「加速器」である。「加速器」は一般的には聞きなれない言葉であるが、21世紀だけでも、加速器分野から14件27名ものノーベル賞が生み出され、21世紀になっても、続々とノーベル賞が出ている。まず、加速器の原理をごく簡単に述べておこう。

加速器の原理

最も簡単な加速器

19世紀末には、元素が不変かどうかの話題が科学の中心課題で、各種放射線が科学の中心であった。そのうちのβ線は、ガイスラー管と呼ばれる装置を用いて電子であることが判明した。すなわち、原子は原子核と電子から構成されることが分かった。その後、次頁の図0.1のように、原子をヒーターで熱して原子核と電子を分離してイオン源とし、右の電極に正電圧をかけると負電荷の電子が加速され、負電圧をかけると電離した正電荷の陽子や原子核が加速される簡単な加速器が考案された。100 kVで加速した時のエネルギーを100 keVと呼ぶ。

ここで注目したいのは、加速される粒子は、電荷をもつ電子・陽子・原子核の3種類に限られる。この3種類の粒子を加速することにより、いかなる科学が生まれ、いかなる応用分野が立ち上がったか？ これらを記述するのが、本書の目的である。しばらく加速器の話の続けよう。

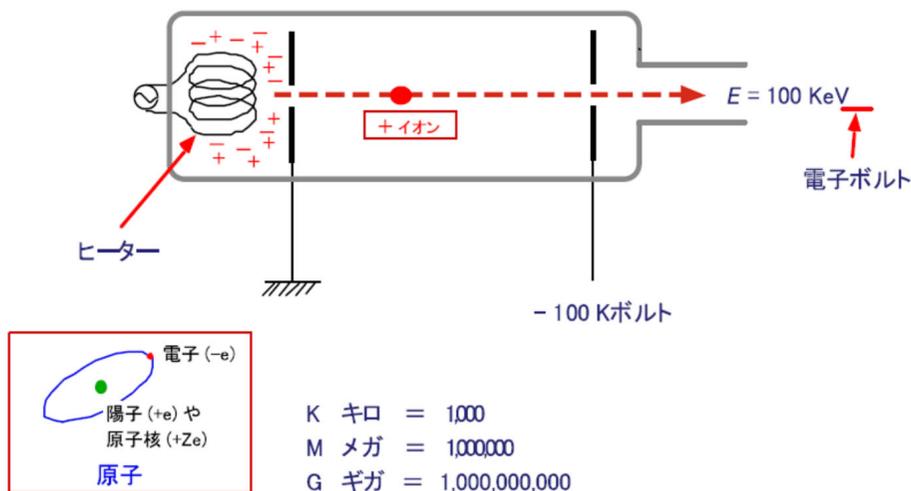


図 0.1 加速器の基本

リニアックとシンクロトロン

図 0.1 のような簡素な加速器を何段も繋げ、直流電場でなく交流電場をかけ、さらに高エネルギーまで粒子を加速する装置をリニアックと呼ぶ。陽子を例にとって考えよう。図 0.2 (左) のように、「時刻 1」に第 1 電極に正・第 2 電極に負の電圧をかけると、陽子は陰極に向かって加速される。陽子が陰極に達した「時刻 2」に、第 2 電極の電圧を正に変え、次の第 3 電極に負の電圧をかけると「時刻 3」には陽子は 2 倍加速される。このような操作を何段も繰り返すと、第 n 電極に至ると、 $(n-1)$ 倍加速される。ここで第 2 電極だけを眺めると「マイナス・プラス・マイナス」と交流電場をかければよいことにも気づく。この様に、各段で 1 MV の交流電圧をかけて 1000 段加速すると、約 1 GeV の粒子が得られる。

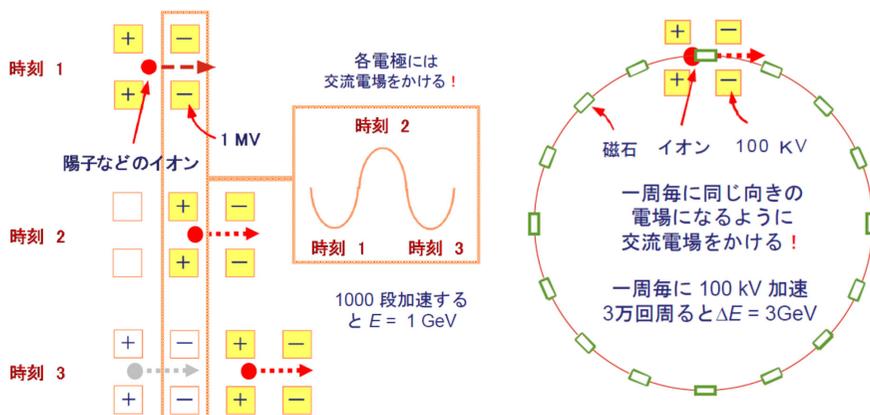


図 0.2 リニアック (左) とシンクロトロン (右) の原理

しかし、この方法には欠点もある。段数を重ねると長くなり、大きな敷地が必要になるばかりかコストが嵩む。東海村にある 400 MeV リニアックは約 330 メートルもあり、東京駅と同じ長さである。さらに、各段に高周波高電圧機が必要になる。

そこで考えられたのは、電圧器は一つにして、それ以外は磁石を用いて粒子を曲げることを、何とか応用できないかという考えである。図 0.2 (前頁参照) の右にあるシンクロトロン アイデアである。たとえば、400 MeV の陽子をリング状の電極に打ち込み、電圧器で 100 kV 加速したとする。そうすると、陽子エネルギーは 400.1 MeV になる。その後、敷地内に置いた磁石を通し、陽子を一周させる。陽子が元の地点に戻ってきたときに同じ電圧をかければ、エネルギーは 400.2 MeV になる。これを何回も繰り返すと、次第に陽子のスピードが上がる。もちろん、1 周させる度に磁場を次第に上げ、さらに、電圧をかける間隔も狭める。このように、粒子エネルギー増加と共にシンクロナイズして、磁場も交流電圧の周波数も上げていくことにより粒子を加速する装置をシンクロトロンと呼ぶ。図のように、粒子を 3 万回周し、1 回当たり 100 kV 加速すると 3 GeV のエネルギー増になり、入射エネルギーが 400 MeV であれば、粒子の到達エネルギーは 3.4 GeV になる。

シンクロトロンはリニアックに比べると、加速エネルギーに対するコストはかなり下がる。しかし、元々の入射エネルギーをある程度高くしておかないと、磁石の振幅や高周波の周波数幅が大きくなるため作動しなくなる。一般に、エネルギー増幅幅は約 10-20 倍程度が適している。

サイクロトロン

電極と磁石を組み合わせる考え方は、実は、上に述べた 2 つの加速器に比べて遙か以前に考えられ、サイクロトロンと呼ばれた。1932 年、ローレンスによって発明された。その応用としてリニアックやシンクロトロンを捉えるべきである。

図 0.3 に描いたように、円形の磁石を用意する。そこに荷電粒子を入射させると、円軌道を描く。遠心力とローレンツ力との釣り合いの条件から、 $mv^2/r = evB$ の関係が得られ、速度 v で円を半周 (πr) する時間 Δt は、 $\Delta t = \pi r/v = \pi m/eB$ となり、一定の時間となる。したがって、半周ごとに一定の周波数 ($\nu = 1/\Delta t = eB/\pi m$) を持つ交流電場をかければ、粒子は徐々に加速される。粒子エネルギー増大と共に、 $r = mv/eB$ の関係を保ちつつ、半径も大きくなる。これがサイクロトロンの原理である。

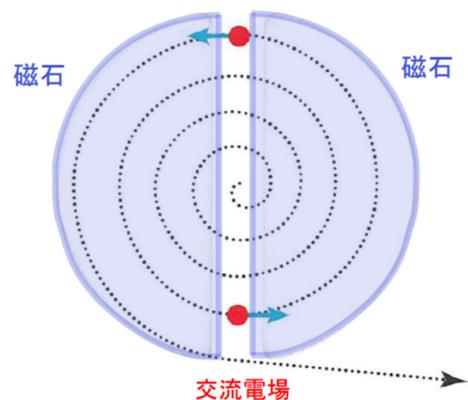


図 0.3 サイクロトロンの原理

しかし、サイクロトロン等の等時性は、古典力学では正しいが相対論的力学では無理が生じる。陽子の加速例を考えると、エネルギーが上昇して陽子質量(約 1 GeV)に近づくにつれ有効質量が増加し、周波数の変調も必要になるし、磁石のサイズも大きくなる。そのため、サイクロトロンでの加速は、約 500 MeV が限界だとされる。それ以上の加速には、シンクロトロンを用いざるを得ない。

もちろん、実際の加速には、多くの技術的課題がある。ここでは触れないが、種々の課題に関しては、文献⁰⁻¹⁾を参照されたい。

加速器を用いた科学

基礎科学

加速された「粒子」は、量子力学によると「波」でもある。それが、量子ビームと言われる所以であろう。波の波長 λ は運動量 p (したがって、近似的にエネルギー E) に反比例する。そのため、高エネルギーになればなるほど、波長が短くなり、微小なものが見える。原子核を観るには約 10^{-12} cm という波長のビームを用いないと観えない。そのためには、10-100 MeV という加速器が必要になる。原子核を構成する核子を観るためには、GeV 級の加速器が必要で、さらに核子を構成するクォークを測定するには、巨大加速器が必要になる。一方、結晶を観測するには meV や eV とした粒子で十分である。

約 150 億年前に宇宙がビッグバンとして始まり、その直後に宇宙は膨張を始め、膨張に伴って温度が下がり、クォークや電子と言った素粒子が創生された。やがて 3 つのクォークが集まって核子となり、さらに核子が集まって軽い元素である水素、等が形成された。さらにこれらの元素が集まって星ができ、星のエネルギーを生み出す原子核反応が進む中で酸素など比較的軽い原子核から、中には鉄元素までが作られた。

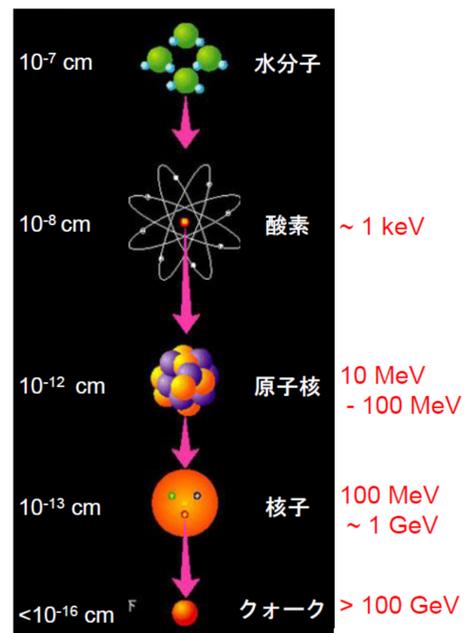


図 0.4 加速粒子エネルギーと観測可能な粒子

参考文献

0-1) 加速器の詳しい解説は、以下にある。日本加速器学会編、加速器ハンドブック、丸善 (2018)。

さらに、宇宙に無数にある星には誕生から死に至るまでの進化があり、例えば中性子星合体を通して、重い原子核（重元素）が誕生したことも明らかになって来た。これら素粒子や原子核の研究には、エネルギーの高い加速器が必要になる。また、加速器でエネルギーを上げると、未知の素粒子も作り出される。このように、加速器は、まず、素粒子原子核物理学の知的フロンティアを開拓する装置として開発された。こういった研究は今でも続いており、こういった基礎科学の側面を紹介するのも、本書の一つの目的でもある。

応用分野の科学

一方、粒子ビーム加速の後、電子ビームからは放射光が得られ、陽子ビームの原子核散乱からは中性子・ミュオン・ニュートリノと言ったビームが得られる。これらは二次ビームと呼ばれる。一次ビームと共に二次ビームは、加速器による応用という広大な分野も切り開いた。その数例を述べる。

生体内ではイオンがきわめて重要な働きをしている。ナトリウム、カリウム、カルシウム、鉄、銅、亜鉛など多くの元素イオンが存在し、夫々が神経の信号伝達、筋肉などを働かせる刺激、エネルギー代謝の触媒などの役目を果たしている。例えば神経細胞では、刺激があるとナトリウムとカリウムイオンが細胞膜の内外に濃度差を作り、それが電位差を生じて電気信号になり伝わっていく。このようなメカニズムから放射光を利用してチャネル蛋白質の構造（原子配列）が解析され、明らかになった。2003年のノーベル化学賞は、加速器を用いた放射光研究（後述の図0.6）のイオンチャネルの研究に対して与えられた。これはほんの一例である。

さらに、重イオンビームを用いた植物の突然変異の色まで変えてしまう研究。放射光や中性子ビームを用いた自動車産業の研究。ミュオンビームを用いた昔の貴重品の研究。中性子ビームを用いた物質構造や建造物劣化の研究。等々、身近な研究を挙げても、枚挙にいとまがない。これらの研究は、今後ますます広がっていくと期待される。

医療用加速器

さらに、加速器を用いた別種の大きな応用研究は、医学利用、特に、がん治療にある。ローレンスがサイクロトロンを発明した頃、人工的に新元素を作ることは当時の大きな動機であった。しかし、加速器をその目的だけに使うのは惜しいとして、ローレンスは弟と共に考え、加速器による医学治療と診断を始めた。当時始まったトレーサーとしてのアイソトープ利用は、現在でも多くの医療機関で使われている。また、加速器そのものを人体に照射してがんや腫瘍の治療を行う努力も始まった。既に1950年代に米国では治療用陽子加速器が作られ、1970年代には、重イオン加速器のがん治療実用化が始まった。今では、世界の中で日本が

この分野で最も成長している分野であるが、歴史は古い。

重イオン(重粒子線)がん治療の原理だけ簡単に述べておく。一般に陽子ビームや重イオンビームは、物質中である距離だけ走ると、止まる。これを飛程と呼ぶ。この飛程は、入射エネルギーや物質の元素構造により異なるが、人体は近似的に言って水である。核子当たり

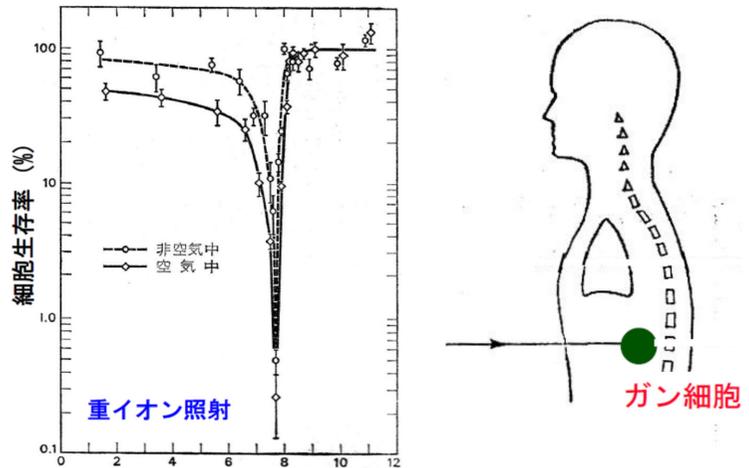


図 0.5 カーボン (C) 等の重イオン (重粒子線) 照射によるがん治療の原理 (文献⁰⁻²⁾)

数 100 MeV のビームを照射すると、図 0.5 ように、飛程は人体の厚さ程度になる。特徴は、止まった付近で、図 0.5 (左) のように、エネルギー損失が最大になり、細胞の生存率は、飛程距離の所で局所的に落ちる。入射エネルギーの飛程をがん細胞付近に持ってくるように調節すれば、がん細胞のみが焼き切れる。これが原理である。

全国の主要な病院では、これ以外にも、電子線型加速器(リニアック)が放射線照射治療装置として使われている。最近普及した使い捨て注射器は、電子リニアックによる放射線滅菌で安全性が確保されている。電子リニアックは排煙処理にも使われるようになってきた。さらに、最近、大型コンテナを丸ごと透視する税関検査装置にも使用されている。軽量加速器は、コンパクトであることから工業用や医療用に広く使われ、日本では1千台ほど小型加速器が存在すると言われる。

日本の加速器の歴史

1936年、台北でアジア初の静電加速器が荒勝文策により作られ、その後、関東地区では、理研で仁科芳雄らによるサイクロロンが稼働。関西地区でも、阪大で菊池正士らによるサイクロロンが稼働した。さらに、戦前に京大でもサイクロロンの建設が始まった。しかし、太平洋戦争終結後、これらのサイクロロンは、占領軍により全て海に捨てられてしまった。

戦後、諸先輩のたゆまぬ努力のお陰で、1956年にサイクロロンが復活し、それを皮切り

参考文献

0-2) 永宮正治、自然 31 (1976) 37.

に、関東地区には東大原子核研究所（核研）に 1.3 GeV の電子シンクロトロンと 50 MeV 陽子サイクロトロンが、そして、理研でも新しい和光の地に 30 MeV クラスの重イオンサイクロトロンが完成した。阪大にはサイクロトロンとバンデグラフが完成、東北大にも 300 MeV 電子リニアックが作られた。しかし、1970 年代は、欧米の加速器に対して、日本の加速器は大幅な遅れをとっていた。

1980 年頃から、日本の経済状況も良くなり、いよいよ世界に伍する加速器建設が始まった。最初に作られたのは、高エネルギー物理学研究所（KEK）の 12 GeV 陽子加速器であった。1978 年に完成した。10 GeV を超えた加速器はそれまで日本に存在せず、これでやっと欧米並みになったと言われた。さらに、その後、この加速器は、医療用加速器や中性子・ミュオンの加速器としても利用された。その後 KEK では、1987 年に電子衝突型加速器の 30 GeV トリスタンリングが完成し、大きな注目を浴びた。ややエネルギーを下げた B ファクトリーも、1998 年に完成した。

リング状の電子加速器では、粒子は磁石によって進行方向に対して強制的に曲げられて一周する。曲げられた時に加速度があるため、微弱ながらエネルギーが失われ、光を出す。それをシンクロトロン放射と呼ぶ。30 GeV のトリスタン電子加速器では、一周すると 0.3 GeV もエネルギーを失う。

しかし、これを逆手にとって、電子加速器で以下のような磁石を通したらどうなるか？ SN の磁石を交に互並べて、曲げては戻し、逆方向に曲げては戻すことを繰り返すのである。そうすると放射光が重なり、強烈な放射光が出射される。同一運動量の陽子ビームでは、質量の比で 2000 倍も曲げられにくくなるので、この工夫は電子ビームにしか適用できない。そのため、放射光は電子光ビームとも呼ばれる。

この工夫を最初に取り入れた試みは、東大物性研の SOR-Ring で、その工夫を生かし、最初の放射光施設が KEK Photon Factory（PF）に 1983 年に作られた。さらに強度に改良を加え、SPring-8 が 1993 年に完成した。これらは、多分野の科学に影響を与えた。

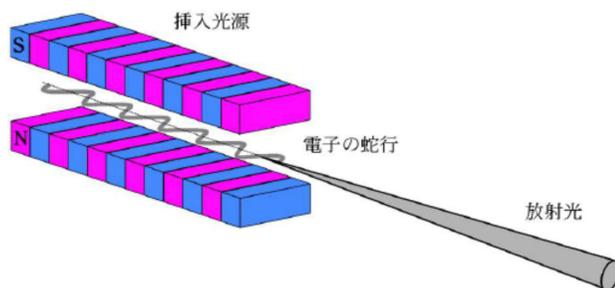


図 0.6 放射光の原理（文献⁰⁻³⁾

参考文献

⁰⁻³⁾ 後藤俊治；ぶんせき（2015）p.1.

一方、前述のがん治療を目的とした HIMAC と呼ばれる重イオン加速器も、1993 年に千葉で完成した。この加速器は、1970 年代のバークレイの重イオン治療装置のアイデアを大幅に取り入れたものだが、その後、日本では粒子線治療が世界最大規模となり、今も拡大している。その先駆けとなった。

やや立ち遅れたのは原子核物理の計画であった。1991 年に阪大核物理センターで 400 MeV サイクロトロンが完成したが、東大原子核研究所の計画は大幅な遅れをとった。2009 年になって、核研・KEK・原研統合案の 30GeV 大強度陽子加速器、J-PARC が立ち上がった。さらに、その直前の 2007 年に、不安核ビームを加速する理研 RI ビームファクトリー計画も立ち上がった。

このようにして、日本の加速器はまさに世界に伍した存在となった。

日本の加速器の特徴と本書の目的

ここで、日本の加速器の特徴を 2 つ挙げておこう。第一の特徴は、ビームの大強度化を巧みに利用し、そこから生まれる、特に 2 次粒子を用いた点である。

まず、電子ビームの大強度化で、エネルギーのさほど高くない電子加速器を達成した。KEK の B-Factor である。世界中で加速器数の減少を辿る中、B-Factor では 1000 人以上のユーザーを今も抱えている。

2 次ビームとしての電子加速器の最大の成果は、強い放射光ビームである。SPring-8 や PF で得られた良質の偏向 X 線を用い、物理学のみならず、生物学、化学、工学、産業利用、といった幅広い分野を支えている。さらに SPring-8 の延長上で、XFEL と呼ばれるレーザー光施設も、2012 年に同じ敷地に完成し、活躍している。

陽子ビームの大強度化で得られる 2 次ビームは、中性子、ミュオン、 π 中間子、K 中間子、ニュートリノといった各種ビームである。J-PARC では、素粒子物理、原子核物理、物質科学、生命科学、産業利用などの広範囲に亘るサイエンスが展開されている。また、1 次ビームの大強度化も、阪大 RCNP で進んでいる。

重イオンビームの大強度化で得られるのは、原子核の一部をはぎ取った不安定原子核ビームで、これも二次ビーム利用である。これは RI ビームファクトリーで実現できた。米国の Bevalac で得られた経験を参考に大量の不安定核ビームを作り、元素生成のメカニズムの解明に始まり、原子核構造研究、花の突然変異発生などの産業応用のプログラムを展開している。

世界では、依然として、より高エネルギーの加速器が求められている。それに比べ日本では、エネルギーではなくより大強度化の方向が追及されている。

第二の特徴は、加速器の完全な応用利用である。その典型が HIMAC に代表される医療用

加速器である。先に述べたように、今や医療用加速器では、日本が世界を遥かに引き離し、この分野では世界一となった。重粒子線治療のみならず陽子線治療の加速器は、国内で20ヶ所余りある。さらに最近は、BNCT法という新しい加速器利用も始まった。予めボロン化合物を体内に入れ、加速器からの熱中性子線をボロンに吸収させ、反応生成物のアルファ線を使ってガン細胞を焼き切るのである。さらに、アルファ放射性アイソトープによるガン治療、等々、日本では、加速器の医学利用がますます広まっている。

加速器科学は、真理の探究とその応用の二つの側面がある。真理の探究は常に重要で今後も大いに進めるべきである。一方、応用面の重要性は、今後さらに増える。さらに重要な側面は、加速器に従事する科学者のみならず他の分野の方にも加速器をより身近に感じさせる工夫が必要な点であろう。

加速器から得られる一次ビームや二次ビームを総称して「量子ビーム」とよぶ。本書の最大の目的は、量子ビームから得られる科学やその応用は、どういった面に現れるのか？ また、その今後の方向はどういうものが考えられるか？ こういった側面を、非専門家にも分かるように「平易」な言葉で伝えることにある。日本での加速器からの話題が中心であるが、未だ日本で得ることのできない加速器からの寄与も一部に入れ込んだ。

表題に書いた「量子ビーム」は、狭い意味での限られた「粒子ビーム」を指すことが多い。しかし、本書では放射光や自由電子レーザーのような加速器から得られる光子ビームのみならず、ニュートリノといった加速器から得られるビーム全体を指す言葉として捉えていただきたい。

重要な科学成果ほど、皆に分かりやすい言葉で語る事ができる。本書では、この指針を基礎としたい。

第1章 一次ビームによる科学

1. 陽子ビーム

1.1. GeV 以下の陽子ビームを用いた核物理研究 (民井 淳)

1.1.1. 原子核の世界

原子核物理学の分野において、物理現象を調べている主要な対象の1つは、世界や我々の身体を形作っている原子の中心に存在する原子核であり、分野名の由来ともなっている。原子核はすべての原子の中心に位置し、原子の重さの99.97%を占めている。つまり、あなたの体重の99.97%、身の回りにあるほぼすべての物質の重さの99.97%は原子核の重さである。

原子核は陽子と中性子と呼ばれる2種類の粒子から成り立っている。この陽子と中性子は、重さも同じ程度で互いに性質がよく似ているので、2つをまとめて核子と呼ぶ。似ているといっても違いがある。陽子はプラスの電荷(電気の量)を持っている。中性子は電荷を持っていない。電子の電荷は符号がマイナスだが、電荷の量は陽子と同じである。同じというのはどの程度同じなのか?ということが、物理学者は気になる。現時点(2021年)の最新の実験結果(文献¹⁻¹⁻¹⁾)によればこの差は 7×10^{-7} 、つまり100億分の7よりも小さいことがわかっていて、まったく同じであるかもしれない。クォーク3つからできている陽子と、レプトンと称する素粒子の1つである電子とで、電荷の大きさがこれほど一致しているということは実に驚くべきことである。根本的な理由があるのか、単なる偶然なのか、はたまた非常に一致していなければ我々生物が誕生するまで宇宙が進化できなかったのか、その理由はまだ明らかにされていない。

一方で、中性子は電荷を持っていないというときに、ではどの程度ゼロに近いのか?について、やはり物理学者は気になる。最新の実験結果(文献¹⁻¹⁻¹⁾)では電子や陽子の電荷に比べて 10^{-21} つまり1000億分のさらに100億分の1よりもゼロに近い。このことは、中性子を構成するクォークのうちアップ(u)クォークのプラス電荷の量がダウン(d)クォークのマイナス電荷の量のちょうど2倍になっている事実から来ている。クォークは素粒子であると考えられているので、この一致もまた驚くべきことであるが、ともにクォークに属する素粒子であるので何か深淵な理由があるのかもしれない。

陽子と中性子はよく似ているが、重さを比べると中性子の方が0.1%ほど重い。そのため、

参考文献

¹⁻¹⁻¹⁾ Particle Data Group, Review of Particle Physics: <https://pdg.lbl.gov/>.

中性子を真空中に置いておくと「弱い力」の作用でベータ崩壊と呼ばれる反応が自然に生じ、15分ほどの寿命で何の前触れもなく、突然陽子に変身する。その過程で電子1つと反電子ニュートリノと呼ばれる素粒子1つを新たに作って放出する。

このような陽子と中性子から作られている原子核は原子の中心に位置し、その周りを雲の様に電子が覆っている。この電子の雲を含めた原子全体の大きさがおよそ0.1ナノメートル程度であるのに対して、原子核はその1万分の1に対応する10フェムトメートル程度である。原子核がいかに小さいかということがよくわかるが、先に述べたようにこの小さな原子核が原子全体の重さのほとんどを担っているため、その密度は1立方センチメートルあたり3億トンとんでもなく大きい。陽子と中性子は「強い力」と呼ばれる引力でこの小さなサイズの中に閉じ込められている。この陽子と中性子からなる物質、原子核という世界を理解することが、原子核物理学の主要な研究対象の1つである。電磁気力に加えて強い力、弱い力が働く。このような3つの力が競合する物質を扱っている分野は、広い科学の中でも原子核物理学だけである。

1.1.2. 原子核の静的性質：密度分布

では、この原子核の大きさや内部の様子は、どのようにすれば調べられるのだろうか？ 光学顕微鏡のように光を用いて観測するには原子核は小さすぎる。そのかわりにエネルギーの大きい電子や陽子のビームを作って原子核に衝突させ、散乱して出てくる粒子を観測するという方法が用いられる。原子核の大きさは、電子ビームによって先に調べられてきた歴史があるが、ここでは陽子による手法を説明しよう。電子ビーム実験の詳細は3章で紹介している。

加速器を利用して、原子核を調べる目的に適したエネルギーを持つ陽子を、ビームとして用意する。加速器の原理については序章で述べた。適切なエネルギーは数10から数100 MeV程度である。極小世界を記述する量子力学の不確定性原理から、陽子をもつ波の性質（ド・ブROI波長）が数フェムトメートルの原子核を調べる目的にちょうどよい大きさを持つ。

大阪大学核物理研究センターでは、サイクロトロン加速器を用いて加速した50から400 MeVの陽子ビームを用いて、原子核の性質を調べる実験を行っている。図1.1.1(次頁参照)のように、調べる対象の原子核を標的真空槽に置いて陽子ビームを照射する。散乱して出てきた陽子のうち、スペクトロメータと呼ばれる装置が設置されている角度にたまたま散乱されたものは、電磁石が作る磁場によって曲げられ、エネルギーが分析される。スペクトロメータの出口には粒子を検出する装置が置かれており、出てきた陽子の位置と方向が分かる。この位置が陽子のエネルギーに対応している。このような実験をスペクトロメータの設置角度を変えながら測定していくと、散乱されて出てくる陽子の量（散乱断面積）を角度ごとに計測することができる。これをプロットしたのが図1.1.2(左)(次頁参照)である。

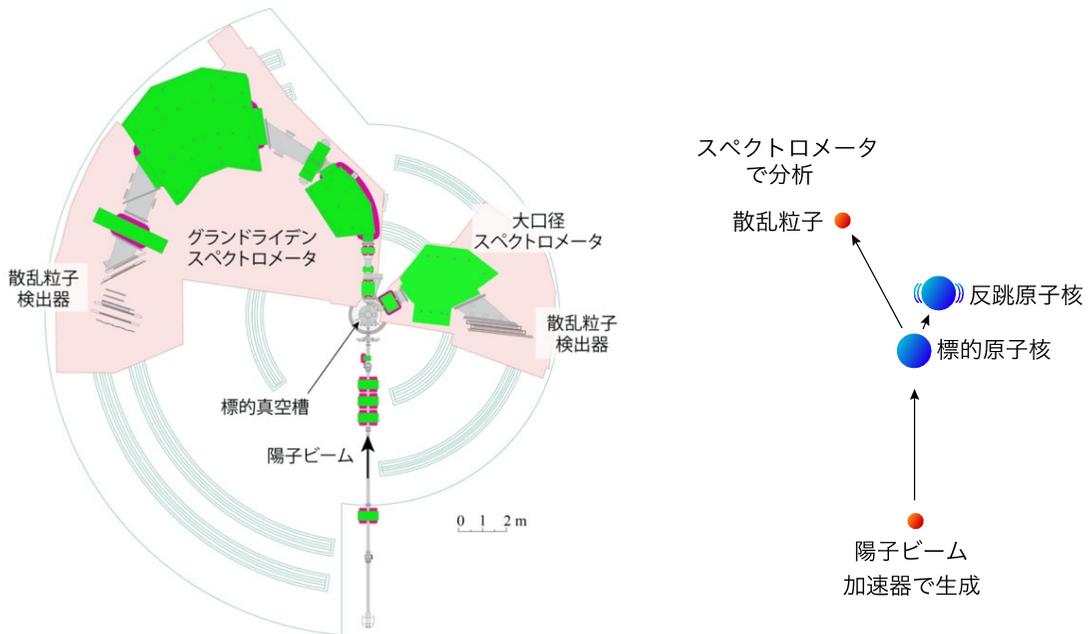


図 1.1.1 (左) 大阪大学核物理研究センターのスペクトロメータ「グランドライデン」と「大口径」。
 (右) 陽子ビームによる原子核散乱の過程。

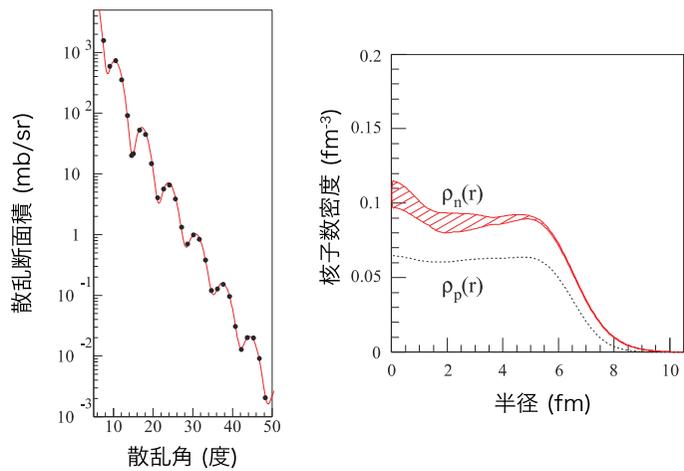


図 1.1.2 (左) 鉛 208 核と陽子ビームとの弾性散乱の散乱断面積のデータ。
 (右) 中性子と陽子の核子数密度分布 (文献1-1-2)。

参考文献

1-1-2) J. Zehihiro et al., Phys. Rev. C 82, 044611 (2010).

ビリヤードのように丸い玉同士を散乱させた場合には、散乱断面積は散乱角に対してももつとなめらかな曲線になるであろう。原子核標的の散乱の場合には、標的原子核の左側で散乱する波と右側で散乱する場合の波が重なりあい、図(前頁参照)のように波打ったデータとなる。このデータを詳細に解析することで、鉛 208 核(陽子数 82、中性子数 126)の中の中性子の密度分布 $\rho_n(r)$ を引き出した結果が図 1.1.2 (右)(前頁参照)である。線についている斜線の幅は、実験の決定精度の限界(誤差)を示している。原子核の中心部の密度分布はほぼ一定で、表面付近でなめらかに、しかし急激に密度が下がっていることが分かる。図 1.1.2 (右)(前頁参照)の点線は電子ビームを用いた同様の実験によって決められた陽子の密度分布 $\rho_p(r)$ である。原子核の実体は、このような密度分布をもった「2 種類の液体」からなる水滴のイメージで表される。科学の入門書では、陽子と中性子の粒があつまった「ぶどう」のように原子核を描くことが多いが、実際には 1 つ 1 つの核子の波は原子核の大きさ全体に広がっており、なめらかな液体に近い。

1.1.3. 原子核の動的性質: 励起

ここまでの説明では、標的原子核は、陽子が衝突したあとにビリヤードの標的のように単に跳ね返って動くだけで、壊れたり中身が変化したりしない場合を扱っていた。つまり衝突後の原子核は単に運動エネルギーをもらって動くだけで、内部エネルギーは変わっていない。このような場合を弾性散乱とよぶ。弾性散乱が起きているかどうかは、散乱した陽子の角度とエネルギーの関係から判別することができる。上記の研究では弾性散乱を起こした陽子のみを、スペクトロメータによる分析で選んでデータとして用いた。これと異なり、衝突によって原子核が内部エネルギーを得る場合を、弾性散乱ではないという意味で非弾性散乱とよぶ。原子核が内部エネルギーを得るとどうなるか? 内部エネルギーを持つ前の状態を最低エネルギー状態であるという意味で基底状態とよぶ。これに対して内部エネルギーを得た状態は励起状態である。励起状態では、基底状態と比べて原子核内の陽子や中性子の位置関係や運動状態が変化している。さまざまな種類の励起状態が存在するが、以下でいくつかの分かりやすい例を挙げてみよう。

原子核は、最大 120 個程度の陽子と最大 180 個程度の中性子から成り立っている。原子核に内部エネルギーを与えると、この陽子の集団と中性子の集団が、それぞれまとまって運動を起こすことがある。これを集団運動とよぶ。集団運動は大きく回転と振動に分けられる。たとえば、図 1.1.3 (左)(次頁参照)のように、電荷を持つ陽子ビームが原子核のごく近傍を通過すると、ビームの陽子と原子核中の陽子との間に電気的な反発力が働くため、陽子の集団に一方向への運動を起こさせる。一方、中性子は電荷をもたないので電気的な力を受けないが、陽子の集団と中性子の集団の間には引力が働いているので、動き始めた陽子の集団に取り残されない

ように、少し遅れてついて行こうとする。この結果、陽子集団と中性子集団はバネのように互いに振動しながら特定の方向に進んでいくことになる。このような陽子集団と中性子集団の間の相対振動を、巨大双極子共鳴とよぶ。巨大という言葉は原子核を構成する陽子と中性子の大部分が振動運動に参加していることを表している。また、双極子はバネや振り子のような単振動を意味している。巨大双極子共鳴は、もっとも基本的な原子核の集団振動状態で、ヘリウム以上のすべての原子核で観測されている。

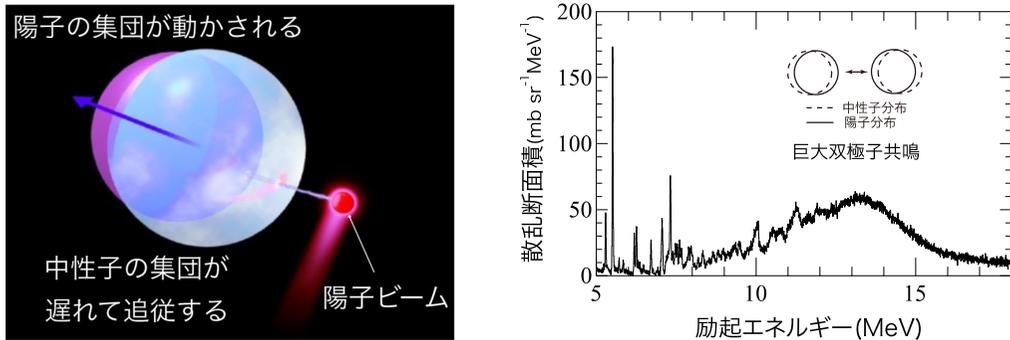


図 1.1.3 (左) 陽子ビームの電氣的な力による巨大双極子共鳴の励起。
 (右) 鉛 208 核の散乱角ゼロ度での陽子ビーム散乱による励起のデータ (文献1-1-3)。

図1.1.3 (右) に核物理研究センターの陽子ビームを用いた実験で観測したスペクトルを示す。横軸は標的である鉛 208 核に与えた内部エネルギー、すなわち励起エネルギーをあらわし、散乱された陽子の角度とエネルギーを測定することで得られる。励起エネルギー (E) は、共鳴の 1 秒間あたりの振動数 (ν) と $E = h\nu$ の関係にある。 h はプランク定数である。 E に観測された山の中心エネルギー 13.5 MeV を入れると、振動数は毎秒 3×10^{21} と求まる。振動が極めて早い理由は、陽子集団と中性子集団の間に働く力 (バネ定数に相当) が強い力によって生じており、名前のとおり極めて強い (バネが硬い) からである。図1.1.3 (右) を見ると巨大双極子共鳴は 4 MeV 程度のエネルギー幅をもった山になっていることが分かる。このように、ある状態のエネルギーが特定の値に定まっておらず、幅に相当するゆらぎ (不確定性) を持っているということは、その状態には寿命があって自然に終わってしまうことを意味している。不確定性原理から、寿命 (τ) と幅 (Γ) は $\tau \Gamma = h/2\pi$ の関係で表され、幅が 4 MeV の巨大双極子

参考文献

1-1-3) A. Tamii et al., Phys. Rev. Letters 107, 062502 (2011).

共鳴の寿命は 2×10^{-22} 秒となる。巨大双極子共鳴の寿命は、はじめは陽子集団と中性子集団の単振動という秩序だった運動であったものが、次第に陽子や中性子の間に衝突がおきることによって無秩序となり、振動のエネルギーが陽子や中性子の乱雑な熱運動に転換してしまう過程を表している。バネの振動の場合は、バネ内の摩擦によって振動のエネルギーが熱に転換され、振動が減衰していく。同じように、巨大双極子共鳴は、陽子液体と中性子液体のあいだの摩擦に相当する粘性によって振動が減衰し、最後は熱運動になってしまうのである。こうした秩序だった集団運動が乱雑な熱運動に拡散する過程は、原子核という核子からなる物質の性質を理解していくうえで重要である。

1.1.4. 原子核の物性的性質：状態方程式

このようなことを調べると何がわかってくるのであろうか？ 近年核物理学の分野で注目されている話題の1つに、中性子のみからなる物質である中性子物質の状態方程式の研究がある。原子核は陽子と中性子から構成されていて、中性子のみからなる安定な原子核はない。そのため原子核物質の状態方程式は、陽子と中性子が適度な比率で混じった場合を中心に詳しく調べられている。一方、宇宙には大部分が中性子からなる天体である中性子星が存在することが観測されている。中性子星の重さは太陽と同程度であるのに、半径は10から12 km程度と太陽の60万分の1しかない。極めて高密度の天体でさまざまな不思議な性質を持つ。重い恒星の進化の最後に生じる超新星爆発の残骸として残り、重さが太陽の2倍程度以上であると自らの重力を支えきれずにブラックホールになってしまう。原子時計に匹敵するほどの規則的な周期で電磁波を出すパルサーや、 10^{10} テスラという極めて強い表面磁場を持つマグネターなどの正体は中性子星であると考えられている。このような中性子星の質量と半径の関係や内部構造、ブラックホールに崩壊する臨界質量、2つの中性子星が合体する過程での重力波や元素合成など、多くの重要な天体現象を記述するためには中性子からなる物質の状態方程式の知識が欠かせない。このような知識は、原子核中で陽子1つを中性子1つに置き換えると原子核の状態がどのように変化するかという情報、より具体的には、原子核中の陽子と中性子の密度差によって系のエネルギーがどう変わるかを測定することで知ることができる。これを対称エネルギーとよぶ。

この対称エネルギーを調べる有力な方法の1つが、陽子と中性子の振動を調べることである。なぜなら、振動のバネにあたる陽子と中性子の間の引力は、運動によって生じた陽子と中性子の密度差による対称エネルギーの上昇を引き戻す力にほかならないからである。上でみたように陽子と中性子の密度分布は中心部では平坦で、表面付近で急に減少している。そのため陽子と中性子の重心がずれたとき、中心部ではあまり密度差に変化はないが、表面の一方では陽子密度が増え、逆側では中性子密度が増えている。この両側での対称エネルギーの増加

にさからう力が働き、ずれは引き戻される。この力はばね定数にあたるので、共鳴の振動数つまり励起エネルギーを測定すればよい。これよりさらに精度が高いと考えられている方法は、巨大双極子共鳴の分布を励起エネルギーで割って積分する方法である。こうすることで、原子核を一樣電場中に置いたときの陽子と中性子の分布の静的なずれである電気分極率を引き出せる。陽子と中性子の分布のずれによって対称エネルギーが増加するという理由は先と同じであるが、静的な情報であるため、熱的拡散といった複雑な動的過程が絡む振動状態よりも理論モデルとの比較がしやすい。こうした実験の研究結果から、重さが太陽の 1.4 倍の中性子星の半径は 10 から 12 km 程度であると予想される。一方で、2017 年に初めて観測された、2 つの中性子星が合体する過程の重力波の波形解析から、重さが太陽の 1.4 倍の中性子星の半径は 12 km 程度という結果が引き出された。測定誤差はまだ大きいがよく一致している。今後こうした連星中性子星合体の重力波観測のデータが増えるにつれて、中性子星の質量と半径の関係など、原子核の実験をもとにした予言との詳細な比較ができることになる。極小の原子核の精密測定と、超高密度天体、歴史的な重力波観測があいまった興味深い成果である。中性子星の内部構造や中心部でのストレンジネスクォークの生成、X 線天文衛星による半径の観測など、近年関連研究が広がりつつある。

1.1.5. 原子核に働く特別な力：三核子間力

話題を軽い原子核に転じてみよう。最も軽い原子核は水素の核でこれは陽子そのものである。次に軽い原子核は重水素の原子核で、陽子 1 つ中性子 1 つから成り立っていて、重陽子とよばれる。陽子と重陽子を衝突させる実験は陽子 2 つと中性子 1 つを含むことになるが、この散乱過程は陽子と陽子、陽子と中性子の散乱を測定した情報から正確に予言できるだろうか？言葉をかえれば、陽子と陽子、陽子と中性子、中性子と中性子といった 2 つの物体の間に働く力である二体力を理解すれば、陽子 2 中性子 1 といった 3 物体に起きる現象を完全に記述できるだろうか、という問いとなる。現代の物理学の法則では、複雑な多体系の現象であっても根源的には二物体の間に働く力、すなわち二体力の積み上げで全てが説明できると考えられている。

この仮定を破るのは物体が 3 つ以上ある場合に初めて働く力、三体力の存在である。核子 3 つからなる三重水素核（陽子 1 中性子 2）とヘリウム 3（陽子 2 中性子 1）の質量や陽子と重陽子の散乱実験などから、三核子の間に働く三体力である三核子間力が存在することが知られている。核子と核子の間の二体力である二核子間力を精密に記述するどのような理論モデルをもってしても、これらの実験結果を説明することができない（図 1.1.4）（次頁参照）。しかし、実のところこの現象は厳密な意味での三体力ではない。太陽と地球と月からなる三体系の運動は、2 体力である万有引力によって記述できる。数値計算ではそれぞれの天体の中心の

位置に、全ての重さを担う大きさが無い質点があるとして計算するのが普通である。3つ質点の間の引力を定義することで系の運動が記述される。しかし、ここには近似がある。太陽、地球、月のそれぞれの天体の内部状態が変化しないという近似が行われている。厳密には、たとえば地球の海には月や太陽の位置関係によって変化する潮汐力が働き、重力エネルギーの一部が潮の満ち引きに使われている。質点間の2体力では厳密に記述できていない部分があるのである。同じように、陽子や中性子は素粒子ではなく、クォークと呼ばれる素粒子3つから成り立つ内部構造をもっている。このため、核子と核子が力を及ぼしている途中で、核子の中のクォークの状態が変化した過程が存在することで、みかけ上の三体力が生じているのである。

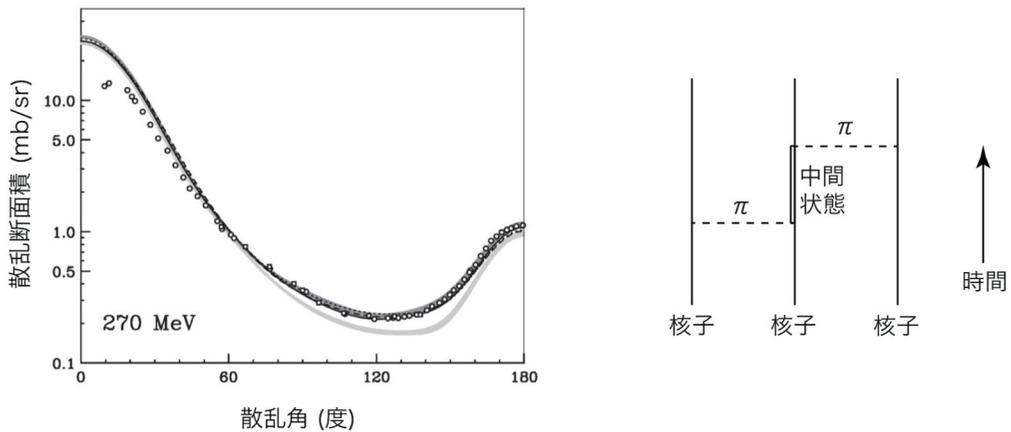


図1.1.4 (左)陽子-重陽子散乱の散乱断面積のデータ(白丸)。二核子間力による計算(薄いグレー)では説明できず、三核子間力を入れることで再現される(濃いグレー)。10~40度のずれはクーロン力が計算に入っていないことが原因(文献1-1-4)。(右) π 中間子を交換する二核子間力に、核子の内部構造が変化した別の状態(中間状態)があらわれることによって、みかけ上の三核子間力が働く。

この三核子間力は精密実験を再現するようにモデル化してパラメータを決定しているのが現状である。クォークからなる系を記述する量子色力学(QCD)の計算、たとえば格子QCDと呼ばれる計算手法では、近年の計算技術の進化と計算機パワーの飛躍的な発展とにより、二核子間力をクォークの系から計算できるようになってきている。三核子間力の記述にはまだ大きな発展が必要であるが、今後の展開が期待される。三核子間力の効果は核子と核子の平均距離が近くなるほど、つまり高密度になるほど重要となる。中性子星の中心部の密度は

参考文献

1-1-4) K. Sekiguchi et al., Phys. Rev. C 65, 034003 (2002).

原子核の密度の 7-8 倍とも言われており、こうした高密度で何がおきているか、状態方程式がどうなっているかを理解する鍵の 1 つが三核子間力である。

1.1.6. 原子核の弱い力に対する応答：ニュートリノ

原子核が別の原子核に自発的に転換する過程の 1 つであるベータ崩壊では、核内の中性子が陽子に転換して電子と反電子ニュートリノを放出するベータマイナス崩壊や、逆に陽子が中性子に転換して陽電子と電子ニュートリノを放出するベータプラス崩壊がおきる。どちらが起きるかは、エネルギー的に許されるかどうかで決まる。こうした変化は、弱い相互作用を引き起こすウィークボソンである W 粒子の交換によって生じる(図1.1.5左)。その遷移速度は、弱い相互作用に対する原子核の応答(弱応答)である遷移強度と、ウィークボソンとの結合定数の 2 つによって記述される。原子核の弱応答はニュートリノに対する原子核の応答(図1.1.5中)と直結しており、超新星爆発や連星中性子合体の中での元素合成過程へのニュートリノ散乱の影響、スーパーカミオカンデやハイパーカミオカンデなどで原子核を標的としてニュートリノを検出する応答関数などを決めるために必要な原子核の情報である。こうした弱い相互作用による遷移は極めて弱いため、直接観測することは容易ではない。そのかわりに弱応答の遷移強度の部分を切り離して、陽子ビームなどによる強い相互作用の実験によって調べる実験手法が進められている。

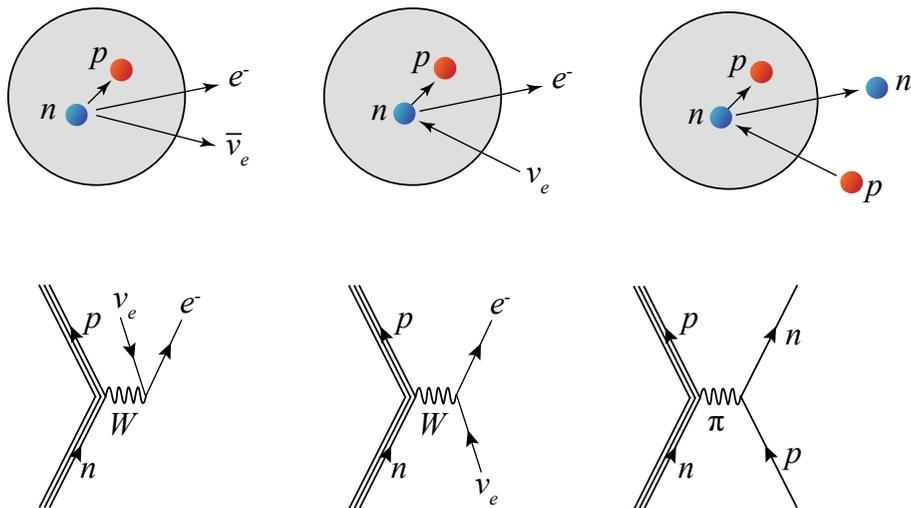


図1.1.5 (左)原子核内の陽子(p)が中性子(n)に転換するベータマイナス崩壊。
 (中)原子核とニュートリノの反応。
 (右)原子核内の中性子を陽子に入れ替える(p,n)反応。

原子核内で中性子が陽子に転換する遷移過程を、陽子をビームとして標的核にあてて中性子が出てくる(p,n)反応(図1.1.5右)、あるいはヘリウム3(陽子2個中性子1個)をビームと

して三重水素核（陽子 1 個中性子 2 個）が出てくる (${}^3\text{He}, t$) 反応を用いて調べようという方法である。遷移強度を測定できれば、強い相互作用の媒介粒子である π 中間子との結合定数を、弱い相互作用の媒介粒子である W 粒子との結合定数に置き換えることで、弱い相互作用の反応過程を弱い相互作用を用いることなく予測することができる。弱い相互作用に比べ、強い相互作用はざっと 10^{19} 倍と圧倒的に強いので、測定はとても効率的である。陽子が中性子に転換するベータプラス崩壊の遷移強度は重陽子（陽子 1 個中性子 1 個）をビームとしてヘリウム 2（陽子 2 個）が出てくる ($d, {}^2\text{He}$) 反応などを用いて調べられている。こうした研究により、超新星爆発が始まるときに星の中心で起きる電子捕獲反応や、それにもなつて放出される大量のニュートリノの散乱過程、ニュートリノによる衝撃波の加熱、宇宙空間に放出される途中でニュートリノと反応する元素合成過程を理解していく上での重要な手がかりが得られる。

このほか、2 つのベータ崩壊が同時に起きるダブルベータ崩壊の観測も近年大規模な実験が行われている対象の 1 つである。これまで安定と見なされてきた原子核が、極めて長い時間の間には自然崩壊を起こすことが観測されている。たとえばカルシウム 48 核の寿命は約 9×10^{19} 年程度で宇宙年齢の 1×10^{10} 年よりはるかに長い。通常のダブルベータ崩壊では電子 2 つに加えてニュートリノを 2 つ放出するが、ニュートリノ放出を伴わないダブルベータ崩壊 ($0\nu\beta\beta$ 崩壊) が起きる可能性が理論的に指摘されている。この崩壊が観測されれば、ニュートリノとその反粒子が同じ粒子であるというマヨラナ性の証拠が得られるとともに、ニュートリノの重さに関する情報が得られる。ニュートリノの重さを決定するためには、 $0\nu\beta\beta$ 崩壊の寿命と、原子核の遷移強度の 2 つの情報が必要となる。 $0\nu\beta\beta$ 崩壊の寿命の観測に向けて世界の研究者がしのぎを削っているが、まだ観測には至っていない。一方で、遷移強度についても決定的な実験結果は得られていないが、ベータマイナス遷移強度とベータプラス遷移強度の 2 つの測定を組み合わせることで、2 つのベータ崩壊が同時に生じる遷移強度を間接的に調べる実験が行われている。特にニュートリノ放出を伴わない場合の遷移強度は理論による予測が難しく、モデルによって予測値に大きな差がある。間接的な実験データによって理論の妥当性を検証しながらモデルを発展させていく、実験と理論のタイアップによる研究が進められている。

1.1.7. まとめ

ここまで、陽子ビームを用いた原子核に関する研究の話題をいくつかピックアップして説明した。陽子ビームを用いた実験は多岐に渡っており、全体を網羅するにはとても及ばない。特定の原子核の励起状態の性質を調べたり、宇宙で生じる重要な反応の速度を実験室で測定したりする研究がある。原子核の性質や運動は、変形、回転、振動や、1 粒子運動、集団運動、熱的運動など多種多様である。原子核の構造についても、原子の電子軌道に似た

殻構造、陽子 2 個と中性子 2 個が結びついたアルファ粒子が核内や核表面にできるアルファークラスタ、核内での核子・核子間力の変化など、それぞれの研究目的に応じた実験が進められている。

1.2. GeV 以上の陽子ビームを用いた核物理研究（小沢恭一郎）

1.2.1. 高エネルギー陽子ビームによる多様な発見

シンクロトロン加速器の開発や強収束の原理の発見により陽子ビームのエネルギーが上昇すると、多くの新たな粒子、新たな現象が発見された。特に、宇宙線観測の中で見つかった「奇妙な」粒子が、加速器実験でも多く見つかったことが新たな時代の幕開けとなった。これらの粒子がなぜ「奇妙」と思われたかという、生成確率の高さに対して崩壊確率が非常に低い（寿命が「奇妙」に長い）という性質があったからである。その後の研究で、これらの粒子の内部には、ストレンジクォークという新たなクォークが含まれることが判明した。核力の元となる強い相互作用は、相互作用の過程でクォークの種類を変えないため、強い相互作用で生成されたストレンジクォークは、弱い相互作用（ β 崩壊のもととなる相互作用）を通じてのみより軽いクォークに崩壊する。そのため、このような「奇妙な」状況が生まれたのである。この発見は、核子の内部構成をクォークで説明するクォークモデルの確立へとつながった。現在では、さらに高いエネルギーを持つ陽子加速器実験において、チャームクォークなどのより重いクォークが発見され、計 6 種類のクォークの存在が確認されている。

クォークモデルの確立の過程で、ハドロンと呼ばれる粒子が多く発見された。ハドロンとは、強い相互作用をする粒子の総称で、陽子や中性子はその代表である。発見されたハドロンはスピン、アイソスピンなどの量子数などで区別されるが、その量子数が内部に存在するクォークの組み合わせにより説明される。特に、核子のアイソスピンが核子内部に存在するアップクォークとダウンクォークに対応すること、前述のとおり「奇妙な」粒子の内部にストレンジクォークが存在することが分かったことは大きな発見であった。

クォークモデルの発展の過程で、クォーク同士の相互作用である強い相互作用の解明につながる多くの発見があった。クォークモデルでは、ハドロンは、バリオン（日本語では、重粒子）とメソン（日本語では、中間子）と呼ばれる二つのグループに分けられる。バリオンは、陽子や中性子の仲間で内部にクォークを 3 つ持ち、メソンは π 中間子の仲間で、内部にクォークと反クォークを持つ。このとき、バリオンの仲間で内部にアップクォークを 3 つ持つ Δ^{++} 粒子と呼ばれる粒子が発見された。パウリの排他律を考えると、クォークのスピンを考慮に入れても、3 つの粒子が同じ粒子内に存在することはありえないはずであった。そこから、クォークの持つ新たな量子数であるカラーが発見され、それが、実はクォーク同士の相互作用である強い相互

作用の「電荷」であることが判明した。現在では、強い相互作用の理論は、量子色力学 (Quantum Chromo Dynamics, QCD) として定式化されている。

1.2.2. ハドロン物理の発展

このように、陽子や中性子の中にクォークが存在することが分かってきたが、逆にクォークとその相互作用から、陽子や中性子の成り立ちやその相互作用を説明するためには、謎が多く残った。一つは、クォークの閉じ込めと呼ばれる問題である。現在までの研究で、クォークが単独の粒子として見つかったことはない。宇宙初期などの極限状態や高エネルギー重イオン衝突で実現される高温・高密度状態を除けば、必ずハドロンの内部に存在する。また、ハドロンの内部でも、クォークが3つかクォーク・反クォークのペアかの2種類の組み合わせが主で、それ以外の構成が実験的に確立されているものは、ごく少数である。なぜクォークにはこのような組み合わせしか許されないのか、今でも大きな研究テーマとなっている。

さらに、クォーク同士の相互作用理論である量子色力学の詳細は、高エネルギー加速器実験によって、摂動論的な極限ではよく理解されているが、ハドロン内部での非摂動論的な振る舞いやハドロン同士の相互作用が、量子色力学からどのように説明されるかは未だに全容が解明されていない。そのため、ハドロン内部にはクォークがどのような状態で存在しているのか、量子色力学からハドロン間相互作用がどのように説明されるか、という研究も精力的に実施されている。

もう一つの大きな謎は、クォークとハドロンの質量の問題である。高エネルギー極限において測定されるクォーク(裸のクォークと呼ぶ)の質量は、数 MeV/c^2 程度と非常に小さい。それに対して、クォーク3つからなる陽子は約 $940 \text{ MeV}/c^2$ という大きな質量を持っている。陽子内のクォーク(構成子クォークと呼ぶ)は、 $300 \text{ MeV}/c^2$ 程度の質量を持っていることになる。また、クォークと反クォークからなる π 中間子は、 $140 \text{ MeV}/c^2$ 程度の質量であるが、クォークと反クォークは同じ質量を持っていると考えられているので、 π 中間子は陽子に比べて驚くほど軽いことが分かる。

このようなクォークとハドロンの関係を説明する考え方の一つが、強い相互作用が存在する空間にはクォーク相とハドロン相があるとする考え方である。宇宙初期の高温状態では、空間に十分なエネルギー密度が存在し、裸のクォークはハドロン内に閉じ込められることなくクォーク相を形成する。しかし、温度が下がってくるに従って、空間中にクォーク・反クォーク対が凝縮し、ハドロン相へと転移する。この際に、このクォーク・反クォーク対の凝縮によりカイラル対称と呼ばれる対称性が自発的に破れ、ハドロンに質量を与える。この自発的対称性の破れと質量獲得の機構は、素粒子物理学におけるヒッグス機構や物性分野における超伝導相転移と同様の

ものである。この考え方のもとに、高温極限でのクォーク相（クォーク・グルーオン・プラズマと呼ばれる）の探索や強い相互作用の相構造の研究が進められてきた。

このように、ハドロンの内部構造と相互作用をクォークから説明することやクォークとハドロンの物質相を解明することが大きな課題となり、ハドロン物理学として発展してきた。

1.2.3. 陽子ビームによる核子構造の研究

陽子の内部構造の研究において、陽子ビームが大きな役割を果たしたのは、陽子内の反クォークの分布関数の測定である。歴史的には、陽子の内部構造は、電子ビームと陽子標的によって研究されてきた。電子ビームの実験によって、クォークモデルと同様に陽子内に3つの粒子が存在することが確認された。しかし、それに加えて、陽子内には、クォーク・反クォーク対や強い相互作用の媒介粒子であるグルーオンが大量に存在することが分かってきた。それらの粒子が陽子内にどのように分布しているかを示す分布関数の測定は、陽子の構造関数の研究として一つの研究分野を形成した。その研究の中で、陽子ビームと陽子標的を使い、陽子ビーム内のクォークと陽子標的内の反クォークが対消滅し電子（またはミュオン）対を生成するプロセス（ドレル・ヤン反応と呼ばれる）を利用することで、陽子内の反クォーク分布をクォークの種類ごとに正確に測定することに成功した。その結果、反クォークの分布がクォークの種類ごとに異なることが分かった。これは、その後も詳細に研究され、日本グループも参加した米国フェルミ研究所の SeaQuest という実験が精度の良い測定結果を出した（文献1-2-1）。

また、陽子の内部構造に関して、陽子の持つスピンの内部のクォークのスピンからどのように説明されるのか、という謎に取り組んだ研究もある。1980年代後半に偏極した電子陽子散乱を用いた実験が行われ、その結果、陽子内部の構成子クォークが陽子のスピンの20%程度しか担っていないという結果が示された。これは、陽子スピンパズルと呼ばれ、その後、精力的に研究された。2000年代には、日本グループが参加した米国ブルックヘブン研究所の RHIC-PHENIX 実験において、衝突型加速器を用いた偏極陽子衝突実験が実施され、陽子内のグルーオンの陽子スピンへの寄与が大きくないことが示された（文献1-2-2）。陽子のスピンの問題に

参考文献

1-2-1) J. Dove, B. Kerns, R.E. McClellan et al., “The asymmetry of antimatter in the proton”, Nature 590, 561-565 (2021)

1-2-2) PHENIX Collaboration, “Probing Gluon Spin-Momentum Correlations in Transversely Polarized Protons through Midrapidity Isolated Direct Photons in $p \uparrow + p$ Collisions at $\sqrt{s}=200$ GeV”, Physical Review Letters 127, 162001 (2021)

関しては、その後もブルックヘブン研究所やヨーロッパ CERN において研究が進められ、日本グループも積極的に参加している。

1.2.4. 陽子ビームによる原子核媒質の研究

一方、強い相互作用の相構造の研究は、高エネルギー重イオン衝突を用いた高温状態の探求を中心に進められたが、有限密度媒質としての原子核媒質の研究が高エネルギー加速器研究機構 (KEK) の陽子シンクロトン加速器を用いて進められた。

高温状態に実現されるクォーク相と同様に高密度状態でもクォーク相が実現されるという理論的な予想があり、さらに、原子核密度程度でも対称性が部分的に回復し、ハドロン の性質、特にその質量に変化が現れるという理論的示唆がある。そこで、KEK において陽子シンクロトンからの陽子ビームを用いて原子核中にハドロンを生成し、その質量分布を測定するという実験が実施された。実験では、質量測定に用いるハドロンとして、ベクター中間子と呼ばれる粒子を選び、その電子・陽電子崩壊を用いて質量を測定した。これは、ベクター中間子が構成子クォークの質量を直接的に反映する粒子だからである。具体的には、陽子ビームを原子核標的に照射し、生成された電子・陽電子対から親粒子の質量分布を再構成し、ベクター中間子の一種である ϕ 中間子を同定すると同時にその質量を測定した。図1.2.1に測定結果を示す (文献1-2-3)。この実験では、 ϕ 中間子の真空中での質量 (1020 MeV/c²) より質量の小さい部分に測定の分解能 (図中の実線) では説明できない収量の増加が見られた。これは、原子核中で対称性が部分的に回復し、 ϕ 中間子の質量が軽くなったことを強く示唆する結果であった。

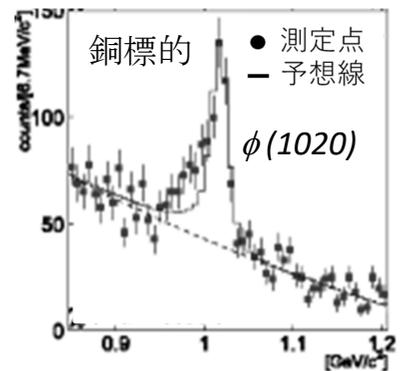


図1.2.1 電子・陽電子対の不変質量分布

この結果を受けて、東海村 J-PARC 加速器施設において、さらに高精度で測定を行い、 ϕ 中間子の質量減少を確定させる実験が進行中である。J-PARC での実験においては、図1.2.2 (次頁参照) に示すような陽子ビームを供給する新規のビームラインと大立体角・高計数率で測定を行う新規の実験装置を建設した。ビームラインは2020年に完成し、2021年までにビーム

参考文献

1-2-3) R. Muto et al., “Evidence for In-Medium Modification of the ϕ Meson at normal Nuclear Density”, Physical Review Letters 98, 042501 (2007)

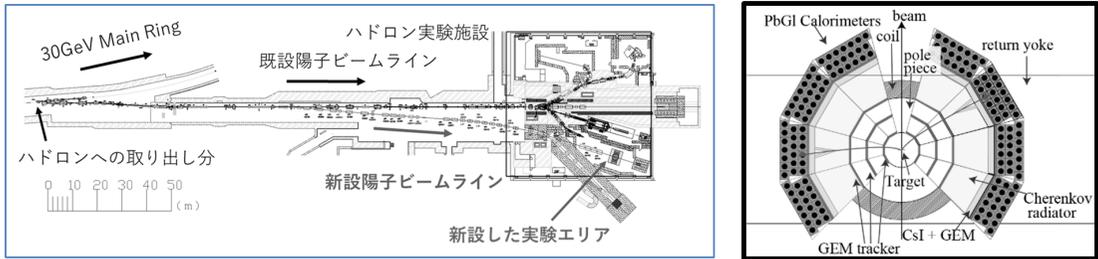


図1.2.2 新規に建設したビームラインと実験装置の模式図

ラインと実験装置の性能評価のためのパイロットデータの取得に成功した。現在は、2023年初頭に予定されている本格データ収集のための準備を進めている。

このように、日本のハドロン物理研究は J-PARC 加速器施設を中心に進められており、今後もさらなる発展が期待される。

1.3. 核変換に向けて（前川藤夫）

1.3.1. 核変換とは

量子ビームは、原子核・素粒子物理学や物質・生命科学等の基礎科学分野の研究に欠かせないツールであるのみならず、医療、分析、加工、農業等の産業応用にとっても欠かせないものである。量子ビームの産業応用の中でも特に我々人類にとって有益と考えられるのが、核変換技術である。核変換とは、広義には原子核が放射性崩壊や核反応によって他の原子核に変わること指すが、本稿では原子力発電に伴い発生する放射性廃棄物を核反応の力を借りて減らすという狭義で用いることとする。

原子力発電所で燃やした使用済み燃料を再処理し、ウランとプルトニウムを再利用する資源として取り出した残りが、高レベル放射性廃棄物である。これには大きく分けて、核分裂生成物（Fission Product、FP）とマイナーアクチノイド（Minor Actinoid、MA）が含まれている。FPは原子番号92のウラン等が核分裂で2つに割れることにより出来るため、原子番号が数十～70程度の元素からなる。一方MAは、主にウランが中性子を吸収して生成した超ウラン元素のうちプルトニウムを除く元素であり、ネプツニウム（Np、原子番号93）、アメリシウム（Am、同95）、キュリウム（Cm、同96）が主なものである。これらFPやMAには、安定な核種や短時間で崩壊して安定な核種になるものも多いが、崩壊の半減期が万年単位のものなど長期にわたり毒性が残る核種も存在する。一例を挙げれば、 ^{135}Cs （半減期230万年）、 ^{237}Np （同214万年）、 ^{243}Am （同0.737万年）である。

現在の日本のシナリオは、高レベル放射性廃棄物をガラス固化体としてガラスの中に封じ込め、

さらにその外側に幾重かのバリアを設け、深さ 300 m より深い地下に埋める地層処分を行う考えである。地層処分により安全に高レベル放射性廃棄物を処分可能とされているが、国内では地層処分場の選定が進まず、原子力発電はトイレ無きマンションと揶揄される原因になっている。また、安全に地層処分できるとしても、我々世代は原子力エネルギーのメリットを享受してきた一方、廃棄物というデメリットを後の世代に押しつけており、世代間の公平の点で問題が残る。核変換は、こうした状況を大きく改善出来る可能性を秘めた技術である。2021 年 11 月に閣議決定された「エネルギー基本計画」^(文献1-3-1)では、使用済燃料対策として、将来の幅広い選択肢を確保するため、放射性廃棄物の減容化・有害度低減などの技術開発を進めるとされている。

2020 年 10 月、政府は 2050 年までにカーボンニュートラルを目指すことを宣言した。これを実現するためには、化石燃料の使用による二酸化炭素の排出を大きく抑制する必要があるが、これを全て再生可能エネルギーで代替することが不可能であることは明らかであり、原子力エネルギーの利用はカーボンニュートラルの実現に向けた不可欠な手段と考えられる。現在は、放射性廃棄物の問題が未解決であることも一因となって、国内における原子力エネルギーの利用が進まない。そこで、量子ビームの有力な活用手段である核変換の技術開発を進め、放射性廃棄物問題には解があることを示して原子力エネルギーの利用を促進することにより、地球環境問題解決の一助となることが期待できる。

1.3.2. 加速器駆動システム (ADS)

核変換を行うには大きく分けて加速器を使う方法と原子炉を使う方法があるが、本稿では前者について述べる。図1.3.1、図1.3.2 (共に次頁参照)に加速器により核変換を行う加速器駆動システム (Accelerator Driven System、ADS) の原理と設計例^(文献1-3-2)を示す。ADS とは、加速器と未臨界炉心を組み合わせたシステムのことである。ここで未臨界炉心とは、持続的に出力が一定に保たれる通常の原子炉の臨界炉心とは異なり、外部から中性子を供給することにより核分裂反応が継続して出力を一定に保つことが出来るが、外部からの中性子供給を絶つと急速に核分裂の連鎖反応が停止する炉心のことである。

参考文献

1-3-1) 経済産業省エネルギー資源庁，“エネルギー基本計画”，(Oct. 2021).

https://www.enecho.meti.go.jp/category/others/basic_plan/

1-3-2) T. Sugawara, et al., “Research and development activities for accelerator-driven system in JAEA”, Progress in Nuclear Energy, 106, 27 (2018).

長寿命のものもあるが、多くは安定または短寿命の原子核であるので、全体として放射性廃棄物は減少することになる。この未臨界炉心は直径と高さが共に約 10 m のタンクに収められており、タンク内は液体の鉛ビスマス合金（融点 125°C）のプールになっていて、この液体鉛ビスマスを冷却材としてポンプで循環して炉心を冷却する。炉心では多くの核分裂反応が起こることにより 800 MW の熱エネルギーが発生する。この熱により蒸気発生器で蒸気を発生させ、タービンを回して発電を行うことにより 270 MW の電力が得られ、そのうち 100 MW は自身の加速器に供給し、残りの 170 MW は売電する。つまり、ゴミを燃やしながら発電も出来るシステムと言うことが出来る。炉心には 2.5 t の MA を装荷することができ、1 年間の運転でこの 10% に相当する 250 kg の MA を核分裂させることが出来る。これは、通常の原子炉 10 基で 1 年間に生成する MA の量に相当する。ADS の主な特徴として、未臨界炉心なので加速器を止めれば核分裂の連鎖反応も停止するため原子炉としての安全性が高いこと、また ADS 1 基で原子炉 10 基分と効率的に MA を核変換可能なことがあげられる。

さて、図 1.3.1、1.3.2 に ADS の設計例を示したが、いくつか素朴な疑問が残る。1 つめの疑問として、わざわざ原子炉を持ち込まなくても、高レベル放射性廃棄物に直接陽子ビームを当てればいいのではないか？ しかしこのアイデアでは核変換の効率が極めて悪い。加速器に供給する電力を原子力発電に頼るとすれば、放射性廃棄物は減るどころか大幅に増えてしまう。また、大強度陽子ビームを当てた高レベル放射性廃棄物を適切に冷却することが難しく、工学的に成立しない。

2 つめの疑問として、なぜ MA だけ核変換するのか？ これは、FP は主に β 線や γ 線を出すのに対し MA は α 線を出し、 α 線は β 線や γ 線と比べ内部被ばくの影響が大きいことから、経口接種した場合に MA の方が人体に対する毒性が高いことが理由の 1 つである。また、MA は核分裂の連鎖反応を利用出来るので効率よく核変換できるが、FP は連鎖反応を起こさないために加速器では効率的かつ経済的に核変換することが MA よりもはるかに難しいことによる。

3 つめの疑問として、なぜ聞き慣れない鉛ビスマス合金という金属をターゲット材および冷却材として使うのか？ その理由は、以下のとおりである。MA の核変換にはエネルギーの高い中性子が適しているが、冷却材に水を使うと中性子が水に含まれる水素と衝突したときに大きくエネルギーを落としてしまうため、うまくいかない。そこで、液体金属を使うことを考える。液体金属というとなまず水銀を思い浮かべるが、水銀は沸点が 357°C と低く、炉心で発生する 800 MW もの熱を除去する冷却材としては適さない。次に高速炉で冷却材として使う液体ナトリウムはどうか。ナトリウムは冷却材として優れた性質を有する。しかし、軽い原子核は高エネルギー陽子と反応したときに生成する中性子が少なく、ターゲット材としては適していない。一方、鉛ビスマス合金は融点が 1,670°C と高く優れた冷却材であると同時に、重い原子核であり陽子

入射時に多数の中性子を生成するため、ターゲット材としても優れた性能を有する。また、ナトリウムとは異なり化学的に不活性な点も有利である。ただし、密度が 10.5 g/cm^3 と高く重い金属であるためプラントの耐震設計が難しくなること、また高温の鉛ビスマス合金は鋼材に対する腐食性を有するために腐食抑制対策が必要になることが主な課題である。

1.3.3. 分離変換技術

前述したとおり高レベル放射性廃棄物そのままでは効率良く核変換できないため、まず、高レベル放射性廃棄物に含まれる元素をその特性に応じていくつかの群に分離する。その後、核変換可能な元素について核変換を行う。このため、この一連の技術を「分離変換技術」と呼んでいる。図1.3.3 に分離変換技術の概要を示す。分離変換技術は、家庭で発生するゴミを燃えるゴミ、燃えないゴミ、資源ゴミのように分類し、その特性に応じて有効利用や処分することに似ている。

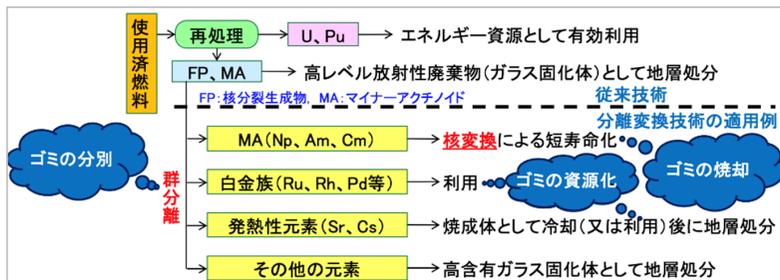


図1.3.3 分離変換技術の概要

高レベル放射性廃棄物は、ウランとプルトニウムを取り出した後の多種多様な元素が含まれた混合物である。分離変換の第1段階『群分離』の工程では、廃棄物中の元素を大きく4つの群(MA群、白金族群、発熱性元素群、その他の元素群)に分類する。放射性毒性が高く半減期が長いMAは、1つの群として分離する。残る3群はFPである。白金族群にはガラス固化に悪影響を与える元素が含まれるとともに、価値の高い金属の有効利用も考えられることから、1つの群として分離する。半減期が約30年のストロンチウム $90(^{90}\text{Sr})$ とセシウム $137(^{137}\text{Cs})$ は発熱量が非常に高いため、発熱性元素群として分離し、安定化・固化して別途管理することにより他の群の発熱量を減らし、また熱源や放射線源として利用する。残りがその他の元素群であり、ガラス固化体として地層処分する。

分離したMAは、そのままでは未臨界炉心を組むことは出来ないため、窒化物にして焼き固め、ペレット状に加工する。これを集めて燃料ピンに封入し、さらに燃料ピンを集めて燃料集合体とし、炉心に設置して炉心を組み上げる。この炉心に陽子ビームを導入すれば、ADS

として動作してMAが核分裂反応を起こし、その量が減っていく。ADSの運転を続ければ全てのMAが核分裂するかというとはそうではなく、MAの減少に伴い核分裂の数が減って出力を維持できなくなることから、2年間運転した時点でMA燃料を取り出す。しかし、取り出したMA燃料の中にはまだ、当初の約80%のMAが残っている。そこで取り出したMA燃料を溶かしてMAを回収し、再度MA燃料に加工してADSで核変換する、いわゆる核変換専用の再処理を行い、燃料サイクルを回すことになる。ADSの実現には、大強度加速器や未臨界炉心の開発に加え、こうした群分離、MA燃料製造、再処理といった化学系のプロセスの技術開発も大変重要である。

1.3.4. 分離変換技術の効果

高レベル放射性廃棄物を分離変換することの効果、つまり廃棄物の有害度や地層処分場に対する負荷をどの程度減らすことが出来るのかを図1.3.4に示す。図の左側は、地層処分に

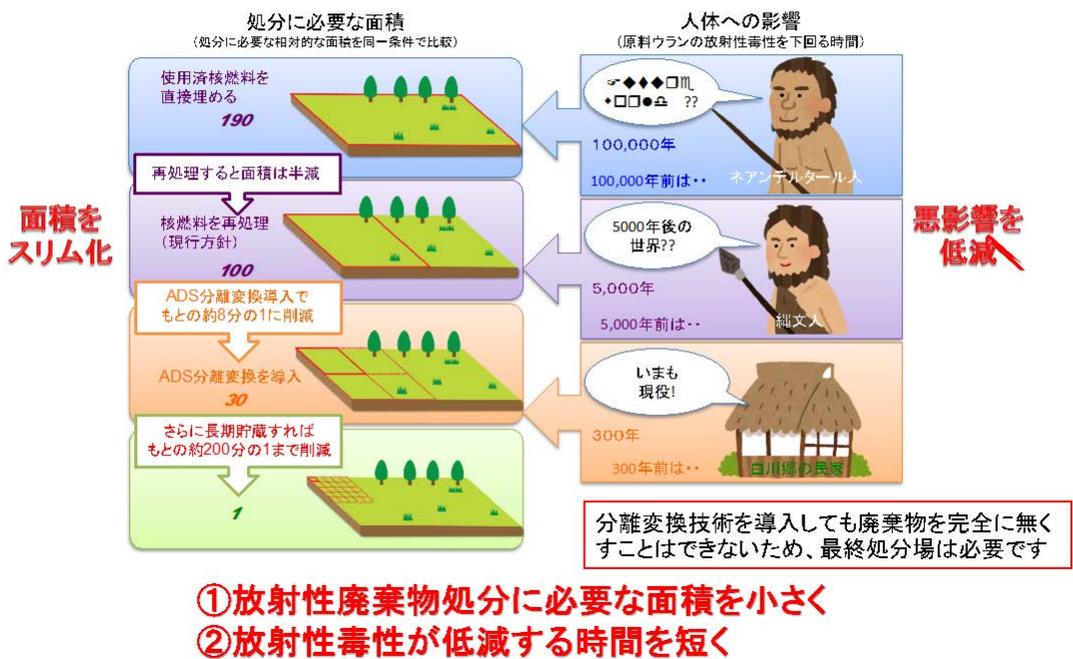


図1.3.4 分離変換技術の概要

必要な面積である。使用済燃料を直接埋めた場合(直接処分に相当)に必要な面積を190(相対値)とした場合、現行方針に基づき核燃料の再処理によりウランとプルトニウムを回収し、高レベル放射性廃棄物として埋めるのに必要な面積は100となる。ADS分離変換を導入してMAを核変換すると、必要面積が30にまで減る。さらに地上において数百年間長期貯蔵すると、

半減期約 30 年の⁹⁰Sr と¹³⁷Cs の放射能が大きく減衰し、発熱の減少によりガラス固化体を密に置くことができるため、必要な面積は 1 にまで低減する。

一方、図 1.3.4 右側は分離変換の効果を時間スケールでみたものである。放射性毒性の総量が元々の原料ウランの毒性を下回るのに必要な時間でみた場合、使用済核燃料を直接埋める場合には 10 万年を要する。再処理後の高レベル放射性廃棄物として埋めれば 5 千年にまで低減し、さらに ADS 分離変換を導入すれば 300 年にまで短くなる。300 年といっても、我々人間の時間スケールから考えると非常に長い時間であることに変わりはない。しかしながら、白川郷の民家のように 300 年前の構造物であっても適切に管理すれば十分に使用可能であるし、万年オーダーと比べると格段に短く、世代間の不公平の軽減にも貢献していると言える。

このように、将来、分離変換技術が実用化されれば、地層処分に必要な面積を小さくでき、高レベル放射性廃棄物の放射性毒性が低減する時間を大幅に短くでき、さらに白金族のような一部の放射性廃棄物を資源化できる可能性があるなど、大きな効果が期待できる。

1.3.5. 加速器の実力

ここで、現実的な量の MA 核変換という達成目標に対し、現在の大強度加速器がどれほどの実力を有するのかを試算してみる。

世界的に最高レベルの出力を有する茨城県東海村の大強度陽子加速器施設 J-PARC (文献 1-3-3) の場合、最大出力は 1 MW であり、3 GeV シンクロトロンで加速されるエネルギー 3 GeV の陽子ビームに含まれる陽子数は 2.08×10^{15} protons/s と計算される。仮に 1 年間休み無く連続で運転した場合、3,600 秒、24 時間、365 日に乗じて、陽子数は 6.57×10^{22} protons/y となる。10²²個というと、とても多いように感じるが、1 mol は 6.02×10^{23} 個であるから、1 年間連続運転したとしても陽子数は約 0.1 mol にしかならない。全ての陽子に電子を与えて水素原子とし、さらに酸化して H₂O にすると、たったの 0.05 mol、1 g、1 cm³の水にしかならない。

一方で、我々が対処しなければならない MA は、原子炉 1 基あたり年間約 25 kg、100 mol 発生する。切りのいい数字として国内で原子炉が 40 基稼働すると仮定すると、年間 1 トン、4,000 mol の MA が発生する。陽子数 0.1 mol と MA 原子核数 4,000 mol では、4 万倍の開きがある。このように、現在の大強度加速器といえども、核変換が対象とする圧倒的な物量の前では実力不足である。

参考文献

1-3-3) <https://j-parc.jp/c/index.html>

では、ADSによる現実的な量のMA核変換は非現実的かという点、そうではない。高エネルギー陽子を標的に入射すると、核破砕反応により多数の中性子が発生する。重金属標的にGeVオーダーの陽子を入射する場合、エネルギー40~50 MeVで1個の中性子が発生するため、3 GeVの陽子1個あたり約70個の中性子が発生する。また未臨界炉心の核分裂連鎖反応を利用してMAを核変換させるため、連鎖反応による中性子増倍効果が期待でき、炉心の設計にもよるが30倍程度の増倍が得られる。さらに、加速器の最大出力を30 MWに引き上げる。これはJ-PARCの30倍という大きな出力であるが、J-PARCではパルスビームであるところ、ADSではより大強度ビームの加速が容易な連続ビームで良いので、達成可能な技術レベルと考えられる。

以上の3つの数字を掛け合わせると $70 \times 30 \times 30$ で6.3万となり、先に述べた4万倍の開きを克服できる。実際には、ADSプラントの稼働率を考慮したり、生まれた中性子の全てがMA核変換に使われるわけではなく無駄に消費されるものもあるため上述の手計算どおりにはいかないが、図1.3.1、1.3.2に示した設計のADSに対して詳細な計算を行うと、ADSが4基あれば原子炉40基分に相当する年間1トンのMAを核変換することが可能である。このように、高エネルギー陽子と重金属標的との核反応による多量の中性子発生、未臨界炉心による中性子の増倍、加速器の大強度化を組み合わせることにより、現実的な量のMA核変換が可能である。

なお、MAではなくFPの場合には核分裂の連鎖反応が起こらないことから、連鎖反応による中性子の増倍効果がなく、この増倍効果の係数30を何か他の効果に期待しなければならない。例えばこれを加速器の大強度化で補うとすれば、30 MWの30倍で1 GWクラスの加速器が必要となってしまう。加速効率(投入した電力に対し、得られるビーム出力の割合)を30%と高めに設定しても、1 GWのビームを得るためには3.3 GWの電力が必要であり、これは1 GW程度の出力を有する通常規模の原子力発電所3基分に相当する。これだけの電力を再生可能エネルギーで安定に供給するのは不可能であり、化石燃料を使わないとすれば原子力発電に頼るほかなく、結果として放射性廃棄物は減るどころか増えてしまうことになる。

1.3.6. 研究開発の現状

これまでに述べたように、ADSを用いる分離変換技術の実現には、群分離、MA燃料製造、再処理、未臨界炉心、大強度加速器など、広範な分野にわたる技術開発が必要であり、日本原子力研究開発機構(JAEA)ではこれら分野の研究開発を行っている。これらの中で、近年の量子ビームの大強度化に伴い顕在化しつつあり、またADS開発においても解決すべき主要課題の1つであるビーム窓に関する研究開発の現状について述べる。

量子ビームを加速する加速器内部は真空である。一方、ビームを受ける標的は固体または液体であることが多く、加速器側の真空と標的の間にはビーム窓と呼ばれる金属板を境界として設置することが一般的である。図1.3.5にADSのビーム窓が置かれる環境を示す。ADSでは液体鉛ビスマスのプールに真空ダクトを上から挿入した配置であり、ビームダクトの下端部分が陽子ビームを通過させるビーム窓に相当する。このビーム窓は、陽子ビームおよび鉛ビスマス中で発生した中性子による照射を受け、照射脆化・硬化、スエリング、照射クリープ等の放射線損傷が引き起こされる。また、高温で流動している腐食性の高い鉛ビスマスにより、腐食や浸食を受ける。さらに、鉛ビスマスの圧力にも耐えなければならず、極めて過酷な環境に置かれている。このビーム窓が万一破損すると、加速器側の真空領域に液体鉛ビスマスが流れ込むことになり、運転を続けることが出来ない。従って、この環境に耐えることの出来るビーム窓の開発が、ADSの成立性を左右する大きな課題の一つであると言える。

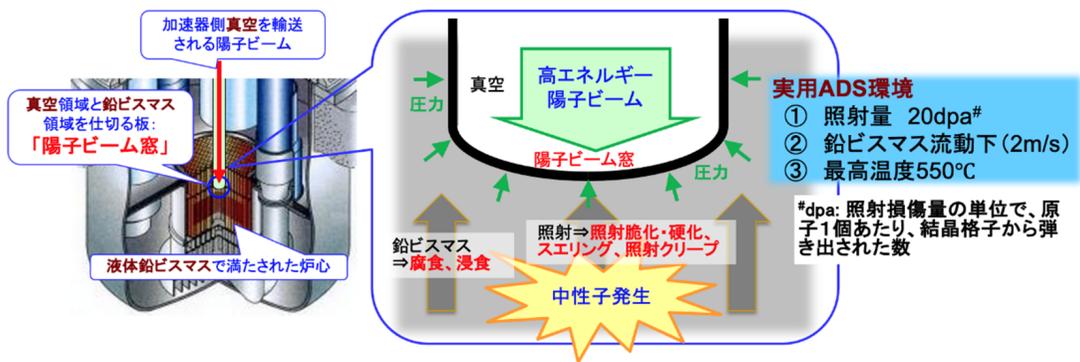


図1.3.5 ADSのビーム窓が置かれる環境

そこでJAEAでは、図1.3.6(次頁参照)に示す高温鉛ビスマスを循環させるループ(文献1-3-4)を製作し、ビーム窓材がどの程度腐食するのかを調べ、腐食抑制対策の技術開発を行っている。また、国内外の照射施設を利用し、照射に伴う放射線損傷によりビーム窓材料の機械特性がどの程度劣化するかの試験を行っている。ただし、既存の加速器照射施設では照射量が十分ではない、照射温度が低い、流動鉛ビスマス環境ではないなど、図1.3.5に

参考文献

1-3-4) S. Saito, et al., "Status of LBE studies and experimental plan at JAEA", JPS Conf. Proc. 33, 011041 (2021).
<https://doi.org/10.7566/JSPSC.33.011041>

示した ADS 環境を十分に模擬できていない。そこで J-PARC では、リニアックで加速された 400 MeV、250 kW の大強度陽子ビームを利用し、流動鉛ビスマス、照射量や照射温度といった ADS 環境を模擬した条件下でのビーム窓材料の照射試験を行い、材料に対する照射・腐食の効果を調べるための実験施設（文献1-3-5、1-3-6）の検討を進めている。



図1.3.6 材料腐食試験用鉛ビスマスループ OLLOCHI

1.3.7. 海外の動向

海外では、ベルギーや中国などで積極的に ADS に関する研究開発が進められている。特にベルギーでは、ベルギー原子力研究センター（SCK CEN）により、MYRRHA（文献1-3-7）（Multi-purpose hYbrid Research Reactor for High-tech Applications）と名付けられた多目的の ADS を建設する計画が進められている。MYRRHA は液体鉛ビスマス合金を冷却材とする最大熱出力 100 MW の研究炉であり、超伝導線形加速器で加速された 600 MeV、2.4 MW の陽子ビームで駆動される。2.4 MW というビーム出力は、図1.3.1、1.3.2に示した ADS のビーム出力 30 MW の約 1 桁低い規模である。MYRRHA は、準工業規模 ADS による核変換技術の実証、核融合炉材料照射、医療用 RI 生産、鉛冷却高速炉開発、基礎研究等を目的としている。2018 年 10 月、ベルギー政府は MYRRHA 計画に対する 558M€（約 700 億円）の出資を決定した。これには、2019 年～2026 年にわたる 100 MeV までの陽子加速器と陽子ターゲット施設の建設、2027 年～2038 年にわたる同施設の運転、および 2019 年～2026 年にわたる加速器の 600 MeV 増強と未臨界炉心のための設計と R&D が含まれる。既にベルギーの Mol という街にある SCK CEN の敷地内にて、100 MeV までの陽子加速器と陽子ターゲット施設の建設が始まっている。

参考文献

- 1-3-5) J-PARC センター 核変換ディビジョン, “J-PARC 核変換実験施設技術設計書—ADS ターゲット試験施設 (TEF-T)—”, JAEA-Technology 2017-003 (2017).
- 1-3-6) F. Maekawa, “A Plan of Materials Irradiation Facility at J-PARC for Development of ADS and High-power Accelerator Facilities”, JPS Conf. Proc. 33, 011042 (2021). <https://doi.org/10.7566/JPSCP.33.011042>
- 1-3-7) <https://www.sckcen.be/en/projects/myrrha>

1.3.8. まとめ

量子ビームの有力な応用の1つである核変換技術は、原子力発電所の運転に伴い発生する高レベル放射性廃棄物の負担を減らすことができ、さらにカーボンニュートラルにも貢献することができる、我々人類にとって非常に有益な技術と考えられる。しかしながら、ADSそして分離変換技術の開発はまだ始まったばかりであり、研究開発分野としてチャレンジングな課題に溢れている。特に若い研究者や技術者の方々には、是非、ADSに興味を持っていただき、こうした研究開発にご協力いただければ幸いである。

2. 重イオンビーム

2.1. 元素探索とRI 製造 (羽場宏光)

2.1.1. 進化する元素周期表

1869年、ロシアのドミトリ・メンデレーエフは、当時知られていた63種の元素を整理するため、重さ(原子量)と化学的性質をもとに元素の周期表を完成させた(文献2-1-1)。メンデレーエフは、周期表上に空席をつくり、未発見の元素の存在とその原子量や化学的性質を予言した。メンデレーエフの予言通り、1875年にガリウム(Ga)、1879年にスカンジウム(Sc)、1886年にゲルマニウム(Ge)が発見された。その後、周期表は元素を分類する表としてだけでなく、未発見の元素を探索するための道標となる。

図2.1.1に、2022年12月30日現在の周期表を示す。周期表は、誕生から150年経過した

族	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18
1	H																	He
2	Li	Be											B	C	N	O	F	Ne
3	Na	Mg											Al	Si	P	S	Cl	Ar
4	K	Ca	Sc	Ti	V	Cr	Mn	Fe	Co	Ni	Cu	Zn	Ga	Ge	As	Se	Br	Kr
5	Rb	Sr	Y	Zr	Nb	Mo	Tc	Ru	Rh	Pd	Ag	Cd	In	Sn	Sb	Te	I	Xe
6	Cs	Ba	*	Hf	Ta	W	Re	Os	Ir	Pt	Au	Hg	Tl	Pb	Bi	Po	At	Rn
7	Fr	Ra	†	Rf	Db	Sg	Bh	Hs	Mt	Ds	Rg	Cn	Nh	Fl	Mc	Lv	Ts	Og
*ランタノイド	57	58	59	60	61	62	63	64	65	66	67	68	69	70	71			
	La	Ce	Pr	Nd	Pm	Sm	Eu	Gd	Tb	Dy	Ho	Er	Tm	Yb	Lu			
†アクチノイド	89	90	91	92	93	94	95	96	97	98	99	100	101	102	103			
	Ac	Th	Pa	U	Np	Pu	Am	Cm	Bk	Cf	Es	Fm	Md	No	Lr			

図2.1.1 元素の周期表(2022年12月30日現在)

今日も進化し続けている。2016年11月30日、国際純正・応用化学連合(IUPAC: International Union of Pure and Applied Chemistry)は、理化学研究所(理研)の研究グループが発見した原子番号113の新元素の名前を、「ニホニウム」、元素記号を「Nh」に決定した(文献2-1-2)。日本発、アジア初の新元素発見の快挙である。IUPACは、Nhと同時に露米の共同研究

参考文献

2-1-1) D. I. Mendelejew, Zh. Russ. Khim. Obshch. 1, 60 (1869).

2-1-2) IUPAC news on Nov. 30, 2016,

<https://iupac.org/iupac-announces-the-names-of-the-elements-113-115-117-and-118/>

グループが発見した 115 番元素モスコビウム (Mc)、117 番元素テネシン (Ts)、118 番元素オガネソン (Og) の 3 元素も承認した。これら 4 元素の発見により、周期表の第 7 周期が完結するという、元素発見史上画期的な出来事となった。

20 世紀初頭、長岡半太郎、英国のアーネスト・ラザフォード、デンマークのニールス・ボーアらによって、原子の仕組みが明らかにされていく。直径 10^{-10} m 程度の原子の中心部には、原子の大きさの 10 万分の 1 程度の原子核が存在し、原子核は、陽子と中性子の 2 種類の粒子 (核子) から構成される。原子核内に含まれる陽子の数は原子番号に等しく、その原子が属する元素を決める重要な数である。

1939 年、フランスのマルグリット・ペレーは、ウラン鉱石の中から最後の天然元素、87 番元素フランシウム (Fr) を発見した。その後の元素探索は、加速器や原子炉等を用いて発生させた重イオンや中性子等の量子ビームを用いて、未知の陽子数をもつ原子核を人工的につくる時代へと移っていく。43 番元素テクネチウム (Tc)、61 番元素プロメチウム (Pm)、85 番元素アスタチン (At)、そして 93 番元素ネプツニウム (Np) から 118 番元素 Og までの超ウラン元素は、すべて人工的につくられた。104 番元素ラザホージウム (Rf) 以降の重い元素群は、超アクチノイド元素、最近ではしばしば超重元素とよばれる。図 2.1.1 に示したように、今日では、人工元素が周期表の 4 分の 1 (29 元素) を占める時代を迎えた。本章では、量子ビームによる人工元素の探索について述べよう。

2.1.2. 元素の存在限界

2.1.2.1. 拡張型周期表

元素は何番まで存在するのか。超ウラン元素のような重い原子では、中心にある原子核の正電荷が大きくなり、負電荷をもつ電子との相互作用が非常に大きくなる。すると原子核近傍の電子軌道 (s 軌道や p 軌道) に存在する電子の速度は光速に近づき、相対論効果によって電子の質量が増大し、その結果軌道半径が収縮する。一方、s 軌道や p 軌道の収縮により原子核の正電荷は遮蔽され、外側に存在する電子軌道 (d 軌道や f 軌道) の半径は反対に大きくなる。このような相対論的な電子状態を考慮した相対論的電子構造計算によれば、元素は 173 番元素くらいまで存在すると予測されている^(文献 2-1-3)。相対論効果によって原子番号の増大とともに 1s 電子軌道の結合エネルギーは増大し、原子番号が 173 くらいまで大きくなると、1s 軌道の結合エネルギーは 1.022 MeV (MeV : 100 万電子ボルト) に達する。このエネルギー

参考文献

2-1-3) S. A. Giuliani et al., Rev. Mod. Phys. 91, 011001 (2019).

は、アルベルト・アインシュタインの質量とエネルギーの等価性の関係式 $E = m_e \times c^2$ (E : エネルギー、 m_e : 電子の質量、 c : 光速) より、ちょうど電子 2 個分の質量と等価である。1.022 MeV 以上のエネルギーが真空の一点に集中すると、電子とその反粒子である陽電子のペアが生成する。173 番元素の 1s 軌道に電子が入っていないと、その大きな結合エネルギーによって真空から自発的に電子と陽電子のペアが生成し、原子系が崩壊してしまう。

フィンランドのペッカ・ピューッコは、172 番元素までの電子状態を拡張平均レベル・ディラックーフォック法によって計算し、図2.1.2の周期表を提案した (文献2-1-4)。この計算法は、原子の電子状態を記述する量子化学計算法の一つで、電子相関効果と相対論効果を取り入れることにより、多電子原子やイオンの電子軌道を高精度で計算することができる。原子内で電子が収容される軌道は、1s、2p、3d、4f、5g、…等多数あり、それぞれ軌道のエネルギー準位や収容できる電子数が異なる。電子は、エネルギー準位の低い軌道から順に収容されていく。図2.1.2の各周期の右には、その周期の元素について最高エネルギー準位の電子軌道を示した。

周期	族	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	電子軌道
1		H																	He	1s
2		Li	Be											B	C	N	O	F	Ne	2s2p
3		Na	Mg											Al	Si	P	S	Cl	Ar	3s3p
4		K	Ca	Sc	Ti	V	Cr	Mn	Fe	Co	Ni	Cu	Zn	Ga	Ge	As	Se	Br	Kr	4s3d4p
5		Rb	Sr	Y	Zr	Nb	Mo	Tc	Ru	Rh	Pd	Ag	Cd	In	Sn	Sb	Te	I	Xe	5s4d5p
6		Cs	Ba	*	Hf	Ta	W	Re	Os	Ir	Pt	Au	Hg	Tl	Pb	Bi	Po	At	Rn	6s5d6p
7		Fr	Ra	†	Rf	Db	Sg	Bh	Hs	Mt	Ds	Rg	Cn	Nh	Fl	Mc	Lv	Ts	Og	7s6d7p
8		119	120	‡	156	157	158	159	160	161	162	163	164	139	140	169	170	171	172	8s7d8p
9		165	166											167	168					9s9p
*ランタノイド	6	57	58	59	60	61	62	63	64	65	66	67	68	69	70	71				4f
†アクチノイド	7	89	90	91	92	93	94	95	96	97	98	99	100	101	102	103				5f
‡スーパーアクチノイド	8	141	142	143	144	145	146	147	148	149	150	151	152	153	154	155				6f
‡スーパーアクチノイド	8	121	122	123	124	125	126	127	128	129	130	131	132	133	134	135	136	137	138	5g

図2.1.2 ピューッコの拡張型周期表

参考文献

2-1-4) P. Pyykkö, Phys. Chem. Chem. Phys. 13, 161 (2011).

未発見の119番と120番元素は、それぞれ8s軌道にそれぞれ1個、2個の電子をもち、 $8s^1$ 、 $8s^2$ の電子配置をとると予測され、第8周期の第1族、2族におかれる。すなわち、119番と120番元素は、それぞれアルカリ金属元素、アルカリ土類金属元素と考えられている。これより原子番号が大きくなると、元素の並べ方は第7周期までのように単純ではない。7d、6f、5g軌道、さらに9s、 $9p_{1/2}$ と $8p_{3/2}$ 軌道のエネルギー準位の差が小さいため、エネルギー的にp、d、f、gブロックの区別が難しくなる。ピューッコの計算では、121番から138番元素までは5g元素、この後に $8p_{1/2}$ 元素として139番と140番元素、6f元素として141番から155番元素、7d元素として156番から164番元素が続く。さらに原子番号が大きい165番と166番元素は、それぞれ $9s^1$ 、 $9s^2$ の電子配置をとり、第9周期の第1族、2族におかれている。続く167番と168番元素は、 $9p_{1/2}$ 元素として第9周期の第13族と14族に、169番から172番元素は $8p_{3/2}$ 元素として第8周期の第15族から18族におかれている。

2.1.2.2. 原子核の安定の島

原子核を構成する核子の間には、強い引力(核力)が働いている。しかし、原子核内の陽子数が増大すると、正の電荷をもつ陽子同士の静電反発力が増大し、原子核は核分裂して壊れ易くなる。重い原子核の存在限界は、原子核内の陽子同士の静電反発力と核子間に働く核力のバランスによって決まる(文献2-1-5)。1939年、原子核を水分子からなる液滴のように考え、原子核の質量や核分裂壊変が説明された。この巨視的な液滴モデルによれば、原子番号が100よりも大きくなると、原子核は直ちに核分裂すると予測される。すなわち、100番元素フェルミウム(Fm)あたりが存在できる最後の元素となる。しかし、実際はFmよりも原子番号が大きいNhやOgが存在する。原子が周期表の第18族にならぶ貴ガス元素の電子配置(閉殻電子構造)をとって化学的に安定化するように、原子核もある陽子数(Z)と中性子数(N)で閉殻構造となり、放射壊変に対して安定化する。この特別な数を魔法数とよぶ。魔法数には、 $Z=2, 8, 20, 28, 50, 82$ 、 $N=2, 8, 20, 28, 50, 82, 126$ が知られている。図2.1.3(次頁参照)の核図表(文献2-1-6)に、魔法数を示す。陽子数と中性子数がともに魔法数である原子核は特に安定である。ヘリウム-4(^4He)、酸素-16(^{16}O)、カルシウム-40(^{40}Ca)、カルシウム-48(^{48}Ca)、鉛-208(^{208}Pb)は、二重魔法数である原子核の代表例である。魔法数の原子核はサッカーボールのような球形をしていると考えられている。

参考文献

2-1-5) Y. T. Oganessian and V. K. Utyonkov, Nucl. Phys. A 944, 62 (2015).

2-1-6) Z. Soti, J. Magill, and R. Dreher, EPJ Nucl. Sci. Technol. 5, 6 (2019).

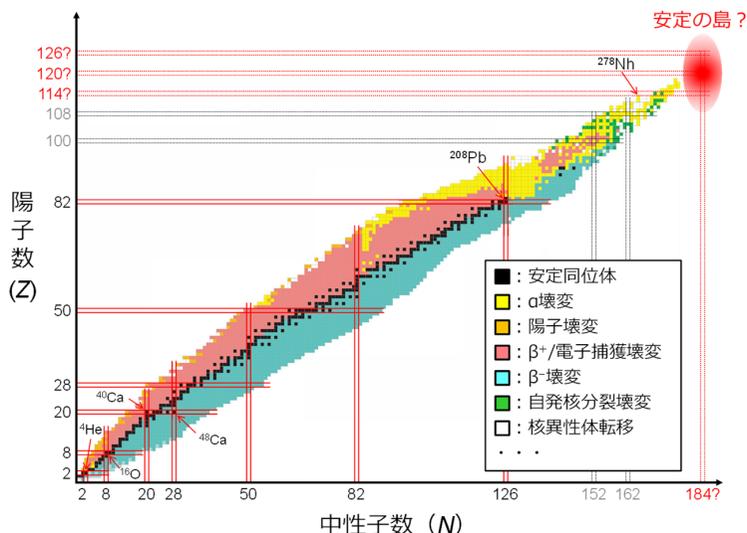


図2.1.3 核図表

^{208}Pb よりも重い原子核領域での魔法数はいくつになるのか。魔法数は、Nh 等の重い元素の存在を予測する上で、重要な手がかりになる。

原子核は、ラグビーボールのように変形することによって安定化する場合もある。1960年代、巨視的モデルに殻の効果を取り入れた原子核モデル（巨視的・微視的モデル）が登場し、 $Z = 100$ 、 $N = 152$ や、 $Z = 108$ 、 $N = 162$ の変形閉殻構造が予測され、実験的に検証されてきた（文献2-1-5）。さらに重い原子核領域では、 $Z = 114$ 、 $N = 184$ の球形閉殻構造が予測され、ここに半減期が100万年以上の長寿命の原子核が存在すると予測された。この安定な原子核領域は、核図表を地図に見立てた時、島のように見えるため（図2.1.3）、安定の島とよばれるようになった。近年の純粋な微視的モデルにおいても、理論モデルによって陽子魔法数に不一致はあるが、 $Z = 120$ 、 $N = 184$ または $Z = 126$ 、 $N = 184$ などの閉殻構造が予測されている。1960年代以降、この安定の島に辿り着くことは原子核物理学者や核化学者の大きな目標となっている。

参考文献

2-1-5) Y. T. Oganessian and V. K. Utyonkov, Nucl. Phys. A 944, 62 (2015).

2.1.3. 原子核反応

理研の研究グループが合成したNhは、113個の陽子と165個の中性をもつ質量数278の同位体(^{278}Nh)である。 ^{278}Nh は、図2.1.4に示したように、ビスマス-209(^{209}Bi)の標的に加速器を用いて発生させた亜鉛-70(^{70}Zn)イオンを照射し、両者の原子核を融合させてつくられた(文献2-1-7)。核融合によって生成した直後の複合核は、大きな内部エネルギーをもっている。複合核は、直ちに中性子(n)を1個切り離し、安定化する。この核反応を、



と記述する。

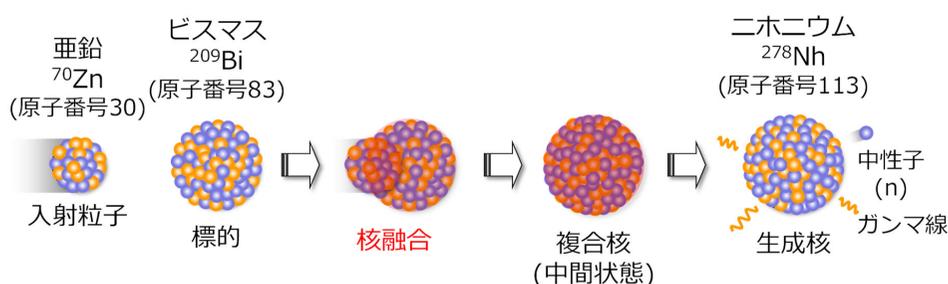


図2.1.4 ニホニウムの同位体、 ^{278}Nh の合成に用いられた原子核反応

原子核は正の電荷をもっている。原子番号30のZnの原子核は+30、原子番号83のBiは+83の正電荷をもっている。2つの原子核を融合させるには、+30と+80の大きな静電反発力に打ち勝ち、原子核同士を接触させる必要がある。このためには、 ^{70}Zn イオンの運動エネルギーを349 MeV (MeV: 100万電子ボルト)まで増大する必要がある。このエネルギーは、我々の身の回りで起こる燃焼等の化学反応に比べて1000万倍もの大きなエネルギーである。

1929年、米国のアーネスト・ローレンスは、サイクロトロンとよぶ加速器を発明した。加速器の種類やサイクロトロンの仕組みについては、序章を参照いただきたい。加速器の発明により、人類は核反応に必要な大きなエネルギーをもつイオンを自在に操れるようになった。一方、1939年、ドイツのオットー・ハーンとフリッツ・シュトラスマンは、ウラン(U)に中性子を照射し、 ^{235}U の原子核が二つに分裂する核分裂反応を発見する。核分裂が起こると、二つの核分裂片

参考文献

2-1-7) 羽場宏光、新元素ニホニウムはいかにして創られたか、東京化学同人(2021)。

とともに中性子が複数個生成する。この中性子が別の ^{235}U の原子核に捕獲されれば、核分裂反応が連鎖的に起こる。1942年、エンリコ・フェルミらは、この連鎖反応を制御して核分裂を継続させる原子炉を米国で始動させた。中性子は電荷をもっていないので、容易に原子核の中に入っていくことができる。中性子が原子核に捕獲されただけでは陽子数は変化せず、新しい元素は生成しない。しかし、このとき生成する同位体が放射性で、他の同位体に放射壊変すれば、原子核内の陽子数に変化が生じることがある。例えば、ベータマイナス(β^-)壊変が起これば、原子核内の中性子の一つが陽子に変化し、原子番号が一つ大きな元素の同位体が生成する。原子炉は、加速器とともに元素探索のための重要な装置となる。

2.1.4. 人工元素の発見

表2.1.1(次頁参照)に人工元素発見の歴史をまとめた(文献²⁻¹⁻⁷)。表2.1.1には、原子番号、元素名(英語名)、元素記号、発見年、発見国、合成核反応、発見された同位体の半減期を示す。人類初の人工元素は、43番元素Tcである。イタリアのエミリオ・セグレらは、1937年、カリフォルニア大学放射線研究所のサイクロトロンで加速した水素-2(^2H)イオンを天然同位体組成のモリブデン($^{\text{nat}}\text{Mo}$)標的に照射し、75番元素レニウム(Re)と似た化学的性質をもつ新しい放射性元素を発見した。この新元素の名前、テクネチウムは、「人工的な」を意味するギリシャ語に由来する。人類二つ目の人工元素は、85番元素アスタチン(At)である。1940年、米国のデイル・コーソン、ケネス・マッケンジーとセグレは、サイクロトロンで加速した ^4He イオンを ^{209}Bi 標的に照射し、 $^{209}\text{Bi} (^4\text{He}, 2n) ^{211}\text{At}$ 反応によって新元素の同位体、 ^{211}At を合成した。

93番元素Npから101番元素のメンデレビウム(Md)までの超ウラン元素の発見も米国の独壇場である。1940年、エドウィン・マクミランとフィリップ・アベルソンは、カリフォルニア大学放射線研究所のサイクロトロンを用いて発生させた中性子を ^{238}U 標的に照射し、まず $^{238}\text{U} (n, \gamma) ^{239}\text{U}$ 反応により ^{239}U を生成した。そして、 ^{239}U の β^- 壊変によって生じた新元素の同位体、 ^{239}Np を同定した。一方、米国のグレン・シーボーグらは、1940年、 ^{238}U 標的に ^2H イオンを照射し、 $^{238}\text{U} (^2\text{H}, 2n) ^{238}\text{Np}$ 反応により ^{238}Np をつくり出した。 ^{238}Np は、2日の半減期で β^- 壊変し、原子番号を1つ大きくして94番元素プルトニウムの同位体、 ^{238}Pu となった。

参考文献

²⁻¹⁻⁷ 羽場宏光、新元素ニホニウムはいかにして創られたか、東京化学同人(2021)。

表2.1.1 人工元素発見の歴史

原子番号	元素名 (英語名)	元素記号	発見年*	発見国	合成核反応†	半減期
43	テクネチウム (technetium)	Tc	1937	イタリア	${}^{nat}\text{Mo}({}^2\text{H}, xn) {}^{nat+2-x}\text{Tc}$	-
61	プロメチウム (promethium)	Pm	1947	米国	${}^{235}\text{U}(n, f) {}^{147}\text{Pm}$	3.7 y
85	アスタチン (astatine)	At	1940	米国	${}^{209}\text{Bi}({}^4\text{He}, 2n) {}^{211}\text{At}$	7.5 h
93	ネプツニウム (neptunium)	Np	1940	米国	${}^{238}\text{U}(n, \gamma) {}^{239}\text{U} \xrightarrow{\beta\text{壊変}} {}^{239}\text{Np}$	2.3 d
94	プルトニウム (plutonium)	Pu	1945	米国	${}^{238}\text{U}({}^2\text{H}, 2n) {}^{238}\text{Np} \xrightarrow{\beta\text{壊変}} {}^{238}\text{Pu}$	-
95	アメリシウム (americium)	Am	1945	米国	${}^{239}\text{Pu}(2n, \gamma) {}^{241}\text{Pu} \xrightarrow{\beta\text{壊変}} {}^{241}\text{Am}$	~500 y
96	キュリウム (curium)	Cm	1945	米国	${}^{238}\text{Pu}({}^4\text{He}, n) {}^{242}\text{Cm}$	~150 d
97	バークリウム (berkelium)	Bk	1950	米国	${}^{241}\text{Am}({}^4\text{He}, 2n) {}^{243}\text{Bk}$	4.6 h
98	カリホルニウム (californium)	Cf	1950	米国	${}^{242}\text{Cm}({}^4\text{He}, n) {}^{245}\text{Cf}$	45 min
99	アインスタイニウム (einsteinium)	Es	1955	米国	${}^{238}\text{U}(15n, \gamma) {}^{253}\text{U} \xrightarrow{\beta\text{壊変}} \dots \xrightarrow{\beta\text{壊変}} {}^{253}\text{Es}$	~20 d
100	フェルミウム (fermium)	Fm	1955	米国	${}^{238}\text{U}(17n, \gamma) {}^{255}\text{U} \xrightarrow{\beta\text{壊変}} \dots \xrightarrow{\beta\text{壊変}} {}^{255}\text{Fm}$	~16 h
101	メンデレビウム (mendelevium)	Md	1955	米国	${}^{253}\text{Es}({}^4\text{He}, n) {}^{256}\text{Md}$	~0.5 h
102	ノーベリウム (nobelium)	No	1966	ソ連	${}^{243}\text{Am}({}^{15}\text{N}, 4n) {}^{254}\text{No}$	> 3 s
103	ローレンシウム (lawrencium)	Lr	1961	米国	${}^{249-252}\text{Cf}({}^{10,11}\text{B}, xn) {}^{257}\text{Lr}$	8 s
			1965	ソ連	${}^{243}\text{Am}({}^{18}\text{O}, 5n) {}^{256}\text{Lr}$	45 s
104	ラザホージウム (rutherfordium)	Rf	1969	ソ連	${}^{242}\text{Pu}({}^{22}\text{Ne}, 4n) {}^{260}\text{Rf}$	0.3 s
			1969	米国	${}^{249}\text{Cf}({}^{12}\text{C}, 4n) {}^{257}\text{Rf}$	4.5 s
105	ドブニウム (dubnium)	Db	1970	米国	${}^{249}\text{Cf}({}^{15}\text{N}, 4n) {}^{260}\text{Db}$	1.6 s
			1971	ソ連	${}^{243}\text{Am}({}^{22}\text{Ne}, 5; 4n) {}^{260, 261}\text{Db}$	1.4 s
106	シーボーギウム (seaborgium)	Sg	1974	米国	${}^{249}\text{Cf}({}^{18}\text{O}, 4n) {}^{263}\text{Sg}$	0.9 s
107	ボーリウム (bohrium)	Bh	1981	ドイツ	${}^{209}\text{Bi}({}^{54}\text{Cr}, n) {}^{262}\text{Bh}$	4.7 ms
108	ハッシウム (hassium)	Hs	1984	ドイツ	${}^{208}\text{Pb}({}^{58}\text{Fe}, n) {}^{265}\text{Hs}$	1.8 ms
109	マイトネリウム (meitnerium)	Mt	1982	ドイツ	${}^{209}\text{Bi}({}^{58}\text{Fe}, n) {}^{266}\text{Mt}$	3.5 ms
110	ダームスタチウム (darmstadtium)	Ds	1995	ドイツ	${}^{208}\text{Pb}({}^{62}\text{Ni}, n) {}^{269}\text{Ds}$	270 μs
111	レントゲニウム (roentgenium)	Rg	1995	ドイツ	${}^{209}\text{Bi}({}^{64}\text{Ni}, n) {}^{272}\text{Rg}$	1.5 ms
112	コペルニシウム (copernicium)	Cn	1996	ドイツ	${}^{208}\text{Pb}({}^{70}\text{Zn}, n) {}^{277}\text{Cn}$	240 μs
113	ニホニウム (nihonium)	Nh	2004	日本	${}^{209}\text{Bi}({}^{70}\text{Zn}, n) {}^{278}\text{Nh}$	238 μs
114	フレロビウム (flerovium)	Fl	2004	ロシア・米国	${}^{242}\text{Pu}({}^{48}\text{Ca}, 3n) {}^{287}\text{Fl}$	0.51 s
115	モスコビウム (moscovium)	Mc	2010	ロシア・米国	${}^{249}\text{Bk}({}^{48}\text{Ca}, 4n) {}^{293}\text{Ts} \xrightarrow{\alpha\text{壊変}} {}^{289}\text{Mc}$	0.22 s
116	リバモリウム (livermorium)	Lv	2004	ロシア・米国	${}^{245}\text{Cm}({}^{48}\text{Ca}, 2n) {}^{291}\text{Lv}$	6.3 ms
117	テネシン (tennessine)	Ts	2010	ロシア・米国	${}^{249}\text{Bk}({}^{48}\text{Ca}, 4n) {}^{293}\text{Ts}$	14 ms
118	オガネソン (oganesson)	Og	2006	ロシア・米国	${}^{249}\text{Cf}({}^{48}\text{Ca}, 3n) {}^{294}\text{Og}$	0.89 ms

* 元素認定の対象となった同位体の発見年(論文発表年)。

† nat: 天然同位体組成, x: 放出される中性子の数, γ: ガンマ線放出, f: 核分裂を表す。

95 番元素アメリシウム (Am) は、原子炉から発生する中性子を用いてつくられた。1944 年、シーボーグらは、 ^{239}Pu 標的に中性子を捕獲させ、 $^{239}\text{Pu} (n, \gamma) ^{240}\text{Pu}$ 反応により ^{240}Pu を作りだした。 ^{240}Pu の半減期は 6563 年と長く、放射壊変して壊れる前にもう 1 個中性子を捕獲して、 $^{240}\text{Pu} (n, \gamma) ^{241}\text{Pu}$ 反応により ^{241}Pu が生成した。 ^{241}Pu は半減期 14.35 年で β^- 壊変し、新元素の同位体、 ^{241}Am となった。61 番元素プロメチウム (Pm) も原子炉を利用して発見された元素である。1947 年、米国のジェイコブ・マリンスキー、ローレンス・グレンデンとチャールズ・コライエルは、 ^{235}U を原子炉で中性子照射し、核分裂反応 $^{235}\text{U} (n, f)$ を引き起こさせた。そして、多量の核分裂生成物の中から、新元素の同位体、 ^{147}Pm をイオン交換クロマトグラフィーにより化学分離した。

96 番から 98 番までの 3 元素は、原子炉の中性子照射でつくった人工元素を標的とし、これに加速器で発生させたイオンビームを照射して作り出された。1944 年、シーボーグらは、 ^{239}Pu 標的にサイクロトロンで加速した ^4He イオンを照射し、 $^{239}\text{Pu} (^4\text{He}, n) ^{242}\text{Cm}$ 反応によって 96 番元素キュリウムの同位体 ^{242}Cm を作り出した。同様に米国のスタンレー・トンプソンらは、1950 年、 ^{241}Am を標的とし、 $^{241}\text{Am} (^4\text{He}, 2n) ^{243}\text{Bk}$ 反応によって 97 番元素バークリウムの同位体 ^{243}Bk をつくった。さらにトンプソンらは、 ^{242}Cm 標的を用いて、 $^{242}\text{Cm} (^4\text{He}, n) ^{245}\text{Cf}$ 反応により 98 番元素カリホルニウムの同位体 ^{245}Cf を合成した。

1952 年、米国は、マーシャル諸島エニウェトク環礁で世界初の水素爆弾実験を実施した。99 番元素アインスタイニウム (Es) と 100 番元素フェルミウム (Fm) は、この水爆実験の直後、大気浮遊塵の中から発見された。水素爆弾の爆発によって高密度の中性子場が生じ、起爆剤に使われていた ^{238}U が次々中性子を捕獲して、 $^{238}\text{U} (15n, \gamma) ^{253}\text{U}$ 、 $^{238}\text{U} (17n, \gamma) ^{255}\text{U}$ 反応によりそれぞれ ^{253}U と ^{255}U が生成した。 ^{253}U と ^{255}U は、 β^- 壊変を繰り返して原子番号を増大させ、新元素の同位体 ^{253}Es 、 ^{255}Fm となった。

1955 年、米国のアルバート・ギオルソらは、原子炉で製造した ^{253}Es 標的にサイクロトロンで加速した ^4He イオンを照射し、 $^{253}\text{Es} (^4\text{He}, n) ^{256}\text{Md}$ 反応により、101 番元素の同位体、 ^{256}Md を合成した。

1960 年代、米ソ間で熾烈な元素探索競争が繰り広げられる。102 番元素ノーベリウム (No) は、ソ連に発見の優先権が認められた。1966 年、ゲオルギー・フレロフらは、原子炉でつくった ^{243}Am 標的に窒素 $-15 (^{15}\text{N})$ イオンを照射し、 $^{243}\text{Am} (^{15}\text{N}, 4n) ^{254}\text{No}$ 反応により ^{254}No を合成した。103 番元素ローレンシウム (Lr)、104 番元素ラザホージウム (Rf)、105 番元素ドブニウム (Db) の 3 元素は、米ソがそれぞれ異なる核反応で合成に成功し、元素発見の優先権を分かち合う。米国は、 $^{249-252}\text{Cf} (^{10, 11}\text{B}, xn) ^{257}\text{Lr}$ 、 $^{249}\text{Cf} (^{12}\text{C}, 4n) ^{257}\text{Rf}$ 、 $^{249}\text{Cf} (^{15}\text{N}, 4n) ^{260}\text{Db}$ 反応によって、ソ連は、 $^{243}\text{Am} (^{18}\text{O}, 5n) ^{256}\text{Lr}$ 、 $^{242}\text{Pu} (^{22}\text{Ne}, 4n)$

^{260}Rf 、 ^{243}Am (^{22}Ne , 5;4n) $^{260, 261}\text{Db}$ 反応によって、それぞれ Lr、Rf、Db の同位体を合成した。

106 番元素シーボーギウム (Sg) は、米国が再び単独でその発見の優先権を獲得する。ギオルソらは、1974 年、原子炉でつくった ^{249}Cf 標的にカリフォルニア大学ローレンスバークレー研究所の線形加速器 (SuperHILAC : Super Heavy Ion Linear Accelerator) で加速した酸素 -18 (^{18}O) イオンを照射し、 ^{249}Cf (^{18}O , 4n) ^{263}Sg 反応により新元素の同位体 ^{263}Sg の合成に成功した。

核融合によって生成した複合核は励起しており、重元素領域では、脱励起過程において核分裂して壊れてしまう確率が非常に高い。そこで、目的の重い原子核を効率良く合成するため、複合核の励起エネルギー (E_{ex}) をできる限り低く抑え ($E_{\text{ex}} = 12 \sim 15 \text{ MeV}$)、複合核を核分裂させずに中性子を 1 個だけ放出させて重元素を合成する方法がロシアのユーリ・オガネシアンによって考案された (文献2-1-5)。ドイツの重イオン研究所 (GSI) のゴットフリート・ミュンツェンベルクとジークルト・ホフマンらは、1980 年代から 1990 年代にかけて、二重魔法数の ^{208}Pb またはその近傍の ^{209}Bi 標的に、核子当たりの結合エネルギーが大きい鉄近傍のクロム (^{54}Cr)、鉄 (^{58}Fe)、ニッケル (^{62}Ni 、 ^{64}Ni)、 ^{70}Zn の重イオンを照射し、107 番元素ボーリウム (Bh)、108 番元素ハッシウム (Hs)、109 番元素マイトネリウム (Mt)、110 番元素ダームスタチウム (Ds)、111 番元素レントゲニウム (Rg)、112 番元素コペルニシウム (Cn) の 6 元素を次々発見した。重イオンの加速は、GSI の線形加速器 (UNILAC : Universal Linear Accelerator) を用いて行われた。表2-1-1からわかるように、原子番号の増大とともに同位体の半減期は急激に短くなっていく。そこで、これらの短寿命の同位体の収集には、画期的な反跳核分離装置 (SHIP : Separator for Heavy Ion reaction Products) が利用された。この装置は、核反応による反跳で標的から飛び出してくる目的のイオンを、磁場や電場の組み合わせで数マイクロ秒のうちに選択的に取り出すことができる。反跳核分離装置は、ロシアや日本でも開発され、113 番以降のすべての新元素の発見に利用されている。

元素探索競争においてドイツが独走する中、ロシアと米国は共同研究グループを結成した。グループを率いるオガネシアンらは、ロシア合同原子核研究所 (JINR : Joint Institute for Nuclear Research) の U400 サイクロトロンとドブナ気体充填型反跳核分離装置 (DGFRS : Dubna Gas-filled Recoil Separator) を利用し、二重魔法数をもつ ^{48}Ca のイオンビームと人工アクチノイド元素標的との核融合反応によって、114 番元素フレロビウム (Fl)、115 番元素モスコ

参考文献

2-1-5) Y. T. Oganessian and V. K. Utyonkov, Nucl. Phys. A 944, 62 (2015).

ビウム (Mc)、116 番元素リバモリウム (Lv)、117 番元素テネシン (Ts)、118 番元素オガネソン (Og) の 5 元素の発見に成功した。アクチノイド元素標的と ^{48}Ca イオンとの核融合反応は、冷たい核融合反応に比べて励起エネルギーが高く ($E_{\text{Xe}} = 35 \sim 45 \text{ MeV}$)、熱い核融合反応とよばれ、複合核から 2 ~ 5 個の中性子が放出されて超重元素の同位体が生成される (文献2-1-5)。 $^{242}\text{Pu} (^{48}\text{Ca}, 3n) ^{287}\text{Fl}$ 、 $^{245}\text{Cm} (^{48}\text{Ca}, 2n) ^{291}\text{Lv}$ 、 $^{249}\text{Bk} (^{48}\text{Ca}, 4n) ^{293}\text{Ts}$ 、 $^{249}\text{Cf} (^{48}\text{Ca}, 3n) ^{294}\text{Og}$ 反応によって、それぞれ 114、116、117、118 番元素の同位体が合成された。115 番元素の同位体、 ^{289}Mc は、 ^{293}Ts の α 壊変生成物として同定された。

2.1.5. 113 番元素ニホニウムの発見

ドイツ対露米連合の熾烈な元素探索競争の中、2015 年の大晦日、日本がアジアの国で初めて 113 番元素の発見において優先権を獲得した。理研の森田浩介が率いる研究グループは、2003 年、理研 RI ビームファクトリーの理研重イオン線形加速器 (RILAC : RIKEN Linear Accelerator) を用いて ^{70}Zn のイオンを加速し、これを ^{209}Bi 標的に照射して 113 番元素の同位体、 $^{278}113$ を合成する実験を開始した (図2-1-4)。 $^{278}113$ の分析には、GARIS (RIKEN Gas-filled Recoil Ion Separator) とよぶ気体充填型反跳核分離装置が用いられた (図2.1.5)。

RILAC で加速された ^{70}Zn イオンは、炭素の薄膜上に付着させた ^{209}Bi 金属標的 (厚さ $450 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) に照射された。 ^{70}Zn ビームの強度は、平均 2.4×10^{12} 粒子/秒、ビームエネルギーは、349 MeV であった。多量の ^{70}Zn イオンが ^{209}Bi 標的を通過する時、標的内で大きな熱が発生し、標的が融けてしまう。そこで、標的を冷却するため、 ^{209}Bi 標的は円盤 (直径 30 cm) の円周上に配置され、He ガス中 (86 Pa) で毎分 3000 回転の速度で回転させられた。

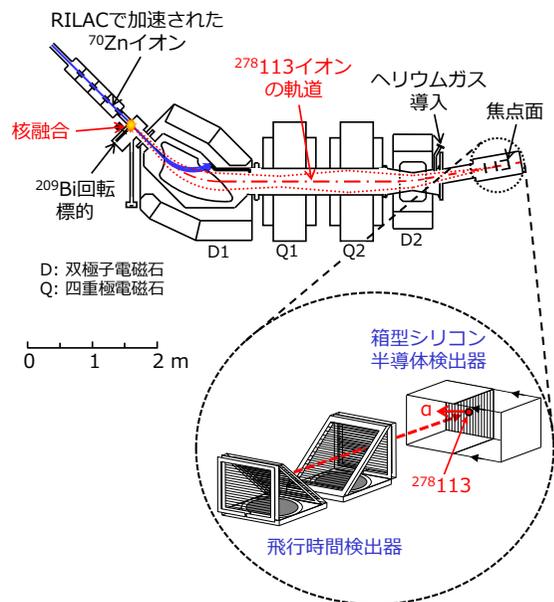


図2.1.5 理研気体充填型反跳核分離装置 (GARIS)

参考文献

2-1-5) Y. T. Oganessian and V. K. Utyonkov, Nucl. Phys. A 944, 62 (2015).

113番元素の同位体 $^{278}113$ は、核反応による反跳でBiの標的薄膜から飛び出す。図2.1.5に示したように、 $^{278}113$ イオンは、GARISの4つの電磁石(D1、Q1、Q2、D2)によってビームや副反応生成物から質量分離され、焦点面に設置された飛行時間測定器を通り、最終的にシリコン半導体検出器に打ち込まれる。飛行時間測定器では、イオンが2台の検出器間を通過した時間が測定される。この飛行時間と下流のシリコン半導体検出器で計測した $^{278}113$ の運動エネルギーから、 $^{278}113$ のおよその質量が決定される。 $^{278}113$ のような重い原子核は、 α 壊変や自発核分裂壊変によって放射壊変する。シリコン半導体検出器では、 $^{278}113$ とその壊変生成物の寿命と放射壊変に伴って放出される α 粒子や核分裂片のエネルギーが計測される。 ^{209}Bi と ^{70}Zn の原子核が融合して $^{278}113$ が生成する確率は、数百日に1回(1原子)程度と非常に小さく、実験は2003年9月5日から2012年8月18日まで9年間かけて行われた。ビーム照射日数は、合計して553日間であった。実験の結果、理研グループは、2004年、2005年と2012年、図2.1.6に示した連続する α 壊変を3事象観測した。 α 壊変は、不安定な原子核が α 粒子、すなわち ^4He の原子核を放出し、より安定な原子核に変化する放射壊変である。 α 壊変が起こると、もとの原子核の原子番号は2、質量数は4小さくなる。図2.1.6の連続 α 壊変で、4回目以降の α 壊変(α_4 、 α_5 、 α_6)と自発核分裂壊変のデータが既知元素の同位体、 ^{266}Bh 、 ^{262}Db と ^{258}Lr のデータに一致したことから、連続 α 壊変を引き起こしたもとの同位体が113番元素の同位体、 $^{278}113$ であることが分かった。理研グループは、113番

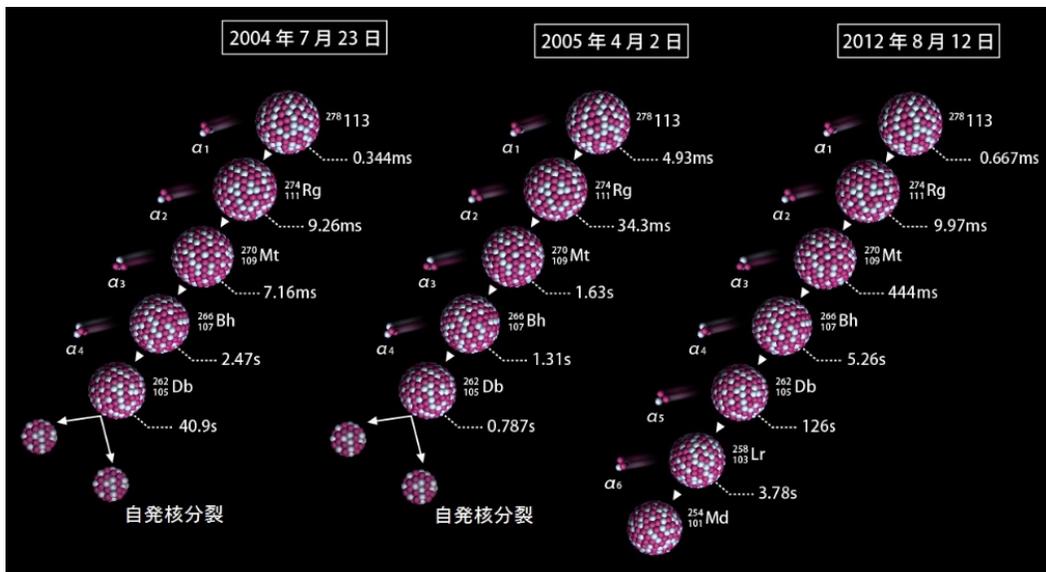


図2.1.6 理研グループが観測した113番元素の同位体 $^{278}113$ の連続 α 壊変(理化学研究所提供)

元素の合成に成功したことを、IUPACと国際純粋・応用物理学連合（IUPAP：International Union of Pure and Applied Physics）との合同作業部会に主張した。

2015年12月30日（日本時間では大晦日）、IUPACは、113番元素発見の優先権が理研グループにあることを正式に承認した。理研グループは、113番元素が日本で発見された初めての元素であることから、日本の名を冠した元素名「nihonium」、元素記号「Nh」を提案した。この提案は、2016年11月30日、正式にIUPACに承認され、元素周期表に、日本に由来する元素が初めて誕生した。

2.1.6. 119番以降の元素探索

119番以降の新元素を合成するためには、これまで以上の大強度ビームを発生できる高性能な重イオン加速器、大強度ビーム照射による熱負荷に耐える強靱な標的、短寿命の新元素同位体を迅速かつ高効率でビームや副反応生成物から分離・収集する装置、希少で短寿命の同位体の放射壊変を高感度で捉える検出器等、様々な技術開発が必要である。

2019年、JINRでは、次世代の超重元素研究を推進するため、ドブナ超重元素ファクトリー（Dubna SHE Factory：Dubna Super Heavy Element Factory）とよぶ新サイクロトロン実験施設を建設した。新設されたサイクロトロンDC-280は、118番元素までの合成に用いられたU400サイクロトロンに比べて10倍強度のビームを出力できると期待されている（文献2-1-8）。さらに、新元素の同位体を効率よく分離・収集できる新型のドブナ気体充填型反跳核分離装置（DGFRS-II）も開発された。今後、ロシアでは、DC-280とDGFRS-IIを用いて、 $^{249}\text{Bk} (^{50}\text{Ti}, xn)^{299-x}119$ 反応により119番元素、 $^{249}\text{Cf} (^{50}\text{Ti}, xn)^{299-x}120$ と $^{248}\text{Cm} (^{54}\text{Cr}, xn)^{302-x}120$ 反応により120番元素を合成する実験等が計画されている。一方、GSI、フランス重イオン加速器施設（GANIL：Grand Accélérateur National d'Ions Lourds）、中国近代物理研究所（IMP：Institute of Modern Physics）等においても、超重元素研究のための重イオン加速器の建設や実験装置の開発が進められている（文献2-1-9）。

理研では、さらなる日本発の新元素を目指して、2020年、ニホニウム合成に用いられたRILACのアップグレードが行われた。強力な28GHz ECR（Electron Cyclotron Resonance）イオン源の設置と加速器の一部を超伝導化することによって、RILACの5～10倍の大強度の重イオンを加速できるようになった。さらに、超重元素イオンの収集効率がGARISに比べて

参考文献

2-1-8) S. Dmitriev, M. Itkis, and Y. Oganessian, EPJ Web Conf. 131, 08001 (2016).

2-1-9) H. Haba, Nat. Chem. 11, 10 (2019).

約 2 倍大きい GARIS-II と GARIS-III が開発された。理研では、23 番元素バナジウム (^{51}V) イオンを ^{248}Cm 標的に照射し、 $^{248}\text{Cm} (^{51}\text{V}, \text{xn}) ^{299-x}119$ 反応によって 119 番元素の探索を進めていく計画である (文献2-1-9)。

2.1.7. 元素探索の意義

古代より人類は新元素を探し求め、その性質を明らかにし、我々の生活を豊かにしてきた。理研で発見された Nh は、9 年間かけてたった 3 原子が合成されたにすぎない。その寿命は、1000 分の 2 秒と短く、瞬間に別の元素の同位体に壊変した。このような Nh が、我々の生活に直接的に役に立つことはない。新元素を探索すること、またその性質を探求することの意義はどこにあるのか。

元素は、我々のからだから地球、宇宙まで、すべてのものをつくる大切な素である。発見されたばかりの新元素の性質は未知である。当然、すぐに我々の生活に利用することはできない。しかし、新元素は我々に未来を拓く貴重な知識を与える。新元素が秘めた知識によって、ものをつくることのできるすべての元素の原子核、原子や分子の理解が一層深まっていく。新元素を探し求める中で、新しい技術や装置が発明されていく。これらの技術や発明は、元素の新しい応用を拓き、我々の未来の生活を豊かにしていく。

1937 年、セグレらは、周期表の空席であった原子番号 43 の元素を探するため、サイクロトロンで加速した ^2H イオンを ^{98}Mo に照射して Tc を発見した。その後、Tc の物理的性質や化学的性質が明らかとなり、現在では、140 keV のガンマ線を放出する半減期 6 時間の同位体、 $^{99\text{m}}\text{Tc}$ が、病院で脳血流、甲状腺機能、心臓機能、肝臓機能、癌骨転移等の診断に利用されている。発見から 80 年以上経った今日、我が国で年間 100 万件に近い $^{99\text{m}}\text{Tc}$ を用いた医療診断が行われている。人類二つ目の人工元素、85 番元素 At は、1940 年、コーソン、マッケンジーとセグレが、 ^4He イオンを ^{209}Bi 標的に照射して発見した。 α 線を放出する半減期 7.2 時間の ^{211}At は、がん治療への応用が期待され、近年我が国を中心として研究が盛んに進められている。日本の名を背負った Nh も、100 年後にはその有用な性質が見出され、実用量が製造され、我々の生活に役立っているかもしれない。 $^{99\text{m}}\text{Tc}$ や ^{211}At 等、ラジオアイソトープの医学利用については、本書の第 3 章を参照いただきたい。

参考文献

2-1-9) H. Haba, Nat. Chem. 11, 10 (2019).

2.2. 応用研究 I - 宇宙開発と加速器 (吉田 敦)

人類は宇宙世紀を迎えようとしている。近年は民間人の宇宙飛行や、月軌道ゲートウェイ計画、火星・小惑星・深宇宙探査計画などの話題が増えてきた。宇宙へ行く前の準備のために、産業界は重イオン加速器の利用を切望している。

2.2.1. 宇宙用半導体の重イオンビーム耐性試験

半導体メーカーと試験会社が、ロケットに搭載する宇宙用半導体を、理研の重イオン加速器施設を用いて試験している。図2.2.1がその照射試験ビームライン^(文献2-2-1)だ。高エネルギー重イオンビームを空気中に取り出し、半導体基板③に照射する。ビームライン上には、ビームの個数を測定するイオンチェンバーやプラスチック・シンチレーター検出器①、ビームのエネルギーを調整するエネルギー減衰板②がある。原子核実験室にしてみれば、学生実験レベルの簡素なセットアップだが、半導体試験屋からは「真空槽中ではなく空気中照射なので、自社で試験していたのと同じ試験環境で照射ができて便利だ」と好評だ。彼らは、重イオンビーム1発で半導体が故障する“シングル・イベント効果”の発生頻度を測定し、JAXAに納品するための試験データとしている。宇宙環境とは、加速器からのビームを直接照射するのと同様な、宇宙線が飛び交う厳しい環境だそうである。

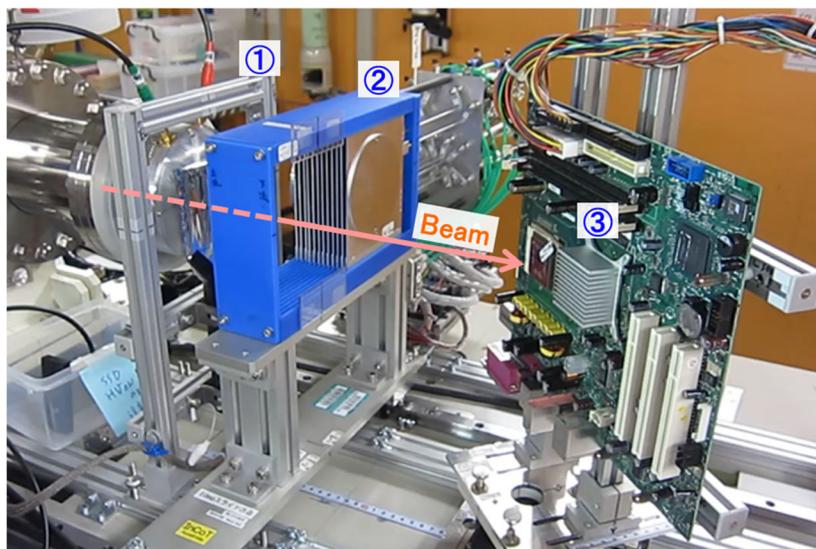


図2.2.1 空気中半導体照射ビームライン E5A (理研・仁科加速器科学研究センター)

参考文献

2-2-1) 詳細は、理研・産業利用開発チームの HP を参照。
<https://ribf.riken.jp/sisetu-kyoyo/HIbeam/>

2.2.2. 宇宙線と重イオンビーム

宇宙線とは、宇宙空間を飛び交う高エネルギー粒子線だ。その起源である大自然の加速器が、太陽と銀河系だ。太陽からは、核融合反応で生成された軽粒子線（電子、陽子、ヘリウムなど）が太陽風として吹いてきている。太陽系外からも、超新星爆発などで星が消滅した際の塵が、重粒子線（ウランまで）となって飛来している。そのエネルギーは、数 100 MeV/u にピークがあり $10E+20$ eV 付近まで分布しているようだ。

私達と半導体は、地球の磁場と大気による2つの遮蔽壁でこの宇宙線から守られている。地磁気が地球半径（約 6400 km）の約 4 倍の高度にバンアレン帯を形成し、宇宙からの低エネルギー軽荷電粒子（電子、陽子線）を磁場に巻きつけて北極と南極へ押しやってくれるので、地上からはオーロラとして見える。これが第 1 遮蔽壁だ。その内側の大気層は高度約 100 km までの薄皮だが、空気 1 気圧は水銀で厚さ 76cm、水相当で約 10m 厚の遮蔽壁となり、殆どの荷電粒子はこの大気層で止まる。これが第 2 遮蔽壁だ。国際宇宙ステーションの軌道は、第 2 壁のすぐ外側の高度約 400 km（約東京～大阪間）にある。静止衛星軌道（Geostationary Earth Orbit : GEO）は、地球半径の約 6 倍で第 1 壁の外側付近にある。これより外側では、太陽や銀河から降り注ぐ宇宙放射線をもろに浴びる世界となる。残念ながら月には大気も磁場も殆ど無いようだ。

GEO 軌道での宇宙線の強度分布は、図 2.2.2- a）（次頁参照）だそうだ。ここで図の縦軸は、粒子線の数量を示す積分 Flux 値 [個/cm²/sec]、横軸は LET という値である。LET の詳細は後述するが、粒子線 1 発の“パンチ力”に相当する量である。Flux 曲線は、様々な重粒子線成分の積算値である。図中には、太陽活動極小期の H から U ビーム成分の幾つかを示した。Fe より重核で Flux 値がガクッと減るのは、宇宙の元素合成過程で Fe が最も安定な原子核である事に起因する。一方、太陽に大規模なフレア爆発が発生すると、太陽風が強くなり Flux 分布は 2 桁ほど増える。半導体デバイスの面積が約 1cm² だとすると、1 年間（3.2E+7 秒）に 1 発飛来しても故障しない事を保証するには、縦軸の Flux 値で 3E-7 に相当する LET 値を持った宇宙線に耐えられる必要がある。つまり横軸の LET 値で 26 付近のパンチ力を持つ重イオンビームまで試験をする必要がある。月や火星まで行く探査機では、半導体の耐用年数は 10 年程と長くなる傾向にある。更に上述のフレア爆発なども考慮して、よりパンチ力大きい（高 LET）ビームまで試験をしておく必要があるようだ。

図 2.2.2- b）（次頁参照）は、加速器試験で宇宙線環境をシミュレートする時に便利な図だ。横軸は同じく LET 値、縦軸は重イオンビームを半導体（Si 材）中に打込み可能な最大の深さ（飛程：Range）を示した。また図中には、ビームエネルギー値（MeV/u）を補助線として併記した。例えば Kr ビームの場合、理研では 70 MeV/u で供給可能である。これを図 2.2.1 の

様に空気中に取り出すと、半導体の照射位置で約 50 MeV/u になる。更にエネルギー減衰板を厚くしてビームのエネルギーを下げると、横軸の LET 値を大きくすることが可能だ。もう1つ重要なのは、縦軸の飛程値である。半導体デバイスの内部で、重イオンに対する感受性が高い回路が組み込まれている部分(感応層:その厚さは数 μm)は、表面から約 100 μm までの深さにあるそうだ。その深さまでビームが到達するには約 10 MeV/u 以上が必要である。更にデバイス表面の保護層の厚さや、ビームを空気中に出すための余裕をみると、約 50 ~ 100 MeV/u が最適とされている。

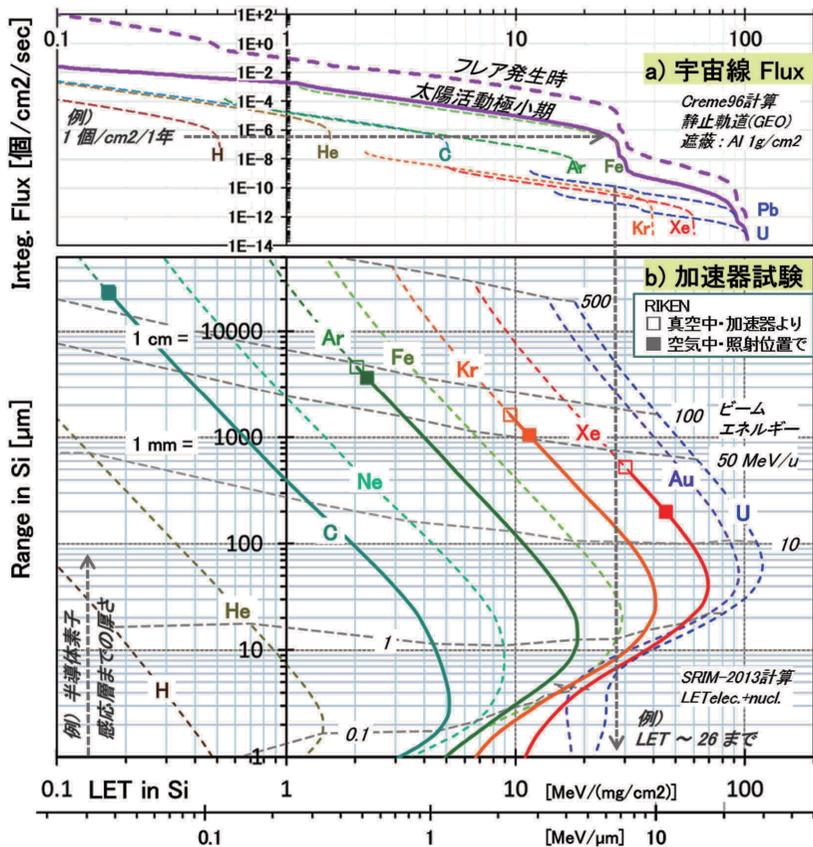


図2.2.2 上図 a) 宇宙線の Flux 分布 (文献2-2-2)、
 下図 b) 加速器を用いた試験に於ける重イオンビームの飛程と LET (文献2-2-3)

参考文献

- 2-2-2) CRÈME96 (Cosmic Ray Effects on Micro Electronics) コードによる計算値。
 縦軸は、ある LET 値以上を持つ Flux の積分値。
<https://creme.isde.vanderbilt.edu/CREME-MC>
- 2-2-3) SRIM (The Stopping and Range of Ions in Matter) コードによる計算値。
<http://www.srim.org/>

2.2.3. 重イオンビームの半導体への影響

なぜイオンビームは半導体に悪影響を与えるのであろうか？ 照射線量の観点から放射線照射効果を大別すると、トータルドーズ (Total Ionizing Dose : TID) 効果とシングル・イベント (Single Event : SE) 効果の2つがあるようだ。パンチ力が小さい (低 LET 値) 軽イオンビームでは TID 効果が支配的だ。分子結合を切ったり格子欠陥を発生させたりしてデバイス材質を劣化させる確率が、総照射線量 (Flux 値 × 照射時間 = Fluence 値) と共に大きくなる。この効果の試験には、ガンマ線や、電子、陽子 (H)、He 等のビームが主に使われている。一方、高 LET 値な重イオンビームでは SE 効果が支配的だ。以下では SE 効果について説明する。

重イオンビームが物質中に入ると、“電離作用”によって物質を構成する原子の電子を弾き飛ばしてプラス・マイナスの電荷が発生する (図2.2.3)。この局所的な電荷擾乱が、半導体デバイス中の感応層に生じると、軽症だと bit 反転 (S.E. Upset)、重症だと放電破壊 (S.E. Burnout) という現象が起こるそうだ。近年のデバイスでは回路の微細化や多層化が進み、この種のエラーや故障の頻度が増しているようだ。

重イオンビームは、物質中でエネルギーを減衰させながらある深さ (飛程) で止まる (図2.2.4-a)。この飛程値は図2.2.2-b) の縦軸に示した様に、ビーム核種と、その入射エネルギー値、及び標的物質の核種と密度等で一意に決まる。そしてこのエネルギー減衰曲線を深さ (ビームの進行) 方向に微分したのが LET 曲線 (図2.2.4-b) だ。単位深さ ΔX 当りに、どれだけ

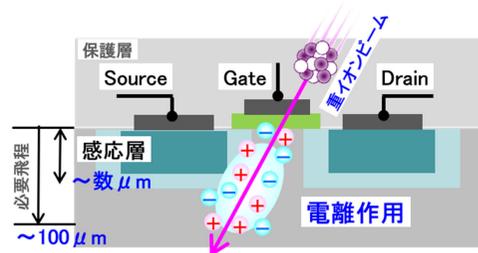


図2.2.3 半導体デバイス中の重イオンビームによる電離作用

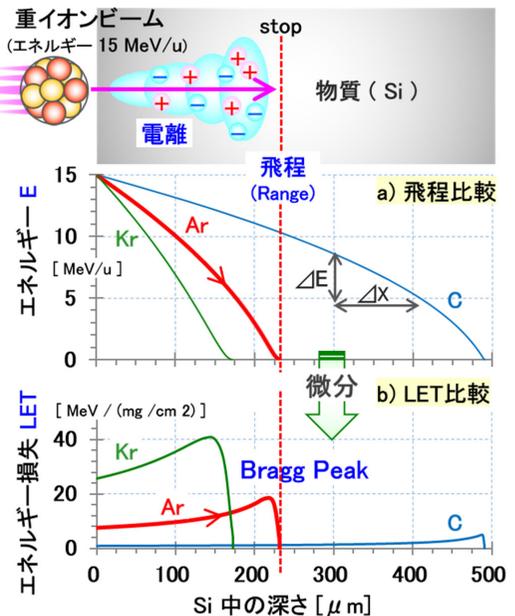


図2.2.4 C, Ar, Kr ビーム (15 MeV/u) の、Si 材中における上図 a) 飛程値と下図 b) LET 値の比較 (文献2-2-3)

参考文献

2-2-3) SRIM (The Stopping and Range of Ions in Matter) コードによる計算値。 <http://www.srim.org/>

エネルギー ΔE を物質に付与したかを示す量 (Linear Energy Transfer, LET : 線方向エネルギー付与) である。物理用語ではこれを dE/dX とも言うが、その表記単位は様々で、原子核・半導体業界では [MeV/(mg/cm²)], 生物業界では [keV/ μ m] など、厚さの表記 ΔX に従った単位が使われている。この LET 値が大きいと、電離効果で生じる擾乱電荷量も増える。例えば図2.2.2-b) の下目盛で LET = 10 [MeV/ μ m] (~ 40 [MeV/(mg/cm²)]) の場合、Si 原子1個をイオン化するためのエネルギー (W 値) は 3.6 eV なので、素電荷 1.6 E - 19 C (クーロン) と掛け合わせて 0.4 pico-C の電荷擾乱が、Si 材 1 μ m 当りの厚さに重イオン 1 発で生じる。

また重イオンビームでは、ビームが停止する飛程深さの手前でエネルギーがストンと落ちる性質があり、その深さに “ Bragg Peak ” という LET の極大値が生じる。重イオンビームを利用したガン治療では、この Peak 位置を皮膚表面からガン細胞までの深さに合うようにエネルギーを調整して照射する事で、効率的にガンを死滅させている。

ところで、重イオンビームの核種によってこの LET 曲線が大きく異なる事に注目して頂きたい。同じ入射エネルギー (MeV/u 核子当りのエネルギー) でも、重イオンになるほど、飛程は浅く LET 値は高くなる。その違いは甚大なので、これを Log プロットにしたのが 図2.2.2-b) であった。つまり図2.2.4-b) の横軸 : 飛程位置をビーム核種毎に合わせて、90° 右回しにした図になっている。例えば H や、C、Kr ビームの LET 値は約 10 倍ずつ増えるので、それによって生じる電離効果の電荷量も桁違いで増え、粒子 1 発のパンチ力が増す。このため、半導体を搭載するロケットの耐用年数を図2.2.2-a) で確認して、重イオンビームの核種を選んだ試験が必要となっている。

2.2.4. 宇宙用半導体試験の将来

以上が、宇宙利用半導体と重イオン加速器を結びつけている背景である。宇宙開発の本格化とともに、最近では地上用に開発された民生部品の “宇宙転用” も増えてきている。例えば自動車産業用に開発済みの高信頼性デバイスなどだ。しかしそのような部品は、初めから宇宙専用が開発された部品と違い高 LET までの耐性に乏しい場合があるので、どの LET 値までなら使えるかを試験して、その利用高度 (第 1、第 2 遮蔽壁) と耐用年数を算定する必要があるそうである。

今の所、高 LET な重イオンビーム効果に置き換えられるような試験方法が見つかっていないので、加速器利用が切望されている。将来的には、月軌道ゲートウェイなどが完成して実際の宇宙環境で試験が行えるようになるであろう。そうなれば加速器はもう不要になるのか? でも加速器なら、Flux 強度を調整して数 10 年分の試験が可能だし、試験する人も地球上の方が

楽であろう。また一方では、この様な試験結果から、SE 効果の素過程を数値化して電気回路シミュレーションで済ませられないかという研究も進んでいるそうである。これが確立すれば、この種の加速器試験は不要になるかもしれない。

2.3. 応用研究 II- イオンビーム育種技術の開発と応用 (阿部知子)

2.3.1. はじめに

放射線は、変異原として品種改良に用いられてきた。国連食糧農業機関 (FAO) と国際原子力機関 (IAEA) による The Mutation Variety Database (<https://mvd.iaea.org/>) には現在 3365 品種が登録され、放射線利用は 2610 品種、そのうち 1703 品種が γ 線照射由来である。重イオンビームは放射線作用が γ 線より大きく、植物でも変異誘発効果が高いことが期待されたため、1993 年より理化学研究所 (理研) 加速器施設の重イオンビームでタバコ受精胚に対する変異効果の調査を実施した。その結果、タバコでは出現しにくいアルビノ変異体が数%誘発され、変異原として有効なことが判明した。また、 γ 線や X 線照射による植物の突然変異育種では、50% 生存率となる半致死線量で変異体を選抜するのが定法であったが、重イオンビーム照射では生存率が低下しない線量で高い変異率を示し、有用変異体が得られた (文献²⁻³⁻¹)。そこで、1996 年からいくつかの企業や農業試験場と実用化品種の育成を試みたところ、1998 年に照射した材料より新品種の育成に成功、新色のダリアやペチュニア、種子をつけなくなり花持ちが良くなったバーベナの販売が 2001~2003 年に開始された。これらの例では、無菌的に育てた培養体を照射材料としており、有用変異体は組織培養法によりクローン個体を増殖し変異形質の安定性を確認するとともに、花苗の大量生産も可能であった。このように組織培養法とイオンビーム変異誘発技術を組合せることで花卉植物の新品種育成を効率的に推進することができた。同じ頃、日本原子力研究開発機構 (原研、現：量子科学技術研究開発機構) の加速器施設 TIARA でもカーネーションやキクの新品種が育成された。そこで、原研、理研、若狭湾エネルギー研究センター (若エネ研)、農業生物資源研究所 (現 農業・食品産業技術総合研究機構 次世代作物開発研究センター) 放射線育種場が中心となって、2004 年にイオンビーム育種研究会を設立、施設間の情報

参考文献

- 2-3-1) T. Abe, et.al., " Ion beam radiation mutagenesis" in Plant Mutation Breeding and Biotechnology, The Joint FAO/IAEA Programme, Shu Q.Y. et al (Ed.), CABI, Oxfordshire UK, pp. 99-106 (2012)

交換と技術普及に努めた。その結果、加速器施設で発生するイオンビームを用いた品種改良法は日本が世界を先導する技術となり、国内でイオンビームを利用して育成した品種数は現在 70 に上る。本稿では、理研で実施した品種改良技術の開発と育成品種を紹介する。

2.3.2. 品種改良技術の開発

γ 線や X 線の LET は $0.2\sim 4 \text{ keV}/\mu\text{m}$ と低く、照射により細胞核全体に発生したラジカルの間接作用により、主として DNA の修復が容易な小さな損傷が生じ、稀に小さな損傷が近傍に発生した多重切断により修復困難な DNA 二本鎖切断を誘発する。一方、重イオンビームは LET が高く、1粒のイオンでも飛程に沿って高密度の電離領域を形成し、局所的にクラスター DNA 損傷 (DNA の狭い領域に複数の損傷が発生) を誘発する (図 2.3.1)。細胞は DNA を修復するが、正確に直せず短くなったり、異なる染色体をつないでしまったりすることがある。この間違ってしまった部分に遺伝子があると、本来の機能を失い変異体となる。また、先行する動物細胞研究では、LET $100 \text{ keV}/\mu\text{m}$ 付近で変異効果や致死効果が高いことが知られていた。そこで、変異誘発に対する LET 効果を系統的に調査するため、2002～2004 年に「自動試料交換装置」と、アルミニウム製のエネルギー減衰板を組み合わせ

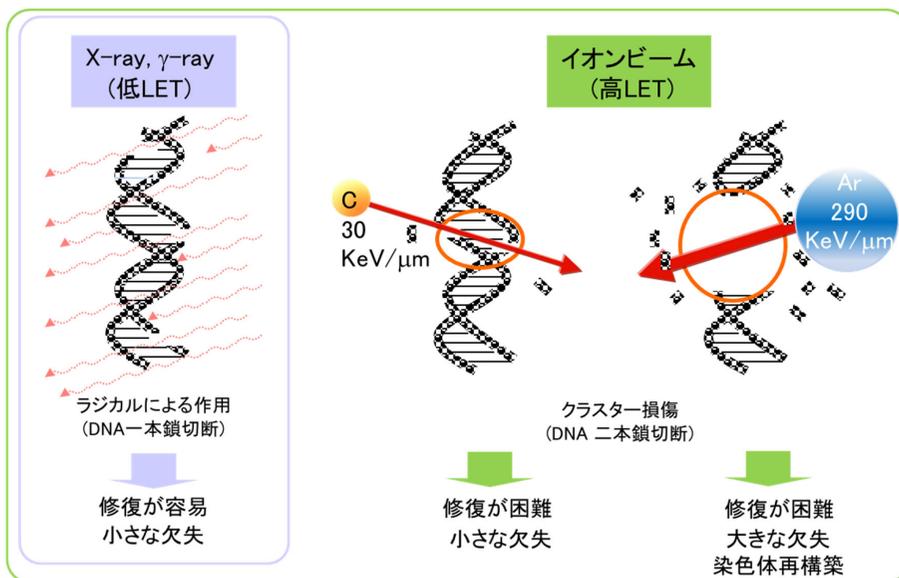


図 2.3.1 放射線照射による DNA 破壊のイメージと誘発される変異の特徴
イオンビーム照射では、ラジカルの間接作用に加え、イオンの飛程に発生する高密度の電離による直接作用で DNA に修復が困難なクラスター損傷を生じる。

ビームエネルギーを減少させ LET を調整する「レンジシフター」を製作 (文献2-3-2) (図2.3.2) した。まず、種子サイズが小さいシロイヌナズナを用いて、炭素・窒素・ネオン (135 A MeV)、アルゴン (95 A MeV)、鉄イオン (90 A MeV) を、線量 (5-400 Gy) と LET (23-640 keV/μm) を調整してシート状に並べた乾燥種子に照射した。その結果、変異率が高い LET (LETmax) は炭素や窒素イオンの 30 keV/μm であり、致死効果が高いのは炭素、窒素、ネオン、アルゴンイオンの 290 keV/μm であった (図2.3.3) (文献2-3-3)。



図2.3.2 自動試料交換装置とレンジシフターからなる生物用自動照射装置

LETmax の炭素イオン (30 keV/μm) および致死効果の高い 290 keV/μm の炭素やアルゴンイオン照射で選抜した変異体を用いて、その原因遺伝子にどのような変異が誘発されているかを調査した。その結果、LETmax 照射では、約 8 割が塩基置換か 100 塩基対 (bp) 以下の

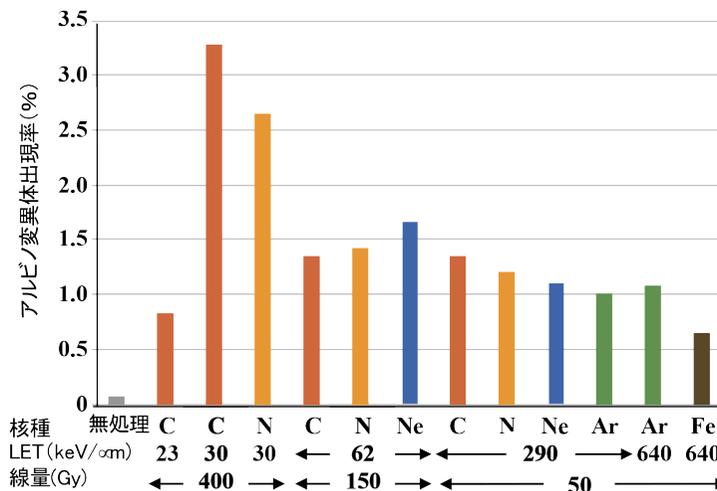


図2.3.3 各照射条件で最も変異率の高い線量における変異率の比較 (文献2-3-3)

参考文献

2-3-2) 阿部知子ら、「理研仁科加速器研究センターにおける重イオン加速器を用いた植物育種の実用化」、加速器 3、69-73 (2006)
 2-3-3) Y. Kazama, et al., "LET-dependent effects of heavy-ion beam irradiation in Arabidopsis thaliana", Plant Biotech. 25, 113-117 (2008)

小さな欠失であるのに対して、290 keV/ μ m 照射では、約 7 割に大きな欠失や染色体の構造変化など複雑な変異が誘発されていた^(文献2-3-4)。一方、欠失サイズに注目すると、LETmax 照射はほとんどが数 bp~数十 bp の小さいものであったが、290 keV/ μ m 照射では、約 6 割が 100 bp 以上であり、特に 10 kbp 以上の大きな欠失変異の割合が増加した^(文献2-3-5)。以上のことより、現在理研では、ユーザーが希望する材料や変異領域のサイズや種類によって LET を選択する「テラーメイド変異誘発技術」を提供している。すなわち、30~50 keV/ μ m 照射は一遺伝子破壊による機能欠失変異体が高頻度に得られるため、品種改良や逆遺伝学に適している。一方、アルゴンイオン 290 keV/ μ m 照射は、変異率は低下するが数 kbp 以上の大欠失や染色体再構築の発生頻度が上昇するため、新奇変異体の獲得やタンDEM遺伝子(直列で重複した遺伝子)の破壊やそれらの機能解析に有効である。一方、微生物では欠失変異の出現率が上昇するアルゴンや鉄イオンがお奨めである。実際に、アルゴンイオン照射でセルラーゼとアミラーゼ活性が高いマツタケ変異株の選抜に、鉄イオン照射(650 keV/ μ m)で新しい清酒酵母 2 株の育成に成功した。このうち、吟醸香の高い清酒となる「埼玉 G 酵母」を用いた日本酒は、異なる酒蔵がそれぞれ吟醸本生酒・純米吟醸酒・純米大吟醸酒を製造しており、統一銘柄「仁科誉」(<https://www.riken.jp/pr/fun/homare/>)として和光市内の酒屋や酒蔵の HP から購入できる。

2.3.3. 新品種および有用系統の育成

当初は花卉植物が先行していたが、近年食用作物の実用化が増えている。岩手県は全国一のヒエ産地である。県雑穀優良系統「もじゃっぺ」は、アミロース含有率が低いため粘りが強く冷めても硬くなりにくいデンプン特性を有し、良食味ヒエであるが、草丈が 170cm に達するため、イネの収穫に利用するコンバインが使えない。そこでわい化(草丈を低くする)を目標に「もじゃっぺ」種子に炭素イオンを照射し、イネ用コンバインが使用できる草丈約 120cm の岩手 2 号系統を選抜、「ねばりっこ 2 号」として実用化した。食用ギクで周年出荷を目指す山形県では、10 月に収穫可能な黄色品種がなかったため、9 月収穫の「越天楽」花卉培養細胞に

参考文献

- 2-3-4) T. Abe, et.al., " Ion beam breeding and gene discovery for function analyses using mutants", Nuclear Physics News 25, 30-34 (2015)
2-3-5) 阿部知子ら、「重イオンビームによる品種改良法の開発から遺伝子機能解明へ」、日本物理学会誌 67, 680-684 (2012)

炭素イオンを照射し晩生変異体候補を選抜した。その中から大輪のものを「菊名月」として品種登録した。温州みかんは温暖化により収穫時期が早まる傾向にあり、貯蔵期間の長期化が問題となっている。2001年に炭素イオンを照射した「青島温州」枝から選抜され、2021年に静岡県が品種登録出願した「春しずか」は、実の色づきが遅く収穫時期も1ヶ月程度遅くなる。またクエン酸含量がやや高めで、腐敗の原因となり生産現場を悩ませている浮き皮が発生しにくく貯蔵向きであった。長期貯蔵後は適度な酸味がある甘い良食味のみかんとなり、品薄となる3~4月に出荷できる。また、熊本県はポリフェノールオキシダーゼ活性が低い変異体から褐変しにくいレタスの育成に成功し、種苗会社と連携し本変異体を交配親として使用、商品化を目指している。東京大学が選抜した高オイル含量のクロレラ変異体は、チェコ式バイオリアクター（150L）の生産性試験で、オイル生産量が正常株の2.7倍に上昇した。その他、抗マラリア活性を持つアルテミシニン高含量薬用植物、重金属を蓄積するコケなどの有用変異体選抜にも成功している。

2.3.4. おわりに

近年、モデル生物では全ゲノム解析技術が普及し、ゲノム上の変異箇所検出が容易となった。LETmax照射で選抜したシロイヌナズナ変異体について全ゲノム解析によって変異箇所を観察すると、塩基置換変異が多い、ホモ型（花粉由来のDNAと卵細胞由来のDNAの同じ位置に同じ変異が存在する状態）変異数は個体あたり数十箇所程度、そのうち変異遺伝子数は10個程度であった。

アルゴン照射（290 keV/ μm ）では大きな欠失や染色体再構築の割合が高くなった。今後は、変異体を選抜せず、照射個体を用いてゲノム上の変異箇所の種類や個数を解析し、核種やLETの変異誘発効果を評価することとした。また、イネ「日本晴」で種子が少し長くなり多収性を示す変異体（Ar5-76、図2.3.4）を選抜し、全ゲノム解析したところ、原因遺伝子（ホモ型変異遺伝子）の候補は12個であった。そのうち1塩基欠失を生じている遺伝子が長粒形質と連鎖していることが判明、新規遺伝子であったため Long Grain 1（LIN1）と命名した。LIN1は日本で栽培している多くの品種で野生型であるため、破壊するとイネ種子が少し長くなり1~2割程度収量が増加すると予想され、ゲノム編集のターゲット遺伝子として有効である。分子生物学の技術革新は加速され、今後、ゲノム情報は色々な作物で利用可能となり、変異体を用いた新規遺伝子の探索や遺伝子の機能解析研究はますます重要になるだろう。



図2.3.4 イネ種子が長くなる Ar5-76 変異体

これまでの照射では、2台の加速器で加速したイオンビームを用いていたが、アルゴンや鉄イオンのような重いイオンは水中飛程が数ミリ以下と短く、照射できる材料が微生物のような薄いサンプルに限定されていた。そこで、もう1台の加速器を加えてさらに加速した重イオンビームを既存の生物照射実験室(E5室)に戻す高エネルギービームラインを新たに建設し、2015年より運転を開始した。160 AMeVのアルゴン照射をシロイヌナズナやイネで試したところ、予想外に変異率が高かった。また花卉植物の培養体へ照射したところ、これまで得られなかった新奇変異体が得られるなど評判が良い。今後、より重いイオンの変異誘発技術を開発するとともに、ユーザーを集めて組織した「品種改良ユーザー会」(現在、国内184団体、国外20団体が所属)と協力して、さらなる新品種育成に努めていきたい。

2.4. 高エネルギー重イオンビーム(郡司 卓)

「我々を取り巻く通常物質に熱を加え、または、原子核を構成する陽子や中性子がお互いに重なり合うくらいに圧縮していくと、その物質はどうなるのであろうか？」高エネルギー重イオンビームは、ビッグバンから数マイクロ秒後の宇宙に匹敵する超高温状態や中性子星内部に匹敵する超高密度状態を実験室で作り出す唯一の手段である。

2.4.1. クォーク多体系の物理

通常的环境下では、クォークやグルーオンは、核子や中間子(ハドロン)の中に閉じ込められており、単独で観測されることはない(クォークの閉じ込め)。クォークやグルーオンの動力学は、SU(3)カラーの基礎理論である量子色力学(QCD)によって記述される。低エネルギー(低温、低密度)では、QCDの結合定数が大きくなるため、QCD特有の豊かな性質が現れる。QCD真空の構造がその一例である。QCD真空は、クォーク対凝縮やグルーオン凝縮がゼロでない有限な値を持ち、それに伴って本来数MeVの軽いクォークが300MeV程度の有効質量を獲得する(カイラル対称性の自発的な破れ)。これがハドロンの質量の起源である。また、グルーオン場の凝縮に伴い、トポロジカルな構造が出現するなどQCD真空は非自明な構造を持つ。

この通常物質を、ビッグバン直後の数兆度まで加熱するとどうなるのであろうか？熱励起した多くのパイ中間子が互いに密着して重なり合い、境を失う。その結果、クォークとグルーオンがハドロンの閉じ込めから解放されて、クォークとグルーオンのプラズマ状態(クォーク・グルーオンプラズマ、QGP)が実現する。このQGPは、クォーク対凝縮も小さくなることから、カイラル対称性の回復も同時に実現されている。これが、ビッグバン直後数マイクロ秒後の姿であり、宇宙が最後に経験した相転移(QGPからハドロン相)である。

同様に、核物質を圧縮すると、核子同士が重なりあい、QGPへの相転移がおこる。また、

中性子星内部のような極低温かつ高密度下ではフェルミ面が不安定になることにより、クォークがクーパー対を作り凝縮するカラー超伝導状態が実現する。

図2.4.1 は、クォークやハドロン物質の相構造を、温度と密度の関数で示したものである。初期宇宙のような超高温・低バリオン密度では、比較的滑らかに QGP へ転移することが示唆されている(クロスオーバー)。高密度側では、臨界点、一次相転移、非閉じ込め相転移とカイラル相転移の乖離、その間の新しい秩序相(ダイクォーク凝縮、ダイクォーク励起、クォークイオン相)やカラー超伝導相などの多様な相構造が示唆されている。高エネルギー重イオンビームを使うことで、超高温・超高密度状態を作り、QCD 相図を明らかにするとともに、QGP がもつ性質を明らかにする研究が、世界中の研究者の間で、盛んに行われてきた。

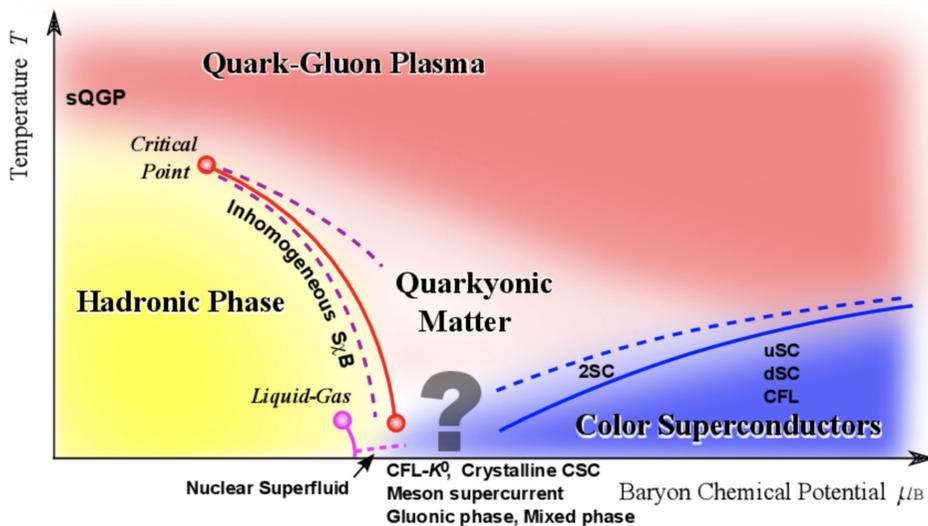


図2.4.1 QCD 物質の相構造 (K. Fukushima, T. Hatsuda, Rept. Prog. Phys. 74: 014001, 2011)

2.4.2. 高エネルギー重イオンビームを用いた実験研究

高エネルギー重イオンビームを用いた実験研究は、米国ローレンスバークレイ研究所の BEVALAC 加速器から始まった(1971-)。核子あたりの最大エネルギーは $4(Z/A)$ GeV 程度と(今から振り返れば)低かったが、BEVALAC 加速器での研究は、その後の重イオン衝突の研究に様々なアイデアを与えることになった。また、BEVALAC 加速器での研究は、重イオン反応によって生成される短寿命不安定核を使った不安定原子核研究を開拓することになった。

BEVALAC 加速器の後、1980 年代の半ばから、重イオンビームを使った研究は、米国ブルックヘブン研究所(BNL)の AGS 加速器(実験室系エネルギーは 10-20 GeV/A)や欧州

素粒子原子核研究所 (CERN) の SPS 加速器 (実験室系エネルギー 160–450 GeV/A) において展開されることになった。AGS 加速器では、ストレンジネスを含むハドロン収量の系統的な測定が行われ、SPS 加速器では、ストレンジネスバリオンの収量増大、低質量領域のレプトン対の異常収量、 J/ψ の収量抑制など、QGP 生成を示唆する有力な信号を検出した。

AGS 加速器での研究が始まる頃に、BNL は、世界初の衝突型の重イオン加速器である相対論的重イオン加速器 (RHIC、核子対あたりの衝突エネルギー = 200 GeV) の建設計画を提案した。そして、1991 年に RHIC の建設が開始され、2000 年に世界で初めて、加速された重イオン同士の衝突が実現した。RHIC には、2 つの大型実験 (PHENIX と STAR) と 2 つの小規模実験 (BRAHMS と PHOBOS) があった。PHENIX 実験や STAR 実験は、500 人規模の国際共同大型実験である。日本グループは、日米科学技術協力事業 (高エネルギー分野) の大きなサポートを得て、多くの国内大学や研究機関が PHENIX 実験に参加し、測定器の建設、データ解析や PHENIX 実験の運用に至るまで非常に大きな役割を果たしてきた。SPS の 10 倍の衝突エネルギーを持つ RHIC では、高エネルギーのパートンが QGP 中でエネルギーを失う現象や生成されたハドロンが大きな集団運動を行っていることがわかった。およそ完全流体を仮定した相対論的流体計算が、様々な測定量を再現することが明らかになり、RHIC で生成された QGP が、非常にサラサラした液体に近い状態であることが明らかになった。相対論的流体計算という高エネルギー重イオン衝突の時空発展を記述する術を得たこと、それを通じて生成された物質の性質を探ることができるようになったことは、QGP 物理の大きな飛躍であった。

CERN では、SPS 加速器の後段加速器として、大型ハドロン加速器 (LHC) の建設が 1994 年から始まった。エネルギーフロンティアとして、陽子+陽子衝突による素粒子実験を主目的に据えるが、重イオンを加速することも可能である。LHC の衝突エネルギーは RHIC の約 30 倍であり、核子系の重心系エネルギーで 5.5 TeV である。BEVALAC 加速器から約 30 年の間に、エネルギーは数 GeV から数 TeV と飛躍した。LHC における 4 実験のうち 1 つが、高エネルギー重イオン衝突に特化した ALICE 実験である。ALICE 実験は、約 2000 人の研究者で構成される国際共同実験である。日本からは、東京大学、筑波大学、広島大学、奈良女子大学、長崎総合科学大学、佐賀大学が ALICE 実験に参加し、精力的な研究を展開している。SPS 加速器が「QGP の尻尾」を捉えたとすれば、RHIC は「QGP の発見」であり、LHC は「QGP の詳細研究」である。2010 年に最初の鉛+鉛衝突が行われ、超高エネルギージェットのエネルギ損失や高次の集団運動の発見など、QGP の精密研究に相応しい、様々な詳細な結果を出している。

RHIC や LHC での高エネルギー重イオン衝突により、初期宇宙に近い高温・低バリオン密度領域における QGP の性質や相構造 (クロスオーバー相転移) が分かりつつある。しかし

ながら、その一方で、中性子星内部のような超高バリオン密度領域における相構造やその性質は未だ明らかになっていない。重イオン衝突の衝突エネルギーを変化させることによって、生成されるバリオン数密度やバリオン化学ポテンシャルをコントロールすることができる。例えば、RHIC の衝突エネルギー 200 GeV ではバリオンの化学ポテンシャルは 20 MeV であるが、AGS 加速器の衝突エネルギーではバリオンの化学ポテンシャルは約 700 MeV であることが分かっている。これを利用することで、温度と密度平面における QCD 物質の相構造を実験的に調べるのが可能である。RHIC では、2010 年頃から、衝突エネルギーの走査実験を進めてきた。RHIC では、これまで、核子対あたりの衝突エネルギーが 200 GeV 以外に、62.4、39、27、19.6、14.5、11.5、7.7 GeV の重イオン衝突実験を行ってきた。現時点で、臨界点は一次相転移を示す明確な証拠はないが、ネット陽子（陽子 - 反陽子）生成量の揺らぎや直接フロー、HBT 半径の重心系エネルギー依存性に、非単調な構造があることが報告され、現在も熱い議論が続いている。

2.4.3. 今後の展望

RHIC と LHC での高エネルギー重イオン衝突実験と理論・現象論的モデルの発展により、高温側 QGP に関する理解が進んだが、依然としてまだまだ分かっていないことが多い。例えば、QGP 物性の温度依存性に関しては、我々の理解は相転移付近に限られ、より高温側の物性は未だ分かっていない。QGP の生成に至る非平衡な動的過程も同じく未解決問題である。さらに、比粘性や拡散係数以外に、伝導度、相関長、感受率などの物性量は全く分かっていない。また、QGP の微視的性質、例えば、系の有効自由度も同様である。2018-2021 年に高度化した LHC の ALICE 実験や現在、建設が進んでいる RHIC の sPHENIX 実験は、これまでの測定や過去に測ることができなかったプローブを飛躍的に高精度に測定することを可能にする。さらに、2030 年以降の ALICE 実験の後続実験に関する議論や LHC の後段に周長 100 km の FCC 加速器を建設する計画も議論中である。今後も、RHIC や LHC を中心として、高温側 QGP 物理はさらに発展するであろう。

高温側の QGP 研究と並行して、高密度領域の QCD 相構造の研究も活発である。RHIC のビームエネルギー走査実験が 2021 年に終了し、高統計のデータ解析が進んでいる。過去に見られた揺らぎや直接フローなど非単調な構造に関する決定的な結果が期待される。また、最高バリオン密度領域のエネルギーに特化した将来計画が進んでいる。JINR-NICA 加速器では、衝突型の重イオン加速器が建設中である。また、相構造の検証に有効な稀事象の測定やイベントの細かい分類に基づく相構造の探索に、高インテンシティの重イオン実験が計画されており、GSI-FAIR の SIS100 加速器が建設中である。また、国内の J-PARC 加速器にて

重イオン加速を実現させる計画も議論中である。J-PARC 重イオン加速計画の目標の一つが、GSI-FAIRと同程度もしくはそれ以上の高インテンシティーを実現し、電子対や重クォークを使うことでカラー超伝導（やその前駆状態）に迫ることである。高密度領域は、符号問題故に格子QCD計算の適用が難しく、様々な有効理論に頼らざるを得ない。相構造は、有効理論のパラメータに依存し、様々なカラー超伝導相のパターンや非一様相の可能性が議論されており、確定的でない。逆を言えば、強い相互作用を有する量子系の相構造の難しさと豊かさを如実に反映しているわけである。高インテンシティーの性能を生かし、何とかしてQCD相構造の全容解明を達成したいものである。

3. 電子ビーム

3.1. 衝突型加速器(コライダー)(後田 裕)

ビーム同士を衝突させるという高度な技術が求められる「コライダー」は、素粒子物理学の実験手法の主流として、ともに発展してきた。自動車が壁にぶつかるよりも対向車にぶつかるほうが危険なのと同じ理由で、より高いエネルギーでの物理法則を理解するために、コライダー実験を行って、高いエネルギーの素粒子反応を理解しようとしてきたわけである。

世界中で競うようにコライダーを建設し、活発に素粒子実験が行われる中、日本初のコライダーとしてつくば市の KEK (高エネルギー物理学研究所、現在の高エネルギー加速器研究機構) に建設されたのが、トリスタン (TRISTAN, Transposable Ring Intersecting Storage Accelerators in Nippon の略) である。日本のコライダーの源流であり、本書でもこの計画に触れないわけにはいかない。トリスタンは、トップクォークの発見などを目指して、1981年に建設を開始、1986年に実験を開始した、当時世界最高エネルギー(設計重心系エネルギー 60 GeV) の電子陽電子衝突型加速器である。1989年には超伝導加速空洞を設置し、重心系エネルギーを 64 GeV にまで高めた。目標としたトップクォークの質量にはエネルギーが届かず、発見はならなかったが、それでも数々の成果をあげている。その中から一つ挙げるとしたら、量子色力学の予言通りグルーオンが色電荷をもち自己結合することを、世界で初めて確認したことであろう。

物理成果の他にも、トリスタン計画は多くのものを遺したと言える。トリスタンのために作ったトンネルは、その後の KEKB 加速器、SuperKEKB 加速器へと受け継がれ、エネルギーの異なる電子ビームと陽電子ビームを周回させる、独立な二つのリングを内包している。将来計画にも利用可能な大きさをもってトンネルが建設されたことに、未来への投資の重要性を改めて感じさせられる。また、超伝導加速空洞は、トリスタンでの成功を足掛かりに、KEKB、SuperKEKB でも使用され、日本の加速器科学のお家芸として、さらに将来の計画のためにその技術を磨き続けている。そしてなにより、トリスタン計画によって育てられた加速器科学および素粒子物理学の研究者が、その後の計画を成功させ、国際社会の中での日本の存在感を高めていったことが最大の置き土産だったのかもしれない。トリスタン計画については、文献^(文献3-1-1)にまとめられている。

参考文献

3-1-1) トリスタン計画報告書”

<https://www2.kek.jp/proffice/archives/hyouka/TRISTANreport/index.html>

トリスタン計画の後を受けて始まったのが KEK B ファクトリー計画である。B 中間子を大量に作り出す「工場」という意味であるが、なぜ大量の B 中間子が必要であったのか、少し遡って順を追って説明する。

1964 年、米国 Fermilab の実験で、K 中間子（ストレンジクォークを含む中間子）の崩壊過程に CP 対称性の破れが発見された。CP 対称性というのは粒子と反粒子の間の対称性で、それまで粒子と反粒子は、その電荷の符号が反対であることを除けば、鏡写しのように全く同一の性質を持つと考えられてきたのが、この発見によって違くと判明したわけで、大きな驚きであった。実際、この実験の提案書には、当該の崩壊過程について、“Other results to be obtained will be a new and much better limit…（得られるであろう他の結果は、新たなそしてずっとよい制限…）”と書いてあり、そんな崩壊は見つからなくて、「あるとしてもいくら以下だ」という上限値をより厳しくつけようと考えていたことがうかがえる^(文献3-1-2)。この CP 対称性の破れは、もちろん当時の理論では説明できず、素粒子物理学の重要な研究課題の一つとなった。

CP 対称性の破れに対する理論的説明の一つとして、小林誠博士と益川敏英博士によって 1973 年に提唱されたのが、クォークの 6 元模型である。当時クォークは 3 つだけ（陽子や中性子を形づくるアップクォークとダウルクォークの 2 種類に加え、先述のストレンジクォーク）が広く知られており、4 つ目のクォーク（チャームクォーク）はもしかすると丹生潔博士の観測実験によって最初の一つが見つかったのかもしれないけど広く認められてはいないという状況であった。小林・益川両博士はクォークが 6 種類あれば、K 中間子崩壊での CP 対称性の破れを自然に説明できることを理論的に示した。その後、小林・益川両博士の予言通り、1974 年にはチャームクォーク、1977 年にはボトムクォークがそれぞれ自身の反粒子と組み合わせられた状態として発見された。1980 年には、ボトムクォークと軽いクォーク（アップまたはダウン）の組み合わせによって構成される B 中間子が米国 Cornell 大学の実験で発見され、それ以降、B 中間子を詳しく調べるための実験が行われた。

一つの転機となったのは、1987 年にドイツ DESY の ARGUS 実験で観測された B^0 中間子混合現象である。電気を帯びない B 中間子 (B^0) はその反粒子である反 B^0 中間子 (\bar{B}^0 と書く) と混合する。つまり、ある時 B^0 だった粒子をしばらく放置しておくと、いつの間にか \bar{B}^0 に変化し、さらに放置すると B^0 に戻るといふ現象が原理的には起こりうるのだ。おそらく観測でき

参考文献

3-1-2) “The Experimental Discovery of CP Violation”, James W. Cronin
<https://inspirehep.net/files/90037f1ddee05a8e74c284ce5681b66e>

るほど混合は起こらないと思っていたところ、予想外の大きな混合が発見された。W. Schmidt-Parzefall 博士の回顧録^(文献3-1-3)にも、解析を行う学生に” Theorist say that it is very important, but you will see nothing. (理論家たちはこの測定がとても重要だというけれど、あなたは何も見つけられないよ)”と告げたという挿話が残っている。大きな混合を可能にするためには、トップクォークの質量が非常に重くなくてはならず、トップの発見を目指した TRISTAN にとっては残念なニュースであった。(トップクォークは、その後 1995 年に米国 Fermilab の CDF 実験と D0 実験で発見されている。)

一方で、小林益川理論の検証という意味ではこの大きな混合は非常に良いニュースとなった。小林益川の理論模型に従って考えると、 B^0 中間子が崩壊するまでの間に十分に混合する機会があるのであれば、 B^0 中間子の混合に起因する CP 対称性の破れが測定できるはずだと言える。このことを 1981 年ごろから指摘していたのが、I. Bigi 博士と三田一郎博士らである。彼らの提案通り、 B^0 中間子を大量に作って、その混合と特定の粒子群への崩壊を観測し、CP 対称性の破れを測定しようという機運が、ARGUS の発見により一気に高まった。

B^0 中間子を作るには、電子陽電子を重心系エネルギー 10.58 GeV で衝突させてアップシロン 4S 粒子 ($\Upsilon(4S)$) を作り、それが量子もつれの状態にある B^0 中間子の対に壊れるのを狙うのが一つの方法である。大量に作るために、電子陽電子の衝突性能(ルミノシティ)を高める必要がある。一方で、 B^0 中間子の混合を追う、つまり B^0 中間子の時間発展を調べるためには、 B^0 中間子対の崩壊した時間差 (Δt) を知る必要がある。 B^0 中間子対は量子もつれの状態にあるので、片方の B^0 中間子の崩壊を調べることにより、その瞬間のもう片方の B^0 中間子のフレーバー(つまり、 B^0 中間子なのか \bar{B}^0 中間子なのか)が決定できる。その後 Δt だけ経過して混合が進み、 B^0 と \bar{B}^0 が量子力学的に重なり合った状態から特定の粒子群への崩壊がどの程度起きるのかを調べ、それが B^0 中間子と \bar{B}^0 中間子で違うのか(つまり CP 対称性の破れがあるのか)が測定できるというわけだ。ここでひとつ問題がある。 $\Upsilon(4S)$ の質量は B^0 の質量と \bar{B}^0 の質量の和にほぼ等しく、電子と陽電子を同じエネルギーで衝突させると、 $\Upsilon(4S)$ は実験室系で静止し、 B^0 と \bar{B}^0 もほぼ静止した状態で生成されてしまう。すると、二つの B の崩壊点はビームの衝突点で重なってしまい、我々の持つ測定器技術ではそこからの崩壊粒子をいかに測ろうとも、崩壊の時間差を知ることができない。電子と陽電子のエネルギーを敢えて

参考文献

3-1-3) “The Discovery of BB mixing”, Walter Schmidt-Parzefall
https://argus-fest.desy.de/e301/e305/wsp_arg_new.pdf

非対称にすると、生成された B^0 と \bar{B}^0 は実験室系でエネルギーの高いビームの進行方向にブーストされ、崩壊時間に応じてずれた位置で崩壊する。崩壊の位置の差を測ることで、欲しかった Δt を得ることができるのだ。

この非対称エネルギーコライダーの B ファクトリー計画は、1988 年から 1991 年ごろにかけて世界中の 7 つの研究所で検討された^(文献3-1-4)。最終的には、米国 SLAC の PEP-II 加速器による BaBar 実験と、KEK の KEKB 加速器による Belle 実験の二つが実現され、ライバルとしてしのぎを削ることになった。「非対称エネルギーコライダーを作らないか」と三田博士が KEK に来て初めて相談した時に、「そんなことをすると低いエネルギーのビームサイズが膨らんでしまってルミノシティが出ない」と「にべもなくあしらわれた」とは三田博士の談である。一方で、KEKB 加速器のリーダーの生出勝宣博士は、「加速器専門家としては、当時ですら非対称エネルギーは特に新奇的なものでなく、拒否反応を示すとは思えない」旨を述べている^(文献3-1-5)。実際に電流の比を調整することで相手ビームに起因するビームサイズの膨らみを抑え、安定にルミノシティを高めることができた。最初のボタンの掛け違いが与えた悪影響は想像に難くないが、幸いにして致命的にはならなかったと思いたい。KEKB のデザインをどのように詰めていったかについては、木村嘉孝博士の回想^(文献3-1-6)にも詳しく書かれている。

さて、PEP-II と KEKB について。二つの加速器はほぼ同時期に建設をはじめ、運転を開始した。図3.1.1 (次頁参照) に両者の積分ルミノシティ (取得データ量) の比較を載せる。運転開始直後の数年間は、先行する PEP-II を KEKB が追う形で熾烈な競争が繰り広げられた。両プロジェクトの第一の目的は小林益川理論の検証で、特に、 B^0 が J/ψ と K^0 という二つの粒子に崩壊する場合の「混合に起因する CP 対称性の破れ」をどちらが先に確認するかに最大の注目が集まった。2000 年ごろから CP 対称性の破れの測定がなされ、2001 年夏には確かに破れていることが両実験によって確認された。その後、別の測定結果なども合わせ、CP 対称性の破れが小林益川の記述したパラメータに従って起きていることが確認され、2008 年秋に両博士にノーベル物理学賞が授与された。図3.1.2 (次頁参照) に、Belle による最新の測定結果を示す。赤線と青線が一致しないことがまさに CP 対称性の破れを示している。

参考文献

- 3-1-4) “From ARGUS to B-Meson Factories”, Klaus R. Schubert
https://argus-fest.desy.de/e301/e308/argus-schubert_neu_nonnumbering.pdf
- 3-1-5) “KEKB の切り拓いたもの”, 生出勝宣 日本加速器学会誌「加速器」Vol. 6, No. 1, 2009 (28-34)
<https://www.pasj.jp/kaishi/cgi-bin/kasokuki.cgi?articles%2F6%2Fp028.pdf>
- 3-1-6) “回想—B ファクトリー計画” 木村嘉孝 日本加速器学会誌「加速器」Vol. 6, No. 1, 2009 (2-5)
<https://www.pasj.jp/kaishi/cgi-bin/kasokuki.cgi?articles%2F6%2Fp002.pdf>

ここまで説明を省いてきたが、混合に起因する CP 対称性の破れを観測するための「特定の粒子群」への崩壊は、 B^0 と \bar{B}^0 のどちらからでも崩壊できる必要がある。Belle 実験では、CP 対称性の破れの測定精度を高めるため、 $J/\psi K^0$ に加えて、 $\phi(2S) K^0$ 、 $\chi_{c1} K^0$ 、 $\eta_c K^0$ などの解析も行った。S. Olsen 博士らのチームは、このような“使える”終状態が他にないかと探すうちに、見たこともない粒子を発見してしまった。X(3872) と名付けられたこの粒子は、クォーク 4 つから構成される新種のハドロンで、これを契機に数々の新種のハドロンが探索・発見されることとなった。当初予定になかった大発見である。

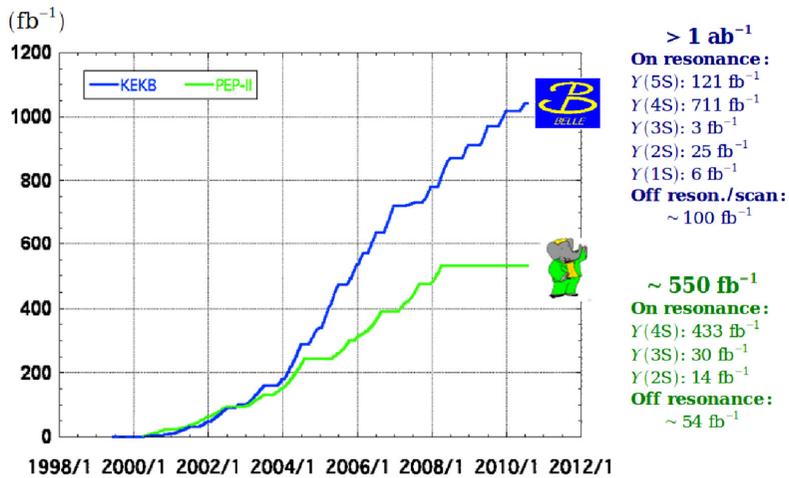


図3.1.1 KEKB, PEP-II によって、それぞれ Belle (青) と BaBar (緑) が記録したデータ量の比較 (文献3-1-7)

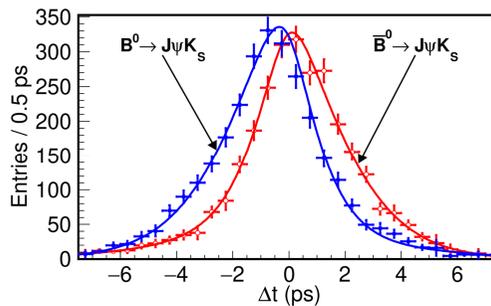


図3.1.2 Belle による混合起因の CP 対称性の破れの測定結果。 $B^0 \rightarrow J/\psi K_S$ (青線) と $\bar{B}^0 \rightarrow J/\psi K_S$ (赤線) の崩壊率が Δt の関数として異なる。 K_S は K^0 中間子の短寿命のもの。

参考文献

3-1-7) “Search for Physics Beyond the Standard Model at BaBar and Belle”, G. Calderini
<https://arxiv.org/pdf/1204.4281.pdf>

最終的には KEKB の衝突性能が PEP-II を上回り、Belle 測定器は BaBar 測定器よりも多くの衝突反応を記録することができた。PEP-II は設計性能の 4 倍程度にまで衝突性能を高めて運転を続けていたが、2008 年に運転停止することとなった。両者によって得られたデータは、実験終了後 10 年が経過した今でも、世界で最大の電子陽電子衝突による B 中間子のデータとして解析が続けられ、物理論文が生み出されている。

ところで、現在我々のいる宇宙はほとんどが物質（粒子）からできており、宇宙を見渡してみても、反物質（反粒子）でできている部分は存在しない。高エネルギーの宇宙線の反応により、軽い反粒子が生成されることはあるものの、大量の反粒子が集まって星や銀河を作っているわけではないようだ。宇宙がビッグバンを起こした時には、粒子と同じだけの反粒子が生成されたはずであり、果たしてその反粒子はどこへ行ってしまったのか、大きな謎である。尤も、どこかへ行ってくれたおかげで、粒子からできた星や銀河が安定に存在できるわけで、我々はこの謎のおかげで存在できていると言える。この、宇宙の存在に関わる物質・反物質の差異は、CP 対称性の破れを含む「サハロフの三条件」が成り立つときに起き得る。熱的非平衡にある宇宙において、素粒子標準理論の記述する素粒子反応によって形の上では三条件を満たすが、小林益川両博士の説明した CP 対称性の破れの影響は小さく、宇宙の差異を説明するには不十分であることがわかっている。余談であるが、小林博士は、「K 中間子の CP 対称性の破れの説明をしようとあの論文を書いたが、その頃はサハロフの三条件について知らなかった。知らなかったことが幸いしたと思う。知っていて、宇宙から消えた反物質の謎まで説明可能な CP 対称性の破れの考察をしようとしたなら、問題が大きすぎて論文にまでたどり着けなかっただろう」と、述懐していた。

さて、小林益川両博士の記述する CP 対称性の破れが不十分であるということは、すなわち、CP 対称性を破る仕組みが他にもあるということである。実際に、素粒子標準理論では説明のつかない謎が他にもあり、もっと高いエネルギースケールまで記述できる新しい物理理論がそれらの謎を説明し、素粒子標準理論はその低エネルギーでの近似として成り立っているに過ぎないと考えるのが妥当だ。新しい物理理論が存在すれば、付随して CP 対称性を破る新たな粒子間結合が存在することになり、宇宙から消えた反物質の謎を説明できるほどの CP 対称性の破れも起こらうと考えられている。どのような新物理理論がこの宇宙を支配しているのかは、明らかになっていない。例えば、超対称性理論は、階層性問題や暗黒物質の謎を美しく解決する大本命の理論であった。欧州原子核研究機構（CERN）で行われた ATLAS 実験、CMS 実験で、理論が予言する超対称性粒子が発見されるものと期待されていたが、今のところ発見されていない。新物理理論を明らかにするためには、今しばらくその兆候を集めて検証する実験的努力を継続する必要があるようだ。

新物理現象の兆候、つまり素粒子標準理論の予言と異なる中心値をもって観測された現象はいくつかある。CERNのLHCb実験の結果にみられる通称「B アノマリ」(文献3-1-8)、米国BNLおよびFermilabの実験で見られているミューオン異常磁気能率 $(g-2)_\mu$ のアノマリ(文献3-1-9)が主なものである。いずれも測定誤差や理論誤差による不定性のため、現段階では新物理の影響であると断定できないが、今後の実験および理論の進展によって、新物理理論に関する大いなる知見を与えてくれるものである。KEKB加速器の後を受け継いで建設されたSuperKEKB加速器を用いて行われるBelle II実験は、こうした新物理の兆候に決着をつけ、この先の素粒子物理理論がどのような形で記述されるのかに指針を与えることが第一の目的である。SuperKEKB加速器の衝突エネルギーは、そのような新物理のエネルギースケールよりはるかに低い。しかし、トンネル効果により粒子が量子力学的に一瞬だけ高エネルギー状態を経由できることを活用し、低いエネルギーの現象の中に高いエネルギーの新物理が少しだけ関与するのを、超精密測定により明らかにする。工夫を凝らし、精緻を極めた実験だといえる。

その他にも、Belleで見つかった新種のハドロンをもっと詳細に調べるのはもちろん、暗黒物質や関連する暗黒セクターの粒子の探索など、幅広い副目的があげられる。さらに例を挙げる。もう一つの主たるアノマリである $(g-2)_\mu$ が新物理の信号かどうかの判断を妨げている理論計算の主要な不定性は、ハドロン真空偏極の寄与に由来している。ハドロン化するクォークの寄与は摂動的に計算できず、不定性を抑えるには、格子シミュレーションの改善かBelle II実験による精密測定の結果(おそらくは検証のためにその両方)が必要になる。このように、Belleの場合もBelle IIの場合も、多様な副目的、或いは当初計画にない新発見が期待できる点が特長といえる。電子陽電子衝突はクリーンで、当初計画にない反応も、取得したデータを後日解析することで見つけ出すことができるのが大きな強みである。このおかげで、多数の若手研究者が独自の物理テーマを研究して学位を取得し、将来の素粒子実験業界を担うべき人材として育成されている。Belle IIの目指す物理は文献(文献3-1-10)にまとめられている。

参考文献

- 3-1-8) たとえば、” B 中間子崩壊におけるアノマリーの現状と今後の展望”
高橋 悠太, 廣瀬 茂輝, 佐藤 優太郎, 中村 克朗 日本物理学会誌 2020 年 75 巻 1 号 p. 16-21
https://www.jstage.jst.go.jp/article/butsuri/75/1/75_16/_article/-char/ja/
- 3-1-9) たとえば、” 此のたびのミューオン異常磁気能率”
遠藤 基, 岩本 祥, 北原 鉄平, 高エネルギーニュース volume 40 number 2, p. 56-65
<http://www.jahep.org/hepnews/2021/40-2-2-g2.pdf>
- 3-1-10) “Belle II Physics Book”, E. Kou et al.]
<https://arxiv.org/abs/1808.10567>

これらの目的を達成するために最も重要な点は、加速器のルミノシティが高いことである。興味深い反応が起きる確率は非常に小さいので、現象を見つけたければ衝突頻度を上げるしかない。そのデータを測定器がもれなく記録することで、多くの積分ルミノシティ(つまりデータ量)を蓄積することができる。Belle IIで行われる解析の多くのは統計誤差が支配的で、もちろん系統誤差を小さくする努力をしながらであるが、データを溜めるにつれて精度の高い意義ある測定を行うことができる。KEKBと比べルミノシティを格段に高くするためには、ビーム電流を増やし、また、衝突点でのビームサイズを小さく絞ることで、衝突する機会を増やす必要がある。2000年代初頭より、SuperKEKBとしてビーム電流を格段に増強することを考えていたところ、PEP-II/BaBarをベースに、イタリアに高度化したBファクトリーを建設しようという計画(INFN SuperB計画)が立ち上がり、再びライバルとして切磋琢磨することになった。

SuperBでは、ビームのエミッタンス(ばらつき)を極限まで小さくし、かつビームの交差角を大きくすることで衝突点でのビームサイズを1mmの1万分の1程度まで絞ってルミノシティを上げる新しい衝突方式(ナノビーム衝突)を考案し、基本設計とした。衝突点でビームを強く絞ると、どうしてもその前後ではビームが膨らんでしまい、膨らんだ状態で相手ビームの影響を受けることで、ルミノシティを上げられなくなる限界があるが、もともとのビームを細くしたうえで、ビームの最も絞られた部分だけが衝突し、膨らんだ部分が重ならないようにすることで、この限界を突破することができるという画期的なアイデアである。SuperKEKBでも、電流増を極限まで行うことで対抗しようとしたが難しく、2009年頃より同様にナノビーム衝突を採用することにした。結局、SuperB計画は実現しなかったため、世界で唯一SuperKEKBがナノビーム衝突を実際に追及し、KEKBの持つ当時の世界記録の数十倍のルミノシティという新たな境地を切り開くことになった。このフロンティアに多くの研究者が関心を示し、2021年現在、26の国と地域、123の大学・研究機関から1,100名を超えるメンバーが集まる、世界有数の国際連携事業となっている。

2010年にKEKBとBelleの運転を停止し、SuperKEKBとBelle IIの建設を開始した。図3.1.3(次頁参照)に概略図を示す。2016年には第一段階運転として、最終収束超伝導電磁石(QCS)もBelle II検出器もない状態でビーム周回運転を行い、機器の立ち上げ調整と、真空焼きだし(ビームからの放射光によってビームパイプ内側表面に付着した粒子をたたき出し、高真空に適した状態にすること)を行った。2018年には第二段階として、QCSとBelle IIを導入した。ビームに最も近い場所に設置される崩壊点位置検出器(VXD)は安全のため設置せず、代わりにVXDの試作機とその他のセンサー類をビームからの放射線をモニターするために設置した状態で、ビーム衝突調整運転を行った。ナノビームでの衝突が実際にある程度安定に行えることを確認したうえで、VXDを設置し、2019年から第三段階として本格的に物理

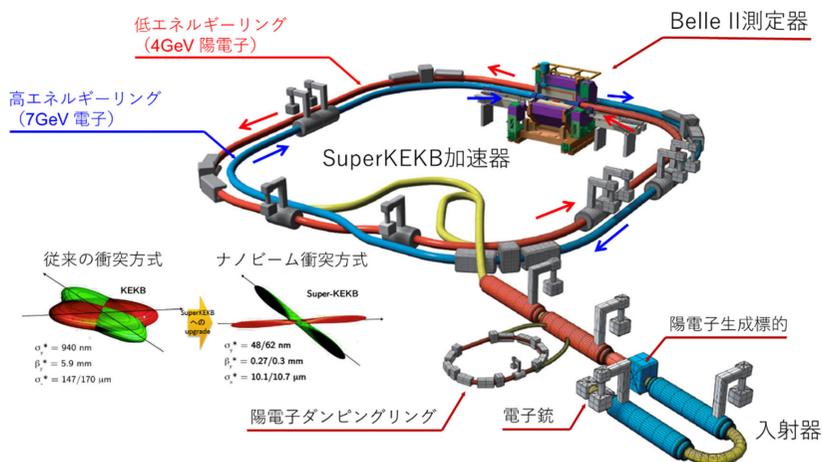


図3.1.3 SuperKEKB と Belle II 概略図

実験を継続している。2021 年末までに記録された最高のルミノシティは $3.8 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ である。これは KEKB の記録の約 1.8 倍に相当し、世界最高記録である。すでに前人未踏の領域に踏み入れているわけだが、これを KEKB の時よりも少ない電流で達成したことは特筆に値する。積分ルミノシティは 260 fb^{-1} を超えた。これは Belle が 11 年間でためた総データ量の 1/4 ほどに過ぎないが、ルミノシティのさらなる向上と実験継続により、今後も急峻に伸びていくと考えられる。

Belle II で取得したデータを解析し、既にいくつかの新しい物理成果をあげている。Belle II にとっての当面のライバルは Belle で、新しい解析手法により物理感度を向上するなど、様々な工夫を凝らしているものの、総データ量が上回らない間は Belle にはない新たな発見をするのは容易ではない。一方で、Belle と Belle II の構成員は大部分が一致するわけで、両者のデータを統合して解析する環境も整えており、実際に成果をあげ始めている。また、最近注目を集めている暗黒セクターの物理は、Belle の時代にはトリガー（データを記録するための信号。カメラでいうところのシャッター。）の改変が難しく断念しており、Belle II ではトリガーを準備したうえで探索を行って、少量のデータでありながら新たな排除領域を設定することに成功している。Belle のデータ量を超えるとあとは一人旅…とはいかない。LHCb 実験は陽子陽子衝突で生み出される b クォークなどを用いて Belle II と同様に新物理探索などを行っている。Belle II とは衝突環境が異なり、得手不得手も異なるため、相補的な側面も大きいですが、あとから来た挑戦者である Belle II が競争的な部分でどれだけ活躍できるか、今後注目である。

KEKB、SuperKEKB の例でみてきたように、日本の電子陽電子コライダーは、衝突エネルギーの最高峰を目指さない代わりに、衝突性能の最高峰を切り拓き、フレーバー物理という素粒子物理学の重要な一分野を強固に担ってきた。力より技、足りないときは工夫で補うという

方向性は、資源の限られた日本に適したものの進め方なのかもしれない。KEKは2021年に50周年を迎えたが、今後とも同様の進め方で次の50年を意義深いものにできるかというそれは自明でない。そもそも、「TRISTANトンネルを使った電子陽電子コライダー」に限定すると、アクセスできる物理に限りがある。Belle IIによって何かしらの新物理の証拠が見つかった場合には、その現象についてさらに詳しく調べるために、加速器のルミノシティを向上させ、実験を継続するのが自然な流れである。しかし、現有の設備を再利用しながらルミノシティをさらに5倍にできるかという、今のところ良いアイデアがない。この先革新的なアイデアによって状況は変わるかもしれないが、「TRISTANトンネルを使った電子陽電子コライダー」で衝突性能を引き続き追及する方向性には限界が近づいていると言える。一方で、ルミノシティは増やせないながらも、新たな実験を行う提案はある。電子ビームを偏極させることで、電弱相互作用の検証を行うというもので、加速器の小規模な変更により実験が可能になるよう研究開発が行われている。せっかく磨き上げた電子陽電子コライダーの技術をどのように継承し、将来に活かすのか、決断する時期が近づいている。

一つの、そしてメインのアイデアは、電子と陽電子を対向する直線型加速器で加速し、衝突させるというものだ。リング型だと、電子や陽電子のビームが曲げられるたびに放射光を出し、エネルギーを失ってしまう。高エネルギーの衝突を得るには、そのだだ洩れするエネルギーを補充し続けなくてはならず、SDGsに照らして慎重な検討が必要であろう。直線型であれば、放射光によるロスがないため、加速エネルギーが有効に衝突に使える。ただし、リング型であれば衝突し損ねたビームに次の機会が与えられるが、直線型では捨てることになるので、衝突は一層難しいだろうし、捨てるビームの有効利用も求められるだろう。直線型加速器として、最初に技術的に成熟したのが、超伝導加速空洞を用いたILC計画である。巨額な予算との兼ね合いもあり、まだ建設は認められていない。リング型電子陽電子コライダーには限界があるので、ILCでなければ別の加速技術によってでも直線型の電子陽電子コライダーが求められる。常伝導の加速空洞や、レーザープラズマによる加速など、技術の開発は進められているが、高エネルギーのコライダーに使うためには、それぞれ異なるレベルで課題が残されている。

もう一つのアイデアは、リング型のままで、衝突させる粒子を電子陽電子からミューオンに変えるというものである。ミューオンは電子の仲間の素粒子で、質量が電子の約200倍あり曲げても放射光を出しにくいいため、電子のリングコライダーの限界を超えてエネルギーを高めることができる。生成技術、加速技術のいずれも電子と比べるとまだまだこれからであり、地道な研究開発が求められる。

将来のコライダーがどのような形で実現されるか・されないかわからないが、科学的に強い要請があり、日本で長年かけて培った技術もあり、また人材を輩出し、海外からも知を集め、

国際的な貢献でもある。日本の持つ価値の一つとして、大切に育みたいものである。実現する際には、TRISTAN がそうであったように、さらに先の将来へとバトンを渡せる計画として、50 年後に感謝されるものであってほしいと願う。

3.2. 固定標的の実験（中村 哲）

3.2.1. 微小の世界を電子散乱を使って「観る」

我々が日常生活において「物を観る」ということが何を意味しているのか改めて考えてみよう。物質に照射され散乱された光を私達は「目」という検出器を用いて観測することにより物質の「形」や「色」を認識する。これが「物を観る」ということである。

「形を観る」ということは散乱される光の角度依存性を測定していることに相当し、「色を観る」ということは散乱される光の波長依存性、つまりエネルギー依存性の測定である。

物質の細かな構造を「観たい」という人類の果て無き好奇心に突き動かされ、紀元前 410 年頃よりギリシャの自然哲学者デモクリトスの原子論以来、物理学の発展と共に、微小な物体を観る研究は弛まない進歩を遂げている。しかしながら、可視光の波長が 400-700 nm であることから回折の影響により、どのように優れた光学的工夫をした顕微鏡を導入しても 1 μm よりずっと小さな原子、原子核の構造を「観る」ことはできない。

しかし、序章にも書かれているように可視光の代わりに「波長の短い波 = エネルギーの高い粒子」を用いて散乱実験を行うことによって微小な世界を「観る」ことができる。より微小な物体を「観たければ」よりエネルギーの高い粒子が必要であり、散乱確率の小さい現象（より小さな物体による散乱）を観測しようとするれば、1 つの粒子では不足で、より多くの粒子、つまりより強いビームが必要となる。

粒子散乱を用いて標的として用意した小さな物質の大きさや構造を観測しようとするのであれば、散乱現象に関与する相互作用は正確に分かっていて、用いる粒子の構造ができるだけ単純であることが望ましい（もちろん、相互作用自体の研究に興味がある場合や、ぶつける粒子自体の構造を研究したいという場合もあるが、今は標的になっている物質の構造に興味がある場合を考えている）。

このような目的には一次粒子として加速器で直接加速可能で、現在の最先端の実験技術を以ってしても大きさが測定できず点粒子とみなすことができる電子ビームを用いた電子散乱が最適である。

3.2.2. 電子散乱実験

現在の最先端の物性研究技術はナノメートル ($\text{nm} = 10^{-9} \text{ m}$) の大きさの分子・原子を制御するナノテクノロジーにまで進化を遂げているが、原子核・素粒子物理学において、量子ビームを用いて研究を進めるサブアトムの世界はフェムトメートル ($\text{fm} = 10^{-15} \text{ m}$) の領域であり、大きさのスケールにしてナノメートルの 100 万分の 1 である。前節で説明したようにフェムトメートルの世界を「観る」ためには電子ビームを用いた散乱実験を行うのが最適であるが、この手法はスタンフォード大学の Robert Hofstadter らによって 1960 年代に確立した (1961 年ノーベル物理学賞)。

電子加速器から得られた電子を標的に導き、検出器で散乱された電子の数を数えるというのが電子散乱実験の基礎的手法になる。1.1 章で陽子を散乱させることで原子核の密度分布を測定する手法が説明されており、原理としては同様である。有限の大きさを持つ陽子と異なり点電荷である電子の場合は、ビーム粒子自体の大きさを考慮しなくて良いことと、散乱に關与する相互作用が未だに分からない部分が多い核力ではなく、非常に良く理解されている電磁相互作用であるため、解析が容易である。

標的の周りに設置された電子検出器の角度を変えて測定を繰り返すことで、計数率の角度依存性を測定する。今、電子が原点に固定された点電荷によって散乱される場合を考える。

散乱電子の計数率は電子ビームの強度、標的の数、散乱電子検出器の立体角といった実験条件を定めると決まる量に比例する。これらの影響を取り除いた後の、散乱反応の物理現象の情報を含む物理量は微分散乱断面積と呼ばれる。点電荷が点電荷によりクーロン散乱される場合の微分散乱断面積は有名なラザフォード散乱の式で表される。逆二乗則に従うクーロン力による点粒子の微分散乱断面積は、古典力学の演習問題でしばしば採り上げられるが、やはり逆二乗則に従う万有引力による点粒子の散乱の場合と同型の式で表される。

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{2Z\alpha\hbar c E}{(qc)^2} \right)^2 \quad \text{式 (3.2.1)}$$

ここで Z は標的の素電荷を単位とした電荷、 E は入射電子のエネルギー、 α 、 \hbar 、 c は微細構造定数、ディラック定数 (プランク定数を 2π で割ったもの)、真空中の光速である。また $\vec{q} = \vec{p}_e - \vec{p}_e'$ は運動量移行ベクトルと呼ばれ入射電子の運動量 (\vec{p}_e) と散乱電子の運動量 (\vec{p}_e') の差で定義される。弾性散乱 ($p = |\vec{p}_e| = |\vec{p}_e'|$) の場合は散乱角 θ との間に

$$q^2 = 4p^2 \sin^2(\theta/2) \quad \text{式 (3.2.2)}$$

という関係が成り立ち、電子の運動量を固定すれば散乱角 θ と運動量移行 $|\vec{q}|$ は一対一対応する。

図3.2.1 に点電荷によるラザフォード散乱の微分断面積を示したが、散乱角もしくは運動量移行が大きくなると単調に散乱断面積が減少する。

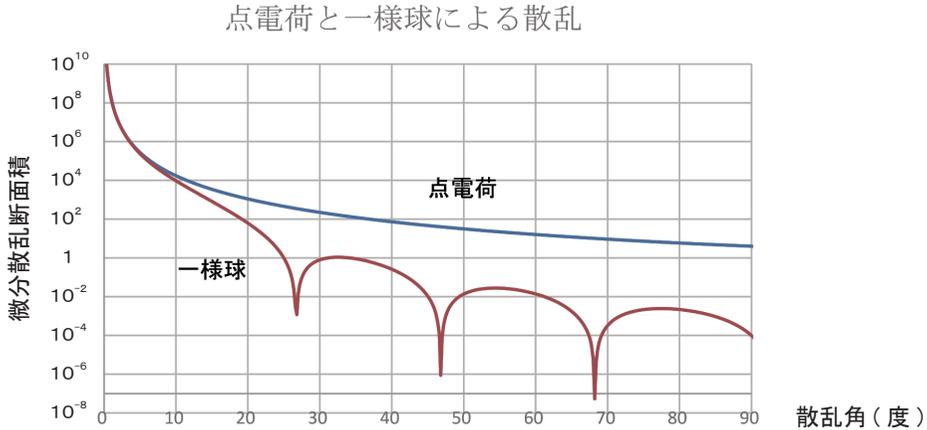


図3.2.1 点電荷と有限な電荷分布（一様球）を持つ場合のラザフォード散乱の微分断面積
横軸は散乱角（度）、縦軸は微分散乱断面積（任意単位、対数）

現実には、我々が観測したい原子核やその中に含まれる核子は大きさがゼロの点電荷ではなく、有限の大きさ（電荷分布）を持っており、式（3.2.1）には形状因子 $F(\vec{q})$ と呼ばれる補正が必要である。

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{2ZahcE}{qc}\right)^2 |F(\vec{q})|^2 \quad \text{式(3.2.3)}$$

形状因子は

$$F(\vec{q}) = \frac{1}{ze} \iiint e^{i\vec{q}\cdot\vec{x}} \rho(\vec{X}) dV \quad \text{式(3.2.4)}$$

と書き表すことができ、これは標的の電荷分布 $\rho(\vec{X})$ のフーリエ変換に他ならない。これは普通の可視光を物体に当てた際にスクリーン上にフラウンホーファー回折により生じる干渉パターンが物体の形状のフーリエ変換を使って表されるのと同様である。

つまり電子散乱実験によって原子核や核子などの形を「観る」ためには、散乱微分断面積の角度依存性を測定し、その結果を点電荷に対するラザフォード散乱の微分断面積で除することで形状因子を求め、逆フーリエ変換すれば良い。図3.2.1に原子核を一様球と仮定した時の微分散乱断面積を示した。1.1章の図1.1.2で鉛標的による陽子ビームの散乱断面積が示されているが、振動パターンが実際の散乱実験でも観測されており原子核が有限の大きさを持っている

ことが分かる。

このような実験を様々な原子核に行うことで、ある程度大きな質量数 A の原子核の大きさは半径が $R \approx 1.1 A^{1/3}$ [fm] で表され、電荷密度は A に依らずほぼ一定であるが表面近くは若干ぼやけている、ということが分かった。

一方、水素標的を用いて陽子の形、大きさを原子核とまったく同じ手法で求めることができる。実験の結果、原子核とは異なり陽子の形状因子にゼロ点は存在せず、陽子の電荷分布は中心から離れると指数関数的に密度は薄くなるが、明確な表面というものは存在しないことが分かった。

近年では電子散乱を用いて測定した陽子半径 ($R = 0.8775 \pm 0.0051$ fm) [COD10] とミュオン原子 (電子の代わりに μ^- を束縛させたエキゾティック原子) の分光から求めた値 ($R = 0.84087 \pm 0.0039$ fm) [1] に 4% もの大きな食い違いが見つかり、「陽子半径パズル」として話題を集めている。陽子半径という極めて基本的な物理量に関する大きな違いが、電子散乱とミュオン原子分光の解析手法の違いに起因する問題なのか、何か標準理論を超える新物理であるのか、未だに解決していない。より精度を上げた低エネルギー電子を使った散乱実験 [SUD17] を始め様々手法による実験的研究が今も進められている。

3.2.3. 電子散乱分光

前節では電子の弾性散乱を用いて標的の「形を観る」実験を紹介したが、次に散乱された電子のエネルギー (波長に反比例) 依存性を測定する実験、つまり「色を観る」実験について紹介する。

図3.2.2 (次頁参照) は電子散乱分光実験の概念図である。今、原子核や核子の構造に興味があるので議論する入射電子や散乱電子のエネルギーは数 100 MeV から 1 GeV 程度とすると電子質量 m_e は $E \gg m_e c^2 \approx 0.5$ MeV であり、無視することにする。

入射エネルギー E 、運動量 P_e の電子が質量 M の標的核で散乱され、エネルギー E' 、運動量 P_e' の電子が散乱角 θ の方向に放出される。電子加速器により供給される電子の運動量 P_e は既知であり、特殊相対論の関係式より $E = \sqrt{P_e^2 c^2 + m_e^2 c^4} \approx P_e c$ である。また、標的核の質量 M も既知とする。

散乱電子 (入射電子を e と書き、しばしば散乱電子は e' と書かれる) は磁気分光器 (magnetic spectrometer) と呼ばれる電磁石と電子飛跡検出器等を組み合わせた装置により運動量解析され P_e' が得られ、散乱電子のエネルギーも $E' = P_e' c$ となる。電子散乱後の標的核の質量が M のまま変わらないとすれば、運動量、エネルギー保存則より

$$E' = \frac{E}{1 + \frac{E}{Mc^2}(1 - \cos \theta)} \quad \text{式 (3.2.5)}$$

という式で散乱電子のエネルギーが与えられる。これに、光子の波長とエネルギーの関係式である $E = hc/\lambda$ を代入すると高校物理でおなじみのコンプトン散乱の公式が得られる。電子の質量を無視したため電子の弾性散乱のエネルギーが、質量がゼロである光子の散乱現象であるコンプトン散乱と同じ式で表されている。

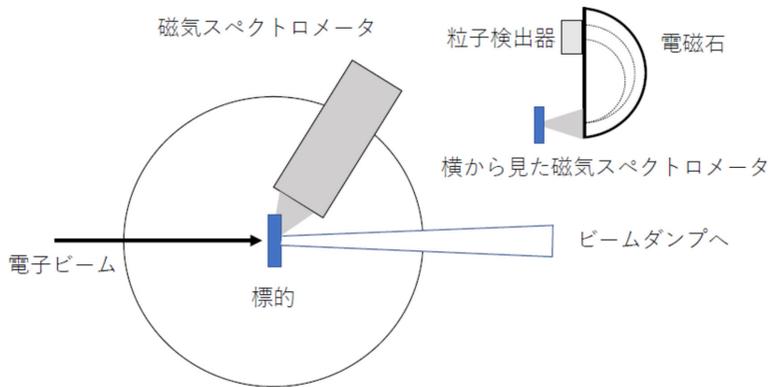


図3.2.2 電子散乱分光実験セットアップ概念図

標的で散乱された電子は標的を中心として観測する角度を自由に変えられる磁気スペクトロメータで観測される。散乱電子は電磁石で偏向され粒子検出器で観測される。粒子の位置は磁場中での回転半径と関連するので、位置を観測することで運動量が求まる。散乱されなかった電子ビームはビームダンプへ輸送され捨てられる。

標的で散乱された電子は標的を中心として観測する角度を自由に変えられる磁気スペクトロメータで観測される。散乱電子は電磁石で偏向され粒子検出器で観測される。粒子の位置は磁場中での回転半径と関連するので、位置を観測することで運動量が求まる。散乱されなかった電子ビームはビームダンプへ輸送され捨てられる。

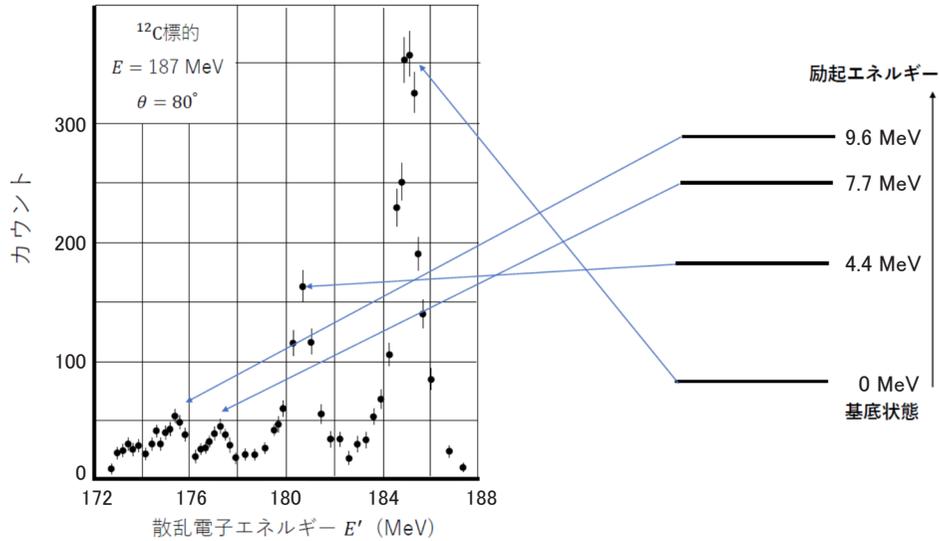


図3.2.3 : (左) 電子散乱分光実験結果 [FRE55]、(右) ^{12}C のエネルギー準位

炭素 12 標的 ($M = 11.2 \text{ GeV}/c^2$) に $E = 187 \text{ MeV}$ の電子を入射し電子散乱分光実験を行い、散乱角 $\theta = 80^\circ$ の電子を磁気分光器で測定した結果が図3.2.3 (左) である。式 (3.2.5) に E, θ, M を代入すると $E' = 184.5 \text{ MeV}$ になるので、185 MeV あたりに鋭く立っているピークが電子と炭素 12 の弾性散乱のピークである。180 MeV, 177 MeV, 175 MeV あたりに立っているピークは、散乱電子のエネルギーが弾性散乱のピークから 4.4 MeV, 7.7 MeV, 9.6 MeV だけ失われていることに相当する。つまり、炭素 12 原子核がそのエネルギーを受け取り、図 3.2.3 (右) に示すような高いエネルギー準位へと励起していることを示している。このようにして散乱電子のエネルギーを測定することにより標的原子核の励起構造を調べることが可能である。

3.2.4. 電子加速器施設

電子加速器の中でも次節以降で説明するような固定標的を用いたハイパー原子核の研究ができるような高エネルギービームを使うことができる施設には米国ジェファーソン研究所 (Thomas Jefferson National Accelerator Facility : JLab)、ドイツマインツ大学マイクロトロン (Mainzer Mikrotron : MAMI)、東北大学電子光物理学研究センター (research center for ELectron PHoton science : ELPH) などがある。

ここでは、我々がハイパー原子核電磁生成研究を創始した場所である JLab の連続電子ビーム加速器 (Continuous Electron Beam Accelerator Facility : CEBAF) の説明を行う。

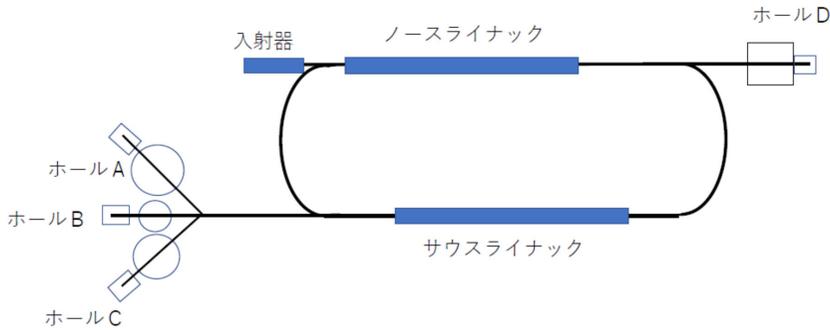


図3.2.4 JLab の連続電子ビーム加速器 CEBAF
ノースライナック（北線形加速器）とサウスライナック（南線形加速器）を
繋いだ構造をしている。

CEBAF は長さ約 600 m の1対の超伝導 RF 線形電子加速器を逆向きに配置し、その間をやはり超伝導電磁石を並べたアークと呼ばれる半円状のビームパイプで繋いだ構造をしている（図3.2.4）。レーストラック構造をしているが普通のシンクロトロンのように何万回も周回させることはせず、線形加速器で加速される度にその運動量に合わせた磁場設定になった別のビームパイプに導かれ、最大 5.5 周で 12 GeV の連続電子ビームを実験に供することができる。実験ホールは A, B, C, D の 4 つがあり、1, 2, 3, 4, 5 周のどの周で引き出すかによってホール毎に異なるエネルギーの電子ビームを用いることができ、引き出しビーム電流はホールあたり $85 \mu\text{A}$ 、つまり毎秒 5.3×10^{14} 個の電子を出すことができる（最大エネルギーの 5.5 周引き出しはホールの位置の関係からホール D のみ可能）。ハイパー原子核実験はこれまでホール C と A で行われている。

3.2.5. ストレンジネス電磁生成

前節で説明したような JLab CEBAF のような高エネルギー（GeV 以上）の電子加速器施設では伝統的な電子散乱実験に加えて、地球上には存在しない粒子を作り出して分光する実験が可能である。我々の周りにある全ての物質は電子と原子核から成り、原子核は陽子と中性子から形作られる。陽子と中性子が素粒子ではなく、アップ（u）、ダウン（d）クォークという内部構造があり、陽子は uud、中性子は ddu というように 3 つのクォークの組み合わせで出来ているということも電子散乱実験により実験的に明らかになっている。つまり我々の周りにある全ての物質は電子とアップクォーク、ダウンクォークの組み合わせで作られている。

小林、益川が予言したようにクォークは u, d の 2 種類でなく他にもチャーム（c）、ストレンジ（s）、トップ（t）、ボトム（b）の 6 種類があり、全て実験的に発見されているが、これらの中で c, t, b の 3 種類はとて重く寿命も短い。そのため、u, d クォークとは大きく性質が異なる。

sクォークはu, dと比べれば重いが、c, t, bよりは遙かに軽く、u, dと一緒に陽子、中性子と似た性質のハイペロンと呼ばれる粒子を形づくることができる。ハイペロンの寿命は 10^{-10} 秒程度であり我々の時間スケールと比べれば非常に短い、原子核の典型的な時間スケールである 10^{-24} 秒と比べれば十分長く、原子核の構成要素になることが可能である。ハイペロンを含む原子核をハイパー原子核と呼ぶ。中でも、u, d, sクォーク一つずつから成るラムダ粒子(Λ)は最も軽いハイペロンであり、ラムダ粒子が原子核に束縛されたラムダハイパー核は実験的にも理論的にも精力的に研究されている。

従来、ラムダハイパー核は陽子加速器を用いて二次粒子として得られる K^- , π^+ 中間子を使って研究されてきたが、一次粒子として加速器から直接得られる電子ビームを使う研究手法が近年確立した。これについて説明する。

3.2.6 電子散乱によるラムダハイパー核電磁生成分光

ハイパー核研究の目的には、核子間に働く強い相互作用つまり核力を、陽子・中性子に加えてハイペロンもその対象に含んだバリオン力として一般化して理解したいということと、ハイペロンという不純物を含めて強い相互作用で束縛された原子核という量子多体系の性質を調べることの二つがある。前者に関してはハイペロン-核子(YN)、ハイペロン-ハイペロン(YN)の散乱実験を行うのが最も直接的な手段であるが、ハイペロンの寿命の短さから実験的には困難である。最近になってようやくハイペロン的一种である Σ 粒子と陽子の精度の高い散乱実験が可能になった[MIW21]が、これまでは束縛状態、主にラムダハイパー核の分光研究をベースとしてバリオン力の研究が進められてきた。バリオン力の研究にとっても、核子・ハイペロンからなる量子多体系の物性研究にとっても高分解能のハイパー核の分光研究が重要である。

これまで、ラムダハイパー核反応分光は中間子ビームを用いて精力的に展開されてきた。u, dクォークだけで構成される原子核をsクォークも含むハイパー核にするためには、原子核の外からsクォークを K^- という形で持ち込む(K^- , π^-)反応と、核内でsクォークと反sクォークを対生成し不要な反sクォークを K^+ として放出する(π^+ , K^+)反応がある(図3.2.5)(次頁参照)。どちらの反応でも入射する中間子と放出される中間子の運動量分析を行い、以下に説明する手法を用いることでハイパー核の質量、つまりラムダ粒子の束縛エネルギーを得ることができる。

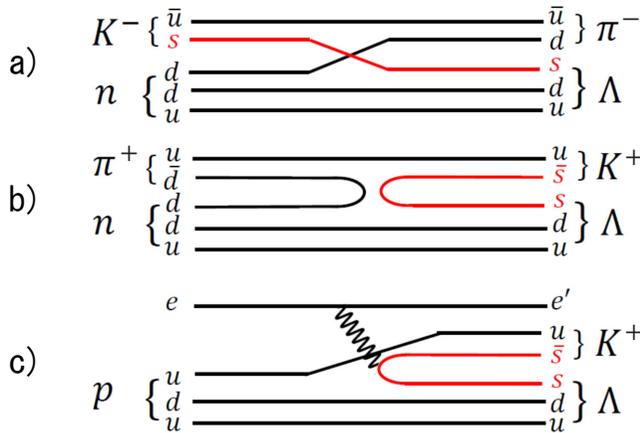


図3.2.5 a) (K^-, π^-) 反応、b) (π^+, K^+) 反応、c) ($e, e' K^+$) 反応により原子核内の核子をラムダ粒子へと変える。本章で議論する電子ビームを用いたハイパー核分光では電子がクーロン力で散乱される際に仮想光子 (γ^*) が核中の陽子と反応し s クォークと反 s クォーク (\bar{s}) を対生成する。s クォークが核内に残ることラムダハイパー核を生成し、不要な反 s クォークは K^+ 中間子として核外に放出される。

電子ビームを用いる ($e, e' K^+$) 反応は (π^+, K^+) 反応と運動学的にはほぼ同じであり、電子散乱による仮想光子を π^+ の代わりに使い、s クォークと反 s クォークを対生成し、反応後放出される K^+ を運動量分析してハイパー核の質量を得る (図3.2.5 c))。つまり、入射電子の運動量を \vec{P}_e 、散乱電子の運動量を $\vec{P}_{e'}$ 、生成された K^+ の運動量を \vec{P}_k とすれば、エネルギー・運動量の保存則から生成されたハイパー核のエネルギー E_{HY} と運動量 \vec{P}_{HY} は以下のように表される。

$$(E_{HY})^2 = \left(\sqrt{(m_e c^2)^2 + (\vec{P}_e c)^2} - \sqrt{(m_{e'} c^2)^2 + (\vec{P}_{e'} c)^2} + m_A c^2 - \sqrt{(m_K c^2)^2 + (\vec{P}_K c)^2} \right)^2$$

$$\vec{P}_{HY} = \vec{P}_e - \vec{P}_{e'} - \vec{P}_K$$

これらを使えば、ハイパー核の質量は

$$m_{HY} = \sqrt{(E_{HY}/c^2)^2 - (\vec{P}_{HY}/c)^2}$$

と求まる。電子質量 m_e 、 K^+ 中間子質量 m_K 、標的核質量 m_A は既知であり、また電子線の運動量 \vec{P}_e は電子加速器によって十分な精度で与えられるので、散乱電子運動量 $\vec{P}_{e'}$ と K^+ 中間子運動量 \vec{P}_K だけを測定すればハイパー核質量 m_{HY} が求められる。この方法ではハイパー核のエネルギー・運動量を直接測定する必要はなく、ハイパー核以外の入射電子、散乱電子、生成された K 中間子の情報だけから、短寿命であるハイパー核の質量を求めることができる。

これを欠損質量分光法 (missing mass spectroscopy) と呼ぶ。

従来の (K^- , π^-)、(π^+ , K^+) 反応と比較して、(e , $e'K^+$) 反応を用いたラムダハイパー核分光には以下のような特徴がある。

- 1) (K^- , π^-)、(π^+ , K^+) 反応では中性子をラムダ粒子に変換するが、(e , $e'K^+$) 反応は陽子をラムダに変換する。よって電子ビームと中間子ビームを用いた研究は相補的であり、アイソスピンパートナーであるハイパー核を研究することができる。さらに (e , $e'K^+$) 反応では軽い標的核を用いれば陽子をラムダに変換することにより中性子過剰ハイパー核を作ることができる。
- 2) 水素 (陽子) 標的を使いハイペロン電磁生成素過程 $p(e, e'K^+)\Lambda/\Sigma^0$ により Λ , Σ^0 ハイペロンを生成できる。既知の Λ , Σ^0 質量を使い、欠損質量の絶対値較正が可能である。中性子標的を用意できない (K^- , π^-)、(π^+ , K^+) 反応に比べ、(e , $e'K^+$) 反応の大きな利点である。
- 3) 二次粒子である中間子をビームとして使う (K^- , π^-)、(π^+ , K^+) 反応では 1.5 - 2 MeV (FWHM) のエネルギー分解能であったが (J-PARC のハドロンホール拡張計画で現在、検討されている HIHR ビームラインでは運動量分散整合ビームラインを新設することで (π^+ , K^+) 反応でも 0.5 MeV (FWHM) を切る分解能を目指している)、一次ビームである電子は遙かに高品質、高強度であり (e , $e'K^+$) 反応では 0.5 MeV (FWHM) を達成できる。JLab の連続電子線加速器施設 (CEBAF) では、電子線の運動量が $\Delta P/P < 10^{-4}$ で安定かつビームエミッタンスも $5 \mu\text{m} \cdot \text{mrad}$ と非常に良いため、粒子毎に運動量、ビーム位置、角度を測定する必要がない。また、ビーム強度も最大 $100 \mu\text{A}$ つまり、毎秒 6.25×10^{14} 個の電子が得られ、現在使用できる中間子ビームより 100 万倍以上の強度である。ハイパー核の収量はビーム強度と標的数に比例するが、ビームが強力なため、薄い標的を用いることができる。これにより、標的内におけるエネルギー損失の揺らぎに起因する分解能の悪化を抑制することが可能である。さらに、薄い標的で実験が可能なので同位体濃縮された貴重な標的を使うことができる。

これらのようなメリットがある電子ビームを用いたラムダハイパー核分光であるが、我々が JLab において (e , $e'K^+$) 反応を用いた最初の実験が行われるまでは制動放射とメラー散乱に起因する大量の電子雑音があるため実際に実験を遂行するのは極めて難しいと考えられていた。

2000 年にデータ収集した最初の E89-009 実験では実験原理を証明するため JLab に既存の Short Orbit Spectrometer (SOS) を K^+ 中間子測定器、Enge 型 Split Pole Spectrometer (ENGE) を散乱電子測定器として用いてパイロット実験を行った。散乱電子、 K^+ 中間子共に前方 0 度が最大収量となるので、標的は双極磁石 (スプリッター) 内に置き、電荷の正負を分離することで ENGE、SOS の物理的干渉を避けることにした。実験前から予想されていたこと

だが、制動放射に起因する電子雑音はすさまじく入射電子強度を $2\mu\text{A}$ に絞っても散乱電子のバックグラウンドレートは $2\times 10^8/\text{s}$ を超え散乱電子検出器は常に信号が出続ける状態であった。激しい電子雑音の下で信号雑音比の悪化に苦しんだものの、 K^+ 中間子を慎重に選定した上で散乱電子との同時計数イベントを注意深く選び出すことにより、 ^{12}C 標的を用いて $^{12}_{\Lambda}\text{B}$ のスペクトラムをハイパー核反応分光実験として初めて 1MeV を切る分解能 0.9MeV (FWHM) で測定することに成功した。この実験は、JLab CEBAF の高品質電子線を用いれば ($\text{e}, \text{e}'\text{K}^+$) 反応を用いたハイパー核分光実験が可能であることを証明した [MIY03, YUA06]。

パイロット実験である JLab E89-009 により「原理的には電子ビームを用いたラムダハイパー核分光実験が可能」という事を示すことができたが、($\text{e}, \text{e}'\text{K}^+$) 反応の特徴をフルに活かすためには大きく実験を改良せざるを得ないことも同時に判明した。

つまり、1) K^+ 中間子測定器の置き換えと 2) 散乱電子測定器の配置の最適化が必須ということである。

まず、JLab に既存の K^+ 中間子測定器 SOS についてだが、この磁気スペクトロメータは短軌道で寿命が 12ns ($c\tau = 3.6\text{m}$) と短い K^+ の測定には適しているが、運動量分解能が $\Delta P/P \approx 10^{-3}$ であり、sub MeV のエネルギー分解能を目指すハイパー核実験には充分ではなく、実験全体のエネルギー分解能を制限していた。 $E_\gamma \sim 1.5\text{GeV}$ に仮想光子エネルギーを設定するとラムダ粒子生成素過程の断面積が最大になるが、この時、 K 中間子の運動量は約 $1.2\text{GeV}/c$ になる。 K 中間子測定器により決まる分解能が CEBAF のビーム精度、標的内におけるエネルギー損失の揺らぎと同程度になるように実験をデザインするのが、高分解能を達成する上で自然であるがそのためには $\Delta P/P = 2\times 10^{-4}$ の運動量分解能を持った短軌道 K 中間子測定器が必要であった。このため、我々はこの実験に特化した High-resolution Kaon Spectrometer (HKS) を新たに日本で設計・製作し、JLab に輸出した。

次に、散乱電子スペクトロメータの配置の最適化について述べる。E89-009 実験で問題となった高計数の電子雑音を抑えるために、我々は散乱電子スペクトロメータをスプリッター磁石の分散面から傾けるという Tilt 法を考案した。これは制動放射に起因する電子雑音が超前方であることを利用して 0 度方向の電子を測定しないというアイデアである。ハイパー核生成に関与する散乱電子も前方分布だが制動放射が充分抑制されれば CEBAF の電子ビーム強度を上げることでハイパー核の収量は取り戻すことが可能である。しかし、高分解能を達成するための美しい対称性を持ったスペクトロメータの光学系をわざと壊すことになるのがこの方法の難しい点である。本来、焦点面で位置だけを測れば十分な精度で運動量が決定できるハードウェアスペクトロメータである Enge 型 Split Pole Spectrometer だが、Tilt 法を採用した上で、良い運動量分解能も達成するためには焦点面における粒子の位置と同時に角度も測定し、位置と

角度の非常に複雑な関数として運動量を表現するソフトウェアスペクトロメータとして使用せざるを得ないことになった。データ解析は遙かに複雑な時間のかかるものになったが Tilt 法を導入した第二世代実験 E01-011, 第三世代実験 E05-115 実験では、パイロット実験の E89-009 実験と比べて、50 倍以上強力なビームと 5 倍の厚さの標的を使っても、散乱電子バックグラウンドの計数率は数 MHz に留まり、バックグラウンドを 1/10000 に抑制すると同時に高分解能を得ることに成功した。

第二世代実験 E01-011 では HKS と Tilt 法を導入して ${}^7\text{Li}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{28}\text{Si}$ 標的に対して実験を行い、第三世代実験 E05-115 実験では本実験に最適化されずに残っていた散乱電子スペクトロメータ ENGE を、HKS とのマッチングを考えて新たに製作した High-resolution Electron Spectrometer (HES) で置き換え ${}^7\text{Li}$, ${}^{10}\text{B}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{52}\text{Cr}$ 標的で行った。

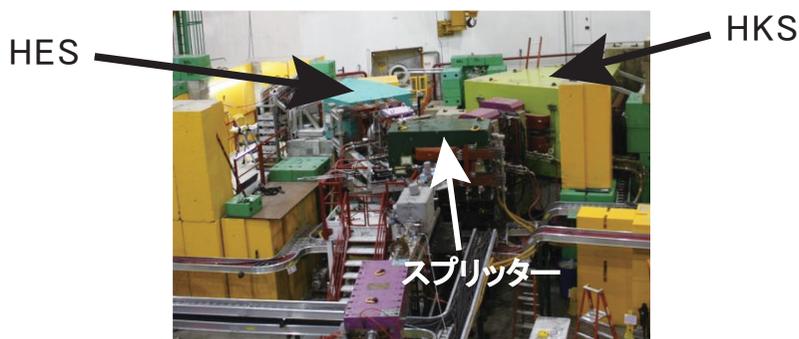


図3.2.6 JLab E05-115 実験セットアップ。右側の HKS の双極電磁石は 200 ton を超える大型のものである。右下に見える脚立と見比べれば大きさのスケールが分かる。左側の HES は Tilt 法のため 8 度散乱平面から傾いている。

図3.2.6は JLab ホール -C 内に設置した E05-115 実験のセットアップである。CEBAF で 2 周する間に 2.344 GeV まで加速された電子ビームが、この実験のため新設されたプリシケインと呼ばれるビームラインを通り、5 角形のヨークを持つスプリッター電磁石 (中央電磁石) 内に設置された標的に導かれる。

標的内で $(e, e'K^+)$ 反応を起こし、ラムダハイパー核の生成と同時に生じる荷電粒子は電荷に従って分離される。正電荷の K^+ は HKS (右側の電磁石)、負電荷の散乱電子 e' は HES (左側の電磁石) で測定される。

入射電子が標的内で制動放射を起こすことにより生じる光子はホール内の光子ダンプへ、反応しなかった電子ビームはスプリッターにより偏向されビームダンプへと導かれる。2.3 GeV で $50 \mu\text{A}$ つまりパワーにして 100 kW を超える強力な電子が直径 $100 \mu\text{m}$ のニードルビームとして標的に入射するため、誤ってビームパイプ等に電子ビームが当たると一瞬でパイプに穴が開き、

真空が破れてしまう。反応しなかった入射電子を安全にビームダンプに廃棄する必要がある。

ハイパー核電磁生成分光の例として ^{12}C 標的を用いた $^{12}\text{C}(e, e'K^+)^{12}_{\Lambda}\text{B}$ 反応による $^{12}_{\Lambda}\text{B}$ ハイパー核の分光結果を紹介する。 ^{12}C 標的は、取り扱いが易しい固体標的でハイパー核生成分光実験では測定器の性能評価、解析手法の確認、エネルギー較正に使われる。

JLab E05-115 (第三世代実験) で得られた $^{12}_{\Lambda}\text{B}$ のラムダ束縛エネルギー B_{Λ} のスペクトラムを図3.2.7に示す [TAN14]。ラムダハイパー核は Λ 粒子以外のコア核に Λ 粒子が束縛したものとみなすことができる。核子や Λ 粒子は同じエネルギー、スピン状態を複数の粒子が占めることのできないフェルミオンであり、原子核に核子を付け足したとしても原子核深部のエネルギーの低い状態に核子を入れることはできない。一方、 Λ 粒子は核子とは別の粒子であるので、s 軌道 (角運動量 0) のエネルギー最低状態に入ることができる。図3.2.7でも #1 のピークとしてラムダハイパー核の基底状態が観測されている。#6 は Λ が p 軌道 (角運動量1) に入った状態、その間に Λ は s 軌道だが、コア核が励起した状態が観測されている。詳細は論文 [TAN14] に書かれているが、ハイパー核反応分光としては最高分解能である半値全幅 0.54 MeV を達成し、ラムダハイパー核電磁生成分光法が確立した。

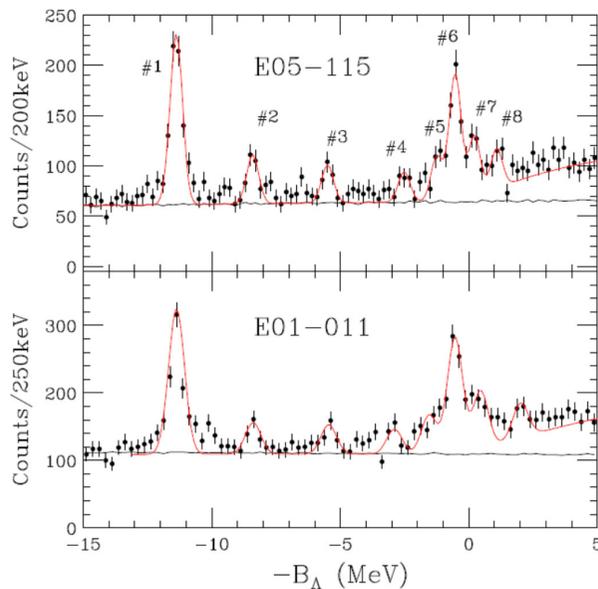


図3.2.7 $^{12}\text{C}(e, e'K^+)^{12}_{\Lambda}\text{B}$ 反応による Λ 束縛エネルギー [TAN14]

JLab ホール -C でラムダハイパー核 ($e, e'K^+$) 反応分光を創始、展開してきた日本グループを中心とする我々 HKS-HES Collaboration とこれまで ホール -A で独立にハイパー核分光実験を進めてきた Hall-A Hypernuclear Collaboration [IOD07、CUS09、URC15] が協力して、新たな

国際共同研究体制 JLab Hypernuclear Collaboration を結成、第四世代実験の準備を進めている。

第四世代実験は単一の実験プログラムではなく、近年、これまで培ってきたバリオン力の知見では理解できない太陽質量 2 倍の重い中性子星の謎 (ハイペロンパズル) の解決に重要なバリオン三体力のアイソスピン依存性や ΛN 間相互作用の荷電対称性の破れの研究、最も軽くて単純な ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ の寿命と束縛エネルギーが同時に理解できない三重水素ハイパー核パズルの解決、逆に最も重いハイパー核の精密分光に ${}^{208}\text{Pb}$ 標的を用いてチャレンジする計画などの一連の実験として実施予定である。J-PARC ハドロン実験施設拡張計画など、現在、準備・検討が進んでいる π 中間子ビームを用いた新しいラムダハイパー核精密分光法と、同じ標的を用いても異なるハイパー核を分光できるラムダハイパー核 ($e, e'K^+$) 反応精密分光法は今後も相補的に重要な役割を果たすと期待できる。

参考文献

- 3-2-1) [COD10] CODATA2010 <http://physics.nist.gov/cuu/Constants/Preprints/lsa2010.pdf>
- 3-2-2) [POH10] R.Pohl, et al., Nature 466 (2010) 213.
- 3-2-3) [SUD17] 須田利美、塚田暁、原子核研究 61-2 (2017) 87.
- 3-2-4) [FRE55] J.H.Fregeau and R.Hofstadter, Phys. Rev. 99 (1955) 1503.
- 3-2-5) [MIW21] K.Miwa, et al., Phys. Rev. C 104, 045204 (2021).
- 3-2-6) [MIY03] T. Miyoshi, et al.: Phys. Rev. Lett. 90 (2003) 232502.
- 3-2-7) [YUA06] L. Yuan, et al.: Phys. Rev. C 73 (2006) 044607.
- 3-2-8) [NAK13] S.N.Nakamura, et al.: Phys. Rev. Lett. 110 (2013) 012502.
- 3-2-9) [TAN14] L.Tang, C.Chen, T.Gogami, et al.: Phys. Rev. C 90 (2014) 034320.
- 3-2-10) [GOG14] T. Gogami, et al.: Phys. Rev. C 94 (2016) 021302(R).
- 3-2-11) [GOG16] T. Gogami, et al.: Phys. Rev. C 93 (2016) 034314.
- 3-2-12) [GOG21] T. Gogami, et al.: Phys. Rev. C 103 (2021) L041301.
- 3-2-13) [IOD07] M.Iodice, et al.: Phys. Rev. Lett. 99 (2007) 052501.
- 3-2-14) [CUS09] F. Cusanno, et al.: Phys. Rev. Lett. 103 (2009) 202501.
- 3-2-15) [URC15] G.M.Urciuoli, et al.: Phys. Rev. C 91 (2015) 034308.

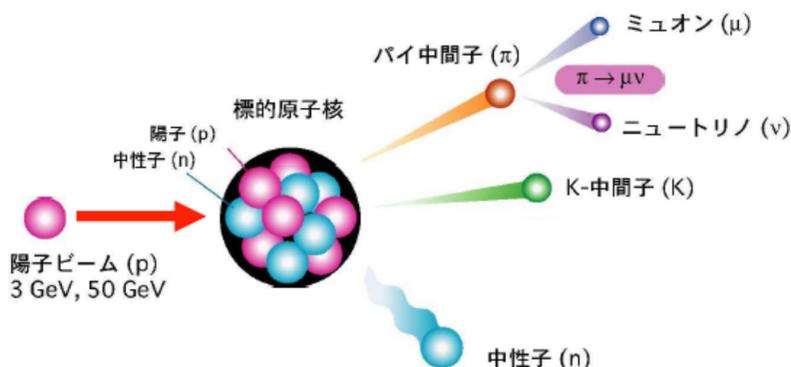
第2章 二次粒子ビームによる科学

4. 陽子による二次ビーム

4.1. 二次ビームの種類 (永宮正治)

一般に、エネルギーの高い陽子ビームを原子核に照射すると、多くの粒子が出てくる。これらは二次粒子と呼ばれる。特に、J-PARCのような大強度加速器から得られる二次粒子は、それ自体、新たなビームとして用いることができる。数 GeV (数ギガ電子ボルト) から数 10 GeV 以上の陽子の照射により生成される二次ビームには、いかなるものがあるだろうか? 図で考えてみよう。

まず、原子核中にある中性子が放出され、ビームとしても活用できる。中性子をミリ電子ボルト程度に減速すると、粒子が波であることを利用し、ブラッグ反射を用いて物質科学が展開できる。また、中性子は磁気能率を持っているので、物質の磁性が観測される。さらに、中性子の質量は陽子質量に近いので、陽子との反応が強く、水素を含む水素電池等にも感度が高い。また、電氣的に中性であることを用いて透視にも用いられ、応用は広い。



また、反応により、二次粒子としてパイ中間子が多量に生成される。パイ中間子は、それ自体が二次ビームとして用いられるが、ミュオン (μ) とニュートリノ (ν) に崩壊する。これらの粒子も、ビームをして用いることができる。

パイ中間子はスピンが0なので、回転しない。一方、ニュートリノは左向きに回転するスピンしか持たない。そのため、 μ ビームは一方向に偏極したスピンを持つ。この性質を利用した磁性研究が行われている。また、 μ ビームには、正電荷の μ^+ ビームと負電荷の μ^- ビームがある。 μ^+ ビームは、さながら軽い水素原子核のように結晶内を飛び回る。時には、周りの負電荷の電子とくっつき、ミュオニウムと呼ばれる原子の一種が作られる。一方、 μ^- ビームは、

格子点の原子核に捕獲され、やがては吸収される。そのため、ミュオン原子としての特性 X 線の放出や、格子点での磁性研究に用いられる。

ニュートリノビーム(ν ビーム)は、素粒子物理学で重要である。エネルギーの高い陽子ビームからは、前方に放射される ν ビームが得られるので、J-PARC では 30 GeV 陽子ビームが用いられている。この ν ビームは、地球をも通り抜ける性質を持っており、 ν ビームを 300 km先のスーパーカミオカンデ検出器に送り、ニュートリノ振動や、最近では CP 非保存の実験にも用いられている。

30 GeV 陽子ビームからは、K 中間子ビームと呼ばれる中間子も放生される。この中間子は、陽子や中性子では持ちえなかったストレンジネスという自由度を持っており、この K 中間子ビームを用いると、ストレンジクォークを内蔵した新しい原子核、ハイパー核と呼ばれる原子核が作られる。これらの研究も興味深い。

こういった多彩な科学を、以下に紹介したい。

4.2. 中性子ビーム(柴山充弘)

4.2.1. はじめに

中性子は陽子や中間子とともにハドロンと呼ばれる複合粒子に属する。他の主な陽子ビーム由来の二次ビームとは異なり、中性子には原子炉内での核分裂中性子と陽子ビームによる原子核破砕で得られる核破砕中性子(二次粒子ビーム。ここでは核分裂中性子との比較から核破砕中性子と呼称する)の 2 つがある。前者は水道から出る水のような定常中性子束で、後者は間欠泉のようなパルス中性子束であるのが特徴である。歴史的には核分裂中性子の利用の方が古く、1950 年代にはすでに回折や分光実験が始まっている。一方、核破砕中性子の本格的なビーム利用は 1990 年代以降である。本節の目的は、核破砕中性子ビームの科学であるが、こうした歴史的背景があるため、核分裂中性子と核破砕中性子のそれぞれの歴史や特徴を示しながら、中性子ビーム科学とその利用について概観する。

4.2.2. 中性子の発生と中性子施設

図 4.2.1 (次頁参照)に中性子線源の発展の歴史を示す。中性子は放射性同位元素(ポロニウム)から出るアルファ粒子線の研究の中で Chadwick により発見された(1932 年)^{文献4-2-1)}。

参考文献

4-2-1) Chadwick, J., Possible Existence of a Neutron. Nature 1932, 129, 312-312.

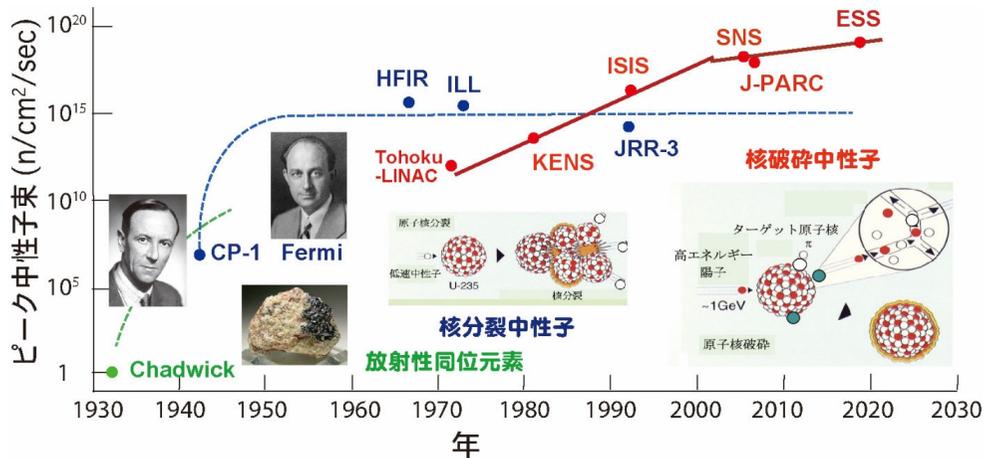


図4.2.1 中性子源の発展の歴史

宇宙線の中から発見されたミュオン（1936年）やK中間子（1947年）とは、その生まれを異にする。その後、中性子の主な発生源は原子炉に移った。その端緒はFermiによる原子炉（Chicago Pile-1（CP-1）；米）の建設（1942年）であった。1950年代には中性子回折や中性子分光学として核分裂ビームを使った物質構造解析が始まった（文献4-2-2）。1970年前後にオークリッジ研究所のHFIRやラウエ＝ランジュバン研究所（ILL）のHFRが建設され、本格的な中性子ビーム利用が行われるようになった。日本では1962年にJRR-3（10 MW）が我が国最初の国産研究炉として臨界に達し、その後、1990年、出力20 MWの高性能汎用研究炉として生まれ変わり、利用運転を再開した。一方、核破砕中性子の歴史（文献4-2-3）は1970年代のTohoku-LINAC（日）に始まるが、ビーム利用は1980年代のKENS（日）（文献4-2-4）や1990年代のISIS（英）建設まで待たなければならなかった。図4.2.1に示すように、最初は強度において圧倒的に劣っていた核破砕中性子源は、指数関数的（縦軸が対数軸であるのに注意）にその強度が増大し、2006年のSNSや2009年のJ-PARCの完成により、ピーク強度において核分裂の中性子束を大きく凌駕するようになった。新たな原子炉建設が難しい今日、2020年代半ばのESS建設（瑞）の完成により、さらに核破砕中性子の利用が促進されよう。中性子線源で発生した中性子のエネルギーはMeVオーダーで非常に高いので、中性子ビーム

参考文献

- 4-2-2) Shull, C. G., et al., Phys. Rev. 1951, 83, 333-345.
- 4-2-3) 鬼柳善明, 波紋 2018, 28, 7-10.
- 4-2-4) 池田進, 波紋 1991, 1, 7-10.

利用には水やメタン、液体水素などの減速材を使って熱中性子（数 10 meV オーダー）や冷中性子（数 meV オーダー）にエネルギーを落として使われる（文献4-2-5）。

4.2.3. 中性子の特徴と中性子ビーム利用

図4.2.2に中性子ビーム利用に用いられる中性子（熱中性子、冷中性子）の特徴と、それらを用いた利用法を示す。中性子は粒子と波の両方の性質（二重性）を併せ持ち（文献4-2-6）、波、粒子、スピンとしてふるまう。波の性質からは、中性子はX線と同じく物質と相互作用して回折や散乱を起こすため、構造研究に使われる。一方、粒子としての性質からは、物質内の核とエネルギー授受を行い非弾性散乱するため、物質内の原子や分子団の運動や励起、緩和などの研究が行われている。また、中性子は小さな磁石（スピン）として働くため、磁性の研究に適している。さらに、中性子是非荷電粒子であるため、電子雲で囲まれた原子とは相互作用を起こさず、原子を構成する原子核とのみ相互作用（核散乱）するので、ぶ厚い物体やX線では透過できない金属のような物質でも透視できる。この核散乱は核種により大きく異なるため、特定の原子や分子の同位体置換、特に軽水素Hと重水素Dの置換、により散乱コントラストを大きく変調させることができる。この性質を利用することで、タンパク質結晶の回折実験やソフトマターの散乱実験が行われている（識別）。また、中性子のエネルギーは、X線のエネルギー（10 keV程度）に比べて6桁（熱中性子；数 10 meV）から7桁

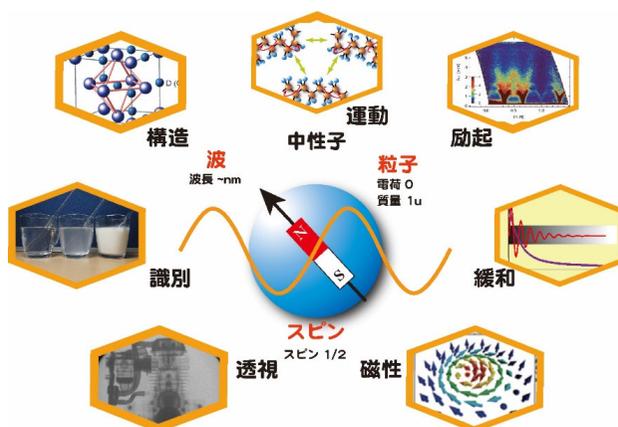


図4.2.2 中性子の性質と中性子ビーム利用

参考文献

- 4-2-5) 勅使河原誠, 波紋 2018, 28, 135-143.
 4-2-6) 星埜禎男責任編集, 中性子回折. 丸善: 1976.

(冷中性子；数 meV)も小さいので、ビームによる試料損傷の問題はなく、生物やソフトマターに対しても優しいプローブである。これらの特徴や利点を用いて、中性子散乱は物理学、化学、材料学、生物学などの分野で広く使われ、産業利用も活発である。以下に、それぞれ測定法と成果例をしめす。なお、回折・散乱理論の詳細については成書^(文献4-2-6,4-2-7)などを参照されたい。

4.2.4. 中性子ビームの利用：解析手法

結晶のような規則正しい構造をもつ物質に単一波長の波が入射すると、よく知られた Bragg の式

$$2d\sin\theta = n\lambda \quad (4.2.1) \text{式}$$

にしたがって回折が起こる。ここで d は結晶面間隔、 2θ は散乱角、 λ は波の波長、 n は回折の次数である。回折や弾性散乱、反射率実験では、試料により回折・散乱・反射された中性子強度 $I(Q)$ を散乱ベクトルの絶対値 Q の関数として測定し、それを解析することにより、試料内の構造(結晶構造、磁気構造、非晶構造、溶液中の溶質の構造など)を調べる方法である。ここで、 Q は

$$Q = \frac{4\pi}{\lambda} \sin\theta \quad (4.2.2) \text{式}$$

として定義される量である。非弾性散乱実験の場合には、変数は Q (運動量遷移と呼ばれる)の他に、エネルギー変化 ΔE もしくは(角)運動量変化 ω が加わって、 $I(Q, \Delta E)$ や $I(Q, \omega)$ などとなる。

中性子ビーム利用でもっとも一般的なものは中性子回折・中性子散乱である。図4.2.3(次頁参照)に核分裂と核破砕中性子による回折・散乱の測定法を示す。前者の場合、検出器を散乱角 2θ に沿って動かすか、線検出器もしくは面検出器を用いて $I(Q)$ を求める(a)角度分散法である。一方、パルス中性子を用いた回折・散乱実験では、(b)飛行時間(TOF)法と言われる方法で情報を得る。TOF法の場合、波長分布のある中性子束(白色ビーム)をそのまま使い、波長により中性子の速度が異なる性質を利用して、中性子が検出器に到達するまでの時間 t_{TOF} の関数として散乱強度 $I(t_{\text{TOF}})$ を測定する。 t_{TOF} と波長、中性子

参考文献

4-2-6) 星埜禎男責任編集, 中性子回折・丸善: 1976.

4-2-7) 竹中章郎; 藤井保彦, 共訳.; Sivia, D. S., 原著, X線・中性子の散乱理論入門. 森北出版: 2011.

弾性散乱 (回折・散乱・反射)

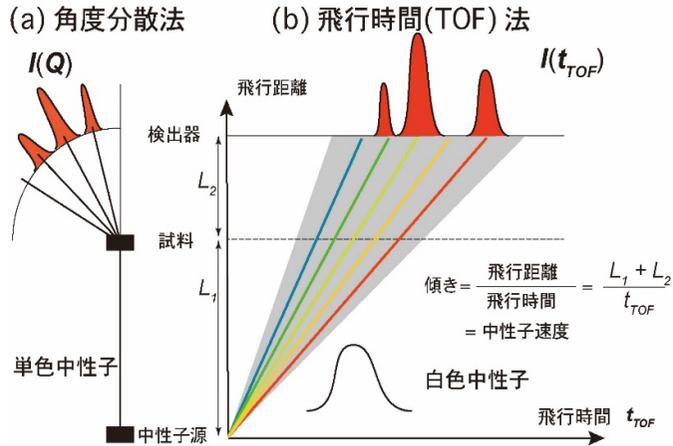


図4.2.3 核分裂中性子と核破砕中性子による回折・散乱の測定法 比較

源—検出器間距離 $L = L_1 + L_2$ の間には

$$t [\mu s] = \frac{\lambda [\text{\AA}] \times L [\text{cm}]}{0,3956} \quad (4.2.3) \text{式}$$

の関係 (分母の定数はプランク定数 h と中性子の静止質量 m_e の比 ; h/m_e) があるので、(4.2.1)式、(4.2.2)式、(4.2.3)式を使って変数 t_{TOF} を Q に変換することで、角度分散法で得られた散乱強度分布関数と同じ散乱強度関数 $I(Q)$ が得られる。

非弾性散乱実験では散乱強度を散乱角 (運動量遷移 Q) のみならず、エネルギー (もしくは角振動数 ω) についても分離、計測する。そのため、図4.2.4 (a) に示す角度分散法では、

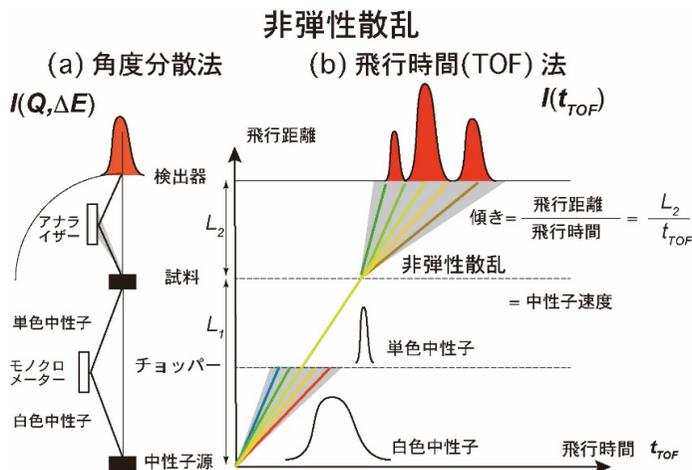


図4.2.4 核分裂中性子と核破砕中性子による回折・散乱の測定法 比較

まずモノクロメーターで単色化した中性子ビームを試料に照射し、試料で散乱された散乱ビームをアナライザーでエネルギー分別することで、 $I(Q, \Delta E)$ を得る。一方、(b) 飛行時間法では白色中性子をチョッパー(フェルミチョッパー)で単色化し、試料から散乱された非弾性散乱中性子を飛行時間(t_{TOF} ; $L=L_2$)の関数として測定する。このとき、一定の範囲の Q 空間をカバーする面検出器で中性子を計測すれば、各 Q 点で $I(t_{TOF})$ 情報がそれぞれ得られるので、 $I(Q, \Delta E)$ を一度に得ることができる。これは二次ビーム(核破砕中性子)利用の大きな長所で、角度分散法が魚の1本釣りに対し、飛行時間法は網で一網打尽にして魚を捕ることに比喻される。

中性子イメージング法^(文献4-2-8)では、X線撮影のように試料内の構造を実空間像として捉えることができる。X線と比較して中性子は金属に対しても透過力が強く、水素などの軽元素も捉えることができるから、工業製品のチェック、燃料電池やLiイオン電池、鉄鋼材料、文化財などの研究に用いられている。また、静止画のみならず動画測定やCT(computed tomography; コンピューター断層撮影)も行われている。定常中性子の場合には、一般には同位体や濃度等で決まる散乱長コントラスト差により画像が得られる。一方、核破砕中性子では白色中性子を活かして、Bragg-edge測定法、共鳴吸収法、磁場測定法(偏極中性子イメージング法)など、つぎつぎと新しい手法が開発されてきている。

4.2.5. J-PARC MLF の装置群

日本を代表する中性子ビーム源のJ-PARC MLFには23本のビーム孔があり、現在、21ビームラインに回折計や分光器などの装置が設置されている。図4.2.5(次頁参照)はその配置図である。左から3 GeVに加速された陽子ビームが入射し、ターゲットの水銀を核破砕し、中性子が四方に飛散する。ここで、結合型(CM; 高強度)、非結合型(DM; 高分解能)、ポイズン型(PM; 超高分解能)の3種の減速材を用いて減速された中性子ビームが生成され、回折、小角散乱・反射率、準/非弾性散乱、イメージングなどに利用されている^(文献4-2-5)。図4.2.6(次頁参照)は、MLFにおける主な測定手法を実測例とともに示したものである。(a)回折からは結晶構造や磁気構造が $I(Q)$ として、(b)非弾性散乱からは磁気励起が $I(Q, \omega)$ として、(c)小角散乱からはナノメートルスケールの階層構造が $I(Q)$ として、(d)イメージング測定からは

参考文献

4-2-5) 勅使河原誠, 波紋 2018, 28, 135-143.

4-2-8) 公益社団法人日本アイソトープ協会理工学部会中性子応用専門委員会, 中性子イメージングカタログ. 2018.

J-PARC MLF 中性子実験装置配置図

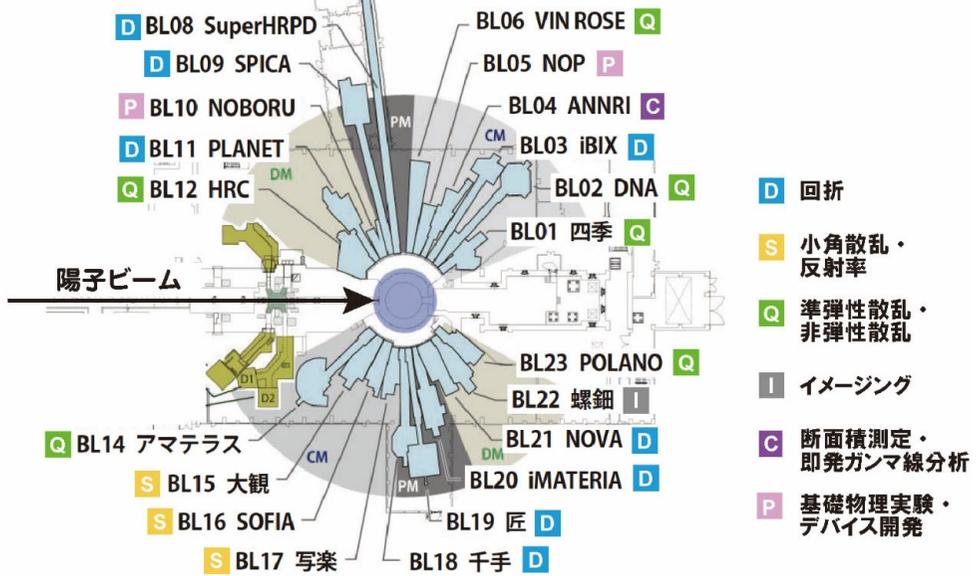


図4.2.5 J-PARC MLF の中性子実験装置配置図（文献4-2-9）。CM、DM、PM は減速材の種類、結合型（高強度）、非結合型（高分解能）、ポイズン型（超高分解能）を表す。

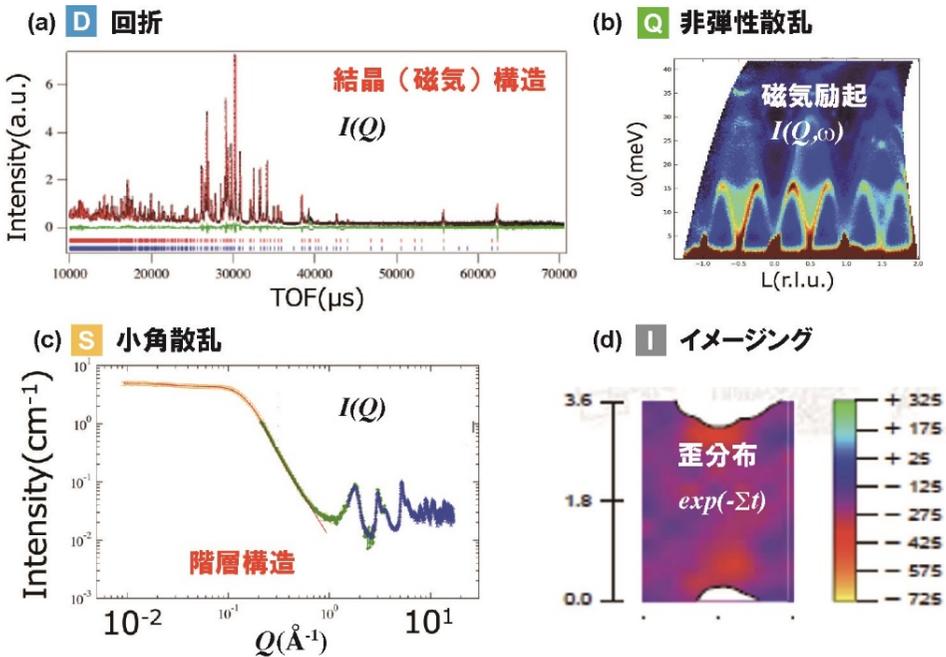


図4.2.6 中性子実験手法と得られる情報

物質内の組成分布情報が $\exp(-\Sigma t)$ として得られる (Σ は吸収係数、 t は試料の厚み)。各装置の特性などについてはホームページやパンフレットを参照されたい (文献4-2-9)。

4.2.6. イベントデータ法

J-PARC MLF で採用しているデータ収集法は検出器でカウントされた中性子ひとつひとつに時刻スタンプをつけるイベントデータ法といわれるものである (文献4-2-10)。パルス ID を表すイベント (T0 イベント)、そのパルスの絶対時刻を表すイベント (時刻イベント)、1 個の中性子検出の TOF や位置情報を表すイベント (中性子検出イベント) の 3 つのイベントデータから成り、そのいずれもが 8 byte データ (1 byte = 8 bit) である。他の中性子施設で採用されているヒストグラム (計数した中性子をただ蓄積する) 法に対し、所要メモリは膨大となり、データ処理にも時間も要する。粗っぽい比較をすると、ヒストグラム法では中性子イベントが 1 bit データであるのに対し、イベントデータ法では中性子イベントが $3 \times 2^8 = 768$ bit となり、おおよそ 1000 倍のメモリを要する。このような代償を払ってでも大きなメリットがある。ヒストグラム法の場合、計測時間中の入射中性子変動や一時的なビームダンプがあった場合、その時間帯に収集したデータを全て捨てなければならない。これに対し、イベントデータ法では時刻スタンプがあることにより、正常運転中のデータのみを選び出すことができる。また、中性子データのほか、温度、磁場、圧力、剪断場情報なども時刻スタンプで紐付けされているので、実験後、履歴を頼りに多彩な解析ができる (文献4-2-11)。高エネルギー物理学の分野では当然の手法であるが、イベント数そのものが膨大な数になる中性子科学でのイベントデータ法の採用は先見性ある判断であったと言える。

4.2.7. 中性子ビームの利用：応用例

J-PARC MLF では大強度中性子ビームやミュオンビームを使った研究が幅広く行われている (文献4-2-9)。研究例は枚挙に尽きないので、ここではプレスリリースにも取り上げられた研究例を数例紹介する。詳細については公開されている J-PARC のプレスリリースなどをご覧いただきたい。

参考文献

4-2-9) https://mlfinfo.jp/_src/resource/PEPngy9XwF/MLF_spec_2020j.pdf

4-2-10) 中谷健, 波紋 2010, 20, 281-285.

4-2-11) 稲村泰弘, 波紋 2021, 31, 121-127.

高圧科学

地球深部では超高压状態にあり、物質の構造や性質は地上のものとは大きく異なる。水素結合も然りである。図4.2.7は超高压中性子回折装置 PLANET (BL11, 図4.2.5) での研究例で、含水鉱物である無機アルミニウム(ペーマイト)の一種である δ -AlOOH の水素位置の圧力変化を観測し、水素原子が二つの隣接する酸素原子間の中点に存在するようになる「水素結合の対称化」が圧力 18 万気圧(地下約 520 km)の高圧下で起きることを初めて実証した(文献4-2-13)。

ソフトマター・バイオマター

カルシウムやマグネシウム、鉄などの金属イオンは生体内にごく微量しか存在しないにもかかわらず、生命維持の様々な場面で重要な役割を演じている。細胞では細胞膜を介してこうしたイオンが出入りしている。生体膜における金属イオンと水の関係を探るため、水を挟んだリン脂質(生体膜のモデル物質)の二重膜に付着する金属イオンの位置と水の状態の関係を調べる研究が

BL02 DNA で行われた(図4.2.8)。リン脂質中のほとんど全ての水素原子(H)を重水素(D)に置換することで膜のDと水のHを「識別」できるようにし、「軽水」分子(H)のダイナミクスを観測した結果、水の運動状態が金属イオンにより、大きく異なることがわかった(文献4-2-14)。

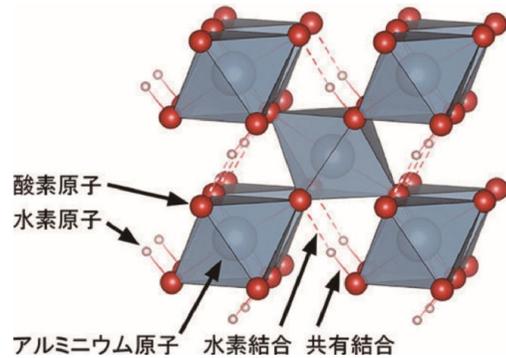


図4.2.7 高圧下における水素結合の対称化の直接観察。作図には VESTA を使用(文献4-2-12)。
<https://j-parc.jp/c/press-release/2018/11/22000178.html>

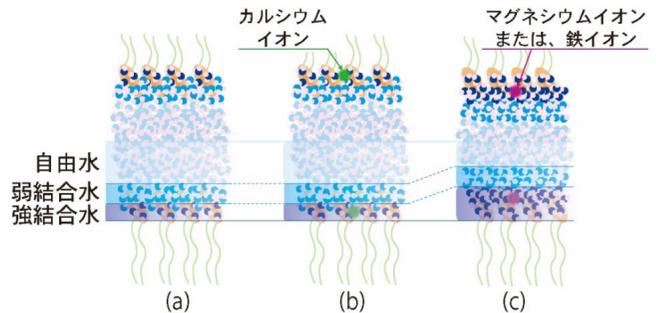


図4.2.8 生体膜における金属イオンと水の関係(文献4-2-14)

参考文献

- 4-2-12) Momma, K., et al., J. Appl. Crystallogr. 2011, 44, 1272-1276.
- 4-2-13) Sano-Furukawa, A. et al., Sci. Report 2018, 8, 15520-1 - 15520-9.
- 4-2-14) Seto, H., et al., Appl. Phys. Lett. 2020, 116, 133701.

磁性体

物質中の原子が持つ磁気モーメント（小さな棒磁石；図4.2.2参照）が渦状に配列した状態を磁気スキルミオンという。典型的な大きさは数～数百ナノメートル（nm、1nmは10億分の1メートル）で、非常にわずかな電流で駆動でき、渦として一つ一つ数えられるため、次世代の情報

記憶媒体への応用が期待され、最近、非常に注目を浴びている。図4.2.9は温度を非常に短い時間で繰り返し上下させたときの磁気スキルミオンの生成・消滅を中性子小角散乱装置 BL15；大観で1/100秒単位の高い時間分解能で“ストロボ写真”のようにリアルタイム観測した研究である。これにより磁気スキルミオンの生成と過冷却状態形成の過程が明らかになった（文献4-2-15）。

イメージング

研ぎ澄まされた美しさで今日でも人々を魅了している日本刀には、その歴史や製法について未知なことが多い。日本刀の構造を非破壊的に調べるために中性子イメージング法が使われた。図4.2.10はエネルギー分析型中性子イメージング装置 BL22；螺鈿において、結晶の構造や向きによって中性子透過率が異なる性質を利用した波長分解

型中性子イメージング実験ブラッグエッジ透過法ほかいろいろな手法により、さまざまな地域の古刀の結晶子サイズ、焼入れなどの結晶組織情報を調べ、現代刀との違いが研究された例である（文献4-2-16・4-2-17）。刀の中性子イメージング像で、刃先の白い粒々は鉄鋼材料の組織の中で最も硬く脆い「マルテンサイト相」が刃の部分と切先に分布しているのがみとれる。

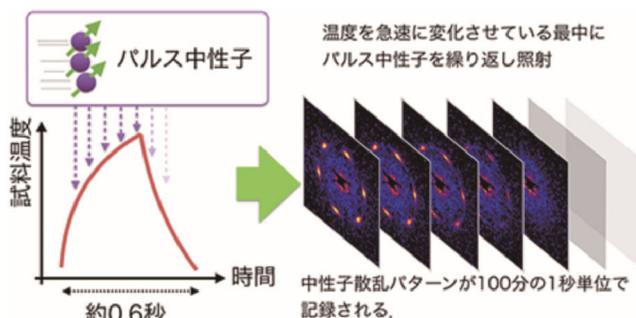


図4.2.9 磁気渦の生成・消滅過程のリアルタイム観測

<https://j-parc.jp/c/press-release/2018/07/24000174.html>

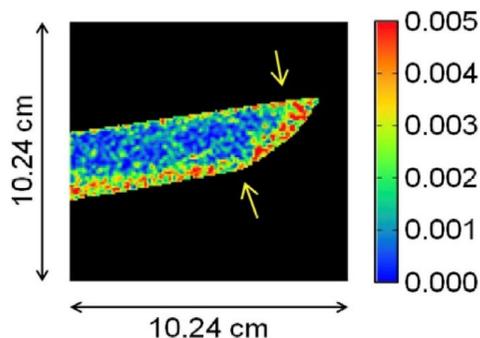


図4.2.10 日本刀の中性子イメージング（文献4-2-16）

参考文献

4-2-15) Nakajima, T., et al., Phys. Rev. B 2018, 98, 014424-1 - 014424-5.

4-2-16) 鬼柳善明ら、原子力機施設利用：2018.

4-2-17) Oikawa, K., et al., Mater. Res. Proc. 2020, 15, 207-213.

産業利用

MLFにおける中性子の産業利用は、化学、輸送、鉄鋼、非鉄金属、機械、電子、食品などと広範囲に及んでいる。図4.2.11は自動車タイヤの成果例である。シリカ粒子などの充填剤のまわりのゴム分子の運動性を

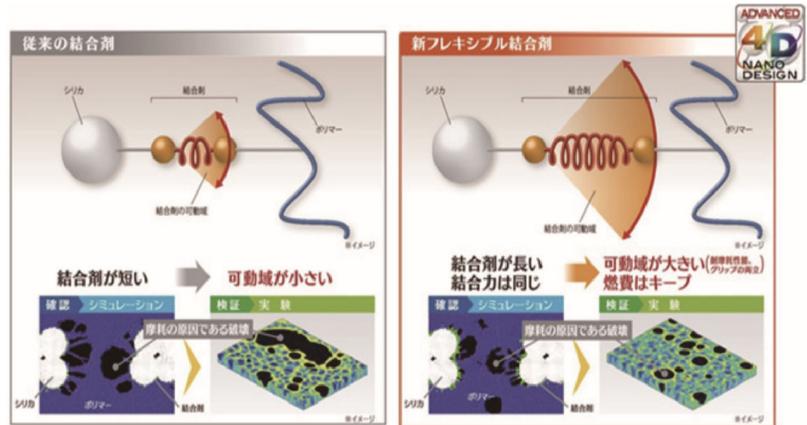


図4.2.11 高性能自動車タイヤの開発

https://www.srigroup.co.jp/newsrelease/2016/sri/2016_098.html

調べるとともに分子設計やシミュレーションなどにより、ゴムとシリカ粒子充填剤を繋ぐ新しい結合剤が開発され、低燃費性能とグリップ性能を高次元で維持しながら耐摩耗性能が著しく向上したタイヤの開発につながった（文献4-2-18）。

4.2.8. 核破碎中性子ビーム（陽子ビームの2次ビーム）実験の利点

核破碎中性子ビーム実験は、飛行時間法による時間測定から散乱角情報やエネルギー情報を得るため、時間分解能をあげればあげるほど空間分解能、エネルギー分解能が向上する。また、上述したように、MLFで採用されているイベントデータ法と組み合わせることで、時分割実験や過渡現象の研究に威力を発するだけでなく、実験後、あとからゆっくり解析することができる。さらに、古いデータを取り出し、再解析、追試、検証するという「再現実験」が可能である。今後は新規実験のみならず、MLFに眠る過去の膨大な実験データを採掘し、実験を再現することで、新たな情報を得るといった文字通りのデータマイニングといった中性子ビーム利用もおこなわれるようになるであろう。

参考文献

4-2-18) https://www.srigroup.co.jp/newsrelease/2016/sri/2016_098.html

4.2.9. おわりに

陽子ビームの二次ビームとしての中性子ビームの科学について、中性子の歴史、中性子の発生、中性子の性質と特徴についての説明から始め、中性子ビームを使った測定法の原理や技術、研究対象、研究応用例について概説した。粒子ビーム科学の中でも中性子ビーム科学は、物理、物性物理学、材料学、物質科学、化学、生物、薬学、医学、さらには多くの産業製品などを通して現代文明や我々の生活を支えている先端かつ基盤サイエンスの一つである。この拙文を通じて、中性子科学の面白さに少しでも関心をもっていただければ幸いである。

4.3. ミュオンビーム(三宅康博)

「地表に辿り着く宇宙線の7割がミュオンである。」という、驚かれる方もおられるかもしれない。ミュオンは、実は、私達に身近なところで密かに役に立っている素粒子である。例えば山の透視画像を撮って、噴火予知に役立てる研究や、被災した福島原子炉のように、放射線が強く、人が近づけない環境でも、溶け落ちた核燃料デブリを建屋の外から観察することにも使われている。しかしながら、宇宙線ミュオンの数は少なく、掌を空にかざしても1秒に1個ぐらいの頻度でしか降り注いでこない、1枚の山の透視画像を撮るのに1-2ヶ月かかってしまう。

昨今、加速器技術の発展のおかげもあって人工的にミュオンを作り出すことができるようになり、宇宙線ミュオンの百万倍以上の強度が得られようになった。日本国内で満を持して登場したのが、永宮先生が主導されたJ-PARC MLF施設に位置するミュオン施設(MUSE)である。MUSEは、“MUon Science Establishment”の略である。加速器、MLF建屋の建設を経て、2008年9月に稼働し始め、2009年12月にはKEK-MSLの400倍、理研RALの強度を越える世界最高強度のパルス状ミュオン源が誕生した(文献4-3-1)。

4.3.1. パイオン、ミュオンの生成

ミュオンは、内部構造を持たず、第2世代(標準模型)の荷電レプトン(軽粒子)に属している。重さは、陽子の1/9、電子の207倍で、正と負の電荷を持つ反粒子(μ^+)、粒子(μ^-)が存在する。 μ^\pm を作るには、まず手始めに、陽子を光速近くまで加速し、黒鉛等の

参考文献

4-3-1) Y. Miyake, et al., Physica B 404 (2009) 957-961

軽い元素から構成される標的にぶつけることでパイオン ($\pi^{\pm, 0}$) を発生させる。その生成断面積 (数十 mbarn) は小さく、高エネルギーの陽子ビームが必須である。とりわけ、3 GeV 陽子の π^- の生成断面積は世界の他の陽子加速器と比べて大きく、大強度の μ^- 研究が初めて MUSE において実用化されると云って過言ではない。 π^+ はミューニュートリノ (ν_{μ}) と μ^+ に二体崩壊 (平均寿命 26 ns) する。4.1で記述されているように、 ν_{μ} は左向きのスピンしか持たないので、 μ^+ も生まれながらにして進行方向と逆向きにスピン偏極している。

4.3.2. ミュオンビーム

通常、ミュオン施設では、低速 (表面) μ^+ と高速 (崩壊) μ^{\pm} という2種類のミュオンビームが得られる。前者は、陽子ビームライン上に設置された生成標的に一旦止まった π^+ から生まれる (図4.3.1 (a))。静止した π^+ から放出されるので、 π^+ の運動エネルギーを背負うことなく 4 MeV 程度の低速の μ^+ が得られる。低速 μ^+ は、物質中での打ち込み深さ (飛程) が 0.1-1 mm 程度と浅く、実験を行う際に少量の試料を用意するだけで良いので、ユーザーフレンドリーな μ^+ ビームとして様々な物質科学研究に使われている。後者は生成標的で生まれた π^{\pm} を効率良く電磁石で取り込み、所要のエネルギーを選択した後、長尺の超伝導ソレノイド中で効率良く閉じ込めながら、飛行中に崩壊させることで μ^{\pm} が得られる (図4.3.1 (b))。

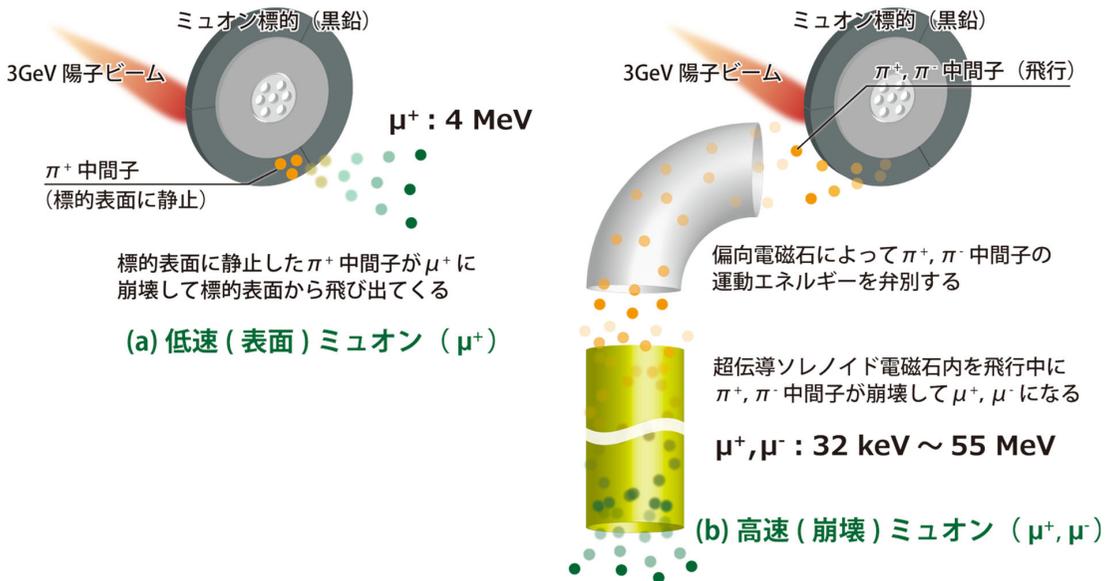


図4.3.1 低速 (表面) ミュオンと高速 (崩壊) ミュオン発生法の原理

4.3.3. J-PARC ミュオン施設 (MUSE)

MUSE では、中性子源から 30 m 上流の陽子ビームライン上に、20 mm 厚の黒鉛製生成標的が設置された。生成標的の下流 60 度の取り出し角度で、汎用ミュオンビームライン、D ライン並びに、ミュオン基礎物理を展開する為の H ラインが、上流方向には 135 度の取り出し角度で、低速 μ^+ を効率良く引き出す S ライン並びに、超低速 μ^+ を用いたナノサイエンスを展開する U ラインが設置されている。図 4.3.2 に MUSE 施設の全体レイアウトを示す。

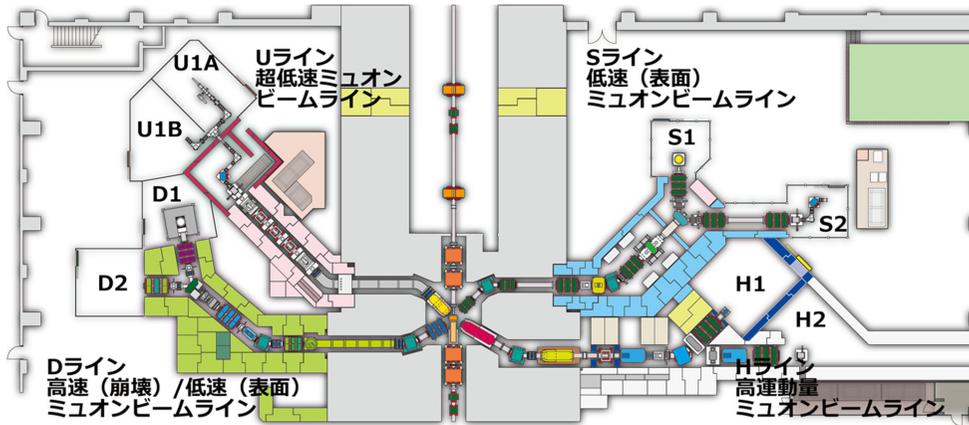


図 4.3.2 J-PARC MUSE 施設のレイアウト

D ライン (汎用ミュオンビームライン)

D ラインでは、パルス状の低速 μ^+ 、並びに 32 keV-55 MeV 高速 (崩壊) μ^\pm が得られる。キッカー電磁石により、D1、D2 エリアに μ^\pm をバンチ毎に振り分けることができる。D1 エリアでは、ミュオンスピン回転法 (μ^+ SR 法) を用いた物質科学研究が盛んに行われている。一方、D2 エリアでは、素粒子、原子核物理学、原子分子、化学、生物学、医学への応用、非破壊 μ^- 分析や半導体のソフトエラー研究等、幅広い学際領域研究が展開されている。

U ライン (超低速 μ^+ (0.05-30 keV) ビームライン)

生成標的で発生した低速 μ^+ を、400 mmSr の大立体角で効率良く捕獲する軸収束系のソレノイド磁石、超伝導電磁石輸送系により、これまで世界最高強度を誇っていた D ラインを凌駕して、U ラインでは、世界最高強度となる低速 μ^+ 強度 800,000 個 / パルス (212 kW) を達成した (文献 4-3-2)。この大強度低速 μ^+ ビームとパルスレーザーを同期させることによって、超低速

参考文献

4-3-2) K. Nakahara, et al., Nucl. Instr. Meth. A 600 (2009) 132-134.

μ^+ ビーム (0.05-30 keV) が得られる。U1A エリアでは、超低速 μ^+ を用いて、多層膜の磁性、超伝導などの物性研究を行う、nano-m μ^+ SR の分光器が科研費を用いて設置された。U1B エリアでは、超低速 μ^+ をサイクロトロンで再加速し、透過型 μ^+ 顕微法の開発が行われている。

Sライン (低速 μ^+ ビームライン)

Sラインは、低速 μ^+ を引き出す事に特化したビームラインである。ビーム時間構造に正確なパルス形状の静電キッカー装置ビームスライサーにより $10^{6-7} \mu^+$ /秒の強度の低速 μ^+ ビームを4つの実験エリアへ同時に供給することができる。平成26年度には、4つあるビーム実験エリアの内、S1 エリアまでの設置が完了し、物質科学を志向する研究者からの要望の多い μ^+ SR 実験共同利用が開始された。令和4年に、S2 エリアにおいて、Mu の 1S-2S 遷移測定でミュオンの質量を精密に求める素粒子実験が開始された。

Hライン (高速ミュオンビームライン)

当初、高運動量 μ^\pm ビームを引き出し、 μ^- 触媒核融合実験などの高温・高圧実験を行うことを想定していたこともあり、Hラインと命名された。上流のH1 エリアでは、Mu の超微細構造の精密測定実験や、第2世代のレプトン、 μ^- から第1世代のレプトンである電子への変換現象を精密に測定する μ^-e 変換実験が準備されている。MLF 建屋を拡張したH2 エリアでは超低速ミュオンを 300 MeV/c まで加速して、ミュオン異常磁気能率 ($g-2$) や電気双極子能率 (EDM) 精密測定等の基礎物理実験、並びに、本格的なミュオン顕微鏡計画が予定されている。令和4年にH1 エリアでのビーム実験が開始された。

4.3.4. μ^+ スピン偏極を用いた分析技術 ; μ^+ SR 法

スピン偏極している μ^+ が物質中に打ち込まれると、止まった場所の微視的な磁場を感じて、 μ^+ スピンが独楽のように首振り運動 (ラーマー歳差運動) を始める。 μ^+ は、平均寿命 2.2μ 秒で崩壊し、スピンの方向に選択的に陽電子を放出する。微視的な磁場によってスピンの向きが回転する振る舞いは、スピンの向きに非対称に放出される陽電子の時間発展として観測できる。これが“原子スケールの方位磁石”の性質を利用した μ^+ SR 法の原理である。局所磁場とその揺らぎに鋭敏なプローブであり、1 ボア磁子の常磁性スピンの揺らぎを観測できる時間スケールは $10^{-9} \sim 10^{-5}$ 秒である。中性子散乱 (10^{-9} 秒 $<$) と NMR (10^{-5} 秒 $>$) の間の測定時間レンジを有している。補完的でユニークな時間スケールの情報を知ることができる微視的プローブとして、 μ^+ SR 法は磁性、高温超伝導、臨界現象における揺らぎ等、様々な物質科学研究に展開されてきた。

代表的な研究例として、鉄系超伝導物質である $\text{LaFeAsO}_{1-x}\text{H}_x$ の磁性および構造を調べ、水素置換濃度 x が 0.4 を超える領域で微細な構造変化を伴う新たな磁気秩序相が現れることを発見した平石等の研究^(文献4-3-3)が挙げられる。新たに発見されたこの磁気秩序相は、同物質において 2012 年に報告された第二の超伝導相^(文献4-3-4)と隣接しており、従来知られていた母物質 ($x = 0$) における磁気秩序相とは異なる性質を示すことから、もう一つの母物質に対応していると考えられ、新たな超伝導機構解明の有力な手がかりとなることが期待されている。

4.3.5. 超低速 μ^+ による nano- μ^+ SR 法

低速 μ^+ の飛行は、銅中で数百 μm にも及ぶ。所謂、バルクのプローブである。最近、注目されている多層箔膜、表面の研究には、数 - 数十 keV のもっとエネルギーの低い超低速 μ^+ が必要である。低速化するためには、第 1 ステップとして、生成標的から引き出された大強度低速 μ^+ を高温のタングステンに打ち込む。第 2 ステップでは、熱エネルギーのミュオニウム ($\text{Mu}; \mu^+$ と e^- の束縛状態、軽い水素原子) をタングステン表面から真空中に蒸発させる。これまでの研究で、打ち込んだ低速 μ^+ の 4% が、熱エネルギー Mu として冷却されることがわかっている。第 3 ステップでは、 Mu から電子を剥ぎ取るのに、パルスレーザーを用いた共鳴イオン化 ($1s - 2p$ - 非束縛状態) 法を用いる。現在、レーザー増幅システムの整備が遅れており、毎秒 200 個程度の高輝度の超低速 μ^+ が得られている^(文献4-3-5)。レーザー増幅系の開発が進めば、百倍から千倍の増強が見込まれる。

超低速 μ^+ は、打ち込み深さが非常に浅く (1-300 nm)、パルス幅 (1-2 ns) も短く、低いエミッタンス (ビームの拡がり小さい) で、単色性に優れているという数々の特徴を有している。これらのユニークな特徴を生かして、表面・界面におけるスピナノプローブとして、表面近傍の孤立水素原子のプローブとして、更には、微量試料のプローブとしての展開が期待されている。

4.3.6. μ^- を用いた非破壊元素分析

μ^- が物質中の原子に捕獲される過程で 100% の確率で放出されるミュオン特性 X 線は其々の原子に固有である。電子線 X 線の原理である炎色反応の μ^- 版と云える。電子に比べて

参考文献

4-3-3) M. Hiraishi, et al., Nat. Phys. 10, (2014) 300-303

4-3-4) S. Imura, et al., Nat. Commun. 3, 943 (2012)

4-3-5) Y. Miyake, et al. Hyperfine Interact. 216 (2013) 79-83

207 倍重いこともあって、検出が容易で試料の自己吸収の影響を受けにくく、高いエネルギー（電子 X 線の約 200 倍）を有している。従って、 μ^- を用いれば、Li を始めとした軽元素であつても極めて高い収率で検出が可能である。原理的には、X線蛍光分析を凌ぐ超高感度の元素分析手段と考える事ができる。

MUSE では、 π^- を飛行中に崩壊させて μ^- を創り出す超伝導電磁石の断熱方式をウォームボア方式に改造し、低運動量ミュオン損失の原因となる窓を取り除いた。その為、他のミュオン施設では、到達が困難な低い運動量 2.6 MeV/c (32 keV) までの μ^- が得られる。炭素試料を例にとると、200 nm から 60 mm の任意の深さに止めて、非破壊元素分析が可能である。

μ^- ビームのユニークな特徴を生かした研究例として、充放電の際に、Li 元素が、正極・負極間を移動する挙動をオペランド条件で調べる、リチウムイオン電池研究等の**産学連携研究**が挙げられる^(文献4-3-6)。歴史資料の最近の研究では、大阪大学の至宝・緒方洪庵の薬箱に収められたガラス製薬瓶の中身を、 μ^- ビームを用いた測定により非破壊で同定することに成功した研究^(文献4-3-7)などの**文理融合研究**が挙げられる。また、はやぶさ 2 が持ち帰ってきた唯一無二のリュウグウ試料を初期分析する分析法としても採択された。特に、太陽系の形成進化を知る上で重要な炭素などの軽元素を非破壊で分析できる**地球惑星科学**の有力な研究手法としても注目されている。

4.3.7. μ^- SR

μ^- を用いた μ^- SR 法は、 μ^- が原子核位置に固定されるので、固体中の H などの軽元素のダイナミクスを調べる手段として注目を浴びている。 μ^+ SR 法では、 μ^+ が拡散しているかもしれないという疑問が付き纏うのは対照的である。 μ^- は原子核に吸収されるので、寿命が短く、捕獲された原子核の核磁気モーメントがあると、超微細相互作用により急激に脱偏極が起こる。従って、 μ^- のスピンの偏極は、 μ^+ と比べて 1/4-1/5 程度と小さく、16-25 倍の統計が必要である。逆に、世界最高強度のパルス μ^- を誇る MUSE でしかできないほど統計が必要とされる実験ともいえる。 μ^- SR 法の研究例としては、MgH₂に於いて、 μ^- の特徴を生かして、H による核磁場の検出に成功した杉山等の研究^(文献4-3-8)が挙げられる。

参考文献

- 4-3-6) I. Umegaki, et al., J. of Comput. Chem., Jpn. 19 (3), 99-105 (2020).
4-3-7) K. Shimada-Takaura, et al. J. Nat. Med., 75,3, (2021) 532-539
4-3-8) J. Sugiyama et al. Phys. Rev. Lett. 121, 087202 (2018)

4.3.8. ソフトエラー

宇宙線由来の中性子や μ^\pm が、情報社会を支える ICT 技術の根幹をなす半導体に一過性の誤作動を引き起こす、所謂、“ソフトエラー”という現象が、昨今、危惧され始めている。集積化が進む自動運転で画像処理を担う GPU のソフトエラーでは、世界的に使われる台数を考えると致命的な事故を引き起こす可能性を無視することはできない。特に、地下に設置される機器では、透過能力の高い宇宙線 μ^\pm しか通り抜けることができないこともあり、 μ^\pm による影響が重要で、喫緊の社会的な課題といっても過言ではない。研究例として、加藤等の 20nm CMOS プロセスで製造された SRAM を対象に J-PARC MUSE で実施した、加速器 μ^\pm **産学連携研究**が挙げられる。 μ^- 特有の捕獲反応によって引き起こされる複数ビットエラーが、 μ^+ に比べて極めて大きく、更に、高エネルギー中性子の核破碎反応、熱中性子の捕獲反応によって引き起こされるものと異なる特徴を持つことを示した^(文献4-3-9)。加速器 μ^\pm を用いたソフトエラーの加速実験を通じて、最新の SRAM のエラー率のみならず、防止するための技術開発の指針として活用される。

4.3.9. ミュオンイメージング

物質中で、電子などの荷電粒子が高速に加速されると、原子核の電場を受けて制動放射 X 線(光)を放出し散乱される。制動放射の効率は荷電粒子の質量の二乗に反比例するので、質量の重い μ^\pm は、電子の場合と比べて単純計算で 4 万倍も起こりにくいことになる。一方、ハドロンである陽子は、物質中で加速されると原子核反応を起こし、パイオンや K 中間子に生まれ変わり、陽子のままでいることができない。 μ^\pm は、電子と陽子の中間の質量を持つ素粒子にも拘わらず、飛び抜けて透過能に優れており、理想的なイメージングプローブたり得るという所以である。

CT 測定

MUSE で得られる加速器 μ^\pm は、宇宙線 μ^\pm と比べて、百万倍以上の強度を誇り、一枚の透視画像を撮るのにたかだか数~数十秒ほどしかかからない。しかも、120 MeV/c の運動量で、22 mm 厚までの鉄試料のイメージングができる。将来的には、より高エネルギーの μ^\pm を

参考文献

4-3-9) T. Kato, et al. IEEE T. Nucl. Sci., 68,7, (2021) 1436-1444

取り出す事もでき、370 mm に及ぶ分厚い鉄試料、機械のイメージングも可能である。現状では、30 分ほどの CT 三次元測定での空間分解能は 1 mm 程度だ。今後、空間分解能 10 μm を達成することを目指した研究開発が行われている。また、 μ^\pm は荷電粒子であり、電磁場により軌道が偏向されるので、機械内部の電磁場の 3 次元ベクトル分布の可視化も視野に入れることができるというユニークな特徴も兼ね備えている。

透過型 μ^+ 顕微鏡

電子顕微鏡のプローブは、言わずもがなだが電子である。電子は制動放射で光を放出し易い性質を持つので、加速しても数 μm より厚い試料を観測できない。生体試料を観察する時には、やむを得ず、一旦凍らせて試料をスライスする。「もし、電子の代わりに、透過能の高い μ^+ を用いることができれば、生きたままの厚みのある生体試料でも窓越しに観測可能になる。」というのが、透過型 μ^+ 顕微鏡計画である。前述した Mu をレーザー共鳴イオン化法で得られる超低速 μ^+ を、波の性質を持ったまま、5–10 MV に再加速することで、超高压電子顕微鏡をもってしても到達不可能な 10 μm 厚超領域のトモグラフィ 3 次元測定、所謂、**透過型ミュオン顕微鏡**が実現できる（文献4-3-10）。

4.3.10. おわりに

MUSE では D、U、S ラインが整備され、H ラインの建設も最終段階にきている。日本国内外において、パルスミュオンという特徴を生かして、物質内部に留まらず、表面、薄膜・多層膜、スピントロニクス等のナノサイエンスを含む物質科学研究、化学、生物学、素粒子原子核物理等の広い研究分野での新しい進展が期待されている。特に、これまで接点を見出すことが難しかった文化財を非破壊で元素分析を行う文理融合研究への展開にも広がりつつある。原子力科学を探究されている研究者の皆様方の中で、ミュオンを使って研究を検討されようかとお考えの方は、是非ご一報いただければと思う。

参考文献

4-3-10) Y. Nagatani, Y. Miyake: 透過型ミュオン顕微鏡の開発, ISOTOPE NEWS 2021, 2, 773 (2021) 31–36

4.4. 中間子ビーム (田村裕和)

4.4.1. 中間子ビームとは

湯川秀樹は、原子核の中で陽子や中性子(核子)を結びつけている力=核力は、中間子という粒子が核子間で交換されることで生ずると考えた。その後、この粒子(π 中間子)は実際に宇宙線を使った実験で発見された。中間子は、クォークと反クォークが束縛したハドロンであり、電子やミュー粒子と異なり強い相互作用をうける。現在、構成するクォークの種類や質量、スピンなどが異なる100種類以上の中間子の状態が知られているが、そのうちナノ秒以上の長い寿命を持ちビームとして利用できるのは、荷電 π 中間子(π^+ 、 π^-)とK中間子(K^+ 、 K^- 、 K^0_L)だけである。これらは、下記のように原子核を高エネルギービームで照射することで生成できるが、特に陽子ビームは中間子の生成率が大きく、中間子ビームを作るのに使用される。中間子ビームを陽子や反陽子ビームとあわせてハドロンビームと呼ぶ。

4.4.2. 中間子ビームの施設とビームの生成

世界の高エネルギー陽子加速器施設(固定標的型実験施設をもつもの)の一部で、表4.4.1のように中間子ビームが利用できる。

Lab./proton accelerator	proton energy (GeV)	Momentum of pion beams (GeV/c)	Maximum pion intensity
CERN / SPS	450	< 190	$\sim 10^7$ /spill
Fermilab / MI	120	< 66	< 10^6 /spill
J-PARC / MR	30	< 2.0	$\sim 10^8$ /spill
PSI	0.59	< 0.50	$\sim 10^{10}$ /s

表4.4.1 中間子ビームが利用できる主な加速器施設と
利用可能な π 中間子ビームの運動量、およその最大強度。

荷電 π 中間子は0.3 GeV以上、 K^- 、 K^+ 中間子はそれぞれ1.6 GeV、2.5 GeV以上のエネルギーの陽子ビームを原子核標的にあてると、 $p p \rightarrow p n \pi^+$ のような反応によって中間子を生成できる。中間子は標的の下流に様々な運動量と方向に広がって放出されるため、標的直後の双極電磁石で二次粒子の電荷・運動量の大きさ・放出方向をある範囲で選び取る。その後、双極・四重極電磁石を組み合わせた二次ビームラインを用いて実験エリアに導き、実験標的の位置に収束させる。二次ビームには、同じ電荷・運動量をもつ異なる粒子(正電荷なら、陽電子、 π^+ 、 K^+ 、陽子など、負電荷なら電子、 π^- 、 K^- 、反陽子)が混じっている。ビーム輸送中にビーム粒子(運動量はほぼ揃っている)の速度を選別する装置を挿入して、粒子の質量を選択するタイプ(質量分離型ビームライン)もある。速度選別には、強い静電場とそれに直交する磁場をかけ、磁場を調整して特定の速度の粒子だけを直進させる方法が使われる。

通常、二次ビームの運動量範囲は数%以下、実験標的位置の収束点でのビームサイズは数 cm である。例として、J-PARC ハドロン施設での二次ビームについて文献^(文献4-4-1)を参照されたい。

4.4.3. 中間子ビームによる科学

中間子は、強い相互作用によって核子や原子核と反応を起こしやすく、中間子の種類と運動量を選ぶことによって特定の反応を選択的に起こさせることも可能であり、1960年代以来、素粒子物理やハドロン・原子核物理の研究に広く利用されてきた。以下では、原子核物理を中心に研究例をあげて概観する。

(A) 原子核物理

中間子ビームを原子核標的に入射することで、核子多体系としての原子核を超えて、核子以外の粒子を含むハドロン多体系の研究、あるいは核内でのハドロンの性質の研究ができる。特に、ハイペロンを含む原子核であるハイパー核の研究が、1960年代以降 K^- 中間子や π 中間子のビームを用いて行われてきた^(文献4-4-2)。

ハイペロンはストレンジ(s)クォークを含むバリオンであり、 Λ 、 Σ 、 Ξ 、 Ω がある。 K^- 中間子はsクォークを含むため、 $K^-n \rightarrow \Lambda \pi^-$ のようなsクォークの交換反応によって比較的容易にハイペロンを生成できる。また、強い π 中間子ビームによって $\pi^+n \rightarrow \Lambda K^+$ などの反応でハイペロンをすることもできる。原子核標的の中中性子に対してこうした反応を起こさせ、生成した Λ が同じ核に束縛されると、 Λ ハイパー核となる。他に粒子が放出されていなければ、ビーム中間子の運動量と、放出された中間子(前者の反応では π^- 、後者の反応では K^+)の運動量と散乱角を測定すれば、エネルギー・運動量保存則から生成したハイパー核の質量が得られる(missing mass 測定という)。

$\pi^+n \rightarrow \Lambda K^+$ 反応を用いた原子核反応((π^+, K^+) 反応という)は、 Λ ハイパー核の構造研究によく用いられる。図4.4.1(次頁参照)はKEK-PS(陽子シンクロトロン)で1990年代に行われた実験の結果で、 ^{89}Y 標的での (π^+, K^+) 反応($\pi^+ {}^{89}\text{Y} \rightarrow {}^{89}\Lambda\text{Y} K^+$)によって生成したハイパー核 ${}^{89}\Lambda\text{Y}$ (陽子39個、中性子49個、 Λ 粒子1個からなる原子核)の質量を、 π^+ と K^+

参考文献

- 4-4-1) <https://j-parc.jp/public/Hadron/ja/index.html>; K. Agari et al., Prog. Theor. Exp. Phys. 2012 (2012) 02B009.
4-4-2) 永江知文「ハドロン物理学入門」裳華房 第6章.

の運動量・散乱角の測定によって求めたものである(文献4-4-3)。ハイパー核質量を Λ 粒子と ^{88}Y 核の間の束縛エネルギーとしてプロットしている。ほぼ等間隔のピークが観測されたが、それぞれ Λ 粒子が ^{88}Y 核のs、p、d、f軌道に束縛されたハイパー核状態に対応している。原子核構造の理解の出発点である殻模型は、核内でそれぞれの核子が一体ポテンシャルを感じて独立軌道を回っているという仮定に基づくが、実際に大きな原子核において $0s$ 、 $0p$ 、...のような深い核子軌道が存在しているという実験的証拠はなかった。原子核ではすべての軌道が核子で埋められ、パウリ排他律のため新たな核子をこれらの軌道に入れられない

ためである。ところが Λ 粒子は核子からのパウリ排他律に従わないので、どの軌道にも入れることができる。このハイパー核スペクトルは、原子核内に独立粒子軌道が存在することを初めて明確に示したものである。さまざまな原子核で Λ の一粒子軌道のエネルギーを調べることで、 Λ が核内で感じているポテンシャルの深さが30 MeVであることが判明した。核子の感じる原子核ポテンシャルの深さが約50 MeVなので、 Λ ・核子間の引力は核力より少し弱いことが分かる。

さらに、 Λ 粒子と核子のスピンに依存した相互作用を調べるには、 Λ ハイパー核の励起状態の微細な構造を γ 線分光によって調べるとよい。

図4.4.2(次頁参照)、4.4.3(後頁参照)は、J-PARCで行われた $^4_\Lambda\text{He}$ の γ 線分光実験(文献4-4-4)の実験セットアップと結果である。 (K^-, π^-) 反応(すなわち $K^- ^4\text{He} \rightarrow ^4_\Lambda\text{He} \pi^-$)でハイパー核を生成し、図4.4.3左上のように $^4_\Lambda\text{He}$ の質量スペクトル上で $^4_\Lambda\text{He}$ ハイパー核生成事象を選択したうえで、同時に放出されている γ 線を測定したところ、図4.4.3左下のような

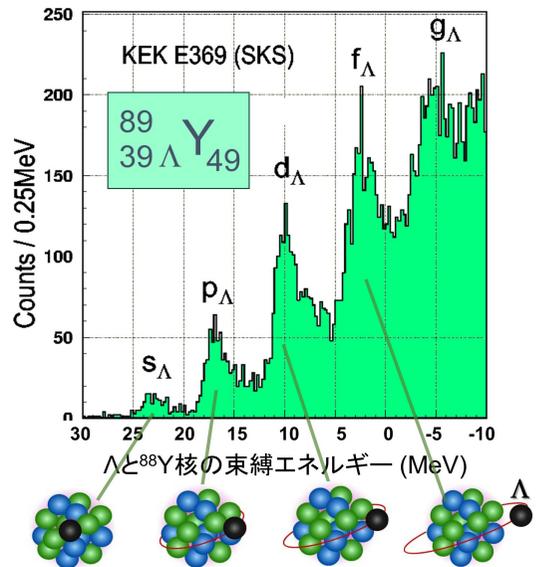


図4.4.1 $^{89}_\Lambda\text{Y}$ ハイパー核の質量スペクトルを Λ の束縛エネルギー(左がより深い束縛)で示したもの(文献4-4-3)。

参考文献

4-4-3) H. Hotchi et al., "Spectroscopy of medium-heavy Λ hypernuclei via the (π^+, K^+) reaction", Phys. Rev. C 64 (2001) 044302.

4-4-4) T.O. Yamamoto et al., "Observation of Spin-Dependent Charge Symmetry Breaking in ΛN Interaction: Gamma-Ray Spectroscopy of $^4_\Lambda\text{He}$ ", Phys. Rev. Lett. 115 (2015) 222501.

結果が得られた。観測された 1.4 MeV γ 線ピークは ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ の基底状態の二重項の間の γ 遷移 ($1^+ \rightarrow 0^+$) に対応する。この結果から、図4.4.3 (次頁参照) 右のように、鏡像核 (陽子の数と中性子の数が入れ替わった核) である ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ と ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ の構造が大きく違うことが分かった。原子核の基本的性質である荷電対称性 (陽子・中性子の入れ替えに対して原子核の性質が変わらないこと) が、 Λ ハイパー核では大きく破れていることになる (文献4-4-5)。この理由ははまだ理論的に説明できず、 Λ ・核子相互作用の完全な理解が容易でないことを示している。

ゲルマニウム (Ge) 検出器によるハイパー核の精密 γ 線分光は、1990 年代終わりに実験手法が確立し、質量数 19 までのさまざまな軽い Λ ハイパー核の γ 線が観測されそのレベル構造が決定された (文献4-4-6)。

そこから、図4.4.3右のような Λ スピンと核スピンの組み合わせで生ずる多重項の分岐間隔が分かり、その間隔から Λ ・核子間のスピン・スピン力とテンソル力の大きさが核子・核子間の場合より 1 桁程度小さいことが判明した。これは、 Λ ・核子間で 1 個の π 中間子交換が禁止されるなどの中間子交換の描像で説明される。一方、 Λ スピンによるスピン・軌道力が核子間スピン・軌道力のわずか 1/50 であることも分かったが、その理由はよく分かっていない。近距離で重要になるクォーク間の相互作用でスピン・軌道力が生じているとすると説明できるという指摘がある。

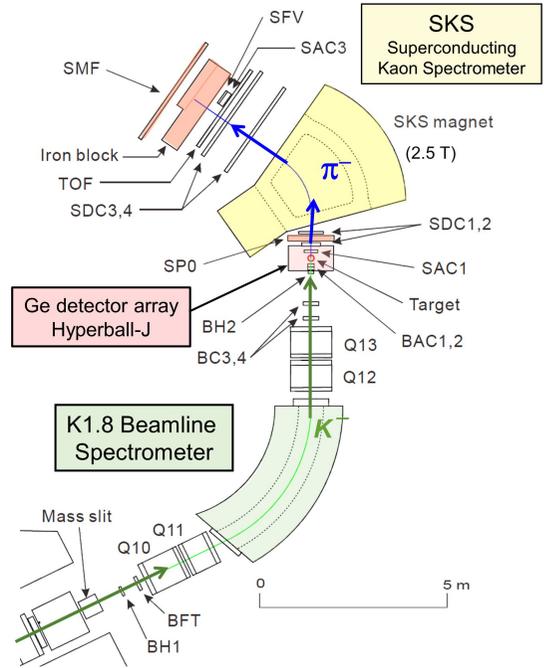


図4.4.2 J-PARC ハドロン施設での (K^- , π^-) 反応を用いたハイパー核実験の典型的なセットアップ。ビーム K^- 中間子と反応で放出される π^- 中間子の運動量をそれぞれ磁気スペクトロメータで測定し、標的まわりに放出された γ 線を Ge 検出器群で測定する (文献4-4-4)。

参考文献

- 4-4-5) 中村哲, 永尾翔, 田村裕和, 山本剛史, “ラムダ粒子は、陽子と中性子を区別できるか? —ラムダハイパー核における荷電対称性の破れ”, 日本物理学会誌 2022 年 77 巻 5 号 287.
 4-4-6) 鶴養 美冬, 田村 裕和, “精密 γ 線分光が明らかにしたハイパー核の世界”, 日本物理学会誌 2012 年 67 巻 1 号 14.

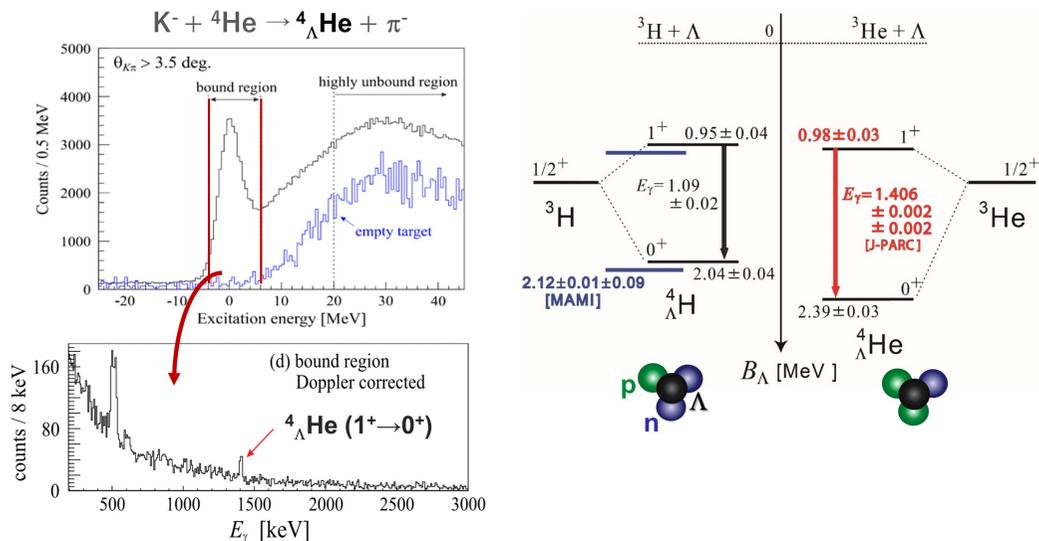


図4.4.3 J-PARCで行われた ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ ハイパー核の γ 線分光実験の結果（文献4-4-4）。
詳細は本文参照。

同様に、 Σ 粒子や Ξ 粒子と核子との相互作用も中間子ビームを用いて調べられてきた。 Σ ハイパー核は、 ${}^4_{\Sigma}\text{He}$ のみが束縛して存在することが明らかになり、より重い核では Σ は核から強い斥力を感じていることも分かった。 Σ 粒子と核子の相互作用を詳しく調べるため、J-PARCでは最近 Σ 粒子と陽子との散乱実験も行われたが、ここでも π 中間子ビームを使って $\pi^+p \rightarrow \Sigma^+K^+$ 、 $\pi^-p \rightarrow \Sigma^-K^+$ のように Σ^{\pm} 粒子を生成した。

Ξ 粒子については、KEKおよびJ-PARCでの研究が進展し、原子核から引力を感じて束縛状態を作ることが明らかになった。実験では、 K^- ビームを炭素標的に照射して $K^-p \rightarrow \Xi^-K^+$ 反応で作られた Ξ^- を、標的周囲に置いた原子核乾板に入射して静止させ、乾板中の ${}^{12}\text{C}$ 、 ${}^{14}\text{N}$ 、 ${}^{16}\text{O}$ 核と Ξ^- が反応して $\Xi^-p \rightarrow \Lambda\Lambda$ が起こるとともに原子核が破碎される。2つの Λ が同じ原子核片に束縛すれば $\Lambda\Lambda$ ハイパー核が作られる。そのハイパー核の質量から Λ - Λ 間の力が弱い引力であることが分かった。一方、 Ξ^- 反応後に2つの Λ がそれぞれ別々の破砕片に束縛して2つの Λ ハイパー核が生成する場合、両方の Λ ハイパー核の束縛エネルギーが既知であれば、 Ξ^- が吸収される始状態の質量が求められ、 Ξ^- と核の束縛エネルギーが分かる場合

参考文献

- 4-4-4) T.O. Yamamoto et al., “Observation of Spin-Dependent Charge Symmetry Breaking in ΛN Interaction: Gamma-Ray Spectroscopy of ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ ”, Phys. Rev. Lett. 115 (2015) 222501.

がある。この方法で、最近数例の Ξ ハイパー核が観測され、 Ξ の核ポテンシャルの深さが約 15 MeV 程度であることが分かってきた (文献4-4-7)。図4.4.4は、最近行われた J-PARC での Ξ ハイパー核の原子核乾板画像である。

このように、ハイパー核の束縛エネルギーや構造の研究から、ハイペロン・核子間の「核力」

の性質が分かる。核子間核力は、遠距離では π 中間子交換の描像で理解できるものの、短距離では核子を構成するクォーク同士の相互作用が効くため理解することが難しい。そこでバリオンのクォークの種類を u、d クォークから一部 s クォークに変更して核力がどう変わるか、すなわち、ハイペロンの核力がどうなっているのかを調べることで、核力におけるクォークの役割が明らかになると期待されている。またこうした研究は、近年大きな謎となっている、中性子星内部にハイペロンが存在するかどうかという問題を解決するためにも重要である (文献4-4-8)。

(B) ハドロン物理

強い相互作用の基礎理論である QCD (量子色力学) では低エネルギーで結合定数が大きくなるため、クォーク多体系を摂動論的計算で解くことができない。クォークからハドロンがどのように生まれ、原子核が形成されるのかは、QCD に基づいて十分に理解されているとはいえない。ハドロン物理は、さまざまなハドロン (バリオンと中間子) の性質や反応を調べ、これらがクォークからどのように構成されどのような相互作用をするかを QCD に基づいて理解することを目指している。さらに原子核内や高温状態でのハドロンの性質や相互作用を通じて、ハドロンにおけるクォークの閉じ込めや質量獲得機構の理解も目指している。

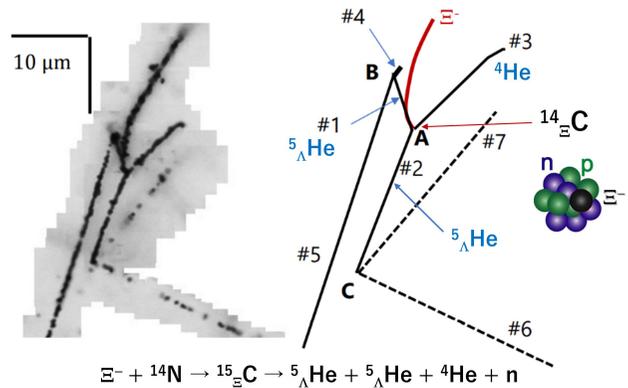


図4.4.4 Ξ 粒子が原子核に深く束縛された $^{15}_{\Xi}\text{C}$ ハイパー核事象の原子核乾板画像 (文献4-4-7)。詳細は本文参照。

参考文献

- 4-4-7) 仲澤 和馬, “垣間見えてきたダブルハイパー核の構造”, 日本物理学会誌 2022 年 77 巻 4 号 198 ; 仲澤 和馬, 吉田 純也, 肥山 詠美子, “ダブル・ハイパー核の発見とその物理”, 日本物理学会誌 2018 年 73 巻 5 号 308.
4-4-8) 仲澤和馬, 高塚龍之, “超巨大ハイパー核としての中性子星一混在ハイペロンの謎”, パリティ: 物理科学雑誌 31 (4) (2016) 12.

ハドロンの基底状態は、質量や磁気モーメントなどの性質が構成子クォーク模型でよく記述できるが、励起状態には、構成子クォークの運動やスピンの励起として説明することができないものがあり、一方、構成子クォーク模型から存在が予想されながら実験的に見つかっていない励起状態のハドロン (missing resonance) も多数ある。一方、qqq (クォーク 3 個のバリオン) または $q\bar{q}$ (クォーク・反クォークでできた中間子) 以外の形の“エキゾティックハドロン”が存在しないのかどうかは 1960 年代以来の未解決の問いであった。近年、様々なエキゾティックハドロンの候補とされるデータが報告され、4 個以上のクォークが閉じ込められた状態 ($qq\bar{q}\bar{q}$ 、 $qqqq\bar{q}$ など) や、2 つのハドロンの分子的状态、グルーオンの励起を含むハイブリッドハドロンなどの存在が議論されている。(詳細は^(文献4-4-9)を参照。)

π 中間子は、核子との散乱・反応の断面積が大きく、そのエネルギーに応じて様々なバリオンの励起状態を生成する。1960 年代以降、数 GeV/c までの π 中間子ビームによる弾性・非弾性散乱実験 ($\pi p \rightarrow \pi p$, $\pi\pi p$, ...) によって、核子の励起状態 (アイソスピン 1/2 の N^* 共鳴と、アイソスピン 3/2 の Δ 共鳴およびその励起状態) が調べられた。また、終状態の粒子 (主に π 中間子や K 中間子) の不変質量を組む方法によって、さまざまな短寿命の中間子 (共鳴状態) の存在も明らかになった。ストレンジクォークを対生成する断面積も大きく、ハイペロン Y およびその励起状態 Y^* を $\pi^\pm p \rightarrow Y^* K^+$ のような反応で生成することもできる。こうした研究は、その後電子ビームを用いて発展したが、エキゾティックハドロン探索や missing resonance 問題の重要性が高まり、中間子ビームによる高精度実験が必要となっている。

10 GeV/c 程度の π 中間子ビームによってチャーム (c) クォークを対生成することで、c クォークを含むハドロンの励起状態を研究することができる。J-PARC では 30 GeV 一次陽子ビームを引き出している高運動量ビームラインを改造して、5–20 GeV/c の 2 次ハドロンビーム (主に π 中間子) を引き出す計画がある。ここでは、軽いクォーク 2 個がスピン 0 に組んだ“ダイクォーク”がハドロンの記述に有効な自由度ではないかとの予測から、重いチャームクォークと軽い 2 つのクォークでできたチャームバリオンの励起スペクトルを測定する実験が準備されている。

100 GeV/c オーダーの高エネルギー中間子ビームを陽子標的に入射し、中間子内の反クォークと陽子内のクォークの消滅によって $\mu^+ \mu^-$ のようなレプトン対が発生する過程 (Drell-Yan 過程) を測定すると、陽子内のクォークの動きやそのスピンを調べることもできる。こうした目的

参考文献

4-4-9) 永江知文 「ハドロン物理学入門」裳華房 第 4 章。

で、CERN の COMPASS 実験では、 μ ビームによる深部非弾性散乱とともに、 π 中間子ビームによる Drell-Yan 過程の測定も進めている。

(C) 素粒子物理

ハドロンの様々な崩壊率などを精密に測定し、その崩壊の背後にあるクォークのフレーバー変化が標準理論で説明できるかどうかを詳細に調べる研究は「フレーバー物理」と呼ばれ、素粒子物理の重要な柱の一つである。特に K 中間子は、 s クォークをもつ最も軽いハドロンであり、K 中間子とハイペロンの発見がクォークというハドロンの下部階層の物理学を拓き、K 中間子自体の性質の研究が標準理論の形成に大きな役割を果たしてきた。K 中間子の性質から、弱い相互作用におけるパリティの破れと CP 対称性の破れが明らかになった。現在も、K 中間子は標準理論を超える新物理の探索に有効な手段を与えている。

一般に、標準理論で大きく抑制あるいは禁止された崩壊は、その崩壊が観測されることで標準理論を超えた過程が存在する証拠となるため、新物理の探索の感度が高いといえる。 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊は、CP 保存を破る過程であり、標準理論で予想される分岐比はわずか 3×10^{-11} である。終状態にハドロンがある弱い相互作用の崩壊では、分岐比を精度よく計算することは通常難しいが、この崩壊過程の分岐比は 2% の精度で計算されている。もしその値からずれた実験値が得られれば、標準理論を超えた現象といえる。J-PARC KOTO 実験では、2 次粒子生成標的で作られた K_L^0 中間子ビームを用い、崩壊粒子 (π^0 からの 2 個の γ) を前方の CsI カロリメータでとらえる。崩壊領域の周囲は反同時計数検出器で覆っている。中性子等のバックグラウンドを抑えながら分岐比の感度を向上させる研究が進んでおり、ビームラインと検出器のアップグレードにより 10^{-12} を超える感度が達成できる見込みである (文献 4-4-10)。

4.5. ニュートリノビーム (中家 剛)

4.5.1. はじめに

大強度陽子加速器の得意とするところの一つが、大強度のニュートリノビームの生成である。最初に、ニュートリノという素粒子を紹介し (文献 4-5-1)、ニュートリノビームを使って J-PARC でどんな研究をしているのかを説明しよう。

参考文献

4-4-10) 塩見公志, 野村正, 山中卓, “K 中間子稀崩壊探索による新物理へのアプローチ”, 日本物理学会誌 2019 年 74 巻 12 号 830.

4-5-1) ニュートリノの解説書、中家剛 (著) 「ニュートリノ物理—ニュートリノで探る素粒子と宇宙—」、共立出版 (2016)。

ニュートリノは「未知の素粒子」と言ったイメージがある。実際、素粒子としてまだまだ分かっていない性質はあるが、その反面、身の回りにたくさんある「ありふれた素粒子」でもある。ニュートリノは、太陽のように核融合で輝いている星の中で大量に生まれている。また、地球でも大気や地中奥深くで大量に生まれている。人工的には、原子炉や加速器で生成することが可能である。ただし、ニュートリノはめったに反応しないので、観測することが非常に難しい。4.3節のミューオンビームで「地表に辿り着く宇宙線の7割がミューオンである。」と説明した。それと同様、ニュートリノも宇宙線の相方として世界中の空で大量に生まれている。そして、ニュートリノはめったに反応しないので、地表から地中深くに入り込み地球を突き抜けていく。この世界中の空から降り注ぐニュートリノを観測し、ニュートリノに質量が存在し、ニュートリノが振動するという現象を発見したのが、日本にあるニュートリノ測定装置スーパーカミオカンデだ。ニュートリノ振動の発見で、梶田隆章氏(東京大学・教授)が2015年にノーベル物理学賞を受賞した。ここで、「ニュートリノはめったに反応しない」という性質がニュートリノの研究を難しくしていた。ニュートリノの性質を変えることはできないので、ニュートリノをよりよく研究するには大量のニュートリノを用意すればよい。ここで大強度陽子加速器の出番である。

4.5.2. 素粒子ニュートリノの性質

素粒子には、身の回りにたくさんある光や電子、そして元素の核を作っている陽子と中性子を作るクォークがある。光は電磁力を伝える素粒子で、その仲間に強い力を伝えるグルーオン、弱い力を伝えるW粒子とZ粒子がある。電子の仲間にはレプトンと呼ばれる、4.3節で紹介したミューオン、タウ、そしてニュートリノがある。ニュートリノには、電子、ミューオン、タウとペアになっていて、電子ニュートリノ、ミューオンニュートリノ、タウニュートリノの3種類がある。この3種類のニュートリノが、時間が経つとお互いの間を振動する現象(ニュートリノ振動)が発見され、ニュートリノに質量があることが分かった。

素粒子としてのニュートリノの性質は、質量が非常に軽い(電子の質量の100万分の1以下)、スピンの2分の1、電荷がなくて弱い相互作用をする、また弱い相互作用するニュートリノは左巻きである、ことが分かっている。ニュートリノには質量があることが分かったが、その大きさはまだ確定しておらず、異なるニュートリノ間での質量差だけがニュートリノ振動により決まった。ニュートリノ振動は、ニュートリノが質量を持ち、ニュートリノの質量固有状態と弱い相互作用の固有状態が異なる時におこる。2種類の状態のニュートリノについて考えると、弱い相互作用の固有状態は ν_μ と ν_e 、質量の固有状態は ν_1 と ν_2 と表せる。 ν_1 と ν_2 は質量 m_1 と m_2 をもつ。2つの状態間の混合角を θ と定義すると、 ν_μ から ν_e への振動確率Pは

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = \sin^2 2\theta \cdot \sin^2(1.27 \Delta m^2 \cdot L/E) - (1)$$

と表せる。ここで、 $\Delta m^2 = m_2^2 - m_1^2$ [eV²]、Lはニュートリノの飛行距離[km]、Eはエネルギー[GeV]である。ここでは2種類のニュートリノについて説明したが、ニュートリノは3種類存在するため、実際には3つの混合角(θ_{12} 、 θ_{13} 、 θ_{23})、3つの質量(m_1 、 m_2 、 m_3)、そして1つの複素位相 δ_{CP} を通してニュートリノ振動が起こる。ニュートリノ振動を高感度で測定するためには、式(1)中で $1.27 \Delta m^2 \cdot L/E \sim \pi/2$ が成り立てばよい。 $\Delta m_{32}^2 \sim 2.5 \times 10^{-3} \text{eV}^2$ なので、この条件は $L/E \sim 500$ (km/GeV)である。J-PARC ニュートリノビームの場合、そのエネルギーは0.6 GeVくらいなので、ニュートリノが振動する飛行距離は $L = 500 \times 0.6 = 300$ kmとなる。

素粒子には、粒子に対して電荷とスピンの向きが逆である反粒子が存在する。電子の反粒子は陽電子であり、正の電荷を持つ。ニュートリノにも、反粒子が存在し、反ニュートリノと呼ばれている。ただし、ニュートリノには電荷がないので、反ニュートリノがスピンの向きが逆になった右巻きニュートリノなのか、ニュートリノと別の反粒子なのかまだ分かっていない。粒子と反粒子の間にある対称性をCP対称性といい、CP対称性はクォークにおいては破れている。我々の住む世界には、ほとんど反粒子(陽電子や反陽子、反中性子)が存在しないので、宇宙が進化する過程でCP対称性は破れていたことが分かる。ただし、現在の宇宙の物質組成を説明するにはクォークにおけるCP対称性の破れだけでは十分でなく、レプトンにおけるCP対称性の破れ、つまりニュートリノにおけるCP対称性の破れが宇宙の物質創生に関わっているのではと注目されている。ニュートリノにおけるCP対称性の破れを調べる研究がJ-PARCで進行中である。

4.5.3. 加速器ニュートリノ実験

ニュートリノの性質を研究するには、性質のよく分かった加速器で生成されるニュートリノビームが有効である(文献4-5-2)。ただし、ニュートリノは滅多に反応しないので、ニュートリノビームの強さが加速器ニュートリノ実験の成否を決める。J-PARCでは、毎秒100兆個以上の高エネルギー陽子を使って、毎秒100兆個以上のニュートリノが生成可能である。J-PARCでは、

参考文献

- 4-5-2) T. Nakaya and K. Nishikawa, “Long baseline neutrino oscillation experiments with accelerators in Japan: From K2K to T2K”, Eur.Phys.J.C 80 (2020) 4, 344.

4.5.4. ニュートリノビーム発生装置

ニュートリノビームの発生方法とその発生装置を紹介する。J-PARC 主リングで 30 GeV に加速された陽子は、早い取り出し法でニュートリノビームラインに送られる。ニュートリノビームの全体図を図4.5.3に示す。ニュートリノビームラインには図4.5.3の Primary Beamline に超電導電磁石が配置されていて、陽子ビームを約 90 度曲げて神岡の方向に向ける。この陽子ビームを図4.5.3の Target Station にある炭素標的に当てると、大量の π 中間子が発生する。ニュートリノビームを生成する場合は、正電荷のパイ中間子 (π^+) を神岡の方向に電磁ホーンと呼ぶ装置で磁場を使って収束し、110 m の長さのある崩壊領域 (図4.5.3 : Decay Volume) へと送る。この崩壊領域では、 π^+ はミューオン (μ) とミューオンニュートリノ (ν_μ) に崩壊する。崩壊領域の最下流にはビームダンプ (図4.5.3 : Beam dump) と呼ばれるビーム吸収材があり、その後ろでは

ν_μ だけが神岡に向けて照射される。電磁ホーンに流す電流の向きを反対に変えると磁場が反転し、負電荷の π 中間子 (π^-) が収束され、反ミューオンニュートリノビームを発生させることもできる。J-PARC のニュートリノビームラインは、神岡の方向からわずかに (角度 2.5°) ずらすことで、300 km 離れた箇所でニュートリノ振動が起こる確率が最大になるようにニュートリノビームエネルギーが調整されている。この手法をオフアクシス法と呼ぶ。

ニュートリノビーム発生装置製作の難しさの一つは、大強度陽子ビームのハンドリングである。陽子ビーム強度が高いので、そこで生成される放射線量、機器の発熱等を十分に対処しておく必要がある。大強度陽子ビームが照射される標的には、高温で溶ける金属は使えず、炭素棒をヘリウムで冷却して使用する。炭素標的を囲む電磁ホーンは水を使って冷却し、標的や電磁ホーンは人が近づくことなくリモートで交換できるよう設計されている。

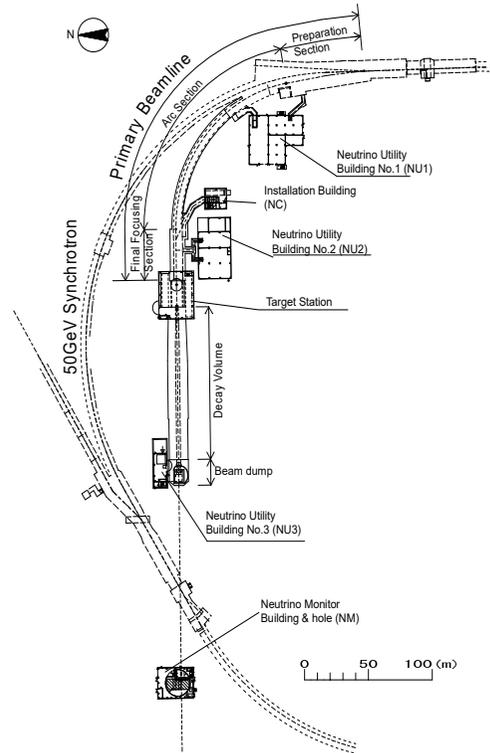


図4.5.3 J-PARC のニュートリノビームライン

4.5.5. ニュートリノビーム測定装置

ニュートリノは滅多に反応しないので、測定することが難しい粒子である。ニュートリノを反応させるためには、大質量、つまり大きな測定器を用意する必要がある。さらに、大きな測定器で起こったニュートリノの反応を信号として捉える必要がある。以下に詳しく紹介するスーパーカミオカンデ測定器は、十分な数のニュートリノを反応させるために水を5万トン使っている。ニュートリノが反応すると荷電粒子が発生することがあり、その荷電粒子が水中を通過するときにチェレンコフ光という光を出す。水は透明な物質なので、チェレンコフ光は水中を長い距離通り、壁に設置された光検出器で信号として観測される。ここで、ニュートリノ反応について簡単に紹介する。加速器で作ったミューオンニュートリノは、物質中の原子核と反応して、ミューオンを発生する。電子ニュートリノは反応して電子が出るので、反応で出てきた粒子を観測すればニュートリノの種類が分かる。また、反応で出たミューオンや電子の運動量を測定することでニュートリノのエネルギーが分かる。

スーパーカミオカンデ

スーパーカミオカンデは岐阜県飛騨市神岡町の山中地下1000 mに設置された水チェレンコフ測定器である(文献4-5-4)。5万トンの水タンクの内側に1万本の光検出器(50 cm直径の光電子増倍管)が設置されていて、水中で発生するチェレンコフ光を測定する。チェレンコフ光は、荷電粒子が物質中の光速($= c/n$ [屈折率])を超えた速度で走ると発生する。チェレンコフ光は運動量によって決まる方向に放出され、壁面の光電子増倍管でそのパターンが見える。1万本の光検出器で観測されたチェレンコフ光のパターンを分析することで、スーパーカミオカンデでは発生した粒子の数、粒子の種類、粒子の運動量が特定できる。

スーパーカミオカンデは、加速器ニュートリノビームの測定だけでなく、太陽からのニュートリノと大気からのニュートリノを観測し、宇宙から来る様々な種類のニュートリノを探索している。加速器からのニュートリノは、加速器でビームを発射した時刻が分かるのでニュートリノの到来時間から識別できる。スーパーカミオカンデで観測された加速器からの電子ニュートリノ事象を図4.5.2に示した。このような事象が2014年の時点で28事象観測され、ミューオンニュートリノから電子ニュートリノへの振動が発見された(文献4-5-5)。

参考文献

4-5-4) Y. Fukuda, et al. (Super-Kamiokande collaboration), “The Super-Kamiokande detector” ,
Nucl. Instrum. Meth. A 501 (2003) 418-462.

4-5-5) K. Abe, et al. (T2K collaboration), “Observation of Electron Neutrino Appearance in a Muon Neutrino Beam” ,
Phys. Rev. Lett. 112 (2014) 061802.

J-PARC における前置ニュートリノ測定器

T2K 実験では、J-PARC で発生したニュートリノビームを振動する前に測定するために、J-PARC 内に前置ニュートリノ測定器を置いている。前置ニュートリノ測定器はニュートリノビームをモニターするための INGRID と呼ばれる測定器と、ニュートリノビームのエネルギーとフラックスを測定し、更にニュートリノ反応を研究する ND280 がある。

INGRID は、鉄とシンチレーターの層構造検出器モジュール 14 台から成り、各モジュールでニュートリノ反応率を測定して、ニュートリノビームの出射方向と強度の安定性を測る。T2K 実験では、ニュートリノビームの方向が変わると、スーパーカミオカンデに到着するニュートリノのエネルギーが変わるため、ニュートリノ振動を正確に測定することができなくなる。そのために、ニュートリノビームの方向を決めることが重要である。

ND280 は大型の双極子磁石の内部に、中性 π 中間子測定器 P0D、細分化されたシンチレーター測定器 FGD (Fine Grained Detector) 2 台、飛跡測定器 TPC (Time Projection Chamber) 3 台、電磁カロリメータ ECAL、ミューオン測定器 SMRD から成る。FGD で反応したニュートリノから発生したミューオンや電子を TPC で飛跡として測定する。ND280 が捕らえたニュートリノ反応事象のイベントディスプレイを図4.5.4に示す。左から TPC1、FGD1、TPC2、FGD2、TPC3 と並んでいて、FGD1 でニュートリノ反応が起こった。測定器には 0.2 T の磁場がかかっていて、磁場内での飛跡の曲率から運動量を測定する。また、TPC と ECAL を使い、ミューオン、電子、陽子を識別する。T2K 実験でのニュートリノの主反応は荷電カレント準弾性散乱 ($\nu_{\mu} + \text{中性子} \rightarrow \mu + \text{陽子}$) であり、ミューオンの運動量からニュートリノのエネルギーが決定できる。ニュートリノビーム中にはミューオンの崩壊や K 中間子の崩壊から出てくる電子ニュートリノがわずか (1.5 GeV 以下で 1% 以下の割合) だが存在し、ニュートリノ振動 $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{e}$ の背景事象となる。このため、前置ニュートリノ測定器で電子ニュートリノの混入率を測定することも重要である。ND280 は磁場を使って飛跡の曲率を測定することで、荷電粒子の電荷の正負を決めることができる。これは、反ニュートリノビームを使って実験する場合に反ニュートリノ反応では μ^{+} ができるため、ミューオンの電荷測定から反ニュートリノビーム中でのニュートリノの混入率が決定できる。ND280 の測定から、スーパーカミオカンデにおけるニュートリノビーム量が正確に予測でき、観測量と比較することでニュートリノの振動確率が決定できる。

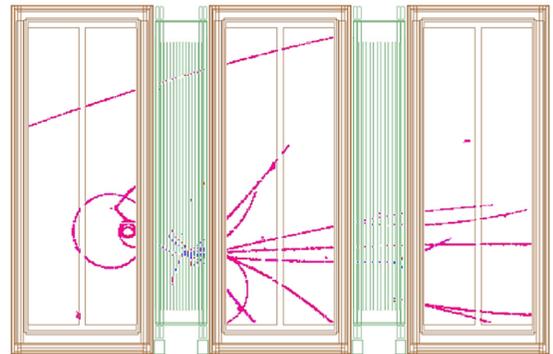


図4.5.4 ND280 でのニュートリノ反応事象

原子核乾板

J-PARC では T2K 実験だけでなく、ニュートリノ反応の精密測定を目的とした NINJA 実験も行われている。NINJA 実験の特徴は、ニュートリノ反応部分に原子核乾板という超高精度で位置と飛跡を測定できる装置を使いニュートリノ反応で出る荷電粒子を数百マイクロンという高精度で捕らえることで、ニュートリノ反応を詳細に観測できる。図4.5.5に NINJA 実験で捕らえたニュートリノ反応事象を示す。NINJA 実験では、ニュートリノ反応で生成される π 中間子や陽子を高感度で観測し、各種のニュートリノ反応の同定が可能となる。

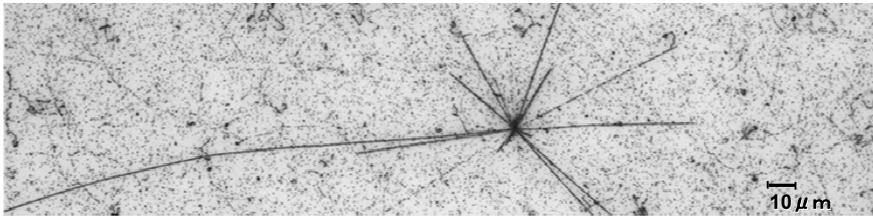


図4.5.5 NINJA 実験の原子核乾板で捕らえたニュートリノ反応事象

ハイパーカミオカンデ

J-PARC でのニュートリノ実験の将来計画として、ハイパーカミオカンデ計画が 2020 年に承認された。ハイパーカミオカンデは、有効体積がスーパーカミオカンデの 8 倍となる新型の水チェレンコフ測定器で、岐阜県飛騨市神岡町の山中に 2027 年設置に向けて計画が進んでいる。J-PARC 加速器側も、陽子ビームの強度をさらに 3 倍向上させることで、ニュートリノビームの強度も 3 倍向上させる。ハイパーカミオカンデでは、現存の T2K 実験に比べて $8 \times 3 = 24$ 倍ニュートリノ振動実験の感度が向上する。そして、ニュートリノにおける CP 対称性の破れを発見し、さらにその破れの大きさを精密に測定する計画である。ニュートリノにおける CP 対称性の破れの発見に向けて米国と日本が熾烈な競争をしており、ぜひ J-PARC で最初に発見したいものである。

4.5.6. MLF で発生するニュートリノを使った実験 JSNS²

J-PARC では、主リング (MR) からの 30 GeV 陽子を使ったニュートリノビーム実験以外にも、RCS からの 3 GeV 陽子ビームを使った MLF でのニュートリノ実験 JSNS² が行われている。JSNS² は、未知の素粒子ステライルニュートリノ (第 4 番目のニュートリノ) への振動を探索する実験である。米国のロスアラモス研究所で行われた LSND 実験、フェルミ研究所で行われた MiniBooNE 実験では、ニュートリノ振動においてステライルニュートリノ (第 4 番目のニュートリノ) が関与しているという実験結果が報告されたが、その真偽は分かっていない。LSND 実験の結果の真偽を確定するために、LSND 実験の数倍の感度を持つ JSNS² が提案された。

JSNS²はMLFの標的中でできる静止 π 中間子が崩壊する時に出る反ミューオンニュートリノから反電子ニュートリノへの振動を探す。反電子ニュートリノはJSNS²測定器で陽子と反応して陽電子と中性子を発生する。JSNS²は液体シンチレータを使って、この陽電子と中性子の同時事象(より正確には中性子の信号が遅れるために遅延同時事象)を観測する。実験は2020年から始まり、その結果が待たれている。

4.5.7. おわりに

J-PARCが提供するニュートリノビームは世界最高性能であり、そのために世界中から研究者が集まり最先端の研究が進んでいる。T2K実験が2009年に始まり、2011年には電子ニュートリノへの振動の証拠が見つかり、2014年には電子ニュートリノへの振動が確立した。現在は、反ニュートリノビームを使って、ニュートリノにおけるCP対称性の破れの探索が進んでいる。2020年には90%の有意度でCP対称性の破れの兆候が見え(文献4-5-6)、注目されている。さらに、NINJA実験やJSNS²実験も進行中で、その先にはハイパーカミオカンデ実験が2027年度より稼働予定である。今後、ますます盛んになっていくJ-PARCでのニュートリノ実験によって、自然の神秘「なぜ我々は生まれたのか?」、「どうやって宇宙はできたのか?」という大きな謎の解明に一步近づけるだろう。

参考文献

4-5-6) K. Abe, et al. (T2K collaboration), “Constraint on the matter-antimatter symmetry-violating phase in neutrino oscillations” , Nature 580 (2020) 7803, 339-344.

5. 重イオンによる不安定核ビーム（櫻井博儀）

5.1. はじめに

原子の中心に原子核があり、その原子核が陽子と中性子で構成されていることがわかったのは、約 90 年前のことである。それ以来、人類は原子炉や加速器などから得られる中性子やビームを利用して原子核の陽子数、中性子数を人工的に変える技術を発展させてきた。図5.1.1の核図表で示された安定核は約 300 種、これまで人類が生成した不安定核は約 3 千種であり、天然に存在しない不安定核の研究により、原子核の基礎研究が大きく発展している。この発展に大きく寄与したのが「不安定核ビーム」である。

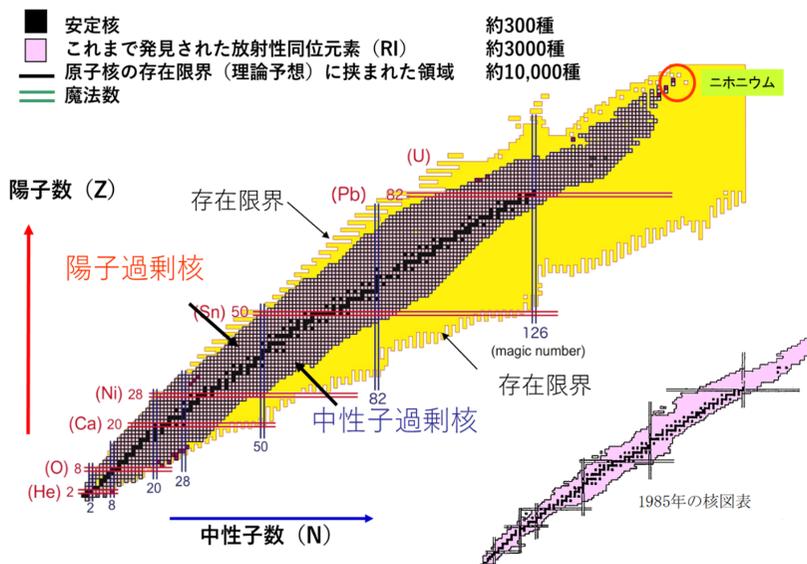


図5.1.1 核図表。

陽子数と中性子数で原子核を分類した図。存在限界の間に約 1 万種の原子核の存在が予想されており、そのなかで約 3 千種の不安定核が人工的に発見されている。1985 年の核図表に比べると、軽い中性子過剰核の領域で多くの不安定核が発見されたことがわかる。

1980 年代の不安定核ビームの誕生により、核図表の拡大と原子核物理学の基礎研究に大きなブレークスルーをもたらした。誕生以前の手法は、高エネルギーの陽子ビームで標的内の原子核を破砕して不安定核を生成し、生成した不安定核をイオン化して引き出す方法である。この手法は化学的性質を利用してイオン化するため、引き出せる元素に制限がある。また、引き出す時間は 1 秒程度なので安定核から遠く離れた 1 ミリ秒程度の陽子過剰、中性子過剰な不安定核の性質を調べることは難しい。また、イオン引き出しのエネルギーは数 10 keV 程度で 2 次反応を起こさせるのには十分でなかった。

これに対して、新たに誕生した「不安定核ビーム」は、高エネルギーの重イオンビームを利用する。分離方法は物理的な手法を用いるため、すべての元素を扱うことができ、また分離時間も数 100 ナノ秒と短いため、短寿命の不安定核でも崩壊によってビーム量が減少することはない。不安定核の速さは重イオンビームとほぼ同じ速さであり、2 次反応を利用した研究を行うこともできる。このように「不安定核ビーム」は、寿命や元素の制約がないため、研究対象となる不安定核の範囲が拡大し、また 2 次反応も利用できることから、カバーできる研究テーマが大幅に広がった。

本稿では、基礎科学の発見とともに歩んだ不安定核ビームの足跡と今後の発展について述べる。特に、現在、世界トップの性能を誇る理化学研究所の重イオン加速器施設「RI ビームファクトリー」^(文献5-1)の施設概要と本施設がもたらした最新の研究成果を中心に不安定核ビームの魅力と将来について述べる。

5.2. 不安定核ビームがもたらす基礎科学

不安定核ビームの到来によって原子核物理学の研究分野は大きく拡大し、様々なテーマで研究が行われている。主な研究対象は中性子過剰領域の原子核であり、図5.1.1からわかるように中性子過剰側の存在限界は陽子過剰側と比べると安定核から遠いところに位置している。これは中性子に電荷がないため、原子核に中性子を加えてもクーロン力により原子核が不安定にならないためである。陽子数に比べて中性子数が非常に多い領域では、陽子数、中性子数の違いに起因する有効相互作用の変化、中性子間のダイナミクスなどの量子多体効果を研究できるだけでなく、宇宙での元素合成の解明にも中性子過剰核の性質が重要なカギを与える。

不安定核ビームの発展とともに現在進められている主要な研究テーマは「魔法数研究」、「宇宙での元素合成研究」、「中性子極限核の中性子相関」、「非対称核物質の状態方程式」である。

原子核には 2、8、20、といった魔法数が知られており、陽子数、中性子数が魔法数になると原子核が相対的に安定になることが知られている。「魔法」という謎めいた言葉が使われた理由は、安定性が出現する理由がわからなかったからであり、1949 年にマイヤー、イェンゼンが独立に魔法数出現のメカニズムを説明して、1963 年にノーベル賞を受賞した。しかし、その後、実験データの蓄積が進むにつれ、魔法数 8、20 が軽い中性子過剰領域では喪失している

参考文献

5-1) Y. Yano, Nucl. Instrum. Meth. B 261 (2007) 1009.

ことが明らかになった。一方で、中性子数 16 が魔法数として出現する現象も見いだされた。魔法数は、核子を量子軌道に下から順番に詰めていく際に閉殻になるまでの数である。魔法数喪失や新魔法数の出現は中性子過剰度とともに殻構造が変化して、閉殻構造が変化することを意味している。陽子数、中性子数を変化させた時に殻構造がどう変わるのか？ この答えを得るために、軽い中性子過剰核だけでなく、中性子数 28、50、126 といったより重い原子核での核構造データが切望されている。

ホフスタッターらは電子散乱により原子核の大きさを系統的に測定し、原子核の大きさは原子核の質量数の 3 分の 1 乗にスケールすることを示した。これは原子核の密度が飽和して大きく変化しないことを示している。ホフスタッターはこの業績で 1961 年にノーベル賞を受賞している。1980 年代に、不安定核ビームを利用して、軽い中性子過剰な短寿命の原子核の大きさを、反応を利用して測定することができるようになり、中性子ハロー核が発見された。中性子ハロー核とは、弱く束縛された中性子が月の量（ハロー）のように広く外側に広がっている原子核である。 ^{11}Li は典型的な中性子ハロー核で、その広がり鉛の原子核程度もある。上記の魔法数研究に加え、中性子ハロー核の発見も理論研究の起爆剤となり、ハロー構造の出現メカニズムに関する議論が進み、より重い領域の存在限界の近くで中性子ハロー核の存在が議論されている。二つの中性子がハローを形成している原子核は薄い密度での中性子同士の振舞いを研究するために利用されており、二つの中性子が一つの塊としてふるまうのかどうかの議論が活発に行われている。

不安定核研究の宇宙天文分野への進出も不安定核ビームの誕生とともに 1990 年代の始めから活発になり始めた。不安定核は半減期が有限であるため、不安定核が主要な役割を担う宇宙天体現象は、平均自由時間などの時間スケールが半減期と同程度か短い事象、すなわち高温、高密度の爆発的な天体現象である。そのもっとも典型的な例として超新星爆発があげられる。超新星爆発で生成される大量の中性子によって鉄からウランまでの元素が合成される過程、「r 過程」が 1957 年ファウラーらによって提唱されている。ファウラーは宇宙での元素合成の理論研究の業績で 1983 年にノーベル賞を受賞している。RI ビームファクトリー計画が提案された当時は、r 過程でつくられる中性子過剰核は未知の原子核でその半減期などは一切測定されていない状況であり、魔法数喪失の有無を議論しながら原子核の諸性質を理論的に予想してモデル計算が実施されるのみであった。

中性子星内部の構造や重力波の解析に非対称核物質（中性子核物質）の状態方程式が必要不可欠であり、原子核物理学全体のテーマとして大きな注目を浴びている。状態方程式は核物質の硬さや柔らかさを与える指標だと考えてよい。最近、太陽質量の 2 倍の質量をもつ中性子星がみつかかり、重い中性子星を支えるために硬い状態方程式が求められている。また

重力波の解析から状態方程式に制限が与えられるようになってきた。状態方程式は密度、温度、中性子過剰度の関数で、不安定核ビームを利用して、中性子過剰度依存性に関するデータを得ることが中心課題となっている。

5.3. 不安定核ビーム生成・利用の発展史

不安定核ビームは、重イオン加速器、生成・分離技術、利用技術の発展とともに大きく進展してきた^(文献5-2)。ここではこの経緯を振り返り、世界最先端施設「RI ビームファクトリー」(RIBF)の位置づけを明確にしたい。

不安定核ビームの生成法は、重イオン加速器で得られる高エネルギー重イオンビームを利用する方法であり、ビーム核を標的核に照射して破砕させ、破砕片を物理的に分離してビームとする方法である(図5.3.1)。破砕片すなわち不安定核は、標的の下流に配置した不安定核ビーム生成分離装置で収集・分離された後、不安定核ビームが実験室に供給される。

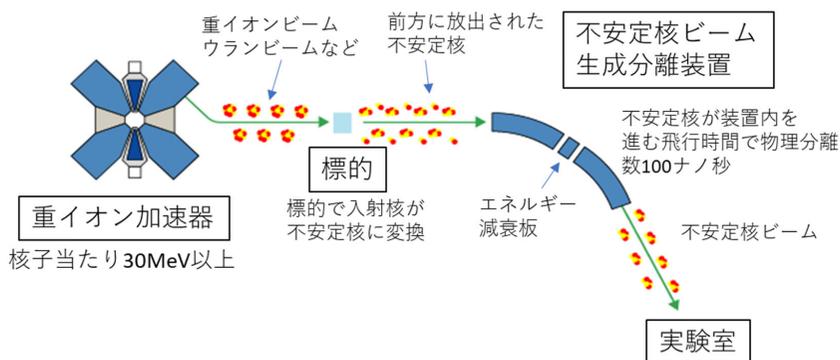


図5.3.1 不安定核ビームの生成法。

不安定核ビームの質(ビームの大きさやエネルギー広がり)は1次ビームと比べると良くない。しかし、ビームのエネルギーが高いため、検出器を利用して方向や位置、エネルギーを測定することが容易であり、ビームの質は問題にならない。分離に必要な時間は数100ナノ秒で圧倒的に速い。原子核の存在限界に近い中性子過剰核の半減期は1ミリ秒程度であり、不安定核の崩壊による収量の減少がほとんどないため、安定線から遠い短寿命の不安定核を研究するのに適している。さらにもう一つの特徴は、不安定核ビームの核子当たりのエネルギーは

参考文献

5-2) T. Nakamura, H. Sakurai, H. Watanabe, Prog. Part. Nucl. Phys. 97 (2017) 53.

1 次ビームの 70%程度であるため、2 次反応を利用した研究を簡便に行うことができるのも大きな特徴のひとつである。

RIBF は不安定核ビーム施設の第三世代の施設である。第ゼロ世代の施設は、米国のバークレー研究所であり、高エネルギー重イオンを利用した入射核破砕反応が軽い中性子過剰核の生成に有効であることを示した。 ^{11}Li が中性子ハロー構造をもつことが発見されたのもバークレーである。

第一世代の施設は、フランスの GANIL 研究所であり、LISE スペクトロメータで不安定核ビームの分離方法が確立した^(文献5-3)。分離方法のエッセンスは、不安定核の速さが不安定核の種類によらず、重イオンビームとほぼ同じ速さをもっていることを利用することにある。LISE の前半部分で、生成された不安定核の中から、 A/Z (質量数 A 、陽子数 Z) が同じ値となる不安定核の選別をし、その後、エネルギー減衰板において、不安定核のエネルギー損失が Z と速さによって違いができることを利用する。GANIL では新しい同位元素が生成され、不安定核に関するデータが生産されていったが、反応を利用した研究は、ほとんど実施されていない。生成した不安定核を物質中にとめ、ベータ崩壊で放出されるガンマ線や中性子などを測定する崩壊分光が中心であった。

1990 年代から第二世代が始まり、LISE と同じイオン光学条件をもつ、不安定核ビーム生成分離装置が世界の重イオン加速器施設 (ミシガン州立大学の超伝導サイクロトロン研究所、ドイツ・GSI 研究所、理研・リングサイクロトロン施設、中国・近代物理学研究所、ロシア・デュブナ研究所など) で整備された。第二世代の大きな発展は主に二つで、不安定核ビームの強度向上により 2 次反応を利用した研究が進んだこと、ウランビームを利用した核分裂反応の有効性が示されたことを挙げることができる。

理研では不安定核ビームの強度を飛躍的に上げることを目指して「理研入射核破砕片分離装置 RIPS」が建設された^(文献5-4)。不安定核ビームの強度は核子当たり 100 MeV までの領域では 1 次ビームエネルギーの約 2.8 乗に比例する。これを考慮し、理研リングサイクロトロン (RRC) で得られる最高エネルギーの 1 次ビームを利用できるように設計されている。また反応に起因する角度広がり、運動量広がりを考慮して RIPS の性能が決定されている。 ^{18}O ビームから生成した ^{11}Li のビーム強度は LISE に比べて 100 倍の強度を誇った。この大強度ビームを

参考文献

5-3) J.P. Dufour, et al., Nucl. Instrum. Meth. A 248 (1986) 267.

5-4) T. Kubo et al., Nucl. Instrum. Meth. B 70 (1992) 309.

背景に新たな核構造情報を取得するために様々な反応が適応され、また2次ビームの質の悪さを克服するための新たな分光法も同時に開発され、これらの手法は海外の研究所にも拡散していった。

1990年代半ばにドイツ GSI 研究所の SIS シンクロトロンでウランビームを核子当たり 1 GeV 程度まで加速し、核分裂反応で多くの新同位元素を生成することに成功した^(文献5-5)。このニュースは世界の原子核物理学者に衝撃を与えた。初試みでのビーム強度はわずか $10^5/s$ 程度であるにも関わらず、核分裂片の観測から新同位元素を数多く発見でき、生成断面積の大きさと収集効率の高さが注目された。核破砕反応に加え、核分裂反応の有用性が明らかとなり、第三世代の施設は大強度のウランビームを利用した核分裂反応によって不安定核ビームの生成を目指すことになり、大強度を繰り出す重イオン加速器が施設の中心的な役割を担うことになる。

5.4. RI ビームファクトリー

理化学研究所で 2006 年に完成した「RI ビームファクトリー」(RIBF)は、第三世代の世界最先端施設である。この施設は、不安定核ビーム発生系と基幹実験装置群にわかれている。発生系は超伝導リングサイクロトロン(SRC)などで構成される重イオン加速器システム^(文献5-6)と超伝導不安定核ビーム生成分離装置(BigRIPS)^(文献5-7)で構成されている(図5.4.1)。ここでは第三世代の施設として、全体の設計思想と基幹実験装置群について概要を述べる。

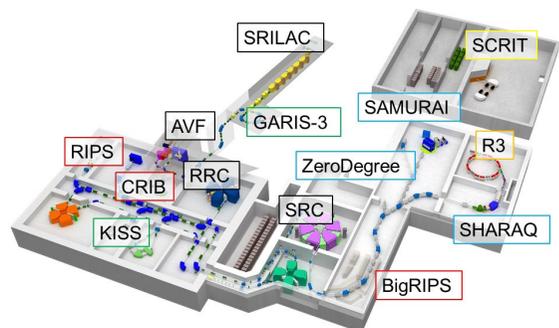


図5.4.1 RIビームファクトリー施設の鳥瞰図。

不安定核ビーム発生系は、核分裂生成物の不安定核ビーム強度が世界最強になるように最適化されている。RIBFの加速器システムで、ウランを核子当たり 345 MeV (光速の 70%程度)まで加速することができる。ウランビームを生成標的に照射し、核分裂反応で生じた核分裂生成物を標的の下流に配置した BigRIPS で収集・分離する。BigRIPS は超伝導四重極電磁石が採用されており、核分裂生成物の約 50%を収集できる能力があり、GSI の不安定核ビーム

参考文献

- 5-5) M. Bernas et al., Phys. Lett. B 331 (1994) 19; Phys. Lett. B 415 (1997) 111.
- 5-6) H. Okuno, N. Fukunishi and O. Kamigaito, Prog. Theo. Exp. Phys. 2012 (2012) 03C002.
- 5-7) T. Kubo et al., Prog. Theor. Exp. Phys. 2012 (2012) 03C003.

生成分離装置と比べて収集効率は一桁以上も大きい。BigRIPS は、タンデム型が採用され、1 段目で同位体分離、2 段目では粒子識別の役割をもつよう設計されている。

不安定核の純度が低いため、不安定核ビームに含まれる不安定核を一個ずつ識別し、陽子数 Z と質量数 A を決定することが不可欠である。逆にこの粒子識別を実施することにより、純度は 100% となり、複数の不安定核に対して同時にデータを取得することができる。第 2 世代の不安定核ビーム生成分離装置は 1 段のみで同位体分離と粒子識別の機能が分離できず、粒子識別に必要な検出器の計測率に対する制限などから運動量アクセプタンスを絞って運転する必要があった。BigRIPS では、1 段目で運動量アクセプタンスの最大値をとって分離し、分離後の 2 段目では不安定核の強度が低くなり、粒子識別を実施することが可能になった。また、陽子数 Z が 50 以上の重い原子核になると生成された反応生成物はフルストリップのイオンだけではなく、質量数 A と陽子数 Z に加え、荷電数 Q を独立に決定する必要がある。従来の方法では荷電数を決めるために、不安定核を検出器に止めて運動エネルギーを測定していた。すなわち、この方法ではビームを止めねばならず、実験プログラムが限定されてしまう。このため、2 段目ではビームを止めずに A/Q を精度よく測定して粒子識別を行う方法が考案され、2 段目の運動量分解能、飛行時間分解がともに 0.01% レベルになるように設計されている。

基幹実験装置群の大きな特徴のひとつは、2 次反応を利用した多様な研究スタイルに対応するため、反応生成物を観測・分析する三つの磁気スペクトロメータ (ZeroDegree、SAMURAI、SHARAQ) (文献⁵⁻⁸) が建設されている点である。これらの磁気スペクトロメータは分解能、立体角において互いに相補的な関係にある。

基幹実験装置群のもう一つの特徴は、精密測定である。不安定核ビームをヘリウムガス中に止め、1 価、2 価のイオンを引き出して高精度のテーブルトップ実験を行える SLOWRI システム (文献⁵⁻⁹) と等時性条件を備えた質量測定用希少 RI リング (文献⁵⁻¹⁰) が整備されている。希少 RI リングは連続ビームを繰り出すサイクロトロンに適した蓄積リングであり、対象となる不安定核を蓄積するために、検出器でつくったトリガー信号でキッカーを駆動し、不安定核ひとつひとつの入射、蓄積と質量測定、出射、粒子識別が行える。

参考文献

- ⁵⁻⁸) T. Motobayashi, H. Sakurai, Prog. Theor. Exp. Phys. 2012 (2012) 03C001;
T. Kobayashi et al., Nucl. Instrum. Meth. B317 (2013) 294; T. Uesaka et al.,
Prog. Theor. Exp. Phys. 2012 (2012) 03C007.
⁵⁻⁹) M. Wada, Nucl. Instrum. Meth. B 317 (2013) 450.
⁵⁻¹⁰) A. Ozawa et al., Prog. Theor. Exp. Phys. 2012 (2012) 03C009.

5.5. RI ビームファクトリーで得られた研究成果

第三世代の重イオン施設「RI ビームファクトリー」(RIBF)が2007年にスタートしてから世界最先端の研究が実施され、多くの優れた研究成果が生まれている。今後につながる大きな成果のみを厳選して紹介する。

5.5.1. 新同位元素の発見とフッ素、ネオンの存在限界の決定

2007年にRIBFが本格始動し、最初にSRCで加速されたビームはウランであった。ビームの平均強度は $4 \times 10^7/s$ で、GSIの4倍程度であったが、BigRIPSの収集効率がGSIの10倍以上あるため、中性子過剰なパラジウム同位体、 ^{125}Pd 、 ^{126}Pd を発見することに成功した(文献5-11)。その後、ウランビームは、その強度と安定性が格段に向上し、現在の最大ビーム強度は $6 \times 10^{11}/s$ であり、15年間で数千倍になった。ウラン以外の ^{48}Ca 、 ^{70}Zn 、 ^{78}Kr 、 ^{124}Xe などのビームも強度が向上し、2007年からRIBFで発見した新同位元素の数は、153種である。

これまでで最も大きな成果のひとつは、フッ素、ネオンの中性子過剰側の存在限界を20年ぶりに決定したことであり(文献5-12)、このニュースは欧米で大きく取り上げられた。

5.5.2. 魔法数の喪失と新魔法数の発見

2008年にRIBFで初めて分光実験が実施され、 ^{32}Ne が大きく変形していることを初めて見出した。その後も1次ビームの増強とともに中性子数 $N = 20$ 、 28 の魔法数喪失を決定的にし、 $N = 34$ での新魔法数を見出(文献5-13)した。また、 ^{78}Ni の二重魔法性についての実験的な証拠を得るとともに、 ^{78}Ni よりも中性子過剰な ^{80}Ni や ^{76}Fe では $Z = 28$ や $N = 50$ の魔法性が突然喪失することを示唆するデータも得ている(文献5-14)(図5.5.1)(次頁参照)。

$N = 82$ については $Z = 46$ まで魔法性が確立しているが、より中性子過剰な領域での魔法数喪失が注目されている。また、 $N = 126$ の魔法性、 $N = 58$ や 90 に現れる新魔法数の探索が今後の大きな研究課題である。

核構造の理解を深めるためには、原子核の電磁モーメントのデータが決定的な役割を果たす。BigRIPSの光学条件を駆使してスピン整列した原子核を生成する新手法が開発され、 ^{75}Cu の

参考文献

- 5-11) T. Ohnishi et al., J. Phys. Soc. Jpn. 77 (2008) 083201.
- 5-12) D.S. Ahn et al., Phys. Rev. Lett. 123 (2019) 212501.
- 5-13) D. Steppenbeck et al., Nature 502 (2013) 207.
- 5-14) R. Taniuchi et al., Nature 569 (2019) 53.

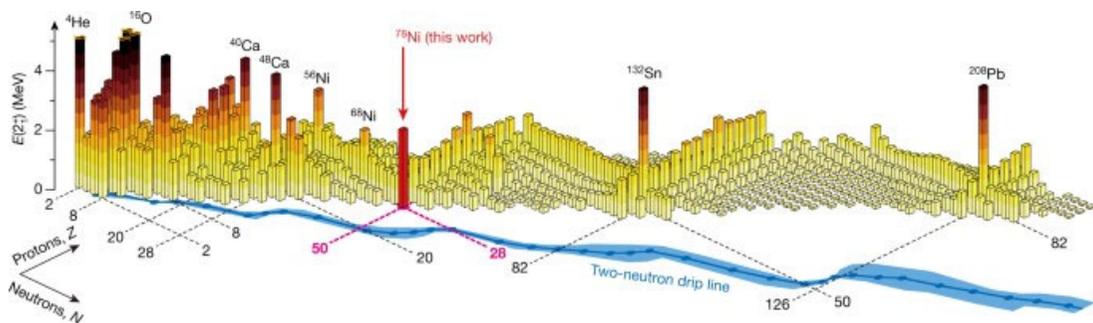


図5.5.1 陽子数、中性子数がともに偶数の原子核の第一励起準位のエネルギー。魔法数をもった原子核は第一励起準位のエネルギーが大きいがわかる。 ^{78}Ni も周りの原子核に比べて第一励起準位のエネルギーは大きく、二重魔法性があることを示している。文献5-14より転載。

励起準位の磁気モーメント測定に成功した^(文献5-15)。この手法を高度化してスピン偏極した原子核を作り出す試みが進められており、基底状態のスピン、パリティを決定する有効な手段が開発されつつある。

5.5.3. 変形中性子ハロー核の発見と中性子相関

RIBFでの反応を利用した実験で新しいハロー核、 ^{31}Ne 、 ^{37}Mg ^(文献5-16)を発見した。これらの原子核は典型的な変形領域に位置しているため、コアが変形しており、変形によってハロー構造が生み出されていることがわかってきた。この成果により、 ^{11}Li などの軽い中性子過剰核でも $N = 8$ の魔法数喪失により、コアが変形しているためハロー構造が出現したと考えることができる。多くの原子核は変形しているので、今後も存在限界付近で多くのハロー核が発見される可能性がある。

中性子が緩く束縛している原子核は、中性子同士の有効相互作用や相関現象を観測するためのよい「実験室」になっている。 ^{11}Li 内の二つの中性子が表面付近で寄り添っている確率が高いことが明らかになった^(文献5-17)。最近、中性子過剰なカルシウム同位体の大きさが $N = 28$ を越えると急激に大きくなり、その増加量は陽子分布の変化に比べても非常に大きい

参考文献

- 5-15) Y. Ichikawa et al., Nature Physics 15 (2019) 321.
 5-16) T. Nakamura et al., Phys. Rev. Lett 103 (2009) 262501; M. Takechi et al., Phys. Lett. B 707 (2012) 357; T. Nakamura et al., Phys. Rev. Lett 112 (2014) 142501; M. Takechi et al., Phys. Rev. C 90 (2014) 061305 (R).
 5-17) Y. Kuboki et al., Phys. Rev. Lett. 125 (2020) 252501.

ことがわかった(文献5-18)。カルシウムの陽子数は魔法数であるため、急激な中性子分布の変化は中性子同士に働く何らかのダイナミクスによる影響だと考えられる。しかし、現在の理論モデルではこの現象を説明することができず、未知の量子的なメカニズムが背後にある可能性が高い。

4つの中性子で構成されたテトラ中性子の共鳴状態が予想以上に長い寿命をもつことを示唆するデータが得られ(文献5-19)、原子核物理学で大きな話題になっている。このデータが契機となり、他の方法でテトラ中性子を生成し、その性質を調べる研究が進行している。

もうひとつ、中性子相関に関連した研究として、 ^{26}O の分光に関する成果を挙げたい。 ^{26}O は非束縛の原子核と知られているが、その基底状態はわずか18 keVだけ重いため非束縛状態となっていることがわかった(文献5-20)。この18 keVは原子核のエネルギースケールとしてはかなり小さい量で、中性子同士の相関を調べる上で ^{26}O の研究がさらに進むことが予想される。

5.5.4. r-過程研究の進展

2009年に世界で初めてr-過程に寄与する中性子過剰核を人工的に生成し、その性質を調べることに成功し、r-過程研究の大きな一歩を踏み出した。2012年から2016年まで大型国際共同研究プロジェクトが実施され、このプロジェクトの中心も、r-過程を意識した未知の中性子過剰核の半減期測定である。現在、半減期測定は大量の中性子過剰核に及びr-過程の理解が進みつつある(文献5-21)(図5.5.2)。ベータ遅発中性子放出確率や質量の測定もすすんでいる。

これまでは $Z \sim 60$ までの半減期測定であったが、第三ピーク(図5.5.2の $A \sim 195$ にあるピーク)を形成する $N = 126$ での半減

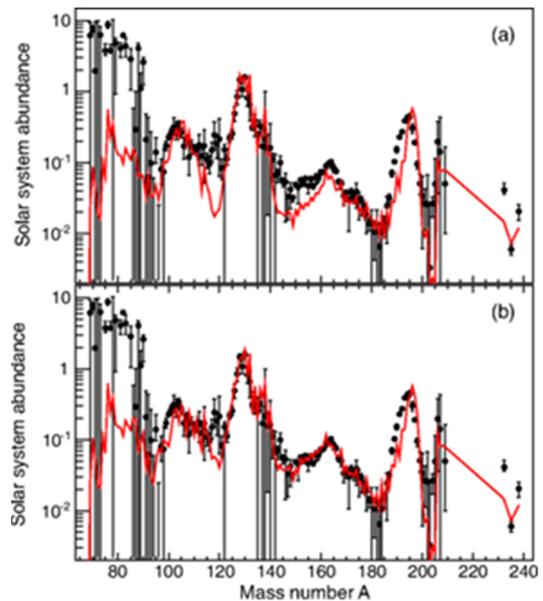


図5.5.2 r-過程元素存在比の観測値(点)とモデル計算(線)。(a)理論予想で得られた半減期を利用した場合、(b)RIBFで得られた半減期データを利用した場合。(b)が観測値をよく再現していることがわかる。文献5-21より転載。

参考文献

- 5-18) M. Tanaka et al., Phys. Rev. Lett. 124 (2020) 102501.
- 5-19) K. Kisamori et al., Phys. Rev. Lett. 116 (2016) 052501.
- 5-20) Y. Kondo et al., Phys. Rev. Lett. 116 (2016) 102503.
- 5-21) G. Lorusso et al., Phys. Rev. Lett. 114 (2015) 192501

期測定や質量測定が重要になってくる。r-過程の大きな問題として、プラチナや金の第三ピークが理論モデルでうまく説明できないことが知られており、 $N = 126$ の中性子過剰な核の半減期などの諸性質の測定、重い中性子過剰核の核分裂反応のデータが求められている。現在は、超新星爆発シナリオだけでなく中性子星合体シナリオも浮上してきた。また中性子星合体の観測技術も発展しており、宇宙天文分野と不安定核分野の連携がますます重要になっている。

5.5.5. 非対称核物質の状態方程式

RIBF では不安定核ビームを利用した重イオン衝突実験により通常核密度の 2-3 倍程度の状態方程式の情報を得る試みが行われており、衝突時に発生する π 粒子の観測によるデータが世界的に注目されている (文献5-22)。

密度が上がれば上がるほど、二体力の寄与だけではなく三体力の寄与が重要になってくる。偏極重陽子ビームを利用した重陽子 - 陽子の弾性散乱の観測による三体力研究が実施されている (文献5-23)。現在、トリチウム標的を利用した、中性子の三体系に働く三体力研究も始まった。

この他、ガモフテラー共鳴 (文献5-24) や弾性散乱による状態方程式の研究が進んでいる。今後も重力波天文学の発展により状態方程式の研究がますます重要になることは確実であり、不安定核ビームのエネルギーに適した反応研究により状態方程式の研究がさらに発展していくことが期待できる。

5.5.6. 「核のゴミ問題」解決に向けた反応研究

高レベル放射性廃棄物の処理処分問題は世界的な社会問題のひとつであり、廃棄物中に含まれる長寿命核種を安定核種、短寿命核種に変換する効率的な方法が求められている。ウランよりも重い長寿命核種、マイナーアクチノイドについては、加速器駆動型原子炉や高速炉による核変換の研究開発が進んでいるが、長寿命の核分裂生成物についてはほとんど研究開発が進んでいない。地層処分後、1 万年以上におよぶ長期でのリスクは長寿命核分裂生成物によるところが大きい。理研ではこの問題を解決する第一歩として、核分裂生成物の破砕データを逆運動学で測定することを行っている。

参考文献

5-22) J. Estee et al., Phys. Rev. Lett. 126 (2021) 162701.

5-23) K. Sekiguchi, et al, Phys. Rev. C 96 (2017) 064001.

5-24) J. Yasuda et al., Phys. Rev. Lett. 121 (2018) 132501.

2014年に世界で初めて ^{137}Cs 、 ^{90}Sr を2次ビームとして取り出し、核破碎データを取得することに成功した(文献5-25)。従来は、長寿命核種を標的にして順運動学でビームを照射し、放射化学で破碎データを取得していたが、逆運動学では、長寿命核種をエンリッチした標的は必要ではなく、また破碎片も直接測定できることから系統誤差の小さいデータを取得することができる。

2014年のデータ取得が契機となって、内閣府 ImPACT のプロジェクトを立ち上げ、加速器を利用した核変換システムの概念設計や ^{107}Pd などの長寿命核種の反応データを取得し、反応データベースの構築などを目指した。反応データの取得においては、BigRIPS で得られる不安定核ビームのエネルギーを下げた代理反応を利用して中性子捕獲反応断面積を導出する方法が新たに開発されている。 ^{107}Pd 、 ^{93}Zn などに関する大量の反応データが生産され、反応データベースの整備が進んだ。さらに六ヶ所村の再処理工場と同じ処理量を実現するために1アンペアの重陽子ビームを供給する新たな線形加速器を提案した(文献5-26)。

今後は、 ^{99}Tc などの長寿命核分裂生成物の反応データやマイナーアクチノイドの核反応データの取得が期待されている。

5.6. おわりに

不安定核ビームは第三世代にはいり、強力なウランビームによる不安定核ビーム生成が行われている時代である。理研の「RIビームファクトリー」の成功により、欧米圏で不安定核ビーム施設の建設計画が進んでいる。米国ミシガン州立大学はFRIB計画を推進し、2022年から実験を開始した。FRIBでは大強度ウランビームを供給するために超伝導線形加速器を建設した。ドイツのFAIR計画は2026年の実験開始を目指し、シンクロトロンを利用して高エネルギー大強度ウランビームを供給する。中国は超伝導線形加速器とシンクロトロン加速器を組み合わせたHIAF施設を建設している。韓国でもRAON計画が進み、超伝導線形加速器を建設して、低エネルギー不安定核ビームを利用した研究を進める予定である。理研ではこのような世界的な動向の中で、ビーム強度を20倍にあげるRIBF高度化計画を推進しており(文献5-27)、サイクロトロンで得られる高品質重イオンビームを利用した研究展開を発展させる。

不安定核ビーム施設の第四世代はどのような施設になるだろうか？ ひとつは最初に触れた従来型の不安定核生成法と重イオン加速器を組み合わせた施設になるだろう。これには大強度

参考文献

5-25) H. Wang et al., Phys. Lett. B 754 (2016) 104.

5-26) H. Okuno et al., Proc. Jpn. Acad. Ser. B 95 (2019) 430.

5-27) H. Imao et al., Proceedings of Cyclotrons2016, Zurich, Switzerland, 2016.

の高エネルギービームと輸送効率の高い加速器を組み合わせる必要があり、施設のサイズとしてはかなり大きくなる。もうひとつは不安定核同士を反応させる施設が考えられる。現在理研では不安定核標的を電子蓄積リング内につくる技術開発が進行しており^(文献5-28)、これが成功すると次は重イオン蓄積リングに不安定核ビームを導入して、不安定核同士の反応実験を行うことが可能となる。

不安定核ビームの将来の発展は今後も多くの可能性を秘めており、新型の1アンペア加速器は廃棄物問題だけでなく、不安定核生成の強力なドライバーとしても利用することが可能であり、また超重元素の生成にも大きく寄与することは間違いない。中長期にわたる重イオン科学の将来展望は明るく、日本の加速器科学と技術が世界を牽引し、先導し続けることができよう。

参考文献

5-28) M. Wakasugi et al., Eur. Phys. J. A 42 (2009) 453.

6. 電子による放射光と自由電子レーザー（石川哲也）

6.1. はじめに

私たちが日常目にする光の殆どは、原子や分子に束縛された電子や、より大きな範囲で動く金属自由電子のような物質内の電子の動きによって作り出されている。この電子を原子や分子から引き剥がし真空内での自由電子として加速器等で運動させることによっても電磁波としての光を作ることができる。一般的には電子に限らず、荷電粒子が動けば電磁波を発生させることができるが、質量の小さな電子や陽電子を使うと効率が高い。放射光とは、相対論的荷電粒子が進行方向を変える時に軌道の接線方向に放射される電磁波であり、最初にシンクロトロンで観測されたため、国際的にはシンクロトロン放射と呼ばれるが、わが国では放射光が通称となっている。

荷電粒子の質量が小さいほうが強い放射光を出すことから、ほとんどの場合電子加速器が光源として利用されるが、陽電子加速器が利用されることもある。本稿では電子を用いるものとして議論を進める。放射光を出すために荷電粒子運動の進行方向を変えるのには、磁場が良く用いられる。放射光スペクトル分布は電子のエネルギーと磁場の大きさの関数となり、シンクロトロンでは時間とともに電子エネルギーが変化するためにスペクトル分布も変化する。この時間変化は放射光利用にとっては大きな弱点となるので、近年では一定エネルギーの荷電粒子を回し続ける蓄積リングが放射光源加速器として広く利用されている。

電子は放射光をだすとエネルギーを失うが、蓄積リングでは失った分のエネルギーをRF加速空洞で補って一定エネルギーの電子を回し続ける。また加速器真空チェンバー内で残留分子等との衝突により周回電子は徐々に減るために蓄積電流は減衰していく。このため放射光強度は徐々に減少し、長い間放射光源とはそのようなものだとして利用してきたが、2000年代に入ってから減った分を入射によって補う「トップアップ運転」が通常化し、強度一定の光源として扱うことができるようになった。

本稿では、上記のような放射光とその発展形である自由電子レーザーについて、それらの応用も含めた解説を試みる。次節で基礎となる相対論的電子からの電磁放射の概要を述べ、第3節では放射光・X線自由電子レーザー加速器の発展を概観する。続く第4節では放射光・X線自由電子レーザー利用研究の進展についてSPring-8とSACLAを例にとって述べたい。利用研究を支えるX線光学技術や最近目覚ましい発展を遂げているX線検出器の変遷などについても触れたかったが、紙数の都合もあり利用研究の進展の中で必要に応じて紹介することにした。

近年自由電子レーザーを含む広い意味での放射光利用は急速な発展を遂げ、その全貌を描き切るには与えられた紙数、時間、能力の3つの点から極めて困難である。そのため本稿

では、ほぼ硬 X 線領域に限定した上で、さらに題材も絞った解説を行った。分野の全貌を把握するには、3 年毎に開催される国際会議 Synchrotron Radiation Instrumentation のプロシーディングスを追いかけてみることを試みられたい^(文献6-1)。

6.2. 相対論的電子からの電磁放射

放射光の様々な特徴は、通常電磁気学でマクスウェルの方程式からリエナールウィーヘルトポテンシャルを導き、場の計算をすることによって導出される。これを丁寧に進めると、電磁気学の教科書が一冊出来上がるレベルであるが、本稿ではその余裕はないので著者が学生のころ佐々木泰三先生に言われた言葉を紹介する：「Jackson^(文献6-2)を読め！」。

また、ファインマンの有名な教科書の電磁気学の最後の章に、任意に動く電荷の作る電場の式が書き下されている^(文献6-3)：

$$\mathbf{E} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{\mathbf{e}_{r'}}{r'^2} + \frac{r'}{c} \frac{d}{dt} \left(\frac{\mathbf{e}_{r'}}{r'^2} \right) + \frac{1}{c^2} \frac{d^2}{dt^2} \mathbf{e}_{r'} \right] \quad (1)$$

$$c\mathbf{B} = \mathbf{e}_{r'} \times \mathbf{E} \quad (2)$$

記号や変数は、通常電磁気学の慣例に従っているため、ここでは説明しないが、ここから放射光の特徴がどのように導けるかに関しても、沢山の良書があるので^(文献6-4)、興味のある読者はそれらを参照されたい。

6.3. 放射光・X線自由電子レーザー用加速器の発展

放射光は、1947 年米国 General Electric 社の電子シンクロトロンで最初に観察された。当時相対論的荷電粒子は素粒子研究のため建設された様々な加速器で生成されていたが、放射光は荷電粒子に注入したエネルギーを電磁放射の形で散逸させる邪魔者だった。

参考文献

- 6-1) 直近の 3 回は、SRI2018 Proceedings, AIP Conf. Proc. Vol. 2054, eds. Shangjr Gwo, Di-Jing Huang and Der-Hsin Wei (2019); SRI2015 Proceedings, AIP Conf. Proc. Vol. 1741, eds. Qun Shen and Christie Nelson (2016); SRI 2012 Proceedings, J. Phys. Conf. Series. Vol. 425, ed. J. Susini (2013).
- 6-2) J. D. Jackson, Classical Electrodynamics, Third Edition, Wiley, New York (1998).
- 6-3) ファインマン、レイト、サンズ; ファインマン物理学 III 電磁気学、宮島龍興訳、岩波書店(東京)、第 20 章、式(20.1)(1969).
- 6-4) 例えば、大柳宏之編、シンクロトロン放射光の基礎、丸善、東京(1995).

初期の放射光利用は高エネルギー物理学研究のために建設された電子シンクロトンへの寄生利用だった。シンクロトンは運転中に電子ビームエネルギーを変えるので、円軌道から放出される放射光もスペクトルを変化させた。しかし、シンクロトンからの放射光は他の光源がほとんどなかった真空紫外 (VUV) や軟 X 線 (SX) 領域で、非常に優れた光を供給した (文献6-5)。電子シンクロトンの寄生利用を第ゼロ世代利用という。

素粒子実験での衝突型リングのため蓄積リングが開発されると、荷電粒子のエネルギーは一定となり、偏向電磁石からの放射光スペクトルが安定した。蓄積リングの偏向電磁石からの放射光を、高エネルギー実験に寄生して利用するのを第一世代光源という。スタンフォード線形加速器センターの SPEAR は初期にはこのような利用がなされていたが、高エネルギー物理プログラムの終了によって放射光専用リングとなった。スペクトルの安定化に伴い放射光利用者数は増大し、やがて素粒子実験への寄生から独立して、専用光源加速器を建設する動きが出てきた。世界で最初に放射光源専用加速器として設計されたのが、東大原子核研究所の INS-SOR である (文献6-6)。これは VUV-SX 領域の放射光源だが、1970 年代の後半に世界中で X 線領域の専用放射光源加速器を建設する動きが生じた。これらの、専用加速器の偏向電磁石からの放射光を利用するのを第二世代光源といい、わが国では KEK の Photon Factory がこれに当たる (文献6-7)。また米国 Brookhaven 研究所の NSLS (文献6-8)、英国 Daresbury の放射光施設 (文献6-9) などが代表的な第二世代光源である。一方で、1980 年代初頭には X 線リソグラフィ応用への期待があり、産業界主導で筑波に SORTEC リングが建設された (文献6-10)。これはのちにタイに渡り、Siam Synchrotron として、現在も運転を続けている (文献6-11)。また、OXFORD Instrument が小型超伝導放射光リングを開発した。これは現在シンガポールでの放射光施設として利用されている (文献6-12)。同様に住友重工が小型放射光リングを作り、現在立命館大学の放射光施設として利用されている (文献6-13)。

参考文献

6-5) 例えば、D. H. Tomboulion and P. L. Hartman, Phys. Rev. 102 (1956) 1423.

6-6) 佐々木泰三、固体物理、23 (1988) 142.

6-7) 高良和武、日本物理学会誌、51 (1996) 879.

6-8) S. Krinsky et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. 26 (1979) 3806.

6-9) I.H. Munro, J. Synchrotron Rad. 4 (1997) 344.

6-10) 中村史朗、岡田浩一、日本放射光学会誌、3 (1990) 127.

6-11) <https://www.slri.or.th/en/>

6-12) <https://ssls.nus.edu.sg>

6-13) <http://www.ritsumei.ac.jp/acd/re/src/index.htm>

日本の 8 GeV (SPring-8) と、比較的高エネルギーの蓄積リングを持つことになり、必然的に周長の大きな大型施設となった。このような大型施設では、円形加速器の接線方向に伸びた放射光ビームラインは、なかなか円周から離れず、十分な実験スペースを確保するには必然的にビームラインを長くする必要がある。すると、試料位置では低エミッタンスリングの小さな光源を遠く離れたところからみることになり、伝搬による X 線コヒーレンスの向上が起こる。このため、X 線コヒーレンスの問題が、原理的な興味から応用の可能性へと転化し、次第に注目を集めるようになっていった。

第三世代光源でアンジュレータの開発が精力的に行われるようになり、磁場精度の向上によるアンジュレータ高調波利用の容易化や、SPring-8 標準アンジュレータとして採用したアンジュレータ磁石を加速器超高真空槽の中に入れてしまう「真空封止型アンジュレータ」技術^(文献6-15)の発展によって磁場周期の短縮が可能になった。これらによって、3 GeV 程度の中型蓄積リングに真空封止アンジュレータを入れて硬 X 線領域まで利用可能にすることが一般的になっていった^(文献6-14)。スイスの SLS は最初からこの方針で建設され、ヨーロッパではイギリスの DIAMOND、フランスの SOLEIL、スペインの ALBA がこれに続いた。米国では NSLS-II、アジア太平洋地域では、上海光源、台湾の TPS、Australia の Australian Synchrotron が建設された。また、多くの第二世代光源で低エミッタンス化により第三世代光源に近づける努力が進められた。

第三世代光源で格段に進歩した技術のひとつにトップアップ入射がある。放射光利用では長い間蓄積リング内の電子ビーム電流が時間と共に減少していくのは当然と考えられていて、如何にライフタイムの長い運転を実現するかが追及されてきた。このため、利用時には入射ビーム強度を計測し、それによって信号強度を規格化することが行われていたが、蓄積リングや光学系の変動に対して規格化がうまく働かない場合もあり、悩ましい問題だった。それに対して、電流が減った分だけ電子を継ぎ足し入射して電流値を一定に保つ「トップアップ運転」が提案され、世界の多くの放射光施設に広がっていくことになった。SPring-8 でも、それに必要な開発を行い、蓄積電流変動を 0.03% 以内に抑えて、強度一定の放射光ビームをユーザーに提供している^(文献6-16)。入射強度による規格化が不要になったことは、データの信頼性を向上

参考文献

6-14) H. Kitamura, J. Synchrotron Rad. 7 (2000) 121.

6-15) S. Yamamoto et al. Rev. Sci. Instrum. 61 (1992) 400.

6-16) H. Tanaka et al. J. Synchrotron Rad. 13 (2006) 378.

させたが利点はそれにとどまらない。トップアップ運転によって、加速器やビームライン光学機器の熱環境が定常化され、安定性が非常に高くなった。このこともデータ信頼性の一層の向上に寄与している。

このように、とりわけ利用の観点から世界各地で第三世代放射光施設建設が進められることとなったが、長年加速器科学を牽引し、放射光研究においても先駆的な活動を行ってきた米国のスタンフォード線形加速器センター (SLAC) や、ドイツ・シンクロtron研究所 (DESY) では、1990年代に少し違った動きが始まっていた。SLACは米国の素粒子物理学研究の中心の一つだったが、1990年代から、放射光を利用した物質科学・生命科学研究の比率が上がっている。かつてJ-φの発見で名を馳せた衝突型蓄積リングSPEARは、現在では放射光専用リングとなって広範な研究を支えている。一方でDESYは、これも素粒子研究用蓄積リングとして建設されたDORISに放射光実験施設HASYLABを建設して放射光研究を進めるとともに、大型の素粒子研究用衝突リングPETRAを第三世代放射光施設に改造しPETRA-IIIとして運用をはじめようとしていた。この二つの研究所で、放射光源の全く新しい形として、線形加速器をベースとしたX線自由電子レーザー施設建設の計画が進められていた。

自由電子レーザー (Free Electron Laser : FEL) の概念は、通常物質中での電子エネルギー準位を利用したレーザーが誕生した1960年のちょうど10年後の1970年代に、J.M.J. Madeyによって提唱されたものである^(文献6-17)。加速器のアンジュレータを光共振器の間に置き、光と電子の相互作用によって電子分布を変調して、レーザーと同様なコヒーレントな光を生成する。エネルギー準位を使わないので、原理的にはどの波長でもレーザーになる。しかしながら、短波長では共振器を構成するミラーとして反射率の高いものを作ることが困難なため、専ら赤外領域で利用されてきた。1980年代に、アンジュレータを長くすると、共振器を使わなくてもレーザーになる可能性を示す「自己増幅自発放射 (Self-Amplified Spontaneous Emission : SASE) 原理」が示され、X線自由電子レーザー (XFEL) の可能性が広がった^(文献6-18)。1990年代後半になると、SLACで素粒子研究に以前使われた3マイル線形加速器の後ろに長いアンジュレータを設置してX線自由電子レーザーとするLinac Coherent Light Source (LCLS) の建設計画が検討されていた。一方で、DESYでは超伝導線形加速器で電子・陽電子衝突

参考文献

6-17) J.M.J. Madey, J. Appl. Phys. 42 (1971) 1906.

6-18) R. Bonifacio, C. Pellegrini, L.M. Narducci, Opt. Comm. 50 (1984) 373.

実験を行う、リニアコライダーを建設する TESLA 計画が検討されていて、その線形加速器の一部を使って XFEL を建設する計画が検討されていた。DESY では TESLA のテストファシリティとして 1 GeV の超伝導線形加速器の建設が行われ、その後ろに長尺アンジュレータを設置して、VUV 領域の FEL を建設した。これが、現在ユーザーファシリティとして利用されている FLASH の始まりである。

欧米でこのような動きが起きているとき、日本では SPring-8 の建設と立上げで大忙しで、少なくとも放射光関係者はほとんどフォローできていなかった。しかし、SPring-8 で 1 km ビームラインの建設を開始し、X線コヒーレント光利用の可能性を議論し、また 27 m 長尺アンジュレータビームラインの建設を開始し、長尺真空封止アンジュレータの可能性を検討していると、それらに興味をもった欧米の XFEL プロジェクトから現状報告の要請が度々舞い込んできて、アンジュレータの責任者だった北村英男氏と筆者は何度か DESY や SLAC に足を運んだ。検討されていた計画は、どちらも加速器真空チェンバー外側にアンジュレータ磁石を並べるという我々から見ると旧来方式のものであり、硬X線に到達するために 15 GeV 程度の高い電子ビームエネルギーを必要とするものだった。これは、長い線形加速器が必要となることを意味し、このため SLAC の計画は全長 2.2 km、DESY の計画はリニアコライダーの全長数十 km に及ぶ膨大なものだった。ところが、リニアコライダー計画はドイツの国内事情により認められず、全長 3.4 km の XFEL 施設のみがヨーロッパ連合 (EU) の事業として進められることになった。

DESY や SLAC から帰ってきて北村氏と話していたのは、日本で開発した真空封止型アンジュレータを採用して XFEL を建設したら、非常に小型化できる可能性があるということで、理研の中のプロジェクト予算を獲得して、2001 年から必要な要素技術開発を進めることとした。まずは、真空封止型アンジュレータで磁石周期を短くすることで、アンジュレータ本体の長さを短縮することができる。加えて、必要な電子ビームエネルギーが減ることから、線形加速器の長さを短くすることができる。この二つを組み合わせることだけでかなりの小型化が達成できるが、さらに筑波の KEK で開発がすすめられていた C-band 加速管を使うと加速勾配が大きくでき、さらに線形加速器の短縮が可能になるので、開発者の新竹積氏に協力を要請すると、KEK から理研に移って加速器要素技術開発を取りまとめてくれることになった。新竹氏は、新しい考え方に基づく電子銃とバンチングシステム^(文献6-19)を開発し、2003 年ごろには、必要な要素技術の主要部分は揃った。

参考文献

6-19) T. Shintake, Proc. FEL2007 (2007) 216.

理研のプロジェクト予算では、最終ゴールを1 GeV 線形加速器による軟X線 FEL に置いていたが、予算の縮小により250 MeV 線形加速器による EUV FEL に縮小した。並行して6 GeV 線形加速器による硬 X 線 FEL の設計検討を進めていた。これは波長 0.1 nm でのレーザー発振をターゲットとして決めた値である。2004 年ごろ、2006 年からはじまる国の第三期科学技術基本計画での国家基幹技術候補の推薦依頼があり、硬 X 線自由電子レーザーを候補として提案したところ、数々の紆余曲折を経て採用が決まり、2006 年から2010 年の5 年計画で整備することとなった。これが現在共用施設として運用されている SACLA である。設計段階で世界中の識者を集めた国際レビューを実施したところ、SACLA 線型加速器から SPring-8 蓄積リングにバーストモードで入射し、短時間ではあるが蓄積リングで短パルス放射光の利用を考える案や、SPring-8 の入射器が老朽化した場合に、SACLA 線型加速器を入射器として使う案が議論され、線形加速器のエネルギーを SPring-8 の蓄積電子エネルギーと同じ 8 GeV に変更することになった。このエネルギー増強はあったものの、SACLA は全長 700 m と SLAC の 1/3、DESY の 1/5 の規模となった。加速器全体の取りまとめは、SPring-8 の加速器建設を統括した熊谷教孝氏が行い、利用も含めた全プロジェクトの統括を筆者が行った。SACLA という名前は SPring-8 Angstrom Compact Laser の略から来ている。プロトタイプとして建設した EUV FEL は 2006 年に発振し、現在は SACLA アンジュレータホールに移設・増強され、SACLA BL1 として共用に供されている。SACLA の建設は順調に進み、2011 年 3 月にハードウェアが完成し、2 か月の調整の結果 6 月初めにレーザー発振を確認した。これは、2009 年にレーザー発振した SLAC の LCLS に次ぐ世界で 2 番目の硬 X 線自由電子レーザーであり、2017 年ごろに後続の Swiss FEL (スイス)、European XFEL (ドイツ)、PAL-XFEL (韓国) が動き出すまで日米の二施設でこの分野を牽引した。LCLS は LCLS-II として超伝導線形加速器による高繰返し化を可能とする改造が進められ、軟 X 線 FEL の運転が始まっているが、さらに線形加速器を増強して硬 X 線 FEL も高繰返し化する計画が進められている。中国は上海で超伝導線形加速器による X 線自由電子レーザー施設 SHINE を建設中である。

SASE-XFEL は空間的にコヒーレントな X 線を出し、X 線サイエンスの適用範囲を大きく拡大したが、強度が高すぎて試料を壊してしまうことがある種の計測にとって大きな難点となる。一方、XFEL で X 線コヒーレンスの重要さが認識されると、リング型でもよりコヒーレンスの高い光源は実現できないかと様々な探索が行われた。SASE-XFEL 計画時に日米ともに Energy Recovery LINAC (ERL) 光源との比較が議論された。その当時は、技術的成熟度の点で SASE-XFEL に優位性があり、日米ともに SASE-XFEL 光源建設に向かった。その後世界の趨勢は、より経済的な蓄積リング光源を超低エミッタンス化して、「回折限界光源」を目指す方向で様々な技術開発が進められてきた。その一つの成果が Multi-Bent Achromat (MBA)

ラティス^(文献6-20)であり、円形加速器の基本単位内に多数の偏向電磁石を分割して設置し、その間に電子ビーム収束系を入れることによって超低エミッタンスラティスを構成する。

この技術をユーザーマシン建設に取り入れた第一号はスウェーデンの MAX-IV であり、3 GeV で 0.3 nrad の超低エミッタンスを狙っている。同様な施設がブラジルでも SIRIUS として建設されている。このような MBA ラティスによる超低エミッタンス蓄積リング光源を第四世代光源と呼ぶ。この技術を用いて既存放射光施設のアップグレードを行うことも世界中で検討されている。EU の ESRF では 2019 年にアップグレードを完了し、以前と同じ 6 GeV で ESRF-EBS として 0.2 nrad 程度での低エミッタンス運転を始めている。米国 APS では、蓄積電子ビームエネルギーを 7 GeV から 6 GeV に落として極低エミッタンスリング APS-U にアップグレードする作業が進められている。わが国では、この技術を使った 3 GeV 放射光施設を仙台に建設中であり、2024 年の供用開始を目指している。また、SPring-8 をアップグレードする計画も策定されており、ここでも現在の 8 GeV を 6 GeV に落として極低エミッタンス化し、仙台の放射光施設完成後の予算化を目指した作業が続いている。ドイツの PETRA-III では、第四世代に改造する PETRA-IV 計画が進められている。中国では、北京郊外に 6 GeV の極低エミッタンス放射光源 HEPS を 2026 年の完成を目指し中央政府として建設中だが、さまざまな地方政府が独自の中型放射光施設を建設しようとする動きがある。聞こえてきているものだけでも、武漢、重慶、西安、深圳などで計画が進められているようだ。韓国も先日新しい 4 GeV 放射光施設を整備することが認可され、2020 年代後半での完成を目指して計画が進められている。タイでも、第四世代放射光源を作ることが本決まりとなり、JICA を通じてわが国への協力要請が来ている。

6.4. 放射光利用研究の発展

光は古来より対象物の観察のために用いられてきた。また光を操作する光学機器の発明は、様々な科学の発展にとって重要な役割を果たしてきた例として、望遠鏡による天体観測が地動説を確認し、ケプラーの天体運行観察を通してニュートンの古典力学につながったことや、顕微鏡の発明がミクロの世界への窓を開き、生物学などでの多くの発見につながったことなど、枚挙に遑がない。これらは、天然に存在する可視光の利用であるが、新たな性質を持つ光を作ることも同様に科学技術の進化にとって重要であり、1895 年にレントゲンによって発見された

参考文献

6-20) D. Einfeld, M. Plesko and J. Schaper, J. Synchrotron Rad. 21 (2014) 856.

X線、1960年にマイマンによって作成されたレーザーなど、その後の科学技術の発展に大きく寄与したのも多い(文献6-21)。

X線は波長の短い電磁波であるが、1912年にLaueによって結晶でのX線回折が発見され、物質内での原子の並び方を見るための光として、物質科学や構造化学での基本的なデータを与える光としての地位を確立した。一方で、特性X線はのちに量子力学で明らかになるように、原子内での電子のエネルギー準位に関係するものであり、蛍光X線計測による元素分析も行われるようになった。もちろん、レントゲンが示した、透過性の高さや元素による吸収の違いを利用したラジオグラフィなどのイメージング手法は、医療診断をはじめとする幅広い応用分野に広がっていた。

X線による結晶構造解析は、初期の非常に簡単な無機化合物から、複雑な有機化合物の解析へ進み、さらにはヘモグロビンなどの生体高分子の構造解析へと進んでいった。また材料科学分野でも多くの新物質の合成等が進み結晶構造解析の需要は拡大しつづけていた。そのような状況の中で1970年代に、より強力なX線源の可能性に対する探索が進められ、一つの答えとして放射光利用が浮かび上がった。当時の放射光利用はVUV-SX領域が中心であったが、原理的には加速器のエネルギーを上げればX線に到達することは明白であったので、世界中でX線領域の放射光施設を建設する動きが同時多発的に発生し、わが国では筑波の高エネルギー物理学研究所(現高エネルギー加速器研究機構)のフォトンファクトリーとして結実した(文献6-7)。

放射光利用の各分野での発展史を詳細に辿ろうとすると、分野ごとに1冊(あるいは数冊)の本はできると思われる。一方で近年分野間の融合から新分野が形成されることも頻繁に生じている。このため、各分野からの視点には別に、俯瞰的視点から放射光科学の全容を見渡すことが必要であり、そのような作業を始めるべき時期に来ているのかもしれない。本稿ではその方向に向かって進む際の、基礎的なプログラム案と呼べるようなものを考察してみたい。

繰り返しになるが、放射光は波長の短い電磁波、すなわち光である。古典的な光学理論に従えば、光で物を見る時の到達可能な分解能は、光の波長の程度になる。X線の波長は、物質内の原子間距離程度(0.1 nmのオーダー)であり、結晶構造解析手法によって古くから物質内の原子配列構造の解析に使われてきた。言い換えると放射光はナノの世界を観る光と

参考文献

6-7) 高良和武、日本物理学会誌、51(1996)879。

6-21) 例えば <http://astrophotoclub.com/history/history.htm>

いえるだろう。近年、ナノサイエンスやナノテクノロジーなど、ナノの世界を理解し、人工的な構造を構築し、そこで生まれる新たな機能を利用することが盛んに進められている。

放射光科学では、様々な学術分野を横断的に利用される、回折・散乱、分光、イメージングなどの基盤的手法開発が重要であり、これらの多くは放射光施設の研究者が大学等の外部研究者と協力して進めている。このような基盤的手法開発を支えているのは、新技術の開発であり、光学技術、計測制御技術、データ処理技術、メカトロニクス技術、検出器や信号処理技術などが含まれるが、これらは放射光施設の研究者や技術者が、産業界の研究者や技術者と協力して開発することが多い。開発された基盤的手法は、サイエンスや産業利用での展開を例示する形で論文発表されるのが通例であり、それをベースにより広範な学術分野での展開や、産業分野での展開が進められてきた。最近では、従来少し距離のあった土木建築関連のような社会基盤分野にも展開されているし、考古学や法科学での応用事例も増えつつある。

現実的には、1997年に供用開始したSPring-8では、時間と共にかなり異なった考え方で利用実験装置の整備が進められた。供用開始当時は、日本原子力研究所(原研)と理化学研究所(理研)が共同チームを構成し、高輝度光科学研究センター(JASRI)が指定機構という現在とは全く異なった形態での運営が行われていた。原研、理研は独自の施設者専用ビームラインを所有して、原研は材料科学分野での先端研究開発を行い、理研は生命科学分野での先端研究開発を行うというのが、当時の建付けだった。それに加えて、全国の研究者が産学の区別なく、原研あるいは理研が建設しJASRIが運用する共用ビームラインを利用するという仕組みが構築された。このことを以て、共用ビームラインをJASRIのビームラインと言う向きがあるが、これは正しくない。共用ビームラインの整備は、旧来からの測定手法毎に進められた。最初に計画された10本の共用ビームラインのリストを表6.1(次頁参照)に示す。結果的には、フォトンファクトリーでのアクティブユーザーグループがそれぞれのビームラインを建設する形になった。当初計画は、1994年～1996年で2本の挿入光源ビームラインを建設し、1995年～1997年でさらに2本の挿入光源ビームライン、1996年～1997年で2本の挿入光源ビームラインと、4本の偏光電磁石ビームライン建設を行うというものであり、1998年秋の共用開始を予定していた。このため、1995年までに建設を開始するビームラインでビームライン要素の標準化案を固め、1996年度以降の建設は、標準部品の組み合わせにより、迅速に進める計画を立てていた。ところが、1995年5月の補正予算で、1996年以降建設開始予定の6本の前倒しが決まり、全てを1996年度に完成させて、供用開始を1年前倒して1997年秋とすることが決まった。このため、標準化作業を前倒して、X線ビームラインに関してはほぼ全てを標準要素の組み合わせで設計することにしたため、以後のビームライン建設は非常に

	ビームライン名	設置場所	光源種別
1	生体高分子結晶構造解析	41	XU
2	軟X線固体分光	25	SU
3	高エネルギー非弾性散乱	08	W
4	核共鳴散乱	09	XU
5	高圧構造物性	10	XU
6	生体分析	39	XU
7	軟X線光化学	27	SU
8	結晶構造解析	02	B1
9	高温構造物性	04	B1
10	XAFS	01	B1

表6.1 SPring-8 スタート時に計画された共用ビームライン。
 設置場所は蓄積リングのセル番号。光源種別は、
 XU X線アンジュレータ、SU 軟X線アンジュレータ、
 W ウィグラー、B1 セル内の上流側偏向電磁石。
 ここにはないが下流側偏向電磁石は B2 となり、
 赤外ビームラインは IR となる。

スムーズに進行した。一方で、軟X線ビームラインは数が少なく、一つ一つが特殊な仕様になることから標準化のメリットは大きくないと判断し、標準化作業は行わなかった。共用ビームラインのほかに、施設として特にそれまで経験がほとんどなかったX線アンジュレータビームラインの運用に関するノウハウを蓄積するため、パイロットビームラインとしてBL47XUを建設することとし、R&Dビームラインと名付けた。また、原研と理研がそれぞれ施設者用ビームラインの整備を行うこととなった。これらの建設も、標準化作業の恩恵を大きく被っている。

最初の共用ビームラインは、表6.1の1、5、8、9が結晶構造解析に関わるもの、2、3、4、6、7、10が分光に関わるものである^(文献6-22)。この時点では「イメージング」のための共用ビームラインは設置されなかったが、R&Dビームラインでイメージング研究が行われていた。最初の10本には、X線小角散乱は含まれていないが、理研ビームラインBL45XUに小角散乱ブランチが建設された。このあと、1998年6月の補正予算で粉末X線構造解析(02B2)、

参考文献

6-22) 植木龍夫、大野英雄、SPring-8 利用者情報、1、No.1 (1996) 17.

汎用白色変更電磁石 BL (28B2)、汎用単色偏向電磁石 BL (40B2)、高エネルギー単色偏向電磁石 BL (04B2) の建設が始まった。同時期に理研は 1 km ビームラインと 27 m アンジュレータビームラインの整備をはじめ、そこでの開発が SACLA の整備につながっていったことは既に述べた。

SPring-8 は、当初 61 本のビームラインが取り出せるように建物設計がなされたが、赤外ビームライン建設時に追加で 1 本取り出せるようになって、現時点では総計 62 本のビームラインが設置可能である。現状では、その内の 57 本が既設となっており、新たに建設可能な箇所は 5 つだけで、その内訳は、挿入光源が 3 か所、偏向電磁石が 2 か所となっている。現状でのビームラインマップを図 6.1 に示す。ビームライン要素の標準化を進めたことは、その後の円滑なビームライン建設を可能とし、供用開始後 5 年余りを経過した 2002 年度末には、総計 45 本のビームライン建設を完了した (図 6.2) (次頁参照)。現在稼働中の共用ビームライン 26 本中、25 本がここまでに整備されたが、これ以降のビームライン整備は大幅にスローダウンし 2003 年、2004 年には新たに動き出したビームラインはなかった。

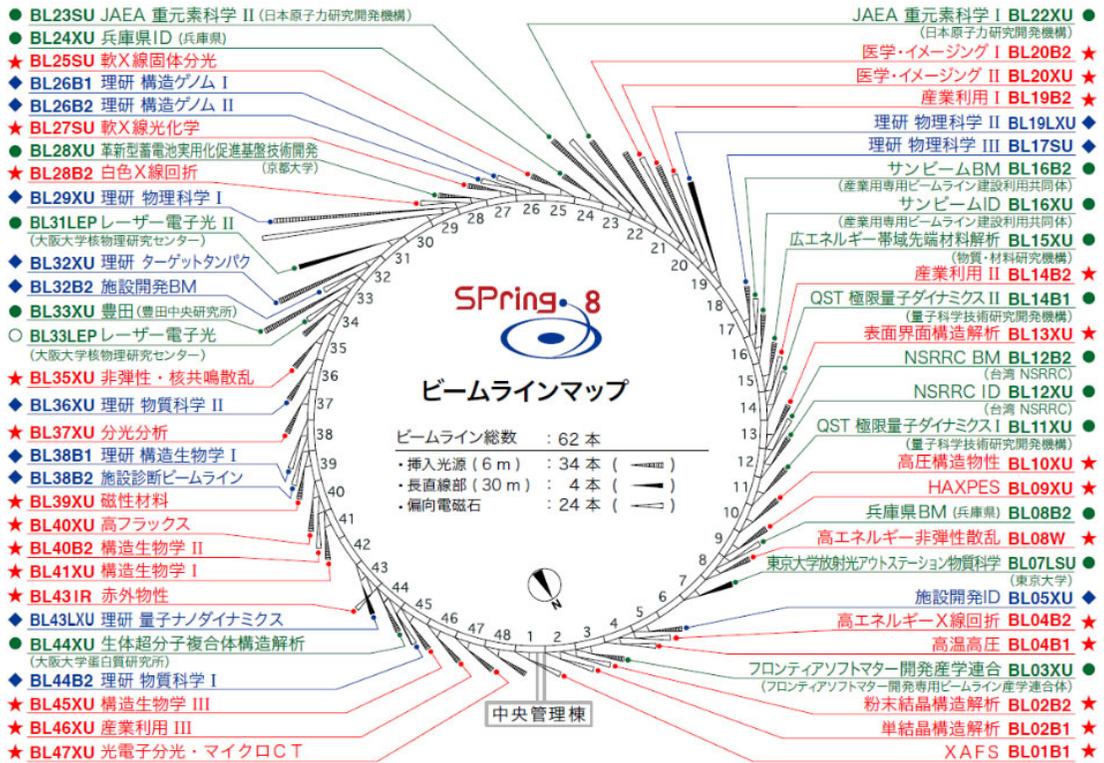


図 6.1 SPring-8 ビームラインマップ。2021 年現在 26 本の共用ビームライン、18 本の専用施設ビームライン、13 本の理研ビームラインの計 57 本が稼働している。

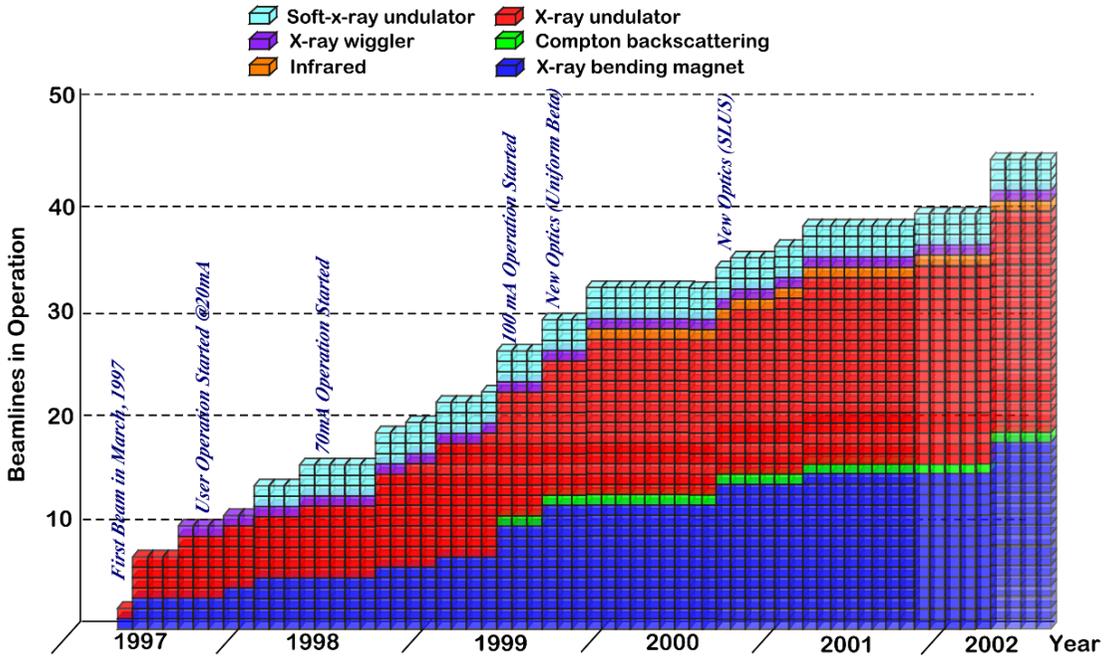


図6.2 1997年から2002年間のビームライン建設

2005年に、原研がサイクル機構と合体して日本原子力研究開発機構となり、同時に SPring-8 の運営から撤退した。このため、原研が所有していた4本のビームラインは施設者ビームラインから専用施設ビームラインに変わった。2005年以降には、総計12本のビームラインが整備されたが、共用ビームラインは2008年に完成した産業利用 III (14B2) だけであり、これが最後の共用ビームラインになった。他に理研が3本、東大、兵庫県、阪大が各1本、産業界が3本を整備した。また、加速器診断用に建設されたビームラインを理研ビームラインとして利用し始めている。共用開始から5年間で多数のビームライン整備が行われたが、これらの多くは第二世代光源での「学術分野」を引きずったものであった。この間、産業利用の有用性が認識され、また第三世代に特徴的な低エミッタンス性の活用に目が向けられると、それ以降のビームライン建設は質的に異なるものになっていった。

産業利用は、サンビーム共同体での専用ビームライン建設 (BL16XU、BL16B2)、兵庫県ビームラインでの地元企業支援 (BL24XU、BL08B2)、共用での産業利用ビームラインの整備 (BL19B2、BL14B2)、R&D ビームラインの共用産業利用ビームライン化 (BL46XU) などによって徐々にユーザーが拡大した。すると、特定産業目的に特化したビームライン建設の動きが始まり、豊田中央研究所によるトヨタグループ全体の R&D を担うビームライン (BL33XU) が建設された。また国内のソフトマター関連企業がコンソーシアムを結成し、加えて新しい形での

産学連携方式を形成することによりフロンティアソフトマター開発産学連合ビームライン (BL03XU) が建設された。これはこの方式を主導した高田昌樹氏が東北次世代放射光で主導している「コアリション・コンセプト」の原型になった。これに続いて、類似の産学連携を NEDO の資金で進める、京都大学の革新型蓄電池実用化促進基盤技術開発ビームライン (BL28XU) と、電通大、分子研が主導して燃料電池の電極触媒開発を行う先端触媒構造反応リアルタイム計測ビームライン (BL36XU) が建設された。

第三世代放射光施設の特徴である低エミッタンス性は、アンジュレータでの X 線スペクトル幅を鋭くするところに端的に現れ、核共鳴散乱 (BL09XU)、表面界面散乱 (BL13XU、BL11XU) など、第二世代光源では到達不可能な恩恵にあずかった分野は多数あった。しかし、低エミッタンス性がもっとも寄与したのは X 線コヒーレンスの向上であり、先行した ESRF でのホログラフィック・トモグラフィーの開発^(文献6-23)など、第三世代で始めて実現した計測手法も多数ある。この分野では、SPring-8 は 1 km ビームラインの建設によって、伝搬によるコヒーレント増大を Be 窓からのスペックル観察という形で示した。しかしながら、SPring-8 で開発され、他の放射光施設に広がっていったものを 3 つだけ選ぶとすると、波及効果の大きさを考えると少なくとも現時点では (1) OSAKA MIRROR によるナノ集光光学系の確立^(文献6-24)、(2) 硬 X 線領域でのコヒーレント回折イメージングの魁^(文献6-25)、(3) 硬 X 線光電子分光^(文献6-26)といったところだろう。また、SPring-8 だけでなく他の放射光施設でも同時並行的に大きく飛躍した分野として、タンパク質結晶構造解析を中心とする構造生物学分野があるが、そこへの SPring-8/SACLA の寄与についても、極めて主観的な取り上げ方であることをお断りした上で言及しておきたい。

OSAKA MIRROR

SPring-8 ができたころ、X 線集光の目標はサブミクロンビームを作ることだった。集光素子としては、フレネルゾーンプレート、KB ミラー、キャピラリーレンズなどが知られていたが、硬 X 線で使うにはどれも一長一短があった。フレネルゾーンプレートを硬 X 線で使おうとすると、

参考文献

- 6-23) P. Cloetens et al., Appl. Phys. Lett. 75 (1999) 2912.
- 6-24) 例えば K. Yamauchi et al., Jpn. J. Appl. Phys. 42 (2003) 7129.
- 6-25) J. Miao, T. Ishikawa, I.K. Robinson and M.M. Murnane, Science, 348 (2015) 530.
- 6-26) Hard X-ray Photoelectron Spectroscopy (HAXPES) (Springer Series in Surface Sciences, 59), J.Woicik ed. Springer, Berlin (2018)

アスペクト比の大きな加工が必要となり、当時の技術的限界を超えていた。KBミラーはミラー表面加工精度と、非球面加工に対する技術的な問題があり、キャピラリーレンズも形状精度の確保に関する技術的な課題があった。そのような状況の中、ESRFでCompound Refractive Lens (CRL)が開発された。これは、硬X線領域で物質が一般的に1より小さな屈折率を持つことを利用して、物質内の空孔を集光レンズとして利用するものである。屈折率の1との差異が非常に小さいため、単一空孔では焦点距離が非常に長くなるため、多数の空孔を並べることによって焦点距離を調整する。ただし、屈折率は波長の関数となるので、波長を変化させると焦点位置が変化するため、スペクトロスコープとの組み合わせには工夫が必要となる。それに対してX線全反射を利用したKBミラーによる集光では、波長を変えても焦点位置を一定に保つことが可能であり、マイクロスペクトロスコープとの相性が非常に良い。このため、SPring-8の光学グループは究極的なKBミラー作成を目標に置いて、研究開発を進めることとした。

表面加工に関しては、大阪大学の精密工学科がEEMと呼ばれる非常に高い技術を開発していた。実は、40年ほど前に、そのミラー表面のX線小角散乱による計測を行ったことがあるが、局所的に極めて高い加工精度はあったが、大域的な形状評価に難がある印象をもっていた。しかし、光学的な計測方法と組み合わせて加工を行うことによってpeak-to-valleyでnmオーダーの表面加工が可能となり、しかも非球面表面の精密加工が可能となった。2枚の楕円筒ミラーで構成したKBミラーで、100 nm以下の集光を行うことは極めて普通になり、SPring-8では多くのビームラインでこのようなミラーが利用されている。この方法で加工されたX線ミラーは、コヒーレント照射でもスペckルを生じないため、X線自由電子レーザーSACLAのビームラインでも利用されている。さらに、世界中のX線自由電子レーザー施設や、低エミッタンス放射光施設で、同様なミラーが使われており、OSAKA MIRRORと呼びならわされるようになった。

最先端開発としては、KBミラーに多層膜コーティングを施し、また表面形状誤差に対する補償板を入れることによって、10 nm以下のX線集光が実現している^(文献6-27)。同レベルの極限集光を目指す技術として米国で多層膜ラウエレンズ(MLL)^(文献6-28)があるが、今後汎用性を競っていくこととなる。KBミラーの楕円筒ミラーを一次元ウォルターミラーで置換えたAKBミラーも最近利用されるようになってきた^(文献6-29)。また、一枚のミラーで二次元集光を行う

参考文献

- 6-27) H. Mimura et al., Nature Phys. 6 (2010) 122.
- 6-28) H-C. Kang et al., Appl. Phys. Lett. 92 (2008) 221114.
- 6-29) R. Kodama, Opt. Lett. 21 (1996) 1321.

回転楕円面ミラーの開発も進められている。これらの、高性能 X 線集光素子で 10 nm 領域の集光が可能になったことは、局所分析の空間分解能を大幅に向上させた。

コヒーレント回折イメージング

コヒーレント回折イメージング (Coherent Diffraction Imaging ; CDI) は、現在 UCLA の教授である Jianwei Miao が、Stony Brook の学生時代に、Brookhaven の VUV リングで始めて実証した。コヒーレント照射での散乱パターンから、オーバーサンプリング条件で位相を回復して、逆フーリエ変換することにより、散乱体の電子密度を求めるものである^(文献6-30)。可視光で、レンズが行っているフーリエ変換を、計算機に置き換えている。使用する光の波長を短くすると、原理的に空間分解能が向上するが、コヒーレント光にするのが困難になる。1990 年代後半での X 線自由電子レーザー推進に対するモチベーションの一つに、タンパク質等の生体高分子を結晶にせず構造解析することがあり、コヒーレント X 線による回折イメージングが一つのアプローチとして検討されていた。DESY で開催された X 線自由電子レーザー利用のための研究会の際に、Miao 博士が近寄ってきて、SPring-8 で硬 X 線領域の CDI がやれないかと聞いてきた。APS でトライしていたが、ビーム安定性などの問題があり、うまく行かなかったらしい。ちょうど 1 km ビームラインが完成したところだったので、彼を日本に呼んで開発を始めた。この開発には理研の西野吉則氏 (現北海道大学教授) に参加してもらった。最初は、窒化シリコン板の両面にニッケル蒸着でパターンを描いたテストサンプルでのデモ実験を行ったが、これに成功すると様々な実用材料での測定を行い、さらに生物試料での測定を行った。この共同研究の途中で、Miao 博士は UCLA に教授として移り、そこでのポスドクだった Changyong Song 博士 (現韓国 POSTEC 教授) や、Huaidong Jiang 博士 (現上海科技大学教授) らが共同研究に参加してきた。日本側でも、理研でポスドクをしていた高橋幸生博士 (現東北大学教授) が加わり、タイコグラフィの基礎開発が始まった。高橋博士は、名古屋大学の唯三津木教授のグループと共同で、スペクトロ・タイコグラフィを開発し、触媒試料の化学状態を高分解能三次元マッピングして、さらに時間変化も可視化する開発を行った。Miao 博士と一緒に SPring-8 で始めた硬 X 線 CDI は、各地の低エミッタンス放射光リングの建設や、X 線自由電子レーザー施設の建設に伴って世界中に広がった。2010 年ころまでは、世界中でこの研究

参考文献

6-30) M. Yabashi, K. Tamasaku, S. Kikuta and T. Ishikawa, Rev. Sci. Instrum. 72 (2001) 4080.

に従事している人たちは、若い人も含めて、大体顔と名前が判ったものだが、最近では人口が増えすぎて、ほとんど把握不能になっている。このような大ブレイクした分野の最初の一步に関われたことは幸福なことかもしれない。

硬 X 線光電子分光

X 線領域でのハンブリー・ブラウン・ツイス干渉実験を BL19XU で行い、そのための超高分解能 X 線分光器^(文献6-30)の論文が出た後、阪大の菅滋正教授がやってきて、硬 X 線を使った光電子分光 (HAXPES) をやりたいので X 線分光器を作ってくれとの依頼があった。検討を進めると、Si の高次反射チャネルカット分光器で、何とかいけそうだったので、その提案をし、硬 X 線光電子分光の歴史がスタートした。この方法の可能性に関して、理研の中で議論したところ、故高田恭孝博士が大変興味をもってオリジナルな提案を出してきたので、理研の中でも進めることとした。彼は SIENTA 社と協力して、高エネルギー分解能かつ高耐圧な電子エネルギー分析器を開発した。光電子分光では、励起エネルギーの増大とともに、光イオン化断面積が急激に減少するが、SPring-8 アンジュレータの高輝度性によって、高い X 線分解能であっても十分な X 線強度を確保することが可能であり、小さな光イオン化断面積でも実用的な光電子信号強度を得ることが可能である。

エネルギーの高い硬 X 線は、試料表面からかなり深くまで侵入し、バルクでの電子状態を反映した光電子を生成する。表面感性が無いため、それまでの光電子分光計測に必須であった表面の清浄化作業がほとんど不要となった。そのため、半導体実デバイスなどに直接的に利用できる手法であり、広範な産業利用が行われている。また光電子自体のエネルギーも高いため、試料の深い場所からの光電子も計測可能であり、例えば埋もれた界面の電子状態計測などに応用できる。実際に我々のグループからの最初の論文は、埋もれた界面の電子状態に関するものであった^(文献6-31)。

HAXPES の有効性が示されると、SPring-8 の他のビームラインに急速に拡散していった。最大時には 10 本のビームラインに HAXPES 用電子アナライザーが展開されたが、どれも多数のエンドステーション機器の一つとしてであり、HAXPES 専用のビームラインは存在しなかった。

参考文献

6-30) M. Yabashi, K. Tamasaku, S. Kikuta and T. Ishikawa, Rev. Sci. Instrum. 72 (2001) 4080.

6-31) K. Kobayashi et al., Appl. Phys Lett. 83 (2003) 1005.

2020年から始めたエンドステーションの再編の中で、HAXPES専用ビームラインを整備することが議論され、BL09XUの核共鳴散乱をBL35XUに移し、高分解能非弾性散乱とシェアすることによって、BL09XUをHAXPES専用ビームラインとすることとなり、移行が進んでいる。

タンパク結晶構造解析

タンパク結晶構造解析は、第三世代放射光の活用と高性能二次元X線検出器の進歩により急速な進展を遂げた分野であり、特にどの施設が牽引したということはない。ここではSPring-8が果たした役割の一端を紹介することにしたい。

1997年の供用開始以前から、理研では透過性の高いダイヤモンド単結晶を利用して、3つの異なる波長のX線を同一ライン上に導くX線トリクロメータを構想し、それを利用するビームラインをBL45XUとして整備した。X線異常分散を利用した位相決定を行うためである。このビームラインを用いて、世界で最初のGPCR膜タンパク質であるロドプシンの構造解析が行われ、その後のGPCRタンパク構造解析の魁となった^(文献6-32)。この論文は4500を超すサイテーションがあり、SPring-8/SACLAからの論文の中でおそらくは最高の引用数を誇っている。

AMED資金でBL32XUにタンパク構造解析用ビームラインを整備した際に、OSAKA MIRRORによる集光系を整備し、マイクロビームによる微小タンパク結晶の構造解析を可能とした。SPring-8で開発されたX線光学系が、タンパク構造解析にも役立った一例である。集光系1 μ mでのタンパク構造解析ビームラインは当時(おそらく現在も)世界最小径ビームの利用であり、極微小結晶の構造解析に威力を発揮している。

あらゆる分野を通して、SPring-8/SACLAで最もインパクトが高い成果は、光合成の明反応に関連する酵素PSIIの構造解析に成功したことであろう。PSIIは光合成反応の最初の段階で、水を分解して酸素とプロトンにする反応を触媒する酵素であり、水から太陽光エネルギーを用いて水素と酸素を作る人工光合成触媒のモデル物質になり得る。最初、SPring-8で結晶構造解析の結果が出たが^(文献6-33)、分光学的手法によるものと結果が矛盾していることが指摘された^(文献6-34)。これを、X線での照射損傷によるものだと考え、SACLAの超短パルスで損傷

参考文献

6-32) K. Palczewski et al., Science 289 (2000) 739.

6-33) Y. Umena, K. Kawakami, J-R. Shen and N. Kamiya, Nature 473 (2011) 55.

6-34) J. Yano and V. K. Yachandra, Chem. Rev. 114 (2014) 4175.

が発生する前のデータを集め構造解析を行ったところ、分光学的データと矛盾の無い結果が得られた^(文献6-35)。その後、SACLA でレーザーパルス照射時のS-状態遷移モデルの各状態での構造変化が解明された^(文献6-36)。

ここまで、放射光利用研究の発展を SPring-8/SACLA での例によって見てきたが、先に述べた「プログラム案を示す」ことに対しては、まだ出発点にも到達していない。しかし、紙数もほぼ尽きているので、その努力は継続して行うことをお約束して、とりあえずここまでとしたい。

参考文献

6-35) M. Suga et al., Nature 517 (2015) 99.

6-36) M. Suga et al., Nature 543 (2017) 131.

第3章 量子ビームの医学利用

7. 粒子線による治療

7.1. 重粒子線治療（中野隆史、若月 優）

7.1.1. はじめに

本邦では1981年にがんが国民の死亡原因の一位となって以来、増加の一途をたどり、がん医療が医療福祉の喫緊の課題となっている。この中で、放射線治療はがんの3主要治療法の一つであるものの、欧米ではがん患者の50-60%が放射線治療を受けているのに対し、本邦では20-30%程度しか放射線治療を受けておらず、十分活用されていない。そこで、数年来、政府も、がんプロフェッショナル養成プランなど、放射線治療の強化策を打ち出している。また、QOL（Quality Of Life）を重視した低侵襲がん治療法の開発を重視する流れの中で、いわゆる、“臓器を温存してがんを治す放射線治療”が脚光を浴び始めている。その先進的放射線治療の一つとして、線量の集中性と高い生物効果で注目されているのが、重粒子線治療である。この重粒子線治療は大型の加速器で炭素イオンなどの重いイオンを光速の70%近くまで加速して、がんなどの病巣に当てて病気を治す治療法である。

この治療法は、強力ながん制御能に加えて治療後のQOLが高い最も優れた低侵襲がん治療法の一つであり、国際的にも我が国が世界をリードする数少ない革新的ながん治療法である。放射線医学総合研究所（現量子科学技術研究開発機構、QST）において1994年6月から開始された炭素イオン線治療は現在までに約30000名の患者に重粒子線治療が行われており、その治療実績が評価され、2016年からは切除不能骨軟部腫瘍で、2018年からは頭頸部の非扁平上皮癌、前立腺がん保険診療として認められている。また治療施設も、すでに国内で7施設が稼働しており、世界中で建設計画が進められている。

7.1.2. 重イオン線の特徴

これまでに放射線治療に用いられている重粒子線（重イオン）には炭素イオン、ネオンイオンなどがある。この粒子線は加速器により光の70%程度の高エネルギーまで加速すると透過力の大きい電離放射線となり、組織に電離や励起を引き起こし減速し、その飛程の終端近くで、エネルギーを急激に放出して止まり、ブラッグ・ピーク（Bragg peak）と呼ばれる線量分布を形成する（図7.1.1）（次頁参照）。この粒子のエネルギーの幅を適当に調節し、このピークを物理工学的に拡大することで、腫瘍に集中性の良い線量分布を形成して、がん治療に用いている。

また、重イオン線はこの優れた線量分布の他に高いLinear Energy Transfer（LET：線エネルギー付与：粒子がある距離を通過した時に組織に与える平均エネルギー）を持っている。

この重イオン線は高LET放射線の特徴として、粒子の飛跡に沿って起こる高密度の電離によりDNAの2重螺旋を高率に直接切断することができるため、細胞を殺傷する効果がX線に比べて2-3倍（RBEが2-3）高い（図7.1.2）。またX線などの低LET放射線に抵抗性の低酸素細胞に富むがんでも比較的良好に効く特徴がある。このため、この重イオン線は線量分布と生物効果の両方に秀でた治療粒子と言え、従来の放射線抵抗性腫瘍にも大量で強力な線質を集中させ、周囲の正常組織の照射線量を最小限に押さえることが可能となる。この治療法は、これまでの手術による切除や化学療法及び従来の放射線治療では治すことのできなかったがんを完治させる可能性がある。また、病変臓器及び周辺組織の形態と機能も温存でき、患者のQOLの向上も期待されている。

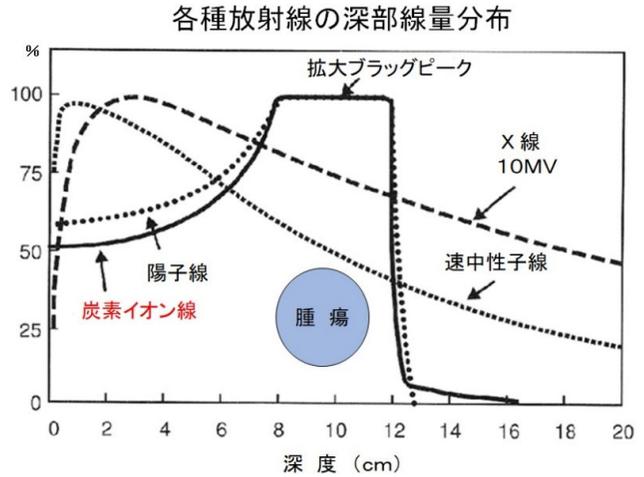


図7.1.1 各種放射線の深部線量分布

線抵抗性腫瘍にも大量で強力な線質を集中させ、周囲の正常組織の照射線量を最小限に押さえることが可能となる。この治療法は、これまでの手術による切除や化学療法及び従来の放射線治療では治すことのできなかったがんを完治させる可能性がある。また、病変臓器及び周辺組織の形態と機能も温存でき、患者のQOLの向上も期待されている。

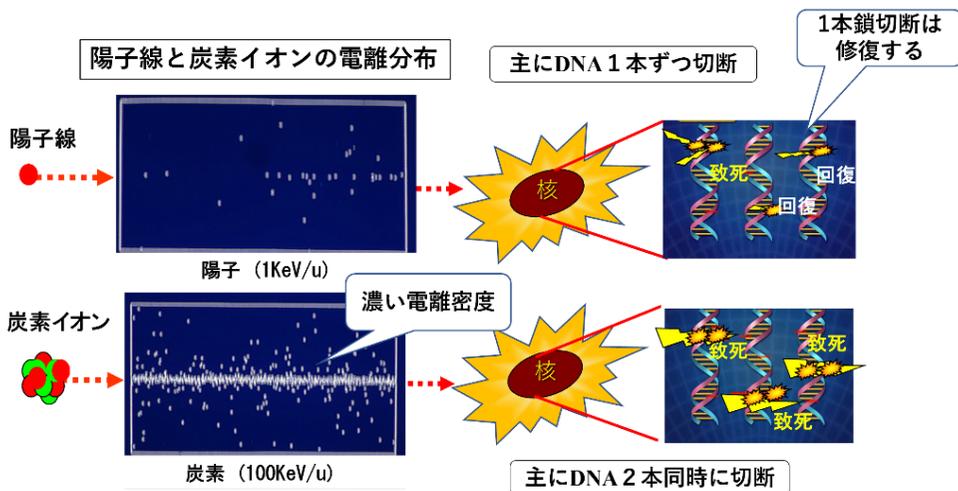


図7.1.2 重粒子線は電離密度が高いため生物効果（DNAの切断効果）が高い

7.1.3. 重粒子線治療の歴史

重粒子線治療研究は、1975年から1992年まで米国ローレンスバークリー研究所の原子核実験用重イオン加速器により開始され、約400名の患者が治療されたが科学予算削減の影響

を受けて中断した。その後、本格的な重粒子線治療は我が国が対がん10ヵ年総合戦略（1983年～）の一環として継いだ。放射線医学総合研究所では、医療専用の重粒子加速器（HIMAC）により1994年6月から炭素イオン線によるがん治療の臨床試験を開始した。その後、重粒子線治療装置の小型化とともに日本全国で治療施設が建設され、現在、兵庫県立粒子線医療センター、群馬大学重粒子線医学センター、九州国際重粒子線がん治療センター、神奈川県立がんセンター重粒子線治療施設、大阪重粒子線センター、山形大学東日本重粒子線センターと日本では7施設で重粒子線治療が行われている。

7.1.4. 重粒子線治療の実際

炭素イオンなどの重粒子線はシンクロトロンやサイクロトロンなどの加速器により加速される。主加速器から出射されたビームは高エネルギービーム輸送系を通じて各照射室に導入され、照射装置各機器によって患者治療ビームとして形成される（図7.1.3）。照射野形成法としては、ブロードビーム法、積層原体照射法、3Dスポットスキミング法などがあり、それぞれ特徴がある。さらに、呼吸性移動がある臓器に関しては照射タイミングを呼吸に合わせる呼吸同期照射法により、腫瘍への線量集中性を向上させ、正常組織の副作用の低減を図っている。また従来は固定ポートでの治療のみであったが、より治療効果の高い照射方法として、QSTでは2016年からは回転ガントリーを用いた重粒子線治療の臨床応用が開始されている。

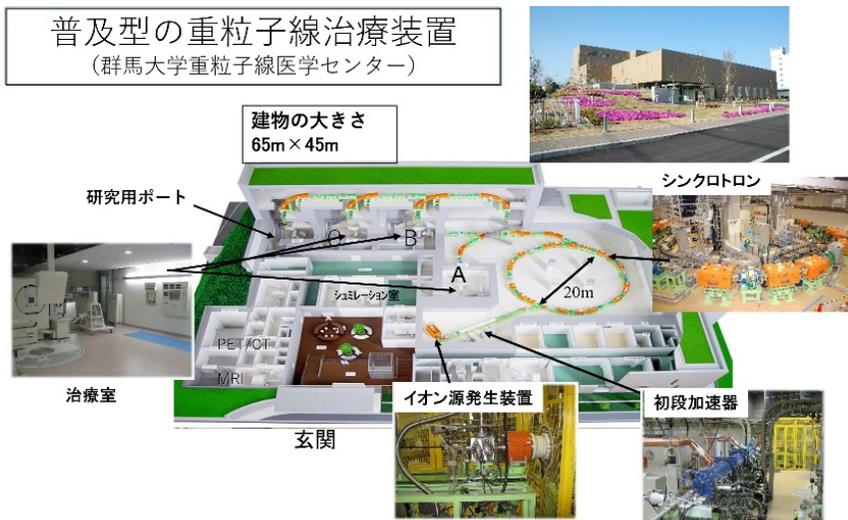


図7.1.3 普及型の重粒子線治療装置（群馬大学重粒子線医学センター）

毎回の照射を正確に行うためには、患者の照射体位を再現する固定具を用い、照射毎の位置決めにはX線透視による照合法が用いられている。位置決めに必要な時間は、前立腺

がんのような簡単な場合でも 10 ～ 15 分程度であるが、炭素線の実照射時間は 1 分程度であり、患者さんの治療室での 1 回の治療に要する時間は 15 分程度である。

一般的に放射線治療は 2 Gy 程度の少ない線量を分割して照射する分割照射が原則であり、分割回数は約 30 ～ 35 回、照射期間だけで 6 ～ 7 週間に達する。その点、炭素線治療は通常の放射線治療に比べて分割回数が少なく治療期間も短く済むという特長を持ち、前立腺がんの場合 3 週間で 12 回照射、肺がんや肝臓がんでは 1 日～1 週間の期間で 1 ～ 4 回の照射で終了する極めて短い治療である。患者さんの身体的精神的な負担が軽いだけでなく、会社を休む期間も短く、社会的な負担も軽い治療といえる。

7.1.5. 各疾患における重粒子線治療の現状

2022 年 4 月現在、保険診療で重粒子線治療が行われている疾患としては『切除非適応骨軟部腫瘍(肉腫)』、『頭頸腫瘍・涙腺がん(口腔・咽喉頭の扁平上皮がんを除く)』、『前立腺癌』、『大型の肝細胞癌』、『膵臓癌』、『大腸癌術後再発』、『眼悪性黒色腫』、となる。

① 切除非適応骨軟部腫瘍(肉腫)

手術が困難または不可能とされた脊索腫や骨肉腫、軟骨肉腫症例を対象として、2014 年 3 月まで計 956 例の重粒子線の臨床試験が行われた。治療は 4 週間で 16 回照射で照射線量は 64.0-73.6 Gy (RBE) で施行された。3 年及び 5 年の局所制御率はそれぞれ 82%、73%、3 年及び 5 年の生存率は 70%と 56%であり、完全に治癒する症例も多く認められた。放射線による有害反応(Grade 3 以上)としては、試験開始した当初に皮膚の潰瘍など 10 例が認められたが、皮膚線量の低減を図るなどした結果、最近ではほとんど発生していない(文献7-1-1)。現在は、更に 2 つの照射野をつなぎ合わせることが可能なパッチ照射法や、新しいスキャンニング照射法を用いた技術開発により安全に確実に治療が可能となっている。この結果、切除不適応骨軟部腫瘍については、2016 年 4 月から保険診療を開始することができた(図7.1.4)。

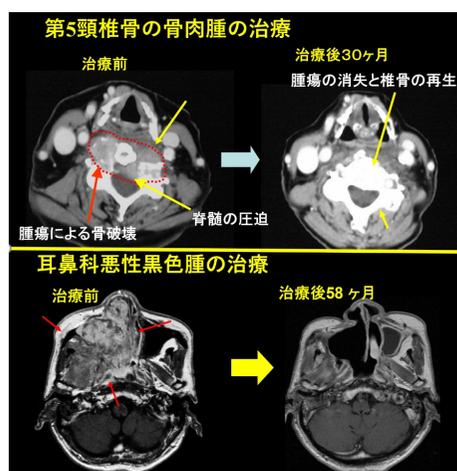


図7.1.4 重粒子線治療の効果 その1

参考文献

7-1-1) 山田 滋 他：重粒子線治療の現状—重粒子線治療の最新の治療成績と展望—
RADIOISOTOPES, 68, 395-402 (2019)

② 頭頸腫瘍・涙腺がん（口腔・咽喉頭の扁平上皮がんを除く）

対象となった症例は、他の治療法により治癒が困難と考えられる局所進行癌または再発癌である。現在までの日本の多施設での治療成績をまとめると、5年局所制御率は74%と良好であり、特に放射線治療が効きにくい非扁平上皮癌においても、腺様嚢胞癌68%、腺癌80%、粘膜悪性黒色腫72%と良好な局所制御率が得られている^(文献7-1-1)(図7.1.4)。5年の全生存率は、全例で64%、組織別には、腺様嚢胞癌74%、腺癌60%と良好であった。粘膜悪性黒色腫では局所制御率に比して5年全生存率は44%と満足すべき成績ではないが、この疾患の手術療法の5年の全生存率の報告は30-45%程であり、重粒子線治療の対象の多くが手術非適応症例であることを考慮するとむしろ有望な治療法である。これらの治療成績が認められ、頭頸部悪性腫瘍については、2018年4月から保険診療を開始することができた。

③ 前立腺癌

前立腺に限局性及び局所進行性の前立腺がんに対して2003年までに3種類の臨床試験が実施され、その後先進医療に移行して現在は保険診療が行われている。初期の試験では5週間で20回分割(60～72 Gy (RBE))により562例が治療され、2003年以降は治療期間を短縮し4週間で16回分割照射57.6 Gy (RBE)で1,107例の治療が行われた。2013年4月からは3週間で12回分割法51.6 Gy (RBE)の治療期間を短縮した治療法が施行されている。その1,286例の治療成績はPSA値の生化学的5年非再発率は91%で全生存率が96%、原病生存率(5年間で前立腺癌により死亡しない確率)は、99%と良好であった^(文献7-1-1)。対象症例の45%が再発の危険性が高い高リスク群であることを考慮すると極めて高い生存率であると言える。有害事象については、Grade 3以上の重篤な障害は1例も認められず、治療を要する出血などのGrade 2以上の反応が直腸で0.8%、膀胱・尿道で1.9%に生じたのみである。欧米から報告されている各種放射線治療の有害事象の頻度(Grade 2度以上)が直腸で2.0-26%、膀胱・尿道で4.0-29%であることと比較すると、重粒子線の有害事象の頻度は極めて低く、その安全性は非常に高いと言える。これまでの治療実績が認められ、限局性及び局所進行性前立腺癌については、2018年4月から保険診療を開始することができた。

参考文献

7-1-1) 山田 滋 他：重粒子線治療の現状—重粒子線治療の最新の治療成績と展望—
RADIOISOTOPES, 68, 395-402 (2019)

④ 大型の肝細胞癌

肝細胞癌に対する重粒子線治療は1995年から開始され、治療分割回数を15回から12回と減らして現在2回/2日照射法で、安全性と有用性が確かめられた。この照射法で45 Gy (RBE)以上の線量で治療した196例の解析では、5年局所制御率90%、5年生存率50%と高い有効性が示された。すなわち肝細胞癌に対する重粒子

線治療は腫瘍の大きさに関わらず、安全で高い治療効果を発揮し短期照射が可能である事が示された(文献7-1-1)(図7.1.5)。さらに転移性肝癌に対しては、文字通り1日で治療終了する治療である、大腸癌肝転移に対する1回照射の重粒子線治療の第I/II相試験が2006年4月から29例に施行された。3年の生存率は78%で、生存期間の中央値(MST: median survival time)は65か月であった。有害事象では2例にGrade 3肝機能障害が認められたのみであった。この結果、手術による根治的治療が困難な4 cm以上の大型の肝細胞癌については、2022年4月から保険診療の適応となった。

⑤ 膵臓癌

膵臓癌は1-2 cmぐらいの小さな腫瘍の早期に発見しないと転移がしやすく容易に直すことのできないがんの一つである。

このがんに対し2007年から局所進行膵癌に対するゲムシタビン(GEM)化学療法併用重粒子線治療の線量増加第I/II相試験が開始され72例に施行された。副作用としては3例に好中球減少症や胆管炎が認められたのみであった。2年局所制御率は83%、2年生存率は35%と比較的良好な成績であった。日本の重粒子線治療を行っている複数の施設の集計の72例の治療成績では、2年の局所制御率は62%で、全生存率は、60%であった。これまでの通常の放射線化学療法の報告例では2年生存率は10-30%であり、重粒子線治療の成績はきわめて良好であることが示された(文献7-1-1)。現在、膵臓癌に対しては2003年4月より術前重粒子線治療も行われており、8回/2週間の治療法で29例を治療したが、重粒子線治療後の20例の

進行期肝臓癌の重粒子線治療

67歳、男性、7cm.の腫瘍、治療後5年以上生存

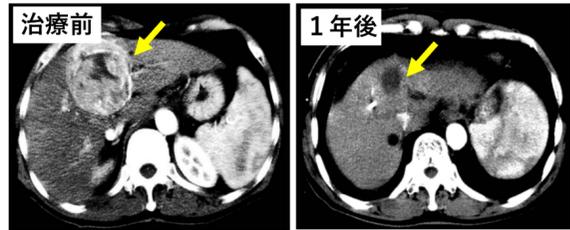


図7.1.5 重粒子線治療の効果 その2

参考文献

7-1-1) 山田 滋 他：重粒子線治療の現状—重粒子線治療の最新の治療成績と展望—
RADIOISOTOPES, 68, 395-402 (2019)

手術切除がん組織の病理解析では、全患者でがんは重粒子線で消失しており、5年生存率は53%と極めて良好な結果であった。この結果、手術による根治的治療が困難な局所進行性膵癌については、2022年4月から保険診療の適応となった。

⑥ 大腸癌術後再発

QSTでは直腸癌術後の骨盤内の再発に対して2001年から重粒子線治療の第I/II相臨床試験を開始し、安全性・有効性が確認された後、2003年11月からは先進医療として治療を施行している。4週間で16回73.6 Gy (RBE)で照射された151例の3年及び5年の局所制御率は91%、88%、3年及び5年の全生存率はそれぞれ78%、59%と良好であった^(文献7-1-1)。手術療法では治癒切除できた骨盤内再発症例の5年生存率が30-40%であり、さらに、重粒子線治療の成績は対象症例の大部分が切除不能な再発がんにもかかわらず、根治手術ができた直腸がんの手術療法の成績5年生存率約60%に匹敵するものであることで、本成績は極めて良好な成績と思われる。

最近では、困難とされていた放射線治療後の直腸癌再発症例に対しても、重粒子線治療は周囲の正常組織を避けて治療することから重粒子線治療が可能となる。X線照射後の直腸癌切除後の骨盤内局所再発に対する再照射として重粒子線治療を施行した67例では、5年の局所制御率が86%、生存率は5年で42%であり、同様に良好な成績であった^(文献7-1-1)。重粒子線治療はX線照射後の直腸癌術後再発に対する有効な治療法であることが示された。この結果、手術による根治的治療が困難な大腸癌術後再発については、2022年4月から保険診療の適応となった。

⑦ 眼悪性黒色腫

旧放医研では、眼悪性黒色腫に対して1986年から92例に陽子線治療を施行し、2001年からは重粒子線治療が行われた。重粒子線の臨床試験では、治療期間8日で照射回数5回から治療期間4日で照射4回の治療法で2016年4月までに治療した215例の解析では、眼球直径が24 mmに対し腫瘍の直径が15 mmや厚みが10 mmなどのT3a以上の症例が105例と半数が大きな腫瘍であった。5、10年の局所制御率は93%、93%で全生存率が85%、72%と良好な治療成績であった^(文献7-1-1)。これらの治療成績が認められ、眼悪性黒色腫については、2018年4月から保険診療の適応となった。

参考文献

7-1-1) 山田 滋 他：重粒子線治療の現状—重粒子線治療の最新の治療成績と展望—
RADIOISOTOPES, 68, 395-402 (2019)

以上のように、多くの疾患に対して重粒子線治療は保険診療の適応となっている。肺癌や食道癌、転移性肝腫瘍など、先進医療で行われている疾患に関しても、従来の治療法と比較して良好な成績が示されており、現在、保険適応の拡大を求めて日本放射線腫瘍学会を通じて働きかけており、その他の疾患に関しても重粒子線治療が適応となることが期待されている。

7.1.6. 量子メスが拓く未来治療

① 重粒子治療装置の小型化

将来さらに炭素線がん治療が普及し、輸出産業化するためには、一定規模の病院に設置可能な低コストの超小型治療装置が必要となる。そのため、QSTは図7.1.6に示す「量子メス」と呼ばれる大きさ20 m程度の小型装置の開発が進んでいる。この装置は、治療室サイズの加速器と回転ガントリー治療室を接続した構造をしており、加速器部分の入射器にはレーザー駆動イオン加速器を使用し、シンクロトロンは、最新の超伝導電磁石技術により直径7 mのサイズを実現し、中規模病院内の放射線治療室2室分ぐらいの大きさまで小型化されている(文献7-1-2)。

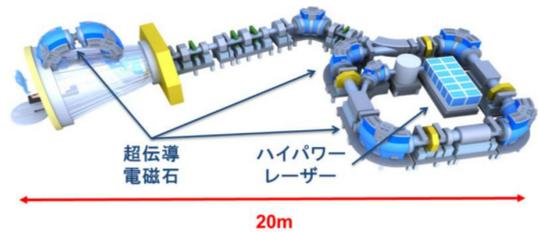


図7.1.6 超小型重粒子線治療装置
(量子メス)の模式図

加速器部分の入射器にはレーザー駆動イオン加速器を使用し、シンクロトロンは、最新の超伝導電磁石技術により直径7 mのサイズを実現し、中規模病院内の放射線治療室2室分ぐらいの大きさまで小型化されている(文献7-1-2)。

② 良性疾患への治療拡大

「生涯現役社会・健康長寿社会」の実現には、がんだけでなく、心疾患・糖尿病などの生活習慣病や認知症やパーキンソン病などの脳神経疾患の克服が必要である。線量を手術メスのように局所に集中できる炭素線の特性を利用し、炭素イオンビームを微小病巣にだけ照射することで、不整脈、パーキンソン病、難治性疼痛の治療をおこなうマイクロビーム治療技術の研究開発が始まっている。周囲の臓器に副作用を与えることなく、1日で治療ができ、量子メスの普及によって今後が期待される分野である。さらに将来的には、重度のうつ病や糖尿病の治療につながることも検討されている。

参考文献

7-1-2) 中野隆史 他：「量子メス」は日本の放射線治療の未来となるか：月刊新医療 2021年12月号

7.1.7. おわりに

重粒子線治療は良好な治療成績が得られており、がんの強力な治療法の一つとして考えられる。一方で、患者さんの経済的負担の軽減のためには保険適用に向けての様々な取り組みなども必要となってくる。実際、重粒子線治療費は約 300 万円と一般の X 線治療に比べ治療費が高価であるが、最新の化学療法剤や分子標的薬、最新治療技術などに比べて、費用対効果で勝るとも劣らない。一部の疾患に関しては保険適応がされているが、早期に本重粒子線治療の均てん化が図られ、保険医療となることが望まれている。近い将来、現在進んでいる技術開発により、さらに小型で低コストの装置が開発され、医療経済面でも受容可能となることが期待される。

7.2. 陽子線治療（櫻井英幸、水本斉志）

7.2.1. はじめに

現在広く行われている X 線を用いた放射線治療と比べると、陽子線を用いることで病巣に集中して放射線を照射することができる。これまで多くの臨床研究で、さまざまな疾患に対して陽子線治療の有用性が示されており、世界的に施設が増加している。2021 年以降建設中、検討中の粒子線治療施設を含めると、米国、欧州ではそれぞれ 50 か所を超えており、最近では中国を含めアジアでも施設数が増加する傾向にある（図 7.2.1）。

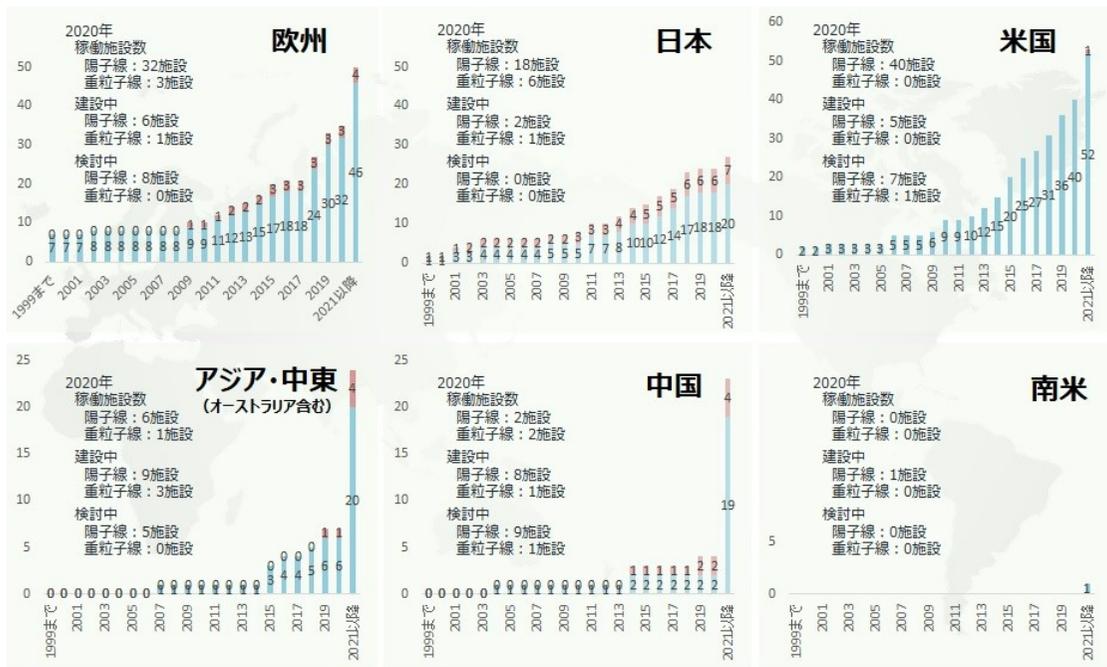


図 7.2.1 2021.4 現在の世界の地域別の粒子線治療施設数（2021 以降の建設・検討中の施設数を含む）。PTCOG ホームページ（<https://www.ptcog.ch/index.php/facilities-in-operation>）

1980年代後半から2000年にかけての日本の粒子線治療（陽子線治療、重粒子線治療）は、主として臨床試験として実施されており、年間最大200例程度であった。これらの臨床試験で一定の有効性と安全性が認められたため、2000年代に入り先進医療として評価を受けることになった。この頃から施設数および患者数が増加し、2015年には年間約5000例（陽子線治療3000例、重粒子線治療2000例）に実施されるようになった（図7.2.2）。

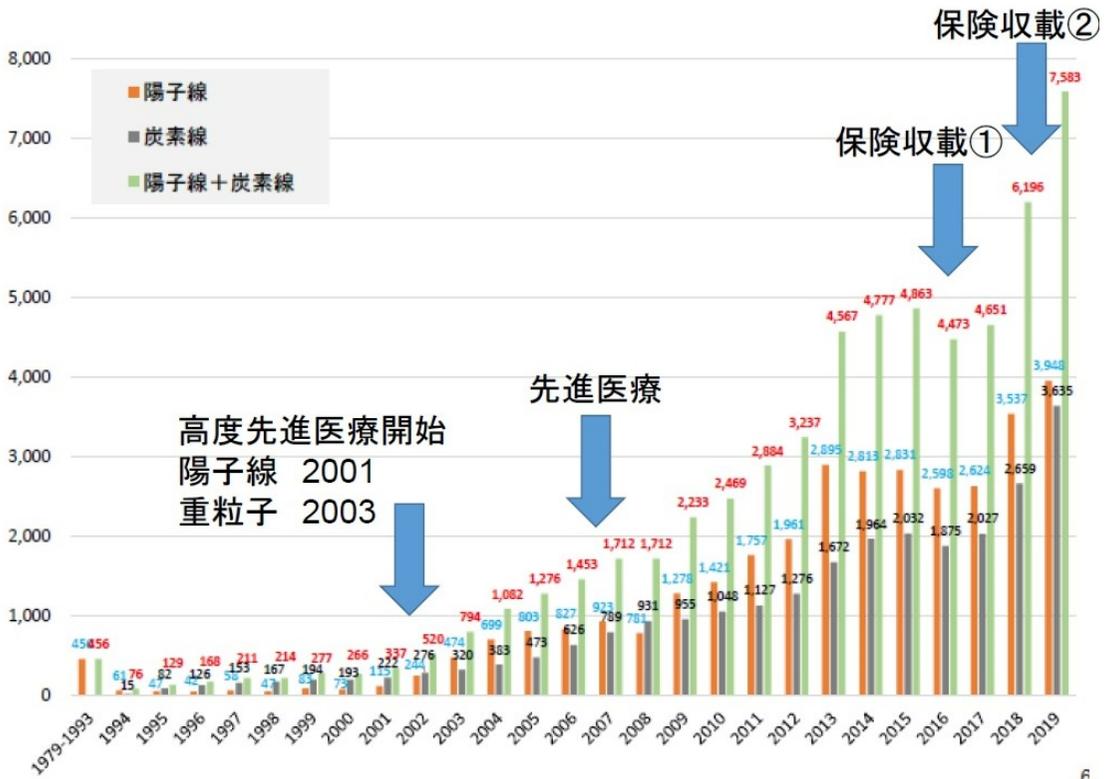


図7.2.2 日本の粒子線治療の患者数（陽子線 & 重粒子線）の推移
日本粒子線治療臨床研究会の調査によるもの

先進医療として実施される粒子線治療は、2016年から日本放射線腫瘍学会が定めた全国統一方針に従って行われ、疾患別に評価が行われている。その結果、2016年から2022年の保険改訂で、小児がんなどのいくつかの重要な疾患が保険適応となり患者数が増加している。

2022年1月現在、国内に陽子線治療施設は19か所、重粒子線治療施設6か所が稼働している。

7.2.2. 陽子線治療の特徴

がんの放射線治療では、患者さんの状態に応じてさまざまな放射線を利用する。一般に用いられるのはX線で、照射されると体内に少しずつ吸収されながら進んでゆく性質がある。つまり、X線は体内を真っすぐ通り抜ける放射線であるために、病巣の部分以外であっても、その“通り道”にはすべて放射線がかかることになる。

一方で、水素や炭素などの粒子を用いてがんの治療を行う方法を粒子線治療と呼び、放射線治療の先端的分野である。陽子線の場合は、水素原子核（陽子）を加速器により光の速さの約60%に加速して体内に照射する。精密に計算して照射することで、体の中のがんの部分で陽子が止まり、細胞を破壊するための多くのエネルギーががんに与えられることになる（図7.2.3）。つまり陽子線治療では、正常の部分には放射線があまり当たらないで、がんをまるで手術でくりぬくように治療できる点が特徴である。

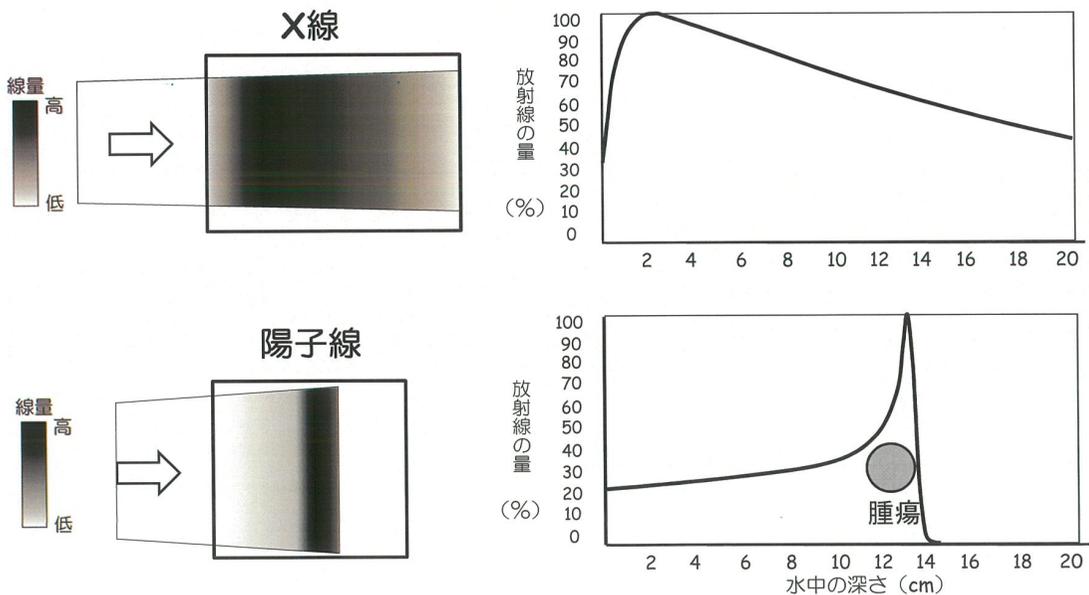


図7.2.3

X線を用いた放射線治療も、近年大きな発展を遂げ、がん病巣に集中した治療が可能になってきた。体の中のがんの組織が小さい場合には、X線をたくさんの方向から照射することで、放射線のがんに集めることが可能である。しかし、約3-5 cmを超えるがんでは、病巣と同じくらいの大きさの放射線ビームが通過することで、正常組織への放射線量が多くなるため副作用が強くなる。陽子線治療を使えば、大きな癌でも、その部分をくりぬくように治療できるので、副作用なくがんだけに放射線を当てることができる。

粒子線治療は、一般に水素イオンを用いる陽子線治療と、炭素イオンを用いる重粒子線治療に分類される。重粒子線治療は、大型の加速器が必要となり、陽子線治療の約2倍の設備投資が必要となる。陽子線の生物作用はX線とほぼ同等であるが、重粒子線は約3倍の作用があるため、骨肉腫などの放射線抵抗性腫瘍での効果が期待されている。一方で、陽子線は、多くの進行癌の標準治療である化学放射線療法（抗がん剤と放射線治療の同時併用治療）に応用され、効果および安全性の向上が期待されている。陽子線の生物作用の大きさはX線と類似しており、X線治療で行われてきた臨床研究や実地診療をもとに治療計画を立案しやすい点も特徴である。

高齢化社会となり、心臓病や腎臓病などの疾患を持っている患者が、がん治療を受けるケースが非常に多くなっているのが医療現場の実状である。そのため、標準治療で決められた通りに手術ができない、または抗がん剤治療ができない患者が多くなっている。このような患者をどのように治療するか、QOL（生活の質）をいかに保つかを考えながら、なるべく体に負担のない治療法を開発することが、現在の医療の課題である。陽子線治療の開発は、このような点で大変重要視されている。

7.2.3. 陽子線治療の歴史

Wilson は、1946年に荷電粒子線のがん治療への応用を提唱した。これを起点として、米国では1954年に米国ローレンス・バークレー研究所、1961年にはハーバード・サイクロトロン研究所とマサチューセッツ総合病院にて陽子線治療が開始された。日本では、1973年に高エネルギー物理学研究所（現在の高エネルギー加速器研究機構）において、粒子線加速器を用いたがん診療のための物理実験が開始された。臨床応用は、1979年に放射線医学総合研究所（現在のQST病院）で、1983年には筑波大学で開始された。当時の筑波大学の臨床研究は、前述の高エネルギー物理学研究所の装置を用いて行われたものである（図7.2.4）。

臨床研究の成果を経て、病院併設



図7.2.4 高エネルギー物理学研究所と筑波大学・粒子線医学センターで行われた創成期の陽子線治療装置の外観図（水彩画と思われる：作者不明）。1980年ころのものと思われる。陽子線だけでなく中性子の医学利用についても検討されていた記録がある。

型の装置が1990年に米国のロマリンダ大学で導入され、日本では1998年に国立がん研究センター東病院に世界で2番目となる医療専用陽子線治療施設が建設された。一方で、日本の特徴的な取り組みとして、1983年の対がん10か年計画のなかで、放射線医学総合研究所において炭素イオン線（重粒子線）治療の研究が開始され、その後発展を遂げることになる。

7.2.4. 陽子線治療の実際

陽子線治療を行うには、大きな装置が必要となる。図7.2.5に筑波大学の陽子線治療装置を示す。陽子は、まず加速器の中で回転しながら光の速さ（光速）のおよそ60%程度に加速される。加速された陽子は、病巣の位置に合わせてすべての方向から照射できるように、360度回転することのできるガントリーという構造を経て患者の治療室に運ばれる。



図7.2.5 筑波大学の陽子線治療装置（日立製作所製）。およそ学校の体育館と同じくらいの建物の中に装置が配置されている。

放射線治療全般に言えることであるが、治療前に個々の患者さんの体に合わせた固定器具や治療計画を準備する必要がある。治療が進むにつれて腫瘍は小さくなるため、変化した病巣に合わせて治療計画を新たに作り直す必要がある。

実際の治療の時には、患者さんは照射用のベッドに横になり、まず診断用のX線で正しい照射位置の確認が行われる。筑波大学では、さらに精度を上げるために「呼吸同期照射システム」を使用しながら照射している。これは呼吸による臓器の動きを腹壁の動きにより感知し、一定の位置に病巣があるときにしか照射が行われないように設定する技術である。

実際の陽子線の照射時間は、1回につき1-3分程度で、位置確認の時間を含め、入室時間すべてを考慮しても、一回の治療は15-30分程度で終了する。一般的には、治療が開始されたら、月曜から金曜までの週5回治療を行う。原則として外来通院治療が可能であるが、抗がん剤治療の併用が必要な場合は入院が必要な場合もある。人間は放射線を感じるできないため、照射中に苦痛を感じることはない。

7.2.5. 陽子線治療の適応

陽子線治療は、X線治療に比べて線量分布が改善する可能性があるため、ほぼすべての疾患で有用性が期待されており、日本でも保険適応疾患が増加している。

2016年4月から日本で初めて陽子線治療が保険適応となったのは、20歳未満の小児がんである。2018年4月からは、切除不能骨軟部腫瘍、放射線感受性の低い頭頸部腫瘍（悪性黒色腫など）、限局性の前立腺癌に対して保険適応となった。2022年4月からは、肝癌、膵癌および切除後の再発大腸癌に対して保険適応が拡大された。肺癌や食道癌などの疾患については、学会の提案した統一治療方針に基づいて先進医療として実施され、がん医療のなかでの位置づけが検討されている。

欧米では、多くの疾患が保険適応として認められている。ドイツでは、適応症として認められている疾患が多く、脳腫瘍、乳癌、胃癌、婦人科癌、前立腺癌なども対象となっている。韓国では、乳癌と前立腺癌を除くすべての固形癌が保険適応疾患となっている。米国放射線腫瘍学会は、陽子線治療の適応をモデルポリシーとして公表しており、眼腫瘍、小児腫瘍、肝癌、脳腫瘍、肉腫などの適応疾患について、陽子線治療が必須であるとしている（文献7-2-1）。

7.2.6. 疾患別の特徴

1) 小児がん

日本では年間約2000-2500人の小児に悪性腫瘍が発生し、そのうち約800人に対して放射線治療が必要である。

参考文献

- 7-2-1) ASTRO Model Policies, proton beam therapy (PBT)
https://www.astro.org/uploadedFiles/_MAIN_SITE/Daily_Practice/Reimbursement/Model_Policies/Content_Pieces/ASTROPBTModelPolicy.pdf

化学療法を中心とした集学的治療により、小児がんは治癒率が向上しており、現在約80%が治癒するようになった。小児がんサバイバーの増加とともに、成長、知能、内分泌への影響など、晩期有害事象が大きな問題となってきた。

陽子線治療はがんに集中して放射線が照射され、かつ正常組織への線量が低減できるため、古くから多くの小児への放射線治療として最適な方法と考えられてきた。多くの医学物理的検討が行われ、強度変調照射法などのX線による高精度放射線治療よりも陽子線治療の優越性が示されている。比較的若い成人(AYA: adolescent and young adult 世代)の場合でも、同様の優越性が提言されている。例えば、若年者に多い縦隔のホジキンリンパ腫では、陽子線により心臓への線量を低減することで、将来の心疾患の発症が抑制できることが示されている(文献7-2-2)。

また、放射線による二次がんの発症を陽子線の利用により減らすことが期待できる。特に、小児の髄芽腫に用いられる全脳全脊髄照射(図7.2.6)では、胸腹部臓器への線量が明らかに低減するため、陽子線の利用が推奨されている。マサチューセッツ総合病院では、X線治療または陽子線治療を受けた網膜芽細胞腫の患者を長期に経過観察したところ、陽子線治療群で二次がん発症率が低下したと報告している(文献7-2-3)。

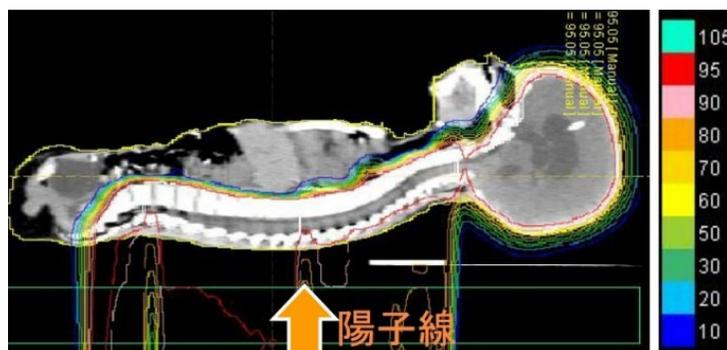


図7.2.6 小児の全脳全脊髄照射例における陽子線の線量分布。
後方から照射された陽子線は脊椎で停止し、肝臓や心臓、
肺などの体幹部臓器への線量はほぼゼロにできる。

参考文献

- 7-2-2) Hoppe BS, Flampouri S, Zaiden R, et al. Involved-node proton therapy in combined modality therapy for Hodgkin lymphoma : results of a phase 2 study. Int J Radiat Oncol Biol Phys 2014 ; 89 : 1053-1059.
7-2-3) Sethi RV, Shih HA, Yeap BY, et al. Second nonocular tumors among survivors of retinoblastoma treated with contemporary photon and proton radiotherapy. Cancer 2014 ; 120 : 126-133.

日本においては、19か所の陽子線治療施設があるが、全施設で小児がんを扱えるわけではない。小児がん治療は、集学的治療として行われるべきで、小児科医、放射線治療医だけでなく多くの診療科、多職種の医療者からなる小児がん診療チームを組織する必要があるため、全国で集約化を図るべき領域である。

2) 骨・軟部肉腫、鼻・副鼻腔腫瘍

骨・軟部肉腫の多くは、放射線感受性が低いため、治療に導くためには一般の癌の治療に用いる線量よりも多くの線量投与が必要である。X線治療では、高線量投与が困難な場合が多く、陽子線治療の良い適応である。図7.2.7に、軟部肉腫に対する陽子線治療例を示す。

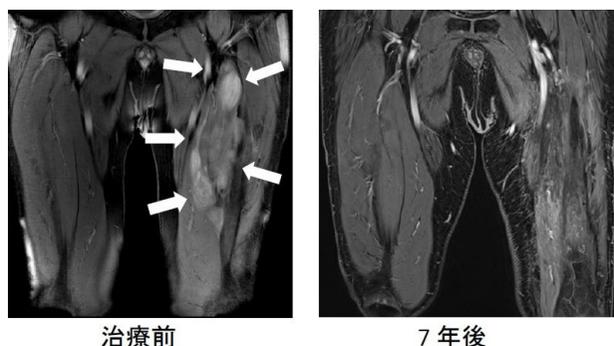


図7.2.7 大腿部に発生した放射線抵抗性の肉腫に対する陽子線治療の効果。
MRIでは治療前に左大腿部に巨大な腫瘍（白矢印の部分）が認められるが、治療後7年の画像では完全に消失している。

骨腫瘍として比較的頻度の高い疾患に頭蓋底腫瘍に発生する脊索腫および軟骨肉腫がある。視神経などの重要な構造を避けながら、腫瘍に高線量を投与すべき疾患であり、陽子線治療の良い適応である。国際的にも、肉眼的根治切除例および切除不能例に対して放射線治療を行うこと、放射線治療を行う場合は原則として粒子線治療が推奨されている（文献7-2-4）。

鼻腔・副鼻腔癌も同様に眼球や脳神経などの重要な構造が近接しているため、陽子線治療の良い適応である。鼻・副鼻腔癌を対象とした、陽子線とX線治療（強度変調照射）を比較したシステマティックレビューでは、陽子線治療で有意に良好な成績であったと報告されている（文献7-2-5）。さらに陽子線治療は、放射線感受性の低い悪性黒色腫や嗅神経芽腫などの

参考文献

- 7-2-4) Stacchiotti S, Sommer J, Chordoma Global Consensus G. Building a global consensus approach to chordoma : a position paper from the medical and patient community. *Lancet Oncol* 2015 ; 16 : e71-83.
7-2-5) Patel SH, Wang Z, Wong WW, et al. Charged particle therapy versus photon therapy for paranasal sinus and nasal cavity malignant diseases : a systematic review and meta-analysis. *Lancet Oncol* 2014 ;15 : 1027-1038.

疾患についても治療成績の向上が報告されている。これらの疾患については、陽子線治療を用いた寡分割照射（一回に照射する放射線量を増加させ、少ない回数で治療する方法）による高線量投与が局所制御のために重要と考えられている。

3) 肝癌

肝臓に発生する最も多い癌は肝細胞癌である。

肝臓癌を発症する患者の多くは、肝炎ウイルスに感染による慢性肝炎や肝硬変に罹患しており、肝機能が不良である。肝癌に放射線治療をする場合は、できるだけ正常の肝臓に照射されないように工夫する必要がある。狙った場所で放射線を停止することのできる陽子線治療は、肝臓がんに適した治療法である。

肝癌の陽子線治療は、主に日本で開発された治療法で、現在でも手術に適さない合併症のある患者や巨大腫瘍（図7.2.8）などに適応されている。おおよそ局所制御率は80-90%、5年生存率は約50%との報告が多い（文献7-2-6）。大きさの制限はなく、高齢者でも安全に受けることができるのが特徴である。

陽子線治療と血管内治療（化学塞栓療法）のランダム化比較試験の結果が米国から報告されており、陽子線治療の局所効果や副作用の面での優位性が示されている（文献7-2-7）。

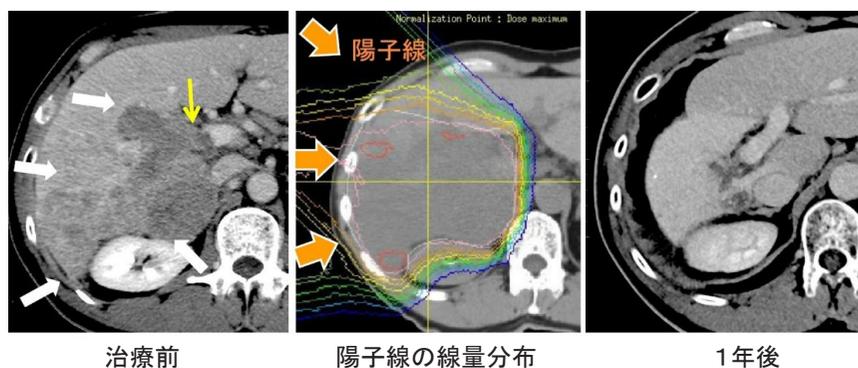


図7.2.8 巨大な肝細胞癌に対する陽子線治療例。CTでは、右葉をほぼ占拠するような肝細胞癌が認められ（矢印（太）が腫瘍、矢印（細）は門脈に入りこんだ腫瘍）、陽子線治療を施行した。線量分布では病巣に線量が集中し、周辺臓器への線量の低減がはかられている。1年後の画像では腫瘍は消失している。

参考文献

- 7-2-6) Mizumoto M, Okumura T, Hashimoto T, et al. Proton beam therapy for hepatocellular carcinoma: a comparison of three treatment protocols. *Int J Radiat Oncol Biol Phys* 2011 ; 81 : 1039-1045.
- 7-2-7) Bush DA, Smith JC, Slater JD, et al. Randomized Clinical Trial Comparing Proton Beam Radiation Therapy with Transarterial Chemoembolization for Hepatocellular Carcinoma : Results of an Interim Analysis. *Int J Radiat Oncol Biol Phys* 2016 ; 95 : 477-482.

また、韓国では陽子線治療とラジオ波による穿刺局所療法とのランダム化比較試験が行われており、生存期間の同等性に加え、安全性においては陽子線治療が優れていると報告されている^(文献7-2-8)。海外での研究結果の集積に加えて、日本でも陽子線治療の臨床研究が進行中であり、近い将来に肝臓に対する陽子線治療の位置づけが明らかになるものと思われる。

陽子線治療はもう一つの原因性肝臓癌である肝内胆管癌についても良好な治療効果が認められるため、診療ガイドラインにも陽子線治療が選択肢の一つとして記載されている。

肝細胞癌(大型の腫瘍)および肝内胆管癌に対する陽子線治療は、治療成績の向上が示されたため、2022年4月から保険収載された。

4) 食道癌

食道癌は長軸方向に進展しやすく、リンパ節転移を起こしやすいため、照射範囲がかなり広がることが多い。食道癌に対する現在の標準治療は、化学療法に放射線療法を同時併用する化学放射線療法である。化学放射線療法の効果は高いが、副作用として治療後の心肺毒性が認められることがある。陽子線治療を化学放射線療法に応用すれば、治療効果を保ったまま心臓や肺への毒性を軽減できることが示されている(図7.2.9)^(文献7-2-9)。食道癌診療ガイドラインにも、陽子線治療による副作用の低減について記載されている。この治療は高齢で合併症のある患者に対して特に有用性の高い治療となると考えられる。

5) 膵癌

膵癌は難治癌の代表的疾患である。発見が難しく、手術可能例は20%に過ぎない。手術不能例に対しては、近年強力な多剤併用化学療法により生存期間の延長が報告されているが副作用も多い。

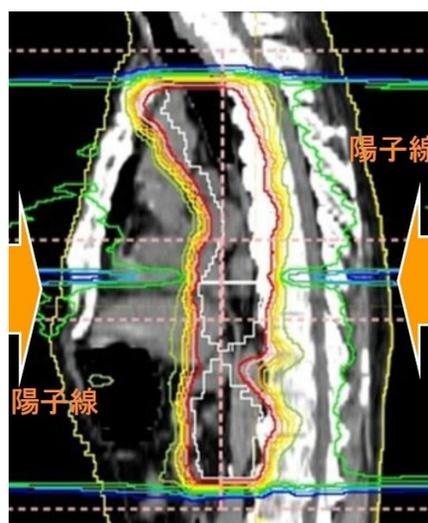


図7.2.9 食道癌の陽子線治療例の線量分布。前後2方向からの陽子線を照射することで、食道に線量が集中し、かつ心臓や肺への線量の低減が可能である。

参考文献

- 7-2-8) Kim TH, Koh YH, Kim BH et al., Proton beam radiotherapy vs. radiofrequency ablation for recurrent hepatocellular carcinoma : A randomized phase III trial. J Hepatology 2021 ; 74 : 603-612.
7-2-9) Ishikawa H, Hashimoto T, Moriwaki T, et al. Proton beam therapy combined with concurrent chemotherapy for esophageal cancer. Anticancer Res 2015 ; 35 : 1757-1762.

標準治療としては、化学療法と放射線治療を併用した化学放射線治療も選択肢となるが、切除不能局所進行膵癌に対する平均生存期間は、約1年程度と十分な成績とは言えない。安全性を保ちつつ癌への治療効果を上げる試みとして、化学療法と陽子線治療を併用した治療が報告されており、生存期間が約2年に延長するとの報告もある^(文献7-2-10)。切除不能膵癌に対する陽子線治療は、日本放射線腫瘍学会のレジストリ解析により治療成績の向上が示されたため、2022年4月から保険収載された。

6) 肺癌

肺癌も予後不良の疾患であるが、最近では検診による早期発見例も増加している。リンパ節転移のない早期肺癌の場合は、切除が原則であるが、高齢や低肺機能などの理由で切除が困難な場合も多い。放射線治療としては、X線を多方向から精度を保って照射する体幹部定位放射線治療が行われ、良好な治療成績が報告されている。しかし、X線を用いた治療法は、病巣が大きくなると正常肺への線量が多くなり一定の限界がある。

肺癌に対する陽子線治療の利点は、安全性の向上である。心肺機能が低下した患者や照射範囲が広がる場合でも、安全に根治的治療が提供できる利点がある。

7) 局所限局性前立腺癌

前立腺癌に対しては、手術とともに放射線治療が根治的治療として適応され、強度変調照射法による高精度放射線治療が主たる標準療法となっている。日本では、2018年4月から粒子線治療（陽子線治療、重粒子線治療）が保険適応となり、患者数の増加がみられている。粒子線治療では、前立腺癌の特徴に合わせて、前述の寡分割照射法を採用しており、通常分割照射法よりも有効性、安全性が向上する可能性があり、日本でも臨床研究が進行中である。欧米でも同様の研究が複数実施されており結果が待たれるところである。

7.2.7. まとめ

陽子線治療は多くの悪性腫瘍の放射線治療として適応可能であり、治療成績の向上や安全性の向上が認められている。今後、さらに日本での保険収載が進めば、多くの患者に提供され普及してゆく時代になってゆくと予想される。

参考文献

7-2-10) Hiroshima Y, Fukumitsu N, Saito T et al., Concurrent chemoradiotherapy using proton beams for unresectable locally advanced pancreatic cancer. *Radiother Oncol* 2019 ; 136 : 37-43.

8. アイソトープを用いた診断や治療

8.1. アスタチンを用いたアルファ線核医学治療（渡部直史、白神宜史、中野貴志）

これまで研究用 RI は、市販品として入手できる長寿命核種に限られていたが、加速器を用いて製造される短寿命 RI が、阪大・RCNP、理研・RIBF、東北大・CYRIC、東北大・ELPH、量研・量医研、量研・高崎研の連携による短寿命 RI 供給プラットフォーム^(文献8-1)の支援で入手可能になったことにより、新しい RI 診断薬や治療薬の開発が進展した。中でもアルファ線放出核種であるアスタチン-211 (^{211}At)を用いた核医学治療薬の開発研究が目覚ましい勢いで発展している。

一般に、核医学治療では、アルファ線やベータ線を放出する核種をそれ自身あるいは化合物に標識して、内服薬や注射薬として投与することで、全身のがん病変を標的とした治療が可能であるが、アルファ線は短い飛程で強いエネルギーを与えることから、従来のベータ線治療では十分に治療効果が得られなかった場合でも良好な治療効果が得られる可能性があると考えられていた。

このアルファ線核医学治療薬が、難治性がんに対する将来の第一選択療法候補として注目を集めることになった契機は、前立腺がんが発現している PSMA (Prostate specific membrane antigen) を標的とした化合物 (PSMA リガンドと呼ばれる) の登場である。この PSMA リガンドはとて優秀で、PET 画像診断でも用いられており、前立腺がんの再発・転移巣に非常によく取り込まれ、かつ持続的に集積することがわかっている。PSMA が登場するまでの核医学治療では完全寛解 (治療後に腫瘍が完全に消失すること) までに至ることは極めて稀であったが、PSMA リガンドのように優秀な薬とアルファ線が組み合わせると、劇的に大きな治療効果が得られることがわかった^(文献8-2)。

このように、がん細胞にはそれぞれ固有の特徴があるので、それを標的分子とする治療戦略が有効である。例えば、 ^{211}At が単独で甲状腺がん細胞に集積する性質を用いて開発されたのが、アスタチン化ナトリウム ($^{211}\text{At-NaAt}$) である。甲状腺は、海藻に多く含まれるヨウ素を材料として甲状腺ホルモンを合成する臓器であるため、ヨウ素は、細胞膜上のナトリウムヨウ素共輸送体 (NIS) を通過する。分化型甲状腺がんでは NIS の発現が保たれており、ヨウ素を

参考文献

8-1) M. Fukuda, T. Nakano et al., “加速器”, Vol. 14, No.2 (2017) 81-86

8-2) Kratochwil C, Bruchertseifer F, Giesel FL, Weis M, Verburg FA, Mottaghy F, Kopka K, Apostolidis C, Haberkorn U, Morgenstern A. 225Ac-PSMA-617 for PSMA-Targeted α -Radiation Therapy of Metastatic Castration-Resistant Prostate Cancer. J Nucl Med. 2016 Dec ; 57 (12) : 1941-1944.

取り込む性質が残っている。同じハロゲン族であるヨウ素とアスタチンは化学的性質がよく似ているので、この性質を利用して甲状腺がん細胞にがん細胞を狙い撃ちするアルファ線を放出する ^{211}At を送り込むことができる(文献8-3)。難治性甲状腺がんを対象としたアスタチン化ナトリウムの医師主導治験は、2021年11月より大阪大学で開始された。

すい臓はアミノ酸を原料として大量の消化酵素を生合成する工場だが、すい臓が癌化すると、正常細胞に存在しないアミノ酸トランスポーター(LAT1)が、細胞膜に強く発現するようになる。LAT1を標的とする ^{211}At 標識アミノ酸(^{211}At -AMT)を合成し、すい臓がん移植マウスに投与したところ、がんの増殖が抑制されることがわかった(文献8-4)。また悪性度の高い脳腫瘍(神経膠腫)の場合は、LAT1に加えてASCT2と呼ばれるアミノ酸トランスポーターが強く発現するが、この二つの標的分子に有効な薬剤が、 ^{211}At で標識されたフェニルアラニン(^{211}At -Phe)である(文献8-5)。 ^{211}At -AMT および ^{211}At -Phe は、原料(ボロン酸修飾前駆体)に ^{211}At 水溶液と触媒(ヨウ化カリウム)を混ぜて約1時間反応させて合成する(図8.1)。ボロン酸と ^{211}At の交換反応は速くて収率が高いので、アミノ酸以外の低分子(糖、アルカロイド)や中分子(ペプチド、核酸)、さらには高分子(タンパク質、抗体)への応用も可能である。



図8.1 ボロン酸修飾前駆体による ^{211}At 標識薬剤の合成方法

参考文献

- 8-3) Watabe T, Kaneda-Nakashima K, Liu Y, Shirakami Y, Ooe K, Toyoshima A, Shimosegawa E, Fukuda M, Shinohara A, Hatazawa J. Enhancement of ^{211}At Uptake via the Sodium Iodide Symporter by the Addition of Ascorbic Acid in Targeted α -Therapy of Thyroid Cancer J Nucl Med 2019 ; 60 :1301-1307.
- 8-4) Kazuko Kaneda-Nakashima, Zijian Zhang, Yoshiyuki Manabe, Atsushi Shimoyama, Kazuya Kabayama, Tadashi Watabe, Yoshikatsu Kanai, Kazuhiro Ooe, Atsushi Toyoshima, Yoshifumi Shirakami, Takashi Yoshimura, Mitsuhiro Fukuda, Jun Hatazawa, Takashi Nakano, Koichi Fukase, Atsushi Shinohara. α -Emitting cancer therapy using ^{211}At -AAMT targeting LAT1. Cancer Science 2021 ; 112 : 1132-1140.
- 8-5) Tadashi Watabe, Kazuko Kaneda-Nakashima, Yoshifumi Shirakami, Yuwei Liu, Kazuhiro Ooe, Takahiro Teramoto, Atsushi Toyoshima, Eku Shimosegawa, Takashi Nakano, Yoshikatsu Kanai, Atsushi Shinohara and Jun Hatazawa. Targeted alpha therapy using astatine (^{211}At)-labeled phenylalanine : A preclinical study in glioma bearing mice Oncotarget 2020 : 11 : 1388-1398.

がん細胞に集積する優れたリガンドは、画像診断から核医学治療まで幅広く用いることができる(文献8-6)。最近ではこのように同じ化合物を用いて、診断(Diagnosis)から治療(Therapy)まで行うことをまとめて、セラノスティクス(Theranostics)と呼んでいる(図8.2)。今後のアルファ線核医学治療薬の開発においては、PSMAのようにまずはPET画像診断(コンパニオン診断)を実施して、薬剤がどのくらい標的である再発・転移病変に集まるかを確認した上で、治療に進むことが必須になると思われる。それにより、対象となる患者さんを適切に選ぶことができるだけでなく、どのくらい投与すれば、治療効果が期待できるかという投与量の設定にも役立つ。また、生理的集積の高い正常臓器での副作用を予測するという点についても重要である。さらにマイクロなレベルでの線量評価を実施することで、安全性を担保した上で、最大限の治療効果が期待できるように予測する技術の開発も進んでいる(文献8-7)。

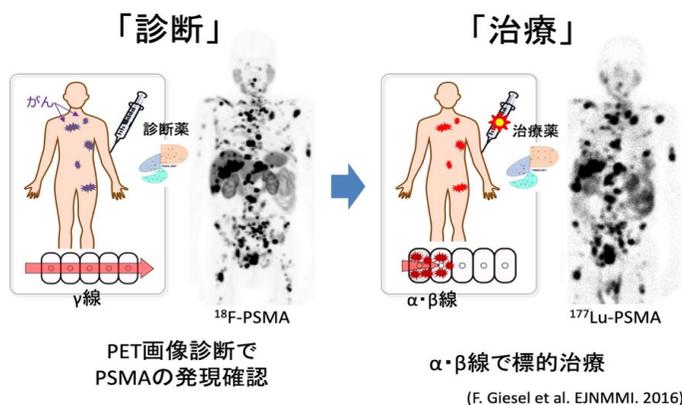


図8.2 前立腺特異的膜抗原(PSMA)を標的としたセラノスティクス

8.2. 加速器を用いた新たな診断薬の開発(渡部浩司)

まず「診断薬」の定義をしたい。通常、「くすり」といえば、なにかしらの病気を治すために服用するものであるが、診断薬とは、どんな病気に罹っているのか探索したり、対象とする病気の重篤度を調べたりする薬のことを指す。診断薬が持つべき性質として、患部の場所の

参考文献

- 8-6) Watabe T, Uemura M, Soeda F, Naka S, Ujike T, Hatano K, Sasaki H, Kamiya T, Shimosegawa E, Kato H, Cardinale J, Tateishi U, Nonomura N, Giesel FL. High detection rate in [^{18}F]PSMA-1007 PET : interim results focusing on biochemical recurrence in prostate cancer patients. *Ann Nucl Med*. 2021 Apr ; 35 (4) : 523-528.
- 8-7) Sato T, Furuta T, Liu Y, Naka S, Nagamori S, Kanai Y, Watabe T. Individual dosimetry system for targeted alpha therapy based on PHITS coupled with microdosimetric kinetic model. *EJNMMI Phys*. 2021 Jan 12 ; 8 (1) : 4.

特定ができること、そして、できるだけ効かないことが重要である。診断薬を服用したら別の病気になったというのであれば本末転倒である。PET（陽電子断層撮影法）診断薬とはPET装置を用いて病気の診断を行う薬であり、患部の場所が特定できる、そして極めて微量で診断ができるという性質を持ち、最適な診断薬といえる。PET診断薬の中で最も普及している診断薬は、糖の一種であるグルコースがガンに集まりやすいという性質を利用した $[^{18}\text{F}]$ FDG（フッ化デオキシグルコース）であり、 $[^{18}\text{F}]$ FDGを用いたガン診断は全国で利用されている。

PET診断薬は、陽電子を放出する放射性核種をターゲットとする薬剤に標識することにより製造するが、この陽電子放出核種を作るために加速器が使われる。陽電子放出核種としてフッ素18（半減期110分）と炭素11（半減期20分）が、化学合成がやりやすいなどの理由で最も使われるが、半減期が短いため、これらの核種を用いたPET診断薬の製造のためには、PET装置がある施設が加速器を所有しておく必要がある（例外として、 $[^{18}\text{F}]$ FDGは日本国内で販売頒布されており、 $[^{18}\text{F}]$ FDG検査専用の、サイクロトロンを所有していないPET施設がある）。加速器として、比較的小型化がしやすく、大電流で加速できるサイクロトロンがPET施設では使われている。PET用サイクロトロンでは、陽子と重陽子のみが加速でき、例えばフッ素18の場合、 $^{18}\text{O}(p,n)^{18}\text{F}$ 反応で ^{18}F 製造する。

ある特定の病気の特徴づける物質や機能に対して特異的に集まる薬剤に、陽電子放出核種を標識すればPET診断薬が完成するが成功までの道のりは極めて長い。短い半減期のため、短時間に合成が終了する必要がある、わずかな量（これをトレーサー量と呼ぶ）の陽電子放出核種の標識は、大量の原料から製造する化学合成とは異なる過程を想定する必要がある。また、ようやく標識できたとしても、人体に投与後、標識元素が外れてしまう、あるいは代謝され別の化学形になるなど、生体イメージングならではの難しさがある。そのため、これまで数多くのPET診断薬が開発されてきたが、世界的に認知され、広く利用される薬剤は限られてきた。しかし、近年、PET診断薬の開発は大きく変わりつつある。かつてのPET診断薬は、血流や糖代謝、アミノ酸代謝など、病気によってもたらされる機能の変化を観察するという、間接的な診断を行うものであったが、科学の進歩と相まって、様々な病気の機序が明らかになり、病気の原因となっている特定の分子を画像化する分子標的型の薬剤開発が主流になっている。この間、計算化学も進歩しており、AI技術を用いた薬剤開発も実用化される日が近いであろう。主なPET診断薬に用いられる陽電子放出核種は上記した通り、 ^{11}C や ^{18}F であるが、半減期が短いため、長い時間をかけての診断薬の体内動態観測ができなかった。そこで、 ^{124}I （半減期4.2日）、 ^{89}Zr （半減期3.3日）、 ^{64}Cu （半減期12.7時間）など、より長い半減期を持つ陽電子放出核種を用いた診断薬の開発が進みつつある。2021年現在、日本国内には160台以上のサイクロトロンが設置されており、世界有数のサイクロトロン

大国と言える^(文献8-8)。今後、日本において、新たな核種を用いた PET 診断薬の開発と普及が期待されている。

8.3. 医学用加速器の現在と今後の展望 (福田光宏)

天然のウラン鉱から放射線が出ていることを発見したのは 1890 年代後半のことだが、原子核反応を用いて様々な RI を人工的に生成できるようになったのは、静電加速器、線形加速器、サイクロトロンといった加速器が続々と誕生した 1930 年代になってからである。サイクロトロンの生みの親であるローレンスとその研究グループは早くから RI を診断や治療に利用する研究を始めており、RI の医学利用は加速器の進歩と共に発展してきたと言っても過言ではない。現在、医療用 RI は加速器や研究用原子炉で製造されている。原子炉の場合には、熱中性子によるウランの核分裂反応でできた生成物から RI を分離したり、いろいろな原子核標的を原子炉内に挿入して熱中性子の捕獲反応で RI を生成したりして、比較的長寿命の RI を供給する役割を担っている。これに対して加速器は、10 ~ 70 MeV 程度まで加速した荷電粒子 (陽子や重陽子が主) を標的の原子核に照射して比較的寿命の短い RI を直接製造するのが得意としている^(文献8-9)。

サイクロトロンは、静磁場中で周回する荷電粒子を MHz オーダーの一定周波数の高周波電場を用いて周期的に加速する装置で、高強度のイオンビームを連続して出力することができることから RI 製造に適した加速器である。磁場や高周波電場を発生させる電磁石と共振器を組み合わせても全体の大きさが 4 ~ 5 m 四方以内に収まることから病院内にも設置が可能で、日本国内では既に 150 を超える医療施設に¹¹C、¹³N、¹⁵O、¹⁸F といった比較的質量数の小さい陽電子放出核種の製造に特化した PET 用サイクロトロンが導入されている^(文献8-8、8-10)。

核医学診断においては、PET 検査と並んで SPECT 検査も重要な役割を果たしている。国内の SPECT 検査の 9 割方は^{99m}Tc (半減期 6 時間) が占めており、親核である⁹⁹Mo (半減期 66 時間) から^{99m}Tc をミルクングすることによって利用している。ところが、この⁹⁹Mo は原子炉で製造されており、日本では海外からの輸入に 100% 頼っているのが実状である。しかも、

参考文献

8-8) PET 施設一覧, 日本核医学会 PET 核医学科分会, <https://jcpet.jp/facilities/>

8-9) T. Ito, “加速器”, Vol. 17, No.3 (2020) 181-186

8-10) Y. Kumata, “加速器”, Vol. 2, No.2 (2005) 191-196

供給元の原子炉の老朽化が進んでいて故障による供給停止や流通経路の混乱等による供給不足が発生して時折極めて深刻な影響を及ぼしている。そこで、加速器を用いた $^{99}\text{Mo} / ^{99\text{m}}\text{Tc}$ の製造法の開発が国内外で進められており、サイクロトロンで加速した陽子ビームによる $^{100}\text{Mo} (p, 2n)^{99\text{m}}\text{Tc}$ 反応や線形加速器で加速した電子ビームによる $^{100}\text{Mo} (\gamma, n)^{99}\text{Mo}$ 反応などを利用した製造法が試みられている(文献8-11)。また、原子炉に代わる中性子源としてサイクロトロンで加速した重陽子ビームを用いて二次的に発生させた中性子ビームによる $^{100}\text{Mo} (n, 2n)^{99}\text{Mo}$ 反応での製造法も研究が進められており、いずれの方式も大強度ビームの供給とターゲット原子核の高濃縮化が鍵を握っている。一方で、安価な天然 Mo ターゲットの (γ, n) 反応により生成された $^{99\text{m}}\text{Tc}$ だけを昇華法によって取り出すアイデアも提案されている(文献8-12)。

医療面においては、近年、アルファ線放出核種の ^{211}At (半減期 7.2 時間)、 ^{225}Ac (半減期 10 日)、 ^{223}Ra (半減期 11.4 日)の需要が急激に高まっている。 ^{225}Ac や ^{223}Ra は核燃料物質に由来する原料から分離精製して製造し易いことから欧米ではこれらの核種を用いた治療が主流になっている。 ^{225}Ac については加速器を用いた製造法の開発も進められており、PET 用サイクロトロンの性能の範囲内で製造可能な $^{226}\text{Ra} (p, 2n)^{225}\text{Ac}$ 反応を用いた製造法や 500 MeV 陽子ビームを用いた核破碎反応 $^{232}\text{Th} (p, x)^{225}\text{Ac}$ 、 ^{225}Ra による製造法も試験的に行われている。これに対して日本では、サイクロトロンでの製造が容易な ^{211}At を用いた研究開発が精力的に行われている。短寿命 RI 供給プラットフォーム(文献8-1)では、既存の大型サイクロトロンを用いて最大数 $10 \mu\text{A}$ の ^4He イオンビームを Bi 標的に数時間照射し、 $^{209}\text{Bi} (\alpha, 2n)^{211}\text{At}$ 反応により最大 1 GBq 近い ^{211}At を供給している。福島県立医科大学には前述の PET 用サイクロトロン電磁石をひと回り大きくして ^4He 加速も可能にしたサイクロトロン(住友重機械工業製 MP 30)(文献8-13)が導入されているが、ビーム強度は最大 $40 \mu\text{A}$ 程度に留まっており、本格的なアルファ線核医学治療の普及に必要とされる数 GBq を超える ^{211}At を供給できるような高強度の ^4He 加速専用サイクロトロンの開発が求められている。

参考文献

- 8-1) M. Fukuda, T. Nakano et al., “加速器”, Vol. 14, No.2 (2017) 81-86
- 8-11) M. Fukuda, J. Hatazawa, Y. Nagai, K. Nagatsu, H. Ejiri, T. Yamashita, K. Nakai et al., “原子核研究”, 第 60 巻 1 号 (2015) 75-109
- 8-12) M. Fujiwara, K. Nakai et al., Physics of Particles and Nuclei, Vol. 48 (2017) pp. 124-133
- 8-13) M. Taniguchi, H. Tsutsui et al., Proc. of the 14th Annual Meeting of PASJ, August 1-3, 2017, pp.162-165

そこで、 $500\ \mu\text{A}$ を超えるビーム強度を目標値とする全く新しいタイプの高温超伝導スケルトンサイクロトロン(文献8-14、8-15)の開発が進められている。図8.3に空芯型高温超伝導スケルトンサイクロトロンの概念図を示す。スケルトンサイクロトロンは、 ^{211}At 製造だけでなく、PET 検査用 RI (^{18}F や ^{15}O など)、SPECT 検査用 RI (^{99}Mo / $^{99\text{m}}\text{Tc}$) も製造

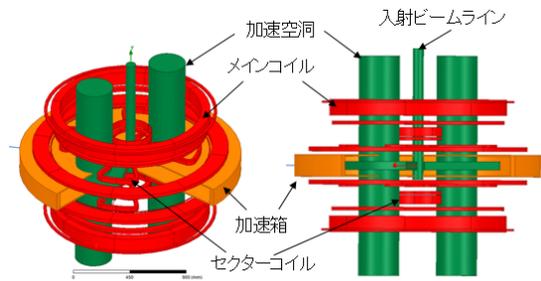


図8.3 高温超伝導スケルトンサイクロトロンの概念図

可能な多機能で汎用性の高い、高付加価値の小型加速器仕様になっており、病院内に設置されている既存のPET用サイクロトロンを置換できるように、軽量・コンパクトで省電力、運転制御の簡便性・信頼性に優れた加速器性能を目指して開発が進行中である。

8.4. アスタチンの分離精製(豊嶋厚史)

^{211}At はサイクロトロン加速器を用いてビスマス(Bi)金属ターゲットにアルファビームを照射する事によって生成するが、生成された ^{211}At はBi金属ターゲットに埋め込まれた状態になっているため、ターゲットから ^{211}At を分離精製する必要がある。この ^{211}At の分離精製には湿式法(文献8-16)と乾式法(文献8-17)の二種類が用いられている。これは水溶液や有機溶媒を用いて分離を行うか、気体中で分離を行うかの違いになるが、余分となる試薬を加える必要がなく、分離精製に用いる装置の自動化が容易という点から我が国では乾式法が好まれて採用されている。ただし、気体中のAtの性質には現在でもわかっていない点が多く、わずかな条件の変化でAtの状態が変化してしまい、回収率が安定しないという課題も残されている。一方、欧米では ^{211}At の回収率の高さを優先して湿式法が用いられている。

乾式法では、照射後のBi金属ターゲットを加熱して蒸留する事によって ^{211}At を分離精製する。この方法は、Bi金属が数百度で容易に溶解する事、そしてハロゲンである ^{211}At が加熱によって簡単に気体に変化する事を利用している。実際の試験では、安全かつ効率よく ^{211}At を回収するため、石英管やプラスチックチューブなどの中で ^{211}At をガス搬送することに

参考文献

- 8-14) H. Ueda, M. Fukuda et al., IEEE Trans. Appl. Supercond., Vol.21 (2013) 4100205
- 8-15) H.W. Koay, M. Fukuda, H. Kanda, T. Yorita, Results in Physics, 33 (2022) 105090
- 8-16) Zalutsky MR, DOE-DUKE-8775-1 2015.
- 8-17) Nagatsu K, Minegishi K, Fukuda M, Suzuki H, Hasegawa S, Zhang M -R, Appl Radiat Isotopes 2014 ; 94 : 363-371.

よって分離操作が行われる。加熱により気体に変化した ^{211}At は、ガス搬送されてプラスチックチューブなどでできた冷却トラップの壁面に一旦は捕集され、その後、精製水や有機溶媒などで溶解される事で、次のステップである薬剤合成プロセスに使用する ^{211}At 原料となる。この溶液を自由に選択できる事も乾式法のメリットで、薬剤合成プロセスに最適な溶媒を選ぶことができる。

大阪大学での、これまでの分離精製試験によって、搬送ガスに酸素ガスや極少量の水蒸気を添加する事によって ^{211}At 回収率が大きく変化する事がわかってきた。現在は、甲状腺がんの治療を目的としたアスタチン化ナトリウム (^{211}At -NaAt) の薬剤合成 (文献8-18) に適応した蒸留水を用いて ^{211}At 原料が調製されているが、将来的には新たな薬剤合成に対応して溶液を変更する事も容易である。また、非臨床試験や臨床試験に必須となる自動化された分離精製装置 (図8.4) の開発も進んでいる。



図8.4 大阪大学で開発された自動分離精製装置の外観

参考文献

- 8-18) Watabe T, Kaneda-Nakashima K, Liu Y, Shirakami Y, Ooe K, Toyoshima A, Shimosegawa E, Fukuda M, Shinohara A, Hatazawa J, J Nucl Med 2019; 60; 1301-1307.

9. ホウ素中性子捕捉療法— BNCT (熊田博明)

9.1. ホウ素中性子捕捉療法

9.1.1. 原理

悪性脳腫瘍などの浸潤がんや多発がんなどの難治性がんや再発がんなど、未だに治療法が確立できていないのがんに対する治療法として、近年、ホウ素中性子捕捉療法 (Boron Neutron Capture Therapy、BNCT) が注目されている。BNCT の原理は、まず、①患者にがん細胞に選択的に集まる性質を有する化合物にホウ素の同位体である B-10 を接合させた“ホウ素薬剤”を投与する。②このホウ素薬剤ががん病巣に集積したタイミングで病巣周辺に中性子線を照射する。③がん細胞内 B-10 と低エネルギー中性子 (熱中性子) が $^{10}\text{B} (n, \alpha) ^7\text{Li}$ 反応を起こし、2つの粒子: α 線 (ヘリウム原子核) とリチウム原子核を放出する。④放出した2つの粒子ががん細胞の DNA を破壊する。図9.1.1に BNCT の原理を示す (文献⁹⁻¹)。細胞内での α 線とリチウム原子核の飛程は、それぞれ $9\ \mu\text{m}$ 、及び、 $5\ \mu\text{m}$ と短く、この飛程は細胞径とほぼ等しいため、2つの粒子はがん細胞だけを破壊して止まる。したがって原理的には、正常細胞の中にがん細胞が混在している場合でも、正常細胞にはほとんど影響を与えずに治療することができる。

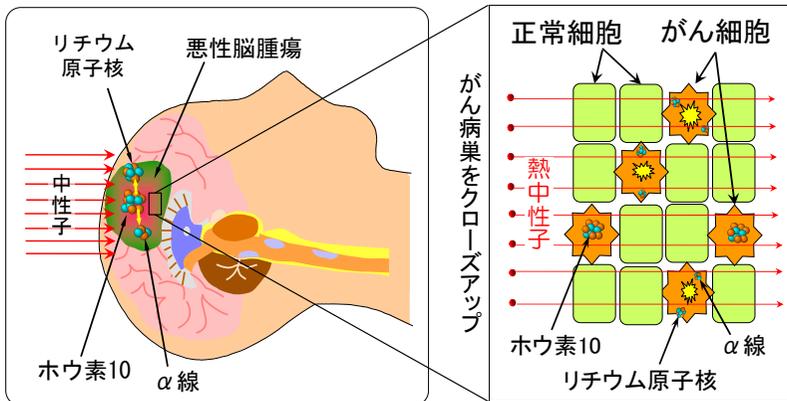


図9.1.1 BNCT の原理

9.1.2. BNCT の特徴

BNCT の主な特徴は、①がんを細胞レベルでピンポイントに破壊して治療できる。②原則 1 回照射で治療を完了できる、ことである。まず①については、BNCT の原理に基づくものであり、例えばがん細胞が正常組織中に浸潤して境界が不明瞭ながん (浸潤がん) であっても、がん細胞

参考文献

⁹⁻¹) 加速器中性子源の利用・医学利用 (ホウ素中性子捕捉療法)、加速器, 13 (4), 253-258, (2016)

だけを選択的に破壊できる。また、治療に使う α 線とリチウム原子核は“重イオン”であるため、X線治療や陽子線治療に比べて殺細胞効果が高く、原理的に細胞レベルで重粒子線治療を実施していることになる。②の特徴については、通常の放射線治療では正常組織へのダメージを抑制するため、照射を20回から30回程度に分割して治療を行うのに対し、BNCTは正常組織への線量効果が少ないため、一度に治療線量を付与することができるため、1回の照射で治療を完了することができる。これにより患者の負担を大幅に軽減することができる。なお、1回で治療線量を付与することから、照射時間は比較的長くなり、30分から1時間程度を要することになる。このようにBNCTは、従来のX線治療や粒子線治療（陽子線治療、重粒子線治療）とは線量特性も対象となるがん種も異なることから、従来の放射線治療と相補的な治療法として期待されている。

9.1.3. 原子炉ベース BNCT

治療に大強度の中性を用いるBNCTは、これまで研究用原子炉を用いて臨床研究が行われてきた。治療の原理が提唱されたのち、最初の臨床研究は1950年代に米国の研究用原子炉を使って実施された。その後、この治療法は1960年代後半から日本の研究用原子炉でも実施されるようになり日本原子力研究所（現在の日本原子力研究開発機構、以下、原子力機構）のJRR-3、JRR-2や武蔵工業大学（現在の東京都市大学）のMuITRR、京都大学複合原子力科学研究所のKURなどで悪性脳腫瘍や悪性黒色腫に対する臨床研究が実施された。当初、研究用原子炉は基本的に熱中中性子（ $0.5 \text{ eV} < E$ ）しか発生できなかったため、中性子の生体内への深達度が低く、表層のがんにしか治療効果が得られなかった。この熱中中性子を照射するBNCTは日本では2000年代初頭まで行われていた。この状況に対して、1990年代初頭に照射に熱中中性子よりもエネルギーの高い“熱外中性子”（ $0.5 \text{ eV} < E < 10 \text{ keV}$ ）を使うことで、より深部まで中性子を送り込むことができ、深部のがんに対しても治療効果が得られることが示された。これを受けて熱外中性子ビームを発生できるように改造が施された研究用原子炉が1990年代から複数整備され、欧米や台湾では1990年代後半から臨床研究が開始された。日本ではKURと原子力機構のJRR-4に対して熱外中性子ビームを発生できるBNCT照射設備が整備され、両施設で2000年代初頭から熱外中性子ビーム照射によるBNCTの臨床研究が開始された^(文献9-2)。この熱外中性子ビームを用いた照射の実現は、BNCTの歴史において大きなブレイク・スルーの1つとなり、生体内のより深部にあるがんも治療の対象となり、また、

参考文献

9-2) T. Yamamoto et al., Boron neutron capture therapy for glioblastoma, *Cancer Lett.*, (2008), 18 ; 262 (2) : 143-152.

治療時に開頭術を伴わない“非開頭照射”も可能となった。この“熱外中性子ビームによる照射”やホウ素薬剤の集積の診断技術なども組み合わせ、それまで悪性脳腫瘍と悪性黒色腫しか実施されていなかった BNCT は、他のがんへの適用拡大が可能となった。特に大きなインパクトを与えたのは、2001 年に KUR で実施された再発頭頸部がんに対する臨床研究である。図9.1.2はこのときの頭頸部がん症例の BNCT 実施前 (a) と実施後 (b) の写真である (文献9-3)。頭頸部がんの患者数は悪性脳腫瘍や悪性黒色腫の患者数に比べると多いため、2001 年以降は頭頸部がんに対する臨床研究が飛躍的に増加し、それ以降 BNCT の対象がんの中心は頭頸部がんとなった。他にも中皮腫や肝がん、再発乳がん、直腸がんなどのがんに対する臨床研究が実施され、BNCT 研究は飛躍的に進展した。

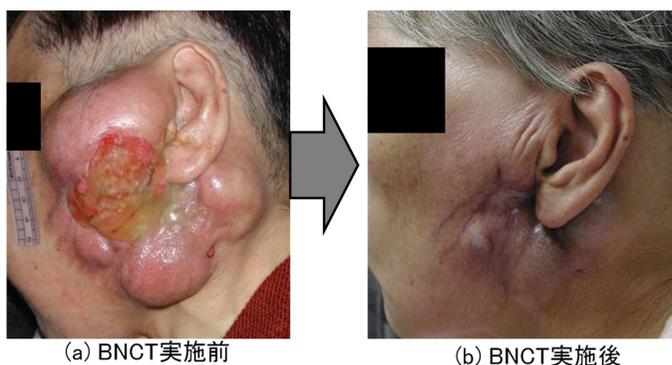


図9.1.2 世界で最初に実施された頭頸部がんに対する BNCT

9.2. 加速器ベース BNCT

9.2.1. 加速器ベース BNCT 照射装置の概要

前節で紹介したようにこれまで BNCT は、研究用原子炉を用いて種々のがんに対して臨床研究が実施され、優れた臨床成績を収めてきた。しかし原子炉ベースの治療では、①治療装置である原子炉を薬事登録することができないため、先進医療や保険医療といった“医療”として確立できない。また、②現在の日本の原子力関連の規制では新たに研究用原子炉を整備することは非常に困難であり、特に、病院に併設することは不可能である。さらに、③日本のみならず世界の研究用原子炉も老朽化等により停止、廃炉となっている。このように高い治療効果があることが実証されているにもかかわらず、BNCT は医療として確立、普及することが

参考文献

- 9-3) I. Kato, et al., Effectiveness of BNCT for recurrent head and neck malignancies, *Appl. Radiat. Isot.*, (2004), 61, 1069-1073.

できなかった。この原子炉の状況に対して、近年の加速器技術、及び、加速器ベース中性子源技術の飛躍的な進展により、病院にも併設可能な小型の加速器を使って BNCT に要求される大強度の中性子を発生させることが可能となった。加速器ベースの中性子源を用いて BNCT を実施する手法は、“加速器ベース BNCT”と呼ばれており、この加速器ベース BNCT の実現によって、①病院内に治療装置を設置して BNCT を院内で実施することが可能となる。また、②装置を医療機器として薬事承認申請することができる。これにより BNCT を先進医療、保険医療という“医療”としてステップアップすることができる。

9.2.2. 加速器ベース BNCT 用照射装置の基本構成

非荷電粒子である中性子は加速器で直接加速することはできないため、加速器ベースの中性子源では、まず、①加速器で荷電粒子（主に陽子）を加速し、②この粒子を中性子発生標的材（以下、標的材）に照射して③中性子を2次的に発生する。標的材から放出される中性子のエネルギーは、数百 keV から数 MeV オーダーであり、治療に用いる熱外中性子（ $0.5 \text{ eV} < E < 10 \text{ keV}$ ）よりもエネルギーが高い。したがって、④標的材の後方に高エネルギー中性子フィルターや減速材を配置してエネルギーを減速し、さらに⑤治療に不要な γ 線や低エネルギー中性子（ $0.5 \text{ eV} < E$ ）を低減するフィルターを通過させ、⑥最終的にビーム照射孔に熱外中性子を集中させて放出する。また、照射中の患者の余剰被ばくを低減するため、⑦ビーム照射孔以外からはできる放射線が漏出しないように遮蔽体を組み合わせている。この標的材からビーム照射孔までの中性子調整・遮蔽部分（④～⑦）を“Beam Shaping Assembly : BSA”と呼ぶ。図9.2.1に加速器ベース BNCT 照射装置の概略を示す。この BSA の設計、製作においては、原子炉ベースの BNCT 装置で培われた技術を適用することができる。したがって新しい加速器ベース BNCT 照射装置を開発整備する場合の開発課題となるのは、①大強度中性子発生基となる“大電流加速器”の開発、及び、②大電流の粒子

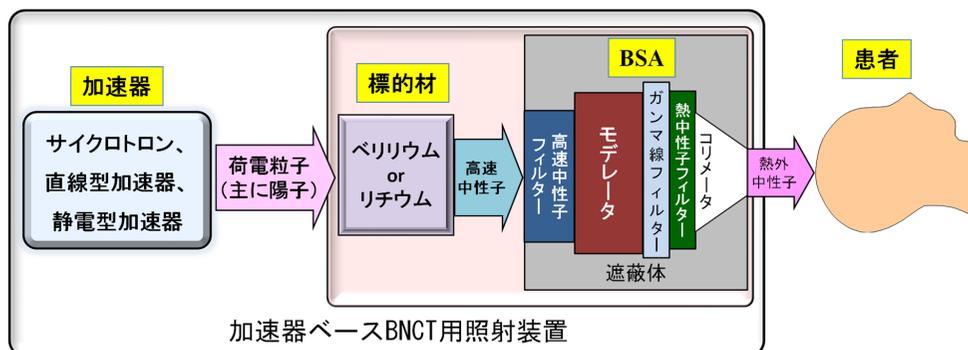


図9.2.1 加速器ベース BNCT 用照射装置の概略

線照射を受け止めて中性子を発生する“標的技術”の開発、の2つである。それぞれの要件について以下に示す。

9.2.3. BNCT 用加速器中性子源の要件

現在の BNCT 用加速器ベース中性子源では、標的材に照射する荷電粒子として主に陽子を用いられている。なお、陽子の代わりに重陽子 (Deuteron) を用いることを検討している研究機関もあるが現時点では実用化できていないため、本稿では陽子を組み合わせた手法、技術について紹介する。

BNCT 用の小型加速器中性子源を設計する場合、最新の加速器や取り扱いに習熟している加速器から選びたいが、基本設計では、まず、標的材を選定する必要がある。標的材が決まると続いて入射する陽子のエネルギーを決定し、最後にそのエネルギーまで陽子を加速する陽子線加速器の形式を決定する流れとなる。

BNCT は、原則、1 回の照射で治療が行われるが、現在治療に使っているホウ素薬剤：BPA の腫瘍内濃度の持続性と、患者の負担軽減の観点から、照射を 1 時間以内で完了することを条件としている。この条件を満たすためには、ビーム照射孔から熱外中性子束で 1×10^9 ($\text{n}/\text{cm}^2\text{s}$) 程度の中性を発生することが必要となる。この強度は国際原子力機関 (IAEA) が取りまとめた BNCT のビーム要件でも示唆されている (文献⁹⁻⁴)。この強度の熱外中性子をビーム照射孔位置で発生させるためには、BSA を通過した際の中性子減少を勘案すると $1 \times 10^{11} \sim 10^{12}$ ($\text{n}/\text{cm}^2\text{s}$) 程度の中性を荷電粒子と標的材との反応で発生させる必要がある。さらに遡って、この強度の中性を標的材から発生するためには、荷電粒子として陽子を用いる場合、平均電流で数 mA から数十 mA 規模の陽子線を発生、加速して標的材に照射する必要がある。すなわち BNCT 用の加速器の要件としては、①病院に併設可能な小型で、②数 mA ～数十 mA クラスの大電流の陽子を発生し、③数 MeV から数十 MeV まで加速できる加速器技術が必要である。

9.2.4. BNCT 用中性子発生標的材

前述したように数 MeV から数十 MeV のエネルギーの陽子との反応によって治療に要求される大強度の中性を発生させる場合、組み合わせる標的材としては現在、リチウム、もしくは、

参考文献

9-4) Current status of neutron capture therapy, IAEA-TECDOC, 2001

ベリリウムが用いられている。図9.2.2は陽子のエネルギーに対するリチウム、もしくは、ベリリウムの中性子発生に関する断面積を示している（文献9-5）。

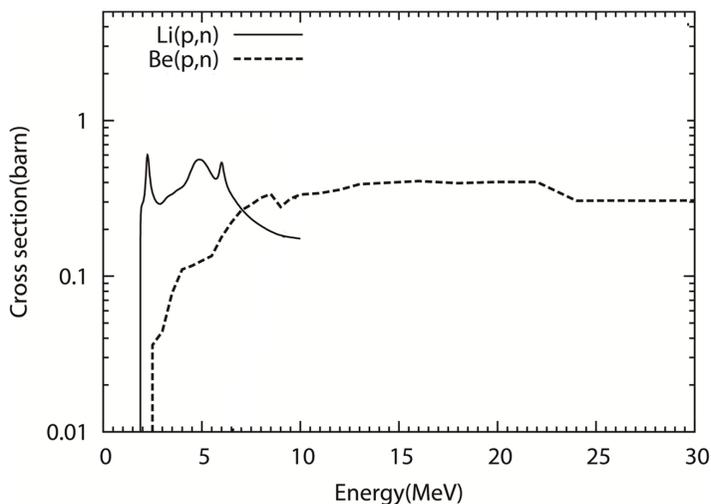


図9.2.2 各標的材の陽子エネルギーに対する中性子発生反応断面積

1) リチウム標的

図9.2.2に示すように、リチウムは約 2.25 MeV の陽子との間に共鳴ピークがあり、このエネルギー前後で最も効率的に中性子を発生する。したがって標的材にリチウムを用いる場合は、この共鳴ピークを利用して中性子を発生させるため、必然的に陽子の加速エネルギーは 2.5 MeV 前後となる。このエネルギーはベリリウム標的を組み合わせる加速器ベース中性子源よりも低いため、加速器を比較的コンパクトにできる。また、加速器の形式として静電加速器を選択することもできるようになる。一方、ベリリウムに比べて中性子の生成率が低いため、標的に入射する陽子の量（平均電流値）はベリリウムに比べて多くなる。現在実用化されているリチウム標的型 BNCT 用装置の場合、入射する陽子の平均電流は 10 mA から数十 mA 程度が必要である。ここで、リチウムはベリリウムに比べて融点が低いため（180℃）この大電流陽子を入射すると融解する恐れがある。したがってリチウム標的を組み合わせる場合は、ベリリウム標的の中性子源よりも標的の冷却技術の開発が要求される。さらに大量の陽子がリチウムに入射するとブリスタリングと呼ばれる物理現象が生じて標的材を破壊、短寿命化してしまう恐れ

参考文献

- 9-5) 田中浩基、サイクロトロン加速器 BNCT 照射システム (C-BENS) の開発と今後の展望、RAIDOISOTOPES, (2015), 64, 29-36.

もある。よって、耐ブリスタリング技術を確立して組みあわせる必要がある。ブリスタリングはベリウム標的でも生じる現象であるが、冷却性能含めてリチウムの方が開発課題は大きくなる傾向である。

2) ベリウム標的

ベリウムは、図9.2.2に示すように入射する陽子のエネルギーが高くなるほど発生する中性子の発生量 (Yield) も多くなる。したがってより高いエネルギーの陽子を入射させた方が、少ない電流の陽子で必要な中性子を取り出すことができる。しかし一方で、入射する陽子のエネルギーと比例して発生する中性子の最大エネルギーも高くなる (Q 値: -1.9 MeV)。治療には熱外中性子 ($E < 10 \text{ keV}$) を用いることから、発生する中性子のエネルギーが高くなると、BSAの減速材体系も大きくなってしまい、ビーム照射孔で取り出す中性子の効率が低下する。さらに高エネルギー中性子とBSAを構成する種々の部材と放射化反応も生じる。すなわち、入射する陽子の電流に対する発生中性子量と、BSAの減速体サイズ、放射化等とのトレード・オフの関係となる。また、ベリウムはリチウムに比べると融点が高いため (1278°C)、リチウム標的よりは除熱対策は比較的容易になる傾向である。また、入射する陽子によるブリスタリングによる破損対策はリチウム標的の同様に考慮する必要がある。これらを考慮して、標的材にベリウムを組み合わせる場合は、入射する陽子エネルギーと減速材体系、放射化の対策、ブリスタリング対策を考慮して装置の設計を行う必要がある。現在、ベリウム標的を組み合わせたBNCT用照射装置は、加速器の形式や陽子エネルギー、電流値が、開発グループ毎にコンセプトが異なっている。

図9.2.3はつくばグループのリニアックベースBNCT用照射装置・実証機“iBNCT001”のベリウム標的の概略を示している。つくばグループは 8 MeV の陽子をベリウムに照射して中性子を発生する方式を採用しているが、 8 MeV 陽子のベリウム中の飛程は約 0.55 mm である。したがってブリスタリングによる破損を回避するために入射した陽子はベリウム中に蓄積しないように、 0.5 mm の厚さのベリウム板を配置している。そしてベリウム後方には耐ブリスタリング能の高いパラジウムを配置し、入射した陽子はこのパラジウム層に蓄積するように設計している。さらにパラジウム層の後方には標的装置の冷却

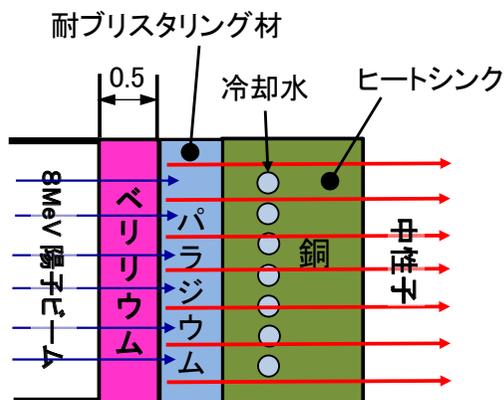


図9.2.3 つくばグループの三層構造ベリウム標的の概要

用として銅製のヒートシンク層を配置し、この銅ブロック内に冷却水を通してている。この三層構造ベリリウム標的によって、8 MeV 陽子を長期間照射しても破損せずに安定的に中性子を発生できている（文献9-6）。

9.2.5. BNCT 用加速器

前述したように標的材にリチウムを用いる場合は、入射する陽子のエネルギーは 2.5 MeV 前後が良いが平均電流は 10 mA 以上が必要となる。一方、ベリリウムを組み合わせる場合は、平均電流は数 mA で十分な中性子を発生できるが、入射する陽子のエネルギーは数 MeV から 30 MeV 程度まで必要となる。この標的材の物理学的特性の違いによって、組み合わせる加速器の形式が異なることとなる。すなわち標的材を選定すると組み合わせることのできる加速器の形式は限定されてくる。現在、BNCT 用の加速器としては、サイクロトロン、直線型加速器（リニアック）、及び、静電加速器が採用されている。表9.2.1に加速器と標的材との関係を示す。

表9.2.1 標的材と加速器の組合せ

加速器の形式	標的材		入射陽子の特性		発生中性子の特性	
	Be	Li	入射陽子エネルギー (MeV)	入射陽子平均電流 (mA)	発生中性子強度	発生最大中性子エネルギー
サイクロトロン	○		~30	1前後	高	大
直線型加速器 (リニアック)	○		~12	2~5	高	大
静電加速器		○	2.5前後	10~30	低	小

1) サイクロトロン

サイクロトロンは、小型で陽子を比較的高エネルギーまで加速できる。一方で、平均電流値は数 mA までしか扱うことができない。したがって一般的にサイクロトロンは、ベリリウム標的と組み合わせて使用される。数十 MeV の陽子をベリリウムに照射して中性子を発生するため、放出される中性子の最大エネルギーも高くなり、BSA の減速体系（モデレータ）が大きくなる傾向がある。また、装置の放射化の対策も必要となる。

参考文献

- 9-6) H. Kumada, et al., Development of beryllium-based neutron target system with three-layer structure for accelerator-based neutron source for boron neutron capture therapy, Appl. Radiat. Isot., (2015), 106 : 78-83.

図9.2.4は、加速器ベース BNCT 装置の開発で最も先行する住友重機械工業(株)の加速器ベース BNCT 用照射装置 “NeuCure®” の AVF サイクロトロンである(写真は京都大学複合原子力科学研究所に設置されている装置)^(文献9-7)。この装置は、平均電流：1 mA の陽子を 30 MeV まで加速してベリリウムに照射して中性子を発生させる。



図9.2.4 住友重機械工業の BNCT 用照射装置：NeuCure の AVF サイクロトロン

2) リニアック

リニアックは数 mA から数十 mA までの陽子を加速することができる。よって標的材にはリチウムもベリリウムも組み合わせることができる。また、エネルギーも数 MeV から数百 MeV まで加速することができる。ただしエネルギーが高くなると加速管(DTL)が複数必要となり、大型化してしまうため、病院併設型 BNCT 照射装置にリニアックを組み合わせる場合は、陽子エネルギーは 10 MeV 程度までとなる。

図9.2.5(次頁参照)はつくばの加速器ベース BNCT 照射装置開発プロジェクトで開発されている実証機：“iBNCT001”のリニアックである。このリニアックは、RFQと1台の DLT からなり、基本設計は J-PARC のリニアック技術を応用している。ただし BNCT に要求される強度の中性子を発生させるため、大電流化するための改造、高度化が行われており、J-PARC よりも平均電流は高くなっている。2023 年時点で平均電流：2.1 mA の陽子を発生、加速させている。

参考文献

9-7) T. Mitsumoto, et al., Cyclotron-based Neutron Source For BNCT, AIP Conf.Proc., (2013), 1525, 319-322.

1 段目の RFQ で 3 MeV まで加速し、2 段目の DLT で 8 MeV まで加速して、ベリリウム標的 (図9.2.3) に照射して中性子を発生する (文献9-8)。

国立がん研究センター・中央病院に導入されている BNCT 照射装置 “CICS-1” は、リチウム標的にリニアックを組み合わせている唯一の装置であり、平均電流：12 mA の陽子を 2.5 MeV まで加速してリチウムに照射して中性子を発生している。

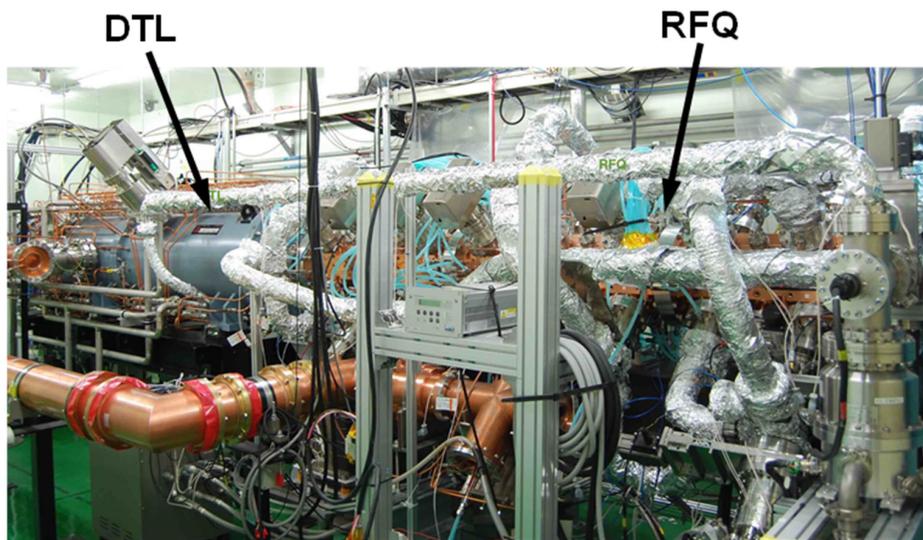


図9.2.5 つくばグループの BNCT 用照射装置：iBNCT001 の RFQ+DTL 型リニアック

3) 静電加速器

静電加速器は平均電流：10 mA 以上の陽子を加速することができる一方で、この場合、加速できるエネルギーが数 MeV 程度となる。したがって静電加速器は、一般的にリチウム標的を組み合わせて用いられる。加速する陽子のエネルギーは 2.5 MeV 前後に設定される。米国の BNCT 照射装置メーカーである Neutron Therapeutics Inc. 社 (NTI) の BNCT 用照射装置は、静電加速器と円盤回転型のリチウム標的を採用しており、平均電流は 30 mA まで扱うことができる。なお、フィンランド・ヘルシンキ大学病院に導入された同社の 1 号機は、平均電流：12 mA に抑えて導入されている (文献9-9)。

参考文献

9-8) H. Kumada, et al., Evaluation of the characteristics of the neutron beam of a linac-based neutron source for boron neutron capture therapy, *Appl. Radiat. Isot.*, (2020), 165 : 109246.

9-9) L. Porra, et al., Accelerator-based boron neutron capture therapy facility at the Helsinki University Hospital, *Acta. Oncol.*, (2021), 25 : 1-5.

図9.2.6は、名古屋大学で開発されている BNCT 用照射装置：NUANS の加速器である（文献9-10）。加速器には静電加速器の一種であるダイナミロンを採用し、リチウム標的と組み合わせている。陽子エネルギーは 1.8 ～ 2.8 MeV であり、陽子電流は最大 15 mA である。



図9.2.6 名古屋大学に設置されている BNCT 用加速器中性子源：NUANS の静電加速器

9.3. BNCT 用照射装置の実用化

本稿の執筆時点（2023 年）で、国内外の約 20 か所で加速器ベース BNCT 照射装置の開発整備が進められている。このうち日本国内の事業は約半数を占めている。加速器ベース BNCT 照射装置の開発整備で最も先行しているのは住友重機械工業（株）の NeuCure®であり、同装置は加速器にサイクロトロンを採用し、平均電流 1 mA の陽子を 30 MeV まで加速してベリリウムに照射して中性子を発生させている。NeuCure®は国内で 2 つの病院に導入されており、既に種々のがん種に対する臨床試験が実施され（文献9-11）、2020 年には再発悪性脳腫瘍に

参考文献

- 9-10) K. Watanabe, et al., First experimental verification of the neutron field of Nagoya University Accelerator-driven neutron source for boron neutron capture therapy, *Appl. Radiat. Isot.*, (2020), 168 : 109553.
- 9-11) K. Hirose, Boron neutron capture therapy using cyclotron-based epithermal neutron source and borofalan (10B) for recurrent or locally advanced head and neck cancer (JHN002) : An open-label phase II trial, *Radiother. Oncol.*, (2021), 155, 182-187.

対して薬事承認され、同年6月から再発頭頸部がんに対するBNCTが保険適用となって治療が開始されている。国立がん研究センター・中央病院には、RFQ型リニアック（平均電流：12 mA）とリチウム標的を組み合わせたBNCT照射装置：CICS-1が導入されており、皮膚悪性腫瘍に対する臨床試験が実施されている。つくばグループが開発しているiBNCT001は、RFQ+DTL型リニアックは平均電流：5 mA以上の陽子を8 MeVまで加速できるように設計、製作されている。2023年時点で平均電流：2.1 mAで稼働させて中性子を発生させており、同装置による臨床試験を実施するため、発生する中性子ビームの生体への安全性と治療への適用性、有効性を確認するための非臨床試験（小動物への照射）を実施している。

国外でも複数の加速器ベースBNCT照射装置の開発が進められており、米国には2つのベンチャー企業がBNCT用照射装置の製造を行っている。このうちNTI社の1号機はフィンランド・ヘルシンキ大学に導入されており、2023年以降に治療が開始される見通しである。さらに同社の2号機が日本の病院に導入整備中である。米国のもう一社のTAE Life Science社の装置は、ロシアの静電加速器の技術がベースとなっている（文献⁹⁻¹²）。同社の1号機が中国・廈門市の病院に整備されており、2022年に同装置による臨床研究が開始された。また、2号機がイタリアのCNAOに導入されることが発表されている。米国以外でもアルゼンチン、ロシア、イスラエル、韓国、中国などでも加速器ベースBNCT照射装置の開発、及び、導入が進められており、韓国の装置でも2022年末に臨床研究が開始された。特に中国では、複数の大学、加速器研究機関、原子力研究所で開発が進められている。

参考文献

- ⁹⁻¹² S. Taskaev, et al., Neutron Source Based on Vacuum Insulated Tandem Accelerator and Lithium Target, Biology-Basel, (2021), 10(5): 350.

10. 新しい検出器（高橋忠幸）

10.1. はじめに

量子ビームや放射線源を用いた診断、あるいは治療において、高い性能を持つ検出器は重要である。特に、コンピュータ断層撮影（CT）や陽電子放出断層撮影（PET）や単一光子放射断層撮影（SPECT）において、X線やガンマ線を用いた可視化技術は高度に進んできた。CTは形態の異常を識別するのに対し、PETやSPECTは体内に投与した放射性核種からのX線やガンマ線をイメージングに用いることで、臓器など体内内部組織の活動性・機能性を生体に対して非侵襲的に定量化することができる手法として位置付けられている。

これらのイメージングにおいては、X線やガンマ線を光にかえるシンチレータや、さらに、その光をとらえるための光電子増倍管（PMT）やシリコン光電子増倍管（SiPM）などの光センサー、半導体イメージング素子の開発が重要であり、現在でも盛んに研究が行われている。

医学の分野におけるイメージングでは、画像から、いかにしてわずかな生体内の異常を検知するかが重要である。この高い「検知力」を確保するために、感度の高い検出器が重要となる。また、放射線を用いた場合には、人体への影響を避けるために放射線の強度や投与量をできるだけ小さくすることが求められている。そのため、イメージング手法の研究と共に検出効率、時間分解能、エネルギー分解能など、検出器の特性そのものを向上させる研究が行われている。

素粒子実験や宇宙観測は、宇宙への根源的な疑問に答えるために高い科学目標を掲げて行われる。その目標を実現するため、これらの分野は極限性能を持つ先端検出器の研究開発を牽引してきた。そして、数多くの医学応用が生まれている^(文献10-1)。加速器実験では様々な粒子やガンマ線を弁別し、それらの運動量やエネルギーを測定し、さらに、ビームの衝突ポイントや粒子の崩壊した場所を精度よく決定するために極めて多様な検出器が用いられる。宇宙空間に出て行われるX線天文学ではX線CCDがX線望遠鏡の焦点面検出器として活躍している。最近では数10 keVまでの硬X線を集光撮像する多層膜を用いた硬X線望遠鏡のために、CdTeやCdZnTeなど硬X線に感度のある半導体イメージャの開発が急速に進んだ。数10 keVから数GeVにいたるガンマ線天文学では、Swift衛星、Integral衛星、Fermi衛星などにおいてSi、CdTe、CdZnTeそしてGeと様々な半導体検出器を利用した

参考文献

- 10-1) M. Cirilli, “CERN ‘s impact on medical technology”, CERN Courier, 24 June 2021
(<https://cerncourier.com/a/cerns-impact-on-medical-technology/>)

ガンマ線検出器が用いられている(文献10-2)。

半導体検出器はシンチレータに比べて高いエネルギー分解能を実現するばかりでなく、ガンマ線やX線のエネルギーが、中間過程を経ずに直接電子-正孔対に変換され、その電荷がほとんど広がることなく収集される。そのため、高い位置分解能、すなわち鮮明な画像を取得することができる(文献10-3)。最近では高度な集積回路が開発され、積分ではなく、一つ一つの光子を独立に扱う、エネルギー弁別可能なフォトカウンティングのイメージャの開発が進んでいる。ここでは、半導体検出器を中心に、医学イメージングにおいて応用が期待される新しい検出器技術のいくつかを紹介する。

10.2. 半導体ピクセル検出器

近年、CERNを中心に開発された検出器が Medpix や Timpix といったエネルギー弁別用のピクセル読み出しチップに Si や CdTe の半導体センサーを組み合わせたハイブリッド型のピクセル検出器で(文献10-4)、CERN の LHC 実験の最内層で粒子の飛跡を得るために開発された高解像度ピクセル検出器から発展した。ハイブリッド検出器では、センサーアレイと読み出しチップは別々に製造され、後に小さなバンプでチップとセンサーのそれぞれのピクセル電極が接合される。そのため、ニーズに応じて、さまざまなセンサーをチップの上に接続することができる。

高い線量でも動作するように設計されたこれらのピクセル検出器は、Photo Counting CT の実現につながっている(図10.1)。従来のCTの白黒画像が Photo Counting CT ではカラーに



図10.1 (左) Medpix シリーズの一つ Timepix 3 チップ (CERN) (右) CERN が公開した、Medpix を用いて得たデータから、骨や軟組織、被験者が身につけている時計を異なる色で表示した CT スキャンのカラー写真 (MARS Bioimaging limited)。(文献10-4)

参考文献

- 10-2) 井上一、小山勝二、高橋忠幸、水本好彦編、「宇宙の観測 III - 高エネルギー天文学」第2版、日本評論社 (2019)
- 10-3) D.Walter, “Photon Counting and Energy Discriminating X-Ray Detectors - Benefits and Applications”, 19th World Conference on Non-Destructive Testing (2016)
- 10-4) R. Muller, “First 3D colour X-ray of a human using CERN technology”, 17 JULY, 2018 (<https://home.cern/news/news/knowledge-sharing/first-3d-colour-x-ray-human-using-cern-technology>)

なり、検出される X 線光子一つ一つのエネルギー情報を用いて組織の種類を特定することが可能となる(文献10-5)。臨床応用としては、2021年10月に日本のACRORAD社のCdTe半導体を用いたPhoton Counting CTがFDAから認可されている(文献10-6)。

10.3. フレキシブル有機半導体検出器

X線CTに用いられるSi、a-Se、HgI₂、CdTe、CdZnTeなどの半導体は硬い結晶から切りだして作られるために、機械的に硬く、曲面を覆うような形状の検出器を実現するのが困難である。しかし、最近では薄膜技術を用いた「曲げる」ことのできるペロブスカイト(perovskite) X線検出器が登場している(図10.2)(文献10-7・10-8)。

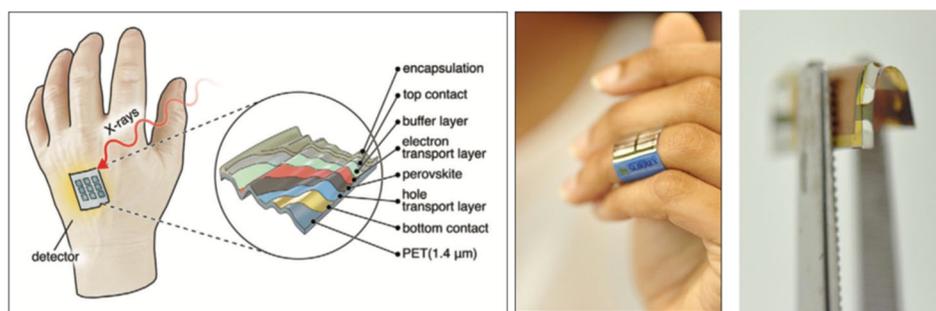


図10.2 (左) 1.4 μm のPETフィルムの上に形成された薄膜ペロブスカイト X線検出器の概念図(文献10-7)
(右) 試作検出器(文献10-8)

これまでのイメージャで使われてきた半導体は高純度の結晶を生成するために、温度や圧力、あるいは結晶生成速度などをコントロールした特殊な製造装置が必要で高いコストがかかっていた。これが、大面積をカバーするイメージング装置も実現が難しい要因となっている。ペロブスカイト X線検出器は、液相、低温、低コストの成膜技術によって作られるため、比較的

参考文献

- 10-5) K. Taguchi, “Photon Counting Detector Computer Tomography”, IEEE Transactions on Radiation and Plasma Medical Sciences, 6, 1, pp.1-3, (2022)
- 10-6) “Photon-counting CT” (<https://www.siemens-healthineers.com/jp>)
- 10-7) S. Demchyshyn et al. “Designing Ultraflexible Perovskite X-ray Detectors through Interface Engineering”, Advanced Science 7, 2002586, (2020)
- 10-8) H.M. Thirimanne et al. “High sensitivity organic inorganic hybrid X-ray detectors with direct transduction and broadband response”, nature communications, 9 : 2926 (2018)

安価で大型のフレキシブル基板に拡張することが比較的容易であると考えられている。性能がより向上すれば、安価で人体や小動物を取り囲むような新しい X 線やガンマ線のイメージング装置につながると期待されている。

10.4. PET のための高速ガンマ線検出器

加速器実験の検出器技術の顕著な応用としてしばしば引用されるものに、陽電子放出断層撮影 (PET) がある。患者に陽電子放出同位元素を含む化合物を注射すると、体内の代謝活動の高い部位に蓄積される。放出された陽電子が周囲の物質中の電子と対消滅する際に、正反対の方向にでる 511 keV の光子対を同時に検出することで、対消滅の位置を線上に制限することができる。対象物の周りをガンマ線検出器でとりかこみ、沢山の事象を集めることで、断層写真を得ることができる。PET では、BGO や GSO のように蛍光減衰時間が短く、検出効率も高いシンチレータを細分化し、その一つ一つに高速の光センサーと読み出し回路をつけた検出器が用いられる。アバランシェフォトダイオード (APD) やシリコン光電子増倍管 (SiPM) などの固体光検出器が急速に発展し、大面積のマトリックス化がなされることで、シンチレータ結晶間の隙間やブロック間の隙間を抑えた、よりコンパクトな検出器モジュールを設計する新しい道が開かれた (文献¹⁰⁻⁹)。

高い時間分解能を持つ光検出器を用いると、電子陽電子消滅線の 2 つの光子の到達時間の差を記録することで、検出点を結ぶ軸に沿った消滅の位置を特定することができる。この TOF-PET の技術を用いることで、画質が向上するばかりではなく、撮影時間や患者の被ばく量を減らすことができる。最近では、シンチレータに LSO シンチレータを用い、光センサーの SiPM からの信号を特別にデザインされた集積回路で読み出すことにより、210 ps の時間分解能を実現し、画像再構成において 3.6 mm (Transverse, FWHM@1 cm) の空間分解能を得た事が報告されている (文献¹⁰⁻¹⁰)。

最近 Kwon らによって、結晶内で生成される高エネルギー電子が放出するチェレンコフ光を利用して、より精密なタイミング計測を行う光検出器が提案された。これは、マイクロチャンネル

参考文献

- ¹⁰⁻⁹) P. Lecoq et al. “Roadmap toward the 10 ps time-of-flight PET challenge” *Phys. Med. Biol.* **65** 21RM01 (2020)
¹⁰⁻¹⁰) J. van Sluis et al. “Performance Characteristics of the Digital Biograph Vision PET/CT System” ,
Journal of Nuclear Medicine, 60, pp. 1031-1036 (2019)

プレート光電子増倍管 (MCP-PMT) に鉛ガラス製のチェレンコフ光放射器を窓面板として組み込むことで、時間分解能 22 ps という極めて高い時間分解能を実現したものである。Kwon らは、32 ps の TOF 分解能を達成し、空間分解能 4.8 mm の PET イメージングを実証した^(文献10-11)。今後、検出器の 511 keV ガンマ線に対する感度をより向上させることができれば、新しい PET イメージングシステムの実現につながる事が期待される。

10.5. SPECT のための検出器

X 線やガンマ線を用いたイメージングは臨床ばかりではなく、小動物を用いた医学研究においても重要である。薬を開発する過程で、体内に投与した薬剤がどのように目指す所に到達し、どのように留まり、効果があるかというような前臨床段階におけるがんの診断・治療法の確立を目指した研究が小動物を用いて行われている。最近では、がんの転移の道筋や腫瘍内の多様性などを生体内イメージングから探る研究も行われるようになってきた。臨床用と比較して、このような研究に用いられるマウスなど、小動物の生体内イメージング装置は、高い画像分解能で薬物分布の時間変化を詳細に辿れるような高い感度が要求される。また、同時投与した複数核種から放射される異なるエネルギーのガンマ線をカラーで描画することができれば、従来の核医学画像とは一線を画す、新しい機能診断画像法の創出が可能となる^(文献10-12)。

最近、アルファ線放出核種を用いてがんを選択的に叩く治療法が注目されている。2016 年に ^{225}Ac -PSMA617 の投与で末期がんの完全寛解が報告され、日本でも ^{211}At を用いた α 線内用療法の研究が進んでいる^(文献10-13)。しかし ^{225}Ac や ^{211}At 製剤はこれまで核医学診断で用いられてきた放射性同位体と比べると光子の放出率が小さく、従来のガンマカメラでは、どのように患部に集まり、どのように排出されていくかの体内動態の撮影が難しいため、新しいカメラの開発が求められている。東京大学カブリ IPMU では、宇宙硬 X 線観測用に開発した衛星搭載用の大面積 CdTe イメージャを応用して、 ^{211}At の崩壊の際に放出される 76-90 keV の蛍光

参考文献

- 10-11) S. Kwon et al. “Ultrafast timing enables reconstruction-free positron emission imaging” *nature photonics*, **15**, 914-918 (2021).
- 10-12) A. Yagishita et al. “Simultaneous visualization of multiple radionuclides in vivo,” *Nature Biomedical Engineering* **6**, 640-647 (2022). <https://doi.org/10.1038/s41551-022-00866-6>
- 10-13) 加藤勇治「新たな癌治療、 α 線内用療法を知る(導入編)」日経メディカル、2022/01/31

X線を高感度で撮影する検出器を開発し、実際に ^{211}At を投与したマウスから、腫瘍に集積した ^{211}At を検出できることを示した(図10.3)(文献10-14)。

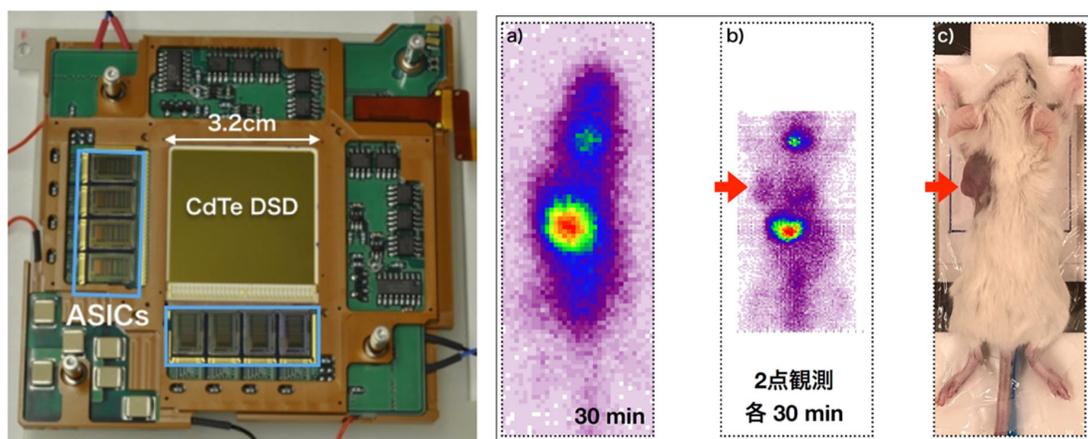


図10.3 (左)ひとみ (ASTRO-H) 衛星に搭載された CdTe 半導体イメージャ (JAXA 提供)
 (右) がん細胞を移植したマウスに At-211 を投与して 3 時間後に撮像を行った様子
 a) これまで研究に用いられてきた臨床用ガンマカメラによる画像
 b) 東京大学 Kavli IPMU のグループが小動物用に開発した CdTe イメージャー
 (アスタチン検出器) による画像。矢印が腫瘍の位置
 c) 可視光での写真。矢印が腫瘍の位置 (文献10-14)

10.6. コンプトンカメラ

SPECT は放射性同位元素からのガンマ線をピンホールや平行穴のコリメータを用いてイメージングを行う。ところがガンマ線のエネルギーが数 100 keV を超え、コンプトン散乱が光子と物質の主な反応になってくるとピンホールやコリメータを通過してしまうガンマ線が増えるため、イメージングは難しくなる。

コンプトンカメラは、装置内部で起こった「コンプトン散乱」のプロセスを記録し、散乱された電子のエネルギーとその散乱位置、散乱後のガンマ線の散乱方向とエネルギーからガンマ線の入射方向を求めるガンマ線カメラである。コンプトンカメラは宇宙観測においても、これまで遅れていた MeV ガンマ線天文学を切り開くものとして、積極的に開発が行われている。

参考文献

10-14) 加藤勇治「 α 線内用療法薬の体内動態が見える日が来る」日経メディカル、2022/02/04

コンプトンカメラではガンマ線の入射方向が、運動量保存とエネルギー保存を満たす円錐の表面に制限され、天球上では円環として描かれる(図10.4)同一のガンマ線源から、複数のガンマ線を検出できれば、それらガンマ線光子の円環が重なりあう交点からガンマ線源の位置を求めることができ、最終的にはガンマ線源のイメージを得ることができる(文献10-15)。コンプトンカメラは広い視野を持つことが特徴である。一方で、検出器のエネルギー分解能や位置分解能が角度分解能(イメージの質)に大きな影響を与える。角度分解能の高いコンプトン望遠鏡を開発するためには、構成する検出器が高い位置分解能を持つばかりではなく、エネルギー分解能にも優れていることが望まれる。

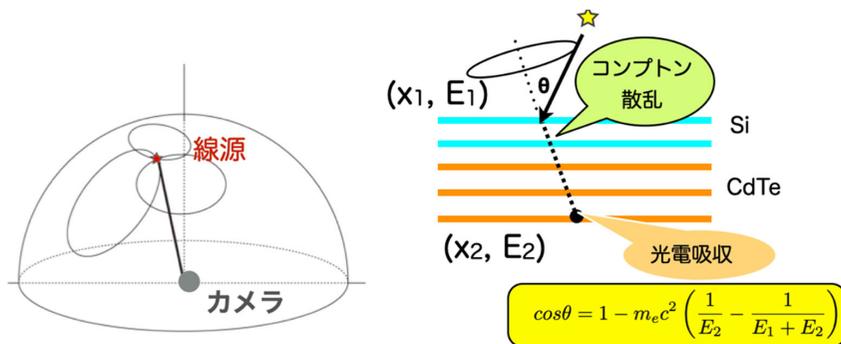


図10.4 コンプトンカメラの原理

ガス検出器を散乱体に用いたコンプトンカメラで実証されているようにコンプトン散乱された電子の飛跡も求めることができると、ガンマ線の入射方向は、円環上のある部分に限定することができる(文献10-16)。最近、この電子飛跡追跡型コンプトンカメラを、高いエネルギー分解能と位置分解能を持つ半導体検出器で実現するために、500 μm 厚の Si 半導体の片面の 20 μm ピッチのピクセル電極を CMOS センサー用読み出し回路で、また、同時に 1 μs という高い時間分解能を得るために反対の面のストリップ電極をアナログ LSI で読み出す新しいハイブリッド型のセンサーも開発されている(文献10-17)。

参考文献

- 10-15) 高橋忠幸、武田伸一郎「コンプトンカメラによるガンマ線イメージング」応用物理、83,10, pp.820-825 (2014)
- 10-16) A. Takada et al. “Development of an advanced Compton camera with gaseous TPC and scintillator”, Nuclear Instruments and Methods in Physics A, 546 (102) : 258-262 (2005)
- 10-17) H. Yoneda, et al. “Development of Si-CMOS hybrid detectors towards electron tracking based Compton imaging in semiconductor detectors”, Nuclear Instruments and Methods in Physics A, 580 (2) : 1031-1035 (2007)

日本では、様々なタイプのコンプトンカメラの研究が盛んに進められている(文献10-18, 19, 20, 21, 22)。^{99m}Tc-DMSA と ¹⁸F-FDG を人体へ投与し、異なるガンマ線をコンプトンカメラで同時に撮像する実験も行われている(文献10-23)。半導体を用いたコンプトンカメラは高いエネルギー分解能を持つことが特徴である。検出効率を増すために、薄い Si と CdTe 半導体センサーを多層に積んだ Si/CdTe コンプトンカメラ(文献10-24)のほか、厚型の Ge 半導体(文献10-25)や CdZnTe 半導体(文献10-26)を用いたコンパクトなコンプトンカメラの開発も行われている(図10.5)(次頁参照)。既存の PET に散乱体となる検出器を組みこみ、従来の PET 用シンチレータをコンプトンカメラの吸収体とする複合型のイメージング装置の研究もはじまっている(文献10-9, 27)。これが実現すると、511 keV と同時に放射されるガンマ線のほか、体内で散乱された連続成分のガンマ線の可視化も同時に行うことができるようになると思われる。

参考文献

- 10-9) P. Lecoq et al. "Roadmap toward the 10 ps time-of-flight PET challenge" *Phys. Med. Biol.* **65** 21RM01 (2020)
- 10-18) S. Takeda et al. "Experimental results of the gamma-ray imaging capability with a Si/CdTe semiconductor Compton camera" *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **56**, 3, PP. 783 - 790 (2008)
- 10-19) Y. Suzuki et al. "Three-dimensional and multi-energy gamma-ray simultaneous imaging by using a Si/CdTe Compton camera" *Radiology*, Vol. 267, No. 3, pp. 941-947 (2013)
- 10-20) S. Motomura et al. "Improved imaging performance of a semiconductor Compton camera grei makes for a new methodology to integrate bio-metal analysis and molecular imaging technology in living organisms", *J. Anal. At. Spectrom.*, Vol. 28, pp. 934-939 (2013)
- 10-21) A. Kishimoto et al. "First demonstration of multi-color 3-d in vivo imaging using ultra-compact Compton camera" *Scientific reports*, **7** (1): 1-7 (2017)
- 10-22) G. Yabu et al. "Tomographic imaging by a Si/CdTe Compton camera for ¹¹¹In and ¹³¹I radionuclides. *IEEE Transactions on Radiation and Plasma Medical Sciences*, pp. 1-1 (2021)
- 10-23) T. Nakano et al. "Imaging of ^{99m}Tc-DMSA and ¹⁸F-FDG in humans using a Si/CdTe Compton camera" *Physics in Medicine and Biology*, **07** (2019)
- 10-24) S. Takeda et al. "Applications and Imaging Techniques of a Si/CdTe Compton Gamma-Ray Camera" *Physics Procedia*, Vol. 37, pp. 859-866 (2012)
- 10-25) M. Amman. "High purity germanium based radiation detectors with segmented amorphous semiconductor electrical contacts: Fabrication procedures", <https://arxiv.org/abs/2006.05471> (2020)
- 10-26) H. Chen et al. "Development of large-volume high-performance monolithic CZT radiation detector" *Hard X-Ray, Gamma-Ray, and Neutron Detector Physics XX*, Vol. 10762, pp. 55 - 73. *International Society for Optics and Photonics, SPIE* (2018)
- 10-27) E. Yoshida et al. "Whole gamma imaging: a new concept of PET combined with Compton imaging", *Physics in Medicine & Biology*, **65**, 125013 (2020)

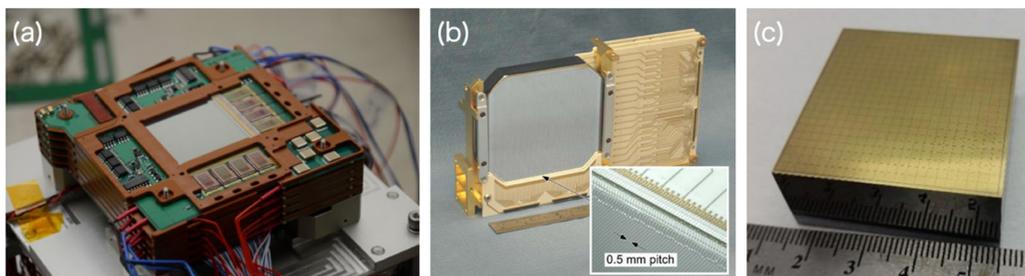


図10.5 (a) Si/CdTe コンプトンカメラ、Si と CdTe の両面ストリップ検出器を5層に積み重ねてコンプトンカメラを構成している (文献10-22)
 (b) HP-Ge 両面ストリップ検出器 (文献10-25)
 (c) モノリシックの $4 \times 4 \times 1.5 \text{ cm}^3$ の CZT ピクセル検出器 (文献10-26)

10.7. おわりに

臨床での診断治療ばかりではなく、前臨床段階で小動物を使った研究においても生体内イメージング (in vivo imaging) は大切な役割を果たす。体内での薬物の動態の可視化において、高感度の放射線検出器の開発は極めて重要である。検出器の開発には、高品質なシンチレータや半導体素子の開発に加え、光センサーや読み出し用の高速で低雑音のアナログの集積回路の開発も不可欠である。さらに、検出器がより高度になるにつれ、データ量が増えるため高速のデータ収集システムが欠かせない。また、新たな原理にもとづく検出器の研究も進める必要がある。そのため、素粒子実験や宇宙観測から生まれた先端検出器技術を、医学研究からの要求を把握しながら応用することがますます重要になっている。そのような活動のために、文化の異なる研究者が集まって共通の課題を解決するアプローチの確立が求められている。

参考文献

- 10-22) G. Yabu et al. “Tomographic imaging by a Si/CdTe Compton camera for ^{111}In and ^{131}I radionuclides. IEEE Transactions on Radiation and Plasma Medical Sciences, pp. 1-1 (2021)
- 10-25) M. Amman. “High purity germanium based radiation detectors with segmented amorphous semiconductor electrical contacts: Fabrication procedures”, <https://arxiv.org/abs/2006.05471> (2020)
- 10-26) H. Chen et al. “Development of large-volume high-performance monolithic CZT radiation detector” Hard X-Ray, Gamma-Ray, and Neutron Detector Physics XX, Vol. 10762, pp. 55 - 73. International Society for Optics and Photonics, SPIE (2018)

— NSA COMMENTARIES —

原子力システム研究懇話会 編著

- | | | |
|-------|---|--------------|
| No.1 | 「原子力と環境」(1700円)〔品切れ〕 | 平成5年6月23日発行 |
| No.2 | 「原子力と先端技術〔Ⅰ〕」(2000円)
①材料関連
②バイオ関連 | 平成6年6月20日発行 |
| No.3 | 「原子力と先端技術〔Ⅱ〕」(2200円)
①原子力への先端的計算機技術の応用
②核融合技術開発の最前線 | 平成7年6月21日発行 |
| No.4 | 「原子力と先端技術〔Ⅲ〕」(2200円)〔残部僅少〕
①放射線利用による新材料開発
②レーザー応用 | 平成8年6月18日発行 |
| No.5 | 「原子力と先端技術〔Ⅳ〕」(2200円)
○原子力におけるロボット技術の動向 | 平成9年6月18日発行 |
| No.6 | 「原子力と先端技術〔Ⅴ〕」(2200円)
○加速器の現状と将来 | 平成10年6月29日発行 |
| No.7 | 「中性子科学」(2200円) | 平成11年6月29日発行 |
| No.8 | 「放射線利用における最近の進歩」(2200円) | 平成12年6月27日発行 |
| No.9 | 「原子力利用の経済規模」(2200円) | 平成13年6月26日発行 |
| No.10 | 「原子力による水素エネルギー」(2200円) | 平成14年6月18日発行 |
| No.11 | 「放射線と先端医療技術」(2200円) | 平成15年6月23日発行 |
| No.12 | 「原子力とそのリスク」(2200円) | 平成16年6月21日発行 |
| No.13 | 「原子力施設からの放射性廃棄物の管理」(2200円) | 平成17年6月21日発行 |
| No.14 | 「軽水炉技術の改良と高度化」(2200円) | 平成18年6月20日発行 |
| No.15 | 「原子力による運輸用エネルギー」(2200円) | 平成19年6月19日発行 |
| No.16 | 「原子力と地球環境」(2200円) | 平成20年6月17日発行 |
| No.17 | 「原子力国際人材育成の必要性和戦略」(1300円) | 平成21年12月1日発行 |
| No.18 | 「原子力開発の光と陰を見つめて」(2200円) | 平成22年6月15日発行 |
| No.19 | 「対談集：原子力の利用」(2200円) | 平成23年9月30日発行 |
| No.20 | 「核燃料サイクルと高速炉開発」(2200円) | 平成25年3月29日発行 |

- No.21 「福島第一原子力発電所事故と原子力のリスク」(2200円) 平成26年6月17日発行
- No.22 「放射性廃棄物低減化・有害度低減の技術開発」(2200円) 平成28年3月30日発行
- No.23 「2050年におけるわが国エネルギーミックスへの原子力の寄与」平成30年3月20日発行
(2200円)
- No.24 「我が国将来世代のエネルギーを担う核燃料サイクル」 平成31年3月8日発行
(1600円)
- No.25 「原子力平和利用と核不拡散・核セキュリティ」 令和2年6月12日発行
(2200円)
- No.26 「放射線・RI利用 ― 現状と将来」 令和3年6月25日発行
(2200円)
- No.27 「量子ビーム科学の基礎と応用」 令和5年3月24日発行
(2500円)

別冊シリーズ

- No.1 「原子力のリスクと安全の確保」内藤奎爾著(1500円)〔品切れ〕
平成18年12月19日発行
- No.2 「カーボン ネガティブ エネルギー システム」(1300円) 平成27年6月16日発行
- No.3 「日本のプルトニウム政策の課題と提言」(1200円) 令和4年12月19日発行

※価格は消費税込み(送料別)

量子ビーム科学の基礎と応用
—NSA/COMMENTARIES : No.27—

令和5年3月24日発行

編集・発行 一般社団法人 日本原子力産業協会

原子力システム研究懇話会

〒105-0001 東京都港区虎ノ門 1-7-6 升本ビル 4階

電話 : (03) 3506-9071

URL : <http://www.syskon.jp>

E-mail : syskon@syskon.jp

印刷 有限会社 トック 東京都港区虎ノ門 1-11-10

ISBN978-4-88911-315-0
