

14. 加速器施設の多角的活用

高エネルギー加速器研究機構

坂 木 泰 仁

目 次

加速器施設の多角的活用

1	はじめに	14-1
2	固定標的実験	14-1
2.1	総トラック長とルミノシティ	14-1
2.2	ビームダンプ実験による新粒子探索	14-3
2.3	Missing の情報による暗黒物質探索	14-8
3	コライダー実験に付随した実験	14-12
3.1	On Axis における中寿命粒子探索	14-12
3.2	Off Axis における長寿命粒子探索	14-12
4	ソフトエラー研究・様々な応用	14-12
5	KEK で可能な取り組み	14-16
6	シミュレーション	14-19
6.1	概要	14-19
6.2	PHITS	14-19
6.3	新粒子探索における効率的なシミュレーション	14-19
	参考文献	14-22

加速器施設の多角的活用

1 はじめに

LHC 実験が 2008 年に稼働し 2012 年にヒッグス粒子が発見された。しかし、当初期待されていた 0.1-1TeV オーダーの新粒子は未だ発見されていない。この状況を受け、コライダー実験とは異なるタイプの実験により、高エネルギー物理学における新たな発見を目指す動きが、ここ 10 年で活発化している。このような動きを Physics Beyond Colliders (PBC, コライダーを超えた物理) と呼び、これまで、欧米の加速器施設のインフラを最大限に活用するための様々なアイデアが提案されてきた [1-3]。本稿ではその概要を紹介する。

PBC で得られる物理結果は、コライダー実験のものと同相補的である。コライダー実験は、その高い重心系エネルギーにより大質量の新粒子を生成する能力が高い。一方、PBC で提案されている実験は、MeV から GeV オーダーの質量を持つ“隠れた”新粒子（既知の粒子と極めて弱くしか結合しない粒子）を発見することに長けている。

既存のインフラを活用する PBC のプロジェクトは、高コストな新しい実験を行えない現状にマッチしている。コライダー実験のビッグ・サイエンス化に伴い、1つの実験に対して予算や人員が集中し問題視されているが、PBC のプロジェクトは、一部を除き比較的小規模で行える実験が想定されている。

物理的な成果だけでなく、研究者らの経験や知見という観点においても PBC の活動はコライダー実験を補完する。既存の大規模実験への参加で得られる経験は重要であるが、小規模ながらも新しいプロジェクトの創生に関わることで得られ

る経験もまた刺激的である。

PBC で得られた知見は、既存の施設への影響に留まらず、将来施設の設計にも影響を与え始めている。国際リニアコライダーは、プライオリティの高い次世代のコライダー計画であり、2013 年に TDR は完成している [4-8]。近年、PBC の影響を受け、ILC における加速器インフラの多角的活用に関して活発に議論された。本稿では、これに関して 2.2.3 章と 4 章で触れる。

本稿の構成は以下である。2 章でコライダーを超えた物理実験の代表例である固定標的実験の基礎を述べる。また、過去に行われた実験と近年提案された実験についてレビューする。3 章では、コライダー実験に付随した、On Axis または Off Axis 検出器を用いる実験を紹介する。4 章ではその他のアクティビティについて紹介する。5 章では KEK で可能な取り組みにふれ、6 章でシミュレーションに関して延べる。

2 固定標的実験

現代において、加速器を用いた高エネルギー物理実験の代表例はコライダー実験である。それ以外のものとして固定標的実験があり、本章ではその基礎的な知識と具体的な実験例を紹介する。

2.1 総トラック長とルミノシティ

エネルギー E の粒子 i を、十分に薄い厚み dl のターゲットに入射する場合を考える。 i がターゲット内の粒子 j と相互作用する確率は、

$$dP = dl n_j \sigma_{ij}(E) \quad (1)$$

で与えられる。ただし、 n_j はターゲット内の j の粒子数密度、 $\sigma_{ij}(E)$ は i, j 間の相互作用に対する反応断面積である。典型的な j に対する粒子数密度は表 1 で与えられる。

n_j	j
$n_{\text{atom}} (= N_{\text{avo}}\rho/A)$	原子
n_{atom}	原子核
$n_{\text{atom}}Z$	原子内電子
$n_{\text{atom}}Z$	陽子
$n_{\text{atom}}(A-Z)$	中性子

表1 粒子数密度。 N_{avo} はアボガドロ定数、 ρ はターゲットの質量密度、 Z, A はターゲットの原子番号と質量数。

ターゲットが厚い場合、様々な相互作用により二次粒子 i が発生し、物質内の粒子 j と相互作用する。この場合、 i のエネルギーや発生数はイベントごとに異なる。そこで、 i が $[E, E + dE]$ のエネルギー幅の中を1入射あたりに走る総距離の期待値を dl_i とした場合、微分トラック長 dl_i/dE を定義できる。その微小エネルギー幅内の i によって引き起こされる相互作用の回数は

$$dN(E) = dE N_{\text{in}} \frac{dl_i}{dE} n_j \sigma_{ij}(E), \quad (2)$$

で表される。ただし、 N_{in} は入射粒子数である。ここで、 i のエネルギー E に依存した微分ルミノシティを定義する：

$$\frac{d\mathcal{L}_i}{dE} = N_{\text{in}} \frac{dl_i}{dE} n_j. \quad (3)$$

このルミノシティに断面積をかけると相互作用の回数を得られる。総反応数の期待値は

$$N = \int dE \frac{d\mathcal{L}_i}{dE} \sigma_{ij}(E) \quad (4)$$

で表される。

総反応数は、考えているセットアップに対する微分トラック長と、興味のある断面積が分かれば計算ができる。ターゲットが薄い場合は、阻止能 dE/dx を考慮するだけで十分な場合が多い。ターゲットが厚い場合、高エネルギーの入射粒子

によって粒子が生成され、それらが逐次的にさらなる粒子を生み出していく。この現象をシャワーと呼ぶ。高エネルギーの電子、陽電子、光子からは電磁シャワーが形成され、ハドロンビームからはハドロニック・シャワーが形成される。したがって、ターゲットが厚い場合は現象が複雑であるため、微分トラック長はモンテカルロ・シミュレーションで得ることが一般的だ。6章でその方法について説明する。

電磁シャワー内の粒子の微分トラック長は解析的な式が知られており [9]、またモンテカルロ・シミュレーションで得られた結果のフィッティング式 [10] は以下のようにまとめられている。まず、電磁シャワー内の粒子 i の微分トラック長を、規格化されたトラック長 $d\hat{l}_i/du$ と以下のように関連付ける、

$$\frac{dl_i}{dE_i} = \frac{X_0}{\rho E_{\text{beam}}} \frac{d\hat{l}_i}{du}. \quad (5)$$

ただし、 $u = E/E_{\text{beam}}$ 、 E は粒子 i のエネルギー、 E_{beam} は入射ビーム（電子または陽電子）のエネルギー、 X_0 と ρ はターゲットの放射長と質量密度である。光子に関する式は

$$u \frac{d\hat{l}_\gamma}{du} = \frac{0.572}{u} + 0.067 \ln(1 - \sqrt{u}), \quad (6)$$

である。電子（陽電子）ビームの場合における、電子（陽電子）のトラック長は、入射ビームの寄与 primary とシャワーの寄与 shower の和で表される：

$$u \frac{d\hat{l}_e}{du} = \left(u \frac{d\hat{l}_e}{du} \right)_{\text{primary}} + \left(u \frac{d\hat{l}_e}{du} \right)_{\text{shower}}. \quad (7)$$

電子（陽電子）ビームの場合における、陽電子（電子）のトラック長は、シャワーの寄与のみである：

$$u \frac{d\hat{l}_e}{du} = \left(u \frac{d\hat{l}_e}{du} \right)_{\text{shower}}. \quad (8)$$

ただし、

$$\left(u \frac{d\hat{l}_e}{du}\right)_{\text{primary}} = 0.581 + 0.131 \left(\frac{u}{1-u}\right)^{0.7}, \quad (9)$$

$$\left(u \frac{d\hat{l}_e}{du}\right)_{\text{shower}} = \frac{1-u}{u} (0.199 - 0.155u^2). \quad (10)$$

これらの式は、ビームダンプのような十分に厚いターゲットに打ち込んだ場合に適用できる。また、任意のエネルギーと材質に対して有効である。

図1は、電磁シャワー内の粒子の微分ルミノシティを表している。ただし、ルミノシティの計算では ILC の初期ステージにおけるビームパラメータ (125 GeV、2.6 MW) とビームダンプ情報 (ターゲット材は水) を用いている。光子に対する典型的なルミノシティは 10^5 - 10^6 $\text{ab}^{-1}/\text{year}$ である。LHC の最終的な値が 3ab^{-1} であることから、固定標的実験では極めて高いルミノシティを利用できることがわかる。

2.2 ビームダンプ実験による新粒子探索

ビームダンプ実験は固定標的実験の一つで、ビームダンプをターゲットとした実験、もしくはビームエネルギーを十分に吸収できる厚いターゲットを使用した実験のことである。主に、電子ビームまたは陽子ビームを用いたものが多い。図2はビームダンプ実験による新粒子探索の概念図を表している。あるビーム条件のもと、ビームはターゲットに打ち込まれる。多くは標準模型で記述される既知の物理プロセスが起こるが、新粒子生成プロセスも起こりうる。ターゲットの下流または側方にはシールドによって、既知の物理プロセスによって発生する二次粒子 (バックグラウンド) は遮へいされるが、新粒子は物質との断面積が小さいためシールドをすり抜ける。シールドの下流に崩壊領域が用意されており、その空間内

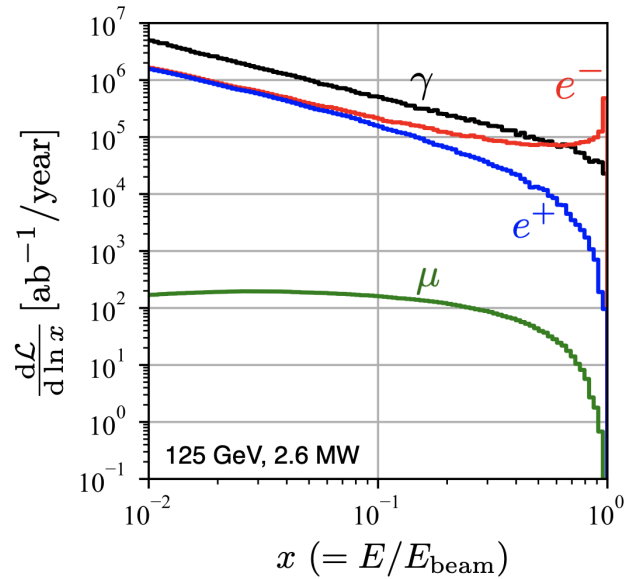


図1 電子ビームを十分に長い水ビームダンプに打ち込んだ際に発生する電磁シャワー内の粒子とターゲット中の核子との間のルミノシティのエネルギー分布。計算では ILC 初期段階のビーム条件 (125 GeV、2.6 MW) を用いた。

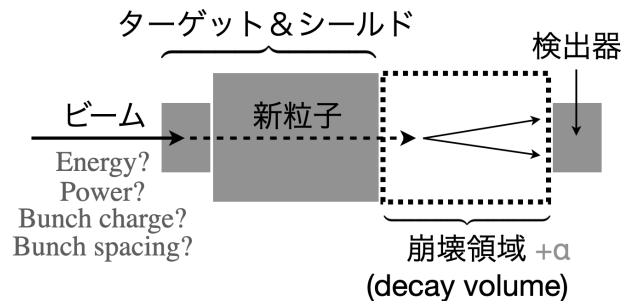


図2 ビームダンプ実験による新粒子探索の概念図。ビームダンプで発生した長寿命の新粒子がシールドをすり抜け、崩壊領域で標準模型粒子に崩壊し、そのシグナルを最下流の検出器で捉える。

で、新粒子は電子・陽電子対などに崩壊し、それを後方の検出器で捉える。

以下では電子および陽子ビームダンプ実験の特徴と、過去に行われた実験をいくつか紹介する。

2.2.1 電子ビームダンプ実験

電子ビームダンプ実験の特徴は、主に電磁シャワーで発生する電子、陽電子、光子、そしてミュオンを利用することだ。これらは非常に強い前方性があるため、最終的なシグナルが検出器の立体角に収まる確率が高い。また、中性ハドロンによるバックグラウンドが陽子ビームダンプより小さいことも特徴だ。

1980年代を中心に長寿命の新粒子探索を目的とした電子ビームダンプ実験がいくつか行われた。図3は、新粒子の1つである暗黒光子 A' に対する各実験の探索感度を表している [11]。横軸は暗黒光子の質量、縦軸の ϵ は光子と暗黒光子のミキシングパラメータを表している。 A' の生成断面積は ϵ^2 に比例するため、 ϵ が小さい領域を探るには大きなルミノシティが必要となる。それぞれの曲線の内側（左上側）は、各実験によって95%信頼度で排除した領域を表している。上側の領域は、 e^+e^- コライダー実験 (BaBar [12]) からの制限であり、E137 [13]、E141 [14]、E774 [15] はビームダンプ実験に対するものである。ビームダンプ実験では大きなルミノシティを利用できるため、より小さい ϵ の領域を探索できることがわかる。この図には描かれていないが、以前、KEKでも同様のビームダンプ実験が行われた [16]。

E137 実験

E137 実験 [13] は、1980年代を中心に SLAC で行われた代表的な電子ビームダンプ実験であり、長寿命の新粒子探索も行われた。アルミ製のビームダンプに 20 GeV の電子ビームを 30 クローン（電子数 $\approx 1.9 \times 10^{20}$ ）打ち込んだ実験だ。

実験セットアップを図4に示す。ビーム方向は左から右である。ビームダンプの後方には丘が 200メートル続きニュートリノ以外の既知粒子は止められる。しかし、新粒子は物質との断面積が

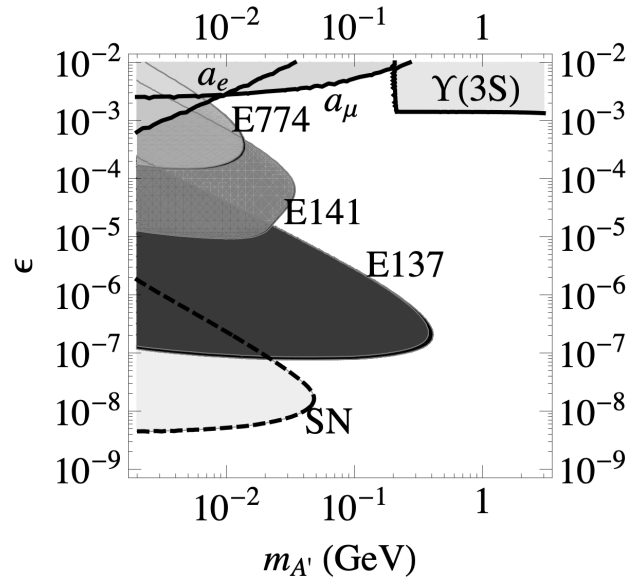


図3 暗黒光子 A' に対する探索感度 [11]。横軸は暗黒光子の質量、縦軸の ϵ は光子と暗黒光子のミキシングパラメータを表している。それぞれの曲線の内側（左上側）は、各実験によって95%信頼度で排除した領域を表している。

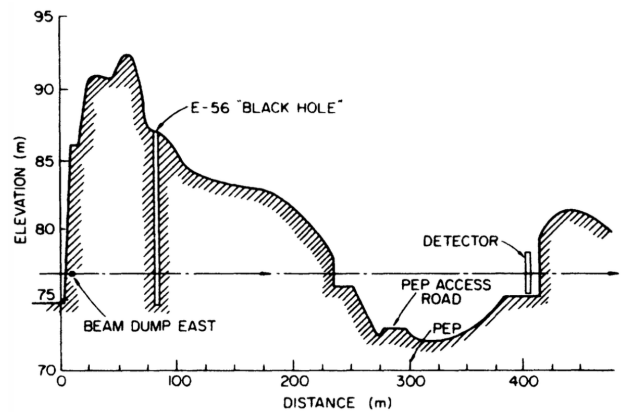


図4 E137 実験のセットアップ [13]。ビーム方向は左から右である。ビームダンプの後方には丘が 200メートル続く。丘の後方には、さらに 200メートルの崩壊領域があり、丘を通過した新粒子は光子対または電子・陽電子対などに崩壊し下流部で検出される。

極めて小さいためその丘をすり抜ける。もし、断面積が大きい場合は、コライダー実験などで見つかるはずか、崩壊長が短く丘をすり抜ける前に崩壊してしまう。丘の後方には、さらに200メートルの崩壊領域があり、そこで新粒子は光子対または電子・陽電子対などに崩壊する。さらに下流部に設置された検出器でそれらのシグナルを捉えることができる。

図5は、E137実験によるアクシオンの亜種粒子 (ALPs) への制限を表している [17] (“electron beam dump”とラベルされたもの)。横軸と縦軸は ALPs の質量と結合定数を表している。曲線の内側のパラメータ領域は95%信頼度で排除された領域である。図中には他の実験からの制限もプロットされている。ただし、SN1987Aからの制限の正当性ははまだ議論が続いており、そのような領域をビームダンプ実験は直接検証することができる。このように、E137は他のコライダー実験またはビームダンプ実験よりも小さい結合定数の領域に対して強い制限を与えることができ、これは、ビームダンプ実験で利用できるルミノシティの高さに起因する。

暗黒物質探索

ビームダンプ実験で暗黒物質を探索する方法の1つを紹介する。2.3章において別の方法も紹介する。

ビームダンプは、様々なモデルの暗黒物質を大量に生成する能力を有している。上で述べたビームダンプ実験の例は、新粒子が標準模型粒子に崩壊するタイプのもの (Visible decay search) であった。しかし、例えば、生成粒子がダークセクターとの媒介粒子であった場合、それは暗黒物質へ崩壊しうる。暗黒物質が検出器と相互作用する確率は非常に低いですが、多くの暗黒物質が検出器を通過すると、再度、媒介粒子を通じ検出器内の電

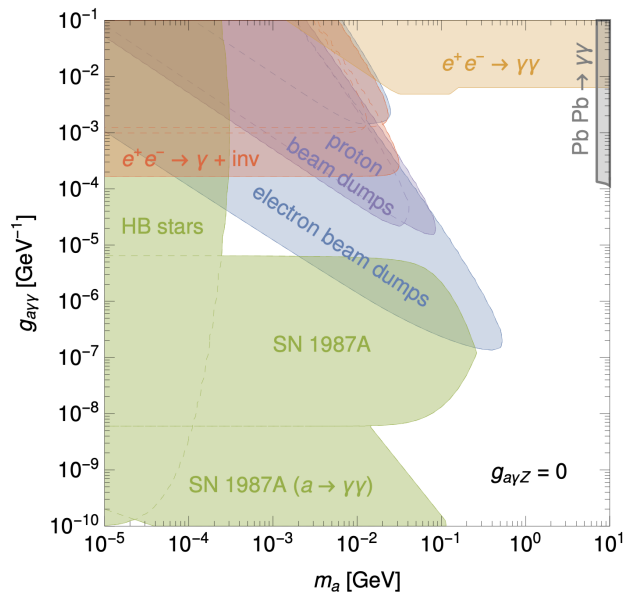


図5 アクシオンの亜種粒子 (ALPs) への制限 [17]。横軸と縦軸は ALPs の質量と結合定数を表している。曲線の内側のパラメータ領域は95%信頼度で排除された領域である。E137実験からの制限は“electron beam dump”とラベルされたものである。

子または核子を弾き出す現象が起こりうる。図6は、ビームダンプにおける暗黒物質 (χ) が生成され、それが検出器内の電子をはじいている様子を表している。これは、特に MeV から GeV オーダーの暗黒物質を捉える優れた方法として知られている [18]。上で述べた E137 の実験を再解析した研究も知られている [19]。また、この方法における暗黒物質探索として JLab における BDX 実験が提案されている [20]。同様に、ILC ビームダンプを用いた実験も提案されている [21]。

2.2.2 陽子ビームダンプ実験

陽子ビームダンプの特徴は、高エネルギーのビームが利用しやすいことや、ハドロンの生成効率が高いことが挙げられる。また、陽子の内部構造やハドロンの崩壊粒子に起因して、様々な物理を繰り広げることが可能だ。

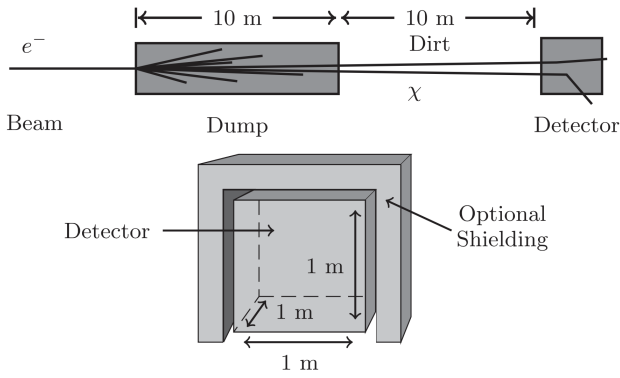


図6 ビームダンプ実験による暗黒物質探索の概念図 [18]。ビームダンプで暗黒物質 (χ) が生成され、それが検出器内の電子を強くはじいている。

陽子ビームダンプ実験では、例えば、弱い相互作用で崩壊するメソンの稀崩壊を利用することで様々な新粒子を生成することができる。新粒子の例として、MeV から GeV オーダーの質量を持った中性レプトンがある。生成された中性レプトンは、崩壊領域で様々な標準模型粒子に崩壊し、それを検出器で捉える。この中性レプトンは、例えば理論的には重いニュートリノのような存在である。ニュートリノが発生するプロセスにおいて、中性レプトンは、通常の軽いニュートリノとの混合を介してエネルギー・運動量保存則を満たしていればどこでも現れる。つまり、ニュートリノが発生するメソン崩壊において中性レプトンもつくられる。ただし、その分岐比はミキシング・パラメータの2乗と phase space 因子の分だけ小さくなる。しかし、ビームダンプ実験の高いメソン生成能力により、分岐比が非常に小さいシナリオも探索が可能となる。

図7は、その中性レプトンに対する90%信頼度での棄却領域を表している [22]。横軸が中性レプトンの質量で、縦軸はミキシング・パラメータの2乗である。大きいミキシング領域は、電子・陽電子コライダー実験 (Belle [23, 24] と

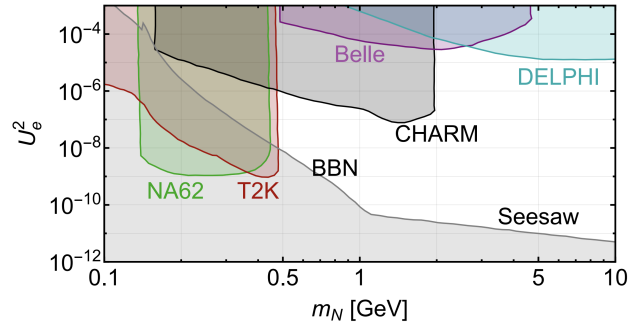


図7 中性レプトンに対する90%信頼度での棄却領域 [22]。横軸が中性レプトンの質量で、縦軸はミキシング・パラメータの2乗。大きいミキシング領域は、電子・陽電子コライダー実験 (Belle [23, 24] と DELPHI [25]) で探索されており、小さい領域は CHARM [22]、T2K [26]、NA62 [27] などの陽子ビームを用いた固定標的の実験で探索されている。

DELPHI [25]) で探索されており、小さい領域は CHARM [22]、T2K [26]、NA62 [27] などの陽子ビームを用いた固定標的の実験で探索されている。

CHARM 実験は、1970年代から1990年代にかけて行われた陽子固定標的の実験であり、CERNのSPSで行われた実験のひとつである。主な目的は、陽子ビームで生成されたニュートリノによる中性または荷電カレント相互作用の測定であり、様々なプロセスに対する断面積が測定された。また、同セットアップを用いて重い中性レプトンなどの新粒子探索も行われた。T2K 実験では、東海村のJ-PARCで生成されたニュートリノビームを、295 km 離れた岐阜県のスーパー・カミオカンデ検出器に向けて発射する実験であり、ニュートリノ振動のパラメータを高精度に測定している。ニュートリノビームを生成する際に30 GeVの陽子ビームがターゲットに打ち込まれる。NA62 実験は、CERNにおける K^+ ビームを用いた実験で、非常にレアな崩壊事象である $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ を精密に測定する実験である。

図7ではCHARM実験からの制限は2 GeVま

であることがわかる。これは D メソンの質量にほぼ一致しており、この制限は D メソンの崩壊に由来することがわかる。 D メソンの崩壊から生成可能な中性レプトンは D メソンの質量以下のため図のような構造になっている。CHARM 実験は 400 GeV と高いエネルギーの陽子ビームを使っているため、より重い B メソンも生成できるが、生成数が少ないため質量の制限には寄与しない。T2K と NA62 からの制限は K メソンの崩壊からの寄与であり、質量の制限はその質量までである。^{*1}

2.2.3 将来のビームダンプ実験の提案

将来実現が期待されているビームダンプ実験を 2 つ紹介する。1 つ目は、CERN における SHiP 実験、2 つ目は国際リニアコライダー (ILC) におけるビームダンプを利用した実験である。

SHiP 実験

SHiP(Search for Hidden Particles) 実験 [28, 29] は、CERN における Physics Beyond Colliders (PBC) プロジェクトの当初から検討されていたプロジェクトである。上で述べた CHARM 実験と同様に CERN の SPS で得られる 400 GeV の陽子ビームを利用したビームダンプ実験だ。図 8 は SHiP 実験のレイアウトを表している。5 年間で 2×10^{20} 個の陽子入射が想定されており、その下流に特徴的なミュオン・シールドが設置される。イオン化によってミュオンを減速させると同時に磁場でミュオンを除去するように設計されている。やや建設コストが高額であるが、様々な新粒子に対して世界最高感度の探索能力がある。

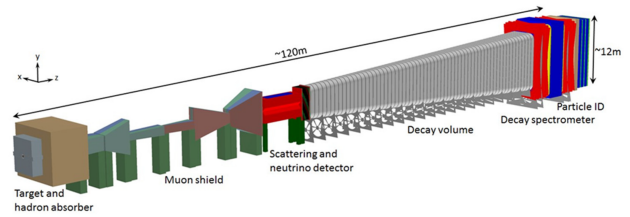


図 8 SHiP の実験セットアップ [28, 29]。

ILC ビームダンプ実験

国際リニアコライダー (ILC) は、次世代の電子・陽電子コライダーであり、ヒッグス粒子を大量に生成しその精密測定を目的としている。建設場所は、日本の北上山地が予定されており、名前の通り国際的なプロジェクトとして位置づけられている。

これまでに、ILC の多角的活用に関する研究会が国内で行われ、ヒッグス粒子の精密測定以外の ILC の活用法が議論された [30–32]。近年、その動きは欧米の PBC プログラムの動きに影響を受け、ILC の多角的活用に関する国際的なワークショップが開かれた [33]。

ILC の多角的活用の議論において、ビームダンプは特に注目を集めている。その主な要因は、コライダー実験中に ILC のビームダンプが常に使用され続けることに関係する。ILC は線形コライダーであるため、衝突点で強く相互作用しなかった多くの粒子は、そのままビームダンプに打ち込まれる。そのため、大量の粒子をビームダンプ標的に打ち込むことができ、大量のデータを取得できる。これは円形コライダーとの違いである。

最近行われた ILC ビームダンプを用いた新粒子探索について紹介する。図 9 は、初期検討における安価なセットアップ案である。ビームダンプ後方に 150 メートル程度のトンネルを用意し、そこに 80 メートル程度のミュオン遮蔽体を用意する。その後方に崩壊領域や複層のトラックを

^{*1} CHARM 実験でも K メソンの寄与があるが、図 7 では書かれていない。

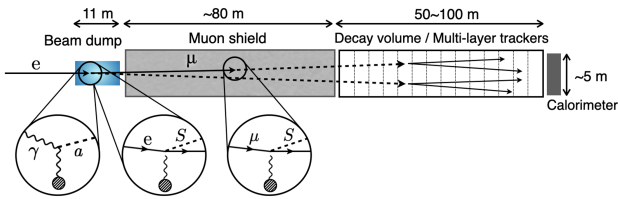


図9 ILC ビームダンプ実験のセットアップ。

用意し、カロリメータを最後部に配置する。

ILC ビームダンプ実験の特徴は、ビームエネルギーの高さと使用粒子数の多さだ。ILC の初期ステージにおいては 125 GeV、2.6 MW が想定されている [34]。また、陽電子ビームダンプを利用することで対消滅プロセス起因の新粒子を多く生成できる。また、偏極ビームは、重いニュートリノ等の一部の粒子生成プロセスに影響を与える。

ILC ビームダンプ実験は、高エネルギーの電子・陽電子に起因する高強度の制動放射線から、大量の新粒子を生成できる。図 10 は、制動放射線からプリマコフ過程により生じたアクシオンの亜種粒子に対する感度を表している [35]。赤線と黒線が ILC ビームダンプ実験で 1 年間および 20 年間データを貯めた場合の感度を表しており、SHiP 実験や過去の E137 実験よりも優れた感度を持つことがわかる。SN1987A は超新星爆発からの制限を表しているが、その正当性ははまだ議論が続いており、そのような領域もビームダンプ実験で直接探索できる。

ILC ビームダンプは、ビームエネルギーの高さにより大量の重いメソンやタウレプトンも生成することができる [36]。通常、電子ビームダンプ実験は電磁シャワーに起因したプロセスが注目されるが、主に光核子または光パートンプロセスにより重いメソンを生成できる。また、 D_s メソンの崩壊 ($D_s^+ \rightarrow \tau^+ \nu_\tau$, $\text{Br} \sim 5\%$) とタウ対生成プロセス ($\gamma + \text{原子核} \rightarrow \tau^+ \tau^- X$) により多くのタウ粒子も生成できる。図 11 はそれらのスペクトル

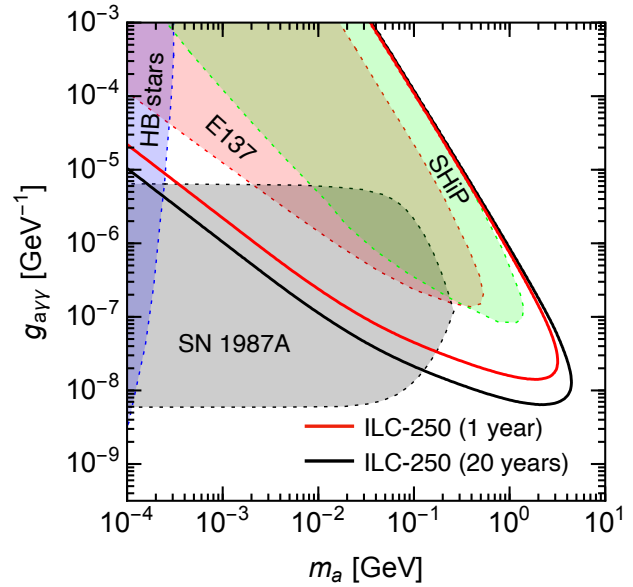


図 10 ILC ビームダンプ実験におけるアクシオンの亜種粒子に対する探索感度 [35]。赤線と黒線が ILC ビームダンプ実験で 1 年および 20 年データを貯めた場合の感度を表している。

を表している。

弱い相互作用に起因した重いメソンやタウレプトンの崩壊から、新粒子が生成されうる。図 12 は、その崩壊を利用した重い中性レプトンの探索感度を表している [36]。様々な実験に対する感度もプロットされているが、ILC ビームダンプ実験はメソンの生成能力の高い SHiP 実験と同程度の感度を持っていることがわかる。

2.3 Missing の情報による暗黒物質探索

2.2.1 章では、ビームダンプ実験による暗黒物質探索の方法を述べた。それ以外にも、薄い標的やアクティブ・ターゲット（ターゲットでありカロリメータでもあるもの）を利用し、missing エネルギーや運動量などを測ることで暗黒物質を探索する方法がある。

Missing エネルギーとは、反応の前後で失われたエネルギーのことである。例えば、始状態と終状態においてエネルギーの総和は保存するが、終

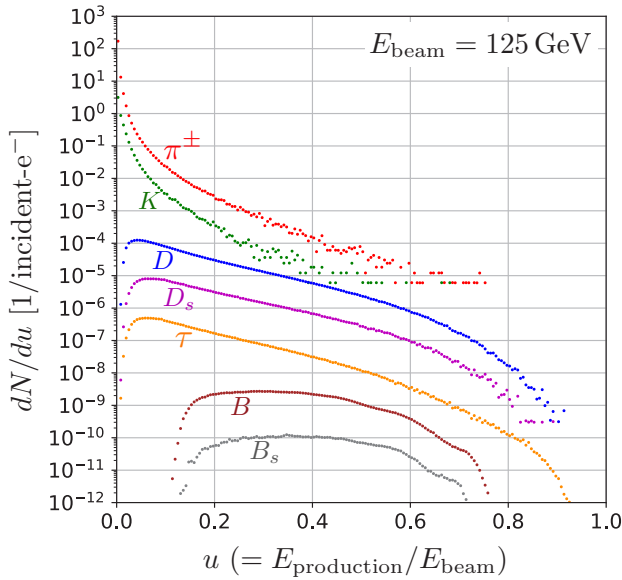


図 11 ILC ビームダンプで生成されるメソンとタウレプトンの生成スペクトル [36]。

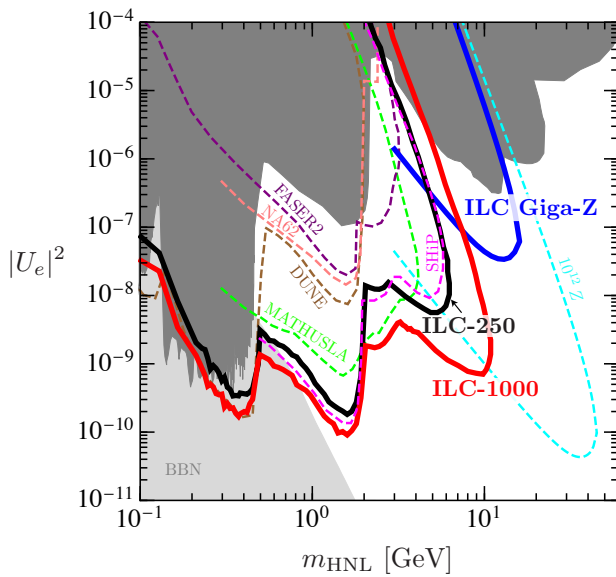


図 12 ILC ビームダンプ実験やその他の実験に対する重い中性レプトンの探索感度 [36]

状態に暗黒物質が現れると暗黒物質の検出効率が極めて低いため終状態のエネルギー総和が小さくなり missing エネルギーが生じる。

Missing エネルギー等を測定するためには、イベントごとの解析を行うために 1 粒子が検出器の時間分解能以上の間隔をあけて連続的に送られて

くるようなビーム構造が必要である。ビームダンプ実験では統計量を増やすため基本的に高いバンチ・チャージを持つビームが利用されるがそれとは対極的である。

この手法の利点は、ダークセクターの小さい結合定数に対する感度を高めやすいことだ。例えば、2.2 章で述べたような光子との mixing を通じて暗黒物質が生成されるような場合、その生成頻度は mixing parameter の 2 乗 (ϵ^2) に比例する。検出器との反応率も ϵ^2 に比例するため、暗黒物質と検出器との反応により暗黒物質の兆候を捉えたい場合シグナルの発生頻度は ϵ^4 に比例する。つまり、小さな ϵ の領域を探索する場合、シグナルの数が非常に小さくなる。しかし、missing エネルギーを直接測定することで検出器との反応率に起因する ϵ^2 を無視できるため、大きな抑制を緩和できる。

NA64 実験

NA64 実験は、CERN の Super Proton Synchrotron (SPS) のノース・エリアにおける H4 ビームラインを活用した固定標的実験である [37]。これは missing エネルギーを測定することで暗黒物質に関連するダークセクターの調査を主な目的としている [38, 39]。H4 ビームラインでは、SPS で生み出される 400 GeV proton の遅い取り出しによって生成される電子・陽電子およびハドロンビームを利用できる。1 spill あたり 10^5 - 10^7 の電子を利用でき、spill 幅は約 4.8 秒、spill 間隔は約 20 秒である。これは、光子や電子などの visible signature を捉えるようなビームダンプ実験で用いられる電子数に比べて非常に小さい数であるが、missing エネルギーを測定するためにはパイルアップを防ぐために必要である。

図 13 は NA64 のセットアップである。100 GeV 程度の電子ビームを利用できる。ま

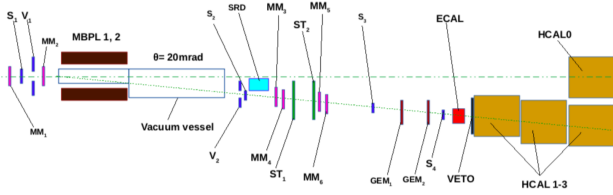


図 13 NA64 実験のセットアップ。

ず、荷電ビームが超伝導電磁石により曲げられる、その時シンクロトロン放射を測定することで π, μ, K 等のコンタミを除去できる。電子ビームは、ターゲットの役割を持った ECAL に入射される。例えば、ダークセクターへのメデイエータとしての暗黒光子等はこの ECAL 内で生成される。ECAL の後方には生成されたハドロンを捉えるための HCAL が置かれている。

ほとんどの標準模型プロセスでは、ECAL と HCAL で測定されたエネルギー和は、ビームエネルギーに近い。すなわち、 $ECAL+HCAL \simeq 100 \text{ GeV}$ である。電子ビームのエネルギーは、基本的には電磁シャワーを通じて ECAL に付与される。電磁シャワー内の制動放射光のエネルギーの一部は、光核反応を通じて中性子等のハドロンの運動エネルギーに変換され、それらは主に HCAL で測定される。図 14 は ECAL と HCAL で測定されるエネルギー相関を表している [40]。ただし、ハードな制動放射からミュオン対が生成されるイベントは除去されている。標準模型においては $ECAL+HCAL$ はほぼビームエネルギーとなるが、暗黒物質が生成されるイベントでは測定されないエネルギーが大きくなり、図中左下がシグナル領域になる。

LDMX 実験

SLAC の超伝導空洞 CW 運転による高繰り返しビームを利用した missing 運動量の測定による暗黒物質探索として LDMX (The Light Dark Matter eXperiment) 実験が提案された [41, 42]。

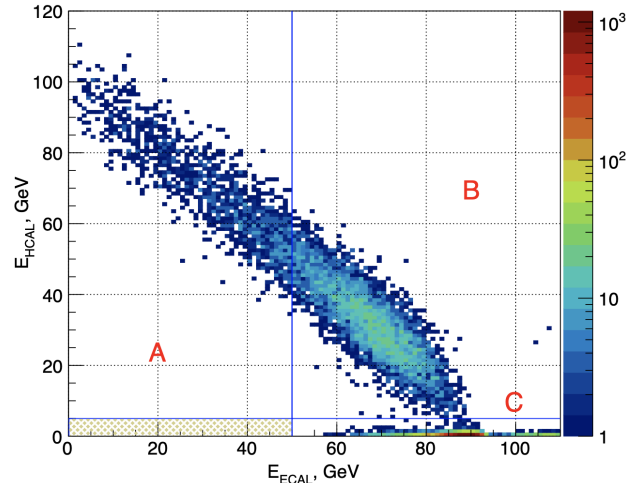


図 14 NA64 実験における ECAL と HCAL のエネルギー付与の相関。ほとんどの標準模型プロセスでは、ECAL と HCAL で測定されたエネルギー和は、ビームエネルギーに近い。すなわち、 $ECAL+HCAL \simeq 100 \text{ GeV}$ である。暗黒物質が生成されるイベントでは測定されないエネルギーが大きくなり、図中左下がシグナル領域になる。[40]

現在は、CERN の SPS における電子ビームラインを改造し、そこを実験サイトとする案も上がっている [43]。

図 15 は LDMX 実験のレイアウトを表している。ターゲットは 10% 放射長程度の薄いターゲットが選ばれている。また、暗黒物質にエネルギーを奪われたビーム電子の運動量ベクトルを Recoil tracker で測定しバックグラウンドを低減する。

図 16 は、Pseudo-Dirac 型暗黒物質に対する各実験の感度を表している。境界の左上の領域を各実験でカバーすることができる。横軸が質量で縦軸の値は ε^2 に比例しており、発生頻度に正の相関がある量である。黒線の Relic Target は、図上にかかっているモデルセットアップに対して暗黒物質の残存量を説明するパラメータ領域を表している。この図から LDMX 実験は小さな ε^2 の

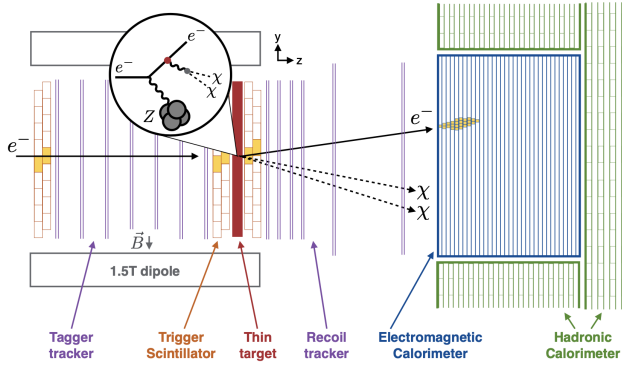


図 15 LDMX 実験のレイアウト [44]。ターゲットは 10% 放射長程度の薄いターゲットが選ばれている。また、暗黒物質にエネルギーを奪われたビーム電子の運動量ベクトルを Recoil tracker で測定する。

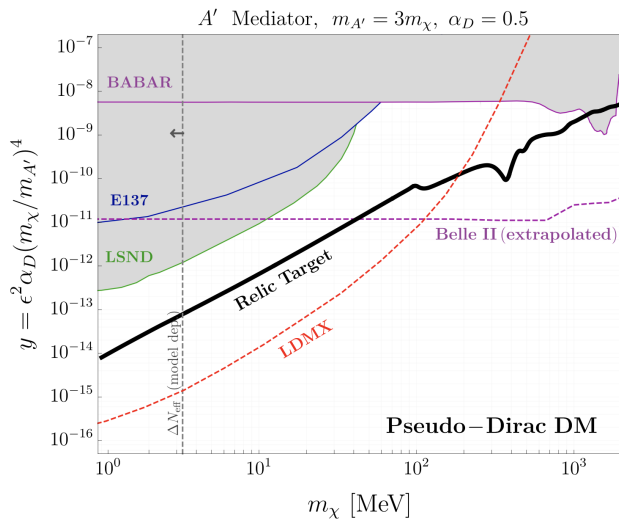


図 16 Pseudo-Dirac 型暗黒物質に対する LDMX 実験とその他の実験の感度。2018 1807.01730 LDMX.pdf

領域に対して強い感度を持ち事がわかり、Relic Target の領域を広く探れる可能性があることがわかる。

陽電子ビームと対消滅を利用した実験

陽電子ビームとアクティブ・ターゲット内の電子との対消滅を利用し、ダークセクターを探索できる。例えば、ジェファーソンラボ (JLab) の CEBAF (Continuous Electron Beam Accelerator Facility) で連続的な陽電子ビームを生成し、

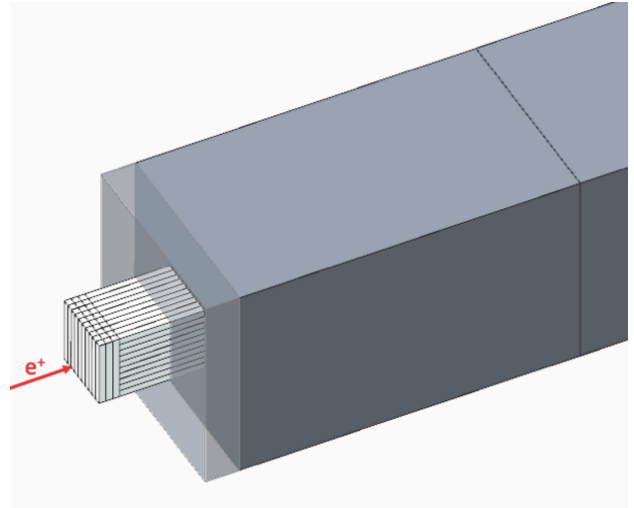


図 17 厚いアクティブ・ターゲットの図。打ち込まれた陽電子ビームが、 $e^+e^- \rightarrow A'$ などの対消滅プロセスを起こすと、大きい missing エネルギーが測定される。

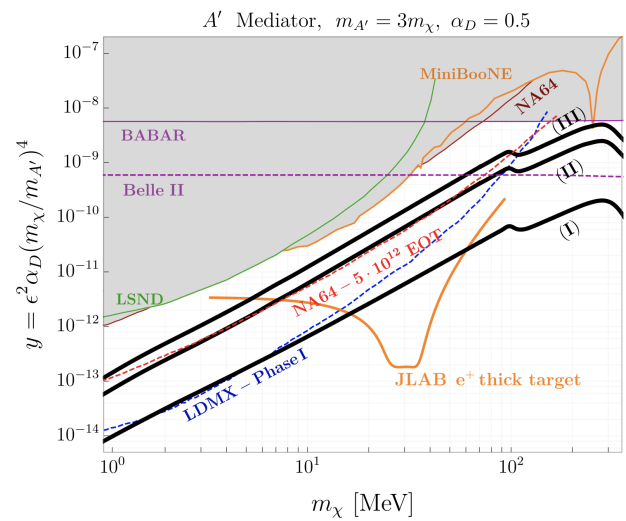


図 18 厚いアクティブ・ターゲットを陽電子ビームを打ち込んだ場合における探索感度 [45]。ビームエネルギーとターゲット内電子が対消滅した際に共鳴を起こす質量領域に特に強い感度をもつ。

tor Facility) で連続的な陽電子ビームを生成し、 $e^+e^- \rightarrow A'\gamma$ (薄いターゲット) や $e^+e^- \rightarrow A'$ (厚いターゲット) などの物理プロセスを探索する提案がされている [45]。

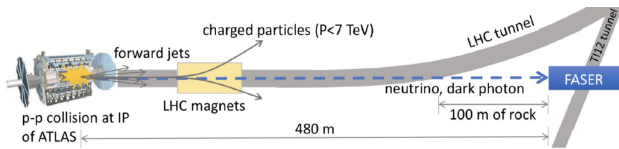


図 19 FASER 実験のレイアウト。LHC・ATLAS 実験の衝突点からビーム軸上に約 480 メートル離れた地点に検出器が置かれている。

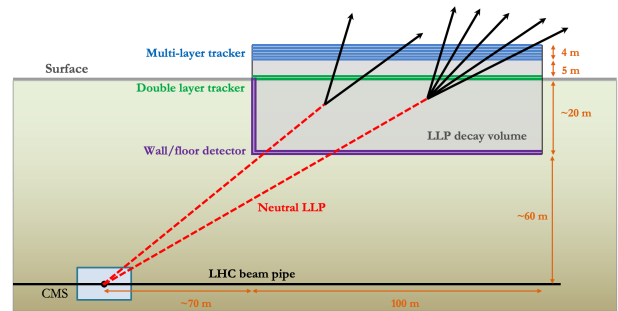


図 20 MATHUSLA 実験のレイアウト。LHC・CMS 実験の地上部付近に巨大な検出器が設置される。

3 コライダー実験に付随した実験

3.1 On Axis における中寿命粒子探索

FASER 実験は、LHC・ATLAS 実験の衝突点におけるビーム軸上にの検出器を設置した実験であり、すでに稼働している。図 19 は FASER 実験のレイアウトである。衝突点から約 480 メートル離れた地点に検出器が置かれている [46]。内部構造をもつ陽子同士の衝突では、特に前方散乱が起きやすい。ビーム軸方向に放出される新粒子の探索およびニュートリノの測定を主な目的としている。

固定標的実験と実験コンセプトは似ており、探索できる新粒子の種類やディスカバリー領域はそれぞれ似ている。超前方に放出されたミュオンや中性子は、衝突点と検出器との間に存在するマグネットや、LHC リングの構造物および岩盤によってある程度除去される。一方、新粒子はそれらをすり抜け検出器システム直前の崩壊領域で電子・陽電子対などに崩壊し検出される。

FASER 実験の特徴は、ローレンツ・ブースト因子 (γ) の大きさにある。コライダー実験の衝突に起因して二次粒子をつくるため、新粒子生成能力は固定標的実験に劣し、したがって結合定数が小さい領域は探れない。しかし、新粒子のエネルギーが TeV オーダーであるため、これまで探られてこなかった長寿命粒子の中でも比較的短寿

命な粒子でも、大きいブースト因子によりその寿命が伸ばされ、検出器前のシールドで崩壊することなく検出器に届く。それによって、新たなディスカバリー領域を狙える。

3.2 Off Axis における長寿命粒子探索

MATHUSLA 実験は、LHC・CMS 実験の地上部付近に巨大な検出器を設置することで、陽子衝突で生じた長寿命な新粒子を探索する実験である [47]。図 20 は、実験セットアップを表している。地上部付近には幅 100 メートル、高さ 20 30 メートル程度の空間が用意され、崩壊領域と検出器が設置される。下面と横面にはシンチレータ面が敷かれており、内部には複層式のトラッカーおよびラディエータが配置される。これらによって、宇宙線と CMS に起因するバックグラウンドを低減させ、長寿命粒子が崩壊領域で崩壊するシグナルと捉える。

4 ソフトエラー研究・様々な応用

ソフトエラー研究

ILC ビームダンプは、新粒子探索だけでなく、ソフトエラー研究などのための照射場を提供するポテンシャルを持っている [48]。ソフトエラーとは、主に大気宇宙線によって引き起こされる半導

体の一時的な誤動作のことである。特に、二次宇宙線内の中性子が半導体中で原子核反応を起こし [49, 50]、生成されたアルファ粒子等の荷電粒子が半導体メモリを電離し、それがしきい電荷量を超えることでビット反転が起きエラーが生じる現象である。半導体の微細化に伴いしきい電荷量が減少しソフトエラー率が上がると考えられており、大気ミュオンによるスタディも今後必要と考えられている [51, 52]。自動運転車などの安全性が重要視される半導体の集積システムに、今後ますます依存していく社会においてソフトエラーは重要な研究テーマである。

ソフトエラー研究は、加速器ドリブンの照射場によって短時間で行える。大気宇宙線と似たスペクトルを発生する放射線場に照射体を置き、その放射線応答をみることでソフトエラーに関するデータを取得できる。

ILC ビームダンプは、高強度かつ大気宇宙線と似たスペクトルを生成できる可能性を持っている。ILC ビームダンプは 11 メートルの水ダンプであるが、これは、地上に単位面積あたり積み重なっている大気の重さにほぼ等しい。また、放射線を引き起こす始状態のスペクトルも似ている。

図 21 は、ビームダンプに 125 GeV の電子ビームを打ち込んだ際の中性子（上）とミュオン（下）の二次元分布を表している。中性子は $z = 2 - 3\text{m}$ を中心に等方的に放出され、ミュオンはビーム軸上に強く前方散乱される。この前方に放出されたミュオンは制動放射光からのミュオン対生成によって主に作られたものであり、高エネルギーのミュオンも多く存在する。

まず、ビームダンプの側方に照射エリアを想定する（図 22）。ビームダンプと照射エリアの間に厚み T のコンクリート壁を置く。図 23 は側方エリア ($6\text{m} < z < 7\text{m}$) における中性子スペクト

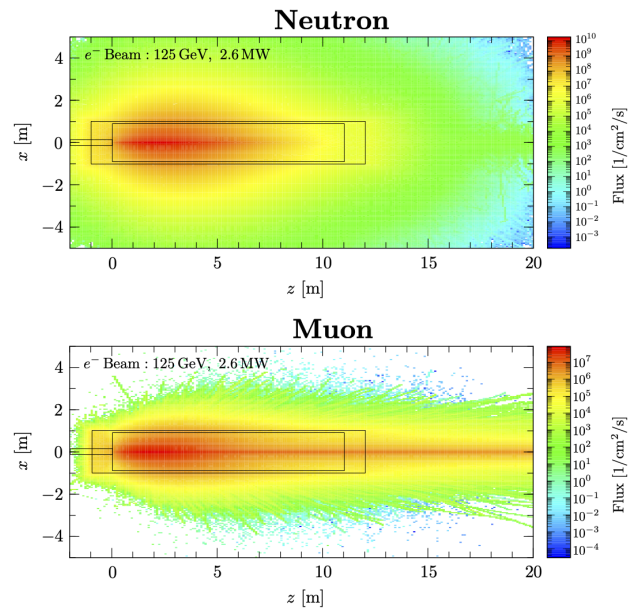


図 21 ビームダンプに 125 GeV の電子ビームを打ち込んだ際の中性子 (上) とミュオン (下) の二次元分布。ミュオンはビーム軸上に強く前方散乱される。

ルを表している。3つのヒストグラムはそれぞれ異なる遮蔽厚 T に対する ILC ビームダンプの中性子スペクトルだ。一方、黒い破線は大気中性子のスペクトルを 3×10^{10} 倍スケールしたものである。ILC スペクトルは数 GeV まで大気中性子と一致し強度も申し分ない。遮蔽体の厚み T を変化させても、スペクトルに大きく影響しないように見える。これより側方エリアは高強度かつ大面積の大気的な中性子を提供し、ソフトエラー研究に適した照射場となる可能性を示している。

次に、ビームダンプの下流に照射エリアを想定する（図 24）。ビームダンプと照射エリアの間に厚み T のコンクリート壁を置く。図 25 は下流エリア ($-0.5\text{m} < x < 0.5\text{m}$) における中性子スペクトル、図 26 はミュオンのスペクトルを表している。3つのヒストグラムはそれぞれ異なる遮蔽厚 T に対する ILC ビームダンプのスペクトルで、黒い破線は大気中性子およびミュオンのスペクトルを 10^8 倍スケールしたものである。こ

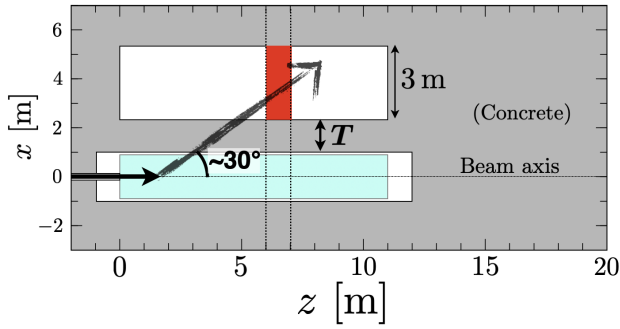


図 22 ILC ビームダンプの側方に想定された照射エリア。

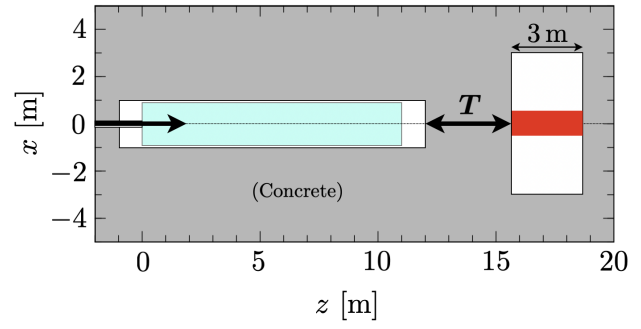


図 24 ILC ビームダンプの下流に想定された照射エリア。

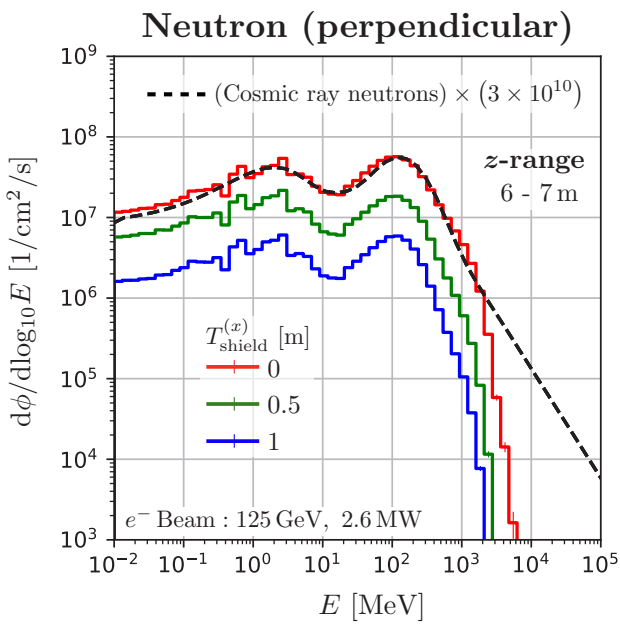


図 23 図 22 の ($6\text{ m} < z < 7\text{ m}$) における中性子スペクトル。3つのヒストグラムはそれぞれ異なる遮蔽厚 T に対する ILC ビームダンプの中性子スペクトル。黒い破線は大気中性子のスペクトルを 3×10^{10} 倍スケールしたもの。

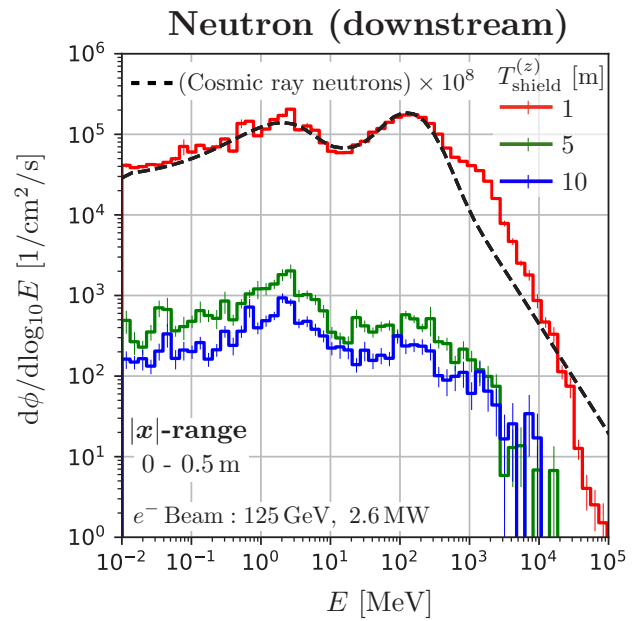


図 25 図 24 の ($-0.5\text{ m} < x < 0.5\text{ m}$) における中性子スペクトル。3つのヒストグラムはそれぞれ異なる遮蔽厚 T に対する ILC ビームダンプの中性子スペクトル。黒い破線は大気中性子のスペクトルを 10^8 倍スケールしたもの。

の下流エリアは、高強度で大面積かつ大気的なミュオンビームが得られるため、ミュオンに起因したソフトエラーに適した照射場となる。同時に、遮蔽の厚みを薄くすることで、大気的な中性子も得ることができる。

高エネルギーのミュオンの数は、電子ビームダンプと陽電子ビームダンプで若干異なる。陽電子ビームを用いた場合、ターゲット内の電子と対

消滅し $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ プロセスを通じ高エネルギーのミュオンが生成される。図 27 は、電子・陽電子ビームダンプにおける対消滅プロセスのスペクトルへの寄与を表しており、高エネルギー領域でそれぞれ異なった寄与を与えることがわかる。

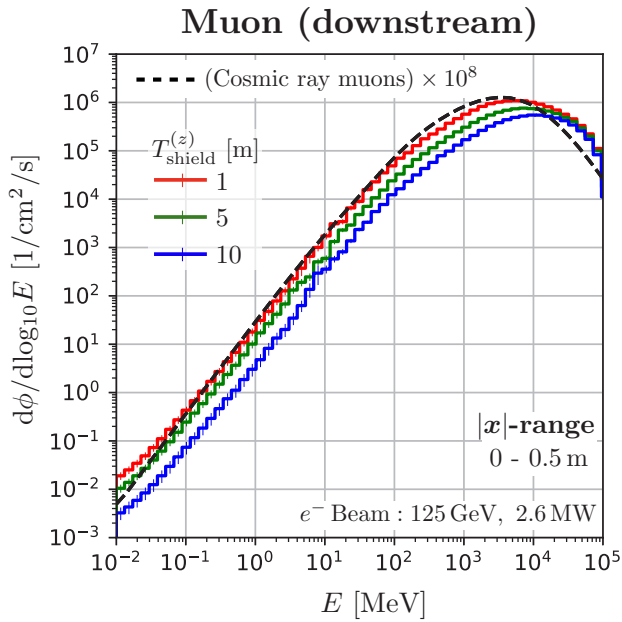


図 26 図 25 と同様だがミューオンのスペクトル。

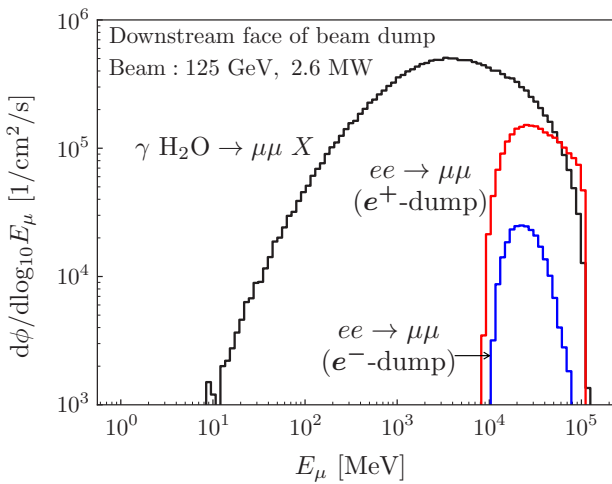


図 27 電子ビームダンプと陽電子ビームダンプで生成されるミューオンスペクトルの異違い。 $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ に起因する。

高強度レーザーと非線形 QED

電子ビームに高強度レーザーを衝突させることで、非線形 QED に関する研究を行える。電子の静止系においてレーザーの電磁場の強さは、量子電磁気学 (QED) の非線形効果が現れるシュウィンガー限界に到達する。これを利用することで真空の構造に関する新たな知見を得ることができ

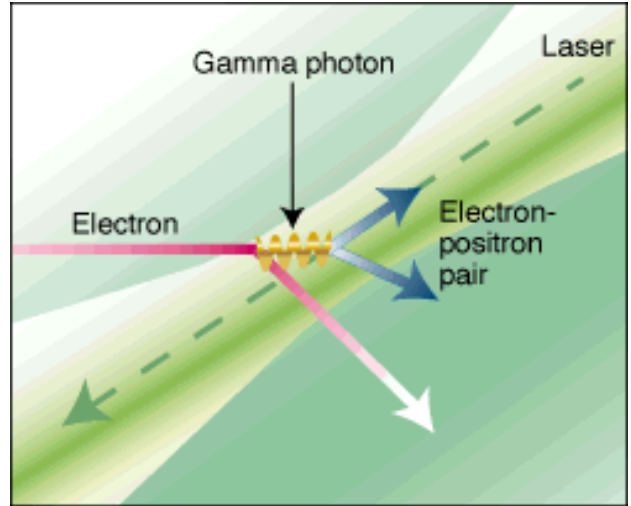


図 28 電子と高強度レーザーによる電子陽電子対生成。

る。このような非線形 QED の研究は、強力な磁場をもつマグネターや活動銀河核に関する天体分野や、高加速勾配を実現するための将来加速器開発の分野に関連し重要である。

このような実験のパイオニアは SLAC で行われた E144 実験である [53, 54]。図は実験の概念図を表しており、電子線からの photon とレーザー起因の複数の photon との電磁相互作用で電子・陽電子対生成を起こしているものである。E144 実験はこのような複数の photon を始状態にもつような非線形プロセスの測定に成功した [55, 56]。

非線形効果の元となる QED の量子効果は、あるゲージ不変量 χ の冪で展開され、その値が大きいほど量子効果を観測しやすくなる。また、到達可能な χ の値は実験のセットアップに依存する。DESY における European XFEL を用いた実験 [57] や、ILC における高エネルギー電子を利用した同様の実験 [58] も提案されている。

CERN におけるガンマ・ファクトリー

純単色エネルギーをもつ光源として、逆コンプトン散乱を利用したものがある。問題は得られる光量が小さいことであり、これはコンプトン散乱の断面積が小さいことに起因する。そこで、LHCリングに蓄積された高エネルギーの重原子核にレーザーを照射し、その共鳴吸収を利用した純単色ガンマ線光源を得るアイデアが提案されている [59]。コンプトン散乱の断面積は 1 barn オーダーである、共鳴吸収の断面積は、エネルギーに依存はするが最大で 10^9 barn オーダーと非常に大きいため高い輝度が得られる。

ミュオンコライダー

TeV オーダーを超えるミュオンによるコライダー実験は、高エネルギースケールの物理を調べられ、かつ強い相互作用に起因する背景事象が陽子コライダーより少なく魅力的だ。このような施設では高エネルギーのミュオンビームだけでなく、ミュオン崩壊で生じる二次粒子も利用できる。例えば、ミュオンが走る直線部の延長線上では、指向性の強い高エネルギーのニュートリノビームを利用できる。また、 $\mu^+(\mu^-)$ 崩壊で生成される陽電子（電子）をミュオン蓄積リング内の偏向磁石を用いたシステムで取り出し、固定標的実験に適した、低強度かつ高い繰り返しの単色な高エネルギービームが得られる可能性がある。

5 KEK で可能な取り組み

KEK のつくばキャンパスおよび東海キャンパスでは、それぞれ主に電子ビームと陽子ビームを生成している。ここで主につくばの電子ビームを用いることで可能な取り組みについて考える。東海に関しても簡単に触れる。

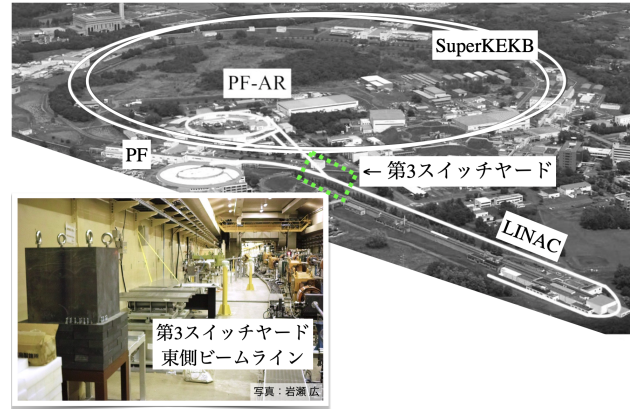


図 29 KEK 入射器内の第 3 スイッチヤードの位置と周辺環境。

EBES 実験

入射器の第 3 スイッチヤード東側ビームラインには、普段ビーム調整等に利用されているビームダンプが置かれている。図 29 は、第 3 スイッチヤードの位置と周辺環境である。東側ビームラインはビーム軸方向に十分なスペースがありビームダンプ実験に適している。

現在、この領域を利用した EBES 実験 (Electron Beam-dump Experiment at Sy3) [60] が行われており、ビームダンプまわりのシールド強化や検出器システムの設置が進められている。この実験は、長寿命粒子の中でも比較的短寿命な粒子の探索にフォーカスしている。実験の特徴は、シールド長が従来のビームダンプ実験に比べて短いことと、バックグラウンドを受け入れていることにある。シールドをできる限り短くすることで、比較的短寿命の粒子がシールドを通過できる確率を上げている。このような短寿命粒子に起因した終状態は特徴的であり、例えば、終状態のエネルギー和はビームエネルギーに近い。今後、それらの特徴を最大限利用した解析が行われる予定だ。図 30 は、EBES 実験のアクシオン亜種粒子に対する探索感度を表している。他の提案実験より高い感度を持ち、Belle II 実験との間のギャッ

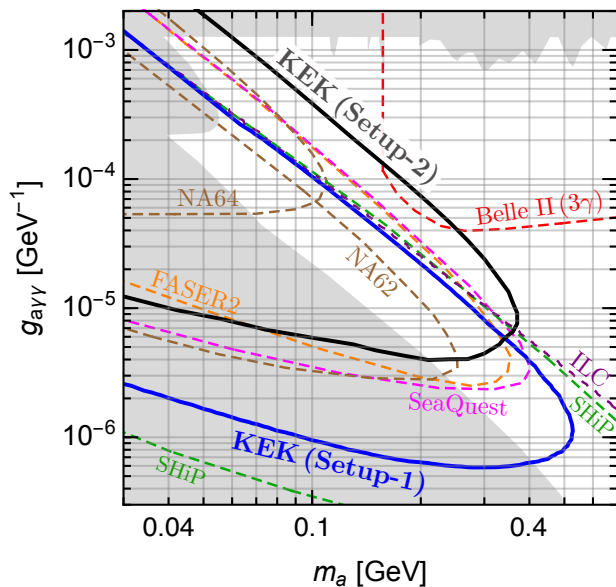


図 30 EBES 実験のアクシオン亜種粒子に対する探索感度。

プを埋められる可能性がある。

KEK 新放射光施設

KEK のフォトンファクトリー (PF) は、これまでに幅広い X 線領域における放射光ビームを利用可能な施設として、さまざまな研究に利用されてきた。その使命を引き続き果たすために、KEK では、PF 設立 50 周年にあたる 2030 年代前半までに、機能性を大幅に向上させた新たな放射光施設「ハイブリッドリング」の建設を計画している [61]。この施設では、2 種類のビームを共存させ、選択利用と同時利用が可能な新概念の放射光リングとなっている。

ビームダンプには、最大 5 GeV のビームが 500 kW 程度が打ち込まれることが想定されている。このようなハイパワーのビームを利用することで、2.2.3 章で述べた ILC ビームダンプ実験と同様のことが放射光実験と並行して行えるだろう。少なくともハイブリッドリングのビームダンプ施設は新規のものになるため、設計段階からビームダンプの多角的利用を想定することで、コ

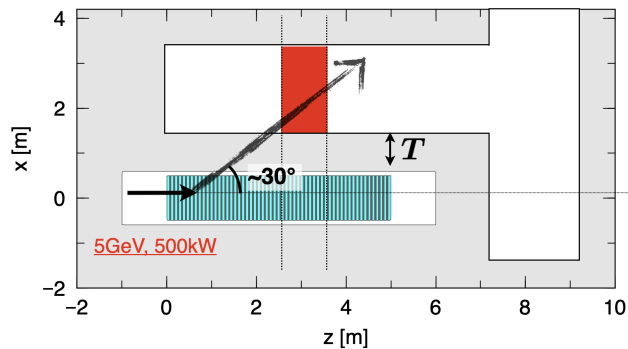


図 31 ビームダンプの側方または下流側に、ソフトエラー研究等を想定した照射空間。

ストを抑えつつ利便性の高い施設をつくることができる。

例えば、図 31 のようにビームダンプの側方または下流側に、ソフトエラー研究を想定した照射空間を用意する。ビームダンプは ILC の半分程度の 5 メートルを想定し、JLab で運用されているような水とアルミニウムのビームダンプを考える。

図 32 はビームダンプの側方領域における中性子スペクトルを表したものだ。3 つのヒストグラムはそれぞれ異なる遮蔽厚 T に対するビームダンプから発生した中性子スペクトルだ。黒い破線は大気中性子のスペクトルで 10^{10} 倍スケールしたものである。ILC ビームダンプと同様に、ビームダンプ起因のスペクトルは大気中性子と幅広いエネルギーレンジにおいて一致し、強度も申し分ない。遮蔽体の厚み T を変化させても、スペクトルに大きく影響しないように見える。これより、ハイブリッドリングのハイパワーのビームダンプを利用することで、ソフトエラー研究に適した照射場が得られることがわかる。

テストビームライン

2.3 章で述べたように、バンチ化されていない連続的なビームは暗黒物質探索に適しているが、

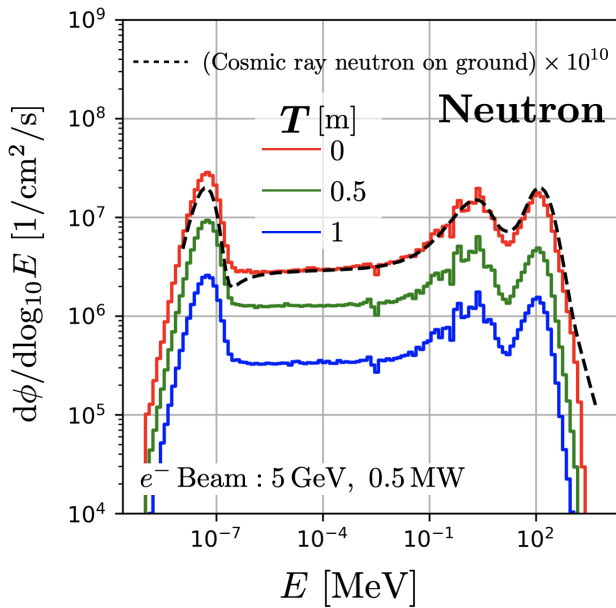


図 32 ハイブリットリングのビームダンプ側方における中性子スペクトル。黒い破線は大気中性子のスペクトルで 10^{10} 倍スケールしたもの。

テストビームラインにおいてそのようなビームを利用できる。テストビームラインは、KEK つくばキャンパスの PF-AR に建設され、2023 年度から大学共同利用を目指している非常に新しい施設である [62]。

KEK のテストビームラインでは、PF-AR リングのビームハローを利用することで連続的なビームを得ている。ビームハローにワイヤ標的を当て、発生した制動放射線を銅製のコンバータに当て、発生した電子・陽電子対の中で興味のある運動量をもった電子を、双極電磁石と四重極電磁石によって照射エリアに輸送することで単色の電子ビームを得ている。このようにして得た二次電子ビームは、陽子ビーム由来のものに比べ荷電ハドロンのコタミが少ないと予想される。

図 33 は得られるビーム運動量とレートを表している。キロヘルツ・オーダーかつ最大 $5 \text{ GeV}/c$ 程度の電子ビームを利用できる。

このビームラインにおいて、輸送に利用されて

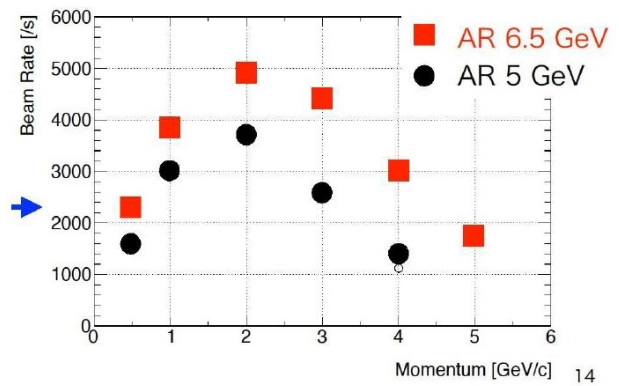


図 33 KEK テストビームラインで得られる電子の運動量とレート。

いる磁石の極性を反転させることで陽電子ビームが得られた場合を考える。例えば、その陽電子ビームの missing エネルギーをイベントごとに精度良く測ることで、暗黒物質探索が行える。陽電子ビームを用いた場合でも、通常の検出器開発のためのテストビームとしても利用可能だ。

SUBMET 実験

普通に存在するバリオンやレプトンの電荷は素電荷の整数倍である。暗黒物質の候補ともなるミリチャージ粒子 (milli-charged particles) は、非常に小さな電荷をもった仮想的な粒子である [63]。この粒子を含むシンプルな標準模型の拡張模型では、光子と暗黒光子とのミキシングを通じ生成される。ニュートリノ実験施設では 30 GeV 、 1 MW オーダーの陽子ビームをターゲットにぶつけることで大量のニュートリノを生成している。その際に生じた π^0 の崩壊などからミリチャージ粒子はつくられる。図 34 は SUBMET 実験 (SUB-Millicharge Experiment) [64, 65] のレイアウトを表している。T2K 実験の前置ニュートリノ検出器が置かれているエリアに、ミリチャージ粒子を捉える検出器が設置される。入射するパワーが非常に大きいため、これまで探索されていない微小電荷の領域に対して感度がある。

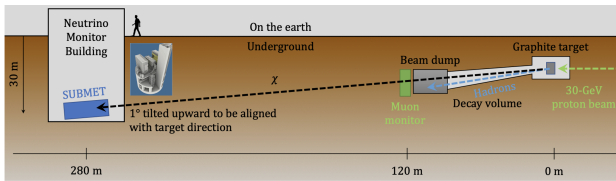


図 34 SUBMET 実験のレイアウト。T2K 実験の前置ニュートリノ検出器が置かれているエリアに、ミリチャージ粒子を捉える検出器が設置される。

6 シミュレーション

6.1 概要

固定標的実験の研究を行うにあたり粒子輸送コードは非常に便利である。世界的に広く使われている統合的なコードは FLUKA、Geant4、MARS、MCNP、PHITS である。高エネルギー物理業界では Geant4 が人気である。個人的には PHITS が使いやすいため好きである。

6.2 PHITS

PHITS [66] の特徴は、使い方が簡単でラーニングコストが低いことであり、実装されている物理モデルも他のコードと同等の高い精度を持っていることである。ユーザーが定義した新粒子や相互作用は、PHITS-UDM を用いて組み込む [67]。放射線輸送のテクノロジーは、すでにある程度確立したものであるため、その使いやすさや計算時間を短縮するための機能の豊富さは、コードの選択において重要なポイントとなる。

PHITS の利用方法を説明する。使用申請後、プリコンパイルされた実行ファイルが配られる。合わせてソース・ファイルも配布されるのでユーザー自身でコンパイルすることも可能だ。図 35 のような実行したい計算の情報が書かれたテキストファイルを作成し、それを配られた実行ファ

イルに送る*2 ことで計算を実行できる。これは、100 GeV(100,000 MeV) の電子ビームを鉛ブロックに打ち込んだときに生成される二次粒子の 2 次元プロットを作成するためのインプットファイルの例である。基本的に、テキストファイルにはビーム情報、ジオメトリ、出力したい情報などを書けば良い。多数のイベントを平均化した情報の書き出しや、入射ごとのイベント情報(粒子の種類、位置、運動量、時間など)をテキストファイルに書き出す機能も豊富である。図 36 は、そのインプットファイルによって出力された画像ファイルである。

6.3 新粒子探索における効率的なシミュレーション

固定標的実験における長寿命粒子のモンテカルロ・シミュレーションは、次のような場合にシグナルやバックグラウンドに対する十分な統計量を得ることが難しい：

- (a) 興味のある物理過程の断面積が小さい
- (b) 標準模型粒子から新粒子への崩壊分岐比が小さい
- (c) 新粒子の崩壊長がシールド長よりだいぶ短い
- (d) 新粒子の崩壊長が崩壊領域の長さよりかなり長い

このような場合、以下の 3 つのバイアシング (biasing) テクニックを用いて対応可能である：

PHITS では、このようなバイアシング・テクニックを簡単に実行するための機能が備わっており、固定標的実験のシミュレーションに向いている。(a) に関して、断面積が小さいレアな事象の

*2 ターミナルでの操作も可能だが、Windows 版は右クリックから送る、mac 版は PHITS アイコンにドラッグ・アンド・ドロップで実行することもできる。

```

[ parameters ]
maxbch = 1    $ バッチ数
maxcas = 1    $ バッチあたりの入射粒子数
negs = 2     $ 電磁シャワーモデルとしてEGS5を用いる
maxbnk = 1000000

[ source ]
s-type = 1    $ 単色エネルギー線源
proj = electron $ 電子ビーム
e0 = 100000  $ エネルギー [MeV]
z0 = -100    $ z = -100cmからビームを打ち込む
z1 = -100

[ surface ]
1  rpp  -5 5  -5 5  0 20  $ ブロックの境界を定義
99 so   999

[ material ]
mat[1] Pb 1          $ 鉛を定義

[ cell ]
101 1  -11.3  -1          $ 鉛ブロックを定義
98  0          -99 #101
99 -1          99

[ t-track ]
$ 指定された (x,y,z) 範囲における2次元プロットを出力
file = 2D_xz.out    $ 出力ファイル名
epsout = 1          $ EPSファイルで出力
part = all          $ プロットしたい粒子
mesh = xyz

x-type = 2          $ x の範囲・ビン数
xmin = -6
xmax = 6
nx = 299

y-type = 2          $ y の範囲・ビン数
ymin = -6
ymax = 6
ny = 1

z-type = 2          $ z の範囲・ビン数
zmin = -1
zmax = 21
nz = 500

e-type = 2          $ エネルギーの範囲
emin = 0
emax = 999999
ne = 1

unit = 1            $ 1: FLUX [1/cm^2/source]
axis = xz

```

図 35 PHITS インputファイルの例。100 GeV (100,000 MeV) の電子ビームを鉛ブロックに打ち込んだときに生成される二次粒子の2次元プロットを作成するためのinputファイル。

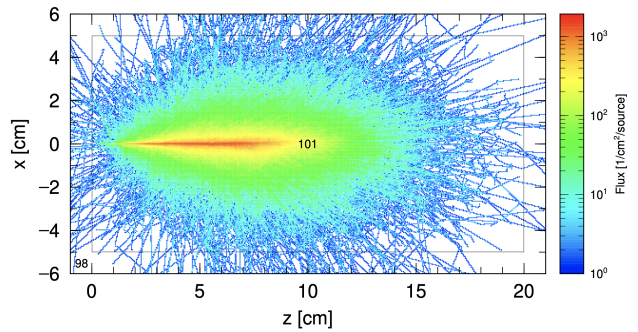


図 36 図 35 のinputファイルから作られた電磁シャワーの2次元プロット。

タイプ	内容	適応する問題
Biasing-1	分岐比の調整	(a), (b)
Biasing-2	強制反応、強制崩壊	(a), (d)
Biasing-3	Importance	(c)

代表例と、それぞれに適用すべきバイアシングのタイプは

- (Biasing-1) 光核反応
- (Biasing-1) ミューオン対生成
- (Biasing-1) 重いハドロンの生成
- (Biasing-1) タウレプトン対生成
- (Biasing-2) ニュートリノと物質との反応
- (Biasing-2) 新粒子と物質との反応
- (Biasing-1 or 2) 新粒子生成反応

である。以下では、3タイプのバイアシング・テクニックを説明する。

(Biasing-1) 分岐比の調整

ビームが物質を通過する場合、ビームと物質が反応するかまたはビームが崩壊するか、の選択がある。この意味でビームの時間発展は分岐過程である。反応断面積 (σ) と崩壊幅 (Γ) に基づき、ビーム粒子の平均自由行程が決められ、粒子の移動距離がサンプリングされる。移動後、反応か崩壊か選択される。さらに細かく見ると、反応と崩

壊もそれぞれ複数プロセス存在しうる。ビームが物質を通過する時、一般的に起こりうる分岐は様々だ。

n 個の分岐をもつ分岐過程を考える。そのサブプロセス $i \in \{1, \dots, n\}$ の分岐比を p_i と書く。ただし、

$$\sum_{i=1}^n p_i = 1 \quad (11)$$

この分岐過程を X 回事象をシミュレートすると、サブプロセス i が得られる数の期待値は、

$$Xp_i, \quad (12)$$

である。問題は重要なサブプロセスの分岐比が非常に小さいときに起こる。この場合、 $\{p_i\}$ に従って事象を選択した場合、そのサブプロセスが選ばれず十分な統計量を得られない。そこで、バイアスされた分岐比 q_i と、重み (weight) w_i を導入する。ただし、

$$\sum_{i=1}^n q_i = 1 \quad (13)$$

である。 q_i は、重要なサブプロセスに対して大きい値を設定する。その q_i に従って X 回事象をシミュレートした場合、サブプロセス i が得られる数の期待値は

$$Xq_i (\neq Xp_i), \quad (14)$$

であり、物理的に正しい結果が得られない。そこで、サブプロセス i の事象数を重みをかけて数えることにし、正しい値と一致するようにする：

$$Xq_i w_i = Xp_i. \quad (15)$$

したがって、重みは以下のように設定する：

$$w_i = \frac{p_i}{q_i}. \quad (16)$$

一般的に、全ての粒子に対して重みを割当てて。その分岐過程を引き起こす粒子の重みが w_{initial} の場合、サブプロセス i で生成される粒子の重み w_{final} を

$$w_{\text{final}} = \frac{p_i}{q_i} w_{\text{initial}} \quad (17)$$

とする。一番始まりの粒子の重みを 1 にセットし、 X 回シミュレーションを行った場合、計算回数 X が十分に大きいと、ある粒子の重みの総和はその粒子の発生回数の期待値に近づく。

PHITS では、光核反応、ミューオン対生成、ユーザーが定義した相互作用などのレアな過程に対して、バイアス因子 (biasing factor) が用意されており、その値を大きくすることで、その過程の発生頻度が大きくなる。ざっくりというと、発生頻度が \sim factor 倍されて、重みが $\sim 1/\text{factor}$ 倍される。

(Biasing-2) 強制反応、強制崩壊

ある領域に粒子が入ったときに強制的に何かしらの反応を起こしたい場合がある。ニュートリノと物質の相互作用、真空中の高エネルギーミューオンの崩壊、長寿命粒子の反応や崩壊などは、平均自由行程が実験セットアップに比べて極めて長い。シミュレーション上で、ニュートリノビームを物質に 10^{10} 回打ち込んでも何も起きない。そこで、特定の領域において強制的に反応または崩壊を起こす手法が用いられる。ただし、その場合は平均自由行程に応じて入射粒子と生成粒子の重みを調整する。

PHITS では、[Forced collisions] セクションでその設定を行える。強制反応および強制崩壊を起こしたい粒子と領域情報を入力するだけで良い。

(Biasing-3) Importance サンプリング

Biasing-2 の場合とは逆に、反応や崩壊を起こしやすい粒子を、それを起こさせずにある領域外に輸送したい場合がある。例えば、新粒子の崩壊長がシールド長よりかなり短い場合、シミュレーション上で新粒子が崩壊領域までたどり着かず、シグナルの統計が貯まらない。その他にも、バックグラウンド・シミュレーションにおいて、生成された高エネルギーの中性ハドロン（中性子、 K_L^0 、 K_S^0 など）がシールドを通過する確率を上げたい時がある。

このような場合、importance サンプリングが便利である。これがどういうものが説明するために接した2つの領域、領域1と領域2を考える。それぞれにimportance変数、 I_1, I_2 を割り当て、その比を $R (= I_2/I_1)$ とおく。粒子が領域1から領域2に移る時、粒子数を R 倍し（粒子のコピーを R 個用意し）、その変わり粒子のweightを $1/R$ 倍する。具体的な使用例として、寿命が短い粒子がシールドを通過する事象を効率的に生成したい場合、粒子の進行方向に対してシールドを複数領域に分割し、それらのimportanceの値を指数的に増やす方法が考えられる。PHITSでは、[Importance] セクションで各領域に対するimportanceの値を設定できる。

参考文献

- [1] M. Battaglieri *et al.*, “US Cosmic Visions: New Ideas in Dark Matter 2017: Community Report,” in *U.S. Cosmic Visions: New Ideas in Dark Matter*. 2017. [arXiv:1707.04591](https://arxiv.org/abs/1707.04591).
- [2] J. Beacham *et al.*, “Physics Beyond Colliders at CERN: Beyond the Standard Model Working Group Report,” *J. Phys. G* **47** (2020) 010501 [[arXiv:1901.09966](https://arxiv.org/abs/1901.09966)].
- [3] “The Physics Beyond Colliders Study Group.” <https://pbc.web.cern.ch/>.
- [4] T. Behnke *et al.*, eds., “The International Linear Collider Technical Design Report—Volume 1: Executive Summary.” [arXiv:1306.6327](https://arxiv.org/abs/1306.6327).
- [5] H. Baer *et al.*, eds., “The International Linear Collider Technical Design Report—Volume 2: Physics.” [arXiv:1306.6352](https://arxiv.org/abs/1306.6352).
- [6] C. Adolphsen *et al.*, eds., “The International Linear Collider Technical Design Report—Volume 3.I: Accelerator R&D in the Technical Design Phase.” [arXiv:1306.6353](https://arxiv.org/abs/1306.6353).
- [7] C. Adolphsen *et al.*, eds., “The International Linear Collider Technical Design Report—Volume 3.II: Accelerator Baseline Design.” [arXiv:1306.6328](https://arxiv.org/abs/1306.6328).
- [8] T. Behnke *et al.*, eds., “The International Linear Collider Technical Design Report—Volume 4: Detectors.” [arXiv:1306.6329](https://arxiv.org/abs/1306.6329).
- [9] Y.-S. Tsai and V. Whitis, “THICK TARGET BREMSSTRAHLUNG AND TARGET CONSIDERATION FOR SECONDARY PARTICLE PRODUCTION BY ELECTRONS,” *Phys. Rev.* **149** (1966) 1248–1257.
- [10] K. Asai, S. Iwamoto, Y. Sakaki, and D. Ueda, “New physics searches at the ILC positron and electron beam dumps.” [arXiv:2105.13768](https://arxiv.org/abs/2105.13768).

- [11] J. D. Bjorken, R. Essig, P. Schuster, and N. Toro, “New Fixed-Target Experiments to Search for Dark Gauge Forces,” *Phys. Rev. D* **80** (2009) 075018 [[arXiv:0906.0580](#)].
- [12] **BaBar** Collaboration, “Search for Dimuon Decays of a Light Scalar in Radiative Transitions $\tau(3S) \rightarrow \gamma A_0$,” in *2009 Aspen Winter Conference on Astronomy: THIRTY YEARS OF MAGNETARS: NEW FRONTIERS*. 2009. [arXiv:0902.2176](#).
- [13] J. D. Bjorken, S. Eecklund, W. R. Nelson, A. Abashian, *et al.*, “Search for Neutral Metastable Penetrating Particles Produced in the SLAC Beam Dump,” *Phys. Rev. D* **38** (1988) 3375.
- [14] E. M. Riordan *et al.*, “A Search for Short Lived Axions in an Electron Beam Dump Experiment,” *Phys. Rev. Lett.* **59** (1987) 755.
- [15] A. Bross, M. Crisler, S. H. Pordes, J. Volk, *et al.*, “A Search for Shortlived Particles Produced in an Electron Beam Dump,” *Phys. Rev. Lett.* **67** (1991) 2942–2945.
- [16] S. C. Loken, ed., “Search for Neutral Particles in Electron Beam Dump Experiment,” *Phys. Rev. Lett.* **57** (1986) 659.
- [17] M. J. Dolan, T. Ferber, C. Hearty, F. Kahlhoefer, and K. Schmidt-Hoberg, “Revised constraints and Belle II sensitivity for visible and invisible axion-like particles,” *JHEP* **12** (2017) 094 [[arXiv:1709.00009](#)]. [Erratum: *JHEP* 03, 190 (2021)].
- [18] E. Izaguirre, G. Krnjaic, P. Schuster, and N. Toro, “New Electron Beam-Dump Experiments to Search for MeV to few-GeV Dark Matter,” *Phys. Rev. D* **88** (2013) 114015 [[arXiv:1307.6554](#)].
- [19] B. Batell, R. Essig, and Z. Surujon, “Strong Constraints on Sub-GeV Dark Sectors from SLAC Beam Dump E137,” *Phys. Rev. Lett.* **113** (2014) 171802 [[arXiv:1406.2698](#)].
- [20] **BDX** Collaboration, “Dark Matter Search in a Beam-Dump eXperiment (BDX) at Jefferson Lab.” [arXiv:1607.01390](#).
- [21] K. Asai, S. Iwamoto, M. Perelstein, Y. Sakaki, and D. Ueda, “Sub-GeV dark matter search at ILC beam dumps.” [arXiv:2301.03816](#).
- [22] I. Boiarska, A. Boyarsky, O. Mikulenko, and M. Ovchinnikov, “Constraints from the CHARM experiment on heavy neutral leptons with tau mixing,” *Phys. Rev. D* **104** (2021) 095019 [[arXiv:2107.14685](#)].
- [23] **Belle** Collaboration, “Search for heavy neutrinos at Belle,” *Phys. Rev. D* **87** (2013) 071102 [[arXiv:1301.1105](#)]. [Erratum: *Phys.Rev.D* 95, 099903 (2017)].
- [24] C. O. Dib, J. C. Helo, M. Nayak, N. A. Neill, *et al.*, “Searching for a sterile neutrino that mixes predominantly with ν_τ at B factories,” *Phys. Rev. D* **101** (2020) 093003 [[arXiv:1908.09719](#)].
- [25] **DELPHI** Collaboration, “Search for neutral heavy leptons produced in Z decays,” *Z. Phys. C* **74** (1997) 57–71. [Erratum: *Z.Phys.C* 75, 580 (1997)].
- [26] **T2K** Collaboration, “Search for heavy neutrinos with the T2K near detector ND280,” *Phys. Rev. D* **100** (2019) 052006 [[arXiv:1902.07598](#)].
- [27] **NA62** Collaboration, “Search for heavy neutral lepton production in K^+ decays to positrons,” *Phys. Lett. B* **807** (2020) 135599 [[arXiv:2005.09575](#)].
- [28] S. Alekhin *et al.*, “A facility to Search for Hidden Particles at the CERN SPS: the SHiP physics case,” *Rept. Prog. Phys.* **79** (2016) 124201 [[arXiv:1504.04855](#)].
- [29] **SHiP** Collaboration, “A facility to Search for Hidden Particles (SHiP) at the CERN SPS.” [arXiv:1504.04956](#).
- [30] “岩下芳久 他. “ILC の多角的活用”, 「加速

- 器」 Vol. 14, No. 4, 2017(236-242).”
- [31] “ILC の多角的活用を考える会 II.” <https://conference-indico.kek.jp/event/52/>.
- [32] “ILC の多角的活用を考える会 III.” <https://conference-indico.kek.jp/event/63/>.
- [33] “ILC Workshop on Potential Experiments (ILCX2021),” 2021. <https://agenda.linearcollider.org/event/9211/>.
- [34] **ILC International Development Team** Collaboration, “The International Linear Collider: Report to Snowmass 2021.” [arXiv:2203.07622](https://arxiv.org/abs/2203.07622).
- [35] Y. Sakaki and D. Ueda, “Searching for new light particles at the international linear collider main beam dump,” *Phys. Rev. D* **103** (2021) 035024 [[arXiv:2009.13790](https://arxiv.org/abs/2009.13790)].
- [36] M. M. Nojiri, Y. Sakaki, K. Tobioka, and D. Ueda, “First evaluation of meson and τ lepton spectra and search for heavy neutral leptons at ILC beam dump,” *JHEP* **12** (2022) 145 [[arXiv:2206.13523](https://arxiv.org/abs/2206.13523)].
- [37] S. Andreas *et al.*, “Proposal for an Experiment to Search for Light Dark Matter at the SPS.” [arXiv:1312.3309](https://arxiv.org/abs/1312.3309).
- [38] S. N. Gninenko, N. V. Krasnikov, M. M. Kirsanov, and D. V. Kirpichnikov, “Missing energy signature from invisible decays of dark photons at the CERN SPS,” *Phys. Rev. D* **94** (2016) 095025 [[arXiv:1604.08432](https://arxiv.org/abs/1604.08432)].
- [39] **NA64** Collaboration, “Search for invisible decays of sub-GeV dark photons in missing-energy events at the CERN SPS,” *Phys. Rev. Lett.* **118** (2017) 011802 [[arXiv:1610.02988](https://arxiv.org/abs/1610.02988)].
- [40] D. Banerjee *et al.*, “Dark matter search in missing energy events with NA64,” *Phys. Rev. Lett.* **123** (2019) 121801 [[arXiv:1906.00176](https://arxiv.org/abs/1906.00176)].
- [41] A. Berlin, N. Blinov, G. Krnjaic, P. Schuster, and N. Toro, “Dark Matter, Millicharges, Axion and Scalar Particles, Gauge Bosons, and Other New Physics with LDMX,” *Phys. Rev. D* **99** (2019) 075001 [[arXiv:1807.01730](https://arxiv.org/abs/1807.01730)].
- [42] **LDMX** Collaboration, “Light Dark Matter eXperiment (LDMX).” [arXiv:1808.05219](https://arxiv.org/abs/1808.05219).
- [43] Y. Papaphilippou, R. Corsini, Y. Dutheil, L. Evans, *et al.*, “A primary electron beam facility at CERN,” in *10th International Particle Accelerator Conference*, p. MOPTS098. 2019. [arXiv:1905.07657](https://arxiv.org/abs/1905.07657).
- [44] T. Åkesson *et al.*, “Current Status and Future Prospects for the Light Dark Matter eXperiment,” in *Snowmass 2021*. 2022. [arXiv:2203.08192](https://arxiv.org/abs/2203.08192).
- [45] M. Battaglieri *et al.*, “Light dark matter searches with positrons,” *Eur. Phys. J. A* **57** (2021) 253 [[arXiv:2105.04540](https://arxiv.org/abs/2105.04540)].
- [46] J. L. Feng, I. Galon, F. Kling, and S. Trojanowski, “ForwArD Search Experiment at the LHC,” *Phys. Rev. D* **97** (2018) 035001 [[arXiv:1708.09389](https://arxiv.org/abs/1708.09389)].
- [47] J. P. Chou, D. Curtin, and H. J. Lubatti, “New Detectors to Explore the Lifetime Frontier,” *Phys. Lett. B* **767** (2017) 29–36 [[arXiv:1606.06298](https://arxiv.org/abs/1606.06298)].
- [48] Y. Sakaki, S. Michizono, N. Terunuma, and T. Sanami, “The potential of the ILC beam dump for high-intensity and large-area irradiation field with atmospheric-like neutrons and muons,” *Nucl. Instrum. Meth. A* **1050** (2023) 168144 [[arXiv:2210.08690](https://arxiv.org/abs/2210.08690)].
- [49] E. Normand, “Single event upset at ground level,” *IEEE Transactions on Nuclear Science* **43** (1996) 2742–2750.
- [50] P. Hazucha and C. Svensson, “Impact of CMOS technology scaling on the atmospheric neutron soft error rate,” *IEEE Transactions on Nuclear Science* **47** (2000) 2586–2594.
- [51] G. Hubert, L. Artola, and D. Regis, “Im-

- pact of scaling on the soft error sensitivity of bulk, FDSOI and FinFET technologies due to atmospheric radiation,” *Integration* **50** (2015) 39–47.
- [52] A. Infantino, R. G. Alía, and M. Brugger, “Monte Carlo evaluation of single event effects in a deep-submicron bulk technology: Comparison between atmospheric and accelerator environment,” *IEEE Transactions on Nuclear Science* **64** (2016) 596–604.
- [53] J. G. Heinrich, C. Lu, K. T. McDonald, C. Bamber, *et al.*, “Proposal for a study of QED at critical field strength in intense laser high-energy electron collisions at the Stanford Linear Accelerator.”.
- [54] **E144** Collaboration, “Test of QED at critical field strength,” in *23rd Annual SLAC Summer Institute on Particle Physics: The Top Quark and the Electroweak Interaction (SSI 95)*, pp. 495–506. 1995.
- [55] Z. Parsa, ed., “Positron production in multi - photon light by light scattering,” *AIP Conf. Proc.* **396** (1997) 165–177.
- [56] **E144** Collaboration, “Observation of non-linear effects in Compton scattering,” *Phys. Rev. Lett.* **76** (1996) 3116–3119.
- [57] H. Abramowicz *et al.*, “Letter of Intent for the LUXE Experiment.” [arXiv:1909.00860](https://arxiv.org/abs/1909.00860).
- [58] “M. E. Peskin, ”QED Beyond Schwinger Fields with ILC Fixed Target Beams”, ILC Workshop on Potential Experiments (ILCX2021), Oct. 2021.” <https://agenda.linearcollider.org/event/9211/contributions/49440/>.
- [59] M. W. Krasny, “The Gamma Factory proposal for CERN.” [arXiv:1511.07794](https://arxiv.org/abs/1511.07794).
- [60] A. Ishikawa, Y. Sakaki, and Y. Takubo, “Search for axion-like particles with electron and positron beams at the KEK linac,” *PTEP* **2022** (2022) 113B05 [[arXiv:2107.06431](https://arxiv.org/abs/2107.06431)].
- [61] K. Harada, N. Funamori, N. Yamamoto, Y. Shimosaki, *et al.*, “Conceptual design of the Hybrid Ring with superconducting linac,” *Journal of Synchrotron Radiation* **29** (2022) 118–124.
- [62] “KEK テストビームライン.” <https://itdc.kek.jp/testBeamLine/index.html>.
- [63] J. L. Feng, M. Kaplinghat, H. Tu, and H.-B. Yu, “Hidden Charged Dark Matter,” *JCAP* **07** (2009) 004 [[arXiv:0905.3039](https://arxiv.org/abs/0905.3039)].
- [64] S. Choi *et al.*, “Letter of Intent: Search for sub-millicharged particles at J-PARC.” [arXiv:2007.06329](https://arxiv.org/abs/2007.06329).
- [65] J. H. Kim, I. S. Hwang, and J. H. Yoo, “Search for sub-millicharged particles at J-PARC,” *JHEP* **05** (2021) 031 [[arXiv:2102.11493](https://arxiv.org/abs/2102.11493)].
- [66] T. Sato, Y. Iwamoto, S. Hashimoto, T. Ogawa, *et al.*, “Features of particle and heavy ion transport code system (PHITS) version 3.02,” *Journal of Nuclear Science and Technology* **55** (2018) 684–690.
- [67] “PHITS-UDM.” <https://github.com/sakaki-y/PHITS-UDM>.