

ビームダンプ

1. はじめに

ビームダンプとはビームを吸収し止める装置である。加速器の異常検知時にビームを捨てる(アポートする)時や、実験系で消費しきれないビームを止める時などに用いられる。当然ではあるが加速器はビームを止める能力を有する必要がある、どのような加速器においてもビームダンプ或いはビームダンプを兼ねる装置が必須になる。

ILCではこのビームダンプが全15基必要とされている。中でもビームライン最下流に設置されるメインビームダンプは、将来のビーム強度増強の可能性も踏まえ、世界最高強度(Energy 500GeV × Average Current 28 μ A × Safety factor 1.2) ~ 17MW相当のビームを受容可能となるように設計している。

本講義では先に電子加速器におけるビームダンプ設計の要点を説明し、その後にILCメインビームダンプの設計概要を紹介する。また最近、ビームダンプエリアはILCビームを利用しやすい貴重な場所としても注目を集め、様々な派生実験の可能性が提示されている。本講義最後にこれらビームダンプエリアでの派生実験についても紹介する。

2. 電子加速器におけるビームダンプ設計

2.1. ビームダンプ中に生じるビーム負荷

ビームダンプにビームが吸収されると何が起こるかと言えば、概ね電離による発熱が起こる。詳細には制動放射や原子の弾き出し、核反応なども起こるが、入射エネルギーの大半は最終的に原子内電子の電離・励起を通して熱に変わる。どの程度の熱量が生じるかはビーム熱量(J)=入射エネルギー(eV)×入射電荷量(C)と評価できる。ビームダンプ中で熱が生じた後に何が起こるかは、現象的には単純であり、温度上昇とそれに応じた熱応力が生じる。ビームダンプ設計上、この温度上昇と熱応力を材料が耐える域に留めることが第一

義に必要である。その他に瞬間的な熱膨張が誘起する圧力波が課題となる可能性もある。

2.2. 世界の大強度ビームダンプ

Table.1 に世界の大強度ビームダンプ事例を示す。ILC 開始時のビーム条件では 2.6MW のビーム強度を持つ。ILC の何段階かの Upgrade が実現すれば 14MW までビーム強度は増強される。運用中又は建設中の加速器で最大のビーム強度を持つのが ESS であり、その強度は 5MW に及ぶ。SLAC の水ダンプは 1960 年代に開発・運用されたにも関わらず、最大 2.2MW のビーム強度を想定して設計されていた。大強度ビームダンプの先駆的な存在である。

加速器によってビームダンプにビームを打ち込む頻度、時間構造は異なる。LHC や SKEKB などの蓄積リング型加速器では、ビームはリングに蓄積されるのみで通常運用時にビームを止める必要はない。ただし、いざ止める必要が生じた際には、蓄積されたビームを打ち込むため、1 度のビーム負荷は大きくなる傾向にある。一方で SLAC や ILC などの線形加速器ではビームを常にビームダンプで止める。そのため時間平均したビーム負荷が大きくなる傾向にある。以上から、蓄積リング型加速器のビームダンプは 1 発のビーム入射に如何に耐えられるか・耐熱衝撃性能が設計指針になるのに対し、線形加速器の場合は後続のビームによる入熱があるため冷却性能も重要となる。

2.3. ビームダンプの耐熱設計手順

ビームダンプ本体の耐熱設計は主に以下の 3 工程を経る。まずビーム輸送計算によりビームダンプ入射時のビームサイズなどのビーム仕様を想定する。次にビーム仕様からビームダンプ構造材料の候補を決定し材料中の熱負荷分布を求める。熱負荷分布を求める際に、モンテカルロ法による放射線輸送シミュレーションコードである PHITS[1]や FLUKA[2]、MARS[3]などが用いられる。最後に熱負荷に対して十分な冷却性能を持

Table.1 世界の大強度ビームダンプ

| Laboratory | Name | Particle | Max Beam Power |
|---------------|----------------------------------|---------------------------------|---|
| ILC | Main Beam Dump | e ⁻ & e ⁺ | 1 st stage:2.6MW(125GeV×21μA) Upgrade:14MW(500GeV×28μA) |
| SLAC | Water Dump (at End-Station) [4] | e ⁻ & e ⁺ | 2.2MW (ex. 20GeV×110μA) |
| SLAC | SL-30[5] | e ⁻ | 600kW (20GeV×30μA) |
| Jefferson Lab | Beam Dump (Hall A & B) [6] | e ⁻ | 1MW (ex. 5GeV ×200μA) |
| E-XFEL | Main Beam Dump [7] | e ⁻ | 300kW (ex. 25GeV×12μA) |
| KEK | SKEKB Beam Dump [8] | e ⁻ & e ⁺ | 182kJ (7GeV×26μC) |
| CERN | HL-LHC Beam Dump [9] | Proton | 680MJ (7TeV×97μC) |
| J-PARC | Neutron Target [10] | Proton | 1MW (3GeV×333μA) |
| J-PARC | Hadron-hall Beam Dump [11] | Proton | 750kW (50GeV×15μA) |
| J-PARC | Neutrino-facility Beam Dump [12] | Proton | 750kW (30GeV×25μA) |
| ESS | Neutron Target [13] | Proton | 5MW (2GeV×2.5mA) |
| IFMIF LIPAc | Beam Dump (at Linac End) [14] | Deuteron | 1.125MW (9MeV×125mA) |

*上記の通り抜粋したが、他にも大強度ビームダンプ事例はある。

*Max Beam Power は設計時に想定した値である。必ずしも運転実績があるわけではない。

* e⁻ & e⁺は電子と陽電子を指す。

*SKEKB Beam Dump、HL-LHC Beam Dump は1度に止めるビーム熱量(J)を示す。

*J-PARC や ESS の Neutron Target はビームをフルストップする。ビームダンプも担っている。

つ冷却方法を検討し、この冷却方法適用時の材料温度や熱応力を求める。温度や熱応力の評価には ANSYS[15]などの有限要素解析コードが用いられる。ビームダンプ本体の耐熱設計ができれば、メンテナンス方法なども考慮してビームダンプ本体の具体設計に移る。ビームダンプ本体の熱応答を評価する上では、各種シミュレーションコードを駆使して評価することが最も正確である。しかし、本講義でこれらシミュレーションコードの使用法等は説明せず、昔からある評価式に則って設計方針を得る方法を説明する。

2.4. 電磁シャワーの空間分布と熱負荷

物質中に電子・陽電子ビームが入射すると制動放射や対生成によりカスケード状に電子、陽電子、光子が増殖する。この増殖現象を電磁シャワーと呼ぶ。この電磁シャワーの空間分布を知るとはビーム熱負荷の分布を知ることと直結する。電磁シャワーの空間分布の話に進む前に、物質中

での電子、陽電子、光子の相互作用についてもう少し掘り下げたい。

数 10MeV 以上の電子は主に制動放射によってそのエネルギーを失う。制動放射のみによってエネルギーを損失するとすれば、電子エネルギーと物質中での進行距離の関係は式(2-1)の様に書ける。ここで X_0 (cm)は放射長と呼ばれるものであり、電磁シャワーの深度分布を知る指標になる。この X_0 はビームダンプ材料の原子番号 Z と原子数 A 、比重 ρ (g/cm³)の関数として式(2-2)の近似式がある[16]。なお、式(2-1)の様に単位長さ当たりのエネルギー損失を阻止能と呼ぶ。加えて阻止能を材料比重で除した値を質量阻止能と呼ぶ。

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{bremsstrahlung}} = \frac{E}{X_0} \quad (2-1)$$

$$X_0 \sim \frac{716.4 A}{Z(Z+1) \ln\left(\frac{287}{\sqrt{Z}}\right) \rho} \quad (2-2)$$

数 10MeV 以下の電子、陽電子では原子中電子との散乱を通したエネルギー損失が優位となる。

1 度の散乱によるエネルギー損失量が約 100keV 以下の電子散乱の場合、阻止能は Bethe が導いた式[17]により評価される。この Bethe の式は電子・陽電子に限らず陽子やミュオンなどにも適用可能である。エネルギー損失量が約 100keV 以上の電子・電子散乱の阻止能は Moller 散乱により評価される[18]。陽電子・電子散乱の場合は Bhabha 散乱として評価される[18]。約 100keV という閾値は K 核電子の束縛エネルギー前後で散乱過程の取扱いが異なることを意味している。

Fig.1 は鉛に電子又は陽電子を入射した際の、放射長毎のエネルギー損失割合のエネルギー依存性を示している[16]。前述の通り数 10MeV 前後でエネルギー損失の主要因が電離から制動放射に変わる。電離による阻止能と制動放射による阻止能が釣り合うエネルギーは臨界エネルギー: E_c と呼ばれている。電磁シャワーは制動放射と対生成を通して発展していくため、シャワー内の電子・陽電子が臨界エネルギー程度まで減速した深度で電磁シャワーは発展を止める。この臨界エネルギー E_c (MeV) は下記の式(2-3)、(2-4)の様に近似式がある[16]。

$$\text{Solid and Liquid : } E_c \sim \frac{610}{Z + 1.24} \quad (2-3)$$

$$\text{Gas : } E_c \sim \frac{710}{Z + 0.92} \quad (2-4)$$

次に光子の物質中での相互作用について記述する。Fig.2 は物質中における各種光子相互作用断面積のエネルギー依存性を示している[16]。光子エネルギーが 1keV 以下では光電効果や Rayleigh 散乱が支配的であるが、1keV~1MeV では光電効果や Rayleigh 散乱に加えてコンプトン散乱の寄与も大きくなる。約 1MeV を閾値として対生成が起こり、100MeV 以上では対生成により大半のエネルギーを損失する。10~20MeV 程度のエネルギーでは巨大双極子共鳴による核反応断面積が極値を持つ。電子加速器における中性子発生の主因はこの巨大双極子共鳴による。

100MeV 以上などの高エネルギー領域では制動放射や対生成でエネルギーを損失する。しかし、ビームダンプを構成する材料の立場に立った

時、制動放射や対生成はほぼ材料側にエネルギーを与えず、生成粒子側にエネルギーを引き継ぐ(正確には背景場への Recoil Energy 分の損失がある)。結局のところ材料側への熱負荷としては(特に電子・陽電子の)電離過程が支配的になる。Fig.3 は電子の鉛中における阻止能のエネルギー依存性を示している[16]。電離過程による阻止能はエネルギー数 MeV 程度で最小値を取る。また電離阻止能は MeV 以上では僅かしかエネルギー依存性を持たない。Fig.4 は最小質量阻止能の原子番号 Z 依存性を示している。最小質量阻止能は $Z > 6$ に対して式(2-5)の様に近似表現できる[16]。

$$\left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle_{min} \sim 2.35 - 0.28 \ln(Z) \quad (2-5)$$

電磁シャワー深度方向の発熱分布は電離阻止能と各深度の電子・陽電子量の積として凡その値を評価できる。電子・陽電子の増殖度の深度分布 $M(t)$ は式(2-6)に比例する[19]。なお増殖度 $M(t)$ の意味は“深度 t における電子・陽電子の数は入射電子数の $M(t)$ 倍になっている”ということである。

$$M(t) \propto t^a e^{-bt} \quad (2-6)$$

$$t = \frac{x}{X_0}, \quad y = \frac{E}{E_c} \quad (2-7)$$

$$t_{max} \sim \frac{a}{b} = \ln(y) - 1 \quad (2-8)$$

式(2-6)には式(2-7)による規格化指標 t と y を導入している。t は電磁シャワー深度 x を放射長 X_0 で規格化した値、y は入射エネルギー E を臨界エネルギー E_c で規格化した値である。b は材料毎に若干異なるが凡そ 0.5 程度の値となる。a は式(2-8)により評価される。式(2-8)は電磁シャワー中の電子・陽電子が最大増殖した規格化深度 t_{max} も示している。 t_{max} での電子、陽電子増殖度 $M(t_{max})$ は規格化エネルギー y を用いて式(2-9)で近似表現できる[20]。

$$M(t_{max}) \sim \frac{0.31y}{\sqrt{\ln(y) - 0.37}} \quad (2-9)$$

ビームダンプ設計の上で電磁シャワーの最大増殖深度 t_{max} での熱負荷 dE/dx (W/cm) を知ることは重要である。以上から t_{max} における熱負荷 dE/dx は式(2-10)と書ける。なお、I は入射電荷量 (C)、 ρ は材料の比重 (g/cm^3) を示している。

$$\frac{dE}{dx}_{t_{max}} \cong I \times \rho \times M(t_{max}) \times \left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle_{min} \quad (2-10)$$

次に電磁シャワーはどの程度の容積に収まるかを評価する簡易式を紹介したい。式(2-11)はどの程度の電磁シャワー深度でビームエネルギー99%を吸収できるかを示している[20]。式(2-12)の R_M はMoliere半径[16]と呼ばれるもので、ビーム入射点から半径 R_M 内に入射エネルギーの約90%が吸収される。更に、ビーム条件等により幅があるものの $3.7\sim 5R_M$ まで半径を拡張すると入射エネルギーの99%が吸収される[21]。

$$L_{99\%} = (1.52 \cdot \ln(E_0) - 4.1 \cdot \ln(E_c) + 1.76) \cdot X_0 \quad (2-11)$$

$$R_M = \frac{21.2}{E_c} X_0 \quad (2-12)$$

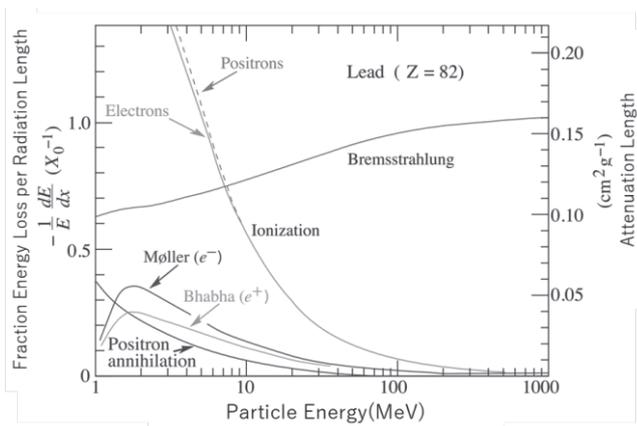


Fig.1 鉛中の放射長毎のエネルギー損失割合と質量減衰長のエネルギー依存性

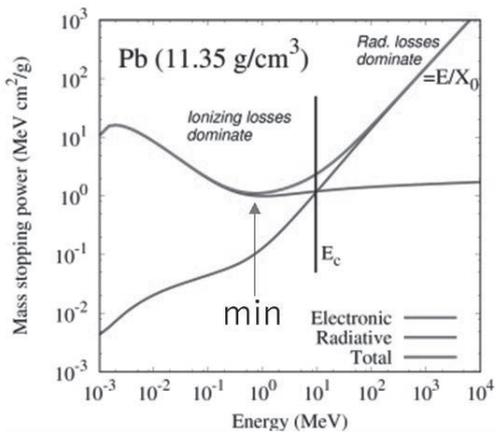


Fig.3 鉛中の質量阻止能のエネルギー依存性

これまでの式を用いて ILC の 14MW ビーム ($500\text{GeV} \times 28\mu\text{A}$) 入射時の電磁シャワー特性を評価する。入射する材質を水、炭素、アルミニウムに変えて評価した結果を Table.2 に示す。これらの評価結果は FLUKA による計算と 10%前後の差異は見られたが、当りを付ける計算として精度は十分だと考える。ただし、(数 100MeV など)ビームエネルギーが下がるとずれも大きくなるので注意されたい。Fig.5 は水、炭素、アルミニウムにビームを打ち込んだ時の発熱分布のカラープロットである。軽く原子番号 Z の小さい材料(Low-Z 材料)の方が、発熱分布が間延びしていることが分かる。Low-Z 材料の方が発熱密度は低く、冷却しやすいためビームダンプ材料に適していることが分かる。

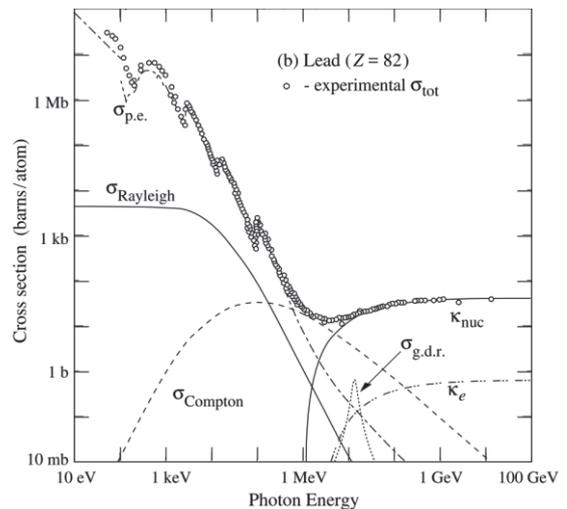


Fig.2 鉛中の各種光子相互作用断面積のエネルギー依存性

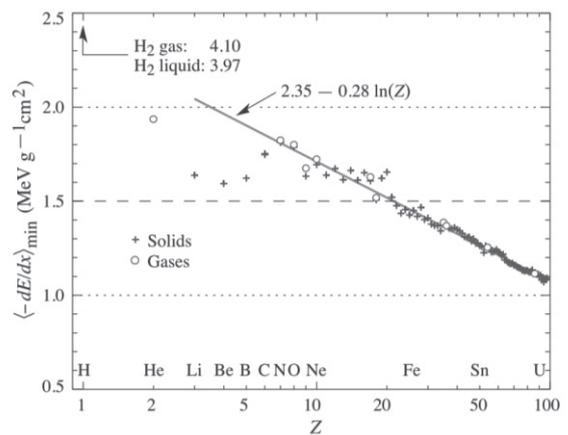


Fig.4 最小質量阻止能の原子番号 Z 依存性

Table.2 14MW ビーム(500GeV×28μA)入射時の電磁シャワー特性

| | Water | Carbon | Aluminum |
|------------------------|-----------|--------|----------|
| 原子番号 Z | 8(酸素として) | 6 | 13 |
| 原子番号 A | 16(酸素として) | 12 | 27 |
| 比重(g/cm ³) | 1 | 1.8 | 2.7 |
| 放射長(cm) | 34 | 24 | 9 |
| 臨界エネルギー(MeV) | 66 | 84 | 43 |
| 最大増殖深度(cm) | 276 | 185 | 76 |
| 最大増殖度 | 802 | 638 | 1206 |
| 最小電離阻止能(MeV/cm) | 1.8 | 3.3 | 4.4 |
| 最大発熱量(kW/cm) | 40 | 60 | 149 |
| L _{99%} (cm) | 701 | 462 | 199 |
| 5×R _M (cm) | 55 | 30 | 22 |

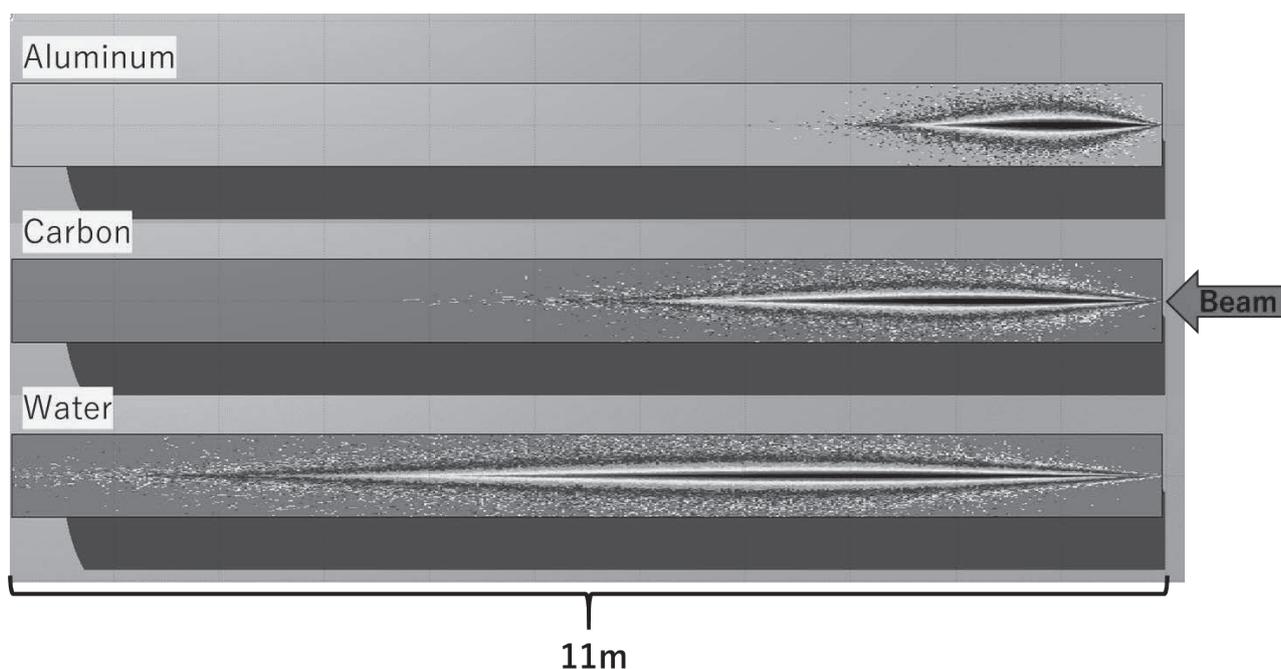


Fig.5 500GeV 電子ビーム入射時の発熱密度分布の例 - FLUKA による計算

2.5. 材料中の温度応答

電磁シャワーによる熱負荷分布が分かれば次にビームダンプ材料中での温度分布を求める。1発のビーム入射での温度上昇は単純に発熱密度 (J/cm^3) を比重 (g/cm^3) と比熱 ($\text{J}/\text{g}/\text{K}$) で除すればよい。もし1発のビーム入射に耐えるだけでよいビームダンプなら、この時の温度上昇が受入れ可能かを議論すればよい。温度分布の時間応答を求める場合、例えば微小体積に注目した式(2-13)のエネルギー輸送方程式を解くことになる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho E) + \frac{\partial}{\partial x_i}[u_i(\rho E + p)] \\ = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(k_{eff} \frac{\partial T}{\partial x_j} + u_i(\tau_{ij})_{eff} \right) + S \end{aligned} \quad (2-13)$$

式(2-13)は後の ILC メインビームダンプの議論の為、固体と流体共に適用可能な形式で記述している。式(2-13)において、 t は時間、 ρ は比重、 x は空間座標、 u は流速、 p は圧力、 k_{eff} は有効熱伝導率、 T は温度、 $(\tau_{ij})_{eff}$ は有効偏差応力テンソル、 S は発熱密度である。左辺第2項は流れに伴うエネルギーの流入出を意味し、右辺第1項は温度勾配による熱流入出を意味する。右辺第2項は粘性加熱を意味する。“有効”熱伝達率と有効が付くのは、乱流により熱伝達率が強化されることを意味している。

固体に限ると式(2-13)は式(2-14)の様に簡単になる。ただし $E=cT$ として温度に関する方程式に落とし込んでいる。 c は比熱を意味している。 a は熱拡散係数と呼ばれ、式(2-15)の様に熱伝導率と比重、比熱を用いて表される。また乱流による熱伝達率の強化も失われるため k_{eff} を k と表している。

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \nabla^2 T + \frac{1}{\rho \cdot c} S \quad (2-14)$$

$$a = \frac{k}{\rho \cdot c} \quad (2-15)$$

電磁シャワーの形状からビームダンプは円筒対称な形状を取ることが多く、式(2-14)を円筒座標で表記し式(2-16)とすると議論が進めやすい。 z は電磁シャワーの深度方向の空間座標、 r は動径方向の空間座標である。

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 T}{\partial \varphi^2} \right) + \frac{1}{\rho \cdot c} S \quad (2-16)$$

また凡その評価を進めるため温度 T は z と φ に依存しないとすれば式(2-16)まで簡単にできる。

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{1}{\rho \cdot c} S \quad (2-17)$$

式(2-17)を用いてビーム入射後の温度応答について考えたい。まずパルスビームの加速器であればビーム入射中の熱拡散は無視できるため、電磁シャワーの発熱密度分布に従って温度上昇が決まる。ガウシアン形状のビームを入射すると発熱密度のシャワー深度方向に対する断面形状もガウシアン形状がほぼ維持される。よってビーム入射直後の温度上昇 dT_{inst} は式(2-18)の様に書ける。ここで Q は電磁シャワー深度 z での発熱量、 σ^2 は深度 z での発熱分布の分散である。 Q に式(2-10)の値を用いれば最大発熱量が観測される電磁シャワー深度での評価となる。

$$dT_{inst} = \frac{Q}{\rho \cdot c} \frac{1}{2\pi\sigma^2} e^{-\frac{r^2}{2\sigma^2}} \quad (2-18)$$

式(2-18)を温度分布の初期値として、ビーム入射後の温度変化を式(2-17)で求める。ビーム入射後から経過時間 t の温度分布 T は式(2-19)の様に解ける。式(2-19)から温度分布の分散 σ^2 が式(2-20)の様に時間発展していくことが分かる。

$$T(t) = \frac{Q}{\rho \cdot c} \frac{1}{2\pi(\sigma^2 + 2a \cdot t)} e^{-\frac{r^2}{2(\sigma^2 + 2a \cdot t)}} \quad (2-19)$$

$$\sigma^2(t) = \sigma^2(0) + 2a \cdot t \quad (2-20)$$

パルスビームの熱負荷を時間平均 Q_{ave} した場合の温度上昇 dT_{steady} を求める。この場合、式(2-17)は式(2-21)と書ける。式(2-21)は式(2-22)と解ける。式(2-22)の R は温度上昇 dT_{steady} の基準温度点の動径座標である。

$$\frac{k}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial dT_{steady}}{\partial r} \right) = Q_{ave} \frac{1}{2\pi\sigma^2} e^{-\frac{r^2}{2\sigma^2}} \quad (2-21)$$

$$dT_{steady} = \frac{Q_{ave}}{4\pi k} \ln \left[\frac{1 + \frac{R^2}{2\sigma^2}}{1 + \frac{r^2}{2\sigma^2}} \right] \quad (2-22)$$

固体中の熱伝導を議論した。仮に冷媒とビームダンプとの熱交換時の温度上昇が無視できる場合、最高温度上昇 dT_{max} は“ dT_{inst} と dT_{steady} の和”

以下となる。この和を最高温度上昇として保守的な評価ができる。

2.6. 熱応力の評価

温度上昇に伴い材料は熱膨張しようとするが、材料の形状や拘束条件により熱膨張は妨げられる。この時、材料にはひずみ ε が生じる。このひずみ ε にヤング率 E を掛けると応力 σ が見積もられる。ひずみ ε と応力 σ 、温度上昇 dT の関係を式(2-23)に示す。 ν はポアソン比、 α は熱膨張率である。式(2-23)はユークリッド座標系でも円筒座標系でも成立する。

$$E(\varepsilon_i - \alpha \cdot dT) = \sigma_i - \nu(\sigma_j + \sigma_k) \quad (2-23)$$

円筒形状の材質に軸対称な温度分布があるとすれば応力 σ_r 、 σ_θ 、 σ_z は式(2-24)、(2-25)、(2-26)と書ける[22]。ただし K は式(2-27)の通り温度分布 T と動径座標 r の積分値である。また b は円筒外周部の半径長である。

$$\sigma_r = \frac{E\alpha}{1-\nu} [K(b) - K] \quad (2-24)$$

$$\sigma_\theta = \frac{E\alpha}{1-\nu} [K(b) + K - T] \quad (2-25)$$

$$\sigma_z = \frac{E\alpha}{1-\nu} [2K(b) - T] \quad (2-26)$$

$$K = \frac{1}{r^2} \int_0^r T r dr \quad (2-27)$$

次に求めた応力が許容可能かを議論する。式(2-24~26)はある微小体積での応力ベクトルである。円筒座標系の場合、これら応力ベクトルを用いて式(2-28)の相当応力 σ_{vm} (von Mises Stress) と呼ばれるスカラー値が定義できる。

$$\sigma_{vm} = \sqrt{\frac{1}{2} [(\sigma_r - \sigma_\theta)^2 + (\sigma_\theta - \sigma_z)^2 + (\sigma_z - \sigma_r)^2]} \quad (2-28)$$

アルミニウムやチタン、銅などの延性材料はこの相当応力と引張試験から得られた降伏応力や引張強度と比較して許容可能か議論される。なお降伏応力は材料の塑性変化が始まる応力、引張強度は材料が塑性変化を超えて破断する応力のことを指す。降伏応力が明確に表れない材料の場合、応力負荷を取り除いた際の永久ひずみが 0.2%

となる応力(0.2%耐力)を降伏応力の代わりに用いる。また炭素などの延性のない材料では、相当応力による評価ではなく、式(2-24)~(2-26)に相当する各応力ベクトル成分と材料の引張応力などを超えないかが許容可能かの判断基準となる。式(2-24)~(2-26)を見ると、ある温度分布の下で応力はヤング率 E と熱膨張率 α の積に比例し、 $(1-\nu)$ に反比例することが分かる。これに引張強度 σ_{tensil} も加えて式(2-29)のような耐熱応力に関する指標が作れる。“同じ温度分布”の下で式(2-29)の値が大きい方が熱応力に強いということになる。

$$\frac{\sigma_{tensil}(1-\nu)}{E \cdot \alpha} \quad (2-29)$$

Table.3 にビームダンプやビーム窓、標的などで見かける材料と式(2-29)に関わる材料物性を記した。Table.3 の中で、式(2-29)の耐熱応力はチタン合金(Ti-6Al-4V)、黒鉛(IG430)、タングステンの順で高い値を取る。Ti-6Al-4V は高い引張強度、熱膨張率の低さなどから熱応力に耐える能力は高い。しかし、熱伝導率が低いので冷却方法には要注意である。特に冷媒と距離を取る間接冷却には不向きである。

その他に重要となるのが温度依存性や金属疲労である。大抵の場合、引張試験は室温かつ材料は新品の状態で行われる。材料が高温になると軟化や結晶転位に加え材料物性も変わる。また高サイクルの応力振動があると引張強度も落ちてくる。Fig.6 は SN 曲線と呼ばれるもので、引張強度と応力振動のサイクル数の関係を示している[23]。Fig.6 は Ti-6Al-4V の SN 曲線であるが、新品の引張強度が 1000MPa を超えるのに対し、 10^{10} サイクル後には 450MPa まで劣化していることが分かる。これら運用温度と金属疲労の影響を考慮して許容応力を考える必要がある。

Table.3 耐熱応力関係の材料特性

| | Beryllium | Graphite IG430 | Al Alloy A6061-T6 | Ti alloy Ti-6Al-4V | Be-Cu C10 | Tungsten |
|--------------------------|-----------|-------------------|----------------------|-----------------------|--------------|----------|
| ヤング率(GPa) | 303 | 10.8 | 68.9 | 114 | 115 | 400 |
| 熱膨張率(e ⁻⁶ /K) | 11.5 | 4.8 | 23.6 | 8.6 | 17.8 | 4.4 |
| ポアソン比 | 0.18 | 0.14 | 0.33 | 0.33 | 0.33 | 0.28 |
| 引張強度(MPa) | 370 | 37.2 | 310 | 1170 | 660 | 980 |
| 耐熱応力-式(2-29) | 87 | 617 | 128 | 800 | 216 | 400 |
| 熱伝導率(W/mK) | 216 | 140 | 167 | 6.7 | 218 | 163.3 |

*室温の値であり IG430 は[24]、その他は[25]を参照した。

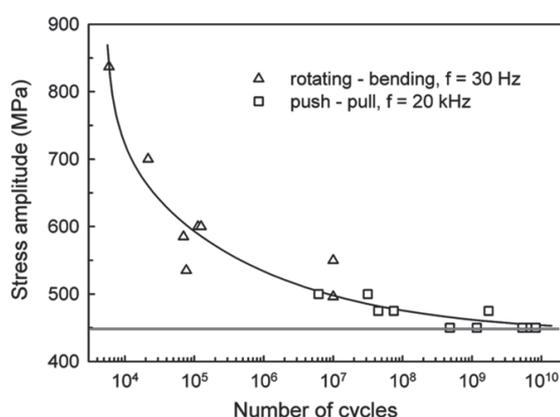


Fig.6 Ti-6Al-4V の SN 曲線

2.7. ビームダンプ本体の放射化

ここまでビームダンプの熱設計について議論した。次にビームダンプの放射化について議論する。ビームエネルギーの大半は熱に変わるとは言え一部は核反応に寄与する。核反応生成物の一部は不安定核となり、ビーム照射された材料は放射能を持つようになる。電子加速器における核反応はまず光核反応による。前述の通り、材料中では電子の制動放射を通して高エネルギー光子が生成される。原子核から中性子・陽子を分離するために必要最小のエネルギーは、核種に依るが 10MeV 前後である。つまり光子のエネルギーが約 10MeV 以上であれば原子核から中性子、陽子を分離することが可能となる。原子核を 10MeV 以上励起するための主要な光核反応機構としては、10~30MeV で巨大共鳴反応、30~150MeV で準重陽子崩壊反応、150MeV 以上で核子共鳴反応

が知られている。放射化の程度を知るためにはまず電子 1 個を入射した時に不安定核種が何個生成されるかを示す収率 Y を評価する。収率 Y は式(2-29)の通り評価できる。 N は評価材料における単位体積当たりの原子核数(atom/cm³)、 σ は注目不安定核生成反応の断面積(cm²)、 L は評価材料中での光子飛程(cm/MeV)である。断面積情報は各種核反応モデルか JENDL[26]や ENDF[27]、TENDL[28]など核断面積ライブラリーから得られる。制動放射光子の飛程は主にはモンテカルロ計算により導出される。

$$Y = N \int \sigma \cdot L \cdot dE \quad (2-29)$$

次に注目する不安定核種の原子核数 N_{atom} がビーム運転中にどの程度増えるかを評価したい。これは式(2-30)の様に評価できる。 I は入射粒子数 (particle/sec)、 λ は不安定核種の崩壊定数(sec)である。崩壊定数は半減期 $T_{1/2}$ を用いて式(2-31)の様に書ける。

$$\frac{dN_{atom}}{dt} = I \cdot Y - \lambda \cdot N_{atom} \quad (2-30)$$

$$\lambda = \frac{\ln(2)}{T_{1/2}} \quad (2-31)$$

式(2-30)は式(2-32)の通り解ける。 λN_{atom} は 1sec 毎の崩壊原子核数であり放射能(Bq)に相当する。式(2-32)を見るとビーム照射を続けると放射能は入射粒子数 $I \times$ 収率 Y に飽和することが分かる。また半減期 $T_{1/2}$ 程度のビーム照射時間で飽和放射能の 50%、半減期 $T_{1/2}$ の 3.4 倍程度のビーム照射時間で飽和放射能の 90%に至ることが分かる。

$$\lambda \cdot N_{atom} = I \cdot Y (1 - e^{-\lambda t}) \quad (2-32)$$

以上は光核反応での評価として話を進めたが、中性子による核反応の場合も形式的には全く同じ過程で評価できる。ILCのような高エネルギー電子加速器の場合、光核反応により生じた中性子も核反応を起こせるだけのエネルギーを持つ。中性子起因の放射化も重要な評価対象となる。また中性子は電荷を持たないため物質透過能力が高く、ビーム運転中においては重要な遮蔽対象となる。

2.8. ビームダンプエリアの放射線遮蔽

ビーム照射を通して生成された γ 線や中性子の一部はビームダンプで吸収しきれず、ビームダンプ外に到達する。これら γ 線や中性子のフラックスに人体影響に応じた重み付けをして等価線量(Sv)と呼ばれる値が定義される。加速器施設では単位時間当たりの等価線量(Sv/hour)がエリア毎の管理基準値として設定される。ビーム運転中の等価線量と比べ、ビーム停止後の等価線量は桁違いに低い。ビーム運転中の γ 線や中性子は、ビームエネルギーに準じて、数10GeVなどの高いエネルギーでも存在しうる。しかしビーム停止後の線量は不安定核種の崩壊に伴うものであり、中性子は生じない上に、放出粒子のエネルギーも数MeV以下である。これら等価線量は実験から得られた経験式[29]やモンテカルロ計算により評価される。

次に線量を落とすためどのような遮蔽体を置けばよいか議論したい。電子加速器の場合、光子と中性子を念頭に置いて遮蔽体の構成を考える。前の電磁シャワーの議論の通り、光子の遮蔽は基本的に原子番号の高い(High-Z)、かつ高密度の材料の方が必要遮蔽体厚みは薄く適している。中性子はエネルギーがMeV以上か以下かで遮蔽体の考え方が変わる。MeV以上の中性子は原子核との非弾性散乱を通してエネルギーを損失させる。非弾性散乱の意味は散乱の前後で中性子の運動エネルギーが保存しないことを意味する。Fig.7は核反応シミュレーションコードTALYS[30]による、中性子の弾性・非弾性散乱の微分断面積の計算結果を示している。Fig.7の通り非弾性散乱の

断面積はHigh-Z材料の方が大きく、MeV以上の中性子の減速にはHigh-Z材料が適していると言える。MeV以下まで中性子を減速させると中性子は非弾性散乱が起きないため弾性散乱で減速させる。弾性散乱では古典力学的な玉突きのアナロジーで中性子減速を記述できる。つまりLow-Z原子核との弾性散乱の方がエネルギー損失は大きい。中性子の減速が進むと最終的に材料原子核の温度と平衡する。この熱平衡した中性子は熱中性子と呼ばれる。仮に室温が300Kの場合、熱中性子のエネルギーは約26meVとなる。Fig.8はTALYSによる中性子の弾性散乱・捕獲反応の微分断面積の計算結果である。中性子の減速が進むと中性子の捕獲断面積が大きくなる。捕獲とは原子核が中性子を捕獲し質量数Aが+1増える反応である。この捕獲断面積は原子毎に大きく異なり、同位体間でも大きな差がある。捕獲断面積が大きい原子として ^{10}B や ^3He 、 ^{157}Gd 、 ^{155}Gd などが知られている。以上から中性子の遮蔽としてはHigh-Z材料⇒Low-Z材料の順で構成するのが良く、可能であればLow-Z材料の後段に捕獲断面積の高い元素を導入するとなお効率的である。光子の遮蔽においてもHigh-Z材料を先に配置するのが望ましく、中性子遮蔽の観点とも両立する。

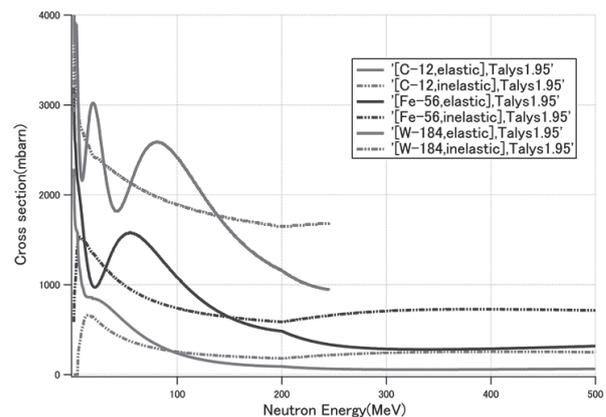


Fig.7 炭素、鉄、タングステンの中中性子弾性・非弾性散乱断面積(TALYSによる計算)

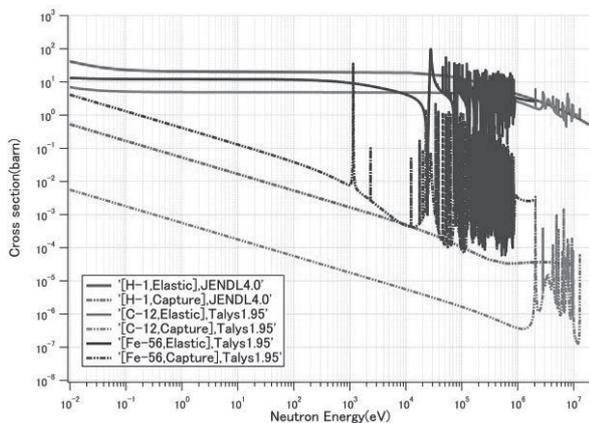


Fig.8 水素、炭素、鉄の中性子弾性散乱・捕獲断面積(TALYSによる計算)

3. ILCのビームダンプシステム

ILC ビームダンプシステムの概要を紹介する。ビームダンプの設計に関して、これまでの議論が背景にある。

3.1. ILC ビームダンプの構成

Fig.9はILCのレイアウトとビームダンプの配置を示している。前述の通り、ILCには全15基のビームダンプが必要とされている。Table.4に全15基のビームダンプの使用用途を示す。

15基の内、11基はビーム調整用のビームダンプであり、衝突実験中は基本的にビーム入射されることは無い。ビーム強度60kWと400kWのものが必要とされており、世界の大強度ビームダンプを参考に設計案[31]が提案されている。Fig.10は60kWビームダンプの設計案、Fig.11は400kWビームダンプの設計案である。また、60kWビームダンプと同等設計のビームダンプをKEK-STFにて運用中である[32]。

E+7のビームダンプはフォトンダンプとも呼ばれ、アンジュレーター光子を止めるためのビームダンプである。アンジュレーター光子は陽電子生成のために生成され、最大120kWの強度を持つ。(300kWと記載があるのは安全率2.5を掛けたためであるが、実際には最大120kWまで生成されない。)最大120kWもの強度を持つが、陽電子生成標的ではおよそ8kW程度しか消費され

ず、大半の光子はフォトンダンプで止めることになる。このフォトンダンプについて2つの設計案[33]が提示されている。

E-8のビームダンプは、重心系エネルギー250GeV未満で衝突実験をする際に必要となる。電子ビームのエネルギーを下げるとアンジュレーター光子のエネルギーも低下し、陽電子生成効率も低下する。そこで5+5Hz運転と呼ばれる、“125GeV以上の陽電子生成用電子ビーム”と“125GeV未満の衝突実験用の電子ビーム”の2倍のビーム運転モードが用意される予定である。この5+5Hz運転の陽電子生成用の電子ビームを止めるためのビームダンプがE-8である。入射されるビーム強度は後述のメインビームダンプと同等であり、メインビームダンプと同じ設計となる。なお、陽電子生成方式はアンジュレーター光子駆動方式と電子駆動方式の2方式が検討されており、電子駆動方式の場合はE+7とE-8のビームダンプは不要となる。

ビームライン最下流のE-5、E+5がメインビームダンプである。安全マージンを含め最大17MWものビーム強度を想定しており、実現すれば世界最高強度のビームダンプとなる。以降、メインビームダンプへのビーム輸送を紹介し、次にメインビームダンプの設計を紹介する。

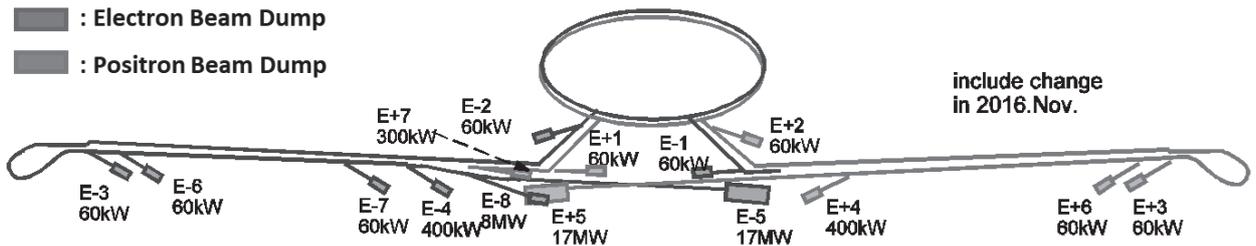
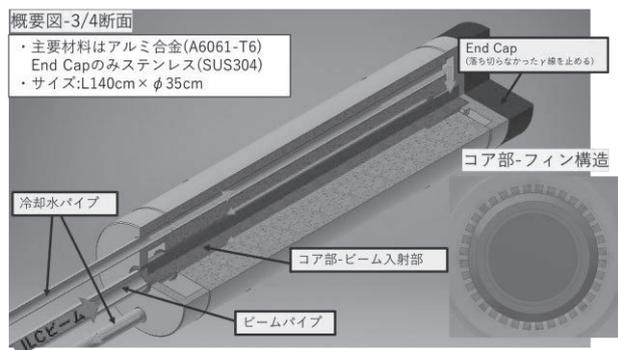


Fig.9 ILC レイアウトとビームダンプの配置
(E+5, E-5 がメインビームダンプであり、17MW は将来の Upgrade を考慮した値である。)

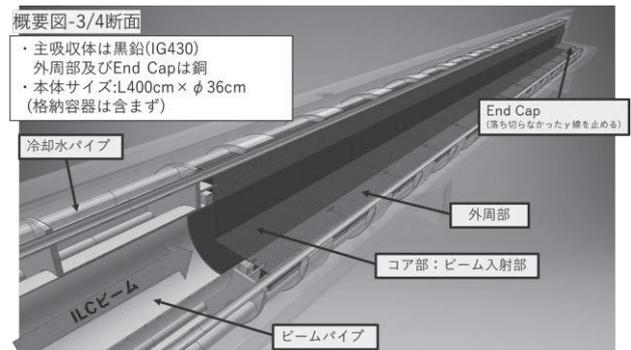
Table.4 ILC ビームダンプの種類と使用目的

| 使用目的 | 粒子 | 仕様 | 吸収体 | 備考 |
|--------------|-----------|-------------------------------------|---------|---|
| ビーム調整用 | 電子 | 60kW×9ヶ所 | アルミ合金 | 低強度ビームによる加速器調整 比較的短時間・短期での利用 |
| | 陽電子 | 400kW×2ヶ所 (E+4, E-4) | 黒鉛 | MainLinac のビーム調整 異常時のビームアボートにも利用 |
| 陽電子生成 光子用 | 光子 | 300kW×1ヶ所 (E+7) | 黒鉛 or 水 | Undulator 陽電子源の場合に必要 |
| 5+5Hz 運転 | 電子 | 8MW×1ヶ所 (E-8) | 水 | Undulator 陽電子源の場合に必要 主ビームダンプと同等のビーム強度を想定 |
| 主ビーム | 電子 陽電子 | 17MW×2ヶ所 含 20%マージン (E+5, E-5) | 水 | 世界最高強度のビームダンプ 年間 5000 時間程度の運転を想定 |



- ・主要材料はアルミ合金(A6061-T6)
- ・End Capのみステンレス(SUS304)
- ・サイズ:L140cm×φ35cm
- ・アルミ合金を吸収体とした設計。
- ・60kWビームダンプは9基必要であり最も基数が多い。

Fig.10 60kW ビームダンプの設計案



- ・主吸収体は黒鉛(IG430)
- ・外周部及びEnd Capは銅
- ・本体サイズ:L400cm×φ36cm (格納容器は含まず)
- ・主吸収体は黒鉛、上流にビーム窓がある。
- ・ビームは半径4cmの円周上に走査

Fig.11 400kW ビームダンプの設計案

3.2. Extraction Line

衝突点からメインビームダンプまでは300m離れている。この区間のビームラインを Extraction Line と呼ぶ。なお Extraction Line と衝突点に向かうビームラインは角度 14mrad で交差している。この Extraction Line の役割はビームダンプに衝突後のビームを輸送すること以外に、衝突後ビームのエネルギー測定、偏極度測定も担う。Fig.12 は Extraction Line のビーム光学パラメータである[34]。IP から約 50~70m 地点に Energy 測定用の Chicane がある。偏極度はコンプトン散乱を通して評価されるが、このコンプトン衝突点は IP から約 150m 地点に設置される。コンプトン散乱の効率を上げるためにコンプトン衝突点でのビームサイズを絞るようビーム光学系を組んでいる。IP から約 200m 地点にはビームダンプの熱負荷を低減するための Sweep magnet がある。この Sweep magnet によってビームは半径 6cm の円周上に走査されてメインビームダンプに入射する。Sweep magnet は全 19 基で構成される[35]。突発的に数基故障してもある程度のビーム走査が維持される。

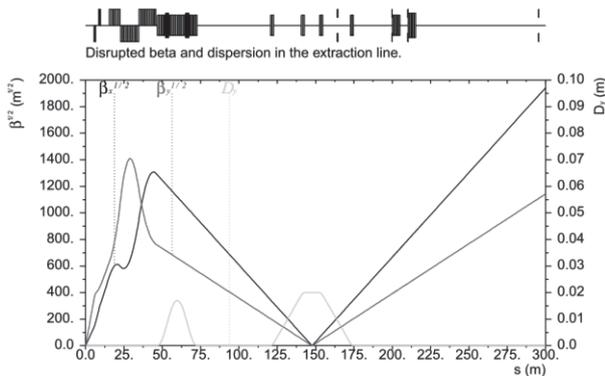


Fig.12 Extraction Line のビーム光学
(重心系エネルギー250GeV での β 関数、分散関数)

3.3. Beamstrahlung effect

ビーム衝突時にはビーム間の電磁場によりビーム形状は歪められる。同時に粒子軌道も湾曲され光子が生成される。以上は Beamstrahlung 効果と呼ばれる。Beamstrahlung 効果はモンテカル

ロ法による粒子輸送シミュレーションコードの CAIN[36]を用いて評価されている。更に CAIN で評価した衝突後の粒子データを使い、Extraction Line ビーム光学系に基づきトラッキングすることでメインビームダンプ入射時のビーム形状を評価できる。Fig.13 はメインビームダンプ入射時の電子ビーム形状であり、衝突の有無で比較している。衝突前後の半値幅を比較すると鉛直方向に大きな差はないが、水平方向に 5 倍程度の差がある。衝突実験中のメインビームダンプの発熱密度は未衝突ビームに比べ 5 倍程度は低下しうる。しかし、より厳しい未衝突時のビームが受けられるようにメインビームダンプは設計されている。

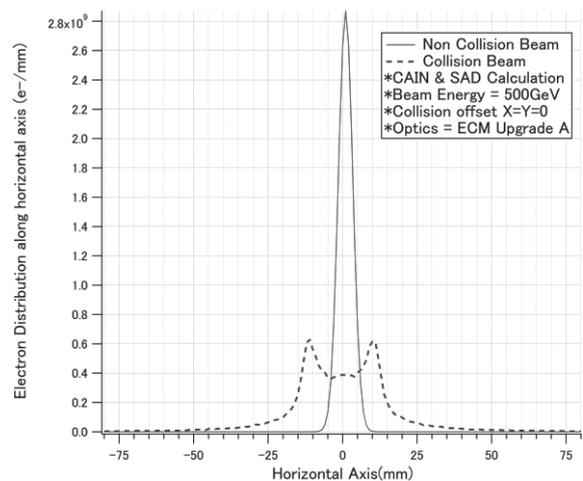


Fig.13(a) 水平方向の電子分布

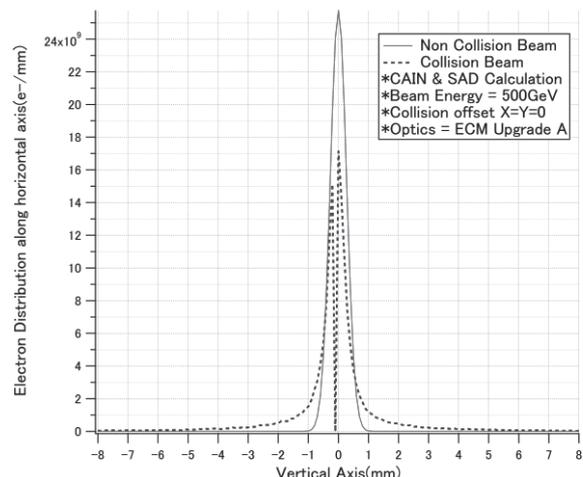


Fig.13(b) 鉛直方向の電子分布

*重心系エネルギー1TeV

*衝突時の電子・陽電子相対位置のずれがない
場合の計算

3.4. メインビームダンプの本体設計

メインビームダンプの設計は SLAC の 1960 年代に開発・運用された水ダンプを基にしている。SLAC 水ダンプは名前の通り冷却水でビーム照射を受けるよう設計されており、最大ビーム負荷は 2.2MW が想定されていた[4]。この SLAC 水ダンプを基に国際的な開発グループによりメインビームダンプ設計案が作成された[37]。なお本開発グループの設計案の時点ではビーム強度が最大 18MW と想定されており、ILC 将来計画の最大強度 17MW(20%の安全マージン込み)よりも高い。水でビームを受ける効能として下記がある。

- (1) Low-Z かつ低比重材料=発熱密度が小さい。
- (2) 流体の特性を生かした高い冷却性能
- (3) 固体と違い破損という問題がない。

一方で水にほぼ全量のビーム熱量を吸収させるため、水の放射化-特にトリチウムの生成が課題となる。ただし、トリチウム以外は ${}^7\text{Be}$ の半減期が約 53 日と比較的長いだけで、あとは短半減期核種しか生成されない。仮に水以外の材料にビーム照射してもトリチウムは同様に生成され、酸素より High-Z な原子核がいれば生成される不安定核種の種類も増える。高エネルギー高強度のビームを受ける以上、放射化物対応は不可避である。

改めてメインビームダンプの設計について説明する。Fig.14 はメインビームダンプの基本構成を示している。メインビームダンプ本体はビーム窓を通して上流のビームラインと接続されている。メインビームダンプに冷却水を供給する冷却水パイプが接続されている。また放射線遮蔽のため鉄・コンクリートに囲われている。

Fig.15 にメインビームダンプ本体の構造を示す。メインビームダンプは $\phi 1.8\text{m} \times \text{L}11\text{m}$ の円柱形状のタンクである。タンク側面部の厚みは 1 インチ、底面部の厚みは 3 インチであり、水圧 2MPa に耐えられる。このタンク内部には 3 本のパイプがあり、2 本が Inlet、1 本が Outlet である。Fig.16 は Inlet パイプの構造を示している[37]。Inlet パイプは内径 $\phi 8$ インチであり、冷却水を噴出させ

るフィン構造がある。Outlet パイプは内径 $\phi 10$ インチであり、多数の細孔を有している。Outlet パイプの細孔を通して冷却水を回収する。Fig.17 はメインビームダンプの断面図であり、Inlet、Outlet パイプの位置関係を示している[37]。2 本の Inlet パイプは左右対称に配置され、それぞれ上方向と下方向に冷却水を流すことで、タンク内に渦状の水流を作る。Outlet パイプはタンク中心軸に配置される。冷却水は水圧 1MPa かつ温度は 50°C 、流量 209L/sec(各 Inlet 104.5L/sec)でビームダンプに供給される。この時 Inlet パイプのフィンからの平均流速は 2.17m/sec となる。18MW のビーム照射の場合、平均水温 71°C となって Outlet パイプに戻ることになる。ビーム窓部以外は全て SUS316LN 製である。

ビーム窓はチタン合金(Ti-6Al-4V)製である。ビーム窓は球殻形状をしている。Fig.17 の通りビーム窓はタンク中心軸より 350mm 上に設置されている。ビーム窓に熱設計などについて後で議論する。

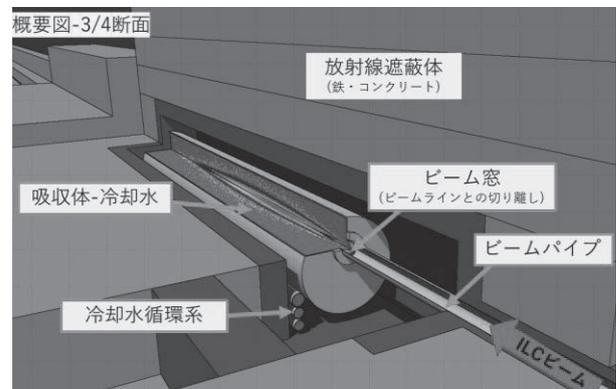


Fig.14 メインビームダンプ本体の基本構成

メインビームダンプ 俯瞰図

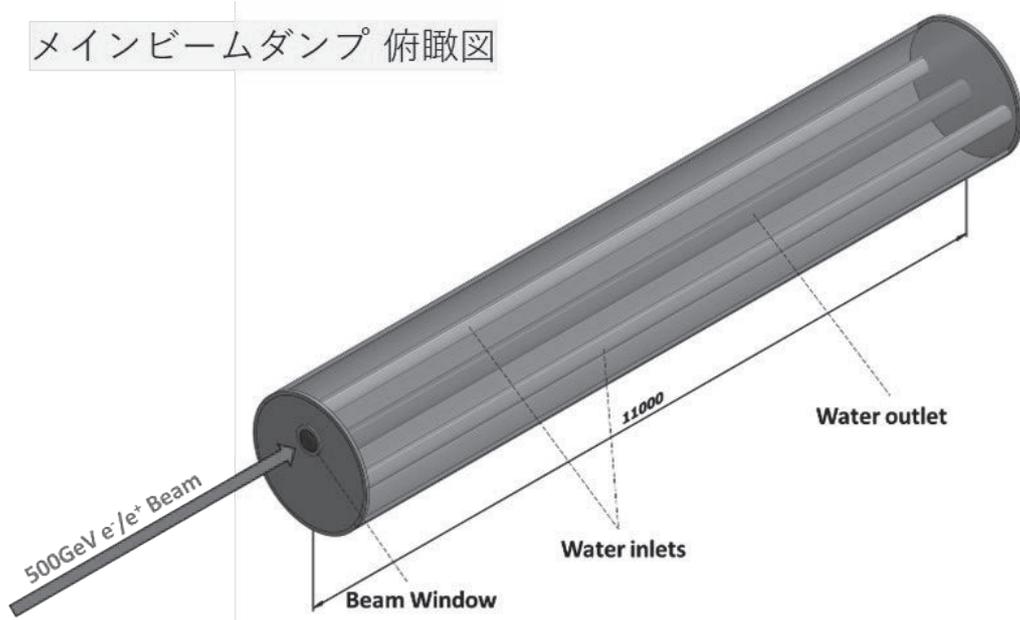


Fig.15 メインビームダンプの外形

Inlet Pipe

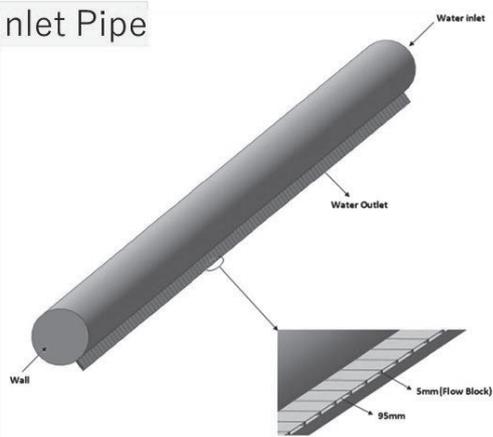


Fig.16 Inlet Pipe の構造

断面図

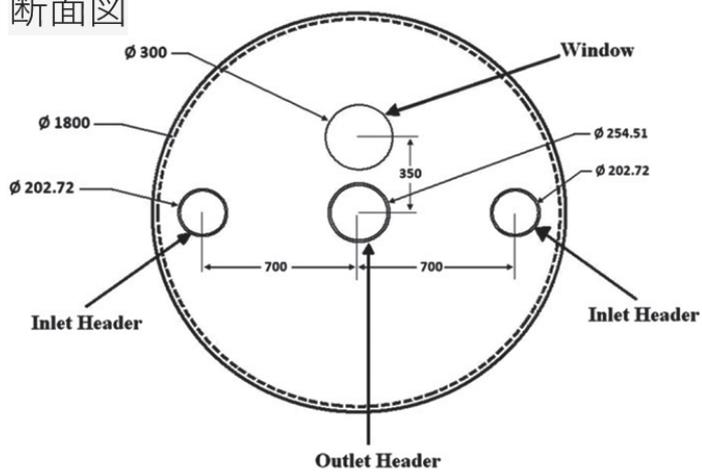


Fig.17 メインビームダンプの断面構造

3.5. メインビームダンプのビーム熱負荷

メインビームダンプ中に生じる熱負荷を議論する。以下はメインビームダンプ設計時に想定していた最大熱負荷時(18MW)のビーム仕様である。ビームサイズはビーム未衝突時の値である。

Beam Parameters

| | |
|---|--|
| Electron/positron energy | 500 GeV |
| Number of electrons/positrons per Bunch | 2×10^{10} |
| Duration of the bunch train | 2820 |
| Beam size at beam dump entrance | $\sigma_x=2.42\text{mm}$ $\sigma_y=0.27\text{mm}$ |
| Energy in one bunch train | 4.5MJ |
| Number of bunch trains per second | 4 |
| Beam power (average) | 18MW |
| Beam Current (average) | 36 μA |
| Beam sweep radius | 6 cm |
| Beam sweep frequency | $\sim 1\text{kHz}$ |

上記ビーム仕様における、モンテカルロコード FLUKA による発熱分布の計算結果を Fig.17 に示す[37]。Fig.18(a)は1ビームパルスの発熱密度分布である。横軸はビーム深度方向 z 、縦軸はビーム軸からの動径座標 r である。ビームは半径 6cm に走査しているので $r=6\text{cm}$ での値が大きくなっている。Fig.18(a)より発熱密度の最大値は深度 $Z=180\text{cm}$ 地点で得られ、その時の発熱密度は $238\text{J}/\text{cm}^3$ となった。Fig.18(b)の縦軸はビーム軸上に沿った発熱量分布(kW/cm)である。この発熱量は先述の式(2-20)に相当する。このビーム軸上に沿った発熱量の最大値は深度 $Z=290\text{cm}$ 地点で得られ、その発熱量は $53\text{kW}/\text{cm}$ に及ぶ。

次にビーム進行方向に対する横断面(X-Y 平面)での発熱分布を議論する。Fig.19は深度 $z=180\text{cm}$ における X-Y 平面の発熱分布である。ビーム走査により半径 6cm の円周状にビーム熱が集中していることが分かる。さらに Fig.19を見ると円周上にも発熱密度分布に差があることが分かる。これは Fig.20[37]の通り、ビーム形状が扁平($\sigma_x \gg \sigma_y$)

していることで、ビーム走査した際に Bunch 毎のビーム熱の重なり方が変わること起因する。

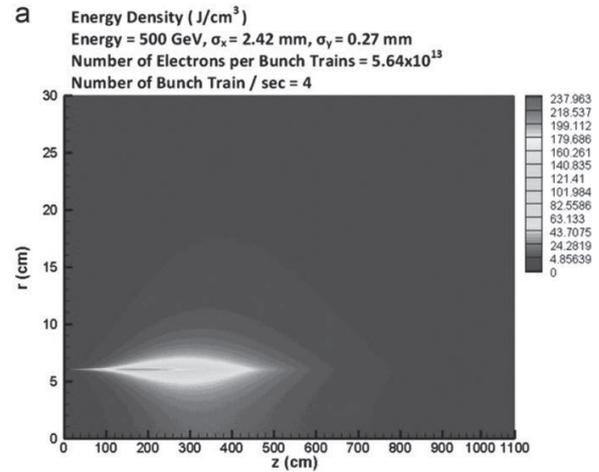


Fig.18(a) 1 ビームパルスの発熱密度分布

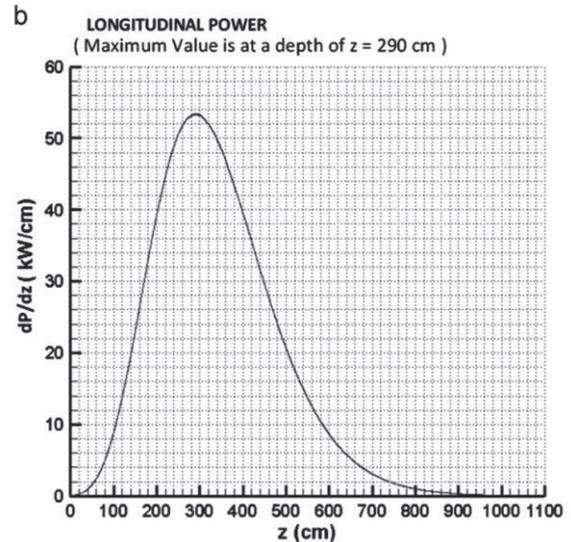


Fig.18(b) ビーム軸に沿った発熱量分布

Energy Density per pulse(J/cm^3) at $z=180\text{cm}$

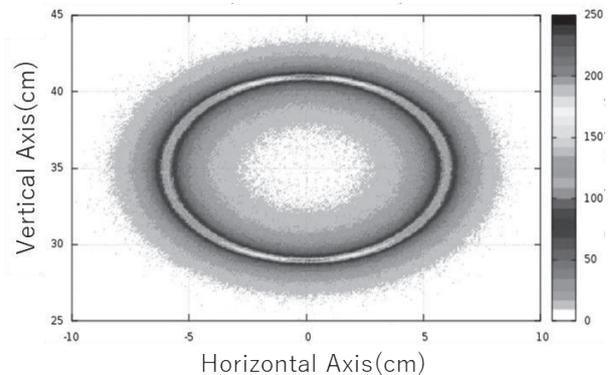


Fig.19 発熱分布の X-Y 平面分布

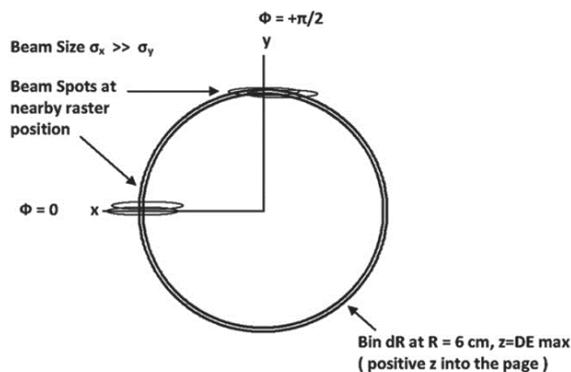


Fig.20 ビーム走査線に沿った発熱密度の変化

3.6. メインビームダンプ冷却水の熱応答

熱負荷が分かったところでメインビームダンプ冷却水中の温度応答を議論したい。温度応答の評価には有限要素解析ソフト ANSYS 内の CFD(Computational fluid dynamics) ソルバー FLUENT を用いている。ここではビーム軸方向の熱の流出入は無視できるとして、ビーム軸横断面(X-Y 平面)での 2 次元解析を進めた。実際にはビーム軸に沿って高温側から低温側への熱流出があるため、最大発熱深度での 2 次元解析は安全側の評価となる。CFD では基本的には連続方程式、Navier-Stokes 方程式、エネルギー輸送方程式(先述の式(2-13))を解く。大抵の流体解析では乱流の効果が重要となり、どのように乱流の効果を計算に取り込むかが 1 つの課題となる。乱流の動態自体は Navier-Stokes 方程式に含まれるが、計算機向けに離散化して解こうとすると、現実的ではないほど微小要素に分割しなくてはならない。そこで乱流効果をリーズナブルに取り入れるモデルが複数開発されている。ここでは乱流の動態を乱流エネルギー k と乱流の散逸率 ϵ で記述する k - ϵ モデルを用いた。

Fig.21 はメインビームダンプ流速分布の 2 次元シミュレーションの結果である。Fig.21 を見ると流速分布が Outlet パイプを中心として渦状になっていること分かる。このような流速分布が得られたとして、どこにビームを照射すると最高温

度を低く抑えられるのだろうか。流体の温度分布を評価するには注目する微小体積に関して式(2-13)を解くことになる。メインビームダンプの熱評価の上で、式(2-13)の重要な項は左辺第 2 項と右辺第 1 項である。左辺第 2 項は近接微小体積との熱の流出入を意味している。流速 0.5m/sec の区間にビーム照射した場合、次のビームが照射される 0.25sec 後までにビーム照射を受けた水は 12.5cm 進む。そして、次のビームはビーム熱による温度上昇のない供給直後の水に入射することになる。左辺第 2 項はこのような効果を表現している。右辺第 1 項は温度勾配による熱拡散を示している。熱拡散の程度は熱伝導率に比例するが、Fig.21 の流速分布では有効熱伝導率は水の熱伝導率の約 10^4 倍程度まで向上すると見積もられている。以上の 2 効果により最高温度を最も抑えられるビーム入射位置を評価した結果、現在の入射位置(ビームダンプタンクの中心軸から 35cm 上)に決まった。

最大発熱密度が観測されるのは深度 $z=180\text{cm}$ である一方で、最大発熱量が観測されるのは深度 $z=290\text{cm}$ と分離している。解析では最高温度が観測されるのは最大発熱量が観測された深度 $z=290\text{cm}$ であることが示されている。Fig.22 は 18MW ビーム時の深度 $z=290\text{cm}$ でのビームパルス入射直後の温度分布である[37]。最高温度は 155°C であるが、1MPa 加圧時の水の沸点が 180°C であるので沸騰には至らない。Fig.23(a)は現在想定される最高ビーム強度 14MW でのビームパルス入射直後の温度分布の計算結果である[38]。この時の最高温度は 121°C である。また Fig.23(b)は 14MW ビームでの水中最高温度の時間変化の計算結果である。ILC 1st Stage のビーム強度 2.6MW では最高温度が 68°C と評価されている[38]。

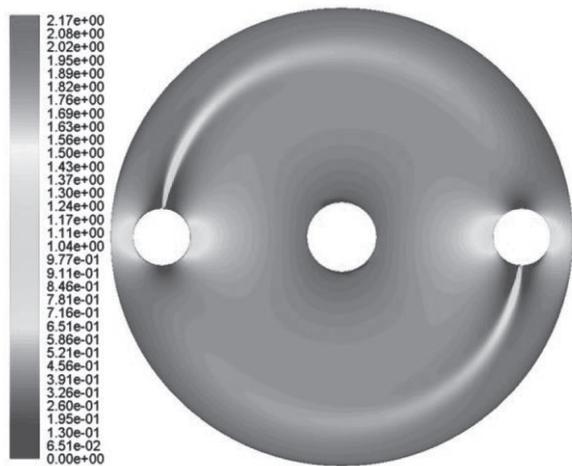


Fig.21 流速分布(m/sec)
Inlet velocity = 2.17m/sec



Fig.22 18MW ビーム時の温度分布(K)
(ビームパルス入射直後、Z=290cm)

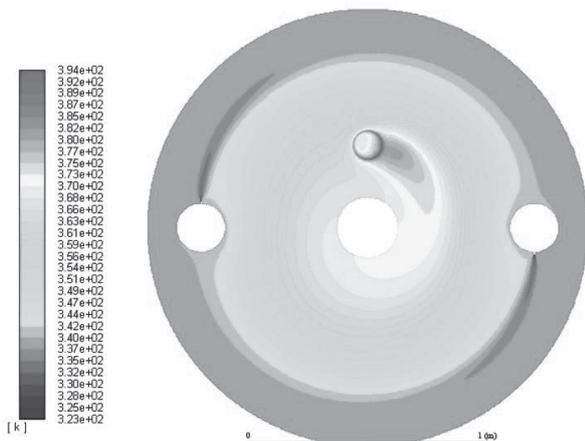


Fig.23(a) 14MW ビーム時の温度分布(K)
(ビームパルス入射直後、Z=290cm)

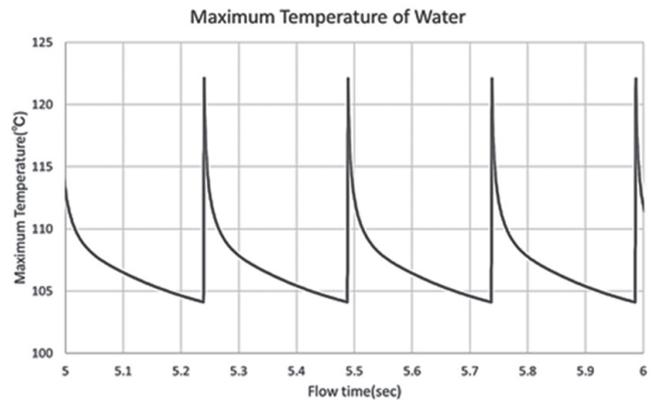


Fig.23(b) 14MW ビーム時の最高温度の時間変化

Table.5 大強度ビームダンプ近傍でのビーム窓

| Laboratory | Material | Dimensions(mm) | Heat Load on Beam Window |
|--------------------------------|----------------|--------------------|--------------------------|
| ILC-Main Beam Dump | Ti-6Al-4V | t5×φ300 | 105 W at 14MW Beam |
| SLAC Water Dump [4] | Cromeplated Cu | t1.25×φ80 | 193W at 2.2MW Beam |
| SLAC SL-30[5] | A6061-T6 | t4.7×φ100 | 99W at 600kW Beam |
| Jefferson-Lab Beam Dump [6] | A6061-T6 | t9.4×φ100 | 790W at 1MW Beam |
| J-PARC Neutron [10] | A5052 | t1.5 - double wall | 437W at 1MW Beam |
| J-PARC Neutrino [12] | Ti-6Al-4V | t0.3 - double wall | 11W at 750kW |
| ESS Neutron Target [13] | A6061-T6 | t1.0 - double wall | 2190W at 5MW Beam |

*上記の通り抜粋したが他にも事例はある。

*窓発熱量は Table.1 の Max Beam Power の条件を用いて筆者が FLUKA により計算した。

3.7. メインビームダンプのビーム窓設計

Table.5 に大強度ビームダンプ近傍でのビーム窓の事例を示している。窓の厚みや発熱量を見ると、メインビームダンプのビーム窓が熱設計的に特別に挑戦的ではないと言える。

メインビームダンプのビーム窓の設計として重要なことは、まずビーム熱負荷と水圧 1MPa に耐えることである。ビーム熱負荷を下げるには窓は薄い方が望ましく、水圧 1MPa に耐えるには窓は厚い方が良い。よってビーム熱負荷と水圧による負荷応力などを見てバランスをとる必要がある。材料とビーム窓形状の議論の後、あらためてビーム窓に生じる応力について議論する。

次にビーム窓の材料について考える。ビーム窓材料において望ましい条件を下記に示す。

- (1)Low-Z かつ低比重材料 ⇒低発熱密度
- (2)高熱伝導率 ⇒運用温度の低減
- (3)高い材料強度

Table.3 に幾つかの材料について、その耐熱に関する特性を示した。例えばアルミニウム合金 A6061-T6 は Low-Z な材料であり、また熱伝導率も高いため運用温度を低く抑えられる。一方で Ti-6Al-4V の場合、熱伝導率は低い引張強度が A6061-T6 の 3 倍以上である。メインビームダンプのビーム窓の場合、ビーム窓はビームダンプの冷却水に直接冷却される上に発熱量は小さい。そこで強度を優先して Ti-6Al-4V を採用した。また、表面酸化膜も含めた自然電位は A6061-T6 が卑(大きく負寄り)であるのに対し、Ti-6Al-4V は貴であるため電蝕の影響を受けづらい。また Ti-6Al-4V とビームダンプ本体材料 SUS316LN の自然電位差も小さく、電蝕の観点で相性は良い。また 18MW ビーム照射時に、Ti-6Al-4V 厚み 1mm 当たりの発熱量は約 27W である。18MW ものビーム強度に対して窓部での発熱量は小さい。ILC のような高エネルギー電子ビームの場合、電磁シャワーが発展して高い発熱量となる。数 mm の薄板を貫通させる程度であれば大した発熱量にはならない。

ビーム窓の構造を Fig.24 に示す。ILC ビーム窓は直径 $\phi 300\text{mm}$ である。ビーム衝突によりビ

ームサイズが拡大してもビームダンプに入射できるように、ビーム窓直径を $\phi 300\text{mm}$ まで拡大している。またビーム窓はビームライン上流側に 75.5mm 凸な楕円球殻構造をしている。上流側に膨らませることで水圧による応力を低下させている。ビーム窓厚みは設計案[37]では 1mm であったが、厚み 5mm に最も応力負荷が低減されることが分かっている[39]。

球殻構造に水圧を掛けた場合に生じる応力は式(3-1)の通り書ける。式(3-1)の応力ベクトル成分は球面座標の第 1 角 θ 、第 2 角 φ 、動径座標 r に対応している。また P_{water} は水圧(MPa)、 r は球殻の曲率半径(mm)、 t は球殻厚み(mm)である。また式(3-1)による相当応力はほぼ σ_{θ} と一致する。またビーム窓の構造から、最大の曲率半径は球殻天頂部である。よって最大の相当応力も球殻天頂部に生じることが分かる。

$$\sigma_{\theta} = \sigma_{\varphi} = \frac{P_{\text{water}} \cdot r}{2t}, \sigma_r = P_{\text{water}} \quad (3-1)$$

次にビーム熱によるビーム窓の温度上昇と熱応力の評価を議論する。ビーム窓はビームダンプ冷却水により直接冷却される。この時、冷却水とビーム窓間の熱伝達率が重要な値となる。熱伝達率については先述の ANSYS-FLUENT の 3 次元解析により $5\text{kW/m}^2\text{K}$ 程度と評価されたが[39]、今後の窓構造調整に伴い窓周辺の流速分布も変わりうるため、現在は保守的な値として $0.5\text{kW/m}^2\text{K}$ として評価している。Fig.25 はビーム窓厚み 1mm の時の温度分布である。Fig.26 は Fig.25 の温度分布時の相当応力分布である。なお、水圧 1MPa も掛かった計算結果である。これら温度、応力評価をビーム窓厚み 1mm から 10mm に変えて評価した結果を Fig.27 に示す。ビーム窓を厚くすることでビーム窓天頂部の応力が低下していることが分かる。このビーム窓天頂部の相当応力は式(2-30)の σ_{θ} と一致している。一方で厚くなることでビーム発熱による熱応力が大きくなる。最高温度はビーム窓厚みとともに単調に上昇していくのに対し、最大相当応力は厚み 5mm で最小値を取る。本評価からビーム窓の厚みは 5mm が最適と考えられ、その時の相当応

力は 48MPa である。Ti-6Al-4V の新品の引張強度は 1,100MPa にも及ぶ。先述の Fig.6 は Ti-6Al-4V の SN 曲線であった。ILC-1 年の運転 (5000hour/year) では 1×10^8 程度のビームパルスが入射するが、Fig.6 を見ると 10^{10} サイクル後も 450MPa 程度の引張強度が維持されることが分かる。450MPa を相当応力の運用上限値とすると、ビーム窓に生じる相当応力は 48MPa であり、9 倍程度の安全率があることになる。

ビーム窓の放射線損傷として DPA を計算している。DPA とは Displacement Per Atom の略であり、注目体積中の原子が弾き出された割合を示す。DPA が 1 と言えば全ての原子が 1 度は弾き出されたことになる。計算では 18MW ビームにおいて最大 0.2 DPA/year となった。Fig.28 は Ti-6Al-4V の引張試験における DPA の影響を示している [40]。DPA が大きくなると降伏応力が大きくなり、破断時の歪み(伸び率)が小さくなることが分かる。いわゆる延性の低下が起きている。“ビーム窓で予想される相当応力は到底 Ti-6Al-4V の降伏応力には到達しないこと”、“J-PARC ニュートリノ施設の Ti-6Al-4V 製ビーム窓が 2 DPA まで運用実績があること [40]”などからビーム窓の放射線損傷による致命的な影響はないと考えている。これら放射線損傷の研究動向は今後も注視し、必要に応じてビーム窓設計に反映させる。

以上はメインビームダンプのタンクに直接取り付けられる(第 1)ビーム窓についての議論である。現在、これに加えてビームダンプ上流に第 2 ビーム窓を設置しようと検討を進めている。ビーム窓を多重化することで第 1 ビーム窓の万一の故障時にも第 2 ビーム窓でメインビームダンプ内の冷却水は止められる。これまでの議論の通りビーム窓部での発熱量は低く、第 2 ビーム窓も熱設計的に成立できる見込みである。

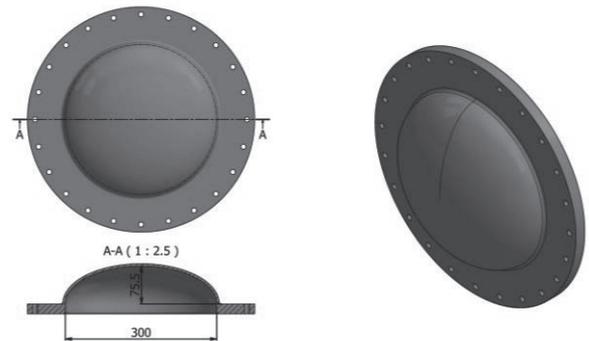


Fig.24 ビーム窓の基本構造

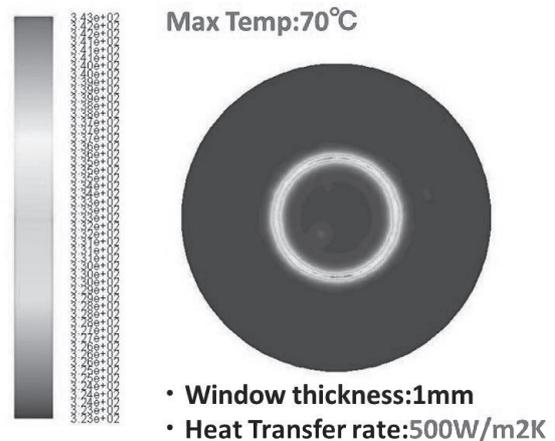


Fig.25 厚さ 1mm 窓における温度分布

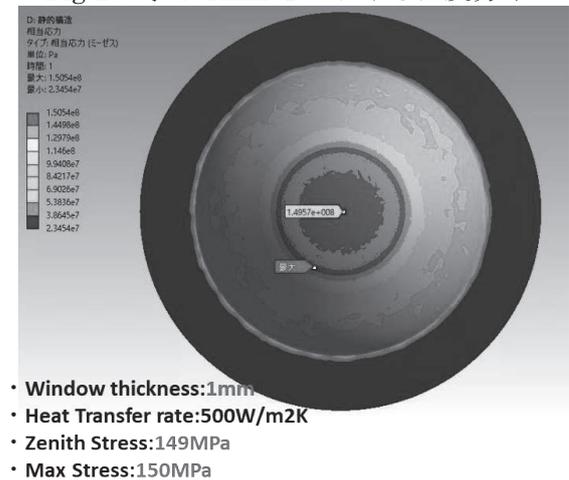


Fig.26 厚さ 1mm 窓における相当分布

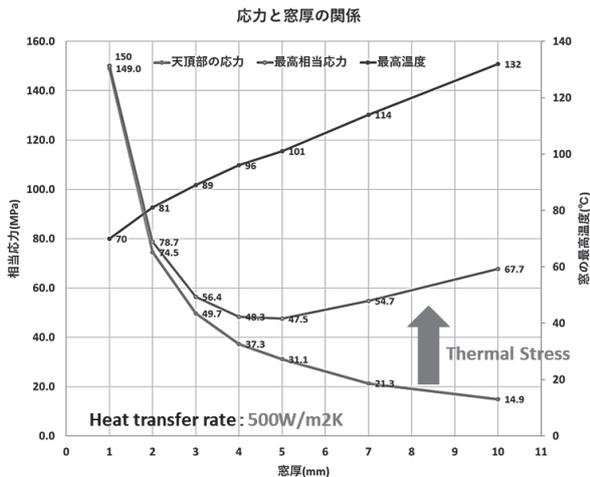


Fig.27 最高温度・最高相当応力・天頂部相当応力のビーム窓厚依存性

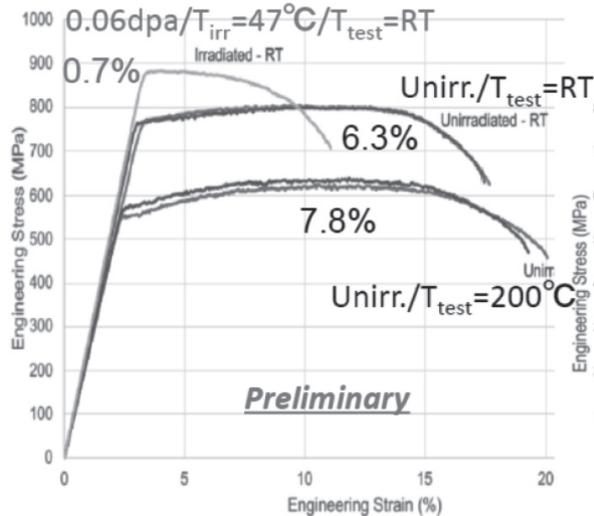


Fig.28 Ti-6Al-4V の引張試験における DPA の影響

3.8. メインビームダンプ中の圧力波

ビーム熱による瞬間的な熱膨張は圧力波を生む。圧力波は材質特有の音速で伝播し、また正負に振動する。流体中の負圧が大きくなるとキャビテーションと呼ばれる気泡生成現象が起きる。現象的には水圧が飽和蒸気圧以下となることで気泡が生成されている。予想されるキャビテーションの悪影響は、“気泡消滅時の衝撃波による構造材の損傷(壊食)”や“気泡生成によるビーム打ち抜け”が考えられる。キャビテーション壊食は J-PARC 中性子標的[41]などで実際に報告されてい

る。以上からメインビームダンプ中の圧力波の動態を評価する必要がある。

ビーム熱による瞬間的な圧力上昇は Mie-Gruneisen の状態方程式(3-2)により評価できる。p は圧力、e は単位体積当たりの内部エネルギーである。添え字 H は Hugoniot 曲線上の圧力又内部エネルギーの積分値を意味している。Γ は Gruneisen Gamma と呼ばれ、式(3-3)で定義される。v は注目体積である。式(3-2)の p_H と e_H は、非圧縮性材料では優位な変化を伴わない。そこで圧縮性の低い水などに対して、式(3-2)は式(3-4)の様に簡単にできる。ここで δp は圧力の上昇値 (Pa)、 δe は bunch 毎の発熱密度(J/cm³)となる。式(2-42)より最大圧力上昇が観測されるのは最大発熱密度が観測される地点であることが分かる。70°C水の Gruneisen Gamma は 0.35 程度であり、18MW ビームの Bunch 毎の最大発熱密度は約 5.0J/cm³ である。この時の bunch 毎の圧力上昇は 1.8MPa と評価できる。J-PARC 中性子標的の最高圧力上昇が 43MPa と見積もられており[41]、比較して 1/10 以下であることが分かる。

$$p - p_H = \Gamma \cdot \rho (e - e_H) \quad (3-2)$$

$$\Gamma = v \left. \frac{\partial p}{\partial e} \right|_v \quad (3-3)$$

$$\delta p = \rho \cdot \Gamma \cdot \delta e \quad (3-4)$$

bunch 毎の圧力上昇が評価できたとして、次に圧力波としてどのように伝播・振幅していくかを評価する。圧力波の伝播で重要なことは、bunch 毎に生成される圧力波が干渉しあうことである。干渉により打消し合うことも増幅することも有り得る。この評価には ANSYS 中の衝撃解析ソルバー AUTODYN を用いている。Fig.30 は圧力波伝播の計算結果である。ここではビーム強度 18MW の発熱条件を用いている。また最大発熱密度が観測された深度 Z=180cm の X-Y 平面での 2次元解析とした。解析結果の圧力分布はメインビームダンプの水圧 1MPa を基準にした変動量を示している。仮に 1MPa の圧力波があると、水圧としては 2MPa になっている。

Fig.29 は最大の圧力上昇が確認された時の圧力分布である[37]。これは最初の 12bunch が入射したタイミングであった。最大 3.4MPa の圧力上

昇が確認できる。Fig.30 はビームパルス入射中で最低圧力を確認した時の圧力分布である[37]。圧力波の振幅が進むと正負の圧力波が干渉するようになり、圧力は大きく正負に外れなくなる。ビームパルス入射中において最低の負圧は-0.54MPa となった。Fig.31 はビームパルスの最終 bunch 入射後に確認された負圧の最低値である[37]。最後の bunch で生成される圧力波は次 bunch の圧力波と干渉しないため負圧に振幅しても打ち消されない。この時の負圧は-1.04MPa であった。本解析の Z=180 地点では最高温度は130℃と見積もられており、0.3MPa 以上の水圧が維持されていればキャビテーションは起こらない。ビームパルス入射中では、負圧の最低値は0.54MPa であるので水圧は0.46MPa となる。よってビームパルス入射中はキャビテーションが発生しないことが分かる。一方で、ビームパルス最後の bunch による負圧は-1.04MPa であるため、ここではキャビテーションは起こる。ただし、ILC では次のパルスまで0.2~0.25sec の時間があり、生成された気泡は十分に拡散・消滅しているのでビームの打ち抜けは問題ないと考えている。生成された気泡とタンク構造材との距離は最短でも35cm 程度離れており、さらに水流で拡散されるためキャビテーション壊食も問題になりづらいついて考えている。以上は18MW ビームの未衝突ビーム(Beamstrahlung 効果無し)での解析結果である。衝突ビームであれば状況は更に緩和される。また ILC 初段の重心系エネルギー250GeV のビーム仕様であれば未衝突ビームでもキャビテーションが起きないことが計算で示されている[38]。キャビテーション対策に関する研究動向に注目しつつ、必要に応じて設計に反映させる。

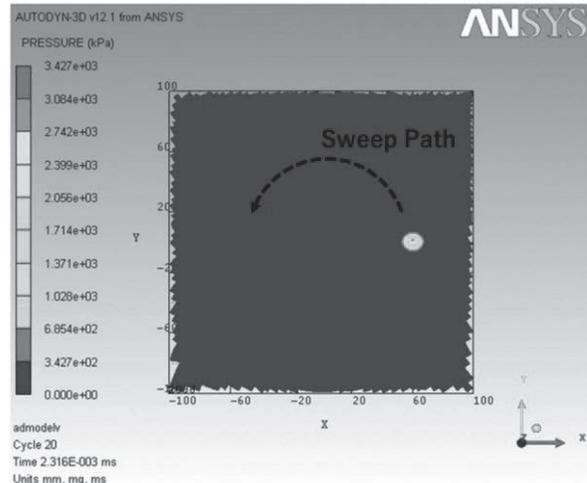


Fig.29 最高圧力観測時の圧力分布
(12bunch 入射のタイミング)

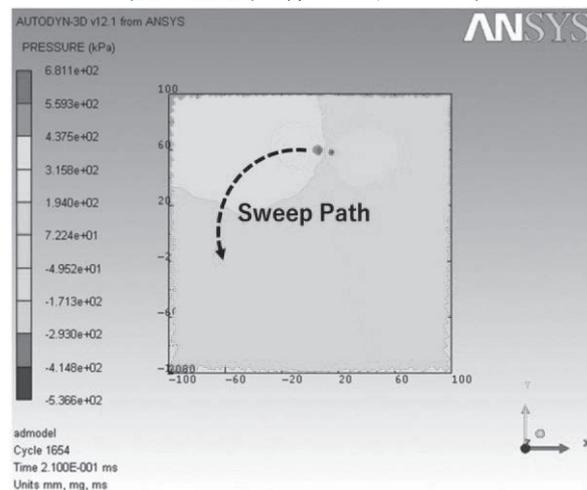


Fig.30 ビームパルス入射中の圧力分布

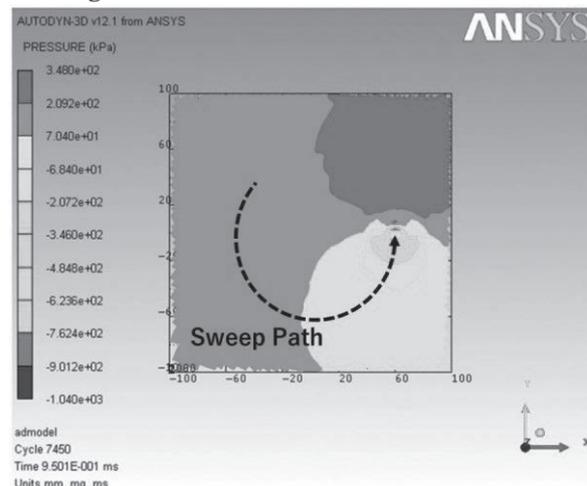


Fig.31 最低圧力観測時の圧力分布
(最終 bunch 入射後)

3.9. メインビームダンプ中の放射化物

水から生成される不安定核種は酸素の光核反応を通して生成される。生成される主要な核種を Table.6 に示す[37]。なお ILC 1st Stage での飽和放射能も記している[38]。トリチウム(³H)の半減期が 12.4 年と長く、次に ⁷Be の半減期が 53 日と長い。他の不安定核種の寿命は 1 時間以下であり、ビーム停止後 1 日も経てば放射能 1Bq 以下になる。⁷Be は主にはイオン交換樹脂により除外する。トリチウムは主には水として存在する。水分子の水素 1 つがトリチウムに置き換わったトリチウム水(HTO)という形態をとる。水と物性がほぼ変わらないため、分離することが難しい。一方でトリチウム崩壊時の放射線は 20keV 以下の β 線であり、厚み 0.1mm の鉄などで遮蔽可能である。メインビームダンプではトリチウムを外に出さず保持し続ける計画である。

Table.6 メインビームダンプ中の不安定核種
飽和放射能は ILC 1st Stage での評価

| 不安定核種 | 半減期 | 飽和放射能(Bq) |
|-----------------|----------|----------------------|
| ¹⁵ O | 2min | 2.1×10 ¹⁴ |
| ¹³ N | 10min | 61×10 ¹³ |
| ¹¹ C | 20min | 6×10 ¹³ |
| ⁷ Be | 53day | 2×10 ¹³ |
| ³ H | 12.4year | 5.4×10 ¹³ |

3.10. メインビームダンプの付帯設備

ここではメインビームダンプの付帯設備について紹介する。Fig.32 はメインビームダンプエリアの概要を示している。今後の開発で修正されていくものであるので注意されたい。Main Linac トンネルにメインビームダンプ付帯設備を設置するためのトンネルが T の字に接続される。

メインビームダンプ本体は鉄とコンクリートによる遮蔽体に囲われている。遮蔽体厚みや予想される放射線量は後述する。メインビームダンプ本体前方はビーム窓交換のためのメンテナンスルームに繋がっている。ビーム窓交換方法は検討中であり、まだ公表できる段階には至っていない。

メンテナンスルーム横には冷却水系が置かれている。またピット部には冷却水貯留槽があり、ビームダンプメンテナンス時の冷却水保管に利用する。これらコンポーネントの運搬のためにトンネルにはクレーンが据え付けられる。

Fig.33 は検討中のメインビームダンプ冷却水系の系統図である。Closed な冷却水系であり熱交換器を通して水を冷却する。サージタンクではカバーガスを加圧することでメインビームダンプ本体の水圧を 1MPa にする。サージタンク上部に水素・酸素再結合器が設置され、ビーム入射により生成される水素・酸素を触媒反応により水に戻す。またサージタンクにはイオン交換樹脂を含むフィルター系にも接続されており、純水相当の水質を維持しつつ ⁷Be を取り除く。

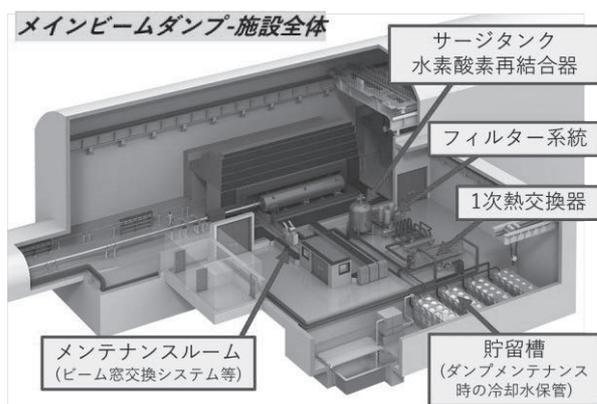


Fig.32 メインビームダンプエリアの概要

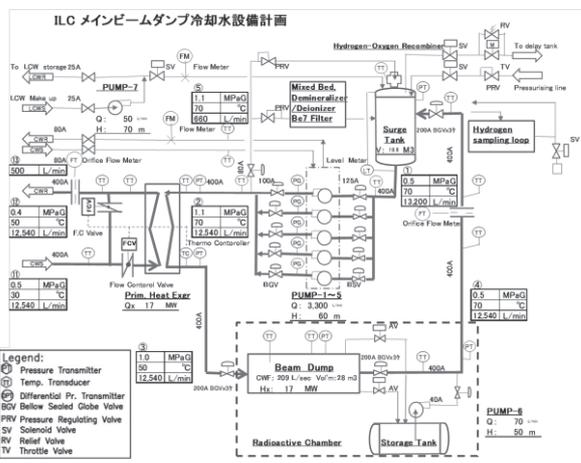


Fig.33 メインビームダンプの冷却水系統図

3.11. 遮蔽体構成と残留放射線

遮蔽体の設計指針としては“エリア毎の線量等量”や“トンネル環境の放射化程度”を管理基準値以下にすることが挙げられる。加速器施設では法令順守は当然として、更に自主的な放射線管理基準を設けることが多い。ILCのこれら管理基準は今後の議論で決まる。現在は仮の基準を設けた時に、必要となる遮蔽体を検討している。仮の遮蔽指針として”トンネル外部の岩盤でクリアランスレベルと呼ばれる放射能濃度基準値を達成する”が考えられる。クリアランスレベルとは、原子力発電所由来の廃棄物でどのような使用・廃棄がなされても人体に影響がない放射能濃度として、クリアランス制度の下に定義された基準値である[42]。ILC 最大強度ビーム(17MW)においてもクリアランスレベルを達成する遮蔽体構成が計算評価されている[43]。計算では最も放射化が厳しい方向で“鉄 50cm+コンクリート 550cm”の遮蔽体を組むことが1つの解になる事が示された。

残留放射線とはビーム停止後も残る不安定原子核由来の線量等量のことである。残留放射線は作業員の被曝量を左右する重要な値である。Fig.34 は衝突重心系エネルギー1TeV(ビーム強度17MW)での残留線量等量の空間分布の計算結果である。17MW ビームを連続 20 年運転(5000hour/year)してからビーム停止 10 時間後と 1 カ月後の線量等量分布である。10 時間後から 1 カ月後で残留放射線量が低下している。ビーム停止後、時間が経過すると残存する不安定核種の崩壊が進み残留放射線量が低下していく。そこで残留放射線低下のため時間を置くことを冷却と呼ぶことがある。改めてビーム停止 1 カ月後の残留放射線量に注目する。メインビームダンプ本体の上流側表面で 500mSv/hour となり、遮蔽体内の上流側空間の平均値で約 100mSv/hour であった。メンテナンスエリアでは平均約 10 μ Sv/hour となった。以上の評価結果からメンテナンスエリアは十分に人がアクセス可能であるが、このままではメインビームダンプ遮蔽体内には人が立ち寄れないことが分かる。メインビームダンプのメンテナンスは機械的な機構で半自動的に行う予定だ

が、人による作業が必要となった場合は“追加遮蔽体の設置と作業時間管理”が必須となる。

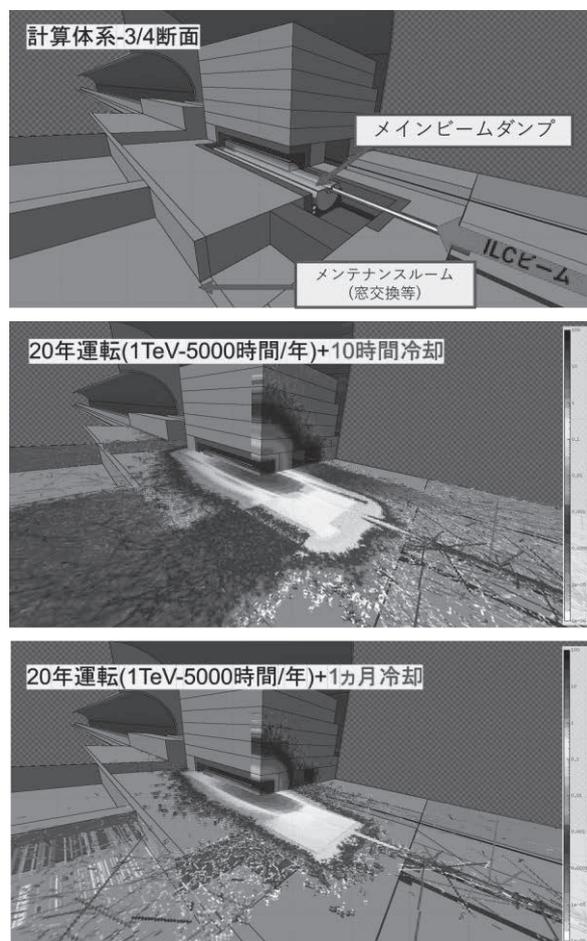


Fig.34 メインビームダンプエリアの残留放射線量

4. ビームダンプエリアでの派生実験

ILCでは数100GeVの電子・陽電子が最大42 μ Aで供給される。このような高エネルギー高強度のビームは世界的にユニークである。ビームダンプでビームを単に捨ててしまうのは勿体なく、多角的に利用できないか検討会“ILCの多角的活用を考える会”が開かれた[44]-[46]。ビームダンプエリアではビームライン本線からビームを取り出してビームダンプに入射する。よってビームダンプ近傍ではビームライン本線の仕様を変更せずにビームにアクセスできる余地がある。以下にビームダンプエリアで提案されている派生実験を紹介する。下記以外にも ILC として様々な利用の

可能性が提案されているので、興味のある方は“ILC の多角的活用を考える会”の報告記事[47]-[49]を参照してほしい。

4.1. メインビームダンプでの新粒子探査

電子・陽電子ビームがメインビームダンプに入射するとき電子や陽電子、光子が増殖する。これら粒子がビームダンプ内の原子と相互作用するとき新粒子を生成する可能性がある。より生成されづらいレアな新粒子を見つけたければ、より多くの粒子を打ち込むことがよく、この意味で世界最高強度となる ILC ビームはこの実験に最適である。ILC でのこの新粒子探査実験が提案されている[50]。Fig.35 は本実験のセットアップである。メインビームダンプ後段に約 120m トンネルを延長し、そこに鉛遮蔽体と測定器を置く。同様の実験は世界の別加速器でも提案または実行されている。しかし(重心系エネルギー250GeV でも)ILC メインビームダンプ実験はその何れよりも 1 桁以上良い感度を持つ。また本実験は衝突実験中でも問題とならない見込みであり、ILC 衝突実験と共存できる。

4.2. アンジュレーター光子による医療用 RI 製造

陽電子生成に用いるアンジュレーター光子は陽電子生成では消費しきれず大半はフォトンダンプに吸収される。アンジュレーター光子のエネルギースペクトルでは 14MeV にピークを持ち、原子核の巨大双極子共鳴断面積のピークエネルギー帯と一致する。そこでフォトンダンプエリアでアンジュレーター光子を用いた医療用放射性

同位体(Radio Isotope: RI)の製造ができないか検討された[51]。仮に $^{99m}\text{Tc}/^{99}\text{Mo}$ という医療用 RI を製造しようとする、日本需要級の製造量が見込まれることが評価されている。この ^{99m}Tc は世界で最も利用されている医療用 RI であり、日本は全量輸入している。また陽電子生成で消費しきれなかったアンジュレーター光子を用いているので ILC 衝突実験とも共存できる。

5. 最後に

ビームダンプの設計ポイントを説明し、ILC メインビームダンプの設計概要を紹介した。ILC は計画段階であり、実機を見ながら議論ができないのが難しい所ではある。しかし今後 ILC pre-lab が始まれば模型試験も始まり、設計の妥当性確認や精緻化も進む。メインビームダンプ本体の動作について 18MW ビームにおいても原理的困難な課題はなく、また ILC が始まればビーム強度が低い運転期間に経験を積みつつビームダンプ本体の設計も改良していけると考えている。目下では Beam Sweep magnet の改良や第 2 ビーム窓の導入、メインビームダンプ本体の交換方法などを検討している。これらによりビームダンプ動作の尤度向上やトラブルへの対応力向上を目指している。

ビームダンプエリアでの様々な派生実験の提案があり、ビームダンプエリアが単に“ビームを捨てる場所”や“放射線が発生する近寄りたくない場所”というイメージから“様々な可能性を持つ魅力ある?見過ごせない場所”と少しはイメージアップできたなら幸いである。

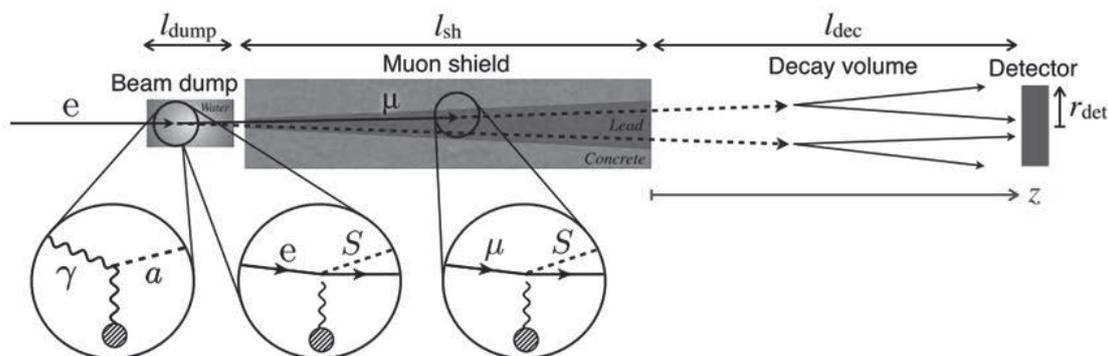


Fig.35 メインビームダンプでの新粒子探査実験の体系

参考文献

- [1] Y. Iwamoto, et al, Features of Particle and Heavy Ion Transport code System (PHITS) version 3.02, J. Nucl. Sci. Technol. 55(5-6),684-690(2018)
- [2] G. Battistoni, et al, Overview of the FLUKA code, Annals of Nuclear Energy 82,10-18(2015)
- [3] N. V. Mokhov, The MARS Code System User's Guide, Felmilab-FN-628,(1995)
- [4] D. R. Walz, et al, Beam Dumps, Energy Slits and Collimators at SLAC - Their Final Versions and First Performance Data, 2nd Particle Accelerator Conf (PAC'67), 923-928(1967)
- [5] D. R. Walz, et al, The SPHERE DUMP - A New Low-Cost High-Power Beam Dump Concept and a Catalytic Hydrogen-Oxygen Recombiner for Radioactive Water Systems, 3rd Particle Accelerator Conf (PAC'69), 883-887(1969)
- [6] M. Wiseman, et al, High Power Electron Beam Dumps at CEBAF, Proceedings of the 1997 Particle Accelerator Conf (1997)
- [7] The European X-RAY Free-Electron Laser Technical design report, DESY 2006-097, July 2007.
- [8] Calculated from the parameters of SKEKB project website (<https://www-superkekb.kek.jp/>).
- [9] High-Luminosity Large Hadron Collider (HL-LHC) Technical Design Report V.0.1, CERN-2017-007-M.
- [10] Technical Design Report of Spallation Neutron Source Facility in J-PARC, JAEA-Technology 2011-035, February 2012.
- [11] 田中万博、他、J-PARC 原子核素粒子実験施設技術設計報告書-ハドロンビームラインサブグループ第 3 次中間報告書, KEK Internal 2007-1, August 2007.
- [12] K. Abe, et al, J-PARC Neutrino Beamline Upgrade Technical Design Report, arXiv:1908.05141 [physics.ins-det], 14 Aug 2019.
- [13] ESS Technical Design Report, ESS Docs Document 274-v15, Apr 2013.
- [14] B. Brans, et al, The LIPAc beamdump, Fusion Engineering and Design 127 (2018) 127-138.
- [15] ANSYS Homepage (<https://www.ansys.com/>)
- [16] D. E. Groom, et al, Passage of Particle Through Matter, Reviews, Tables & Plots of particle data group (2020).
- [17] Bethe, A. J, et al, Hnadbuch der Physik, 24/1, 2nd ed., p.273(1933)
- [18] E. A. Uehling, Penetration of Heavy Charged Particles in Matter, Annual Review of Nuclear Science vol4, p315-350,(1954)
- [19] E. Longo, et al, Monte Carlo Calculation of photon initiated electromagnetic showers in Lead glass, Nuclear Instruments and Mehtods 128, 283-307, (1975)
- [20] B. Rossi, High-Energy Particles, Prentice-Hall, New York, 1952.
- [21] W. R. Nelson, et al, Electro-Induced Cascade Showers in Copper and Lead at 1 GeV, Physical Review Vol 149, September 1966.
- [22] Y. ORCAN, Thermal Stresses in a Heat Generating Elastic-Plastic cylinder with free ends, Int. J. Engng Sci. Vol.32, No.6,883-898, (1994)
- [23] M. Janefek, The Very High Cycle Fatigue Behavior of Ti-6Al-4V, Acta Physica Polonica Series A 128, 497-503, October 2015.
- [24] IG430 is a graphite product of Toyo-Tanso. (<https://www.toyotanso.co.jp/>)
- [25] Taken from MatWeb. (<http://www.matweb.com/>).
- [26] K. Shibata, et al, JENDL-4.0: A New Library for Nuclear Science and Engineering, J. Nucl. Sci. Technol. 48(1), 1-30(2011).
- [27] D. A. Brown, et al, ENDF/B-VIII.0: The 8th major release of the nuclear reaction data library with CIELO-project cross sections, new standards and thermal scattering data, Nucl. Data Sheets 148(2018).
- [28] A. J. Koning, et al, TENDL: Complete Nuclear Data Library for Innovative Nuclear Science and Technology, Nucl. Data Sheets 155(2019).
- [29] T. M. Jenkins, Nuc. Instr. Meth., 159, 265(1979)
- [30] A. J. Koning, et al, Modern Nuclear Data Evaluation with the TALYS code system, Nucl. Data Sheets 113(2012).
- [31] Y. Morikawa, Design of Other Beam Dumps, Linear Collider Work Shop(LCWS) 2018, October 2018.
- [32] Y. Morikawa, et al, Development of STF Beam Dump, proc of the 16th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan, 198-201, July 2019.
- [33] Y. Morikawa, Photon Dump Design and R&D plan, 13th POSIPOL Workshop, September 2018.
- [34] Taken from ILC Technical Design Report (2013) (<https://www2.kek.jp/ilc/ec/docs/>)

- [35] V. Sytchev, et al, Concept of the Fast Beam Sweeping System for the e^\pm Beam Dumps of TESLA, TESLA Report 2001-05, February 2001.
- [36] Written by K. Yokoya, et al, KEK, 1984-2011.
- [37] P. Satyamurthy, et al, Design of an 18 MW vortex flow water beam dump for 500GeV electrons/positrons of an international linear collider, Nuclear Instruments and Methods in Physics- Research A 679, 67-81, (2012)
- [38] Y. Morikawa, Design check of ILC Main Beam Dump, Linear Collider Work Shop(LCWS) 2018, October 2018.
- [39] Y. Morikawa, Simulation Study of ILC Main Beam Dump Window, Linear Collider Work Shop(LCWS) 2017, October 2017.
- [40] T. Ishida, et al, Radiation Damage Studies on Titanium Alloys as High Intensity Proton Accelerator Beam Window Materials, Proc of the 14th International Workshop on Spallation Materials Technology, 28, (2020)
- [41] 高田弘, 中性子源用液体金属標的の技術, OHO2018, 2018年9月
- [42] 電気事業連合会:クリアランス制度
(<https://www.fepec.or.jp/nuclear/haishisochi/clearance/index.html>)
- [43] Y. Morikawa, Radiation Shield around ILC Beam Dumps, Linear Collider Work Shop(LCWS) 2019, October 2019.
- [44] ILC の多角的活用を考える会、
<http://www.wal.kuicr.kyoto-u.ac.jp/~iwashita/ilc>
- [45] ILC の多角的活用を考える会 II、
<http://conferenceindico.kek.jp/indico/event/52/>
- [46] ILC の多角的活用を考える会 III、
<http://conferenceindico.kek.jp/indico/event/63/>
- [47] 岩下芳久、他、ILC の多角的活用、「加速器」 Vol. 14, No. 4, 2017 (236-242)
- [48] 森川祐、他、ILC の多角的活用の可能性、「加速器」 Vol. 15, No. 3, 2018 (132-138)
- [49] 末原大幹、他、ILC の多角的活用を考える会 III、「加速器」 Vol. 15, No. 4, 2018 (275-278)
- [50] Y. Sakaki, et al, Searching for new light particles at the international linear collider main beam dump, Phys. Rev. D 103, February 2021.
- [51] 森川祐、ILC Undulator Photon を利用した Mo-99 製造、ILC の多角的活用を考える会 II, 2018年7月