

90度衝突レーザーコンプトン散乱を用いた
超短パルスガンマ線発生と
その応用に関する研究

平 義隆

目次

第1章 序論	1
1.1 レーザーコンプトン散乱ガンマ線源	1
1.2 レーザーコンプトン散乱ガンマ線の応用	4
1.2.1 原子核物理実験	4
1.2.2 電子ビーム診断	5
1.2.3 陽電子消滅を用いた材料分析	6
1.2.4 偏極陽電子源開発	10
1.2.5 固体物性研究	11
1.2.6 非破壊検査	11
1.3 線形加速器を用いた超短パルスエックス線源の開発	13
1.4 本研究の目的	14
1.5 本論文の構成	16
第2章 実験装置	17
2.1 電子蓄積リング UVSOR-II	17
2.2 電子ビームのビームサイズと発散角及びバンチ長	22
2.2.1 電子蓄積リングを構成する要素	22
2.2.2 ベータトロン振動	23
2.2.3 Twiss パラメータ	24
2.2.4 エネルギー分散	26
2.2.5 シンクロトロン振動	28
2.2.6 放射減衰と放射励起	30
2.2.7 ビームサイズと発散角	31
2.2.8 電子ビームのバンチ長	32
2.3 フェムト秒 Ti:Sa レーザーシステム	35

2.4	まとめ	39
第3章	レーザーコンプトン散乱ガンマ線の基礎特性	41
3.1	はじめに	41
3.2	ガンマ線のエネルギー	44
3.3	レーザーコンプトン散乱の微分散乱断面積	47
3.4	レーザーが偏光している場合の微分散乱断面積	51
3.5	ガンマ線の強度	54
3.6	ガンマ線のパルス幅	58
3.7	まとめ	62
第4章	ガンマ線のエネルギー可変、偏極、単色性の評価	65
4.1	エネルギー可変特性評価	65
4.1.1	エネルギー可変ガンマ線の発生実験	65
4.1.2	ガンマ線発生までの流れ	67
4.1.3	NaIシンチレーターを用いたガンマ線検出	72
4.1.4	電子・光子輸送シミュレーションコードEGS5	74
4.1.5	計算結果との比較	75
4.2	偏極特性評価	80
4.2.1	直線偏極及び円偏極ガンマ線の発生実験	80
4.2.2	計算結果との比較	85
4.3	単色性評価	90
4.3.1	準単色ガンマ線の発生実験	90
4.3.2	計算結果との比較	92
4.3.3	UVSOR-IIにおいて得られる準単色ガンマ線の計算	94
4.4	まとめ	96
第5章	陽電子消滅寿命測定への応用とパルス幅上限値の評価	99
5.1	超短パルスガンマ線の陽電子消滅寿命測定への応用	99
5.1.1	鉛における陽電子消滅寿命測定実験	99
5.1.2	陽電子消滅寿命スペクトルの解析方法	105
5.1.3	オンラインデータ解析	107

5.1.4	オフラインデータ解析	108
5.1.5	3次スプライン補間を用いたオフラインデータ解析	109
5.2	陽電子消滅寿命測定の解析データを用いたパルス幅上限値の評価 . . .	114
5.3	MPPCを用いたパルス幅上限値の評価	118
5.3.1	Multi Pixel Photon Counter (MPPC)	118
5.3.2	MPPCで評価可能なパルス幅上限値の推定	120
5.3.3	パルス幅測定実験	122
5.3.4	チェレンコフ光の光子数とパルス幅の拡がり	123
5.3.5	パルス幅上限値の評価	125
5.4	光カー効果を用いたパルス幅測定の検討	127
5.5	まとめ	129
第6章	結論	131
	謝辞	141
	研究業績	145
	参考文献	151
付録A	ルミノシティの導出	161
付録B	パルス幅の理論式の導出	165
付録C	EGS5ソースコード	169
C.1	NaIシンチレーターにおける吸収エネルギースペクトルの計算	169
C.1.1	ユーザーコード NaI.f	169
C.1.2	データファイル NaI.data	182
C.1.3	PEGSインプットファイル NaI.inp	183
C.2	直線偏極ガンマ線の空間分布計算	185
C.2.1	ユーザーコード IP.f	185
C.2.2	データファイル IP.data	197
C.2.3	PEGSインプットファイル IP.inp	198

目次

1.1	Amsterdam Pulse Stretcher ring で行われたレーザーコンプトン散乱を用いた電子ビームサイズ測定実験の概要	6
1.2	アイダホ州立大学で行われた陽子捕獲反応で同時に発生する 1.8 MeV と 2.8MeV のガンマ線を利用した鉛の陽電子消滅寿命スペクトル	9
1.3	K. J. Kim らによって提案された超短パルスエックス線の発生方法	13
2.1	UVSOR-II 電子蓄積リング全景写真	18
2.2	電子ビームとレーザーの衝突用真空チャンバー	19
2.3	平成 21 年度の UVSOR-II 電子蓄積リング全体図	20
2.4	平成 22 年度の UVSOR-II 電子蓄積リング全体図	21
2.5	平成 23 年度の UVSOR-II 電子蓄積リング全体図	21
2.6	UVSOR-II におけるベータトロン関数とエネルギー分散関数	27
2.7	UVSOR-II 直線部における電子ビームサイズと発散角の計算値	32
2.8	電子ビームバンチ長の電流値依存	34
2.9	Ti:Sa レーザーシステムのブロックダイアグラム	35
2.10	ナイフエッジ方式によるレーザーサイズ測定の概要	37
2.11	ナイフエッジ方式によるレーザーサイズの測定結果	37
2.12	ウェストサイズによるレーザービーム径の違い	38
3.1	実験室系におけるレーザーコンプトン散乱	42
3.2	電子静止系におけるレーザーコンプトン散乱	42
3.3	90 度衝突におけるガンマ線エネルギーの散乱角依存	46
3.4	ガンマ線の最大エネルギーの衝突角依存	46
3.5	90 度衝突と正面衝突におけるレーザーコンプトン散乱の散乱断面積	50
3.6	実験室系における偏極ガンマ線の座標系	51
3.7	直線偏光レーザーが入射する場合の微分散乱断面積	53

3.8	円偏光レーザーが入射する場合の微分散乱断面積	53
3.9	電子ビームの座標系 (y_e, z_e) とレーザーの座標系 (y_p, z_p) 及び基準座標系 (y, z)	54
3.10	電子ビーム断面に対する水平 90 度衝突と鉛直 90 度衝突におけるレーザーの入射方向	56
3.11	水平衝突と鉛直衝突におけるガンマ線強度の衝突角依存	57
3.12	電子ビームの座標系 (y, z) とレーザーの座標系 (y_p, z_p)	58
3.13	水平衝突と鉛直衝突におけるガンマ線パルス幅の衝突角依存	60
3.14	水平 90 度衝突と鉛直 90 度衝突におけるガンマ線パルス幅のレーザーのパルス幅依存	61
4.1	エネルギー可変ガンマ線発生実験の概要図	66
4.2	ガンマ線のエネルギースペクトルの衝突角依存	68
4.3	電子ビームとレーザーのタイミング調整のセットアップ写真	69
4.4	ピックアップ電極とフォトダイオードの信号の測定例	70
4.5	電子ビームとレーザーのタイミングによるガンマ線の強度分布	71
4.6	NaI シンチレーターの設置写真	72
4.7	NaI シンチレーターを用いたガンマ線検出のブロック図	72
4.8	^{137}Cs と ^{60}Co のエネルギースペクトル	73
4.9	エネルギー較正係数の算出	74
4.10	EGS5 における実験時の物質配置の模擬	75
4.11	90 度衝突 LCS ガンマ線のエネルギースペクトルの測定データと計算結果	76
4.12	EGS5 を用いて計算した NaI シンチレーターの直径による吸収エネルギースペクトルの変化	77
4.13	ガンマ線の最大エネルギーの衝突角依存	78
4.14	ガンマ線の強度の衝突角依存	79
4.15	偏極ガンマ線発生実験の概要図	80
4.16	イメージングプレート読み取り装置	82
4.17	直線偏極ガンマ線の空間分布 (測定値)	83
4.18	円偏極ガンマ線の空間分布 (測定値)	83

4.19	水平方向と垂直方向における直線偏極ガンマ線の強度分布 (測定値)	84
4.20	水平方向と垂直方向における円偏極ガンマ線の強度分布 (測定値)	84
4.21	直線偏極ガンマ線の空間分布 (計算値)	86
4.22	円偏極ガンマ線の空間分布 (計算値)	86
4.23	水平方向と垂直方向における直線偏極ガンマ線の強度分布 (計算値)	87
4.24	水平方向と垂直方向における円偏極ガンマ線の強度分布 (計算値)	87
4.25	直線偏極ガンマ線の鉛直方向と水平方向の強度分布の rms の比の偏極 度依存	89
4.26	準単色ガンマ線発生実験の概要図	90
4.27	コリメーター通過後の LCS ガンマ線のエネルギースペクトル	91
4.28	LCS ガンマ線の中心軸とコリメーターの中心軸が一致している場合 のエネルギースペクトル	92
4.29	LCS ガンマ線の中心軸とコリメーターの中心軸が水平方向に 2 mm ず れている場合のエネルギースペクトル	93
4.30	EGS5 を用いて計算した鉄の厚さによるガンマ線の透過強度	94
4.31	コリメーターの直径の変化によるガンマ線の透過率とエネルギー拡がり	95
5.1	オンラインデータ解析による陽電子消滅寿命測定実験の概要図	100
5.2	オフラインデータ解析による陽電子消滅寿命測定実験の概要図	100
5.3	陽電子消滅寿命測定の測定場所の写真	102
5.4	鉛の光子吸収係数	103
5.5	光電子増倍管の出力波形例	103
5.6	鉛ターゲット及び ^{137}Cs 、 ^{60}Co 線源に対する光電子増倍管の波高値分布	104
5.7	BaF_2 シンチレーターのエネルギー較正係数	104
5.8	消滅寿命が $\tau = 200$ ps のときの陽電子消滅寿命スペクトル	106
5.9	オンラインデータ解析による消滅ガンマ線の放出タイミング分布	107
5.10	鉛ターゲット測定時のエネルギースペクトル	108
5.11	波形を補間しない場合のオフラインデータ解析による陽電子消滅寿命 スペクトル	109
5.12	補間されるデータとスプライン曲線	110
5.13	光電子増倍管の出力波形例と 3 次スプライン補間	112

5.14	3次スプライン補間を用いた場合のオフラインデータ解析による陽電子消滅寿命スペクトル	113
5.15	消滅ガンマ線の時間差とシンチレーション光の光路差	115
5.16	EGS5を用いて計算した鉛板に入射するLCSガンマ線のエネルギー スペクトル	115
5.17	実験に使用したMPPCモジュール C10507-11-100U	118
5.18	1光子検出時のMPPCモジュールの出力波形	119
5.19	MPPCモジュールの時間分解能測定	120
5.20	時間ジッタが無視できる理想的な条件下でMPPCモジュールを用い て測定されるタイミング分布の幅とガンマ線パルス幅の関係	121
5.21	MPPCモジュールを用いたガンマ線パルス幅上限値測定実験の概要図	122
5.22	LCSガンマ線の照射によってタングステン板から発生する電子と陽 電子の運動エネルギースペクトル	124
5.23	LCSガンマ線測定時のMPPCモジュールの出力信号とトリガー信号 間のタイミング分布	126
5.24	光カー効果を用いた超短パルスガンマ線のパルス幅測定の概要図 . . .	127

表 目 次

1.1	国内外の加速器施設におけるレーザーコンプトン散乱ガンマ線源 . . .	2
2.1	電子蓄積リング UVSOR-II の各種パラメータ	19
2.2	ラティス要素ごとの輸送行列	24
2.3	Ti:Sa レーザーシステムのパラメータ	36
3.1	計算に使用した電子ビームとレーザーのパラメータ	57
4.1	エネルギー可変ガンマ線発生実験の各種パラメータ	66
4.2	偏極ガンマ線発生実験の各種パラメータ	81
4.3	偏極ガンマ線の強度分布の rms の比較	85
4.4	準単色ガンマ線発生実験の各種パラメータ	91
5.1	陽電子消滅寿命測定実験の各種パラメータ	101
5.2	MPPC モジュールを用いたガンマ線パルス幅上限値測定実験の各種 パラメータ	123
6.1	UVSOR-II において発生可能なエネルギー可変ガンマ線のエネルギー 領域に含まれる光核反応	138

第1章 序論

1.1 レーザーコンプトン散乱ガンマ線源

エネルギー MeV 領域のガンマ線を発生する方法として、レーザーコンプトン散乱 (LCS)[1] と呼ばれる方法がある。LCS では、加速器を用いて相対論的エネルギーまで加速した電子ビームにレーザーを衝突させ、レーザー光子の逆コンプトン散乱によってガンマ線を発生する。LCS ガンマ線のエネルギーは、電子ビームのローレンツ因子 γ の二乗に比例するため、小型の線形加速器から大型の放射光源用加速器を用いることで、keV エックス線から GeV ガンマ線までの広範囲にわたる光源開発が可能である。また、LCS ガンマ線のエネルギーはその散乱角に依存するため、コリメーターを用いてガンマ線の取り込む領域を制限することで、準単色のガンマ線を得ることができる。分光器が使えないエネルギー MeV 以上のガンマ線において、エネルギー可変かつ準単色のガンマ線を発生できる唯一の光源が LCS ガンマ線である。LCS ガンマ線は、 $1/\gamma$ の角度範囲内に散乱され、電子ビームのエネルギーが高いほど指向性の高いガンマ線が得られる。LCS ガンマ線の強度は、電子ビームとレーザーの密度分布によって決まり、近年の加速器とレーザーの高度化によって、 $10^8 \text{ photons s}^{-1}$ の高強度ガンマ線の発生が可能になっている [2, 3]。次世代放射光源加速器であるエネルギー回収型リニアックを用いて $10^{13} \text{ photons s}^{-1}$ のさらに大強度ガンマ線の発生が計画されている [4]。LCS ガンマ線の偏極は、レーザーの偏光に依存し、直線偏極、円偏極のガンマ線を発生することが可能である。レーザーの偏光をほぼ 100 % 保存するため、その偏極度はほぼ 100 % である。このように、LCS ガンマ線は、放射性核種から放出されるガンマ線にはない優れた特徴を有する。

逆コンプトン散乱によって高エネルギー光子が発生されるという着想は、星間空間における高エネルギー電子のエネルギーロスのメカニズムを解釈するために、1948 年 Feenberg らによって提唱された [5]。それを、加速器で生成される高エネルギー電子ビームに適用し、GeV 級の高エネルギーガンマ線が発生可能であると 1963 年に提

第1章 序論

表 1.1: 国内外の加速器施設におけるレーザーコンプトン散乱ガンマ線源

施設名 (場所)	電子ビーム エネルギー (GeV)	レーザー波長 (μm)	ガンマ線 エネルギー (MeV)	強度 (s^{-1})
AIST (Ibaraki)[9]	0.2 - 0.8	1.053 (Nd:YLF)	1 - 40	$10^4 - 10^5$
BESSY-II (Berlin)[10]	1.7	10.6 (CO_2)	5.3	-
Duke Univ. (Durham)[2]	0.27 - 0.8	0.19 - 2.1 (FEL)	0.67 - 58	10^8
KEK-ATF (Ibaraki)[3]	1.3	1.064	28	10^8
NewSUBARU (Hyogo)[11]	1.0	1.064 (Nd:YVO ₄)	17.6	10^4
NewSUBARU (Hyogo)[12]	1 - 1.5	10.6 (CO_2)	1 - 4	10^6
SAGA-LS (Saga)[13]	1.4	10.6 (CO_2)	3.5	10^4
SPring-8 (Hyogo)[14]	8.0	118.8 (CO_2)	10.2	10^3
Super-ACO (Orsay)[15]	0.8	0.35 (FEL)	35	10^6
UVSOR (Aichi)[16]	0.6	0.466 (FEL)	14.6	-
UVSOR-II (Aichi) ¹	0.75	0.8 (Ti:Sa)	6.6	10^6

¹ 第 5.1 節のパラメータ

案したのは、Arutyunian らと Milburn であった [6, 7]。その後、Kunikov らが、1964 年に旧ソ連の Lebedev Physical Institute of the Academy of Science の 600 MeV シンクロトロンと波長 694.3 nm のルビーレーザーを用いて、LCS ガンマ線 (最大エネルギー 8.3 MeV) の発生を世界で初めて観測した [8]。現在では、汎用レーザーや電子ビーム自身が放射する自由電子レーザー (FEL) を用いた LCS ガンマ線の発生が、国内外数多くの加速器施設において実施されている。表 1.1 に、国内外の加速器施設におけるエネルギー 1 MeV から 100 MeV 以下の LCS ガンマ線源についてまとめた。表に挙げた施設のほとんどは、放射光施設である。これらの他、中国や韓国の放射光施設においても、LCS ガンマ線の発生が計画されている [17, 18]。

表 1.1 に載せた国内外に数多くあるエネルギー 1 GeV 級の放射光源用電子蓄積リングは、第 1.2.1 項で述べる光核反応の断面積測定のような原子核物理実験を行う上で必要な、狭いエネルギー拡がり ($\sim 1\%$) と高い強度 ($\sim 10^6 \text{ photons s}^{-1}$) 及びエネルギー可変のガンマ線を発生するのに魅力的な装置である。LCS ガンマ線のエネルギーを変えるためには、以下に示す 4 つの方法がある。

1. 電子ビームのエネルギーを変更
2. レーザーの波長を変更

3. コリメーターと吸収材を用いてガンマ線の取り込む領域を制限
4. 電子ビームとレーザーの衝突角度を変更

LCS ガンマ線の発生を放射光利用と共存して行うためには、電子ビームのエネルギーが固定で運転されているときにガンマ線を発生する必要があり、方法 1 はエネルギー可変ガンマ線を発生する用途には向いていない。

大垣らは、佐賀県立九州シンクロトロン光研究センター (SAGA-LS) の 1.4 GeV 電子蓄積リングにおいて、上記 2 から 4 の方法を用いて発生できるエネルギー可変ガンマ線のエネルギー拡がりと強度について、解析計算とコンピューターシミュレーションを行った [19]。対象としたエネルギーは、光核反応の起こる数 MeV から 30 MeV の範囲とした。

その結果、方法 2 は、エネルギー拡がり 1 % 以下の準単色ガンマ線が得られることが分かった。しかし、1.4 GeV の電子ビームを用いて、30 MeV 以下のガンマ線を発生しようとする、使用するレーザーは必然的に波長 $1 \mu\text{m}$ から $12 \mu\text{m}$ の中赤外領域のレーザーを使用することになり、その波長域のレーザー出力は数 mW から数 10 mW と弱い。理論式を用いてガンマ線の強度を計算すると、 $\sim 10^4 \text{ photons s}^{-1}$ であった。

方法 3 は、同じ直径のコリメータと吸収材を用いてビームをコーン状に取り出し、準単色ガンマ線を得る方法である。この方法では、 $\sim 10^6 \text{ photons s}^{-1}$ の十分な強度のガンマ線が得られることが分かった。しかし、電子ビームのビームサイズが、ガンマ線のエネルギー拡がりに大きく影響し、エネルギー拡がりが 7 % から 9 % と大きくなることがシミュレーション結果より分かった。

最後の方法 4 では、パルス幅 10 ps、波長 $1.064 \mu\text{m}$ の短パルスモードロック Nd:YAG レーザーを用いることで、十分に強度が強く ($\sim 10^6 \text{ photons s}^{-1}$)、単色性の高い ($\sim 1\%$) ガンマ線が得られることが分かった。

大垣らは、短パルスモードロックレーザーを用いる方法 4 が、電子ビームのエネルギーが固定で運転される電子蓄積リングにおいて、エネルギー連続可変の単色ガンマ線を生成することに最も適しているとした。しかし、既存の放射光源用電子蓄積リングにおいて、方法 4 を用いてエネルギー可変かつ狭いエネルギー拡がりの LCS ガンマ線を発生し、原子核物理実験に応用したという報告はない。

1.2 レーザーコンプトン散乱ガンマ線の応用

LCS ガンマ線の応用として筆頭に挙げられるのは、原子核物理分野への利用である。その他にも、電子ビーム診断や陽電子消滅を用いた材料分析、偏極陽電子源開発、固体物性研究、非破壊測定、核セキュリティ技術など多岐にわたる利用の実施と検討が行われている。以下、これらの内容と問題点について述べる。

1.2.1 原子核物理実験

原子核には、その種類によって固有の遷移状態が存在するため、LCS ガンマ線のようなエネルギー可変かつ準単色のガンマ線は、原子核の現象を研究するのに最適な光源である。LCS ガンマ線の原子核物理分野への応用は、様々な施設で行われている。国内では、主に産業技術総合研究所 (AIST, 旧電子技術総合研究所) と兵庫県立大学高度産業科学技術研究所の NewSUBARU 放射光施設において行われている。これら以外のいくつかの施設においても、原子核物理への応用を目指した LCS ガンマ線源の開発が行われている [14, 15, 16]。

産業技術総合研究所では、偏極度 99 % の直線偏極ガンマ線を発生し、原子核共鳴蛍光 (Nuclear Resonance Fluorescence) 散乱を用いた ^{208}Pb のパリティ測定が行われた [20]。NRF は、ガンマ線を吸収することで励起した原子核が、脱励起するときにエネルギーの等しいガンマ線を放出する現象である。NRF ガンマ線は、直線偏極ガンマ線の偏極面に対して双極子放射するため、直線偏極ガンマ線の偏極面を 90 度切り替えて鉛ターゲットに照射し、NRF ガンマ線の強度分布をゲルマニウム検出器で測定することでパリティ測定が可能となる。

NewSUBARU 放射光施設では、エネルギー 17.6 MeV の LCS ガンマ線を発生し、 ^{197}Au の巨大共鳴の断面積測定が行われた [11]。また、LCS ガンマ線を用いて、放射性廃棄物に含まれる長寿命原子核を短寿命原子核に変換する提案 [21] と原理実証実験 [22, 23] が行われた。エネルギー 17.6 MeV の LCS ガンマ線を ^{197}Au のターゲットに照射し、核変換が起きたことが確認され、その変換効率は 1 ~ 2 % であった。

アメリカの Duke 大学では、自由電子レーザーを用いた高強度かつ準単色 LCS ガンマ線の原子核物理実験への利用が活発に行われている。自由電子レーザーは、アンジュレーターと呼ばれる周期磁場を発生する装置を利用し、電子ビームを蛇行運動させて放射される放射光を光共振器内部で閉じ込めて電子ビームと何回も相互作用

1.2. レーザーコンプトン散乱ガンマ線の応用

用させて増幅されるコヒーレント光である。光共振器内のレーザー出力は非常に高く、電子ビームはそのレーザー光と逆コンプトン散乱するため、LCS ガンマ線の強度を高くすることが可能である。また、電子ビームは、自分自身が放射する光と逆コンプトン散乱するため、時間的な同期と空間的なオーバーラップが非常に優れている。実際に、Duke 大学の LCS ガンマ線は、 10^8 photons s^{-1} と他の施設と比べても高い。また、発生点から 60 m 下流の位置が測定場所であるため、単色性が非常に良く、最高でエネルギー拡がり 0.4 % (FWHM) の LCS ガンマ線を供給することができる [2]。Duke 大学では、エネルギー 4.3 ~ 8.2 MeV の直線偏極ガンマ線を ^{88}Sr , ^{138}Ba , ^{32}S ターゲットにそれぞれ照射し、パリティ測定が行われた [2]。

また、最近では、原子核物理の応用として、LCS ガンマ線を放射性廃棄物の非破壊分析に応用する提案 [4] や隠匿された放射性同位体の検査技術の原理実証 [24, 25] なども行われている。

1.2.2 電子ビーム診断

LCS ガンマ線のエネルギーは、第 1.1 節で述べたように、電子ビームのエネルギー、レーザーの波長、両者の衝突角度、ガンマ線の散乱角に依存する。レーザーの波長と衝突角度及び散乱角を固定した状態でガンマ線のエネルギースペクトルを測定することで、電子ビームの真のエネルギーを非破壊で測定することが可能である。ベルリンの放射光施設 BESSY-II では、エネルギー分解能の高いゲルマニウム検出器を用いて LCS ガンマ線のエネルギースペクトルを測定し、スペクトルのコンプトン端の形状を解析することで、電子ビームのエネルギーを 5×10^{-5} の精度で評価することに成功した [10]。電子ビームのエネルギーを 900 MeV と 1700 MeV に設定して運転したとき、測定値は、設定値に対して 1 ~ 2 % ずれていた。BESSY-II 以外の加速器施設においても、同様の方法を用いた電子ビームのエネルギー測定が行われている [13]。

また、レーザーを電子ビームのビームサイズよりも小さく集光した状態で走査することで、電子ビームのビームサイズを測定することができる。Amsterdam Pulse Stretcher ring (AmPS) では、電子ビームのエミッタンス測定のために、レーザーを電子ビームに対して 90 度方向から入射して電子ビームのビームサイズ測定が行われた (図 1.1) [26]。

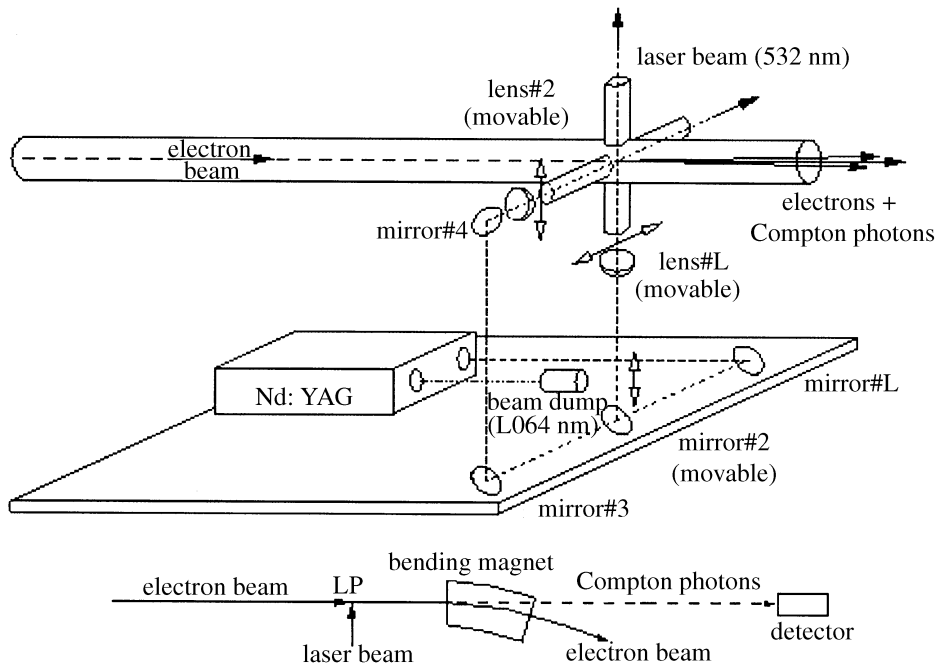


図 1.1: Amsterdam Pulse Stretcher ring で行われたレーザーコンプトン散乱を用いた電子ビームサイズ測定実験の概要 [26]

1.2.3 陽電子消滅を用いた材料分析

陽電子は、電子の反粒子であり、電子と消滅してエネルギー 0.511 MeV の消滅ガンマ線を放出する。その消滅ガンマ線は、電子の運動量や密度に関する情報を保持しているため、消滅ガンマ線のエネルギー拡がりや放出タイミングを測定することで材料の格子欠陥の種類や大きさを評価することが可能である。陽電子消滅を用いた従来の材料分析では、陽電子を直接試料に照射し、消滅ガンマ線を測定することが一般的に行われている。陽電子を生成する方法はいくつか存在する。1つ目は、 β^+ 崩壊をする放射性同位体を用いる方法であり、一般的には半減期約 2.6 年の ^{22}Na が用いられる。2つ目の方法は、電子加速器を用いる方法である。線形加速器を用いて電子ビームをエネルギー数 MeV まで加速し、重金属ターゲットに衝突させる。ターゲット内部で発生する制動放射ガンマ線が、同じターゲット内部で対生成を起こすことによって電子と陽電子が発生する。電磁石を用いて電子と陽電子を分離し、後段の加速器で陽電子のみを再加速することで、陽電子ビームを生成することができる [27]。

陽電子が物質に侵入し、電子と消滅するまでの様子を述べる。陽電子は、熱化す

1.2. レーザーコンプトン散乱ガンマ線の応用

るまで、運動エネルギーに依存した深さまで侵入する。陽電子が入射する物質が気体分子や絶縁体であれば、ポジトロニウムと呼ばれる束縛状態を形成した後消滅する。電子と陽電子のスピンの反平行な一重項状態をパラポジトロニウムといい、スピンの平行な三重項状態をオルソポジトロニウムという。パラポジトロニウムは寿命 125 ps で 2 つの消滅ガンマ線を放出し、オルソポジトロニウムは、寿命 142 ns で 3 つの消滅ガンマ線を放出する。

陽電子が金属などに入射すると、束縛状態を形成せずに消滅する。陽電子は、正の電荷をもっているため、イオン殻からの反発力によって、格子間を移動し、熱化した場所の電子と消滅する。陽電子の一部は、空孔型格子欠陥に捕獲されて、そこにある電子と消滅する。格子欠陥に捕獲される割合は、格子欠陥の濃度に比例する。陽電子が束縛状態を作らずに消滅する場合は、消滅時に 2 つのガンマ線を放出する頻度が圧倒的に高く、その寿命は 1 成分であり、物質によって異なる。

陽電子消滅を用いた材料分析の方法について述べる。その分析方法には、2 光子角相関法、ドップラー拡がり法、消滅寿命法などがある。

2 光子角相関法では、消滅ガンマ線を位置敏感型検出器で検出し、消滅ガンマ線の放出角度を計算する。180 度方向からの角度のずれは、消滅ガンマ線に垂直な方向の電子の運動量成分と相関がある。

ドップラー拡がり法では、消滅ガンマ線をゲルマニウム検出器などのエネルギー分解能の高い検出器で検出し、エネルギーのドップラーシフトを測定する。消滅ガンマ線のドップラー拡がり、ガンマ線に平行な方向の電子の運動量成分と相関がある。陽電子が空孔型格子欠陥に捕獲されると、原子の外殻電子と消滅する確率が高くなり、ドップラー拡がり先鋭化する。それに対し、陽電子が格子間位置の電子と消滅する場合は、内殻電子と消滅する確率が高くなり、ドップラー拡がりは大きくなる。一般的には、ドップラー拡がりの変化を S パラメータ (エネルギースペクトル中心部のカウント数を全カウント数で割った値) で評価し、陽電子が空孔型格子欠陥に捕獲されると、S パラメータの値は大きくなる。また、S パラメータは、欠陥の種類や大きさによっても変化し、空孔サイズが大きくなるほど大きくなる。

消滅寿命法では、消滅ガンマ線を BaF₂ などの高速時間応答シンチレーターで検出し、陽電子の消滅寿命を測定する。陽電子の寿命は、陽電子の消滅位置での電子密度に反比例する。例えば、アルカリ金属 (Li, Na, K, Rb, Cs) での陽電子寿命は長

第1章 序論

く、300 ~ 400 ps、遷移金属 (Fe, Cu, Ag など) での寿命は短く、100 ~ 170 ps である。また、その他の金属のアルミニウムでは 170 ps、鉛では 190 ps である [28]。もし、これらの金属内に空孔型格子欠陥が増え、陽電子が格子欠陥に捕獲されると、欠陥は電子密度が低いため、陽電子の寿命は長くなる。陽電子の寿命を測定するためには、陽電子が試料に入射する時刻を知る必要がある。 ^{22}Na 線源を用いる方法では、陽電子とほぼ同時に放出される 1.27 MeV のガンマ線をスタート信号に用いるのが一般的である。

陽電子を試料に直接照射する従来の方法では、分析できる試料の厚みが表面から数 10 μm の厚さに限られることや、容器に密封された試料を測定できないなどの問題点がある。そこで、エネルギー 1.022 MeV 以上のガンマ線が、対生成によって物質内部で陽電子を発生することを利用し、ガンマ線を試料に照射することで、試料の深い位置で陽電子を発生させて試料全体を分析することや、容器に密封された試料の分析が可能となる。ガンマ線源には、後述するように、LCS ガンマ線、制動放射ガンマ線、陽子捕獲反応で放出されるガンマ線が用いられる。

ガンマ線を用いた陽電子消滅測定について述べる。

産業技術総合研究所では、圧力容器に密封された水素吸蔵合金に LCS ガンマ線を照射し、消滅ガンマ線のドップラー拡がり測定が行われた [29]。水素吸蔵合金は、水素を効率良く貯蔵できる合金であり、燃料電池自動車への搭載が検討されている。水素は、数 MPa という高い圧力で容器に密閉されて合金に吸蔵され、その過程で格子欠陥が増大することが知られている。実験においても、水素の吸蔵と共にドップラー拡がりが小さくなることが確認された。

アイダホ州立大学の加速器センターでは、陽子をエネルギー 2 MeV まで加速し、アルミニウムの陽子捕獲反応 $^{27}\text{Al}(p,\gamma)^{28}\text{Si}$ によってほぼ同時に発生するエネルギー 1.8 MeV と 2.8 MeV のガンマ線を消滅寿命法に応用した [30, 31]。1.8 MeV のガンマ線をスタート信号とし、2.8 MeV のガンマ線が鉛ターゲットに入射して放出する消滅ガンマ線をストップ信号としてタイミング分布を計測した結果、鉛における陽電子の消滅寿命 190 ps を測定することに成功した (図 1.2)。

また、同センターでは、20 MeV まで加速したバンチ長 40 ns の電子ビームをタングステンターゲットに当てて発生される制動放射ガンマ線も陽電子消滅の研究に利用している。高強度レーザーが引き起こす衝撃波の伝搬によって、格子構造に変化

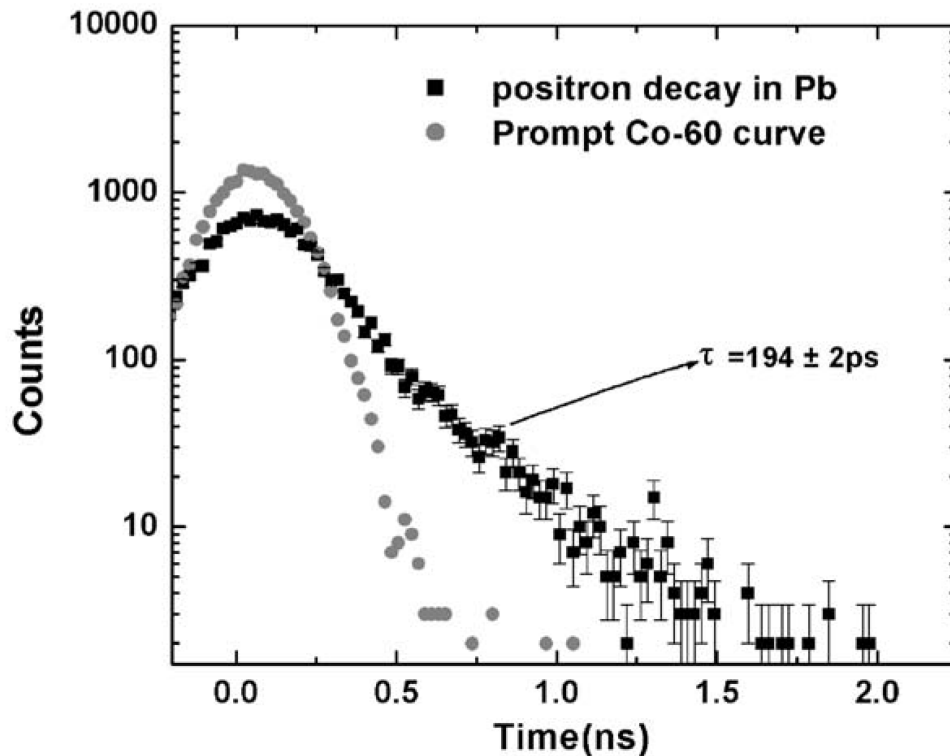


図 1.2: アイダホ州立大学で行われた陽子捕獲反応で同時に発生する 1.8 MeV と 2.8MeV のガンマ線を利用した鉛の陽電子消滅寿命スペクトル [30]

が起きることが考えられ、その変化をドップラー拡がり法で測定しようとした [32]。衝撃波を起こすレーザーには、波長 1064 nm、パルス幅 7 ns、パルスエネルギー 400 mJ の Nd:YAG レーザーを使用し、出力密度は $0.7 \times 10^7 \text{ W cm}^{-2}$ であった。レーザーと制動放射ガンマ線を厚さ 0.5 mm の銅とタングステンそれぞれのサンプルに同時に照射し、消滅ガンマ線をゲルマニウム検出器で測定した。レーザー照射前、照射中、照射の間、照射後それぞれ 4 回に分けてドップラー拡がり測定されたが、どちらのサンプルでもドップラー拡がりに顕著な違いは見られなかった。この原因は、レーザーの繰り返し回数が低いために統計が不足していることや、レーザーパワーが弱く十分な衝撃波が生じていないことが考えられ、衝撃波による格子欠陥の変化を捕らえるためには、今後改善する必要がある。

Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf では、超伝導加速空洞 Electron LINAC with high Brilliance and low Emittance(ELBE) を用いてエネルギー 16 MeV まで加速させた超短パルス電子ビームをニオブターゲットに衝突させて発生する制動放射ガンマ線を消滅寿命法に応用した [33]。その電子ビームのバンチ長は、5 ps であり、

第1章 序論

陽電子の消滅寿命よりも十分短いために、制動放射ガンマ線を用いた消滅寿命測定が実現できた。また、電子ビームの繰り返しは 26 MHz の高繰り返しであり、十分な統計を得ることを可能とする。消滅ガンマ線をゲルマニウム検出器と BaF₂ シンチレーターで同時計測することで、バックグラウンドを除去し、鉄や水、さらには放射化した物質の陽電子消滅寿命を計測することに成功した。

以上述べたように、LCS ガンマ線をドップラー拡がり法、陽子捕獲反応ガンマ線を消滅寿命法、制動放射ガンマ線をドップラー拡がり法、超短パルス制動放射ガンマ線を消滅寿命法に応用することが行われたが、LCS ガンマ線を消滅寿命法に応用することは行われていない。これは、LCS ガンマ線のパルス幅が、陽電子の消滅寿命よりも長いことに起因しており、LCS ガンマ線を短パルス化することで、消滅寿命法への応用が可能となる。

1.2.4 偏極陽電子源開発

次世代素粒子実験である国際リニアコライダーの粒子源として、偏極陽電子源の開発が進められている。偏極陽電子を発生するためには、偏極ガンマ線を発生する必要があるが、その発生方法には2つの方法がある。1つ目は、エネルギー 150 GeV の高エネルギー電子ビームを長さ 150 m 以上のヘリカルアンジュレーターを通して、電子ビームを螺旋運動させて発生されるアンジュレーター光を利用することである。しかし、この方法は、150 m を超えるアンジュレーターは未だ建設されていないことや、150 GeV のビームを供給するまでメインライナックの建設を待たなくてはならないという問題点がある。

2つ目は、LCS を用いる方法である。この方法の大きな利点は、エネルギー 10 MeV のガンマ線を発生するために必要な電子ビームのエネルギーは 1 GeV で済むことである。また、ガンマ線の偏極をレーザーの偏光によって容易に制御可能であることも利点の1つである。高エネルギー加速器研究機構の試験加速器 (KEK-ATF) では、LCS を用いた偏極ガンマ線源の開発が進められており、リニアコライダー計画が要求するガンマ線の強度を満たすための技術開発が進められている。電子ビームとの衝突点近傍に設置した光共振器を用いて増幅したレーザーと電子ビームを衝突させることで、 10^8 photons s^{-1} のガンマ線を発生することが可能となっている [3]。しかし、リニアコライダー計画では、 10^{14} s^{-1} の偏極陽電子が必要であり [34]、更なる強

度の向上が不可欠である。

1.2.5 固体物性研究

磁性電子の状態を測定するために、磁気コンプトン散乱を利用した研究が行われている。磁気コンプトン散乱を用いた測定では、電子のスピンに依存する磁気コンプトンプロファイルと呼ばれる物理量が得られ、運動量空間における磁性電子の電荷密度の2重積分で記述される。従来の研究では、SPring-8のような大型放射光施設で発生可能なエネルギー 100 keV 程度の楕円偏光エックス線が用いられている。しかし、この方法では、エックス線の偏光切り替えが素早くできないため、サンプルの磁化方向を反転させて測定され、強磁場における現象の測定や初磁性を含んだ磁気ヒステリシスを研究することに不向きであるという欠点がある。そこで、NewSUBARU放射光施設において、LCS ガンマ線を用いて磁化鉄サンプルのコンプトンプロファイルを測定することが行われた [35]。LCS ガンマ線の偏極は、レーザーの偏光に依存するため、レーザーの偏光方向を切り替えることで、サンプルを移動せずに測定することが可能となる。また、サンプルに入射するガンマ線のエネルギーが 1 MeV 以上のほうが、磁気コンプトン散乱の断面積が大きくなることも LCS ガンマ線を利用する利点の1つである。実験では、円偏光 CO₂ レーザーの偏光方向を切り替えて、円偏極ガンマ線を磁化鉄サンプルに照射し、磁気コンプトン散乱ガンマ線の散乱強度がゲルマニウム検出器で測定された。その結果、円偏極ガンマ線のヘリシティによって磁気コンプトン散乱ガンマ線の強度が変化することが観測された。また、測定データを用いて LCS ガンマ線の偏極度を測定することが行われ、偏極度 91 % の円偏極ガンマ線が発生できていることが示された。

1.2.6 非破壊検査

これまでの非破壊検査のガンマ線源には、放射性同位体から放出される MeV 以下のエックス線やガンマ線または、小型の電子加速器から発生可能な制動放射エックス線が利用されてきた。しかし、厚さ 10 cm を超えるような物体を非破壊で測定するためには、線源の強度を上げるかエネルギーを上げる必要がある。しかし、放射性同位体の強度を上げることは安全上難しく、また、制動放射エックス線のエネ

第1章 序論

ルギーを高くすると、エネルギースペクトルが広いために中性子が発生するなどの問題があり、その実用化は難しかった。

産業技術総合研究所では、LCSガンマ線が中性子を発生せずに数10 MeVの準単色ガンマ線を発生できることに注目し、大型工業製品の非破壊検査が行われた[36]。物質に対するガンマ線の吸収係数は、物質の種類によって異なるため、サンプルの種類によって最適なエネルギーに調整できるLCSガンマ線には大きな利点がある。また、LCSガンマ線は指向性が高く、照射部分以外の線量を低く抑えることができる。エネルギー10 MeV、エネルギー拡がり19%の準単色LCSガンマ線を発生し、直径130 mmの構造物の断層図を測定することに成功した。しかし、LCSガンマ線の強度が弱く、測定時間がかかるため、レーザーパワーを増強し、LCSガンマ線の強度を上げることが今後の課題である。十分な強度のLCSガンマ線を発生することができれば、原子力、船舶、航空機、ロケットなどの工業製品の非破壊検査に利用されることが期待される。

1.3 線形加速器を用いた超短パルスエックス線源の開発

電子蓄積リングよりもエネルギーの低い線形加速器を用いても、LCS 光源の開発が行われている。線形加速器のエネルギーは数 10 MeV であるため、エネルギー数 10 keV のエックス線源の開発が可能である。

1994 年、K. J. Kim らによって線形加速器を用いたエネルギー 12 keV、パルス幅 300 fs の超短パルスエックス線源の発生が提案された [37]。これは、横方向に強く収束された電子ビームが、その進行方向の長さ (バンチ長) よりもビームサイズが小さいことを利用し、フェムト秒レーザーを 90 度方向から衝突させて両者の相互作用時間を短くするという方法である (図 1.3)。すでに、国内外いくつかの加速器施設において、この 90 度衝突 LCS を用いた超短パルスエックス線源の開発が行われている [38, 39]。

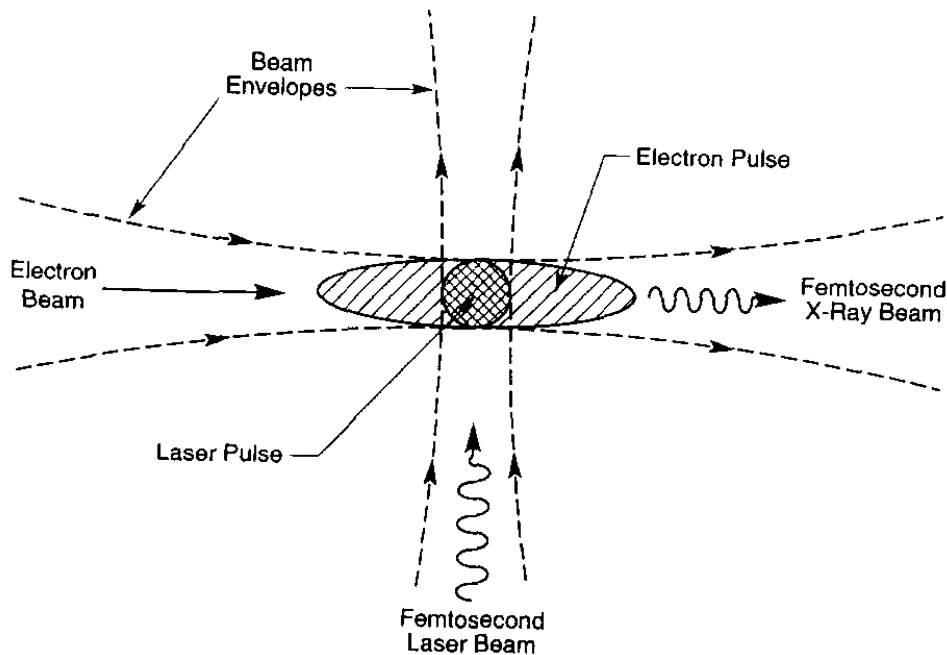


図 1.3: K. J. Kim らによって提案された超短パルスエックス線の発生方法 [37]

1.4 本研究の目的

第 1.1 節及び第 1.2 節で述べたように、国内外数多くの加速器施設において LCS ガンマ線の発生が実施されており、多岐にわたる研究分野で LCS ガンマ線が利用されている。LCS ガンマ線のパルス幅に着目すると、そのほとんどが放射光源用電子蓄積リングを周回する電子ビームとレーザーの正面衝突で発生されているため、そのパルス幅は電子ビームのそれと同じ数 100 ps である。これは、放射光用の光取り出しポートを利用してレーザーを電子蓄積リングに導入していることに起因する。近年、レーザー、電子線、エックス線などの量子ビームにおいてサブピコ秒領域での発生手法が活発に研究され、高速現象の観測における強力なツールとして利用されている。それに対し、ガンマ線の超短パルス化に関する研究は全く行われていない。

本研究では、電子蓄積リングを周回する電子ビームが、第 1.3 節で述べた線形加速器の電子ビームのように、そのバンチ長よりもビームサイズの方が小さい形状をしていることを利用し、世界に先駆けて 90 度衝突 LCS を用いたパルス幅サブピコ秒の超短パルスガンマ線源を開発することを目的とする。超短パルス、エネルギー可変、準単色、高偏極度、高指向性といった、これまでにない特徴をもったガンマ線の発生技術を確立することで、高速現象に関連した研究分野への応用が期待される。K. J. Kim らが提案した 90 度衝突 LCS は、電子ビームのエネルギーが低い線形加速器を用いた超短パルスエックス線源の開発であったが、線形加速器よりもエネルギーの高い電子蓄積リングを用いることで、ガンマ線領域の超短パルス光源の開発が可能となる。図 1.1 に示したように、電子ビームのエミッタンス測定という目的で 90 度衝突 LCS が行われたことはあった [26] が、超短パルスガンマ線源の開発という目的で 90 度衝突 LCS を利用するのは本研究が世界で初めてである。また、電子蓄積リングを周回する電子ビームの断面径は、線形加速器で生成される電子ビームと異なり、水平方向に引き伸ばされた扁平な形状をしている。この独特の形状を利用し、レーザーの入射方向を切り替えることでパルス幅サブピコ秒からピコ秒の超短パルスガンマ線源の開発が可能である。

第 1.1 節及び第 1.2 節で述べたように、LCS ガンマ線のエネルギー可変性、偏極性及び単色性は、その応用を鑑みたときに重要な特性である。本研究では、衝突角度を 90 度近傍で変えることで発生可能な超短パルスガンマ線のエネルギー可変性及び、90 度衝突 LCS によって発生する超短パルスガンマ線の偏極性と単色性の実験

1.4. 本研究の目的

的評価を行う。既存の放射光源用電子蓄積リングにおいて、電子ビームとレーザーの衝突角度を変えてエネルギー可変のLCSガンマ線を発生する方法は、第1.1節で述べたように、狭いエネルギー拡がりの高強度ガンマ線を発生するのに最も適している。しかし、電子蓄積リングを用いて、衝突角度を変えたエネルギー可変ガンマ線の発生に関する研究が実際に行われたという報告は無く、本研究が世界で初めてである。LCSガンマ線の優れた特性を実験的に評価することで、90度衝突を用いたLCSガンマ線発生 of 普及と応用の拡大に貢献することが期待される。

第1.2.3項で述べたように、LCSガンマ線のパルス幅を短パルス化することで、LCSガンマ線の新しい応用法である陽電子消滅寿命測定を行うことができる。本研究では、その原理実証実験として、鉛における陽電子の消滅寿命測定を行う。従来の正面衝突の方法によって発生されていたLCSガンマ線のパルス幅は、陽電子の消滅寿命よりも長く、消滅寿命法に応用することは難しかった。それに対し、その消滅寿命よりも十分パルス幅の短いLCSガンマ線の発生が可能となることで、消滅寿命法への応用が実現する。放射光源用電子蓄積リングを用いてLCSガンマ線を発生し、陽電子消滅測定に応用することは、放射光利用施設において放射光だけでなく陽電子を用いた材料分析が可能となる点で画期的である。工業製品に使用される各種材料の耐久性向上のための指針が得られると期待される。

最後に、超短パルスガンマ線のパルス幅測定技術の開発を行う。本研究では、既存の放射光源用電子蓄積リングを用いて、超短パルスガンマ線源の開発を行うが、次世代の放射光源加速器であるエネルギー回収型リニアックの超短パルスかつ極低エミッタンス電子ビームを用いて、大強度かつ超短パルスガンマ線の発生が計画されており、そのLCSガンマ線のパルス幅は5 ps(rms)である [4]。今後、超短パルス電子ビームの開発と共に、超短パルスガンマ線の発生が活発になると考えられる。しかし、サブピコ秒からピコ秒領域における超短パルスガンマ線のパルス幅測定に関する研究はこれまで全く行われておらず、技術的に非常に難しい。本研究では、超短パルスガンマ線のパルス幅が、電子ビームのバンチ長(数100 ps)よりも確かに短くなっていることを実験的に証明し、さらに、サブピコ秒からピコ秒領域におけるガンマ線のパルス幅測定方法の検討を行う。

第1章 序論

1.5 本論文の構成

本論文は、6つの章より構成される。本章では、研究の背景及び目的について述べた。次章以降の内容は、以下の通りである。

第2章では、実験に使用した装置である自然科学研究機構分子科学研究所の放射光源用電子蓄積リング UVSOR-II の概要とフェムト秒チタンサファイア (Ti:Sa) レーザーシステムについて述べる。また、電子蓄積リングを周回する電子ビームの運動について述べ、超短パルスガンマ線の発生に重要な要素である電子ビームのビームサイズとバンチ長について述べる。

第3章では、LCS ガンマ線の基礎特性に関わる理論式を導出する。具体的には、電子ビームとレーザーの衝突角度が任意の場合におけるガンマ線のエネルギー、強度、パルス幅についての理論式を導出する。また、レーザーが偏光している場合の LCS の微分散乱断面積を導出し、偏極によるガンマ線の空間分布の異方性について述べる。

第4章では、LCS ガンマ線の優れた特性であるエネルギー可変性、偏極性、単色性の評価を行った実験について述べ、得られた実験結果を第3章で導出した理論式とシミュレーションコードを用いて計算した結果と比較して超短パルスガンマ線の特性を評価する。

第5章では、超短パルスガンマ線の応用として行った実験である陽電子消滅寿命測定実験について述べ、その解析データを用いて評価できるガンマ線パルス幅の上限値及び高速応答の光検出器を用いて評価したガンマ線パルス幅の上限値について述べる。さらに、サブピコ秒からピコ秒領域における超短パルスガンマ線のパルス幅測定方法の検討を行う。

第6章では、本研究で得られた成果を結論として総括し、その波及効果と今後の課題と展望をまとめる。

第2章 実験装置

第 2.1 節では、LCS 実験に使用した装置である自然科学研究機構分子科学研究所 極端紫外光研究施設の電子蓄積リング UVSOR-II (Ultra Violet Synchrotron Orbital Radiation) の概要を述べ、第 2.2 節では、電子蓄積リングを周回する電子ビームの運動の様子を記述し、ビームサイズと発散角及びバンチ長について考察する。第 2.3 節では、フェムト秒チタンサファイア (Ti:Sa) レーザーシステムの概要について述べる。

2.1 電子蓄積リング UVSOR-II

UVSOR-II(図 2.1) は、1982 年に愛知県岡崎市に建設された全国共同利用の放射光施設である。電子蓄積リングの運転は、月曜日から金曜日まで行われ、月曜日はマシンスタディー、火曜日から金曜日にかけて放射光利用が行われている。放射光利用では、約 60 機関から年間延べ 800 人を超える研究者が UVSOR-II を利用しており、マシンスタディーでは、加速器を用いた光源開発の研究が行われている。本研究では、フェムト秒 Ti:Sa レーザーの逆コンプトン散乱を用いた新規ガンマ線源の開発を行っているが、その他にも、電子ビームとフェムト秒 Ti:Sa レーザーの相互作用を利用した真空紫外コヒーレント放射光の開発 [40] やコヒーレントテラヘルツ光源の開発 [41] といった研究も行われている。

UVSOR-II を構成する加速器について説明する。まず、電子蓄積リングに電子ビームを入射するまでの前段加速器として、入射器とブースターシンクロトロンがある。入射器は、熱陰極電子銃と長さ 2.5 m の加速管で構成され、電子銃から 75 kV の高電圧で引き出された電子が 15 MeV まで加速され、後段の加速器であるブースターシンクロトロンにビームを供給する。ブースターシンクロトロンは、周長 26.6 m のリング型加速器であり、電子ビームを 750 MeV まで加速し、輸送路を通して電子蓄積リングにビームを入射する。

第2章 実験装置

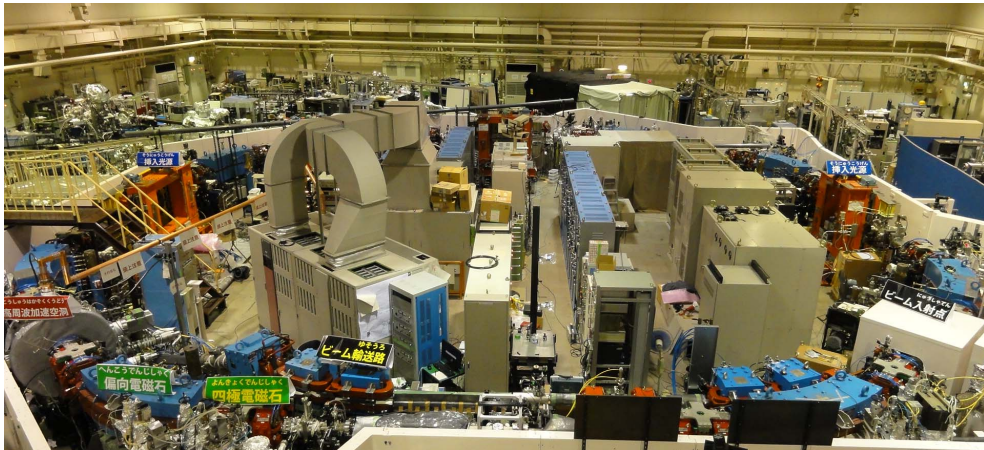


図 2.1: UVSOR-II 電子蓄積リング全景写真。電子ビームエネルギー 750 MeV、周長 53.2 m。

電子蓄積リングに入射された電子ビームは、バンチと呼ばれる長さ数 cm の集団となって運動し、決められた軌道を 1 秒間に約 500 万回周回する。そのバンチは、電子蓄積リングに 16 個存在することができ、1 つのバンチには、約 10^{10} 個の電子が含まれる。バンチ内部の電子は、電子同士の散乱 (Touschek 効果) や、真空ダクト内の残留ガス原子核のごく近傍を通過するとき起こる制動放射によってエネルギーを失う。エネルギーを失った電子は、周回軌道を外れ、真空ダクトなどに衝突し、電子ビームの電流値は時間と共に減衰する。しかし、UVSOR-II では、ブースターシンクロトロンで加速できるエネルギーが電子蓄積リングのエネルギーと等しいため、時間と共に減衰した電子ビームを一定時間ごとに供給することで、電子ビームの電流値を一定に保つトップアップ運転を行うことが可能である。

放射光利用の運転は、電子蓄積リングに複数のバンチが存在するマルチバンチで運転されるが、本研究に関わる実験を行うときは、1 つのバンチのみを周回させるシングルバンチで運転する。この理由は、レーザーの繰り返し電子ビームの周回周波数よりも格段に低い 1 kHz であり、マルチバンチで運転してもバックグラウンドが増えるだけだからである。表 2.1 にシングルバンチ運転における UVSOR-II の各種パラメータをまとめた。これらの値を用いて、次節以降電子ビームのビームサイズと発散角及びバンチ長を数値計算する。

UVSOR-II では、平成 20 年から 5 年計画でコヒーレント放射光発生光源開発とビームライン建設のために、電子蓄積リングの改造が行われている。その改造とともに、本研究で利用した電子ビームとレーザーの衝突用の真空チャンバー (図 2.2)

2.1. 電子蓄積リング UVSOR-II

表 2.1: 電子蓄積リング UVSOR-II の各種パラメータ

エネルギー E (MeV)	750
電流値 I (mA)	50
自然エミッタンス ϵ (nm-rad)	27.4
周長 C (m)	53.2
RF 周波数 f_{RF} (MHz)	90.1
偏向半径 ρ (m)	2.2
直線部	4 m×4+1.5 m×4
加速電圧 V_0 (kV)	100
ベータトロン振動数 ν_x, ν_y	3.75, 3.20
Momentum compaction factor α	0.028
エネルギー拡がり σ_E/E	4.2×10^{-4} (rms)
自然バンチ長 σ_{ze0} (ps)	108(rms)

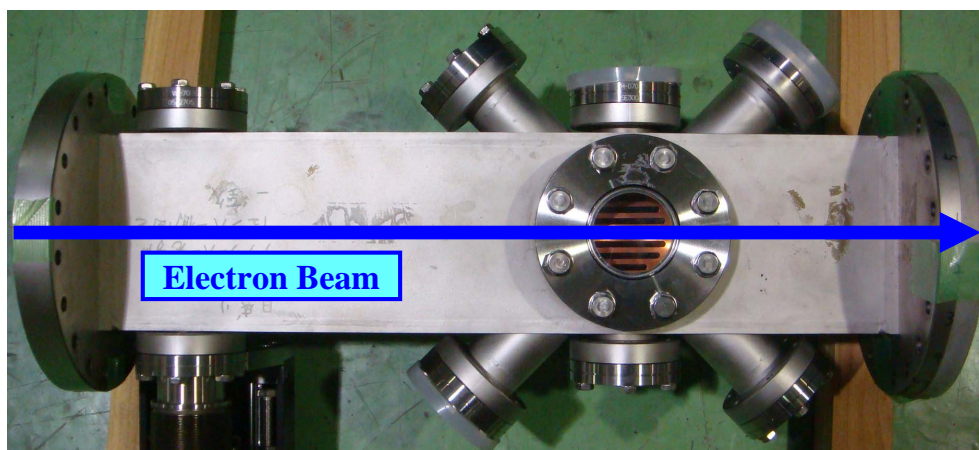


図 2.2: 電子ビームとレーザーの衝突用真空チャンバー。紙面に対して垂直な方向である鉛直方向には 90 度方向から、水平方向には 45 度、90 度、135 度の 3 方向からレーザーの入射が可能である。鉛直方向の窓材はサファイア、水平方向の窓材はフッ化マグネシウムである。

の場所及びガンマ線の測定場所も随時変更した。UVSOR-II には、LCS ガンマ線用の専用ビームラインがなく、ガンマ線の測定は、既設のビームラインの隙間を上手く利用して行った。

平成 21 年度の電子蓄積リング全体図を図 2.3 に示す。電子ビームは、電子蓄積リングを半時計周りに周回する。ブースターシンクロトロンから供給される電子ビームの輸送路は、図中の Beam Transport であり、Septum と表記されている場所で電

第2章 実験装置

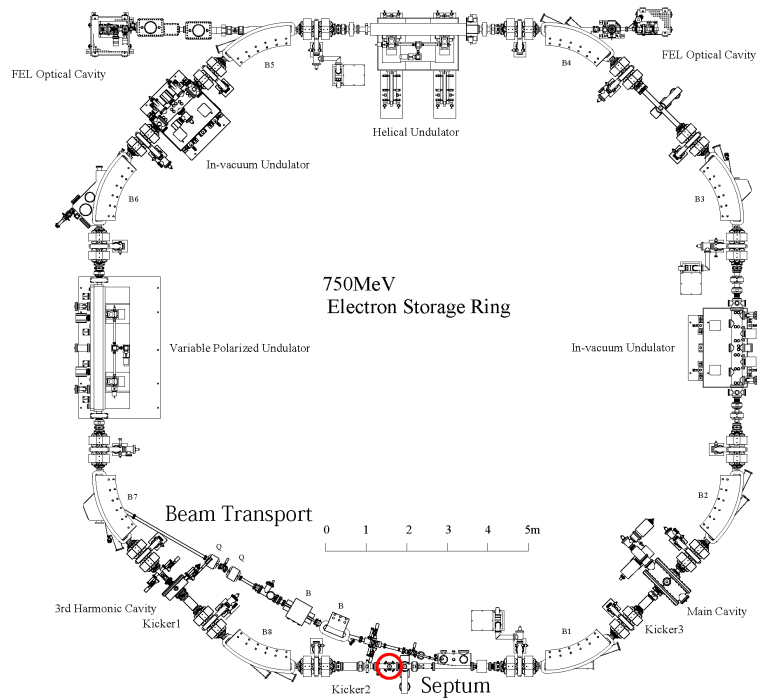


図 2.3: 平成 21 年度の UVSOR-II 電子蓄積リング全体図。赤丸は、電子ビームとレーザーの衝突場所を表す。

子蓄積リングに電子ビームを供給する。電子ビームとレーザーの衝突点は、その入射点の上流側、図中の赤丸の場所であり、ガンマ線の測定点は、衝突点から下流に 6.5 m の場所である。

平成 22 年度の電子蓄積リング全体図を図 2.4 に示す。入射点があった直線部に、平成 23 年度にアンジュレーターを設置する計画であるため、入射点を移設した。それに伴って衝突用真空チャンバーの位置が、前年度に比べて 1 m 下流側に移動した (図中赤丸の場所)。ガンマ線の測定場所は、前年度と変わっていない。

平成 23 年度の電子蓄積リング全体図を図 2.5 に示す。平成 22 年度まで使用していた直線部にアンジュレーターが挿入されたので、アンジュレーターが設置されていない最後の直線部に衝突用の真空チャンバーを移動した (図中赤丸の場所)。ガンマ線の測定点は、衝突点から下流に 7.5 m の場所である。

2.1. 電子蓄積リング UVSOR-II

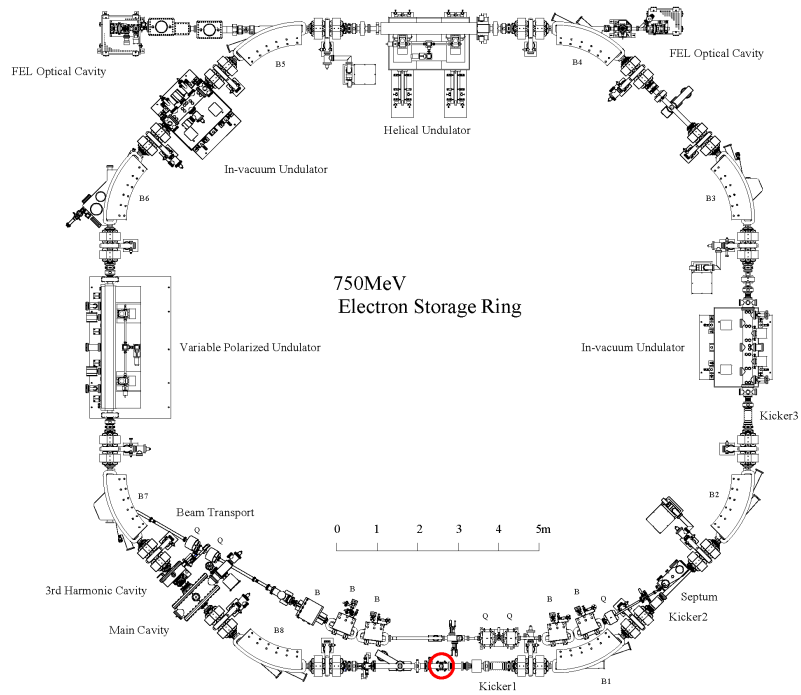


図 2.4: 平成 22 年度の UVSOR-II 電子蓄積リング全体図。赤丸は、電子ビームとレーザーの衝突場所を表す。

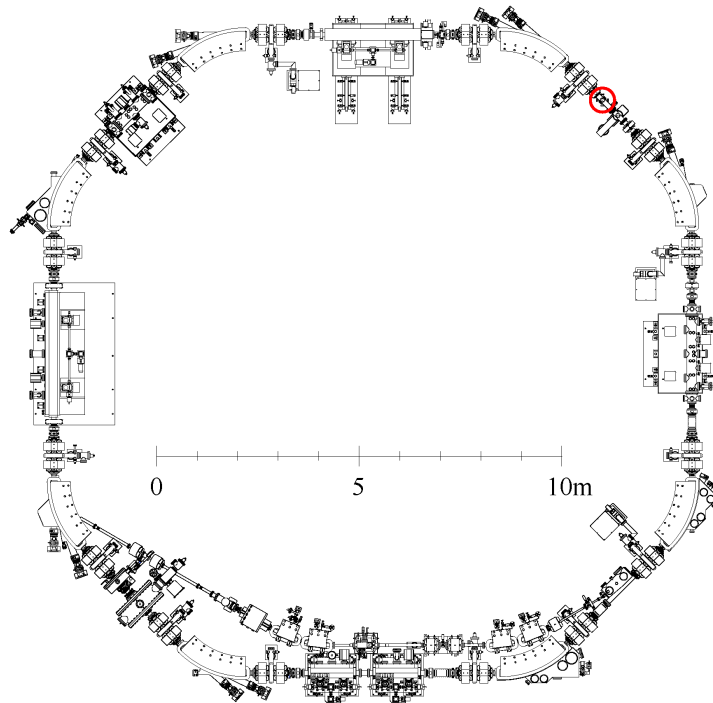


図 2.5: 平成 23 年度の UVSOR-II 電子蓄積リング全体図。赤丸は、電子ビームとレーザーの衝突場所を表す。

2.2 電子ビームのビームサイズと発散角及びバンチ長

本研究において重要なパラメータである電子ビームのビームサイズと発散角及びバンチ長(パルス幅)について述べる。そのために、電子蓄積リングにおける電子ビームの運動 [42] についてまとめる。なお、バンチ長に関しては、理論式を用いて計算値を導出し、ストリークカメラを用いた測定結果との比較を行った。ビームサイズに関しては、放射光干渉計 [43] や第 1.2.2 項で示した方法を用いることでビームサイズの測定が可能であるが、実測はせずに理論式を用いた計算値を導出した。

2.2.1 電子蓄積リングを構成する要素

電子は、一様磁場中では円運動、磁場のない場所では、直線運動をする。この法則を利用し、高エネルギーの電子ビームをある閉じた軌道に長時間周回させる装置が電子蓄積リングである。電子蓄積リングは、一様磁場を発生する偏向電磁石と磁場のない直線部で主に構成されており、電子ビームを偏向電磁石で半径 ρ の円弧上を運動させ、偏向電磁石間の直線部では直進させることを繰り返し、ほぼ円形の軌道を長時間周回させる。この閉じた軌道をデザイン軌道(基準軌道)と呼ぶ。

偏向電磁石と直線部で構成された電子蓄積リングを、電子ビームが安定に運動できるのか考える。電子ビームが軌道面内の方向で外乱を受けると、元の基準軌道からそれるが、外乱を受けたその後も軌道の中心が元の軌道とずれた軌道を安定的に周回する。それに対し、電子ビームが軌道面に対して垂直な方向に外乱を受けると、電子ビームは磁場の方向に沿ってに螺旋運動をするため、基準軌道からどんどん離れてしまい、安定ではない。つまり、電子ビームは、軌道面に対する垂直な方向の外乱に対しては、安定ではない。この不安定性を解決するために、四極電磁石が用いられる。四極電磁石は、N 極と S 極の磁石対を 2 つ 45 度方向に対向配置したものである。四極電磁石の中心を通る電子ビームは、力を受けないが、中心から水平方向にずれた電子に対しては、収束力が働き、中心から鉛直方向にずれた電子に対しては、発散力が働く。極性を反転すれば、それぞれの方向に対して逆の力が働く。したがって、極性の異なる四極電磁石を交互に配置することで、電子ビームを水平、鉛直方向ともに収束させることができ、安定的に電子ビームを運動させることが可能である。電子蓄積リングの主な構成要素は、偏向電磁石、四極電磁石及び直線部である。

2.2.2 ベータトロン振動

電子蓄積リングを周回する電子ビームは、実際には基準軌道の近傍をベータトロン振動と呼ばれる振動をしながら安定に周回する。電子蓄積リングを構成する要素(ラティスと呼ぶ)である偏向電磁石や四極電磁石及び直線部におけるベータトロン振動の方程式は、電子ビームの進行方向の座標を s 、水平方向の座標を x 、鉛直方向の座標を y 、ラティスの収束力や発散力を表す K_x を定数として、調和振動子の式で記述される。

$$\frac{d^2x}{ds^2} + K_x x = 0 \quad (2.1)$$

この方程式は、 y についても同様に成り立つ。

$K_x > 0$ の解は、 \sin 関数と \cos 関数の線形結合で表現され、

$$x(s) = A \cos(\sqrt{K_x} s) + B \sin(\sqrt{K_x} s) \quad (2.2)$$

である。また、傾き $x'(s)$ は、

$$x'(s) = -A\sqrt{K_x} \sin(\sqrt{K_x} s) + B\sqrt{K_x} \cos(\sqrt{K_x} s) \quad (2.3)$$

である。ここで、 $s = 0$ をラティス要素の入り口とすると、定数 A と B は $x(0)$ と $x'(0)$ を用いて表せるので、

$$x(s) = x(0) \cos(\sqrt{K_x} s) + \frac{x'(0)}{\sqrt{K_x}} \sin(\sqrt{K_x} s) \quad (2.4)$$

$$x'(s) = -x(0)\sqrt{K_x} \sin(\sqrt{K_x} s) + x'(0) \cos(\sqrt{K_x} s) \quad (2.5)$$

となる。ラティス要素の長さを L とし、ラティス出口における電子ビームの位置と傾きは、行列を用いて以下のように記述される。

$$\begin{pmatrix} x(L) \\ x'(L) \end{pmatrix} = M_x \begin{pmatrix} x(0) \\ x'(0) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(\sqrt{K_x} L) & \frac{1}{\sqrt{K_x}} \sin(\sqrt{K_x} L) \\ -\sqrt{K_x} \sin(\sqrt{K_x} L) & \cos(\sqrt{K_x} L) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x(0) \\ x'(0) \end{pmatrix} \quad (2.6)$$

$K_x < 0$ の解は、 \sinh 関数と \cosh 関数の線形結合で表現される。この場合についても同様に解くと、

$$\begin{pmatrix} x(L) \\ x'(L) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cosh(\sqrt{|K_x|} L) & \frac{1}{\sqrt{|K_x|}} \sinh(\sqrt{|K_x|} L) \\ \sqrt{|K_x|} \sinh(\sqrt{|K_x|} L) & \cosh(\sqrt{|K_x|} L) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x(0) \\ x'(0) \end{pmatrix} \quad (2.7)$$

となる。当然、 y についての方程式も同様に解くことができる。

表 2.2: ラティス要素ごとの輸送行列

要素	M_x	M_y
直線部	$\begin{pmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$
偏向電磁石	$\begin{pmatrix} \cos \frac{L}{\rho} & \rho \sin \frac{L}{\rho} \\ -\frac{1}{\rho} \sin \frac{L}{\rho} & \cos \frac{L}{\rho} \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$
四極電磁石 (水平方向収束)	$\begin{pmatrix} \cos \sqrt{K}L & \frac{1}{\sqrt{K}} \sin \sqrt{K}L \\ -\sqrt{K} \sin \sqrt{K}L & \cos \sqrt{K}L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \cosh \sqrt{K}L & \frac{1}{\sqrt{K}} \sinh \sqrt{K}L \\ \sqrt{K} \sinh \sqrt{K}L & \cosh \sqrt{K}L \end{pmatrix}$
四極電磁石 (鉛直方向収束)	$\begin{pmatrix} \cosh \sqrt{K}L & \frac{1}{\sqrt{K}} \sinh \sqrt{K}L \\ \sqrt{K} \sinh \sqrt{K}L & \cosh \sqrt{K}L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \cos \sqrt{K}L & \frac{1}{\sqrt{K}} \sin \sqrt{K}L \\ -\sqrt{K} \sin \sqrt{K}L & \cos \sqrt{K}L \end{pmatrix}$

式 (2.6) と (2.7) のように、ラティス入り口での位置と傾きの初期値を与えることで、ラティス出口での位置と傾きを計算することができ、行列 M_x を輸送行列と呼ぶ。各ラティス要素における輸送行列を表 2.2 にまとめる。これらの輸送行列を用いることで、電子蓄積リングにおける電子ビームの運動を自由に計算することができる。

2.2.3 Twiss パラメータ

ここで、式 (2.1) の解を解析的な形で表す。 K_x が周期性をもつ場合、安定な解は、

$$x(s) = A_{\beta_x} \sqrt{\beta_x(s)} \cos\{\psi_x(s) + \psi_{x0}\} \quad (2.8)$$

と与えられる。ここで、

$$\psi_x(s) = \int_0^s \frac{ds}{\beta_x(s)} \quad (2.9)$$

はベータatron振動の位相である。また、 A_{β_x} と ψ_{x0} は積分定数であり、 $\beta_x(s)$ はベータatron関数と呼ばれ、リングの周長 C に対して

$$\beta_x(s) = \beta_x(s + C) \quad (2.10)$$

の周期性を満たす。式 (2.8) より、 $\psi_x(s)$ が 2π 増加する度に電子ビームは、基準軌道の近傍で1回振動する。UVSOR-II では、電子ビームが1周する間に、水平方向に $\nu_x=3.75$ 回、鉛直方向に $\nu_y=3.20$ 回振動する。式 (2.8) を微分すると、傾きは、

$$x'(s) = -\frac{A_{\beta_x}}{\sqrt{\beta_x(s)}} [\alpha_x(s) \cos\{\psi_x(s) + \psi_{x0}\} + \sin\{\psi_x(s) + \psi_{x0}\}]$$

2.2. 電子ビームのビームサイズと発散角及びバンチ長

$$= -A_{\beta_x} \sqrt{\gamma_x(s)} \sin\{\psi_x(s) + \psi'_{x0}\} \quad (2.11)$$

となり、

$$\alpha_x(s) = -\frac{1}{2} \frac{d\beta_x(s)}{ds} \quad (2.12)$$

$$\gamma_x(s) = \frac{1 + \alpha_x^2(s)}{\beta_x(s)} \quad (2.13)$$

である。この $\alpha_x, \beta_x, \gamma_x$ を Twiss パラメータと呼び、式 (2.10) と同様の周期性を満たす。

電子蓄積リングを周回する電子ビームの運動を、任意の場所において位相空間 (x, x') 上で観察すると、電子ビームは Twiss パラメータで決まる楕円上を位置を変えながら運動する。楕円の形状は場所によって様々に変わるが、その面積

$$\pi A_{\beta_x}^2 = \pi(\gamma_x x^2 + 2\alpha_x x x' + \beta_x x'^2) \quad (2.14)$$

は、常に一定であり、クーランシュナイダー不変量と呼ぶ。また、式 (2.8) と (2.11) より、電子ビームの位置と傾きは、 $-A_{\beta_x} \sqrt{\beta_x} < x < A_{\beta_x} \sqrt{\beta_x}$ と $-A_{\beta_x} \sqrt{\gamma_x} < x' < A_{\beta_x} \sqrt{\gamma_x}$ の範囲内を運動する。位相空間上に占める面積を $\pi\epsilon$ としたときの ϵ をエミッタンスと呼び、電子ビームの位置と傾きは、

$$-\sqrt{\epsilon_x \beta_x} < x < \sqrt{\epsilon_x \beta_x}, \quad -\sqrt{\epsilon_x \gamma_x} < x' < \sqrt{\epsilon_x \gamma_x} \quad (2.15)$$

の範囲内を運動する。

次に、Twiss パラメータを用いて、輸送行列を表す。式 (2.8) と (2.11) を以下のように書き換える。

$$x(s) = \sqrt{\beta_x(s)} \{A \cos \psi_x(s) + B \sin \psi_x(s)\} \quad (2.16)$$

$$x'(s) = \frac{1}{\sqrt{\beta_x(s)}} \{[-\alpha_x(s)A + B] \cos \psi_x(s) - [\alpha_x(s)B + A] \sin \psi_x(s)\} \quad (2.17)$$

これらの式を行列表示すると、

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} x(L) \\ x'(L) \end{pmatrix} &= M_x \begin{pmatrix} x(0) \\ x'(0) \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} \sqrt{\frac{\beta_x(L)}{\beta_x(0)}} (\cos \Delta\psi_x + \alpha_x(0) \sin \Delta\psi_x) & \sqrt{\beta_x(0)\beta_x(L)} \sin \Delta\psi_x \\ -\frac{1+\alpha_x(0)\alpha_x(L)}{\sqrt{\beta_x(0)\beta_x(L)}} \sin \Delta\psi_x + \frac{\alpha_x(0)-\alpha_x(L)}{\sqrt{\beta_x(0)\beta_x(L)}} \cos \psi_x & \sqrt{\frac{\beta_x(L)}{\beta_x(0)}} (\cos \Delta\psi_x - \alpha_x(0) \sin \Delta\psi_x) \end{pmatrix} \\ &\quad \times \begin{pmatrix} x(0) \\ x'(0) \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (2.18)$$

第2章 実験装置

ここで、 $\Delta\psi_x = \psi_x(L) - \psi_x(0)$ であり、2点間の位相差である。Twiss パラメータが周期性を持っていることを利用して、各ラティスの輸送行列を掛け合わせた電子蓄積リング1周の輸送行列から、その輸送行列の起点における Twiss パラメータを計算することができる。

UVSOR-II の直線部の中心における Twiss パラメータの値は、長直線部の場合、

$$\alpha_x(0) = 0, \quad \beta_x(0) = 10 \text{ m}, \quad \gamma_x(0) = 1/\beta_x(0) \quad (2.19)$$

$$\alpha_y(0) = 0, \quad \beta_y(0) = 1.5 \text{ m}, \quad \gamma_y(0) = 1/\beta_y(0) \quad (2.20)$$

であり、短直線部の場合は、 $\beta_y(0)$ のみ異なり、 $\beta_y(0) = 0.5 \text{ m}$ である。

直線部の任意の場所における Twiss パラメータを求める。式 (2.18) と表 2.2 の輸送行列より、以下の2つの式が成り立つ

$$\sqrt{\beta_x(0)\beta_x(s)} \sin \Delta\psi_x = s \quad (2.21)$$

$$\sqrt{\frac{\beta_x(s)}{\beta_x(0)}} \cos \Delta\psi_x = 1 \quad (2.22)$$

したがって、

$$\beta_x(s) = \beta_x(0) + \frac{s^2}{\beta_x(0)} \quad (2.23)$$

また、他の Twiss パラメータは、式 (2.12) と (2.13) より、

$$\alpha_x(s) = -\frac{s}{\beta_x(0)} \quad (2.24)$$

$$\gamma_x(s) = \frac{1}{\beta_x(0)} \quad (2.25)$$

である。以上3つの式は、当然 y についても成り立つ。

2.2.4 エネルギー分散

電子蓄積リングを周回する電子ビームは、偏向電磁石通過時に、幅広いエネルギー分布をもつ放射光を放射してエネルギーを失うため、幅のあるエネルギー分布をもつ。エネルギーの高い電子ビームが偏向電磁石に入射すると、エネルギーの低い電子ビームに比べて外側を通り、軌道長が長くなる。エネルギーが ΔE だけずれた電子の軌道が、電子蓄積リングのある場所で Δx だけずれるとすると、

$$\Delta x(s) = \eta_x(s) \frac{\Delta E}{E} \quad (2.26)$$

2.2. 電子ビームのビームサイズと発散角及びバンチ長

が成り立ち、比例係数 $\eta_x(s)$ をエネルギー分散関数と呼ぶ。エネルギー分散関数は、輸送行列を用いて計算することができ、直線部では一定値をとる。UVSOR-II の場合、長直線部では $\eta_x(s) = 0.8$ m, $\eta_y(s) = 0$ m、短直線部では $\eta_x(s) = 0.9$ m, $\eta_y(s) = 0$ m である。図 2.6 に UVSOR-II のベータatron関数 β_x, β_y とエネルギー分散関数 η_x を示す [44]。

また、エネルギーのずれに対する軌道長 C の変化率を

$$\frac{\Delta C}{C} = \alpha \frac{\Delta E}{E} \quad (2.27)$$

とおいたとき、比例定数 α を momentum compaction factor と呼ぶ。この momentum compaction factor は、エネルギーの異なる電子に対して偏向電磁石における曲率が異なることを利用して計算することができ、

$$\alpha = \frac{1}{C} \int_0^C \frac{\eta_x(s)}{\rho(s)} ds \quad (2.28)$$

UVSOR-II では、 $\alpha = 0.028$ である。

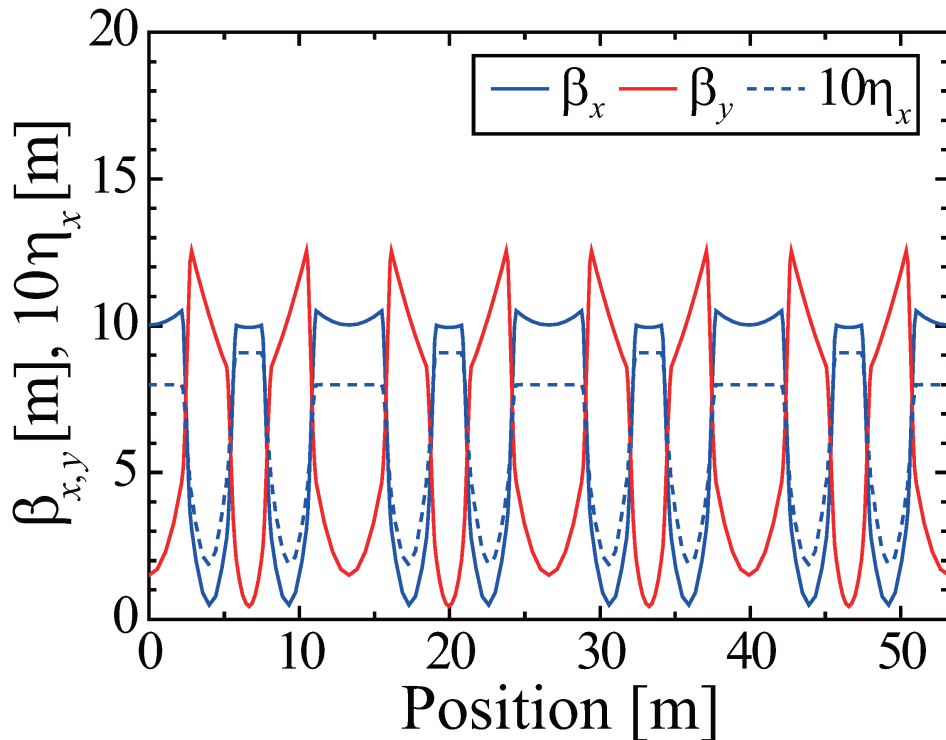


図 2.6: UVSOR-II におけるベータatron関数とエネルギー分散関数。Position = 0 m が長直線部の中心。

第2章 実験装置

2.2.5 シンクロトロン振動

電子蓄積リングを周回する電子ビームのもう一つの運動であるシンクロトロン振動について述べる。電子蓄積リングを周回する電子ビームは、偏向電磁石で放射光を放射してエネルギーを次第に失う。電子蓄積リングを1周する間に失うエネルギー U_0 は、

$$U_0(\text{keV}) = 88.5 \frac{E^4(\text{GeV})}{\rho(\text{m})} \quad (2.29)$$

で与えられ、UVSOR-IIでは $U_0 = 12.7 \text{ keV}$ である。この放射損失で失われたエネルギーを補う役割を果たすのが、高周波加速空洞である。加速空洞内部では、軌道に平行な向きに振動電場が生成されている。電場の向きが電子ビームを加速する位相のときに電子ビームが空洞に進入すると、電子ビームにエネルギーが供給される。空洞内部の加速電圧を

$$V(t) = V_0 \sin(2\pi f_{\text{RF}}t) \quad (2.30)$$

とすると、放射損失によって失ったエネルギーを補うためには、

$$U_0 = eV(t_s) = eV_0 \sin(2\pi f_{\text{RF}}t_s) \quad (2.31)$$

を満たす時刻 t_s に電子ビームが空洞を通過する必要がある。UVSOR-IIでは、 $V_0 = 100 \text{ kV}$ 、 $f_{\text{RF}} = 90.1 \text{ MHz}$ である。式 (2.31) を満たす時刻に加速空洞を通過する電子ビームは、その後もエネルギーを一定に保つことができ、このような電子をシンクロナスと呼ぶ。

ここで、電子ビームが時間的にある幅をもって加速空洞に入る場合を考える。式 (2.31) を満たし、電場の勾配が正の時刻 t_s に電子ビームが入射する場合、シンクロナスな電子に対して少しだけ遅れて加速空洞に入射する電子は高い電圧で加速されてエネルギーが高くなり、偏向電磁石で基準軌道に対して外側を周るため、さらに時間が遅くれて加速空洞に入射する。反対に、少しだけ早く加速空洞に入射する電子は、エネルギーが低くなり、偏向電磁石で内側を周り、さらに時間が早く加速空洞に入射する。このように、式 (2.31) を満たしても、電場勾配が正の時刻に電子ビームが加速空洞に入射すると、電子ビームは安定に周回することはできない。それに対し、式 (2.31) を満たし、電場の勾配が負の時刻 t_s に電子ビームが入射する場合を考える。シンクロナスな電子に対して少しだけ遅れて加速空洞に入射する電子は、低い電圧で加速されてエネルギーが低くなり、周回時間が短くなってシンクロナス

2.2. 電子ビームのビームサイズと発散角及びバンチ長

な電子よりも早く加速空洞に入射する。早く入射する電子は、エネルギーが高くなり、周回時間が長くなる。このように、式 (2.31) を満たし、電場勾配が負の時刻に加速空洞を通過する電子ビームは、シンクロナスな電子の前後で振動しながら電子蓄積リングを周回することになる。この電子ビームの進行方向における前後の振動のことをシンクロトロン振動と呼び、電子ビームのエネルギーは、ある中心値のまわりで振動しながら安定する。

シンクロトロン振動の方程式を導出する。式 (2.27) より、エネルギーが ΔE だけずれた電子は、シンクロナスな電子に比べて 1 周あたり

$$\Delta t = T_{\text{rev}} \alpha \frac{\Delta E}{E} \quad (2.32)$$

遅れる。ここで、 T_{rev} は、電子蓄積リングの周回時間であり、UVSOR-II の場合 177 ns である。 Δt の微分は、 Δt が T_{rev} に対してゆっくり変化するとして、

$$\frac{d\Delta t}{dt} = \frac{\Delta t}{T_{\text{rev}}} = \alpha \frac{\Delta E}{E} \quad (2.33)$$

であり、2 回微分は、

$$\frac{d^2\Delta t}{dt^2} = \frac{\alpha}{E} \frac{d\Delta E}{dt} \quad (2.34)$$

ΔE は、加速空洞で受け取るエネルギーと放射損失の差なので、

$$\Delta E = eV(t_s + \Delta t) - U_0 = eV(t_s + \Delta t) - eV(t_s) \quad (2.35)$$

ΔE も T_{rev} に対してゆっくり変化するとして、

$$\frac{d\Delta E}{dt} = \frac{\Delta E}{T_{\text{rev}}} = \frac{eV(t_s + \Delta t) - eV(t_s)}{T_{\text{rev}}} \quad (2.36)$$

これを、式 (2.34) に代入すると、

$$\frac{d^2\Delta t}{dt^2} = \frac{\alpha e}{T_{\text{rev}} E} \{V(t_s + \Delta t) - V(t_s)\} = \frac{\alpha e}{T_{\text{rev}} E} \frac{dV(t_s)}{dt} \Delta t \equiv -\Omega^2 \Delta t \quad (2.37)$$

したがって、先に説明したように、 $dV(t_s)/dt$ が負の時に、シンクロトロン振動は安定な振動となり、その周波数は、

$$f_s = \frac{\Omega}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{-\frac{\alpha e}{T_{\text{rev}} E} \frac{dV(t_s)}{dt}} = \sqrt{\frac{\alpha f_{\text{RF}}}{2\pi T_{\text{rev}} E} \sqrt{(eV_0)^2 - U_0^2}} \quad (2.38)$$

UVSOR-II では、 $f_s = 17.3$ kHz である。また、電子蓄積リングを 1 周する間に

$$\nu_s = \frac{f_s}{f_{\text{rev}}} = \frac{17.3 \text{ kHz}}{5.64 \text{ MHz}} = 3.07 \times 10^{-3} \quad (2.39)$$

回振動し、ベータトロン振動に対してシンクロトロン振動はゆっくりと振動する。

第2章 実験装置

2.2.6 放射減衰と放射励起

以上述べてきたように、電子蓄積リングを周回する電子ビームは、放射光を放射することでエネルギーを失い、高周波加速空洞で加速されることを繰り返す。この過程において、電子ビームは、放射減衰と呼ばれる現象によってベータトロン振動とシンクロトロン振動の振幅は時間と共に減衰する。

ベータトロン振動の放射減衰は、加速空洞において電子の傾きが変化することに起因し、その時間スケールは、UVSOR-IIでは $\tau_\beta = 21$ msである。また、シンクロトロン振動の放射減衰は、電子のエネルギーが異なることによる放射損失の違いに起因し、その時間スケールは、 $\tau_s = \tau_\beta / 2 = 11$ msである。

また、放射減衰とは反対に、振動を誘起する放射励起と呼ばれる現象がある。ベータトロン振動の放射励起は、エネルギー分散関数が0ではない場所(偏向電磁石)で放射光を放出した際のエネルギーの変化による軌道の変化に起因する。また、シンクロトロン振動の放射励起は、放射光を放射することでエネルギーが突然減少することに起因する。実は、ベータトロン振動やシンクロトロン振動の振幅は、放射減衰と放射励起が釣り合うことで、ある幅をもってガウス分布する。この結果、電子ビームは、空間領域と時間領域においてガウス分布することになる。

設計時のような理想的な電子蓄積リングにおいては、電子ビームは水平方向にのみ運動し、鉛直方向には運動しないので、鉛直方向のエネルギー分散関数は0であり、放射励起は水平方向のみに起こる。したがって、鉛直方向のエミッタンスは0である。しかし、実際の電子蓄積リングでは、偏向電磁石や四極電磁石の設置誤差によって生じる傾きや変位などによって鉛直方向のエネルギー分散関数は完全に0にはならない。また、四極電磁石の設置誤差に起因する誤差磁場の影響によっては、水平方向と鉛直方向のベータトロン振動の結合を引き起こすため、鉛直方向にも有限のエミッタンスを持つことになる。水平方向ベータトロン振動の鉛直方向への回り込みの程度をカップリング κ と呼び、自然エミッタンス $\epsilon = 27.4$ nm-radを用いて、エミッタンスは以下のように記述される。この式から分かるように、自然エミッタンスは、水平方向と鉛直方向のエミッタンスの和である。

$$\epsilon_x = \frac{\epsilon}{1 + \kappa}, \quad \epsilon_y = \frac{\kappa\epsilon}{1 + \kappa} \quad (2.40)$$

2.2.7 ビームサイズと発散角

第 2.2.6 項において、電子蓄積リングを周回する電子ビームは、放射減衰と放射励起によってベータトロン振動が釣り合い、空間領域でガウス分布すると述べた。電子蓄積リング直線部における電子ビームの空間分布と発散角の幅 (rms) は、直線部の中心からの距離を s として、ベータトロン振動 (式 (2.15)) とエネルギー分散による軌道のずれ (式 (2.26)) を考慮し、以下のように記述される。

$$\sigma_{xe}(s) = \sqrt{\beta_x(s)\epsilon_x + \eta_x^2 \left(\frac{\sigma_E}{E}\right)^2} \quad (2.41)$$

$$\sigma_{x'e}(s) = \sqrt{\gamma_x(s)\epsilon_x + \eta_{x'}^2 \left(\frac{\sigma_E}{E}\right)^2} \quad (2.42)$$

$$\sigma_{ye}(s) = \sqrt{\beta_y(s)\epsilon_y} \quad (2.43)$$

$$\sigma_{y'e}(s) = \sqrt{\gamma_y(s)\epsilon_y} \quad (2.44)$$

ここで、 $\sigma_{xe}(s)$ は水平方向のビームサイズ、 $\sigma_{ye}(s)$ は鉛直方向のビームサイズ、 $\sigma_{x'e}(s)$ は水平方向の発散角、 $\sigma_{y'e}(s)$ は鉛直方向の発散角、 σ_E/E は、電子ビームのエネルギー拡がりである。

図 2.7 に、式 (2.41)-(2.44) を用いて計算した UVSOR-II の長直線部における電子ビームサイズと発散角の計算結果を示す。カップリング κ は 3 % と仮定した。

平成 21 年度の電子ビームとレーザーの衝突点の位置は、長直線部の $s = -0.7$ m、平成 22 年度は、長直線部の $s = +0.3$ m、平成 23 年度は、短直線部の $s = +0.4$ m である。

$s = -0.7$ m における電子ビームサイズと発散角は、それぞれ、

$$\sigma_{xe} = 0.62 \text{ mm}, \sigma_{ye} = 0.038 \text{ mm}, \sigma_{x'e} = 0.052 \text{ mrad}, \sigma_{y'e} = 0.023 \text{ mrad} \quad (2.45)$$

$s = +0.3$ m における電子ビームサイズと発散角は、それぞれ、

$$\sigma_{xe} = 0.62 \text{ mm}, \sigma_{ye} = 0.035 \text{ mm}, \sigma_{x'e} = 0.052 \text{ mrad}, \sigma_{y'e} = 0.023 \text{ mrad} \quad (2.46)$$

また、 $s = +0.4$ m における電子ビームサイズと発散角は、それぞれ、

$$\sigma_{xe} = 0.64 \text{ mm}, \sigma_{ye} = 0.026 \text{ mm}, \sigma_{x'e} = 0.052 \text{ mrad}, \sigma_{y'e} = 0.040 \text{ mrad} \quad (2.47)$$

である。水平方向のビームサイズは、鉛直方向のそれよりも 1 桁大きく、電子蓄積リングを周回する電子ビームの断面が極端な偏平であることが分かる。また、全ての実験において、電子ビームサイズと発散角はほとんど変わらない。

第2章 実験装置

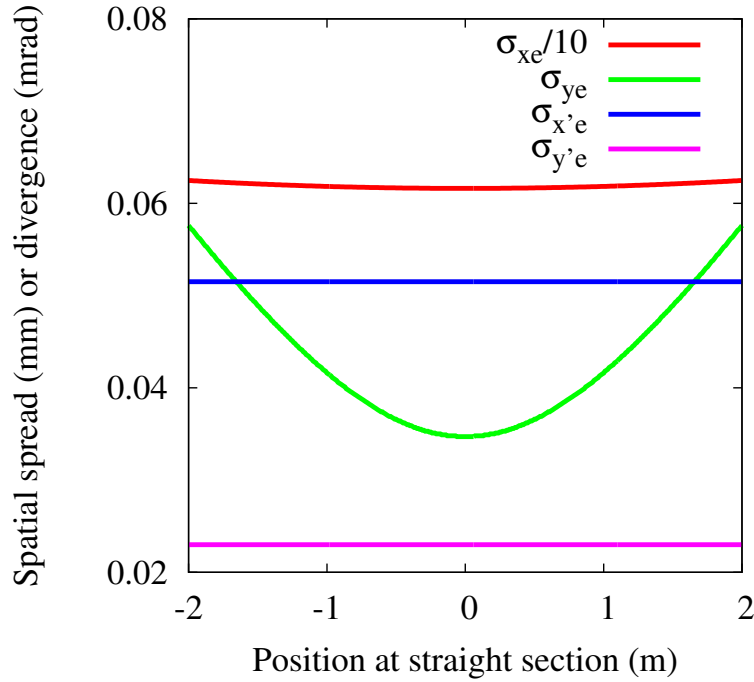


図 2.7: UVSOR-II 直線部における電子ビームサイズと発散角の計算値。水平方向のビームサイズ σ_{xe} は、値を $1/10$ にして表示してある。

2.2.8 電子ビームのバンチ長

第 2.2.6 項において、電子蓄積リングを周回する電子ビームは、放射減衰と放射励起によってシンクロトロン振動が釣り合い、時間領域でガウス分布すると述べた。電子ビームの進行方向の拡がり、つまりバンチ長は、以下の式で記述される。

$$\sigma_{ze0} = \frac{\alpha}{2\pi} \frac{\sigma_E}{f_s E} \quad (2.48)$$

シンクロトロン振動の周波数 f_s は、式 (2.38) を用いて計算される。UVSOR-II の加速空洞の加速電圧 V_0 の設計値は 100 kV であり、そのときのバンチ長は、 $\sigma_{ze0} = 108 \text{ ps(rms)} = 254 \text{ ps(FWHM)}$ である。実験を行うときには、加速電圧 V_0 を 86 kV に設定して電子蓄積リングを運転しており、そのときのバンチ長は、 $\sigma_{ze0} = 275 \text{ ps(FWHM)}$ である。 σ_{ze0} は、バンチ当たりの電子数が小さいときの値であり、自然バンチ長と呼ばれる。電子ビームのバンチ長 σ_{ze} は、電流値の増加によって伸長し、その要因として Potential well distortion と Microwave instability の 2 つが考えられている。

Potential well distortion は、加速空洞内でビーム自身の誘起する電磁場で加速電

2.2. 電子ビームのビームサイズと発散角及びバンチ長

場が影響を受けるために起き、このときのバンチ長は以下の式で記述される [45]。

$$\left(\frac{\sigma_{ze}}{\sigma_{ze0}}\right)^3 - \frac{\sigma_{ze}}{\sigma_{ze0}} = \frac{e\alpha I}{\sqrt{2\pi\nu_s E}} \left(\frac{R}{\sigma_{ze0}}\right)^3 (Z/n)_{\text{eff}} \quad (2.49)$$

ここで、 I は電流値、 R は電子蓄積リングの有効半径、 $(Z/n)_{\text{eff}}$ は effective longitudinal coupling impedance である。

次に、Microwave instability は、ある閾値の電流値以上で起こり、バンチ内での不安定性現象によりエネルギー広がりが増大することでバンチ長が伸びる現象である。このときのバンチ長は、以下の式で記述される [45]。

$$\sigma_{ze} \propto \left(\frac{\alpha I}{\nu_s^2 E}\right)^{\frac{1}{2+a}} \quad (2.50)$$

ここで、 a は定数である。

1992年に、UVSORにおいてエネルギーを 500 MeV から 750 MeV の範囲内で変化させ、バンチ長の電流値依存が測定された [45]。その報告では、 $I = 0 \sim 70$ mA の領域においては、バンチ伸長の原因は Potential well distortion が支配的であった。

本研究では、1992年から電子蓄積リングが更新されており、当時無かった時間分解能の高い検出器も存在しているため、エネルギーが 750 MeV のときのバンチ長の電流値依存性を測定した。浜松ホトニクス社製のストリークカメラ C5680-13(時間分解能 2 ps) を用いて、偏向電磁石で放射される放射光のパルス幅を測定した。図 2.8 に電子ビームの電流値を変えながら測定したパルス幅の測定結果を示す。電子ビームのバンチ長は、電流値によって 273 ps から 400 ps の間で変化することが分かった。また、図中の緑色の曲線は、Potential well distortion の式 (2.49) の最小二乗近似によって得られたバンチ長の理論値である。この結果から、バンチ伸長は、Potential well distortion の計算結果と一致しており、 $\sigma_{ze0} = 260 \pm 5$ ps(FWHM) であった。低電流の測定値が、理論曲線と僅かにずれている要因は、被測定光である放射光が光学素子を通じたときにそのパルス幅が伸びたことや、被測定光の集光条件によるストリークカメラの時間分解能の悪化が原因と考えられる。

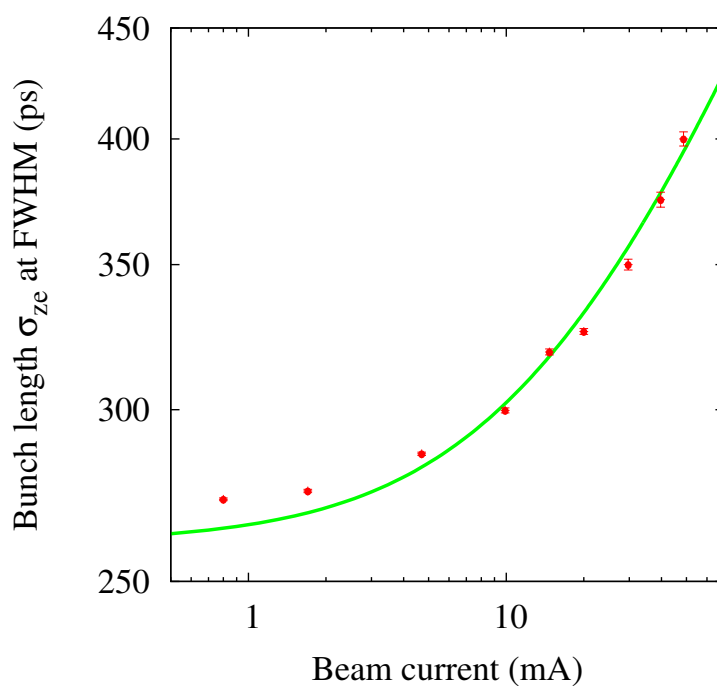


図 2.8: 電子ビームバンチ長の電流値依存。緑色の曲線は、式 (2.49) の最小二乗近似によって求めた理論値。

2.3 フェムト秒 Ti:Sa レーザーシステム

本研究で使用する COHERENT 社製のフェムト秒 Ti:Sa レーザーシステム [46] について述べる。90 度衝突 LCS を用いて、パルス幅サブピコ秒の超短パルスガンマ線を発生するためには、使用するレーザーもサブピコ秒の超短パルスでなくてはならない。さらに、90 度衝突 LCS では、電子ビームとレーザーの同期を電子ビームを横方向から見た大きさ、つまり 100 ps 以下の精度で合わせなくてはならない。図 2.9 に Ti:Sa レーザーシステムのブロックダイアグラムを示す。モードロック発振器 (COHERENT, Mira-900-F) は、電子蓄積リングの RF 加速である 90.1 MHz の信号を元に発振している。COHERENT 社製の Synchro-Lock AP を用いて、モードロック発振器の共振器長をコントロールし、RF 信号と 1 ps 以下の極少のタイミングジッターで同期することが可能である。RF 信号を 1 kHz まで分周した信号で Q スイッチポンプレーザーを駆動し、モードロックレーザーを再生増幅 (COHERENT, Legend-HE) させることで、波長 800 nm、パルス幅 130 fs、パルスエネルギー 2.5 mJ、繰り返し 1 kHz のフェムト秒レーザーを発振することができる。再生増幅器から出力されるレーザーの各種パラメータを表 2.3 にまとめた。

また、電子ビームに対するレーザーの遅延時間調整は、Thamway 社の Phase shifter

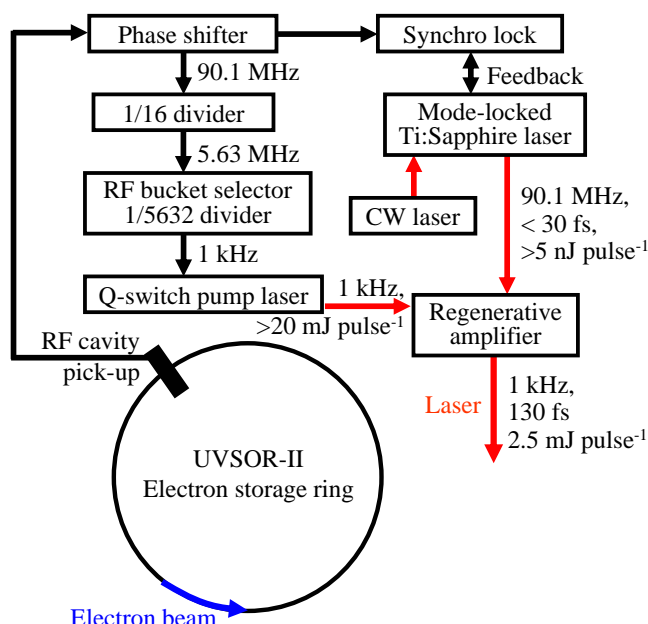


図 2.9: Ti:Sa レーザーシステムのブロックダイアグラム

第2章 実験装置

表 2.3: Ti:Sa レーザーシステムのパラメータ

波長 (nm)	800
パワー (W)	2.5
繰り返し (kHz)	1
パルスエネルギー (mJ)	2.5
パルス幅 (fs)	130(FWHM)

と RF bucket selector を用いて行うことができ、最小 20 ps 間隔でタイミングを調整することが可能である。

本研究で行った全ての実験において、レーザーシステム本体と電子ビームとの衝突場所は、20 m 程度離れていた。そのため、高反射率ミラーを用いて空気中を輸送していたが、エアコンの風の影響によるレーザー位置の揺らぎが見られた。そのため、平成 23 年度に実施した実験では、レーザーの輸送路を塩ビパイプで囲い、風の影響を軽減する対策をした。

また、超短パルスガンマ線を発生するためには、レンズを用いてレーザーのビーム径を電子ビームのビームサイズと同じ程度までに集光しなければならない。真空ダクト内部の衝突点におけるレーザーのビーム径を測定することはできないので、レンズに入射する前のレーザーのビーム径をナイフエッジ方式を用いて測定し、集光点におけるレーザーのビーム径を推定する。図 2.10 にナイフエッジを利用したレーザーサイズ測定の概要を示す。レーザーの空間分布がガウス分布だと仮定すると、金属板を走査することで、パワーメータで測定される値 $f(x)$ は、以下の式に従う。

$$f(x) = A \left\{ \operatorname{erf} \left(\frac{x - \mu}{\sqrt{2}\sigma} \right) + 1 \right\} \quad (2.51)$$

ここで、関数 $\operatorname{erf}(t)$ は、誤差関数

$$\operatorname{erf}(t) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^t e^{-k^2} dk \quad (2.52)$$

であり、 A は定数、 μ はガウス分布の中心値、 σ は標準偏差である。図 2.11 にレーザーサイズの測定結果を示す。測定結果と計算結果が良く一致していることが分かる。この測定から、レーザーサイズの rms は $\sigma = 3.0$ mm であった。

次に、この大きさのレーザーを集光レンズに通したときのウェストサイズを計算する。ウェスト面からの距離 z における $1/e^2$ の強度の等高線の半径は、以下の式で

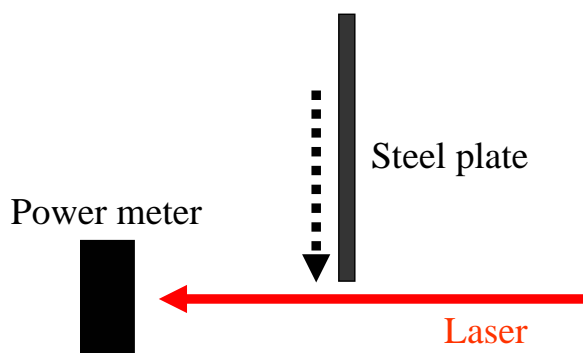


図 2.10: ナイフエッジ方式によるレーザーサイズ測定の概要

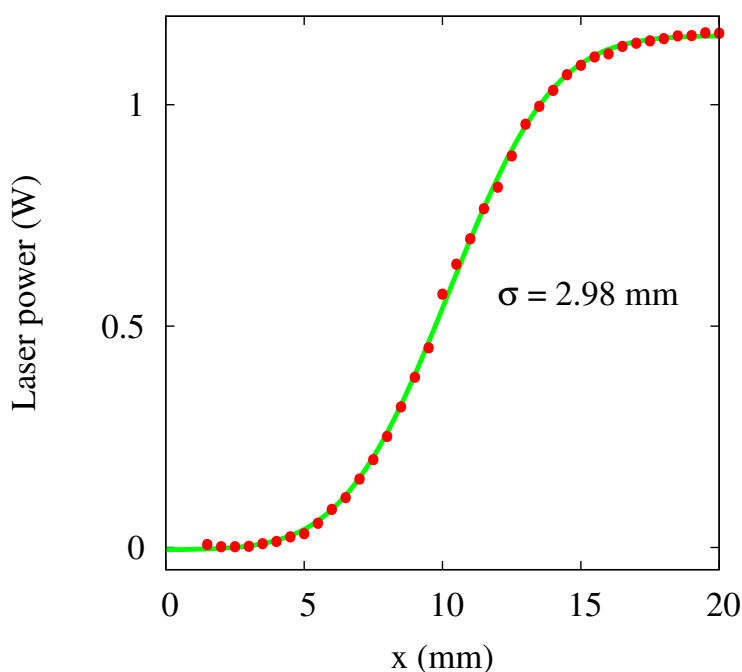


図 2.11: ナイフエッジ方式によるレーザーサイズの測定結果。緑色の曲線は、式 (2.51) の最小二乗近似によって求めた曲線。

記述される。

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \frac{z^2 \lambda^2}{\pi^2 w_0^4}} \quad (2.53)$$

ここで、 w_0 はビームウェスト面内での $1/e^2$ の強度の等高線の半径、 λ はレーザーの波長である。レーザーの空間分布がガウス分布だとすると、 $w = 2\sigma$ である。図 2.12 に、 w_0 の値を変えて式 (2.53) を計算した結果を示す。焦点距離 125 mm のレンズを使用するとき、 $w(z) = 2\sigma = 6$ mm のビーム径の場合、ウェストサイズ w_0 は $5.5 \mu\text{m}$

第2章 実験装置

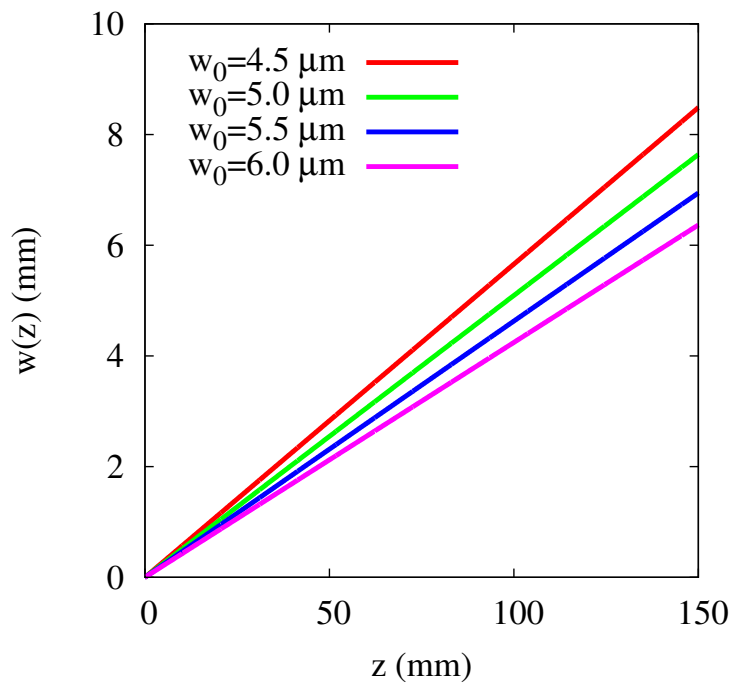


図 2.12: ウェストサイズによるレーザービーム径の違い

である。焦点距離の短いレンズを用いることで、レーザーのウェストサイズを電子ビームのビームサイズよりも十分小さくすることができる。また、この図から分かるように、同じ焦点距離のレンズを用いてもレンズに入射するビーム径が大きいほうが、ウェストサイズは小さくなる。

2.4 まとめ

UVSOR-II は、エネルギー 750 MeV、周長 53 m の電子蓄積リングであり、放射光利用と共にレーザーと電子ビームの相互作用を用いた新規光源の開発研究が行われている。電子蓄積リングは、電子ビームの進行方向を曲げる偏向電磁石と電子ビームを収束する四極電磁石及び直線部で主に構成され、電子ビームを長時間に渡って貯蔵することが可能である。電子蓄積リングを周回する電子ビームは、横方向にはベータトロン振動、進行方向にはシンクロトロン振動と呼ばれる運動をする。それらの振動は、放射減衰と放射励起が釣り合うことによって、安定な運動となり、ガウス分布する。これにより、電子ビームのビームサイズと発散角及びバンチ長を数値計算することが可能である。

ベータトロン振動の振幅の大きさから計算される電子ビームのビームサイズは、場所によって異なるが、直線部の中心付近では水平方向 0.6 mm、鉛直方向 0.03 mm(rms) である。この値は、水平方向ベータトロン振動の鉛直方向への回り込みの程度を表すカップリングを 3 % と仮定したときの値である。このカップリングの値が変化すると、水平方向のビームサイズはほとんど変化しないが、鉛直方向のビームサイズは大きく変化する。本研究では、レーザーを水平方向から入射してパルス幅ピコ秒の超短パルスガンマ線を発生する実験を行ったので、鉛直方向ビームサイズの影響は小さい。しかし、今後、レーザーを鉛直方向から入射し、パルス幅サブピコ秒の超短パルスガンマ線を発生する実験を行うにあたっては、カップリングの測定 [47] や鉛直方向のビームサイズを測定することは重要となる。

シンクロトロン振動の振幅の大きさから計算される電子ビームのバンチ長は、108 ps(rms) = 254 ps(FWHM) である。この値は、電流値が小さい時の値であり、電子ビームのバンチ長は、電流値の増加に伴って伸長する。時間分解能 2 ps のストリークカメラを用いて、偏向電磁石で放射される放射光のパルス幅測定を行い、電子ビームのバンチ長が電流値の増加によって 273 ~ 400 ps(FWHM) の範囲で変化することが測定された。バンチ長の伸びは、Potential well distortion の理論式と一致することが確認された。

電子ビームのバンチ長の値を距離に換算すると、おおよそ数 cm である。したがって、直線部における電子ビームのビームサイズは、バンチ長よりもはるかに短く、且つ、そのビームの断面は鉛直方向に薄い偏平な形状をしている。この特徴的な形

第2章 実験装置

状を利用することで、電子ビームに対して90度方向からレーザーを入射し、パルス幅サブピコ秒からピコ秒の超短パルスガンマ線を発生することが可能となる。

フェムト秒 Ti:Sa レーザーシステムには、COHERENT 社製のものを使用した。電子蓄積リングの RF 加速周波数 90.1 MHz にモードロック発振器を同期させ、常に発振器の共振器長をフィードバックすることで、RF 信号とモードロックレーザーを 1 ps 以下の極小タイミングジッタで同期することが可能である。再生増幅器を用いてモードロックレーザーを増幅することで、波長 800 nm、パルス幅 130 fs、パルスエネルギー 2.5 mJ、繰り返し 1 kHz のフェムト秒レーザーを利用することができる。

また、レーザーのビームサイズを、金属板を走査しながらレーザーパワーを測定して評価し、その rms は 3.0 mm であった。そのビーム径のレーザーを焦点距離 125 mm の集光レンズに通すことで、レーザーのウェストサイズを電子ビームのビームサイズよりも十分小さい $10 \mu\text{m}$ 以下にまで収束することが可能であることが分かった。

第3章 レーザーコンプトン散乱ガンマ線の基礎特性

本章では、電子ビームとレーザーの衝突角度が任意の場合における LCS ガンマ線に関する理論式を導出する。第 3.1 節では、本研究の成果と導出する理論式との関連性及び LCS の実験室系と電子静止系における散乱過程について述べる。第 3.2 節ではガンマ線のエネルギー、第 3.3 節では LCS の微分散乱断面積、第 3.4 節ではレーザーが偏光している場合の微分散乱断面積の理論式を導出し、偏極によってガンマ線の空間分布が異なることを示す。第 3.5 節ではガンマ線の強度、第 3.6 節ではガンマ線のパルス幅に関する理論式を導出する。

3.1 はじめに

本研究では、これまでの LCS ガンマ線が電子ビームとレーザーの正面衝突で発生されていたのに対し、90 度衝突の方法を用いて LCS ガンマ線を発生し、

1. 新規光源であるパルス幅サブピコ秒の超短パルスガンマ線源の開発 [48]

を行い、

2. 電子ビームとレーザーの衝突角度を変えることによる超短パルスガンマ線のエネルギーと強度の可変性 [49]
3. 入射レーザーの偏光による超短パルスガンマ線の空間分布の異方性及び偏極度
4. 超短パルスガンマ線の単色性

の 3 点を実験的に評価する。上記 1 の理論背景については、第 3.6 節で述べる。上記 2 の理論背景については、第 3.2 節と第 3.5 節で述べる。上記 3 の理論背景については、第 3.3 節と第 3.4 節で述べる。上記 4 の理論背景については、第 3.2 節で述べる。

第3章 レーザーコンプトン散乱ガンマ線の基礎特性

実験室系における LCS の様子を図 3.1 に示す。ここで、 T は電子ビームの運動エネルギー、 T_s は散乱電子の運動エネルギー、 E_L はレーザーのエネルギー、 E_γ はガンマ線のエネルギーである。また、 α は電子ビーム軸に対するレーザーの入射角度、 θ はガンマ線の散乱角、 ϕ は散乱電子の散乱角である。

電子静止系における LCS の様子を図 3.2 に示す。電子静止系における LCS は、コンプトン散乱と等価である。ここで、 T_s^{ER} は散乱電子の運動エネルギー、 E_L^{ER} は入射レーザーのエネルギー、 E_γ^{ER} はガンマ線のエネルギーである。また、 α^{ER} は電子ビーム軸に対するレーザーの入射角度、 θ^{ER} はガンマ線の散乱角、 ϕ^{ER} は散乱電子の散乱角である。

実験室系における電子とレーザーの衝突過程から、ガンマ線のエネルギーを導出することができる。また、電子静止系におけるコンプトン散乱の微分散乱断面積をローレンツ変換することで、実験室系における LCS の微分散乱断面積を導出することができる。さらに、電子ビームとレーザーの密度分布関数で決まるルミノシティ

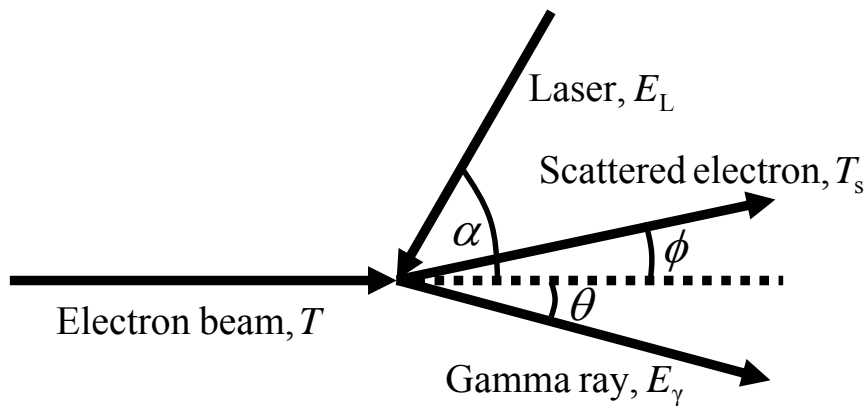


図 3.1: 実験室系におけるレーザーコンプトン散乱

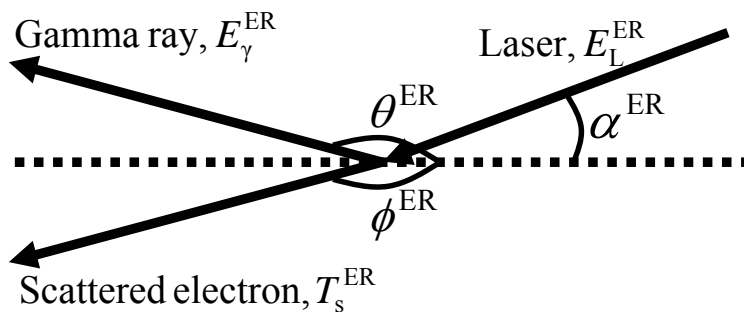


図 3.2: 電子静止系におけるレーザーコンプトン散乱

3.1. はじめに

と散乱断面積の積から、ガンマ線の強度を計算することができる。また、電子ビームとレーザーの空間的なオーバーラップから、ガンマ線のパルス幅の式を導出できる。

3.2 ガンマ線のエネルギー

図 3.1 において、エネルギー保存則と運動量保存則より、以下の3つの式が成り立つ。

$$T + E_L = T_s + E_\gamma \quad (3.1)$$

$$P - \frac{E_L}{c} \cos \alpha = \frac{E_\gamma}{c} \cos \theta + P_s \cos \phi \quad (3.2)$$

$$\frac{E_L}{c} \sin \alpha = \frac{E_\gamma}{c} \sin \theta - P_s \sin \phi \quad (3.3)$$

ここで、電子ビームの運動量 P と散乱電子の運動量 P_s は、電子の静止質量を $m_e c^2$ とすると以下のように記述される。

$$P_s = \frac{\sqrt{T_s(T_s + 2m_e c^2)}}{c} \quad (3.4)$$

$$P = \frac{\sqrt{T(T + 2m_e c^2)}}{c} \quad (3.5)$$

式 (3.2) と (3.3) より、

$$\begin{aligned} c^2 P_s^2 = c^2 P^2 + E_L^2 \cos^2 \alpha + E_\gamma^2 \cos^2 \theta - 2PcE_L \cos \alpha - 2PcE_\gamma \cos \theta \\ + 2E_L E_\gamma \cos \alpha \cos \theta + E_L^2 \sin^2 \alpha + E_\gamma^2 \sin^2 \theta - 2E_L E_\gamma \sin \alpha \sin \theta \end{aligned} \quad (3.6)$$

式 (3.1) と (3.4) より、

$$c^2 P_s^2 = T^2 + E_L^2 + E_\gamma^2 + 2TE_L - 2E_L E_\gamma - 2TE_\gamma + 2m_e c^2 (T + E_L - E_\gamma) \quad (3.7)$$

が成り立ち、式 (3.6) と (3.7) より、ガンマ線のエネルギーに関する次式が導出される。

$$E_\gamma = \frac{E_L(\beta \cos \alpha + 1)}{1 - \beta \cos \theta + \frac{E_L}{\gamma m_e c^2} \{1 + \cos(\alpha + \theta)\}} \quad (3.8)$$

ここで、 β と γ は、

$$\beta = \frac{\sqrt{T(T + 2m_e c^2)}}{T + m_e c^2} \quad (3.9)$$

$$\gamma = \frac{T + m_e c^2}{m_e c^2} = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (3.10)$$

である。式 (3.8) は、参考文献 [50] で導出された理論式と等価である。

3.2. ガンマ線のエネルギー

UVSOR-IIのように、エネルギー 1 GeV 程度の電子ビームを用いると、 $E_L/\gamma m_e c^2 \ll 1$ なので、式 (3.8) の分母第 3 項を無視し、 $\beta \simeq 1$ として、 θ について展開すると、

$$E_\gamma = \frac{2\gamma^2 E_L (\cos \alpha + 1)}{1 + \gamma^2 \theta^2} \quad (3.11)$$

となる。電子ビームとレーザーが正面衝突 ($\alpha = 0$ 度) のとき

$$E_\gamma = \frac{4\gamma^2 E_L}{1 + \gamma^2 \theta^2} \quad (3.12)$$

となり、垂直 90 度衝突のとき

$$E_\gamma = \frac{2\gamma^2 E_L}{1 + \gamma^2 \theta^2} \quad (3.13)$$

となる。垂直 90 度衝突の時のガンマ線のエネルギーは、正面衝突の場合に比べて半分になる。電子ビームのエネルギーが 750 MeV、レーザーの波長が 800 nm (1.55 eV) のとき、ガンマ線の最大エネルギー ($\theta = 0$ rad) は、6.6 MeV である。

図 3.3 に式 (3.13) を用いて計算した 90 度衝突におけるガンマ線エネルギーの散乱角依存を示す。この図から分かるように、散乱角が 0.1 mrad 程度まではガンマ線のエネルギーはほとんど変わらない。コリメーターを用いて、散乱角 0.1 mrad までのガンマ線を取り込んだとすると、そのエネルギー拡がりは、2 %程度であり、単色性の高いガンマ線を得ることができる。

図 3.4 に電子ビームとレーザーの衝突角度 α を関数としたガンマ線の最大エネルギー ($\theta = 0$ rad)

$$E_\gamma^{\max} = 2\gamma^2 E_L (\cos \alpha + 1) \quad (3.14)$$

を示す。この図から分かるように、UVSOR-II では 13 MeV までのガンマ線を発生することが可能である。

第3章 レーザーコンプトン散乱ガンマ線の基礎特性

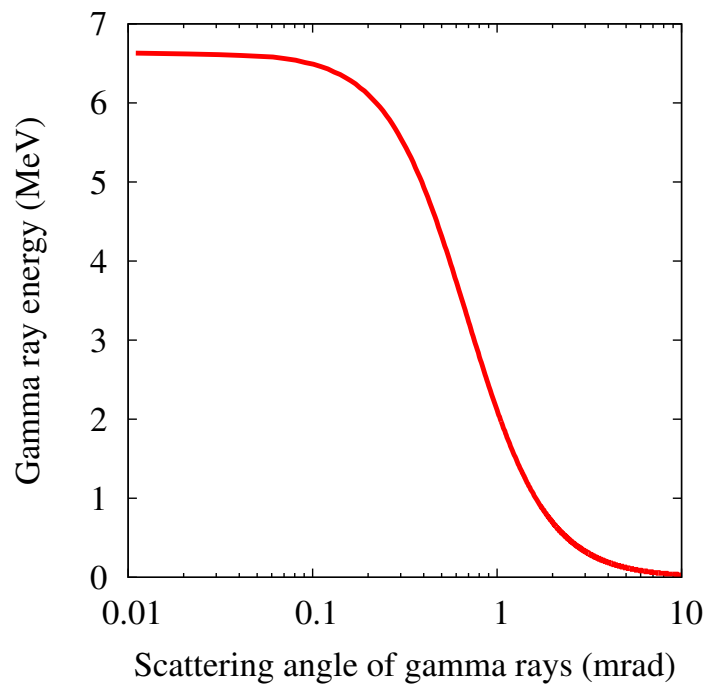


図 3.3: 90度衝突におけるガンマ線エネルギーの散乱角依存。電子ビームエネルギー 750 MeV、レーザー波長 800 nm。

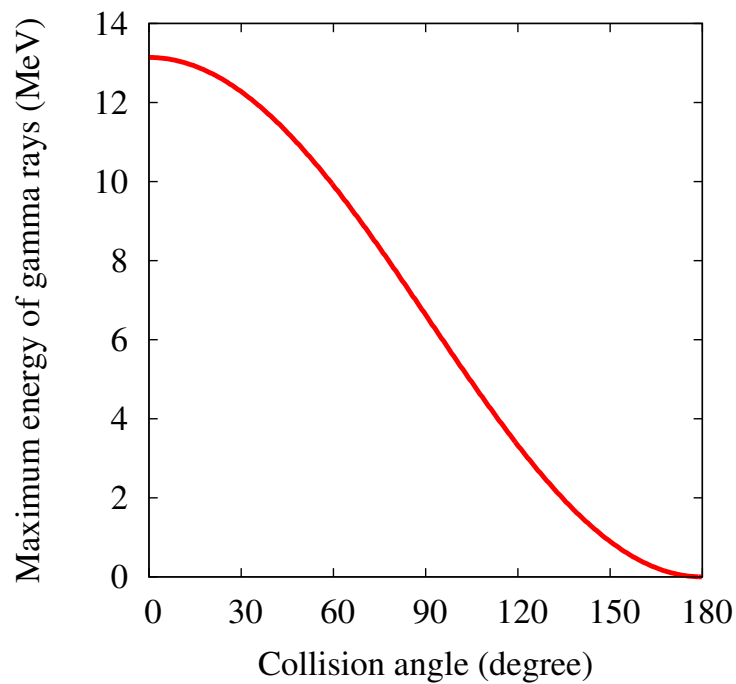


図 3.4: ガンマ線の最大エネルギーの衝突角依存。電子ビームエネルギー 750 MeV、レーザー波長 800 nm。

3.3 レーザーコンプトン散乱の微分散乱断面積

図 3.2 において、電子静止系における LCS の微分散乱断面積は、クライン仁科の式より、

$$\frac{d\sigma}{d\Omega'} = \frac{r_0^2}{2} R^{ER2} \left(R^{ER} + \frac{1}{R^{ER}} - 1 + \cos^2 \theta' \right) \quad (3.15)$$

ここで、

$$R^{ER} = \frac{E_\gamma^{ER}}{E_L^{ER}} = \frac{1}{1 + \frac{E_L^{ER}}{m_e c^2} (1 - \cos \theta')},$$

$d\Omega' = 2\pi \sin \theta' d\theta'$, $r_0 = 2.82 \times 10^{-15}$ m, $\theta' = \pi - \Theta^{ER}$, $\Theta^{ER} = \pm \alpha^{ER} + \theta^{ER}$ である。
 $\cos \theta' = -\cos \Theta^{ER}$ より、

$$\frac{d\sigma}{d\Omega^{ER}} = \frac{r_0^2}{2} R^{ER2} \left(R^{ER} + \frac{1}{R^{ER}} - 1 + \cos^2 \Theta^{ER} \right) \quad (3.16)$$

となり、

$$R^{ER} = \frac{E_\gamma^{ER}}{E_L^{ER}} = \frac{1}{1 + \frac{E_L^{ER}}{m_e c^2} (1 + \cos \Theta^{ER})} \quad (3.17)$$

$$d\Omega^{ER} = 2\pi \sin \Theta^{ER} d\Theta^{ER} \quad (3.18)$$

である。ローレンツ変換を用いて、電子静止系でのレーザーとガンマ線のエネルギー E_L^{ER} , E_γ^{ER} を実験室系でのレーザーとガンマ線のエネルギー E_L , E_γ で表すと、

$$E_L^{ER} = \gamma \left\{ E_L - \beta c \left(-\frac{E_L}{c} \cos \alpha \right) \right\} = \gamma (1 + \beta \cos \alpha) E_L \quad (3.19)$$

$$E_\gamma^{ER} \sin \theta^{ER} = E_\gamma \sin \theta \quad (3.20)$$

である。式 (3.17) と (3.20) より、

$$E_\gamma = \frac{\frac{\sin \theta^{ER}}{\sin \theta} E_L^{ER}}{1 + \frac{E_L^{ER}}{m_e c^2} (1 + \cos \Theta^{ER})} \quad (3.21)$$

式 (3.8)=(3.21) より、 $\Theta = \alpha + \theta$ として、

$$\left\{ \gamma (1 - \beta \cos \theta) \frac{\sin \theta^{ER}}{\sin \theta} - 1 \right\} E_L + \left\{ (1 + \cos \Theta) \frac{\sin \theta^{ER}}{\sin \theta} - \gamma (1 + \beta \cos \alpha) (1 + \cos \Theta^{ER}) \right\} \frac{E_L^2}{m_e c^2} = 0 \quad (3.22)$$

である。上式 (3.22) が常に成り立つためには、

$$\frac{\sin \theta^{ER}}{\sin \theta} = \frac{1}{\gamma (1 - \beta \cos \theta)} \quad (3.23)$$

第3章 レーザーコンプトン散乱ガンマ線の基礎特性

$$\gamma(1 + \beta \cos \alpha)(1 + \cos \Theta^{\text{ER}}) = (1 + \cos \Theta) \frac{\sin \theta^{\text{ER}}}{\sin \theta} \quad (3.24)$$

でなければならない。したがって、式 (3.23) と (3.24) より、

$$\cos \Theta^{\text{ER}} = \frac{1 + \cos \Theta}{\gamma^2(1 + \beta \cos \alpha)(1 - \beta \cos \theta)} - 1 \quad (3.25)$$

である。式 (3.25) の両辺を $\cos \theta$ で微分すると、

$$\begin{aligned} \frac{d(\cos \Theta^{\text{ER}})}{d(\cos \theta)} &= \frac{(\cos \alpha + \frac{\sin \alpha}{\tan \theta})(1 - \beta \cos \theta) + \beta(1 + \cos \Theta)}{\gamma^2(1 + \beta \cos \alpha)(1 - \beta \cos \theta)^2} \\ &= \frac{\beta(\sin \theta - \sin \alpha) + \sin(\alpha + \theta)}{\gamma^2(1 + \beta \cos \alpha)(1 - \beta \cos \theta)^2 \sin \theta} \end{aligned} \quad (3.26)$$

である。したがって、

$$\frac{1}{d\Omega} = \frac{1}{d\Omega^{\text{ER}}} \frac{\beta(\sin \theta - \sin \alpha) + \sin(\alpha + \theta)}{\gamma^2(1 + \beta \cos \alpha)(1 - \beta \cos \theta)^2 \sin \theta} \quad (3.27)$$

であり、式 (3.27) に (3.16) を代入して、実験室系での LCS の微分散乱断面積は、

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\beta(\sin \theta - \sin \alpha) + \sin(\alpha + \theta)}{\gamma^2(1 + \beta \cos \alpha)(1 - \beta \cos \theta)^2 \sin \theta} \frac{r_0^2}{2} R^{\text{ER}2} \left(R^{\text{ER}} + \frac{1}{R^{\text{ER}}} - 1 + \cos^2 \Theta^{\text{ER}} \right) \quad (3.28)$$

である。ここで、

$$R^{\text{ER}} = \frac{1}{1 + \frac{\gamma(1 + \beta \cos \alpha)E_L}{m_e c^2} (1 + \cos \Theta^{\text{ER}})} \quad (3.29)$$

$$\cos \Theta^{\text{ER}} = \frac{1 + \cos(\alpha + \theta)}{\gamma^2(1 + \beta \cos \alpha)(1 - \beta \cos \theta)} - 1 \quad (3.30)$$

である。エネルギー 1 GeV 程度の電子ビームと可視光のレーザーを用いると、 $\gamma E_L / m_e c^2 \ll 1$ であるため、 $R^{\text{ER}} \simeq 1$ となり、LCS の微分散乱断面積はレーザーのパラメータに依存しない。任意の衝突角度における LCS 微分散乱断面積の理論式 (3.28) は、既に出版された文献には掲載されていない。

正面衝突 ($\alpha = 0$ 度) のときの微分散乱断面積は、

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{\gamma^2(1 - \beta \cos \theta)^2} \frac{r_0^2}{2} R^{\text{ER}2} \left(R^{\text{ER}} + \frac{1}{R^{\text{ER}}} - 1 + \cos^2 \Theta^{\text{ER}} \right) \quad (3.31)$$

であり、ここで、

$$R^{\text{ER}} = \frac{1}{1 + \frac{\gamma(1 + \beta)E_L}{m_e c^2} (1 + \cos \Theta^{\text{ER}})} \quad (3.32)$$

$$\cos \Theta^{\text{ER}} = \frac{\cos \theta - \beta}{1 - \beta \cos \theta} \quad (3.33)$$

3.3. レーザーコンプトン散乱の微分散乱断面積

である。式 (3.31) は、参考文献 [1] で導出された理論式と等価である。

90 度衝突 ($\alpha = 90$ 度) のときの微分散乱断面積は、

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\beta(\sin\theta - 1) + \cos\theta}{\gamma^2(1 - \beta\cos\theta)^2} \frac{r_0^2}{2} R^{\text{ER}2} \left(R^{\text{ER}} + \frac{1}{R^{\text{ER}}} - 1 + \cos^2\Theta^{\text{ER}} \right) \quad (3.34)$$

であり、ここで、

$$R^{\text{ER}} = \frac{1}{1 + \frac{\gamma E_L}{m_e c^2} (1 + \cos\Theta^{\text{ER}})} \quad (3.35)$$

$$\cos\Theta^{\text{ER}} = \frac{(\beta^2 - 1)\sin\theta - \beta(\beta - \cos\theta)}{1 - \beta\cos\theta} \quad (3.36)$$

である。

散乱角 θ_c までの散乱断面積 $\sigma(\theta_c)$ は、式 (3.28) を積分することで計算できる。

$$\sigma(\theta_c) = \int_0^{\theta_c} d\theta \frac{d\sigma}{d\theta} = \int_0^{\theta_c} d\theta 2\pi \sin\theta \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad (3.37)$$

図 3.5 に散乱角 θ_c まで積分し、トムソン散乱断面積で規格化した散乱断面積を示す。電子ビームのエネルギーが 750 MeV のとき、 $1/\gamma = 0.68$ mrad であり、散乱角 $1/\gamma$ の範囲内に全収量に対する半分のガンマ線が含まれる。十分大きい散乱角まで積分した断面積は、トムソン散乱断面積 $\sigma_T = 6.65 \times 10^{-29} \text{ m}^2$ とほぼ等価である。

第3章 レーザーコンプトン散乱ガンマ線の基礎特性

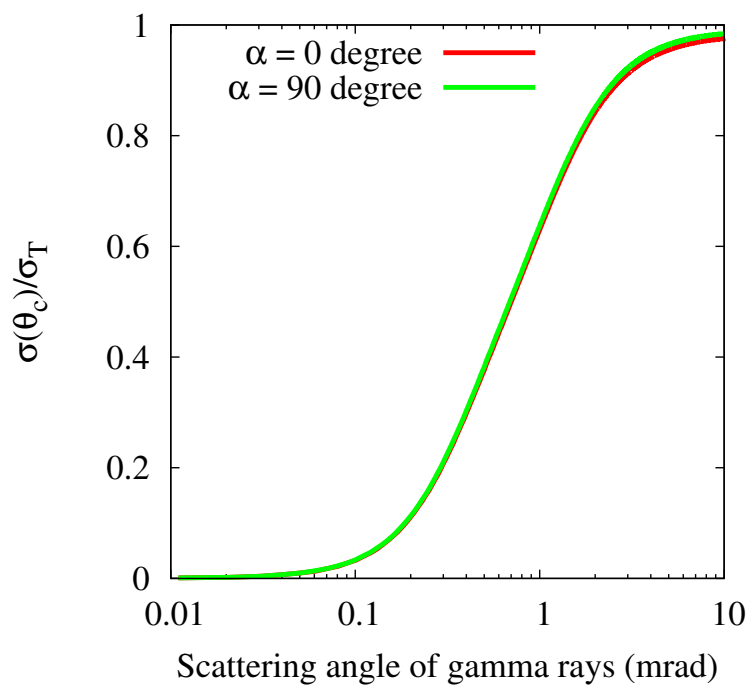


図 3.5: 90 度衝突と正面衝突におけるレーザーコンプトン散乱の散乱断面積。電子ビームエネルギー 750 MeV。

3.4 レーザーが偏光している場合の微分散乱断面積

第 3.3 節では、入射光子が偏光していない場合のコンプトン散乱の微分散乱断面積の式を用いて LCS の微分散乱断面積を導出した。それに対し、本節では、入射光子が直線偏光している場合のコンプトン散乱の微分散乱断面積の式を用いて、入射レーザーが直線偏光の場合の LCS の微分散乱断面積を導出する。

図 3.6 に、実験室系における偏極ガンマ線の動径方向の角度 ψ を表す。電子静止系における微分散乱断面積は [51]、

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega'}\right)^{\text{Por}} = \frac{r_0^2}{2} R^{ER2} \left(R^{ER} + \frac{1}{R^{ER}} - 2 \sin^2 \theta \cos^2 \psi \right) \quad (3.38)$$

である。変数 ψ は、ローレンツ変換には関係のない変数なので、第 3.3 節で行った計算と同様の計算を行うことで、入射レーザーが直線偏光している場合の実験室系での LCS の微分散乱断面積が導出される。

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{\text{Por}} = \frac{\beta(\sin \theta - \sin \alpha) + \sin(\alpha + \theta)}{\gamma^2(1 + \beta \cos \alpha)(1 - \beta \cos \theta)^2 \sin \theta} \frac{r_0^2}{2} R^{ER2} \left(R^{ER} + \frac{1}{R^{ER}} - 2 \sin^2 \Theta^{\text{ER}} \cos^2 \psi \right) \quad (3.39)$$

任意の衝突角度における入射レーザーが直線偏光している場合の LCS 微分散乱断面積の理論式 (3.39) は、既に出版された文献には掲載されていない。

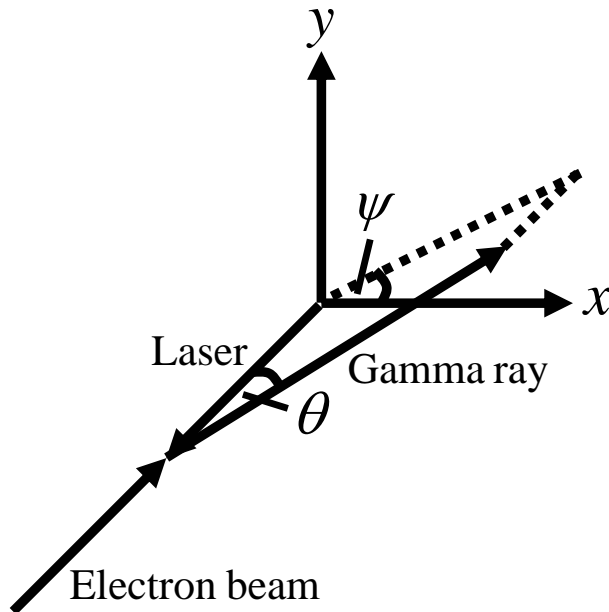


図 3.6: 実験室系における偏極ガンマ線の座標系

第3章 レーザーコンプトン散乱ガンマ線の基礎特性

ここで、 $\sin \Theta^{\text{ER}}$ の値が 0 に近いほど、つまり、式 (3.30) に示す $\cos \Theta^{\text{ER}}$ の値が 1 に近いほど変数 ψ の効果は小さい。

衝突角度が $\alpha = 0$ 度するとき、

$$\cos \Theta^{\text{ER}} = \frac{\cos \theta - \beta}{1 - \beta \cos \theta} \quad (3.40)$$

であり、 θ が小さいとして θ について展開し、 $\beta \simeq 1$ とすると、

$$\cos \Theta^{\text{ER}} \simeq \frac{1 - \beta - \frac{1}{2}\theta^2}{1 - \beta + \frac{1}{2}\theta^2} \simeq \frac{1 - \gamma^2\theta^2}{1 + \gamma^2\theta^2} \quad (3.41)$$

となる。したがって、 θ が $1/\gamma = 0.68$ mrad に対して十分小さいとき、偏極の効果は、空間分布に顕著に表れないが、 θ が $1/\gamma$ と同等または十分大きいときは、偏極の効果は、空間分布に顕著に表れる。この効果は、衝突角度が変わっても同様に表れる。

衝突角度が $\alpha = 90$ 度するとき $\cos \Theta^{\text{ER}}$ は、

$$\cos \Theta^{\text{ER}} = \frac{(\beta^2 - 1) \sin \theta - \beta(\beta - \cos \theta)}{1 - \beta \cos \theta} \quad (3.42)$$

となり、 θ で展開すると、

$$\cos \Theta^{\text{ER}} \simeq \frac{\theta(\beta^2 - 1) - \beta^2 + \beta - \frac{1}{2}\beta\theta^2}{1 - \beta + \frac{1}{2}\beta\theta^2} \simeq \frac{-2\theta + 1 - \gamma^2\theta^2}{1 + \gamma^2\theta^2} \quad (3.43)$$

となり、正面衝突の場合と空間分布に表れる偏極の効果はほとんど変わらない。

また、入射レーザーが円偏光の場合の実験室系における LCS の微分散乱断面積は、式 (3.39) を変数 ψ について積分して平均化することで得られ、式 (3.28) と等価である。図 3.7 と図 3.8 に、式 (3.39) と式 (3.28) を用いて計算した微分散乱断面積を示す。

3.4. レーザーが偏光している場合の微分散乱断面積

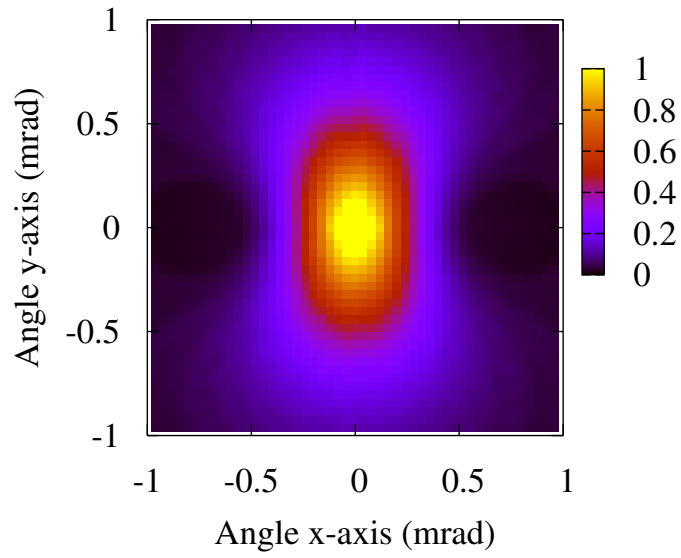


図 3.7: 直線偏光レーザーが入射する場合の微分散乱断面積

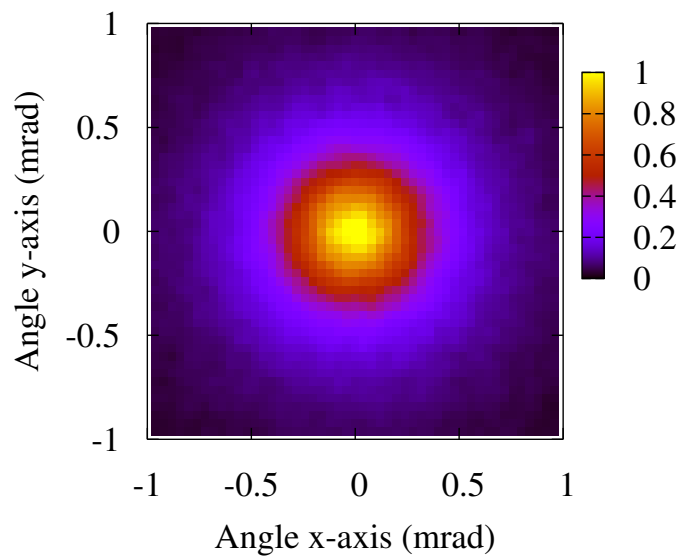


図 3.8: 円偏光レーザーが入射する場合の微分散乱断面積

3.5 ガンマ線の強度

単位時間あたりに発生するガンマ線の強度 N_γ は、散乱断面積 $\sigma(\theta_c)$ とルミノシティー L の積で記述される [52]。

$$N_\gamma = L\sigma(\theta_c) \quad (3.44)$$

ルミノシティーは、単位面積、単位時間あたりにガンマ線が発生する量を表し、電子ビームとレーザーがそれぞれ空間的に分布をもつ場合、次の式で与えられる [52]。

$$L = 2cfN_eN_p \cos^2 \phi \int_{-\infty}^{\infty} \rho_e(x, y, z, t)\rho_p(x, y, z, t)dx dy dz dt \quad (3.45)$$

ここで、 $\phi = \frac{\alpha}{2}$ 、 c は光速、 f は単位時間あたりの衝突回数、 N_e は電子数、 N_p はレーザーの光子数、 ρ_e, ρ_p は、電子またはレーザーの密度分布関数である。電子が z_e 軸方向に運動、レーザーが z_p 軸方向に運動しているとして、基準座標軸 (y, z) を図 3.9 のようにとる。

電子ビームとレーザーが空間的にガウス分布している場合、密度分布関数 ρ_e, ρ_p

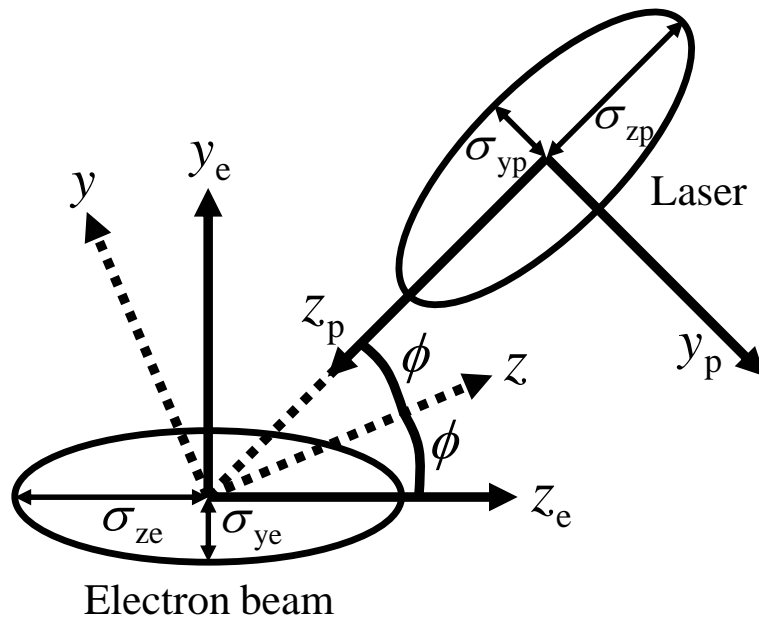


図 3.9: 電子ビームの座標系 (y_e, z_e) とレーザーの座標系 (y_p, z_p) 及び基準座標系 (y, z) 。電子ビームとレーザーの進行方向を z_e, z_p 軸とし、それに対する鉛直方向を y_e, y_p 軸とする。

は以下のように記述される。

$$\rho_e = \frac{1}{(2\pi)^{\frac{3}{2}}} \frac{1}{\sigma_{xe}\sigma_{ye}\sigma_{ze}} \exp \left[-\frac{1}{2} \left\{ \frac{x_e^2}{\sigma_{xe}^2} + \frac{y_e^2}{\sigma_{ye}^2} + \frac{(z_e - ct)^2}{\sigma_{ze}^2} \right\} \right] \quad (3.46)$$

$$\rho_p = \frac{1}{(2\pi)^{\frac{3}{2}}} \frac{1}{\sigma_{xp}\sigma_{yp}\sigma_{zp}} \exp \left[-\frac{1}{2} \left\{ \frac{x_p^2}{\sigma_{xp}^2} + \frac{y_p^2}{\sigma_{yp}^2} + \frac{(z_p - ct)^2}{\sigma_{zp}^2} \right\} \right] \quad (3.47)$$

ここで、

$$x_e = x, \quad x_p = x \quad (3.48)$$

$$y_e = z \sin \phi + y \cos \phi, \quad y_p = z \sin \phi - y \cos \phi \quad (3.49)$$

$$z_e = z \cos \phi - y \sin \phi, \quad z_p = -z \cos \phi - y \sin \phi \quad (3.50)$$

であり、 $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$ は、ビームの水平、鉛直、進行方向のサイズ (rms) であり、添え字 e, p は電子とレーザーを表す。

式 (3.46) から (3.50) を式 (3.45) に代入して計算すると、ルミノシティ L は、

$$L = \frac{f N_e N_p \cos \alpha / 2}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{(\sigma_{xe}^2 + \sigma_{xp}^2)} \sqrt{(\sigma_{ye}^2 + \sigma_{yp}^2) \cos^2(\alpha/2) + (\sigma_{ze}^2 + \sigma_{zp}^2) \sin^2(\alpha/2)}} \quad (3.51)$$

となる。式 (3.51) の導出については、付録 A に記述されている。散乱断面積をトムソン散乱断面積 σ_T として、単位時間当たり発生するガンマ線の強度は、以下のように記述される。

$$N_\gamma = \frac{f N_e N_p \sigma_T \cos \alpha / 2}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{(\sigma_{xe}^2 + \sigma_{xp}^2)} \sqrt{(\sigma_{ye}^2 + \sigma_{yp}^2) \cos^2(\alpha/2) + (\sigma_{ze}^2 + \sigma_{zp}^2) \sin^2(\alpha/2)}} \quad (3.52)$$

式 (3.52) は、参考文献 [53] で導出された理論式と等価である。

正面衝突 ($\alpha = 0$ 度) のときの強度は、

$$N_\gamma = \frac{f N_e N_p \sigma_T}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{(\sigma_{xe}^2 + \sigma_{xp}^2)} (\sigma_{ye}^2 + \sigma_{yp}^2)} \quad (3.53)$$

であり、鉛直 90 度衝突のときの強度は、

$$N_\gamma = \frac{f N_e N_p \sigma_T}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{\sigma_{xe}^2 + \sigma_{xp}^2} \sqrt{\sigma_{ye}^2 + \sigma_{yp}^2 + \sigma_{ze}^2 + \sigma_{zp}^2}} \quad (3.54)$$

となる。また、水平 90 度衝突のときの強度は、

$$N_\gamma = \frac{f N_e N_p \sigma_T}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{\sigma_{ye}^2 + \sigma_{yp}^2} \sqrt{\sigma_{xe}^2 + \sigma_{xp}^2 + \sigma_{ze}^2 + \sigma_{zp}^2}} \quad (3.55)$$

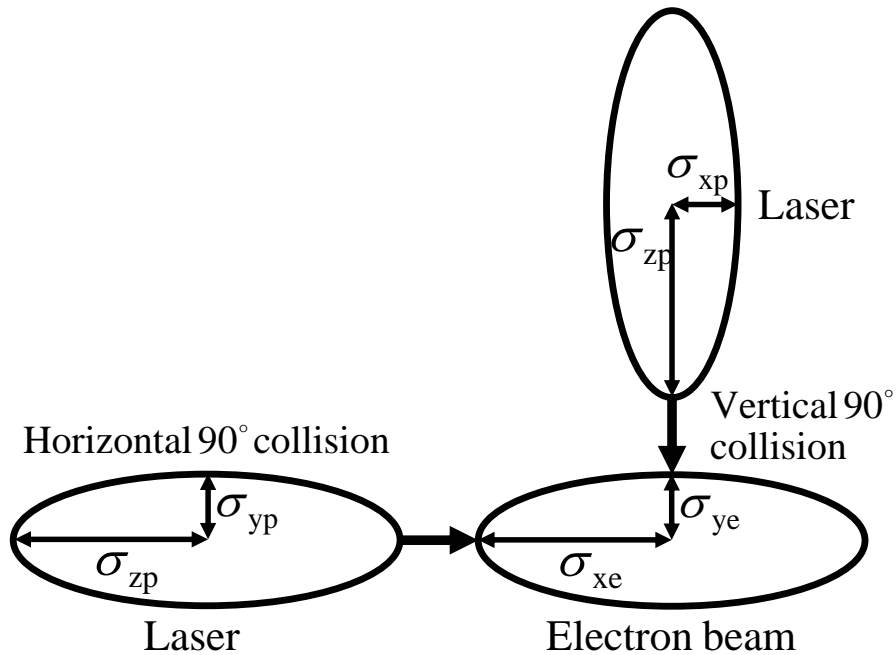


図 3.10: 電子ビーム断面に対する水平 90 度衝突と鉛直 90 度衝突におけるレーザーの入射方向

である。電子ビームの断面に対する水平 90 度衝突と鉛直 90 度衝突におけるレーザーの入射方向を図 3.10 に示す。

図 3.11 に水平衝突と鉛直衝突の場合のガンマ線強度の衝突角度依存を示す。計算に使用した電子ビームとレーザーのパラメータを表 3.1 に示す。水平 90 度衝突の場合、ガンマ線の強度は、 $1.4 \times 10^7 \text{ photons s}^{-1}$ であり、鉛直 90 度衝突の場合は、 $7.6 \times 10^5 \text{ photons s}^{-1}$ である。レーザーの繰り返しが 1 kHz なので、1 パルスあたりでは、 $1.4 \times 10^4 \text{ photons pulse}^{-1}$ と $7.6 \times 10^2 \text{ photons pulse}^{-1}$ である。レーザーの入射方向によるガンマ線強度の違いは、電子ビームのビームサイズが水平方向に偏平であることに起因している。UVSOR-II では、表 1.1 に挙げた他の施設と比べて、遜色が無い強度のガンマ線が発生することが可能である。

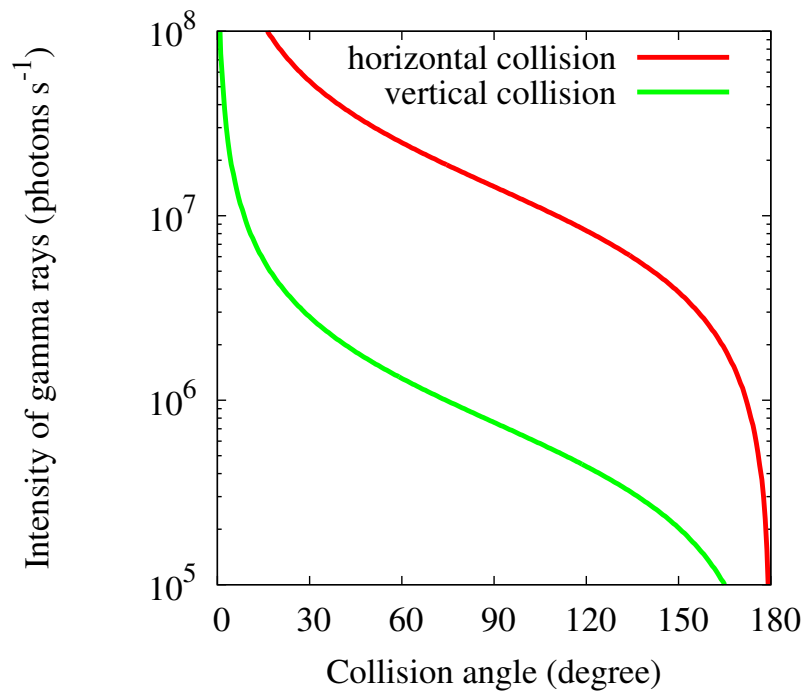


図 3.11: 水平衝突と鉛直衝突におけるガンマ線強度の衝突角依存

表 3.1: 計算に使用した電子ビームとレーザーのパラメータ

電子ビーム	
エネルギー (MeV)	750
電流値 (mA)	50
水平、鉛直ビームサイズ (mm)	0.6, 0.03(rms)
バンチ長 (ps)	400(FWHM)
レーザー	
波長 (nm)	800
パワー (W)	10
繰り返し (Hz)	1000
水平、鉛直ビームサイズ (mm)	≤ 0.01, 0.01(rms)
パルス幅 (ps)	0.13(FWHM)

3.6 ガンマ線のパルス幅

ルミノシティの導出で用いた式 (3.45) を用いて、LCS ガンマ線のパルス幅の理論式を導出する。図 3.12 に電子ビームの座標系 (y, z) とレーザーの座標系 (y_p, z_p) を示す。式 (3.45) における密度分布関数 ρ_e, ρ_p を以下のように定める。

$$\rho_e = \frac{1}{(2\pi)^{\frac{3}{2}}} \frac{1}{\sigma_{xe}\sigma_{ye}\sigma_{ze}} \exp \left[-\frac{1}{2} \left\{ \frac{x^2}{\sigma_{xe}^2} + \frac{y^2}{\sigma_{ye}^2} + \frac{(z-ct)^2}{\sigma_{ze}^2} \right\} \right] \quad (3.56)$$

$$\rho_p = \frac{1}{(2\pi)^{\frac{3}{2}}} \frac{1}{\sigma_{xp}\sigma_{yp}\sigma_{zp}} \exp \left[-\frac{1}{2} \left\{ \frac{x_p^2}{\sigma_{xp}^2} + \frac{y_p^2}{\sigma_{yp}^2} + \frac{(z_p-ct)^2}{\sigma_{zp}^2} \right\} \right] \quad (3.57)$$

ここで、

$$x_p = x \quad (3.58)$$

$$y_p = z \sin \alpha - y \cos \alpha, \quad (3.59)$$

$$z_p = -z \cos \alpha - y \sin \alpha \quad (3.60)$$

である。 $\eta = z - ct$ とおき、式 (3.56) から (3.60) を式 (3.45) に代入して η についての密度分布関数を計算すると、

$$L \propto \int_{-\infty}^{\infty} d\eta \exp \left\{ -\frac{1}{2} \frac{(\sigma_{ye}^2 + \sigma_{yp}^2)(\cos \alpha + 1)^2 + (\sigma_{ze}^2 + \sigma_{zp}^2) \sin^2 \alpha}{\sigma_{ze}^2 \{ (\sigma_{ye}^2 + \sigma_{yp}^2)(\cos \alpha + 1)^2 + \sigma_{zp}^2 \sin^2 \alpha \}} \eta^2 \right\}$$

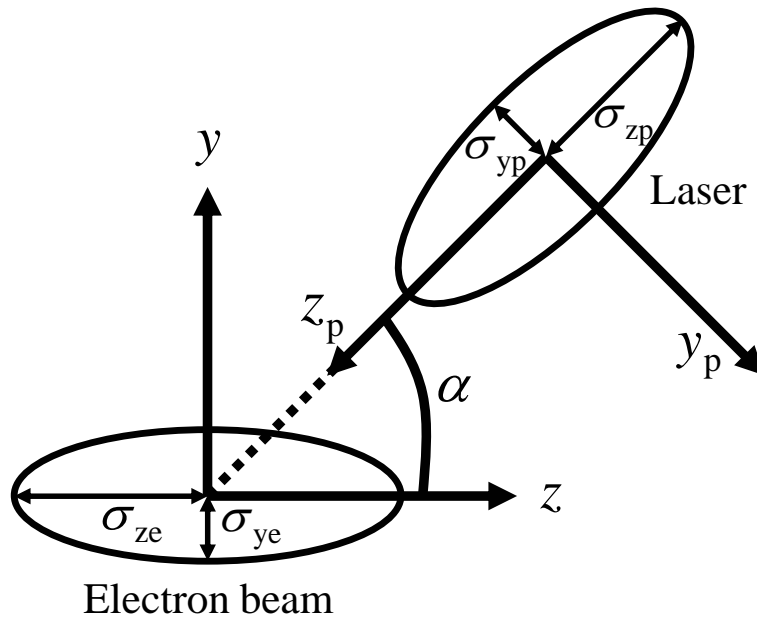


図 3.12: 電子ビームの座標系 (y, z) とレーザーの座標系 (y_p, z_p)

$$= \int_{-\infty}^{\infty} d\eta \exp\left(-\frac{\eta^2}{2\sigma_t^2}\right) \quad (3.61)$$

となり、ガンマ線のパルス幅 σ_t は、以下のように導出される。

$$\sigma_t = \frac{\sigma_{ze} \sqrt{(\sigma_{ye}^2 + \sigma_{yp}^2)(\cos \alpha + 1)^2 + \sigma_{zp}^2 \sin^2 \alpha}}{\sqrt{(\sigma_{ye}^2 + \sigma_{yp}^2)(\cos \alpha + 1)^2 + (\sigma_{ze}^2 + \sigma_{zp}^2) \sin^2 \alpha}} \quad (3.62)$$

式 (3.61) の導出については、付録 B に記述されている。また、式 (3.62) は、参考文献 [54] で導出された理論式と等価である。

正面衝突 ($\alpha = 0$ 度) のときのガンマ線のパルス幅は、電子ビームのそれと同じになる。また、鉛直 90 度衝突のときのパルス幅は、

$$\sigma_t = \frac{\sigma_{ze} \sqrt{\sigma_{ye}^2 + \sigma_{yp}^2 + \sigma_{zp}^2}}{\sqrt{\sigma_{ye}^2 + \sigma_{yp}^2 + \sigma_{ze}^2 + \sigma_{zp}^2}} \quad (3.63)$$

であり、水平 90 度衝突のときのパルス幅は、

$$\sigma_t = \frac{\sigma_{ze} \sqrt{\sigma_{xe}^2 + \sigma_{xp}^2 + \sigma_{zp}^2}}{\sqrt{\sigma_{xe}^2 + \sigma_{xp}^2 + \sigma_{ze}^2 + \sigma_{zp}^2}} \quad (3.64)$$

となる。後方衝突 ($\alpha = 180$ 度) のときのパルス幅は、レーザーのパルス幅と同じになる。

図 3.13 に水平衝突と鉛直衝突の場合のガンマ線パルス幅の衝突角依存を示す。計算に使用した電子ビームとレーザーのパラメータは、表 3.1 に示したものをを使用した。水平 90 度衝突の場合、ガンマ線のパルス幅は、2.0 ps(rms) であり、鉛直 90 度衝突の場合は、120 fs(rms) である。衝突方向によるパルス幅の違いの原因は、電子ビームのビームサイズが水平方向に長い扁平な形状をしていることである。また、電子ビームの水平方向のビームサイズは、レーザーのサイズとパルス幅よりも十分に長いため、水平 90 度衝突の場合、ガンマ線のパルス幅は、電子ビームの水平方向のビームサイズと等価である。これまで行われてきた電子ビームとレーザーの正面衝突の方法では、ガンマ線のパルス幅は 100 ps オーダーになるが、90 度衝突の方法を用いることで、これまでにない光源であるパルス幅サブピコ秒からピコ秒の超短パルスガンマ線を発生することが可能である。

図 3.14 に水平 90 度衝突と鉛直 90 度衝突の場合のガンマ線パルス幅のレーザーのパルス幅依存を示す。レーザーのパルス幅が短い場合は、ガンマ線のパルス幅は、電子ビームのビームサイズとレーザーのサイズ及びパルス幅に依存する。レーザーの

第3章 レーザーコンプトン散乱ガンマ線の基礎特性

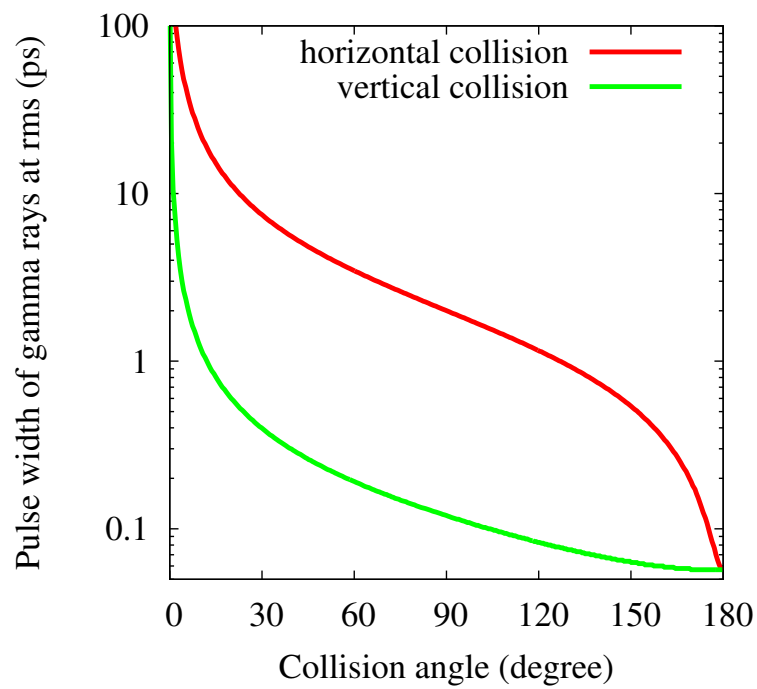


図 3.13: 水平衝突と鉛直衝突におけるガンマ線パルス幅の衝突角依存

パルス幅が長くなると、ガンマ線のパルス幅は、電子ビームのバンチ長とレーザーのパルス幅に依存する。レーザーのパルス幅が電子ビームのバンチ長よりも十分長くなると、ガンマ線のパルス幅は電子ビームのバンチ長と等しくなる。したがって、パルス幅の長いナノ秒レーザーを用いても、ガンマ線のパルス幅をナノ秒にすることはできない。

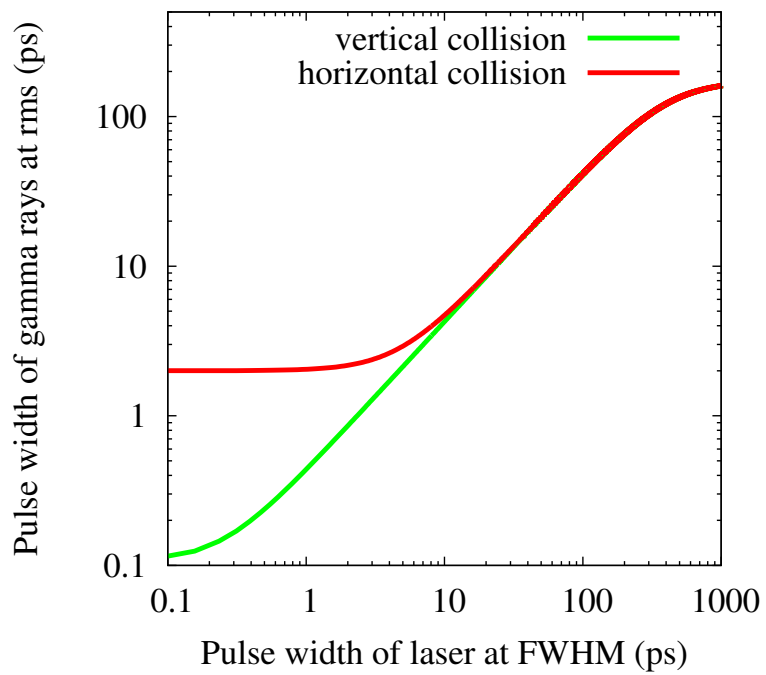


図 3.14: 水平 90 度衝突と鉛直 90 度衝突におけるガンマ線パルス幅のレーザーのパルス幅依存

3.7 まとめ

本章では、LCS ガンマ線の優れた特徴であるエネルギー可変性、単色性、偏極特性、パルス特性の理論式を独自に導出し、以下のことが明らかとなった。

1. LCS ガンマ線のエネルギー

ガンマ線のエネルギーに関する理論式を導出し、エネルギー 750 MeV の電子ビームと波長 800 nm のレーザーの衝突角度を変えることで、ガンマ線のエネルギーを MeV 領域で連続可変にできることを示した。衝突角度が 90 度のときのガンマ線の最大エネルギーは、6.6 MeV であった。また、LCS ガンマ線のエネルギーは、散乱角に依存するため、コリメーターを用いてガンマ線の中心部分だけを取り込むことでエネルギー拡がり数%のガンマ線を得ることができる。しかし、電子ビームは有限のビームサイズ、発散角、エネルギー拡がりをもっており、実際に得られるエネルギー拡がりを評価するためには、シミュレーションコードを用いて計算するのが望ましい。

2. LCS ガンマ線の偏極

電子静止系における LCS が、コンプトン散乱と等価であることを用いて、任意の衝突角度における LCS の微分散乱断面積を導出した。正面衝突だけでなく、90 度衝突においても、レーザーの偏光によって LCS ガンマ線の空間分布に異方性が生じ、その異方性は、ガンマ線の散乱角が $1/\gamma$ よりも大きくなると顕著に現れることを示した。レーザーの入射角度が変わっても、ガンマ線の偏極が保たれることは、たとえ実験室系においてレーザーが角度をもって電子ビームに入射しようとも、電子静止系におけるレーザーの入射方向が常に正面から入射するよう見えると考えることで、直感的に理解できる。任意の衝突角度における LCS の微分散乱断面積の理論式は、既に出版された文献には掲載されていないため、今後学術雑誌へ投稿する。

3. LCS ガンマ線の強度

単位時間あたりに発生するガンマ線強度に関する理論式を導出し、衝突角度に依存することを示した。衝突角度が 90 度の場合のガンマ線強度は、水平衝突の場合、 $\sim 10^7$ photons s^{-1} であり、鉛直衝突の場合、 $\sim 10^6$ photons s^{-1} で

あった。レーザーの入射方向によるガンマ線強度の違いは、電子ビームの断面が、水平方向に大きい偏平な形状をしていることに起因する。

4. LCS ガンマ線のパルス幅

ガンマ線のパルス幅に関する理論式を導出し、90度衝突のLCSを用いて、これまでにない光源であるパルス幅サブピコ秒からピコ秒の超短パルスガンマ線の発生が可能であることを示した。これは、電子蓄積リングを周回する電子ビームの形状が、そのバンチ長に対してビームサイズが非常に小さいことに基づいている。また、電子ビームに対するレーザーの入射方向や角度によって、ガンマ線のパルス幅を制御することができ、衝突角度が90度の場合のパルス幅は、水平衝突の場合 2.0 ps(rms) であり、鉛直衝突の場合 120 fs(rms) であった。

第4章 ガンマ線のエネルギー可変、偏極、単色性の評価

本章では、90度衝突のLCSによって発生される超短パルスガンマ線の優れた特徴であるエネルギー可変性、偏極性、単色性を実験的に評価し、第3章で導出した理論式とシミュレーションコードを用いて計算した結果との比較結果を述べる。第4.1節では、電子ビームとレーザーの衝突角度を90度近傍で変え、ガンマ線のエネルギーと強度が制御可能であることを実証する。第4.2節では、90度衝突LCSにおいても、偏極ガンマ線が発生可能であることを実証する。第4.3節では、90度衝突LCSガンマ線の単色性を評価する。

4.1 エネルギー可変特性評価

4.1.1 エネルギー可変ガンマ線の発生実験

第1.1節で述べたように、電子ビームのエネルギーが固定で運転される放射光源用電子蓄積リングを用いて、準単色かつ高い強度のエネルギー可変LCSガンマ線が発生するためには、電子ビームとレーザーの衝突角度を変えることが最も有効である。通常、電子蓄積リングを用いて行われるLCSガンマ線の発生は、加速器に改造を加えなくて済むように、レーザーを放射光の取り出しポートから入射して行われる。当然、電子ビームとレーザーの衝突角度を変えることはできず、衝突角度を変えたエネルギー可変ガンマ線の発生に関する研究はこれまで行われてこなかった。そこで、UVSOR-IIにレーザーを電子ビームに対して鉛直90度方向から入射できる光学窓を取り付け、レーザーの入射角度を90度近傍で変えながらエネルギー可変ガンマ線が発生し、そのエネルギースペクトルを測定する実験を行った。

実験の概要を図4.1に示す。この実験は平成21年度に行われ、電子蓄積リング全体の図は、図2.3に示した。また、実験時の電子ビームとレーザーのパラメータ及び、それらの値を用いて計算されるガンマ線のパラメータを表4.1にまとめた。

第4章 ガンマ線のエネルギー可変、偏極、単色性の評価

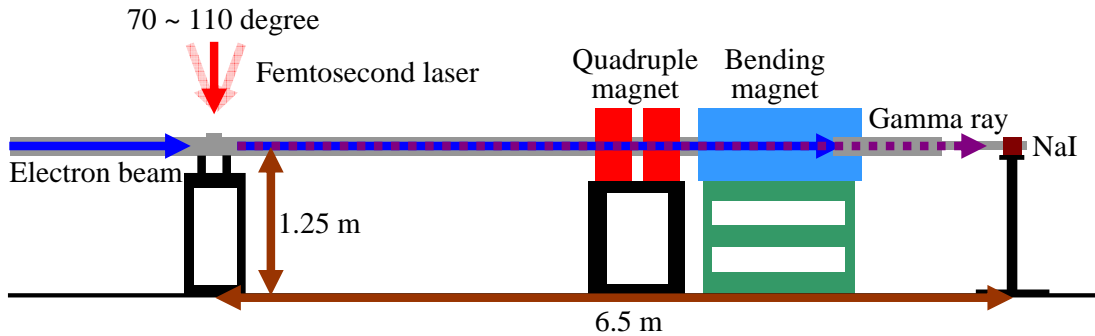


図 4.1: エネルギー可変ガンマ線発生実験の概要図

表 4.1: エネルギー可変ガンマ線発生実験の各種パラメータ

電子ビーム	
エネルギー (MeV)	750
電流値 (mA)	0.6 ~ 0.8
水平、鉛直ビームサイズ (mm)	0.62, 0.038(rms)
バンチ長 (ps)	270(FWHM)
レーザー	
波長 (nm)	800
パワー (W)	1.5
繰り返し (Hz)	1000
水平、鉛直ビームサイズ (mm)	2.5, 1.5(rms)
パルス幅 (ps)	1.4(FWHM)
ガンマ線 (90度衝突)	
最大エネルギー (MeV)	6.6
強度 (photons s ⁻¹ mA ⁻¹)	7.9×10 ²

1 パルスあたりに複数のガンマ線が発生し、検出器の時間分解能以下に同時に入射して起こるパイルアップを避けるため、電流値は 1 mA 以下の低電流とした。

レーザーを電子ビームに対して鉛直 90 度方向からサファイア窓を通して真空ダクト内部に入射し、その入射角度を 70 度から 110 度の範囲で変えた (0 度が正面衝突)。サファイア窓に入射する直前のレーザーパワーは、1.8 W であり、サファイア窓の透過率 85 % から衝突点でのレーザーパワーは、1.5 W と推定される。検出器のパイルアップを避けるために、レーザーの光軸上に集光レンズは設置していない。レー

レーザー導入用の真空チャンバーは、図 2.2 に示した。このチャンバーは、LCS 実験とは別の目的のために UVSOR-II に存在していたものであり、当初、鉛直方向は光学窓ではなく、ピックアップ電極であった。この実験のためにそれを光学窓に付け替え、さらに、電子ビームが不安定にならないように内部に RF シールドを取り付けた。真空ダクト壁の鉛直方向の大きさは小さいため、光学窓を取り付けてその場所が電氣的に不連続になると航跡場という電磁場が発生し、それが電子ビームに作用して不安定性の原因となる。また、RF シールドの材質は、強度を高めるためにステンレス鋼にしたが、電気伝導率を高くするために表面を銅メッキした。図 2.2 に示すように、RF シールドは、幅 4 mm、間隔 3 mm のスリット状に加工しており、レーザーをその隙間から入射した。

ガンマ線は、電子ビームの軸上に散乱され、衝突点から下流側 6.5 m の場所にガンマ線検出のための NaI シンチレーターを設置した。空間的な制約から、検出器の中心をガンマ線中心軸から 35 mm ずれて設置しなければならなかった。NaI シンチレーターにおけるガンマ線の吸収エネルギースペクトルを測定した。ガンマ線を発生するまでの流れに関しては、第 4.1.2 項で述べ、ガンマ線の検出システムに関しては、第 4.1.3 項で述べる。

70 度から 110 度の範囲の衝突角度におけるガンマ線の吸収エネルギースペクトルの測定データを図 4.2 に示す。この図から、衝突角度が大きくなることで、つまり、レーザーが電子ビームに対して後方から衝突することで、ガンマ線の最大エネルギーが低くなっていることがわかる。電子ビームとレーザーの衝突角度を変えることで、LCS ガンマ線のエネルギーが変わることを測定できた。

4.1.2 ガンマ線発生までの流れ

第 2.3 節で述べたように、電子ビームとレーザーの同期技術は、既に UVSOR-II において確立されていた。90 度衝突によって LCS ガンマ線を発生させるためには、既存の技術に加え、衝突点における電子ビームとレーザーのタイミングを合わせる技術が必要となる。従来の LCS ガンマ線の発生方法である正面衝突の方法では、数 ns の時間領域で電子ビームとレーザーのタイミングを合わせれば十分であった。しかし、90 度衝突では、電子ビームとレーザーが共にパルスビームであるため、レーザーから見た電子ビームの大きさ、つまり電子ビームのパルス幅である 100 ps の時

第4章 ガンマ線のエネルギー可変、偏極、単色性の評価

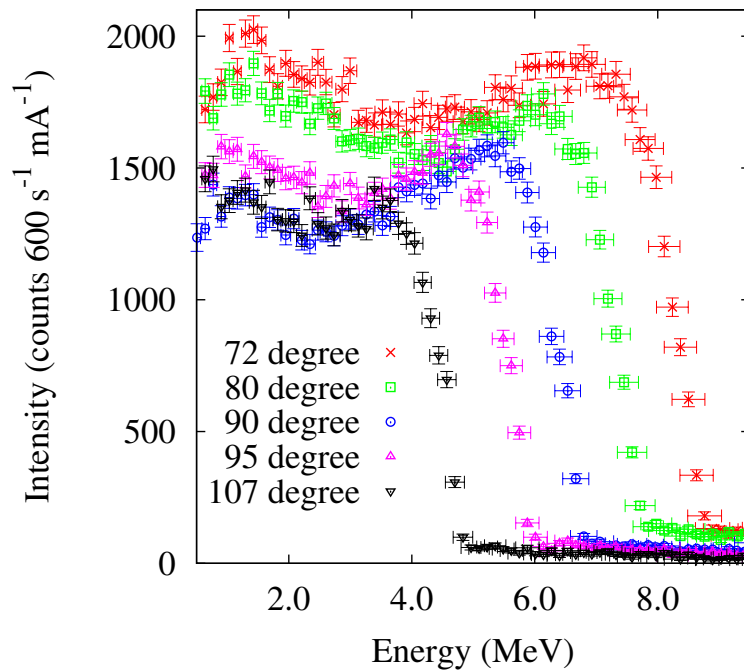


図 4.2: ガンマ線のエネルギースペクトルの衝突角依存。測定時間は10分間。測定データは、レーザーを入射していないときに測定した制動放射ガンマ線起因のバックグラウンドが差し引かれている。多重波高分析器の100チャンネルごとのデータを足し合わせて表示している。縦軸、横軸の誤差棒は、それぞれ統計誤差とエネルギー較正の誤差である。

間領域で両者のタイミングを合わせる必要がある。本研究では、そのタイミング調整技術を新たに開発した。

以下に、UVSOR-IIにおいて実施したLCSガンマ線発生までの流れを示す。

1. レーザー輸送

レーザーシステムのある場所から電子ビームとの衝突点までは、20 m程度離れているため、高反射率ミラーを用いて、レーザー輸送路を組み、空気中を輸送する。

2. 衝突点付近の真空バルブを閉める

使用しているレーザーが高出力レーザーであるため、レーザーを真空ダクト内部へ入射する際、光学窓が破損しても電子蓄積リングの真空悪化の影響を最小限に抑えるために行う。

3. レーザーを真空ダクト内部に入射

4.1. エネルギー可変特性評価

レーザー入射時に真空の悪化が起きないことを監視しながら行い、問題が無いことを確認後、真空バルブを開ける。

4. 電子ビーム入射

5. 電子ビームとレーザーのタイミング調整

まず、大まかに両者のタイミングを合わせる。そのために、衝突点近傍に設置したフォトダイオードと、電子蓄積リングに付属のピックアップ電極を用いる。図 4.3 にタイミング調整のセットアップの写真を載せる。ピックアップ電極を用いて電子ビームのタイミングを測定し、フォトダイオードでレーザーの光学窓の反射光を測定し、タイミングを測定する。図 4.4 にオシロスコープで測定したそれぞれの波形例を示す。衝突点とピックアップ電極間の距離 (555 mm) が、オシロスコープで測定した 2 つの波形の時間差 (1.85 ns) となるように、図 2.9 に示す RF bucket selector(粗調) や Phase Shifter(微調) の値を変え、レーザーのタイミングを調整する。

その後、タイミングの最適化を行う。これは、実際に NaI シンチレーターを

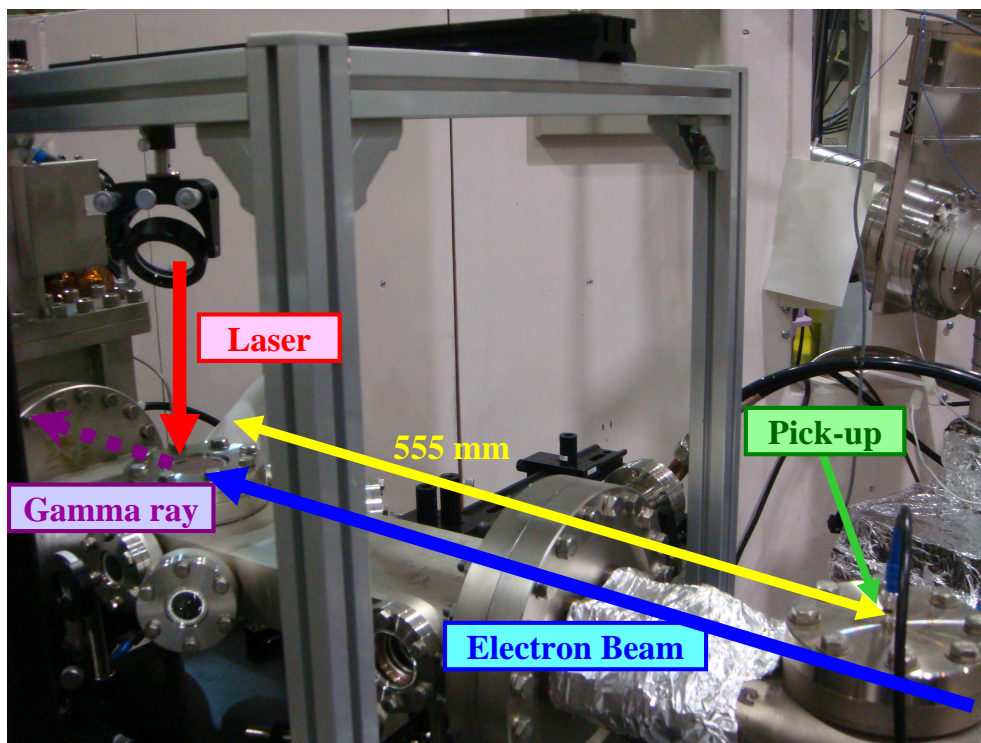


図 4.3: 電子ビームとレーザーのタイミング調整のセットアップ写真

第4章 ガンマ線のエネルギー可変、偏極、単色性の評価

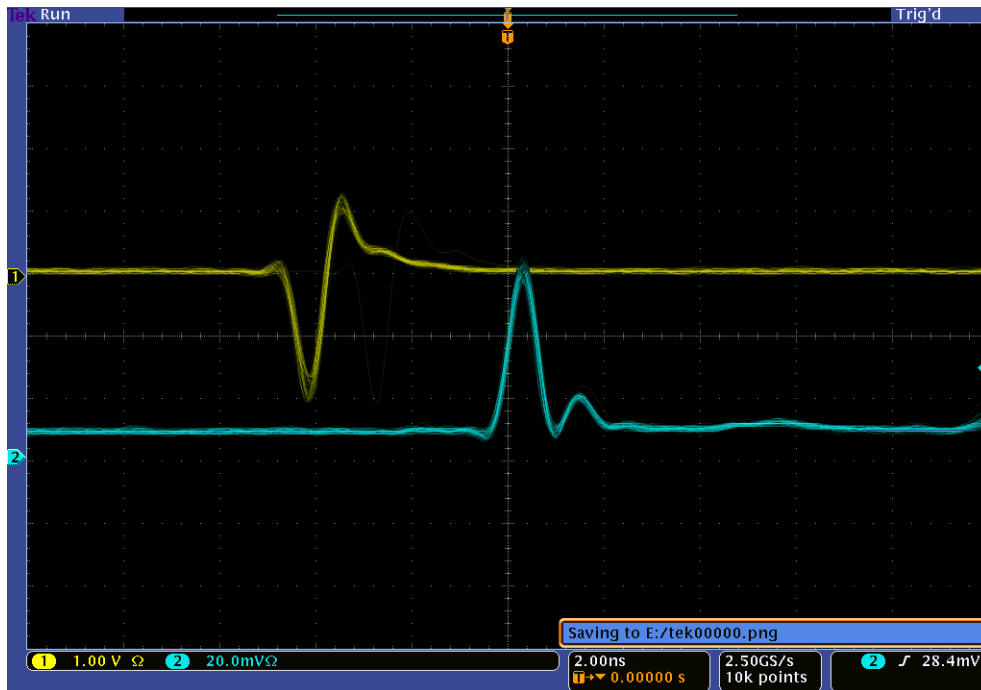


図 4.4: ピックアップ電極とフォトダイオードの信号の測定例。黄色がピックアップ電極 (電子ビーム) の信号であり、青色がフォトダイオード (レーザー) の信号である。

用いてガンマ線を検出しながら行う。Phase Shifter の値を変えて、レーザーのタイミングを 100 ps ごとに変えながら、ガンマ線のエネルギースペクトルを測定し、ガンマ線の強度が最大となるようなタイミングを決める。図 4.5 に Phase Shifter の値を変えて、NaI シンチレーターで測定されたガンマ線の強度分布を示す。

6. 電子ビームとレーザーの空間アライメント

基本的には、レーザーを真空ダクトに入射する最後のミラーの角度を調整して行う。タイミング調整と同様に、NaI シンチレーターでガンマ線の強度を測定しながら、その強度が最大となるように調整する。

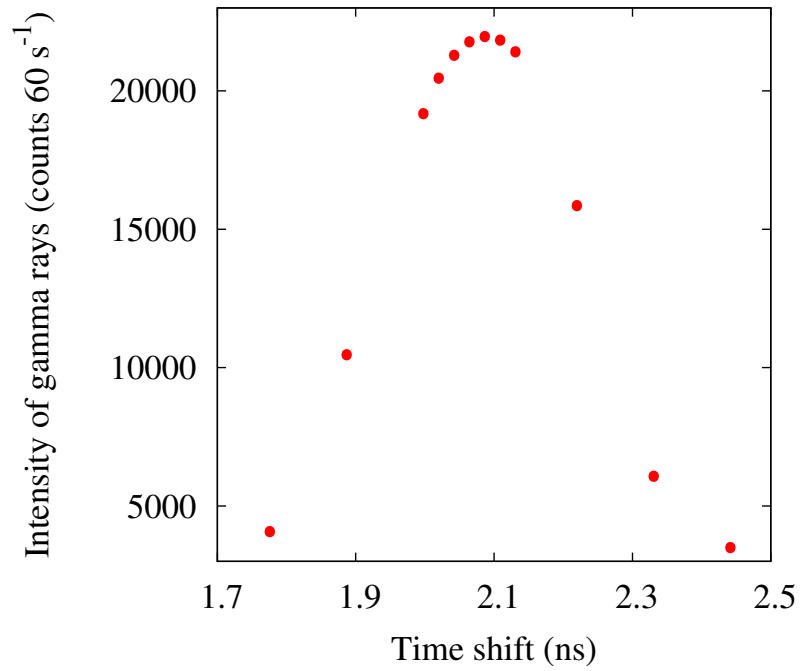


図 4.5: 電子ビームとレーザーのタイミングによるガンマ線の強度分布

第4章 ガンマ線のエネルギー可変、偏極、単色性の評価

4.1.3 NaIシンチレーターを用いたガンマ線検出

NaIシンチレーターを用いたガンマ線検出について述べる。図4.6に、平成21年度と平成22年度のガンマ線測定場所にNaIシンチレーターを設置した写真を載せる。写真左側の厚さ22.4 mmのステンレス製フランジを透過したガンマ線をNaIシンチレーターで測定した。ガンマ線検出システムを図4.7に示す。ガンマ線が、NaIシンチレーターに入射すると、光電効果、コンプトン散乱または、対生成を起こし、荷

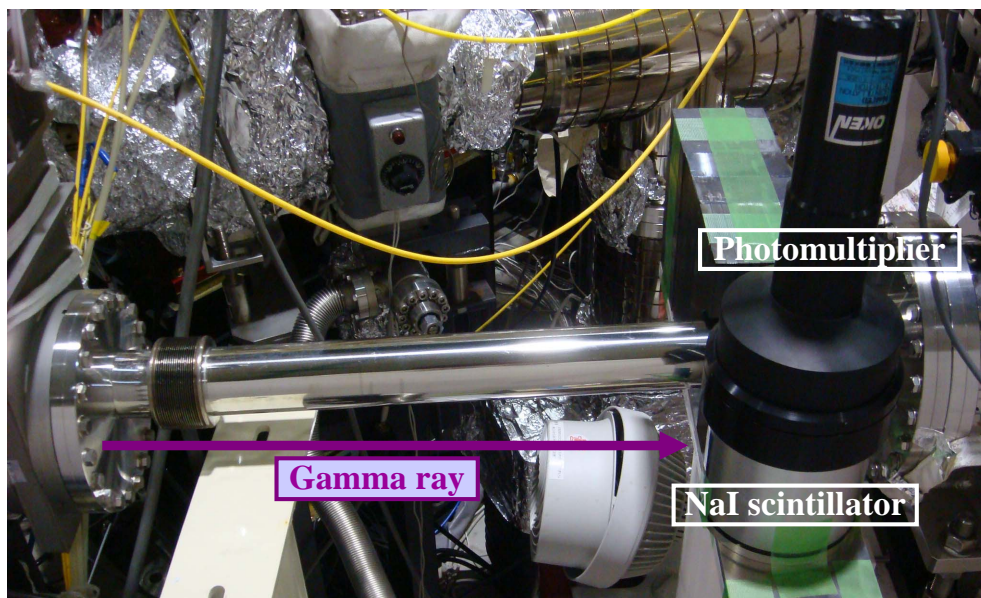


図 4.6: NaIシンチレーターの設置写真

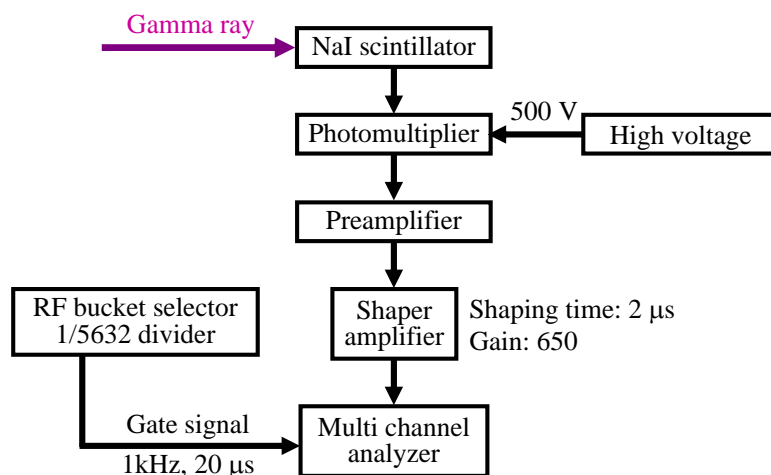


図 4.7: NaIシンチレーターを用いたガンマ線検出のブロック図

4.1. エネルギー可変特性評価

電粒子である電子や陽電子を生成する。この電子と陽電子の電離エネルギーによって、NaI 結晶がシンチレーション光を発光する。シンチレーション光の光子数は、電子と陽電子のエネルギー損失に比例するので、シンチレーション光を検出する光電子増倍管 (Photomultiplier) の波高値は、ガンマ線が NaI 中で損失したエネルギーに比例する。光電子増倍管の出力波形を整形回路 (Shaper amplifier) で整形し、多重波高分析器 (Multi channel analyzer) で波高値を分別することで、ガンマ線の検出器中での吸収エネルギースペクトルを測定することが可能である。

多重波高分析器のチャンネル値をガンマ線のエネルギーに較正するために、放射性同位体である ^{137}Cs と ^{60}Co を用いた。 ^{137}Cs のベータ崩壊によって $^{137\text{m}}\text{Ba}$ が生成され、そのガンマ崩壊によってエネルギー 0.662 MeV のガンマ線を放出する。また、 ^{60}Co の場合は、ベータ崩壊によって ^{60}Ni が生成され、そのガンマ崩壊によってエネルギー 1.17 MeV と 1.33 MeV のガンマ線を放出する。図 4.8 に ^{137}Cs と ^{60}Co のエネルギースペクトルの測定データを示す。 ^{137}Cs の 0.662 MeV のピークと、 ^{60}Co の 1.17 MeV と 1.33 MeV のピーク及び 2.50 MeV のコインシデンスピークを用いて、図 4.9 に示すように、多重波高分析器のチャンネルをガンマ線のエネルギーに変換する係数を算出した。

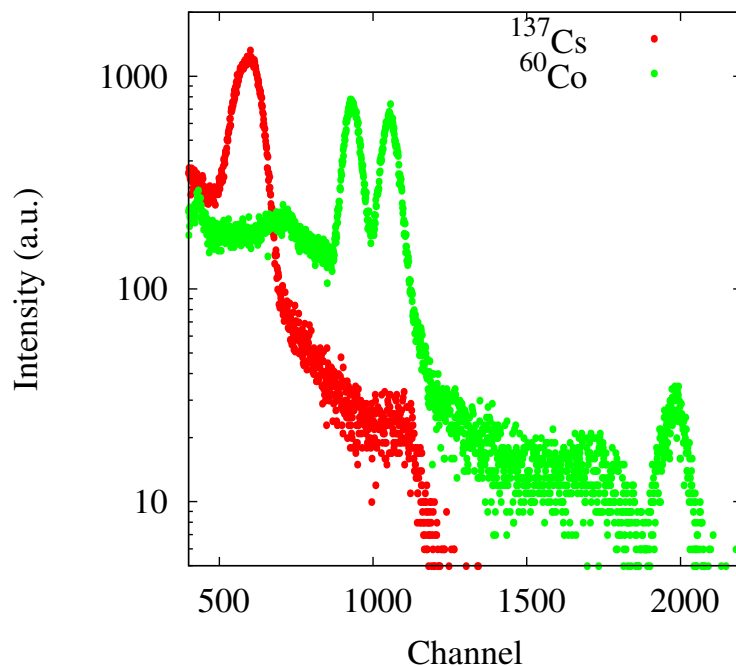


図 4.8: ^{137}Cs と ^{60}Co のエネルギースペクトル

第4章 ガンマ線のエネルギー可変、偏極、単色性の評価

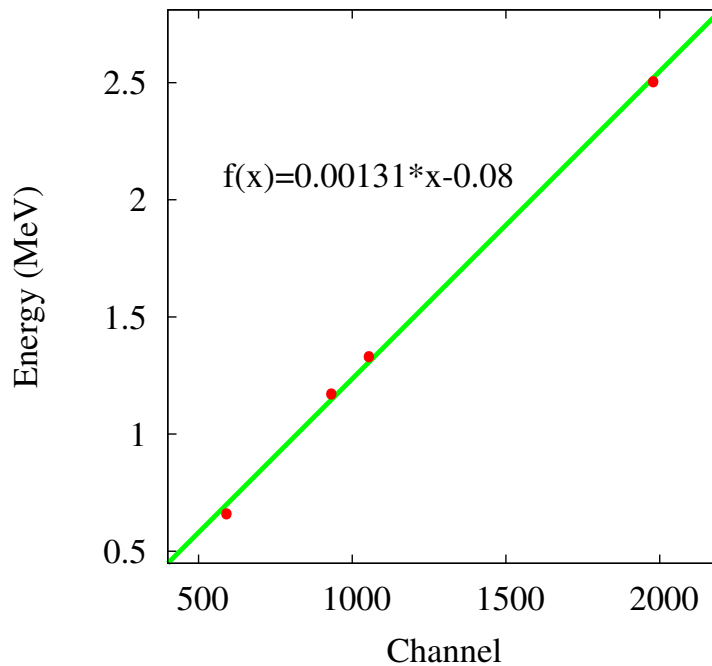


図 4.9: エネルギー較正係数の算出

また、LCS ガンマ線のエネルギースペクトル測定時におけるシグナルノイズ比を向上するために、多重波高分析器にレーザーと同期した信号であるゲート信号を入力した。ゲート信号は、図 2.9 に示す RF 周波数の分周信号から作成し、パルス幅 $20\mu\text{s}$ 、周波数 1 kHz である。多重波高分析器は、ゲート信号が入力されている時間のみデータ取得を行い、バックグラウンドである制動放射ガンマ線を $1/50$ に減らすことができる。

4.1.4 電子・光子輸送シミュレーションコード EGS5

測定結果と計算結果を比較する前に、計算に使用したシミュレーションコード EGS5[55] について述べる。EGS5 は、電子と光子の物質との相互作用について計算できるモンテカルロ粒子輸送シミュレーションコードであり、扱えるエネルギー領域は、keV から PeV までと非常に広範である。著者は、高エネルギー加速器研究機構の波戸氏、平山氏、ミシガン大学の Prof. Bielajew、Prof. Wilderman、スタンフォード大学の Prof. Nelson であり、2006 年に公開された。

NaI シンチレーターを用いた線源の吸収エネルギースペクトル計算のソースコードが、EGS 研究会のホームページ [56] に公開されており、その一部を修正すること

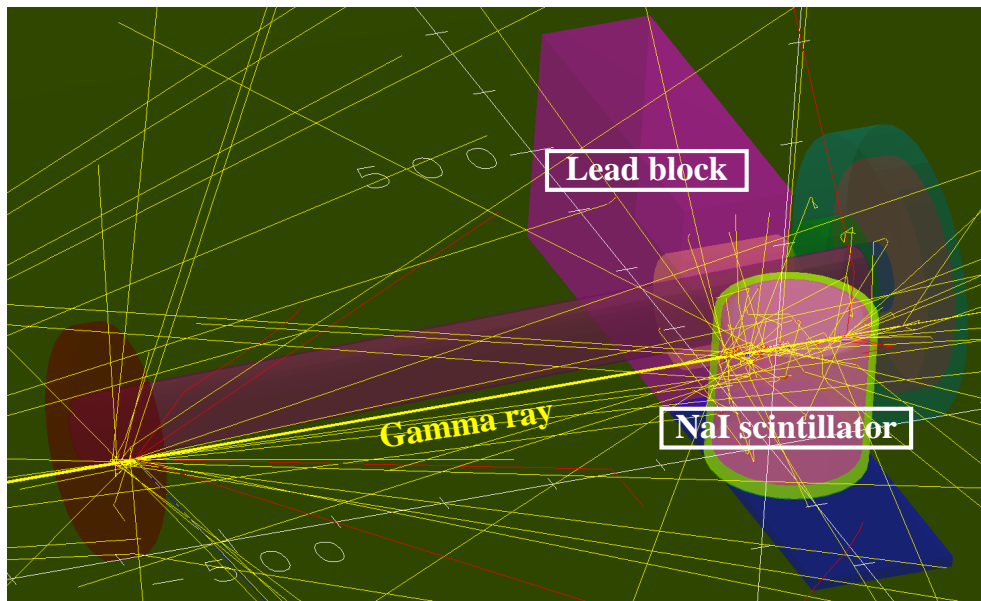


図 4.10: EGS5 における実験時の物質配置の模擬

で LCS ガンマ線の吸収エネルギースペクトルの計算を行うことができた。図 4.10 に、実験時の物質の配置を模擬し、NaI シンチレーターにおける LCS ガンマ線の吸収エネルギーを計算した例を示す。このシミュレーションに使用した計算コードを付録 C.1 に掲載する。黄色の線がガンマ線、赤色の線が電子を表す。実験時に NaI シンチレーター周辺にある全ての物質を EGS5 上で定義することは難しいため、物質質量が大きいステンレスフランジや鉛ブロックなどを計算では定義した。図 4.10 左下の円盤は、図 4.6 左側のステンレスフランジに対応している。

EGS5 のユーザーは、図 4.10 に示すように、任意の場所に任意の形状の物質を定義することができ、任意の初期値をもつ電子または光子の物質内での光電効果、コンプトン散乱、対生成、制動放射などの相互作用をシミュレーションすることができる。NaI シンチレーター中での吸収エネルギースペクトルや、任意の領域を通過する電子、光子のパラメータ計算など、任意の物理量をデータファイルとして取得することができる。

4.1.5 計算結果との比較

前項で述べたシミュレーションコード EGS5 を用いて、LCS ガンマ線の NaI シンチレーターでの吸収エネルギースペクトルを計算した。LCS ガンマ線のエネルギー

第4章 ガンマ線のエネルギー可変、偏極、単色性の評価

と微分散乱断面積は、式(3.8)と(3.28)を用いて定義し、第2.2.7項で示した電子ビームのビームサイズと発散角も考慮して計算した。また、図4.8の ^{60}Co のエネルギースペクトルの測定結果から、1~2 MeVの範囲のNaIシンチレーターのエネルギー分解能は、7.5~5.4%(FWHM)であった。EGS5では、検出器のエネルギー分解能を7%(FWHM)としてエネルギースペクトルを計算した。

衝突角度が90度の場合の測定データと計算結果を図4.11に示す。測定データとEGS5を用いて計算したエネルギースペクトルの形状が、良く一致している。発生点におけるエネルギースペクトルのコンプトン端が、鋭角になっているのに対し、測定データと計算結果のスペクトルのコンプトン端は傾斜している。この原因は、NaIシンチレーターの大きさが小さいことに起因している。NaIシンチレーターが小さいと、シンチレーター中でコンプトン散乱を起こしたガンマ線が再びシンチレーターと相互作用することなく、NaIの外に逃げる可能性がある。この場合、シンチレーターでの吸収エネルギーは、入射エネルギーよりも低くなってしまふ。図4.12に、

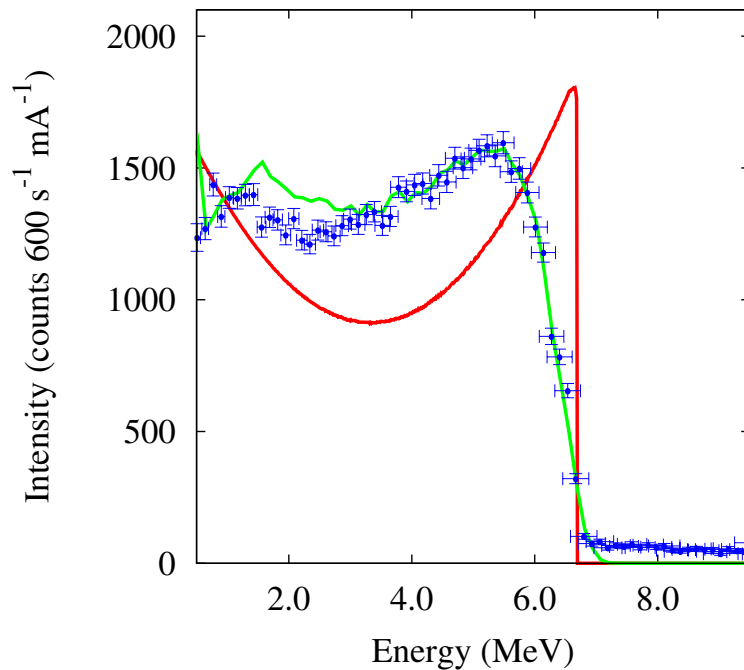


図 4.11: 90度衝突LCSガンマ線のエネルギースペクトルの測定データと計算結果。青点は測定データを表す。緑色の曲線は、EGS5で計算したNaIシンチレーターでのガンマ線の吸収エネルギースペクトルを表し、適当な係数を乗じている。赤色の曲線は、発生点におけるガンマ線のエネルギースペクトルを表しており、1/5の強度で表示している。

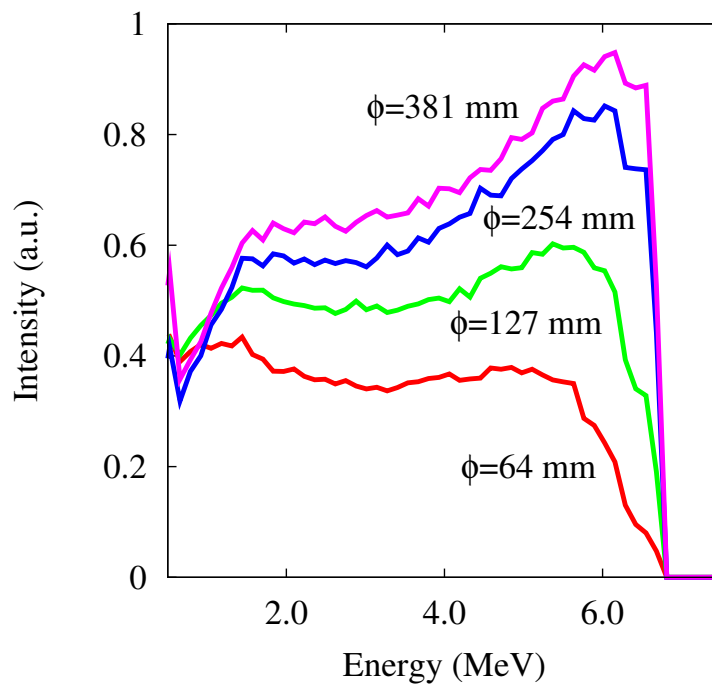


図 4.12: EGS5 を用いて計算した NaI シンチレーターの直径による吸収エネルギースペクトルの変化

EGS5 を用いて NaI シンチレーターの直径を変えて計算した吸収エネルギースペクトルの結果を示す。図に示した直径 127 mm のスペクトルが、実験に使用している NaI シンチレーターの直径である。計算を簡素化するため、実験とは異なる物質配置で計算した。この計算結果から、シンチレーターの大きさによってスペクトルの形状が大きく異なり、シンチレーターの直径を大きくすることでコンプトン端が鋭くなっていることが分かる。

また、図 4.11 の 3 MeV 以下の低エネルギー領域における測定データと計算結果のスペクトル形状の不一致は、EGS5 コード内部で定義している物質情報の不足によるものと考えられる。測定場所の近傍には、ビームラインに付属のステンレス製の真空チャンバーなど、複雑な構造物が多数あり、これら全てを計算に組み込むことは難しい。低エネルギーの領域は、NaI を透過したガンマ線や NaI 内部でコンプトン散乱したガンマ線の後方散乱などの影響を受けやすい。

さらに、測定データにおいて、ガンマ線の最大エネルギーである 6.6 MeV よりも高いエネルギーのガンマ線が検出されている。これは、2 個またはそれ以上のガンマ線が検出器に同時に入射したために起こったパイルアップだと考えられる。

図 4.11 に示すように測定データと EGS5 を用いた計算結果を比較することで、ガン

第4章 ガンマ線のエネルギー可変、偏極、単色性の評価

マ線の最大エネルギーと強度を評価した。EGS5において、電子ビームのエネルギーを変えながらエネルギースペクトルを計算し、測定データのスペクトル (2.5 MeV以上) との誤差が一番小さいパラメータを算出した。そのパラメータで式 (3.8) と式 (3.52) を用いて計算されるガンマ線の最大エネルギーと強度を、測定データのガンマ線の最大エネルギーと強度とした。

図 4.13 は、それぞれの衝突角度におけるガンマ線の最大エネルギーを示している。測定データのガンマ線の最大エネルギーは、電子ビームのエネルギーを 750 MeV とし式 (3.8) を用いて計算された値よりも全体的に低い。これは、実際に電子蓄積リングを周回している電子ビームのエネルギーが、設定値と異なるためだと考えられる。同様の結果は、BESSY-II や SAGA-LS においても観測された [10, 13, 50]。測定データの最小二乗近似曲線から計算される電子ビームのエネルギーは、 737 ± 3 MeV であった。このように、LCS ガンマ線のエネルギースペクトルを測定することで電子ビームの真のエネルギーを測定することが行えるが、精度の良い測定をするためには、NaI シンチレーターよりもエネルギー分解能の高いゲルマニウム検出器を用

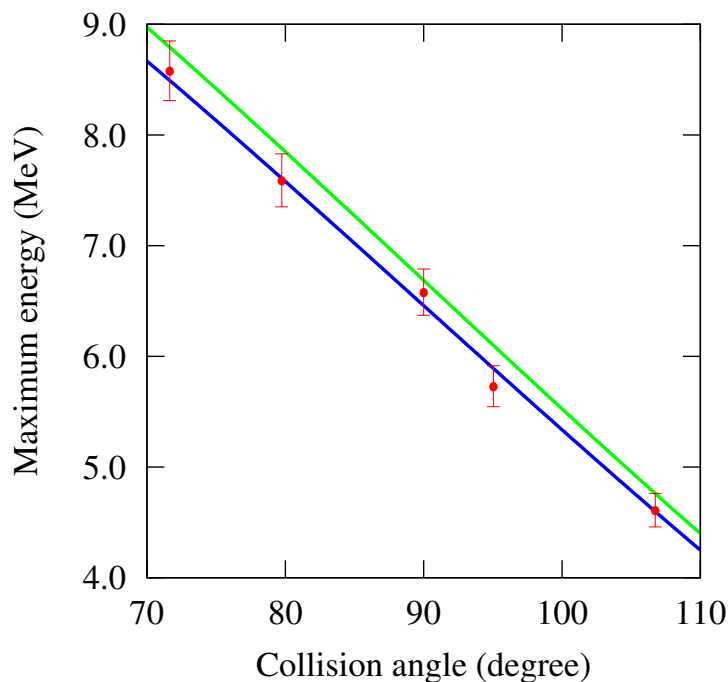


図 4.13: ガンマ線の最大エネルギーの衝突角依存。赤色の点は、測定データにおけるガンマ線の最大エネルギー。緑色の曲線は、式 (3.8) から計算されるガンマ線の最大エネルギーを表し、青色の曲線は、電子ビームのエネルギーをパラメータとし、式 (3.8) の最小二乗近似によって求めた曲線。

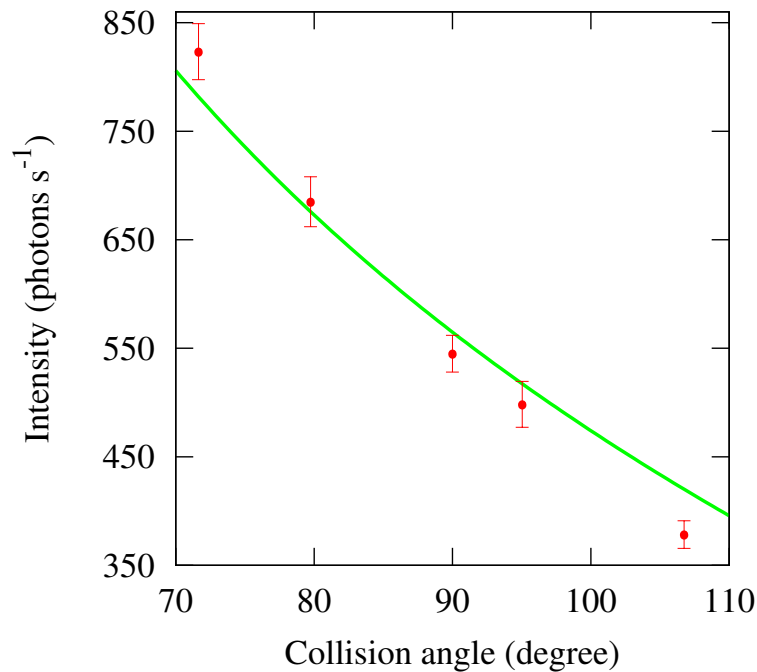


図 4.14: ガンマ線の強度の衝突角依存。赤色の点は、測定データにおけるガンマ線の強度。緑色の曲線は、式 (3.52) の最小二乗近似によって求めた曲線。

いて行うことが望ましい。

次に、それぞれの衝突角度におけるガンマ線の強度を図 4.14 に示す。表 4.1 に示した実験条件から計算されるガンマ線の強度に対して、測定データのガンマ線の強度の方が弱く、ファクター 0.7 の差異があった。この原因は、色々考えられるが、主な要因としては、表 4.1 に示したレーザーサイズの測定をナイフエッジではなく、感光紙を用いて行ったため、精度良く測定できていないと考えられる。

ガンマ線のパルス幅も衝突角度に依存する。表 4.1 に示した実験条件から式 (3.62) を用いて計算されるガンマ線のパルス幅は、4 ~ 7 ps であった。今回の実験では、レーザーを集光せずに電子ビームと衝突させたために、ピコ秒オーダーのパルス幅となったが、レーザーを集光して電子ビームと衝突させることで、パルス幅サブピコ秒の超短パルスガンマ線を発生することが可能である。

4.2 偏極特性評価

4.2.1 直線偏極及び円偏極ガンマ線の発生実験

LCS ガンマ線は、レーザーの偏光をほぼ 100 % 保存するため、偏極度の高いガンマ線を発生することが可能である。直線偏極ガンマ線の場合は、その空間分布に異方性が生じ、偏極面に対して 90 度方向にガンマ線が強く散乱される。Duke 大学において、直線偏光の自由電子レーザーを用いて正面衝突によって発生された LCS ガンマ線の空間分布に、異方性が生じることが実験的に確かめられた [57]。それに対し、第 3.4 節でも述べたように、ガンマ線の偏極は、電子ビームとレーザーの衝突角度が変わっても保持される。本研究では、90 度衝突 LCS においても、偏極の違いによってガンマ線の空間分布が異なることを示し、偏極ガンマ線の発生が可能であることを実験的に示す。

実験の概要を図 4.15 に示す。この実験は平成 22 年度に行われ、電子蓄積リング全体の図は、図 2.4 に示した。また、実験時の電子ビームとレーザーのパラメータ及び、それらの値を用いて計算されるガンマ線のパラメータを表 4.2 にまとめた。

レーザーは、電子ビームに対して水平 90 度方向 (電子ビームの軌道面内の方向) からフッ化マグネシウム窓を通して入射した。フッ化マグネシウム窓に入射する直前のレーザーパワーは、1.7 W であり、フッ化マグネシウム窓の透過率 97 % から衝突点でのレーザーパワーは、1.6 W と推定される。フッ化マグネシウム窓の直前に焦点距離 125 mm の凸レンズを設置し、衝突点におけるレーザーサイズを $10 \mu\text{m}$ 以下に絞った。第 4.1.1 項の実験と異なり、レーザーを集光して電子ビームと衝突させた理由は、バックグラウンドである制動放射ガンマ線に対する LCS ガンマ線の強度を

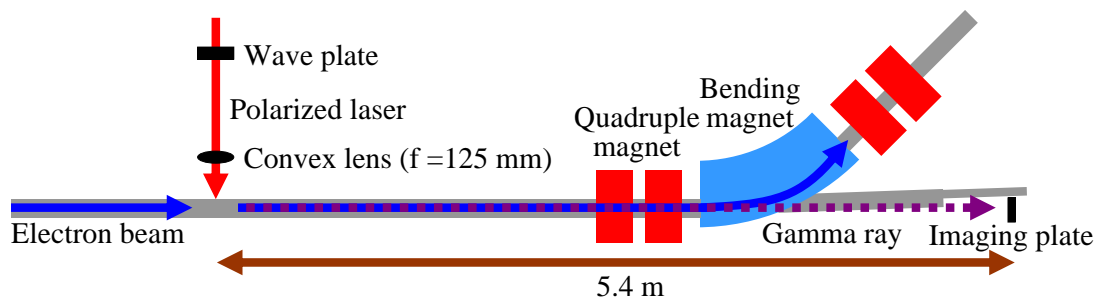


図 4.15: 偏極ガンマ線発生実験の概要図

表 4.2: 偏極ガンマ線発生実験の各種パラメータ

電子ビーム	
エネルギー (MeV)	750
電流値 (mA)	0.8
水平、鉛直ビームサイズ (mm)	0.62, 0.035(rms)
バンチ長 (ps)	270(FWHM)
レーザー	
波長 (nm)	800
パワー (W)	1.6
繰り返し (Hz)	1000
水平、鉛直ビームサイズ (mm)	≤ 0.01 (rms)
パルス幅 (ps)	1.0(FWHM)
ガンマ線	
最大エネルギー (MeV)	6.6
強度 (photons s ⁻¹)	5.9×10^4

上げるためである。NaI シンチレーターを用いた測定では、多重波高分析器にレーザーと同期したゲート信号を入力することでシグナルノイズ比を高めたが、今回の実験では、ガンマ線の空間分布測定にバックグラウンドを除去することができないイメージングプレートを用いたので、シグナルである LCS ガンマ線の強度を上げて測定した。波長板 ($\lambda/2$ 板または $\lambda/4$ 板) を用いて、直線偏光 (偏光面は水平方向) と円偏光のレーザーを電子ビームに衝突させ、直線偏極と円偏極のガンマ線を発生した。

衝突点から下流側 5.4 m の場所にイメージングプレート (BAS-IP MS) をカセットに入れて設置し、偏極ガンマ線の空間分布を測定した。ガンマ線 (から発生する電子または陽電子) に対するイメージングプレートの感度を上げるために、厚さ 1.0 mm のタングステン板をイメージングプレートに密着させてカセットに装入した。測定時間は 10 分間である。

イメージングプレート [58] は、厚さ約 200 μm のプラスチック支持体に厚さ 150 μm の蛍光体層が塗布された構造をしている。蛍光体層は、放射線全般に感度を持ち、露光した蛍光体内部にカラーセンターが生成され、潜像として記録される。波長 633 nm の He-Ne レーザー光で蛍光体を刺激すると、レーザー光による励起によって蛍

第4章 ガンマ線のエネルギー可変、偏極、単色性の評価

光を発する。これは、光輝尽発光現象と呼ばれ、蛍光体に記録された線量に比例した 390 nm の輝尽蛍光を発する。この輝尽蛍光強度を光電子増倍管で計測することで、イメージングプレートに記録された放射線の強度を知ることができる。また、強度分布を読み取った後は、イメージングプレート全面に可視光を照射することで残像を消去することができ、繰り返し使用することが可能である。

本研究では、イメージングプレートの読み取りのために、自然科学研究機構基礎生物学研究所生物機能情報分析室の Typhoon FLA9000(図 4.16) を利用した。TyphoonFLA9000 は、画素サイズ 10 μm から 200 μm で読み取ることができ、200 μm の場合、読み取り時間は約 5 分/200 \times 400 mm^2 である。

直線偏極ガンマ線の空間分布を図 4.17 に示す。レーザーが直線偏光の場合、式 (3.39) に示したように、レーザーの偏光面に対して 90 度方向にガンマ線が強く散乱される。測定データにおいても偏極面に対して 90 度方向に強く散乱される空間分布を測定することができた。円偏極ガンマ線の空間分布を図 4.18 に示す。レーザーが円偏光の場合、式 (3.34) に示したように、ガンマ線は等方的に散乱されるので、空間分布に異方性は生じない。測定データにおいても、円に近い形状となっている。

また、図 4.17 と図 4.18 における x 軸と y 軸それぞれの中心軸の強度分布を図 4.19 と図 4.20 に示す。

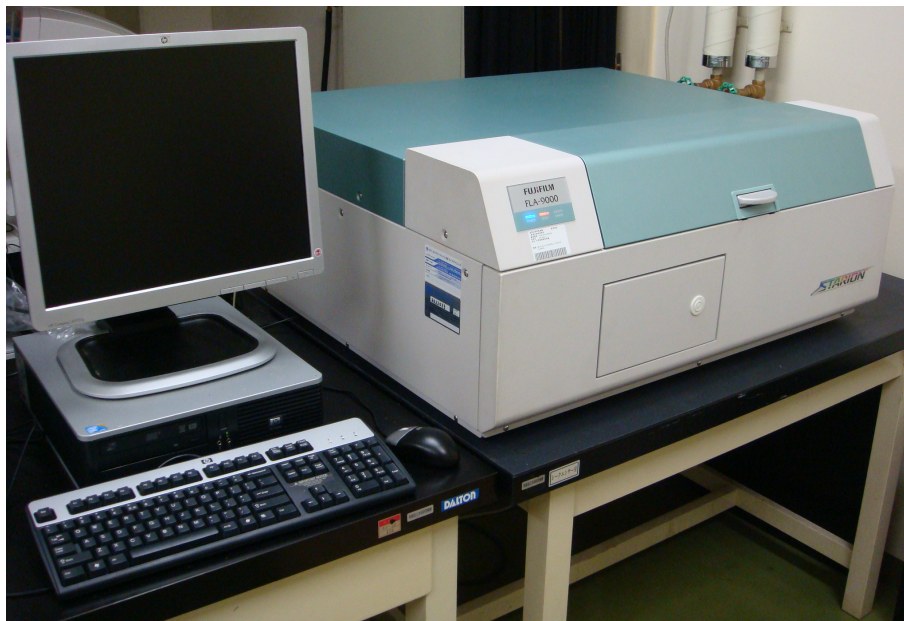


図 4.16: イメージングプレート読み取り装置 (GE ヘルスケアジャパン TyphoonFLA9000)

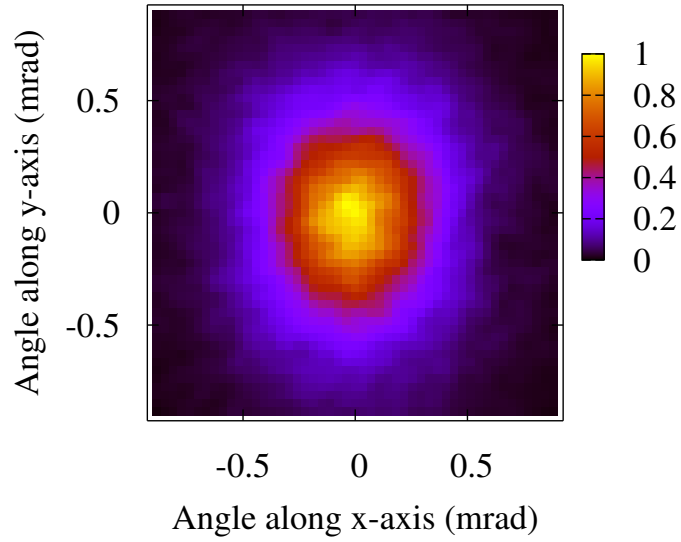


図 4.17: 直線偏極ガンマ線の空間分布 (測定値)

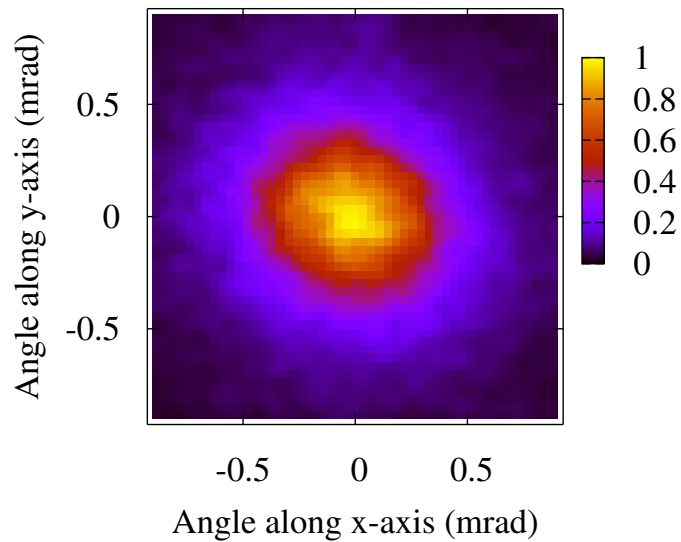


図 4.18: 円偏極ガンマ線の空間分布 (測定値)

第4章 ガンマ線のエネルギー可変、偏極、単色性の評価

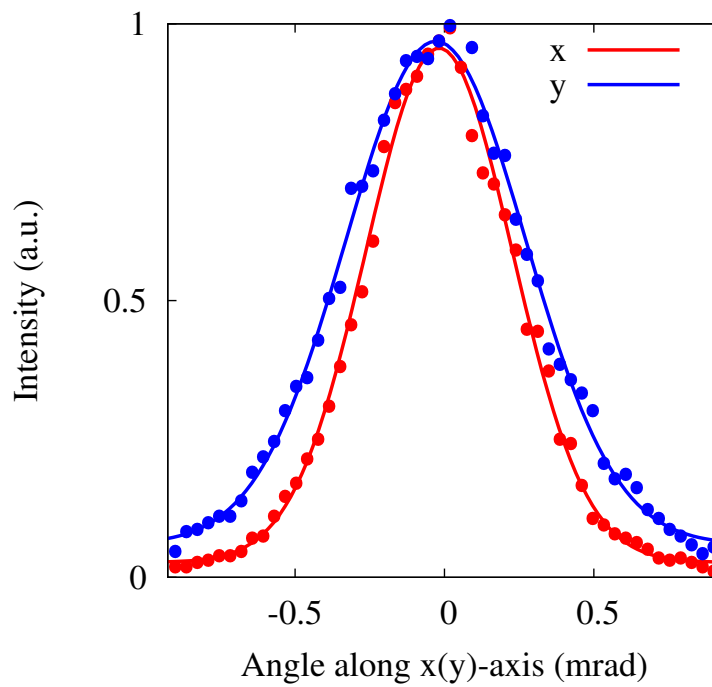


図 4.19: 水平方向と垂直方向における直線偏極ガンマ線の強度分布 (測定値)。曲線は、ガウス分布でフィッティングした結果。

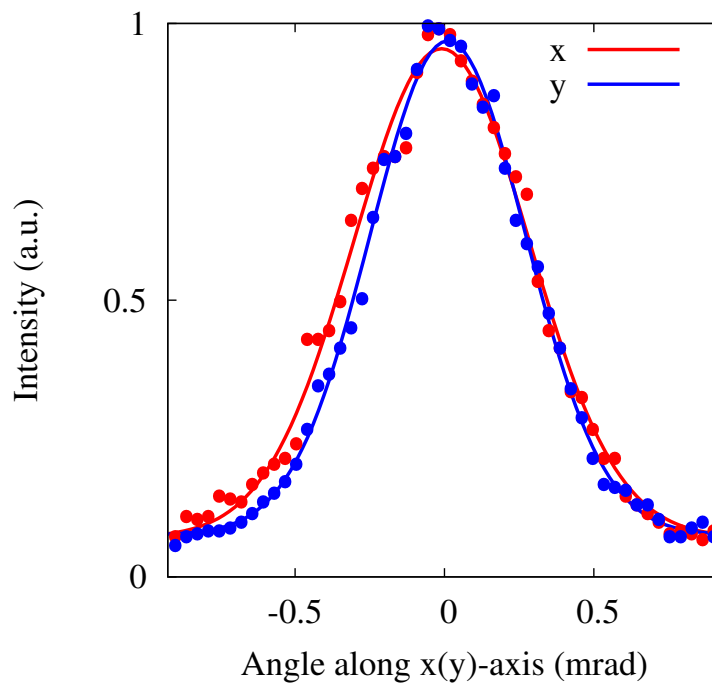


図 4.20: 水平方向と垂直方向における円偏極ガンマ線の強度分布 (測定値)。曲線は、ガウス分布でフィッティングした結果。

4.2.2 計算結果との比較

EGS5 を用いて、厚さ 1.0 mm のタングステン板でコンプトン散乱や対生成によって偏極ガンマ線から発生する電子と陽電子の空間分布を計算した。このシミュレーションに使用した計算コードを付録 C.2 に掲載する。直線偏極と円偏極それぞれの LCS の微分散乱断面積は、式 (3.39) と式 (3.28) を用いて定義した。また、第 2.2.7 項で示した電子ビームのビームサイズと発散角も EGS5 に組み込んで計算した。直線偏極ガンマ線の空間分布の計算結果を図 4.21 に示す。また、円偏極ガンマ線の空間分布を図 4.22 に示す。図 4.21 と図 4.22 における x 軸と y 軸それぞれの中心軸の強度分布を図 4.23 と図 4.24 に示す。

直線偏極と円偏極ガンマ線の強度分布をガウス分布でフィッティングした結果を表 4.3 にまとめた。表の誤差は、 1σ (σ は標準偏差) の大きさである。直線偏極ガンマ線の強度分布の rms は、測定値と計算値ともに、水平方向よりも鉛直方向の方が大きくなっており、ガンマ線の偏極の効果を反映している。また、測定値と計算値の rms は、水平方向と鉛直方向ともに 3σ の範囲で一致している。円偏極ガンマ線の強度分布の rms は、測定値と計算値ともに、鉛直方向よりも水平方向の方が大きくなっている。これは、電子蓄積リングを周回する電子ビームが水平方向に引き伸ばされた形状をしているため、水平方向の分布の幅が大きくなったと考えられる。測定値と計算値の rms は、水平方向と鉛直方向ともに 3σ の範囲で一致していない。円偏極ガンマ線の空間分布の測定結果は、同心円状の分布をしていなく、僅かに斜めに歪んでいる。円偏極度が 100 % ではないためにこのような分布になり、計算結果よりも分布の幅が大きくなった可能性がある。

表 4.3: 偏極ガンマ線の強度分布の rms の比較

偏極	軸	測定値 (mrad)	計算値 (mrad)
直線偏極	x	0.245 ± 0.004	0.227 ± 0.003
	y	0.300 ± 0.005	0.282 ± 0.004
円偏極	x	0.294 ± 0.007	0.261 ± 0.004
	y	0.261 ± 0.004	0.230 ± 0.004

第4章 ガンマ線のエネルギー可変、偏極、単色性の評価

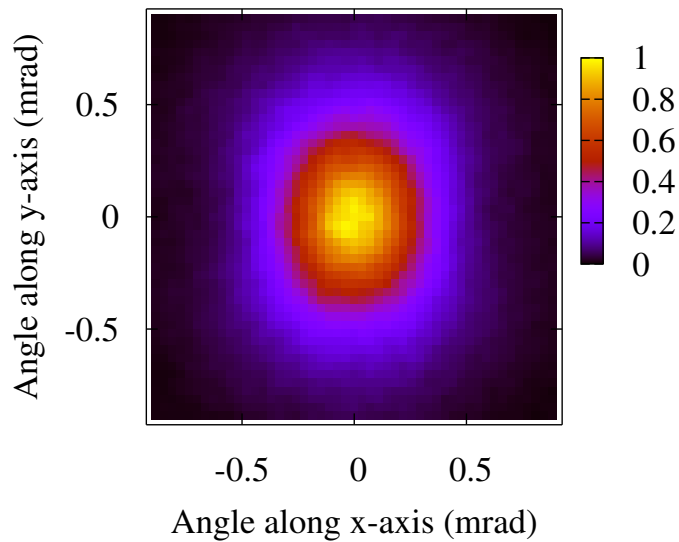


図 4.21: 直線偏極ガンマ線の空間分布 (計算値)

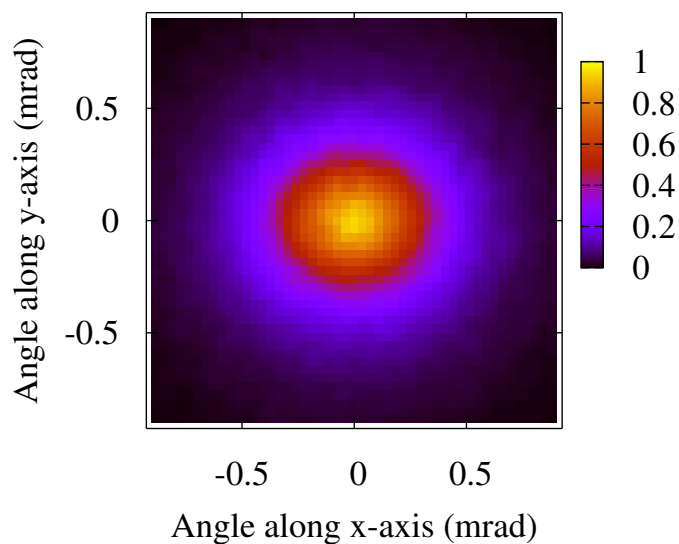


図 4.22: 円偏極ガンマ線の空間分布 (計算値)

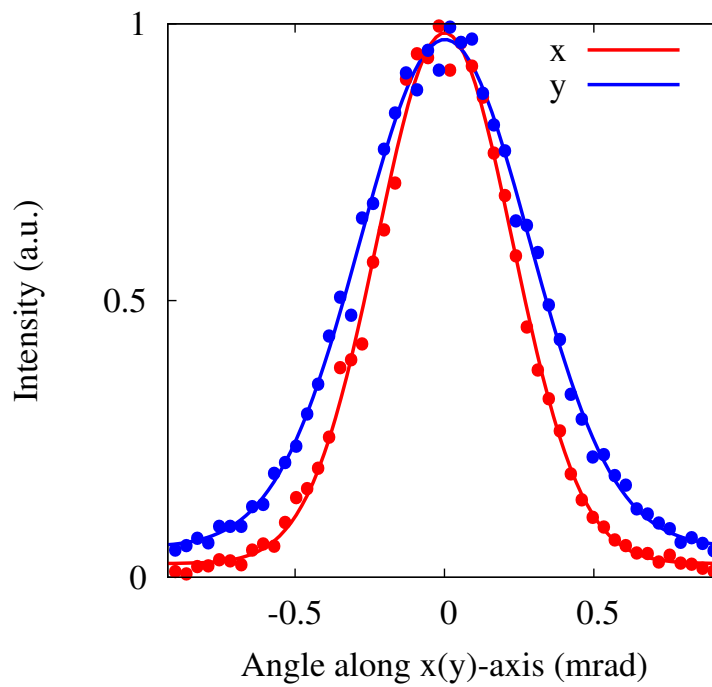


図 4.23: 水平方向と垂直方向における直線偏極ガンマ線の強度分布 (計算値)。曲線は、ガウス分布でフィッティングした結果。

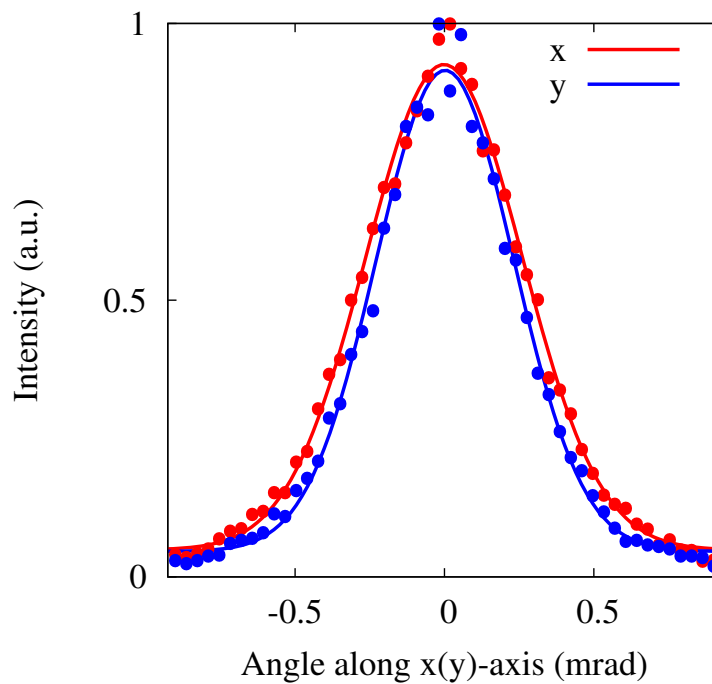


図 4.24: 水平方向と垂直方向における円偏極ガンマ線の強度分布 (計算値)。曲線は、ガウス分布でフィッティングした結果。

第4章 ガンマ線のエネルギー可変、偏極、単色性の評価

EGS5 を用いて、直線偏極ガンマ線の偏極度を変えながら LCS ガンマ線の空間分布を計算し、測定結果と比較することで本研究の LCS ガンマ線の偏極度を評価することを行った。EGS5 において、直線偏極ガンマ線の偏極度 P は以下のように定義した。

$$P = \frac{\sigma_{\text{hor}} - \sigma_{\text{ver}}}{\sigma_{\text{hor}} + \sigma_{\text{ver}}} \quad (\sigma_{\text{hor}} + \sigma_{\text{ver}} = 1) \quad (4.1)$$

ここで、 σ_{hor} は水平方向に偏極しているガンマ線の散乱断面積、 σ_{ver} は鉛直方向に偏極しているガンマ線の散乱断面積である。水平方向にのみ偏極している場合、 $P = 1$ となり、水平方向と鉛直方向に 1:1 で偏極している場合、 $P = 0$ となる。直線偏極ガンマ線の偏極度が低下することで、ガンマ線の空間分布は、図 4.21 に示す縦長の分布から図 4.22 に示す同心円状の分布に変化する。つまり、鉛直方向と水平方向の強度分布の rms の比が、偏極度の低下によって小さくなる。

図 4.25 に、式 (4.1) で定義した偏極度を変化させて、ガンマ線が厚さ 1.0 mm のタングステン板通過時に発生する電子と陽電子の空間分布を計算し、鉛直方向と水平方向の強度分布の rms の比の変化を示す。LCS ガンマ線の偏極度が、88 % のときに測定結果と計算結果に有意な差ができる。したがって、本研究では、偏極度 88 % 以上の直線偏極ガンマ線が発生できていることが分かった。

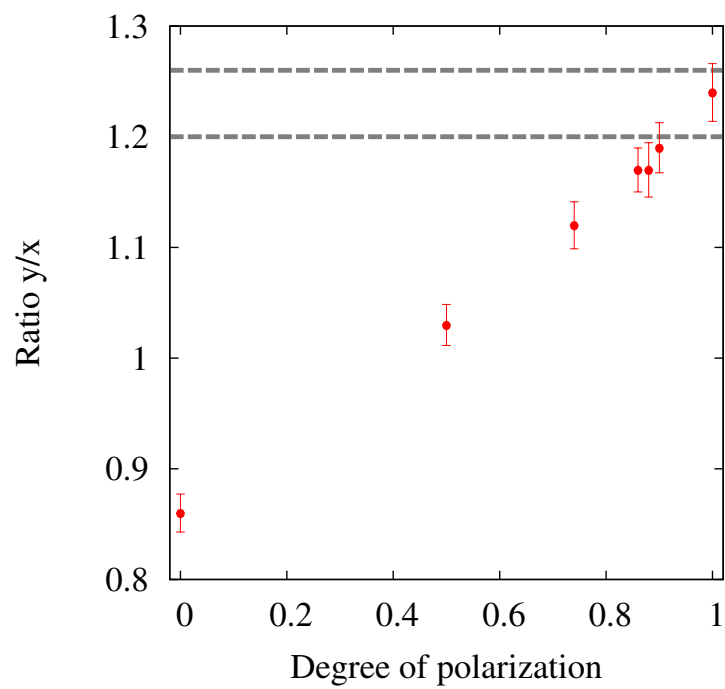


図 4.25: 直線偏極ガンマ線の鉛直方向と水平方向の強度分布の rms の比の偏極度依存。図中の誤差棒の大きさは、強度分布をガウス分布でフィッティングしたときの誤差。破線は、測定結果の誤差範囲。

4.3 単色性評価

4.3.1 準単色ガンマ線の発生実験

第3.2節で述べたように、LCSガンマ線のエネルギーは、散乱角に依存するため、ガンマ線の取り込み角を制限することで、単色性の高いガンマ線を得ることが可能である。Duke大学では、LCSガンマ線の発生点から60 m下流側にコリメーターを設置することで、エネルギー拡がり1%以下のガンマ線を利用することが可能である[2]。本研究では、直径5 mmの鉛コリメーターを用いてLCSガンマ線の単色性を評価する。

実験の概要を図4.26に示す。この実験は平成23年度に行われ、電子蓄積リング全体の図は、図2.5に示した。また、実験時の電子ビームとレーザーのパラメータ及び、それらの値を用いて計算されるガンマ線のパラメータを表4.4にまとめた。

LCSガンマ線の発生点の場所が変わったが、レーザーの光学系は、第4.2節の偏極ガンマ線発生実験の時とほとんど同じである。

衝突点から下流側7 mの場所にコリメーターを設置し、その後ろ0.5 mの位置にNaIシンチレーターを設置した。コリメーターは、直径5 mm、長さ100 mmの円筒形の穴が空いている鉛ブロックである。コリメーターを動かしながらLCSガンマ線の強度を測定し、一番強度の強い場所をガンマ線の中心軸とコリメーターの中心軸が一致している位置とした。

ガンマ線とコリメーターの中心軸が一致している場合と、コリメーターを水平方向に2 mm移動したときのガンマ線のエネルギースペクトルを図4.27に示す。コリメーターの位置によって、つまり、LCSガンマ線を取り込む領域を変えることで、

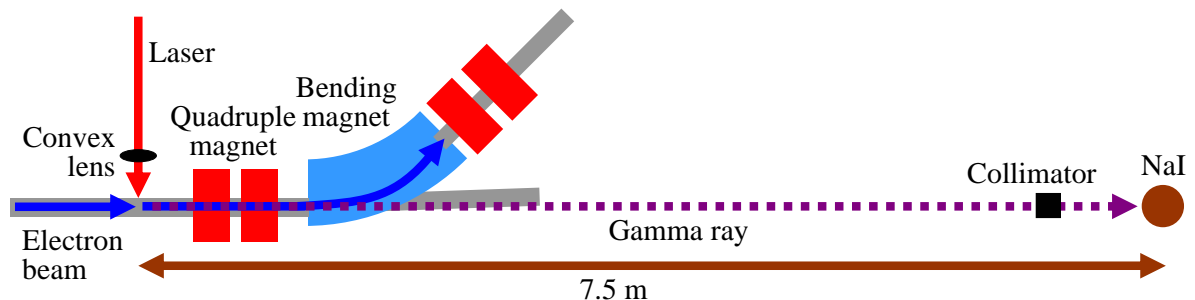


図 4.26: 準単色ガンマ線発生実験の概要図

表 4.4: 準単色ガンマ線発生実験の各種パラメータ
電子ビーム

エネルギー (MeV)	750
電流値 (mA)	1.3 ~ 1.5
水平、鉛直ビームサイズ (mm)	0.64, 0.026(rms)
バンチ長 (ps)	270(FWHM)
レーザー	
波長 (nm)	800
パワー (W)	2.0
繰り返し (Hz)	1000
水平、鉛直ビームサイズ (mm)	≤ 0.01 (rms)
パルス幅 (ps)	1.0(FWHM)
ガンマ線	
最大エネルギー (MeV)	6.6
強度 (photons s^{-1} mA $^{-1}$)	7.0×10^4

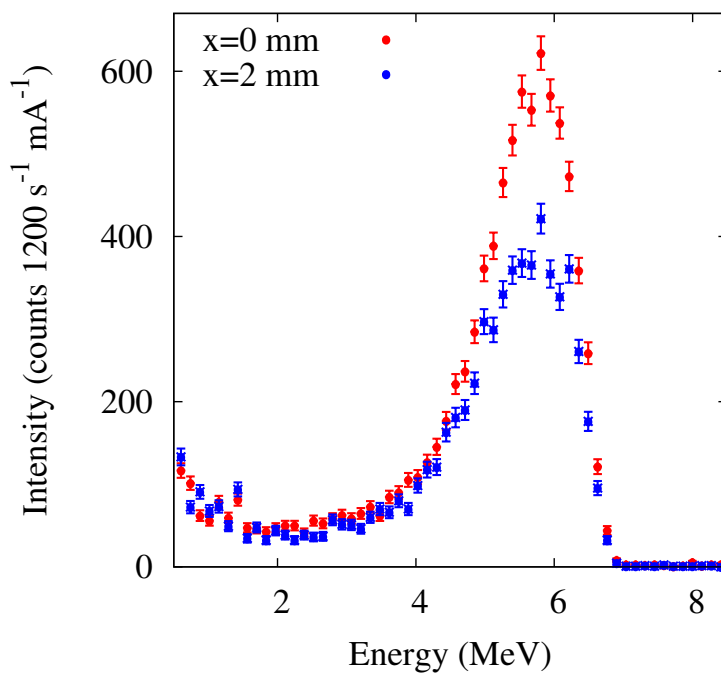


図 4.27: コリメーター通過後の LCS ガンマ線のエネルギースペクトル。赤点は、ガンマ線とコリメーターの中心軸が一致しているときのスペクトル。青点は、ガンマ線の中心軸に対して水平方向に 2 mm コリメーターを移動したときのスペクトル。

第4章 ガンマ線のエネルギー可変、偏極、単色性の評価

エネルギースペクトルが変化することが測定された。

4.3.2 計算結果との比較

EGS5を用いて、直径5 mmのコリメーターを通過したLCSガンマ線のエネルギースペクトル及びNaIシンチレーターでの吸収エネルギースペクトルを計算した。第2.2.7項で示した電子ビームのエネルギー拡がり、ビームサイズと発散角もEGS5に組み込んで計算した。

LCSガンマ線を中心軸とコリメーターの中心軸が一致している場合のエネルギースペクトルの測定結果と計算結果を図4.28に示す。また、図4.29にLCSガンマ線を中心軸とコリメーターの中心軸が水平方向に2 mmずれた場合のエネルギースペクトルの測定結果と計算結果を示す。

コリメーターの中心軸がガンマ線を中心軸と一致している場合のエネルギー拡がり $\Delta E_\gamma/E_\gamma$ は、17%(FWHM)であり、コリメーターの中心軸がガンマ線を中心軸に対して水平方向に2 mmずれている場合のエネルギー拡がりは、12%(FWHM)で

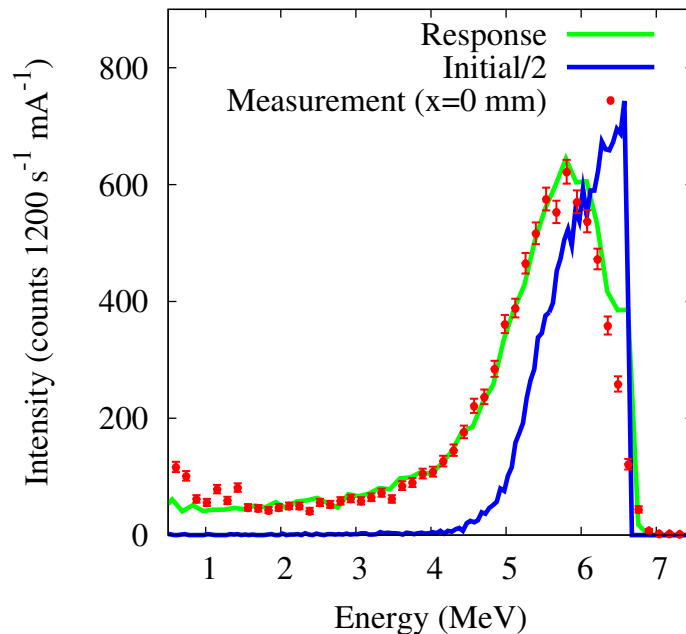


図 4.28: LCSガンマ線を中心軸とコリメーターの中心軸が一致している場合のエネルギースペクトル。緑色の曲線は、EGS5を用いて計算したNaIシンチレーターにおける吸収(応答)スペクトル。青色の曲線は、EGS5を用いて計算したコリメーター通過後のLCSガンマ線のエネルギースペクトル。

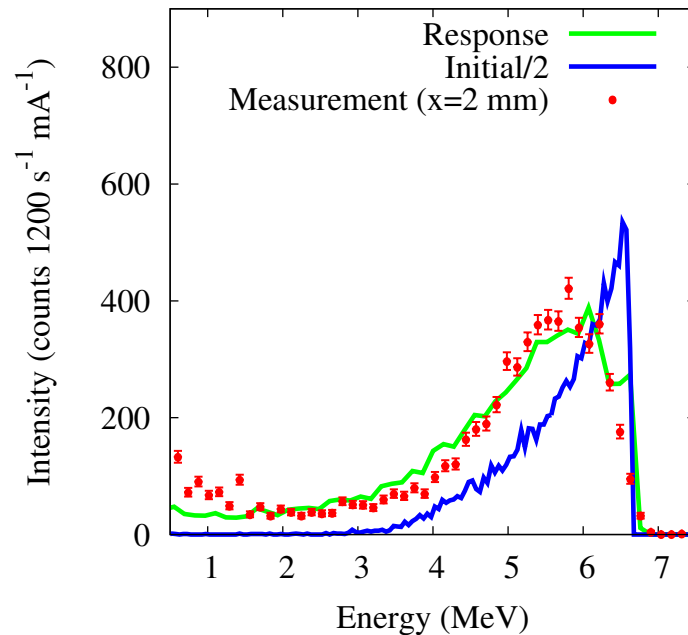


図 4.29: LCS ガンマ線の中心軸とコリメーターの中心軸が水平方向に 2 mm ずれている場合のエネルギースペクトル。緑色の曲線は、EGS5 を用いて計算した NaI シンチレーターにおける吸収 (応答) スペクトル。青色の曲線は、EGS5 を用いて計算したコリメーター通過後の LCS ガンマ線のエネルギースペクトル。

あった。LCS ガンマ線とコリメーターの中心軸が一致している場合に比べて、中心軸がずれている方がエネルギー拡がりの半値全幅は小さいが、エネルギースペクトル全体の拡がりは大きい結果となった。

図 4.28 の測定結果と計算結果のエネルギースペクトルの比較から、コリメーターを通過する LCS ガンマ線の強度は、 $10 \text{ photons s}^{-1} \text{ mA}^{-1}$ と算出された。発生点でのガンマ線の強度は、表 4.4 に示したように、 $7.0 \times 10^4 \text{ photons s}^{-1} \text{ mA}^{-1}$ であるが、ガンマ線が放射光ビームラインの物質を数 10 cm 透過するため、測定場所におけるガンマ線の強度が著しく低下したと考えられる。密度 d の物質を距離 L 進んだときのガンマ線の透過強度 N は、以下の式で与えられる。

$$N = N_0 \exp(-\lambda Ld) \quad (4.2)$$

ここで、 N_0 はガンマ線の入射強度、 λ は吸収係数である。LCS ガンマ線が透過する鉄の厚さを変化させて、コリメーターを通過するガンマ線の強度を EGS5 で計算した結果を図 4.30 に示す。図中の直線は、式 (4.2) でフィッティングした結果であり、 \exp の指数部の 0.024 mm^{-1} は、ガンマ線のエネルギー 4 ~ 7 MeV での鉄の吸収係数

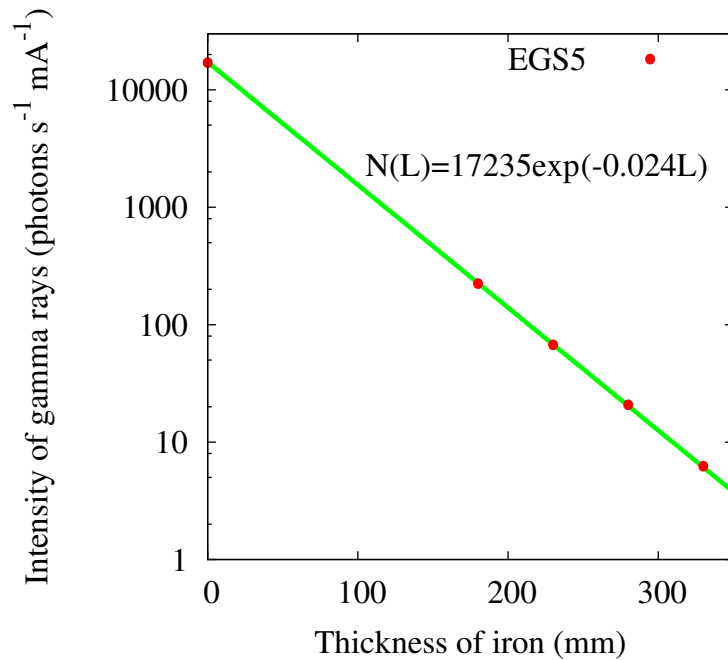


図 4.30: EGS5 を用いて計算した鉄の厚さによるガンマ線の透過強度。直線は、式 (4.2) でフィッティングした結果。

$\lambda = 3 \times 10^{-2} \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ と鉄の密度 $d = 7.9 \text{ g cm}^{-3}$ を用いて計算される値 $\lambda d = 0.024 \text{ mm}^{-1}$ と一致している。図 4.30 に示す計算結果から、LCS ガンマ線が鉄を 310 mm 透過するとき、コリメーターを通過するガンマ線の強度が $10 \text{ photons s}^{-1} \text{ mA}^{-1}$ となることが分かった。電子蓄積リングと放射光ビームラインの設計より、LCS ガンマ線の発生点から測定点までの間に、偏向電磁石のダクト壁内部の隔壁 58 mm、4 度ラインの放射光ビームラインのダクト壁 43 mm、その下流に厚さ 115 mm の真空バルブが 2 つある。したがって、LCS ガンマ線は、合計 330 mm のステンレス鋼を透過していると考えられ、計算から予想される厚さと良い一致を示している。

4.3.3 UVSOR-II において得られる準単色ガンマ線の計算

EGS5 を用いて、コリメーターの直径を変化させて得られる LCS ガンマ線の単色性を計算した。LCS ガンマ線は、コリメーターから 10 m 離れた場所から発生するとし、電子ビームのもつエネルギー拡がり、ビームサイズ及び発散角を考慮した。図 4.31 に、コリメーターの直径による LCS ガンマ線の透過率とエネルギー拡がりの変化を示す。この図から分かるように、UVSOR-II においても、直径 1 mm のコリメーターを用いることで、エネルギー拡がり 1 % (FWHM) の LCS ガンマ線を得るこ

とが可能である。その時のガンマ線の透過率は、1.4 %であり、発生点におけるガンマ線の強度が 10^7 photons s^{-1} の場合、得られる準単色ガンマ線の強度は、 1.4×10^5 photons s^{-1} である。

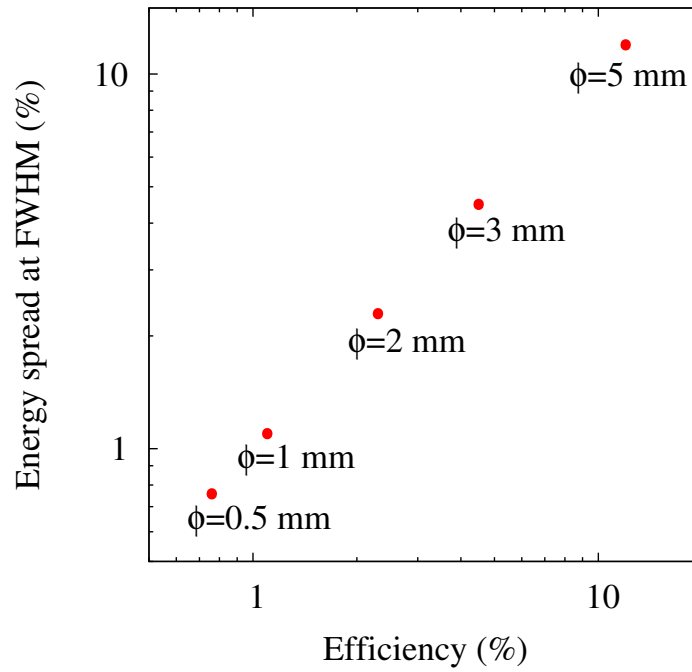


図 4.31: コリメーターの直径の変化によるガンマ線の透過率とエネルギー拡がり

4.4 まとめ

超短パルスガンマ線の優れた特性について以下の3点を実験的に評価した。

1. 電子ビームとレーザーの衝突角度を変えて発生するガンマ線のエネルギー可変性

90度衝突LCSによってガンマ線を発生するためには、衝突点における電子ビームとレーザーのタイミングを100 psの時間領域で合わせる必要がある。本研究では、ピックアップ電極とフォトダイオードを用いて電子ビームとレーザーのタイミングを大まかに合わせ、NaIシンチレーターを用いてガンマ線の強度を測定しながらタイミングの最適化を行う技術を新たに開発した。

電子ビームに対するレーザーの入射角度を70度から110度の範囲で変えながら、NaIシンチレーターにおけるLCSガンマ線の吸収エネルギースペクトルを測定した。衝突角度が変わることで、LCSガンマ線のエネルギースペクトルが変化することが測定され、測定結果は、理論式とシミュレーションコードEGS5を用いて計算した結果と良く一致した。また、エネルギースペクトルの測定結果と計算結果を比較することで、それぞれの衝突角度におけるガンマ線の最大エネルギーと強度を評価し、それらの衝突角依存性は、理論式を用いた計算結果と良く一致した。

既存の放射光源用電子蓄積リングにおいて、電子ビームとレーザーの衝突角度を変えたエネルギー可変ガンマ線に関する研究はこれまで報告が無く、本研究が世界で初めての成果である。

2. ガンマ線の偏極性

入射レーザーが直線偏光の場合、LCSガンマ線はその偏光面に対して90度方向に強く散乱されるため、空間分布に異方性が生じる。入射レーザーが円偏光の場合は、LCSガンマ線は等方的に散乱される。入射レーザーが直線偏光と円偏光の場合それぞれにおいて、イメージングプレートを用いてLCSガンマ線の空間分布を測定し、レーザーの偏光によってLCSガンマ線の空間分布が異なることが確認された。直線偏極ガンマ線の測定結果は、理論式とEGS5を用いて計算した結果と良く一致した。90度衝突LCSにおいても偏極ガンマ

線が発生可能であることを実証した。また、入射レーザーが円偏光の場合の LCS ガンマ線の空間分布は、電子ビームの偏平な形状が反映された。

EGS5 を用いて、直線偏極ガンマ線の偏極度を変えて、ガンマ線から発生する電子と陽電子の空間分布を計算し、鉛直方向と水平方向の強度分布の rms の比を測定結果と比較することで、偏極度 88 %以上の直線偏極ガンマ線が発生できていることが分かった。

3. ガンマ線の単色性

本研究では、LCS ガンマ線の発生点から 7 m 下流に直径 5 mm の穴の開いた鉛コリメーターを設置し、LCS ガンマ線のエネルギースペクトルを測定した。測定された LCS ガンマ線のエネルギースペクトルは、理論式と EGS5 を用いて計算した結果と良く一致した。また、EGS5 を用いてコリメーター通過後の LCS ガンマ線のエネルギースペクトルを計算することで、測定点におけるガンマ線のエネルギー拡がり が 12 ~ 17 % (FWHM) であることを示した。さらに、コリメーターの直径を小さくしたときの UVSOR-II で得られる LCS ガンマ線の単色性を EGS5 を用いて計算した。その結果、LCS ガンマ線の発生点から 10 m 下流に直径 1 mm のコリメーターを設置することで、エネルギー拡がり 1 % (FWHM)、強度 10^5 photons s^{-1} の準単色ガンマ線が得られることが分かった。

第5章 陽電子消滅寿命測定への応用とパルス幅上限値の評価

本章では、90度衝突LCSで発生される超短パルスガンマ線を陽電子消滅寿命測定に応用した実験結果と、ガンマ線のパルス幅上限値の測定結果及びサブピコ秒領域におけるパルス幅測定方法の検討結果について述べる。第5.1節では、陽電子消滅寿命測定の結果を述べる。第5.2節では、陽電子消滅寿命測定の結果を用いたパルス幅の上限値について考察した結果について述べる。第5.3節では、時間分解能477 psの高感度光検出器MPPCを用いて行ったパルス幅上限値の測定結果について述べる。第5.4節では、光カー効果を用いたサブピコ秒領域におけるガンマ線パルス幅の測定を検討する。

5.1 超短パルスガンマ線の陽電子消滅寿命測定への応用

5.1.1 鉛における陽電子消滅寿命測定実験

従来の正面衝突の方法で発生されるLCSガンマ線のパルス幅は、陽電子の消滅寿命よりも同等またはそれよりも長い数100 psであった。このため、LCSガンマ線を陽電子消滅寿命測定に応用することは難しかった。それに対し、90度衝突の方法を用いてLCSガンマ線のパルス幅を消滅寿命よりも十分短い数psまで短パルス化することで、LCSガンマ線の新しい利用方法である陽電子消滅寿命測定に応用することが可能となる。

本研究では、2つの測定システムを用いて実験を行った。LCSガンマ線の陽電子消滅寿命測定への応用を推進するためにも、オンラインでデータ解析できるシステムを構築することが重要である。図5.1には、オンラインデータ解析による実験の概要を示す。結果としては、オンラインのデータ解析では良い結果を得られなかった。図5.2には、オフラインデータ解析による実験の概要を示す。

第5章 陽電子消滅寿命測定への応用とパルス幅上限値の評価

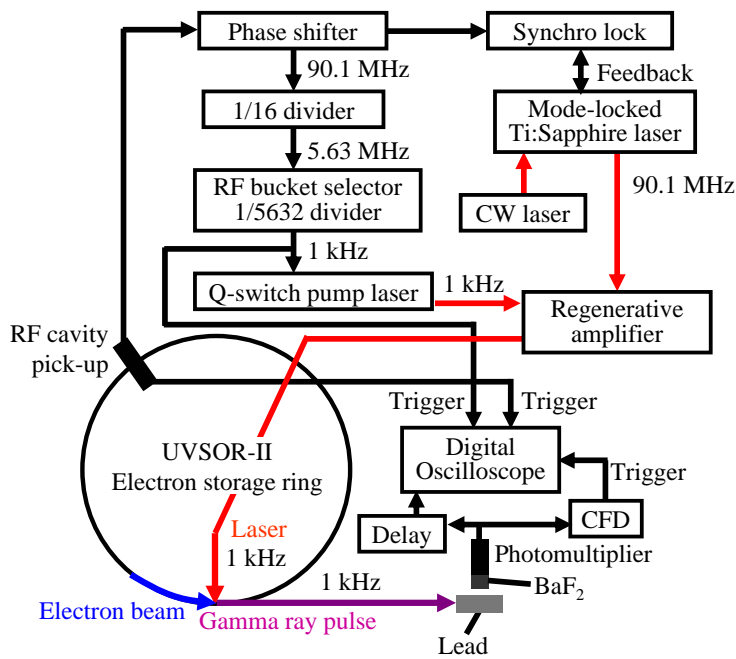


図 5.1: オンラインデータ解析による陽電子消滅寿命測定実験の概要図

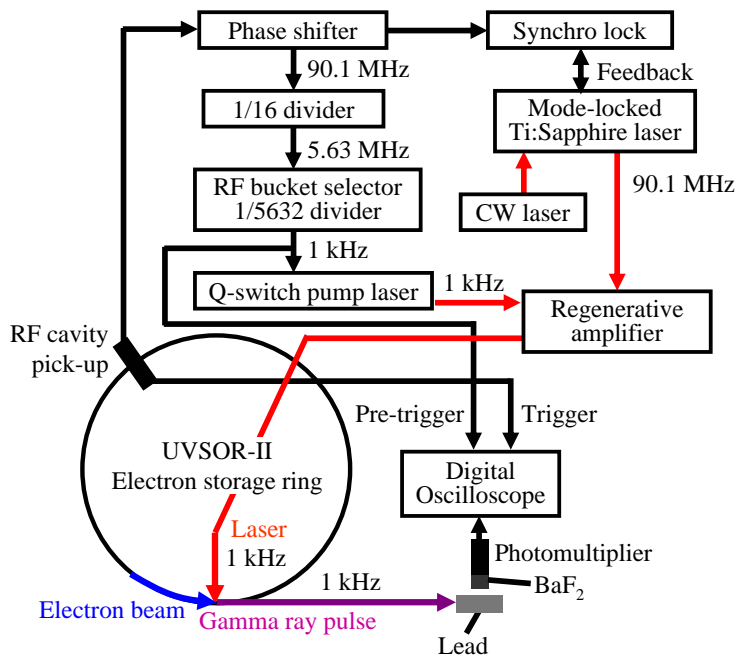


図 5.2: オフラインデータ解析による陽電子消滅寿命測定実験の概要図

この実験は平成 23 年度に行われ、電子蓄積リング全体の図は、図 2.5 に示した。また、実験時の電子ビームとレーザーのパラメータ及び、それらの値を用いて計算されるガンマ線のパラメータを表 5.1 にまとめた。

5.1. 超短パルスガンマ線の陽電子消滅寿命測定への応用

表 5.1: 陽電子消滅寿命測定実験の各種パラメータ

電子ビーム	
エネルギー (MeV)	750
電流値 (mA)	50 (トップアップ運転)
水平、鉛直ビームサイズ (mm)	0.64, 0.026(rms)
バンチ長 (ps)	400(FWHM)
レーザー	
波長 (nm)	800
パワー (W)	2.0
繰り返し (Hz)	1000
水平、鉛直ビームサイズ (mm)	≤0.01(rms)
パルス幅 (ps)	1.0(FWHM)
ガンマ線	
最大エネルギー (MeV)	6.6
強度 (photons s ⁻¹)	3.3×10 ⁶
パルス幅 (ps)	5(FWHM)

レーザーの光学系やガンマ線の測定場所などは、第 4.3 節の準単色ガンマ線の発生実験とほとんど変わらない。ただし、LCS ガンマ線の強度を上げるために、電子ビームの電流値を 50 mA とし、一定時間ごとにビームを供給するトップアップ運転で実験を行った。実験条件と式 (3.64) を用いて計算されるガンマ線のパルス幅は、5 ps(FWHM) である。この値は、電子ビームの水平方向のビームサイズを時間に換算した値と等価である。また、鉛ターゲットに入射するガンマ線の強度は、 $\sim 5 \times 10^2$ photons s⁻¹ と推定される。表 5.1 に示したように発生点におけるガンマ線の強度は、 3.3×10^6 photons s⁻¹ であるが、第 4.3.2 項で示したように LCS ガンマ線が放射光ビームラインの物質を約 300 mm 通過するため、測定場所におけるガンマ線の強度が著しく低下した。

測定場所の様子を図 5.3 に示す。超短パルスガンマ線のターゲットには、幅 10 mm、厚さ 50 mm の鉛板を使用した。LCS ガンマ線の侵入によって鉛内部で発生する陽電子が、消滅時に放出するエネルギー 0.511 MeV の消滅ガンマ線を高速時間応答の BaF₂ シンチレーターで測定した。BaF₂ シンチレーターの大きさは、高さ 50 mm、直径 50 mm であり、先端 30 mm の部分がテーパ状になっている。また、BaF₂ シンチレーターの上流側には、厚さ 50 mm の鉛ブロックをバックグラウンド除去のため

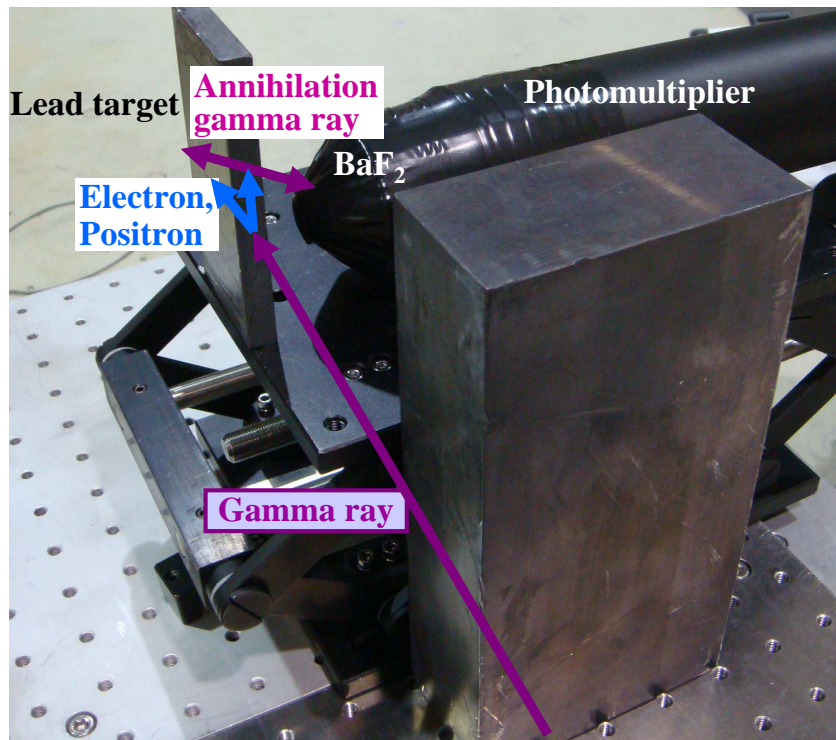


図 5.3: 陽電子消滅寿命測定の測定場所の写真

めに設置した。BaF₂ シンチレーターを1個のみ使用したので、対消滅ガンマ線の片方のみ測定した。Photon Cross Section Database[59] から取得した鉛における光子の吸収係数を図 5.4 に示す。光子のエネルギーが 1.022 MeV 以上になると、対生成の断面積が上昇し、エネルギー約 5 MeV でコンプトン散乱と対生成の断面積が等しくなる。LCS ガンマ線の最大エネルギーである 6.6 MeV の領域では、鉛に入射したガンマ線の約 60 %が対生成を起こし、陽電子を発生する。

図 5.5 に光電子増倍管から出力される波形例を示す。立下りの時間は約 2 ns であり、高速の時間応答を示していることが分かる。¹³⁷Cs と ⁶⁰Co 線源のみを測定した時の光電子増倍管の波高値分布を図 5.6 に示す。BaF₂ シンチレーターは、エネルギー分解能が NaI に比べて悪く、⁶⁰Co の2つのエネルギーピークを分別することはできない。図 5.6 における ¹³⁷Cs の波高値分布の最大ピーク値を 0.66 MeV とし、⁶⁰Co の波高値分布の最大ピーク値を 1.33 MeV としたときのエネルギー較正のグラフを図 5.7 に示す。較正結果より、消滅ガンマ線 0.511 MeV の波高値は、0.25 V に対応していることが分かった。

この実験で重要なことは、ガンマ線に同期した信号に対する消滅ガンマ線の放出

5.1. 超短パルスガンマ線の陽電子消滅寿命測定への応用

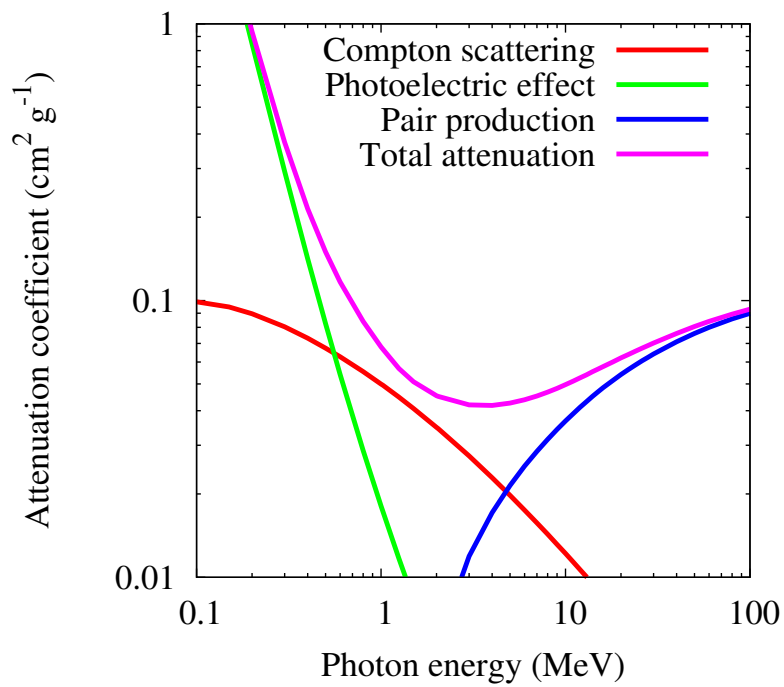


図 5.4: 鉛の光子吸収係数

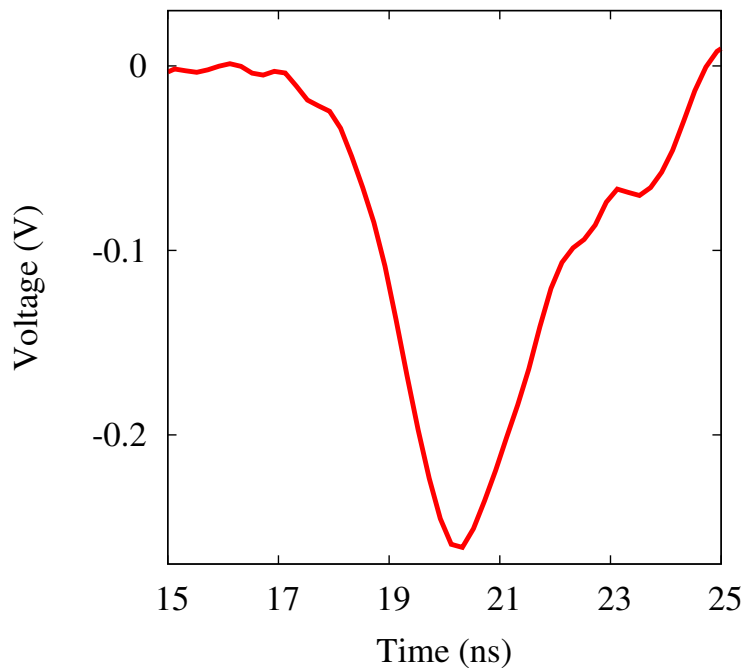


図 5.5: 光電子増倍管の出力波形例

されるタイミングを測定することである。そのために、帯域 1 GHz、サンプリングレート 10 GS/s (2ch 入力の場合の値、3ch 以上入力の場合は 5 GS/s) のデジタルオシロスコープ (LeCroy, WaveRunner 104MXi) を使用した。 ^{22}Na 線源を用いた陽電

第5章 陽電子消滅寿命測定への応用とパルス幅上限値の評価

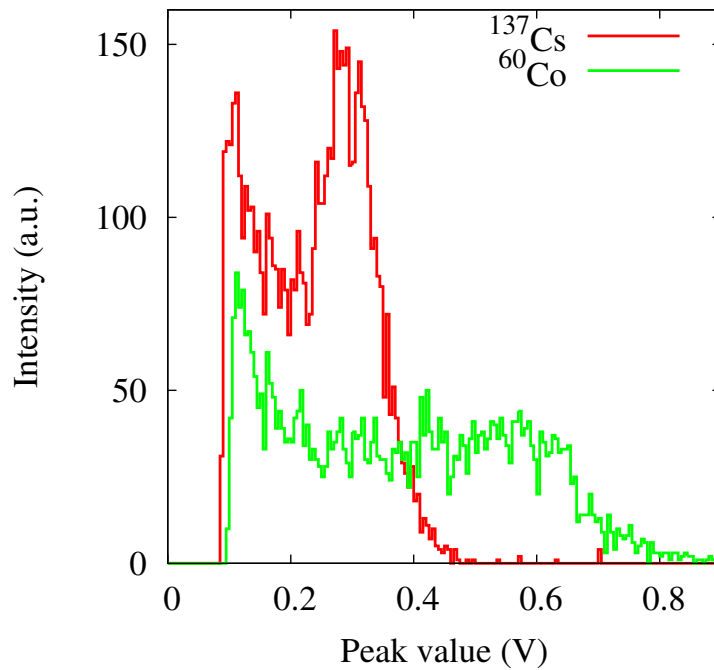


図 5.6: 鉛ターゲット及び ^{137}Cs 、 ^{60}Co 線源に対する光電子増倍管の波高値分布

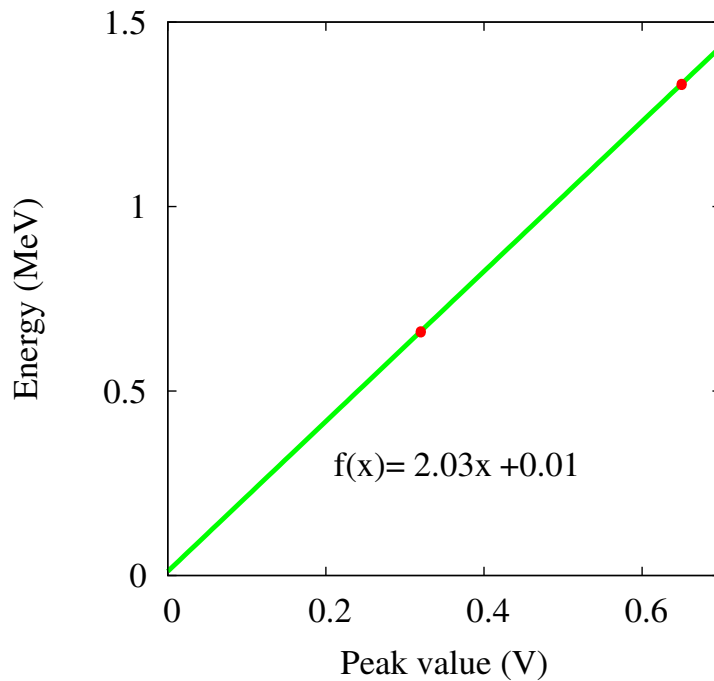


図 5.7: BaF_2 シンチレーターのエネルギー較正係数

子消滅寿命測定に、オシロスコープ (LeCroy, WavePro 960, 2 GHz, 4 GS/s) を利用した測定システムが考案され、時間分解能 120 ps を達成している [60]。

オンラインのデータ解析では、図 5.1 に示すように、RF 周波数の 90 MHz の信号、

5.1. 超短パルスガンマ線の陽電子消滅寿命測定への応用

それを分周して 1 kHz にした信号と光電子増倍管の出力信号を Constant Fraction Discriminator(CFD, ORTEC583)に通した信号の 3 つをトリガー信号とした。CFD は、入力信号に対して上限値と下限値の閾値を設定することができ、設定した範囲内の信号が入力すると、倫理信号を出力する。つまり、光電子増倍管から出力される波形に対してエネルギー分別を施すことができ、消滅ガンマ線のエネルギーである 0.511 MeV 近傍の波形のみをデータ解析に用いることができる。実験時には、0.4 ~ 0.6 MeV の範囲内の信号が光電子増倍管から出力されたときにトリガーをかけるように設定した。オシロスコープの機能 ‘Phistogram’ を用いて、光電子増倍管の出力信号を Delay モジュール (Canberra2058) に通した波形 (図 5.5) の立下りが、 -100 ± 20 mV のスライスラインと交差するタイミング分布を測定した。

オフラインのデータ解析では、図 5.2 に示すように、RF 周波数の 90 MHz を分周して 1 kHz にした信号をプレトリガーとし、RF 周波数の 90 MHz の信号をトリガー信号とした。1 kHz に分周した信号は、時間ジッタが大きいいため、低ジッタの 90 MHz の信号をトリガー信号とした。トリガー信号と同期して BaF₂ シンチレータに付属の光電子増倍管から出力された波形をオシロスコープを用いて全て保存し、オフラインでデータ解析を行った。オシロスコープで保存される波形データは、200 ps 間隔の点として表現され、測定時間 35 分の間に 1677 個保存された。

5.1.2 陽電子消滅寿命スペクトルの解析方法

陽電子の消滅寿命を τ とすると、理想的な陽電子消滅寿命スペクトル $I(t)$ は以下の式で記述される。

$$I(t) = I_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad \text{for } t \geq 0 \quad (5.1)$$

$$= 0 \quad \text{for } t < 0 \quad (5.2)$$

ここで、 I_0 は定数である。測定システムの時間分解能は有限であるために、実際に測定される陽電子消滅寿命スペクトル $F(t)$ は、測定システムの分解能関数 $P(t)$ と $I(t)$ との畳み込み積分で記述される [61]。

$$F(t) = \int_0^{\infty} I(k)P(t-k)dk \quad (5.3)$$

測定システムの分解能関数 $P(t)$ は、ガウス分布で与えられる。

$$P(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left\{-\frac{(t-T_0)^2}{2\sigma^2}\right\} \quad (5.4)$$

第5章 陽電子消滅寿命測定への応用とパルス幅上限値の評価

ここで、 T_0 はスペクトルのピーク位置付近の時間、 σ は標準偏差であり、ガウス分布の半値全幅 (FWHM) と 2.35σ の関係にある。式 (5.3) を計算することで、以下の式が導出される [61]。

$$F(t) = \frac{I_0}{2} \exp \left\{ -\frac{1}{\tau} \left(t - T_0 - \frac{\sigma^2}{2\tau} \right) \right\} \left\{ 1 - \operatorname{erf} \left(\frac{\sigma}{\sqrt{2}\tau} - \frac{t - T_0}{\sqrt{2}\sigma} \right) \right\} \quad (5.5)$$

ここで、 $\operatorname{erf}(t)$ は式 (2.52) に示した誤差関数である。

図 5.8 に、陽電子の消滅寿命を $\tau = 200$ ps として式 (5.5) を用いて測定システムの時間分解能 σ を変化させて計算した陽電子消滅寿命スペクトルを示す。消滅寿命が 200 ps 程度の物質としては、本研究で測定した鉛やアルミニウムなどが該当する [28]。この図から分かるように、測定システムの時間分解能が悪化するほど、消滅寿命スペクトルは鈍化する。概ね、時間分解能が消滅寿命に対して 2 倍以上に大きくなると、時間分解能の大きさが支配的になり陽電子の消滅寿命を評価することはできない。測定システムの時間分解能は、測定したい消滅寿命と同程度以下の大きさにすることが望ましい。

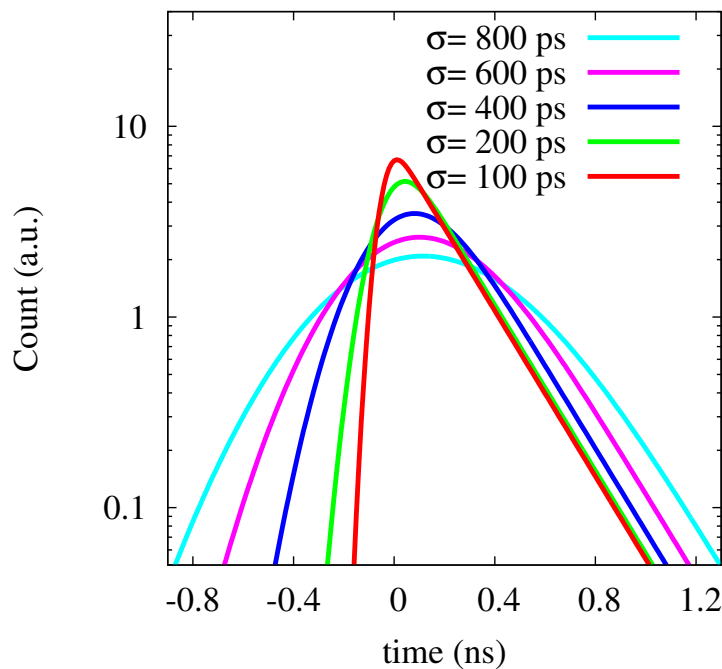


図 5.8: 消滅寿命が $\tau = 200$ ps のときの陽電子消滅寿命スペクトル。図中の σ は、測定システムの時間分解能の値 (FWHM)。

5.1.3 オンラインデータ解析

図 5.9 に、測定された消滅ガンマ線のタイミング分布を示す。オンラインでのデータ解析では、測定システムの時間分解能が 900 ps にまで悪化してしまい、鉛における陽電子の消滅寿命スペクトルを測定することができなかった。この時間分解能の悪化は、CFD の上限値と下限値の閾値の間隔を大きくし過ぎたことが原因と考えられる。BaF₂ シンチレーターのエネルギー分解能は悪く、単色の 0.511 MeV の消滅ガンマ線がシンチレーターに入射しても、図 5.6 に示したように光電子増倍管から出力される波高値はばらつく。したがって、光電子増倍管の出力波形の立下りがあるスライスラインと交差する時間を測定すると、測定される消滅ガンマ線の放出タイミングは大きくばらつき、時間分解能悪化の要因となる。CFD の上限値と下限値の閾値の間隔を狭くすることで、この影響はある程度低減できるが、鉛ターゲットに入射する LCS ガンマ線の強度が弱く、消滅ガンマ線の放出頻度が少ないため、CFD の設定値を厳しくするとトリガーがかからず、データを得ることができなかった。

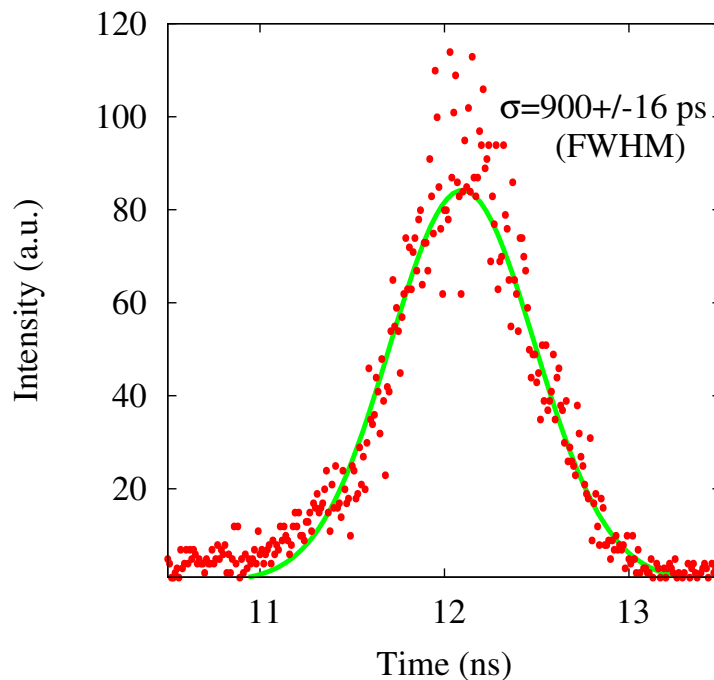


図 5.9: オンラインデータ解析による消滅ガンマ線の放出タイミング分布。緑色の曲線は、式 (5.5) でフィッティングした結果。

5.1.4 オフラインデータ解析

図 5.10 に、保存された波形の波高値を図 5.7 に示すエネルギー較正係数を用いてエネルギーに変換して算出した、鉛から放出されたガンマ線のエネルギースペクトルを示す。エネルギーが 0.5 ± 0.2 MeV の範囲内の波形を以下の方法でデータ解析した。

1. 波形を規格化

BaF₂ シンチレーターは、エネルギー分解能が悪く、エネルギーが単一の消滅ガンマ線に対して同一の波形を出力しない。波高値の揺らぎによって、時間分解能が悪化するため、波形の規格化を行う。

2. 規格化した波形が波高値の 50 ± 5 % のスライズラインと交差する時間を算出

図 5.11 に上記のデータ解析方法を用いて算出した陽電子の消滅寿命スペクトルを示す。このデータから、陽電子の消滅寿命は 183 ± 9 ps であった。鉛における陽電子の消滅寿命の理論値は 190 ps[28] であり、測定結果は理論値と良く一致している。したがって、本研究で開発した超短パルスガンマ線が陽電子消滅寿命法に応用可能

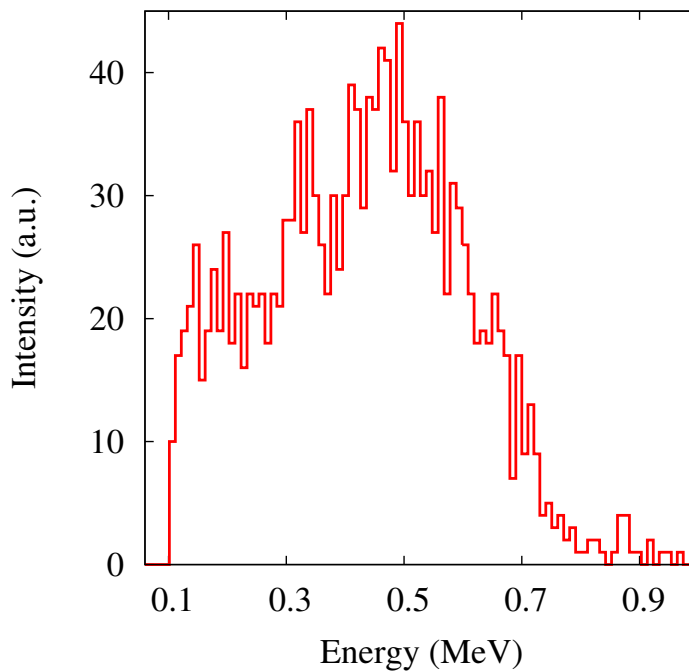


図 5.10: 鉛ターゲット測定時のエネルギースペクトル

5.1. 超短パルスガンマ線の陽電子消滅寿命測定への応用

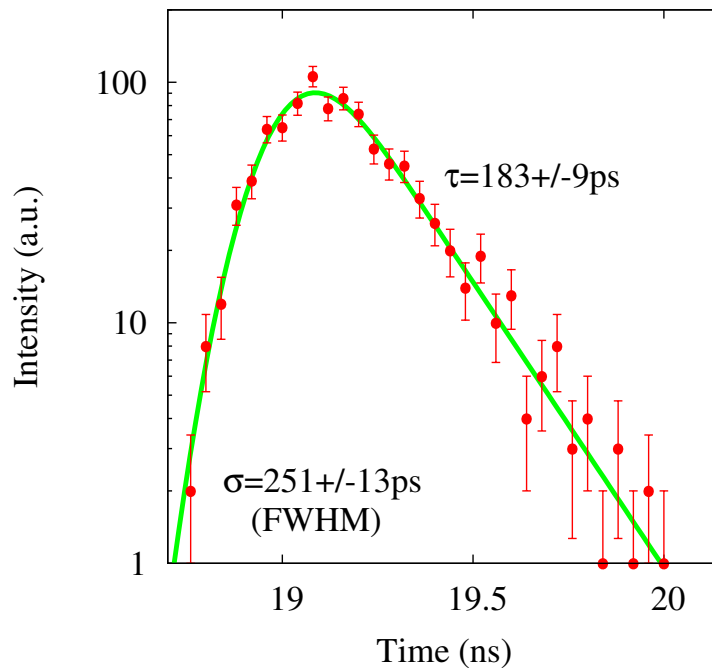


図 5.11: 波形を補間しない場合のオフラインデータ解析による陽電子消滅寿命スペクトル。緑色の曲線は、式 (5.5) でフィッティングした結果。

であることが分かった。また、測定システムの時間分解能は、 251 ± 13 ps(FWHM)であった。

5.1.5 3次スプライン補間を用いたオフラインデータ解析

前項のデータ解析方法では、200 ps 間隔の点で表現された波形データを用いて、あるスライスラインと交差する時間を算出した。離散的な波形データを用いるよりも、データ点の間を補間することで、測定システムの時間分解能を向上できることは容易に想像できる。3次の多項式を用いてデータ点の間を補間する3次スプライン補間を用いてデータ解析を行った。

3次スプライン補間について説明する。3次スプライン補間は、3次の多項式を用いてデータ間を連続関数で補間する方法である。補間されるデータとスプライン曲線概念を図 5.12 に示す。補間するデータを $(x_0, y_0), (x_1, y_1), \dots, (x_N, y_N)$ とし、スプライン曲線を

$$S_j(x) = a_j(x - x_j)^3 + b_j(x - x_j)^2 + c_j(x - x_j) + d_j \quad (j = 0, 1, \dots, N - 1) \quad (5.6)$$

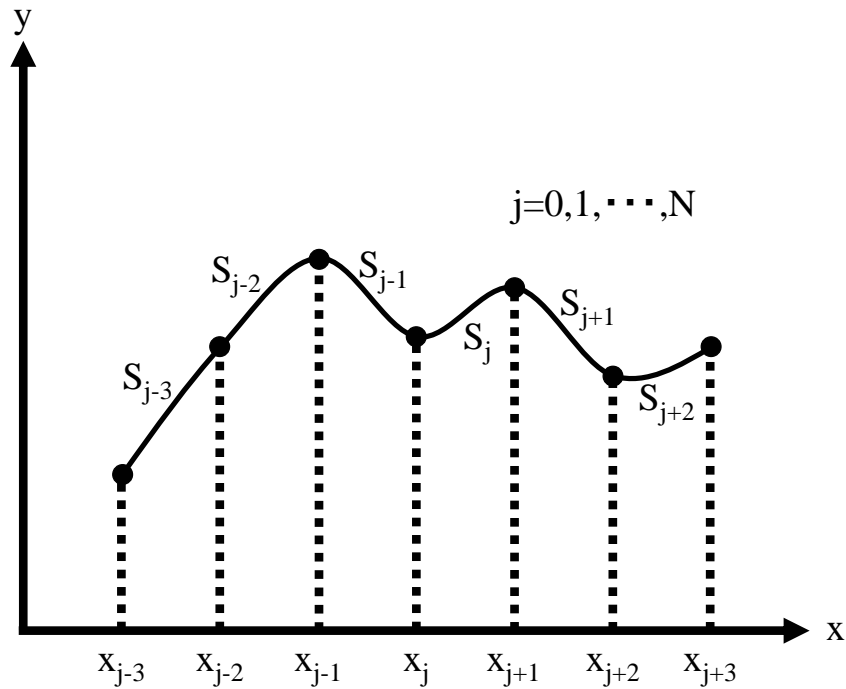


図 5.12: 補間されるデータとスプライン曲線

とおく。 x_j は分かっているので、 a_j, b_j, c_j, d_j が求まれば、スプライン曲線が導出できる。未知数が $4N$ 個あるので、 $4N$ 個の方程式が必要であるが、以下の条件を元に方程式を解く。

1. $S_j(x)$ が全てのデータ点を通る。
2. 境界における 1 次導関数が連続
3. 境界における 2 次導関数が連続
4. x_0, x_N における 2 次導関数が 0

まず、条件 3 より、

$$S''_{j-1}(x_j) = S''_j(x_j) = u_j \quad (5.7)$$

であり、 $S''_j(x_j) = u_j$ とおくと、 $S''_j(x_j) = 2b_j$ より、

$$b_j = \frac{u_j}{2} \quad (5.8)$$

また、 $S''_j(x_{j+1}) = 6a_j(x_{j+1} - x_j)$ より、

$$a_j = \frac{u_{j+1} - u_j}{6(x_{j+1} - x_j)} \quad (5.9)$$

5.1. 超短パルスガンマ線の陽電子消滅寿命測定への応用

次に、条件 1 より、

$$d_j = S_j(x_j) = y_j \quad (5.10)$$

であり、 $S_j(x_{j+1}) = y_{j+1}$ より、

$$\begin{aligned} c_j &= \frac{y_{j+1} - a_j(x_{j+1} - x_j)^3 - b_j(x_{j+1} - x_j)^2 - d_j}{x_{j+1} - x_j} \\ &= \frac{y_{j+1} - \frac{1}{6}(u_{j+1} - u_j)(x_{j+1} - x_j)^3 - \frac{1}{2}u_j(x_{j+1} - x_j)^2 - y_j}{x_{j+1} - x_j} \\ &= \frac{y_{j+1} - y_j}{x_{j+1} - x_j} - \frac{1}{6}(x_{j+1} - x_j)(2u_j + u_{j+1}) \end{aligned} \quad (5.11)$$

である。このように、 a_j, b_j, c_j, d_j を u_j で表すことができた。後は、 u_j を求めれば良い。

条件 4 より、 $u_0 = u_N = 0$ なので、 $u_j (j = 1, 2, \dots, N-1)$ を求める。条件 2 より、 $S'(x_{j+1}) = S'_{j+1}(x_{j+1})$ なので、

$$3a_j(x_{j+1} - x_j)^2 + 2b_j(x_{j+1} - x_j) + c_j = c_{j+1} \quad (5.12)$$

これに、式 (5.8),(5.9),(5.11) を代入して整理すると、

$$(x_{j+1} - x_j)u_j + 2(x_{j+2} - x_j)u_{j+1} + (x_{j+2} - x_{j+1})u_{j+2} = 6 \left(\frac{y_{j+2} - y_{j+1}}{x_{j+2} - x_{j+1}} - \frac{y_{j+1} - y_j}{x_{j+1} - x_j} \right) \quad (5.13)$$

となり、この式は、 $j = 0, 1, \dots, N-2$ で成立する。ここで、 x_j は、0.2 ns 間隔のデータなので、 $x_{j+1} - x_j = 0.2$ ns, $x_{j+2} - x_j = 0.4$ ns である。したがって、式 (5.13) は、

$$u_j + 4u_{j+1} + u_{j+2} = 150(y_{j+2} - 2y_{j+1} + y_j) \quad (5.14)$$

となる。 $h_j = 150(y_{j+1} - 2y_j + y_{j-1})$ とおき、式 (5.14) を行列表示すると、

$$\begin{pmatrix} 4 & 1 & & & & \\ 1 & 4 & 1 & & & \\ & & \ddots & & & \\ & & & 1 & 4 & 1 \\ & & & & \ddots & \\ & & & & & 1 & 4 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_1 \\ u_2 \\ \vdots \\ u_j \\ \vdots \\ u_{N-1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} h_1 \\ h_2 \\ \vdots \\ h_j \\ \vdots \\ h_{N-1} \end{pmatrix} \quad (5.15)$$

となる。 y_j は分かっているので、ガウスの消去法などを用いて式 (5.15) を解くことで全ての u_j が求まり、スプライン曲線 S_j を導出することができる。

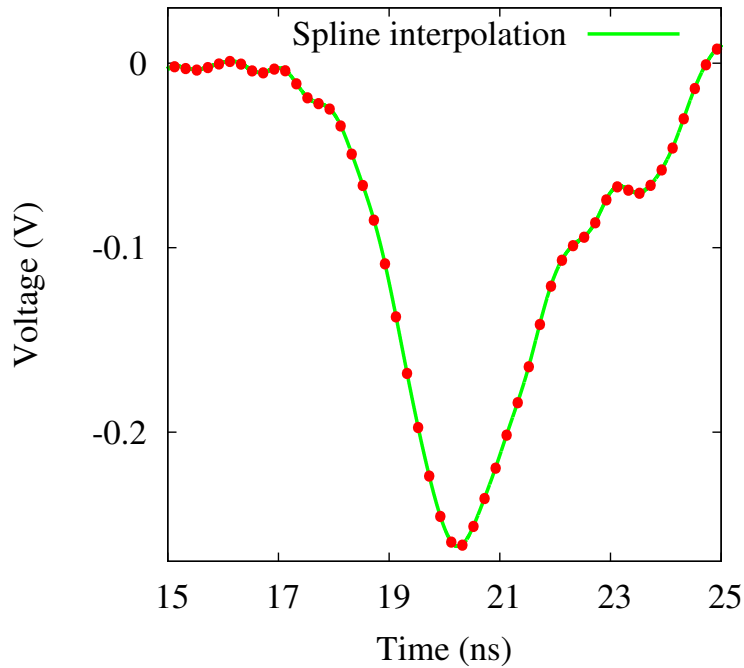


図 5.13: 光電子増倍管の出力波形例と3次スプライン補間

3次スプライン補間を用いて、実際の波形データの1つを補間したものを図5.13に示す。3次スプライン補間によって、データ点の間が、滑らかな曲線で補間されている。

図5.14に3次スプライン補間を用いて算出した陽電子の消滅寿命スペクトルを示す。陽電子の消滅寿命は 192 ± 9 psであり、理論値と良く一致している。また、測定システムの時間分解能は、 205 ± 11 ps(FWHM)であり、データ点の間を補間することで、時間分解能が改善することが分かった。

5.1. 超短パルスガンマ線の陽電子消滅寿命測定への応用

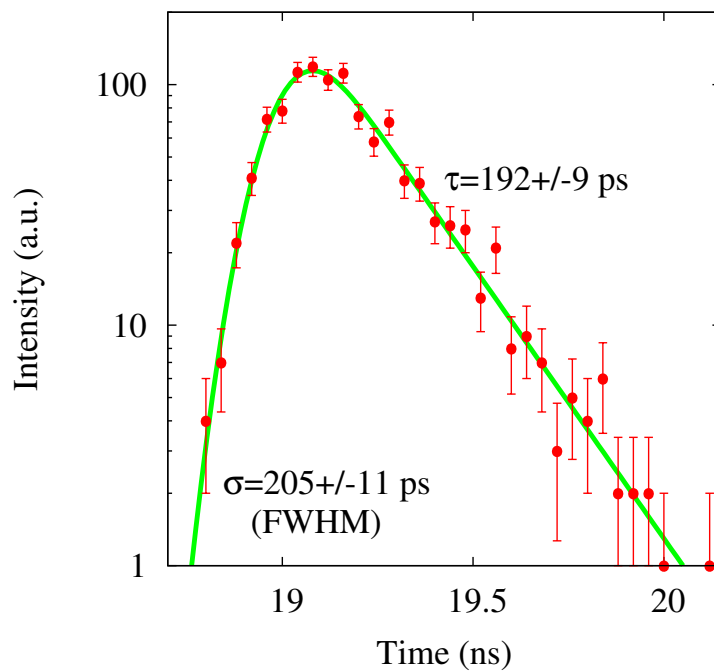


図 5.14: 3次スプライン補間を用いた場合のオフラインデータ解析による陽電子消滅寿命スペクトル。緑色の曲線は、式 (5.5) でフィッティングした結果。

5.2 陽電子消滅寿命測定の解析データを用いたパルス幅上限値の評価

陽電子消滅寿命測定の測定システムの時間分解能の値 $T_s = 205 \pm 11$ ps(FWHM) から、ガンマ線のパルス幅の上限値を評価する。

T_s は、以下の式で記述される。

$$T_s^2 = T_p^2 + T_{tts}^2 + T_{edge}^2 + T_L^2 + T_B^2 + T_{oscillo}^2 + T_{trig}^2 \quad (5.16)$$

ここで、 T_p はガンマ線のパルス幅、 T_{tts} は光電子増倍管 (H3378) の時間分解能 transit time spread、 T_{edge} は光電子増倍管の出力波形 (立下りの形状) のばらつきによる時間ジッタ、 T_L は鉛内部の対消滅を起こす位置の違いによる時間差、 T_B は BaF₂ 内部のシンチレーター光の光路差、 $T_{oscillo}$ はオシロスコープの時間分解能、 T_{trig} はトリガー信号の時間ジッタである。

1 光子入射に対する T_{tts} の値は 370 ps(FWHM) であるが、入射光子数が増えることでこの値は改善し、おおよそ光電子数の平方根に反比例する [62]。BaF₂ シンチレーターの発光量は、1800 photons MeV⁻¹ であり [63]、対消滅ガンマ線の入射に対しては、約 900 個の発光がある。参考文献 [62] では、光電子数が 100 個のときに $T_{tts} = 50$ ps である。

また、 $T_{oscillo}$ と T_{trig} に関しては、RF 周波数のトリガー信号をセルフトリガーで時間ジッタの測定をすることで推定できる。図 5.2 のトリガー信号の時間ジッタを測定すると、77 ps(FWHM) であり、オシロスコープの時間分解能を含んだトリガー信号の時間ジッタは、77 ps である。

次に、鉛内部の対消滅を起こす位置の違いによる時間差 T_L について考察する。LCS ガンマ線が、鉛板で対生成を起こし、陽電子が発生後、対消滅を起こして消滅ガンマ線が BaF₂ シンチレーターに入射するまでの経緯を図 5.15 に示す。対生成によって発生した陽電子が、熱化するまでに鉛内部を走行する距離は、おおよそ 2 mm 程度である。この距離を走行するとき生じる入射ガンマ線と陽電子の時間差は、後述する式 (5.18) を用いて計算され、1 ps 以下である。したがって、陽電子が消滅するとき、陽電子と入射ガンマ線との時間差は無視できる。鉛板の長さが 50 mm なので、LCS ガンマ線が対生成を起こす位置によって、消滅ガンマ線間に時間差が生じる。そこで、EGS5 を用いて鉛ターゲットに入射する LCS ガンマ線のエネルギー

5.2. 陽電子消滅寿命測定のための解析データを用いたパルス幅上限値の評価

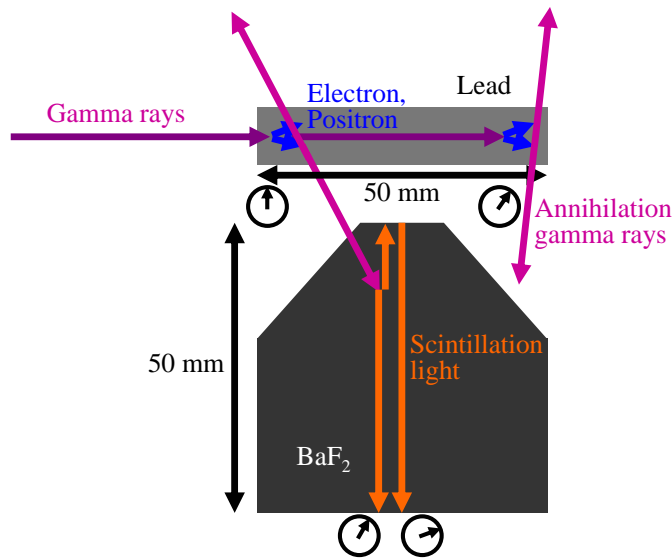


図 5.15: 消滅ガンマ線の時間差とシンチレーション光の光路差

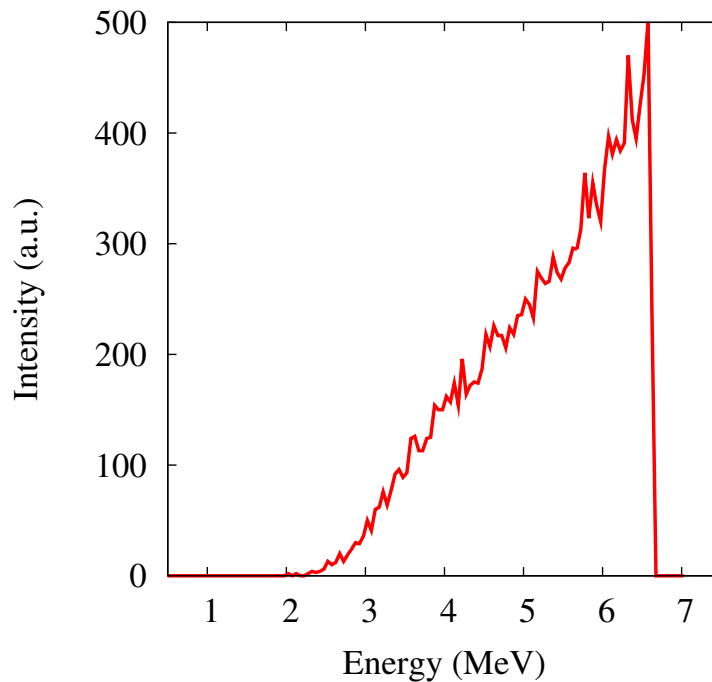


図 5.16: EGS5 を用いて計算した鉛板に入射する LCS ガンマ線のエネルギースペクトル

スペクトルを計算し、ガンマ線の透過率を計算する。EGS5 を用いて計算した LCS ガンマ線のエネルギースペクトルを、図 5.16 に示す。ガンマ線の透過率は、式 (4.2) で与えられ、ガンマ線に対する鉛の吸収係数は、図 5.4 で与えられる。式 (4.2) を用いて計算される LCS ガンマ線が鉛で半減する距離は、14 mm であった。つまり、

第5章 陽電子消滅寿命測定への応用とパルス幅上限値の評価

消滅ガンマ線の間には、少なくとも $T_L \geq 47$ ps の時間差が生じる。対生成の断面積は原子番号の二乗に比例するため、鉛よりも原子番号の小さい物質を測定するときには、LCS ガンマ線が半減する距離は大きくなる。例えば、鉄の場合は 28 mm となり、消滅ガンマ線の間には少なくとも 93 ps の時間差が生じる。アルミニウムの場合には 90 mm となり、300 ps である。したがって、この影響を軽減するためにも、BaF₂ シンチレーターの前方にコリメーターを設置し、特定の方向の消滅ガンマ線を測定するなどの工夫が必要である。

次に、BaF₂ 内部のシンチレーター光の光路差 T_B について考察する。消滅ガンマ線の入射によって発生するシンチレーション光は、発生点から等方的に放出され、光電子増倍管にまっすぐ進行して入射する光子と、側面に反射して光電子増倍管に入射する光子が存在し、その光路差によって到着時間が異なる。Photon Cross Section Database[59] から取得した消滅ガンマ線 (0.511 MeV) に対する BaF₂ の全吸収係数は、 $\lambda = 9.1 \times 10^{-2} \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ である。また、BaF₂ の密度は、 4.9 g cm^{-3} なので、式 (4.2) より計算される消滅ガンマ線の透過率が半減する距離は、 $l = 1.56 \text{ cm}$ である。光電子増倍管の光電面に到着するシンチレーション光には、少なくともこの距離の 2 倍の光路差が生じる。したがって、シンチレーション光には、少なくとも $T_B \geq 104$ ps の時間差が生じる。

式 (5.16) を用いて、測定システムの時間分解能から T_{tts} , T_{oscillo} , T_{trig} , T_L , T_B の影響を差し引くと、

$$T_p = \sqrt{205^2 - 50^2 - 77^2 - 47^2 - 104^2} = 143 \text{ ps}$$

となり、オシロスコープの時間分解能、トリガー信号の時間ジッタ、鉛内部で対消滅を起こす位置による時間差や、シンチレーター光の光路差は、時間分解能には大きく影響していない。

参考文献 [60] では、²²Na 線源を用いて陽電子の消滅寿命測定が行われ、本実験と同様に BsF₂ シンチレーターとオシロスコープを用いて、時間分解能 120 ps を達成している。その時間分解能は、光電子増倍管の出力波形 (立下りの形状) のばらつき T_{edge} に大きく依存しており、シンチレーターに入射するガンマ線のエネルギーが大きくなることで改善されるとした。したがって、本研究で用いた測定システムの時間分解能の値も、光電子増倍管の出力波形のばらつきに大きく影響されていると考えられる。

5.2. 陽電子消滅寿命測定 of 解析データを用いたパルス幅上限値の評価

陽電子消滅寿命測定 of 時間分解能について考察したが、解析データのフィッティングで得られる時間分解能の値 205 ps 及び、諸々の時間分解能の悪化の影響を差し引いた値 143 ps は、実験時の電子ビームのバンチ長 400 ps よりも小さくなっている。したがって、90 度衝突 LCS で発生されるガンマ線のパルス幅が、電子ビームのバンチ長よりも小さくなっていることを実証できた。

5.3 MPPCを用いたパルス幅上限値の評価

5.3.1 Multi Pixel Photon Counter (MPPC)

MPPCは、複数のガイガーモードAPD(アバランシェフォトダイオード)のピクセルから成る高感度の半導体素子であり、シングルフォトンカウンティング、高い検出効率、高速応答、広い波長感度域、常温動作など優れた特徴を有する。APDに光子が入射すると、キャリア(伝導電子と正孔)が発生し、高電界によってキャリアは加速され、また新たなキャリアを発生し、そのキャリアも加速され、新たなキャリアを発生する連鎖が起きる。これをアバランシェ増幅と呼び、 $10^5 \sim 10^6$ の高い増倍率が得られる。このアバランシェ増幅が起きている状態で動作させることがガイガーモードと呼ばれる。APDピクセルは、光子を検出したときにパルス信号を出力し、MPPCの出力信号は、全APDピクセルの総和になる。

パルス幅測定に利用したMPPCモジュール(浜松ホトニクス C10507-11-100U)を図5.17に示す。MPPCモジュールは、有効受光面 1 mm^2 のMPPC、I-V変換回路、高速コンパレーター回路、高圧電源回路、温度補償回路、カウンタ回路、マイコンから構成される。波長感度範囲は、 $320 \sim 900\text{ nm}$ であり、検出効率は、45%(波長



図 5.17: 実験に使用した MPPC モジュール C10507-11-100U

5.3. MPPC を用いたパルス幅上限値の評価

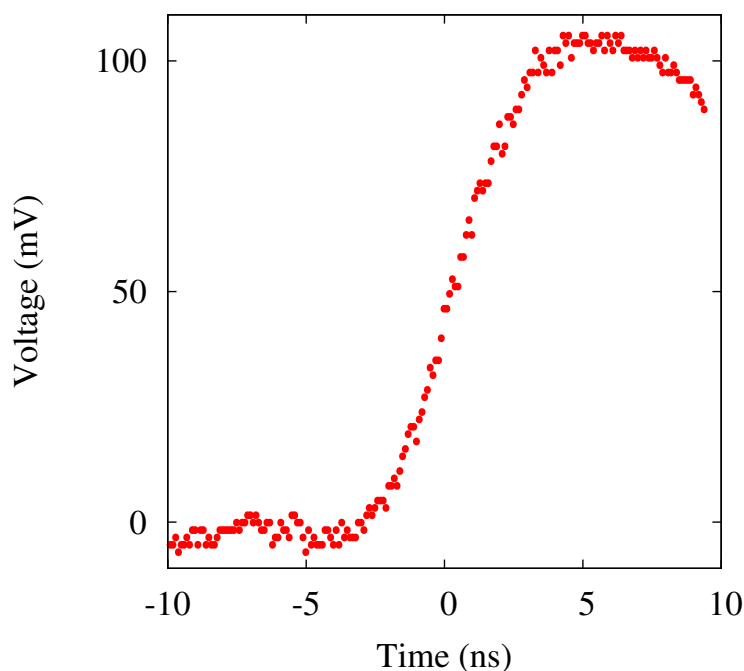


図 5.18: 1 光子検出時の MPPC モジュールの出力波形

440 nm) である。また、パソコンと USB で接続することで、電源供給が行われる。パルス幅測定では、MPPC の出力信号から I-V 変換アンプを通したアナログ出力信号を利用した。図 5.18 に 1 光子検出時の MPPC モジュールの出力波形を示す。このアナログ出力は、1 光子当たり 100 mV を出力し、1 光子検出信号の立ち上がり時間は 5 ns、立ち下り時間は 150 ns である。

フェムト秒 Ti:Sa レーザーを用いて、1 光子入射に対する MPPC モジュールの時間分解能の測定を行った。測定システムのセットアップは、後述する図 5.21 に示すセットアップとほぼ同じである。レーザーシステム本体のすぐ近くに、MPPC モジュールを設置し、十分に減衰したレーザーを受光面に直接入射した。オシロスコープを用いて、1 kHz のプレトリガー信号とモードロックレーザーを測定しているフォトダイオードの信号でトリガーをかけ、オシロスコープの機能 ‘Phistogram’ を用いて、MPPC モジュールの出力信号が 50 ± 0.5 mV のスライスラインを横切るタイミング分布を測定した。

図 5.19 に時間分解能の測定結果を示す。右側のピークは、1 光子入射に対する分布であり、その分布の幅は、ガウス関数のフィッティングより、 477 ± 7 ps(FWHM) であった。また、左側のピークは、2 光子入射に対する分布である。MPPC モジュー

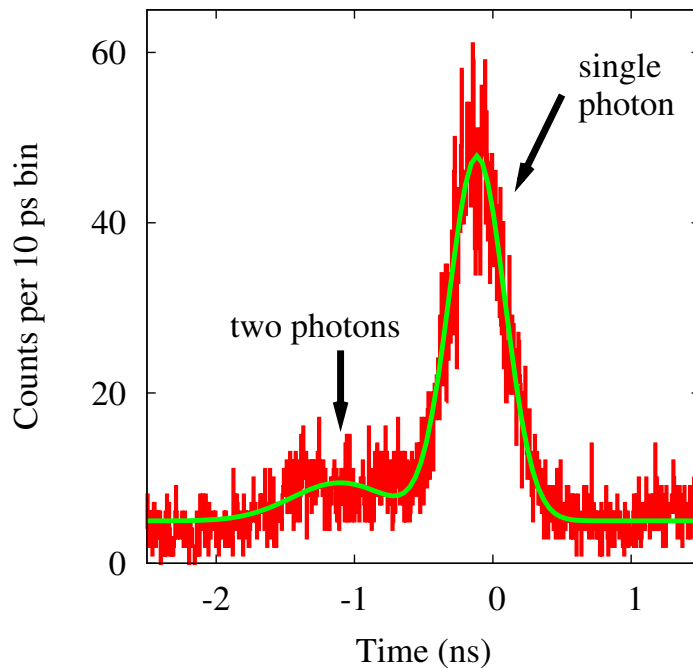


図 5.19: MPPC モジュールの時間分解能測定。緑色の曲線は、ガウス分布でフィッティングした結果。

ルは、2光子を検出したとき、200 mV 出力するので、スライスラインである 50 mV を横切るタイミングは、1光子検出信号よりも2光子検出信号の方が早くなる。また、タイミング分布にオフセットがある原因は、MPPCのダークカウントと考えられる。ダークカウントは、光子の入射に関係なく熱的に発生した暗電流のキャリアによってパルスが出力される現象であり、MPPCの温度を下げることでその影響を減らすことが可能である。

5.3.2 MPPC で評価可能なパルス幅上限値の推定

MPPC モジュールの時間分解能は、477 ps なので、サブピコ秒またはピコ秒の超短パルスガンマ線のパルス幅を直接測定することはできない。しかし、前項で述べた時間分解能の測定方法を応用することで、MPPC を用いてパルス幅の上限値をピコ秒領域で評価することができる。光検出器の時間分解能の測定方法は、光源に同期したスタート信号と光検出器から出力されるストップ信号間の時間を測定することで行われる。測定されるタイミング分布の幅 T_m は、以下のように記述される。

$$T_m^2 = T_r^2 + T_p^2 + T_j^2 \quad (5.17)$$

5.3. MPPC を用いたパルス幅上限値の評価

ここで、 T_r は光検出器の時間分解能、 T_p は光源のパルス幅、 T_j は測定システムの時間ジッタである。光源のパルス幅と時間ジッタが、光検出器の時間分解能よりも十分小さい場合、測定されるタイミング分布の幅は、前項の測定のように、光検出器の時間分解能の値とほぼ等しくなる。

ここで、時間分解能 477 ps の MPPC モジュールを用いて評価できるパルス幅の上限値について考察する。時間ジッタが無視できる理想的な条件下での、MPPC モジュールで測定されるタイミング分布の幅と、ガンマ線パルス幅の数値的な関係を図 5.20 に示す。もし、ガンマ線のパルス幅が、82 ps よりも大きければ、測定されるタイミング分布の幅は、MPPC モジュールの時間分解能 477 ± 7 ps よりも有意に大きくなる。つまり、時間ジッタが無視できる理想的な条件において、MPPC モジュールを用いて評価できる最も短いガンマ線のパルス幅は、82 ps である。このパルス幅の上限値は、MPPC モジュールの時間分解能の測定精度を向上することや、さらに高速応答の光検出器を用いることで、下げることができる。MPPC モジュールよりも高速応答の光検出器としては、時間分解能が 25 ps の MicroChannel Plate

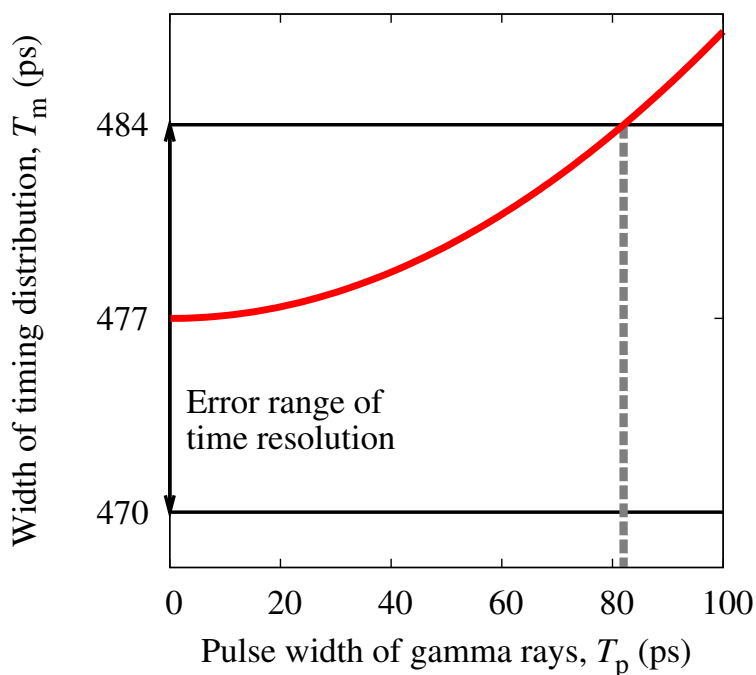


図 5.20: 時間ジッタが無視できる理想的な条件下で MPPC モジュールを用いて測定されるタイミング分布の幅とガンマ線パルス幅の関係 (赤色の曲線)。黒色の実線は MPPC モジュールの時間分解能の誤差範囲 477 ± 7 ps であり、灰色の破線は MPPC モジュールが評価できる最も短いパルス幅を表す。

PhotoMultiplier Tube (浜松ホトニクス R3809U-50) が考えられる。

5.3.3 パルス幅測定実験

実験の概要を図 5.21 に示す。この実験は平成 22 年度に行われ、電子蓄積リング全体の図は、図 2.4 に示した。また、実験時の電子ビームとレーザーのパラメータ及び、それらの値を用いて計算されるガンマ線のパラメータを表 5.2 にまとめた。

レーザーの光学系やガンマ線の測定場所などは、第 4.2 節の偏極ガンマ線の発生実験とほとんど変わらない。実験条件から計算されるガンマ線のパルス幅は、5 ps(FWHM) であり、MPPC モジュールの時間分解能よりも十分に小さい条件の下、実験を行った。

MPPC は、ガンマ線を直接検出できないため、ガンマ線を厚さ 0.5 mm のタングステン板に照射して荷電粒子である電子と陽電子を発生させ、それらが MPPC の受光窓である厚さ 0.35 mm の UV ガラスを通過するときに放射されるチェレンコフ光を MPPC で検出した。このチェレンコフ光のガンマ線に対するパルス幅の広がりについては、次項で考察する。衝突点から下流側 5.5 m の位置にタングステン板と MPPC モジュールを設置した。また、MPPC は、高感度の光検出器なので、タング

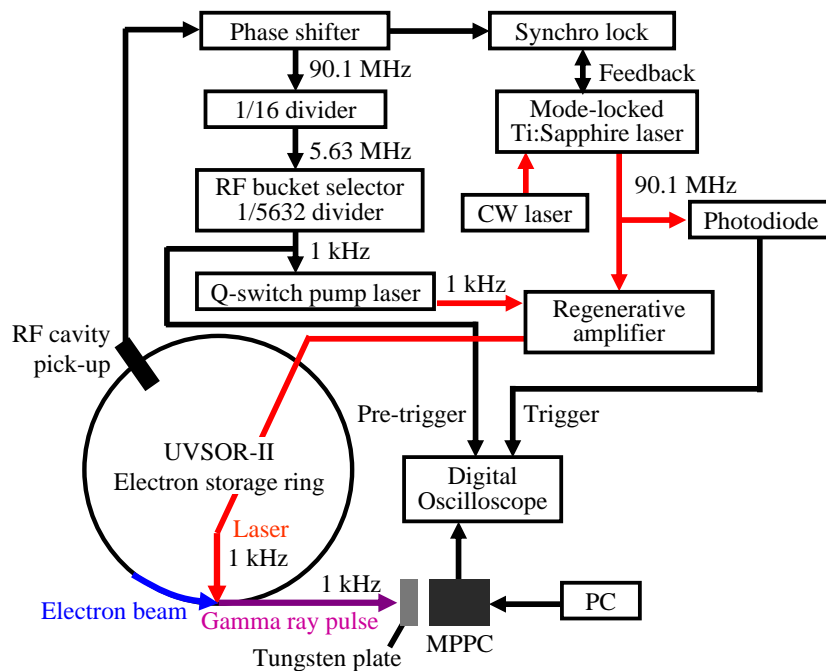


図 5.21: MPPC モジュールを用いたガンマ線パルス幅上限値測定実験の概要図

5.3. MPPC を用いたパルス幅上限値の評価

表 5.2: MPPC モジュールを用いたガンマ線パルス幅上限値測定実験の各種パラメータ

電子ビーム	
エネルギー (MeV)	750
電流値 (mA)	15
水平、鉛直ビームサイズ (mm)	0.62, 0.035(rms)
バンチ長 (ps)	320(FWHM)
レーザー	
波長 (nm)	800
パワー (W)	2.4
繰り返し (Hz)	1000
水平、鉛直ビームサイズ (mm)	≤ 0.01 (rms)
パルス幅 (ps)	0.7(FWHM)
ガンマ線	
最大エネルギー (MeV)	6.6
強度 (photons s ⁻¹)	1.2×10^6
パルス幅 (ps)	5(FWHM)

ステン板と MPPC モジュールを黒い布で遮光しながら測定を行った。第 5.3.1 項で述べた時間分解能の測定方法と同様のセットアップで測定を行った。

5.3.4 チェレンコフ光の光子数とパルス幅の拡がり

EGS5 と理論式を用いて、チェレンコフ光の光子数とガンマ線の対するパルス幅の拡がりを数値計算する。

最初に、EGS5 を用いて、LCS ガンマ線の照射によってタングステン板で発生する電子と陽電子の運動エネルギーを計算する。ガンマ線の散乱角 1 mrad までの範囲内で計算した電子と陽電子の運動エネルギースペクトルを図 5.22 に示す。陽電子は、対生成のみで発生するのに対して、電子は、対生成またはコンプトン散乱によって発生するので、電子の全収量は、陽電子のそれよりも高くなっている。ガンマ線に対する電子と陽電子の生成効率は、それぞれ 0.44 % と 0.15 % であり、ガンマ線の 1 パルス当たりの強度は、 1.2×10^3 photons pulse⁻¹ なので、ガンマ線 1 パルス当たり 7 個の電子と陽電子が発生する。

次に、タングステン板から発生する荷電粒子 (電子または陽電子) とガンマ線間の

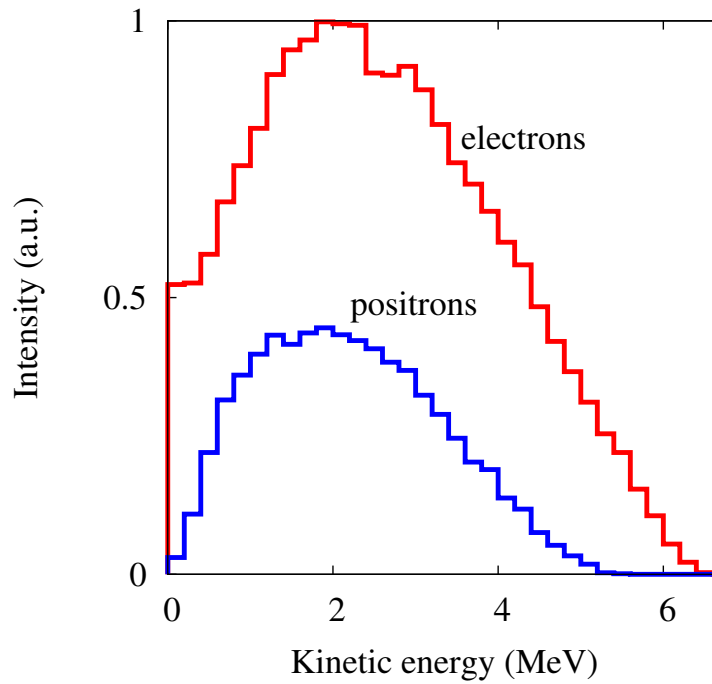


図 5.22: LCS ガンマ線の照射によってタングステン板から発生する電子と陽電子の運動エネルギースペクトル

時間差 Δt を計算する。 Δt は、以下のように記述される。

$$\Delta t = \left(\frac{1}{\beta_e} - 1 \right) \frac{l}{c} = \left(\frac{E_e + m_e c^2}{\sqrt{E_e^2 + 2E_e m_e c^2}} - 1 \right) \frac{l}{c} \quad (5.18)$$

ここで、 $\beta_e = v_e/c$ (v_e は荷電粒子の速度)、 l はタングステン板の厚み、 E_e は荷電粒子の運動エネルギー、 $m_e c^2$ は電子の静止エネルギーである。荷電粒子の運動エネルギーが、図 5.22 におけるピークエネルギーである 2 MeV のとき、 Δt は 36 fs となる。タングステン板の厚さが薄く、荷電粒子のエネルギーが高いため、荷電粒子のパルス幅は、ガンマ線に対してほとんど広がらない。これは、荷電粒子と UV ガラスの通過によって放射されるチェレンコフ光間の時間差についても同様であり、チェレンコフ光のパルス幅は、ガンマ線のパルス幅に対してほとんど広がらない。

次に、チェレンコフ光の光子数を計算する。荷電粒子が、屈折率 n の媒質を通過するとき、単位波長 λ あたりのチェレンコフ光の光子数は、以下の式で記述される。

$$\frac{dN_c}{d\lambda} = \frac{2\pi}{137\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{n^2\beta_e^2} \right) \quad (5.19)$$

ここで、

$$\frac{1}{n\beta_e} = \cos \theta_c \quad (5.20)$$

5.3. MPPC を用いたパルス幅上限値の評価

であり、 θ_c はチェレンコフ光の放射角である。荷電粒子の運動エネルギーが、媒質の屈折率で決まるエネルギー閾値よりも大きければ、チェレンコフ光が放射される。媒質が空気と UV ガラス ($n = 1.48$) の場合、式 (5.20) から計算されるエネルギー閾値は、それぞれ、21 MeV と 0.18 MeV である。本実験においては、空気中ではなく UV ガラスでのみチェレンコフ光が放射される。

EGS5 で計算した電子と陽電子の運動エネルギーと空間分布の結果を用いて、MPPC の受光面に付属の UV ガラスで放射されるチェレンコフ光の光子数を計算した。EGS5 は、チェレンコフ光を計算できないので、C 言語を用いて、計算コードを作成した。その結果、MPPC の波長感度域の 320 ~ 900 nm の範囲で、MPPC 受光面 (1 mm^2) に入射するチェレンコフ光の光子数は、ガンマ線 1 パルス当たり、 $0.3 \text{ photon pulse}^{-1}$ であった。

5.3.5 パルス幅上限値の評価

図 5.23 に、LCS ガンマ線測定時の MPPC モジュールの出力信号とトリガー信号間のタイミング分布の測定結果を示す。1 光子入射の分布の幅は、ガウス関数のフィッティングより、 $720 \pm 30 \text{ ps}$ (FWHM) であった。時間ジッタを含んだガンマ線のパルス幅は、式 (5.17) を用いて、

$$\sqrt{T_p^2 + T_j^2} = 540 \pm 40 \text{ ps.}$$

と計算される。この値は、第 5.3.2 項で見積もったガンマ線パルス幅の上限値の値 82 ps よりもはるかに大きくなっている。これは、トリガー信号のシグナルノイズ比が低く、そのケーブル長が 30 m あったために、ノイズによって時間ジッタが増大したことが原因だと考えられる。トリガー信号の立ち上がり時間は、60 mV あたり 2 ns であり、トリガー信号を伝送しているケーブルが拾ったノイズによって、数 100 ps の時間ジッタは容易に生じると考えられる。実験時の電子ビームのバンチ長は、320 ps であり、ガンマ線のパルス幅が電子ビームのバンチ長よりも小さくなっていることを実証することはできなかった。

時間ジッタの増大を改善して実験したのが、陽電子消滅寿命測定である。その時のトリガー信号の時間ジッタは、77 ps であった。この値は、第 5.3.2 項で推定したパルス幅の上限値 82 ps よりも小さいので、このトリガー信号を使用することで、

第5章 陽電子消滅寿命測定への応用とパルス幅上限値の評価

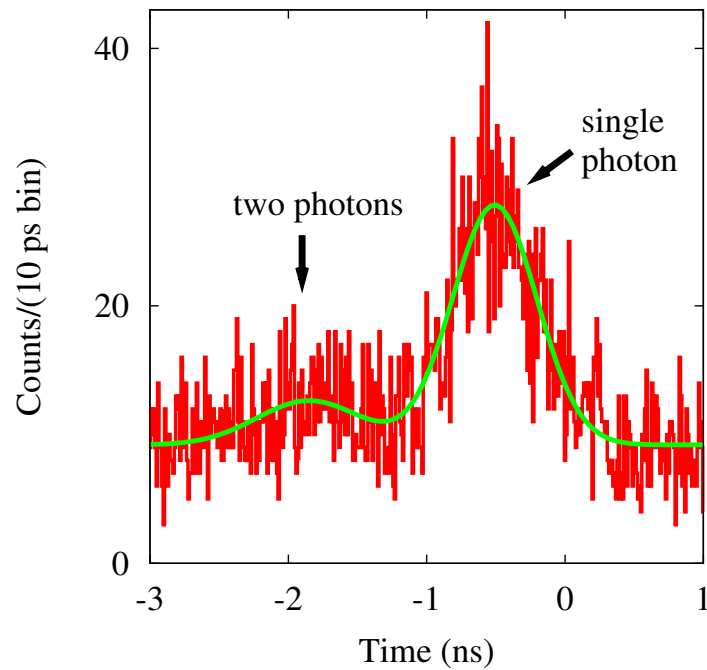


図 5.23: LCS ガンマ線測定時の MPPC モジュールの出力信号とトリガー信号間のタイミング分布。緑色の曲線は、ガウス分布でフィッティングした結果。

MPPC モジュールを用いてガンマ線パルス幅の上限値を 82 ps まで下げることができると考えられる。

5.4 光カー効果を用いたパルス幅測定の見直し

第 5.2 節では、陽電子消滅寿命測定の見直しデータを用いて、ガンマ線のパルス幅が 143 ps 以下であることを示し、90 度衝突 LCS によって発生するガンマ線のパルス幅が、電子ビームのバンチ長よりも確かに短くなっていることを実証した。第 5.3 節では、時間分解能 477 ps の光検出器を用いることでガンマ線のパルス幅が 82 ps 以下であると示せると述べたが、実験では時間ジッタの影響によってガンマ線のパルス幅が 540 ps 以下であると示すに留まった。いずれのパルス幅測定方法を用いても、サブピコ秒からピコ秒領域のガンマ線のパルス幅を測定することはできない。この時間領域におけるガンマ線のパルス幅測定を行うためには、全く異なる測定方法を考える必要がある。

そこで、LCS ガンマ線の発生に超短パルスレーザーを使用していることに着目し、超短パルスレーザーと超短パルスガンマ線のポンププローブを用いた超短パルスガンマ線のパルス幅測定方法を検討する。ポンププローブは、ポンプ光によって誘起される超高速現象をプローブ光の吸収スペクトル測定などを行い、その現象を解析する方法である。本研究では、超短パルスレーザーによって誘起される光カー効果と呼ばれる現象を利用し、超短パルスガンマ線のパルス幅を測定する方法を考察する。

光カー効果を用いた超短パルスガンマ線のパルス幅測定の概要を図 5.24 に示す。光カー効果は、物質に光を当てると物質の屈折率が変化する現象である。屈折率の変化は、構成する分子が光電場の方向に配向することに起因する。光カー効果を起

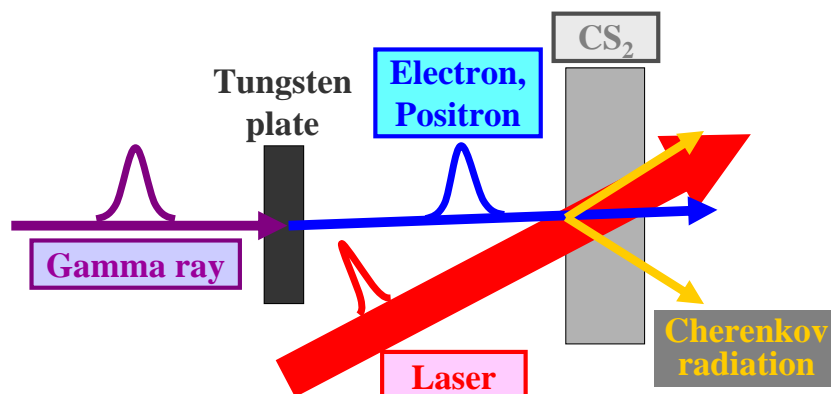


図 5.24: 光カー効果を用いた超短パルスガンマ線のパルス幅測定の概要図

第5章 陽電子消滅寿命測定への応用とパルス幅上限値の評価

こす物質に、CS₂(屈折率 1.63) を利用すると、その屈折率の変化 δn は、

$$\delta n = n_2 I \quad (5.21)$$

と記述される。ここで、 n_2 は非線形係数であり、 I はレーザーの強度である。CS₂ の場合 $n_2 = 3 \times 10^{-8} \text{ cm}^2 \text{ MW}^{-1}$ である。光カー効果は、非常に弱い現象であるが、ポンプ光にコヒーレント社製の Hidra-100 (パルス幅 0.13 ps(FWHM)、パルスエネルギー 100 mJ) のような超短パルス高強度レーザーを用いることで、CS₂ の屈折率は約 1 % 変化する。屈折率の変化は、レーザーの照射によって瞬間的に起こり、その状態は約 2 ps 持続する [64, 65]。

プローブ光には、超短パルスガンマ線を薄いタングステン板に照射して発生する超短パルス電子線を用いる。電子線のような荷電粒子が物質を通過するとき、第 5.3.4 項で述べたように荷電粒子の速度が物質中の光速よりも速い場合、チェレンコフ光が放射される。チェレンコフ光の光子数は、物質の屈折率に依存するため、超短パルスレーザーの入射によって誘起された屈折率の変化が、チェレンコフ光子数の変化となって表れる。したがって、超短パルスガンマ線に対する超短パルスレーザーのタイミングを走査しながらチェレンコフ光子数の変化を測定することで、サブピコ秒からピコ秒領域におけるガンマ線のパルス幅測定が可能であると考えられる。

光カー効果による CS₂ の屈折率変化は小さく、チェレンコフ光子数の変化は僅かであるため、シングルショットでのパルス幅測定は困難である。このため、同じタイミングでチェレンコフ光子数の測定を多数回行い、統計精度を上げることで、ガンマ線のパルス幅測定が可能であると考えられる。ポンププローブやストリークカメラを用いた測定方法では、様々なノイズによってポンプ光とプローブ光間のタイミングの揺らぎや、ストリークカメラを駆動するトリガー信号と被測定光間の揺らぎが生じ、多数回測定でその揺らぎの影響が積算されると、測定結果は期待される時間応答よりも悪化してしまう。それに対し、図 5.24 の測定方法では、ポンプ光である超短パルスレーザーが、LCS によってプローブ光である超短パルスガンマ線 (電子線) を作り出すので、ポンプ光とプローブ光の時間的な揺らぎは非常に小さいことが期待され、多数回測定を行っても時間応答の悪化は小さいと考えられる。

5.5 まとめ

90度衝突LCSで発生される超短パルスガンマ線の応用として、世界で初めてLCSガンマ線を用いた陽電子消滅寿命測定を行った。水平90度衝突によって発生するパルス幅5 ps(FWHM)のガンマ線を鉛ターゲットに照射し、鉛内部で対生成によって発生した陽電子が消滅するときに放出する消滅ガンマ線のタイミングを、BaF₂シンチレーターとオシロスコープを用いて測定した。本研究では、オンラインとオフラインのデータ解析方法をそれぞれ行った。

オンラインデータ解析では、BaF₂シンチレーターに付属の光電子増倍管から出力される信号の内、0.4 ~ 0.6 MeVの範囲内に対応する信号のみを利用した。オシロスコープの演算機能を用いて、それらの信号があるスライスラインと交差するタイミング分布を測定した。しかし、消滅ガンマ線の放出頻度が少く、エネルギー分別の範囲を広げたために波高値のばらつきが大きくなり、時間分解能が悪化して陽電子の消滅寿命スペクトルは測定できなかった。

オフラインのデータ解析では、低ジッタの信号と同期してBaF₂シンチレーターに付属の光電子増倍管から出力される信号を全て保存した。最初に、保存した波形の内、0.3 ~ 0.7 MeVの範囲内に対応する波形の規格化を行い、あるスライスラインと交差するタイミングを算出した。その結果、陽電子の消滅寿命スペクトルを測定することに成功し、寿命が 183 ± 9 psと測定され、理論値と良く一致した。次に、保存した波形は200 ps間隔の点で表現されるため、3次の多項式で波形データを補間して陽電子消滅寿命スペクトルを算出した。陽電子の消滅寿命が 192 ± 9 psと測定され、理論値と良く一致した。波形を補間することで、測定システムの時間分解能が250 psから205 psに改善することが分かった。超短パルスのLCSガンマ線が、陽電子消滅寿命測定に応用可能であることを示すことができた。

超短パルスガンマ線のパルス幅上限値の評価を行った。2つの方法でパルス幅上限値の評価を行ったが、どちらにも共通することは、ガンマ線に同期した信号と検出器の出力信号のタイミングを測定したことである。

1つ目の方法では、陽電子消滅寿命測定の解析データを利用した。陽電子消滅寿命測定の時間分解能は、205 psであり、LCSガンマ線のパルス幅が、実験時の電子ビームのパンチ長400 psよりも確かに短くなっているを実証することができた。また、時間分解能について考察し、装置の時間分解能やトリガー信号の時間ジッタ及び

第5章 陽電子消滅寿命測定への応用とパルス幅上限値の評価

鉛ターゲット内部で陽電子が対消滅を起こす位置の違いによる時間差やシンチレータ光の光路差の影響による時間分解能の悪化を差し引くと、ガンマ線のパルス幅は、143 ps 以下であることが分かった。

2つ目の方法では、シングルフォトンカウンティングが可能な高感度光検出器MPPCを利用した。LCSに使用しているフェムト秒レーザーを用いて、MPPCモジュールの1光子入射に対する時間分解能を測定し、時間分解能は477 psであった。この時間分解能の測定方法をそのままガンマ線のパルス幅測定に応用することで、時間ジッタの無い理想的な条件においてMPPCが評価できる最も短いガンマ線のパルス幅は、82 psであることが分かった。しかし、ガンマ線のパルス幅測定時には、トリガー信号のノイズによって時間ジッタが増大し、時間ジッタを含んだガンマ線パルス幅の上限値は、540 psであった。この実験時の電子ビームのバンチ長は、320 psであり、目標を達成することができなかった。しかし、陽電子消滅寿命測定に利用した低ジッタのトリガー信号を使用することで、目標は十分達成できると考えられる。

サブピコ秒領域における超短パルスガンマ線のパルス幅測定方法について検討した。LCSガンマ線の発生に超短パルスレーザーを使用していることに着目し、超短パルスレーザーと超短パルスガンマ線のポンププローブを用いたパルス幅測定の方法を検討した結果、光カー効果と呼ばれるレーザーの照射によって物質の屈折率が変化する現象を用いることで、ガンマ線のパルス幅測定が可能であることが分かった。超短パルスガンマ線をタングステン板に照射して電子線を発生し、それを光カー効果によって屈折率が変化したCS₂を通過させると、光カー効果が起きていない時と比べて、チェレンコフ光の光子数が変化する。したがって、超短パルスガンマ線に対する超短パルスレーザーのタイミングを走査しながらチェレンコフ光子数の変化を測定することで、サブピコ秒からピコ秒領域におけるガンマ線のパルス幅測定が可能である。

第6章 結論

第1章で述べたように、加速器で生成される高エネルギー電子ビームにレーザーを衝突させて発生される LCS ガンマ線には、エネルギー可変、準単色、高偏極度、高指向性、大強度といった優れた特徴がある。それらの特徴を活かして、原子核物理実験だけでなく、電子ビーム診断、陽電子消滅を用いた材料分析、偏極陽電子源開発、固体物性研究、非破壊測定など多岐にわたる利用が展開されている。LCS ガンマ線のパルス幅は、電子ビームとレーザーの正面衝突によって発生されているため、電子ビームのそれと同じ数 100 ps である。高速現象の観測における強力なツールとして、サブピコ秒領域におけるレーザー、電子線、エックス線などの量子ビームの発生手法が活発に研究されているのに対し、ガンマ線の超短パルス化に関する研究は全く行われていない。本研究では、電子蓄積リングを周回する電子ビームが、そのバンチ長よりもビームサイズの方が非常に小さい形状をしていることを利用し、電子ビームとフェムト秒レーザーの 90 度衝突の方法を用いて超短パルスガンマ線源を開発し、その基礎特性の実験的評価及び応用法の開拓とパルス幅測定技術の開発を行うことを目的とした。

以下、本研究の成果を総括すると共に、その波及効果と今後の課題について述べ、結論とする。

1. 90 度衝突 LCS を用いた超短パルスガンマ線源の開発 (第3章)

電子蓄積リングを周回する電子ビームのバンチ長は、数 100 ps(数 10 mm) であり、そのビームサイズは、数 10 μm ~ 数 100 μm とバンチ長に対して非常に小さい。従来の LCS ガンマ線は、電子ビームとレーザーの正面衝突で発生されているため、ガンマ線のパルス幅は電子ビームのそれと同じ数 100 ps であった。それに対し、電子蓄積リングを周回する電子ビームのビームサイズがそのバンチ長に対して非常に小さい特徴を利用し、フェムト秒レーザーを電子ビームに対して 90 度方向から入射することで、これまでに無い光源であ

第6章 結論

るパルス幅サブピコ秒の超短パルスガンマ線の発生が可能となる。ガンマ線のパルス幅に関する理論式を導出し、鉛直 90 度衝突によって、パルス幅 120 fs(rms) の超短パルスガンマ線が発生可能であることを示した。また、ガンマ線のパルス幅は、衝突角度によって連続的に変えることができ、電子ビームのビームサイズが鉛直方向よりも水平方向に長い扁平な形状をしていることを利用し、レーザーの入射方向を切り替えることでパルス幅サブピコ秒からピコ秒の超短パルスガンマ線が発生可能であることを示した。線形加速器を用いて、同様の方法を利用した超短パルスエックス線源の開発が行われている [37]。本研究では、線形加速器よりもエネルギーの高い放射光源用電子蓄積リングを用いて、エックス線よりもエネルギーの高いガンマ線領域の超短パルス光源の開発を世界で初めて行った。

2. エネルギー可変性の実験的評価 (第4章)

LCS ガンマ線のエネルギーを変えるためには、電子ビームのエネルギーを変える、レーザーの波長を変える、ガンマ線の取り込む領域を制限する、電子ビームとレーザーの衝突角度を変えるの 4 つの方法がある。LCS ガンマ線の発生を放射光源用の電子蓄積リングを用いて放射光の利用と共存して行うためには、電子ビームのエネルギーを変えることは現実的ではない。エネルギー拡がりや強度の観点から理想的なガンマ線が発生するためには、電子ビームとレーザーの衝突角度を変える方法が最も良いというシミュレーション結果が発表された [19]。しかし、従来の LCS は、放射光用の光取り出しポートを用いてレーザーを電子蓄積リングに導入しているため、電子ビームとレーザーの衝突角度を変えることはできず、衝突角度を変えたエネルギー可変ガンマ線の発生に関する研究は行われてこなかった。本研究では、超短パルスガンマ線発生のための 90 度衝突の方法から着想を得て、電子ビームに対するレーザーの入射角度を 90 度近傍で変えてエネルギー可変 LCS ガンマ線が発生する実験を UVSOR-II において行った。衝突角度を 70 度から 110 度の範囲内で変化させ、それぞれの衝突角度における LCS ガンマ線のエネルギースペクトルを NaI シンチレーターを用いて測定した。

電子ビームとレーザーの同期技術は、UVSOR-II において既に確立されていたが、実際に 90 度衝突によってガンマ線が発生させるためには、衝突点にお

ける電子ビームとレーザーのタイミングを 100 ps の時間領域で合わせる技術を開発する必要があった。本研究では、電子蓄積リングに付属のピックアップ電極と衝突点近傍に設置したフォトダイオードを用いて電子ビームとレーザーのタイミングを大まかに合わせ、レーザーのタイミングを調整しながら NaI シンチレーターで検出されるガンマ線の強度が最大となるようにタイミング調整の最適化を行った。

電子ビームとレーザーの衝突角度が変わることでガンマ線のエネルギースペクトルが変化することが測定され、その測定結果は、理論式と EGS5 を用いたシミュレーション結果と良く一致した。また、シミュレーション結果との比較によって算出した LCS ガンマ線の最大エネルギーと強度が、衝突角度によって変化し、理論式を用いた計算結果と良く一致していることを示した。ただし、LCS ガンマ線の最大エネルギーは、理論値よりも全体的に低く、電子ビームの真のエネルギーが設定値よりも低くなっている可能性を示唆した。LCS を利用して、電子ビームの真のエネルギーを測定することは実際に行われており、設定値とずれていることも報告されている [10, 13, 50]。精度の高い測定を行うためには、NaI シンチレーターよりもエネルギー分解能が高いゲルマニウム検出器を用いる必要がある。また、実験条件から計算されるガンマ線のパルス幅も衝突角度によって変化し、ピコ秒オーダーの超短パルスガンマ線が発生されていることを示した。

3. 偏極性と単色性の実験的評価 (第 4 章)

LCS ガンマ線は、レーザーの偏光をほぼ 100 % 保存するため、偏極度の高いガンマ線を発生することができる。直線偏極ガンマ線は、原子核物理実験に利用され、円偏極ガンマ線は、次世代素粒子実験用の粒子源開発や磁気コンプトン散乱を用いた固体物性研究に利用されており、LCS ガンマ線の偏極特性を評価することは非常に重要である。正面衝突の LCS によって直線偏極ガンマ線が発生され、その空間分布に異方性が生じることが確かめられていた [57]。本研究では、90 度衝突においても偏極ガンマ線が発生可能であることを第 3 章において理論的に示し、それを実験的に評価した。実験室系でレーザーが角度をもって電子ビームに衝突しても、電子静止系ではレーザーはほぼ正面から到来するように見えるため、90 度衝突においても偏極ガンマ線の発生が

第6章 結論

可能である。実験では波長板を用いて偏光を制御したレーザーを水平 90 度方向から電子ビームに衝突させ、その空間分布をイメージングプレートを用いて測定した。レーザーが直線偏光のとき、その偏光面に対して 90 度方向にガンマ線が強く散乱される空間分布が測定され、レーザーが円偏光のときは、等方的に散乱され空間分布が測定された。直線偏極ガンマ線の測定結果は、シミュレーションの結果と良く一致した。また、円偏極ガンマ線の空間分布は、鉛直方向よりも水平方向の方が分布の幅が大きくなっており、電子ビームの形状を反映していることを示した。EGS5 を用いて、直線偏極ガンマ線の偏極度を変えて、ガンマ線から発生する電子と陽電子の空間分布を計算し、鉛直方向と水平方向の強度分布の大きさの比を測定結果と比較することで、偏極度 88 %以上の直線偏極ガンマ線が発生できていることが分かった。

LCS ガンマ線のエネルギーは、散乱角に依存するため、コリメーターを用いてガンマ線を取り込む領域を制限することで、単色性の高いガンマ線を得ることが可能である。準単色ガンマ線は、原子核物理の分野では非常に重要であり、エネルギー拡がり 1 %程度の LCS ガンマ線が利用されている。LCS ガンマ線の発生点から下流 7 m の位置に直径 5 mm の鉛コリメーターを設置し、NaI シンチレーターを用いてエネルギースペクトルを測定した。測定結果は、EGS5 を用いて計算した結果と良く一致した。また、コリメーターを通過する LCS ガンマ線のエネルギースペクトルを EGS5 で計算し、エネルギー拡がり 12 ~ 17 %の準単色ガンマ線が発生できていることが確認された。さらに、コリメーターの大きさを変えてガンマ線の単色性も計算した。直径 1 mm のコリメーターを用いることで、UVSOR-II においてもエネルギー拡がり 1 % (FWHM) のガンマ線が得られることを示した。その時のガンマ線の透過率は、1.4 %であり、発生点におけるガンマ線の強度が 10^7 photons s^{-1} の場合、準単色ガンマ線の強度は、 10^5 photons s^{-1} となる。

4. 超短パルスガンマ線の陽電子消滅寿命測定への応用 (第5章)

超短パルスガンマ線の応用の 1 つとして、陽電子消滅寿命測定を行った。これまでの LCS ガンマ線のパルス幅は、陽電子の消滅寿命よりも長く、陽電子消滅寿命測定に応用することが難しく、実施されてこなかったが、本研究で陽電子の消滅寿命よりも十分パルス幅の短い LCS ガンマ線の発生が可能となっ

たことで実現した応用である。陽電子を試料に入射すると、表面から数 $10\ \mu\text{m}$ の厚さしか分析できないが、ガンマ線が物質中で対生成によって陽電子を発生することを利用することで、厚さ数 cm の試料全体の分析や容器に密封された試料の測定が可能となる。陽電子の消滅寿命は、電子密度に依存するため、材料内部に欠陥があるとその場所は電子密度が低いために寿命は長くなる。したがって、陽電子の消滅寿命を測定することで、ナノメートルスケールの格子欠陥の種類や大きさを非破壊で分析することができ、工業製品に使われる各種材料の耐久性向上に関する指針が得られると期待される。

本研究では、水平 90 度衝突によって発生可能なパルス幅 $5\ \text{ps}$ (FWHM) の超短パルスガンマ線を鉛ターゲットに照射し、ターゲット内部で対生成によって発生した陽電子が消滅時に放出する消滅ガンマ線のタイミングを BaF_2 シンチレーターとオシロスコープを用いて測定した。 BaF_2 に付属の光電子増倍管から出力される波形をオンラインでデータ解析する方法では、光電子増倍管から出力される波高値の揺らぎの影響によって消滅寿命スペクトルを測定することができなかった。その代わりに、ガンマ線と同期した信号をトリガー信号とし、トリガーと同期して光電子増倍管から出力される波形を全て保存してオフラインでデータ解析することを行った。保存した波形のデータ点の間を補間し、波形の規格化を行うことで、陽電子の消滅寿命スペクトルを測定することに成功した。鉛における陽電子の消滅寿命が $192 \pm 9\ \text{ps}$ と測定され、理論値の $190\ \text{ps}$ と良く一致した。超短パルス LCS ガンマ線が、陽電子消滅寿命測定に応用可能であることを示すことができた。

5. パルス幅上限値の実験的評価 (第 5 章)

今後、加速器技術の発展によって、超短パルス電子ビームの発生が活発になると考えられ、それに伴って、LCS を用いた超短パルスガンマ線の発生も活発になると考えられる。したがって、パルス幅サブピコ秒からピコ秒領域のパルス幅の測定方法を開発することは今後重要になる。しかし、現状では、その領域においてガンマ線のパルス幅を測定することは非常に難しい。そこで、本研究では、ガンマ線のパルス幅が電子ビームのバンチ長よりも確かに短くなっていることを 2 つの方法を用いて実証することを行った。

1 つ目の方法は、陽電子消滅寿命測定の解析データを用いる方法である。測

第6章 結論

定システムの時間分解能は、 205 ± 11 ps(FWHM)であり、このときの電子ビームのバンチ長は、400 ps(FWHM)であったため、LCSガンマ線のパルス幅が電子ビームのバンチ長よりも確かに短くなっていることを実証することができた。また、この時間分解能について考察し、対消滅ガンマ線が鉛ターゲット中で対消滅を起こす位置や、BaF₂シンチレーターでのシンチレーション光の光路差は、時間分解能には大きく影響していないことが分かった。BaF₂シンチレーターに付属の光電子増倍管から出力される波形の形状の揺らぎが、時間分解能に大きく影響を与えていると考えられる。同様の結果は、²²Na線源を陽電子源として対消滅ガンマ線をBaF₂シンチレーターとオシロスコープを用いて測定した研究にも示されており、その測定システムの時間分解能は、120 ps(FWHM)であった [60]。本研究に対して、時間分解能が40%向上しているが、これは、使用しているオシロスコープの性能に依存すると考えられる。

2つ目の方法は、時間分解能477 psの光検出器MPPCモジュールを用いる方法である。この時間分解能では、ピコ秒のガンマ線のパルス幅を直接測定することはできないが、時間ジッタのない理想的な条件では、MPPCモジュールが評価できるガンマ線の最短のパルス幅は、82 psであることを示した。MPPCは、シングルフォトンカウンティングが可能な光検出器であり、可視光に対して感度がある。そのため、ガンマ線を可視光に変換する必要があった。ガンマ線を薄いタングステン板に照射し、対生成によって荷電粒子である電子と陽電子を発生させ、荷電粒子がMPPC受光窓のUVガラスを通過するときに放射されるチェレンコフ光をMPPCで測定した。オシロスコープを用いてガンマ線と同期した信号でトリガーをかけ、MPPCモジュールの出力信号があるスライスラインと交差するタイミング分布を測定した。測定結果から、チェレンコフ光の1光子入射に対する時間分布の幅が 720 ± 30 psであり、検出器の時間分解能を差し引くことで、時間ジッタを含んだガンマ線のパルス幅が540 psであることを示した。実験時の電子ビームのバンチ長は、320 psであり、この時のセットアップでは目標を達成することができなかった。しかし、陽電子消滅寿命測定のために改良した低ジッタのトリガー信号を利用することで、目標は達成できると考えられる。

本研究で世界に先駆けて開発した90度衝突LCSによる超短パルスガンマ線の発

生技術は、他の放射光源用電子蓄積リングにも適用可能な技術である。LCS ガンマ線のエネルギーを電子ビームのエネルギーの概ね 1 %以下にすることで、電子ビームに何ら悪影響を与えずに、LCS ガンマ線の発生を行うことができる。つまり、電子蓄積リングを LCS ガンマ線の利用のためだけに運転するのではなく、多くのビームタイムが確保されている放射光利用と共存して LCS ガンマ線を利用することができる。

超短パルスガンマ線を陽電子消滅寿命測定に応用した本研究の成果は、放射光利用施設において陽電子消滅を用いた材料分析が行えることを示した点で画期的である。今後、多くの放射光源用電子蓄積リングを用いてこの超短パルスガンマ線の発生と陽電子消滅寿命測定が行われ、工業製品に使われる各種材料の耐久性に関する研究が行われることが期待される。

90 度衝突の方法を発展させて、衝突角度を変えることで LCS ガンマ線のエネルギーが制御可能であることを実証した本研究の成果は、電子ビームのエネルギーが固定で運転される放射光源用電子蓄積リングを用いて、準単色かつ高強度の LCS ガンマ線を発生することに非常に有効である。ガンマ線を単色化するとき、ガンマ線の強度は下がってしまうが、衝突点に光共振器を設置するなどして衝突点におけるレーザーの強度を向上することで、ガンマ線の強度を高めることが可能である。UVSOR-II では 4 ~ 9 MeV の範囲内のエネルギー可変ガンマ線の発生が可能であり、表 6.1 に示すような様々な原子核の光核反応に関する研究を行うことができ、原子核物理や宇宙核物理への貢献が期待される。

本研究で明らかになった課題として、超短パルスガンマ線を陽電子消滅寿命測定に本格的に応用するための LCS ガンマ線の強度向上とオンラインデータ解析システムの構築、測定システムの時間分解能の向上及び、超短パルスガンマ線のパルス幅測定技術の開発とその応用のさらなる開拓が挙げられる。

LCS ガンマ線の強度向上に関しては、ガンマ線の発生点を変えることで解決できる問題である。ガンマ線が放射光ビームラインのステンレス鋼を約 300 mm 透過していることが強度低下の原因であるため、LCS ガンマ線の軸上に物質が少ない場所を発生点に選ぶことで、サンプルに入射するガンマ線の強度を 10^7 photons s^{-1} に向上することが可能である。オンラインのデータ解析システムの構築に関しては、オフラインデータ解析で行った波形の規格化に相当する演算をオシロスコープを用い

第6章 結論

表 6.1: UVSOR-II において発生可能なエネルギー可変ガンマ線のエネルギー領域に含まれる光核反応 [66]

光核反応	原子核							
(γ,n)	¹³ C	¹⁷ O	¹⁸ O	²⁵ Mg	²⁹ Si	³³ S	⁴⁰ K	⁴³ Ca
	⁴⁷ Ti	⁴⁹ Ti	⁵³ Cr	⁵⁷ Fe	⁶¹ Ni	⁶⁷ Zn	⁷³ Ge	⁸⁷ Sr
	⁹⁰ Sr	⁹¹ Zr	⁹² Zr	⁹³ Zr	⁹⁴ Zr	⁹⁶ Zr	⁹³ Nb	⁹⁴ Nb
	⁹⁵ Mo	⁹⁷ Mo	⁹⁸ Mo	¹⁰⁰ Mo	¹⁰⁵ Pd	¹⁰⁷ Pd	¹¹⁰ Pd	¹⁰⁸ Ag
	¹¹¹ Cd	¹¹³ Cd	¹¹⁶ Cd	¹¹⁵ Sn	¹¹⁷ Sn	¹¹⁹ Sn	¹²² Sn	¹²⁴ Sn
	¹²³ Sb	¹²³ Te	¹²⁵ Te	¹²⁸ Te	¹³⁰ Te	¹²⁹ I	¹³³ Cs	¹³⁵ Cs
	¹³⁷ Cs	¹⁴⁷ Sm	¹⁴⁸ Sm	¹⁴⁹ Sm	¹⁵⁰ Sm	¹⁵¹ Sm	¹⁵² Sm	¹⁵⁴ Sm
	¹⁵⁸ Tb	¹⁵⁹ Tb	¹⁶⁵ Ho	¹⁸¹ Ta	¹⁸⁰ W	¹⁸² W	¹⁸³ W	¹⁸⁴ W
	¹⁸⁶ W	¹⁹⁷ Au	²⁰⁶ Pb	²⁰⁷ Pb	²⁰⁸ Pb	²⁰⁹ Bi	²³² Th	²³³ U
	²³⁴ U	²³⁵ U	²³⁶ U	²³⁸ U	²³⁸ Pu	²³⁹ Pu	²⁴¹ Pu	
(γ,p)	¹⁴ N	²³ Na	²⁷ Al	²⁷ Si	³² S	³⁵ Cl	³⁷ Cl	³⁶ Ar
	³⁹ K	⁴⁰ K	⁴¹ K	⁴⁰ Ca	⁵¹ V	⁵⁵ Mn	⁵⁴ Fe	⁵⁹ Co
	⁵⁸ Ni	⁶³ Cu	⁶⁵ Cu	⁶⁴ Zn	⁶⁶ Zn	⁶⁷ Zn	⁷⁰ Ge	⁸⁴ Sr
	⁹⁰ Zr	⁹¹ Zr	⁹³ Nb	⁹⁴ Nb	⁹² Mo	⁹⁴ Mo	⁹⁵ Mo	¹⁰² Pd
	¹⁰⁴ Pd	¹⁰⁵ Pd	¹⁰⁷ Ag	¹⁰⁸ Ag	¹⁰⁹ Ag	¹⁰⁶ Cd	¹⁰⁸ Cd	¹¹⁰ Cd
	¹¹² Sn	¹¹⁴ Sn	¹¹⁵ Sn	¹²¹ Sb	¹²³ Sb	¹²⁰ Te	¹²² Te	¹²³ Te
	¹²⁴ Te	¹²⁵ Te	¹²⁷ I	¹²⁹ I	¹³³ Cs	¹³⁵ Cs	¹³⁷ Cs	¹⁴¹ Pr
	¹⁴⁴ Sm	¹⁴⁷ Sm	¹⁴⁸ Sm	¹⁴⁹ Sm	¹⁵⁰ Sm	¹⁵¹ Sm	¹⁵² Sm	¹⁵⁸ Tb
	¹⁵⁹ Tb	¹⁶⁵ Ho	¹⁸¹ Ta	¹⁸⁰ W	¹⁸² W	¹⁸³ W	¹⁸⁴ W	¹⁸⁶ W
	¹⁹⁷ Au	²⁰⁶ Pb	²⁰⁷ Pb	²⁰⁸ Pb	²³² Th	²³³ U	²³⁴ U	²³⁵ U
²³⁶ U	²³⁸ U	²³⁸ Pu	²³⁹ Pu	²⁴¹ Pu				
(γ,α)	¹² C	¹⁶ O	¹⁷ O	¹⁸ O	³² S	³³ S	³⁴ S	³⁵ Cl
	³⁷ Cl	³⁶ Ar	³⁸ Ar	⁴⁰ Ar	³⁹ K	⁴⁰ K	⁴¹ K	⁴⁰ Ca
	⁴² Ca	⁴³ Ca	⁴⁴ Ca	⁴⁶ Ti	⁴⁷ Ti	⁵⁰ Cr	⁵⁴ Cr	⁵⁵ Mn
	⁵⁴ Fe	⁵⁶ Fe	⁵⁷ Fe	⁵⁸ Fe	⁵⁹ Co	⁵⁸ Ni	⁶⁰ Ni	⁶¹ Ni
	⁶² Ni	⁶⁴ Ni	⁶³ Cu	⁶⁵ Cu	⁶⁶ Zn	⁶⁷ Zn	⁶⁸ Zn	⁷⁰ Zn
	⁷⁰ Ge	⁷² Ge	⁷³ Ge	⁷⁴ Ge	⁷⁶ Ge	⁸⁴ Sr	⁸⁶ Sr	⁸⁷ Sr
	⁸⁸ Sr	⁹⁰ Sr	⁹⁰ Zr	⁹¹ Zr	⁹⁶ Zr	⁹² Mo	¹¹⁰ Pd	¹¹⁴ Cd
	¹¹⁶ Cd	¹¹⁸ Sn	¹¹⁹ Sn	¹²⁰ Sn	¹²² Sn	¹²⁴ Sn		

で行うことで解決できると考えられる。また、本研究で行ったオシロスコープを用いたオフラインデータ解析の方法では、時間分解能は 200 ps(FWHM)であった。陽電子の消滅寿命が鉛よりも短い鉄や銅などの遷移金属を測定する場合には、時間分解能を 100 ps 程度にする必要がある。時間分解能 120 ps を達成している測定システ

ムが考案されており [60]、それを参考に時間分解能の改善に取り組む。

サブピコ秒領域における超短パルスガンマ線のパルス幅測定技術開発に関しては、本研究で光カー効果を用いた超短パルスレーザーと超短パルスガンマ線のポンププローブによるパルス幅測定方法を検討し、パルス幅測定が可能であることが分かった。今後、測定システムの構築を行い、サブピコ秒領域における超短パルスガンマ線のパルス幅測定を達成する。その際には、ガンマ線のパルス幅の推定値を評価するために、本研究では実験的に評価しなかった電子ビームの鉛直方向のビームサイズを測定しておくことが必要である。また、超短パルスガンマ線の陽電子消滅寿命測定以外の応用の開拓に関しては、光カー効果を用いたパルス幅測定同様、超短パルスレーザーと超短パルスガンマ線を組み合わせたポンププローブが適当であると考えられる。超短パルスレーザーをポンプ光とし、レーザーが引き起こす超高速現象を超短パルスガンマ線や超短パルス陽電子でプローブし、その時間ダイナミクスを研究する。

謝辞

本論文をまとめるにあたって、自然科学研究機構分子科学研究所の加藤政博教授と名古屋大学大学院工学研究科量子工学専攻の曾田一雄教授から全般にわたりご指導頂きました。深く感謝致します。また、同専攻の井口哲夫教授、八木伸也准教授、同研究科マテリアル理工学専攻の渡辺賢一准教授、同大学アイソトープ総合センター小島康明講師、京都大学エネルギー理工学研究所の大垣英明教授には、本論文について貴重なご助言を頂きました。以上の先生方に厚く御礼申し上げます。

加藤政博教授には、博士課程進学を機に加速器を利用した研究を行う機会を与えてくださり大変感謝しております。加速器物理についてご教授頂いた他、本研究の遂行及び学術論文の作成に対して適切な助言と指導をして頂きました。

曾田一雄教授には、理学研究科から工学研究科の博士課程に進学してきた私を快く受け入れて下さり、大変感謝しております。また、学術論文の作成に対して多くの助言と指導をして頂きました。

博士課程2年までの2年間、分子科学研究所の特別共同利用研究員として採用して頂きました。ここに御礼申し上げます。また、博士課程3年から日本学術振興会の特別研究員(DC2)として採用して頂いています。研究遂行並びに本論文をまとめるにあたって研究活動に専念することができました。ここに深く御礼申し上げます。

分子科学研究所のUVSOR-IIにおいて実験をする際には、多くの方々にサポートして頂きました。分子科学研究所の阿達正浩助教には、加速器の運転及びレーザーの調整、実験のサポート、実験データに関する議論をして頂きました。同研究所の全炳俊助教(現所属:京都大学エネルギー理工学研究所)には、加速器の運転及び実験のサポート、実験データに関する議論をして頂きました。同研究所の山崎潤一郎氏には、真空チャンバー改造時の設計やチャンバー移設作業をして頂きました。同研究所の林憲志氏には、加速器の運転、放射線遮蔽及び検出器の設置時のクレーン作業をして頂きました。同研究所の中村永研氏には、LCSガンマ線が貫通するビームラインの構造を教えてくださいました。同研究所の酒井雅弘氏には、イメージングブ

レートやその読み取り装置の使用に関する情報を提供して頂きました。同研究所の田中誠一氏には、加速器の運転及びレーザーの調整をして頂きました。同研究所事務支援員の萩原久代さんには、出張手続きや物品注文に関して大変お世話になりました。総合研究大学院大学物理科学研究科の谷川貴紀氏(現所属:リール大学)には、実験のサポートをして頂き、また、私と同じく加速器研究に関わる数少ない学生として共に切磋琢磨してきました。名古屋大学工学研究科の山本尚人助教には、実験のサポート及び実験データについての議論をして頂きました。名古屋大学シンクロトロン光研究センターの保坂将人准教授には、加速器の運転及び実験データについての議論並びに、NaIシンチレーターを利用したガンマ線のエネルギースペクトルの測定方法についてご指導して頂きました。

産業技術総合研究所計測フロンティア研究部門光・量子イメージング技術研究グループの豊川弘之グループ長には、超短パルスガンマ線を陽電子消滅寿命測定に応用するきっかけを与えて下さり大変感謝しております。超短パルスガンマ線を応用研究に結びつけることができました。

高エネルギー加速器研究機構の平山英夫氏には、EGS5コードの作成方法をご教示頂きました。また、同機構の波戸芳仁氏には、EGS5を用いた偏極ガンマ線の計算に関して貴重なご意見を頂きました。

偏極ガンマ線の空間分布測定に使用したイメージングプレートとその読み取り装置は、自然科学研究機構基礎生物学研究所生物機能情報分析室の装置を使わせて頂きました。

京都大学エネルギー理工学研究所の大垣英明教授と紀井俊輝准教授には、ストリークカメラ拝借時に大変お世話になりました。快く貸して下さいましたが、多大なご迷惑をお掛けしてしまいました。

研究に関連する加速器施設の見学の際には、多くの方々にお世話になりました。大阪大学産業科学研究所の楊金峰准教授には、パルスラジオリシス装置の見学の際に丁寧なご説明をして頂きました。

佐賀県立九州シンクロトロン光研究センターの金安達夫氏と江田茂氏には、LCS実験の見学と打合せの際に大変お世話になりました。

兵庫県立大学高度産業科学技術研究所の宮本修治教授には、NewSUBARU放射光研究施設の見学の際に丁寧な説明をして頂きました。また、坂井信彦氏には、同施

設のLCSガンマ線を利用した磁気コンプトン散乱実験の論文を頂きました。LCSガンマ線の新しい利用方法の一つとして大変参考になりました。

最後に、長きにわたる学生生活を暖かく見守ってくれた父、母、姉と公私共に支えてくれた婚約者の豊島美穂さんに感謝申し上げます。

2012年1月

名古屋大学大学院 工学研究科

マテリアル理工学専攻 量子エネルギー工学分野

平 義隆

研究業績

査読付き論文

1. Y. Taira, M. Adachi, H. Zen, T. Tanikawa, M. Hosaka, Y. Takashima, N. Yamamoto, K. Soda, M. Katoh, “Feasibility study of ultra-short gamma ray pulse generation by laser Compton scattering in an electron storage ring”, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, **637**, pp.S116-S119, (2011).
2. Y. Taira, M. Adachi, H. Zen, T. Tanikawa, N. Yamamoto, M. Hosaka, Y. Takashima, K. Soda, M. Katoh, “Generation of energy-tunable and ultra-short-pulse gamma ray via inverse Compton scattering in an electron storage ring”, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, **652**, pp.696-700, (2011).
3. Y. Taira, M. Adachi, H. Zen, N. Yamamoto, M. Hosaka, K. Soda, M. Katoh, “Pulse width measurement of laser Compton scattered gamma rays in picosecond range”, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, in press 2011.

本論文の第3章の一部は論文1に、第3章の一部及び第4.1節は論文2に、第5.3節は論文3に基づいている。

国際会議

1. Yoshitaka Taira, Msahiro Adachi, Heishun Zen, Takanori Tanikawa, Masahito Hosaka, Yoshifumi Takashima, Naoto Yamamoto, Kazuo Soda, Masahiro Katoh, “Feasibility Study of Ultra-short Gamma ray Pulse Generation by Laser

- Compton Scattering in an Electron Storage Ring”, International Workshop on Ultrashort Electron & Photon Beams: Techniques & Applications, Xi’an, China, 2009.9
2. Y. Taira, M. Hosaka, K. Soda, Y. Takashima, N. Yamamoto, M. Adachi, M. Katoh, H. Zen, T. Tanikawa, “Generation of Ultra-Short Gamma ray Pulses by Laser Compton Scattering in UVSOR-II Electron Storage Ring”, The 1st International Particle Accelerator Conference, Kyoto, Japan, 2010.5
 3. Yoshitaka Taira, Masahiro Adachi, Heishun Zen, Takanori Tanikawa, Naoto Yamamoto, Masahito Hosaka, Yoshifumi Takashima, Kazuo Soda, Masahiro Katoh, “Generation of tunable ultra-short gamma-ray pulses via laser Compton scattering in an electron storage ring”, Symposium on Radiation Measurement and Applications, Ann Arbor, USA, 2010.5
 4. Yoshitaka Taira, Masahiro Adachi, Heishun Zen, Takanori Tanikawa, Naoto Yamamoto, Masahito Hosaka, Yoshifumi Takashima, Kazuo Soda, Masahiro Katoh, “Generation of ultra-short gamma ray pulses via laser Compton scattering in UVSOR-II electron storage ring”, 17th International Conference on Ultrafast Phenomena, Snowmass Village, USA, 2010.7
 5. Y. Taira, N. Yamamoto, M. Hosaka, K. Soda, M. Adachi, H. Zen, M. Katoh, T. Tanikawa, “Development of pulse width measurement techniques of ultra-short gamma ray pulses”, 6th International Conference on New Development In Photodetection, Lyon, France, 2011.7
 6. Y. Taira, M. Hosaka, K. Soda, N. Yamamoto, M. Adachi, M. Katoh, H. Zen, T. Tanikawa, “Development of Pulse Width Measurement Techniques in a Picosecond Range of Ultra-short Gamma Ray Pulses”, 2nd International Particle Accelerator Conference, San Sebastian, Spain, 2011.9

国内学会・研究会

口頭発表

1. 平義隆、保坂将人、山本尚人、高嶋圭史、曾田一雄、阿達正浩、全炳俊、加藤政博、谷川貴紀、「電子蓄積リングにおけるレーザーコンプトン散乱による超短パルスガンマ線発生」、日本原子力学会中部支部 第41回研究発表会、名古屋大学、2009年12月
2. 平義隆、阿達正浩、全炳俊、谷川貴紀、山本尚人、保坂将人、高嶋圭史、曾田一雄、加藤政博、「UVSOR-IIにおけるレーザーコンプトン散乱を用いた超短パルスガンマ線発生」、第16回FELとHigh-Power Radiation研究会、Spring-8、2010年3月
3. 平義隆、阿達正浩、全炳俊、谷川貴紀、山本尚人、保坂将人、曾田一雄、加藤政博、「レーザーコンプトン散乱を用いた超短パルスガンマ線源の開発」、日本原子力学会 2010年秋の大会、北海道大学、2010年9月
4. 平義隆、阿達正浩、全炳俊、谷川貴紀、山本尚人、保坂将人、曾田一雄、加藤政博、「UVSOR-IIにおけるレーザーコンプトン散乱を用いた超短パルスガンマ線源の開発」、第53回放射線化学討論会、名古屋大学、2010年9月
5. 平義隆、阿達正浩、全炳俊、谷川貴紀、山本尚人、保坂将人、曾田一雄、加藤政博、「UVSOR-IIにおけるレーザーコンプトン散乱を用いた超短パルスガンマ線の発生とそのパルス幅測定手法の開発」、ビーム物理研究会 2010、理化学研究所、2010年11月
6. 平義隆、阿達正浩、全炳俊、谷川貴紀、山本尚人、保坂将人、曾田一雄、加藤政博、「UVSOR-IIにおけるレーザーコンプトン散乱を用いた超短パルスガンマ線の発生とそのパルス幅測定」、第17回FELとHigh-Power Radiation研究会、立命館大学、2010年12月
7. 平義隆、山本尚人、保坂将人、曾田一雄、阿達正浩、全炳俊、加藤政博、谷川貴紀、「超短パルスガンマ線の発生とそのパルス幅測定手法の開発」、日本原子力学会中部支部 第42回研究発表会、名古屋大学、2010年12月

8. 平義隆、阿達正浩、全炳俊、谷川貴紀、山本尚人、保坂将人、曾田一雄、加藤政博、「超短パルスガンマ線のパルス幅測定手法の開発」、研究会「放射線検出器とその応用」(第25回)、高エネルギー加速器研究機構、2011年2月
9. 平義隆、「レーザーコンプトン散乱を用いた超短パルスガンマ線の発生と陽電子消滅寿命測定への応用」、第18回FELとHigh-Power Radiation研究会、分子科学研究所、2011年12月

ポスター発表

1. 平義隆、加藤政博、阿達正浩、全炳俊、谷川貴紀、曾田一雄、保坂将人、高嶋圭史、山本尚人、「UVSOR-IIにおけるレーザーコンプトン散乱による超短パルスガンマ線発生」、第6回日本加速器学会年会、茨城県東海村、2009年8月
2. 平義隆、阿達正浩、全炳俊、谷川貴紀、高嶋圭史、保坂将人、山本尚人、曾田一雄、加藤政博、「UVSOR-IIにおけるレーザーコンプトン散乱を用いた超短パルスガンマ線発生」、第23回日本放射光学会年会、兵庫県姫路市、2010年1月
3. 平義隆、阿達正浩、全炳俊、谷川貴紀、山本尚人、保坂将人、曾田一雄、加藤政博、「UVSOR-IIにおけるレーザーコンプトン散乱を用いた超短パルスガンマ線源の開発」、第7回日本加速器学会年会、兵庫県姫路市、2010年8月
4. 平義隆、阿達正浩、全炳俊、谷川貴紀、山本尚人、保坂将人、曾田一雄、加藤政博、「レーザーコンプトン散乱を用いた超短パルスガンマ線源の開発」、日本原子力学会2010年秋の大会ポスターセッション、北海道大学、2010年9月
5. 平義隆、阿達正浩、全炳俊、谷川貴紀、山本尚人、保坂将人、曾田一雄、加藤政博、「レーザーコンプトン散乱を用いた超短パルスガンマ線の発生とそのパルス幅測定」、第24回日本放射光学会年会、茨城県つくば市、2011年1月
6. 平義隆、阿達正浩、全炳俊、山本尚人、保坂将人、曾田一雄、加藤政博、「超短パルスガンマ線源のパルス幅計測手法の開発」、第8回日本加速器学会年会、茨城県つくば市、2011年8月

7. 平義隆、豊川弘之、阿達正浩、全炳俊、山本尚人、保坂将人、曾田一雄、加藤政博、「超短パルスガンマ線のパルス幅測定手法の開発と陽電子消滅寿命測定への応用」、第25回日本放射光学学会年会、佐賀県鳥栖市、2012年1月

査読なし論文

1. Y. Taira, M. Adachi, H. Zen, M. Katoh, N. Yamamoto, M. Hosaka, Y. Takashima, K. Soda, T. Tanikawa, “Generation of ultra-short gamma ray pulses by laser Compton scattering in an electron storage ring”, Proceedings of IPAC’10, pp.2117-2119, 2010
2. Y. Taira, M. Adachi, H. Zen, M. Katoh, N. Yamamoto, M. Hosaka, Y. Takashima, K. Soda, T. Tanikawa, “Development of pulse width measurement techniques in a picosecond range of ultra-short gamma ray pulses”, Proceedings of IPAC’11, pp.1473-1475, 2011
3. Yoshitaka Taira, Masahiro Adachi, Heisyun Zen, Takanori Tanikawa, Naoto Yamamoto, Masahito Hosaka, Yoshifumi Takashima, Kazuo Soda, Masahiro Katoh, “Generation of Ultra-Short Gamma Ray Pulses via Laser Compton Scattering in UVSOR-II Electron Storage Ring”, Proceedings of the 17th International Conference on Ultrafast Phenomena, pp.769-771, 2011.2
4. Y. Taira, M. Adachi, H. Zen, T. Tanikawa, M. Hosaka, Y. Takashima, N. Yamamoto, K. Soda, M. Katoh, “Feasibility Study of Ultra-Short Gamma Ray Pulse Generation by Laser Compton Scattering in an Electron Storage Ring”, UVSOR Activity report 2009, p.38, 2010
5. Y. Taira, M. Adachi, H. Zen, T. Tanikawa, N. Yamamoto, M. Hosaka, Y. Takashima, K. Soda, M. Katoh, “Generation of Energy-Tunable Gamma Rays via Inverse Compton Scattering in an Electron Storage Ring”, UVSOR Activity report 2010, p.38, 2011
6. 平義隆、「UVSOR-IIにおけるレーザーコンプトン散乱を用いた超短パルスガンマ線発生」、日本放射光学会誌、第23巻2号、pp.122-123、2010年3月

7. Yoshitaka Taira, Masahiro Adachi, Heishun Zen, Takanori Tanikawa, Masahito Hosaka, Yoshifumi Takashima, Naoto Yamamoto, Kazuo Soda, Masahiro Katoh, “Generation of ultra-short pulse gamma-rays by laser Compton scattering in UVSOR-II”, Proceedings of Particle Accelerator Society Meeting 2009, pp.115-117, 2010
8. Yoshitaka Taira, Masahiro Adachi, Heishun Zen, Takanori Tanikawa, Naoto Yamamoto, Masahito Hosaka, Kazuo Soda, Masahiro Katoh, “Development of ultra-short gamma ray pulse source via laser Compton scattering in UVSOR-II”, Proceedings of the 7th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan, pp.462-466, 2011

受賞歴

1. 第 23 回日本放射光学学会年会 JSR10 学生発表賞受賞 2010 年 1 月
2. 第 53 回放射線化学討論会 若手優秀講演賞受賞 2010 年 9 月
3. 平成 22 年度名古屋大学学術奨励賞受賞 2011 年 3 月

参考文献

- [1] J. Stepanek: “Parametric study of laser Compton-backscattering from free relativistic electrons”, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, **412**, pp. 174–182 (1998).
- [2] V. N. Litvinenko: “Recent result with the high intensity γ -ray facility”, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, **507**, pp. 527–536 (2003).
- [3] S. Miyoshi, T. Akagi, S. Araki, Y. Funabashi, T. Hirose, Y. Honda, M. Kuriki, X. Li, T. Okugi, T. Omori, G. Pei, K. Sakaue, H. Shimizu, T. Takasahi, N. Terunuma, J. Urakawa, Y. Ushio and M. Washio: “Photon generation by laser-Compton scattering at the KEK-ATF”, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, **623**, pp. 576–678 (2010).
- [4] R. Hajima, T. Hayakawa, N. Kikuzawa and E. Minehara: “Proposal of Non-destructive Radionuclide Assay Using a High-Flux Gamma-Ray Source and Nuclear Resonance Fluorescence”, Journal of Nuclear Science and Technology, **45**, 5, pp. 441–451 (2008).
- [5] E. Feenberg and H. Primakoff: “Interaction of Cosmic-Ray Primaries with Sunlight and Starlight”, Physical Review, **73**, 5, pp. 449–469 (1948).
- [6] F. R. Arutyunian and V. A. Tumanian: “The Compton effect on relativistic electrons and the possibility of obtaining high energy beams”, Physics Letters, **4**, 3, pp. 176–178 (1963).
- [7] R. H. Milburn: “Electron scattering by an intense polarized photon field”, Physical Review Letters, **10**, 3, pp. 75–77 (1963).

- [8] O. F. Kulikov, Y. Y. Telnov, E. I. Filippov and M. N. Yakimenko: “Compton effect on moving electrons”, *Physics Letters*, **13**, 4, pp. 344–346 (1964).
- [9] H. Ohgaki, H. Toyokawa, K. Kudo, N. Takeda and T. Yamazaki: “Generation and application of Laser-Compton gamma-ray at ETL”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, **455**, pp. 54–59 (2000).
- [10] R. Klein, P. Kuske, R. Thornagel, G. Brandt, R. Gorgen and G. Ulm: “Measurement of the BESSY II electron beam energy by Compton-backscattering of laser photons”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, **486**, pp. 545–551 (2002).
- [11] K. Aoki, K. Hosono, T. Hadame, H. Munenaga, K. Kinoshita, M. Toda, S. Amano, S. Miyamoto, T. Mochizuki, M. Aoki and D. Li: “High-energy photon beam production with laser-Compton backscattering”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, **516**, pp. 228–236 (2004).
- [12] S. Amano, K. Horikawa, K. Ishihara, S. Miyamoto, T. Hayakawa, T. Shizuma and T. Mochizuki: “Several-MeV γ -ray generation at NewSUBARU by laser Compton backscattering”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, **602**, pp. 337–341 (2009).
- [13] T. Kaneyasu, Y. Takabayashi, Y. Iwasaki and S. Koda: “Generation of laser Compton gamma-rays in the SAGA light source”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, **659**, pp. 30–35 (2011).
- [14] K. Kawase, Y. Arimoto, M. Fujiwara, S. Okajima, M. Shoji, S. Suzuki, K. Tamura, T. Yorita and H. Ohkuma: “MeV γ -ray generation from backward Compton scattering at SPring-8”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, **592**, pp. 154–161 (2008).
- [15] D. Nutarelli, M. E. Couprie, L. Nahon, R. Bakker, A. Delboulbe, R. Roux, B. Visentin and M. Billardon: “Gamma rays production by intra-cavity Compton Back Scattering with Super-ACO Storage Ring Free Electron Laser”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, **407**, pp. 459–463 (1998).

- [16] M. Hosaka, H. Hama, K. Kimura, J. Yamazaki and T. Kinoshita: “Observation of intracavity Compton backscattering of the UVSOR free electron laser”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, **393**, pp. 525–529 (1997).
- [17] W. Guo, W. Xu, J. G. Chen, Y. G. Ma, X. Z. Cai, H. W. Wang, Y. Xu, C. B. Wang, G. C. Lu, W. D. Tian, R. Y. Yuan, J. Q. Xu, Z. Y. Wei, Z. Yan and W. Q. Shen: “A high intensity beam line of γ -rays up to 22 MeV energy based on Compton backscattering”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, **578**, pp. 457–462 (2007).
- [18] J. K. Ahn and E. S. Kim: “Design study of the Compton backscattering photon beam facility at the Pohang light source”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, **528**, pp. 600–604 (2004).
- [19] H. Ohgaki, S. Koda, Y. Iwasaki, Y. Takabayashi, K. Yoshida, T. Tomimasu, Y. Uozumi and K. Ishibashi: “Study on Energy Variable Laser-Compton Gamma ray with a Fixed Energy Electron Beam”, *Journal of Nuclear Science and Technology*, **44**, 5, pp. 698–702 (2007).
- [20] H. Ohgaki, T. Noguchi, S. Sugiyama, T. Yamazaki, T. Mikado, M. Chiwaki, K. Yamada, R. Suzuki and N. Sei: “Linearly polarized photons from Compton backscattering of laser light for nuclear resonance fluorescence experiments”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, **353**, pp. 384–388 (1994).
- [21] K. Imasaki, D. Li, S. Miyamoto, S. Amano, T. Motizuki and Y. Asano: “Gamma-ray beam transmutation”, *Energy Conversion & Management*, **49**, pp. 1922–1927 (2008).
- [22] D. Li, K. Imasaki, M. Aoki, S. Miyamoto, S. Amano, K. Aoki, K. Hosono and T. Mochizuki: “Experiment on gamma-ray generation and application”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, **528**, pp. 516–519 (2004).

- [23] S. Miyamoto, Y. Asano, S. Amano, D. Li, K. Imasaki, H. Kinugasa, Y. Shoji, T. Takagi and T. Mochizuki: “Laser Compton back-scattering gamma-ray beamline on NewSUBARU”, *Radiation Measurements*, **41**, pp. S179–S185 (2007).
- [24] N. Kikuzawa, R. Hajima, N. Nishimori, E. Minehara, T. Hayakawa, T. Shizuma, H. Toyokawa and H. Ohgaki: “Nondestructive Detection of Heavily Shielded Materials by Using Nuclear Resonance Fluorescence with a Laser-Compton Scattering γ -ray Source”, *Applied Physics Express*, **2**, pp. 036502–1–3 (2009).
- [25] F. Albert, S. G. Anderson, G. A. Anderson, S. M. Betts, D. J. Gibson, C. A. Hagmann, J. Hall, M. S. Johnson, M. J. Messerly, V. A. Semenov, M. Y. Shverdin, A. M. Tremaine, F. V. Hartemann, C. W. Siders, D. P. McNabb and C. P. J. Barty: “Isotope-specific detection of low-density materials with laser-based monoenergetic gamma-rays”, *Optics Letters*, **35**, 3, pp. 354–356 (2010).
- [26] N. Marquardt: “Review of some selected experiments on laser electron-beam interaction”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, **455**, pp. 70–79 (2000).
- [27] 兵頭俊夫, 和田健: “KEK 低速陽電子実験施設”, *日本加速器学会誌*, **8**, 1, pp. 3–17 (2011).
- [28] P. A. Sterne and J. H. Kaiser: “First-principles calculation of positron lifetimes in solids”, *Physical Review B*, **43**, 17, pp. 892–898 (1991).
- [29] H. Toyokawa: “Generation and Application of Positrons and NRF Gamma-rays Induced by MeV-photon Beams”, *Proceedings of the 7th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan*, pp. 736–740 (2010).
- [30] F. A. Selim, D. P. Wells, J. F. Harmon, J. Kwofie, G. Erikson and T. Roney: “New positron annihilation spectroscopy techniques for thick materials”, *Radiation Physics and Chemistry*, **68**, pp. 427–430 (2003).

- [31] D. P. Wells, A. W. Hunt, L. Tchelidze, J. Kumar, K. Smith, S. Thompson, F. Selim, J. Williams, J. F. Harmon, S. Maloy and A. Roy: “Gamma-induced positron annihilation spectroscopy and application to radiation-damaged alloys”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, **562**, pp. 688–691 (2006).
- [32] F. A. Selim, J. Williams, D. P. Wells and J. F. Harmon: “Investigation of shock wave effects on positron annihilation in copper and tungsten”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, **241**, pp. 253–256 (2005).
- [33] M. Butterling, W. Anwand, T. E. Cowan, A. Hartmann, M. Jungmann, R. Krause-Rehberg, A. Krille and A. Wagner: “Gamma-induced Positron Spectroscopy (GiPS) at a superconducting electron linear accelerator”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, **269**, pp. 2623–2629 (2011).
- [34] D. J. Scott, S. Appleton, J. A. Clarke, O. B. Malyshev, B. J. A. Shepherd, B. Todd, D. E. Baynham, T. Bradshaw, A. Brummitt, S. Carr, Y. Ivanyushenkov, J. Rochford, I. R. Bailey, P. Cooke, J. B. Dainton, L. I. Malysheva, D. P. Barber and G. A. Moortgat-Pick: “Selection of the optimum magnet design for the International Linear Collider positron source helical undulator”, *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams*, **10**, pp. 032401–1–11 (2007).
- [35] N. Sakai, K. Horikawa, D. Tonaka, A. Koizumi and S. Miyamoto: “A Measurement of Spin-dependent Compton-Scattering Intensity by Reversing the Helicity of 1.7 MeV Laser-Compton-Scattered Photons”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* (2010). submitted.
- [36] H. Toyokawa: “Transmission computerized tomography with a high-energy and quasi-monochromatic photon beam”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, **545**, pp. 469–474 (2005).

- [37] K. J. Kim, S. Chattopadhyay and C. V. Shank: “Generation of femtosecond X-rays by 90° Thomson scattering”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, **341**, pp. 351–354 (1994).
- [38] M. Yorozu, J. Yang, Y. Okada, T. Yanagida, F. Sakai and A. Endo: “Short-Pulse X-Ray Generation via Thomson Scattering in 0° and 90° Interactions”, *Japanese Journal of Applied Physics*, **40**, pp. 4228–4232 (2001).
- [39] H. Kotaki, M. Kando, H. Dewa, S. Kondo, T. Watanabe, T. Ueda, K. Kinoshita, K. Yoshii, M. Uesaka and K. Nakajima: “Compact X-ray sources by intense laser interactions with beams and plasmas”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, **455**, pp. 166–171 (2000).
- [40] T. Tanikawaa, M. Adachi, H. Zen, M. Hosaka, N. Yamamoto, Y. Taira and M. Katoh: “Observation of Saturation Effect on Vacuum Ultraviolet Coherent Harmonic Generation at UVSOR-II”, *Applied Physics Express*, **3**, pp. 122702–1–3 (2010).
- [41] N. Yamamoto, M. Shimada, M. Adachi, H. Zen, T. Tanikawa, Y. Taira, S. Kimura, M. Hosaka, Y. Takashima, T. Takahashi and M. Katoh: “Ultra-short coherent terahertz radiation from ultra-short dips in electron bunches circulating in a storage ring”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, **637**, pp. S112–S115 (2011).
- [42] 加藤政博: “高エネルギー加速器セミナー 電子ストレージリング(I)-入門” (1993).
- [43] S. Hisao, T. Matsubara, S. Hashimoto, Y. Shoji and A. Ando: “Measurement of beam size using sr interferometer at NewSUABRU storage ring”, *Proceedings of the 2nd Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan and the 30th Linear Accelerator Meeting in Japan*, pp. 648–650 (2006).
- [44] “UVSOR Activity Report 2010” (2011).
- [45] A. Lin, H. Hama, S. Takano and G. Isoyama: “Measurement of the Bunch Length on the UVSOR Storage Ring”, *Japanese Journal of Applied Physics*, **31**, pp. 921–924 (1992).

- [46] M. Adachi, M. Katoh, H. Zen, T. Tanikawa, S. ichi Kimura, J. ichiro Yamazaki, K. Hayashi, M. Hosaka, N. Yamamoto, Y. Takashima, Y. Taira and T. Takahashi: “Upgrade Plan for Coherent Light Source Development at UVSOR-II”, Proceedings of Particle Accelerator Society Meeting 2009, pp. 655–657 (2010).
- [47] S. Koda, Y. Takabayashi, T. Iwasaki and T. Kaneyasu: “Measurement of betatron coupling in SAGA-LS storage ring”, Proceedings of the 5th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan and the 33rd Linear Accelerator Meeting in Japan, pp. 701–703 (2009).
- [48] Y. Taira, M. Adachi, H. Zen, T. Tanikawa, M. Hosaka, Y. Takashima, N. Yamamoto, K. Soda and M. Katoh: “Feasibility study of ultra-short gamma ray pulse generation by laser Compton scattering in an electron storage ring”, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, **637**, pp. S116–S119 (2011).
- [49] Y. Taira, M. Adachi, H. Zen, T. Tanikawa, N. Yamamoto, M. Hosaka, Y. Takashima, K. Soda and M. Katoh: “Generation of energy-tunable and ultra-short-pulse gamma rays via inverse Compton scattering in an electron storage ring”, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, **652**, pp. 696–700 (2011).
- [50] R. Klein, T. Mayer, P. Kuske, R. Thornagel and G. Ulm: “Beam diagnostics at the BESSY I electron storage ring with Compton backscattered laser photons: measurement of the electron energy and related quantities”, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, **384**, pp. 293–298 (1997).
- [51] Y. Namito, S. Ban and H. Hirayama: “Implementation of linearly-polarized photon scattering into the EGS4 code”, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, **332**, pp. 277–283 (1993).
- [52] T. Suzuki: “General formulae of luminosity for various types of colliding beam machines”, Technical Report KEK-76-3, National Laboratory For High Energy Physics (1976).

- [53] J. Yang, M. Washio, A. Endo and T. Hori: “Evaluation of femtosecond X-rays produced by Thomson scattering under linear and nonlinear interactions between a low-emittance electron beam and an intense polarized laser light”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, **428**, pp. 556–569 (1999).
- [54] E. Bulyak and V. Skomorokhov: “Parameters of Compton x-ray beams: Total yield and pulse duration”, *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams*, **8**, pp. 030703–1–7 (2005).
- [55] H. Hirayama, Y. Namito, A. F. Bielajew, S. J. Wilderman and W. R. Nelson: “The EGS5 code system”, Technical Report SLAC-R-730, SLAC National Accelerator Laboratory (2005).
- [56] <http://rcwww.kek.jp/egsconf/index.html>.
- [57] S. H. Park, V. N. Litvinenko, W. Tornow and C. Montgomery: “Spatial distribution and polarization of γ -rays generated via Compton backscattering in the Duke/OK-4 storage ring FEL”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, **475**, pp. 425–431 (2001).
- [58] 山本雅貴：“検出器シリーズ(9) イメージを写すII (イメージングプレート)”, *日本放射光学会誌*, **22**, 4, pp. 210–217 (2009).
- [59] <http://www.nist.gov/pml/data/xcom/index.cfm>.
- [60] H. Saito, Y. Nagashima, T. Kurihara and T. Hyodo: “A new positron lifetime spectrometer using a fast digital oscilloscope and BaF₂ scintillators”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, **487**, pp. 612–617 (2002).
- [61] P. Kirkegaard and M. Eldrup: “POSITRONFIT: a versatile program for analyzing positron lifetime spectra”, *Computer Physics Communications*, **3**, pp. 240–255 (1972).
- [62] 浜松ホトニクス株式会社：“光電子増倍管 その基礎と応用 第3a版”.

- [63] W. W. Moses: “Recent advances and future advances in time-of-flight PET”, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, **580**, pp. 919–924 (2007).
- [64] J. Soto-Manriquez: “Proposal for an all-optical subpicosecond streak camera”, Optics Communications, **52**, 3 (1984).
- [65] J. Soto and V. A. Vysloukh: “A femtosecond optical streak camera based on the optical Kerr effect”, Optics Communications, **118**, pp. 79–84 (1995).
- [66] <http://www-nds.iaea.org/photonuclear/>.

付録A ルミノシティーの導出

第3.5節において導出したルミノシティーの式(3.51)の導出過程を記述する。ルミノシティーは、式(3.45)より

$$L = 2cfN_eN_p \cos^2 \phi \int_{-\infty}^{\infty} \rho_e(x, y, z, t) \rho_p(x, y, z, t) dx dy dz dt \quad (\text{A.1})$$

ここで、

$$\rho_e = \frac{1}{(2\pi)^{\frac{3}{2}}} \frac{1}{\sigma_{xe}\sigma_{ye}\sigma_{ze}} \exp \left[-\frac{1}{2} \left\{ \frac{x_e^2}{\sigma_{xe}^2} + \frac{y_e^2}{\sigma_{ye}^2} + \frac{(z_e - ct)^2}{\sigma_{ze}^2} \right\} \right] \quad (\text{A.2})$$

$$\rho_p = \frac{1}{(2\pi)^{\frac{3}{2}}} \frac{1}{\sigma_{xp}\sigma_{yp}\sigma_{zp}} \exp \left[-\frac{1}{2} \left\{ \frac{x_p^2}{\sigma_{xp}^2} + \frac{y_p^2}{\sigma_{yp}^2} + \frac{(z_p - ct)^2}{\sigma_{zp}^2} \right\} \right] \quad (\text{A.3})$$

$$x_e = x, \quad x_p = x \quad (\text{A.4})$$

$$y_e = z \sin \phi + y \cos \phi, \quad y_p = z \sin \phi - y \cos \phi \quad (\text{A.5})$$

$$z_e = z \cos \phi - y \sin \phi, \quad z_p = -z \cos \phi - y \sin \phi \quad (\text{A.6})$$

である。式(A.2)から(A.6)を式(A.1)に代入して計算する。ただし、下記の計算過程において公式

$$\int_{-\infty}^{\infty} \exp(-ax^2) dx = \sqrt{\frac{\pi}{a}} \quad (\text{A.7})$$

を用いた。以下、それぞれの変数について積分計算を行う。

1. 変数 x についての積分

$$\int_{-\infty}^{\infty} \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left(\frac{1}{\sigma_{xe}^2} + \frac{1}{\sigma_{xp}^2} \right) x^2 \right\} dx = \sqrt{\frac{2\pi\sigma_{xe}^2\sigma_{xp}^2}{\sigma_{xe}^2 + \sigma_{xp}^2}} \quad (\text{A.8})$$

2. 変数 t についての積分

exp の指数部は、

$$\frac{(z_e - ct)^2}{\sigma_{ze}^2} + \frac{(z_p - ct)^2}{\sigma_{zp}^2}$$

付録 A ルミノシティの導出

$$\begin{aligned}
&= \frac{1}{\sigma_{ze}^2 \sigma_{zp}^2} \left\{ \sigma_{zp}^2 (z_e^2 - 2z_e ct + c^2 t^2) + \sigma_{ze}^2 (z_p^2 - 2z_p ct + c^2 t^2) \right\} \\
&= \frac{1}{\sigma_{ze}^2 \sigma_{zp}^2} \left\{ (\sigma_{ze}^2 + \sigma_{zp}^2) c^2 t^2 - 2(z_e \sigma_{zp}^2 + z_p \sigma_{ze}^2) ct + z_e^2 \sigma_{zp}^2 + z_p^2 \sigma_{ze}^2 \right\} \\
&= \frac{\sigma_{ze}^2 + \sigma_{zp}^2}{\sigma_{ze}^2 \sigma_{zp}^2} \left\{ c^2 t^2 - \frac{2(z_e \sigma_{zp}^2 + z_p \sigma_{ze}^2)}{\sigma_{ze}^2 + \sigma_{zp}^2} ct + \frac{z_e^2 \sigma_{zp}^2 + z_p^2 \sigma_{ze}^2}{\sigma_{ze}^2 + \sigma_{zp}^2} \right\} \\
&= \frac{\sigma_{ze}^2 + \sigma_{zp}^2}{\sigma_{ze}^2 \sigma_{zp}^2} \left(ct - \frac{z_e \sigma_{zp}^2 + z_p \sigma_{ze}^2}{\sigma_{ze}^2 + \sigma_{zp}^2} \right)^2 + \frac{(z_e - z_p)^2}{\sigma_{ze}^2 + \sigma_{zp}^2}
\end{aligned}$$

なので、右辺第 1 項を積分すると、

$$\int_{-\infty}^{\infty} \exp \left\{ -\frac{1}{2} \frac{\sigma_{ze}^2 + \sigma_{zp}^2}{\sigma_{ze}^2 \sigma_{zp}^2} \left(ct - \frac{z_e \sigma_{zp}^2 + z_p \sigma_{ze}^2}{\sigma_{ze}^2 + \sigma_{zp}^2} \right)^2 \right\} dt = \frac{1}{c} \sqrt{\frac{2\pi \sigma_{ze}^2 \sigma_{zp}^2}{\sigma_{ze}^2 + \sigma_{zp}^2}} \quad (\text{A.9})$$

3. 変数 y と z についての積分

\exp の残りの指数部は、

$$\begin{aligned}
&\frac{(z_e - z_p)^2}{\sigma_{ze}^2 + \sigma_{zp}^2} + \frac{y_e^2}{\sigma_{ye}^2} + \frac{y_p^2}{\sigma_{yp}^2} \\
&= \frac{(2z \cos \phi)^2}{\sigma_{ze}^2 + \sigma_{zp}^2} + \frac{(z \sin \phi + y \cos \phi)^2}{\sigma_{ye}^2} + \frac{(z \sin \phi - y \cos \phi)^2}{\sigma_{yp}^2} \\
&= 4z^2 \left(\frac{\cos^2 \phi}{\sigma_{ze}^2 + \sigma_{zp}^2} + \frac{\sin^2 \phi}{\sigma_{ye}^2 + \sigma_{yp}^2} \right) - \frac{4z^2 \sin^2 \phi}{\sigma_{ye}^2 + \sigma_{yp}^2} \\
&\quad + \left(\frac{1}{\sigma_{ye}^2} + \frac{1}{\sigma_{yp}^2} \right) z^2 \sin^2 \phi + \left(\frac{1}{\sigma_{ye}^2} - \frac{1}{\sigma_{yp}^2} \right) 2yz \sin \phi \cos \phi \\
&\quad + \left(\frac{1}{\sigma_{ye}^2} + \frac{1}{\sigma_{yp}^2} \right) y^2 \cos^2 \phi \\
&= 4z^2 \left(\frac{\cos^2 \phi}{\sigma_{ze}^2 + \sigma_{zp}^2} + \frac{\sin^2 \phi}{\sigma_{ye}^2 + \sigma_{yp}^2} \right) + \left(\frac{1}{\sigma_{ye}^2} + \frac{1}{\sigma_{yp}^2} \right) \left\{ z^2 \sin^2 \phi + y^2 \cos^2 \phi \right. \\
&\quad \left. - \frac{\sigma_{ye}^2 \sigma_{yp}^2}{(\sigma_{ye}^2 + \sigma_{yp}^2)^2} 4z^2 \sin^2 \phi + \frac{\sigma_{yp}^2 - \sigma_{ye}^2}{\sigma_{yp}^2 + \sigma_{ye}^2} 2yz \sin \phi \cos \phi \right\} \\
&= 4z^2 \left(\frac{\cos^2 \phi}{\sigma_{ze}^2 + \sigma_{zp}^2} + \frac{\sin^2 \phi}{\sigma_{ye}^2 + \sigma_{yp}^2} \right) \\
&\quad + \frac{\sigma_{ye}^2 + \sigma_{yp}^2}{\sigma_{ye}^2 \sigma_{yp}^2} \left(y \cos \phi + \frac{\sigma_{yp}^2 - \sigma_{ye}^2}{\sigma_{yp}^2 + \sigma_{ye}^2} z \sin \phi \right)^2
\end{aligned}$$

なので、

$$\begin{aligned}
&\int_{-\infty}^{\infty} \exp \left[-\frac{1}{2} \left\{ \frac{(z_e - z_p)^2}{\sigma_{ze}^2 + \sigma_{zp}^2} + \frac{y_e^2}{\sigma_{ye}^2} + \frac{y_p^2}{\sigma_{yp}^2} \right\} \right] dy dz \\
&= \pi \sqrt{\frac{(\sigma_{ye}^2 + \sigma_{yp}^2)(\sigma_{ze}^2 + \sigma_{zp}^2)}{(\sigma_{ye}^2 + \sigma_{yp}^2) \cos^2 \phi + (\sigma_{ze}^2 + \sigma_{zp}^2) \sin^2 \phi}} \sqrt{\frac{\sigma_{ye}^2 \sigma_{yp}^2}{(\sigma_{ye}^2 + \sigma_{yp}^2) \cos^2 \phi}}
\end{aligned}$$

$$= \frac{\pi\sigma_{ye}\sigma_{yp}}{\cos\phi} \sqrt{\frac{\sigma_{ze}^2 + \sigma_{zp}^2}{(\sigma_{ye}^2 + \sigma_{yp}^2) \cos^2\phi + (\sigma_{ze}^2 + \sigma_{zp}^2) \sin^2\phi}}$$

以上をまとめると、ルミノシティの式が導出される。

$$\begin{aligned} L &= \frac{2cfN_eN_p \cos^2\phi}{(2\pi)^3\sigma_{xe}\sigma_{ye}\sigma_{ze}\sigma_{xp}\sigma_{yp}\sigma_{zp}} \sqrt{\frac{2\pi\sigma_{xe}^2\sigma_{xp}^2}{\sigma_{xe}^2 + \sigma_{xp}^2}} \frac{1}{c} \sqrt{\frac{2\pi\sigma_{ze}^2\sigma_{zp}^2}{\sigma_{ze}^2 + \sigma_{zp}^2}} \frac{\pi\sigma_{ye}\sigma_{yp}}{\cos\phi} \\ &\quad \times \sqrt{\frac{\sigma_{ze}^2 + \sigma_{zp}^2}{(\sigma_{ye}^2 + \sigma_{yp}^2) \cos^2\phi + (\sigma_{ze}^2 + \sigma_{zp}^2) \sin^2\phi}} \\ &= \frac{fN_eN_p \cos\phi}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{(\sigma_{xe}^2 + \sigma_{xp}^2)} \sqrt{(\sigma_{ye}^2 + \sigma_{yp}^2) \cos^2\phi + (\sigma_{ze}^2 + \sigma_{zp}^2) \sin^2\phi}} \quad (\text{A.10}) \end{aligned}$$

付録B パルス幅の理論式の導出

第3.6節において導出したパルス幅の式(3.62)の導出過程を記述する。ルミノシティは式(3.45)より、以下のように記述される。

$$L = 2cfN_eN_p \cos^2 \phi \int_{-\infty}^{\infty} \rho_e(x, y, z, t) \rho_p(x, y, z, t) dx dy dz dt \quad (\text{B.1})$$

ここで、

$$\rho_e = \frac{1}{2\pi^{\frac{3}{2}}} \frac{1}{\sigma_{xe}\sigma_{ye}\sigma_{ze}} \exp \left[-\frac{1}{2} \left\{ \frac{x^2}{\sigma_{xe}^2} + \frac{y^2}{\sigma_{ye}^2} + \frac{(z-ct)^2}{\sigma_{ze}^2} \right\} \right] \quad (\text{B.2})$$

$$\rho_p = \frac{1}{2\pi^{\frac{3}{2}}} \frac{1}{\sigma_{xp}\sigma_{yp}\sigma_{zp}} \exp \left[-\frac{1}{2} \left\{ \frac{x_p^2}{\sigma_{xp}^2} + \frac{y_p^2}{\sigma_{yp}^2} + \frac{(z_p-ct)^2}{\sigma_{zp}^2} \right\} \right] \quad (\text{B.3})$$

$$x_p = x \quad (\text{B.4})$$

$$y_p = z \sin \alpha - y \cos \alpha, \quad (\text{B.5})$$

$$z_p = -z \cos \alpha - y \sin \alpha \quad (\text{B.6})$$

式(B.2)から(B.6)を式(B.1)に代入して計算する。ただし、以下の計算過程において、公式(A.7)を用いた。以下、それぞれの変数について積分計算を行う。

1. 変数 x についての積分

$$\int_{-\infty}^{\infty} \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left(\frac{1}{\sigma_{xe}^2} + \frac{1}{\sigma_{xp}^2} \right) x^2 \right\} dx = \sqrt{\frac{2\pi\sigma_{xe}^2\sigma_{xp}^2}{\sigma_{xe}^2 + \sigma_{xp}^2}} \quad (\text{B.7})$$

2. 変数 t についての積分

expの指数部は、

$$\frac{(z-ct)^2}{\sigma_{ze}^2} + \frac{y^2}{\sigma_{ye}^2} + \frac{(z_p-ct)^2}{\sigma_{zp}^2} + \frac{y_p^2}{\sigma_{yp}^2} \quad (\text{B.8})$$

$$= \frac{\eta^2}{\sigma_{ze}^2} + \frac{y^2}{\sigma_{ye}^2} + \frac{(z \cos \alpha + y \sin \alpha + ct)^2}{\sigma_{zp}^2} + \frac{(z \sin \alpha - y \cos \alpha)^2}{\sigma_{yp}^2}$$

$$= \frac{\eta^2}{\sigma_{ze}^2} + \frac{y^2}{\sigma_{ye}^2} + \frac{\{\eta \cos \alpha + y \sin \alpha + (\cos \alpha + 1)ct\}^2}{\sigma_{zp}^2}$$

$$+ \frac{(\eta \sin \alpha - y \cos \alpha + ct \sin \alpha)^2}{\sigma_{yp}^2} \quad (\text{B.9})$$

付録 B パルス幅の理論式の導出

$ct = T$ において、式 (B.9) の第 3 項と第 4 項は、

$$\begin{aligned}
& \frac{(z_p - ct)^2}{\sigma_{zp}^2} + \frac{y_p^2}{\sigma_{yp}^2} \\
= & \frac{1}{\sigma_{yp}^2 \sigma_{zp}^2} [\sigma_{yp}^2 \{\eta^2 \cos^2 \alpha + y^2 \sin^2 \alpha + T^2 (\cos \alpha + 1)^2 \\
& + 2\eta y \sin \alpha \cos \alpha + 2yT \sin \alpha (\cos \alpha + 1) + 2\eta T \cos \alpha (\cos \alpha + 1)\} \\
& + \sigma_{zp}^2 \{\eta^2 \sin^2 \alpha + y^2 \cos^2 \alpha + T^2 \sin^2 \alpha - 2\eta y \sin \alpha \cos \alpha \\
& - 2yT \sin \alpha \cos \alpha + 2\eta T \sin^2 \alpha\}] \\
= & \frac{1}{\sigma_{yp}^2 \sigma_{zp}^2} [\{\sigma_{yp}^2 (\cos \alpha + 1)^2 + \sigma_{zp}^2 \sin^2 \alpha\} T^2 \\
& + 2\{\sigma_{yp}^2 (\cos \alpha + 1)(\eta \cos \alpha + y \sin \alpha) + \sigma_{zp}^2 \sin \alpha (\eta \sin \alpha - y \cos \alpha)\} T \\
& + \sigma_{yp}^2 (\eta \cos \alpha + y \sin \alpha)^2 + \sigma_{zp}^2 (\eta \sin \alpha - y \cos \alpha)^2] \\
= & \frac{\sigma_{yp}^2 (\cos \alpha + 1)^2 + \sigma_{zp}^2 \sin^2 \alpha}{\sigma_{yp}^2 \sigma_{zp}^2} \\
& \times \left[T^2 + 2 \frac{\sigma_{yp}^2 (\cos \alpha + 1)(\eta \cos \alpha + y \sin \alpha) + \sigma_{zp}^2 \sin \alpha (\eta \sin \alpha - y \cos \alpha)}{\sigma_{yp}^2 (\cos \alpha + 1)^2 + \sigma_{zp}^2 \sin^2 \alpha} T \right. \\
& \left. + \frac{\sigma_{yp}^2 (\eta \cos \alpha + y \sin \alpha)^2 + \sigma_{zp}^2 (\eta \sin \alpha - y \cos \alpha)^2}{\sigma_{yp}^2 (\cos \alpha + 1)^2 + \sigma_{zp}^2 \sin^2 \alpha} \right] \\
= & \frac{\sigma_{yp}^2 (\cos \alpha + 1)^2 + \sigma_{zp}^2 \sin^2 \alpha}{\sigma_{yp}^2 \sigma_{zp}^2} \\
& \times \left[\left\{ T + \frac{\sigma_{yp}^2 (\cos \alpha + 1)(\eta \cos \alpha + y \sin \alpha) + \sigma_{zp}^2 \sin \alpha (\eta \sin \alpha - y \cos \alpha)}{\sigma_{yp}^2 (\cos \alpha + 1)^2 + \sigma_{zp}^2 \sin^2 \alpha} \right\}^2 \right. \\
& - \left. \left\{ \frac{\sigma_{yp}^2 (\cos \alpha + 1)(\eta \cos \alpha + y \sin \alpha) + \sigma_{zp}^2 \sin \alpha (\eta \sin \alpha - y \cos \alpha)}{\sigma_{yp}^2 (\cos \alpha + 1)^2 + \sigma_{zp}^2 \sin^2 \alpha} \right\}^2 \right. \\
& \left. + \frac{\sigma_{yp}^2 (\eta \cos \alpha + y \sin \alpha)^2 + \sigma_{zp}^2 (\eta \sin \alpha - y \cos \alpha)^2}{\sigma_{yp}^2 (\cos \alpha + 1)^2 + \sigma_{zp}^2 \sin^2 \alpha} \right] \\
= & \frac{\sigma_{yp}^2 (\cos \alpha + 1)^2 + \sigma_{zp}^2 \sin^2 \alpha}{\sigma_{yp}^2 \sigma_{zp}^2} \\
& \times \left\{ T + \frac{\sigma_{yp}^2 (\cos \alpha + 1)(\eta \cos \alpha + y \sin \alpha) + \sigma_{zp}^2 \sin \alpha (\eta \sin \alpha - y \cos \alpha)}{\sigma_{yp}^2 (\cos \alpha + 1)^2 + \sigma_{zp}^2 \sin^2 \alpha} \right\}^2 \\
& + \frac{\sigma_{yp}^2 (\cos \alpha + 1)^2 + \sigma_{zp}^2 \sin^2 \alpha}{\sigma_{yp}^2 \sigma_{zp}^2} \left[\frac{\sigma_{yp}^2 (\eta \cos \alpha + y \sin \alpha)^2 + \sigma_{zp}^2 (\eta \sin \alpha - y \cos \alpha)^2}{\sigma_{yp}^2 (\cos \alpha + 1)^2 + \sigma_{zp}^2 \sin^2 \alpha} \right. \\
& \left. - \left\{ \frac{\sigma_{yp}^2 (\cos \alpha + 1)(\eta \cos \alpha + y \sin \alpha) + \sigma_{zp}^2 \sin \alpha (\eta \sin \alpha - y \cos \alpha)}{\sigma_{yp}^2 (\cos \alpha + 1)^2 + \sigma_{zp}^2 \sin^2 \alpha} \right\}^2 \right] \quad (B.10)
\end{aligned}$$

したがって、式 (B.10) の第 2 項は、

$$\begin{aligned}
& \frac{\{\sigma_{yp}^2(\eta \cos \alpha + y \sin \alpha)^2 + \sigma_{zp}^2(\eta \sin \alpha - y \cos \alpha)^2\} \{\sigma_{yp}^2(\cos \alpha + 1)^2 + \sigma_{zp}^2 \sin^2 \alpha\}}{\sigma_{yp}^2 \sigma_{zp}^2 \{\sigma_{yp}^2(\cos \alpha + 1)^2 + \sigma_{zp}^2 \sin^2 \alpha\}} \\
& - \frac{\{\sigma_{yp}^2(\eta \cos \alpha + y \sin \alpha)(\cos \alpha + 1) + \sigma_{zp}^2 \sin \alpha(\eta \sin \alpha - y \cos \alpha)\}^2}{\sigma_{yp}^2 \sigma_{zp}^2 \{\sigma_{yp}^2(\cos \alpha + 1)^2 + \sigma_{zp}^2 \sin^2 \alpha\}} \\
= & \frac{\sin^2 \alpha(\eta \cos \alpha + y \sin \alpha)^2 + (\cos \alpha + 1)^2(\eta \sin \alpha - y \cos \alpha)^2}{\sigma_{yp}^2(\cos \alpha + 1)^2 + \sigma_{zp}^2 \sin^2 \alpha} \\
& - \frac{2 \sin \alpha(\cos \alpha + 1)(\eta \cos \alpha + y \sin \alpha)(\eta \sin \alpha - y \cos \alpha)}{\sigma_{yp}^2(\cos \alpha + 1)^2 + \sigma_{zp}^2 \sin^2 \alpha} \\
= & \frac{\{\sin \alpha(\eta \cos \alpha + y \sin \alpha) - (\cos \alpha + 1)(\eta \sin \alpha - y \cos \alpha)\}^2}{\sigma_{yp}^2(\cos \alpha + 1)^2 + \sigma_{zp}^2 \sin^2 \alpha} \\
= & \frac{\{y(\cos \alpha + 1) - \eta \sin \alpha\}^2}{\sigma_{yp}^2(\cos \alpha + 1)^2 + \sigma_{zp}^2 \sin^2 \alpha}
\end{aligned}$$

3. 変数 y についての積分

exp の指数部は、

$$\frac{\eta^2}{\sigma_{ze}^2} + \frac{y^2}{\sigma_{ye}^2} + \frac{\{y(\cos \alpha + 1) - \eta \sin \alpha\}^2}{\sigma_{yp}^2(\cos \alpha + 1)^2 + \sigma_{zp}^2 \sin^2 \alpha} \quad (\text{B.11})$$

式 (B.11) の第 2 項と第 3 項は、

$$\begin{aligned}
& \frac{\sigma_{yp}^2 y^2 (\cos \alpha + 1)^2 + \sigma_{zp}^2 y^2 \sin^2 \alpha + \sigma_{ye}^2 \{y(\cos \alpha + 1) - \eta \sin \alpha\}^2}{\sigma_{ye}^2 \{\sigma_{yp}^2(\cos \alpha + 1)^2 + \sigma_{zp}^2 \sin^2 \alpha\}} \\
= & \frac{\{\sigma_{yp}^2(\cos \alpha + 1)^2 + \sigma_{zp}^2 \sin^2 \alpha + \sigma_{ye}^2(\cos \alpha + 1)^2\} y^2}{\sigma_{ye}^2 \{\sigma_{yp}^2(\cos \alpha + 1)^2 + \sigma_{zp}^2 \sin^2 \alpha\}} \\
& - \frac{2\eta \sigma_{ye}^2 \sin \alpha (\cos \alpha + 1) y + \sigma_{ye}^2 \eta^2 \sin^2 \alpha}{\sigma_{ye}^2 \{\sigma_{yp}^2(\cos \alpha + 1)^2 + \sigma_{zp}^2 \sin^2 \alpha\}} \\
= & \frac{\sigma_{zp}^2 \sin^2 \alpha + (\sigma_{ye}^2 + \sigma_{yp}^2)(\cos \alpha + 1)^2}{\sigma_{ye}^2 \{\sigma_{yp}^2(\cos \alpha + 1)^2 + \sigma_{zp}^2 \sin^2 \alpha\}} \left[y^2 - \frac{2\eta \sigma_{ye}^2 \sin \alpha (\cos \alpha + 1)}{\sigma_{zp}^2 \sin^2 \alpha + (\sigma_{ye}^2 + \sigma_{yp}^2)(\cos \alpha + 1)^2} y \right. \\
& \left. + \frac{\sigma_{ye}^2 \eta^2 \sin^2 \alpha}{\sigma_{zp}^2 \sin^2 \alpha + (\sigma_{ye}^2 + \sigma_{yp}^2)(\cos \alpha + 1)^2} \right] \\
= & \frac{\sigma_{zp}^2 \sin^2 \alpha + (\sigma_{ye}^2 + \sigma_{yp}^2)(\cos \alpha + 1)^2}{\sigma_{ye}^2 \{\sigma_{yp}^2(\cos \alpha + 1)^2 + \sigma_{zp}^2 \sin^2 \alpha\}} \left\{ y - \frac{\eta \sigma_{ye}^2 \sin \alpha (\cos \alpha + 1)}{\sigma_{zp}^2 \sin^2 \alpha + (\sigma_{ye}^2 + \sigma_{yp}^2)(\cos \alpha + 1)^2} \right\}^2 \\
& + \frac{\sigma_{ye}^2 \eta^2 \sin^2 \alpha \{\sigma_{zp}^2 \sin^2 \alpha + (\sigma_{ye}^2 + \sigma_{yp}^2)(\cos \alpha + 1)^2\} - \{\eta \sigma_{ye}^2 \sin \alpha (\cos \alpha + 1)\}^2}{\sigma_{ye}^2 \{\sigma_{yp}^2(\cos \alpha + 1)^2 + \sigma_{zp}^2 \sin^2 \alpha\} \{\sigma_{ye}^2 + \sigma_{yp}^2\} (\cos \alpha + 1)^2 + \sigma_{zp}^2 \sin^2 \alpha} \\
= & \frac{\sigma_{zp}^2 \sin^2 \alpha + (\sigma_{ye}^2 + \sigma_{yp}^2)(\cos \alpha + 1)^2}{\sigma_{ye}^2 \{\sigma_{yp}^2(\cos \alpha + 1)^2 + \sigma_{zp}^2 \sin^2 \alpha\}} \left\{ y - \frac{\eta \sigma_{ye}^2 \sin \alpha (\cos \alpha + 1)}{\sigma_{zp}^2 \sin^2 \alpha + (\sigma_{ye}^2 + \sigma_{yp}^2)(\cos \alpha + 1)^2} \right\}^2 \\
& + \frac{\eta^2 \sin^2 \alpha}{(\sigma_{ye}^2 + \sigma_{yp}^2)(\cos \alpha + 1)^2 + \sigma_{zp}^2 \sin^2 \alpha}
\end{aligned}$$

付録B パルス幅の理論式の導出

したがって、exp の指数部は、

$$\begin{aligned} & \frac{\eta^2}{\sigma_{ze}^2} + \frac{\eta^2 \sin^2 \alpha}{(\sigma_{ye}^2 + \sigma_{yp}^2)(\cos \alpha + 1)^2 + \sigma_{zp}^2 \sin^2 \alpha} \\ &= \frac{(\sigma_{ye}^2 + \sigma_{yp}^2)(\cos \alpha + 1)^2 + (\sigma_{ze}^2 + \sigma_{zp}^2) \sin^2 \alpha}{\sigma_{ze}^2 \{(\sigma_{ye}^2 + \sigma_{yp}^2)(\cos \alpha + 1)^2 + \sigma_{zp}^2 \sin^2 \alpha\}} \eta^2 \end{aligned}$$

となり、

$$\begin{aligned} L &\propto \int_{-\infty}^{\infty} d\eta \exp \left\{ -\frac{1}{2} \frac{(\sigma_{ye}^2 + \sigma_{yp}^2)(\cos \alpha + 1)^2 + (\sigma_{ze}^2 + \sigma_{zp}^2) \sin^2 \alpha}{\sigma_{ze}^2 \{(\sigma_{ye}^2 + \sigma_{yp}^2)(\cos \alpha + 1)^2 + \sigma_{zp}^2 \sin^2 \alpha\}} \eta^2 \right\} \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} d\eta \exp \left(-\frac{\eta^2}{2\sigma_t^2} \right) \end{aligned}$$

ガンマ線のパルス幅は以下のように記述される。

$$\sigma_t = \frac{\sigma_{ze} \sqrt{(\sigma_{ye}^2 + \sigma_{yp}^2)(\cos \alpha + 1)^2 + \sigma_{zp}^2 \sin^2 \alpha}}{\sqrt{(\sigma_{ye}^2 + \sigma_{yp}^2)(\cos \alpha + 1)^2 + (\sigma_{ze}^2 + \sigma_{zp}^2) \sin^2 \alpha}} \quad (\text{B.12})$$

付録C EGS5ソースコード

EGS5は、FORTRAN言語で書かれており、線源の初期値や出力する物理量を決めるユーザーコード(拡張子.f)、物質の形状や種類を決めるデータファイル(拡張子.data)、物質ごとに取り扱うエネルギー領域や相互作用の種類を決めるインプットファイル(拡張子.inp)で構成される。下記に示すコードは、EGS研究会のホームページからダウンロードできるサンプルプログラム ucnaicgv.fの一部を書き換えて、LCSガンマ線のシミュレーションを行えるようにしたものである。以下のシミュレーションコードでは、ガンマ線の進行方向を x 、水平方向を y 、鉛直方向を z として計算している。

C.1 NaIシンチレーターにおける吸収エネルギースペクトルの計算

C.1.1 ユーザーコード NaI.f

```
!-----  
!----- main code -----  
!-----  
! Step 1: Initialization  
!-----  
  
    implicit none  
  
!-----  
! EGS5 COMMONs  
!-----  
    include 'include/egs5_h.f'           ! Main EGS "header" file  
  
    include 'include/egs5_bounds.f'  
    include 'include/egs5_brempr.f'  
    include 'include/egs5_edge.f'  
    include 'include/egs5_media.f'  
    include 'include/egs5_misc.f'  
    include 'include/egs5_thresh.f'  
    include 'include/egs5_uphiot.f'  
    include 'include/egs5_useful.f'
```

付録C EGS5 ソースコード

```

include 'include/egs5_usersc.f'
include 'include/egs5_userxt.f'
include 'include/randomm.f'

!
! -----
! Auxiliary-code COMMONs
! -----
include 'auxcommons/aux.h.f'           ! Auxiliary-code "header" file

include 'auxcommons/edata.f'
include 'auxcommons/etaly1.f'
include 'auxcommons/instuf.f'
include 'auxcommons/lines.f'
include 'auxcommons/nfac.f'
include 'auxcommons/watch.f'

!
! -----
! cg related COMMONs
! -----
include 'auxcommons/geom_common.f' ! geom-common file
integer irinn

common/totals/                          ! Variables to score
* depe,deltae,maxpict
real*8 depe,deltae
integer maxpict

!**** real*8                               ! Arguments
real*8 totke
real*8 rnnow,etot
real*8 esumt

real*8                                     ! Local variables
* availke,wtin,wtsun,
* xi0,yi0,zi0,E,E_l,r02,E_e,beta,gamma,dt,deltath,E_g,
* E_l_ER,co_ER,R,A,ds_do,ds_dt,ds_T,phi,alpha,
* ran,s_E_e,s_dy_e,s_dz_e,s_y_e,s_z_e,
* dydx,dzdx,rr0,E.gamma

real                                       ! Local variables
* phs(82),eup

real
* tarray(2),tt,tt0,tt1,cputime,etime

integer
* i,icases,idin,ie,ifti,ifto,ii,iiz,imed,ireg,isam,
* izn,nlist,j,k,n,ner,ntype,C,ncases_n

character*24 medarr(7)

!
! -----
! Open files
! -----
!

```

C.1. NaI シンチレーターにおける吸収エネルギースペクトルの計算

```

!      Units 7-26 are used in pegs and closed.  It is better not
!      to use as output file.  If they are used, they must be opened
!      after getcg etc.  Unit for pict must be 39.
!-----

      open(6,FILE='egs5job.out',STATUS='unknown')
      open(4,FILE='egs5job.inp',STATUS='old')
      open(39,FILE='egs5job.pic',STATUS='unknown')
      open(80,FILE='E_spec.dat',STATUS='unknown')

!      =====
!      call counters_out(0)
!      =====

!-----
! Step 2: pegs5-call
!-----

!      -----
!      Define media before calling PEGS5
!      -----

      nmed=7

!      =====
!      call block_set           ! Initialize some general variables
!      =====

      medarr(1)='NAI'           ,
      medarr(2)='AL'            ,
      medarr(3)='QUARTZ'        ,
      medarr(4)='AIR-AT-NTP'    ,
      medarr(5)='PB'            ,
      medarr(6)='FE'            ,
      medarr(7)='CU'            ,

      do j=1,nmed
        do i=1,24
          media(i,j)=medarr(j)(i:i)
        end do
      end do

      chard(1) = 12.7d0          ! automatic step-size control
      chard(2) = 0.1d0
      chard(3) = 0.8d0
      chard(4) = 1.0d0
      chard(5) = 5.0d0
      chard(6) = 0.15d0
      chard(7) = 1.5d0

      write(6,fmt="( 'chard = ',5e12.5)") (chard(j),j=1,nmed)

!      -----
!      Run KEK PEGS5 before calling HATCH
!      -----

```

付録C EGS5 ソースコード

```

        write(6,100)
100  FORMAT('PEGS5-call comes next '/')

!  =====
!  call pegs5
!  =====

!-----
! Step 3: Pre-hatch-call-initialization
!-----

        write(6,*) 'Read cg-related data'

!-----
! Initialize CG related parameters
!-----

        npreci=3      ! PICT data mode for CGView in free format

        ifti = 4      ! Input unit number for cg-data
        ifto = 39     ! Output unit number for PICT

        write(6,fmt="( ' CG data ' )")
        call geomgt(ifti,6) ! Read in CG data
        write(6,fmt="( ' End of CG data ',/ )")

        if(npreci.eq.3) write(ifto,fmt="( 'CSTA-FREE-TIME' )")
        if(npreci.eq.2) write(ifto,fmt="( 'CSTA-TIME' )")

        rewind ifti
        call geomgt(ifti,ifto)! Dummy call to write geom info for ifto
        write(ifto,110)
110  FORMAT('CEND')

!-----
! Get nreg from cg input data
!-----

        nreg=izonin
        write(6,115) nreg
115  FORMAT(/, ' nreg=',I12,5X)

! Read material for each reffion from egs5job.data
        read(4,*) (med(i),i=1,nreg)

! Set option except vacuum region
        do i=1,nreg-1
            if(med(i).ne.0) then
                iphter(i) = 1      ! Switches for PE-angle sampling
                iedgfl(i) = 1     ! K & L-edge fluorescence
                iauger(i) = 1     ! K & L-Auger
                iraylr(i) = 1     ! Rayleigh scattering
                lpolar(i) = 0     ! Linearly-polarized photon scattering
                incohr(i) = 0     ! S/Z rejection
                iprofr(i) = 0     ! Doppler broadening
                impacr(i) = 0     ! Electron impact ionization
            end if
        end do

```

C.1. NaI シンチレーターにおける吸収エネルギースペクトルの計算

```

!
! -----
! Random number seeds. Must be defined before call hatch
! or defaults will be used. inseed (1- 2^31)
! -----
!
! luxlev = 1
! inseed=1
! write(6,120) inseed
120 FORMAT(/,' inseed=',I12,5X,
*          '(seed for generating unique sequences of Ranlux)')
!
! =====
! call rlxunit ! Initialize the Ranlux random-number generator
! =====
! -----
! Step 4: Determination-of-incident-particle-parameters
! -----
! Define initial variables for incident particle normally incident
! on the slab
! iqin=0 ! Incident particle charge - photons
! ekein=14.0 ! Incident particle kinetic energy
! xin=-650.0 ! Source position
! yin=0.0
! zin=10.0
! uin=1.0 ! Moving along z axis
! vin=0.0
! win=0.0
! irin=0 ! starting region (0: Automatic search in CG)
! wtin=1.0 ! Weight = 1 since no variance reduction used
!
! pdf data for many source
! deltae=0.131 ! Energy bin of response
! -----
! Get source region from cg input data
! -----
!
! if (irin.le.0.or.irin.gt.nreg) then
! call srzone(xin,yin,zin,iqin+2,0,irin)
! if (irin.le.0.or.irin.ge.nreg) then
! write(6,fmt="(' Stopped in MAIN. irin = ',i5)") irin
! stop
! end if
! call rstnxt(iqin+2,0,irin)
! end if
! -----
! Step 5: hatch-call
! -----
! -----
! emaxe = 0.D0 ! dummy value to extract min(UE,UP+RM).
! emaxe = ekein +RM

```


付録C EGS5 ソースコード

```

        write(6,130)
130  format(/' Call hatch to get cross-section data')

! -----
!  Open files (before HATCH call)
! -----
        open(UNIT=KMPI,FILE='pgs5job.pgs5dat',STATUS='old')
        open(UNIT=KMPO,FILE='egs5job.dummy',STATUS='unknown')

        write(6,140)
140  FORMAT(/,' HATCH-call comes next',/)

! =====
!  call hatch
! =====

! -----
!  Close files (after HATCH call)
! -----
        close(UNIT=KMPI)
        close(UNIT=KMPO)

! -----
!  Print various data associated with each media (not region)
! -----
        write(6,150)
150  FORMAT(/,' Quantities associated with each MEDIA:')
        do j=1,nmed
            write(6,160) (media(i,j),i=1,24)
160  FORMAT(/,1X,24A1)
            write(6,170) rhom(j),rlcm(j)
170  FORMAT(5X,' rho=',G15.7,' g/cu.cm      rlc=',G15.7,' cm')
            write(6,180) ae(j),ue(j)
180  FORMAT(5X,' ae=',G15.7,' MeV      ue=',G15.7,' MeV')
            write(6,190) ap(j),up(j)
190  FORMAT(5X,' ap=',G15.7,' MeV      up=',G15.7,' MeV',/)
        end do

! -----
!  Print media and cutoff energies assigned to each region
! -----
        do i=1,nreg
            if (med(i) .eq. 0) then
                write(6,200) i
200  FORMAT(' medium(' ,I3,')=vacuum')
            else
                write(6,210) i,(media(ii,med(i)),ii=1,24),ecut(i),pcut(i)
210  FORMAT(' medium(' ,I3,')=',24A1,
                *      'ecut=',G10.5,' MeV, pcut=',G10.5,' MeV')
! -----
!  Print out energy information of K- and L-X-rays
! -----
                if (iedgfl(i) .ne. 0) then ! Output X-ray energy
                    ner = nne(med(i))
                    do iiz=1,ner

```

C.1. NaI シンチレーターにおける吸収エネルギースペクトルの計算

```

        izn = zelem(med(i),iiz) ! Atomic number of this element
        write(6,220) izn
220     FORMAT(' X-ray information for Z=',I3)
        write(6,230) (ekx(ii,izn),ii=1,10)
230     FORMAT(' K-X-ray energy in keV',/,
*         4G15.5,/,4G15.5,/,2G15.5)
        write(6,240) (elx1(ii,izn),ii=1,8)
240     FORMAT(' L-1 X-ray in keV',/,4G15.5,/,4G15.5)
        write(6,250) (elx2(ii,izn),ii=1,5)
250     FORMAT(' L-2 X-ray in keV',/,5G15.5)
        write(6,260) (elx3(ii,izn),ii=1,7)
260     FORMAT(' L-3 X-ray in keV',/,4G15.5,/,3G15.5)
        end do
        end if
        end if
    end do

    write(39,fmt="(MSTA)")
    write(39,fmt="(i4)") nreg
    write(39,fmt="(15i4)") (med(i),i=1,nreg)
    write(39,fmt="(MEND)")

!-----
! Step 6: Initialization -for-howfar
!-----
!-----
! Step 7: Initialization -for-ausgab
!-----

    ncount = 0
    ilines = 0
    nwrite = 10
    nlines = 10
    idin = -1
    totke = 0.
    wtsum = 0.
    iwatch=0

!=====
    call ecnsv1(0,nreg,totke)
    call ntally(0,nreg)
!=====

    write(6,270)
270     FORMAT(//,' Energy/Coordinates/Direction cosines/etc.',/,
*         6X,'e',14X,'x',14X,'y',14X,'z',
*         14X,'u',14X,'v',14X,'w',11X,'iq',3X,'ir',1X,'iarg',/)

! Energy bin width
    deltae=0.131

! Zero the variables
    depe=0.D0
    do j=1,82
        phs(j)=0.D0
    
```

付録C EGS5 ソースコード

```

end do

! Set maximum number for pict
maxpict=82

tt=etime(tarray)
tt0=tarray(1)

!-----
! Step 8: Shower-call
!-----
! Write batch number
write(39,fmt="( '0 1' )")

! Set initial value
alpha = 0.5*PI          ! Collision angle
C      = 1000000
E      = 750.0          ! Electron beam energy
E_l    = 1.55/1000000.0 ! Laser energy of 800 nm
E_e    = 0.511          ! Electron energy at rest
beta   = dsqrt(E*(E+2.0*E_e))/(E+E_e)
gamma  = (E+E_e)/E_e    ! Lorenz factor
deltath = 1.0/dbl(C)
ds_T   = 8.0*PI/3.0    ! Thomson scattering cross-section
ncases_n = 0

s_E_e  = 0.03          !Energy resolution of NaI at rms %

s_dy_e = 0.052        !Horizontal divergence of electron beam mrad
s_dz_e = 0.023        !Vertical divergence of electron beam mrad
s_y_e  = 0.062        !Horizontal spatial spread of electron beam cm
s_z_e  = 0.0038       !Vertical spatial spread of electron beam cm

do j=1,20000          !-----
! Start of deltath loop
!-----
    ncases = 1000000
    dt      = dbl(j)/dbl(C)

    ! Gamma ray energy
    E_g     = (1.0+beta*dcos(alpha))*E_l/
*          (1.0-beta*dcos(dt)+E_l/E_e/gamma*(1+dcos(alpha+dt)))

    ! Differential scattering cross-section
    E_l_ER  = gamma*(1.0+beta*dcos(alpha))*E_l
    co_ER   = -1.0+(1.0+dcos(alpha+dt))/
*          (1.0+beta*dcos(alpha))/(1.0-beta*dcos(dt))/(gamma**2.0)
    R       = 1.0/(1.0+E_l_ER/E_e*(1.0+co_ER))
    A       = (beta*(dsin(dt)-dsin(alpha))+dsin(alpha+dt))/
*          (1.0+beta*dcos(alpha))/((1.0-beta*dcos(dt))**2.0)/
*          (gamma**2.0)/dsin(dt)
    ds_do   = A/2.0*R*R*(R+1.0/R-1.0+co_ER*co_ER)
    ds_dt   = deltath*2*PI*dsin(dt)*ds_do

    ncases = idint(ds_dt/ds_T*dbl(ncases))

```

C.1. NaI シンチレーターにおける吸収エネルギースペクトルの計算

```

ncases_n = ncases_n + ncases

if(ncases.lt.0) stop

do i=1,ncases
! -----
! Start of shower call-loop
! -----
!
! -----
! Select incident energy
! -----
    ran = 0.0
    do n=1,12
        call randomset(rnnow)
        ran = ran + rnnow
    end do
    ran = ran - 6.0
    E_gamma = ran*s_E_e*E_g+E_g

    ekein = E_gamma

    wtin = 1.0

    wtsum = wtsum + wtin
    etot = ekein + iabs(iqin)*RM
    if(iqin.eq.1) then
        availke = ekein + 2.0*RM
    else
        availke = ekein
    end if

    totke = totke + availke

    ie=ekein/deltae + 1
    if (ie .gt. 82) ie = 82

! -----
! Select incident angle
! -----
    call randomset(rnnow)
    dp = rnnow*2*PI
    uin = dcos(dt)
    vin = dsin(dt)*dcos(dp)
    win = dsin(dt)*dsin(dp)

    ran = 0.0
    do n=1,12
        call randomset(rnnow)
        ran = ran + rnnow
    end do
    ran = ran - 6.0
    dydx = ran*s_dy_e/1000.0

    ran = 0.0
    do n=1,12
        call randomset(rnnow)
        ran = ran + rnnow

```

付録C EGS5 ソースコード

```

end do
ran = ran - 6.0
dzdx = ran*s_dz_e/1000.0

dydx = dydx + vin/uin
dzdx = dzdx + win/uin

rr0 = dsqrt(1.0 + dydx*dydx + dzdx*dzdx)

uin = 1.0/rr0
vin = dydx/rr0
win = dzdx/rr0

!
! -----
! Select incident position
! -----
ran = 0.0
do n=1,12
  call randomset(rnow)
  ran = ran + rnow
end do
ran = ran - 6.0
yin = ran*s_y_e + 0.0

ran = 0.0
do n=1,12
  call randomset(rnow)
  ran = ran + rnow
end do
ran = ran - 6.0
zin = ran*s_z_e + 10.0

!
! -----
! Print first NWRITE or NLINES, whichever comes first
! -----
if (ncount .le. nwrite .and. ilines .le. nlines) then
  ilines = ilines + 1
  write(6,280) etot,xin,yin,zin,uin,vin,win,iqin,irin,idin
280  FORMAT(7G15.7,3I5)
end if

!
! -----
! Compare maximum energy of material data and incident energy
! -----
if(etot+(1-iabs(iqin))*RM.gt.emaxe) then
  write(6,fmt="(' Stopped in MAIN.',
1    ' (Incident kinetic energy + RM) > min(UE,UP+RM).')")
  stop
end if

!
! -----
! Verify the normarization of source direction cosines
! -----
if(abs(uin*uin+vin*vin+win*win-1.0).gt.1.e-6) then
  write(6,fmt="(' Following source direction cosines are not',

```

C.1. NaI シンチレーターにおける吸収エネルギースペクトルの計算

```

1      ' normarized.' ,3e12.5)") uin , vin , win
      stop
      end if

!
! =====
      call shower (iqin , etot , xin , yin , zin , uin , vin , win , irin , wtin)
!
! =====

!      If some energy is deposited inside detector add pulse-height
!      and efficiency.

      if (depe .gt. 0.D0) then
          ie=depe/deltae + 1
          if (ie .gt. 82) ie = 82
          phs(ie)=phs(ie)+wtin
          depe = 0.D0
      end if

      ncount = ncount + 1      ! Count total number of actual cases

                                     ! -----
      end do                                     ! End of CALL SHOWER loop
                                     ! -----
end do                                     ! End of deltath loop
                                     ! -----

call plotxyz (99 , 0 , 0 , 0.D0 , 0.D0 , 0.D0 , 0.D0 , 0 , 0.D0 , 0.D0)

write (39 , fmt="( '9' )")      ! Set end of batch for CG View

tt=etime (tarray)
tt1=tarray (1)
cputime=tt1-tt0
write (6 , 300) cputime
300  format (' Elapsed Time (sec)=', G15.5)

! -----
! Step 9:  Output-of-results
! -----

      write (6 , 310) ncount , ncases , totke
310  FORMAT(/ , ' Ncount=', I10 , ' (actual cases run)', / ,
*      ' Ncases=', I10 , ' (number of cases requested)', / ,
*      ' TotKE =', G15.5 , ' (total KE (MeV) in run)')

      if (totke .le. 0.D0) then
          write (6 , 320) totke , availke , ncount
320  FORMAT(/ , ' Stopped in MAIN with TotKE=', G15.5 , / ,
*      ' AvailKE=', G15.5 , / , ' Ncount=', I10)
          stop
      end if

!
! -----
!      Pulse height distribution
! -----

```

付録C EGS5 ソースコード

```

do ie=1,82
  eup=deltae*ie
  write(80,385) eup,phs(ie)
385  FORMAT(F6.3,1X,F6.0)
end do

nlist=1

! =====
! call ecnsv1(nlist,nreg,totke)
! call ntally(nlist,nreg)
! =====

! =====
! call counters_out(1)
! =====

stop

end

!-----last line of main code-----

!-----ausgab.f-----
! Version: 080708-1600
! Reference: SLAC-265 (p.19-20, Appendix 2)
!-----
!23456789|123456789|123456789|123456789|123456789|123456789|123456789|12
!-----
! Required subroutine for use with the EGS5 Code System
!-----
! A AUSGAB to:
!
! 1) Score energy deposition
! 2) Score particle information enter to detector from outside
! 3) Print out particle transport information
! 4) call plotxyz if imode=0
!-----

subroutine ausgab(iarg)

implicit none

include 'include/egs5.h.f'           ! Main EGS "header" file

include 'include/egs5_epcont.f'     ! COMMONs required by EGS5 code
include 'include/egs5_misc.f'
include 'include/egs5_stack.f'
include 'include/egs5_useful.f'

include 'auxcommons/aux_h.f'        ! Auxiliary-code "header" file

include 'auxcommons/etaly1.f'      ! Auxiliary-code COMMONs

```

C.1. NaI シンチレーターにおける吸収エネルギースペクトルの計算

```

include 'auxcommons/lines.f'
include 'auxcommons/ntaly1.f'
include 'auxcommons/watch.f'

common/totals/                                ! Variables to score
* depe,deltae,maxpict
real*8 depe,deltae
integer maxpict

integer                                        ! Arguments
* iarg

real*8                                         ! Local variables
* edepwt

integer
* ie,iql,irl,ntype

! -----
! Set some local variables
! -----
irl = ir(np)
iql = iq(np)
edepwt = edep*wt(np)

! -----
! Keep track of energy deposition (for conservation purposes)
! -----
if (iarg .lt. 5) then
  esum(iql+2,irl,iarg+1) = esum(iql+2,irl,iarg+1) + edepwt
  nsum(iql+2,irl,iarg+1) = nsum(iql+2,irl,iarg+1) + 1
end if

! -----
! Score energy deposition inside NaI detector
! -----
if (med(irl).eq. 1) then
  depe = depe + edepwt
end if

! -----
! Print out stack information (for limited number cases and lines)
! -----
if (ncount .le. nwrite .and. ilines .le. nlines) then
  ilines = ilines + 1
  write(6,100) e(np),x(np),y(np),z(np),u(np),v(np),w(np),
*           iql,irl,iarg
100  FORMAT(7G15.7,3I5)
end if

! -----
! Print out particle transport information (if switch is turned on)
! -----
! -----
if (iwatch .gt. 0) call swatch(iarg,iwatch)

```


付録C EGS5 ソースコード

```

!
! =====
!
! -----
! Output particle information for plot
! -----
!
  if (ncount.le.maxpict) then
    call plotxyz(iarg,np,iq(np),x(np),y(np),z(np),e(np),ir(np),
*      wt(np),time(np))
  end if

  return

end

```

C.1.2 データファイル NaI.data

RCC	1	0.0	-3.45	2.0	0.0	0.0	12.7	6.35
RCC	2	0.0	-3.45	1.1	0.0	0.0	13.9	6.99
RCC	3	0.0	-3.45	1.0	0.0	0.0	14.0	7.00
RCC	4	0.0	-3.45	14.2	0.0	0.0	0.8	5.7
RPP	5	-5.9	7.0	-22.6	7.5	0.0	1.0	
RCC	6	-61.7	3.15	10.0	2.24	0.0	0.0	10.15
RCC	7	-61.7	5.3	10.0	72.6	2.3	0.0	3.0
RCC	8	-61.7	5.3	10.0	72.6	2.3	0.0	2.85
RCC	9	6.7	7.55	10.0	3.7	0.0	0.0	5.7
RCC	10	10.4	7.55	10.0	5.0	0.0	0.0	12.65
RCC	11	10.4	7.55	10.0	2.5	0.0	0.0	3.0
RCC	12	12.9	7.55	10.0	2.5	0.0	0.0	10.0
RPP	13	-5.9	4.1	7.5	37.5	0.0	20.0	
RCC	14	-5.9	7.55	10.0	10.0	0.0	0.0	5.0
RPP	15	-128.5	-127.0	-2.9	9.1	9.0	11.0	
RCC	16	-104.3	3.1	10.0	2.0	0.0	0.0	7.5
RPP	17	-105.0	-102.0	-5.0	11.0	9.25	10.75	
RCC	18	-101.3	3.1	10.0	1.7	0.0	0.0	7.5
RPP	19	-101.5	-99.0	-5.0	11.0	9.05	10.95	
RCC	20	-1000.0	0.0	10.0	1090.0	0.0	0.0	40.0
RCC	21	-1005.0	0.0	10.0	1100.0	0.0	0.0	45.0
END								
Z1	+1							
Z2	+2	-1						
Z3	+3	-2	-4					
Z4	+4	-2						
Z5	+5							
Z6	+6	-7						
Z7	+7	-8	-11					
Z8	+8	-11						
Z9	+9	-11	-12	-8	-7			
Z10	+10	-11	-12	-8	-7			
Z11	+11							
Z12	+12							
Z13	+13	-14	-7					
Z14	+14	-3	-7	-8				
Z15	+15							
Z16	+16	-17						
Z17	+17							

C.1. NaI シンチレーターにおける吸収エネルギースペクトルの計算

Z18		+18		-19										
Z19		+19												
Z20		+20		-3		-5		-6		-7		-8		-9
-14		-15		-16		-17		-18		-19				
Z21		+21		-20										
END														
1	2	2	3	2	6	6	4	6	6	4	4	5	4	
7	6	4	5	4	4	0								

C.1.3 PEGS インプットファイル NaI.inp

```

COMP
  &INP NE=2,RHO=3.67, PZ=1,1 IRAYL=1 /END
NAI
  NA I
ENER
  &INP AE=0.611,AP=0.100,UE=20.0,UP=20.0 /END
PWLF
  &INP /END
DECK
  &INP /END
ELEM
  &INP IRAYL=1 /END
AL
  AL
AL
ENER
  &INP AE=0.611,AP=0.100,UE=20.0,UP=20.0 /END
PWLF
  &INP /END
DECK
  &INP /END
COMP
  &INP NE=2,RHO=2.20, PZ=1,2, IRAYL=1 /END
QUARTZ
  QUARTZ
SI O
ENER
  &INP AE=0.611,AP=0.100,UE=20.0,UP=20.0 /END
PWLF
  &INP /END
DECK
  &INP /END
MIXT
  &INP NE=3,RHO= 1.2050E-03,RHOZ= 0.755,0.232,0.013,
    GASP=0.93174,IRAYL=1 /END
AIR-AT-NTP
  AIR-GAS
N O AR
ENER
  &INP AE=0.611,AP=0.100,UE=20.0,UP=20.0 /END
PWLF
  &INP /END
DECK
  &INP /END
ELEM
  &INP IRAYL=1 /END
PB
  PB

```

付録C EGS5 ソースコード

```
PB
ENER
  &INP AE=0.611,AP=0.100,UE=20.0,UP=20.0 /END
PWLF
  &INP /END
DECK
  &INP /END
ELEM
  &INP IRAYL=1 /END
FE
                                FE
FE
ENER
  &INP AE=0.611,AP=0.100,UE=20.0,UP=20.0 /END
PWLF
  &INP /END
DECK
  &INP /END
ELEM
  &INP IRAYL=1 /END
CU
                                CU
CU
ENER
  &INP AE=0.611,AP=0.100,UE=20.0,UP=20.0 /END
PWLF
  &INP /END
DECK
  &INP /END
```

C.2 直線偏極ガンマ線の空間分布計算

C.2.1 ユーザーコード IP.f

```

!-----
!----- main code -----
!-----
! Step 1: Initialization
!-----

      implicit none

!-----
! EGS5 COMMONs
!-----
      include 'include/egs5_h.f'           ! Main EGS "header" file

      include 'include/egs5_bounds.f'
      include 'include/egs5_brempr.f'
      include 'include/egs5_edge.f'
      include 'include/egs5_media.f'
      include 'include/egs5_misc.f'
      include 'include/egs5_thresh.f'
      include 'include/egs5_uphiot.f'
      include 'include/egs5_useful.f'
      include 'include/egs5_usersc.f'
      include 'include/egs5_userxt.f'
      include 'include/randomm.f'

!-----
! Auxiliary-code COMMONs
!-----
      include 'auxcommons/aux_h.f'       ! Auxiliary-code "header" file

      include 'auxcommons/edata.f'
      include 'auxcommons/etaly1.f'
      include 'auxcommons/instuf.f'
      include 'auxcommons/lines.f'
      include 'auxcommons/nfac.f'
      include 'auxcommons/watch.f'

!-----
! cg related COMMONs
!-----
      include 'auxcommons/geom_common.f' ! geom-common file
      integer irinn

      common/totals/                      ! Variables to score
      * nump,maxpict
      real*8 nump
      integer maxpict

!**** real*8                                ! Arguments
      real*8 totke
      real*8 rnow,etot

```

付録C EGS5 ソースコード

```

real*8 esumt

real*8                                ! Local variables
* availke ,wtin ,wtsum ,
* xi0 ,yi0 ,zi0 ,E_e ,r02 ,dt ,phi ,E ,E_ph(82) ,E_l ,beta ,E_g ,
* E_l_ER ,co_ER ,R ,A ,ds_do ,ds_T ,alpha ,deltae ,
* ran ,dp ,
* s_E_e ,s_dy_e ,s_dz_e ,s_y_e ,s_z_e ,
* gamma ,ds_dt ,deltath ,rr0 ,
* deltap ,
* dydx ,dzdx

real*8
* phs(82) ,eup

real
* tarray(2) ,tt ,tt0 ,tt1 ,cputime ,etime

integer
* i ,icases ,idin ,ie ,ifti ,ifto ,ii ,iiz ,imed ,ireg ,isam ,
* izn ,nlist ,j ,n ,ner ,ntype ,C ,ncases_n ,k

character*24 medarr(7)

! -----
! Open files
! -----
!
! Units 7–26 are used in pegs and closed. It is better not
! to use as output file. If they are used, they must be opened
! after getcg etc. Unit for pict must be 39.
! -----

open(6,FILE='egs5job.out',STATUS='unknown')
open(4,FILE='egs5job.inp',STATUS='old')
open(39,FILE='egs5job.pic',STATUS='unknown')
open(80,FILE='Photon.dat',STATUS='unknown')
open(81,FILE='Electron.dat',STATUS='unknown')
open(82,FILE='Positron.dat',STATUS='unknown')

! =====
! call counters_out(0)
! =====

! -----
! Step 2: pegs5-call
! -----

! -----
! Define media before calling PEGS5
! -----

nmed=6

! =====

```

C.2. 直線偏極ガンマ線の空間分布計算

```

call block_set          ! Initialize some general variables
! =====

medarr(1)='AL          '
medarr(2)='AIR-AT-NTP  '
medarr(3)='PB          '
medarr(4)='FE          '
medarr(5)='CU          '
medarr(6)='W           '

do j=1,nmed
  do i=1,24
    media(i,j)=medarr(j)(i:i)
  end do
end do

chard(1) = 0.1d0          ! automatic step-size control
chard(2) = 0.05d0
chard(3) = 5.0d0
chard(4) = 0.15d0
chard(5) = 1.50
chard(6) = 0.05d0

write(6,fmt="( 'chard = ',5e12.5)" ) (chard(j),j=1,nmed)

! =====
! Run KEK PEGS5 before calling HATCH
! =====
write(6,100)
100 FORMAT('PEGS5-call comes next '/')

! =====
! call pegs5
! =====

! -----
! Step 3: Pre-hatch-call-initialization
! -----

write(6,*) 'Read cg-related data '

! -----
! Initialize CG related parameters
! -----

npreci=3          ! PICT data mode for CGView in free format

ifti = 4          ! Input unit number for cg-data
ifto = 39         ! Output unit number for PICT

write(6,fmt="( ' CG data ')" )
call geomgt(ifti,6) ! Read in CG data
write(6,fmt="( ' End of CG data ',/)" )

if(npreci.eq.3) write(ifto,fmt="( 'CSTA-FREE-TIME' )" )
if(npreci.eq.2) write(ifto,fmt="( 'CSTA-TIME' )" )

```

付録C EGS5 ソースコード

```

rewind ifti
call geomgt(ifti,ifto)! Dummy call to write geom info for ifto
write(ifto,110)
110 FORMAT('CEND')

!-----
!   Get nreg from cg input data
!-----

nreg=izonin
write(6,115) nreg
115 FORMAT(/,' nreg=',I12,5X)

!   Read material for each refigion from egs5job.data
read(4,*) (med(i),i=1,nreg)

!   Set option except vacuum region
do i=1,nreg-1
  if(med(i).ne.0) then
    iphter(i) = 1    ! Switches for PE-angle sampling
    iedgfl(i) = 1    ! K & L-edge fluorescence
    iauger(i) = 1    ! K & L-Auger
    iraylr(i) = 1    ! Rayleigh scattering
    lpolar(i) = 0    ! Linearly-polarized photon scattering
    incohr(i) = 0    ! S/Z rejection
    iprofr(i) = 0    ! Doppler broadening
    impacr(i) = 0    ! Electron impact ionization
  end if
end do

!-----
!   Random number seeds. Must be defined before call hatch
!   or defaults will be used. inseed (1- 2^31)
!-----

luxlev = 1
inseed=1
write(6,120) inseed
120 FORMAT(/,' inseed=',I12,5X,
*          '(seed for generating unique sequences of Ranlux)')

!-----
!   call rluxinit ! Initialize the Ranlux random-number generator
!-----

!-----
! Step 4: Determination-of-incident-particle-parameters
!-----

! Define initial variables for incident particle normally incident
! on the slab
iqin=0          ! Incident particle charge - photons
ekein=14.0      ! Incident particle kinetic energy
xin=-553.0      ! Source position
yin=0.0
zin=10.0
uin=1.0         ! Moving along z axis
vin=0.0

```

C.2. 直線偏極ガンマ線の空間分布計算

```

win=0.0
irin=0          ! Starting region (0: Automatic search in CG)
wtin=1.0       ! Weight = 1 since no variance reduction used

!-----
!   Get source region from cg input data
!-----
!
  if (irin.le.0.or.irin.gt.nreg) then
    call srzone(xin,yin,zin,iqin+2,0,irin)
    if (irin.le.0.or.irin.ge.nreg) then
      write(6,fmt="( ' Stopped in MAIN. irin = ',i5)")irin
      stop
    end if
    call rstnxt(iqin+2,0,irin)
  end if

!-----
! Step 5:   hatch-call
!-----
!-----
!   emaxe = 0.D0 ! dummy value to extract min(UE,UP+RM).
!   emaxe = ekein +RM

  write(6,130)
130  format(/' Call hatch to get cross-section data')

!   -----
!   Open files (before HATCH call)
!   -----
  open(UNIT=KMPI,FILE='pgs5job.peg5dat',STATUS='old')
  open(UNIT=KMPO,FILE='egs5job.dummy',STATUS='unknown')

  write(6,140)
140  FORMAT(/,' HATCH-call comes next',/)

!   =====
!   call hatch
!   =====

!   -----
!   Close files (after HATCH call)
!   -----
  close(UNIT=KMPI)
  close(UNIT=KMPO)

!-----
! Print various data associated with each media (not region)
!-----
  write(6,150)
150  FORMAT(/,' Quantities associated with each MEDIA:')
      do j=1,nmed
        write(6,160) (media(i,j),i=1,24)
160  FORMAT(/,1X,24A1)

```


付録C EGS5 ソースコード

```

        write(6,170) rhom(j),rlcm(j)
170    FORMAT(5X,' rho=',G15.7,' g/cu.cm      rlc=',G15.7,' cm')
        write(6,180) ae(j),ue(j)
180    FORMAT(5X,' ae=',G15.7,' MeV      ue=',G15.7,' MeV')
        write(6,190) ap(j),up(j)
190    FORMAT(5X,' ap=',G15.7,' MeV      up=',G15.7,' MeV',/)
    end do

! -----
! Print media and cutoff energies assigned to each region
! -----
    do i=1,nreg
        if (med(i) .eq. 0) then
            write(6,200) i
200        FORMAT(' medium(' ,I3,')=vacuum')
        else
            write(6,210) i,(media(ii,med(i)),ii=1,24),ecut(i),pcut(i)
210        FORMAT(' medium(' ,I3,')=',24A1,
*            'ecut=',G10.5,' MeV, pcut=',G10.5,' MeV')
! -----
! Print out energy information of K- and L-X-rays
! -----
            if (iedgfl(i) .ne. 0) then ! Output X-ray energy
                ner = nne(med(i))
                do iiz=1,ner
                    izn = zelem(med(i),iiz) ! Atomic number of this element
                    write(6,220) izn
220                FORMAT(' X-ray information for Z=',I3)
                    write(6,230) (ekx(ii,izn),ii=1,10)
230                FORMAT(' K-X-ray energy in keV',/,
*                    4G15.5,/,4G15.5,/,2G15.5)
                    write(6,240) (elx1(ii,izn),ii=1,8)
240                FORMAT(' L-1 X-ray in keV',/,4G15.5,/,4G15.5)
                    write(6,250) (elx2(ii,izn),ii=1,5)
250                FORMAT(' L-2 X-ray in keV',/,5G15.5)
                    write(6,260) (elx3(ii,izn),ii=1,7)
260                FORMAT(' L-3 X-ray in keV',/,4G15.5,/,3G15.5)
                end do
            end if
        end if
    end do

    write(39,fmt="(MSTA)")
    write(39,fmt="(i4)") nreg
    write(39,fmt="(15i4)") (med(i),i=1,nreg)
    write(39,fmt="(MEND)")

! -----
! Step 6: Initialization -for-howfar
! -----
! -----
! Step 7: Initialization -for-ausgab
! -----

    ncount = 0

```

C.2. 直線偏極ガンマ線の空間分布計算

```

ilines = 0
nwrite = 10
nlines = 10
idin = -1
totke = 0.
wtsum = 0.
iwatch=0

!
=====
call ecnsv1(0,nreg,totke)
call ntally(0,nreg)
!
=====

write(6,270)
270 FORMAT(//,' Energy/Coordinates/Direction cosines/etc.',/,
*      6X,'e',14X,'x',14X,'y',14X,'z',
*      14X,'u',14X,'v',14X,'w',11X,'iq',3X,'ir',1X,'iarg',/)

! Set maximum number for pict
maxpict=100

tt=etime(tarray)
tt0=tarray(1)

!
-----
! Step 8: Shower-call
!
-----
! Write batch number
write(39,fmt="( '0 1' )")

! Set initial value
alpha = 0.5*PI           ! Collision angle
C      = 100000
E      = 750.0           ! Electron beam energy
E_l    = 1.55/1000000.0 ! Laser energy of 800 nm
E_e    = 0.511          ! Electron energy at rest
beta   = dsqrt(E*(E+2.0*E_e))/(E+E_e)
gamma  = (E+E_e)/E_e    ! Lorentz factor
deltath = 1.0/dbl(C)
deltap  = 1.0/100.0
ds_T    = 8.0*PI/3.0    ! Thomson scattering cross-section
ncases_n = 0

s_E_e  = 0.00042 !Energy spread of electron beam
s_dy_e = 0.0515  !Horizontal divergence of electron beam mrad
s_dz_e = 0.0230  !Vertical divergence of electron beam mrad
s_y_e  = 0.0616  !Horizontal spatial spread of electron beam cm
s_z_e  = 0.00354 !Vertical spatial spread of electron beam cm

! -----
do j=1,100 ! Start of deltath loop
! -----
dt      = dbl(j)/dbl(C)

! Gamma ray energy

```

付録C EGS5 ソースコード

```

E_g      = (1.0+beta*dcos(alpha))*E_l/
*          (1.0-beta*dcos(dt)+E_l/E_e/gamma*(1+dcos(alpha+dt)))

! Differential scattering cross-section of linearly polarized
E_l_ER = gamma*(1.0+beta*dcos(alpha))*E_l
co_ER  = -1.0+(1.0+dcos(alpha+dt))/
*        (1.0+beta*dcos(alpha))/(1.0-beta*dcos(dt))/(gamma**2.0)
R      = 1.0/(1.0+E_l_ER/E_e*(1.0+co_ER))
A      = (beta*(dsin(dt)-dsin(alpha))+dsin(alpha+dt))/
*        (1.0+beta*dcos(alpha))/((1.0-beta*dcos(dt))**2.0)/
*        (gamma**2.0)/dsin(dt)

do k=0,628                                     ! -----
                                           ! Start of deltapsi loop
                                           ! -----

ncases = 10000000
dp      = dble(k)/100.0
ds_do   = A/2.0*R*R*
*        (R+1.0/R-2.0*dcos(dp)*dcos(dp)*(1.0-co_ER*co_ER))
ds_dt   = deltath*dsin(dt)*ds_do*deltap

ncases = idint(ds_dt/ds_T*dble(ncases))
ncases_n = ncases_n + ncases

if(ncases.lt.0) stop

do i=1,ncases                                 ! -----
                                           ! Start of shower call-loop
                                           ! -----

! -----
! Select incident energy
! -----
ran = 0.0
do n=1,12
  call randomset(rnow)
  ran = ran + rnow
end do
ran = ran -6.0
ekein = ran*2.0*s_E_e*E_g+E_g

wtin = 1.0

wtsum = wtsum + wtin                         ! Keep running sum of weights
etot  = ekein + iabs(iqin)*RM                ! Incident total energy (MeV)
if(iqin.eq.1) then                          ! Available K.E. (MeV) in system
  availke = ekein + 2.0*RM                  ! for positron
else                                          ! Available K.E. (MeV) in system
  availke = ekein                          ! for photon and electron
end if

totke = totke + availke                     ! Keep running sum of KE

! -----
! Select incident angle
! -----
uin = dcos(dt)

```

C.2. 直線偏極ガンマ線の空間分布計算

```

vin = dsin(dt)*dcos(dp)
win = dsin(dt)*dsin(dp)

ran = 0.0
do n=1,12
  call randomset(rnow)
  ran = ran + rnow
end do
ran = ran - 6.0
dydx = ran*s_dy_e/1000.0

ran = 0.0
do n=1,12
  call randomset(rnow)
  ran = ran + rnow
end do
ran = ran - 6.0
dzdx = ran*s_dz_e/1000.0

dydx = dydx + vin/uin
dzdx = dzdx + win/uin

rr0 = dsqrt(1.0 + dydx*dydx + dzdx*dzdx)

uin = 1.0/rr0
vin = dydx/rr0
win = dzdx/rr0

!
!
!
-----
Select incident position
-----
ran = 0.0
do n=1,12
  call randomset(rnow)
  ran = ran + rnow
end do
ran = ran - 6.0
yin = ran*s_y_e

ran = 0.0
do n=1,12
  call randomset(rnow)
  ran = ran + rnow
end do
ran = ran - 6.0
zin = ran*s_z_e + 10.0

!
!
!
-----
Print first NWRITE or NLINES, whichever comes first
-----
if (ncount .le. nwrite .and. ilines .le. nlines) then
  ilines = ilines + 1
  write(6,280) etot,xin,yin,zin,uin,vin,win,iqin,irin,idin
  FORMAT(7G15.7,3I5)
end if

```

280

付録C EGS5 ソースコード

```

!
! -----
! Compare maximum energy of material data and incident energy
! -----
      if(etot+(1-iabs(iqin))*RM.gt.emaxe) then
        write(6,fmt="(' Stopped in MAIN.',
1         ' (Incident kinetic energy + RM) > min(UE,UP+RM).')")
        stop
      end if

!
! -----
! Verify the normarization of source direction cosines
! -----
      if(abs(uin*uin+vin*vin+win*win-1.0).gt.1.e-6) then
        write(6,fmt="(' Following source direction cosines are not',
1         ' normarized.',3e12.5)") uin, vin, win
        stop
      end if

!
! =====
      call shower (iqin, etot, xin, yin, zin, uin, vin, win, irin, wtin)
! =====

      ncount = ncount + 1      ! Count total number of actual cases

      end do                                     ! -----
                                           ! End of CALL SHOWER loop
                                           ! -----
      end do                                     ! -----
                                           ! End of deltapsi loop
                                           ! -----
end do                                         ! -----
                                           ! End of deltath loop
                                           ! -----

      call plotxyz(99,0,0,0.D0,0.D0,0.D0,0.D0,0,0.D0,0.D0)

      write(39,fmt="('9')")      ! Set end of batch for CG View

      tt=etime(tarray)
      tt1=tarray(1)
      cputime=tt1-tt0
      write(6,300) cputime
300  format(' Elapsed Time (sec)=',G15.5)

! -----
! Step 9:  Output-of-results
! -----
      write(6,310) ncount,ncases,totke
310  FORMAT(/,' Ncount=',I10,' (actual cases run)',/,
*         ' Ncases=',I10,' (number of cases requested)',/,
*         ' TotKE =',G15.5,' (total KE (MeV) in run)')

      if (totke .le. 0.D0) then
        write(6,320) totke,availke,ncount

```

C.2. 直線偏極ガンマ線の空間分布計算

```

320   FORMAT(//,' Stopped in MAIN with TotKE=',G15.5,/,
*      ' AvailKE=',G15.5, /,' Ncount=',I10)
      stop
      end if

      nlist=1

!      =====
      call ecnsv1(nlist,nreg,totke)
      call ntally(nlist,nreg)
!      =====

!      =====
      call counters_out(1)
!      =====

      stop

      end

!-----last line of main code-----

!-----ausgab.f-----
! Version:   080708-1600
! Reference: SLAC-265 (p.19-20, Appendix 2)
!
!23456789|123456789|123456789|123456789|123456789|123456789|123456789|12
!
! -----
! Required subroutine for use with the EGS5 Code System
! -----
! A AUSGAB to:
!
! 1) Score energy deposition
! 2) Score particle information enter to detector from outside
! 3) Print out particle transport information
! 4) call plotxyz if imode=0
! -----

      subroutine ausgab(iarg)

      implicit none

      include 'include/egs5.h.f'           ! Main EGS "header" file

      include 'include/egs5_epcont.f'     ! COMMONs required by EGS5 code
      include 'include/egs5_misc.f'
      include 'include/egs5_stack.f'
      include 'include/egs5_useful.f'

      include 'auxcommons/aux_h.f'        ! Auxiliary-code "header" file

      include 'auxcommons/etaly1.f'       ! Auxiliary-code COMMONs
      include 'auxcommons/lines.f'

```

付録C EGS5 ソースコード

```

include 'auxcommons/ntaly1.f'
include 'auxcommons/watch.f'

common/totals/
* nump,maxpict
real*8 nump
integer maxpict

integer
* iarg

real*8
* edepwt,ec

integer
* ie,iql,irl,ntype

!
! -----
! Set some local variables
! -----
irl = ir(np)
iql = iq(np)
edepwt = edep*wt(np)

!
! -----
! Keep track of energy deposition (for conservation purposes)
! -----
if (iarg .lt. 5) then
  esum(iql+2,irl,iarg+1) = esum(iql+2,irl,iarg+1) + edepwt
  nsum(iql+2,irl,iarg+1) = nsum(iql+2,irl,iarg+1) + 1
end if

!
! -----
! Score particle information inside Region 15
! -----
if (irl.eq.15.and.iroid.ne.irl) then ! enter to region 15
  if (iq(np).eq.0) then
90   write(80,90) iq(np),e(np),x(np),y(np),z(np),u(np),v(np),w(np)
      FORMAT(I3,1X,F7.3,1X,6F9.5)
  else if (iq(np).eq.-1) then
    ec = e(np)-RM
91   write(81,91) iq(np),ec,x(np),y(np),z(np),u(np),v(np),w(np)
      FORMAT(I3,1X,F7.3,1X,6F9.5)
  else
    ec = e(np)-RM
92   write(82,92) iq(np),ec,x(np),y(np),z(np),u(np),v(np),w(np)
      FORMAT(I3,1X,F7.3,1X,6F9.5)
  end if
end if

!
! -----
! Print out stack information (for limited number cases and lines)
! -----
if (ncount .le. nwrite .and. ilines .le. nlines) then
  ilines = ilines + 1

```

C.2. 直線偏極ガンマ線の空間分布計算

```

        write(6,100) e(np),x(np),y(np),z(np),u(np),v(np),w(np),
*          iql,irl,iarg
100    FORMAT(7G15.7,3I5)
      end if

!
! -----
! Print out particle transport information (if switch is turned on)
! -----
!
! =====
! if (iwatch .gt. 0) call swatch(iarg,iwatch)
! =====
!
! -----
! Output particle information for plot
! -----
!
! if (ncount.le.maxpict) then
!   call plotxyz(iarg,np,iq(np),x(np),y(np),z(np),e(np),ir(np),
*     wt(np),time(np))
! end if

      return

    end

```

C.2.2 データファイル IP.data

RPP	1	-20.8	9.2	-10.7	19.3	0.0	1.0	
RCC	2	-61.7	3.15	10.0	2.24	0.0	0.0	10.15
RCC	3	-61.7	5.3	10.0	72.6	2.3	0.0	3.0
RCC	4	-61.7	5.3	10.0	72.6	2.3	0.0	2.85
RCC	5	6.7	7.55	10.0	3.7	0.0	0.0	5.7
RCC	6	10.4	7.55	10.0	5.0	0.0	0.0	12.65
RCC	7	10.4	7.55	10.0	2.5	0.0	0.0	3.0
RCC	8	12.9	7.55	10.0	2.5	0.0	0.0	10.0
RPP	9	-128.5	-127.0	-2.9	9.1	9.0	11.0	
RCC	10	-104.3	3.1	10.0	2.0	0.0	0.0	7.5
RPP	11	-105.0	-102.0	-5.0	11.0	9.25	10.75	
RCC	12	-101.3	3.1	10.0	1.7	0.0	0.0	7.5
RPP	13	-101.5	-99.0	-5.0	11.0	9.05	10.95	
RPP	14	-10.1	-9.9	-18.4	4.1	1.0	43.5	
RPP	15	-8.9	-8.8	-2.15	2.85	7.25	12.25	
RPP	16	-9.0	-8.9	-2.15	2.85	7.25	12.25	
RPP	17	-8.8	-8.6	-18.4	4.1	1.0	43.5	
RCC	18	-1000.0	0.0	10.0	1090.0	0.0	0.0	40.0
RCC	19	-1005.0	0.0	10.0	1100.0	0.0	0.0	45.0
END								
Z1	+1							
Z2	+2	-3	-6					
Z3	+3	-4	-6	-7	-14	-17		
Z4	+4	-7						
Z5	+5	-4	-3					
Z6	+6	-4	-7	-8				
Z7	+7							
Z8	+8							
Z9	+9							

付録C EGS5 ソースコード

Z10	+10	-11																	
Z11	+11																		
Z12	+12	-13																	
Z13	+13																		
Z14	+14																		
Z15	+15																		
Z16	+16																		
Z17	+17																		
Z18	+18	-1	-2	-3	-4	-5	-6	-7	-8										
-9	-10	-11	-12	-13	-14	-15	-16	-17											
Z19	+19	-18																	
END																			
	1	4	4	2	4	4	2	2	5	4	2	3	2	1					
	2	6	1	2	0														

C.2.3 PEGS インプットファイル IP.inp

```

ELEM
  &INP IRAYL=1 /END
AL
AL
ENER
  &INP AE=0.521,AP=0.010,UE=20.0,UP=20.0 /END
PWLF
  &INP /END
DECK
  &INP /END
MIXT
  &INP NE=3,RHO= 1.2050E-03,RHOZ= 0.755,0.232,0.013,
    GASP=0.93174,IRAYL=1 /END
AIR-AT-NTP
AIR-GAS
N O AR
ENER
  &INP AE=0.521,AP=0.010,UE=20.0,UP=20.0 /END
PWLF
  &INP /END
DECK
  &INP /END
ELEM
  &INP IRAYL=1 /END
PB
PB
ENER
  &INP AE=0.521,AP=0.010,UE=20.0,UP=20.0 /END
PWLF
  &INP /END
DECK
  &INP /END
ELEM
  &INP IRAYL=1 /END
FE
FE
ENER
  &INP AE=0.521,AP=0.010,UE=20.0,UP=20.0 /END
PWLF

```

C.2. 直線偏極ガンマ線の空間分布計算

```
&INP /END
DECK
&INP /END
ELEM
&INP IRAYL=1 /END
CU                               CU
CU
ENER
&INP AE=0.521,AP=0.010,UE=20.0,UP=20.0 /END
PWLF
&INP /END
DECK
&INP /END
ELEM
&INP IRAYL=1 /END
W                               W
W
ENER
&INP AE=0.521,AP=0.010,UE=20.0,UP=20.0 /END
PWLF
&INP /END
DECK
&INP /END
```