

解説

X線領域の強度干渉法

矢橋牧名^{1*}, 玉作賢治², 石川哲也^{1,2}¹高輝度光科学研究センター放射光研究所*, ²理化学研究所播磨研究所

Intensity Interferometry in the X-ray Regime

Makina YABASHI¹, Kenji TAMASAKU² and Tetsuya ISHIKAWA^{1,2}¹JASRI/SPring-8, ²RIKEN/SPring-8

Abstract

Intensity interferometry in the x-ray regime was developed at the 27-m undulator beamline of SPring-8 for characterizing x-ray coherence properties. Ultrahigh-resolution monochromator with $\Delta E = 120 \mu\text{eV}$ at $E = 14.4 \text{ keV}$ was developed for obtaining large interference signal. Transverse coherence profiles were measured by the coincidence method with changing the vertical slit width after the monochromator. The result agreed with the relationship expected from the Van Cittert-Zernike's theorem. The source size deduced from the result was compared to that given by the visible light interferometer. X-ray pulse width was determined by changing the bandwidth of monochromator. Application of the method to the fourth generation synchrotron sources was discussed.

1. はじめに

第3世代放射光源では、輝度を高めるために低エミッタンスの電子ビームが用いられる。特に、垂直方向のエミッタンスは回折限界に近く、サイズにして $10 \mu\text{m}$ 程度である。光源から観測点までの距離を 100 m とすると、光源の角視直径 ω は $0.1 \mu\text{rad}$ のオーダーで、ハッブル宇宙望遠鏡の分解能をも超えるような極めて小さい値となる。この結果X線のような短波長領域においても高い空間コヒーレンスが利用できる(空間コヒーレンス長は $\sim \lambda/\omega$ で与えられる)。この典型的な利用例として、1990年代半ばまでに屈折コントラスト法¹⁾やX線スペckル相関法²⁾が開拓され、最近ではホロトモグラフィ³⁾、波面分割型干渉法⁴⁾、ナノ集光⁵⁾、コヒーレント散乱法⁶⁾といった研究が大きく進展している。また、現在開発が進められている第4世代放射光源⁷⁾では、垂直、水平方向の完全な空間コヒーレンスとともに、fs領域の極短パルス光源としての利用も期待されている。このような最先端の光源のコヒーレンス特性やパルス特性をきちんと評価することは、上にみたような利用研究を進展させるとともに、加速器開発へのフィードバックという観点からも非常に重要である。

コヒーレンス計測の道具立てとしては、干渉計が用いられる。波動の振幅を分割して、適当な光路差を与え、再び重ね合わせたときに干渉するか否かでコヒーレンスを評価できる。しかしながら、X線領域の干渉計は技術的に難しい。干渉計を構成する光学素子に非常に高い精度が要求され、さらに測定時間にわたって干渉計の光路差を波長より十分小さく保つ必要があるからである。つまり、X線干渉計をうまく機能させるにはギルドで鍛えあげた職人の

技を要する。しかし、たとえハンス・ザックスばりの腕をもってしてもX線干渉計で第3世代放射光の垂直方向の空間コヒーレンスや光源サイズを測定するのは容易ではなかった。代替案として、核共鳴散乱の時間スペクトルのぼけ⁸⁾やインラインホログラム⁹⁾から推定するという手法が発表されたが、いずれも間接的であった。

ところが、強度干渉法を利用すると、上記のような技術的な難点を克服できる可能性がある。強度干渉法とは、1950年代にHanbury-BrownとTwissによって発明された手法である¹⁰⁾。彼らのもとの動機は、恒星から届いた光の空間コヒーレンス長(つまり恒星の視直径)を大気の揺らぎとは独立に測定することにあつた(Fig. 1)。その実用的な面とは別に原理的な面からも多くの議論を呼び、やがて高次コヒーレンスや光子統計の枠組みを与える契機となった。

強度干渉法では、振幅の重ね合わせではなく強度の重ね合わせを計測する。具体的には、2つの検出器を用いてその間の光電流の相関測定を行う。この手法の最大の特徴は、

1. 光子統計を計測可能

であるということである。また、強度干渉信号には位相項が含まれないため、

2. 光路差は回路の相関時間($\sim \text{ns}$)の中で安定してればよく、長時間の光路差の安定性は不要

3. 簡素な光学系が利用可能

といった技術的な利点もあげられる。また、パルス光に対して強度干渉法を応用すると、光電流相関法よりはるかに簡便なコインシデンス法が利用でき、光のエネルギーバンド幅を既知とすると

* 高輝度光科学研究センター放射光研究所 〒679-5198 兵庫県佐用郡三日月町光都 1-1-1
TEL: 0791-58-0831 FAX: 0791-58-0830 E-mail: yabashi@spring8.or.jp

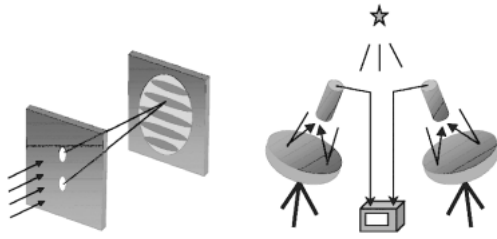


Figure 1. Amplitude interferometry (left) vs. intensity interferometry (right).

4. 検出系の時間分解能を超えたパルス幅計測

が可能となる。これは、第4世代放射光源を見据えたとき特に重要である。なぜなら、X線のパルス幅の検出下限は、X線ストリークカメラを用いて約1 psであり¹¹⁾、fs領域のパルス計測は未だ実現されていないからである。

このような利点をもつ強度干渉法を放射光診断へ応用するという提案は、1974年のShuryakにさかのぼる¹²⁾。その後第3世代放射光施設が計画、建設され、1992年、Ikonenによって強度干渉を観測するための具体的な試算がなされた¹³⁾。実験的には、1997年TRISTAN-MR (KEK)において、KikutaらのグループがX線領域 ($E=14$ keV)の強度干渉の観測に初めて成功した¹⁴⁾。また、1999年、GluskinらのグループがAPSにて追試を行った¹⁵⁾。しかしながら、強度干渉を短時間で精度よく測定するには、高いBose縮重度の光源と、極端に狭いバンド幅をもつ高分解能分光器 (High-resolution monochromator, HRM)を必要とする。特に、縮重度は瞬時輝度に比例し、波長の3乗に反比例するため、短波長領域では、非常に高い輝度の光源を必要とする。これらのことから、未だコヒーレンス特性に関する定量的な議論には至っていない。

我々は、X線強度干渉法のさらなる可能性を探るべく、世界最高輝度のSPring-8の27 m アンジュレータ¹⁶⁾を光源とするビームライン19LXUにおいてR&Dを進めてきた。この過程において、4結晶の高分解能分光器を開発し、結晶分光器としては世界最小のバンド幅を達成した¹⁷⁾。これまでの研究の結果、X線強度干渉法により空間コヒーレンス特性やパルス特性が定量的に求められることが明らかになった^{18,19)}。ここでは、このあらましを紹介する。

尚、いくつかの関連記事が本誌において既に掲載されている。強度干渉法については菊田先生及び宮原先生による解説²⁰⁾、27 m アンジュレータビームラインについては原氏らによる紹介がある²¹⁾。さらに、SPring-8における第4世代放射光源への取り組みについては北村氏らが本号に寄稿している²²⁾。これらもぜひ参照されたい。

2. 原理

蓄積リングの中の電子ビームは、バンチと呼ばれる集団を形成して運動している。1つのバンチには 10^{10} 個にも及

ぶ多数の電子が含まれ、光を放射する。ただし、個々の電子の放射と周りの電磁場との間に定まった位相関係はない。このように無相関な多数の電子から発せられる光は、統計光学ではカオス光と呼ばれる。世の中の光でレーザー以外は概してカオス光である。X線領域においても、X線管から第3世代放射光源まで現存の全ての光源はカオス光源である。ここでは、アンジュレータ放射を例にとって、カオス光の振る舞いをみてみよう。

簡単のために、電子ビームはゼロエミッタンス、ゼロエネルギーブレッドと仮定する。はじめに、特定の電子*i*からのアンジュレータ放射を考える。軸上のある観測点における電場は、近似的に $E_i(t) = S(t) \exp [j(\omega t - kz + \delta_i)]$ と表される。包絡関数 $S(t)$ の大きさと広がり、それぞれ瞬時強度と波連の継続時間に相当する。後者を表す指標 σ_t は時間コヒーレンス長とも呼ばれ、波長 λ とアンジュレータ周期数 N_U の積を光速 c で割ったものとして近似的に与えられる。また、 δ_i は初期位相を表し、カオス光の場合は $[0, 2\pi]$ の区間内で確率的に賦与される。

次に、このような電子を N 個含んだバンチ全体からの放射場を考える。まず、バンチ長 s_t がコヒーレンス長 σ_t に比べて十分小さいとき (シングルモード)、放射強度は、

$$I(t) = \left| \sum_i^N E_i(t) \right|^2 = S^2(t) \left| \sum_i^N \exp(j\delta_i) \right|^2 \quad (1)$$

と近似的に与えられる。蓄積リングでは、電子ビームの周りに伴い放射光は規則的なパルス光となるが、パルス毎に位相 δ_i は全くでたらめな分布をもつと考えてよい。よって、式(1)の絶対値の二乗の項はいわゆるランダムウォークの問題に帰着し、平均値 N のまわりで最小値 0 から最大値 N^2 まで様々な値をとり得る。この結果、放射強度はパルス毎に大きな揺らぎをもつことになる。しかしながら、現実の系ではバンチ長 s_t はコヒーレンス長 σ_t に比べて十分大きい。このような多モード光と呼ばれる場合には1つのパルスが継続されている最中にも強度が揺らぐが、パルス毎の積分強度は、平均化されることで逆に一定値に漸近する。つまり、光のモード数 (パルス長とコヒーレンス長の比) と、パルス毎の積分強度の揺らぎには相関があり、後者を計測することで前者を決定できる。

この積分強度の揺らぎを計測することが、強度干渉法の目的である。このためにいくつかの方法があるが、コインシデンス計測はその中で最も簡便である。2つの検出器とコインシデンス回路を用意して、1つのパルスに対して2つの検出器が共にカウントした場合をコインシデンスイベントとして記録する。平均強度で規格化すると、揺らぎが多い場合はコインシデンスの確率が増加することから、強度揺らぎを計測できる。実際には、コインシデンス測定は多数のパルスに対して行われる。コインシデンスカウントの総数を C_S 、アクシデンタルな (多モードの極限での)

コインシデンスカウントを C_N とすると、強度揺らぎを反映して C_S は C_N に比べて増える。この増加を規格化した量を

$$R = \frac{C_S}{C_N} - 1, \quad (2)$$

と定義すると、 R は (時間) モード数 M_t を用いて

$$R = \frac{1}{M_t}, \quad (3)$$

と与えられる。 R は、多モードの極限 ($M_t \rightarrow \infty$) では 0 に漸近するが、モード数が減少するにつれ増加し、シングルモード ($M_t = 1$) の極限で最大値 1 をとる。ただし、現実の系ではエミッタンスは有限であり、空間モードも考慮に入れる必要がある。すなわち、水平、垂直方向の空間モード数を M_x , M_y とすると、式(3)は

$$R = \frac{1}{M_x M_y M_t}, \quad (4)$$

と書き換えられる。

M_x , M_y は、観測点におけるビームサイズと空間コヒーレンス長との比に相当する。よって、観測点にスリットをおくことで変化する。これを具体的に書き下してみよう。水平、垂直方向ともガウス型の光源分布を仮定し、そのサイズを s_x , s_y (1σ) とする。光源から観測点までの距離を L とすると、観測点におけるコヒーレンス長 σ_x 及び σ_y は Van Cittert-Zernike の定理により

$$\sigma_i = \frac{\lambda L}{2\pi s_i} \quad (i=x, y), \quad (5)$$

と与えられる。観測点に $w_x \times w_y$ のスリットをおくと、このスリットによって切り出された部分のモード数 M_x 及び M_y は次のように表される。

$$M_i^{-1} = \frac{\sqrt{\pi} \sigma_i}{w_i} \operatorname{erf}\left(\frac{w_i}{\sigma_i}\right) - \frac{\sigma_i^2}{w_i^2} \left[1 - \exp\left(-\frac{w_i^2}{\sigma_i^2}\right) \right] \quad (i=x, y). \quad (6)$$

式(6)より $w_{x,y}/\sigma_{x,y} \rightarrow 0$ のとき $M_{x,y} \rightarrow 1$, つまりスリット幅を十分小さくすることでシングルモードを切り出せることがわかる。

同様に、時間モード数 M_t は次のように表される。

$$M_t = \sqrt{1 + \frac{s_t^2}{\sigma_t^2}} \quad (7)$$

ここで、パルスの形状、入射光のスペクトルともガウス型を仮定し、パルス幅を s_t (半値全幅) とおいた。また、時間コヒーレンス長 σ_t はスペクトルの半値全幅を ΔE とおいて、

$$\sigma_t = \frac{4\hbar \ln 2}{\Delta E}, \quad (8)$$

と定義された。

蓄積リングのアンジュレータ放射をそのまま観測したときの R を試算してみよう。パルス長 s_t は数十 ps, σ_t は 0.1 fs のオーダーであり、 M_t は 10^5 といった莫大な数となる。よって、スリットを用いてたとえ空間モード数を 1 にしたとしても式(4)より $R \sim 10^{-5}$ のオーダーとなり、ノイズとの判別は難しい。これを回避するためには、 σ_t をある程度大きくして M_t を減少させる必要がある。このためには、式(8)より、分光器を用いてスペクトル幅を制限すればよい。いま $s_t \sim \sigma_t$ 程度とするためには $\Delta E \sim 0.1$ meV となり、X 線領域としては非常に高い分解能の分光器が要ることがわかる。

もう一つの重要なポイントは、コインシデンス計測の統計誤差である。コインシデンスカウント C_S 及びアクシデンタルカウント C_N はそれぞれ $C_S^{1/2}$, $C_N^{1/2}$ 程度の統計誤差をもつが、これが R に伝播したときの誤差 ΔR は

$$\Delta R = \frac{C_S}{C_N} \sqrt{\frac{1}{C_S} + \frac{1}{C_N}}, \quad (9)$$

と与えられ、S/N は (多モードの極限で)

$$\frac{R}{\Delta R} \cong \frac{C_S - C_N}{\sqrt{2C_N}} \sim \delta \eta \sqrt{\frac{fT}{2}} \quad (10)$$

と与えられる。ここで、 δ , η , f , T はそれぞれ Bose 縮重度、検出効率、パルスの繰り返しレート、測定時間である。よい S/N を短時間で得るためには大きな縮重度 δ を必要とする δ は瞬時輝度 \hat{B} を用いて

$$\delta = \frac{\ln 2}{\pi} \frac{\hat{B} \lambda^3}{c}, \quad (11)$$

と表されるため、短波長領域においては一層高い瞬時輝度 \hat{B} を要することがわかる。ちなみに、SPring-8 において 1 バンチ当たり 1 mA の蓄積電流で運転したときの 27 m アンジュレータの瞬時輝度は $\hat{B} \sim 10^{23}$ photons/s/mm²/mrad²/0.1% b.w. (@ $\lambda = 1 \text{ \AA}$) のオーダーであり、このときの縮重度は $\delta \sim 0.7$ 程度である。

3. 高分解能分光器

前節において、強度干渉を高精度、短時間で測定するには、高輝度光源と高分解能分光器 (HRM) が必要なことがわかった。ここでは、後者について詳しく述べる。

X線領域の高分解能分光器は、主として非弾性散乱や核共鳴散乱といった実験に供するため開発されてきた。これまで、結晶光学系を用いて 10^{-7} ~ 10^{-8} の分解能 ($\Delta E/E$) が達成されている。特に、非対称反射を利用した分光器は、波長、バンド幅とも幅広い選択ができ、コンパクトな設計が可能であるため広く用いられている。

この発展をたどるための好例として、 ^{57}Fe の核共鳴散乱 ($E=14.412$ keV) 用の HRM の開発史を振り返ってみよう。1987年、Faigelらが2つのチャンネルカット結晶を直列に組み合わせた $(+n, -n, -n, +n)$ 配置の HRM をつくり、 $\Delta E=5$ meV のバンド幅を達成した²³⁾。しかし、この分光器は、受け入れ角度幅が小さい (~ 2 μrad) という欠点があった。これを補うため、1992年 Ishikawa らは、2つのチャンネルカット結晶を入れ子構造に配置した分光器を考案したが²⁴⁾、この方法では、分解能を高めるために非対称度を大きくすると結晶のサイズが巨大になってしまうという問題があった。また、チャンネルカット結晶の表面処理は機械加工が困難であり、ビームの質を劣化させる恐れがあった。1997年、Chumakovらによって2枚の平板結晶を用いた非対称反射による $(+n, +n)$ 配置が提案され²⁵⁾、その後 sub-meV 領域まで分解能は改善された ($\Delta E=0.92$ meV²⁶⁾ 及び 0.65 meV²⁷⁾)。しかしながら、この方法にも幾つかの欠点がある。まず、分解能を高めるためには極端な非対称反射を用いる必要があるが、このとき反射率は低下し、ビームの質は結晶の表面処理に極めて敏感になる。また、表面の全反射を考慮すると分解能は制約を受け、Toellnerらによって $E=14.41$ keV における限界は $\Delta E\sim 300$ μeV であると見積もられている²⁶⁾。さらに、この方法は、前の2つの方法と異なり、出射ビームの方向が入射ビームと平行 (インライン配置) でないため、後置光学系を組むのが困難になる。

我々は、強度干渉実験に供するため、従来よりさらに高分解能で、インライン配置かつ垂直方向の空間コヒーレンスが保存されるような分光器の開発を行った。分解能を上げるためには、ビームをコリメートする必要があるが、このためには非対称反射を $(+n, -n)$ 配置で繰り返し利用するという伝統の技がある²⁸⁾。すなわち、第一結晶、第二結晶の非対称度をそれぞれ b_1, b_2 (<1) とすると、第二結晶後のビームの角度幅は $b_1^{1/2}b_2$ 倍に縮小される。このコリメータを2組もってきて Fig. 2 のように dispersive に組み合わせることにより、出射線のバンド幅を次次のように非常に小さくすることが可能である。

$$\frac{\Delta E}{E} \approx \sqrt{|b_1|} |b_2| \cot \theta_B. \quad (12)$$

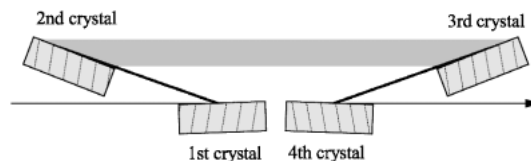


Figure 2. Schematic view of the 4-bounced high-resolution monochromator.

この方法でいくつか注意すべきことがある。まず、非対称反射を連続して用いる際、屈折の効果により、第一、第二結晶の格子面をわずかに平行からずらす必要がある。つまり、剛体としてのチャンネルカット結晶を使うことはできない。このために、チャンネルカット結晶のリンク部を薄くして弾性変形させるというやり方もあるが、結晶加工が困難である。我々は、全ての反射に独立な結晶を用いることにした。この結果、加工は非常に容易になり、高品位の表面処理も可能となる。

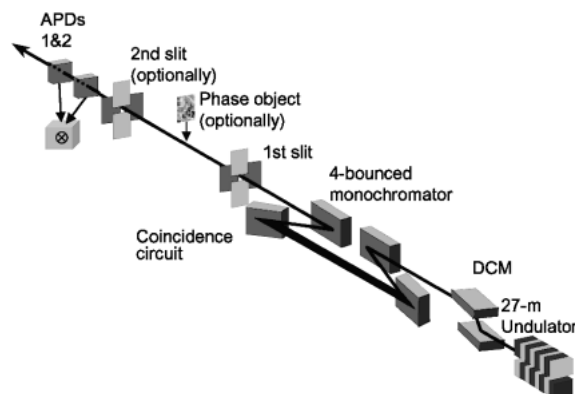
次の注意点として、分解能を追求するためには、結晶のサイズは小さい方が望ましい。格子定数の揺らぎや温度差による分解能への影響を低減させるためである。しかし、非対称反射を用いた場合は、散乱面に沿った方向に結晶が大きくなりがちである。この問題を解決するためのポイントは、強度干渉測定にはビームの全面積を取り込む必要はなく、空間的にコヒーレントな領域のみを利用できればよい、ということである。第三世代放射光では、水平方向のコヒーレンス長はマイクロオーダーであるため、水平方向に回折させることで結晶サイズを小さくすることができる。この配置のもう一つの利点は、垂直方向の空間コヒーレンスに対して非対称反射の影響がないということである。

反射面としては、Si 11 5 3 反射が選ばれた。FZ シリコンインゴットから、結晶表面が格子面と $\alpha=78.4^\circ$ の角度をもつように切り出された。加工歪みをとるために弗硝酸でエッチングされた後、反射面がメカノケミカル研磨された。Si 11 5 3 反射の $E=14.41$ keV に対する Bragg 角は $\theta_B=80.4^\circ$ であり、このときの非対称度は $|b|=1/10.4$ ($b=b_1=b_2=1/b_3=1/b_4$) である。結晶のサイズは、 $30 \times 25 \times 10$ mm³ であり、空間取り込み幅は 100 μm である。バンド幅は、 $\sigma(\pi)$ 偏光に対して $\Delta E=102(97)$ μeV と計算された。これらの設計値を Table 1 に示す。

分光器のテストは、BL19LXU で行われた。分光器は、実験ハッチ1の中に組み込まれた。4枚の分光結晶は、2台の共軸2軸ゴニオメータによって独立に角度制御された。水平方向に回折させるため、結晶は、鉛直回転軸の周りに制御された (π 偏光)。歪みを避けるため、結晶は結晶ホルダ上に接着剤を用いずに置かれた。また、結晶ホルダと精密ゴニオメータの間には、スイベルステージ及び並進ステージが設置された。反射光の垂直方向のずれをオートレベルで追跡することにより、結晶の回折ベクトルを 120

Table 1. Design parameters of HRM

Parameter	Value
Photon energy, E	14.41 keV
Reflecting plane	Si 11 5 3
Bragg angle, θ_B	80.4°
Asymmetric angle, α	$\pm 78.4^\circ$
Asymmetric factor, $ b $	1/10.4 (10.4)
Angular acceptance (π -pol.)	6.4 μ rad
Spatial acceptance	100 μ m
Peak Reflectivity	6.7%
Bandwidth (calc.)	100 μ eV



(a)

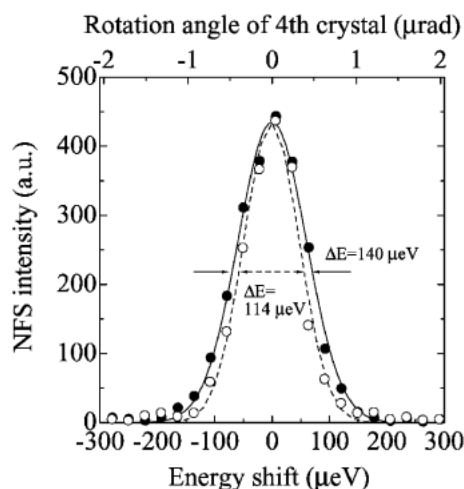
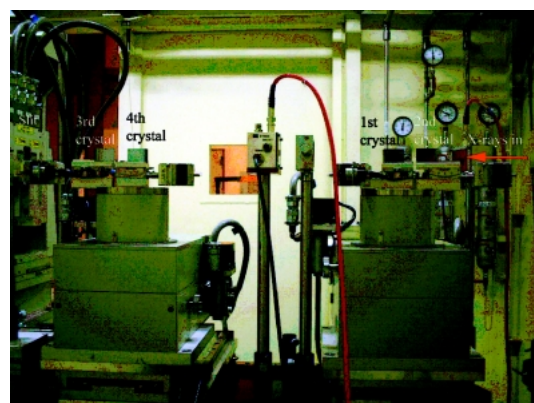


Figure 3. NFS intensities vs. rotating angle of the 4th crystal, measured with a slit size of $92.5 \times 500 \mu\text{m}^2$ (closed circles) and $22.5 \times 100 \mu\text{m}^2$ (open circles). The lines show the Gaussian fit results.



(b)

Figure 4. Experimental setup of intensity interferometry.

μrad 以内で水平面内におさめた。また、ハッチの室温は、精密空調機によって0.1 Kの精度で制御されており、さらに装置の周りをビニルカバーで覆って空気の流れの影響を低減させた。

分光器のバンド幅は、 ^{57}Fe の核共鳴前方散乱(NFS)によって測定された。第3または第4結晶をスキャンしながらNFSの時間遅れ成分を測定した。Fig. 3に第4結晶を回転させたときの結果を示す。測定を繰り返した結果、最終的に $\Delta E = 140 \pm 15 \mu\text{eV}$ (スリットサイズ $w_x \times w_y = 92.5 \times 500 \mu\text{m}^2$)及び $\Delta E = 120 \pm 15 \mu\text{eV}$ (スリットサイズ $w_x \times w_y = 22.5 \times 100 \mu\text{m}^2$)と求められた。これは、 $E = 14.41 \text{ keV}$ において従来達成されたバンド幅の5分の1以下である。また、 $\Delta E/E$ は最小で 8×10^{-9} (逆数でいうと1.2億)に相当する。透過強度は、それぞれのスリットサイズで 1.0×10^7 及び $1.3 \times 10^6 \text{ photons/s}$ と測定された。バンド幅当たりの透過率は、前者で4.4%である。この値は計算値(6.8%)の約7割であり、バンド幅の計算値からの広がり方を考えると妥当である。

測定されたバンド幅は、水平方向のスリットサイズに若

干依存している。これは、第2、第3結晶のビームのフットプリント内での格子歪みに起因していると考えられる。特に表面仕上げは重要で、メカノケミカル研磨であっても機械研磨が化学エッチングに対して強すぎる場合は、分解能が悪化する。現在、半導体表面の超精密加工法として数値制御 plasma-CVM 及び EEM 加工が開発され、X線ミラーの分野で応用が進められている⁵⁾。これらの加工は、原理的に無歪み加工であるため、超精密回折にも応用が期待できる。今後スタディを進めていきたい。

4. 空間コヒーレンスプロファイルの計測

上記のHRMを用いて、強度干渉測定を行った。実験配置をFig. 4に示す。アンジュレータ光は、二結晶分光器(Si 111反射)により約2 eVのバンド幅に粗く分光されたあと、実験ハッチ内のHRMに導かれた。その下流に精密4象限スリット[0.25 $\mu\text{m}/\text{step}$, 光源(アンジュレータの中心)からスリットまでの距離 $L = 66.7 \text{ m}$]が置かれた。コインシデンス測定のために2つの透過型APDがタンデムに配置された。APD受光部の直径は3 mmで、有感層の厚みは約135 μm である。2つのAPDのカウントレートのバランスをとるため、これらは独立の回転ス

テージの上によって制御され、実効的な有感層の厚みが調整された。最終的に、それぞれの検出器の検出効率、共に約1/3となった。

コインシデンス確率を求めるためには、いくつかの規格化の方法が考えられる。最も単純には、コインシデンスレートを2つの検出器のカウント数の積によって規格化すればよい。しかし、バンチ毎の強度比が時間とともに変化する場合、アクシデンタルレートも変動してしまい、正確な規格化は困難になる。この問題を解決するために、Kikutaらは次のような方法を提案した¹⁴⁾。真のコインシデンスカウント C_S とアクシデンタルなコインシデンスカウント C_N を測定するために、APDの出力信号を分岐し、一方に蓄積リングの周回時間に等しい遅延時間をもたした上でコインシデンスを測定する。この方法は、たとえビーム入射をまたいで各バンチからの強度が大きく変わったとしても、アクシデンタルレートの変動に悩まされることはない。我々もこの方法を採用した (Fig. 5)。ただし、遅延時間内に強度が大きく変動すると、 R の増加につながるため、光源及び光学系のインスタビリティには依然注意を払う必要がある。これを調べるために、HRMを用いずに ($M \sim 10^5$) 測定が行われた。この結果、 $R = 0.00089 \pm 0.0009$ となり、 $R > 0.01$ 程度の信号が得られれば十分であることがわかった。また、コインシデンス測定には、測定系の時間分解能がパルス間隔よりも十分小さい必要があるが、コインシデンス回路を含むこれらのシステムの時間分解能は数 ns であり、一方蓄積リングのバンチ間隔は 23.6 ns 以上である。よって上記の条件は満たされている。

R のスリットサイズ依存性を調べるために、スリットの垂直方向のサイズ w_y を変化させながらコインシデンス測定を行った。このとき、水平方向のビームサイズはスリットにより $w_x = 30 \mu\text{m}$ に制限された。 R を w_y の関数としてプロットした結果を、Fig. 6(a)に示す。総測定時間は、約3時間である。この結果に対して、式(4)及び(6)に従ってフィッティングを行った。 M_x と M_l は測定中一定であるとみなし、フィッティングパラメータとしてスケールファクタ ($M_x M_l$) 及び垂直方向のコヒーレンス長 σ_y の2つを用いた。この結果、スリット位置におけるコヒーレンス長は $\sigma_y = 66.3 \pm 2.0 \mu\text{m}$ と求められた。

ここで Van Cittert-Zernike の定理 [式(5)] によると、コヒーレンス長は光源からの距離に比例するはずである。これを確かめるため、スリット位置を $L = 78.2 \text{ m}$ に変えて同様な測定が行われた。結果を Fig. 6(b)に示す。解析の結果 $\sigma_y = 77.5 \pm 2.0 \mu\text{m}$ と求められ、確かに σ_y が L に比例することがわかった。そこで改めて式(5)を用いると、長直線部における垂直方向の光源サイズとして $s_y = 13.8 \pm 0.4 \mu\text{m}$ という値が得られた。この値を他の方法による測定結果と比較してみよう。SPring-8では、偏向電磁石からの可視放射光を用いた光源サイズモニターが開発され、設置されている²⁹⁾。これは、Youngの複スリットの原理

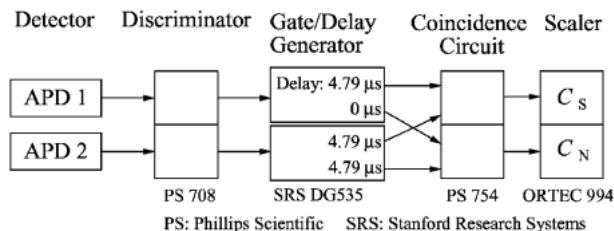


Figure 5. Block diagram of electrical system.

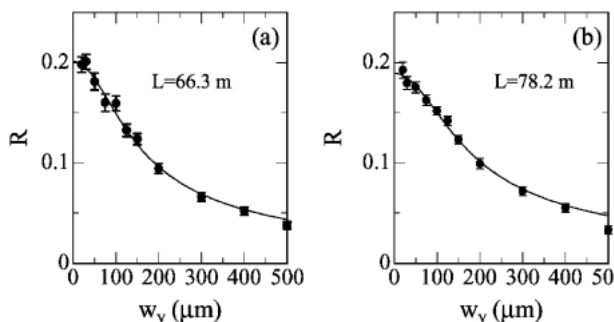


Figure 6. Coincidence enhancement R vs. vertical slit width w_y . The distance L from the light source to the slit were 66.3 m (a) and 78.2 m (b). The solid lines represent the fit results.

に基づいており、干渉縞の可視度から偏向部のビームサイズを求めることができる。ベータatron関数を考慮して長直線部における光源サイズに変換すると $s_{\text{ref}} = 15.9 \pm 1.5 \mu\text{m}$ となり、 s_y と s_{ref} はほぼ一致していることが確認された。ただし、 s_y は s_{ref} より若干小さくなっている。この理由として、強度干渉計は瞬時の光源サイズを測定しているのに対して、可視干渉計は、平均的なサイズをみていることが考えられる。後者は、蓄積リングのビームの変動や光学素子の振動等に起因するビームの重心位置の変動の影響を受ける可能性があるからである。

最後に、我々の測定において空間コヒーレンス長から光源サイズ、さらにエミッタンスに換算するときの問題点を指摘する。それはベータatron関数が 27 m アンジュレータの中で大きく変化するということである。上に述べたサイズの比較の際には、ベータatron関数の平均値を用いているが、より自明な議論を展開するには、SPring-8で標準的な 4.5 m 長アンジュレータで強度干渉測定を行うのが望ましい。SPring-8では、加速器グループの田中均氏らの R&D の結果、2002年末から低エミッタンス運転が実現した。予備実験の結果、標準アンジュレータも強度干渉測定に十分な輝度を有することを確認した。引き続きスタディを進めたい。

5. パルス幅の計測

BL19LXUにて、前節と同様なセットアップで実験が行われた。ただし、前節ではビームサイズ(スリットサイズ)を既知として空間コヒーレンス長を求めたのに対し、今度

Table 2. Experimental conditions

E (keV)	θ_B (deg)	$1/ b $	ΔE_T (meV)	ΔE (meV)
14.267	84.92	2.53	0.755	0.763 ± 0.002
14.299	83.64	3.38	0.495	0.508 ± 0.004
14.333	82.52	4.56	0.315	0.334 ± 0.005
14.365	81.60	6.13	0.203	0.231 ± 0.008
14.412	80.41	10.4	0.097	0.145 ± 0.012

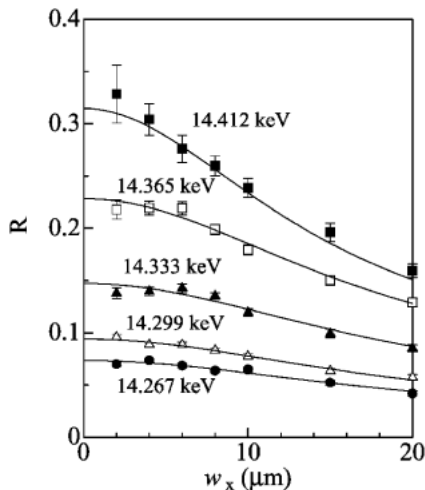


Figure 7. Coincidence enhancement R vs. horizontal slit width w_x measured at different energies. The solid lines represent the fit results.

は時間コヒーレンス長（バンド幅）を既知としてビームサイズ（パルス幅）を求める。よってバンド幅は可変であることが望ましい。このために次のような手法が用いられた。式(12)によって与えられるバンド幅は $|b|^{1.5}$ に比例する。ここで、非対称度 b は入射光のエネルギーの変化に敏感である。Table 2 に、 $E=14$ keV 付近のエネルギーに対してバンド幅 ΔE を計算した結果を示す。わずか150 eV のエネルギーのシフトによって、バンド幅を1桁近く変化させることが可能である。バンド幅の較正は、次のように行われた。まず、 $E=14.412$ keV に対して、NFSを用いてバンド幅を $\Delta E=0.145 \pm 0.012$ μeV と定めた（以前の値との差は、表面処理の違いによる）。バンド幅の計算値 ΔE_T からのずれを $\varepsilon = (\Delta E^2 - \Delta E_T^2)^{1/2}$ と見積もり、この ε を用いて他の条件におけるバンド幅を $\Delta E = (\varepsilon^2 + \Delta E_T^2)^{1/2}$ と定めた。

Table 2 に示す各条件のもと、水平、垂直方向のスリット幅を狭めて R を測定した。Fig. 7 に、各エネルギーにおける R を水平方向スリットサイズ w_x の関数として測定した結果を示す。この測定の際、垂直方向のスリット幅は $w_y=30$ μm に固定された。エネルギーが低い、つまりバンド幅が大きいほど R は小さくなるが、これは時間モード数の増加に対応している。同様な測定を垂直方向スリット

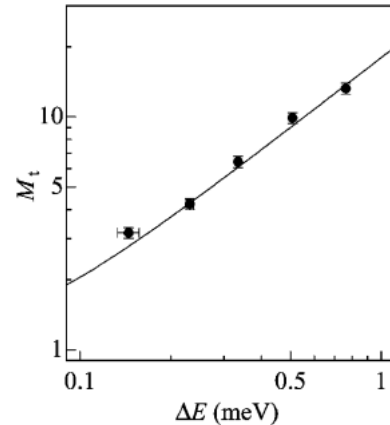


Figure 8. The longitudinal mode number M_l vs. the energy bandwidth ΔE . The solid line shows the fit result with a pulse width of 32.7 ps.

幅 w_y を変化させて行い、最終的に各エネルギーにおける時間モード数 M_l を決定した。

Fig. 8 に時間モード数 M_l をバンド幅 ΔE の関数としてプロットした結果を示す。式(7)及び(8)を用いて、フィッティングを行った。フィッティングパラメータは、パルス幅 s_t のみである。この結果 $s_t=32.7 \pm 1.6$ ps と決定された。この値は、ストリークカメラによる測定値32 ps³⁰⁾ とよく一致している。これにより、強度干渉法によりX線のパルス幅が高い精度で測定できることが示された。

6. 第4世代光源に向けて

第4世代光源、特にSASE-FELが飽和したとき、カオス光とは異なる光子統計をもつと考えられている。強度干渉法を用いると、光子統計の遷移が観測でき、FEL物理に実験的な知見がもたらされると期待される。また、飽和に達しない段階では、ここに述べた方法で空間コヒーレンス計測や極短パルス幅計測が原理的には可能である。これらのfeasibilityを検討してみよう。大前提として、強度干渉法では、入射パルス幅に合わせて適切なバンド幅を選択する必要がある。例えば、分光された光の時間コヒーレンス長 σ_t がもともとのパルス幅より長い場合、単色光はFourier変換限界パルスとなる。過剰に分光した結果S/Nは悪化する。逆に、 $\sigma_t \ll s_t$ の場合は、 $R \ll 1$ となり、ノイズに埋もれやすくなる。目安としては、 $10 < s_t/\sigma_t < 100$ 程度が適当であろう。今日、完全結晶を用いたX線モノクロメータのバンド幅 ΔE は $10^{-4} \sim 10$ eV の広い領域にわたっている。これは σ_t に換算すると10 ps \sim 0.1 fs に相当する。よって、1 ns から1 fs のパルス光に対してX線強度干渉法が適用可能である。ちなみに、SASE-FELの約100 fs のパルスを計るのに適したバンド幅は50 meV程度であるが、この分光器をつくるのは、現在のHRMに比べてはるかに容易である。

また、干渉信号のS/Nは式(10)で与えられる。我々の

実験では、 $\delta \sim 10^{-1}$, $\eta \sim 0.01$, $f = 37$ MHz の条件で一測定点について $T \sim 0.1$ h ため込んだ結果、 $S/N \sim 20$ 程度が達成できた。代表的な SASE-FEL 計画である LCLS (TESLA)⁷⁾ のパラメータを当てはめると、FEL 光では $\hat{B} \sim 10^{32}$ (10^{33}) photons/s/mm²/mrad²/0.1% b.w., 自発放射光でも $\hat{B} \sim 10^{28}$ (10^{29}) photons/s/mm²/mrad²/0.1% b.w. となり、 $\lambda = 1$ Å とすると縮重度はそれぞれ 10^8 及び 10^4 台といった極めて大きな数になる。繰り返しレートは $f = 120$ (6×10^4) Hz と小さいものの、自発放射光でさえも、短い時間で測定可能なことがわかる。これらのことから、強度干渉法は、次世代放射光源の特性診断に十分応用可能であろう。

しかしながら、次の事柄も考慮すべきである。まず、一般に線形加速器ベースの光源の繰り返しレートは蓄積リングベースと比べて小さい。コインシデンス測定を可能とするには、パルス当たりのカウントの期待値 I_p が十分に 1 より小さい必要がある。トータルのコインシデンスカウント数は $S = I_p^2 f T$ で与えられるため、 S/N は

$$\frac{S}{N} = I_p \sqrt{fT}$$

と与えられる。仮に $f = 1$ Hz, $I_p = 0.1$ として $S/N = 10$ となるための時間を求めると、 $T = 10^4$ s という長時間を要する。繰り返しレートは小さいが $I_p \gg 1$ である場合には、コインシデンス計測よりも、光子計数分布を測定するほうが適当である。X 線領域では、Si(Li) や Ge(Hp) といった半導体検出器によって、パルス当たりのイベントを数えることが可能である。いわゆるパイルアップ現象を積極的に利用するのである。これらの検出器は、十分な波高分解能をもち、エネルギーが ~ 10 keV の光子に対して検出効率はいはば 100% である。これらは、光子計数分布の計測にとって理想的である。検出器の不感時間は $10 \mu\text{s}$ のオーダーなので、 $f < 10^4$ Hz の場合に応用可能である。

最後に、蓄積リングベースの光源では、アクシデンタルなコインシデンスを求めるのにリング 1 周分の遅延をつける方法が有効であった。これにより、バンチ毎の強度むらの影響を除去できた。しかし、線形加速器ベースの光源では、この方法は用いることができない。このための方法として、分光器の上流にビームスプリッターを入れて $M_i \gg 1$ の光に対して強度相関を測定することで規格化をすることが考えられる。

謝 辞

高輝度光科学研究センターの菊田惺志先生、伊達伸博士、Alfred Q. R. Baron 博士には有益な議論や示唆を頂いた。また、同加速器部門の田中均博士、高雄勝博士、正木満博博士、高野史郎博士には、光源サイズの測定の際にご協力いただいた。改めて感謝の意を表す。

最後に、強度相関法を利用することで、X 線干渉計を職人技から解放するという我々の試み^{31,32)}についても、最近重要な進展が得られている³³⁾。いずれ改めて紹介したい。

参考文献

- 1) A. Snigirev et al.: *Rev. Sci. Instrum.* **66**, 5484 (1995); P. Cloetens et al.: *J. Phys. D* **29**, 133 (1996).
- 2) For example, M. Sutton et al.: *Nature* (London) **352**, 608 (1991); S. Brauer et al.: *Phys. Rev. Lett.* **74**, 2010 (1995).
- 3) P. Cloetens et al.: *Appl. Phys. Lett.* **75**, 2912 (1999).
- 4) Y. Suzuki: *Jpn. J. Appl. Phys.* **41**, L1019 (2002); Y. Kohmura et al.: *J. Appl. Phys.* (in press).
- 5) 例えば、石川哲也、矢橋牧名、玉作賢治、スボロフ アレクセイ、山内和人、山村和也、三村秀和、斉藤 彰、森勇蔵: *放射光* **15**, 296 (2002) 及びその参考文献。
- 6) J. Miao et al.: *Phys. Rev. Lett.* **89**, 088303 (2002).
- 7) M. Cornacchia et al.: Report SLAC-R-524, Stanford Linear Accelerator Center, Stanford, CA (1998); R. Brinkmann et al.: DESY Report DESY97-048, Deutsches Elektronen Synchrotron, Hamburg (1997); T. Shintake et al.: *Proc SPIE* **4500**, 12 (2001).
- 8) A. Q. R. Baron et al.: *Phys. Rev. Lett.* **77**, 4808 (1996).
- 9) V. Kohn et al.: *Phys. Rev. Lett.* **85**, 2745 (2000).
- 10) R. Hanbury-Brown and R. Q. Twiss: *Nature* (London) **177**, 27 (1956).
- 11) Z. Chang et al.: *Appl. Phys. Lett.* **69**, 133 (1996).
- 12) É. V. Shuryak: *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **67**, 60 (1974) [*Sov. Phys. JETP* **40**, 30 (1975)].
- 13) E. Ikonen: *Phys. Rev. Lett.* **68**, 2759 (1992).
- 14) Y. Kunimune et al.: *J. Synchrotron. Rad.* **4**, 199 (1997).
- 15) E. Gluskin et al.: *J. Synchrotron. Rad.* **6**, 1065 (1999).
- 16) T. Hara et al.: *Rev. Sci. Instrum.* **73**, 1125 (2002).
- 17) M. Yabashi, K. Tamasaku, S. Kikuta and T. Ishikawa: *Rev. Sci. Instrum.* **72**, 4080 (2001).
- 18) M. Yabashi, K. Tamasaku and T. Ishikawa: *Phys. Rev. Lett.* **87**, 140801 (2001).
- 19) M. Yabashi, K. Tamasaku and T. Ishikawa: *Phys. Rev. Lett.* **88**, 244801 (2002).
- 20) 菊田惺志, 国宗依信, 依田芳卓, 泉 弘一, 小山一郎, 矢橋牧名, 張小威, 安藤正海, 原見太幹: *放射光* **10**, 126 (1997); 宮原恒昱: *放射光* **11**, 166 (1998).
- 21) 原 徹, 高橋 直, 矢橋牧名, 北村英男, 石川哲也: *放射光* **14**, 12 (2001).
- 22) 北村英男, 新竹 積, 石川哲也: *放射光* **16**, 65 (2003).
- 23) G. Faigel et al.: *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2699 (1987).
- 24) T. Ishikawa et al.: *Rev. Sci. Instrum.* **63**, 1015 (1992).
- 25) A. I. Chumakov et al.: *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A* **383**, 642 (1996).
- 26) T. S. Toellner et al.: *Appl. Phys. Lett.* **71**, 2112 (1997).
- 27) A. I. Chumakov et al.: *Appl. Phys. Lett.* **77**, 31 (2000).
- 28) K. Kohra and S. Kikuta: *Acta Cryst. A* **24**, 200 (1968); S. Kikuta and K. Kohra: *J. Phys. Soc. Jpn.* **29**, 1322 (1970).
- 29) M. Masaki and S. Takano: in Proceedings of the 5th European Workshop on Diagnostics and Beam Instrumentation, ESRF, Grenoble (2001).
- 30) H. Ohkuma et al.: in Proceedings of the 2001 Particle Accelerator Conference, 2824 (2001).
- 31) M. Yabashi, K. Tamasaku and T. Ishikawa: *Jpn. J. Appl. Phys.* **40**, L646 (2001).
- 32) K. Tamasaku, M. Yabashi and T. Ishikawa: *Phys. Rev. Lett.* **88**, 044801 (2002).
- 33) K. Tamasaku, M. Yabashi and T. Ishikawa: to be published.