

電子ビームプロファイル診断のための 2次元放射光干渉計

正木満博 助高輝度光科学研究センター 〒679-5198 兵庫県佐用郡三日月町光都 1-1-1

要旨 電子ビームの横断面空間プロファイルを非破壊的に診断することができる2次元放射光干渉計について解説する。SPring-8で開発されたこの干渉計を用いて、2次元ガウス分布に従う電子ビーム楕円断面の長軸・短軸方向のサイズおよび傾き角を一度に測定することが可能である。また、ミラーおよびレンズなどの光学素子から生じる波面誤差により歪められる干渉計の点像強度関数を実験的に較正する方法について述べる。この干渉計の2次元ビームプロファイラーとしての能力は、蓄積リングの運動動作点をベータatronチェーンの線形差共鳴条件に近づけ、その近傍でビーム軸が回転する様子を観測することにより実証された。また、2004年5月からSPring-8で開始されたトップアップ運転に関する話題として、ビーム入射の際に誘発される蓄積ビームの振動によって実効的なビームプロファイルが変化の様子についても紹介する。

1. はじめに

シンクロトロン放射光源用の電子蓄積リングにとって電子ビームの横断面プロファイルを診断することは、光源の輝度に反比例するエミッタンスを間接的に診断することに結び付くため極めて重要である。またユーザー実験に提供される放射光は、その光軸、強度変動などに関して高い安定性が要求されるために、加速器内の電子ビームの物理的状態を非破壊的な手段によって常時モニターすることが不可欠となる。電子ビームの横断面プロファイルを非破壊的に診断する伝統的な手法として可視光イメージング法¹⁾、すなわち放射光の可視光成分をレンズなどを用いて結像し、光源の像を観測するタイプのモニターが知られている。しかしながら、近年の第3世代放射光源のような低エミッタンスかつ微小エミッタンス結合比を持つ蓄積リングの登場以降、測定対象となるビームサイズ（特に垂直ビームサイズ）が可視光イメージングモニターの回折限界分解能よりも小さくなり、より高分解能のビームサイズモニターの開発が求められていた。このような状況の中で、イメージング法よりも空間分解能に優れた方法として可視放射光干渉計が開発された。このモニターは、ダブルスリットにより波面分割された光の空間コヒーレンス度を光源サイズと関係づけるチャタ・ツェルニケの定理²⁾に基づいており、KEK-PF, ATF ダンピングリングなどにおける微小な垂直ビームサイズの測定に威力を発揮してきた^{3,4)}。しかしながら、このモニターは本質的にビームの1次元情報しか得られないという欠点を持つ。つまり、ダブルスリットの方向に射影された1次元のビームプロファイルの情報しか得られず、イメージング法で得られるよ

うな2次元プロファイルの情報は失われてしまう。そこでSPring-8では、分解能に優れている放射光干渉計の特性を生かしたまま、2次元のビームプロファイル情報（水平・垂直ビームサイズ、ビームの傾き角）がリアルタイムに測定できる2次元放射光干渉計を開発した^{5,6)}。これは従来の放射光干渉計で用いられていたダブルスリットを、4つの小さな開口を矩形状に配置した回折マスクに置き換えるだけで実現可能である。本稿ではこの干渉計についての原理的な解説に加えて、SPring-8蓄積リングに設置した装置の構成、点像強度関数の実験的な較正方法、および2次元干渉計の有用性を示す測定例などを中心に紹介する。

2. 干渉計の原理

2.1 回折限界分解能

イメージング法によって光源像を直接測定するプロファイルモニターの場合、回折限界で決まる空間分解能は、電子ビームサイズがゼロの極限で観測されるであろう回折像、すなわち点像強度関数の主ピークのr.m.s.幅（ガウス分布の標準偏差1シグマに相当）でよく定義される。この点像強度関数は、光の取り込み角を制限しているレンズやスリットなどで決まる開口の形状に依存し、矩形開口の場合にはsinc関数の自乗、円形開口の場合にはエアリー関数となることが知られている。開口形状が矩形の場合の空間分解能は、光の取り込み角を η 、観測する波長を λ とすると、

$$\sigma_{image} = 0.34 \frac{\lambda}{\eta} \quad (1)$$

と表される。では放射光干渉計の場合には空間分解能をどのように定義すれば良いであろうか？ この問題についてはあまり議論されていないように思えるのでここで解説しておこう。言うまでもなく干渉計の場合には、点像強度関数は縞模様になる。イメージング法のアナロジーで考えると、この場合も分解能は点像強度関数のr.m.s.幅ということになるが、縞模様はシングルピーク状の点像関数とは全く異質のものであり、一見幅など定義できそうにないように思える。ヤングの干渉計のようなダブルスリットを用いるタイプで考えてみることにする。スリット間隔を D 、光源点からダブルスリットまでの距離とダブルスリットから干渉縞を観測するスクリーンまでの距離は同じ L とすると、光の強め合いの条件から、得られる干渉縞のピッチは $\lambda L/D$ で表される。一方、イメージング法で用いるような矩形のシングルスリットによって形成される回折像の主ピークの全幅は、スリットサイズを D とすると $2\lambda L/D$ となり、上記干渉縞のピッチのちょうど2倍となっているのである。このことは次のように考えれば直感的に分かりやすい。シングルスリットを真ん中で仮想的に2つに分けると、スリット間隔 $D/2$ 、スリットサイズ $D/2$ のダブルスリットであると考えることができる (Fig. 1)。つまり、シングルスリットの回折像は、スリットサイズが大きなダブルスリットによって形成される干渉縞であると解釈できるのである。スリット間隔が半分なので干渉縞のピッチ、すなわち縞を構成する1本1本のピークの全幅が2倍となることが理解できる。また、スリットサイズが大きいため縞のエンベロープカーブの幅が狭くなり、外側の第2ピークなどが急激に抑制されシングルピーク状になっているのである。このように考えると干渉計の空間分解能、すなわち点像強度関数の幅は干渉縞を形成する

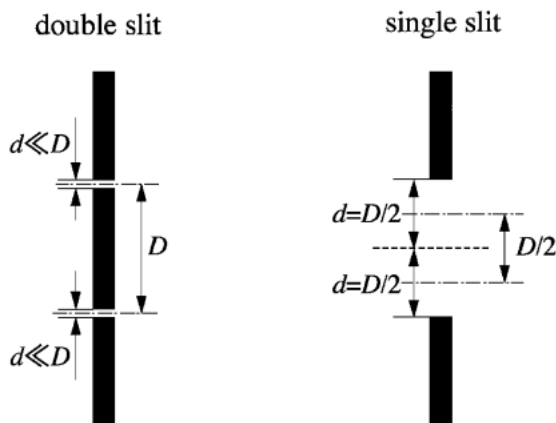


Fig. 1 A double slit with slit separation D and a single slit with aperture D . It can be considered that the single slit is a double slit with slit separation $D/2$ and slit size $D/2$.

1本のピークのr.m.s.幅で定義すれば良いことが分かる。スリットの開口サイズ d がスリット間隔 D に比べて十分狭いとすると、1シグマ分解能は、

$$\sigma_{inter} = 0.18 \frac{\lambda}{\eta} \quad (2)$$

で与えられる。これは(1)式のおよそ半分であり、光の取り込み角と観測する波長が同じであるならば、干渉計はイメージング法によるモニターよりも約2倍空間分解能に優れていることが分かる。

2.2 球面波近似

放射光干渉計は、第1章で述べたように光の空間コヒーレンス度と光源サイズを関係づけるチャッタ・ツェルニケの定理に基づいている。この定理は光が球面波の位相を持っていることが前提となっているが、放射光干渉計でよく用いる偏向電磁石放射の波面は厳密な意味で球面ではない。そこで、近似的に球面波とみなすことができる条件について述べる。偏向電磁石の中を運動する電子が放射する光の位相は、

$$\Phi(x_s, y_s) = \frac{2\pi L_0}{\lambda} \left\{ 1 + \frac{(x_s - x_e)^2 + (y_s - y_e)^2}{2L_0^2} + h(x_s, y_s) \right\}, \quad (3)$$

で与えられる⁷⁾。ここで、

$$h(x_s, y_s) = \frac{\rho_0}{2L_0} \left(\frac{x_s - x_e}{L_0} - x'_e \right) \times \left\{ \frac{1}{\gamma_0^2} + \frac{1}{3} \left(\frac{x_s - x_e}{L_0} \right)^2 + \left(\frac{y_s - y_e}{L_0} - y'_e \right)^2 \right\} + \dots, \quad (4)$$

(x_e, y_e) , (x'_e, y'_e) はそれぞれ光源点である電子の位置と運動方向, L_0 は光源点から光を観測する平面までの距離, (x_s, y_s) は観測平面内の座標, ρ_0 は偏向電磁石中の電子軌道の曲率半径, γ_0 はローレンツ因子を表す。(3)式の第3項 $h(x_s, y_s)$ が第2項に比べて無視できるときには、放射光の位相は球面波で近似できると考えられる。光が球面波であるかどうかは、波面を分割するダブルスリットなどの回折マスク上で判定する必要があるので、 L_0 は光源点から回折マスクまでの距離とする。1 GeV から数 GeV 程度の中高エネルギーの蓄積リングでは $\gamma_0^2 \gg 1$ であり、また通常の蓄積リングでは、 ρ_0 と L_0 は同じオーダーであろう。すると、

$$x'_e \ll \frac{x_s - x_e}{L_0} \ll 1, \quad y'_e \ll \frac{y_s - y_e}{L_0} \ll 1 \quad (5)$$

を満足するときには波面が球面であると考えてよいことに

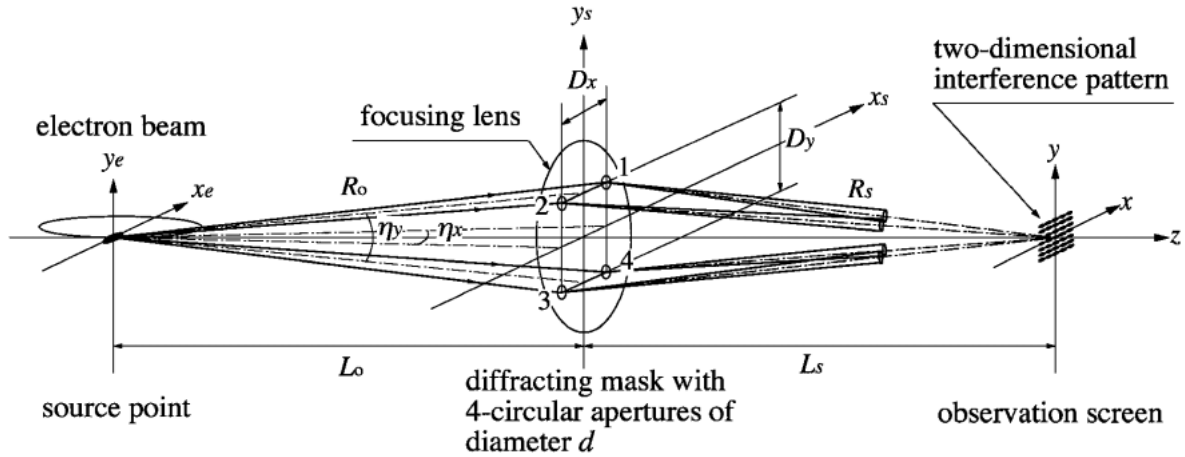


Fig. 2 Principle of a two-dimensional synchrotron light interferometer. An electron is assumed to emit a spherical light wave at the source point. The wavefront is divided by four circular apertures of a diffracting mask. Divided light waves are superposed by a focusing lens to form two-dimensional interference fringes on the observation screen.

なる。これを光源点からみたスリット間隔 $\eta (= D/L_0)$ 、電子ビームの角度発散 σ' と結び付けて表すと、水平、垂直方向共に

$$\sigma' \ll \eta \ll 1 \quad (6)$$

となる。また光の振幅についても条件がある。各スリット上で光の強度が同じでなければならないのである。偏向電磁放射の強度分布は、水平方向に関してはほぼ一定であるが、垂直方向に関しては軌道平面を中心とする狭い領域に集中している。したがって放射光の角度広がり電子ビームの垂直方向の角度発散に比べて十分大きい必要がある。両者を全幅相当で比較するなら、

$$\left(\frac{12\lambda}{\pi\rho_0}\right)^{1/3} \gg 4\sigma'_y \quad (7)$$

となる。(6)、(7)式の条件が満足されるならば、回折マスク上での放射光に対して、良い精度で球面波近似が成立していることになる。またこのような状況下では、干渉計は電子ビームサイズに対してのみ感度を持ち、ビームの角度発散に対してはほとんど感度を持たない。

2.3 2次元干渉縞と電子ビーム分布との関係

話を分かりやすくするために Fig. 2 に示すように、光源点、回折マスク、集光レンズ、観測スクリーンからなる単純な構成で考える。回折マスクは矩形状に配置された4つの円形開口から成る。各開口の中心座標は (X_n, Y_n) $n = 1, 2, 3, 4$ とする。1個の電子から放射された光が回折マスク上で作る電場を E_s とすると、レイリー・ゾンマーフェルトの回折式から、観測スクリーン上での電場分布 E は、

$$E(x, y; x_e, y_e) = \frac{i}{\lambda} \int_S \frac{L_s}{R_s^2} E_s(x_s, y_s; x_e, y_e) \exp\left\{\frac{2\pi i(x_s^2 + y_s^2)}{2F\lambda}\right\} \exp\left(-\frac{2\pi i R_s}{\lambda}\right) dx_s dy_s, \quad (8)$$

で与えられる。ここで、 F はレンズの焦点距離である。 E_s が球面波であると仮定して積分を実行すると、観測スクリーン上での強度 I は、

$$I(x, y; x_e, y_e) = |E(x, y; x_e, y_e)|^2 \propto \left\{\frac{J_1(R)}{R}\right\}^2 \left[1 + \cos\left\{\frac{2\pi}{\lambda}\left(\frac{x_e}{L_0} + \frac{x}{L_s}\right)D_x\right\}\right] \left[1 + \cos\left\{\frac{2\pi}{\lambda}\left(\frac{y_e}{L_0} + \frac{y}{L_s}\right)D_y\right\}\right], \quad (9)$$

$$R = \frac{\pi d}{\lambda} \sqrt{\left(\frac{x_e}{L_0} + \frac{x}{L_s}\right)^2 + \left(\frac{y_e}{L_0} + \frac{y}{L_s}\right)^2}, \quad (10)$$

となる。ここで $J_1(R)$ は1次のベッセル関数で、エンベロープ $\{J_1(R)/R\}^2$ はエアリー関数として知られている。 D_x, D_y はそれぞれ回折マスクの4つの円形開口の水平、垂直方向の間隔、 d は各円形開口の直径である。また、(9)式は2次元

放射光干渉計の点像強度関数を表している。

電子ビームの分布 ρ を考慮すると観測される干渉縞は、

$$\tilde{I}(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} I(x, y; x_e, y_e) \rho(x_e, y_e) dx_e dy_e, \quad (11)$$

となる。放射平衡状態の電子ビームは良い近似でガウス分布に従うことが知られているので、 ρ が傾きを伴った楕円断面を持つ2次元のガウス分布であるとする、

$$\rho(x_e, y_e) = \frac{1}{2\pi\sigma_I\sigma_{II}} \exp \left[-\frac{1}{2} \{a(x_e - x_0)^2 + b(y_e - y_0)^2 + c(x_e - x_0)(y_e - y_0)\} \right], \quad (12)$$

と書ける。ここで、 x_0, y_0 は電子ビーム分布の重心位置であり、パラメーター a, b, c は、

$$a = \left(\frac{\cos \theta}{\sigma_I} \right)^2 + \left(\frac{\sin \theta}{\sigma_{II}} \right)^2, \quad (13)$$

$$b = \left(\frac{\sin \theta}{\sigma_I} \right)^2 + \left(\frac{\cos \theta}{\sigma_{II}} \right)^2, \quad (14)$$

$$c = \left(\frac{1}{\sigma_I^2} - \frac{1}{\sigma_{II}^2} \right) \sin 2\theta, \quad (15)$$

で与えられる。 σ_I, σ_{II} はそれぞれ楕円長軸、短軸方向の1シグマビームサイズ、 θ は水平 x 軸から測った長軸の角度でビームの傾きを表している。 θ の符号はビームの進行方向を向いて時計回りをプラスとした。(12)式で与えられる分布を考慮して(11)式の積分を実行すると、

$$\begin{aligned} \tilde{I}(x, y) \propto & \left\{ \frac{J_1(R_0)}{R_0} \right\}^2 \left[1 + V_{12} \cos \left\{ \frac{2\pi D_x}{\lambda} \left(\frac{x}{L_s} + \frac{x_0}{L_0} \right) \right\} \right. \\ & + V_{14} \cos \left\{ \frac{2\pi D_y}{\lambda} \left(\frac{y}{L_s} + \frac{y_0}{L_0} \right) \right\} \\ & + \frac{1}{2} V_{13} \cos \left\{ \frac{2\pi D_x}{\lambda} \left(\frac{x}{L_s} + \frac{x_0}{L_0} \right) + \frac{2\pi D_y}{\lambda} \left(\frac{y}{L_s} + \frac{y_0}{L_0} \right) \right\} \\ & \left. + \frac{1}{2} V_{24} \cos \left\{ \frac{2\pi D_x}{\lambda} \left(\frac{x}{L_s} + \frac{x_0}{L_0} \right) - \frac{2\pi D_y}{\lambda} \left(\frac{y}{L_s} + \frac{y_0}{L_0} \right) \right\} \right], \quad (16) \end{aligned}$$

$$R_0 = \frac{\pi d}{\lambda} \sqrt{\left(\frac{x_0}{L_0} + \frac{x}{L_s} \right)^2 + \left(\frac{y_0}{L_0} + \frac{y}{L_s} \right)^2}, \quad (17)$$

となる。ここで、エンベロープ関数の積分はその幅がビームサイズに比べて十分大きいと仮定して無視した。(16)式の干渉項に登場する V_{nm} ($n, m=1, 2, 3, 4$) は干渉縞のビジビリティと呼ばれる量で、回折マスク上の n 番と m 番の開口間での光の空間コヒーレンス度を表している。ビームサイズ σ_{nm} との関係は、

$$V_{nm} = \exp \left\{ -2 \left(\frac{\pi \sigma_{nm} \eta_{nm}}{\lambda} \right)^2 \right\}, \quad (18)$$

で与えられる。ここで、 η_{nm} は光源点からみた各開口間の間隔で、 $\eta_{12} = \eta_{34} = D_x/L_0$, $\eta_{14} = \eta_{23} = D_y/L_0$ および $\eta_{13} = \eta_{24} = (D_x^2 + D_y^2)^{1/2}/L_0$ である。 σ_{nm} は、4つの開口の内の2つを選んだ組合せの方向、すなわち水平方向 ($n=1, m=2$)、垂直方向 ($n=1, m=4$)、および2つの対角方向 ($n=1, m=3$ と $n=2, m=4$) に射影された電子ビームの1シグマサイズである。また σ_{nm} は、楕円長軸・短軸方向のサイズ σ_I, σ_{II} および傾き θ と関係づけることができる⁶⁾。2次元干渉計でビームの傾きを含めた2次元プロファイルの情報を得ることができる理由は、4方向に射影されたこれらのビームサイズ σ_{nm} の情報が(16)式で表される干渉縞の中に含まれているからである。

3. 装置構成

SPring-8 蓄積リングの2次元干渉計 (Fig. 3) の装置構成について述べる。干渉計全体は蓄積リングマシントンネル内に設置され、偏向電磁石を光源とする可視光線を利用している。放射光可視光成分は2枚のミラーで干渉計本体へと導かれる。真空チェンバー内に取り付けられた第1ミラーは、無酸素銅の基盤にアルミニウムコーティングが施されたものであり、コーティング面は SiO_2 膜で保護されている。このミラーの反射波面精度は $\lambda/5$ ($\lambda = 632.8$ nm) である。大気中に設置している第2ミラーは、パイレックスガラス基盤にアルミニウムコーティングが施されたもので、コーティング面は MgF_2 膜で保護されている。反射波面精度は $\lambda/10$ である。2枚のミラーは共に水冷されていない。第1ミラーが放射光の熱負荷によって損傷することを避けるために、ミラーの直前に水冷された無酸素銅製のフォトンアブソーバーが設置されている (Fig. 3)。この水冷フォトンアブソーバーの吸収体部は、放射光のパワーが集中する軌道平面レベルに中心が置か

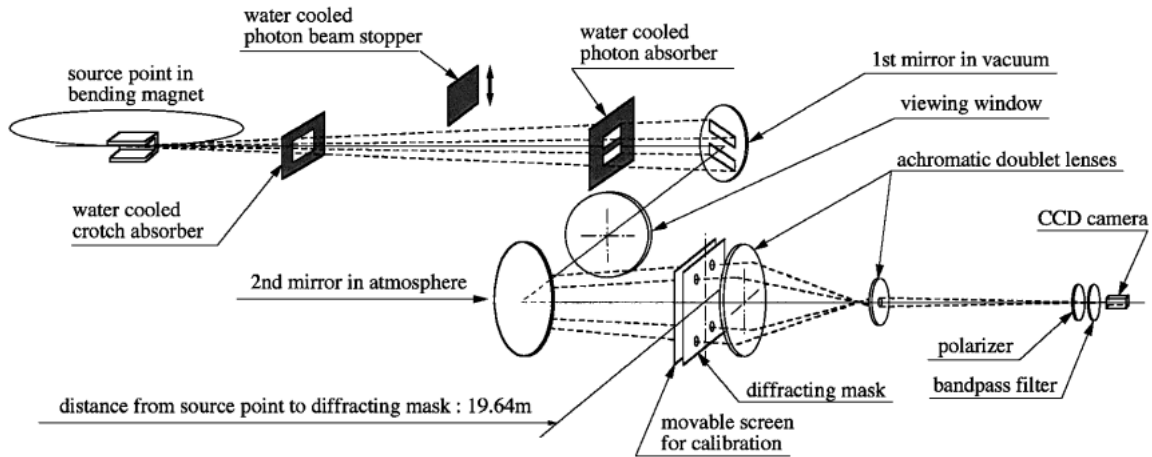


Fig. 3 Schematic view of experimental setup of the two-dimensional interferometer at the SPring-8 storage ring.

れ、光源点からみた垂直方向の幅は、0.88 mrad である。干渉計で使用する可視光成分は、吸収体部の上側と下側の矩形開口（光源点からみて、3.85 mrad×1.21 mrad (H×V)）を通り抜ける。大気中に可視光を取り出すための窓として使用しているビューポートは、 $\lambda/8$ の透過波面精度を持つ合成石英ガラス基板（直径約100 mm、厚さ約13 mm）を、真空シール用ヘリコフレックスを取り付けた2枚のフランジによって両面から挟み込んだ構造となっている。こうすることにより、ガラス基板が元々持っている透過波面精度の劣化を可能な限り防ぐことができる。

直径3 mm の4つ円形開口を持つ回折マスクは、光源点から19.64 m 下流に設置されている。各円形開口は矩形状に配置され、中心間の間隔は水平方向が13 mm、垂直方向が30 mm である。光源点からみると、それらはそれぞれ0.662 mrad, 1.53 mrad の角度に対応する。また第4章で述べる点像強度関数の較正のために、回折マスクの直上流に各開口を独立に閉じることができる可動式の遮光板を取り付けている。この回折マスク上において2.2項で述べた球面波近似は、(6), (7)式に SPring-8 蓄積リングの場合のパラメーター、 $\rho_0=39.27$ m, $\sigma'_x=100$ μ rad, $\sigma'_y=0.5$ μ rad, $\eta_x=0.662$ mrad, $\eta_y=1.53$ mrad, $\lambda=443$ nm を当てはめると、十分成立していることが分かる。

さて、回折マスクは上述した水冷フォトンアブソーバーから近い場所（約1 m 下流）に置かれているが、これは設計上重要なポイントである。この水冷アブソーバーは、吸収体部の上下に光を通す矩形開口を持ったダブルスリットのような形状をしているので、そこを通り抜けた光は遠方では回折効果により広がり、互いに重なる部分が生じれば干渉を起こしてしまう。このような遠方の場所に回折マスクを置いて意味がないのは明らかである。したがって、回折マスクは水冷アブソーバーの近く（すなわち水冷アブソーバーによる回折効果がほとんど無視できる場所）に設置する必要がある。特に大型の蓄積リングに対して言

えることであるが、このような配置は我々のように干渉計全体をマシントンネル内に全て納めることによって可能となる。

4つの開口を通った光は2枚のアクロマティックレンズによって CCD カメラの受光面（ピクセルサイズ7.6 μ m×7.6 μ m）に集光される。2枚目のレンズと CCD カメラの位置を光軸方向に動かすことにより、倍率がほぼ1倍となるように調整されている。また、ミラーなどの光学素子の機械的な振動による像のブレを避けるために、短時間露光が可能な電子シャッター付きの CCD カメラを採用した。露光時間は0.06 ms～31.77 ms の範囲で可変である。CCD カメラの前には、放射光の σ 偏光成分のみを選択するために消光比 5×10^{-4} の偏光フィルターを取り付けている。さらに干渉フィルターを取り付け、中心波長443 nm、半値幅10 nm の準単色光のみを観測している。

観測される2次元干渉縞は、画像キャプチャーボードを用いてパーソナルコンピュータに保存される。画像のバックグラウンドは、光輸送部の途中に設置されている可動式のフォトンビームストッパーを閉め、上流のクロッチアブソーバーを通った光を完全に遮断することにより測定される。CCD カメラの出力線形特性は、蓄積ビーム電流により入射光量をコントロールし、画像強度との関係を測定することで較正される。また入射器のパターン運転に同期している1 Hz のタイミング信号を外部トリガーとして画像取得し、リアルタイムに2次元干渉縞の水平・垂直方向のレジビリティを測定して、結果をデータベースに書き込んでいる。これにより、ユーザー運転中のビームサイズの変動を、入射時における蓄積ビームの振る舞いなども含めて、常時モニターすることが可能となっている。

さて、SPring-8 に設置した2次元干渉計の回折限界で決まる空間分解能 σ_{inter} は、上述した回折マスクの開口間隔と観測波長を(2)式に代入すれば、水平方向が121 μ m、垂直方向が52 μ m となることが分かる。垂直方向の分解能

に関しては、光輸送部途中の真空ダクトの物理開口が可視光線を遮り、回折マスク垂直方向の開口間隔を制限していることにより決まっている。仮に放射光が遮られないように真空ダクトの物理開口を十分広げたならば、空間分解能を25 μm程度に下げることができるだろう。また現実の干渉計では、光の波面誤差から生じる点像強度関数の歪みなど系統誤差の要因が色々と存在する。それゆえ実際の分解能 σ_{inter} は、(2)式で計算される値とは異なっている可能性があり、その較正が必要となる。特にビームサイズ σ が小さくなるにつれて、測定精度が分解能 σ_{inter} の較正精度によって決まるようになるので、系統誤差の慎重な評価が重要となってくる。次章では、代表的な系統誤差である点像強度関数の歪みを較正する方法について述べる。

4. 点像強度関数の較正

4.1 光の振幅と位相の誤差モデル

2.3項(9)式の点像強度関数は、波面誤差などが全く生じない理想的な光学素子で干渉計が構成されている場合に与えられるものである。実際の干渉計では、ミラーの反射率の不均一性や反射面の変形、レンズの透過率の不均一性、収差などによって光の振幅と位相に誤差が生じ、点像強度関数が多少歪められる。干渉計を較正するためには、この歪みを実験的な手法で評価し、理想的な場合に与えられた点像強度関数を修正する必要がある。そこで、光の振幅と位相の誤差を回折マスク上で定義する単純なモデルに基づき定式化する。誤差を伴った光が回折マスクの1つの開口(n番目とする)を通過し、CCDカメラ受光面上で作る電場 E_n は、(8)式を参考にすると、

$$E_n(x, y; x_e, y_e) \propto \int_{S_n} B_n(x_s, y_s) \exp \left[\frac{2\pi i}{\lambda} \left\{ \left(\frac{x_e}{L_0} + \frac{x}{L_s} \right) x_s + \left(\frac{y_e}{L_0} + \frac{y}{L_s} \right) y_s \right\} + i\Phi_n(x_s, y_s) \right] dx_s dy_s, \quad (19)$$

と書ける。ここで、実関数 $B_n(x_s, y_s)$ と $\Phi_n(x_s, y_s)$ はそれぞれ、回折マスクのn番目の開口における電場の振幅と位相の誤差を表す。位相誤差 Φ_n を開口中心の回りで多項式展開し、

$$\Phi_n(x_s, y_s) = \phi_n + \zeta_n(x_s - X_n) + \zeta_n(y_s - Y_n) + \text{higher orders}, \quad (20)$$

とすると、(19)の積分は近似的に、

$$E_n(x, y; x_e, y_e) \approx A_n \frac{J_1(R_n)}{R_n} \exp \left[\frac{2\pi i}{\lambda} \left\{ \left(\frac{x_e}{L_0} + \frac{x}{L_s} \right) X_n + \left(\frac{y_e}{L_0} + \frac{y}{L_s} \right) Y_n \right\} + i\phi_n \right], \quad (21)$$

$$R_n = \frac{\pi d}{\lambda} \sqrt{\alpha_n \left(\frac{x_e}{L_0} + \frac{x - x_n}{L_s} \right)^2 + \beta_n \left(\frac{y_e}{L_0} + \frac{y - y_n}{L_s} \right)^2 + \gamma_n \left(\frac{x_e}{L_0} + \frac{x - x_n}{L_s} \right) \left(\frac{y_e}{L_0} + \frac{y - y_n}{L_s} \right)}, \quad (22)$$

となる。ここで、 x_n と y_n はそれぞれ $-\lambda L_s \zeta_n / 2\pi$ と $-\lambda L_s \zeta_n / 2\pi$ を表し、位相誤差の1次の項がエンベロープの中心位置をシフトさせる効果があることが分かる。また、(21)、(22)式は数学的に厳密に導出された式ではなく、振幅誤差 $B_n(x_s, y_s)$ の位置依存性と位相誤差 $\Phi_n(x_s, y_s)$ の高次項の効果を、エンベロープの形状を表すパラメーター $\alpha_n, \beta_n, \gamma_n$ に吸収できるものとしている。点像強度関数の較正は、エンベロープを記述するパラメーター ($A_n, \alpha_n, \beta_n, \gamma_n, x_n, y_n$) と、後で出てくる干渉縞の位相とピッチを記述するパラメーター $\phi_{nm} = \phi_n - \phi_m$ と p_{nm}, q_{nm} ($n, m = 1, 2, 3, 4$) を実験的に求めることによって行われる。

4.2 パラメーターの決定方法

エンベロープを記述するパラメーターは、4つの開口を独立に1個ずつ開いたときに観測されるシングルスポットから求められる。このシングルスポットの強度分布 $H_n(x, y)$ は、

$$\begin{aligned} H_n(x, y) &= \iint |E_n(x, y; x_e, y_e)|^2 \rho(x_e, y_e) W(\lambda) dx_e dy_e d\lambda \\ &\approx |E_n(x, y; 0, 0)|^2 \\ &= \left\{ A_n \frac{J_1(R_n)}{R_n} \right\}_{x_e=0, y_e=0}^2, \quad (n=1, 2, 3, 4) \end{aligned} \quad (23)$$

で表される。ここで、観測されるシングルスポットの幅が、電子ビームサイズに比べて十分大きい場合を想定しているので、 x_e, y_e に関する積分は無視することができる。また、電子ビーム分布の中心 (x_0, y_0) は原点にあるものとした。さらに干渉フィルターの波長スペクトル $W(\lambda)$ に関する積分の効果は、パラメーター $\alpha_n, \beta_n, \gamma_n$ に吸収できるものとした。(23)式を、観測されるシングルスポットの強度分布にフィットすることにより、パラメーター $(A_n, \alpha_n, \beta_n, \gamma_n, x_n, y_n)$ を決定することができる。

干渉縞の位相とピッチを記述するパラメーターは、4つの開口のうち2つを同時に開いたときに観測される6組の干渉縞から求められる。n番目とm番目の開口を開いたときに得られる干渉縞の強度分布 $G_{nm}(x, y)$ は、

$$G_{nm}(x, y) = \iint |E_n(x, y; x_e, y_e) + E_m(x, y; x_e, y_e)|^2 \rho(x_e, y_e) W(\lambda) dx_e dy_e d\lambda$$

$$= H_n(x, y) + H_m(x, y) + Q_{nm}(x, y; \sigma_{nm}), \quad (n, m = 1, 2, 3, 4) \quad (24)$$

$$Q_{nm}(x, y; \sigma_{nm}) = 2\sqrt{H_n(x, y)H_m(x, y)}$$

$$\times \int_{-\infty}^{\infty} W(\lambda) V_{nm} \cos\left\{\frac{2\pi}{\lambda} (p_{nm}x + q_{nm}y) + \phi_{nm}\right\} d\lambda, \quad (25)$$

となる。 V_{nm} は(18)式で与えられたビジビリティである。例えば、対角方向の1番と3番の開口を開いたときに観測される干渉縞は、Fig. 4のようになる。ピッチおよび位相を表すパラメーター $(p_{nm}, q_{nm}, \phi_{nm})$ は、(24)式を観測される干渉縞にフィットして決定することができる。フィッティングの際には、ビームサイズを表す σ_{nm} もフリーパラメーターとしている。このとき、エンベロープ関数 $H_n(x, y)$ および $H_m(x, y)$ の中のパラメーターは、シングルスポットのデータから決定した値に固定されている。有限のサイズを持った電子ビームから放射された光を使って点像強度関数のパラメーターを決定することに抵抗があるかもしれないが、観測される干渉縞のピッチや位相はビームサイズに依存しないので問題はないのである。

4.3 較正された点像強度関数

較正された点像強度関数 I_{cal} は、4.2項の方法で決定されたパラメーターを含む関数 H_n と Q_{nm} を用いて、

$$I_{cal}(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} W(\lambda) \left| \sum_{n=1}^4 E_n(x, y; 0, 0) \right|^2 d\lambda$$

$$= \sum_{n=1}^4 H_n(x, y) + \sum_{n>m} Q_{nm}(x, y; \sigma_{nm}=0), \quad (26)$$

と書ける。ここで、電子ビームの位置 (x_e, y_e) は原点にあるものとした。SPRing-8の2次元干渉計に対して較正された点像強度関数をFig. 5に示す。 $I_{cal}(x, y)$ の電子ビーム分布 $\rho(x_e, y_e)$ によるコンボリューション積分で表されるモデル関数を、観測される2次元干渉縞にフィットすれば、楕円長軸・短軸方向の1シグマビームサイズ $\sigma_1,$

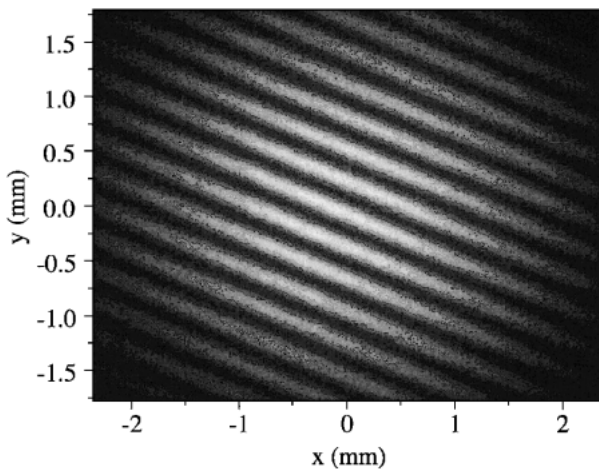


Fig. 4 An example of the interference pattern observed when two out of the four apertures of the diffracting mask were opened while the others remained closed. The observed pattern for a diagonal pair of apertures (1 and 3) opened is shown.

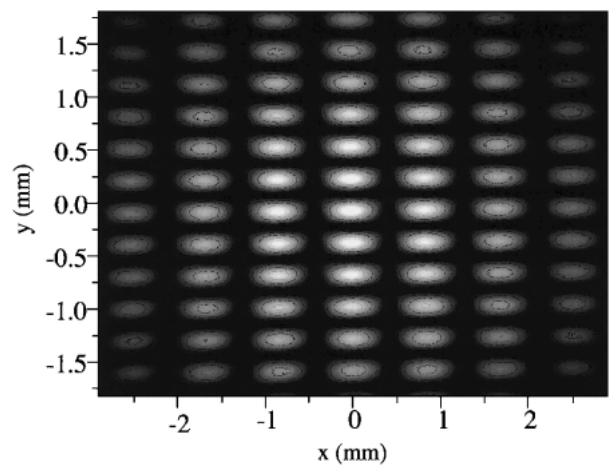


Fig. 5 The point-spread function of the two-dimensional interferometer at the SPRing-8 storage ring. The point-spread function was calibrated by the procedures described in the text.

σ_{II} , およびビームの傾き θ を求めることができる。

5. SPring-8 蓄積リングにおける測定例

5.1 線形差共鳴近傍での電子ビームの振る舞い

SPring-8 蓄積リングでは夏期・冬期メンテナンス期間の前後において、定期的にベータトロンチューンをサーベイし、蓄積リング一周に渡って分布している電磁石などの誤差磁場の状態が反映される共鳴線の強さや幅を測定している。測定に使用されるプローブはタウシェック寿命⁸⁾やビームサイズである。このチューンサーベイを行うときには、初期の頃を除いて、ほとんど常に2次元干渉計を用いてビームサイズの測定を行ってきた。ここでは干渉計の2次元ビームプロファイラとしての能力を示すために、線形差共鳴近傍の動作点で測定されたデータを紹介する。

通常ユーザー運転で使用している動作点 ($v_x=40.15$, $v_y=18.35$) から出発して、線形差共鳴の条件 ($v_x=40.35$, $v_y=18.35$) を跨ぎ、動作点 ($v_x=40.38$, $v_y=18.35$) 付近まで水平ベータトロンチューン v_x をスキャンした。このとき、垂直ベータトロンチューン v_y は18.35にはほぼ固定された。測定時のビームのフィリングパターンは、21バンチを等間隔に配置したもので、バンチ当たりの電流値は約1 mA である。全ての挿入光源のギャップは、それに起因する誤差磁場がビームに影響を及ぼすことを避けるために全開とした。線形差共鳴付近の動作点で観測された2次元干渉縞の例を Fig. 6 に示す。Fig. 6(a) は共鳴線の左側の動作点 ($v_x-v_y-22 < 0$), Fig. 6(b) は共鳴線の右側の動作点 ($v_x-v_y-22 > 0$) における干渉縞である。干渉縞を構成している1つ1つの島が傾いており電子ビームの傾きが反映されていることが分かる。また共鳴線の左側と右側では傾きの方向が逆になっていることも観察できる。Fig. 7 に、2003年1月、2004年7月および2005年4月に測定されたビームサイズ σ_I , σ_{II} , ビームの傾き θ を線形差共鳴線からの距離 (v_x-v_y-22) の関数として示す。2003年1月のデータは、自然エミッタンスのデザイン値が3.4 nm・rad の低エミッタンスオプティックス⁹⁾の条件で測定され、2004年7月および2005年4月のデータは、自然エミッタンスのデザイン値が6.6 nm・rad のアクロマットオプティックス¹⁰⁾の条件で測定された。水平ビームサイズに相当する長軸サイズ σ_I が2003年1月のデータだけ小さいのは、このオプティックスによる違いである。また、いずれのオプティックスでも、 $v_x=40.33$ ($v_x-v_y-22 = -0.02$) の3次共鳴線付近でビームサイズの増大が観測されている。

同じアクロマットオプティックスの条件で測定されたデータでも明らかに異なった様相を呈することがある。2004年7月と2005年4月に測定された垂直方向のビームサイズに相当する短軸サイズ σ_{II} を比べると、線形差共鳴線の幅が後者のデータのほうが広く、それが非常に強く励起していることが分かる。また、ビームの傾き θ は両者と

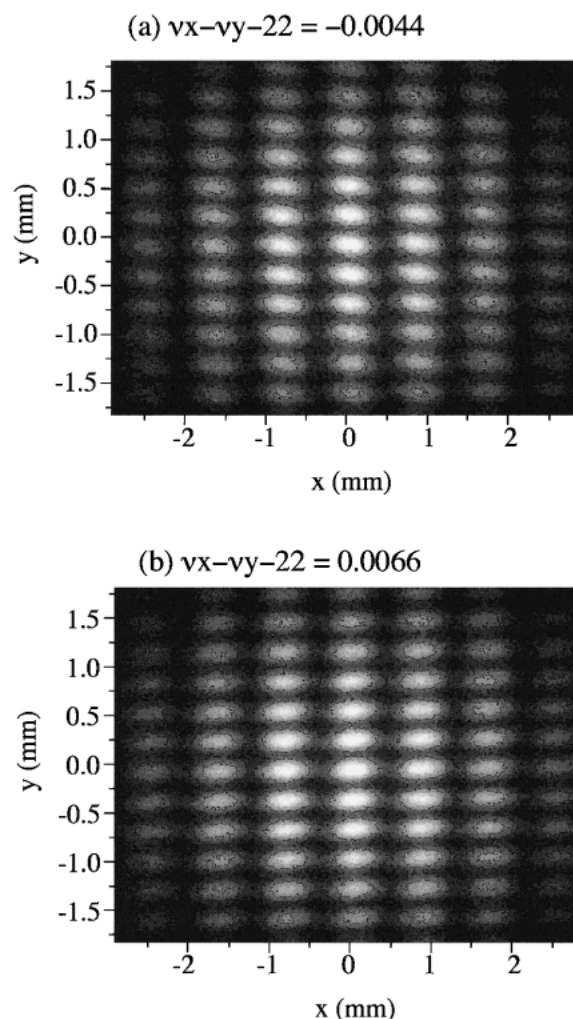


Fig. 6 Examples of observed two-dimensional interference patterns. The interference patterns at (a) the working point of $v_x - v_y - 22 < 0$ and (b) the working point of $v_x - v_y - 22 > 0$ near the differential resonance line $v_x - v_y - 22 = 0$ are shown.

もに線形差共鳴線に近づくにつれて大きくなっているが、同じ動作点で比較すると、2005年4月のデータの方が大きな傾きとなっている。また傾きの方向が両者で逆になるという顕著な違いが観測されている。これは、蓄積リングに分布する誤差磁場のうち、特に水平・垂直ベータトロン振動の結合比に対する影響が大きいスキュー4極成分の分布が何らかの原因で変化したことを意味する。過去にも、蓄積リングに超伝導ウィグラー¹¹⁾を設置した際に同じような傾向が現れたことがある。

ビームの傾きまで含めた2次元の情報が得られるSPring-8の干渉計は、水平・垂直方向に射影されたビームサイズのみしか測定できない従来の1次元的な干渉計と比べて遙かに多くの情報をもたらすモニターであり、ここに挙げた例のように、蓄積リング誤差磁場分布の状態が変化したか否かを高感度で検知することを可能にしている。

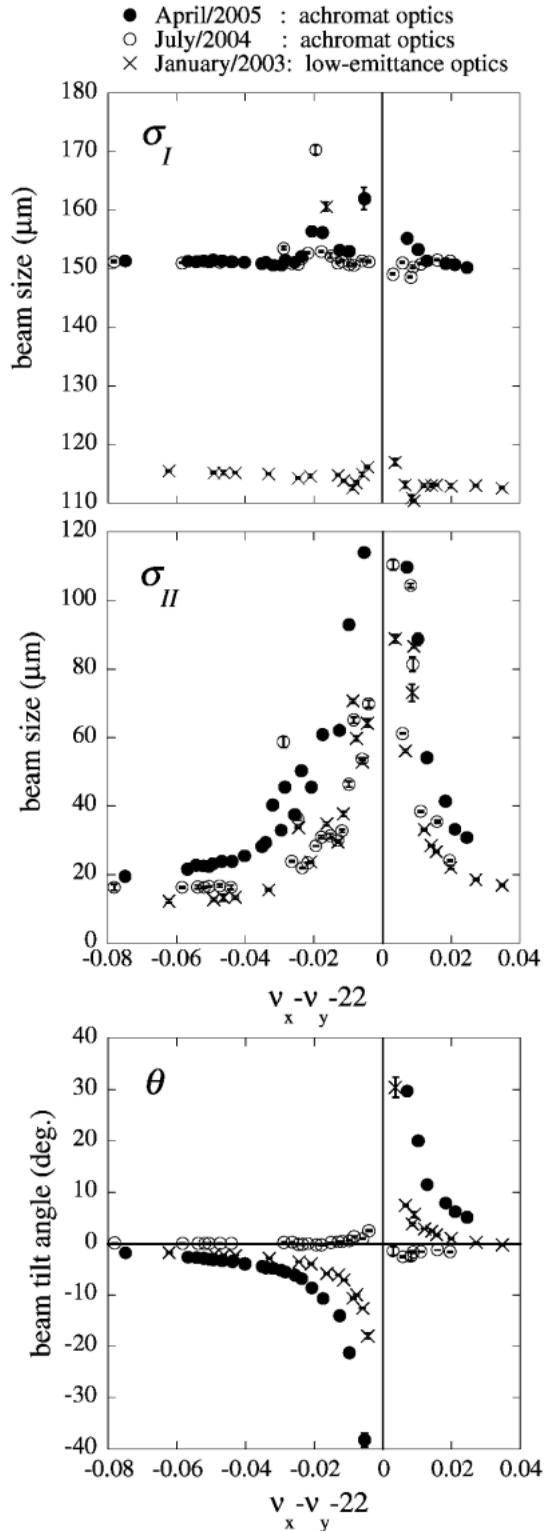


Fig. 7 Betatron tune dependence of the beam sizes and the beam tilt angle near the differential resonance condition. The vertical betatron tune ν_y was fixed at about 18.35. The open and closed circles show the results measured on the condition of achromat optics in July 2004 and April 2005, respectively. The crosses show the results measured on the condition of low-emittance optics in January 2003. The vertical lines on $\nu_x - \nu_y - 22 = 0$ show the differential resonance condition (ν_x, ν_y) = (40.35, 18.35).

5.2 トップアップ入射時の蓄積ビームの振動

SPring-8 では2004年5月からトップアップ運転¹²⁾が開始され、ユーザー運転中の蓄積電流値をほぼ100 mA で一定に保つために、短い時間間隔で随時入射が行われている。例えば、等間隔203バンチモード(約0.5 mA/バンチ)のフィリングパターンで運転している場合には、約0.04 mA/ショットの入射が1分間隔で自動的に行われている。トップアップ運転では、入射時に誘発される蓄積ビームの振動を極力抑制し、ユーザー実験に対して安定な光ビームを提供することが本質的に重要となる。これまで、振動を誘発する入射バンチ軌道のもれなどを小さくするために、バンチ電磁石の改良および補正パルス電磁石の導入¹³⁾、入射バンチ軌道内に配置されている6極電磁石の励磁量の最適化¹⁴⁾など、蓄積ビームの振動を抑制するために様々な工夫がなされてきた。

ビーム入射に同期したタイミング信号を外部トリガーとして CCD カメラの電子シャッターを動作させると、入射時におけるビーム振動の情報を得ることができる。誘発される振動は主としてベータatron振動であり数十 kHz の振動数を持つので、1 ms 程度の露光時間で測定すると、ビーム振動は約200ターンに渡って平均化され、実効的なビームサイズの増大として観測される。約100 mA の蓄積ビーム電流に対して、1ショットあたりの入射ビーム電流は0.1%以下であるので、実効的なビームサイズに寄与するのは入射ビームの振動ではなく、既に蓄積されているビームの振動である。CCD カメラに入力する外部トリガーを適当に遅延させることにより、ビームサイズとビームの傾きを入射時刻からの時間の関数として測定した。異なった2つの時期に測定したデータを **Fig. 8** に示す。時間とともに振動が放射減衰して、実効的なビームサイズが小さくなっていく様子が分かる。図中のビームサイズデータは、振動が減衰した擾乱のない定常状態時に測定されたビームサイズで規格化されている。また、入射直後の実効的なビームの傾きは、定常状態時のそれに対してわずかに異なっていることも観測された。トップアップ運転に向けた調整の初期段階である2003年9月の時点で誘発されていたビームの振動が、最終段階の2004年6月には著しく改善されていることが分かる。測定された実効的なビームサイズから定常状態時のビームサイズをデコンボリューションすることにより、ビーム振動の寄与のみを抽出することができる。2004年6月の時点のビーム振動を入射直後で評価すると、水平方向に対しては定常状態におけるビームサイズの約1/3、垂直方向に対しては約2/3となっており、今のところユーザー実験の障害となるような大きな問題は発生していない。

6. まとめ

電子ビームの長軸・短軸方向のビームサイズおよびビー

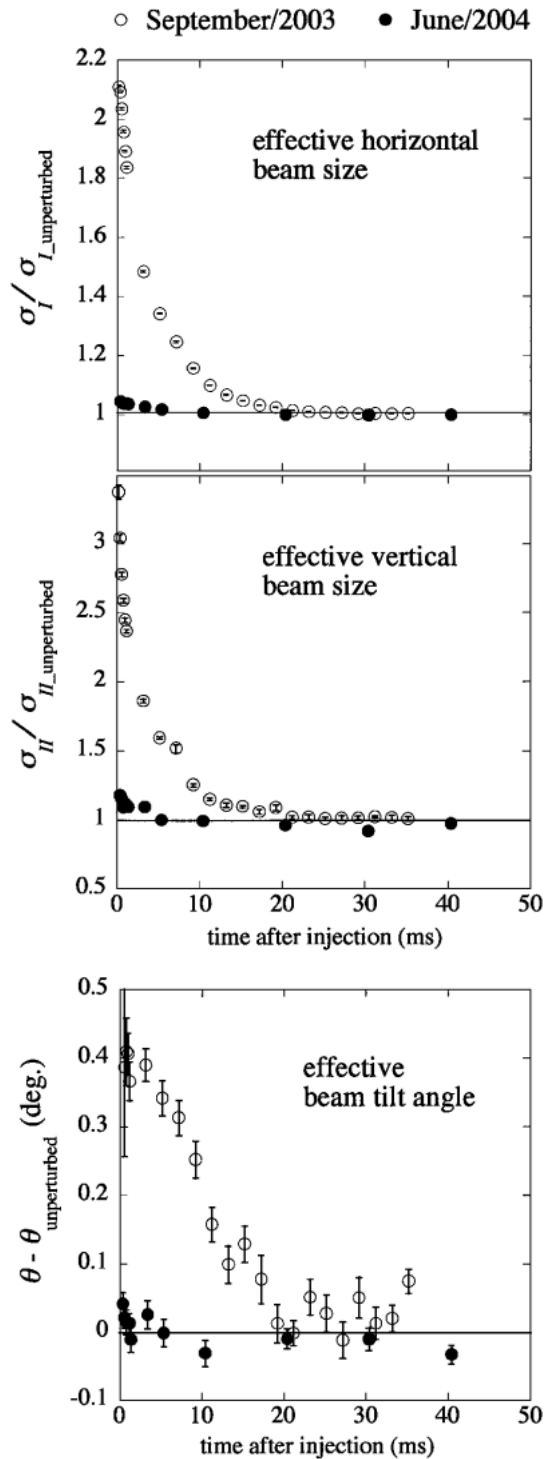


Fig. 8 Time dependence after beam injections of the effective beam sizes and the effective beam tilt angle. The effective beam sizes are normalized by the values for the unperturbed beam. The effective beam tilt angles are subtracted by the values for the unperturbed beam. The open and closed circles show the results measured in September 2003 and June 2004, respectively.

ムの傾きを同時に測定することができる2次元放射光干渉計を開発した。これまでにSPring-8蓄積リングのビーム性能の向上を目指した様々なマシン調整に役立てられてきた。第5章で紹介した例はその一部である。この干渉計の2次元ビームプロファイラーとしての能力やリアルタイム性などの有用な特性は、これらのマシン調整の中で実証されてきた。また測定精度を向上させるために、干渉計の点像強度関数を実験的な手法で較正できるように工夫も施された。

干渉計を設計する立場で考えると、SPring-8のような高エネルギーの大型蓄積リングよりも、中低エネルギーの比較的小型のリング用の方が垂直方向の空間分解能を小さくできるという点で有利である。なぜなら同じ波長で観測するならば、(7)式から分かるように、偏向電磁石中の電子軌道の曲率半径 ρ_0 が小さいほど、放射光の垂直方向の角度広がりが大きくなり、スリット間隔を垂直方向に広げることができるからである。例えば、取扱いが容易な可視光線(波長500 nm)を用いた場合、UVSORのような小型のリングでは垂直方向の空間分解能を10 μm 程度まで小さくすることが原理的に可能である。

2次元放射光干渉計は、ビームプロファイラーとしての優れた特性を持つイメージング法と、空間分解能の点で優勢な干渉法の両方の長所を兼ね備えたモニターであると言える。今後、特に中小規模の放射光施設においてビームプロファイルモニターの導入を検討される際には、選択肢の1つとしてご考慮頂ければ幸いである。

参考文献

- 1) 例えば, A. Hoffmann and F. Meot: Nucl. Instrum. and Meth. **203**, 483 (1982).
- 2) M. Born and E. Wolf: Principles of Optics, 6th ed., Oxford Pergamon, 508 (1980).
- 3) T. Mitsuhashi: Proceedings of the 1997 Particle Accelerator Conference, Vancouver, Canada, 776 (1997).
- 4) T. Mitsuhashi and T. Naito: Proceedings of the 1998 European Particle Accelerator Conference, Stockholm, Sweden, 1565 (1998).
- 5) M. Masaki and S. Takano: Proceedings of the 5th European Workshop on Beam Diagnostics & Instrumentation (DIPAC 2001), Grenoble, France, 142 (2001).
- 6) M. Masaki and S. Takano: J. Synchrotron Rad. **10**, 295 (2003).
- 7) Y. Takayama and S. Kamada: Phys. Rev. E, **59**, 7128 (1999).
- 8) M. Takao, K. Soutome and H. Tanaka: Proceedings of the 2000 European Particle Accelerator Conference, Vienna, Austria, 1569 (2000).
- 9) M. Takao, M. Masaki, S. Matui, T. Ohshima, K. Soutome, S. Takano and H. Tanaka: Proceedings of the 2004 Asian Particle Accelerator Conference, Gyeongju, (2004), in press.
- 10) H. Tanaka, K. Soutome, M. Takao, M. Masaki, H. Ohkuma, N. Kumagai and J. Shimizu: Nucl. Instrum. and Meth. **A486**, 521 (2002).
- 11) K. Soutome, S. Date, H. Ego, T. Fukui, M. Hara, N. Hosoi

- da, Y. Kawashima, M. Kodera, N. Kumagai, T. Magome, M. Masaki, T. Masuda, S. Matsui, T. Nakamura, T. Noda, Y. Ohashi, T. Ohshima, M. Oishi, H. Saeki, S. Sasaki, M. Shoji, S. Takano, M. Takao, T. Takashima, H. Takebe, K. Tamura, H. Tanaka, Y. Taniuchi, K. Tsumaki, T. Yorita, C. Zhang, H. Yonehara, J. Schimizu, A. Batrakov, G. Karpov, G. Kulipanov, M. Kuzin, V. Shkaruba, A. Skinsky and N. Mezentsev: Proceedings of the 2003 Particle Accelerator Conference, Portland, 250 (2003).
- 12) H. Tanaka, T. Aoki, T. Asaka, S. Date, K. Fukami, Y. Furukawa, H. Hanaki, N. Hosoda, T. Kobayashi, N. Kumagai, M. Masaki, T. Masuda, S. Matsui, A. Mizuno, Y. Nakamura, T. Nakatani, T. Noda, T. Ohata, H. Ohkuma, T. Ohshima, M. Oishi, S. Sasaki, J. Schimizu, M. Shoji, K. Soutome, M. Suzuki, S. Suzuki, S. Takano, T. Takashima, H. Takebe, K. Tamura, R. Tanaka, T. Taniuchi, Y. Taniuchi, K. Tsumaki, A. Yamashita, K. Yanagida, H. Yonehara, T. Yorita, M. Adachi, K. Kobayashi and M. Yoshioka: Proceedings of the 2004 European Particle Accelerator Conference, Lucerne, Switzerland, 222 (2004).
- 13) T. Ohshima, H. Tanaka, K. Soutome, S. Matsui, M. Takao, M. Masaki, H. Ohkuma and N. Kumagai: Proceedings of the 2004 European Particle Accelerator Conference, Lucerne, Switzerland, 414 (2004).
- 14) H. Tanaka, T. Ohshima, K. Soutome and M. Takao: Nucl. Instrum. and Meth. **A539**, 547 (2005).

● 著者紹介 ●



正木満博

財団法人 高輝度光科学研究センター

E-mail: masaki@spring8.or.jp

専門：加速器ビーム診断

【略歴】

筑波大学大学院物理学研究科博士課程修了後、1995年4月から現職。SPRING-8蓄積リングのビームモニターの開発、偏向電磁石および挿入光源を光源を持つ2本の加速器診断用ビームラインの建設などに従事し、現在に至る。

Two-dimensional synchrotron radiation interferometer for electron beam profile diagnostics

Mitsuhiro MASAKI Japan Synchrotron Radiation Research Institute (JASRI)
1-1-1 Kouto, Mikazuki, Sayo, Hyogo 679-5198, Japan

Abstract Two-dimensional synchrotron radiation interferometer for non-destructive diagnostics of transverse electron beam profile is explained. The interferometer developed at the SPRING-8 enables simultaneous measurement of beam sizes along the major and minor axes and beam-tilt angle of an assumed elliptical Gaussian distribution. A point-spread function of the interferometer will be distorted by wavefront error presumably generated from optical elements, such as mirrors and lenses. An experimental method to calibrate the point-spread function is described. The two-dimensional profiling capability of the interferometer was verified by observing the behavior which the beam axis rotates as the working point approaches the linear coupling resonance condition of the betatron tunes. In relation to Top-up operation started at the SPRING-8 from May 2004, oscillation of the stored beam induced by the injection was measured as the variation of the effective beam profiles. This topic is also introduced.