

# Die Elektronenspeicherringe MLS und BESSY II als primäre Strahlernormale

Roman Klein\*, Reiner Thornagel, Gerhard Ulm

## Einleitung

Die spektralen und räumlichen Eigenschaften der an Elektronenspeicherringen erzeugten Synchrotronstrahlung werden bestimmt durch einige wenige Parameter und lassen sich mit der klassischen Elektrodynamik berechnen. Dadurch werden Speicherringe zu primären Strahlernormalen [1].

Während die radiometrische Anwendung der mit dem Planckschen Strahlungsgesetz berechenbaren schwarzen Strahler auf den Spektralbereich des Infraroten (IR), sichtbaren und nahen Ultravioletten (UV) beschränkt ist, erstreckt sich die Anwendbarkeit der Strahlung aus Elektronenspeicherringen vom THz- über den sichtbaren Spektralbereich bis in den Röntgenbereich und eröffnet so einen um mehrere Dekaden erweiterten Spektralbereich für die radiometrische Nutzung. Die PTB nutzt den Elektronenspeicherring BESSY II seit Januar 1999 als primäres Strahlernormal, insbesondere im Spektralbereich des Vakuum-Ultravioletten (VUV) bis zum Röntgenbereich [2]. Darüber hinaus stand der PTB der Elektronenspeicherring BESSY I als primäres Strahlernormal im UV- und VUV-Spektralbereich von 1984 bis zu seiner Stilllegung im November 1999 zur Verfügung [3, 4]. Mit der *Metrology Light Source* (MLS) [5, 6] nutzt die PTB seit dem Jahre 2008 wieder ein primäres Strahlernormal, das für diesen Spektralbereich optimiert ist.

Neben dem weiten Spektralbereich haben Elektronenspeicherringe den Vorteil, dass sich, wenn es der Nutzungsmodus erlaubt, über die gewählte Anzahl der gespeicherten Elektronen die Intensität der abgestrahlten Leistung über viele Größenordnungen variieren und somit den Messanforderungen anpassen lässt ohne die Form des Spektrums zu verändern [7]. Diese Option der Variation des Elektronenstroms kann bei der MLS und bei BESSY II über ca. 12 Dekaden eingesetzt

werden, allerdings nur in speziellen Schichten, die für den Sonderbetrieb des jeweiligen Speicherrings reserviert sind. Durch Anpassung der Elektronenenergie ist darüber hinaus der spektrale Verlauf der emittierten Synchrotronstrahlung variierbar. Diese Option kann insbesondere an der MLS genutzt werden.

\* Dr. Roman Klein, Arbeitsgruppe „Synchrotronstrahlungsquellen“, E-Mail: roman.klein@ptb.de

## Berechenbare Synchrotronstrahlung

Die Strahlung relativistisch bewegter Elektronen lässt sich mithilfe der klassischen Elektrodynamik berechnen [1]. Für den Fall der konstanten radialen Beschleunigung relativistischer Elektronen, wie sie auf der Kreisbahn in dem homogenen Magnetfeld eines Ablenkmagneten in einem Elektronenspeicherring gegeben ist und in Bild 1 exemplarisch dargestellt ist, wird der funktionale Zusammenhang durch die sogenannte Schwinger-Theorie [8] beschrieben.

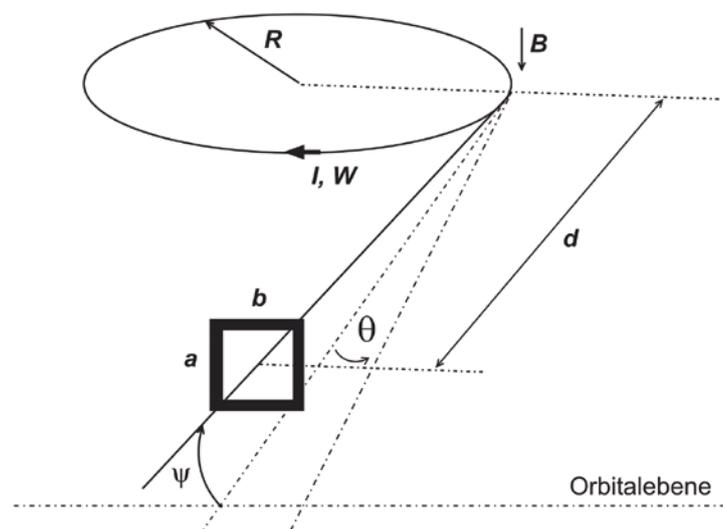


Bild 1: Schematische Darstellung der Parameter und Geometrie zur Berechnung der spektralen Strahlungsleistung von Synchrotronstrahlung.

Die spektrale Strahlstärke  $I_{0E}$  als Funktion der Photonenenergie  $E$  wird berechnet aus der magnetischen Induktion  $B$ , der Elektronenenergie  $W$  und dem Elektronenstrom  $I$  durch

$$I_{0E}^\sigma = \frac{d}{dE} \frac{d^2}{d\theta d\psi} \phi^\sigma = \frac{2eIR^2}{3\epsilon_0\gamma^4} \frac{E^2}{(hc)^3} \left( \left[ 1 + (\gamma\psi)^2 \right]^2 K_{2/3}^2(\xi) \right) \quad (1)$$

für den Anteil mit einer Polarisationsrichtung (elektrischer Feldvektor) parallel ( $\sigma$ -Komponente) zu der Speicherringebene und

$$I_{0E}^\pi = \frac{d}{dE} \frac{d^2}{d\theta d\psi} \phi^\pi = \frac{2eIR^2}{3\epsilon_0\gamma^4} \frac{E^2}{(hc)^3} \left( \left[ 1 + (\gamma\psi)^2 \right] (\gamma\psi)^2 K_{1/3}^2(\xi) \right) \quad (2)$$

für den Anteil mit einer dazu senkrechten und um  $90^\circ$  phasenverschobenen Komponenten ( $\pi$ -Komponente) mit

$$\xi = \frac{2\pi RE}{3hc\gamma^3} \left( 1 + (\gamma\psi)^2 \right)^{3/2} = \frac{1}{2} \frac{E}{E_c} \left( 1 + (\gamma\psi)^2 \right)^{3/2}$$

$$R = \frac{W}{ecB}; \quad \gamma = \frac{W}{m_0c^2}$$

Dabei ist  $R$  der Krümmungsradius der Elektronenbahn, und  $K_{1/3}$  und  $K_{2/3}$  sind modifizierte Besselfunktionen der 2. Art, die sich numerisch berechnen lassen [9]. Die Winkelverteilung der Synchrotronstrahlung ist homogen in der horizontalen Richtung, d. h. in der Orbitebene der Elektronen, und hat eine schmale Winkelverteilung in der vertikalen Richtung, deren Öffnungswinkel von der Photonenenergie abhängt. Die  $\sigma$ -Komponente hat ihr Maximum in der Orbital-

ebene, die  $\pi$ -Komponente verschwindet in der Orbitalebene.

Das Spektrum der Synchrotronstrahlung erstreckt sich kontinuierlich vom fernen Infrarot- bis in den Röntgenbereich und wird durch die so genannte charakteristische Energie  $E_c$  klassifiziert:

$$E_c = \frac{3hc\gamma^3}{4\pi R} \quad (3)$$

In praktischen Einheiten kann  $E_c$  ausgedrückt werden durch:

$$E_c / eV = 665,0 B/T (W / GeV)^2 = 2218 (W / GeV)^3 / (R/m)$$

Die Gleichungen (1) und (2) geben den Idealfall von Elektronen wieder, die sich exakt auf einer Kreisbahn bewegen. In der Realität haben die Elektronen aber eine gaußförmige Ortsverteilung um die Idealbahn mit den Standardabweichungen  $\sigma_x$  und  $\sigma_y$  für die horizontale und vertikale Richtung und eine Winkelverteilung mit den Standardabweichungen  $\sigma_x'$  und  $\sigma_y'$ . Die Verteilung in horizontaler Richtung, d. h. in der Orbitebene ist aufgrund der tangentialen Beobachtung ohne Bedeutung. Die vertikalen Verteilungen werden zu einer effektiven vertikalen Winkeldivergenz  $\Sigma_{y'}$  für einen Beobachtungsort im Abstand  $d$  zusammengefasst zu

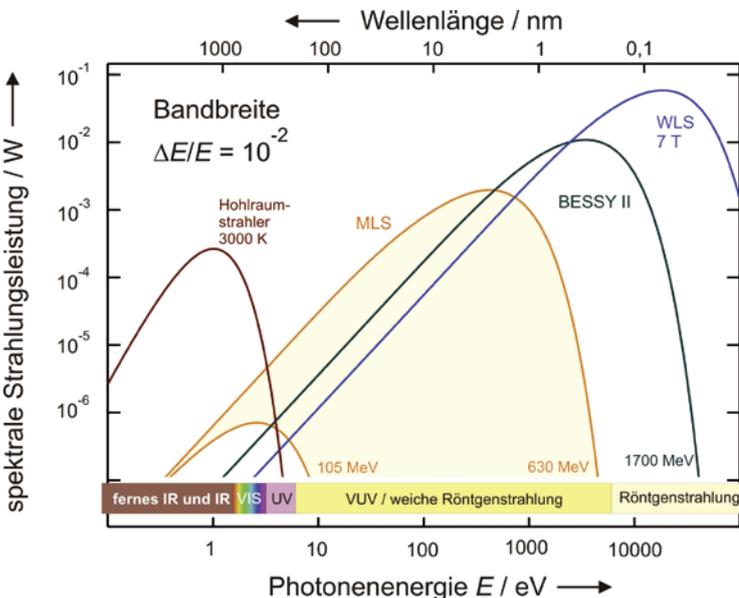
$$\Sigma_{y'} = \left( \sigma_y'^2 / d^2 + \sigma_y'^2 \right)^{1/2} \quad (4)$$

Die für Anwendungen interessante Größe, die spektrale Strahlungsleistung  $\Phi_E$  durch eine Blende z. B. der Größe  $a \cdot b$  im Abstand  $d$  vom Quellpunkt der Strahlung, lässt sich dann berechnen zu:

$$\Phi_E = \Phi_E(E; W, B, I, \Sigma_{y'}, \psi, d, a, b)$$

$$= \frac{d\Phi}{dE}(E) = \iint_{\text{Blende}} \left[ \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{\sqrt{2\pi\Sigma_{y'}}} \left[ I_{0E}^\pi(\psi'') + I_{0E}^\sigma(\psi'') \right] e^{-\frac{(\psi''-\psi')^2}{2\Sigma_{y'}^2}} d\psi'' \right] d\psi' d\theta \quad (5)$$

Bild 2a: Berechnete Strahlungsleistung für einige von der PTB genutzten Strahlungsquellen im Vergleich zu einem Hohlraumstrahler.



Die Ausdrücke aus (1) und (2) werden also gefaltet über die effektive vertikale Strahldivergenz und über den von einer Blende akzeptierten Winkelbereich integriert. Für eine rechteckige Aperturblende, wie in Bild 1 gezeigt, trägt die Integration über den horizontalen Winkel  $\theta$  nur mit einem Faktor  $b/d$  bei und in der senkrechten Richtung erstreckt sich die Integration über  $\psi'$  von  $(\psi-a/2d)$  bis  $(\psi+a/2d)$ , wobei  $\psi$  der Winkel des Zentrums der Blende ist ( $a/d, b/d, \psi \ll 1$ ). Die Berechnung wird numerisch durchgeführt. Bild 2 zeigt exemplarisch die Strahlungsleistung für verschiedene Elektronenenergien an der MLS und bei BESSY II.

Die Schwingergleichung beschreibt den Spezialfall eines relativistischen Elektrons auf einer Kreis-

bahn, d. h. in einem homogenen magnetischen Feld. Diese Bedingung ist für die Ablenkmagnete in einem Elektronenspeicherring, die eine sehr gute Feldhomogenität über den Bereich des Quellpunktes der Strahlung aufweisen, erfüllt. Darüber hinaus kann aber auch die Strahlung eines Elektrons, das sich auf einer beliebigen Trajektorie bewegt, ebenso mit dem Formalismus der klassischen Elektrodynamik berechnet werden. Dies erlaubt die Berechnung der Strahlung von Elektronen, die sich in Magneten mit starken Feldgradienten bewegen, wie es z. B. bei in Speicherringen betriebenen Wellenlängenschiebern (WLS) der Fall ist [10]. Diese WLS besitzen eine höhere magnetische Induktion im Quellpunkt der Strahlung als ein Ablenkmagnet und emittieren entsprechend Gl. (3) Synchrotronstrahlung einer höheren charakteristischen Energie, die sich auch für radio-metrische Zwecke nutzen lässt. Die Strahlung von Elektronen in einem periodisch alternierenden magnetischen Feld, wie es in Undulatoren gegeben ist, lässt sich ebenfalls auf diese Art berechnen und für die Radiometrie nutzen [11].

Alle Größen, die in Gl. (5) eingehen, müssen bekannt sein, d. h. müssen in der Regel gemessen werden. Die relative Unsicherheit in dem jeweiligen Messwert der Größe bestimmt die relative Unsicherheit der Berechnung der spektralen Strahlungsleistung nach Gl. (5). Dies wird im nächsten Abschnitt näher beschrieben.

## BESSY II und MLS als primäre Strahlernormale

Um einen Elektronenspeicherring als primäres Strahlernormal betreiben und nutzen zu können, müssen die apparative Ausstattung des Speicherrings und der Betriebsablauf entsprechend optimiert sein:

- Der Speicherring muss einen stabilen und reproduzierbaren Betrieb erlauben.
- Es müssen Messeinrichtungen installiert sein, die die Bestimmung der in Gleichung (5) eingehenden Parameter mit genügend kleiner relativer Unsicherheit erlauben.
- Das Vakuumsystem des Speicherrings, insbesondere die Vakuumkammern der Dipolmagnete, muss so gestaltet sein, dass es die direkte Nutzung der Synchrotronstrahlung ohne Beugungsverluste in dem interessierenden Spektralbereich ermöglicht.
- Da die spektrale Strahlstärke, die von einem Elektronenspeicherring unter normalen Betriebsbedingungen emittiert wird, für radiometrische Anwendungen oft zu hoch ist und die räumlichen Bedingungen einen sehr großen Abstand der Kalibriereinrichtung vom Speicherring nicht zulassen, muss es der betriebliche Ablauf erlauben, den Speicherring

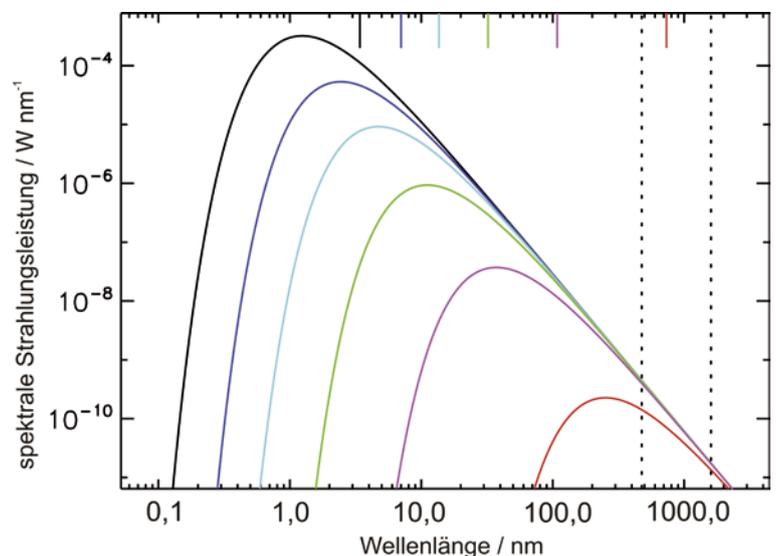
im Sonderbetrieb, insbesondere bei reduzierten Elektronenströmen zu betreiben. Für andere Kalibrieraufgaben ist es nötig, den Elektronenspeicherring bei einer reduzierten Elektronenenergie zu betreiben, um höhere Monochromatorbeugungsordnungen oder Streulicht zu unterdrücken.

Diese Voraussetzungen sind bei BESSY II und der MLS gegeben [1]. Im Folgenden wird die Messung der Speicherringparameter und der notwendigen geometrischen Größen im Einzelnen beschrieben. Dabei wird soweit möglich auf Beispiele von der MLS eingegangen, die auch detailliert in [5] beschrieben sind. Beispiele von BESSY II finden sich in [12].

### Messung der Elektronenenergie $W$

Bei BESSY II kann die Elektronenenergie mit zwei unabhängigen und komplementären Verfahren gemessen werden. Diese Verfahren sind die resonante Spindepolarisation [13] und die Compton-Rückstreuung von Laserphotonen [14, 15]. Für das Verfahren der resonanten Spindepolarisation wird ein spinpolarisierter Elektronenstrahl benötigt. Bei BESSY II im Normalbetrieb bei 1,7 GeV Elektronenenergie baut sich diese Spindepolarisation nach ca. einer Stunde auf. Sie lässt sich durch Einstrahlung von Radiofrequenz einer bestimmten Frequenz zerstören. Aus diesem Frequenzwert lässt sich dann sehr genau die Elektronenenergie berechnen, in unserem Fall mit einer relativen Unsicherheit von besser als  $5 \cdot 10^{-5}$ . Beobachten lässt sich die Spindepolarisation durch Messung der Verlustrate der gespeicherten Elektronen durch Detektion des damit verbundenen Strahlungsuntergrundes oder durch eine Änderung der Strahllebensdauer. Die Streurrate der gespeicherten Elektronen unterein-

Bild 2b:  
Berechnete Strahlungsleistung für einige Elektronenenergien der MLS. (Die Berechnung erfolgte für folgende Parameter:  $I = 10$  mA, verschiedene Elektronenenergien:  $W = 628$  MeV, 495 MeV, 397 MeV, 299 MeV, 199 MeV und 105 MeV, links nach rechts, durch eine Aperturblende mit Radius  $r = 2,5$  mm im Abstand  $d = 14,8$  m).



ander weist nämlich einen spinabhängigen Term auf. Für einen spinpolarisierten Elektronenstrahl ist der Streuquerschnitt kleiner als für einen unpolarierten. Je höher die Streurate der Elektronen untereinander ist, umso höher ist die Verlustrate der gespeicherten Elektronen. Dieses Verfahren der resonanten Spindepolarisation ist etabliert [16], lässt sich aber nur anwenden, wenn die Zeit bis zum Erreichen der Polarisation, die mit dem Inversen der fünften Potenz von der Elektronenenergie abhängt, im Bereich einiger Stunden liegt, also bei vergleichsweise hohen Elektronenenergien wie bei BESSY II. Daher wurde insbesondere für die MLS zusätzlich das Verfahren der Energiemessung durch

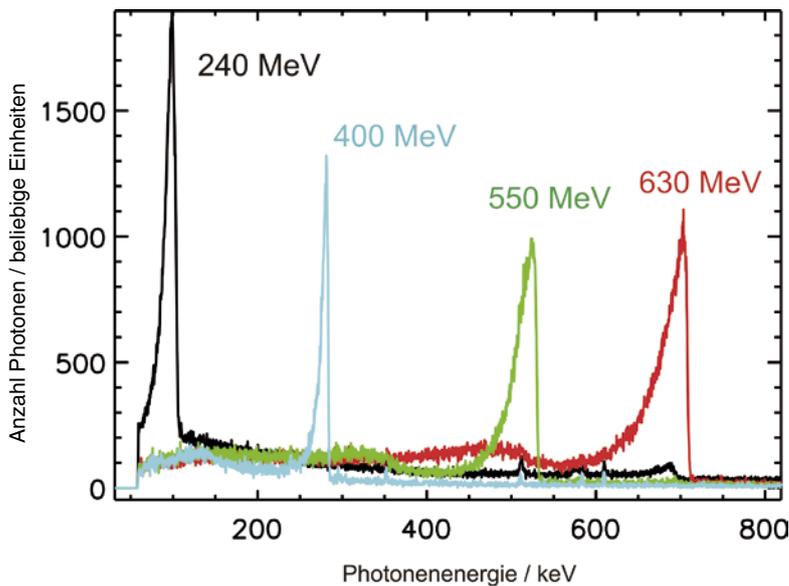


Bild 3a: Spektren rückgestreuter CO<sub>2</sub>-Laserphotonen für verschiedene Elektronenenergien.

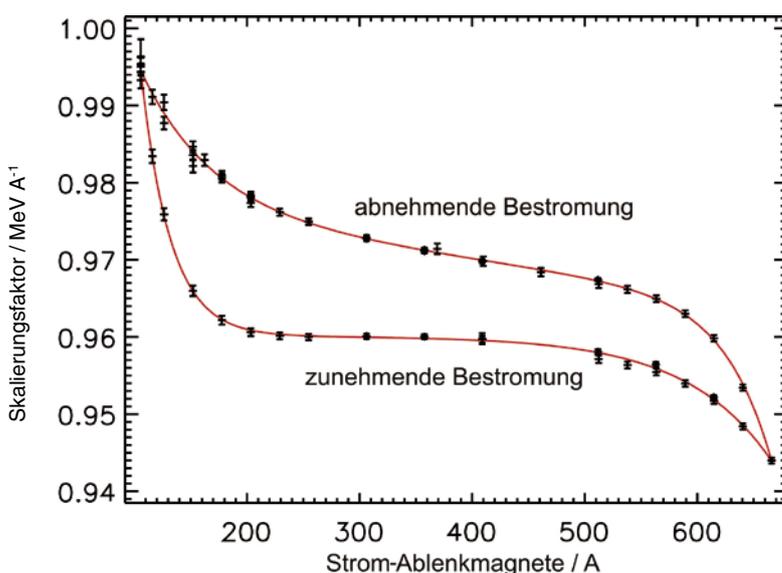


Bild 3b: Aus den Messungen der rückgestreuten Laserphotonen gewonnene Skalierungsfaktoren zwischen Bestromung der Ablenkmagnete und der Elektronenenergie. Die Hysterese der Magnete ist deutlich zu sehen.

Compton-Rückstreuung von Laserphotonen etabliert [15]. Hierzu wird der Strahl eines CO<sub>2</sub>-Lasers dem Elektronenstrahl antiparallel überlagert. Die an den Elektronen in Richtung des Elektronenstrahls gestreuten Laserphotonen, die nun eine um ca.  $4\gamma^2$  verschobene Photonenergie im sehr harten Röntgenbereich aufweisen, werden in einem energiedispersiven Detektor nachgewiesen. Aus der Maximalenergie der gestreuten Photonen lässt sich dann die Elektronenenergie berechnen (s. Bild 3 a, b). Die relative Unsicherheit in der Bestimmung der Elektronenenergie mit diesem Verfahren beträgt weniger als  $10^{-4}$ . Beide Verfahren zur Bestimmung der Elektronenenergie wurden bei BESSY II und einer Elektronenenergie von 1700 MeV simultan angewendet und zeigten sehr gute Übereinstimmung [15].

#### Messung der magnetischen Induktion am Quellpunkt B

Jeweils einer der Ablenkmagneten an der MLS und bei BESSY II wird als Quelle berechenbarer Strahlung genutzt. Das Magnetfeld dieser Magneten wurde vor der Installation sorgfältig vermessen, um sicherzustellen, dass im Bereich des Quellpunktes vernachlässigbar kleine Magnetfeldgradienten auftreten. Die Vakuumkammer dieser Ablenkmagneten sind speziell so ausgelegt, dass an einer Durchführung eine NMR-Sonde in einem nicht-magnetischen Rohrstück an den Quellpunkt der Strahlung gebracht werden kann, um – ohne gespeicherten Elektronenstrahl – die aktuelle magnetische Induktion  $B$  am Quellpunkt zu messen. Die relative Unsicherheit dafür ist besser als  $10^{-4}$ .

#### Messung des Elektronenstromes I

Im normalen Nutzerbetrieb ist der gespeicherte Elektronenstrom typischerweise im Bereich einiger 100 mA. Die PTB betreibt die MLS und BESSY II in speziellen Kalibrierschichten im Grenzfall mit nur einem gespeicherten Elektron. Dies entspricht bei der MLS einem Elektronenstrom von 1 pA und bei BESSY II von 0,2 pA. Es muss daher die Instrumentierung vorhanden sein, den Elektronenstrom über mehr als 12 Dekaden kontrolliert einstellen und messen zu können. Im Bereich von Strömen oberhalb 2 mA geschieht dies an beiden Speicherringen mit jeweils zwei parametrischen Stromtransformatoren (PCT) [5].

Im Bereich kleinster Elektronenströme, d. h. für Ströme kleiner als ca. 1 nA an der MLS und einiger 100 pA bei BESSY II, wird der Elektronenstrom durch Zählen der gespeicherten Elektronen ermittelt [5]. Dazu werden die Elektronen nach der Anwendung kontrolliert durch das Her-

anbringen eines mechanischen Scraper an den Elektronenstrahl aus dem Speicherring geworfen. Gleichzeitig wird mit auf LN2-Temperatur gekühlten Photodioden, die von der emittierten Synchrotronstrahlung bestrahlt werden, die stufenweise Abnahme der Intensität der Strahlung beobachtet (s. Bild 4). In dem dazwischenliegenden Strombereich, d. h. von etwa 1 nA bis 2 mA, wird der Elektronenstrom ebenfalls über die Messung der Intensität der emittierten Synchrotronstrahlung, die mit Photodioden mit linearem Ansprechverhalten gemessen wird, ermittelt. Es werden drei Paare von Photodioden (ein Paar ohne Filter, zwei Paare mit Filtern zur Abschwächung) benutzt, um den beschriebenen Strombereich abzudecken. Die Kalibrierfaktoren, die dem Photostrom einen Elektronenstrom zuordnen, werden dann durch Vergleich in dem überlappenden Randbereich mit den anderen oben genannten Verfahren bestimmt.

*Bestimmung der effektiven Winkelverteilung  $\Sigma_Y$*

Die effektive Divergenz des Elektronenstrahls ist meist klein im Vergleich zu dem vertikalen Öffnungswinkel der Synchrotronstrahlung. Daher bewirkt die Faltung der Vertikalverteilung der Photonen mit der effektiven Divergenz nur eine kleine Modifikation in der berechneten spektralen Strahlungsleistung hinter einer Blende, die sich durch die Größe  $\epsilon$  ausdrücken lässt:

$$\Phi_E = \Phi_E(E; W, B, I, \Sigma_Y, \psi, d, a, b) =$$

$$\Phi_E^{Schwinger}(E; W, B, I, \psi, d, a, b) \cdot (1 + \epsilon(E; W, B, \Sigma_Y, \psi, d, a))$$

(6)

wobei  $\Phi_E^{Schwinger}$  die spektrale Strahlungsleistung ohne Berücksichtigung der effektiven Strahldivergenz ist. Die Größe  $\epsilon$  ist klein für typische Kalibriergeometrien und Photonenenergien, wie in Bild 5 am Beispiel der MLS zu sehen ist. Bei BESSY II, das eine noch kleinere Emittanz im Vergleich zur MLS besitzt, liegt der Wert von  $\epsilon$  meist unterhalb von  $10^{-4}$  [12]. Im Normalfall genügt es den Wert von  $\Sigma_Y$  aus den Maschinenparametern zu berechnen. Diese Berechnungen sind typischerweise mit einer relativen Unsicherheit von 20 % behaftet, wodurch der Einfluss in der Berechnung der spektralen Strahlungsleistung jedoch immer noch kleiner als einige  $10^{-4}$  ist. Bild 5 zeigt beispielhaft Messungen zur vertikalen Winkelverteilung mit kalibrierten Filterradiometern. Für Anwendungen, bei denen der Einfluss der effektiven Winkelverteilung einen größeren Einfluss hat, kann die effektive Winkelverteilung auch mit geeigneten Geräten, wie z. B. einem Bragg-Polarimeter [17], gemessen werden.

*Messung des Abstandes  $d$  zum Quellpunkt und weiterer geometrischer Größen*

Der Quellpunkt der Synchrotronstrahlung liegt in der Vakuumkammer des Ablenkmagneten und damit im Ultrahochvakuum. Zur Messung des Abstandes  $d$  des Quellpunktes von einer flussbegrenzenden Blende (Bild 1) wird ein optisches Projektionsverfahren benutzt. In einem Abstand  $d_1$  vom Quellpunkt lässt sich eine Schlitzeblende mit Schlitzen wohlbekanntes Abstandes in den Strahlengang einbringen. Der Schattenwurf dieser Schlitzeblende auf einer Projektionsebene, die sich in einem mit einem Laserabstimmgerät sehr

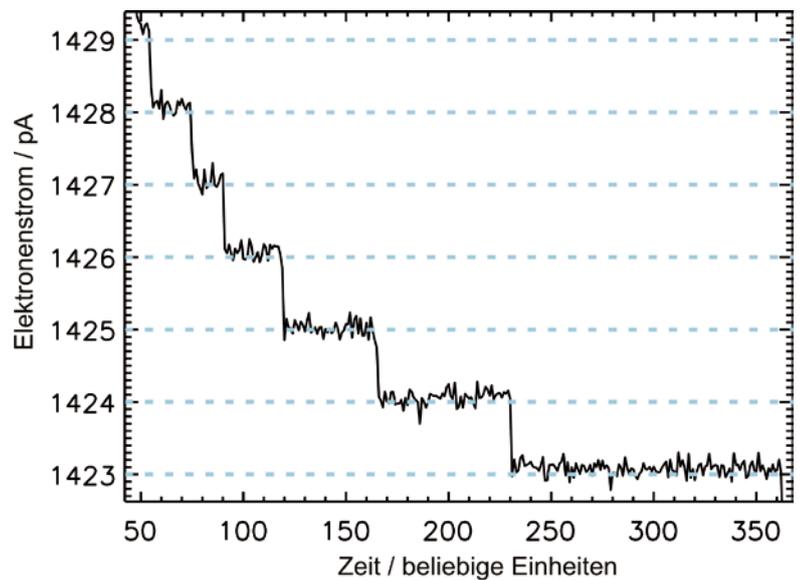


Bild 4a: Messung des Elektronenstroms mit einer ungefilterten Photodiode. Die Stufen stellen jeweils den Verlust eines Elektrons dar.

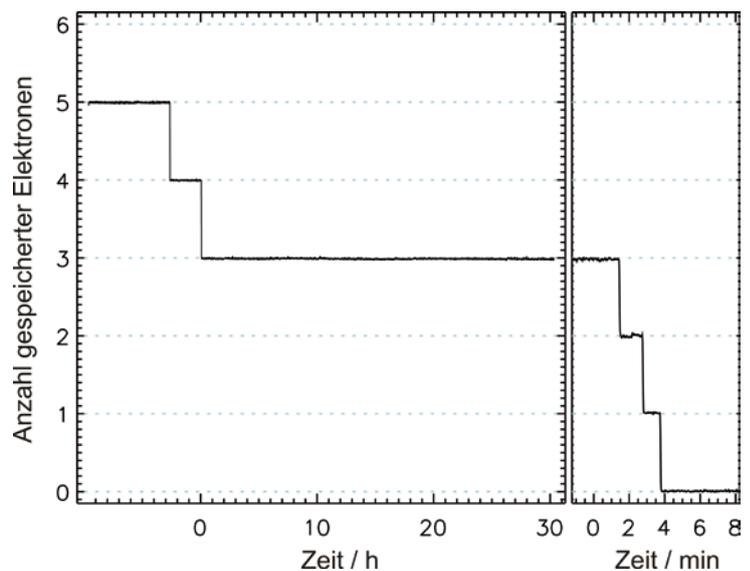


Bild 4b: Wenige gespeicherte Elektronen mit langer Verweildauer in der MLS (links). Nach Ende der Messung werden die verbleibenden Elektronen mithilfe eines Scrapers kontrolliert aus dem Speicherring entfernt und dabei abgezählt.

genau bestimmten Abstand  $d_2$  von der Schlitzblende befindet, erlaubt die genaue Bestimmung des Abstandes der projizierten Schlitzblende und damit über den Strahlensatz die Bestimmung des gesuchten Abstandes  $d = d_1 + d_2$ . Mit dieser Methode erreicht man eine Unsicherheit von typischerweise 2 mm.

Normalerweise werden Messungen in der Orbitalebene ausgeführt, sodass der vertikale Emissionswinkel  $\psi = 0^\circ$  beträgt. Dies wird erreicht durch Justage auf maximales Detektorsignal, wie z. B. in Bild 6 gezeigt. Ein typischer Justagefehler liegt im Bereich einiger  $\mu\text{rad}$ .

Die Größe  $a \cdot b$  einer flussbegrenzenden Aperturblende wird geometrisch bestimmt, z. B. mit

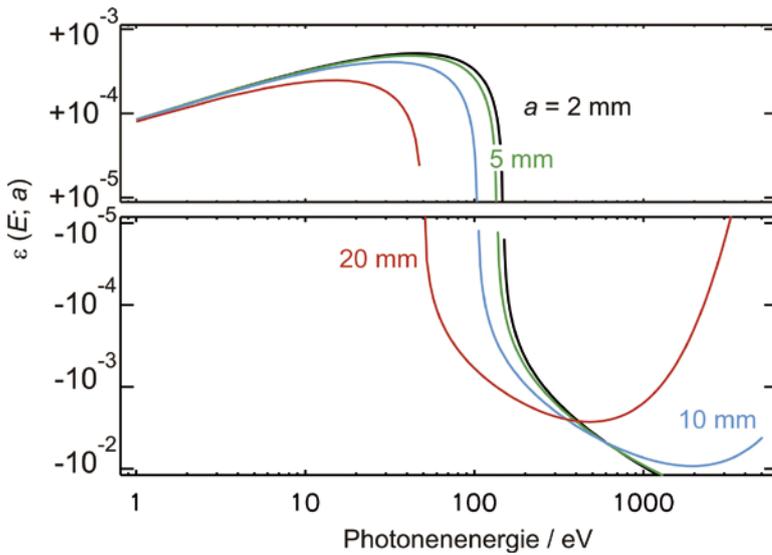


Bild 5: Einfluss der Größe  $\varepsilon$  auf die spektrale Strahlungsleistung bei der MLS durch eine Blende im Abstand  $d = 15$  m für verschiedene vertikale Blendenöffnungen  $a$  ( $W = 600$  MeV;  $B = 1,3$  T;  $\Sigma_y = 0,7$  mm,  $\psi = 0$  mrad).

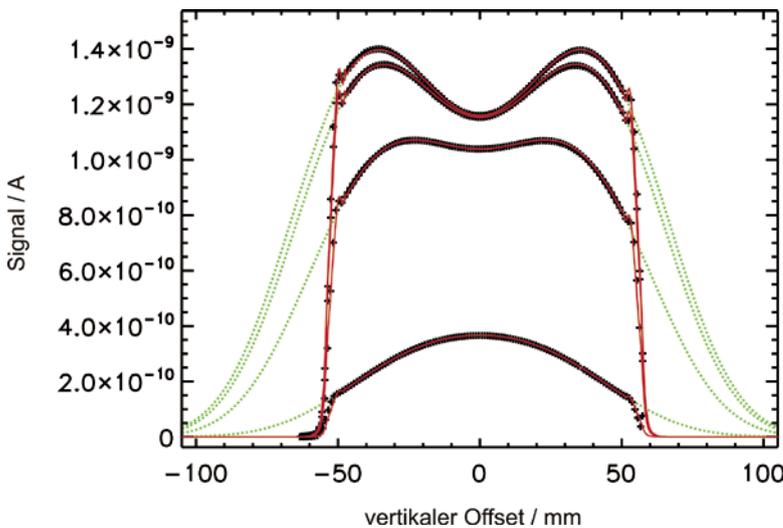


Bild 6: Berechnete (rot) und gemessene Vertikalverteilung (+) der Synchrotronstrahlung bei 476 nm für verschiedene Elektronenenergien der MLS (von oben: 628 MeV, 397 MeV, 199 MeV, 105 MeV).

einen Skalenmikroskop. Da die Aperturblende normalerweise eine Detektoreigenschaft ist, wird die Unsicherheit in deren Bestimmung nicht dem primären Strahlernormal, sondern dem Detektor zugeschrieben.

### Unsicherheiten und Vergleich mit anderen Normalen

In Tabelle 1 sind die Unsicherheiten in der Bestimmung der Eingangsparameter der Schwingerformel für die MLS und für BESSY II zusammengefasst. Der jeweilige Einfluss der Unsicherheit dieser Parameter auf die Gesamtunsicherheit der Berechnung der spektralen Strahlungsleistung ist abhängig von der Photonenergie und wurde durch numerische, partielle Ableitung berechnet [5]. Bis zu Photonenergien von ungefähr der charakteristischen Energie bleibt die relative Unsicherheit nahezu konstant auf kleinen Werten und wird durch die Abstandsmessung und Strommessung dominiert. Für höhere Photonenergie steigt sie dann stark an und wird im Wesentlichen durch die Unsicherheit in der Bestimmung der magnetischen Induktion im Quellpunkt und der Elektronenenergie dominiert. Die kleinsten relativen Unsicherheiten lassen sich somit für Photonenergien unterhalb der charakteristischen Energie realisieren, sodass es für Messungen bei hohen Photonenergien ggf. vorteilhaft ist, eine Quelle mit höherer charakteristischer Energie, wie z. B. einen supraleitenden Wellenlängenschieber [10], zu nutzen. Vergleicht man allerdings die Unsicherheit in der Berechnung bei gewissen Photonenergien mit der bei diesen Photonenergien verfügbaren Strahlungsleistung, insbesondere im Vergleich zu der gesamten abgestrahlten Leistung, so wird einsichtig, dass sich bei gewissen Kalibrierverfahren Einschränkungen im nutzbaren Spektralbereich ergeben. Dies ist z. B. der Fall bei der quellengestützten Kalibrierung von Strahlungsquellen [18, 33], d. h. dem direkten Vergleich der Strahlungseigenschaften einer unbekannt Quelle mit denen des primären Strahlernormals mithilfe von wellenlängendispersiven Monochromator-Detektor-Systemen. Hier bewirken höhere Beugungsordnungen des Monochromators hohe Unsicherheiten in der Kalibrierung, wenn bei relativ kleinen Photonenergien und damit kleinen verfügbaren Strahlungsleistungen im Vergleich zu dem höher energetischen Anteil des Spektrums gemessen wird. Hier ist dann ein Betrieb z. B. der MLS bei reduzierter Elektronenenergie nötig.

Seit Beginn der Nutzung der Synchrotronstrahlung für radiometrische Zwecke wurden Vergleiche der spektralen Strahlungsleistung von Elektronenspeicherringen, die als primäre Strahlernormale betrieben werden, mit anderen etab-

MLS		$\Delta\Phi(E) / \Phi(E) (*10^{-3})$ bei $E =$		
Parameter	Wert	1 eV	100 eV	1000 eV
Elektronenenergie $W$	600,00(6) MeV	0,07	0,12	0,67
Magnet. Induktion $B$	1,30000(13) T	0,07	0,04	0,27
Elektronenstrom $I$	100,00(2) mA	0,20	0,20	0,20
Eff. vert. Divergenz $\Sigma_{\gamma}$	44(9) $\mu$ rad	0,04	0,18	1,5
Vert. Emissionswinkel $\psi$	0(5) $\mu$ rad	0,0007	0,003	0,03
Entfernung $d$	15000(2) mm	0,27	0,26	0,17
<b>Summe</b>		0,35	0,40	1,7
Bessy II		$\Delta\Phi(E) / \Phi(E) (*10^{-3})$ bei $E =$		
Parameter	Wert	1 eV	100 eV	1000 eV
Elektronenenergie $W$	1718.60(6) MeV	0,1	0,3	1,4
Magnet. Induktion $B$	1,29932(12) T	0,06	0,3	1,8
Elektronenstrom $I$	10,000(2) mA	0,2	0,2	0,2
Eff. vert. Divergenz $\Sigma_{\gamma}$	3,5(7) $\mu$ rad	0,06	0,2	0,4
Vert. Emissionswinkel $\psi$	0(2) $\mu$ rad	0,04	0,2	0,3
Entfernung $d$	30 000(2) mm	0,1	0,1	0,1
<b>Summe</b>		0,3	0,6	2,3

Tab. 1: Beispielparametersatz für die Berechnung der spektralen Strahlungsleistung von MLS und BESSY II nach Schwinger mit zugehörigen relativen Unsicherheiten in der Bestimmung der Parameter.

lierten Quellen- oder Detektornormalen durchgeführt. Diese Vergleiche dienen der Verifizierung der dargestellten radiometrischen Skalen und der Validierung des Unsicherheitsbudgets.

So wurden im Bereich der spektralen Überlapung von Synchrotronstrahlung und Hohlraumstrahlung, d. h. im Spektralbereich des IR und VIS, die Primärnormale Elektronenspeicherring und Hochraumstrahler mithilfe von Transferstrahlern (Wolframbandlampen) oder Filtrradiometern von mehreren Arbeitsgruppen verglichen [3, 19, 20, 21]. Das primäre Strahlernormal BESSY I wurde mit einem Kryoradiometer als primärem Detektornormal verglichen, sowohl spektral mithilfe von Filtrradiometern [21, 22, 23] als auch durch Messung der emittierten gesamten Strahlungsleistung mit dem primären Detektornormal [24]. Die beiden primären Strahlernormale BESSY I und BESSY II wurden im Bereich des UV und VUV mithilfe von Deuteriumlampen als Transferstrahlern [25] und im Bereich der Röntgenstrahlung mithilfe eines Si(Li)-Detektors

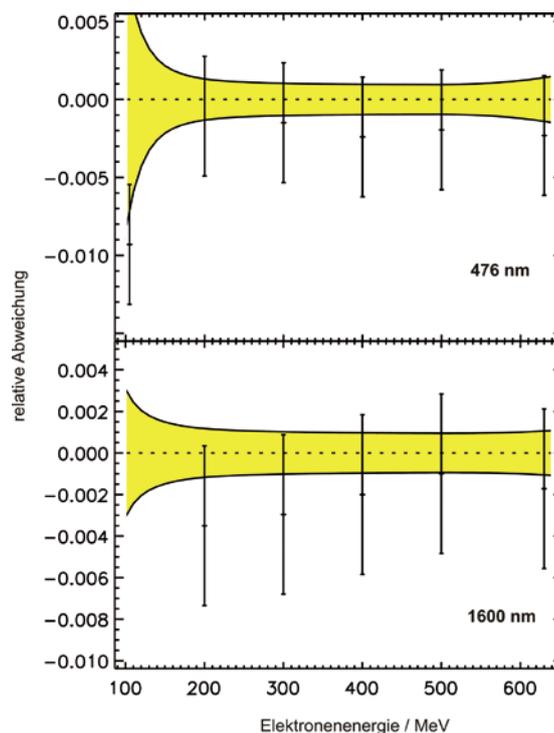


Bild 7: Vergleich der berechneten und mit kalibrierten Filtrradiometern bei 476 nm und 1600 nm gemessenen Strahlstärke für verschiedene Elektronenenergien der MLS.

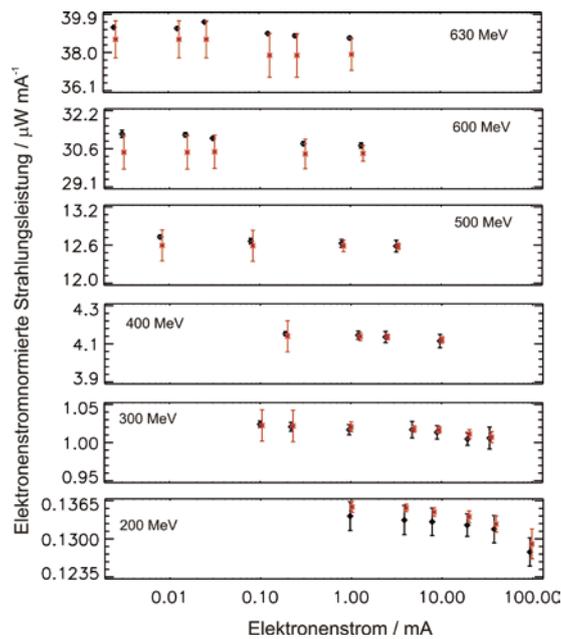


Bild 8:  
Vergleich der aus den Speicherringparametern berechneten Strahlungsleistung (rot) mit der mit einem Kryoradiometer gemessenen Strahlungsleistung (schwarz) für verschiedene Elektronenenergien und -ströme der MLS.

als Transferdetektor verglichen [26]. Weiterhin wurde im Röntgenbereich bei 6,4 keV und 8,0 keV mithilfe eines Si(Li)-Detektors das primäre Strahlernormal BESSY I mit radioaktiven Standards verglichen [27]. Mithilfe von Deuteriumlampen als Transfernormalen erfolgte ein Vergleich zwischen BESSY II und dem SURF-III-Elektronenspeicherung des NIST [28]. An der MLS wurde ein Vergleich bei verschiedenen Elektronenenergien mit Filterradiometern durchgeführt, die rückführbar auf ein Kryoradiometer als primäres Detektornormal kalibriert wurden (Bild 6, 7) [29]. Weiterhin wurde an der MLS für einen großen Satz von Parametern mit verschiedenen Elektronenenergie und -strömen die emittierte, gesamte Strahlungsleistung mit einem Kryoradiometer gemessen (Bild 8) [30]. Für alle diese Vergleiche im IR-, VIS-, UV- und Röntgenbereich zeigte sich eine gute Übereinstimmung, deren Unsicherheit nicht durch die Darstellung der Einheit durch das Strahlernormal, sondern durch die Vergleichsprozedur oder die verwendeten Transfernormale bestimmt war.

### Zusammenfassung und Anwendungen

Die Elektronenspeicherringe MLS und BESSY II sind als nationale primäre Strahlernormale im Spektralbereich des Sichtbaren bis zur Röntgenstrahlung etabliert. Die relative Unsicherheit der Darstellung der spektralen Strahlungsleistung beträgt im überwiegenden Teil des abgedeckten Spektralbereiches weniger als 0,1 %. Die undispergierte Strahlung kann zur direkten Kalibrierung von energiedispersiven Detektoren wie Reinstgermanium (HPGe)-, Si(Li)- oder SSD-Detektoren genutzt werden oder zur Kalibrierung von wellen-

längendispersiven Spektrographen, wie dies z. B. für die Kalibrierung des SPICE-Spektrographen [31] der Solar-Orbiter-Mission vorgesehen ist [32]. Mithilfe eines wellenlängendispersiven Transfersystems lassen sich darüber hinaus Strahlungsquellen rückführbar auf das jeweilige primäre Strahlernormal kalibrieren [33]. An der MLS ist zu diesem Zweck ein neuer Messplatz, der den Spektralbereich von 7 nm bis 400 nm abdeckt, in Betrieb gegangen [34].

Die hohe Dynamik in der Strahlstärke und die Möglichkeit der genauen Bestimmung erlaubt auch, eine strahlungsmesstechnische Brücke von der klassischen Radiometrie zur Einzelphotonenradiometrie zu schlagen. In diesem Zusammenhang wurde z. B. an der MLS ein Einzelphotonendetektor rückführbar auf ein Kryoradiometer kalibriert [35].

### Literaturverzeichnis

- [1] J. Hollandt, J. Seidel, R. Klein, G. Ulm, A. Migdall, M. Ware: Optical Radiometry, 213–290 (2005), A. C. Parr, R. U. Datla, J. L. Gardner (Hrsg.), Elsevier, Amsterdam
- [2] R. Thornagel, R. Klein, G. Ulm: Metrologia **38**, 385 (2001)
- [3] F. Riehle, B. Wende: Opt. Lett. **10**, 365 (1985)
- [4] F. Riehle, B. Wende: Metrologia **22**, 75 (1986)
- [5] R. Klein et al.: Phys. Rev. ST Accel. Beams **11**, 110701 (2008)
- [6] R. Klein, G. Brandt, R. Fliegau, A. Hoehl, R. Müller, R. Thornagel, G. Ulm: Metrologia **46**, S266 (2009)
- [7] R. Klein, R. Thornagel, G. Ulm: Metrologia **47**, R33 (2010)
- [8] J. Schwinger: Phys. Rev. **75**, 1912 (1949)
- [9] V. O. Kostroun: Nucl. Instr. and Meth. **172**, 371 (1980)
- [10] R. Klein, G. Brandt, L. Cibik, M. Gerlach, M. Krumrey, P. Müller, G. Ulm, M. Scheer: Nucl. Instr. and Meth. **580**, 1536 (2007)
- [11] K. Molter, G. Ulm: Rev. Sci. Instrum. **63**, 1296 (1992)
- [12] R. Klein, R. Thornagel, G. Ulm: PTB-Mitteilungen **115**, Heft 3, 8 (2005)
- [13] P. Kuske, R. Goergen, R. Klein, R. Thornagel, G. Ulm: Proc. EPAC 2000, 1771 (2000)
- [14] R. Klein, T. Mayer, P. Kuske, R. Thornagel, G. Ulm: Nucl. Instr. and Meth. A **384**, 293 (1997)
- [15] R. Klein, P. Kuske, R. Thornagel, G. Brandt, R. Görgen, G. Ulm: Nucl. Instr. and Meth. A **486**, 541 (2002)
- [16] A. Lysenko, I. Koop, A. Polunin, E. Pozdeev, V. Ptitsin, Yu. Shatunov: Nucl. Instr. and Meth. A **359**, 419 (1995)

- [17] R. Klein, G. Brandt, R. Thornagel, J. Feikes, M. Ries, G. Wüstefeld: Proc. IPAC 2011, 1165 (2011)
- [18] M. Richter, J. Hollandt, U. Kroth, W. Paustian, H. Rabus, R. Thornagel, G. Ulm: Metrologia **40**, S107 (2003)
- [19] A. R. Schaefer, R. D. Saunders, L. R. Hughey: Opt. Eng. **25**, 892 (1986)
- [20] H. J. Kostkowski, J. L. Lean, R. D. Saunders, L. R. Hughey: Appl. Opt. **25**, 3297 (1986)
- [21] M. Stock, J. Fischer, R. Friedrich, H. J. Jung, R. Thornagel, G. Ulm, B. Wende: Metrologia **30**, 439 (1993)
- [22] N. P. Fox, P. J. Key, F. Riehle, B. Wende: Appl. Opt. **25**, 2409 (1986)
- [23] R. Thornagel, J. Fischer, R. Friedrich, M. Stock, G. Ulm, B. Wende: Metrologia **32**, 459 (1995/96)
- [24] H. Rabus, R. Klein, F. Scholze, R. Thornagel, G. Ulm: Metrologia **39**, 381 (2002)
- [25] M. Richter, J. Hollandt, U. Kroth, W. Paustian, H. Rabus, R. Thornagel, G. Ulm: Metrologia **40**, 107 (2003)
- [26] F. Scholze, R. Thornagel, G. Ulm: Metrologia **38**, 391 (2001)
- [27] D. Arnold, G. Ulm: Nucl. Instr. and Meth. A **339**, 43 (1994)
- [28] U. Arp, R. Klein, Z. Li, W. Paustian, M. Richter, P.-S. Shaw, R. Thornagel: Metrologia **48**, 261 (2011)
- [29] R. Klein, D. Taubert, R. Thornagel, J. Hollandt, G. Ulm: Metrologia **46**, 359 (2009)
- [30] R. Klein, A. Gottwald, G. Brandt, R. Fliegau, A. Hoehl, U. Kroth, H. Kaser, M. Richter, R. Thornagel, G. Ulm: Metrologia **48**, 219 (2011)
- [31] A. Fludra et al.: Proc. SPIE **8862**, 88620F (2013)
- [32] A. Gottwald, R. Klein, M. Krumrey, P. Müller, W. Paustian, T. Reichel, F. Scholze, R. Thornagel: PTB-Mitteilungen **124**, Heft 3, 30 (2014)
- [33] R. Klein, S. Kroth, W. Paustian, M. Richter, R. Thornagel: PTB-Mitteilungen **124**, Heft 3, 16 (2014)
- [34] R. Thornagel, R. Klein, S. Kroth, W. Paustian, M. Richter: **51** Metrologia, 528 (2014)
- [35] I. Müller, R. M. Klein, J. Hollandt, G. Ulm, L. Werner: Metrologia **49**, S152 (2012)