

# Erzeugung hoch intensiver kohärenter Synchrotronstrahlung im THz-Bereich

A.-S. Müller, Y.-L. Mathis, ISS

## Einleitung

Der Bereich des elektromagnetischen Spektrums zwischen 0,3 und 20 THz gilt als vorderste Front der Spektroskopie in Physik, Chemie, Biologie, Materialwissenschaften und Medizin [1]. Mit Strahlung im THz-Bereich lassen sich Systeme untersuchen und kontrollieren, die Zeitkonstanten im Bereich von 1 ps aufweisen. Beispiele hierfür sind atomare Elektronenbahnen in hoch angeregten Rydberg-Zuständen, Rotationen kleiner Moleküle sowie kollektive Schwingungsmoden von Proteinen und polaren Flüssigkeiten wie z.B. Wasser. Auch Elektronenresonanzen in Halbleiternanostrukturen und Bandlücken von Supraleitern lassen sich mit THz-Strahlung untersuchen. Die Wellenlänge entspricht ungefähr der thermischen Strahlung von Materie bei 10 K. Der THz-Bereich ist eine Übergangsregion im elektromagnetischen Spektrum: er liegt oberhalb des Frequenzbereichs traditioneller Elektronik aber unterhalb der Frequenzen von optischen und Infrarot-Generatoren („Photonik“). Bisher gab es kaum Möglichkeiten, hinreichend intensive und brillante Strahlung in dem fraglichen Wellenlängenbereich zu erzeugen, weshalb der Bereich auch als „THz-Lücke“ bezeichnet wird (siehe Abb. 1). Einen Weg, diese Lücke zu füllen, bietet die Erzeugung hoch intensiver kohärenter Strahlung der entsprechenden Frequenzen in Beschleunigern.

In einem Synchrotron wird durch die Ablenkung relativistischer Elektronen im Magnetfeld elektromagnetische Strahlung in einem weiten Wellenlängenbereich von Rönt-

genenergien über sichtbares Licht bis hinunter ins ferne Infrarot, also den Bereich zwischen 0,3 und 12 THz, erzeugt. Die Intensität der inkohärenten Strahlung im fernen Infrarot unterhalb von 0,3 THz ist im Allgemeinen für Experimente zu gering, erst die Erzeugung kohärenter THz-Strahlung macht die Nutzung möglich. Kohärente Synchrotronstrahlung entsteht, wenn die Länge der im Speicherring umlaufenden Elektronenpa-

kete („Bunches“) der Wellenlänge der emittierten Strahlung vergleichbar oder kleiner ist (siehe Abb. 2) [2,3]. Die Emission von großen Wellenlängen oberhalb der Dimension der Vakuumkammer wird allerdings durch deren Abschirmwirkung unterdrückt. Kohärente Synchrotronstrahlung kann also erst beobachtet werden, wenn die Bunch-Länge einen bestimmten Schwellenwert unterschreitet.

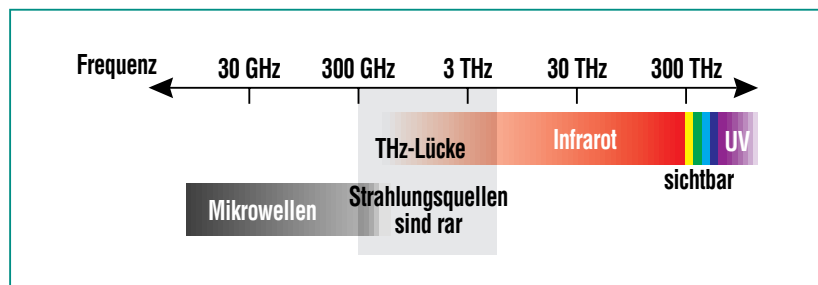


Abb. 1: Die technologische THz-Lücke im Vergleich zu anderen Bereichen des elektromagnetischen Spektrums.

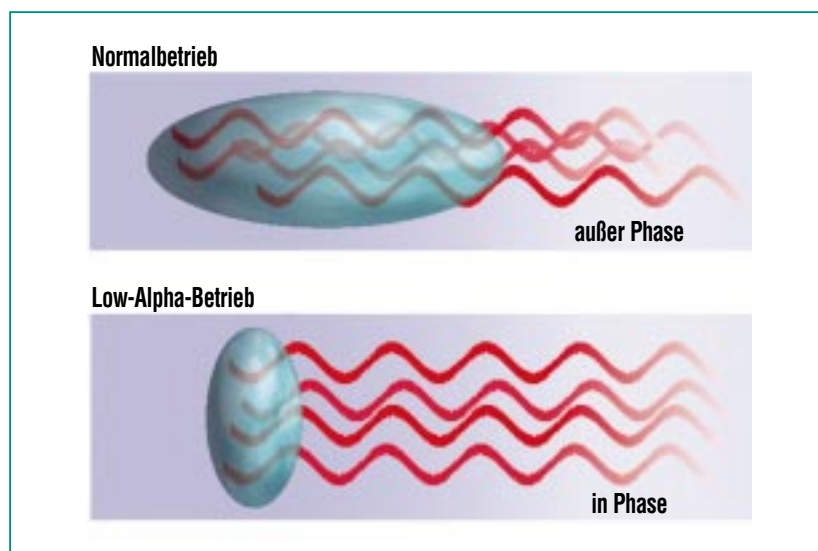


Abb. 2: Die Teilchen in einem langen Paket („Bunch“) emittieren Strahlung einer bestimmten Wellenlänge mit beliebigen Phasen. Die Strahlungsintensität wächst linear mit der Elektronenanzahl im Bunch. Für hinreichend kurze Bunches (wie im so genannten „Low-Alpha-Betrieb“ realisiert) sind alle Wellen notwendigerweise in Phase, wodurch die Intensität der Strahlung quadratisch mit der Elektronenzahl ansteigt.

Dank der Zusammenarbeit der ANKA-IR und Beschleunigergruppen ist es möglich geworden, bei ANKA stabile kohärente sub-THz und THz-Strahlung zu erzeugen. Der ANKA-Speicherring gehört damit zu den wenigen Beschleunigern weltweit, an denen diese Strahlung für Experimente zur Verfügung steht [4].

Der Speicherring der Synchrotronstrahlungsquelle ANKA wird übli-

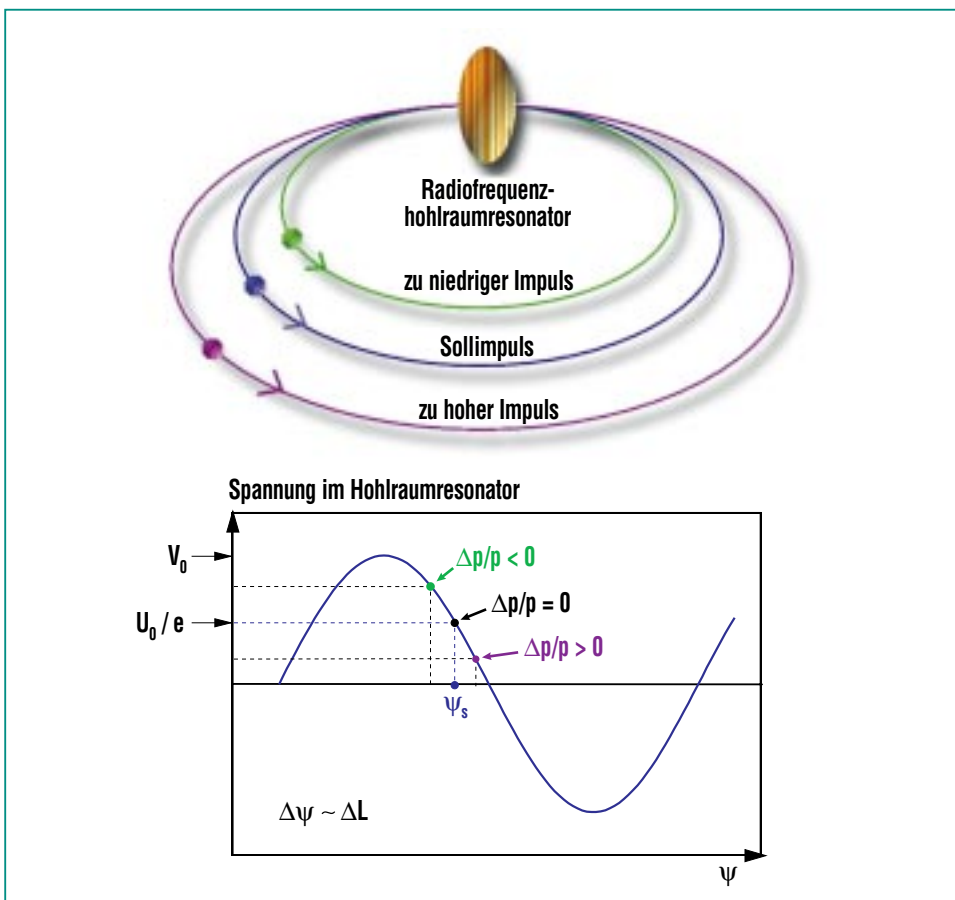
cherweise bei einer Elektronstrahlenergie von 2,5 GeV betrieben. Der Strahl wird bei 0,5 GeV injiziert, akkumuliert und dann auf die gewählte Endenergie beschleunigt. Diese Flexibilität in der Wahl der Strahlenergie ist von großem Vorteil für die Erzeugung kurzer Bunches, da frühere Messungen gezeigt haben, daß die natürliche Bunchlänge im ANKA-Speicherring bei einer Strahlenergie von

1,3 GeV am kleinsten ist [5]. Unterhalb dieser Energie führen longitudinale Instabilitäten zu einer effektiven Bunch-Verlängerung. Um die Bunch-Länge von diesem Ausgangspunkt aus weiter zu reduzieren, muß die Magnetoptik des Speicherrings modifiziert werden. Man erhält eine Optik mit reduziertem „Momentum Compaction Faktor“  $\alpha_c$ , die so genannte „Low-Alpha“-Optik [3].

### Kurze Bunches durch Änderung der Weglängen

Das einfache Modell eines Beschleunigers (siehe Abb. 3) mit nur einer Beschleunigungsstrecke macht deutlich, warum sich im Synchrotron Teilchenpakete endlicher Länge ausbilden. Die Bahnen der Elektronen im Ablenkbild des Beschleunigers hängen vom Teilchenimpuls ab. Ein Teilchen mit kleinerem Impuls erfährt eine stärkere Ablenkung und beendet deshalb seinen Umlauf früher als ein Teilchen mit Sollimpuls. Durch die frühere Ankunftszeit gewinnt das Teilchen mehr Energie im Wechselfeld des Resonators und legt damit im folgenden Umlauf einen längeren Weg zurück. Die longitudinale Position oszilliert um einen stabilen Punkt („Synchrotron-schwingung“) und die Teilchen bilden eine longitudinale Verteilung, deren RMS-Breite nur vom Pfadlängenunterschied der einzelnen Teilchen für verschiedene Energien abhängt. Das bezeichnet man als das Prinzip der Phasenfokussierung.

Der Momentum Compaction Faktor  $\alpha_c$  ist definiert als das relative Anwachsen der Elektronpfadlänge



**Abb. 3:** Oben: Einfaches Modell eines Beschleunigers mit nur einer Beschleunigungsstrecke. Die Pfadlängen der Elektronenbahnen im Ablenkbild des Beschleunigers hängen vom Teilchenimpuls ab. Ein Teilchen mit kleinerem Impuls erfährt eine stärkere Ablenkung und beendet deshalb seinen Umlauf früher als ein Teilchen mit Sollimpuls. Unten: Durch die frühere Ankunftszeit gewinnt das Teilchen mit kleinerem Impuls mehr Energie im Wechselfeld des Resonators und hat damit im folgenden Umlauf einen längeren Weg zurück zu legen.

C als Funktion der relativen Abweichung vom Impuls des Referenzteilchens  $p_0$ :

$$\Delta C/C = \alpha_c \Delta p/p_0.$$

Für einen Momentum Compaction Faktor nahe Null haben Teilchen unterschiedlichen Impulses nahezu gleiche Pfadlängen. Die Bunch-Länge schrumpft proportional zu  $\sqrt{\alpha_c}$ ; ein um den Faktor 16 reduziertes  $\alpha_c$  führt also zu einem viermal kürzeren Bunch. Weil eine solche Kompression aber hohe Ladungsdichten verursacht, gilt es zahlreichen Strahlinstabilitäten entgegenzuwirken.

### Eine spezielle Low-Alpha-Optik für den ANKA-Speicherring

In einem Speicherring werden die Elektronen durch das Führungsfeld der Dipolmagnete auf der Kreisbahn gehalten; alternierend horizontal und vertikal fokussierende Quadrupolmagnete sorgen für ei-

ne Bündelung des Strahls. Der ANKA-Speicherring ist aus vier symmetrischen Sektoren aufgebaut in denen sich die Magnetabfolge jeweils wiederholt. Die durch die Wahl der Quadrupolmagnetstärken gegebene Ortsabhängigkeit der Strahlgröße wird durch die so genannten Betatronfunktionen (auch „ $\beta$ -Funktionen“ genannt) beschrieben. Die Dispersion gibt die Abhängigkeit der horizontalen Teilchenposition vom Teilchenimpuls an. Der Momentum Compaction Faktor kann durch die Änderung des Verlaufs der Dispersion in den Ablenkmagneten eingestellt werden. Abb. 4 zeigt den Verlauf der optischen Funktionen der speziellen Low-Alpha-Optik für einen der vier Sektoren des ANKA-Speicherrings.

Eine Reduktion des Momentum Compaction Faktors von seinem Wert für den regulären Betrieb von  $7,2 \times 10^{-3}$  auf  $1,4 \times 10^{-4}$  im Low-Alpha-Betrieb wurde erreicht, aber scheint nicht die letzte Grenze

darzustellen. In zukünftigen Studien ist geplant,  $\alpha_c$  bis zum Limit der Strahlstabilität zu verringern. Die dem minimal eingestellten Wert des Momentum Compaction Faktors entsprechende Bunch-Länge für einen Bunch-Strom von 0,35 mA wurde aus der IR-Interferogrammbreite zu  $\sigma_s = (0,86 \pm 0,05)$  ps bestimmt [4].

Der Momentum Compaction Faktor selbst ist ebenfalls abhängig vom Teilchenimpuls und lässt sich als Funktion der Impulsabweichung entwickeln:

$$\alpha_c = \sum_{i=0}^n \alpha_i \left( \frac{\Delta p}{p_0} \right)^i$$

Das Verhältnis der einzelnen Terme ist von entscheidender Bedeutung für die Strahlstabilität und den maximalen Strom. Um die Terme höherer Ordnung experimentell zu bestimmen, wird die Frequenz des Dipolmodus der Synchrotron-schwingung als Funktion der Radiofrequenz des Speicherrings gemessen und daraus dann  $\alpha_c$  abgeleitet. Das Resultat einer solchen Messung für ein  $\alpha_c$  in der Nähe der Schwelle zu kohärenter Emission ist in Abb. 5 zu sehen. Die Kurve stellt einen Fit an die abgeleiteten Werte dar und liefert folgende Resultate für die führenden Terme des Momentum Compaction Faktors:

$$\alpha_0 = (0,533 \pm 0,002) \times 10^{-3},$$

$$\alpha_2 = -(185 \pm 5),$$

der Wert von  $\alpha_1$  ist mit einem Nullresultat verträglich. Diese Kombination sichert eine ausreichende Akzeptanz und ermöglicht damit einen stabilen Strahlbetrieb [6].

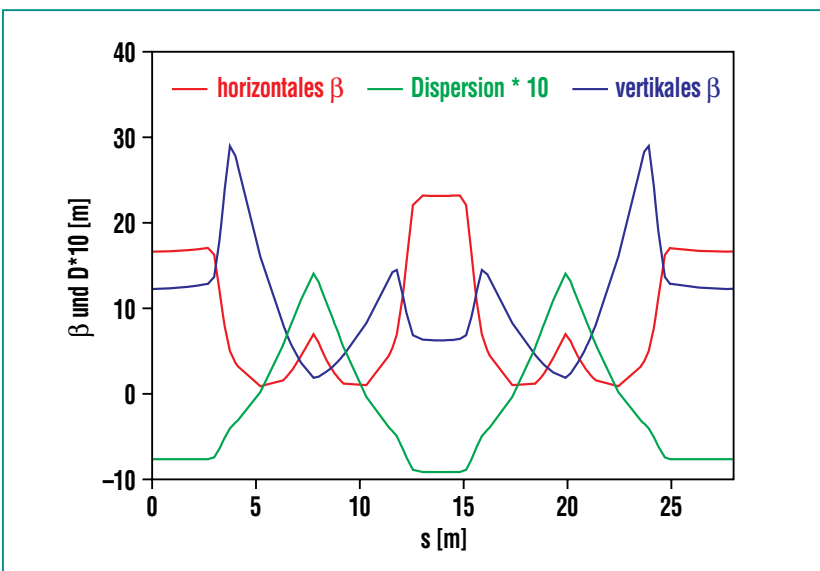
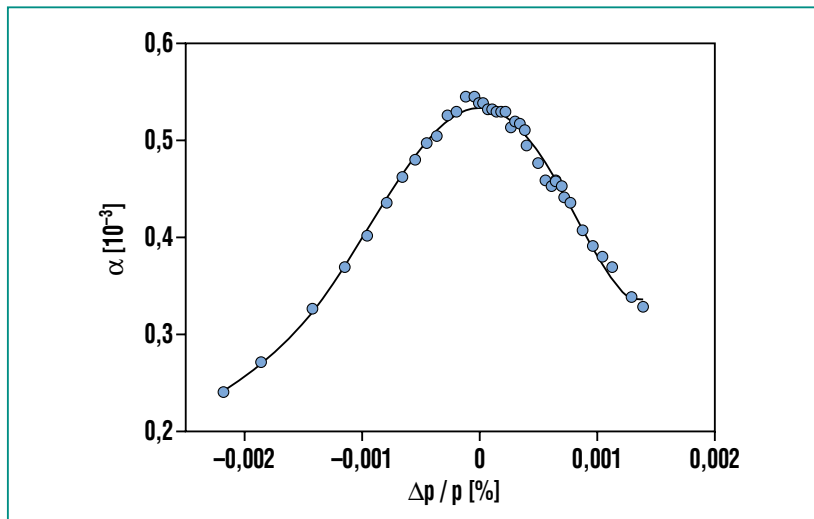


Abb. 4: Betatronfunktionen und Dispersion der Low-Alpha Optik für einen der vier Sektoren des ANKA Speicherrings.



**Abb. 5: Experimentell bestimmter Momentum Compaction Factor für mäßige Reduktion der Bunch-Länge als Funktion der Impulsabweichung.**

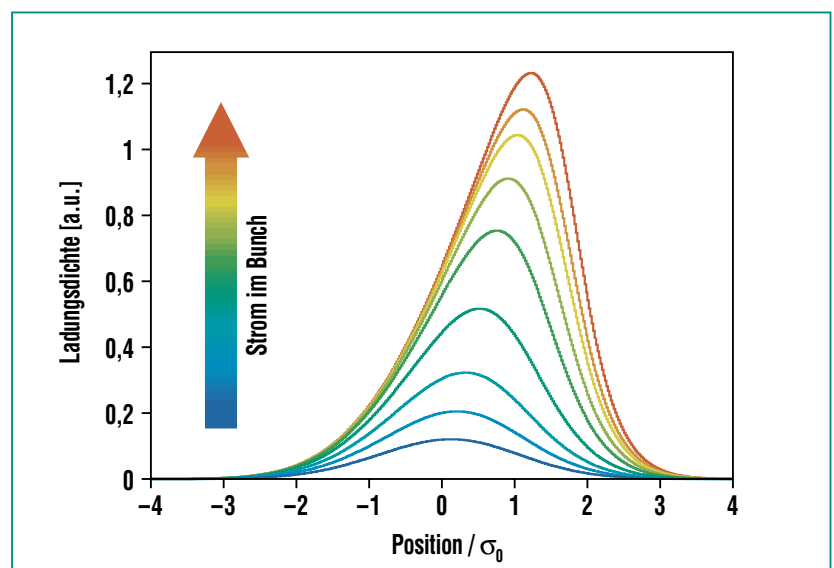
### Stabile Emission und Strahlungsausbrüche

Effekte wie Strahlinstabilitäten und die Bildung von Substrukturen durch das Strahlungsfeld der hoch intensiven kohärenten Synchrotronstrahlung selbst deformieren die Ladungsverteilung und ändern somit die Bunch-Länge [7]. Abb. 6 verdeutlicht, wie die effektive Bunch-Länge mit wachsendem Strom abnimmt, weil die Teilchen im Bunch nach vorne wandern, um den steigenden Energieverlust durch die kohärente Emission auszugleichen (vergl. Abb. 3). In Abhängigkeit von der exakten Form der Ladungsverteilung und dem Strom im Bunch ändert sich auch die Art der Emission von Synchrotronstrahlung. Für größere Bunch-Ströme finden regelrechte Ausbrüche von Strahlung statt, unterhalb eines Schwellenwerts ist die Emission konstant (stabil) [8].

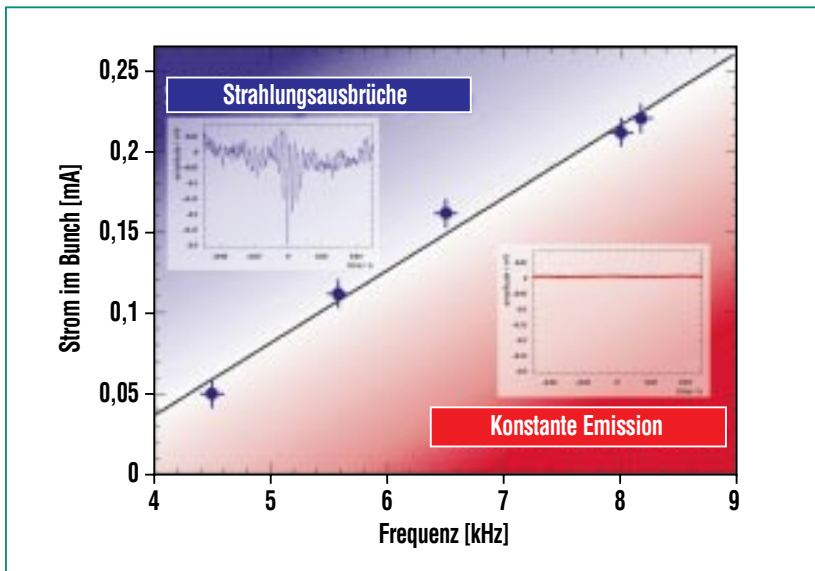
Die im fernen Infrarot emittierte Strahlung wird am ANKA-IR-

Strahlrohr beobachtet [9], wo das Synchrotronlicht im Randfeld eines Ablenk magneten erzeugt wird. Man spricht daher auch von „Synchrotronkantenstrahlung“. Im Vergleich zur herkömmlichen, im Bereich konstanten Feldes erzeugten

Strahlung ist diese so genannte Kantenstrahlung wesentlich stärker fokussiert. Das erlaubt die Beobachtung von Frequenzen bis 30 GHz trotz einer vergleichsweise kleinen vertikalen Apertur, was bei herkömmlicher Ablenk magnetstrahlung durch die Zunahme der Strahldivergenz mit abnehmender Frequenz nicht möglich ist. Für die hier vorgestellten Studien wurde ein mit flüssigem Helium gekühlter Siliziumdetektor (Bolometer) verwendet. Abb. 7 zeigt den Schwellenstrom, bei dem die Strahlungsemission in kurzzeitigen Ausbrüchen in eine konstante Abstrahlung übergeht. Die beiden kleinen Abbildungen innerhalb Abb. 7 zeigen das Spannungssignal des Siliziumdetektors als Funktion der Zeit über einen Zeitraum von 100 ms für einen Ausbruch kohärenter Synchrotronstrahlung (links oben) bzw. für stabile Emission (rechts unten).



**Abb. 6: Longitudinale Gleichgewichtsverteilung für verschiedene Bunch-Ströme unterhalb des Schwellenstroms für stabile Emission. Man sieht deutlich, wie die führende Flanke zunehmend steiler wird und die RMS-Breite der Verteilung abnimmt.**



**Abb. 7: Grenze zwischen stabiler und instabiler Emission von kohärenter Synchrotronstrahlung als Funktion von Synchrotronfrequenz und Bunch-Strom. Kleine Abbildungen: Detektorsignal als Funktion der Zeit für einen Zeitraum von 100 ms.**

### Zusammenfassung und Ausblick

Die Erzeugung und Beobachtung von hoch intensiver stabiler kohärenter Synchrotronkantenstrahlung im THz-Bereich stellt einen wichtigen Schritt in der Weiterentwicklung der Infrarot- und Beschleunigertechnologien an ANKA dar. Eine spezielle Magnetoptik mit reduziertem Momentum Compaction Faktor erlaubt es, die Bunch-Länge auf weniger als 1 ps zu reduzieren. Die dadurch erzeugte kohärente Strahlung im fernen Infrarot weist eine Verstärkung von bis zu 5 Größenordnungen gegenüber inkohärenter Emission auf.

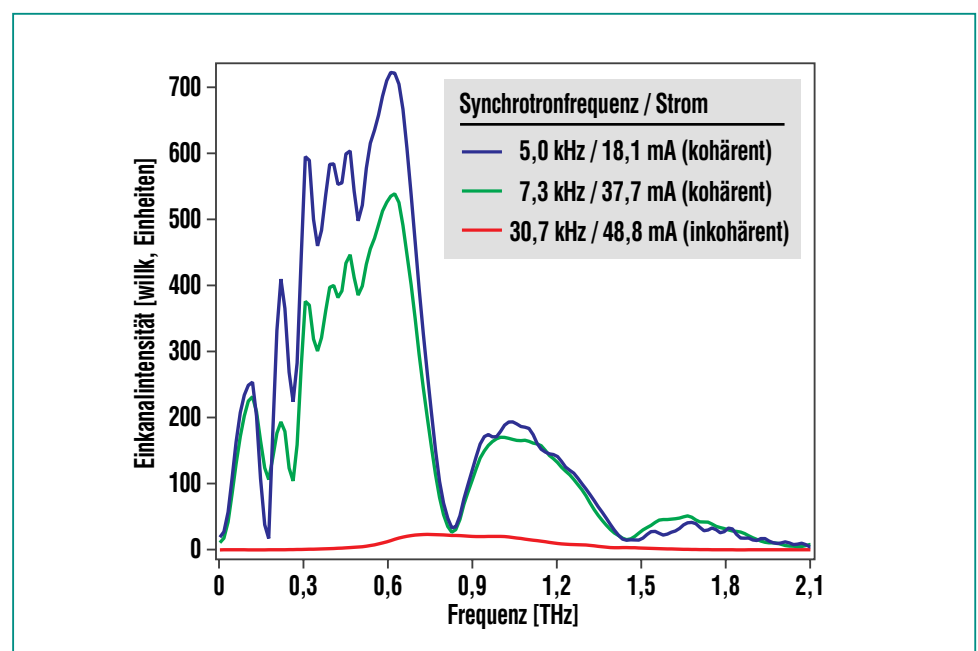
Zur Erweiterung des Verständnisses der Strahldynamik kurzer Bunches und zur Konsolidierung des Low-Alpha-Betriebs sind weiterführende Studien in Planung. Ergänzungen der Strahldiagnostik,

### Intensität und Spektrum im fernen Infrarot

Für kohärente Emission der Synchrotronstrahlung addieren sich die Amplituden der elektromagnetischen Felder linear, was in einer quadratischen Verstärkung der Strahlungsintensität resultiert. Die von einem Bunch abgestrahlte Gesamtleistung hängt nicht nur von der Anzahl der Elektronen im Bunch ab, sondern auch von der genauen Form der Ladungsverteilung: für eine gegebene Wellenlänge nimmt die Strahlungsintensität zu, wenn der Bunch kürzer wird.

Für kurze Bunches erstreckt sich das Spektrum im fernen Infrarot über den Frequenzbereich von 30 GHz bis zu 2 THz. Die Intensitätsverstärkung durch kohärente Emission in kurzen Bunches ist in den am ANKA-IR-Strahlrohr gemessenen Spektren in Abb. 8 gut

zu sehen. Verstärkungsfaktoren zwischen kohärenter und inkohärenter Intensität von bis zu 100000 wurden beobachtet.



**Abb. 8: Gemessene inkohärente bzw. kohärente Spektren im fernen Infrarot für verschiedene Bunch-Längen (gegeben durch die Synchrotronfrequenz).**

wie z.B. schnellere Detektoren für Strahlung im fernen Infrarot könnten tiefere Einblicke in die Emissionsarten gestatten und die Strahlung den jeweiligen Experimenten besser anpassen helfen.

Die derzeit in Vorbereitung befindlichen Experimente umfassen

Struktur und Rotationsdynamik von Wassereinschlüssen in Kristallen und Kolloiden, Analysen von Materialien mit hoch korrelierten Elektronensystemen, die Untersuchung von Fest-Flüssig-Grenzflächen sowie Studien niederfrequenter Moden in Proteinen.

## Danksagung

Unser Dank gilt unseren Kollegen vom ISS, C. J. Hirschmugl von der University of Wisconsin, Milwaukee, USA und K. Holldack, P. Kuske und G. Wüstefeld von BESSY II für ihre freundschaftliche Unterstützung.

## Literatur

- [1] *Opportunities in THz Science, Report of a DOE-NSF-NIH Workshop, Arlington, VA (USA), Feb. 12-14, 2004,* <http://www.sc.doe.gov/bes/reports/list.html>
- [2] G.L. Carr et al., *Investigation of Coherent Emission from the NSLS VUV Ring, Proceedings of the 18th Particle Accelerator Conference, 1999*
- [3] M. Abo-Bakr et al., *Coherent mm-Radiation Experiments at the BESSY II Storage Ring, Proceedings of the 7th European Particle Accelerator Conference, 2000*
- [4] A.-S. Müller et al., *Far Infrared Coherent Synchrotron Edge Radiation at ANKA, Proceedings of the 21st Particle Accelerator Conference, 2005*
- [5] F. Pérez et al., *Beam Size and Bunch Length Measurements at the ANKA Storage Ring, Proceedings of the 20th Particle Accelerator Conference, 2003*
- [6] H. Wiedemann, *Particle Accelerator Physics II, Nonlinear and Higher-Order Beam Dynamics, Springer Verlag, 1995*
- [7] M. Abo-Bakr et al., *Coherent Emission of Synchrotron Radiation and Longitudinal Instabilities, Proceedings of the 20th Particle Accelerator Conference, 2003*
- [8] F. Sannibale et al., *A Model Describing Stable Coherent Synchrotron Radiation in Storage Rings, Phys. Rev. Letters 93, No. 9, 2004*
- [9] Y.-L. Mathis, et al. *Terahertz Radiation at ANKA, the New Synchrotron Light Source in Karlsruhe, Journal of Biological Physics 29, pp. 313-318, 2003*