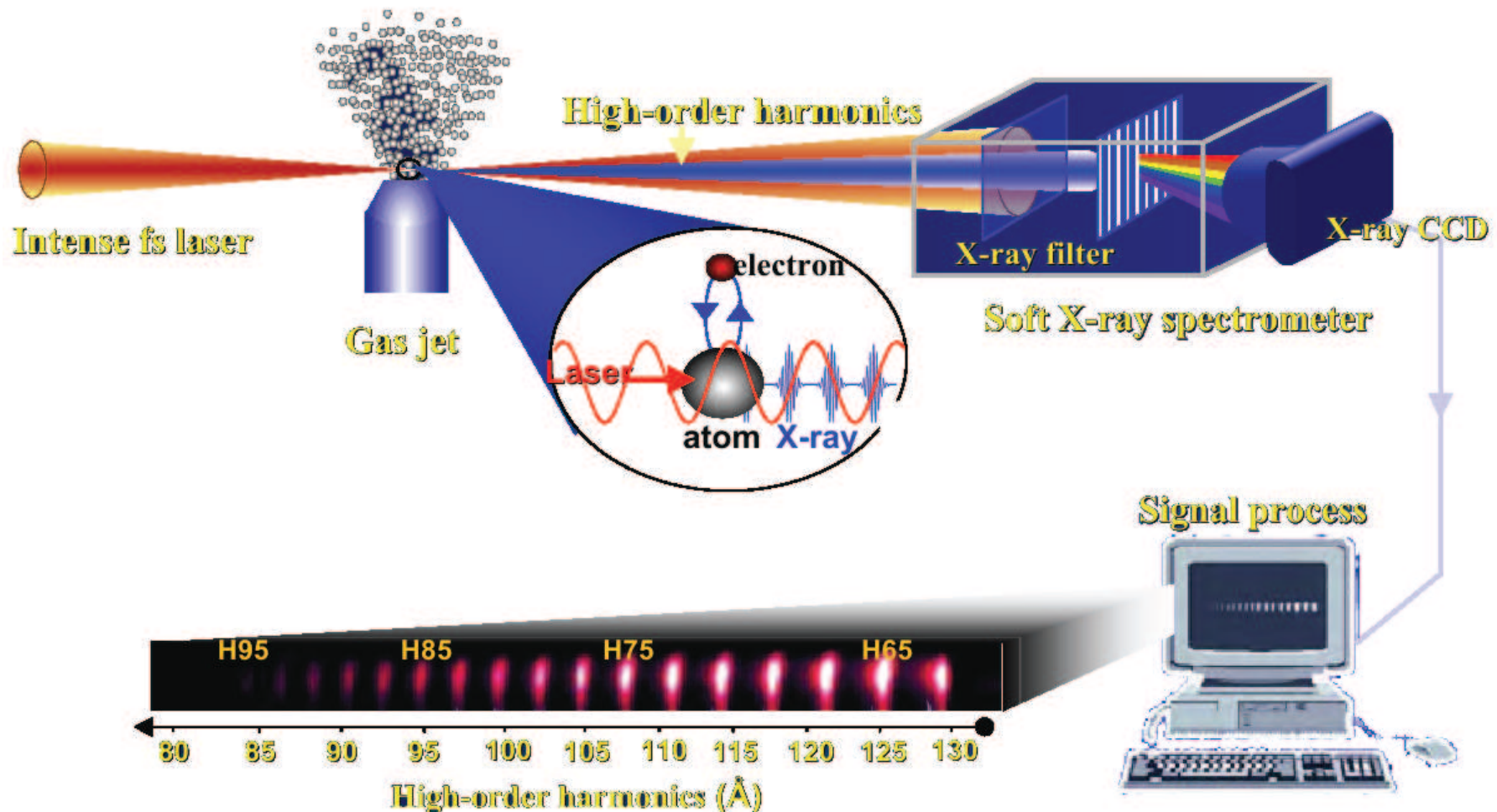
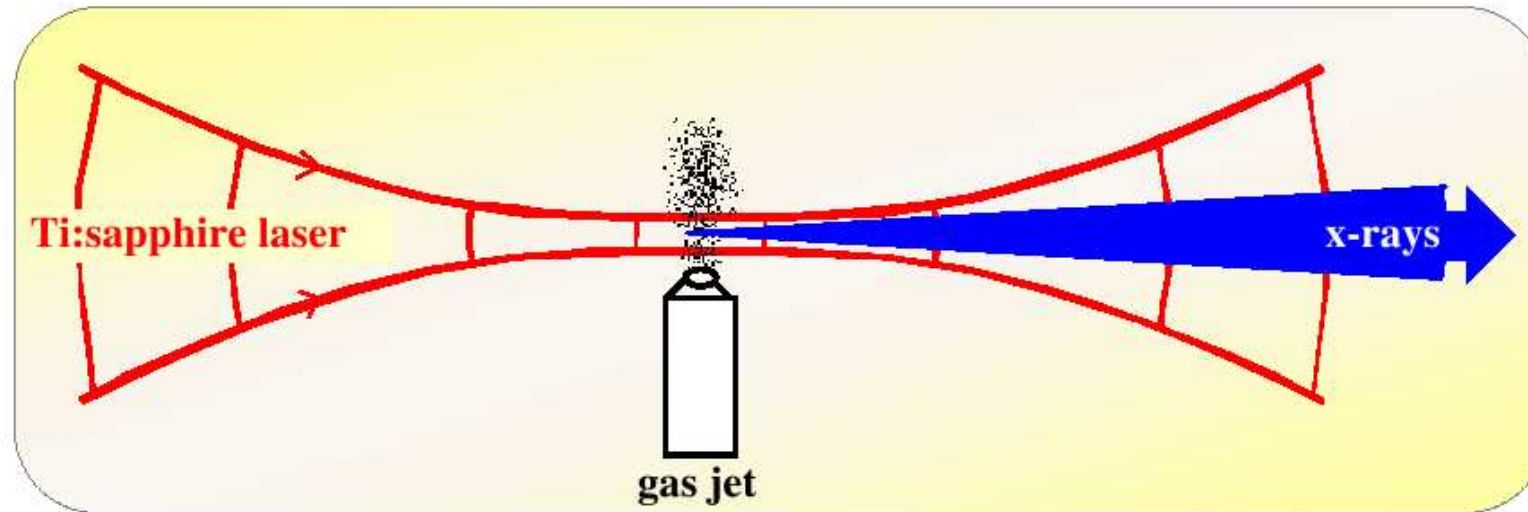


High Harmonic Generation – HHG

- Erzeugung von hohen Harmonischen von intensiver Laserstrahlung an Gasen



High Harmonic Generation – HHG

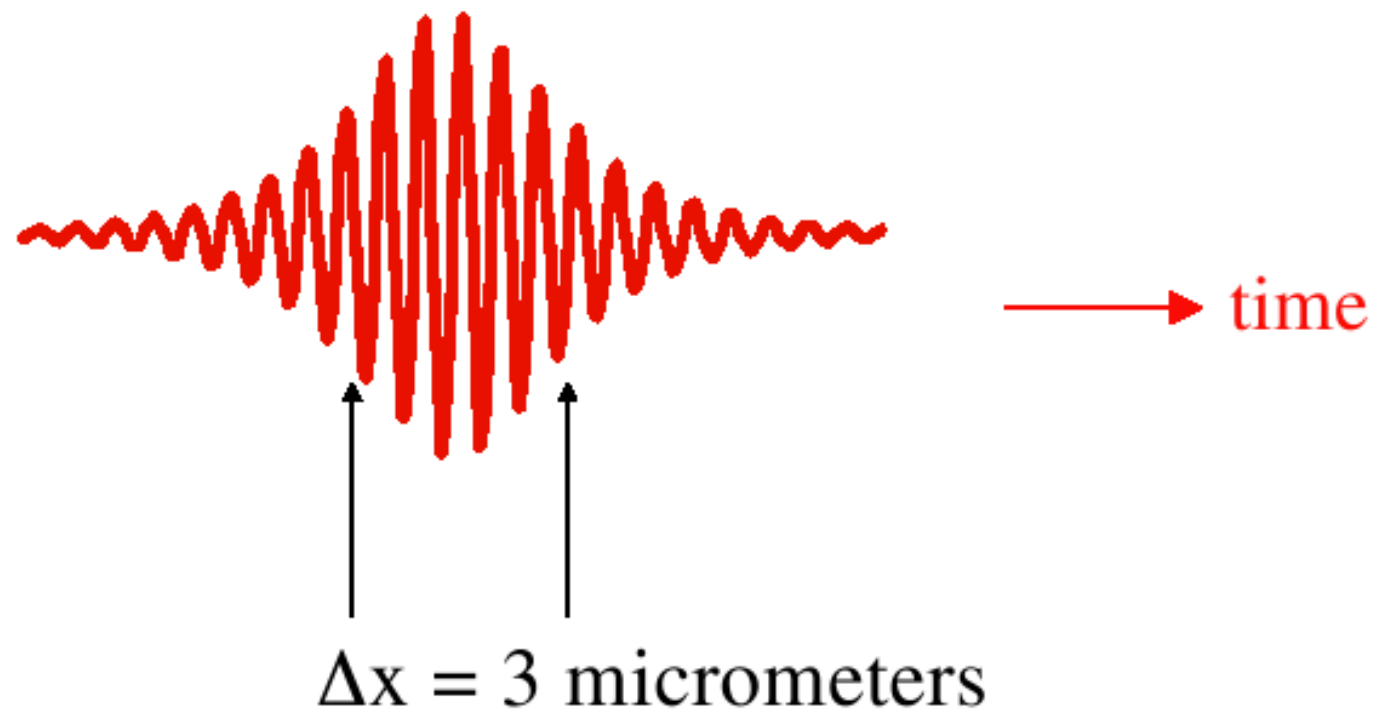


Beobachtungen

- Ti:Sapphir Laser ≈ 800 nm Grundwellenlänge
- Harmonische $n > 300$ und somit Photonenenergien von > 500 eV wurden beobachtet
- Kohärente, ultrakurze Röntgenpulse mit kleiner Divergenz
- Pulse sind zu kurz, um ein Plasma zu erzeugen

High Harmonic Generation – HHG

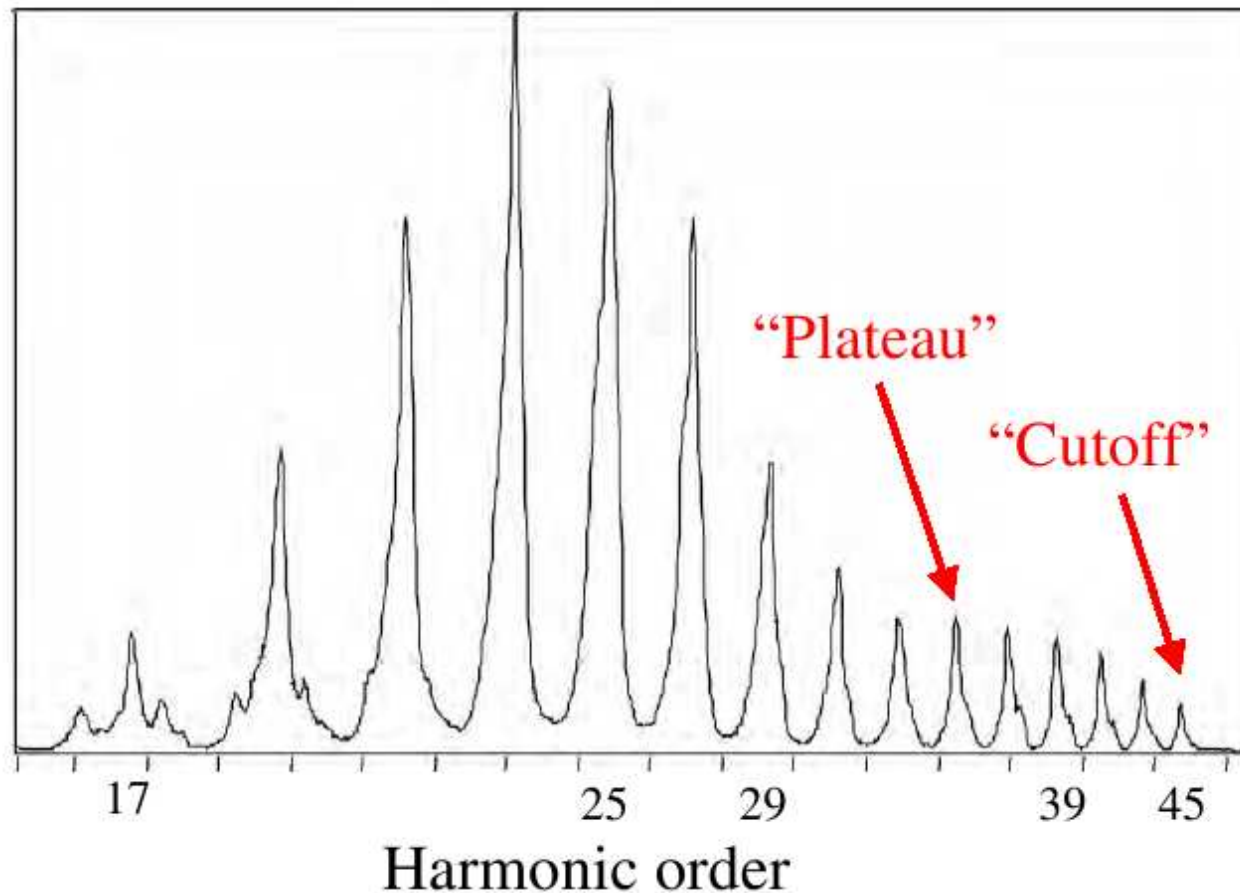
- Pulslänge von “State of the Art” Ti:Saphir Laser $\approx 5-10$ fs = 10^{-14} s
- High-Power Verstärkersysteme: 15-25 fs



10 fs Lichtpuls:

High Harmonic Generation – HHG

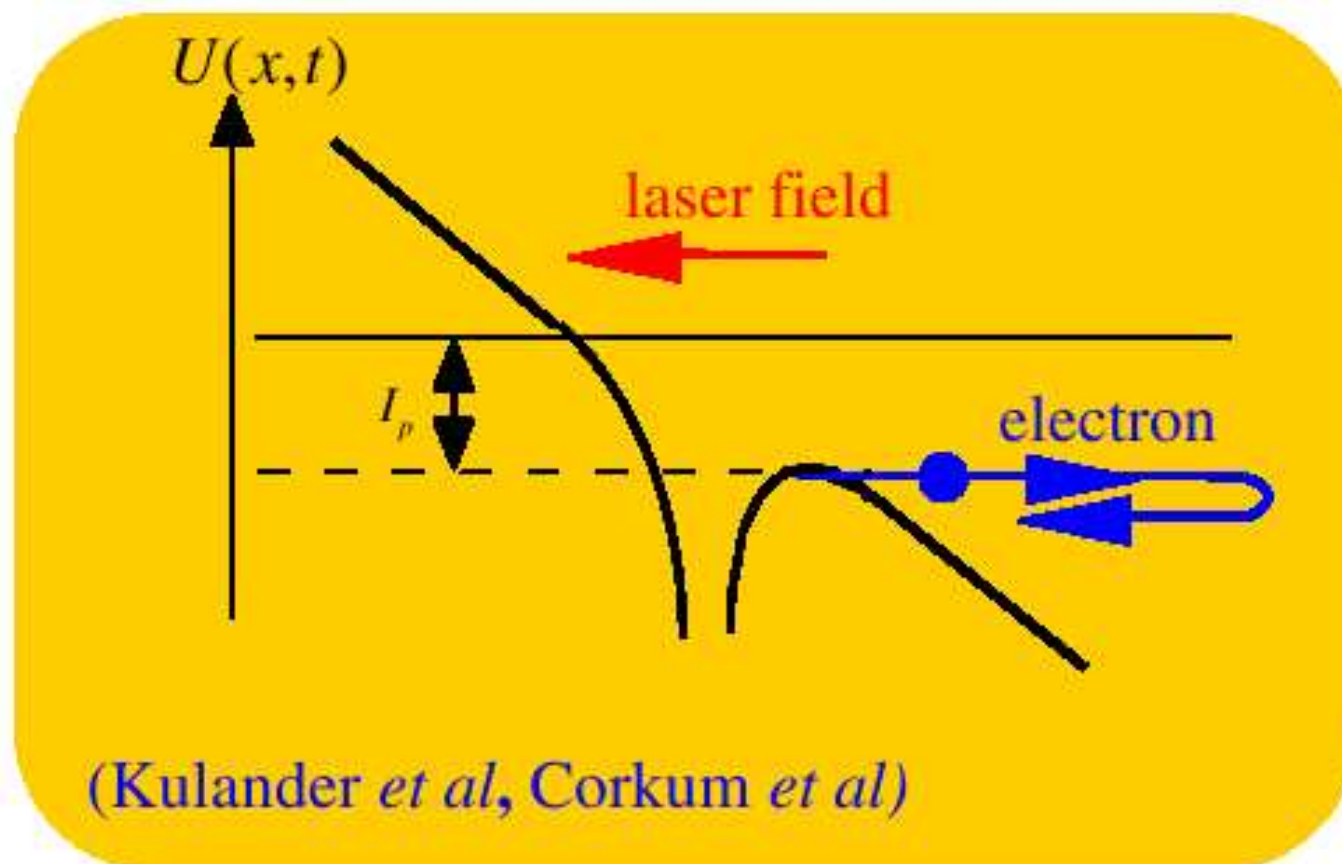
Wie sieht ein typisches HHG Spektrum aus ?



J. Zhou, J. Peatross, M. M. Murnane, H. C. Kapteyn, and I. P. Christov, PRL **76**, 752 (1996)

High Harmonic Generation – HHG

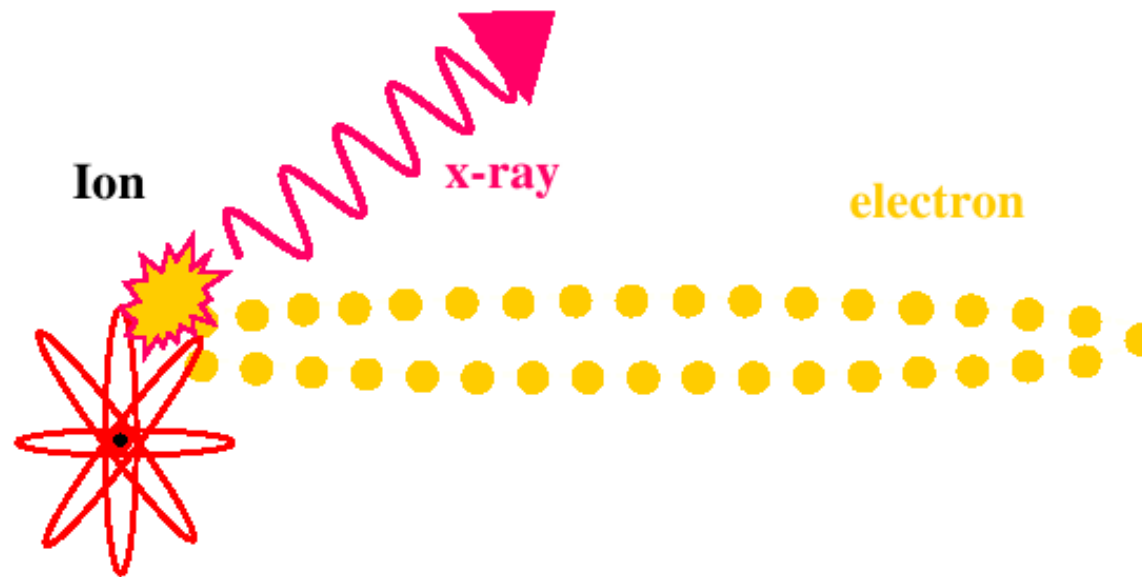
- $\hbar\omega_{cutoff} \cong I_p + 3.2 \cdot U_p$
- I_p : Ionisationspotential des Atoms
- U_p : Quiver-Energie des Elektrons durch das Feld der Laserwelle



High Harmonic Generation – HHG

Drei Stufen Modell

- Das hohe elektrische Feld ionisiert das Atom
- Das Elektron oszilliert in dem Laser Feld
- Elektron kollidiert mit dem Atom und rekombiniert



HHG – Energie

- Berechne das ponderomotive Potential in dem sich das Elektron bewegt:

Gemittelte kinetische Energie eines freien Elektrons in einem elektrischen Feld E_0 mit der Frequenz ω

$$\begin{aligned}
 F &= ma = eE_0 e^{-i\omega t} = m \frac{dv}{dt} \\
 v &= \int \frac{eE_0}{m} e^{-i\omega t} dt = \frac{eE_0}{-i\omega} e^{-i\omega t} \\
 U_p &= \text{Kin. Energie} \Big|_{\text{Zeitmittel}} = \frac{1}{2} m \bar{v}^2 \\
 &= \frac{e^2 E_0^2}{2m\omega^2} \left[e^{-i\omega t} \right]_{\text{Zeitmittel}}^2 = \frac{e^2 E_0^2}{4m\omega^2}
 \end{aligned}$$

HHG – Energie

Was ergeben sich für Zahlen für einen typischen Ti:Saphir Laser

- Pointing-Vektor:

$$I = \bar{S} = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} |E^2|$$

- Potential:

$$\begin{aligned} U_p &= \frac{e^2 E_0^2}{4m\omega^2} = 9.33 \cdot 10^{-14} \cdot I \left[\frac{W}{cm^2} \right] \cdot (\lambda[\mu m])^2 [eV] \\ &= 60 \text{ eV} @ 10^{15} \text{ W/cm}^{-2} \text{ bei } \lambda = 800 \text{ nm} \end{aligned}$$

- Energieskala für die HHG in Helium

$$\begin{aligned} I_p + 3.2U_p &= 24.6 \text{ eV} + 192 \text{ eV} \\ &\cong 220 \text{ eV} \end{aligned}$$

HHG – Trajektorie

Wie sieht nun die Trajektorie eines Elektrons in diesem Potential aus ?
Annahmen:

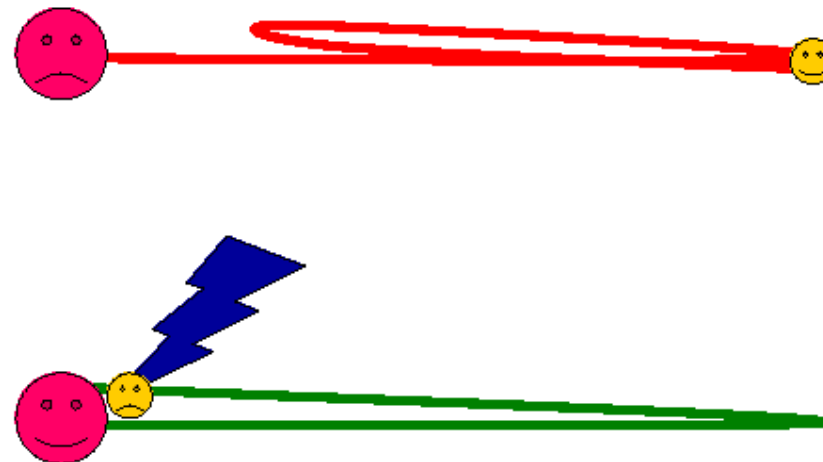
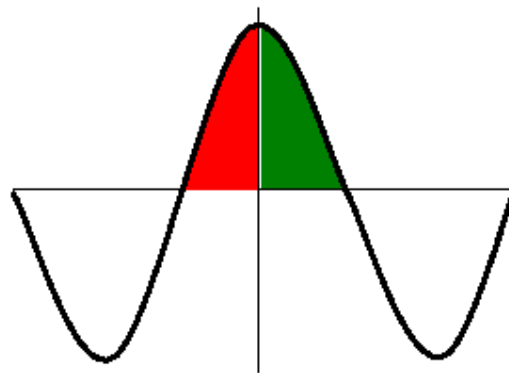
- Das Elektron ist plötzlich, komplett frei
- Das Elektron startet mit $v = 0$

$$F = ma = eE_0 e^{-i\omega t} = m \frac{dv}{dt}$$

$$v = \int \frac{eE_0}{m} e^{-i\omega t} dt = \frac{eE_0}{-i\omega m} e^{-i\omega t} \Big|_{t_i}^{t'} = \frac{eE_0}{-i\omega m} \left(e^{-i\omega t'} - e^{-i\omega t_i} \right) = \frac{dx}{dt}$$

HHG – Trajektorie

- Die meisten Elektronen werden nicht mit dem Atom wieder kollidieren und rekombinieren, da die Phase nicht stimmt
- Die transversale Ausdehnung der Elektronenwellenfunktion reduziert die Kollisionsrate weiter



HHG – Trajektorie

- Berechne die Trajektorie

$$\frac{dx}{dt} = \frac{eE_0}{-i\omega m} \left(e^{-i\omega t'} - e^{-i\omega t_i} \right)$$

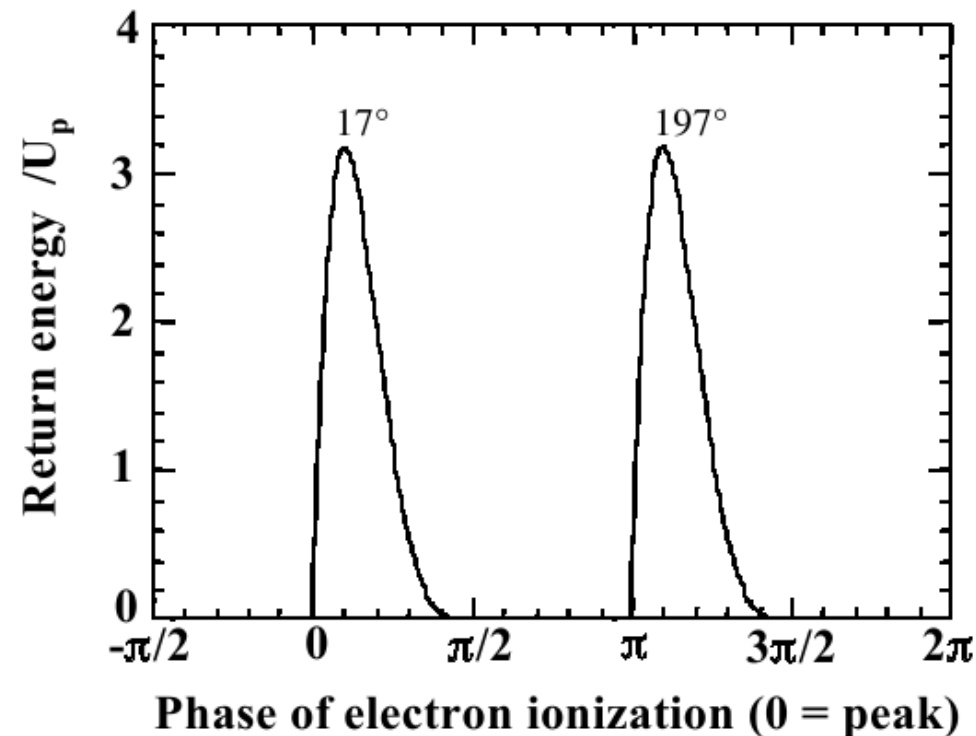
$$x = \int_{t_i}^{t_f} \frac{eE_0}{-i\omega m} \left(e^{-i\omega t'} - e^{-i\omega t_i} \right) dt' = \frac{eE_0}{-\omega^2 m} \left(e^{-i\omega t'} - e^{-i\omega t_i} \right) \Big|_{t_i}^{t_f}$$

- Elektron startet am Atom: $x(t_i) = 0$
- Elektronentrajektorie muß am Atom enden: $x(t_f) = 0$
 - Löse die Gleichung für t_f
 - Finde $v(t_f)$
 - Berechne die Kollisionsenergie $E = \frac{1}{2}mv^2$

HHG – Energietransfer

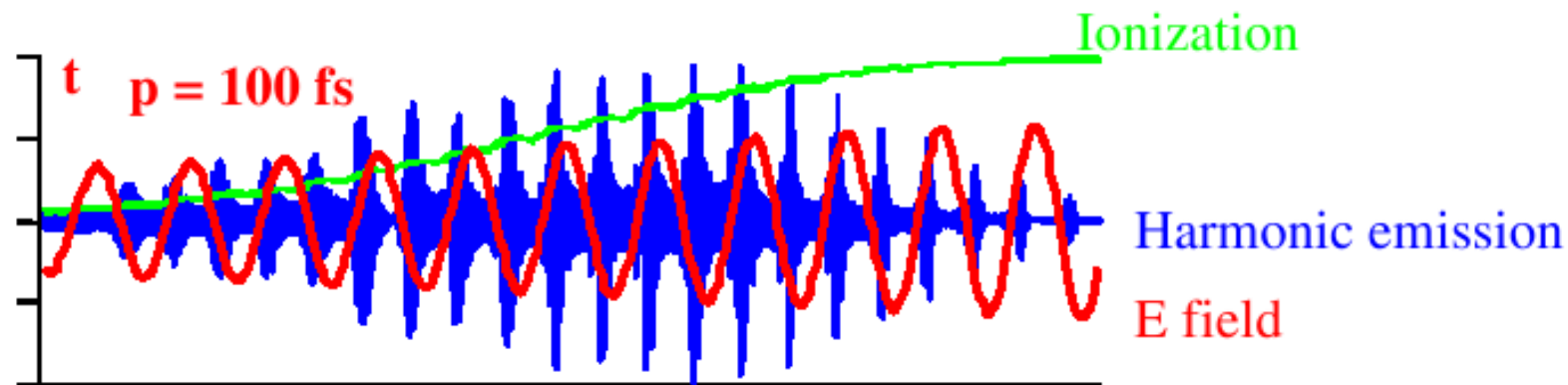
- Maximale Rückkehrenergie ist $3.17U_p$
- Maximaler klassischer Energiegewinn wenn das Elektron in den Grundzustand übergeht

$$E_{cutoff} = I_p + 3.17U_p$$



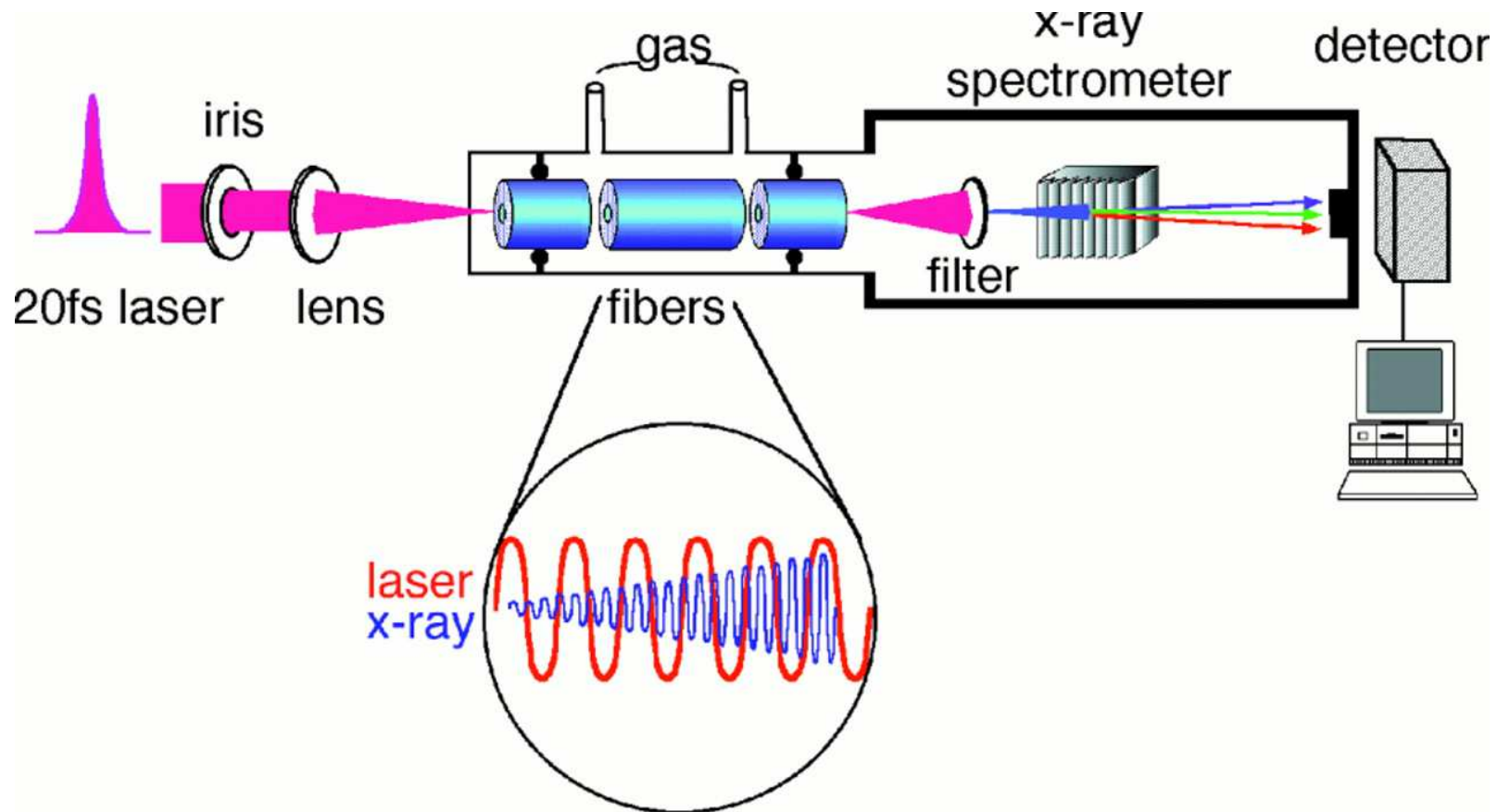
HHG – Ultrakurze Pulse

- Typisches Verhalten der HHG Emission
- HHG erfolgt zweimal während eines Lichtzyklus
- HHG Pulse sind sehr kurz: Erreicht hat man inzwischen ca. $80 \text{ as} = 0.08 \text{ fs}$
- Damit ist man im Bereich der atomaren Zeitskala, der Bohrzeit $\cong 150 \text{ as}$. Klassische Zeit, die das Elektron im H-Atom für eine Umrundung des Kerns benötigt
- Neues Gebiet der Attosekunden Physik



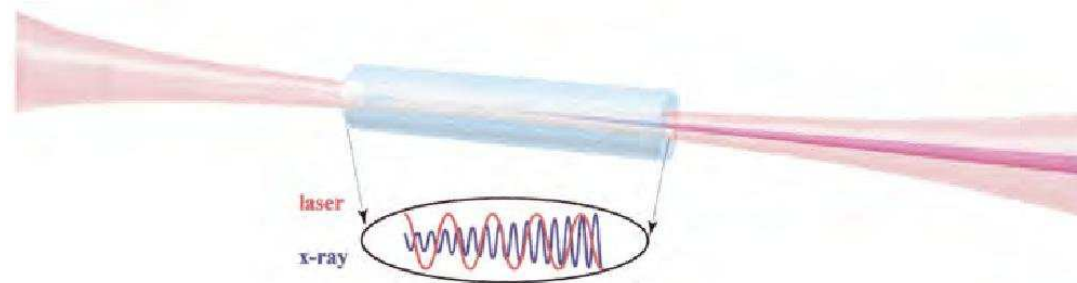
HHG – Phasematching

Fokussierung der Strahlung in eine Fiber als Waveguide



Science **280**, 1412 (1998), Phys.Rev.Lett. **83**, 2187 (1999)

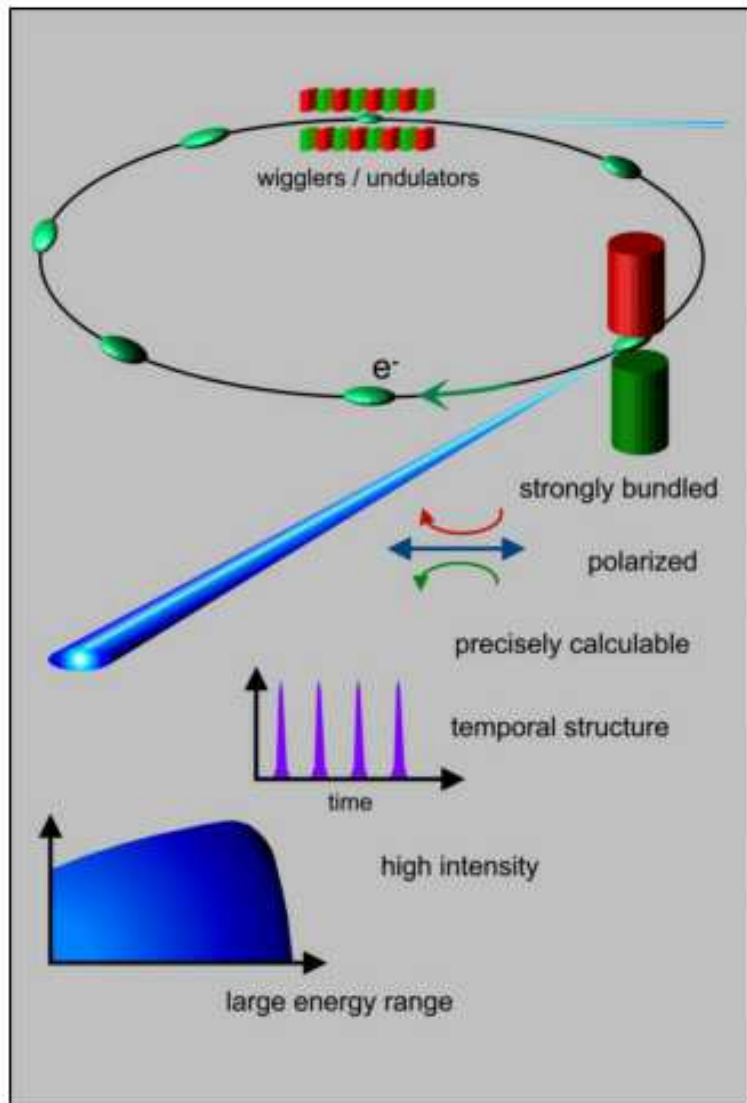
HHG – Phasematching



$$\begin{aligned}
 k &= \frac{2\pi}{\lambda} \left(1 + P\delta(\lambda) - \frac{1}{2} \left[\frac{u\lambda}{2\pi a} \right]^2 - \frac{1}{2} \frac{N_e r_e \lambda^2}{\pi} \right) \\
 &= \textit{Vakuum} + \textit{Gas} + \textit{Waveguide} + \textit{Ionisation}
 \end{aligned}$$

- Mit Hohlfasern als Wellenleitern kann man für niedrige Harmonische ein Phase-Matching realisieren.
- Hohe Harmonische werden bei höheren Laserintensitäten und somit höheren Ionisationslevels erzeugt. Hier kann das EUV Licht und der Laser aber nicht mehr in einer festen Phasenbeziehung zueinander gehalten werden.

Röntgen und EUV Optik

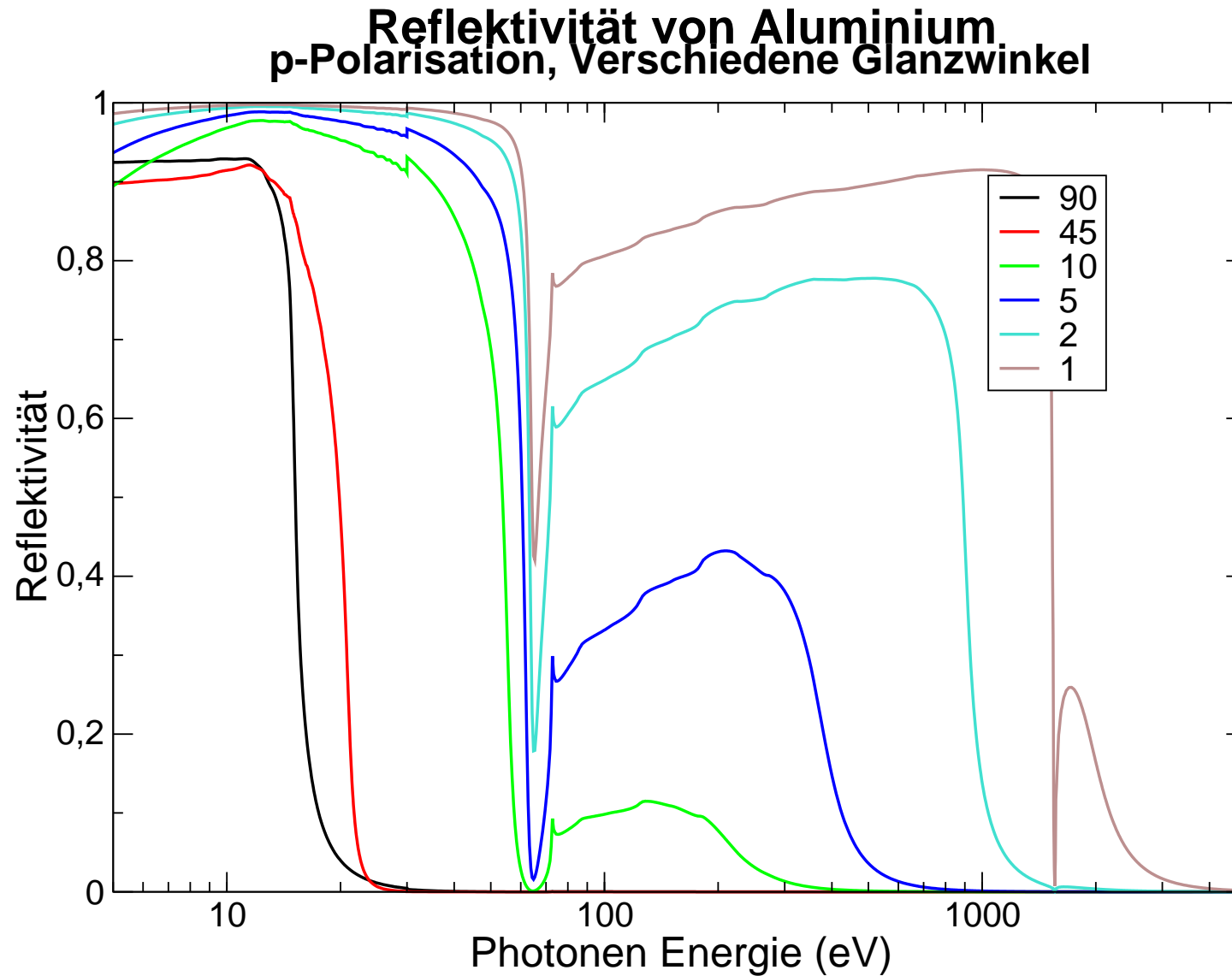


- Optische Materialien
- Abbildungseigenschaften
- Monochromatoren
- Optikfehler
- Ray Tracing

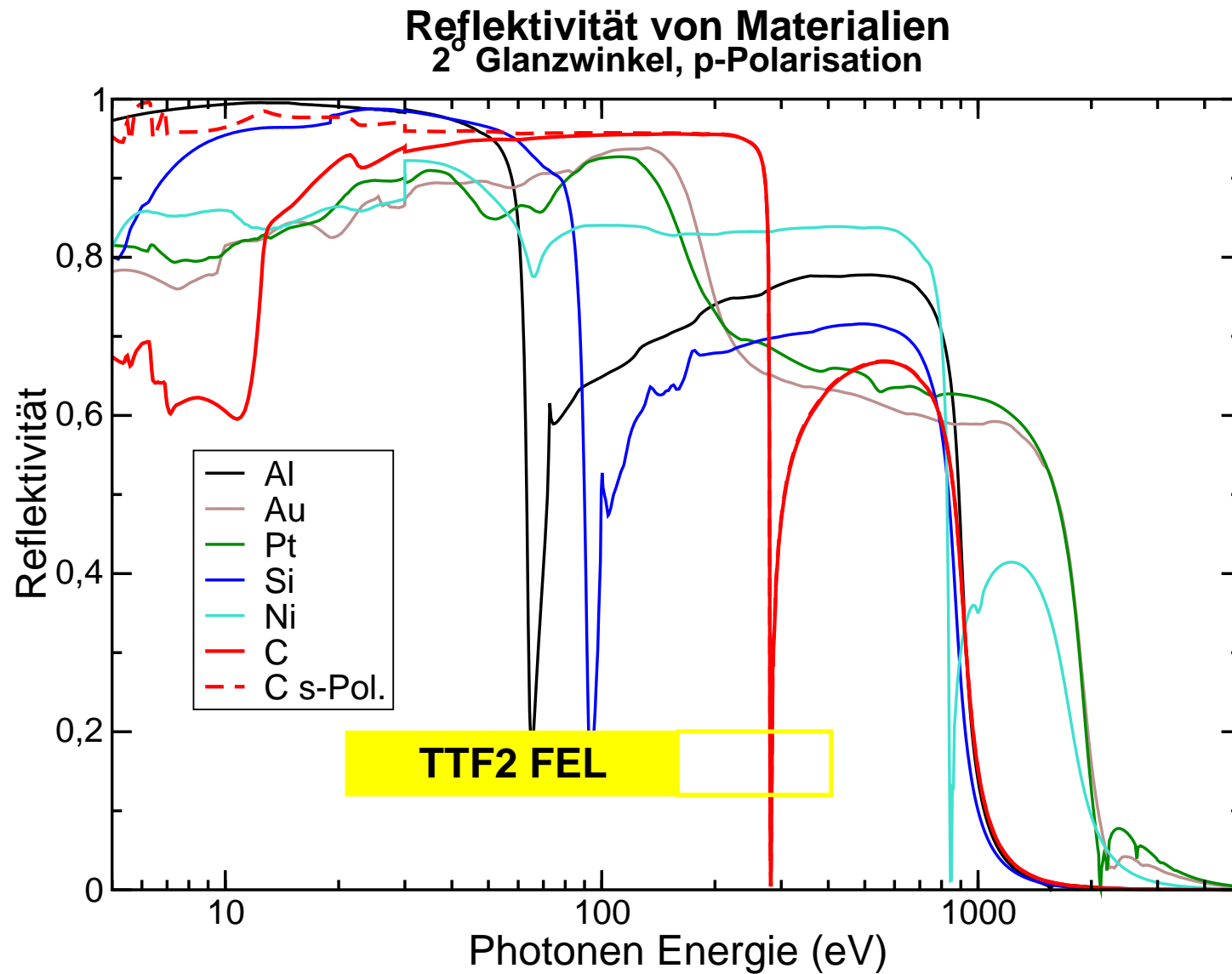
Optische Materialien

- Es gibt **kein** dickes, optisch transparentes Material für Photonenenergie $> 11 \text{ eV}$!
- ⇒ Keine Linsen, keine Prismen, ...
- Es können somit nur reflektive Optiken, also Spiegel eingesetzt werden.
- Großes Problem für die Lithographie zur Herstellung von Halbleiterstrukturen, da die bekannten und bewährten Techniken nicht mehr eingesetzt werden können
- Kürzeste Lithographie Wellenlänge ist zur Zeit $157 \text{ nm} = 7.9 \text{ eV}$ (F_2 -Laser)
- Erreicht werden sollen $13.5 \text{ nm} = 92 \text{ eV}$
- Zur Zeit wird deshalb die **EUV Lithographie** entwickelt
EUV = Extended UV
- Welche Materialien sind geeignet ?

Reflektivität von Materialien



Reflektivität von Materialien

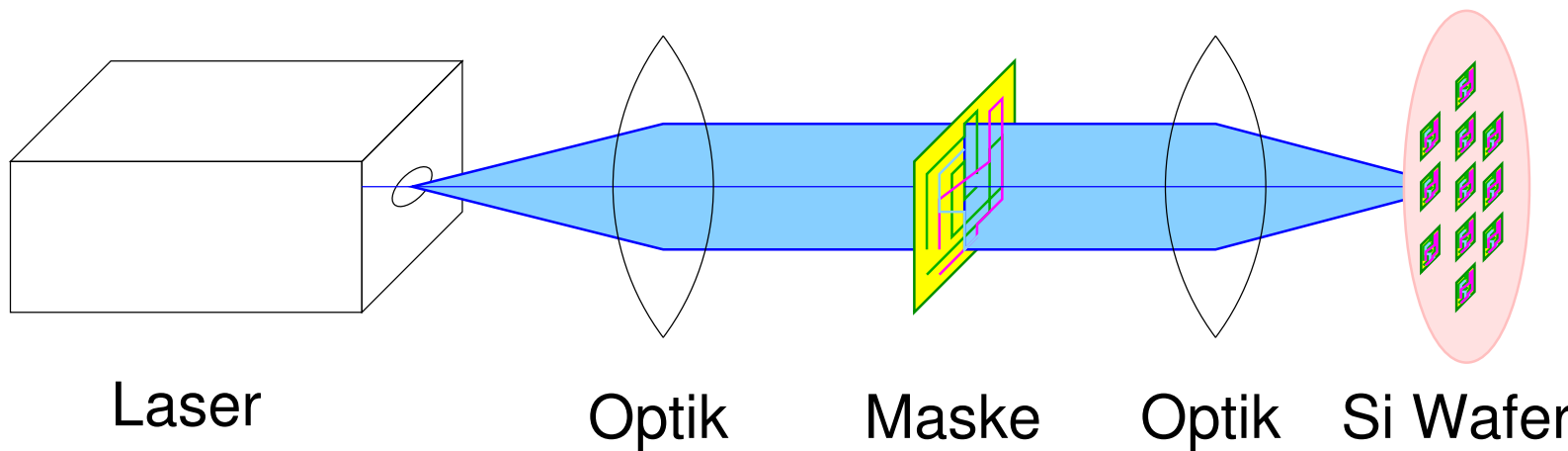


Reflektivität von Materialien

- Bild Reflektivität Al, Au, C
- Bis ca. 30 eV kann unter Normalem Einfall (Normal incidence) gearbeitet werden
- Bei höheren Energien muß streifender Einfall gewählt werden
- Für einzelne Energien können Multilayer Interferenzspiegel hergestellt werden
- Optimierung von Schichten für EUV Lithographie

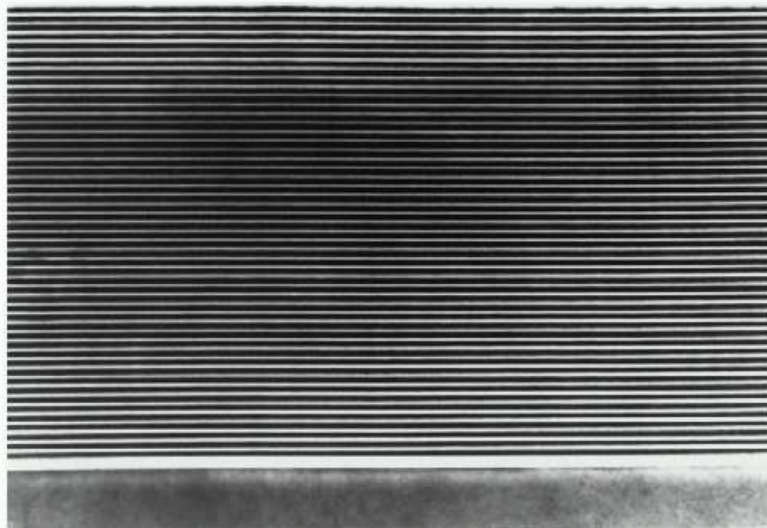
EUV Lithographie 1

Halbleiter Lithographie

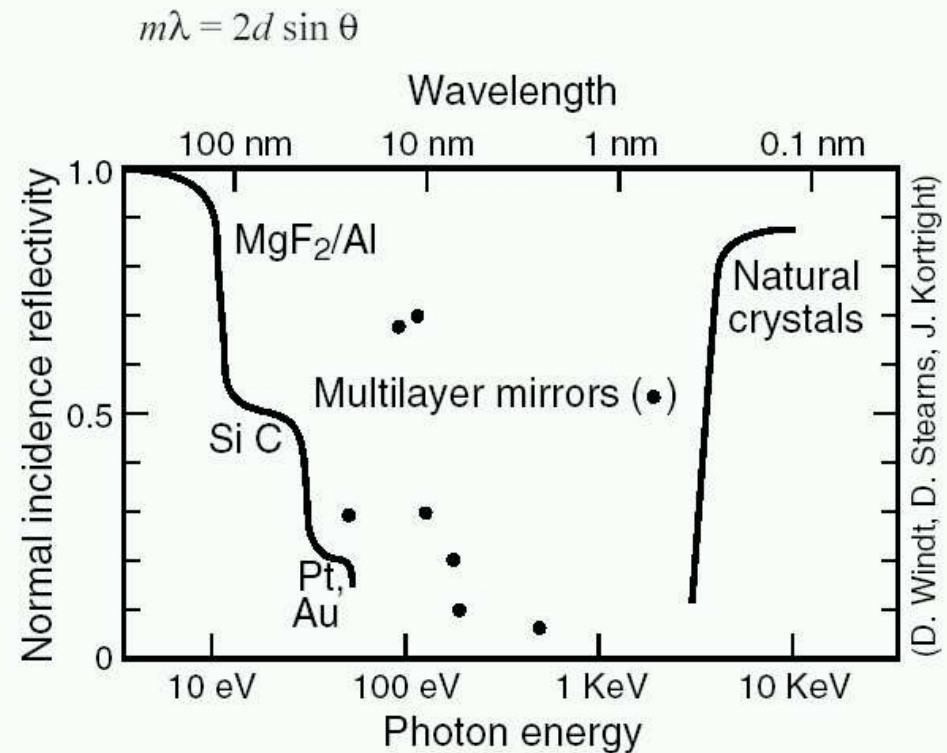


- ab ca. 2009 wird EUV Strahlung (13.5 nm) Strahlung benötigt um noch kleinere Halbleiterstrukturen herzustellen
- Probleme:
 - Strahlung breitet sich nur im Vakuum aus (Neu)
 - Es können nur reflektive Optiken verwendet werden (neu)
 - Staub auf Masken
 - Welche Strahlungsquellen ?
 - ...

Multilayer 1

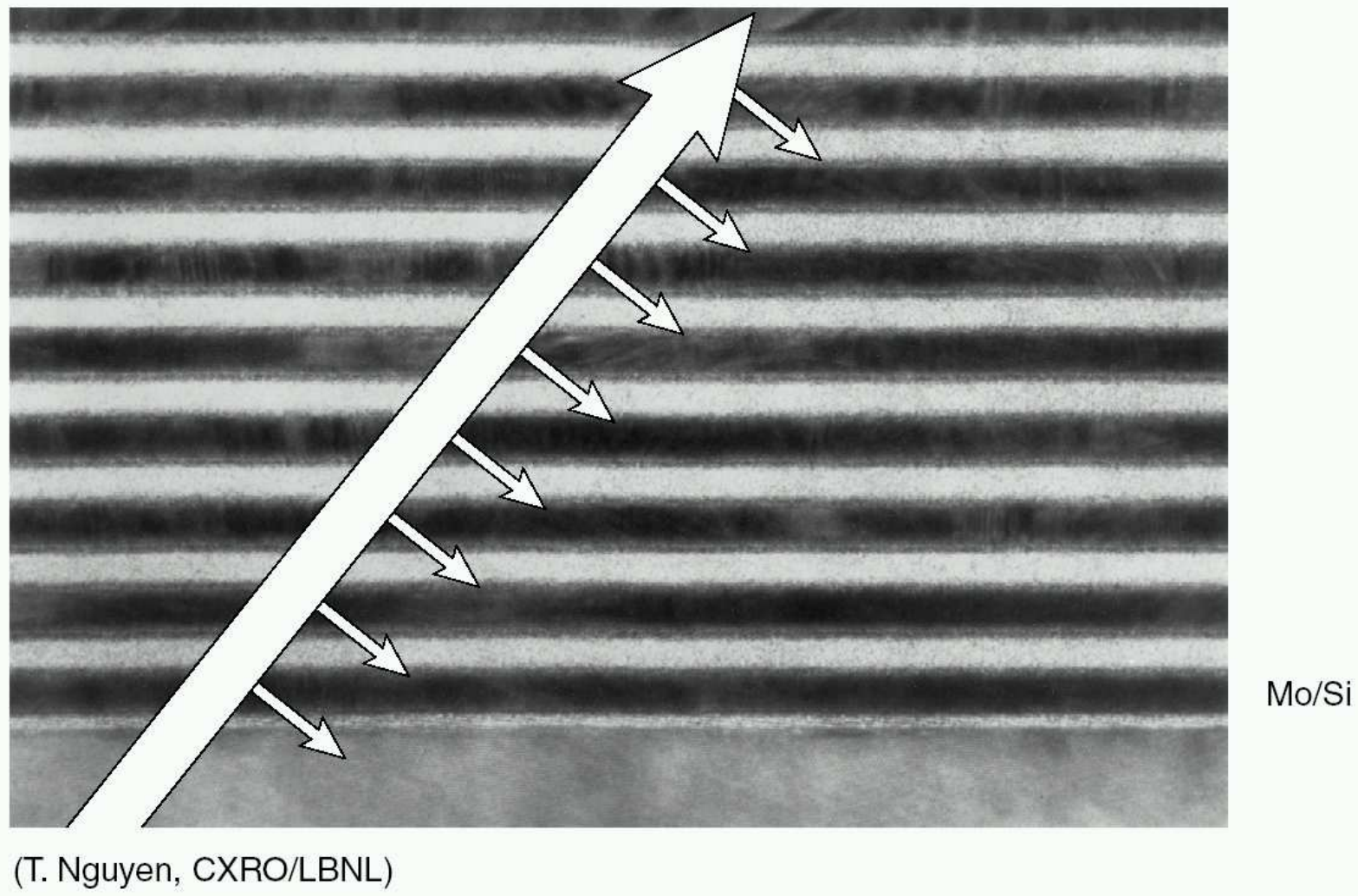


(W/C, T. Nguyen)



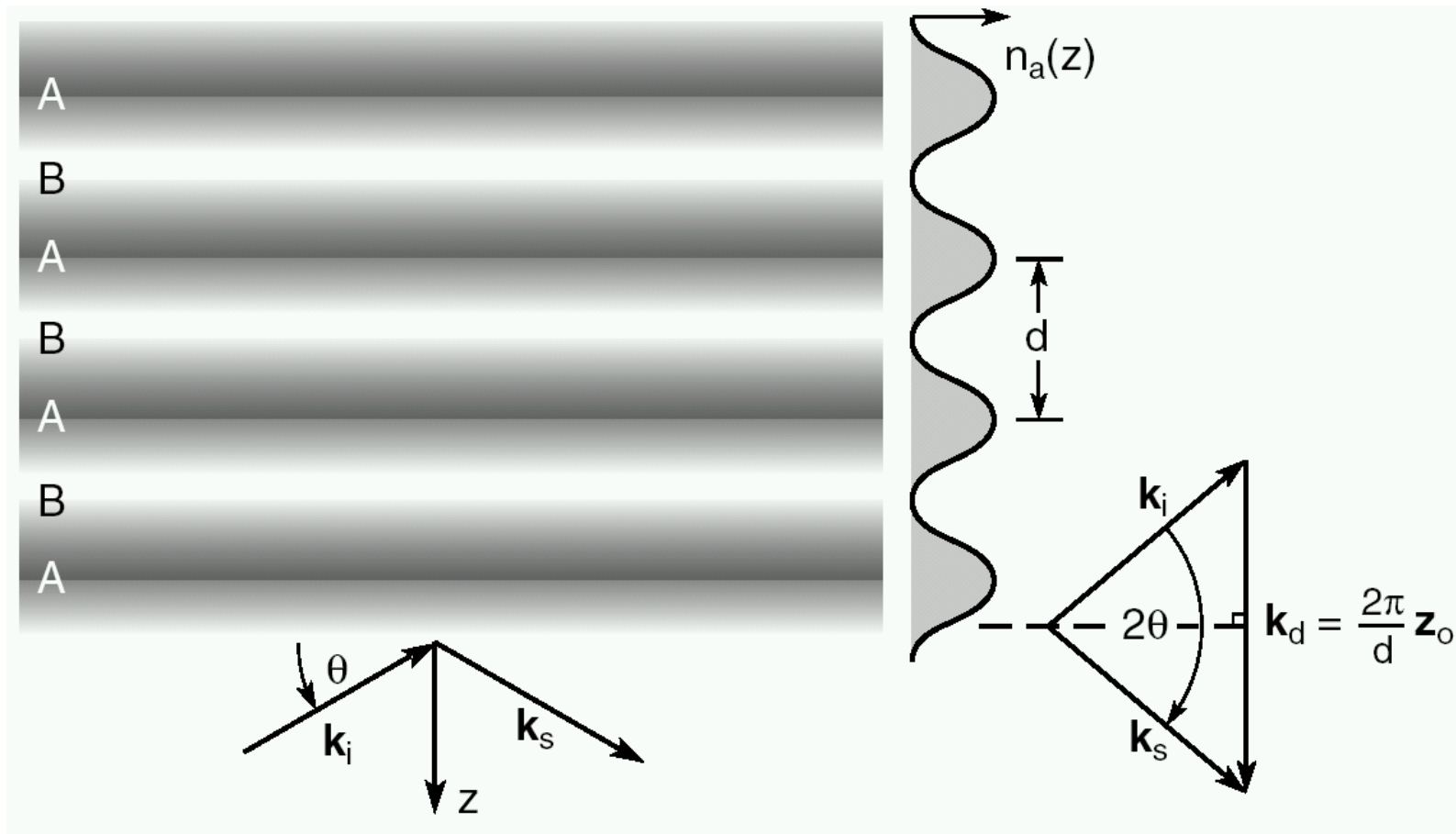
- Reflektivität für senkrechten Einfall verschiedener Materialien und von Schichtsystemen

Multilayer 2



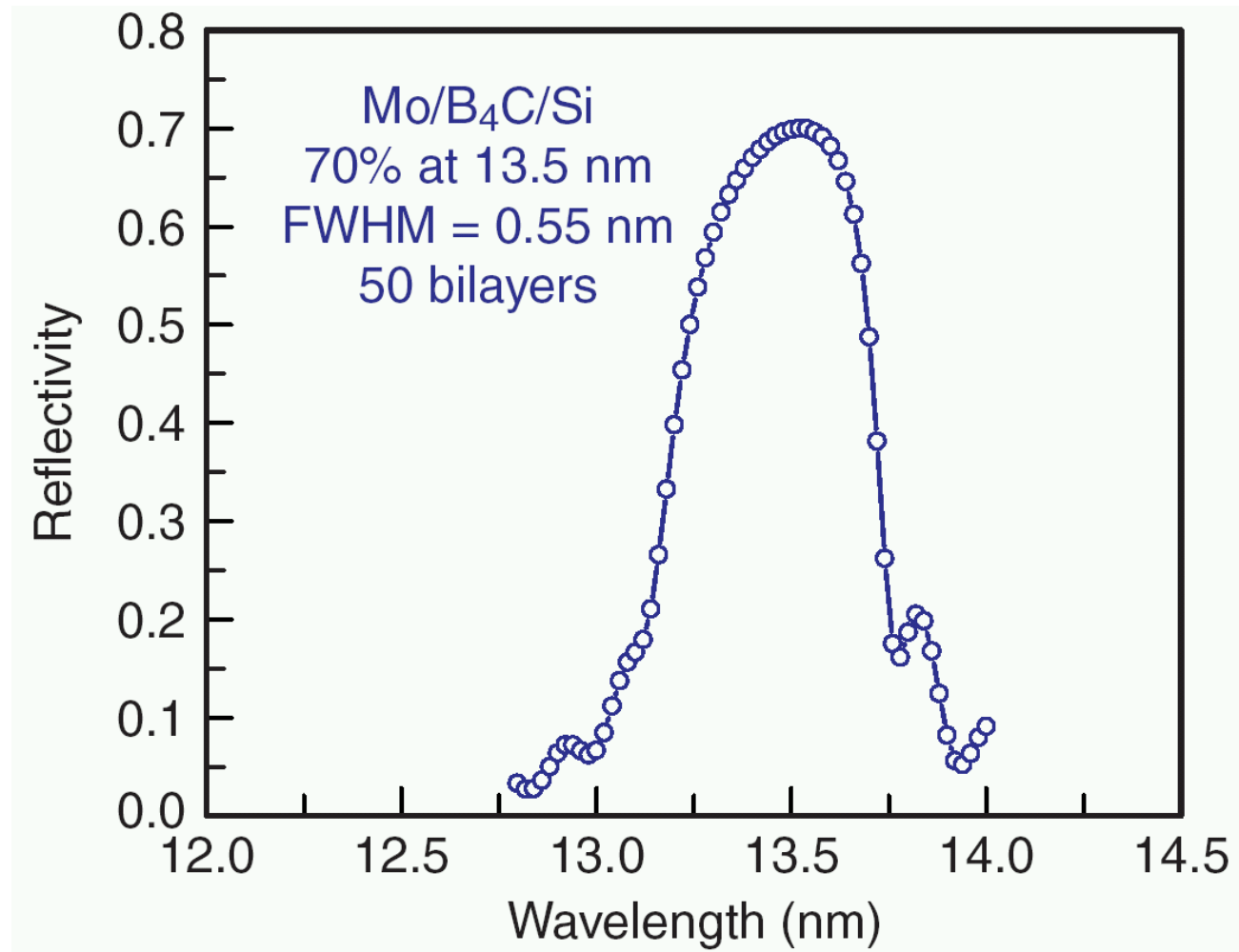
- Reflektion in einem Multilayer an jeder Grenzschicht

Multilayer 3



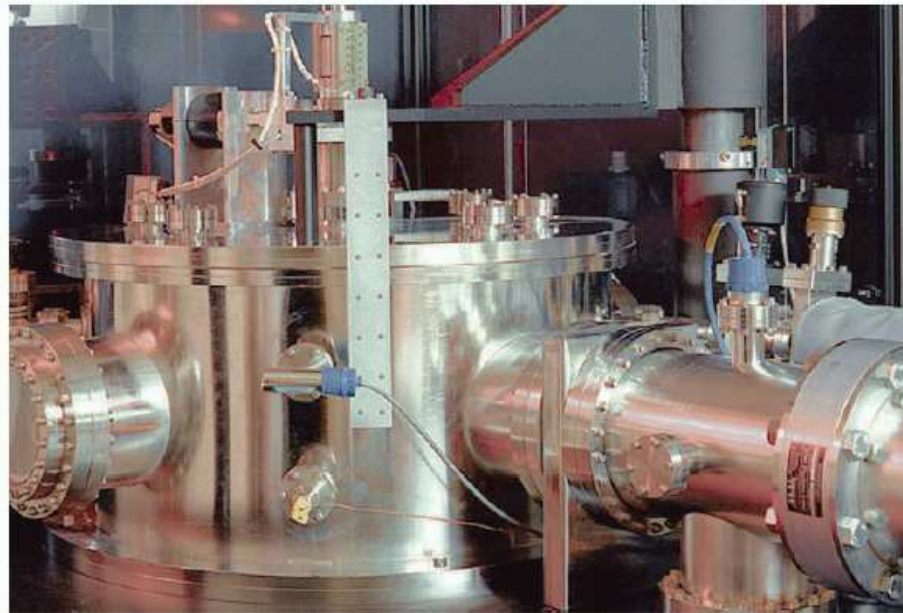
- Bragg Reflektion
- Reflektivität hängt von der Dicke der Schichten und den optischen Konstanten ab

Multilayer 4

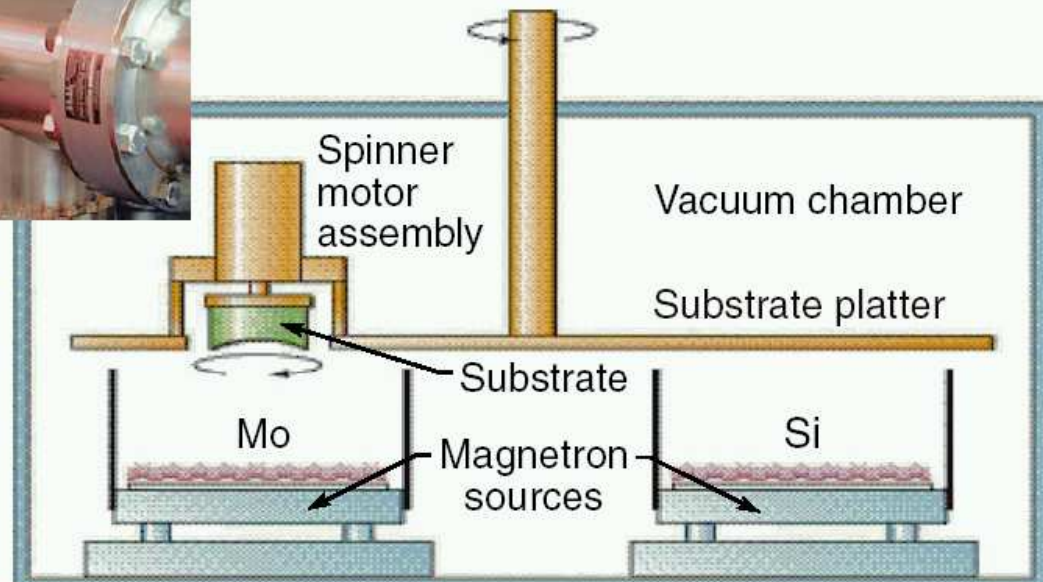


- Reflektivität unter senkrechtem Einfall eine Mo/Si Multilayerstruktur

Multilayer 5



Substrates mounted on a rotating platter are swept across each sputter source sequentially to form the multilayer. Modulating the platter velocity provides precision control of radial thickness distribution and absolute film thickness. The substrate is also spun fast about its own axis for azimuthal uniformity.

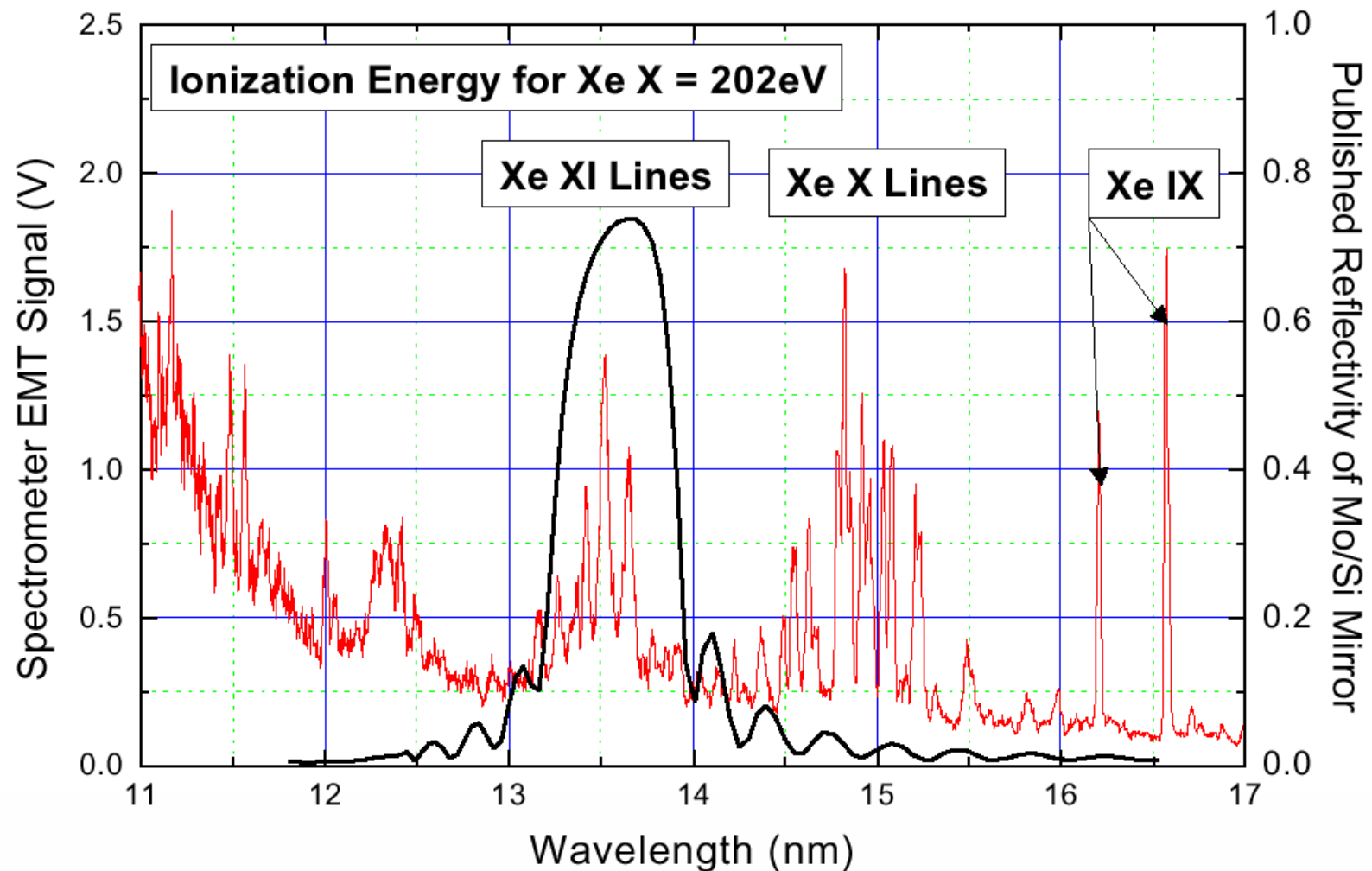


(Courtesy of Jim Folta, LLNL)

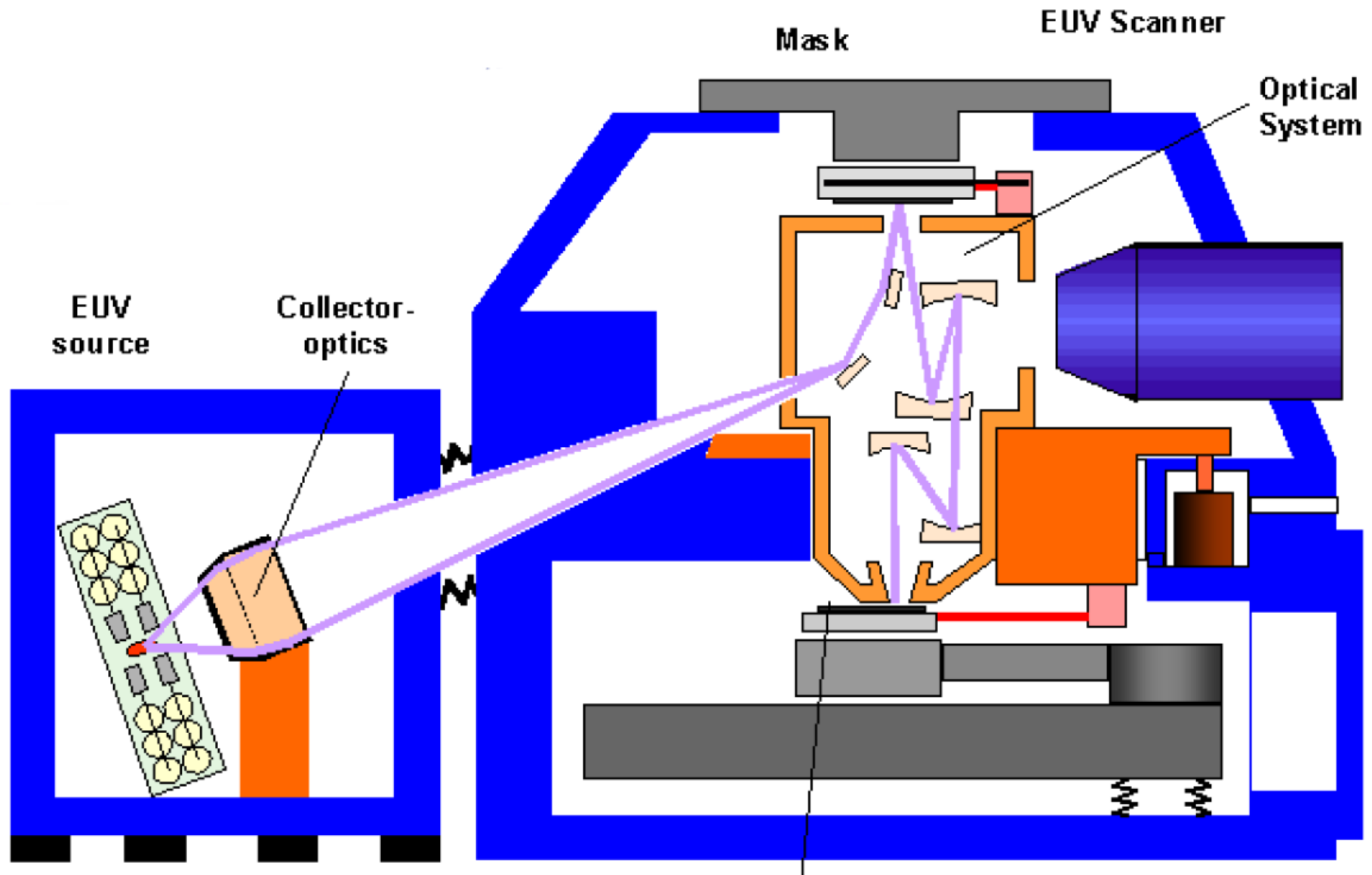


Reflektivität eines Multilayer Spiegels

Measured EUV Spectrum of Xenon

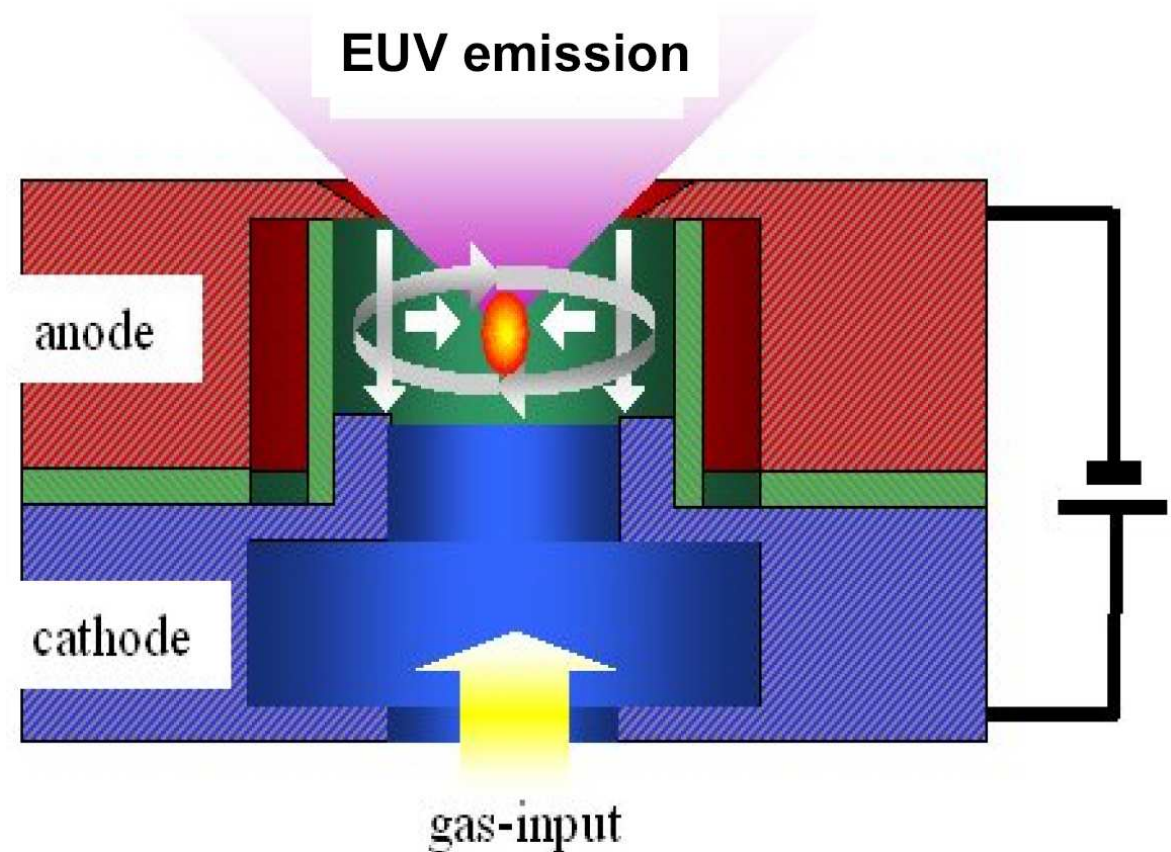
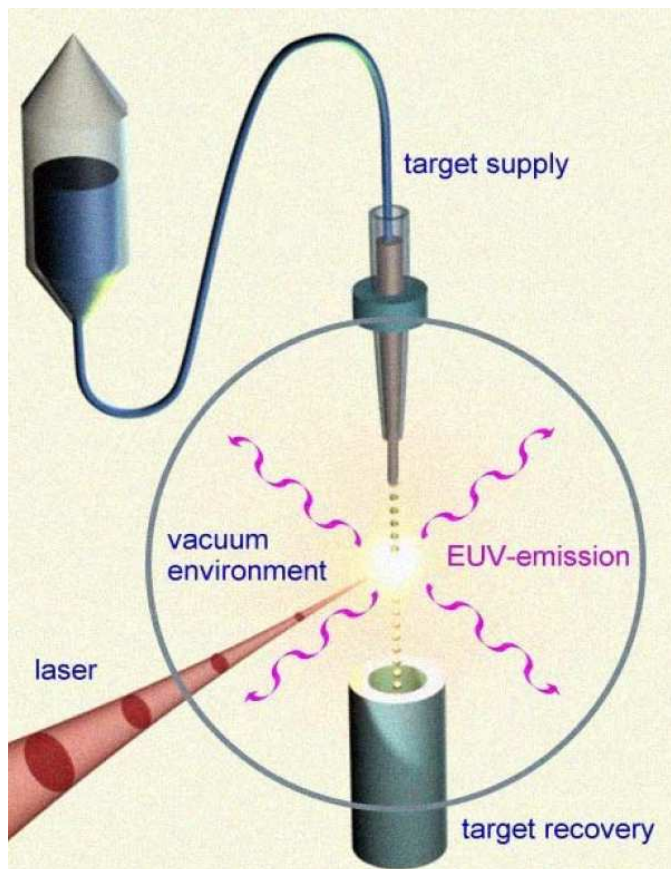


EUV Lithographie 2



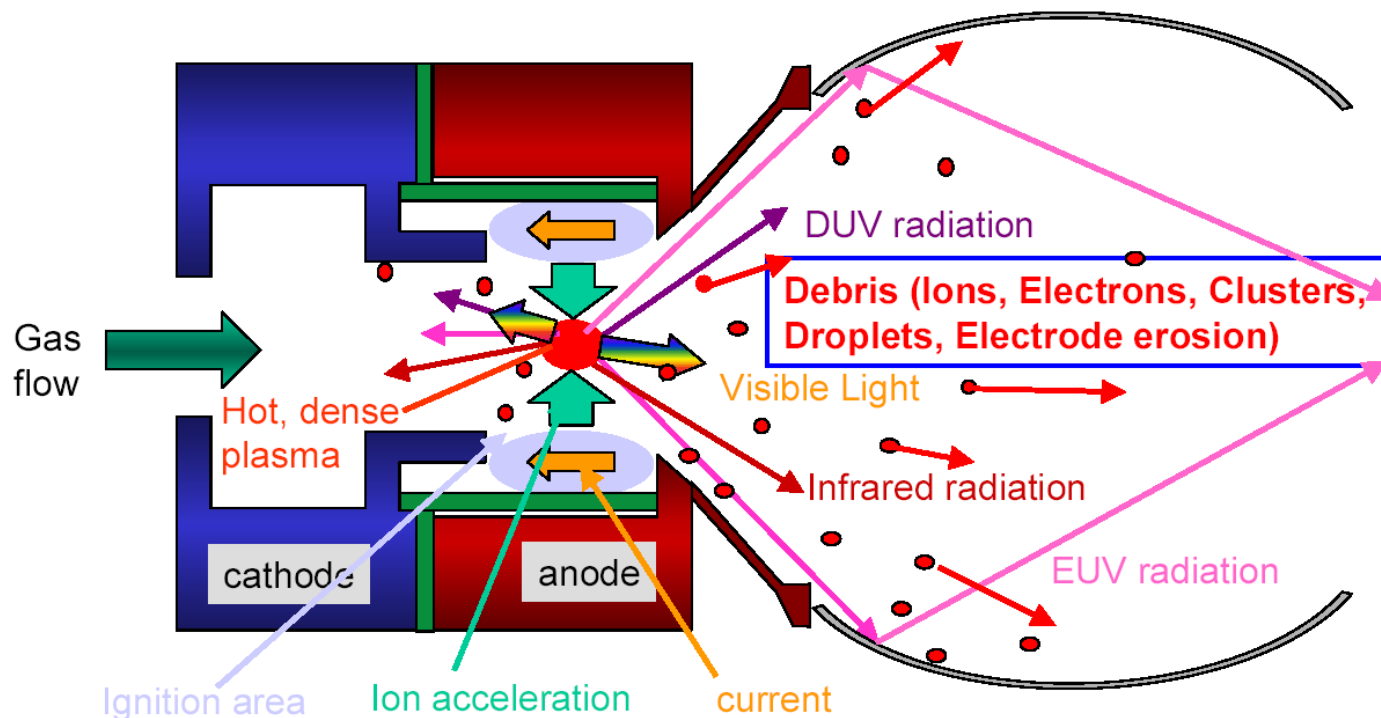
EUV Lithographie 3

- Quellen für 13.5 nm Strahlung: Xe Plasma
- Anforderung: >115 W Strahlungsleistung im Bereich 13-14 nm
- Repetitionsrate $>10,000$ Hz
- Laser Plasma oder Gasentladungsplasma (oder Synchrotron/FEL)

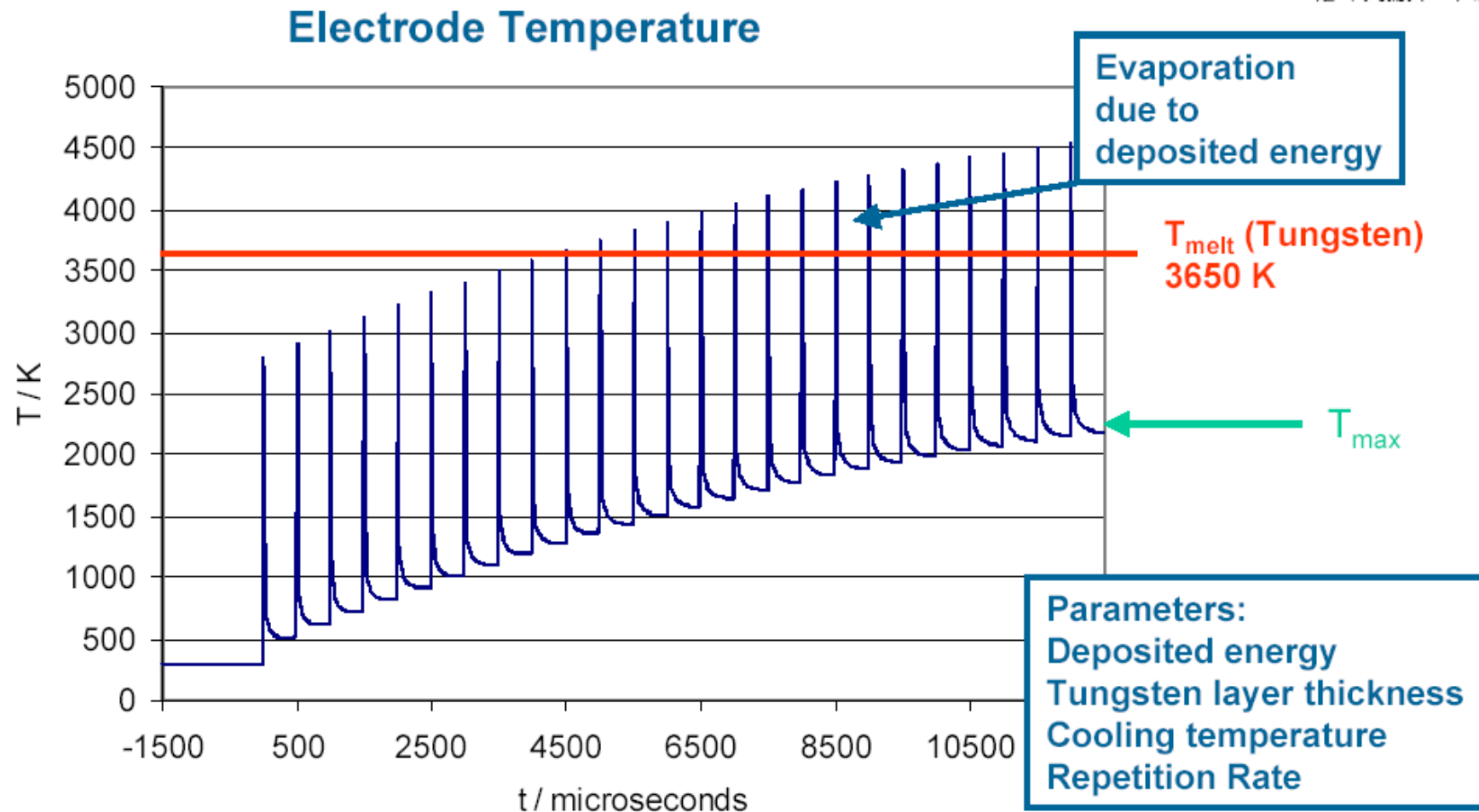


Gasentladungsplasma

- Sogenannte Z-Pinch Entladung
- Problem: Debris der Entladung zerstört die nachfolgende Optik
- Wärmelast in der Entladung
- Für 115 W EUV Leistung werden mehr als 20 kW elektrische Leistung in das Plasma gesteckt !

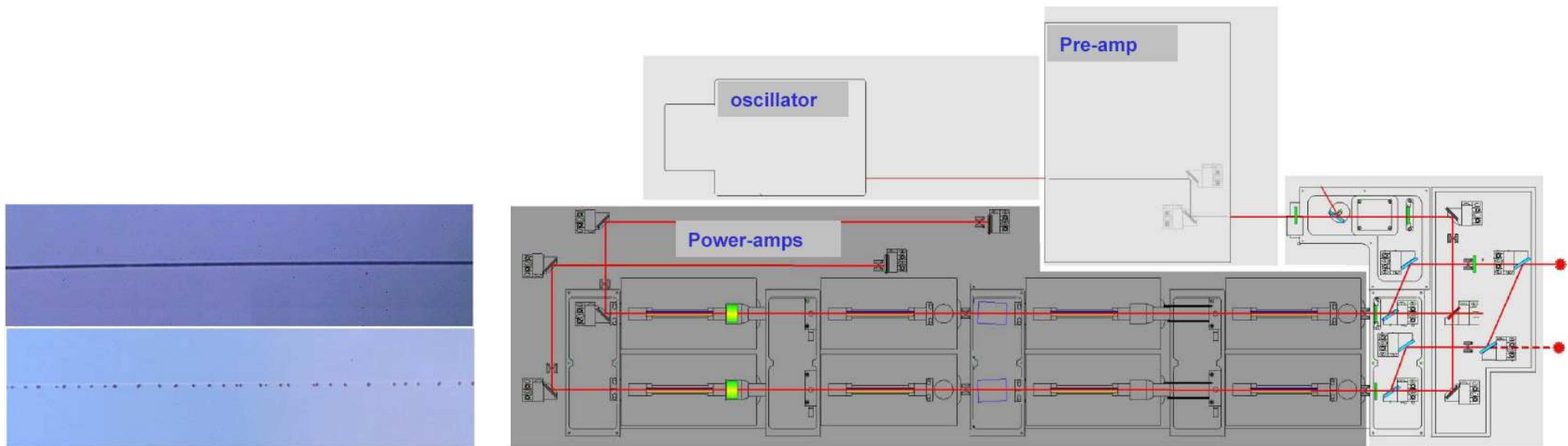


Gasentladungsplasma



Laserplasma

- Erzeugung eines Strahls oder von Tröpfchen aus flüssigem/fest Xenon im Vakuum
Super Sonic Beam Expansion
- 1.2 kW Laserleistung bei 10 kHz liefern “nur” 10 W EUV Leistung
- 34 kW Laserleistung werden voraussichtlich benötigt
- Weniger Probleme mit Debris, keine schmelzenden Elektroden



- Laser: Wie bekommt man die Leistung in das Plasma hinein ?
- z-Pinch: Wie bekommt man die Wärmeleistung wieder heraus ?

EUV Monochromatoren

- Synchrotron- und Wigglerstrahlung ist kontinuierlich
- Undulator- und FEL Strahlung hat Spektral auch noch eine relativ große Bandbreite $E/\Delta E = N$
- Strahlung muß monochromatisiert werden
 - 5 - 30 eV Normal incidence Monochromatoren (NIM)
 - 10 eV - 2 keV Gitter Monochromatoren (SGM, PGM)
 - > 2 keV Kristallmonochromatoren
- Es gibt keine dispersiven Medien \Rightarrow Verwendung von Reflektionsgittern

Abbildungseigenschaften

- **Fermat'sches Prinzip**

Der optische Weg zwischen zwei Punkten A und B muß ein Extremum annehmen.

Optischer Weg $F = \bar{A}P + \bar{P}B$

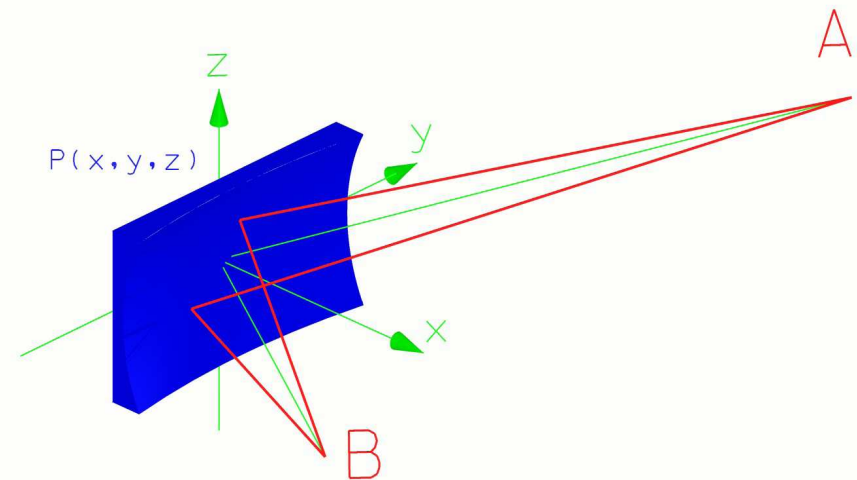
$P(\xi, \omega, \ell)$: Koordinaten eines Spiegels

$$\frac{\partial F}{\partial y} = 0 \quad \text{und} \quad \frac{\partial F}{\partial z} = 0$$

- Oberfläche wird durch Polynom beschrieben

$$\xi(\omega, \ell) = \sum_{i=0}^{\infty} \sum_{j=0}^{\infty} a_{ij} \omega^i \ell^j$$

$$a_{00} = a_{10} = 0, \quad j = \text{even}$$



Abbildungseigenschaften

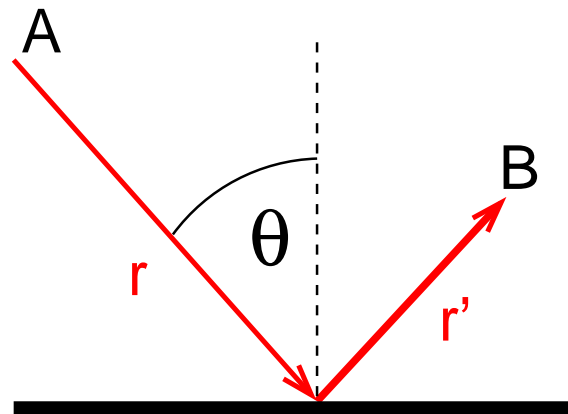
Wichtige abbildene Elemente

Definiere die Abstände r und r' vom Spiegelzentrum zum Bild und Objektpunkt.

$$r := \overline{AP} \quad r' := \overline{PB}$$

θ := Winkel zur Flächennormale

- Toroid
- Paraboloid
- Ellipse



Abbildungseigenschaften

Wichtige abbildene Elemente

Definiere die Abstände r und r' vom Spiegelzentrum zum Bild und Objektpunkt.

$$r := \bar{AP} \quad r' := \bar{PB}$$

$$\theta := \text{Winkel zur Flächennormale}$$

- Toroid

Zwei verschiedene Radien in y und z Richtung R und ρ .

Spezialfall **Sphäre**: $R = \rho$

$$\text{Meridionaler Fokus} \quad \left(\frac{1}{r} + \frac{1}{r'} \right) \frac{\cos \theta}{2} = \frac{1}{R}$$

$$\text{Sagittaler Fokus} \quad \left(\frac{1}{r} + \frac{1}{r'} \right) \frac{1}{2 \cos \theta} = \frac{1}{\rho}$$

Abbildungseigenschaften

Wichtige abbildene Elemente

Definiere die Abstände r und r' vom Spiegelzentrum zum Bild und Objektpunkt.

$$r := \bar{A}P \quad r' := \bar{P}B$$

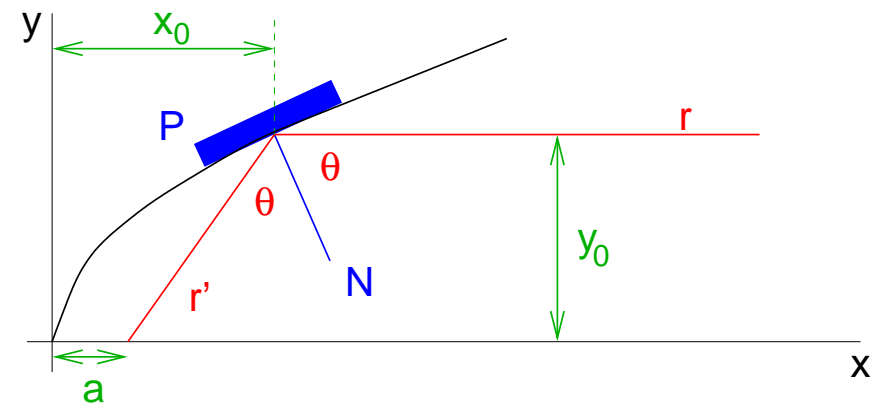
θ := Winkel zur Flächennormale

- Paraboloid

$$y^2 + z^2 = 4ax$$

$$x_0 = a \tan^2 \theta$$

$$y_0 = 2a \tan \theta$$



Abbildungseigenschaften

Wichtige abbildene Elemente

- Ellipsoid

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} = 1$$

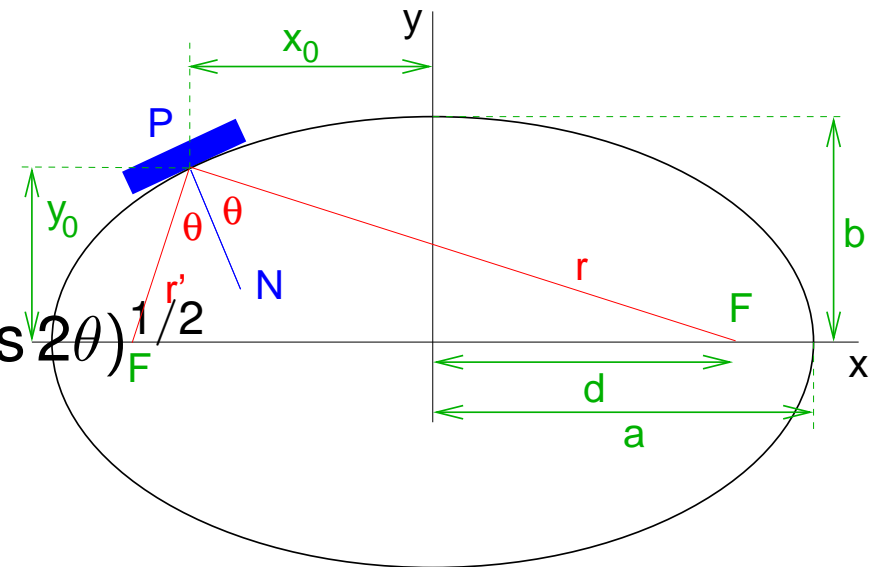
$$a = \frac{1}{2}(r + r')$$

$$b = (a^2 - d^2)^{1/2}$$

$$d = \frac{1}{2}(r^2 + r'^2 - 2rr' \cos 2\theta)^{1/2}$$

$$x_0 = a \left(1 - \frac{y_0^2}{b^2} \right)^{1/2}$$

$$y_0 = \frac{rr' \sin 2\theta}{2d}$$



Abbildungseigenschaften

- Optischer Weg $A\vec{O}_A + O_A\vec{O} + \vec{O}P$

$$\vec{AP} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ -z \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} -r \cos \alpha \\ -r \sin \alpha \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \xi \\ \omega \\ \ell \end{pmatrix}$$

$$\bar{AP} = |\vec{AP}| = \sqrt{(\xi - r \cos \alpha)^2 + (\omega - r \sin \alpha)^2 + (\ell - z)^2}$$

$$\bar{BP} = |\vec{BP}| = \sqrt{(\xi - r' \cos \alpha)^2 + (\omega - r' \sin \alpha)^2 + (\ell - z')^2}$$

- Zentraler Strahl auf der Optik

$$\left(\frac{\partial F}{\partial \ell} \right)_{\xi=\omega=l=0} = 0 \quad \Rightarrow \quad \frac{z}{r} = \frac{z'}{r'}$$

Reihenentwicklung Toroid

- Um F allgemein zu berechnen, müssen die Koeffizienten a_{ij} der Reihenentwicklung

$$\xi(\omega, \ell) = \sum_{i=0}^{\infty} \sum_{j=0}^{\infty} a_{ij} \omega^i \ell^j$$

bestimmt werden.

- Allgemein:

$$\begin{aligned} a_{02} &= \frac{1}{2\rho} & a_{20} &= \frac{1}{2R} & a_{22} &= \frac{1}{4R^2\rho} \\ a_{04} &= \frac{1}{8\rho^3} & a_{40} &= \frac{1}{8\rho^3} & & \\ a_{12} &= 0 & a_{30} &= 0 & & \end{aligned}$$

Reihenentwicklungen

- Kugel:

$$\rho = R$$

- Ebenenspiegel:

$$R \rightarrow \infty, \rho \rightarrow \infty \Rightarrow a_{ij} = 0$$

- Paraboloid:

$$\begin{aligned}
 a_{02} &= \frac{1}{4r' \cos \theta \sin^2 \theta} & a_{20} &= \frac{\cos \theta}{4r'} & a_{22} &= \frac{3 \sin^2 \theta}{32r'^3 \cos \theta} \\
 a_{04} &= \frac{\cos^3 \theta}{64r'^3 \tan \theta} & a_{02} &= \frac{5 \cos \theta \sin^2 \theta}{64r'^3} \\
 a_{12} &= -\frac{\tan \theta}{8r'^2} & a_{30} &= -\frac{\sin \theta \cos \theta}{8r'^2}
 \end{aligned}$$

Beugungsgitter

- Identische Behandlung
Optischer Weg

$$F = \bar{A}P + \bar{P}B + Nk\lambda\omega$$

mit

- N Liniendichte
- k Beugungsordnung $\pm 1, \pm 2, \dots$
- λ Wellenlänge des Lichts
- ω Position in der Dispersionsrichtung

- Reihenentwicklung des optischen Weges F

$$F = F_{000} + \omega F_{100} + \frac{1}{2}\omega^2 F_{200} + \ell^2 F_{020} + \omega^3 F_{300} \\ + \omega \ell^2 F_{120} + \omega^4 F_{400} + \omega^2 \ell^2 F_{220} + \ell F_{040} + \dots$$

Abbildungseigenschaften – Optischer Weg

$$F_{000} = r + r'$$

Gitter Gleichung $F_{100} = Nk\lambda - (\sin \alpha + \sin \beta)$

Meridional Fokus

$$F_{200} = (\cos^2 \alpha / r) + (\cos^2 \beta / r') - 2a_{20}(\cos \alpha + \cos \beta)$$

Sagittaler Fokus $F_{020} = 1/r + 1/r' - 2a_{02}(\cos \alpha + \cos \beta)$

Primary Coma

$$F_{300} = T(r, \alpha) / r \sin \alpha + T(r', \beta) \sin \beta - 2a_{30}(\cos \alpha + \cos \beta)$$

Astigmatic Coma

$$F_{120} = S(r, \alpha) / r \sin \alpha + S(r', \beta) \sin \beta - 2a_{12}(\cos \alpha + \cos \beta)$$

mit

$$T(r, \alpha) = (\cos^2 \alpha / r) - 2a_{20} \cos \alpha \quad , \quad S(r, \alpha) = (1/r) - 2a_{02} \cos \alpha$$

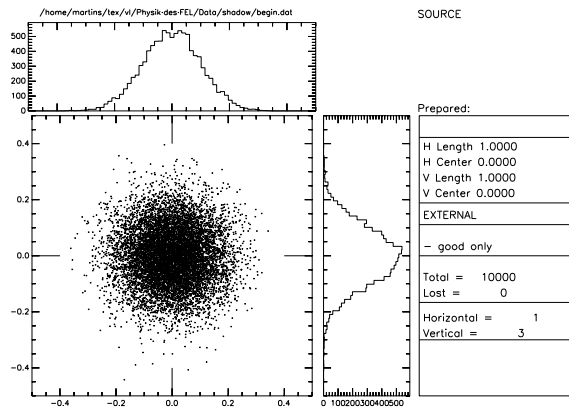
Abbildungseigenschaften

- Mit dem Fermat'schen Theorem lassen sich damit im Prinzip beliebige Optiken analytisch berechnen und optimieren
 - Optimieren heißt, dass die höheren Beiträge F_{klm} (Abberationen) zum optischen Weg F verschwinden
- ⇒ Verwendung von vielen optischen Komponenten in z.B. Kameraobjektiven
- Bei einer Optik mit verschiedenen Komponenten wird dies sehr schnell sehr aufwendig!
 - Ungeeignet für XUV und Röntgenoptiken
 - Lösung: Ray Tracing Programme

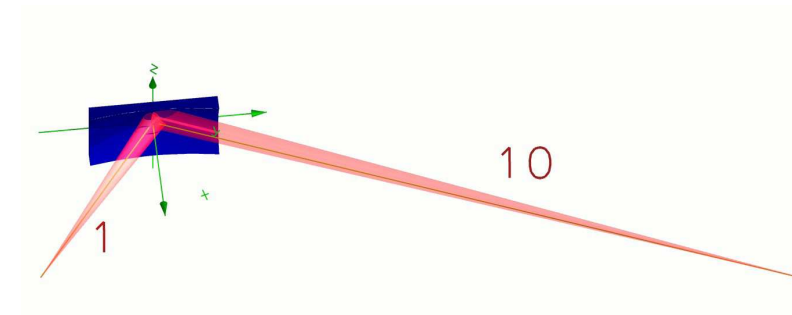
Ray Tracing

Abbildung eines Quellpunktes mit drei verschiedenen Spiegeln

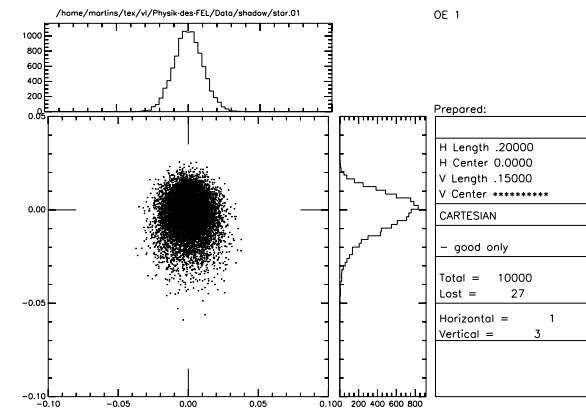
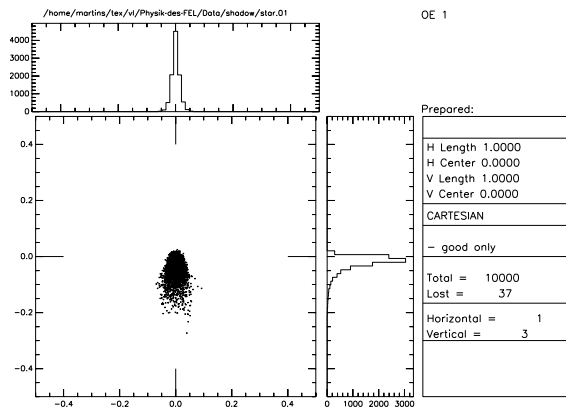
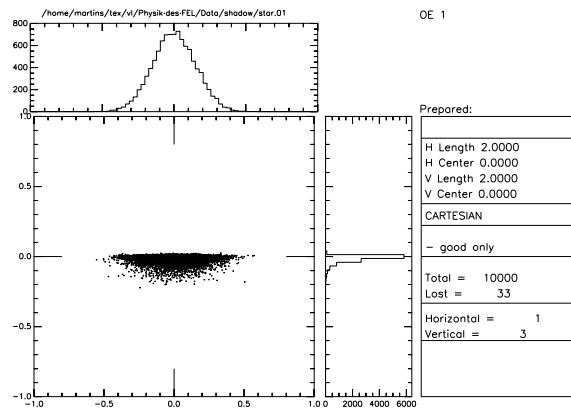
$\vartheta = 85^\circ$ zur Spiegelnormalen, $r = 10$, $r' = 1$



Sphäre

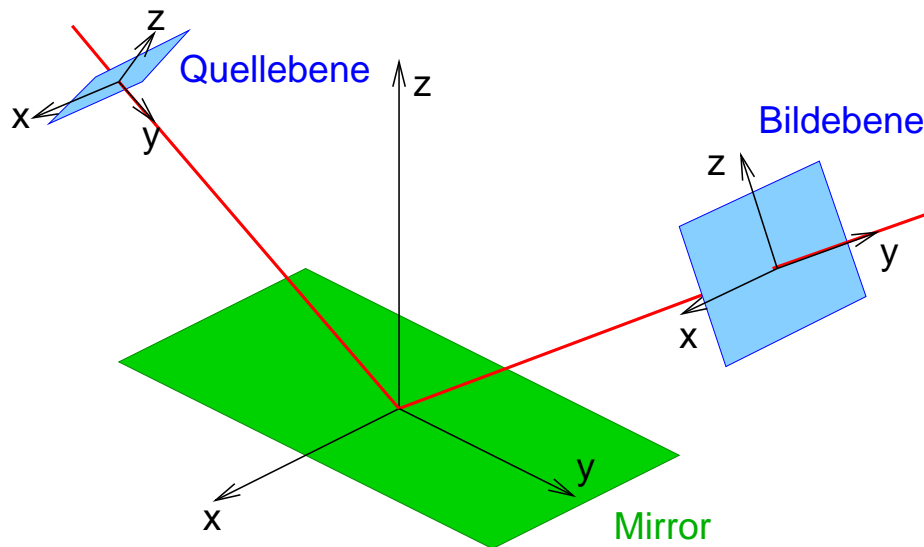


Toroid



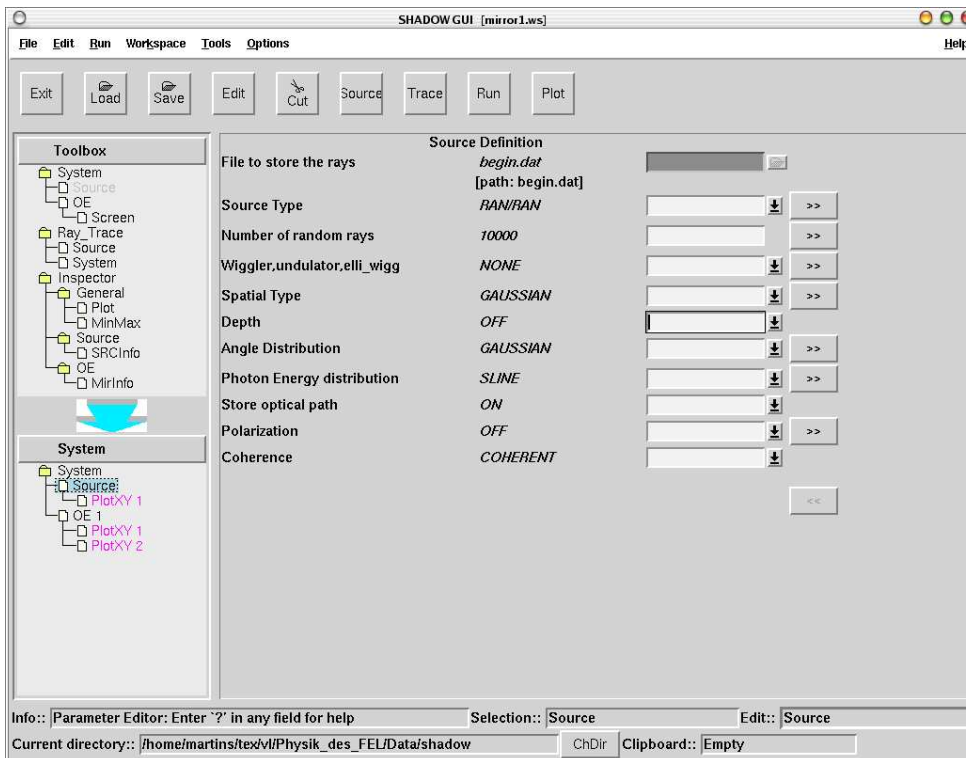
Ray Tracing

- Prinzip des Ray Tracing beruht auf der geometrischen Optik
- Berechne den Strahlengang von einer Quelle S bis zu einem Bildpunkt F für viele unterschiedliche Strahlen

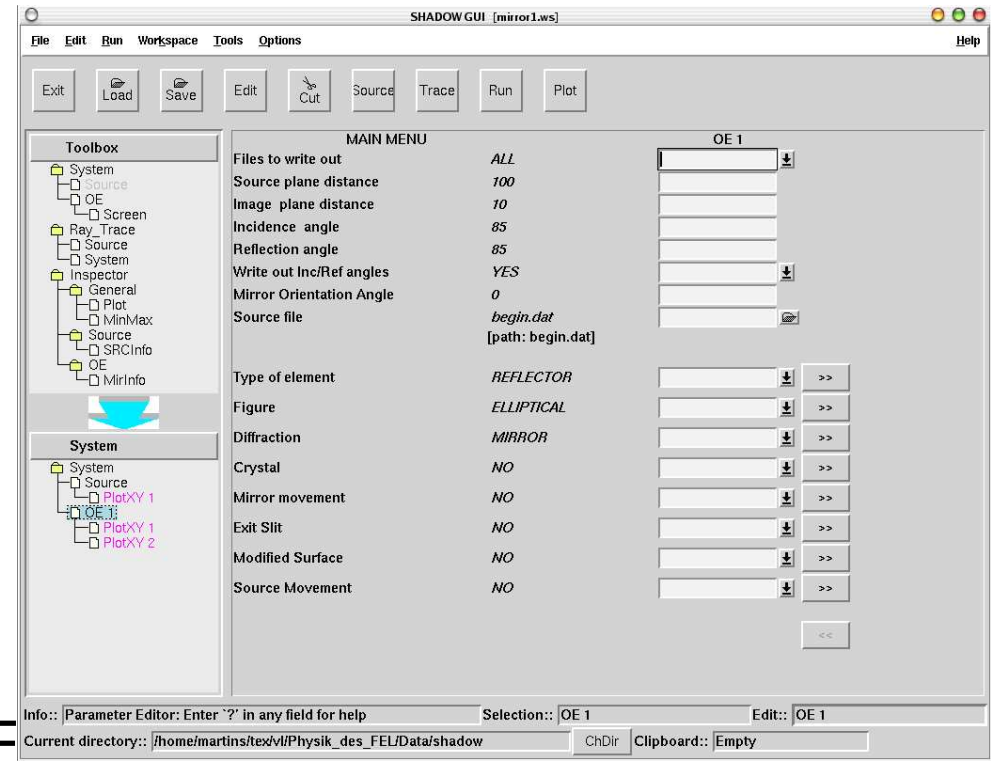


- Strahlen gehen von einer Quellebene ausgehen und treffen auf eine Bildebene.
- Komplizierte Optiken werden berechnet, indem die Bildebene eines optischen Elementes k , als Quellebene des optischen Elementes $k + 1$ verwendet wird.

Ray Tracing – Shadow



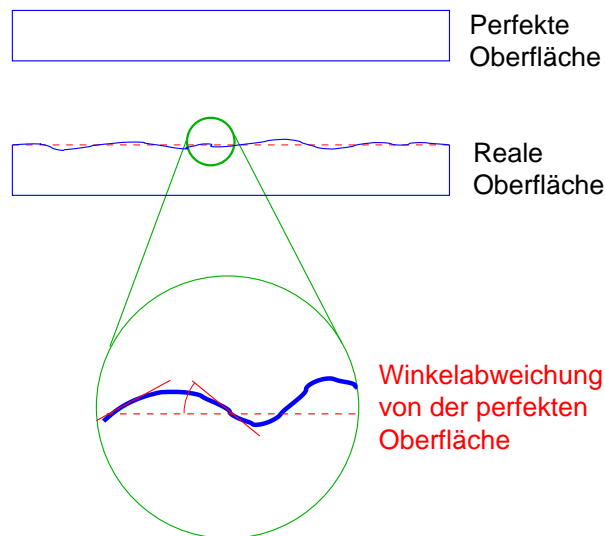
einer Quelle



eines einzelnen Spiegels

Tangentenfehler

- Was ist die kritische Größe bei der Qualität der optischen Komponenten ?



- Tangentenfehler** (slope error) sind Winkelabweichungen von der perfekten Oberfläche
- Winkelfehler führen zu Fehlern in der Fokussierung und begrenzen die Auflösung von Monochromatoren
- Erreichbare Fehler

Fläche	Fehler (RMS)
Plan, Sphärisch	0.05" - 0.1"
Zylinder	0.3" - 0.5"
Elliptisch	0.5" - 1"

1" \equiv 0.5 μ m Abweichung auf 100 mm Länge
0.05" Meßgrenze !

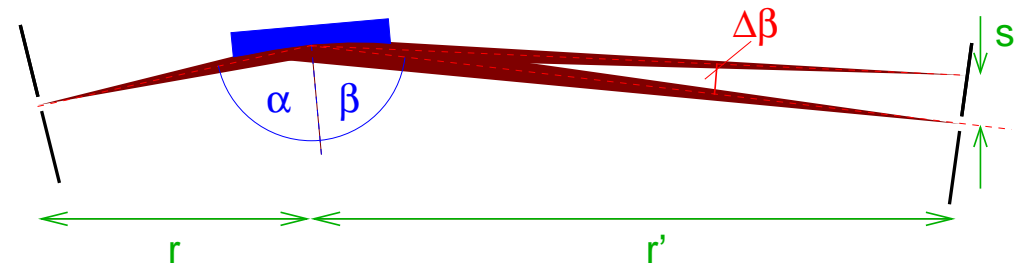
Tangentenfehler – Beispiel

Gitter: $k = 1200$ Linien/mm, Beugungsordnung $N = 1$,
 $\alpha = 86^\circ$, $\beta = -80^\circ$

$$\lambda = \frac{1}{Nk} \cdot (\sin \alpha + \sin \beta)$$

$$E[\text{eV}] \approx \frac{1240}{\lambda[\text{nm}]}$$

$$\Rightarrow E = 112.88542 \text{ eV}$$



Tangentenfehler – Beispiel

Auflösung ohne slope

$r' = 8 \text{ m}$, Austrittsspalt $s = 10 \mu\text{m}$

$$\Delta\lambda = \frac{1}{kN} \cdot \cos\beta \Delta\beta$$

$$\Delta\beta \approx \frac{s}{r'}, \quad \Delta\lambda \approx \frac{1240}{E^2} \Delta E \Rightarrow \Delta E = E'_+ - E'_- = 15 \text{ meV}$$

$$\Rightarrow \Delta E \approx \frac{E^2}{kN} \cdot \frac{s}{r'} \cdot \frac{\cos\beta}{1240} = 2 \text{ meV} \rightarrow \frac{\Delta E}{E} \approx 7500$$

$$\Rightarrow \frac{\Delta E}{E} \approx 60000$$

Auflösung mit slope error

Tangentenfehler $1'' \Rightarrow \beta' = \beta \pm 1''$

$$E'_+ = 112.89287 \text{ eV}$$

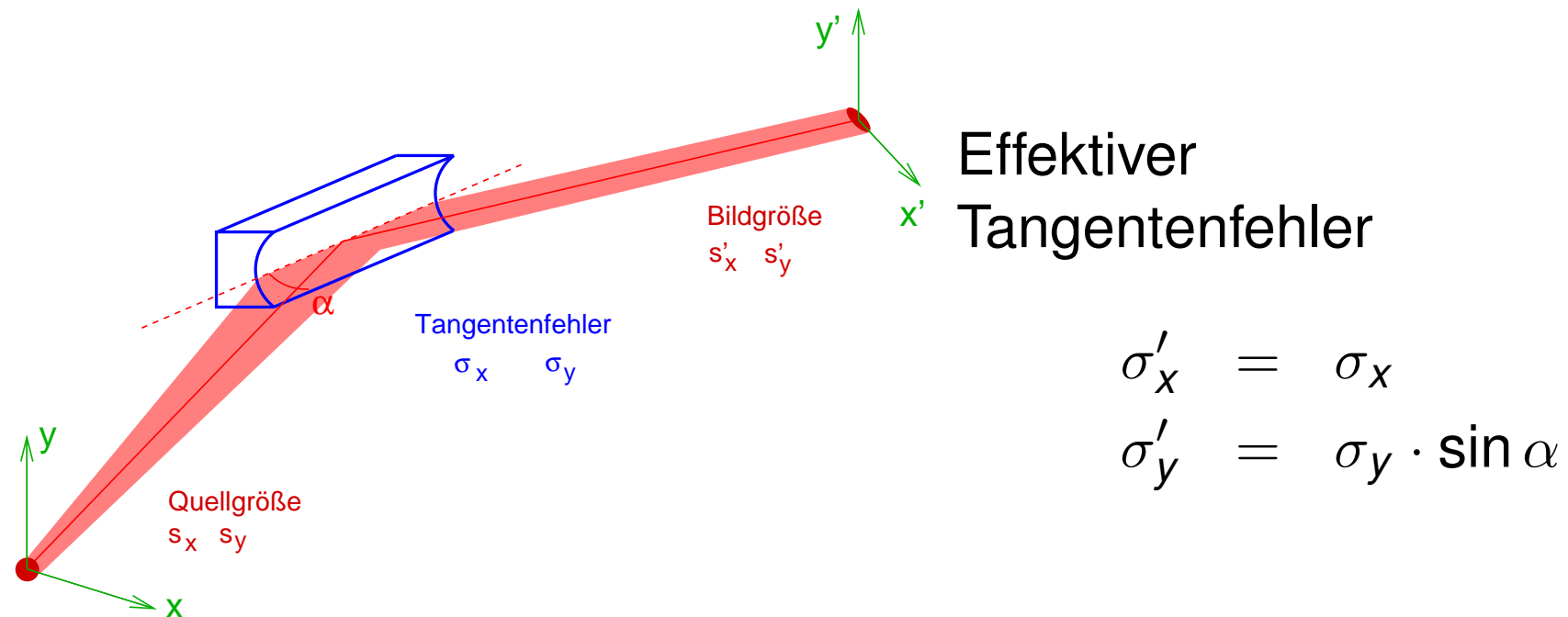
$$E'_- = 112.87797 \text{ eV}$$

$$\Delta E = E'_+ - E'_- = 15 \text{ meV}$$

$$\frac{\Delta E}{E} \approx 7500$$

Effektive Tangentenfehler

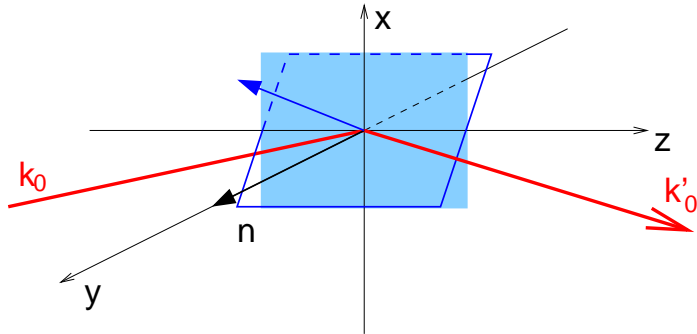
- Bei der sagittalen Fokussierung wirkt nur ein effektiver Tangentenfehler



- Bei der sagittalen Fokussierung spielt der Tangentenfehler eine kleiner Rolle
 $\alpha = 5^\circ \Rightarrow \sin \alpha = 0.09$
- $\sin \alpha$ wird auch als *Forgiveness Faktor* bezeichnet

Forgiveness Faktor

- Einfallender Strahl \vec{k}_0 und Spiegelnormale \vec{n}



$$\vec{k}_0 = (0, k_y, k_z) = k(0, -\sin \theta, \cos \theta)$$

$$\vec{n} = (0, 1, 0)$$

- Reflektierter Strahl

$$\vec{k}'_0 = \vec{k}_0 - 2(\vec{k}_0 \cdot \vec{n})\vec{n}$$

- Tangentenfehler α entspricht einem gedrehten Spiegel mit der Normalen

$$\vec{n}' = (\sin \alpha, \cos \alpha, 0)$$

⇒

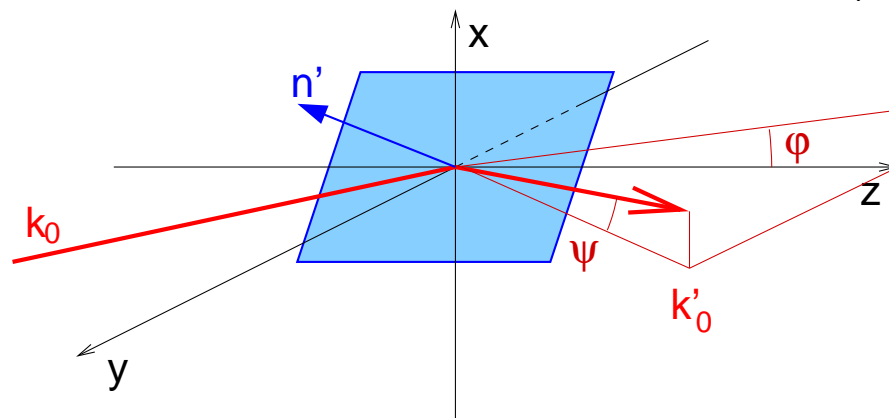
$$\vec{k}'_0 = k \begin{pmatrix} 0 \\ -\sin \theta \\ \cos \theta \end{pmatrix} - 2 \left[\begin{pmatrix} 0 \\ -\sin \theta \\ \cos \theta \end{pmatrix} \cdot k \begin{pmatrix} \sin \alpha \\ \cos \alpha \\ 0 \end{pmatrix} \right] \begin{pmatrix} \sin \alpha \\ \cos \alpha \\ 0 \end{pmatrix}$$

Forgiveness Faktor



$$\begin{aligned}\vec{k}'_0 &= k \left[\begin{pmatrix} 0 \\ -\sin \theta \\ \cos \theta \end{pmatrix} - 2(-\sin \theta \cos \alpha) \begin{pmatrix} \sin \alpha \\ \cos \alpha \\ 0 \end{pmatrix} \right] \\ &= k \begin{pmatrix} \sin \theta \sin 2\alpha \\ \sin \theta \cos 2\alpha \\ \cos \theta \end{pmatrix}\end{aligned}$$

- Die Projektion des reflektierten Strahls auf die xz-Ebene schließt mit der z-Achse einen Winkel φ ein



$$\begin{aligned}\tan \varphi &= \frac{k'_x}{k'_z} = \frac{\sin \theta \sin 2\alpha}{\cos \theta} \\ &= \tan \theta \cdot \sin 2\alpha\end{aligned}$$

Forgiveness Faktor

- Ablenkwinkel aus der yz-Ebene heraus ψ – Wirkung des Tangentenfehlers

$$\sin \psi = \frac{k_x}{k} = \frac{k \sin \theta \sin 2\alpha}{k} = \sin \theta \cdot \sin 2\alpha$$

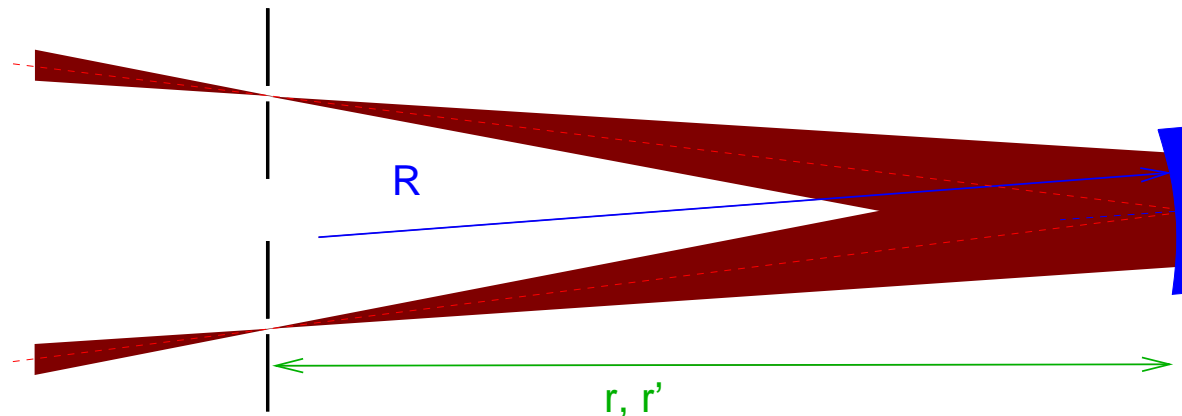
Die Wirkung des Tangentenfehlers wird somit um den Faktor $\sin \theta$ verkleinert.

EUV Monochromatoren

- Synchrotron- und Wigglerstrahlung ist kontinuierlich
- Undulator- und FEL Strahlung hat Spektral auch noch eine relativ große Bandbreite $E/\Delta E = N$
- Strahlung muß monochromatisiert werden
 - 5 - 30 eV Normal incidence Monochromatoren (NIM)
 - 10 eV - 2 keV Gitter Monochromatoren (SGM, PGM)
 - > 2 keV Kristallmonochromatoren
- Es gibt keine dispersiven Medien \Rightarrow Verwendung von Reflektionsgittern

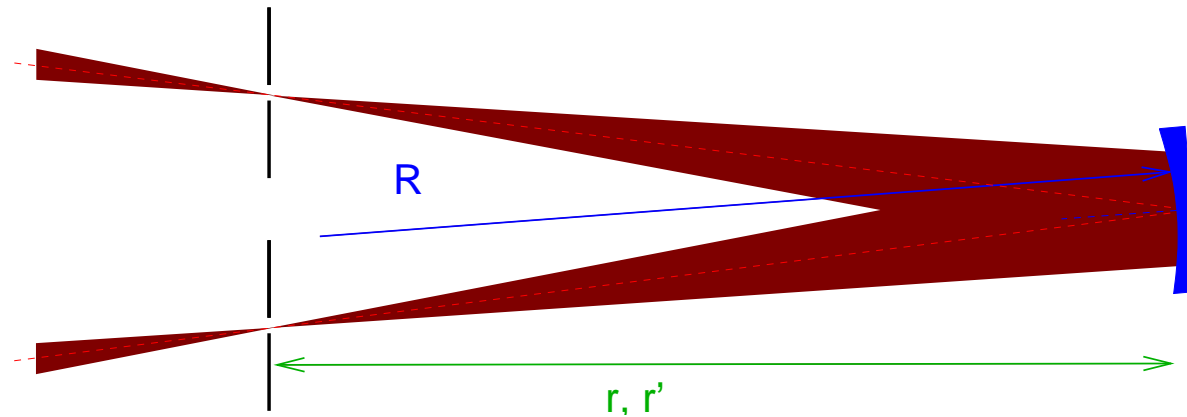
Normal Incidence Monochromatoren (NIM)

- Sinnvoll im Energiebereich bis ca. 35 eV
- Vorteil: Sehr einfacher Aufbau mit einem sphärischen Gitter, das Quelle (Eintrittsspalt) auf den Austrittsspalt abbildet



- Welche Bedingungen müssen erfüllt sein, für eine optimale Performance des NIM ?
Idealerweise $F_{ijk} = 0$ für alle α, β, r, r'
- Lässt sich leider nicht realisieren

Normal Incidence Monochromatoren (NIM)



- Es muß F_{200} minimiert werden. Für ein sphärisches Gitter gilt

$$F_{200} = \left(\frac{\cos^2 \alpha}{r} - \frac{\cos \alpha}{R} \right) + \left(\frac{\cos^2 \beta}{r'} - \frac{\cos \beta}{R} \right)$$

- NIM: $r = r'$

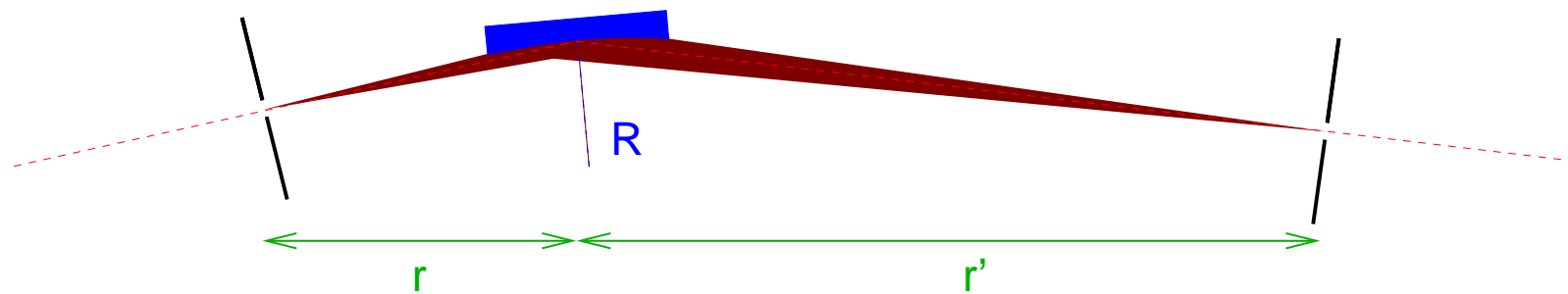
$$\Rightarrow r = \frac{1}{R} \cdot \frac{\cos \alpha + \cos \beta}{\cos^2 \alpha + \cos^2 \beta}$$

$$NK\lambda = \sin \alpha + \sin \beta$$

- Für einen optimalen Fokus müssen also r , α und β variiert werden.

Grazing Incidence Monochromatoren

- Im wesentlichen zwei Typen
 - Sphärischer Gitter Monochromator (SGM)
 - Plan-Gitter Monochromator (PGM)
- Einfacher SGM ist der “Dragon” Monochromator



Aufbau ähnlich dem NIM, aber streifender Einfall

- Um zu fokussieren ($F_{200} = 0$) müssen r oder r' verändert werden
- ⇒ Komplizierter Aufbau, der adaptive Spiegel vor oder hinter dem Monochromator erforderlich macht.
- Coma Term F_{300} verschwindet nicht für jede Wellenlänge λ
 - Typische Parameter
 $R = 10 - 50 \text{ m}$, $r = 1 - 3 \text{ m}$, $r' = 5 - 10 \text{ m}$

Rowland Bedingung

- Abberationen von sphärischen Optiken

$$F_{020} = \frac{1}{r} + \frac{1}{r'} - \frac{1}{R}(\cos \alpha + \cos \beta)$$

$$F_{200} = \left(\frac{\cos^2 \alpha}{r} - \frac{\cos \alpha}{R} \right) + \left(\frac{\cos^2 \beta}{r'} - \frac{\cos \beta}{R} \right) \quad \text{Defokussierung}$$

$$F_{300} = \left(\frac{\cos^2 \alpha}{r} - \frac{\cos \alpha}{R} \right) \frac{\sin \alpha}{r} + \left(\frac{\cos^2 \beta}{r'} - \frac{\cos \beta}{R} \right) \frac{\sin \beta}{r'} \quad \text{Cor}$$

enthalten jeweils

$$\left(\frac{\cos^2 \alpha}{r} - \frac{\cos \alpha}{R} \right).$$

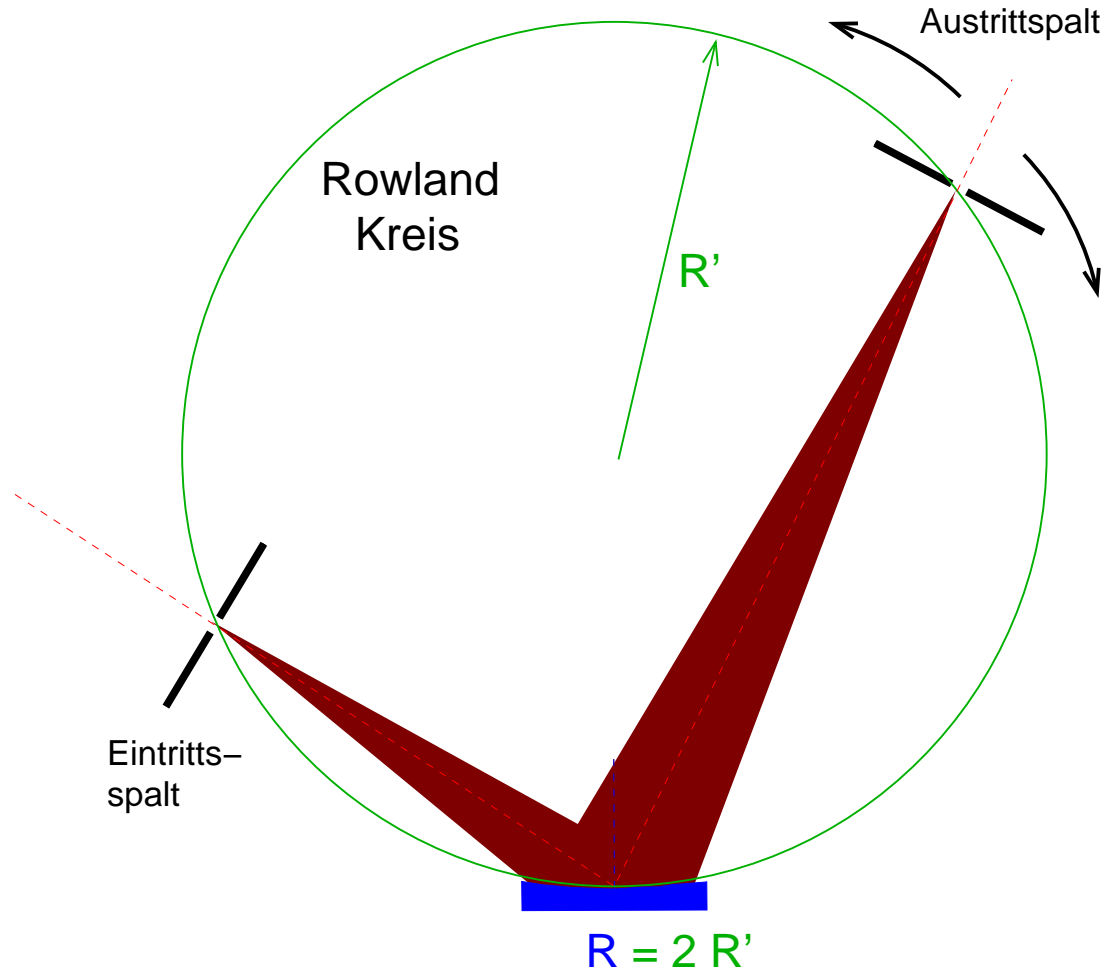
- Wähle

$$r = R \cos \alpha \text{ und } r' = R \cos \beta \Rightarrow F_{200} = 0 \text{ und } F_{300} = 0$$

- Sowohl der Defokussierungsterm als auch der Coma Term verschwinden

Rowland Kreis Monochromator

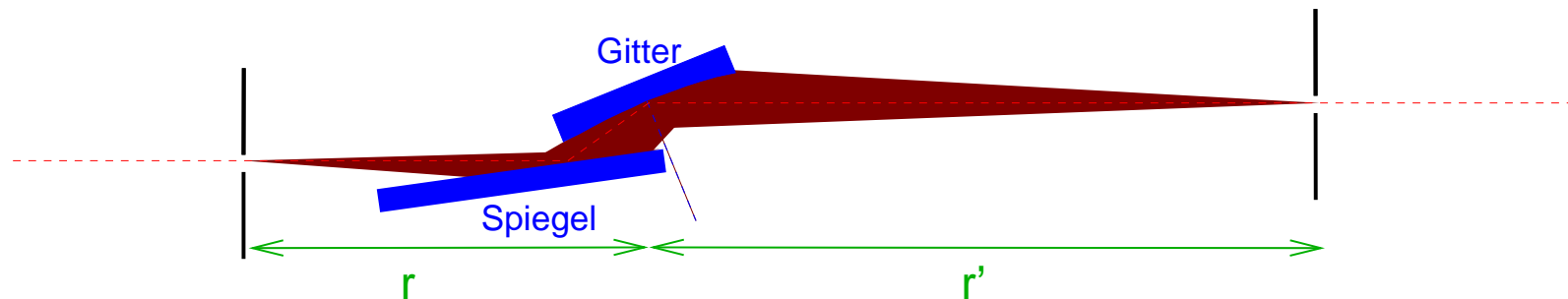
Aufbau eines solchen Monochromators:



- Bewegung des Austrittsspalt auf dem Rowlandkreis
- Schwer zu realisieren bei einem Monochromator an einem Speicherring
- Kleinere Monochromatoren werden zur Spektroskopie eingesetzt
 R' kann bis zu 0.5-1 m groß werden.

Fix Fokus SGM (FSGM)

- Wie kann das Problem umgangen werden, dass r, r' variieren müssen ?
- Verwende einen zweiten Spiegel, um einen beliebigen Einfallswinkel α am Gitter zu realisieren.
- Spiegel muß so gedreht werden, daß der Strahl immer auf die gleiche Stelle des Gitter trifft.



- Zur Minimierung des Coma Terms F_{300} kann jetzt noch zusätzlich die gesamte Spiegel-Gitter Kombination verschoben werden, so daß r und r' angepaßt werden können, wobei $r + r' = const$ ist.

Mechanisch sehr aufwendig !

Plan-Gitter Monochromatoren (PGM)

- Auch ein planes Gitter besitzt fokussierenden Eigenschaften

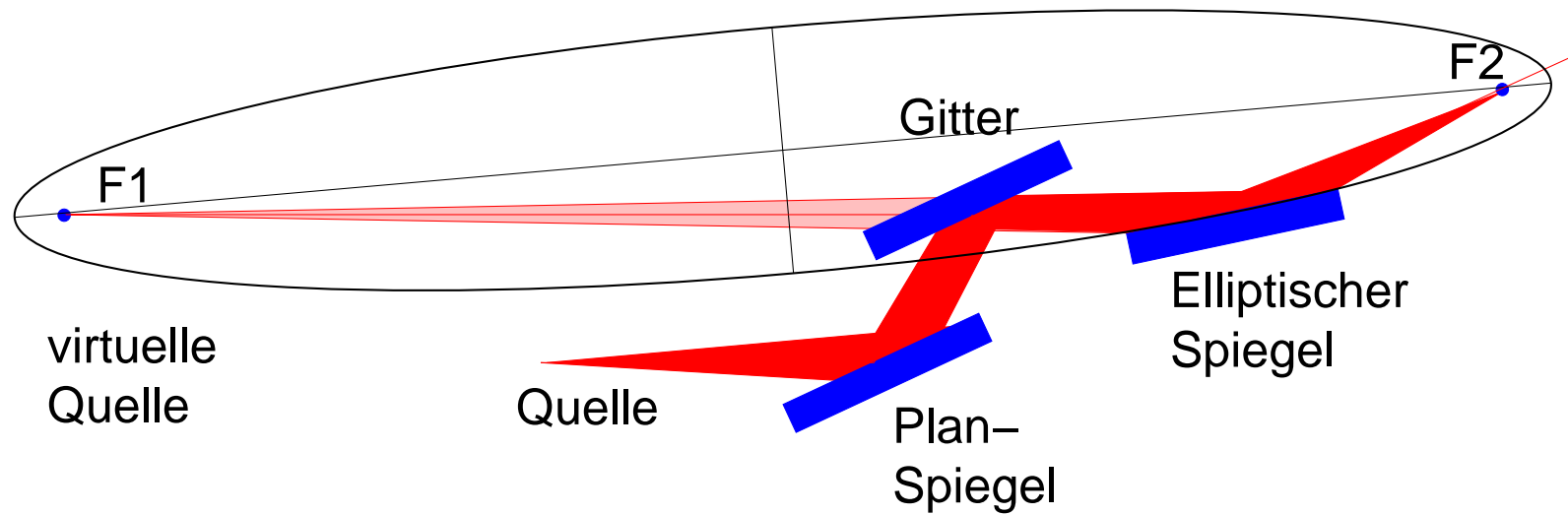
$$\begin{aligned}
 F_{200} &= \left(\frac{\cos^2 \alpha}{r} - \frac{\cos \alpha}{R} \right) + \left(\frac{\cos^2 \beta}{r'} - \frac{\cos \beta}{R} \right) \\
 &= \frac{\cos^2 \alpha}{r} + \frac{\cos^2 \beta}{r'} \text{ mit } R \rightarrow \infty
 \end{aligned}$$

- F_{200} verschwindet, wenn [H. Petersen, Opt. Commun. **40**, 402 (1982)]

$$\frac{r'}{r} = - \left(\frac{\cos \beta}{\cos \alpha} \right)^2 = -c_{ff}^2 = \text{const.}$$

- SX700 Design (Petersen Monochromator) realisiert diese Bedingung

Plan-Gitter Monochromatoren (PGM)



Plan-Gitter Monochromatoren (PGM)

- Auch ein planes Gitter besitzt fokussierenden Eigenschaften

$$\begin{aligned}
 F_{200} &= \left(\frac{\cos^2 \alpha}{r} - \frac{\cos \alpha}{R} \right) + \left(\frac{\cos^2 \beta}{r'} - \frac{\cos \beta}{R} \right) \\
 &= \frac{\cos^2 \alpha}{r} + \frac{\cos^2 \beta}{r'} \text{ mit } R \rightarrow \infty
 \end{aligned}$$

- F_{200} verschwindet, wenn [H. Petersen, Opt. Commun. **40**, 402 (1982)]

$$\frac{r'}{r} = - \left(\frac{\cos \beta}{\cos \alpha} \right)^2 = -c_{ff}^2 = \text{const.}$$

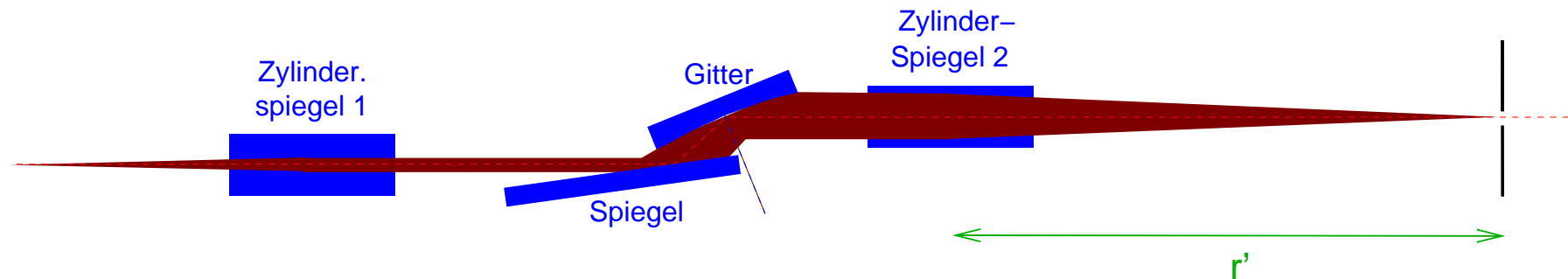
- SX700 Design (Petersen Monochromator) realisiert dies
- Realisierung mit einem elliptischen Spiegel
Monochromator benötigt keinen Eintrittsspalt

- **Problem !**

Elliptische Spiegel lassen sich nicht mit so guter optischer Qualität herstellen, wie plane und sphärische Optiken

PGM

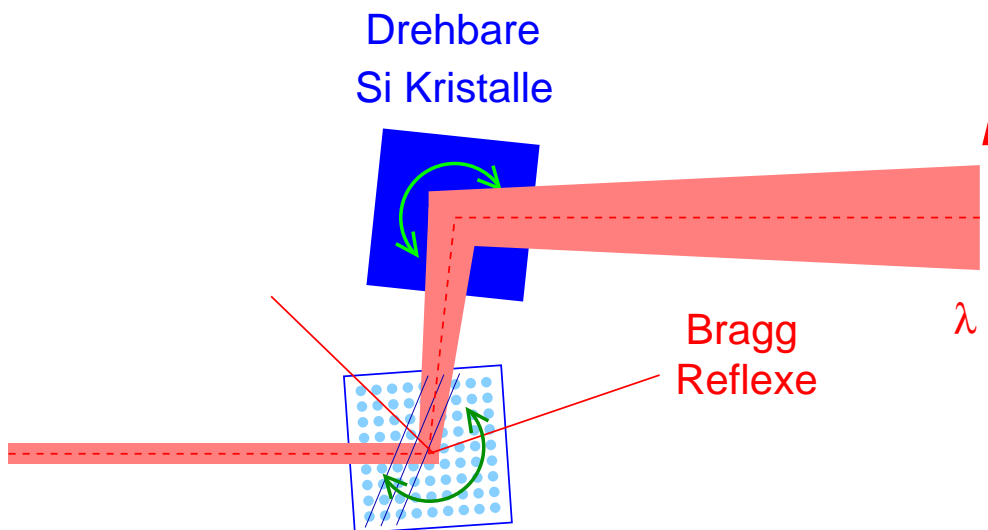
- Ellipsoid verringert die erreichbare Auflösung deutlich
- Neues Design mit kollimiertem Licht
R. Follath und F. Senf, Nucl. Instrum. Methods **A390**, 388 (1997)



- Ausnutzen der sagittalen Fokussieren mit zwei Zylinderspiegeln
- Zylinderspiegel 1 parallelisiert das Licht in der Dispersionrichtung
 $r \rightarrow \infty$
- Zylinderspiegel 2 fokussiert sagittal auf den Austrittsspalt
- c_{ff} kann frei variiert werden
- Höhere Auflösung kann erreicht werden, da bei großem c_{ff} die effektive Quelle verkleinert wird, und die Dispersion vergrößert wird

Kristallmonochromatoren

- Für Photonenenergien $> 2 \text{ keV}$ läßt die Effizienz von Gittermonochromatoren sehr schnell nach.
- Photonenenergie $\hbar\omega = 2 \text{ keV} \equiv 6.2 \text{ \AA}$ Wellenlänge
- Wellenlänge kommt in die Größenordnung der Gitterabstände im Kristall !
- Guter Einkristall (z.B. Si) besitzt ein quasi perfektes Gitter, an dem Beugung und damit dann die Monochromatisierung stattfindet



- Bei Doppel-Kristall-Monochromatoren (DCM) werden zwei Kristall hintereinander geschaltet
- Höhere Auflösung und Strahl hat nach dem DCM wieder die gleiche Richtung

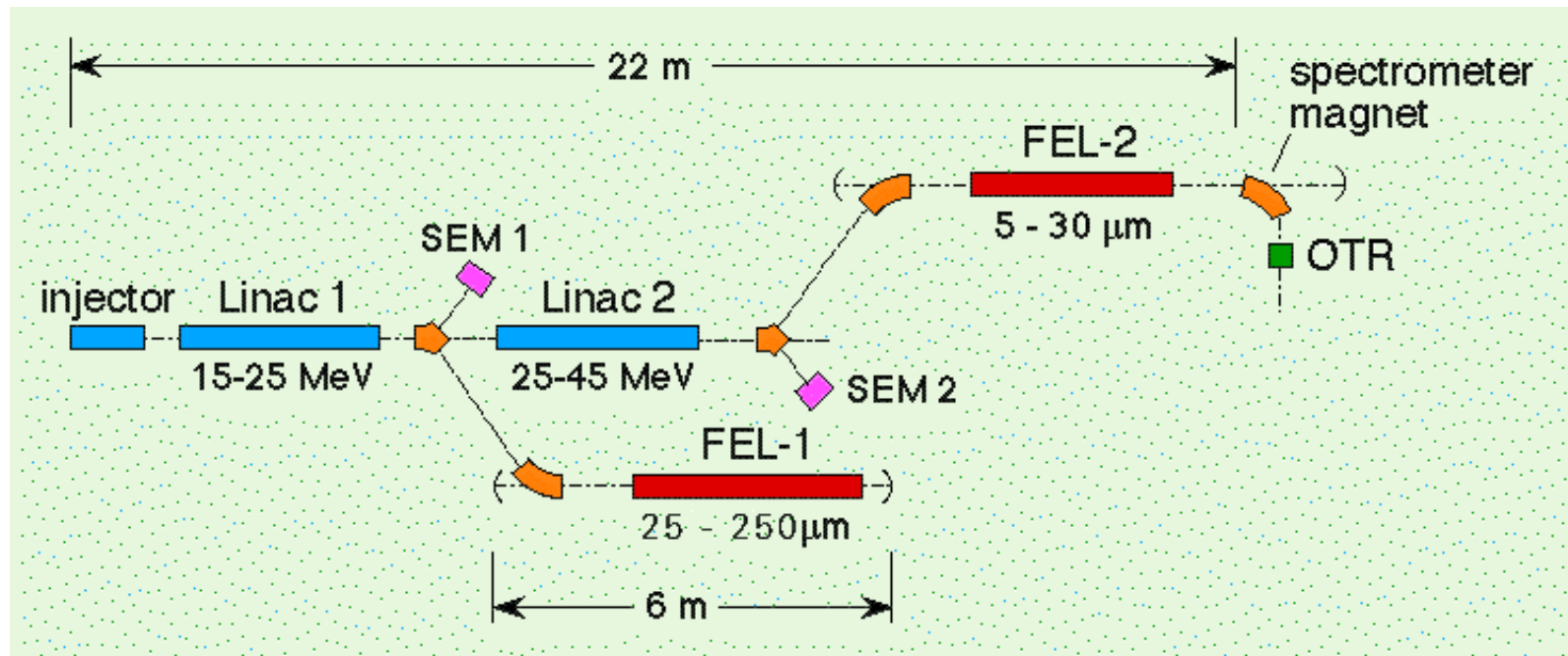
FEL Facilities



- Überblick
- Die TESLA Test Facility (TTF)
- FLASH
- Der europäische X-FEL

FELs – Überblick

- Es gibt weltweit bereits einige FEL's
(http://sbfel3.ucsb.edu/www/vl_fel.html)
- Die meisten existierenden Geräte arbeiten als Oszillatoren mit Infrarot Bereich
- Beispiel FELIX (Niederlande)



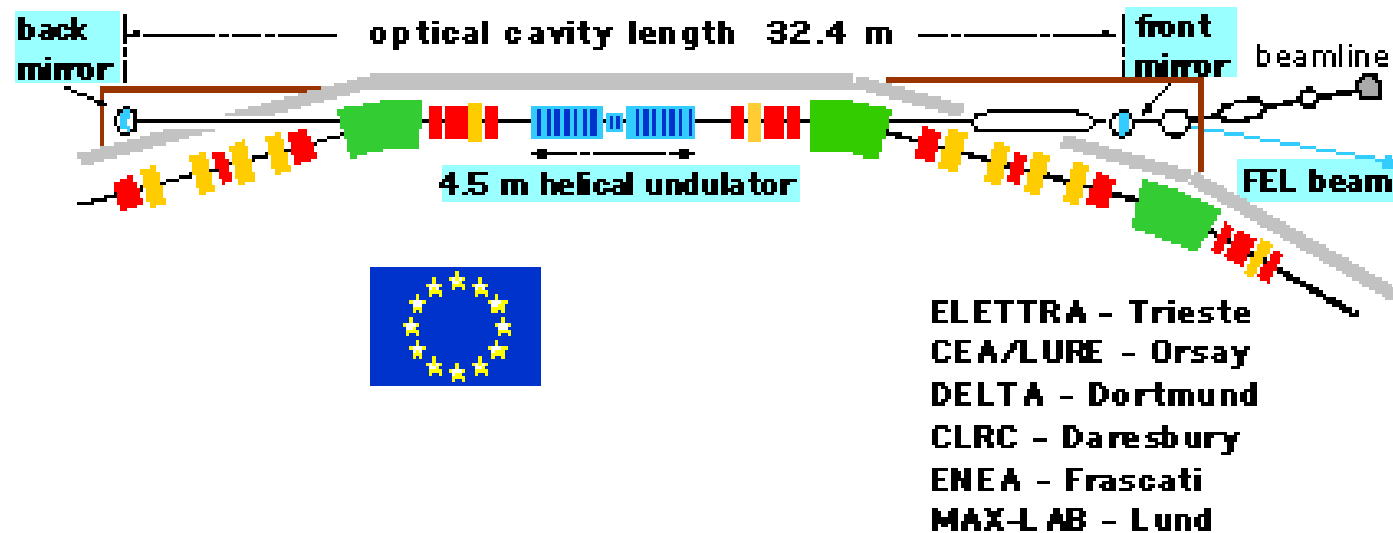
FELs – Überblick



- Photonenenergiebereich
4.5 - 240 μm
- Optischen
Parametrischem
Amplifier (OPA)
2.5 - 18 μm und
230 - 460 nm

FELs – Überblick

- Betrieb eines FEL in dem Speicherring ELETTRA (Trieste, Italien)



- Im Oszillatorbetrieb ist der UV Bereich bis $\lambda = 190$ nm zugänglich.

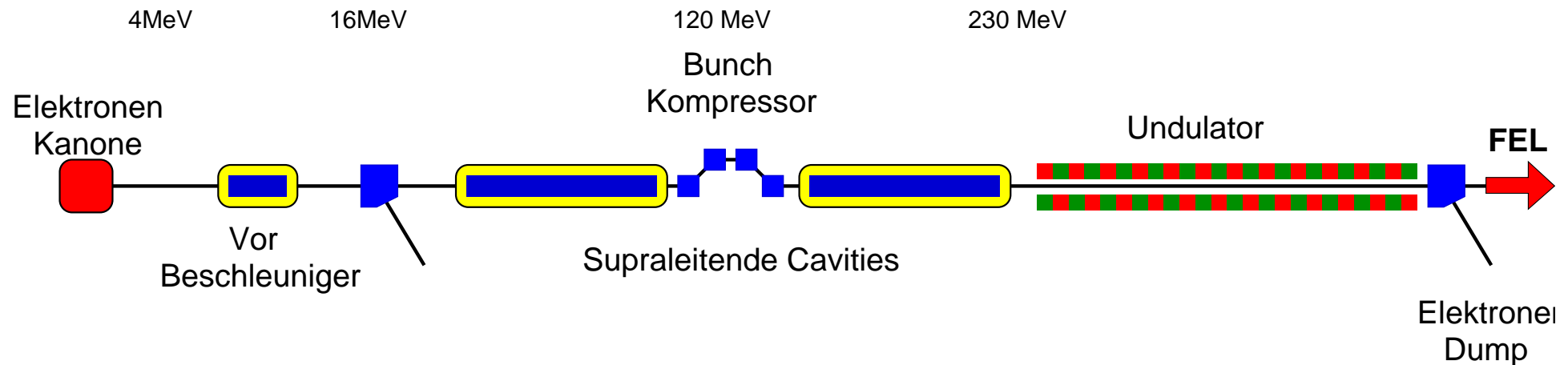
XUV und Röntgen FELs

- Zur Zeit werden verschiedene XUV und Röntgen FEL's geplant, die auf dem SASE Prinzip oder aber dem HHG Prinzip beruhen.

FEL	Ort	Energiebereich	Inbetriebnahme
TTF Phase I	DESY Hamburg	-12 eV	bis 2002
FLASH	DESY Hamburg	20-200 eV	2005
X-FEL	DESY Hamburg	0.5-14.4 keV	2012
LCLS	SLAC Stanford	0.8-10 keV	2008
SCSS	Spring8 Japan	10 keV	2008
FERMI	ELETTRA Trieste	10-1000 eV	2010(?)
MAX 4	MAXLab Lund	10-1000 eV	?
4GLS	Daresbury UK	?	?
.	.	.	.

TTF 1

- Design des FEL an der TESLA Test Facility (TTF) in der 1. Phase

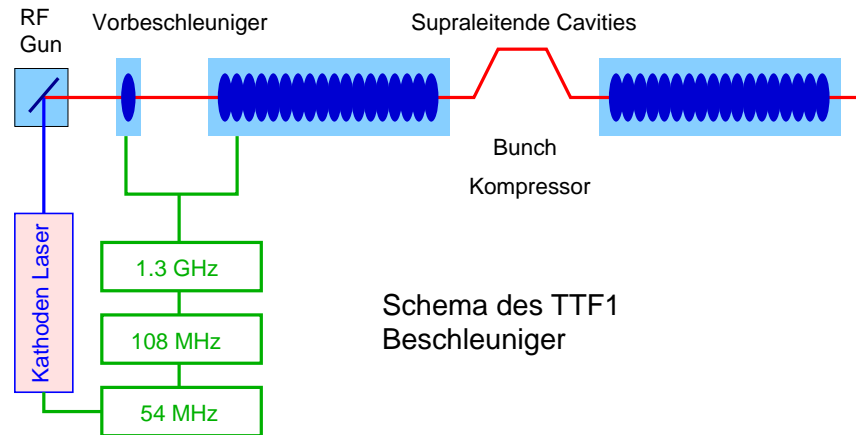
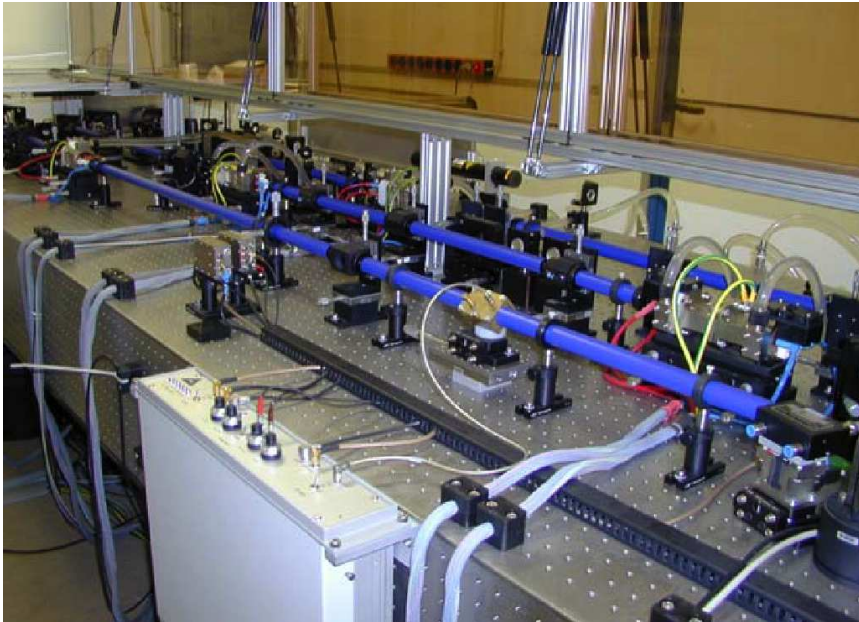


- Elektronen werden mit einer Laserquelle erzeugt
- Beschleunigung mit zwei Supraleitenden Niob Cavities ($T = 2 \text{ K}$)
- Kompression des Elektronenbunch mit einem magnetischen Bunchkompressor
- 15 m langer Undulator
- Die TTF Phase 1 wurde im Frühjahr 2002 erfolgreich abgeschlossen

TTF1 – Die Elektronenquelle

- Aus den Eigenschaften des FEL Verstärkers folgt, daß der Elektronenbunch von sehr hoher Qualität sein muß
 - kleine Emittanz
 - kleiner Energiespread
- Ansonsten ist die Verstärkung zu klein !
- Elektronenstrahlqualität muß über die gesamte Länge des Undulators von einigen 10 m (TTF) bis zu einigen 100 m (X-FEL) erhalten bleiben
- Um sehr kurze Lichtpulse zu erhalten, muß auch der Elektronenbunch sehr kurz sein
- Verwendung eines gepulsten Lasersystems, um Elektronen zu erzeugen.

TTF1 – Die Elektronenquelle

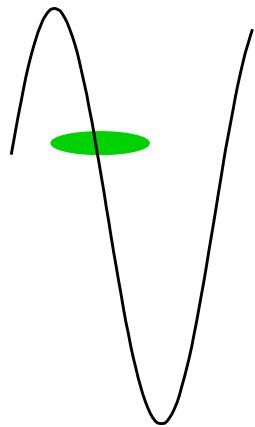


- Fokussierung eines Frequenzvervierfachen ND:YLF Lasers auf die Kathode (Max Born Institut (MBI) Berlin)
- Extraktion der in dem Laserplasma entstehenden Elektronen mit einem elektrischen Feld
- Erzeugung eines kurzen Elektronenbunch mit ca. 1 nC
- Beschleunigung des erzeugten Bunches mit einem ersten supraleitenden Beschleunigungsmodul

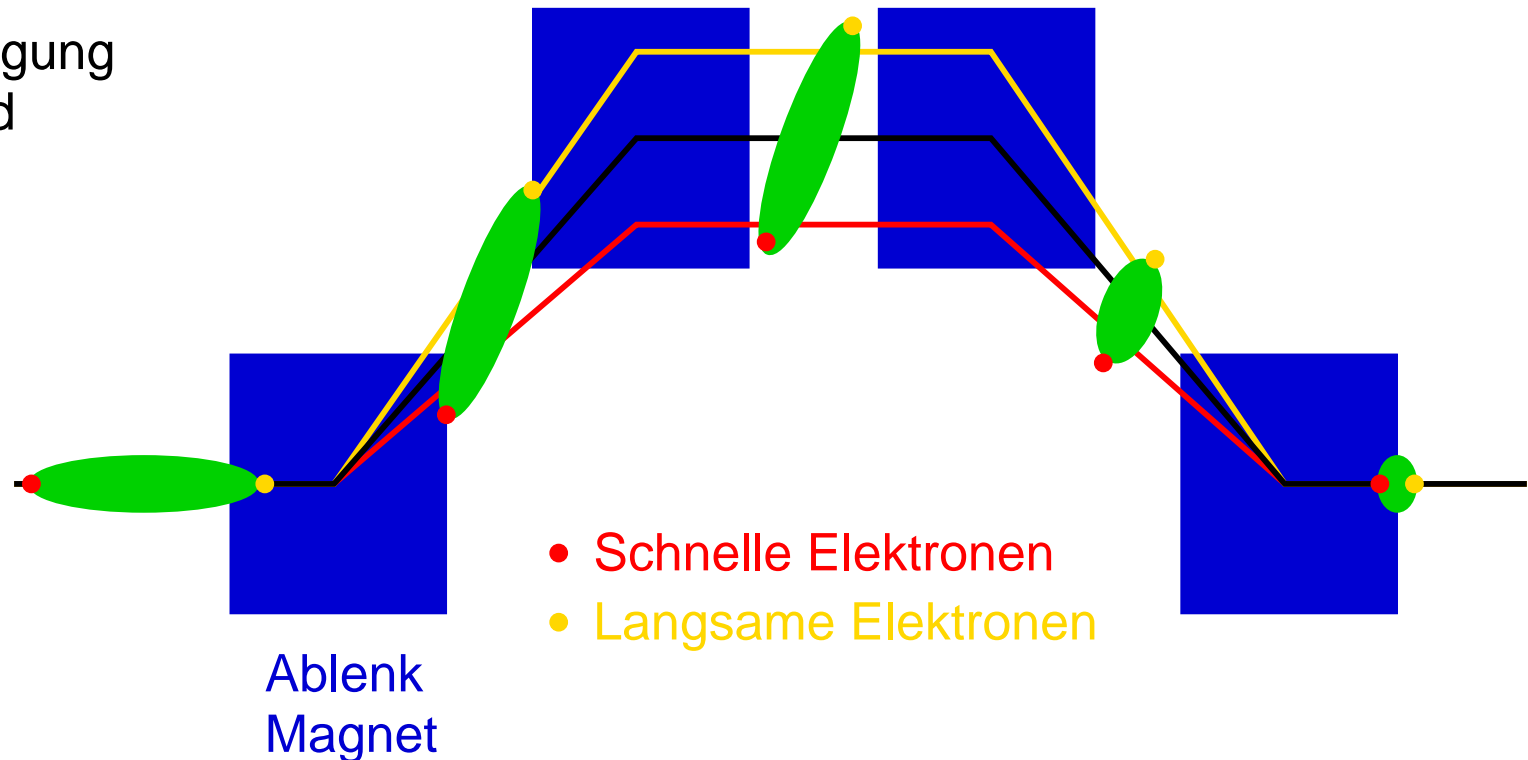
TTF1 – Bunch Kompressor

- Um den Puls weiter zu verkürzen wird eine magnetische Bunchkompression eingesetzt.

Beschleunigung
im RF-Feld



Bunch sitzt
nicht im Maximum
des Feldes: Energy Chirp



TTF1 – Undulator

- 3 Undulatormodule mit einer Gesamtlänge von 15 m



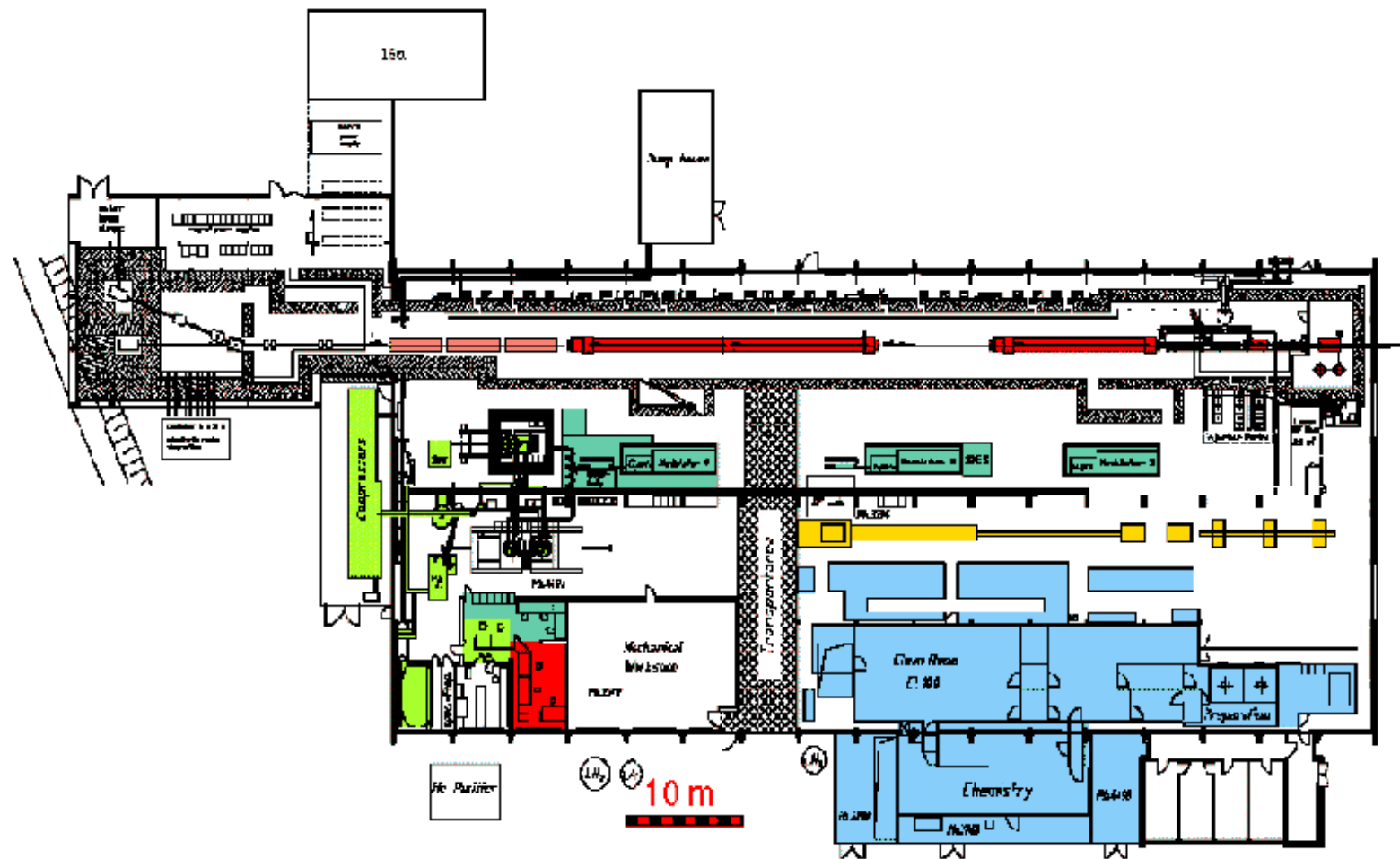
TTF1 – Undulator

- Steerer Magnete zum “Durchfädeln” des Elektronenstrahls durch den Undulator



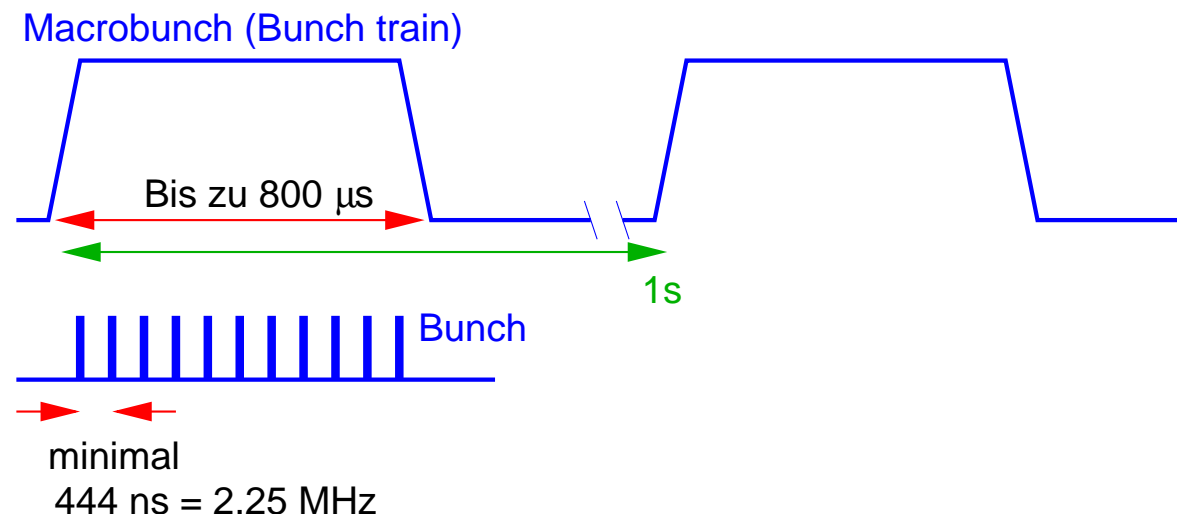
TTF1 – Gesamtaufbau

- Gesamtplan der TTF1 Facility am Hasylab bei DESY



TTF1 – Zeitstruktur

- Durch die Energieversorgung der Hochfrequenzcavities zur Beschleunigung der Elektronen ist die Zeitstruktur des FEL vorgegeben
- 1.3 GHz Radiofrequenzleistung von einem 10 MW Clystron versorgt die Cavities für ca. 1 ms bei einer maximalen Repetitionsrate von 10 Hz.
- Jeder Bunch/Puls besteht nun selber wieder aus einer Anzahl an Mikrobunchen



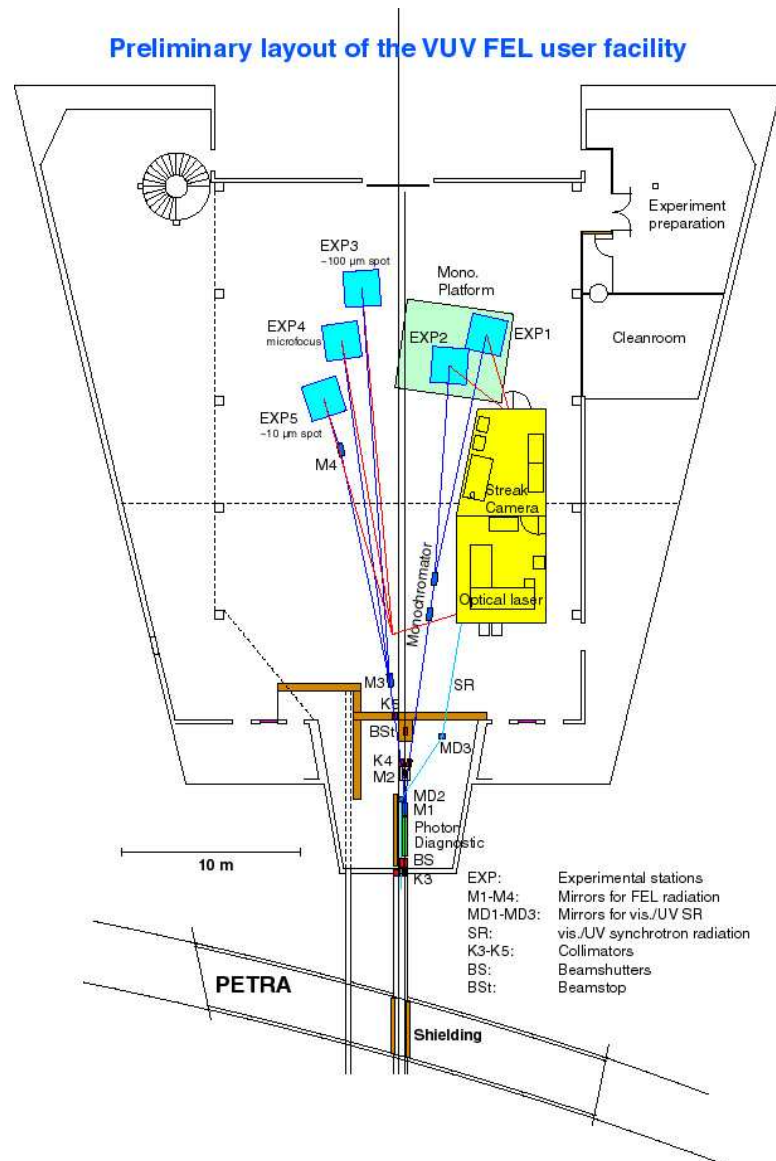
TTF1 – Parameter

	Phase 1		FLASH
	(Design)	(Erreicht)	
Elektronenstrahl			
Energie (GeV)	0.25	0.24	1.0
Emittance (π nm rad)	8.0	12	1.0
Bunch Ladung (nC)	1	2.8	1
RMS Bunch Länge	240	30	48
RMS Bunch Breite	68	110	67
Bunche pro Sekunde	18000	bis 70	8000
Photonenstrahl			
Energy (eV)	12	12	192.8
Peak Leistung (GW)	0.5	1.0	2.3
Photonen pro Bunch	$2.1 \cdot 10^{14}$	$2.5 \cdot 10^{13}$	$3.9 \cdot 10^{13}$
Mittlere Brillianz	$2.0 \cdot 10^{21}$	$1.0 \cdot 10^{17}$	$1.0 \cdot 10^{23}$
Peak Brillianz	$4.3 \cdot 10^{28}$	$2.4 \cdot 10^{28}$	$2.2 \cdot 10^{30}$
FWHM Spektrale Bandbreite	0.64	1.0	0.46

FLASH

- Der TTF-FEL in der Phase 1 diente vor allem zum Testen des SASE Prinzips und um die Physik des FEL zu verstehen
- Es wurden aber auch zwei Experimente durchgeführt, die später noch beschrieben werden
- FLASH (früher Phase 2 des TTF-FEL) ist Mitte 2005 in Betrieb gegangen und deckt den Bereich von 20-200 eV Photonenenergie ab
- FLASH liefert Strahlung bis 6.5 nm (190 eV)
- FLASH steht für Nutzer zur Verfügung stehen, wie ein normaler Speicherring für Synchrotronstrahlung, allerdings steht nur sehr wenig Strahlzeit zur Verfügung
- Zur Zeit Upgrade für höhere Energien

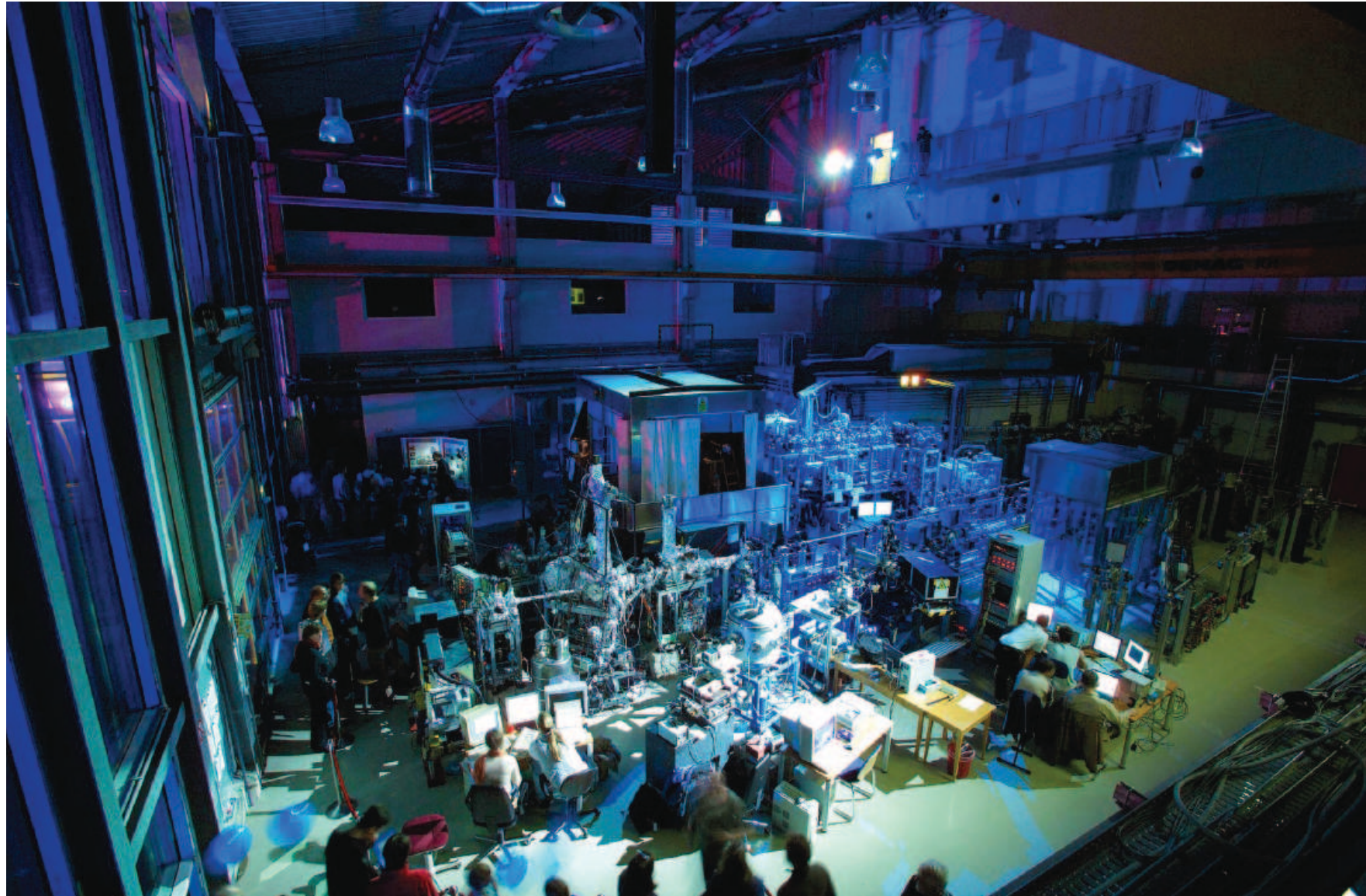
FLASH – User Facility



FLASH – User Facility

- Verschiedene Strahlrohre (Beamlines) am FEL
- Nur ein Strahlrohr hat Licht
- Strahlrohre ohne Monochromator und kleinem Fokus für maximale Leistungsdichten
- Strahlrohre hinter einem Monochromator für hochaufgelöste Spektroskopie
- Synchronisierter Femtosekunden Laser im sichtbaren (VIS) Spektralbereich für Pump-Probe XUV-VIS Experimente
- Pulsdauer eines FLASH-Pulses ca. 10-30 fs
- Es konnte erstmalig verschiedene Experimente durchgeführt
 - Zeitaufgelöste Experimente nach einer Rumpfniveaueanregung
 - Nichtlineare Effekte im XUV und Röntgenbereich
 - Experimente an sehr verdünnten Systemen (Cluster, Radikale, ...)

TTF2 – User Facility

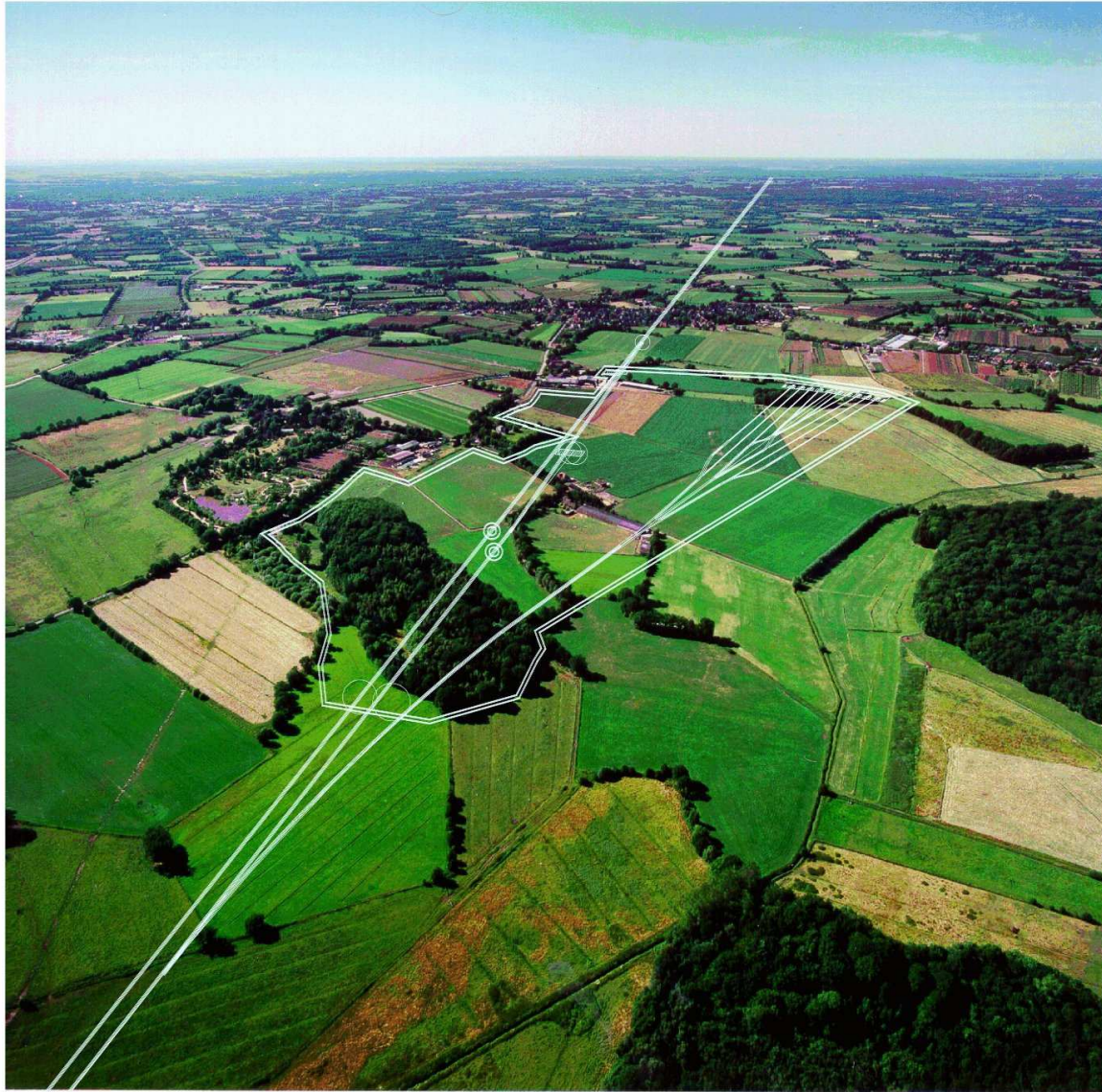


Der TESLA X-FEL



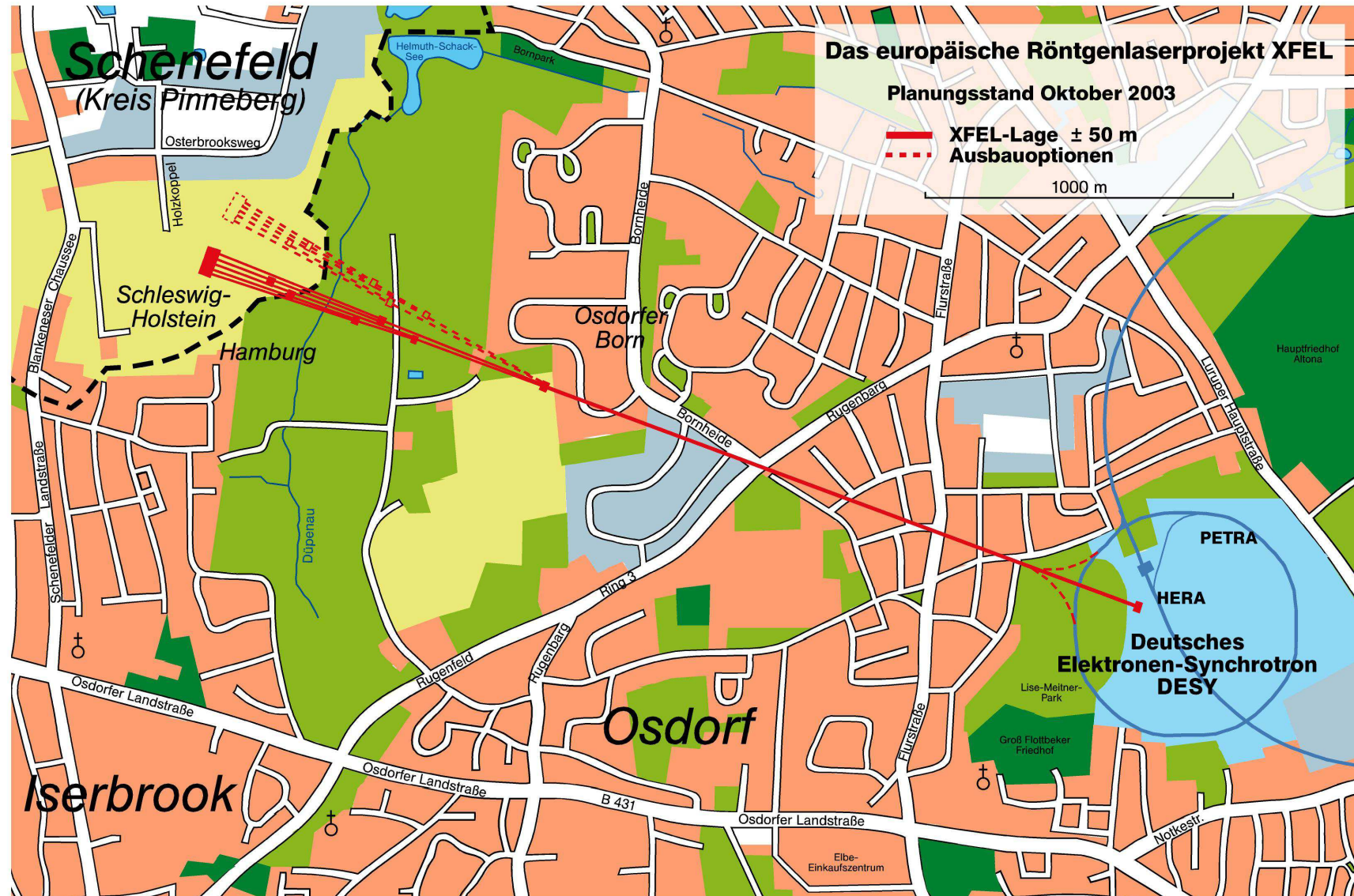
- Im Rahmen des TESLA Projektes
Tera Electron Volt
Energy
Superconducting
Linear
Accelerator
 ist auch ein FEL für den Röntgenbereich (X-FEL) geplant
- Plan: Ausnutzen eines Teils des 33 km langen Beschleunigers von TESLA für den X-FEL
- Photonenenergie 500 eV-14.4 keV
- User Facility mit mehreren FEL's, die parallel betrieben werden

Der TESLA X-FEL

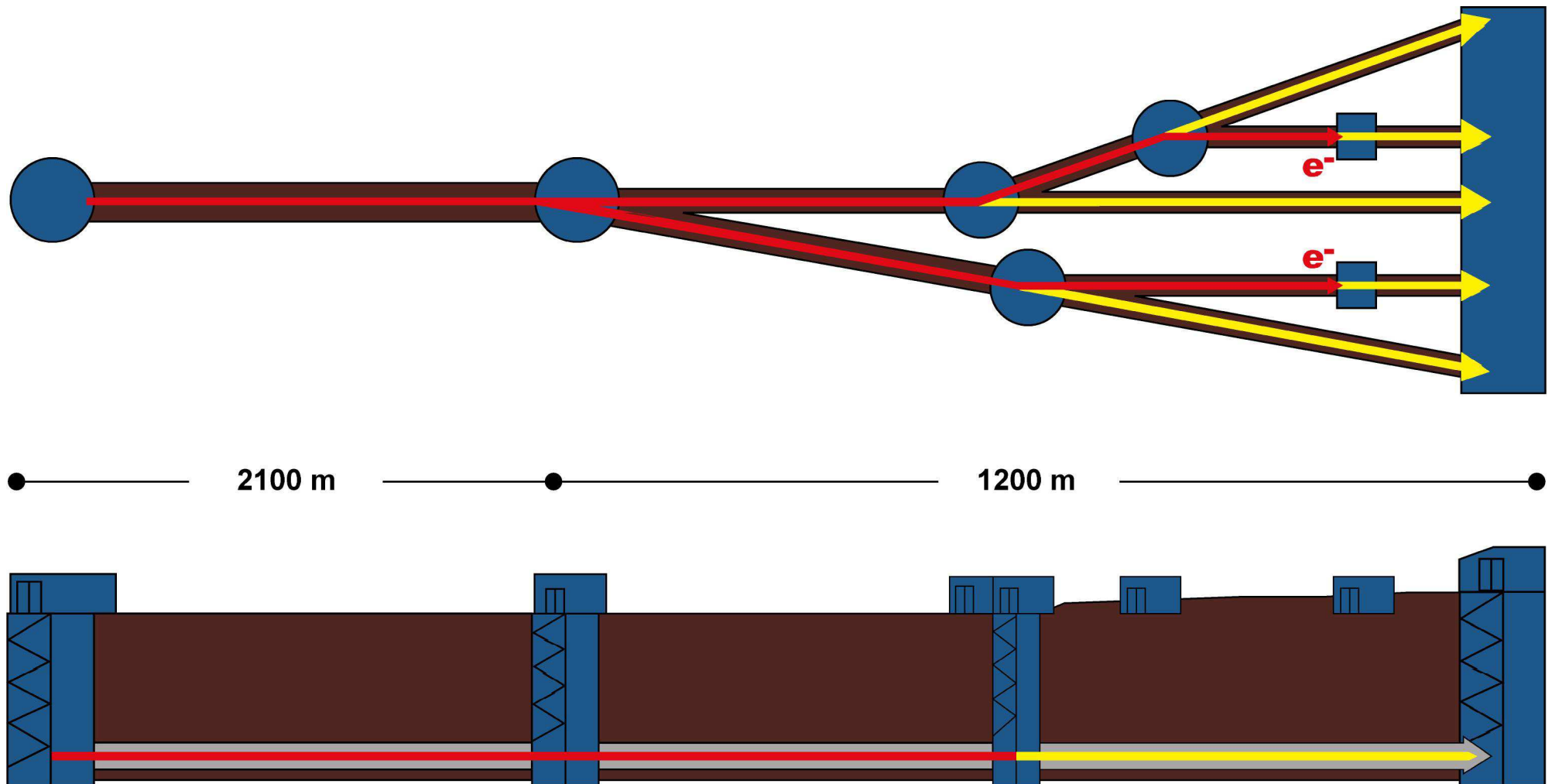


- Ursprüngliche Planung
- Entscheidung des BMBF im Frühjahr 2003:
Bau eines X-FEL,
Noch keine Festlegung
eines Standortes für
TESLA
- X-FEL im Rahmen
eines europäischen
Projektes
- Wahl eines neuen
Standortes für den
X-FEL

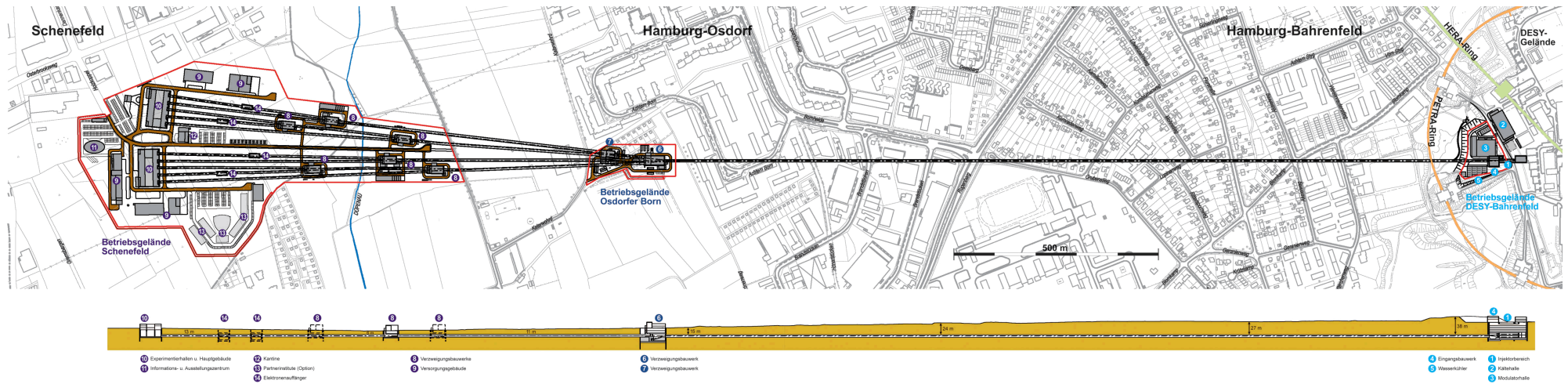
Der X-FEL – Standort



Europäischer X-FEL – Die Trasse

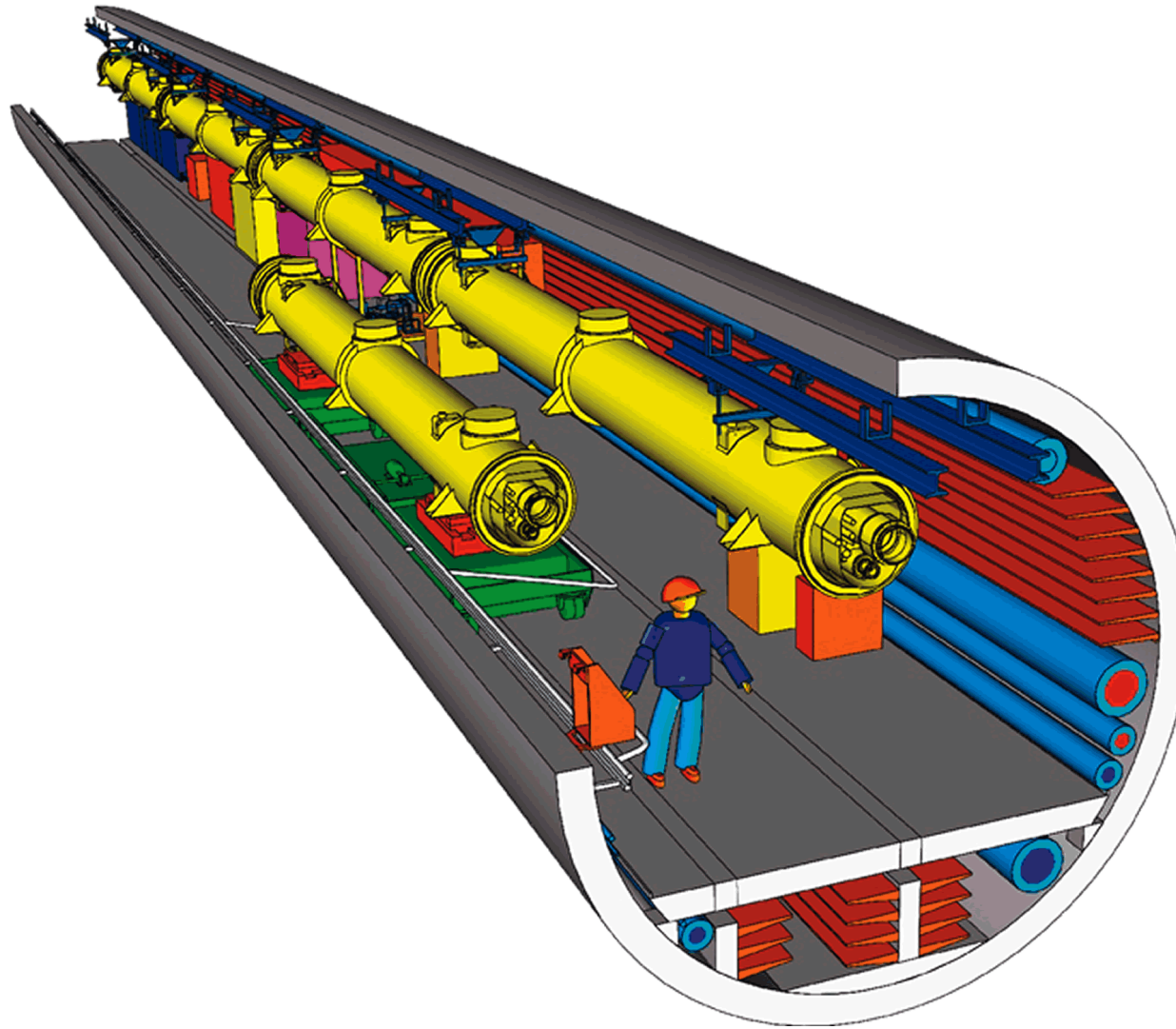


Europäischer X-FEL – Die Trasse



● www.xfel.net

Europäischer X-FEL – Der Tunnel



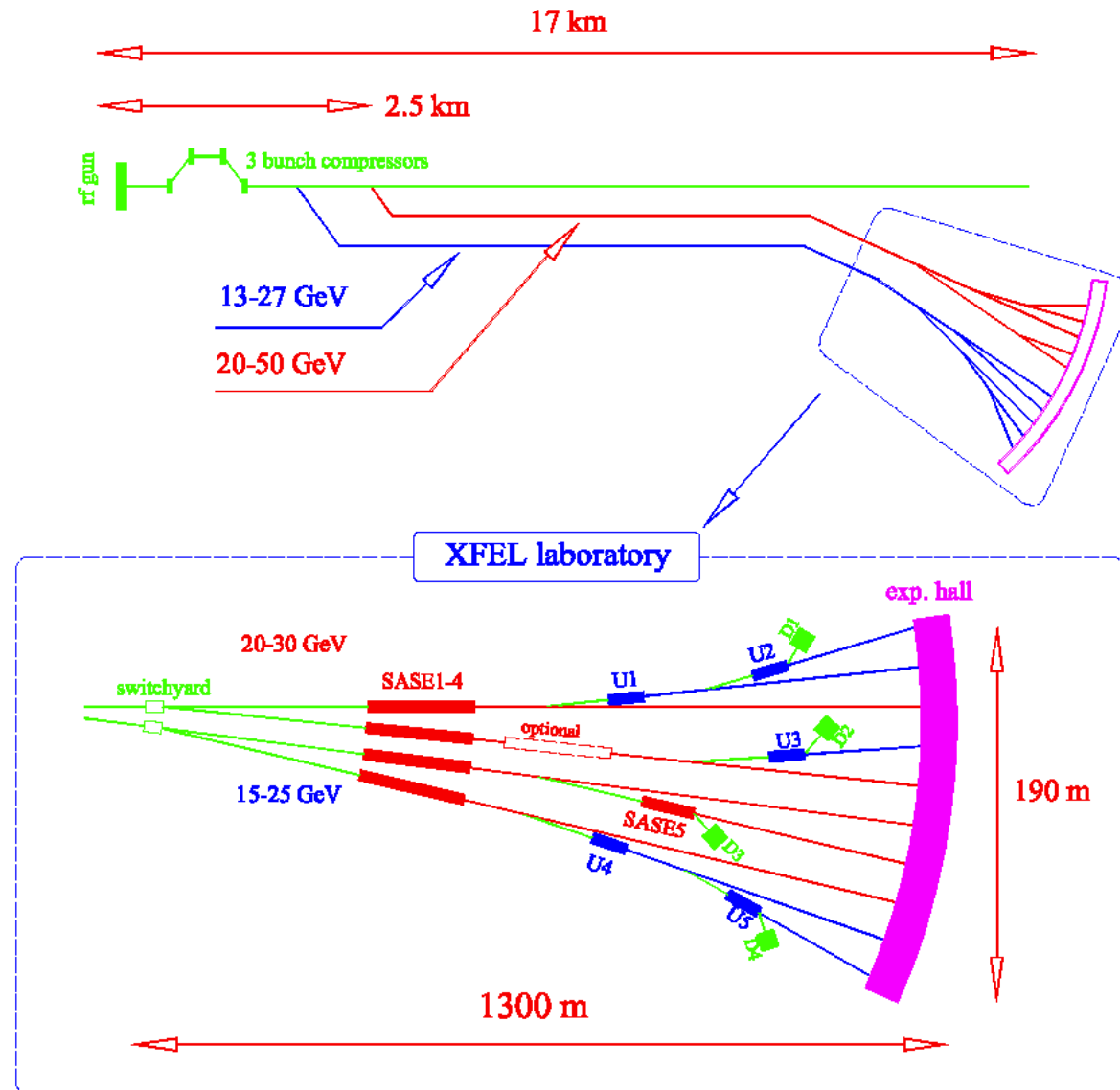
Europäischer X-FEL – Der Tunnel



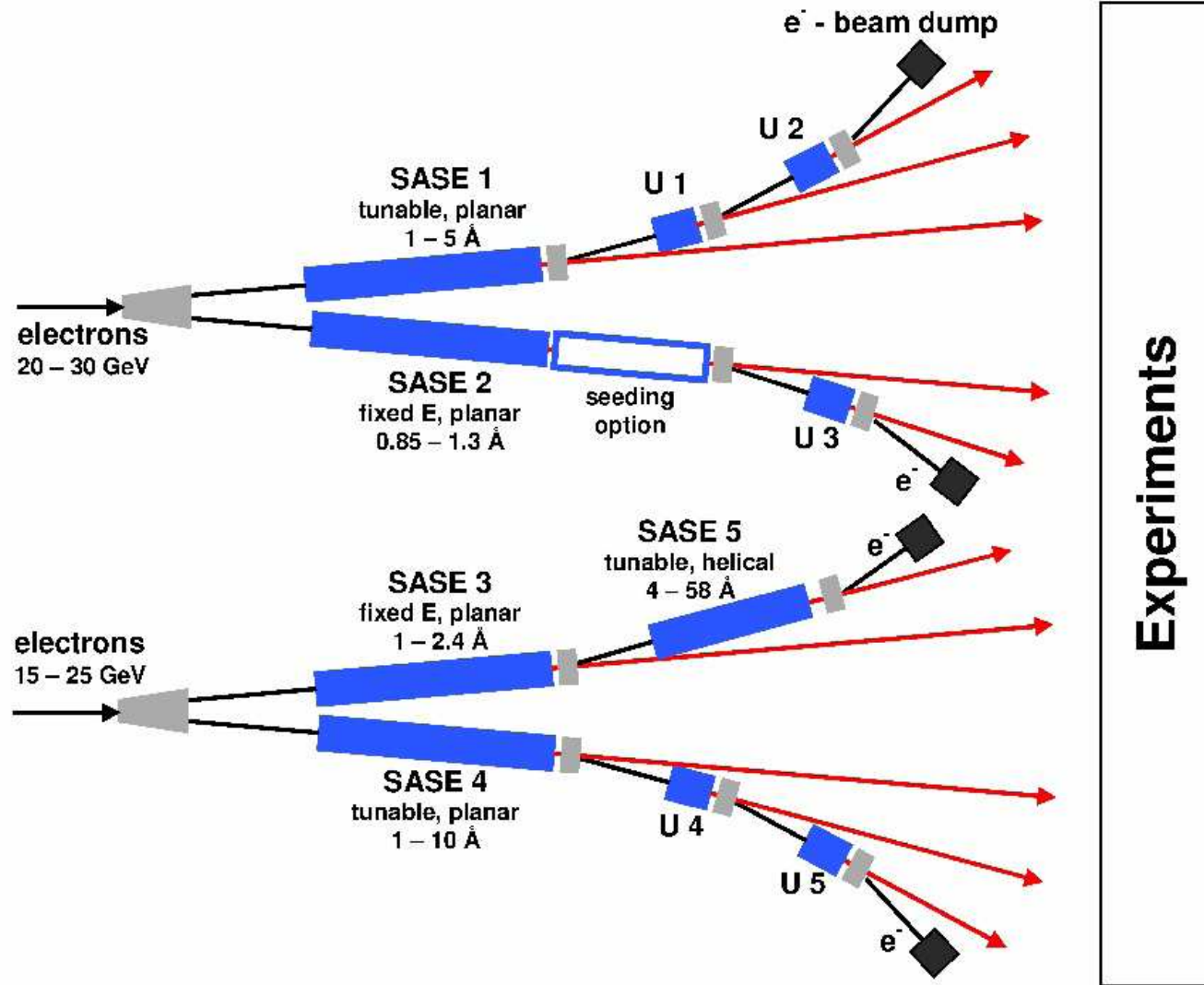
Europäischer X-FEL – Die FEL Halle



Europäischer X-FEL – Die FEL Halle



Europäischer X-FEL – Die Strahlrohre



Europäischer X-FEL – Parameter

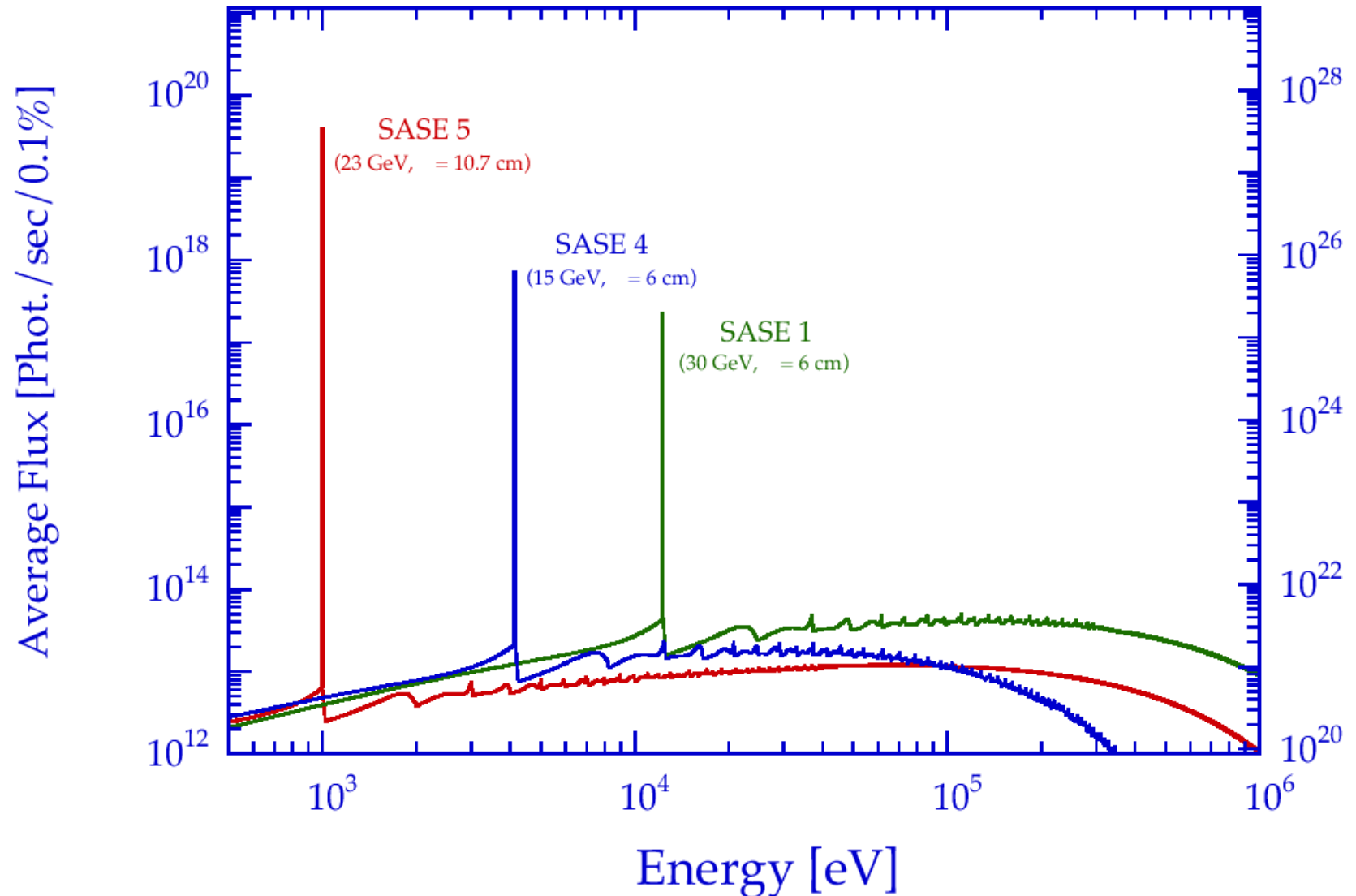
	TTF		X-FEL	
	Phase 1	FLASH	1.0 nm	0.1 nm
Elektronenstrahl				
Energie (GeV)	0.24	1.0	23	25
Emittance (π nm rad)	12	1.0	0.04	0.03
Bunch Ladung (nC)	2.8	1	1	1
RMS Bunch Länge	30	48	25	25
RMS Bunch Breite	110	67	23	38
Bunche pro Sekunde	bis 70	72000	57500	57500
Photonenstrahl				
Energy (eV)	12	192.8	1231	12311
Peak Leistung (GW)	1.0	2.3	185	37
Photonen pro Bunch	$2.5 \cdot 10^{13}$	$3.9 \cdot 10^{13}$	$1 \cdot 10^{13}$	$1.8 \cdot 10^{12}$
Mittlere Brillianz	$1.0 \cdot 10^{17}$	$1.0 \cdot 10^{23}$	$5.2 \cdot 10^{24}$	$4.9 \cdot 10^{25}$
Peak Brillianz	$2.4 \cdot 10^{28}$	$2.2 \cdot 10^{30}$	$9.3 \cdot 10^{32}$	$8.7 \cdot 10^{33}$
Spektrale Bandbreite	1.0	0.46	0.4	0.08

X-FEL – Undulatoren

Device	Typ	E_e GeV	$\hbar\omega$ keV	λ_u mm	Gap m	L_{Sat} m	L_{Tot}
SASE 1	planar	30	4.9 - 12.4	60	19-12	220-150	323.5
		25	3.5 - 12.4		22-12	220-120	
		20	2.5 - 8.25		22-13	175-100	
SASE 2	planar	25	14.4	45	12	210	311.1
SASE 5	circular	23	0.5 - 3.1	107	35-12	120-60	176.9
		15	0.2 - 1.2		35-12	95-50	

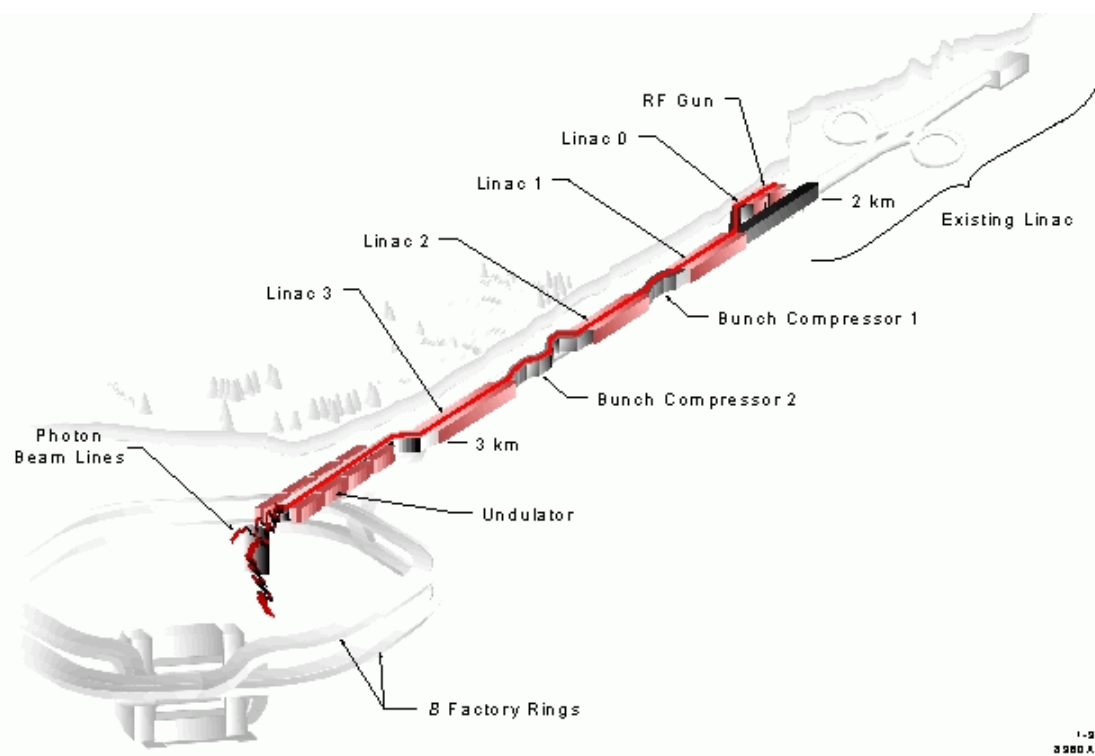
- Mit den verschiedenen SASE Undulatoren läßt sich somit ein sehr großer Energiebereich abdecken
- Sehr hohe Leistungsdichte
- Extrem hohe Brillianz
- Scharfer SASE Peak auf einem breiten Untergrund spontaner Strahlung

Europäischer X-FEL – Undulator Spektren



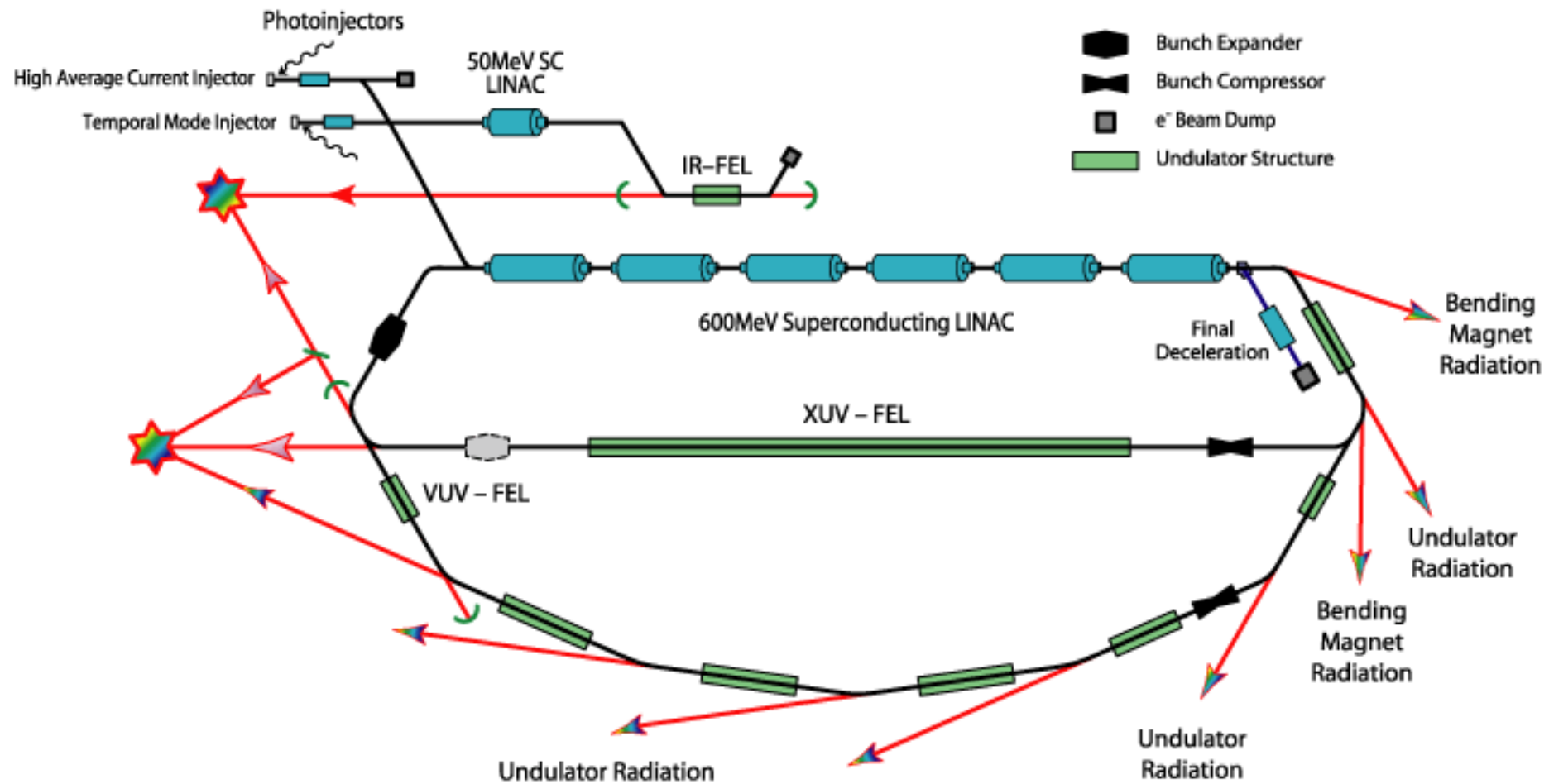
LCLS – Linac Coherent Light Source

- Am SLAC in Stanford, California wird zur Zeit auch ein X-FEL entwickelt



- 1 km langer zusätzlicher Linearbeschleuniger integriert in den schon existierenden 2 km Beschleuniger
- *Nur* ein SASE Undulator für den Röntgenbereich
- Betrieb seit Anfang 2009

4. Generation Light Sources



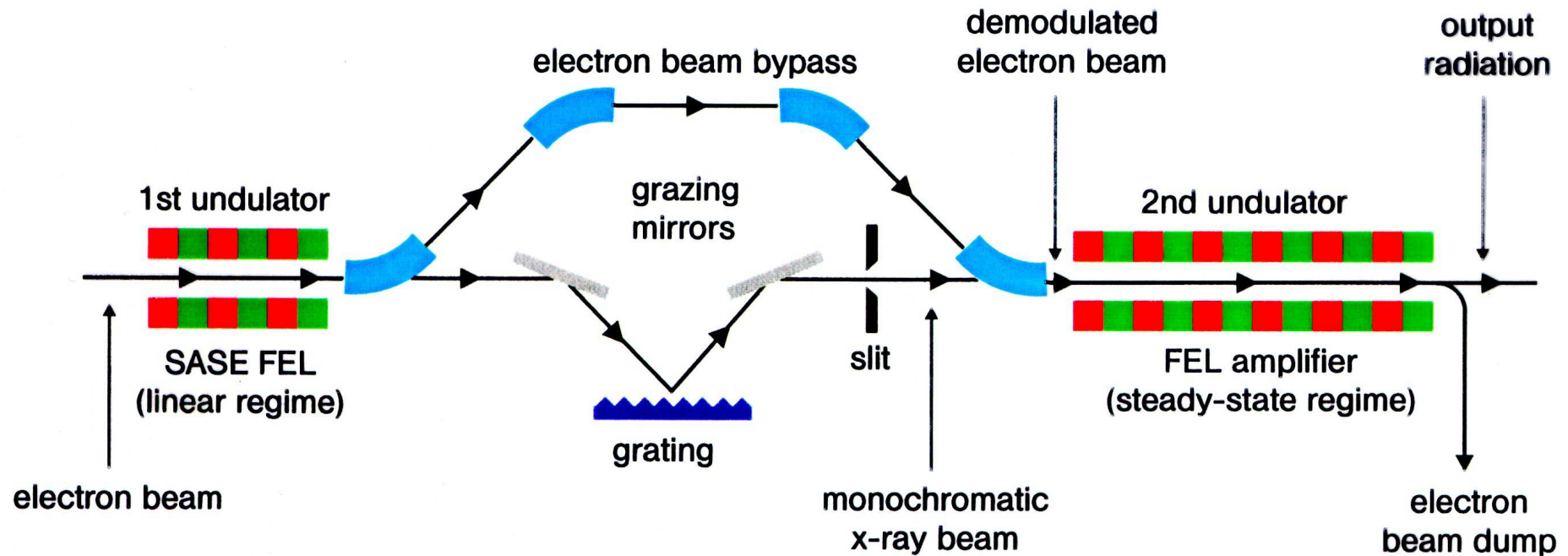
4. Generation Light Sources

- Kombination eines Linearbeschleunigers und eines Speicherring
- Beschleunigung im Linearbeschleuniger
 - Höhere Elektronenstrahlqualität
 - höhere Brillianz
- Energy Recovery Linac (ERL)
 - Elektronen werden nach einem Umlauf wieder in die Cavities geleitet
 - Elektronen induzieren ein Feld in den Cavities und verlieren Energie
 - Energierückgewinnung
- Kombination mit einem Freie Elektronen Laser (FEL)
- <http://www.4gls.ac.uk/>

FEL – Seeding

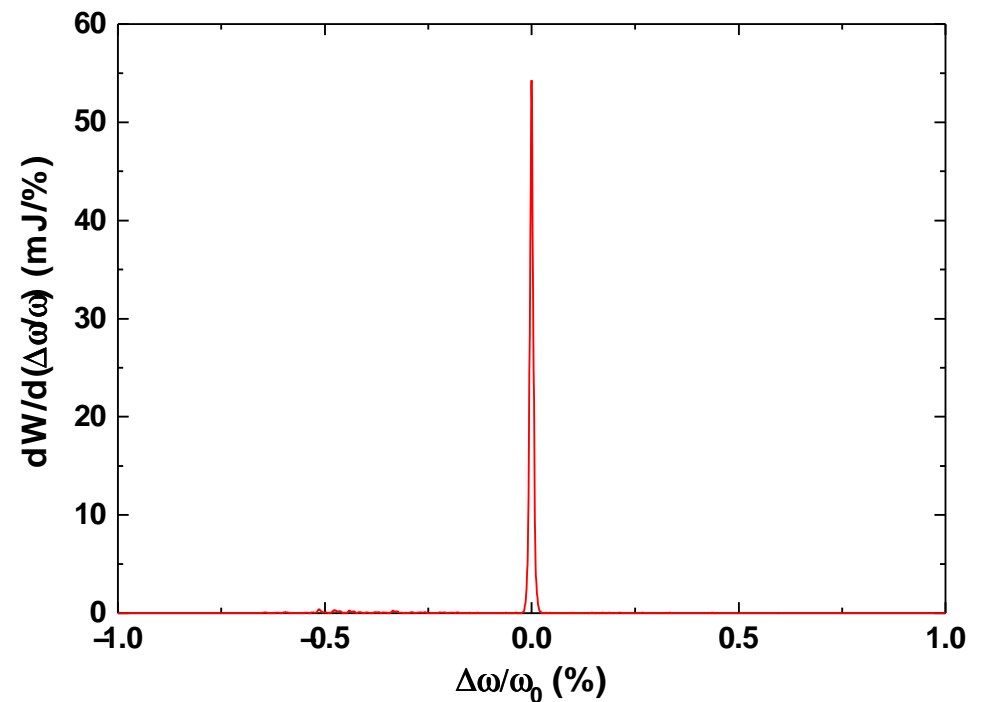
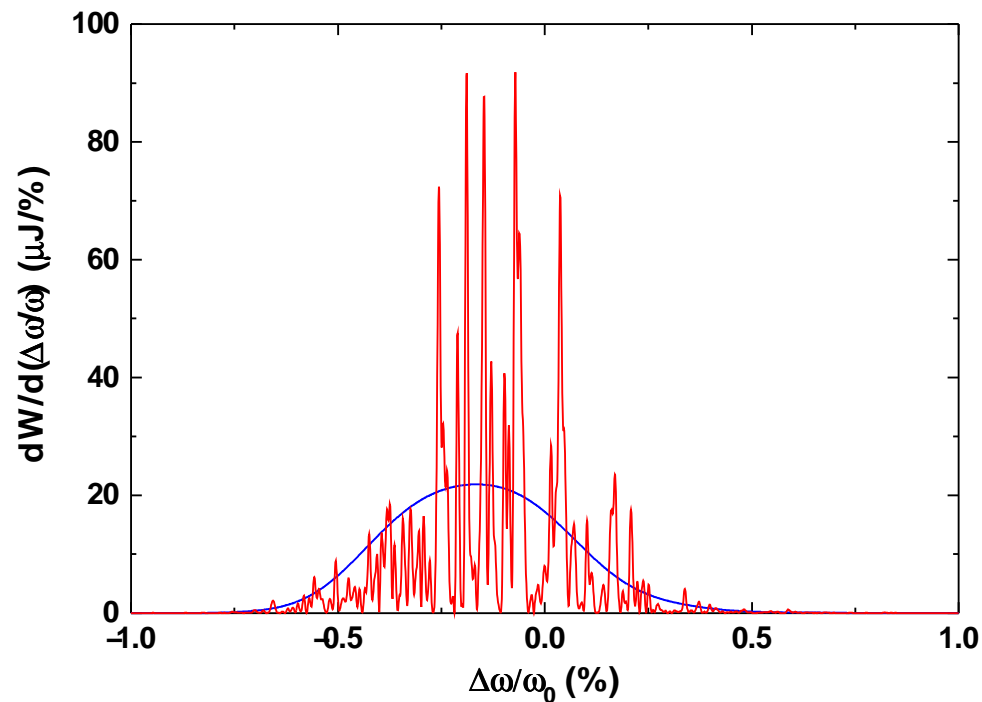
- Das Spektrum eines SASE Undulators hat sehr viele scharfe Spikes
- Ursache ist, das der FEL Prozess aus dem Schrotrauschen heraus startet
- Wie kann man das umgehen ?
- Lösung: Es muß XUV/Röntgenstrahlung ohne statistische Fluktuationen verstärkt werden!
- Strahlung wird von einem ersten Undulator erzeugt, der im linearen Betrieb läuft
- Ein Monochromator mit der Bandbreite eines Spikes selektiert einen Spike
- Verstärkung bis zur Sättigung in einem zweiten Undulator hinter dem Monochromator
- Einbau in FLASH ist für ??? vorgesehen

FLASH – Seeding



- Lichtpuls des ersten SASE FEL muß im zweiten Undulator mit dem gleichen Elektronenbunch, der den Lichtpuls erzeugt hat überlagert werden.

TTF2 – Seeding



- Spektrum mit vielen Spikes ohne Seeding und einer Auflösung im Bereich von 0.5%
- Durch das Seeding erhält man als Output Signal nur einen scharfen Peak mit einer Auflösung im Bereich von $E/\Delta E \cong 20000$
- Keine statistischen Schwankungen des FEL Signals mehr aufgrund der $\exp(I/\langle I \rangle)$ Statistik

TTF2 – Monochromator

- Hinter dem FEL wird ein weiterer Monochromator benötigt
- **Aufgaben**
 - Diagnose der FEL Strahlung
 - Monochromatisierte Strahlung mit $E/\Delta E \geq 50000$ für höchst aufgelöste Spektroskopie
- **Problem:** Sehr hohe Leistungsdichte der FEL Strahlung kann optische Komponenten zerstören
- **Lösung**
 - Verwendung von DLC (Diamond Like Carbon) Schichten auf einem Silizium-Spiegel
 - Einfallswinkel relativ zur Oberfläche der optischen Komponenten muß möglichst klein sein

TTF2 – Monochromator

