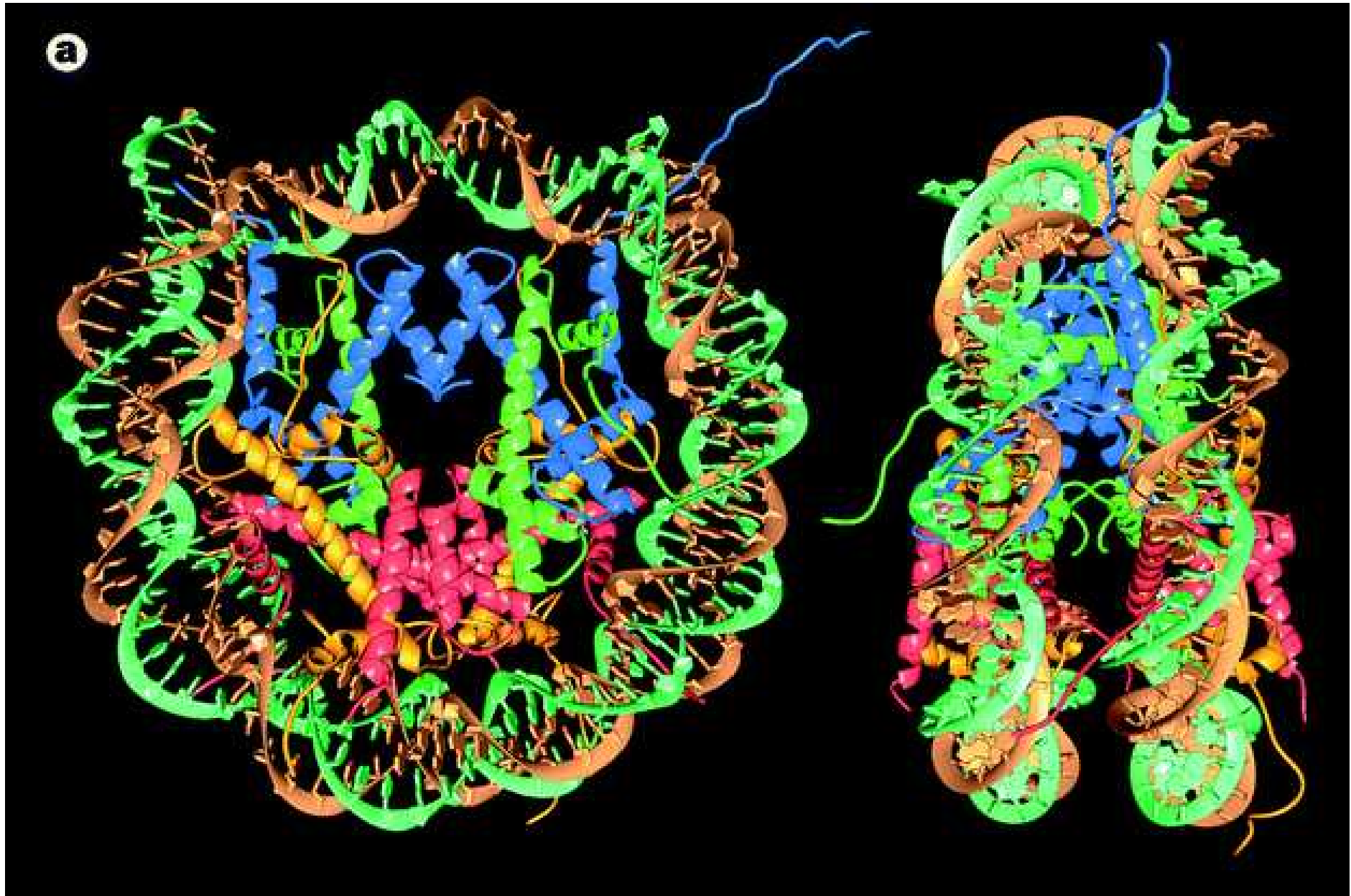


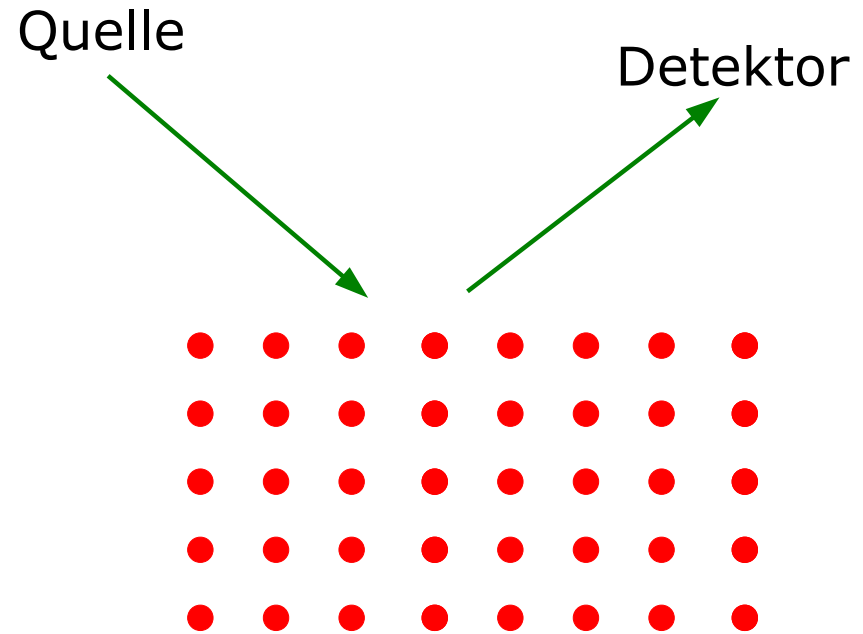
# Die Struktur des "Nucleosom Core Particle" des Chromatins

Basiseinheit der Organisation von DNA in Chromosomen (Protein + DNA)



Woher wissen die das eigentlich ??

# Streuexperimente



- ♦ einfallendes Teilchen hat Wahrscheinlichkeitsamplitude
- ♦ wird gestreut an jedem Atom
- ♦ gestreute Amplituden interferieren
- ♦ Information über Gitterstruktur  
und magnetische Momente, Gitterschwingungen,  
Schwingungen der e- (Plasmonen), ....
- ♦ "Sichtbarmachen" der Struktur erfordert  $\lambda \leq a$
- ♦  $a$  typisch einige Å (= 100 pm)

$$\sin \Theta = \frac{n \lambda}{2a} \quad 2$$

# Dispersionsrelationen $E(k)$

Photon:  
 $m_0=0$ , Drehimpuls

$$E = \hbar \omega = \hbar c k$$

$$\lambda = \frac{12.4 \text{ keV}}{E} \text{ \AA}$$

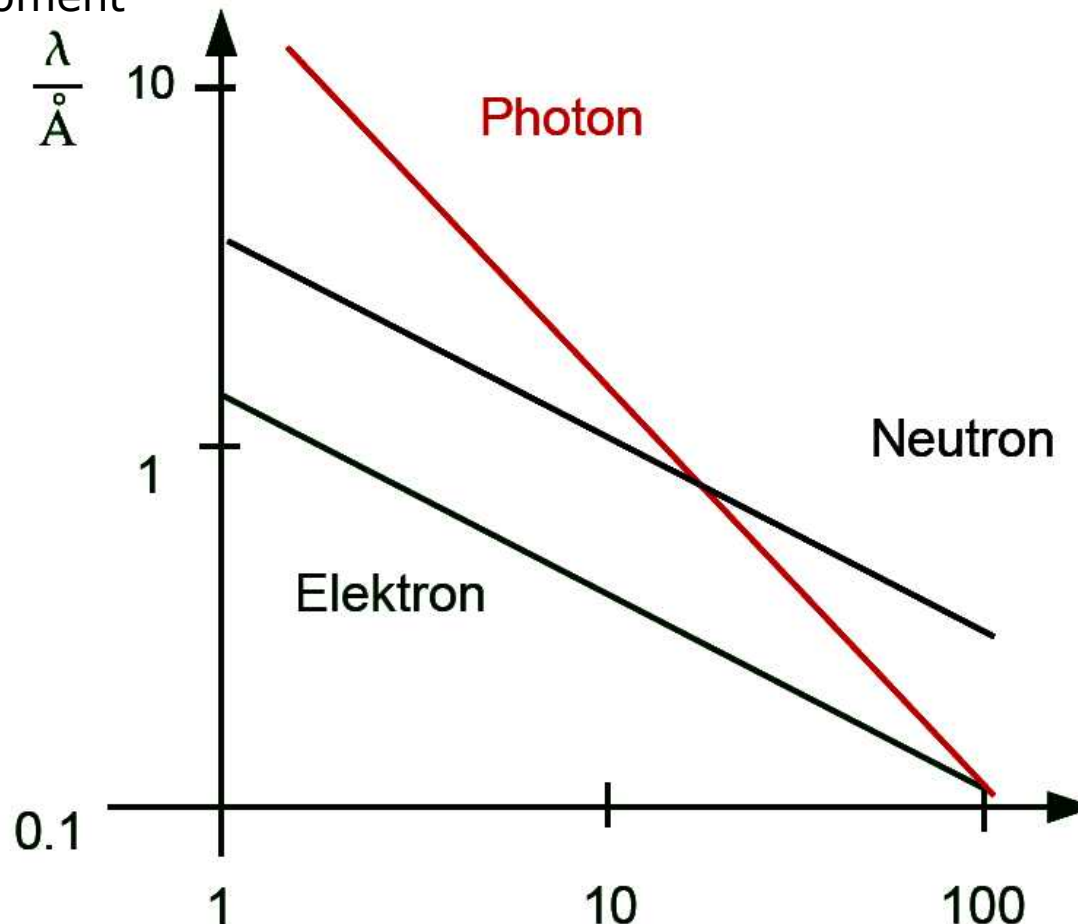
Neutron:  
 neutral, magn. Moment

$$E = \frac{p^2}{2m} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$$

$$\lambda = \frac{82 \text{ meV}}{E} \text{ \AA}$$

Elektron:  
 -, magn. Moment

$$\lambda = \frac{150 \text{ eV}}{E} \text{ \AA}$$



$$\sin \Theta = \frac{n \lambda}{2d}$$

Photon in	1 keV
Elektron in	100 eV
Neutron in	10 meV

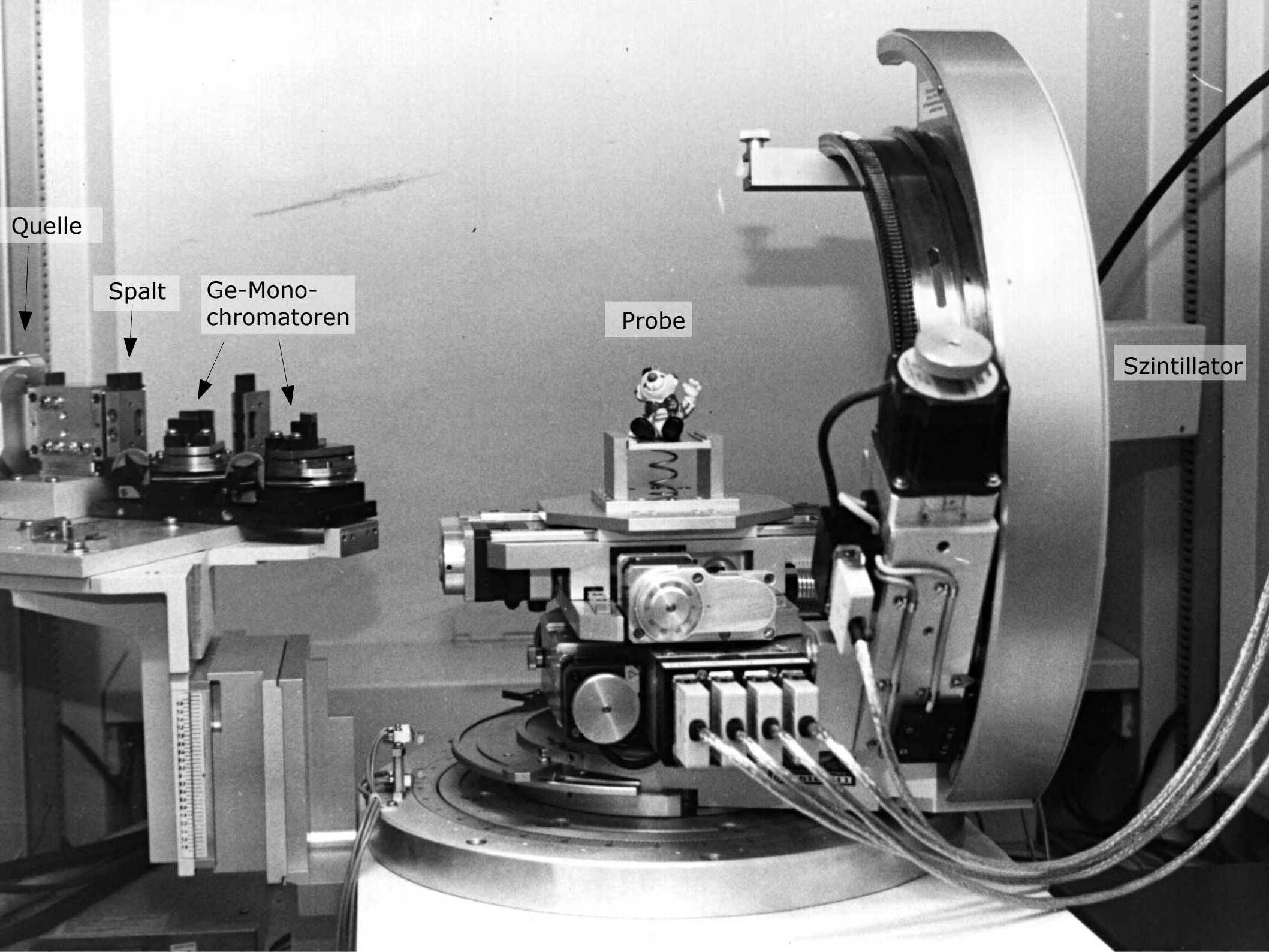
Quelle

Spalt

Ge-Mono-  
chromatoren

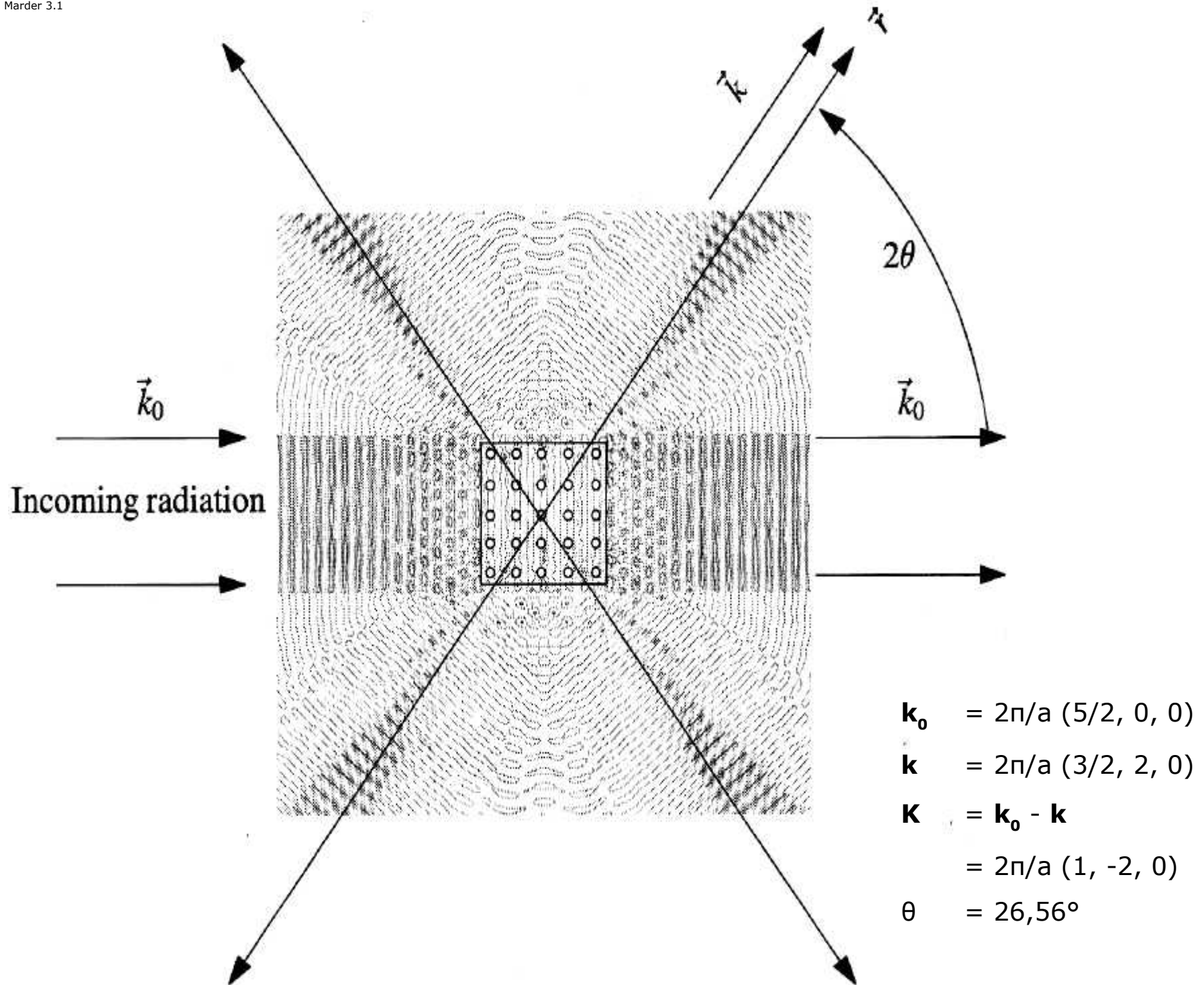
Probe

Szintillator



# Strahlungsfeld eines quadratischen Kristalls von 25 Streuern

Marder 3.1





Max von Laue (1879 – 1960)

Nobelpreis für Physik 1914

Röntgenstrahlinterferenzen,  
begründete Gebiet der  
Röntgenstrukturanalyse

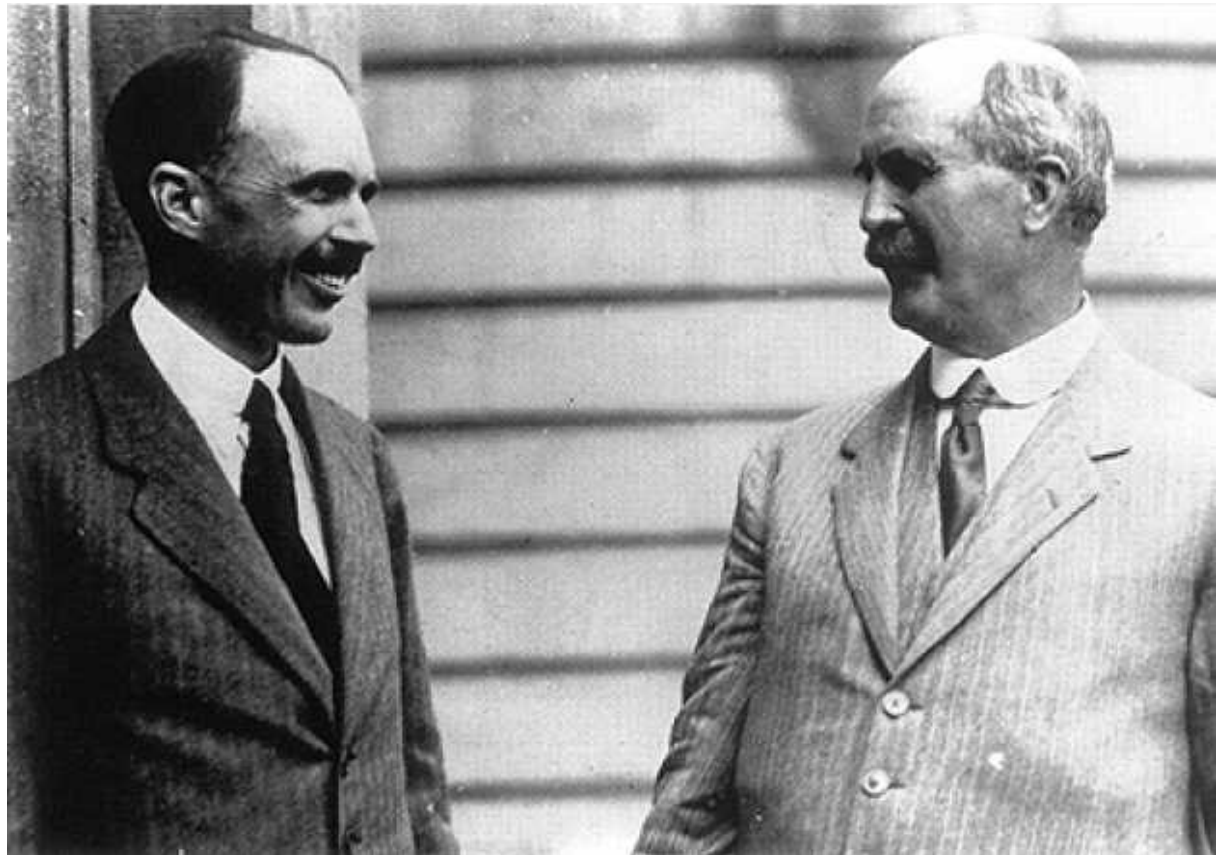


William Henry Bragg (1862 – 1942)

William Lawrence Bragg (1890 – 1971)

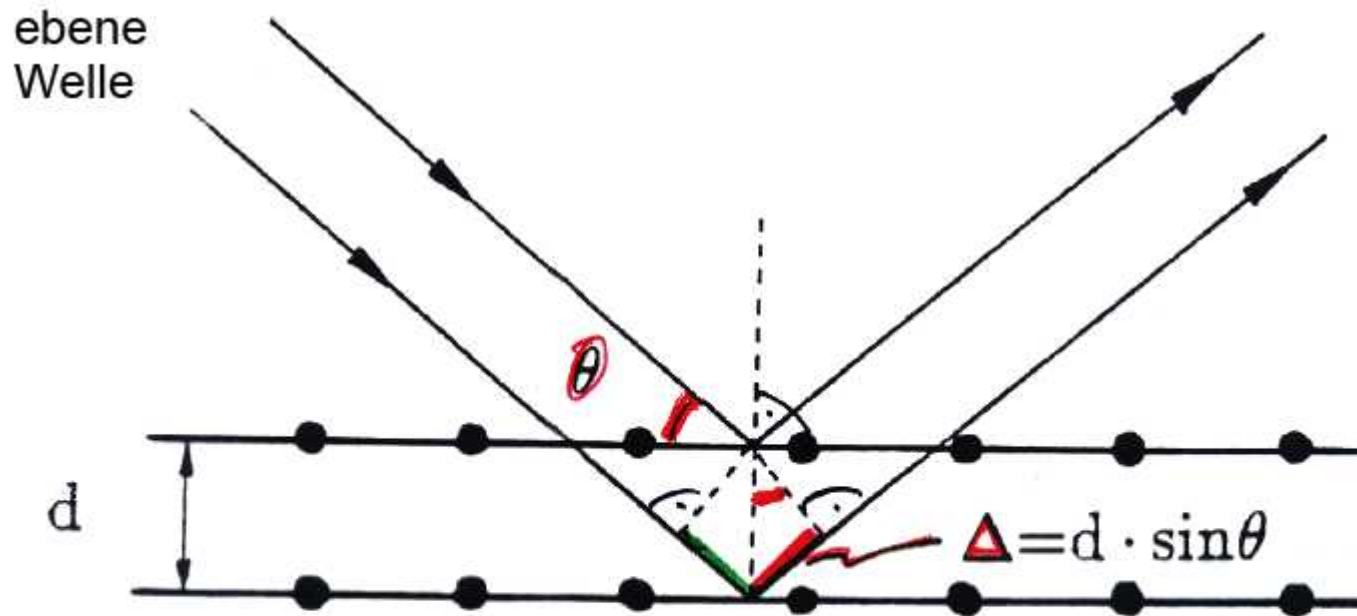
Nobelpreis für Physik (1915)

Bestimmung der Röntgenwellenlänge  
per Drehkristallmethode  
Ermöglichte Strukturanalyse  
vieler anorganischer Substanzen



W.L. und W.H. Bragg (1913)

spiegelnde teilweise Reflektion an "Netzebenen"



Konstruktive Interferenz dann, wenn:

$$2 d \sin (\Theta) = n \lambda$$

Basisgleichung der Röntgendiffraktometrie

# Eindringtiefe: VIELstrahlinterferenz

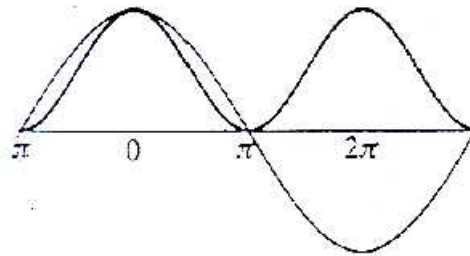
Röntgeneindringtiefe

$10^3 - 10^5$  Lagen

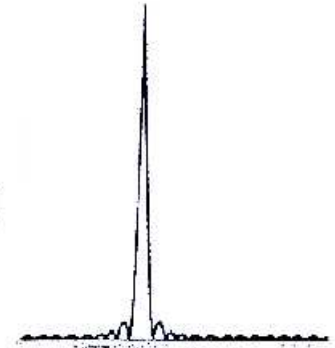
Konsequenz:

scharfe (!! ) Reflexe  
(falls Kristall "perfekt")

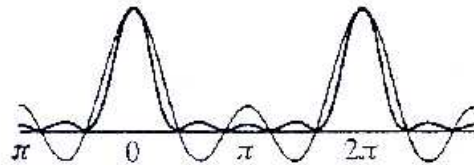
2



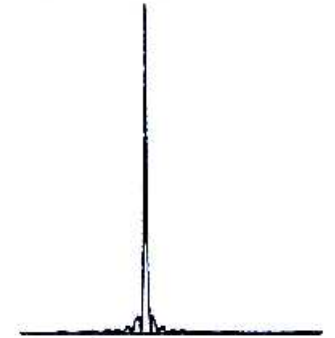
20



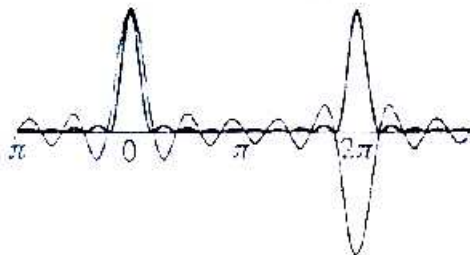
5



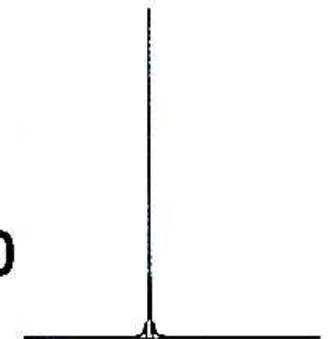
50



10



100





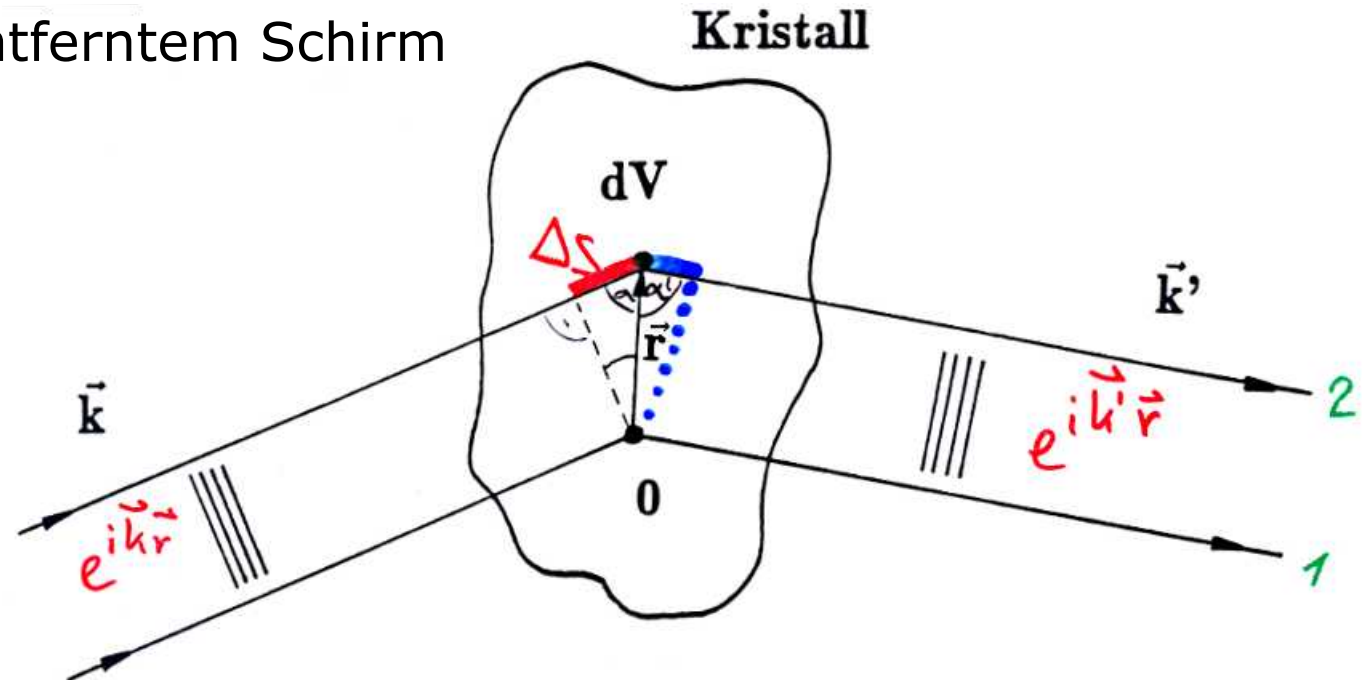
# Von-Laue Formulierung der Beugung

ebene Welle von weit entfernter Quelle

Ohne "Netzebenen"

Streuung an Volumenelementen des Kristalls

Interferenz auf weit entferntem Schirm



Gangunterschied links  $\Delta s = r \cos \alpha$

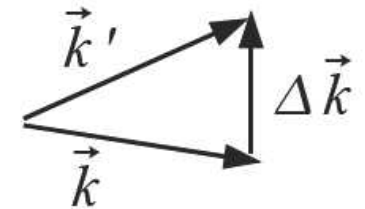
Phasenunterschied links  $\frac{2\pi}{\lambda} r \cos \alpha = \vec{k} \cdot \vec{r}$   
rechts  $-\vec{k}' \cdot \vec{r}$

Phasenunterschied zwischen Streuwelle 1 & 2:  $\exp(i(\vec{k} - \vec{k}') \cdot \vec{r})$

Streuamplitude vom ganzen Kristall:  $A = \int_{\text{Kristall}} dV \rho(\vec{r}) \exp(i(\vec{k} - \vec{k}') \vec{r})$

Streudichte  $\rho$  erfüllt:  $\rho(\vec{r}) = \rho(\vec{r} + \vec{T})$

Also darstellbar als:  $\rho(\vec{r}) = \sum_{\vec{G} \in \text{REL}} \rho_{\vec{G}} \exp(i \vec{G} \vec{r})$



Eingesetzt:  $A = \sum_{\vec{G} \in \text{REL}} \int dV \rho_{\vec{G}} \exp(i(\vec{G} - \Delta \vec{k}) \vec{r})$   $\Delta \vec{k} := \vec{k}' - \vec{k}$

Nur  $\neq 0$  falls:  $\Delta \vec{k} = \vec{G}$

von Laue Gleichung

*Beugungsreflexe gerade dann,*

*wenn Streuvektor  $\Delta \mathbf{k}$  ein Vektor des reziproken Gitters ist*

# Ewald Konstruktion

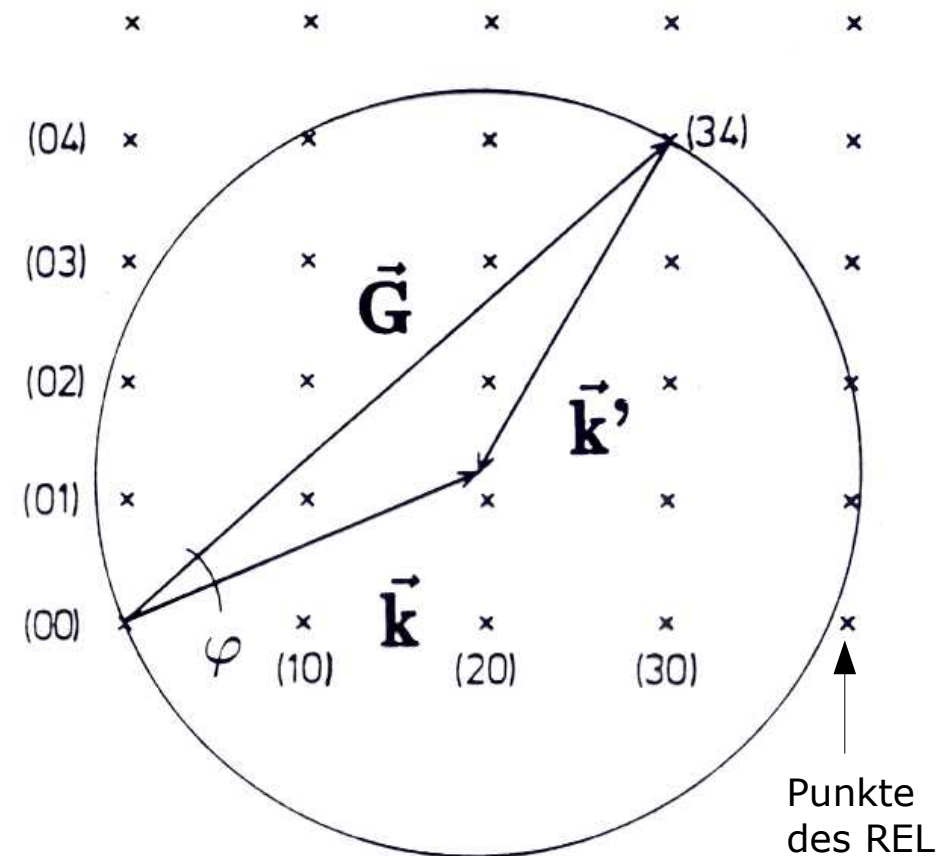
## Energie- und "Impuls"erhaltung

Zu erfüllen:  $\Delta \vec{k} = \vec{G}$

und:  $|\vec{k}| = |\vec{k}'|$

Zeichne Kugel mit Radius  $k$   
um die Spitze von  $\vec{k}$ !

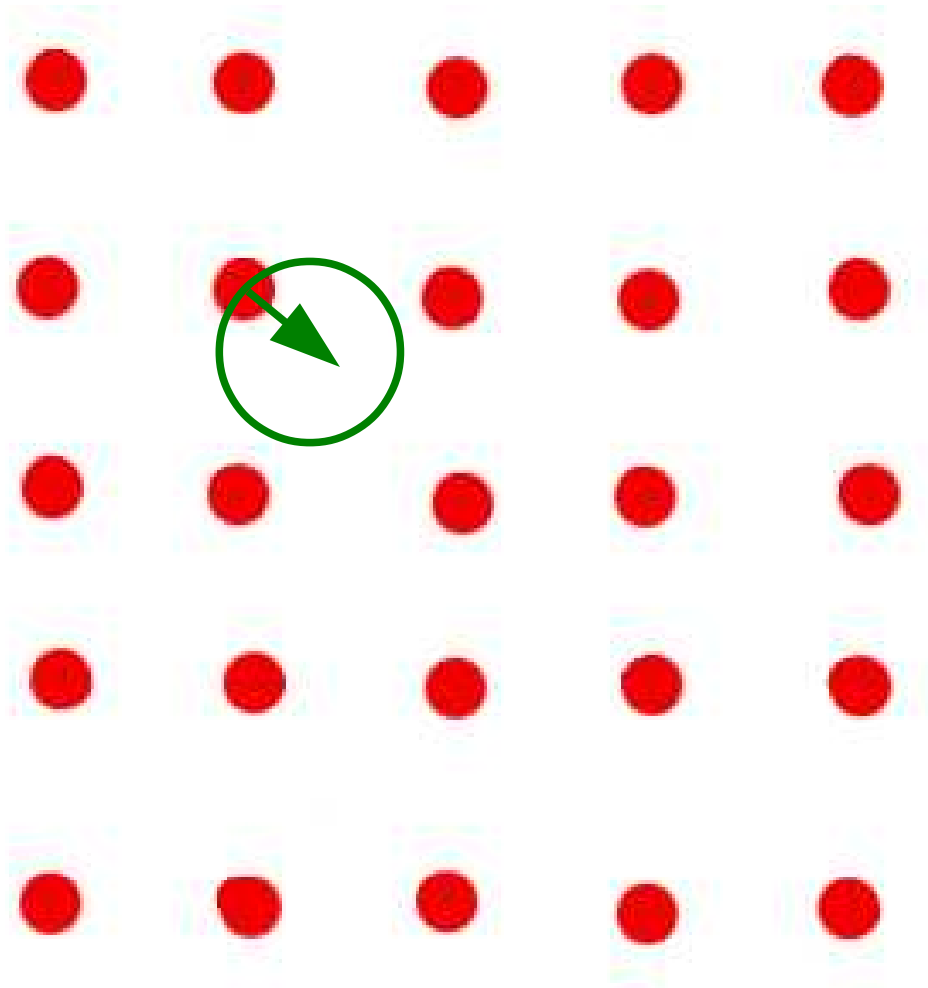
Falls ein  $\vec{G}_{hkl}$  auf Kugeloberfläche  
liegt: Reflex  $A_{hkl}$



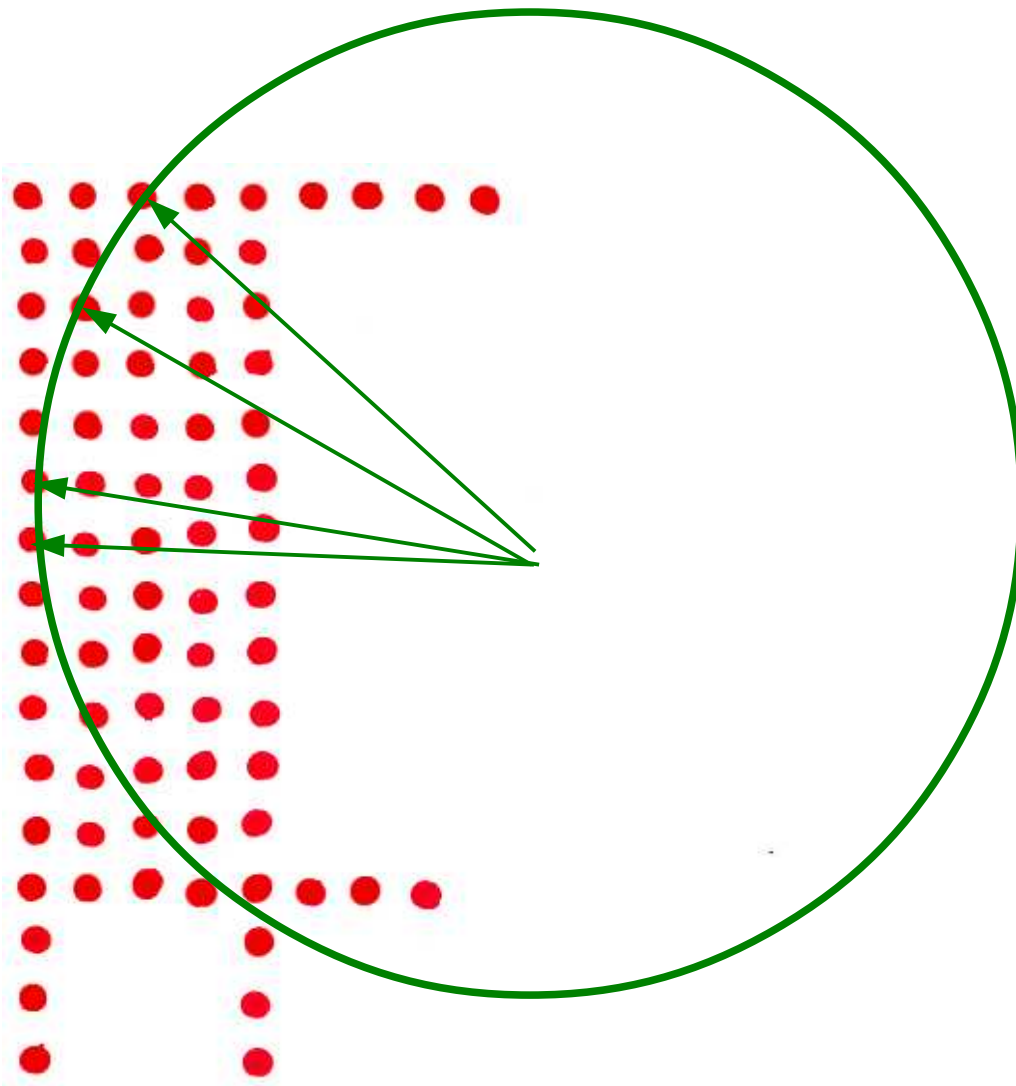
Falls  $\mathbf{k} < \mathbf{G}_{min}$ : kein Reflex

entspricht:  $\lambda$  zu groß

$$n\lambda = 2d \sin \vartheta$$

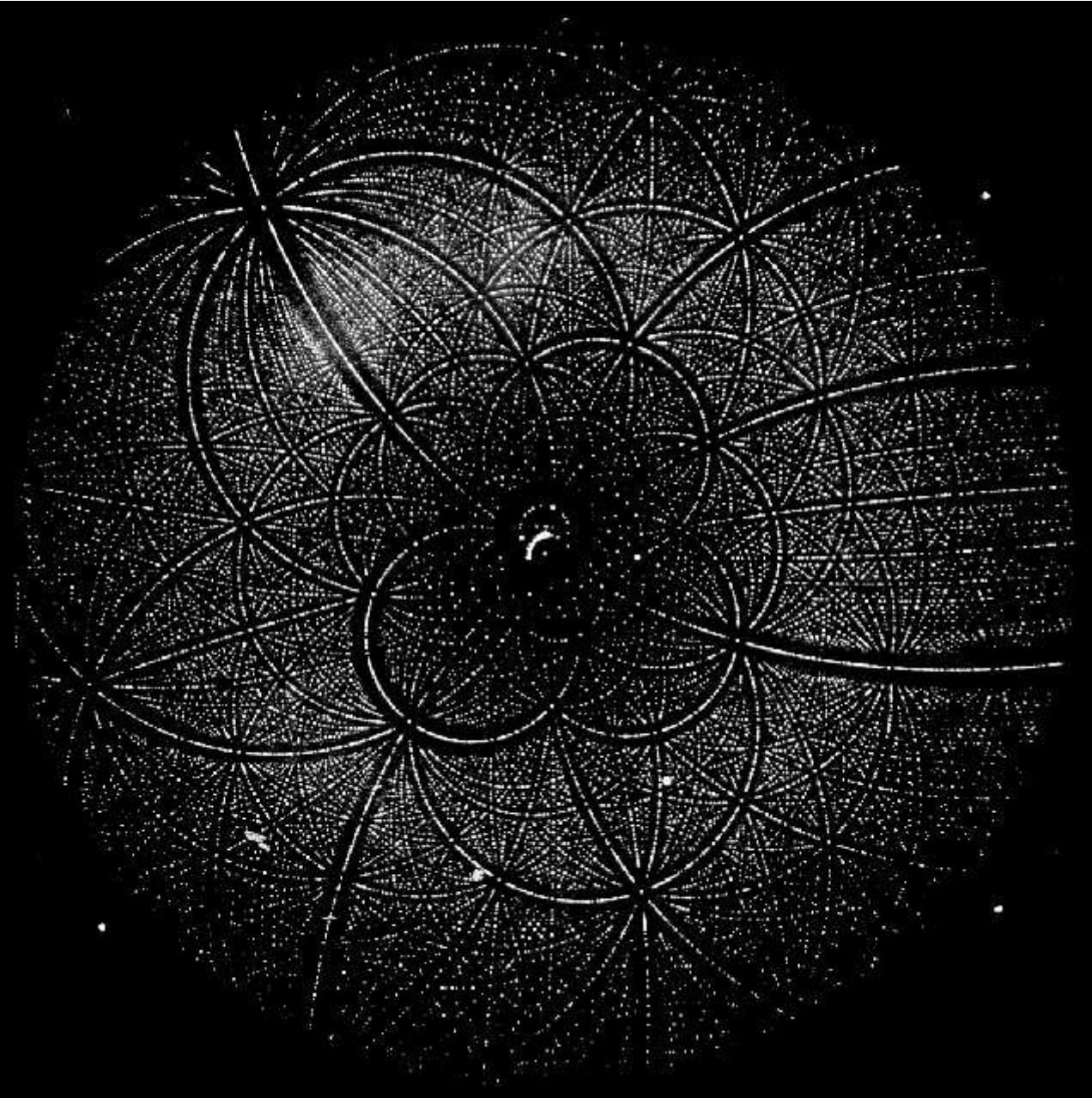


Falls Einheitszelle sehr groß (z. B. Proteine 10 - 100 nm):



- $G_{\min} \ll k$
- viele, engliegende Reflexe
- erfordert gute Kristalle für scharfe Reflexe
- plus gute Monochromasie
- plus hohe Strahlparallelität

Rubisco: protein controlling CO<sub>2</sub> uptake of green plants  
( $\sim 10^{11}$  tons CO<sub>2</sub> per year)



Unit cell:

$a \approx b = 15.72 \text{ nm}$

$c = 20.13 \text{ nm}$

$\approx 200.000 \text{ C, O, N atoms}$   
 $+ 32 \text{ Mn}$

data:

1s @Daresbury,

C.-I. Bränden et alii

$\approx 100\,000 \text{ spots}$

(6 - 50 keV)



# Umformulierung von Laue (mit Ziel $k'$ zu entfernen)

$$\Delta \vec{k} := \vec{k}' - \vec{k} \quad \Delta \vec{k} = \vec{G}$$

$$\Rightarrow \vec{k} - \vec{G} = \vec{k}' \quad \text{denn mit } \mathbf{G} \text{ ist auch } -\mathbf{G} \in \text{REL}$$

$$\Rightarrow (\vec{k} - \vec{G})^2 = (\vec{k}')^2$$

$$\text{Nur elastische Streuung:} \quad |k'| = |k|$$

$$\Rightarrow 2\vec{k}\vec{G} = |\vec{G}|^2$$

# Beziehung zur Bragg-Bedingung

$$2 \vec{k} \vec{G} = |\vec{G}|^2$$

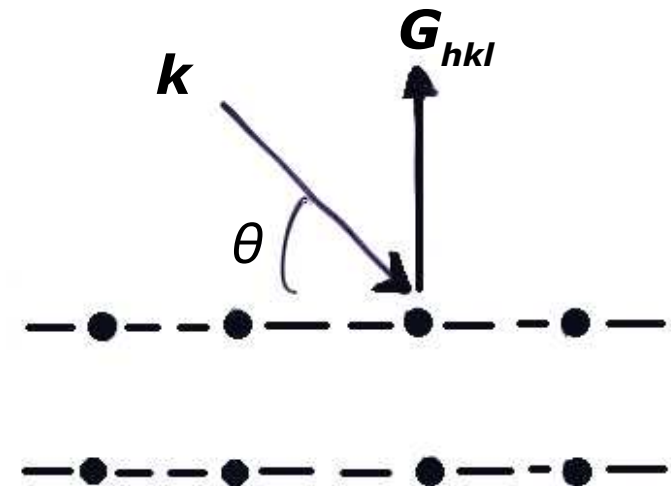
$$\text{Aus Übung: } d_{hkl} = \frac{2\pi}{|G_{hkl}|}$$

$$2 |k| \frac{\vec{k}}{|k|} \frac{\vec{G}}{|G|} = |G|$$

$$2 \underbrace{\frac{2\pi}{\lambda}}_{|k|} \underbrace{\sin \theta}_{\frac{\vec{k}}{|k|} \cdot \frac{\vec{G}}{|G|}} = \underbrace{\frac{2\pi}{d_{hkl}}}_{|G|}$$

$$\Rightarrow 2 d \sin \theta = n \lambda$$

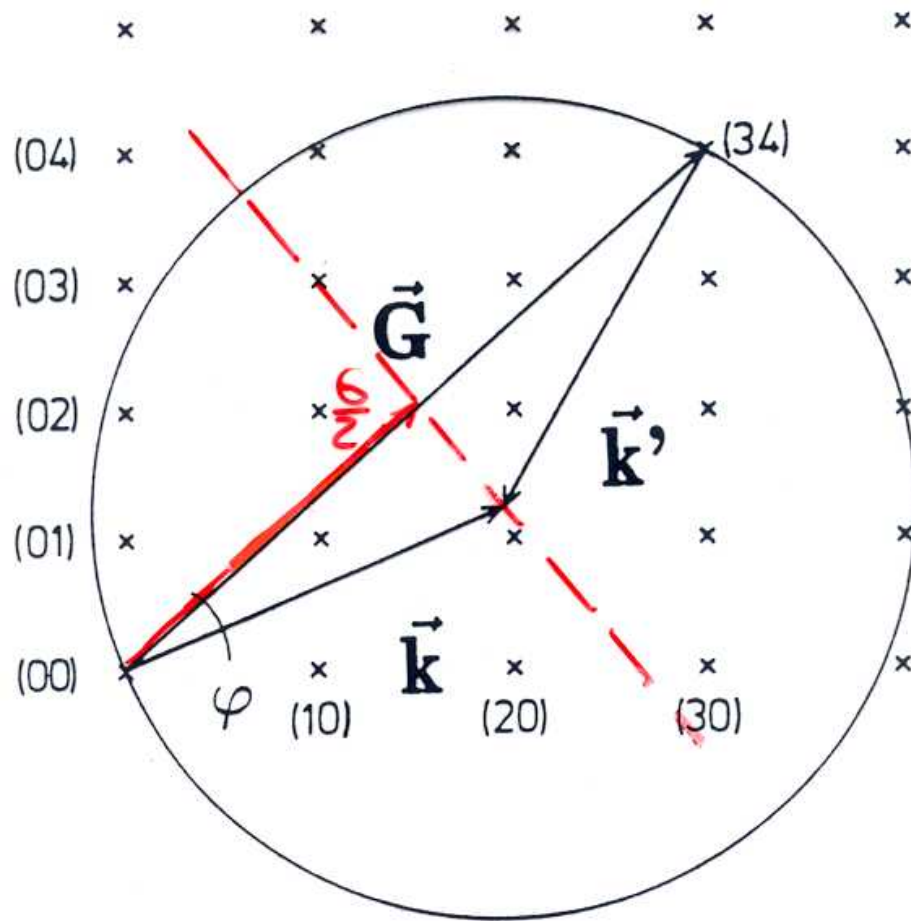
(2G, 3G, ... ergeben  $n = 2, 3, \dots$ )



# Beugung und Brillouinzonen(ränder)

Beugungsbedingung  $2 \vec{k} \cdot \vec{G} = |G|^2 \Rightarrow \vec{k} \cdot \frac{\vec{G}}{2} = \left| \frac{G}{2} \right|^2$

$$\Rightarrow \vec{k} \cdot \frac{\vec{G}}{\left| \frac{G}{2} \right|} = \left| \frac{G}{2} \right|$$



Projektion von **k** auf Richtung  
von **G** muss Länge  $G/2$  haben!

Ebenso für alle **G<sub>hkl</sub>**

konstruktive Interferenz, wenn **k**  
auf einer Mittelsenkrechten  
liegt (vgl. Konstruktion der  
Wigner-Seitz-Zelle)

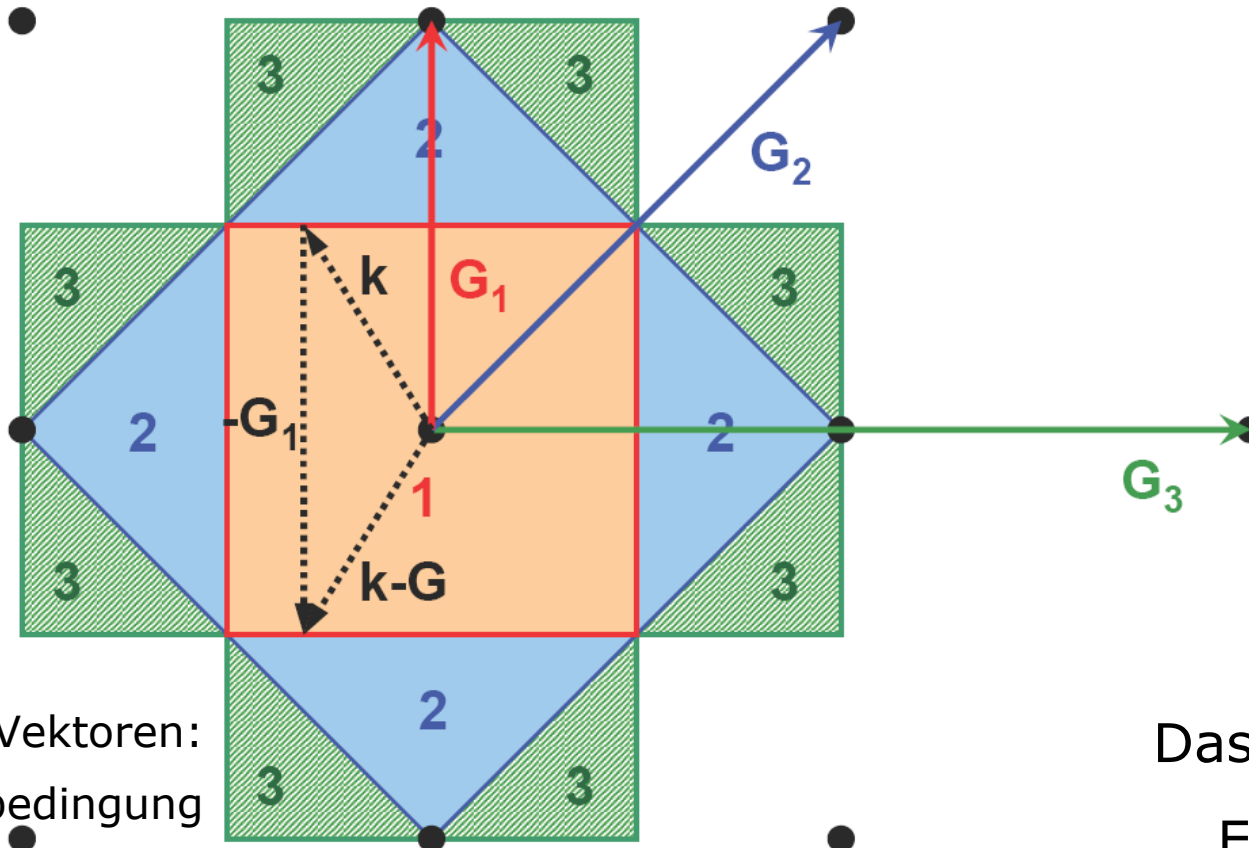
Ränder der Brillouinzonen

# Bedeutung der Brillouinzone ?

Wellenvektoren auf BZ-Rändern erfüllen Beugungsbedingung

→ konstruktive Interferenz der Wellen mit  $\mathbf{k}$ ,  $\mathbf{k}'$

→ stehende Röntgenwellen

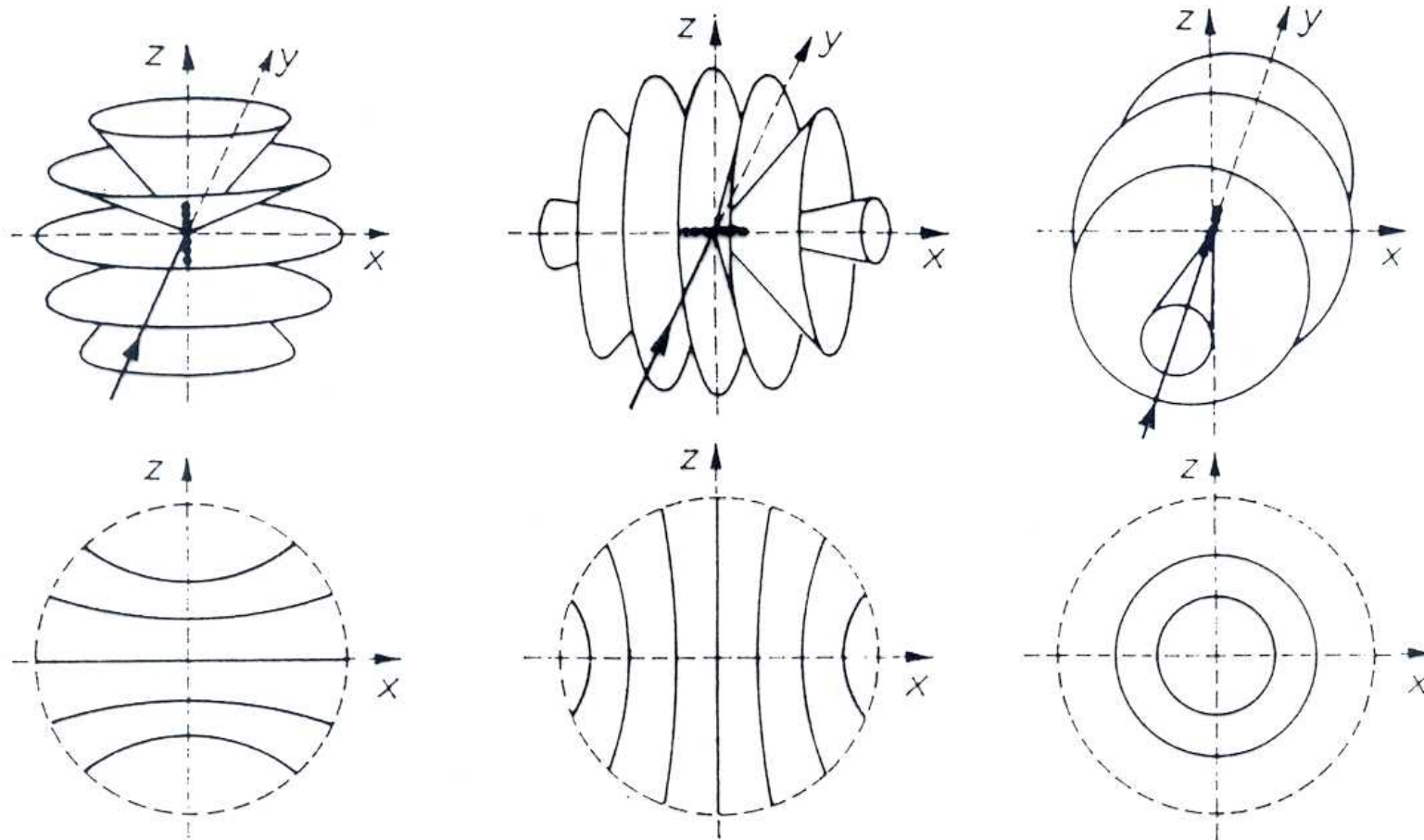


Gestrichelte Vektoren:  
Beugungsbedingung

Das gilt genauso für  
Elektronenwellen,  
elastische Wellen, etc.

# Wieviel Reflexe gibt es üblicherweise?

Vorüberlegung: Streuung an 1D-Kette



folglich: im Allgemeinen keine Reflexe ...

Nochmal, aber formaler...

$$\Delta \vec{k} = \vec{G}_{hkl} = h \vec{g}_1 + k \vec{g}_2 + l \vec{g}_3$$

multipliziere mit  $\mathbf{a}_1, \mathbf{a}_2, \mathbf{a}_3$ . Nutze  $\vec{a}_i \vec{g}_j = 2\pi \delta_{ij}$

$$\Rightarrow \quad \vec{a}_1 \Delta \vec{k} = 2\pi h \quad \vec{a}_2 \Delta \vec{k} = 2\pi k \quad \vec{a}_3 \Delta \vec{k} = 2\pi l$$

$$\sum \cos^2 \alpha = 1$$

**Vier** Bedingungen für die Richtungscosinus von  $\Delta \mathbf{k}$ :  
... überbestimmt.



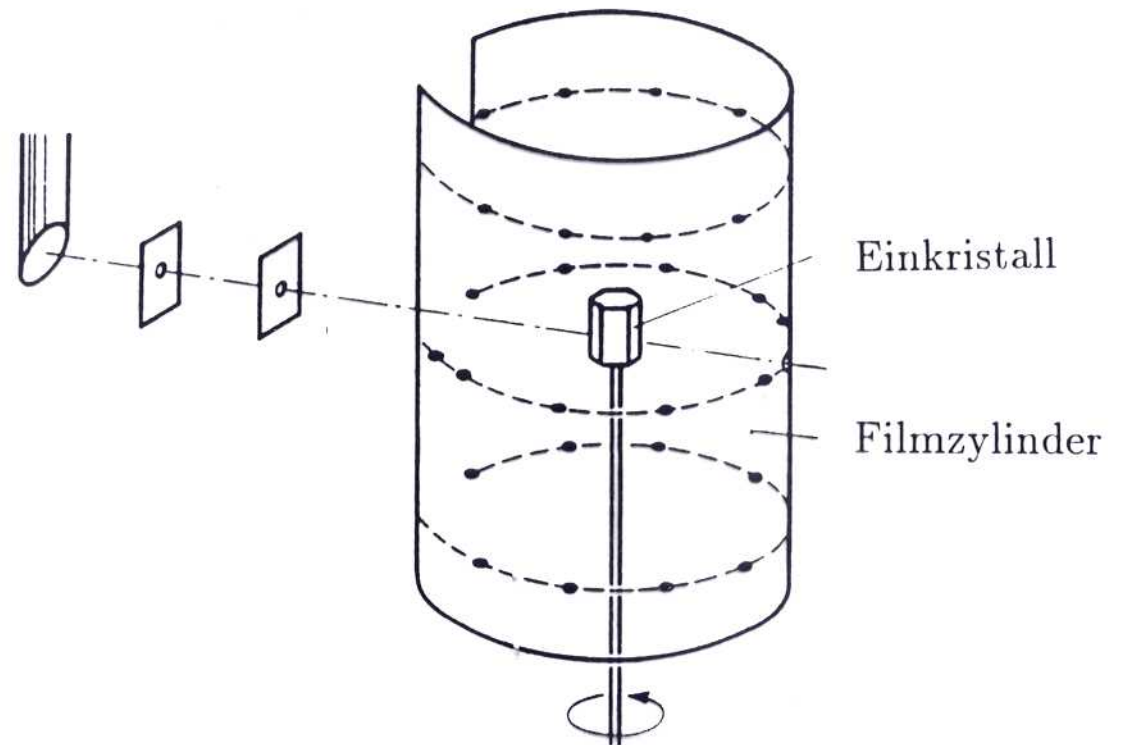
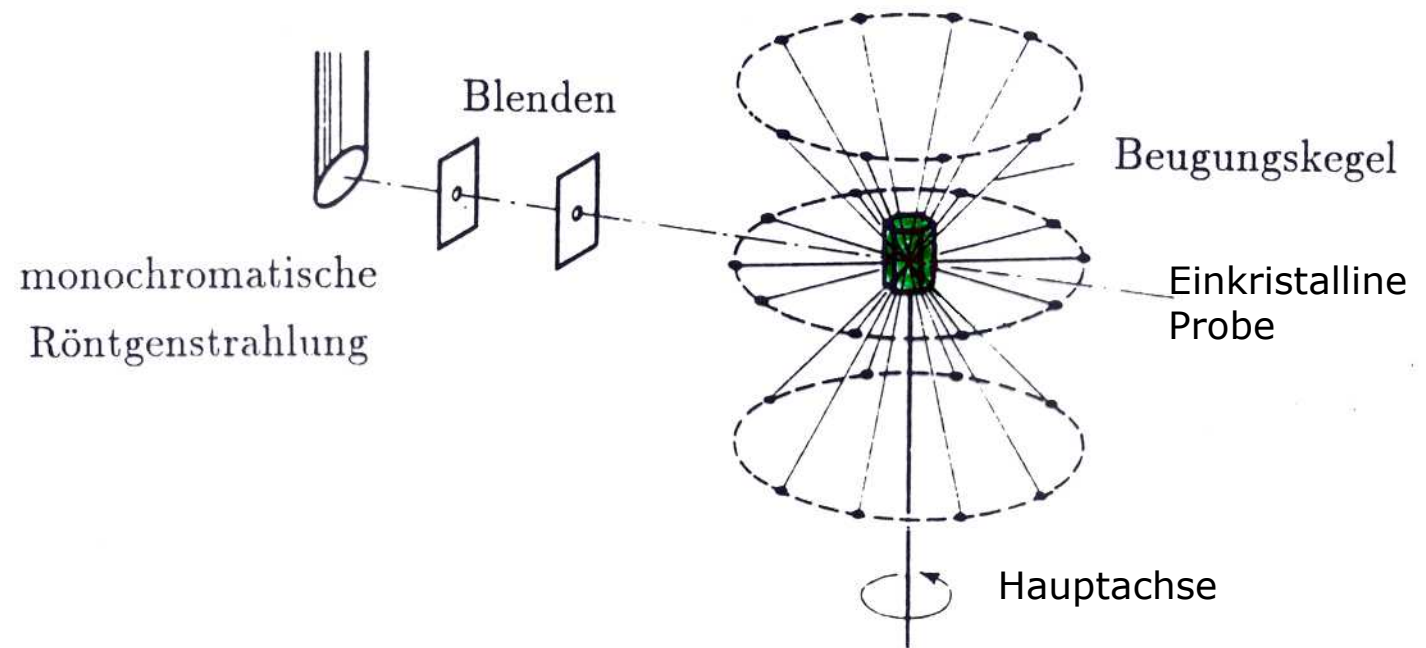
# Messmethoden der Röntgenbeugung

Für  $\Delta \vec{k} = \vec{G}$  existieren "im Allgemeinen" keine Lösungen.

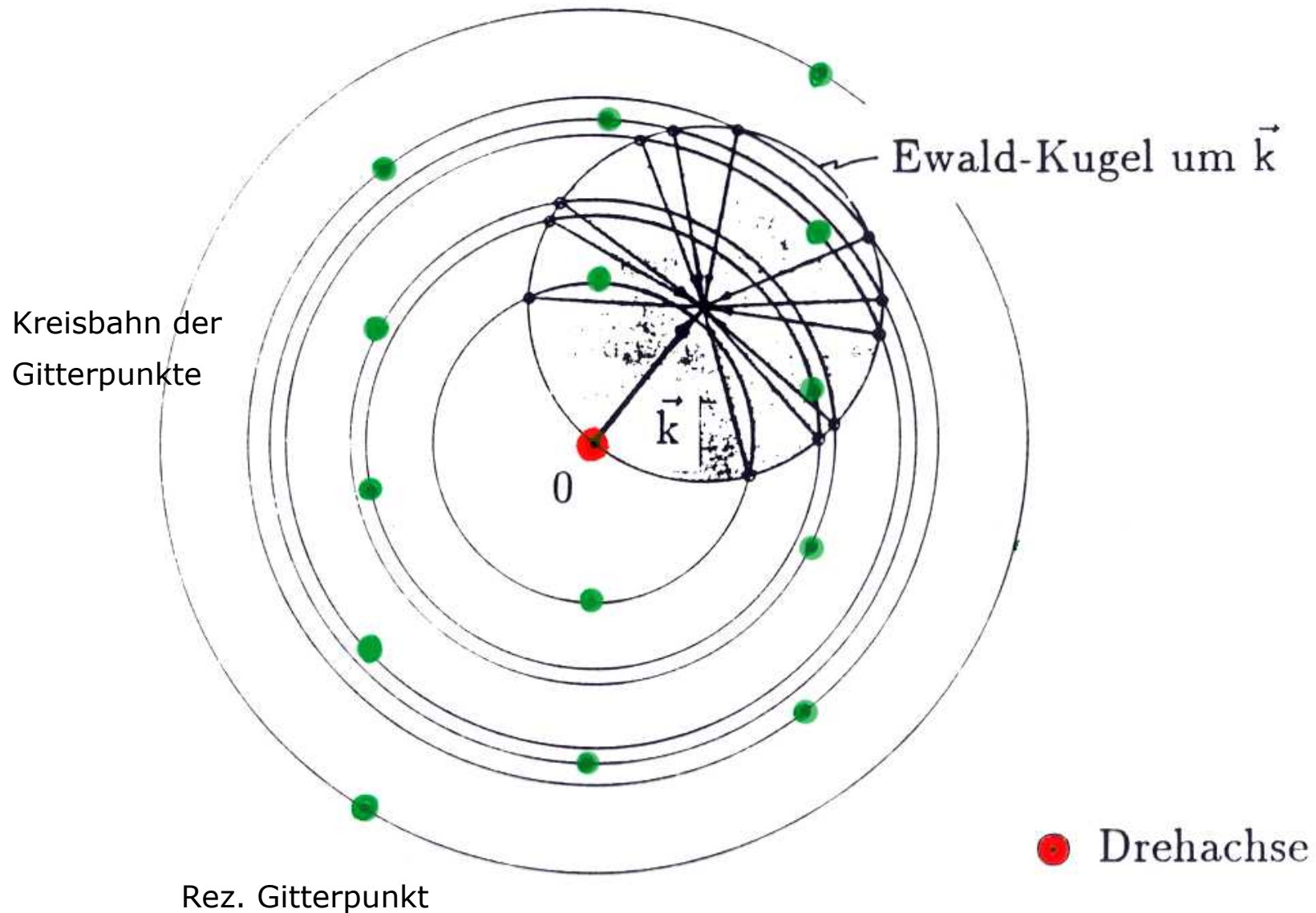
Wie möglichst viele Reflexe sehen?

- |                                      |                        |
|--------------------------------------|------------------------|
| • $\lambda$ - Kontinuum              | Laue Methode           |
| • festes $\lambda$ ; Kristall drehen | Drehkristallmethode    |
| • festes $\lambda$ ; Kristall-Pulver | Debye-Scherrer methode |

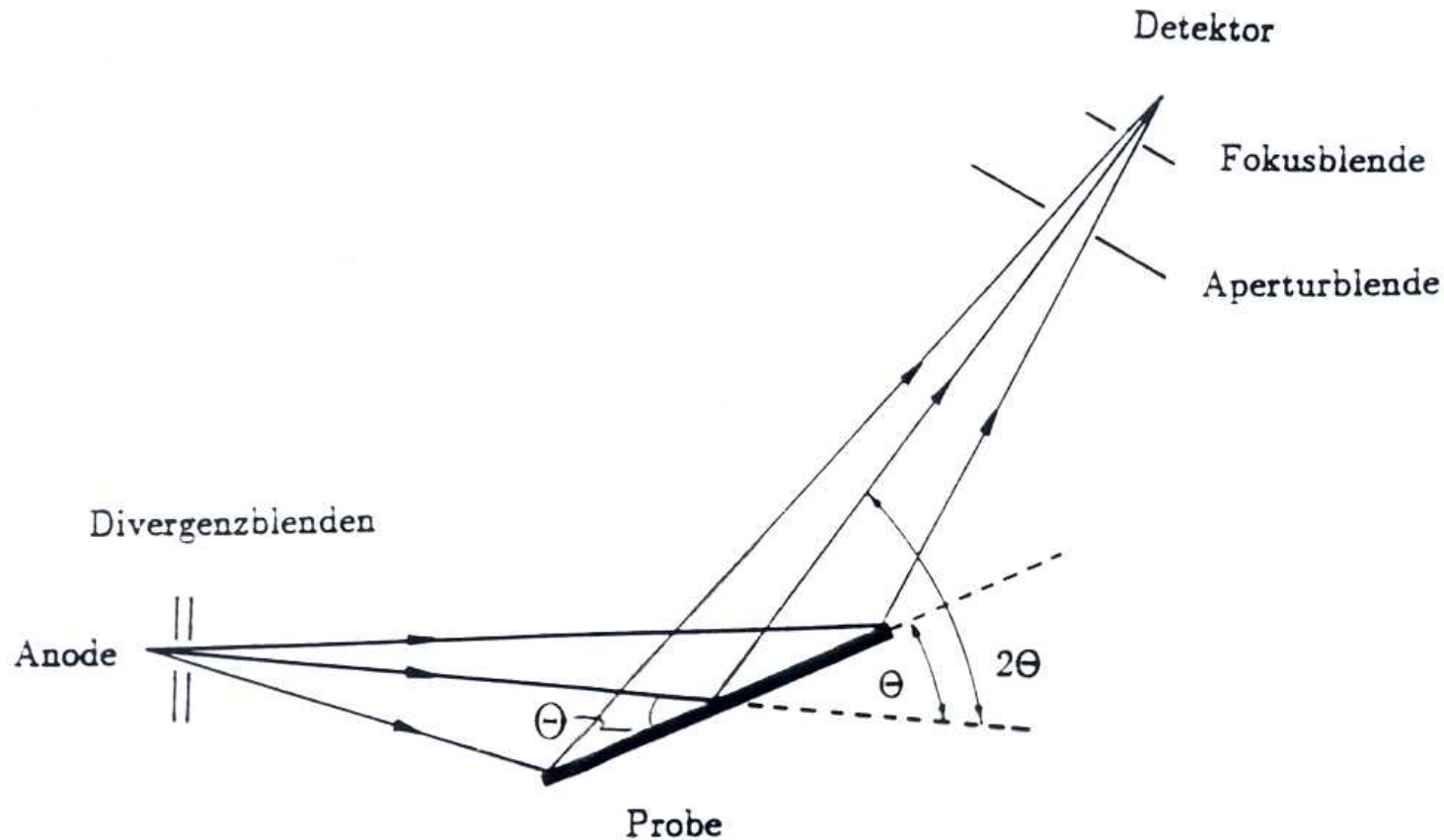
# Drehkristall- methode



# Drehkristallmethode im k-Raum



# $\Theta - 2\Theta$ scan



Mit monochromatischer Röntgenquelle erhält man Diffraktogramm

Alternative Anwendung: bekannter Einkristall (z. B. Si) dient als Monochromator von Röntgenlicht aus einer Breitbandquelle

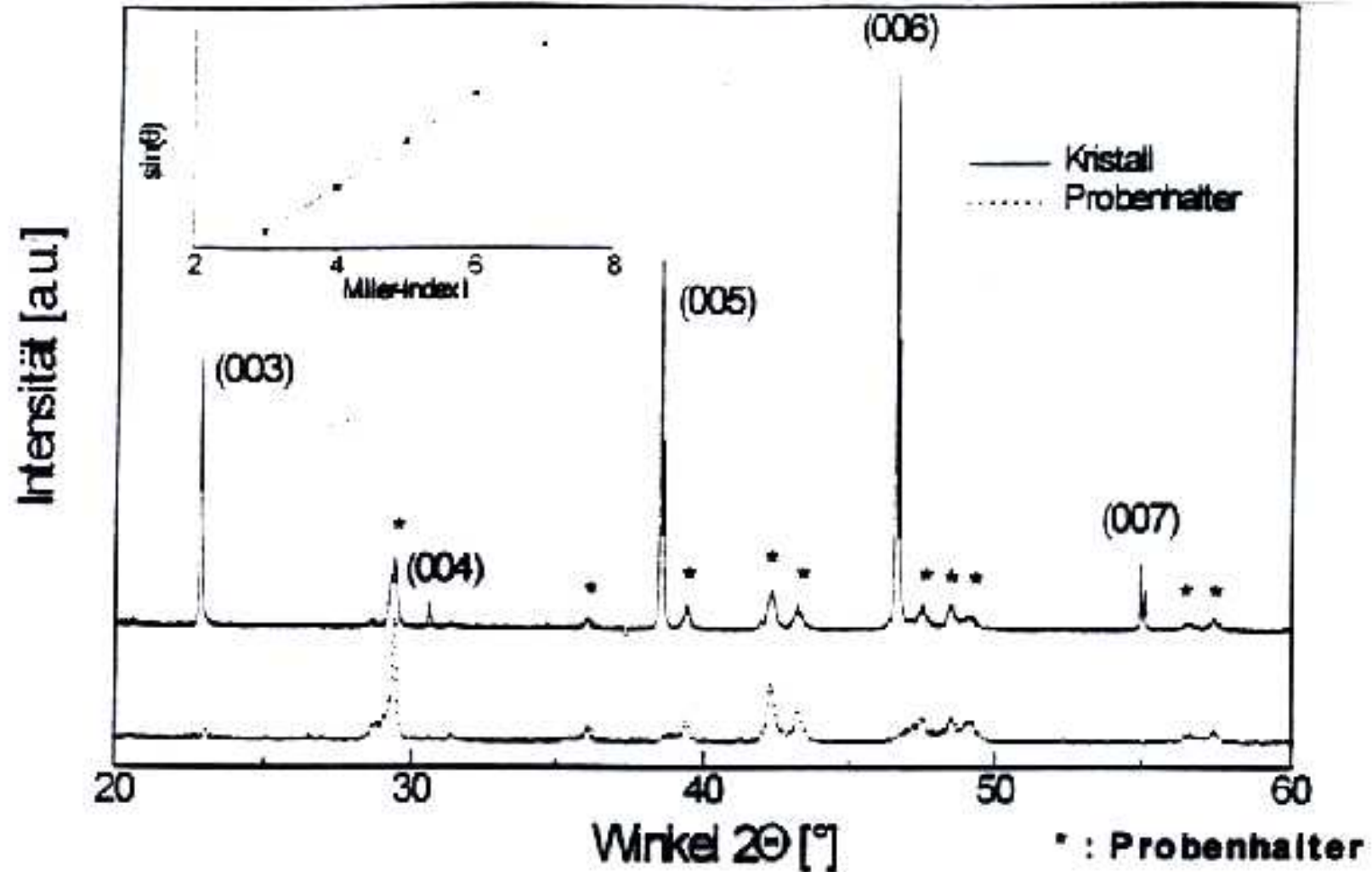


Abb. 3.6: Röntgenspektrum eines YBCO (24% Pr / Y) - Einkristalls. Unten und \* : Reflexe des Probenhalters. Im Inset ist  $\sin(\theta)$  gegenüber dem Miller-Index  $l$  zur Bestimmung des  $c$ -Achsen-Parameters aufgetragen.

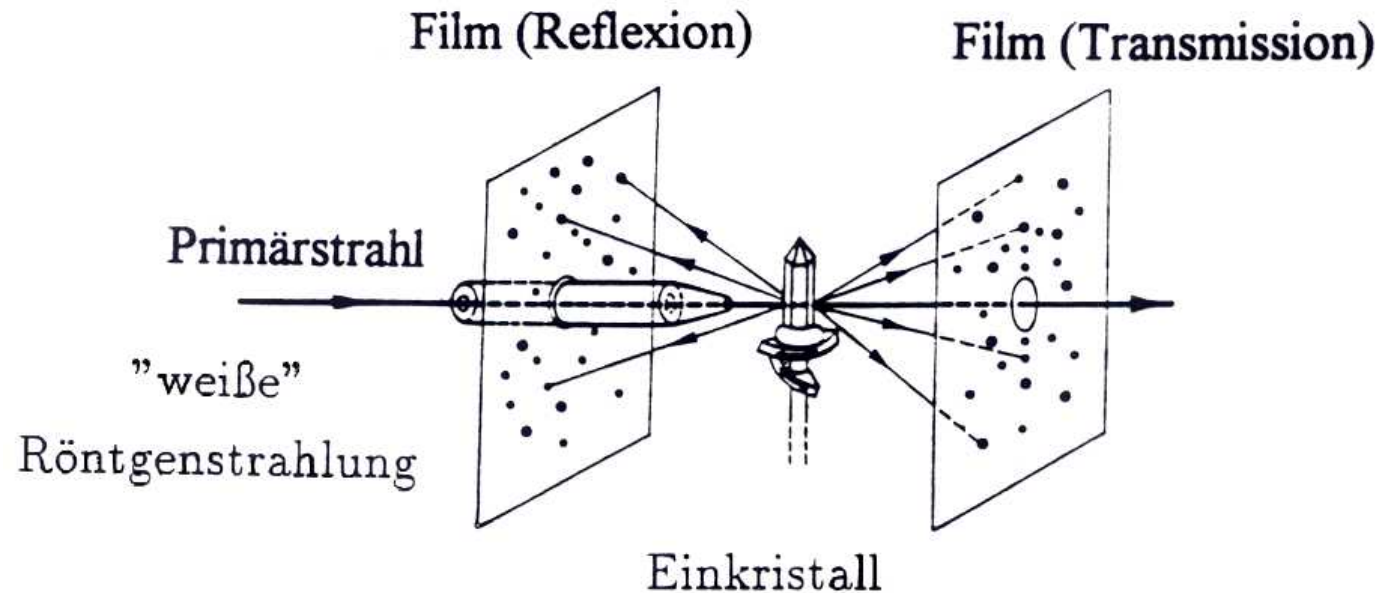
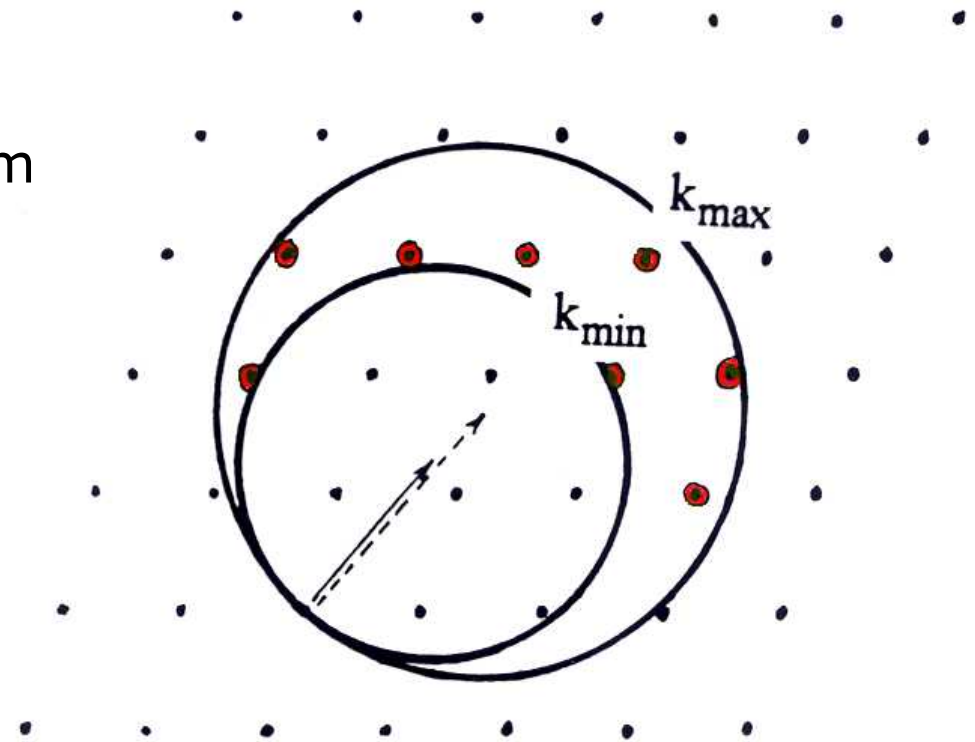
# Laue – Methode

Bremsstrahlung: Röntgenkontinuum

$$20 \text{ pm} < \lambda < 200 \text{ pm}$$

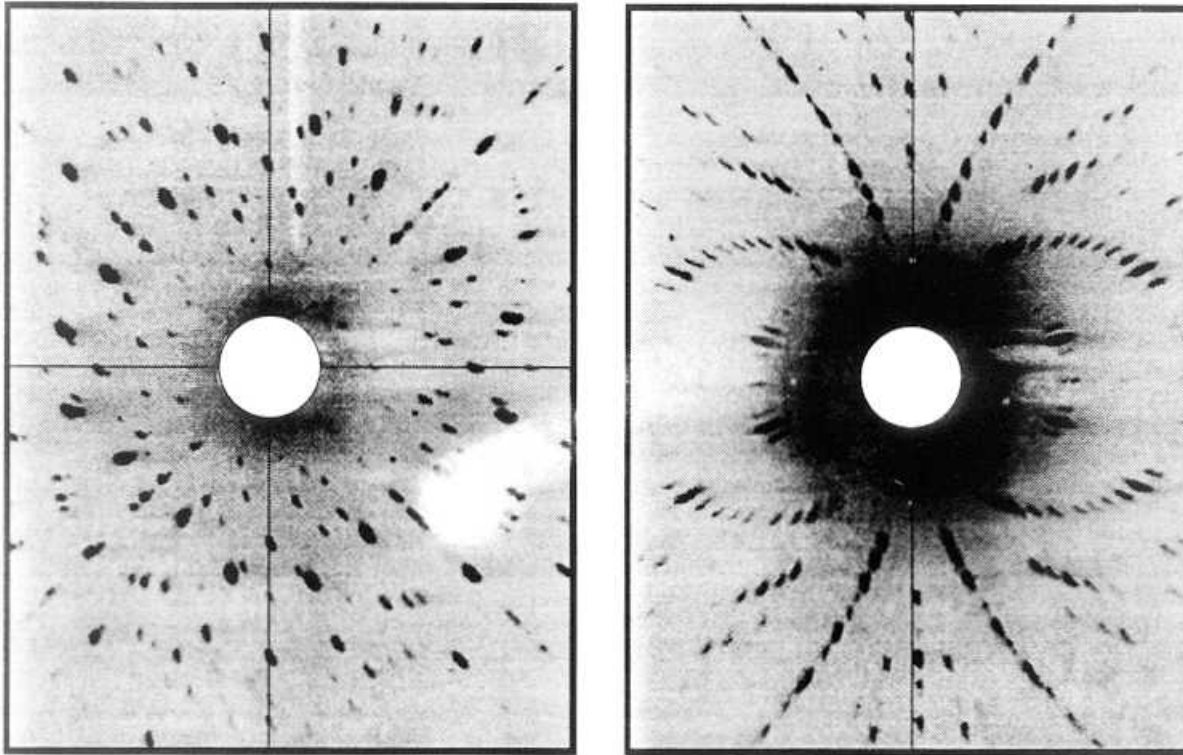
$$\lambda_{\min} = \frac{hc}{eU}$$

$$k_{\max} = \frac{2\pi}{\lambda_{\min}}$$

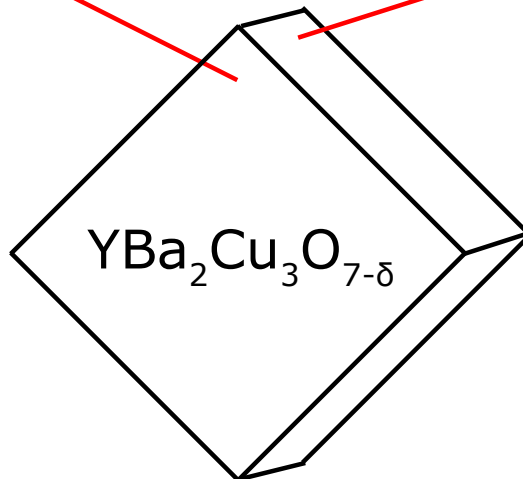




# Laueverfahren: Beispieldaten

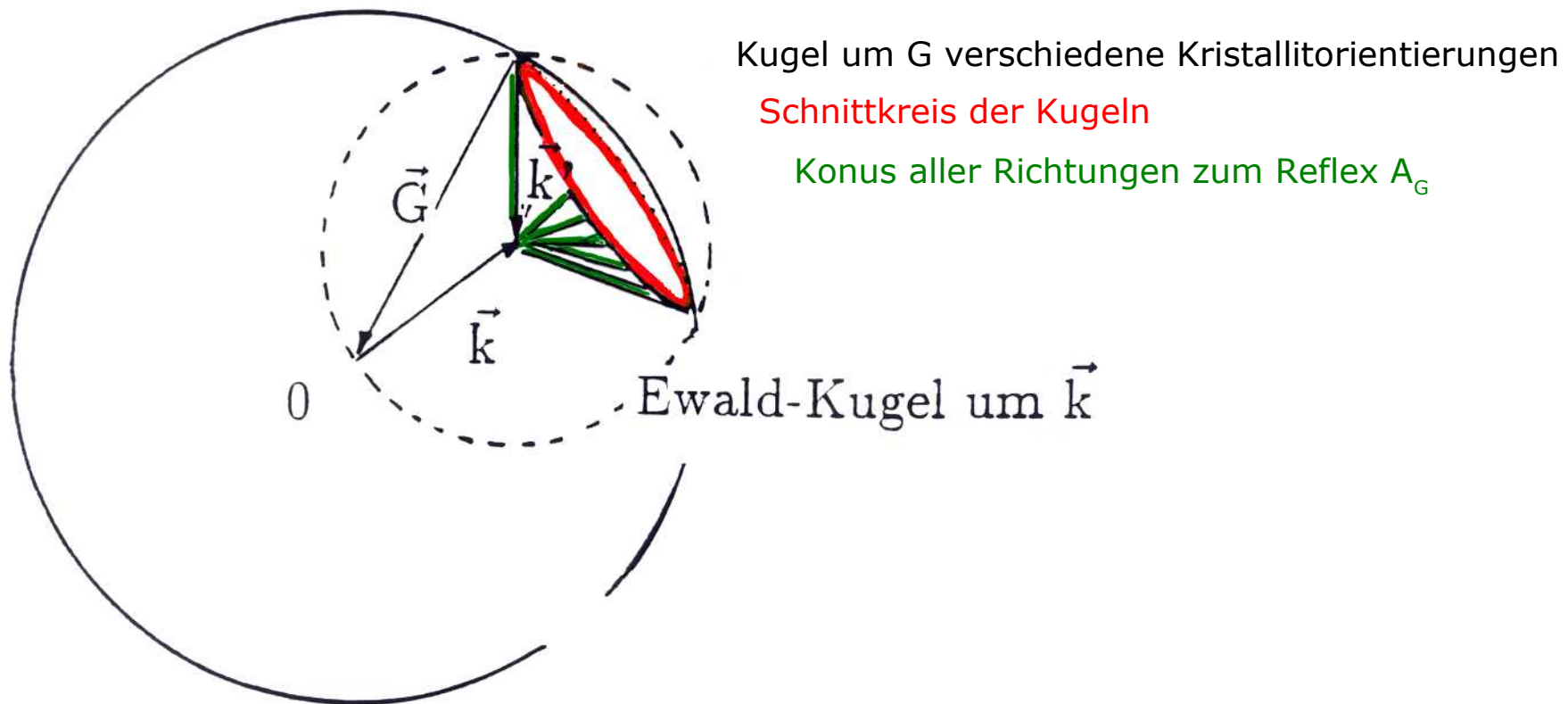


- Transmission, Cu-  $K_\alpha$
- 4 / 2-zählige Symmetrie
- tetragonales System  
(Quaderförmige EZ,  
primitiv oder zentriert)

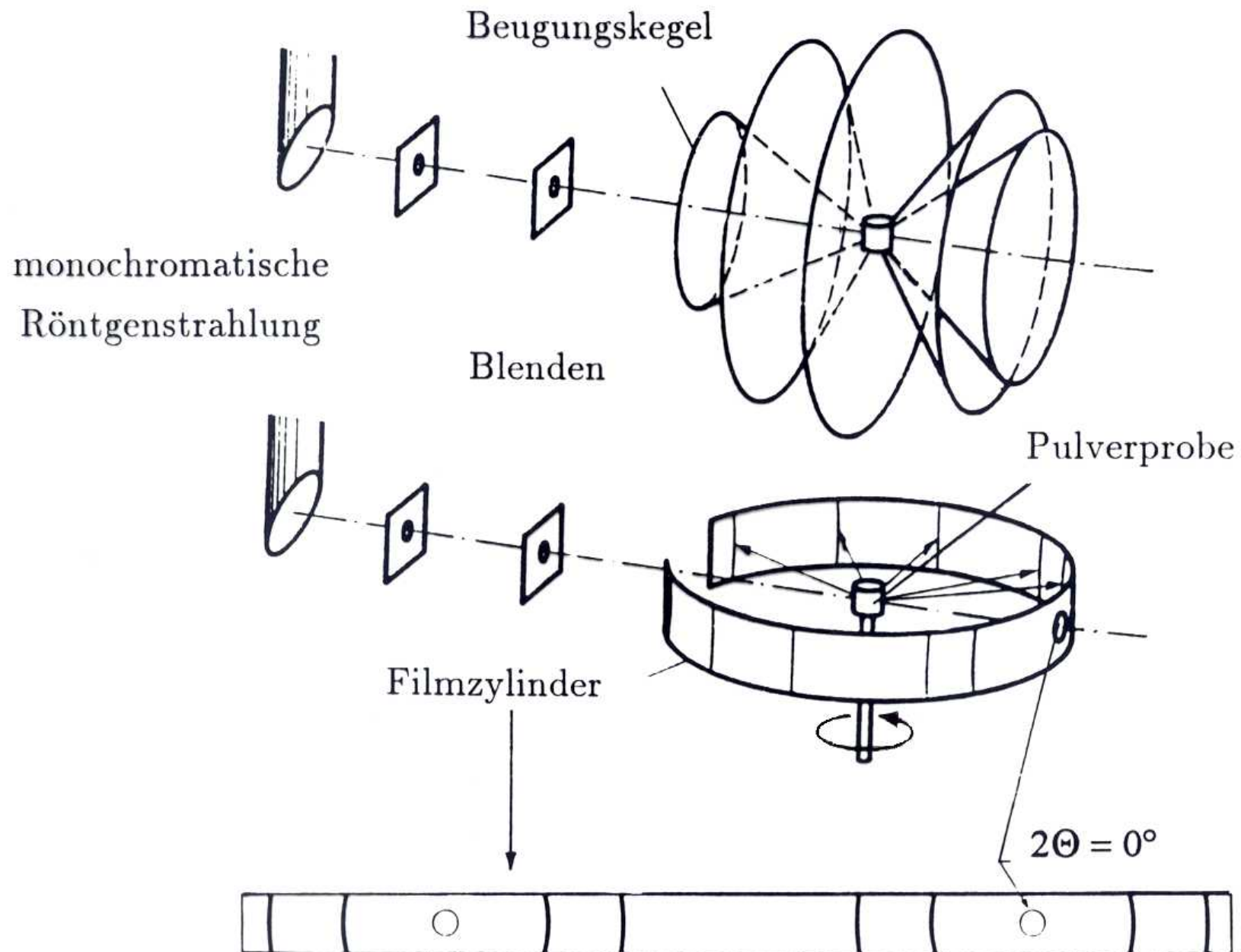


# Debye Scherrer Methode

- Pulverproben - alle Orientierungen vorhanden
- mit Vorinformationen (z. B. Kristallsystem): Messung von  $a$ ,  $b$ ,  $c$
- Idee: Debye-Scherrer wie Drehkristall, wobei die Drehachse jede beliebige Orientierung annimmt
- d.h. aus Kreisen werden Kugeln



# Debye Scherrer Methode



# Beugung am Gitter mit Basis - Idee

- Gitter bestimmt, wann Interferenz von Gitterpunkten auftritt
- Gitter ist Fiktion – letztlich streuen Atome/Elektronen
- Deshalb: Streuwellen von den verschiedenen Atomen der Basis
- Interferenz
- Verstärkung oder Auslöschung von Reflexen
- Also: Reflexintensitäten nutzbar, um Basis zu vermessen

# Beugung am Gitter mit Basis - Formalismus

Amplitude des Reflexes **G**  $A_{\vec{G}} = \int_{\text{Kristall}} dV \rho(\vec{r}) e^{-i\vec{G}\vec{r}}$

Kinematische Näherung (ok für Röntgen – nicht für  $e^-$ )

Kristall mit N identischen Zellen:  $A_{\vec{G}} = N \int_{\text{Zelle}} dV \rho(\vec{r}) e^{-i\vec{G}\vec{r}} = N S_{\vec{G}}$

Strukturfaktor

kann komplex sein;  
gemessen wird Intensität

Basis besteht aus Atomen j:  $\rho(\vec{r}) = \sum_j \rho_j(\vec{r} - \vec{r}_j)$

$$\begin{aligned} \Rightarrow S_G &= \sum_j \int dV \rho_j(\vec{r} - \vec{r}_j) e^{-i\vec{G}\vec{r}} \\ &= \sum_j e^{-i\vec{G}\vec{r}_j} \int dV \rho_j(\vec{r} - \vec{r}_j) e^{-i\vec{G}(\vec{r} - \vec{r}_j)} \\ &= \sum_j \exp(-i\vec{G}\vec{r}_j) f_j \end{aligned}$$

Atomarer Formfaktor f

# Beispiel zum Strukturfaktor

$$S_G = \sum_j f_j \exp(-i \vec{G} \vec{r}_j)$$

$$\vec{G} = h \vec{b}_1 + k \vec{b}_2 + l \vec{b}_3 \quad \vec{r}_j = x_j \vec{a}_1 + y_j \vec{a}_2 + z_j \vec{a}_3$$

$$\vec{a}_i \vec{b}_j = 2\pi \delta_{ij}$$

Natrium:

bcc, 2 gleiche Atome in Basis an  $(0, 0, 0)$  und  $(1/2, 1/2, 1/2)$

$$\Rightarrow S = f_{Na} \left( 1 + \exp(-i\pi(h+k+l)) \right)$$

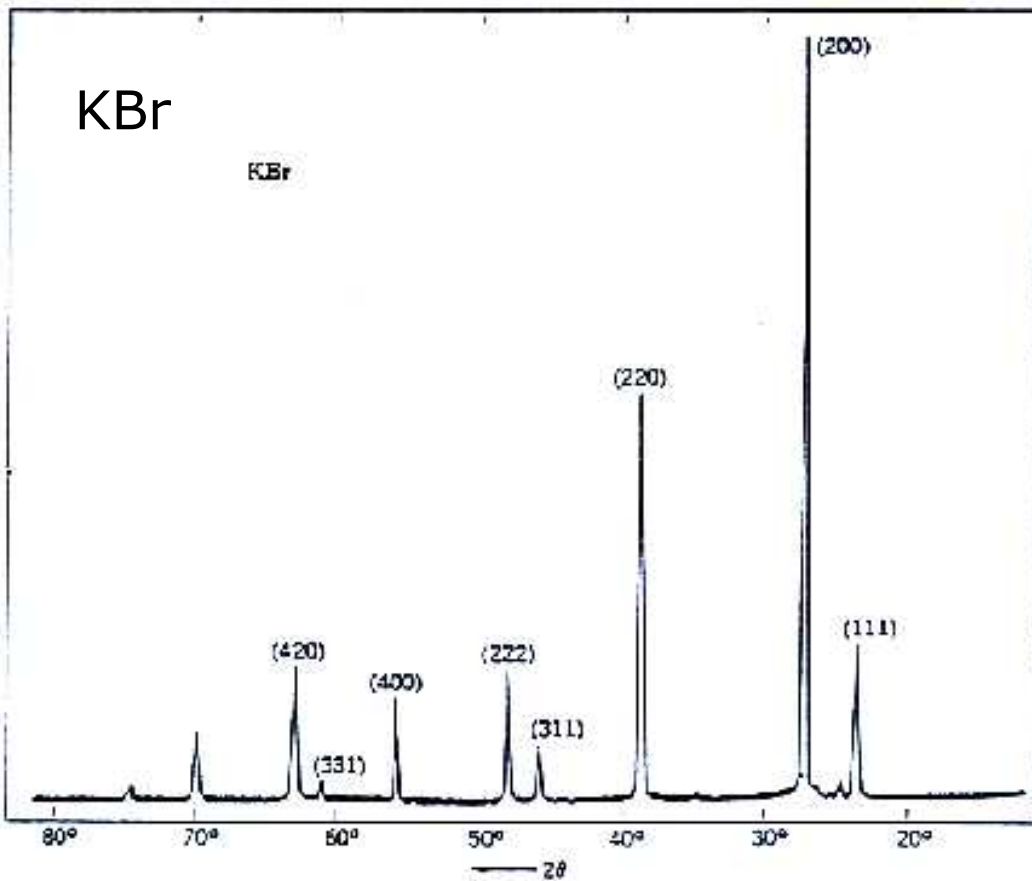
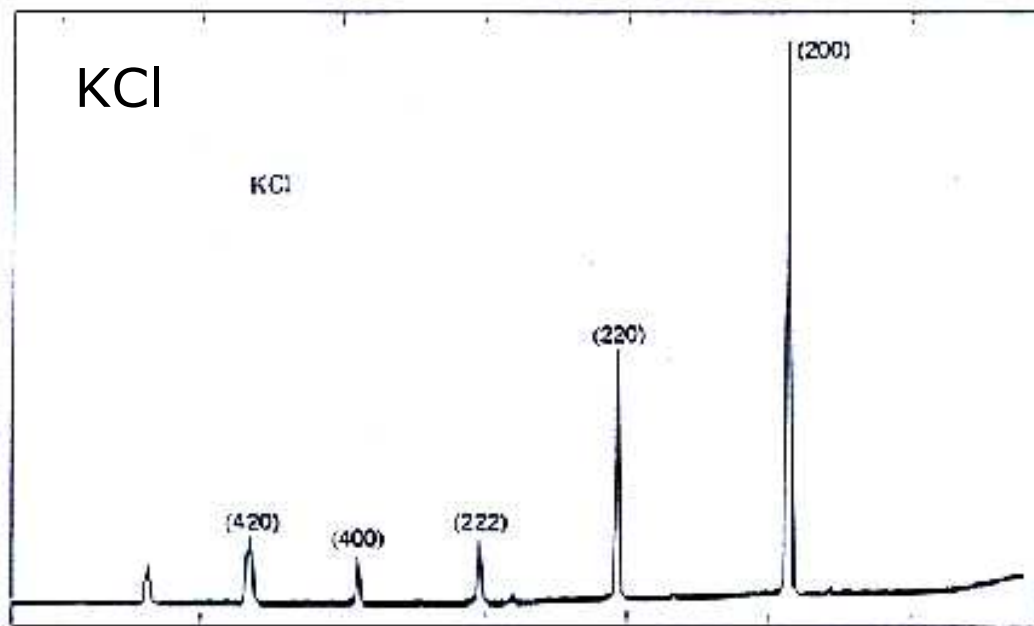
$$S = 0 \quad \text{für } (h+k+l) \text{ ungerade}$$

$$S = 2 f_{Na} \quad \text{für } (h+k+l) \text{ gerade}$$

Sichtbar z. B.  $(200)$   $(222)$ , nicht aber  $(100)$   $(111)$ .

*Unterschiedliche Bravaisgitter des gleichen Kristallsystems unterscheidbar*





## NaCl Struktur

$$R_0 = (0,0,0) \quad R_1 = \frac{a}{2} (1,1,1)$$

$$F = f_1 + f_2 \exp(i\pi(g_1 + g_2 + g_3))$$

Falls  $f_1 = f_2 = f$ :

$$F = f \cdot \begin{cases} 2; & \sum g_i = 2m \\ 0; & \sum g_i = 2m+1 \end{cases}$$

$$Z(K) = 19, \quad Z(Cl) = 17$$

$$\rho_e(K^+) = 18, \quad \rho_e(Cl^-) = 18$$

Vergleich der Röntgenreflexionen an KCl- und KBr-Pulver. In KCl ist die Elektronenzahl im  $K^+$ - und im  $Cl^-$ -Ion gleich. Die Streuamplituden  $f(K^+)$  und  $f(Cl^-)$  sind deshalb fast identisch, so daß der Kristall für Röntgenstrahlen wie ein einatomiges, einfach kubisches Gitter mit der Gitterkonstanten  $a/2$  aussieht. Bei den Reflexen erscheinen nur die geradzahigen Indizes, wenn sie auf ein kubisches Gitter mit der Gitterkonstanten  $a$  bezogen werden. Im KBr sind die Formfaktoren von  $K^+$  und  $Br^-$  sehr verschieden, so daß alle Reflexe des fcc-Gitters auftreten. (Mit freundlicher Genehmigung von Robert van Nordstrand.)

# Atomic Form Factor $f_j \approx Z_j$ number of electrons

Influence of  $G$ ?

$$f_j = \int_{atom\ j} dV \rho(\vec{r}) \exp(i\vec{G}\vec{r})$$

$$\vec{G}\vec{r} = |G| |r| \cos \alpha \quad \text{and atom spherically symmetric}$$

$$f_j = 2\pi \int_0^\infty \int_{-1}^1 dr r^2 d(\cos \alpha) \rho(r) \exp(iGr \cos \alpha)$$

$$= 2\pi \int dr r^2 \rho(r) \frac{\exp(iGr) - \exp(-iGr)}{iGr}$$

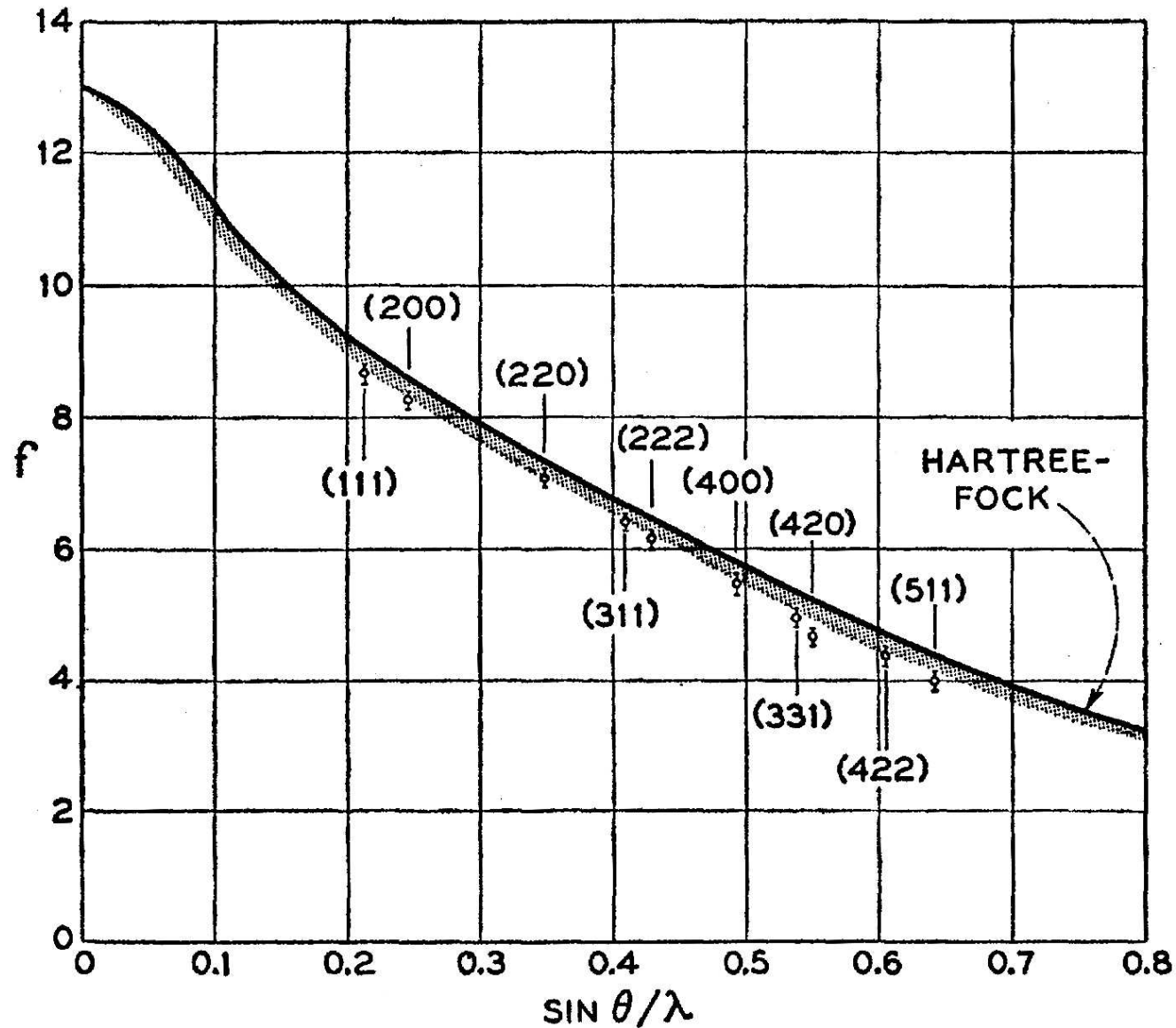
$$= 4\pi \int dr r^2 \rho(r) \frac{\sin(Gr)}{Gr}$$

*decreases with increasing  $G$*

# Experimentelle **atomare Streufaktoren** von Al

fcc-Kristall: keine Reflexe mit gemischt geraden und ungeraden Indizes

Batterman et al., Phys. Rev. B **122**, 68 (1961)

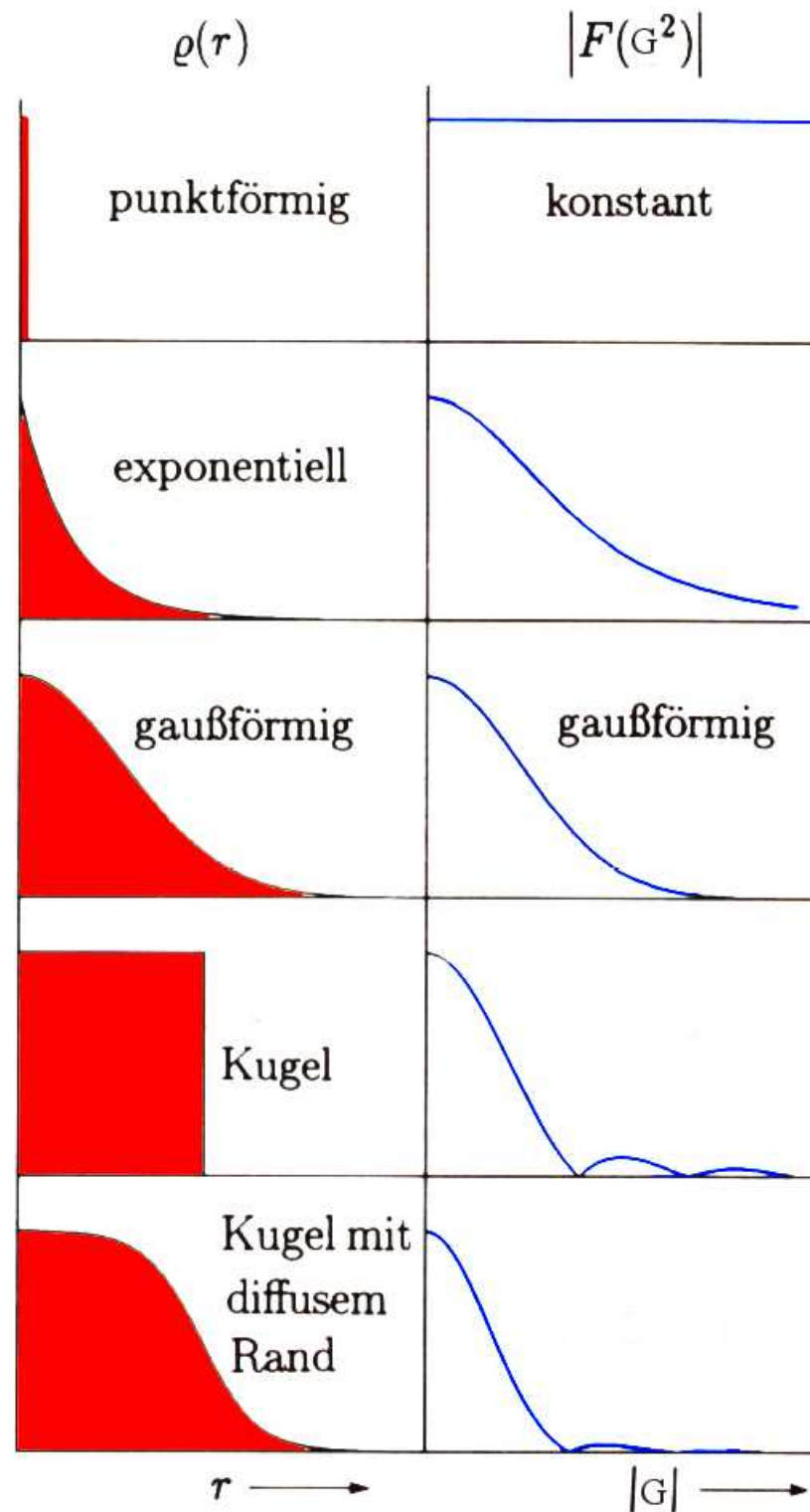


Faltung

Convolution

# Atomare Formfaktoren

(aus der Kernphysik)



# Exkurs: Kevin Cowtan's Book of Fourier

[www.ysbl.york.ac.uk/~cowtan/fourier/fourier.html](http://www.ysbl.york.ac.uk/~cowtan/fourier/fourier.html)

Complex numbers have amplitude & phase

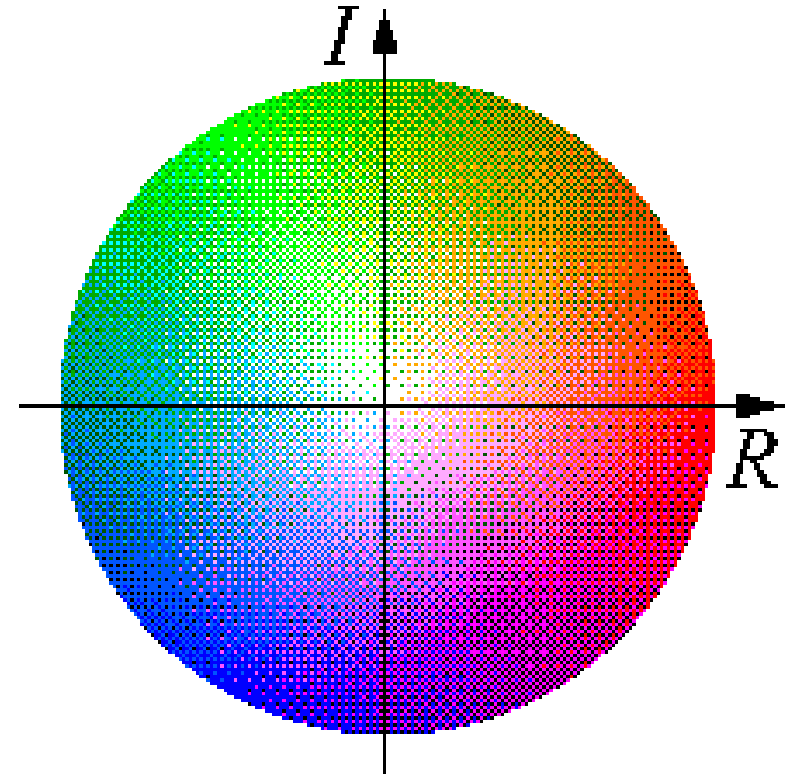
Colour scheme:

Amplitude by colour saturation and brightness

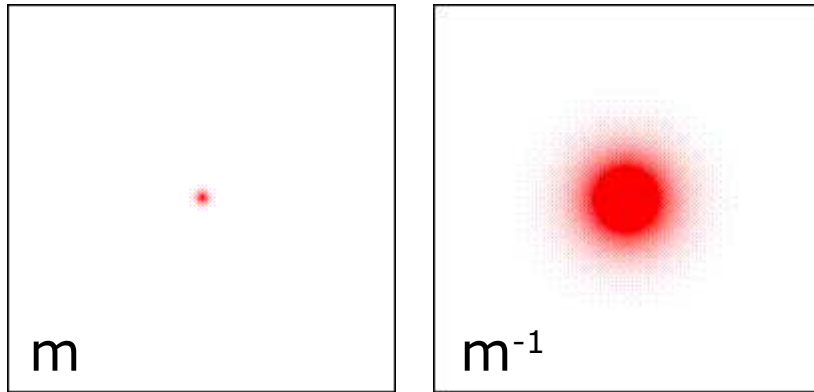
Phase by hue;  $0^\circ$  red,  $120^\circ$  green,  $240^\circ$  blue

Positive real numbers red, negative real numbers cyan

White represents zero magnitude

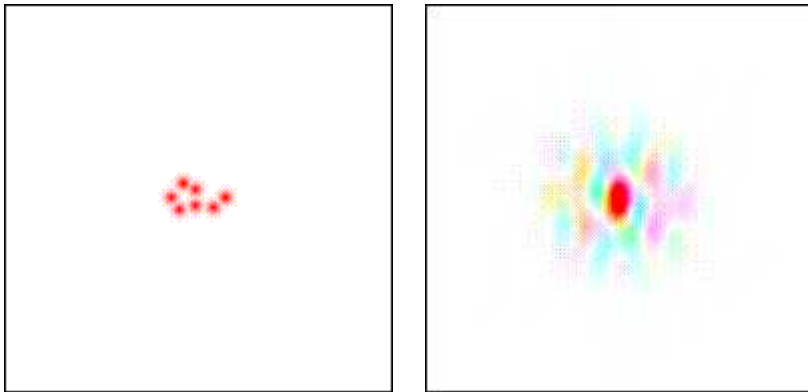


# An atom, and its Fourier Transform



Both circularly symmetric  
atom is sharp feature, transform  
is broad - reciprocal relationship

# A molecule, and its Fourier Transform



Molecule of seven atoms

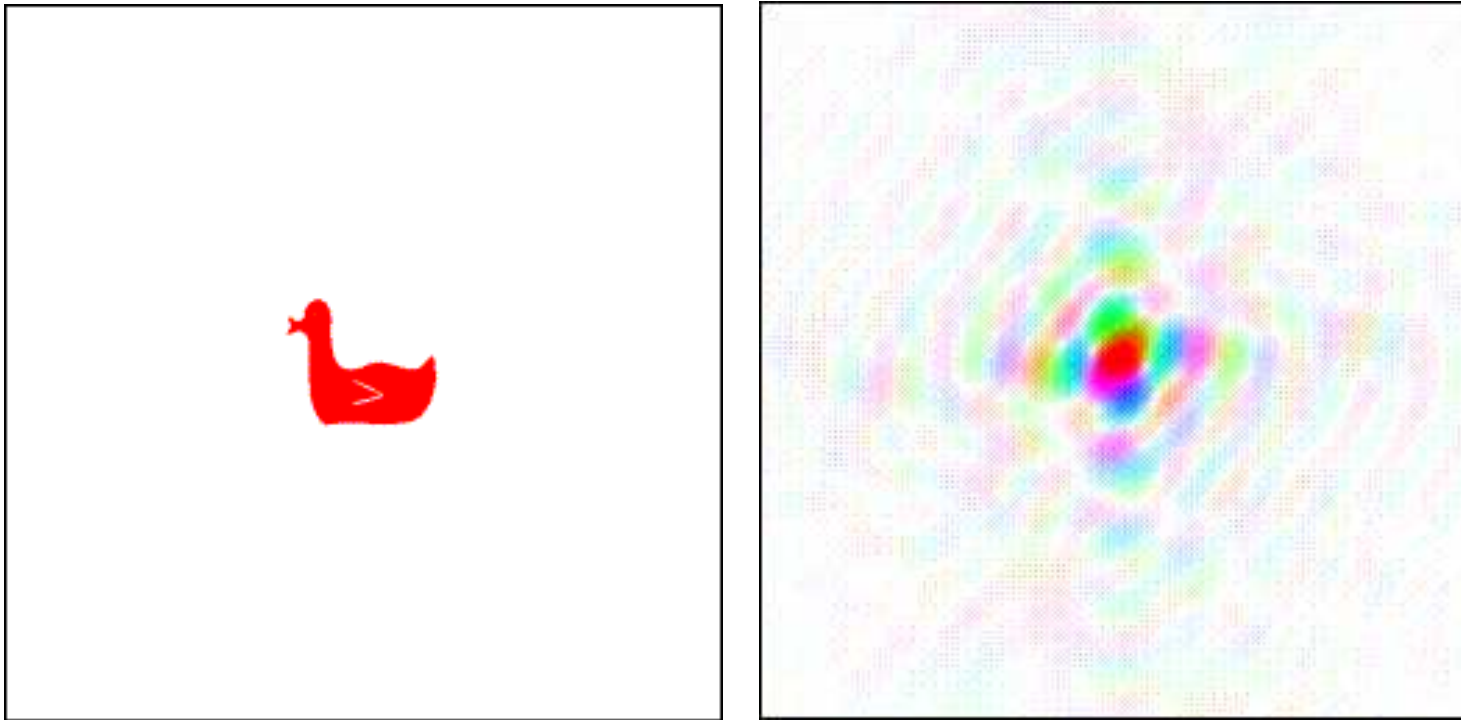
Transform shows some detail, but overall shape  $\approx$  atomic transform

Molecule = convolution of point atom structure & atomic shape

Transform = product of point atom transform & atomic transform



# A duck, and its Fourier Transform:

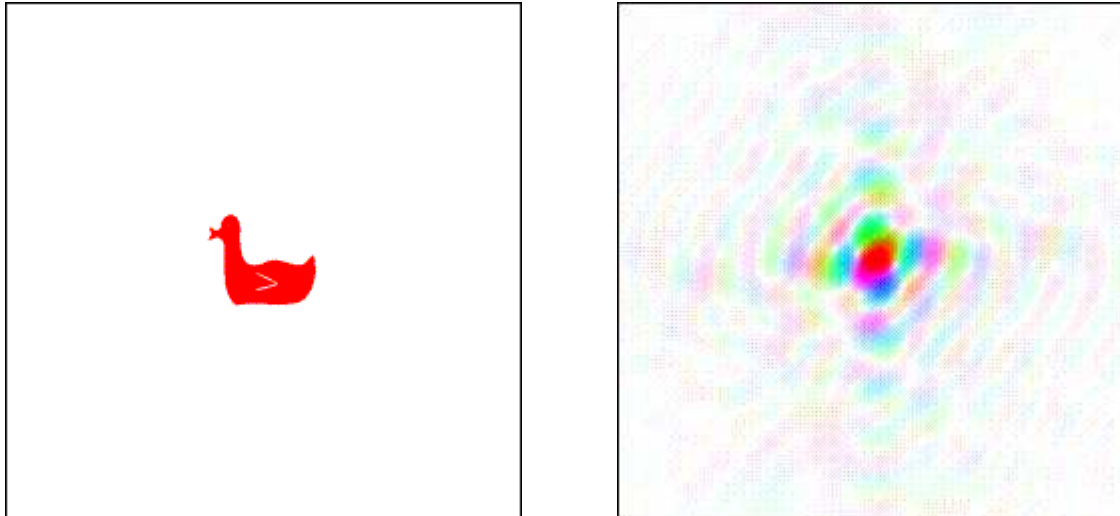


Crystallographic Interpretation:

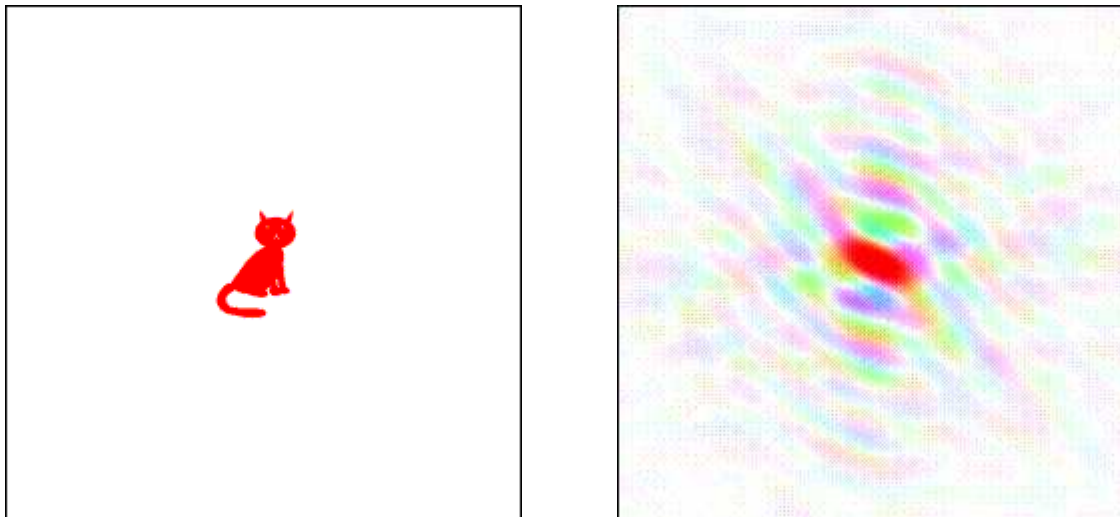
Real image gives rise to a Hermitian diffraction pattern

# Animal Magic

The Fourier Duck, and its Fourier transform:



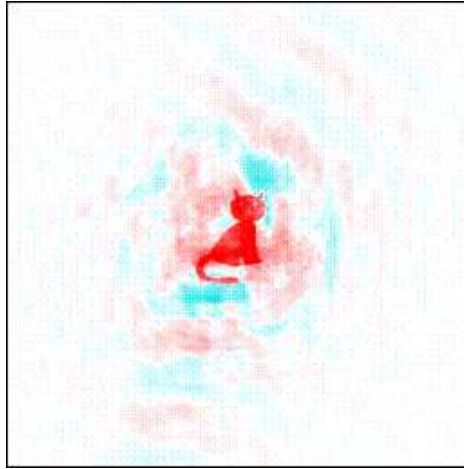
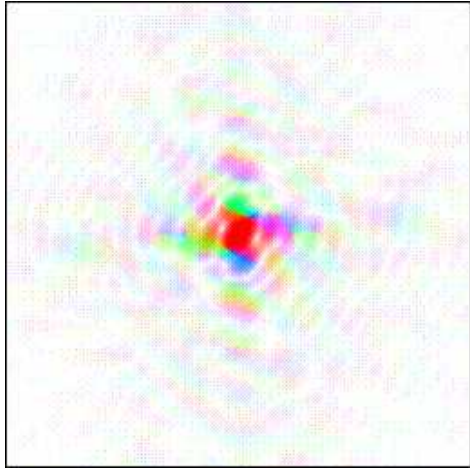
The Fourier Cat, and its Fourier transform:



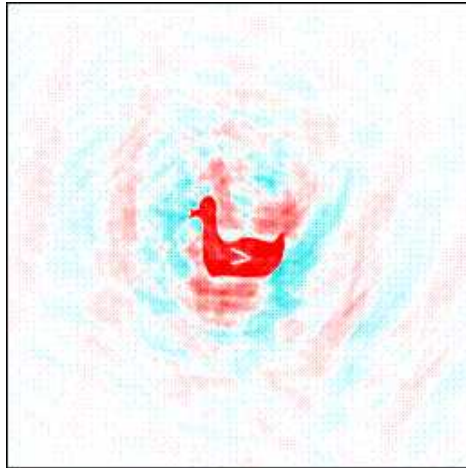
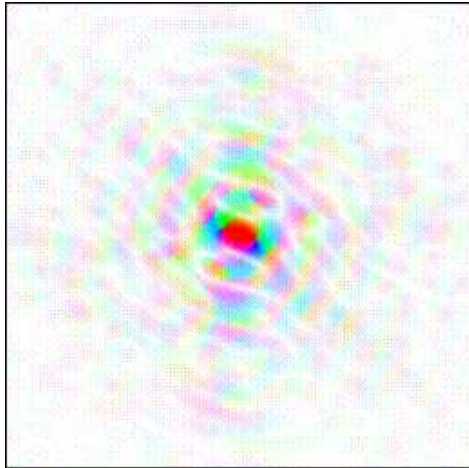
# Mix them up

Magnitudes from Duck transform with phases from Cat transform

(Brightness from duck & colours from cat)



Magnitudes from Cat transform & phases from Duck transform



Phase image is still visible,  
whereas magnitude image has gone.

Crystallographic Interpretation:

X-ray detection uses diffraction  
magnitudes only.

Unfortunately phases contain the bulk  
of the structural information.

... that is why crystallography is difficult.

# Information aus Beugungsexperimenten

- ◆ Position der Beugungsmaxima

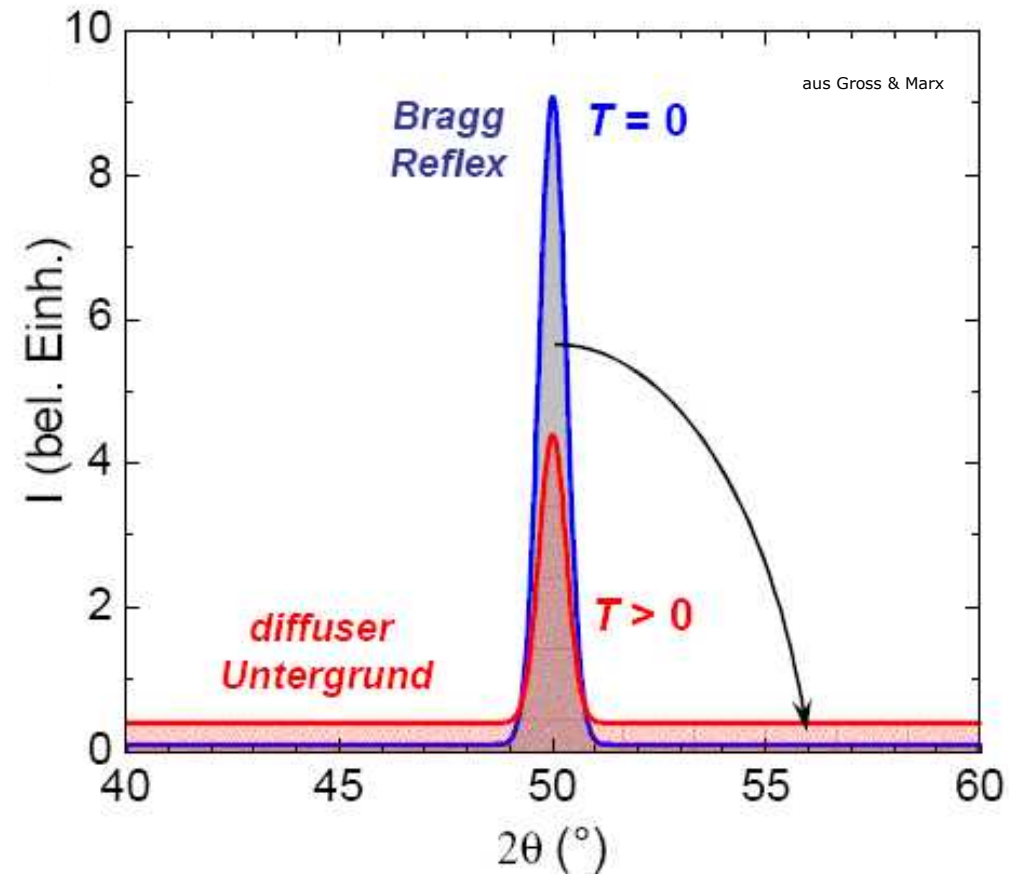
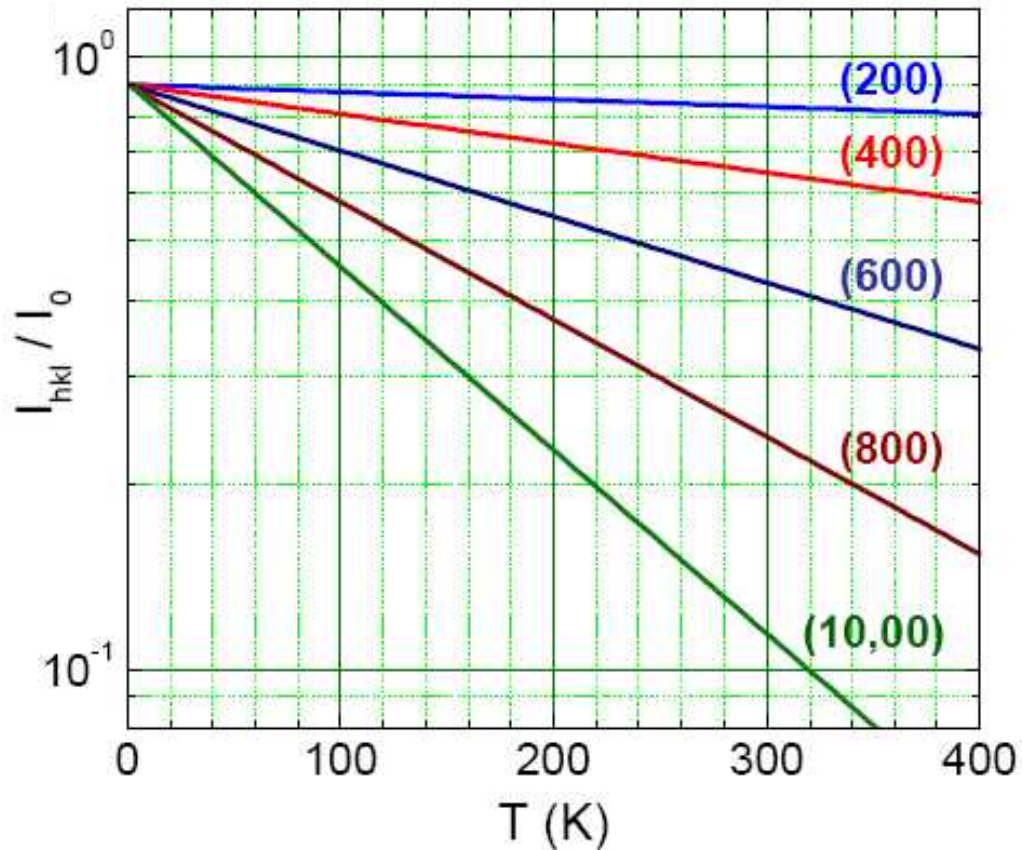
Periodizität / Gitter

- ◆ Intensität der Maxima

Struktur/Formfaktor — Basis

n.b. Phasenproblem

# Temperaturabhängigkeit der Reflexintensität



$T > 0$ : Atome vibrieren; Reflexe schwächer, aber gleich breit  
 hohe Fourierkomponenten (große  $G$ ) stärker betroffen  
 Intensität 'geht' in diffusen Untergrund

Debye-Waller-Faktor  $I \sim e^{-\alpha T}$   $I \sim e^{-\beta |G|}$  Peter Debye:  $M$   
 Ivar Waller:  $S$

$$F_j \sim \overline{\exp(i \vec{G}(\vec{r}_j + \vec{u}))} = F_{j,0} \exp(i \vec{G} \vec{u})$$

$$\approx F_{j,0} \left( 1 + i \vec{G} \vec{u} - \frac{1}{2} (\vec{G} \vec{u})^2 \right)$$

$$= F_{j,0} \left( 1 + 0 - \frac{1}{2} \overline{G^2} \overline{u^2} \overline{\cos^2 \theta} \right)$$

$$\overline{\cos^2 \theta} = \frac{1}{4\pi} \int \cos^2 \theta \sin \theta \, d\theta \, d\phi = \frac{1}{3}$$

$$\Rightarrow F_j \sim F_{j,0} \left( 1 - \frac{1}{6} G^2 \overline{u^2} \right) \approx F_{j,0} \exp \left( -\frac{1}{6} G^2 \overline{u^2} \right)$$

$$\Rightarrow I \sim F_j^2 \Rightarrow I = I_0 \exp \left( -\frac{1}{3} \overline{u^2} G^2 \right)$$

  
*Debye-Waller-Faktor*

harmonischer Oszillator:

$$\bar{U} = \frac{3}{2} kT = \frac{1}{2} D \bar{u}^2 = \frac{1}{2} m \omega^2 \bar{u}^2 \Rightarrow \bar{u}^2 = \frac{3kT}{m \omega^2}$$

$$\Rightarrow I = I_0 \exp\left(-kT \frac{G^2}{m \omega^2}\right)$$

I nimmt mit T und |G| exponentiell ab

→ Vibrationsamplitude abschätzbar.

Bei T=0: Nullpunktsenergie:  $E_0 = \frac{3}{2} \hbar \omega$

Zur Hälfte kin. Energie:  $\Rightarrow \bar{u} = \frac{3}{4} \hbar \omega$

$$\Rightarrow I = I_0 \exp\left(\frac{-\hbar G^2}{2m\omega}\right)$$

Mit  $G = 10^{11} \text{ m}^{-1}$ ,  $\omega = 10^{14} \text{ s}^{-1}$ ,  $m = 10^{-25} \text{ kg}$ :

Exponent  $\approx -0.1$ , also:  $I/I_0 \approx 90 \%$



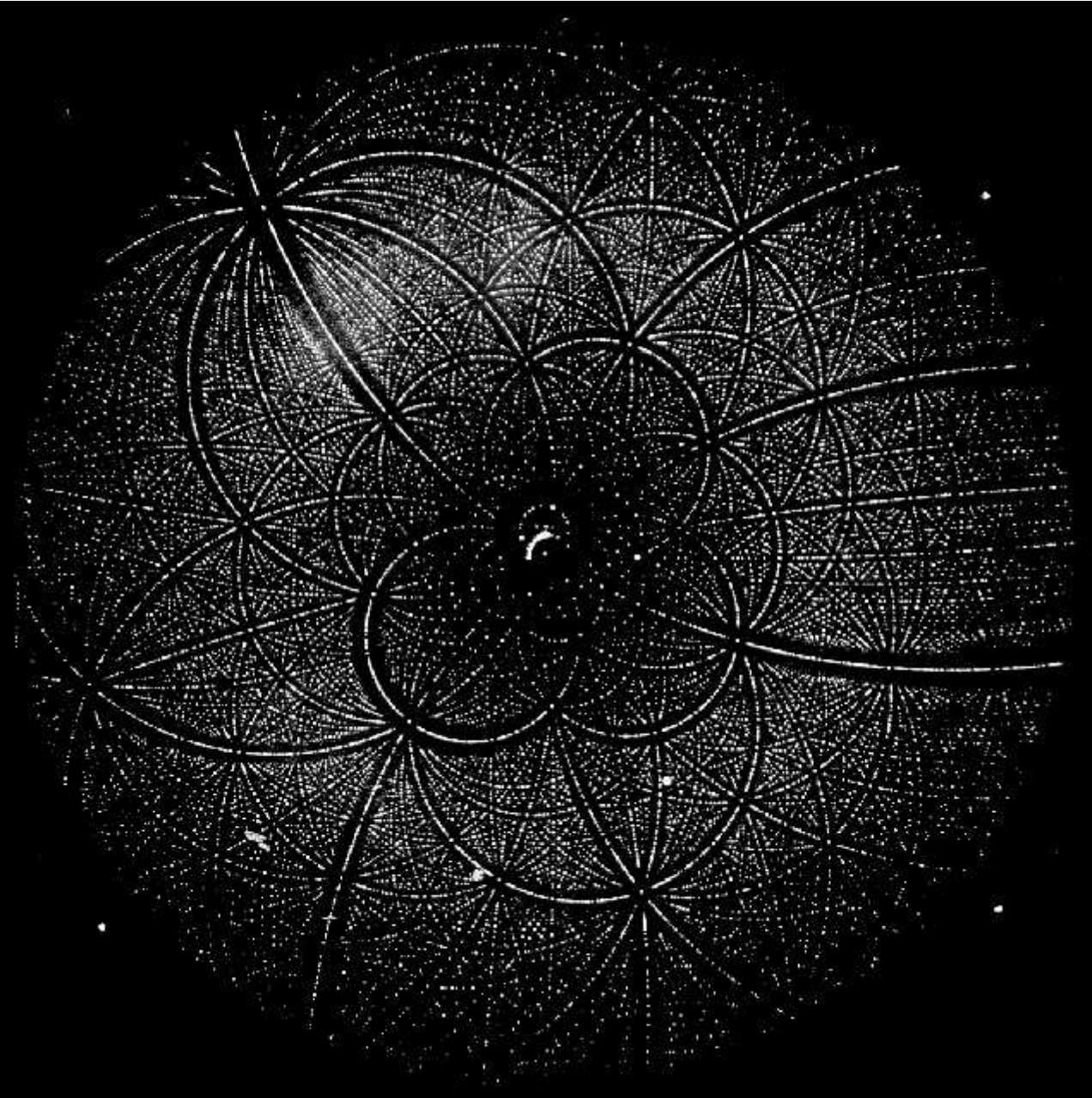
# Particles and their fields of application

- X rays: bulk, surfaces, layers
- Neutrons: bulk
- Electrons: surfaces, thin films, milled samples
- Helium atoms: surfaces

## Sources

- X rays: X ray tube (anode), synchrotron source (polarized)
- Neutrons: reactor
- Electrons: thermoelectric & photoelectric effects (spin, time)
- Helium atoms: jet from expansion through nozzle

# Rubisco: protein controlling CO<sub>2</sub> uptake of green plants some 10<sup>11</sup> tons CO<sub>2</sub> per year



## Unit cell:

$a \approx b = 15.72 \text{ nm}$

$c = 20.13 \text{ nm}$

$\approx 200.000 \text{ C, O, N atoms}$   
 $+ 32 \text{ Mn}$

## data:

1s @Daresbury,

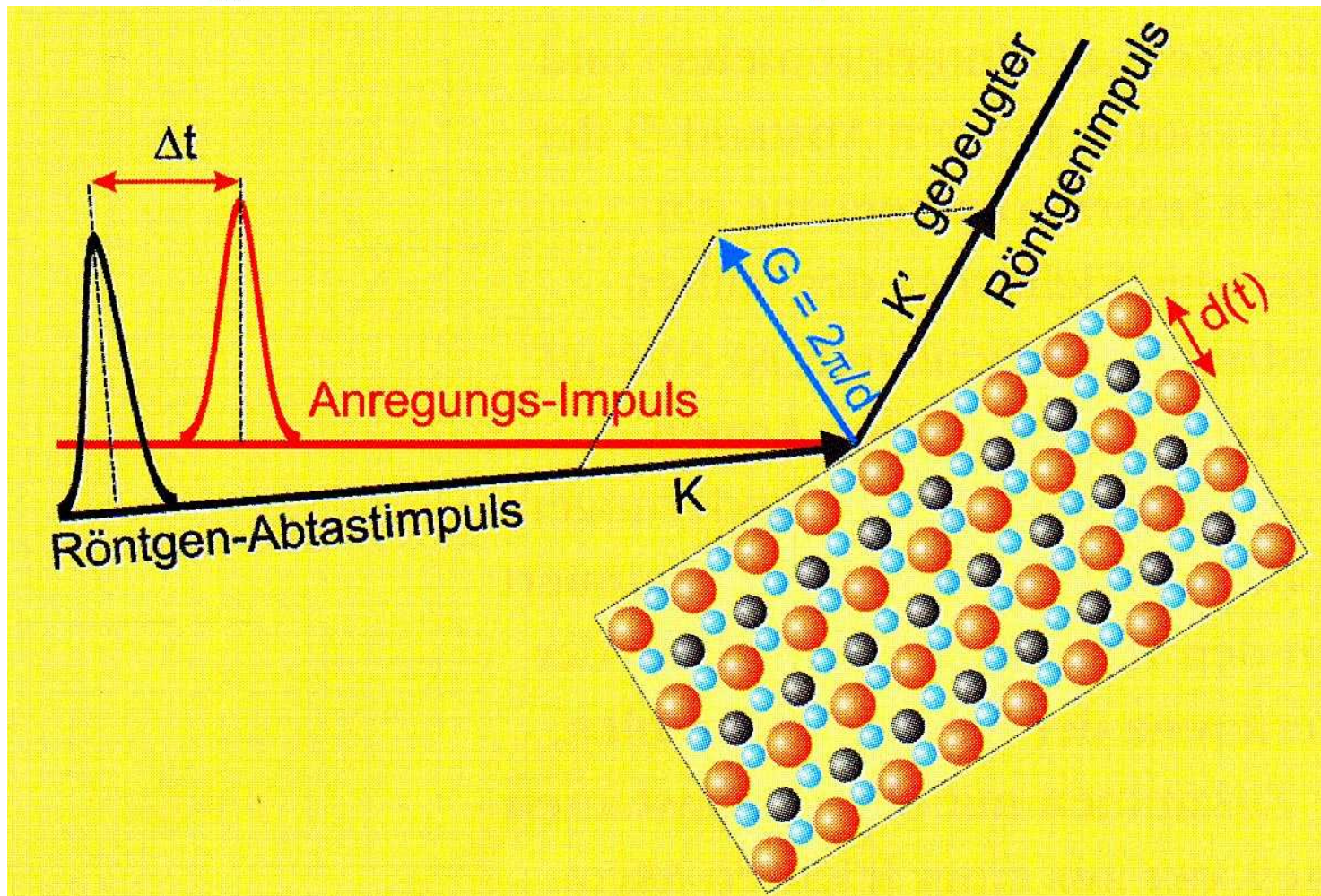
C.-I. Bränden et alii

$\approx 100.000 \text{ spots}$

(6-50 keV)

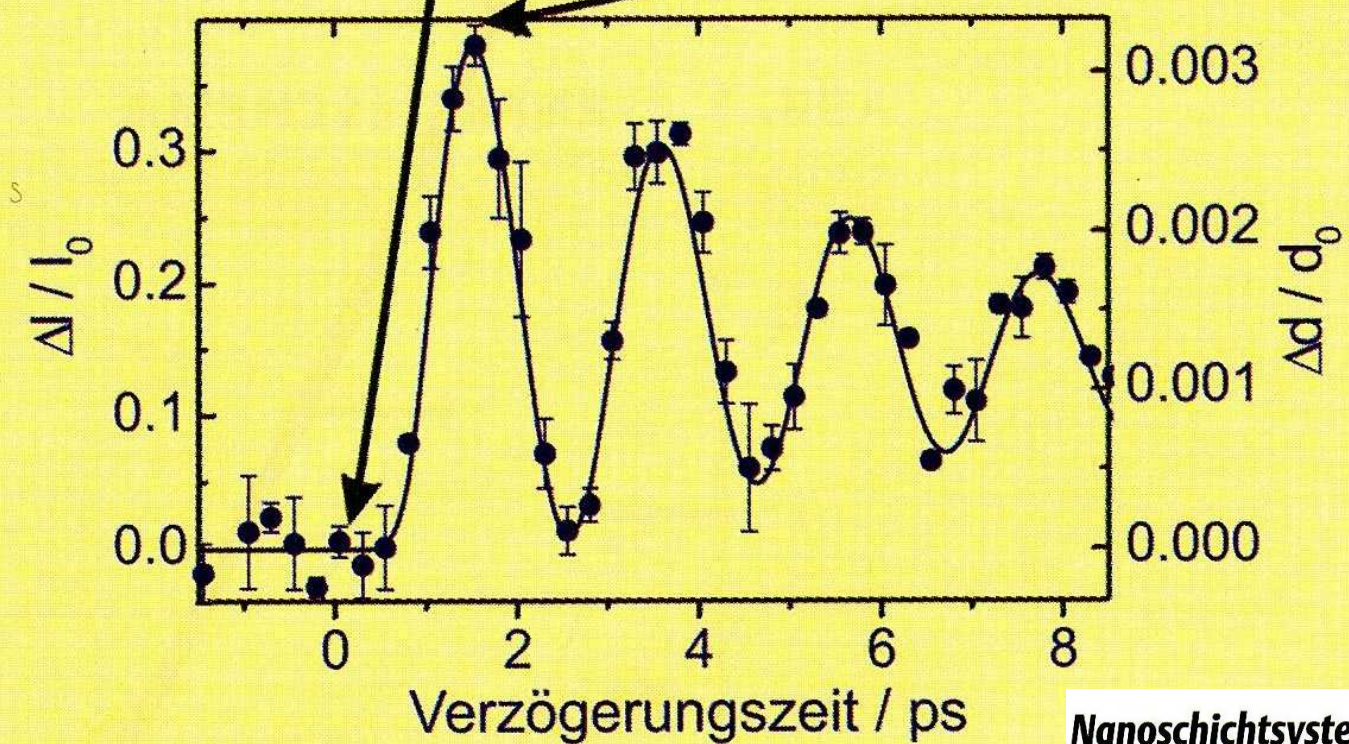
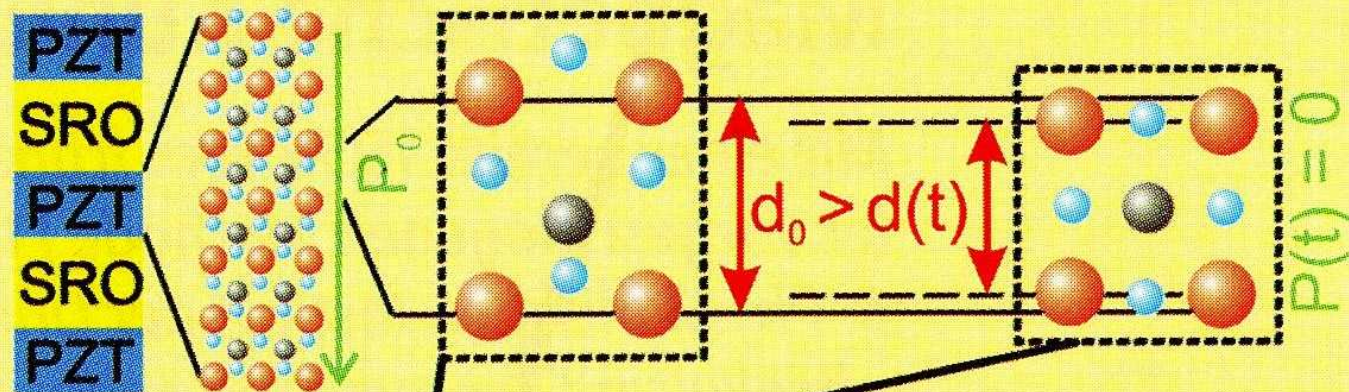


# Schwingende Nanoschichten im Röntgen-Stroboskop



**Der Anregungs-Impuls versetzt das Kristallgitter in Bewegung. Nach einer Zeitverzögerung  $\Delta t$  wird der Röntgen-Abtastimpuls am Gittervektor  $G$  unter der Bragg-Bedingung  $G = K' - K$  gestreut. Daraus wird die momentane Gitterkonstante  $d(t) = 2\pi/G(t)$  bestimmt.**





**Nanoschichtsystem aus metallischem SRO und PZT, das wegen der Verschiebung der Anionen  $O^{2-}$  (blau) gegen die Kationen  $Pb^{4+}$  (rot) und  $Ti^{4+}$  (grau) eine ferroelektrische Polarisierung  $P_0$  aufweist. Schon nach 2 ps ist die Einheitszelle komprimiert und die ferroelektrische Polarisierung  $P(t)$  verschwunden. Die messbaren Änderungen  $\Delta d/d_0$  der Gitterkonstante  $d_0 = 0,409$  nm liegen im 100-fm-Bereich.**

# Thermal neutrons



$\text{SP}_n$ : e.g.  $\text{Xe}^{143}$ ,  $\text{Sr}^{90}$

♦ Moderation using C,  $\text{D}_2\text{O}$ ,  $\text{H}_2\text{O}$

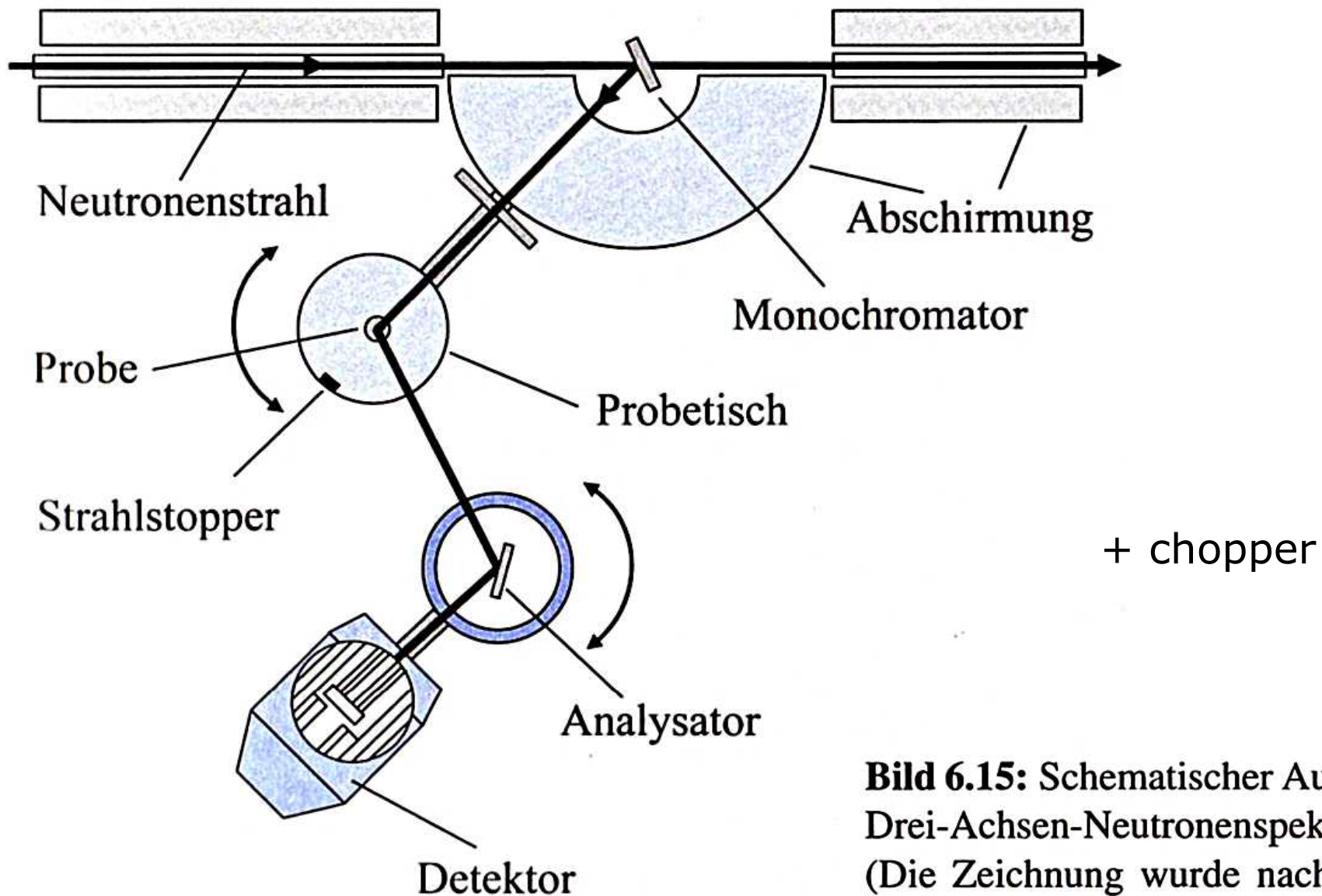
♦ e. g., Institut Laue Langevin, Grenoble

57 MW, 10 cm beam diameter,  $1.5 \times 10^{15} \text{ n/cm}^2\text{s}$

2 ... 100 meV corresponding to 6 ... 0.6 Å



# Dreiachsenspektrometer - (in)elastische Neutronenstreuung



**Bild 6.15:** Schematischer Aufbau eines Drei-Achsen-Neutronenspektrometers. (Die Zeichnung wurde nach Angaben des Institut Laue-Langevin, Grenoble, für das Instrument IN3 erstellt.)

THE  
PHYSICAL REVIEW

---

DIFFRACTION OF ELECTRONS BY A CRYSTAL OF NICKEL

BY C. DAVISSON AND L. H. GERMER

The most striking characteristic of these beams is a one to one correspondence, presently to be described, which the strongest of them bear to the Laue beams that would be found issuing from the same crystal if the incident beam were a beam of x-rays. Certain others appear to be analogues, not of Laue beams, but of optical diffraction beams from plane reflection gratings—the lines of these gratings being lines or rows of atoms in the surface of the crystal. Because of these similarities between the scattering of electrons by the crystal and the scattering of waves by three- and two-dimensional gratings a description of the occurrence and behavior of the electron diffraction beams in terms of the scattering of an equivalent wave radiation by the atoms of the crystal, and its subsequent interference, is not only possible, but most simple and natural. This involves the association of a wave-length with the incident electron beam, and this wave-length turns out to be in acceptable agreement with the value  $h/mv$  of the undulatory mechanics, Planck's action constant divided by the momentum of the electron.