

$$E_{kin} = E_{\gamma} - E_b(K, L, M, \dots) > 0 \quad (6.1)$$

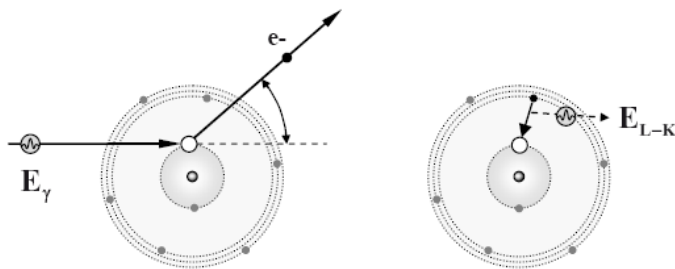


Fig. 6.1: Schematische Darstellung des Photoeffekts an einem K-Elektron. Links: Absorption des Photons durch ein K-Elektron mit Ionisierung der Atomhülle. In der K-Schale bleibt ein Elektronenloch. Rechts: Das Elektronenloch wird durch ein äußeres Elektron aufgefüllt. Die Differenzenergie wird als charakteristisches Photon emittiert oder löst Augerelektronen-Emission aus.

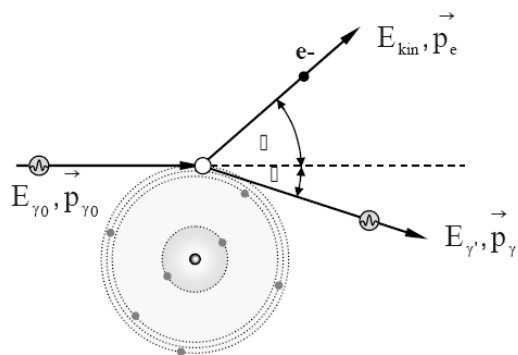


Fig. 6.4: Schematische Darstellung des Comptoneffekts als Stoßprozess des einfallenden Photons mit einem schwach gebundenen äußeren Hüllenelektron. Sowohl Impuls p als auch Photonenenergie E_{γ} werden in Abhängigkeit vom Photonen-Streuwinkel φ auf das Comptonelektron und das gestreute Photon verteilt. Das Atom wird durch eine Compton-Wechselwirkung einfach ionisiert.

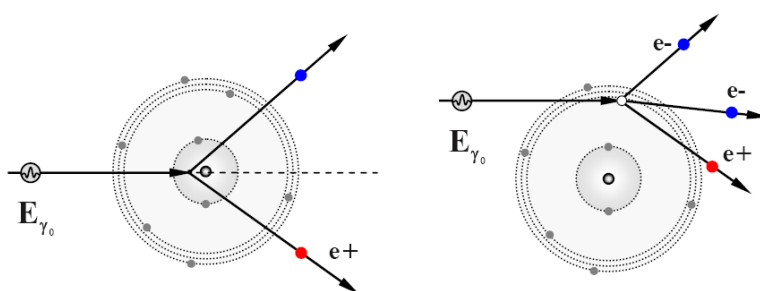


Fig. 6.14: Schematische Darstellung der Paarbildungsprozesse. Links: Paarbildung im Coulombfeld eines Atomkerns. Das erzeugte Teilchen-Antiteilchenpaar besteht aus Elektron und Positron. Damit ist dem Gesetz von der Erhaltung der Teilchenzahl Genüge getan. Aus Gründen der Impulserhaltung werden die Teilchen nach vorne emittiert. Die nach der Massenbildung verbleibende Energie des Photons tritt als Bewegungsenergie des Elektron-Positron-Paares auf. Rechts: "Triplettbildung" im Coulombfeld eines Hüllenelektrons. Die Energieschwelle liegt bei $4 \cdot m_0 \cdot c^2$ (s. Text). Die Positronen zerstrahlen nach Abgabe ihrer Bewegungsenergie oder auch im Fluge mit einem weiteren Elektron des Absorbers unter Emission der so genannten Vernichtungsstrahlung von $2 \cdot 511$ keV (s. Abschnitt 3.2.2).

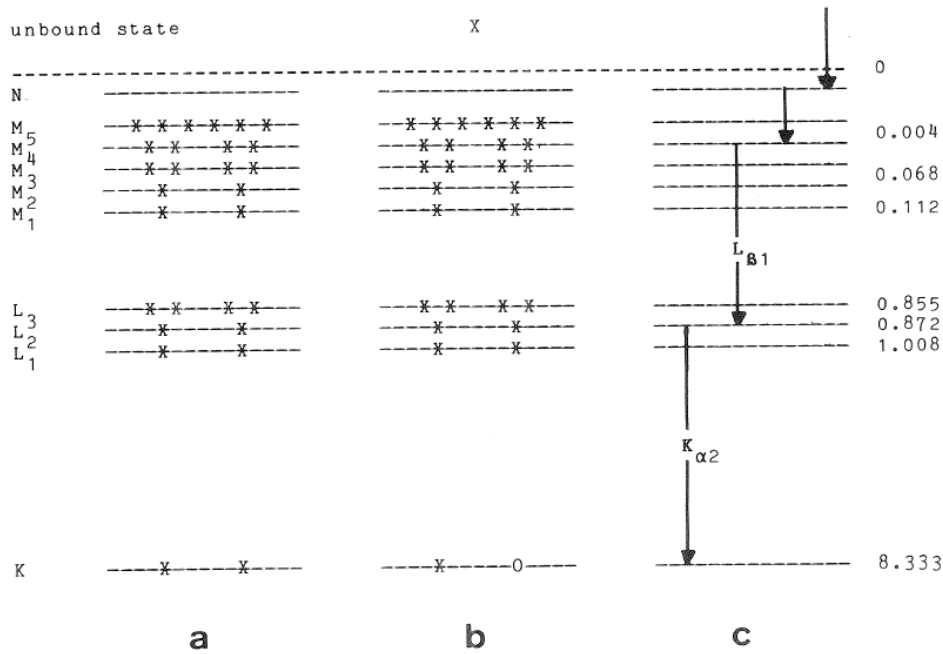


Fig. 1.4. Energy levels for the electrons in an atom of nickel (Ni): (a) the electron distribution for the ground state; (b) the electron distribution for an excited state produced by the excitation of a K electron; (c) a typical sequence of steps in the deexcitation of the atom.

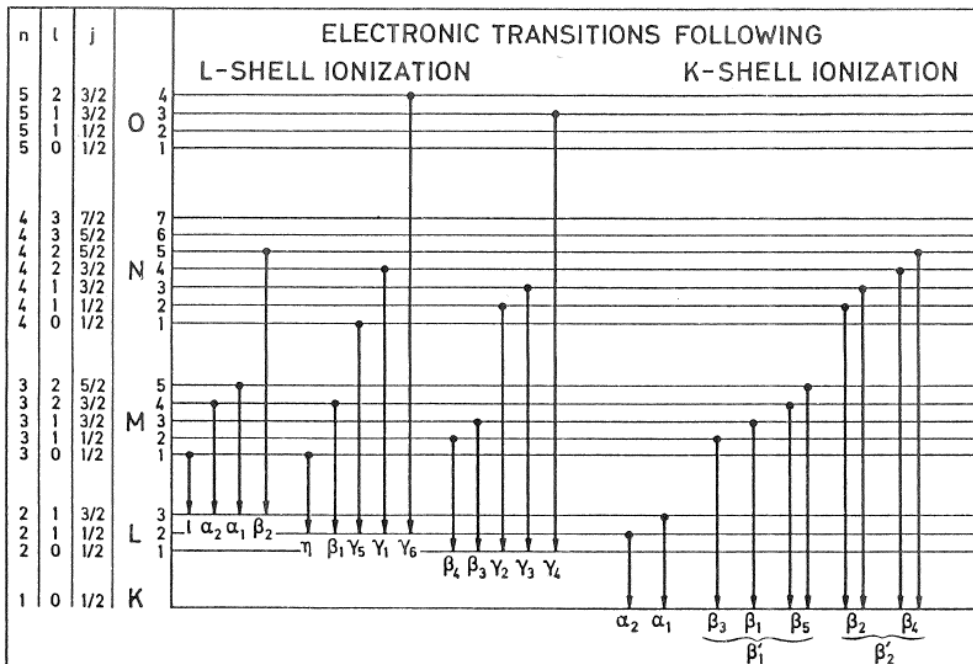


Fig. 1.6. Illustration of the nomenclature used in identifying the various X-ray lines (from Bambynek 1984b).

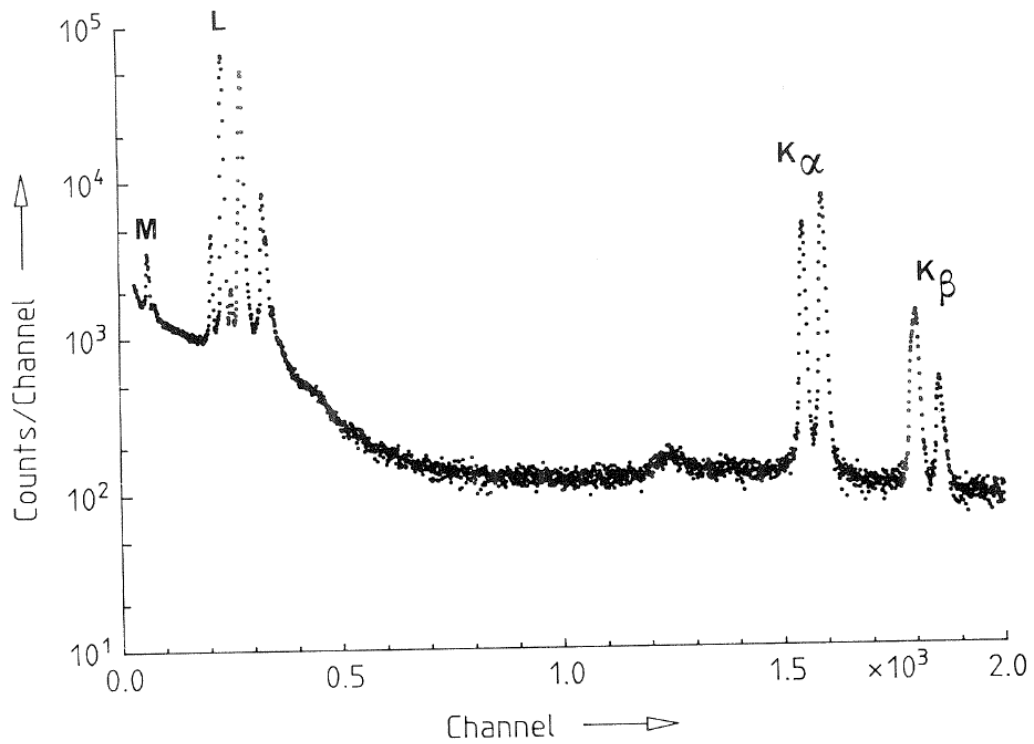


Fig. 1.5. Pulse-height spectrum for lead X rays emitted in the radioactive decay of ^{207}Bi , measured with a planar Ge detector.

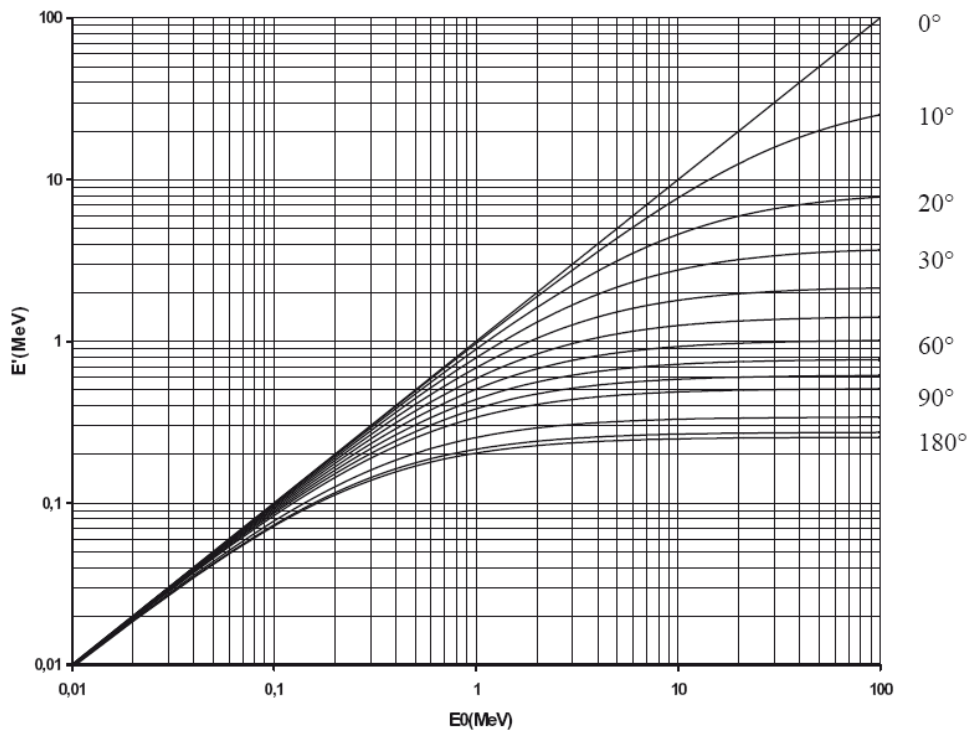


Fig. 6.5: Abhängigkeiten der Energie des Streuphotons von der ursprünglichen Photonenenergie E_0 und dem Streuwinkel φ des Comptonphotons nach Gl. (6.18). Dabei bedeutet der Streuwinkel 0° die Einschussrichtung, der Streuwinkel 180° die Rückstreuung entgegengesetzt zur ursprünglichen Strahlrichtung. Die Streuwinkel von oben nach unten sind: $0^\circ - 90^\circ$ in 10° Schritten, 120° , 150° und 180° .

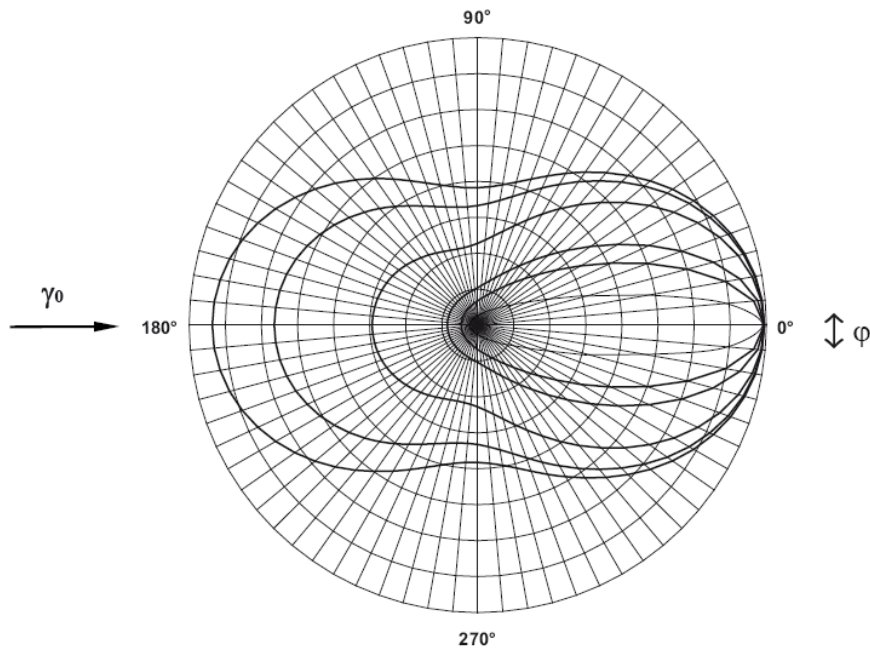


Fig. 6.7: Polardarstellung der Winkelverteilung der Zahl der Comptonstreuquanten in das Raumwinkelement $d\Omega$ für einige E_{γ_0} (von außen nach innen: 10, 50, 200 keV, 1, 2 und 10 MeV, nach Gl. 6.19).

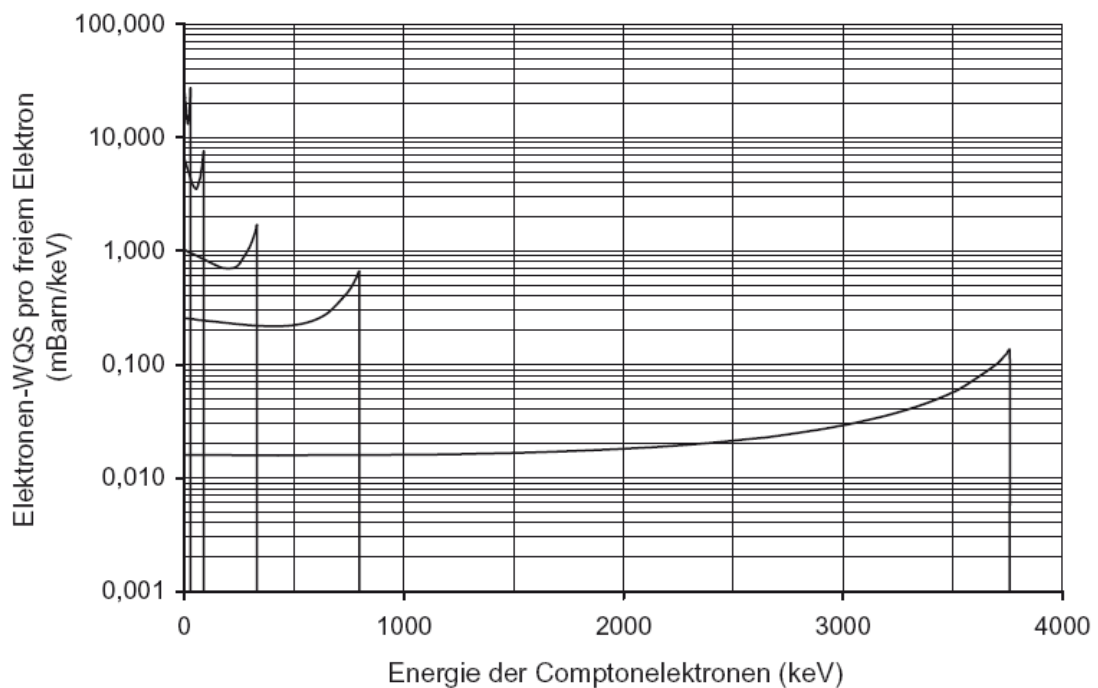


Fig. 6.12: Relative Energieverteilungen von Comptonelektronen für monoenergetische Photonenstrahlung mit Energien zwischen 0,1 und 4 MeV (nach Gl. 6.28). Die scharfe obere Grenze des Comptonelektronen-Spektrums, die so genannte "Comptonkante", entsteht durch das Comptonelektron zu dem unter 180° zurück gestreuten Photon (vgl. Text). Die Energien der eingeschossenen monoenergetischen Photonen zu diesen Comptonspektren sind von links: 100, 200, 500, 1000 und 4000 keV.

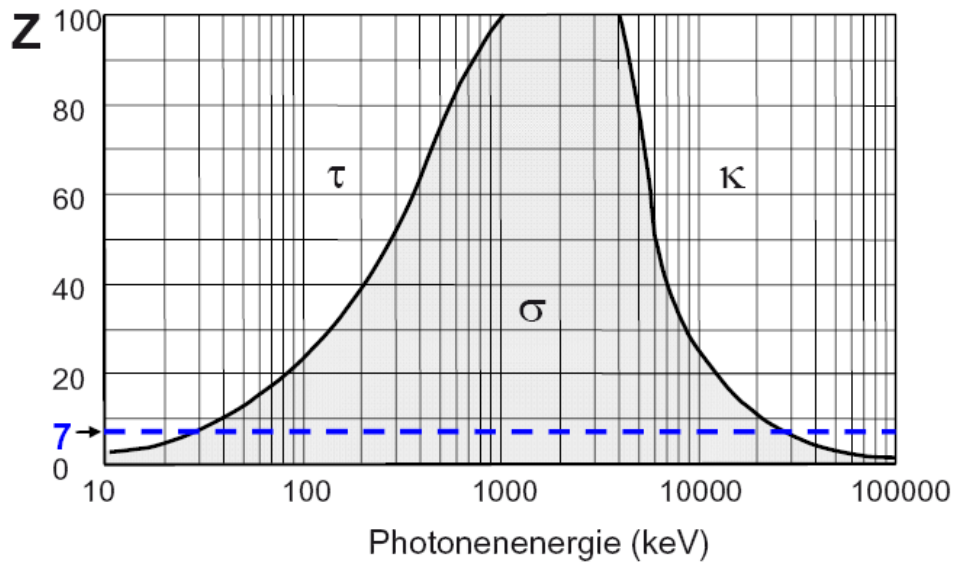
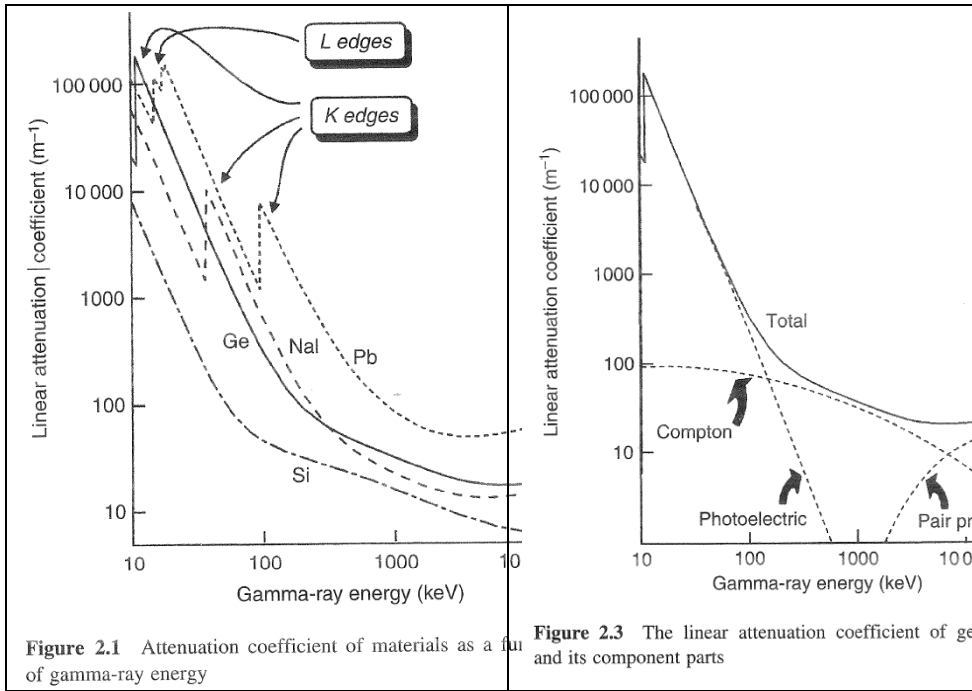


Fig. 6.20: Flächendiagramm der wichtigsten relativen Anteile der Photonen-Wechselwirkungswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von Photonenenergie und Ordnungszahl des Absorbers (nach [Evans 1968]). Gestrichelte blaue Linie: Gewebe, Wasser und Phantommaterialien mit Ordnungszahlen um $Z \cong 7$. Die geschwungenen Linien zeigen die Bereiche von Ordnungszahl und Energie, in denen jeweils angrenzende Effekte (Photoeffekt τ und Comptoneffekt σ bzw. Comptoneffekt und Paarbildung κ) gleich wahrscheinlich sind.

Massenschwächungskoeffizienten μ/ρ in $[\text{g}/\text{cm}^2]$ für

monoenergetische Photonen Erläuterungen: Die Tabelle enthält theoretisch berechnete Massenschwächungskoeffizienten für monoenergetische Photonenstrahlung für dosimetrisch wichtige Elemente, Substanzen und Stoffgemische ohne den Kernphotokoeffizienten. Dessen Anteil beträgt je nach Nuklid 5% bis maximal 10% für Energien von 10-30 MeV (Bereich der Riesenresonanz). Die Zahlenwerte sind in Exponentialschreibweise dargestellt: $2.3456 \cdot 10^{-1}$ bedeutet $2.3456 \cdot 10^{-1} = 0.23456$

Energie [keV]	C (Z=6) 3.5g.cm ⁻³	Al (Z=13) 2.6	Fe (Z=26) 7.8	Cu (Z=29) 8.9	W (Z=74) 19.2	Pb (Z=82) 11.3
10	2,373+0	2,623+1	1,706+2	2,159+2	9,691+1	1,306+2
15	8,071-1	7,955+0	5,708+1	7,405+1	1,389+2	1,116+2
20	4,420-1	3,441+0	2,568+1	3,379+1	6,573+1	8,636+1
40	2,076-1	5,685-1	3,629+0	4,862+0	1,067+1	1,436+1
60	1,753-1	2,778-1	1,205+0	1,593+0	3,713+0	5,021+0
80	1,610-1	2,018-1	5,952-1	7,630-1	7,810+0	2,419+0
100	1,514-1	1,704-1	3,717-1	4,584-1	4,438+0	5,549+0
200	1,229-1	1,223-1	1,460-1	1,559-1	7,844-1	9,985-1
300	1,066-1	1,042-1	1,099-1	1,119-1	3,238-1	4,031-1
400	9,546-2	9,276-2	9,400-1	9,413-2	1,925-1	2,323-1
500	8,715-2	8,445-2	8,414-2	8,362-2	1,378-1	8,614-1
600	8,058-2	7,802-2	7,704-2	7,625-2	1,093-1	1,248-1
137Cs*	7,764-2	7,513-2	-	7,318-2	1,007-1	1,140-1
800	7,076-2	6,841-2	6,699-2	6,605-2	8,066-2	8,870-2
1'000	6,361-2	6,146-2	5,995-2	5,901-2	6,618-2	7,102-2
60Co**	5,690-2	5,496-2	5,350-2	5,261-2	5,577-2	5,876-2
1'500	5,179-2	5,006-2	4,883-2	4,803-2	5,000-2	5,222-2
2'000	4,442-2	4,324-2	4,265-2	4,205-2	4,433-2	4,606-2
3'000	3,562-2	3,541-2	3,621-2	3,599-2	4,075-2	4,234-2
4'000	3,047-2	3,106-2	3,312-2	3,318-2	4,038-2	4,197-2

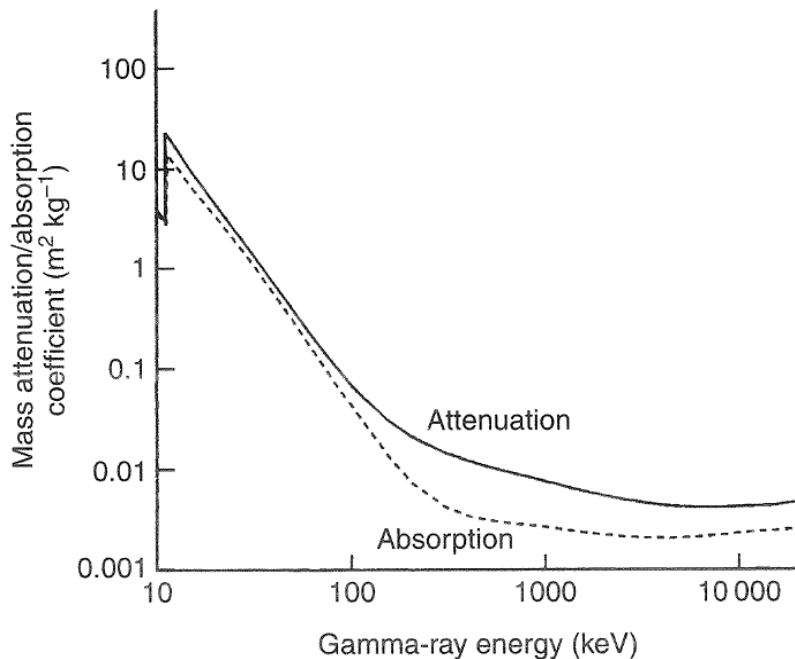


Figure 2.2 Comparison of absorption and attenuation coefficients in germanium

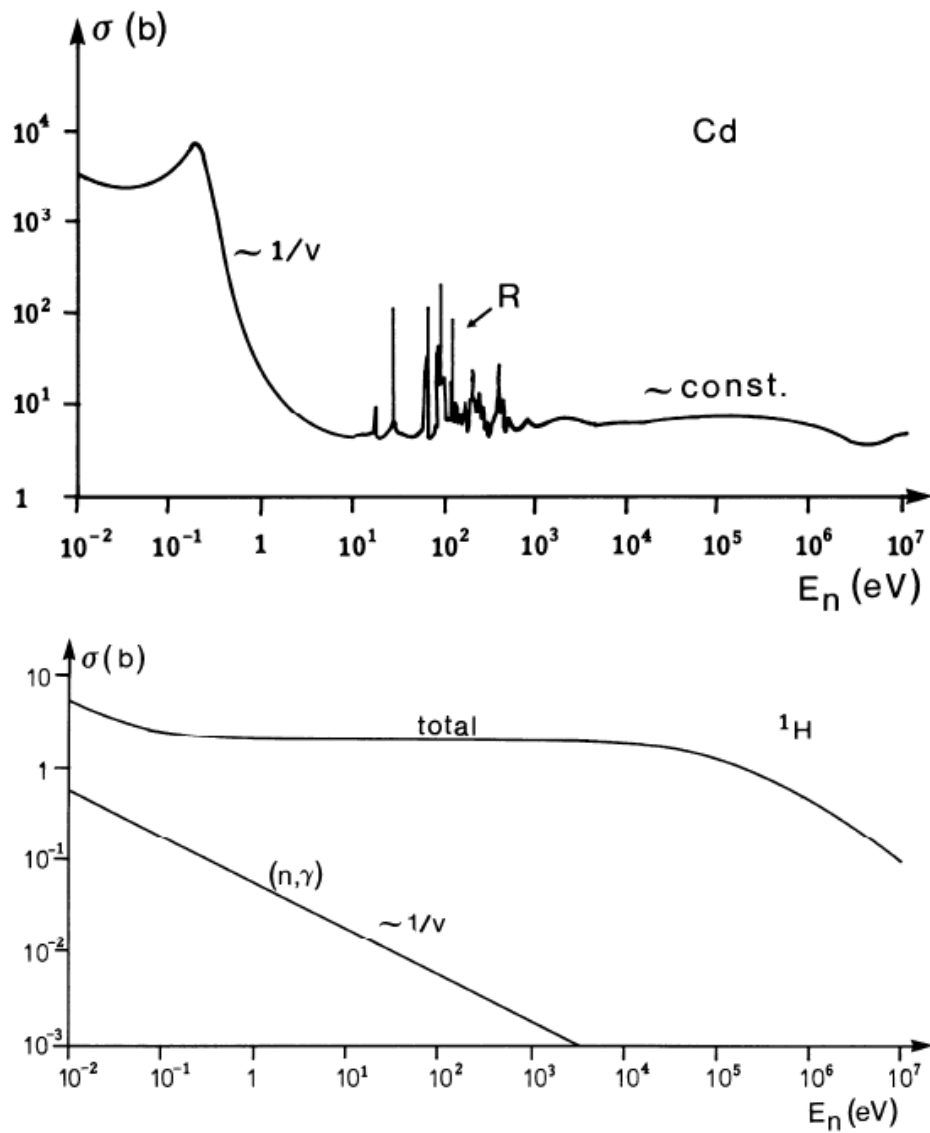


Fig. 8.1: Oben: Totaler Neutronen-Wirkungsquerschnitt für Kadmium. Für Energien bis etwa 10 eV gilt die reine $1/v$ -Abhängigkeit, die dann durch vielfältige Resonanzen (R) bis etwa 1 keV Neutronenenergie abgelöst wird. Oberhalb dieser Resonanzen verändert sich der Wirkungsquerschnitt bis in den MeV-Bereich nur noch wenig. Unten: Totaler Wirkungsquerschnitt für Protonen ($1/v$ -Abhängigkeit für Neutroneneinfang bis etwa 1 eV, ab da etwa konstanter, von der Neutronenenergie unabhängiger Wirkungsquerschnitt für elastische Neutronenstreuung, nach Daten aus [Jaeger/Hübner]).

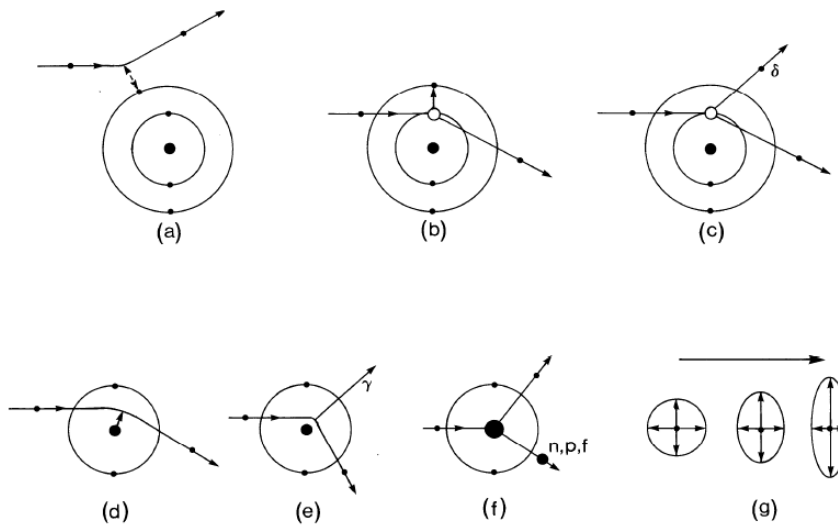


Fig. 9.3: Wechselwirkungen geladener Teilchen mit Materie. Oben: Hüllenwechselwirkungen (a: elastische Streuung, b: Anregung von Hüllenelektronen, c: Ionisation mit δ -Elektronen). Unten: Wechselwirkungen mit dem Atomkern (d: elastische Coulombstreuung, e: unelastische Kernstreuung = Strahlungsbremmung, f: teilcheninduzierte inelastische Kernreaktionen). g: Verformung des elektrischen Feldes und Erhöhung des Wechselwirkungsradius mit zunehmender Geschwindigkeit geladener Teilchen (Lorentzkontraktion).

² Als δ -Elektronen bezeichnet man Sekundärelektronen, die ausreichend Bewegungsenergie haben, um selbst weitere Ionisationen auszulösen.

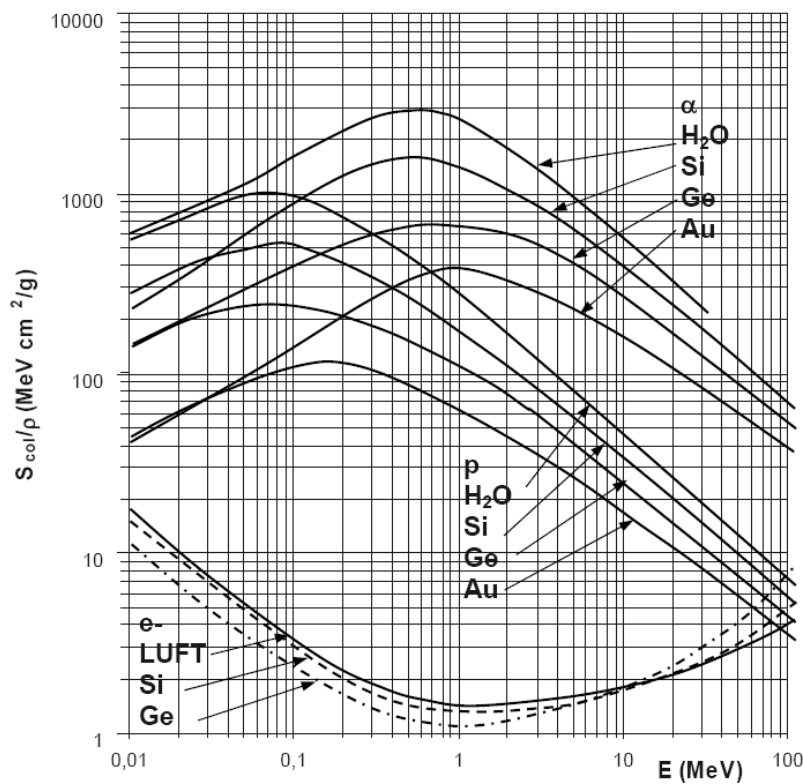
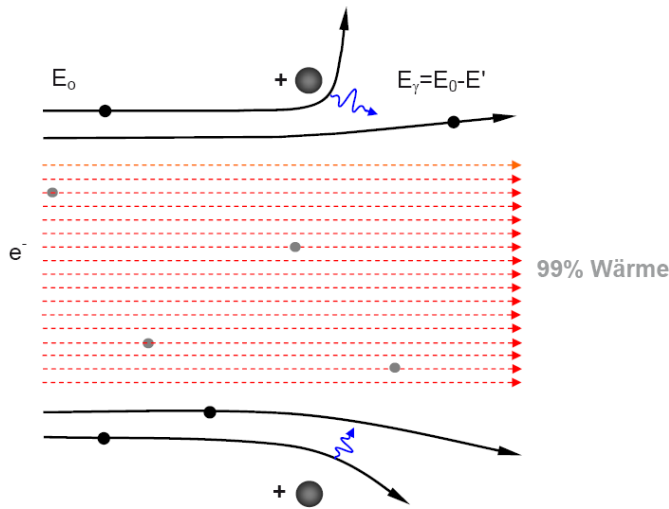


Fig. 9.4: Massenstoßbremsvermögen S/p für Elektronen, Protonen und Alphateilchen in verschiedenen Materialien (nach Daten aus [Kohlrausch], Band III). Schwere Teilchen sind im dargestellten Energiebereich nichtrelativistisch.



Entstehung elektromagnetischer Strahlung bei der Strahlungsbremmung von Elektronen im elektrischen Feld eines Atomkerns. Die Differenz der kinetischen Teilchenenergien vor und nach der Ablenkung ($E_0 - E'$) wird in Form von Bremsstrahlung emittiert. In der Röntgenröhre werden etwa 99% der Elektronen stoßgebremst, nur 1% verliert Bewegungsenergie über Bremsstrahlungsproduktion. Der Energieverlust hängt vom Stoßparameter der einlaufenden Elektronen ab (nicht maßstäblich).

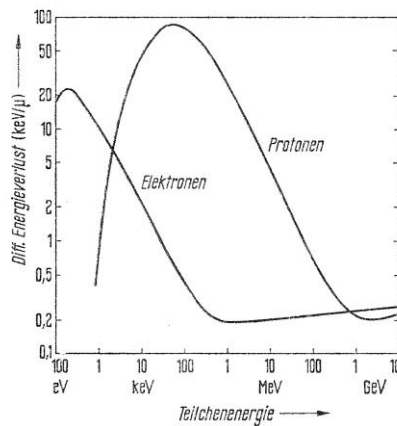


Abb. 20. Differentieller Energieverlust dE/dx von Elektronen und Protonen verschiedener Energie in Wasser. (Nach Lewis, 1954; Neufeld u. Snyder, 1961)

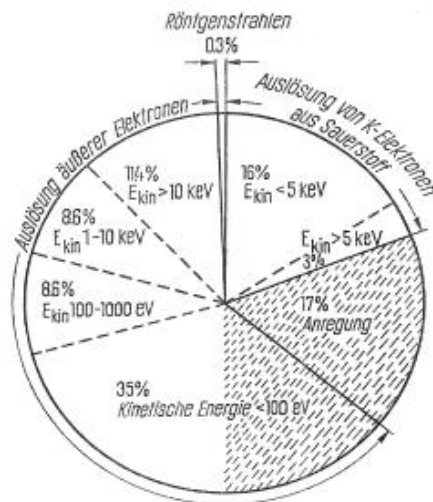


Abb. 26. Aufteilung der Energie eines 500 keV-Elektrons bei Abbremsung in Wasser auf 400 keV. Die nicht schraffierte Fläche repräsentiert den Energieanteil, der an solche Sekundärelektronen übertragen wird, die noch genügend Energie für weitere Ionisationen besitzen. (Lewis, 1954)

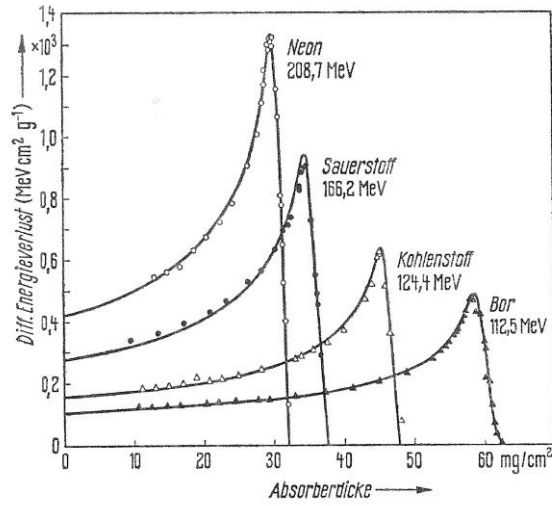


Abb. 21. Bragg-Kurven einiger schwerer Ionen in Gewebe-äquivalentem Material. (Brustad, 1961)

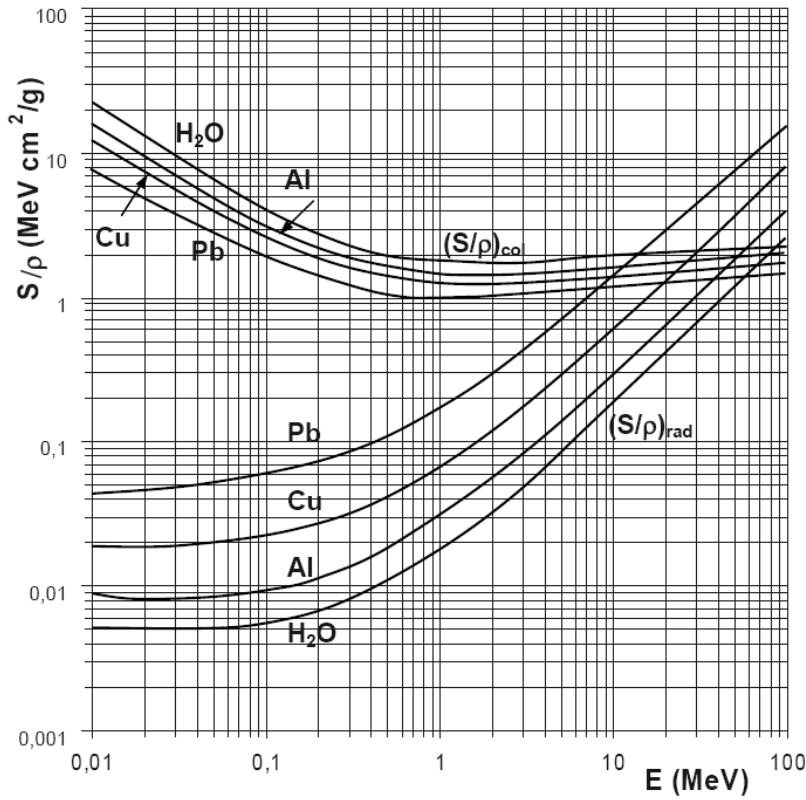


Fig. 9.8: Massenstoß- und Massenstrahlungsbremsvermögen $(S/\rho)_{col}$ bzw. $(S/\rho)_{rad}$ für Elektronen in verschiedenen Materialien als Funktion der Bewegungsenergie der Elektronen (nach Daten von [Berger/Seltzer 1964, 1966]). Das Massenstrahlungsbremsvermögen übertrifft das Massenstoßbremsvermögen je nach Material ab Elektronenenergien von etwa 10-100 MeV.

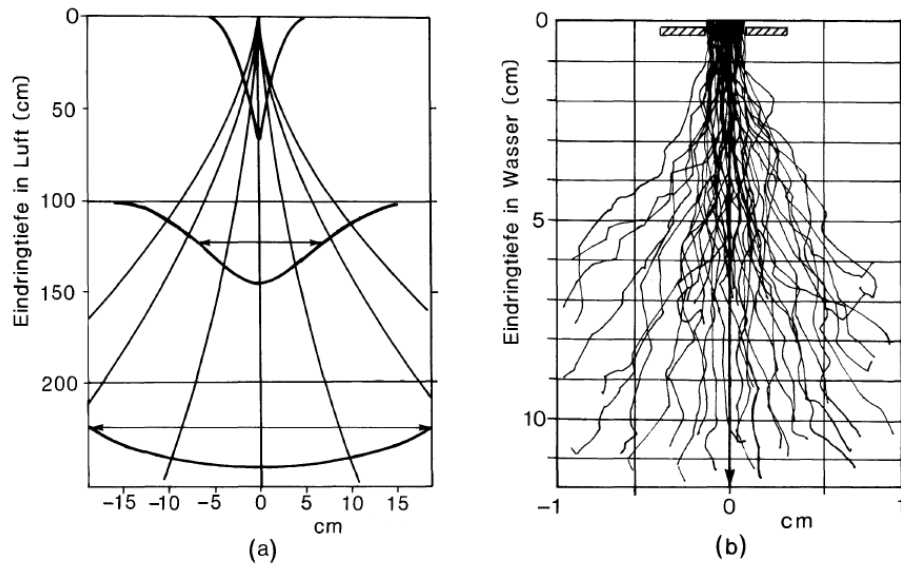


Fig. 9.12: (a): Seitliche Teilchenflanz eines Elektronenstrahlenbündels in Luft (mit eingezeichneten Trajektorien, schematisch). (b): Bahnsuren von 22-MeV-Elektronen in Wasser (gezeichnet nach Nebelkammeraufnahme in flüssigem Propan, korrigiert auf die Reichweite in Wasser).

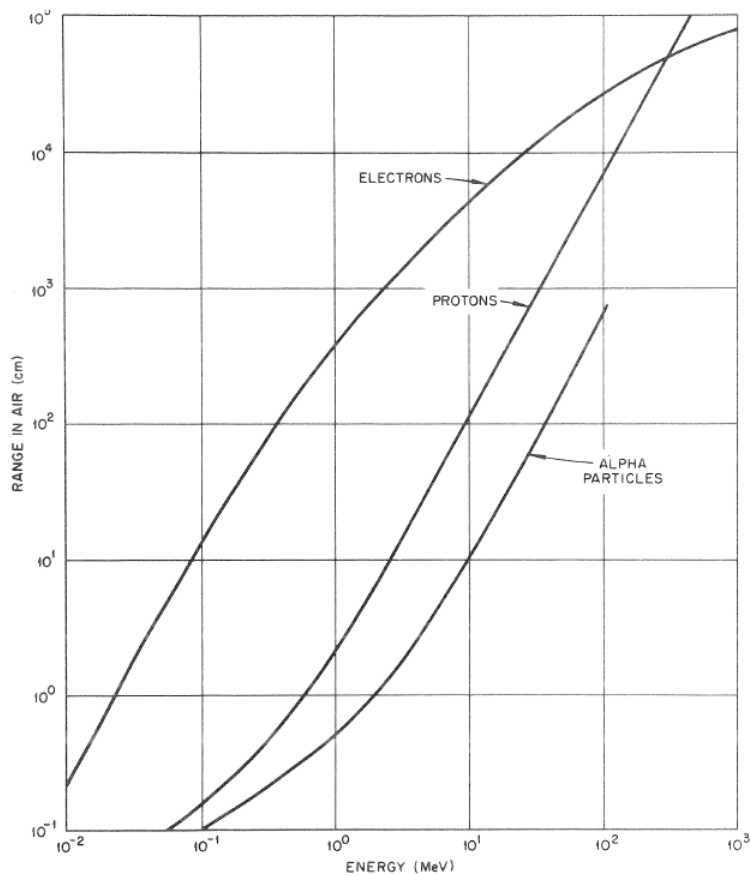


Figure 4.5. Ranges in cm of protons, alpha particles, and electrons in air at STP. (Courtesy Oak Ridge National Laboratory, operated by Martin Marietta Energy Systems, Inc., for the Department of Energy)

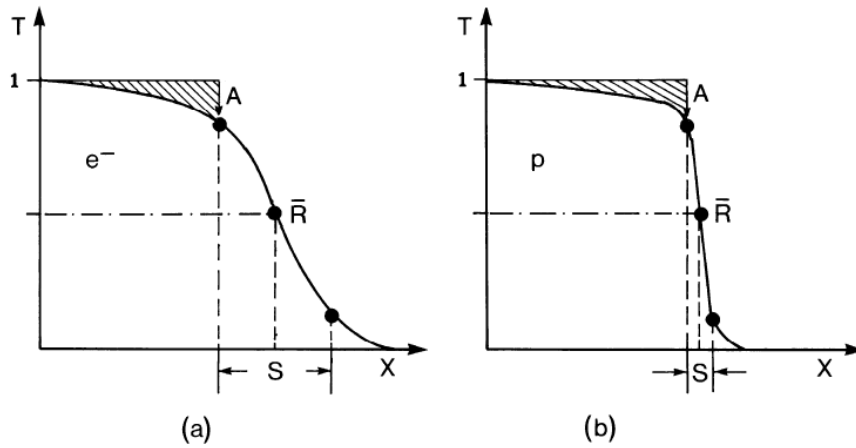


Fig. 9.17: Schematische Transmissionskurven für Elektronen (links) und Protonen (rechts). Die Reichweitenverschmierung (das Reichweitenstraggling S) ist bei Elektronen wegen der hohen Anteile an großwinkligen Streueignissen vor allem bei hohen Elektronenenergien wesentlich stärker ausgeprägt als bei schweren Teilchen. Die mittlere Reichweite ist definiert wie in (Fig. 9.19). Die Teilchenverluste A sind durch Absorption und Streuung verursacht.

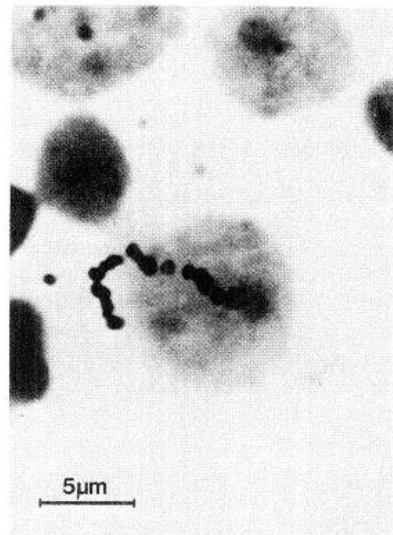
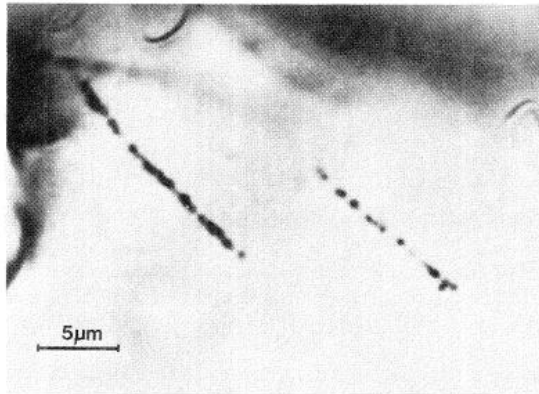


Figure 4.1. (Top) Alpha-particle autoradiography of rat bone after inhalation of ^{241}Am . Biological preparation by R. Masse and N. Parmentier. (Bottom) Beta-particle autoradiography of isolated rat-brain nucleus. The ^{14}C -thymidine incorporated in the nucleolus is located at the track origin of the electron emitted by the tracer element. Biological preparation by M. Wintzerith and P. Mandel. (Courtesy R. Rechenmann and E. Wittendorp-Rechenmann, Laboratoire de Biophysique des Rayonnements et de Methodologie INSERM U.220, Strasbourg, France)