

DEUTSCHES ELEKTRONEN-SYNCHROTRON

DESY

DESY A 2. 101
Haensel / mg. -
August 1963

EXPERIMENTE MIT DER SYNCHROTRONSTRAHLUNG

R. Haensel

Abstract:

Besides the various possibilities offered by an Electron Synchrotron for high energy experiments, it is also possible to use the machine as a source for works in the vacuum-UV-region and in the X-ray-region. Since the radiation intensity of the electrons, circulating in the Synchrotron, increases by the 4th power of the energy, the r.f. fed at the end of the acceleration interval serves to compensate the radiation losses rather than to increase the kinetic energy of the electrons. In this paper the characteristic properties of this Synchrotron Radiation shall be compiled. Future issues shall contain reports on experiments made.

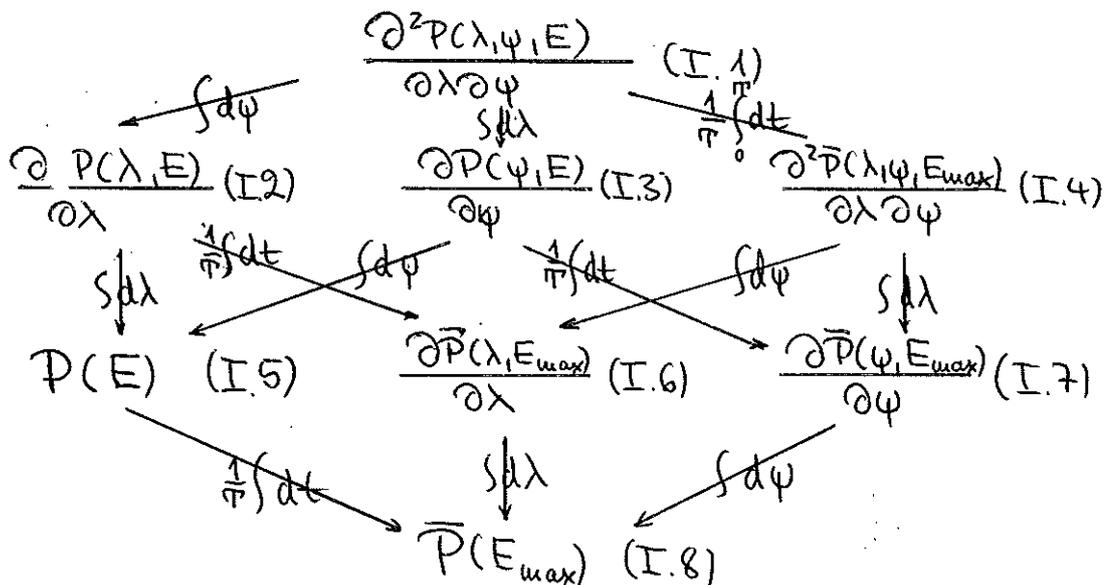
Neben den vielfältigen Möglichkeiten, mit einem Elektronen-Synchrotron Hochenergie-Experimente durchzuführen, bietet sich auch die Möglichkeit, die Maschine als Quelle für Arbeiten im Vakuum - UV-Gebiet und im Röntgengebiet zu verwenden. Da die Strahlungsintensität der auf einer Kreisbahn umlaufenden Elektronen mit der 4. Potenz der Energie ansteigt, dient die in den Ring gespeiste HF am Ende des Beschleunigungsintervalls mehr dazu, die Strahlungsverluste zu kompensieren, als dazu, die kinetische Energie der Elektronen zu erhöhen. In dieser Arbeit sollen die charakteristischen Eigenschaften dieser Synchrotronstrahlung angegeben werden. In späteren Fortsetzungen soll über die durchgeführten Versuche berichtet werden.

I. Theoretische Berechnung der Synchrotronstrahlungseigenschaften bei DESY

Wegen der exakten Ableitung der Theorie der Synchrotronstrahlung sei auf die Literatur verwiesen (1 - 8). Hier sei vor allem auf die ausführliche und gleich auf geschlossene Kreisbahnen bei Elektronen-Synchrotrons abgestellte Arbeit von Schwinger (1) hingewiesen. Das wesentliche Ergebnis ist, dass die Strahlung symmetrisch zur Synchrotronebene je nach Wellenlänge mehr oder weniger scharf gebündelt tangentiell aus dem Kreis austritt. Im Prinzip muss man, auf einen bestimmten Ort des Elektrons bezogen, zwischen einer Winkelverteilung in und senkrecht zu der Synchrotronebene unterscheiden, jedoch mittelt sich die Verteilung in der Ebene um den Kreis herum aus, so dass letztlich für die Angabe der Strahlungsintensität in einem Punkt ausserhalb des Beschleunigers nur der Winkel zur Synchrotronebene eine Rolle spielt. Diesen Winkel nennen wir mit Schwinger ψ . Die Schwinger'sche Arbeit liefert Formeln für die Strahlungseigenschaften monoenergetischer Elektronen und zwar die Winkelverteilung für verschiedene Wellenlängen sowie die über λ integrierte Gesamtstrahlung, die Spektralver-

teilung der über alle Winkel integrierten Synchrotronstrahlung sowie die über λ und ψ integrierte Gesamtintensität, die ja identisch ist mit dem Energieverlust der Elektronen in der Zeiteinheit. Ausserdem liefert die Schwinger'sche Arbeit für den Fall, dass die Elektronenenergie gemäss $E(t) = E_{\max} \sin\left(\frac{\pi t}{2T}\right)$ zeitabhängig ist, die von $t_1 = 0$ bis $t_2 = T$ gemittelten Intensitätswerte. Bei den meisten Beschleunigern - so auch bei DESY - ändert sich die Elektronenenergie mit der Zeit aber nach $E(t) = E_{\max} \sin^2\left(\frac{\pi t}{2T}\right)$. Für diesen Fall berechnete Ripken (2) die Winkelverteilung für verschiedene Wellenlängen, sowie die über integrierte Gesamtstrahlung und Tomboulain + Bedo (3) die über alle Winkel integrierte Spektralverteilung, jeweils gemittelt über die ganze Beschleunigungsdauer.

Geht man von der Schwinger'schen Formel $\frac{\partial^2 P(\lambda, \psi, E)}{\partial \lambda \partial \psi}$ aus, welche angibt, wie gross die Intensität der Synchrotronstrahlung bei der Elektronenenergie E in das Wellenlängeneinheitsintervall um λ und das Winkleinheitsintervall um ψ um den ganzen Ring herum ist, kann man folgendermassen integrieren (dabei ist grundsätzlich über alle λ oder ψ integriert, bei zeitabhängigem E wird immer $E(t) = E_{\max} \sin^2\left(\frac{\pi t}{2T}\right)$ angesetzt, von $t_1 = 0$ bis $t_2 = T$ integriert und durch T dividiert, damit man die über die Beschleunigungsdauer gemittelte Intensität erhält:



Alle Formeln beziehen sich auf ein umlaufendes Elektron.

$$(I.1) \quad \frac{\partial^2 P(\lambda, \psi, E)}{\partial \lambda \partial \psi} = \frac{8\pi e^2 c R}{3 \lambda^4} (\gamma^{-2} + \psi^2)^2 \left[K_{213}^2(\xi) + \frac{\psi^2}{\gamma^{-2} + \psi^2} K_{113}^2(\xi) \right]$$

$$\text{mit } \xi = \frac{4\pi R}{6\lambda} (\gamma^{-2} + \psi^2)^{3/2} \quad \text{und } \gamma = \frac{E}{m_0 c^2}$$

vergleiche Schwinger (1, II. 34) und Tomboulain + Hartman (4, 21). Abb. 1 zeigt für 6 GeV-Elektronen und $R = 31,72$ m (dem Krümmungsradius der DESY-Magnete) die Winkelverteilung bei $\lambda = 0,1, 1, 10, 50$ und 500 \AA . Man sieht, dass die Strahlung scharf gebündelt ist, z.B. ist im Abstand 40 m tangentiell zum Ring die Intensität für 1 AE 6 mm über bzw. unter dem Ring auf unter 1 % der Intensität in der Mitte abgefallen.

Einmalige Integration über λ, ψ oder t liefert (I. 2), (I. 3) und (I. 4).

(I. 2)

$$\frac{\partial P(\lambda, E)}{\partial \lambda} = \int \frac{\partial^2 P(\lambda, \psi, E)}{\partial \lambda \partial \psi} d\psi = \frac{3^{5/2}}{16\pi^2} \left(\frac{e^2 c}{R^3} \right) \gamma^7 \left(\frac{\lambda_c}{\lambda} \right)^3 \int_0^{\infty} K_{513}(\eta) d\eta$$

$$\text{mit } \lambda_c = \frac{4\pi R}{3} \gamma^{-3} \quad \frac{\lambda_c}{\lambda}$$

vergleiche Schwinger (1, II. 16) und Tomboulain + Hartman (4, 5). Abb. 2 zeigt die Spektralverteilung in den ganzen Raum der Synchrotronstrahlung monoenergetischer Elektronen mit $E = 1, 2, 3$ und 6 GeV ($R=31,72$ m).

Das Maximum der Funktion $\left(\frac{\lambda_c}{\lambda} \right)^3 \int_0^{\infty} K_{513}(\eta) d\eta$ liegt bei $\frac{\lambda_c}{\lambda} = 2,5$, so dass

$$\lambda_{\max} = \frac{\lambda_c}{2,5} = \frac{4\pi R}{7,5} \gamma^{-3}$$

das Maximum der Synchrotronstrahlung wandert mit steigender Elektronenenergie zu kürzeren Wellenlängen. Zu grösseren Wellenlängen

fällt die Intensität der Synchrotronstrahlung mit der dritten Potenz ab, zu Wellenlängen unterhalb λ_c wesentlich steiler. Mit wachsender Elektronenenergie nimmt die Intensität im kurzwelligen Teil der Synchrotronstrahlung viel stärker zu als im langwelligen.

$$(I. 3) \frac{\partial P(\psi, E)}{\partial \psi} = \int \frac{\partial^2 P(\lambda, \psi, E)}{\partial \lambda \partial \psi} d\lambda = \frac{7}{16} \frac{e^2 c}{R^2} (\gamma^{-2} + \psi^2)^{-5/2} \left(1 + \frac{5}{7} \frac{\psi^2}{\gamma^{-2} + \psi^2} \right)$$

vergleiche Schwinger (1, II. 36) und Tomboulin + Hartman (4, 23). Abb. 3 zeigt die Winkelverteilung der über λ integrierten Gesamtstrahlung bei $E = 1, 3$ und 6 GeV. Das Maximum liegt für alle Energien bei $\psi = 0$. Entsprechend der Tatsache, dass das Spektrum der Synchrotronstrahlung sich mit steigender Elektronenenergie zu kürzeren Wellenlängen hin verschiebt (I. 2) und dass die kürzeren Wellenlängen schärfer gebündelt sind als die längeren (I. 1), ist die Zunahme der Intensität mit der Elektronenenergie bei grossen Winkeln geringer als bei kleinen.

$$(I. 4) \frac{\partial^2 \bar{P}(\lambda, \psi, E_{\max})}{\partial \lambda \partial \psi} = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi \frac{\partial^2 P(\lambda, \psi, E(t))}{\partial \lambda \partial \psi} dt = \frac{81 e^2 c}{8 \pi^4 R^3} \gamma_u^8 \left(\frac{\lambda_u}{\lambda} \right)^4 L(\lambda, \psi)$$

$$\text{mit } \lambda_u = \frac{4\pi R}{3} \left(\frac{m_0 c}{E_{\max}} \right)^3 \quad \text{und} \quad \gamma_u = \frac{E_{\max}}{m_0 c^2}$$

$\left(\frac{\lambda_u}{\lambda} \right)^4 L(\lambda, \psi)$ ist bei Ripken (4, Seite 14 und Tabelle II) ausgerechnet und tabelliert. Abb. 4 zeigt für $E_{\max} = 6$ GeV die Winkelverteilung für $\lambda = 0, 117, 0, 328, 8, 21$ und 821 \AA , gemittelt über die Beschleunigungszeit.

Nochmalige Integration von (I. 2), (I. 3) und (I. 4) liefert (I. 5), (I. 6) und (I. 7).

$$(I.5) \quad \mathcal{P}(E) = \int \frac{\partial \mathcal{P}(\lambda, E)}{\partial \lambda} d\lambda = \int \frac{\partial \mathcal{P}(\psi, E)}{\partial \psi} d\psi = \frac{2}{3} \frac{e^2 c}{R^2} \gamma^4$$

vergleiche Schwinger (1, I.9)

Dies ist also der Strahlungsverlust eines Elektrons, das monoenergetisch in einem Kreis mit Radius R umläuft. Abb. 5 zeigt die abgestrahlte Intensität für R = 31,72 m als Funktion der Elektronenenergie. Für 6 GeV-Elektronen ergibt sich ein Strahlungsverlust von 3,62 MeV pro Umlauf.

$$(I.6) \quad \frac{\partial \mathcal{P}(\lambda, E_{\max})}{\partial \lambda} = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi \frac{\partial \mathcal{P}(\lambda, E(t))}{\partial \lambda} dt = \int \frac{\partial^2 \bar{\mathcal{P}}(\lambda, \psi, E_{\max})}{\partial \lambda \partial \psi} d\psi =$$

$$= \frac{3^{3/2}}{8\pi^3} \frac{e^2 c}{R^3} \gamma^4 \underbrace{\left(\frac{\lambda_m}{\lambda} \right)^4 \int_0^\infty (\beta^{1/3} - 1)^{1/2} (\beta^{1/3} + 2) K_{5/3} \left(\frac{\lambda_m}{\lambda} \beta \right) d\beta}_A$$

$A\left(\frac{\lambda_m}{\lambda}\right)$ ist bei Tomboulain + Bedo (3) tabelliert. Dies ist also die mittlere Intensität als Funktion der Wellenlänge in den ganzen Raum gemittelt über die Beschleunigungszeit. Abb. 6 zeigt die gemittelte Spektralverteilung für $E_{\max} = 1, 2, 3$ und 6 GeV (R = 31,72 m).

$$(I.7) \quad \frac{\partial \bar{\mathcal{P}}(\psi, E_{\max})}{\partial \psi} = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi \frac{\partial \mathcal{P}(\psi, E(t))}{\partial \psi} dt = \int \frac{\partial^2 \bar{\mathcal{P}}(\lambda, \psi, E_{\max})}{\partial \lambda \partial \psi} d\lambda =$$

$$= \frac{e^2 c}{\pi R^2} \gamma^5 L(y)$$

Die Funktion L(y) ist bei Ripken (2) tabelliert. Abb. 7 zeigt die über die Beschleunigungsdauer gemittelte Winkelverteilung der über das Spektrum integrierten Strahlung für $E_{\max} = 1, 3$ und 6 GeV.

Eine nochmalige Integration liefert

$$(I.8) \quad \bar{\mathcal{P}}(E_{\max}) = \int_0^\pi \mathcal{P}(E(t)) dt = \int \frac{\partial \mathcal{P}(\lambda, E_{\max})}{\partial \lambda} d\lambda = \frac{\partial \mathcal{P}(\psi, E_{\max})}{\partial \psi} d\psi =$$

$$= \frac{35}{192} \frac{e^2 c}{R^2} \gamma_m^4$$

also die über die Beschleunigungsdauer gemittelte integrale Strahlungsintensität bzw. mit der Beschleunigungsdauer multipliziert den Strahlungsverlust während der Beschleunigung.

Abb. 8 zeigt $\overline{P}(E_{\max})$ als Funktion der Maximalenergie.

Die Tatsache, dass die Synchrotronstrahlung polarisiert ist, hat für manche Anwendungsfälle besondere Bedeutung. Die Polarisationsverhältnisse wurden theoretisch von Westfold (5) untersucht. Innerhalb der Synchrotronebene ist die Strahlung total polarisiert mit dem elektrischen Vektor in der Synchrotronebene, ausserhalb ist auch eine Komponente senkrecht zur Ebene vorhanden. In (I. 1) stehen die Parallel- und die Senkrecht-Komponente als 1. und 2. Term in der eckigen Klammer. Abb. 9 zeigt den relativen Anteil der Parallelkomponente an der Gesamtintensität bei monoenergetischen 6 GeV-Elektronen für $\lambda = 0, 1, 10$ und 500 \AA . Abb. 10 zeigt die Winkelverteilung für 500 AE bei monoenergetischen Elektronen von 1, 3 und 6 GeV.

Wir haben bei den bisherigen Überlegungen einige Idealisierungen gemacht, die in der Praxis nicht 100 %-ig zutreffen.

- a) Es war stets vorausgesetzt, dass das Elektron auf einem Kreis mit dem Radius R umläuft. Die sich daraus ergebende Umlaufsdauer von $2 \pi R/c$ bzw. Umlauffrequenz $c/2 \pi R$ stimmt aber nicht mehr, wenn der Kreis durch gerade Stücke unterbrochen ist. Die Strahlungszeit innerhalb der Umlaufszeit ist dann mit letzterer nicht mehr identisch, sondern kürzer. Bei DESY ist das Verhältnis Strahlungszeit : Umlaufszeit $0,629 : 1$ entsprechend dem Verhältnis Krümmungsradius in den Magneten : mittlerem Maschinenradius von $31,72 : 50,42$.
- b) Bei den allermeisten Experimenten ist auch nicht der Mittelwert über die Beschleunigungszeit - oder jetzt genauer: Strahlungszeit

innerhalb der Beschleunigungszeit - interessant, sondern der Mittelwert über die gesamte Versuchszeit, die im allgemeinen viele Beschleunigungszyklen dauern wird. Deshalb ist weiter ein Faktor zu berücksichtigen, welcher angibt, welchen Teil der Gesamtzeit beschleunigt wurde. Wenn die Beschleunigungszeit 10 msec und die Wiederholungsfrequenz 50 Hz beträgt, dann ist dieser Faktor 0,5, die Beschleunigungsdauer kann aber auch in gewissen Grenzen schwanken.

- c) Bei zeitlich veränderlicher Elektronenenergie wurde stets die $\sin^2\left(\frac{\pi t}{2T}\right)$ -Abhängigkeit zugrunde gelegt. Hier ist mit Modifikationen insofern zu rechnen, als es für viele Hochenergie-Experimente von Vorteil ist, die Maximalenergie für eine gewisse Zeit in der Maschine zu halten, und den Strahl über viele Umläufe verteilt zu ejizieren.
- d) Die Elektronen befinden sich nicht auf der Sollbahn, sondern führen kohärente und inkohärente Schwingungen um sie aus. Diese sogenannten Betatronschwingungen haben eine r- und eine z-Komponente.

Bei den inkohärenten Betatronschwingungen mittelt sich die r-Komponente über den ganzen Ring heraus, die z-Komponente bewirkt eine Verbreiterung der Winkelverteilung. Da die Wellenlänge der inkohärenten Schwingungen den 6,25-ten Teil des Umfangs beträgt, die Amplitude in der Mitte eines D-Magneten bis zu 5 mm betragen wird (Wüster (9)), ergibt sich daraus ein maximaler Winkel der Elektronenbahnen gegen die Synchrotronebene von ca. 1 mrad an dieser Stelle. Ähnliche Grössen gelten auch für die kohärenten Betatronschwingungen, nur ist hier die r-Komponente nicht mehr vernachlässigbar.

Will man später bei Experimenten die genauen Intensitätsverhältnisse kennen, wird es nötig sein, sie mit Hilfe eines Rechenprogramms auszurechnen, das alle wichtigen Parameter wie geometrische Anordnung

des Experiments relativ zum Synchrotron, die Eigenschaften des Beschleunigers und die jeweiligen Maschinenparameter (Energie, Strahlstrom), berücksichtigt. Ein solches Rechenprogramm ist in Vorbereitung.

Die genaue Berücksichtigung dieser Faktoren ist aber nur dann wirklich nötig, wenn man das Synchrotron als geeichte UV-Quelle verwenden will. In allen anderen Fällen dürfte die Zugrundelegung der Abb. 1 - 8 bei weitem genügen.

Als praktischer Fall wurden die Abb. 11 und 12 aus folgenden Annahmen hergeleitet. Ein Spalt mit 2 cm Breite und variabler Höhe steht im tangentiellen Abstand von 40 m am Ring. Als $E(t)$ wurde $E(t) = E_{\max} \sin^2 \left(\frac{\pi t}{2T} \right)$ mit $T = 10$ msec, eine Wiederholungsfrequenz von 50 Hz und 10^{11} Elektronen/Puls zugrunde gelegt.

Der Einfluss der geraden Stücke auf die Umlaufzeit wurde berücksichtigt, nicht dagegen der Einfluss der Betatronschwingungen. Aus I. 1 und I. 4 wurde λ in eV und $d\lambda$ in deV umgerechnet. Auf diese Weise entstand Abb. 11 als Maximal- und Abb. 12 als über die Gesamtzeit gemittelte Durchschnitts-Photonendichte im Spalt als Funktion der Photonenenergie und für verschiedene Spalthöhen.

Für die ersten Versuche ist ein 1 m-Vakuum-UV-Spektrograph mit streifender Inzidenz im Bau. Da der Platz in den Experimentierhallen den Hochenergie-Experimenten vorbehalten sein soll, wurde ein Bunker projektiert, mit dessen Bau in den nächsten Wochen begonnen werden soll. Seine Lage zum Ring und seinen Grundriss zeigen die letzten beiden Seiten dieses Berichtes. Damit man auch bei laufender Maschine dort arbeiten kann, wurde aus Sicherheitsgründen ein radialer Mindestabstand von 7,5 m von der Aussenwand des Rings gefordert. Daraus ergibt sich ein tangentieller Abstand von ca. 40 m zum Magnet 36, an den das evakuierte Strahlrohr angeschlossen werden soll.

Literatur:

- (1) Schwinger J. On the Classical Radiation of Accelerated Electrons
Phys. Rev. 75(1949) 1912,
- (2) Ripken: Über das Spektrum und die Winkelverteilung der Synchrotronstrahlung. DESY-Notiz 2.90,
- (3) Tomboulain + Bredo: Spectral Characteristics of the Radiation Emitted by Electrons in a Synchrotron. J. of appl. Ph. 29(1958) 804,
- (4) Tomboulain + Hartman: Spectral and Angular Distributions of Ultraviolet Radiation from the 300 MeV Cornell Synchrotron, Phys. Rev. 102 (1956) 1423,
- (5) Westfold: The Polarization of Synchrotron Radiation, Astroph. J. 130 (1959)241,
- (6) Jackson J. D. Classical Electrodynamics, chapter 14, John Wiley + Sons, New York London,
- (7) Sommerfeld A. Vorlesungen über Theoretische Physik Band III Elektrodynamik Paragr. 30. Akademie Verlagsgesellschaft Geest + Portig, Leipzig.
- (8) Iwanenko-Sokolow. Klassische Feldtheorie Kap. IV, Paragr. 43, Akademie-Verlag, Berlin,
- (9) Wüster: Abschätzung der Schwingungsamplituden für DESY, DESY-Notiz 2.57,

Verschiedene Experimentelle Arbeiten mit der Synchrotronstrahlung:

- (10) Corson: Radiation by Electrons in Large Orbits, Phys. Rev. 90(1953) 748 und 86(1952) 1052,
- (11) Elder, Langmuir + Pollock. Radiation from Electrons Accelerated in a Synchrotron. Phys. Rev. 74(1948) 52
- (12) Elder, Gurewitsch, Langmuir + Pollock: Radiation from Electrons in a Synchrotron. Phys. Rev. 71 (1947) 829,
- (13) Hartman + Tomboulain: Ultraviolet Radiation from the Cornell Synchrotron. Phys. Rev. 87(1952) 233,
- (14) Hartman + Tomboulain: Far Ultraviolet Radiation from the Cornell Synchrotron. Phys. Rev. 91 (1953) 1577,

- (15) Joos P.: Measurements of the Polarization of Synchrotron Radiation, Phys. Rev. Letters 4 (1960) 558,
- (16) Korolev, Markov, Akimov + Kulikov: An Experimental Investigation of the Angular Distribution and Polarization of Optical Radiation from Electrons in a Synchrotron, Doklady, Nauk. SSR 110(1956) 542
- (17) Krolzig: Beobachtung der Elektronenbahnen mit Hilfe der Synchrotronstrahlung, DESY-Notiz A 2.58.

Weitere Arbeiten zur Theorie der Synchrotronstrahlung

- (18) Bernardini, Touschek "On the Quantum Losses in an Electron Synchrotron", LNF, Nota interna 34, (27. 4. 60).
- (19) Blewett, J.P. "Radiation Losses in the Induction Electron Accelerator", Phys. Rev. 69(1946) 87-95.
- (20) Bloch u. Nordsieck "Note on the Radiation Field of the Electron", Phys. Rev. 52(1937) 54-59.
- (21) Judd, Lepore, Rudeman, Wolff: "Radiation from an Electron in a Magnetic Field", Phys. Rev. 86, 123 (1952).
- (22) Korolev u. Kulikov "An investigation of the intensity ratio of the polarized components in the radiation of the "luminous" electron", Optics and Spectroscopy 8 (1960) 1.
- (23) Laslett, Neil, Sessler "Coherent Electromagnetic Effects in High Current Particle Accelerators", Rev. Sci. Inst. 32, 4 (1961) 276-279.
- (24) McMillan, E.M. "Radiation from a Group of Electrons Moving in a Circular Orbit", Phys. Rev. 68 (1945) 144.
- (25) Neil, Sessler "Coherent Electromagnetic Effects in High Current Particle Accelerators", Rev. Sci. Inst. 32, (1961) 256.
- (26) Neil, Judd, Laslett: "Coherent Electromagnetic Effects in High Current Particle Accelerators", Rev. Sci. Instr. 32, 4 (1961) 267-276.
- (27) Neumann, M: The Radiation of High-Energy-Electron in a Magnetic Field", Phys. Rev. 90 (1963) 682-689.
- (28) Nodvick, Saxon: "Suppression of Coherent Radiation by Electrons in a Synchrotron", Phys. Rev. 96 (1954) 180.

- (29) Olsen, H. "Elliptic Polarization of Radiation from Electrons in Circular Accelerators" NBS-Report 7016(1960)
- (30) Olsen "Studies on the Radiation from Electrons in Circular Accelerators" Det KGL Norske Videnskabers Selskabs Skrifter 1952 Nr. 5,
- (31) Olsen and Wergeland "Radiation Loss of Electrons in the Synchrotron", Phys.Rev. 86(1952) 123,
- (32) Oster L. "Cyclotron Radiation from Relativistic Particles with an Arbitrary Distribution", Phys.Rev. 121 4(1961) 961,
- (33) Parraz, L.G. "Use of Synchrotron Orbit Radiation" Rev.Sc.Instr. 30 (1959) 297-299,
- (34) Parzen, "The Radiation from an Electron Moving in a Uniform Magnetic Field" Phys.Rev. 84, 2 (1951) 235,
- 35) C. Pellegrini "A Calculation of Radiation Effects on Electron Oscillations in a Circular Accelerator", Nuovo Cimento, Suppl. 22 X, 603 - 617,
- (36) Robinson: "Radiation Effects in Circular Electron Accelerators", Phys.Rev. 111 (1958) 373-378,
- (37) Schwinger, J. "Electron Radiation in High Energy Accelerators", Phys.Rev. 70(1946) 798,
- (38) Sokolov "On the Relativistic Motion of Electrons in Magnetic Fields, when Quantum Effects are Taken into Account", Suppl. al. Vol. III, Serie X, del Nuovo Cimento 743,
- (39) Sokolov and Ternov: "On Polarization Effects in the Radiation of an Accelerated Electron" Zhur Eksptl. i. Theoret. Fiz. 31(1956) 473, Übers. 4, 3 (1957) 396-400,
- (40) Sokolov, Ternov: "On the Semiclassical Interpretation of Quantum Effects in the Theora of the Radiating Electron" Sov. Physics DOKLADY 2 (1957) 573,
- (41) Sokolov, Ternov "The Quantum Theory of the Radiating Electron", Sov. Physics JETP. 28, 431-436, Übers. 1, 2 (1955) 227,
- (42) Tomboulain: "The Angular Distribution of the Synchrotron Radiation" in the Extreme UV and X-Ray-Region" Technical Report 1,
- (43) Wilson R. R., "Electron-Synchrotrons" Handbuch der Physik Bd. XIV 178ff

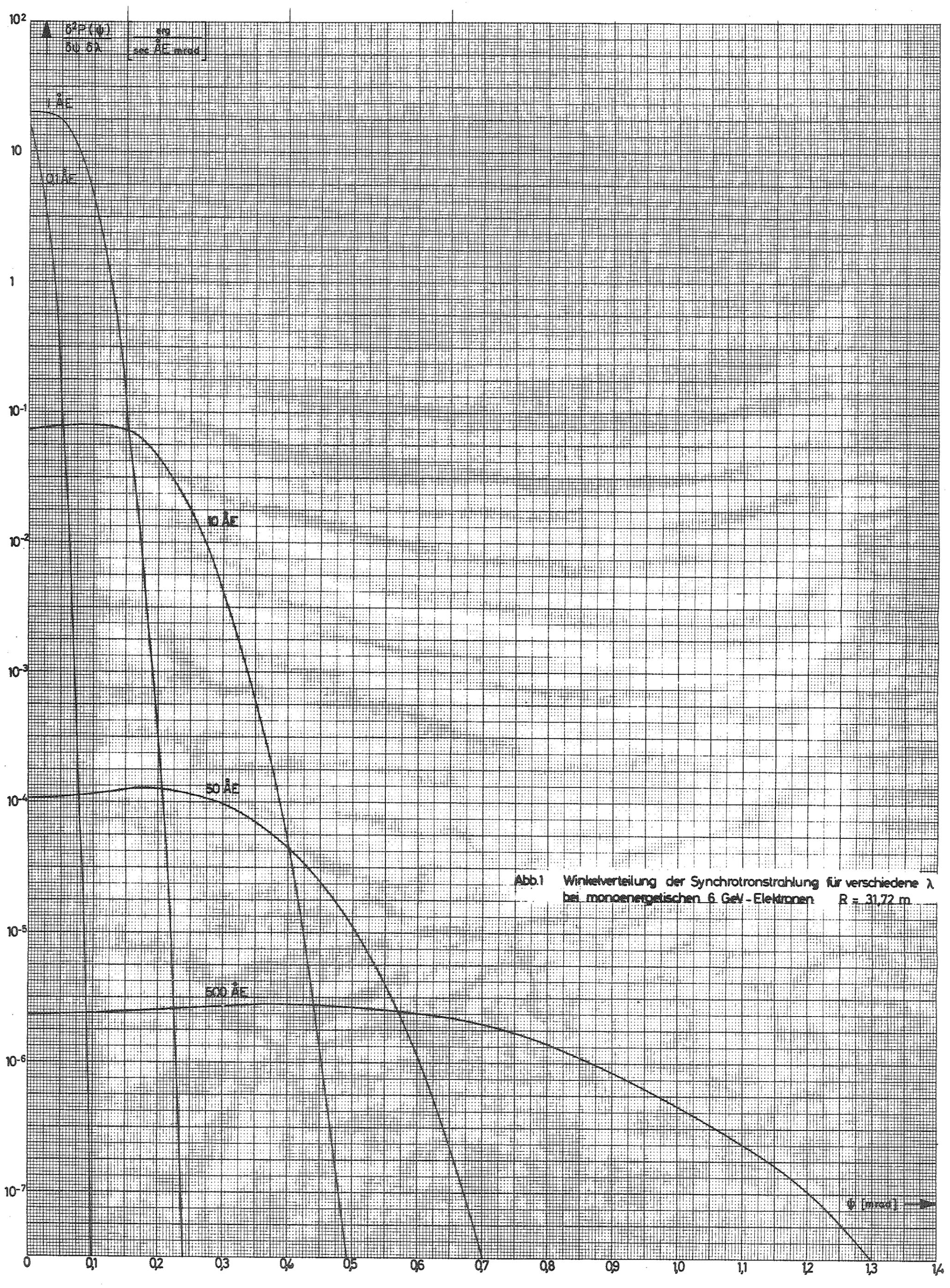


Abb.1 Winkelverteilung der Synchrotronstrahlung für verschiedene λ bei monoenergetischen 6 GeV - Elektronen $R = 31,72 \text{ m}$

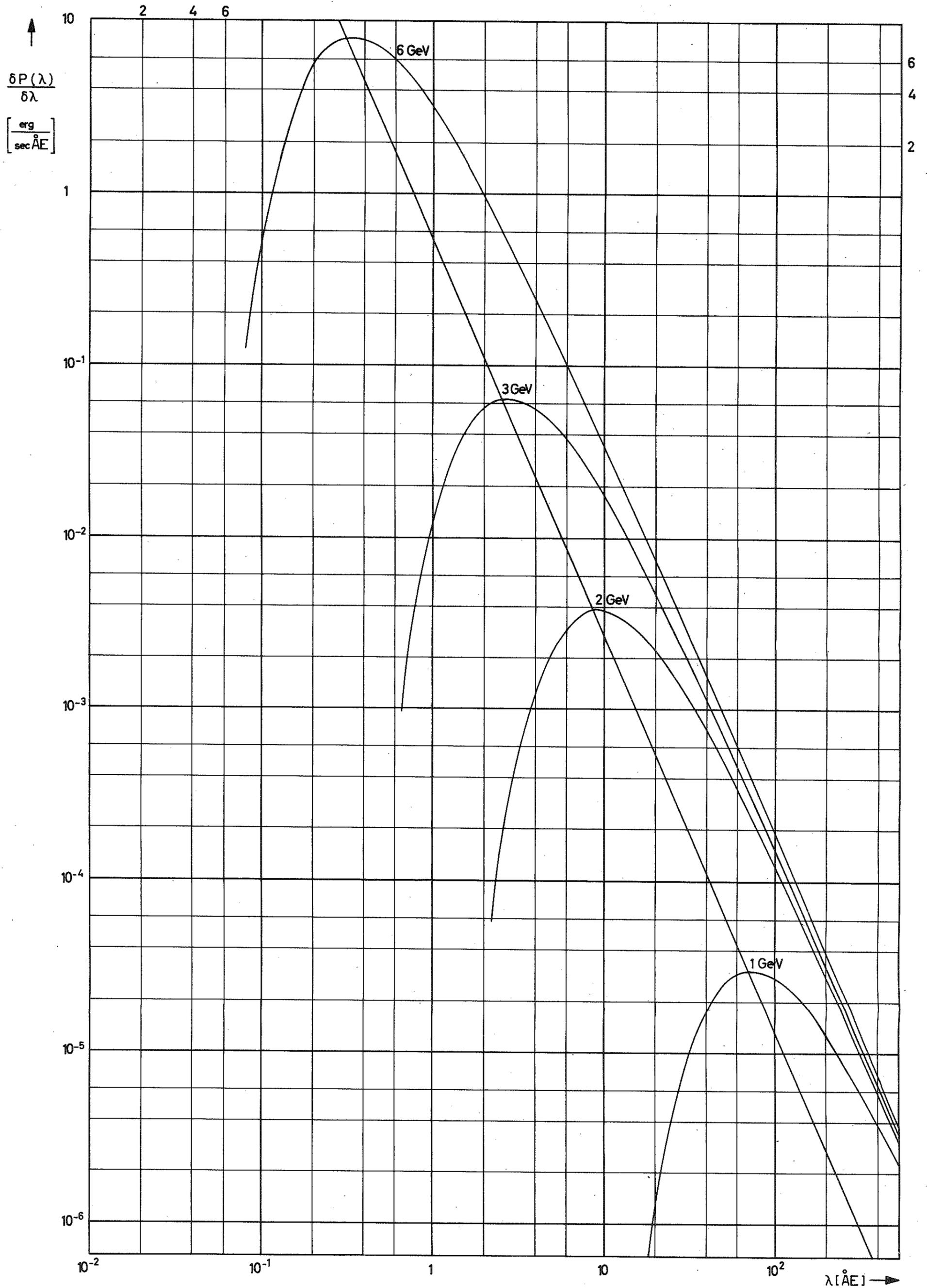


Abb.2 Spektralverteilung der Synchrotronstrahlung monoenergetischer Elektronen (über ψ integriert) $R = 31,72 \text{ m}$

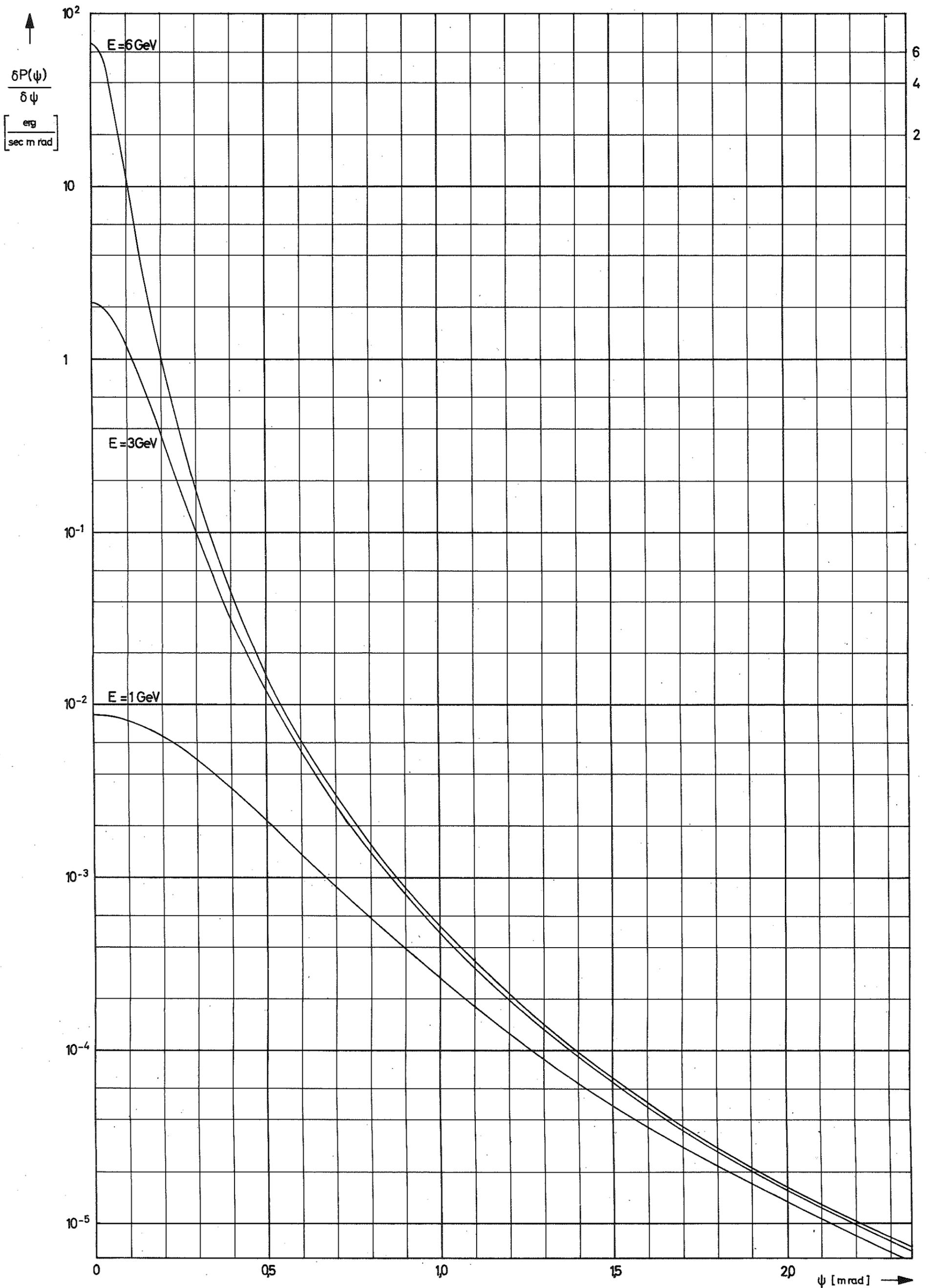
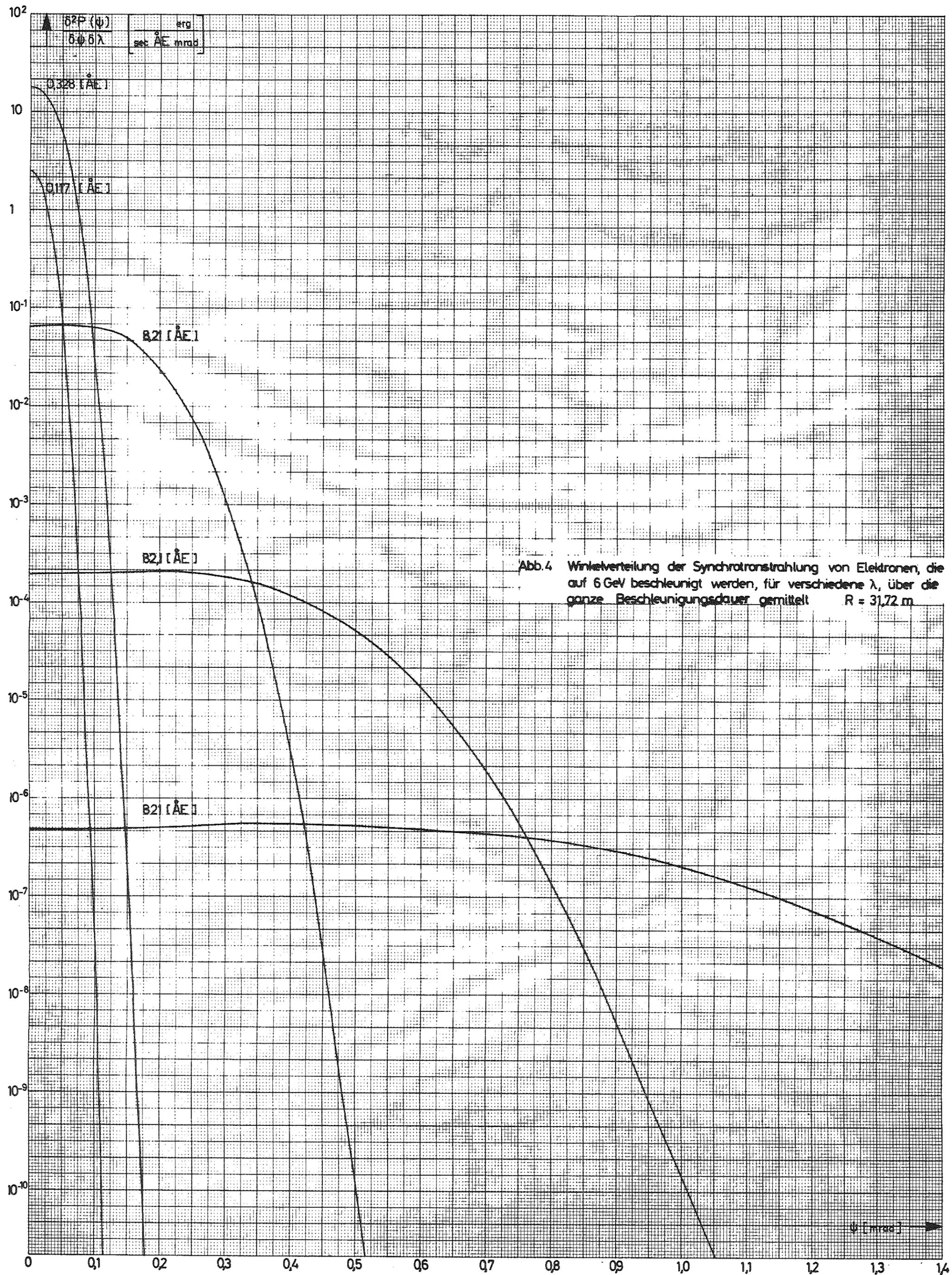


Abb. 3 Winkelverteilung der Synchrotronstrahlung monoenergetischer Elektronen verschiedener Energie (über λ integriert)



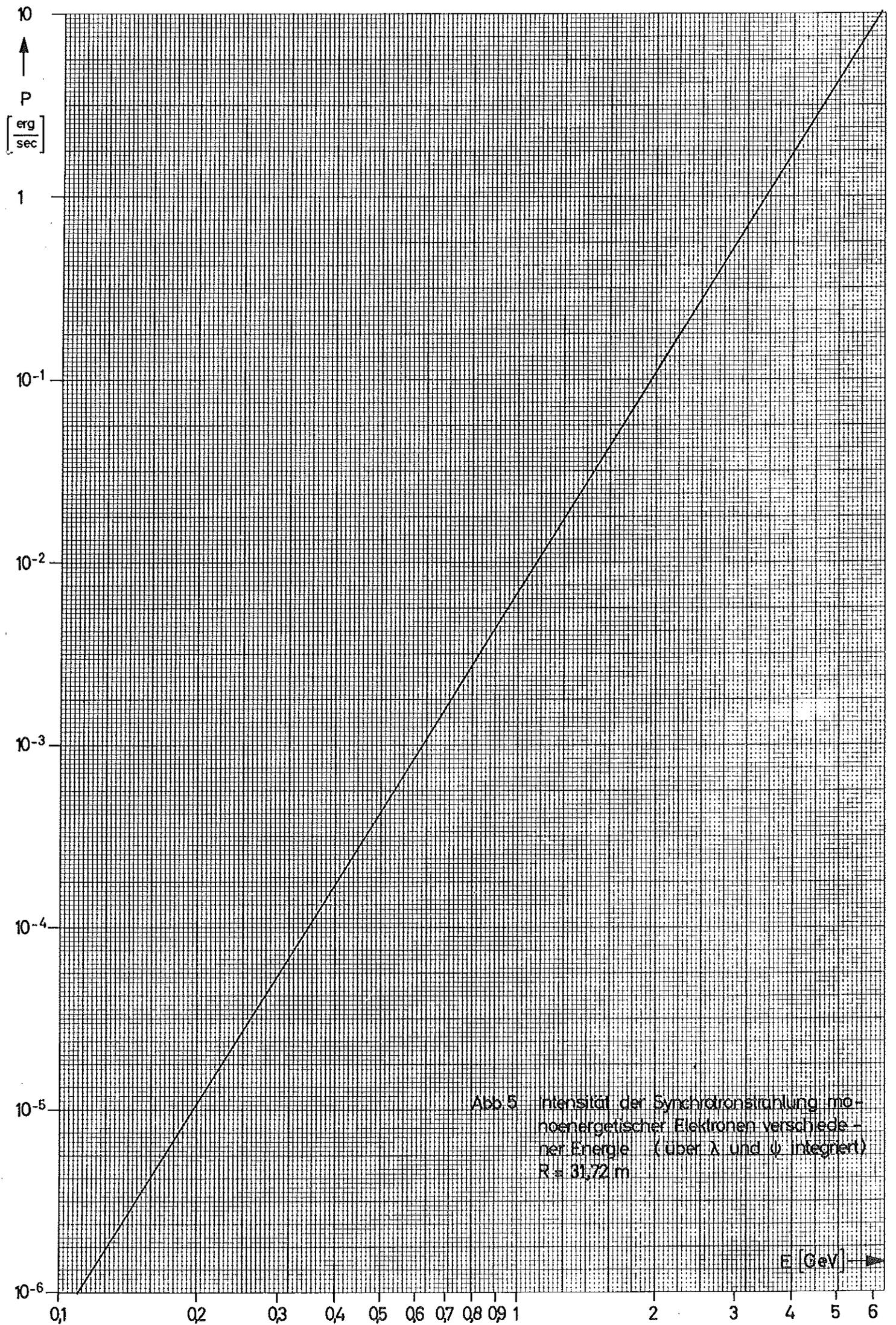


Abb. 5 Intensität der Synchrotronstrahlung monoenergetischer Elektronen verschiedener Energie (über λ und ψ integriert)
 $R = 31,72$ m

E [GeV] →

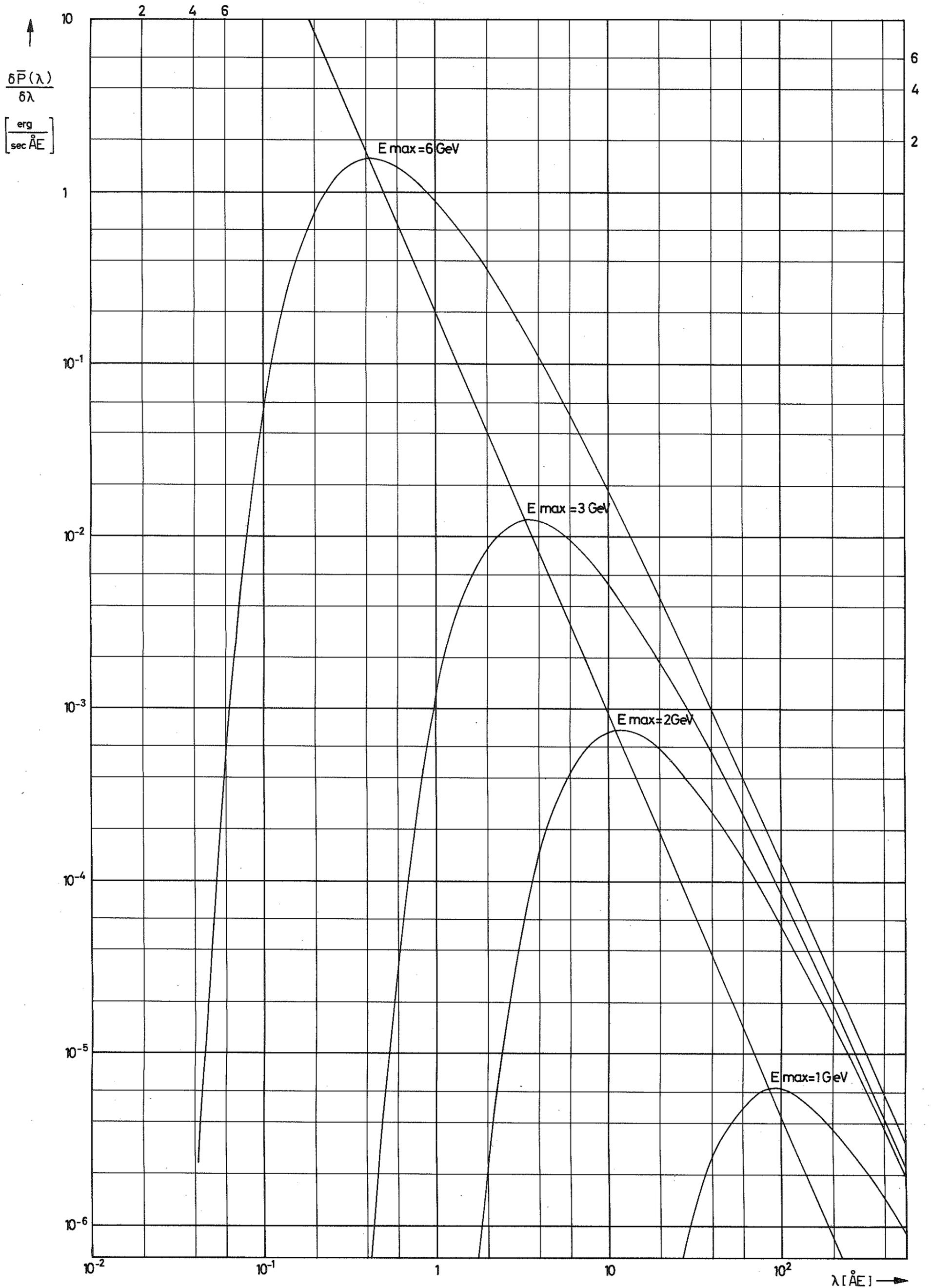


Abb.6 Spektralverteilung der Synchrotronstrahlung von Elektronen, die auf verschiedene Maximalenergien beschleunigt werden, gemittelt über die ganze Beschleunigungsdauer (über ψ integriert) $R = 31,72 \text{ m}$

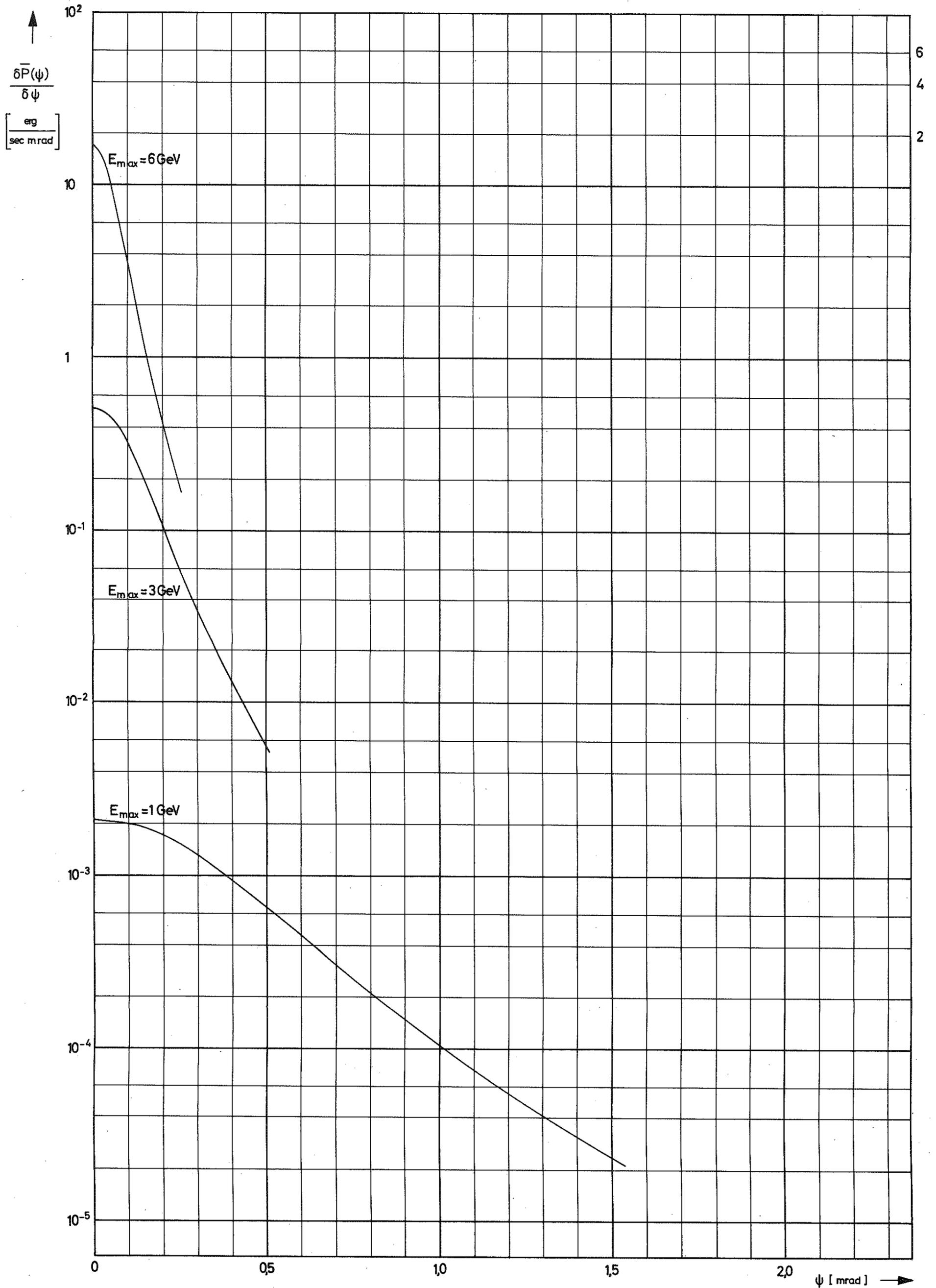


Abb.7 Winkelverteilung der Synchrotronstrahlung von Elektronen, die auf verschiedene Maximalenergien beschleunigt werden, gemittelt über die ganze Beschleunigungsdauer (über λ integriert) $R = 31,72 \text{ m}$

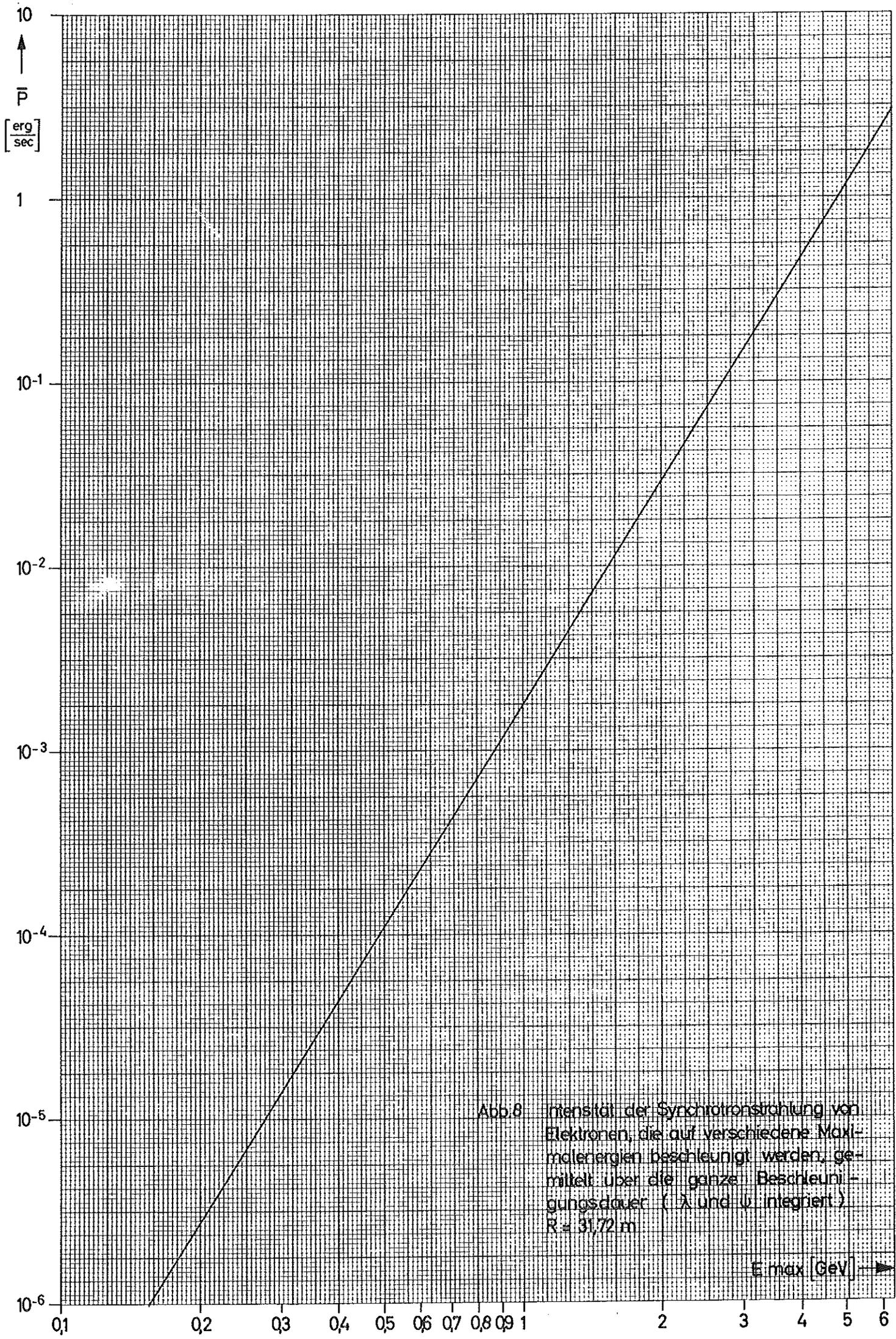
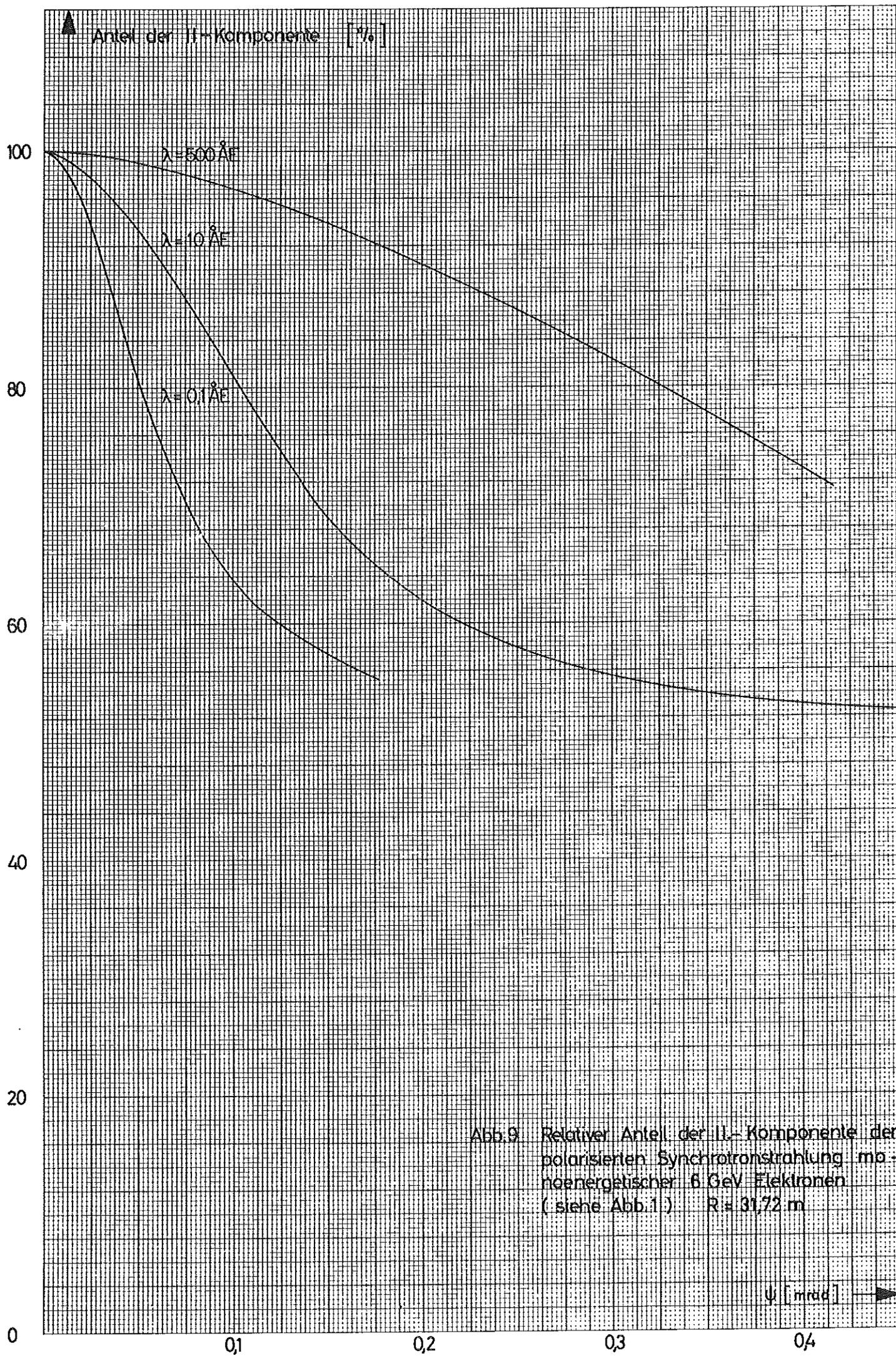
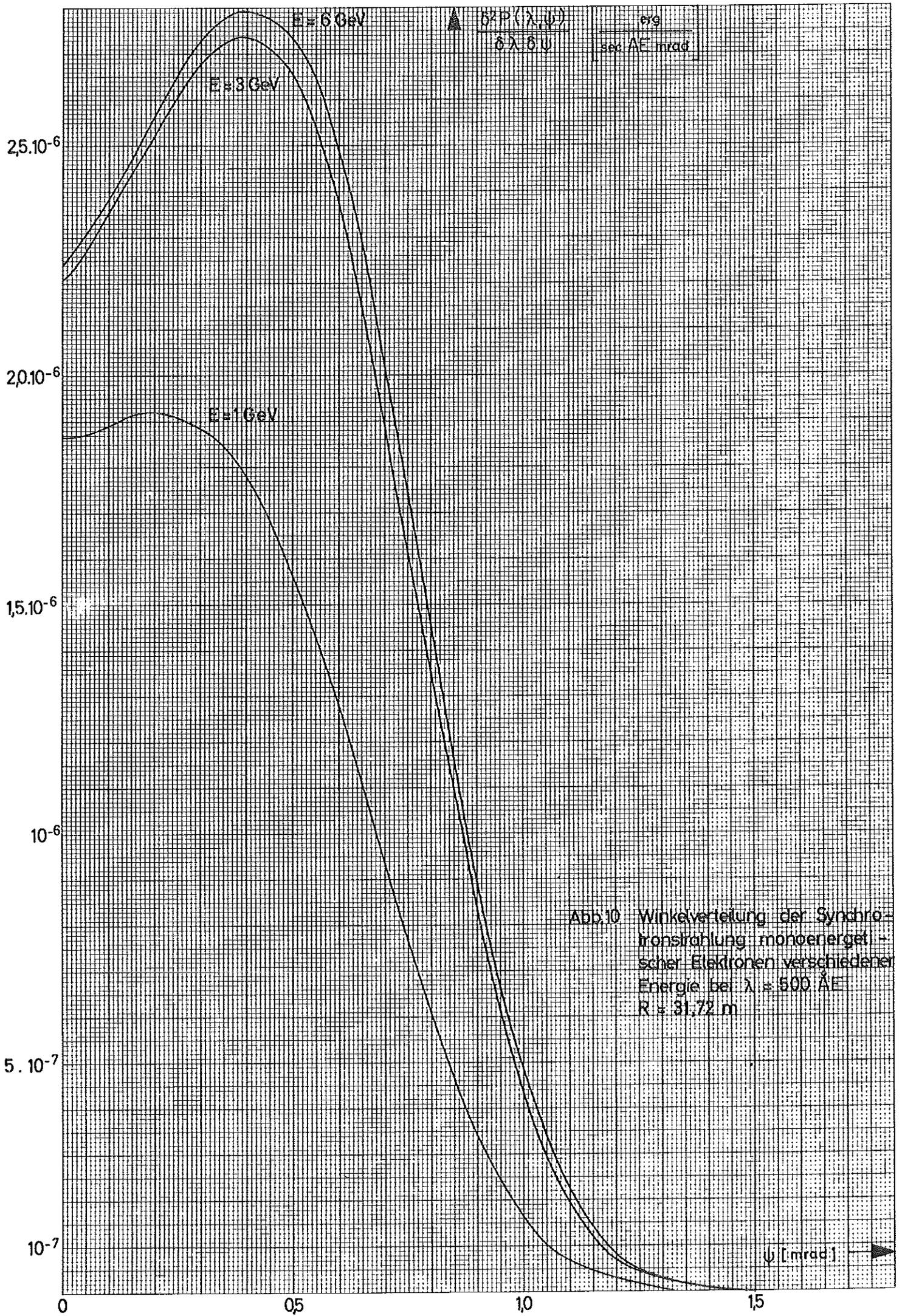


Abb. 8 Intensität der Synchrotronstrahlung von Elektronen, die auf verschiedene Maximalenergien beschleunigt werden, gemittelt über die ganze Beschleunigungsdauer (λ und ω integriert)
 $R = 31,72 \text{ m}$

E_{\max} [GeV] \rightarrow





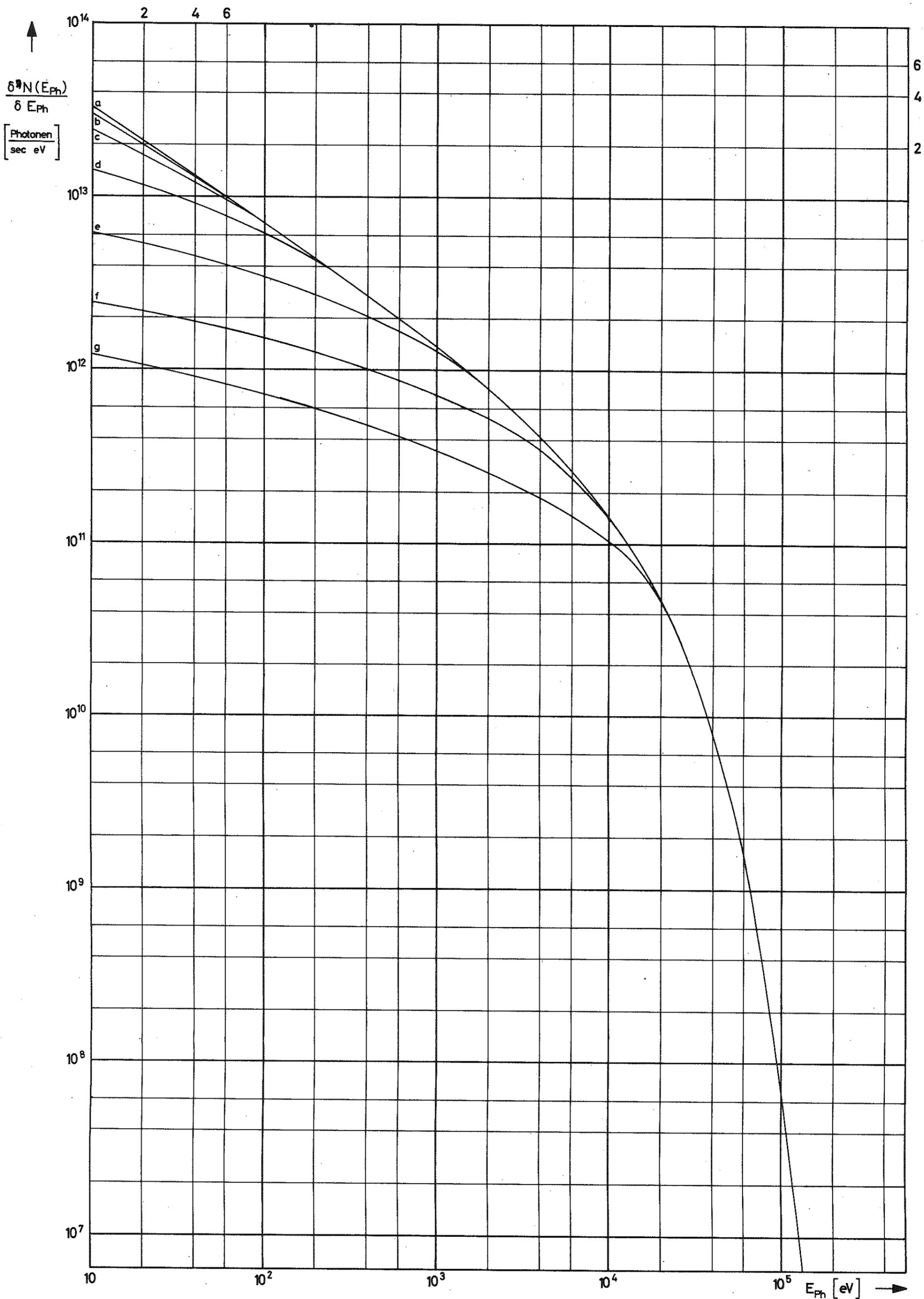


Abb.11 Energiespektrum der Synchrotronstrahlung von 10^{11} monoenergetischen 6 GeV-Elektronen in einem 2cm breiten, 40 m tangentiell vom Ring aufgestellten Spalt. Spalthöhe: a. $\pm \infty$, b. ± 4 cm, c. ± 3 cm, d. ± 2 cm, e. ± 1 cm, f. $\pm 0,5$ cm, g. $\pm 2,5$ mm jeweils symmetrisch zur Synchrotronebene $R = 31,72$ m

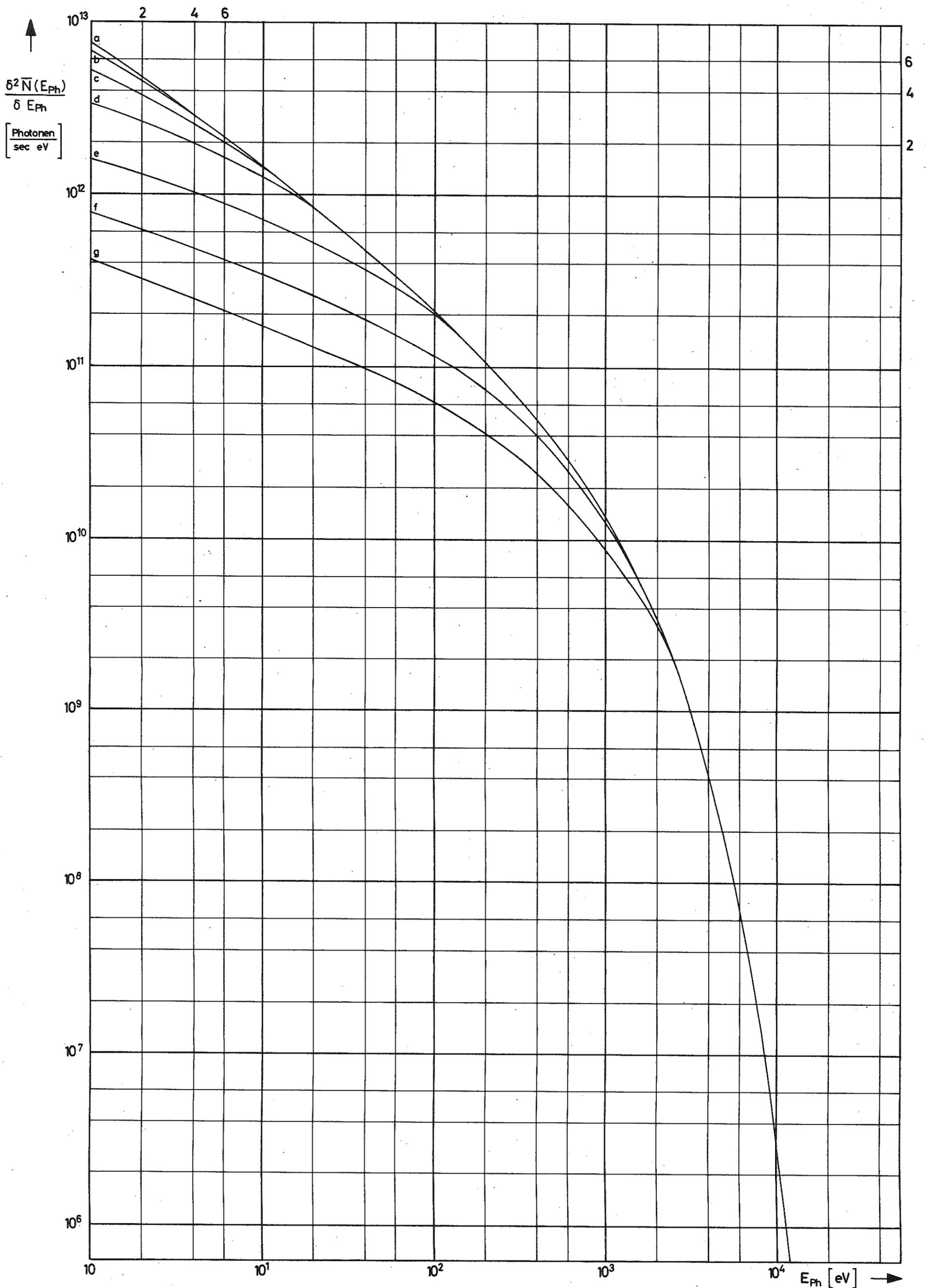
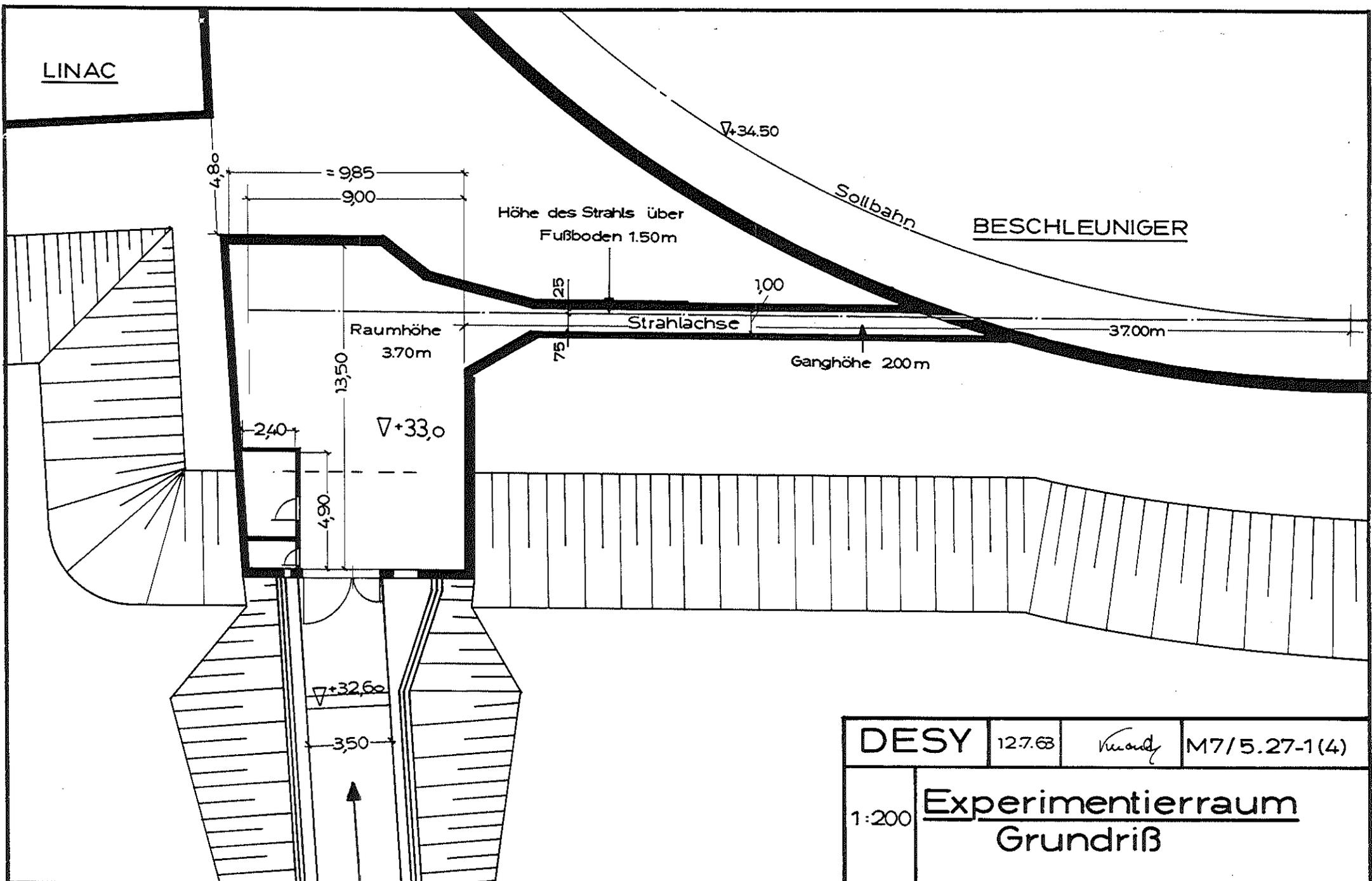


Abb. 12 Mittleres Energiespektrum der Synchrotronstrahlung von 10^{11} Elektronen pro Puls und 50 Pulsen pro sec, die gemäß $\sin^2\left(\frac{\pi l}{2P}\right)$ auf 6 GeV beschleunigt werden, in einem 2cm breiten, 40m tangentiell vom Ring aufgestellten Spalt. Spalthöhe: a. $\pm\infty$, b. ± 4 cm, c. ± 3 cm, d. ± 2 cm, e. ± 1 cm, f. $\pm 0,5$ cm, g. $\pm 2,5$ mm jeweils symmetrisch zur Synchrotronebene (Mittelung über die Gesamtzeit) $R = 31,72$ m

LINAC



BESCHLEUNIGER

DESY	12.7.63	<i>Kraus</i>	M7/5.27-1(4)
1:200	<u>Experimentierraum</u> Grundriß		