

Interner Bericht

DESY F35-68/4

Juni 1968

DER VON ANSTOSSELEKTRONEN HERVORGERUFENE UNTERGRUND
IN EINEM DIFFERENTIELLEN GASCERENKOVZÄHLER

VERGLEICH VON THEORIE UND EXPERIMENT

Klaus Behling

II. Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg

Abstract

The background due to knock-on electrons in the pressure curve of a differential Cerenkov counter is studied experimentally and compared with Monte Carlo calculations.

DER VON ANSTOSSELEKTRONEN HERVORGERUFENE UNTERGRUND IN EINEM DIFFERENTIELLEN GASCERENKOVZÄHLER

VERGLEICH VON THEORIE UND EXPERIMENT

Wenn ein geladenes Teilchen einen differentiellen Gascerenkovzähler durchläuft, stößt es mit Elektronen der Atome im Eintrittsfenster und der Gasmoleküle im Zähler zusammen. Das Teilchen kann diesen Elektronen eine so große Energie übertragen, daß ihre Geschwindigkeit der Schwellenbedingung $\beta > \frac{1}{n}$ zur Erzeugung von Cerenkovlicht genügt.

Die Wahrscheinlichkeit für die Erzeugung eines Anstoßelektrons (δ -Elektrons) im Energiebereich ($E', E'+dE'$) durch ein Teilchen mit Spin 0 (π -Meson) beträgt nach Rossi (1):

$$\psi(E') dE' = 2 \cdot 9 \cdot 2 C \frac{m_e}{\beta^2} \frac{dE'}{E'^2} \left(1 - \beta^2 \frac{E'}{E'_{max}}\right) \quad 1$$

mit $C = 0,15 \frac{Z}{A} \frac{cm^2}{g}$

Im folgenden beschränken wir uns auf die Erzeugung von δ -Elektronen durch π -Mesonen mit einem Impuls von 3 GeV/c in einem parallelen Teilchenstrahl. Die einzelnen Größen in Gleichung (1) sind:

- $\beta = 0,9989$ Geschwindigkeit des π -Mesons
- $m = 0,511 \text{ MeV}/c$ Masse des Elektrons
- E'_{max} Maximalenergie des δ -Elektrons

Da das δ -Elektron sowohl im Eintrittsfenster als auch im Zähler entstehen kann, gilt

$$2 \cdot 9 \cdot 2 C = \sum_{i=1}^2 0,3 \frac{Z_i}{A_i} l_i \rho_i \quad 2$$

($i=1$ Eintrittsfenster Eisen; $i=2$ Gas Frigen13; A Atomgewicht (Molekulargewicht); Z Anzahl der Elektronen pro Atom (Molekül); Dichte; $l_1=0,65 \text{ cm}$; $l_2=240 \text{ cm}$ Abstand zwischen Eintrittsfenster und Kugelspiegel des diff. Zählers (2))

$$\frac{Z}{A} \rho \Big|_1 = 3,66 \text{ cm}^{-1} \quad (3) \qquad \frac{Z}{A} \rho \Big|_2 = \frac{n-1}{0,326} \text{ cm}^{-1} \quad (3) \quad 3$$

Die Wahrscheinlichkeit $\psi(\phi)d\phi$, daß ein Elektron mit einem Winkel $\phi \pm d\phi$ erzeugt wird, erhält man aus Gleichung (1) mit der Beziehung zwischen E' und ϕ (p_π , m_π Impuls und Masse des π -Mesons), wie folgende Kinematikrechnung zeigt:

Für die Vierervektoren der an der Reaktion $\pi + e \rightarrow \pi + e$ beteiligten Teilchen gilt

$$p_1 + p_2 = p_1' + p_2' \quad 4$$

mit der Metrik $p^2 = E^2 - \vec{p}^2 = m^2$.

Den Zusammenhang zwischen Energie und Streuwinkel des Anstoßelektrons und des Pionen-Impulses erhält man aus

$$p_1'^2 = (p_1 + p_2 - p_2')^2$$

$$m_\pi^2 = m_\pi^2 + m_e^2 + m_e^2 + 2m_e E_\pi - 2m_e E' - 2E_\pi E' + 2p_\pi p_e' \cos \phi$$

$$E' = m_e \frac{(m_e + \sqrt{p_\pi^2 + m_\pi^2})^2 + p_\pi^2 \cos^2 \phi}{(m_e + \sqrt{p_\pi^2 + m_\pi^2})^2 - p_\pi^2 \cos^2 \phi} \quad m_e \ll E_\pi \quad \frac{1 + \beta^2 \cos^2 \phi}{1 - \beta^2 \cos^2 \phi} \quad 5$$

$$\cos^2 \phi = \frac{1}{\beta^2} \frac{E' - m_e}{E' + m_e} \quad 6$$

Die Maximalenergie E'_{\max} nimmt das δ -Elektron bei Vorwärtsstreuung ($\phi_{\min} = 0^\circ$) auf.

$$E'_{\max} = 2m_e \frac{p_\pi^2}{m_\pi^2} \quad 7$$

Die Minimalenergie E'_s , oberhalb der das δ -Elektron Cerenkovlicht erzeugt, ist durch

$$E'_s = \frac{m_e}{\sqrt{1 - \beta_s^2}} \quad \text{mit} \quad \beta_s = \frac{1}{n} \quad \rightarrow \quad E'_s = \frac{n - m_e}{\sqrt{n^2 - 1}} \quad 8$$

gegeben. Dieser Energie entspricht auf Grund von Gleichung (6) ein maximaler Streuwinkel ϕ_s . Aus den Gleichungen (1,2,5) gewinnt man

$$\psi(\phi)d\phi = (0,72 + 221(n-1)) \frac{1}{\beta^4} \frac{2 \sin \phi \cos \phi}{\left(\frac{1}{\beta^2} + \cos^2 \phi\right)^2} \left(1 - \beta^2 \frac{E'(\phi)}{E'_{\max}}\right) d\phi \quad 9$$

Für die Gesamtwahrscheinlichkeit ϵ_δ , daß ein Pion durch ein δ -Elektron vorgetäuscht wird, erhält man

$$\epsilon_\delta = \int_0^{\phi_s} \psi(\phi) \bar{\Phi}(\phi) d\phi \quad 10$$

wobei $\bar{\Phi}(\phi)$ die Wahrscheinlichkeit ist, daß ein δ -Elektron nachgewiesen wird. Nimmt man an, daß bereits ein

Photoelektron einen Ausgangsimpuls liefert, so folgt aus der Poisson-Statistik

$$\bar{\Phi}(\phi) = 1 - e^{-N(\phi)}$$

$N(\phi)$ ist die mittlere Anzahl der erzeugten Photoelektronen und ist durch

$$N(\phi) = K \cdot \sin^2 \Theta(\phi) \cdot l(\phi) \cdot \gamma(\phi)$$

gegeben. Die vier Faktoren werden wie folgt bestimmt:

K ist die Anzahl der erzeugten Photoelektronen pro cm und $\sin^2 \Theta$. Für den Photomultiplier Philips 58UVP (Photokathodenempfindlichkeit 60 mA/Watt bei 4200 Å nach Testbericht von Philips) berechnet sich K nach einem in (2) beschriebenen Verfahren bei einer Lichtsammlung von 80% (bedingt durch Reflexionsverluste im Zähler) zu $K = 160$.

$\Theta(\phi)$ ist der Cerenkovwinkel. Wird ϕ vorgegeben, berechnet sich Θ nach folgendem Schema:

ϕ wird vorgegeben

aus Gleichung (3) folgt $E' = E'(\phi)$

aus $E' = m/\sqrt{1-\beta^2}$ folgt $\beta = \beta(E')$

aus $\cos(\Theta) = 1/\beta \cdot n$ folgt $\Theta = \Theta(\beta) = \Theta(\phi)$

$l(\phi)$ ist der Weg des δ -Elektrons im Radiator, auf dem nutzbares Cerenkovlicht entsteht (Abb. 1)

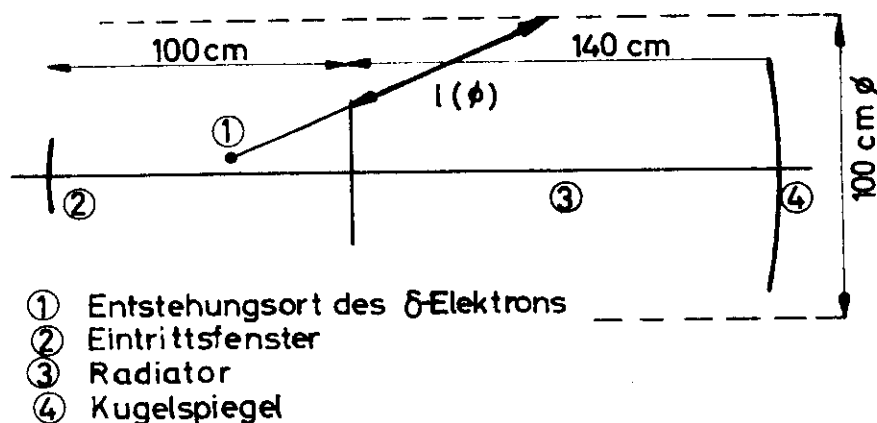


Abb. 1 Der Weg $l(\phi)$ eines δ -Elektrons im Radiator

Die Berechnung von $l(\phi)$ wird mittels einer Monte-Carlo Rechnung durchgeführt.

$\chi(\phi)$ ist der Anteil des Cerenkovlichts, der in den 40 mm breiten inneren Ringspalt fällt. Dieser Ringspalt entspricht einem Winkelbereich $(\beta_1, \beta_2) = (3,9^\circ, 5,2^\circ)$ bezüglich der Zählerachse, in dem das Cerenkovlicht nachgewiesen wird. Die Berechnung von $\chi(\phi)$ geht aus der Abb. 2 hervor.

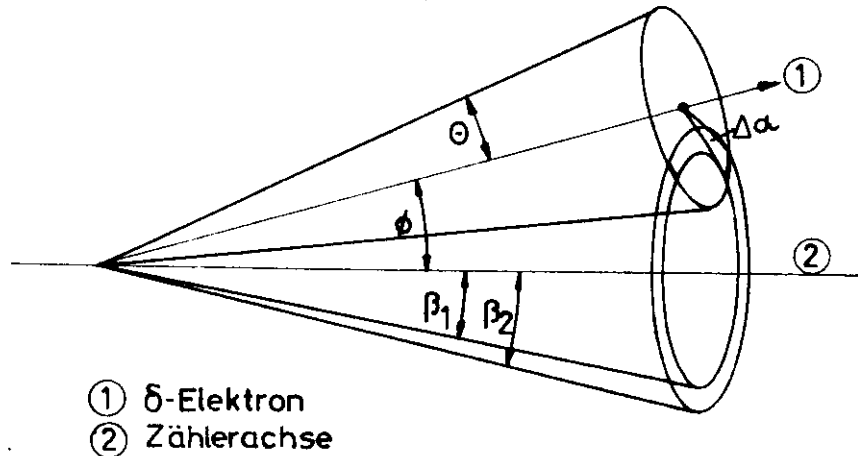


Abb. 2 Anteil des in den Ringspalt fallenden Cerenkovlichts

Der durch die breite Linie gekennzeichnete Teil des Cerenkovlichtkegels (Öffnungswinkel = 2Θ , Richtung zur Zählerachse = ϕ) beträgt

$$\chi(\phi) = 2 \frac{\Delta\alpha}{2\pi}$$

Das Integral (10) wird mit Hilfe der Monte-Carlo Methode gelöst. Die Wahrscheinlichkeit ϵ , daß ein Pion durch ein von ihm erzeugtes δ -Elektron nachgewiesen wird, ist als Funktion des Brechungsindex n in Abb. 3 eingetragen. Die berechnete Kurve gibt gut den Verlauf des Untergrundes der experimentell bestimmten Ansprechwahrscheinlichkeitskurve wieder.

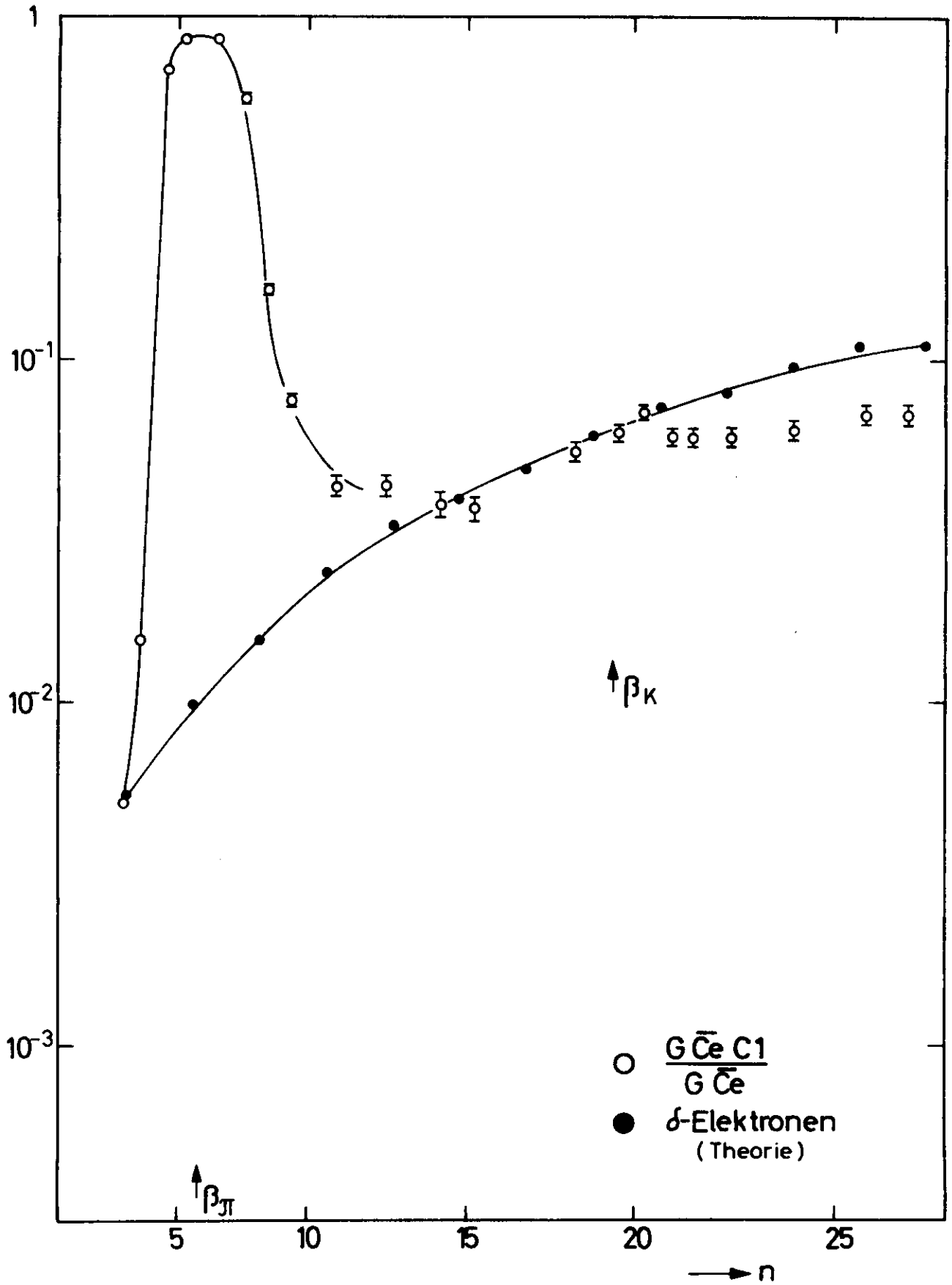


Abb. 3 Druckkurven bei einem Impuls 3 GeV/c

Literaturhinweise

- (1) B. Rossi, High Energy Particles, Prentice Hall (1956)
- (2) K. Behling, Differentieller Gascerenkovzähler für große Teilchenstrahlquerschnitte, DESY Interner Bericht F35
- (3) A. S. Vovenko et al., Gas filled Cerenkov Counters, Sov. Phys. Usp. 6, 794 (1964)

