

DEUTSCHES ELEKTRONEN - SYNCHROTRON **DESY**

DESY 66/9
April 1966
Theorie

EINFLUSS VON ABSORPTIONSKORREKTUREN AUF
PERIPHERE PHOTOERZEUGUNGSPROZESSE

von

K. Schilling

Physikalisches Staatsinstitut

II. Institut für Experimentalphysik Hamburg

EINFLUSS VON ABSORPTIONSKORREKTUREN AUF
PERIPHERE PHOTOERZEUGUNGSPROZESSE

von

K. Schilling

Physikalisches Staatsinstitut

II. Institut für Experimentalphysik, Hamburg

Abstract

Photoproduction of pions and vector mesons and the joint photoproduction of vector mesons and the first π -N-resonance on nucleons are considered in the peripheral model. Absorptive final-state interactions are taken into account. The differential cross section and the spin state density matrices of the resonances are calculated and compared with experimental data.

Inhaltsverzeichnis

	Seite
1. Einleitung	- 3 -
2. Allgemeiner Formalismus	- 6 -
3. Absorptionsmodell	- 13 -
4. Anwendung des Absorptionsmodells auf Photoerzeugungsprozesse am Nukleon	- 18 -
4a) Einfachpionerzeugung	- 18 -
4b) Vektorteilchenerzeugung	- 25 -
4c) Doppelresonanzerzeugung	- 30 -
5. Zusammenfassung	- 34 -

Literaturverzeichnis

Bilduntertitel

Diagramme

1. Einleitung

Die Reaktionsamplitude $T(ab \rightarrow cd)$ einer unelastischen Zweiteilchen- oder Quasizweiteilchenreaktion

$$a + b \rightarrow c + d$$

wird im Bereich grosser Energien $s = (p_a^a + p_a^b)^2$ und kleiner Impulsübertragungen $|t| = |p_c^c - p_c^a|^2$ wesentlich durch den Beitrag von Partialwellen mit grossem Drehimpuls j bestimmt. Hohen Partialwellen entsprechen im klassischen Bild vom Zweiteilchenstoss grosse Stossparameter b . Dies heisst jedoch, dass die langreichweitigen Kräfte bei dem betrachteten Prozess unter den genannten kinematischen Bedingungen die Hauptrolle spielen. Im Rahmen einer Feldtheorie kommt die Wechselwirkung grösster Reichweite in einem Zweiteilchenprozess durch den Austausch des leichtesten mit den Auswahlregeln verträglichen Teilchens zustande. Diesen Sachverhalt kann man auch im Rahmen einer analytischen S-Matrixtheorie formulieren: Die Streuamplitude wird als Funktion von s und t im Bereich kleiner $|t|$ durch den nächstliegenden Einteilchenpol des t - Kanals dominiert. Solche Überlegungen bilden die Grundlage des peripheren Modells, das als einfachste Näherung für die Streuamplitude von Zwei- und auch Mehrteilchenreaktionen die Einteilchenaustauschbeiträge berücksichtigt¹⁾.

Vergleicht man die Vorhersagen des peripheren Modells mit dem Experiment, so findet man in vielen Fällen differentielle Wirkungsquerschnitte $d\sigma/d|t|$, deren Abfall mit $|t|$ kleiner als der gemessene ist. Dies kommt insbesondere dadurch zustande, dass auf Grund des Spins der äusseren Teilchen t - Polynome im Zähler des differentiellen Querschnitts im Einteilchenaustauschmodell entstehen, die sogar einen Anstieg der Winkelverteilung mit $|t|$ bewirken können. Wenn Teilchen mit Spin J ausgetauscht werden, so hat der entsprechende Wirkungsquerschnitt die asymptotische s - Abhängigkeit

$$\frac{d\sigma}{d|t|} \sim s^{2(J-1)},$$

die im Falle von $J \gg 1$ in den meisten Fällen im Widerspruch zum Experiment steht.

In Anbetracht dieser Schwierigkeiten gibt es bislang drei verschiedene

Ansätze zur Verbesserung des einfachen Einteilchenaustauschmodells:

1. Einführung von Formfaktoren²⁾
2. Behandlung der ausgetauschten Teilchen als Regge-Pole³⁾
3. Berücksichtigung von Anfangs- und Endzustandswechselwirkung.

Alle drei Ansätze verändern die t -Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnitts, wobei die Wahl der Formfaktoren etwas willkürlich erscheint, da relativ kleine Massen μ^2 , d.h. $\mu^2 \sim 9m_\pi^2$ in der Parametrisierung des Formfaktors $F(t)$

$$F(t) = \frac{1}{1 - \frac{t - m_\pi^2}{\mu^2}}$$

nötig sind, um die Experimente anzupassen. Das Regge-Bild hingegen liefert einen ziemlich weiten Rahmen, innerhalb dessen man die Energieabhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnitts mit Hilfe von Regge-Trajektorien $\alpha(t)$ wohl interpretieren kann⁴⁾. Die Interpretation der Residuenfunktionen $\beta(t)$ als Kopplungskonstanten oder Formfaktoren ist jedoch ziemlich willkürlich, da ihr Wert jeweils von den kinematischen Grössen abhängt, die man abgespalten hat, um kinematische Singularitäten zu vermeiden. Allerdings ist das Reggeieren die einzige bisher bekannte Konzeption, um die "Hochenergiekatastrophe" beim Austausch von Teilchen mit Spin $\gg 1$ zu beheben.

Auf der anderen Seite steht der Einwand, dass die Einteilchenaustauschgraphen die Unitarität verletzen. Eine Möglichkeit zur Unitarisierung von Partialwellenamplituden ist das sogenannte N/D-Verfahren. Bei dessen Durchführung stösst man im Bereich hoher Energien insofern auf grosse Schwierigkeiten, als viele offene Zweiteilchen- und Mehrteilchenkanäle über die Unitarität mit dem betrachteten Prozess verknüpft sind. Der bei solcher exakter Unitarisierung auftretende Unitaritätsschnitt der Streuamplitude entspricht, physikalisch gesehen, der Berücksichtigung von Streuung im Eingangs- und Ausgangskanal. Ähnliche Korrekturen der Bornschen Näherung sind in der Theorie der Kernreaktionen unter dem Namen "distorted wave Born approximation" (DWBA) schon seit langem bekannt⁵⁾. Wegen der erwähnten Schwierigkeiten bei der exakten Behandlung der durch die Unitarität an eine bestimmte Reaktion angekoppelten Kanäle griffen Sopkovich⁶⁾ und später Chiu und

Durand III⁷⁾ sowie Gottfried und Jackson⁸⁾ zur Berechnung peripherer Teilchenstösse auf eine Endformel der DWBA zurück, die sich leider nur in der nichtrelativistischen Potentialstreuung herleiten lässt. Der Zusammenhang zwischen diesem Absorptionsmodell zur approximativen Behandlung von Anfangs- und Endzustandswechselwirkung und den üblichen relativistischen Unitarisierungsverfahren mit Hilfe der N/D-Methode und des K-Matrixformalismus konnte bisher nur unter mehr oder weniger plausiblen ad hoc Annahmen hergestellt werden⁹⁾⁻¹²⁾. Man erwartet jedoch, dass der Einfluss von Anfangs- und Endzustandswechselwirkungen auf die Reaktionsamplituden auch im relativistischen Bereich im wesentlichen vom Absorptionsmodell richtig wiedergegeben wird.

Das Absorptionsmodell wurde bisher von einer Reihe von Autoren mit wechselndem Erfolg auf verschiedene unelastische Reaktionen angewandt¹³⁾. Im Falle von Einpionenaustausch wird durch Anbringen von Absorptionskorrekturen die experimentelle Form des differentiellen Wirkungsquerschnitts i.a. richtig reproduziert, während die absolute Grösse des theoretischen Wirkungsquerschnitts bei manchen Reaktionen, wie etwa bei der Reaktion $p + \bar{p} \rightarrow \bar{N}^{*-} + N^{*++}$, um einen Faktor 5 über dem Experiment liegt¹⁴⁾. Bei Vektorteilchenaustausch wird das Ansteigen des Verhältnisses $\sigma_{\text{theor}}/\sigma_{\text{exp.}}$ mit der Energie auch durch das Absorptionsmodell nicht entscheidend beeinflusst¹⁵⁾.

Es ist zu erwarten, dass das Absorptionsmodell besonders für solche unelastische Reaktionen mit Einpionenaustausch erfolgreich ist, die einen geringen Beitrag zur Diffraktionsstreuung im Ein- und Ausgangskanal liefern⁹⁾. Aus diesem Grunde scheint das Studium von Photoerzeugungsprozessen besonders geeignet zum Test dieses Modells, zumal für diese Prozesse nur die Wechselwirkung im Endkanal zu berücksichtigen ist.

In Anbetracht dieses Sachverhalts und im Hinblick auf das seit Inbetriebnahme der grossen Elektronenbeschleuniger wachsende Interesse an Photoreaktionen im GeV-Bereich zur Bestimmung von χ -Kopplungskonstanten untersuchen wir in der vorliegenden Arbeit mit Hilfe des Absorptionsmodells den Einfluss von Endzustandswechselwirkungen auf die peripheren Reaktionen

$$\begin{aligned} \gamma + N &\longrightarrow N + \pi, \\ \gamma + N &\longrightarrow N + \text{Vektorteilchen}, \\ \gamma + N &\longrightarrow N^* + \text{Vektorteilchen}. \end{aligned}$$

Im Kapitel 2 wird ein kurzer Überblick auf den zur Beschreibung von Zweiteilchenreaktionen nichtskalärer Teilchen notwendigen Helizitätsformalismus gegeben. In Kapitel 3 werden sodann die Grundlagen des Absorptionsmodells rekapituliert. Kapitel 4 enthält die Anwendung dieses Modells auf die genannten Photoerzeugungsprozesse mit den numerischen Resultaten. Kapitel 5 bringt eine zusammenfassende Diskussion der Ergebnisse.

2. Allgemeiner Formalismus

Wir betrachten das S-Matrixelement für den Prozess

$$\gamma + N \longrightarrow M + N', \quad (2.1)$$

den wir in systematischerer Schreibweise durch

$$a + b \longrightarrow c + d \quad (2.2)$$

kennzeichnen wollen. Dabei sei N ein Nukleon der Masse m , M ein (pseudoskalares oder auch Vektor-) Meson, N' ein Nukleon oder eine N_{33} -Resonanz der Masse m' . Die Viererimpulse seien k_μ für das Photon, p_μ für das einlaufende Nukleon N , p'_μ für das auslaufende N' , q_μ für das auslaufende Meson M . Dann hat die S-Matrix für die Reaktion die Form

$$S = i (2\pi)^4 \delta^{(4)}(k_\mu + p_\mu - q_\mu - p'_\mu) \tilde{T}, \quad (2.3)$$

wo

$$\tilde{T} = \frac{1}{\sqrt{(2\pi)^3} 2k_0} \langle MN'_{\text{out}} | \varepsilon^\mu j_\mu(0) | N \rangle. \quad (2.4)$$

Dabei ist k_0 die Photonenenergie, $\langle MN'_{\text{out}} |$ der auslaufende M-N'-Streu-zustand, ε_μ der Vierervektor der Photonpolarisation und j_μ der elektromagnetische Übergangstrom.

Wir normieren die in (2.4) auftretenden Fermionzustände $|\vec{p}, s, \lambda\rangle$ zum

Impuls \vec{p} , Spin s und Helizität λ wie üblich zu

$$\langle \vec{p}', s', \lambda' | \vec{p}, s, \lambda \rangle = (2\pi)^3 \frac{p_0}{m} \delta^{(3)}(\vec{p}' - \vec{p}) \delta_{ss'} \delta_{\lambda\lambda'} \quad (2.5)$$

und die Mesonenzustände $|\vec{q}, s, \lambda\rangle$ entsprechend

$$\langle \vec{q}', s', \lambda' | \vec{q}, s, \lambda \rangle = (2\pi)^3 \cdot 2q_0 \delta^{(3)}(\vec{q}' - \vec{q}) \delta_{ss'} \delta_{\lambda\lambda'}. \quad (2.6)$$

Die kausale Amplitude T , für die die Mandelstam-Eigenschaften gelten, lautet dann

$$T = (2\pi)^6 \sqrt{\frac{p_0}{m} \cdot \frac{p'_0}{m'} \cdot 2k_0 \cdot 2q_0} \tilde{T}. \quad (2.7)$$

Im Helizitätsformalismus von Jacob und Wick¹⁶⁾ kann man die kausale Amplitude T nach Partialwellen entwickeln

$$\langle \lambda_c \lambda_d | T | \lambda_a \lambda_b \rangle = \frac{1}{2} \sum_J (2J+1) \langle \lambda_c \lambda_d | T^J | \lambda_a \lambda_b \rangle e^{i(\lambda_c - \lambda_d)\Phi} d^J_{\lambda_c \lambda_d}(\Theta). \quad (2.8)$$

Hier sind die Grössen λ_a bis λ_d in dieser Reihenfolge die Helizitäten von χ , N , M und N' (siehe Gl.(2.2)). Θ ist der Streuwinkel zwischen \vec{k} und \vec{q} im Schwerpunktsystem (CMS):

$$\cos \Theta = \frac{\vec{q} \cdot \vec{k}}{|\vec{q}| |\vec{k}|}$$

und Φ der Azimutwinkel der Streuebene bezüglich einer festen Richtung senkrecht zu \vec{k} . J ist der Gesamtdrehimpuls, $\lambda = \lambda_a - \lambda_b$, $\mu = \lambda_c - \lambda_d$. Zur expliziten Konstruktion der Helizitätswellenfunktionen verwenden wir die Phasenkonventionen von Jacob und Wick, wobei wir die Teilchen a und c als "1"-Teilchen, die Teilchen b und d als "2"-Teilchen in der Sprechweise dieser Autoren wählen. Im folgenden werden wir den Azimutwinkel $\Phi = 0$ setzen, d.h. wir wählen unser Koordinatensystem so, dass die $x - z$ - Ebene mit der Reaktionsebene zusammenfällt. Die Kreiselfunktionen $d^J_{\lambda_c \lambda_d}(\Theta)$ sind wie bei Jacob und Wick definiert.

Nach Mittelung über die Helizitäten der einlaufenden Teilchen und Summation über die Helizitäten der auslaufenden Teilchen lautet die Formel für den Wirkungsquerschnitt

$$\frac{dS}{d\Omega} = \frac{m \cdot m'}{\Lambda b u^2 \cdot s} \cdot \frac{q}{k} \cdot \frac{1}{4} \sum_{\lambda_c'} |\langle \lambda_c \lambda_d | T | \lambda_a \lambda_b \rangle|^2. \quad (2.9)$$

Sofern in der betrachteten Reaktion Resonanzen erzeugt werden, gestattet die Beobachtung von deren Zerfallsverteilung einen wichtigen Einblick in den Reaktionsmechanismus.

Handelt es sich bei dem auslaufenden Meson M um ein Vektorteilchen, so kann man dessen Polarisationszustand durch eine Dichtematrix \hat{S}^M charakterisieren, deren Elemente in der Helizitätsbasis sich aus T in der folgenden Weise berechnen lassen

$$\langle \lambda_c | \hat{S}^M | \lambda_c' \rangle = N \sum_{\substack{\lambda_a, \lambda_b, \\ \lambda_d}} \langle \lambda_c \lambda_d | T | \lambda_a \lambda_b \rangle \langle \lambda_c' \lambda_d | T | \lambda_a \lambda_b \rangle^* \quad (2.10)$$

mit einem geeigneten Normierungsfaktor N, der so gewählt sei, dass $\text{Tr} \hat{S}^M = 1$ ist.

Entsprechendes gilt für die Beschreibung des Polarisationszustandes einer auslaufenden Nukleonresonanz:

$$\langle \lambda_d | \hat{S}^N | \lambda_d' \rangle = \bar{N} \sum_{\substack{\lambda_a, \lambda_b, \\ \lambda_c}} \langle \lambda_c \lambda_d | T | \lambda_a \lambda_b \rangle \langle \lambda_c \lambda_d' | T | \lambda_a \lambda_b \rangle^*. \quad (2.11)$$

Wie Gottfried und Jackson¹⁷⁾ allgemein gezeigt haben, nehmen diese Dichtematrizen im Falle einer peripheren Reaktion mit Einteilchenaustausch eine besonders einfache Form an, wenn man sie im Ruhssystem der jeweiligen Resonanz betrachtet und die Spinprojektion auf die Richtung des räumlichen Impulsübertrags in diesem System bezieht. Als Quantisierungsachse wählen wir also die Richtung \vec{k}_R des einlaufenden Photons für das Vektorteilchen und die Richtung \vec{p}_R des einlaufenden Nukleons für die Nukleonresonanz im jeweiligen Ruhssystem. Die so definierten kanonischen Dichtematrixelemente $\langle m | \hat{S}^M | m' \rangle$ und $\langle m | \hat{S}^N | m' \rangle$ erhält man durch einfache Drehung aus den Ausdrücken (2.10) und (2.11):

$$\langle m | \hat{S}^M | m' \rangle = \sum_{\lambda_c, \lambda_c'} d_{m \lambda_c}^2(\psi_c) \langle \lambda_c | \hat{S}^M | \lambda_c' \rangle d_{\lambda_c' m'}^2(-\psi_c) \quad (2.12)$$

bzw.

$$\langle m | S^M | m' \rangle = \sum_{\lambda_a, \lambda_b} d_{m, -\lambda_a}^{3/2}(\psi_a) \langle \lambda_a | \hat{S}^M | \lambda_b \rangle d_{-\lambda_b, m'}^{3/2}(-\psi_a). \quad (2.13)$$

Hier ist ψ_c der Winkel zwischen der Helizitätsrichtung $(-\vec{p}')$ und \vec{k}_R , also

$$\cos \psi_c = \frac{\beta - \cos \Theta}{\beta \cos \Theta - 1} \quad ; \quad \beta = \frac{q}{q_0}. \quad (2.14)$$

Entsprechend ist ψ_d der Winkel zwischen der Helizitätsrichtung $(-\vec{q})$ und \vec{p}_R . Es gilt

$$\cos \psi_d = \frac{p \cos \Theta - \beta' p_0}{\sqrt{(p_0 - \beta' p \cos \Theta)^2 - (m')^2}} \quad (2.15)$$

mit

$$\beta' = \frac{p'}{p_0'} \quad ; \quad \gamma' = (1 - \beta'^2)^{1/2}.$$

Die Minuszeichen der Helizitätsindizes der $d^{3/2}$ -Funktionen in Gl.(2.13) sind eine Folge des Phasenfaktors $(-)^{s-\lambda}$ von Jacob und Wick bei der Konstruktion der "2"-Teilchen (siehe z.B. Ref. 18, Gl.(40)).

Die Dichtematrizen S^M und S^N genügen Symmetriebedingungen, die aus der Spiegelungsinvarianz der T-Matrix folgen. Wegen Paritätserhaltung genügen die T-Matrixelemente in der Helizitätsbasis der Symmetrie

$$\langle \lambda_c \lambda_d | T | \lambda_a \lambda_b \rangle = \eta (-)^{(\lambda_a - \lambda_b) - (\lambda_c - \lambda_d)} \langle -\lambda_c, -\lambda_d | T | -\lambda_a, -\lambda_b \rangle \quad (2.16)$$

mit

$$\eta = \eta_a \eta_b \eta_c \eta_d (-)^{(s_c + s_d) - (s_a + s_b)},$$

wo die η 's die inneren Paritäten und die S ' die Spins der Reaktionspartner sind.

Hieraus gewinnt man unmittelbar die Beziehung

$$\langle \lambda | \hat{S} | \lambda' \rangle = (-)^{\lambda - \lambda'} \langle -\lambda | \hat{S} | -\lambda' \rangle, \quad (2.17)$$

die sich wegen der Symmetrie

$$d_{\mu, \mu'}^j(\alpha) = (-)^{\mu - \mu'} d_{-\mu, -\mu'}^j(\alpha) \quad (2.18)$$

auf die kanonischen Dichtematrixelemente $\langle m | s^n | m' \rangle$ und $\langle m | s^m | m' \rangle$ überträgt:

$$\langle m | s | m' \rangle = (-)^{m-m'} \langle -m | s | -m' \rangle. \quad (2.19)$$

Aus den Gleichungen (2.10) und (2.17) folgt die Realität von $\langle m | s^n | \pm m \rangle$. Weitergehende Aussagen über die Dichtematrixelemente kann man nur im Rahmen bestimmter Modelle machen.

Nach Gottfried und Jackson¹⁷⁾ hat die Zerfallsverteilung einer Resonanz vom Spin j in zwei Teilchen t_1, t_2 mit Spin s_1, s_2 und Helizität μ_1 und μ_2 die Struktur

$$W(\vartheta, \varphi) \sim \sum_{\substack{\mu_1, \mu_2 \\ m, m'}} |M_r(\mu_1, \mu_2)|^2 \exp(i(m-m')\varphi) d_{m\mu_1}^j(\vartheta) d_{m\mu_2}^j(\vartheta) \langle m | s | m' \rangle, \quad (2.20)$$

wobei $M_r(\mu_1, \mu_2)$ den Zerfallsvertex beschreibt, der auf Grund der Paritätserhaltung der Beziehung

$$M_r(\mu_1, \mu_2) = \eta_r \eta_{t_1} \eta_{t_2} (-)^{j-s_1-s_2} M_r(-\mu_1, -\mu_2) \quad (2.21)$$

genügt. Dabei ist $\Lambda = \mu_1 - \mu_2$ und (ϑ, φ) sind die Polarwinkel in einem Koordinatensystem mit z-Achse parallel zu \vec{k}_R bzw. \vec{p}_R und y-Achse in Richtung $\vec{k} \times \vec{q}$.

Unter Beachtung der Symmetrien (2.19) und (2.21) spezialisiert man auf den Zerfall eines Vektorteilchens in zwei $\bar{0}$ -Mesonen:

$$W(\vartheta, \varphi) = \frac{3}{4\pi} \left\{ \langle 1 | s^H | 1 \rangle \sin^2 \vartheta + (1 - 2 \langle 1 | s^H | 1 \rangle) \cos^2 \vartheta - \langle 1 | s^H | -1 \rangle \sin^2 \vartheta \cos 2\varphi - \sqrt{2} \operatorname{Re} \langle 1 | s^H | 0 \rangle \sin 2\vartheta \cos \varphi \right\}. \quad (2.22)$$

Für den Zerfall der $3-3$ -Resonanz in Nukleon und Pion hat man

$$W(\vartheta, \varphi) = \frac{3}{4\pi} \left\{ 3 \langle 3/2 | s^H | 3/2 \rangle \sin^2 \vartheta + \left(\frac{1}{2} - \langle 3/2 | s^H | 3/2 \rangle \right) (1/3 + \cos^2 \vartheta) - \frac{2}{3} \left(\operatorname{Re} \langle 3/2 | s^H | 1/2 \rangle \sin^2 \vartheta \cos 2\varphi + \operatorname{Re} \langle 3/2 | s^H | 1/2 \rangle \sin 2\vartheta \cos \varphi \right) \right\}. \quad (2.23)$$

Formel (2.22) ist auch auf den Fall des $3-\pi$ -Zerfalls des ω -Mesons anwendbar, falls man (ϑ, φ) auf die Normale der Zerfallsebene bezieht.

Bei Verwendung linear polarisierter Photonen kann man aus der Beobachtung der Azimutalassymmetrie des Zerfalls der Resonanzen im Ausgangskanal Aussagen über Spin und Parität im t-Kanal ($\gamma + \bar{M} \rightarrow N + \bar{N}'$) gewinnen. Wir geben daher im folgenden die Ausdrücke für Wirkungsquerschnitt und Dichtematrixelemente mit polarisierten Photonen für den Fall der Vektorteilchenerzeugung.

Wenn die einlaufenden Photonen in Richtung $\vec{\epsilon}^p = (\cos\Phi, \sin\Phi, 0)$ bei Coulombbeugung im Laborsystem (= Coulombbeugung im CMS) polarisiert sind, erhält man für den Wirkungsquerschnitt im CMS bei Erzeugung in der x - z - Ebene die Formel

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\Theta, \Phi) = \frac{m \cdot m'}{(4\pi)^2 \cdot s} \cdot \frac{q}{k} \cdot \frac{1}{4} \left\{ \sum_{\substack{\lambda_a \lambda_b \\ \lambda_c \lambda_d}} |\langle \lambda_c \lambda_d | T | \lambda_a \lambda_b \rangle|^2 - 2 \operatorname{Re} \left[e^{2i\Phi} \sum_{\substack{\lambda_b, \lambda_c, \\ \lambda_d}} \langle \lambda_c \lambda_d | T | -1, \lambda_b \rangle \langle \lambda_c \lambda_d | T | +1, \lambda_b \rangle^* \right] \right\} \quad (2.24)$$

mit den gleichen T-Matrixelementen wie oben. Wegen der Symmetrieeigenschaft (2.16) ist die zweite in Gl.(2.24) auftretende Summe reell, so dass man weiter vereinfachen kann:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega}(\Theta, \Phi) &= \frac{m \cdot m'}{(4\pi)^2 \cdot s} \cdot \frac{q}{k} \cdot \frac{1}{4} \sum_{\lambda'_s} \left\{ |\langle \lambda_c \lambda_d | T | \lambda_a \lambda_b \rangle|^2 - \cos 2\Phi \langle \lambda_c \lambda_d | T | \lambda_a \lambda_b \rangle \langle \lambda_c \lambda_d | T | -\lambda_a, \lambda_b \rangle^* \right\} \\ &\equiv \frac{d\sigma}{d\Omega}(\Theta)_{\text{unpol}} (1 + \cos 2\Phi \cdot P(\Theta)). \end{aligned} \quad (2.25)$$

Hier ist $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\Theta)_{\text{unpol}}$ gleich dem Ausdruck (2.9) und $P(\Theta)$ ist definiert durch

$$P(\Theta) = - \frac{\sum_{\lambda'_s} \langle \lambda_c \lambda_d | T | \lambda_a \lambda_b \rangle \langle \lambda_c \lambda_d | T | -\lambda_a \lambda_b \rangle^*}{\sum_{\lambda'_s} |\langle \lambda_c \lambda_d | T | \lambda_a \lambda_b \rangle|^2}, \quad (2.26)$$

wobei über alle Helizitäten summiert wird.

Die Dichtematrix für die auslaufenden Vektormesonen M hat im Schwerpunktsystem die Gestalt

$$\langle \lambda_c | \hat{S}^n(\Phi) | \lambda_c' \rangle = \tilde{N} \sum_{\lambda_a, \lambda_d} \left\{ \langle \lambda_c \lambda_d | \mathbb{T} | -1, \lambda_b \rangle e^{i\Phi} - \langle \lambda_c \lambda_d | \mathbb{T} | +1, \lambda_b \rangle e^{-i\Phi} \right\} \\ \cdot \left\{ \langle \lambda_c' \lambda_d | \mathbb{T} | -1, \lambda_b \rangle e^{i\Phi} - \langle \lambda_c' \lambda_d | \mathbb{T} | +1, \lambda_b \rangle e^{-i\Phi} \right\}^* \quad (2.27)$$

wo \tilde{N} wieder so gewählt wird, dass $\text{Tr} \hat{S}^n = 1$ ist. Die kanonischen Dichtematrixelemente erhält man aus Gl. (2.27) durch Anwendung der unitären Transformation (2.12). Entsprechendes gilt wieder für die Dichtematrix des auslaufenden N' .

Die Dichtematrix $S^n(\Phi)$ genügt nicht mehr der Symmetrierelation (2.19). Aus dem allgemeinen Ausdruck (2.20) berechnet man die Zerfallsverteilung des Vektormesons in zwei \bar{N} -Mesonen unter Benutzung der Hermitizität von $S^n(\Phi)$

$$W(\bar{N}, \gamma, \Phi) \sim \frac{1}{2} \left\{ \langle 1 | S^n(\Phi) | 1 \rangle + \langle -1 | S^n(\Phi) | -1 \rangle \right\} \sin^2 \vartheta \\ + \langle 0 | S^n(\Phi) | 0 \rangle \cos^2 \vartheta - \text{Re} \left(e^{2i\vartheta} \langle 1 | S^n(\Phi) | -1 \rangle \right) \sin^2 \vartheta \\ + \frac{1}{2} \text{Re} \left\{ e^{-i\vartheta} \langle -1 | S^n(\Phi) | 0 \rangle - e^{i\vartheta} \langle 1 | S^n(\Phi) | 0 \rangle \right\} \sin 2\vartheta. \quad (2.28)$$

Die Spinpolarisation der auslaufenden Vektormesonen drückt sich durch die Elemente der Dichtematrix in folgender Weise aus

$$\langle \gamma_x \rangle = \text{Tr} (\gamma_x S^n) = \sqrt{2} \text{Re} \left(\langle -1 | S^n | 0 \rangle + \langle 0 | S^n | 1 \rangle \right), \\ \langle \gamma_y \rangle = \text{Tr} (\gamma_y S^n) = \sqrt{2} \text{Im} \left(\langle -1 | S^n | 0 \rangle + \langle 0 | S^n | 1 \rangle \right), \quad (2.29) \\ \langle \gamma_z \rangle = \text{Tr} (\gamma_z S^n) = \langle 1 | S^n | 1 \rangle - \langle -1 | S^n | -1 \rangle.$$

Im Falle unpolarisierter einlaufender Photonen folgt aus der Paritätserhaltung (Gl. (2.19)) das wohlbekanntes Resultat

$$\langle \gamma_x \rangle = \langle \gamma_z \rangle = 0$$

und

$$\langle \gamma_y \rangle = 2 \sqrt{2} \text{Im} \langle 0 | S^n | 1 \rangle,$$

d.h. die Spinpolarisation ist proportional zum Interferenzterm aus Real- und Imaginärteil der Streuamplitude T . Wir bemerken, dass dieser Term in der Zerfallsverteilung (2.22) für unpolarisierte Photonen nicht auftritt!

3. Das Absorptionsmodell

Im folgenden Kapitel geben wir eine kurze Zusammenfassung des Absorptionsmodells für Photoerzeugungsprozesse mit zwei Teilchen oder Resonanzen im Ausgangskanal. Wie eingangs bereits bemerkt, genügen die Beiträge peripherer Graphen zur Reaktionsamplitude stark wechselwirkender Teilchen im Ein- und Ausgangskanal nicht der Unitarität. Im allgemeinen liegen die zugehörigen Partialwellenamplituden nicht einmal unterhalb der Unitaritätsschranken, die als notwendige Bedingungen aus der Unitarität folgen. Insbesondere die niedrigen Partialwellen tragen im Einteilchenaustauschmodell auch bei hohen Energien am stärksten bei und überschreiten dabei i.a. die Unitaritätsschranke. Dieser Zug des peripheren Modells widerspricht auch dem klassischen Bild, nach dem für $k \cdot R \gg 1$ (k = Impuls im CMS, R = charakteristischer Wechselwirkungsradius) die Partialwellen mit $j \sim \ell_{\text{klass}} = k \cdot R \gg 1$ den Hauptbeitrag zur Streuamplitude liefern. Die dem Absorptionsmodell zugrundeliegende physikalische Idee ist nun, dass eine Dämpfung der niedrigen Partialwellen unelastischer Teilchenreaktionen im Bereich hoher Energien dadurch erfolgt, dass die Teilchen im Anfangs- und Endkanal Diffraktionsstreuung machen. Wenn das Absorptionsmodell richtig ist, so müssen sich solche Dämpfungseffekte auch in Photoerzeugungsprozessen bemerkbar machen, wobei allerdings wegen der Kleinheit der elektromagnetischen Prozesse höherer Ordnung nur die Endzustandswechselwirkung eine Rolle spielen sollte. Wir rekapitulieren zunächst die Grundtatsachen des Absorptionsmodells im spinlosen Fall.

Im Absorptionsmodell berücksichtigt man die Endzustandswechselwirkung, indem man die Partialwellenamplituden der Einteilchenaustauschgraphen (Bornsche Näherung) zum Spin j , T_B^j , in folgender Weise modifiziert

$$T_B^k \longrightarrow T^k = e^{i\delta_k} T_B^k, \quad (3.1)$$

wo δ_j^k die komplexe Streuphase zum Drehimpuls j der elastischen Baryon - Meson - Streuung der Teilchen im Endkanal der Reaktion (2.1) ist. Die Beziehung (3.1) lässt sich in der Potentialtheorie unter der Annahme herleiten^{8),9)}, dass die Wellenlänge der auslaufenden Teilchen im Schwerpunktsystem klein gegenüber der Reichweite der Endzustandswechselwirkung ist. Letztere hingegen muss gross sein im Vergleich zur Reichweite der Austauschwechselwirkung.

Mit Hilfe des K-Matrixformalismus gelangt man bei geeigneten Näherungen zu der etwas verschiedenen Korrekturformel¹²⁾

$$T^k = \frac{1}{2} (1 + e^{2i\delta_j^k}) T_B^k = e^{i\delta_j^k} \cos \delta_j^k T_B^k \quad (3.2)$$

Die Herleitung von Gl.(3.2) erfolgt aus der Relation

$$T_{2n}^k = \sum_n \frac{1}{2} (1 + S_n^k)_{2n} K_{n2}^k \quad (3.3)$$

zwischen T-, S- und K-Matrix als Kanalmatrizen. Die Bezeichnung der beiden ausgezeichneten Kanäle sei

- 1: $\mathcal{X} + N$
- 2: $N' + M$

Wenn man als Zwischenzustand n in Gl.(3.3) nur den Endkanal 2 mitnimmt und K_{22}^k in nullter Näherung durch T_{22}^k approximiert, erhält man die Beziehung (3.2).

Wir bemerken, dass die beiden Korrekturformeln nur in erster Ordnung von δ_j^k zu gleichen Resultaten führen.

Für Energien von mehreren GeV ist der N' - M -Kanal stark gekoppelt an eine Reihe unelastischer Kanäle, so dass wir die elastische N' - M -Streuung als reine Diffraktionsstreuung betrachten können. Somit ist δ_j^k in (3.1) und (3.2) rein imaginär mit $\text{Im } \delta_j^k \geq 0$.

Der Zusammenhang zwischen der elastischen Streuamplitude f und der Phasenverschiebung für den Prozess



lautet (wieder seien die Spins vernachlässigt) in der Stossparameter-

approximation⁸⁾

$$e^{2i\delta(b)} = 1 + \frac{i}{q} \int_0^{\infty} d\sqrt{t} \sqrt{-t} f(q, \sqrt{-t}) J_0(\sqrt{-t} \cdot b), \quad (3.4)$$

wo b der Stossparameter, q der Impuls im Schwerpunktsystem, J_0 die nullte Besselfunktion ist. Der elastische Wirkungsquerschnitt ist als Funktion von f

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(q, \sqrt{-t})|^2. \quad (3.5)$$

Im Bereich hoher Energien und kleiner Impulsübertragungen werden die bisher bekannten experimentellen Daten über elastische Streuung gut durch den folgenden Exponentialansatz wiedergegeben¹⁹⁾

$$f(q, \sqrt{-t}) = \frac{i\sigma_T}{4\pi} \cdot q \cdot \exp(A \cdot t/2), \quad (3.6)$$

wo σ_T der totale Wirkungsquerschnitt und A eine schwach energieabhängige Grösse ist. Nach Einsetzen von Gl.(3.6) und Ausführung der Besselfunktionstransformation erhält man somit aus Gl.(3.4)

$$e^{2i\delta(b)} = 1 - \frac{\sigma_T}{4\pi A} \exp\left(-\frac{b^2}{2A}\right). \quad (3.7)$$

Mit den Abkürzungen

$$C = \frac{\sigma_T}{4\pi A}, \quad \alpha = \frac{1}{2Aq^2} \quad (3.8)$$

und

$$j \sim q \cdot b \quad (3.9)$$

wird daraus

$$e^{2i\delta(j)} = 1 - C \cdot \exp(-j^2 \cdot \alpha). \quad (3.10)$$

Der Parameter A hat im Diffraktionsbild eine anschauliche Bedeutung. Es gilt nämlich

$$A = \frac{1}{4} R_{\text{eff}}^2, \quad (3.11)$$

wenn man R_{eff} als den Radius jener total absorbierenden Scheibe definiert, deren zugehörige Streuamplitude die gleiche Ableitung wie die Amplitude (3.6) in Vorwärtsrichtung besitzt.

Bei Berücksichtigung aller Spins wären die Korrekturformeln (3.1) und (3.2) dahingehend zu modifizieren, dass noch über die Spineinstellungen im Zwischenzustand summiert wird. Leider hat man jedoch vom Experiment her keine Information über die Spinabhängigkeit der elastischen Streuung im Diffraktionsbereich. Daher ist man auf den einfachsten Ansatz angewiesen, dass nämlich die elastische Streuamplitude für grosse Energien im folgenden Sinne spinunabhängig ist:

$$f_{\mu\nu, \mu'\nu'}(q, \sqrt{E}) = \delta_{\mu\mu'} \delta_{\nu\nu'} f(q, \sqrt{E}). \quad (3.12)$$

Ein Argument für die Richtigkeit dieses Ansatzes hat man aus den Daten der elastischen Proton-Proton-Streuung bei hohen Energien und kleinen Impulsübertragungen. Unter der Annahme der Spinunabhängigkeit der Streuamplitude erhält man aus diesen Daten durch Betrachtung der Interferenz mit der bekannten Coulombstreuung ein Verhältnis von Real- zu Imaginärteil der Streuamplitude von etwa -30% ²⁰⁾, ein Ergebnis, das seinerseits mit dispersionstheoretischen Rechnungen der Vorwärtsstreuamplitude konsistent ist²¹⁾. Eine ähnliche Analyse im Falle der π -p-Streuung liefert weniger Evidenz auf Spinunabhängigkeit²²⁾, da hier nur eine Nonspinflipamplitude vorliegt, die die Spinflipamplitude im Bereich kleiner Streuwinkel aus kinematischen Gründen bei weitem übertrifft.

Unter Zugrundelegung der Annahme (3.12) lautet die korrigierte Erzeugungsamplitude bei Berücksichtigung des Spins

$$\langle \lambda_c \lambda_a | T^{\pm} | \lambda_a \lambda_b \rangle = g(j) \langle \lambda_c \lambda_a | T_{\pm}^{\pm} | \lambda_a \lambda_b \rangle,$$

wobei

$$g(j) = [1 - C \cdot \exp(-\alpha j^2)]^{1/2} \quad (3.13)$$

(Modell I)

oder

$$g(j) = 1 - \frac{C}{2} \cdot \exp(-\alpha j^2). \quad (3.14)$$

(Modell II)

Da die experimentell gefundenen Reichweiten R_{eff} der Diffraktionsstreuung in der Gegend von 1 bis 2 f liegen und somit durchaus von gleicher Grössenordnung wie die Reichweite der Einpionenaustauschkraft sind, ist es schwierig zu entscheiden, welches der beiden Modelle das bessere ist. Wir haben unsere Rechnungen daher mit beiden Modellen durchgeführt in der Hoffnung, dass zumindest die qualitativen Züge des Einflusses der Absorption im Endkanal durch solche Rechnungen richtig wiedergegeben werden.

Die in die Korrekturformel (3.14) eingehenden Konstanten sind im Prinzip aus experimentellen Grössen festlegbar. Da man experimentell nichts über die elastische Streuung von Resonanzen weiss, ist man bei der Wahl der Parameter C und A auf Analogien zur bekannten Pion-Nukleon-Streuung oder K-Nukleon-Streuung angewiesen. Aus Gl.(3.7) entnimmt man, dass

$$0 \leq C \leq 1 \quad (3.15)$$

gelten muss. Die experimentellen Ergebnisse der Pion-Nukleon-Streuung legen einen Wert

$$C \approx 0,8$$

als realistisch nahe. Der Wert $C = 1$ bedeutet nahezu völlige Absorption der s -Wellen ($j = 1/2$) im Modell I. Im Modell II hingegen werden die s -Wellen durch die Korrektur um höchstens 50% reduziert. Die anschauliche Bedeutung von A legt es nahe, für die Resonanzstreuung ($\varrho_N^* \rightarrow \varrho_N^*$) grössere Werte von A als in der Pion-Nukleon-Streuung zu wählen, für die

$$A \approx 8.5 \text{ GeV}^{-2}$$

gefunden wurde¹⁹⁾.

Bevor wir die speziellen Photoerzeugungsprozesse behandeln, sei noch einiges über das numerische Verfahren gesagt. Während die meisten Autoren im Zusammenhang mit dem Absorptionsmodell die Stossparameternäherung für die Born-Amplituden verwenden, indem sie statt von einer

exakten Partialwellenprojektion von einer J_n - Besseltransformation der Born-Amplitude $\langle \lambda_c \lambda_d | \Pi | \lambda_a \lambda_b \rangle$ ausgehen ($n = \text{Helizitätsflip} = |(\lambda_c - \lambda_d) - (\lambda_a - \lambda_b)|$), haben wir hier im Hinblick auf die Betrachtung von polarisiert einlaufenden Photonen die Partialwellenprojektion bis zum Gesamtdrehimpuls $J_{\max} = 19/2$ bzw. $23/2$ (für Vektorteilchenerzeugung bzw. Doppelresonanzerzeugung Vektorteilchen- N_{33}) numerisch durchgeführt und die modifizierten Amplituden daraus in folgender Weise bestimmt:

$$\langle \lambda_c \lambda_d | \Pi | \lambda_a \lambda_b \rangle = \frac{1}{2} \sum_{j=1/2}^{j_{\max}} (2j+1) \langle \lambda_c \lambda_d | \Pi_{\frac{j}{2}} | \lambda_a \lambda_b \rangle (g(j) - 1) \alpha_{\lambda_f}^j(\Theta) + \langle \lambda_c \lambda_d | \Pi_{\frac{3}{2}} | \lambda_a \lambda_b \rangle, \quad (3.16)$$

d.h. die Absorptionskorrektur wurde bis zur Partialwelle J_{\max} berücksichtigt. Da der Korrekturfaktor $g(j)$ für $J_{\max} \geq 19/2$ nahezu eins ist (in unseren Rechnungen ist $\alpha \geq 0.02$, d.h. $\exp(-9.5^2 \cdot \alpha) \leq 0.13$), ist dies ein tragbarer Kompromiss zwischen Rechenaufwand und Rechengenauigkeit.

4. Anwendung des Absorptionsmodells auf die Photoerzeugung

4a Einfachpionerzeugung

Im Energiebereich bis etwa 1 GeV ist die Einfachpionerzeugung wesentlich mitbestimmt durch die "klassischen" Resonanzphänomene im Pion-Nukleon-System. Während man im Bereich der ersten Resonanz eine einigermaßen zufriedenstellende Theorie²³⁾ über die Phänomene der Einfachherzeugung hat, musste sich die Theorie wegen der komplexen Struktur der Resonanzerscheinungen für den Bereich mittlerer Energien bislang mit einer phänomenologischen Beschreibung des zahlreich vorliegenden Datenmaterials begnügen²⁴⁾. Es ist aber zu hoffen, dass sich die Situation im Bereich mehrerer GeV vereinfacht in dem Sinne, dass das periphere Modell für diese Energien die Photoerzeugung beschreibt. Wo dieser Energiebereich genau anfängt, ist seit der Entdeckung der zahlreichen neuen Resonanzen im Pion-Nukleon-System noch unklar. Wie man aus der untenstehenden Tabelle ersieht, die wir der neuesten Zusammenstellung von Rosenfeld et al.²⁵⁾ entnehmen, reichen diese Reso-

nanz im π -N-System hinauf bis zu einer Photonlaborenergie E_γ von 3,8 GeV.

Tabelle I

Resonanzmasse (MeV)	I (J^P)	E_{γ} (MeV)	Breite (MeV)	Zerfall in π - N
$N_{1/2}$ 1480 (?)	1/2 ($1/2^+$)	710		
$N_{1/2}$ 1518	1/2 ($3/2^-$)	755	120	75%
$N_{1/2}$ 1688	1/2 ($5/2^+$)	1050	100	85%
$N_{1/2}$ 2190	1/2 ($7/2^-$) ? ?	2080	~200	~40%
$N_{1/2}$ 2650	1/2 ($9/2^+$) ? ?	3260	~200	
$N_{3/2}$ 1236	3/2 ($3/2^+$)	343	120	100%
$N_{3/2}$ 1924	3/2 ($7/2^+$)	1500	~200	60%
$N_{3/2}$ 2360	3/2 ($9/2^-$) ? ?	2500	~200	~15%
$N_{3/2}$ 2825	3/2 ($11/2^+$) ? ?	3780	260	

Aus den Messungen von Osborne et al.²⁶⁾ in diesem Energiebereich für CMS-Winkel $\theta \geq 60^\circ$ hat man jedoch einigen Anlass zu der Vermutung, dass die hohen Resonanzen in der Pioneneinfacherzeugung über einem hohen Untergrund erscheinen, also nur schwach an das π -N-System gekoppelt sind. Eine Analyse dieser Daten etwa im Sinne des Isobarenmodells von Salin²⁴⁾ erscheint indes bei dem heutigen Stand der Messungen verfrüht.

In Anbetracht dieser Situation wollen wir uns im folgenden darauf beschränken, das periphere Modell der Einfachpionerzeugung zu analysieren und den Einfluss von Absorptionskorrekturen zu untersuchen.

Bei der Formulierung des peripheren Modells für die Photoerzeugung geladener π -Mesonen stösst man bekanntlich auf die Schwierigkeit, dass der Einpionenaustauschgraph für sich nicht eichinvariant ist. Erst nach Hinzufügung des Bahnstromanteils des Nukleonpolgraphen erhält man eine eichinvariante Amplitude, die man als "peripheren" Beitrag

bezeichnen könnte. Wir werden jedoch im folgenden sehen, dass ein solches Vorgehen eigentlich wenig Sinn hat. Wir vermerken, dass die s- und u-Polgraphen mit Pauli-Kopplung am Photon-Vertex und die Vektorteilchenaustauschgraphen im Gegensatz zu den elektrischen Borntermen für sich eichinvariant sind.

Um einen Überblick über das Verhalten der einzelnen Terme zu gewinnen, wollen wir zunächst den asymptotischen Beitrag der einzelnen Borngraphen für grosse s und kleine |t| zum Wirkungsquerschnitt untersuchen. Die analytischen Ausdrücke der Pion- und Nukleonpolbeiträge zur Photoerzeugungsamplitude findet man bei CGLN²³⁾. In der Notation dieser Arbeit lautet der Wirkungsquerschnitt für grosse s und endliche Impulsübertragungen²⁷⁾

$$\frac{d\sigma}{d|t|} = \frac{1}{16\pi} \left\{ |A|^2 - t |C|^2 - t \left[\frac{1}{2} |C-D|^2 + \operatorname{Re}(D(C^*-D^*)) - AB^* \right] - \frac{t}{2} |B|^2 \right\}. \quad (4.1)$$

Aus dieser Formel und den bei CGLN angegebenen Ausdrücken für die Grössen A bis D findet man die folgenden Beiträge der einzelnen Terme zum Wirkungsquerschnitt im asymptotischen Bereich (Einheiten $\hbar = c = m_{\pi} = 1$).

1. π^+ -Erzeugung am Proton

a) elektrische Beiträge

$$\frac{d\sigma}{d|t|} = \frac{1}{8\pi} (e g_{\pi})^2 \cdot \frac{1}{s^2} \frac{1+t^2}{(1-t)^2}. \quad (4.2)$$

Bei minimaler eichinvarianter Erweiterung des Einpionenaustauschbeitrags nur mit dem Bahnstromanteil des s-Polgraphen erhält man

$$\frac{d\sigma}{d|t|} = \frac{1}{8\pi} (e g_{\pi})^2 \frac{1}{s^2} \frac{2t^2}{(1-t)^2}. \quad (4.2')$$

b) Pauli-Beiträge

$$\frac{d\sigma}{d|t|} = \frac{1}{8\pi} g_{\pi}^2 (m^2 + m^2) \left(\frac{-t}{s^2} \right). \quad (4.3)$$

2. π^0 -Erzeugung am Proton

a) elektrische Beiträge

$$\frac{d\sigma}{d|t|} = \frac{(eg_{\pi})^2}{16\pi} \frac{1+t^2}{s^4} \quad (4.4)$$

b) Pauli-Beiträge

$$\frac{d\sigma}{d|t|} = \frac{1}{8\pi} g_{\pi}^2 \mu_P^2 \frac{-t}{s^2} . \quad (4.5)$$

Ferner rechnet man aus den weiter unten (Gl.(4.11)) angegebenen Amplituden für den Vektorteilchenaustausch den

c) Vektorteilchen-Beitrag

$$\frac{d\sigma}{d|t|} = \frac{1}{32\pi} \left\{ -t f_1^2 + t^2 \left(\frac{f_2}{2m} \right)^2 \right\} \lambda_{\pi V}^2 \frac{1}{(t-m_V^2)^2} . \quad (4.6)$$

Die in diesen Ausdrücken auftretenden Kopplungskonstanten e , g_{π} , μ_P , $\lambda_{\pi V}$ sind wie bei CGLN definiert:

$$\begin{aligned} \frac{g_{\pi}^2}{4\pi} &= \frac{f^2}{4\pi} (2m)^2 = 14,5 \quad , \quad \frac{e^2}{4\pi} = \frac{1}{137} \quad , \\ \mu_P &= \frac{1,78e}{2m} \quad , \quad \lambda_{\pi V} = \frac{-1,91e}{2m} . \end{aligned} \quad (4.7)$$

$\lambda_{\pi V}$ ist die Kopplungskonstante am γ - π - V -Vertex:

$$\langle \vec{q} | j_{\mu}^{\nu}(0) | \vec{k}, \epsilon^{\rho} \rangle = \lambda_{\pi V} \epsilon_{\alpha\beta\gamma\delta} k^{\alpha} q^{\beta} \epsilon^{\rho\gamma\delta} , \quad (4.8)$$

die mit der Zerfallsbreite in der folgenden Weise zusammenhängt:

$$\Gamma_{V \rightarrow \pi \gamma} = \frac{\lambda_{\pi V}^2}{96\pi} \left(\frac{m_V^2 - m_{\pi}^2}{m_V} \right)^3 , \quad (4.9)$$

wenn m_V die Masse des Vektorteilchens, ϵ_{μ}^{ρ} der Vierervektor der Polarisation des Photons ist. Die Kopplungskonstanten f_1 und f_2 am $N\bar{N}V$ -Vertex sind die Analoga zur elektromagnetischen Ladung und zum anomalen magnetischen Moment im Falle der $N\bar{N}\gamma$ -Kopplung:

$$\langle \vec{p}' | j_{\mu}^{\nu}(0) | \vec{p} \rangle = \bar{u}(p') \left\{ f_1 \gamma_{\nu} + i \frac{f_2}{2m} \sigma_{\mu\nu} (p'^{\mu} - p^{\mu}) \right\} u(p) . \quad (4.10)$$

Die Kopplungen (4.8) und (4.10) führen auf die Form

$$\begin{aligned} A &= \lambda_{\pi V} \frac{f_2}{2m} t \frac{1}{t-m_V^2} , \\ B &= -\frac{1}{t} A , \end{aligned} \quad (4.11)$$

$$C = 0,$$

$$D = -f \cdot \lambda_{\pi\nu} \frac{1}{t - m_\pi^2}$$

der CGLN-Invarianten²⁷⁾. Dabei trägt das \mathcal{G} nur zur isoskalaren Amplitude, das \mathcal{O} hingegen zur (-)-isovektoriellen Amplitude bei²⁷⁾.

Wir sehen, dass Peripherismus und Eichinvarianz im Falle der π^+ -Erzeugung miteinander im Widerspruch stehen. Bei minimaler eichinvarianter Ergänzung des Einpionenaustauschs erhält man nämlich einen differentiellen Wirkungsquerschnitt (s. Gl.(4.2')), der kein Maximum in der Nähe der Vorwärtsrichtung aufweist, sondern wie t^2 in Vorwärtsrichtung verschwindet und mit wachsendem $|t|$ monoton gegen eine Konstante ansteigt. Zudem gibt es kein Argument für die minimale eichinvariante Erweiterung, da der verbleibende elektrische Beitrag des s-Polgraphen die gleiche Energieabhängigkeit wie die "periphere" Amplitude besitzt. Bei Berücksichtigung der vollen elektrischen Bornsterme erhält man einen Wirkungsquerschnitt (4.2), der eine vom "peripheren" Querschnitt völlig verschiedene Struktur hat: nach einem Maximum in Vorwärtsrichtung folgt ein Minimum bei $|t| = m_\pi^2$ mit anschließendem monotonem Anstieg gegen eine Konstante. Wir ersehen hieraus, dass die s-Wellen unabhängig von der Energie wesentlich zum vollen elektrischen Querschnitt beitragen. Wir bemerken ferner, dass die nicht-peripheren magnetischen Bornsterme mit s- und u-Pol nach Gl.(4.3) trotz

$$M_p^2 + M_u^2 \sim 0,04 \frac{e^2}{m_\pi^2}$$

bereits bei $|t| = 10 m_\pi^2$ soviel wie die elektrischen Bornsterme zum Wirkungsquerschnitt beitragen, also nicht mehr zu vernachlässigen sind. Die magnetischen Terme enthalten im wesentlichen s- und p-Wellen, werden also im Absorptionsmodell bei maximaler Absorption (Modell I) völlig unterdrückt. Der aus dem Vektorteilchenaustausch resultierende Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ (siehe Gl.(4.6)) divergiert, wie bereits bemerkt, linear in s.

Um bei der Berechnung der Absorptionskorrekturen einen direkten Anschluss an die Nomenklatur von CGLN zu gewinnen, geben wir hier den Zusammenhang zwischen den vier Amplituden \mathcal{F}_i , die ihrerseits in wohlbekannter Weise durch eine lineare Transformation aus den Amplituden

A bis D hervorgehen²³⁾, mit den vier unabhängigen Helizitätsamplituden $\langle \lambda_a = +1/2 | T | \lambda_a \lambda_b \rangle$ in der Phasenkonvention von Jacob und Wick

$$\begin{aligned}
 \langle + | T | ++ \rangle &= i \kappa \sqrt{2} \sin \frac{\Theta}{2} \{ F_1 + F_2 + \cos^2 \frac{\Theta}{2} (F_3 + F_4) \}, \\
 \langle + | T | -- \rangle &= i \kappa \sqrt{2} \cos \frac{\Theta}{2} \{ F_1 - F_2 - \sin^2 \frac{\Theta}{2} (F_3 - F_4) \}, \\
 \langle + | T | + - \rangle &= i \kappa \sqrt{2} \sin^2 \frac{\Theta}{2} \cos \frac{\Theta}{2} (F_3 - F_4), \\
 \langle + | T | - + \rangle &= -i \kappa \sqrt{2} \sin \frac{\Theta}{2} \cos^2 \frac{\Theta}{2} (F_3 + F_4).
 \end{aligned} \tag{4.12}$$

Hier wurde der Azimutwinkel $\Phi = 0$ gesetzt. κ ist der kinematische Faktor

$$\kappa = \frac{64\pi^2 s}{m^2}, \tag{4.13}$$

der gerade so gewählt ist, dass Gl.(2.9) für den Wirkungsquerschnitt gilt.

Da wir uns hier nur einen groben Überblick über den Einfluss der Absorption auf die Einfachpionproduktion verschaffen wollen, verwenden wir im folgenden die Stossparameterapproximation. Die Zerfallsbreite $\Gamma_{\rho \rightarrow \pi\pi}$ ist nach allem Anschein^{28), 29)} $\leq 0,3$ MeV. Die Breite $\Gamma_{\omega \rightarrow \pi\pi}$ hingegen beträgt 1,28 MeV²⁵⁾. Aus Formfaktoranalysen³⁰⁾ erhält man ferner durch Anwendung von SU(3) mit ω - ϕ -Mischung das Verhältnis $|f_{\pi\omega}/f_{\pi\rho}| \sim 5,5$ ³⁰⁾, so dass wir uns beim Vektorteilchenaustausch auf das ω beschränken. Wegen

$$|f_{\pi\omega}/f_{\pi\rho}| \approx 15\% \tag{30)$$

kann man im peripheren Bereich $|t| \leq 20 m_\pi^2$ den Pauli-Anteil beim ω -Austausch vernachlässigen (siehe Gl.(4.6)). Die Berechnung der Korrekturen erfolgte in der von Gottfried und Jackson⁸⁾ angegebenen Weise. Die Ersetzung $\cos \Theta/2 = 1$ in den Helizitätsamplituden verursacht einen Fehler bis zu 10% im Wirkungsquerschnitt im Bereich $|t| \leq 20 m_\pi^2$. Die Beiträge von s- und u-Polgraphen wurden wie s-Wellen, nämlich mit dem Faktor $g^{(1/2)}$ (siehe Gl.(3.13)) korrigiert. Dies lässt zunächst erwarten, dass sich der Beitrag der elektrischen Bornsterme zum Wirkungsquerschnitt nach Absorptionskorrektur wegen des starken s-Wellenanteils (siehe Gl.(4.2)) stark verändert. Dass dem in Wirklichkeit nicht

so ist, liegt an dem "anomalen" $\sin^2\theta/2$ - Term in der Nonflip-Amplitude $\langle +|\pi|-, \rightarrow \rangle$, der in Vorwärtsrichtung in Bornscher Näherung zwar verschwindet, nach Anbringen der Absorptionskorrektur jedoch zum Wirkungsquerschnitt beiträgt.

Fig.1 bis 3 enthalten die Resultate für Photonenergien im Laborsystem von 2 GeV, 4 GeV und 6 GeV. In Anbetracht der ungenauen Kenntnis der ω - $N\bar{N}$ -Kopplungskonstanten (siehe z.B. Ref.31) wurden die magnetischen und ω -Austauschbeiträge zur π^0 -Erzeugung getrennt aufgeführt und $f_{\omega}^2/4\pi$ auf 1 normiert. Nach einer Analyse der niederenergetischen N-N-Streuung ist $f_{\omega}^2/4\pi \approx 5 - 10^{31}$.

Die Beiträge der elektrischen und magnetischen Bornsterme zum π^+ -Querschnitt werden im Bereich der Vorwärtsrichtung nur wenig durch Absorption geändert. Das charakteristische Minimum bei $|t| = m_{\pi}^2$ bleibt auch bei völliger s-Wellenabsorption erhalten. Nach grösseren $|t|$ -Werten hin fällt der Wirkungsquerschnitt für $C = 1$ schliesslich langsam ab. Die Reduktion der magnetischen Beiträge geht, da sie wie s-Wellen behandelt werden, mit dem Faktor $(1-C)^{1/2}$. Im Energiebereich einiger GeV liegen bisher keine Messungen für kleine Impulsübertragungen vor. Daher kann ein Vergleich mit dem Experiment nur qualitative Züge betrachten: Die Grössenordnung des Wirkungsquerschnitts ist in Übereinstimmung mit den neuen Messungen von Elings et al.³²⁾ in der Nähe von 3,6 GeV bei $|t| \approx 15 m_{\pi}^2$ sowie vorläufigen Ergebnissen bei DESY³³⁾. Elings et al.³²⁾ finden bei $E_{\gamma} \approx 3,6$ GeV einen Abfall des differentiellen Querschnitts zwischen $|t| = 15 m_{\pi}^2$ und $|t| = 40 m_{\pi}^2$ um einen Faktor 7. Zwischen $|t| = 15 m_{\pi}^2$ und $|t| = 20 m_{\pi}^2$ fällt ihr differentieller Querschnitt etwa um einen Faktor 1,7 ab. Ein solcher Abfall ist mit dem peripheren Modell selbst nach Anbringen von Absorptionskorrekturen nicht verträglich.

Der ω -Beitrag zum π^0 -Querschnitt hat ein flaches Maximum in der Nähe der ω -Masse, d.h. bei $|t| \approx 30 m_{\pi}^2$. Dieses Maximum rückt nach Anbringen von Absorptionskorrekturen nach $|t| \approx 10 - 15 m_{\pi}^2$. Nach neuesten Messungen von Braunschweig et al.³⁴⁾ bei $E_{\gamma} = 2$ und 3 GeV liegt ein ausgeprägtes Maximum bei $|t| \approx 5 m_{\pi}^2$. Bei $|t| = 40 m_{\pi}^2$ ist der experimentelle Wirkungsquerschnitt um eine Zehnerpotenz kleiner als im Ma-

ximum. Die Höhe des Maximums von $\frac{d\sigma}{dE}$ ist bei diesen Energien experimentell etwa die gleiche. Diese beiden Tatsachen schliessen eindeutig einen elementaren ω -Austausch aus.

4b Vektorteilchenerzeugung am Nukleon

Wir haben gesehen, dass die Photoerzeugung von $\bar{\omega}$ -Mesonen offenbar nicht der geeignete Prozess ist, einen Wert für die Kopplungskonstante des ω an χ und $\bar{\omega}$ zu bestimmen, da das periphere Modell für Austausch von Vektorteilchen auch für diesen Prozess Wirkungsquerschnitte vorhersagt, deren Energieabhängigkeit im Widerspruch zum Experiment steht. Es erscheint daher günstiger, aus der Photoerzeugung der Vektorteilchen selbst Aufschluss über diese Kopplungskonstanten zu bekommen.

Die neuesten Messungen der Blasenkammergruppen bei DESY und bei CEA zeigen jedoch²⁸⁾, dass der Wirkungsquerschnitt der \mathcal{S}^0 -Erzeugung am Proton im Bereich bis 5 GeV nicht, wie vom Einpionenaustauschmodell vorhergesagt, mit $1/E_\chi^2$ abfällt, sondern mit der Energie ungefähr konstant bleibt. Man hat Anlass anzunehmen, dass die \mathcal{S}^0 -Erzeugung vorwiegend über einen multiperipheren Prozess mit Zweipionenaustausch verläuft³⁵⁾, so dass eine Bestimmung der \mathcal{S}^0 - $\bar{\omega}$ - χ -Kopplungskonstanten aus diesem Prozess aussichtslos erscheint.

Bei der Photoproduktion von ω -Mesonen hingegen deuten die Experimente darauf hin^{28),36)}, dass hier der periphere Mechanismus eine stärkere Rolle spielt, während die experimentelle Situation bezüglich der Erzeugung geladener \mathcal{S} -Mesonen noch völlig offen ist.

Im Hinblick auf einen späteren Vergleich mit der \mathcal{S}^+ -, ω - und auch ϕ -Erzeugung geben wir daher im folgenden die Ergebnisse unserer Rechnungen nach dem Absorptionsmodell für die Erzeugung eines Vektorteilchens V. Dabei betrachten wir sowohl Pionenaustausch als auch den Austausch eines skalaren Teilchens (Sigma), für dessen Existenz man Anhaltspunkte aus der niederenergetischen Nukleon-Nukleon-Streuung³¹⁾³⁷⁾ und aus der Nukleon-Antinukleonvernichtung ($N\bar{N} \rightarrow \pi\bar{\omega}$) hat³⁸⁾. Die Kopplungskonstanten am V - π - χ - bzw. V - σ - χ -Vertex sind wie in Ref.39 defini-

niert durch

$$\langle \vec{q}, \eta^Q | \hat{g}_\pi(0) | \vec{k}, \epsilon^P \rangle = \lambda_{\pi\nu} \epsilon^{\mu\nu\sigma\tau} \epsilon_r^P \eta_\nu^{Q*} k_\sigma q_\tau \quad (4.14)$$

bzw.

$$\langle \vec{q}, \eta^Q | \hat{g}_\pi(0) | \vec{k}, \epsilon^P \rangle = \lambda_{\pi\nu} \left\{ (\epsilon_r^P \eta_\nu^{Q*})(k_\nu q) - (\eta_\nu^{Q*} k_\nu)(\epsilon_r^P q) \right\}. \quad (4.15)$$

Dabei ist ϵ_r^P der Viervektor der Photonpolarisation, η_ν^Q der Viervektor der Vektorteilchenpolarisation ($\epsilon_r^P k^r = \eta_\nu^Q q^\nu = 0$). Die $\bar{\pi}\bar{N}\bar{N}$ - bzw. $\pi\bar{N}\bar{N}$ - Kopplungskonstanten $g_{\bar{\pi}}$ bzw. g_π sind wie üblich definiert durch

$$\langle \vec{p}' | \hat{g}_\pi(0) | \vec{p} \rangle = g_{\bar{\pi}} \bar{u}(p') \gamma_5 u(p) \quad (4.16)$$

bzw.

$$\langle \vec{p}' | \hat{g}_\pi(0) | \vec{p} \rangle = g_\pi \bar{u}(p') u(p). \quad (4.17)$$

Hieraus lassen sich die jeweils 12 unabhängigen Helizitätsamplituden für $\bar{\pi}$ - und π -Austausch berechnen. Sie sind in Ref. 40 angegeben. Während in der genannten Arbeit die Stossparameternäherung verwendet wurde, erfolgte die Berechnung hier nach numerischer Partialwellenprojektion mit Hilfe der Gl.(3.16).

Als Test für die Richtigkeit der Rechnungen diene der Vergleich mit der Bornschen Näherung, die für den Wert $C = 0$ auch vom Absorptionsmodell reproduziert werden muss. Die entsprechenden Bornschen Resultate lauten:

Pion-Austausch

$$\frac{d\sigma}{d|t|} = \frac{g_{\bar{\pi}}^2}{4\pi} \frac{\lambda_{\pi\nu}^2}{4\bar{\pi}} \frac{\bar{\pi}}{4E_\pi^2} \left(\frac{-t}{4m^2} \right) \left(\frac{t - m_\nu^2}{t - m_\pi^2} \right)^2, \quad (4.18)$$

$$\begin{aligned} \langle m | S_{\bar{\pi}} \left\{ \Phi = \frac{0}{\bar{\pi}_2} \right\} | m' \rangle &= \frac{1}{2} \left\{ \delta_{m,1} \delta_{m',1} \pm \delta_{m,-1} \delta_{m',1} \right\} \\ &+ \frac{1}{2} \left\{ \delta_{m,-1} \delta_{m',-1} \pm \delta_{m,1} \delta_{m',-1} \right\}. \end{aligned} \quad (4.19)$$

Sigma-Austausch

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{g_{\sigma}^2}{4\pi} \frac{\lambda_{\sigma V}^2}{4\pi} \frac{\pi}{4E_Y^2} \left(1 - \frac{t}{4m^2}\right) \left(\frac{t - m_V^2}{t - m_{\sigma}^2}\right)^2, \quad (4.20)$$

$$\langle m | S_{\sigma} \{ \Phi = \frac{\pi}{2} \} | m' \rangle = \langle m | S_{\pi} \{ \Phi = \frac{\pi}{2} \} | m' \rangle, \quad (4.21)$$

wo m_V = Masse des Vektorteilchens. Im Gegensatz zur Einfachpionerzeugung beträgt hier der Wirkungsquerschnitt der s- und u-Polgraphen für $E_Y = 4$ GeV im Bereich $|t| \leq 20m_{\pi}^2$ nur einige Prozent des Beitrags vom Einpionenaustausch.

Die kanonischen Dichtematrixelemente für unpolarisiert einfallende Photonen sind

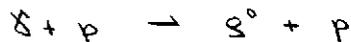
$$\langle m | S_{\pi,\sigma} | m' \rangle = \frac{1}{2} \left\{ \langle m | S_{\pi,\sigma} (\Phi=0) | m' \rangle + \langle m | S_{\pi,\sigma} (\Phi=\frac{\pi}{2}) | m' \rangle \right\}. \quad (4.22)$$

In der Bornschen Näherung liefern die von der Photonpolarisationsrichtung abhängigen Anteile der Dichtematrix keinen Beitrag zur Spur, so dass der Wirkungsquerschnitt vom Azimutwinkel unabhängig ist, d.h.

$$\mathcal{P}(\Theta) = 0 \quad (4.23)$$

für Pion und Sigma-Austausch in Bornscher Näherung (siehe Gl.(2.26)).

Fig.4 bis Fig.12 enthalten die numerischen Resultate für die Vektorteilchenerzeugung bei 4 GeV Photonenenergie im Laborsystem bei Einpion- und Einsigmaaustausch. Um einen bestimmten Fall ins Auge zu fassen, wurde dabei der Prozess



gewählt. Bis auf Zahlenfaktoren sind unsere numerischen Ergebnisse direkt auf die Erzeugung des δ^{\pm} (Faktor 2 im Wirkungsquerschnitt) und wegen $m_{\omega} \sim m_{\delta}$ auf die Erzeugung des ω (Faktor $\Gamma_{\omega \rightarrow \pi\delta} / \Gamma_{\delta \rightarrow \pi\delta}$ im Wirkungsquerschnitt) anwendbar.

Die Kurven sind nach Modell I (siehe Gl.(3.13)) mit $A = 8,5 \text{ GeV}^{-2}$ be-

rechnet. Um den Einfluss des Absorptionsgrades zu demonstrieren, wurde $C = 0,765$ (ausgezogene Kurve) und $C = 1$ (gestrichelte Kurve) gewählt. Die übrigen Parameter sind: die Masse des Vektormesons $m_\rho = 5,4 m_\pi$, die Masse des σ -Teilchens $m_\sigma = 2,87 m_\pi$ und die Kopplungskonstanten $\Gamma_{\rho \rightarrow \pi\pi} = 0,5 \text{ MeV}$, $\frac{g_\rho^2}{4\pi} = 1,9^{31}$). Da über die $\rho\text{-}\sigma\text{-}\gamma$ -Kopplung nichts bekannt ist, setzen wir willkürlich $\lambda_{\sigma\rho} = \lambda_{\pi\rho}$, sehen aber von einer Überlagerung von π und σ -Austauschbeiträgen aus diesem Grunde ab. Die Rechnungen liefern für Modell I und II im wesentlichen dieselben Resultate, sofern der Parameter C so gewählt wird, dass gleiche Absorption der s-Welle erfolgt (d.h. die Modell II Kurven mit $C = 1$ entsprechen den Modell I Kurven mit $C = 0,75$). Bei den Wirkungsquerschnitten (Fig.4 und 8) für unpolarisiert einfallende Photonen liefert die genauere Rechnung mit Partialwellenprojektion nur geringfügige Abweichungen in der Grössenordnung 5 % von den Ergebnissen der Stossparameterapproximation. Auch die Dichtematrixelemente für unpolarisiert einfallende Photonen (Fig.5 und 9) und die Asymmetriefunktion $P(\theta)^{41}$ (Fig.12) ändern sich nicht wesentlich. Grössere Abweichungen treten erst bei den Dichtematrixelementen für linear polarisierte Photonen auf. Fig.6 und 7 zeigen diese Matrixelemente bei π -Austausch für die beiden Fälle, dass die einlaufenden Photonen in und senkrecht zur Reaktionsebene polarisiert sind. Dasselbe zeigen für σ -Austausch die beiden Diagramme Fig.10 und 11. Die Diagramme Fig.13 bis 16 demonstrieren die Abweichungen zwischen den Ergebnissen der exakten Rechnung mit Partialwellenprojektion (PA) und der Stossparameterapproximation (IM) für den Fall maximaler Absorption (Modell I, $C = 1$) bei $E_\gamma = 2 \text{ GeV}$ und linear polarisierten Photonen für die verschiedenen Dichtematrixelemente.

Bei der Produktion neutraler Vektormesonen kommt auch η -Austausch in Frage. Im Rahmen von $SU(3)$ und $SU(6)$ gelten die folgenden Relationen für die Kopplungen am Photonvertex⁴²):

$$\begin{aligned}
 SU(3): \quad & \lambda_{\gamma\rho} = \sqrt{3} \lambda_{\pi\rho}, \\
 SU(6): \quad & \lambda_{\pi\rho} = \frac{1}{3} \lambda_{\pi\omega}, \\
 & \lambda_{\eta\omega} = \frac{1}{3\sqrt{3}} \lambda_{\pi\omega}, \\
 & \lambda_{\pi\phi} = 0, \\
 & \lambda_{\eta\phi} = \sqrt{\frac{2}{3}} \lambda_{\pi\rho}.
 \end{aligned}$$

Nach SU(6) ist ferner $g_N = \frac{E}{S} g_r = 4,7$. Mit diesen Werten erhält man den folgenden Zusammenhang zwischen den Wirkungsquerschnitten für $\bar{\pi}$ - und η -Austausch:

$$\xi^0 \text{-Erzeugung: } \frac{d\sigma_\eta}{d|t|} = 0,36 \left(\frac{t-m_\pi^2}{t-m_\eta^2} \right)^2 \frac{d\sigma_{\bar{\pi}}}{d|t|}$$

$$\omega \text{-Erzeugung: } \frac{d\sigma_\eta}{d|t|} = 0,004 \left(\frac{t-m_\pi^2}{t-m_\eta^2} \right)^2 \frac{d\sigma_{\bar{\pi}}}{d|t|}$$

Die Interferenzbeiträge zwischen $\bar{\pi}$ - und η -Austausch sind:

$$\xi^0 \text{-Erzeugung: } \frac{d\sigma_{\bar{\pi}\eta}}{d|t|} = 1,23 \frac{t-m_\pi^2}{t-m_\eta^2} \frac{d\sigma_{\bar{\pi}}}{d|t|}$$

$$\omega \text{-Erzeugung: } \frac{d\sigma_{\bar{\pi}\eta}}{d|t|} = 0,13 \frac{t-m_\pi^2}{t-m_\eta^2} \frac{d\sigma_{\bar{\pi}}}{d|t|}$$

Im Bereich $|t| \leq 20 m_\pi^2$ erfolgt der Beitrag des η -Austauschs also im wesentlichen über Interferenz mit dem Pion-Austausch. Bei der ξ^0 -Erzeugung beträgt der Interferenzterm 8 % in Vorwärtsrichtung, 72 % bei $|t| = 20 m_\pi^2$, bei der ω -Erzeugung entsprechend +0,9% und +8%. Fig. 17 enthält die Modell I Kurven ($C = 1$, $A = 8,5 \text{ GeV}^{-2}$) für ξ^0 - und ω -Erzeugung bei $(\bar{\pi} + \eta)$ -Austausch mit den obengenannten Kopplungskonstanten für das η bei $E_\gamma = 4 \text{ GeV}$. Zum Zwecke eines Vergleichs wurden die Zerfallsbreiten von ω und ξ^0 in $\bar{\pi}$ und Photon beide als 0,5 MeV angenommen. Bei derselben Energie und maximaler Absorption erhält man die folgenden Mittelwerte für die kanonischen Dichtematrixelemente im Bereich $|t| \leq 20 m_\pi^2$:

ξ^0 -Erzeugung über $(\bar{\pi} + \eta)$ -Austausch:

$$\langle 1 | \bar{\xi} | 1 \rangle = 0,43 \quad ; \quad \langle -1 | \bar{\xi} | 0 \rangle = -0,03 \quad ; \quad \langle -1 | \bar{\xi} | 1 \rangle = 0,025$$

ω -Erzeugung über $(\bar{\pi} + \eta)$ -Austausch:

$$\langle 1 | \bar{\xi} | 1 \rangle = 0,45 \quad ; \quad \langle -1 | \bar{\xi} | 0 \rangle = -0,04 \quad ; \quad \langle -1 | \bar{\xi} | 1 \rangle = 0,026$$

$\bar{\pi}$ -Austausch:

$$\langle 1 | \bar{\xi} | 1 \rangle = 0,45 \quad ; \quad \langle -1 | \bar{\xi} | 0 \rangle = -0,04 \quad ; \quad \langle -1 | \bar{\xi} | 1 \rangle = 0,026$$

Bei maximaler Absorption liefert das Absorptionsmodell zusammen mit den von SU(6) vorhergesagten Relationen zwischen den Kopplungskonstan-

ten bei $\sqrt{s} - m_{\pi\pi} = 0,5 \text{ MeV}$ die folgenden Werte für die bis zum Impulsübertrag $|t| = 15 \text{ m}^2$ integrierten differentiellen Wirkungsquerschnitte bei $E_{\pi} = 4 \text{ GeV}$:

Pion-Austausch: $\sigma_{\pi} = 1,04 \mu\text{b}$
 ξ^0 -Erzeugung mit $(\bar{\pi} + \eta)$ -Austausch: $\sigma = 1,36 \mu\text{b}$
 ω -Erzeugung mit $(\bar{\pi} + \eta)$ -Austausch: $\sigma = 1,07 \mu\text{b}$

Die entsprechende Zahl für den Bornquerschnitt bei Einpionenaustausch:

$$\sigma_{\text{Born}} = 2,1 \mu\text{b}$$

Verdoppelt man den Parameter A von $A = 8,5 \text{ GeV}^{-2}$ auf $A = 17 \text{ GeV}^{-2}$, so führt dies bei maximaler Absorption zu:

$$\sigma_{\pi} = 0,72 \mu\text{b}$$

Der Wert von $\langle \pi | \bar{\xi} | \pi \rangle$ ändert sich bei einer solchen Variation von A nicht wesentlich.

Fügt man, wie aus der Analyse der $\bar{\pi}$ -p-Streuung nahegelegt, zur ξ -N-Streumplitude noch einen Realteil hinzu, der unabhängig vom Impulsübertrag -20% des Imaginärteils beträgt, so liefert dies Änderungen im Wirkungsquerschnitt von 5%, die Änderungen im $\langle \pi | \bar{\xi} | \pi \rangle$ sind etwa 2%.

Die vorliegenden Ergebnisse zur ω -Erzeugung der Blasenkommergruppen bei CEA²⁸⁾ und DESY³⁶⁾ zeigen, dass die Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts konsistent mit dem $1/E_{\pi}^2$ -Abfall des pseudoskalaren Austauschs ist. Auch der gemessene differentielle Querschnitt ist verträglich mit pseudoskalarem Austausch. Eine Analyse der Daten auf Anteile von $\bar{\pi}, \eta$ und ξ -Austausch ist bei der schlechten Statistik noch nicht möglich.

4c Doppelresonanzerzeugung $N_{33}^* + \xi$

Bei der Doppelresonanzerzeugung von $N_{33}^* + \xi$ kommt als leichtestes ausgetauschtes Teilchen wieder das Pion in Frage. Damit geht wiederum die Breite $\Gamma_{\xi \rightarrow \pi\pi}$ als einzige unbekannt Grösse in den Wirkungsquerschnitt ein, da die Kopplungskonstante g^* am NN_{π}^* -Vertex

$$\langle \vec{p}', \lambda^{N^*} | \hat{j}_\pi(0) | \vec{p}, \lambda^N \rangle = g^* (p' - p)^\mu \bar{w}_\mu(\vec{p}', \lambda^{N^*}) u(\vec{p}, \lambda^N) \quad (4.24)$$

aus der Zerfallsbreite des N^* bekannt ist:

$$\frac{g^*{}^2}{4\pi} = \frac{3m^*}{q_R^3 (E_{PR} + m)} \Gamma_{N^* \rightarrow N\bar{\pi}}, \quad (4.25)$$

wo q_R = CMS-Impuls im $\bar{\pi}$ -N-System an der Resonanz

$$= \frac{1}{2m^*} \left\{ (m^{*2} - (m_{\bar{\pi}} + m)^2)(m^{*2} - (m_{\bar{\pi}} - m)^2) \right\}^{1/2} \quad (4.26)$$

und E_{PR} = Energie des Nukleons im $\bar{\pi}$ -N-CMS an der Resonanz

$$= \frac{m^{*2} + m^2 - m_{\bar{\pi}}^2}{2m^*}. \quad (4.27)$$

$w_\mu(\vec{p}, \lambda^{N^*})$ ist die Wellenfunktion für ein $3/2^+$ -Teilchen zur Helizität λ^{N^*} im Rarita-Schwinger-Formalismus. Man kann sie explizite darstellen, indem man die Helizitätswellenfunktionen zum Spin 1^+ und Spin $1/2^+$ durch die Clebsch-Gordan-Summe zu $3/2^+$ ausreduziert. Auf diese Weise kommt man zu der folgenden Helizitätsabhängigkeit des $NN\bar{\pi}$ -Vertex (N, N^* als "2"-Teilchen in der Sprechweise von Jacob und Wick):

$$\begin{aligned} \langle \vec{p}', 3/2 | \hat{j}_\pi(0) | \vec{p}, 1/2 \rangle &= g^* \sqrt{2} N_- k \cos^2 \Theta/2 \sin \Theta/2, \\ \langle \vec{p}', 3/2 | \hat{j}_\pi(0) | \vec{p}, -1/2 \rangle &= -g^* \sqrt{2} N_+ k \cos \Theta/2 \sin^2 \Theta/2, \\ \langle \vec{p}', 1/2 | \hat{j}_\pi(0) | \vec{p}, 1/2 \rangle &= g^* \sqrt{\frac{2}{3}} \left\{ N_+ k \cos \Theta/2 \sin^2 \Theta/2 \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{m^*} (q_{p_0} - k p_0' \cos \Theta) N_- \cos \Theta/2 \right\}, \\ \langle \vec{p}', 1/2 | \hat{j}_\pi(0) | \vec{p}, -1/2 \rangle &= g^* \sqrt{\frac{2}{3}} \left\{ N_- k \cos^2 \Theta/2 \sin \Theta/2 \right. \\ &\quad \left. - \frac{1}{m^*} (q_{p_0} - k p_0' \cos \Theta) N_+ \sin \Theta/2 \right\}. \end{aligned} \quad (4.28)$$

Hier sind die folgenden Bezeichnungen eingeführt

$$N_{\pm} = \sqrt{\frac{p_0 + m^*}{2m^*}} \cdot \sqrt{\frac{p_0 + m}{2m}} \left\{ 1 \pm \frac{k}{p_0 + m} \cdot \frac{q}{p_0 + m^*} \right\}.$$

k, q sind die Beträge der Dreierimpulse im CMS in Ein- und Ausgangskanal, $\theta = \angle(\vec{k}, \vec{q})$ im CMS, p_0 ist die Energie des Nukleons, p_0' die des N^* , m und m^* sind die Massen von Nukleon und N^* .

Die Helizitätsabhängigkeit am $\varrho\pi\delta$ -Vertex (siehe Gl.(4.14)) lautet entsprechend (δ, ϱ als "1"-Teilchen)

$$\begin{aligned} \langle \vec{q}, +1 | j_{\pi}(0) | \vec{k}, +1 \rangle &= i k \cos^2 \theta/2 (q - q_0), \\ \langle \vec{q}, +1 | j_{\pi}(0) | \vec{k}, -1 \rangle &= i k \sin^2 \theta/2 (q + q_0), \\ \langle \vec{q}, -1 | j_{\pi}(0) | \vec{k}, +1 \rangle &= -i k \cos^2 \theta/2 (q - q_0), \\ \langle \vec{q}, -1 | j_{\pi}(0) | \vec{k}, -1 \rangle &= -i k \sin^2 \theta/2 (q + q_0), \\ \langle \vec{q}, 0 | j_{\pi}(0) | \vec{k}, +1 \rangle &= i \sqrt{2} k m_{\varrho} \sin \theta/2 \cos \theta/2, \\ \langle \vec{q}, 0 | j_{\pi}(0) | \vec{k}, -1 \rangle &= i \sqrt{2} k m_{\varrho} \sin \theta/2 \cos \theta/2. \end{aligned} \quad (4.29)$$

Mit den beiden Vertexanteilen (4.28) und (4.29) schreibt sich die Streuamplitude in der Helizitätsbasis

$$\langle \lambda_c \lambda_a | \mathbb{T} | \lambda_a \lambda_b \rangle = \langle \vec{p}', \lambda_a | j_{\pi}(0) | \vec{p}, \lambda_b \rangle \frac{1}{t - m_{\pi}^2} \langle \vec{q}, \lambda_c | j_{\pi}(0) | \vec{k}, \lambda_a \rangle, \quad (4.30)$$

wo wir wieder die systematische Bezeichnungswiese aus Kapitel 2 für die Helizitäten verwenden. Aus diesen 24 Matrixelementen berechnet man die verbleibenden 24 mit Hilfe der Symmetriebeziehung (2.16).

Der geschlossene Ausdruck für den Wirkungsquerschnitt lautet in Bornscher Näherung für die Reaktion $\gamma + p \rightarrow N^{*++} + \pi^-$

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{g^{*2}}{4\pi} \frac{\lambda_{\pi\varrho}^2}{4\pi} \frac{\pi}{24m^2 E_{\pi}^2} \left(\frac{t - m_{\varrho}^2}{t - m_{\pi}^2} \right)^2 \left[(m + m^*)^2 - t \right]^2 P_{\text{off}}^2. \quad (4.31)$$

P_{off} ist dabei der off-shell-Impuls des virtuellen $\bar{\pi}$ -Mesons im Ruhesystem des N^* :

$$P_{\text{off}}^2 = \frac{1}{4m^{*2}} \left[t - (m + m^*)^2 \right] \left[t - (m - m^*)^2 \right]. \quad (4.32)$$

Die Energieabhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnitts $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ ist also $\frac{1}{E_s^2}$ wie im Falle der einfachen Vektorteilchenerzeugung. Für die Querschnitte der Photoerzeugung der anderen Ladungskombinationen am Proton gilt in der Einpionenaustauschnäherung

$$\sigma_{N^{*+}p^-} : \sigma_{N^{*+}p^0} : \sigma_{N^{*0}p^+} = 1 : 2/3 : 1/3. \quad (4.33)$$

Die Dichtematrix S^N des auslaufenden S hat in der kanonischen Basis in Bornscher Näherung die gleiche Form (Gl.(4.22)) wie im Fall der Einfacherzeugung. Die kanonische Dichtematrix des N^* lautet in Bornscher Näherung

$$\langle n | S^{N^*} | m \rangle = \frac{1}{2} \{ \delta_{m,1/2} \delta_{n,-1/2} + \delta_{m,-1/2} \delta_{n,1/2} \}. \quad (4.34)$$

Die Ergebnisse der numerischen Rechnung nach Modell I findet man in den Figuren 18 bis 20. Die Partialwellenamplituden wurden bis $J_{\max} = 23/2$ berechnet. Wir haben sowohl den Parameter A als auch den Parameter C variiert, um ihren Einfluss auf die Absorptionskorrekturen zu studieren. Die ausgezogenen Kurven in Fig.18 bis 20 sind mit $C = 0,8$, die gestrichelten mit $C = 1$ berechnet. Die Kurven A gelten für $A = 18 \text{ GeV}^{-2}$, die Kurven B für $A = 9 \text{ GeV}^{-2}$. Beim Übergang von $A = 9 \text{ GeV}^{-2}$ zu $A = 18 \text{ GeV}^{-2}$ wird der Wirkungsquerschnitt etwa um 25% reduziert. Die Modell II Kurven stimmen wie bei der Einfachrhoerzeugung mit den Modell I Kurven praktisch überein, sofern gleiche s-Wellenabsorption vorliegt. Bei stärkster Absorption wird der Wirkungsquerschnitt etwa auf $1/3$ seines Born-Wertes reduziert, während sich die Steilheit des Abfalls in t etwa verdoppelt. Die kanonischen Dichtematrixelemente S^N sind in Fig.19 enthalten. Auch hier ist die Grösse $\langle \Lambda | S^N | \Lambda \rangle$ wie bei der Einfachrhoerzeugung in empfindlicher Weise von C, weniger stark hingegen von A abhängig, wenn man diese Parameter in einem realistischen Bereich variiert. Das in Fig.19 weggelassene Matrixelement $\langle \Lambda | S^N | -\Lambda \rangle$ ist von der Grössenordnung $3 \cdot 10^{-3}$. Die N^* -Dichtematrix ist in Fig.20 aufgetragen. Die nicht angegebenen antidiagonalen Matrixelemente verschwinden auch bei Absorptionskorrektur:

$$\langle m | S^{N^*} | -m \rangle = 0. \quad (4.35)$$

Dies ist eine Folge der Realität von S^{N^*} in der Einteilchennäherung.

Denn es ist einerseits

$$\langle n | S^{N^*} | m \rangle = \langle m | S^{N^*} | n \rangle \quad (4.36)$$

und wegen Paritätserhaltung (Gl.(2.19)) andererseits

$$\langle -m | S^{N^*} | m \rangle = (-)^{2m} \langle m | S^{N^*} | -m \rangle. \quad (4.37)$$

Setzt man $n = -m$ in Gl.(4.36) und bedenkt, dass $2m$ im Falle des N^* stets ungerade ist, so folgt aus den beiden Gleichungen

$$\langle -m | S^{N^*} | m \rangle = - \langle -m | S^{N^*} | m \rangle,$$

d.h. die Beziehung (4.35). Wir bemerken, dass diese Matrixelemente in der Zerfallsverteilung (2.23) auch nicht auftreten.

Das experimentelle Material zur Doppelresonanzzerzeugung $\gamma + p \rightarrow \bar{s} + N^{*++}$ ist noch spärlich. Zwischen 3,5 und 5,5 GeV findet die Blasenkammergruppe bei DESY einen Wirkungsquerschnitt $\sigma(|t| \leq 15 \text{ m}_\pi^2) < 0,95 \mu\text{b}$ bei zwei Standardabweichungen²⁹⁾. Vergleicht man diesen Wert mit dem entsprechenden Ergebnis des Absorptionsmodells (wir wählen $C = 1$, $A = 18 \text{ GeV}^{-2}$, da wir eine obere Schranke für die Zerfallsbreite des finden wollen), so findet man als obere Schranke der $\bar{s} - \bar{u} - \gamma$ -Breite $\Gamma_{\bar{s} - \bar{u} \gamma} < 0,18 \text{ MeV}$.

5. Zusammenfassung

Unsere Resultate zeigen, dass die Einfachproduktion neutraler \bar{u} -Mesonen durch ω -Austausch auch nach Anbringen von Absorptionskorrekturen bei weitem nicht genügend peripher ist, um den gemessenen exponentiellen Abfall³⁴⁾ $\frac{d\sigma}{d|t|} \sim e^{Bt}$ mit $B = 3 \text{ GeV}^{-2}$ zwischen $|t| = 5 \text{ m}_\pi^2$ und 40 m_π^2 bei 2 und 3 GeV zu erklären. Um diesen Abfall zu erzwingen, wäre zusätzlich ein Formfaktor $\sim \sqrt{t - \mu^2}$ mit einer Masse $\mu^2 \approx \frac{1}{6} m_\omega^2$ nötig. Eine solch kleine Masse steht aber in Widerspruch zur Idee des peripheren Modells, nach dem die Reichweite der Wechselwirkung durch die Masse des ausgetauschten Teilchens selbst bestimmt ist. Hinzu kommt, dass der ω -Austausch auch hier wie in fast allen Fällen mit Vektorteilchenaustausch¹³⁾ die Energieabhängigkeit des experimentellen

Wirkungsquerschnitts nicht richtig reproduziert. Messungen im engeren Bereich um die höheren Resonanzen wären wünschenswert, um den eventuellen Beitrag dieser Resonanzen zur Photoproduktion zu untersuchen. Der exponentielle Abfall deutet auf die Möglichkeit hin, das ω ähnlich wie das ξ in der $\bar{\pi}$ -N-Ladungsaustauschstreuung⁴⁾ durch einen Regge-Ansatz zu behandeln. Eine wohlfundierte phänomenologische Analyse der gemessenen Kurven mit einem Regge-Ansatz²⁷⁾ bedürfte jedoch eines grösseren Datenmaterials.

Von der $\bar{\pi}^+$ -Erzeugung liegen bisher im Bereich $E_{\gamma} > 2$ GeV für kleine Winkel noch keine abgeschlossenen Messungen vor. Die Messungen von Ecklund und Walker⁴³⁾ bei $E_{\gamma} = 1250$ MeV zeigen deutlich das charakteristische Minimum bei $|t| \approx m_{\pi}^2$ der elektrischen Bornsterme, nach grossen $|t|$ hin fällt der experimentelle Querschnitt jedoch steil ab. In der Nähe der Vorwärtsrichtung liegt der theoretische Wirkungsquerschnitt mit Absorption um einen Faktor 1,5 unter dem experimentellen. In der Nähe von 3,6 GeV finden Elings et al.³²⁾ bereits ab $|t| = 15 m_{\pi}^2$ einen exponentiellen Abfall des differentiellen Wirkungsquerschnitts mit der gleichen Konstante $B = 3 \text{ GeV}^{-2}$ wie in der $\bar{\pi}^0$ -Erzeugung. Das Absorptionsmodell, auf die elektrischen Borngraphen angewandt, liefert zwar die richtige Grössenordnung im Vergleich zu dieser Messung, kann aber ein solch starkes Abfallen von $\frac{d\sigma}{d|t|}$ nicht erklären. Die zu erwartenden Messergebnisse von Kern et al. bei kleinen Impulsübertragungen $|t|$ dürften wesentlich dazu beitragen, die Gültigkeit des peripheren Modells für die Pioneneinfacherzeugung zu testen.

Der Einpionenaustauschbeitrag zur Vektorteilchenerzeugung bei $E_{\gamma} = 4$ GeV wird durch Absorptionskorrekturen im Bereich $|t| \leq 20 m_{\pi}^2$ etwa auf die Hälfte reduziert, das Verhältnis zwischen dem Maximum und dem $|t| = 10 m_{\pi}^2$ -Punkt des differentiellen Wirkungsquerschnitts wächst gleichzeitig um einen Faktor 3. In der Sprache der Formfaktorkorrekturen entspricht dies einer Masse $\mu^2 = 13 m_{\pi}^2$. Die Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts bleibt unverändert $1/E_{\gamma}^2$ wie beim Bornquerschnitt.

Die ξ^0 -Erzeugung verläuft vermutlich über einen Diffraktionsmechanismus: der Wirkungsquerschnitt ist konstant mit der Energie, der Abfall

des differentiellen Querschnitts mit wachsendem $|t|$ ist mit einem Exponentialansatz verträglich. Das multiperiphere Diffraktionsmodell von Berman und Drell³⁵⁾, mit dessen Hilfe man diese Züge der ξ^0 -Erzeugung verstehen kann, lässt für die Erzeugung geladener ξ 's einen kleineren Wirkungsquerschnitt als im Falle der ξ^0 -Erzeugung erwarten. Es wäre wünschenswert, die Anwendbarkeit des Einteilchenaustauschmodells für die ξ^+ - wie für die ω -Produktion zu testen. Weiterhin könnte man interessante Information über die Quantenzahlen im t-Kanal aus der Messung der Zerfallsverteilung der ξ^0 's bei Verwendung linear polarisierter Photonen erhalten: die differentiellen Wirkungsquerschnitte für $\bar{\pi}$ - und σ -Austausch unterscheiden sich nicht sehr charakteristisch voneinander; erst die Zerfallsverteilungen bei linear polarisiert einfallenden Photonen zeigen deutliche Unterschiede, die auch nach Anbringen von Absorptionskorrekturen nicht verwischt werden. Nach allgemeinen Überlegungen von Amati et al.⁴⁴⁾ ist andererseits zu erwarten, dass bei Diffraktionsstreuung der Beitrag des völlig symmetrischen Zustands im gekreuzten Kanal (t-Kanal) überwiegt. Daher sollten sich im Rahmen des Modells von Berman und Drell die beiden ausgetauschten $\bar{\pi}$ -Mesonen im Zustand $J^{PG} = 0^{++}$ befinden. Was die Polarisationsphänomene angeht, so wird man demnach die ξ^0 -Erzeugung effektiv durch den Austausch eines σ -Teilchens beschreiben können.

Der Wirkungsquerschnitt $\sigma(|t| \leq 15 m_{\pi}^2)$ des Prozesses $\gamma + p \rightarrow \xi^+ + N^{*++}$ wird durch Absorptionskorrekturen bei maximaler s-Wellenabsorption und $A = 9$ bzw. $A = 18 \text{ GeV}^{-2}$ bei einer Einschussenergie $E_{\gamma} = 4 \text{ GeV}$ um einen Faktor 0,5 bzw. 0,37 gegenüber dem Bornquerschnitt reduziert. Das Verhältnis zwischen dem Maximum und dem $|t| = 10 m_{\pi}^2$ -Punkt des differentiellen Querschnitts steigt gleichzeitig von 2,2 auf 3,2 bzw. 3,8. Man sollte bei diesem Prozess zunächst starke Formfaktoreinflüsse vom NN^* -Vertex erwarten. Man kann sich hier jedoch am Prozess $\pi^+ + p \rightarrow N^{*++} + \xi^0$ orientieren, bei dem das Photon durch ein $\bar{\pi}^+$ ersetzt ist, wobei nun alle Kopplungskonstanten festgelegt sind. Jackson et al.¹³⁾ erhalten für diese Reaktion bei 4 GeV nach dem Absorptionsmodell ohne Formfaktoren mit Einteilchenaustausch einen Wirkungsquerschnitt, der die gleiche t-Abhängigkeit wie der gemessene hat⁴⁵⁾, wobei sie $C_{\bar{\pi}N} = 0.76$, $A_{N^*3} = 2A_{N\bar{\pi}}$, $C_{\xi N^*} = 1$ wählen. Dies legt die

Vermutung nahe, dass der Formfaktor auch in der Photoerzeugung von $N^* + \xi$ nur von geringem Einfluss ist. Allerdings liegt der theoretische Querschnitt von Jackson et al.¹³⁾ für die pionische Erzeugung von $N^* + \xi$ bei 4 GeV um einen Faktor 2 über dem experimentellen, während bei 8 GeV die Übereinstimmung besser ist. Aus diesem Grunde sollte man durchaus mit einem Fehler von 100% in der in Kap.4a angegebenen Abschätzung für die Breite des $\xi - \pi - \gamma$ -Zerfalls rechnen. Eine vorsichtigeren Abschätzung für diese Grösse ist daher $\Gamma_{\xi \rightarrow \pi \gamma} < 0,36 \text{ MeV}$.

Wir haben uns in dieser Arbeit immer auf den Standpunkt gestellt, dass Formfaktoreinflüsse zu vernachlässigen sind. In der Tat haben Bander und Shaw⁴⁶⁾ in einer Analyse des Prozesses $\bar{\pi} + p \rightarrow \xi^- + p$ gezeigt, dass die charakteristische Masse eines Formfaktors gross sein muss ($\mu^2 \sim 75 m_\pi^2$), um die gemessene Winkelverteilung und die Dichtematrixelemente mit dem Absorptionsmodell bei zusätzlicher Berücksichtigung eines Formfaktors richtig wiederzugeben. Da bei allen Anwendungen des Absorptionsmodells eine Spinabhängigkeit der elastischen Streuung vernachlässigt wurde, diese aber sicher einen Einfluss auf die Zerfallsverteilung der erzeugten Resonanzen hat, halten wir das Ergebnis dieser Analyse nicht für ein zwingendes Argument gegen den Einfluss von Formfaktoren. Die Wahrheit dürfte irgendwo in der Mitte zwischen Formfaktor- und Absorptionsmodell liegen.

Mein aufrichtiger Dank gilt Herrn Professor Dr. G. Kramer für die Anregung zu dieser Arbeit sowie für zahlreiche fördernde Diskussionen. Dem Rechenzentrum von DESY danke ich für die Benutzung der IBM 7044 Rechenanlage.

Literaturverzeichnis

- 1) Ferrari, E., F. Selleri, Nuovo Cimento Suppl. 24, 453 (1962)
- 2) Ferrari, E., F. Selleri, Nuovo Cimento 27, 140 (1963)
Jackson, J.D., H. Pilkuhn, Nuovo Cimento 33, 906 (1965)
Dürr, H.P., H. Pilkuhn, Nuovo Cimento 40, 899 (1965)
Selleri, F., preprint 1965
- 3) Gell-Mann, M., in Proceedings of the 1962 International Conference on High Energy Physics, ed. J. Prentki
- 4) Phillips, R.J.N., W. Rarita, Phys. Rev. 139, B 1336 (1965)
Höhler, G., J. Baacke, H. Schlaile, Phys. Letters 20, 79 (1966)
- 5) Siehe die Zusammenfassungen von
Satchler, G.R., Nucl. Phys. 55, 1 (1964)
Austern, N., in "Selected Topics in Nuclear Theory", ed.
F. Janouch, Int. Atomic Energy Agency, Wien, 1963
- 6) Sopkovich, N.J., Nuovo Cimento 26, 186 (1962)
- 7) Durand III, L., Y.T. Chiu, Phys. Rev. Letters 12, 399 (1964)
Err. 13, 45 (1964)
Durand III, L., Y.T. Chiu, Phys. Rev. 137, B 1530 (1965)
- 8) Gottfried, K., J.D. Jackson, Nuovo Cimento 34, 735 (1964)
- 9) Durand III, L., Y.T. Chiu, Phys. Rev. 139, B 646 (1965)
- 10) Omnès, R., Phys. Rev. 137, B 649 (1965)
Ball, J.S., W.R. Frazer, Phys. Rev. Letters 14, 746 (1965)
- 11) Squires, E.J., Nuovo Cimento 34, 1328 (1964)
- 12) Watson, H.D.D., Phys. Letters 17, 72 (1965)
Stichel, P., Photoerzeugung von \bar{K} -Mesonen, Vorlesung 2. Teil,
DESY Bericht Th 66/2
siehe auch Ref. 9
- 13) Jackson, J.D., J.T. Donohue, K. Gottfried, R. Keyser,
B.E.Y. Svensson, Phys. Rev. 139, B 428 (1965)
Jackson, J.D., Rev. Mod. Phys. 37, 484 (1965)
Für weitere Literatur siehe die Zusammenstellung von Söding, P.,
G. Wolf im Rahmen der Vorlesung von P. Stichel (Ref. 12)

- 14) Svensson, B.E.Y., Nuovo Cimento 39, 667 (1965)
- 15) Högassen, H., J. Högassen, Nuovo Cimento 39, 941 (1965)
- 16) Jacob, M., C.G. Wick, Ann. of Phys. 7, 404 (1959)
- 17) Gottfried, K., J.D. Jackson, Nuovo Cimento 33, 309 (1964)
- 18) Durand III, L., P.C. DeCelles, R.B. Marr, Phys.Rev. 126, 1882 (1962)
- 19) Brandt, S., V.T. Cocconi, D.R.O. Morrison, A. Wroblewski, P. Fleury, G. Kayas, F. Muller, C. Pelletier, Phys. Rev. Letters 10, 413 (1963)
Aachen-Birmingham-Bonn-Hamburg-London-München Collaboration (ABBHLM), Nuovo Cimento 31, 729 (1964)
- 20) Foley, K.J., R.S. Gilmore, R.S. Jones, S.J. Lindenbaum, W.A. Love, S. Ozaki, E.H. Willen, R. Yamada, L.C.L. Yuan, Phys. Rev. Letters 14, 74 (1965)
Belletini, G., G. Cocconi, A.N. Diddens, E. Lillethun, J. Pahl, J.P. Scanlon, J. Walters, A.M. Wetherell, P. Zanella, Phys. Letters 14, 164 (1965)
und die dort zitierte Literatur
- 21) Söding, P., Phys. Letters 8, 285 (1964)
- 22) Foley, K.J., et al., Phys. Rev. Letters 14, 862 (1965)
- 23) Chew, G., M. Goldberger, F. Low, Y. Nambu, Phys. Rev. 106, 1345 (1957)
siehe auch die neuere Zusammenfassung von G. Höhler in Proceedings of the International Symposium on Electron and Photon Interactions at High Energies in Hamburg, Vol I, 1965
- 24) Salin, P., Nuovo Cimento 28, 1294 (1963)
- 25) Rosenfeld, A.H., A. Barbaro-Galtieri, W.H. Barkas, P.L. Bastien, J. Kirz, M. Roos, Rev. Mod. Phys. 37, 633 (1965)
- 26) Osborne, L.S., Proceedings der Hamburg Konferenz, Vol I, 1965
- 27) Kramer, G., P. Stichel, Z.Phys. 178, 519 (1964)

- 28) Cambridge Bubble Chamber Group, Proceedings der Hamburg Konferenz, im Druck
Aachen-Berlin-Bonn-Hamburg-Heidelberg-München Collaboration (ABBHHM), ebenda
ABBHHM, Nuovo Cimento 41, 270 (1966)
Cambridge Bubble Chamber Group, preprint (1965)
- 29) Söding, P., private Mitteilung
- 30) Akerlof, C.W., K. Berkelmann, G. Rouse, M. Tigner, Phys. Rev. 135, B 810 (1964)
Dunning Jr., J.R., K.W. Chen, A.A. Cone, G. Hartwig, N.R. Ramsay, Phys. Rev. Letters 13, 631 (1964)
Hughes, E.B., T.A. Griffy, M.R. Yearian, R. Hofstadter, Phys. Rev. 139, B 458 (1965)
- 31) Köpp, G., G. Kramer, Phys. Letters 19, 593 (1965)
Köpp, G., Z. Physik 191, 273 (1966)
- 32) Elings, V.B., K.J. Cohen, D.A. Garelick, S. Homma, R.A. Lewis, P.D. Luckey, L.S. Osborne, Phys. Rev. Letters 16, 474 (1966)
- 33) Kern, W., private Mitteilung
- 34) Braunschweig, M., D. Husmann, K. Lübelsmeyer, D. Schmitz, private Mitteilung
- 35) Berman, S.M., S.D. Drell, Phys. Rev. 133, B 791 (1964)
Drell, S.D., Proceedings der Hamburg Konferenz, Vol. I, 1965
- 36) Wolf, G., private Mitteilung
- 37) Durso, J.W., P. Signell, Phys. Rev. 135, B 1057 (1964)
- 38) Amati, D., E. Leader, B. Vitale, Phys. Rev. 130, 750 (1963)
- 39) Joos, H., G. Kramer, Z. Physik 178, 542 (1964)
- 40) Kramer, G., K. Schilling, Z. Physik 191, 51 (1966)
- 41) Leider unterlief uns in Ref. 40 ein Fehler: Die Werte von $P(t)$ sind um einen Faktor 2 grösser als dort in Fig. 3 und 8 angegeben.

- 42) Okubo, S., Phys. Letters 4, 14 (1963)
Badier, S., C. Bouchiat, Phys. Letters 15, 96 (1965)
- 43) Ecklund, S.D., R.L. Walker, Proceedings der Hamburg Konferenz
1965, im Druck
- 44) Amati, D., L.L. Foldy, A. Stanghellini, L. van Hove,
CERN-Preprint Th. 393 (1963)
- 45) Aachen-Berlin-Cern Collaboration, Phys. Letters 19, 608 (1965)
Saclay-Orsay-Bari-Bologna Collaboration, Nuovo Cimento 41,
159 (1966)
Aachen-Berlin-Bonn-Hamburg-London (I.C.)-München Collaboration,
Nuovo Cimento 35, 659 (1965)
- 46) Bander, M., G.L. Shaw, Phys. Rev. 139, B 956 (1965)

Bilduntertitel

1. Elektrische ("EL"), magnetische ("MAGN.") und ω -Austausch-Beiträge (" ω ") zum Wirkungsquerschnitt der Reaktionen $\gamma + p \rightarrow n + \pi^+$, $p + \pi^0$ bei der Laborenergie $E_\gamma = 2$ GeV. Neben den Bornquerschnitten ("BORN") sind die Modell I Kurven für $A = 8,5 \text{ GeV}^{-2}$, $C = 0,765$ als ausgezogenen Kurven und für $C = 1$ als gestrichelte Kurven gegeben. Weitere Parameter: $\Gamma_{\omega \rightarrow \pi \gamma} = 1 \text{ MeV}$, $f_{\omega}^2 / 4\pi = 1$, $m_\omega = 5,6 m_\pi$.
2. Die Beiträge der einzelnen Bornterme zu den Reaktionen $\gamma + p \rightarrow n + \pi^+$, $p + \pi^0$ bei $E_\gamma = 4$ GeV. Bezeichnung und Parameter wie in Fig. 1.
3. Die Beiträge der einzelnen Bornterme zu den Reaktionen $\gamma + p \rightarrow n + \pi^+$, $p + \pi^0$ bei $E_\gamma = 6$ GeV. Bezeichnung und Parameter wie in Fig. 1.
4. Der differentielle Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ im Einpionenaustauschmodell für die Reaktion $\gamma + p \rightarrow p + \pi^0$ bei $E_\gamma = 4$ GeV im Labor. Neben dem Bornquerschnitt ("BORN") sind die Modell I Kurven für $A = 8,5 \text{ GeV}^{-2}$, $C = 0,765$ als ausgezogene Kurve und für $A = 8,5 \text{ GeV}^{-2}$, $C = 1$ als gestrichelte Kurve eingetragen. Weitere Parameter: $m_S = 5,4 m_\pi$, $\Gamma_{S \rightarrow \pi \gamma} = 0,5 \text{ MeV}$, $\frac{g_S^2}{4\pi} = 14,5$.
5. Die kanonischen Dichtematrixelemente des auslaufenden S^0 bei Einpionenaustausch in der Reaktion $\gamma + p \rightarrow p + \pi^0$ bei $E_\gamma = 4$ GeV für unpolarisiert einlaufende Photonen. Parameter und Notation wie in Fig. 4.
6. Die kanonischen Dichtematrixelemente des auslaufenden S^0 bei Einpionenaustausch in der Reaktion $\gamma + p \rightarrow p + \pi^0$ bei $E_\gamma = 4$ GeV mit Photonpolarisation in der Reaktionsebene. Parameter und Notation wie in Fig. 4.
7. Die kanonischen Dichtematrixelemente des auslaufenden S^0 bei Einpionenaustausch in der Reaktion $\gamma + p \rightarrow p + \pi^0$ bei $E_\gamma = 4$ GeV mit Photonpolarisation senkrecht zur Reaktionsebene. Parameter und Notation wie in Fig. 4.

8. Der differentielle Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ im Einsigmaaustauschmodell für die Reaktion $\gamma + p \rightarrow p + \pi^0$ bei $E_\gamma = 4$ GeV im Labor. Neben dem Bornquerschnitt ("BORN") sind die Modell I Kurven für $A = 8,5 \text{ GeV}^{-2}$ und $C = 0,765$ als ausgezogene Kurve und für $C = 1$ als gestrichelte Kurve eingezeichnet. Weitere Parameter: $m_\rho = 5.4 m_\pi$, $m_\omega = 2.87 m_\pi$, $\lambda_{\rho\pi\pi} = \lambda_{\omega\pi\pi} = 0,087/m_\pi$, $\frac{g_{\rho\pi\pi}}{4\pi} = 1.9$.
9. Die kanonischen Dichtematrixelemente des auslaufenden ξ^s bei Einsigmaaustausch für die Reaktion $\gamma + p \rightarrow p + \pi^0$ bei $E_\gamma = 4$ GeV für unpolarisiert einlaufende Photonen. Parameter und Notation wie in Fig. 8.
10. Die kanonischen Dichtematrixelemente des auslaufenden ξ^s bei Einsigmaaustausch für die Reaktion $\gamma + p \rightarrow p + \pi^0$ bei $E_\gamma = 4$ GeV mit Photonpolarisation in der Reaktionsebene. Parameter und Notation wie in Fig. 8.
11. Die kanonischen Dichtematrixelemente des auslaufenden ξ^s bei Einsigmaaustausch in der Reaktion $\gamma + p \rightarrow p + \pi^0$ bei $E_\gamma = 4$ GeV mit Photonpolarisation senkrecht zur Reaktionsebene. Parameter und Notation wie in Fig. 8.
12. Die Asymmetriefunktion $P(t)$ der Reaktion $\gamma + p \rightarrow p + \pi^0$ bei 4 GeV für Einpionenaustausch ("a") und Einsigmaaustausch ("b"). Parameter und Notation wie in Fig. 4 und 8.
13. Die kanonischen Dichtematrixelemente des auslaufenden ξ^s bei Einpionenaustausch in der Reaktion $\gamma + p \rightarrow p + \pi^0$ bei $E_\gamma = 2$ GeV mit Photonpolarisation in der Reaktionsebene. Die Absorptionsparameter: $A = 8,5 \text{ GeV}^{-2}$, $C = 1$. Die Kurven "IM" sind in der Stossparameternäherung, die Kurven "PA" mit numerischer Partialwellenprojektion (bis $j = 19/2$) gerechnet.
14. Die kanonischen Dichtematrixelemente des auslaufenden ξ^s bei Einpionenaustausch in der Reaktion $\gamma + p \rightarrow p + \pi^0$ bei $E_\gamma = 2$ GeV mit Photonpolarisation senkrecht zur Reaktionsebene. Parameter und Notation wie in Fig. 13.

15. Die kanonischen Dichtematrixelemente des auslaufenden S^0 bei Einsigmaaustausch in der Reaktion $\gamma + p \rightarrow p + S^0$ bei $E_\gamma = 2$ GeV mit Photonpolarisation in der Reaktionsebene. Parameter und Notation wie in Fig. 8 und 13.
16. Die kanonischen Dichtematrixelemente des auslaufenden S^0 in der Reaktion $\gamma + p \rightarrow p + S^0$ bei $E_\gamma = 2$ GeV mit Photonpolarisation senkrecht zur Reaktionsebene bei Einsigmaaustausch.
17. Differentieller Wirkungsquerschnitt für die Reaktionen $\gamma + p \rightarrow p + S^0$ und $\gamma + p \rightarrow p + \omega$ bei 4 GeV mit Einpion- + Einetaaustausch. Das Verhältnis von Pion- zu Etakopplungskonstanten wurde nach SU(6) gewählt. Zum Zwecke des Vergleichs ist $\Gamma_{S^0 \rightarrow \pi\gamma} = \Gamma_{\omega \rightarrow \pi\gamma} = 0,5$ MeV gewählt. Beide Kurven sind nach Modell I, $A = 8,5$ GeV⁻², $C = 1$ gerechnet.
18. Differentieller Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $\gamma + p \rightarrow N^{*++} + S^-$ bei $E_\gamma = 4$ GeV und unpolarisiert einlaufenden Photonen im Einpionenaustauschmodell. Die ausgezogenen Kurven entsprechen $C = 0,8$, die gestrichelten Kurven $C = 1$. Die Kurven "A" sind mit $A = 18$ GeV⁻², die Kurven "B" mit $A = 9$ GeV⁻² im Modell I gerechnet. Weitere Parameter: $\Gamma_{N^{*++} \rightarrow N\pi} = 120$ MeV, $\Gamma_{S^- \rightarrow \pi\gamma} = 0,5$ MeV, $m^* = 8,85 m_\pi$.
19. Die kanonischen Dichtematrixelemente des auslaufenden S^0 in der Reaktion $\gamma + N \rightarrow N^* + S^0$ bei $E_\gamma = 4$ GeV und unpolarisiert einlaufenden Photonen im Einpionenaustauschmodell. Parameter und Notation wie in Fig. 18.
20. Die kanonischen Dichtematrixelemente des auslaufenden N^* in der Reaktion $\gamma + N \rightarrow N^* + S^0$ bei $E_\gamma = 4$ GeV und unpolarisiert einlaufenden Photonen im Einpionenaustauschmodell. Parameter und Notation wie in Fig. 18.

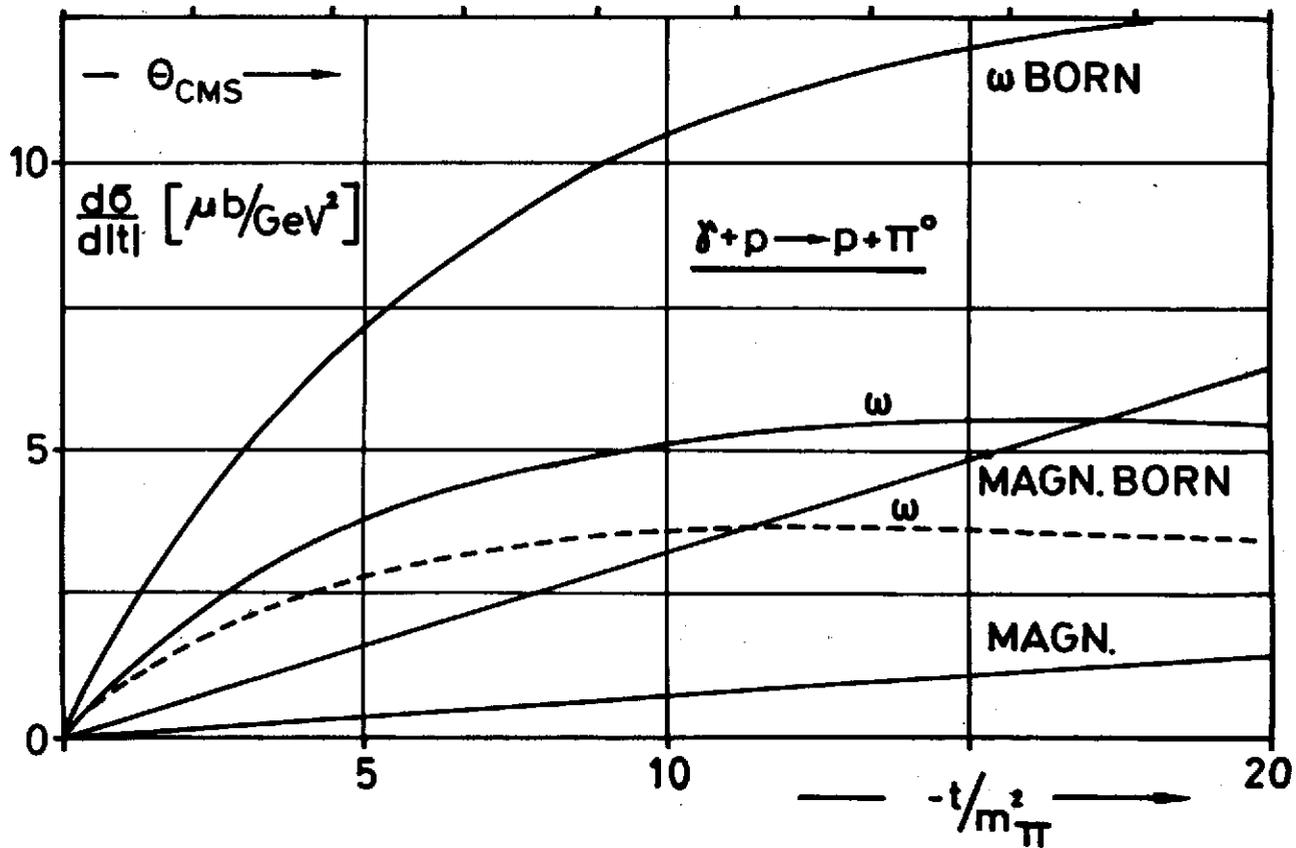
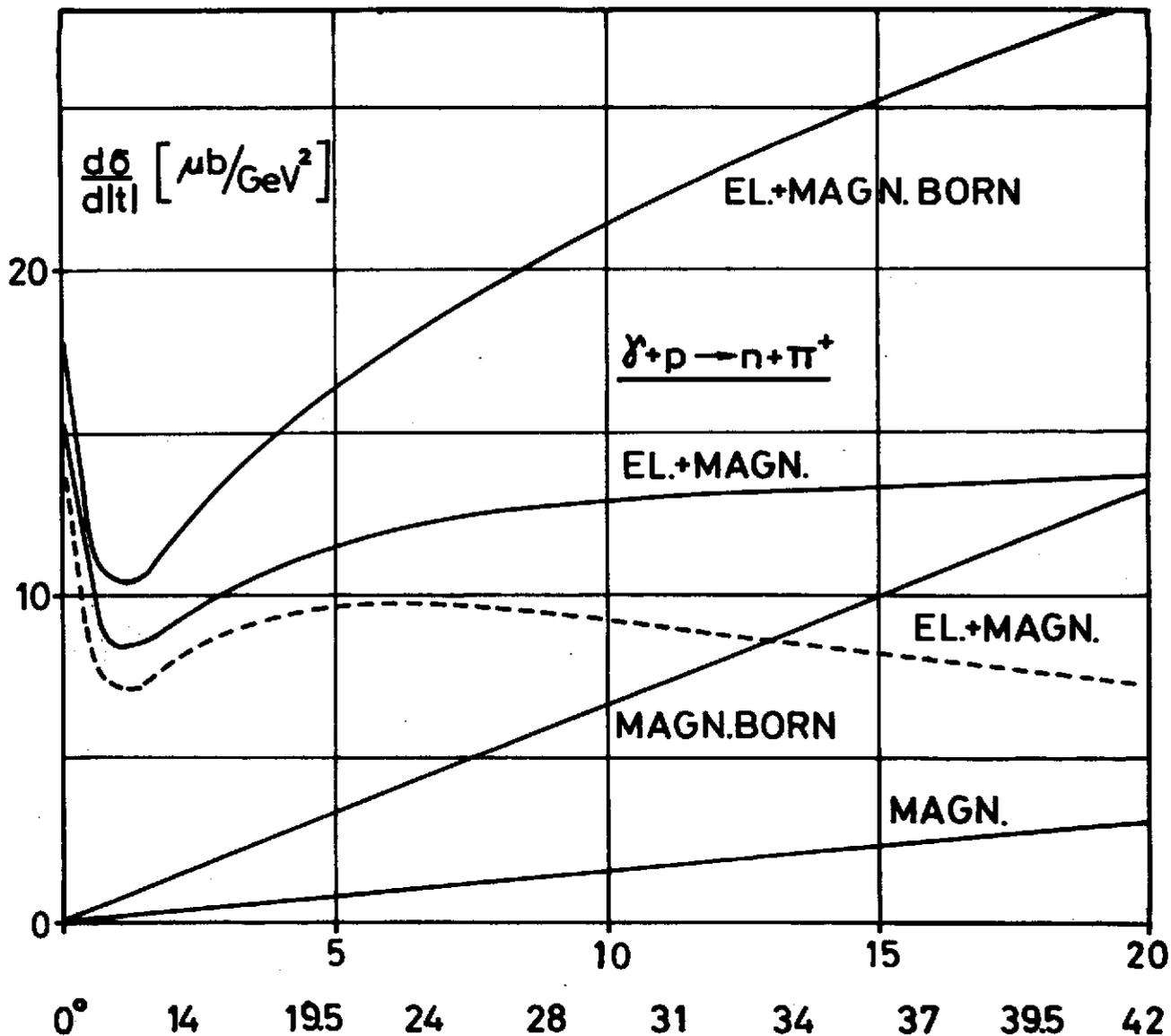


Fig.1

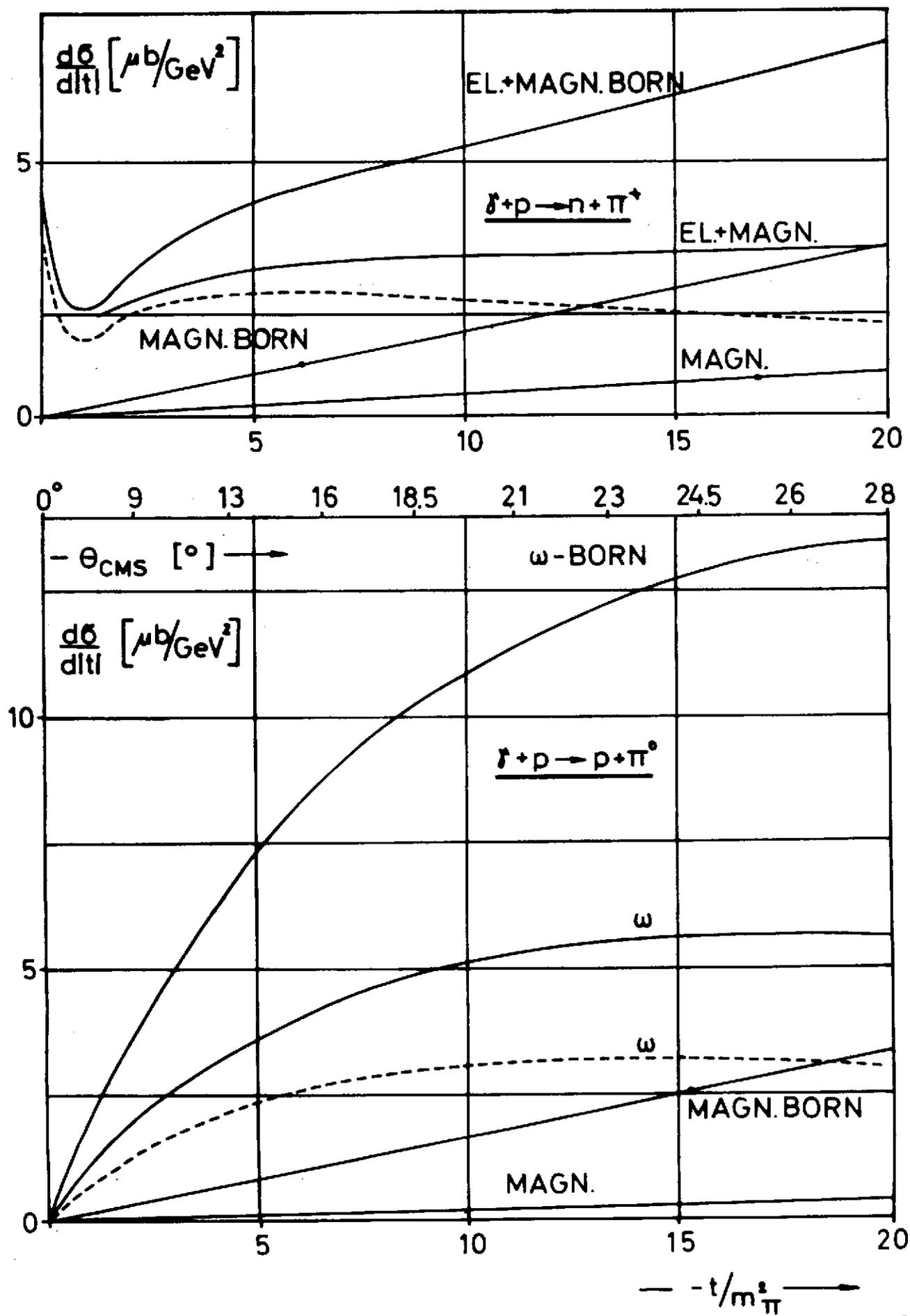


Fig.2

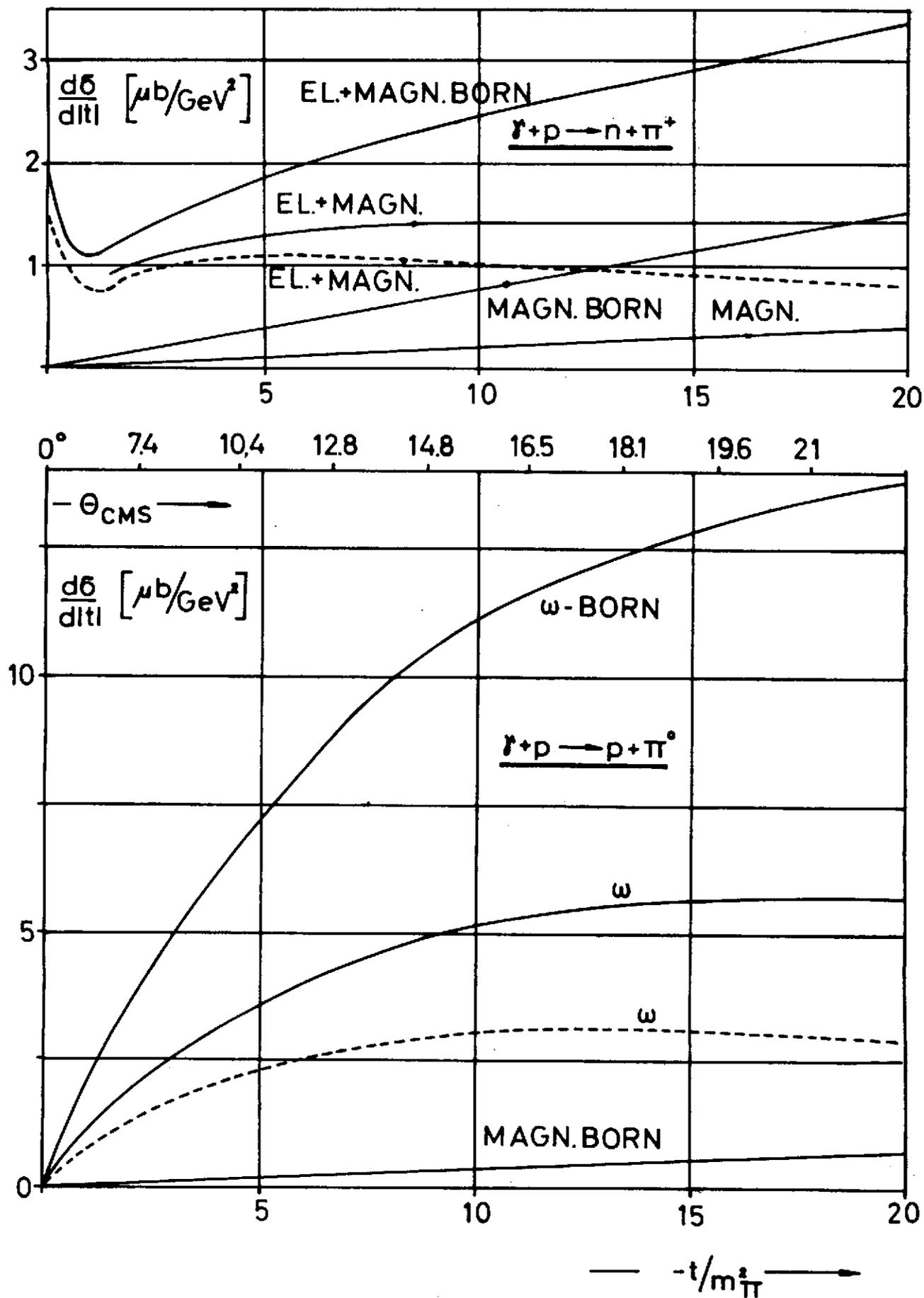


Fig. 3

$\frac{d\sigma}{dt} [\mu\text{b}/\text{GeV}^2]$

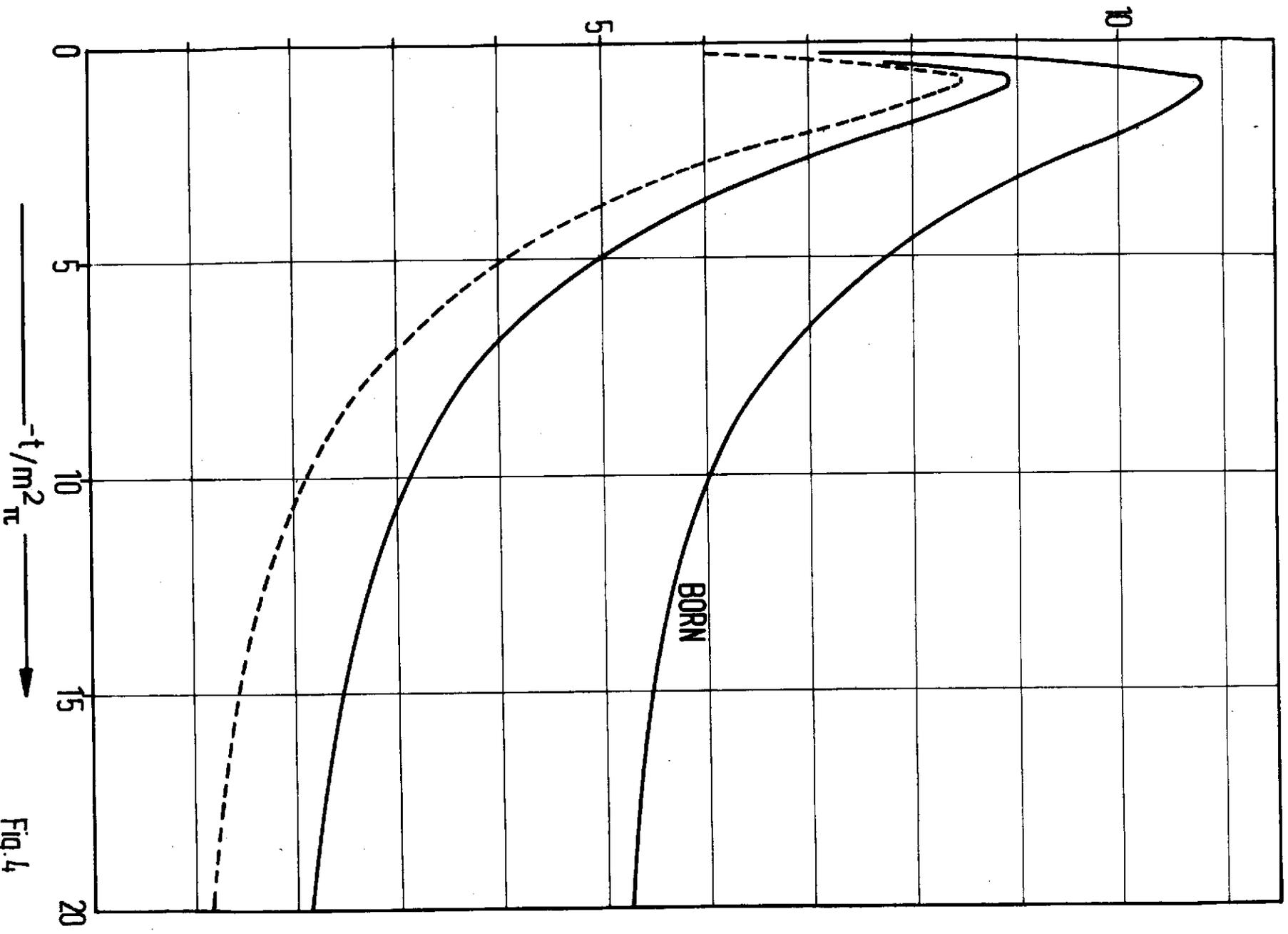


Fig. 4

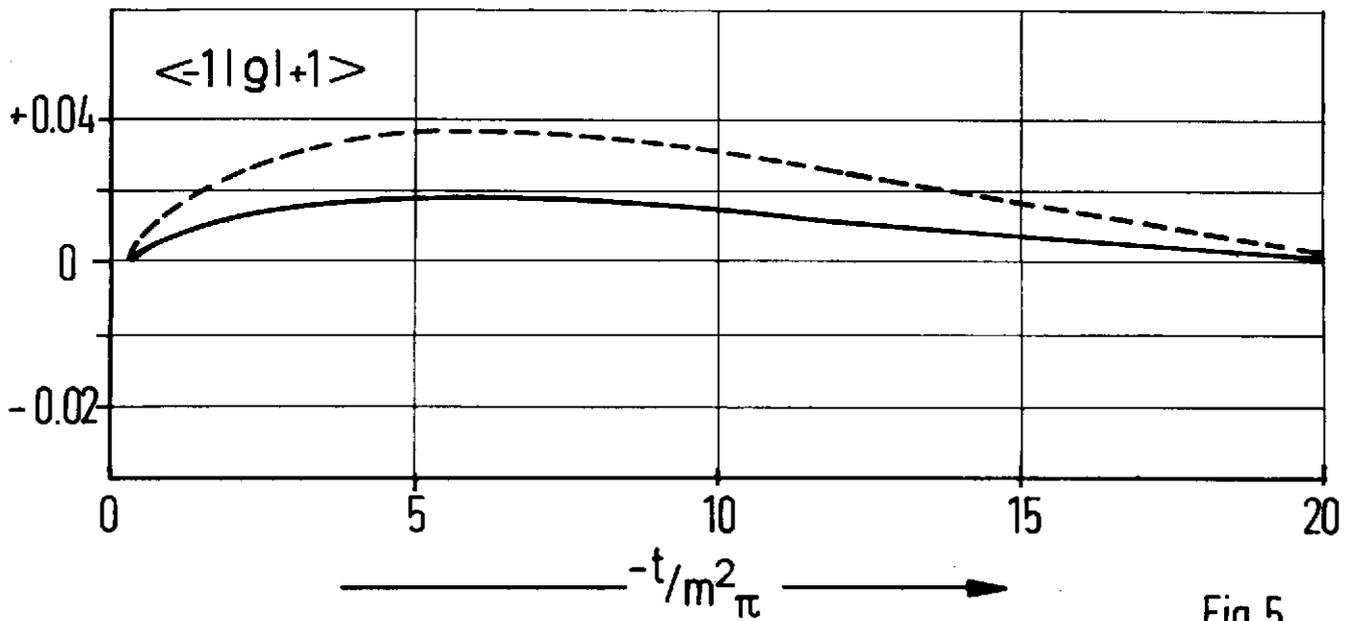
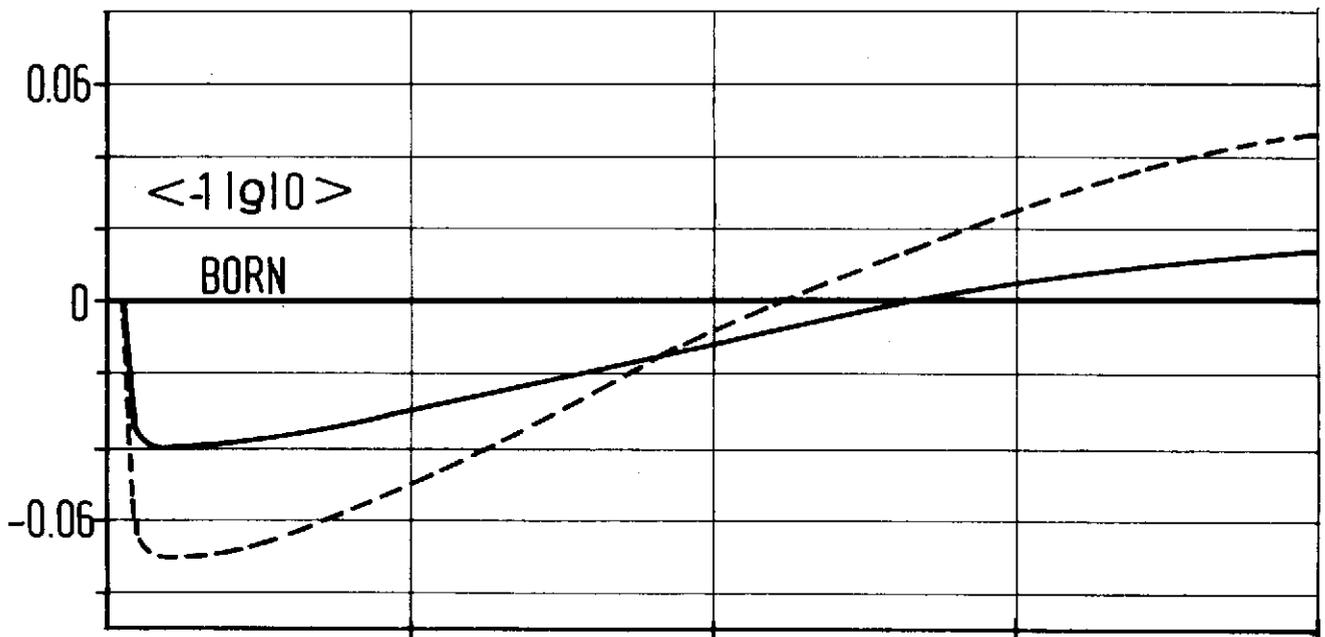
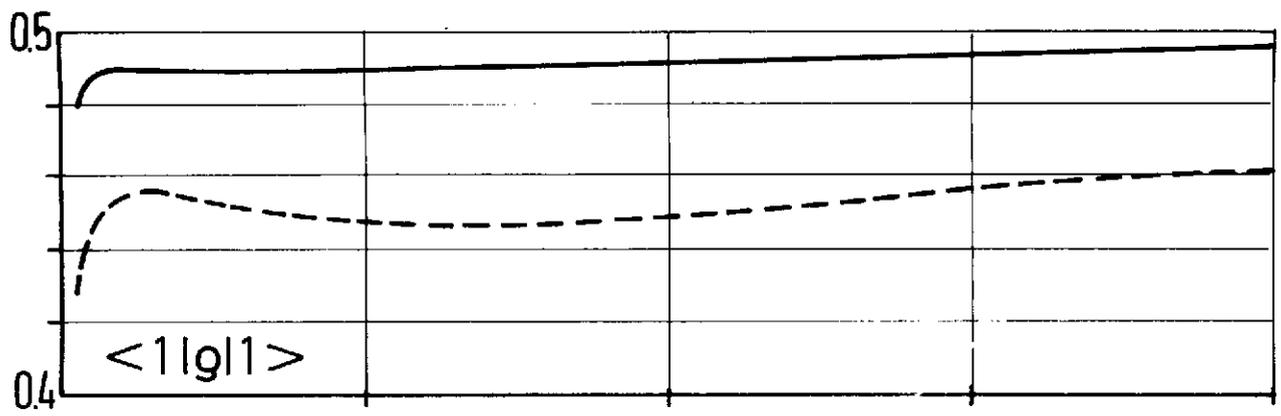


Fig.5

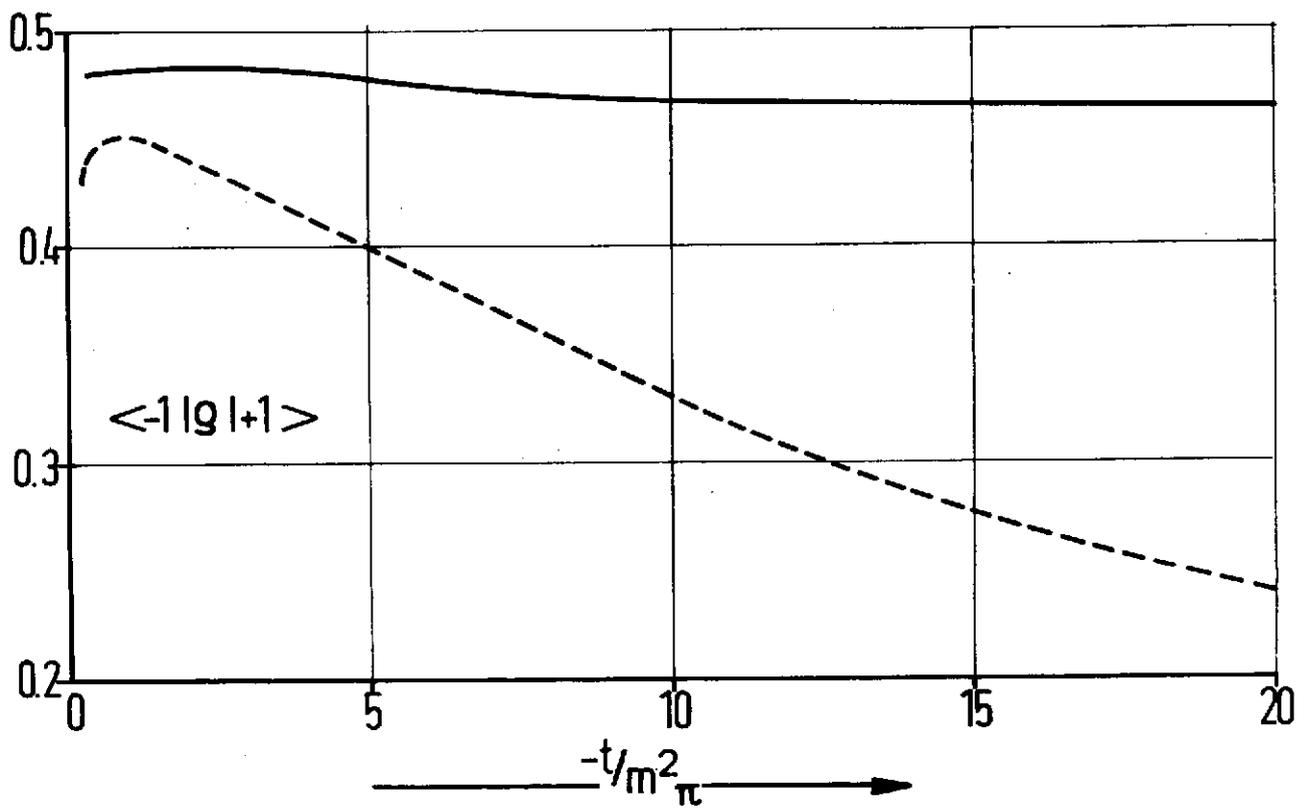
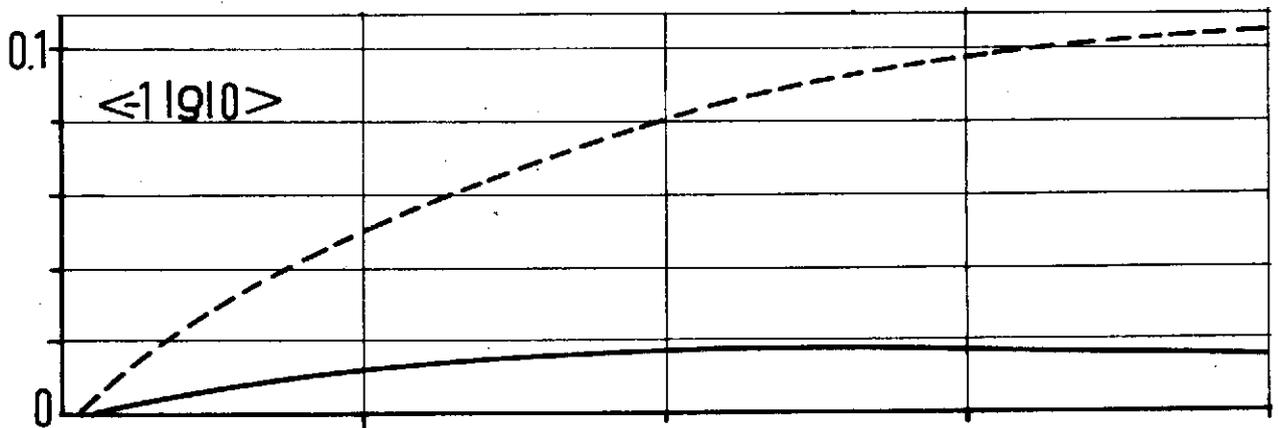
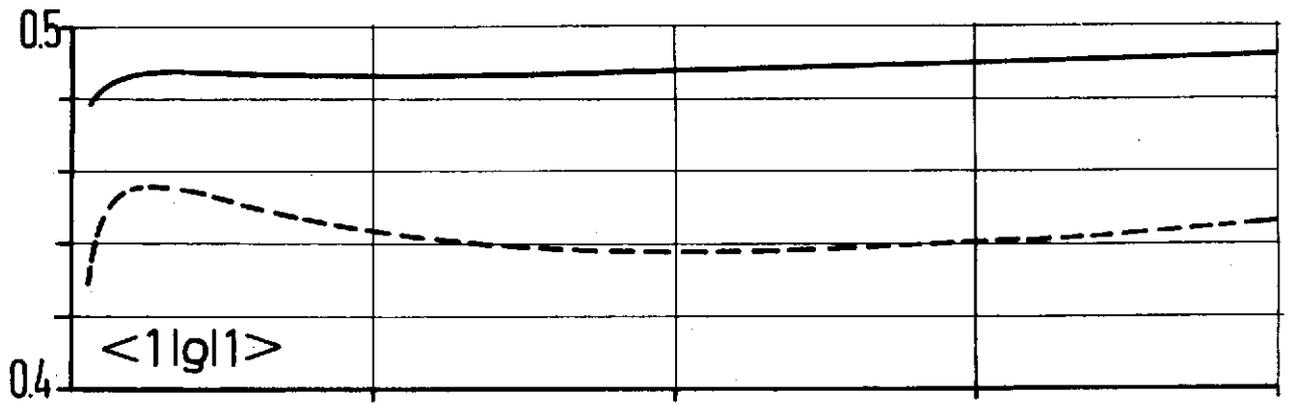


Fig.6

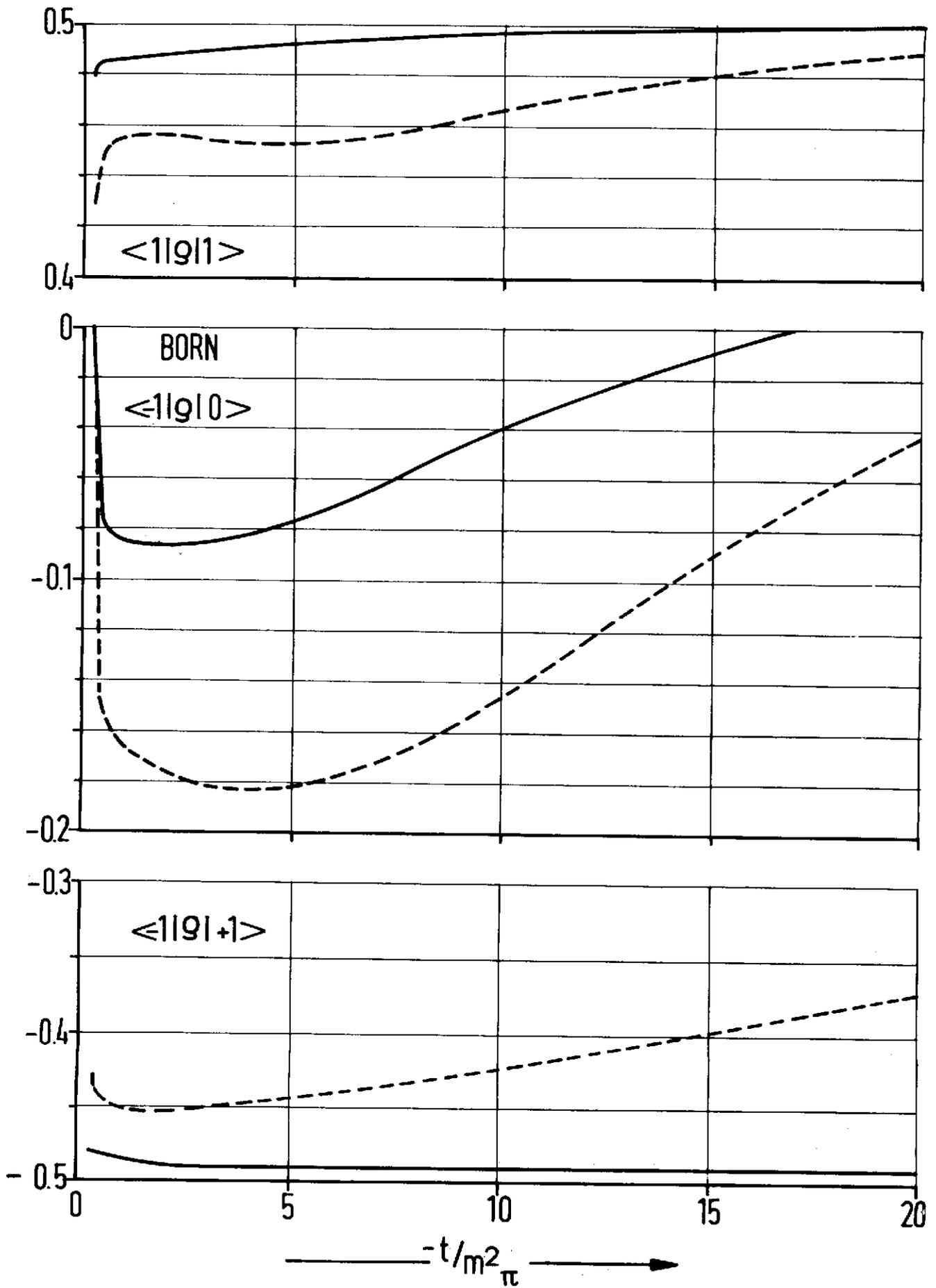


Fig.7

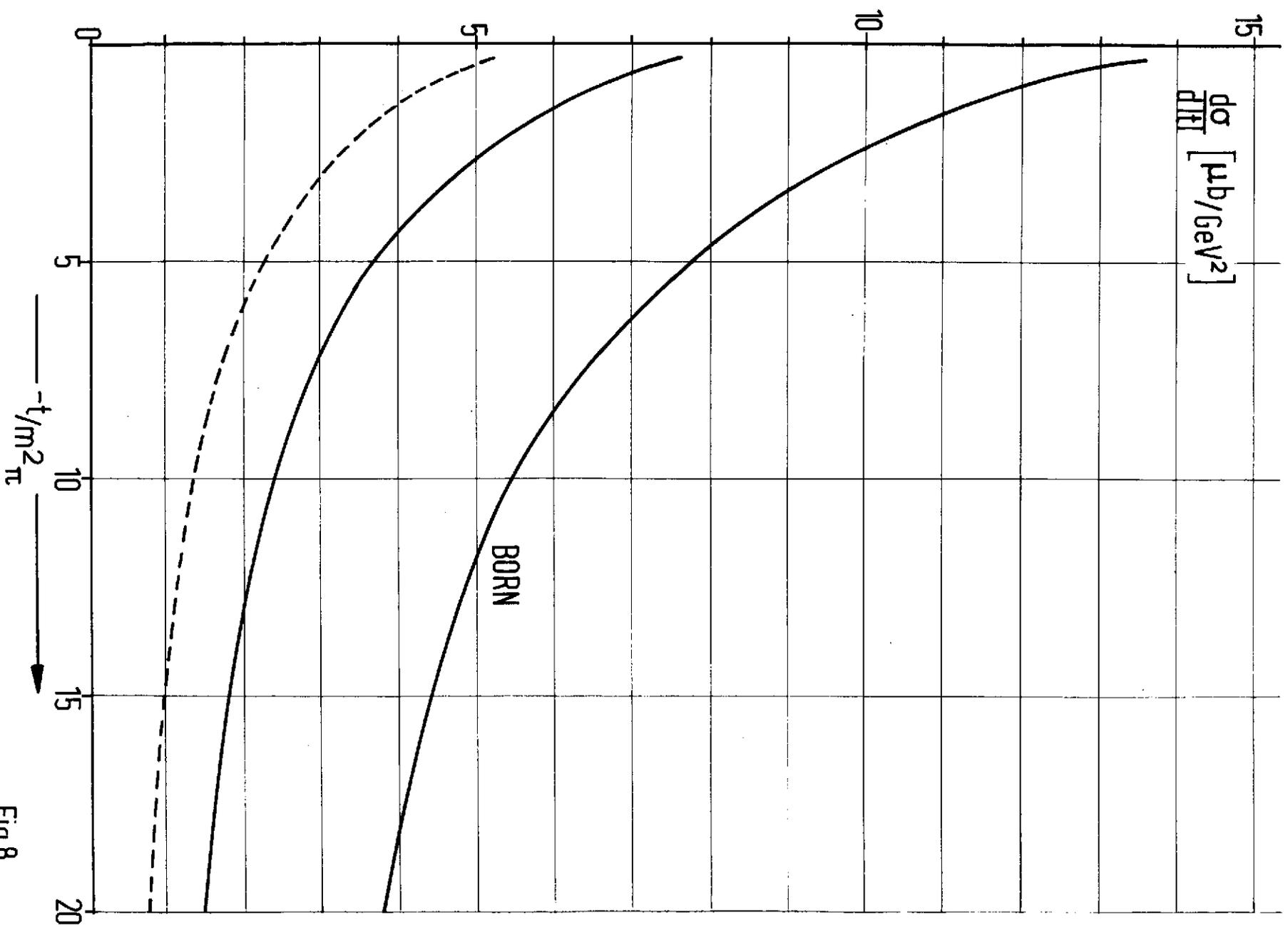


Fig.8

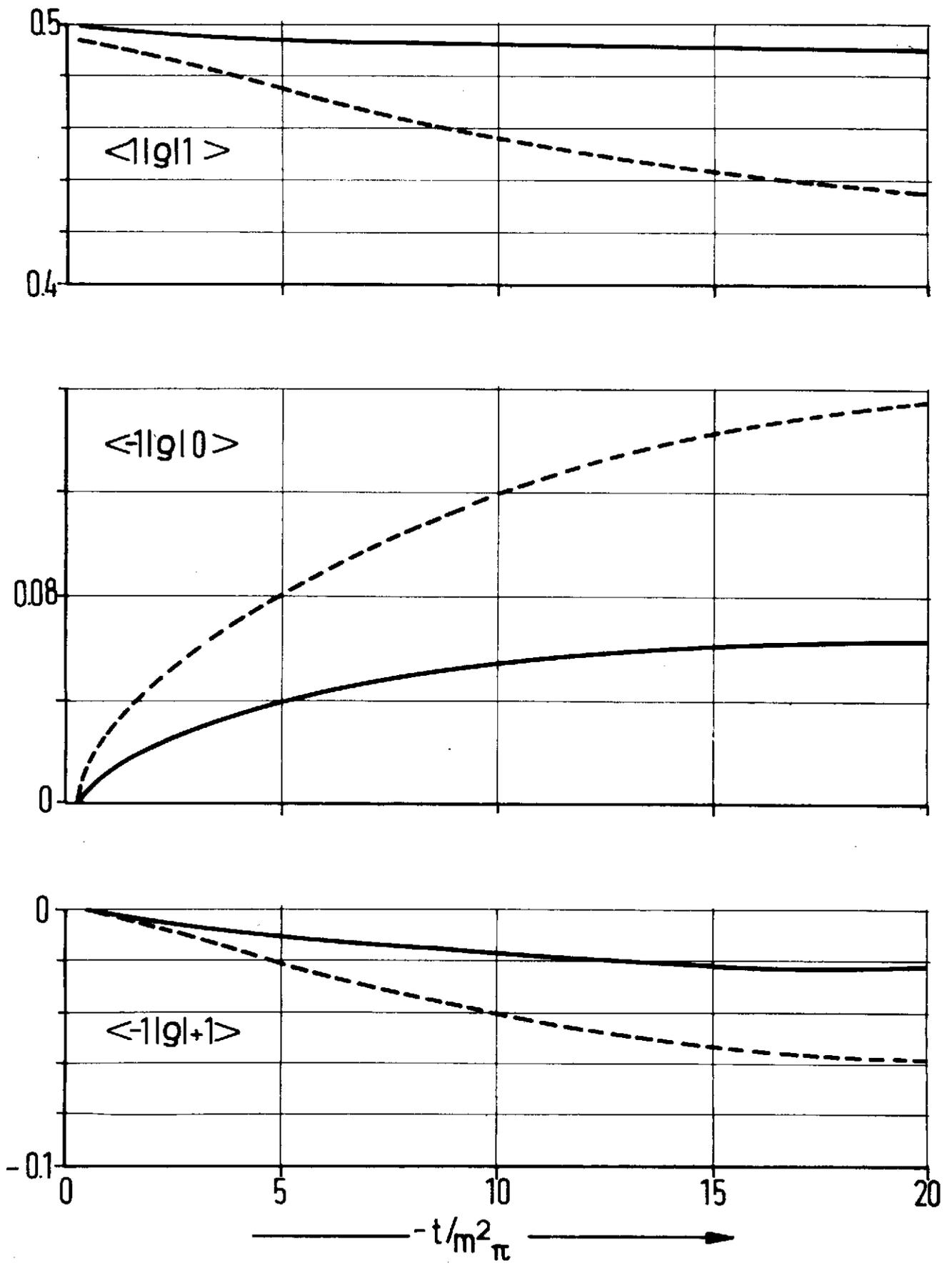


Fig.9

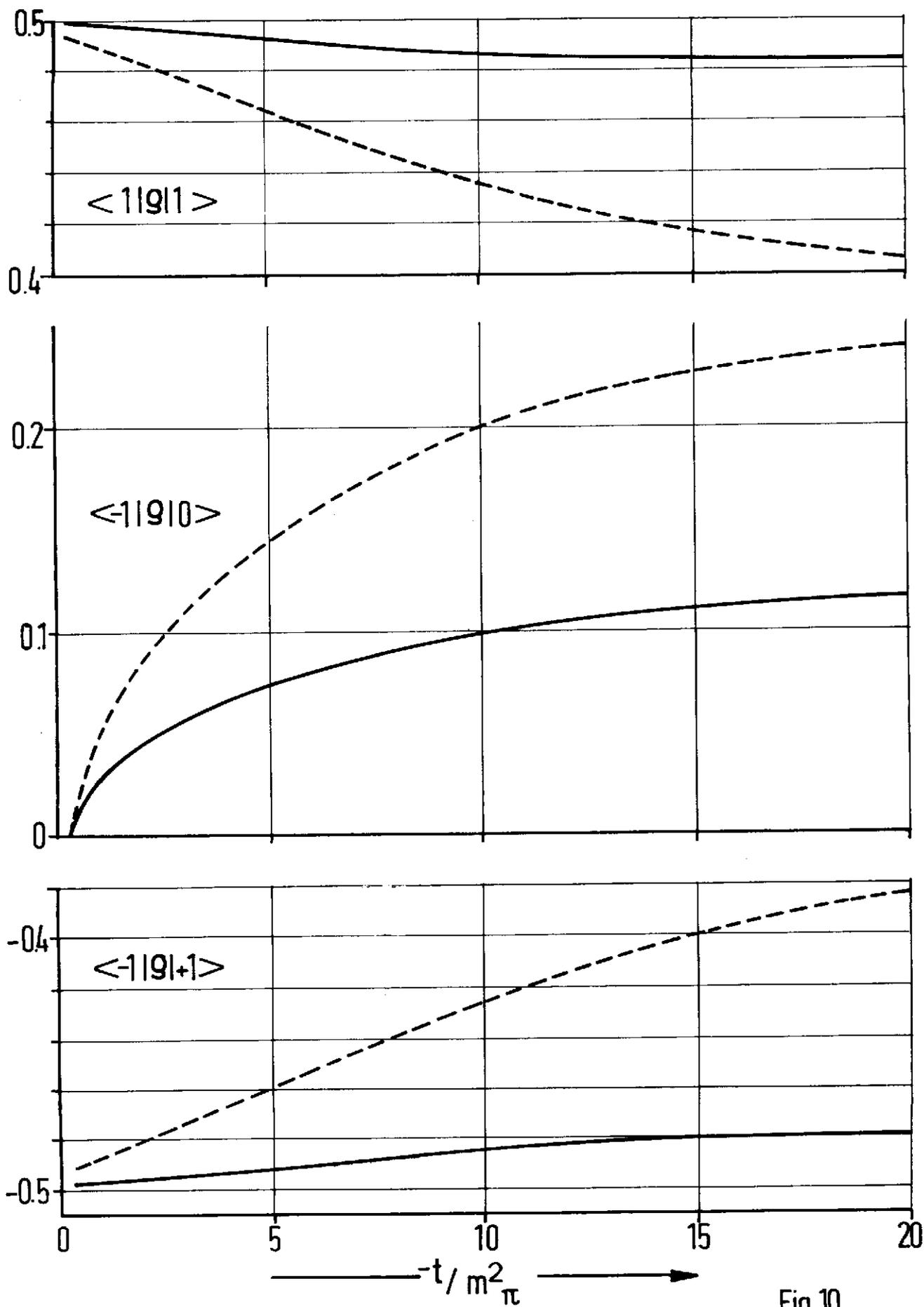


Fig.10

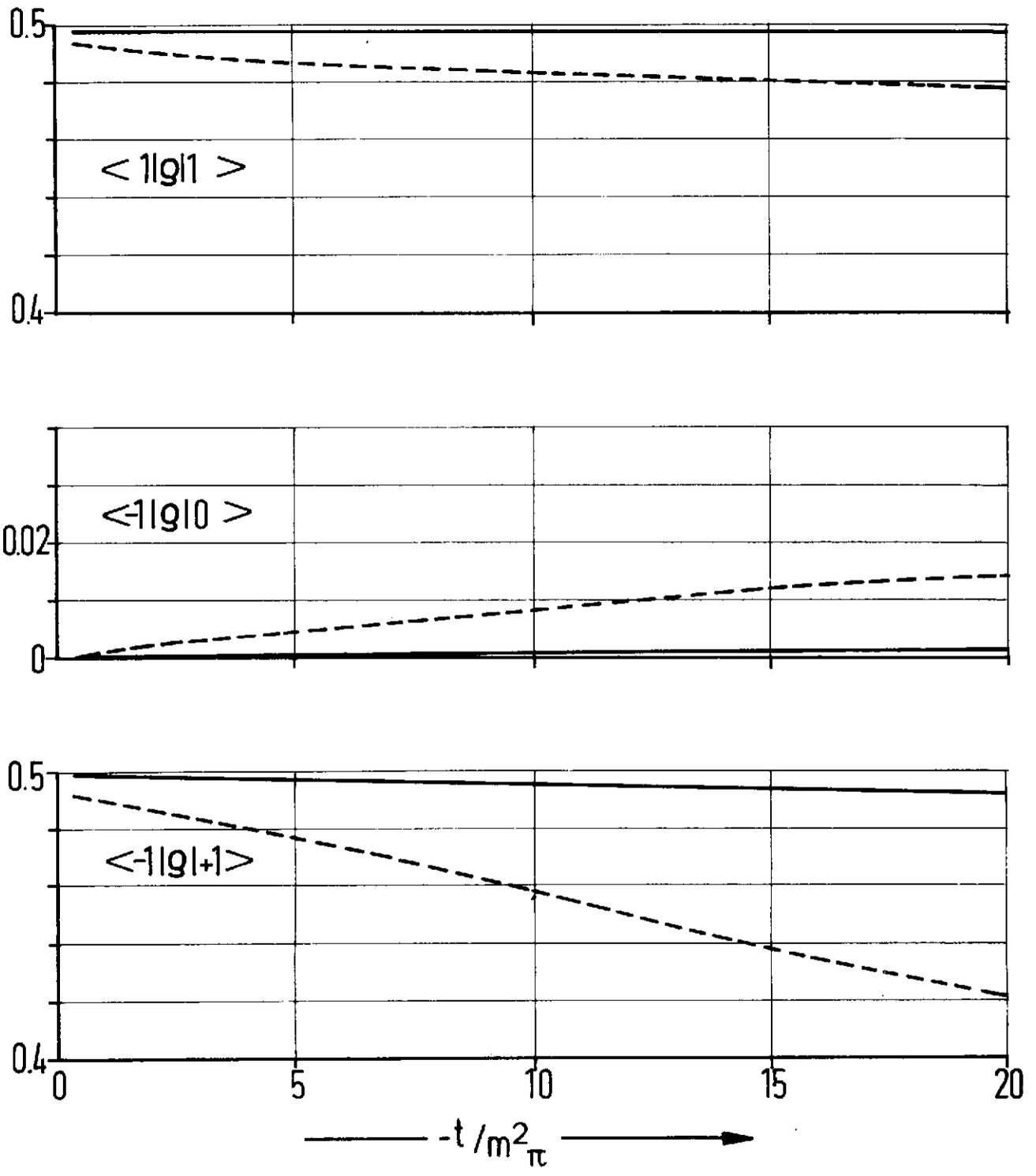


Fig.11

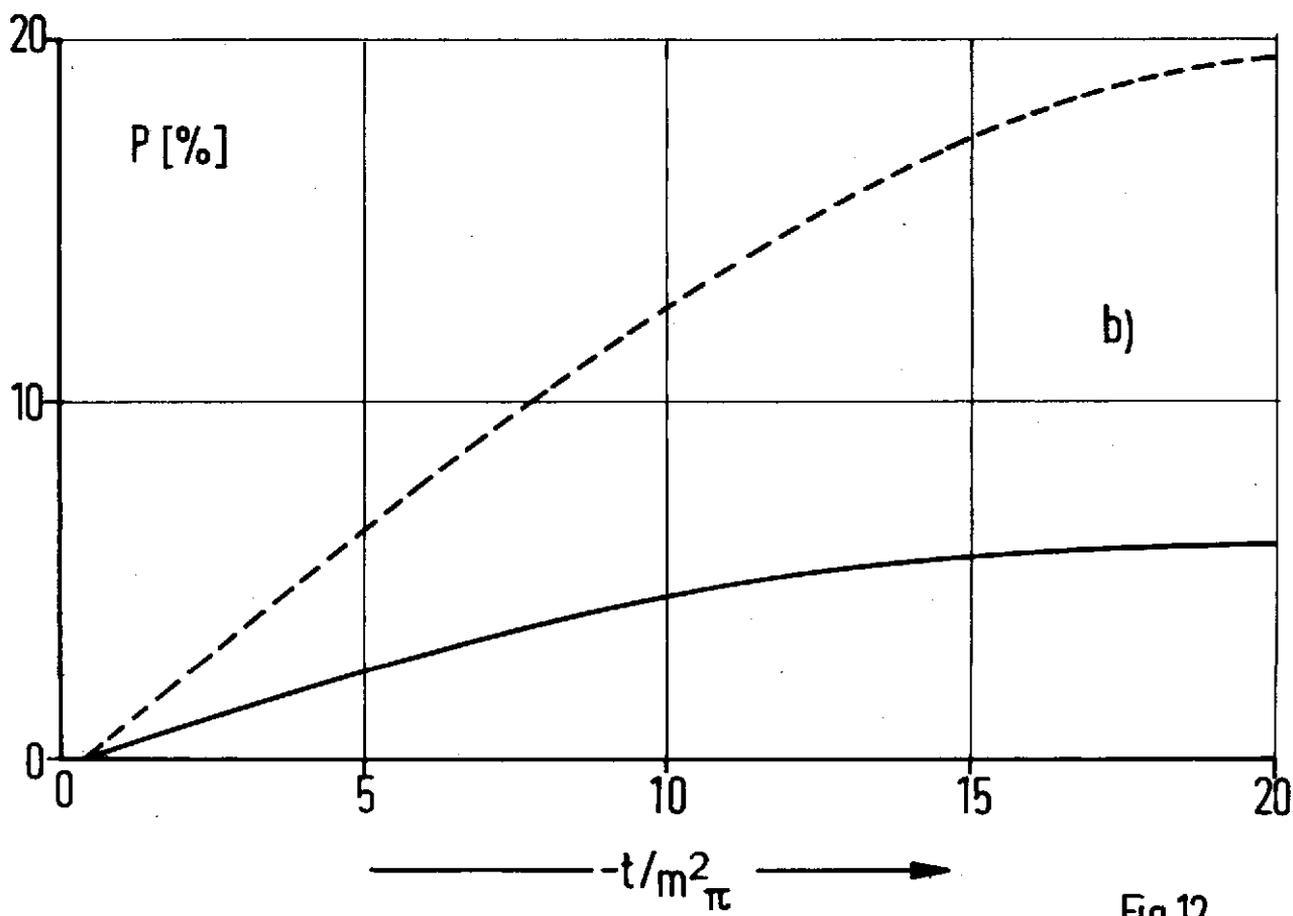
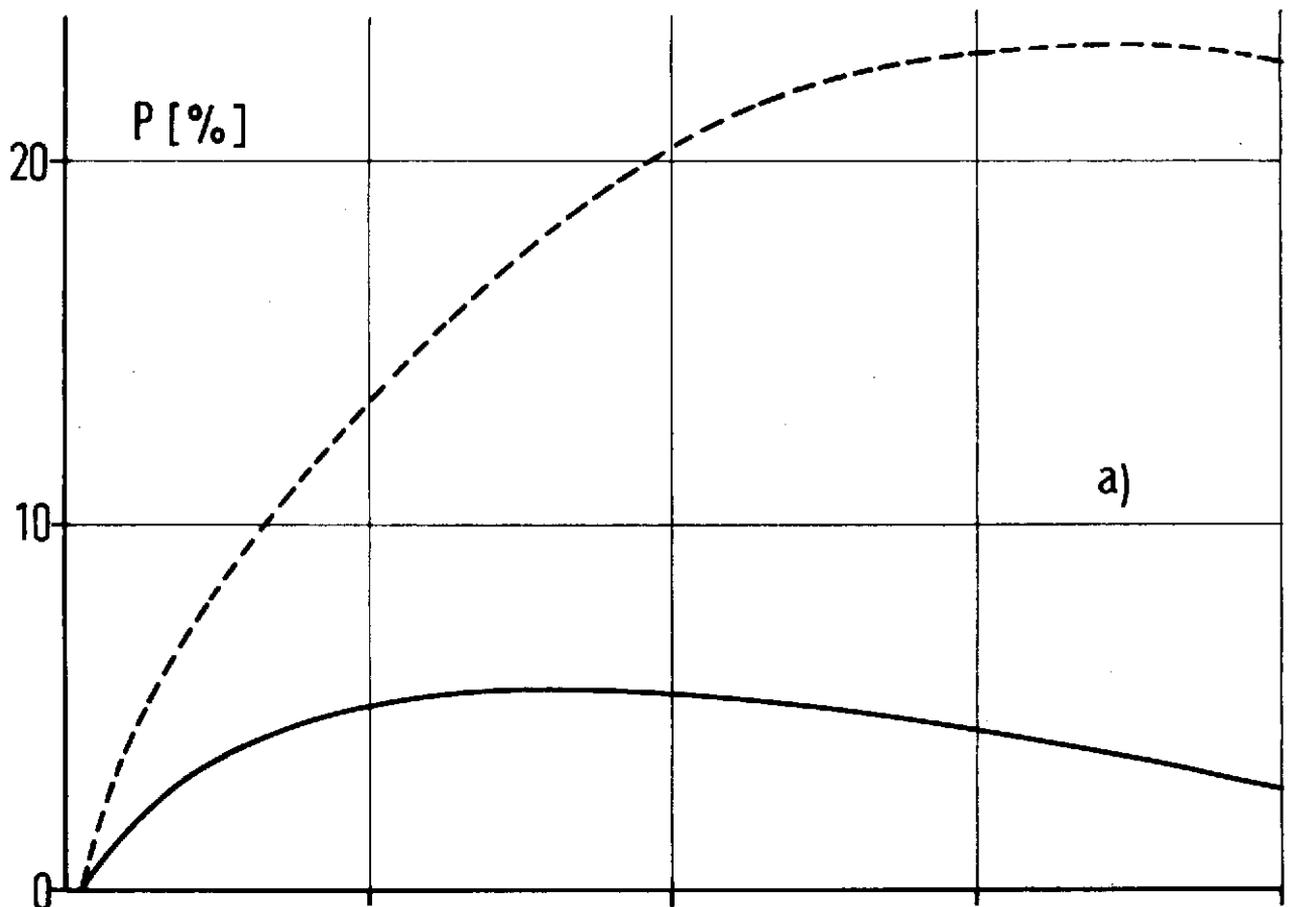


Fig.12

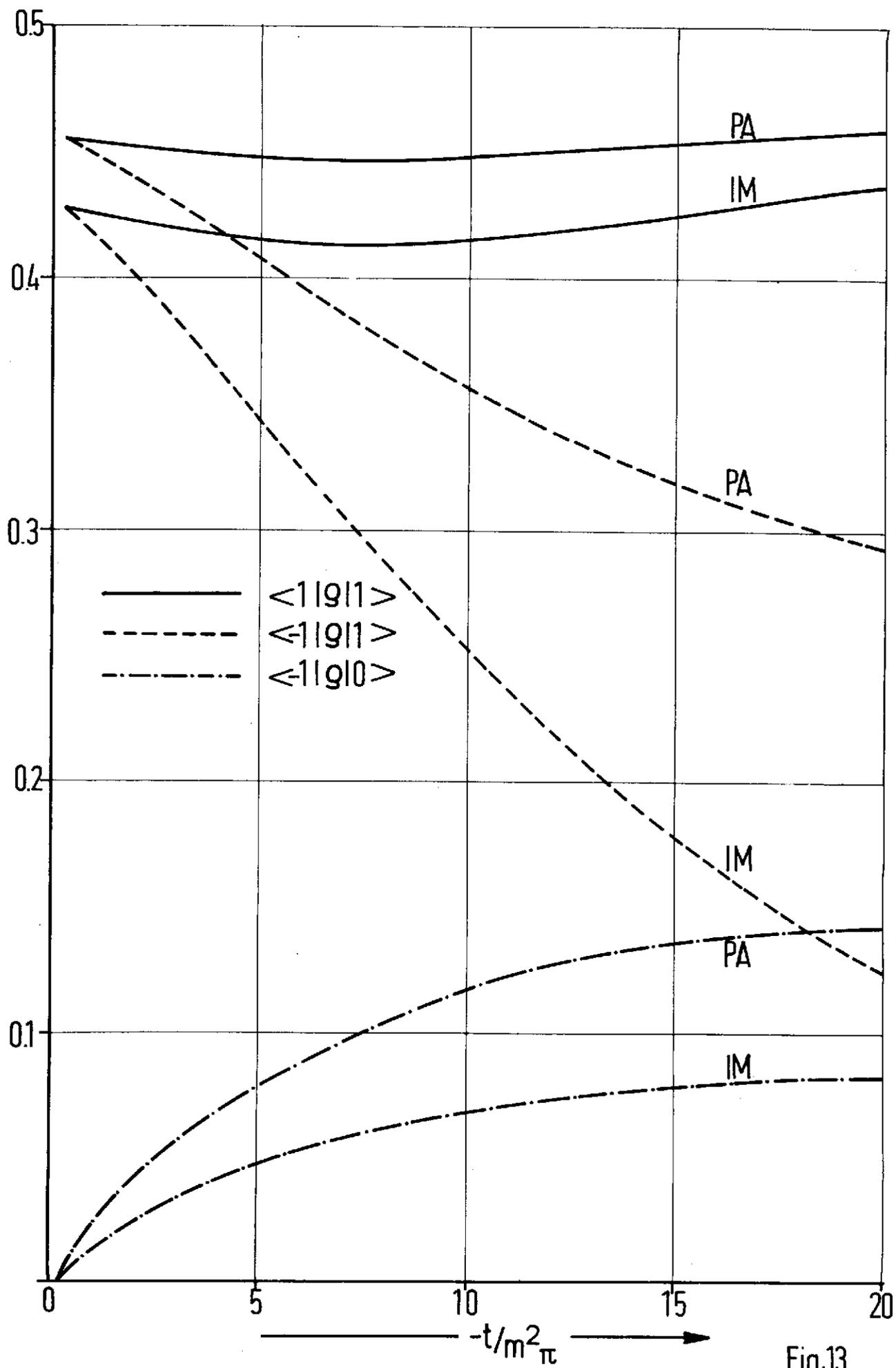


Fig.13

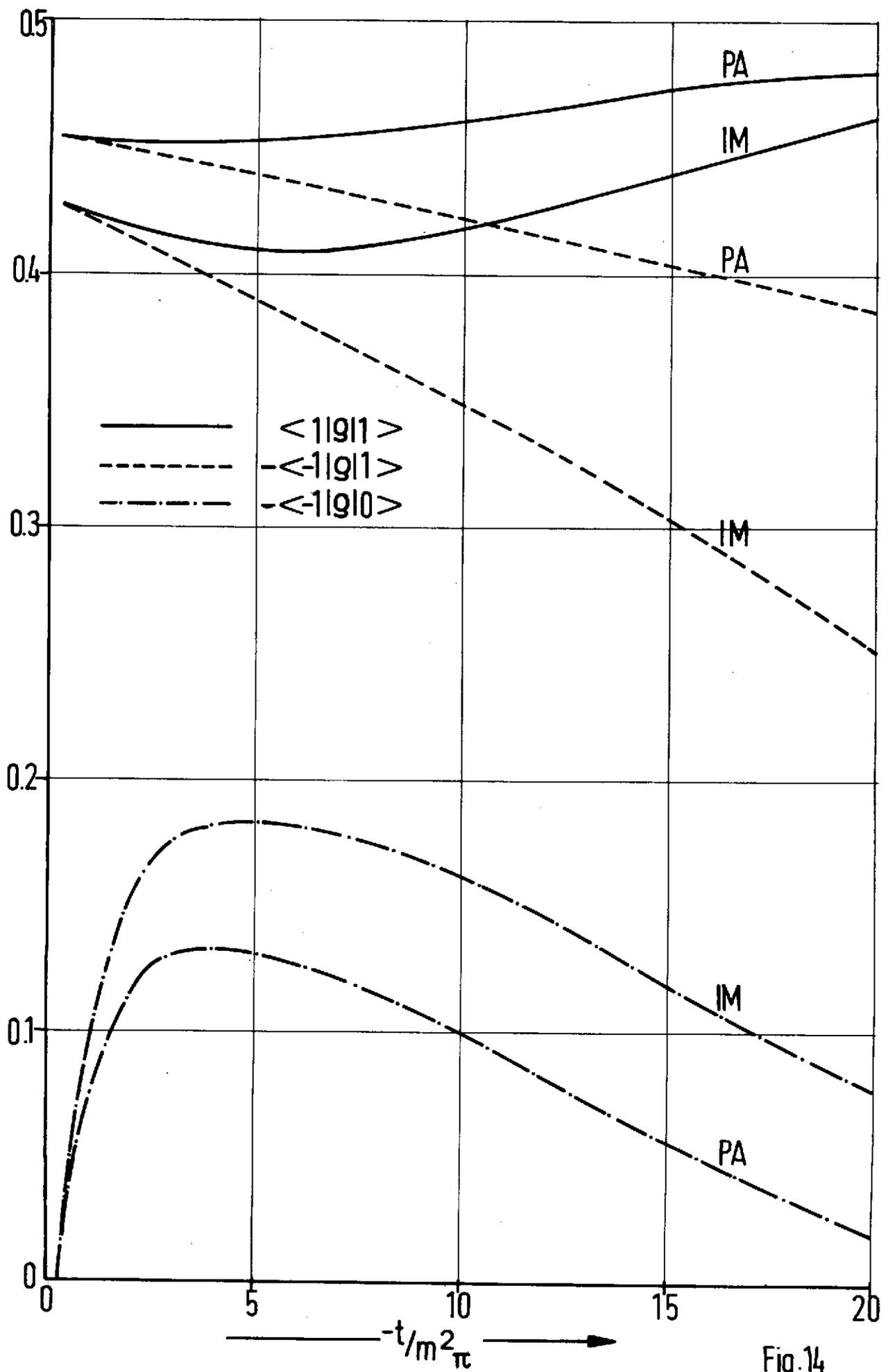


Fig.14

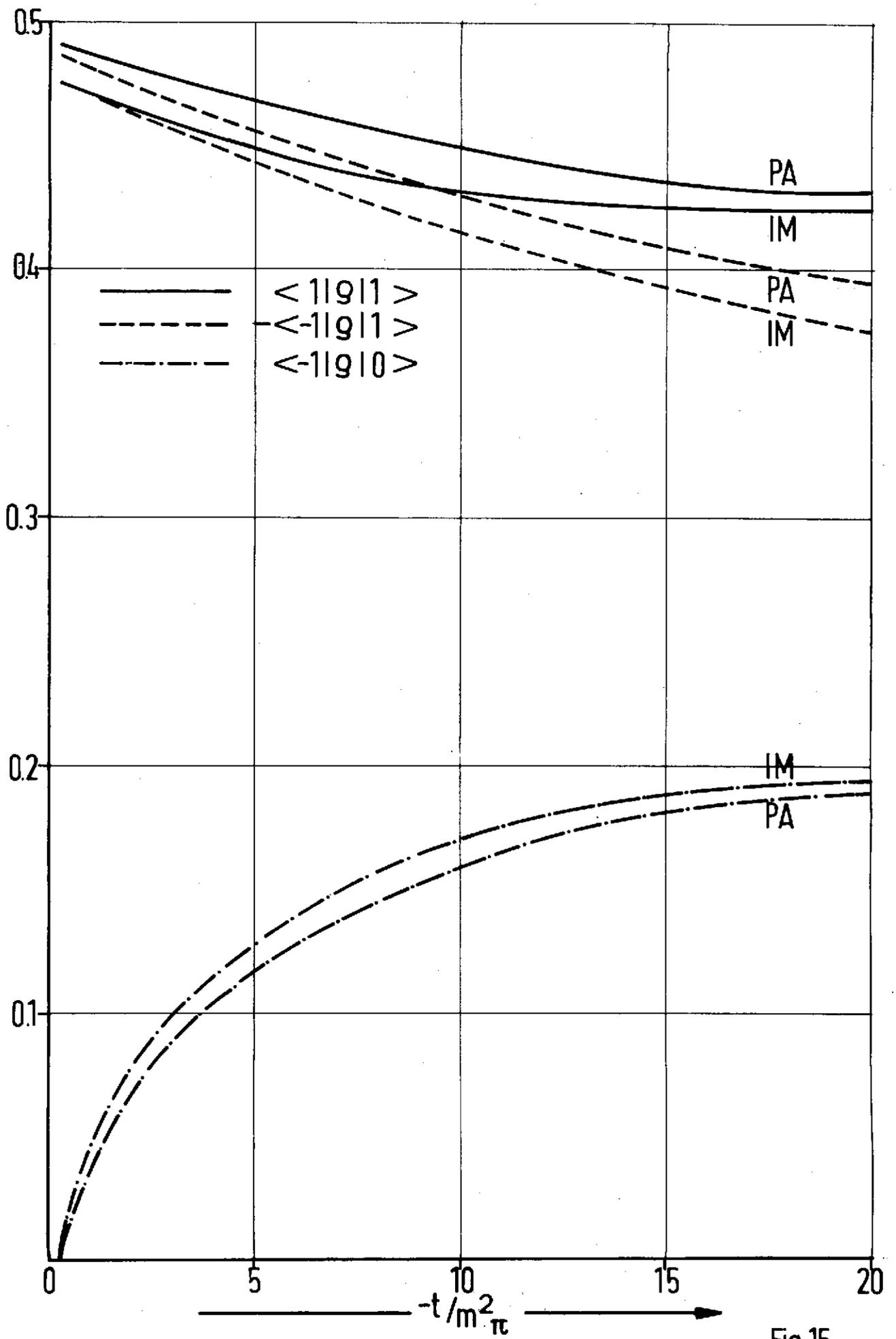


Fig.15

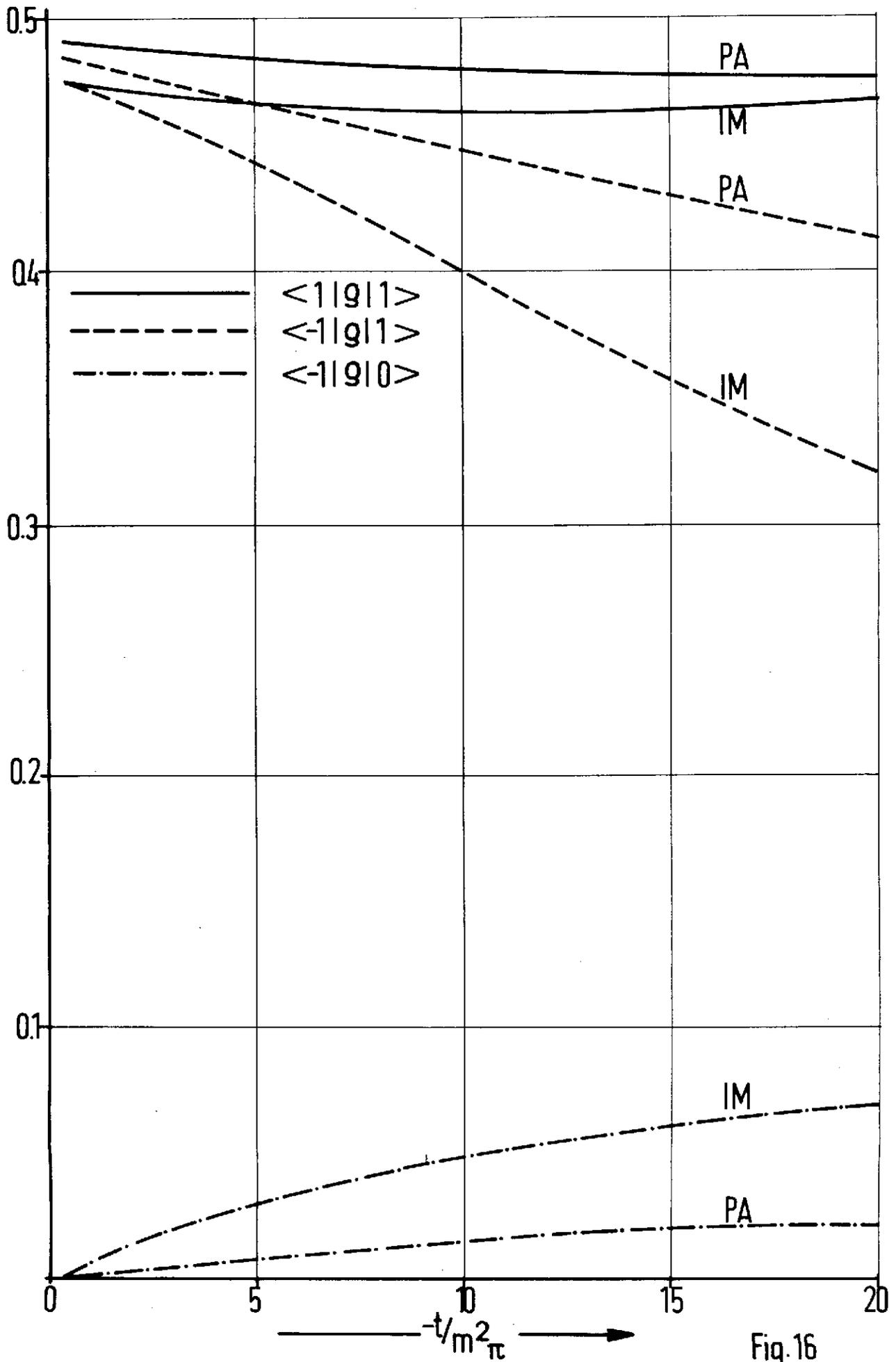


Fig. 16

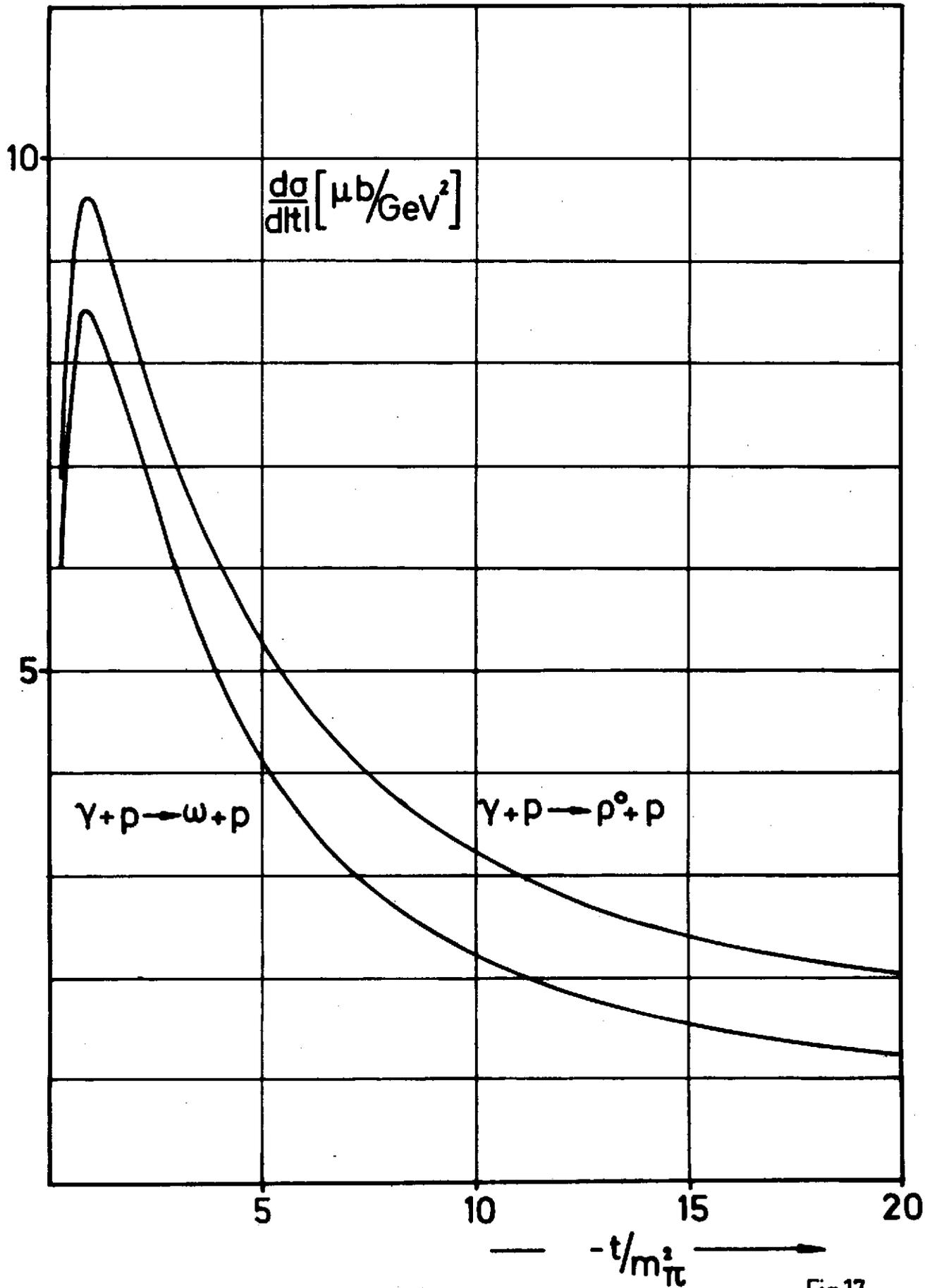


Fig.17

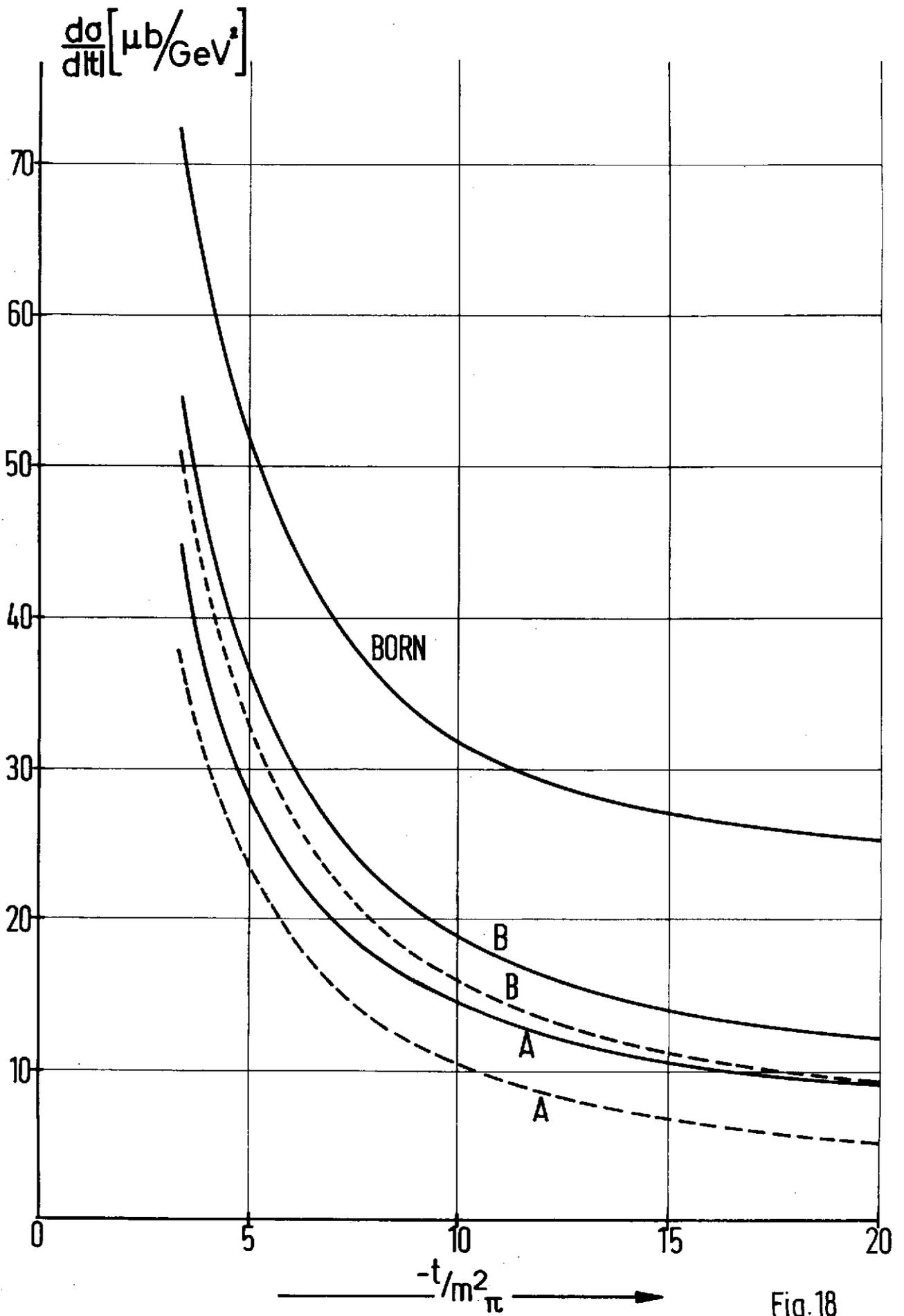


Fig.18

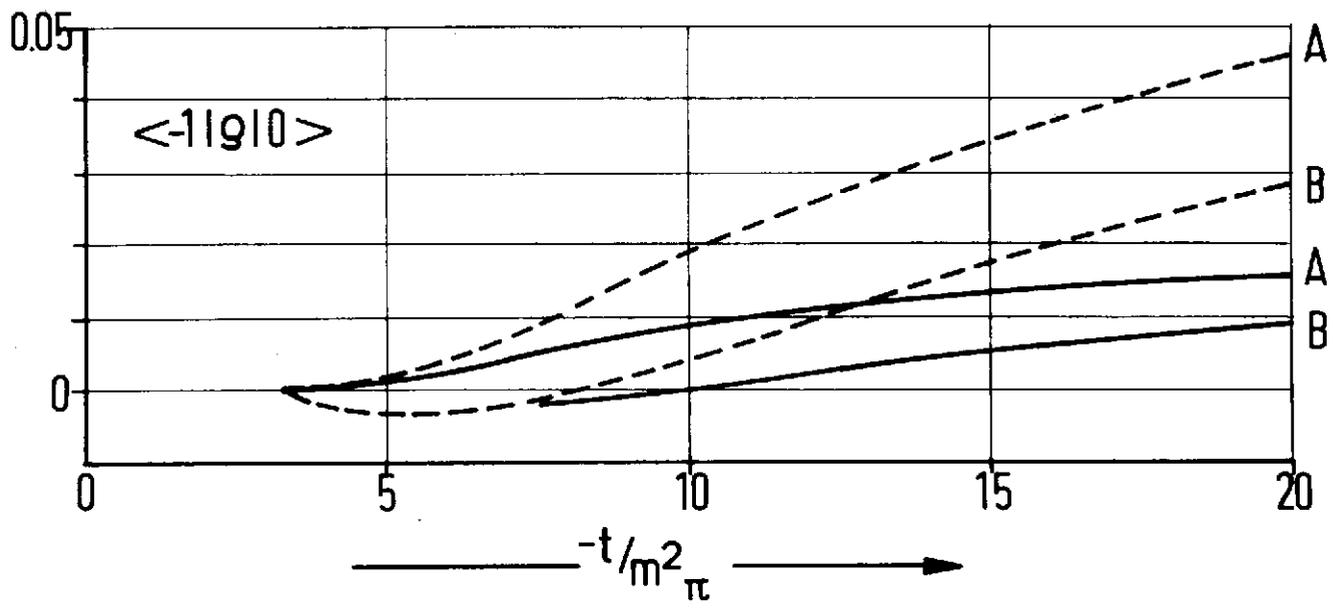
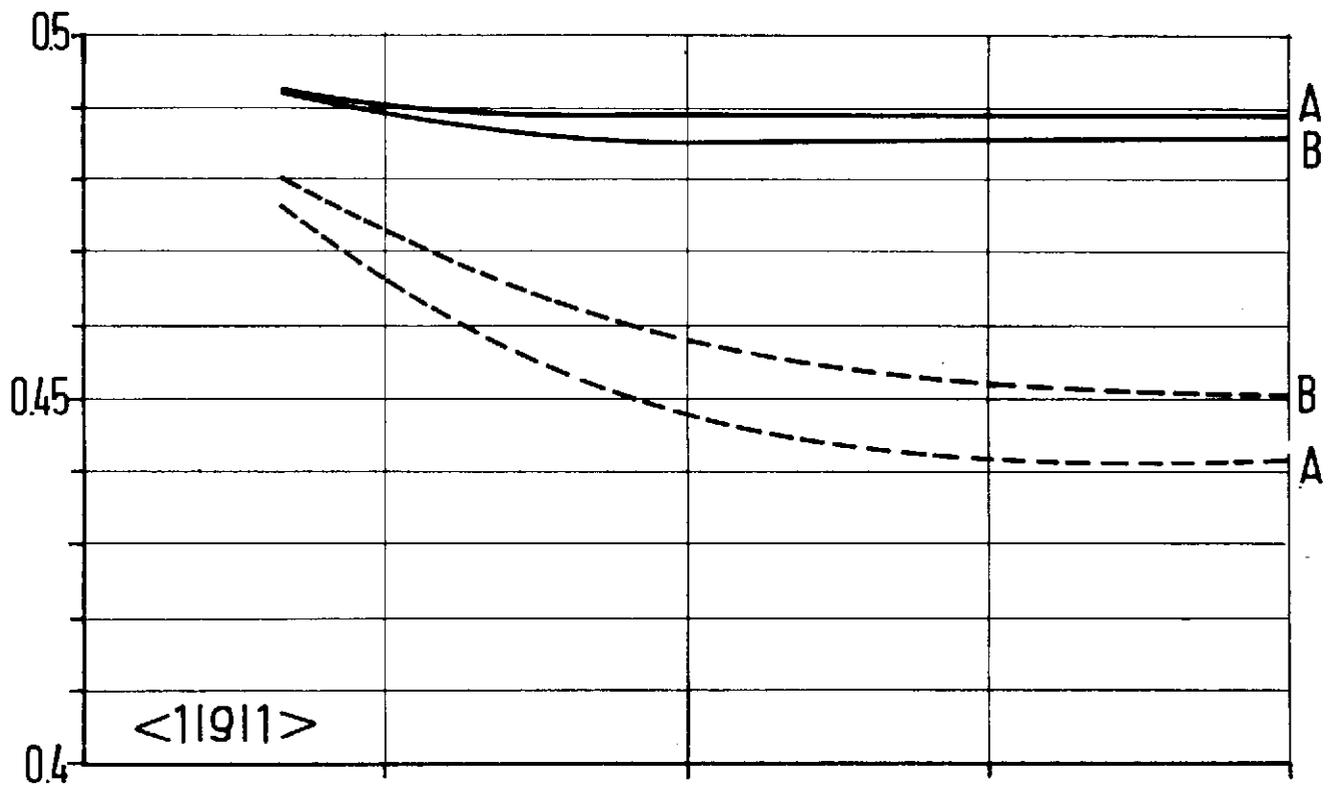


Fig. 19

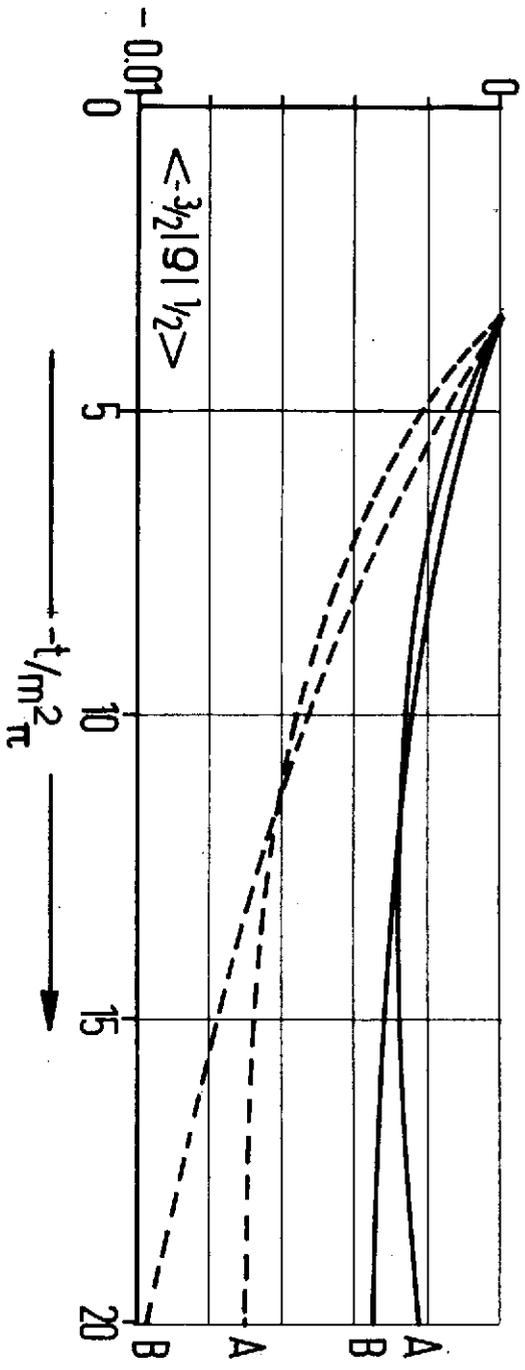
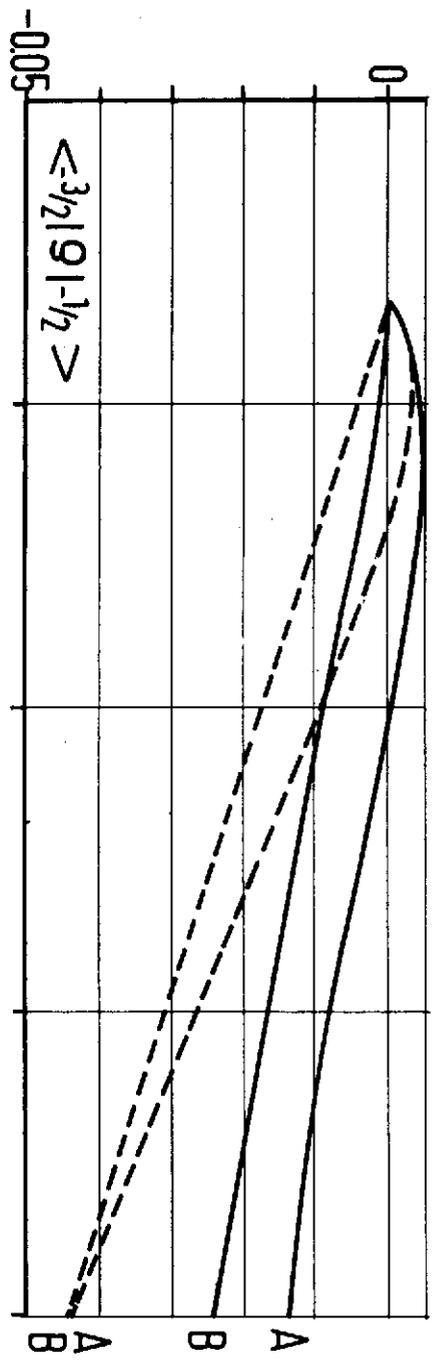
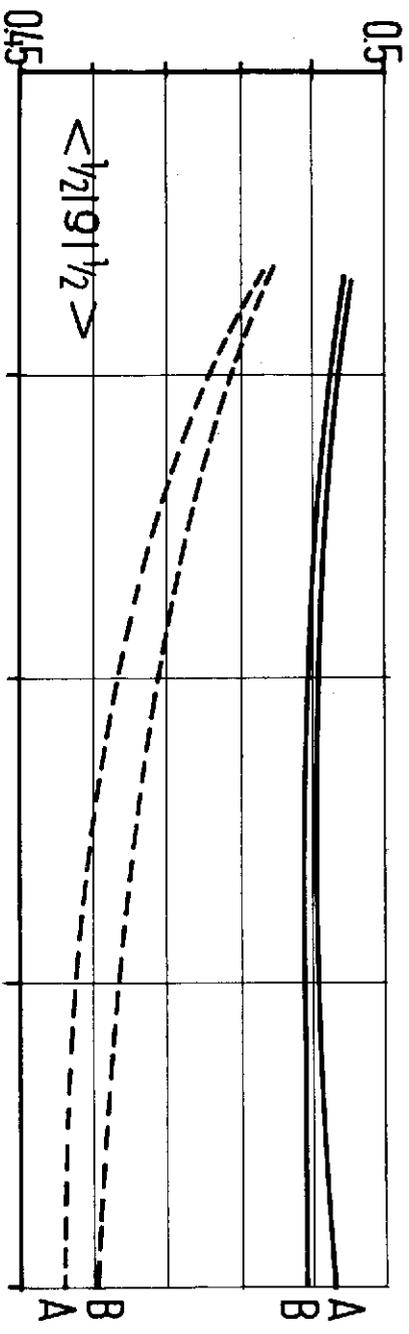


Fig 20