Zerfall eines Charginos als Produkt einer Elektron-Photon-Streuung

Diplomarbeit
von
Oliver Graf

Institut für Theoretische Physik
der
Julius-Maximilians-Universität Würzburg

Oktober 1996

Inhaltsverzeichnis

Einleitung

Bei den heute zugänglichen Energien wird die Physik der Elementarteilchen und ihre Wechselwirkungen durch das Standardmodell beschrieben. In diesem Jahr wurde das bisher noch undetektierte Teilchen dieser Theorie, das Top-Quark, beobachtet. Damit sind alle Teilchen des Standardmodells experimentell nachgewiesen worden außer den „mysteriösen" Higgs-Teilchen, die für die Masse der intermediären Vektorbosonen verantwortlich sein sollen.
Dieses Standardmodell hat jedoch nach Meinung der Physiker einen Schönheitsfehler: es gibt zu viele freie Parameter. Der Grund hierfür liegt in der Tatsache, daß es sich nicht um eine echte Vereinigung der drei bekannten Grundkräfte, der starken, der schwachen und der elektromagnetischen Wechselwirkung, handelt, sondern um ein direktes Produkt dieser einzelnen Theorien mit eingebauter Symmetriebrechung.
Eine echte Vereinigung kann nur in einer Symmetriegruppe erfolgen, die die Symmetriegruppen der Grundkräfte enthält. Dazu gibt es verschiedene Ansätze.
Das einfachste Modell einer großen Vereinigung ist das SU(5)-Modell. Es reduziert die Anzahl der unabhängigen Parameter. Das Problem dabei besteht jedoch darin, daß in ihm das Proton nicht stabil ist und die theoretisch vorhergesagte Lebensdauer kleiner ist als die uns experimentell bekannte Untergrenze für sie. Doch diesen Mangel kann man reparieren, indem man zusätzlich zur SU(5)-Symmetrie noch eine Supersymmetrie, eine Symmetrie zwischen Materie- und Wechselwirkungsteilchen, fordert. Eine derart formulierte Theorie liefert einen theoretisch vorhergesagten Wert, der über der oben erwähnten Untergrenze liegt. Erfolgt die große Vereingung im Rahmen der SU(5)-Gruppe, kann sie nur eine supersymmetrische sein.
Es gibt darüberhinaus weitere Gründe für die Vermutung, daß Supersymmetrien in der Natur eine Rolle spielen. Hierzu wird insbesondere auf [4] verwiesen.

Da die Physik jedoch eine Erfahrungswissenschaft, muß sich jede Theorie dem Urteil der Natur stellen. Sie allein entscheidet, ob die Theorie die Realität beschreibt, oder ob sie eine Sackgasse ist. Deswegen muß es Ziel der Physik sein, nach jeder Formulierung einer Theorie, meßbare Größen aus ihr abzuleiten.
In der Elementarteilchenphysik ist die zentrale Meßgröße der Wirkungsquerschnitt. Mit ihm lassen sich Stoßexperimente zwischen Teilchen charakterisieren. Diese Arbeit berechnet solche Wirkungsquerschnitte, genauer den Wirkungsquerschnitt des Dreiteilchenzerfalls eines Charginos in einen leptonischen Endzustand. Produziert werden die Charginos durch Elektronen-Gamma-Stösse. Die vorliegende Abhandlung basiert auf [2], in der solche Stoßprozesse behandelt werden. Dementsprechend wird oft auf jene Arbeit verwiesen.
Im ersten Kapitel wird auf die Theorie eingegangen soweit sie hier zum Verständnis notwendig ist. Das zweite, dritte und vierte Kapitel beschreibt die Herleitung der gesuchten Wirkungsquerschnitte. Danach wird in Kapitel 5 und 6 die numerische Auswertung vorgenommen, gefolgt von Schlußbetrachtungen in den Kapiteln 7 und 8.

Kapitel 1

Grundlagen

In diesem Kapitel sollen die theoretischen Grundlagen, soweit sie für diese Arbeit relevant sind, umrissen werden. So wird auf eine Einführung in die Theorie der Supersymmetrie (SUSY) verzichtet. Es wird auf die entsprechende Literatur verwiesen ([1], [4], [10]). Zuerst wird die Brechung der Supersymmetrie behandelt. Dann werden die benötigten Lagrangedichten angegeben, sowie die Polarisation von Elektronen und Photonen besprochen.

1.1 Minimales Supersymmetrisches Standardmodell (MSSM)

Unter Supersymmetrie versteht man eine Symmetrie zwischen Bosonen und Fermionen, also zwischen den Teilchen der Materie und denen der Wechselwirkungen. Diese Symmetrie führt zu jedem Teilchen ein oder mehrere supersymmetrische Partnerteilchen ein, die sich im Spin um $\frac{1}{2}$ unterscheiden. Da die bisher bekannten Teilchen sich nicht in solche Superfamilien einordnen lassen, müssen die Superteilchen neu eingeführt werden. Dabei muß die Anzahl der bosonischen und der fermionischen Freiheitsgrade übereinstimmen.

Der einfachste Fall einer Supersymmetrie ist derjenige, der zu jedem bosonischen Freiheitsgrad einen fermionischen oder umgekehrt einführt. Eine solche minimale SUSY-Theorie ist das minimale supersymmetrische Standardmodell (MSSM), das dieser Arbeit zugrunde liegt.

1.2 Symmetriebrechung und Massen der Superteilchen

Da bis heute keine supersymmetrischen Teilchen beobachtet werden konnten, müssen sie sehr hohen Massen besitzen. Damit muß die Supersymmetrie gebrochen sein. In Tabelle 1.1 sind die Teilchen des Standardmodells und die Wechselwirkungs- und Masseneigenzustände der zugehörigen SUSY-Teilchen dargestellt.

Standardmodell Teilchen	minimales SUSY-Standardmodell Wechselwirkungseigenzustand		Masseneigenzustand	
$l = e,\, \mu,\, \tau$ $\nu = \nu_e,\, \nu_\mu,\, \nu_\tau$ $q = u,\, d,\, s,\, c,\, b,\, t$	$\tilde{l}_R,\, \tilde{l}_L$ $\tilde{\nu}$ $\tilde{q}_L,\, \tilde{q}_R$	Slepton Sneutrino Squark	$\tilde{l}_1,\, \tilde{l}_2$ $\tilde{\nu}$ $\tilde{q}_1,\, \tilde{q}_2$	Slepton Sneutrino Squark
$W^\pm$ $H^\pm$	$\tilde{W}^\pm$ $\tilde{H}^\pm$	Wino Higgsino	$\tilde{\chi}_j^\pm$	Chargino
γ Z H_1^o H_2^o	$\tilde{\gamma}$ $\tilde{Z}$ $\tilde{H}_1^o$ $\tilde{H}_2^o$	*Photino* *Zino* *Higgsino* *Higgsino*	$\tilde{\chi}_i^o$	Neutralino
g	$\tilde{g}$	Gluino	$\tilde{g}$	Gluino

Tabelle 1.1: Teilcheninhalt des MSSM

In dieser Arbeit werden nur Fermionen der ersten Generation betrachtet. Da deren Massen klein sind im Vergleich zu den Massen der zugehörigen Sfermionen, ist die Sfermionenmischung klein. Sie wird im folgenden vernachlässigt. Zur Parametrisierung der Mischungsmatrizen von Charginos und Neutralinos werden gewöhnlich folgende Parameter verwendet

- SU(2)-Eichfermion-Massenterm M
- Higgsino-Massenterm μ
- Verhältnis der Higgsino-Vakuumerwartungswerte

$$\frac{v_2}{v_1} = \tan\beta$$

- Verhältnis des U(1)- zum SU(2)-Eichfermion-Massenterm

$$\frac{M'}{M} = \alpha_s$$

1.2.1 Charginomischung

Man addiert zur supersymmetrischen Lagrangedichte einen Massenterm für die Charginos

$$\mathcal{L}_M^{\pm} = -\frac{1}{2}(\psi^+\,\psi^-)\begin{pmatrix} 0 & X^T \\ X & 0 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} \psi^+ \\ \psi^- \end{pmatrix} + h.c. \tag{1.1}$$

Dabei ist X die Massenmatrix

$$X = \begin{pmatrix} M & m_W\sqrt{2}\sin\beta \\ m_W\sqrt{2}\cos\beta & \mu \end{pmatrix} \tag{1.2}$$

und die Zweierspinoren $\psi^{\pm}$ sind

$$\psi_j^+ = (-i\lambda^+, \psi_{H_2}^1), \quad \psi_j^- = (-i\lambda^-, \psi_{H_1}^2),\ j = 1,2 \tag{1.3}$$

Die Winos werden durch $\lambda^{\pm}$ beschrieben und die geladenen Higgsinos durch $\psi_{H_2}^1$ und $\psi_{H_1}^2$. m_W ist die Masse der W-Bosonen.
X kann diagonalisiert werden

$$U_{im}^*\, V_{jn}\, X_{mn} = M_i\delta_{ij} \tag{1.4}$$

Die Masseneigenzustände sind dann

$$\chi_i^+ = V_{ij}\psi_j^+, \quad \chi_i^- = U_{ij}\psi_j^-, \; i = 1,2 \tag{1.5}$$

mit den Masseneigenwerten der Charginos

$$M_{1,2} = \frac{1}{2}\left(\sqrt{(M-\mu)^2 + 2\,m_W^2(1+sin2\beta)} \mp \sqrt{(M+\mu)^2 + 2\,m_W^2(1-\sin 2\beta)}\right) \tag{1.6}$$

Man wählt U und V reell, wodurch die Masseneigenwerte M negativ werden können. Ein Vorzeichenfaktor $\eta_\pm$ wird deshalb eingeführt

$$\begin{aligned} M_i &= m_{\tilde{\chi}_i^\pm}\,\eta_\pm && (1.7)\\ \eta_\pm &= \begin{cases} -1 & \text{für } M_i < 0 \\ +1 & \text{für } M_i > 0 \end{cases} && (1.8) \end{aligned}$$

Die Charginomassen werden so alle positiv. Bei der hier verwendeten Indizierung ist M_2 der größere Eigenwert.
Die Elemente der Matrizen U und V sind

$$\begin{aligned} U_{12} &= U_{21} = \frac{\theta_1}{\sqrt{2}}\sqrt{1 + \frac{M^2-\mu^2-2\,m_W^2\cos 2\beta}{W}} && (1.9)\\ U_{22} &= -U_{11} = \frac{\theta_2}{\sqrt{2}}\sqrt{1 - \frac{M^2-\mu^2-2\,m_W^2\cos 2\beta}{W}} && (1.10)\\ V_{21} &= -V_{12} = \frac{\theta_3}{\sqrt{2}}\sqrt{1 + \frac{M^2-\mu^2+2\,m_W^2\cos 2\beta}{W}} && (1.11)\\ V_{22} &= V_{11} = \frac{\theta_4}{\sqrt{2}}\sqrt{1 - \frac{M^2-\mu^2+2\,m_W^2\cos 2\beta}{W}} && (1.12)\\ & && (1.13) \end{aligned}$$

Dabei ist

$$W = \sqrt{(M^2+\mu^2+2m_W^2)^2 - 4(M\mu - m_W^2\sin 2\beta)^2} \tag{1.14}$$

Die Vorzeichenfaktoren θ_i sind in Tabelle 1.2 dargestellt.

	$\tan\beta > 1$	$\tan\beta < 1$
θ_1	1	ϵ_B
θ_2	ϵ_B	1
θ_3	ϵ_A	1
θ_4	1	ϵ_A

Tabelle 1.2: Vorzeichenfaktoren θ_i, i=1,...,4

Es ist $\epsilon_A = \mathrm{sign}(M\sin\beta + \mu\cos\beta)$ und $\epsilon_B = \mathrm{sign}(M\cos\beta + \mu\sin\beta)$.

1.2.2 Neutralinomischung

Die Massen der Neutralinos sind in folgendem Lagrangedichteterm enthalten

$$\mathcal{L}_M^o = -\frac{1}{2} m_Z \,\psi_i^o \,Y_{ij}\, \psi_j^o + h.c. \tag{1.15}$$

m_Z ist die Masse des Z-Bosons. Die Zweierspinoren ψ_j^o sind

$$\psi_j^o = (-i\lambda_\gamma, -i\lambda_Z, \psi_H^a, \psi_H^b),\; j = 1, ..., 4 \tag{1.16}$$

λ_γ istder Zweierspinoren der Photinos, λ_Z der der Zinos und $\psi_{H_1}^1$ und $\psi_{H_2}^2$ eine Mischung der beiden neutralen Higgsinos

$$\psi_H^a = \psi_{H_1}^1 \,\cos\beta - \psi_{H_2}^2 \,\sin\beta \tag{1.17}$$

$$\psi_H^b = \psi_{H_1}^1 \,\sin\beta + \psi_{H_2}^2 \,\cos\beta \tag{1.18}$$

In dieser Basis lautet die Mischungsmatrix Y

$$Y = \begin{pmatrix} \lambda(\sin^2\theta_W + \alpha_S\cos^2\theta_W) & (1-\alpha_S)\lambda\sin\theta_W\cos\theta_W & 0 & 0 \\ (1-\alpha_S)\lambda\sin\theta_W\cos\theta_W & \lambda(\cos^2\theta_W + \alpha_S\sin^2\theta_W) & 1 & 0 \\ 0 & 1 & \nu\sin 2\beta & -\nu\cos 2\beta \\ 0 & 0 & -\nu\cos 2\beta & -\nu\sin 2\beta \end{pmatrix} \tag{1.19}$$

Es ist θ_W der Weinbergwinkel und λ und ν sind

$$\lambda = \frac{M}{m_Z}, \qquad \nu = \frac{\mu}{m_Z} \tag{1.20}$$

Analog zur Charginomischung kann Y durch eine unitäre 4×4-Matrix N diagonalisiert werden. N läßt sich reell wählen, weshalb jedoch wieder ein Vorzeichenfaktor η_0 eingeführt werden muß, damit die Neutralinomassen m_i positiv bleiben. Für die Diagonalisierung gilt

$$N_{im} N_{kn} Y_{mn} = \xi_i \delta_{ik} \tag{1.21}$$

Die Eigenwerte ξ_i sind auf die Z-Boson-Masse normiert, d.h.

$$\xi_i = \frac{M_i}{m_Z}, \qquad M_i = \eta_i^o \, m_i \tag{1.22}$$

Für die Masseeigenzustände der Neutralinos gilt

$$\chi_i^o = N_{ij} \, \psi_j^o \tag{1.23}$$

Aus den Zweierspinoren werden die vierkomponentigen Majoranaspinoren der Neutralinos aufgebaut. In der Weyl-Darstellung ist dies gleich

$$\tilde{\chi}_i^o = \begin{pmatrix} \chi_i^o \\ \bar{\chi}_i^o \end{pmatrix} \tag{1.24}$$

Die vier Neutralinoeigenzustände lauten dann

$$\tilde{\chi_i}^o = \frac{1}{N_i} \begin{pmatrix} (1-\alpha_S)\lambda \sin\theta_W \cos\theta_W (\xi_i^2 - \nu^2) \\ \left[\xi_i - \lambda(\sin^2\theta_W + \alpha_S \cos^2\theta_W)\right](\xi_i^2 - \nu^2) \\ \left[\xi_i - \lambda(\sin^2\theta_W + \alpha_S \cos^2\theta_W)\right](\xi_i + \nu \sin 2\beta) \\ -\left[\xi_i - \lambda(\sin^2\theta_W + \alpha_S \cos^2\theta_W)\right]\nu \cos 2\beta \end{pmatrix} \tag{1.25}$$

mit dem Normierungsfaktor

$$\begin{aligned} N_i \;=\; & \Big\{(\xi_i^2 - \nu^2)^2 \left[\sin^2\theta_W (\xi_i - \lambda)^2 + \cos^2\theta_W (\xi_i - \alpha_S\lambda)^2 + (\xi_i - \lambda)^2 (\xi_i - \alpha_S\lambda)^2\right] \\ & + \left[\xi_i - \lambda(\sin^2\theta_W + \alpha_S\cos^2\theta_W)\right](\nu\cos 2\beta)^2\Big\}^{\frac{1}{2}} \end{aligned} \tag{1.26}$$

1.2.3 Massen der Sfermionen

Im Rahmen von GUTs lassen sich die Sfermionenmassen miteinander und mit der Gluinomasse durch die Polchinskigleichung verknüpfen [2].

$$m^2_{\tilde{f}_{L/R}} = m_f^2 + m_o^2 + C(\tilde{f})\, M^2 \pm m_Z^2 \cos 2\beta \,(T_{3f} - e_f \sin^2\theta_W) \qquad (1.27)$$

Damit läßt sich die Masse $m_{\tilde{f}_{L/R}}$ des links- bzw. rechtshändigen Sfermions $\tilde{f}$ berechnen. m_f ist die Masse des dazugehörigen Fermions, m_o ein Parameter, T_{3f} die dritte Komponente des schwachen Isospins des Fermions f und e_f dessen Ladung. Der dimensionslose Parameter $C(\tilde{f})$ lautet für links- bzw. rechtshändige Sleptonen

$$C(\tilde{l}_R) \approx 0,23\,,\; C(\tilde{l}_L) \approx 0,79 \qquad (1.28)$$

Die Sneutrinomasse berechnet sich damit aus der Gleichung

$$m^2_{\tilde{\nu}_e} = m_o^2 + 0,79\, M^2 + \frac{1}{2} m_Z^2\, \cos 2\beta \qquad (1.29)$$

Die Sfermionenmassen in dieser Arbeit wurden entsprechend der Polchinskigleichung gewählt.

1.3 Lagrangedichten

Hier werden die in dieser Arbeit benötigten Lagrangedichten angegeben. Die Spinoren der Teilchen werden folgendermaßen bezeichnet:

$$\begin{aligned} \text{Elektron} &\rightarrow e(x) && (1.30)\\ \text{Neutrino} &\rightarrow \nu(x) && (1.31)\\ \text{Chargino} &\rightarrow \tilde{\chi}_j(x) && (1.32)\\ \text{Neutralino} &\rightarrow \tilde{\chi}_i^o(x) && (1.33)\\ \text{linkshändiges Selektron} &\rightarrow \tilde{e}_L(x) && (1.34)\\ \text{Sneutrino} &\rightarrow \tilde{\nu}_e(x) && (1.35) \end{aligned}$$

Mit diesen Bezeichungen lauten die Lagrangedichten dann:

$$\mathcal{L}_{W\tilde{\chi}\tilde{\chi}^o} = W_\mu(x)\bar{\tilde{\chi}}_i^o \gamma^\mu \Omega_{ij} \tilde{\chi}_j(x) + \bar{W}_\mu(x) \bar{\tilde{\chi}}_j(x) \gamma^\mu \Omega^*_{ij} \tilde{\chi}_i^o(x) \qquad (1.36)$$

$$\mathcal{L}_{W\nu_e e} = \frac{g}{\sqrt{2}}\left[\bar{e}(x)\,\gamma^\mu\,P_L\nu_e(x)\,W_\mu + \bar{\nu}_e(x)\,\gamma^\mu\,P_L\,e(x)\,\bar{W}_\mu\right] \quad (1.37)$$

$$\mathcal{L}_{\nu_e\tilde{e}_L\tilde{\chi}} = -g\left[\bar{U}(x)\,P_L\,\nu_e(x)\,\tilde{e}_L^+(x) + \bar{\nu}_e\,P_R\,U(x)\,\tilde{e}_L(x)\right] \quad (1.38)$$

$$\mathcal{L}_{e\tilde{e}_L\tilde{\chi}^o} = -g\left[\bar{e}(x)\,P_R\,\tilde{\chi}_i^o(x)\tilde{e}_L f_{ei}^L + \tilde{e}_L^+(x)\,\bar{\tilde{\chi}}_i^o\,P_L\,e(x)\,f_{ei}^{L\,*}\right] \quad (1.39)$$

$$\mathcal{L}_{e\tilde{\nu}_e\tilde{\chi}} = -g\left[\bar{V}(x)\,P_L\,e(x)\,\tilde{\nu}_e^+(x) + \bar{e}(x)\,P_R\,V(x)\tilde{\nu}_e(x)\right] \quad (1.40)$$

$$\mathcal{L}_{\nu_e\tilde{\nu}_e\tilde{\chi}^o} = g\left[\bar{\nu}_e(x)\,P_R\,\tilde{\chi}_i^o\,\tilde{\nu}_e(x)\,f_{\nu i}^L + \tilde{\nu}_e^+\,\bar{\tilde{\chi}}_i^o(x)\,P_L\,\nu_e(x)\,f_{\nu i}^{L\,*}\right] \quad (1.41)$$

Dabei wurden folgende Abkürzungen verwendet

$$P_{L/R} = \frac{1}{2}\,(1 \mp \gamma_5) \quad (1.42)$$

$$\Omega_{ij} = O_{ij}^L\,P_L + O_{ij}^R\,P_R \quad (1.43)$$

$$U(x) = \sum_{j=1}^{2} U_{j1}\tilde{\chi}_j \quad (1.44)$$

$$V(x) = \sum_{j=1}^{2} V_{j1}\tilde{\chi}_j^C \quad (1.45)$$

e ist die elektromagnetische Kopplungskonstante, g die schwache. Beide sind durch den Weinbergwinkel ϑ_w miteinander verknüpft laut $e = \frac{g}{sin\vartheta_w}$. Die V_{ij}, U_{ij} und N_{ij} sind Elemente der Chargino- und Neutralinomischungsmatrix. Die Kopplungen lauten:

$$f_{ij}^L = -\sqrt{2}\left[\frac{1}{\cos\theta_W}\left(T_{3i} - e_i\sin^2\theta_W\right)N_{j2} + e\,e_i N_{j1}\right] \quad (1.46)$$

$$\begin{aligned} O_{ij}^L &= -\frac{g}{\sqrt{2}}\,(\cos\beta\,N_{i4} - \sin\beta\,N_{i3})\;V_{j2}^* \\ &\quad +g\,(\sin\theta_W\,N_{i1} + \cos\theta_W\,N_{i2})\;V_{j1}^* \qquad (1.47) \\ O_{ij}^R &= \frac{g}{\sqrt{2}}\,(\sin\beta\,N_{i4}^* + \cos\beta\,N_{i3}^*)\;U_{j2} \\ &\quad +g\,(\sin\theta_W\,N_{i1}^* + \cos\theta_W\,N_{i2}^*)\;U_{j1} \qquad (1.48) \end{aligned}$$

1.4 Polarisierte Elektronenstrahlen

Ein polarisiertes Elektron wird durch seinen Impuls p_μ und seinen Spin S_μ beschrieben. Der entsprechende Spinor $u(p, s)$ ist dadurch vollständig festgelegt. Nur im Ruhesystem des Elektrons hat der Spin eine direkte physikalische

Bedeutung. Dort ist er nur raumartig, d.h.

$$S_\mu = \begin{pmatrix} 0 \\ \underline{s} \end{pmatrix} \tag{1.49}$$

Dabei zeigt $\underline{s}$ in die Richtung des Spins und es ist $\underline{s}^2 = 1$. Damit gilt

$$S^2 = -1 \text{ und } pS = 0 \tag{1.50}$$

Um teilweise polarisierte oder unpolarisierte Elektronenstrahlen zu beschreiben, benötigt man die Dichtematrix ρ

$$\rho = \sum_n p_n \, |n><n| \tag{1.51}$$

p_n ist die Wahrscheinlichkeit, daß sich ein Elektron im Zustand $|n>$ befindet. Die Dichtematrix besitzt die Eigenschaften

$$Sp\,\rho = \sum_n p_n = 1 \text{ und } Sp\,\rho^2 < 1 \tag{1.52}$$

Bei einem reinen Zustand wird ρ zum Projektionsoperator des jeweiligen Zustandes

$$\rho^2 = \rho \tag{1.53}$$

Der Projektionsoperator polarisierter Teilchen lautet allgemein

$$\rho = \frac{\not{p} + m_e}{2m_e} \, \frac{1 + \gamma_5 \not{S}}{2} \tag{1.54}$$

wobei gilt

$$-1 \leq S^2 \leq 0 \tag{1.55}$$

$S^2 = -1$ entspricht vollständig polarisierten Teilchen, $S^2 = 0$ unpolarisierten Teilchen. Bezüglich eines Vierbeins des pseudoeuklidischen Raumes vom Index 1 läßt sich S entwickeln als

$$S_\mu = \sum_{i=1}^{3} P_i \, e_i^\mu \tag{1.56}$$

Der Betrag $|\underline{P}|$ von $\underline{P}$ heißt Polarisationsgrad. Bei entsprechender Wahl des Vierbeins beschreiben die Komponenten P_1 und P_2 die transversale Polarisation bzgl. des Impulses $\underline{\mathrm{p}}$, P_3 die longitudinale. Im hochenergetischen

Grenzfall ($p^o >> m_e$) läßt sich der Dichteoperator nähern durch

$$\rho = \frac{1}{4m_e}\left[(1+\gamma_5\,\lambda_e)\ \not p - \gamma_5\ \not p\ \not S_\perp\right] \tag{1.57}$$

$$\text{mit}\quad S_\mu = \lambda_e \frac{p_\mu}{m_e} + S_\mu^\perp \ \text{und}\ S_\mu^\perp = \sum_{i=1}^{2} P_i\, e_\mu^i, \quad \lambda_e = P_3 \tag{1.58}$$

Der Dichteoperator wird zur Berechnung der Amplitudenquadrate benötigt. Für unpolarisierte Teilchen gilt hierbei im hochenergetischen Grenzfall

$$\sum_s u(p,s)\,\bar u(p,s) = 4m_e\rho = \not p \tag{1.59}$$

Für polarisierte Teilchen entfällt die Summation. Man ersetzt dann das Produkt der Spinoren $u(p,s)\,\bar u(p,s)$ durch $2m_e\rho$.

1.5 Polarisierte Photonenstrahlen

Ein Photon wird beschrieben durch seinen Impuls k_μ und seinen Polarisationsvektor ϵ_μ. Beide erfüllen die Transversalitätsbedingung

$$k_\mu\,\epsilon^\mu \ = \ 0 \tag{1.60}$$

Bei reellen Photonen mit $k^2 = 0$ normiert man ϵ_μ auf -1

$$\epsilon_\mu\,\epsilon^\mu = -1 \tag{1.61}$$

In Abb. 1.1 ist der Erzeugungsprozeß dargestellt. Die Bezeichnungen der einzelnen Impulse lauten:

$$p_\mu^{in} \ \rightarrow \ \text{Impuls des einlaufenden Elektrons} \tag{1.62}$$
$$k_\mu^{in} \ \rightarrow \ \text{Impuls des einlaufenden Photons} \tag{1.63}$$
$$p_\mu \ \rightarrow \ \text{Impuls der entstehenden Charginos} \tag{1.64}$$
$$\tilde{k}_\mu \ \rightarrow \ \text{Impuls des entstehenden Sneutrinos} \tag{1.65}$$
$$\tag{1.66}$$

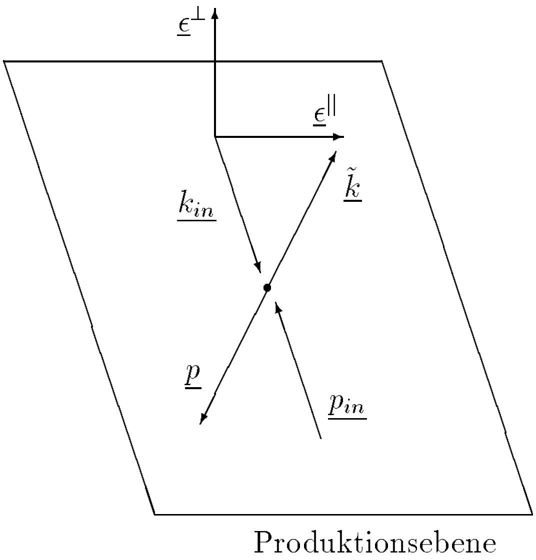

Abb 1.1: Die Impulse des Erzeugungsprozesses und die Lage der Polarisationsvektoren

Für senkrecht zur Produktionsebene polarisierte Photonen lautet der Polarisationsvektor [2]

$$\epsilon_\alpha^\perp = -\frac{1}{N_1}\epsilon^\alpha_{\beta\mu\nu} p^\beta_{in} p^\mu k^\nu_{in} \tag{1.67}$$

Dabei ist $N_1 = \sqrt{2(pp_{in})(pk_{in})(p_{in}k_{in}) - m_j^2(p_{in}k_{in})}$.
Der Polarisationsvektor für in der Produktionsebene polarisierte Photonen lautet [2]

$$\epsilon_\mu^{||} = \frac{1}{N_1}\left[-(pp_{in})k_\mu^{in} - (pk_{in})p_\mu^{in} + (p_{in}k_{in})p_\mu\right] \tag{1.68}$$

Es gelten folgende Beziehungen

$$k_{in}\epsilon^\perp = \epsilon^\perp\epsilon^{||} = k_{in}\epsilon^{||} = 0 \tag{1.69}$$

$$\epsilon_\perp^2 = \epsilon_{||}^2 = -1 \tag{1.70}$$

Diese Polarisationsvektoren bilden zusammen mit dem Impuls k^μ ein Rechtssystem. Somit können aus ihnen die zirkularen Polarisationsvektoren gebildet werden

$$\epsilon_\pm^\mu = \mp\frac{1}{\sqrt{2}}\left(\epsilon_{||}^\mu \pm i\,\epsilon_\perp^\mu\right) \tag{1.71}$$

1.6 Die Bouchiat-Michel-Formel

Diese ist eine Verallgemeinerung von (1.59). Anstatt das Produkt zweier Spinoren mit gleichem Spinindex s wird jetzt das Produkt zweier Spinoren mit verschiedenen Spinindices s und $\bar{s}$ betrachtet. Dazu werden drei 4-Vektoren s^a_μ, $a = 1, 2, 3$ so eingeführt, daß sie mit dem 4-Vektor $\frac{p}{m}$ ein Rechtssystem bilden.[6] p soll der 4-Impuls des betrachteten Teilchens sein. Damit gelten die folgenden Beziehungen

$$\begin{aligned} s^a\, p &= 0 & (1.72)\\ s^a\, s^b &= -\delta^{ab} & (1.73)\\ s^a_\mu\, s^a_\nu &= -g_{\mu\nu} + \frac{p_\mu\, p_\nu}{m^2} & (1.74) \end{aligned}$$

Es wird hierbei über alle doppelten Indices summiert. Für Helizitätseigenzustände gilt dann

$$\begin{aligned} \gamma_5\ \not{s}^a\, u(p, s) &= \sigma^a_{\bar{s}s}\, u(p, \bar{s}) & (1.75)\\ \gamma_5\ \not{s}^a\, v(p, s) &= \sigma^a_{s\bar{s}}\, u(p, \bar{s}) & (1.76) \end{aligned}$$

Die $\sigma^a_{s\bar{s}}$ sind die drei Paulimatrizen. Damit lassen sich die Bouchiat-Michel-Formeln für massive Spin-$\frac{1}{2}$- Teilchen formulieren [6]

$$\begin{aligned} u(p, \bar{s})\bar{u}(p, s) &= \frac{1}{2}[\delta_{s\bar{s}} + \gamma_5\ \not{s}^a \sigma^a_{s\bar{s}}](\not{p} + m) & (1.77)\\ v(p, \bar{s})\bar{v}(p, s) &= \frac{1}{2}[\delta_{\bar{s}s} + \gamma_5\ \not{s}^a \sigma^a_{\bar{s}s}](\not{p} - m) & (1.78) \end{aligned}$$

Zu bemerken ist, daß bei masselose Teilchen für $s = \bar{s}$ die Bouchiat- Michel-Formeln in die (1.59) übergehen.

1.7 Berechnung von Amplitudenquadraten bei instabilen Teilchen

Die Zerfallsamplitude eines instabilen Teilchens besteht aus der Produktionsamplitude in der das Teilchen entsteht und dem Zerfall. Berechnet man die Amplitudenquadrate von Produktion und Zerfall getrennt, muß man beim Berechnen der Gesamtamplitude aus den beiden Teilen Spinkorrelationen zwischen Produktion und Zerfall des zerfallenden Teilchens beachten.

Seien die Dichtematrixelemente von Produktion und Zerfall definiert durch [6]

$$\rho_{s\bar{s}}^{Prod} = \sum P_s \, P_{\bar{s}}^* \tag{1.79}$$

$$\rho_{s\bar{s}}^{Zer} = \sum Z_s \, Z_{\bar{s}}^* \tag{1.80}$$

Das totale Amplitudenquadrat ist dann

$$\sum |M_{gesamt}|^2 = Sp\left(\rho^{Prod} \rho^{Zer}\right) = \rho_{s\bar{s}}^{Prod} \rho_{\bar{s}s}^{Zer} \tag{1.81}$$

Da das zerfallende Teilchen bei dem hier betrachteten Prozeß ein Chargino und damit ein massives Spin-$\frac{1}{2}$-Teilchen ist, finden die Bouchiat-Michel-Formeln Verwendung. Für die Dichtematrizen kann man daher folgenden linearen Ansatz machen [6]

$$\rho_{s\bar{s}}^{Prod} = A \, \delta_{s\bar{s}} + \sigma_{s\bar{s}}^a \, s_\mu^a \, B^\mu \tag{1.82}$$

$$\rho_{s\bar{s}}^{Zer} = C \, \delta_{s\bar{s}} + \sigma_{s\bar{s}}^b \, s_\nu^b \, D^\nu \tag{1.83}$$

Mit den Eigenschaften der Paulimatrizen $Sp\sigma^a = 0$ und $Sp(\sigma^a \, \sigma^b) = 2 \, \delta^{ab}$ ergibt sich dann für das Gesamtamplitudenquadrat

$$Sp(\rho^{Prod} \, \rho^{Zer}) = 2 \left[AC + B^\mu \left(-g_{\mu\nu} + \frac{p_\mu p_\nu}{m^2} \right) D^\nu \right] \tag{1.84}$$

Nach dieser Methode wird in den folgenden Kapiteln das Gesamtamplitudenquadrat berechnet.

1.8 Charginozerfälle

In [2], [14] sind die verschiedenen Fälle des Zerfalls eines Charginos dargestellt. Es wird sich hier beschränkt auf den direkten Dreiteilchenzerfall des leichtesten Charginos in das leichteste Neutralino, ein Elektron und ein Antineutrino.

$$\tilde{\chi}_1^\pm \to \tilde{\chi}_1^o + e^- + \bar{\nu}_e \tag{1.85}$$

Ein Zerfall in schwerere Neutralinos ist in den Szenarien, für die die numerische Auswertung durchgeführt wird, nicht möglich, da diese alle schwerer als das Chargino sind.

Kapitel 2

Die Streuamplituden der Erzeugung

Wie in Kapitel 1 angedeutet und in Kapitel 4 begründet, werden die Amplituden des Erzeugungs- und Zerfallprozesses getrennt berechnet. Im nächsten Kapitel wird dann mit Hilfe der Bouchiat-Michel-Formel das Gesamtamplitudenquadrat berechnet.

2.1 Die Streumatrix

Die M-Matrix läßt sich aus der Streumatrix S_{fi} ableiten.

$$S_{fi} = \delta_{fi} + i\,(2\pi)^4\,\delta^4(p_i - p_f)\,M_{fi} \tag{2.1}$$

Die S-Matrix beschreibt einen Streuprozeß, bei dem ein Anfangszustand $|i>$ zum Zeitpunkt $t = -\infty$ vom Zeitpunkt der Streuung aus gesehen in einen Endzustand $|f>$ bei $t = +\infty$ übergeht. Die Impulse p_i und p_f der beiden Zustände sind über die Impulserhaltung, ausgedrückt durch die Deltafunktion, verbunden. Die M-Matrix enthält die eigentliche Physik des jeweils betrachteten Prozesses. Antstatt der Indexschreibweise lautet die Gleichung in Bra-Ket-Form

$$< f|S|i >=< f|i > +i\,(2\pi)^4\,\delta^4(p_i - p_f)\ < f|M|i > \tag{2.2}$$

Da bei dem hier betrachteten Prozeß $|f > \neq |i >$ ist, gilt

$$\delta_{fi} =< f|i >= 0 \tag{2.3}$$

2.2 Der Erzeugungsprozeß

Der Erzeugungsprozeß wird in niedrigster Näherung durch die beiden Feynman-Graphen in Abb. 2.1 dargestellt. Das negativ geladene Chargino ist definitionsgemäß das Antiteilchen. Die dazugehörigen Amplituden lauten:

$$M_s^1 = iegV_{j1}u(p_{in}, s_{in}) \not\epsilon(k_{in}, \lambda)S_F(p_{in} + k_{in})u(p, s)P_L \tag{2.4}$$

$$M_s^2 = ieg\bar{u}(p, s) \not\epsilon(k_{in}, \lambda)S_F(p - k_{in})P_L u(p_{in}, s_{in}) \tag{2.5}$$

Die $S_F(x)$ sind die Feynman-Propagatoren für Fermionen (s. Anhang). Die Amplituden lassen sich entweder über modifizierte Feynmanregeln [1],[2] oder mit dem Wickschen Theorem [8] herleiten. Die dafür notwendigen Lagrangedichten sind in Kapitel 1 dargestellt, die Entwicklung der Feldoperatoren, Vertauschungsrelationen und die Propagatoren im Anhang. Es werden folgende Mandelstamvariablen definiert

$$s = (p_{in} + k_{in})^2 \tag{2.6}$$

$$t = (p - k_{in})^2 \tag{2.7}$$

$$u = (p_{in} - p) \tag{2.8}$$

Die Erzeugung besitzt verläuft demnach über einen s- und einen t-Kanal. Da die Schwerpunktsenergien bei supersymmetrischen Prozessen sehr groß sind im Vergleich zur Elektronenmasse, wird diese im folgenden vernachlässigt. Damit gilt für die Mandelstamvariablen $s + t + u = m_i^2 + m_j^2$, wobei m_i die Masse des Neutralinos ist und m_j die des Charginos.

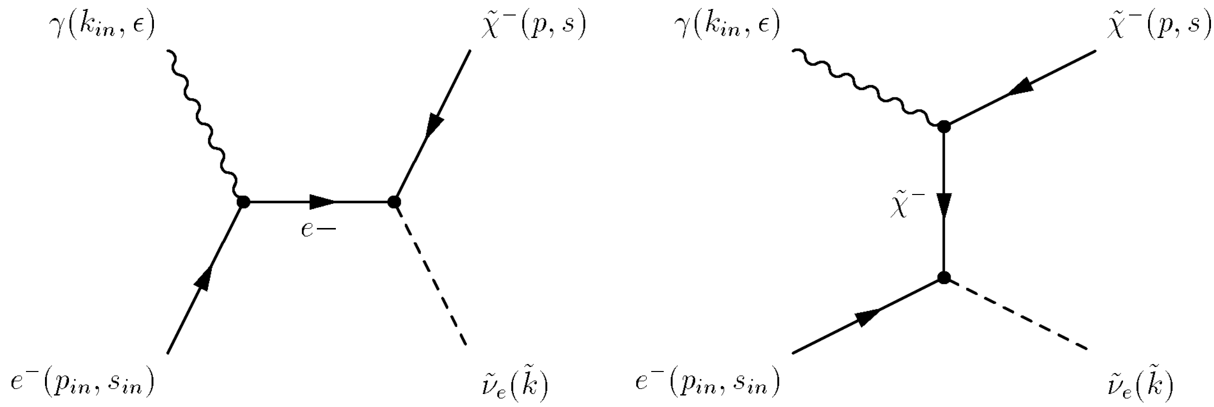

Abb. 2.1: s- und t-Kanal des Erzeugungsprozesses

Die Gesamtamplitude ist dann $P_s = M_s^1 + M_s^2$. Das Amplitudenquadrat lautet

$$P_s P_{\bar{s}} = M_{s\bar{s}}^{11+} + M_{s\bar{s}}^{22+} + M_{s\bar{s}}^{12+} + M_{s\bar{s}}^{21+} \tag{2.9}$$

Dabei geben die Zahlen im Exponenten die Kanäle an, aus denen der Amplitudenanteil berechnet wurde. So bedeutet $M_{s\bar{s}}^{11+} = M_s^1 * M_{\bar{s}}^{1+}$.
Damit folgt für die Dichtematrix der Produktion

$$\rho_{s\bar{s}}^{Prod} = \delta_{s\bar{s}} A + m_j \sigma_{s\bar{s}}^a B \tag{2.10}$$

In A und B stecken die Skalarprodukte.

2.3 Der Zerfall

In Abb. 2.2 sind die Feynman-Diagramme der drei Zerfallskanäle dargestellt. Die Mandelstamvariablen des Zerfalls lauten

$$\bar{s} = (p' + p'')^2 \tag{2.11}$$
$$\bar{t} = (p'' - p)^2 \tag{2.12}$$
$$\bar{u} = (p' - p)^2 \tag{2.13}$$

Die Amplituden lauten:

$$M_3 = -i\frac{g}{\sqrt{2}}\bar{v}(p,s)\gamma^{\mu}\Omega^{*}_{ij}v(k,\tilde{s})D^{W}_{\mu\nu}(k-p)\bar{u}(p',s')\gamma^{\nu}P_L v(p'',s'') \quad (2.14)$$

$$M_4 = ig^2 f^L_{ei}U_{j1}\bar{v}(p,s)P_L v(p'',s'')\Delta^{\tilde{e_L}}_F(p''-p)\bar{u}(p',s')P_R v(k,\tilde{s}) \quad (2.15)$$

$$M_5 = ig^2 f^L_{\bar{\nu}i}V_{j1}\bar{u}(p',s')P_R u(p,s)\Delta^{\tilde{\nu_e}}_F(p'-p)\bar{u}(k,\tilde{s})P_L v(p'',s'') \quad (2.16)$$

Die $\Delta_F(x)$ sind die Propagatoren für Selektron und Sneutrino (s. Anhang). Die Gesamtamplitude beträgt $Z_s = M^3_s + M^4_s + M^5_s$. Daraus erhält man die Zerfallsdichtematrix

$$\rho^{Zer}_{\bar{s}s} = \delta_{\bar{s}s}C + m_{-}\sigma^{b}_{\bar{s}s}D \quad (2.17)$$

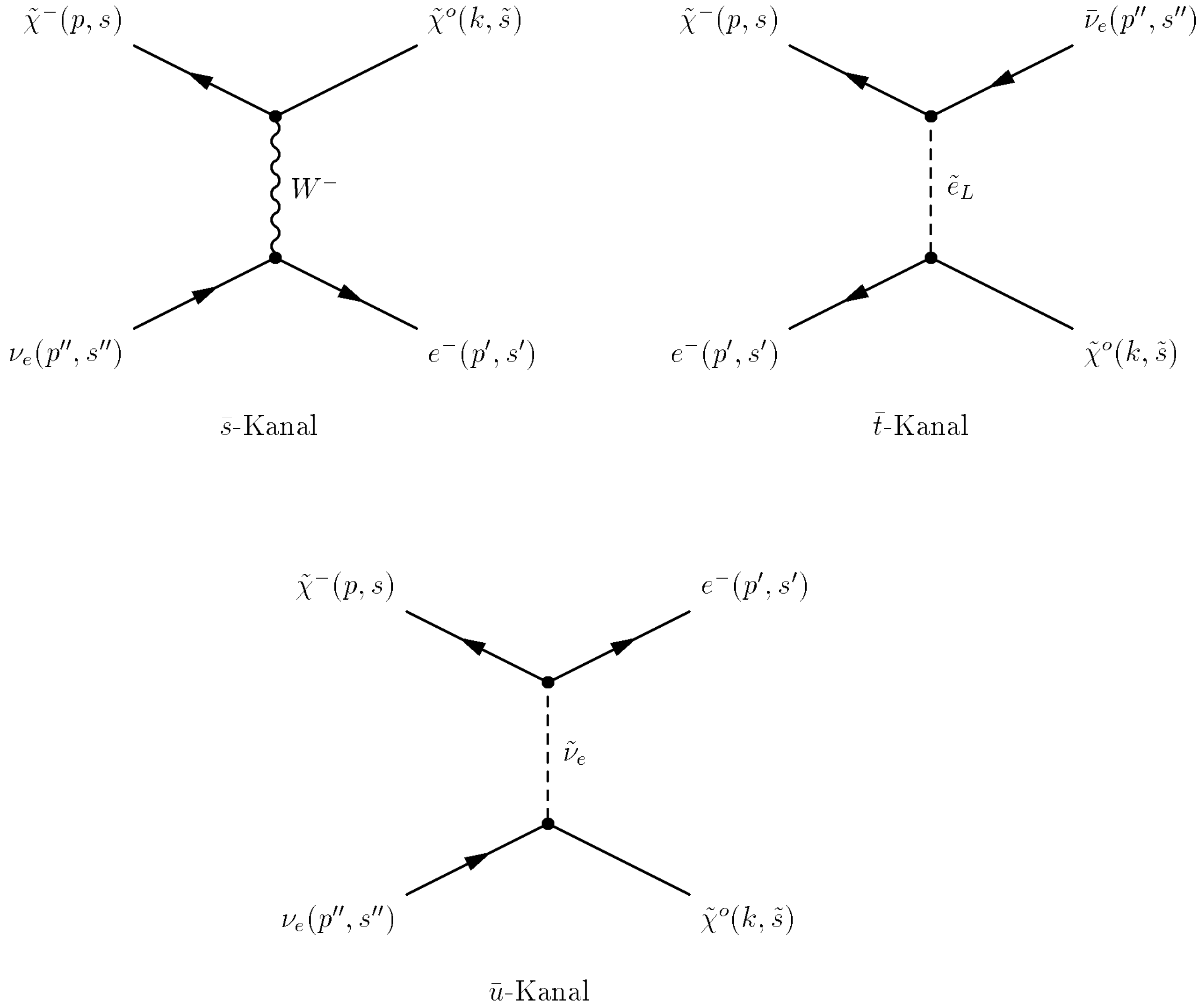

Abb. 2.2: die drei Zerfallskanäle

Kapitel 3

Das Amplitudenquadrat des Gesamtprozesses

In vorherigen Kapitel wurden die Dichtematrizen des Erzeugungs- und des Zerfallprozesses berechnet. Nun soll daraus das Amplitudenquadrat des Gesamtprozesses berechnet werden. Die theoretischen Grundlagen dafür wurden in Kapitel 1 gelegt. Im ersten Abschnitt wird die Struktur der Formel mit Hilfe von Skalarproduktfunktionen angegeben. In den folgenden Abschnitten sind dann diese Funktionen für die jeweilige Polarisation dargestellt.

3.1 Die Struktur des Amplitudenquadrates

Das Gesamtamplitudenquadrat $|M_{ges}|^2$ bildet sich gemäß (1.84). Für drei Polarisationen wurde es berechnet.
Es gelten folgende Definitionen:

$$
\begin{aligned}
D_{e^-} &= \frac{eg^2|V_{j1}|}{s} 2\sqrt{(1-\lambda_e)} && (3.1)\\
D_{\tilde{\chi}^-} &= \frac{eg|V_{j1}|}{t-m_-^2} 2\sqrt{(1-\lambda_e)} && (3.2)\\
D_{W^-} &= \frac{\sqrt{2}g}{\sqrt{(\bar{s}-m_w^2)^2+m_w^2\Gamma_w^2}} && (3.3)\\
D_{\tilde{e}_L} &= \frac{g^2|U_{j1}|\,|f_{ei}^L|}{(\bar{t}-m_{\tilde{e}_L}^2)} && (3.4)
\end{aligned}
$$

$$D_{\tilde{\nu}_e} = \frac{g^2|V_{j1}|\,|f^L_{\nu i}|}{(\bar{u} - m^2_{\tilde{\nu}_e})} \tag{3.5}$$

$$D = \frac{\bar{s} - m^2_w}{\sqrt{2}g} \tag{3.6}$$

$$D^{korr} = \frac{m_w \Gamma_w}{\sqrt{2}g} \tag{3.7}$$

$$X_1(a,b,c) = 2(ab)(cp)(pk_{in})(p_{in}k_{in}) \tag{3.8}$$

$$X_2(a,b,c) = 2(ab)(ck_{in})(p_{in}k_{in}) \tag{3.9}$$

$|M_{ges}|^2$ hat für alle Polarisationen die gleiche Struktur. Sie ist im folgenden angegeben. Die noch benötigten Skalarproduktfuntionen sind im Abschnitt über die jeweilige Polarisation dargestellt.

$$
\begin{aligned}
|M_{ges}|^2 \;=\;& D^2_{e^-}\Big\{D^2_{W^-}\Big[|O_{ij}|^L\Big[X_1(p',k,p'')+X_1(p'',k,p')-m_j^2X_2(p'',k,p')\Big]\\
&+|O^R_{ij}|^2\Big[X_1(p'',k,p')-X_1(p',k,p'')+m_j^2X_2(p',k,p'')\Big]\\
&-\frac{m_i}{m_j}O^L_{ij}O^R_{ij}\Big[X_1(p',p'',p)+m_j^2\left(X_2(p,p',p'')-X_2(p,p'',p')\right)\Big]\Big]\\
&+D^2_{\tilde{e}_L}m_j^2X_2(p',k,p'')+D^2_{\tilde{\nu}_e}\Big[2X_1(p'',k,p')-m_j^2X_2(p'',k,p')\Big]\\
&-D^2_{W^-}D_{\tilde{e}_L}D\Big[2O^R_{ij}m_j^2X_2(p',k,p'')\\
&-\frac{m_i}{m_j}O^L_{ij}O^R_{ij}\Big[X_1(p',p'',p)+m_j^2\left(X_2(p,p',p'')-X_2(p,p'',p')\right)\Big]\Big]\\
&-D^2_{W^-}D_{\tilde{\nu}_e}D\Big[2O^R_{ij}\Big[2X_1(p'',k,p')-m_j^2X_2(p'',k,p')\Big]\\
&-\frac{m_i}{m_j}O^L_{ij}O^R_{ij}\Big[X_1(p',p'',p)+m_j^2\left(X_2(p,p',p'')-X_2(p,p'',p')\right)\Big]\Big]\\
&+D_{\tilde{e}_L}D_{\tilde{\nu}_e}\Big[4X_1(p,p',p'')-X_1(p',p'',p)-m_j^2\left(X_2(p,p',p'')+X_2(p,p'',p')\right)\Big]\\
&+D^2_{W^-}D^{korr}\left[D_{\tilde{e}_L}+D_{\tilde{\nu}_e}\right]m_oO^L_{ij}\Big[X_1^{korr}+X_2^{korr}(p'',p')-X_2^{korr}(p',p'')\Big]\Big\}
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
+\;& D^2_{\tilde{\chi}^-}\Big\{D^2_{W^-}\Big[|O_{ij}|^L\Big[Y_1(p',k,p'')+Y_1(p'',k,p')-m_j^2Y_2(p'',k,p')\Big]\\
&+|O^R_{ij}|^2\Big[Y_1(p'',k,p')-Y_1(p',k,p'')+m_j^2Y_2(p',k,p'')\Big]\\
&-\frac{m_i}{m_j}O^L_{ij}O^R_{ij}\Big[Y_1(p',p'',p)+m_j^2\left(Y_2(p,p',p'')-Y_2(p,p'',p')\right)\Big]\Big]\\
&+D^2_{\tilde{e}_L}m_j^2Y_2(p',k,p'')+D^2_{\tilde{\nu}_e}\Big[2Y_1(p'',k,p')-m_j^2Y_2(p'',k,p')\Big]\\
&-D^2_{W^-}D_{\tilde{e}_L}D\Big[2O^R_{ij}m_j^2Y_2(p',k,p'')\\
&-\frac{m_i}{m_j}O^L_{ij}\Big[Y_1(p',p'',p)+m_j^2\left(Y_2(p,p',p'')-Y_2(p,p'',p')\right)\Big]\Big]\\
&-D^2_{W^-}D_{\tilde{\nu}_e}D\Big[2O^R_{ij}\Big[2Y_1(p'',k,p')-m_j^2Y_2^S(p'',k,p')\Big]\\
&-\frac{m_i}{m_j}O^L_{ij}\Big[Y_1(p',p'',p)+m_j^2\left(Y_2(p,p',p'')-Y_2(p,p'',p')\right)\Big]\Big]\\
&+D_{\tilde{e}_L}D_{\tilde{\nu}_e}\Big[4Y_1(p,p',p'')-Y_1(p',p'',p)-m_j^2\left(Y_2(p,p',p'')+Y_2(p,p'',p')\right)\Big]\\
&+D^2_{W^-}D^{korr}\left[D_{\tilde{e}_L}+D_{\tilde{\nu}_e}\right]m_oO^L_{ij}\Big[Y_1^{korr}+Y_2^{korr}(p'',p')-Y_2^{korr}(p',p'')\Big]\Big\}
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
+ \quad & D_{e^-} D_{\tilde{\chi}^-} \Big\{ D^2_{W^-} \Big[|O_{ij}|^L \Big[Z_1(p',k,p'') + Z_1(p'',k,p') - m_j^2 Z_2(p'',k,p') \Big] \\
& + |O^R_{ij}|^2 \Big[Z_1(p'',k,p') - Z_1(p',k,p'') + m_j^2 Z_2(p',k,p'') \Big] \\
& - \frac{m_i}{m_j} O^L_{ij} O^R_{ij} \Big[Z_1(p',p'',p) + m_j^2 \left(Z_2(p,p',p'') - Z_2(p,p'',p') \right) \Big] \Big] \\
& + D^2_{\tilde{e}_L} m_j^2 Z_2(p',k,p'') + D^2_{\tilde{\nu}_e} \Big[2 Z_1(p'',k,p') - m_j^2 Z_2(p'',k,p') \Big] \\
& - D^2_{W^-} D_{\tilde{e}_L} D \Big[2 O^R_{ij} m_j^2 Z^S_2(p',k,p'') \\
& - \frac{m_i}{m_j} O^L_{ij} \Big[Z_1(p',p'',p) + m_j^2 \left(Z_2(p,p',p'') - Z_2(p,p'',p') \right) \Big] \Big] \\
& - D^2_{W^-} D_{\tilde{\nu}_e} D \Big[2 O^R_{ij} \Big[2 Z_1(p'',k,p') - m_j^2 Z_2(p'',k,p') \Big] \\
& - \frac{m_i}{m_j} O^L_{ij} \Big[Z_1(p',p'',p) + m_j^2 \left(Z_2(p,p',p'') - Z_2(p,p'',p') \right) \Big] \Big] \\
& + D_{\tilde{e}_L} D_{\tilde{\nu}_e} \Big[4 Z_1(p,p',p'') - Z_1(p',p'',p) - m_j^2 \left(Z_2(p,p',p'') + Z_2(p,p'',p') \right) \Big] \\
& + D^2_{W^-} D^{korr} \left[D_{\tilde{e}_L} + D_{\tilde{\nu}_e} \right] m_o O^L_{ij} \Big[Z_1^{korr} + Z_2^{korr}(p'',p') - Z_2^{korr}(p',p'') \Big] \Big\} \Big\}
\end{aligned}
$$

3.2 Linear polarisierte Photonen

Der Polarisationsvektor ϵ für den allgemeinsten Fall von linearer Polarisation lautet

$$\epsilon_\mu = \epsilon_\mu^{||} \cos\varphi + \epsilon_\mu^{\perp} \sin\varphi \tag{3.10}$$

Der Winkel φ gibt dabei den Winkel zur Produktionsebene an (s. Abb. 1.1). Setzt man φ gleich Null, erhält man in der Produktionsebene polarisierte Photonen, für $\frac{\pi}{2}$ senkrecht zu dieser polarisierte Photonen.
Die Skalarproduktfunktionen lauten:

$$\begin{aligned}
Y_1(a,b,c) &= (ab)(cp)\Big[(pk_{in})(p_{in}k_{in}) + 2\cos^2\varphi\,\Big(2(pp_{in})(pk_{in}) - m_j^2(p_{in}k_{in})\Big) \\
&\quad \left(\frac{(pp_{in})}{(p_{in}k_{in})} - 1\right)\Big] && (3.11)\\
Y_2(a,b,c) &= (ab)\Big[2\cos^2\varphi(cp)(p_{in}k_{in}) + (ck_{in})\Big((p_{in}k_{in}) - 2\cos^2\varphi(pp_{in})\Big) \\
&\quad +2\cos^2\varphi(cp_{in})\left((pk_{in})\left(2\frac{(pp_{in})}{(p_{in}k_{in})} - 1\right) - m_j^2\right)\Big] && (3.12)\\
Z_1(a,b,c) &= (ab)(cp)\Big[(pk_{in})(p_{in}k_{in}) - 2\cos^2\varphi\,\Big(2(pp_{in})(pk_{in}) - m_j^2(p_{in}k_{in})\Big)\Big] && (3.13)\\
Z_2(a,b,c) &= (ab)\Big[2\cos^2\varphi(cp)(p_{in}k_{in}) + (ck_{in})\Big((p_{in}k_{in}) - 2\cos^2\varphi(pp_{in})\Big) \\
&\quad -2\cos^2\varphi(cp_{in})(pk_{in})\Big] && (3.14)\\
X_1^{korr} &= (p_{in}k_{in})k_\alpha^{in}p_\beta p'_\mu p''_\nu \epsilon^{\alpha\beta\mu\nu} && (3.15)\\
X_2^{korr}(a,b) &= Y_2^{korr} = Z_2^{korr} = 0 && (3.16)\\
Y_1^{korr} &= \Big((p_{in}k_{in}) - 2\cos^2\varphi(pp_{in})\Big)\, k_\alpha^{in}p_\beta p'_\mu p''_\nu \epsilon^{\alpha\beta\mu\nu} \\
&\quad +2\cos^2\varphi\,\Big(2(pp_{in})(pk_{in}) - m_j^2(p_{in}k_{in})\Big) \\
&\quad -2\cos^2\varphi(pk_{in})p_\alpha^{in}p_\beta p'_\mu p''_\nu \epsilon^{\alpha\beta\mu\nu} && (3.17)\\
Z_1^{korr} &= Y_1^{korr} && (3.18)
\end{aligned}$$

3.3 Links- und rechtszirkulare Photonen

Die Polarisationsvektoren für links- und rechstzirkulare Photonen lauten

$$\epsilon_-^\mu = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\epsilon_\| - i\epsilon_\perp^\mu\right) \tag{3.19}$$

$$\epsilon_+^\mu = -\frac{1}{\sqrt{2}}\left(\epsilon_\| + i\epsilon_\perp^\mu\right) \tag{3.20}$$

Anstatt der Gesamtamplitudenquadrate für diese beiden Polarisationen, wird deren Differenz und Summe angegeben

$$|M_{ges}^D|^2 = |M_{ges}^-|^2 - |M_{ges}^+|^2 \tag{3.21}$$

$$|M_{ges}^S|^2 = |M_{ges}^-|^2 + |M_{ges}^+|^2 \tag{3.22}$$

Damit kann leicht die zirkulare Asymmetrie A_{zirk}^{diff} des differentiellen Wirkungsquerschnittes berechnet werden

$$A_{zirk}^{diff} = \frac{\frac{d\sigma_-}{d\cos\vartheta_{p'}} - \frac{d\sigma_+}{d\cos\vartheta_{p'}}}{2\frac{d\sigma_{unpol}}{d\cos\vartheta_{p'}}} \tag{3.23}$$

Die Skalarproduktfunktionen für die Differenz lauten

$$Y_1(a,b,c) = 2(ab)(cp)(p_{in}k_{in})\left(m_j^2 - (pk_{in})\right) \tag{3.24}$$

$$Y_2(a,b,c) = 2(ab)\left[(cp)(p_{in}k_{in}) - (ck_{in})\left((p_{in}k_{in}) - (pp_{in})\right) - (cp_{in})(pk_{in})\right] \tag{3.25}$$

$$Z_1(a,b,c) = 2(ab)(cp)\left(m_j^2(p_{in}k_{in}) - (pp_{in})(pk_{in})\right) \tag{3.26}$$

$$Z_2(a,b,c) = (ab)\left[2(cp)(p_{in}k_{in}) - (ck_{in})(pp_{in}) - (cp_{in})(pk_{in})\right] \tag{3.27}$$

$$X_1^{korr} = 2(p_{in}k_{in})\left((p_{in}+k_{in})_\alpha p_\beta p'_\mu p''_\nu \epsilon^{\alpha\beta\mu\nu}\right) \tag{3.28}$$

$$\begin{aligned} X_2^{korr}(a,b) = {} & 2\frac{(p_{in}k_{in})(pk_{in})}{N_1^2}\left[(ap)(p_{in}k_{in}) - (ak_{in})(pp_{in})\right. \\ & \left. -(ap_{in})(pk_{in})\right] p_\alpha^{in} p_\beta k_\mu^{in} b_\nu \epsilon^{\alpha\beta\mu\nu} \end{aligned} \tag{3.29}$$

$$Y_1^{korr} = 0 \tag{3.30}$$

$$Y_2^{korr}(a,b) = X_2^{korr}(a,b) \tag{3.31}$$

$$Z_1^{korr} = \left((p_{in}k_{in}) - (pp_{in})\right) k_\alpha^{in} p_\beta p'_\mu p''_\nu \epsilon^{\alpha\beta\mu\nu} \tag{3.32}$$

$$Z_2^{korr}(a,b) = \frac{1}{2}X_2^{korr}(a,b) \tag{3.33}$$

für die Summe

$$
\begin{aligned}
Y_1(a,b,c) &= (ab)(cp)\,[2(p_{in}k_{in})(pk_{in}) \\
&\quad +2\left(2(pp_{in})(pk_{in}) - m_j^2(p_{in}k_{in})\right)\left(\frac{(pp_{in})}{(p_{in}k_{in})} - 1\right)\Bigg] && (3.34)\\
Y_2(a,b,c) &= 2(ab)\,[(cp)(p_{in}k_{in}) + (ck_{in})\,((p_{in}k_{in}) - (pp_{in})) \\
&\quad +(cp_{in})\left((pk_{in})\left(2\frac{(pp_{in})}{(p_{in}k_{in})} - 1\right) - m_j^2\right)\Bigg] && (3.35)\\
Z_1(a,b,c) &= (ab)(cp)\left[2(pk_{in})(p_{in}k_{in}) - 2\left(2(pp_{in})(pk_{in}) - m_j^2(p_{in}k_{in})\right)\right] \\
& && (3.36)\\
Z_2(a,b,c) &= (ab)\,[2(cp)(p_{in}k_{in}) + 2(ck_{in})\,((p_{in}k_{in}) - (pp_{in})) - 2(cp_{in})(pk_{in})] \\
X_1^{korr} &= 2(p_{in}k_{in})k_\alpha^{in}p_\beta p'_\mu p''_\nu \epsilon^{\alpha\beta\mu\nu} && (3.37)\\
X_2^{korr}(a,b) &= 2(ap_{in})p_\alpha^{in}p_\beta p'_\mu p''_\nu \epsilon^{\alpha\beta\mu\nu} && (3.38)\\
Y_1^{korr} &= 2\,((p_{in}k_{in}) - (pp_{in}))\,k_\alpha^{in}p_\beta p'_\mu p''_\nu \epsilon^{\alpha\beta\mu\nu} \\
&\quad +2\left((pk_{in})\left(2\frac{(pp_{in})}{(p_{in}k_{in})} - 1\right) - m_j^2\right)p_\alpha^{in}p_\beta p'_\mu p''_\nu \epsilon^{\alpha\beta\mu\nu} && (3.39)\\
Y_2^{korr}(a,b) &= 2\left[(ak_{in})\left(\frac{(pp_{in})}{(p_{in}k_{in})} - 1\right) - (ap_{in})\frac{(pp_{in})}{(p_{in}k_{in})}\right]p_\alpha^{in}p_\beta k_\mu^{in}b_\nu \epsilon^{\alpha\beta\mu\nu} \\
& && (3.40)\\
Z_1^{korr} &= 2\,((p_{in}k_{in}) - (pp_{in}))\,k_\alpha^{in}p_\beta p'_\mu p''_\nu \epsilon^{\alpha\beta\mu\nu} - 2(pk_{in})p_\alpha^{in}p_\beta p'_\mu p''_\nu \epsilon^{\alpha\beta\mu\nu} \\
& && (3.41)\\
Z_2^{koor}(a,b) &= Y_2^{korr}(a,b) && (3.42)
\end{aligned}
$$

Kapitel 4

Kinematik

In diesem Kapitel soll die Kinematik des Zerfallprozesses behandelt werden. Zuerst werden Zusammenhänge zwischen den Winkeln der Erzeugung und dem Zerfall besprochen. Dann wird die Berechnung des Wirkungsquerschnittes skizziert.

4.1 Winkeldefinitionen

In Abb. 4.1 ist der Erzeugungsprozeß im $e\gamma$-CMS dargestellt

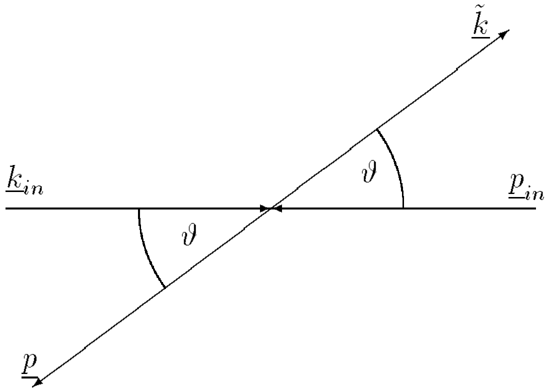

Abb.4.1: der Erzeugungsprozeß

Wir drehen nun die Grafik so, daß der Photonvektor in z-Richtung (nach

oben) zeigt. In Abb. 4.2 ist dies durchgeführt worden. Zur besseren Anschaulichkeit wurde ein Koordinatensystem eingezeichnet und der Vektor des Sneutrinos weggelassen.
Der Vektor $\underline{p}$ wird in diesem Koordinatensystem wird durch den Betrag p, den Polarwinkel φ und den Azimut ϑ, also den Streuwinkel des Erzeugungsprozesses beschrieben.

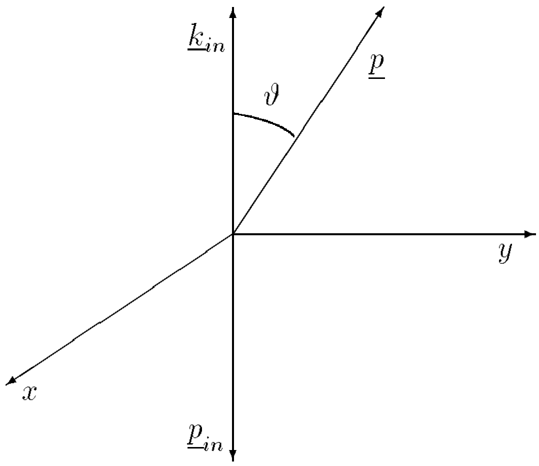

Abb. 4.2: gedrehter Erzeugungsprozeß

Nun zeichnen wir in das Koordinatensystem den Vektor $\underline{p}'$ des Zerfallselektrons ein. Dies ist in Abb. 4.3 gezeigt. Der Vektor $\underline{p}$ zeigt nun nach unten, um die Winkel besser darstellen zu können. Außerdem wurden der Übersichtlichkeit wegen die x- und y-Achse ausgeblendet.

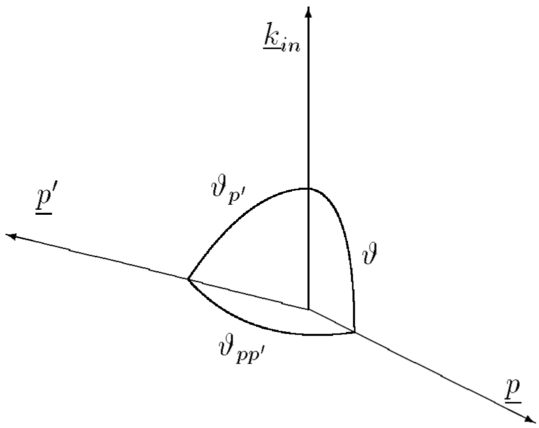

Abb. 4.3: der Zerfallsprozeß

Legt man nun eine Einheitssphäre um den Nullpunkt, erhält man durch Verbinden der Schnittpunkte der Vektoren mit der Sphäre ein sphärisches Dreieck. Da der Radius gleich Eins ist, sind die Seiten des Dreiecks gleich den Winkeln. Mit dem Winkelkosinussatz für sphärische Dreiecke ergibt sich ein Zusammenhang zwischen den Azimutwinkeln ϑ und $\vartheta_{p'}$ und dem Zwischenwinkel $\vartheta_{pp'}$.

$$\cos\vartheta_{pp'} = \cos\vartheta\,\cos\vartheta_{p'} + \sin\vartheta\sin\vartheta_{p'}\,\cos(\varphi_{p'} - \varphi) \tag{4.1}$$

Ersetzt man den Vektor $\underline{p}'$ des Elektrons durch $\underline{p}''$ des Antineutrinos, folgt analog eine zweite Gleichung.

$$\cos\vartheta_{pp''} = \cos\vartheta\,\cos\vartheta_{p''} + \sin\vartheta\sin\vartheta_{p''}\,\cos(\varphi_{p''} - \varphi) \tag{4.2}$$

Anstatt in Abb. 4.3 den Elektronenimpuls zu ersetzen, ersetze man den Charginoimpuls $\underline{p}$ durch den Antineutrinoimpuls $\underline{p}''$. Daraus erhält man einen dritten Winkelzusammenhang.

$$\cos\vartheta_{p'p''} = \cos\vartheta_{p'}\,\cos\vartheta_{p''} + \sin\vartheta_{p'}\sin\vartheta_{p''}\,\cos(\varphi_{p''} - \varphi_{p'}) \tag{4.3}$$

Mit den Gleichungen 4.1 bis 4.3 und dem Winkel ϑ aus der Erzeugung lassen sich alle Skalarprodukte berechnen.

4.2 Der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung

Der Wirkungsquerschnitt für einen Prozeß mit zwei Teilchen im Anfangszustand und m Teilchen im Endzustand berechnet sich laut

$$d\sigma = \frac{1}{2w(s,m_1^2,m_2^2)} \prod_{i=1}^{m} \frac{d^3p_i'}{(2\pi)^3 2p_i^{o\prime}} (2\pi)^4 \delta^4(p_1' + ... + p_m' - p_1 - p_2) \mid P \mid^2 \quad (4.4)$$

Hierbei ist $w(s,m_1^2,m_2^2) = \sqrt{s-(m_1+m_2)^2}\sqrt{s-(m_1-m_2)^2}$, p_1 und p_2 die Impulse der einlaufenden Teilchen und die Impulse p_i' die Impulse der gestreuten Teilchen.
Führt man die Integration der mit Hilfe der δ-Funktion für den in dieser Arbeit betrachteten Prozeß aus, erhält man

$$d\sigma = \frac{w(s,m_j^2,m_{\bar{\nu}_e}^2)}{32s(s+m_{\bar{\nu}_e}^2 - m_j^2)} \sin(\theta) d\theta d\varphi \mid M_{erz} \mid^2 \quad (4.5)$$

4.3 Die Zerfallsbreite für den Zerfall

Die differentielle Zerfallsbreite eines Teilchens mit Impuls p, das in n neue Teilchen mit den Impulsen p_i' zerfällt, lautet allgemein

$$d\Gamma = \frac{(2\pi)^4}{2p^o} \delta^4(\sum_{i=1}^{n} p_i' - p) \mid Z \mid^2 \prod_{i=1}^{n} \frac{d^3p_i'}{2(2\pi)^3 E_i'} \quad (4.6)$$

Für den hier betrachteten Zerfall mit drei Teilchen im Endzustand ergibt sich

$$\begin{aligned} d\Gamma &= \frac{E_{p'}E_{p''}}{16(2\pi)^5 E_p E_k} \left| \frac{E_k}{E_p - \mid \vec{p} \mid \cos(\theta_{pp'}) - E_{p''}(1-\cos(\theta_{p'p''}))} \right|_{E_{p'}=f} \times \\ &\times \quad \sin\vartheta_{p'} \sin\vartheta_{p''}\, d\vartheta_{p'}\, d\varphi_{p'}\, d\vartheta_{p''}\, d\varphi_{p''}\, dE_{p''} \quad (4.7) \end{aligned}$$

mit

$$\begin{aligned} f &= \frac{m_j^2 - m_i^2 - 2E_{p''}(E_p - |\vec{p}| cos\vartheta_{pp''})}{2(E_p - |\vec{p}| cos\vartheta_{pp'} - E_{p''}(1 - cos\vartheta_{p'p''}))} \quad (4.8) \\ E_k &= E_p - E_{p'} - E_{p''} \quad (4.9) \end{aligned}$$

4.4 Der Gesamtprozeß

Der Gesamtprozeß ist in Abb. 4.4 schematisch dargestellt. Sein differentieller Wirkungsquerschnitt sei $d\sigma_{gesamt}$ und läßt sich berechnen nach

$$\begin{aligned} d\sigma_{gesamt} &= \frac{(2\,\pi)^4}{2\,w(s,m_e^2,m_\gamma^2)}\delta^{(4)}(p_{in}+k_{in}-\tilde{k}-k-p'-p'')\,|M_{ges}|^2 \\ &\to \times\frac{d^3\tilde{k}}{(2\,\pi)^3 2\,\tilde{k}_o}\frac{d^3k}{(2\,\pi)^3 2\,k_o}\frac{d^3p'}{(2\,\pi)^3 2\,p'_o}\frac{d^3p''}{(2\,\pi)^3 2\,p''_o} \end{aligned} \tag{4.10}$$

Da $m_e^2 = m_\gamma^2 = 0$ ist, gilt $w = s$.

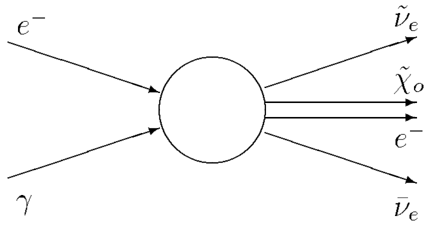

Abb. 4.4: der gesamte Streuungsprozeß

Dieser läßt sich aus dem Wirkungsquerschnitt der zugehörigen Erzeugung und Zerfalls approximieren [13]. Setzt man 4.5 und 4.7 ein, läßt sich 4.10 umformen in

$$d\sigma_{gesamt} = \frac{d\sigma_{Erz}}{\pi\,|P|^2}\frac{E_p\,d\Gamma}{|Z|^2}\,|M|^2\,ds_p \tag{4.11}$$

wobei $s_p = E_p^2 - |\underline{p}|^2$ ist.
Nun setzt man $|M|^2 = |P\,Z\,\Delta_p|^2 = |P|^2\,|Z|^2\,|\Delta_p|^2$. Dabei ist

$$\Delta_p = \frac{1}{m_j^2 - s_p - im_j\Gamma} \tag{4.12}$$

mit Γ als Zerfallsbreite des Charginos. Δ_p ist ein Pseudopropagator, der die Wirkung vom Erzeugungs- zum Zerfallsprozeß vermittelt. In der Narrow-Width-Approximation ($\Gamma \to 0$) erhält man dann

$$d\sigma_{gesamt} = \frac{E_p}{m_j \Gamma_{gesamt}} d\sigma_{produktion} d\Gamma_{zerfall} \tag{4.13}$$

Die Ergebnisse aus Abschnitt 4.2 und 4.3 eingesetzt, ergibt für den Gesamtwirkungsquerschnitt

$$\begin{aligned} d\sigma_{gesamt} &= \frac{E_{p'} E_{p''} w(s, m_j^2, m_{\tilde{\nu}_e}^2)}{128(2\pi)^7 m_j \Gamma_{zerfall} E_p E_k s(s + m_{\tilde{\nu}_e}^2 - m_j^2)} \\ &\to \times \left| \frac{E_k}{E_p - \mid \vec{p} \mid \cos(\theta_{pp'}) - E_{p''}(1 - \cos(\theta_{p'p''})} \right|_{E_{p'}=f} \\ &\to \times d\vartheta \, d\varphi \, \sin\vartheta_{p'} \sin\vartheta_{p''} \, d\vartheta_{p'} \, d\varphi_{p'} \, d\vartheta_{p''} \, d\varphi_{p''} \, dE_{p''} \end{aligned} \tag{4.14}$$

mit

$$f = \frac{m_j^2 - m_i^2 - 2E_{p''}(E_p - |\vec{p}| cos\vartheta_{pp''})}{2(E_p - |\vec{p}| cos\vartheta_{pp'} - E_{p''}(1 - cos\vartheta_{p'p''}))} \tag{4.15}$$

$$E_k = E_p - E_{p'} - E_{p''} \tag{4.16}$$

Man approximiert so, den Prozeß aus Abb 4.4 durch einen Zweistufenprozeß, dargestellt in Abb. 4.5

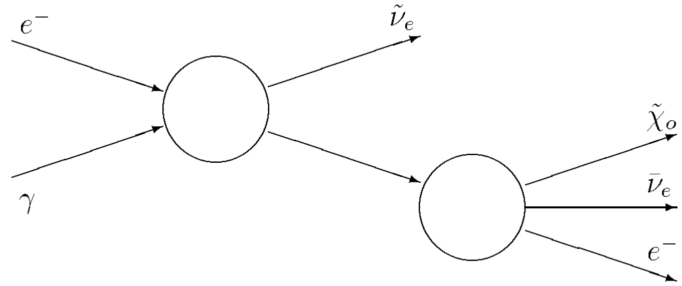

Abb. 4.5: der Streuungsprozeß als 2-Stufen-Approximation

Berechnet werden soll sowohl $\frac{d\sigma_{gesamt}}{d\cos\vartheta_{p'}}$ als auch σ_{gesamt}. Im letzteren Fall wird über alle Variablen in 4.14 integriert.

4.5 Integrationsgrenzen

Wir kennen in 4.14 alle Intergrationsgrenzen außer jene von $E_{p''}$. Diese sollen nun mit Hilfe von Gram-Determinanten ([5]) bestimmt werden.
Die Gram-Determinate $\Delta_k(p_1\, p_2 ... p_k)$ von k Impulsen p_k ist definiert als

$$\Delta_k(p_1\, p_2 ... p_k) = \begin{vmatrix} (p_1p_1) & (p_1p_2) & ... & (p_1p_k) \\ (p_2p_1) & (p_2p_2) & ... & (p_2p_k) \\ ... & & & \\ (p_kp_1) & (p_kp_2) & ... & (p_kp_k) \end{vmatrix} \tag{4.17}$$

Der hier interessierende Fall ist $k = 3$. Hier gilt

$$\Delta_3(p_1p_2p_3) \geq 0 \tag{4.18}$$

Die obige Definition der Gram-Determinate für k=3 ist äquivalent zur Definition ([5])

$$\Delta_3(p_ip_jp_k) = -\frac{1}{4}G(s_{ij}s_{ik}s_{ijk}s_is_js_k) \tag{4.19}$$

mit

$$\begin{aligned} G(xyzuvw) \;=\;& x^2yxy^2 + z^2u + zu^2 + v^2w + vw^2 + xzv + xuv + yzw + yuw \\ & -xy(z+u+v+w) - zu(x+y+v+w) - vw(x+y+z+u) \end{aligned} \tag{4.20}$$

und

$$s_{i..k} = (p_i + ... + p_k)^2 \tag{4.21}$$

Aus 4.18 und 4.18 ergibt sich folgende Bedingung

$$\bar{s}(m_i^2m_j^2 - \bar{u}\bar{t}) \leq 0 \tag{4.22}$$

Mit den Definitionen der Mandelstamvariablen des Zerfalls ergeben sich die Integrationsgrenzen für $E_{p''}$.

$$0 \leq E_{p''} \leq \frac{m_j^2 - m_i^2}{2(E_j + p_j)} \tag{4.23}$$

Kapitel 5

Szenarien und Parameter zur numerischen Auswertung

In diesem Kapitel werden die Szenarien zur numerischen Auswertung aufgeführt. Außerdem sind die benutzen Parameter des Standardmodells wiedergegeben.

5.1 Parameter des Standardmodells

Zur numerischen Auswertung wurden folgende Werte des Standardmodells gewählt [2,11]

$$
\begin{aligned}
m_z &= 91,2\,GeV & (5.1)\\
\sin^2\theta_w &= 0,23 & (5.2)\\
\alpha &= \frac{1}{128} & (5.3)\\
\Gamma_w &= 2,07\,GeV & (5.4)
\end{aligned}
$$

5.2 Szenarien

Es wurden die drei Szenarien aus [3] genommen. Es sind nur die hier relevanten Daten dargestellt. Neben dem leichtesten Neutralino und Chargino sind die Massen des Sneutrinos und Selektrons wiedergegeben. Die Szenarien sind so gewählt, daß sich möglichst unterschiedliche Charaktere für das Neutralino und das Chargino ergeben. Zusätzlich wurden in jedem Szenario der

Parameter m_o so vorgegeben, daß sich jeweils leichte und schwere Sfermionen ergeben. Es sind die Mischungsmatrizen N_{ij} des Neutralinos und V_{ij} und U_{ij} des Charginos angegeben. Zuletzt ist noch die Gesamtzerfallsbreite Γ des leichtesten Charginos für die zwei m_o-Werte dargestellt. Ansonsten wird auf [3] verwiesen.

5.3 Szenario A

In diesem Szenario besitzt das leichteste Neutralino Photino-Charakter, das leichteste Chargino Wino-Charakter. Zu beachten ist, daß für $m_o = 50\,GeV$ das Sneutrino leichter als das zerfallende Chargino ist. Deshalb ist ein Dreiteilchenzerfall über ein intermediäres Sneutrino nicht möglich. Der Sneutrinokanal entfällt deshalb.

Szenario A				
M = 73,16 GeV		μ = -219,47 GeV		
	Neutralino 1		Chargino 1	
Massen in GeV	+40,0		+87,4	
Mischungsart				
Photino	-0,9477	Mischungen	V_{1j}	U_{1j}
Zino	+0,2994	$j = 1$	+0,9974	+0,9188
Higgsino A	+0,0795	$j = 2$	+0,0727	+0,3948
Higgsino B	+0,0772			
Charakter des Neutralinos	Photino	Charakter des Charginos	Wino	
	m_o = 50 GeV		m_o = 200 GeV	
Sfermionmassen in GeV	linkshändig		linkshändig	
$m_{\tilde{\nu}_e}$	65,1		204,3	
$m_{\tilde{e}}$	89,9		213,5	
Zerfallsbreite Γ	33,6 keV		2,41 keV	

Tabelle 3.1: Masseneigenwerte, Mischungsmatrixelemente und Gesamtzerfallsbreite des leichtesten Charginos für Szenario A

5.4 Szenario B

Nun besitzen das leichteste Neutralino und das leichteste Chargino einen Mischungscharakter.

Szenario B				
M = +169,52 GeV		μ = +155,04 GeV		
	Neutralino 1		Chargino 1	
Massen in GeV	+54,1		-90,0	
Mischungsart		Mischungen	V_{1j}	U_{1j}
Photino	-0,4766			
Zino	+0,6639	$j = 1$	+0,7279	-0,6135
Higgsino A	+0,5108	$j = 2$	-0,6857	+0,7897
Higgsino B	+0,2668			
Charakter des Neutralinos	Mix	Charakter des Charginos	Mix	
	m_o = 50 GeV		m_o = 200 GeV	
Sfermionmassen in GeV	linkshändig		linkshändig	
$m_{\tilde{\nu}_e}$	150,7		245,4	
$m_{\tilde{e}}$	162,9		253,1	
Zerfallsbreite Γ	keV		keV	

Tabelle 3.2: Masseneigenwerte, Mischungsmatrixelemente und Gesamtzerfallsbreite des leichtesten Charginos für Szenario B

5.5 Szenario C

Im letzten Szenario besitzt das leichteste Neutralino den Charakter des Higgsino B, das Chargino das eines Higgsinos.

Szenario C				
M = +218,93 GeV		μ = -72,96 GeV		
	Neutralino 1		Chargino 1	
Massen in GeV	+67,3		+87,3	
Mischungsart				
Photino	-0,1304	Mischungen	V_{1j}	U_{1j}
Zino	+0,1887	$j = 1$	+0,3956	-0,0729
Higgsino A	-0,1952	$j = 2$	-0,9184	+0,9973
Higgsino B	+0,9536			
Charakter des Neutralinos	Higgsino B	Charakter des Charginos	Higgsino	
	m_o = 50 GeV		m_o = 200 GeV	
Sfermionmassen in GeV	linkshändig		linkshändig	
$m_{\tilde{\nu}_e}$	194,6		274,5	
$m_{\tilde{e}}$	204,2		281,4	
Zerfallsbreite Γ	keV		keV	

Tabelle 3.3: Masseneigenwerte, Mischungsmatrixelemente und Gesamtzerfallsbreite des leichtesten Charginos für Szenario C

Kapitel 6

Wirkungsquerschnitte im Elektron-Photon-CMS

In diesem Kapitel werden die numerische Ergebnisse für die drei Szenarien aus dem vorherigen Kapitel graphisch dargestellt. Es werden die differentiellen und die totalen Wirkungsquerschnitte, sowie die Polarisationsasymmetrien gezeigt. Für die einfallenden Elektronen wurde angenommen, daß sie unpolarisiert sind, d.h. es gilt $\lambda_e = 0$.
Im folgenden wird für die Bezeichnung der Szenarien der zugehörige Buchstabe verwendet und der Parameter m_o als Index angegeben, z.B. C_{200} für Szenario C mit $m_o = 200$ GeV.

6.1 Zur numerischen Auswertung

Die numerische Auswertung wurde mit Hilfe einer Monte-Carlo-Integration durchgeführt. Dazu wurde eine Unterroutine in Fortran verwendet, für die ein Initialisierungsprogramm geschrieben wurde.

6.2 Differentielle Wirkungsquerschnitte im Elektron-Photon-CMS

6.2.1 Zirkulare Photonenpolarisation

In den Abb. 6.1 bis 6.12 sind die differentiellen Wirkungsquerschnitte aller drei Szenarien für unpolarisierte Photonen und die zirkulare Asymmetrie dargestellt.
Gezeigt sind die Kurven für drei Energien $\sqrt{s} =$

- 500 GeV dargestellt durch ——
- 700 GeV dargestellt durch — —
- 900 GeV dargestellt durch — · —

Die Graphen zeigen für die verschiedenen Szenarien und Parameterwerte m_o denselben Verlauf in verschiedenen Größenordnungen.
Der unpolarisierte Wirkungsquerschnitt im Szenario A_{50} ist sehr klein und wird hier nur der Vollständigkeit halber angegeben. Die Kleinheit der Werte liegt daran, daß für diese Parameter die Sneutrinomasse kleiner als die Charginomasse ist und deshalb ein Zweiteilchenzerfall, nämlich $\tilde{\chi}_1^- \to e^- + \tilde{\nu}_e$, dem hier berechneten Dreiteilchenzerfall vorgezogen wird. Im weiteren wird daher auf die Wiedergabe dieses Falls verzichtet.

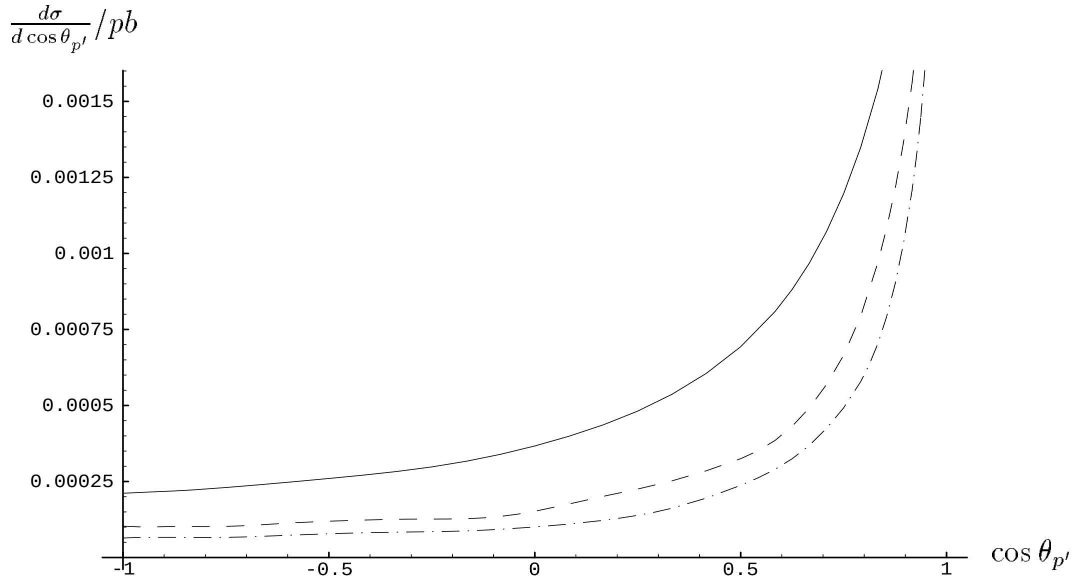

Abb. 6.1: Differentielle Wirkungsquerschnitte für **unpolarisierte** Photonen im Szenario A_{50}.

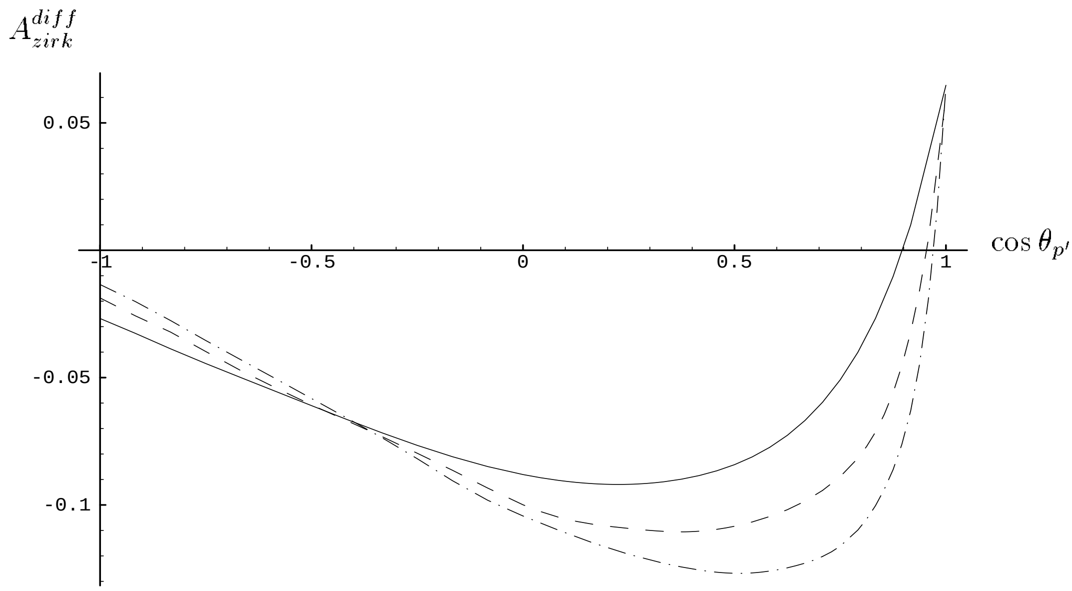

Abb. 6.2: Zirkulare Asymmetrie A_{zirk}^{diff} im Szenario A_{50}.

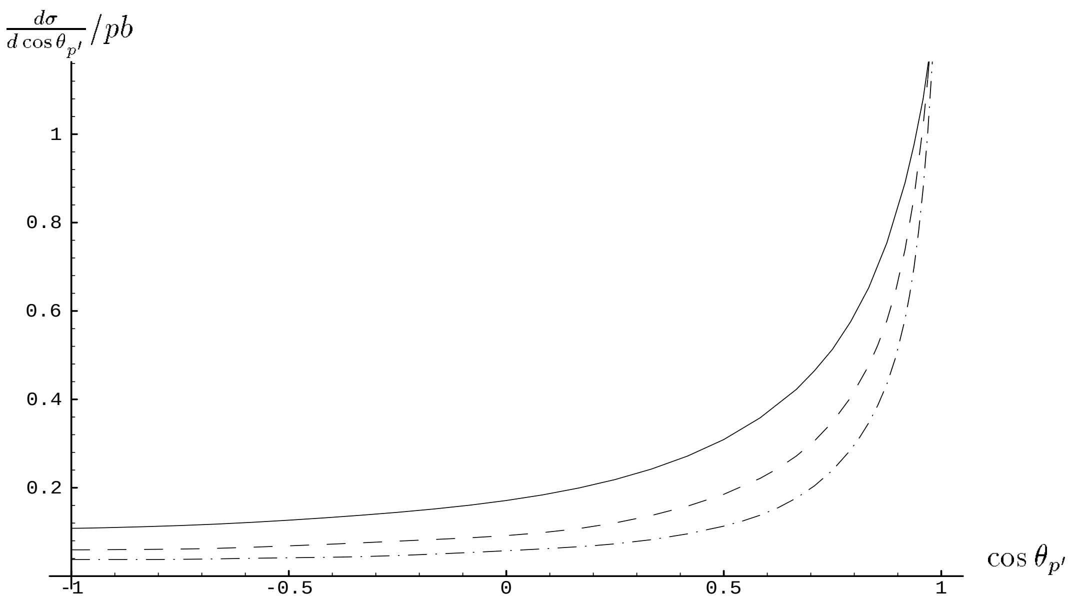

Abb. 6.3: Differentielle Wirkungsquerschnitte für **unpolarisierte** Photonen im Szenario B_{50}.

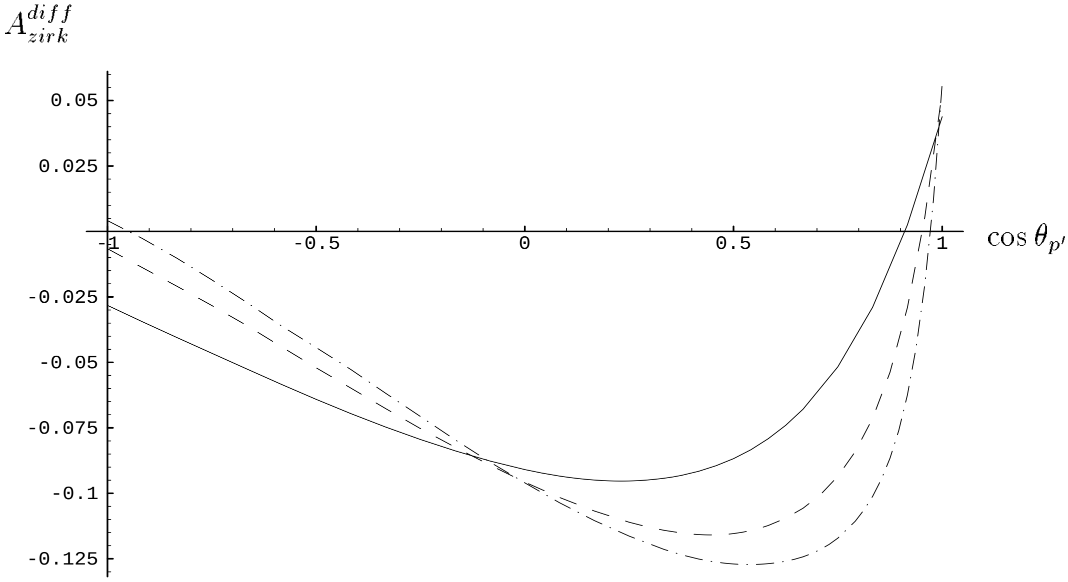

Abb. 6.4: Zirkulare Asymmetrie A_{zirk}^{diff} im Szenario B_{50}.

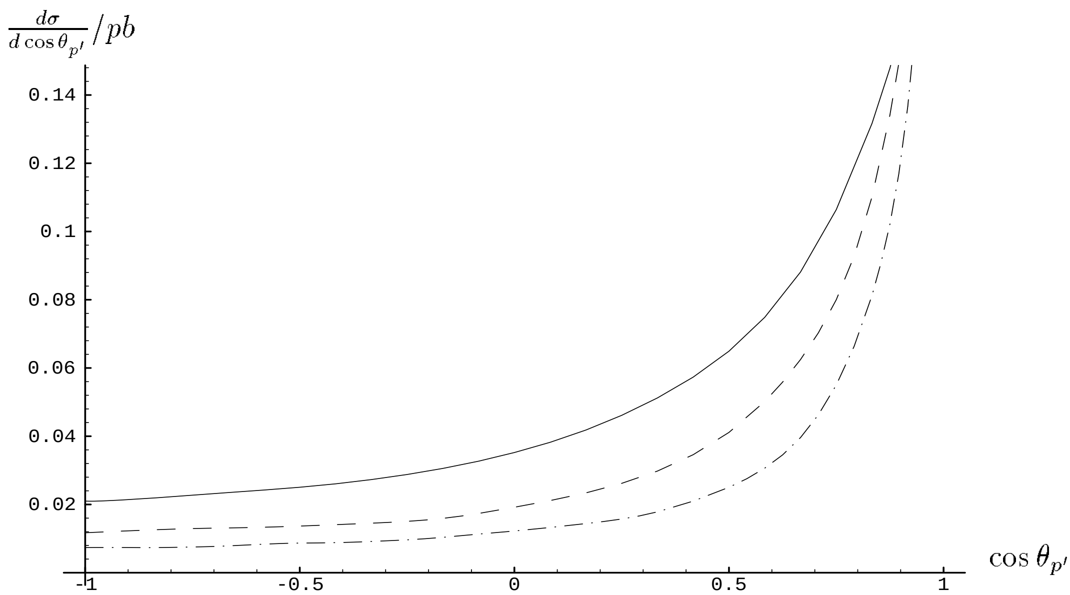

Abb. 6.5: Differentielle Wirkungsquerschnitte für **unpolarisierte** Photonen mit im Szenario C_{50}.

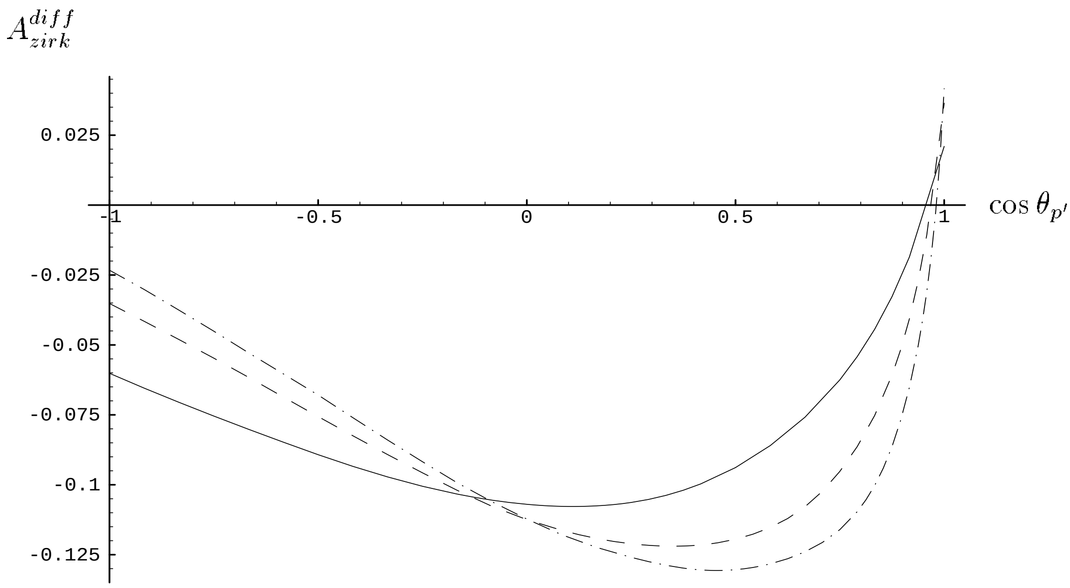

Abb. 6.6: Zirkulare Asymmetrie im Szenario C_{50}.

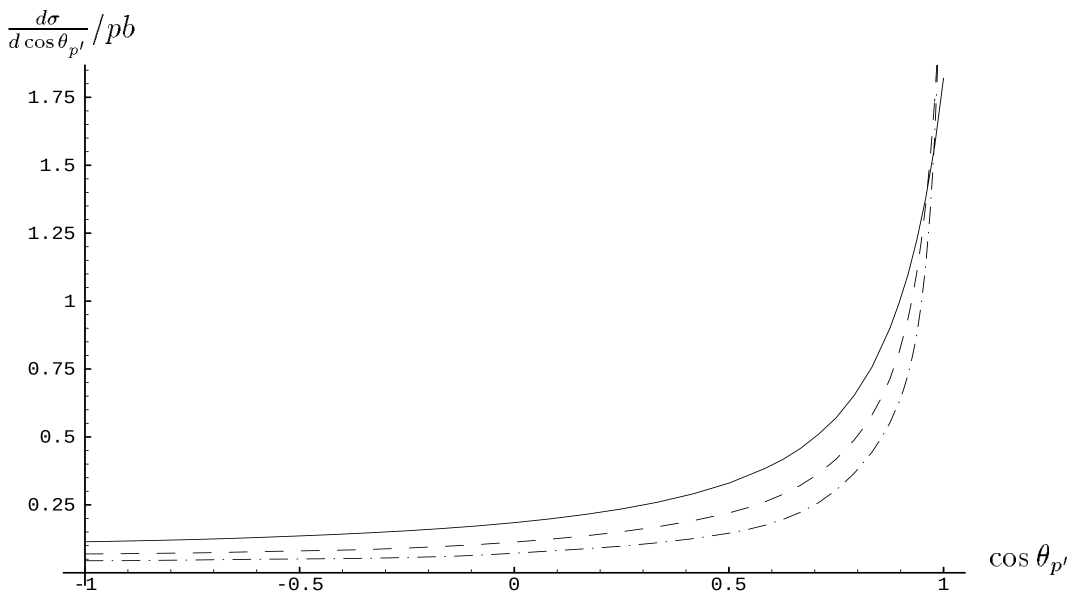

Abb. 6.7: Differentielle Wirkungsquerschnitte für **unpolarisierte** Photonen im Szenario A_{200}.

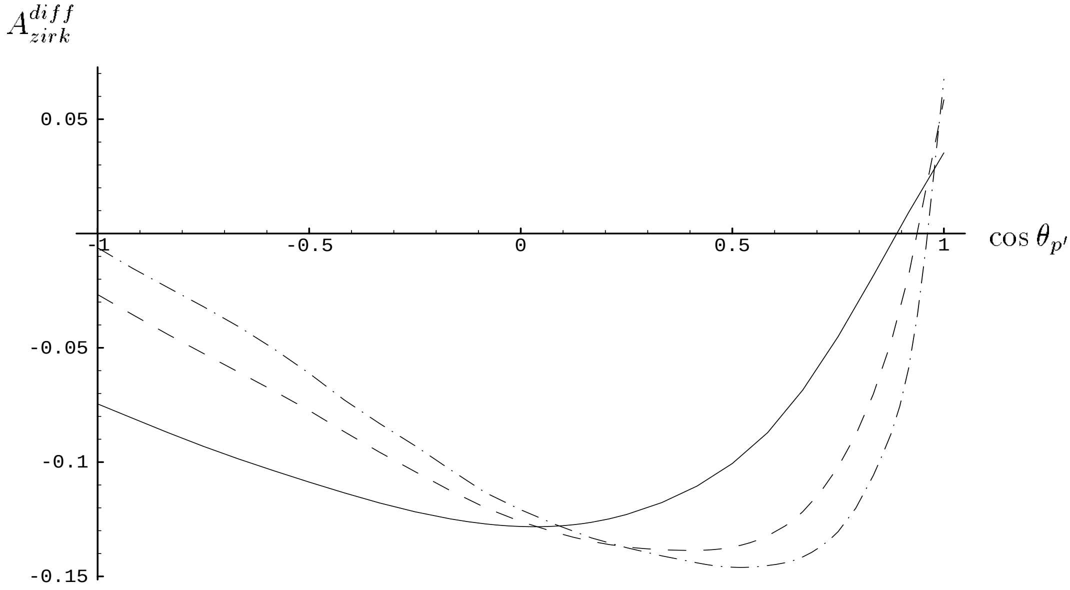

Abb. 6.8: Zirkulare Asymmetrie im Szenario A_{200}.

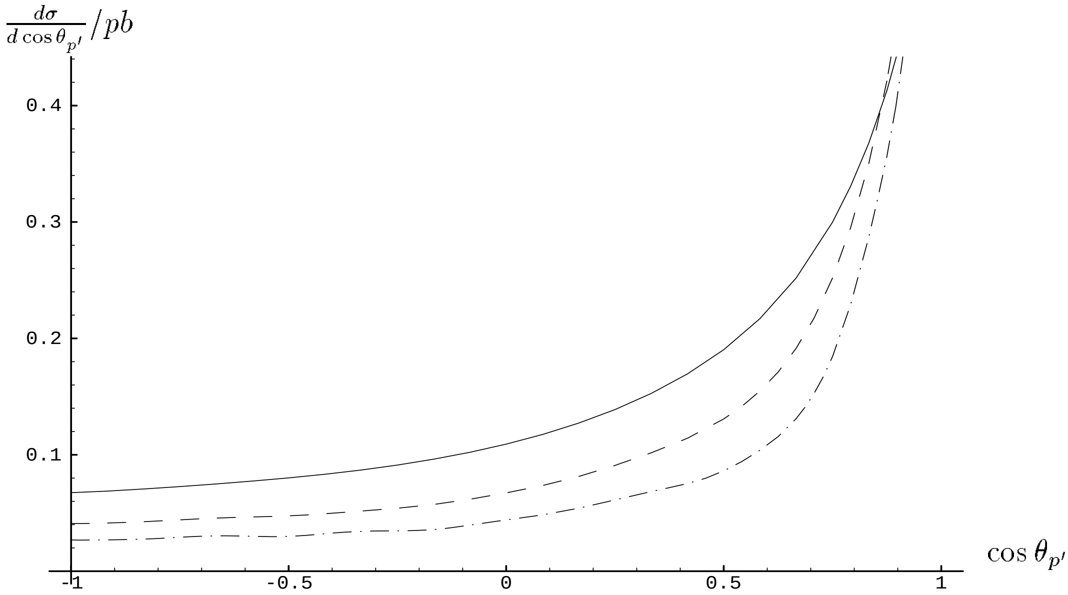

Abb. 6.9: Differentielle Wirkungsquerschnitte für **unpolarisierte** Photonen im Szenario B_{200}.

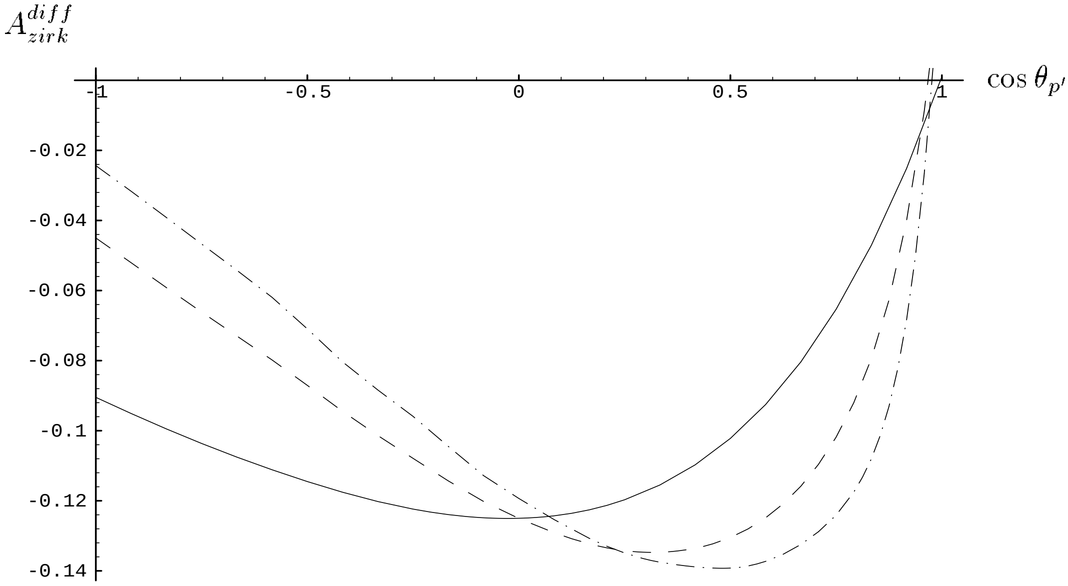

Abb. 6.10: Zirkulare Asymmetrie im Szenario B_{200}.

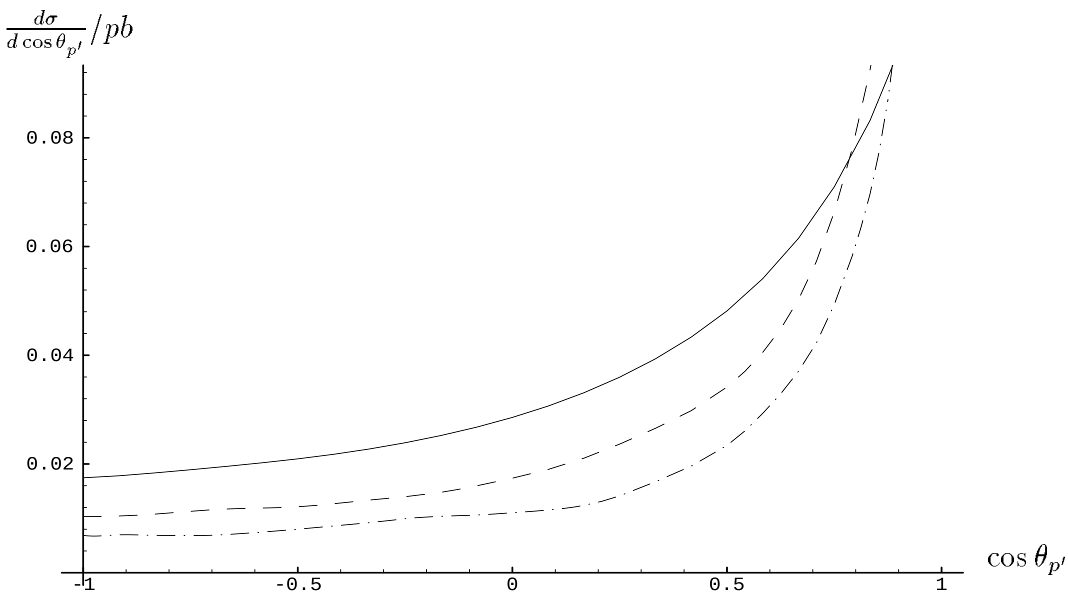

Abb. 6.11: Differentielle Wirkungsquerschnitte für **unpolarisierte** Photonen im Szenario C_{200}.

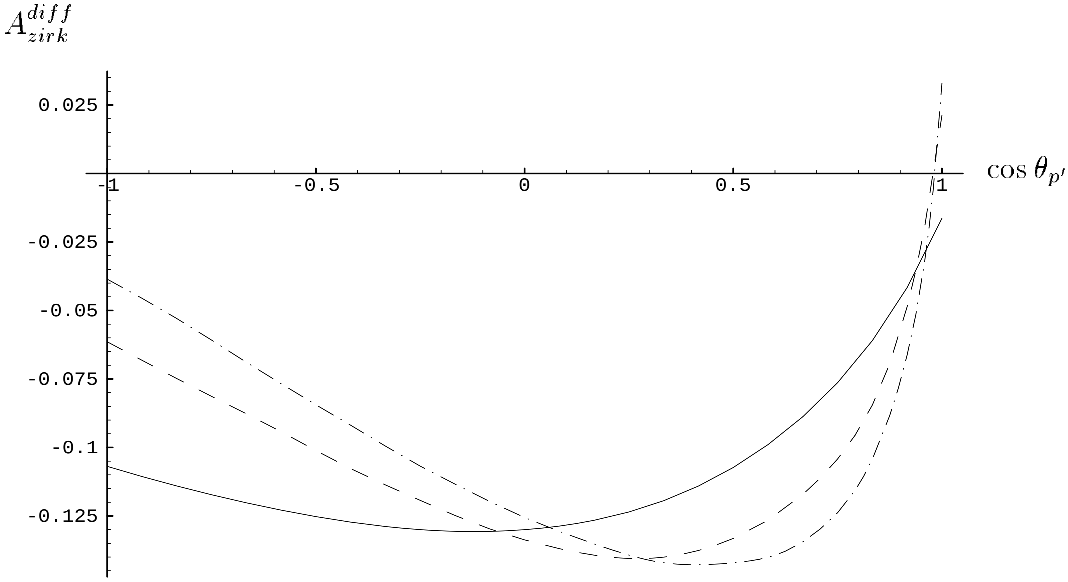

Abb. 6.12: Zirkulare Asymmetrie für $m_o = 200\,GeV$ im Szenario C_{200}.

6.2.2 Lineare Photonenpolarisation

Die Abb. 6.13 und 6.14 zeigen die Asymmetrie von linear polarisierten Photonen bei einer Schwerpunktsenergie von 500 GeV. Es wurden dafür die beiden Fälle $\varphi = 0$ und $\varphi = \frac{\pi}{2}$ gewählt, was parallel und senkrecht zur Produktionsebene linear polarisierten Photonen entspricht. Die lineare Asymmetrie ist definiert als

$$A_{lin}^{diff} = \frac{\frac{d\sigma_{\|}}{d\cos\vartheta_{p'}} - \frac{d\sigma_{\perp}}{d\cos\vartheta_{p'}}}{2\frac{d\sigma_{unpol}}{d\cos\vartheta_{p'}}} \tag{6.1}$$

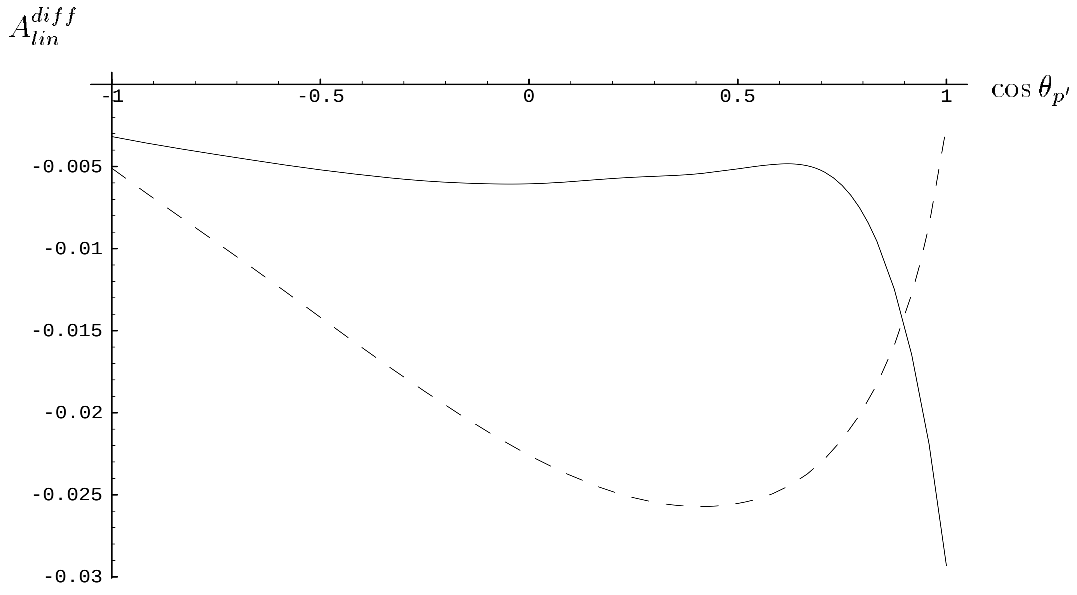

Abb. 6.13: Differentielle Asymmetrie für **linear** polarisierte Photonen im Szenario B_{50} (——) und C_{50} (— —)

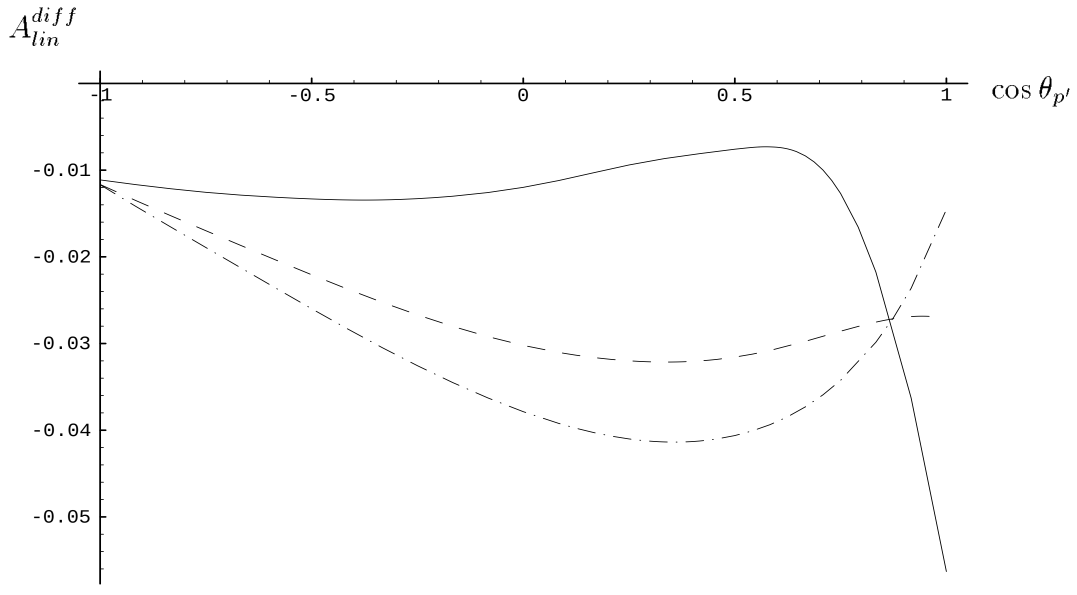

Abb. 6.14: Differentielle Asymmetrie für **linear** polarisierte Photonen im Szenario A_{200} (——), B_{200} (— —) und C_{200} (—·—)

6.3 Totale Wirkungsquerschitte

In diesem Abschnitt sind die totalen Wirkungsquerschnitte für unpolarisierte Photonen und die Asymmetrien für zirkular und linear polarisierte Photonen in den verschiedenen Szenarien graphisch dargestellt.
Die totalen Wirkungsquerschnitte zeigen alle dasselbe Verhalten. Sie durchlaufen ein Maximum, das knapp oberhalb der Schwellenenergie liegt.
Die zirkularen Asymmetrien beginnen an der Schwelle bei Werten ungleich Null, während die linearen exakt bei Null beginnen. Beide sind in allen Szenarien negativ. Die linearen Asymmetrien zeigen alle dasselbe Verhalten, weil sie ein Minimum durchlaufen und dann asymtotisch ansteigen. Die zirkularen dagegen durchlaufen ein Maximum außer im Szenario C_{200}, in dem sie ein Minimum durchlaufen wird.

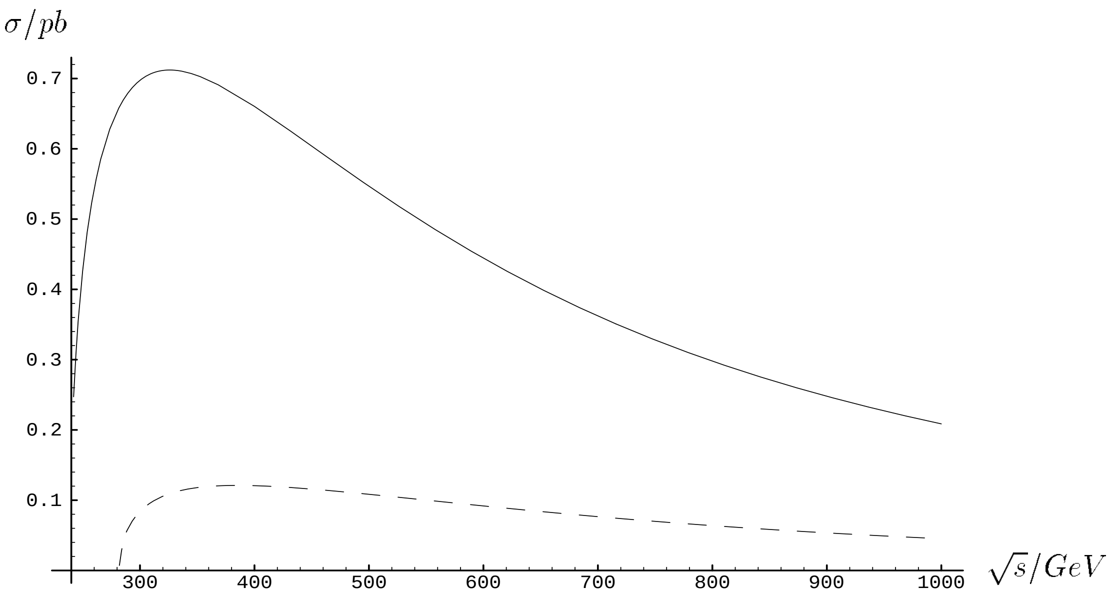

Abb. 6.13: Totaler Wirkungsquerschnitte für **unpolarisierte** Photonen im Szenario B_{50} (——) und C_{50} (— —) .

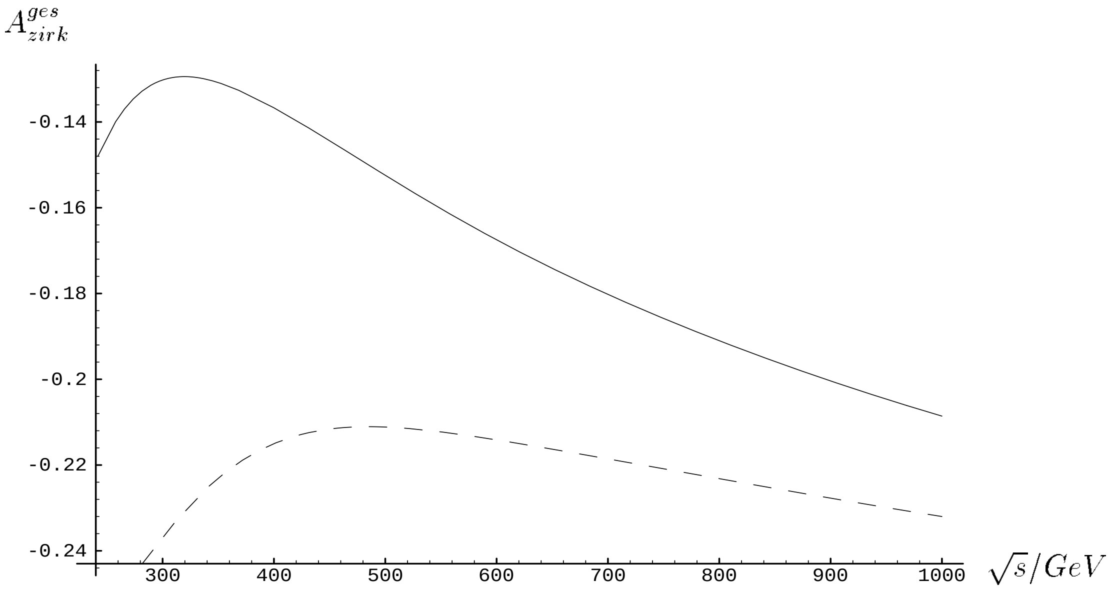

Abb. 6.14: Asymmetrie für **zirkular polarisierte** Photonen im Szenario B_{50} (——) und C_{50} (— —) .

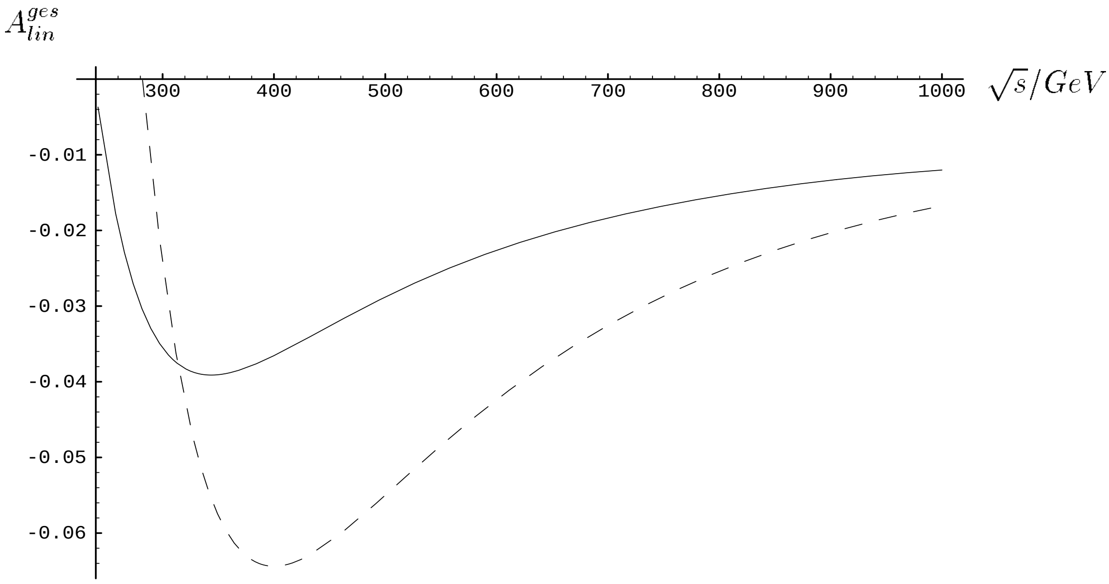

Abb. 6.15: Asymmetrie für **linear polarisierte** Photonen im Szenario B_{50} (——) und C_{50} (— —) .

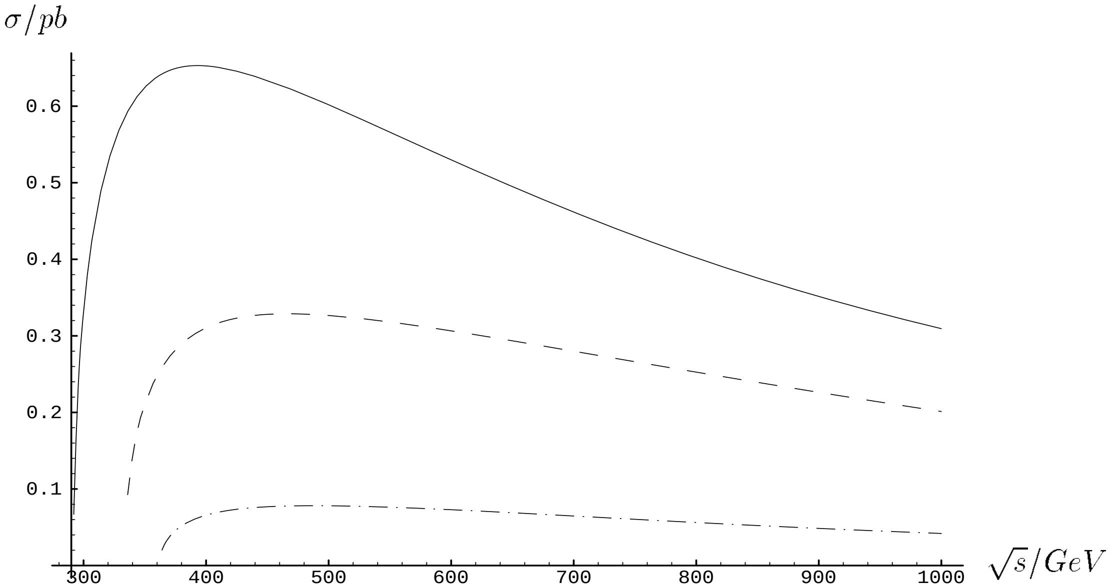

Abb. 6.16: Totaler Wirkungsquerschnitte für **unpolarisierte** Photonen im Szenario A_{200} (——), B_{200} (— —) und C_{200} (—·—).

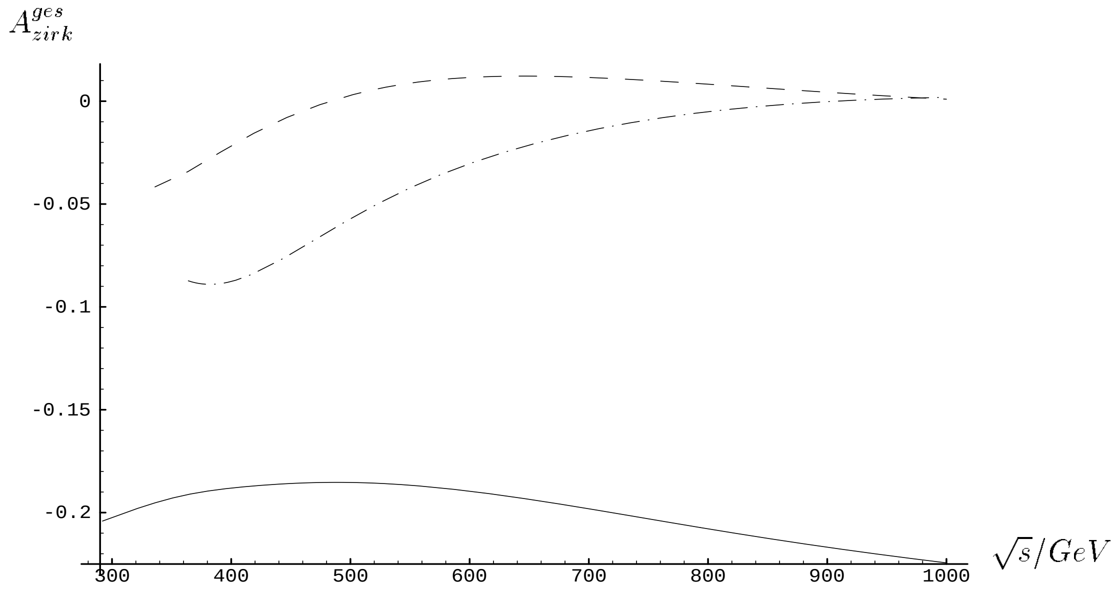

Abb. 6.17: Asymmetrie für **zirkular polarisierte** Photonen im Szenario A_{200} (——), B_{200} (– –) und C_{200} (—·—).

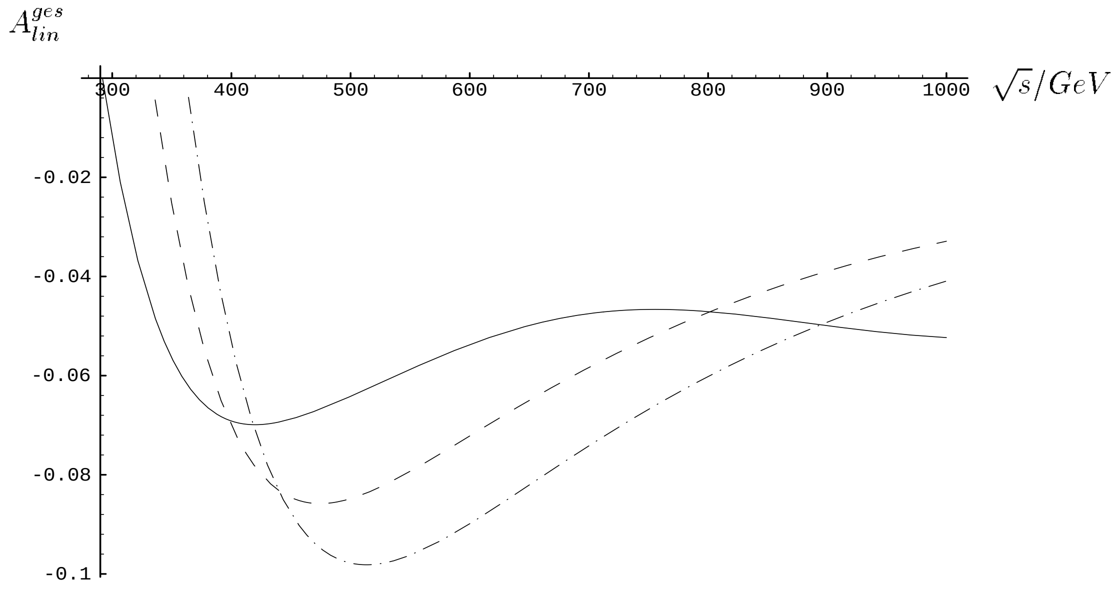

Abb. 6.18: Asymmetrie für **linear polarisierte** Photonen im Szenario A_{200} (——), B_{200} (– –) und C_{200} (—·—).

6.4 Vergleich mit den totalen Wirkungsquerschnitten der Erzeugung

In [3] sind die totalen Wirkungsquerschnitte des Produktionsprozesses dargestellt. Will man diese Ergebnisse mit denen dieser Arbeit vergleichen, multipliziert man gewöhnlich die Werte der Produktion bei einer bestimmten Energie mit der Verzweigungsrate des betrachteten Kanals. Dies ist in Tabelle 6.1 geschehen. In der ersten Spalte sind für eine Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 500$ GeV die Werte aus [3] dargestellt, in der zweite die Verzweigungsrate des hier betrachteten Kanals eines Dreiteilchenzerfalls in Leptonen und in der dritten das Produkt beider. Spalte 4 zeigt die aus Abb. 6.13 und 6.16 entnommen Werte.

	σ_{Prod}/pb	Verzeigungsrate VR/%	$\sigma_{Prod}\cdot$ VR in pb	σ_{ges}/pb
B_{50}	0,62	28,5	0,18	0,55
C_{50}	0,168	25,2	0,04	0,12
A_{200}	1,02	24,9	0,25	0,6
B_{200}	0,48	25,8	0,12	0,324
C_{200}	0,133	25,2	0,03	0,078

Tabelle 6.1: Vergleich der totalen Wirkungsquerschnitte der Produktion mit denen des Gesamtprozesses

Kapitel 7

Untergrundprozesse

Es gibt zwei Arten von Untergrundprozessen, die in denselben einelektronen Endzustand wie beim Zerfall des leichtesten Charginos führen. Zum einen sind dies Prozesse des Standardmodells, zum anderen supersymmetrische. Zu den ersteren gehören die elastische $e\gamma$-Streuung, wenn das Photon nicht gemessen wird, und die inelastische $e\gamma$-Streuung in ein Elektron und ein Z-Boson. Zu den letzteren die Erzeugung des leichtesten Neutralinos und eines Selektrons durch $e\gamma$-Streuung, wobei das Selektron in $\tilde{\chi}_1^o$ und ein Elektron zerfällt. Dieser Zerfall erhöht das SUSY-Signal gegenüber dem des Standardmodells, überdeckt es aber auch zum Teil. In allen Szenarien dürfte das Signal jedoch nicht ausreichen, um es von denen der $e\gamma$-Streuung des Standardmodells zu trennen (vgl. Abb. 9.1 in [2]).

Kapitel 8

Fazit

In dieser Arbeit wurde der Zerfall des leichtesten Charginos, welches durch $e\gamma$-Streuung erzeugt wurde, in das leichteste Neutralino, ein Antineutrino und ein Elektron, wobei nur letzteres detektiert wird, untersucht.
Nach einer kurzen Darstellung der zur Berechnung notwendigen Theorie in Kapitel 1 wurden in den beiden folgenden die Amplitudenquadrate des Zerfallsprozesses hergeleitet. In Kapitel 4 wurde die dazugehörige Kinematik besprochen, dem sich zwei Kapitel lang die numerische Auswertung der hergeleiteten Ergebnisse anschloß. Die differentiellen Wirkungsquerschnitte zeigen alle dieselbe Charakteristik, die ein starke Vorwärtsstreuung der gemessenen Elektronen aufzeigt. Die totalen Wirkungsquerschnitte durchlaufen oberhalb der Schwellenenergie ein Maximum und fallen dann gegen die x-Achse asymtotisch ab. Im Szenario A_{50} spielt der hier betrachtete Dreiteilchenzerfall keine Rolle, da ein Zweiteilchenzerfall bevorzugt wird.
Zum Schluß wurden noch die interessierenden Untergrundprozesse umrissen. Außer Acht gelassen wurde die Erzeugung der Photonen. Tatsächlich werden an einem Beschleuniger nicht die Wirkungsquerschnitte im $e\gamma$-CMS, sondern in einem Bezugssystem gemessen, das die Erzeugung der Photonen berücksichtigt. Ein solcher Erzeugungsprozeß ist die Compton-Rückstreuung von intensiven Laserpulsen an Elektronenstrahlen. Die hier hergeleiteten Wirkungsquerschnitte müßten in jenes e^-e^--CMS transformiert werden (vgl. hierzu [2]). Dies geschieht, indem man die berechneten Wirkungsquerschnitte mit der geeigneten Photonenenergieverteilung faltet. Dadurch werden die Ergebnisse jedoch stark von der verwendeten Apparatur zur Photonenerzeugung abhängig.

Anhang A

A.1 Die Dirac-Gleichung und andere nützliche Dinge

Es wird für Skalarprodukte zweier 4-Vektoren a_μ und b_μ die übliche Notation verwendet

$$\begin{aligned} (ab) &= g_{\mu\nu}\, a^\mu\, b^\nu = a_\mu b^\mu & \text{(A.1)} \\ \not{a} &= \gamma_\mu\, a^\mu & \text{(A.2)} \end{aligned}$$

Die Metrik ist dabei definiert durch

$$g^{\mu\nu} = det(1, -1, -1, -1) \tag{A.3}$$

Die auftretenden Gamma-Matrizen gehorchen den Vertauschungsrelationen

$$\gamma^\mu\gamma^\nu + \gamma^\nu\gamma^\mu = 2g^{\mu\nu} \tag{A.4}$$

Sie besitzen folgende Eigenschaften

$$\gamma_0^2 = 1;\ \gamma_i^2 = -1;\ \gamma_\mu^+ = \gamma_0\gamma_\mu\gamma_0 \tag{A.5}$$

Man definiert eine fünfte Matrix

$$\gamma_5 = i\gamma_0\gamma_1\gamma_2\gamma_3 \tag{A.6}$$

mit den Eigenschaften

$$\gamma_5^2 = 1; \quad \{\gamma_\mu, \gamma_5\} = 0 \tag{A.7}$$

Es existiert eine Ladungskonjugationsmatrix C, für die gilt

$$C^{-1} = C^{+} = C^{T} = -C; \quad CC^{+} = C^{+}C = 1; \quad C^{2} = -1 \tag{A.8}$$

Die transponierten Gamma-Matrizen lassen sich durch C ausdrücken gemäß

$$C^{+}\gamma_{\mu}C = -\gamma_{\mu}^{T} \tag{A.9}$$
$$C^{+}\gamma_{5}C = -\gamma_{5}^{T} \tag{A.10}$$

Fermionen werden durch die Dirac - Gleichung beschrieben

$$(i\not{\partial} - m)\psi(x) = 0 \tag{A.11}$$

Die Diracspinoren $u(p,s)$ und $v(p,s)$ sind Lösungen dieser

$$(\not{p} - m)\,u(p,s) = 0 \tag{A.12}$$
$$(\not{p} + m)\,v(p,s) = 0 \tag{A.13}$$
$$\bar{u}(p,s)\,(\not{p} - m) = 0 \tag{A.14}$$
$$\bar{v}(p,s)\,(\not{p} + m) = 0 \tag{A.15}$$

mit den adjungierten Spinoren $\bar{u} = u^{+}\gamma^{o}$ und $\bar{v} = v^{+}\gamma^{o}$.
Die Diracspinoren sind normiert auf

$$\bar{u}(p,s)\,u(p,s') = 2m\delta_{ss'} \tag{A.16}$$
$$\bar{v}(p,s)\,v(p,s') = -2m\delta_{ss'} \tag{A.17}$$

Die Vollständigkeitsrelationen für die Diracspinoren beinhalten, daß

$$\sum_{s} u(p,s)\bar{u}(p,s) = \not{p} + m \tag{A.18}$$
$$\sum_{s} v(p,s)\bar{v}(p,s) = \not{p} - m \tag{A.19}$$

Die ladungskonjugierten Spinoren bilden sich gemäß

$$u(p,s) = v^{c}(p,s) = C\bar{v}^{T}(p,s) \tag{A.20}$$
$$v(p,s) = u^{c}(p,s) = C\bar{u}^{T}(p,s) \tag{A.21}$$

A.2 Spuren und Kontraktionen von Gammamatrizen

Für die Spuren von Gammamatrizen erhält man

$$
\begin{aligned}
Sp(\not a) &= 0 && \text{(A.22)}\\
Sp(\not a\,\not b) &= 4ab && \text{(A.23)}\\
Sp(\not a_1 \ldots \not a_n) &= a_1 a_2 Sp(\not a_3 \ldots \not a_n) - a_1 a_3 Sp(\not a_2\,\not a_4 \ldots \not a_n) \pm \\
&\quad \ldots \pm a_1 a_n Sp(\not a_2 \ldots \not a_{n-1}) && \text{(A.24)}\\
Sp(\gamma_5) &= 0 && \text{(A.25)}\\
Sp(\not a\,\not b \gamma_5) &= 0 && \text{(A.26)}\\
Sp(\not a\,\not b\,\not c\,\not d \gamma_5) &= 4i a_\alpha b_\beta c_\mu d_\nu \epsilon^{\alpha\beta\mu\nu} && \text{(A.27)}
\end{aligned}
$$

Dabei ist der ϵ-Tensor definiert durch

$$
\epsilon^{\alpha\beta\mu\nu} = \begin{cases} = & 1 \text{ für eine gerade Permutation seiner Indices} \\ = & -1 \text{ für eine ungerade Permutation seiner Indices} \\ = & 0 \text{ sonst} \end{cases} \qquad \text{(A.28)}
$$

$$
\epsilon_{\alpha\beta\mu\nu} = -\epsilon^{\alpha\beta\mu\nu} \qquad \text{(A.29)}
$$

Für Kontraktionen der Gamma-Matrizen gilt

$$
\begin{aligned}
\gamma_\mu \gamma^\mu &= 4 && \text{(A.30)}\\
\gamma_\mu \not a \gamma^\mu &= -2\not a && \text{(A.31)}\\
\gamma_\mu \not a\,\not b \gamma^\mu &= 4ab && \text{(A.32)}
\end{aligned}
$$

A.3 Quantisierung von Fermionen und Bosonen

In der Quantenfeldtheorie werden die Wellenfunktionen zu Feldoperatoren, die nach ebenen Wellen entwickelt werden. Diese Felder gehorchen Vertauschungsrelationen. Es gibt Felder für Bosonen und für Fermionen.

A.3.1 Bosonen

Bosonenfelder gehorchen Vertauschungsrelationen. In dieser Arbeit kommen zwei Arten von Bosonen als reelle Teilchen vor:

- Sneutrinos mit Spin 0
- Photonen mit Spin 1

Spin - 0 - Teilchen

Die Entwicklung der Wellenfunktion von Spin - 0 - Teilchen nach ebenen Wellen hat folgende Form

$$\phi(x) = \int \frac{d^3k}{\sqrt{(2\pi)^3 2k_0}} \left(a(k)e^{-ikx} + b^+(k)e^{ikx} \right) \tag{A.33}$$

Die Erzeugungs - und Vernichtungsoperatoren erfüllen die Gleichungen

$$[a(k), a^+(k')] = [b(k), b^+(k')] = \delta(\underline{k} - \underline{k}') \tag{A.34}$$

Die anderen Kommutatoren der vier Operatoren a(k), a^+(k), b(k), b^+(k) sind Null.

Spin - 1 - Teilchen

Für Spin - 1 Teilchen lautet die entsprechende Entwicklung

$$A_\mu(x) = \int \frac{d^3k}{\sqrt{(2\pi)^3 2k_0}} \left(\alpha(k,\lambda)\epsilon_\mu(k,\lambda)e^{-ikx} + \alpha^+(k,\lambda)\epsilon^*_\mu(k,\lambda)e^{ikx} \right) \tag{A.35}$$

Die Vertauschungsrelationen sind dieselben wie für Spin - 0 - Teilchen.

A.3.2 Fermionen

Fermionenfelder entwickeln sich wie folgt

$$\psi(x) = \int \frac{d^3p}{\sqrt{(2\pi)^3 2p_0}} \sum_s \Big(b(p,s)u(p,s)e^{-ipx} + d^+(p,s)v(p,s)e^{ipx} \Big) \tag{A.36}$$

Für die Charginos wird folgende Entwicklung verwendet

$$\tilde{\chi}_j(x) = \int \frac{d^3p}{\sqrt{(2\pi)^3 2p_0}} \sum_s \Big(e_j(p,s)u(p,s)e^{-ipx} + f_j^+(p,s)v(p,s)e^{ipx} \Big) \tag{A.37}$$

Die Antivertauschungsrelationen für die Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren lauten für die Fermionen

$$\{b(p,s), b^+(p',s')\} = \{d(p,s), d^+(p',s')\} = \delta(\underline{p} - \underline{p}')\delta_{ss'} \tag{A.38}$$

und für die Charginos

$$\{e_j(p,s), e_j^+(p',s')\} = \{f_j(p,s), f_j^+(p',s')\} = \delta(\underline{p} - \underline{p}')\delta_{ss'} \tag{A.39}$$

Das ladungskonjugierte Charginofeld besitzt die Entwicklung

$$\tilde{\chi}_j(x) = \int \frac{d^3p}{\sqrt{(2\pi)^3 2p_0}} \sum_s \Big(e_j^+(p,s)v(p,s)e^{ipx} + f_j(p,s)u(p,s)e^{-ipx} \Big) \tag{A.40}$$

Für die Neutralinos wurde die folgende gewählt

$$\tilde{\chi}_j^o(x) = \int \frac{d^3k}{\sqrt{(2\pi)^3 2k_0}} \sum_s \Big(g_j^+(k,s)v(u,s)e^{-ikx} + g_j^+(k,s)v(k,s)e^{ikx} \Big) \tag{A.41}$$

Die Vertauschungsrelationen sind hier

$$\{g_j(p,s), g_j^+(p',s')\} = \delta(\underline{p} - \underline{p}')\delta_{s,s'} \tag{A.42}$$

A.4 Propagatoren

Der Propagator für ein Fermion f lautet

$$S_F(p) = \frac{\not{p} + m_f}{p^2 - m_f^2} \tag{A.43}$$

wobei $f = e^-,\ \tilde{\chi}^-$ ist.
Für ein Sfermion $\tilde{f}$ lautet der Propagator

$$\Delta^{\tilde{f}}(p) = \frac{1}{p^2 - m_{\tilde{f}}^2} \tag{A.44}$$

Hier gilt nun $\tilde{f} = \tilde{e}_L,\ \tilde{\nu}_e$.
Für das W^--Boson wird folgender Propagator verwendet

$$D_{\mu\nu}^{W^-}(p) = \frac{g_{\mu\nu} - \frac{p_\mu p_\nu}{m_W^2}}{p^2 - m_W^2 + i m_W \Gamma_W} \tag{A.45}$$

Der Imaginärteil im Nenner wurde nicht weggelassen, da bei dem hier behandelten Zerfallsprozeß $p^2 > 0$ ist, und daher nicht ausgeschlossen werden kann, daß über einen Pol integriert wird.

Literaturverzeichnis

[1] H.E. Haber, G.L. Kane, Phys. Rep. 117 (1985) 75

[2] S. Hesselbach, Chargino-Sneutrino-Produktion durch Elektron- Photon-Streuung, Diplomarbeit, Würzburg 1995

[3] S. Hesselbach, H. Fraas, WUE-ITP-96-005,hep-ph/9604439, zur Publikation eingereicht bei Phys. Rev. D, Würzburg 1996

[4] H.V. Klapdor-Kleingrothaus, A. Staudt, Teilchenphysik ohne Beschleuniger, Teubner Studienbücher, Stuttgart 1995

[5] G. Costa, W.E. Fischer, G.L. Fogli, J. Fröyland, H.J. Gerber, P. Nyborg, TEPP, Kinematics and Symmetries, I N2 P3, Institut National de Physique Nucléaire et de Physique de Particules 1979

[6] H.E. Haber, Spin Formalism und Applications to New Physics Searches, SCIPP 93/49 (1994), Proceedings of the 21st SLAC Summer Institute on Particle Physics, SLAC, Stanford, CA, 26 July -6 August 1993

[7] C. Quigg, Gauge Theories of the Strong, Weak, and Electromagnetic Interactions, Advanced Book Program, Reading, Massachusetts 1983

[8] W. Greiner, J. Reinhardt, Feldquantisierung, Verlag Harri Deutsch, Thun und Frankfurt/Main 1993

[9] W. Greiner, B. Müller, Eichtheorie der schwachen Wechselwirkung, Verlag Harri Deutsch, Thun und Frankfurt/Main 1995

[10] J.F. Cornwell, Group Theory in Physics Vol. 3, Academic Press, London 1989

[11] R.M. Barnett et al., Review of Particle Physics, Phys. Rev. D54,1 (1996)

[12] A. Bartl, H. Fraas, W. Majerotto, Z. Phys. C30 (1986) 441

[13] H. Pillkuhn, The Interactions of Hadrons, North-Holland Publishing Company, Amsterdam 1967

[14] A.Bartl, H. Fraas, W. Majerotto, Z. Phys. C41 (1988) 475.

Danksagung

Mein Dank gilt Prof. Dr. H. Fraas für die Aufgabenstellung und die zahlreichen Gespräche.
Vielen Dank an Klaus Blöchinger für Tips und Tricks, an Stefan Hesselbach und Wolfgang Walter für die Hilfe beim alltäglichen Frust mit Unix und XWindows und an Gudrid Moorgat-Pick dafür, daß sie mich so oft an „ihr“ Terminal ließ.
Besonderer Dank gilt meiner Frau Tatjana für ihr Verständnis während dieser Arbeit und Max für seine Geduld, weil ich besonders in der letzten Zeit nicht mit ihm spielen konnte.
Zuletzt möchte ich meinen Eltern danken, die durch ihre finanzielle Unterstützung mein Studium erst ermöglichten.

Erklärung

Ich versichere hiermit, daß ich diese Arbeit selbständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel verwendet habe.

Würzburg, den 2.Oktober.1996

(Oliver Graf)