

# Kapitel 4

## Raum-Zeit-Eigenschaften der Gluon-Cluster und ihre Auswirkungen in inelastisch diffraktiven Streuprozessen

Die in Kapitel 2 durchgeführte Analyse von Daten zu tiefinelastischer diffraktiver  $ep$ -Streuung [24, 25], zu einfach diffraktiven  $\gamma p$ -Reaktionen der Form  $\gamma p \rightarrow X + p$  [27] und einfach diffraktiven  $pp$ - und  $\bar{p}p$ - Reaktionen zeigt, daß in dem komplexen Gluonsystem innerhalb des Protons selbstorganisierte Kritikalität existiert und zur Bildung der farblosen Gluoncluster  $c_0^*$  führt, die sich in den obigen Reaktionen manifestieren.

Kann diese Erkenntnis genutzt werden, um die Wirkungsquerschnitte verschiedener inelastisch diffraktiver Reaktionen zu berechnen? Lassen sich die in Kapitel 2 betrachteten inelastischen diffraktiven Streuexperimente auch als Diffraktion im optischen Sinne deuten? Mit anderen Worten, kann der Strahl der einfallenden Projektilteilchen als einfallende Welle gedeutet werden, die am Targetproton bzw. an der Wolke der zu diesem gehörenden farblosen  $c_0^*$ -Cluster gestreut wird?

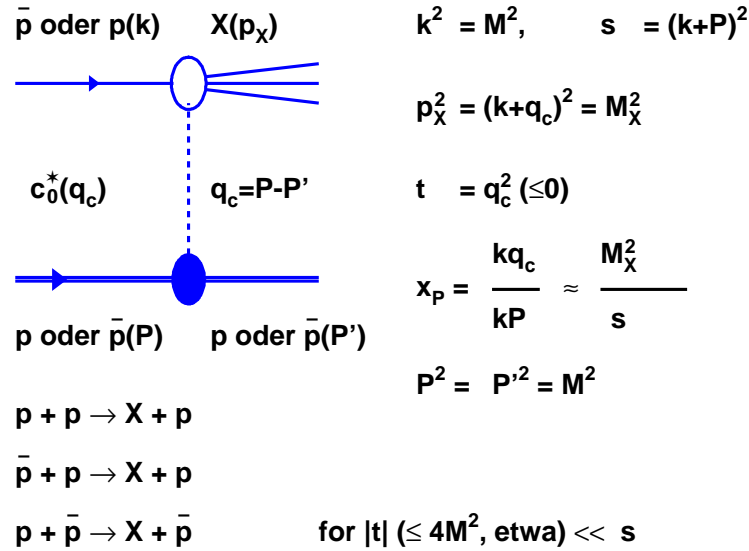


Abbildung 4.1: Diagramm für einfach diffraktive  $pp$ - und  $\bar{p}p$ -Streuprozesse zusammen mit relevanten kinematischen Variablen.

Diese Fragen sollen in den folgenden Abschnitten anhand der Daten [28, 30] zum differentiellen Wirkungsquerschnitt  $d^2\sigma/dt d(M_x^2/s)$  zu einfach diffraktiver  $pp$ - und  $\bar{p}p$ -Streuung diskutiert werden. Die Streuprozesse und die bei deren Beschreibung verwendeten kinematischen Variablen sowie deren Zusammenhänge sind in Abb. 4.1 illustriert. Die Variable  $t$  ist das Quadrat des Viererimpulsübertrages,  $M_x$  die Masse des erzeugten hadronischen Systems und  $\sqrt{s}$  die Gesamtenergie der Kollision im Schwerpunktsystem der einlaufenden Teilchen. Ziel der Untersuchung ist die Beantwortung der Frage, ob sich die in der kinematischen Region ( $0.2 \text{ GeV}^2 \leq |t| \leq 3.25 \text{ GeV}^2$ ,  $16 \text{ GeV} \leq \sqrt{s} \leq 630 \text{ GeV}$ , und  $M_x^2/s \leq 0.1$ ) beobachtete  $t$ - und  $M_x^2/s$ -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes im Rahmen eines optischen Modelles auf Grundlage des in Kapitel 2 entwickelten SOC-Bildes verstehen und beschreiben läßt.

Die Idee, optische bzw. geometrische Modelle und Analogien zur Beschreibung hochenergetischer Hadron-Kern und Hadron-Hadron Reaktionen bei kleinen Streu-

winkeln zu benutzen, ist bereits zur Beschreibung elastischer Streuprozesse [51, 52] verwandt worden. Bis jetzt wurde allerdings noch kein Versuch unternommen, die Daten [28, 30] zu diffraktiven inelastischen  $pp$ - und  $p\bar{p}$ -Reaktionen im Rahmen eines optischen Modelles zu beschreiben.

Inelastische diffraktive  $pp$ - und  $\bar{p}p$ -Reaktionen gehören zu einer Klasse von Prozessen, die im Rahmen von Regge-Pol-Modellen [38, 39, 51] beschrieben werden können. Die grundlegende Idee hierbei ist, daß bei einer Kollision farblose Objekte in Form sogenannter Regge-Trajektorien ausgetauscht werden. Im Rahmen dieser Modelle [38, 39] gibt es Parametrisierungen, die die Daten beschreiben, aber die Frage nach dem dynamischen Ursprung, also nach der Bildung der ausgetauschten Objekte, wird mit diesen Ansätzen nicht beantwortet. Im Gegensatz hierzu zeigt die in Kap. 2 durchgeführte Analyse, daß selbstorganisierte Kritikalität im komplexen System der Gluonen des Protons der dynamische Ursprung der sich in diffraktiven  $pp$ - und  $\bar{p}p$ -Reaktionen manifestierenden farblosen  $c_0^*$ -Cluster ist.

## 4.1 Diffraction in der Optik und inelastische diffraktive Streuung an dem System der $c_0^*$ -Cluster

Optische Diffraction bzw. Beugung ist verbunden mit der Abweichung von der geometrischen Optik aufgrund der endlichen Wellenlänge des Lichtes. Im folgenden wird es sich als zweckmäßig erweisen, den Fall der Fraunhofer-Beugung [53] zu betrachten. Fraunhofer-Beugung kann man beobachten, wenn Licht auf ein Objekt fällt, dessen Ausdehnung größer als die Wellenlänge des einfallenden Lichtes ist, wobei sowohl der Abstand der Lichtquelle vom "Streuer", also dem Objekt, an dem das Licht gebeugt wird, als auch der Abstand des Detektors (zum Beispiel ein Schirm) von diesem Objekt groß sind. Die parallel einfallenden Lichtstrahlen können als ebene Welle aufgefaßt werden, die durch einen Wellenvektor

$\vec{k}$  sowie eine zugehörige Frequenz  $\omega = |\vec{k}|$  ausgezeichnet ist. Nach der Streuung kann das gestreute Feld nach dem Huygens'schen Prinzip durch eine auslaufende Kugelwelle, das heißt als

$$u_P = \frac{e^{i|\vec{k}'|R}}{R} f(\vec{k}, \vec{k}'). \quad (4.1)$$

geschrieben werden. Hier steht  $u_P$  für eine Feldkomponente der vom Streuer ausgehenden Welle.  $\vec{k}'$  ist der Wellenvektor der gestreuten Welle in Beobachtungsrichtung,  $|\vec{k}'| \equiv \omega'$  ist die zugehörige Frequenz,  $R$  die Distanz vom Streuer zum Beobachtungspunkt und  $f(\vec{k}, \vec{k}')$  die Streuamplitude, die die Änderung des Wellenvektors im Streuprozess beschreibt. Wählt man ein Koordinatensystem, in dem die  $z$ -Achse mit der Richtung des einfallenden Lichtes, also mit  $\vec{k}$  übereinstimmt, und das Objekt, an dem gestreut wird, in der  $xy$ -Ebene liegt, kann die Streuamplitude als

$$f(\vec{q}) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{\Sigma} d^2\vec{b} \alpha(\vec{b}) e^{-i\vec{q}\cdot\vec{b}} \quad (4.2)$$

geschrieben werden [51, 52, 53]. Dabei steht  $\vec{q} \equiv \vec{k}' - \vec{k}$  für die auftretende Änderung des Wellenvektors, der Stoßparameter  $\vec{b}$  bezeichnet die Position eines Flächenelementes  $d^2\vec{b}$  auf der Oberfläche des Streuers, und  $\alpha(\vec{b})$  steht für die Amplitude dafür, daß vom Flächenelement  $d^2\vec{b}$  nach dem Huygens'schen Prinzip eine Kugelwelle mit der Frequenz  $|\vec{k}'|$  ausgeht. Die Integration in Gln. 4.2 verläuft über den Bereich  $\Sigma$ , in dem  $\alpha(\vec{b})$  nichtverschwindend ist. In Fällen, in denen der Streuer symmetrisch bezüglich der Streuachse, also der  $z$ -Achse ist, führt die Fouriertransformation in Gln. 4.2 auf

$$f(q_{\perp}) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} b db \alpha(b) J_0(q_{\perp} b). \quad (4.3)$$

Dabei ist  $b = |\vec{b}|$  und  $q_{\perp}$  der Betrag des auf der  $z$ -Achse senkrecht stehenden transversalen Teils  $\vec{q}_{\perp}$  des Vektors  $\vec{q}$ .

Viele der mit Fraunhofer-Beugung verbundenen Phänomene werden mit den Gln. 4.2 und 4.3 unter der Bedingung, daß  $|\vec{k}'| = |\vec{k}| = \omega' = \omega$ , also daß

sich nur die Richtung des gestreuten Lichtes, nicht aber dessen Frequenz ändert, beschrieben. In diesem Fall steht für kleine Streuwinkel, also für  $|\vec{q}| \ll |\vec{k}|$ , der Vektor  $\vec{q}$  nahezu senkrecht auf der  $z$ -Achse bzw. auf den Wellenvektoren  $\vec{k}$  und  $\vec{k}'$ , in diesem Fall liegt also  $\vec{q} \approx \vec{q}_\perp$  in der  $xy$ -Ebene. Diese Situation entspricht elastischer Streuung, da die Frequenz des gestreuten Lichtes mit der des einfallenden Lichtes übereinstimmt.

In diesem Kapitel soll ein optisches Bild für inelastische diffraktive Streuung entwickelt werden. In solchen Streuprozessen, bei denen der Betrag von  $\vec{q}_\perp$  groß ist (etwa  $|\vec{q}_\perp|^2 \gg 0.05 \text{ GeV}^2$ ), ist es relativ unwahrscheinlich, Ereignisse zu finden, bei denen die (elastische) Bedingung  $|\vec{k}'| = |\vec{k}|$  und  $\omega' = \omega$  erfüllt ist. Man kann also davon ausgehen, daß in diesem kinematischen Bereich der überwiegende Teil diffraktiver Streuprozesse inelastischer Natur ist. Das bedeutet, daß sich der Wellenvektor  $\vec{k}'$  in Winkel und Größe von  $\vec{k}$  unterscheiden wird. Um die Gln. 4.2 und 4.3 im Falle inelastischer diffraktiver Streuung zu verwenden, muß man also berücksichtigen, daß  $\omega' \neq \omega$  und  $|\vec{k}'| \neq |\vec{k}|$  ist. Daher werden die Amplituden  $f(q_\perp)$  bzw.  $\alpha(b)$  auch vom longitudinalen Impulsübertrag, also im Falle der betrachteten inelastischen diffraktiven Streuprozesse von der kinematischen Variable  $x_P$  abhängen. Für die Amplituden wird daher im folgenden  $f(q_\perp|x_P)$  bzw.  $\alpha(b|x_P)$  geschrieben, ihre konkrete Form wird in Abschnitt 4.2 näher betrachtet werden.

Das der Beschreibung von inelastischen diffraktiven  $\gamma^*p^-$ ,  $\gamma p^-$ ,  $pp^-$  und  $\bar{p}p^-$ -Streuprozessen zugrundeliegende Bild basiert auf zwei wesentlichen Elementen: Erstens werden die einlaufenden Strahlteilchen  $\gamma^*$ ,  $\gamma$  (siehe Abb. 2.13) bzw.  $p$  und  $\bar{p}$  (siehe Abb. 4.1) als hochfrequente Welle aufgefaßt, die an einem Medium (dem Target) gestreut wird. Der Wellenvektor der auslaufenden Welle wird sich im allgemeinen von dem der einlaufenden Welle in Richtung und Größe unterscheiden. Aus diesem Grund wird sich im allgemeinen auch der longitudinale Teil des Wellenvektors (und damit die Energie und die invariante Masse der auslaufenden Teilchen) ändern. Zweitens besteht das oben angesprochene Medium (Target) nach der in

Kapitel 2 ausgeführten Analyse inelastischer diffraktiver  $\gamma p$ - und  $\gamma^* p$ -Reaktionen aus einer Wolke von Gluonclustern  $c_0^*$ , die sich im allgemein teilweise innerhalb, teilweise außerhalb des Targetprotons, dem die  $c_0^*$ 's entstammen, befinden. Da die Wechselwirkung der  $c_0^*$ 's untereinander bzw. mit dem Rest des Mutterprotons wegen der Farblosigkeit der Cluster klein ist, kann man erwarten, daß bereits bei kleinen Impulsüberträgen (also etwa bei  $|t| < 1 \text{ GeV}^2$ ), ein Cluster  $c_0^*$  vom einfallenden Projektilteilchen aus dem Proton herausgeschlagen wird.

## 4.2 Quantitative Beschreibung des Wirkungsquerschnittes

Um die betrachteten Streuprozesse zu modellieren und quantitativ zu beschreiben, ist es bequem, den Streuvorgang im Ruhesystem des Targetprotons betrachtet. Der Mittelpunkt des Targetprotons ist der Ursprung  $O$  eines rechtshändigen kartesischen Koordinatensystems, dessen  $z$ -Achse mit der Richtung der einfallenden Projektilteilchen übereinstimmt. Die  $xy$ -Ebene dieses Koordinatensystems stimmt daher mit der Ebene der Vektoren  $\vec{b}$  (Stoßparameter) aus den Gln. 4.2 und 4.3 zusammen. Wählt man die  $y$ -Achse des Koordinatensystems so, daß der Kollisionspunkt  $B$  von Projektilteilchen (seinem Schwerpunkt) und dem Gluoncluster  $c_0^*$  in der  $yz$ -Ebene liegt, so hat  $B$  die Koordinaten  $B = (0, b, z)$ . Die Länge der Projektion der Strecke  $\overline{OB}$  auf die  $y$ -Achse des Koordinatensystems entspricht gerade dem Stoßparameter  $b$ .

Die farblosen  $c_0^*$ -Cluster bilden sich aufgrund lokaler Störungen von SOC-Zuständen im komplexen Gluonsystem, die durch die Absorption bzw. Emission von einem bzw. mehreren Gluonen verursacht sind. Da Gluonen Farbe tragen, muss daher die Wechselwirkung, die zur Bildung eines Clusters  $c_0^*$  führt, innerhalb des Protons (also innerhalb des Bereiches des *Confinement*) liegen. Obgleich ein großer Teil der  $c_0^*$ 's sich wegen ihrer Farblosigkeit auch außerhalb des Protons befinden

den kann, befindet sich also der Ort  $A$  der Bildung eines Clusters innerhalb des Protons. Sein Abstandsquadrat  $R_A^2(b, z)$  zum Kollisionspunkt  $B$  ist durch

$$R_A^2(b, z) = r^2 + b^2 + z^2 - 2br \sin \varphi \sin \vartheta - 2zr \cos \vartheta \quad (4.4)$$

gegeben, wobei  $r$  der Abstand des Punktes  $A$  vom Ursprung des Targetprotons,  $\vartheta$  der Polarwinkel bezüglich der  $z$ -Achse und  $\varphi$  der Azimuthwinkel des Punktes  $A$  in der  $xy$ -Ebene ist. Mittelt man  $R_A^2(b, z)$  über alle möglichen Punkte  $A$ , von denen Cluster, die bei  $B$  vom Projektil getroffen werden können, stammen können, so ergibt sich als mittlere quadratische Entfernung  $\langle R_A^2(b, z) \rangle$  zwischen den Orten  $A$  der Entstehung und dem Ort  $B$  der Kollision

$$\begin{aligned} \langle R_A^2(b, z) \rangle &= \frac{1}{\frac{4}{3}\pi r_p^3} \int_0^{r_p} r^2 dr \int_0^\pi d\vartheta \int_0^{2\pi} d\varphi R_A^2(b, z) \\ &= b^2 + z^2 + a^2, \end{aligned} \quad (4.5)$$

wobei  $a$  mit dem Protonradius  $r_p$  gemäß  $a^2 \equiv 3/5 r_p^2$  zusammenhängt. Die endliche Ausdehnung des Protons (Confinement) wird berücksichtigt, indem angenommen wird, daß der Abstand aller Cluster  $c_0^*$ , die bei  $B = (0, b, z)$  von einem Projektilteilchen getroffen werden, vom Ort ihrer Entstehung durch  $\sqrt{\langle R_A^2(b) \rangle}$  gegeben ist. Die so eingeführte mittlere Entfernung entspricht gewissermaßen einer mittleren freien Weglänge bei der Betrachtung von Stößen zwischen Gasteilchen. Um den differentiellen Wirkungsquerschnitt  $d^2\sigma/dt d(M_x^2/s)$  für inelastische diffraktive Streuprozesse zu berechnen, muß die Amplitude  $\alpha(b|x_P)$  bestimmt werden. In inelastischen diffraktiven Hadron-Hadron-Reaktionen (vergl. Abb. 4.1) ist  $x_P \approx M_x^2/s$  und entspricht dem Bruchteil am Impuls des Targetprotons, den das getroffene Gluoncluster  $c_0^*$  (im Schwerpunktsystem der Reaktion) trägt. Die Impulse  $q_c$ ,  $k$  und  $p_x$  in Abb. 4.1 entsprechen den Impulsen  $q$ ,  $k$  und  $k'$  der vorangegangenen Betrachtung in Kap. 4.1. Kennt man die Amplitude  $\alpha(b|x_P)$ , so ergibt sich (vergl. Glng. 4.3) mit

$$f(q_\perp|x_P) = \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty b db \alpha(b|x_P) J_0(q_\perp b) \quad (4.6)$$

der gesuchte Wirkungsquerschnitt  $d^2\sigma/dt dx_P$  als Funktion der Variablen  $t$  und  $x_P$ . Dabei gilt in der betrachteten kinematischen Region wegen  $|t| \ll M_x^2 \ll s$ , daß  $|t| \approx |\vec{q}_\perp|^2$  und  $x_P \approx M_x^2/s$  ist.

Bei der Bestimmung der Amplitude  $\alpha(b|x_P)$  im Rahmen des vorgeschlagenen SOC-Bildes für inelastische diffraktive Streuung müssen die Raum-Zeit-Eigenschaften der farblosen Gluoncluster  $c_0^*$  berücksichtigt werden:

- (i) Da die Bildung der farblosen Gluoncluster  $c_0^*$  durch SOC bedingt ist, gibt es Cluster aller Größen  $S$ . Die Wahrscheinlichkeitsamplitude dafür, ein Cluster der Größe  $S$  zu finden, kann aus der Größenverteilung  $D_S(S) = S^{-\mu}$  mit  $\mu \approx 2$  (siehe Kapitel 2) entnommen werden. Das bedeutet, daß die Größenverteilung  $D_S(S)$  einen Faktor  $S^{-1}$ , also  $x_P^{-1}$  zur Amplitude  $\alpha(b|x_P)$  beiträgt. Dabei wurde berücksichtigt, daß die Größe  $S$  eines  $c_0^*$  proportional zu seiner Energie ist. Die Energie des  $c_0^*$  ist dabei  $x_P P^0$ , wobei  $P^0$  die Energie des Protons und  $x_P$  der Bruchteil an  $P^0$  ist, den das  $c_0^*$  trägt.
- (ii) Wegen der Farblosigkeit der Gluoncluster  $c_0^*$  ist ihre Wechselwirkung sowohl mit den übrigen Clustern als auch mit dem Rest des Targetprotons relativ klein, so daß es nach dem Zusammentreffen mit dem Projektil von diesem aus dem Proton herausgelöst wird. Das bedeutet, daß sich das getroffene  $c_0^*$  mit dem Projektil vereinigen kann, möglicherweise durch gegenseitige Absorption, und in einem Bezugssystem, in dem das Projektil einen größeren Impuls als das  $c_0^*$  hat, von dem Projektil mitgerissen wird. Von einem geometrischen Standpunkt aus gesehen, ist die Wahrscheinlichkeit dafür, daß das Projektilteilchen ein Cluster der Größe  $S$  trifft, proportional zur Fläche (senkrecht zur Streuachse), die vom Projektil (seinem Schwerpunkt) getroffen werden kann. Diese Fläche ist durch  $S^{2/3}$  gegeben, daher folgt in der Amplitude  $\alpha(b|x_P)$  ein weiterer Faktor  $x_P^{2/3}$ .
- (iii) Die Cluster, die am Ort  $B = (0, b, z)$  vom Projektil bzw. dessen Schwerpunkt getroffen werden, sind vom Ort ihrer Entstehung im Mittel  $\sqrt{\langle R_A^2(b) \rangle}$



entfernt. Da sich die Cluster (ihr Schwerpunkt) in alle Raumrichtungen bewegen, wird deren Anzahldichte mit wachsendem Abstand vom Ort ihrer Entstehung abnehmen. Um dies zu berücksichtigen, sei der Einfachheit halber angenommen, daß die Cluster, die am Ort  $B$  vom Projektil getroffen werden, alle von einem effektiven Punkt  $\langle A_B \rangle$  stammen, dessen Entfernung zum Punkt  $B$  gerade  $\sqrt{\langle R_A^2(b) \rangle}$  ist. Damit nimmt die relative Anzahldichte der Cluster am Ort  $B$  mit dem Inversen des Quadrates der mittleren Entfernung ab, also mit  $(b^2 + z^2 + a^2)^{-1}$ .

Hierbei ist allerdings noch nicht berücksichtigt worden, daß nur solche  $c_0^*$ 's, die lange genug leben, um vom Ort ihrer Entstehung zum Kollisionspunkt  $B$  zu gelangen, zum Wirkungsquerschnitt beitragen können. Um dem Rechnung zu tragen, muß die Zeitdauer  $\tau_{\min}(b)$ , die das Cluster für den Weg vom Ort seiner Entstehung bis zum Ort  $B$  benötigt, abgeschätzt werden. Auf diesem Weg wechselwirkt das Cluster mit seiner Umgebung, es wird durch mehr oder weniger zufällige Stöße hin- und herbewegt. Die Zeitdauer  $\tau_{\min}(b)$ , die das Cluster bei einer solchen Brownschen Bewegung [55] benötigt, um die Strecke  $(b^2 + z^2 + a^2)^{1/2}$  zurückzulegen, ist durch  $\tau_{\min}(b) \propto b^2 + z^2 + a^2$  gegeben. Also nur solche Cluster  $c_0^*$ , deren Lebensdauer  $T \geq \tau_{\min}(b)$  ist, erreichen den Ort der Kollision. Andererseits ist die Lebensdauerverteilung  $D_T(T)$  der Cluster bekannt (siehe Kap. 2). Sie gehorcht einem Potenzgesetz  $D_T(T) \propto T^{-\nu}$ , wobei der experimentell bestimmte Wert des Exponenten  $\nu \approx 2$  ist. Der Anteil der Cluster mit einer Lebensdauer  $T$ , die größer als  $\tau_{\min}(b)$  ist, liefert daher einen Faktor  $\tau_{\min}(b)^{-1}$  bzw. einen weiteren Faktor  $(b^2 + z^2 + a^2)^{-1}$ .

Die Amplitude  $\alpha(b|x_P)$  bestimmt sich nun aus dem Produkt der in (i) beschriebenen Wahrscheinlichkeitsamplitude für die Erzeugung eines  $c_0^*$  mit Größe  $x_P$  und den in (ii) und (iii) erwähnten Faktoren. Nach Integration über die Koordinate  $z$

mit Hilfe des Residuensatzes [56] ergibt sich

$$\alpha(b|x_P) = \text{const.} \times x_P^{-1/3} (b^2 + a^2)^{-3/2}. \quad (4.7)$$

Das Einsetzen dieser Amplitude in die Glng. 4.6 ergibt schließlich die gesuchte Streuamplitude im Impulsraum. Die Integration über den Stoßparameter  $\vec{b}$  kann analytisch [57] durchgeführt werden, dabei erhält man

$$f(q_\perp|x_P) = \text{const.} \times \int_0^\infty b db x_P^{-1/3} (b^2 + a^2)^{-3/2} J_0(q_\perp b), \quad (4.8)$$

wobei  $q_\perp = |\vec{q}_\perp| \approx \sqrt{|t|}$  ist (für den klein  $x_P$  Bereich, also etwa  $x_P \leq 0.1$ ).

Aus der Streuamplitude bestimmt sich schließlich der entsprechende differentielle Wirkungsquerschnitt  $d^2\sigma/dtdx_P$  für inelastische diffraktive Streuung im SOC-Bild. Das Resultat ist

$$\frac{1}{\pi} \frac{d^2\sigma}{dt dx_P} = N x_P^{-2/3} \exp(-2a\sqrt{|t|}), \quad (4.9)$$

wobei  $N$  eine unbekannte Normalisierungskonstante ist und  $a$  mit dem Radius  $r_p$  des Targetprotons über  $a^2 \equiv 3/5 r_p^2$  zusammenhängt.

### 4.3 Vergleich des Ergebnisses mit experimentellen Daten

Das Resultat aus Glng. 4.9 für den doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt kann nun mit den zur Verfügung stehenden Daten für einfach diffraktive  $pp$ - und  $\bar{p}p$ -Streuung verglichen werden. Zu diesem Zweck sind in Abb. 4.2, Abb. 4.3 und Abb. 4.4 die zur Verfügung stehenden Daten [28, 30] für den differentiellen Wirkungsquerschnitt  $d^2\sigma/dt d(M_x^2/s)$  für verschiedene  $t$ -,  $s$ - und  $M_x$ -Werte im Bereich  $M_x^2/s \leq 0.1$ , in dem  $q_\perp$  näherungsweise durch  $\sqrt{|t|}$  gegeben ist, als Funktion von  $M_x^2/s$  aufgetragen. Um die Daten mit dem Ergebnis für den differentiellen Wirkungsquerschnitt  $d^2\sigma/dt dx_P$  im SOC-Bild aus Glng. 4.9 zu vergleichen, kann

benutzt werden, daß  $a^2 \equiv 3/5 r_p^2$  gilt. Setzt man für das Quadrat  $r_p^2$  des Protonradius das mittlere Quadrat des Ladungsradius  $r_p^2 = (0.81 \text{ fm})^2$  [20] ein, so ergibt sich für  $a$  wegen  $a^2 \equiv 3/5 r_p^2$  der Wert  $a = 3.2 \text{ GeV}^{-1}$ . Damit enthält das Ergebnis aus Glng. 4.9 für den differentiellen Wirkungsquerschnitt im SOC-Bild nur eine einzige Unbekannte, die Normierungskonstante  $N$ . Die Unbekannte  $N$  bestimmt sich durch Vergleich des sich aus Glng. 4.9 ergebenden Wertes mit den experimentellen Daten zu  $|t| = 0.2 \text{ GeV}^2$  in Abb. 4.2 zu  $N = 31.1 \text{ mb GeV}^{-2}$ . Die in Abb. 4.2, Abb. 4.3 und Abb. 4.4 gezeigten Kurven entsprechen dem theoretischen Ergebnis aus Glng. 4.9 mit den beschriebenen Werten für  $a$  und  $N$ .

Gemessen an der Tatsache, daß das Ergebnis aus Glng. 4.9 nach Einsetzen des Literaturwertes des mittleren quadratischen Ladungsradius des Protons für  $r_P$  nur einen einzigen Parameter, nämlich die Normierungskonstante  $N$  enthält, ist die Übereinstimmung der Kurven mit den experimentellen Daten für den differentiellen Wirkungsquerschnitt  $(1/\pi) d^2\sigma/dt d(M_x^2/s)$  recht gut.

An dieser Stelle sei nochmals betont, daß das Resultat aus Glng. 4.9 auf zwei wesentlichen inhaltlichen Pfeilern basiert. Zum einen auf der Analogie zwischen diffraktiver Streuung und optischer Diffraction, zum anderen auf den Eigenschaften der farblosen  $c_0^*$ -Gluoncluster. Letztere beruhen auf den Ergebnissen der in Kap. 2 durchgeführten Analyse inelastisch diffraktiver Streuprozesse.

Da in den Betrachtungen, die zu dem Ergebnis für den differentiellen Wirkungsquerschnitt  $d^2\sigma/dt dx_P$  in Glng. 4.9 führen, weder die Einschußenergie der Projektile noch deren Quantenzahlen eine Rolle spielten, ist zu erwarten, daß Glng. 4.9 ebenfalls für die diffraktiven Prozesse  $\gamma p \rightarrow Xp$  und  $\gamma^* p \rightarrow Xp$  gültig ist. Abgesehen von der Normierungskonstante  $N$ , die im allgemeinen von den Eigenschaften des Projektilteilchens abhängen kann, sollte die  $x_P$ - und  $t$ -Abhängigkeit die gleiche sein, wie in diffraktiven  $pp$ - und  $p\bar{p}$ -Reaktionen. Die entsprechenden Wirkungsquerschnitte für  $\gamma p \rightarrow Xp$  und  $\gamma^* p \rightarrow Xp$  sollten bei HERA gemessen werden können.

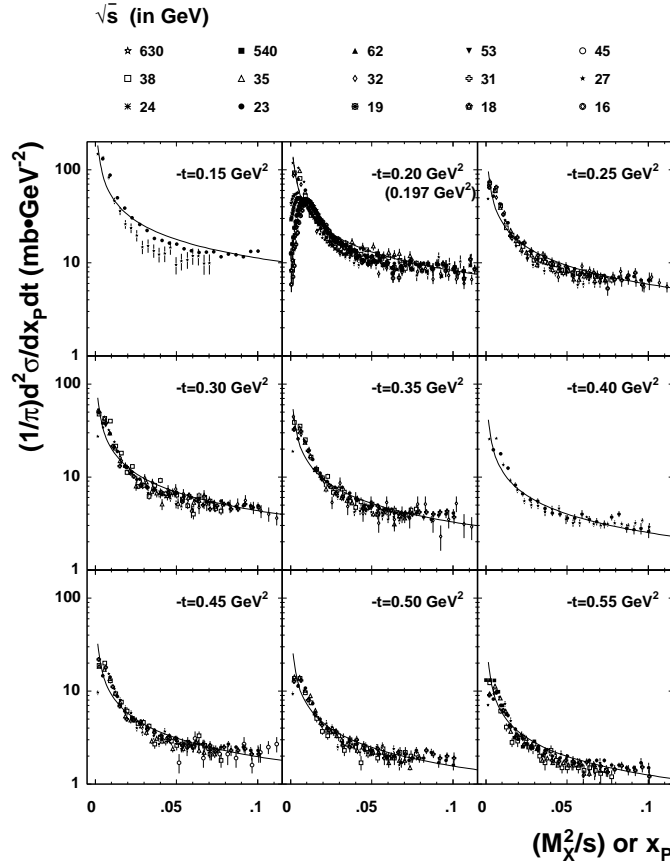


Abbildung 4.2: Doppelt differentieller Wirkungsquerschnitt  $(1/\pi) d^2\sigma/dt d(M_x^2/s)$  für einfach diffraktive  $pp$ - und  $\bar{p}p$ -Reaktionen als Funktion von  $x_P$  für feste Werte von  $t$ , wobei  $0.15 \text{ GeV}^2 \leq |t| \leq 3.25 \text{ GeV}^2$ . Die Daten stammen aus [28,30]. Die durchgezogene Linie entspricht dem im Text angegebenen Ergebnis. Die gestrichelte Linie entspricht dem gleichen Resultat, wobei der in Klammern stehende  $t$  benutzt wurde.

Bezüglich der  $t$ -Abhängigkeit verschiedener inelastischer diffraktiver Experimente kann ein entsprechender Vergleich bereits jetzt durchgeführt werden [35, 36], da der Wirkungsquerschnitt  $d\sigma/dt$  bereits für inelastische diffraktive  $pp$ -,  $p\bar{p}$ -,  $\gamma^*p$ - und  $\gamma p$ -Reaktionen bei verschiedenen Energien gemessen wurde. Zur Bestimmung des integrierten Wirkungsquerschnittes  $d\sigma/dt$  im Rahmen des vorgeschlagenen auf SOC basierenden Modells, braucht lediglich der doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt  $(1/\pi) d^2\sigma/dt d(M_x^2/s)$  aus Glng. 4.9 über  $x_P$  (im entsprechenden kinematischen Bereich, also etwa  $x_P < 0.1$ ) integriert zu werden. Das dabei

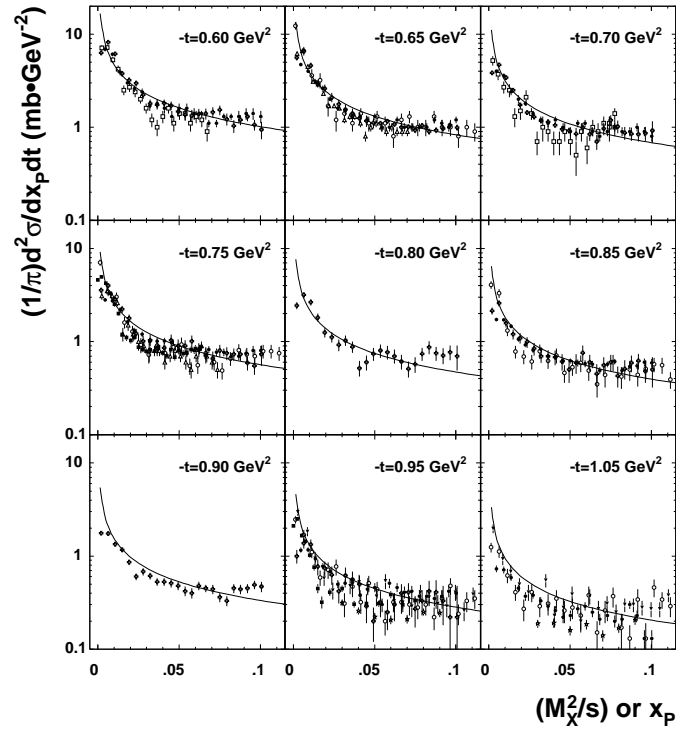


Abbildung 4.3: Doppelt differenzieller Wirkungsquerschnitt  $(1/\pi) d^2\sigma/dt d(M_x^2/s)$  für einfach diffraktive  $pp$ - und  $p\bar{p}$ -Reaktionen als Funktion von  $x_P$  für feste Werte von  $t$ , wobei  $0.15 \text{ GeV}^2 \leq |t| \leq 3.25 \text{ GeV}^2$ . Die Daten stammen aus [28,30]. Die durchgezogene Linie entspricht dem im Text angegebenen Ergebnis.

erhaltene Resultat

$$\frac{d\sigma}{dt}(t) = C \exp(-2a\sqrt{|t|}), \quad (4.10)$$

bei dem  $C$  eine unbekannte, von der jeweilig betrachteten Reaktion abhängende Konstante ist, kann dann anschließend mit entsprechenden Daten verglichen werden.

In Abbildung Abb. 4.5 sind die zur Verfügung stehenden Daten [28, 30] des integrierten Wirkungsquerschnittes  $d\sigma/dt$  für inelastische einfach diffraktive  $pp$ - und  $p\bar{p}$ -Reaktionen bei verschiedenen Reaktionsenergien  $\sqrt{s}$  im Bereich von  $0.2 \text{ GeV} \leq \sqrt{|t|} \leq 2.05 \text{ GeV}$  als Funktion von  $\sqrt{|t|}$  aufgetragen. Die durchgezogene Linie entspricht dem Ergebnis des hier vorgestellten SOC-basierten optischen Modells für

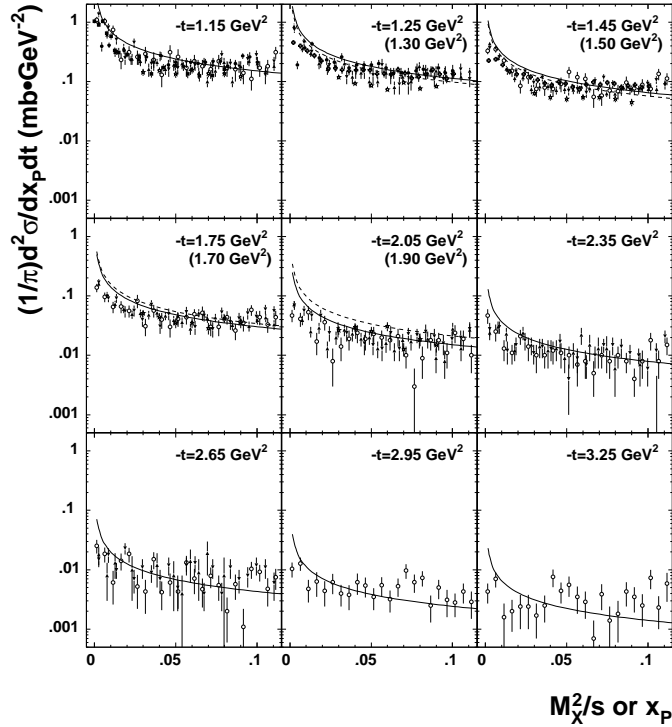


Abbildung 4.4: Doppelt differenzieller Wirkungsquerschnitt  $(1/\pi) d^2\sigma/dt d(M_x^2/s)$  für einfach diffraktive  $pp$ - und  $\bar{p}p$ -Reaktionen als Funktion von  $x_p$  für feste Werte von  $t$ , wobei  $0.15 \text{ GeV}^2 \leq |t| \leq 3.25 \text{ GeV}^2$ . Die Daten stammen aus [28,30]. Die durchgezogene Linie entspricht dem im Text angegebenen Ergebnis. Die gestrichelte Linie entspricht dem gleichen Resultat, wobei der in Klammern stehende  $t$  benutzt wurde.

diese Experimente. Wie man sich anhand der Abb. 4.5 leicht überzeugen kann, ist die Übereinstimmung hervorragend. Der vom optischen Modell beschriebene Abfall des Wirkungsquerschnittes mit  $\exp(-2a\sqrt{|t|})$  zeigt sich in den Daten [28, 30] über fünf Größenordnungen! Dabei ist  $a$  kein freier Parameter, sondern über  $a^2 \equiv 3/5 r_p^2$  durch den mittleren quadratischen Ladungsradius  $r_p^2 = (0.81 \text{ fm})^2$  [20] zu  $a = 3.2 \text{ GeV}^{-1}$  bestimmt. Gleichung 4.10 enthält einen einzigen freien Parameter, die globale Normalisierungskonstante  $C$ , die in Abb. 4.5 an die Daten angepaßt wurde [28, 30]. Der durch Fit bestimmte numerische Wert ist  $C = 83 \text{ mb GeV}^{-2}$ .

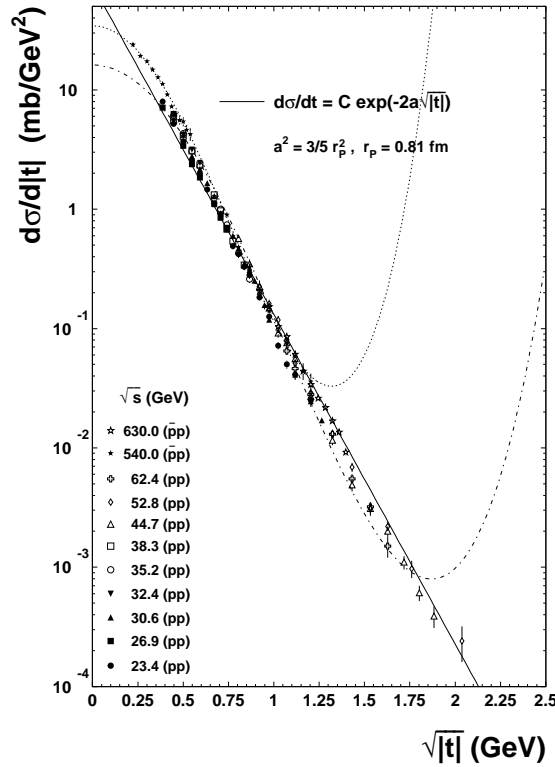


Abbildung 4.5: Die  $d\sigma/dt$  Daten aus [28,30] als Funktion von  $\sqrt{|t|}$  im gemessenen kinematischen Bereich. Die durchgezogene Linie entspricht dem Ergebnis aus Gln. 4.10. Die gestrichelte und die gestrichelt-gepunktete Kurve zeigt konventionelle Fits der Form  $d\sigma/dt \propto \exp[Bt + Ct^2]$ . Der erste ist der von UA4 für ihre Daten [30] angegebene Fit mit  $B = 8.0 \pm 0.1 \text{ GeV}^{-2}$  und  $C = 2.3 \pm 0.1 \text{ GeV}^{-4}$ . Der letztere ist ein Fit der gleichen Form an alle Datenpunkte in der Figur, hierbei ergibt sich  $B = 5.7 \pm 0.1 \text{ GeV}^{-2}$  und  $C = 0.8 \pm 0.1 \text{ GeV}^{-4}$ .

Zum Vergleich sind in Abb. 4.5 konventionelle Fits der Form  $d\sigma/dt \propto \exp[Bt + Ct^2]$  an die Daten gezeigt. Die gestrichelte Kurve entspricht dem von UA4 für ihre Daten [30] angegebenen Fit mit  $B = 8.0 \pm 0.1 \text{ GeV}^{-2}$  und  $C = 2.3 \pm 0.1 \text{ GeV}^{-4}$ . Die gestrichelt-gepunktete Kurve entspricht einem Fit der gleichen Form an alle Datenpunkte in der Figur, hierbei ergibt sich  $B = 5.7 \pm 0.1 \text{ GeV}^{-2}$  und  $C = 0.8 \pm 0.1 \text{ GeV}^{-4}$ .

In der letzten Zeit wurden bei HERA auch  $d\sigma/dt$  Daten für die inelastisch diffraktiven Reaktionen  $\gamma p \rightarrow Xp$  und  $\gamma^* p \rightarrow Xp$  bei verschiedenen Reaktionsenergien  $W$  gemessen [26, 33]. Die entsprechenden Diagramme und die Definitionen

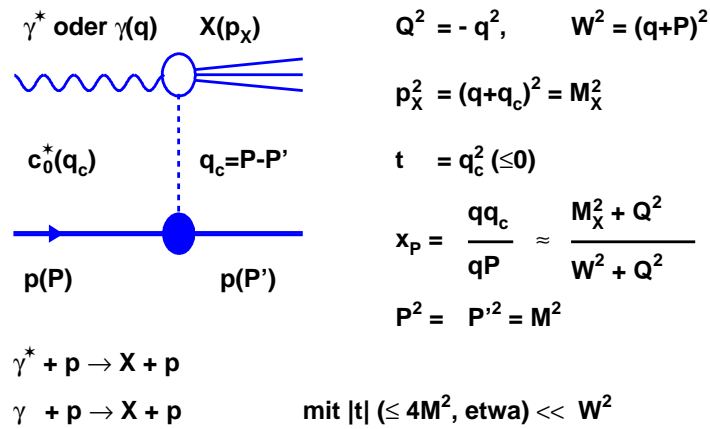


Abbildung 4.6: Diagramm für die einfach diffraktiven Streuprozesse  $\gamma + p \rightarrow X + p$ ,  $\gamma^* + p \rightarrow X + p$  zusammen mit relevanten kinematischen Variablen.

der bei der Beschreibung der Reaktionen verwendeten Variablen sind in Abb. 4.6 gegeben. Für diese Daten sollte das SOC-basierte optische Modell ebenfalls gültig sein, da in Glng. 4.10 nur die Normierungskonstante  $C$  von der Art der Projektilteilchen abhängt, während der Parameter  $a$  durch den Protonradius  $r_p$  festgelegt ist. In Abb. 4.7 sind die zur Verfügung stehenden Daten als Funktion von  $\sqrt{|t|}$  aufgetragen. Der überstrichene  $t$ -Bereich ist allerdings recht schmal ( $0.3 \text{ GeV} \leq \sqrt{|t|} \leq 0.6 \text{ GeV}$ ). Die durchgezogenen Linien entsprechen dem SOC-basierten optischen Modell, also der Glng. 4.10. Wiederum wurde lediglich die Normierungskonstante  $C$  durch einen Fit an die Daten angepaßt, wobei sich für  $C$  im Falle der  $\gamma^*p$ -Reaktion  $C \approx 185 \text{ nb GeV}^{-2}$  ergibt. Obgleich im Gegensatz zu den  $pp$ - bzw.  $p\bar{p}$ -Daten der kinematische Bereich, in dem es Daten gibt, recht klein ist, bleibt festzuhalten, daß Glng. 4.10 die Daten beschreibt. In den noch nicht durch Messungen abgedeckten Bereichen von  $\sqrt{|t|}$  stellt die durchgezogene Linie und damit Glng. 4.10 eine Vorhersage auf Grundlage des SOC-basierten optischen Modells dar. Es wäre wünschenswert, durch die Ausweitung des kinematischen Bereiches in den Messungen diese Vorhersage überprüfen zu können.



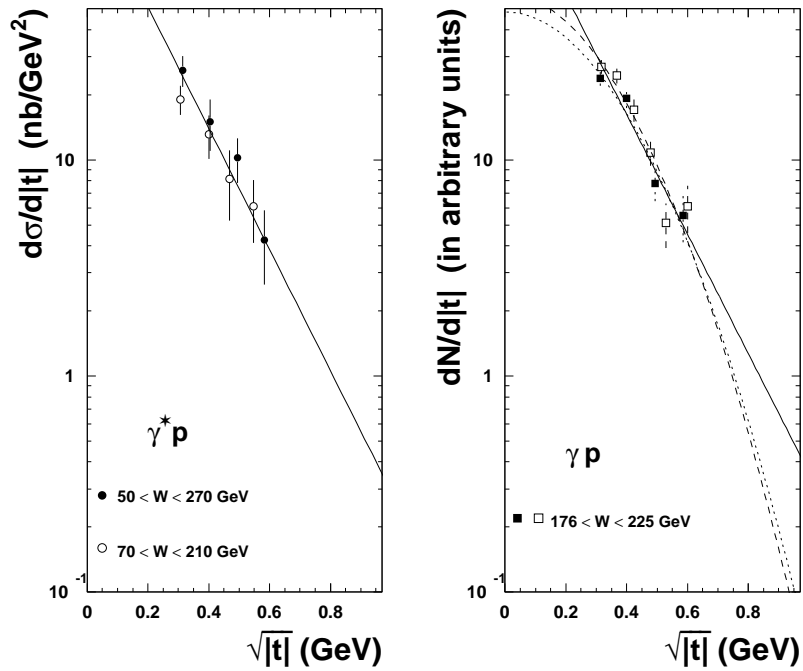


Abbildung 4.7: Die  $d\sigma/d|t|$  Daten aus Ref.[26,33] für  $\gamma^*$ - und  $\gamma$ -induzierte Reaktionen aufgetragen gegen  $\sqrt{|t|}$ . Sie sind als Kreise bzw. Quadrate eingetragen. Die leeren Kreise bzw. leeren Quadrate entsprechen den Daten aus (den Folien von) [26], während die schwarzen Kreise bzw. Quadrate den Daten aus [33] entsprechen. Die durchgezogene Linie entspricht dem im Text angegebenen Ergebnis aus Gln. 4.10. Die gestrichelte und die gepunktete Linie entsprechen den in [26,33] angegebenen Fits der Form  $d\sigma/dt \propto \exp(-b|t|)$ , wobei  $b = 7.3 \pm 0.9 \pm 1.0 \text{ GeV}^{-2}$  beziehungsweise  $b = 6.8 \pm 0.9 + 1.2/ - 1.1 \text{ GeV}^{-2}$  ist.