

FORSCHUNGSZENTRUM
ROSSENDORF e.V.

FZR

Archiv

FZR-167

Februar 1997

E. E. Kolomeitsev

Kaonen in Kernmaterie

Forschungszentrum Rossendorf e.V.

Postfach 51 01 19 · D-01314 Dresden

Bundesrepublik Deutschland

Telefon (0351) 260 3273

Telefax (0351) 260 3700

E-Mail kolomei@fz-rossendorf.de

Kaonen in Kernmaterie

Promotionsarbeit
zur Erlangung des akademischen Grades
Doctor Rerum Naturalium
vorgelegt von
EVGUENI E. KOLOMEITSEV
aus Moskau

Institut für Theoretische Physik
Fachrichtung Physik
Fakultät Mathematik und Naturwissenschaften
der Technischen Universität Dresden

Vorsitzender der Promotionskommission:

1. Gutachter:

2. Gutachter:

auswärtiger Gutachter:

Datum des Einreichens der Arbeit:

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Das physikalische Weltbild	1
1.2	Das Experiment	3
1.3	Seltsame Freiheitsgrade. $SU(3)$ -Symmetrie	6
1.4	Kaonen	10
1.5	Die in dieser Arbeit behandelten Themen	14
2	Kaon-Nukleon-Streuamplitude	17
2.1	Beschreibung der Kaon-Nukleon-Streuung	17
2.1.1	Die Reduktionsformel	17
2.1.2	Hadronische Ströme und ihre Algebra	19
2.1.3	Die PCAC-Hypothese	23
2.1.4	Die Ward-Takahashi-Identität	27
2.1.5	Beseitigung der Kaonenpole	29
2.1.6	Schwingerterme. Das kovariante zeitgeordnete Produkt	31
2.2	Polanteil der Streuamplitude	34
2.2.1	Kinematik. Die Cheng-Dashen-Amplitude	34
2.2.2	Hyperonenpole	37
2.2.3	Beiträge von Hyperonen-Zwischenzuständen	40
2.2.4	KN -Kopplungskonstanten mit Hyperonen	47
2.3	Nicht-Resonanzanteil der Streuamplitude.	52
2.3.1	Sigma- und Weinberg-Tomazawa-Terme der Streuamplitude	52
2.3.2	Experimentelle Kaon-Nukleon-Streulängen	54
2.3.3	Die Struktur des Nicht-Resonanzanteils der Amplitude	55
2.3.4	Niederenergie-Theoreme	57
2.3.5	Anpassung an experimentelle Daten	59
2.3.6	Andere Beschreibungen der nicht-resonanten KN -Wechselwirkung	63
2.4	Zusammenfassung zu Kapitel 2	69
3	Eigenschaften von Kaonen in Kernmaterie	71
3.1	Der Propagator und das Spektrum	71
3.2	Kaonen in Kernmaterie. Die erste Näherung	73

3.2.1	Polarisationsoperator für Kaonen im idealen Fermi-Gas	73
3.2.2	Modell-Polarisationsoperator. Medium-Äste von Kaonen-Anregungen	76
3.2.3	Die graphische Darstellung des Polarisationsoperators	87
3.3	Andere Medium-Effekte	90
3.3.1	Baryonen-Modifikationen im Medium	90
3.3.2	Wechselwirkungen mit virtuellen Mesonen	97
3.3.3	Korrelationen. Vertex-Korrekturen im Medium	100
3.4	Zusammenfassung zu Kapitel 3	108
4	K^--Erzeugung in Schwerionenstößen	111
4.1	Ein statistisches Modell für Schwerionenstöße	111
4.2	Ein Szenario der Dynamik von seltsamen Teilchen	112
4.3	Chemisches Gleichgewicht von seltsamen Teilchen	114
4.3.1	Kaonenspektrum	114
4.3.2	Populationen von seltsamen Teilchen	115
4.3.3	Chemisches Potential von Kaonen	117
4.4	Feuerball-Aufbruch	118
4.5	Vergleich mit experimentellen Daten	120
4.6	Zusammenfassung zu Kapitel 4	124
5	Zusammenfassung und Ausblick	125
6	Anhang	129
A.1	Zu Kapitel 2	129
A.1.1	Die Reduktionsformel	129
A.1.2	Die Ward-Takahashi-Identität	131
A.1.3	Kinematik. Cheng-Dashen-Amplitude	132
A.1.4	Hadronenpole	133
A.1.5	Der Beitrag des Λ -Teilchens	134
A.1.6	Der Beitrag der Σ^* - und Λ^{**} -Teilchen	135
A.2	Zu Kapitel 3	136
A.2.1	Graphische Darstellung von Gl. (3.13)	136
A.2.2	Das ideale Fermi-Gas	138
A.2.3	Ein einfaches Modell für die Parameter der lokalen NY -Wechselwirkungen	144

Abbildungsverzeichnis

1.1	Phasendiagramm stark wechselwirkender Materie	2
1.2	Die innere Struktur eines Neutronensterns	5
2.1	Resonanzen und Schwellen von inelastischen Kanälen in der K^-N -Streuung.	41
2.2	Die experimentelle Werte der K^-N -Streulänge	56
2.3	Die K^-p -Streulänge als Funktion der Kaonen-Energie	61
2.4	Die K^-n -Streulänge als Funktion der Kaonen-Energie	62
2.5	Beiträge zur K^-p -Streuamplitude auf der Massenschale	63
3.1	Die effektiven Massen von Kaonen	77
3.2	Kaonen-Spektrum für die Dispersionsgleichung (3.27)	82
3.3	Populationsfaktoren für die Dispersionsgleichung (3.27)	83
3.4	Kaonen-Spektrum für die Dispersionsgleichung (3.37)	84
3.5	Populationsfaktoren für die Dispersionsgleichung (3.37)	85
3.6	Kaonen-Spektrum für die Dispersionsgleichung (3.41)	86
3.7	Populationsfaktoren für die Dispersionsgleichung (3.41)	87
3.8	Die effektive Masse von Nukleonen	93
3.9	Das Kaonen-Spektrum für die Dispersionsgleichung (3.37) mit der Berücksichtigung der Medium-Modifikationen von Nukleonen und Baryonen	96
3.10	Wie in Abb. 3.4, aber für den Polarisationsoperator (3.41).	97
3.11	Korrelationsfaktoren als Funktion der Dichte	105
3.12	Effektive Kaonen-Massen mit Berücksichtigung von Korrelationen	106
3.13	Die effektive Kaonen-Massenaufspaltungen für die Dispersionsgleichung (3.37)	109
3.14	Die effektive Kaonen-Massenaufspaltungen für den Polarisationsoperator (3.41)	110
4.1	Kaonen-Spektrum und Populationsfaktoren für die Dispersionsgleichung (4.4)	115
4.2	Die Zeitabhängigkeit der relativen Gewichte von seltsamen Teilchen	117
4.3	Der Querschnitt der K^- -Produktion bei Stoßenergien von etwa 2 AGeV: Die Reaktionen Ni+Ni, Si+Si und Ne+NaF	121
4.4	Wie Abb. 4.3 für Si+Si-Reaktionen bei Stoßenergien von 1.65, 1.4 und 1.16 AGeV	122
4.5	Wie Abb. 4.3 für Ni+Ni-Reaktion bei Stoßenergien von 1.8 AGeV	123
4.6	Wie Abb. 4.3 für Au+Au-Reaktionen bei Stoßenergien von 1 und 0.5 AGeV	124

A.1 Die Funktion $\Phi_s(x)$	139
--	-----

Tabellenverzeichnis

1.1	Quark-Quantenzahlen	8
1.2	Quarkstruktur, Quantenzahlen und Massen von Baryonen	8
1.3	Quarkstruktur, Quantenzahlen und Massen von pseudoskalaren Mesonen	9
2.1	$KN\Lambda$ -Kopplungskonstanten	48
2.2	$KN\Sigma$ -Kopplungskonstanten	49
2.3	Die Werte vom KN -Sigma-Term in verschiedenen Analysen	53
2.4	Beiträge von Resonanztermen, Weinberg-Tomazawa-Termen und Sigma-Termen zur KN -Streulänge an der KN -Schwelle	54
4.1	Die experimentellen K^+ -Produktionsquerschnitte und die entsprechenden chemischen Potentiale von K^- -Mesonen	118
A.1	Die Parameter der regulären Anteile der Polarisationsoperatoren (3.17) und (3.18) bei $\rho = \rho_0$ für verschiedene Isospin-Kompositionen	143

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Das physikalische Weltbild

Heutzutage gehört zum wissenschaftlichen Paradigma die Vorstellung, daß beobachtbare Materie aus den Fermionen (Leptonen und Baryonen) besteht, deren Wechselwirkungen durch den Austausch von Bosonen (Photonen, Gluonen, W^\pm -, Z -Bosonen oder Mesonen) verwirklicht werden. Die Beschreibung von Prozessen der Teilchenwechselwirkungen kann im Rahmen von Quanten-Eichfeldtheorien erreicht werden. Als exzellentes Beispiel gilt natürlicherweise die Quantenelektrodynamik, die die Materie-Licht-Wechselwirkung mit höchster Präzision zu beschreiben vermag. In der Kernphysik, d.h. der Physik der Baryonen und Mesonen, treffen wir eine ganz andere Situation an. Hadronische Wechselwirkungen, die wegen der Größe der Kopplungskonstanten als starke Wechselwirkungen bezeichnet werden, können gegenwärtig nicht selbstkonsistent in Termen von Baryonen und Mesonen beschrieben werden. Grund dafür ist u.a., daß Hadronen, d.h. Baryonen und Mesonen, keine "elementaren" Teilchen sind, sondern ihrerseits aus den Quarks (Fermionen) und Gluonen (Bosonen) bestehen. Die Theorie, die diesen neuen Freiheitsgraden adäquat ist, heißt Quantenchromodynamik (QCD) und ist nichts anderes als eine nicht-abelsche Eichtheorie vom Yang-Mills-Typ. Zu den bemerkenswerten Eigenschaften dieser Theorie gehören:

- (i) die asymptotische Freiheit der Quarks bei hohen übertragenen Impulsen: Aufgrund des nicht-abelschen Charakters der Theorie bewegen sich die Quarks bei großen Impulsen (entsprechend kleinen Abständen) fast wie freie Teilchen;
- (ii) die empirisch manifestierte Unmöglichkeit, ein freies Quark zu beobachten (Confinement). Ursache hierfür ist der Anstieg der starken Kopplungskonstanten zweier wechselwirkender Quarks mit abnehmendem Impulsübertrag, d.h. mit steigendem Abstand. Letzterer Umstand macht den Aufbau einer konsistenten Theorie, die genau beschreibt, wie man aus Quarks Hadronen bilden kann, zu einem komplizierten und bis jetzt nicht vollständig gelösten Problem. Deswegen ist jede zusätzliche Information über die Auswirkungen der sub-hadronischen Strukturen auf dem hadronischen Niveau von großem Interesse.

Zum Glück können jedoch die versteckten Quark-Gluon-Freiheitsgrade "greifbar" und

untersuchbar gemacht werden. Bei hohen Hadronen-Teilchendichten oder/und Temperaturen wird die "Befreiung" der quark-gluonischen Freiheitsgrade vorhergesagt (Deconfinement). Man kann diese drastische Änderung der relevanten Freiheitsgrade sogar als einen Phasenübergang zu einem neuen Zustand verstehen, in dem nur Quarks und Gluonen relevant sind. Dieser Zustand wird als QUARK-GLUON-PLASMA (QGP) bezeichnet.

Für die quantitative Beschreibung des Phasenübergangs aus einer Phase in eine andere im Rahmen der Thermodynamik muß man die Abhängigkeit des Druckes P und/oder der Energie E vom Volumen des Systems V , der Temperatur T und dem chemischen Potential μ in beiden Phasen wissen. Ein solches Funktional $P(T, V, \mu)$ bezeichnet man als

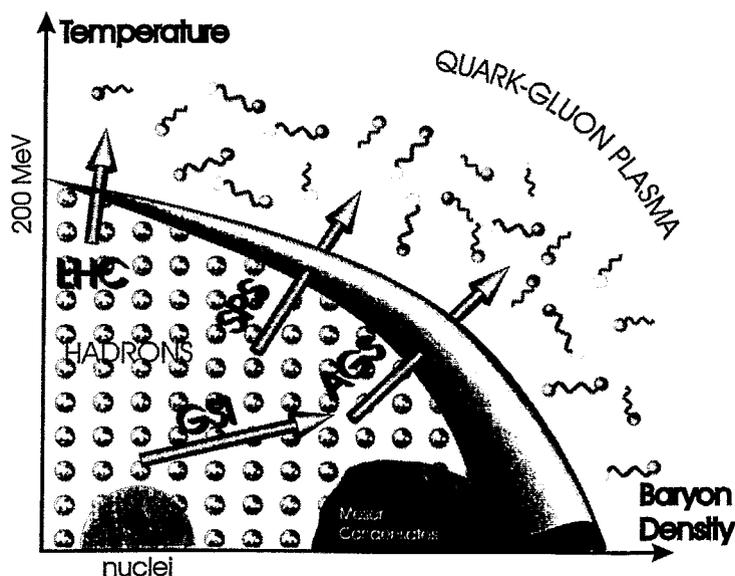


Abbildung 1.1: Phasendiagramm stark wechselwirkender Materie in der Temperatur-Dichte-Ebene. Die Koexistenzregion trennt zwei Gebiete: obenliegend das hochenergetische Quark-Gluonen-Gebiet und darunterliegend das niederenergetische Gebiet der Hadronen. Die Pfeile zeigen gegenwärtige experimentelle Versuche, die Grenze zwischen den beiden Welten zu überschreiten und die Quark-Gluonen-Freiheitsgrade zu beobachten: AGS (*Alternating Gradient Synchrotron*) in Brookhaven, SPS (*Super Proton Synchrotron*) am CERN, LHC (*Large Hadron Collider*) am CERN. Der mit GSI bezeichnete Pfeile entspricht den Experimenten bei der *Gesellschaft für Schwerionenforschung* (Darmstadt) am Schwerionen-Synchrotron. Zusätzliche Informationen über die Eigenschaften von Kernmaterie erfahren wir aus Beobachtungen von *Neutronensternen*, die möglicherweise die Mesonen-Kondensate enthalten.

Zustandsgleichung. Die Zustandsgleichung des QGP kann bei hohen Temperaturen und Teilchendichten dank der asymptotischen Freiheit mit guter Genauigkeit in einem Modell von nicht-wechselwirkenden Quarks und Gluonen ausgerechnet werden. Im kritischen

Gebiet der Zwei-Phasen-Koexistenz, in dem die Prozesse des Hadronen-Zerfalls oder der Vereinigung von Quarks und Gluonen in Hadronen stattfinden, ist jedoch die Ermittlung der Zustandsgleichung ein kompliziertes Problem. In der Hadronen-Phase ist von der Zustandsgleichung der Kernmaterie nur ein experimenteller Wert genau bekannt, der dem Zustand in normalen Atomkernen entspricht, d.h. bei verschwindender Temperatur $T = 0$ und der Sättigungsdichte von Nukleonen $\rho_0 = 0.17 \text{ fm}^{-3}$. Eine Extrapolation zu höheren Temperaturen und Teilchendichten verlangt sowohl Kenntnisse der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung (Kernkräfte) als auch die Einbeziehung von möglichen Medium-Effekten, die sich insbesondere bei großen Teilchendichten auswirken können, in die Betrachtung. Auf diese Weise bleibt die Bestimmung der Zustandsgleichung von stark wechselwirkender Materie in der Hadronen-Phase sowie in der Quark-Gluon-Phase ein besonders wichtiges Problem.

Ungeachtet gewisser Unbestimmtheiten kann man qualitativ das Bild von stark wechselwirkender Materie folgendermaßen in der Abb. 1.1 als Phasendiagramm in Temperatur-Dichte-Koordinaten darstellen. Die Koexistenzregion trennt zwei Gebiete: obenliegend das hochenergetische Quark-Gluonen-Gebiet und darunterliegend das niederenergetische Gebiet der Hadronen. Im Koexistenzgebiet wandeln sich diese zwei Zustandsformen durch den Phasenübergang ineinander um, d.h. nach dieser Vorstellung können dort beide Phasen im Gleichgewicht koexistieren.

1.2 Das Experiment

Welche Experimente können Informationen über die Zustandsgleichung der stark wechselwirkenden Materie liefern? Zu den "aktiven" Experimenten gehören natürlich die SCHWERIONENSTOSSEXPERIMENTE, die seit Anfang der siebziger Jahre als Hauptwerkzeug für die Untersuchung von hochangeregter Kernmaterie entwickelt wurden. Durch Kollisionen von hochenergetischen Atomkernen hofft man sogar, Kernmaterie in einen Zustand zu bringen, der zumindest in der Koexistenzregion der Hadronen- und Quark-Gluonen-Zustände liegt oder sogar die reine Deconfinement-Phase erreicht. Zur Zeit werden Schwerionenstoßexperimente in drei verschiedenen Energiebereichen durchgeführt:

1. Mittlere und niedrige Laborenergien: $E_{\text{lab}} = 100 - 500 \text{ A MeV}$ oder darunter (A ist die Nukleonenzahl im Kern). Die Experimente in diesem Energiebereich werden u.a. am SIS (GSI Darmstadt) durchgeführt und am GANIL (Caen, Frankreich). Die bei diesen Energien beobachtete Fragmentierung der im Stoß angeregten Kernmaterie ist von Interesse, da sie Informationen über die Zustandsgleichung der Kernmaterie in der Nähe der Sättigungsdichte sowie über die Mechanismen einer möglichen spinodalen Instabilität enthält.
2. Relativistische Energien: $E_{\text{lab}} = 1 - 2 \text{ A GeV}$. Experimente bei diesen Energien wurden in den achtziger Jahren mit der BEVALAC-Einrichtung am LBL in Berkeley (USA) durchgeführt. Mit neuen Detektoren und Experimentverfahren nehmen diese Experimente am SIS (GSI Darmstadt) ihren Fortgang. Bei dieser Energie dringen

zwei kollidierende Kerne ineinander und stoppen dabei wahrscheinlich weitgehend ab. Der so gebildete nukleare Feuerball hat nach gegenwärtigen Vorstellungen im Zustand maximaler Kompression mittlere Dichten von zirka $2\rho_0$. Die Temperatur liegt im Intervall von 60 MeV bis 120 MeV. Man erwartet, daß sich schon bei solchen Bedingungen gewisse Medium-Effekte zeigen können.

3. Ultrarelativistische Energien: $E_{\text{lab}} > 10$ AGeV. Das sind zum Beispiel die Experimente am AGS (BNL, USA) bei $E_{\text{lab}} = 11 - 16$ AGeV. Man erwartet, daß in solchen Kernkollisionen die Dichte von $6\rho_0$ erreicht werden kann. Bemerkenswert ist, daß die Erzeugungsquerschnitte für fast alle Teilchen im Rahmen der statistischen Feuerball-Modelle mit ein und derselben Temperatur beschrieben werden können [1]. Ein solches thermodynamisches Gleichgewicht kann u.a. erreicht werden, wenn alle Teilchen im heißen Stadium der Kollision, z.B. während der Hadronisierung des QGP, gemeinsam produziert werden.

Mit wachsender Kollisionsenergie steigt die Kern-Kern-Penetrabilität. Wenn die Kerne einander durchdringen, werden viele Mesonen als leichtere Teilchen freigesetzt, die ein mesonenreiches Untersystem bilden können. Eine solche Änderung der relevanten hadronischen Freiheitsgrade wurde in den Experimenten am SPS-Beschleuniger (CERN) bei Kern-Kollisionen mit Energien von 150 – 200 AGeV beobachtet.

Wesentlich höhere Energien werden mit den sich im Aufbau- oder Planungsstadium befindenden Collidern RHIC am BNL und LHC am CERN erreicht werden. Man erwartet, daß diese Energien genügen, um im ersten Stadium der Kollision kurzzeitig die Kerne in ein Quark-Gluon-Plasma "umzuschmelzen".

Bei der Betrachtung der QGP-Formation in den Schwerionenkollisionen stößt man auf ein Problem bei der Interpretation der Daten, die Schwerionenexperimente liefern [2, 3]. Die Formation eines QGP würde sich in der frühen Phase einer zentralen Schwerionenkollision vollziehen; gefolgt von einem Phasenübergang in ein heißes Hadronengas, in dem die relevanten Freiheitsgrade wieder durch Mesonen und Baryonen repräsentiert werden. Die nachfolgenden Wechselwirkungen im expandierenden hadronischen System machen die Identifikation von Signaturen eines möglicherweise früher formierten QGP zu einer schwierigen Aufgabe. Deshalb sind möglichst genaue Kenntnisse der Eigenschaften von dichten Hadronensystemen nötig. Zum Beispiel sind in-Medium Eigenschaften von Hadronen und deren Wechselwirkungen unbedingt erforderlich für ein quantitatives Verständnis der Dynamik der in Kernkollisionen stattfindenden Prozesse.

Als "passive" Experimentverfahren für die Untersuchungen der Eigenschaften der Kernmaterie kann man die astrophysikalischen Beobachtungen auszeichnen. Diese liefern Informationen (vergl. Abb. 1.1) über Prozesse innerhalb der Sterne, wo Kernmaterie sich unter extremen Bedingungen befindet, sowie über mögliche Spuren des Urknalls, in dem unser heutiges Universum entstanden ist.

NEUTRONENSTERNE sind die astronomischen Objekte, die vom kernphysikalischen Standpunkt von besonderem Interesse sind. Man beobachtet sie als pulsierende Strah-

lungsquellen im Radiobereich (als Pulsare) bis in den γ -Bereich. Nach heutigen Vorstellungen sind Neutronensterne, die in Supernova-Explosionen entstehen können, kompakte stellare Objekte [4] vom Radius $R_{NS} \sim 10$ km und mit der Masse $M_{NS} \sim M_{\odot}$ ($M_{\odot} \approx 2 \cdot 10^{33}$ g ist die Sonnenmasse). Entsprechend theoretischen Modellen haben Neutronensterne eine in Abb. (1.2) skizzierte Zwiebelstruktur. Man kann drei wesentliche Regionen im Innern vom Neutronenstern unterscheiden. Die äußere Region (Kruste), die zirka 1-2 km dick ist, wird von einer kristallinen Struktur von schweren Kernen und vom Elektronengas gebildet. An ihrer unteren Grenze besteht die Kruste aus neutronenreichen Kernen und superfluiden Neutronen mit kleinen Beimischungen von Protonen und Elektronen. Der äußere Neutronensternkern (etwa 3-5 km tief) ist eine Mischung von Baryonen, Elektronen und Myonen, wobei der Hauptanteil von den Neutronen gebildet wird; Protonen und Elektronen haben geringere Konzentrationen. Gemäß einigen Modellen können Neutronensterne auch gewisse Anteile von schwereren Baryonen (Λ , Σ , Δ ...) enthalten. In Innern des Sternes

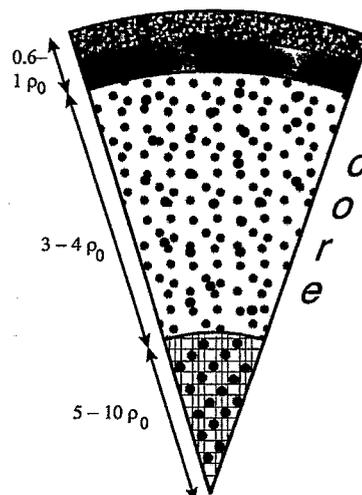


Abbildung 1.2: Die innere Struktur eines Neutronensterns

ändert sich die Baryondichte von $\rho \sim (0.6 - 1) \rho_0$ in der Kruste bis zu ca. $\rho \sim (3 - 4) \rho_0$ im Kern. In der tiefsten Region des Neutronensternes (innerer Kern) befindet sich Kernmaterie bei einer solchen extremen Dichte $\rho \sim (5 - 10) \rho_0$, daß sich Mesonenkondensate, Multi-Quark-Cluster oder sogar Quarkmaterie (d.h. Materie, die aus freien Quarks besteht) bilden können [5, 6]. Die genaue Struktur von Neutronensternen, ihre Masse und der Radius hängen von der Zustandsgleichung der Kernmaterie ab. Im Neutronenstern, der ein selbstgravitierendes System ist, entspricht jeder Zustandsgleichung eine gewisse maximale Masse, die ein Neutronenstern haben kann [4]. Das gibt Beschränkungen für die Zustandsgleichung, da die entsprechende Maximalmasse nicht kleiner als die maximale beobachtete Neutronensternmasse von Vela X-1 ($M_{NS} \approx 1.74 \pm 0.25 M_{\odot}$) sein darf.

Durch Messungen der Schwarzkörperstrahlung von Neutronensternen kann man die Sterntemperatur (oder zumindest ihre obere Grenze) bestimmen. Aus dem Alter der Supernova-Überreste oder aus der Verlangsamung der Pulsar-Rotation kann man das Alter von Neutronensternen bestimmen. Diese zwei Größen (Temperatur und Alter) erlauben, eine Vorstellung von der Kühlungsdynamik der Neutronensterne abzuleiten. Bei ihrer Geburt haben die Neutronensterne eine Temperatur $T \approx 10$ MeV, danach kühlen sie sich bis $T \lesssim 1$ MeV ab. Neutronenstern-Kühlung geschieht am stärksten durch die Abstrahlung von Neutrinos. Deshalb liefern Beobachtungen von Neutronensternen auch Informationen über die Rate der Neutrino-erzeugenden Reaktionen in dichter Kernmaterie [7]. Es ist interessant, daß die Bildung von Mesonen-Kondensaten oder von Quarkmaterie die Neutronenstern-Kühlung beschleunigen könnte [8].

1.3 Seltsame Freiheitsgrade. SU(3)-Symmetrie

In der klassischen Kernphysik befaßt man sich hauptsächlich mit Prozessen, an denen sich Pionen, Nukleonen und Nukleon-Resonanzen beteiligen. Diese Teilchen und Prozesse können in Termen des Isospins klassifiziert werden. Heutzutage dehnt sich das Gebiet der Kernphysik auf neue Freiheitsgrade aus. Einer davon ist die SELTSAMKEIT. Man spricht sogar von der Fortsetzung des Periodensystem der Elemente in die seltsame Richtung [9]. In ihrer Zeit haben die seltsamen Teilchen auch eine gewisse Rolle bei der Begründung des Quark-Konzeptes des Hadronenaufbaus gespielt.

Nach der Entdeckung der Λ -Teilchen und der K -Mesonen wurde festgestellt, daß diese Teilchen häufig in den Reaktionen der starken Wechselwirkung produziert werden können, aber andererseits eine relativ lange Lebensdauer haben. Es wurde die Hypothese aufgestellt, daß diese neuen Teilchen die neue additive Quantenzahl Seltsamkeit besitzen. Sie bleibt in den starken Wechselwirkungen erhalten, ändert sich aber in schwachen Wechselwirkungen, die den Zerfall dieser Teilchen bestimmen. Die Seltsamkeit-Quantenzahl S kann wie die elektrische Ladung Q als eine Ladung interpretiert werden, die den Transformationen der unitären ein-parametrischen Symmetrie $U(1)$ entsprechen. In den Arbeiten [10, 11] wurde bemerkt, daß eine lineare Abhängigkeit, die sogenannte Gell-Mann-Nishijima-Relation, zwischen S , Q und dem diagonalen Operator T_3 der Isospin-Gruppe $SU(2)$ existiert,

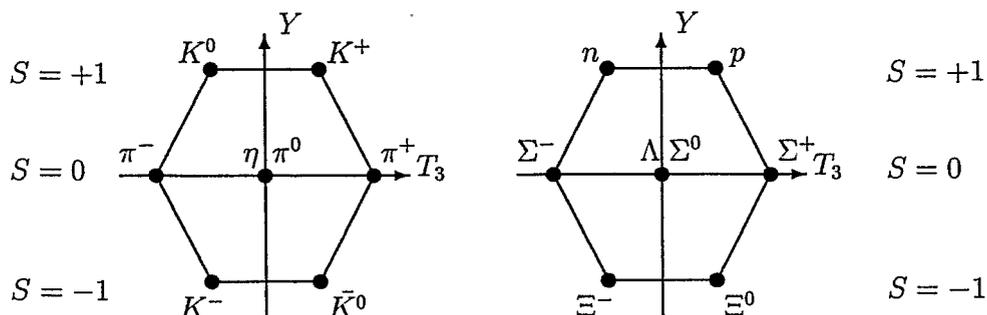
$$Q = T_3 + \frac{Y}{2},$$

wobei Y die Hyperladung ist, die gleich der Summe von Baryonenzahl B und der Seltsamkeit S ist, d.h.

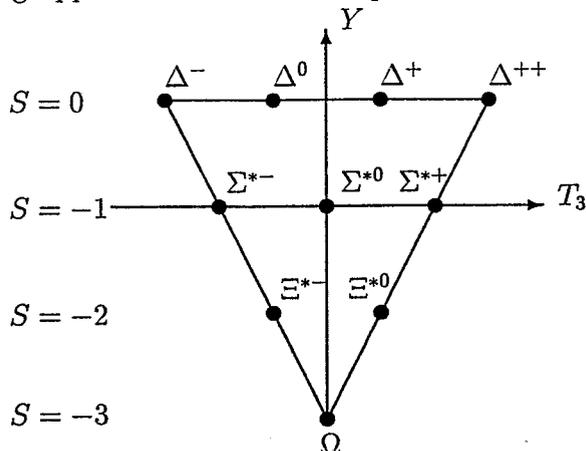
$$Y = B + S.$$

Auf diese Weise, obwohl der Isospin und die Seltsamkeit (oder die Hyperladung) nur näherungsweise erhalten sind, ist eine bestimmte Kombination dieser Größen, nämlich die elektrische Ladung Q , in allen Wechselwirkungen exakt erhalten. Das führte auf die Idee, daß vielleicht eine höhere Symmetrie existiert, die beide Größen, Isospin und Hyperladung, umfaßt und die die $SU(2)_T \times U(1)_Y$ -Symmetrie als eine Untergruppe enthält.

Gell-Mann und Ne'eman haben gezeigt (siehe die Artikelsammlung [12]), daß alle Mesonen und Baryonen mit dem gleichen Spin und der gleichen Parität in Multipletts bezüglich des Isospins und der Hyperladung gruppiert werden können und daß diese Multipletts den Darstellungen der SU(3)-Symmetriegruppe entsprechen. Dabei bilden die pseudoskalaren Mesonen mit dem Spin $J = 0$ und der Parität $P = -1$ (gewöhnlich schreibt man das als $J^P = 0^-$) und die Baryonen ($\frac{1}{2}^+$) Oktette, die in $Y - T_3$ -Koordinaten wie Sechsecke mit einem doppelt-besetzten Zentrum aussehen:



Die Baryonen ($\frac{3}{2}^+$) gruppieren sich in ein Dekuplett



Im Rahmen der SU(3)-Symmetrie entsprechen die Quarks der fundamentalen (Triplet-) Darstellung der SU(3)-Symmetrie. Man unterscheidet drei Quark-Sorten ("Aromen"): u -Quark ("up"), d -Quark ("down") und s -Quark ("strange")¹, deren Quantenzahlen in Tab. 1.1 gezeigt sind.

Die Quarks haben die Baryonen-Quantenzahl $\frac{1}{3}$. Das entspricht dem Fakt, daß Baryonen aus drei Konstituenten-Quarks bestehen. Die innere Quarkstruktur der Baryonen

¹Heutzutage sind insgesamt sechs Quark-Aromen entdeckt. Dazu gehören noch das c -Quark ("charm"), b -Quark ("beauty") und t -Quark ("top"). Diese Quarks und die Mesonen und Baryonen, die diese Quarks enthalten, haben wesentlich größere Massen. Die Symmetrie, die alle diese Freiheitsgrade umfassen könnte, würde die SU(6)-Symmetrie sein. Sie ist ihrerseits stark gebrochen, d.h. Teilchen in einem Multiplett unterscheiden sich stark in den Massen, und kann bislang keine vernünftigen Voraussagen liefern.

Quark	Flavour	Q	T	T ₃	S	B
u	up	2/3	1/2	1/2	0	1/3
d	down	-1/3	1/2	-1/2	0	1/3
s	strange	-1/3		0	-1	1/3

Tabelle 1.1: Quark-Quantenzahlen

($\frac{1}{2}^+$), die Massen und die Quantenzahlen Isospin I und Seltsamkeit S sind in Tab. 1.2 repräsentiert.

Baryon	Quarkstruktur	Masse (MeV)	T	T ₃	S
p	udu	938.27	1/2	1/2	0
n	udd	939.57	1/2	-1/2	0
Σ^+	suu	1189.38	1	1	-1
Σ^-	sdd	1197.35	1	-1	-1
Σ^0	$s(u d + d u)/\sqrt{2}$	1192.56	1	0	-1
Ξ^0	ssu	1314.96	1/2	1/2	-2
Ξ^-	ssd	1321.32	1/2	-1/2	-2
Λ	$s(u d - d u)/\sqrt{2}$	1115.64	0		-1

Tabelle 1.2: Quarkstruktur, Quantenzahlen und Massen von Baryonen ($\frac{1}{2}^-$)

Mesonen, die keine Baryonen-Ladung haben ($B = 0$), bestehen aus Quarks und Anti-Quarks ($B_q + B_{\bar{q}} = 0$). In Tab. 1.3 zeigen wir Quarkstrukturen, Massen und Quantenzahlen der pseudoskalaren Mesonen (0^-).

Aus der Quarkstruktur der Baryonen kann man grob die Verhältnisse zwischen den Baryonen-Massen bestimmen. Solche Relationen wurden von Gell-Mann und Okubo [12] abgeleitet, z.B. für Baryonen

$$\frac{1}{2}(m_{\Sigma} + 3m_{\Lambda}) = m_N + m_{\Xi}$$

(mit den Massen aus Tab. 1.2 prüft man leicht, daß diese Relation mit einer Genauigkeit von 8 MeV erfüllt ist) oder für Mesonen

$$4m_K^2 = m_{\pi}^2 + 3m_{\eta}^2,$$

(linke und rechte Seite unterscheiden sich nur um 2%). Solch eine gute Übereinstimmung der theoretischen Voraussagen mit experimentellen Daten weist auf die Richtigkeit des Quark-Modells der Hadronen hin.

Meson	Quarkstruktur	Masse (MeV)	T T_3	S
π^+	$\bar{d}u$	139.6	1 1	0
π^-	$\bar{u}d$	139.6	1 -1	0
π^0	$(\bar{u}u + \bar{d}d)/\sqrt{2}$	135.0	1 0	0
K^+	$\bar{s}u$	493.7	1/2 1/2	1
K^-	$\bar{u}s$	493.7	1/2 -1/2	-1
K^0	$\bar{s}d$	497.7	1/2 -1/2	1
\bar{K}^0	$\bar{d}s$	497.7	1/2 -1/2	-1
η	$(\bar{u}u + \bar{d}d - 2\bar{s}s)/\sqrt{2}$	548.8	0	0

Tabelle 1.3: Quarkstruktur, Quantenzahlen und Massen von pseudoskalaren Mesonen (0^-)

Andererseits zeigt die Anwesenheit der Massen-Aufspaltung innerhalb von einem Hadron-Multiplett, daß die SU(3)-Symmetrie nicht exakt ist. Der Grad der Symmetriebrechung ist für die Baryonen etwa

$$\frac{m_\Xi - m_p}{m_\Xi + m_p} \approx 17\%.$$

Für pseudoskalaren Mesonen ist die Symmetriebrechung größer (bis zu 50%). Immerhin zeigen diese Abschätzungen, daß die SU(3)-Symmetrie der Hadronen als eine der Natur entsprechende Symmetrie betrachtet werden kann.

Auf diese Weise können die seltsamen Freiheitsgrade im Rahmen der SU(3)-Symmetrie in die allgemeinen kernphysikalischen Betrachtungen eingeschlossen werden. Man muß dazu anmerken, daß die Berücksichtigung der seltsamen Freiheitsgrade die Zustandsgleichung sowohl der Kernmaterie als auch die des QGP drastisch ändern kann. Es wurde sogar vorausgesagt [13], daß eine genügende Anreicherung von s -Quarks im QGP zu einem absolut stabilen (oder mindestens meta-stabilen) Zustand führen kann [14]. Andererseits wurde mehrmals demonstriert [5, 15–17], daß auch auf dem hadronischen Niveau die Aufnahme der Seltsamkeit in die Betrachtung zu einer wesentlichen Aufweichung der hadronischen Zustandsgleichung führt. Das beeinflußt konsequenterweise die kritischen Bedingungen und die Dynamik des Hadron-Quark-Gluon-Phasenübergangs (Abb. 1.1). Deshalb ist die Untersuchung der Eigenschaften der seltsamen Freiheitsgrade (besonders in Vielteilchensystemen) auch vom Standpunkt des allgemeinen physikalischen Weltbildes, das wir kurz im Abschnitt 1.1 skizziert haben, von besonderem Interesse.

1.4 Kaonen

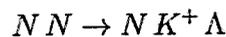
Mögliche Auswirkungen von Medium-Modifikationen der hadronischen Eigenschaften waren in den letzten zwei Jahrzehnten Gegenstand intensiver Untersuchungen. Besonderes Interesse fanden dabei die Eigenschaften von Mesonen als ein Wechselwirkungsvermittler. Nach der Pionen-Ära, in der die Pionen-artigen Anregungen in Kernen, Neutronensternen und Schwerionenkollisionen gründlich untersucht wurden [19–21], erfreut sich nun der neue Freiheitsgrad "Seltsamkeit" eines steigenden Interesses². Kaonen als die leichtesten seltsamen Teilchen waren in letzter Zeit im Zentrum von vielen theoretischen und experimentellen Forschungen. Das heutzutage schon existierende reiche experimentelle Material über die Kaon-Wechselwirkungen in Kernmaterie [22] und die neu hinzukommenden Daten stimulieren weitere detaillierte Untersuchungen von Kaonen in Kernmaterie.

Es gibt zahlreiche direkte Experimente zur Streuung der K^\pm -Mesonen an Nukleonen. Aus diesen Daten kann man die Abhängigkeit der $K^\pm N$ -Streuamplitude von der KN -Schwerpunktsenergie extrahieren [23–27]. Die Informationen über die optischen Potentiale der Kaonen im Kern sind durch die Analyse der Niveaushiftung in K^- -Atomen zugänglich [28–30]. Ungeachtet der großen Menge der Daten bezüglich der KN -Wechselwirkung bleibt noch eine wesentliche Diskrepanz in den Werten der K^-N -Streulänge bei niedrigen Energien. Zum Beispiel unterscheidet sich die aus den elementaren KN -Reaktionen extrahierte K^-N -Streulänge im Vorzeichen von der Streulänge, die den in K^- -Atomen gemessenen Potentialen entspricht. Für die Aufklärung dieses Problems müssen die Medium-Modifikationen der Eigenschaften der seltsamen Teilchen berücksichtigt werden. Eine kritische Analyse der gegenwärtigen Situation der KN -Streuung wurde in den Arbeiten [31, 32] durchgeführt.

Die K^+ -Wechselwirkung in Kernmaterie wurde mittels der K^+ -Streuung an Kernen experimentell untersucht [33–36]. Bemerkenswert sind solche experimentellen Ergebnisse, nach denen die Amplitude der K^+ -Streuung an Kohlenstoff- und Kalzium-Kernen im Vergleich zur Kaon-Nukleon-Streuamplitude eine gewisse Medium-Modifikation zeigt [37–39].

Eine wichtige Informationsquelle über die Kaoneneigenschaften in Kernmaterie sind Schwerionenkollisionen. Die Seltsamkeit ist einer der neuen, im Anfangszustand abwesenden Freiheitsgrade, die erst in der im Stoß angeregten Kernmaterie erzeugt werden. Im Kollisionsverlauf vollziehen sich nur die starken Wechselwirkungsprozesse, in denen die Seltsamkeit erhalten bleibt. Aus diesem Grund wird ein K -Meson assoziativ mit einem anderen Teilchen erzeugt, das die entgegengesetzte Seltsamkeit hat. Eine solche assoziative Produktion erhöht die Erzeugungsschwelle für die seltsamen Teilchen in Schwerionenstößen.

Die Schwelle der K^+ -Erzeugung in elementaren Nukleon-Nukleon-Kollisionen ist von der Reaktion



²Im Zusammenhang mit der möglichen Formation des QGP in ultrarelativistischen Schwerionenkollisionen werden seltsame Teilchen schon länger als wichtige, Information tragende Teilchen betrachtet [18].

bestimmt und ist gleich $\sqrt{s_{K^+}^{\text{th}}} = m_{\Lambda} + m_N + m_K = 2550$ MeV im NN -Schwerpunktsystem. Im Laborsystem muß die Energie des Nukleons gleich $E_{\text{lab}}^{\text{th}} = 1560$ MeV sein.

Für K^- -Mesonen muß ein assoziiertes Teilchen die Seltsamkeit $S = +1$ haben. Das können nur K^+ oder K^0 sein. Folglich ist die die K^- -Erzeugungsschwelle bestimmende Reaktion



Ihre Schwelle ist $\sqrt{s_{K^-}^{\text{th}}} = 2m_N + 2m_K = 2860$ MeV. Das entspricht einer Nukleonen-Energie von 2550 MeV im Laborsystem.

Ungeachtet der relativ hohen Erzeugungsschwelle wird die K^{\pm} -Erzeugung innerhalb des ganzen Energiespektrums der Schwerionenkollisionen gemessen. Am Anfang der achtziger Jahren wurden K^+ -Mesonen-Erzeugungsspektren zum ersten Mal an der BEVALAC-Einrichtung in Ne+NaF- und Ne+Pb-Reaktionen mit der Strahl-Energie von 2.1 AGeV gemessen [40,41]. Bei der gleichen Energie wurde auch die K^- -Produktion in Si+Si-Stößen beobachtet [42,43]. Später wurden auch die Stoßreaktionen C+C und Ca+Ca bei der Energie 2.1 AGeV [44] und Si+Si im Energieintervall 1.0 - 2.1 AGeV [45,46] bezüglich der K^{\pm} -Erzeugung untersucht. Dabei wurden K^+ -Mesonen unter verschiedenen Winkeln und K^- -Mesonen nur unter dem Winkel von 0° gemessen. In allen BEVALAC-Experimenten wurde die Mittelung über den Stoßparameter der kollidierenden Kerne durchgeführt. Mit der Hilfe von neuen präziseren Detektoren in elektronischen Experimenten, die bessere Stoßparameter-Auflösungen ermöglichen, werden gegenwärtig die Untersuchungen der K^{\pm} -Erzeugung an dem SIS-Beschleuniger fortgesetzt. Drei Experimente liefern Informationen: am FRS (Fragment-Separator) mißt man die K^- -Erzeugung unter dem Winkel 0° in den Reaktionen Ni+Ni, Ne+NaF und Ne+Sn bei Energien von 1.6 bis zu 2 AGeV [47]. KaoS (Kaon Spectrometer) detektierte bisher die unter dem Winkel von 44° (im Laborsystem) fortfliegenden K^+ -Mesonen in Au+Au-Reaktionen bei 1.0 AGeV [48,49]. Vor kurzer Zeit wurden auch neue Messungen der K^{\pm} -Erzeugung in Ni+Ni-Reaktion bei 0.8, 1.0 und 1.8 AGeV für K^+ und bei 1.8 AGeV für K^- [50,51] vorgestellt. Die FOPI-Gruppe hat auch über die Identifikation der seltsamen Teilchen berichtet [52] und erstmal ihren Seitwärtsfluß analysiert [53]. Die Nukleonen der kollidierenden Kerne haben in den obengenannten Experimenten Energien, die kleiner als die Kaonen-Erzeugungsschwelle sind. Ein extrem tief unter der Schwelle liegender Prozeß der K^+ -Erzeugung in Ar+Ti-Stößen bei 92 MeV wurde bereits vor fünf Jahren am GANIL (Caen, Frankreich) gemessen [54,55]. Bei solchen Subschwellen-Kollisionen beinhalten die experimentellen Ergebnisse vermutlich die besten Informationen über mögliche Medium-Effekte. In diesem Zusammenhang erweisen sich Kaonen als gut geeignete Testteilchen für verschiedene Kollisionsstadien.

Weil in starken Wechselwirkungsprozessen die Quantenzahl Seltsamkeit erhalten ist, wechselwirken positive und negative Kaonen unterschiedlich mit Kernmaterie. Die mittlere freie Weglänge der K^+ - und K^- -Mesonen, mit λ_{K^+} und λ_{K^-} bezeichnet, können wir mit Hilfe von Kaon-Nukleon-Querschnitten in Vakuum grob abschätzen. Mit $\sigma_{K^+N} \approx 10$ mb und $\sigma_{K^-N} \approx 40$ mb, finden wir für positiv geladene Kaonen $\lambda_{K^+} \simeq 1/\sigma_{K^+N} \rho \approx 2$ fm bei $\rho = 3\rho_0$ und $\lambda_{K^+} \approx 12$ fm bei $\rho = 0.5\rho_0$, während die negativ geladenen Kaonen die mittlere freie Weglänge $\lambda_{K^-} \simeq 1/\sigma_{K^-N} \rho \approx 0.5$ fm bei $\rho = 3\rho_0$ und $\lambda_{K^-} \approx 3$ fm bei $\rho = 0.5\rho_0$

haben. Die zur Illustration ausgewählten Kerndichten entsprechen ungefähr den Teilchendichten im Anfangs- und End-Stadium der Schwerionenstöße bei relativistischen Energien. So schlußfolgern wir, daß in nuklearen Systemen, die in Schwerionenstößen erzeugt werden können, positive Kaonen eine relativ lange mittlere freie Weglänge haben und deshalb als gute Probe für die Produktionsmechanismen zu betrachten sind. Andererseits wechselwirken negative Kaonen durch den deutlich höheren Wirkungsquerschnitt σ_{K-N} intensiv mit der nukleare Umgebung. Deswegen kann die K^- -Produktionsrate in Kernkollisionen interessante Informationen über mögliche Medium-Modifikationen der kaonischen Eigenschaften enthalten.

Die K -Erzeugung wird auch in vielen verschiedenen Experimenten bei höheren Energien, die über der K -Erzeugungsschwelle liegen, an den AGS (BNL)- und SPS (CERN)-Einrichtungen untersucht [56].

Ein weiteres Gebiet, in dem die kaonischen Eigenschaften von großem Interesse sind, ist der Zusammenhang der niederenergetischen, und damit nicht-perturbativen QCD, mit den effektiven Theorien der starken Wechselwirkung. Eine zentrale Rolle spielen hier die grundsätzlichen Prinzipien der chiralen Symmetrie, die es ermöglichen, ein allgemeines Rezept für die Bildung von phänomenologischen effektiven Lagrange-Dichten zu formulieren. Eine interessante Konsequenz davon ist u.a. die in Ref. [57] aufgestellte Hypothese über eine mögliche universelle in-Medium-Skalierung der Hadronenmassen. Neben anderen Untersuchungen zu Hadroneneigenschaften in dichter Kernmaterie werden die Untersuchungen der Kaoneneigenschaften als wichtiger Test unserer Kenntnisse der seltsamen Freiheitsgrade in Kernmaterie betrachtet.

Eine der interessanten spekulativen Auswirkungen der Seltsamkeit in Kernmaterie ist das Phänomen der KAONENKONDENSATION. Intensive Studien zur Kaonenkondensation begannen 1987, als Kaplan und Nelson [58–60] bei numerischen Untersuchungen einer chiralen $SU(3) \times SU(3)$ Modell-Lagrange-Dichte festgestellt haben, daß sich in Kernmaterie mit einer Dichte, die ein Mehrfaches der Sättigungsdichte ist, ein klassisches Feld von negativen Kaonen bilden kann³. Wie in den Arbeiten [59, 62, 63] gezeigt wurde, ist der Ursprung dieses Phänomens ein Term der lokalen Kaon-Kaon-Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung von der Struktur $C(K^+K^-)(\bar{N}N)$, d.h. die s-Wellen-Wechselwirkung. Die Kopplungskonstante $C = \Sigma_{KN}/f_\pi^2$ ist mit zwei fundamentalen Parametern der chiralen Theorie verbunden: der Kaon-Nukleon-Sigma-Term Σ_{KN} beherrscht die explizite chirale Symmetriebrechung und kann durch die Quark-Kondensat-Werte bzw. Mesonenmassen ausgedrückt werden; $f_\pi = 93.2$ MeV ist die Pionenzerfallskonstante, die in effektiven chiralen Theorien eine Energie-Skala definiert. Solch eine Kaon-Nukleon-Wechselwirkung führt zu einer Kaonenmassen-Modifikation, bei der das Quadrat der Kaonenmasse linear mit wachsender Nukleonen-Dichte gemäß $m_K^{*2} = m_K^2(1 - \rho/\rho_c)$ abnimmt. Gemäß des in [64] vorgeschlagenen Szenarios entsteht die Kaonenkondensation aufgrund des schwachen Neutronen-Zerfalls in Kaonen und Protonen $n \rightarrow p + K^-$, wenn die Kaonen-Masse kleiner als die Differenz der chemischen Potentiale von Neutronen (μ_n) und Protonen (μ_p)

³Wesentlich eher wurde die Möglichkeit der Bildung eines klassischen Kaonen-Feldes in dichter Kernmaterie bereits in der Arbeit [61] vorausgesagt.

wird, d.h.

$$m_K^* \leq \mu_n - \mu_p.$$

Nur mit dem Kontakt-Term der Kaon-Nukleonen-Wechselwirkung $C(K^+K^-)(\bar{N}N)$ können wir aber nicht die Kaon-Nukleon-Streuung im Vakuum korrekt beschreiben. Um diesen Mangel zu beheben, wurde in den Arbeiten [65, 66] eine Methode ausgearbeitet, wie man in Rahmen einer nichtlinearen chiralen Lagrange-Dichte die weiteren Terme der KN -Wechselwirkung ableiten kann, um damit die KN -Streuung quantitativ zu beschreiben. In [65] wurde die K^+N -Streuung in Betracht gezogen, während in [66] auch die K^-N -Streuung erfaßt wurde. Die Ergebnisse von diesen Arbeiten wurden in [67] mit der zusätzlichen Berücksichtigung des universellen Skalierungsgesetzes [57] und der Medium-Korrektur der Hyperonenresonanz-Masse [68] zusammengefaßt. Die kritische Baryonen-Dichte, bei der die Kaonenkondensation beginnt, liegt nach [67] im Intervall zwischen $3\rho_0$ und $4\rho_0$. Ähnliche Werte bekam man auch in den Arbeiten [69], die sich auf die Ergebnisse der Renormierungsgruppen-Analyse der Mesonenkondensation [70] stützt, und in den Arbeiten [71–73], in denen der seltsame Sektor der chirale Lagrangian-Dichte diagonalisiert wurde.

Ein solches Phänomen, wenn es tatsächlich auftreten würde, könnte zu interessanten Auswirkungen auf die Neutronenstern-Physik führen [74, 75]. Zum Beispiel kann aufgrund der Aufweichung der nuklearen Zustandsgleichung die Neutronenstern-Maximalmasse reduziert werden [76] oder zum Übergang eines Neutronensterns in einen superdichten Zustand führen. Letzteres würde sich dann als Sternbeben oder Blowing-off-Phänomen manifestieren. Es wurde auch vorausgesagt [77], daß die Bildung des Kaonenkondensates in den Supernova-Überresten mit großer Wahrscheinlichkeit zur Bildung von Schwarzen Löchern mit kleinen Massen führen kann. Die Kaonenkondensat-Bildung kann sich auch auf eine schnelle Neutronenstern-Kühlung auswirken [78–80].

Jedoch bleiben die in oben genannten Arbeiten erreichten Resultate modellabhängig in dem Sinn, daß, obwohl die Parameter der Lagrange-Dichte von der K^\pm -Streuung fixiert wurden, die Korrektheit der KN -Wechselwirkung außerhalb der Kaonen-Massenschale nicht berücksichtigt wurde. Das off-shell-Verhalten der Streuamplitude kann mittels der Niederenergie-Theoreme der pseudoskalaren Meson-Nukleon-Streuung kontrolliert werden. Diese Theoreme fixieren die Amplituden-Werte in einigen Punkten außerhalb der Mesonen-Massenschale. Die Forderung, daß die aus der chiralen Lagrange-Dichte abgeleitete Amplitude diese Theoreme erfüllt, ändert wesentlich die Dichte-Abhängigkeit der Kaonenmasse [81–83]. Die Massenverringerung, die etwa linear mit der Dichte bei kleinen Dichten $\rho \lesssim \rho_0$ geht, wird dann wesentlich schwächer bei großen Dichten. Eine ähnlich geringere Dichte-Abhängigkeit wurde im Rahmen des effektiven Nambu–Jona-Lasinio-Modells der QCD in den Arbeiten [84, 85] beobachtet. Mit solch schwächerer Medium-Massenmodifikation ist die kritische Baryonen-Dichte der Kaonenkondensation in Neutronensternen zu extrem großen Werten verschoben. Einwände gegen die Kaonenkondensation bei kleinen Baryonen-Dichten wurden auch in den Arbeiten [86, 87] im Rahmen der Beschreibung von dichter Kernmaterie im mean-field-Walecka-Modell und in der Arbeit [88] aufgrund der Berücksichtigung der kurzreichweitigen Nukleon-Nukleon-Korrelationen erhoben.

Während die Möglichkeit der Kaonenkondensation in Neutronensternen aufgrund der off-shell-Effekte zweifelhaft ist, kann doch eine gewisse Masseänderung in Prozessen von Schwerionenstößen aufgedeckt werden. Da die in Stößen erreichbare Dichte nicht extrem hoch ist, z.B. ca. $2\rho_0$ bei SIS(GSI)-Energien, bleiben die Voraussagen der chiralen Lagrange-Dichte noch relativ plausibel. Die Auswirkungen von Medium-Effekten in der Kaonen-Erzeugung und der allgemeinen Kaonenfluß-Dynamik wurden schon in zahlreichen Arbeiten [89–95] studiert.

Ein wichtiges Merkmal von allen oben genannten Arbeiten ist, daß nur die s-Wellen- KN -Wechselwirkung beachtet wurde. Die p-Wellen- KN -Wechselwirkung, die durch die $(\frac{1}{2}^-)$ -Hyperonen Λ und Σ vermittelt wird, kann die dynamischen Eigenschaften (bzw. Spektren) von Kaonen-Anregungen in Kernmaterie beeinflussen, was sowohl in der Neutronenstern-Physik als auch für die Beschreibung von Schwerionenstößen von großer Bedeutung sein kann. In unserer Arbeit möchten wir diese Lücke schließen und die dynamischen Kaonen-Eigenschaften in Kernmaterie untersuchen.

1.5 Die in dieser Arbeit behandelten Themen

Das erste Problem, das wir in Kapitel 2 betrachten möchten, betrifft die elementare Kaon-Nukleon-Wechselwirkung. Wir haben schon betont, daß es bei der Ableitung der effektiven Lagrange-Dichte der Kaon-Nukleon-Wechselwirkung eine Unbestimmtheit gibt, die mit der möglichen Rest-Wechselwirkung außerhalb der Kaonen-Massenschale verknüpft ist. Diese Rest-Wechselwirkung kann offensichtlich nicht eindeutig durch die experimentellen Daten fixiert werden. Aus diesem Grund wird unser erstes Ziel sein, die Fortsetzung der Amplitude der Kaon-Nukleon-Streuung außerhalb der Kaonen-Massenschale ohne Verwendung von modellabhängigen Lagrange-Dichten zu konstruieren.

Die axiomatische Quantenfeldtheorie bietet dafür eine Reduktionsformel-Methode an. Mit Hilfe von Reduktionsformeln kann das Übergangsmatrixelement zwischen den Kaonen und Nukleonen enthaltenden Anfangs- und Endzuständen auf ein Matrixelement vom Produkt der wechselwirkenden Kaonen-Felder zwischen nur Nukleonen enthaltenden Zuständen reduziert werden. Wir brauchen nur ganz allgemeine Informationen über diese Kaonen-Felder und setzen nicht die Erfüllung der Massenschalen-Bedingung für die Kaonen-Energie und den Kaonen-Impuls voraus. Um die Verbindung mit dem Experiment herzustellen, möchten wir Kaonen-Felder mit den in schwachen Wechselwirkungen auftauchenden hadronischen Strömen verkoppeln. Hadronische Ströme, die auch Prozesse mit Änderung der Seltsamkeit umfassen, können im Rahmen der $SU(3)$ -Symmetrie klassifiziert werden. Für diese Ströme existieren wichtige Relationen, die sogenannten Stromalgebra-Relationen, die als Auswirkungen von inneren Quarkstrukturen auf dem hadronischen Niveau interpretiert werden können. Das Verbindungsglied zwischen hadronischen Strömen und Kaonen-Feldern ist die Hypothese über die partielle Erhaltung des Axialstromes (die PCAC-Hypothese), die in ihrer einfachen Formulierung eine direkte Äquivalenz zwischen dem Kaonen-Feld und der Divergenz des Axialstromes herstellt. Wir werden jedoch in der vorliegenden Arbeit eine andere Formulierung anwenden, die eine tiefere Bedeutung

der PCAC-Hypothese erläutert und keine starken Beschränkungen für die Kaonen-Felder verwendet. Damit hoffen wir, Klarheit in das in den Arbeiten [66, 82, 83, 96] aufgestellte Problem der Adler-Bedingung für die Streuamplitude zu bringen.

Mit Hilfe der PCAC-Hypothese drücken wir die Kaon-Nukleon-Streuamplitude durch das Matrixelement vom Produkt der hadronischen Ströme aus. Nach der Einschlebung des vollen Satzes der hadronischen Zwischenzustände zeichnen wir die Hyperonen-Resonanz-Beiträge explizit aus. Diese Beiträge bestimmen die nicht-monotone (rauhe) Abhängigkeit der Kaon-Nukleon-Streuamplitude von der Kaonen-Energie und dem Kaonen-Impuls. Außerdem finden wir, daß die Struktur der Kaon-Nukleon-Kopplung mit dem Resonanz-Zustand automatisch von der PCAC-Hypothese bestimmt wird. Nach der Auszeichnung von im betrachteten Energie-Bereich wesentlichen Resonanz-Zuständen kann der verbleibende glatte Anteil der Streuamplitude durch eine Zerlegung nach kinematischen Invarianten parametrisiert werden. Die eingeführten Parameter sind mittels der Niederenergie-Theoreme der Meson-Nukleon-Streuung, die unsere Amplitude per definitionem erfüllen, und mittels der Anpassung an die experimentellen Daten bestimmt. Das Hauptergebnis von Kapitel 2 ist der Aufbau der Kaon-Nukleon-Amplitude, die den experimentellen Daten auf der Kaonen-Massenschale entspricht, und gleichzeitig eine korrekte Fortsetzung außerhalb der Massenschale hat.

Mit dieser Amplitude können wir im **Kapitel 3** die Kaonen-Eigenschaften in Kernmaterie untersuchen. Die Medium-Eigenschaften sind im Kaonen-Polarisationsoperator enthalten. Der Polarisationsoperator ergibt sich gemäß dem optischen Theorem aus der Kaon-Nukleon-Streuamplitude durch das Schließen der äußeren Nukleonen-Linien. Neben anderen Medium-Effekten berücksichtigen wir auch die Änderung der Baryonen-Massen mit der Dichte, die kurzreichweitigen Kaon-Nukleon-Hyperon-Korrelationen und die Wechselwirkungen von Kaonen mit den virtuellen Pionen in Kernmaterie. Anhand des Kaonen-Polarisationsoperators konstruieren wir das Spektrum der kaonischen Anregungen in unendlich ausgedehnter Kernmaterie.

Zuallererst müssen wir eine gewisse Reduktion der K^- -Masse in Kernmaterie erwähnen. Bei kleineren Baryonen-Dichten sinkt die Kaonen-Masse linear mit der Dichte, was sich in voller Übereinstimmung mit den Voraussagen von anderen Modellbetrachtungen befindet. Bei größeren Baryonen-Dichten ändert sich jedoch die Kaonenmasse wesentlich langsamer als es in den Arbeiten [62, 64, 65, 67] vorausgesagt wurde. Ein Grund dafür ist die Kaon-Nukleon-Restwechselwirkung außerhalb der Kaonen-Massenschale, die wir in dieser Arbeit konsequent in Betracht gezogen haben. Solche off-shell-Effekte wurden auch in den Arbeiten [84, 85, 87] betrachtet.

Eine wesentliche Besonderheit unseres Medium-Kaonen-Spektrums ist die Anwesenheit von zwei zusätzlichen Anregungszweigen, die unter dem Vakuum-Kaonen-Ast (im Vakuum gilt $\omega = \sqrt{m_K^2 + k^2}$, wobei ω und k die Kaonen-Energie und der Kaonen-Impuls sind) liegen. Diese Anregungen entsprechen den gebundenen Zuständen von Λ -Teilchen und Protonen-Löchern und von Σ -Teilchen und Nukleonen-Löchern mit Kaonen-Quantenzahlen. Die Untersuchungen der Verteilung der Kaonen-Quantenzahlen auf den verschiedenen Kaonen-Ästen im Medium weisen darauf hin, daß der tiefliegende Λ -Ast merklich von Kaonen besetzt ist, während der Σ -Ast aufgrund der kleinen Kopplungsstärke

fast keine Kaonen besitzt. Mit wachsender Protonen-Dichte entwickelt sich ein Minimum auf dem Λ -Ast, so daß bei großen Protonen-Dichten von etwa $\sim 5 - 6\rho_0$ die effektive Kaonen-Massenaufspaltung (jetzt bei nicht verschwindendem Impuls) den Wert Null erreichen kann.

Auf diese Weise erscheint in Kernmaterie der neue seltsame Freiheitsgrad mit einer effektiven Massenaufspaltung von $\lesssim m_\Lambda - m_N = 178$ MeV anstatt der Vakuum-Kaonen-Masse $m_K = 494$ MeV.

In **Kapitel 4** betrachten wir die Kaonen-Eigenschaften in hoch angeregter Kernmaterie. Wir untersuchen mögliche Manifestationen der Medium-Kaonen-Spektren in mitelenergetischen Kollisionen bei SIS und BEVALAC-Energien $E_{\text{lab}} \sim 1 - 2$ AGeV. Für die Beschreibung der K^- -Erzeugung erweitern wir ein statistisches Feuerball-Modell der Kollision, das in den Arbeiten [97–99] (siehe auch [20]) entwickelt wurde, auf den seltsamen Sektor von Hadronen. Im Rahmen dieses Modells ist es gelungen, die Medium-Modifikation von Hadronen (Nukleonen, Pionen und in unserem Fall Kaonen) selbstkonsistent einzuschließen. Obwohl dieses statistische Modell nicht in der Lage ist, die dynamischen Charakteristika von Kollisionen, u.a. Winkelverteilungen, Teilchenflüsse, Abhängigkeiten vom Stoßparameter, wiederzugeben, beschreibt es doch erfolgreich die Erzeugungsquerschnitte von Nukleonen, Pionen und Photonen in einem breiten Intervall von Stoßenergien und für verschiedene kollidierende Kerne. Im Rahmen des beschriebenen Modells rechnen wir die Erzeugungsquerschnitte von K^- -Mesonen in Stößen von verschiedenen Kernen bei SIS- und BEVALAC-Energien aus. Der Vergleich mit den existierenden experimentellen Daten zeigt, daß die Berücksichtigung des Λ -Astes im Kaonen-Spektrum die Übereinstimmung mit den Daten merklich verbessert. Bei Strahlenergien von etwa 1 AGeV und niedriger würde der Effekt von den Medium-Ästen über eine Größenordnung betragen.

Im **Kapitel 5** fassen wir unsere Ergebnisse zusammen und betrachten die weitere Perspektiven der Untersuchungen von Kaonen-Eigenschaften in stark wechselwirkenden Systemen.

Um das Lesen der Arbeit zu erleichtern, ist jeder Abschnitt mit einem kleinen Resümee abgeschlossen, das die wesentlichen Resultate des Abschnittes beinhaltet. Jedes Kapitel ist seinerseits mit einer Zusammenfassung beendet.

Der komplette mathematische Apparat, der in der Arbeit angewendet wird, ist im **Anhang** dargestellt.

Vorarbeiten zu dem in dieser Schrift dargestellten Thema wurden vom Autor in [100–102] publiziert. Diese führen frühere Untersuchungen [103] in einem neuen Kontext weiter.

Kapitel 2

Kaon-Nukleon-Streuamplitude

2.1 Beschreibung der Kaon-Nukleon-Streuung

In diesem Abschnitt möchten wir einen allgemeinen Ausdruck für die analytische Fortsetzung der Amplitude der Kaon-Nukleon-Streuung außerhalb der kaonischen Massenschale ableiten. Zu diesem Zweck starten wir mit einer Reduktionsformel, die im Rahmen des Lehmann-Symanzik-Zimmermann-Formalismus abgeleitet werden kann. Mit ihrer Hilfe können wir die mesonischen Anfangs- und Endzustände durch ein zeitgeordnetes Produkt der wechselwirkenden Mesonen-Felder ersetzen. Die wechselwirkenden Mesonen-Felder, über die wir nur ganz allgemeine Informationen haben, können mit den hadronischen Axialvektorströmen verknüpft werden. Diese Ströme bestimmen die Übergänge zwischen Hadronen in Prozessen der schwachen Wechselwirkung. Sie erfüllen gewisse Relationen, die die sogenannte Stromalgebra bilden und die die unterliegende Quarkstruktur der Teilchen auf dem hadronischen Niveau widerspiegeln. Die Verknüpfung von Mesonen und Hadron-Strömen wird durch Anwendung der PCAC-Hypothese ermöglicht. Wir benutzen eine solche Formulierung der PCAC-Hypothese, die keine weitere Beschränkungen an die interpolierenden Mesonen-Felder verwendet. Nach einiger Rechnung unter Verwendung der Ward-Takahashi-Identität erhalten wir den gewünschten Ausdruck für die Kaon-Nukleon-Streuamplitude.

2.1.1 Die Reduktionsformel

Wir betrachten den Prozeß der Streuung eines K^\pm -Mesons am Nukleon $N = (p, n)$,

$$\begin{array}{c} \begin{array}{ccc} \diagdown & & \diagup \\ K^\pm & k & \\ \diagup & & \diagdown \\ N & p & \end{array} \quad \boxed{} \quad \begin{array}{ccc} \diagup & & \diagdown \\ K^\pm & k' & \\ \diagdown & & \diagup \\ N' & p' & \end{array} \end{array} \quad (2.1)$$

Das Kaon hat den 4-Impuls $k = (\omega, \vec{k})$ vor der Streuung, und $k' = (\omega', \vec{k}')$ danach. Die entsprechenden nukleonischen Impulse sind $p = (\varepsilon, \vec{p})$ und $p' = (\varepsilon', \vec{p}')$. Uns interessiert

das Übergangsmatrixelement zwischen dem Anfangszustand $|N(p) K^\pm(k) \rangle$ und dem Endzustand $|N(p') K^\pm(k') \rangle$

$$\mathcal{M}^\pm(p, k; p', k') = \langle N(p') K^\pm(k') | N(p) K^\pm(k) \rangle. \quad (2.2)$$

Wir setzen voraus, daß die Nukleonen-Impulse auf der Massenschale liegen, während die Kaonen-Impulse auch außerhalb der Massenschale liegen können. Deshalb möchten wir die Beschreibung der Streuprozesse gleich so durchführen, daß sie auch für die "off-shell"-Kaonen gültig ist. Für die analytische Fortsetzung der Kaon-Nukleon-Streuamplitude außerhalb der Massenschale kann die REDUKTIONSFORMEL [104,105] gültig sein. Sie lautet

$$\begin{aligned} \mathcal{M}^\pm(p, k; p', k') &= i^2 \int d^4x' d^4x \frac{e^{-ik \cdot x}}{\sqrt{2\omega}} \frac{e^{ik' \cdot x'}}{\sqrt{2\omega'}} (\square + m_K^2)(\square' + m_K^2) \\ &\times \langle N(p') | T(\varphi_{K^\pm}(x') \varphi_{K^\pm}^\dagger(x)) | N(p) \rangle. \end{aligned} \quad (2.3)$$

Wir sehen, daß das Matrixelement (2.2) auf ein Matrixelement zwischen nur Nukleonen enthaltenden Zuständen reduziert ist. Statt Kaonen in Anfangs- und Endzuständen führen wir die interpolierenden Felder in der Heisenberg-Darstellung φ_{K^\pm} ($\varphi_{K^+}^\dagger = \varphi_{K^-}$) mit den Kaonen-Quantenzahlen ein, die über das zeitgeordneten Produkt in das Matrixelement eingehen

$$T(\varphi_{K^\pm}(x) \varphi_{K^\pm}^\dagger(x')) = \theta(t - t') \varphi_{K^\pm}(x) \varphi_{K^\pm}^\dagger(x') - \theta(t' - t) \varphi_{K^\pm}^\dagger(x') \varphi_{K^\pm}(x). \quad (2.4)$$

Bereits ganz allgemeine Informationen über die Felder φ_{K^\pm} reichen aus, um die Relation (2.3) abzuleiten:

1. Die Felder gehorchen der Klein-Gordon-Gleichung mit einer Quelle J

$$(\square + m_K^2)\varphi_{K^\pm} = J_\pm, \quad (2.5)$$

wobei m_K die Kaonenmasse ist.

2. Für raumartige Intervalle $(x - x')^2 < 0$ gilt

$$[\varphi_{K^\pm}^\dagger(x), \varphi_{K^\pm}(x')] = 0. \quad (2.6)$$

3. Die asymptotische Lehmann-Symanzik-Zimmermann-Bedingung (LSZ) ist für die Felder φ_{K^\pm} erfüllt. Die LSZ-Bedingung bedeutet, daß bei großen Zeiten $t \rightarrow \pm\infty$ die Wechselwirkung verschwindet, so daß die Matrixelemente der Felder φ_{K^\pm} asymptotisch gegen die Matrixelemente der freien Kaon-Felder $\varphi_{K^\pm}^{\text{in}}$ (für $t \rightarrow -\infty$, d.h. vor der Wechselwirkung) bzw. $\varphi_{K^\pm}^{\text{out}}$ (für $t \rightarrow +\infty$, d.h. nach der Wechselwirkung) streben:

$$\begin{aligned} \lim_{t \rightarrow -\infty} \langle N_2 | \varphi_{K^\pm}(x) - \varphi_{K^\pm}^{\text{in}}(x) | N_1 \rangle &= 0, \\ \lim_{t \rightarrow +\infty} \langle N_2 | \varphi_{K^\pm}(x) - \varphi_{K^\pm}^{\text{out}}(x) | N_1 \rangle &= 0. \end{aligned} \quad (2.7)$$

Die Felder $\varphi_{K^\pm}^{\text{in,out}}$ erfüllen die freie Klein-Gordon-Gleichung

$$(\square + m_K^2)\varphi_{K^\pm}^{\text{in,out}} = 0$$

und haben im Rahmen der zweiten Quantisierung folgende Fourier-Zerlegung

$$\begin{aligned}\varphi_{K^+}^{\text{in/out}} &= \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \left\{ a^{\text{in/out}}(\vec{k}) f_{\vec{k}}(x) + (b^{\text{in/out}}(\vec{k}))^\dagger f_{\vec{k}}^*(x) \right\}, \\ \varphi_{K^-}^{\text{in/out}} &= \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \left\{ b^{\text{in/out}}(\vec{k}) f_{\vec{k}}(x) + (a^{\text{in/out}}(\vec{k}))^\dagger f_{\vec{k}}^*(x) \right\}, \\ f_{\vec{k}}(x) &= \frac{e^{-ik \cdot x}}{\sqrt{2\omega}}, \quad \omega = \sqrt{m_K^2 + \vec{k}^2}.\end{aligned}\tag{2.8}$$

Die Operatoren $a_{K^\pm}^{\text{in/out}}(\vec{k})$ und $(a_{K^\pm}^{\text{in/out}}(\vec{k}))^\dagger$ sind hier entsprechende Vernichtungs- und Erzeugungsoperatoren der Kaonen. Sie drücken sich durch die Felder φ_{K^\pm} folgendermaßen aus

$$a^{\text{in/out}}(\vec{k}) = i \int d^3x f_{\vec{k}}^*(x) \overset{\leftrightarrow}{\partial}_0 \varphi_{K^+}^{\text{in/out}}(x),\tag{2.9}$$

$$(a^{\text{in/out}}(\vec{k}))^\dagger = i \int d^3x (\varphi_{K^+}^{\text{in/out}})^\dagger \overset{\leftrightarrow}{\partial}_0 f_{\vec{k}}(x),\tag{2.10}$$

$$b^{\text{in/out}}(\vec{k}) = i \int d^3x f_{\vec{k}}^*(x) \overset{\leftrightarrow}{\partial}_0 \varphi_{K^-}^{\text{in/out}}(x),\tag{2.11}$$

$$(b^{\text{in/out}}(\vec{k}))^\dagger = i \int d^3x (\varphi_{K^-}^{\text{in/out}})^\dagger \overset{\leftrightarrow}{\partial}_0 f_{\vec{k}}(x).\tag{2.12}$$

Man muß erwähnen, daß die Fourier-Zerlegungen der wechselwirkenden Felder φ_{K^\pm} und der freien Felder $\varphi_{K^\pm}^{\text{in,out}}$ nicht übereinstimmen. Trotzdem können wir immer die Felder φ_{K^\pm} folgendermaßen normieren

$$\langle 0 | \varphi_{K^\pm}(x) | K^\pm(k) \rangle = \frac{e^{-ik \cdot x}}{\sqrt{2\omega}},\tag{2.13}$$

wobei $|0\rangle$ der Vakuum-Zustand ist, und $|K_\pm(k)\rangle$ ist der ein Kaon enthaltende Zustand. In Gl. (2.13) ist die Relation $\omega = \sqrt{m_K^2 + \vec{k}^2}$ zwischen der kaonischen Frequenz ω und dem Impuls \vec{k} aufgrund der starken Wechselwirkung nicht erfüllt.

2.1.2 Hadronische Ströme und ihre Algebra

Unser Ziel ist es jetzt, das Matrixelement zwischen den Hadronen-Zuständen in Termen der hadronischen Ströme auszudrücken, die sich an den schwachen Wechselwirkungen beteiligen. Die schwachen Wechselwirkungen werden bei kleineren Energien mit der phäno-

menologischen Lagrange-Dichte¹

$$\mathcal{L} = - \int dx' \frac{G_F}{\sqrt{2}} g^{\mu\nu} \delta^{(4)}(x-x') J_\mu(x) J_\nu(x') \quad (2.14)$$

effektiv beschrieben. Der schwache Strom $J_\mu(x)$ ist eine Superposition des leptonischen Stromes l_μ und des hadronischen Stromes h_μ ,

$$J_\mu(x) = l_\mu(x) + h_\mu(x).$$

Da die Struktur des Matrixelements des leptonischen Stromes zwischen Leptonen-Zuständen $|l_1(l_2)\rangle$ im allgemeinen bekannt ist,

$$L_\mu = \langle l_1 | l_\mu | l_2 \rangle = \bar{u}_{l_1} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) u_{l_2},$$

kann man aus den Experimenten zur schwachen Wechselwirkung Informationen über die Struktur der Matrixelemente der Hadronenströme bekommen. Hier stehen u und γ_μ (mit $\mu = 0, 1, 2, 3$) so wie γ_5 für den Diracschen Bispinor und für die Dirac-Matrizen. Der Index l bezieht sich auf Leptonen.

Es wurde festgestellt, daß hadronische Ströme genau wie leptonische Ströme eine $V - A$ -Struktur haben [106], d.h. sie stellen eine Superposition der vektoriiellen (V) und axialen (A) Ströme dar

$$h_\mu^a = V_\mu^a - A_\mu^a,$$

und daß sie wie Mesonen ein Oktett bilden, das sich gemäß der $SU(3)$ -Symmetrie transformiert [12]

$$[\lambda^a, h_\mu^b] = i f_{abc} h_\mu^c \quad a, b, c = 1, 2, \dots, 8.$$

Die Größen λ^a sind die Gell-Mann-Matrizen, die die Generatoren der $SU(3)$ Symmetrie darstellen, und f_{abc} sind die Strukturkonstanten der $SU(3)$ -Gruppe. Die λ -Matrizen sind so normiert, daß $\text{Sp} \{ \lambda^a \lambda^b \} = \frac{1}{2} \delta^{ab}$, und es gilt $[\lambda^a, \lambda^b] = i f_{abc} \lambda^c$.

Gemäß der Feynman-Gell-Mann-Hypothese kann man für die Beschreibung der Prozesse der schwachen Wechselwirkung voraussetzen, daß die Vektorstromladungen

$$Q^a(t) = \int d^3x V_0^a(x) \quad (2.15)$$

¹Bei höheren übertragenen Impulsen muß man natürlich berücksichtigen, daß die schwache Wechselwirkung durch einen Vektorboson-Austausch vermittelt wird. Das kann man durch die Ersetzung

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} g_{\mu\nu} \delta^{(4)}(x-x') \rightarrow \frac{g_{WGS}}{2} D_{\mu\nu}^{(W)}(x-x')$$

verwirklichen, wobei $D_{\mu\nu}^{(W)}$ der W -Bosonenpropagator ist. Das Symbol g_{WGS} steht dann für die Kopplungskonstante der Glashow-Weinberg-Salam-Theorie.

den Generatoren der SU(3)-Symmetrie entsprechen. Falls die SU(3)-Symmetrie exakt wäre, würden dann alle acht Vektorströme erhalten bleiben. In Wirklichkeit haben die seltsamen Teilchen größere Massen (siehe Tab. 1.3 and Tab. 1.2). Dies führt zur Erhaltung von nur drei Isovektorströmen: der SU(2)-Untergruppe der SU(3) I_μ^a mit $\partial^\mu I_\mu^a = \partial^\mu V_\mu^a = 0$ (mit $a = 1, 2, 3$) und eines Hyperstromes Y_μ mit $\partial^\mu Y_\mu = \frac{2}{\sqrt{3}} \partial^\mu V_\mu^8 = 0$.

Mit den Axialströmen ist die Situation ganz anders. Diese Ströme können mit einer Transformation in Zusammenhang gebracht werden, die die Zustände mit verschiedenen Paritäten ineinander umwandelt. Die Axialstromerhaltung würde in diesem Fall bedeuten, daß die axiale Transformation eine Symmetrie der hadronischen Wechselwirkungen ist. Die Anwesenheit einer solchen Symmetrie würde die Existenz von Multipletts von Teilchen mit unterschiedlicher Parität fordern. In Wirklichkeit sind solche Multipletts abwesend. Zum Beispiel hat der entsprechende Paritätspartner des Nukleons ($J^P = \frac{1}{2}^-$) $N^*(1480)$ eine Masse, die um 500 MeV größer als die Nukleon-Masse ist. Anscheinend ist der Axialstrom explizit nicht erhalten, d.h. es gilt $\partial^\mu A_\mu^a \neq 0$, und die Links-Rechts-Symmetrie (die sogenannte chirale Symmetrie) ist stark gebrochen.

Trotzdem ermöglicht die Idee von der approximativen SU(3)-Symmetrie und der stark gebrochenen chiralen Symmetrie der starken Wechselwirkung, einige Relationen zwischen den Strömen zu bekommen. In [107] hat Gell-Mann angenommen, daß, obwohl die SU(3)-Symmetrie nur annähernd gilt, die Ladungen der hadronischen Ströme, nämlich der vektorielle (2.15) und der axiale Strom

$$Q_5^a(t) = \int d^3x A_0^a(x), \quad (2.16)$$

exakt die Vertauschungsrelationen der SU(3)-Symmetrie

$$\begin{aligned} [Q^a(t), Q^b(t)] &= i f_{abc} Q^c(t), \\ [Q^a(t), Q_5^b(t)] &= i f_{abc} Q_5^c(t), \\ [Q_5^a(t), Q_5^b(t)] &= i f_{abc} Q^c(t) \end{aligned} \quad (2.17)$$

erfüllen. Die gleichen Vertauschungsrelationen gelten auch für die Ladungen der Ströme, die im Quarkmodell abgeleitet werden können². In diesem Sinn kann man die Relationen (2.17) als die Widerspiegelung der inneren Quark-Freiheitsgrade auf dem hadronischen Niveau verstehen. Wichtig ist, daß die Ströme und die entsprechende Ladungen in Gl. (2.17) die *physikalischen* Größe sind und in sich schon alle Renormierungen durch die starke Wechselwirkungen enthalten. Damit ist das Confinement-Problem effektiv vermieden.

²In Quarkmodell hat man folgende Ausdrücke für Vektor- und Axialvektorströme

$$\begin{aligned} V_\mu^a &= \bar{q} \gamma_\mu \lambda^a q, \\ A_\mu^a &= \bar{q} \gamma_\mu \gamma_5 \lambda^a q. \end{aligned}$$

Aufgrund der Kommutationsrelationen für die Gell-Mann-Matrizen gehorchen die entsprechenden vektoriellen und axialen Ladungen den Kommutationsrelationen (2.17).

Man kann diese Vertauschungsrelationen auch auf die Null-Komponente des Stromes verallgemeinern:

$$\begin{aligned}\delta(x_0 - y_0) [V_0^a(x), V_0^a(y)] &= i f_{abc} V_0^c(x) \delta^{(4)}(x - y), \\ \delta(x_0 - y_0) [V_0^a(x), A_0^a(y)] &= i f_{abc} A_0^c(x) \delta^{(4)}(x - y), \\ \delta(x_0 - y_0) [A_0^a(x), A_0^a(y)] &= i f_{abc} V_0^c(x) \delta^{(4)}(x - y).\end{aligned}\quad (2.18)$$

Diese Relationen bezeichnet man als STROMALGEBRA.

Näherungsweise kann man auch die Kommutatorrelationen zwischen der Null-Komponente des Stromes und dem Strom selber ausschreiben, zum Beispiel³,

$$\delta(x_0 - y_0) [A_0^a(x), A_\mu^b(y)] = i f_{abc} V_\mu^c \delta^{(4)}(x - y).\quad (2.19)$$

Da wir Prozesse mit K^\pm Mesonen betrachten möchten, interessieren wir uns in dieser Arbeit für die Ströme, die mit der Änderung der Seltsamkeit verknüpft sind. Sie sind als die folgenden Kombinationen definiert

$$h_{S\mu}^\pm = V_{S\mu}^\pm - A_{S\mu}^\pm = h_\mu^4 \mp i h_\mu^5.\quad (2.20)$$

Der Strom $h_{S\mu}^+$ setzt dabei die Seltsamkeits-Quantenzahl und die elektrische Ladung des Hadrons herab, während der Strom $h_{S\mu}^-$ sie erhöht. Unter den durch die Ströme (2.20) bestimmten Prozessen ist zum Beispiel der β -Zerfall des Λ -Teilchens

$$\mathcal{M}(\Lambda \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e) = \begin{array}{c} \begin{array}{c} e^- \\ \nearrow \\ \nu_e \\ \nearrow \\ p \end{array} \\ \Lambda \end{array} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \langle p | V_{S\mu}^- - A_{S\mu}^- | \Lambda \rangle L_\mu, \quad (2.21)$$

wobei der Leptonstrom $L_\mu = \langle e^- | l_\mu | \nu_e \rangle = \bar{u}_e \gamma_\mu (1 - \gamma_5) u_{\nu_e}$ ist. Die Matrixelemente von vektoriellen und axialen Strömen sind folgendermaßen parametrisiert [115]

$$\langle p(p') | V_{S\mu}^-(0) | \Lambda(p) \rangle = \bar{u}_p \left(f_1^S(q^2) \gamma_\mu + f_2^S(q^2) \sigma_{\mu\nu} q^\nu \right) u_\Lambda, \quad (2.22)$$

$$\langle p(p') | A_{S\mu}^-(0) | \Lambda(p) \rangle = \bar{u}_p \gamma_5 \left(g_A^S(q^2) \gamma_\mu + q_\mu h^S(q^2) \right) u_\Lambda. \quad (2.23)$$

Wir verwenden hier die Bezeichnungen $q = p' - p$ und $\sigma_{\mu\nu} = \frac{1}{2}(\gamma_\mu \gamma_\nu - \gamma_\nu \gamma_\mu)$.

Ein anderer Prozeß, der unmittelbar durch den Axialstrom bestimmt ist, ist der schwache Kaonen-Zerfall

$$\mathcal{M}(K^\pm \rightarrow l^\pm \nu) = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \langle 0 | A_{S\mu}^\pm(0) | K^\pm \rangle L_\mu.$$

³Die rechte Seite der Gl. (2.19) muß noch den sogenannten Schwingerterm enthalten, der zur Divergenz der δ -Funktion proportional ist. Die genaue Struktur dieses Terms ist unbekannt, und ist stark vom Modell abhängig. Zum Glück tauchen solche Terme in den endgültigen Ausdrücke nicht auf. Dieses Problem werden wir noch am Schluß dieses Abschnittes kurz diskutieren.

Das entsprechende hadronische Matrixelement wird parametrisiert durch

$$\langle 0 | A_{S\mu}^{\pm}(x) | K^{\pm}(k) \rangle = i\sqrt{2} k_{\mu} f_K(k^2) \frac{e^{-ik \cdot x}}{\sqrt{2\omega}}. \quad (2.24)$$

Hier muß die Größe $f_K(k^2)$ als ein Formfaktor des Matrixelementes betrachtet werden. Für die auf der Massenschale liegenden Kaonen ($k^2 = m_K^2$) ist dieser Formfaktor gleich der Kaonen-Zerfallskonstanten⁴

$$f_K(k^2 = m_K^2) = f_K \approx 113.7 \text{ MeV} \approx 0.81 m_{\pi}.$$

In weiteren brauchen wir die Vertauschungsrelation (2.19) für die die Seltsamkeit ändernden Ströme. Mit der Definition (2.20) nimmt sie die folgende Form an

$$\delta(x_0 - y_0) [A_{S0}^{-}(x), A_{S\mu}^{+}(y)] = (V_{\mu}^3(x) + \sqrt{3} V_{\mu}^8(x)) \delta^{(4)}(x - y). \quad (2.25)$$

2.1.3 Die PCAC-Hypothese

Das wichtigste Glied, das es ermöglicht, die Reduktionformel (2.3) mit den hadronischen Strömen zu verknüpfen, ist die Hypothese über die partielle Erhaltung des Axialstromes (Partial Conservation of Axial Current). Die PCAC-Hypothese legt die Bedingungen für die Divergenz des Axialstromes fest. Für Pionen wurde diese Hypothese zuerst in den Arbeiten [108–110] aufgestellt, um damit die Goldberger–Treiman-Relation [111] zu erklären. Im Rahmen der SU(3)-Symmetrie kann man eine ähnliche Hypothese auch für die kaonischen Axialströme fordern [112]. Es gibt verschiedene Formulierungen der PCAC-Hypothese, deren kritische Analyse man in dem zweiten Kapitel des Buches von Coleman [113] finden kann. Hier stellen wir zwei Formulierungen dar, deren Äquivalenz in [112] und [114] gezeigt ist.

I. Feld-Formulierung [108]:

- I.1 Die Axialstrom-Divergenz stimmt mit dem interpolierenden Kaonen-Feld bis auf eine Konstante überein

$$\partial^{\mu} A_{S\mu}^{\pm}(x) = C \varphi_{K^{\pm}}(x). \quad (2.26)$$

Wie aus Gln. (2.24) und (2.13) folgt, ist hier die Konstante C gleich $C = \sqrt{2} f_K m_K^2$.

- I.2 Das Matrixelement zwischen den Baryonenzuständen A und B ,

$$\langle A(p') | (\square + m_K^2) \varphi_{K^{\pm}}(x) | B(p) \rangle$$

ist eine Funktion von $q^2 = (p' - p)^2$, die sich im Intervall $0 < q^2 < m_K^2$ langsam ändert.

⁴Bei der Auswertung haben wir die experimentelle Relation von kaonischen und pionischen Zerfallskonstanten $f_K/f_{\pi} = 1.22$ und den experimentellen Wert der Pionen-Zerfallskonstanten $f_{\pi} \approx 93.2 \text{ MeV}$ benutzt.

Unter Verwendung der Gl. (2.26) kann man direkt in Gl. (2.3) die Kaonen-Felder durch die Divergenzen des Axialstromes ersetzen.

Die Feld-Formulierung Gl. (2.26) kann den Anschein erwecken, daß die PCAC-Hypothese eine bestimmte Form des interpolierenden mesonischen Feldes fordert⁵. Die Physik muß natürlicherweise von der Feld-Interpolation unabhängig sein. (Das kann explizit gezeigt werden [96].) In der Tat kann man die starke Bedingung (2.26) durch eine weniger einschneidende Bedingung ersetzen. Das führt dann zur anderen, der sogenannten Pol-Formulierung⁶ der PCAC-Hypothese, die gleichzeitig die tiefere Bedeutung dieser Hypothese aufklärt.

II. Pol-Formulierung [109, 110]:

II.1 Die Divergenz des Axialstromes verschwindet nicht, d.h.

$$\partial^\mu A_{S\mu}^\pm(x) = O_{S5}^\pm(x) \neq 0. \quad (2.27)$$

Der Operator O_{S5}^\pm ändert die Seltsamkeit und die elektrische Ladung genau wie der Axialstrom $A_{S\mu}^\pm$.

II.2 Das Matrixelement der Axialstrom-Divergenz zwischen den Baryonenzuständen

$$\langle N(p') | O_{S5}^- | H(p) \rangle, \quad \langle H(p') | O_{S5}^+ | N(p) \rangle$$

(N =Nukleonen, H =Hyperonen) erfüllt die Dispersionsbeziehung ohne Subtraktion bezüglich der Variable $q^2 = (p' - p)^2$.

II.3 Der dominante Beitrag zu diesem Matrixelement ist im Intervall $0 < q^2 < m_K^2$ durch den Kaon-Pol bestimmt⁷.

Um die Punkte (II.2-II.3) zu erläutern, wollen wir das Matrixelement des Überganges $\Lambda \rightarrow p$ betrachten

$$\begin{aligned} \langle p(p') | O_{S5}^-(0) | \Lambda(p) \rangle &= \langle p(p') | \partial^\mu A_{S\mu}^-(0) | \Lambda(p) \rangle \\ &= \langle p(p') | [P^\mu, A_{S\mu}^-(x)]|_{x=0} | \Lambda(p) \rangle \\ &= i(p' - p)^\mu \langle p(p') | A_{S\mu}^-(0) | \Lambda(p) \rangle. \end{aligned} \quad (2.28)$$

Beim Übergang zur zweiten Zeile benutzen wir den Fakt, daß die Divergenz eines beliebigen Operators $O(x)$ als der Kommutator dieses Operators mit dem Viererimpuls-Operator (d.h. dem Generator der Raum-Zeit-Translation) umgeschrieben werden kann

$$\partial_\mu O(x) = i [P_\mu, O(x)]. \quad (2.29)$$

⁵Es gibt nur eine spezielle Klasse von Modellen, wie zum Beispiel das lineare Sigma-Modell, das gerade die Relation (2.26) ergibt.

⁶Im englischen Originaltext wird dies als "polological formulation" bezeichnet.

⁷Diese Formulierung wurde manchmal als die PDDAC-Hypothese (Pole Dominance of the Divergence of the Axial Current) bezeichnet.

Mit Hilfe von Gl. (2.23) können wir Gl. (2.28) weiter umschreiben

$$\begin{aligned} \langle p(p') | O_{S_5}^-(0) | \Lambda(p) \rangle &= i \bar{u}_p(p') \gamma_5 \left[\hat{q} g_a^S(q^2) + q^2 h^S(q^2) \right] u_\Lambda(p) \\ &= -i \bar{u}_p(p') \gamma_5 u_\Lambda D(q^2), \end{aligned}$$

wobei gilt

$$D(q^2) = (m_\Lambda + m_N) g_A^S(q^2) - q^2 h^S(q^2). \quad (2.30)$$

In dem letzten Schritt haben wir die Diracsche Gleichungen für Proton- und Λ -Spinoren, $(\hat{p} - m_\Lambda) u_\Lambda = 0$ und $\bar{u}_p (\hat{p}' - m_N) = 0$ verwendet (hier sind m_N und m_Λ die Massen der Protonen und Λ -Teilchen).

Jetzt kann man die Bestätigung von (II.2) explizit schreiben als

$$D(q^2) = \frac{C}{m_K^2 - q^2} + \frac{1}{\pi} \int_{(m_K + 2m_\pi)^2}^{\infty} d(q'^2) \frac{\text{Im} D(q'^2)}{q'^2 - q^2}. \quad (2.31)$$

Graphisch ist Gl. (2.31) folgendermaßen darstellbar

$$\Lambda \otimes P = \Lambda \begin{array}{c} \otimes \\ | \\ K^- \\ | \\ \bullet \end{array} P + \Lambda \begin{array}{c} \pi \quad \otimes \quad \pi \\ | \quad | \\ \text{---} \quad \text{---} \\ | \quad | \\ \bullet \quad \bullet \\ | \quad | \\ K^- \\ | \\ \bullet \end{array} P + \dots \quad (2.32)$$

(mit \otimes ist die Divergenz des Stromes bezeichnet). Der erste Anteil stellt hier den Prozeß dar, in dem ein Λ erst in ein Proton und ein Kaon (K^-) zerfällt und dann das Kaon bei der Axialstromdivergenz vernichtet wird. Dieser Prozeß entspricht genau dem ersten Term in Gl. (2.31). Die mehr komplizierten Prozesse, die z.B. im zweiten Anteil der rechten Seite von der symbolischen Gl. (2.32) angedeutet sind, sind im zweiten (integralen) Term in Gl. (2.31) enthalten.

Das Wesen der PCAC-Hypothese besteht darin (siehe II.3), daß für die weichen Kaonen mit $0 < q^2 < m_K^2$ der Hauptbeitrag zum Matrixelement nur von dem Ein-Kaonen-Diagramm, d.h. von dem ersten Pol-Term in Gl. (2.31), gegeben ist.

Unter dieser Annahme folgt aus Gl. (2.31) bei $q \rightarrow 0$

$$D(0) \approx \frac{C}{m_K^2}. \quad (2.33)$$

Wenn wir das erste Diagramm in (2.32) ausschreiben, finden wir

$$C = g_{KNA} \sqrt{2} f_K m_K^2, \quad (2.34)$$

wobei g_{KNA} die Konstante der starken Kaon-Nukleon- Λ -Wechselwirkung ist, die folgendermaßen definiert ist

$$\langle p(p') | \varphi_{K^-}(0) | \Lambda(p) \rangle = -i g_{KNA} \bar{u}_p(p') \gamma_5 u_\Lambda(p). \quad (2.35)$$

Der Faktor $\sqrt{2} f_K m_K^2$ entspricht der Vernichtung des Kaons bei der Axialstromdivergenz (2.24). Dann bekommen wir mit der Berücksichtigung der Definition (2.30)

$$(M_N + M_\Lambda) g_A^S(0) \approx \frac{g_{KN\Lambda} \sqrt{2} f_K m_K^2}{m_K^2} = g_{KN\Lambda} \sqrt{2} f_K. \quad (2.36)$$

Das ist eine modifizierte Goldberger-Treiman-Relation für den Kaonen-Sektor der SU(3)-Symmetrie.

Obwohl im Rahmen der Pol-Formulierung der PCAC-Hypothese der Operator $O_{S_5}^\pm$ und das Kaon-Feld keinen direkten Zusammenhang haben können, d.h.

$$O_{S_5}^\pm(x) \neq \text{Const } \varphi_{K^\pm}(x),$$

sind die Matrixelemente von diesen Operatoren miteinander verbunden. Man kann sich überzeugen, folgend der Arbeit [114], daß der Operator $O_{S_5}^\pm$ die gleichen Symmetrie-Eigenschaften hat wie das Kaon-Feld φ_{K^\pm} . Darüber hinaus haben wir für das Matrixelement zwischen dem Vakuum-Zustand und den ein Kaon enthaltenden Zustand

$$\begin{aligned} \langle 0 | O_{S_5}^\pm(x) | K^\pm(k) \rangle &= \langle 0 | \partial^\mu A_{S_5\mu}^\pm(x) | K^\pm(k) \rangle \\ &= -i k^\mu \langle 0 | A_{S_5\mu}^\pm(x) | K^\pm(k) \rangle = \sqrt{2} k^2 f_K \frac{e^{-ik \cdot x}}{\sqrt{2\omega}}. \end{aligned}$$

Nach dem Vergleich mit Gl. (2.13) schlußfolgern wir, daß gilt

$$\frac{1}{\gamma} \langle 0 | O_{S_5}^\pm(x) | K^\pm(k) \rangle = \langle 0 | \varphi_{K^\pm}(x) | K^\pm \rangle, \quad \gamma = \sqrt{2} k^2 f_K(k^2). \quad (2.37)$$

Es folgt aus dieser Relation, daß bei $t \rightarrow \pm\infty$ die Fourier-Zerlegung des Operators $O_{S_5,\mu}^\pm$ mit der Fourier-Zerlegung des Feldes φ_{K^\pm} (2.8) identisch ist, d.h.

$$\frac{1}{\gamma} \lim_{t \rightarrow \pm\infty} i \int d^3x f_k^*(x) \overset{\leftrightarrow}{\partial}_0^- O_{S_5}^\pm(x) = \lim_{t \rightarrow \pm\infty} i \int d^3x f_k^*(x) \overset{\leftrightarrow}{\partial}_0^- \varphi_{K^\pm}(x). \quad (2.38)$$

Kaonen befinden sich dabei auf der Massenschale, und es gilt $\gamma = \sqrt{2} m_K^2 f_K$. Danach kann man Gl. (2.38) mit Hilfe von Gl. (A.1) in folgende Form bringen

$$i \int d^4x \frac{e^{-ik \cdot x}}{\sqrt{2\omega}} (\square + m_K^2) \varphi_{K^\pm}(x) = i \int d^4x \frac{e^{-ik \cdot x}}{\sqrt{2\omega}} (\square + m_K^2) O_{S_5}^\pm(x). \quad (2.39)$$

Mit Hilfe von Gln. (2.39) und (2.27) drücken wir die Kaon-Nukleon-Streuamplitude in Gl. (2.3) durch die hadronischen Ströme folgendermaßen aus

$$\begin{aligned} \mathcal{M}^\pm(p, k; p', k') &= i^2 \frac{(k^2 - m_K^2)(k'^2 - m_K^2)}{\sqrt{2} m_K^2 f_K \sqrt{2} m_K^2 f_K} \int d^4x d^4x' \frac{e^{-ik \cdot x}}{\sqrt{2\omega}} \frac{e^{ik' \cdot x'}}{\sqrt{2\omega'}} \\ &< N(p') | T \left(\partial^\mu A_{S_5\mu}^\mp(x) \partial'^\nu A_{S_5\nu}^\pm(x') \right) | N(p) \rangle. \end{aligned} \quad (2.40)$$

2.1.4 Die Ward-Takahashi-Identität

Als nächsten Schritt möchten wir Divergenzen aus dem Matrixelement (2.40) herausziehen. Das verbleibende Matrixelement des Stromproduktes können wir danach durch die Einschubung eines vollständigen Satzes von allen hadronischen Zuständen zwischen Strömen weiter untersuchen. Zu diesem Zweck verwenden wir die Ward-Takahashi-Identität, die für beliebige Ströme $a_\mu(x)$ und $b_\nu(x')$ folgende Form hat

$$\begin{aligned} T(\partial^\mu a_\mu(x) \partial'^\nu b_\nu(x')) &= \frac{1}{2} (\partial^\mu \partial'^\nu + \partial'^\nu \partial^\mu) T(a_\mu(x) b_\nu(x')) \\ &\quad - \frac{1}{2} \partial^\mu \{\delta(t-t') [b_0(x'), a_\mu(x)]\} - \frac{1}{2} \partial'^\nu \{\delta(t-t') [a_0(x), b_\nu(x')]\} \\ &\quad - \frac{1}{2} \delta(t-t') [a_0(x), \partial'^\nu b_\nu(x')] - \frac{1}{2} \delta(t-t') [b_0(x'), \partial^\mu a_\mu(x)]. \end{aligned} \quad (2.41)$$

Mit Hilfe der Relation

$$\begin{aligned} &\int d^4x d^4x' e^{-ik \cdot x} e^{ik' \cdot x'} \langle p' | A(x) B(x') | p \rangle \\ &= (2\pi)^4 \delta^{(4)}(k+p-k'-p') \int d^4y e^{-ik \cdot y} \langle p' | A(y) B(0) | p \rangle \\ &= (2\pi)^4 \delta^{(4)}(k+p-k'-p') \int d^4y e^{ik' \cdot y} \langle p' | A(0) B(y) | p \rangle \end{aligned} \quad (2.42)$$

berücksichtigen wir die Energie-Impuls-Erhaltung durch eine δ -Funktion und bekommen für das Matrixelement (2.40)

$$\begin{aligned} \mathcal{M}^\pm &= i^2 (2\pi)^4 \delta^{(4)}(k+p-k'-p') \frac{(k^2 - m_K^2)}{m_K^2 f_K} \frac{(k'^2 - m_K^2)}{m_K^2 f_K} \frac{1}{4\sqrt{\omega\omega'}} \\ &\quad \times \left\{ k^\mu k'^\nu \mathcal{M}_{1\mu\nu}^\pm + i k^\mu \mathcal{M}_{2\mu}^\pm - i k'^\nu \mathcal{M}_{3\nu}^\pm + \mathcal{M}_4^\pm \right\}. \end{aligned} \quad (2.43)$$

Hier enthält das erste Glied das gewünschte Strom-Strom-Produkt

$$\mathcal{M}_{1\mu\nu}^\pm = T_{AA\mu\nu}^\pm = \int d^4y e^{-ik \cdot y} \langle N(p') | T(A_{S\mu}^\mp(y) A_{S\nu}^\pm(0)) | N(p) \rangle. \quad (2.44)$$

Die nächsten zwei Glieder in Gl. (2.43),

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{2\mu}^\pm &= -\frac{1}{2} \int d^4y e^{ik' \cdot y} \delta(y_0) \langle N(p') | [A_{S0}^\pm(y), A_{S\mu}^\mp(0)] | N(p) \rangle, \\ \mathcal{M}_{3\nu}^\pm &= -\frac{1}{2} \int d^4y e^{-ik \cdot y} \langle N(p') | [A_{S0}^\mp(y), A_{S\nu}^\pm(0)] | N(p) \rangle \delta(y_0), \end{aligned}$$

können wir mit Hilfe der Stromalgebrenrelation (2.25) folgendermaßen umschreiben

$$\begin{aligned} i k^\mu \mathcal{M}_{2\mu}^\pm - i k'^\nu \mathcal{M}_{3\nu}^\pm &= -i 2 f_K^2 T_{\text{WT}}^\pm \\ &= \pm \frac{i}{2} (k+k')^\mu \langle N(p') | V_\mu^3(0) + \sqrt{3} V_\mu^8(0) | N(p) \rangle. \end{aligned} \quad (2.45)$$

Wenn wir jetzt den Strom in Gl. (2.45) durch den elektromagnetischen Strom $J_\mu^{\text{e.m.}}$ und den Hyperstrom Y_μ ausdrücken,

$$V_\mu^3 + \sqrt{3} V_\mu^8 = \left(V_\mu^3 + \frac{1}{\sqrt{3}} V_\mu^8 \right) + \frac{2}{\sqrt{3}} V_\mu^8 = J_\mu^{\text{e.m.}} + Y_\mu,$$

bekommen wir mit Hilfe der Parametrisierung des elektromagnetischen Stromes des Nukleons folgende Relation [115]

$$2 f_K^2 T_{\text{WT}}^\pm = \mp \frac{\xi_N}{2} (k + k')^\mu \bar{u}_N(p') \left[\gamma_\mu + \frac{\mu_N}{2 m_N} \sigma_{\mu\nu} (p - p')^\nu \right] u_N(p). \quad (2.46)$$

Der Faktor ξ_N ist hier die Summe der elektrischen Ladung $Q^{\text{e.m.}}$ und der Hyperladung Y des Nukleons. Für das Neutron haben wir

$$\xi_n = Q_n^{\text{e.m.}} + Y_n = 0 + 1 = 1,$$

während für das Proton dieser Faktor lautet

$$\xi_p = Q_p^{\text{e.m.}} + Y_p = 1 + 1 = 2.$$

Im zweiten Glied von Gl. (2.46) steht das Symbol μ_N für das magnetischen Moment des Nukleons ($\mu_p = 1.79$ und $\mu_n = -1.91$). Den abgeleiteten Term T_{WT}^\pm nennt man nach den Arbeiten [116, 117] den Weinberg-Tomazawa-Term.

Das letzte Glied in Gl. (2.43) ist für uns von größtem Interesse. Wenn wir den gleichzeitigen Strom-Stromdivergenz-Kommutator wie folgt definieren

$$\delta(x_0 - y_0) \left[A_0^a(x), \partial^\mu A_\mu^b(y) \right] = -i \Sigma_{ab}(x) \delta^{(4)}(x - y), \quad (2.47)$$

erhalten wir

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_4^\pm &= -i 2 f_K^2 T_\Sigma = i \langle N(p') | \Sigma_{44}(0) + \Sigma_{55}(0) | N(p) \rangle \\ &= i 2 \Sigma_{KN} ((p - p')^2) \bar{u}_N(p') u_N(p). \end{aligned} \quad (2.48)$$

Die neu eingeführte Größe Σ_{KN} ist der Kaon-Nukleon-Sigma-Term. Er erfüllt keine Relation der Stromalgebra und ist mit dem die chirale Symmetrie brechenden Term der Lagrange-Dichte der starken Wechselwirkungen verbunden [12]. Weil Experimente uns keine Information über den Mechanismus der Symmetriebrechung geben, bleibt dieser Term stark von Modell abhängig. Die Größe $\Sigma_{KN} = \Sigma_{KN}(0)$, die für unsere weiteren Untersuchung der Vorwärts- KN -Streuamplitude wichtig ist, wird deshalb als ein freier Parameter betrachtet.

Für die Amplitude der Kaon-Nukleon-Streuung T^\pm , die folgendermaßen definiert ist

$$\mathcal{M}^\pm = (2\pi)^4 i \delta^{(4)}(k + p - k' - p') \frac{1}{2\sqrt{\omega\omega'}} T^\pm, \quad (2.49)$$

erhalten wir schließlich

$$T^\pm = \frac{(k^2 - m_K^2)(k'^2 - m_K^2)}{\sqrt{2} m_K^2 f_K \sqrt{2} m_K^2 f_K} \left\{ 2 f_K^2 T_{\text{WT}}^\pm + 2 f_K^2 T_\Sigma - i k^\mu k'^\nu T_{AA\mu\nu}^\pm \right\}. \quad (2.50)$$

2.1.5 Beseitigung der Kaonenpole

Trotz allem bleibt die Relation (2.50) noch relativ nutzlos für Kaonen auf der Massenschale. Wir finden, daß sich Gl. (2.50) in dem Limes $k^2, k'^2 \rightarrow m_K^2$ in eine triviale Identität umwandelt. Die ersten beiden Glieder in Gl. (2.50) geben keine Beiträge für $k^2 = k'^2 = m_K^2$, während vom dritten Glied nur diejenigen Beiträge übrigbleiben, die zwei Kaonenpole enthalten. Graphisch kann man das letzte Strom-Strom-Glied in Gl. (2.50) als die Summe der folgenden Diagramme darstellen

$$\begin{array}{c}
 \mu \bullet \quad \bullet \nu \\
 \hline
 \end{array}
 =
 \begin{array}{c}
 \partial^\mu \\
 \diagup \\
 \hline
 \bullet \nu \\
 \hline
 \end{array}
 +
 \begin{array}{c}
 \mu \bullet \quad \bullet \nu \\
 \hline
 \end{array}
 \quad (2.51)$$

$$+
 \begin{array}{c}
 \partial^\mu \\
 \diagdown \\
 \hline
 \bullet \nu \\
 \hline
 \end{array}
 +
 \begin{array}{c}
 \mu \bullet \quad \bullet \nu \\
 \hline
 \end{array}
 +
 \begin{array}{c}
 \bar{\mu} \bullet \quad \bullet \bar{\nu} \\
 \hline
 \end{array}$$

Die schwarze Kreise (\bullet^μ) stehen hier für den Axialstrom mit den raum-zeitlichen Indizes μ . Die ersten drei Diagramme bezeichnen die Prozesse, in denen der Axialstrom durch die Divergenz des Kaonenfeldes repräsentiert ist. Sie sind durch Kaonenbeine (gestrichelte Linien in (2.51)) mit einer Divergenz ∂_μ (gekennzeichnet durch einen Punkt am Ende der Linie) bezeichnet. Wir sehen in Gl. (2.51), daß die ersten drei Diagramme Pole haben, die in den Kaonenpropagatoren auftauchen. Das letzte Diagramm steht für alle anderen Prozesse, die keine Kaonenpole haben.

Beim Übergang zur Kaonen-Massenschale bleibt nur das dritte Glied in Gl. (2.51), und dessen Beitrag ist gleich

$$k^\mu k'^\nu \times \begin{array}{c} \partial^\mu \\ \diagup \\ \hline \hline \end{array} = \frac{2 k'^2 k^2 f_K^2}{(k'^2 - m_K^2)(k^2 - m_K^2)} T^\pm,$$

wobei T^\pm wieder eine uns unbekante Kaon-Nukleon-Streuamplitude ist. Auf diese Weise wandelt sich Gl. (2.50) auf der Kaonen-Massenschale in eine triviale Identität $T^\pm = T^\pm$ um⁸. Deswegen ist unser nächstes Ziel, die Kaonenpole im Strom-Strom-Glied in Gl. (2.50) explizit zu beseitigen. Technisch kann das mit der Auszeichnung der Kaonenkomponente im Axialstrom erreicht werden [118, 119]

$$A_\mu^\pm = \bar{A}_\mu^\pm - \sqrt{2} f_K \partial_\mu^* \varphi_{K^\pm}. \quad (2.52)$$

Das Sternchen über der Divergenz deutet hier an, daß bei der Einsetzung in ein zeitgeordnetes Produkt die Ableitungen außerhalb der T-Produkte ausgeführt werden müssen. Wie im Diagramm (2.51) zu sehen ist, wirkt die Zeitordnung nur an den unteren Enden der Kaonenbeine.

⁸Außerhalb der Massenschale, z.B. im Limes der weichen Kaonen mit $k', k \rightarrow 0$ ist Gl. (2.50) gut verwendbar [116], weil die Kaonenpolterme nur kleine Beiträge $\sim O(k^2)$ and $\sim O(k^4)$ liefern.

Damit die Schreibweise kompakter wird, verwenden wir folgende Notation für die Fourier-Transformation

$$\int d^4x d^4x' e^{-ik \cdot x} e^{ik' \cdot x'} (\dots) = F[\dots].$$

Mit dem Einsetzen von Gl. (2.52) in Gl. (2.44) bekommen wir

$$\begin{aligned} k^\mu k'^\nu T_{AA\mu\nu}^\pm &= k^\mu k'^\nu F \left[\langle N(p') | T \left(\bar{A}_\mu^\mp(x) \bar{A}_\nu^\pm(x') \right) | N(p) \rangle \right] \\ &+ 2 f_K^2 k^2 k'^2 F \left[\langle N(p') | T \left(\varphi_{K^\mp}(x) \varphi_{K^\pm}(x') \right) | N(p) \rangle \right] \\ &+ \sqrt{2} f_K k^2 F \left[\partial'^\nu \langle N(p') | T \left(\varphi_{K^\mp}(x) \bar{A}_\nu^\pm(x') \right) | N(p) \rangle \right] \\ &+ \sqrt{2} f_K k'^2 F \left[\partial^\mu \langle N(p') | T \left(\bar{A}_\mu^\mp(x) \varphi_{K^\pm}(x') \right) | N(p) \rangle \right]. \end{aligned} \quad (2.53)$$

In den letzten beiden Termen würden wir gerne die PCAC-Hypothese verwenden, um die Stromdivergenzen auszurechnen. Zu diesem Zweck müssen wir von dem Strömen \bar{A}_μ wieder zu den vollen hadronischen Strömen A_μ zurückkommen. Mit Gl. (2.52) haben wir

$$\begin{aligned} &F \left[\partial'^\nu \langle N(p') | T \left(\varphi_{K^\mp}(x) \bar{A}_\nu^\pm(x') \right) | N(p) \rangle \right] \\ &= F \left[\partial'^\nu \langle N(p') | T \left(\varphi_{K^\mp}(x) A_\nu^\pm(x') \right) | N(p) \rangle \right] \\ &\quad - \sqrt{2} f_K k'^2 F \left[\langle N(p') | T \left(\varphi_{K^\mp}(x) \varphi_{K^\pm}(x') \right) | N(p) \rangle \right] \end{aligned} \quad (2.54)$$

und

$$\begin{aligned} &F \left[\partial^\mu \langle N(p') | T \left(\bar{A}_\mu^\mp(x) \varphi_{K^\pm}(x') \right) | N(p) \rangle \right] \\ &= F \left[\partial^\mu \langle N(p') | T \left(A_\mu^\mp(x) \varphi_{K^\pm}(x') \right) | N(p) \rangle \right] \\ &\quad - \sqrt{2} f_K k^2 F \left[\langle N(p') | T \left(\varphi_{K^\mp}(x) \varphi_{K^\pm}(x') \right) | N(p) \rangle \right]. \end{aligned} \quad (2.55)$$

Die Ableitungen von den T-Produkten können jetzt leicht ausgeführt werden

$$\begin{aligned} &\partial'^\nu \langle N(p') | T \left(\varphi_{K^\mp}(x) A_\nu^\pm(x') \right) | N(p) \rangle \\ &= \langle N(p') | \delta(t-t') \left[A_0^\pm(x'), \varphi_{K^\mp}(x) \right] | N(p) \rangle \\ &\quad + \langle N(p') | T \left(\varphi_{K^\mp}(x) \partial'^\nu A_\nu^\pm(x') \right) | N(p) \rangle \\ &= \frac{1}{\sqrt{2} m_K^2 f_K} \langle N(p') | \delta(t-t') \left[A_0^\pm(x'), \partial^\mu A_\mu^\mp(x) \right] | N(p) \rangle \\ &\quad + \sqrt{2} m_K^2 f_K \langle N(p') | T \left(\varphi_{K^\mp}(x) \varphi_{K^\pm}(x') \right) | N(p) \rangle. \end{aligned} \quad (2.56)$$

In der letzten Beziehung haben wir die PCAC-Hypothese für den Feld-Stromdivergenz-Zusammenhang genutzt. Ähnlich bekommen wir

$$\begin{aligned} &\partial^\mu \langle N(p') | T \left(A_\mu^\mp(x) \varphi_{K^\pm}(x') \right) | N(p) \rangle \\ &= \frac{1}{\sqrt{2} m_K^2 f_K} \langle N(p') | \delta(t-t') \left[A_0^\mp(x), \partial'^\nu A_\nu^\pm(x') \right] | N(p) \rangle \\ &\quad + \sqrt{2} m_K^2 f_K \langle N(p') | T \left(\varphi_{K^\mp}(x) \varphi_{K^\pm}(x') \right) | N(p) \rangle. \end{aligned} \quad (2.57)$$

Mit Hilfe von Gln. (2.54-2.57) kann man Gl. (2.53) folgendermaßen umschreiben

$$k^\mu k'^\nu T_{AA\mu\nu}^\pm = k^\mu k'^\nu T_{\bar{A}\bar{A}\mu\nu}^\pm - i 2 f_K^2 \frac{k^2 + k'^2}{m_K^2} T_\Sigma - 2 f_K^2 [(k^2 - m_K^2)(k'^2 - m_K^2) - m_K^4] F [\langle N(p') | T(\varphi_{K^\mp}(x) \varphi_{K^\pm}(x')) | N(p) \rangle]. \quad (2.58)$$

Aus der Reduktionsformel (2.3) und der Definition der Streuamplitude (2.49) folgt

$$iT^\pm = (k^2 - m_K^2)(k'^2 - m_K^2) F [\langle N(p') | T(\varphi_{K^\mp}(x) \varphi_{K^\pm}(x')) | N(p) \rangle].$$

Damit erhalten wir die gewünschte Beziehung für den Strom-Strom-Term mit explizit ausgezeichneten Kaonenpolen

$$k^\mu k'^\nu T_{AA\mu\nu}^\pm = k^\mu k'^\nu T_{\bar{A}\bar{A}\mu\nu}^\pm - i 2 f_K^2 \frac{k^2 + k'^2}{m_K^2} T_\Sigma - 2 i f_K^2 T^\pm + \frac{2 m_K^2 f_K^2}{(k^2 - m_K^2)(k'^2 - m_K^2)} iT^\pm. \quad (2.59)$$

Mit dieser Beziehung nimmt der Ausdruck für die Kaon-Nukleon-Streuamplitude folgende Form an

$$T^\pm = T_{\text{WT}}^\pm + \left(1 - \frac{k^2 + k'^2}{m_K^2}\right) T_\Sigma - \frac{i}{2 f_K^2} k^\mu k'^\nu T_{\bar{A}\bar{A}\mu\nu}^\pm. \quad (2.60)$$

2.1.6 Schwingerterme. Das kovariante zeitgeordnete Produkt

Zum Schluß dieses Abschnittes möchten wir nochmals auf Gl. (2.19) zurückkommen. Wie wir schon erwähnt haben, ist diese Beziehung nicht vollständig. Die richtige Verallgemeinerung der Kommutationsrelationen von Null-Komponenten der Ströme (2.18) auf die vollen Ströme muß die folgende Form haben

$$\delta(x_0 - y_0) [A_0^a(x), A_\mu^b(y)] = i f_{abc} V_\mu^c \delta^{(4)}(x - y) + S_{\mu\nu}^{ab}(x) \partial^\nu \delta^{(4)}(x - y) + \dots$$

Gedankenpunkte entsprechen hier den möglichen höheren Ableitungen der δ -Funktion. Die Terme mit den Ableitungen der δ -Funktion fallen offensichtlich nach der Integration über die Ortskoordinaten heraus, so daß die Kommutationrelationen von Ladungen (2.17) sowie von der Ladung und dem Strom (2.18) ihre Form behalten. Natürlich wäre es am einfachsten vorauszusetzen, daß diese Terme gleich Null sind. Schwinger hat jedoch gezeigt [120], daß diese Terme (nach ihm Schwingerterme genannt) in keinem Fall verschwinden können. Diese Terme werden in weiteren die unbestimmbaren Termen zur Streuamplitude erzeugen. Was kann dann unsere weitere Ableitung retten?

Wir müssen zunächst eingestehen, daß in unserer Betrachtung noch eine wesentliche Unvollständigkeit belassen wurde. Wir haben nämlich in der Reduktionsformel (2.3) ein zeitgeordnetes Produkt naiverweise eingeführt. Das Letztere ist offensichtlich nicht invariant unter der Lorentz-Transformationen. Deswegen muß man in der Tat ein sogenanntes

kovariantes zeitgeordnetes Produkt $\tilde{T}(\dots)$ betrachten, das sich um einen zusätzlichen Kontaktterm von der naiven Definition (2.4) unterscheidet

$$\tilde{T}(a_\mu(x) b_\nu(y)) = T(a_\mu(x) b_\nu(y)) + \tau_{\mu\nu}(x) \delta^{(4)}(x - y).$$

In diesem Fall muß die Ward-Takahashi-Identität (2.41) mit den Divergenzen des Kontaktterms ergänzt werden. Andererseits erscheinen bei den Ausrechnungen der gleichzeitigen Kommutatoren $[a_0(x), b_\mu(y)]|_{x_0=y_0}$ noch die nicht verschwindenden Schwingerterme. Man kann zeigen (siehe die Vorlesungen von Jackiw im Buch [121]), daß die Nicht-Kovarianz des naiven zeitgeordneten Produktes direkt mit dem Auftreten der Schwingerterme in den Kommutationsrelationen für $[a_0(x), b_\mu(y)]|_{x_0=y_0}$ und $[b_0(y), a_\mu(x)]|_{x_0=y_0}$ verknüpft ist. Diese Beobachtung führte Feynman auf eine Hypothese [122], nach der die Divergenzen von Kontakttermen und die Schwingerterme sich immer kompensieren [121, 112]. In der Folgezeit wurden exaktere Bedingungen für diese Kompensation formuliert. Hinreichende Bedingung dafür ist die Abwesenheit von Schwingertermen in Kommutationsrelationen für die zeitlichen Komponenten der Ströme. Diese Bedingung ist in unserem Fall erfüllt (vergl. Gl. (2.18)), so daß die Vernachlässigung der Schwingerterme gleichzeitig mit der Einführung des naiven zeitgeordneten Produktes in Gl. (2.3) zu korrekten Ergebnissen führt.

Resümee

In diesem Abschnitt haben wir gezeigt, wie man den allgemeinen Ausdruck für die Kaon-Nukleon-Streuamplitude bekommen kann. Wir fingen mit der Reduktionsformel an, die aus den Postulaten der axiomatischen Quantenfeldtheorie folgt. Um die unbekanntes Matrixelemente der starken Wechselwirkung in Termen der Matrixelemente von den in schwachen Wechselwirkungen beteiligten hadronischen Strömen auszudrücken, verwendeten wir die PCAC-Hypothese und die Beziehungen der Stromalgebra, die nichts anderes als die Widerspiegelung der inneren Quark-Strukturen der Hadronen sind. Die PCAC-Hypothese wird dabei in solchen Formulierungen benutzt, die keine direkten Verhältnisse zwischen den Stromdivergenzen und dem Mesonenfeld verwendet. Wir haben damit den folgenden Ausdruck für die $K^\pm - N$ -Streuamplitude bekommen

$$\begin{aligned}
 T^\pm &= T_{\text{WT}}^\pm + \left(1 - \frac{k^2 + k'^2}{m_K^2}\right) T_\Sigma - \frac{i}{2f_K^2} k^\mu k'^\nu T_{\bar{A}\bar{A}\mu\nu}^\pm, \\
 T_{\text{WT}}^\pm &= \mp \frac{\xi_N}{4f_K^2} (k + k')^\mu \bar{u}_N(p') \left[\gamma_\mu + \frac{\mu_N}{2m_N} \sigma_{\mu\nu} (p - p')^\nu \right] u_N(p), \\
 T_\Sigma &= -\frac{\Sigma_{KN}}{f_K^2} \bar{u}_N(p') u_N(p), \\
 T_{\bar{A}\bar{A}\mu\nu}^\pm &= \int d^4y e^{-ik\cdot y} \langle N(p') | T(\bar{A}_{S\mu}^\mp(y) \bar{A}_{S\nu}^\pm(0) | N(p) \rangle.
 \end{aligned}$$

2.2 Polanteil der Streuamplitude

Wir führen nun die Standard-Zerlegung der KN -Stereuamplitude durch, die mit zwei skalaren Funktionen von Anfangs- und Endimpulsen parametrisiert ist. Im weiteren wird eine lineare Kombination von diesen Funktionen, die sogenannte Cheng-Dashen-Amplitude, betrachtet. Sie ist äquivalent zur Vorwärts- KN -Stereuamplitude. Wir bestimmen, von welchen kinematischen Standard-Variablen die Streuamplitude abhängig ist und zerlegen sie in gerade und ungerade Anteile bezüglich der Crossing-Symmetrie. Wir untersuchen die Polstruktur der Streuamplitude und schreiben explizit Ein-Baryonenpol-Beiträge aus. Wir zeigen, wie man mit Hilfe der PCAC-Hypothese die Struktur von Bornschen Termen in der Streuamplitude ableiten kann. Danach diskutieren wir, welche Hyperonen-Resonanzen bei der Beschreibung der KN -Streuung in Betracht gezogen werden müssen. Wir werten den Beitrag der Hyperonenzwischenzustände zur Kaon-Nukleon-Streuung aus.

2.2.1 Kinematik. Die Cheng-Dashen-Amplitude

Die Spinstruktur der KN -Stereuamplitude kann man nach den Lorentz-Invarianten von Diracschen γ -Matrizen zerlegen. Da die Amplitude von starken Wechselwirkungsprozessen eine positive Parität hat, müssen wir bei der Zerlegung nur Skalar-, Vektor- und Tensorstrukturen betrachten. Mit diesen lautet die Streuamplitude

$$T^\pm(p, k; p', k') = \bar{u}_N(p') \left\{ s^\pm + v_k^\pm (\hat{k} + \hat{k}') + v_p^\pm (\hat{p} + \hat{p}') + \tilde{v}_p^\pm (\hat{p} - \hat{p}') \right. \\ \left. + \sigma_{\mu\nu} \left[t_{kk}^\pm k^\mu k'^\nu + t_{pp}^\pm p^\mu p'^\nu + \sum_{j=\pm} (t_j^\pm \tau_j^{\mu\nu} + t_j'^{\mu\nu} \tau_j'^{\pm}) \right] \right\} u_N(p) \quad (2.61)$$

mit

$$\tau_\pm^{\mu\nu} = \frac{1}{2} \left[(k_\mu \pm k'_\mu) p_\nu - (k_\nu \pm k'_\nu) p_\mu \right], \\ \tau_\pm'^{\mu\nu} = \frac{1}{2} \left[(k_\mu \pm k'_\mu) p'_\nu - (k_\nu \pm k'_\nu) p'_\mu \right].$$

Die Parameter s^\pm , v_k^\pm , t_{kk}^\pm , t_{pp}^\pm , t_\pm^\pm und $t_\pm'^{\pm}$ sind skalare Funktionen von Anfangs- und Endimpulsen. Unter der Annahme, daß die Nukleonen auf der Massenschale liegen, kann man Gl. (2.61) in eine kompaktere Form bringen

$$T^\pm(p, k; p', k') = \bar{u}_N(p') \mathcal{T}^\pm u_N(p) \quad (2.62)$$

$$= \bar{u}_N(p') \left\{ A^\pm + \frac{\hat{k} + \hat{k}'}{2} B^\pm \right\} u_N(p). \quad (2.63)$$

Die in Gl. (2.62) eingeführte Größe \mathcal{T}^\pm ist die T-Matrix der $K^\pm N$ -Streuung. Die neuen Funktionen von den Lorentz-Skalaren A und B drücken sich folgendermaßen durch die

Parameter in Gl. (2.61) aus

$$\begin{aligned}
 A^\pm &= s^\pm + 2m_N v_p^\pm + (k+k')^\mu (t_+^\pm p'_\mu - t_+^\pm p_\mu) + (k-k')^\mu (t_-^\pm p'_\mu - t_-^\pm p_\mu) \\
 &\quad + \frac{1}{4} t_{kk}^\pm (p+p')_\mu (k+k')^\mu, \\
 B^\pm &= 2v_k^\pm + m_N t_{kk}^\pm + m_N (t_+^\pm + t_-^\pm).
 \end{aligned}$$

Auf diese Weise tragen die Funktionen A^\pm und B^\pm die komplette Information über die KN -Streuung. Wir wollen weiter eine lineare Kombination von diesen Funktionen betrachten

$$D^\pm = A^\pm + \frac{(p'+p) \cdot (k+k')}{4m_N} B^\pm, \quad (2.64)$$

die als die Cheng-Dashen-Amplitude bekannt ist. (Für diese Amplitude sind die sogenannten Niederenergie-Theoreme der Meson-Nukleon-Streuung formuliert, die wir im nächsten Abschnitt betrachten möchten.) Die Cheng-Dashen-Amplitude kann durch die T-Matrix \mathcal{T}^\pm in Gl. (2.62) ausgedrückt werden. Man projiziert die Funktionen A und B aus \mathcal{T} mittels der Spur-Bildung mit 1 (Unitäre Dirac-Matrix) und mit γ_μ aus, d.h.

$$A^\pm = \frac{1}{4} \text{Sp} \{ \mathcal{T}^\pm \}, \quad (2.65)$$

$$B^\pm = \frac{1}{4(p+p') \cdot (k+k')} \text{Sp} \{ \mathcal{T}^\pm (\hat{p} + \hat{p}') \}. \quad (2.66)$$

Damit erreichen wir

$$D^\pm = \frac{1}{4} \text{Sp} \left\{ \mathcal{T}^\pm \left(\frac{\hat{p} + m_N}{2m_N} + \frac{\hat{p}' + m_N}{2m_N} \right) \right\}. \quad (2.67)$$

Aus der letzten Beziehung folgt, daß bei $p = p'$ die Cheng-Dashen-Amplitude gleich der Vorwärts-Streuamplitude ohne Spin-Flip ist.

Bis hierher haben wir noch nicht bestimmt, von welchen Variablen die Funktionen A^\pm , B^\pm und D^\pm abhängig sind. Für die 4-Teilchen-Reaktion gibt es 6 unabhängige Lorentz-Invarianten, die als die Variablen gelten können. Unter der Bedingung, daß die Nukleonen auf der Massenschale liegen, d.h., es gilt $p^2 = p'^2 = m_N^2$, verbleiben nur 4 unabhängige Invarianten. Außer zwei Kaonenimpulsquadraten k^2 , k'^2 und drei Madelstam-Invarianten

$$s = (p+k)^2, \quad u = (p'-k)^2, \quad t = (k-k')^2 \quad (2.68)$$

führt man noch zwei Invarianten ein

$$\begin{aligned}
 \nu &= \frac{(p'+p) \cdot (k'+k)}{4m_N} = \frac{s-u}{4m_N} = \frac{k \cdot (p'+p)}{2m_N} = \frac{k' \cdot (p'+p)}{2m_N}, \\
 \nu_B &= -\frac{k \cdot k'}{2m_N} = \frac{t - k'^2 - k^2}{4m_N}.
 \end{aligned} \quad (2.69)$$

Als Argumente der Cheng-Dashen-Amplitude werden wir weiter ν , ν_B , k^2 und k'^2 betrachten. Alle anderen Invarianten drücken sich durch diesen Variablen aus: Für die Mandelstam-Variablen gilt

$$\begin{aligned} s &= m_N^2 - 2m_N(\nu_B - \nu), \\ u &= m_N^2 - 2m_N(\nu_B + \nu), \\ t &= k'^2 + k^2 + 4m_N\nu_B; \end{aligned} \quad (2.70)$$

Die anderen möglichen Paar-Produkte von Anfangs- und Endimpulsen sind gleich

$$\begin{aligned} 2p \cdot k &= 2m_N(\nu - \nu_B) - k^2, & 2p' \cdot k' &= 2m_N(\nu - \nu_B) - k'^2, \\ 2p \cdot k' &= 2m_N(\nu + \nu_B) + k'^2, & 2p' \cdot k &= 2m_N(\nu + \nu_B) + k^2, \\ 2p \cdot p' &= 2m_N^2 - 4m_N\nu_B - \frac{k'^2 + k^2}{2}, & 2k' \cdot k &= -4m_N\nu_B. \end{aligned} \quad (2.71)$$

Gemeinsam mit der Cheng-Dashen-Amplitude führt man auch Crossing-Amplituden ein: die gerade Amplitude

$$D^{\text{even}}(\nu, \nu_B, k'^2, k^2) = \frac{1}{2} \left(D^-(\nu, \nu_B, k'^2, k^2) + D^+(\nu, \nu_B, k'^2, k^2) \right) \quad (2.72)$$

und die ungerade Amplitude

$$D^{\text{odd}}(\nu, \nu_B, k'^2, k^2) = \frac{1}{2} \left(D^-(\nu, \nu_B, k'^2, k^2) - D^+(\nu, \nu_B, k'^2, k^2) \right). \quad (2.73)$$

Da K^- - und K^+ -Mesonen einem Teilchen und einem Anti-Teilchen entsprechen, ist die Amplitude $D^{\text{even(odd)}}$ gerade (ungerade) bezüglich der Vertauschungen $k(k') \rightarrow -k(-k')$ und $\nu \rightarrow -\nu$ bei fixiertem Wert von t .

Zum Schluß dieses Unterabschnittes klassifizieren wir die KN -Streuamplitude bezüglich des Gesamtisospines des $K-N$ -Systems I und der Isospin-Projektion i . Einen solchen Zustand bezeichnen wir mit $|I, i\rangle$. Bezüglich ihrer Seltsamkeit S sind Kaonen K^\pm , K^0 und \bar{K}^0 in den folgenden zwei Isospin- $(\frac{1}{2})$ -Multipletts gruppiert:

für $S = +1$: $[K^+(i = +\frac{1}{2}); K^0(i = -\frac{1}{2})]$, und für $S = -1$: $[\bar{K}^0(i = +\frac{1}{2}); K^-(i = -\frac{1}{2})]$.
Damit haben wir für die Kaon-Nukleon-Zustände mit dem Gesamtisospin $I = 1$

$$\begin{aligned} |1, 1\rangle_{S=1} &= |K^+, p\rangle & |1, 1\rangle_{S=-1} &= |\bar{K}^0, p\rangle \\ |1, 0\rangle_{S=1} &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|K^+, n\rangle + |K^0, p\rangle) & |1, 0\rangle_{S=-1} &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|\bar{K}^0, n\rangle + |K^-, p\rangle), \\ |1, -1\rangle_{S=1} &= |K^0, n\rangle & |1, -1\rangle_{S=-1} &= |K^-, n\rangle \end{aligned} \quad (2.74)$$

und die Zustände mit dem Gesamtisospin $I = 0$ sind

$$\begin{aligned} |0, 0\rangle_{S=1} &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|K^+, n\rangle - |K^0, p\rangle) \\ |0, 0\rangle_{S=-1} &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|\bar{K}^0, n\rangle - |K^-, p\rangle). \end{aligned} \quad (2.75)$$

Gemäß dieser Relationen drücken sich die Amplituden der K^\pm -Streuung an Protonen D_p^\pm und Neutronen D_n^\pm in Termen der im Experiment meßbaren Amplituden $D_{I,i}^S$ mit bestimmtem gesamten Isospin I , der Isospin-Projektion i und der Seltsamkeit S folgendermaßen aus

$$\begin{aligned} D_p^+ &= D_{1,1}^{+1}, & D_n^+ &= \frac{1}{2} (D_{1,0}^{+1} + D_{0,0}^{+1}), \\ D_n^- &= D_{1,-1}^{-1}, & D_p^- &= \frac{1}{2} (D_{1,0}^{-1} + D_{0,0}^{-1}). \end{aligned} \quad (2.76)$$

2.2.2 Hyperonenpole

Nach der formalen Betrachtung der Kinematik der KN -Streuung wollen wir die Polstruktur des Strom-Strom-Terms $T_{\bar{A}\bar{A}\mu\nu}^\pm$ in Gl. (2.60) ausführlicher untersuchen. Man kann diesen Term folgendermaßen darstellen

$$T_{\bar{A}\bar{A}\mu\nu}^\pm = \sum_X \sum_{PV_X} \int d^4y e^{-ik \cdot y} \langle N(p') | T (\bar{A}_{S\mu}^\mp(y) | X \rangle \langle X | A_{S\nu}^\pm(0) | N(p) \rangle. \quad (2.77)$$

Hier schieben wir zwischen die Ströme einen vollständigen Satz von allen möglichen hadronischen Zuständen $|X\rangle$ ein und integrieren über das Phasenvolumen jedes Zustandes PV_X , d.h., daß die Spin-Summation und die Impuls-Integration ausgeführt sind. Die Teilchen des Zustandes $|X\rangle$ liegen auf ihren Massenschalen, was für jedes Teilchen ein bestimmtes Energie-Impuls-Verhältnis voraussetzt. Die Zustände mit sowohl positiven als auch negativen Energien sind eingeschlossen.

Zuerst möchten wir die Beiträge von Ein-Teilchen-Zuständen auszeichnen, da sie die nicht-monotone Abhängigkeit der Kaon-Streuamplitude von der Kaon-Energie und dem Kaon-Impuls bestimmen. Zu diesem Zweck schreiben wir die KN -Amplitude als Summe von zwei Gliedern

$$\begin{aligned} T_{\bar{A}\bar{A}\mu\nu}^\pm &= \sum_H T_{H\mu\nu}^\pm + \tilde{T}_{\mu\nu}^\pm \\ &= \sum_H \sum_{PV_H} \int d^4y e^{-ik \cdot y} \langle N(p') | T (\bar{A}_{S\mu}^\mp(y) | H \rangle \langle H | \bar{A}_{S\nu}^\pm(0) | N(p) \rangle \\ &\quad + \tilde{T}_{\mu\nu}^\pm, \end{aligned} \quad (2.78)$$

wobei die Summe über die Hyperon-Resonanzen H explizit ausgeschrieben ist und $\tilde{T}_{\mu\nu}^\pm$ die Beiträge von allen anderen hadronischen Zwischenzuständen enthält.

Nach der Integration über die Hyperonen-Impulse in Gl. (2.78) bekommen wir für den Term $T_{H\mu\nu}^\pm$ den folgenden Ausdruck (siehe Anhang A.1.4)

$$T_{H\mu\nu}^\pm = i \sum_{s_H} 2m_N \frac{\langle N(p') | \bar{A}_{S\mu}^\mp(0) | H(p' - k; s_H) \rangle \langle H(p' - k; s_H) | \bar{A}_{S\nu}^\pm(0) | N(p) \rangle}{(p' - k)^2 - m_H^2}, \quad (2.79)$$

$$T_{H\mu\nu}^- = i \sum_{s_H} 2 m_N \frac{\langle N(p') | \bar{A}_{S\nu}^-(0) | H(p+k; s_H) \rangle \langle H(p+k; s_H) | \bar{A}_{S\mu}^+(0) | N(p) \rangle}{(p+k)^2 - m_H^2}, \quad (2.80)$$

wobei \sum_{s_H} die Summe über die Spin-Projektionen des Hyperons geht und m_H die Masse des Teilchens H bezeichnet. Wir beobachten, daß das H -Teilchen jetzt effektiv außerhalb seiner Massenschale liegt, weil für seine Frequenz $(p'_0 - k_0)$ und seinen Impuls $(\vec{p}' - \vec{k})$ die Massenschalen-Beziehung nicht erfüllt ist, d.h. $(p'_0 - k_0)^2 - (\vec{p}' - \vec{k})^2 \neq m_H^2$.

In dem nächsten Schritt wollen wir das Matrixelement des Stromes $\bar{A}_{S\mu}^\pm$, der keine Kaonenpole enthält, ausrechnen. Die Experimente zur schwachen Wechselwirkung liefern nur Informationen über die Parametrisierung von den vollen Axialströmen, wie z.B. in Gl. (2.23), und es wurde noch dabei vorausgesetzt, daß die Baryonen auf ihren Massenschalen liegen, was in Gln. (2.79) und (2.80) nicht der Fall ist. Nichtsdestoweniger hilft uns die PCAC-Hypothese wieder, den Zusammenhang zwischen den Matrixelementen der A_μ - und \bar{A}_μ -Ströme zu finden.

Zum Beispiel betrachten wir im Zwischenzustand ein Λ -Teilchen. Gemäß der PCAC-Hypothese Gln. (2.30, 2.33) und (2.34) für das Matrixelement des Stromes $A_{S\mu}^-$ haben wir

$$k^\mu \langle p(p') | A_{S\mu}^-(0) | \Lambda(p' - k) \rangle = -i \bar{u}_p(p') \gamma_5 u_\Lambda(p' - k) \frac{\sqrt{2} g_{KN\Lambda} f_K m_K^2}{m_K^2 - k^2}. \quad (2.81)$$

Unter der Annahme, daß die Zustände $|p\rangle$ und $|\Lambda\rangle$ dem freien Proton und dem freien Λ -Teilchen entsprechen, formen wir Gl. (2.81) identisch um

$$\begin{aligned} k^\mu \langle p(p') | A_{S\mu}^-(0) | \Lambda(p' - k) \rangle & \\ &= -i \sqrt{2} g_{KN\Lambda} f_K k^\mu \bar{u}_p(p') \left(\frac{\gamma_\mu}{m_N + m_\Lambda} + \frac{k_\mu}{m_K^2 - k^2} \right) \gamma_5 u_\Lambda(p' - k). \end{aligned} \quad (2.82)$$

Der letzten Term entspricht hier genau dem Kaonenpol-Beitrag, den wir eliminieren möchten. Dann, unter Berücksichtigung der Tatsache, daß die Teilchen außerhalb ihrer Massenschalen liegen können, d.h. $\bar{u}_p(p') \hat{k} u_\Lambda(p' - k) \neq (m_N - m_\Lambda) \bar{u}_p u_\Lambda$, nehmen wir für das Matrixelement von \bar{A}_μ die folgenden Relation an

$$\langle p(p') | \bar{A}_{S\mu}^-(0) | \Lambda(p' - k) \rangle = -i \sqrt{2} f_K \frac{g_{KN\Lambda}}{m_N + m_\Lambda} \bar{u}_p(p') \gamma_\mu \gamma_5 u_\Lambda(p' - k). \quad (2.83)$$

Mit dem Einsetzen von dieser Relation in die Gln. (2.79, 2.80) erhalten wir

$$\begin{aligned} T_{\Lambda,\mu\nu}^+ &= -i^4 m_N f_K^2 \left(\frac{g_{KN\Lambda}}{m_N + m_\Lambda} \right)^2 \\ &\quad \times \sum_{s_\Lambda} \frac{[\bar{u}_p(p') \gamma_\mu \gamma_5 u_\Lambda^{(s_\Lambda)}(p' - k)] [\bar{u}_\Lambda^{(s_\Lambda)}(p' - k) \gamma_\nu \gamma_5 u_p(p' - k)]}{(p' - k)^2 - m_\Lambda^2}, \\ T_{\Lambda,\mu\nu}^- &= -i^4 m_N f_K^2 \left(\frac{g_{KN\Lambda}}{m_N + m_\Lambda} \right)^2 \end{aligned}$$

$$\times \sum_{s_\Lambda} \frac{[\bar{u}_p(p') \gamma_\nu \gamma_5 u_\Lambda^{(s_\Lambda)}(p+k)] [\bar{u}_\Lambda^{(s_\Lambda)}(p+k) \gamma_\mu \gamma_5 u_p(p+k)]}{(p+k)^2 - m_\Lambda^2}.$$

Die Summe über die Spin-Projektionen s_Λ kann leicht ausgeführt werden und ergibt

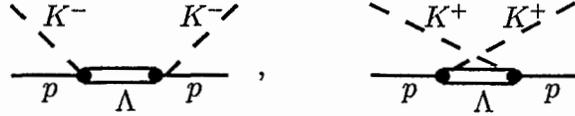
$$\sum_{s_\Lambda} u^{(s_\Lambda)}(q) \bar{u}^{(s_\Lambda)}(q) = \frac{\hat{q} + m_\Lambda}{2 m_\Lambda}.$$

Damit bekommen wir für die $K^\pm N$ -Streuamplitude

$$\frac{i}{2 f_K^2} k^\mu k'^\nu T_{\Lambda\mu\nu}^+ = - \left(\frac{g_{KN\Lambda}}{m_\Lambda + m_N} \right)^2 \bar{u}_p(p') \hat{k} \gamma_5 \frac{\hat{p}' - \hat{k} + m_\Lambda}{(p' - k)^2 - m_\Lambda^2} \hat{k}' \gamma_5 u_p(p), \quad (2.84)$$

$$\frac{i}{2 f_K^2} k^\mu k'^\nu T_{\Lambda\mu\nu}^- = - \left(\frac{g_{KN\Lambda}}{m_\Lambda + m_N} \right)^2 \bar{u}_p(p') \hat{k}' \gamma_5 \frac{\hat{p} + \hat{k} + m_\Lambda}{(p + k)^2 - m_\Lambda^2} \hat{k} \gamma_5 u_p(p). \quad (2.85)$$

Diese zwei Beziehungen können wir in Rahmen der Feynman-Diagramm-Technik als folgende zwei Diagramme darstellen

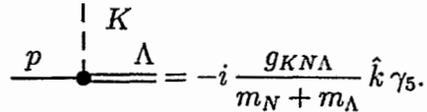


$$(2.86)$$

wobei die $K - p - \Lambda$ -Wechselwirkung durch eine Lagrange-Dichte

$$\mathcal{L}_{KN\Lambda} = \frac{g_{KN\Lambda}}{m_N + m_\Lambda} \bar{\psi}_p \gamma_\mu \gamma_5 \psi_\Lambda \partial^\mu \varphi_{K^-} + \text{h.c.} \quad (2.87)$$

mit der pseudovektoriellen Kopplung des Kaonfeldes anzugeben ist und $\psi_{p(\Lambda)}$ den fermionischen Feldoperator des Protons (Λ -Teilchens) bezeichnet. Die Abkürzung "h.c." bezeichnet den Hermitesch konjugierten Term. Der dieser Lagrange-Dichte entsprechende Vertex ist



$$(2.88)$$

Dieses Beispiel zeigt, daß die PCAC-Hypothese auch eine bestimmte Form der KN -Wechselwirkung, nämlich die pseudovektorielle Kopplung (2.87), voraussetzt. Die Bestimmung der Kopplung-Konstanten mittels der PCAC-Relation sind auch in der Arbeit [123] diskutiert. Die abgeleiteten Beziehungen (2.84) und (2.85) sind die BORN'SCHEN TERME der KN -Streuamplitude. Die Diagramme (2.86) sehen wie die Prozesse zweiter Ordnung bei dem Aufbau der Streuamplitude im Rahmen der Störungstheorie aus. Doch sie schließen effektiv unendlich viele andere Diagramme ein, die der Renormierung der elementaren

KNA -Kopplungskonstanten entsprechen würden. Die in Gln. (2.84, 2.85) auftauchende Größe g_{KNA} kann mittels der Goldberger-Treiman-Relation durch den axialen Formfaktor des Nukleons $g_A^S(q)$ in Gl. (2.23) ausgedrückt werden. In diesem Fall wäre es uns wieder gelungen, das komplizierte Problem der starken Wechselwirkungen mittels Verbindung mit Parametern der schwachen Wechselwirkung effektiv aufzulösen. Experimente zur Bestimmung des Nukleon-Axialformfaktors sind leider nicht präzise genug, um die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung eindeutig zu bestimmen. Außerdem gibt es zusätzlich eine Ungenauigkeit aufgrund des Näherungscharakters der Goldberger-Treiman-Relation. Deshalb führt man die Kopplungskonstante in den Bornschen Termen phänomenologisch ein und bestimmt sie zusammen mit den anderen Parametern aus experimentellen Daten der KN -Streuung. Man spricht dabei von der effektiven Lagrange-Dichte (2.87), mittels derer im Rahmen der Feynman-Diagrammtechnik die Baum-Diagramme der KN -Streuamplitude ausgeschrieben werden können.

Unser nächstes Ziel ist es, die Beiträge von Hyperonen-Zwischenzuständen explizit auszurechnen.

2.2.3 Beiträge von Hyperonen-Zwischenzuständen

Aus den Relationen (2.79) und aus dem zweiten Diagramm in (2.86) sieht man, daß die K^+N -Streuung keine Pol-Singularitäten hat. Ein Grund dafür ist die Seltsamkeits-Erhaltung in den starken Wechselwirkungen und daß die in Zwischenzuständen auftauchenden Baryonen nur eine negative Seltsamkeit haben können, während das K^+N -System die Seltsamkeit $S = +1$ hat. Deswegen streut ein K^+ -Meson an dem Nukleon nur im u -Kanal, der keine Pole enthält. Nur bei größeren K^+ -Impulsen $p_{\text{lab}} > 800$ MeV setzt man eine Bildung der hypothetischen Resonanz Z^* mit der Masse von etwa 2000 MeV und der Seltsamkeit $S = +1$ voraus [26]. Diese Resonanz erweist sich als ein Quark-Molekül von vier Quarks (u oder d) und einem Anti-Quark \bar{s} , das die positive Seltsamkeit der Resonanz bestimmt. Aufgrund der großen Breite $\Gamma_{Z^*} \sim 100$ MeV ist der Beitrag von dieser Resonanz zusätzlich ausgeglättet, so daß die K^+N -Streuamplitude eine relativ glatte Funktion der Kaonen-Energie und des Kaonen-Impulses ist.

Eine ganz andere Situation haben wir für die K^-N -Streuung. Das K^-N -System hat die Seltsamkeit $S = -1$, und deshalb ist die s -Kanal-Streuung mit der Bildung von vielen Hyperonen-Resonanzen möglich. Außerdem zeigt die K^-N -Streuung schon an der Schwelle eine gewisse Elastizität. Die KN -Schwellen-Energie $E_{KN}^{\text{thr}} = 1432$ MeV ist größer als die minimale Energie der $\Lambda\pi$ -Systems mit $E_{\Lambda\pi}^{\text{min}} = 1246$ MeV, d.h. der Kanal der Reaktion $K^-N \rightarrow \Lambda\pi$ ist geöffnet. Gleiches gilt auch für die Kanäle $\Sigma\pi$ und $\Lambda\pi\pi$. Gleich über der Schwelle öffnet sich noch der inelastische Kanal $\Sigma\pi\pi$.

Neben den sich öffnenden inelastischen Kanälen hat die K^-N -Streuamplitude noch eine reiche Polstruktur. Tief unter der Schwelle befinden sich die Pole, die mit den Λ - und Σ -Teilchen-Zwischenzuständen zu verknüpfen sind. Direkt unter der Schwelle (30 MeV darunter) liegt die Resonanz $\Lambda^*(1405)$ mit der Breite von etwa 30-50 MeV, so daß ihr Beitrag sowohl unter der Schwelle als auch über der Schwelle bedeutend ist. Diese Resonanz bestimmt die K^-p -Streulänge an der Schwelle. Neben der Λ^* -Resonanz gibt es

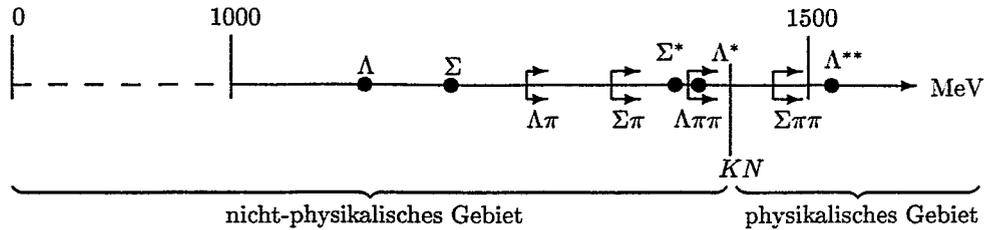


Abbildung 2.1: Resonanzen und Schwellen von inelastischen Kanälen in der K^-N -Streuung.

noch die $\Sigma^*(1385)$ -Resonanz, deren Beitrag für die K^-n -Streuung wichtig ist. Die erste Resonanz, die über der Schwelle liegt, ist $\Lambda^{**}(1520)$. In Abb. 2.1 ist die relative Lage der Resonanzen und der Schwellen von inelastischen Kanälen auf der Energie-Skala $1000 \text{ MeV} < \sqrt{s} < 1500 \text{ MeV}$ dargestellt.

Da wir uns im weiteren für off-shell-Kaonen mit kleineren Energien interessieren, werden wir die Resonanz-Beiträge von Λ , Σ , Λ^* , Σ^* und Λ^{**} explizit betrachten. Die Beiträge der inelastischen Kanäle $\Lambda\pi\pi$ und $\Sigma\pi\pi$ sind aufgrund des kleinen Phasenraumvolumens im Endzustand unterdrückt. Diese Vorstellung findet auch eine experimentelle Unterstützung. Die Beiträge der $\Sigma\pi$ und $\Lambda\pi$ -Kanäle sind teilweise schon in den experimentellen Parametern der Λ^* -Resonanz in Betracht gezogen. Ein Hinweis dafür ist, daß die Λ^* -Polstruktur bei der gekoppelten $\Lambda\pi$, $\Sigma\pi$ -Multikanal-Beschreibung der K^-N -Streuung effektiv erzeugt wird. (Diese Frage werden wir später nochmal kurz diskutieren). Die verbleibenden glatten Anteile von $\Lambda\pi$ - und $\Sigma\pi$ -Kanalbeiträgen werden wir phänomenologisch im nächsten Unterabschnitt berücksichtigen.

Der Beitrag von $\Lambda(1116)$ and $\Sigma(1190)$. Mit der Berücksichtigung von Resultaten des letzten Unterabschnittes werden wir die starke Wechselwirkung von Λ - und Σ -Teilchen mit Nukleonen und Kaonen mittels der effektiven Lagrange-Dichten

$$\mathcal{L}_{KNA} = C_{KNA} \bar{\psi}_\Lambda \gamma_\mu \gamma_5 \{ \partial^\mu K^\dagger \} N + \text{h.c.}, \quad (2.89)$$

$$\mathcal{L}_{KN\Sigma} = C_{KN\Sigma} \bar{\Sigma}^\alpha \gamma_\mu \gamma_5 \{ \partial^\mu K^\dagger \} \tau^\alpha N + \text{h.c.} \quad (2.90)$$

beschreiben. Hier haben wir die folgenden Bezeichnungen für die Isospin-Multipletts der Teilchen eingeführt: für Kaonen

$$K = \begin{pmatrix} \varphi_{K^+} \\ \varphi_{K^0} \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad K^\dagger = (\varphi_{K^-}, \varphi_{\bar{K}^0}),$$

für Nukleonen und Σ -Teilchen

$$N = \begin{pmatrix} \psi_p \\ \psi_n \end{pmatrix}, \quad \Sigma = \begin{pmatrix} \frac{\psi_{\Sigma^-} + \psi_{\Sigma^+}}{\sqrt{2}} \\ i \frac{\psi_{\Sigma^-} - \psi_{\Sigma^+}}{\sqrt{2}} \\ \psi_{\Sigma^0} \end{pmatrix}.$$

In Gl. (2.90) steht τ^α für die Isospin-Pauli-Matrizen. Die Konstanten C_{KNY} sind folgendermaßen definiert

$$C_{KNY} = \frac{g_{KNY}}{m_N + m_Y}, \quad Y = \Lambda, \Sigma. \quad (2.91)$$

Die KN -Streuung durch die Λ , Σ -Zwischenzustände wird von den folgenden möglichen Diagrammen dargestellt: die s -Kanal-Graphen für die K^- -Mesonen

$$\begin{array}{c} \diagup K^- \quad \diagdown K^- \\ | \quad | \\ \text{---} p \text{---} \bullet \text{---} \text{---} p \\ | \quad | \\ \Lambda, \Sigma^0 \end{array}, \quad \begin{array}{c} \diagup K^- \quad \diagdown K^- \\ | \quad | \\ \text{---} n \text{---} \bullet \text{---} \text{---} n \\ | \quad | \\ \Sigma^- \end{array}, \quad (2.92)$$

und die u -Kanal-Graphen für die K^+ -Mesonen

$$\begin{array}{c} \diagdown K^+ \quad \diagup K^+ \\ | \quad | \\ \text{---} p \text{---} \bullet \text{---} \text{---} p \\ | \quad | \\ \Lambda, \Sigma^0 \end{array}, \quad \begin{array}{c} \diagdown K^+ \quad \diagup K^+ \\ | \quad | \\ \text{---} n \text{---} \bullet \text{---} \text{---} n \\ | \quad | \\ \Sigma^- \end{array}. \quad (2.93)$$

Der $KN\Lambda$ -Vertex ist vom Isospin unabhängig und ist in Gl. (2.88) angegeben. Der Vertex mit dem Σ -Teilchen ist

$$\begin{array}{c} | K \\ | \\ \text{---} N \text{---} \bullet \text{---} \text{---} \Sigma \end{array} = -i \xi_\Sigma C_{KN\Sigma} \hat{k} \gamma_5, \quad (2.94)$$

wobei k der Kaon-Impuls ist. ξ_Σ ist der Isospin-Koeffizient: $\xi_\Sigma = 1$ in den Prozessen mit Σ^0 und $\xi_\Sigma = \sqrt{2}$ in den Prozessen mit Σ^\pm .

Wir beginnen die Diskussion mit der K^- -Streuung am Proton. Die T-Matrix von diesem Prozeß im Λ -Kanal ist gleich

$$T_{p\Lambda}^- = i^2 C_{KN\Lambda}^2 \left\{ \hat{k}' \gamma_5 \frac{\hat{p} + \hat{k} + m_\Lambda}{(p+k)^2 - m_\Lambda^2} \hat{k} \gamma_5 \right\}. \quad (2.95)$$

Der entsprechende Beitrag zur Cheng-Dashen-Amplitude Gl. (2.67) sieht dann folgendermaßen aus

$$\begin{aligned} P_{p\Lambda}^- &= \frac{i^2 C_{KN\Lambda}^2}{8 m_N (s - m_\Lambda^2)} \{S_1 + S_2\}, \\ S_1 &= \text{Sp} \left\{ \hat{k}' \gamma_5 (\hat{p} + \hat{k} + m_\Lambda) \hat{k} \gamma_5 (\hat{p} + m_N) \right\}, \\ S_2 &= \text{Sp} \left\{ \hat{k}' \gamma_5 (\hat{p} + \hat{k} + m_\Lambda) \hat{k} \gamma_5 (\hat{p}' + m_N) \right\}. \end{aligned} \quad (2.96)$$

Alle Details der Spur-Ausführung und der Übergang zu den Variablen ν , ν_B , k'^2 und k^2 sind im Anhang A.1.5 angegeben. Das Resultat ist

$$P_{p\Lambda}^-(\nu, \nu_B, k'^2, k^2) = -C_{KN\Lambda}^2 \left\{ \frac{\nu \bar{\omega}_\Lambda + \nu_B (m_\Lambda + m_N)}{\nu - \nu_B - \bar{\omega}_\Lambda} + \nu \right\} + \delta P_{p\Lambda}^-, \quad (2.97)$$

wobei wir die neue Größe

$$\tilde{\omega}_\Lambda = \frac{m_\Lambda^2 - m_N^2}{2m_N} \approx 1.4 m_\pi \quad (2.98)$$

eingeführen. In Gl. (2.97) ist der Term $\delta P_{p\Lambda}^-$ gleich

$$\delta P_{p\Lambda}^- = -C_{KN\Lambda}^2 \frac{\nu_B - \nu}{\nu_B - \nu - \tilde{\omega}_\Lambda} \frac{t}{4m_N}. \quad (2.99)$$

Im weiteren werden wir diesen Term nicht explizit ausschreiben, weil er bei den von uns betrachteten kinematischen Bedingungen verschwindet, zum Beispiel bei der Reaktionsschwelle und bei der Vorwärts-Streuung, d.h. bei $t = 0$. Der Beitrag von diesem Term zu geraden und ungeraden Amplituden verschwindet auch im Punkt $\nu = \nu_B = 0$, in dem die Amplituden im weiteren untersuchen werden. Auf diese Weise kann er in keinem Fall unsere weiteren Betrachtungen beeinflussen.

Die Amplitude der K^-p -Streuung durch das Σ^0 -Teilchen kann offensichtlich mittels der Ersetzung der Indizes $\Lambda \rightarrow \Sigma$ in Gl. (2.97) bekommen werden, d.h.

$$\begin{aligned} P_{p\Sigma}^-(\nu, \nu_B, k'^2, k^2) &= P_{p\Lambda}^-(\Lambda \rightarrow \Sigma) \\ &= -C_{KN\Sigma}^2 \left\{ \frac{\nu \tilde{\omega}_\Sigma + \nu_B (m_\Sigma + m_N)}{\nu - \nu_B - \tilde{\omega}_\Sigma} + \nu \right\} + \delta P_{p\Sigma}^-, \end{aligned} \quad (2.100)$$

mit

$$\tilde{\omega}_\Sigma = \frac{m_\Sigma^2 - m_N^2}{2m_N} \approx 2.1 m_\pi. \quad (2.101)$$

Der K^-N -Streuung erfolgt nur durch den Σ^- -Zwischenzustand, wie es in dem zweiten Diagramm in (2.92) gezeigt ist. Mit der Berücksichtigung des Isospin-Koeffizienten ξ_Σ im Vertex (2.94) haben wir

$$P_{n\Sigma}^-(\nu, \nu_B, k'^2, k^2) = 2 P_{p\Sigma}^-(\nu, \nu_B, k'^2, k^2). \quad (2.102)$$

Für den Übergang zur K^+ -Streuung brauchen wir nicht nochmals die Amplitude auszuschreiben und die neuen Spuren auszuführen. Die Amplituden der K^+ -Streuung an Nukleonen können aus den Relationen (2.97, 2.102) und (2.102) mit Hilfe der Ersetzung $k \leftrightarrow -k'$ bekommen werden. Diese Ersetzung entspricht dem simultanen Übergang vom Teilchen K^- zum Anti-Teilchen K^+ mit $k (k') \rightarrow -k (k')$ und dem Übergang vom direkten s -Kanal für das K^- -Meson zum u -Kreuzkanal für das K^+ -Meson mit $s \leftrightarrow u$. Bei dieser Ersetzung ändert sich das Vorzeichen der Variablen ν so, daß gilt⁹

$$\begin{aligned} P_{p\Lambda}^+(\nu, \nu_B, k'^2, k^2) &= P_{p\Lambda}^-(-\nu, \nu_B, k^2, k'^2) \\ &= C_{KN\Lambda}^2 \left\{ \frac{\nu_B (m_\Lambda + m_N) - \nu \tilde{\omega}_\Lambda}{\nu + \nu_B + \tilde{\omega}_\Lambda} + \nu \right\}, \end{aligned} \quad (2.103)$$

$$P_{p\Sigma}^+(\nu, \nu_B, k'^2, k^2) = P_{p\Sigma}^-(-\nu, \nu_B, k^2, k'^2), \quad (2.104)$$

$$P_{n\Sigma}^+(\nu, \nu_B, k'^2, k^2) = 2 P_{p\Sigma}^+(\nu, \nu_B, k'^2, k^2). \quad (2.105)$$

⁹Von hieran vernachlässigen wir den Term δP aufgrund der oben angeführten Argumente.

Im letzten Schritt in diesem Unterabschnitt möchten wir die Ausdrücke für die gerade und ungerade Streuamplitude einführen:

$$\begin{aligned} P_{p\Lambda}^{\text{even}} &= \frac{1}{2} P_{p\Lambda}^- + \frac{1}{2} P_{p\Lambda}^+ \\ &= -C_{KNA}^2 \left\{ \frac{\nu^2 \tilde{\omega}_\Lambda + \nu_B (\nu_B + \tilde{\omega}_\Lambda) (m_\Lambda + m_N)}{\nu^2 - (\nu_B + \tilde{\omega}_\Lambda)^2} \right\}, \end{aligned} \quad (2.106)$$

$$\begin{aligned} P_{p\Lambda}^{\text{odd}} &= \frac{1}{2} P_{p\Lambda}^- - \frac{1}{2} P_{p\Lambda}^+ \\ &= -C_{KNA}^2 \nu \left\{ \frac{(\nu_B + \tilde{\omega}_\Lambda) \tilde{\omega}_\Lambda + \nu_B (m_\Lambda + m_N)}{\nu^2 - (\nu_B + \tilde{\omega}_\Lambda)^2} + 1 \right\}. \end{aligned} \quad (2.107)$$

Für die Streuung am Proton durch das Σ -Teilchen $P_{p\Sigma}^{\text{even/odd}}$ müssen wir in Gln. (2.106, 2.107) die Ersetzung $m_\Lambda (\tilde{\omega}_\Lambda) \rightarrow m_\Sigma (\tilde{\omega}_\Sigma)$ ausführen, und für die Streuung am Neutron haben wir

$$P_{n\Sigma}^{\text{even/odd}} = 2 P_{p\Sigma}^{\text{even/odd}}.$$

Der Beitrag von $\Lambda^*(1405)$. Die nächste Resonanz, die betrachtet werden muß, ist $\Lambda^*(1405)$. Obwohl die Λ^* -Resonanz, die sich als ein Resonanz-Buckel in $\Sigma\pi$ -Endzuständen bemerkbar ist, schon über 30 Jahren bekannt ist, ist ihre physikalische Natur noch nicht eindeutig fixiert. Es gibt zwei extreme Ansichtspunkte zu dieser Frage: (i) Man interpretiert diese Resonanz als ein Elementarteilchen, das dem SU(3)-Singulett mit der Quarkstruktur uds entspricht und eine S -Wellen-Kopplung mit dem K^-p -System hat [124]. Im Lagrange-Formalismus kann das Λ^* -Teilchen als ein Mitglied des Baryonen-Dekupletts ($\frac{1}{2}^-$) eingeführt werden [66, 125, 126]; (ii) Die Λ^* -Resonanz ist kein Elementarteilchen sondern ein instabil gebundener K^-N -Zustand, der das Analogon zum Deuteron-Zustand in NN -Systemen ist. Im letzteren Fall folgt diese Resonanz aus der Multikanal-Beschreibung der K^-N -Streuung (siehe z.B. die Arbeiten [127–131] und auch [124]). Eine gemischte Beschreibung des Λ^* ist ebenfalls möglich.

In unseren folgenden Betrachtungen der K^-N -Streuung werden wir, den Arbeiten [66, 125] folgend, die Λ^* -Resonanz als ein Teilchen mit einer bestimmten Masse m_{Λ^*} und einer Breite Γ_{Λ^*} betrachten. Obwohl die verschiedenen K-Matrix-Analysen ähnliche $\bar{K}N$ -Amplituden in der physikalischen Region ergeben, gibt es weniger Übereinstimmungen in den Parametern der Resonanz $\Lambda^*(1405)$. Die Werte von Masse und Breite ändern sich in den Intervallen $m_{\Lambda^*} \sim 1403 - 1421$ MeV und $\Gamma_{\Lambda^*} \sim 20 - 50$ MeV [22, 132].

Dieses Teilchen hat eine negative Parität $P = -1$, und deshalb wird die KNA^* -Wechselwirkung mittels der Lagrange-Dichte

$$\mathcal{L}_{KNA^*} = C_{KNA^*} \bar{\psi}_{\Lambda^*} \gamma_\mu \left\{ \partial^\mu K^\dagger \right\} N + \text{h.c.} \quad (2.108)$$

beschrieben, wobei der Faktor C_{KNA^*} in folgender Weise definiert ist

$$C_{KNA^*} = \frac{g_{KNA^*}}{m_{\Lambda^*} - m_N}.$$

Der Vertex enthält jetzt keine γ_5 -Matrix, d.h.

$$\begin{array}{c} | K \\ | \\ \text{---} \bullet \text{---} \Lambda^* \\ | \\ N \end{array} = -i C_{KN\Lambda^*} \hat{k},$$

und für die K^- -Streuung am Proton, die im ersten Diagramm in (2.92) angegeben ist, bekommen wir den folgenden Ausdruck für die Cheng-Dashen-Amplitude

$$P_{p\Lambda^*}^- = \frac{i^2 C_{KN\Lambda^*}^2}{8 m_N (s - m_{\Lambda^*}^2)} \text{Sp} \left\{ \hat{k}' (\hat{p} + \hat{k} + m_\Lambda) \hat{k} (\hat{p} + \hat{p}' + 2 m_N) \right\}. \quad (2.109)$$

Nach dem Vergleich von dieser Spur mit Gln. (A.13) und (A.14) finden wir, daß das Resultat nach der Spur-Ausführung in Gl. (2.109) mit der Ersetzung $m_\Lambda \rightarrow -m_{\Lambda^*}$ in Gl. (2.97) identisch ist

$$P_{p\Lambda^*}^-(\nu, \nu_B, k'^2, k^2) = -C_{KN\Lambda^*}^2 \left\{ \frac{\nu \tilde{\omega}_{\Lambda^*} + \nu_B (m_N - m_{\Lambda^*})}{\nu - \nu_B - \tilde{\omega}_{\Lambda^*}} + \nu \right\}. \quad (2.110)$$

Analog bekommen wir die Ausdrücke für die K^+ -Streuamplitude für gerade und ungerade Amplituden. Die Größe $\tilde{\omega}_{\Lambda^*}$ ist gleich

$$\tilde{\omega}_{\Lambda^*} = \frac{m_{\Lambda^*}^2 - m_N^2}{2 m_N}. \quad (2.111)$$

Wie wir schon oben erwähnten, hat die Λ^* -Resonanz eine relativ großen Breite, die wir besonders an der nahe zur Polposition liegenden Schwelle explizit berücksichtigen müssen. Das kann man mit Hilfe der Standard-Ersetzung

$$m_{\Lambda^*}^2 \rightarrow m_{\Lambda^*}^2 - i m_{\Lambda^*} \Gamma_{\Lambda^*}, \quad (2.112)$$

erreichen. Im relativ schmalen Intervall der neben der KN -Schwelle liegenden Energie-Werte vernachlässigen wir die schwache Abhängigkeit der Breite Γ_{Λ^*} von der Energie. Aus Gl. (2.112) folgt dann die Ersetzung

$$\tilde{\omega}_{\Lambda^*} \rightarrow \tilde{\omega}_{\Lambda^*} - i \frac{m_{\Lambda^*}}{2 m_N} \Gamma_{\Lambda^*},$$

womit wir die reellen und imaginären Anteile der $P_{p\Lambda^*}^\pm$ Amplitude finden als

$$\begin{aligned} \text{Re } P_{p\Lambda^*}^\pm &= C_{KN\Lambda^*}^2 (\nu_B + \tilde{\omega}_{\Lambda^*} \pm \nu) \frac{\nu^2 - \nu_B (m_{\Lambda^*} - m_N \mp \nu)}{(\nu_B + \tilde{\omega}_{\Lambda^*} \pm \nu)^2 + \frac{m_{\Lambda^*}^2}{4 m_N^2} \Gamma_{\Lambda^*}^2}, \\ \text{Im } P_{p\Lambda^*}^\pm &= i \frac{m_{\Lambda^*}}{2 m_N} \Gamma_{\Lambda^*} C_{KN\Lambda^*}^2 \frac{\nu^2 - \nu_B (m_{\Lambda^*} - m_N \mp \nu)}{(\nu_B + \tilde{\omega}_{\Lambda^*} \pm \nu)^2 + \frac{m_{\Lambda^*}^2}{4 m_N^2} \Gamma_{\Lambda^*}^2}. \end{aligned}$$

Beiträge von $\Sigma^*(1385)$ and $\Lambda^{}(1520)$.** Die nächsten Resonanzen, die wir auch in Betracht ziehen, sind das unter der KN -Schwelle liegende Iso-Triplett $\Sigma^*(1385)$ mit dem Spin $\frac{3}{2}$ und der positiven Parität und das Iso-Singulett $\Lambda^{**}(1520)$ mit dem gleichen Spin $\frac{3}{2}$ und negativer Parität. Die Kopplung von diesen Resonanzen mit Kaonen und Nukleonen wird mittels folgender Lagrange-Dichten definiert

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{KN\Sigma^*} &= C_{KN\Sigma^*} \bar{\Sigma}_\mu^{*\alpha} \left\{ \partial^\mu K^\dagger \right\} \tau_\alpha N + \text{h.c.}, \\ \mathcal{L}_{KN\Lambda^{**}} &= C_{KN\Lambda^{**}} \bar{\Lambda}_\mu^{**} \gamma_5 \left\{ \partial^\mu K^\dagger \right\} N + \text{h.c.},\end{aligned}\quad (2.113)$$

wobei gilt

$$C_{KN\Sigma^*(\Lambda^{**})} = \frac{g_{KN\Sigma^*(\Lambda^{**})}}{m_N}.$$

Die Cheng-Dashen-Amplituden für die K^-p -Streuung sind

$$P_{p\Sigma^*}^- = \frac{i^2 C_{KN\Sigma^*}^2}{8 m_N} \text{Sp} \left\{ k^\mu D_{\mu\nu}^{\Sigma^*}(p+k) k'^\mu (\hat{p} + \hat{p}' + 2 m_N) \right\}, \quad (2.114)$$

$$P_{p\Lambda^{**}}^- = \frac{i^2 C_{KN\Lambda^{**}}^2}{8 m_N} \text{Sp} \left\{ k^\mu \gamma_5 D_{\mu\nu}^{\Lambda^{**}}(p+k) k'^\mu \gamma_5 (\hat{p} + \hat{p}' + 2 m_N) \right\}. \quad (2.115)$$

Hier steht $D_{\mu\nu}^{\Sigma^*(\Lambda^{**})}$ für den Rarita-Schwinger-Propagator des Spin- $\frac{3}{2}$ -Teilchens [21]

$$D_{\mu\nu}^{\Sigma^*(\Lambda^{**})}(q) = \frac{\hat{q} + m_{\Sigma^*(\Lambda^{**})}}{s - m_{\Sigma^*(\Lambda^{**})}^2} \left[g_{\mu\nu} - \frac{1}{3} \gamma_\mu \gamma_\nu - \frac{2}{3} \frac{q_\mu q_\nu}{m_{\Sigma^*(\Lambda^{**})}^2} + \frac{q_\mu \gamma_\nu - \gamma_\mu q_\nu}{3 m_{\Sigma^*(\Lambda^{**})}} \right]. \quad (2.116)$$

Die Details der Berechnungen der Amplituden (2.114) und (2.115) sind im Anhang A.1.6 angegeben. Da die Ausdrücke ziemlich sperrig sind, schreiben wir sie hier nur für den Fall der Vorwärts-Streuung aus, d.h. für $k = k'$,

$$P_{p\Sigma^*}^-(\nu, \nu_B = -\frac{k^2}{2 m_N}, k^2, k^2) = -\frac{C_{KN\Sigma^*}^2}{3 m_{\Sigma^*}^2 m_N} \frac{[\nu + m_N + m_{\Sigma^*}] [(m_N \nu + k^2)^2 - m_{\Sigma^*}^2 k^2]}{\nu - \nu_B - \tilde{\omega}_{\Sigma^*} - i \frac{m_{\Sigma^*}}{2 m_N} \Gamma_{\Sigma^*}}, \quad (2.117)$$

$$P_{p\Lambda^{**}}^-(\nu, \nu_B = -\frac{k^2}{2 m_N}, k^2, k^2) = -\frac{C_{KN\Lambda^{**}}^2}{3 m_{\Lambda^{**}}^2 m_N} \frac{[\nu + m_N - m_{\Lambda^{**}}] [(m_N \nu + k^2)^2 - m_{\Lambda^{**}}^2 k^2]}{\nu - \nu_B - \tilde{\omega}_{\Lambda^{**}} - i \frac{m_{\Lambda^{**}}}{2 m_N} \Gamma_{\Lambda^{**}}}. \quad (2.118)$$

Hier haben wir

$$\tilde{\omega}_{\Sigma^*} = \frac{m_{\Sigma^*}^2 - m_N^2}{2 m_N} = 4.0 m_\pi, \quad \tilde{\omega}_{\Lambda^{**}} = \frac{m_{\Lambda^{**}}^2 - m_N^2}{2 m_N} = 5.5 m_\pi,$$

und die Breite der Resonanzen

$$\Gamma_{\Sigma^*} \sim 40 \text{ MeV} = 0.29 m_\pi, \quad \Gamma_{\Lambda^{**}} \sim 16 \text{ MeV} = 0.11 m_\pi,$$

sind analog zur Ersetzung (2.112) eingeführt.

2.2.4 KN -Kopplungskonstanten mit Hyperonen

Obwohl die Untersuchungen von Kaon-Nukleon-Wechselwirkungen eine schon längere Geschichte haben, sind die Kopplungskonstanten von elementaren Kaonen-Nukleonen-Wechselwirkungen mit Hyperonen und Hyperonen-Resonanzen noch ungenügend genau bestimmt. Für die Kopplungen mit den für uns besonders interessanten Zuständen Λ , Σ , Σ^* , Λ^* ist das in erster Linie damit verknüpft, daß diese Hyperonen-Zustände unter der KN -Schwelle liegen. Deshalb braucht man ein bestimmtes Verfahren für die Fortsetzung der oberhalb der Schwelle an die experimentellen Daten angepaßten KN -Streuamplitude unter die Reaktionsschwelle [133]. Die Möglichkeiten von verschiedenen Parameterisierungen der Streuamplitude und die Möglichkeit verschiedener Fortsetzungsverfahren zusammen mit den Ungenauigkeiten von experimentellen Daten bestimmen dann ein gewisses Intervall von Werten der Kopplungskonstanten.

In diesem Unterabschnitt geben wir die Werte von Kopplungskonstanten an, die in verschiedenen Analysen von Experimenten und in theoretischen Rechnungen gefunden wurden. Weil in die oben abgeleiteten Relationen nur Quadrate von Kopplungskonstanten auftreten, betrachten wir in weiterem nur die absoluten Werte von Kopplungskonstanten.

KNA -Kopplung: Wir beginnen mit zwei Abschätzungen im Rahmen der $SU(3)$ -Symmetrie. In der $SU(3)$ -symmetrischen chiralen Lagrange-Dichte [72, 134] drückt sich die KNA -Kopplungskonstante

$$C_{KNA} = \frac{D + 3F}{2\sqrt{3}f} \quad (2.119)$$

durch die universellen Parameter D und F aus, die ihrerseits semileptonische Zerfälle von Baryonen bestimmen. Diese Parameter sind [115]

$$D \approx 0.76 \pm 0.01, \quad F \approx 0.48 \pm 0.01.$$

Die Größe f steht hier für die im Rahmen der $SU(3)$ -Symmetrie universelle Konstante des Zerfalls der pseudoskalaren Mesonen, die wiederum durch die Konstante des Pionenzfalls $f \approx f_\pi$ festgelegt ist. Auf diese Weise bekommen wir

$$C_{KNA}[SU(3)] \approx 0.96 m_\pi^{-1}.$$

Die chirale Lagrange-Dichte ermöglicht auch, ein Verhältnis zwischen der KNA -Kopplungskonstanten g_{KNA} und der Kopplungskonstanten der $g_{\pi NN}$ πNN -Wechselwirkung [135] festzulegen

$$g_{KNA} = \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{D + 3F}{D + F} g_{\pi NN} \approx 1.02 g_{\pi NN}.$$

Die πNN Konstante ist relativ gut gemessen [21] und ist gleich

$$\frac{g_{\pi NN}^2}{4\pi} \approx 14.3,$$

woraus folgt

$$g_{KNA} \approx 13.7 \quad \text{und} \quad C_{KNA} \approx 0.93 m_{\pi}^{-1}.$$

Andere Werte der Konstanten g_{KNA} und C_{KNA} , die in verschiedenen Analysen von experimentellen Daten bestimmt wurden, sind in Tab. 2.1 zusammengefaßt.

$ g_{KNA} $	$ C_{KNA} [m_{\pi}^{-1}]$	Quelle
13.98	0.94	Jülich-Modell [136–138]
$13.2_{-1.3}^{+1.2}$	0.9 ± 0.1	K-Matrix-Analyse der $\bar{K}N$ Streuung +Vorwärts-Dispersion-Relation, A.D. Martin [25]
16.13	1.1	K-Matrix-Analyse, R.H. Dalitz [139]
$15.8_{-1.9}^{+1.6}$	1.1 ± 0.1	P. Baillon et al. [Phys. Lett. B50 (1974) 383]
13.68	0.93	Nijmegen Gruppe: $p\bar{p} \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$ -Reaktion, Th.A. Rijken et al. [Nucl. Phys. A585 (1995) 143c]
14.1	0.96	Nijmegen Gruppe: YN -Potential, P.M.M. Maessen et al. [Phys. Rev. C40 (1989) 2226]
12.5 ± 0.5	0.9 ± 0.03	KN -Vorwärts-Dispersion-Relation, J. Antolin [Z. Phys C31 (1986) 417]
14.8	1.0	K-Photoproduktion , R.A. Adelseck et al. [Phys. Rev. C42 (1990) 108]

Tabelle 2.1: KNA -Kopplungskonstanten

Im weiterem werden wir für unsere Anwendungen den Wert

$$g_{KNA} \simeq 14.7$$

und entsprechend

$$C_{KNA} \simeq 1/m_{\pi}$$

benutzen.

$KN\Sigma$ -Kopplung: Analog zu Gl. (2.119) erhalten wir aus der chiralen Lagrange-Dichte [72, 134]

$$C_{KN\Sigma} = \frac{D - F}{2f} \approx 0.21 m_{\pi}^{-1}.$$

Das Verhältnis zur πNN -Kopplungskonstanten ergibt

$$g_{KN\Sigma} \approx 2.95 \quad \text{und} \quad C_{KN\Sigma} \approx 0.19 m_{\pi}^{-1}.$$

Das Spektrum weiterer Werte von $g_{KN\Sigma}$ und $C_{KN\Sigma}$ ist in Tab. 2.2 vorgestellt.

$ g_{KN\Sigma} $	$ C_{KN\Sigma} [m_\pi^{-1}]$	Quelle
2.69	0.17	Jülich-Modell [136–138]
$6.4_{-1.12}^{+1.0}$	$0.42_{-0.07}^{+0.06}$	A.D. Martin [25]
3.5	0.22	R.H. Dalitz [139]
4.9	0.32	P. Baillon et al. [Phys. Lett. B61 (1976) 171]
3.9	0.25	Nijmegen Gruppe: [Nucl. Phys. A585 (1995) 143c]

Tabelle 2.2: $KN\Sigma$ -Kopplungskonstanten

Wir werden in unseren weiteren Rechnungen die Werte

$$g_{KN\Sigma} \approx 3 \quad \text{und} \quad C_{KN\Sigma} \approx 0.2 m_\pi^{-1}.$$

verwenden.

$KN\Sigma^*$ -Kopplung: In der Arbeit von Reya [140] wurde der folgende Wert für die Kopplungskonstante angewendet

$$g_{KN\Sigma^*} \approx 2.01 \pm 0.2,$$

was

$$C_{KN\Sigma^*} \approx 0.30 \pm 0.02 m_\pi^{-1}$$

entspricht. Die Analyse der Jülich-Gruppe [136–138] führt auf $g_{KN\Sigma^*} \approx 1.28$ und $C_{KN\Sigma^*} \approx 0.19 m_\pi^{-1}$. Das Verhältnis mit den in den Arbeiten [136–138] angeführten Parametern ist durch die Relation $g_{KN\Sigma^*} = f_{\Sigma^*} m_N / m_K$ bestimmt. In unseren numerischen Rechnungen werden wir die Werte von Reya verwenden.

KNA^* -Kopplung: Nach der Verwendung der von der $SU(3)$ -Symmetrie begründeten Relation zwischen der Konstanten $g_{\Lambda^* \Sigma \pi}$ des $\Lambda^* \rightarrow \Sigma \pi$ -Zerfalls und der Kopplungskonstanten g_{KNA^*}

$$g_{KNA^*} = \frac{2}{3} g_{\Lambda^* \Sigma \pi},$$

und des Wertes

$$\frac{g_{\Lambda^* \Sigma \pi}^2}{4\pi} \approx 0.26 \pm 0.03,$$

der aus einem Produktionsexperiment folgt [135], bekommen wir

$$g_{KNA^*} \approx 1.48_{-0.11}^{+0.07}.$$

Mit der effektiven Masse der Λ^* -Resonanz haben wir dann

$$C_{KNA^*} \approx 0.43_{-0.03}^{+0.02} m_\pi^{-1}.$$

In der Arbeit [67] wurde die Kopplung $KN\Lambda^*$ vom Parameter g_{Λ^*} bestimmt, der mit unserer Konstanten $g_{KN\Lambda^*}$ folgendermaßen verknüpft ist

$$g_{KN\Lambda^*} = \frac{g_{\Lambda^*}}{f_\pi} (m_{\Lambda^*} - m_N).$$

Für $g_{KN\Lambda^*}$ wurde in [67] der vom Experiment begründete Wert $g_{\Lambda^*} \approx 0.25$ [141] so wie $g_{\Lambda^*} \approx 0.15$ genannt, wobei letzterer in der Arbeit [66] aus der Breite des $\Lambda^* \rightarrow \Sigma\pi$ -Zerfalls im Rahmen der chiralen Lagrange-Dichte extrahiert wurde. Diese Werte entsprechen

$$\begin{aligned} g_{KN\Lambda^*} &= 2.6, & C_{KN\Lambda^*} &= 0.75 m_\pi^{-1} & \text{für } g_{\Lambda^*}^2 &= 0.25, \\ g_{KN\Lambda^*} &= 2.0, & C_{KN\Lambda^*} &= 0.58 m_\pi^{-1} & \text{für } g_{\Lambda^*}^2 &= 0.15. \end{aligned}$$

Savage hat in [126] aus der chiralen Lagrange-Dichte mit der expliziten Berücksichtigung der SU(3)-Symmetriebrechung den Wert

$$g_{\Lambda^*}^2 \approx 0.23$$

abgeleitet.

In unserer Arbeit betrachten wir $g_{KN\Lambda^*} = 1.94$ für die $KN\Lambda^*$ -Kopplung (das entspricht $g_{KN\Lambda^*}^2/4\pi = 0.3$), $m_{\Lambda^*} = 1412$ MeV für die Λ^* -Masse und die Breite $\Gamma_{\Lambda^*} = 30$ MeV. Ähnliche Werte der Parameter wurden auch in den Arbeiten [142, 143] verwendet (siehe auch [132]).

$KN\Lambda^{}$ -Kopplung:** Für die KN -Kopplung mit der Λ^{**} -Resonanz werden wir den Wert $g_{KN\Lambda^{**}} = 4.42$ benutzen, der aus der Breite der Resonanz folgt [83]. Entsprechend haben wir

$$C_{KN\Lambda^{**}} = 0.66 m_\pi^{-1}.$$

Resümee

In diesem Abschnitt haben wir nach der formalen Betrachtung der Streukinetik und der Einführung der über den Spin gemittelten Cheng-Dashen-Amplitude unsere Aufmerksamkeit auf den Strom-Strom-Term $T_{\bar{A}A}^{\pm}$ der Streuamplitude fokussiert. Es ist uns gelungen zu zeigen, wie man explizit die Ein-Teilchen-Zwischenzustände auszeichnen kann und wie die PCAC-Hypothese die Struktur der KN -Kopplung mit Teilchen im Zwischenzustand eindeutig bestimmt. Die Besonderheiten der Kaon-Nukleon-Streuamplitude als Funktion der Kaonen-Energie sind diskutiert, und die wichtigsten niederenergetischen Hyperonen-Resonanzen Λ , Σ , $\Sigma^*(1385)$, $\Lambda^*(1405)$ und $\Lambda^{**}(1520)$ sind explizit betrachtet. Die Streuamplituden mit diesen Zuständen sind ausgerechnet. Die verschiedenen in der Literatur auftauchenden Kopplungskonstanten, die aus theoretischen Rechnungen oder aus Analysen von experimentellen Daten folgen, sind aufgezählt. Die im weiteren verwendeten Kopplungskonstanten sind aufgelistet. Somit ist der Resonanz-Anteil der Streuamplitude mittels Gln. (2.97, 2.100, 2.102–2.105, 2.110 2.117, 2.118) mit den Kopplungskonstanten

$$\begin{aligned} C_{KN\Lambda} &= 1 m_{\pi}^{-1} \\ C_{KN\Sigma} &= 0.2 m_{\pi}^{-1} \\ C_{KN\Lambda^*} &= 0.58 m_{\pi}^{-1} \\ C_{KN\Sigma^*} &= 0.19 m_{\pi}^{-1} \\ C_{KN\Lambda^{**}} &= 0.66 m_{\pi}^{-1} \end{aligned}$$

fixiert.

2.3 Nicht-Resonanzanteil der Streuamplitude.

In diesem Abschnitt möchten wir die Struktur des Anteils $\tilde{T}_{\mu\nu}$ der Streuamplitude, der nach dem Abziehen von Bornschen Termen in Gl. (2.78) verblieben ist, fixieren. Wir werden zeigen, daß dieser Anteil einen merklichen Beitrag zur KN -Streulänge liefert. Für den Aufbau des Nicht-Resonanzanteils nutzen wir die Hypothese von Weinberg aus, die voraussetzt, daß der in Gl. (2.78) verbleibende Anteil glatt bezüglich der kinematischen Variablen ν , ν_B (oder t), k^2 , k'^2 ist und in eine Potenzreihe bis zur zweiten Ordnung in diesen Variablen zerlegt werden kann. Wir zählen Argumente für die Rechtfertigung dieser Zerlegung auf. Für die Bestimmung der unbekannt Parameter der Zerlegung verwenden wir die Niederenergie-Theoreme und die experimentellen Informationen über die KN -Streuung. Andere Methoden für die Ableitung des Nicht-Resonanzanteils werden auch diskutiert.

2.3.1 Sigma- und Weinberg-Tomazawa-Terme der Streuamplitude

Die Beiträge vom Weinberg-Tomazawa-Term (2.46) und vom Sigma-Term (2.48) zur Cheng-Dashen-Amplitude (2.67) sind durch folgende Relationen festgelegt

$$D_{\text{WT},N}^{\pm} = \mp \frac{\xi_N}{2f_K^2} \nu, \quad (2.120)$$

$$D_{\Sigma} = -\frac{\Sigma_{KN}}{m_K^2 f_K^2} (m_K^2 - k^2 - k'^2). \quad (2.121)$$

Damit ist jetzt die volle Cheng-Dashen-Amplitude der KN -Streuung gleich

$$D_N^{\pm}(\nu, \nu_B, k^2, k'^2) = D_{\text{WT},N}^{\pm} + D_{\Sigma} + P_N^{\pm}(\nu, \nu_B, k^2, k'^2) + \tilde{D}_N^{\pm}(\nu, \nu_B, k^2, k'^2), \quad (2.122)$$

wobei P_N die Summe von Beiträgen der Ein-Teilchen-Hyperonen-Zwischenzustände ist, die wir in letzten Abschnitt ausgerechnet haben,

$$P_N^{\pm}(\nu, \nu_B, k^2, k'^2) = \sum_{H=\Lambda, \Sigma, \Sigma^*, \Lambda^*, \Lambda^{**}} P_{NH}^{\pm}(\nu, \nu_B, k^2, k'^2).$$

Der letzte Term \tilde{D}_N^{\pm} enthält alle anderen mögliche Prozesse der KN -Streuung. Für Kaonen-Nukleonen-Gesamtenergien $E < 1500$ MeV sind alle Resonanzen im Anteil P_N schon enthalten, so daß \tilde{D}_N keine Resonanzen mehr besitzt. Unseres Ziel ist nun, diesen NICHT-RESONANZANTEIL der Amplitude zu bestimmen.

Als erstes haben wir zu untersuchen, wie groß der Beitrag vom Term \tilde{D}_N^{\pm} zu den experimentellen Werten von KN -Streulängen ist. Für diesen Zweck brauchen wir den Wert vom KN -Sigma-Term Σ_{KN} . Gegenwärtig ist der Σ_{KN} -Wert noch nicht genau bekannt. In Tab. 2.3 sind die Werte von Σ_{KN} zusammengetragen, die in verschiedenen Arbeiten aus den experimentellen KN -Streuungsdaten extrahiert worden sind.

Σ_{KN} [MeV]	Quelle	
170	J.K. Kim et al.	Phys. Rev. 184 (1969) 1961, Phys. Rev. D1 (1970) 151, Phys. Rev. D3 (1970) 2923(E)
-370±110	G.D. Thompson	Nuovo Cimento Lett. 21 (1971) 424
180±30	H.J. Hakin	Nucl. Phys. B48 (1972) 265
345 ⁺²⁷⁰ ₋₅₅₀	G. Köpp et al.	Nucl. Phys. B42 (1972) 109
540±160	E. Reya	Phys. Rev. D6 (1972) 200
490±40	E. Reya	[140]
160	N.F. Nasrallah et al.	Phys. Rev. D7 (1973) 810
410 ⁺²² ₋₂₈	P.M. Gensini	Nuovo Cimento A17 (1973) 557
490 ($K^\pm p$)	P.M. Gensini	J. Phys. G. 7 (1981) 1177
340 ($K^\pm n$)		

Tabelle 2.3: Die Werte vom KN -Sigma-Term in verschiedenen Analysen

In der theoretischen Auswertungen von Σ_{KN} treten gewisse Schwierigkeiten auf, die mit der Unsicherheit des Symmetrie-Brechungs-Mechanismus verknüpft sind.

Im Quark-Modell ist Σ_{KN} von den Werten des Quark-Kondensats im Nukleon

$$\Sigma_{KN} = \frac{1}{2} (\bar{m} + m_s) \langle N | \bar{u}u + \bar{s}s | N \rangle, \quad \bar{m} = \frac{m_u + m_d}{2},$$

bestimmt, wobei $m_{u,d,s}$ die Massen der u, d, s -Quarks sind. Anhand des relativen Gehaltes von s -Quarks im Nukleon $y_s = 2 \langle N | \bar{s}s | N \rangle / \langle N | \bar{u}u + \bar{s}s | N \rangle$ und des Wertes vom besser bestimmten Pion-Nukleon-Sigma-Term $\Sigma_{\pi N} \approx 45$ MeV [144] erhält man [65]

$$\begin{aligned} \Sigma_{KN} &\approx 170 \text{ MeV} \quad \text{für } y_s = 0, \\ \Sigma_{KN} &\approx 500 \text{ MeV} \quad \text{für } y_s = 0.2. \end{aligned}$$

Mit Hilfe von neuen Resultaten der Gitter-Rechnungen fanden Brown und Rho [145] einen Wert von

$$\Sigma_{KN} = 450 \pm 30 \text{ MeV}.$$

Die Auswertungen vom KN -Sigma-Term im Rahmen der chiralen Störungstheorie ergeben abweichende Resultate. So wurde in der Arbeit [67] mit der Berücksichtigung von Schleifen-Korrekturen der Wert

$$\Sigma_{KN} \approx 396 \text{ MeV}$$

bekommen, während die Arbeit [146]

$$\Sigma_{KN} \approx 200 \pm 50 \text{ MeV}$$

bevorzugt. Mit der Berücksichtigung von einem solchen breiten Intervall der möglichen Werte Σ_{KN} werden wir in unseren Untersuchungen zusammen mit dem zentralen Wert $\Sigma_{KN} = 300$ MeV auch die extremen Werte 200 MeV und 400 MeV zum Vergleich betrachten.

Jetzt sind wir in der Lage, die Beiträge der drei ersten Terme in Gl. (2.122) an der KN -Schwelle auszuwerten. Zusätzlich müssen wir bemerken, daß die oft für die Präsentation von experimentellen Daten verwendete Streulänge $a_{K^\pm N}$ mit der Streuamplitude D_N^\pm für die Vorwärts-Streuung auf der Massenschale mittels der Relation

$$a_{k^\pm N}(\nu) = \eta(\nu) D_N^\pm(\nu, -\frac{m_K^2}{2m_N}, m_K^2, m_K^2), \quad \eta(\nu) = \frac{1}{4\pi \left(1 + \frac{\nu}{m_N}\right)} \quad (2.123)$$

verknüpft ist. Hier ist $\nu = \omega$ die Kaonen-Energie im Labor-System. In Tab. 2.4 stellen wir

	P_N [fm]	$D_{WT,N}$ [fm]	D_Σ [fm]	Total [fm]
K^-p	-1.42	0.40	0.24	-0.78
K^+p	-0.032			-0.13
K^-n	-0.023	0.20		0.41
K^+n	-0.021			0.019

Tabelle 2.4: Beiträge von Resonanztermen, Weinberg-Tomazawa-Termen und Sigma-Termen ($\Sigma_{KN} = 300$ MeV) zur KN -Streulänge an der KN -Schwelle.

Beiträge von Hyperonen-Resonanzen, vom Sigma-Term und vom Weinberg-Tomazawa-Term zur KN -Streulänge an der KN -Schwelle, d.h. bei $\nu = m_K$ dar. (Nur reelle Anteile sind angegeben.) Diese angegebenen Werte müssen jetzt mit experimentellen Informationen verglichen werden.

2.3.2 Experimentelle Kaon-Nukleon-Streulängen

Bezüglich der Werte der KN -Streulängen, die aus verschiedenen Analysen der experimentellen Daten folgen, gibt es wie bei den Kopplungskonstanten keine einheitliche Darstellung.

Für die K^+N -Streuung mit dem Gesamtsospin $I = 1$, die gemäß Gl. (2.76) der K^+p -Streulänge a_{K^+p} entspricht, sind die experimentellen Streulängen-Werte $A_{I=1}^+$ stabil. Die vor 1982 durchgeführten Analysen ergaben Werte zwischen -0.28 fm und -0.33 fm, die in Tab. 2.5 in der Arbeit [22] zusammengetragen sind. Neuere Analysen von Hyslop et al. [147] liefern auch $A_{I=1}^+ \approx -0.33$ fm. Barnes und Swanson [26] haben nach dem Vergleich der Resultate von verschiedenen Analysen den Wert

$$A_{I=1}^+ = -0.31 \text{ fm} \quad (2.124)$$

als einen realistischen Wert vorgeschlagen.

Die Werte der Streulänge von K^+ -Mesonen an Nukleonen mit dem Gesamtspin $I = 0$, die die Informationen über die K^+n -Streuung tragen, $a_{K^+n} = \frac{1}{2}(A_1^+ + A_0^+)$, sind viel schlechter bekannt. Die Resultate von früheren Analysen vor 1982 variieren von $+0.02$ fm bis $-0.11_{-0.04}^{+0.06}$ fm (siehe Tab. 2.3 in [22]). In [26] sind folgende zwei Werte vorgeschlagen

$$A_0^+ = -0.09 \text{ fm}, \quad (2.125)$$

$$A_1^+ = -0.17 \text{ fm}. \quad (2.126)$$

Die Situation mit den Daten der K^- -Streuung ist nicht viel besser. Die Kompilation von Ergebnissen für A_0^- und A_1^- aus Tab. 2.5 in [22], Resultate von Dalitz [148, 139] und [132] sowie Resultate aus [149] sind in Abb. 2.2 dargestellt.

In weiterem werden wir die Resultate von A.D. Martin [25],

$$A_1^- = -1.70 + i 0.68 \text{ fm}, \quad (2.127)$$

$$A_0^- = 0.37 + i 0.60 \text{ fm}, \quad (2.128)$$

benutzen, um damit unsere Ergebnisse mit Resultaten der Arbeiten [66, 67, 125] zu vergleichen, in denen dieselben Werte verwendet wurden.

Auf diese Weise haben wir aus Gln. (2.124, 2.125, 2.127, 2.128) die folgenden KN -Streulängen

$$a_{K^-p} = -0.67 + i 0.63 \text{ fm}, \quad a_{K^+p} = -0.31 \text{ fm}, \quad (2.129)$$

$$a_{K^-n} = 0.37 + i 0.60 \text{ fm}, \quad a_{K^+n} = -0.20 \text{ fm}.$$

Der Vergleich von diesen Werten mit unseren Ergebnissen in Tab. 2.4 zeigt, daß der Nicht-Resonanzanteil \tilde{D}_N^\pm doch einen merklichen Beitrag liefert, und deswegen explizit berücksichtigt werden muß.

2.3.3 Die Struktur des Nicht-Resonanzanteils der Amplitude

Die Hauptvoraussetzung für den Aufbau des nicht-resonanten Anteils der Streuamplitude ist die Gültigkeit der Hypothese von Weinberg [116] über die Glattheit der Streuamplitude mit abgezogenen Bornschen (Resonanz-) Termen

$$D_N^\pm(\nu, \nu_B, k^2, k'^2) - P_N^\pm(\nu, \nu_B, k^2, k'^2)$$

außerhalb der Mesonen-Massenschale und unterhalb der Reaktionsschwelle. Diese Hypothese wurde in [116] für die Pionen-Streuung formuliert, und sie wurde dann sowohl für die πN -Streuung [82, 150, 151] als auch für die KN -Streuung [83, 140, 151] erfolgreich angewendet. Im Rahmen dieser Hypothese und den Arbeiten [82, 83, 140, 150, 151] folgend, können wir mit der Berücksichtigung der Glattheit der Amplituden $D_{\text{WT},N}^\pm$ und D_Σ in Gl. (2.122) die geraden und ungeraden Amplituden \tilde{D}_N^\pm in eine Reihe bis zur zweiten Ordnung in kinematischen Variablen entwickeln

$$\tilde{D}_N^{\text{even}}(\nu, \nu_B, k^2, k'^2) = a_N^{\text{even}} + b_N^{\text{even}} \frac{t}{m_K^2} + c_N^{\text{even}} \frac{k^2 + k'^2}{2m_K^2} + d_N^{\text{even}} \frac{\nu^2}{m_K^2}, \quad (2.130)$$

$$\tilde{D}_N^{\text{odd}}(\nu, \nu_B, k^2, k'^2) = \frac{\nu}{m_K} \left\{ a_N^{\text{odd}} + b_N^{\text{odd}} \frac{t}{m_K^2} + c_N^{\text{odd}} \frac{k^2 + k'^2}{2m_K^2} + d_N^{\text{odd}} \frac{\nu^2}{m_K^2} \right\}. \quad (2.131)$$

Zustände $\pi\Lambda$ und $\pi\Sigma$

$$\propto \sqrt{\nu - \tilde{\omega}_{\Lambda, \Sigma} - m_{\pi}}$$

und aufgrund der mehrfachen Streuung

$$\propto \sqrt{\nu - m_K}$$

Im wesentlichen sind die Beiträge von diesen Prozessen schon mit der Einführung der Λ^* -Resonanz in Betracht gezogen, die gemäß der Arbeiten [127–131] automatisch bei der Multi-Kanal-Beschreibung der KN -Streuung erscheint. Die Wurzel-Besonderheiten ergeben lokale Schwellen-Kinks in der Amplitude, die im Prinzip extra per Hand eingeführt oder nach einer expliziten Auswertungen von $\pi\Lambda$ - und $\pi\Sigma$ -Zwischenzustandsbeiträgen in $\tilde{T}_{\bar{A}\bar{A}\mu\nu}^{\pm}$ abgeleitet werden können. Da wir nicht anstreben, die Feinstruktur der KN -Streuamplitude zu beschreiben, vernachlässigen wir im weiteren diese lokalen Schwellen-Besonderheiten. Der Einfluß von Drei-Teilchen-Zwischenzuständen $\Lambda\pi\pi$ und $\Sigma\pi\pi$ ist aufgrund des kleinen Phasenraumvolumens unterdrückt. Diese Prozesse wirken sich auch nicht im Experiment aus.

Es ist schwieriger, etwas über die möglichen Besonderheiten bezüglich der Variablen k^2 und k'^2 zu sagen. Im Sinne der von Weinberg [152] vorgeschlagenen Abzählregel (siehe Diskussion im Unterabschnitt 2.3.6), ist jeder Prozeß der KN -Streuung vom Faktor Q^n charakterisiert, wobei Q die Skala von für diesen Prozeß typischen kleinen Impulse ist. Dann ist der Term der n -ten Ordnung in der Zerlegung (2.130, 2.131) proportional zu $\left(\frac{k}{M}\right)^n$, wobei $M \sim m_N$ die typische Hadronen-Masse ist. Aus diesem Grund können wir uns bei $k \lesssim m_K$ nur auf die Terme in zweiter Ordnung beschränken.

Mit diesen Argumenten können wir die von Gln. (2.130, 2.131) angegebene Struktur des Nicht-Resonanzanteils akzeptieren. Unser nächstes Ziel ist, die Parameter der Zerlegung $a^{\text{even/odd}} - d^{\text{even/odd}}$ zu bestimmen.

2.3.4 Niederenergie-Theoreme

Die Niederenergie-Theoreme sind ein gutes Werkzeug, um einige Parameter in Gln. (2.130) und (2.131) zu bestimmen. Diese Theoreme wurden zuerst in den Arbeiten [117, 153–155] formuliert und haben sich als nützlich in vielen Anwendungen für Probleme von π - und K -Nukleonen-Wechselwirkungen gezeigt [112, 114, 121]. Diese Theoreme legen bestimmte Bedingungen für die KN -Streuamplitude in Punkten außerhalb der Kaonen-Massenschale fest.

Adler-Punkt: Das ist der Punkt

$$\nu = 0, \quad t = m_K^2 (\nu_B = 0), \quad k^2 = 0, \quad k'^2 = m_K^2.$$

In anderen Worten, hier liegt eins von zwei Kaonen auf der Massenschale, während ein anderes Kaon weich ist, d.h. $\omega = k = 0$. Die Energien und die Impulse von Kaonen sind in diesem Punkt

$$\omega = \omega' = 0, \quad \vec{k} \vec{k}' = 0, \quad \vec{k}^2 = 0, \quad k'^2 = -m_K^2.$$

Für die gerade KN -Streuamplitude haben wir in diesem Punkt aus Gl. (2.60)

$$T^{\text{even}} = \left(1 - \frac{m_K^2}{m_K^2}\right) T_\Sigma - \frac{i}{2f_K^2} \lim_{k \rightarrow 0} k^\mu k'^\nu T_{\bar{A}\bar{A}\mu\nu}^{\text{even}} = 0.$$

Der letzte Term verschwindet hier, weil $T_{\bar{A}\bar{A}\mu\nu}^{\text{even}}$ keine Prozesse enthält, die im Limes $k \rightarrow 0$ eine Singularität $\sim \frac{1}{k}$ haben. Für die Cheng-Dashen-Amplitude schreiben wir dann

$$D_N^{\text{even}}(\nu = 0, \nu_B = 0, k^2 = 0, k'^2 = m_K^2) = 0. \quad (2.132)$$

Da die Resonanzterme in diesem Punkt identisch verschwinden, $P_N^{\text{even}}(0, 0, 0, m_K^2) \equiv 0$, und $D_\Sigma(k^2 = 0, k'^2 = m_K^2) \equiv 0$ gilt, haben wir für den Nicht-Resonanzanteil

$$\tilde{D}_N^{\text{even}}(0, 0, 0, m_K^2) = 0. \quad (2.133)$$

Soft-Punkt: In diesem Punkt befinden sich beide Kaonen außerhalb der Massenschale

$$\nu = t = \nu = k^2 = k'^2 = 0.$$

Aus Gl. (2.60) und unter Berücksichtigung von $\lim_{k \rightarrow 0} \lim_{k' \rightarrow 0} k^\mu k'^\nu T_{\bar{A}\bar{A}\mu\nu}^\pm = 0$ finden wir

$$T^{\text{even}}(0, 0, 0, 0) = -\frac{\Sigma_{KN}}{f_K^2}, \quad (2.134)$$

d.h. dasselbe gilt auch für die Cheng-Dashen-Amplitude

$$D^{\text{even}}(0, 0, 0, 0) = -\frac{\Sigma_{KN}}{f_K^2}. \quad (2.135)$$

Wir bemerken auch, daß auf der Kaonen-Massenschale im Punkt $\nu = 0, t = 2m_K^2, \nu_B = 0, k^2 = k'^2 = m_K^2$ die gerade Streuamplitude ein zu Gl. (2.134) entgegengesetztes Vorzeichen hat, d.h.

$$T^{\text{even}}(0, 0, m_K^2, m_K^2) = \frac{\Sigma_{KN}}{f_K^2}. \quad (2.136)$$

Das ist die bekannte Cheng-Dashen-Vorzeichen-Änderung beim Übergang vom Soft-Punkt zur Kaonen-Massenschale [155]. Aus Gl. (2.135) folgt, daß der Nicht-Resonanzanteil im Soft-Punkt verschwindet

$$\tilde{D}_N^{\text{even}}(0, 0, 0, 0) = 0. \quad (2.137)$$

Auf gleiche Weise erreichen wir die zuerst in der Arbeit [117] abgeleitete Bedingung für den ungeraden Anteil der Amplitude im Soft-Punkt

$$\lim_{\nu \rightarrow 0} = \frac{1}{\nu} D_N^{\text{odd}}(\nu, 0, 0, 0) = \frac{\xi_N}{2 f_K^2},$$

was für die Amplitude \tilde{D}_N^{odd} bedeutet

$$\lim_{\nu \rightarrow 0} = \frac{1}{\nu} \tilde{D}_N^{\text{odd}}(\nu, 0, 0, 0) = 0. \quad (2.138)$$

So bestimmen die Theoreme über die weichen Mesonen, die direkt aus unserem Aufbau der Streuamplitude (2.60) folgen, die Bedingungen für den Nicht-Resonanzanteil (2.133, 2.137) und (2.138). Nach Anwendung dieser Bedingungen für die Zerlegung (2.130) und (2.131) schlußfolgern wir, daß $a_N^{\text{even}} = a_N^{\text{odd}} = 0$ und $b_N^{\text{even}} = -\frac{1}{2} c_N^{\text{even}}$. Somit nehmen die geraden und ungeraden Nicht-Resonanzanteile der Amplitude folgende Formen an

$$\tilde{D}_N^{\text{even}}(\nu, \nu_B, k^2, k'^2) = c_N^{\text{even}} \frac{k^2 + k'^2 - t}{2 m_K^2} + d_N^{\text{even}} \frac{\nu^2}{m_K^2}, \quad (2.139)$$

$$\tilde{D}_N^{\text{odd}}(\nu, \nu_B, k^2, k'^2) = \frac{\nu}{m_K} \left\{ b_N^{\text{odd}} \frac{t}{m_K^2} + c_N^{\text{odd}} \frac{k^2 + k'^2}{2 m_K^2} + d_N^{\text{odd}} \frac{\nu^2}{m_K^2} \right\}. \quad (2.140)$$

2.3.5 Anpassung an experimentelle Daten

Um die anderen Parameter in Gln. (2.139) und (2.140) festzulegen, verwenden wir die experimentelle Informationen über Kaon-Nukleon-Streulängen an der KN -Schwelle (2.129). Diese Werte entsprechen dem kinematischen Punkt

$$\nu = m_K, \quad t = 0, \quad \nu_B = -\frac{m_K^2}{2 m_N}, \quad k^2 = k'^2 = m_K^2.$$

Die in diesem Punkt ausgerechneten Werte der Amplitude, die aus Gln. (2.129) und (2.123) bestimmt werden können, bezeichnen wir als $D_N^\pm[\text{exp}]$. Mit Kenntnissen von Resonanz-Beiträgen an der KN -Schwelle

$$P_N^\pm[\text{thr}] = P_N^\pm(m_K, -\frac{m_K^2}{2 m_N}, m_K^2, m_K^2),$$

bekommen wir folgende Relationen für die Parameter $c_N^{\text{even/odd}}$ und $d_N^{\text{even/odd}}$

$$c_N^{\text{even}} + d_N^{\text{even}} = D_N^{\text{even}}[\text{exp}] - P_N^{\text{even}}[\text{thr}] - \frac{\Sigma_{KN}}{f_K^2}, \quad (2.141)$$

$$c_N^{\text{odd}} + d_N^{\text{odd}} = D_N^{\text{odd}}[\text{exp}] - P_N^{\text{odd}}[\text{thr}] - \frac{\xi_N}{2 f_K^2} m_K, \quad (2.142)$$

wobei $D_N^{\text{even/odd}}[\text{exp}]$ und $P_N^{\text{even/odd}}[\text{thr}]$ mit $D_N^\pm[\text{exp}]$ und $P_N^\pm[\text{thr}]$ mittels der Relationen (2.72, 2.73) gekoppelt sind. Wir drücken den Parameter $c_N^{\text{even/odd}}$ durch $d_N^{\text{even/odd}}$

aus, und nach der Zusammenfassung von allen Termen ist die Vorwärts-Cheng-Dashen-Streuamplitude,

$$F_N^\pm(\nu, k^2) = D_\Sigma + D_{\text{WT}N}^\pm + P_N^\pm\left(\nu, -\frac{k^2}{2m_N}, k^2, k'^2\right) + D_N^\pm\left(\nu, -\frac{k^2}{2m_N}, k^2, k^2\right), \quad (2.143)$$

gleich

$$\begin{aligned} F_N^\pm(\nu, k^2) = & \mp \frac{\xi_N}{2f_K^2} \nu \left(1 - \frac{k^2}{m_K^2}\right) - \frac{\Sigma_{KN}}{f_K^2} \left(1 - \frac{k^2}{m_K^2}\right) + P_N^\pm\left(\nu, -\frac{k^2}{2m_N}, k^2, k^2\right) \\ & + \frac{k^2}{m_K^2} \left\{ D_N^{\text{even}}[\text{exp}] - P_N^{\text{even}}[\text{thr}] \mp \frac{\nu}{m_K} \left(D_N^{\text{odd}}[\text{exp}] - P_N^{\text{odd}}[\text{thr}] \right) \right\} \\ & - \frac{k^2 - \nu^2}{m_K^2} \left\{ d_N^{\text{even}} \mp \frac{\nu}{m_K} d_N^{\text{odd}} \right\}. \end{aligned} \quad (2.144)$$

Ein weiterer Parameter kann bestimmt werden, wenn wir noch einen weiteren experimentellen Wert der Streuamplitude fixieren. Da wir Kaonen außerhalb der Massenschale mit $\omega < m_K$ betrachten möchten, werden wir unsere Vorwärts-Amplitude in dem Punkt auf der Kaonen-Massenschale fixieren, in dem Kaonen verschwindende Energien haben, d.h.

$$\nu = \omega = \omega' = 0, \quad k^2 = k'^2 = m_K^2.$$

Dieser Punkt befindet sich im nicht-physikalischen Bereich unterhalb der KN -Schwelle. Die Werte von KN -Amplituden in diesem Punkt können nach der Fortsetzung der an experimentelle Daten angepaßten Amplitude unter die Reaktionsschwelle bekommen werden. Es gibt ein gut bestimmtes Verfahren für diese Fortsetzung: die Dispersion-Relation zwischen den reellen und imaginären Anteilen der Amplitude, die schon vor langer Zeit für die Beschreibung von Streuprozessen angewendet wurde [156] (siehe auch [157]). In der Arbeit von A.D. Martin [25], woraus wir die KN -Streulängen genommen haben, wurden folgende Werte erhalten

$$D_p[\text{soft}] = -2.83 \pm 0.40 \text{ fm}, \quad (2.145)$$

$$D_n[\text{soft}] = -0.64 \pm 0.16 \text{ fm}. \quad (2.146)$$

Die Fixierung der Streuamplitude auf diesen Wert ergibt für den Parameter d_N^{even} in Gl. (2.144) die folgende Beziehung

$$d_N^{\text{even}} = D_N^{\text{even}}[\text{exp}] - P_N^{\text{even}}[\text{thr}] - (D_N[\text{soft}] - P_N[\text{soft}]), \quad (2.147)$$

wobei

$$P_N[\text{soft}] = P_N^-(0, -\frac{m_K^2}{2m_N}, m_K^2, m_K^2) = P_N^+(0, -\frac{m_K^2}{2m_N}, m_K^2, m_K^2).$$

Nach dem Einsetzen von Gl. (2.147) in Gl. (2.144) erhalten wir für die Vorwärts-Streuamplitude (2.143)

$$\begin{aligned} F_N^\pm(\nu, k^2) = & \mp \frac{\xi_N}{2f_K^2} \nu \left(1 - \frac{k^2}{m_K^2}\right) - \frac{\Sigma_{KN}}{f_K^2} \left(1 - \frac{k^2}{m_K^2}\right) + P_N^\pm\left(\nu, -\frac{k^2}{2m_N}, k^2, k^2\right) \\ & + C_N^{\text{even}} \frac{\nu^2}{m_K^2} \mp C_N^{\text{odd}} \frac{\nu k^2}{m_K^3} + C_N^{\text{soft}} \frac{k^2 - \nu^2}{m_K^2} \pm d_N^{\text{odd}} \frac{k^2 - \nu^2}{m_K^2} \frac{\nu}{m_K}, \end{aligned} \quad (2.148)$$

wobei

$$\begin{aligned} C_N^{\text{even/odd}} &= D_N^{\text{even/odd}}[\text{exp}] - P_N^{\text{even/odd}}[\text{thr}], \\ C_N^{\text{soft}} &= D_N[\text{soft}] - P_N[\text{soft}]. \end{aligned} \quad (2.149)$$

Die Werte der Parameter $C_N^{\text{even/odd/soft}}$ sind

$$\begin{aligned} C_p^{\text{even}} &= 3.17 m_\pi^{-1}, & C_p^{\text{odd}} &= 6.95 m_\pi^{-1}, & C_p^{\text{soft}} &= 4.73 m_\pi^{-1}, \\ C_n^{\text{even}} &= 1.45 m_\pi^{-1}, & C_n^{\text{odd}} &= 3.88 m_\pi^{-1}, & C_n^{\text{soft}} &= 4.17 m_\pi^{-1}. \end{aligned}$$

Der letzte unbekannte Parameter d_N^{odd} in Gl. (2.148) kann im Prinzip mit der Fixierung des Amplitudenwertes in noch einem weiteren Punkt festgelegt werden. Wir möchten jedoch erst die allgemeine Energie-Abhängigkeit der Amplitude F_N^\pm testen. In Abb. 2.3 und 2.4 stellen wir die K^-p - und K^-n -Streulängen als Funktion der Kaonen-Energie im Labor-System zusammen mit den Ergebnissen der K-Matrix-Analysen von B.R. Martin und M. Sakit [158], A.D. Martin [25] und P. Siegel und A. Steiner (siehe Abb. 9 in [159]) dar. Die Rechnungen nach Gl. (2.148) werden für vier Werte der Parameter d_p^{odd} und d_N^{odd}

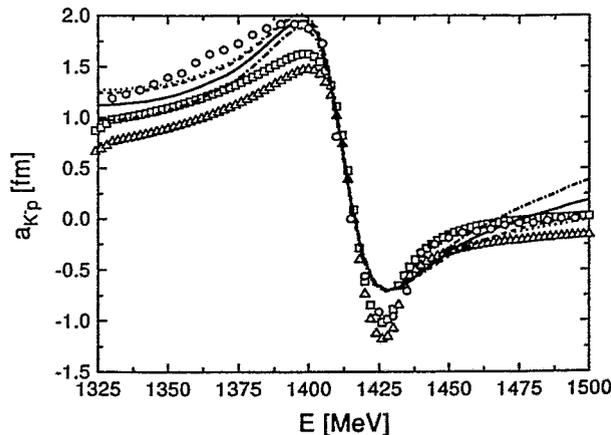


Abbildung 2.3: Die K^-p -Streulänge als Funktion der Kaonen-Energie im Labor-System für $d_p^{\text{odd}} = 0$ (gepunktet), $1 m_\pi^{-1}$ (gestrichelt), $5 m_\pi^{-1}$ (durchgezogen), $10 m_\pi^{-1}$ (strichpunktiert) im Vergleich mit Ergebnissen der K-Matrix-Analysen von B.R. Martin et al. [158] (\square), A.D. Martin [25] (\triangle) und P. Siegel und A. Steiner [Abb. 9 in [159]] (\circ).

durchgeführt: $d_p^{\text{odd}} = 0, 1, 5, 10 m_\pi^{-1}$ und $d_n^{\text{odd}} = 0, -1, -5, -10 m_\pi^{-1}$. Wir beobachten in Abbn. 2.3 und 2.4, daß unsere Kurven im betrachteten Intervall im wesentlichen mit genannten anderen Analysen übereinstimmen. Die K^-p -Amplitude hängt ziemlich schwach

vom Parameter d_p^{odd} ab. Die K^-n -Amplitude ist mehr sensitiv auf die Variationen von d_n^{odd} . Im weiteren werden wir die Werte

$$d_p^{\text{odd}} = 5 m_\pi^{-1}, \quad d_n^{\text{odd}} = -10 m_\pi^{-1} \quad (2.150)$$

benutzen, die der besten Anpassung an die aus experimentellen Daten abgeleiteten Kurven entsprechen. Dazu möchten wir noch bemerken, daß die beste Übereinstimmung mit den

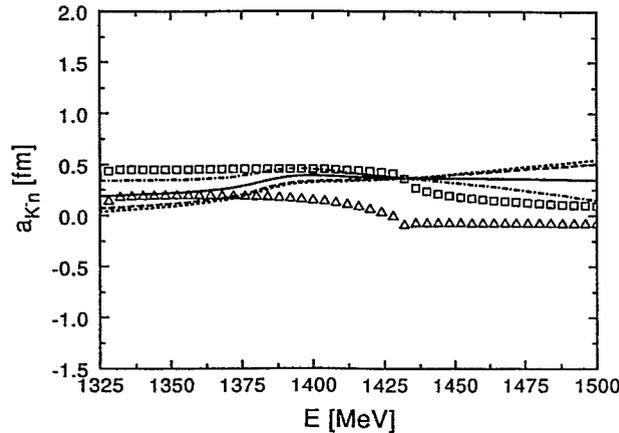


Abbildung 2.4: Die K^-n -Streulänge als Funktion der Kaonen-Energie im Labor-System. Die Bedeutung der Symbole und Linientypen ist wie in Abb. 2.3, aber hier gilt $d_n^{\text{odd}} = -d_p^{\text{odd}}$.

“experimentellen” Kurven nach der Berücksichtigung der lokalen Besonderheiten (Kinks) in der Nähe der KN -Schwelle ($E \sim 1432$ MeV) und der $\pi\Sigma$ -Schwelle ($E \sim 1330$ MeV) erreicht wird.

Damit haben wir den Aufbau des Nicht-Resonanzanteils der Streuamplitude und der Bestimmung von Parametern beendet. Der erhaltene Ausdruck für die Streuamplitude (2.148) hat die richtige Fortsetzung außerhalb der Kaonen-Massenschale (in dem Sinne, daß die Streuamplitude die Niederenergie-Theoreme erfüllt) und ist mit den Ergebnissen der Analysen von experimentellen Daten verträglich.

In Abb. 2.5 zeigen wir die Beiträge von Resonanzen und vom Nicht-Resonanzanteil zur K^-p -Streulänge als Funktion der Kaonen-Energie $\nu = \omega$ unterhalb der KN -Schwelle. Wir beobachten, daß das Λ -Hyperon einen wesentlichen Beitrag im ganzen Energiebereich $0 < \omega < m_K$ liefert. Wegen der kleinen Kopplungsstärke trägt das Σ -Teilchen merklich nur in der Nähe der Pol-Stelle bei. Der Beitrag der Λ^* -Resonanz ist wichtig an der KN -Schwelle und verbreitert sich auch bis $\omega = 2m_\pi$. Der Nicht-Resonanzanteil liefert einen merklichen, relativ konstanten Beitrag im ganzen Energiebereich. Die Σ^* - und Λ^{**} -Resonanzen geben vernachlässigbar kleine Beiträge.

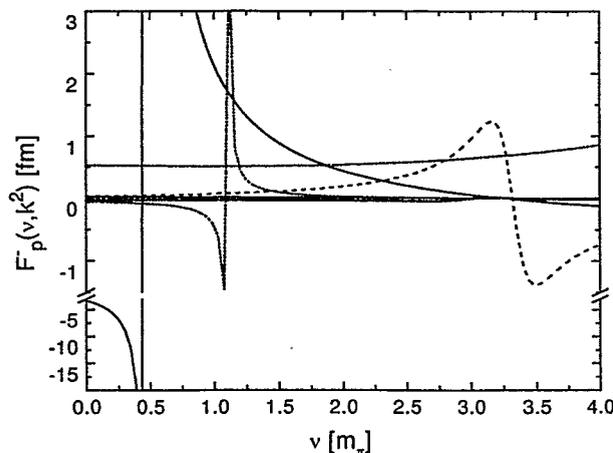


Abbildung 2.5: Beiträge von verschiedenen Termen in Gl. (2.148) zur K^-p -Streuamplitude auf der Massenschale $F_p^-(\nu, k^2 = m_K^2)$ als Funktion von ν : Λ (durchgezogen), Λ^* (gestrichelt), Nicht-Resonanzanteil \tilde{D}_N^\pm (strichpunktliert), Σ (strich-doppelt-punktliert). Die Beiträge von Σ^* und Λ^{**} sind die kaum von Null unterscheidbaren zusammentreffenden Linien.

Als nächstes möchten wir schematisch zeigen, wie der Nicht-Resonanzanteil in Termen der Lagrange-Dichte dargestellt werden kann.

2.3.6 Andere Beschreibungen der nicht-resonanten KN -Wechselwirkung

Eine vielversprechende Methode, die starke Wechselwirkungen von Hadronen zu beschreiben, basiert auf einer nichtlinearen Lagrange-Dichte. Die Hauptvoraussetzungen für solche Betrachtungen sind in den Arbeiten [134, 160] dargestellt. Die volle, nichtlineare chirale Lagrange-Dichte enthält unendlich viele Glieder, die mittels der von Weinberg in der Arbeit [152] vorgeschlagenen Abzählregel klassifiziert werden können. Nach dieser Abzählregel ist jeder starke Wechselwirkungsprozeß durch den Faktor Q^n charakterisiert, wobei Q ein typischer kleiner Impuls in diesem Prozeß ist (in unserem Fall $Q \lesssim m_K$). Die Potenz n ist durch die Anzahl von äußeren Nukleonen-Linien N_N und der Anzahl von Schleifen ℓ bestimmt [152]

$$n = 2 + 2\ell - \frac{1}{2}N_N + \sum_i P_i.$$

Hier läuft die Summation über alle Vertizes im Prozeß, und der Vertex-Index P_i ist gleich¹⁰

$$P_i \equiv d_i + \frac{1}{2}n_i - 2,$$

wobei d_i die Anzahl von Ableitungen im Vertex ist und n_i die Anzahl von den am i -ten Vertex befestigten Nukleonen-Linien ist. In Prozessen der KN -Streuung haben wir zwei äußere Nukleonen-Linien, so daß $n = 1 + 2\ell + \sum_i P_i$ gilt. Es folgt daraus, daß die minimale Potenz $n = 1$ ist. Das realisiert sich für $\ell = 0$ (keine Schleifen) und $P_i = 0$, was $d_i = 1$, $n_i = 2$ fordert. Der entsprechende Term der Lagrange-Dichte ist dann

$$\mathcal{L}_{n=1} = \frac{-i}{8^2} \left[3 (\bar{N} \gamma^\mu N) (K^\dagger \overleftrightarrow{\partial}_\mu K) + (\bar{N} \vec{\tau} \gamma^\mu N) (K^\dagger \vec{\tau} \overleftrightarrow{\partial}_\mu K) \right]. \quad (2.151)$$

Hier ist f die universelle Mesonen-Zerfallskonstante $f \simeq f_\pi \approx 93$ MeV. Die Iso-Multipletts von Nukleonen und Kaonen sind analog zu Gl. (2.89, 2.90) definiert. $\vec{\tau}$ sind die Isospin-Matrizen und $\overleftrightarrow{\partial}_\mu = \overrightarrow{\partial}_\mu + \overleftarrow{\partial}_\mu$. Die Terme der zweiten Ordnung in der chiralen Lagrange-Dichte sind folgende [65]

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{n=2} = & \frac{\Sigma_{KN}}{f^2} (\bar{N} N) (K^\dagger K) + \frac{C}{f^2} (\bar{N} \vec{\tau} N) (K^\dagger \vec{\tau} K) \\ & + \frac{D}{f^2} (\bar{N} N) (\partial_\mu K^\dagger \partial^\mu K) + \frac{D'}{f^2} (\bar{N} \vec{\tau} N) (\partial_\mu K^\dagger \vec{\tau} \partial^\mu K). \end{aligned} \quad (2.152)$$

Hier ist Σ_{KN} der Kaon-Nukleon-Sigma-Term. Der Koeffizient C ist mittels der Massen-Relation von Gell-Mann und Okubo durch $C = 33.5$ MeV fixiert. Die anderen Parameter D und D' müssen aus experimentellen Informationen gefunden werden. In der Arbeit [65] wurden diese Parameter an die experimentelle K^+N -Streulängen angepaßt. Die Bornschen Terme, die die Streuung durch die Hyperonen-Zwischenzustände beschreiben, wurden dabei nicht in Betracht gezogen. In unserer Untersuchung fixieren wir die Parameter D , D' unter Berücksichtigung von diesen Termen. Die $KN\Lambda$ -, $KN\Sigma$ -Wechselwirkungsterme entsprechen auch der ersten Ordnung in der chiralen Entwicklung. Das $\Lambda^*(1405)$ -Teilchen muß zusätzlich als ein Mitglied des $(\frac{1}{2})^-$ -Isospin-Dekupletts eingeführt werden [66, 67]. Die Lagrange-Dichte (2.151) ergibt den folgenden Beitrag zu K^+N -Streuamplituden

$$\begin{aligned} T_p^+(n=1) &= -\frac{-i}{8 f^2} \bar{u}_p \gamma_\mu u_p (3+1) i(k' + k)^\mu, \\ T_p^+(n=1) &= -\frac{-i}{8 f^2} \bar{u}_p \gamma_\mu u_p (3-1) i(k' + k)^\mu. \end{aligned}$$

In diesen Relationen erkennen wir leicht den bekannten Weinberg-Tomazawa-Term Gl. (2.46). Die Lagrange-Dichte in der nächsten Ordnung (2.152) trägt zur Streuamplitude mit folgenden Termen bei

$$\begin{aligned} T_p^+(n=2) &= \bar{u}_p u_p \left\{ \frac{\Sigma_{KN} + C}{f^2} + \frac{D + D'}{f^2} (k \cdot k') \right\}, \\ T_n^+(n=2) &= \bar{u}_n u_n \left\{ \frac{\Sigma_{KN} - C}{f^2} + \frac{D - D'}{f^2} (k \cdot k') \right\}. \end{aligned}$$

¹⁰In der Abwesenheit von äußeren Felder gilt $P_i \geq 0$ [152].

Damit haben wir für die Cheng-Dashen-Amplitude den folgenden Ausdruck

$$D_p^+(\nu, \nu_B, k^2, k'^2) = -\frac{\nu}{f^2} + \frac{\Sigma_{KN} + C}{f^2} - \frac{\mathcal{D} + \mathcal{D}'}{f^2} 2m_N \nu_B + P_p^+(\nu, \nu_B, k^2, k'^2),$$

$$D_n^+(\nu, \nu_B, k^2, k'^2) = -\frac{\nu}{2f^2} + \frac{\Sigma_{KN} - C}{f^2} - \frac{\mathcal{D} - \mathcal{D}'}{f^2} 2m_N \nu_B + P_n^+(\nu, \nu_B, k^2, k'^2).$$

Mit den experimentellen Werten der K^+N -Streuamplitude an der KN -Schwelle haben wir für die Koeffizienten \mathcal{D} und \mathcal{D}'

$$\mathcal{D} = \frac{f^2}{2m_K^2} \left[D_p^+[\text{exp}] - P_p^+[\text{thr}] + D_n^+[\text{exp}] - P_n^+[\text{thr}] + \frac{3}{2} \frac{m_K}{f^2} \right] - \frac{\Sigma_{KN}}{m_K^2}, \quad (2.153)$$

$$\mathcal{D}' = \frac{f^2}{2m_K^2} \left[D_p^+[\text{exp}] - P_p^+[\text{thr}] - D_n^+[\text{exp}] + P_n^+[\text{thr}] + \frac{m_K}{2f^2} \right] - \frac{C}{m_K^2}. \quad (2.154)$$

Mit dem Einsetzen der experimentellen Werte (2.129) erhalten wir schließlich

$$\mathcal{D} = \frac{0.37}{m_K} - \frac{\Sigma_{KN}}{m_K^2}, \quad (2.155)$$

$$\mathcal{D}' = \frac{0.16}{m_K} - \frac{C}{m_K^2}, \quad (2.156)$$

was ziemlich nahe an Ergebnissen der Arbeit [65] ist. Die Cheng-Dashen-Amplitude hat jetzt die folgende Form

$$D_p^\pm(\nu, \nu_B, k^2, k'^2) = \mp \frac{\nu}{f^2} + \frac{\Sigma_{KN} + C}{f^2} \left(1 + \frac{2m_N \nu_B}{m_K^2} \right) - \frac{1.9}{f^2} m_\pi \frac{2m_N \nu_B}{m_K^2} + P_p^\pm(\nu, \nu_B, k^2, k'^2), \quad (2.157)$$

$$D_n^\pm(\nu, \nu_B, k^2, k'^2) = \mp \frac{\nu}{2f^2} + \frac{\Sigma_{KN} - C}{f^2} \left(1 + \frac{2m_N \nu_B}{m_K^2} \right) - \frac{0.74}{f^2} m_\pi \frac{2m_N \nu_B}{m_K^2} + P_n^\pm(\nu, \nu_B, k^2, k'^2). \quad (2.158)$$

Die Werte von K^-N -Streulängen an der KN -Schwelle, die Gln. (2.157, 2.158) voraussetzen,

$$a_{K^-p} \simeq -0.50 \text{ fm},$$

$$a_{K^-n} \simeq 0.40 \text{ fm},$$

sind mit den experimentellen Werten (2.129) vergleichbar.

Obwohl die abgeleiteten Amplituden (2.157, 2.158) mit experimentellen Daten gut verträglich sind, sind sie nicht vollständig außerhalb der Kaonen-Massenschale. Diese Amplituden erfüllen nicht die Niederenergie-Theoreme (2.132, 2.134) und (2.136). Dieser Fakt weist auf eine mögliche zusätzliche Wechselwirkung außerhalb der Kaonen-Massenschale

hin, die offensichtlich nicht aus den experimentellen Daten auf der Massenschale abgeleitet werden kann. Dieser Mangel kann durch ein in den Arbeiten [161,99] vorgeschlagenes Verfahren behoben werden, wonach die Streuamplitude außerhalb der Kaonen-Massenschale linear fortgesetzt wird. Wir addieren zur Amplitude einen auf der Massenschale verschwindenden Term

$$D_N^\pm \longrightarrow \bar{D}_N^\pm(\nu, \nu_B, k^2, k'^2) = D_N^\pm(\nu, \nu_B, k^2, k'^2) + \lambda_N \left(\frac{k^2 + k'^2}{2} - m_K^2 \right),$$

und fordern, daß die neue Amplitude \bar{D}_N^\pm die Adler-Bedingung (2.132) erfüllt. Damit ist die neue Konstante λ_N fixiert

$$\lambda_N = \frac{2}{m_K^2 f^2} (\Sigma_{KN} \pm C),$$

wobei die Vorzeichen “+” für Protonen und “-” für Neutronen stehen. Jetzt schreiben wir die KN -Streuamplitude als

$$\begin{aligned} \bar{D}_p^\pm(\nu, \nu_B, k^2, k'^2) &= \mp \frac{\nu}{f^2} - \frac{\Sigma_{KN} + C}{f^2} \left[1 - \frac{k^2 + k'^2 + 2m_N \nu_B}{m_K^2} \right] - \frac{1.9}{f^2} m_\pi \frac{2m_N \nu_B}{m_K^2} \\ &\quad + P_p^\pm(\nu, \nu_B, k^2, k'^2), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \bar{D}_n^\pm(\nu, \nu_B, k^2, k'^2) &= \mp \frac{\nu}{2f^2} - \frac{\Sigma_{KN} - C}{f^2} \left[1 - \frac{k^2 + k'^2 + 2m_N \nu_B}{m_K^2} \right] - \frac{0.74}{f^2} m_\pi \frac{2m_N \nu_B}{m_K^2} \\ &\quad + P_n^\pm(\nu, \nu_B, k^2, k'^2). \end{aligned}$$

Diese Amplitude erfüllt die Adler-Bedingung; außerdem gibt sie im Soft-Punkt $\nu = t = \nu_B = k^2 = k'^2 = 0$ mit

$$\begin{aligned} \bar{D}_p^\pm(0, 0, 0, 0) &= -\frac{\Sigma_{KN} + C}{f^2} = -\frac{\bar{\Sigma}_{Kp}}{f^2}, \\ \bar{D}_n^\pm(0, 0, 0, 0) &= -\frac{\Sigma_{KN} - C}{f^2} = -\frac{\bar{\Sigma}_{Kn}}{f^2}, \end{aligned}$$

die richtige Relation zum effektiven Kaon-Nukleon-Sigma-Term $\bar{\Sigma}_{KN}$, der jetzt durch den Parameter C die explizite Isospin-Abhängigkeit beinhaltet.

Für die Vorwärts-Streuamplitude haben wir dann

$$\begin{aligned} \bar{F}_N^\pm(\nu, k) &= \mp \frac{\xi_N}{2f^2} \nu - \frac{\Sigma_{KN} + \zeta_N C}{f^2} \left[1 - \frac{k^2}{m_K^2} \right] \\ &\quad + \beta_N \frac{k^2}{m_K^2} + P_N^\pm\left(\nu, -\frac{k^2}{2m_N}, k^2, k'^2\right), \end{aligned} \quad (2.159)$$

mit

$$\zeta_p = -\zeta_n = 1, \quad \beta_p \approx \frac{1.9}{f^2} m_\pi \approx 4.4 m_\pi^{-1}, \quad \beta_n \approx \frac{0.74}{f^2} m_\pi \approx 1.7 m_\pi^{-1}.$$

In diesem Unterabschnitt haben wir gezeigt, wie die wichtigsten Terme der Streuamplitude, nämlich der Weinberg-Tomazawa-Term und der Sigma-Term, aus einer chiralen Lagrange-Dichte abgeleitet werden können und wie die richtige Fortsetzung der Streuamplitude außerhalb der Kaonen-Massenschale gesichert werden kann. Die zwei zusätzlichen Parameter in der Lagrange-Dichte, die der gleichen Ordnung in der chiralen Entwicklung wie der Sigma-Term entsprechen, ermöglichen, die Amplitude an die experimentelle K^+N -Streulänge anzupassen. Gleichzeitig ergibt die so konstruierte Amplitude vernünftige Werte auch für die K^-N -Streulänge. Eine bessere Beschreibung der K^-N -Streuung kann durch Hinzunahme von Termen höherer Ordnung in der chiralen Entwicklung erreicht werden [66,67]. Dabei verwandelt sich allerdings in diesem Fall die Herstellung der korrekten Fortsetzung der Streuamplitude außerhalb der Kaonen-Massenschale zu einem komplizierten Problem.

Resümee

Wir haben gezeigt, wie man die Nicht-Resonanzanteile der Streuamplitude bestimmen kann. Wir folgten einem halb-phänomenologischen Weg und haben dabei die nicht-resonanten Amplitude in eine Reihe bezüglich der kinematischen Invarianten zerlegt. Für eine solche Zerlegung wird quantitativ argumentiert. Danach haben wir die unbekannte Parameter der Zerlegung mittels der Niederenergie-Theoreme und durch eine Anpassung an die experimentellen Streulängen fixiert. Dieses Vorgehen sichert ein korrektes Verhalten der Streuamplitude außerhalb der Kaonen-Massenschale. Als alternative Betrachtung haben wir gezeigt, wie die Streuamplitude im Rahmen der chiralen Lagrange-Dichte abgeleitet werden kann und haben ein Verfahren für die korrekte Fortsetzung außerhalb der Massenschale vorgeschlagen.

2.4 Zusammenfassung zu Kapitel 2

Das Ziel dieses Kapitels war, die Kaon-Nukleon-Streuamplitude abzuleiten. Wir haben dabei zwei Voraussetzungen gemacht, nämlich, daß die Streuamplitude (i) für Kaonen außerhalb der Massenschale anwendbar und (ii) maximal modell-unabhängig wurde. Um dieses Ziel zu erreichen, haben wir (i) Reduktionsformeln, (ii) Stromalgebra-Relationen und (iii) die PCAC-Hypothese angewendet. Die Reduktionstechnik folgt aus den Postulaten der Quantenfeldtheorie. Die Stromalgebra-Relationen und die PCAC-Hypothese stützen sich auf die inneren Symmetrien von Hadronen und der QCD. Diese drei Voraussetzungen ermöglichen, wesentliche Anteile der Streuamplitude, nämlich den Sigma-Term, den Weinberg-Tomazawa-Term und die Born-Terme abzuleiten. Dabei kontrolliert die Reduktionsformel das korrekte Verhalten der Streuamplitude außerhalb der Massenschale, und die PCAC-Hypothese bestimmt automatisch die Struktur der Kaon-Nukleon-Kopplung mit Hyperonen-Resonanzen. Den Rest-Anteil der Streuamplitude haben wir halb-phänomenologisch bestimmt. Der Hypothese von Weinberg folgend kann dieser Anteil in die Reihe bezüglich der kinematischen Invarianten zerlegt werden. Wir haben die Anwendbarkeit dieser Hypothese qualitativ belegt und die Parameter der Zerlegung mittels der Niederenergie-Theoreme und durch eine Anpassung an die experimentellen Daten fixiert. Die Ungenauigkeiten der existierenden experimentellen Daten sind ebenfalls diskutiert worden. Wir geben hier den kompletten Ausdruck für die Vorwärts- $K^\pm N$ -Streuamplitude an. Sie ist als eine Summe von regulärem Anteil $F_{N,\text{reg}}^\pm$ und dem Pol-Anteil $F_{N,\text{pole}}^\pm$

$$F_N^\pm(\nu, k^2) = F_{N,\text{reg}}^\pm + F_{N,\text{pole}}^\pm, \quad (2.160)$$

dargestellt, wobei der reguläre Anteil lautet

$$\begin{aligned} F_{N,\text{reg}}^\pm = & - \left[\frac{\Sigma_{KN}}{f_K^2} + \frac{\zeta_N + 1}{2} (C_{KNA}^2 \tilde{\omega}_\Lambda + C_{KNA^*}^2 \tilde{\omega}_{\Lambda^*}) + \frac{3 - \zeta_N}{2} C_{KN\Sigma}^2 \tilde{\omega}_\Sigma \right] \\ & - \nu \left[\pm \frac{\xi_N}{2 f_K^2} + \frac{\zeta_N + 1}{2} (C_{KNA}^2 + C_{KNA^*}^2) + \frac{3 - \zeta_N}{2} C_{KN\Sigma}^2 \right] \\ & + \frac{k^2}{m_K^2} \left[\frac{\Sigma_{KN}}{f_K^2} + C_N^{\text{soft}} \right] \mp \frac{\nu k^2}{m_K^3} \left[-\frac{\xi_N m_K}{2 k_K^2} + C_N^{\text{odd}} - d_N^{\text{odd}} \right] \\ & + \frac{\nu^2}{m_K^2} [C_N^{\text{even}} - C_N^{\text{soft}}] \mp \frac{\nu^3}{m_K^3} d_N^{\text{odd}}, \end{aligned} \quad (2.161)$$

und der Pol-Anteil ist gegeben durch

$$\begin{aligned} F_{N,\text{pole}}^\pm = & -\frac{\zeta_N + 1}{2} \sum_{Y=\Lambda, \Lambda^*} C_{KNY}^2 \frac{\tilde{\omega}_Y^2 - k^2 \eta_Y^2}{\mp \nu - \tilde{\omega}_Y + \frac{k^2}{2 m_N}} - \frac{3 - \zeta_N}{2} C_{KN\Sigma}^2 \frac{\tilde{\omega}_\Sigma^2 - k^2 \eta_\Sigma^2}{\mp \nu - \tilde{\omega}_\Sigma + \frac{k^2}{2 m_N}} \\ & + \frac{\zeta_N + 1}{2} P_{p\Lambda^*}^- (\mp \nu, -\frac{k^2}{2 m_N}, k^2, k^2) + \frac{3 - \zeta_N}{2} P_{p\Sigma^*}^- (\mp \nu, -\frac{k^2}{2 m_N}, k^2, k^2). \end{aligned} \quad (2.162)$$

Wir fassen hier auch die in Gln. (2.161, 2.162) eingeführten Parameter zusammen

$$C_{KNA} = 1 m_\pi^{-1}, \quad C_{KN\Sigma} = 0.2 m_\pi^{-1}, \quad C_{KNA^*} = 0.58 m_\pi^{-1},$$

$$\begin{aligned}
\tilde{\omega}_\Lambda &= 1.4 m_\pi, & \tilde{\omega}_\Sigma &= 2.1 m_\pi, & \tilde{\omega}_{\Lambda^*} &= 4.2 m_\pi, \\
C_p^{\text{even}} &= 3.17 m_\pi^{-1}, & C_p^{\text{odd}} &= 6.95 m_\pi^{-1}, & C_p^{\text{soft}} &= 4.73 m_\pi^{-1}, \\
C_n^{\text{even}} &= 1.45 m_\pi^{-1}, & C_n^{\text{odd}} &= 3.88 m_\pi^{-1}, & C_n^{\text{soft}} &= 4.17 m_\pi^{-1}, \\
d_p^{\text{odd}} &= 5 m_\pi^{-1}, & & & d_n^{\text{odd}} &= -10 m_\pi^{-1}, \\
\eta_{\Lambda,\Sigma} &= \frac{1}{2} \left(1 + \frac{m_{\Lambda,\Sigma}}{m_N} \right), & & & \eta_{\Lambda^*} &= -\frac{1}{2} \left(1 - \frac{m_{\Lambda^*}}{m_N} \right).
\end{aligned}$$

Die Isospin-Parameter ξ und ζ sind hier

$$\xi_p = 2, \quad \xi_n = 1, \quad \zeta_p = 1, \quad \zeta_n = -1.$$

Die letzten zwei Glieder in Gl. (2.162) stellen die Beiträge von Σ^* - und Λ^{**} -Resonanzen Gln. (2.117) und (2.118) dar, die im Vergleich zu den anderen Termen vernachlässigbar klein sind. Den Kaon-Nukleon-Sigma-Term Σ_{KN} betrachten wir als freien Parameter. Seine Werte variieren wir von 200 MeV bis 400 MeV.

Unsere phänomenologische Betrachtung haben wir durch die Ableitung des Nicht-Resonanzanteils der Streuamplitude aus der chiralen Lagrange-Dichte ergänzt. Damit haben wir gezeigt, welche Terme in der chiralen Lagrange-Dichte den Sigma- und Weinberg-Tomazawa-Termen entsprechen. Die zwei freien Parameter der Lagrange-Dichte wurden an die K^+N -Streulänge angepaßt. Der so bekommene Nicht-Resonanzanteil, zusammen mit den Hyperonen-Beiträgen, ist trotzdem qualitativ mit experimentellen Daten der K^-N -Streuung vergleichbar. Der reguläre Anteil $\bar{F}_{N,\text{reg}}^\pm$ dieser Modell-Streuamplitude,

$$\bar{F}_N^\pm(\nu, k^2) = \bar{F}_{N,\text{reg}}^\pm + F_{N,\text{pole}}^\pm, \quad (2.163)$$

sieht folgendermaßen aus

$$\begin{aligned}
\bar{F}_{N,\text{reg}}^\pm &= \left[\frac{\Sigma_{KN} + \zeta_N C}{f_K^2} - \frac{\zeta_N + 1}{2} \left(C_{KN\Lambda}^2 \tilde{\omega}_\Lambda + C_{KN\Lambda^*}^2 \tilde{\omega}_{\Lambda^*} \right) - \frac{3 - \zeta_N}{2} C_{KN\Sigma}^2 \tilde{\omega}_\Sigma \right] \\
&\quad - \nu \left[\pm \frac{\xi_N}{2 f_K^2} + \frac{\zeta_N + 1}{2} \left(C_{KN\Lambda}^2 + C_{KN\Lambda^*}^2 \right) + \frac{3 - \zeta_N}{2} C_{KN\Sigma}^2 \right] \\
&\quad + \frac{k^2}{m_K^2} \left[\beta_N - \frac{\Sigma_{KN} + \zeta_N C}{f^2} \right] - \bar{\lambda}_N \left[1 - \frac{k^2}{m_K^2} \right]. \quad (2.164)
\end{aligned}$$

Der Pol-Anteil ist hier wieder durch Gl. (2.162) gegeben. Der Parameter f ist die Pionen-Zerfallskonstante $f = f_\pi \approx 93$ MeV und

$$\beta_p = 4.4 m_\pi^{-1}, \quad \beta_n = 1.7 m_\pi^{-1}, \quad C = 0.24 m_\pi.$$

Der letzte Term in Gl. (2.164), $-\bar{\lambda}_N \left[1 - \frac{k^2}{m_K^2} \right]$, wurde hier *ad hoc* eingeführt, damit die Amplitude die Niederenergie-Theoreme erfüllt. Der neue Parameter $\bar{\lambda}_N$ ist dann gleich

$$\bar{\lambda}_N = 2 \frac{\Sigma_{KN} + \zeta_N C}{f^2}.$$

Kapitel 3

Eigenschaften von Kaonen in Kernmaterie

3.1 Der Propagator und das Spektrum

Diesen Abschnitt möchten wir der allgemeinen Betrachtung der Teilchen-Propagatoren im Medium widmen. Obwohl die dargestellten Relationen bekannt sind, sollen sie unsere weiteren Betrachtungen beziehungsweise Näherungen, die gemacht werden, erläutern.

Der PROPAGATOR eines Teilchens oder die Greensche Funktion D beschreibt die Ausbreitung des diesem Teilchen entsprechenden Feldes, d.h. wenn im Punkt x das Feld $\varphi(x)$ gegeben ist, dann wird in einem anderen Punkt $x' \neq x$ das Feld dargestellt durch

$$\varphi(x') = - \int d^4x D(x', x) \varphi(x). \quad (3.1)$$

In homogenen Systemen gilt die Translations-Invarianz, d.h. $D(x', x) = D(x' - x)$. Die Relation (3.1) bestimmt einen eindeutigen Zusammenhang des Feldes mit dem Propagator. Deshalb enthält der Propagator die gesamte Information über ein Teilchen, das durch das Feld φ repräsentiert ist.

Für das freie, nichtwechselwirkende Feld ist der Propagator D^0 die Lösung der Gleichung

$$(\square + m_K^2) D^0(x) = -\delta^{(4)}(x).$$

In Termen von freien Mesonen- (in unserem Fall Kaonen-) Feldern, die die Fourier-Zerlegung (2.8) haben, kann ein Kaonen-Propagator in der Impuls-Darstellung folgendermaßen ausgedrückt werden

$$i D_{K^\pm}^0(\omega, \vec{k}) = \int d^4x e^{-ik \cdot x} \langle 0 | T (\varphi_{K^\pm}^\dagger(x) \varphi_{K^\pm}(0)) | 0 \rangle. \quad (3.2)$$

Einsetzen von Gl. (2.8) ergibt

$$D_{K^+}^0(\omega, \vec{k}) = D_{K^-}^0(\omega, \vec{k}) = D_K^0(\omega, \vec{k}) = \frac{1}{\omega^2 - \vec{k}^2 - m_K^2 + i0}.$$

In der Feynmanschen Diagramm-Darstellung bezeichnen wir den freien Kaonen-Propagator $i D_K^0(\omega, \vec{k})$ mit einer gestrichelten Linie "----". In der Betrachtung der Teilchen-Propagation im Medium definieren wir analog zu Gl. (3.2) den Medium-Propagator als

$$i D_{K^\pm}(\omega, \vec{k}) = \int d^4x e^{-i k \cdot x} \langle \text{"nS"} | T (\varphi_{K^\pm}^\dagger(x) \varphi_{K^\pm}(0)) | \text{"nS"} \rangle . \quad (3.3)$$

Hier berechnet man ein Matrix-Element zwischen Zustands-Vektoren des von uns betrachteten nuklearen Systems $|\text{"nS"}\rangle$. Die freien und in-Medium-Propagatoren sind mittels der DYSON-GLEICHUNG miteinander verknüpft. In graphischer Darstellung sieht diese Gleichung folgendermaßen aus

$$\text{====} = \text{----} + \text{----} \text{---} \square \text{---} \text{====} , \quad (3.4)$$

wobei die gestrichelte Doppel-Linie einen Medium-Propagator $i D_{K^\pm}(\omega, \vec{k})$ bezeichnet. Der Block im zweiten Term enthält alle mögliche Wechselwirkungen, die zur Modifikation des Propagators im Medium führen. Eine Funktion von ω und \vec{k} , die diesem Block entspricht, ist der POLARISATIONSORPERATOR

$$\square = -i \Pi^\pm(\omega, \vec{k}) .$$

Damit läßt sich die graphische Relation (3.4) in die mathematisches Form

$$D_{K^\pm}(\omega, \vec{k}) = D_K^0(\omega, \vec{k}) + D_K^0(\omega, \vec{k}) \Pi^\pm(\omega, \vec{k}) D_{K^\pm}(\omega, \vec{k}) \quad (3.5)$$

bringen. Die Lösung von Gl. (3.5) bezüglich des Propagators $D_{K^\pm}(\omega, \vec{k})$ lautet

$$D_{K^\pm}(\omega, \vec{k}) = \frac{1}{[D^{\pm 0}(\omega, \vec{k})]^{-1} - \Pi^\pm(\omega, \vec{k})} = \frac{1}{\omega^2 - \vec{k}^2 - m_K^2 - \Pi^\pm(\omega, \vec{k})} .$$

Die wichtigste Information über Eigenschaften eines Teilchens im Medium, die wir aus dem Propagator extrahieren können, ist das Spektrum aller möglichen Anregungen mit den Quantenzahlen von diesem Teilchen. Wenn der imaginäre Teil des Polarisationsoperators viel kleiner als der reale Teil ist, d.h. $\text{Im } \Pi^\pm \ll \text{Re } \Pi^\pm$, spricht man von Quasiteilchen im Medium, deren Spektrum durch die Nullstellen des inversen Propagators definiert wird. Das Quasiteilchen-Spektrum kann mehrere Äste haben, die verschiedene Lösungen der DISPERSIONSGLEICHUNG

$$\omega^2 - \vec{k}^2 - m_K^2 - \Pi^\pm(\omega, \vec{k}) = 0 \quad (3.6)$$

bezüglich der Frequenz ω repräsentieren.

Der Propagator mit dem Quasiteilchen-Spektrum ist in der Pol-Näherung darstellbar als

$$D_{K^\pm}(\omega, \vec{k}) \approx \sum_j Z_j(\vec{k}) \left[\frac{1}{\omega - \omega_j(\vec{k})} - i\pi \text{sgn}(\omega) \delta(\omega - \omega_j(\vec{k})) \right] \quad \text{für } \omega \sim \omega_j(\vec{k}) , \quad (3.7)$$

wobei

$$Z_j(\vec{k}) = \frac{1}{\left(2\omega - \frac{\partial \Pi^\pm(\omega, \vec{k})}{\partial \omega}\right) \Big|_{\omega=\omega_j(\vec{k})}}$$

das Residuum an der Polstelle ist. Die Summation in Gl. (3.7) läuft über alle Lösungen der Dispersionsgleichung (3.6). Der Faktor $Z_j(\vec{k})$ bestimmt das relative Gewicht von Anregungen mit dem Spektrum $\omega_j(\vec{k})$. Man definiert den dimensionslosen POPULATIONSFaktor durch

$$\Gamma_j(\vec{k}) = \frac{\sqrt{m_K^2 + \vec{k}^2}}{\left(2\omega - \frac{\partial \Pi^\pm(\omega, \vec{k})}{\partial \omega}\right) \Big|_{\omega=\omega_j(\vec{k})}}, \quad (3.8)$$

der bestimmt, mit welcher Stärke ein spektraler Ast j von reellen Teilchen besetzt ist.

Der relativistische Propagator liefert Informationen über die Spektren von Teilchen und Anti-Teilchen. Ohne Wechselwirkung entspricht den Teilchen die Lösung der Dispersionsgleichung mit einer positiven Frequenz $\omega = +\sqrt{m_K^2 + \vec{k}^2}$, während die Anti-Teilchen eine negative Frequenz $\omega = -\sqrt{m_K^2 + \vec{k}^2}$ haben. Wir betrachten K^- - und \bar{K}^0 -Mesonen als Teilchen und K^+ - und K^0 -Mesonen als entsprechende Anti-Teilchen. Im wechselwirkenden System ist dieses Kriterium nicht mehr gültig. Die Auswahl von Ästen wird nach dem Vorzeichen des Residuums durchgeführt [19]. Der Ast mit $Z_j(\vec{k}) > 0$ entspricht den Anregungen von Teilchen. Der Ast mit $Z_j(\vec{k}) < 0$ beschreibt dagegen die Anregungen von Anti-Teilchen nach der Ersetzung $\omega \rightarrow -\omega$, $\vec{k} \rightarrow -\vec{k}$.

Wie in [222–224] gezeigt wurde, muß der imaginäre Anteil einer Greenschen Funktion $D(\omega, \vec{k})$ die folgende Relation erfüllen

$$\int_0^\infty \frac{d\omega}{\pi} 2\omega \operatorname{Im} D(\omega, \vec{k}) = 1, \quad (3.9)$$

was in der Quasiteilchen-Näherung folgende Summenregel für die Residuen an den Polstellen bedeutet

$$\sum_j \omega_j(\vec{k}) Z_j(\vec{k}) = 1. \quad (3.10)$$

3.2 Kaonen in Kernmaterie. Die erste Näherung

3.2.1 Polarisationsoperator für Kaonen im idealen Fermi-Gas

Wir betrachten die Ausbreitung (Propagation) von Kaonen in einem aus N Nukleonen bestehenden nuklearen System $|\text{"nS"}\rangle = |N_1, N_2, \dots, N_N\rangle$. Wenn wir die Definition des Propagators im Medium (3.3) mit dem Ausdruck für die Streuamplitude (2.3) vergleichen, können wir schlussfolgern, daß der Unterschied des Medium-Propagators (3.3)

entspricht, wobei $\boxed{\mathcal{T}} = \mathcal{T}$ die T-Matrix der KN -Streuung (2.62) für $k = k'$ und $p = p'$ ist und "—→" den freien Nukleonen-Propagator bezeichnet.

In Kernmaterie haben wir zwei Sorten von Nukleonen: Protonen und Neutronen, die verschiedene Fermi-Impulse haben können. Dann schreiben wir den K^- -Polarisationsoperator als

$$\Pi^-(\omega, \vec{k}) = - \int \frac{2 d^3 p}{(2\pi)^3} \left\{ n_p(\vec{p}) \frac{m_N}{E_p} F_p^-(\nu, k^2) + n_n(\vec{p}) \frac{m_N}{E_p} F_n^-(\nu, k^2) \right\}. \quad (3.15)$$

Die Einzelheiten der Berechnung von Gl. (3.15) mit der Streuamplitude (2.160) und mit der Modell-Streuamplitude (2.163) sind im Anhang A.2.2 angeführt. Wir stellen hier nur die entgeltigen Relationen dar. Der Polarisationsoperator sowie die Streuamplitude haben einen regulären Anteil und einen Pol-Anteil, z.B.

$$\Pi^-(\omega, \vec{k}, x, \rho) = \Pi_{\text{reg}}^-(\omega, \vec{k}, x, \rho) + \Pi_{\text{pole}}^-(\omega, \vec{k}, x, \rho). \quad (3.16)$$

Mit der Amplitude (2.161) bekommen wir für den regulären Anteil des Polarisationsoperators

$$\begin{aligned} \Pi_{\text{reg}}^-(\omega, \vec{k}, x, \rho) = & \frac{\rho}{\rho_0} \left[d(x, \rho) m_K^2 - \alpha(x, \rho) \omega m_\pi - \beta_\omega(x, \rho) \omega^2 + \beta_k(x, \rho) \vec{k}^2 \right. \\ & \left. + \frac{\omega}{m_\pi} \left(\gamma_\omega(x, \rho) \omega^2 - \gamma_k(x, \rho) \vec{k}^2 \right) \right], \end{aligned} \quad (3.17)$$

wobei die dimensionslosen Parameter d , α , $\beta_{\omega,k}$ und $\gamma_{\omega,k}$ in Gln. (A.35–A.39) definiert sind und von der totalen Nukleonen-Dichte und von dem Isospin-Zustand abhängen. Der letztere wird von der Protonen-Konzentration $x \equiv \rho_p/\rho$ bestimmt.

Für die Modell-Streuamplitude (2.164) finden wir

$$\begin{aligned} \bar{\Pi}_{\text{reg}}^-(\omega, \vec{k}, x, \rho) = & \frac{\rho}{\rho_0} \left[-\bar{d}(x, \rho) m_K^2 - \bar{\alpha}(x, \rho) \omega m_\pi - \bar{\beta}(x, \rho) (\omega^2 - \vec{k}^2) \right. \\ & \left. + \bar{\lambda}(x, \rho) (m_K^2 - \omega^2 + \vec{k}^2) \right]. \end{aligned} \quad (3.18)$$

Die Parameter \bar{d} , $\bar{\beta}$ und $\bar{\lambda}$ sind durch Gln. (A.41–A.43) gegeben. Der Parameter $\bar{\alpha}$ ist durch Gl. (A.36) mit der Ersetzung $f_K \rightarrow f_\pi$ definiert.

Beide Polarisationsoperatoren, die den Streuamplituden (2.160) und (2.163) entsprechen, haben einen gemeinsamen Pol-Anteil, der von der Amplitude (2.162) bestimmt ist

$$\Pi_{\text{pole}}^-(\omega, \vec{k}, x, \rho) = \Pi_{\Lambda}^-(\omega, \vec{k}, x, \rho) + \Pi_{\Lambda^*}^-(\omega, \vec{k}, x, \rho) + \Pi_{\Sigma}^-(\omega, \vec{k}, x, \rho), \quad (3.19)$$

$$\Pi_{\Lambda, \Lambda^*}^-(\omega, \vec{k}, x, \rho) = C_{KN\Lambda, \Lambda^*}^2 \rho x \frac{(\vec{k}^2 - \omega^2) \eta_{\Lambda, \Lambda^*}^2 + \tilde{\omega}_{\Lambda, \Lambda^*}^2}{\omega - \tilde{\omega}_{\Lambda, \Lambda^*} - \frac{\vec{k}^2 - \omega^2}{2m_N}}, \quad (3.20)$$

$$\Pi_{\Sigma}^-(\omega, \vec{k}, x, \rho) = C_{KN\Sigma}^2 \rho (2-x) \frac{(\vec{k}^2 - \omega^2) \eta_{\Sigma}^2 + \tilde{\omega}_{\Sigma}^2}{\omega - \tilde{\omega}_{\Sigma} - \frac{\vec{k}^2 - \omega^2}{2m_N}}. \quad (3.21)$$

3.2.2 Modell-Polarisationsoperator. Medium-Äste von Kaonen-Anregungen

In diesem Unterabschnitt untersuchen wir, wie sich verschiedene Terme des Polarisationsoperators auf das Kaonen-Spektrum auswirken.

Der Einfluß des regulären Anteils: Wir fangen mit der Untersuchung des einfachsten Falls an, wenn die KN -Wechselwirkung nur von den ersten Termen der chiralen Lagrange-Dichte, d.h. Gl. (2.151) und dem ersten Term in (2.152), bestimmt ist. Dabei schließt man die Wechselwirkung mit Hyperonen und den Term $\bar{\beta}(x, \rho)$ in Gl. (3.18) zunächst aus, d.h. $C_{KN\Lambda} = C_{KN\Lambda^*} = C_{KN\Sigma} = 0$. Das entspricht qualitativ dem Modell der KN -Wechselwirkung, das in den Arbeiten [62, 71, 90, 91, 93] betrachtet wurde. Zusätzlich berücksichtigen wir die off-shell-Bedingungen der KN -Streuamplitude, die anhand der im Unterabschnitt 2.3.6 beschriebenen Methode eingeschlossen werden können. Die Dispersionsgleichung lautet jetzt

$$\omega^2 - \vec{k}^2 - m_K^2 + \bar{d}' \frac{\rho}{\rho_0} m_K^2 + \bar{\alpha}' \frac{\rho}{\rho_0} m_\pi \omega - \bar{\lambda}' \frac{\rho}{\rho_0} (m_K^2 - \omega^2 + \vec{k}^2) = 0 \quad (3.22)$$

mit dem vom KN -Sigma-Term bestimmten Parameter $\bar{d}' = \frac{\Sigma_{KN} \rho_0}{f^2 m_K^2} \simeq 0.13$ für $\Sigma_{KN} = 200$ MeV und dem Parameter $\bar{\alpha}' = \frac{\rho_0}{2 f^2 m_\pi} (1+x) \simeq 0.55 (1+x)$, der dem Weinberg-Tomazawa-Term der KN -Amplitude entspricht. Der Parameter $\bar{\lambda}'$ wird durch die off-shell-Adler-Bedingung bestimmt. Die aus Gl. (3.22) folgenden Spektren von K^+ - und K^- -Anregungen sind dann

$$\bar{\omega}_{K^\pm}(|\vec{k}|) = \sqrt{\bar{\Delta}'^2 + \vec{k}^2} \pm \bar{v}', \quad (3.23)$$

$$\bar{v}' = \frac{\alpha' m_\pi}{2(1 + \bar{\lambda}' \rho / \rho_0)} \frac{\rho}{\rho_0}, \quad \bar{\Delta}'^2 = m_K^2 \frac{1 + (\bar{\lambda}' - \bar{d}') \rho / \rho_0}{1 + \bar{\lambda}' \rho / \rho_0} + \bar{v}'^2.$$

Die effektive Kaonen-Masse (oder die Massenaufspaltung) ist im Medium als

$$\bar{m}_{K^\pm}^* = \bar{\omega}_{K^\pm}(|\vec{k}| = 0) \quad (3.24)$$

definiert.

(I) Zuerst untersuchen wir den in den Arbeiten [62, 71, 90, 91, 93] betrachteten Fall $\bar{\lambda}' \equiv 0$, d.h., wenn das off-shell-Verhalten der KN -Streuamplitude nicht kontrolliert wurde und sie nicht die Adler-Bedingung (2.132) erfüllt.

Die Abhängigkeit der effektiven Kaonen-Massen von der Baryonen-Dichte im Isospin-symmetrischen System $\rho_n = \rho_p$ (d.h. $x = 1$) ist in Abb. 3.1 (a) dargestellt. Wir beobachten eine drastische Senkung der Masse des K^- -Mesons mit wachsender Baryonen-Dichte. Diese Senkung wird einerseits vom attraktiven KN -Sigma-Term verursacht (wir weisen auf die Verstärkung der Massen-Reduktion für größere Werte von Σ_{KN} hin), andererseits hilft dabei der Weinberg-Tomazawa-Term (der Term \bar{v}' in Gl. (3.23)), der für K^- -Mesonen

attraktiv ist. Für K^+ -Mesonen ist dieser Term repulsiv und kompensiert die Attraktion des Σ -Terms, so daß die K^+ -Masse $\bar{m}_{K^+}^*$ etwas mit wachsender Baryonen-Dichte zunimmt.

(II) Jetzt fordern wir, daß die KN -Streuamplitude die Adler-Bedingung (2.132) erfüllt. Aus dieser Forderung folgt $\bar{\lambda}' = 2\bar{d}'$. Die Kaonen-Massen sind ebenfalls in Abb. 3.1 (Teil (b)) dargestellt. Wir beobachten eine drastische Änderung der Dichte-Abhängigkeit

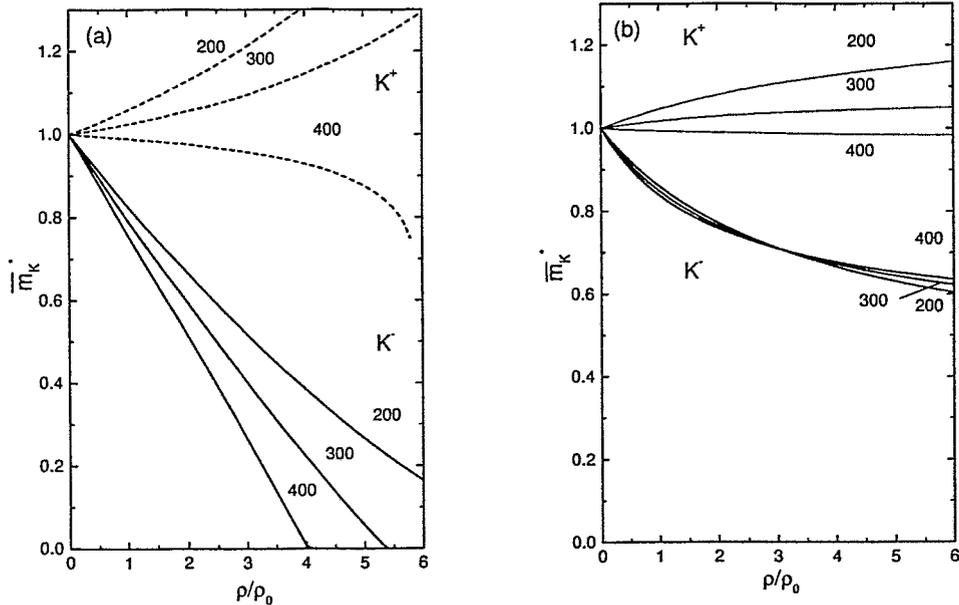


Abbildung 3.1: Die Abhängigkeit der Kaonen-Massen (3.23) $\bar{m}_{K^-}^*$ (durchgezogene Linie), $\bar{m}_{K^+}^*$ (gestrichelte Linie) von der Baryonen-Dichte. (a): ohne Berücksichtigung der Adler-Relation ($\bar{\lambda}' = 0$). (b): mit der Forderung der Erfüllung der Adler-Bedingung ($\bar{\lambda}' = 2\bar{d}'$). Die Zahlen an den Kurven repräsentieren die Werte des KN -Sigma-Terms in MeV.

der Massen. Bei großen Dichten strebt die K^- -Masse zu einem konstanten Wert

$$\bar{m}_{K^\pm}^* \simeq \sqrt{\frac{m_K^2}{2} + \frac{\bar{\alpha}'^2}{4\bar{d}'^2}} \pm \frac{\bar{\alpha}'}{2\bar{d}'}, \quad (3.25)$$

was für $\Sigma_{KN} = 200$ MeV und $x = \frac{1}{2}$

$$\begin{aligned} \bar{m}_{K^-}^*(\rho/\rho_0 \gg 1) &\rightarrow 0.24 m_K, \\ \bar{m}_{K^+}^*(\rho/\rho_0 \gg 1) &\rightarrow 2.1 m_K \end{aligned}$$

bedeutet. In Abb. 3.1 beobachten wir, daß die Änderung der effektiven Kaonen-Massen bei $\rho > \rho_0$ sehr schwach ist. Aus Gl. (3.25) folgt, daß je kleiner der Sigma-Term, d.h. \bar{d}' ist, desto tiefer wird die K^- -Masse abgesenkt.

Es ist bemerkenswert, daß bei kleinen Baryonen-Dichten die Kaonen-Massen für $\bar{\lambda} = 0$ (ohne Erfüllung der Adler-Bedingung) und für $\bar{\lambda}' = 2\bar{d}'$ (mit der Erfüllung der

Adler-Bedingung) ähnliche Dichte-Abhängigkeiten aufweisen, nämlich

$$\bar{m}_{K^\pm}^* \approx m_K \left[1 - \frac{1}{2} \left(\bar{d} \mp \bar{\alpha} \frac{m_\pi}{m_K} \right) \frac{\rho}{\rho_0} \right]. \quad (3.26)$$

Für $\Sigma_{KN} = 200$ MeV haben wir

$$\begin{aligned} \bar{m}_{K^+}^* &\simeq m_K \left(1 + 0.05 \frac{\rho}{\rho_0} \right), \\ \bar{m}_{K^-}^* &\simeq m_K \left(1 - 0.18 \frac{\rho}{\rho_0} \right). \end{aligned}$$

Aus der durchgeführten Analyse ziehen wir zunächst drei Schlüsse:

1. Der Kaonen-Nukleonen-Sigma-Term ist verantwortlich für die Massen-Reduktion, während der Weinberg-Tomazawa-Term die Massen-Reduktion für K^- -Mesonen verstärkt und den Einfluß vom Σ -Term für K^+ -Mesonen kompensiert, so daß sich die K^+ -Mesonen-Masse erhöht.
2. Die Berücksichtigung der Adler-Bedingung führt zur Abschwächung der Massen-Änderung bei großen Dichten $\rho > 1.5 \rho_0$. Im Dichte-Intervall $0 < \rho < 6 \rho_0$ senkt sich die effektive Kaonen-Masse im Medium um weniger als 40%.
3. Bei kleinen Dichten $\rho < \rho_0$ sind die Massen-Änderungen, die mit und ohne Berücksichtigung der off-shell-Bedingungen für die Streuamplitude erhalten werden, praktisch identisch.

Der Einfluß des Pol-Anteils: Jetzt untersuchen wir, wie sich das Kaonen-Spektrum in der Anwesenheit von Pol-Termen im Polarisationsoperator ändert. Wir betrachten zuerst nur den Λ -Pol-Term, der von besonderer Bedeutung für uns ist, d.h. $C_{KN\Lambda^*} = C_{KN\Sigma} = 0$ und $C_{KN\Lambda} \neq 0$. Die Dispersionsgleichung, die das Spektrum bestimmt, lautet jetzt

$$\begin{aligned} \left[\bar{D}_{K^-}(\omega, \vec{k}) \right]^{-1} &= \omega^2 - \vec{k}^2 - m_K^2 + \bar{d} \frac{\rho}{\rho_0} m_K^2 + \bar{\alpha} \frac{\rho}{\rho_0} \omega m_\pi - \bar{\lambda} \frac{\rho}{\rho_0} (m_K^2 - \omega^2 + \vec{k}^2) \\ &+ C_{KN\Lambda}^2 x \rho \frac{(\vec{k}^2 - \omega^2) \eta_\Lambda^2 + \tilde{\omega}_\Lambda^2}{\omega - \tilde{\omega}_\Lambda - \frac{\vec{k}^2 - \omega^2}{2m_N}} = 0, \end{aligned} \quad (3.27)$$

wobei jetzt die Koeffizienten \bar{d} , $\bar{\alpha}$ und $\bar{\lambda}$ sind

$$\bar{d} = \frac{\Sigma_{KN} \rho_0}{f^2 m_K^2} - C_{KN\Lambda}^2 x \frac{\tilde{\omega}_\Lambda \rho_0}{m_K^2} \simeq 0.13 - 0.05 x \quad (3.28)$$

für $\Sigma_{KN} = 200$ MeV, und

$$\bar{\alpha} = \frac{1+x}{2f^2 m_\pi} \rho_0 - C_{KN\Lambda}^2 \frac{\rho_0}{m_\pi} x \simeq 0.55 + 0.07x, \quad (3.29)$$

$$\bar{\lambda} = 2 \frac{\Sigma_{KN} \rho_0}{f^2 m_K^2}. \quad (3.30)$$

Die Dispersionsgleichung (3.27) können wir folgendermaßen umschreiben

$$[\omega - \bar{\omega}_{K^-(\vec{k})}] [\omega + \bar{\omega}_{K^+(\vec{k})}] = \frac{2m_N \bar{C}_\Lambda^2 x \rho \eta_\Lambda^2 [\omega^2 - \omega_\Lambda^2 - \vec{k}^2]}{[\omega + m_N - \sqrt{m_\Lambda^2 + \vec{k}^2}] [\omega + m_N + \sqrt{m_\Lambda^2 + \vec{k}^2}]}, \quad (3.31)$$

wobei $\bar{\omega}_{K^\pm(\vec{k})}$ von der Relation (3.23) mit den neu definierten Parametern \bar{d} , $\bar{\alpha}$ und $\bar{\lambda}$ bestimmt ist und die effektive $KN\Lambda$ -Kopplungskonstante lautet

$$\bar{C}_\Lambda^2 = \frac{C_{KN\Lambda}^2}{1 + \bar{\lambda} \rho / \rho_0}. \quad (3.32)$$

Beim Umschreiben von Gl. (3.27) haben wir die Relationen

$$\tilde{\omega}_\Lambda = \eta_\Lambda \omega_\Lambda, \quad \omega_\Lambda = m_\Lambda - m_N$$

benutzt. Wir finden, daß bei einer verschwindenden Beimischung von Protonen, d.h. im Grenzfall $x \rightarrow 0$, Gl. (3.31) mehrere Lösungen hat. Eine von ihnen entspricht dem Spektrum von K^+ -Mesonen nach dem Ersetzen $\omega \rightarrow -\omega$

$$\omega_1 = -\bar{\omega}_{K^+(\vec{k}, x=0)}.$$

Eine andere Lösung bestimmt das Spektrum von K^- -Mesonen im Medium

$$\omega_2 = \bar{\omega}_{K^-(\vec{k}, x=0)}.$$

Die dritte Lösung,

$$\omega_3 = \sqrt{m_\Lambda^2 + \vec{k}^2} - m_N,$$

repräsentiert das Spektrum von freien Λ -Teilchen, das um die Nukleonen-Masse verschoben ist. In der Anwesenheit von Protonen koppeln Kaonen und Λ -Teilchen, so daß alle drei Lösungen miteinander mischen, so daß auch die Λ -Lösung der Dispersionsgleichung Anregungen mit den Quantenzahlen von K^- -Mesonen entspricht. Die Lösungen, die bei $\rho \rightarrow 0$ in die freien Spektren von Kaonen übergehen, werden wir als Kaonen-Äste in den Spektren von positiven Kaonen (für ω_1) bzw. negativen Kaonen (für ω_2) bezeichnen. Die Lösung, die bei $\rho \rightarrow 0$ ins Λ -Teilchen-Spektrum ω_3 übergeht, werden wir den Λ -Ast im Spektrum von K^- -Mesonen nennen. Diese neuen Medium-Anregungen entsprechen gebundenen Zuständen von Λ -Teilchen und Protonen-Löchern mit den Quantenzahlen von K^- -Mesonen.

Eine weitere Lösung von Gl. (3.31) für $x \rightarrow 0$ ist

$$\omega_4 = -\sqrt{m_\Lambda^2 + \vec{k}^2} - m_N.$$

Sie entspricht dem um die Nukleonen-Masse verschobenen Spektrum von $\bar{\Lambda}$ -Teilchen. Im Protonen enthaltenden Medium kann man die entsprechende Lösung als einen Anti-Lambda-Ast im Spektrum von K^+ -Mesonen interpretieren. Jedoch sind die Energien von solchen Anti-Lambda-Proton-Loch-Zuständen extrem hoch ($\omega \gtrsim 14 m_\pi$), so daß es höchst unwahrscheinlich ist, solche Zustände anzuregen. Im weiteren werden wir solche Lösungen der Dispersionsgleichungen nicht betrachten.

Bei kleinen Impulsen $|\vec{k}| \ll m_K$ bekommen wir folgende Ausdrücke für die Kaonen-Äste der K^\pm -Spektren

$$\omega_{K^\pm}(\vec{k}) \approx \bar{\omega}_{K^\pm}(|\vec{k}|=0) + \frac{\bar{C}_\Lambda^2 x \rho \eta_\Lambda^2 (\bar{m}_{K^\pm}^{*2} - \omega_\Lambda^2)}{\bar{\Delta} [\bar{m}_{K^\pm}^* - \bar{\omega}_\Lambda + \frac{m_K^2}{2m_N}]} + \zeta_\pm \frac{\vec{k}^2}{2\bar{\Delta}}, \quad (3.33)$$

$$\begin{aligned} \zeta_\pm &= 1 - \frac{\bar{C}_\Lambda^2 x \rho \eta_\Lambda^2 (\bar{m}_{K^\pm}^{*2} - \omega_\Lambda^2)}{\bar{\Delta} [\mp \bar{m}_{K^\pm}^* - \bar{\omega}_\Lambda + \frac{m_K^2}{2m_N}]} \\ &\times \left\{ 1 + \frac{\bar{\Delta} (1 \pm \bar{v}/m_N)}{\mp \bar{m}_{K^\pm}^* - \bar{\omega}_\Lambda + \frac{m_K^2}{2m_N}} \mp \frac{2\bar{v}\bar{\Delta}}{\bar{m}_{K^\pm}^{*2} - \omega_\Lambda^2} \right\}. \end{aligned} \quad (3.34)$$

Aus diesen Relationen schlußfolgern wir, daß die $KN\Lambda$ -Wechselwirkung (i) die effektive Massenaufspaltung der Kaonen-Äste $\omega_{K^\pm}(|\vec{k}|=0)$ erhöht und (ii) die Impuls-Abhängigkeit des Spektrums im Vergleich zu Gl. (3.23) ändert, da $\zeta_\pm \neq 1$. Ein wichtiger Effekt der $KN\Lambda$ -Wechselwirkung ist jedoch das Auftreten des Λ -Asts im Spektrum von K^- -Mesonen. Bei kleinen Kaonen-Impulsen finden wir aus Gl. (3.31) folgende genäherte $\omega_\Lambda(\vec{k})$ -Abhängigkeit für den Λ -Ast von K^- -Mesonen

$$\omega_\Lambda(\vec{k}) \approx \omega_\Lambda + \frac{\vec{k}^2}{2m_\Lambda} \left\{ 1 - \frac{m_N}{m_\Lambda} \frac{2m_N \bar{C}_\Lambda^2 \eta_\Lambda^2 x \rho}{[\bar{m}_{K^-}^* - \omega_\Lambda][\bar{m}_{K^+}^* + \omega_\Lambda]} \right\}. \quad (3.35)$$

Wir beobachten, daß die Erhöhung der Dichte und der Protonen-Konzentration zur Verflachung des Spektrums führt. Wenn die Dichte so groß ist, daß

$$\frac{m_N}{m_\Lambda} \bar{C}_\Lambda^2 x \rho \eta_\Lambda^2 \gtrsim \frac{1}{2m_N} [\bar{m}_{K^-}^* - \omega_\Lambda][\bar{m}_{K^+}^* + \omega_\Lambda]$$

gilt, taucht auf dem Λ -Ast des K^- -Spektrums ein Minimum¹ beim endlichen Impulsen $|\vec{k}| = k_0 \neq 0$ auf. In der Nähe vom Minimum $k \sim k_0$ kann man den Λ -Ast des Spektrums

¹Im Fall vom superflüssigen Helium nennt man nach Landau und Feynman die Quasiteilchen, die den Anregungsast in der Nähe des parabelförmigen Minimums besetzen, Rotonen.

folgenderweise approximieren

$$\omega_\Lambda(\vec{k}) \approx \omega_c + \gamma \frac{(\vec{k}^2 - k_0^2)^2}{8 k_0^2}, \quad (3.36)$$

wobei ω_c die effektive Massenaufspaltung auf dem Λ -Ast des K^- -Spektrums ist mit

$$\omega_c = \min_{\vec{k}} \{ \omega_\Lambda(\vec{k}) \}.$$

Der Parameter γ ist die Krümmung des Spektrums bei $|\vec{k}| = k_0$

$$\gamma = \left. \frac{\partial^2 \omega_\Lambda(\vec{k})}{\partial |\vec{k}|^2} \right|_{|\vec{k}|=k_0}.$$

Die Parameter k_0 und γ sowie auch die Massenaufspaltung ω_c hängen von der Dichte und der Isospin-Zusammensetzung x ab.

Die exakten Lösungen der Dispersionsgleichung (3.31) sind in Abb. 3.2 für verschiedene Nukleonen-Dichten $\rho = \rho_0, 3\rho_0$ und $6\rho_0$ sowie auch für verschiedene Isospin-Konfigurationen $x = 0, 0.5$ und 1 dargestellt. Hier und im weiteren benutzen wir den Wert $\Sigma_{KN} = 300$ MeV. Wir beobachten die oben erwähnte Skalierung der Kaonen-Massen

$$\bar{m}_{K^\pm}^* = \omega_{K^\pm}(|\vec{k}| = 0)$$

auf den Kaonen-Ästen der Spektren von K^\pm -Mesonen, dabei die K^- -Masse abnimmt und die K^+ -Masse zunimmt. Das Minimum auf dem Λ -Ast erscheint für die Modell-Dispersionsgleichung (3.27) bei $\rho > 3\rho_0$ für $x = 1$. In Abb. 3.2 beobachten wir auch, daß die Änderungen der Anregungsäste des K^- -Spektrums wie auch die Änderungen des K^+ -Spektrums um so stärker sind, desto größer die Protonen-Beimischung ist.

Eine weitere Größe, die das Spektrum der Anregungen im Medium charakterisiert, ist der Populationsfaktor vom Medium-Anregungsast (3.8). Abb. 3.3 stellt die Gewichte Γ_K und Γ_Λ dar, mit denen die Kaonen- und Λ -Äste im K^- -Spektrum zu besetzen sind. Die oberen Kurven entsprechen dem Kaonen-Ast, die unteren Kurven zeigen die Besetzung des Λ -Astes. Bei verschwindenden Impulsen trägt der Λ -Ast keine K^- -Quantenzahlen, weil bei kleinen Impulsen $\omega \rightarrow \omega_\Lambda$ und $\frac{\partial \Pi}{\partial \omega} |_{\omega \sim \omega_\Lambda} \gg 1$. Das bedeutet, daß für $k \rightarrow 0$ alle Mesonen im Medium nur den Kaonen-Ast besetzen. Abb. 3.3 zeigt, daß jedoch für $|\vec{k}| > m_\pi$ der Λ -Ast eine merkliche Anzahl von K^- -Mesonen trägt. Diese Zahl steigt mit wachsender Dichte und/oder Protonen-Konzentration.

Die gepunkteten Linien in Abb. 3.3 zeigen die Summen von Populationsfaktoren auf Kaonen- und Λ -Ästen $\sum_j \Gamma_j(\vec{k})$. Sie ermöglichen, die relativen Gewichte von verschiedenen Anregungsästen im K^- -Spektrum abzuschätzen. Man sieht, daß bei $\rho = \rho_0$ und $x = 0.5$ der Beitrag vom Λ -Ast im K^- -Spektrum etwa 5% beträgt und bis zu 20% bei $\rho = 6\rho_0$ und $x = 0.5$ ansteigt.

An dieser Stelle müssen wir einen Mangel des Modell-Polarisationsoperators (3.27) erwähnen. Die Residuen des Propagators $\bar{D}_{K^-}(\omega, \vec{k})$ in Gl. (3.27) erfüllen nicht die Summenregel (3.10)

$$\omega_\Lambda(\vec{k}) Z_\Lambda(\vec{k}) + \omega_K(\vec{k}) Z_K(\vec{k}) \neq 1.$$

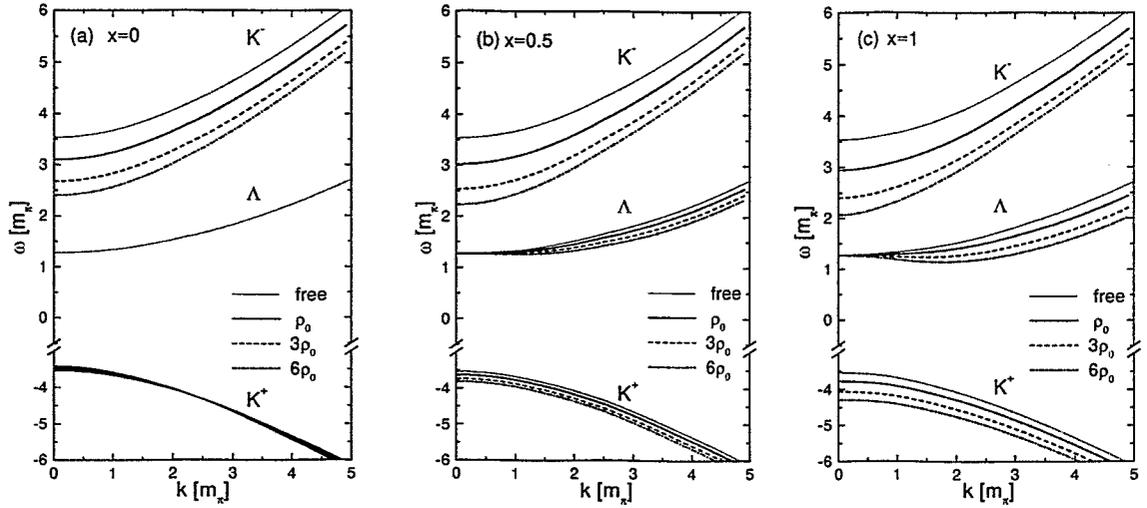


Abbildung 3.2: Spektren von Kaonen-artigen Anregungen in Kernmaterie für die Modell-Dispersionsgleichung (3.27) bei einfacher Kerndichte ρ_0 (durchgezogene Linien), $3\rho_0$ (gestrichelte Linien), $6\rho_0$ (strich-gepunktete Linien) für verschiedene Isospin-Kompositionen: Neutronen-Materie $x = 0$ (a), Isospin-symmetrische Materie $x = 0.5$ (b) und Protonen-Materie $x = 1$ (c). Die Symbole K^\pm indizieren die Kaonen-Aste in Spektren von K^\pm -Mesonen. Mit dem Symbol Λ ist der Λ -Ast im Spektrum von K^- -Mesonen bezeichnet.

Das bedeutet, daß die K^- -Quantenzahlen teilweise auch zwischen virtuellen Kaonen-Anregungen und hoch-liegenden Baryonen-Resonanzen, die explizit in Gl. (3.27) nicht berücksichtigt sind, verteilt sind. Solche Zustände haben höhere Energien, die wir in weiteren Anwendungen nicht berücksichtigen werden. Deshalb dürfen wir diese zusätzlichen Freiheitsgrade im weiteren vernachlässigen.

Folgende weitere Schlüsse ziehen wir aus unseren Untersuchungen der Polanteil-Auswirkungen auf das Kaonen-Spektrum:

4. Aufgrund der $KN\Lambda$ -Wechselwirkung, die durch den Term $\Pi_{\Lambda}^-(\omega, \vec{k})$ des Polarisationsoperators repräsentiert ist, erscheint im Spektrum von K^- -Mesonen ein neuer Ast von Anregungen, die als gebundene Zustände von Λ -Teilchen und Protonen-Löchern interpretierbar sind.
5. Bei verschwindender Dichte oder Protonen-Beimischung geht dieser Ast in das Vakuumspektrum von Λ -Teilchen über. Bei Impulsen $|\vec{k}| > m_\pi$ und bei endlicher Protonen-Dichte ist dieser Ast dagegen merklich von Kaonen populiert, so daß sein relatives Gewicht von 5% für $\rho = \rho_0$ und $x = 0.5$ bis auf 30% für $\rho = 6\rho_0$ und $x = 1$ steigt.
6. Mit wachsender Protonen-Dichte taucht auf dem Λ -Ast ein Minimum beim endlichen Impuls $|\vec{k}| = k_0 \neq 0$ auf, so daß die Massenaufspaltung auf diesem Ast als $\omega_c = \omega_\Lambda(k_0)$ definiert ist.

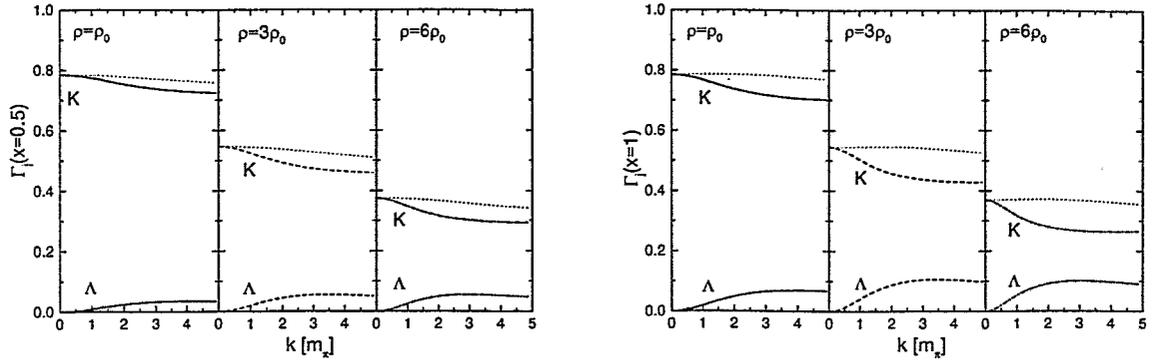


Abbildung 3.3: Populationsfaktoren der Anregungsäste im K^- -Spektrum für die Modell-Dispersionsgleichung (3.27) für Isospin-symmetrische Kernmaterie (linke Tafel) und für reine Protonen-Materie (rechte Tafel). Die Bezeichnungen der Kurven sind wie in Abb. 3.2. Durch gepunktete Linien sind die Summen von Populationsfaktoren der Kaonen- und Λ -Äste angezeigt.

Nach der Betrachtung der verschiedenen Modell-Dispersionsgleichungen, die die Effekte von verschiedenen Anteilen des Polarisationsoperators aufklären sollen, fahren wir jetzt mit der Untersuchung von realistischeren Polarisationsoperatoren fort.

Der Polarisationsoperator mit regulärem Anteil von Brown et al. [65]. In diesem Fall enthält der Polarisationsoperator Π^- einen regulären Anteil $\bar{\Pi}_{\text{reg}}^-$ und einen Pol-Anteil Π_{pole}^- , die durch Gln. (3.18) und (3.19) definiert sind. Der reguläre Anteil wurde im Abschnitt 2.3.6, der Arbeit [65] folgend, aus der chiralen Lagrange-Dichte mit zusätzlichen Forderungen betreffs der Erfüllung von Niederenergie-Theoremen außerhalb der Kaonen-Massenschale abgeleitet. Analog zu Gl. (3.31) schreiben wir die Dispersionsgleichung in der Form

$$[\omega + \tilde{\omega}_{K^+}(\vec{k})][\omega - \tilde{\omega}_{K^-}(\vec{k})] = \frac{\Pi_{\Lambda}^-(\omega, \vec{k}) + \Pi_{\Lambda^*}^-(\omega, \vec{k}) + \Pi_{\Sigma}^-(\omega, \vec{k})}{1 + [\tilde{\beta}(x, \rho) + \tilde{\lambda}(x, \rho)] \rho / \rho_0}, \quad (3.37)$$

wobei $\tilde{\omega}_{K^\pm}(\vec{k})$ die Lösungen der Gleichung $\omega^2 - \vec{k}^2 - m_K^2 - \bar{\Pi}_{\text{reg}}(\omega, \vec{k}) = 0$ sind,

$$\tilde{\omega}_{K^\pm}(\vec{k}) = \sqrt{\tilde{\Delta}^2 + \vec{k}^2} \pm \tilde{v} \quad (3.38)$$

mit

$$\tilde{v} = \frac{\tilde{\alpha}(x, \rho) m_\pi}{2(1 + [\tilde{\beta}(x, \rho) + \tilde{\lambda}(x, \rho)] \rho / \rho_0)} \frac{\rho}{\rho_0} \quad (3.39)$$

$$\tilde{\Delta}^2 = m_K^2 \frac{1 + [\tilde{\lambda}(x, \rho) - \tilde{d}(x, \rho)] \rho / \rho_0}{1 + [\tilde{\beta}(x, \rho) + \tilde{\lambda}(x, \rho)] \rho / \rho_0} + \tilde{v}^2. \quad (3.40)$$

Die Lösungen der Dispersionsgleichung (3.37) sind in Abb. 3.4 dargestellt. Drei Polanteile des Polarisationsoperators produzieren drei Anregungsäste im Spektrum der K^- -Mesonen, nämlich $\omega_\Lambda(\vec{k})$, $\omega_{\Lambda^*}(\vec{k})$, und $\omega_\Sigma(\vec{k})$. Diese neuen K^- -Anregungen im Medium stellen gebundene Zustände von Hyperonen (Λ , Λ^* und Σ) und Nukleonen-Löcher dar, wobei Λ und Λ^* nur mit Protonen und Σ -Teilchen sowie mit Protonen als auch mit Neutronen koppeln. Die Medium-Äste werden wir im weiteren als Λ^- , Λ^* - und Σ^- -Äste bezeichnen. Die Äste, die bei $\rho \rightarrow 0$ in die Vakuum-Spektren von K^- - und K^+ -Mesonen übergehen, $\omega_{K^\pm}(\vec{k})$, werden wir wie früher Kaonen-Äste nennen. Die Populationsfaktoren der Äste

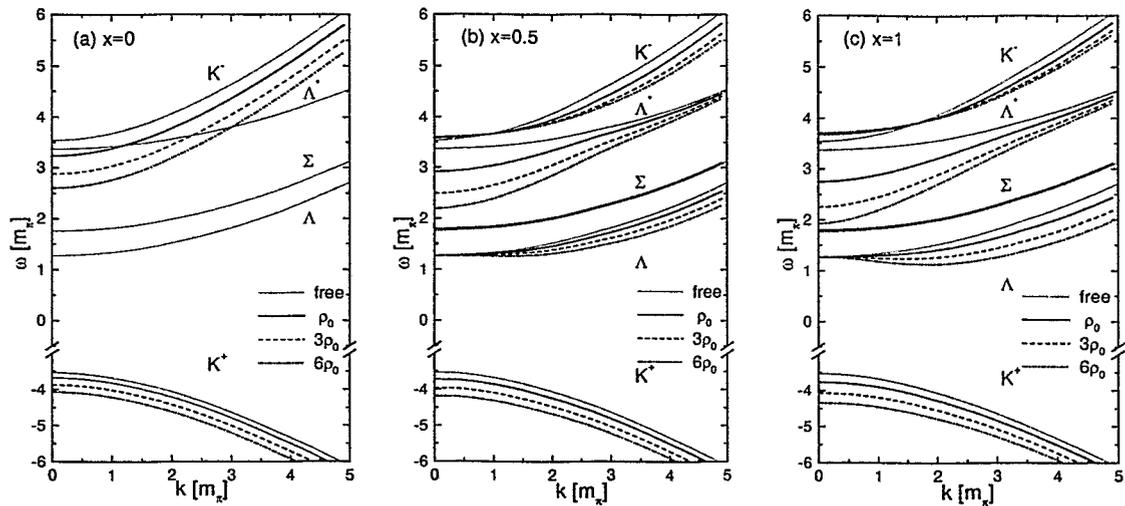


Abbildung 3.4: Spektren von Kaonen-artigen Anregungen in Kernmaterie für die Dispersionsgleichung (3.37). Die Bezeichnungen der Kurven sind wie in Abb. 3.2. Die Symbole K^- , Λ , Λ^* und Σ indizieren den Kaonen-Ast und die kollektiven Λ^- , Λ^* - und Σ^- -Äste im Spektrum von K^- -Mesonen. Die mit dem Symbol K^+ gekennzeichneten Kurven sind die Spektren von K^+ -Mesonen.

im K^- -Spektrum sind in Abb. 3.5 dargestellt.

Die Änderung des Λ^- -Astes mit der Dichte und der Protonen-Konzentration ist ähnlich dem oben betrachteten Fall des Modell-Polarisationsoperators. Wir beobachten wieder die Bildung eines Minimums mit wachsender Dichte und Protonen-Konzentration. Abb. 3.5 zeigt auch, daß bei Impulsen $|\vec{k}| > 1.5 m_\pi$ der Λ^- -Ast merklich von K^- -Mesonen populiert ist.

Die Σ^- -Teilchen koppeln sehr schwach mit Kaonen und Nukleonen, deshalb ist der Σ^- -Ast im K^- -Spektrum kaum unterscheidbar vom Vakuum-Spektrum der Σ^- -Teilchen. Aufgrund der schwachen Kopplungskonstanten ist dieser Ast auch schwach mit K^- -Quantenzahlen besetzt, so daß in Abb. 3.5 die entsprechenden Kurven von Null nicht unterscheidbar sind.

Bemerkenswert ist die Änderung von Medium-Abhängigkeiten des Kaonen-Astes und des nahe bei ihm liegenden Λ^* -Astes. In Neutronen-Materie (Teil (a) in Abb. 3.4), für die es keinen Λ^* -Ast gibt, nimmt die Kaonen-Masse, d.h. $m_{K^-}^* = \omega_{K^-}(|\vec{k}|=0)$, ab. Diese Skalierung ist jedoch etwas schwächer als für den Modell-Polarisationsoperator (3.31). Im Pro-

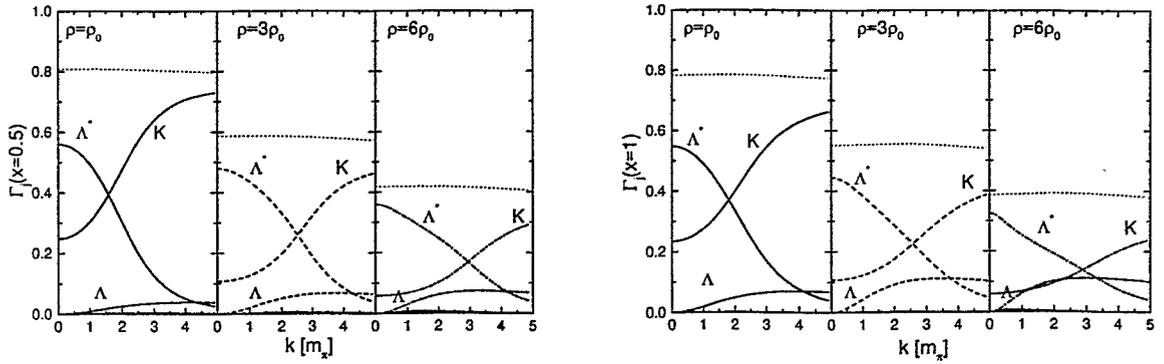


Abbildung 3.5: Populationsfaktoren der Anregungsäste im K^- -Spektrum für die Dispersionsgleichung (3.37) für Isospin-symmetrische Kernmaterie (linke Tafel) und für Protonen-Materie (rechte Tafel). Die Symbole K^- , Λ und Λ^* entsprechen den Bezeichnungen der Äste in Abb. 3.4. Die sich mit der Abszissenachse vereinigenden Linien sind die Populationsfaktoren des Σ -Astes. Durch gepunktete Linien sind die Summen von Populationsfaktoren von allen Anregungsästen angedeutet.

tonen enthaltenden Medium ((b) und (c) in Abb. 3.4) ändert sich die Dichte-Abhängigkeit der Kaonen-Masse drastisch, so daß die Masse m_K^* mit wachsender Nukleonen-Dichte gering zunimmt. Andererseits reduziert sich die Massenaufspaltung $\omega_{\Lambda^*}(|\vec{k}| = 0)$ auf dem Λ^* -Ast wesentlich mit wachsender Nukleonen-Dichte und Protonen-Gehalt. Diese Reduktion ist noch stärker als die Kaonen-Massen-Änderung für die Modell-Polarisationsoperatoren (3.22) und (3.27). Dabei trägt jetzt der Λ^* -Ast bei kleinen Impulsen mehr Gewicht im K^- -Spektrum als der Kaonen-Ast. Abb. 3.5 zeigt, daß für $|\vec{k}| = 0$ schon bei einfacher Kerndichte im Isospin-symmetrischen System sich 69% von Kaonen-Quantenzahlen auf dem Λ^* -Ast befinden. Mit steigendem Impuls nimmt das Gewicht des Λ^* -Astes ab, während das Gewicht des Kaonen-Astes steigt, so daß für $|\vec{k}| > 3m_\pi$ Kaonen wieder hauptsächlich den Kaonen-Ast des Spektrums populieren.

Im Spektrum von K^- -Mesonen finden wir einen gewissen Anstieg der Masse $m_{K^+}^* = \omega_{K^+}(\vec{k})$, der mit der K^+ -Massenänderung für die vorherigen Modell-Dispersionsgleichungen vergleichbar ist.

Der halb-phänomenologische Polarisationsoperator. Nach der Untersuchungen der Modell-Dispersionsgleichungen, die Einflüsse von verschiedenen Anteilen des Polarisationsoperators aufzuklären ermöglichen, betrachten wir nun den Polarisationsoperator, der aus der im Kapitel 2 abgeleiteten Kaon-Nukleon-Streuamplitude gemäß Gl. (3.15) deduziert werden kann

$$\Pi^-(\omega, \vec{k}, x, \rho) = \Pi_{\text{reg}}^-(\omega, \vec{k}, x, \rho) + \Pi_{\text{pole}}^-(\omega, \vec{k}, x, \rho). \quad (3.41)$$

Der reguläre Anteil $\Pi_{\text{reg}}^-(\omega, \vec{k}, x, \rho)$ ist durch Gl. (3.17) gegeben. Der in Gl. (3.19) definierte Pol-Anteil $\Pi_{\text{pole}}^-(\omega, \vec{k}, x, \rho)$ enthält die Beiträge von Kaonen-Wechselwirkungen mit Λ -, Λ^* -

und Σ -Hyperonen und Nukleonen.

Die Lösungen der Dispersionsgleichung mit dem Polarisationsoperator (3.41) sind in Abb. 3.6 dargestellt. Im allgemeinen stimmen die Spektren der Medium-Anregungen mit

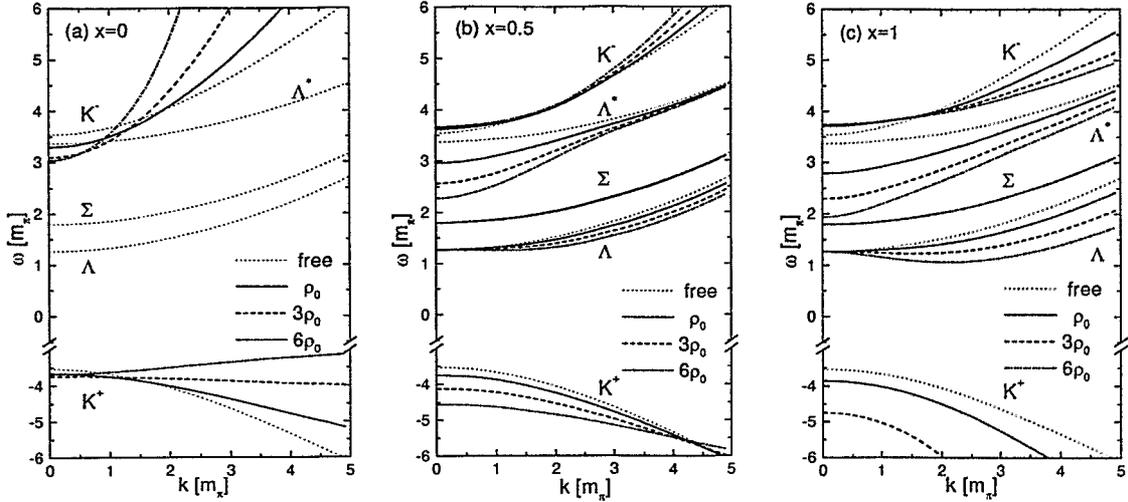


Abbildung 3.6: Spektren von Kaonen-artigen Anregungen in Kernmaterie für die Dispersionsgleichung (3.41). Die Bezeichnungen sind wie in Abb. 3.4.

den in Abb. 3.4 gezeigten Spektren der Modell-Dispersionsgleichung überein. Bemerkenswert ist die Änderung der Neigungen der Kaonen-Äste in den K^- - und K^+ -Spektren im Neutronen-Medium. Obwohl die K^- -Masse wie früher abnimmt und die K^+ -Masse zunimmt, ist der Kaonen-Ast im K^- -Spektrum wesentlich steiler und im K^+ -Spektrum wesentlich flacher als die in Abb. 3.4 dargestellten Spektren. Der Grund dafür ist der Term $-\frac{\omega}{m_\pi} \gamma_k(x, \rho) \vec{k}^2$ im regulären Anteil des Polarisationsoperators. Mit dem Wert $\gamma_k(x=0, \rho=\rho_0) \approx -0.13$ ist dieser Term stark repulsiv für K^- -Mesonen und attraktiv für K^+ -Mesonen. Der große negative Wert des Parameters γ_k für $x=0$ ist von dem Parameter $d_n^{\text{odd}} = -10 m_\pi^{-1}$ der KN -Streuamplitude (2.160) bestimmt. Dieser Parameter war unser einziger Fit-Parameter der Streuamplituden. Die Streuamplitude hängt aber nur schwach von diesem Parameter ab, d.h. dieser Parameter ist nicht genau festgelegt. Die Variation von d_n^{odd} kann wesentlich die K^\pm -Spektren für $x=0$ beeinflussen. Deswegen können wir noch nicht eine solide Schlußfolgerung über die Impulsabhängigkeit der K^\pm -Spektren in Neutronen-Materie ziehen.

Mit gleicher Vorsicht müssen wir die Ergebnisse für die K^+ -Masse im Protonen-Medium in Abb. 3.6 (c) betrachten. Der K^+ -Massen-Anstieg mit wachsender Nukleonendichte ist aufgrund der Anwesenheit der Terme $\propto \gamma_\omega$ und $\propto \gamma_k$ im regulären Anteil des Polarisationsoperators sehr stark. Die Anwesenheit von Termen $\propto \omega^3$ und $\propto \omega \vec{k}^2$ ist eine Folge der im Unterabschnitt 2.3.3 gemachten nichtrelativistischen Zerlegung bezüglich der kinematischen Invarianten. Die so konstruierte Streuamplitude und der daraus folgende reguläre Anteil des Polarisationsoperators (3.17) ist nur für $\omega, |\vec{k}| \lesssim m_K$ zuverlässig an-

wendbar. In Abbn. 3.2, 3.4 und 3.6 beobachten wir, daß alle Anregungsäste mit Energien $\omega \lesssim m_K$ (dazu gehören die Λ , Λ^* , Σ -Äste und der Kaonen-Ast im K^- -Spektrum mit der reduzierten in-Medium-Masse) sehr ähnlich sind. Im weiteren werden wir uns auf nicht besonders großen Energien von Kaonen $\omega, |\vec{k}| \leq 6 m_\pi \approx 1.7 m_K$ beschränken. Auf diesem Grund fehlt in Abb. 3.6 (c) das Spektrum von K^+ -Mesonen für $\rho = 6\rho_0$. Bei einer solchen Dichte würde die effektive K^+ -Masse $m_{K^+}^* \gg m_K$ und damit schon weit außerhalb des Anwendungsbereiches unseres phänomenologischen Polarisationsoperators liegen.

Die Populationsfaktoren der Medium-Äste sind in Abb. 3.7 dargestellt. Sie stimmen

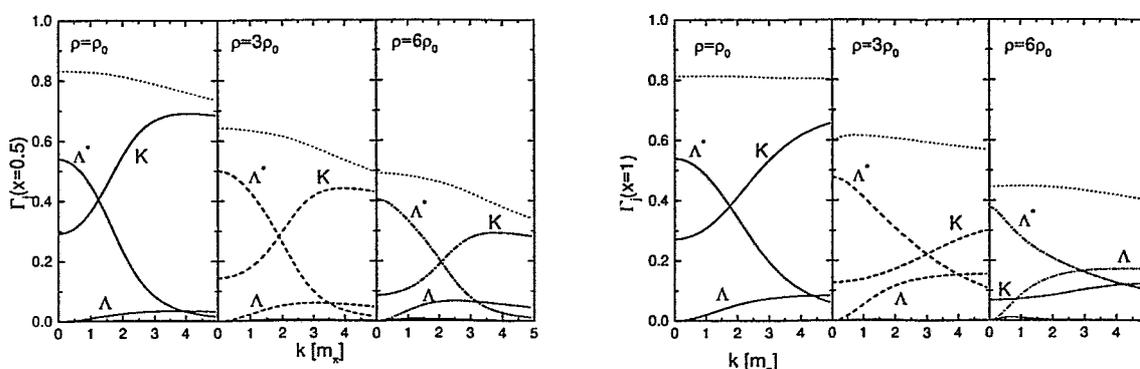


Abbildung 3.7: Populationsfaktoren der Anregungsäste im K^- -Spektrum für die Dispersionsgleichung (3.41) für Isospin-symmetrische Kernmaterie (linke Tafel) und für Protonen-Materie (rechte Tafel). Die Bezeichnungen sind wie in Abb. 3.5.

mit den Populationsfaktoren des Spektrums der Dispersionsgleichung (3.37) überein. Wir bemerken nur eine Erhöhung der Besetzung des Λ -Astes für $x = 1$, die bei Dichten $\rho > \rho_0$ einen Faktor von 2 ausmacht.

3.2.3 Die graphische Darstellung des Polarisationsoperators

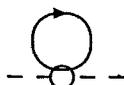
In diesem kurzen Abschnitt möchten wir die graphische Repräsentation des Kaonen-Polarisationsoperators einführen. Das ermöglicht, später die anderen berücksichtigten Medium-Modifikationen anschaulich darzustellen. Zu diesem Zweck müssen wir einfach die in der \mathcal{T} -Matrix enthaltenen Terme in der graphischen Darstellung (3.14) explizit ausschreiben. Die Bornschen Terme der Streuamplitude (2.92) ergeben nach dem Ersetzen in das Diagramm (3.14) die Schleifen-Diagramme

$$\begin{array}{c} \diagdown K^- \\ \diagup K^- \\ \text{---} N \text{---} \text{---} Y \text{---} N \text{---} \end{array} \Rightarrow \begin{array}{c} Y \\ \text{---} \text{---} \text{---} \text{---} \\ \text{---} N \text{---} \end{array} \quad (3.42)$$

mit $Y = \Lambda, \Lambda^*, \Sigma$, wobei die Doppellinie " \Rightarrow " eine freie Hyperonen-Green-Funktion

$$iG_Y^0(p) = i \frac{\hat{p} + m_Y}{p^2 - m_Y^2 + i0}$$

und die einfache Linie " \rightarrow " eine Greensche Funktion iG_{med} vom Nukleon im Medium gemäß Gl. (A.26) bezeichnen. Die Vertizes in (3.42) sind von den Lagrange-Dichten (2.89, 2.90) und (2.108) bestimmt. Mit dem regulären Anteil der Streuamplitude identifizieren wir das Diagramm



Zu diesem Diagramm können wir noch die Beiträge von Sigma-(Σ)- und Weinberg-Tomazawa-(WT)-Terme explizit darstellen als

$$\text{---} \circ \text{---} = \text{---} \underset{\Sigma_{KN}}{\bullet} \circ \text{---} + \text{---} \underset{WT}{\triangle} \circ \text{---} + \text{---} \bullet \text{---} . \quad (3.43)$$

Für den Vertex im Σ -Term schreiben wir

$$\mathcal{L}_\Sigma = \frac{\Sigma_{KN}}{f_K^2} (\bar{N} N) (\bar{K} K) + \frac{\lambda}{m_K^2} (\bar{N} N) \left(\bar{K} \left\{ m_K^2 + \frac{\vec{\square} + \overleftarrow{\square}}{2} \right\} K \right) ,$$

wobei der λ -Parameter das off-shell-Verhalten kontrolliert. Die Adler-Bedingung fordert $\lambda = -2\Sigma_{KN}/f_K^2$. Der Vertex im Weinberg-Tomazawa-Term ist von der Lagrange-Dichte (2.151) bestimmt. Der letzte Term in (3.43) repräsentiert alle anderen mögliche Graphen, die den Anteil \tilde{D} der Streuamplitude (2.122) darstellen.

Schließlich wird der Kaonen-Polarisationsoperator als folgender Diagramm-Satz geschrieben

$$\begin{aligned} \Pi^-(\omega, \vec{k}) = & \text{---} \overset{\Lambda}{\circlearrowleft} \text{---} + \text{---} \overset{\Lambda^*}{\circlearrowleft} \text{---} \\ & + \text{---} \overset{\Sigma^0}{\circlearrowleft} \text{---} + \text{---} \overset{\Sigma^-}{\circlearrowleft} \text{---} \\ & + \text{---} \underset{\Sigma_{KN}}{\bullet} \circ \text{---} + \text{---} \underset{WT}{\triangle} \circ \text{---} + \text{---} \bullet \text{---} . \end{aligned} \quad (3.44)$$

Resümee

In diesem Abschnitt haben wir den Kaonen-Polarisationsoperator im idealen Fermi-Gas abgeleitet. Um die Rolle von verschiedenen Termen des Polarisationsoperators zu erläutern, haben wir zuerst zwei Modell-Polarisationsoperatoren untersucht. Einmal haben wir nur die Terme betrachtet, die von KN -Sigma- und Weinberg-Tomazawa-Termen der Streuamplitude erzeugt wurden. Zum anderem haben wir noch einen Pol-Term eingeschlossen, der einer Kaonen-Kopplung mit Nukleonen und Λ -Teilchen entspricht. Danach sind wir in der Untersuchungen der realistischen Polarisationsoperatoren weitergegangen, die Λ , Λ^* - und Σ -Pol-Terme enthalten und deren regulären Anteile entweder aus der chiralen Lagrange-Dichte oder aus unserer halb-phänomenologischen Beschreibung der KN -Streuamplitude abgeleitet wurden.

Wir haben folgende allgemeine Eigenschaften der Kaonen-Spektren in Kernmaterie beobachtet:

- Aufgrund der Pol-Terme des Polarisationsoperators erscheinen im Spektrum von K^- -Mesonen neue Äste von kollektiven Anregungen, die den gebundenen Zuständen von Λ , Λ^* - und Σ -Teilchen und Nukleonen-Löchern mit K^- -Quantenzahlen entsprechen. Die Λ^* - und Λ -Äste sind merklich von Kaonen besetzt, während die Anzahl von Kaonen auf dem Σ^- -Ast aufgrund der kleinen Kopplungskonstanten vernachlässigbar klein ist.

Mit steigender Nukleonen-Dichte und/oder wachsender Protonen-Konzentration entwickelt sich bei endlichem Impuls $|\vec{k}| = k_0$ ein Minimum auf dem Λ -Ast des K^- -Spektrums, so daß die effektive Massenaufspaltung auf diesem Ast $\omega_c = \omega_\Lambda(k_0) \leq \omega_\Lambda \approx 1.27 m_\pi$ ist.

- Die Kaonen-Äste $\omega_{K^\pm}(\vec{k})$ in den Spektren von K^\pm -Mesonen, d.h. die Äste, die bei $\rho \rightarrow 0$ in Vakuum-Spektren von K^\pm -Mesonen übergehen, erfahren eine gewisse Skalierung der Kaonen-Masse $m_{K^\pm}^* = \omega_{K^\pm}(|\vec{k}| = 0)$ mit wachsender Nukleonen-Dichte. Die K^- -Masse nimmt dabei ab, während die K^+ -Masse steigt. Diese Änderungen sind vom Kaon-Nukleon-Sigma-Term, der attraktiv für beide K^+ - und K^- -Mesonen ist, und vom Weinberg-Tomazawa-Term, der attraktiv für K^- -Mesonen und repulsiv für K^+ -Mesonen ist, verursacht. Die Berücksichtigung des korrekten off-shell-Verhaltens der KN -Streuamplitude, d.h. die Erfüllung der Adler-off-shell-Bedingung, schwächt die Reduktion der K^- -Masse ab, so daß sie im Dichte-Interval $\rho \sim \rho_0 - 6\rho_0$ nur um 40% kleiner wird.

3.3 Andere Medium-Effekte

Nach den Untersuchungen von Kaonen-Eigenschaften im einfachen Modell des idealen Fermi-Gases von Nukleonen möchten wir die Berücksichtigung von weiteren Medium-Effekten fortsetzen. Wir betrachten dabei die Änderungen der Eigenschaften von Nukleonen in komprimierter Kernmaterie. Danach berücksichtigen wir die Kaonen-Wechselwirkungen mit virtuellen Mesonen. Zum Schluß betrachten wir Vertex-Korrekturen im Medium.

3.3.1 Baryonen-Modifikationen im Medium

Die Untersuchungen von Kaonen-Spektren im Abschnitt 3.2 wurden ohne Beachtung der Baryon-Baryon-Wechselwirkungen durchgeführt. Um diese Wechselwirkungen in unsere Betrachtungen einzuschließen, müssen wir die graphische Relation (3.12) durch die Diagramme

$$\sum_{p_j, s_j} N \left\{ \text{Diagram 1} \right\} N + \sum_{p_j, s_j} N \left\{ \text{Diagram 2} \right\} N \quad (3.45)$$

ergänzen. Das erste Diagramm berücksichtigt die NN -Wechselwirkung der Nukleonen vor (oder nach) der Kaonen-Streuung. Mit dem zweiten Diagramm ziehen wir in Betracht, daß auch die Hyperonen $Y = \Lambda, \Lambda^*, \Sigma$ in Zwischenzuständen der KN -Streuung mit Nukleonen der Umgebung wechselwirken können. Die Bezeichnungen in (3.45) sind wie in Gl. (3.12). Das Schließen der äußeren Nukleonen-Linien ergibt folgende Diagramme im Kaonen-Polarisationsoperator

$$-i \Pi(\omega, \vec{k}) = \sum_{Y, N} \left[\text{Diagram 1} \right] + \left[\text{Diagram 2} \right], \quad (3.46)$$

wobei die Linien mit Sternchen die vollständigen Baryonen-Propagatoren im Medium repräsentieren. Die Summe im ersten Term geht über alle Hyperonen $Y = \Lambda, \Lambda^*, \Sigma$ und Nukleonen, so daß sie die ersten vier Diagramme in Gl. (3.14) beinhaltet. Der letzte Term in Gl. (3.46) enthält die Summe von Diagrammen (3.43) mit vollständigen Nukleonen-Propagatoren.

Die vollständigen Nukleonen-Propagatoren gehorchen den folgenden graphischen Gleichungen:

für Nukleonen

$$\text{---}^* \text{---} = \text{---} + \text{---} \left[\text{NN} \right] \text{---}^* + \text{---} \left[\text{NN} \right] \text{---}^* \text{---}^* , \quad (3.47)$$

wobei der zweite und dritte Term den Hartree- und Fock-Termen der NN -Selbstwechselwirkung entsprechen;
für Hyperonen

$$\text{==}^* \text{==} = \text{==} + \text{==} \left[\text{NY} \right] \text{==}^* \text{---}^* . \quad (3.48)$$

Die Blöcke \boxed{NN} und \boxed{NY} repräsentieren die vollständigen NN - und NY -Wechselwirkungen im Medium. In Gln. (3.47) und (3.48) vernachlässigen wir die Diagramme mit geschlossenen Hyperonen-Linien. Solche Diagramme sind proportional zur Hyperonen-Dichte und verschwinden in Systemen ohne reelle Hyperonen-Teilchen, die wir im Moment betrachten.

Die zu beantwortende Frage lautet jetzt: Wie ändern sich die Eigenschaften von Baryonen aufgrund der in Gln. (3.47) und (3.48) dargestellten Prozesse? Eine der wichtigsten Modifikation der Baryonen-Eigenschaften, die von besonderem Interesse für uns wird, ist unter anderem die Skalierung der effektiven Baryonen-Masse m_B^* mit der Baryonen-Dichte.

Nukleonen-Masse im Medium. Welche empirische Informationen über die Nukleonen-Masse im Medium haben wir? Die in den Arbeiten [162,163] durchgeführten Analysen sprechen für eine gewisse Reduktion der Nukleonen-Masse um zirka 15–20% bei einfacher Kerndichte, so daß $m_N^*/m_N \approx 0.8 \pm 0.03$ auf der Fermi-Oberfläche im Zentrum eines ^{208}Pb -Kernes wird. Dieses empirische Ergebnis werden wir im weiteren als einen Referenzpunkt für den Vergleich der verschiedenen Modelle von Nukleonen im Medium betrachten.

(I) Phänomenologische Betrachtungen:

Eine Methode, Kernmaterie zu beschreiben, ist die BRÜCKNER-THEORIE (s. Kapitel XI in [164]) oder ihre Erweiterungen: Dirac-Brückner- und Dirac-Brückner-Hartree-Fock-Theorie (DBHF). Sie ermöglichen, anhand des phänomenologischen Nukleon-Nukleon-Potentials die Zustandsgleichung von Kernmaterie bzw. die effektive Nukleonen-Masse auszurechnen. In Abb. 3.8 zeigen wir durch die mit DBHF gekennzeichnete Linie Ergebnisse der DBHF-Rechnungen für die effektive Masse m_N^* aus der Arbeit [165], in der ein Ein-Boson-Austausch-Potential benutzt wurde. Ähnliche Resultate wurden auch in den Arbeiten [166,167] erreicht. In Abb. 3.8 beobachten wir, daß die im Rahmen des DBHF-Modells ausgerechnete Masse mit wachsender Nukleonen-Dichte abnimmt. Ein Mangel

dieser Betrachtungen ist ein sehr kleiner Wert der Nukleonen-Masse bei der Sättigungsdichte $m_N^*/m_N = 0.6$, der wesentlich kleiner als der empirische Wert 0.8 ist.

Die Rechnungen mit den Skyrme-Nukleon-Nukleon-Kräften [168] (SkM) ergeben die folgende Dichte-Abhängigkeit der Nukleonen-Masse

$$m_N^*(\rho) \simeq \frac{m_N}{1 + 0.25 \rho/\rho_0}, \quad (3.49)$$

was $m_N^* = 0.8 m_N$ für $\rho = \rho_0$ ergibt. Diese Relation wird oft in Rechnungen zur Kernstruktur benutzt. Dieser Abhängigkeit entspricht der Linie SkM in Abb. 3.8.

Ein anderes phänomenologisches Modell für die Beschreibung der Kernmaterie ist das mean-field-Walecka-Modell (W) (Eine kurze Beschreibung dieses Modells finden wir im Anhang 6 der Arbeit [20]). Die Nukleonen-Masse ändert sich in diesem Modell aufgrund der Wechselwirkung mit dem mittleren σ -Feld gemäß

$$m_N^* = m_N - g_{\sigma N} \bar{\sigma}, \quad (3.50)$$

wobei $\bar{\sigma}$ ein Mittelwert des Feldes ist. Er wird selbstkonsistent von Nukleonen erzeugt. Die Gleichung für σ lautet

$$m_\sigma^2 \bar{\sigma} = g_{\sigma N} \rho_s, \quad (3.51)$$

wobei ρ_s die skalare Nukleonen-Dichte ist mit

$$\rho_s = x \rho \Phi_s \left(x^{\frac{1}{3}} \frac{p_F}{m_N^*} \right) + (1-x) \rho \Phi_s \left((1-x)^{\frac{1}{3}} \frac{p_F}{m_N^*} \right). \quad (3.52)$$

Die Funktion Φ_s ist in Gl. (A.31) definiert. Die Lösungen von Gln. (3.50, 3.51) und (3.52) (mit den Parametern aus dem Anhang der Arbeit [20]) sind mit der durch (W) markierten Linie in Abb. 3.8 gezeigt. Die effektive Nukleonen-Masse sinkt dramatisch mit der Dichte, und schon bei $\rho \approx \rho_0$ haben wir $m_N^* = 0.6 m_N$, was wieder im Vergleich zum empirischen Wert sehr klein ist. Das einfache Walecka-Modell hat auch Schwierigkeiten mit der Wiedergabe von anderen experimentell zugänglichen Parametern (z.B. dem Kompressibilitätskoeffizienten) der Kernmaterie bei $\rho = \rho_0$.

Es ist möglich, das einfache Walecka-Modell zu modifizieren (s. Anhang in [20]), so daß seine Übereinstimmung mit den Eigenschaften von Kernmaterie bei der Sättigungsdichte besser wird. Man spricht dabei über ein modifiziertes Walecka-Modell (MW), in dem Gl. (3.51) durch die Gleichung

$$m_\sigma^2 \bar{\sigma} + b \bar{\sigma}^2 + c \bar{\sigma}^3 = g_{\sigma N} \rho_s \quad (3.53)$$

ersetzt ist. Die effektive Masse für das modifizierte Walecka-Modell (Linie (MW) in Abb. 3.8) ändert sich jetzt schwächer mit der Dichte und entspricht besser den empirischen Informationen bei Sättigungsdichte.

Die Mängel des einfachen Walecka-Modells und der Brückner-Theorie, d.h. die kleinen Werte m_N^* bei $\rho = \rho_0$, treten für alle effektive Modelle auf, in denen man nur Baryonen-Zustände mit positiven Energien betrachtet. Durch die Berücksichtigung der negativen

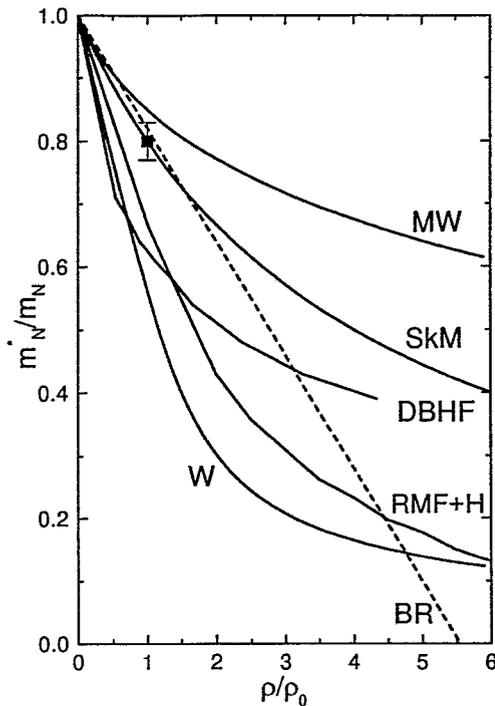


Abbildung 3.8: Die effektive Nukleonen-Masse als Funktion der Nukleonen-Dichte: (W) Walecka-Modell; (MW) modifiziertes Walecka-Modell; (SkM) Skyrme-Potential-Rechnungen; (DBHF) Dirac-Brückner-Hartree-Fock-Rechnungen; (RMF+H) relativistisches mean-field-Modell mit Hyperonen; (BR) Brown-Rho-Skalierungsansatz. Ein empirisches Punkt bei $\rho = \rho_0$ ist das Ergebnis der Analyse [162, 163].

Zustände von Fermionen mit effektiven Massen (sogenannte Nukleonen-Schleifen) ist es möglich, das Problem der zu kleinen Massen zu lösen. Eine solche Modifikation der DBHF-Rechnungen ergibt z.B. $m_N^*(\rho_0) \simeq 0.9 m_N$ [165], was schon besser verträglich mit dem empirischen Wert ist.

(II) Mikroskopische Betrachtungen

Unter den mikroskopischen Beschreibungen von Nukleonen im Medium betrachten wir die QCD-Summenregeln und das Nambu-Jona-Lasinio-Modell.

Die QCD-SUMMENREGELN wurden in der Arbeit [169] für die Beschreibung von Hadronen im Vakuum vorgeschlagen. Man arbeitet dabei mit dem Propagator (oder der zwei Punkt-Korrelationsfunktion) des aus Quarks zusammengesetzten interpolierenden Feldes mit Quantenzahlen des betrachteten Teilchens. Als Eingabe benutzt man im Rahmen dieses Verfahrens zuerst eine Modell-Spektraldichte von Zuständen mit entsprechenden Quantenzahlen. (Diese Spektraldichte kann nur näherungsweise der exakten Spektraldichte der QCD entsprechen.) Die zweite Voraussetzung der Summenregeln-Methode ist die Möglichkeit, lange und kurze Abstände im Propagator des zu untersuchenden Teilchens zu trennen. Dabei ist der Propagator als eine Summe (die sogenannte Operator-Produkt-Entwicklung) von Produkten der Matrixelemente von zusammengesetzten Operatoren mit einigen Koeffizienten (Wilson-Koeffizienten) dargestellt. Die Wilson-Koeffizienten enthalten die Physik der kleinen Abstände, wo die QCD-Kopplungskonstante aufgrund der asymptotischen Freiheit klein ist, und können im Rahmen der perturbativen QCD ausgerechnet werden. Die zusammengesetzten Operatoren sind die lokalen aus Quark- und Gluonen-Felder aufgebauten Operatoren, die die ge-

samte Information über die langreichweitigen, nichtperturbativen Wechselwirkungen der QCD enthalten. Die Vakuum-Matrixelemente von diesen Operatoren nennt man Kondensate. Wenn wir jetzt die Operator-Produkt-Entwicklung bei einer endlichen Anzahl von Termen abbrechen und die Kondensat-Werte phänomenologisch fixieren, können wir die Eigenschaften vieler Hadronen bestimmen.

Die Ausdehnung der QCD-Summenregeln-Technik auf endliche Nukleonen-Dichten wurde in der Arbeit [170] vorgenommen. Die wichtigste Frage ist dabei die Änderungen der Kondensat-Werte mit wachsender Nukleonen-Dichte. Eine kritische Analyse der QCD-Summenregeln-Technik im Medium und ihre Genauigkeiten kann man in der Arbeit [171] finden. Die QCD-Summenregeln ergeben (siehe z.B. die Arbeit [172]) eine Reduktion der Nukleonen-Masse um 30% bei $\rho = \rho_0$ gegenüber der Vakuum-Masse.

Eine der effektiven Modell-Näherungen der QCD-Lagrange-Dichte ist die von Nambu and Jona-Lasinio [173] vorgeschlagene Lagrange-Dichte (NJL-Dichte), die statt der komplizierten Farb-Wechselwirkung von Quarks mit den Gluonen-Eichfeldern auf einer farbelose 4-Quark-Wechselwirkung basiert. Man denkt dabei, daß die Gluonen-Freiheitsgrade in einer effektiven Kopplungskonstante codiert sind. Als Vorteile des NJL-MODELLS ist hervorzuheben, daß die chirale Symmetrie der QCD und deren spontane Brechung widerspiegelt wird und gleichzeitig praktische Rechnungen ermöglicht werden.

Mit dem Bosonisierungsverfahren kann man die Quark-Freiheitsgrade des NJL-Modells auf Mesonen übertragen. Das bosonisierte NJL-Modell beschreibt gut das Spektrum von Mesonen im Vakuum [174,175] und erlaubt Voraussagen [84,85,176] für die Modifikationen von Mesonen im Medium.

Eine Methode, ein Nukleon im Rahmen des NJL-Modells zu beschreiben, wurde in der Arbeit [177] entwickelt. Man betrachtet dabei ein Nukleon als eine stabile, lokalisierte Konfiguration (Soliton) von Quark-Feldern, die über ein mittleres Mesonen-Feld gebunden sind. Im Medium befindet sich das Soliton in der Umgebung von Quarks der umgebenden Nukleonen, die die effektiven Mesonen-Felder ändern und dadurch die Eigenschaften von Nukleon-Solitonen beeinflussen. Selbstkonsistente Rechnungen [178,179] zeigen eine gewisse Reduktion der Nukleonen-Masse im Medium. Der Grad dieser Reduktion hängt von Details der verwendeten Näherungen ab. In der Arbeit [178] beträgt die Nukleonen-Masse nur 70% vom Vakuum-Wert bei $\rho = \rho_0$, während man in der Arbeit [179] 90% findet. Beide Betrachtungen ergeben doch, daß bei zweifacher Kerndichte die stabile solitäre Konfiguration der Quark-Felder verschwindet. Damit lösen sich Nukleonen im Medium auf.

Eine interessante Hypothese über die Änderungen von Hadronen Eigenschaften im komprimierter Kernmaterie ist das BROWN-RHO-SCALING (BR), das in der Arbeit [57] aufgrund der angenommenen Skalen-Invarianz der QCD-Lagrange-Dichte abgeleitet wurde. Das BR-Scaling bedeutet, daß mit wachsender Baryonen-Dichte die Massen von Nukleonen und nicht-seltsamen Vektor-Mesonen m_V nach einem gemeinsamen Skalierungsgesetz abnehmen gemäß

$$\frac{m_N^*}{m_N} \approx \frac{m_V^*}{m_V} \approx f(\rho).$$

Die Funktion $f(\rho)$ ist durch die Änderungen des Quark-Kondensates mit einer wachsenden

Baryonen-Dichte bestimmt. Die NJL-Modell-Rechnungen [176] ergeben für $\rho \gtrsim \rho_0$

$$f(\rho) \approx 1 - \kappa \frac{\rho}{\rho_0}, \quad \kappa \sim 0.15 - 0.20. \quad (3.54)$$

Die entsprechende Dichte-Abhängigkeit der Nukleonen-Masse ist in Abb. 3.8 durch die Linie BR gezeigt. Die Gültigkeit der Scaling-Hypothese und ihre Auswirkungen wurden in den Arbeiten [145, 180] analysiert.

In Abb. 3.8 beobachten wir, daß fast alle Modelle eine ähnliche Änderung der Masse bei Dichten $\rho < 1.5 \rho_0$ voraussagen. Als Extrapolation zu höheren Dichten werden wir in weiterem die effektive Abhängigkeit (3.49) benutzen.

Hyperonen-Massen im Medium. Analog zu Nukleonen können wir erwarten, daß die Hyperonen-Massen im Medium auch mit wachsender Dichte abnehmen werden. Die Stärke dieser Reduktion hängt von der Stärke der Hyperon-Nukleon-Wechselwirkung ab. Die Informationen über das Hyperonen-Nukleonen-Potential bekommen wir u.a. aus Bindungsenergien von Hyperkernen.

Das Walecka-Modell kann auch auf Hyperonen-Freiheitsgrade verallgemeinert werden. Solche sogenannte relativistische mean-field-Modelle (RMF) wurden in den Arbeiten [15, 87, 181, 182] entwickelt. (Die effektive Nukleonen-Masse bei endlicher Dichte aus der Arbeit [87] ist ebenfalls durch die Linie (RMF-H) in Abb. 3.8 dargestellt.) Im Rahmen der RMF-Modelle existiert folgender Zusammenhang zwischen Nukleonen- (m_N^*) und Hyperonen- (m_Y^*) Massen im Medium

$$m_Y^* - m_Y = \frac{g_{\sigma Y}}{g_{\sigma N}} (m_N^* - m_N), \quad (3.55)$$

wobei $g_{\sigma Y}$ die Kopplungskonstante von Hyperonen mit dem σ -Feld ist. Aus dieser Relation bekommen wir anhand der Abhängigkeit $m_N^*(\rho)$ und des Wertes $y_Y = g_{\sigma Y}/g_{\sigma N}$ die Änderung der Hyperonen-Masse mit der Dichte.

Aufgrund der Relation der Anzahl von nicht-seltsamen Quarks in Hyperonen und in Nukleonen, die mit dem σ -Feld koppeln, wurde in der Arbeit [183] der Wert

$$y_\Lambda = y_\Sigma = \sqrt{\frac{2}{3}}$$

vorgeschlagen. Die gleichzeitige Fixierung der im RMF-Modell ausgerechneten Werte von Bindungsenergien der Hyperkerne zusammen mit der maximalen Mass (M_{\max}) von Nukleonensternen wurde in der Arbeit [184] durchgeführt, und das Intervall

$$0.5 < y_{\Lambda, \Sigma} \lesssim 0.8$$

wurde für den Kompressibilitätskoeffizienten $K = 240$ MeV und die maximale Neutronenstern-Masse $M_{\max} \simeq 1.7 M_\odot$ bestimmt. Für unsere weiteren Anwendungen wählen wir neben der $m_N^*(\rho)$ -Abhängigkeit gemäß Gl. (3.49) den Parameter $y_{\Lambda, \Sigma} = 0.72$.

Eine besonderen Zugang brauchen wir für Λ^* -Zustände im Medium. Die gekoppel-

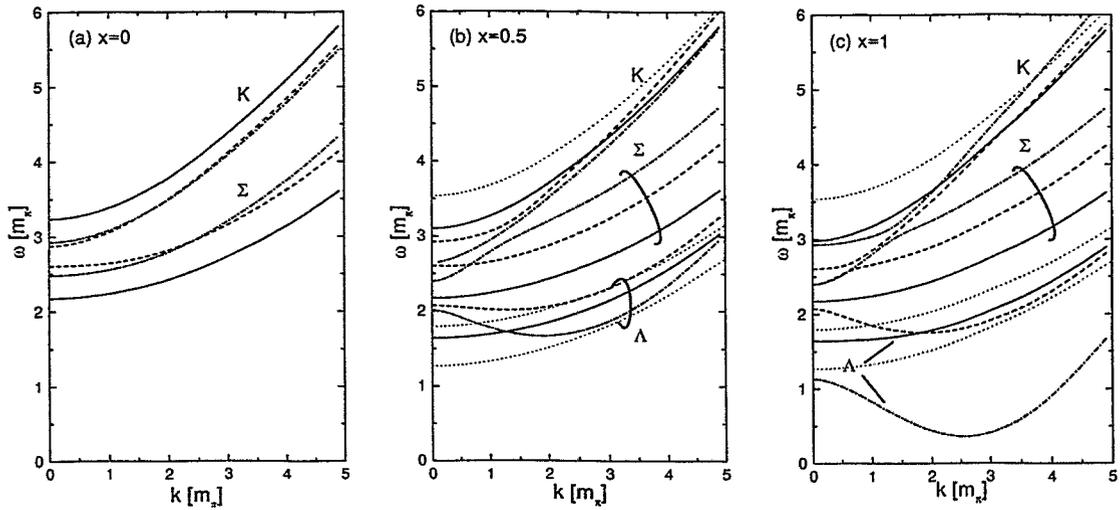


Abbildung 3.9: Spektren von K^- -Mesonen in Kernmaterie für die Dispersionsgleichung (3.37) mit der Berücksichtigung der Medium-Modifikationen von Nukleonen und Baryonen. Bezeichnungen wie in Abb. 3.4.

ten Kanal-Rechnungen [130, 131] ergeben, daß die im Vakuum dynamisch erzeugte Λ^* -Resonanz sich im Medium bei Dichten $\rho \gtrsim \rho_0$ einfach auflöst.

Um die oben aufgeführten Modifikationen von Nukleonen- und Hyperonen-Massen in unseren Untersuchungen von Kaonen-Eigenschaften anzuwenden, müssen wir in Gl. (3.20) und (3.21) die Vakuum-Massen m_N, m_Λ, m_Σ durch in-Medium-Massen m_N^*, m_Λ^* und m_Σ^* ersetzen, wobei m_N^* von Gl. (3.49) und $m_{\Lambda(\Sigma)}^*$ von Gl. (3.55) mit $y_\Lambda = y_\Sigma = 0.72$ bestimmt wird. Die Kopplungskoeffizienten C_{KNY} ersetzen wir gemäß ihrer Definition (2.91)

$$C_{KNY} \longrightarrow C_{KNY}^* = C_{KNY} \frac{m_N + m_Y}{m_N^* + m_Y^*}. \quad (3.56)$$

Wir setzen auch, der Arbeit [131] folgend, voraus, daß die Λ^* -Resonanz im Medium bei $\rho \gtrsim \rho_0$ verschwindet, d.h. $\Pi_{\Lambda^*} \rightarrow 0$.

In Abn. 3.9 und 3.10 stellen wir die Spektren von K^- Mesonen dar, die mit der Berücksichtigung von Baryonen-Modifikationen im Medium ausgerechnet sind. Wir beobachten eine drastische Verstärkung der im Abschnitt 3.2 gefundenen Effekte, z.B. die Entwicklung des Minimums auf dem Λ -Ast und die Skalierung der effektiven Masse auf dem Kaonen-Ast. Wir bemerken auch, daß aufgrund der verschiedenen Stärke der Kopplung von Nukleonen und Hyperonen mit dem σ -Feld die Ursprünge von den Λ, Σ -Ästen $\omega_{\Lambda, \Sigma}(|\vec{k}| = 0)$ sich mit der Dichte ändern. Das führt zum interessanten Phänomen der vermiedenen Kreuzung von Kaonen- und Σ -Anregungsästen. Die ausführliche Untersuchung verschieben wir bis zur Betrachtung von weiteren Medium-Effekten.

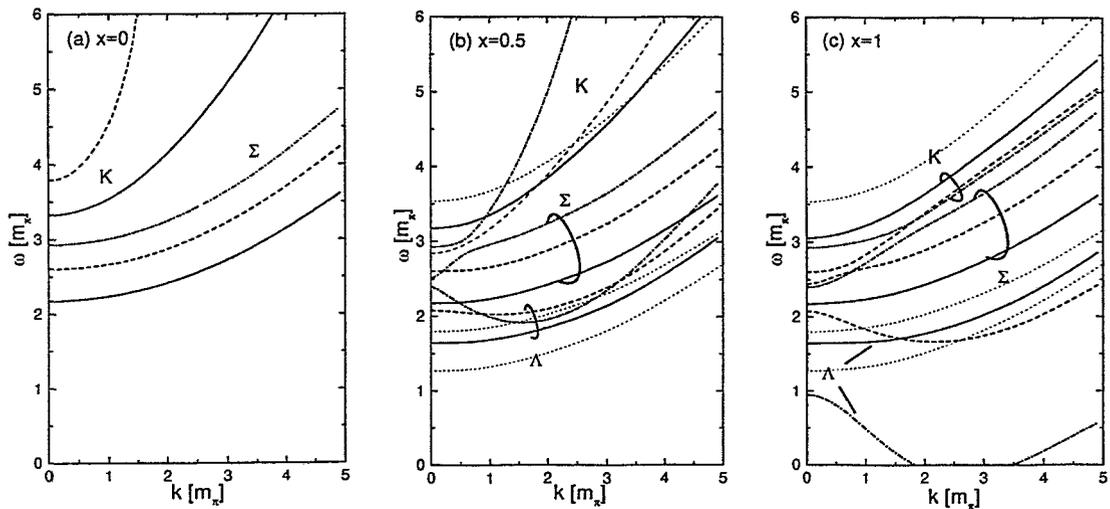


Abbildung 3.10: Wie in Abb. 3.4, aber für den Polarisationsoperator (3.41).

3.3.2 Wechselwirkungen mit virtuellen Mesonen

In unserer Beschreibung der Medium-Modifikationen von Kaonen-Eigenschaften im Medium haben wir bisher vorausgesetzt, daß die in-Medium-Modifikation von Kaonen aufgrund der Streuung an Nucleonen passiert. Diese Näherung haben wir graphisch im Diagramm (3.44) dargestellt. Offensichtlich können Kaonen im Medium nicht nur an Nucleonen sondern auch an den im Medium anwesenden Mesonen streuen, die als virtuelle Teilchen die Nucleon-Nucleon-Wechselwirkungen übermitteln. Die virtuellen Pionen-Freiheitsgrade haben dabei eine besondere Bedeutung, weil sie wegen der kleinen Energie sehr leicht angeregt werden können. Außerdem erfahren Pionen selbst sehr starke Modifikationen im Medium [19–21]. Die schweren Mesonen, z.B. ρ und ω , leisten nur kleine Beiträge zu Kaonen-Modifikationen bei nicht zu großen Impulsen und Energien von Kaonen, die wir in dieser Arbeit betrachten.

Der durch die Wechselwirkung mit virtuellen Pionen erzeugte Kaonen-Polarisationsoperator Π_{π}^{-} wird als ein Diagramm

$$-i\Pi_{\pi}^{-}(\omega, \vec{k}) = N \left\{ \begin{array}{c} \text{---} \boxed{\pi K} \text{---} \\ \uparrow \quad \downarrow \\ \pi \quad \pi \\ \downarrow \quad \uparrow \\ \boxed{\pi N} \\ \uparrow \quad \downarrow \\ \text{---} \end{array} \right\} N \quad (3.57)$$

dargestellt, das als nächster Term in der genährten Gleichung (3.12) betrachtet werden muß. Die zwei Blöcke $\boxed{\pi K}$ und $\boxed{\pi N}$ repräsentieren die vollständige Pionen-Kaonen- und Pionen-Nucleonen-Wechselwirkungen im Medium. Genau wie wir durch das Schließen der Nucleonen-Linien in (3.12) das Diagramm (3.14) bekommen haben, ergibt nun das

Schließen der äußeren Linien in (3.57) das Diagramm

$$(3.58)$$

Die Doppelt-Zick-Zack-Linie bezeichnet hier den exakten Pionen-Propagator im Medium. Er ist durch die Dyson-Gleichung

$$(3.59)$$

bestimmt. Die durchgezogene Linie steht hier für den vollständigen Nukleonen-Propagator im Medium. Eine komplette Untersuchung des Pionen-Propagators im Medium, d.h. der Lösung von Gl. (3.59), kann in den Arbeiten [19, 20] gefunden werden. Wir bringen hier nur einige Ergebnisse, die für unsere weiteren Betrachtung nützlich sind. Wir werden dabei voraussetzen, daß im betrachteten System Isospin-Symmetrie vorliegt, d.h. $x = 0.5$.

Bei Nukleonen-Dichten $\rho > \rho_{c1} \simeq (0.5 - 0.7) \rho_0$ ist der Pionen-Freiheitsgrad "aufgeweicht". Bei solchen Dichten weist die Größe $\tilde{\omega}_\pi(\vec{k}) = -D_\pi^{-1}(\omega = 0, \vec{k})$, die einer effektiven Pionen-Massenaufspaltung im Medium entspricht, ein Minimum bei dem Impuls $|\vec{k}| = k_{0\pi} \neq 0$ auf. Bei höheren Dichten $\rho > \rho_{c\pi} \simeq (2 - 4) \rho_0$ hat $\tilde{\omega}_\pi^2(k_{0\pi})$ einen sehr kleinen Wert, so daß die Pionen-Kondensation als ein Phasenübergang erster Ordnung stattfinden kann [185]. Ohne die Berücksichtigung von Pionen-Fluktuationen würde die Größe $\tilde{\omega}_\pi^2(k_{0\pi})$ bei $\rho \sim \rho_{c\pi}$ verschwinden, was der Möglichkeit eines Phasenübergangs zweiter Ordnung in einen Pionen-Kondensat-Zustand entspricht. Eine typische Dichte-Abhängigkeit der Größe $\tilde{\omega}_\pi^2(k_{0\pi})$ ist in Abb. B.1. in der Arbeit [99] vorgestellt.

Die Lösung der Dyson-Gleichung (3.59) ergibt für Dichten $\rho_{c1} < \rho < \rho_{c\pi}$ die folgende Darstellung des Pionen-Polarisationsoperators $D_\pi(\omega, \vec{k})$ bei $\omega \ll m_\pi$, $k \sin k_{0\pi}$, $\tilde{\omega}_\pi^2(k_{0\pi}) < m_\pi^2$

$$D_\pi^{-1}(\omega, \vec{k}) \approx -\tilde{\omega}^2(k_{0\pi}) - \gamma_\pi \frac{(\vec{k}^2 - k_{0\pi}^2)^2}{4 k_{0\pi}^2} + i \beta_\pi |\vec{k}| |\omega|, \quad (3.60)$$

wobei die Parameter γ_π , $k_{0\pi}$ und β_π in den Arbeiten [19, 20] definiert sind.

Als eine Illustration der Auswirkungen von Pionen-Modifikationen auf Kaonen-Eigenschaften betrachten wir die $K\pi$ -Wechselwirkung, die vom schweren Vektor-Kaon K_μ^* mit der Masse $m_{K^*} = 892 \text{ MeV} \approx 6.37 m_\pi$ vermittelt wird. Die Wechselwirkung wird durch die Lagrange-Dichte

$$\mathcal{L}_{KK^*\pi} = g_{KK^*\pi} K_\mu^* \vec{\tau} \{ K \partial^\mu \vec{\pi} - \vec{\pi} \partial^\mu K \} + \text{h.c.} \quad (3.61)$$

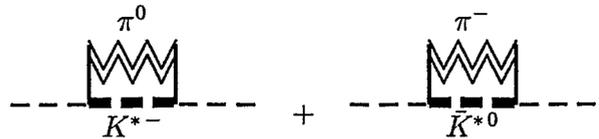
mit der Kopplungskonstanten $g_{KK^*\pi}/\sqrt{4\pi} = 0.86$ [137, 138] beschrieben, wobei K_μ^* ein Isospin-Duplett von K^* -Feldern

$$K_\mu^* = \begin{pmatrix} K_\mu^{+*} \\ K_\mu^{0*} \end{pmatrix}$$

repräsentiert, und $\vec{\pi}$ ein Isospin-Triplett ist ($\alpha = 1, 2, 3$)

$$\pi^\alpha = \begin{pmatrix} \frac{\pi^- + \pi^+}{\sqrt{2}} \\ i \frac{\pi^- - \pi^+}{\sqrt{2}} \\ \pi^0 \end{pmatrix}.$$

Die Lagrange-Dichte ergibt folgendes Diagramm zum Kaonen-Polarisationsoperator



$$\text{---} \overset{\pi^0}{\text{---}} \text{---} + \text{---} \overset{\pi^-}{\text{---}} \text{---} \quad (3.62)$$

Hier bezeichnet die "---" - Linie einen Propagator von K^* -Mesonen

$$-i D_{K^*}^{\mu\nu}(q) = i \frac{-g^{\mu\nu} + \frac{q^\mu q^\nu}{m_{K^*}^2}}{q^2 - m_{K^*}^2 + i0}.$$

Im Isospin-symmetrischen System liefern die Diagramme (3.62) folgenden Beitrag zum Polarisationsoperator

$$-i \Pi_\pi^-(\omega, \vec{k}) = 3 g_{KK^*\pi}^2 \int \frac{d^4 k'}{(2\pi)^4} i (k + k')_\mu i D'_\pi(\omega', \vec{k}') (-i) D_{K^*}^{\mu\nu}(\omega - \omega', \vec{k} \vec{k}'),$$

oder

$$\Pi_\pi^-(\omega, \vec{k}) = -3 g_{KK^*\pi}^2 \int \frac{id^4 k'}{(2\pi)^4} D'_\pi(\omega', \vec{k}') \frac{(k + k')^2 - \frac{(k^2 - k'^2)^2}{m_{K^*}^2}}{(k - k')^2 - m_{K^*}^2 + i0}. \quad (3.63)$$

Der Strich beim Pionen-Propagator D'_π bedeutet eine Subtraktion des Vakuum-Anteils des Pionen-Propagators. Mit dieser Subtraktion trennen wir im Integral über k die kleinen Impulse und Frequenzen, die der starken Medium-Modifikation des Pionen-Propagators entsprechen, von großen Werten von k , bei denen die Propagatoren in (3.63) frei sind und der Integrand divergiert. Der renormierte hochenergetische Anteil des Integrals ist bereits in der physikalischen K^* -Masse eingeschlossen. Der für uns interessante, Medium-abhängige Anteil des Integrals (3.63) ist wegen des Pionen-Propagators von Impulsen

$|\vec{k}'| \sim k_{0\pi}$ und Energien $\omega' \ll m_\pi$ bestimmt. Wir haben $\omega', |\vec{k}'| \ll m_{K^*}$ und können deshalb das Integral faktorisieren und erhalten

$$\Pi_\pi^-(\omega, \vec{k}) \approx 3 \frac{g_{K^*K\pi}^2}{m_{K^*}^2} (\omega^2 - \vec{k}^2 - k_{0\pi}^2) A_\pi, \quad A_\pi = \int \frac{id\omega' d^3k'}{(2\pi)^4} D'_\pi(\omega, \vec{k}). \quad (3.64)$$

Die Größe A_π ist nichts anderes als die Dichte von virtuellen Pionen [186]. Diese Größe wurde in der Arbeit [187] untersucht. Basierend auf Ergebnissen dieser Arbeit haben wir bei verschwindenden Temperaturen

$$A_\pi \simeq -C_\pi (\tilde{\omega}_\pi(k_{0\pi}) - m_\pi) \theta(\rho - \rho_{c1}), \quad C_\pi \simeq 0.1 m_\pi. \quad (3.65)$$

Schließlich erhalten wir für den Polarisationsoperator Π_π^-

$$\begin{aligned} \Pi_\pi^-(\omega, \vec{k}) &= g (\omega^2 - \vec{k}^2 - k_{0\pi}^2), \\ g &= 3 \frac{g_{K^*K\pi}^2}{m_{K^*}^2} C_\pi (m_\pi - \tilde{\omega}_\pi(k_{0\pi})) \theta(\rho - \rho_{c1}). \end{aligned} \quad (3.66)$$

Aus der Relation (3.66) finden wir, daß der Beitrag von den Diagrammen (3.62) einer kleinen Anziehung bei kleinen Frequenzen entspricht. Die quantitativen Abschätzungen bei $|\vec{k}| \rightarrow 0$ und $\omega \rightarrow 0$ zeigen, daß dieser Beitrag jedoch ziemlich klein ist und vernachlässigt werden kann. Interessant ist, daß bei endlichen Temperaturen die Diagramme (3.62) einen merklichen Beitrag, zumindest in der Nähe des kritischen Punktes der Pionen-Kondensation, liefern. Diese Frage werden wir noch im weiteren untersuchen.

3.3.3 Korrelationen. Vertex-Korrekturen im Medium

Bisher haben wir Kaonen-Modifikationen im Medium als mehrmalige Streuung an Nukleonen oder an virtuellen Pionen beschrieben. Dabei nahmen wir an, daß jede elementare Streuung unabhängig von anderen Streuungen passiert. Im allgemeinen ist das nicht so. Schon im idealen Nukleonen-Fermi-Gas gibt es eine effektive Abstoßung der Nukleonen aufgrund des Pauli-Prinzips. Für den Fall wechselwirkender Nukleonen tragen noch die Nukleon-Nukleon-Kräfte bei, die bei kleinen Abständen zwischen den Nukleonen stark repulsiv sind. Deshalb sind die sukzessiven Kaon-Nukleon-Streuungen im Medium miteinander korreliert. Das wirkt sich so aus, daß die Wahrscheinlichkeit der folgenden Kaon-Nukleon-Wechselwirkung kleiner wird als die vorherige. Somit können Korrelationen die Kaonen-Modifikationen im Medium beeinflussen. Diese Korrelationen möchten wir in diesem Unterabschnitt in Betracht ziehen.

Nach der Iteration der Dyson-Gleichung (3.4) kann der exakte Kaonenpropagator in folgender Form graphisch dargestellt werden

$$=== = \text{---} + \text{---} \boxed{\Pi} \text{---} + \text{---} \boxed{\Pi} \boxed{\Pi} \text{---} \dots$$

$$\begin{aligned}
 &= \text{---} + \text{---} \circledast \text{---} + \sum_{Y,N} \text{---} \circledast^Y \text{---} \\
 &+ \text{---} \circledast \text{---} \circledast \text{---} + \sum_{Y,N} \sum_{Y,N} \text{---} \circledast^Y \text{---} \circledast^Y \text{---} + \dots \\
 &+ \Pi_\pi + \delta \Pi_{\text{cor}}. \tag{3.67}
 \end{aligned}$$

Die ersten explizit ausgeschriebenen Diagramme und einen Anteil Π_π haben wir schon in Unterabschnitten 3.3.1 und 3.3.2 untersucht. Ein Korrelationsanteil $\delta \Pi_{\text{cor}}$ enthält folgende Diagramme

$$\begin{aligned}
 \delta \Pi_{\text{cor}} = & \text{---} \circledast \text{---} \circledast \text{---} + \text{---} \circledast \text{---} \circledast \text{---} \circledast \text{---} + \dots \\
 & + \sum_{Y,N} \sum_{Y,N} \text{---} \circledast^Y \text{---} \circledast^Y \text{---} \dots \\
 & + \text{---} \circledast^Y \text{---} \circledast \text{---} \dots,
 \end{aligned} \tag{3.68}$$

wobei eine Linie mit Pfeilen an den Enden eine Nukleon-Nukleon- oder Hyperon-Nukleon-Loch-Wechselwirkung bedeutet. Nach der Summation von Diagrammen in (3.67) und (3.68) schreiben wir den Kaonenpolarisationsoperator als

$$-i \Pi^*(\omega, \vec{k}) = \sum_{Y,N} \text{---} \circledast^Y \text{---} + \text{---} \square \text{---}, \tag{3.69}$$

wobei die neuen (im Medium renormierten) Vertizes



alle Korrelationsdiagramme beinhalten.

Jetzt betrachten wir im Detail die Renormierung des regulären Anteils und des Polanteils des Polarisationsoperators.

Korrektur des regulären Anteils: Die Korrelationseffekte für den regulären Anteil des Polarisationsoperators beschreiben wir im Rahmen der effektiven Feld-Betrachtung von Ericson und Ericson [188]. Die Hauptidee dieser Betrachtung ist, daß aufgrund der repulsive Nukleon-Nukleon-Korrelationen, die vom Pauli-Prinzip und Nukleon-Nukleon-Wechselwirkungen verursacht sind, das lokale Mesonen-Feld an jedem Streuzentrum kleiner als ein mittleres Feld ist. Die Ericson-Ericson-(EE)-Korrekturen² zur Pionenpropagation in Kernmaterie wurden in der Arbeit [189] betrachtet. Vor kurzem wurde der Einfluß von diesen Effekten auf Kaonen-Eigenschaften im Medium [190] analysiert. Im Einklang mit den Arbeiten [189,190] setzen wir unsere Untersuchung fort.

Wir betrachten ein Kaonen-Feld $\varphi_K(\vec{r})$, das im unendlichen System von statischen Nukleonen von einem äußeren Test-Feld $\varphi_0 = \exp(i\vec{k}\vec{r})$ erzeugt wird. Den zeitlichen Faktor $\exp(-i\omega t)$ bei den Feldern werden wir im weiteren nicht explizit ausschreiben.

Das Feld $\varphi_K(\vec{r})$ ist eine Superposition des Test-Feldes und der gestreuten Wellen von jedem Streuzentrum (Nukleon)

$$\varphi_K(\vec{r}) = \varphi_0(\vec{r}) - 4\pi \int d^3r' D_K^0(\vec{r} - \vec{r}', \omega) \sum_{\alpha=n,p} a_{K\alpha} \varphi_\alpha^{\text{eff}}(\vec{r}') \rho_\alpha(\vec{r}'), \quad (3.70)$$

wobei $D_K^0(\vec{r}, \omega)$ ein freier Kaonen-Propagator in der Ortsdarstellung ist

$$D_K^0(\vec{r}, \omega) = - \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \frac{e^{-i\vec{k}\vec{r}}}{\omega^2 - \vec{k}^2 - m_K^2} = - \frac{e^{-\sqrt{m_K^2 - \omega^2}|\vec{r}|}}{4\pi |\vec{r}|}; \quad (3.71)$$

$\rho_\alpha(\vec{r})$ ist die Dichte von Protonen ($\alpha = p$) oder Neutronen ($\alpha = n$) am Ort \vec{r} . Formal stellen wir die Dichte als einen Mittelwert der Dichte-Matrix in Ortsdarstellung über die Zustandsvektoren des Systems dar, d.h.

$$\rho_\alpha(\vec{r}) = \langle \sum_i P_\alpha \delta(\vec{r} - \vec{r}_i) \rangle$$

mit einem Isospin-Operator P_α , der die Nukleonen-Isospinzustände unterscheidet, d.h. $P_n |p\rangle = P_p |n\rangle = 0$ und $P_n |n\rangle = P_p |p\rangle = 1$. Die Amplituden von gestreuten Wellen sind durch die Kaon-Nukleon-Streuamplituden a_{K-p} und a_{K-n} bestimmt. Die Größe $\varphi_\alpha^{\text{eff}}(\vec{r})$ ist ein effektives lokales Kaonen-Feld am Ort des Protons oder Neutrons

$$\rho_\alpha(\vec{r}) \varphi_\alpha^{\text{eff}}(\vec{r}) = \langle \sum_i P_\alpha \delta^{(3)}(\vec{r} - \vec{r}_i) \varphi_i^{\text{eff}}(\vec{r}_i) \rangle. \quad (3.72)$$

Der Feld $\varphi_K(\vec{r})$ gehorcht der Bewegungsgleichung

$$(m_K^2 - \omega^2 - \nabla^2) \varphi_K(\vec{r}) = 4\pi \sum_{\alpha=p,n} a_{K\alpha} \rho_\alpha(\vec{r}) \varphi_\alpha^{\text{eff}}(\vec{r}). \quad (3.73)$$

²In der Literatur nennt man die betrachteten Effekte oft Lorenz-Lorentz-Ericson-Ericson-Korrelationen aufgrund ihrer Ähnlichkeit mit der Lorenz-Lorentz-Korrektur in Elektrodynamik.

Wenn wir jetzt annehmen, daß ein lokales Kaonen-Feld $\varphi_\alpha^{\text{eff}}$ am Ort des Nukleons gleich dem Feld φ_K ist, also $\varphi_\alpha^{\text{eff}}(\vec{r}) = \varphi_K(\vec{r})$, bekommen wir die Dispersionsgleichung für das Kaonen-Feld

$$(m_k^2 - \omega^2 - \nabla^2) \varphi_K = \Pi \varphi_K$$

mit dem Polarisationsoperator $\Pi = \Pi_p + \Pi_n$, wobei

$$\Pi_\alpha = -4\pi a_{K\alpha} \rho_\alpha$$

ein Polarisationsoperator aufgrund der Streuung an Protonen oder Neutronen ist. Jedoch, wie wir gleich finden werden, unterscheidet sich ein lokales Feld $\varphi_\alpha^{\text{eff}}$ vom Feld φ_K .

Das Feld $\varphi_\alpha^{\text{eff}}$ ist analog zu Gl. (3.73) von dem äußeren Feld φ_0 und von gestreuten Wellen von anderen Nukleonen bestimmt. Weil das Feld φ_α implizit voraussetzt, daß sich ein Nukleon α am Ort \vec{r} befindet (siehe Definition (3.72)), schreiben wir die folgende Relation für das Produkt $\varphi_\alpha^{\text{eff}}(\vec{r}) \rho_\alpha(\vec{r})$ auf

$$\varphi_\alpha^{\text{eff}}(\vec{r}) \rho_\alpha(\vec{r}) = \varphi_0(\vec{r}) \rho_\alpha(\vec{r}) - 4\pi \int d^3r' D_K^0(\vec{r} - \vec{r}') \sum_{\beta=p,n} a_{K\beta} \varphi_\beta^{\text{eff}}(\vec{r}') \rho_{\alpha\beta}(\vec{r}, \vec{r}'). \quad (3.74)$$

Hier ist $\rho_{\alpha\beta}(\vec{r}, \vec{r}')$ die Zwei-Teilchen-Dichte, die der Wahrscheinlichkeit entspricht, ein Nukleon α am Ort \vec{r} zusammen mit einem Nukleon β am Ort \vec{r}' zu finden

$$\rho_{\alpha\beta}(\vec{r}, \vec{r}') = \langle \sum_{i_1 i_2} P_\alpha \delta^{(3)}(\vec{r}_{i_1} - \vec{r}) P_\beta \delta^{(3)}(\vec{r}_{i_2} - \vec{r}') \rangle. \quad (3.75)$$

Auch bei der Abwesenheit von Wechselwirkungen kann die Zwei-Teilchen-Dichte aufgrund des Pauli-Prinzips nicht auf das Produkt von Ein-Teilchen-Dichten zurückgeführt werden, d.h.

$$\rho_{\alpha\beta}(\vec{r}, \vec{r}') \neq \rho_\alpha(\vec{r}) \rho_\beta(\vec{r}').$$

Man definiert nun die Zwei-Teilchen-Korrelationsfunktion $C_{\alpha\beta}(\vec{r}, \vec{r}')$ als

$$\rho_\alpha(\vec{r}) \rho_\beta(\vec{r}') C_{\alpha\beta}(\vec{r}, \vec{r}') = \rho_{\alpha\beta}(\vec{r}, \vec{r}') - \rho_\alpha(\vec{r}) \rho_\beta(\vec{r}'). \quad (3.76)$$

In unendlich ausgedehnter Materie hängt $C_{\alpha\beta}$ aufgrund der Translationsinvarianz nur vom relativen Abstand zwischen zwei Teilchen $C_{\alpha\beta}(\vec{r}, \vec{r}') = C_{\alpha\beta}(|\vec{r} - \vec{r}'|)$ ab. Mit Hilfe von Gl. (3.76) und (3.70) schreiben wir Gl. (3.74) um

$$\varphi_\alpha^{\text{eff}}(\vec{r}) = \varphi_K(\vec{r}) - 4\pi \int d^3r' D_K^0(|\vec{r} - \vec{r}'|, \omega) \sum_{\beta=p,n} C_{\alpha\beta}(|\vec{r} - \vec{r}'|) \rho_\alpha(\vec{r}') a_{K\beta} \varphi_\beta^{\text{eff}}(\vec{r}'). \quad (3.77)$$

Wir beobachten hier, daß die Abweichung des lokales Feldes $\varphi_\alpha^{\text{eff}}$ vom Feld φ_K gerade durch eine Korrelationsfunktion $C_{\alpha\beta}$ bestimmt ist. Die Korrelationsfunktion trägt nur innerhalb des Korrelationsradius r_c bei, so daß $|C_{\alpha\beta}(|\vec{r}| > r_c)| \ll 1$ gilt. Für Kaonen

mit großen Wellenlängen $|\vec{k}|r_c \ll 1$ können wir das Integral in Gl. (3.77) faktorisieren. Damit erhalten wir eine algebraische Relation zwischen den Feldern φ^{eff} und φ_K

$$\varphi_\alpha(\vec{r}) = \varphi_K(\vec{r}) + \sum_{\alpha=n,p} \xi_{\alpha\beta}(\omega) \Pi_\beta \varphi_\beta(\vec{r}), \quad (3.78)$$

wobei $\xi_{\alpha\beta}(\omega)$ der Korrelationsparameter ist

$$\xi_{\alpha\beta}(\omega) = \int d^3r D_K^0(\vec{r}, \omega) C_{\alpha\beta}(|\vec{r}'|). \quad (3.79)$$

Das System der Gleichungen (3.78) ist einfach zu lösen, und nach dem Einsetzen der Lösungen in Gl. (3.73) bekommen wir die Dispersionsgleichung für das Feld φ_K

$$(m_K^2 - \omega^2 - \nabla^2) \varphi_K(\vec{r}) = -\Pi^* \varphi_K(\vec{r})$$

mit dem neuen renormierten Polarisationsoperator

$$\Pi^* = \frac{\Pi_p + \Pi_n - \Pi_p \Pi_n (\xi_{pp} + \xi_{nn} - 2 \xi_{pn})}{(1 - \xi_{pp} \Pi_p) (1 - \xi_{nn} \Pi_n) - \xi_{pn}^2 \Pi_n \Pi_p}.$$

Die letzte Relation suggeriert folgende Ersetzung des regulären Anteils des Polarisationsoperators (3.16)

$$\begin{aligned} \Pi_{\text{reg}}^- &\rightarrow \Pi_{\text{reg}}^{*-}(\omega, \vec{k}, x, \rho) & (3.80) \\ &= \left\{ \Pi_{\text{reg}}^-(\omega, \vec{k}, x, \rho) - \Pi_{\text{reg}}^-(\omega, \vec{k}, 0, \rho) \Pi_{\text{reg}}^-(\omega, \vec{k}, 1, \rho) [\xi_{nn} + \xi_{pp} - 2 \xi_{pn}] \right\} B_{\Pi}^{-1}, \\ B_{\Pi}^{-1} &= (1 - \xi_{pp} \Pi_{\text{reg}}^-(\omega, \vec{k}, 1, \rho)) (1 - \xi_{nn} \Pi_{\text{reg}}^-(\omega, \vec{k}, 0, \rho)) \\ &- \xi_{pn}^2 \Pi_{\text{reg}}^-(\omega, \vec{k}, 0, \rho) \Pi_{\text{reg}}^-(\omega, \vec{k}, 1, \rho). \end{aligned}$$

Wir nehmen hier an, daß $\xi_{np} = \xi_{pn}$.

Jetzt untersuchen wir, welche Effekte die Korrelationsfunktion $C_{\alpha\beta}$ und damit den Korrelationsfaktor $\xi_{\alpha\beta}$ bestimmen. Man unterscheidet zwei Gründe dafür: der Pauli-Effekt $C_{\alpha\beta}^{\text{Pauli}}$ und kurzreichweitigen Nukleon-Nukleon-Korrelationen $C_{\alpha\beta}^{\text{SR}}$. Wir setzen voraus, daß beide Effekte multiplikativ beitragen, d.h.

$$\rho_{\alpha\beta}(\vec{r}, \vec{r}') = \rho_\alpha(\vec{r}) \rho_\beta(\vec{r}') \left[1 + C_{\alpha\beta}^{\text{Pauli}}(|\vec{r} - \vec{r}'|) \right] \left[1 + C_{\alpha\beta}^{\text{SR}}(|\vec{r} - \vec{r}'|) \right].$$

Im idealen Fermi-Gas sind die Pauli-Korrelationen leicht auszurechnen [190] und ergeben

$$\begin{aligned} C_{pp}^{\text{Pauli}}(x, \rho, |\vec{r}'|) &= C_{nn}^{\text{Pauli}}(1-x, \rho, |\vec{r}'|) = -\frac{9}{4} \frac{j_1^2(x^{\frac{1}{3}} p_F |\vec{r}'|)}{(x^{\frac{1}{3}} p_F |\vec{r}'|)^2}, & (3.81) \\ C_{np}^{\text{Pauli}} &= C_{pn}^{\text{Pauli}} = 0; \end{aligned}$$

hier ist j_1 die spherische Bessel-Funktion. Eine geeignete Parametrisierung für die kurzreichweitigen Korrelationen C^{SR} wurde in der Arbeit [191] vorgeschlagen

$$C_{\alpha\beta}^{\text{SR}}(|\vec{r}'|) = C^{\text{SR}}(|\vec{r}'|) = -j_0(m_0 |\vec{r}'|), \quad m_0 = 3.93 \text{ fm}^{-1} = 5.56 m_\pi, \quad (3.82)$$

die die Ergebnisse einer Analyse im Rahmen der Brückner-Theorie approximiert. Schließlich bekommen wir für die Korrelationsfaktoren

$$\xi_{np}(\omega) = \int_0^{\infty} dr r e^{-\sqrt{m_K^2 - \omega^2} r} j_0(m_0 r) = \frac{1}{m_0^2 + m_K^2 - \omega^2}, \quad (3.83)$$

$$\xi_{pp}(\omega, x, \rho) = \xi_{nn}(\omega, 1-x, \rho) = \frac{9}{4(x^{\frac{1}{3}} p_F)^2} F\left(\frac{\sqrt{m_K^2 - \omega^2}}{m_0}, \frac{x^{\frac{1}{3}} p_F}{m_0}\right) + \frac{1}{m_0^2 + m_K^2 - \omega^2},$$

$$F(a, b) = \int_0^{\infty} dx x e^{-ax} j_1^2(bx) \{1 - j_0(x)\}.$$

In Abb. 3.11 stellen wir das Produkt des Korrelationsfaktors und der Nukleonen-Dichte dar. Die Auswirkung der betrachteten Korrelationseffekte auf den regulären Anteil des

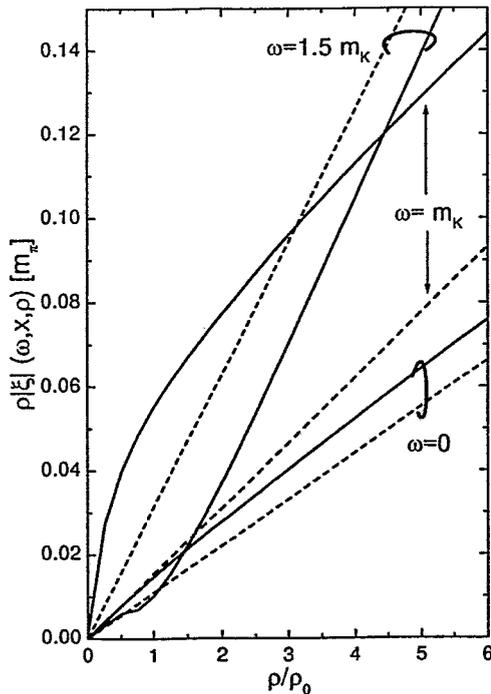


Abbildung 3.11: Korrelationsfaktoren $\rho \xi_{pn}$ (gestrichelte Linien) und $\rho \xi_{pp}$ (durchgezogene Linien) als Funktion der Dichte für $x = 1$ und $\omega = 0$ sowie m_K und $1.5 m_K$.

Kaonen-Polarisationsoperators illustrieren wir in Abb. 3.12, wo die effektiven Kaonen-Massen durch die einfachen Dispersionsgleichung (3.22) mit und ohne Korrelationen für $\Sigma_{KN} = 300$ MeV dargestellt sind. Wie in der Arbeit [190] finden wir, daß Korrelationen die Massen sowohl von K^- - so als auch K^+ -Mesonen erhöhen.

Spin-Isospin-Korrelationen: Ein weiterer wichtiger Korrelationseffekt entsteht durch die Spin-Isospin-Korrelationen, die durch Teilchen-Teilchen-Loch-Wechselwirkungen in

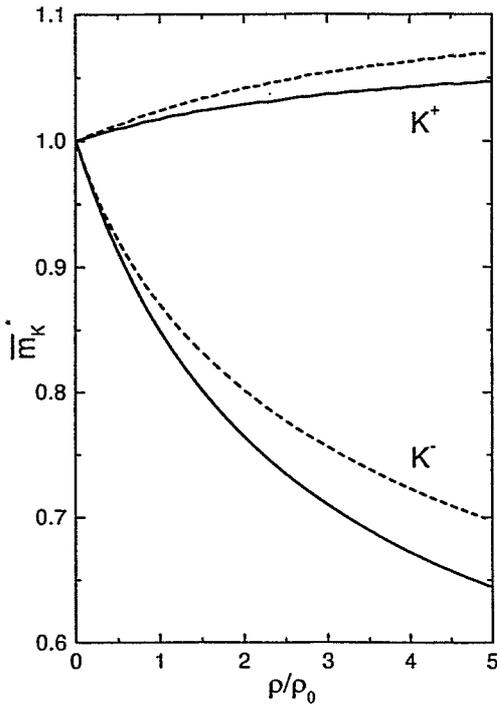


Abbildung 3.12: Effektive Kaonen-Massen für die Dispersionsgleichung (3.22) ohne (durchgezogene Linien) und mit (gestrichelte Linien) Berücksichtigung von Korrelationen gemäß Gl. (3.80).

Schleifen-Diagrammen (3.42) des Kaonenpolarisationsoperators erzeugt werden. Die entsprechenden Diagramme sind in der zweiten Zeile in Gl. (3.68) dargestellt. Die Summation der unendlichen Reihe von solchen Graphen ergibt das folgende System von graphischen Gleichungen für die renormierten Kaon-Nukleon-Hyperon-Vertizes

$$\begin{array}{c} \Lambda \\ \curvearrowright \\ \bullet \\ \curvearrowleft \\ N \end{array} \text{---} = \begin{array}{c} \Lambda \\ \curvearrowright \\ \bullet \\ \curvearrowleft \\ N \end{array} \text{---} + \begin{array}{c} \Lambda \\ \curvearrowright \\ \bullet \\ \text{---} \\ \bullet \\ \curvearrowleft \\ N \end{array} \begin{array}{c} \Lambda \\ \curvearrowright \\ \bullet \\ \text{---} \\ \bullet \\ \curvearrowleft \\ N \end{array} \text{---} + \begin{array}{c} \Lambda \\ \curvearrowright \\ \bullet \\ \text{---} \\ \bullet \\ \curvearrowleft \\ N \end{array} \begin{array}{c} \Sigma \\ \curvearrowright \\ \bullet \\ \text{---} \\ \bullet \\ \curvearrowleft \\ N \end{array} \text{---} \quad (3.84)$$

$$\begin{array}{c} \Sigma \\ \curvearrowright \\ \bullet \\ \curvearrowleft \\ N \end{array} \text{---} = \begin{array}{c} \Sigma \\ \curvearrowright \\ \bullet \\ \curvearrowleft \\ N \end{array} \text{---} + \begin{array}{c} \Sigma \\ \curvearrowright \\ \bullet \\ \text{---} \\ \bullet \\ \curvearrowleft \\ N \end{array} \begin{array}{c} \Lambda \\ \curvearrowright \\ \bullet \\ \text{---} \\ \bullet \\ \curvearrowleft \\ N \end{array} \text{---} + \begin{array}{c} \Sigma \\ \curvearrowright \\ \bullet \\ \text{---} \\ \bullet \\ \curvearrowleft \\ N \end{array} \begin{array}{c} \Sigma \\ \curvearrowright \\ \bullet \\ \text{---} \\ \bullet \\ \curvearrowleft \\ N \end{array} \text{---}, \quad (3.85)$$

wobei  die Vakuum-KNY-Kopplungen (2.89, 2.90) sind. Die schwarze Quadrate bedeuten die Hyperon-Nukleon-Wechselwirkungen, die irreduzibel bezüglich des Ein-Kaon-Propagators und des Hyperon-Nukleon-Loch-Paars sind. Die Amplituden von lokalen NY-Wechselwirkungen haben folgende Spin-Isospin-Strukturen

$$\begin{array}{c} \Lambda \\ \curvearrowright \\ \bullet \\ \text{---} \\ \bullet \\ \curvearrowleft \\ N \end{array} \begin{array}{c} \Lambda \\ \curvearrowright \\ \bullet \\ \text{---} \\ \bullet \\ \curvearrowleft \\ N \end{array} = T_{\Lambda N}^{\text{loc}} = C_{K\Lambda N}^2 [f_{\Lambda} + f'_{\Lambda} (\vec{\sigma}_{\Lambda} \vec{\sigma}_N)], \quad (3.86)$$

$$\begin{array}{c} \Sigma \\ \curvearrowright \\ \text{---} \\ \curvearrowleft \\ N \end{array} \begin{array}{c} \Sigma \\ \curvearrowright \\ \text{---} \\ \curvearrowleft \\ N \end{array} = T_{\Sigma N}^{\text{loc}} = C_{KN\Sigma}^2 [f_{\Sigma} + f'_{\Sigma} (\vec{\sigma}_{\Lambda} \vec{\sigma}_N) + g_{\Sigma} (\vec{T}_{\Sigma} \vec{\tau}_N) + g'_{\Sigma} (\vec{T}_{\Sigma} \vec{\tau}_N) (\vec{\sigma}_{\Lambda} \vec{\sigma}_N)] \quad (3.87)$$

$$\begin{array}{c} \Lambda \\ \curvearrowright \\ \text{---} \\ \curvearrowleft \\ N \end{array} \begin{array}{c} \Sigma \\ \curvearrowright \\ \text{---} \\ \curvearrowleft \\ N \end{array} = T_{\Lambda\Sigma}^{\text{loc}} = C_{K\Lambda\Sigma} C_{KN\Sigma} [f_{\Lambda\Sigma} + f'_{\Lambda\Sigma} (\vec{\sigma}_Y \vec{\sigma}_N)] , \quad (3.88)$$

In Gln. (3.86-3.88) betrachten wir nichtrelativistische Nukleonen und $\vec{\sigma}_{Y,N}$ sind die Spin-Matrizen von Hyperonen und Nukleonen, $\vec{\tau}_N$ ist die Isospin-Matrix von Nukleonen und \vec{T}_{Σ} die 1-Isospin-Matrizen von Σ -Teilchen. Die Parameter f, f', g und g' sind i.a. eine Funktion der Kaonen-Energie ω und des Impulses \vec{k} . Aber man erwartet, daß diese Abhängigkeiten schwach sind, weil alle Graphen, die eine starke Abhängigkeit haben, wie z.B. der Kaonenpropagator oder Hyperon-Nukleon-Loch-Zustände, schon explizit herausgezogen sind. Eine ähnliche Parametrisierung der lokalen Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung wurde von Migdal im Rahmen der Theorie der endlichen Fermi-Systeme [192] vorgeschlagen. Für Nukleonen können die Parameter der Wechselwirkung durch die Beschreibung der Kern-Eigenschaften fixiert werden. Leider haben wir nicht genügend Information über die Eigenschaften von Hyperkernen, die eine Bestimmung aller Parameter in Gln. (3.86, 3.87, 3.88) ermöglichen würde. Deswegen schätzen wir die Parameter der lokalen NY -Wechselwirkung den Arbeiten [189, 193] folgend ab, in denen die Parameter der NN -Wechselwirkung ausgerechnet wurden. Eigentlich brauchen wir nur die Spin-Parameter für die Λ -Kopplung, d.h. $f'_{\Lambda}, f'_{\Lambda\Sigma}$, und die Spin-Isospin-Kopplung für die Σ -Kopplung, d.h. $g'_{\Lambda\Sigma}$. Die im Anhang A.2.3 dargestellten Rechnungen ergeben³

$$f'_{\Lambda} = 1.1, \quad g'_{\Sigma} = 1.02, \quad f'_{\Lambda\Sigma} = -1.06. \quad (3.89)$$

Nach dem Einsetzen der Amplituden (3.86-3.88) und der Berücksichtigung von Isospin-Koeffizienten nehmen Gln. (3.84) und (3.85) folgende algebraische Form an

$$\begin{aligned} \tilde{C}_{\Lambda} &= C_{K\Lambda\Sigma} \gamma_{\Lambda} \\ &= C_{K\Lambda\Sigma} + C_{K\Lambda\Sigma}^2 f'_{\Lambda} \Phi_{\Lambda p} \tilde{C}_{\Lambda} - \frac{1}{3} C_{K\Lambda\Sigma} C_{KN\Sigma} f'_{\Lambda\Sigma} (\Phi_{\Sigma p} + 2 \Phi_{\Sigma n}) \tilde{C}_{\Sigma}, \end{aligned} \quad (3.90)$$

$$\begin{aligned} \tilde{C}_{\Sigma} &= C_{KN\Sigma} \gamma_{\Sigma} \\ &= C_{KN\Sigma} - C_{KN\Sigma}^2 f'_{\Lambda\Sigma} \Phi_{\Lambda p} \tilde{C}_{\Lambda} + \frac{1}{3} C_{K\Lambda\Sigma} C_{KN\Sigma} g'_{\Sigma} (\Phi_{\Sigma p} + 2 \Phi_{\Sigma n}) \tilde{C}_{\Sigma}. \end{aligned} \quad (3.91)$$

Hier bezeichnen wir mit Φ_{YN} den Hyperon-Teilchen-Nukleon-Loch-Propagator, der durch die Lindhard-Funktion (A.46) ausgedrückt werden kann [19, 20]. In der gleichen Näherung, in der wir den Pol-Anteil des Polarisationsoperators betrachten, haben wir

$$\Phi_{YN} = \frac{\rho_N}{\omega - \tilde{\omega}_Y + \frac{k^2}{2m_N}}.$$

³Diese Parameter sind unrealistisch hoch; ihre gründlichere Untersuchung im Rahmen der vollständigen mikroskopischen Betrachtung [191] ist deshalb erforderlich.

Die Lösung von Gln. (3.90, 3.91) lautet jetzt

$$\gamma_\Lambda = \left[1 - \frac{1}{3} (g'_\Sigma + f'_{\Lambda\Sigma}) C_{KN\Sigma}^2 (\Phi_{\Sigma p} + 2\Phi_{\Sigma n}) \right] A^{-1}, \quad (3.92)$$

$$\gamma_\Sigma = \left[1 - (f'_\Lambda + f'_{\Lambda\Sigma}) C_{KN\Lambda}^2 \Phi_{\Lambda p} \right] A^{-1}, \quad (3.93)$$

$$A = \left[1 - f'_\Lambda C_{KN\Lambda}^2 \Phi_{\Lambda p} \right] \left[1 - \frac{1}{3} g'_\Sigma C_{KN\Sigma}^2 (\Phi_{\Sigma p} + 2\Phi_{\Sigma n}) \right] \\ - \frac{1}{3} f'_{\Lambda\Sigma} C_{KN\Lambda}^2 \Phi_{\Lambda p} C_{KN\Sigma}^2 (\Phi_{\Sigma p} + 2\Phi_{\Sigma n}).$$

Nach dem Einsetzen dieser Relationen in Gln. (3.20, 3.21) erhalten wir folgende Pol-Anteile des Polarisationsoperators mit modifizierten Vertizes

$$\Pi_\Lambda^*(\omega, \vec{k}, x, \rho) = \frac{C_{KN\Lambda}^{*2} x \rho [(k^{\vec{2}} - \omega^2) \eta_\Lambda^2 - \tilde{\omega}_\Lambda^2] [\omega - \tilde{\omega}_\Sigma^c(k^2) - \frac{1}{3} f'_{\Lambda\Sigma} C_{KN\Sigma}^{*2} (2-x) \rho]}{[\omega - \tilde{\omega}_\Lambda^c(k^2)] [\omega - \tilde{\omega}_\Sigma^c(k^2)] - \frac{1}{3} f'_{\Lambda\Sigma} C_{KN\Lambda}^{*2} x \rho C_{KN\Sigma}^{*2} (2-x) \rho}, \quad (3.94)$$

$$\Pi_\Sigma^*(\omega, \vec{k}, x, \rho) = \frac{C_{KN\Sigma}^{*2} (2-x) \rho [(k^{\vec{2}} - \omega^2) \eta_\Sigma^2 - \tilde{\omega}_\Sigma^2] [\omega - \tilde{\omega}_\Lambda^c(k^2) - f'_{\Lambda\Sigma} C_{KN\Lambda}^{*2} x \rho]}{[\omega - \tilde{\omega}_\Lambda^c(k^2)] [\omega - \tilde{\omega}_\Sigma^c(k^2)] - \frac{1}{3} f'_{\Lambda\Sigma} C_{KN\Lambda}^{*2} x \rho C_{KN\Sigma}^{*2} (2-x) \rho}, \quad (3.95)$$

wobei

$$\tilde{\omega}_\Lambda^c(k^2) = \tilde{\omega}_\Lambda - \frac{k^2}{2m_N^*} + f'_\Lambda C_{KN\Lambda}^{*2} x \rho, \quad (3.96)$$

$$\tilde{\omega}_\Sigma^c(k^2) = \tilde{\omega}_\Sigma - \frac{k^2}{2m_N^*} + \frac{1}{3} g'_\Sigma C_{KN\Sigma}^{*2} (2-x) \rho \quad (3.97)$$

ist und C_{KNY}^* in Gl. (3.56) definiert ist. Wir beobachten in Gln. (3.96, 3.97), daß Korrelationen zur Erhöhung der effektiven Kaonen-Massenaufspaltung auf den Λ - und Σ -Ästen im K^- -Spektrum führen. Ein interessanter Effekt ist die Mischung der $KN\Lambda$ und $KN\Sigma$ -Kopplungs-Konstanten, die eine Modifikation des Σ -Astes verstärken kann.

3.4 Zusammenfassung zu Kapitel 3

In diesem Kapitel haben wir den Weg von der Kaon-Nukleon-Streuamplitude im Vakuum bis zum Kaonen-Polarisationsoperator im Medium zurückgelegt. Wir begannen mit der Betrachtung der Kaonen-Medium-Modifikationen, die durch die mehrmalige Streuung von Kaonen an Nukleonen verursacht wird. Danach berücksichtigten wir die Polarisierungseffekte in höheren Ordnungen, die für die Modifikationen der Nukleonen und der elementaren Kaon-Nukleonen-Wechselwirkungen verantwortlich sind. In einem ersten Schritt wurde die Änderungen der Massen von Nukleonen und Hyperonen in Betracht gezogen. Dabei haben wir auch einen Überblick über verschiedene Modelle zusammengestellt, die Nukleonen im Medium betrachten. Wir haben nicht nur die Kaonen-Streuungen an Nukleonen,

sondern auch die Streuungen an virtuellen Mesonen betrachtet, von denen die Pionen von besonderem Interesse sind, da sie starke Medium-Modifikationen erfahren. Wir haben gezeigt, wie solche Prozesse berücksichtigt werden können. So ist im Polarisationsoperator ein Term proportional der Anzahl von virtuellen Pionen aufgetreten. Ein weiterer Effekt betraf die Korrelationen der sukzessiven Kaon-Nukleon-Wechselwirkungen, die zur Aufweichung der Medium-Modifikationen führen. Wir haben ebenfalls die Korrekturen zu den Kaon-Nukleon-Hyperon-Kopplungen (im Spin-Isospin-Kanal) aufgrund der lokalen Nukleon-Hyperon-Wechselwirkungen ausgerechnet, deren Parameter im Rahmen eines einfachen Modells abgeschätzt wurden. Die zu großen Werte von Parametern weisen auf die Notwendigkeit einer weiteren sorgfältigen Untersuchungen dieser Prozesse hin.

Anhand des abgeleiteten Polarisationsoperators haben wir die Spektren von Kaonenartigen Anregungen im Medium bekommen. Neben der Skalierung der Kaonen-Masse haben wir eine weitere interessante Medium-Modifikation des Kaonen-Spektrums beobachtet: das Auftreten von neuen Anregungsästen im Spektrum von K^- -Mesonen. Diese Äste entsprechen den gebundenen Zuständen von Λ - und Σ -Teilchen mit Nukleonen-Löchern. Diese kollektiven Anregungen haben viel kleinere Energien als die K^- -Mesonen im Vakuum. Darüberhinaus taucht mit wachsender Protonen-Dichte auf dem Λ -Ast ein Minimum bei endlichem Impuls auf. Die Spektren von Kaonen und die Populationsfaktoren der Medium-Anregungsäste sind in Abb. 3.2–3.10 dargestellt. Um die Änderungen der Freiheitsgrade der seltsamen Mesonen im Medium zu illustrieren, stellen wir in Abbn. 3.13 und 3.14 die effektiven Massenaufspaltungen ω_c (d.h. die minimale Energie der Anregungen $\omega_c = \min(\omega_i(\vec{k}))$) für jeden Medium-Anregungsast als Funktion der Dichte für

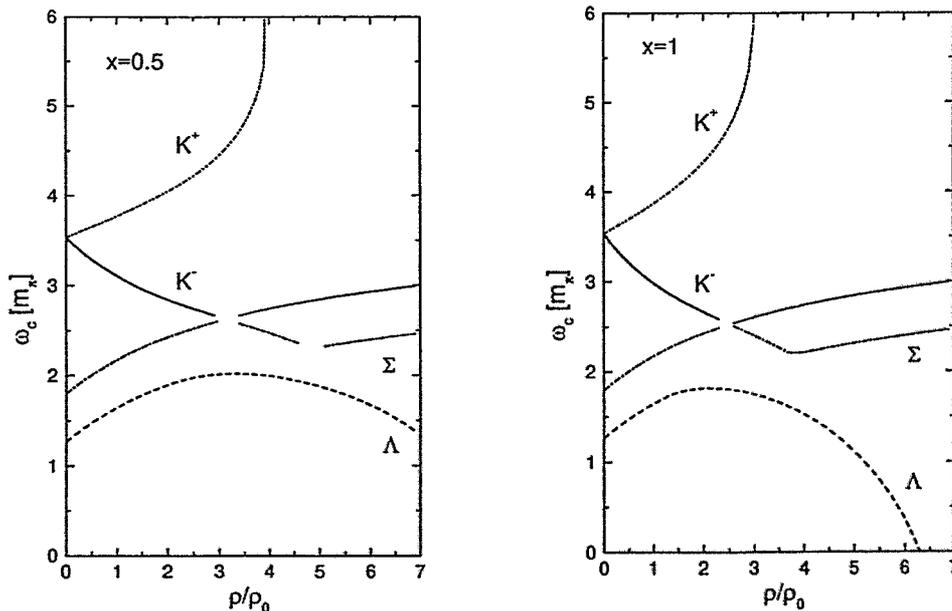


Abbildung 3.13: Die effektive Kaonen-Aufspaltungen für die Dispersionsgleichung (3.37) als Funktion der Nukleonen-Dichte für $x = 0.5$ (linker Teil) und $x = 1$ (rechter Teil).

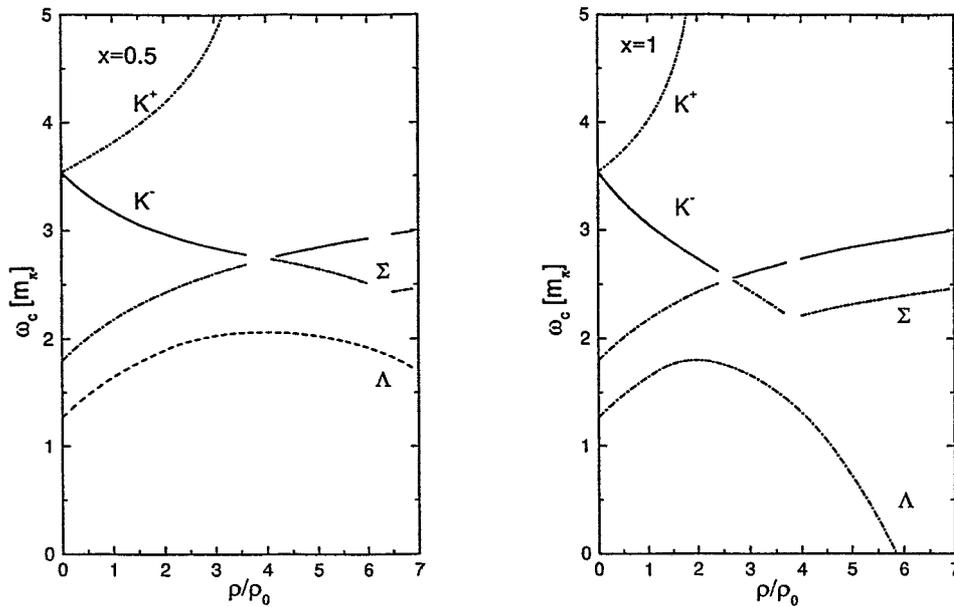


Abbildung 3.14: Wie Abb. 3.13, aber für den Polarisationsoperator (3.41).

verschiedene Isospin-Zusammensetzungen des Systems dar. Wir bemerken dazu noch, daß die Massenaufspaltungen auf den Kaonen- (K^- - und K^+ -) und Σ -Ästen dem verschwindenden Impuls entsprechen $\omega_c^{(K,\Sigma)} = \omega_{K,\Sigma}(|\vec{k}| = 0)$, während das Minimum auf dem Λ -Ast des K^- -Spektrums bei endlichem Impuls $\omega_c^{(\Lambda)} = \omega(|\vec{k}| = k_0)$ auftaucht.

Kapitel 4

K^- -Erzeugung in Schwerionenstößen

In diesem Kapitel möchten wir untersuchen, wie sich die Medium-Modifikationen von Kaonen, nämlich die Anwesenheit von neue Anregungsästen, auf die Kaonen-Produktion in Schwerionenstößen auswirkt.

4.1 Ein statistisches Modell für Schwerionenstöße

Bei Untersuchungen von Schwerionenstößen interessiert man sich besonders für diejenigen Teilchen, die im Anfangszustand abwesend sind und nur im Verlauf des Stoßes erzeugt werden. Man denkt, daß solche Teilchen besonders wertvolle Informationen über die im Medium stattfindende Prozesse liefern können. Die seltsamen Teilchen gehören dabei zu den experimentell gut zugänglichen Teilchen.

Neue experimentelle Informationen über den totalen Querschnitt der K^- -Erzeugung und über die Impuls-Spektren der erzeugten Kaonen [42–52] stimulieren in diesem Sinne weitere theoretische Untersuchungen zu diesem Kanal [89–91, 94, 194–198]. Die Labor-Energien $0.5 \text{ AGeV} \leq E_{\text{lab}} \leq 2 \text{ AGeV}$ entsprechen Energien der kollidierenden Nukleonen, die unter der freien K^- -Erzeugungsschwelle liegen, d.h. K^- -Mesonen können nur aufgrund von kollektiven Prozessen erzeugt werden. Deswegen können Medium-Modifikationen der Teilchen die K^- -Erzeugung merklich beeinflussen. Die existierenden mikroskopischen dynamischen Computersimulationen von Transportmodellen [199–205] ermöglichen nur teilweise die Medium-Effekte selbstkonsistent in Betracht zu ziehen. Ein Grund dafür ist, daß im Rahmen der mikroskopischen Modelle die Entwicklung des stark wechselwirkenden Systems durch sukzessive elementare Wechselwirkungen der Teilchen beschrieben wird. Es ist schwer, bei solchen Zugängen die Vielteilchen-Kräfte und Korrelationen korrekt einzuschließen. Die neuen kollektiven Anregungen von Teilchen sind auch schwer zu betrachten. Obwohl die Probleme der K^- -Erzeugung im Medium schon betrachtet wurden [91, 206, 207], wurde eine entgültige Beschreibung noch nicht gefunden.

Wir möchten im weiteren untersuchen, wie sich die im Kapitel 3 gefundenen Kaonen-Modifikationen auf die K^- -Produktionen in Schwerionenstößen auswirken. Zu diesem Zweck opfern wir die Einzelheiten einer genaueren dynamischen Beschreibungen zugunsten der selbstkonsistenten Betrachtung von Medium-Effekten. Wir werden das in der

Kollision entstandene System im Rahmen eines statistischen Modells als Feuerball betrachten.

Das Modell eines expandierenden Feuerball [208–210] ist gut geeignet zur Betrachtung von Medium-Modifikationen der NN - sowie $N\Delta$ - und $\pi N(\Delta)$ -Wechselwirkungen und der Pionen-Eigenschaften (siehe z.B. [20, 97, 98, 211–213, 103]). Bei der Anwendung dieses Modells nehmen wir an, daß die Überlappzone beim Kern-Kern-Stoß als ein thermalisierter Feuerball beschrieben werden kann, der durch eine Anfangstemperatur T_m und eine Anfangsdichte ρ_m charakterisiert ist. Die Werte T_m und ρ_m wurden in den Arbeiten [98, 99] anhand einer geeigneten Zustandsgleichung der Kernmaterie bei vorgegebenen Strahl-Energien berechnet. Die Zustandsgleichung wurde dabei im Rahmen des modifizierten Walecka-Modells mit Berücksichtigung von Medium-Modifikationen von Pionen-Anregungen ausgerechnet [98]. Wir nehmen hier auch an, daß bei der Ausdehnung des Feuerballs die Entropie des Systems näherungsweise konstant bleibt. Das gibt uns die Abhängigkeit $T(\rho)$ während der Feuerball-Evolution. Die Feuerball-Expansion dauert eine gewisse Zeit $0 \leq t \leq t_0$ bis zum Aufbruch-Stadium, bei dem die Teilchen-Dichten klein und die Zwischen-Teilchen-Wechselwirkungen so selten werden, daß die Impuls-Verteilungen von Teilchen einfrieren. Der Übergang zu frei auseinanderfliegenden Teilchen findet innerhalb des Zeitintervalls $t_0 - \tau_b/2 \lesssim t \lesssim t_0 + \tau_b/2$ statt, während dessen die Teilchen sich von Medium-Zuständen zu Vakuum-Zuständen entwickeln. Für Nukleonen und Pionen ist diese Übergangszeit (Aufbruch-Zeit) τ_b relativ kurz. Die Aufbruch-Dichte wurde in der Arbeit [98] mit $\rho_b \sim 0.6 - 0.7 \rho_0$ abgeschätzt. Die Berechnungen der mittleren freien Weglängen von Pionen und Nukleonen [211] unterstützen die oben erwähnten Annahmen. Die Aufbruch-Temperatur T_b ist jetzt eindeutig durch die Strahl-Energie E_{beam} und ρ_b gemäß der Relation $T_b = T(\rho_b; E_{\text{beam}})$ bestimmt.

Unter diesen Annahmen können wir die differentiellen Produktionsquerschnitte einschließlich der Medium-Modifikationen von Teilchen ausrechnen. Ungeachtet der Einfachheit des angewendeten Modells reproduziert es gut die Produktionsquerschnitte von Pionen, Nukleonen und Photonen für verschiedene kollidierende Kerne in einem breiten Intervall von Stoßenergien. Im weiteren benutzen wir die Funktionen $T(t)$ und $\rho(t)$, so wie auch die Werte T_m , ρ_m , T_b und ρ_b aus den Arbeiten [20, 98, 99, 212, 213].

4.2 Ein Szenario der Dynamik von seltsamen Teilchen

Um die seltsamen Freiheitsgrade in unsere Betrachtung einzuschließen, brauchen wir ein Szenario der Erzeugung von seltsamen Teilchen. Die Temperaturen und die Dichten, die in Kollisionen bei den betrachteten Energien erreicht werden können, schätzt man mit $T \lesssim m_\pi$ und $\rho < 3\rho_0$ ab. Bei solchen Bedingungen sind unter den häufiger auftretenden seltsamen Teilchen nur Kaonen K^+ , K^0 (mit positiver Seltsamkeit, $S = 1$) K^- , \bar{K}^0 (mit negativer Seltsamkeit $S = -1$), sowie die Λ - und Σ -Hyperonen ($S = -1$). Die Beimischung von doppelt-seltsamen Teilchen, der schwereren seltsamen Mesonen und der Hyperonen-Resonanzen sowie auch der Anti-Hyperonen ist sehr klein. Die K^- - und \bar{K}^0 -

Mesonen und die Λ - und Σ -Hyperonen können aufgrund der Seltsamkeitserhaltung in starken Wechselwirkungen nur zusammen mit K^+ oder K^0 erzeugt werden. Die möglichen Reaktionen sind

$$B B \rightarrow K^{+,0} Y B, \quad \pi N \rightarrow K^{+,0} Y, \quad Y = \Lambda, \Sigma \quad (4.1)$$

und

$$B B \rightarrow K^{-,\bar{0}} K^{+,0} B B, \quad \pi B \rightarrow K^{-,\bar{0}} K^{+,0} B, \quad \pi \pi \rightarrow K^{-,\bar{0}} K^{+,0}. \quad (4.2)$$

Hier steht B für ein Nukleon oder eine Nukleonen-Resonanz und π bezeichnet ein Pion mit entsprechender Ladung. Die Schwelle für diese Reaktionen im Nukleon-Nukleon-Kanal sind ziemlich hoch, nämlich $E_{\text{th}}^{(1)} \simeq m_K + m_\Lambda - m_N \approx 4.8 m_\pi$ für die Reaktionen (4.1) und $E_{\text{th}}^{(2)} \simeq 2 m_K \approx 7 m_\pi$ für die Reaktionen (4.2). Deswegen werden die seltsamen Teilchen in Schwerionenkollisionen vor allem während des Anfangsstadiums der Kollision produziert, das im Rahmen unseres Modells durch eine Temperatur und Dichte in der Nähe von T_m und ρ_m charakterisiert ist.

Die Teilchen mit verschiedener Seltsamkeit wechselwirken sehr unterschiedlich mit der nuklearen Umgebung; die Teilchen mit $S > 0$ haben längere mittlere freie Weglängen als die Teilchen mit $S < 0$. Die im Abschnitt 1.3 dargestellten Abschätzungen mit Hilfe von Vakuum-Kaon-Nukleon-Wechselwirkungsquerschnitten ergeben $\lambda_{K^+} \gg \lambda_{K^-}$. Aufgrund der Isospin-Symmetrie können wir annehmen, daß die gleiche Relation auch für K^0 - und \bar{K}^0 -Mesonen gültig ist, d.h. $\lambda_{K^0} \gg \lambda_{\bar{K}^0}$. Obwohl die Wahrscheinlichkeit der Streuprozesse und entsprechend die mittlere freie Weglänge sensitiv auf Medium-Modifikationen sein können, erwarten wir, daß vollständige selbstkonsistente Rechnungen, die auch eine höhere Baryonenresonanz-Konzentration berücksichtigen [214], die oben aufgeführten Relationen $\lambda_{K^+,K^0} \ll \lambda_{K^-, \bar{K}^0}$ nicht stark beeinflussen.

Diese Abschätzungen der mittleren freien Weglängen sowie die mikroskopischen dynamischen Rechnungen bringen uns auf die Idee einer möglichen Separation der Seltsamkeit während der Kollision. Dies bedeutet, daß im Laufe der Schwerionenkollision die in den Reaktionen (4.1, 4.2) erzeugten K^+ - und K^0 -Mesonen aus dem Feuerball schon im Anfangsstadium und kurz nach ihrer Erzeugung entweichen können. Gemäß der Ergebnisse der Arbeiten [213,103] dauert dieses Stadium nur kurze Zeit $t \sim \tau_{S^+}$ (nur einige fm/c), weil die K^+ , K^0 -Produktionswahrscheinlichkeiten mit abnehmender Temperatur und Dichte drastisch abnehmen. Die Sättigung der K^+ -Produktion wurde auch im Rahmen von mikroskopischen Rechnungen (see Abb. 2 in [215]) beobachtet. Andererseits sind die Teilchen mit negativer Seltsamkeit (K^- , \bar{K}^0 , Λ , Σ) im Feuerball während einer viel längeren Zeit $\tau_{S^+} \leq t \leq t_0$ bis zum Feuerball-Aufbruch eingefangen. Weil schwache Wechselwirkungen während der typischen Kollisionszeit von $t_0 \sim 10$ fm/c nicht stattfinden, akkumuliert sich die negative Seltsamkeit im Feuerball bei $0 \leq t \leq \tau_{S^+}$ und bleibt etwa konstant bei $t \gtrsim \tau_{S^+}$. (Das vorgeschlagene Szenario ist ähnlich zu dem in den Arbeiten [216-218] betrachteten Modell der Seltsamkeits-Destillation.) Innerhalb des letzten Zeitintervalls verteilt sich die im Feuerball enthaltene Seltsamkeit zwischen den verschiedenen seltsamen Zuständen, die im Medium existieren können gemäß der Bilanzgleichungen der Reaktionen

$$K^{-,\bar{0}} N \leftrightarrow \pi Y, \quad K^{-,\bar{0}} N \leftrightarrow K^{-,\bar{0}} N, \quad N \Lambda \leftrightarrow N \Sigma. \quad (4.3)$$

In weiterem nehmen wir auch an, daß die Impuls-Verteilungen von Teilchen mit $S < 0$ zusammen mit den Impuls-Verteilungen von Nukleonen und Pionen einfrieren. Diese Annahme ermöglicht, die K^- -Produktion mit der expliziten Betrachtung von Kaonen-Medium-Modifikationen auszurechnen.

4.3 Chemisches Gleichgewicht von seltsamen Teilchen

4.3.1 Kaonenspektrum

Wir betrachten im weiteren Isospin-symmetrische Kernmaterie. In einem solchen System haben die Isospin-Partner, d.h. die K^- - und \bar{K}^0 -Mesonen sowie die K^+ - und K^0 -Mesonen, gleiche Eigenschaften. Unser Ziel ist, qualitative Auswirkungen der Medium-Modifikationen von Kaonen-Anregungen auf die K^- -Produktion in Schwerionenstößen zu untersuchen. Die Nukleonen-Dichten, die die Kaonen-Ausbeute bestimmen, sind relative klein $\rho \lesssim \rho_0$. Bei solchen Dichten sind die im Abschnitt 3.3 betrachteten Beiträge von Medium-Modifikationen von höheren Ordnungen bezüglich der Nukleonen-Dichte sehr klein. Das erlaubt uns, die Wechselwirkungen mit virtuellen Pionen sowie die Korrelationseffekte aus unserer Betrachtung auszuklammern. Der Σ -Ast im K^- -Spektrum kann aufgrund seiner kleiner Besetzung mit Kaonen-Quantenzahlen vernachlässigt werden. Zu Vergleichszwecken mit existierenden Betrachtungen von Kaonen-Medium-Modifikationen in Schwerionenkollisionen benutzen wir den regulären Anteil des Kaonenpolarisationsoperators ähnlich zu dem, der in den Arbeiten [62, 71, 90, 91, 93] verwendet wurde. Wir fordern jedoch, daß die KN -Streuamplitude eine richtige Fortsetzung außerhalb der Kaonen-Massenschale hat und berücksichtigen die Kopplung von Kaonen mit Nukleonen und Λ -Teilchen, die zum Auftreten des neuen Medium-Astes von Kaonen-artigen Anregungen führt. Auch schließen wir die Änderungen von Baryonen-Massen mit der Dichte in unsere Betrachtung ein. So nimmt der Kaonenpropagator eine zu Gl. (3.27) analoge Form an

$$[D_{K^-}(\omega, \vec{k})]^{-1} = \omega^2 - \vec{k}^2 - m_K^2 - \Pi_S(\omega, \vec{k}) - \Pi_A(\omega, \vec{k}) - \Pi_\Lambda(\omega, \vec{k}), \quad (4.4)$$

wobei die Anteile des Polarisationsoperators lauten

$$\begin{aligned} \Pi_S(\omega, \vec{k}) &= -d m_K^2 \frac{\rho}{\rho_0} - \alpha \omega m_\pi \frac{\rho}{\rho_0}, \\ \Pi_A(\omega, \vec{k}) &= -\lambda (\omega^2 - \vec{k}^2 - m_K^2), \\ \Pi_\Lambda(\omega, \vec{k}) &= \frac{1}{2} C_{KN\Lambda}^{*2} \rho \frac{(\vec{k}^2 - \omega^2) \eta_\Lambda^2 + \tilde{\omega}_\Lambda^2}{\omega - \tilde{\omega}_\Lambda - \frac{\vec{k}^2 - \omega^2}{2 m_N(\rho)}}. \end{aligned}$$

Der Term Π_S ist analog zu dem Polarisationsoperator von Kaonen, der in den Arbeiten [62, 71, 90, 91, 93] verwendet wurde. Der Term Π_A kontrolliert das off-shell-Verhalten des Kaonenpolarisationsoperators (siehe Abschnitt 2.3.6) Die Parameter des regulären Anteils $\Pi_S + \Pi_A$ sind in Gln. (3.28, 3.29) und (3.30) definiert. Ihre Werte sind $d \approx 0.16$,

$\alpha \approx 0.59$ und $\lambda \approx 0.36$, wobei der in den Arbeiten [91, 93] benutzte Wert von Kaon-Nukleon-Sigma-Term $\Sigma_{KN} \simeq 2 m_\pi$ ist. Die Medium-Massen von Nukleon nehmen wir aus

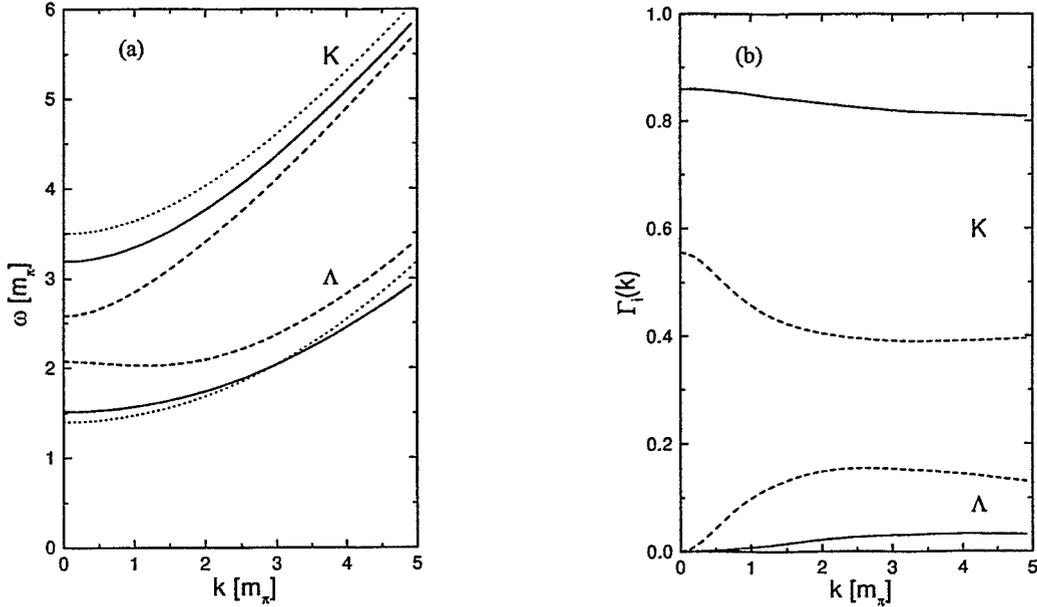


Abbildung 4.1: Die Spektren von K^- (\bar{K}^0)-Mesonen (Teil a) und die Populationsfaktoren der Anregungsäste (Teil b) für die Dispersionsgleichung (4.4) in Isospin-symmetrischer Kernmaterie bei der Aufbruch-Dichte $\rho = 0.6 \rho_0$ (durchgezogene Linien) und bei der Anfangs-Dichte $\rho = 3 \rho_0$ (gestrichelte Linien). Die gepunkteten Linien im Teil (a) entsprechen den Vakuum-Spektren von Kaonen und Λ -Teilchen.

Konsistenzgründen aus dem modifizierten Walecka-Modell, in dem auch die Zustandsgleichung der Kernmaterie ausgerechnet wurde. (Wie in Abb. 3.8 zu sehen ist, sind die Unterschiede der verschiedenen Modelle unterhalb von ρ_0 gering.) Die Hyperonen-Massen sind durch $m_Y^*(\rho) - m_Y = y_Y (m_N^*(\rho) - m_N)$ mit $y_\Lambda = y_\Sigma = 0.72$ definiert.

Das K^- -Spektrum (das gleich dem \bar{K}^0 -Spektrum ist) ist in Abb. 4.1 zusammen mit den Populationsfaktoren von Medium-Anregungsästen dargestellt.

4.3.2 Populationen von seltsamen Teilchen

Jetzt betrachten wir, wie sich die in den Reaktionen (4.1) und (4.2) erzeugte Seltsamkeit zwischen K^- , \bar{K}^0 , Λ - und Σ -Quasi-Teilchen gemäß der Reaktionen (4.3) verteilt. Mit Hilfe von Bilanzgleichungen für die Reaktionen (4.3) können wir die Dichte von seltsamen Quasiteilchen bei einer gegebenen Nukleonen-Dichte ρ und der Temperatur T mittels eines chemischen Potentials von Kaonen $\mu_{K^-} = \mu_{\bar{K}^0} \equiv \mu_K$ bestimmen. Weil die Anzahl von Kaonen und Hyperonen ziemlich klein ist, können wir Unterschiede zwischen Bose-, Fermi- und Boltzmann-Statistik vernachlässigen. Für die K^- (\bar{K}^0)-Mesonen-Dichte schreiben wir

jetzt in der Boltzmann-Näherung

$$\rho_K(\rho, T) = \rho_{K^-} = \rho_{\bar{K}^0} \approx \sum_{i=1}^2 \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \tilde{\Gamma}_i(\vec{k}) \exp\left(-\frac{\omega_i(\vec{k})}{T} + \frac{\mu_K}{T}\right). \quad (4.5)$$

Hier geht die Summe über die beide Anregungsäste in den K^- , \bar{K}^0 -Spektren ein. Der Faktor

$$\tilde{\Gamma}_i(\vec{k}) = \omega_i(\vec{k}) Z_i(\vec{k}) = \Gamma_i(\vec{k}) \frac{\omega_i(\vec{k})}{\sqrt{m_K^2 + \vec{k}^2}}$$

entspricht der Verteilung von Kaonen-Quasiteilchen zwischen den Anregungsästen $\omega_K(\vec{k})$ und $\omega_\Lambda(\vec{k})$. Die $\Lambda(\Sigma)$ -Dichte ist

$$\rho_{\Lambda(\Sigma)}(\rho, T) \approx g_{\Lambda(\Sigma)} \int \frac{2 d^3p}{(2\pi)^3} \Gamma_{\Lambda(\Sigma)}(\vec{p}) \exp\left(-\frac{\sqrt{m_{\Lambda(\Sigma)}^*(\rho) + \vec{p}^2}}{T} + \frac{\mu_N + \mu_K}{T}\right), \quad (4.6)$$

$$\Gamma_{\Lambda(\Sigma)}(\vec{p}) = \left(1 - \frac{\partial \Sigma_{\Lambda(\Sigma)}(\varepsilon_{\Lambda(\Sigma)}, \vec{p})}{\partial \varepsilon_{\Lambda(\Sigma)}}\right)^{-1},$$

wobei $g_{\Lambda(\Sigma)} = 1$ (3) dem Isospin von $\Lambda(\Sigma)$ -Teilchen entspricht und μ_N ein chemisches Potential von Nukleonen ist. In weiterem vernachlässigen wir auch die in der Arbeit diskutierten Verzögerungseffekte in der Baryonen-Selbstenergie $\Sigma_Y(\varepsilon_Y, \vec{p})$, d.h. wir setzen $\partial \Sigma_Y / \partial \varepsilon_Y = 0$ und $\Gamma_{\Lambda(\Sigma)} = 1$.

Für die gesamte im Feuerball akkumulierte Seltsamkeit S_- schreiben wir jetzt

$$S_- = V(t) [2 \rho_K(\rho(t), T(t)) + \rho_\Lambda(\rho(t), T(t)) + \rho_\Sigma(\rho(t), T(t))]. \quad (4.7)$$

Die relativen Gewichte von verschiedenen seltsamen Teilchen-Sorten sind definiert als

$$c_K(t) = \frac{\rho_K(\rho(t), T(t))}{S_-/V(t)}, \quad c_{\Lambda(\Sigma)}(t) = \frac{\rho_{\Lambda(\Sigma)}(\rho(t), T(t))}{S_-/V(t)}, \quad (4.8)$$

wobei die letzten Relationen schon μ_K -unabhängig sind. Für die Zeitabhängigkeiten der Temperatur $T(t)$ und der Dichte $\rho(t)$ benutzen wir die Ergebnisse des hydrodynamischen Modells [213, 103, 219]

$$T(t) = \frac{T_m}{\frac{t^2}{t_0^2} \left(\frac{T_m}{t_b} - 1\right) + 1}, \quad (4.9)$$

$$\rho(t) = \frac{\rho_m}{\left[\frac{t^2}{t_0^2} \left(\left(\frac{\rho_m}{\rho_b}\right)^{2/3} - 1\right) + 1\right]^{3/2}}$$

bei $0 < t < t_0$. Die Funktionen (4.8) sind in Abb. 4.2 dargestellt. Die Anfangs- und

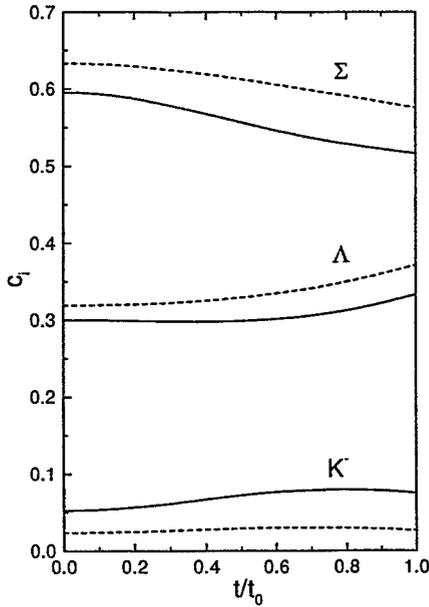


Abbildung 4.2: Die Zeitabhängigkeit der relativen Gewichte von seltsamen Teilchen für das Vakuum-Kaonen-Spektrum (gestrichelte Linien) und für das dem Propagator (4.4) entsprechende Kaonen-Spektrum (durchgezogene Linien).

End-Temperaturen und die Dichten sind $T_m = 133$ MeV, $\rho_m = 3\rho_0$ und $T_b = 92$ MeV, $\rho_b = 0.6\rho_0$, die dem Stoß bei einer Strahl-Energie $E_{\text{lab}} = 2.1$ AGeV entsprechen. Wir beobachten, daß sich die Medium-Modifikationen von Kaonen-Spektren durch eine Verstärkung des K^- - und \bar{K}^0 -Freiheitsgrades um einen Faktor 2 - 3 auswirken. Abb. 4.2 zeigt auch, daß die Seltsamkeit im Feuerball in der Form von Σ -Teilchen gespeichert ist. Wir können die Fugazität der $\Lambda(\Sigma)$ -Teilchen als $g_{\Lambda(\Sigma)} \exp(-[m_{\Lambda(\Sigma)} - m_N + \delta\mu_N + \mu_K]/T)$ abschätzen; hier steht $\delta\mu_N = \mu_N - m_N$ für das von der Nukleonen-Masse ausgezählte chemische Potential des Nukleons. Die $\Lambda(\Sigma)$ -Fugazität ist kleiner als die Kaonen-Fugazität $\Gamma_i \exp(-[\omega_i(0) + \mu_K]/T)$. Der Beitrag von Σ -Teilchen wird auch aufgrund des Isospin-Faktors $g_\Sigma = 3$ erhöht.

4.3.3 Chemisches Potential von Kaonen

Der Zusammenhang zwischen dem chemischen Potential der Kaonen und die gesamte Anzahl N_{K^+} der in der Kollision produzierten K^+ -Mesonen ist

$$S_- \approx N_{K^+} + N_{K^0} \approx 2N_{K^+}, \quad (4.10)$$

wobei wir auch mit $N_{K^+} = N_{K^0}$ die Isospin-Symmetrie des Systems berücksichtigt haben.

Eine vollständige Berechnung des Wertes von N_{K^+} stellt sich als ein kompliziertes Problem dar, das mit der selbstkonsistenten Berücksichtigung von möglichen Medium-Effekten betrachtet werden muß. Wir werden hier nicht diesen Wert ausrechnen, sondern ihn aus experimentellen Informationen extrahieren, d.h.

$$\frac{N_{K^+}}{V(t)} \approx \frac{\sigma_{K^+}(A, E_{\text{lab}})}{\sigma_{\text{geom}} V(t)},$$

wobei σ_{geom} ein geometrischer Querschnitt ist

$$\sigma_{\text{geom}} V = 2\pi \int_0^{b_{\text{max}}} db b V(B) \simeq 2\pi r_0^2 A^{5/3} \rho^{-1}. \quad (4.11)$$

Hier ist $b_{\text{max}} = 2r_0 A^{1/3}$ mit $r_0 = 1.1$ fm ein maximaler Stoßparameter der Kollision. Die Größe $V(b) = 2A/\rho F(b/b_{\text{max}})$ steht für ein verfügbares Volumen in inklusiven Kollisionen [98] (die Funktion $F(x)$ ist normiert auf $\int_0^1 F(x) x dx = 1/8$). Die Größe $\sigma_{K^+}(A, E_{\text{lab}})$ ist ein über den Winkel integrierter K^+ -Produktionsquerschnitt in einer $A+A$ -Reaktion bei der Stoßenergie E_{lab} . Gemäß des Modells [213, 103] skaliert er bezüglich A wie $\sigma_{K^+}(A) \sim \sigma_{\text{geom}} V_m t_0 \sim A^2$, weil die Reaktionszeit sich wie $t_0 \sim A^{1/3}$ ändert. Anhand der experimentellen Informationen über $N_{K^+}(A, E_{\text{lab}})$ und der Funktionen $T(t_0, E_{\text{lab}})$ und $\rho(t_0, E_{\text{lab}})$ aus den Arbeiten [99, 98] können wir jetzt die Abhängigkeit $\mu(t_0, E_{\text{lab}})$ festlegen. Leider wurden bis heute die K^+ -Produktionsquerschnitte nur für einige Kerne bei nur zwei Stoßenergien gemessen: $E_{\text{lab}} = 2.1$ AGeV an den BEVALAC-Einrichtungen und $E_{\text{lab}} = 1$ AGeV an den SIS-Einrichtungen (KaoS). Die Daten sind in Tab. 4.1 zusammengefasst. In Tab. 4.1

E_{lab} [MeV]	Reaktion	σ_{K^+} [mb]	Quelle	$\mu_K [m_\pi]$
2.1	$^{21}\text{Ne} + ^{22}\text{NeF}$	23 ± 8	[41]	$-(2.6 \pm 0.2)$
1	$^{21}\text{Ne} + ^{22}\text{NeF}$	0.3 ± 0.1	[48]	$-(3.2 \pm 0.2)$
	$^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$	41 ± 7	[49]	$-(2.6 \pm 0.1)$

Tabelle 4.1: Die experimentellen K^+ -Produktionsquerschnitte und die entsprechenden chemischen Potentiale von K^- -Mesonen

stellen wir auch die Werte des chemischen Potentials von Kaonen zusammen. Die in der Arbeit [98] gefundenen Aufbruch-Temperaturen sind 92 MeV bei $E_{\text{lab}} = 2.1$ AGeV und 65 MeV bei $E_{\text{lab}} = 1$ AGeV. Um die Werte von $\mu_K(t_0, E_{\text{lab}})$ auch bei anderen Stoßenergien zu finden, interpolieren wir $\sigma_{K^+}(A, E_{\text{lab}})$ innerhalb des Energie-Intervalls $1 \text{ AGeV} \lesssim E_{\text{lab}} \lesssim 2 \text{ AGeV}$. Die mikroskopischen Rechnungen [220] zeigen, daß die Funktion $\log \sigma_{K^+}(A, E_{\text{lab}})$ schwach von der Stoßenergie abhängig ist. Diese Rechnungen erlauben uns, folgendes Interpolationsgesetz vorzuschlagen

$$\log \left[\frac{\sigma_{K^+}(A, E_{\text{lab}})}{A^2} \right] = a \frac{\sqrt{E_{\text{lab}}[\text{GeV}] - 1}}{\sqrt{2.1} - 1} + b. \quad (4.12)$$

Wir interpolieren hier auch die $\sigma_{K^+}(A^2)$ -Abhängigkeit gemäß des A^2 -Gesetzes.

4.4 Feuerball-Aufbruch

In unserem Szenario entwickeln sich die Kaon-artigen Anregungen von Medium-Zuständen zu Vakuum-Zuständen während des letzten Stadiums der Kollision im Zeitintervall $t_0 -$

$\tau_b/2 < t < t_0 + \tau_b/2$ zusammen mit Nukleonen und Pionen. Wir nehmen an, daß für Kaonen, als intensiv mit dem Nukleonen-Untersystem wechselwirkende Teilchen, der Übergang zu den frei auseinanderfliegenden Teilchen genau so schnell wie für Nukleonen ist. Dann können wir die K^- -Produktion in Schwerionenkollisionen im Rahmen des Momentan-Aufbruch-Modells [97,99] ausrechnen. In diesem Modell setzt man voraus, daß beim schnellen Aufbruch des Feuerballs der Zustands-Vektor des Systems $|\Psi\rangle$ sich nicht ändert, d.h.

$$|\Psi(t_0 - \frac{\tau_b}{2})\rangle \approx |\Psi(t_0 + \frac{\tau_b}{2})\rangle, \quad \tau_b \rightarrow 0.$$

Diese offensichtliche, quantenmechanische Relation ermöglicht es uns, ein kompliziertes Problem der Entwicklung von Medium-Quasiteilchen zu reellen on-shell-Teilchen zu umgehen [221]. Mit der Definition der Teilchen-Dichte als nullte Komponente des Stromes $\rho = j_0 = -i(\varphi_{K^-} \partial_t \varphi_{K^-}^* - \varphi_{K^-}^* \partial_t \varphi_{K^-})$ schreiben wir

$$\begin{aligned} \frac{dN}{V d^3k/(2\pi)^3} &= 2\sqrt{m_K^2 + \vec{k}^2} \langle \Psi(t_0 + \frac{\tau_b}{2}) | \varphi_{K^-}^* \varphi_{K^-} | \Psi(t_0 + \frac{\tau_b}{2}) \rangle \\ &\approx 2\sqrt{m_K^2 + \vec{k}^2} \langle \Psi(t_0 - \frac{\tau_b}{2}) | \varphi_{K^-}^* \varphi_{K^-} | \Psi(t_0 - \frac{\tau_b}{2}) \rangle \\ &= 2i\sqrt{m_K^2 + \vec{k}^2} \int_0^\infty D_{K^-}^{-+}(t_0 - \frac{\tau_b}{2}, t_0 - \frac{\tau_b}{2}, \omega, k) \frac{d\omega}{2\pi}, \end{aligned} \quad (4.13)$$

wobei $D_{K^-}^{-+}$ eine Greensche Funktion von Kaonen für das Nichtgleichgewicht in der Wigner-4- (X, k) -Darstellung [222–225] ist. Wir betrachten hier eine homogene Ausdehnung des Systems, so daß die Greensche Funktion von der Ortskoordinate unabhängig ist.

Unter der Annahme, daß das System im Moment $t = t_0 - \tau_b/2$ noch im Quasigleichgewicht ist, können wir die Relation zwischen der $D_{K^-}^{-+}$ Greenschen Funktion und der retardierten Greenschen Funktion $D_{K^-}^R$ (die letztere gehorcht in der Quasi-Teilchen-Näherung der Relation (3.7), jedoch ohne $\text{sgn}(\omega)$ im zweiten Term) benutzen

$$D_{K^-}^{-+}(\omega, \vec{k}) = 2i \frac{D_{K^-}^R(\omega + \mu_K, \vec{k})}{\exp(\omega/T) - 1}.$$

In der Quasiteilchen-Näherung schreiben wir jetzt

$$\begin{aligned} \frac{dN}{V d^3k/(2\pi)^3} &= -2\sqrt{m_K^2 + \vec{k}^2} V_b \int_0^\infty \frac{d\omega}{2\pi} \frac{2 D_{K^-}^R(\omega + \mu_K, \vec{k})}{\exp(\omega/T_b) - 1} \\ &= V_b \sum_{i=1}^2 \Gamma_i(\vec{k}) \exp\left(-\frac{\omega_j(\vec{k})}{T_b} + \frac{\mu_K}{T_b}\right). \end{aligned} \quad (4.14)$$

Hier geht die Summe über die Medium-Äste von Kaonen-Anregungen, und die Faktoren $\Gamma_i(\vec{k})$ sind in Gl. (3.8) definiert. Die Größen T_b , V_b und μ_K sind Temperatur und Volumen des Feuerballs und ein chemisches Potential von Kaonen zum Aufbruch-Moment.

Der Aufbruch kann für ein Kaon mit der Frequenz ω und dem Impuls \vec{k} in Wirklichkeit nur als momentan betrachtet werden, wenn die Aufbruch-Zeit τ_b klein in Vergleich zu der typischen Zeit der Kaonen-Absorbition und zu der quantenmechanischen Zeit des Kaonen-Übergangs vom Medium-Zustand zum Vakuum-Zustand $\tau(\omega, \vec{k}) = |\omega - \sqrt{m_K^2 + \vec{k}^2}|^{-1}$ ist.

In Anwesenheit von mehreren Ästen im Anregungsspektrum muß die Bedingung der Aufbruch-Schnelligkeit separat für jeden Ast bestätigt werden. Mit Hilfe der Abschätzungen der Arbeiten [97, 99] mit $\tau_b \sim (1 - 2)/m_\pi$ haben wir für den Kaonen-Ast $\tau_K = \tau(\omega_K(\vec{k}), \vec{k}) \gg \tau_b$ und für den Λ -Ast $\tau_\Lambda = \tau(\omega_\Lambda(\vec{k}), \vec{k}) < \tau_b$. Auf diese Weise kann der Feuerball-Aufbruch für Kaonen auf dem Kaonen-Ast des Spektrums als schnell genug betrachtet werden, d.h. die Kaonen verlassen den Feuerball mit einem eingefrorenem Medium-Spektrum, während Kaonen auf dem Λ -Ast während des Aufbruchs genug Zeit haben, um sich zu den Zuständen mit dem Vakuum-Spektrum zu entwickeln. Das bedeutet, daß der Λ -Ast-Beitrag des gesamten K^- -Ertrags durch das Vakuum-Kaonen-Spektrum und das chemischen Potential μ_Λ bestimmt wird, wobei μ_Λ die Anzahl von Kaonen auf dem Λ -Ast fixiert, d.h.

$$\begin{aligned}\mu_\Lambda &= \mu_K + T_b \ln \left[\frac{I_\Lambda}{I_{\text{vac}}} \right], \\ I_\Lambda &= \int \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} \exp \left(-\frac{\omega_\Lambda(\vec{k})}{T_b} \right), \\ I_{\text{vac}} &= \int \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} \exp \left(-\frac{\sqrt{m_K^2 + \vec{k}^2}}{T_b} \right).\end{aligned}$$

Schließlich bekommen wir folgenden Ausdruck für den differentiellen K^- -Produktionsquerschnitt

$$\begin{aligned}\sqrt{m_K^2 - \vec{k}^2} \frac{d\sigma}{d^3 k} &= \sigma_{\text{geom}} V_b \sqrt{m_K^2 + \vec{k}^2} \frac{dN}{d^3 k} \\ &= \sqrt{m_K^2 + \vec{k}^2} \frac{\sigma_{\text{geom}} V_b}{(2\pi)^3} \\ &\quad \times \left\{ \Gamma_K(\vec{k}) \exp \left(-\frac{\omega_K(\vec{k})}{T_b} + \frac{\mu_K}{T_b} \right) + \exp \left(-\frac{\sqrt{m_K^2 + \vec{k}^2}}{T_b} + \frac{\mu_\Lambda}{T_b} \right) \right\}.\end{aligned}\tag{4.15}$$

4.5 Vergleich mit experimentellen Daten

Wir vergleichen jetzt die K^- -Produktion, die wir im Rahmen unseres Modells ausgerechnet haben, mit den verfügbaren experimentellen Daten. Leider wurden die K^- -Mesonen-Querschnitte vor allem für Vorwärts-Winkel gemessen, während unser Modell wahrscheinlich mehr für größere Winkel ($\theta_{\text{c.m.}} \sim 90^\circ$) geeignet ist. Trotzdem zeigen ältere Experi-

mente [44], daß die K^- -Ausbeute ziemlich schwach vom Winkel abhängig ist. Das ist zugunsten unseres Modells.

Abb. 4.3 stellt die invarianten differentiellen Querschnitte der K^- -Produktion in den Reaktionen $^{28}\text{Si}+^{28}\text{Si}$ und $^{21}\text{Ne}+^{22}\text{Ne}$ bei der Stoßenergie $E_{\text{lab}} = 2.1$ AGeV und in der Reaktion $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$ bei $E_{\text{lab}} = 1.85$ AGeV dar. Die Querschnitte wurden gemäß Gl. (4.15) ausgerechnet. Wir beobachten eine gute Übereinstimmung der Ergebnisse unseres statistischen Modells mit den experimentellen Beobachtungen [43–47]. Die gestri-

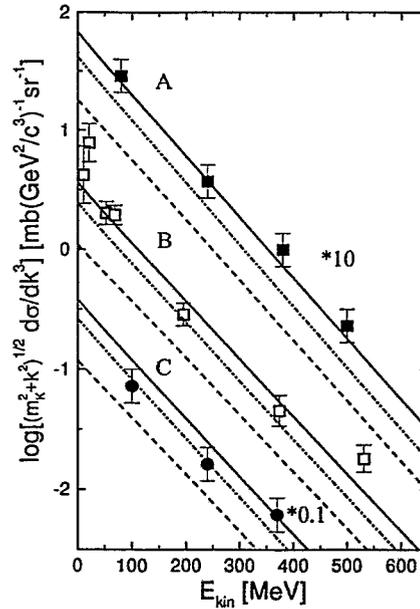


Abbildung 4.3: Logarithmus des invarianten differentiellen Querschnittes $(m_K^2 + k^2)^{1/2} d\sigma_{K^-}/d^3k$ der K^- -Produktion nach Gl. (4.15) als Funktion der kinetischen Energie von K^- -Mesonen im Schwerpunkt-System für die Reaktionen: Ni+Ni bei $E_{\text{lab}} = 1.85$ AGeV (Kurven A); Si+Si (B) und Ne+NaF (C) bei $E_{\text{lab}} = 2.1$ AGeV. Die durchgezogenen Linien entsprechen den Rechnungen mit dem vollständigen Polarisationsoperator, die strichdoppelt-gepunkteten Linien stellen die Rechnungen mit dem regulären Anteil des Polarisationsoperators alleine dar, und die gestrichelten Linien sind für das Vakuum-Kaonen-Spektrum. Die experimentellen Punkte sind aus den Arbeiten [47] für Ni, [43, 44] für Si und [45, 46] für Ne.

chelten Kurven zeigen die Ergebnisse unserer Rechnungen für das freie Vakuum-Kaon-Spektrum. Sie liegen um einen Faktor 3 unter den experimentellen Werten. Die gleiche Situation finden wir auch in Abb. 4.4, wo unsere Rechnungen mit den Daten [44–46] für $^{28}\text{Si}+^{28}\text{Si}$ -Reaktionen bei verschiedenen kleineren Energien verglichen sind. Obwohl die Ungenauigkeiten des experimentellen K^- -Produktionsquerschnittes und die entsprechenden Abweichungen des chemischen Potentials von K^- -Mesonen ein gewisses Intervall von

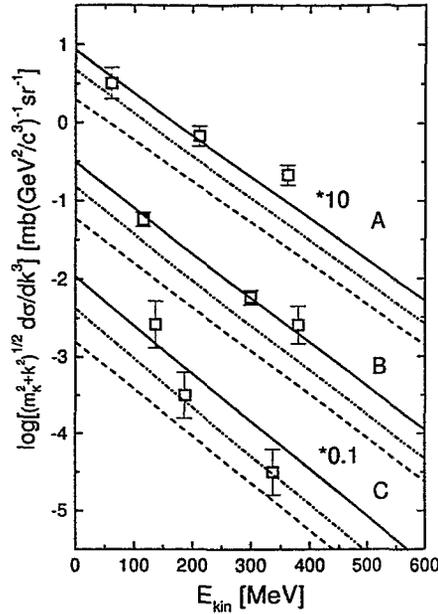


Abbildung 4.4: Wie Abb. 4.3 für Si+Si-Reaktionen bei $E_{\text{lab}} = 1.65$ AGeV (Kurven A), $E_{\text{lab}} = 1.4$ AGeV (B) und $E_{\text{lab}} = 1.16$ AGeV (C). Die experimentellen Punkte sind aus den Arbeiten [44–46].

Werten von K^- -Produktionsquerschnitten bestimmen, ändern sie die relativen Positionen der ausgerechneten Kurven und der experimentellen Daten nicht.

In Abbn. 4.3 und 4.4 haben wir auch die Ergebnisse unseres Modells mit einem Kaonenpolarisationsoperator dargestellt, der nur einen regulären Anteil Π_S enthält. Der Λ -Ast der Anregungen entfällt dabei. Für einen solchen Polarisationsoperator ist die K^- -Ausbeute kleiner als die, die wir für den vollständigen Polarisationsoperator mit Berücksichtigung des Λ -Astes bekommen haben. Ungeachtet der Abweichung um einen Faktor 1.5 für Energien $E_{\text{lab}} \sim 2$ AGeV, bleiben die beiden Resultate innerhalb der experimentellen Unsicherheiten für Si+Si- und Ni+Ni-Reaktionen. Für die Ni+Ni-Reaktionen bei $E_{\text{lab}} \sim 2$ AGeV und für Si+Si-Reaktionen bei kleineren Stoßenergien erhöhen sich diese Abweichungen bis zu einem Faktor 3 bei $E_{\text{lab}} = 1$ AGeV.

Abb. 4.5 zeigt unsere Berechnungen für den K^- -Produktionsquerschnitt unter dem großen Winkel $\theta_{\text{lab}} \approx 44^\circ$ in der Reaktion Ni+Ni bei $E_{\text{lab}} = 1.8$ AGeV, die vor kurzem von der KAOS-Kollaboration an den SIS-Einrichtungen in der GSI gemessen wurde. Die vorläufigen Resultate der Messungen sind ebenfalls dargestellt. Die ausgerechnete K^- -Ausbeute ist um einen Faktor 1.5 niedriger als die experimentellen Beobachtungen. Zum Vergleich stellen wir auch die Ergebnisse der Messungen des FSR-Experiments [47] an der gleichen Einrichtung für die Ni+Ni-Reaktion bei $E_{\text{lab}} = 1.85$ AGeV dar. Die KAOS-Messungen, die eben der kleineren Strahl-Energie entsprechen, übersteigen leicht

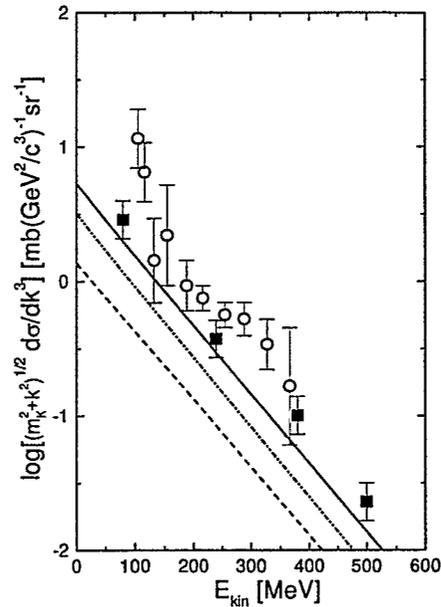


Abbildung 4.5: Wie Abb. 4.3 für die Ni+Ni-Reaktion bei $E_{\text{lab}} = 1.8$ AGeV. Die experimentellen Daten sind die Ergebnisse der KAOS-Kollaboration [50] (offene Kreise). Die gefüllten Quadrate zeigen die Daten aus der Arbeit [47] für die Reaktion Ni+Ni bei $E_{\text{lab}} = 1.85$ AGeV

die FSR-Messungen. Dieser Fakt spricht dafür, daß wahrscheinlich zusätzliche dynamische Effekte in Betracht gezogen werden müssen. Vielleicht deutet sich hier eine gewisse Winkelabhängigkeit an, da am FSR in Vorwärtsrichtung ($\theta_{\text{lab}} \approx 0^\circ$) gemessen wird.

Abb. 4.6 zeigt die Voraussage unseres Modells für die Reaktionen $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ bei $E_{\text{lab}} = 1$ AGeV und $E_{\text{lab}} = 0.5$ AGeV. Die Abweichungen der Rechnungen mit nur den regulären Anteil enthaltenden Polarisationsoperator von denen, die dem vollständigen Polarisationsoperator entsprechen, steigen drastisch bis zu einem Faktor 5 bei $E_{\text{lab}} = 1$ AGeV und bis zu einem Faktor 20 bei $E_{\text{lab}} = 0.5$ AGeV.

Unsere Analyse zeigt, daß die Medium-Modifikationen des Kaonen-Spektrums zur Erhöhung des Kaonen-Ertrages in Schwerionenstößen führen. Dieser Effekt ist stärker für kleine Stoß-Energien (unter der K^- -Erzeugungsschwelle in direkten Nukleon-Nukleon-Reaktionen). Abb. 4.6 zeigt darüberhinaus, daß aufgrund der zusätzlichen Populationsfaktoren die Steigungen der Spektren, welche die Medium-Kaonen-Polarisation berücksichtigen, leicht verschieden von denen der freien Kaonen sind.

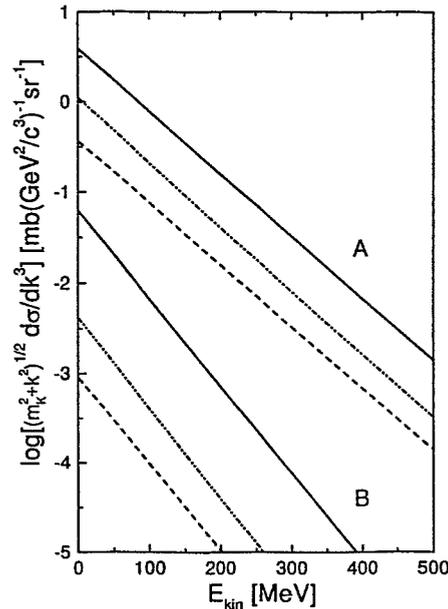


Abbildung 4.6: Wie Abb. 4.3 für Au+Au-Reaktionen bei $E_{\text{lab}} = 1$ AGeV (Kurven A) und $E_{\text{lab}} = 0.5$ AGeV (B).

4.6 Zusammenfassung zu Kapitel 4

Wir haben ein statistisches Modell des expandierenden Feuerballs auf den seltsamen Sektor von Mesonen ausgedehnt. Wir haben dabei die differentiellen Querschnitte der K^- -Produktion ausgerechnet. Die Ergebnisse unserer Rechnungen mit Berücksichtigung der Kaonen-Polarisation stimmen mit den experimentellen Beobachtungen für verschiedene kollidierende Kerne in einem breiten Energie-Intervall überein. Im Vergleich zu den Berechnungen mit dem Vakuum-Kaonen-Spektrum bewirken die Medium-Modifikationen des K^- -Spektrums eine Erhöhung der K^- -Ausbeute. Diese Erhöhung ist je größer, desto kleiner die Strahl-Energie ist.

Wir haben auch die Beiträge des Pol-Anteils und des regulären Anteils des Polarisationsoperators untersucht. Die Querschnitte, welche nur mit dem regulären Anteil des Polarisationsoperators ausgerechnet wurden, weichen von den dem vollständigen Polarisationsoperator entsprechenden Querschnitten um einen Faktor 1.5–3 ab. Leider ermöglicht die Abwesenheit von präziseren Daten sowie von Daten für schwere Kerne wie Au (besonders bei kleinen Energien unterhalb der KN -Schwelle, also etwa $E_{\text{lab}} \sim 1$ AGeV) nicht eindeutig, die Eigenheiten der Kaon-Nukleon-Wechselwirkungen im Medium bzw. die Anwesenheit des Λ -Astes zu identifizieren. Weitere detaillierte Experimente mit schweren Ionen und Präzisionsmessungen der Kaonen-Spektren sind offensichtlich nötig, um zu gesicherten Schlußfolgerungen zu gelangen.

Kapitel 5

Zusammenfassung und Ausblick

Das Thema der vorliegenden Arbeit war die Untersuchung der Eigenschaften von Kaonen in Kernmaterie. Zu diesem Zweck haben wir ein geeignetes Verfahren entwickelt (Kapitel 2), die Kaon-Nukleon-Wechselwirkung bzw. Kaon-Nukleon-Streuung im Vakuum zu beschreiben. Unsere Hauptherausforderung war dabei, daß die abgeleiteten Relationen außerhalb der Kaonen-Massenschale anwendbar werden. Eine Nebenforderung war, daß die vorgeschlagenen Verfahren möglichst modell-unabhängig werden. Um dieses Ziel zu erreichen, haben wir (a) Reduktionsformeln, (b) Stromalgebra-Relationen und (c) die PCAC-Hypothese angewendet. Die Reduktionstechnik folgt aus den Postulaten der Quantenfeldtheorie. Die Stromalgebra-Relationen und PCAC-Hypothese stützen sich auf die inneren Symmetrien von Hadronen und der Quantenchromodynamik. Diese drei Voraussetzungen ermöglichen es, wesentliche Anteile der Streuamplitude abzuleiten. Dabei kontrolliert die Reduktionsformel das korrekte Verhalten der Streuamplitude außerhalb der Massenschale, und die PCAC-Hypothese bestimmt automatisch die Struktur der Kaon-Nukleon-Kopplung mit Hyperonen-Resonanzen. Den Restanteil der Streuamplitude haben wir halb-phänomenologisch bestimmt. Der Hypothese von Weinberg folgend kann dieser Anteil in die Reihe bezüglich der kinematischen Invarianten zerlegt werden. Wir haben die Anwendbarkeit dieser Hypothese qualitativ belegt und die Parameter der Zerlegung mittels der Niederenergie-Theoreme und durch die Anpassung an die experimentellen Daten fixiert. Die Ungenauigkeiten der existierenden experimentellen Daten sind ebenfalls diskutiert worden. Um die Bedeutung von verschiedenen Termen der Streuamplitude zu erläutern, haben wir sie auch im Rahmen der effektiven chiralen Störungstheorie abgeleitet. Wir haben dabei eine Methode vorgeschlagen, wie das Verhalten der Streuamplitude außerhalb der Massenschale *ad hoc* kontrolliert werden kann.

Anhand der elementaren Kaon-Nukleon-Wechselwirkung im Vakuum führen wir in Kapitel 3 mit der Untersuchung der Kaonen-Eigenschaften im Medium fort. Zunächst haben wir einen Weg von der Kaon-Nukleon-Streuamplitude im Vakuum bis zum Kaonen-Polarisationsoperator im Medium zurückgelegt. Wir begannen dabei mit der Betrachtung der Kaonen-Medium-Modifikationen, die durch die mehrmalige Streuung von Kaonen an Nukleonen verursacht wird. Danach berücksichtigten wir die Polarisierungseffekte in höheren Ordnungen, die für die Modifikationen der Nukleonen und der elementa-

ren Kaon-Nukleon-Wechselwirkungen verantwortlich sind. In einem ersten Schritt wurde die Änderungen der Massen von Nukleonen und Hyperonen in Betracht gezogen. Dabei haben wir auch einen Überblick über verschiedene Modelle zusammengestellt, die Nukleonen im Medium betrachten. Wir haben danach die Kaonen-Streuungen an virtuellen Mesonen betrachtet, von denen die Pionen von besonderem Interesse sind, da sie starke Medium-Modifikationen erfahren. Wir haben gezeigt, wie solche Prozesse berücksichtigt werden können. Ein weiterer Effekt betraf die Korrelationen der sukzessiven Kaon-Nukleon-Wechselwirkungen, die zur Aufweichung der Medium-Modifikationen führen. Wir haben ebenfalls die Korrekturen zu den Kaon-Nukleon-Hyperon-Kopplungen (im Spin-Isospin-Kanal) aufgrund der lokalen Nukleon-Hyperon-Wechselwirkungen ausgerechnet, deren Parameter im Rahmen eines einfachen Modells abgeschätzt wurden. Die zu großen Werte von Parametern weisen auf die Notwendigkeit einer weiteren sorgfältigen Untersuchungen dieser Prozesse hin.

Anhand des abgeleiteten Polarisationsoperators haben dann wir die Spektren von Kaonen-artigen Anregungen im Medium bekommen. Die Einflüsse von verschiedenen Teilen des Polarisationsoperators auf Kaonen-Spektren wurden gründlich untersucht. Wir haben dabei neben der in den Arbeiten [59, 62, 64] vorausgesagten Skalierung der Kaonen-Masse eine weitere interessante Medium-Modifikation des Kaonen-Spektrums beobachtet: das Auftreten von neuen Anregungsästen im Spektrum von K^- -Mesonen. Diese Äste entsprechen den gebundenen Zuständen von Λ - und Σ -Teilchen mit Nukleonen-Löchern mit den Quantenzahlen von Kaonen. Die Untersuchungen der Verteilung der Kaonen-Quantenzahlen auf den verschiedenen Kaonen-Ästen in Medium weisen darauf hin, daß der tiefliegende Λ -Ast merklich von Kaonen besetzt ist, während der Σ -Ast aufgrund der kleinen Kopplungsstärke fast keine Kaonen besitzt. Mit wachsender Protonen-Dichte entwickelt sich ein Minimum auf dem Λ -Ast, so daß bei großen Protonen-Dichten von etwa $5 - 6 \rho_0$ die effektive Kaonen-Massenaufspaltung (jetzt bei nicht verschwindendem Impuls) die Null-Linie schneiden kann.

Auf diese Weise erscheint in Kernmaterie der neue seltsame Freiheitsgrad mit einer effektiven Massenaufspaltung von weniger als $m_\Lambda - m_N = 178$ MeV anstatt der Vakuum-Kaonen-Masse $m_K = 494$ MeV.

Im Kapitel 3 befaßten wir uns mit der Möglichkeit, die experimentellen Auswirkung des aufgeweichten Kaonenspektrums zu identifizieren. Wir untersuchten, wie sich die Medium-Modifikationen von Kaonen - nämlich die Anwesenheit von neuen Anregungsästen - auf die Kaonen-Produktion in Schwerionenstößen bei SIS- und BEVALAC-Energien von $E_{\text{lab}} \sim 1 - 2$ AGeV auswirken. Für die Beschreibung der K^- -Erzeugung erweiterten wir ein statistisches Feuerball-Modell der Kollision [20] auf den seltsamen Sektor von Hadronen. Im Rahmen dieses Modells ist es gelungen, die Medium-Modifikation von Hadronen (Nukleonen, Pionen und in unserem Fall Kaonen) selbstkonsistent einzubeziehen. Obwohl dieses statistische Modell nicht in der Lage ist, die detaillierten dynamischen Charakteristika von Kollisionen wiederzugeben, beschreibt es erfolgreich die Erzeugungsquerschnitte von Nukleonen, Pionen und Photonen in einem breiten Intervall von Stoßenergien für verschiedene kollidierende Kerne. Im Rahmen des beschriebenen Modells rechneten wir die Erzeugungsquerschnitte von K^- -Mesonen in Stößen von verschiedenen

Kernen bei SIS- und BEVALAC-Energien aus. Der Vergleich mit den existierenden experimentellen Daten zeigte, daß die Berücksichtigung des Λ -Astes im Kaonen-Spektrum die Übereinstimmung mit den Daten merklich verbessert. Im Vergleich zu den Berechnungen mit dem Vakuum-Kaonen-Spektrum bewirken die Medium-Modifikationen des K^- -Spektrums eine Erhöhung der K^- -Ausbeute. Diese Erhöhung ist je größer, desto kleiner die Strahlenergie ist.

Die in der vorliegenden Arbeit beschriebenen, qualitativen Modifikationen des Spektrums von Kaonen-Anregungen werden sicherlich die weiteren Untersuchungen bezüglich ihrer Auswirkungen stimulieren. Wir skizzieren hier mögliche weitere Analysen.

K^- -Mesonen in Schwerionenstößen: In unserem vereinfachten und schematischen Modell für die K^- -Erzeugung in Schwerionenstößen spielte der neue Λ -Ast eine nicht zu vernachlässigende Rolle. Es ist sicher wünschenswert, diese zusätzlichen K^- -Anregungen in mikroskopischen Transportmodellen geeignet zu studieren. Untersuchungen in dieser Richtung erscheinen uns am vordringlichsten.

Direkte Auswirkungen des modifizierten Kaonen-Spektrums: Schon bei den ersten Untersuchungen der Pionen-artigen Anregungen in Kernmaterie wurde vorgeschlagen [226], die Mediumspektren der Teilchen mittels eines Teilchen-Erzeugungsprozesses abzutasten, der im Vakuum nicht möglich ist. Als einen solchen Prozeß kann man, Arbeit [227] folgend, die Reaktion des Neutrino-Zerfalls in ein negatives Kaon and ein Positron

$$\bar{\nu} \rightarrow K^- + e^+$$

betrachten. Dieses Prozeß findet nur statt, wenn das Medium-Kaonenspektrum $\omega(k)$ die Bedingung $\omega(k) = k$ erfüllt. Unser Kaonenspektrum genügt in der Tat dieser Bedingung.

Prozesse mit der seltsamen Teilchen-Erzeugung in Neutrino-Reaktionen an Kernen werden gegenwärtig an den Einrichtungen Fermilab (Batavia) [228] und LAMPF (Los Alamos) experimentell untersucht.

Kaonenkondensation: Eine andere Auswirkung des weichen Kaonenspektrums hat mit Spekulationen über Kaonenkondensation in Neutronensternen zu tun. Die Analyse des in den Arbeiten [64, 65, 67] vorgeschlagene Szenarios von Kaonenkondensation zeigt, daß unter Berücksichtigung der Kaon-Nukleon-Restwechselwirkung außerhalb der Massenschale die kritische Dichte der Kaonenkondensation zu unerreichbar großen Werten geschoben wird. Andererseits ermöglicht die Anwesenheit des tief liegenden Λ -Astes im Kaonenspektrum einen neuen Mechanismus von Kaonenkondensation [100]. In der weiteren Entwicklung dieses Szenarios ist es notwendig, die Korrelationseffekte im Spin-Isospin Kanal gründlich zu untersuchen, da sie merklich die Möglichkeit der Kondensation beeinflussen können.

Kaonen in Kernen: Das sich auf dem Λ -Ast befindende K^- -Meson in Kernmaterie hat eine effektive Masse von etwa 180 MeV, was um ca. 300 MeV weniger als die Kaonen-Masse im Vakuum ist. Für ein Kaon mit einer solchen Energie sind die wichtigsten Absorbtionsprozesse, z.B. $K^- N \rightarrow \Lambda(\Sigma) \pi$ ausgeschlossen, d.h., das sich auf dem Λ -Ast befindende

K^- -Meson im Medium ist relative stabil bezüglich starker Wechselwirkungen. Ein solches Kaonen-Quasiteilchen sieht den Kern als einen Potential-Topf mit einer Tiefe von ca. 300 MeV. In einem so tiefen Potential kann sich die Kaonen-Wellenfunktion lokalisieren, und ein gebundener Zustand mit Kaonen-Quantenzahlen kann entstehen [229]. Mit großer Bindungsenergie ($E_{\text{bind}} \sim -300 \text{ MeV} + \text{Const}/R$, wobei R der Kern-Radius ist) könnten gebundene Kaonen demnach ein Stück von Kernmaterie zusammenhalten, das sich außerhalb der nuklearen Sättigung befindet. Man kann dabei über mögliche Protonenreiche Kerne mit $Z > N$ oder über superdichte Kerne mit $\rho > \rho_0$ spekulieren. Das würde einer anderen Form von Strangletts [14] entsprechen.

Kapitel 6

Anhang

A.1 Zu Kapitel 2

A.1.1 Die Reduktionsformel

Hier möchten wir die Ableitung der Reduktionsformel [104] kurz erwähnen. Wir fangen mit einer Hilfsrelation an.

Gl. (2.39): Für den Fall $t \rightarrow -\infty$ und den Operator $O(x)$ haben wir

$$\begin{aligned} & \lim_{t \rightarrow -\infty} i \int d^3x f_{\vec{k}}^*(x) \overset{\leftrightarrow}{\partial}_0^- O(x) \\ &= \lim_{t \rightarrow +\infty} i \int d^3x f_{\vec{k}}^*(x) \overset{\leftrightarrow}{\partial}_0^+ O(x) - \int_{-\infty}^{\infty} dx_0 i \partial_0 \left[\int d^3x f_{\vec{k}}^*(x) \overset{\leftrightarrow}{\partial}_0^- O(x) \right] \\ &= \lim_{t \rightarrow +\infty} i \int d^3x f_{\vec{k}}^*(x) \overset{\leftrightarrow}{\partial}_0^+ O(x) - i \int d^4x \left\{ (\partial_0^2 f_{\vec{k}}^*(x)) O(x) - f_{\vec{k}}^* \partial_0^2 O(x) \right\} \\ &= \lim_{t \rightarrow +\infty} i \int d^3x f_{\vec{k}}^*(x) \overset{\leftrightarrow}{\partial}_0^+ O(x) - i \int d^4x \left\{ ([\Delta - m_K^2] f_{\vec{k}}^*(x)) O(x) - f_{\vec{k}}^* \partial_0^2 O(x) \right\} \\ &= \lim_{t \rightarrow +\infty} i \int d^3x f_{\vec{k}}^*(x) \overset{\leftrightarrow}{\partial}_0^+ O(x) - i \int d^4x \left\{ f_{\vec{k}}^*(x) (\Delta - m_K^2) O(x) - f_{\vec{k}}^* \partial_0^2 O(x) \right\} \\ &= \lim_{t \rightarrow +\infty} i \int d^3x f_{\vec{k}}^*(x) \overset{\leftrightarrow}{\partial}_0^+ O(x) + i \int d^4x f_{\vec{k}}^*(x) (\square - m_K^2) O(x). \end{aligned} \quad (\text{A.1})$$

Wir haben hier berücksichtigt, daß die Funktion $f_{\vec{k}}^*$ die Klein-Gordon-Gleichung erfüllt

$$(\square + m_K^2) f_{\vec{k}}^*(x) = (\partial_0^2 - \Delta + m_K^2) f_{\vec{k}}^* = 0,$$

und daß für $x \rightarrow \pm\infty$ die Funktion $f_{\vec{k}}^*(x) O(x)$ verschwindet. Mit der Hilfe der abgeleiteten Beziehung und Gl. (2.38) bekommen wir Gl. (2.39). Die gleichen Beziehungen sind auch gültig für den Limes $t \rightarrow -\infty$ und für die Integration mit der Funktion $f_{\vec{k}}(x)$.

Gl. (2.3): Wir betrachten erst einen Übergang $A + K^+ \rightarrow B$, wobei A und B hadronische Zustände sind, die keine Kaonen enthalten. Der Anfangszustand $|A, K^+ \rangle$ kann als das Resultat der Wirkung vom K^+ -Erzeugungsoperator auf den Zustand $|A \rangle$ dargestellt werden durch

$$|A, K^+(k) \rangle = (a^{\text{in}}(k))^{\dagger} |A \rangle .$$

Der Operator $(a^{\text{in}}(k))^{\dagger}$ drückt sich gemäß Gl. (2.10) durch die asymptotischen Felder $(\varphi_{K^+}^{\text{in}})^{\dagger} = \varphi_{K^-}^{\text{in}}$ aus, und wir schreiben

$$|A, K^+(k) \rangle = i \int d^3x \varphi_{K^-}^{\text{in}}(x) \overset{\leftrightarrow}{\partial}_0^{\dagger} f_{\bar{k}}(x) |A \rangle .$$

Mit der Benutzung der asymptotischen LSZ-Bedingung (2.7) können wir für das Matrixelement $\langle B | A, K^+ \rangle$ notieren

$$\langle B | A, K^+(k) \rangle = \lim_{t \rightarrow -\infty} i \int d^3x \langle B | \varphi_{K^-}(x) | A \rangle \overset{\leftrightarrow}{\partial}_0^{\dagger} f_{\bar{k}}(x) .$$

Mit der Hilfe von Gl. (A.1) wandelt sich diese Relation folgendermaßen um

$$\begin{aligned} \langle B | A, K^+(k) \rangle &= \lim_{t \rightarrow +\infty} i \int d^3x \langle B | \varphi_{K^-}(x) | A \rangle \overset{\leftrightarrow}{\partial}_0^{\dagger} f_{\bar{k}}(x) \\ &+ i \int d^4x f_{\bar{k}}(x) (\square - m_K^2) \langle B | \varphi_{K^-}(x) | A \rangle . \end{aligned}$$

Der erste Term ist hier gleich $\langle B | (a^{\text{out}}(k))^{\dagger} | A \rangle$. Er entspricht dem Prozess $A \rightarrow B - K^+$, was nichts anderes ist als die triviale Vorwärts-Streuung ohne eine Wechselwirkung. Dieser Term entspricht der Eins in der S-Matrix-Zerlegung und kann weggelassen werden. Auf diese Weise bekommen wir die folgende Relation

$$\langle B | A, K^{\pm}(k) \rangle = i \int d^4x f_{\bar{k}}(x) (\square - m_K^2) \langle B | \varphi_{K^{\mp}}(x) | A \rangle . \quad (\text{A.2})$$

Wir wenden jetzt die Relation (A.2) auf die Kaon-Streuung $A + K^+(k) \rightarrow B + K^+(k')$ an und haben

$$\langle B, K^+(k') | A, K^+(k) \rangle = i \int d^4x f_{\bar{k}}(x) (\square - m_K^2) \langle B, K^+(k) | \varphi_{K^-}(x) | A \rangle . \quad (\text{A.3})$$

Der Matrixelement $\langle B, K^+(k) | \varphi_{K^-}(x) | A \rangle$ formen wir folgendermaßen um

$$\begin{aligned} \langle B, K^+(k) | \varphi_{K^-}(x) | A \rangle &= \langle B | a^{\text{out}}(k') \varphi_{K^-}(x) | A \rangle \\ &= i \int d^3x' f_{\bar{k}}^*(x') \overset{\leftrightarrow}{\partial}'_0 \langle B | \varphi_{K^+}^{\text{out}}(x') \varphi_{K^-}(x) | A \rangle \\ &= \lim_{t' \rightarrow +\infty} i \int d^3x' f_{\bar{k}}^*(x') \overset{\leftrightarrow}{\partial}'_0 \langle B | \varphi_{K^+}(x') \varphi_{K^-}(x) | A \rangle . \end{aligned}$$

Im letzten Ausdruck schreiben wir das Feldoperatoren-Produkt $\varphi_{K^+}(x') \varphi_{K^-}(x)$ bei $t' \rightarrow -\infty$ als ein zeitgeordnetes Produkt (2.4) um

$$\lim_{t' \rightarrow -\infty} \varphi_{K^+}(x') \varphi_{K^-}(x) = \lim_{t' \rightarrow -\infty} T(\varphi_{K^+}(x') \varphi_{K^-}(x)) .$$

Nach der Anwendung der Relation (A.1) für den Fall $t' \rightarrow -\infty$ haben wir

$$\begin{aligned} & \lim_{t' \rightarrow +\infty} i \int d^3 x' f_{\vec{k}'}^*(x') \overset{\leftrightarrow}{\partial}'_0 < B | T(\varphi_{K^+}(x') \varphi_{K^-}(x)) | A > \\ & = \lim_{t' \rightarrow -\infty} i \int d^3 x' f_{\vec{k}'}^*(x') \overset{\leftrightarrow}{\partial}'_0 < B | T(\varphi_{K^+}(x') \varphi_{K^-}(x)) | A > \\ & + i \int d^3 x' f_{\vec{k}'}^*(x') (\square' - m_K^2) < B | T(\varphi_{K^+}(x') \varphi_{K^-}(x)) | A > . \end{aligned}$$

Der erste Term verschwindet hier, weil

$$\begin{aligned} & \lim_{t' \rightarrow -\infty} i \int d^3 x' f_{\vec{k}'}^*(x') \overset{\leftrightarrow}{\partial}'_0 < B | T(\varphi_{K^+}(x') \varphi_{K^-}(x)) | A > \\ & = i \int d^3 x' f_{\vec{k}'}^*(x') \overset{\leftrightarrow}{\partial}'_0 < B | \varphi_{K^-}(x) \varphi_{K^+}^{\text{in}}(x') | A > = < B | \varphi_{K^-}(x) a^{\text{in}}(k') | A > \end{aligned}$$

und der Zustand $| A >$ keine Kaonen enthält, d.h. $a^{\text{in}}(k') | A > \equiv 0$.

Nach dem Einsetzen der letzten Relation in Gl. (A.3) erreichen wir schließlich die gewünschte Reduktionsformel (2.3).

A.1.2 Die Ward-Takahashi-Identität

Gl. (2.41): Wir wollen die zweifache Ableitung vom zeitgeordneten Produkt der Ströme $a_\mu(x)$ and $b_\nu(x')$ berechnen ($x \neq x'$)

$$\begin{aligned} \partial^\mu \partial'^\nu T(a_\mu(x) b_\nu(x')) &= \partial^\mu \partial'^\nu \{ \theta(t-t') a_\mu(x) b_\nu(x') + \theta(t'-t) b_\nu(x') a_\mu(x) \} \\ &= \partial^\mu \{ -\delta(t-t') a_\mu(x) b_0(x') + \delta(t-t') b_0(x') a_\mu(x) \\ &\quad + \theta(t-t') a_\mu(x) \partial'^\nu b_\nu(x') + \theta(t'-t) \partial'^\nu b_\nu(x') a_\mu(x) \} \\ &= \partial^\mu \{ \delta(t-t') [b_0(x'), a_\mu(x)] \} + T(\partial^\mu a_\mu(x) \partial'^\nu b_\nu(x')) \\ &\quad + \{ \delta(t-t') a_0(x) \partial'^\nu b_\nu(x') - \delta(t-t') \partial'^\nu b_\nu(x') a_0(x) \} \\ &= \partial^\mu \{ \delta(t-t') [b_0(x'), a_\mu(x)] \} + T(\partial^\mu a_\mu(x) \partial'^\nu b_\nu(x')) \\ &\quad + \delta(t-t') [a_0(x), \partial'^\nu b_\nu(x')]. \end{aligned} \tag{A.4}$$

Analog haben wir

$$\begin{aligned} \partial'^\nu \partial^\mu T(a_\mu(x) b_\nu(x')) &= \partial'^\nu \{ \delta(t-t') [a_0(x), b_\nu(x')] \} + T(\partial^\mu a_\mu(x) \partial'^\nu b_\nu(x')) \\ &\quad + \delta(t-t') [b_0(x'), \partial^\mu a_\mu(x)]. \end{aligned} \tag{A.5}$$

Nach der Symmetrisierung der Relationen (A.4) and (A.5) bekommen wir Gl. (2.41).

Gl. (2.42): Für das Matrixelement des Produktes der beiden Operatoren $A(x)$ und $B(x')$ zwischen den Zuständen $|p\rangle$ und $|p'\rangle$ mit bestimmten Viererimpulsen p and p' haben wir

$$\begin{aligned} \langle p' | A(x)B(x') | p \rangle &= \langle p' | e^{iP \cdot x} A(0) e^{-iP \cdot x} e^{iP \cdot x'} B(0) e^{-iP \cdot x'} | p \rangle \\ &= \langle p' | e^{iP \cdot (x-x')} e^{iP \cdot x'} A(0) e^{-iP \cdot (x-x')} B(0) e^{-iP \cdot x'} | p \rangle \\ &= e^{ip \cdot x'} e^{-ip \cdot x} \langle p' | A(x-x')B(0) | p \rangle, \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

oder

$$\langle p' | A(x)B(x') | p \rangle = e^{ip \cdot x} e^{-ip \cdot x} \langle p' | A(0)B(x'-x) | p \rangle. \quad (\text{A.7})$$

Dann, nach einer Fourier-Transformation, erhalten wir

$$\begin{aligned} &\int d^4x d^4x' e^{-ik \cdot x} e^{ik' \cdot x'} \langle p' | A(x)B(x') | p \rangle \\ &= \int d^4x d^4x' e^{-ik \cdot (x-x')} e^{-ix' \cdot (k+p-k'-p')} \langle p' | A(x-x')B(0) | p \rangle \\ &= (2\pi)^4 \delta^{(4)}(k+p-k'-p') \int d^4y e^{-iky} \langle p' | A(y)B(0) | p \rangle \end{aligned} \quad (\text{A.8})$$

mit Gl. (A.6) oder

$$\begin{aligned} &\int d^4x d^4x' e^{-ik \cdot x} e^{ik' \cdot x'} \langle p' | A(x)B(x') | p \rangle \\ &= (2\pi)^4 \delta^{(4)}(k+p-k'-p') \int d^4y e^{-iky} \langle p' | A(y)B(0) | p \rangle. \end{aligned} \quad (\text{A.9})$$

A.1.3 Kinematik. Cheng-Dashen-Amplitude

Gl. (2.63) Um den Übergang von Gl. (2.61) zu Gl. (2.63) zu erläutern, schreiben wir hier aus, wie die Spin-Strukturen in Gl. (2.61) umgeformt werden können:

$$\begin{aligned} \bar{u}_N(p') (\hat{p} + \hat{p}') u_N(p) &= 2m_N \bar{u}_N(p') u_N(p), \\ \bar{u}_N(p') (\hat{p} - \hat{p}') u_N(p) &= \bar{u}_N(p') (\hat{k}' - \hat{k}) u_N(p) = 0, \\ \bar{u}_N(p') \sigma_{\mu\nu} \tau_{\pm}^{\mu\nu} u_N(p) &= \frac{1}{2} \bar{u}_N(p') [(\hat{k} \pm \hat{k}') \hat{p} - \hat{p} (\hat{k} \pm \hat{k}')] u_N(p) \\ &= m_N \bar{u}_N(p') (\hat{k} \pm \hat{k}') u_N(p) - p \cdot (k \pm k') \bar{u}_N(p') u_N(p), \\ \bar{u}_N(p') \sigma_{\mu\nu} \tau_{\pm}^{\prime\mu\nu} u_N(p) &= m_N \bar{u}_N(p') (\hat{k} \pm \hat{k}') u_N(p) + p' \cdot (k \pm k') \bar{u}_N(p') u_N(p), \\ \bar{u}_N(p') \sigma_{\mu\nu} k^\mu k'^\nu u_N(p) &= \frac{1}{4} \bar{u}_N(p') [(\hat{k} + \hat{k}') (\hat{p} - \hat{p}') - (\hat{p} - \hat{p}') (\hat{k} - \hat{k}')] u_N(p), \\ \bar{u}_N(p') \sigma_{\mu\nu} p^\mu p'^\nu u_N(p) &= (p \cdot p' - m_N^2) \bar{u}_N(p') u_N(p). \end{aligned}$$

Dabei haben wir die Dirac-Gleichung $\bar{u}_N(p') (\hat{p}' - m_N) = (\hat{p} - m_N) u_N(p) = 0$ und den Energie-Impuls-Erhaltungssatz $p + k = p' + k'$ benutzt.

A.1.4 Hadronenpole

Wir möchten den Übergang von Gl. (2.78) zu den Gln. (2.79, 2.80) erläutern. Der Teil $T_{H\mu\nu}^\pm$ von dem Strom-Strom-Term, der nur die Ein-Teilchen-Zwischenzuständen H enthält, ist gleich

$$T_{H\mu\nu}^\pm = \sum_H \sum_{PV_H} \int d^4y e^{-iky} \left\{ \theta(y_0) \langle N(p') | \bar{A}_{S\mu}^\mp(y) | H(\vec{p}) \rangle \langle H(\vec{p}) | \bar{A}_{S\nu}^\pm(0) | N(p) \rangle \right. \\ \left. + \theta(-y_0) \langle N(p') | \bar{A}_{S\nu}^\pm(0) | H(\vec{p}) \rangle \langle H(\vec{p}) | \bar{A}_{S\mu}^\mp(y) | N(p) \rangle \right\}. \quad (\text{A.10})$$

Die Teilchen H in Zwischenzuständen müssen natürlicherweise Baryonen sein, d.h. $B_H = 1$, und die Seltsamkeit-Quantenzahl $S \neq 0$ tragen. Unter den Baryonen gibt es nur die seltsamen Teilchen mit $S < 0$, weil die Seltsamkeit des s -Quarks -1 ist. Daraus folgt, daß zu Prozessen der K^+ -Streuung nur das erste Glied in Gl. (A.10) einen nicht-verschwindenden Beitrag liefert. Im zweiten Glied gilt

$$\langle H(\vec{p}) | \bar{A}_{S\mu}^-(y) | N(p) \rangle \equiv 0,$$

weil der Strom $A_{S\mu}^-$ die Seltsamkeit erhöht, (vergl. Gln.(2.23, 2.24)), während bei dem Übergang $N(S_N = 0) \rightarrow H(S_H \leq -1)$ die Seltsamkeit abnimmt. Andererseits wirkt bei der K^- -Streuung nur das zweite Glied in Gl. (A.10). Dabei haben wir für die K^+N - und K^-N -Amplituden

$$T_{H\mu\nu}^+ = \sum_H \sum_{PV_H} \int d^4y \theta(y_0) e^{-ik \cdot y + ip' \cdot y - i\vec{p} \cdot y} \mathcal{R}_{\mu\nu}(\vec{p}), \quad (\text{A.11})$$

$$T_{H\mu\nu}^- = \sum_H \sum_{PV_H} \int d^4y \theta(-y_0) e^{-ik \cdot y + i\vec{p} \cdot y - ip \cdot y} \mathcal{R}_{\nu\mu}(\vec{p}), \quad (\text{A.12})$$

wobei gilt

$$\mathcal{R}_{\mu\nu}(\vec{p}) = \langle N(p') | \bar{A}_{S\mu}^-(0) | H(\vec{p}) \rangle \langle H(\vec{p}) | \bar{A}_{S\nu}^+(0) | N(p) \rangle.$$

Die Integrationen bezüglich y_0 und \vec{y} können leicht ausgeführt werden

$$\int d^4y \theta(y_0) e^{-ik \cdot y + ip' \cdot y - i\vec{p} \cdot y} = \int_{-\infty}^{+\infty} dy_0 e^{-ik_0 y_0 + ip'_0 y_0 - i\vec{p}_0 y_0} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d\tau}{2\pi i} \frac{e^{i\tau y_0}}{\tau - i0} \int d^3\vec{y} e^{i\vec{k} \cdot \vec{y} - i\vec{p}' \cdot \vec{y} + i\vec{p} \cdot \vec{y}} \\ = i(2\pi)^3 \frac{\delta^{(3)}(\vec{k} - \vec{p}' + \vec{p})}{p'_0 - k_0 - \vec{p}_0 + i0}.$$

Die Integration über das Phasenvolumen des Teilchens H wird zur Summation bezüglich der Spin-Projektionen und eine Integration über den Impuls

$$\sum_{PV_H} = \sum_{s_H} \int \frac{d^3\vec{p}}{(2\pi)^3} \int d\vec{p}_0 \frac{m_H}{\sqrt{m_H^2 + \vec{p}^2}} \left[\delta(\vec{p}_0 - \sqrt{m_H^2 + \vec{p}^2}) - \delta(\vec{p}_0 + \sqrt{m_H^2 + \vec{p}^2}) \right].$$

Damit erreichen wir für die $T_{H\mu\nu}^+$ -Amplitude

$$\begin{aligned}
& \sum_{\text{PV}_H} i (2\pi)^3 \frac{\delta^{(3)}(\vec{k} - \vec{p}' + \vec{p})}{p'_0 - k_0 - \tilde{p}_0 + i0} \mathcal{R}_{\mu\nu} \\
&= i \sum_{s_H} \mathcal{R}_{\mu\nu} \frac{m_H}{\sqrt{m_H^2 + (\vec{p}' - \vec{k})^2}} \\
& \quad \times \left[\frac{1}{p'_0 - k_0 - \sqrt{m_H^2 + (\vec{p}' - \vec{k})^2}} - \frac{1}{p'_0 - k_0 + \sqrt{m_H^2 + (\vec{p}' - \vec{k})^2}} \right] \\
&= i \sum_{s_H} \frac{2 m_H \mathcal{R}_{\mu\nu}}{(p'_0 - k_0)^2 - (\vec{p}' - \vec{k})^2 - m_H^2}.
\end{aligned}$$

A.1.5 Der Beitrag des Λ -Teilchens

Hier leiten wir den Beitrag des Λ -Zwischenzustands, Gl. (2.97), zur Kaon-Streuamplitude ab. Zunächst führen wir die Spur-Bildung in Gl. (2.96) aus. Für den ersten Anteil der Spur haben wir

$$\begin{aligned}
& \text{Sp} \{ \hat{k}' \gamma_5 (\hat{p} + \hat{k} + m_\Lambda) \hat{k} \gamma_5 (\hat{p} + m_N) \} = \text{Sp} \{ \hat{k}' (\hat{p} + \hat{k} - m_\Lambda) \hat{k} (\hat{p} + m_N) \} \\
&= \text{Sp} \{ \hat{k}' (\hat{p} + \hat{k}) \hat{k} \hat{p} \} - m_\Lambda m_N \text{Sp} \{ \hat{k} \hat{k}' \} \\
&= 4 \left\{ 2 (k' \cdot p) (k \cdot p) - (k \cdot k') m_N^2 + k^2 (k' \cdot p) - m_\Lambda m_N (k \cdot k') \right\} \\
&= 4 \left\{ (k' \cdot p) [s - m_N^2] - (k \cdot k') m_N (m_\Lambda + m_N) \right\}. \tag{A.13}
\end{aligned}$$

Der zweite Anteil der Spur lautet

$$\text{Sp} \{ \hat{k}' \gamma_5 (\hat{p} + \hat{k} + m_\Lambda) \hat{k} \gamma_5 (\hat{p}' + m_N) \} = \text{Sp} \{ \hat{k}' (\hat{p}' + \hat{k} - m_\Lambda) \hat{k} (\hat{p}' + m_N) \}, \tag{A.14}$$

wobei die Energie-Impuls-Erhaltung verwendet wurde. Analog zur Berechnung der ersten Spur erhalten wir

$$\text{Sp} \{ \hat{k}' (\hat{p}' + \hat{k} - m_\Lambda) \hat{k} (\hat{p}' + m_N) \} = 4 \left\{ (k \cdot p') [s - m_N^2] - (k \cdot k') m_N (m_\Lambda + m_N) \right\}.$$

Mit dem Einsetzen von diesen Beziehungen in Gl. (2.96) nimmt die Amplitude der $K^- - p$ -Streuung durch den Λ -Zwischenzustand folgende Form an

$$P_{p\Lambda}^- = i^2 \frac{C_{KN\Lambda}^2}{m_N [s - m_\Lambda^2]} \left\{ \frac{k' \cdot p + k \cdot p'}{2} [s - m_N^2] - (k \cdot k') m_N (m_\Lambda + m_N) \right\}.$$

Beim Übergang zu den ν, ν_B -Variablen brauchen wir die folgenden Relationen

$$\begin{aligned}
\frac{k' \cdot p + k \cdot p'}{2} &= m_N (\nu + \nu_B) + \frac{k^2 + k'^2}{4} = m_N \nu + \frac{t}{4}, \\
s - m_N^2 &= 2m_N [\nu - \nu_B - \tilde{\omega}_\Lambda],
\end{aligned}$$

wobei $\tilde{\omega}_\Lambda$ gemäß Gl. (2.98) definiert ist. Schließlich bekommen wir die Beziehung (2.97).

A.1.6 Der Beitrag der Σ^* - und Λ^{**} -Teilchen

Wir beginnen mit dem Σ^* -Teilchen. Nach der Spur-Ausführung in Gl. (2.114) bekommen wir

$$\begin{aligned}
& \frac{1}{2} \text{Sp} \left\{ (\hat{p} + \hat{k} + m_{\Sigma^*}) \left[k \cdot k' - \frac{1}{3} \hat{k} \hat{k}' - \frac{2}{3 m_{\Sigma^*}^2} [k \cdot (p+k)] [k' \cdot (p+k)] \right. \right. \\
& \quad \left. \left. + \frac{[k \cdot (p+k)] \hat{k}' - \hat{k} [k' \cdot (p+k)]}{3 m_{\Sigma^*}} \right] (\hat{p} + \hat{p}' + 2 m_N) \right\} \\
& = 4 \left[m_N (m_N + m_{\Sigma^*}) + \frac{k \cdot p + k' \cdot p'}{2} \right] \left(k \cdot k' - \frac{2}{3 m_{\Sigma^*}^2} [k \cdot (p+k)] [k' \cdot (p+k)] \right) \\
& \quad - \frac{4}{3} \left(m_N (m_{\Sigma^*} + m_N) k \cdot k' + \frac{1}{2} [k^2 (k' \cdot p) - k'^2 (k \cdot p') + 2 (k \cdot k') (k' \cdot p)] \right) \\
& \quad + \frac{4}{3} \left[[k \cdot (p+k)] \frac{k' \cdot p + k' \cdot p'}{2} - [k' \cdot (p+k)] \frac{k \cdot p + k \cdot p'}{2} \right] \quad (A.15)
\end{aligned}$$

Für den Übergang zu neuen Variablen brauchen wir folgende Relationen

$$\begin{aligned}
\frac{k \cdot p + k' \cdot p'}{2} & = m_N \nu + \left\{ -\frac{t}{4} \right\}, \\
[k \cdot (p+k)] [k' \cdot (p+k)] & = m_N^2 \nu^2 + m_N \nu (k'^2 + k^2) \\
& \quad + \frac{3}{4} m_N \nu_B (k'^2 + k^2) + \frac{k'^2 k^2}{4} \\
& \quad + \left\{ -m_N (2\nu - \nu_B) \frac{t}{4} \right\}, \\
[k^2 (k' \cdot p) - k'^2 (k \cdot p') + 2 (k \cdot k') (k' \cdot p)] & = -4 m_N \nu \nu_B \\
& \quad + \left\{ -m_N \nu_B t + m_N \nu (k^2 - k'^2) \right\}, \\
[k \cdot (p+k)] [k' \cdot (p+p')] - [k' \cdot (p+k)] [k \cdot (p+p')] & = \left\{ m_N \nu (k^2 - k'^2) \right\},
\end{aligned}$$

wobei die Terme in geschweiften Klammern keinen Beitrag in unseren weiteren Untersuchungen liefern werden. Für die Cheng-Dashen-Amplitude (2.114) bekommen wir

$$\begin{aligned}
P_{p\Sigma^*}^- & = -\frac{C_{KN\Sigma^*}^2}{3 m_{\Sigma^*}^2} \frac{\nu + m_N + m_{\Sigma^*}}{\nu - \nu_B - \tilde{\omega}_{\Sigma^*}} \\
& \quad \times \left\{ 2 m_{\Sigma^*}^2 \nu_B + m_N, \nu^2 + (k'^2 + k^2) \left(\nu + \frac{3}{4} \nu_B \right) + \frac{k'^2 k^2}{4 m_N} \right\}. \quad (A.16)
\end{aligned}$$

Für die K^- -Streuung am Neutron schreiben wir mit der Berücksichtigung des Isospin-Koeffizienten im $KN\Sigma^*$ -Vertex analog zu Gl. (2.102)

$$P_{n\Sigma^*}^- = 2 P_{p\Sigma^*}^-.$$

Die Amplitude der K^- -Streuung durch den Λ^{**} -Zwischenzustand kann direkt aus Gl. (A.16) abgeleitet werden. Wir bemerken, daß für den Propagator $D_{\mu\nu}(q; M)$ für Spin- $\frac{3}{2}$ -Teilchen mit der Masse M gilt

$$\gamma_5 D_{\mu\nu}(q; M)\gamma = D_{\mu\nu}(q; -M).$$

Mit Hilfe von dieser Beziehung bekommen wir aus Gl. (A.16) nach der Ersetzung $m_{\Sigma^*} \rightarrow -m_{\Lambda^{**}}$ den folgenden Ausdruck

$$P_{p\Lambda^{**}}^- = -\frac{C_{K\Lambda^{**}}^2}{3m_{\Lambda^{**}}^2} \frac{\nu + m_N - m_{\Lambda^{**}}}{\nu - \nu_B - \tilde{\omega}_{\Lambda^{**}}} \times \left\{ 2m_{\Lambda^{**}}^2 \nu_B + m_N \nu^2 + (k'^2 + k^2) \left(\nu + \frac{3}{4} \nu_B \right) + \frac{k'^2 k^2}{4m_N} \right\}. \quad (\text{A.17})$$

Der Übergang zu K^+ -Amplituden ist wieder mittels der Ersetzung $\nu \rightarrow -\nu$ in Gln. (A.16) und (A.17) möglich.

A.2 Zu Kapitel 3

A.2.1 Graphische Darstellung von Gl. (3.13)

In diesem Abschnitt möchten wir eine Verbindung zwischen Gl. (3.13) und dem Diagramm (3.14) herstellen. Aus den Gln. (2.49) und (2.62) schreiben wir die Amplitude \mathcal{M}^\pm der Wahrscheinlichkeit des Überganges

$$|N(p) K^\pm(k) \rangle \rightarrow |N(p') K^\pm(k') \rangle$$

als

$$\mathcal{M}^\pm = (2\pi)^4 i \delta^{(4)}(k + p - k' - p') \frac{\bar{u}_{p'} \mathcal{T}^\pm u_p}{\sqrt{2\omega} \sqrt{2\omega}}. \quad (\text{A.18})$$

Wir wollen zuerst eine effektive Lagrange-Dichte konstruieren, die auf die Wahrscheinlichkeitsamplitude (A.18) führt. Die Lagrange-Dichte drückt sich durch die gemäß Gl. (2.8) definierten Kaonen-Felder φ_{K^\pm} und die Nukleonen-Felder aus. In zweiter Quantisierung haben letztere folgende Fourier-Zerlegung

$$\psi_N = \sum_{s, \vec{p}} \sqrt{\frac{m_N}{E_p}} \left\{ \hat{c}_{\vec{p}} u_N(p) e^{-ip \cdot x} + \hat{d}^\dagger v_N(p) e^{ip \cdot x} \right\}, \quad (\text{A.19})$$

$$\bar{\psi}_N = \sum_{s, \vec{p}} \sqrt{\frac{m_N}{E_p}} \left\{ \hat{c}_{\vec{p}}^\dagger \bar{u}_N(p) e^{ip \cdot x} + \hat{d} \bar{v}_N(p) e^{-ip \cdot x} \right\}, \quad (\text{A.20})$$

wobei \hat{c} und \hat{d} die Vernichtungsoperatoren von Nukleonen und Anti-Nukleonen sind. Die Einteilchenzustände $|N \rangle$ und $|K \rangle$ sind folgendermaßen definiert

$$|K^\pm(k) \rangle = a^\dagger(k) |0 \rangle, \quad (\text{A.21})$$

$$|N(p) \rangle = \sqrt{\frac{E_p}{m_N}} c^\dagger(p) |0 \rangle. \quad (\text{A.22})$$

Hier stimmt die Definition (A.22) des Nukleonen-Zustandes mit unserer Definition von Matrixelementen der hadronischen Ströme (2.22) und (2.23) überein. Die effektive Lagrange-Dichte, die der Wahrscheinlichkeitsamplitude (A.18) entspricht, lautet nun in der Impuls-Darstellung

$$\mathcal{L}_{\text{eff}}^{K^\pm N} = \varphi_{K^\pm}^\dagger(k') \bar{\psi}_N(p') i \mathcal{T}^\pm(k, p; k, p) \psi_N(p) \varphi_{K^\pm}(k). \quad (\text{A.23})$$

Anhand dieser Lagrange-Dichte schreiben wir das Diagramm (3.14) gemäß der Feynman-Regel folgendermaßen aus

$$-i \tilde{\Pi}^\pm = \text{---} \overbrace{\text{---}}^{\text{---}} \text{---} = (-1) \int \frac{d^4 p}{(2\pi)^4} \text{Sp} \left\{ i \mathcal{T}^\pm(k, p; k, p) i \hat{G}(p) \right\}, \quad (\text{A.24})$$

wobei $\hat{G}(p)$ eine Greensche Funktion des Nukleons ist mit

$$\hat{G}(p) = (\hat{p} + m_N) G(p). \quad (\text{A.25})$$

Im Vakuum haben wir für $G(p)$

$$G(p) = G_{\text{vac}}(p) = \frac{1}{p^2 - m_N^2 + i0},$$

während im Medium ein Anteil antritt [230], der proportional zur Medium-Teilchen-Impulsverteilung $n_N(\vec{p})$ ist

$$G_{\text{vac}} \rightarrow G_{\text{med}} = G_{\text{vac}} + 2\pi i \frac{\delta(p_0 - E_p)}{2 E_p} n_N(\vec{p}). \quad (\text{A.26})$$

Einsetzen von Gln. (A.26, A.25) in Gl. (A.24) ergibt

$$\begin{aligned} -i \tilde{\Pi}^\pm &= -i \Pi_{\text{vac}}^\pm \\ &+ (-1) i^2 \int \frac{d^4 p}{(2\pi)^4} \text{Sp} \left\{ \mathcal{T}^\pm(k, p; k, p) (\hat{p} + m_N) \right\} 2\pi i \frac{\delta(p_0 - E_p)}{2 E_p} n_N(\vec{p}). \end{aligned} \quad (\text{A.27})$$

Der erste Term entspricht hier dem divergierenden Vakuum-Anteil des Polarisationsoperators. Nach der entsprechenden Renormierung kann dieser Anteil in die physikalischen Kaonenmasse gesteckt werden. Die reine Medium-Modifikation, die wir in (3.11) betrachten, ist vom zweiten Term in (A.27) bestimmt

$$\begin{aligned} \Pi^\pm &= \tilde{\Pi}^\pm - \Pi_{\text{vac}}^\pm \\ &= - \int \frac{d^4 p}{(2\pi)^4} \text{Sp} \left\{ \mathcal{T}^\pm(k, p; k, p) (\hat{p} + m_N) \right\} 2\pi i \frac{\delta(p_0 - E_p)}{2 E_p} n_N(\vec{p}) \\ &= - \int \frac{d^4 p}{(2\pi)^4} n_N(\vec{p}) \frac{m_N}{E_p} \frac{1}{2} \text{Sp} \left\{ \mathcal{T}^\pm(k, p; k, p) \frac{\hat{p} + m_N}{2 m_N} \right\} \Bigg|_{p_0=E_p}. \end{aligned}$$

Im letzten Ausdruck erkennen wir leicht die Cheng-Dashen-Amplitude (2.64) für die Vorwärts-Streuung (2.143)

$$\frac{1}{2} \text{Sp} \left\{ \mathcal{T}^\pm(k, p; k, p) \frac{\hat{p} + m_N}{2m_N} \right\} \Big|_{p_0=E_p} = F_N^\pm(k, k^2).$$

Somit haben wir die Relation (3.13) bekommen.

A.2.2 Das ideale Fermi-Gas

Hier fassen wir die Einzelheiten der Berechnung des Polarisationsoperators nach der Relation (3.15) mit den Vorwärts-Streuamplituden (2.160) und (2.163) zusammen.

Reguläranteil: Für die Integration über p in Gl. (3.15) brauchen wir die Integrale

$$I_n = \int \frac{2 d^3 p}{(2\pi)^3} \theta(p_F - p) \frac{m_N}{E_p} \nu^n, \quad n = 0, 1, 2, 3.$$

Wir fangen mit $n = 1$ an

$$I_1 = \int \frac{2 d^3 p}{(2\pi)^3} \theta(p_F - p) \left(\omega - \frac{\vec{p} \vec{k}}{E_p} \right) = \omega \int_0^{p_F} \frac{8\pi}{(2\pi)^3} p^2 dp = \omega \frac{p_F^3}{3\pi^2} = \omega \rho, \quad (\text{A.28})$$

wobei ρ die Teilchen-Dichte ist. Wenn wir auf den Term (2.151) in der chiralen Lagrange-Dichte, der den Term proportional zu ν in der Streuamplitude ergibt, zurückblicken, finden wir

$$I_1 = k_\mu \langle N | \bar{\psi}_N \gamma^\mu \psi_N | N \rangle = \omega \langle N | \bar{\psi}_N \gamma^0 \psi_N | N \rangle = \omega \langle N | \psi_N^\dagger \psi_N | N \rangle. \quad (\text{A.29})$$

Das letzte Matrix-Element ist hier bezüglich des Operators der Dichte $\hat{\rho}_N = \psi_N^\dagger \psi_N$ zwischen den N Teilchen enthaltenden Zuständen $|N\rangle$. Dieses Matrix-Element ist gerade gleich der Teilchen-Dichte.

Anders sieht es für das Integral $n = 0$ aus. Solche Integrale werden von der Wechselwirkung, wie z.B. der erste Term (Sigma-Term) in (2.152), verursacht, wobei gilt

$$I_0 = \langle N | \bar{\psi}_N \psi_N | N \rangle.$$

Dieses Matrix-Element nennt man die skalare Dichte ρ_s . Zur Auswertung des Integrals benutzt man folgende Relationen

$$\begin{aligned} \int \frac{dx x^2}{\sqrt{1+x^2}} &= \frac{1}{2} \left\{ x \sqrt{1+x^2} - \ln(x + \sqrt{1+x^2}) \right\}, \\ \int \frac{dx x^4}{\sqrt{1+x^2}} &= \frac{1}{4} x^3 \sqrt{1+x^2} - \frac{3}{8} \left\{ x \sqrt{1+x^2} - \ln(x + \sqrt{1+x^2}) \right\}, \\ \int dx x^2 \sqrt{1+x^2} &= \frac{1}{8} \left\{ x \sqrt{1+x^2} (1+2x^2) - \ln(x + \sqrt{1+x^2}) \right\}. \end{aligned}$$

und findet damit

$$I_0 = \rho_s = \frac{m_N}{\pi^2} \int_0^{p_F} \frac{dp p^2}{\sqrt{m_N^2 + p^2}} = \rho \Phi_s \left(\frac{p_F}{m_N} \right), \quad (\text{A.30})$$

wobei die Funktion

$$\Phi_s(x) = \frac{3}{2x^3} \left\{ x \sqrt{1+x^2} - \ln(x + \sqrt{1+x^2}) \right\} \quad (\text{A.31})$$

die Abweichung der skalaren Dichte von der Teilchen-Dichte zeigt. Die skalare Dichte ist i.a. kleiner als die Teilchen-Dichte, und bei kleinen Teilchen-Dichten, bei denen $p_F/m_N \ll 1$ gilt, haben wir

$$\rho_s \simeq \rho \left(1 - C_s \frac{m_\pi^2}{m_N^2} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{\frac{2}{3}} \right), \quad C_s = \frac{3}{10} (3\pi^2 \rho_0)^{\frac{2}{3}} / m_\pi^3 \approx 1.76.$$

Abb. A.2.2 zeigt die Funktion Φ_s für $0 < x < 2$. Wir beobachten, daß mit steigendem Fermi-Impuls die skalare Dichte merklich von der Teilchen-Dichte abweicht.

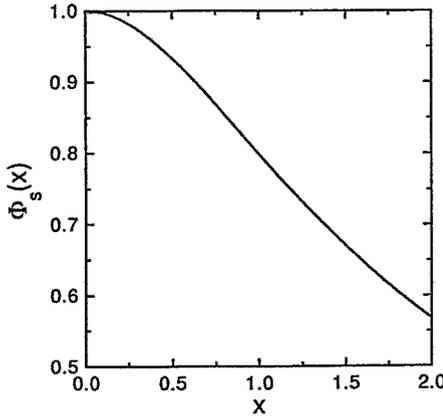


Abbildung A.1: Die Funktion $\Phi_s(x)$

Für die Integrale I_2 und I_3 bekommen wir

$$\begin{aligned} I_2 &= \int \frac{2 d^3 p}{(2\pi)^3} \theta(p_F - p) \frac{(\omega E_p - \vec{p} \vec{k})^2}{m_N E_p} = \int_0^{p_F} \frac{dp p^2}{\pi^2} \left(\frac{\omega^2 E_p}{m_N} + \frac{\vec{k}^2 p^2}{3m_N E_p} \right) \\ &= \frac{\omega}{\pi^2} \int_0^{p_F} dp p^2 \sqrt{1 + \frac{p^2}{m_N^2}} + \frac{\vec{k}^2}{3\pi^2} \int_0^{p_F} dp \frac{p^4/m_N^2}{\sqrt{1 + \frac{p^2}{m_N^2}}} \\ &= (\omega^2 - \vec{k}^2) \frac{\rho}{4} \Phi_s \left(\frac{p_F}{m_N} \right) + (3\omega^2 + \vec{k}^2) \frac{\rho}{4} \sqrt{1 + \frac{p_F^2}{m_N^2}}, \end{aligned} \quad (\text{A.32})$$

$$\begin{aligned}
I_3 &= \int \frac{2 d^3 p}{(2\pi)^3} \theta(p_F - p) \frac{(\omega E_p - \vec{p} \vec{k})^3}{m_N^2 E_p} = \int_0^{p_F} \frac{dp p^2}{\pi^2} \left(\frac{\omega^3 E_p^2}{m_N^2} + \omega \frac{\vec{k}^2 p^2}{m_N^2} \right) \\
&= \omega^3 \rho + \omega (\omega^2 + \vec{k}^2) \frac{3}{5} \rho \frac{p_F^2}{m_N^2}. \tag{A.33}
\end{aligned}$$

Jetzt können wir den regulären Anteil des Polarisationsoperators, der von $F_{N,\text{reg}}^-$ erzeugt ist, ausschreiben. Wir betrachten dabei ρ als die totale Nukleonen-Dichte, von der $x\rho \equiv \rho_p$ ein Protonen-Anteil ist, und $(1-x)\rho \equiv \rho_n$ den Neutronen-Anteil angibt. Dann haben wir für Fermi-Impulse von Protonen und Neutronen

$$p_{F,p} = x^{\frac{1}{3}} p_F, \quad p_{F,n} = (1-x)^{\frac{1}{3}} p_F,$$

wobei

$$p_F = (3\pi^2 \rho)^{\frac{1}{3}},$$

der der Dichte ρ entsprechende Fermi-Impuls ist. Mit diesen Definitionen ist der Polarisationsoperator folgende Funktion von ω , \vec{k} , ρ und x

$$\begin{aligned}
\Pi_{\text{reg}}^-(\omega, \vec{k}, \rho, x) &= \\
&\rho \left[\frac{\Sigma_{KN}}{f_K^2} \bar{\Phi}_s(x, \rho) + x \Phi_s \left(x^{\frac{1}{3}} \frac{p_F}{m_N} \right) \sum_{Y=\Lambda, \Sigma, \Lambda^*} C_{KNY}^2 \tilde{\omega}_Y \right. \\
&\quad \left. + 2(1-x) \Phi_s \left((1-x)^{\frac{1}{3}} \frac{p_F}{m_N} \right) C_{KN\Sigma}^2 \tilde{\omega}_\Sigma \right] \\
&+ \omega \rho \left[-\frac{1+x}{2f_K^2} + (C_{KN\Lambda}^2 + C_{KN\Lambda^*}^2) x + C_{KN\Sigma}^2 (2-x) \right] \\
&- \frac{\omega^2 - \vec{k}^2}{m_K^2} \rho \left[\frac{\Sigma_{KN}}{f_K^2} \bar{\Phi}_s(x, \rho) + C_p^{\text{soft}} x \Phi_s \left(x^{\frac{1}{3}} \frac{p_F}{m_N} \right) + C_n^{\text{soft}} (1-x) \Phi_s \left((1-x)^{\frac{1}{3}} \frac{p_F}{m_N} \right) \right] \\
&- \frac{(\omega^2 - \vec{k}^2) \omega}{m_K^3} \rho \left[-\frac{1+x}{2f_K^2} m_K + (C_p^{\text{odd}} - d_p^{\text{odd}}) x + (C_n^{\text{odd}} - d_n^{\text{odd}}) (1-x) \right] \\
&- \frac{\omega^2 - \vec{k}^2}{m_K^2} \frac{\rho}{4} \left[(C_p^{\text{even}} - C_p^{\text{soft}}) x \Phi_s \left(x^{\frac{1}{3}} \frac{p_F}{m_N} \right) \right. \\
&\quad \left. + (C_n^{\text{even}} - C_n^{\text{soft}}) (1-x) \Phi_s \left((1-x)^{\frac{1}{3}} \frac{p_F}{m_N} \right) \right] \\
&- \frac{3\omega^2 + \vec{k}^2}{m_K^2} \frac{\rho}{4} \left[(C_p^{\text{even}} - C_p^{\text{soft}}) x \sqrt{1 + x^{\frac{2}{3}} \frac{p_F^2}{m_N^2}} \right. \\
&\quad \left. + (C_n^{\text{even}} - C_n^{\text{soft}}) (1-x) \sqrt{1 + (1-x)^{\frac{2}{3}} \frac{p_F^2}{m_N^2}} \right] \\
&- \frac{\omega^3 \rho}{m_K^3} [d_p^{\text{odd}} x + d_n^{\text{odd}} (1-x)] - \frac{\omega (\omega^2 + \vec{k}^2)}{m_K^3} \frac{3}{5} \rho \frac{p_F^2}{m_N^2} [d_p^{\text{odd}} x^{\frac{5}{3}} + d_n^{\text{odd}} (1-x)^{\frac{5}{3}}] \tag{A.34}
\end{aligned}$$

mit

$$\bar{\Phi}_s(x, \rho) = x \Phi_s \left(x^{\frac{1}{3}} \frac{p_F}{m_N} \right) + (1-x) \Phi_s \left((1-x)^{\frac{1}{3}} \frac{p_F}{m_N} \right).$$

Wir formen die Terme in Gl. (A.34) um und bringen sie in die Form (3.17) mit den Koeffizienten

$$\begin{aligned} d(x, \rho) &= \frac{\Sigma_{KN} \rho_0}{f_K^2 m_K^2} \bar{\Phi}_s(x, \rho) + x \Phi_s \left(x^{\frac{1}{3}} \frac{p_F}{m_N} \right) \sum_{Y=\Lambda, \Sigma, \Lambda^*} C_{KNY}^2 \frac{\tilde{\omega}_Y \rho_0}{m_K^2} \\ &\quad + 2(1-x) \Phi_s \left((1-x)^{\frac{1}{3}} \frac{p_F}{m_N} \right) C_{KN\Sigma}^2 \frac{\tilde{\omega}_\Sigma \rho_0}{m_K^2}, \end{aligned} \quad (\text{A.35})$$

$$\alpha(x, \rho) = \frac{1+x}{2 f_K^2 m_\pi} \rho_0 - (C_{KN\Lambda}^2 + C_{KN\Lambda^*}^2) \frac{\rho_0}{m_\pi} x - C_{KN\Sigma}^2 \frac{\rho_0}{m_\pi} (2-x), \quad (\text{A.36})$$

$$\begin{aligned} \beta_\omega(x, \rho) &= \frac{\Sigma_{KN} \rho_0}{f_K^2 m_K^2} \bar{\Phi}_s(x, \rho) + \frac{C_p^{\text{even}} + 3 C_p^{\text{soft}}}{4 m_K^2} \rho_0 x \Phi_s \left(x^{\frac{1}{3}} \frac{p_F}{m_N} \right) \\ &\quad + \frac{C_n^{\text{even}} + 3 C_n^{\text{soft}}}{4 m_K^2} \rho_0 (1-x) \Phi_s \left((1-x)^{\frac{1}{3}} \frac{p_F}{m_N} \right) \\ &\quad + \frac{3\rho_0}{4 m_K^2} \left\{ (C_p^{\text{even}} - C_p^{\text{soft}}) x \sqrt{1 + x^{\frac{2}{3}} \frac{p_F^2}{m_N^2}} \right. \\ &\quad \left. + (C_n^{\text{even}} - C_n^{\text{soft}}) (1-x) \sqrt{1 + (1-x)^{\frac{2}{3}} \frac{p_F^2}{m_N^2}} \right\}, \end{aligned} \quad (\text{A.37})$$

$$\begin{aligned} \beta_k(x, \rho) &= \beta_\omega(x, \rho) - \frac{\rho_0}{m_K^2} \left\{ (C_p^{\text{even}} - C_p^{\text{soft}}) x \sqrt{1 + x^{\frac{2}{3}} \frac{p_F^2}{m_N^2}} \right. \\ &\quad \left. + (C_n^{\text{even}} - C_n^{\text{soft}}) (1-x) \sqrt{1 + (1-x)^{\frac{2}{3}} \frac{p_F^2}{m_N^2}} \right\}, \end{aligned} \quad (\text{A.38})$$

$$\begin{aligned} \gamma_\omega(x, \rho) &= \frac{1+x}{2 f_K^2 m_K^2} \rho_0 m_\pi - [C_p^{\text{odd}} x + C_n^{\text{odd}} (1-x)] \frac{\rho_0 m_\pi}{m_K^3} \\ &\quad - \frac{3 p_F^2}{5 m_N^2} \frac{\rho_0 m_\pi}{m_K^3} [d_p^{\text{odd}} x^{\frac{5}{3}} + d_n^{\text{odd}} (1-x)^{\frac{5}{3}}], \end{aligned} \quad (\text{A.39})$$

$$\begin{aligned} \gamma_k(x, \rho) &= \frac{1+x}{2 f_K^2 m_K^2} \rho_0 m_\pi - [(C_p^{\text{odd}} - d_p^{\text{odd}}) x + (C_n^{\text{odd}} - d_n^{\text{odd}}) (1-x)] \frac{\rho_0 m_\pi}{m_K^3} \\ &\quad + \frac{3 p_F^2}{5 m_N^2} \frac{\rho_0 m_\pi}{m_K^3} [d_p^{\text{odd}} x^{\frac{5}{3}} + d_n^{\text{odd}} (1-x)^{\frac{5}{3}}]. \end{aligned} \quad (\text{A.40})$$

Der reguläre Anteil des Modell-Polarisationsoperators nimmt nach dem Einsetzen der Streuamplitude (2.164) die Form (3.18) mit den folgenderweise definierten Parametern

an¹

$$\begin{aligned} \bar{d}(x, \rho) = & \frac{\Sigma_{KN} \rho_0}{f^2 m_K^2} \bar{\Phi}_s(x, \rho) - x \Phi_s \left(x^{\frac{1}{3}} \frac{p_F}{m_N} \right) \left[\sum_{Y=\Lambda, \Sigma, \Lambda^*} C_{KNY}^2 \tilde{\omega}_Y - \frac{C}{f^2} \right] \frac{\rho_0}{m_K^2} \\ & - (1-x) \Phi_s \left((1-x)^{\frac{1}{3}} \frac{p_F}{m_N} \right) \left[2 C_{KN\Sigma}^2 \tilde{\omega}_\Sigma + \frac{C}{f^2} \right] \frac{\rho_0}{m_K^2}, \end{aligned} \quad (\text{A.41})$$

$$\begin{aligned} \bar{\beta}(x, \rho) = & -\frac{\Sigma_{KN} \rho_0}{f^2 m_K^2} \bar{\Phi}_s(x, \rho) \\ & + \frac{\rho_0}{m_K^2} \left[\left(\beta_p - \frac{C}{f^2} \right) x \Phi_s \left(x^{\frac{1}{3}} \frac{p_F}{m_N} \right) \right. \\ & \left. + \left(\beta_n + \frac{C}{f^2} \right) (1-x) \Phi_s \left((1-x)^{\frac{1}{3}} \frac{p_F}{m_N} \right) \right], \end{aligned} \quad (\text{A.42})$$

$$\begin{aligned} \bar{\lambda}(x, \rho) = & 2 \left[\frac{\Sigma_{KN} \rho_0}{f^2 m_K^2} \bar{\Phi}_s(x, \rho) \right. \\ & \left. + \frac{C \rho_0}{f^2 m_K^2} \left(x \Phi_s \left(x^{\frac{1}{3}} \frac{p_F}{m_N} \right) - (1-x) \Phi_s \left((1-x)^{\frac{1}{3}} \frac{p_F}{m_N} \right) \right) \right]. \end{aligned} \quad (\text{A.43})$$

Den Parameter $\bar{\alpha}$ bekommen wir aus dem Parameter α durch die Ersetzung der Kaonen-Zerfallskonstanten f_K durch die Pionen-Zerfallskonstante f_π .

Die numerischen Werte der Parameter $d \dots \gamma_k$ und $\bar{d} \dots \bar{\lambda}$ sind in Tab. A.1 für $\rho = \rho_0$ und verschiedene Isospin-Kompositionen angeführt.

Pol-Anteil: Bei der Auswertung des Pol-Anteils des Polarisationsoperators treffen wir auf das Integral

$$I_p^Y = \int \frac{2 d^3 p}{(2\pi)^3} n_N(\vec{p}) \frac{m_N}{E_p} \frac{1}{\nu - \tilde{\omega}_Y(k^2)}, \quad (\text{A.44})$$

wobei wir $\tilde{\omega}_Y(k^2) = \tilde{\omega}_Y + \frac{k^2}{2m_N}$ definieren. In (A.44) ist die Integration über den Winkel des Vektors \vec{p} leicht ausführbar. Wir bekommen

$$I_p^Y = \int \frac{dp p}{2\pi^2} \frac{m_N}{E_p} \ln \left| \frac{\omega \frac{E_p}{m_N} - \tilde{\omega}_Y(k^2) + \frac{|\vec{k}||\vec{p}|}{m_N}}{\omega \frac{E_p}{m_N} - \tilde{\omega}_Y(k^2) - \frac{|\vec{k}||\vec{p}|}{m_N}} \right|. \quad (\text{A.45})$$

Das letzte Integral ist analytisch nicht ausführbar, sofern wir keine nichtrelativistische Näherung mit $E_p/m_N \sim 1$ voraussetzen. Für einfache Kerndichte $\rho = \rho_0$ ist der Fermi-Impuls gleich $p_F(\rho_0) \approx 2.42 m_\pi$. Damit schätzen wir ab

$$\frac{E_p}{m_N} - 1 = \sqrt{1 + \frac{p_F^2}{m_N^2}} - 1 \approx 0.06.$$

¹An dieser Stelle erinnern wir, daß in Gln. (A.41-A.43) f die Pionen-Zerfallskonstante $f = f_\pi$ ist, anstatt der Kaonen-Zerfallskonstante in Gln. (A.35-A.40).

	$x = 0$	$x = 0.5$	$x = 1$
$d(\rho_0, x)$	0.13	0.18	0.22
$\alpha(\rho_0, x)$	0.32	0.20	0.07
$\beta_\omega(\rho_0, x)$	0.17	0.20	0.23
$\beta_k(\rho_0, x)$	0.28	0.29	0.30
$\gamma_\omega(\rho_0, x)$	$-0.47 \cdot 10^{-2}$	-0.014	-0.022
$\gamma_k(\rho_0, x)$	-0.13	-0.044	-0.041
$\bar{d}(\rho_0, x)$	0.15	0.12	0.094
$\bar{\alpha}(\rho_0, x)$	0.50	0.47	0.43
$\bar{\beta}(\rho_0, x)$	-0.096	-0.067	-0.036
$\bar{\lambda}(\rho_0, x)$	0.32	0.36	0.40

Tabelle A.1: Die Parameter der regulären Anteile der Polarisationsoperatoren (3.17) und (3.18) bei $\rho = \rho_0$ für verschiedene Isospin-Kompositionen

So steigen die relativistischen Korrekturen im Integral (A.45) nicht über 6% bei $\rho = \rho_0$. Für größere Dichten $\rho \sim 6\rho_0$ erreichen sie nur 20%. Auf diese Weise scheint die nicht-relativistische Näherung in der Relation (A.45) innerhalb eines breiten Dichte-Intervalls ziemlich gut zu sein.

Damit bekommen wir nach der Impuls-Integration in (A.45)

$$I_p^Y = -\frac{3}{2} \rho \Phi_Y(\omega, \vec{k}),$$

wobei Φ_Y die Lindhard-Funktion ist, die definiert ist als

$$\Phi_Y(\omega, \vec{k}) = \frac{1}{b} \left\{ \frac{a^2 - b^2}{2} \ln \left| \frac{a+b}{a-b} \right| - ab \right\}, \quad (\text{A.46})$$

$$a = \omega - \tilde{\omega}_Y(k^2), \quad b = |\vec{k}| \frac{p_F}{m_N}.$$

Eine weitere gute Näherung in Gl. (A.46), die man oft verwendet, ist die Näherung mit $|a| \gg b$, die in

$$\Phi_Y \approx -\frac{2}{3a}$$

resultiert. Somit haben wir

$$I_p^Y \approx \frac{\rho}{\omega - \tilde{\omega}_Y + \frac{k^2}{2m_N}}.$$

Danach nimmt der Polanteil des Polarisationsoperators die Form (3.19) an.

A.2.3 Ein einfaches Modell für die Parameter der lokalen NY-Wechselwirkungen

Hier rechnen wir die Beiträge zu den Parametern f'_Λ , g'_Σ und $f'_{\Lambda\Sigma}$ in Gl. (3.86 - 3.88) vom K - und K^* -Austausch mit Berücksichtigung von Nukleon-Nukleon-Korrelationen aus.

Die KNY - und K^*NY -Kopplungen sind durch die Lagrange-Dichten

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{KNY} &= -i g_{KNY} \bar{Y} \hat{k} \gamma_5 N K + \text{h.c.} \\ \mathcal{L}_{K^*NY} &= \bar{Y} \left(g_{K^*NY} \gamma^\mu + i \frac{f_{K^*NY}}{2 m_N} \sigma^{\mu\nu} k_\nu \right) N K^* + \text{h.c.}\end{aligned}$$

bestimmt. In diesen Relationen schreiben wir nicht die Isospin-Struktur der Wechselwirkung explizit aus. Für nichtrelativistische Baryonen bekommen wir folgende Vertizes der $K(K^*)NY$ -Wechselwirkungen

$$\begin{aligned}V_{KNY} &= i C_{KNY} (\vec{\sigma} \vec{k}), \\ V_{K^*NY} &= i C_{K^*NY} [\vec{\sigma} \times \vec{k}],\end{aligned}$$

wobei die Konstante C_{KNY} in Gl. (2.91) definiert ist und

$$C_{K^*NY} = \frac{g_{K^*NY}}{m_Y + m_N} \left(1 + \frac{m_Y + m_N}{2 m_N} \frac{f_{K^*NY}}{g_{K^*NY}} \right) \quad (\text{A.47})$$

gilt. Die K^* - und K -Austausch-Potentiale nehmen dann folgende Formen an

$$T_{NY}^{(K)}(\omega, \vec{k}) = C_{KN_1Y_1} C_{KN_2Y_2} \frac{(\vec{\sigma}_1 \vec{k}) (\vec{\sigma}_2 \vec{k})}{\omega^2 - \vec{k}^2 - m_K^2 + i0}, \quad (\text{A.48})$$

$$T_{NY}^{(K^*)}(\omega, \vec{k}) = C_{K^*N_1Y_1} C_{K^*N_2Y_2} \frac{[\vec{\sigma}_1 \times \vec{k}] [\vec{\sigma}_2 \times \vec{k}]}{\omega^2 - \vec{k}^2 - m_{K^*}^2 + i0}. \quad (\text{A.49})$$

Die Nukleon-Hyperonen-Wechselwirkungen im seltsamen pseudoskalaren Kanal, den wir in den Diagrammen (3.84, 3.85) betrachten, stellen wir als die Summe von Ein-Kaon- und Ein-Vektorkaon-Austausch-Potentiale

$$T_{NY} = T_{NY}^{(K)} + T_{NY}^{(K^*)} + T_{NY}^{\text{loc}}$$

mit dem lokalen Anteil T_{NY}^{loc} dar, der vom Viel-Mesonen-Austausch, z.B. $K + 2n\pi$, $K^* + 2n\pi$, $K, K^* + m\omega$ etc., bestimmt ist. Diesen Anteil können wir in der Koordinatendarstellung als ein Produkt vom Potential $(T_{NY}^{(K)} + T_{NY}^{(K^*)})$, das die ausgetauschten Quantenzahlen bestimmt, und einem Potential, das alle Viel-Mesonen-Austauschprozesse umfaßt, darstellen. Das letztere Potential ist lokal und ist dasselbe wie in dem Fall der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung. Für Nukleonen führt es zur Nukleon-Nukleon-Abstoßung, die durch eine Korrelationsfunktion $C^{\text{SR}}(\vec{r})$ (3.82) parametrisiert ist. Im Einklang mit den Arbeiten [231] und [193] (siehe Anhang B) schreiben wir im Koordinatenraum

$$T_{NY}^{\text{loc}}(\vec{r}) = C^{\text{SR}}(\vec{r}) \left[T_{NY}^{(K)}(\vec{r}) + T_{NY}^{(K^*)}(\vec{r}) \right].$$

Nach der Fourier-Transformation zum Impulsraum erhalten wir

$$T_{NY}^{\text{loc}}(\vec{k}) = \int \frac{d^3q}{(2\pi)^3} C^{\text{SR}}(\vec{k} + \vec{q}) \left[T_{NY}^{(K)}(\vec{q}) + T_{NY}^{(K^*)}(\vec{q}) \right],$$

wobei $C^{\text{SR}}(\vec{p}) = -\frac{2\pi^2}{m_0^2} \delta(|\vec{p}| - m_0)$ ist. Die uns interessierenden Spin-Strukturen $(\vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2)$ können wir in Gln. (A.48, A.49) mit Hilfe der Relationen

$$\begin{aligned} (\vec{\sigma}_1 \vec{k}) (\vec{\sigma}_2 \vec{k}) &= \frac{1}{3} (\vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2) + \frac{1}{3} \hat{S}_{12}(\vec{k}), \\ [\vec{\sigma}_1 \times \vec{k}] [\vec{\sigma}_2 \times \vec{k}] &= \frac{2}{3} (\vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2) - \frac{1}{3} \hat{S}_{12}(\vec{k}), \end{aligned}$$

abtrennen, wobei $\hat{S}_{12}(\vec{k}) = 3(\vec{\sigma}_1 \vec{k})(\vec{\sigma}_2 \vec{k}) - (\vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2) \vec{k}^2$ ein Spin-Tensoroperator ist. Analog zu Gl. (B.8) in [193] bekommen wir für den Spin-Spin-Term der lokalen NY -Wechselwirkungen

$$\begin{aligned} T_{NY}^{\text{loc}}(\omega, \vec{k}) &= - C_{KN_1Y_1} C_{KN_2Y_2} \frac{1}{3} \frac{\vec{k}^2 + m_0^2}{\omega^2 - \vec{k}^2 - m_K^2 - m_0^2} \vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2 \\ &\quad - C_{K^*N_1Y_1} C_{K^*N_2Y_2} \frac{2}{3} \frac{\vec{k}^2 + m_0^2}{\omega^2 - \vec{k}^2 - m_{K^*}^2 - m_0^2} \vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2. \end{aligned} \quad (\text{A.50})$$

Die benötigten Kopplungskonstanten nehmen wir aus der Analyse der Jülich-Gruppe [136]

$$|C_{K^*N\Lambda}| = 1.74 m_\pi^{-1}, \quad |C_{K^*N\Sigma}| = 0.36 m_\pi^{-1}. \quad (\text{A.51})$$

Im Limes $\omega, \vec{k} \rightarrow 0$ bekommen wir aus Gl. (A.50) mit den Kopplungskonstanten (A.51) mit der Berücksichtigung ihrer relativen Vorzeichen, $C_{KN\Lambda}, C_{K^*N\Lambda} < 0$ und $C_{KN\Sigma}, C_{K^*N\Sigma} > 0$, die folgende Werte von Parametern

$$f'_\Lambda = 1.1, \quad g'_\Sigma = 1.02, \quad f'_{\Lambda\Sigma} = -1.06.$$

Literaturverzeichnis

- [1] P. Braun-Munzinger, J. Stachel, J.P. Wessel, N. Xu, *Thermal equilibration and expansion in nucleus-nucleus collisions at the AGS*, Phys. Lett. B344 (1995) 43; *Thermal and hadrochemical equilibration in nucleus-nucleus collisions at the SPS*, Phys. Lett. B365 (1996) 1.
- [2] B. Müller, *Physics and signatures of the quark-gluon plasma*, Rep. Prog. Phys. 58 (1995) 611.
- [3] J.W. Harris, B. Müller, *The search for the quark-gluon plasma* preprint DUKE-TH-96-105 (1996), hep-ph/9602235.
- [4] S.L. Shapiro, S.A. Teukolsky, *Black Holes, White Dwarfs and Neutron Stars*, John Wiley, N.Y. (1983).
- [5] F. Weber, Ch. Schaab, M.K. Weigel, N.K. Glendenning, *Strange stars, strange dwarfs, and planetary-like strange-matter objects*, in Proc. of Int. Symposium on Strangeness and Quark Matter, Sept 1-5, 1994, Crete, Greece, World Scientific, Singapur (1994) 33.
- [6] G. Baym, *Neutron stars: Observing the properties of high-density nuclear matter*, Nucl. Phys. A590 (1995) 233c.
- [7] C.J. Pethick, *Cooling of neutron stars*, Rev. Mod. Phys. 64 (1992) 1133.
- [8] V. Thorsson, M. Prakash, C.J. Pethick, *On neutrino emission from dense matter containing meson condensates*, Phys. Rev. D52 (1995) 3739.
- [9] W. Greiner, *On the extension of the periodic system into the sectors of strangeness and antimatter*, Int. J. Mod. Phys. E5 (1996) 1.
- [10] M. Gell-Mann, *Isotopic spin and new unstable particles*, Phys. Rev. 92 (1953) 833.
- [11] K. Nishijima, T. Nakano, *Charge independence for V-particles*, Prog. Theor. Phys. 10 (1953) 581.
- [12] M. Gell-Mann, Y. Ne'eman, *Eight-fold Way*, W.A. Benjamin, N.Y. (1964).
- [13] E. Witten, *Cosmic separation of phases*, Phys. Rev. D30 (1984) 272.

- [14] C. Greiner, D.H. Rischke, H. Stöcker and P. Koch, *The creation of strange quark matter droplets as a unique signature for quark-gluon plasma formation in relativistic heavy ion collisions*, Phys. Rev. D38 (1988) 2797.
- [15] N.K. Glendenning, *Hyperons in neutron stars*, Z. Phys. A326 (1987) 57.
- [16] N.K. Glendenning, *Role of hyperons and pions in the neutron stars and supernovae*, Z. Phys. A327 (1987) 327.
- [17] P.J. Ellis, R. Knorren, M. Prakash, *Kaon condensation in neutron star matter with hyperons*, Phys. Lett. B349 (1995) 11.
- [18] P. Koch, B. Müller, J. Rafelski, *Strangeness in relativistic heavy-ion collisions*, Phys. Rep. 142 (1986) 167.
- [19] A.B. Migdal, *Pion fields in nuclear matter*, Rev. Mod. Phys. 50 (1978) 107.
- [20] A.B. Migdal, E.E. Saperstein, M.A. Troitsky, D.N. Voskresensky, *Pion degrees of freedom in nuclear matter*, Phys. Rep. 192 (1990) 179.
- [21] T.O. Ericson, W. Weise, *Pions and Nuclei*, Clarendon Press, Oxford (1988).
- [22] C.B. Dover, G.E. Walker, *The interaction of kaons with nucleons and nuclei*, Phys. Rep. 89 (1982) 1.
- [23] B.R. Martin, *Kaon-nucleon partial wave amplitudes below 1.5 GeV/c for I=0 and 1*, Nucl. Phys. B94 (1975) 413.
- [24] A.D. Martin, *Dispersion relation constrains on low energy $\bar{K}N$ scattering*, Phys. Lett. B65 (1976) 346.
- [25] A.D. Martin, *Kaon-nucleon parameters*, Nucl. Phys. B179 (1981) 33.
- [26] T. Barnes, E.S. Swanson, *Kaon-nucleon scattering amplitudes and Z^* enhancement from quark Born diagrams*, Phys. Rev. C49 (1994) 1166.
- [27] K. Tanaka, A. Suzuki, *Kaonic hydrogen atom and low energy $\bar{K}N$ interaction*, Phys. Rev. C45 (1992) 2068.
- [28] C.J. Batty, *Optical-model analysis of exotic atom data (I). Kaonic atoms*, Nucl. Phys. A372 (1981) 418.
- [29] E. Friedman, A. Gal, C.J. Batty, *Density dependence in kaonic atoms*, Phys. Lett. B308 (1993) 6.
- [30] E. Friedman, A. Gal, C.J. Batty, *Density-dependent K^- nuclear optical potentials from kaonic atoms*, Nucl. Phys. A579 (1994) 518.

- [31] P.M. Gensini, *Low-energy kaon interaction and scattering on nucleons and light nuclei*, preprint DFUPG-51-92; The DAΦNE Physics Handbook, (Eds.) L. Maiani, G. Pancheri, N. Paver, INFN, Frascati (1992) 739.
- [32] P.M. Gensini, G. Violini, *Old problems in low-energy KN physics and perspective opening up at new machines*, preprint DFUPG-36-91-rev (1991) (unpublished).
- [33] Y. Mardor, E. Piasetsky, J. Alster et al., *K^+ total cross section as a test of nucleon "swelling"*, Phys. Rev. Lett. 65 (1990) 2110.
- [34] R.A. Krauss, J. Alster, D. Ashery et al., *K^+ total cross section on ^{12}C and medium effects in nuclei*, Phys. Rev. C46 (1992) 655.
- [35] R. Sawafta, R. Weiss, J. Aclander et al., *The influence of the nuclear medium on K^+ total cross section*, Phys. Lett. B307 (1993) 293.
- [36] C.M. Kormanyos, R.J. Peterson, J.R. Shepard et al., *K^+ -nucleus quasielastic scattering*, Phys. Rev. Lett. 71 (1993) 2571.
- [37] P.B. Siegel, W.B. Kaufmann, W.R. Gibbs, *K^+ -nucleus elastic scattering and charge exchange*, Phys. Rev. C30 (1984) 1256.
- [38] G.E. Brown, C.B. Dover, P.B. Siegel, W. Weise, *K^+ -nucleus scattering and the "swelling" of nucleons in nuclei*, Phys. Rev. Lett. 60 (1988) 2723.
- [39] J.C. Caillon, J. Labarsouque, *Polarization of the nuclear medium and RPA-type calculations in K^+ scattering in nuclei*, Nucl. Phys. A572 (1994) 649.
- [40] S. Schnetzer, M.C. Lemaire, R. Lombard et al., *Production of K^+ mesons in 2.1 GeV/nucleon nuclear collisions*, Phys. Rev. Lett. 49 (1982) 989.
- [41] S. Schnetzer, R.M. Lombard, M.C. Lemaire et al., *Inclusive production of K^+ mesons in 2.1 GeV/nucleon nuclear collisions*, Phys. Rev. C40 (1989) 640.
- [42] A. Shor, K. Ganezer, S. Abachi et al., *Measurement of "subthreshold" production of K^- and antiprotons in relativistic nuclear collisions*, Phys. Rev. C48 (1982) 1597.
- [43] E. Barasch, A. Shor, S. Abachi et al., *Energy spectrum of subthreshold K^- produced in relativistic nuclear collisions*, Phys. Lett. B161 (1985) 265.
- [44] J. Carroll, *Latest results on "subthreshold" production of kaons and antiprotons*, Nucl. Phys. A488 (1988) 203c.
- [45] A. Shor, E.F. Barasch, J.B. Carroll et al., *Subthreshold antiproton, K^- , and energetic-pion production in relativistic nucleus-nucleus collisions*, Phys. Rev. Lett. 63 (1989) 2192.

- [46] A. Shor, *Scaling patterns for particle production in relativistic nuclear collisions*, Phys. Lett. B274 (1992) 11.
- [47] A. Schröter, E. Berdermann, H. Geissel et al., *Subthreshold antiproton and K^- production in heavy ion collisions*, Z. Phys. A350 (1994) 101.
- [48] E. Grosse, *Meson production in nuclear collisions and the equation of state of hadronic matter*, Prog. Part. Nucl. Phys. 30 (1993) 89.
- [49] D. Miśkowiec, W. Ahner, R. Barth et al., *Observation of enhanced subthreshold K^+ production in central collision between heavy nuclei*, Phys. Rev. Lett. 72 (1994) 3650.
- [50] R. Barth, E. Grosse, P. Senger, *Probing in-medium effects by observing K^+ and K^- production from Ni+Ni collisions of equivalent energies*, GSI-Nachrichten 10-95 (1995) 9.
- [51] R. Barth, P. Beckerle, C. Bormann et al., *Probing in-medium effects by observing K^+ and K^- production in Ni+Ni collisions at equivalent beam energies*, GSI-Report 96-1 (1996) 51.
- [52] N. Herrmann, J. Ritman, *Identification of K^+ , K^- und Λ hadrons in the system 1.93 AGeV ^{58}Ni on ^{58}Ni* , GSI-Nachrichten 08-94 (1994) 19.
- [53] J. Ritman et al. *On the transverse momentum distribution of strange hadrons produced in relativistic heavy ion collisions*, Z. Phys. A352 (1995) 355.
- [54] J. Julien, D. Lebrun, A. Mongeot et al., *Subthreshold K^+ production in heavy-ion collisions*, Phys. Lett. B264 (1991) 34.
- [55] F.R. Lecolley, N. Alamanos, L. Bianchi et al., *Kaon production in nucleus-nucleus collisions at 92 MeV per nucleon*, Nucl. Phys. A583 (1995) 379c.
- [56] The Proceedings of Conference on Strangeness in Hot Hadronic Matter: Strangeness '95, Tucson, 4-6 Jan. 1995, (Ed.) J. Rafelski, AIP Press, N.Y., (1995).
- [57] G.E. Brown, M. Rho, *Scaling effective Lagrangians in a dense medium*, Phys. Rev. Lett. 66 (1991) 2720.
- [58] D. Kaplan, A.E. Nelson, *Strange goes on in dense nucleonic matter*, Phys. Lett. B175 (1986) 57; *ibid* B179 (1986) 409 (E).
- [59] A.E. Nelson, D. Kaplan, *Strange condensate realignment in relativistic heavy ion collisions*, Phys. Lett. B192 (1987) 193.
- [60] A.E. Nelson, *Kaon condensation in the early Universe*, Phys. Lett. B240 (1990) 179.
- [61] V.P. Berezovoy, I.V. Krive, E.M. Chudnovsky, *To theory of meson condensation in nuclear matter*, Yad. Fiz. 30 (1979) 1117.

- [62] G.E. Brown, K. Kubodera, M. Rho, *Strangeness condensation and "clearing" of the vacuum*, Phys. Lett. B192 (1987) 273.
- [63] H.D. Politzer, M.B. Wise, *Kaon condensation in nuclear matter*, Phys. Lett. B273 (1991) 156.
- [64] G.E. Brown, K. Kubodera, M. Rho, V. Thorsson, *A novel mechanism for kaon condensation in neutron star matter*, Phys. Lett. B291 (1992) 355.
- [65] G.E. Brown, C.-H. Lee, M. Rho, V. Thorsson, *From kaon-nuclear interaction to kaon condensation*, Nucl. Phys. A567 (1994) 937.
- [66] C.-H. Lee, H. Jung, D.-P. Min, M. Rho, *Kaon-nucleon scattering from chiral Lagrangians*, Phys. Lett. B326 (1994) 14.
- [67] C.-H. Lee, G.E. Brown, D.-P. Min, M. Rho, *An effective chiral Lagrangian approach to kaon-nuclear interaction: Kaonic atom and kaon condensation*, Nucl. Phys. A585 (1995) 401.
- [68] C.-H. Lee, G.E. Brown, M. Rho, *Kaon condensation in "nuclear star" matter*, Phys. Lett. B335 (1994) 266.
- [69] C.-H. Lee, M. Rho, *Kaon condensation in dense stellar matter*, preprint SNUTP-94-121 (1994), talk given at Int. Workshop on Nuclear and Particle Physics: Chiral Dynamics in Hadrons and Nuclei, Seoul, Korea, 6-10 February, 1995.
- [70] H.K. Lee, M. Rho, S.-J. Sin, *A renormalization group flow analysis of meson condensation in dense matter*, Phys. Lett. B348 (1995) 290.
- [71] T. Muto, T. Tatsumi, *Theoretical aspects of kaon condensation in neutron matter*, Phys. Lett. B283 (1992) 165.
- [72] T. Muto, R. Tamagaki, T. Tatsumi, *A chiral symmetry approach to meson condensation*, Prog. Theor. Phys. Suppl. 112 (1993) 159.
- [73] T. Tatsumi, H. Fujii, T. Muto, *Chiral symmetry and kaon condensation*, preprint KUNS-1355 (1996).
- [74] V. Thorsson, M. Prakash, J.M. Lattimer, *Composition, structure and evolution of neutron star with kaon condensates*, Nucl. Phys. A572 (1994) 693; *ibid* Nucl. Phys. A574 (1994) 851(E).
- [75] T. Maruyama, H. Fujii, T. Muto, T. Tatsumi, *Kaon Condensation and Equation of State in the Relativistic Mean-Field Theory*, Phys. Lett. B337 (1994) 19.
- [76] H. Fujii, T. Maruyama, T. Muto, T. Tatsumi, *Equation of state with kaon condensate and neutron stars*, Nucl. Phys. A597 (1996) 645.

- [77] G.E. Brown, H.A. Bethe, *A scenario for a large number of low mass black holes in the Galaxy*, *Astrophys. J.* 423 (1994) 659.
- [78] G.E. Brown, K. Kubodera, D. Page, P. Pizzochero, *Strangeness condensation and cooling of neutron stars*, *Phys. Rev. D* 37 (1988) 2042.
- [79] J.M. Lattimer, C.J. Pethick, M. Prakash, P. Haensel, *Direct URCA process in neutron stars*, *Phys. Rev. Lett.* 66 (1991) 2701.
- [80] H. Fujii, T. Muto, T. Tatsumi, R. Tamagaki, *Effects of weak interaction on kaon condensation and cooling of neutron stars*, *Nucl. Phys.* A571 (1994) 758.
- [81] J. Delorme, M. Ericson, T.E.O. Ericson, *To condensate or not to condensate? That is the question?*, *Phys. Lett.* B291 (1992) 379.
- [82] H. Yabu, S. Nakamura, K. Kubodera, *Reexamining s-wave meson condensation in dense matter*, *Phys. Lett.* B317 (1993) 269.
- [83] H. Yabu, S. Nakamura, F. Myhrer, K. Kubodera, *Effective kaon mass in baryonic matter and kaon condensation*, *Phys. Lett.* B315 (1993) 17.
- [84] M. Lutz, A. Steiner, W. Weise, *Kaons and strange quarks in dense matter*, *Phys. Lett.* B278 (1992) 29.
- [85] M. Lutz, A. Steiner, W. Weise, *Kaons in baryonic matter*, *Nucl. Phys.* A574 (1994) 755.
- [86] J. Schaffner, A. Gal, I.N. Mishustin, H. Stöcker, W. Greiner, *Kaon effective mass and energy in dense nuclear matter*, *Phys. Lett.* B334 (1994) 268.
- [87] J. Schaffner, I.N. Mishustin, *Hyperon-rich matter in neutron stars*, *Phys. Rev.* C53 (1996) 1416.
- [88] V.R. Pandaripande, C.J. Pethick, V. Thorsson, *Kaon energies in dense matter*, *Phys. Rev. Lett.* 75 (1995) 4567.
- [89] G.E. Brown, C.-M. Ko, Z.G. Wu, L.H. Xia, *Kaon production from hot and dense matter formed in heavy ion collisions*, *Phys. Rev.* C43 (1991) 1881.
- [90] G.E. Brown, C.-M. Ko, K. Kubodera, *Strangeness production in relativistic heavy-ion collisions*, *Z. Phys.* A341 (1992) 301.
- [91] G.Q. Li, C.-M. Ko, X.S. Fang, *Subthreshold antikaon production in nucleus-nucleus collisions*, *Phys. Lett.* B329 (1994) 149.
- [92] X.S. Fang, C.-M. Ko, G.Q. Li, Y.M. Zheng, *The relativistic transport model description of subthreshold kaon production in heavy ion collisions*, *Nucl. Phys.* A575 (1994) 766.

- [93] G.Q. Li, C.-M. Ko, B.-A. Li, *Kaon flow as a probe of the kaon potential in nuclear medium*, Phys. Rev. Lett. 74 (1995) 235.
- [94] G.Q. Li, C.-M. Ko, *Anti-kaon flow in heavy ion collisions: effects of absorption and mean field potential*, preprint nucl/th-9609004 (1996).
- [95] B.-A. Li, C.-M. Ko, *Kaon dispersion relation and flow in relativistic heavy ion collisions*, preprint nucl/th-9609019 (1996).
- [96] V. Thorsson, A. Wirzba, *S-wave meson nucleon interaction and the meson mass in nuclear matter from chiral effective Lagrangian*, Nucl. Phys. A589 (1995) 633.
- [97] A.V. Senatorov, D.N. Voskresensky, *Pion dynamics in heavy-ion collisions*, Phys. Lett. B219 (1989) 31.
- [98] D.N. Voskresensky, *Thermodynamical model of nucleus-nucleus collision process*, Yad. Fiz. 50 (1989) 1583 [Sov. J. Nucl. Phys. 50 (1989) 983].
- [99] D.N. Voskresensky, *Many-particle effects in nucleus-nucleus collisions*, Nucl. Phys. A555 (1993) 293.
- [100] E.E. Kolomeitsev, D.N. Voskresensky, B. Kämpfer, *Kaon polarization in nuclear matter*, Nucl. Phys. A588 (1995) 889
- [101] E.E. Kolomeitsev, D.N. Voskresensky, B. Kämpfer, *The impact of kaon polarization on the K^- production in heavy-ion collisions*, Int. J. Mod. Phys. E5 (1996) 313.
- [102] E.E. Kolomeitsev, D.N. Voskresensky, B. Kämpfer, *Hot and dense pion gas with finite chemical potential*, Acta Physica Polonica B27 (1996) 3263.
- [103] D.N. Voskresensky, E.E. Kolomeitsev, *Direct reactions involving pion production in hot nuclear matter*, Yad. Fiz. 56 (1993) 192 [Phys. At. Nucl. 56 (1993) 252]; Yad. Fiz. 58 (1994) 132 [Phys. At. Nucl. 58 (1995) 126].
- [104] J.J. Sakurai, *Currents and Mesons*, The Univ. of Chicago Press, Chicago (1967).
- [105] H. Lehmann, K. Symanzik, W. Zimmermann, *Zur Formulierung quantisierter Feldtheorien*, Nuovo Cimento 1 (1955) 205.
- [106] R.P. Feynman, M. Gell-Mann, *Theory of Fermi interaction*, Phys. Rev. 109 (1958) 193.
- [107] M. Gell-Mann, *The symmetry group of vector and axial-vector currents*, Physics 1 (1964) 63.
- [108] M. Gell-Mann, M. Levy, *The axial vector current in beta decay*, Nuovo Cimento 16 (1960) 705.

- [109] Y. Nambu, *Axial vector current conservation in weak interaction*, Phys. Rev. Lett. 4 (1960) 380.
- [110] J. Bernstein, S. Fubini, M. Gell-Mann, W. Thirring, *On the decay rate of the charged pion*, Nuovo Cimento 17 (1960) 757.
- [111] M. Goldberger, S. Treiman, *Decay of the Pi meson*, Phys. Rev. 110 (1958) 1178.
- [112] S. Adler, R. Dashen, *Current Algebra and Applications to Particle Physics*, W.A. Benjamin, N.Y. (1968).
- [113] S. Coleman, *Aspects of Symmetry*, Cambridge Univ. Press, Cambridge (1985).
- [114] J. Bernstein, *Elementary Particles and their Currents*, W.H. Freeman, San Francisco (1968).
- [115] L.B. Okun, *Leptons and Quarks*, North-Holland, Amsterdam (1987).
- [116] S. Weinberg, *Pion scattering length*, Phys. Rev. Lett. 17 (1966) 616.
- [117] Y. Tomazawa, *Axial-vector coupling constant renormalization and the meson-baryon scattering lengths*, Nuovo Cimento A46 (1966) 707.
- [118] S. Weinberg, *Current-commutator theory of multiple pion production*, Phys. Rev. Lett. 16 (1966) 879.
- [119] L.S. Brown, W.J. Pardee, R.D. Peccei, *Adler-Weisberger theorem reexamined*, Phys. Rev. D4 (1971) 2801.
- [120] J. Schwinger, *Field Theory Commutators*, Phys. Rev. Lett. 3 (1959) 256.
- [121] S.B. Treiman, R. Jackiw, D.J. Gross, *Lectures on Current Algebra and its Application*, Princeton Univ. Press, Princeton (1972).
- [122] R.P. Feynman, Bemerkung zur der Konferenz Elementarteilchenphysik in Berkeley, August 1966, (nicht veröffentlicht, zitiert nach [112]).
- [123] H. Pilkuhn, *Coupling constants from PCAC*, in Springer Tracts in Modern Physics, (Ed.) G. Höhler 55 (1970) 168.
- [124] M. Arima, K. Yazaki, *Kaon-nucleon interaction and excited hyperons*, Nucl. Phys. A506 (1990) 553.
- [125] C.-H. Lee, D.-P. Min, M. Rho, *The role of $\Lambda(1405)$ in kaon-proton interaction*, Nucl. Phys. A602 (1996) 334.
- [126] M. Savage, *$\Lambda(1405)$ contribution to kaon-nucleon scattering length in chiral perturbation theory*, Phys. Lett. B331 (1994) 411.

- [127] P.B. Siegel, W. Weise, *Low-energy K^- -nucleon potential and the nature of the $\Lambda(1405)$* , Phys. Rev. C38 (1988) 2221.
- [128] V. Koch, *K^- -proton scattering and the $\Lambda(1405)$ in dense matter*, Phys. Lett. B337 (1994) 7.
- [129] N. Kaiser, P.B. Siegel, W. Weise, *Chiral dynamics and the low energy kaon-nucleon interaction*, Nucl. Phys. A594 (1995) 325.
- [130] T. Waas, N. Kaiser, W. Weise, *Low energy $\bar{K}N$ interaction in nuclear matter*, Phys. Lett. B365 (1996) 12.
- [131] T. Waas, N. Kaiser, W. Weise, *Effective kaon masses in dense and neutron matter*, Phys. Lett. B379 (1996) 34.
- [132] R.H. Dalitz, A. Deloff, *The shape and parameters of the $\Lambda(1405)$ resonance*, J. Phys. G. 17 (1991) 289.
- [133] A.D. Martin, *The ΛKN coupling and extrapolation below the $\bar{K}N$ threshold*, in Springer Tracts in Modern Physics, (Ed.) G. Höhler 55 (1970) 142.
- [134] A. Manohar, H. Georgi, *Chiral quarks and the non-relativistic quark model*, Nucl. Phys. B234 (1984) 189.
- [135] O. Dumbrajs, R. Koch, H. Pilkuhn et al., *Compilation of coupling constants and low-energy parameters*, Nucl. Phys. B216 (1983) 277.
- [136] B. Holzenkamp, K. Holinde, J. Speth, *A meson exchange model for the hyperon-nucleon interaction*, Nucl. Phys. A500 (1989) 485.
- [137] A. Müller-Groeling, K. Holinde, J. Speth, *K^-N interaction in the meson exchange framework*, Nucl. Phys. A513 (1990) 557.
- [138] R. Büttgen, K. Holinde, A. Müller-Groeling, J. Speth, P. Wyborny, *A meson exchange model for the K^- interaction*, Nucl. Phys. A506 (1990) 586.
- [139] R.H. Dalitz, J. McGinley, C. Belyea, S. Anthony, *Theory of low-energy kaon-nucleon scattering*, in Proc. Int. Conf. on hypernuclear and kaon physics, Heidelberg, 20-25 Jun 1982, (Ed.) B. Povh, Heidelberg (1982) 97.
- [140] E. Reya, *Low-energy kaon nucleon scattering and the magnitude of the sigma commutator*, Phys. Lett. B43 (1973) 213.
- [141] G.C. Oades, talk given at the Nordita Workshop on meson in nuclei and the kaon condensation, 25-27. April 1994, Copenhagen.
- [142] K. Masutani, *K^- - ^4He interaction at low energy*, Nucl. Phys. A483 (1988) 565.

- [143] M. Mizoguchi, S. Hirezaki, H. Toki, *Microscopic kaonic-atom optical potential in finite nuclei with $\Lambda(1405)$ and $\Sigma(1385)$ resonances*, Nucl. Phys. A567 (1994) 893.
- [144] J. Gasser, H. Leutwyler, M.E. Sainio, *Sigma term update*, Phys. Lett. B253 (1991) 252; *Form-factor of the sigma term*, Phys. Lett. B253 (1991) 260.
- [145] G.E. Brown, M. Rho, *Chiral restoration in hot and/or dense matter*, Phys. Rep. 269 (1996) 333.
- [146] V. Bernard, N. Kaiser, U.-G. Meißner, *Critical analysis of baryon masses and sigma terms in heavy baryon chiral perturbation theory*, Z. Phys. C60 (1993) 111.
- [147] J.S. Hyslop, R.A. Arndt, L.D. Roper, R.L. Workman, *Partial wave analysis of K^+ nucleon scattering*, Phys. Rev. D46 (1992) 961.
- [148] R.H. Dalitz, J.G. McGinley, in the book "Low and intermediate kaon-nucleon physics", (Ed.) E. Ferrari, G. Violini, Reidel, Holland (1989) 97.
- [149] D.J. Miller, in the book "Intersections between particle and nuclear physics" (Steamboat Spring, 1984) (AIP Conf. Proc. 123), (Ed.) R.E. Mischke, AIP, New York (1984) 783.
- [150] G. Altarelli, N. Cabibbo, L. Maiani, *The σ term and low-energy πN scattering*, Nucl. Phys. B34 (1971) 621.
- [151] E. Reya, *Chiral symmetry breaking and meson-nucleon sigma commutators: A review*, Rev. Mod. Phys. 46 (1974) 545.
- [152] S. Weinberg, *Nuclear forces from chiral Lagrangians*, Phys. Lett. B251 (1990) 288.
- [153] S.L. Adler, *Consistency conditions on the strong interactions implied by a partially conserved axial-vector current*, Phys. Rev. 137 (1965) B1022; Phys. Rev. 139 (1965) B1638.
- [154] W.I. Weisberger, *Unsubtracted dispersion relation and the renormalization of the weak axial-vector coupling constant*, Phys. Rev. 143 (1966) 1302.
- [155] T.P. Cheng, R. Dashen, *Is $SU(2) \otimes SU(2)$ a better symmetry than $SU(3)$?*, Phys. Rev. Lett. 26 (1971) 594.
- [156] G.F. Chew, M.L. Goldberger, F.E. Low, Y. Nambu, *Application of dispersion relation to low-energy meson-nucleon scattering*, Phys. Rev. 106 (1957) 1337; *Relativistic dispersion relation approach to photomeson production*, Phys. Rev. 106 (1957) 1345.
- [157] H.M. Pilkuhn, *Relativistic Particle Physics*, Springer-Verlag, Berlin (1979).
- [158] B.R. Martin, M. Sakit, *Low-energy $\bar{K}N$ and pion-hyperon interaction. I. K-Matrix analysis of K^-p reactions*, Phys. Rev. 183 (1969) 1345.

- [159] W. Weise, *Hadrons in dense matter*, Nucl. Phys. A574 (1994) 347c.
- [160] B.H. Holstein, *Chiral perturbation theory: a primer*, preprint hep/ph-9510344 (1995).
- [161] M.A. Troitsky, N.I. Chekunaev, *Isotopic shift of levels of π atom*, Yad. Fiz. 33 (1981) 1300.
- [162] C.H. Johnson, D.J. Horen, C. Mahaux, *Unified description of the neutron- ^{208}Pb mean field between -20 and $+165$ MeV from the dispersion relation constrains*, Phys. Rev. C36 (1987) 2252.
- [163] C. Mahaux, R. Sartor, *Properties of the quasiparticle excitations in ^{207}Pb and ^{209}Pb from an extrapolation of the optical model potential*, Nucl. Phys. A475 (1987) 247.
- [164] G.E. Brown, *Unified Theory of Nuclear Models and Forces*, North-Holland Publishing, Amsterdam (1971).
- [165] G.E. Brown, H. Mütter, M. Prakash, *Effect of chiral constrains on dense nuclear matter*, Nucl. Phys. A506 (1990) 565.
- [166] R. Brockmann, R. Machleidt, *Nuclear saturation in a relativistic Brückner-Hartree-Fock approach*, Phys. Lett. B149 (1984) 283.
- [167] B. ter Haar, R. Malfliet, *The single particle interaction in nuclear matter via the relativistic Dirac-Brückner approach*, Phys. Rep. 149 (1987) 207.
- [168] J. Bartel, P. Quentin, M. Brack et al., *Towards a better parametrisation of Skyrme-like effective forces: a critical study of the SkM force*, Nucl. Phys. A386 (1982) 79.
- [169] M.A. Shifman, A.I. Vainshtein, V.I. Zakharov, *QCD and resonance physics. sum rules*, Nucl. Phys. B147 (1979) 385; *QCD and resonance physics. The π a_1 system*, Nucl. Phys. B147 (1979) 448; *QCD and resonance physics. The rho-omega mixing*, Nucl. Phys. B147 (1979) 519.
- [170] E.G. Drukarev, E.M. Levin, *The QCD sum rules and nuclear matter*, Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz. 48 (1988) 307 [JETP Lett. 48 (1988) 338]; Zh. Eksp. Teor. Fiz. 95 (1989) 1178 [Sov. Phys. JETP 68 (1989) 680].
- [171] T. Cohen, *What do QCD sum rules tell us about dense matter?*, Proceedings of the International Workshop XXIII on Gross Properties of Nuclei and Nuclear Excitations, Hirschegg, Austria, January 16-21, (1995) 113.
- [172] R.J. Furnstahl, D.K. Griegel, T. Cohen, *QCD sum rules for nucleons in nuclear matter*, Phys. Rev. C46 (1992) 1507.
- [173] Y. Nambu, G. Jona-Lasinio, *Dynamical model of elementary particles on an analogy with superconductivity. I*, Phys. Rev. 122 (1961) 345.

- [174] S. Klimt, M. Lutz, U. Vogl, W. Weise, *Generalized $SU(3)$ Nambu–Jona-Lasinio (I). Mesonic modes*, Nucl. Phys. A516 (1990) 429.
- [175] S.P. Klevansky, *The Nambu–Jona-Losinio model of quantum chromodynamics*, Rev. Mod. Phys. 64 (1992) 649.
- [176] M. Lutz, S. Klimt, W. Weise, *Meson properties at finite temperature and baryon density*, Nucl. Phys. A542 (1992) 521.
- [177] H. Reinhardt, R. Wünsch, *The soliton of the effective chiral action*, Phys. Lett. B215 (1988) 577; *Topological solitons of the Nambu–Jona-Lasinio model*, Phys. Lett. B230 (1989) 93.
- [178] J. Berger, C.V. Christov, *Phase transition and nucleon as soliton in the Nambu–Jona-Lasinio model at finite temperature and density*, preprint RUB-TPII-10-96, hep-ph/9607219.
- [179] M. Schleif, R. Wünsch, *Internal mass of the chiral quark-loop soliton at finite temperature and density*, (1997) eingereicht in Z. Phys. A.
- [180] M.C. Birse, *Chiral symmetry in nuclei: partial restoration and its consequences*, J. Phys. G. 20 (1994) 1537; *Does the effective Lagrangian for low-energy QCD scale?*, J. Phys. G. 20 (1994) 1287.
- [181] M. Rufa, P.-G. Reinhard, J. Maruhn, W. Greiner, M.R. Strayer, *Multi - Lambda hypernuclei and the equation of state of hypermatter*, Phys. Rev. C38 (1988) 390.
- [182] N.K. Glendenning, D. Von-Eiff, M. Haft, H. Lenske, M.K. Weigel, *Relativistic mean-field calculations of Λ und Σ hypernuclei*, Phys. Rev. C48 (1993) 889.
- [183] S.A. Moszkowski, *Energy of neutron-star matter*, Phys. Rev. D9 (1974) 1613.
- [184] N.K. Glendenning, S.A. Moszkowski, *Reconciliation of neutron-star masses and binding on the Λ in hypernuclei*, Phys. Rev. Lett. 67 (1991) 2414.
- [185] A.M. Dyugaev, *Nature of phase transition in case of pi-condensation*, Pis'ma v ZhETF 22 (1975) 181.
- [186] D.N. Voskresensky, I.N. Mishustin, *Thermal fluctuations of pion field near pi-condensate critical point*, Pis'ma v ZhETF 34 (1981) 317; *Polarization operators of pions at finite temperature*, Yad. Fiz. 35 (1982) 1139.
- [187] A.M. Dyugaev *Crystalline and liquid phases of a pion condensate*, Pis'ma v ZhETF 35 (1982) 341 (Jep Lett. 35 (1982) 420); *Precondensate phenomena in nuclear matter*, Yad. Fiz. 38 (1983) 1131; *Phenomena near the critical point on phase transition in a Fermi fluids as illustrated by pion condensate*, Zh. Eksp. Theor. Fiz. 83 (1982) 1005.

- [188] M. Ericson, T.E.O. Ericson, *Optical properties of low-energy pions in nuclei*, Ann. Phys. 36 (1966) 383.
- [189] G. Baym, G.E. Brown, *The Lorentz-Lorenz correction*, Nucl. Phys. A247 (1975) 395.
- [190] T. Waas, M. Rho, W. Weise, *Effective kaon mass in dense baryonic matter: role of correlations*, Preprint nucl-th/9610031 (1996).
- [191] G.E. Brown, S.-O. Bäckman, E. Oset, W. Weise, *Calculation of isospin-dependent parameters in the Landau-Migdal theory of nuclei*, Nucl. Phys. A286 (1977) 191.
- [192] A.B. Migdal, *Theory of Finite Fermi Systems*, John Wiley, N.Y. (1967).
- [193] E. Oset, H. Toki, W. Weise, *Pionic modes of excitations in medium*, Phys. Rep. 83 (1982) 281.
- [194] C.-M. Ko, *Effect of final state interaction on the subthreshold K^- production in heavy-ion collisions*, Phys. Lett. B138 (1984) 361.
- [195] C.-M. Ko, *Subthreshold K^- production in high energy heavy ion collisions*, Phys. Lett. B120 (1983) 294
- [196] H.W. Barz, H. Iwe, *Subthreshold antikaon production in relativistic nuclear collisions calculated in the cascade model*, Phys. Lett. B153 (1985) 217.
- [197] S.W. Huang, G.Q. Li, T. Maruyama, A. Faessler, *Antikaon and antiproton production in nucleus-nucleus collisions with relativistic quantum molecular dynamics*, Nucl. Phys. A547 (1992) 653.
- [198] P. Koch, C.B. Dover, *K^\pm , \bar{p} and Ω^- production in relativistic heavy ion collisions*, Phys. Rev. C40 (1989) 145.
- [199] V.D. Toneev, H. Schulz, K.K. Gudima, G. Röpke, *Toward study of hot and dense nuclear matter in heavy ion collisions*, Fiz. Elem. Chast. Atom. Yadra, 17 (1986) 1093.
- [200] B. Schürmann, W. Zwermann, R. Malfiet, *Analytical treatment of high-energy nucleus nucleus collisions*, Phys. Rep. 147 (1987) 1.
- [201] W. Cassing, V. Metag, U. Mosel, K. Niita, *Production of energetic particles in heavy ion collisions*, Phys. Rep. 188 (1990) 363.
- [202] V.N. Russkikh, Yu.B. Ivanov, *Kaon production in intermediate-energy nuclear collisions*, Nucl. Phys. A543 (1992) 751.
- [203] A. Lang, W. Cassing, U. Mosel, K. Weber, *Covariant calculation of K^+ production in nucleus-nucleus collisions at SIS-energies*, Nucl. Phys. A541 (1992) 507.

- [204] S.W. Huang, A. Faessler, G.Q. Li, R.K. Puri, E. Lehmann, D.T. Khoa, M.A. Matin, *Subthreshold K^+ production in 1 GeV/u $^{197}\text{Au}+^{197}\text{Au}$ collisions*, Phys. Lett. B298 (1993) 41.
- [205] C. Hartnack, J. Jaenicke, L. Sehn, H. Stöcker, J. Aichelin, *Kaon production at subthreshold energies*, Nucl. Phys. A580 (1994) 643.
- [206] J. Aichelin, C.-M. Ko, *Subthreshold kaon production as a probe of the nuclear equation of state*, Phys. Rev. Lett. 55 (1986) 2661.
- [207] C. Hartnack, J. Aichelin, H. Stöcker, W. Greiner, *Subthreshold kaons would reveal density isomers*, Phys. Rev. Lett. 72 (1994) 3767.
- [208] H. Stöcker, W. Greiner, *High-energy heavy ion collisions: probing the equation of state of highly excited hadronic matter*, Phys. Rep. 137 (1986) 277.
- [209] P.J. Siemens, J.O. Rasmussen, *Evidence for a blast wave from compressed nuclear matter*, Phys. Rev. Lett. 42 (1976) 880.
- [210] B. Friedman, V.R. Pandharipande, Q.N. Usmani, *Very hot nuclear matter and pion production in relativistic heavy-ion collisions*, Nucl. Phys. A372 (1981) 483.
- [211] D.N. Voskresensky, A.V. Senatorov, *Free paths of pion and nucleon quasiparticles in heated dense nuclear matter*, Yad. Fiz. 53 (1991) 1521 [Sov. J. Nucl. Phys. 53 (1991) 935].
- [212] D.N. Voskresensky, O.V. Oreshkov, *In-medium effects in momentum distribution of nucleons in nucleus-nucleus collisions and the so-called entropy puzzle*, Yad. Fiz. 50 (1989) 1317 [Sov. J. Nucl. Phys. 50 (1989) 820].
- [213] D.N. Voskresensky, A.V. Senatorov, *Photon creation in collisions of nuclei*, Yad. Fiz. 52 (1990) 447 [Sov. J. Nucl. Phys. 52 (1990) 284].
- [214] S.A. Bass, M. Hofmann, C. Hartnack, H. Stöcker, W. Greiner, *Probing Delta resonance production in Au + Au collisions at 1-GeV/nucleon*, Phys. Lett. B335 (1994) 289.
- [215] G.Q. Li, C.M. Ko, *Subthreshold kaon production and the nuclear equation of state*, Phys. Lett. B349 (1995) 405.
- [216] C. Greiner, P. Koch, H. Stöcker, *Separation of strangeness from antistrangeness in the phase transition from quark to hadron matter: possible formation of strange quark matter in heavy ion collisions*, Phys. Rev. Lett. 58 (1987) 1825.
- [217] C. Greiner, H. Stöcker, *Distillation and survival of strange quark matter droplets in ultrarelativistic heavy ion collisions*, Phys. Rev. D44 (1991) 3571.

- [218] C. Spieles, C. Greiner, H. Stocker, J. P. Coffin, *Distillation of strangelets for low initial μ/T* , preprint nucl-th/9508016.
- [219] J.P. Bondorf, S.I.A. Garpman, J. Zimanyi, *A simple analytic hydrodynamical model for expanding fireballs*, Nucl. Phys. A296 (1978) 320.
- [220] V.D. Toneev, K.K. Gudima, *Particle production in heavy-ion collisions at intermediate energies*, preprint GSI-93-52 (1993).
- [221] D.N. Voskresensky, D. Blaschke, G. Röpke, H. Schulz, *Non-equilibrium approach to dense hadronic matter*, Int. J. Mod. Phys. E4 (1995) 1.
- [222] A.A. Abrikosov, L.P. Gorkov, I.E. Dzyaloshinski, *Methods of Quantum Field Theory in Statistical Physics*, Prentice Hall, Englewood Cliffs, New Jersey (1963).
- [223] P. Danielewicz, *Quantum theory of nonequilibrium processes*, Ann. Phys. 152 (1984) 1628.
- [224] W. Botermans, R. Malfliet, *Quantum transport theory of nuclear matter*, Phys. Rep. 198 (1990) 115.
- [225] E.M. Lifschitz, L.P. Pitaevskii, *Physical Kinetics*, Pergamon Press, N.Y. (1981).
- [226] R.F. Sawyer, A. Soni, *The use of neutrino reactions on nuclei to determine the pion dispersion relation in nuclear matter*, Phys. Rev. C18 (1978) 898.
- [227] R.F. Sawyer, *Use of neutrino reactions on nuclei to investigate the kaon dispersion relation in nuclear matter*, Phys. Rev. Lett. 73 (1994) 3363.
- [228] D. DeProspero, M. Kalelkar, M. Aderholz et al., *Neutral strange particle production in neutrino and anti-neutrino charged current interactions on neon*, Phys. Rev. D50 (1994) 6691.
- [229] E.E. Kolomeitsev, B. Kämpfer, *On the possibility of K^- bound states in nuclei*, in Vorbereitung.
- [230] L. Dolan, R. Jackiw, *Symmetry behavior at finite temperature*, Phys. Rev. D9 (1974) 3357.
- [231] G.E. Brown, B.K. Jennings, V.I. Rostokin, *The pion-nucleus many body problem*, Phys. Rep. 50 (1979) 227.

Danksagung

Zunächst möchte ich mich bei dem früheren kommissarischen Direktor, Herrn Dr. Harald Prade, für die freundliche Aufnahme in das Institut für Kern- und Hadronenphysik und bei dem gegenwärtigen Direktor des Institutes, Herrn Prof. Dr. Eckart Grosse, für die Unterstützung und das Interesse an dieser Arbeit bedanken.

Herrn Dr. Burkhard Kämpfer und Herrn Prof. Dr. Gerhard Soff danke ich ganz herzlich für die ausgezeichnete Betreuung, für die zahlreichen Diskussionen und Hinweise. Vor allem hat Herr Dr. Burkhard Kämpfer durch sein stetiges Interesse an der behandelten Thematik für einen raschen Fortschritt der erzielten Resultate gesorgt.

Mein ganz besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. Dimitri N. Voskresensky, für die Einführung in die Welt der schönen Physik und für seine Lehre sowie in physikalischen als auch in alltägliche Fragen.

Daneben gilt mein Dank all jenen in der Theorie-Gruppe unseres Institutes, bei denen ich mit Fragen auftauchte und die sich manche Zeit für mich nahmen. So danke ich im speziellen für den einen oder anderen Rat den Herrn Drs. Hans-Werner Barz, Frank-Michael Dittes und Rudi Wunsch sowie auch den Doktoranden Mathias Schleif und Thomas Gorin.

Herrn Dr. Leonid Kaptari, Prof. Dr. Alexander Titov und Dr. Vjatscheslav Toneev aus dem Vereinigten Institut für Kernforschung (VIK) Dubna bin ich für die zahlreichen Diskussionen zum Dank verpflichtet. Die kurzfristigen Aufenthalte im VIK wurden durch die Unterstützung des Landau-Heisenberg-Programms ermöglicht.

Ganz besonders herzlich möchte ich mich bei meinen Eltern für die großzügige Unterstützung bedanken. Meiner Frau Olga bin ich für ihr Verständnis und für viele indirekte Beiträge, die die Fertigstellung dieser Arbeit ermöglichten, sehr dankbar.

Unserer lustigen WG, nämlich den Nachbarinnen Kirstin, Tina, Suse und Susi danke ich für die sehr angenehme Atmosphäre zu Hause.