

KERNFORSCHUNGSZENTRUM

KARLSRUHE

Dezember 1966

KFK 538

Institut für Experimentelle Kernphysik

Der gegenwärtige Stand der Quark-Experimente

H. Appel, H. Görres



GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.

PHYSIKALISCHE BLÄTTER

22. JAHRGANG

HEFT 12 (1966)

Der gegenwärtige Stand der
Quark-Experimente

Von H. Appel und J. Görres

Der gegenwärtige Stand der Quark-Experimente

Von Dr. H. Appel und J. Görres, Karlsruhe

1. Die Quark-Teilchen*)

Die Quark-Teilchen wurden theoretisch als Grundbausteine der Hadronen, der stark wechselwirkenden Teilchen, eingeführt. Man gelangte zu ihnen bei der Untersuchung der Frage, welche Symmetrien einer Theorie der Elementarteilchen zugrunde liegen. Aus phänomenologischen Betrachtungen läßt sich schließen, daß die sogenannte SU(3)-Symmetrie von besonderer Bedeutung sein könnte. Diese Symmetriegruppe stellt eine Verallgemeinerung der speziellen unitären Gruppe SU(2) dar, die ihrerseits zwei Basiszustände besitzt. Sie ist bekannt als die Gruppe, die zur Beschreibung des Spin- und des Isospinformalismus herangezogen wird. Wählt man als Basissystem ein Neutron-Proton-Paar, so lassen sich die Eigenschaften eines Nukleonensystems ableiten aus den Invarianzeigenschaften gegenüber Vertauschung dieses Paares. Dieser Formalismus führt bekanntlich zur Multiplett-Struktur der Kernspektren.

Die SU(3)-Gruppe geht von drei Basiszuständen aus. In dem „8-fachen Weg“ von Gell-Mann¹⁾ werden diese Zustände Quarks genannt**). Zwei dieser Zustände stellen ein Isospin-Dublett mit Strangeness 0 dar, einem Zustand wird der Isospin 0 und die Strangeness -1 zugeordnet. Wir sprechen von einem p-Quark ($I = 1/2$, $I_3 = +1/2$, $S = 0$), einem n-Quark ($I = 1/2$, $I_3 = -1/2$, $S = 0$) und einem λ -Quark ($I = 0$, $I_3 = 0$, $S = -1$).

Durch Kombination dieser drei Elemente erhält man genau alle Zustände der Baryonen. Das Spektrum der Mesonen hingegen läßt sich als Kombination eines Quark- und eines Antiquark-Zustandes darstellen. Eine quantitative Behandlung dieses Konzeptes offenbart eine ausgezeichnete Übereinstimmung mit den bisherigen Beobachtungen. Darüber ist in mehreren zusammenfassenden Arbeiten berichtet worden^{2) 3) 4)}.

Bisher blieb der gewöhnliche Spin unberücksichtigt. Man ordnet den Quarks den Spin $1/2$ zu und erhält nun sechs Basiszustände. Die SU(3)-Symmetrie wird zur SU(6)-Symmetrie erweitert. Man erwartet dann, daß die Mesonen als Quark-Antiquark-Multipletts mit dem Spin 0 oder 1, die Baryonen als 3-Quark-Systeme hingegen mit dem Spin $1/2$ oder $3/2$ auftreten. Dies ist tatsächlich der Fall.

*) Vgl. auch H. P. Dürr, Klassifizierung der Elementarteilchen und die hypothetischen Quark-Teilchen, Phys. Bl. 21, 406 (1965)

**) Die Bezeichnung soll dem Werk von James Joyce „Finnegans Wake“ entnommen sein. Man findet dort auf S. 383 ein Gedicht, das mit der Zeile „Three quarks for Muster Mark“ beginnt. „To quark“ ist reines Englisch und bedeutet „krächzen“. In Finnegans Wake wird es (nach einer privaten Mitteilung von Arno Schmidt, dem Übersetzer einiger Werke von James Joyce) „als Abbildung des Mövengeschreis (Mövenchors) verwandt, das das Brautschiff mit Tristan und Isolde umstreicht“. — Wir wären den Lesern für ernstgemeinte Hinweise über den literarisch-physikalischen Zusammenhang dankbar.

1) M. Gell-Mann, Phys. Letters 8, 214 (1964)

2) V. F. Weisskopf, Report CERN 65-26

3) H. P. Dürr, Phys. Bl. 21, 406 (1965)

4) L. M. Brown, Phys. Today 19, 44 (1966)

Die Vereinigung von gewöhnlichem Spin und Isospin in einer Symmetriegruppe führt unter Umständen zu einer Schwierigkeit. Der Spin läßt sich nämlich mit dem Bahnmoment verknüpfen. Nur im nicht-relativistischen Fall sind Spin- und Bahnmoment gute Quantenzahlen. In der Analogie zum Isospin existiert jedoch die dem Bahnmoment entsprechende Quantenzahl nicht. Das hat zur Folge, daß die SU(6)-Symmetrie unter relativistischen Bedingungen nicht mehr gültig sein kann.

Abgesehen von diesem Einwand ist der Erfolg einer Beschreibung der Hadronen mit Hilfe der beiden neuen Symmetriegruppen äußerst bemerkenswert. Insbesondere ist das Baryon mit den Quantenzahlen $I = 0$ und $S = -3$, das Ω -Teilchen, ursprünglich von dieser Theorie vorausgesagt und erst in einer anschließenden gezielten Suche gefunden worden. Dieser und die theoretischen Erfolge haben dem Quark-Modell entscheidend zum Durchbruch verholfen und eine Fülle von experimentellen Untersuchungen mit dem Ziel ausgelöst, die hypothetischen Quark-Teilchen direkt nachzuweisen.

Bevor jedoch über diese Experimente berichtet wird, soll die Frage geklärt werden, welche Eigenschaften der Quark-Teilchen für einen Nachweis brauchbar sind.

2. Die Eigenschaften der Quark-Teilchen

a) *Die Masse.* Da man den drei eingeführten Quarks gleiche Eigenschaften zuordnet, fordert die SU(3)-Symmetrie nicht nur, daß alle Teilchen eines Multipletts existieren müssen, sondern auch, daß diese Teilchen exakt die gleiche Masse haben. Das ist bekanntlich nicht der Fall. Die SU(3)-Symmetrie gilt also offenbar nicht streng. Man kann die Massenaufspaltung innerhalb eines Multipletts jedoch durch eine Störungsrechnung erhalten, wenn man — analog zur Aufspaltung der Isospin-Multipletts durch die elektromagnetischen Einflüsse — eine Wechselwirkung postuliert, die zur Verletzung der SU(3)-Symmetrie führt. Vereinfacht gesprochen, muß man annehmen, daß das strangeness-behaftete Quark schwerer ist als die anderen beiden. Tiefer gehende Betrachtungen erlauben dann noch die Deutung der Massenaufspaltung der Multiplett-Glieder gleicher Strangeness.

Man kann daher annehmen, daß die Quarks zwei Kräften unterliegen: einer superstarken Wechselwirkung, die SU(6)-invariant ist mit typischen Bindungsenergien von mehr als 1 GeV, und einer wesentlich schwächeren, die nicht SU(3)- und SU(6)-invariant ist und die für die Aufspaltung der Multipletts verantwortlich zu machen ist. Für die Aufspaltungsenergien, die durch die schwächere Wechselwirkung verursacht werden, sind einige 100 MeV charakteristisch.

Mit Hilfe dieser Störungsrechnungen konnten allgemeine Massenformeln abgeleitet werden⁵⁾6), die zumindest für einige Multipletts sehr gut erfüllt sind. So konnte die Masse des Ω -Teilchens auf etwa 1 % genau vorausgesagt werden.

Demgegenüber hat man, da die superstarke Wechselwirkung ihrer Natur nach nicht bekannt ist, keine Anhaltspunkte für die Masse der Quark-Teilchen selbst. Lediglich die empirische Regel, daß bei den bisher bekannten Elementarteilchen die Masse der Teilchen mit der Stärke der Wechselwir-

5) S. Okubo, Progr. Theoret. Phys. (Japan) 27, 949 (1962); Phys. Letters 4, 14 (1963)

6) M. Gell-Mann, Phys. Rev. 125, 1067 (1962)

kung ansteigt, läßt den Schluß zu, daß die Quark-Masse sehr groß sein könnte. Man ist also im Prinzip bei der Suche nach Quarks auf den gesamten Massenbereich angewiesen, jedoch wird man sich bevorzugt auf Massen, die schwerer sind als die Nukleonenmasse, konzentrieren.

An dieser Stelle sind noch Betrachtungen zu erwähnen, die man zur möglichen Existenz sogenannter leptonischer Quarks angestellt hat⁷⁾. Danach kann man analog zu den Quarks, die als Basis für die Hadronen dienen, auch das Vorkommen leptonischer Quarks vermuten. Diese könnte man z. B. durch Zerfall hadronischer Quarks erhalten oder über die elektromagnetische Wechselwirkung erzeugen. Die Massen dieser Grundbausteine der Leptonen würde man zumindest eine Größenordnung kleiner als die der Hadronen-Quarks erwarten.

Nach dem Vorstehenden lassen sich also für die Masse der Quark-Teilchen keine exakten Einschränkungen angeben. Wegen der Symmetriestörung ist nur zu vermuten, daß das λ -Quark etwas schwerer als das n- und p-Quark ist. Unter der vereinfachten Annahme der Massengleichheit von n-, p- und λ -Quark wäre eine untere Massengrenze dadurch gegeben, daß die drei Quarkteilchen das leichteste Baryon, nämlich das Nukleon, ergeben müssen und ein Quark und ein Antiquark das leichteste Boson, das π -Meson. Es ist jedoch wegen der superstarken Wechselwirkung und der damit verbundenen hohen Bindungsenergien zu vermuten, daß die Massen größer sind.

b) *Die Ladung.* Im Gegensatz zur Masse gibt der „8-fache Weg“ die übrigen Quantenzahlen für die Quark- und Antiquarkteilchen verbindlich an. Sie sind in Tab. 1 zusammengestellt.

	J^P	B	I	I_3	Y	S	Q
q_p	$1/2^+$	$1/3$	$1/2$	$1/2$	$1/3$	0	$+2/3$
q_n	$1/2^+$	$1/3$	$1/2$	$-1/2$	$1/3$	0	$-1/3$
q_λ	$1/2^+$	$1/3$	0	0	$-2/3$	-1	$-1/3$
\bar{q}_p	$1/2^-$	$-1/3$	$1/2$	$-1/2$	$-1/3$	0	$-2/3$
\bar{q}_n	$1/2^-$	$-1/3$	$1/2$	$1/2$	$-1/3$	0	$1/3$
\bar{q}_λ	$1/2^-$	$-1/3$	0	0	$2/3$	1	$1/3$

Tab. 1

Die Bezeichnungen der Quantenzahlen sind wie in der Arbeit von Dürr⁸⁾ gewählt worden. Die Hyperladung Y ist mit der Strangeness und der Baryonenzahl in der Weise

$$Y = B + S \quad \dots (1)$$

verknüpft. Andererseits ist die Ladung Q mit der dritten Komponente des Isospins über

$$Q = 1/2 Y + I_3 \quad \dots (2)$$

verbunden. Aus der Beziehung (2) folgt, daß die Ladung der Quarkteilchen $\pm 1/3$ bzw. $\pm 2/3$ der Elementarladung betragen muß. Dies ist die wesentliche Eigenschaft der Quarkteilchen, die bei den meisten Experimenten ausgenutzt wird.

7) T. Massam et al., Nuovo Com. 43, 227 (1966)

Ohne näher darauf einzugehen, soll hier erwähnt werden, daß eine theoretische Arbeit vorliegt⁸⁾, in der die fundamentalen Teilchen ganzzahlige Ladungen besitzen. Auch diese Theorie setzt voraus, daß die Ruhemassen der Teilchen sehr groß sind gegenüber der Massenaufspaltung innerhalb der Multipletts.

c) *Die Stabilität.* Da die Quarkteilchen mit großer Wahrscheinlichkeit partielle Ladung besitzen, können sie in keines der bekannten Elementarteilchen zerfallen. Dagegen sind Übergänge von einem Quarkteilchen in ein anderes etwa nach der Art des β -Zerfalls $q_i \rightarrow q_p + e^-$ möglich. Unter der Annahme, daß q_i schwerer ist als q_p und q_n , könnten stabile Quarks der Ladung $\pm 1/3$ und $\pm 2/3$ auftreten. Im anderen Fall wäre es möglich, daß nur Quarks der Ladung $\pm 1/3$ vorkommen. Mindestens ein Quark und sein Antiteilchen müssen aber stabil sein.

Es ist überlegt worden⁹⁾, in welcher Form stabile, partiell geladene Quarkteilchen auftreten könnten. Die negativ geladenen Quarks, insbesondere die mit der Ladung $-1/3$ würden vermutlich von gewöhnlichen Atomen auf Bohrsche Bahnen eingefangen werden. Wegen der erwarteten sehr großen Masse der Teilchen würden diese Bahnen im Inneren des Kerns verlaufen. Ein solches Quarkonium-Atom hätte zwar ebenfalls partielle Ladung, da jedoch die Anzahl der Elektronen dieselbe wäre wie bei einem gewöhnlichen Atom, sollten auch die chemischen Eigenschaften ähnlich sein.

Die positiv geladenen Quarkteilchen sollten nach Einfang eines Elektrons chemisch den Alkali-Atomen ähnlich werden. Als Ionisations-Potential sind für die Quarkonium-Atome, die sich aus Quarks mit $+1/3$ Ladung bilden können, 1,51 eV berechnet worden, für die mit $+2/3$ Ladung gebildeten 6,04 eV.

In keinem der beiden Fälle ist es jedoch einem Quarkonium-Atom möglich, seine Ladung zu neutralisieren. *Diese Eigenschaft ist charakteristisch für die Quarkonium-Atome.* Die Kompensation einer partiellen Ladung könnte nur durch eine weitere partielle Ladung erfolgen. Da Quarkteilchen in der Natur jedoch sehr selten zu sein scheinen, ist ein solcher Prozeß sehr unwahrscheinlich.

3. Nachweisprinzipien

Bevor wir auf Einzelheiten der durchgeführten Experimente eingehen, wollen wir die bisher ausgenutzten Nachweisprinzipien erläutern. Die experimentellen Methoden lassen sich in zwei Gruppen einteilen: Einerseits wurde versucht, die Quarkteilchen unmittelbar nach ihrer Erzeugung im Flug nachzuweisen (a), andererseits wurde von der vermuteten Stabilität der Quarkonium-Atome Gebrauch gemacht (b).

a) Wir wollen annehmen, daß Quarkteilchen durch folgende Reaktion erzeugt werden können.



Ein Proton p mit hinreichend hoher Energie trifft auf ein ruhendes Nukleon N . Beim Stoß wird ein Quark-Antiquark-Paar erzeugt. Da der Schwerpunkt des Systems der Teilchen eine hohe Geschwindigkeit im Laborsystem

⁸⁾ F. Gürsey et al., Phys. Rev. 135, B 467 (1964)

⁹⁾ W. A. Chupka et al., Phys. Rev. Letters 17, 60 (1966)

besitzt, erhalten die Quarks im Laborsystem einen großen Impuls, sie sind relativistisch. Geschieht die Erzeugung im Schwerpunktsystem ohne kinetische Energie, so beträgt diese im Laborsystem

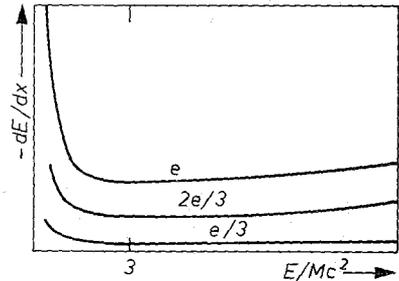
$$E = (M/m) \cdot Mc^2 \quad \dots (4)$$

(M = Masse des Quarks, m = Masse des Nukleons.) Selbst bei der kleinsten möglichen Masse des Quarks von $m/3$ beträgt diese Energie noch etwa 100 MeV.

Für relativistische, geladene Teilchen gibt es ein sehr einfaches Verfahren der Ladungsbestimmung: Der Energieverlust eines solchen Teilchens ist nach Bethe-Bloch

$$-dE/dx = \text{const. } Q^2/\beta^2 [\log (\text{const.} \cdot \beta^2) - \log (1 - \beta^2) - \beta] \quad \dots (5)$$

(Q = Ladung des Teilchens, $v = \beta \cdot c$ = Geschwindigkeit). Er ist proportional dem Quadrat der Ladung des Teilchens. In Abb. 1 ist der Verlauf des Energieverlustes als Funktion des Verhältnisses der Energie des Teilchens zu seiner Ruheenergie aufgetragen. In dieser Darstellung sind die Kurven unabhängig von der Masse der Teilchen. Man sieht, daß eine Bestimmung der Ladung bei Teilchen mit einer kinetischen Energie größer als ein Drittel seiner Ruheenergie gut möglich ist.



Den Energieverlust kann man z. B. mit Hilfe von Kernemulsionen, Nebelkammern oder Blaskammern messen. Die Dichte der Spur ist dort proportional dem Energieverlust der Teilchen. Verwendet man Proportionalzählrohre, Szintillationszähler oder Halbleiterzähler, dann ist die Höhe des elektrischen Ausgangsimpulses proportional dem Energieverlust des Teilchens. Aus praktischen Gründen sind bisher nur Blaskammern, Szintillationszähler und Proportionalzählrohre bei der Quarksuche verwendet worden.

Es wurde auch versucht¹⁰⁾, den Impuls von Quarkteilchen durch Ablenkung im Magnetfeld sowie ihre Geschwindigkeit durch Flugzeitmessung zu bestimmen. Aus diesen Daten läßt sich die Masse errechnen, wenn man Annahmen über die Ladung macht. Man konnte sich bei diesen Messungen auf Teilchen großer Masse konzentrieren, da die früheren Untersuchungen mit großer Wahrscheinlichkeit Quarks kleiner Masse ($< 1 \text{ GeV}/c^2$) ausgeschlossen haben und stabile Teilchen größerer Masse nicht bekannt sind. Diese Methode war insofern interessant, als sie nicht von vornherein Quarks mit partieller Ladung voraussetzte.

b) Für den Nachweis ruhender Quarks wäre es wünschenswert, wenn die genaue und empfindliche Methode der Massenspektroskopie anwendbar

10) P. Franzini et al., Phys. Rev. Letters 14, 196 (1965); D. E. Dorfman et al., Phys. Rev. Letters 14, 999 (1965)

wäre. Eine e/m -Bestimmung liefert jedoch keine brauchbare Information, solange die Masse der Teilchen nicht bekannt ist. Für stabile, ruhende Quarkteilchen ist die Frage nach der Masse noch schwieriger zu beantworten als beim Nachweis unmittelbar nach der Erzeugung, da die ruhenden Teilchen nach dem oben Gesagten vermutlich Quarkonium-Atome bilden. Über deren Masse gibt es nur Vermutungen.

Man ist daher bei der Suche nach stabilen Quarks auf den Millikan-Versuch angewiesen, bei dem die Ladung allein bestimmt wird. Leider läßt sich bei diesem Versuch nur eine begrenzte Anzahl von Messungen, etwa einige tausend, in einer sinnvollen Zeit durchführen.

Neuerdings ist noch eine Methode der Ladungsbestimmung angewandt worden, die auf der unterschiedlichen Desorptionsgeschwindigkeit verschiedenen geladener Teilchen beruht⁹⁾.

Die angegebenen Nachweismethoden sind im Prinzip seit langer Zeit bekannt und bei vielen Experimenten mit anderer Zielsetzung angewandt worden. Es liegt daher die Frage nahe, ob die Quarkteilchen nicht schon vor der Formulierung der Theorie hätten entdeckt werden können. Diese Frage kann getrost mit nein beantwortet werden. Die Gründe lassen sich für die einzelnen Nachweisgeräte leicht angeben.

Kernemulsionen zeigen neben der eigentlichen Teilchenspür einen hohen Untergrund an geschwärzten Silberkörnern. Darin gehen Spuren geringerer Dichte unter. Außerdem ist es möglich, daß eine solche Spur durch eventuell nur lokale schlechte Entwicklung aus einer normalen Spur entsteht. Blasen- und Nebelkammern arbeiten mit einer mechanischen Expansion, sind also nur während einer kurzen Zeit voll empfindlich. Anstieg und Abfall der Empfindlichkeit geschehen relativ langsam. Teilchen, die während der Anstiegs- oder Abfallzeit die Kammer durchlaufen, erzeugen eine Spur geringerer Dichte.

Proportionalzähler, Szintillationszähler und Halbleiterzähler sind wegen ihres begrenzten Auflösungsvermögens und wegen impuls Höhen-verkleinernder Randeffekte als Einzelnachweisgeräte für Quarks ungeeignet, sobald eine Vielzahl anderer geladener Teilchen mitbeobachtet wird. Lediglich in den noch zu beschreibenden speziellen Anordnungen können sie zur Quarksuche herangezogen werden.

Im Millikan-Versuch schließlich hat man keine Aussicht, partielle Ladungen nachzuweisen, falls die Quarks in der Natur wirklich nur selten auftreten. Wir werden hierzu später noch eine Abschätzung angeben.¹¹⁾***)

11) R. A. Millikan, Phil. Mag. Ser. 6, 19, 220 (1910)

***) Es ist amüsant, in der ersten veröffentlichten Arbeit von Millikan¹¹⁾ aus dem Jahre 1910 über die Messungen der Elementarladung an Nebeltröpfchen nachzulesen. Er schreibt dort bei der Diskussion der Ergebnisse: . . . „Ich habe (bei der Auswertung) eine unsichere und einmalige Beobachtung eines vermutlich einfach geladenen Tröpfchens außer acht gelassen, die einen Wert für die Ladung auf dem Tröpfchen ergab, der etwa 30 % unter dem endgültigen Wert für e lag.“

4. Die Experimente

Die bisher bekannt gewordenen Experimente zum Nachweis von freien Quarkteilchen lassen sich zweckmäßig in der Reihenfolge besprechen, in der sie chronologisch durchgeführt worden sind. Man kann im Prinzip drei Abschnitte erkennen: Experimente an Beschleunigern, mit Hilfe der Höhenstrahlung und unter Ausnutzung der Stabilität der Quarks.

a) *Versuche an Beschleunigern.* Die ersten Untersuchungen bestanden darin, Blaskammer-Aufnahmen auszuwerten, die nicht speziell für diesen Zweck hergestellt wurden¹²⁾. Die Aufnahmen waren am CERN-Protonensynchrotron mit Hilfe eines internen Targets gewonnen worden. Die entstandenen Sekundärteilchen wurden über ein System von Magneten in die Blaskammer geleitet. Für ein minimal ionisierendes, d. h. relativistisches, geladenes Teilchen betrug in einem Fall die Blasendichte 25 pro cm, im anderen 15 pro cm. Eine durch ein Quarkteilchen hervorgerufene Spur mit wesentlich geringerer Dichte sollte gut erkennbar sein. In den ausgewerteten 10^4 bzw. 10^5 Bildern wurden keine Spuren entdeckt, die man Quarkteilchen zuschreiben konnte. Daraus war zu schließen, daß der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von Quarks $< 5 \cdot 10^{-35} \text{ cm}^2$ ist, falls die Quark-Ruhemasse $2 \text{ GeV}/c^2$ nicht übersteigt.

Bei der Herstellung der Aufnahmen war keine Vorsorge getroffen worden, „falsche“ Spuren auszuschließen. Teilchen mit der Ladung e können nämlich Quarks vertauschen, wenn sie die Kammer durchlaufen, bevor diese voll empfindlich ist. Man hat tatsächlich solche Spuren gefunden. Sie stammten im wesentlichen aus der Höhenstrahlung und konnten meist schon wegen ihrer Richtung ausgeschlossen werden. Doch sind diese „falschen“ Spuren auch daran zu erkennen, daß die Blasen sehr groß sind, da sie wesentlich längere Zeit zum Wachsen zur Verfügung haben.

Sicherer ist es natürlich, die „falschen“ Spuren von vornherein auszuschließen. Dies wurde in späteren Experimenten erreicht¹³⁾. Einmal wurde die Ankunft der Sekundärteilchen mit der Zeit der vollen Empfindlichkeit der Blaskammer gut synchronisiert, in einem anderen Experiment registrierte ein vor der Blaskammer befindlicher Szintillationszähler den genauen Zeitpunkt der Teilchenankunft. In den beiden Experimenten wurden je etwa 10^4 Bilder mit 30 bzw. 11 Spuren pro Bild ausgewertet. Es wurden keine Quarkspuren gefunden.

Bei späteren Zählerexperimenten suchte man sowohl nach partiellen Ladungen als auch nach schweren Teilchen. Wie schon erwähnt, ist die Bestimmung der Ladung mit nur einem Szintillationszähler wegen des begrenzten Auflösungsvermögens nicht möglich. Das Prinzip sei am Beispiel einer typischen Meßanordnung erläutert.

Beim Durchgang minimal ionisierender Teilchen durch eine Szintillatorplatte erhält man in der üblichen Auftragung der Zählrate N über der Impulshöhe H am Ausgang des Photomultipliers eine Verteilung, wie sie in Abb. 2 schematisch dargestellt ist. Die Kurve ist insbesondere bei großen

12) D. R. O. Morrison, Phys. Letters 9, 199 (1964); H. H. Bingham et al., Phys. Letters 9, 201 (1964)

13) V. Hagonian et al., Phys. Rev. Letters 13, 280 (1964); W. Blum et al., Phys. Rev. Letters 13, 353 (1964)

Szintillatorplatten sehr breit und hat zu kleinen Impulsen hin, wo man die Quarks zu suchen hat, einen in Abb. 2 übertrieben gezeichneten Ausläufer. Bei sorgfältigem Aufbau der Anordnung läßt sich erreichen, daß sich minimal ionisierende, einfach geladene Teilchen im „Quarkbereich“ mit einer Wahrscheinlichkeit von etwa 10^{-1} bis 10^{-2} nachweisen. Für eine aus Z hinter-

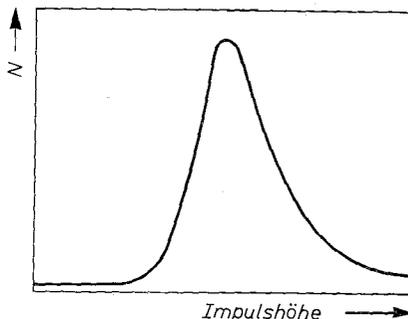


Abb. 2: Impulshöhenspektrum minimal ionisierender Teilchen

einander liegenden Zählern bestehende Apparatur läßt sich diese Wahrscheinlichkeit auf $(1/10)^Z$ bzw. $(1/100)^Z$ reduzieren. Wenn man fordert, daß sich ein Quark in allen Zählern mit der Impulshöhe nachweist, die der Ladung $\pm 1/3$ oder $\pm 2/3$ entspricht, dann läßt sich beispielsweise mit sieben Zählern ein partiell geladenes Teilchen neben 10^7 bis 10^{14} einfach geladenen Teilchen nachweisen. Die Impulshöhen kann man auf Oszillographen geben und photographieren (Blockschaltbild der Anordnung s. Abb. 3).

Wegen der Seltenheit der gesuchten Ereignisse muß man alle Störeffekte sorgfältig beachten. Es sei nur ein Beispiel erwähnt: Die Szintillatorplatten sind mit den Photomultipliern über Lichtleiter aus Plexiglas verbunden. Wenn die Lichtleiter ungünstig angeordnet sind, so daß ein Teilchen in der Lage ist, nur die Lichtleiter zu durchlaufen, dann kann das relativ schwache Cerenkov-Licht Quarkteilchen vortäuschen.

Ein Experiment mit Szintillationszählern wurde am 28 GeV-Beschleuniger in Brookhaven durchgeführt¹⁴). Dabei wurden sieben hintereinander angeordnete Szintillatoren verwendet. Es wurde sowohl mit einem Absorber gemessen, der nur für Myonen und evtl. Quarks durchlässig war, als auch ohne diesen Absorber, da über die Wechselwirkung der Quarkteilchen mit der Materie des Absorbers nur Vermutungen angestellt werden können. Im zweiten Fall wurde der Impuls der Teilchen durch ein Magnetfeld festgelegt.

Aus dem erfolglosen Ausgang dieser Beschleuniger-Experimente konnte man schließen, daß die Quarks — falls sie überhaupt existieren — eine Masse $> 2 \text{ GeV}/c^2$ besitzen müssen. Es gibt aber keine bekannten, stabilen Teilchen, die schwerer sind als das Proton. Damit wurde die Suche nach schweren Teilchen ohne Berücksichtigung von deren Ladung sinnvoll. Man errechnet leicht, daß die nach Gl. (3) erzeugten Quarks nur eine Masse von $2,6 \text{ GeV}/c^2$ besitzen können, wenn man Protonen mit einer Energie von 30 GeV auf ruhende Nukleonen schießt. Man kann diese Massengrenze noch

14) L. B. Leipuner et al., Phys. Rev. Letters 12, 423 (1964)

etwas erhöhen, wenn man die Fermi-Bewegung der Nukleonen im Kern ausnutzt. Man erhält dann beispielsweise für ein Target aus Eisen eine Massengrenze von immerhin $5 \text{ GeV}/c^2$.

Die Masse eines Teilchens läßt sich aus seinem Impuls und seiner Geschwindigkeit errechnen. Ersteren erhält man durch eine Ablenkung im

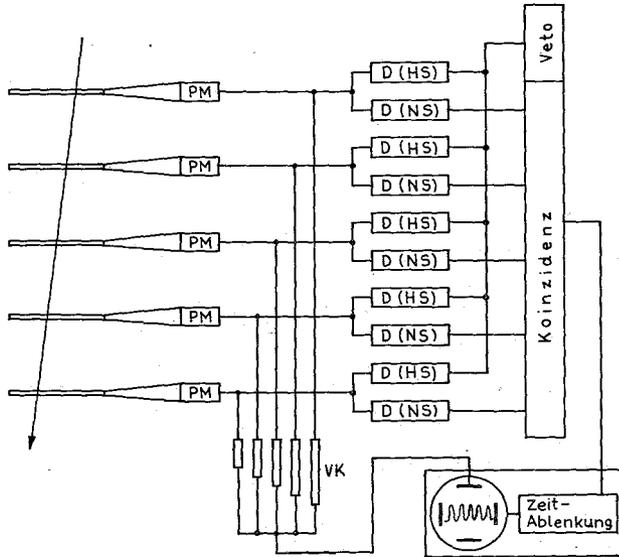


Abb. 3: Elektronisches Blockschaltbild eines Zählereperimentes. PM = Photomultiplier, D(HS) = Diskriminator mit hoher Schwelle, D(NS) = Diskriminator mit niedriger Schwelle, VK = Verzögerungskabel. Die Koinzidenz liefert genau dann ein Ausgangssignal, wenn alle Impulse der Photomultiplier über einer unteren Schwelle liegen und kein Impuls eine obere Schwelle überschreitet. Das Bild auf dem Oszillographenschirm wird photographiert.

Magnetfeld, letztere durch eine elektronische Messung der Flugzeit eines Teilchens zwischen zwei Zählern, wobei ein Abstand von etwa 100 m für eine genaue Messung notwendig ist.

Zwei dieser Experimente wurden durchgeführt. Beide in Brookhaven¹⁰⁾, beide ohne das gewünschte Ergebnis. Man hatte dabei den starken Untergrund der π -Mesonen und Antiprotonen abzutrennen. Dies geschah in einem Fall mit Hilfe eines Hochspannungsseparators und eines Cerenkov-Zählers, im anderen Fall durch zwei Cerenkov-Zähler.

Kürzlich wurde noch über einen Versuch berichtet¹⁵⁾, mit Hilfe des 6 GeV Elektronen-Beschleunigers des MIT nach leptonischen Quarks zu suchen. Bremsquanten von 5 GeV sollten in einem Target aus Kohlenstoff über Photoproduktion leptonische Quarks erzeugen. Unter der Annahme einer Quarkmasse $M = 500 \text{ MeV}/c^2$ war theoretisch ein Verhältnis Quarks zu Myonen $> 2 \cdot 10^{-6}$ errechnet worden. Für $2/3$ -Ladungen wurde ein experimentelles Verhältnis $< 1 \cdot 10^{-6}$, für $1/3$ -Ladungen $< 4 \cdot 10^{-6}$ gefunden. Da die

15) Garlick, Int. Conf. on High Energy Physics, Berkeley Sept. 1966

theoretische Aussage relativ zuverlässig ist, wäre eine weitere Einengung der Grenzen wünschenswert.

b) *Experimente mit kosmischer Strahlung.* Aus Untersuchungen an Beschleunigern läßt sich schließen, daß die Quarkteilchen — falls sie die ihnen zugeschriebenen Eigenschaften besitzen — eine Masse $>5 \text{ GeV}/c^2$ besitzen oder daß der Wirkungsquerschnitt für ihre Erzeugung sehr klein ist. Größere Ruhemassen lassen sich an den gegenwärtig zur Verfügung stehenden Beschleunigern nicht erzeugen. Die dazu nötigen Teilchenenergien stehen nur in der Höhenstrahlung zur Verfügung. Als Target tritt dabei die Luftschicht auf.

Die Meßmethoden sind hierbei ähnlich denen bei Zählerexperimenten an Beschleunigern. Wegen der relativ geringen Intensität der Höhenstrahlung benötigt man jedoch großflächige Szintillatoren. Zusätzlich ist man auf lange Meßzeiten angewiesen. Typisch für ein solches Experiment ist ein Aufbau aus sechs Szintillatoren von je $\frac{1}{4} \text{ m}^2$ Fläche, wobei der Abstand der äußeren Szintillatoren etwa 1 m beträgt. Die Meßzeiten liegen in der Größenordnung von Monaten. Mit Apparaturen dieser Art wurde eine Reihe von Untersuchungen durchgeführt¹⁶⁾. Die Grenzen für das Auftreten von Quarks in der kosmischen Strahlung konnten dadurch im Laufe der Zeit immer weiter eingeengt werden. Gegenwärtig läßt sich folgende Einschränkung angeben: Die Quarkrate für die Ladung $\pm\frac{1}{3}$ ist $<5 \cdot 10^{-8}$, für die Ladung $\pm\frac{2}{3} < 1,7 \cdot 10^{-7}$ pro kosmisches Teilchen. Die unterschiedlichen Grenzen rühren vom verschiedenen Auflösungsvermögen der Apparatur für die beiden Ladungszustände her.

Zur Verbesserung der Intensitätsverhältnisse könnte man daran denken, die Apparatur zu vergrößern. Dem stehen aber Schwierigkeiten entgegen: Für große Szintillatoren wird die Lichtsammlung schwieriger und dadurch das Auflösungsvermögen schlechter (die Breite der Verteilung in Abb. 2 nimmt zu). Außerdem ist die Lichtsammlung bei großen Platten nicht mehr homogen über die ganze Fläche. Eine Korrektur darauf ist möglich, wenn man den Ort des Teilchendurchgangs festhält. Dieser kann z. B. durch Funkenkammern ermittelt werden. Eine solche Anordnung hat zusätzlich den Vorteil, daß man einen beträchtlichen Gewinn an Raumwinkeln erzielt: Man kann schräg einfallende Teilchen zulassen und ihre gegenüber senkrecht einfallenden Teilchen größere Lichtabgabe nachträglich berücksichtigen. Es dürfte allerdings nicht leicht sein, die zu registrierenden Photomultiplier-Impulse, die im Nanosekundenbereich liegen, von den Störimpulsen der Funkenkammern zu entkoppeln. Eine Funkenkammer ist bisher nur in einem Experiment mit kosmischer Strahlung verwendet worden¹⁷⁾.

Den Experimenten, bei denen nach schweren Teilchen gesucht wird, liegt folgende Annahme zugrunde¹⁸⁾. Die kosmischen Teilchen sehr hoher Energie wechselwirken mit der Atmosphäre in 15—20 km Höhe. Bei diesen

16) A. W. Sunyar et al., Phys. Rev. 136, B 1157 (1964); D. A. De Lise et al., Phys. Rev. 140, B 458 (1965); T. Massam et al., Nuovo Cim. 40 A, 589 (1965); J. C. Barton et al., Phys. Letters 21, 360 (1966); H. Kasha et al., Phys. Rev. Letters 17, Nr. 9 (1966). (Vorschau auf Phys. Rev.); Argonne-Gruppe, Int. Conf. on High Energy Physics, Berkeley, Sept. 1966

17) Cooperation Wisconsin, Mura/Michigan (Mt. Evans), Int. Conf. on High Energy Physics, Berkeley, Sept. 1966

18) G. Damgaard et al., Phys. Letters 17, 152 (1965)

Stößen wird ein elektromagnetischer Schauer erzeugt (e^- , e^+ und γ -Quanten), der sich mit Lichtgeschwindigkeit zur Erde hin fortpflanzt. Außerdem können bei solchen Stößen Teilchen großer Massen erzeugt werden, die aber die Erdoberfläche erst später erreichen. Die Ankunft des Schauers stellt man durch gleichzeitiges Ansprechen von mehreren in großen Abständen (etwa 10 m) aufgestellten Zählern fest. Mit einer Zeitverzögerung von 50 bis 1000 ns zur Ankunft des Schauers wird die Apparatur zur Messung von schweren Teilchen empfindlich gemacht. Da sich unter diesen Teilchen auch noch Protonen und Kerne befinden können, wurde die eigentliche Nachweisapparatur bei diesen Experimenten mit schwerem Material abgeschirmt, oder ein Sandwich aus Blei und Szintillationsmaterial verwendet. Auch diese Messungen verliefen ergebnislos.

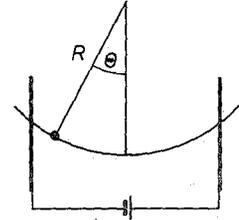


Abb. 4: Elektrische Ladung auf einem Pendel im Feld eines Plattenkondensators

c) *Die Suche nach ruhenden Quarks.* Bei näherer Betrachtung stellt sich heraus, daß die Methoden der Suche nach stabilen Quarks den kernphysikalischen Methoden zumindest ebenbürtig sind. Wir wollen annehmen, daß die Quarkteilchen aus der Höhenstrahlung mit dem in Abschnitt b genannten, heute als Grenze anzusehenden Fluß von etwa 10^{-7} Quarks pro kosmisches Teilchen seit der Entstehung der Erde auf diese treffen und im ersten km der Erdkruste gleichmäßig absorbiert werden. Wie oft muß man mit dieser Materie einen Millikan-Versuch durchführen, bis man im Mittel ein Quark findet? Man errechnet unter den genannten Bedingungen eine Konzentration von etwa 2000 Quarks pro cm^3 . Da ein Tröpfchen im Millikan-Versuch etwa 10^{-11} cm^3 Materie enthält, müßte man mindestens $4 \cdot 10^7$ Messungen durchführen, um ein Quark zu finden. Diese Zahl ist für den üblichen Versuchsaufbau viel zu groß. Aus dieser Situation gibt es zwei Auswege: Entweder versucht man, die Quarkkonzentration in der Materie zu erhöhen, oder man bemüht sich, beim Millikan-Versuch größere Massen zu benutzen.

Den ersten Weg ging eine Gruppe vom Argonne National Laboratory⁹⁾. Die Methode der Anreicherung beruhte im wesentlichen auf der Tatsache, daß die Quarkonium-Atome praktisch keine Möglichkeit haben, sich zu neutralisieren. Man konzentrierte sich bei dieser Untersuchung auf jene Atome, die aus $+\frac{2}{3}$ Quarks und einem Elektron bestehen könnten. Man entzog großen Mengen Luft, Staubpartikeln und Wasserdampf mit elektrischen Feldern die geladenen Teilchen. Die weitere Anreicherung geschah in mehreren Stufen durch Überdampfen auf einen auf geeignetem Potential liegenden neuen Träger. Der eigentliche Nachweis wurde über die Desorptionsgeschwindigkeit der Teilchen von einem geheizten, auf definiertem Potential befindlichen Platindraht sowie durch Millikan-Experimente durchgeführt.

Die Schlüsse, die man aus diesem Experiment ziehen kann, sind etwas unbefriedigend. Wegen der relativ großen Mengen an Substanz, die die

Autoren der Anreicherung unterwarfen, glauben sie jedoch, eine außerordentlich kleine Grenze für die Konzentration von Quarks angeben zu können, die jedoch nur im Zusammenhang mit den speziellen Voraussetzungen dieses Versuchs gilt. Die Ergebnisse sind in Tab. 2 zusammengestellt. Die Angabe über Meteorite stammt aus einer massenspektroskopischen Messung, bei der alle auftretenden Massen durch bekannte Atome oder Moleküle zu erklären waren.

Material	Konzentration von Quarks pro Nukleon
Meteorite	$< 10^{-17}$
Luft (25 °C)	$< 10^{-33}$
Luft (200 °C)	$< 10^{-30}$
Staub (200 °C)	$< 3 \cdot 10^{-27}$
Meerwasser (25 °C)	$< 5 \cdot 10^{-27}$
Meerwasser (200 °C)	$< 3 \cdot 10^{-24}$

Tab. 2



Abb. 5: Gestalt der Magnetpole aus 20) perspektivisch und im Schnitt

Versuche, größere Massen beim Millikan-Experiment zu verwenden, sind in Vorbereitung. Das Prinzip besteht in folgendem: Bei dem üblichen Millikan-Versuch müssen elektrische Kraft (QE) und Gravitationskraft (mg) ungefähr gleich sein.

$$QE/mg \approx 1. \quad \dots (6)$$

Da die maximale elektrische Feldstärke aus technischen Gründen festliegt, ist die Masse der Tröpfchen begrenzt. Könnte man die Erdbeschleunigung verkleinern, ließe sich die Masse vergrößern.

Man stelle sich nun vor, das Teilchen sei an einem Faden aufgehängt und befinde sich als Pendel zwischen zwei Kondensatorplatten (Abb. 4). Statt mg wirkt nun (bei kleinen Winkeln θ) nur noch die Kraft $mg\theta$. Natürlich läßt sich mit so kleinen Teilchen der Versuch nicht mittels eines Pendels ausführen. Man muß das Potential für das Teilchen auf andere Art verwirklichen. Braunbeck¹⁹⁾ veröffentlichte schon im Jahre 1939 eine Arbeit, nach der ein diamagnetisches Teilchen in einem inhomogenen Magnetfeld in einer stabilen Lage schwebt, wenn man das Feld durch Polschuhe erzeugt, wie sie in Abb. 5 dargestellt sind.

Es wurde nun vorgeschlagen²⁰⁾, die Auslenkung $\Delta = QER/mg$ bei einem Teilchen mit verschiedenen Ladungen Q zu messen. Das Aufbringen der Ladung und das Umladen soll dabei, wie beim Millikan-Versuch, durch Ionisieren der Luft mittels eines radioaktiven Präparates erfolgen. Mit dieser Methode kann man leicht feststellen, ob die Ladungen ganzzahlig sind. Sie hat überdies den Vorteil, daß keine Voraussetzungen über die Gestalt der Teilchen notwendig sind, denn es handelt sich um ein statistisches Verfahren; das Gesetz von Stokes wird gar nicht benutzt.

In einem solchen Experiment läßt sich die Masse der Probesteilchen um einen Faktor 10^4 gegenüber den üblichen Millikan-Experimenten vergrößern. Man erhält in einer Probe etwa 10^{16} Nukleonen. Statt $4 \cdot 10^7$ mal müßte man den Versuch $4 \cdot 10^3$ mal durchführen, was immerhin noch im Bereich des Möglichen liegt.

19) W. Braunbeck, Z. Phys. 112, 764 (1939)

20) C. Becchi et al., Nuovo Cim. 39, 409 (1965)

Ein ähnliches Experiment ist unter Verwendung von Hochfrequenzfeldern anstelle eines statischen elektrischen Feldes von einer russischen Gruppe vorgeschlagen worden²¹⁾. Man hofft dabei, ein partiell geladenes Teilchen in einer Probe mit 10^{19} Nukleonen nachweisen zu können, was einer weiteren Steigerung der Empfindlichkeit um den Faktor 10^8 entspricht.

5. Ausblick

Es ist aus mehreren Gründen nicht möglich, nach dem gegenwärtigen Stand der Experimente eine absolute Grenze für das Auftreten von Quarks anzugeben. Die bisherigen Aussagen sind jeweils an die speziellen Versuchsanordnungen und an eine Reihe von Annahmen geknüpft. Sicher ist nur, daß die Quarks, gemessen an unseren Nachweismethoden auf der Erde, selten sind.

Es wurde versucht, den Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von Quarkteilchen mit Hilfe des statistischen Modells abzuschätzen²²⁾. Über den neuesten Stand hat kürzlich Fulton²³⁾ berichtet. Die Ergebnisse sind in Tab. 3 angegeben. Wenn diese Rechnungen richtig sind, sollten Quarks mit einer Masse von etwa 3 bis 5 GeV bei den bisherigen Experimenten gefunden worden sein. Zu größeren Massen fällt jedoch der Wirkungsquerschnitt stark ab. Demgegenüber kann man auf der Basis des absorptiven peripheren Modells^{23), 24)} zu wesentlich optimistischeren Ergebnissen kommen. Sie sind in der Tab. 3 mit aufgeführt. Die voneinander stark abweichenden Aussagen der beiden Modelle sind wegen der unterschiedlichen Annahmen und einiger Unsicherheiten nicht verwunderlich. Es scheinen diese beiden Modelle die Extremfälle zu beschreiben.

Quarkmasse in GeV/c ²	1	2	3	5	
Wirkungsquerschnitt in μb					
Statistisches Modell	10^8	10^{-3}	10^{-9}		für πp -Prozesse
	10^8	1	10^{-3}	10^{-10}	für pp-Prozesse
Peripheres Modell		3,5	2,5	0,5	für πp -Prozesse
			6,5	3,5	1,5

Tab. 3

Bei den Experimenten an Beschleunigern und mit der Höhenstrahlung ist offenbar die meßtechnisch sinnvolle Grenze nahezu erreicht. Daher liegt die Frage nahe, welche erfolgversprechenden Wege der Quarksuche noch offen stehen. Okun und Mitarbeiter²⁵⁾ haben schon in einer früheren Arbeit die physikalisch-chemischen und die astrophysikalischen Aspekte der Suche nach Quarks behandelt. Insbesondere werden dabei die Fragen besprochen, welche Möglichkeiten einer Anreicherung gegeben sind und wo in unserem Sonnensystem die Konzentration stabiler Quarks am größten sein könnte.

Bei der Suche nach ruhenden Quarks auf der Erde hat man ihre physikalisch-chemischen Eigenschaften, wie zum Beispiel die Löslichkeit in Was-

21) V. B. Braginsky, Usp. Fiz. Nauk. 86, 3 (1965); Pibory Tekh. Eksp. 3, 160 (1964)

22) G. Domokos et al., Phys. Letters 20, 546 (1966); R. Hagedorn, private Mitteilung

23) T. Fulton, Int. Conference on High Energy Physics, Berkeley, Sept. 1966

24) F. Chilton et al., Phys. Letters 22, 91 (1966)

25) L. B. Okun et al., Seminar, High Energy Phys. and Element. Particles, Trieste 983 (1965)

ser und die Adsorption an Gefäßwänden, zu berücksichtigen. Es ist keineswegs sicher, daß bei den bisherigen Experimenten geeignete Proben verwendet wurden. Zum Beispiel ist es nicht auszuschließen, daß den beim Millikan-Versuch üblicherweise verwendeten Ölen die Quarks durch Destillationsprozesse bereits entzogen wurden. Andererseits hat man durch Betrachtung dieser Eigenschaften die Möglichkeit, für weitere Experimente eine eventuell natürliche Anreicherung von Quarks auszunutzen.

Nach dem bei Okun beschriebenen kosmologischen Modell standen zum Zeitpunkt der Entstehung unseres Sonnensystems hinreichend große Energien zur Verfügung, die eine hohe Quarkdichte zur Folge haben konnten. Während der ersten Expansionsphase verbrannten jedoch die ursprünglich vorhandenen Quarkteilchen nach den Gleichungen

$$q + \bar{q} \rightarrow N + \bar{q} \quad \dots (7)$$

$$\bar{q} + q \rightarrow \pi \quad \dots (8)$$

zu Nukleonen und π -Mesonen. Es läßt sich abschätzen, daß dabei der Quarkanteil pro Nukleon auf 10^{-9} bis 10^{-18} absinken konnte, selbst wenn zu Beginn Quarks und Nukleonen in etwa gleicher Konzentration vorhanden waren. Nach diesem Konzept wäre die Wahrscheinlichkeit für das Überleben der Quarks umso größer, je ferner ein Planet von der Sonne ist. Insofern sind die Aussichten, Quarks auf der Erde zu finden, vergleichsweise günstig. Jedoch sind Meteoriten (die als Zerfallsprodukte von Kometen anzusehen sind) unter Umständen noch günstiger, da diese nach moderner Auffassung sich bei der Bildung unseres Sonnensystems nicht in diesem befanden. Da das Verbrennen von Quarks unter ähnlichen Umständen geschieht wie der Abbau des Deuteriums, könnte der Deuteriumgehalt in Meteoriten ein erster Hinweis auf die Quarkkonzentration sein.

Astrophysikalisch besonders interessant könnten die $^{-1/3}$ Quarks sein, da sie vermutlich von Atomen wie Kohlenstoff, Stickstoff oder Sauerstoff eingefangen werden. Das optische Spektrum solcher Atome muß sich dann wegen der unterschiedlichen Ladung, das der Moleküle wegen der anderen Oszillations- und Rotationsparameter ändern. Das Sonnenspektrum ist daher im fernen UV-Bereich auf solche Quarkonium-Linien untersucht worden²⁶⁾. Während bei Kohlenstoff und Stickstoff Anzeichen gesuchter Linien gefunden wurden, fehlen solche im Sauerstoff-Spektrum gänzlich. Eine endgültige Aussage wird jedoch erst nach dem Vorliegen genauerer und besser aufgelöster Spektren möglich sein.

Nach dem gegenwärtigen Stand der Experimente ist somit die Frage, ob Quarkteilchen oder Quarkonium-Atome in der Natur isoliert auftreten, unbeantwortet. Ob der Nachweis aus prinzipiellen Gründen nicht möglich ist, wie zum Beispiel in einer neueren Arbeit vermutet wird²⁷⁾, oder ob die gegenwärtige Meßtechnik dies nicht zuläßt, ist noch nicht entschieden. Unabhängig von der Existenz oder Nachweisbarkeit der Quark-Teilchen ist jedoch das Modell heute ein ausgezeichnetes Hilfsmittel für die Klassifizierung der Elementarteilchen und die Deutung einer Reihe von Phänomenen der starken Wechselwirkung.

26) O. Sinanoglu et al., Phys. Rev. Letters 17, 785 (1966)

27) L. I. Schiff, Phys. Rev. Letters 17, 714 (1966)

PHYSIKALISCHE BLÄTTER

Monatsschrift für Grundfragen und Randprobleme der Physik

Bezugspreis: Ausgabe A viertelj. 13.50 DM, Ausgabe B viertelj. 10.50 DM

PHYSIKALISCHE VERHANDLUNGEN

Jahresbezugspreis 24.— DM

PHYSIK VERLAG MOSBACH/BADEN

Deutschland