

Die Ernte nach einem Jahr LEP-Betrieb

1. Einleitung

Am 13. August 1989 wurden im großen Elektron-Positron-Speicherring LEP (Umfang 27 km) bei CERN die ersten Zusammenstöße erzeugt. Innerhalb weniger Minuten konnten die ersten Z-Teilchen, die Träger der schwachen Wechselwirkung und die schwersten bekannten elementaren Objekte (vergleichbar mit der Masse eines Molybdän-Atoms) beobachtet werden. LEP ist in seiner ersten Phase mit einer Maximalenergie von etwa 2×50 GeV dafür ausgelegt, diese Teilchen in großer Zahl zu erzeugen. Innerhalb der ersten zwölf Betriebsmonate gelang es den vier Detektoren (ALEPH, DELPHI, L3 und OPAL), die von mehr als 1400 Physikern aus aller Welt betrieben werden, etwa 700 000 Z-Teilchen nachzuweisen. Damit wurden die vorher weltweit beobachteten insgesamt etwa 800 Z-Ereignisse völlig in den Schatten gestellt, und eine neue Qualität von Präzisionsexperimenten wurde möglich. Die Analyse dieser Ereignisse lieferte bereits nach einem Jahr eine Flut von Ergebnissen mit mehr als hundert Publikationen – weit mehr als man zu hoffen gewagt hatte (wenn zunächst auch Sensationen ausblieben). Dies gelang wegen der ausgezeichneten Funktionsweise des Speicherringes, des erstaunlich schnellen Ingangkommens der Detektoren und der überraschend „sauberen“, d. h. untergrundfreien Ereignisse. Es ist leider nicht möglich, in diesem Bericht alle Resultate zu beschreiben – auch interessante Ergebnisse müssen unerwähnt bleiben, wofür ich die betroffenen Kollegen um Nachsicht bitte.

2. Präzisionsmessungen am Z-Teilchen

Die Vereinigung der elektromagnetischen und der schwachen Kraft im sogenannten Standardmodell, das auf der $SU(2) \times U(1)$ -Symmetrie aufbaut (vgl. z. B. [1]), stellt einen der wichtigsten Schritte im Verständnis der Kräfte dar. Die Träger

Schon im ersten Betriebsjahr konnten die LEP-Experimente durch Präzisionsmessungen an der Z-Resonanz fundamentale Ergebnisse liefern: Messung der Z-Masse mit einer Präzision von 0,3 ‰; Bestimmung der Zahl der Neutrinoarten; Überprüfung des Standardmodells der elektroschwachen Wechselwirkung mit einer Genauigkeit von etwa 0,5 ‰; Grenzen für die Top-Masse; genaue Messungen der Kopplungsstärke der starken Kraft und Nachweis, daß es sich bei der QCD um eine nicht-abelsche Eichtheorie handelt; untere Massengrenzen für das Higgs- und für SUSY-Teilchen und vieles mehr.

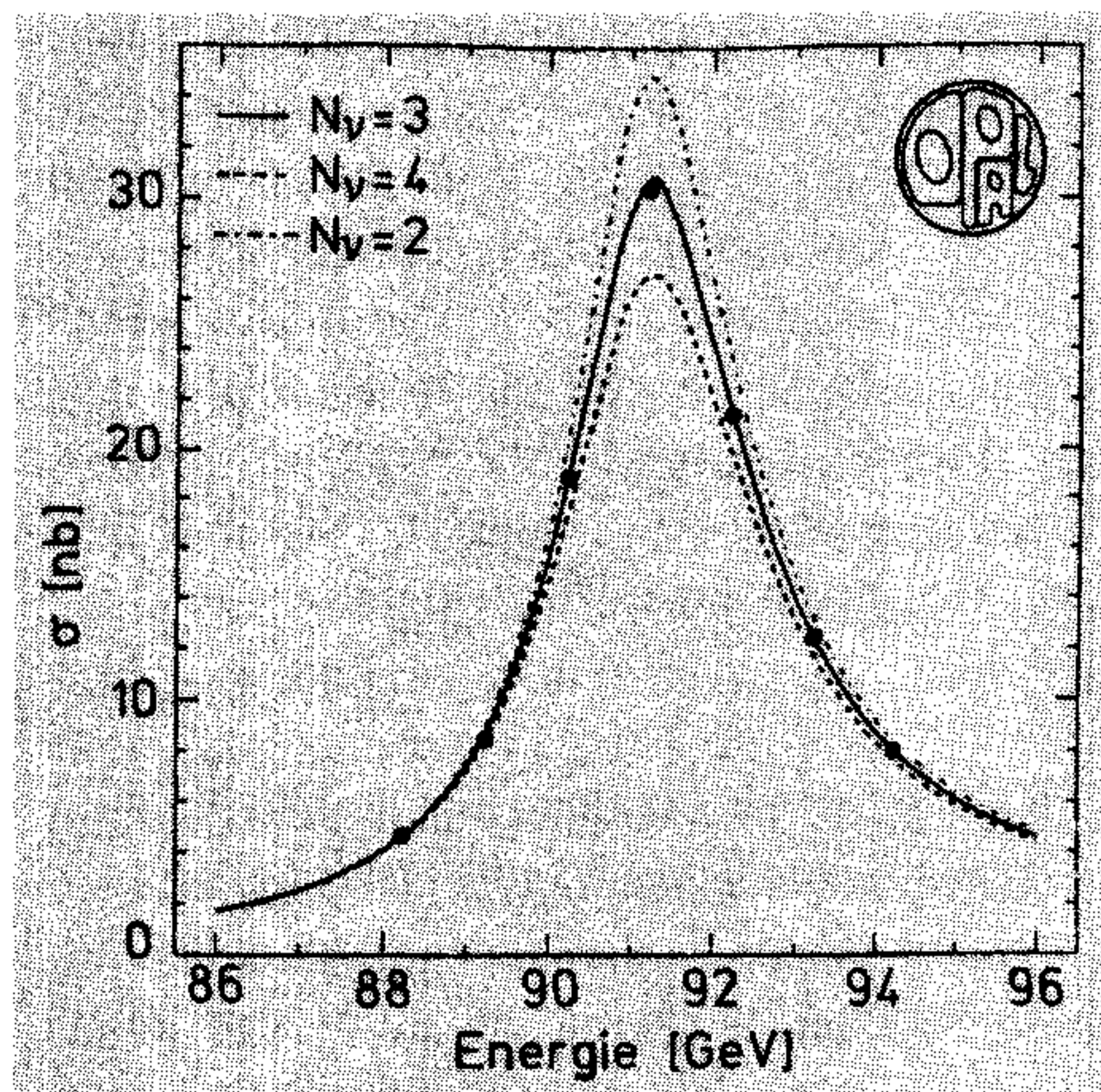


Abb. 1: Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung des Z-Teilchens aus e^+e^- -Reaktionen und den Zerfall in Hadronen als Funktion der Stoßenergie (als Beispiel Daten von OPAL). Die Kurven wurden für verschiedene Zahlen von Neutrinoarten berechnet (Kein freier Parameter!).

der vereinigten Kraft sind zwei elektrisch neutrale Feldquanten, das masselose Photon und das schwere Z, sowie zwei geladene Bosonen, das W^+ und W^- . Die Eigenschaften dieser Feldquanten zählen zu den wichtigsten Naturkonstanten; sie möglichst genau experimentell zu bestimmen ist daher eine wichtige Aufgabe, die für das Z-Teilchen mit Hilfe von LEP in eindrucksvoller Weise gelöst werden konnte. (Die W-Teilchen lassen sich wegen ihrer elektrischen Ladung nur in Paaren erzeugen, was höhere Energien erfordert, die bei LEP erst in einigen Jahren verfügbar sein werden.)

Z-Teilchen werden dann am häufigsten erzeugt, wenn die e^+e^- -Stoßenergie gerade der Masse dieses Teilchens entspricht. Als schwerstes Teilchen kann das Z in alle leichteren bekannten oder noch unbekanntem Teilchen zerfallen, d. h. entweder in Leptonenpaare (e^+e^- , $\mu^+\mu^-$, $\tau^+\tau^-$, Neutrino-Antineutrino) oder in Quark-

Antiquark-Paare, die allerdings nicht als freie Teilchen, sondern als zwei Jets aus normalen Hadronen (Pionen, Kaonen etc.) erscheinen. Trägt man die beobachtete Zahl von solchen Hadron-Ereignissen als Funktion der Stoßenergie auf, dann erhält man eine Resonanzkurve (Abb. 1). Die Lage des Maximums gibt die Z-Masse, und die Breite ist nach der Unschärferelation umgekehrt proportional zur Lebensdauer.

Kombiniert man die gut übereinstimmenden Resultate der vier Detektoren [2, 3], dann erhält man für die Z-Masse den Wert $M_Z = (91\,174 \pm 5 \pm 20(\text{LEP})) \text{ MeV}/c^2$ u. für die Breite $\Gamma = (2485 \pm 9) \text{ MeV}/c^2$ (entsprechend einer Lebensdauer von $(2,65 \pm 0,01) \cdot 10^{-25} \text{ s}$. Beim ersten Fehler von M_Z handelte es sich um den experimentellen, dem der systematische Fehler der Energieeichung der LEP-Strahlen hinzuzufügen ist. Es ist schwierig, mit normalen Mitteln eine bessere Energiepräzision als 10^{-4} zu erzielen. In naher Zukunft sollen mit Hilfe von Depolarisationseffekten an den durch Synchrotronstrahlung transversal polarisierten Elektronen die systematischen Fehler auf etwa 4 MeV reduziert werden. Die Präzision von 0,3 ‰ bzw. 4 ‰, die für diese beiden fundamentalen Konstanten bereits nach so kurzer Zeit erreicht werden konnte, ist eindrucksvoll.

Durch Identifikation der beim Zerfall entstehenden Teilchen gelingt es, die einzelnen Zerfallskanäle für den Z-Zerfall zu messen. Für Leptonenzerfälle ist dies relativ einfach, während die Trennung in verschiedene Quark-Antiquark-Zerfälle schwieriger ist. Daher wird oft nur der Zerfall in alle Hadronen angegeben. Die Ergebnisse sind in Tab. 1 zusammengestellt. Zunächst läßt sich feststellen, daß die Resultate der vier Experimente sehr gut übereinstimmen, so daß es gerechtfertigt ist, die Werte zusammenzufassen und

dadurch eine höhere statistische Genauigkeit zu erzielen. Physikalisch lassen sich zwei wichtige Folgerungen ziehen: Die partiellen Zerfallsbreiten stimmen mit den Vorhersagen des Standardmodells innerhalb von etwa 1 % überein, und es gilt für die Leptonen „Universalität“, d. h. die Zerfallsbreiten und damit auch die Stärken der Wechselwirkung für verschiedene Leptonarten sind gleich.

3. Die Zahl der Neutrinoarten

Aus der Resonanzkurve für das Z-Teilchen läßt sich aber eine weitere fundamentale Aussage gewinnen – die Zahl der in der Natur existierenden Neutrinoarten. Die Zerfallsbreite des Z hängt von der Zahl und Art der offenen Zerfallskanäle ab, wobei auch die nicht direkt beobachtbaren beitragen. So läßt sich errechnen, daß der Zerfall in ein Neutrino-Antineutrino-Paar eine Partialbreite von $166,5 \text{ MeV}/c^2$ ergibt – ein Wert, der wesentlich größer ist als die Fehler und daher bestimmt werden kann. Die sogenannte „unsichtbare“ Breite $\Gamma_{\text{invis.}}$ (d. h. diejenige, die von nicht direkt nachweisbaren Zerfällen herrührt) läßt sich bestimmen, wenn man von der totalen Breite Γ die direkt gemessenen partiellen Breiten abzieht:

$$\Gamma_{\text{invis.}} = \Gamma - 3 \Gamma_{\text{lepton}} - \Gamma_{\text{hadron}}$$

Da aber auch die Größe des Erzeugungsquerschnitts von der Zahl der Neutrinoarten abhängt, hat man eine noch bessere Möglichkeit, diese Zahl zu bestimmen. In Abb. 1 sind die erwarteten Resonanzkurven für verschiedene Neutrinozahlen eingezeichnet. Man erkennt eindeutig, daß die Messungen nur mit der Annahme dreier Neutrinoarten übereinstimmen. Die genaue Analyse ergibt einen Wert von $2,96 \pm 0,06$, gemittelt über alle vier Experimente [2]. Damit ist eine vierte

Neutrinoart (mit einer Masse von weniger als $45 \text{ GeV}/c^2$) definitiv ausgeschlossen. Die gute Übereinstimmung mit der Ganzzahligkeit schließt auch Zerfälle in andere unbekannte Teilchen weitgehend aus.

Dieses Resultat hat eine fundamentale Bedeutung und ist wohl das bisher weitestreichende LEP-Ergebnis. Da jedem Neutrino ein geladenes Lepton zugeordnet ist, folgt, daß es nur drei Leptonfamilien gibt. Wegen der Symmetrie zwischen Leptonen und Quarks schließt man aber auch, daß in der Natur nur drei Quarkfamilien vorkommen. Das „Periodische System der Elementarteilchen“ [1] ist mit je drei Teilchenfamilien daher vollständig. Aber auch für kosmologische Modelle spielt die Neutrinozahl eine große Rolle. So hängt die Häufigkeit der im frühen Kosmos erzeugten leichten Atomkerne nicht nur von der Materiedichte, sondern auch von der Neutrinozahl ab. Da letztere nun bekannt ist, läßt sich die baryonische Materiedichte zuverlässig bestimmen mit dem Resultat, daß die dunkle Materie im Kosmos nur zu einem kleinen Teil aus baryonischer Materie bestehen kann (vgl. [4]).

4. Die Elementarladungen der elektroschwachen Wechselwirkung

Eine Wechselwirkung ist nicht nur durch die Art und Eigenschaften ihrer Feldquanten charakterisiert, sondern vor allem durch die *Kopplungskonstanten*, die die Stärke der betreffenden Kraft bestimmen. Im Rahmen einer Feldtheorie kommt die Kraft durch Austausch von Feldquanten zwischen Ladungen der betreffenden Kraft (elektrische, leptonische und Farbladungen) zustande (Abb. 2). Für die elektromagnetische Wechselwirkung wird die Kopplung zwischen Photon und elektrischer Ladung durch die Feinstrukturkonstante $\alpha = e^2/\hbar c$ bestimmt, de-

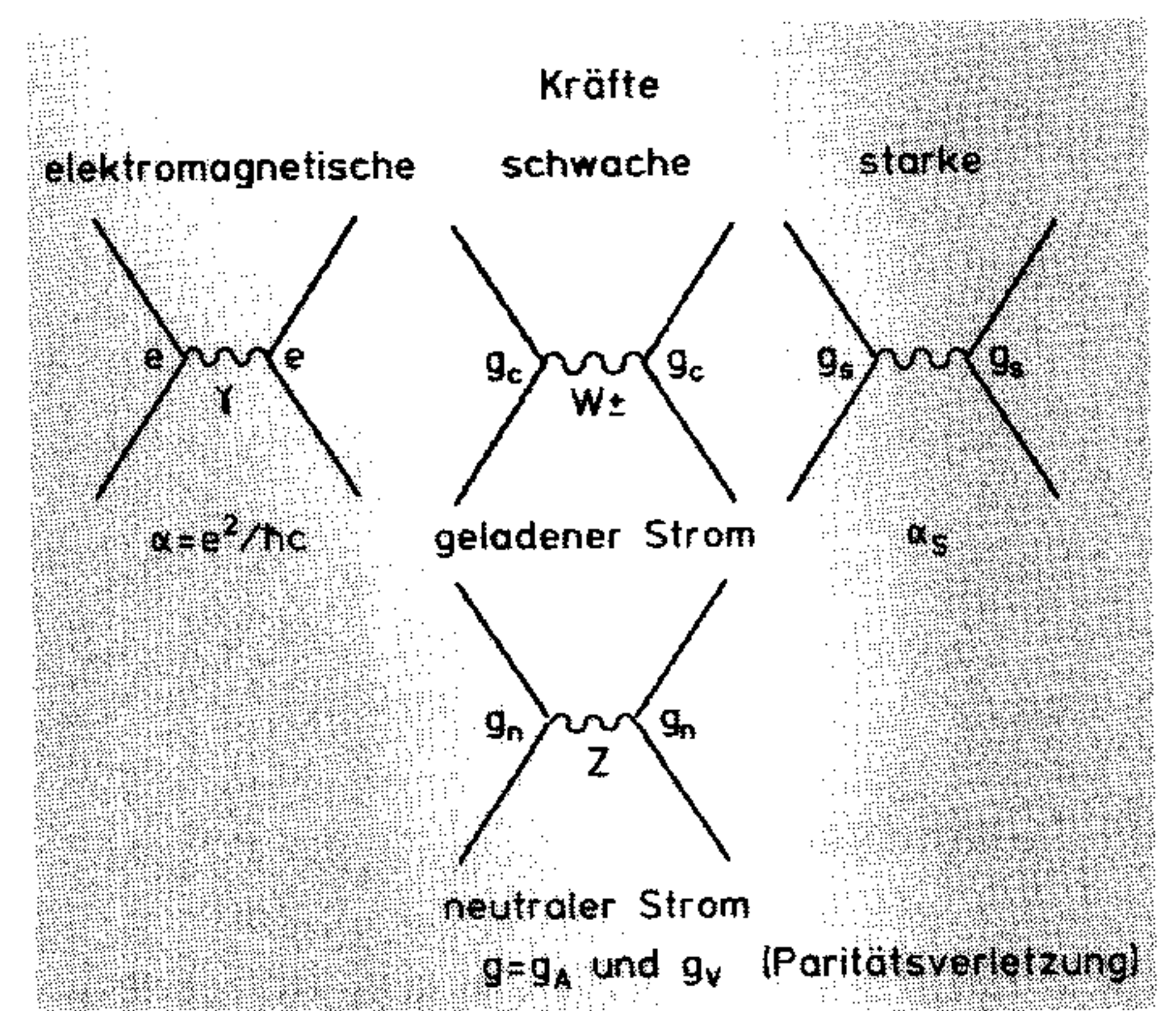


Abb. 2: Zustandekommen der Kräfte durch Austausch von Feldquanten (Photon, W und Z, Gluon; gewellte Linien) zwischen Fermionen (durchgezogene Linien) in erster Näherung. Die Stärke einer Kraft ist durch die Kopplungskonstante („Elementarladung“) zwischen Feld und Fermion bestimmt.

ren Betrag durch die Elementarladung e gegeben ist (durch Division mit \hbar und c erhält man eine dimensionslose Größe). In ähnlicher Weise definiert man eine Kopplungskonstante α_s für die starke Wechselwirkung, die durch den Austausch von Gluonen zustande kommt. Die Verhältnisse sind etwas komplizierter für die schwache Wechselwirkung. Die Kopplungen für die geladenen W-Feldquanten und die neutralen Z-Bosonen können verschieden sein, so daß man je eine Kopplungskonstante für die geladenen bzw. neutralen „Ströme“ einführen muß. Außerdem ist bei der schwachen Wechselwirkung die Paritätserhaltung verletzt, was man dadurch zum Ausdruck bringt, daß man die gleichzeitige Existenz von Vektor- und Axialvektor-Strömen erlaubt, die sich bei einer Spiegelung unterschiedlich verhalten. Jeder dieser Ströme hat seine eigene Kopplungsstärke. Die schwache Wechselwirkung wird daher von mindestens vier Kopplungskonstanten charakterisiert¹⁾,

Tab. 1. Daten der Z-Resonanz, gewonnen aus vier verschiedenen LEP-Experimenten. (M_z in GeV/c^2 ; Zerfallsbreiten in MeV/c^2)

	ALEPH	DELPHI	L 3	OPAL	Mittelwert	Standardmodell
M_z	$91,182 \pm 0,009$	$91,175 \pm 0,010$	$91,181 \pm 0,010$	$91,160 \pm 0,009$	$91,174 \pm 0,005 \pm 0,020$ (LEP)	
Γ	2488 ± 17	2454 ± 20	2501 ± 17	2497 ± 17	2487 ± 9	2486 ± 10
Γ_e	$84,2 \pm 0,9$	$81,6 \pm 1,3$	$83,3 \pm 1,0$	$83,5 \pm 1,0$	$83,3 \pm 0,5$	} $83,6 \pm 0,3$
Γ_μ	$80,9 \pm 1,4$	$88,4 \pm 2,4$	$84,5 \pm 2,0$	$83,5 \pm 1,5$	$83,3 \pm 0,9$	
Γ_τ	$82,9 \pm 1,6$	$84,9 \pm 2,7$	$84,0 \pm 2,7$	$83,1 \pm 1,9$	$83,3 \pm 1,0$	
Γ_{lepton}	$83,3 \pm 0,7$	$83,4 \pm 1,0$	$83,6 \pm 0,8$	$83,4 \pm 0,7$	$83,3 \pm 0,4$	
Γ_{hadron}	1756 ± 15	1718 ± 22	1742 ± 19	1747 ± 19	1744 ± 10	1737 ± 8
$\Gamma_{\text{invis.}}$	481 ± 14	486 ± 21	511 ± 18	499 ± 17	$493 \pm 9,5$	499 ± 2
N_ν	$2,90 \pm 0,08$	$2,93 \pm 0,13$	$3,05 \pm 0,10$	$2,99 \pm 0,10$	$2,96 \pm 0,06$	ganzzahlig

deren unabhängige Bestimmung experimentell schwieriger, aber ebenso fundamental wie diejenige von α ist. Man spaltet von diesen Kopplungskonstanten einen gemeinsamen Faktor g (die schwache Elementarladung) ab, so daß die einzelnen reduzierten Konstanten nur Werte kleiner als 1 annehmen. Die Kopplungen für die geladenen Ströme lassen sich aus dem Myon- und dem Kern-Betazerfall sehr genau, diejenigen für die neutralen Ströme aus Neutrino-Streuexperimenten mit geringerer Genauigkeit bestimmen. Für die neutralen Ströme konnten die LEP-Experimente wesentlich genauere Daten und erstmalig auch solche bei hohen Energien liefern.

Durch die Vereinigung der elektromagnetischen und der schwachen Wechselwirkung im Standardmodell werden Beziehungen zwischen den Kopplungskonstanten und den Massen der Feldquanten hergestellt. Die folgenden zwei Gleichungen sind für unsere Zwecke am wichtigsten:

$$\cos^2 \theta_w = \sin^2 \theta_w = 1 - M_W^2/M_Z^2 \quad (1)$$

$$M_Z = A \frac{1}{\sin \theta_w \cos \theta_w} \cdot \frac{1}{\sqrt{R}} \quad (2)$$

$$\text{mit } A^2 = \frac{\pi \alpha}{\sqrt{2} G_F}$$

Hierbei ist $\sin \theta_w$ definiert als das Verhältnis zwischen elektrischer (e) und schwacher Elementarladung (g) (auf R , das hier zunächst 1 gesetzt wird, soll gleich zurückgekommen werden). M_Z ist durch die LEP-Messungen sehr genau bekannt, während M_W , das bisher nur aus Proton-Antiproton-Collider-Daten bestimmt werden kann, noch mit erheblich größeren Fehlern behaftet ist. In der zweiten Gleichung werden M_Z und $\sin \theta_w$ verknüpft mit der Feinstrukturkonstante α und der Fermi-Konstanten G_F , die aus μ -atomischen Messungen bzw. dem Myonzerfall sehr genau bekannt sind, und aus denen Werten sich $A = (37,2802 \pm 0,0003) \text{ GeV}^2$ ergibt. (Damit findet man $\sin^2 \theta_w = 0,21225 \pm 0,00013$ und die genaue Vorhersage $M_W = (80,05 \pm 0,22) \text{ GeV}/c^2$, allerdings unter Vernachlässigung der Strahlungskorrekturen.)

Mit der Messung der Parameter des Standardmodells ist die Aufgabe aber nicht

gelöst. Wir haben es mit einer renormierbaren Feldtheorie zu tun, bei der Quanteneffekte höherer Ordnung eine wichtige Rolle spielen. Die angegebenen Gleichungen (1) und (2) gelten nur in niedrigster Näherung, d. h. für die Feynman-Diagramme in Abb. 2. Wie aber von der QED her wohlbekannt ist, müssen in einer Feldtheorie höhere Graphen berücksichtigt werden, die entweder durch den Austausch zusätzlicher virtueller Feldquanten oder durch Vakuumpolarisationseffekte (Fermionen- und Bosonenschleifen) erzeugt werden. Der Nachweis solcher Effekte in Form der Lamb-Shift oder der anomalen ($g-2$)-Werte beim Elektron oder Myon gelten ja als Triumphe der QED. Die bei den LEP-Experimenten erzielte Präzision erlaubt es nun, auch bei der schwachen Wechselwirkung diese feldtheoretischen Effekte nachzuweisen, wobei sie unter der fälschlicherweise etwas abwertenden Bezeichnung *Strahlungskorrekturen* laufen.

Es gibt verschiedene, äquivalente Möglichkeiten (je nach „Renormierungsschema“), diese Strahlungskorrekturen in den Gleichungen zu berücksichtigen; dies führt leider zu einer gewissen Verwirrung. Der direkte und konsequenteste Weg besteht darin, daß in Gl. (2) der Faktor $R = (1 - \Delta r)$ hinzugefügt wird. Die in Δr zusammengefaßten Strahlungskorrekturen lassen sich aus höheren Feynman-Graphen berechnen. Die QED-Strahlungskorrekturen ($1 - \Delta\alpha$) können mit einer Genauigkeit von besser als 1 % berechnet werden und stellen kein prinzipielles Problem dar. Korrekturen für die starke Wechselwirkung werden durch einen Faktor $1 + \alpha_s/\pi + \dots$ berücksichtigt. Von besonderem Interesse sind allerdings die durch die schwache Wechselwirkung bewirkten Strahlungskorrekturen. Sie lassen sich einerseits berechnen (wobei allerdings die Massen aller Teilchen, einschließlich des Top- und des Higgs-Teilchens bekannt sein müssen), und andererseits könnte Δr aus den gemessenen Massen der W- und Z-Teilchen mit Hilfe von (1) und (2) experimentell bestimmt werden. Ein Vergleich des berechneten und gemessenen Δr würde eine direkte Überprüfung der Gleichungen (1) und (2) und damit des Standardmodells gestatten. Dieses Verfahren wird angewandt werden, sobald die W-Masse mit LEP experimentell genau gemessen ist.

Gegenwärtig befindet man sich in folgendem Dilemma: In LEP können die W-Teilchen noch nicht erzeugt werden, und ihre Massenbestimmung mit Hilfe von Proton-Antiproton-Collidern ist recht ungenau, so daß von der experimentellen Seite her diese direkte Methode nicht

gangbar ist. Aber auch eine genaue theoretische Berechnung von $\Delta r(M_{\text{Top}}, M_{\text{Higgs}})$ ist zur Zeit nicht möglich, da das Top-Quark und das Higgs-Teilchen (das für die Brechung der $SU(2) \times U(1)$ -Symmetrie und damit für die Erzeugung der Teilchenmassen verantwortlich ist) bisher nicht gefunden wurden (s. Kap. 7). Ihre Massen sind daher experimentell nicht bekannt, und es gibt auch keine zuverlässigen theoretischen Vorhersagen. Abschätzungen zeigen, daß die schwachen Korrekturen

$$1 - \Delta r = (1 - \Delta\alpha) \cdot (1 + (\cos^2 \theta_w / \sin^2 \theta_w) \cdot \Delta\varrho + \dots) \quad (3)$$

recht groß sind ($\Delta r \approx 6$ bis 7%), wobei $\Delta\varrho$ stark (quadratisch) von der Top-Masse M_{Top} , aber nur gering (logarithmisch) von der Higgs-Masse M_{Higgs} abhängt.

Da diese direkte Methode zur Zeit nicht gangbar ist, bevorzugt man für die Auswertung der Experimente ein Verfahren, das zwar nur eine gewisse Näherung (Genauigkeit besser als 1 %) bedeutet, bei den jetzigen Meßfehlern aber ausreicht. Die Strahlungskorrekturen werden durch die Einführung von *effektiven Kopplungskonstanten* berücksichtigt, wobei diese von der Wechselwirkungsenergie abhängen („running coupling constants“). Durch diesen Trick erreicht man, daß die in dieser Näherung abgeleiteten Gleichungen zwischen den fundamentalen Parametern der Kräfte und den Beobachtungsgrößen unverändert bleiben („verbesserte Born-Näherung“; für Einzelheiten vgl. z. B. [5]). Dazu wird ein effektives $\bar{\theta}_w$ eingeführt, indem man den in Gl. (1) definierten $\sin^2 \theta_w$ ersetzt durch $\sin^2 \bar{\theta}_w = \sin^2 \theta_w + \Delta\varrho \cdot \cos^2 \theta_w$. Außerdem wird α durch $\bar{\alpha}(M_Z) = \alpha/(1 - \Delta\alpha)$ ersetzt, wobei für die Energie der Z-Resonanz $\bar{\alpha} = 1/128,8$ gilt. Der Vorteil dieses Vorgehens besteht vor allem darin, daß die so definierten Parameter nur sehr wenig von der Top- und Higgs-Masse abhängen, da in $\Delta r = 1 + \Delta\varrho + \dots$, das anstelle von Δr tritt, der große Faktor $(\cos^2 \theta_w / \sin^2 \theta_w)$ fehlt und damit der Einfluß der Top-Masse reduziert ist. Die mit dieser Methode bestimmten Zahlenwerte für die effektiven Kopplungskonstanten sind daher praktisch unbeeinflusst von einer späteren Bestimmung der Top- und Higgs-Massen.

Als Meßgrößen stehen außer der Linienform der Z-Resonanz und den verschiedenen partiellen Zerfallsbreiten auch die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie (Winkelverteilung eines negativ geladenen Teilchens relativ zu einfallendem Elektron) oder die Polarisation der erzeugten

Prinzipiell könnten die Kopplungskonstanten für jede Lepton- oder Quark-Familie verschieden sein. Wie erwähnt, sprechen die Experimente aber für „Universalität“, und diese wird im folgenden stets vorausgesetzt.

Tau-Leptonen zur Verfügung. Auf die detaillierte Analyse der zahlreichen Messungen kann hier nicht eingegangen werden. Es soll jedoch erwähnt werden, daß in die Asymmetrie nur Verhältnisse von Kopplungskonstanten eingehen und sich daher Strahlungskorrekturen weitgehend wegheben.

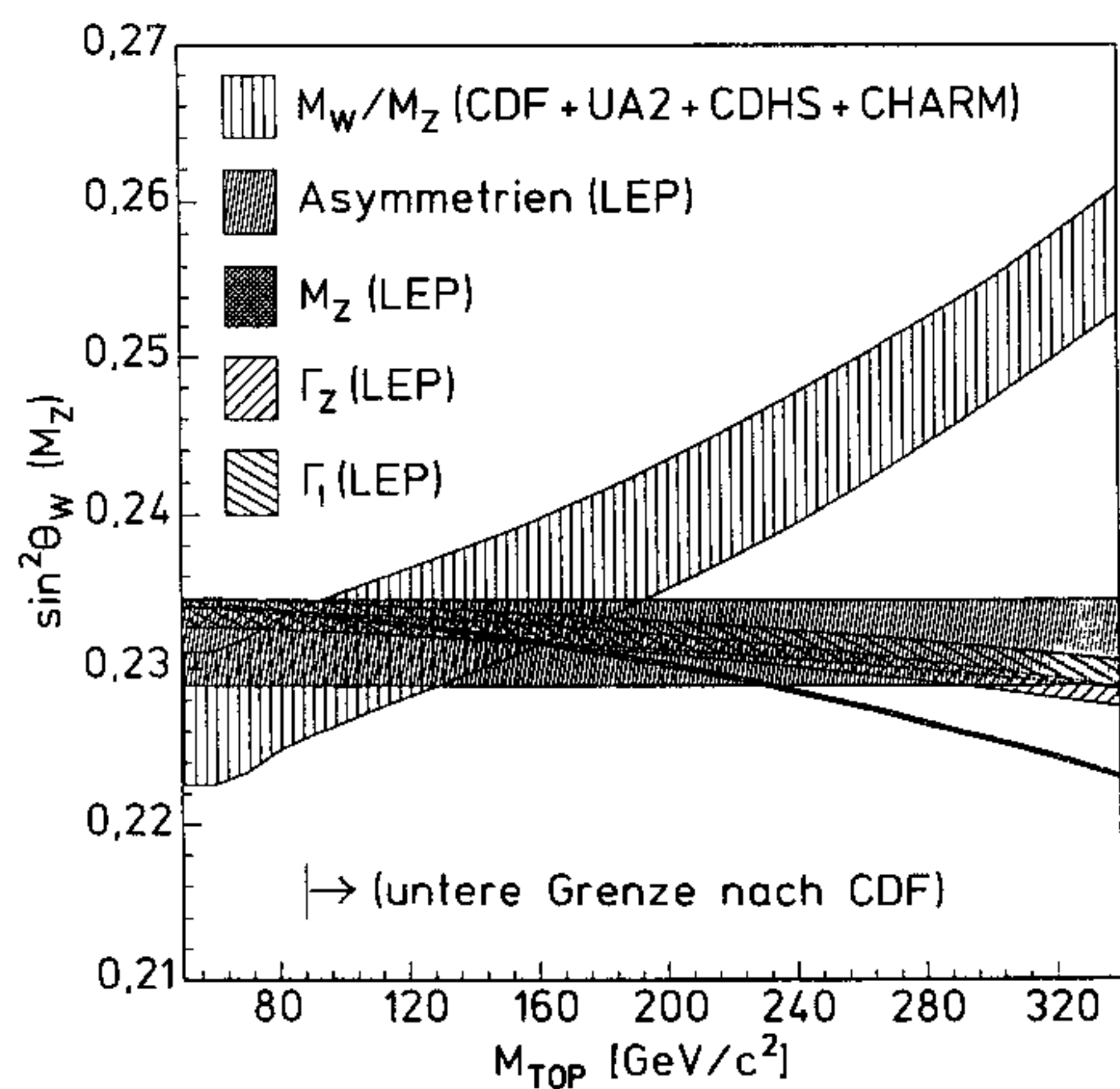


Abb. 3: Der effektive Mischungswinkel $\sin^2 \bar{\theta}_w$ als Funktion der Top-Masse (für feste Higgs-Masse $M_{\text{Higgs}} = 200 \text{ GeV}/c^2$), abgeleitet aus verschiedenen Meßgrößen [2]: CDF und UA2 Proton-Antiproton-Vernichtung, CDHS und CHARM Neutrino-Streuung, LEP-Resultate gemittelt über die vier Experimente.

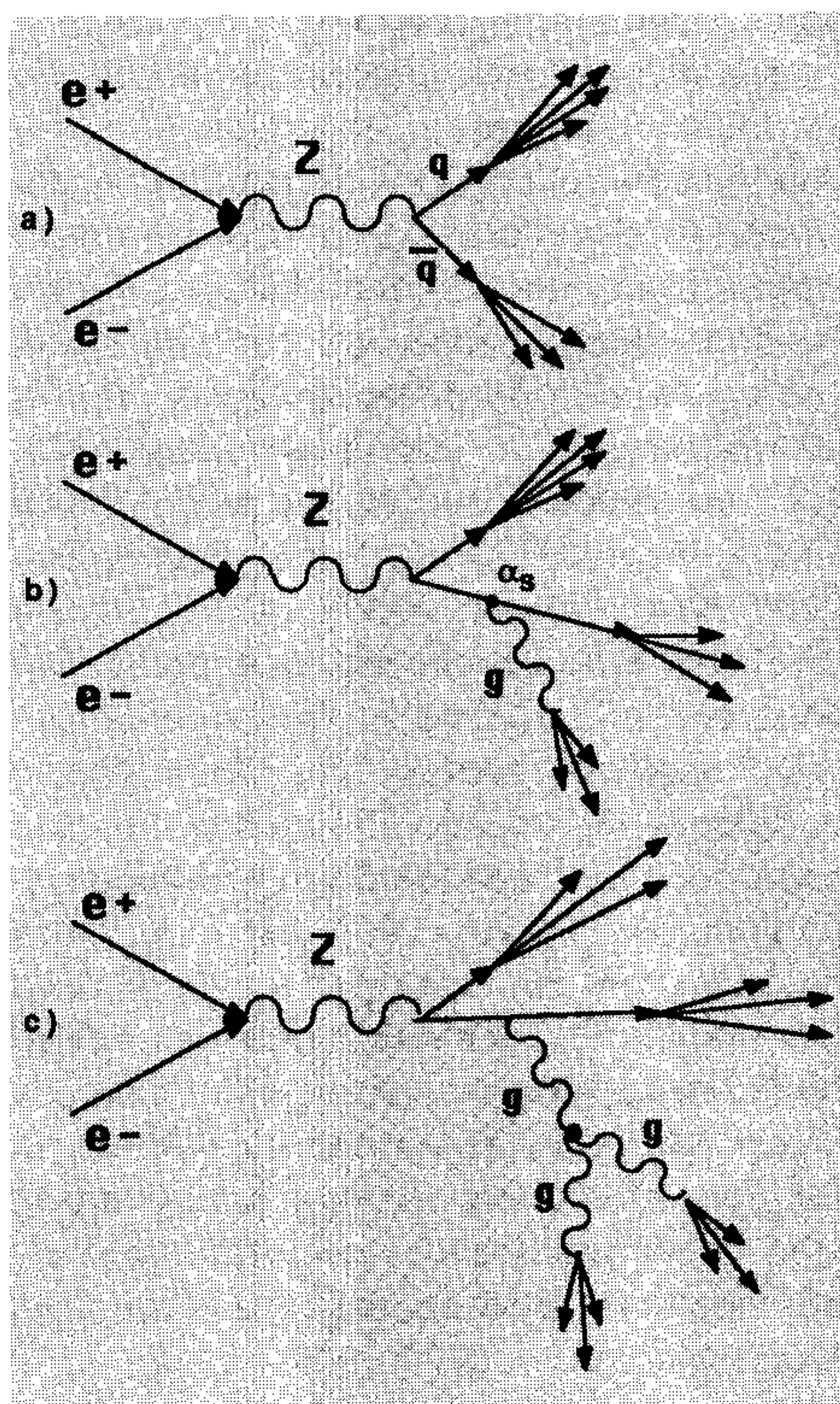


Abb. 4: Diagramme für den Zerfall des Z in a) Quark-Antiquark, die in Jets fragmentieren, b) zusätzliche Aussendung eines Gluon-Bremsstrahlungsquants g , das auch fragmentiert (Drei-Jet-Ereignis), c) Kopplung des Gluons an zwei weitere Gluonen (Tripel-Gluon-Vertex), deren Fragmentation zu Vier-Jet-Ereignissen führt.

Eine Prüfung des Standardmodells unter Berücksichtigung der Quanteneffekte läßt sich nun folgenderweise durchführen: Die mit LEP gemessenen Größen M_Z , Γ , Γ_{lepton} und die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie definieren jeweils einen Zusammenhang zwischen $\sin \bar{\theta}_w$ und den Strahlungskorrekturen, d. h. der Top- und Higgs-Masse. Da die Abhängigkeit von M_{Higgs} gering ist, kann man in guter Näherung $\sin \bar{\theta}_w$ als Funktion von M_{Top} auftragen [2] (Abb. 3). Die Masse des W-Teilchens ist aus Messungen an Proton-Antiproton-Collidern und aus Neutrino-Streuexperimenten, wenn auch mit geringerer Genauigkeit, bekannt²). Auch sie liefern ein $\sin \bar{\theta}_w$ als Funktion von M_{Top} . Man erkennt, daß innerhalb der Meßfehler alle Kurven einen gemeinsamen Bereich überdecken. Dies bedeutet, daß alle Messungen mit dem Standardmodell konsistent sind. Die genauere Analyse [2, 3] ergibt den Wert

$$\sin \bar{\theta}_w = 0,2327 \pm 0,0008 \pm 0,0003 (M_{\text{Higgs}}),$$

wobei der zweite Fehler von der Unsicherheit in der Higgs-Masse herrührt. Die LEP-Messungen erlauben aber auch eine wesentlich genauere Bestimmung der reduzierten Axialen- und Vektor-Kopplungskonstante der neutralen Ströme. Für Leptonen sind gegenwärtig die besten Werte [2]

$$\bar{g}_V = -0,037 \pm 0,020 \quad \text{und}$$

$$\bar{g}_A = -0,4998 \pm 0,006,$$

d. h. der neutrale Strom enthält praktisch nur axialvektorielle Anteile, und die Paritätsverletzung ist sehr gering.

Aus dem Überlappungsbereich in Abb. 3 lassen sich aber auch Grenzen für die Top-Masse gewinnen. Die genaue statistische Analyse ergibt

$$M_{\text{top}} = (126 \pm 30 \pm 18 (M_{\text{Higgs}})) \text{ GeV}/c^2.$$

Damit ist man nicht mehr auf blindes Suchen nach dem Top angewiesen, sondern weiß, in welchem Massenbereich es zu erwarten ist. Wenn es nicht am untersten Rand des zulässigen Bereichs liegt, ist es für den Nachweis mit LEP zu schwer, und die besten Chancen für seine baldige Entdeckung bestehen am Proton-Antiproton-Collider TEVATRON im FermiLab. Die ermittelten Grenzen scheinen aber bereits einige Theorien einzuschränken, z. B. solche, die annehmen, daß das Higgs aus einem Top-Antitop-Zustand besteht.

² Dabei wurde die Renormierung $R = 1 - \Delta r$ benutzt, was zu einer stärkeren Abhängigkeit von der Top-Masse führt (vgl. Abb. 3).

5. Die starke Wechselwirkung

LEP ermöglicht nicht nur ein genaues Studium der elektroschwachen Kraft, sondern liefert auch wichtige Informationen über die starke Kraft, die durch die Quantenchromodynamik (QCD) beschrieben wird. Im Gegensatz zur QED handelt es sich bei der QCD um eine nicht-abelsche Theorie, was daher rührt, daß die Gluonen (wie auch die Quarks) Farbladungen tragen, während das Photon ungeladen ist. Dies führt dazu, daß die Kopplungskonstante α_s mit steigender Wechselwirkungsenergie Q logarithmisch abnimmt („asymptotische Freiheit“) (vgl. Gl. (4)).

Zur Überprüfung der QCD ist es wichtig, α_s möglichst genau zu messen, seine Q -Abhängigkeit nachzuweisen und zu zeigen, daß es sich in der Tat um eine nicht-abelsche Theorie handelt. Den direktesten Weg für die Messung von α_s bietet die Gluon-Bremsstrahlung. Beim Zerfall eines Z kann ein Quark-Antiquark-Paar erzeugt werden, das man nach der Fragmentation der Quarks als ein Ereignis mit zwei entgegengerichteten Hadron-Jets beobachtet (Abb. 4a). In Analogie zur Emission eines Bremsstrahlungsquants durch ein Elektron kann eines der Quarks ein Gluon-Quant aussenden, das seinerseits in einen Jet fragmentiert, und man erhält ein Ereignis mit drei Jets (Abb. 4b). Da die Wahrscheinlichkeit für die Aussendung dieser Gluon-Bremsstrahlung direkt proportional zur Kopplungsstärke ist, liefert das Verhältnis (Ereignisse mit drei Jets) / (alle Ereignisse mit Hadronen) einen Wert von α_s . Auf kompliziertere Auswertungsverfahren (z. B. Energie-Korrelationen zwischen Teilchen) kann hier nicht eingegangen werden. Der Mittelwert [7] aus den vier LEP-Experimenten lautet $\alpha_s (M_Z) = 0,118 \pm 0,008$. Der Fehler von α_s rührt im wesentlichen von theoretischen Unsicherheiten her, während der experimentelle Fehler dagegen klein ist. Deshalb müßten beim Vergleich mit der Theorie Terme dritter Ordnung berücksichtigt werden, was allerdings einen großen rechnerischen Aufwand bedeutet.

Kombiniert man das LEP-Resultat für α_s mit Messungen bei niederen Energien [8], dann läßt sich eindeutig die Energieabhängigkeit von α_s zeigen, die mit den Erwartungen einer nicht-abelschen Theorie sehr gut übereinstimmt (Abb. 5). Dies ist ein wichtiger Hinweis dafür, daß es sich bei der QCD um eine nicht-abelsche Theorie handelt.

Eine direkte Prüfung dessen liefert folgendes Experiment: Eine wesentliche Ei-

genschaft der QCD besteht in der Möglichkeit, daß Gluonen untereinander direkt wechselwirken. In der feldtheoretischen Beschreibung trifft man auf Vertices, an denen drei Gluonen zusammenlaufen. In Abb. 4c ist ein Graph mit einem solchen Tripel-Gluon-Vertex dargestellt, der zu dem Zustand $q\bar{q}gg$ führt. Da die beiden erzeugten Gluonen sowie die Quarks in Hadron-Jets fragmentieren, muß man in diesem Fall Ereignisse mit vier Jets beobachten. Es gibt aber auch andere Graphen ohne diesen Selbstkopplungsvertex, die zu vier Jet-Ereignissen führen, z. B. wenn sich das Gluon in ein Quark-Antiquark-Paar umwandelt mit dem Endzustand $q\bar{q}q\bar{q}$. Die Vorhersagen für das Auftreten dieser Zustände und ihre Winkelverteilungen sind für eine abelsche oder nicht-abelsche QCD sehr unterschiedlich. Zur experimentellen Prüfung wählet man zunächst in jedem Ereignis die vier Jets nach absteigenden Impulsen p_1 bis p_4 an. Mißt man die Verteilung für den Nachmann-Reiter-Winkel (Winkel zwischen den beiden Jet-Impulsdifferenzen $p_1 - p_2$ und $p_3 - p_4$) und zusätzlich die Verteilung des Winkels zwischen den Jets p_1 und p_4 , dann lassen sich aus dieser zweidimensionalen Verteilung die Beiträge des Tripel-Gluon-Vertex direkt bestimmen. Dazu dienen der Farbfaktor N_C und der Casimir-Operator C_F . Für eine nicht-abelsche QCD erwartet man $N_C = 3$ und $C_F = 4/3$, während für eine abelsche Theorie $N_C = 0$ und $C_F = 1$ gilt. DELPHI [9] leitete aus den Messungen den Wert $N_C/C_F = 2,55 \pm 0,55$ (stat.) $\pm 0,4$ (theor.) ab, der sehr gut mit dem für die QCD erwarteten Wert 2,25 übereinstimmt. Der von Null verschiedene Wert beweist die Existenz des Tripel-Gluon-Vertex.

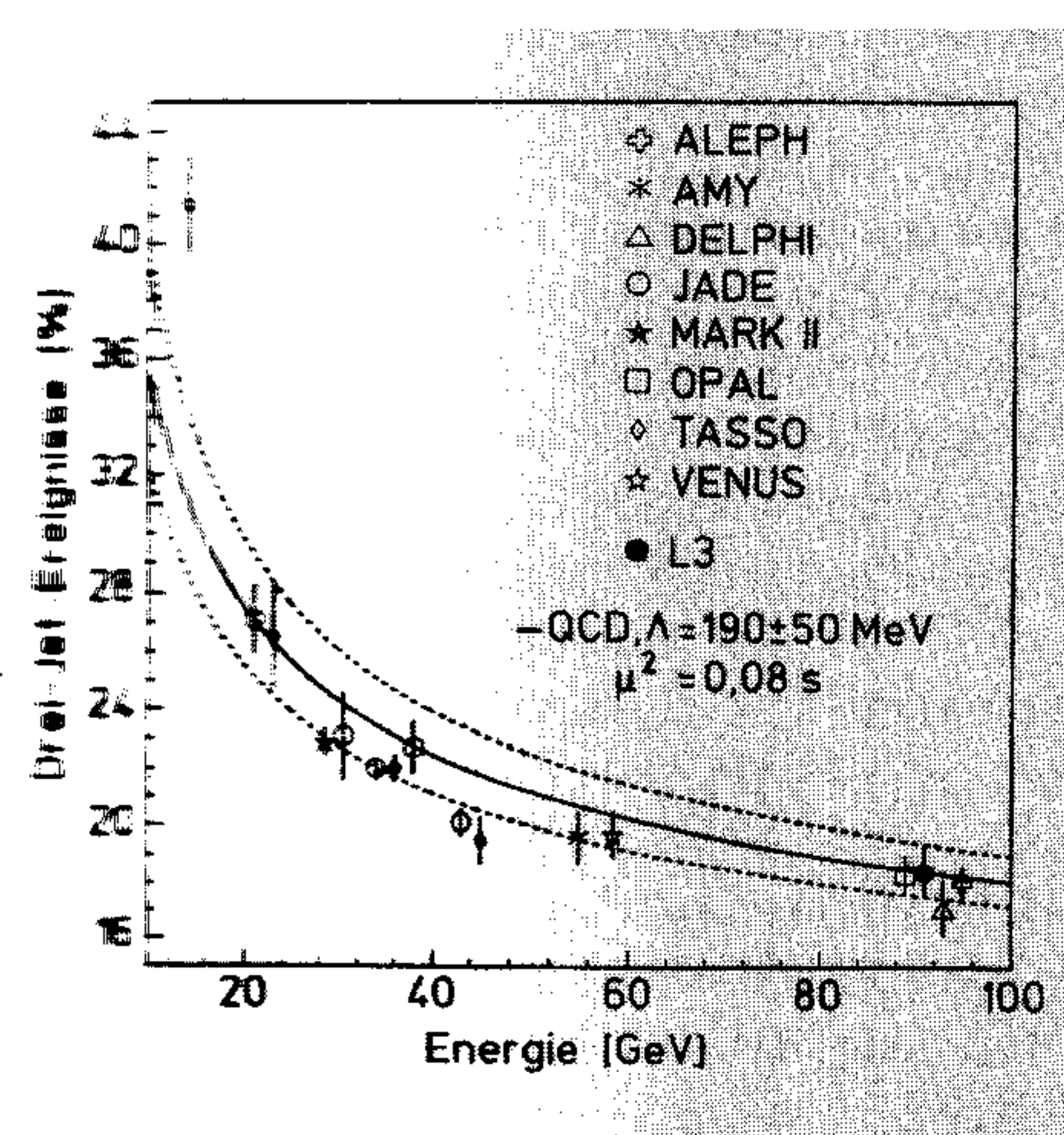


Abb. 5: Prozentsatz der Drei-Jet-Ereignisse (proportional zu α_s) als Funktion der e^+e^- -Stoßenergie [8], gemessen mit verschiedenen Experimenten.

6. Die große Vereinigung

Das Standardmodell stellt noch keine volle Vereinigung der elektromagnetischen und der schwachen Kraft dar, was schon daran zu erkennen ist, daß nach wie vor zwei Elementarladungen benötigt werden (d. h. $\sin \theta_w$ ist ein freier Parameter). Außer diesen beiden Kräften möchte man auch die starke Kraft in die Vereinigung einbeziehen, während die Gravitation unbeachtet bleibt. Die drei Kräfte werden durch die Symmetrie $U(1) \times SU(2) \times SU(3)$ beschrieben. Eine Vereinigung versucht man durch ihre Einbettung in eine höhere Symmetrie zu erreichen. Bei den „Theorien zur großen Vereinigung“ (Grand Unified Theories, GUT) postuliert man eine Symmetrie zwischen den bekannten Leptonen und Quarks, also innerhalb der Fermionen. Bei den Supersymmetrien (SUSY) geht man davon aus, daß eine Symmetrie zwischen Fermionen (Materieteilchen) und Bosonen (Feldquanten) besteht. Dies erfordert allerdings die Existenz einer neuen Art von Teilchen, denn zu jedem Fermion und zu jedem Boson soll es ein entsprechendes supersymmetrisches Teilchen geben, dessen Spin um $1/2$ verringert bzw. erhöht ist (SUSY-Leptonen und -Quarks besitzen ganzzahligen, SUSY-Feldquanten halbzahligen Spin). In jeder dieser Theorien geht man davon aus, daß die Symmetrie durch die Existenz von Higgs-Teilchen (bzw. Feldern) gebrochen ist, wodurch die Teilchen Massen erhalten. Das minimale Standardmodell und minimale GUTs benutzen ein Higgs-Dublett, während SUSY-Theorien mindestens zwei Higgs-Dubletts benötigen.

Dieser unterschiedliche „Teilchengehalt“ der verschiedenen Theorien führt zu wichtigen Unterschieden, die experimentell geprüft werden können. Führt man zur Berücksichtigung höherer Quantenfeldeffekte effektive Kopplungskonstanten ein (vgl. Kap. 4), dann „laufen“ diese für alle drei Wechselwirkungen. Aus der Renormierungstheorie erhält man für die Kopplungskonstanten α_i in Abhängigkeit von der Wechselwirkungsenergie Q die Beziehung

$$1/\alpha_i = - (b_i/2\pi) \ln(Q/\Lambda), \quad (4)$$

wobei Λ eine die jeweilige Kraft charakterisierende Größe ist. Der Index i nimmt die Werte 1, 2, 3 an, wobei die Kopplungskonstanten den einzelnen Untergruppen zugeordnet und entsprechend normiert sind. Sie hängen mit den entsprechenden Kopplungskonstanten der drei Kräfte in folgender Weise zusammen:

$$\alpha_1 = (5/3) \cdot \alpha \cdot \cos^2 \bar{\theta}_w$$

$$\alpha_2 = \alpha / \sin^2 \bar{\theta}_w$$

$$\alpha_3 = \alpha_s.$$

Für GUT-Theorien erhält man in niederster Näherung die Koeffizienten

$$b_{1,2,3} = \left(0, -\frac{22}{3}, -11 \right) + \left(\frac{2}{3}, \frac{2}{3}, \frac{2}{3} \right) \cdot N_{\text{Flavour}} + \left(\frac{1}{10}, \frac{1}{6}, 0 \right) \cdot N_{\text{Higgs}}, \quad (5)$$

wobei N_{Flavour} die Zahl der Quark-Arten und N_{Higgs} die Zahl der Higgs-Dubletts angibt, mit $N_{\text{Flavour}} = 6$ oberhalb der Top-Masse und $N_{\text{Higgs}} = 1$ für minimale GUTs. Mit den so berechneten Steigungen für die Energieabhängigkeit der Kopplungskonstanten wurden die früher gemessenen Werte α_i zu hohen Energien extrapoliert mit dem Ergebnis, daß alle drei sich innerhalb der Meßfehler bei der „Vereinigungsenergie“ E_{GUT} trafen. Dies bedeutete zunächst eine Ermunterung für die GUT-Theorien (vgl. [4]).

Seit einiger Zeit gab es aber Andeutungen, daß sich die drei Geraden nicht genau in einem Punkt schneiden. Die mit Hilfe von LEP gewonnenen genaueren Werte für $\sin^2 \bar{\theta}_w$ und α_s erhärten dies nun (Abb. 6a) [10]. Dies ist ein weiterer Hinweis dafür, daß eine minimale GUT-Theorie mit den Experimenten im Widerspruch steht. Eine erste Diskrepanz lieferte die Proton-Lebensdauer, die von den GUTs niedriger als die experimentell festgestellte Grenze vorausgesagt wurde.

Es stellt sich nun die interessante Frage, ob mit Hilfe von SUSYs eine Vereinigung möglich ist. Für diese Theorien erhält man statt (5) die Beziehung

$$b_{1,2,3} = (0, -6, -9) + (1, 1, 1) \cdot N_{\text{Flavour}} + \left(\frac{3}{10}, \frac{1}{2}, 0 \right) \cdot N_{\text{Higgs}}, \quad (6)$$

wobei wieder $N_{\text{Flavour}} = 6$ gilt, aber $N_{\text{Higgs}} = 2$ der niedrigste Wert für eine minimale SUSY ist. Ein Vergleich von (5) und (6) zeigt, daß in einer SUSY α_3 weniger stark läuft, die Steigung von α_2 ihr Vorzeichen wechselt und α_1 sich schneller ändert. Es ist allerdings nicht zu erwarten, daß diese Steigungen bereits bei sehr niedrigen Energien gelten, vielmehr kommen die Gesetze der SUSY erst bei Energien zum Tragen, die oberhalb der Massen der SUSY-Teilchen liegen. Da diese

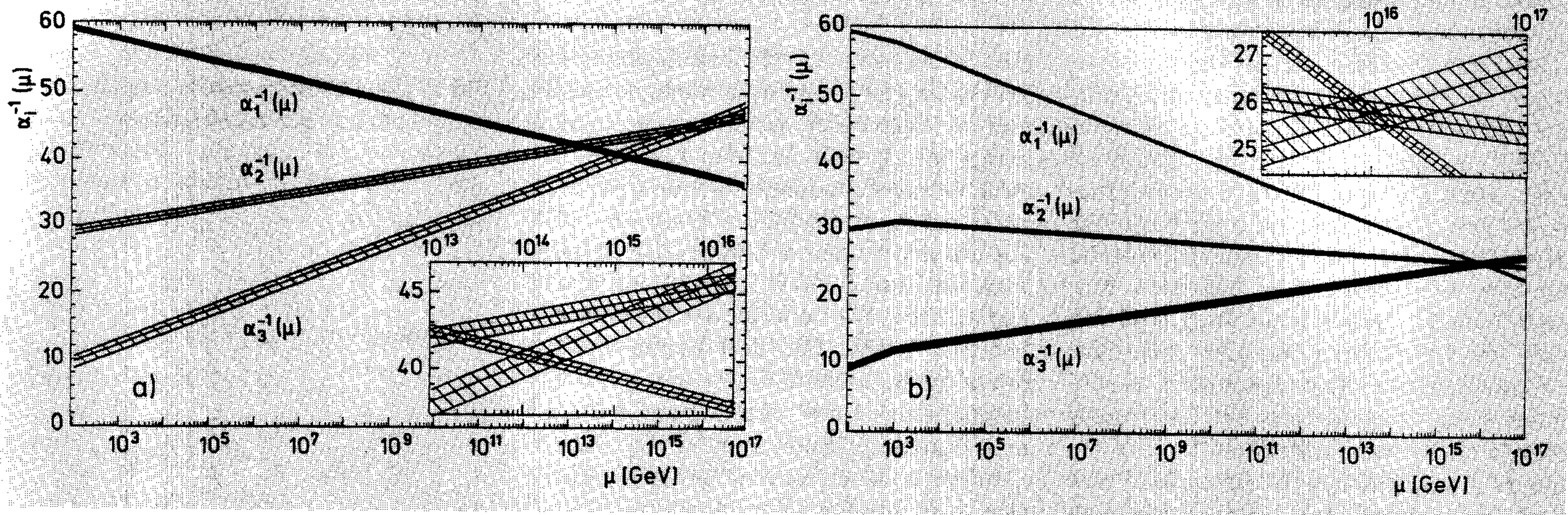


Abb. 6: Reziproke Kopplungskonstanten $1/\alpha_i$ als Funktion der Wechselwirkungsenergie μ (unter Benutzung von DELPHI-Daten) [12]. a) Extrapolation mit Hilfe minimaler GUT-Theorie. b) Anpassung mit Hilfe minimaler SUSY-Theorie. Die Knicke bei etwa 1000 GeV deuten den Übergang zur höheren Symmetrie an. Die Bereiche der Schnittpunkte sind vergrößert dargestellt.

bisher nicht gefunden wurden, muß man den Übergang von der Gleichung (5) zur Gleichung (6) als freien Parameter offen lassen, wobei es natürlich ist, daß dieser Wechsel nicht abrupt, sondern allmählich erfolgt.

Es wurde nun versucht [10], die experimentellen Daten unter der Forderung anzupassen, daß ein gemeinsamer Schnittpunkt existiert, wobei die Vereinigungsenergie E_{GUT} und die Übergangsenergie E_{SUSY} sich als freie Parameter aus der Anpassung ergeben. Ein Beispiel zeigt Abb. 6b, und die Analyse ergibt folgende Werte: $E_{GUT} = 10^{16,0 \pm 0,3}$ GeV und $E_{SUSY} = 10^{3 \pm 1}$ GeV. Für die Kopplungskonstante der vereinigten Kräfte findet man $1/\alpha_{GUT} = (25,7 \pm 1,7)$ GeV [10]. Die daraus abgeschätzte Lebensdauer des Proton beträgt etwa $10^{33,2 \pm 1,2}$ Jahre, in guter Verträglichkeit mit der experimentellen unteren Grenze von $5,5 \cdot 10^{32}$ Jahren. Diese Ergebnisse sind natürlich kein Beweis für die Gültigkeit einer minimalen SUSY, aber die Konsistenz mit den experimentellen Daten ist ein erster Hinweis dafür, daß es jenseits des Standardmodells eine „neue Physik“ zu geben scheint, die sich in dem experimentell zugänglichen Bereich zwischen 100 und 1000 GeV bemerkbar machen sollte.

7. Die Suche nach neuen Teilchen

Im Standardmodell ist das Verständnis für den Mechanismus, der zur Symmetriebrechung und damit zur Erzeugung von Teilchenmassen führt, noch völlig offen. Man geht von der Existenz eines Higgs-Feldes aus, dessen Feldquanten elektrisch neutral sind und die den Spin 0 besitzen. Die Theorie kann keine Vorhersage über die Masse dieses Teilchens machen, die irgendwo zwischen 0 und etwa 1000 GeV/c²

liegen kann. Für die Experimente stellt sich daher die Aufgabe, diesen gesamten Bereich abzusuchen, wobei bei angenommener Masse die Erzeugungsraten vorhergesagt werden können. Frühere Experimente glaubten, einen Massenbereich bei einigen GeV/c² ausschließen zu können, jedoch zeigten genauere Rechnungen, daß diese Ergebnisse wegen höherer Korrekturen der starken Wechselwirkung nicht schlüssig waren. Vor Beginn der LEP-Experimente war daher der gesamte Massenbereich für das Higgs-Teilchen offen.

Die größte Produktionsrate für das Higgs erhält man in einem Prozeß, bei dem das zunächst erzeugte Z in einer Art von Bremsstrahlungsemission ein Higgs abstrahlt und anschließend in ein Fermionenpaar zerfällt (Abb. 7). Je nachdem, in welches Fermionenpaar das Z zerfällt, gibt es verschiedene Strategien, um nach dem Higgs zu suchen. Zerfällt das Z in ein e^+e^- , $\mu^+\mu^-$ oder $\tau^+\tau^-$ -Paar, dann kann man aus den gemessenen Impulsen dieser Teilchen die Rückstoßmasse, d. h. die Masse des Higgs berechnen, ohne dies selbst zu beobachten. Man kann zusätz-

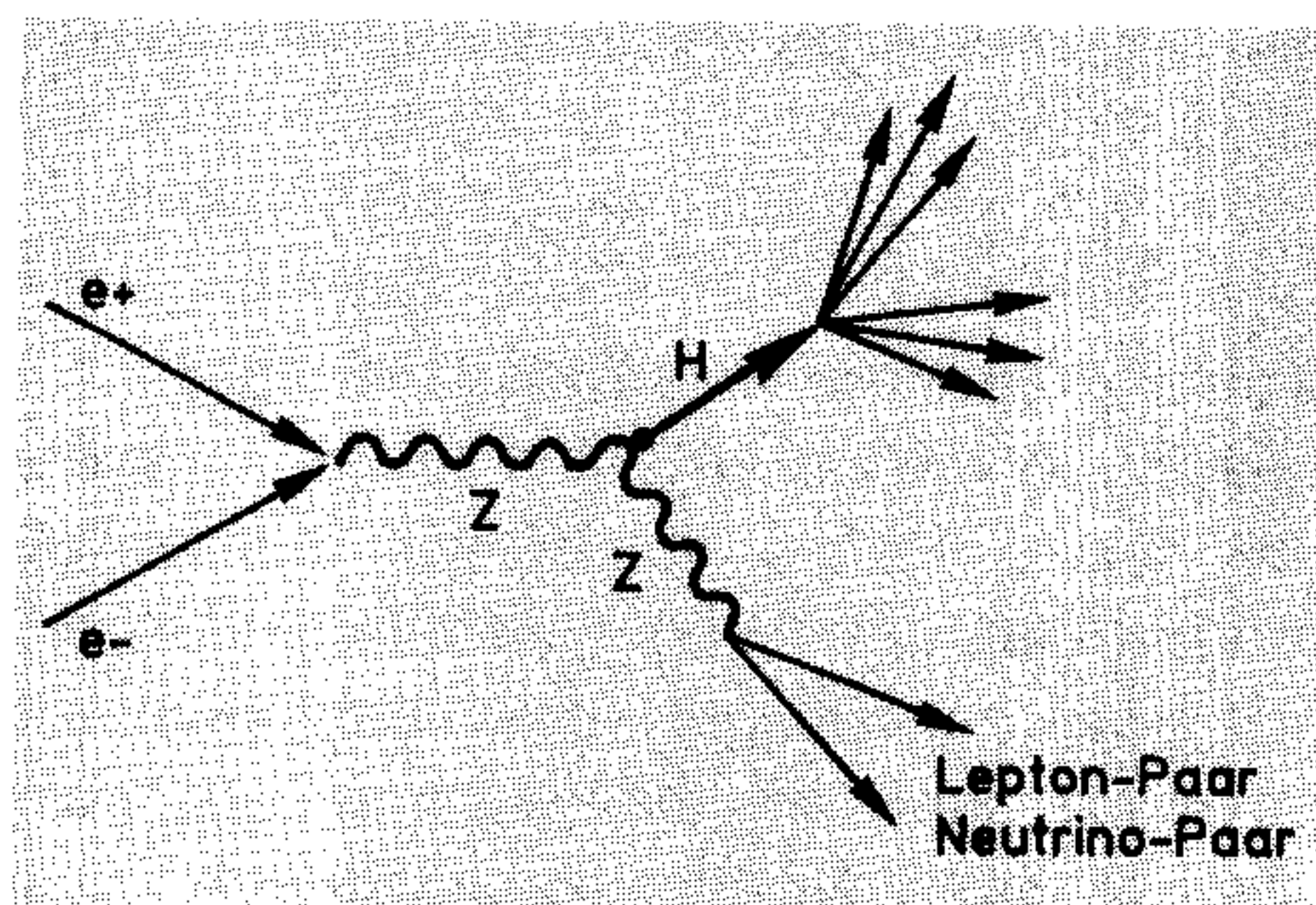


Abb. 7: Diagramm für die Erzeugung des Higgs-Teilchens als „Bremsstrahlung“ von einem Z, das anschließend in ein Fermion-Paar zerfällt.

lich aber auch die Zerfallsprodukte des Higgs, vor allem in B-Mesonen oder τ , nachweisen. Das Z zerfällt aber besonders häufig in ein Neutrino-Antineutrino-Paar (sechsmal häufiger als in geladene Leptonen), so daß auch dieser Prozeß für die Higgs-Suche interessant ist. Da man die entweichenden Neutrinos nicht nachweisen kann, muß man nach Ereignissen suchen, die nur den Higgs-Zerfall und fehlende Energie und fehlenden Impuls aufweisen. Bei einem sehr leichten Higgs (Masse kleiner als zwei Myon- oder sogar zwei Elektron-Massen) wird die Zerfallswahrscheinlichkeit so gering und damit die Lebensdauer so groß, daß das Higgs den Detektor unbemerkt verlassen kann. Auch hierbei läßt sich das Higgs indirekt durch Messungen an dem vom virtuellen Z stammenden, geladenen Leptonenpaar nachweisen.

Die vier LEP-Experimente haben die genannten Strategien angewendet, und es gelang, den gesamten kinematisch zugänglichen Massenbereich abzusuchen. Es wurde kein Ereignis gefunden, das einem Higgs-Teilchen zugeschrieben werden könnte. Die hohen erzielten integralen Stoßzahlen und die Sauberkeit der Ereignisse gestatten es, die Existenz eines Higgs-Teilchens im Rahmen des minimalen Standardmodells im Massenbereich $0 < M_{Higgs} < 48$ GeV/c² erstmals auszuschließen [11]. Mit LEP 200 wird es möglich sein, den zugänglichen Massenbereich um einen Faktor zwei zu vergrößern.

Große Anstrengungen wurden unternommen, um nach SUSY-Teilchen zu suchen. Wie bereits erwähnt, wird bei diesen Theorien jedem „normalen“ Teilchen ein supersymmetrisches zugeordnet. So entsprechen den normalen Fermionen die Sleptonen. Squarks und Sneutrinos mit Spin 0. Bei den Bosonen gibt es aber so-

gar noch zusätzliche „normale“ Higgs-Teilchen, insgesamt zwei geladene (H^\pm), und drei neutrale (H^0 , h und A). Zu diesen und den anderen Bosonen gibt es entsprechende SUSY-Partner (Tab. 2). Zustände mit gleichen Quantenzahlen könnten Gemische bilden, die den physikalisch beobachtbaren Teilchen entsprechen: Charginos und Neutralinos. Wegen der Erhaltung einer neuen Quantenzahl können SUSY-Teilchen nur in Paaren erzeugt und vernichtet werden, mit der Konsequenz, daß das leichteste SUSY-Teilchen stabil ist. Die besten Kandidaten dafür sind eines der Sneutrinos oder der Neutralinos, wobei dieses LSP (lightest SUSY particle) auch ein wesentlicher Bestandteil der dunklen Materie im Weltall sein könnte.

Nach all diesen Teilchen haben die LEP-Experimente intensiv gesucht, bisher allerdings mit negativem Ergebnis. Es muß aber als ein Erfolg gewertet werden, daß es bereits im ersten Betriebsjahr gelang, praktisch den gesamten kinematisch zugänglichen Massenbereich auszuschließen. Für Sleptonen und Squarks konnten untere Massengrenzen von 40 bis 45 GeV/c² festgestellt werden [13], in guter Übereinstimmung mit früheren Experimenten. Interessant sind vor allem die Ergebnisse für solche Teilchen, über deren Existenz es bisher keine Informationen gab. Mit besonderer Spannung wurden die Ergebnisse für die Higgs-Teilchen erwartet, da die Theorie für das leichteste, das h , eine Masse unterhalb von M_Z voraussagte [12]. Für das h wie auch für die übrigen geladenen und neutralen Higgs-Teilchen und die Charginos konnten untere Massengrenzen von jeweils etwa 40 GeV/c² festgestellt werden. Auch die Suche nach Neutralinos war von großen Erwartungen begleitet, da das LSP durchaus im Bereich der LEP-Energien zu erwarten war, aber auch hier liegen bisher nur negative Ergebnisse vor [14].

Natürlich wurde auch nach Teilchen gesucht, die nicht von einer der gängigen Theorien vorhergesagt werden, z. B. tiefe Arten von stabilen oder angeregten Leptonen oder exotischen Quarks. Aber auch hierbei wurde man bisher nicht fündig.

* Last but not least

Etwas 20% der erzeugten Z-Teilchen zerfallen in ein $b\bar{b}$ -Quark-Paar, die sich mit anderen Quarks zu einem B-Meson-Paar zusammenfinden. Im ersten Jahr hat LEP bereits schon mehr als 200 000 B-Mesonen erzeugt, und in diesem Jahr wird dies um Funktionen drei bis vier gesteigert werden.

Tab. 2. Supersymmetrische Feldquanten.

normale Bosonen (Spin 0)	SUSY-Bosonen (Spin 1/2)	gemischte SUSY-Zustände
W^\pm, H^\pm	W_1^\pm, W_2^\pm (Winos)	4 Charginos
Photon	Photino	} 4 Neutralinos
Z, H^0	\bar{Z}_1, \bar{Z}_2 (Zinos)	
h, A	\bar{H} (Higgsino)	

Man kann LEP daher als eine B-Fabrik bezeichnen, wobei es in mancher Beziehung komplementär zu B-Fabriken bei niedrigeren Energien ist. So werden am LEP die B-Mesonen mit hoher Energie erzeugt, was z. B. die Messung ihrer Lebensdauer aufgrund der relativistischen Zeitdilatation erleichtert. Sie legen im Mittel Strecken von einigen mm zurück, die der Messung gut zugänglich sind. Das Ergebnis war eine Lebensdauer von $(1,28 \pm 0,14) \cdot 10^{-12}$ s, was mit früheren Messungen gut übereinstimmt. Es gelang auch, die quantenmechanische Mischung zwischen B und \bar{B} , d. h. den Übergang eines B-Mesons in sein Antiteilchen und umgekehrt, zu messen. Auch diese Resultate stehen in Einklang mit früheren Messungen. Das Gebiet der B-Physik wird in den kommenden Jahren, wenn die Ereigniszahlen von LEP wesentlich ansteigen werden, einen wichtigen Teil des LEP-Programms darstellen [13].

In den nächsten Jahren sollen die Ereigniszahlen durch Speicherung von mehr Teilchenpaketen gesteigert werden. Dies wird zu einer weiteren Reduktion der Meßfehler führen, wobei ein besseres Verständnis der systematischen Fehler genauso wichtig ist wie eine Verbesserung der Statistik. Parallel dazu wird an der Entwicklung und der Produktion von supraleitenden Beschleunigungskavitäten gearbeitet, um schrittweise die Energie auf 95 GeV zu erhöhen. Dies wird die Erzeugung von W-Paaren mit qualitativ neuen Resultaten und die Suche nach neuen Teilchen mit größeren Massen ermöglichen. Natürlich wäre es am aufregendsten, wenn sich beim Vordringen in diesen neuen Energiebereich ein völlig unerwartetes Resultat einstellen würde. Unabhängig davon wird LEP für viele Jahre ein sehr interessantes Forschungsprogramm ermöglichen.

*

Herrn Prof. A. Böhm danke ich für eine kritische Durchsicht des Manuskripts und den Herrn Prof. U. Amaldi und J. Ellis für viele anregende Diskussionen.

Literatur und Anmerkungen

- [1] H. Schopper, Phys. Bl. **44** (1988) 319.
- [2] H. Burkhardt, J. Steinberger, CERN-PPE/91-50.
- [3] G. Bobbink, P. Ratoff, XXVI Rencontres de Moriond, März 1991.
- [4] H. Schopper, Phys. Bl. **47** (1991) 43.
- [5] M. Consoli, W. Hollik, Z-Physics at LEP, CERN 89-08.
- [6] ALEPH Collaboration, CERN-PPE 91/65.
- [7] Th. Hebbeker, XX. Intern. Symposium on Multiparticle Dynamics, September 1990; W. DeBoer, CERN-PPE/90-161; S. Bethge, CERN-PPE/91-36.
- [8] L3 Collaboration, Phys. Lett. B **248** (1990) 464.
- [9] J. Ellis et al., CERN TH 6130-91; DELPHI Collaboration, Phys. Lett. B **255** (1991) 466.
- [10] J. Ellis et al., Phys. Lett. B **249** (1990) 441; P. Langacker, Univ. Penn. preprint UPR-0435T (1990); U. Amaldi, W. de Boer, H. Fürstenau, CERN-PPE/91-44 und KFK Karlsruhe IEKP-KA/91-01. (In Abb. 6 wurden nur die Daten von DELPHI benutzt, die anderen Experimente führen auf etwas verschiedene Ergebnisse [13]. Ich danke Herrn U. Amaldi für Mitteilungen vor der Veröffentlichung.)
- [11] F. Dydak, 25th Intern. Conf. on High Energy Physics, Singapur 1990 und CERN-PPE/91-14; Decamp et al., CERN-PPE/91-19; Aarnio et al., XXVI Moriond Conference März 1991; Adeva et al., Phys. Lett. B **257** (1991) 450.
- [12] Neuere Rechnungen zeigen allerdings, daß diese Vorhersage wegen der Strahlungskorrekturen mit Vorsicht zu genießen ist, z. B. J. Ellis, G. Ridolfi, F. Zwirner, Phys. Lett. B **257** (1991) 83.
- [13] F. Anselmo et al., CERN Preprint PPE Juli 1991.
- [14] Ein amüsantes Experiment – die Steuerung von Elektronen an den Photonen der thermischen Hohlraumstrahlung – wurde durch die besonderen technischen Eigenschaften des LEP-Rings ermöglicht. Die Vakuumkammer von LEP stellt einen schwarzen Hohlraum mit einer Temperatur von 300 K dar, erfüllt von einer Planck-Strahlung mit einem spektralen Maximum bei 0,07 eV. Die kreisenden Elektronen stoßen mit diesen Photonen zusammen, und im Falle der Compton-Rückwärtsstreuung erhalten die angestoßenen Photonen im Laborsystem eine Energie von 2,8 GeV. Zwei speziellen Experimenten (B. Dehning et al., Phys. Lett. B **249** (1990) 145; C. Bini et al., CERN-PPE/91-64) gelang es, diese Streuung nachzuweisen. Voraussetzung dafür war ein Vakuum von 10^{-10} Torr in einem der 600 m langen geraden Abschnitte von LEP. Die durch Compton-Streuung erzeugten Photonen waren etwa zweimal häufiger als die durch Bremsstrahlung an Restgasatomen entstandenen, und die spektrale Verteilung ist in guter Übereinstimmung mit der theoretischen Erwartung.