

Messungen des Strahluntergrundes in ALEPH

DISSERTATION
zur Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften

vorgelegt von

Dipl.–Phys. Gerd Rudolf Lutters

aus Siegen

eingereicht am Fachbereich 7
der Universität–Gesamthochschule–Siegen

Siegen Jun 2001

Inhaltsverzeichnis

1	Kurzfassung	1
2	Einführung	2
2.1	Speicherring-Prinzip	2
2.2	Motivation der Studien des strahlinduzierten Untergrunds	3
2.3	Aufgaben, um den Detektorbetrieb für LEP II zu garantieren	4
3	Strahlinduzierter Untergrund	5
3.1	Definition	5
3.2	Abschätzung der Strahluntergrund-Raten	5
3.3	Strahlverlustteilchen	9
3.4	Synchrotronstrahlung	16
3.5	Skalierung der Wechselwirkungen	25
3.5.1	Schlußfolgerungen	28
4	Strahluntergrund-Unterdrückung	28
4.1	LEP-Kollimatormsystem	32
5	ALEPH-Detektor	39
5.1	Detektorkomponenten	39
5.2	Datennahme	44
5.3	Strahlenresistenz	47
6	Untergrundmonitor SAMBA	55
6.1	Strahluntergrundnachweis	57
6.2	Anpassung von Pulshöhenspektren	59
6.3	Strahluntergrund-Pulshöhenspektren	62
6.4	Strahluntergrund-Ankunftszeitspektren	62
7	Strahluntergrundanalyse	66
7.1	Methodik	66
7.2	Strahluntergrundrate vs. Zeit	66
7.3	Strahluntergrundrate vs. Kollimatoröffnung	66
7.3.1	Ratenminimum	70
7.4	Pulshöhenspektren vs. Kollimatoröffnungen	72
7.5	Diskussion Elektron-Photon-Identifikation	74
7.6	Ankunftszeitanalyse	79
7.7	Photonen-Strahluntergrund-Simulation	85
8	Das Masken-Experiment	92
8.1	Experimentbedingungen, Detektorströme	94
8.2	Analyse der SAMBA-Daten	94
8.3	Diskussion, Vergleich mit der Simulation	97
8.4	Experimentresultate	100
9	Das Strahlemittanz-Experiment	102
9.1	Analyse der SAMBA-Daten	102
9.2	Experimentresultate	102

10 LEP II–Strahluntergrund	108
10.1 Strahluntergrunderfahrungen bei LEPI	108
10.2 LEP II–Synchrotronstrahlungs–Abschirmungen	109
10.3 Erwarteter Synchrotronstrahlungs–Untergrund	109
10.4 Schlußfolgerungen	110
A SAMBA–Datennahme	111
A.1 Zählratendiagramme	111
A.2 Impulshöhenspektren	112
A.3 Ankunftszeitspektren	115
A.4 Echtzeit Signalanalyse	117
A.5 Datennahmeauslösung	118
B EGS4–Monte–Carlo	119
C GALEPH–Monte–Carlo	121
D Kombiniertes GALEPH–EGS4–Monte–Carlo	122
E GARFIELD–Monte–Carlo	126
F Physik von Speicherringen	127
F.1 Teilchenbewegung	127
F.2 Synchrotronstrahlung und Strahlausdehnung	136
F.3 Strahllebensdauer	144
F.4 Luminosität und Strahlemittanz	150
G LEP–Speicherring	154
G.1 LEP–Design	155
G.2 LEP–Optiken	161

Abbildungsverzeichnis

1	Das Speicherringprinzip	2
2	Schematische Darstellung von Strahluntergrund Wechselwirkungen	6
3	Schematische Darstellung von e^+e^- Wechselwirkungen	7
4	Zeitliche Abhängigkeit des Strahlstroms	10
5	Energiespektrum nach inverser Comptonstreuung	13
6	Trajektorien von Strahlverlustelektronen (Experimenttreffer)	14
7	Energie, Ursprung etc. von Strahlverlust-Elektronen	15
8	Leistungsspektrum der Dipol- bzw. Quadrupol-Synchrotronstrahlung	18
9	Anteil der Quadrupolstrahlung gegenüber ihrem Auftreffpunkt	19
10	Kumulatives Synchrotronphotonenspektren	20
11	Größenordnung der Quadrupolstrahlungsrate	21
12	Quadrupolstrahlung in Abhängigkeit von der Emittanz	21
13	Massenabschwächungskoeffizient für Photonen-Wechselwirkungen	22
14	Photonenalbedo von Aluminium und Wolfram	24
15	Kritischer Winkel der Totalreflexion	25
16	Energiespektren des Luminositätsmonitors SICAL	26
17	Anordnung und Funktion der Kollimatoren im Speicherring	31
18	Technische Zeichnung des Kollimatorsystems für eine Ebene	32
19	Synchrotronphotonen-Familien	34
20	Abschattung in Abhängigkeit von der Kollimatorstellung	35
21	Scheinbare Kollimatoröffnungen	36
22	Schatten der Experimentkollimatoren für die 55 m-Strahlrohrverengung (3D)	37
23	Schatten des 8 m-Kollimators für die 55 m-Strahlrohrverengung (2D)	38
24	Kollimatordesign für eine runde Öffnung	38
25	Schemazeichnung des ALEPH-Detektors	40
26	Das ALEPH-Koordinatensystem	41
27	Innerer Teil des ALEPH-Detektors (Teil 1)	42
28	Innerer Teil des ALEPH-Detektors (Teil 2)	43
29	Synchrotronphotonen-Strahluntergrund	48
30	Höhenstrahlungsuntergrund	49
31	Strahluntergrund aus Restgasstreuung	50
32	ITC-Driftzeit-Histogramme	51
33	ITC-Photonidentifikation	52
34	Ankunftszeit von Strahlverlustelektronen in BCAL	53
35	Dosisaufzeichnungen eines Strahlverlusts	53
36	Perspektivische Ansicht des SAMBA-Detektors	56
37	Simulierte Energieverlustspektren	58
38	Simulierte und gemessene Photonen-Nachweiseffizienz	59
39	Anpassung simulierter Impulshöhenverteilungen	60
40	Datenanpassung an Referenz-Pulshöhenspektren	61
41	Beschleunigerabhängige Strahluntergrund-Impulshöhenspektren	63
42	Simulierte Ankunftszeitspektren von Elektronen und Photonen	64
43	Ankunftszeitspektrum	65
44	SAMBA-Strahluntergrund-Zählrate vs. Zeit	67
45	Geometrische Strahlverlust-Ratenverteilung	68
46	Nachweis der Totalreflexion von Dipolstrahlung	69
47	Strahlengang der totalreflektierten Synchrotronstrahlung.	70
48	Strahluntergrundrate vs. Kollimatoröffnungen	71
49	Pulshöhenspektren abhängig von Kollimatoröffnungen	71
50	Diskriminator-Pulshöhenschnitte im Strahluntergrundspektrum	72
51	Verhältnis der Raten der Diskriminatorschnitte	73
52	Datenanpassung an Strahlspektren	75

53	Photonen-Pulshöhen- und Ankunftszeitspektrum (FADC)	76
54	Ankunftszeitspektrum	77
55	Teilchenidentifikation durch Spektrensubtraktion	78
56	Photonanteil gegen Kollimatoröffnung	79
57	Zeitspektren verschiedener Kollimatoröffnungen	81
58	Zeitspektren verschiedener Kollimatoröffnungen	82
59	Typische Eigenschaften Ankunftszeitspektren.	84
60	Ankunftszeitverteilung eines Testexperiments	85
61	Driftzeitintegrale	86
62	Zeit- und Pulshöhenspektren Vergleich	87
63	Synchrotronspektrum der Strahlrohrtreffer (LEPI)	88
64	Synchrotronspektrum der Strahlrohrtreffer (LEPII)	89
65	GALEPH-EGS4-Simulation der Impulshöhenspektren für LEP-Untergrundstrahlung	90
66	Schematische Zeichnung der Masken	92
67	Vergleich der Rückstreuraten mit und ohne Maske	93
68	Photonenraten der DELPHI- und ALEPH-TPC	95
69	Ankunftszeitspektren Masken-Experiment	96
70	Ankunftszeitspektren verschiedener Strahlemittanzen	97
71	SAMBA Photon-Wahrscheinlichkeiten gegen Kollimatoröffnung	98
72	Zeitfensterraten des Maskentests	99
73	Vergleich der PHOTON-Simulation und SAMBA-Daten	100
74	Strahluntergrund-Vorhersagen	103
75	Ankunftszeitspektren (Kollimatoröffnungsabhängig, 65 GeV)	104
76	Ankunftszeitspektren (Emittanzabhängig, 65 GeV)	105
77	Strahluntergrund-Photonen (65GeV)	106
78	Strahluntergrund-Emittanzabhängigkeit (65GeV)	107
79	SAMBA-Kathodenflächen-Nummern	113
80	Abhängigkeit der Kupferfluoreszenz-Pulshöhe von der Kathodenfläche	114
81	Spektrendeformation durch Detektorrandeffekte	115
82	Registrierungsorts-Abhängigkeit von Pulshöhenspektren	116
83	Kathodenflächenkapazitäts- und Ortsabhängigkeit von Pulshöhen	117
84	GALEPH-EGS4-Simulation des SAMBA-Detektors	122
85	Synchrotronphotonen Simulation	123
86	Massenabschwächungskoeffizient des EGS4-Monte-Carlo	124
87	Photonen-Wirkungsquerschnitte des GEANT-Monte-Carlo	125
88	Orbit- und Teilchenbahn-Koordinatensystem	127
89	Schematische Darstellung eines Dipols und eines Quadrupols	128
90	Standardzellen eines e^-e^+ -Rings	131
91	Individuelle Teilchenbahnen und Strahleinhüllende	133
92	Betatron- und Dispersionfunktion	134
93	Teilchenstrahl-Emittanz	136
94	Dipol-Synchrotronstrahlung	137
95	Skalierung der Synchrotronstrahlungsbeziehung	138
96	Leistungs- und Intensitätsspektrum der Synchrotronstrahlung	138
97	Beschleunigung von Teilchen auf einer Hochfrequenzwelle	139
98	Energieakzeptanz des LEP-Speicherringes	141
99	Betatronfunktions- und Orbitänderung bei Energieverlust	142
100	LEP-Emittanzfunktion	144
101	Intensitätsverteilung der Bremsstrahlung	146
102	Desorptionskoeffizient für Aluminium	148
103	Gestreute Hohlraumphotonen und Bremsstrahlungsphotonen	149
104	Schematische Darstellung einer Strahlkreuzung	150
105	Schema der Mini-Beta-Optik.	152
106	Strahl-Strahl-Wechselwirkung und Emittanz	153

107	Schemazeichnung des CERN-Beschleunigerkomplexes	154
108	Schematische Darstellung eines LEP-Oktanten	156
109	Betatronfunktion einer LEP-Experimentzone	158
110	Legende zur Abbildung 109	159
111	Druck in der Vakuumkammer der Wechselwirkungszone ALEPH	160

Tabellenverzeichnis

1	Simulierte Rate strahlinduzierter Untergrundteilchen (LEP 51,5 GeV)	12
2	Simulierte Rate strahlinduzierter Untergrundteilchen (LEP 45 GeV)	16
3	Strahllebensdauer des LEP-Speicherrings	16
4	Skalierung der Dipol-Synchrotronstrahlung	17
5	Skalierung der Strahluntergrund erzeugenden Wechselwirkungen	27
6	Funktion und Position der LEPI-Kollimatoren	29
7	Intensitäten von Rückstreuquellen	35
8	SAMBA Geometrie- und Betriebsdaten	55
9	Kupfer Röntgenfluoreszenzlinien	59
10	Diskriminatorraten	77
11	Ankunfts-Zeitfenster	83
12	Strahlströme, Emittanzen des Maskenexperiments	94
13	Strahluntergrund der Jahre 1992–95	108
14	Vorhersage der Strahluntergrund-Erhöpfungsfaktoren bei LEPII	110
15	Kapazitäten der Kathodenflächen	114
16	Energieskalierung der Strahllebensdauer	150
17	LEP-Maschinenparameter	162
18	LEP-FODO-Zellenparameter	162
19	Quadrupolstärken der ALEPH-Experimentzone	162
20	Energieabhängige LEP-Maschinenparameter	163
21	LEP-Betatronfunktion.	163
22	Das LEP-Strahlrohr	164
23	LEP Layout Juni'93	165

1 Kurzfassung

Die vorliegende Arbeit faßt die in den Jahren 1992–95 gewonnenen Erkenntnisse über strahlinduzierten Untergrund in dem ALEPH-Experimentdetektor des LEP-Speicherringes¹ (45 GeV Strahlenergie) zusammen. Die selbstentwickelte Ankunftszeit-Analysetechnik erlaubt aufgrund der Daten des eigens entwickelten SAMBA Untergrundmonitors eine Prognose der Strahluntergrundraten beim Betrieb des LEPII-Speicherringes (90 GeV Strahlenergie) mit verdoppelter Schwerpunktsenergie.

Am LEPI-Speicherring ist die maximale Luminosität nicht durch die Parameter der Luminositätsbeziehung, sondern durch die maximal verträglichen Dunkelströme in den Spurdetektoren und damit durch die Strahluntergrundraten begrenzt. Die Strahluntergrundrate, deren dominierender Beitrag Synchrotronstrahlung in den Quadrupolen der Experimentzone ist, erhöht sich linear mit dem Strahlstrom. Die Synchrotronstrahlung wird in LEP durch Kollimatoren abgeblendet, so daß neben direkten² Photonen an den Kollimatoren oder strahlabwärts liegenden Elementen der Vakuumkammer Comptongestreuete Photonen signifikant zum Dunkelstrom beitragen. Zur Intensitätsmessung der Strahlungsquellen und Rückstreuer ist für den SAMBA-Strahluntergrund-Monitor die Ankunftszeit-Analyse-Technik entwickelt worden. Sie nutzt die Laufzeitverzögerung (bis zu 500 ns) von rückgestreuten Synchrotronphotonen gegenüber Strahlverlustelektronen zur Identifikation von Rückstreiquellen aus. Die in mehreren Experimenten mit 45 GeV-Strahlenergie (LEPI) gemessenen absoluten Raten der Synchrotronstrahlungsquellen werden mit Simulationen verglichen. Die Simulationen weisen für 90 GeV-Strahlenergie (LEPII) eine überproportionale Erhöhung der in der Vakuumkammer rückgestreuten Synchrotronphotonen aus, die nicht durch das bestehende Kollimatorensystem abgeblendet werden können. Zum Schutz der Detektoren wurde eine innerhalb des Experimentstrahlrohrs platzierte Blende (Maske) vorgeschlagen. Die Maske absorbiert die innerhalb der Vakuumkammer rückgestreute Synchrotronstrahlung.

Die vorliegende Arbeit zeigt anhand von Simulationen und des Vergleichs von Messungen des strahlinduzierten Untergrunds in zwei LEP-Detektoren (DELPHI mit und ALEPH ohne Maske) für 45 GeV- und 70 GeV-Strahlenergie die Wirksamkeit der Synchrotronstrahlungsmaske. Die Ratenmessung mit dem SAMBA-Untergrundmonitor zeigt, daß bei Verwendung der Maske eine Erhöhung³ des Synchrotronstrahlungs-Untergrunds für den LEPII- gegenüber dem LEPI-Beschleuniger um den Faktor 18 zu erwarten ist. Zur Hälfte wird diese Zunahme allerdings durch Maschinenverbesserungen kompensiert werden können. Sie liegt damit innerhalb der zu tolerierenden Erhöhung. Zusammen mit den zusätzlich geplanten Modifikationen der Synchrotronstrahlungsabschirmung ist ein Detektorbetrieb des ALEPH-Experiments am LEPII-Speicherring mit 90 GeV Strahlenergie garantiert.

Die mit einem dem hier beschriebenen SAMBA-Detektor ähnlichen Untergrundmonitor ([1]) durchgeführten Messungen haben dann auch gezeigt, daß durch Verwendung der Maske und Abschirmungen der Strahluntergrund auch bei LEPII in tolerablen Grenzen gehalten werden kann.

¹LEP-Speicherring, CERN (Large Electron Positron Collider; Genf, Schweiz)

²Als direkte Photonen werden solche bezeichnet, die von der Quelle kommend ohne Streuung das Experimentstrahlrohr innerhalb des Detektors treffen (siehe Kap.4.1).

³Der Erhöhungsfaktor ist bezogen auf den Strahluntergrund von 1994 (45 GeV Strahlenergie) und nimmt den Einsatz einer Strahloptik mit 90 Grad Phasenvorschub an. Beim Einsatz einer Strahloptik mit 108 Grad Phasenvorschub muß lediglich mit einem Erhöhungsfaktor von 4,5 gerechnet werden.

2 Einführung

2.1 Speicherring-Prinzip

Speicherringe lassen geladene Teilchen für mehrere Stunden in einem Vakuumsystem auf zyklischen Bahnen umlaufen. Im allgemeinen sind sie in ein komplexes System aus Teilcheninjektions- und Beschleunigungssystemen eingebunden. Abgesehen von reinen Zwischenspeicherringen dienen Speicherringe als Beschleunigersystem, um zwei gegenläufige Strahlen aus vielen Teilchen mehrfach an einem mit Detektoren umgebenen Wechselwirkungspunkt kollidieren zu lassen. Abbildung 1 zeigt schematisch die Anordnung der Speicherring-Grundelemente Ablenk-, Fokussierungs- und Injektionsmagnete sowie die Beschleunigungsstrecken mit den Hochfrequenzsendern und den von Detektoren umgebenen Wechselwirkungspunkten.

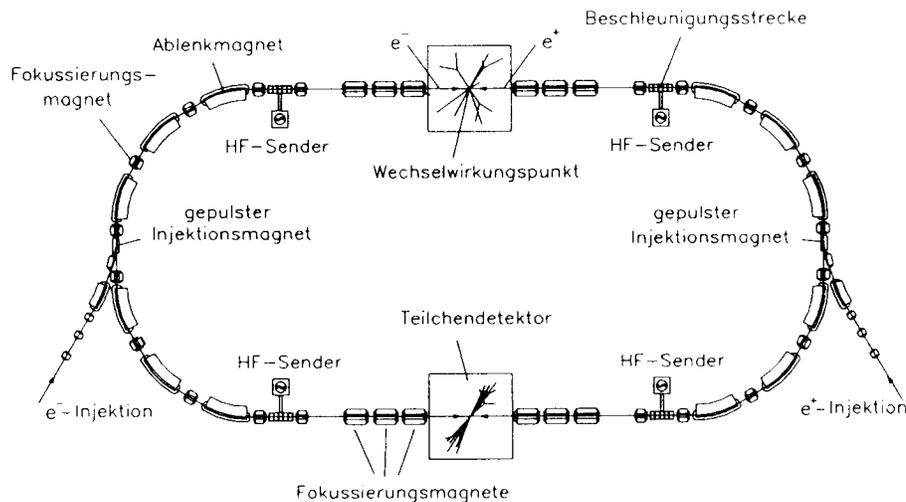


Abbildung 1: Das Speicherringprinzip [148].

Die Teilchenspeicherung spart den zeitaufwendigen Injektionszyklus und erreicht dadurch eine hohe Kollisionsrate. Während Speicherring-Beschleuniger gegenüber Kollisionen mit fest installierten Targets geringere Wechselwirkungsraten aufweisen, erreichen sie deutlich höhere Schwerpunktsenergien. Die mit dem Speicherring ausgeführten physikalischen Untersuchungen finden während eines stationären Maschinenzustandes mit einer definierten Teilchenenergie statt. Elektronen und Positronen unterscheidet lediglich das Vorzeichen der elektrischen Ladung voneinander, so daß Strahlen aus diesen Teilchen in einer gemeinsamen Vakuumkammer und im identischen elektromagnetischen Führungsfeld gegenläufig zirkulieren können. Die durch die Beschleunigungseinheiten in Paketen zusammengehaltenen Teilchen werden auf Sollbahnen geführt, so daß sie im Wechselwirkungspunkt, meist dem Mittelpunkt einer geraden Strecke, kollidieren können.

LEP

Der LEP-Speicherring (Large Electron-Positron Collider) und -Beschleuniger für Elektronen und Positronen ist ein wissenschaftliches Instrument der Hochenergiephysik zur Untersuchung der Quantenchromodynamik und der elektroschwachen Wechselwirkung bei einer Schwerpunktsenergie von 90 GeV und mehr. Das Konstruktionsziel der ersten Ausbaustufe (LEP1) war die Produktion von bis zu 100000 Z^0 -Bosonen täglich. Eine solch große Anzahl erlaubt die Studie von seltenen Zerfällen und die Präzisionsmessung der Parameter der elektroschwachen Theorie. Zur Messung der e^+e^- -Annihilationen sind 4 Sollkollisionspunkte der Teilchenpakete mit großen Detektoren

bestückt (ALEPH, DELPHI, OPAL, L3). Die zweite Ausbaustufe von LEP (LEP II), mit einer Schwerpunktsenergie von bis zu 200 GeV erlaubt die paarweise Produktion des geladenen intermediären W^\pm -Bosons.

Eine Kurzzusammenfassung der technischen Parameter des LEP-Speicherrings findet sich im Anhang G. Allgemeine Prinzipien von Speicherringen und die in dieser Arbeit verwendeten Fachbegriffe sind in Anhang F wiedergegeben.

2.2 Motivation der Studien des strahlinduzierten Untergrunds

Die in einem Elektron-Positron-Speicherring durch die Beschleunigung der geladenen Teilchen abgestrahlten Synchrotronphotonen erzeugen durch Photoeffekt im empfindlichen Detektorvolumen freie Ladungen, die zum Dunkelstrom des Detektors beitragen. Die maximalen Ströme innerhalb der Detektoren unterliegen technischen Grenzen. Eine Überschreitung der Strombegrenzung kann zu einer sofortigen Zerstörung oder der vorzeitigen Alterung des Detektors führen. Der hauptsächlich aus Synchrotronphotonen bestehende Strahluntergrund begrenzt am LEP I-Speicherring die maximale Luminosität⁴ durch eine Begrenzung des maximalen Strahlstroms. Die linear mit dem Strahlstrom zunehmende Synchrotronabstrahlung führt während der Kollision hoher Teilchenströme oder bei ungünstigen Strahlorbits zu Zwangsabschaltungen der inneren Spurdetektoren wegen zu hoher Dunkelströme durch Ladungsdeposition. Kurzfristige Strahlinstabilitäten mit erhöhtem Strahluntergrund führen, bedingt durch die Zeitdauer der Zwangsabschaltung, zu einem Datenverlust von bis zu 5%, gemessen an der Gesamtdatenmenge einer Speicherringfüllung.

Für einen Elektron-Positron-Speicherring bedeutet eine Erhöhung der Strahlenergie um den Faktor 2 eine Erhöhung der Beschleunigungsleistung um den Faktor 16, um die abgestrahlte Synchrotronleistung zu kompensieren. Die aus dem erhöhten Strahluntergrund resultierende Strombegrenzung ist für den LEP II-Speicherring noch bedeutender als für LEP I, da der Beschleuniger nicht an der Stromgrenze der Strahl-Strahl-Wechselwirkung betrieben werden kann. Die Luminosität steigt quadratisch mit dem Strahlstrom an, so daß jede Strombegrenzung durch Strahluntergrund einen starken Luminositätsverlust bedeutet.

Änderungen am bestehenden Speicherring zur Strahluntergrundabschirmung sind technisch schwierig und langwierig in der Ausführung. Um eine Strahluntergrund-Simulation für 90 GeV Strahlenergie entwickeln zu können, muß bei der bestehenden Strahlenergie die Erzeugung und Propagation der Strahlung von der Quelle bis in den Detektor hinein verstanden sein. Die Simulation erlaubt dann eine Prognose der Verhältnisse bei der geplanten höheren Strahlenergie und den Test von Maßnahmen zur Unterdrückung des Strahluntergrunds, so daß notwendige Änderungen am Beschleuniger rechtzeitig eingeplant werden können.

Synchrotronstrahlungs-Abschirmung am LEP-Speicherring

Die in den Beugestrecken abgestrahlten Photonen erreichen aus geometrischen Gründen den Detektor nicht⁵. Innerhalb der geraden Experimentzone emittieren die Quadrupole der Strahlfokussierungsoptik in Abhängigkeit von der Strahlenergie und Strahlquerschnitt Synchrotronstrahlung, die in Intensität und Härte mit der Strahlung eines Beugedipols vergleichbar ist. Das Gleichgewicht von Anregung und Dämpfung der Teilchenbewegung durch Synchrotronabstrahlung definiert den natürlichen Strahlquerschnitt. Die Luminosität ist zu dem natürlichen Strahlquerschnitt umgekehrt proportional (Kap. F.4). Die Strahlausdehnung und die Dämpfung der Teilchenbewegungen verhalten sich umgekehrt proportional zur Verlustrate von Teilchen an Aperturbegrenzungen. Der Strahlquerschnitt und die Strahlführung bestimmen die Intensität und Härte der Emission von Synchrotronstrahlung in den Quadrupolen der Experimentzone. Die Strahloptik, entwickelt zur Maximierung der Luminosität, hat somit neben der Strahlenergie einen großen Einfluß auf den

⁴Die Anzahl der stattfindenden Wechselwirkungen pro Zeiteinheit ist das Produkt des Wirkungsquerschnitts und der Luminosität, einer Größe des Beschleunigers (Anhang F.4)

⁵Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Synchrotronphoton aus den Beugedipolen nach mindestens zwei Comptonstreuung den Detektor erreicht ist kleiner als 10^{-12} (siehe Kap.3.4)

durch den Strahl induzierten Untergrund in den Detektoren. Die Maximierung der Luminosität und die Minimierung des Strahluntergrunds sind zwei sich zunächst widersprechende Ziele.

Schutzmaßnahmen gegen Synchrotron-Strahluntergrund dürfen den Betrieb und die Leistungsfähigkeit nicht negativ beeinflussen, so daß nur passive Strahlenschutzmaßnahmen, wie Absorber im Synchrotronphotonen-Strahlengang, zum Einsatz kommen. Im LEP-Speicherring sind bewegliche Absorber (Kollimatoren), die in den Strahlengang der Synchrotronphotonen eingebracht werden, bei gegebener Strahloptik das einzige Instrument, um die Intensität und Härte des Synchrotron-Strahluntergrunds zu kontrollieren. Durch die Kollimation trägt lediglich ein geringer Bruchteil der abgestrahlten Synchrotronleistung zum im Detektor gesehenen Strahluntergrund bei, während der Hauptanteil durch Comptoneffekt aus dem Detektorsichtwinkel gestreut oder durch Photoeffekt absorbiert wird.

2.3 Aufgaben, um den Detektorbetrieb für LEP II zu garantieren

Die Aufgabenstellung verlangt die Vorhersage des Strahluntergrunds für die Detektoren beim Betrieb des LEP I-Speicherrings. Die angestrebte Genauigkeit der Vorhersage muß sich an den Schwankungen der LEP I-Strahluntergrundrate (bis zu einem Faktor 4) und einem Sicherheitsfaktor (mit 2,5 angenommen) orientieren. Der Sicherheitsfaktor soll Raum für Luminositätsverbesserungen mit Strahluntergrunderhöhungen bei 90 GeV Strahlenergie geben. Die LEP I-Simulation sollte für Kollimatoröffnungen von 10 bis 15 horizontalen Strahlstandardbreiten in ihrer Beschreibung der Abhängigkeit der totalen Strahluntergrundraten von Kollimatoröffnung und Strahlstrom nicht von den gemessenen Verläufen abweichen.

Die Datennahmebedingungen des ALEPH-Detektors sind auf die Registrierung von Teilchenzerfällen mit Ursprung im Sollwechselwirkungspunkt ausgerichtet, so daß Strahluntergrundphotonen bei der Datennahmeauslösung ignoriert werden. Die zur Verfügung stehenden apparativen Voraussetzungen des ALEPH-Detektors waren somit zu Beginn der Studien nicht ausreichend, um das Untersuchungsziel, die Identifikation von Synchrotronquellen, zu erreichen. Die Photonenergie eignet sich wegen des breiten Spektrums der Quellen und der mehrfachen Comptonstreuung eines Synchrotronphotons von der Quelle bis zur Ladungsdeposition nicht zur Identifikation von Synchrotronstrahlungsquellen und -streuern. Durch den Strahl induzierte Synchrotronphotonen treffen zeitgleich mit der Strahlkollision den Detektor. Erfahren sie durch Mehrfachstreuung eine Wegverlängerung, so charakterisieren die sich ergebenden Laufzeitunterschiede einen Streuort. Die Anzahl registrierter Photonen einer bestimmten Laufzeitverzögerung gibt Auskunft über die Intensität der auf den Streuort einfallenden Strahlung. Ein geeigneter Strahluntergrunddetektor registriert kontinuierlich die Intensität von Synchrotronphotonen und geladenen Teilchen sowie die Ankunftszeit relativ zur Strahlpaketpassage am Wechselwirkungspunkt.

3 Strahlinduzierter Untergrund

3.1 Definition

Die Detektoren an Speicherringen sind um die Vakuumkammer, das Experimentstrahlrohr, am Ort der Wechselwirkung⁶ angebracht. Die Datennahme wird durch die Wechselwirkung der Sekundärteilchen mit dem Detektormaterial registriert. Abbildung 3 skizziert typische Wechselwirkungstypen, wie sie am LEP-Speicherring in Spurdetektoren beobachtet werden können. Allen Kollisionswechselwirkungen (Physikereignisse) gemeinsam ist der Ursprung ihrer primären Spuren im Wechselwirkungspunkt. Demgegenüber werden als strahlinduzierter Untergrund solche Ereignisse bezeichnet, die nicht aus Kollisionswechselwirkungen entstammen oder deren Wechselwirkung nicht am Sollvertex stattfand. Strahluntergrundereignisse lassen sich grob in zwei Klassen unterteilen.

1. Als Strahlverlust-Ereignisse bezeichnet man alle Ereignisse, die durch Strahlteilchen verursacht werden und Spuren ionisierender Teilchen aufweisen.
2. Als Synchrotronphoton-Ereignisse bezeichnet man lokale Energiedepositionen im empfindlichen Detektorvolumen.

Abbildung 2 zeigt in Spurdetektoren zu beobachtenden typische Signaturen von durch Strahlverlustteilchen ausgelösten elektromagnetischen Schauern ausgehend von der Strahlrohrwandung, Strahl-Restgas-Wechselwirkungen (inelastische Elektron- bzw. Positron-Nukleonstreuung), kosmischen Myonen und Synchrotronstrahlungsphotonen. Die Ähnlichkeit der Signatur von strahlinduzierten Untergrundereignissen mit e+e- Annihilationen in zwei hadronische Jets, Hadronen und Myonenspuren, Bhabha-Streuungen in ein Elektron und Positron und Annihilationen in zwei Photonen via eines virtuellen Elektrons wird durch die Diagramme deutlich. Auswahlverfahren während der Datennahme (trigger) müssen denn auch so früh wie möglich die Physikereignisse von anderen trennen, um nicht Ereignisse der gesuchten Wechselwirkungen durch Totzeiten der Ausleseelektronik während der Datennahme von Strahluntergrundereignissen zu verlieren. Eine effiziente Untergrundunterdrückung reduziert auch die zu speichernde Datenmenge. Im Gegensatz zu Synchrotronphotonen entsteht jedoch kein Handlungsbedarf aus der durch die ionisierende Strahlung entstehenden Strahlenbelastung. Synchrotronstrahlung ist die Hauptquelle von Strahlenbelastung für Spurkammern eines Speicherringdetektors.

3.2 Abschätzung der Strahluntergrund-Raten

Die geforderte Strahlenresistenz der Detektoren folgt aus der gewünschten Lebensdauer oder dem Verhältnis der durch Strahluntergrund hervorgerufenen scheinbaren Wechselwirkungsereignisse zu den zu messenden Wechselwirkungen. Die Größenordnung der tolerierbaren Synchrotronstrahlung und Zufallskoinzidenzen in den Luminositätsdetektoren kann folgendermaßen grob abgeschätzt werden.

Abschätzung der Synchrotronstrahlungs-Rate

Die charakteristische Energie der von geladenen Strahlteilchen bei jeder Bahnablenkung emittierten Synchrotronstrahlung ist geringer als 100 keV, so daß Ladung in Spurdetektoren, nicht jedoch in Kalorimetern deponiert wird. Die Wahrscheinlichkeit einer Ladungsdeposition P_{detect} wird durch die Filterwirkung des zwischen der Synchrotronquelle und dem Detektor liegenden Material sowie die Nachweiseffizienz des Detektors bestimmt. Mit einer gegebenen Strombegrenzung I_{dark}^{max} für

⁶Das Koordinatensystem ist hier den Konventionen des ALEPH-Experiments entsprechend definiert (Abb. 26). Die Beschleunigergruppe bei CERN verwendet eine andere Koordinatendefinition (Abb. 88). Falls nicht anders vermerkt wird im folgenden das Detektor-Koordinatensystem verwendet.

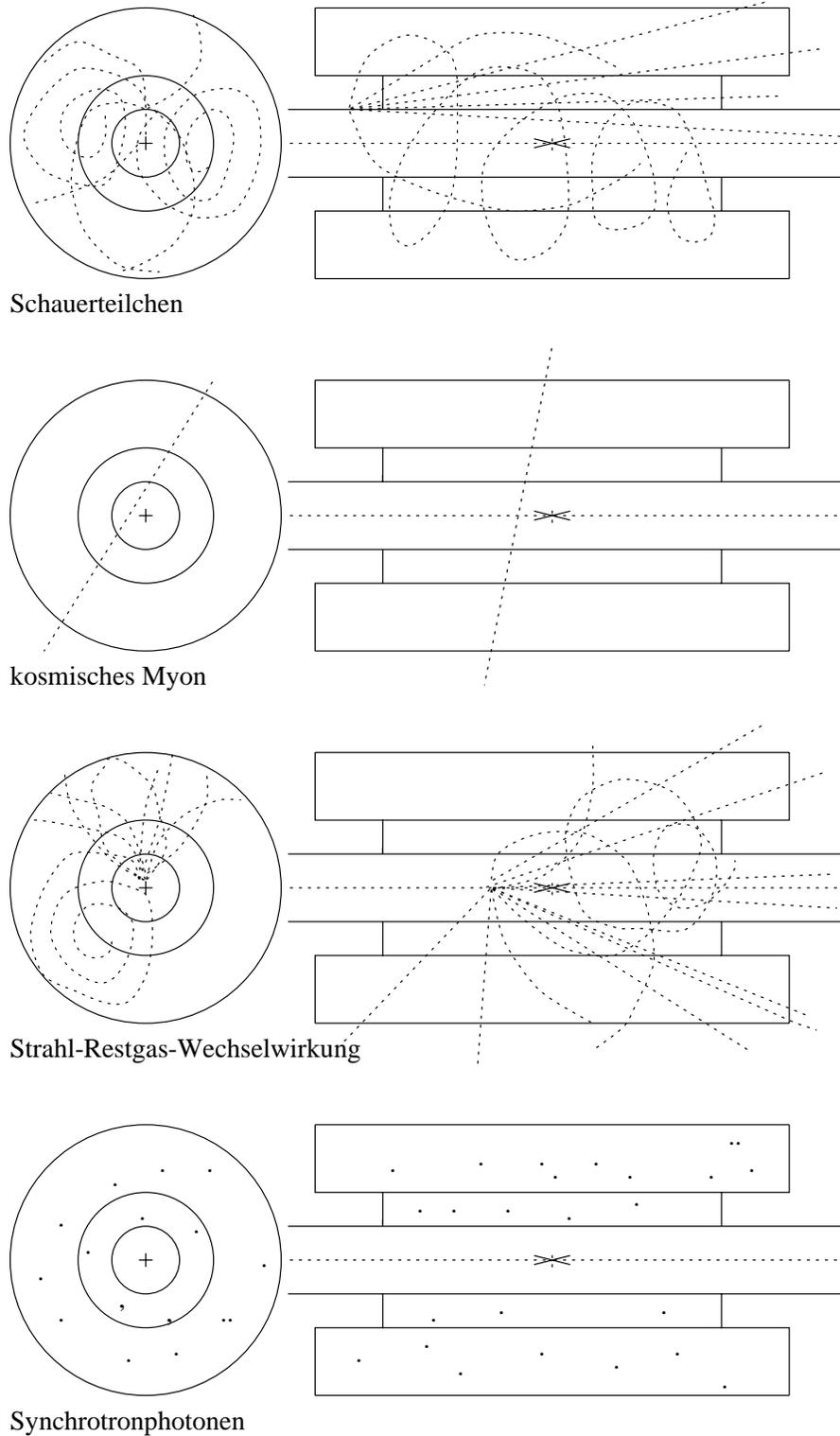


Abbildung 2: Schematische Darstellung des Nachweises von Strahluntergrund Wechselwirkungen. Angezeigt ist der Vertex, das Strahlrohr und Spurdetektoren in Schnitten senkrecht und parallel zur Strahlrichtung. (Die aufgeführten $e+e-$ Wechselwirkungen sind beschrieben in [125] bzw. [114])

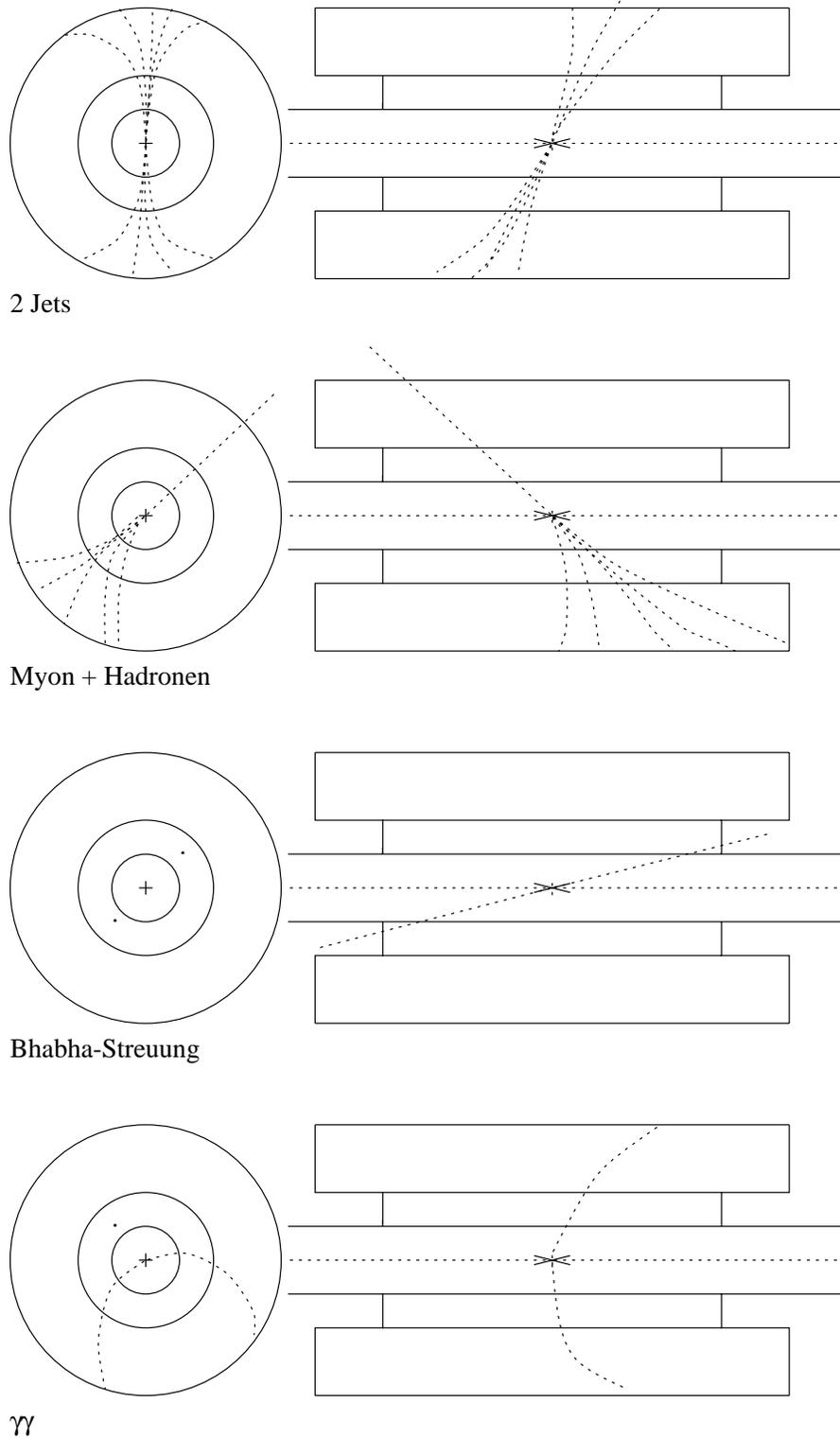


Abbildung 3: Schematische Darstellung von e^+e^- Wechselwirkungen. Angedeutet ist der Vertex, das Strahlrohr und Spurdetektoren in Schnitten senkrecht und parallel zur Strahlrichtung (Die aufgeführten e^+e^- Wechselwirkungen sind beschrieben in [125] bzw. [114]).

einen gasgefüllten Spurdetektor⁷ berechnet sich die maximale Anzahl von Photonen N_{max} , die pro Sekunde auf das Experimentstrahlrohr fallen dürfen, aus ihrer Nachweiseffizienz P_{detect} und den durch sie erzeugten Elektron-Ionenpaaren bzw. dem daraus resultierenden Strom (Photonen-Energie E_γ , Energie zur Erzeugung eines Elektron-Ion-Paares E_{pair} , Detektor-Gasverstärkung A_G , Elementarladung e), wie folgt.

$$N_{max} = \frac{I_{dark}^{max} \cdot E_{pair}}{A_G E_\gamma e P_{detect}} \approx 4 \cdot 10^8 \quad (1)$$

Für die Zeit-Projektions-Kammer (TPC) des ALEPH-Experiments am LEP-Speicherring bedeutet dies, daß die Anzahl der nachgewiesenen Photonen nicht größer als 83 pro Strahlpassage sein darf. Zur Abschätzung der einfallenden Synchrotronphotonen soll vereinfachend angenommen werden, daß die Strahlung eines Beugedipols homogen auf das hinter der Quelle liegende gerade Strahlrohrstück fällt und keine Strahlungsunterdrückung vorgenommen wird. Für ein Teilchenpaket mit Strom I ergibt sich die Anzahl N emittierter Photonen auf ein Strahlrohrstück der Länge l innerhalb der Zeit t in einem Beugemagnetfeld mit Radius ρ und kritischer Synchrotronphotonen-Energie ϵ_c aus der totalen abgestrahlten Leistung P_γ zu:

$$\frac{d^3 N}{dl \cdot dt \cdot dI} = \frac{15\sqrt{3} P_\gamma I}{8 \epsilon_c e 2\pi\rho} = 1,2865 \cdot 10^{17} \cdot \frac{E [\text{GeV}] \cdot I [\text{mA}]}{\rho [\text{m}] [\text{s}]} \quad (2)$$

Die von einem LEP-Dipol⁸ vor der Experimentzone in diese emittierte Synchrotronstrahlung ist von der Größenordnung $\sim 2 \cdot 10^{14} [\text{m} \cdot \text{s} \cdot \text{mA}]$. Das Experimentstrahlrohr innerhalb des Detektors wird somit von $3 \cdot 10^{12}$ Photonen pro Sekunde und Milliampere Strahlstrom getroffen. Dies ist um vier Größenordnungen mehr als die aus der Stromlimitierungen des Detektors resultierende maximal erlaubte Rate.

Abschätzung der Strahlverlustteilchen-Rate

Die zu beobachtende begrenzte Strahllebensdauer ist das Resultat eines kontinuierlichen Verlusts von Teilchen aus dem Strahl. Nimmt man an, daß der Verlust von Teilchen homogen über den Ring verteilt stattfindet, kann man aus der Strahllebensdauer τ_{beam} die Rate der Teilchen bestimmen, die pro Längeneinheit auf die Vakuumkammer treffen.

$$N = N_0 e^{-t/\tau_{beam}} \implies \frac{d^2 N}{dl \cdot dt} = \frac{1}{L} \frac{N_0}{\tau_{beam}} [\text{Hz/m}] \quad (3)$$

Im LEP-Speicherring⁹ fallen somit annähernd 500 Teilchen pro Meter und Sekunde auf das Vakuumrohr. An dieser Stelle muß daran erinnert werden, daß die LEP-Experimente, wie eingangs erwähnt, versuchen, eine Z^0 Wechselwirkung pro Sekunde zu detektieren. Die Wahrscheinlichkeit, daß Strahlverlustteilchen eine Wechselwirkung vortäuschen, kann unter der Annahme, daß ein Luminositätsmonitor eine Strahlrohrlänge von einem Meter beobachtet, abgeschätzt werden. Beträgt bei der Strahlwechselwirkungsfrequenz f die Rate von Strahlverlustelektronen R_{e-} und die von Strahlverlustpositronen R_{e+} , so ergibt sich die Rate von Koinzidenzereignis zu:

$$\frac{R_{e-} * R_{e+}}{f} = \frac{500 \cdot 500}{45 \cdot 10^3} \approx 5,5 \text{ Hz} \quad (4)$$

Diese Rate ist von derselben Größenordnung wie die Rate der Koinzidenzen aus Elektron-Positron-Streuungen am LEP-Speicherring.

⁷Die Daten sind an die der Zeitprojektionskammer des ALEPH-Detektors angelehnt (Kap. 5.1): Maximaler Dunkelstrom $I_{dark}^{max} = 3,6 \mu\text{A}$, Photonen-Energie $E_\gamma = 30 \text{ keV}$, minimale Energie zur Erzeugung eines Elektron-Ion-Paares $E_{pair} = 30 \text{ eV}$, Detektor-Gasverstärkung $A_G = 6 \cdot 10^3$, Wechselwirkungs-Wiederholfrequenz $f = 45 \text{ kHz}$, Nachweiswahrscheinlichkeit $P_{detect} \approx 1\%$, Elementarladung $e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$ [122].

⁸LEPI und 10%-Dipol: $E_\gamma = 45 \text{ GeV}$, $\rho = 30962 \text{ m}$, Länge $L_{dipol} = 22 \text{ m}$, Länge Experimentzone $L_{strait} = 500 \text{ m}$, Länge Experimentstrahlrohr $L_{detector} = 4 \text{ m}$

⁹LEP-Speicherringparameter: Umfang $L = 26658 \text{ m}$, Strahlstrom $I = 6 \text{ mA}$, Umlauffrequenz $f = 45 \text{ kHz}$, Anzahl Teilchen im Ring $N_0 = I/ef \sim 8.4 \cdot 10^{11}$, Strahllebensdauer $\tau_{beam} = 20 \text{ h}$.

Diskussion

Die beiden Abschätzungen zeigen, wenn sie auch sehr grob sind und keiner genaueren Analyse standhalten, daß durch den Strahl induzierter Untergrund in den Detektoren bestehend aus Strahlverlustteilchen und Synchrotronphotonen ein gravierendes Problem für Speicherringexperimente darstellt. Die Entstehung des Strahluntergrunds ist für ein bestehendes Speicherringdesign nicht beeinflussbar, sondern durch technische Grenzen (z.B. den Restdruck) vorgegeben. Die Propagation des Strahluntergrunds von den Quellen in die Detektoren ist eine komplizierte Funktion der Speicherringparameter. Erst ein Verständnis der Propagationsfunktion erlaubt das Design von Abschirmmaßnahmen.

Sowohl für Synchrotronphotonen als auch Strahlverlustteilchen ist die Anzahl der das Experimentstrahlrohr treffenden Teilchen proportional zur Anzahl des im Detektor nachweisbaren vom Strahl induzierten Untergrunds (kurz auch Strahluntergrund). Häufig wird daher die Anzahl der das Experimentstrahlrohr treffenden Teilchen als Maß für den Strahluntergrund verwendet, um verschiedene Detektorzonen vergleichen zu können.

3.3 Strahlverlustteilchen

Teilchen gehen aus dem Strahl verloren, wenn sie durch Energieverlust aus der Akzeptanz der Optik oder der Hochfrequenz fallen und eine Aperturbegrenzung treffen. Treffen diese Strahlverlustteilchen (off momentum background) die Aperturbegrenzung ‘Experimentstrahlrohr’, können die Teilchen oder die von ihnen ausgehenden elektromagnetischen Schauer in Spurdetektoren oder Kalorimetern eine Datennahme auslösen. Die totale Strahllebensdauer berechnet sich aus der Änderung des Strahlstroms im betrachteten Zeitraum. Messungen der Strahllebensdauer am LEP-Speicherring sind in Abbildung 4 zusammen mit dem Strahlstrom wiedergegeben. Die Zunahme gegen Ende der Datennahme beruht auf einer Abnahme der relativen Verluste durch Strahl-Strahl-Wechselwirkungen. Der Strahlstrom ist für die minimal einstellbare Strahlemittanz unter die Strahl-Strahl-Strombegrenzung gefallen.

Das Teilchenleben nach einem Energieverlust

Die zuvor gemachte Annahme eines über den Ring homogen verteilten Verlusts gilt nicht für reale Speicherringe, da die Feldführung spektrometerartige Eigenschaften für Teilchen mit Energieverlusten aufweist. Der Grad des Energieverlusts $\Delta E/E$ bestimmt den weiteren Ablauf des folgenden Geschehens im ‘Leben’ eines Teilchens: Teilchen mit Energieverlusten¹⁰ von

$\Delta E/E < 1\%$ liegen innerhalb der Akzeptanz der Optik und ihr Energieverlust kann von der Hochfrequenz durch den genügend hohen Spannungshub ausgeglichen werden. Die Teilchen verbleiben im Strahl.

$1\% \geq \Delta E/E \leq 2\%$ liegen in der Akzeptanz der Optik und werden weiterpropagiert. Sie erreichen die Wechselwirkungszone mit so großen Betatronamplituden, daß sie aus dem Strahl gelenkt werden. Sie können durch Kollimatoren vor der Experimentzone abgefangen werden.

$\Delta E/E > 2\%$ führen zu so großen Differenzen ihrer Dispersionsbahn mit dem Orbit, daß die Teilchen nahezu sofort eine Aperturbegrenzung treffen. Innerhalb der geraden Experimentzone ist die Dispersion unterdrückt, so daß Teilchen mit geringerer Energie keine Bahnveränderung erfahren. Solche Teilchen können über weite Strecken durch die Strahlführung weitertransportiert werden, bis sie wieder in die Beugestrecken eintreten und nun eine Aperturbegrenzung treffen.

$\Delta E/E \geq 20\%$ sind von besonderer Bedeutung, wenn sie innerhalb der Wechselwirkungszone auftreten. Da die Fokussierung in Quadrupolen energieabhängig ist, werden Teilchen mit zu

¹⁰Die Zahlenangaben gelten für die Optik des LEPI-Speicherrings.

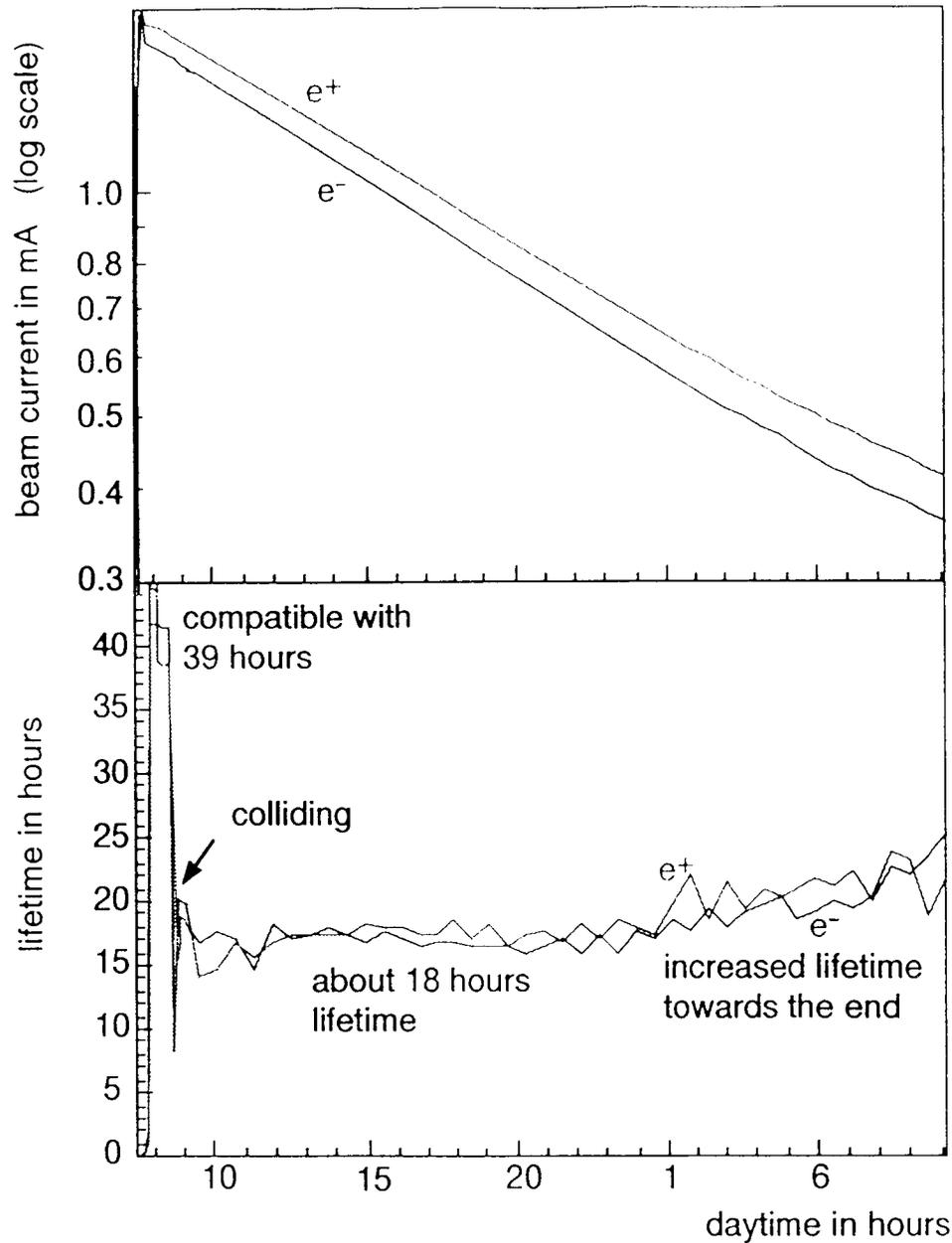


Abbildung 4: Zeitliche Abhängigkeit des Strahlstroms und Strahllebensdauer am LEP-Speicherring in Abhängigkeit von der Betriebsdauer der Füllung [34]. Stufenähnliche Abnahmen des Strahlstroms kurz nach einer Füllung entsprechen Einstellungsänderungen des Speicherringes, wodurch Teilchen aus dem Strahl entfernt werden (z.B.: Aperturkollimator-Bewegungen). Der kontinuierliche Abfall des Strahlstroms resultiert aus Strahlverlusten und Wechselwirkungen am Sollkollisionspunkt. Der Anstieg der Lebensdauer gegen Ende resultiert aus einer kleineren Strahlemittanz und damit auch Strahl-Strahl-Wechselwirkungsstärke nach dem Abschalten der Wigglermagnete. (Anh. F.4)

geringer Energie stärker gebeugt. Teilchen mit 20% Energieverlust werden insbesondere vom Experimentquadrupol nicht zum Wechselwirkungspunkt, sondern ins Experiment gelenkt¹¹.

Elektronen oder Positronen, die nicht die Sollenergie haben, zirkulieren im Ring auf anderen Bahnen oder oszillieren um die Sollbahn, während die von ihnen ausgegangene Synchrotron- oder Bremsstrahlung den Detektor direkt oder nach Streuungen innerhalb des Strahlrohrs treffen kann. Die Filterfunktion der Optik begrenzt den Strom der Strahlverlustteilchen in den Detektorakzeptanzbereich. Die Diskussion der Dispersion und des Spannungshubs der Hochfrequenz zeigt, daß die Apertur durch die Hochfrequenz oder den Durchmesser der Vakuumkammer in den Kreisbögen bestimmt werden kann. Durch die gezielte Begrenzung von minimalen und maximalen Bahnradien und Oszillationsamplituden können potentielle Strahluntergrundteilchen abgefangen werden (Aperturbegrenzung, Kap. 4).

Teilchenpropagation in den Detektor

Die Strahlverlustteilchenraten, die den Detektor treffen, können nicht analytisch angegeben werden, da die Filterfunktion für Teilchen mit Energieverlust zu komplex ist. Im folgenden sollen daher die Messungen am PETRA-Detektor [11] und Simulationen von LEP [34] [58] diskutiert werden.

Strahluntergrundteilchen-Klassifikation

Die Strahlverluste sind über den ganzen Ring verteilt und begrenzen in ihrer Gesamtheit die Strahllebensdauer [32] [33] [37].

Die Strahlverlustteilchen können auf zwei Arten klassifiziert werden, nach ihrem Entstehungsort oder nach der erzeugenden Wechselwirkung. Als Entstehungsorte von Strahluntergrundteilchen sollen nur solche betrachtet werden, die zu Treffern in den Detektor führen (Strahluntergrundteilchen).

Teilchen, die in einer Dispersionszone¹² Energie verlieren, erfahren eine horizontale Versetzung ihrer Bahn und eine Anregung ihrer Betatronamplitude (Oszillationen). Die Wahrscheinlichkeit ist hoch, daß die Teilchen das Strahlrohr treffen und aufschauern. Für große Energieverluste im Bereich der letzten beiden Dipole der Beugung reicht die spektrale Selektion nicht aus, so daß die Teilchen durch die Optik weiter transportiert werden. Selbst hohe Energieverluste innerhalb der Experimentzone führen nicht zu einer Bahnänderung, da die Dispersion unterdrückt ist. Erst innerhalb der Bögen ändert ein Teilchen mit Energieverlust sein Orbit und trifft eine Aperturbegrenzung. Teilchen, die hohe Energieverluste innerhalb der geraden Experimentzone oder der letzten beiden Dipole erlitten haben, können durch den Experimentquadrupol in den Detektor überfokussiert werden. Je näher der Energieverlustort am Wechselwirkungspunkt liegt, desto höher darf der Energieverlust sein, um trotz der Optikspektralselektion noch den Detektor zu treffen.

Nach extrem hohen Energieverlusten im Bereich des Detektors (± 20 m) werden die Reaktionsteilchen inelastischer Wechselwirkungen in den Detektor gestreut.

Trotz geringer Energieverluste können Teilchen innerhalb der Experimentzone eine so große Betatronamplitude erhalten, daß sie eine Aperturbegrenzung im Bereich des Detektors treffen. Werden Teilchen mit großen Betatronamplituden außerhalb der Experimentzone erzeugt, tragen sie nicht zum Strahluntergrund bei, da die Apertur innerhalb der geraden Experimentzone deutlich über der innerhalb der Speicherringbögen liegt.

Nicht alle Prozesse tragen entsprechend ihrem Wirkungsquerschnitt zum Strahluntergrund bei, da die Strahlführungsoptik als Filter wirkt. Eine weitere Klassifizierung unterscheidet daher nach der Art der Wechselwirkung, die das Strahlverlustteilchen erzeugt.

¹¹Die Spektrometerfunktion des Experimentquadrupols ist abhängig vom Abstand des Detektors zum Quadrupol. Die doppelt so weit wie der Hauptdetektor entfernten Kleinwinkel-Luminositätsmonitore des ALEPH-Experiments werden von Teilchen mit geringen Energieverlusten (wenige Prozent der Strahlenergie) getroffen.

¹²Ist der Fokus einer Bahnoptik von der Teilchenenergie abhängig spricht man von Dispersion. (siehe Kap. F.2,G.1)

Wechselwirkung mit dem e^+ , e^- Strahl	Schnitte	Wirkungsquerschnitt $A \cdot [\text{nb}]$	Strahluntergrundrate
Bremsstrahlung	$18 \text{ GeV} \leq E_\gamma \leq 51 \text{ GeV}$	$5,25 \cdot 10^8$	$1,62 \cdot 10^{-2}$
	$1 \text{ GeV} \leq E_\gamma \leq 51 \text{ GeV}$	$2,43 \cdot 10^9$	$1,71 \cdot 10^{-2}$
elastische Streuung	$1 \leq \theta \leq 10 \text{ mrad}$	$3,6 \cdot 10^6$	$8,31 \cdot 10^{-8}$
inelastische Streuung	$1 \leq \theta \leq 10 \text{ mrad}$	$7,46 \cdot 10^5$	$2,76 \cdot 10^{-7}$
	$10 \leq \theta \leq 25 \text{ mrad}$	$8,97 \cdot 10^2$	$4,87 \cdot 10^{-9}$
tief inelastische Str.	$Q^2 > 1 \text{ GeV}^2, W > M$	$3,27 \cdot 10^3$	$1,29 \cdot 10^{-7}$
	$Q^2 > 1 \text{ GeV}^2, W > 1,8 \text{ GeV}$	$1,73 \cdot 10^3$	$7,8 \cdot 10^{-8}$
Quasi-Photoproduktion	$0,1 \text{ GeV} \leq Q^2 \leq 1,5 \text{ GeV}^2$	$2,00 \cdot 10^4$	$2,15 \cdot 10^{-7}$
	$1,5 \text{ GeV}/2M \leq \nu \leq 51 \text{ GeV}$		

Tabelle 1: Simulierte Rate strahlinduzierter Untergrundteilchen im ALEPH Detektor [58]. Die Strahluntergrundsimulation wurde mit dem Programm TURTLE für einen Strahl mit 51,5 GeV Strahlenergie, einer Dispersion $\Delta p/p = 1\%$ und einer Kollisions-Wiederholrate von 45,5 kHz ausgeführt. Das Vakuum wurde mit $P = 3 \cdot 10^{-9}$ [Torr] in der Detektorzone, $P = 2 \cdot 10^{-10}$ [Torr] in der geraden Experimentzone und $P = 3 \cdot 10^{-9}$ [Torr] in den Bögen angenommen. Dabei wurde eine Restgaszusammensetzung bestehend aus gleichen Teilen von molekularem Wasserstoff und Kohlenmonoxid vorausgesetzt. Als Prozesse wurden Bremsstrahlung (vollständige Abschirmung), elastische Streuung von Strahlteilchen am Restgaskern, quasielastische Streuung der Strahlteilchen an den Nucleonen des Restgases, tiefinelastische Elektron-Nucleon-Streuung und Quasi-Photoproduktion betrachtet. Entsprechend der üblichen Notation [115] bei tiefinelastischen Elektron-Nucleon-Streuung bezeichnet ν die Energie des virtuellen Photons, Q die Virtualität des Photons, M die Nucleonmasse, W die invariante Masse des hadronischen Systems. Die angegebenen Raten beziehen sich bei einem Strahlstrom von 1 mA auf Elektronen, die das Experimentstrahlrohr (Durchmesser $d = 16 \text{ cm}$) über eine Länge von 2,5 m um den Wechselwirkungspunkt treffen. Bremsstrahlungspotonen werden hauptsächlich aus dem Zentrum des Strahlpaketes mit einem sehr kleinen Öffnungswinkel emittiert, so daß sie das Experimentstrahlrohr wegen der auf 40 mm geschlossenen Kollimatoren nicht treffen.

Der die Strahllebensdauer bestimmende Prozeß der Strahl-Strahl-Bremsstrahlung am Wechselwirkungspunkt trägt nicht zum Strahluntergrund bei, da die gestreuten Teilchen und das erzeugte Photon innerhalb der Vakuumkammer verbleiben und erst am Beginn der Beugung das Strahlrohr treffen.

Bremsstrahlung innerhalb der Experimentzone und der letzten 300 m der Beugung vor der Experimentzone ist der dominierende Prozeß für den Strahluntergrund und bestimmt die Strahllebensdauer eines einzelnen Strahls. Die Wirkungsquerschnitte der anderen Prozesse,

- elastische Streuung der Elektronen am Kernfeld,
- quasielastische Streuung der Elektronen an den Nucleonen des Restgases,
- tief inelastische Streuung der Elektronen an den Nucleonen des Restgases,
- sowie Quasi-Photoproduktion von Neutronen (Bremsstrahlungspotonen wechselwirken im Kernfeld)

sind um mehrere Größenordnungen kleiner. Sie tragen daher nur signifikant zum Strahluntergrund bei, wenn sie in der Nähe des Detektors ($z = \pm 20 \text{ m}$) auftreten.

Photonen der Bremsstrahlung werden nahezu ohne Öffnungswinkel hauptsächlich aus der Strahlpaketmitte in Strahlrichtung emittiert. Sie können also nur zum Strahluntergrund beitragen, wenn sie während einer Beugung (letzter Dipol) oder Fokussierung (Quadrupole der Experimentzone) emittiert werden. Keine der Simulationen berücksichtigt die Photoneutronenproduktion. Für die Strahluntergrundrate im Detektor ist der Prozeß ohne Bedeutung, einzig für den Strahlenschutz kann er wichtig sein.

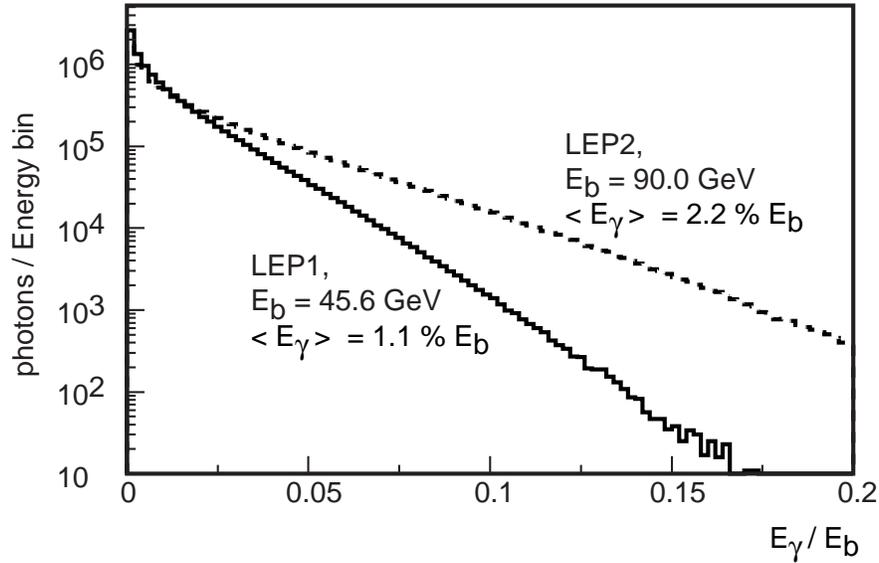


Abbildung 5: Energiespektrum von Schwarzkörper-Photonen nach inverser Comptonstreuung. [59].

Messung und Simulation der Strahlverluste

Die Strahllebensdauer des LEP-Speicherringes (Abb. 4) läßt sich mit den genannten Prozessen nicht vollständig erklären [43]. Streuungen der Teilchen an ihrem eigenen Synchrotronlicht sind theoretisch möglich, kommen aber in der Praxis selten vor [35]. Als zusätzlicher Prozeß muß aber die Streuung der Teilchen an den thermischen Photonen der Hohlraumstrahlung betrachtet werden [33]. Die inverse Compton-Streuung trägt jedoch nur unwesentlich zum Strahluntergrund bei, da der Energieverlust der Elektronen aufgrund der Streuung klein ist gegenüber der Akzeptanz der Hochfrequenz und der Apertur der Maschine. Für eine Strahlenergie $E_0 = 45,6$ GeV entspricht der Energieverlust der Elektronen $\Delta E/E = 1,1\%$, für eine Strahlenergie $E_0 = 90$ GeV $\Delta E/E = 2,2\%$ der Strahlenergie (Abb. 5) [32]. Mit einer gegebenen Energieakzeptanz von $\Delta E/E_0 = 1\%$ gehen bei 45 GeV Strahlenergie etwa 37% aller invers Compton-gestreuerten Elektronen verloren, während dies für 90 GeV Strahlenergie bereits 54% sind.

Die Analyse der Simulationsdaten [34] für die ALEPH-Experimentzone mit der aktuellen Optik (Abb. 6, 7) bestätigt die Meßergebnisse des PETRA-Speicherringes und die Simulationen der ursprünglichen LEP-Optik [58] in Bezug auf den Ursprungsort der Strahlverlustteilchen.

Während die meisten Strahlverlust-Elektronen nahezu Strahlenergie aufweisen, wenn sie verloren gehen, beträgt die mittlere Energie derjenigen Elektronen, die das Experiment treffen, $E_e = 25$ GeV. Ihr Ursprungsort, d.h. der Ort der Wechselwirkung, die letztendlich den Eintritt in den Detektor verursacht, liegt innerhalb der geraden Experimentzone. Die Differenz der Strahlverlustrate für den Bereich ± 4 m bzw. ± 9 m um den Sollwechselwirkungspunkt verdeutlicht die Wirkung des Experimentkollimators, der diese Teilchen stoppt. Elektronen, die vom Experimentkollimator gestoppt werden, haben im Mittel höhere Energien als solche, die ihn passieren.

Für Bremsstrahlungsphotonen ist die Situation umgekehrt. Sie weisen im Mittel Energien unter 1 GeV auf und treffen das Experiment nur, wenn sie innerhalb der geraden Experimentzone erzeugt wurden. Dieser Effekt erklärt sich durch die Tatsache, daß Photonen nicht durch die Optik transportiert, sondern von den Kollimatoren gestoppt werden.

Die Analyse der PETRA-Experimente für 25 GeV, die LEP-Simulation für 51 GeV sowie der Simulation und Messung für 45 GeV-Strahlenergie erklären die Herkunft der Teilchen und ihre Energie in guter Übereinstimmung. Die LEP-Simulation für 90 GeV Strahlenergie weist keine signifikant höhere Rate aus, was auch anhand der Energieabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte für

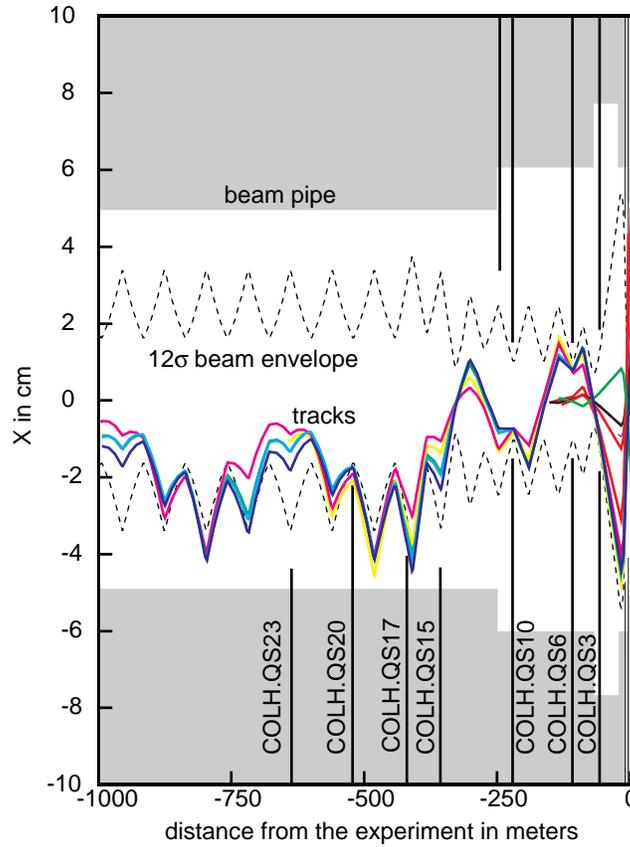


Abbildung 6: Trajektorien von Strahlverlust-Elektronen in der horizontalen Ebene [59]. Das Diagramm veranschaulicht die Bahnen von mehreren Teilchen, die das Experimentstrahlrohr treffen. Aufgetragen sind individuelle Teilchenbahnen und die Strahlhülle (12 Strahlstandardabweichungen). Das Strahlrohr ist als schattierte Fläche, die Kollimatoren sind an ihrer z-Position als Linien mit der Länge entsprechend ihrer Öffnung während Strahlkollisionen und Datennahme (Physikstellung) dargestellt. Die großen Betatronamplituden für Teilchen mit zu geringer Energie führen unweigerlich zu einer Überfokussierung in den Detektor.

die verschiedenen Wechselwirkungsprozesse und der aus ihnen folgenden Strahllebensdauer zu erwarten war. Strahlverlustteilchen werden den Detektorbetrieb bei LEP II mit 90 GeV Strahlenergie nicht mehr als bei 45 GeV beeinflussen. Die größte Unsicherheit bildet in diesem Zusammenhang die Qualität des Vakuums, da der Restdruck mit höherer Strahlenergie ansteigt. Bei höherem Restdruck skaliert die Strahlverlustrate quadratisch mit dem Strahlstrom (siehe Seite 25f).

Eine Simulation der Streuung an der Hohlraumstrahlung und die Messung zeigen in der Rate von 0,04 Teilchen pro Strahlwechselwirkung und Milliampere Strahlstrom sowie in Energie und Winkelverteilung der Strahlverluste e^+e^- gute Übereinstimmung [71]. In der Tabelle 2 sind die simulierten Raten für die ALEPH-Wechselwirkungszone und zwei Strahlenergien des LEP-Speicherringes aufgetragen.

Diskussion

Die Tabelle 3 gibt eine Simulationsabschätzung der Strahllebensdauer-Werte für den LEP I- und LEP II-Speicherring wieder [33]. Die Simulation ist in guter Übereinstimmung mit der gemessenen Strahllebensdauer für separierte Strahlen und Strahlen in Kollision (Abb. 4). Die gemessene Lebensdauer für einen einzelnen Strahl beträgt bei LEP I $\tau_{single} \sim 40$ h. Die Lebensdauer während

Strahlverlustteilchen

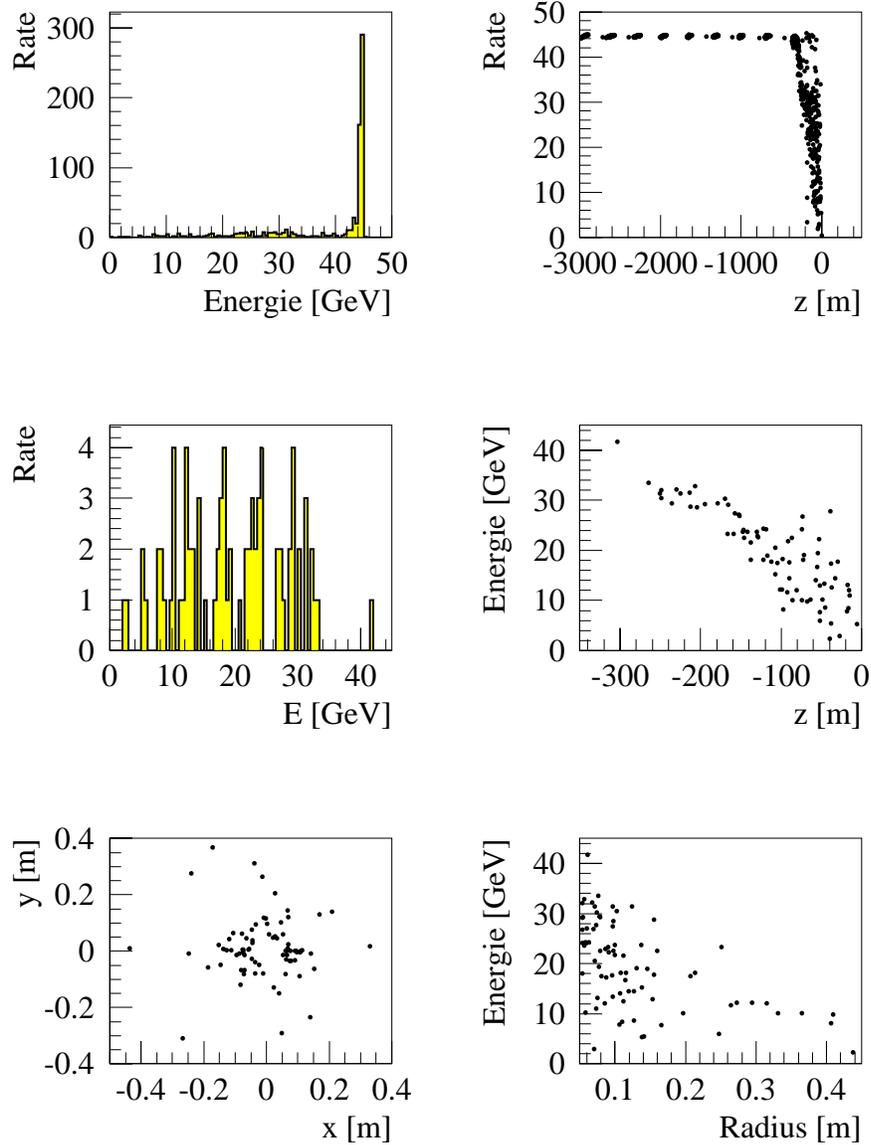


Abbildung 7: Die sechs Diagramme zeigen die in einer Simulation gewonnenen Eigenschaften aller Elektronen, die aus dem Strahl verloren gehen (oberste Zeile), sowie von Elektronen, die das Strahlrohr des ALEPH-Detektors ± 4 m um den Sollkollisionspunkt herum treffen (mittlere und untere Zeile). Aufgetragen sind die Rate gegen die Teilchenenergie, die x - y -Koordinaten derjenigen Teilchen, die das Experimentstrahlrohr passieren, am Ende der Simulation, der Ursprungsort gegen die registrierte Teilchenenergie und die Teilchenenergie gegen den Radius am Ende der Simulation. (Der zugrunde liegende LEP/SL Datensatz wurde von H. Burkhardt CERN LEP/SL zur Verfügung gestellt.)

Strahlrohr um WWP	± 9 m	± 4 m
LEPI (45 GeV)	548 e^- 52 γ	121 e^- 0 γ
LEPII (90 GeV)	415 e^- 75 γ	102 e^- 0 γ

Tabelle 2: Simulierte Raten (e^+ , e^- in Hz/mA) von Teilchen, die das Strahlrohr in der Experimentzone treffen. Die Simulation berücksichtigt die Streuung von Strahlteilchen an Hohlraumphotonen sowie alle anderen aufgeführten Wechselwirkungen außer Synchrotronstrahlung. [34].

	LEPI	LEPII
Oszillationen τ_q [h]	$10'^2$	$10'^2$
Restgas Bremsstrahlung ($P = 10^{-10}$ Torr) τ_{bs} [h]	200	200
Inverse Comptonstreuung τ_i [h]	80	42
Strahl-Strahl-Bremsstrahlung (abgeschätzt) τ_b [h]	35	11
Gesamtlebensdauer (Kollisionen) τ_{physic} [h]	18	9

Tabelle 3: Simulierte Strahllebensdauer des LEPI- und LEPII-Speicherrings. Der Begriff Oszillationen steht für Strahlverluste aufgrund von Betatron- und Synchrotronoschwingungen. (Zur Definition der Strahllebensdauer durch oben genannte Prozesse siehe Kap. F.3) [37].

Strahlkollisionen wird durch die Strahl-Strahl-Bremsstrahlung weiter begrenzt auf $\tau_{coll} \sim 18$ h. Eine viel kürzere Strahllebensdauer wurde am LEPI-Speicherring für hohe Ströme ($I > 3$ mA) während Kollisionen beobachtet. Die wahrscheinlichste Ursache ist Teilchenverlust aus einem durch Strahl-Strahl-Wechselwirkung aufgeblähten Paket. In diesem Fall folgt die Teilchenverteilung im Paket nicht mehr der Normalverteilung, sondern deutlich mehr Teilchen bevölkern die Verteilungsausläufer, insbesondere in der vertikalen Ebene. Für LEPII wird eine Strahllebensdauer größer als 15 Stunden erwartet, wobei die Verluste aufgrund der Streuung an Hohlraumphotonen überproportional beitragen. Für LEPII hängt die Lebensdauer des Strahls aber auch davon ab, ob der Speicherring an der Strahl-Strahl-Begrenzung betrieben werden kann. In diesen Fall wird eine Lebensdauer von $\tau_{phys} = 9$ h erwartet.

3.4 Synchrotronstrahlung

Synchrotronstrahlung tritt bei der Beschleunigung von geladenen Teilchen auf [42]. Im 500 m langen geraden Experimentsektor wird Synchrotronstrahlung durch die Fokussierungsablenkung in den 11 Quadrupolen pro Seite erzeugt. Die Synchrotronstrahlung an einem Speicherring hat somit zwei wesentliche Komponenten: Strahlung aus Beugedipolen und solche aus den fokussierenden Quadrupolen. Die Kreisbeschleunigung in den Bögen ist verantwortlich für den überwiegenden Anteil des Gesamtenergieverlusts, spielt jedoch aus leicht ersichtlichen geometrischen Gründen nur eine untergeordnete Rolle beim Strahluntergrund. Ausgehend von den bekannten Dipolgleichungen sollen im folgenden die Beziehungen für Quadrupole entwickelt werden.

Dipolsynchrotronstrahlung

Zur Berechnung der in die Experimentzone mit der Energie ϵ emittierten Photonen benötigt man die Ausdrücke für das Leistungsspektrum und Quantenspektrum pro Längeneinheit eines Magneten¹³. Im Folgenden bezeichnet P_γ die momentane Verlustleistung eines Elektrons mit der

¹³Eine vollständigere Diskussion findet sich in Kapitel F.2

Strahlungsgröße	Skalierung
kritische Energie ϵ_c [keV]	$\approx 2,218 \cdot E^3 \cdot \rho^{-1}$
Quantenrate $\frac{d^2 n}{dt \cdot d\epsilon}$ [/mA/sec/m]	$\approx 1,286 \cdot E \cdot \rho^{-1}$
Leistung P [kW/mA]	$\approx 8,846 \cdot 10^{-2} \cdot E^4 \cdot \rho^{-1}$

Tabelle 4: Skalierung der Dipol-Synchrotronstrahlung mit der Strahlenergie E und dem Beugeradius ρ . Die Energie ist in Einheiten von [GeV] bzw. der Beugeradius Einheiten von [m] einzusetzen.

relativistischen Geschwindigkeit γ und der Energie E_0 in einem zur Bewegungsrichtung senkrechten magnetischen Ablenkfeld mit Beugeradius ρ , e die Elementarladung, r_e den klassischen Elektronenradius. Mit der von einem Teilchenstrom I abgestrahlten Leistung pro Längeneinheit s

$$\frac{\delta P_\gamma}{\delta s} = \frac{2 r_e E_0 \gamma^4 I}{3 \rho^2 e} \quad (5)$$

ergibt sich für einen Dipol mit der kritischen Synchrotronphotonenenergie ϵ_c :

$$\text{das Leistungsspektrum zu: } \frac{\delta^2 P_\gamma}{\delta s \delta \epsilon} = \frac{\delta P_\gamma}{\delta s} \frac{S_b(\frac{\epsilon}{\epsilon_c})}{\epsilon_c} \quad (6)$$

$$\text{das Quantenspektrum zu: } \frac{\delta^2 N}{\delta s \delta \epsilon} = \frac{\delta P_\gamma}{\delta s} \frac{N_b(\frac{\epsilon}{\epsilon_c})}{\epsilon_c^2} \quad (7)$$

$$\text{mit } x = \frac{\epsilon}{\epsilon_c} \quad \text{und} \quad S_b(x) = \frac{9\sqrt{3}}{8\pi} x \int_x^\infty K_{\frac{5}{3}}(s) ds \quad \text{und} \quad N_b(x) = \frac{S_b(x)}{x} \quad (8)$$

S_b ist die universelle Synchrotronstrahlungsfunktion, $K_{\frac{5}{3}}(s)$ eine modifizierte Besselfunktion 3. Ordnung mit der Integrationsvariablen s . Die meiste Leistung wird in einem Energieband um ϵ_c abgestrahlt. Während oberhalb bzw. unterhalb ϵ_c jeweils die Hälfte des Leistungsspektrum abgestrahlt wird, werden oberhalb ϵ_c lediglich 8.9% der Gesamtanzahl der Synchrotronphotonen abgestrahlt. Die Rate der Quantenemission pro Energieintervall divergiert für niedrige Energien, aber so langsam, daß die Emissionsrate in einem endlichem Energieintervall immer noch endlich ist. Die Spektrumsfunktion verhält sich für Energien $\epsilon < \epsilon/\gamma^3$ unphysikalisch [124]. Zusammenfassend ist festzustellen, daß Synchrotronphotonen mit einer mittleren Energie von $0,32 \cdot \epsilon_c$ mit einer mittleren Rate proportional zu P_γ/ϵ_c emittiert werden. Die Anzahl abgestrahlter Photonen pro Teilchen folgt dabei einer Poissonstatistik. Die Skalierung der Synchrotronstrahlungsgrößen mit der Strahlenergie E und dem Beugeradius ρ ist in Tabelle 4 zusammengefaßt. Die Emissionsrichtung der Synchrotronstrahlung ist mit einem Öffnungswinkel von $\theta \sim 1/\gamma$ durch die relativistischen Teilchengeschwindigkeiten stark vorwärts kollimiert und zeigt in Richtung der Tangente des Elektronenstrahls. Um Strahlung in den Detektorbereich zu minimieren wird häufig die Standardmethode der Verwendung eines 10%–Feld Dipols, verglichen mit den normalen Ablenkmagneten, vor dem geraden Experimentbereich angewandt.

Quadrupolsynchrotronstrahlung

Im Gegensatz zum Dipol erfahren Teilchen im Quadrupol eine von der Abweichung zur Magnet-Längssymmetrieachse (Exkursion) abhängige Beugung, so daß zur Berechnung der Synchrotronstrahlung das ganze Strahlpaket betrachtet werden muß. Nimmt man die Verteilung der Teilchen im Paket als gaußförmig an und vernachlässigt die Exkursionsänderungen innerhalb des Magneten, so läßt sich zeigen, daß sich die von einem Paket emittierte Strahlung durch die Dipolgleichung beschreiben läßt [92]. Der Beugeradius ρ_q entspricht dabei einer Standardabweichung σ der Paketverteilung. Die Standardabweichung eines Teilchenpaketes zum Quadrupolmittelpunkt ergibt sich aus der Strahlemittanz ϵ und der Betatronfunktion $\beta(s)$ an der betrachteten Stelle im Ring.

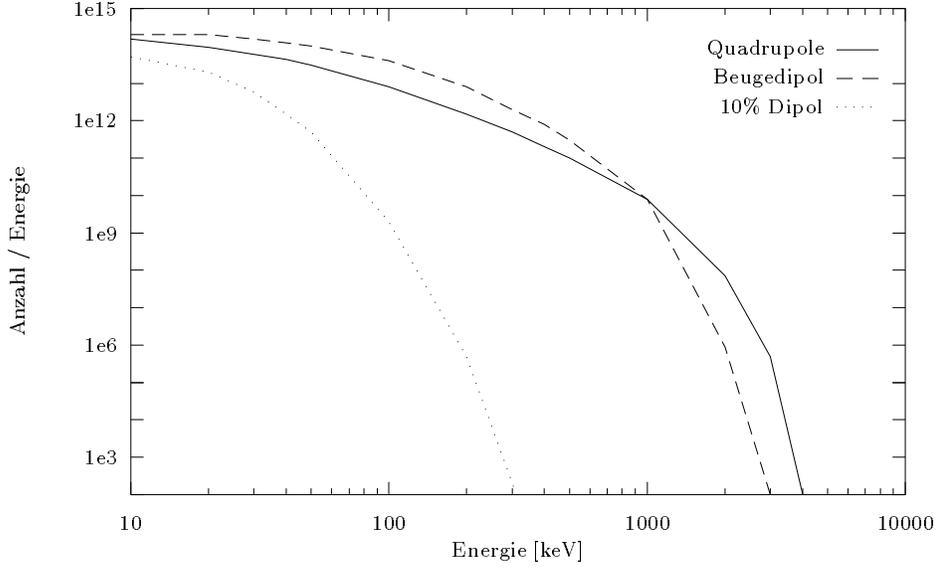


Abbildung 8: Leistungsspektrum der Dipol- bzw. Quadrupol-Synchrotronstrahlung [92].

Damit folgt für den Beugeradius an einer beliebigen Ringkoordinate s in einem Quadrupol:

$$\frac{1}{\rho_q} = k \cdot \sqrt{\epsilon \cdot \beta(s)} \quad (9)$$

Der k -Wertes ($k = \frac{E}{\epsilon c_0}$) gibt den Anteil des Spektrums oberhalb der betrachteten Energie E an. Definiert man die kritische Energie eines Quadrupols ϵ_{c_0} nach der Dipolbeziehung für eine Teilchenbahn, die einer Standardabweichung der Strahlpaketverteilung entspricht, ergeben sich, bei Substitution der Spektralfunktion S_b durch die Quadrupol-Spektralfunktion S_q

$$S_q(x) = \frac{9\sqrt{3}}{8\pi} x \int_0^{+\infty} K_{\frac{5}{3}}(s) \left[1 - \operatorname{erf} \left(\frac{x}{s\sqrt{2}} \right) \right] ds \quad \text{und} \quad N_q(x) = \frac{S_q(x)}{x} \quad (10)$$

Ausdrücke, die denen für Dipole ähnlich sind. Durch einen Vergleich der Spektralfunktionen $S_b(x)$ und $S_q(x)$ erkennt man, daß Quadrupole mehr Synchrotronstrahlung oberhalb der kritischen Energie produzieren als Dipole (Abb. 8). Warnend muß erwähnt werden, daß die Annahme keiner Exkursionsänderung innerhalb des Quadrupols nicht für die stark fokussierenden Experimentquadrupole gilt.

Die Emissionsrichtung der Quadrupolstrahlung hängt von der Exkursion und damit der Beugung innerhalb des Quadrupols ab. Die Beugung wird durch die Änderung der Betatronfunktion beschrieben. Die Strahlung wird tangential zur Teilchenflugrichtung mit dem Winkel $x' = dx/ds$ abgestrahlt. Unter der Annahme einer gaußförmigen Verteilung der Teilchen im Paket läßt sich zeigen [110], daß die Abstrahlrichtung bei einer Teilchenexkursion $x = n\sigma$ der Photonen unter dem mittleren Winkel

$$x' = \frac{1}{2} \beta' n \sqrt{\frac{\epsilon}{\beta}} = n \frac{d\sigma_x}{ds} \quad \text{mit} \quad \beta' = \frac{d\beta}{ds} \quad (11)$$

von der Quadrupolsymmetrieachse innerhalb eines von der Exkursion unabhängigen Kegels mit dem Öffnungswinkel

$$\sigma_{x'} = \sqrt{\frac{\epsilon}{\beta}} \quad (12)$$

stattfindet. Die Abhängigkeit der Quadrupolstrahlung von der Exkursion verursacht zusammen mit der Teilchenverteilung im Strahlpaket einen erheblich höheren Fluß von in der horizontalen

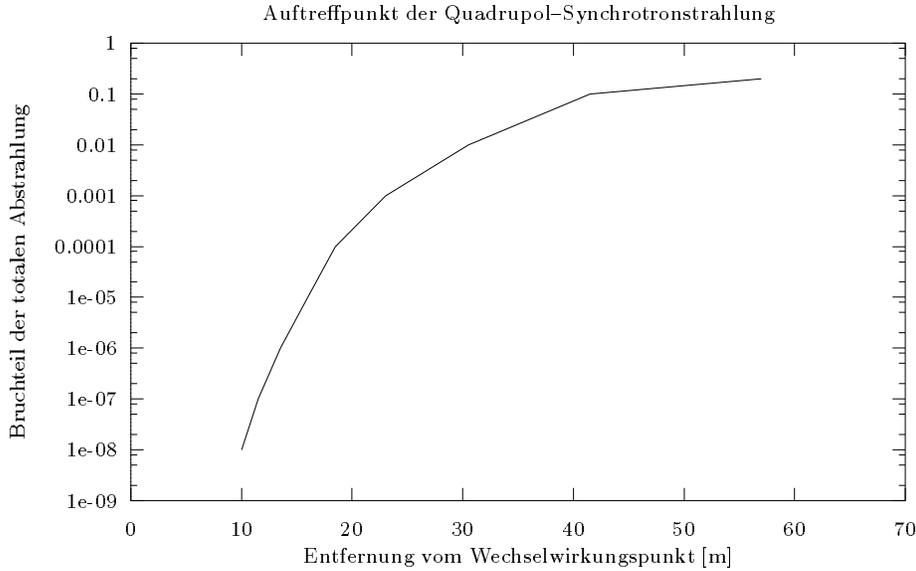


Abbildung 9: Anteil der simulierten QS1 Synchrotron-Quadrupolstrahlung gegenüber ihrem Auftreffpunkt [98].

Ebene erzeugten Synchrotronphotonen, da das Verhältnis der vertikalen zu horizontalen Emittanz $\epsilon_x/\epsilon_y \sim 25$ beträgt.

Will man die Rate von Synchrotronphotonen ermitteln, die auf ein Stück Vakuumrohr hinter der Quelle fallen, ist eine analytische Berechnung nicht praktikabel. Stattdessen verfolgt man in der Simulation ein Teilchen auf seinem Weg durch einen Quadrupol, um die Änderungen des Feldgradienten und Bahnwinkels innerhalb des Magneten zu berücksichtigen. Der geringe Öffnungswinkel der Synchrotronstrahlung und die Verengung des LEPI-Experimentzonenstrahlrohrs in 55 m Abstand vom Wechselwirkungspunkt verursacht, wie Abbildung 9 verdeutlicht, eine starke Bestrahlung dieser Stelle durch die Fokussierungsmagnete der Wechselwirkungszone.

Näherungsformel für Synchrotronstrahlung

Für Strahluntergrund-Untersuchungen interessiert die Anzahl der emittierten Synchrotronphotonen oberhalb einer Schwellenenergie E_{cut} , da nur diese in den Detektoren registriert werden kann. Der Energieschnitt löst das Problem der Ratendivergenz des Spektrums für kleine Energien und berücksichtigt die Absorption niederenergetischer Photonen durch die Vakuumkammer. Die Besselfunktionen im Leistungsspektrum und Quantenspektrum sind analytisch zu behandeln, falls man über das gesamte abgestrahlte Spektrum integriert. Differentielle Spektren sind nur über Näherungen der modifizierten Besselfunktionen zu erhalten. Integrationen der wichtigsten Beziehungen über Wellenlängenintervalle sowie tabellierte Werte der zugehörigen Integrationen der Besselfunktionen sind in [131] aufgeführt. Die dort aufgeführten kumulativen Raten und Leistungsspektren erlauben eine Abschätzung der oberhalb einer Schwellenenergie abgestrahlten Rate oder Leistung (Abb. 10). Anhand des k -Wertes ($k = \frac{E}{\epsilon_c}$) kann der Anteil eines Spektrums oberhalb der betrachteten Energie E ermittelt werden. Der Zunahmefaktor F , der von einem schwachen LEP-Beugedipol ($\rho = 30961$ m) bei einer Verdopplung der Strahlenergie von 45 GeV auf 90 GeV emittierten Rate mit einer Energie oberhalb $E_\gamma > 10$ keV, beträgt somit nicht $F = 2$ (siehe Tab.4), sondern $F \approx 12$. Der Unterschied ergibt sich aus der Tatsache, daß bei der Strahlenergie $E = 45$ GeV weniger als 5% der Photonen eine Energie größer $E_\gamma = 10$ keV aufweisen, während dies bei einer Verdopplung der Energie bereits etwa 30% sind.

Für sehr große bzw. kleine Werte von E/ϵ_c gibt Referenz [124] folgende Näherungen für die

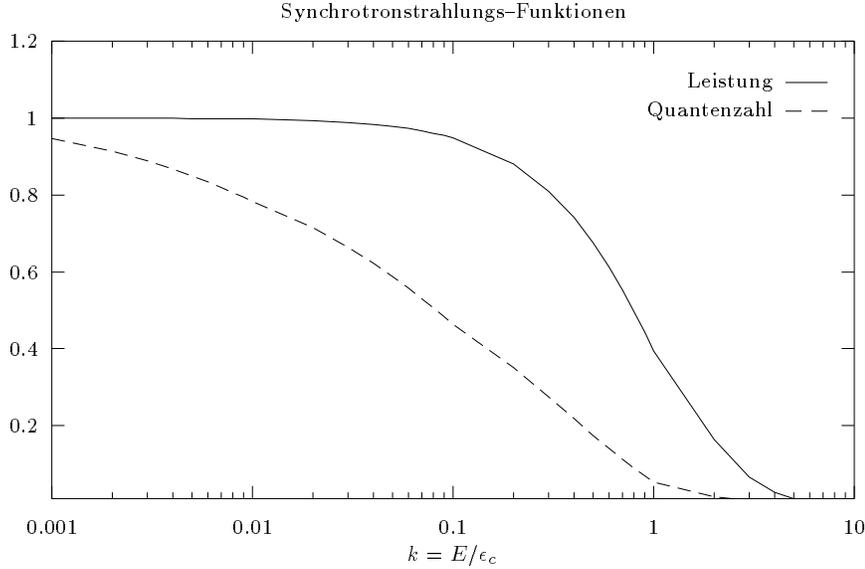


Abbildung 10: Kumulatives Synchrotronphotonen-Ratenspektrum und -Leistungsspektrum [53]. Die Spektren geben jeweils den Bruchteil des Integrals an, der oberhalb des k -Wertes liegt.

modifizierte Besselfunktion an:

$$\text{für } \frac{E}{\epsilon_c} \ll 1 \quad S\left(\frac{E}{\epsilon_c}\right) \approx 1.34 \left(\frac{E}{\epsilon_c}\right)^{1/3} \quad (13)$$

$$\text{für } \frac{E}{\epsilon_c} \gg 1 \quad S\left(\frac{E}{\epsilon_c}\right) \approx \frac{9\sqrt{3}}{8\sqrt{2\pi}} \cdot \sqrt{\frac{E}{\epsilon_c}} \cdot e^{-\frac{E}{\epsilon_c}} \quad (14)$$

Setzt man in die Beziehung für die Anzahl abgestrahlter Synchrotronphotonen $\frac{\delta^3 N_\gamma}{\delta s \delta t \delta I}$ die abgeleiteten Größen P_γ und ϵ_c sowie die Hochenergienäherung mit der Substitution E_{cut} für E ein, so erhält man eine Abschätzung der Emissionsraten oberhalb einer Schwellenenergie,

$$\frac{\delta^3 N_\gamma}{\delta s \delta t \delta I} = 4,6 \cdot 10^{16} \sqrt{\frac{E_0^5}{\rho^3 \cdot E_{cut}}} \cdot e^{(-0,45 \cdot \rho \cdot E_{cut}/E_0^3)} \quad [/(mA \text{ sec m})]. \quad (15)$$

Die Strahlenergie E_0 ist hier in Einheiten [GeV], die Schwellenenergie E_{cut} der Photonen in Einheiten [keV] angegeben. ρ bezeichnet den Beugeradius. Für Quadrupole mit Teilchenexkursion¹⁴ x ist er definiert als $\rho = 1/kx$. Die Abweichung der Abschätzung vom korrekten Wert kann in einem ungünstigen Fall bis zu einem Faktor zwei betragen.

Mit dieser einfachen Formel können Abschätzungen vorgenommen werden. Mit den Parametern des LEP-Speicherringes ergibt sich: Der Photonenfluß aus dem supraleitenden QS0-Quadrupols steigt um den Faktor 3 bei einer Erhöhung der Strahlenergie von 45 GeV auf 70 GeV bzw. um einen Faktor 6 bei einer Verdopplung von 45 GeV auf 90 GeV. Seine kritische Energie nimmt gar um den Faktor 8 zu! Die in Abbildung 12 aufgetragene Abhängigkeit der Synchrotronphotonenraten von der Teilchenverteilung im Strahlpaket macht deutlich, daß selbst Teilchen auf Bahnen mit fünf Standardabweichungen signifikant zum Spektrum beitragen, wenn man bedenkt, daß die kritische Energie gegenüber der 1σ Bahn um den Faktor 5 zunimmt. Ungenauigkeiten in der Beschreibung der Teilchenverteilung im Strahlpaket könnten somit zu großen Fehlern im Gesamtspektrum führen.

¹⁴Die Strahlausdehnung ist in der horizontalen Ebene um den Faktor 25 größer als in der vertikalen Ebene. Ohne die vorgenommene Vernachlässigung der vertikalen Ebene lautet der Quadrupolbeugeradius $1/\rho = k \cdot \sqrt{x^2 + y^2}$.

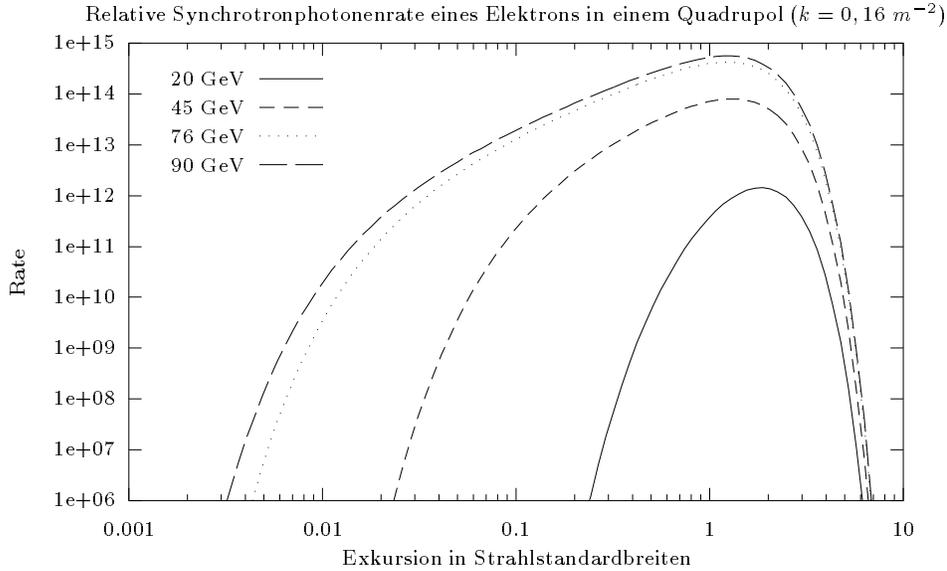


Abbildung 11: Größenordnung der Rate der Quadrupol-Synchrotronstrahlung (QS0) oberhalb einer Photonenenergie von 10 keV in der horizontalen Ebene (Gl. 15) aufgetragen gegen die Exkursion im Quadrupol in Einheiten der Strahlstandardbreite. Die Quadrupolstärke ist mit $k_{QS0} = 0,16 \text{ m}^{-2}$ angenommen worden. Bei einer horizontalen Standardabweichung der Strahlbreite im Quadrupol von $\sigma \sim 10^{-3} \text{ m}$ beträgt der Beugeradius ρ [m] für ein Elektron auf einer Bahn mit Abstand $x = 3\sigma$ zur Symmetrieachse $\rho = \frac{1}{k_x} \approx 2 \cdot 10^3 \text{ m}$.

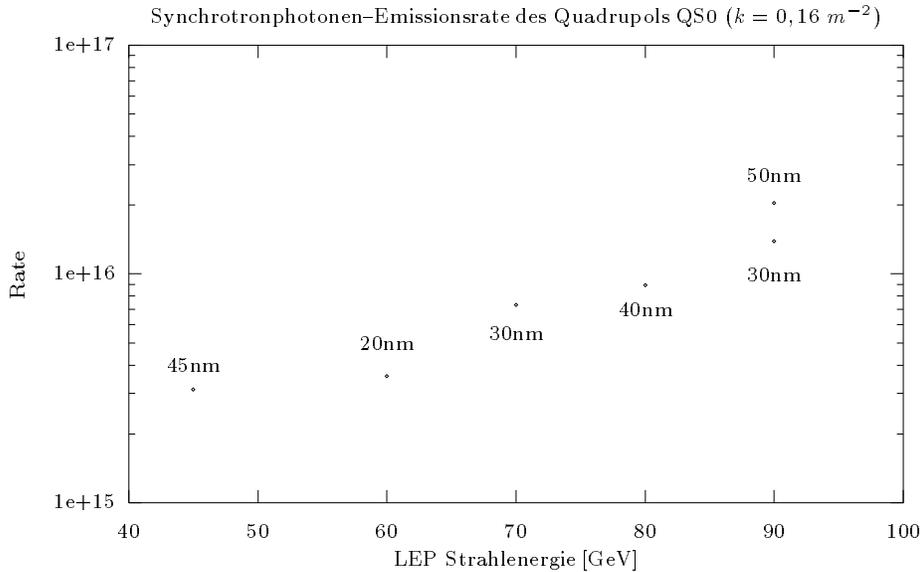


Abbildung 12: Quadrupolstrahlung in Abhängigkeit von der Emittanz und der Strahlenergie. Die Emittanzen sind Abbildung 106 entnommen.

Dies bedeutet, daß ohne die Ablendung von Kollimatoren $5 \cdot 10^{11}$ Photonen [sec /mA] das Experimentstrahlrohr treffen würden.

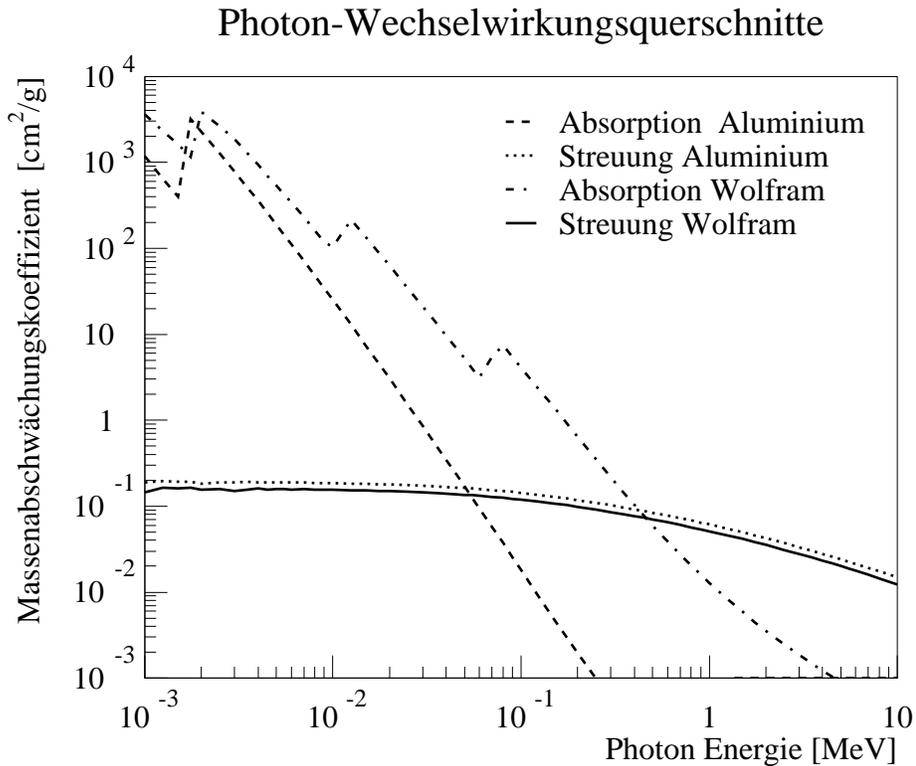


Abbildung 13: Massenabschwächungskoeffizienten für Wechselwirkungen von Photonen mit Aluminium (Experimentstrahlrohr) und Wolfram (Kollimator).

Synchrotronstrahlungs-Propagation in die Experimentdetektoren

Wie die Diskussion der Synchrotronstrahlung zeigt, liegt der Mittelwert der Photonenenergie für eine Strahlenergie von 45 GeV zwischen 30 keV und 300 keV. Abbildung 13 zeigt, daß in diesem Energiebereich Photonen durch den Photoeffekt an der Vakuumkammer absorbiert oder durch Compton- und Rayleigh-Wechselwirkung gestreut werden. Niederenergetische Photonen ($E_\gamma < 10$ keV) werden üblicherweise über den Photoeffekt von der Vakuumkammer absorbiert, was den Schnitt in der Ratenbeziehung für Quadrupole rechtfertigt. Die außerhalb der Vakuumkammer angebrachten Detektoren trifft demnach keine niederenergetische Strahlung. Synchrotronphotonen mit Energien größer 10 keV treffen die wenige Zentimeter durchmessende Vakuumkammer unterhalb der Detektoren unter kleinen Winkeln, die typischerweise wenige Milliradian betragen (Gl. 11). Die Detektoren mit einem auf den Sollwechselwirkungspunkt der Teilchenstrahlen konzipierten Sichtwinkel sind üblicherweise nach außen stark gegen Strahlung abgeschirmt, so daß Photonen, um die auf Radien von mehreren Dezimetern angebrachten empfindlichen Bereiche der Detektoren zu treffen, unter großen Winkeln in der Vakuumkammer unterhalb des Detektors gestreut werden müssen. Die, um Vielfachstreuung der Wechselwirkungsprodukte von Teilchenkollisionen zu unterdrücken, gewählten leichten Materialien und geringen Wandstärken der Vakuumkammern unterhalb der Detektoren begünstigen in gewissem Maße die Streuung und Transmission von Synchrotronphotonen in diesem Bereich.

Für höherenergetische Photonen gilt, daß zur Ermittlung des Strahluntergrunds nicht nur die Synchrotronstrahlungsquelle betrachtet werden muß, sondern auch Rückstreuungen an Elementen des Vakuumsystems berücksichtigt werden müssen. So können z.B. Synchrotronphotonen, die von der Quelle kommend den Detektorbereich innerhalb der Vakuumkammer passiert haben, aufgrund ihres Öffnungswinkels gegenüber dem Vakuumkammermittelpunkt Elemente der Vakuumkammer treffen und in den Detektorbereich rückgestreut werden. Für den LEP-Speicherring ergibt sich zudem aus der Vakuumkammergeometrie und den Quadrupolstärken der ‘low beta insertion’ eine Besonderheit. Im Bereich der Vakuumkammer mit der pro Längeneinheit größten Anzahl auftretender Photonen (Abb. 9) befindet sich eine Verengung mit Flächen senkrecht zur Einfallrichtung der Synchrotronphotonen (Abb. 19).

Die Rückstreurrate N_{back} in den Detektorbereich (Raumwinkel $\Delta\Omega$) hängt von den Materialkonstanten der Vakuumkammer sowie der Photonenenergie ab und nimmt mit höheren Energien zu. Tragen lediglich Absorption und Streuung als Wechselwirkungen zum Wirkungsquerschnitt bei, kann folgendermaßen abgeschätzt werden:

$$N_{back} = N_0 \cdot \frac{\Delta\Omega}{4\pi} \cdot \frac{\mu_{scat}}{\mu_{abs} + \mu_{scat}} \quad (16)$$

Dabei bezeichnet N_0 die Gesamtanzahl der auftreffenden Photonen sowie μ_{scat} die Streu- und μ_{abs} den Absorptionsmassenabschwächungskoeffizienten des Streuers (Abb. 13). Die starke Abhängigkeit des Photoeffekts von der Massenzahl des Absorbers erlaubt es, durch geschickte Materialwahl den Fluß rückgestreuter Photonen zu minimieren. Wird Wolfram statt Aluminium als Absorber eingesetzt, ergibt sich eine zusätzliche Reduktion um den Faktor 10 bis 100. Am Beispiel eines Wolframabsorbers muß aber auf eine sich mit der größeren Massenzahl zusätzlich ergebende Schwierigkeit hingewiesen werden. Statt zu einer totalen Absorption kommt es nach einem Photoeffekt zur Emission von Fluoreszenzphotonen mit nun so hoher Energie ($k_{\alpha}^T \sim 60$ keV), daß diese ihrerseits das Vakuumrohr durchdringen und Detektoren treffen können. Als Maß für die Absorbereigenschaft soll daher eine neue Größe eingeführt werden, die im folgenden als Photonalbedo bezeichnet wird. Die Photonalbedo A_{γ} ist der Quotient der Summe aller Wirkungsquerschnitte der Wechselwirkungen, die zum Weitertransport von Photonen beitragen gegenüber dem Gesamtwechselwirkungsquerschnitt.

$$A_{\gamma} = \frac{1}{2} \cdot (1 - e^{-2\mu l}) \cdot \frac{\sigma_C + \sigma_R + \sigma_F}{\sigma_t} \quad (17)$$

Als Wechselwirkungen werden der Streuanteil der Comptonstreuung an gebundenen Elektronen σ_C^S , Rayleighstreuung σ_R sowie Photoeffekt mit anschließender Emission eines Fluoreszenzphotons betrachtet.¹⁵ Der Wirkungsquerschnitt σ_F ist das Produkt des Photoeffekt-Wechselwirkungsquerschnitt und der Wahrscheinlichkeit einer Fluoreszenzphotonenemission. Für Comptonstreuung kann im betrachteten Synchrotronphotonen-Energiebereich in guter Näherung angenommen werden, daß die Photonstreuung isotrop stattfindet [56]. Der Faktor 2 im Nenner ergibt sich durch den halben Raumwinkelanteil, in den gestreut werden muß, um den Detektor zu treffen. Der exponentielle Term in Gleichung 17 berücksichtigt die Abschwächung im Streuer und die Transmission. Der Abschwächungskoeffizient μ berechnet sich aus dem totalen Photonen-Wechselwirkungsquerschnitt. Die Absorberlänge $l = d/\sin(\alpha)$ ist das Verhältnis von Materialdicke d und dem Sinus des Einfallswinkels α . Die Forderung einer effektiven Absorption durch Photoeffekt und der Absorption der nachfolgend emittierten Fluoreszenzphotonen verlangt es, das Absorbermaterial mit mehreren dünnen Schichten zu ummanteln, wobei die Massenzahl der Mantelschichten nach außen abnimmt¹⁶. Im Kern produzierte Fluoreszenzphotonen werden über Photoeffekte und nachfolgende Fluoreszenzphotonen in den Mantelmaterialien nach und nach in ihrer Energie reduziert und absorbiert.

¹⁵In der Notation von Strom und Israel [128] lauten die Wechselwirkungsquerschnitte: $\sigma_C^S = INCOH - INCOH A$, $\sigma_R = COH$, $\sigma_F = TOT H - TOT A$, $\sigma_t = TOT$

¹⁶In der englischen Literatur häufig ‘coating’ genannt. Die Standardmethode besteht in Schichten von Silber und Kupfer auf Wolframkernen.

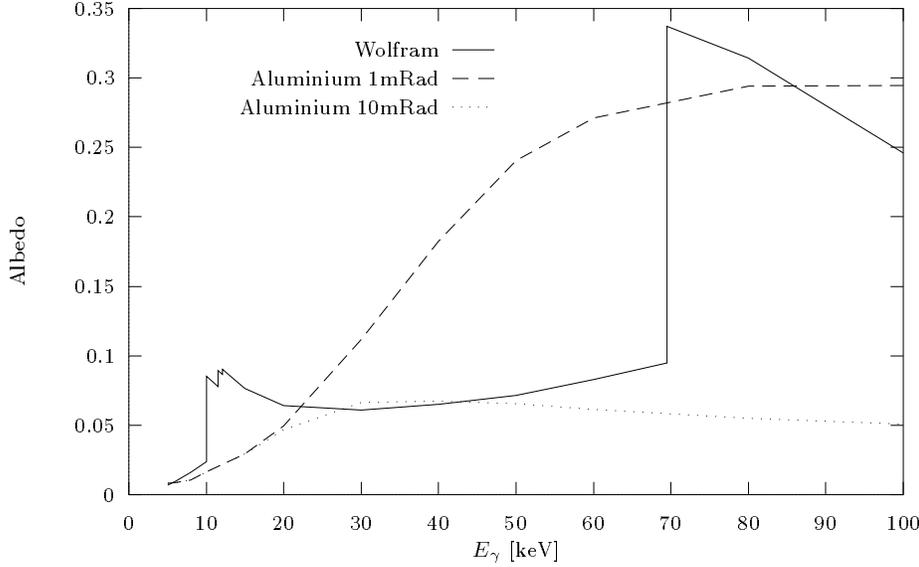


Abbildung 14: Photonenalbedo A_γ eines dicken Wolframabsorbers und eines Aluminiumstrahlrohrs unter Einfallswinkeln von 1 mrad und 10 mrad. Die Wirkungsquerschnitte und Fluoreszenzwahrscheinlichkeiten sind den Tabellen in Referenz [128] entnommen.

Die Gesamtreduktion der einfallenden Synchrotronstrahlung ist eine Funktion der Energie bzw. der Materialkonstanten und des Öffnungswinkels $\Delta\Omega$, unter dem das Zielobjekt gesehen wird.

$$\Delta\Omega = \frac{1}{2}(\cos(\theta_1) - \cos(\theta_2)) \quad (18)$$

$$\text{mit } \tan(\theta_1) = \frac{R_{Rohr}}{z_{Streuer} - L_{Strahlrohr}} \quad (19)$$

$$\text{und } \tan(\theta_2) = \frac{R_{Rohr}}{z_{Streuer} + L_{Strahlrohr}} \quad (20)$$

Das Verhältnis von Absorption zu Streuung und der kleine Öffnungswinkel¹⁷ Streuer-Ziel von 1 mrad \times 1 mrad führt zu einem Reduktionsfaktor von 10^{-6} bis 10^{-9} pro Streuung.

Aufgrund des hohen Flusses, der geringen Energien und der kleinen Einfallswinkel der Synchrotronstrahlung auf die Vakuumkammer muß neben der Rayleigh- und Comptonstreuung auch die Totalreflexion als möglicher Streuprozess in Betracht gezogen werden. Weiche Photonen verhalten sich bei streifendem Einfall¹⁸ auf Metalloberflächen wie Licht, das auf einen Spiegel fällt. Sie dringen nicht mehr ins Metall ein, sondern werden ohne Intensitätsverlust reflektiert [27]. Die Reflexion von Röntgenstrahlung an ideal glatten Oberflächen kann durch die Maxwell-Gleichungen für den Übergang zwischen zwei Medien mit verschiedenen Reflektionskoeffizienten beschrieben werden. Photonen mit Einfallswinkeln kleiner als der kritische Winkel werden ohne Intensitätsverlust reflektiert, während die Intensität für größere Einfallswinkel stark geschwächt wird. Für Materialien mit kleinem Z kann der kritische Winkel (Abb. 15) durch $\theta_c \cdot E$ [keV] = 33 [keV mrad] genähert werden. Die Bedeutung der Totalreflexion zeigt sich bei der Betrachtung der Reduktion des ausfallenden im Vergleich zum einfallenden Photonenfluß. Während Comptonstreuung, wie oben diskutiert, den Fluß um einige Zehnerpotenzen reduziert, findet bei der Totalreflexion nahezu keine

¹⁷ Im LEPI-Speicherring gilt für Rückstreuungen auf das Experimentstrahlrohr ($L_{Strahlrohr} = 5,4$ m, $R_{Rohr} = 51$ mm): 1) Vom Experimentkollimator $z_{Streuer} = 8,5$ m ergibt sich ein Raumwinkel von $\Delta\Omega/4\pi = 49,5 \cdot 10^{-6}$ str 2). Von der Strahlrohrverengung $z_{Streuer} = 55$ m ergibt sich ein Raumwinkel von $\Delta\Omega/4\pi = 0,16 \cdot 10^{-6}$ str.

¹⁸ Die Totalreflexion von Synchrotronstrahlung an Metalloberflächen darf nicht mit der Streuung an Kristallgittern (Bragg-Reflexion) verwechselt werden.

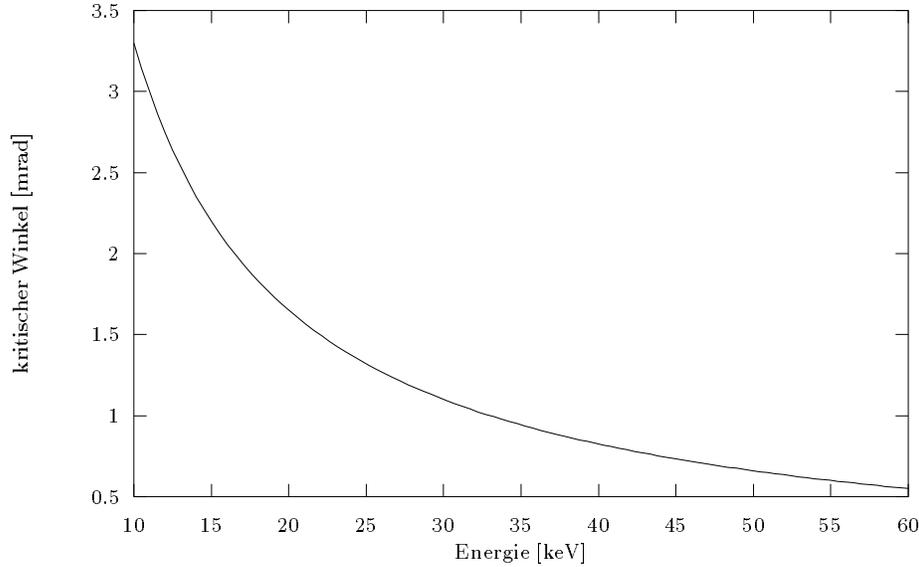


Abbildung 15: Kritischer Winkel der Totalreflexion in Abhängigkeit von der Photonenergie in einer Approximation für Materialien mit kleiner Atomzahl. [27].

Reduktion statt. Statt dessen wird ein niederenergetisches Frequenzband ($E_\gamma \approx 10 - 50 \text{ keV}$, siehe Abb. 15) aus dem Spektrum herausgeschnitten. Über die Totalreflexion können somit große Flüsse niederenergetischer Photonen in den Detektorbereich transportiert werden.

3.5 Skalierung der Strahluntergrund erzeugenden Wechselwirkungen

Sowohl die Rate von Strahluntergrundteilchen als auch die Rate von Synchrotronphotonen hängt in erster Näherung linear vom Strahlstrom ab. Lineare Ratenabhängigkeiten bestehen zudem vom Restdruck und von den Orbitfunktionen. Die Orbitfunktionen des Speicherrings werden während des Betriebs verändert, um die Luminosität zu maximieren, so daß auch eine indirekte Strahluntergrundratenabhängigkeit von der Luminosität besteht.

Diskussion der Vakuumabhängigkeit

Die Rate der Strahl–Restgas–Wechselwirkungen ist eine lineare Funktion des Restgasdrucks. Der Restgasdruck stellt sich durch eine Gleichgewichtssituation der thermischen Gasdesorption von den Kammerwänden mit der Pumpleistung ein. Synchrotronstrahlung heizt nicht nur die Kammerwände auf, sondern führt auch direkt zu Gasdesorption. Die Anzahl der Moleküle, die pro cm^2 Strahlrohrwand und Sekunde beim Ausgasungsprozess freigesetzt werden, ist eine lineare Funktion der sie verursachenden Synchrotronstrahlungsleistung, die ihrerseits eine lineare Funktion des Strahlstroms ist. Damit ist der Restgasdruck nicht stabil, sondern hängt von der abgestrahlten Synchrotronleistung und der Vakuumpumpleistung ab. Die Propagationsmechanismen in den Detektor ändern sich nicht, da sowohl die differentiellen Energiespektren der Synchrotronstrahlung als auch die Impulsspektren der Endzustandsteilchen aus Restgaswechselwirkungen keine Abhängigkeit vom Strahlstrom aufweisen. Die im Detektor auftretende Rate von Untergrundeignissen resultierend aus Strahl–Restgas–Wechselwirkungen kann durch eine quadratische Funktion des Strahlstroms genähert werden.

$$\frac{dN}{dt} \sim I \cdot P \sim I^2 \quad (21)$$

Diese Abhängigkeit wurde bereits 1966 gemessen und ist auf alle e^+e^- Speicherringe übertragbar

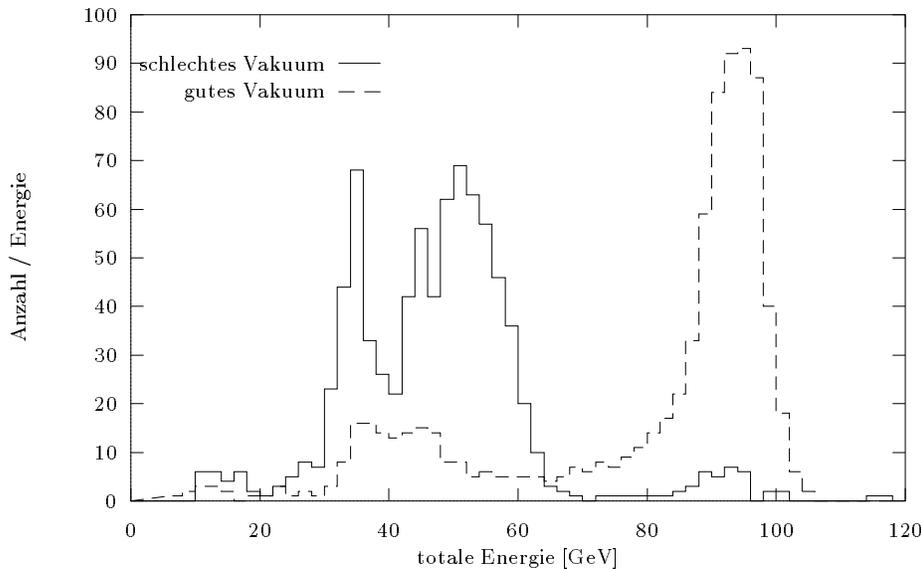


Abbildung 16: Die beiden Energiespektren im Luminositätsmonitor SICAL unterscheiden sich deutlich in der Rate des Strahluntergrunds, bestehend aus Strahlverlust-Elektronen. Das Maximum der Ratenverteilungen bei der vollen Schwerpunktsenergie von 90 GeV entspricht Bhabha-Elektronen, während das Maximum bei 50 GeV Strahlverlust-Elektronen entspricht. Die Spektren wurden kurz vor und nach Arbeiten am Strahlrohr der Experimentzone aufgenommen, die mit einem Vakuumverlust verbunden waren.

[7]. Die quadratische Abhängigkeit der Strahl-Restgas-Wechselwirkungen vom Strahlstrom im Fall von Ausgasung erlaubt diese Vakuumverschlechterung vom Druckanstieg durch Lecks oder ausgefallene Pumpen zu trennen. Im Falle eines Lecks stellt sich durch das permanente Auspumpen lokal ein Gleichgewicht ein, wenn auch mit höherem Druck. Die Untergrundrate aus Strahlverlusten hängt dann lediglich linear vom Strahlstrom ab, da der Druckanstieg aufgrund der Ausgasung nun vernachlässigt werden kann.

Diskussion der Optikabhängigkeit

Die Wahl der Betatronfunktion bzw. Fokussierungsstärke hat sowohl Einfluß auf die Erzeugung von Synchrotronstrahlung als auch auf die Strahlverluste.

Gerät die Aperturbegrenzung einer Maschine durch zu große Betatronamplituden in die Nähe eines Detektors wird er durch Strahlteilchen getroffen. Eine künstliche Begrenzung der Apertur auf Werte kleiner als die in der Nähe des Wechselwirkungspunkts verringert hier die Untergrundrate aber auch die Strahllebensdauer.

In Quadrupolen ist die Synchrotronstrahlungsleistung und -rate von der Exkursion abhängig. Es findet sich eine Quadratwurzelabhängigkeit der Emissionsrate des Synchrotronstrahluntergrunds von der Betatronfunktion (Kap. 3.4). Die Separation von Strahlen aus Teilchen und Antiteilchen zur Vermeidung von Kollisionen außerhalb der eigentlichen Wechselwirkungszone verursacht ein Orbit, das nicht zentrisch durch Quadrupole führt. Derartige Separationen werden durch die elektrostatische Wechselwirkung von Kondensatorplatten mit dem Teilchenstrahl erreicht. Die tatsächliche Exkursion im Quadrupol ist die Summe der Betatronablenkung und Separation¹⁹.

¹⁹Bei Verwendung einer 'normalen' 90/60° LEPI-Strahloptik wird 72% der Gesamtrate ($\sim 5,4 \cdot 10^{15}$ [/sec /mA]) von den Quadrupolen QS0 und QS1 emittiert [80]. Bei Verwendung einer nahezu identischen Optik aber mit einer Extraseparation der Strahlen von bis zu 10 mm in der Experimentzone zwischen den Quadrupolen QS3 und QS4 (bunch train optic) [93] wird wegen des nicht zentrischen Orbits 70% der Gesamtrate ($\sim 2,1 \cdot 10^{16}$ [/sec /mA]) von den Quadrupolen QS3 und QS4 bzw. 19% von den Quadrupolen QS0 und QS1 emittiert. Bei Verwendung der 'normalen' 90/60°-LEPII-Strahloptik wird 77% der Gesamtrate ($\sim 2 \cdot 10^{16}$ [/sec /mA]) von den Quadrupolen QS0 und QS1 und etwas weniger als 10% von den Quadrupolen QS3 und QS4 emittiert [68]. Alle anderen Quadrupole

Wechselwirkung mit dem e^+ , e^- Strahl	resultierende Teilchenart	Skalierung (Rate)	typische Energie
Synchrotronstrahlung Dipole	γ	E_0, I	LEPI=35-70 keV LEPII=120-200 keV
Synchrotronstrahlung Quadrupole	γ	E_0, I $\sqrt{(\epsilon)}$	LEPI=30 keV LEPII=200 keV
Bremsstrahlung am Restgas und als Folgeprodukt der Reaktionen harter Bremsstrahlungsphotonen	e^+e^-, γ Nukleonen, e^+e^- , Myonen etc.	$\log(E_0)$, I, P	LEPI=25 GeV, LEPII=55 GeV
tief inelastische Streuung am Restgas	Hadronen, Kernfragmente	$\log(E_0)$, I, P	
Streuung an Hohlraumstrahlung	e^+e^-	I, T	LEPI = 1 % E_0 LEPII = 2 % E_0

Tabelle 5: Skalierung der Ratenabhängigkeiten der Strahluntergrund erzeugenden Wechselwirkungen in Abhängigkeit von der Strahlenergie E_0 , dem Strahlstrom I , dem Vakuumkammerdruck P und der Vakuumkammertemperatur T . LEPI (45 GeV Strahlenergie) bzw. LEPII (90 GeV Strahlenergie) bezeichnen die Ausbaustufen des LEP-Beschleunigers.

Eine besondere Abhängigkeit des Synchrotronstrahluntergrunds vom Teilchenorbit ergibt sich durch den geringen Emissionsöffnungswinkel. Die Richtung des Hauptstrahls entspricht einer Tangente an die Teilchenbahn. Insbesondere die Fokussierungsquadrupole der Experimentzone dürfen keine Teilchenablenkungen aufweisen, deren Tangente direkt auf das Experimentstrahlrohr weist. Idealerweise weisen alle Emissionsstrahlen durch die Aperturbegrenzungen der Experimentzone in die nächste Beschleunigerbiegung. Diese offensichtliche Forderung gestaltet das Design von Wechselwirkungspunkten, an denen die Teilchenstrahlen unter einem Winkel kollidieren, um die Luminosität zu erhöhen oder die Strahlen vor und nach der Kollision zu separieren, schwierig.

Durch das Bestreben, die Luminosität mit einem Betrieb des Beschleunigers an der Strahl-Strahl-Wechselwirkungsbegrenzung zu maximieren, hat die künstliche Erhöhung der Strahlemittanz auch einen Einfluß auf die Strahluntergrundrate. Die Emissionsrate von Synchrotronstrahlung in Quadrupolen skaliert annähernd mit der Quadratwurzel der Strahlemittanz. Über die Gasdesorption durch Synchrotronstrahlung hat die Emittanzänderung auch Einfluß auf die Strahlverlustrate.

Nicht unerwähnt bleiben darf, daß die Verteilung der Teilchen in einem Paket eine wichtige Rolle spielt. Insbesondere in Bezug auf die begrenzte Strahllebensdauer durch Coulombstreuung [145] wurde festgestellt, daß außerhalb fünf Standardbreiten die Teilchenverteilung im Strahl nicht mehr durch eine Normalverteilung beschrieben werden kann. Die Experimente legen den Schluß nahe, daß mehr Teilchen diesen Bereich bevölkern als es einer Normalverteilung entsprechen würde. Wie diskutiert, erhöht dies insbesondere den Beitrag von harten Synchrotronphotonen.

Diskussion der Strahlenergieabhängigkeit

Die theoretischen Wirkungsquerschnitte für die Strahlverlustteilchen erzeugenden Prozesse skalieren schwach mit der Strahlenergie. Für die Synchrotronstrahlungsrate findet man einen linearen Zusammenhang.

Diese Aussagen müssen aber insofern relativiert werden, als niemals nur die Energie eines Beschleunigers erhöht wird. Einher mit der Energieerhöhung geht eine Anpassung der Optik und eine Änderung der Betatronfunktion sowie der natürlichen Emittanz. Die Energieskalierung der Emis-

(QS5-11) tragen je zwischen 1% und 3% zur Gesamtrate bei.

sionsrate von Synchrotronphotonen ist damit eine komplizierte Funktion des Beschleunigerlayouts. Mit einer Strahlenergieänderung ändert sich das Energiespektrum der Synchrotronphotonen, so daß sich auch die Propagationsmechanismen und Detektoreffizienzen ändern.

3.5.1 Schlußfolgerungen

Die Übersicht in der Tabelle 5 macht deutlich, daß Strahlverlust–Elektronen und Bremsstrahlungsphotonen neben der Synchrotronstrahlung der zweitwichtigste Prozeß für den Strahluntergrund in den Experimentdetektoren sind, während die Strahllebensdauer durch die Strahlkollisionen bzw. Streuungen an Photonen der Schwarzkörperstrahlung begrenzt ist. Für die Untersuchung der Skalierung des Strahluntergrunds mit der Strahlenergie können die letztgenannten Prozesse vernachlässigt werden, solange sichergestellt ist, daß die Vakuumbedingungen und die Energieakzeptanz für LEPI und LEPII identisch sind. Die existierenden Simulationsprogramme zeigen eine gute Übereinstimmung sowohl der Rate als auch der Impuls- und Ortsverteilung von Strahlverlustteilchen, die in LEP–Detektoren registriert werden [71]. Die Simulation für LEPII [34] zeigt eine nahezu gleiche Untergrundrate resultierend aus Strahlverlustteilchen wie für LEPI.

Der den Strahluntergrund bei LEPI dominierende Prozeß, die Synchrotronstrahlung, weist das größte Erhöhungspotential auf. Zudem sind die Vorhersageunsicherheiten besonders groß, da die Änderung der Propagationsmechanismen und Detektoreffizienzen analytisch nicht abgeschätzt werden kann. Diese Arbeit konzentriert sich daher im folgenden auf die Messung und Analyse der Ratenänderung der Synchrotronstrahlung bei Erhöhung der LEP–Strahlenergie von 45 GeV auf 90 GeV.

4 Strahluntergrund–Unterdrückung

Die im vorangegangenen Kapitel beschriebenen Maßnahmen zur Vermeidung der Erzeugung von potentielltem Strahluntergrund reichen meist nicht aus, um Detektoren hinreichend zu schützen. Da sich sowohl die Trajektorien von Strahlverlustteilchen als auch die von Synchrotronstrahlung nicht mit den Bahnen von Strahlteilchen überschneiden, wird schon beim Beschleunigerdesign versucht, Absorptionsmaterial geschickt zu plazieren, so daß es den Strahluntergrund filtert, aber den Teilchenstrahl unbeeinflusst läßt.

Mögliche Strahlverlustteilchen werden so früh wie möglich aus dem Strahl gefiltert, bevor sie nach mehreren Umläufen innerhalb der Experimentzone verloren gehen könnten. Dazu wird die Apertur des gesamten Speicherrings um mehrere Strahlstandardbreiten größer gewählt als zur Erzielung der gewünschten Strahllebensdauer nötig. Eine künstlich erzeugte Aperturbegrenzung weit entfernt vom Wechselwirkungspunkt reduziert die Strahlgröße, so daß kein Teilchen in der Wechselwirkungszone das Strahlrohr als Aperturbegrenzung trifft.

Synchrotronstrahlung tritt aufgrund der gewollten Bahnbeugung und Fokussierung verteilt über den ganzen Ring auf, trifft aber aufgrund ihrer tangentialen Emissionsrichtung nahe der Quelle die Vakuumkammer. Die Diskussion der Propagation von Synchrotronstrahlung in die Detektoren (Kap. 3.3) hat gezeigt, daß Photonen, welche den Detektor treffen, mit großer Wahrscheinlichkeit im Strahlrohr innerhalb des Detektors gestreut wurden ($z = \pm 2,7$ m). Will man den Synchrotronstrahlungsuntergrund reduzieren, muß man demnach verhindern, daß Photonen das Experimentstrahlrohr treffen. Dazu kann die Richtung von Synchrotronstrahlung so gewählt werden, daß sie durch das Experimentstrahlrohr hindurch zeigt. Zwei Techniken finden sich:

1. Eine S- oder V-förmige Bahnführung am Wechselwirkungspunkt läßt die Strahlung auf eine Vakuumkammerwandung vor dem Wechselwirkungspunkt fallen. Bei dieser Technik müssen zusätzlich Blenden die Ringaußenseite des Experimentstrahlrohr beschatten. Diese Technik findet meist Anwendung, wenn die kollidierenden Strahlen unterschiedliche Energie aufweisen oder nicht aus Spiegeltteilchen bestehen [149] [8].
2. Im Falle gerader Wechselwirkungszone wird versucht, Strahlung, die auf das Experimentstrahlrohr zeigt, mit Blenden zu absorbieren. Je nach verfolgtem Konzept werden in der

LEP Bezeichnung	Position z [m]	Schutzfunktion	Designöffnung	Physik- öffnung \pm [mm]
COLH.QS1	8,5	Synchrotronstr. auf das	15 σ	30
COLV.QS1	8,7	Experimentstrahlrohr	30 σ	25
COLZ.QS2	21,3	Synchrotronstrahlung	35 σ	40
COLZ.QS2	66,1	auf den Separator	35 σ	40
COLV.QS5	98,0	Dipol- und	25 σ	15
COLH.QS6	121,0	Quadrupolsynchrotronstr.	14 σ	11
COLH.QS11	-	Dipolsynchrotronstr.	11 σ	23,4
COLH.QS17	420,0	Strahlverlustteilchen	12 σ	
COLH.QS23	640,0	(Energie Apertur)	12 σ	
COLH.IP5	IP5	Aperturbegrenzung	10 σ	
COLH.QL13 (L, R)	IP5	Betatronoszillationen	11 σ	
COLV.QD30 (L, R)	Arc		20, 22 σ	-20, 40

Tabelle 6: Funktion und Position der LEPI-Kollimatoren. Die nominalen Öffnungen der Kollimatoren sind in Strahlstandardausdehnungen (σ) des Strahls am Kollimatorort bzw. für einen Strahl mit Emittanz $\epsilon = 35$ nm in Millimeter angegeben [74]. Die Kollimatoren weisen zum Teil komplizierte geometrische Formen auf. Diese sind bedingt durch die Anforderungen an elektrische Felder, die durch den Strahl induziert werden (keine scharfen Kanten). Die Experiment-Kollimatoren (COLH.QS1 bzw. COLV.QS1) haben zudem einen schichtweisen Aufbau, da sie außerdem das LEP-Luminositäts-Kalorimeter beinhalten. Die geometrische Form kann aber in guter Näherung als ein Quader angenommen werden (Kantenlänge $\Delta z = 12$ cm). Die Seitenebenen der Quader sind orthogonal zu den Koordinatenachsen ausgerichtet.

Öffnung variable Kollimator-Paare oder feste Masken verwendet. Die verbleibende Strahlung trifft das Strahlrohr hinter dem Wechselwirkungspunkt.

Die Kollimatoren oder Blenden bestehen häufig aus Wolfram oder Kupfer oder einer Kombination beider Materialien. Kupfer ist ein guter Wärmeleiter, während Wolfram gut Teilchen absorbiert.

Bei der Abblendung von Strahluntergrund stellen sich eine Reihe von Problemen, von denen hier diejenigen betrachtet werden sollen, die unter stabilen Strahlbedingungen mit Strahlkollisionen an einem Beschleuniger mit geraden Wechselwirkungszonen auftreten.

Synchrotronstrahlungs-Kollimation

Primäre Synchrotronstrahlungsquellen eines Speicherringes mit geraden Wechselwirkungszonen, deren Strahlung das Experiment treffen können, sind die Beugedipole und die Quadrupole der Experimentzone. Sekundäre Quellen entstehen nach Compton-Rückstreuung der intensiven Strahlung der primären Quellen an in das Vakuumsystem hineinragenden Elemente des Beschleunigers. Diese können technische Einrichtungen des Vakuumsystems (Strahlrohrverengungen) oder der Strahlführung (Strahlseparatoren), aber auch die Kollimatoren selbst sein. Die Lage der Quellen und deren Strahlrichtung ist durch die Speicherringgeometrie und Strahlführung festgelegt. Die Kollimatoren wirken als Blenden im Strahlengang des Synchrotronlichts, bevor es das Experimentstrahlrohr trifft. Die Strahlrohrdurchmesser, die Öffnungsweiten der Kollimatoren und der Abstand der Quelle zum Strahlrohr bestimmen die Akzeptanz und den Einfallswinkel der Photonen auf das Experimentstrahlrohr. Bereits die Größenordnungen des Strahlenganges (z -Abstand Quelle-Ziel [m], x, y -Abstand Quelle-Ziel [mm]) machen klar, daß die Strahlung unter kleinen Winkeln auf das Strahlrohr auftrifft. Strahlung unter solch kleinen Winkeln muß im Strahlrohrmaterial gestreut werden, um Experimentdetektoren treffen zu können. Vorwärtsstreuung oder keine Streuung bedeuten, daß das Photon um eine Größenordnung mehr Strahlrohrmaterial als bei senkrechten Auftreffen durchdringen muß, bevor es den Detektor treffen kann. Zudem muß es einige Meter außerhalb des Strahlrohrs auf Radien kleiner als jede Detektorakzeptanz zurücklegen, bevor es

registriert werden kann. Die Wahrscheinlichkeit, daß es unter Vorwärtsstreuung anschließend eine empfindliche Detektorregion trifft, ist also sehr klein. Die Intensität der Synchrotronstrahlung, die das Strahlrohr trifft, ist aber proportional zur Anzahl von Photonen, die im Detektor nachgewiesen werden können. Die Anzahl der auf das Strahlrohr einfallenden Photonen ist aus der Sicht des Speicherringes eine natürliche Größe, während die Nachweiswahrscheinlichkeit oder Strahlenempfindlichkeit des Experimentdetektors eine komplizierte Funktion ist.

Die Kollimation von Synchrotronphotonen orientiert sich an der optischen Beziehung zwischen der Quelle und dem Ziel (Tab. 6). Gleichzeitig dürfen die Kollimatoren nicht von Teilchen des Strahlpaketes getroffen werden, da diese energiereichen Teilchen in den Blöcken aufschauern und die aus ihnen herausleckende Strahlung den Detektor treffen kann. Photonenkollimatoren müssen an Stellen im Ring angebracht werden, an denen das Verhältnis der optischen Ablendung zur Strahlgröße groß ist. Die Strahlgröße in der gewählten Strahlebene ist nahe dem in dieser Ebene defokussierenden Quadrupol besonders klein. Für die Wahl der Position der Blende in Bezug auf das Experimentstrahlrohr ist es offensichtlich, daß man die größte Blendenwirkung erhält, wenn der Kollimator so dicht wie möglich vor dem Experimentstrahlrohr angebracht ist. Der minimale Abstand zum Wechselwirkungspunkt ist durch den Platz, den das Experiment benötigt, und die Strahlgrößen vorgegeben. Häufig finden deshalb Masken innerhalb der Vakuumkammer direkt vor dem Wechselwirkungspunkt Verwendung, da sie keinen Aufbau außerhalb der Vakuumkammer benötigen und somit unter Vorwärtskalorimetern angebracht werden können. Ihre starre Öffnung macht sie aber wegen möglicher Strahlorbit- und Strahlgrößenschwankungen und damit verbundenen aufschauern Strahlverlustteilchen problematisch. Der nächste Einbauort für Experimentkollimatoren ist in einem Speicherringdesign mit 'low beta insertion' Schema das äußere Ende des stark fokussierenden Experimentquadrupols. Maske und Experimentkollimator dürfen nicht von zu intensiver Synchrotronstrahlung getroffen werden, da sonst rückgestreute Photonen die maximalen Strahlengrenzwerte überschreiten. Intensive Quellen sind die Beugedipole und die sich aufsummierende Strahlung der Quadrupole der Experimentzone. Die Position des Dipolstrahlungskollimators ist durch den maximal erlaubten Öffnungswinkel für Synchrotronstrahlung, die den Experimentkollimator passieren soll, festgelegt. Das Zusammenspiel der Blenden (Dipol-, Quadrupol- und Experimentkollimatoren) unterbindet den geometrisch direkten Weg der Photonen auf das Experimentstrahlrohr.

Durch die nicht vollständig zu unterdrückende Streuung von Photonen an Kollimatoren und Vakuumrohrwandung findet ein Teil der Photonen trotzdem einen Weg bis auf das Experimentstrahlrohr. Photonen, die den Detektor treffen, sind aber mindestens zweimal Comptongestreu (Kollimator oder Vakuumrohr plus Experimentstrahlrohr). Comptonstreuung reduziert, durch den kleinen Öffnungswinkel vom Streuer auf das Ziel gesehen und den konkurrierenden Photoeffekt, den Photonenfluß pro Streuung je nach Material um einen Faktor der Größenordnung 10^6 bis 10^9 .

Strahlverlust-Kollimation

Damit die Experimentkollimatoren nicht durch energiereiche Strahlverlustelektronen getroffen werden und dadurch Ausgangspunkt von Schauern sind, müssen diese durch Kollimatoren vor Strahlverlustteilchen mit Energieverlusten, die größer als die Energieakzeptanz der Hochfrequenz (Kap. F.2) sind, geschützt werden. Derartige Teilchen werden zwar durch die Strahlführung weiterpropagiert, zirkulieren aber aufgrund der weiter stattfindenden aber nicht kompensierten Energieverluste immer weiter nach innen zum Ringmittelpunkt. Ist ihre Dispersionsbahn oder Betatronamplitude größer als die Speicherringapertur, treffen sie die Vakuumrohrwandung und gehen vollends verloren. Um diese Teilchen abzufangen, verwendet man Aperturkollimatoren an Stellen im Ring mit großer Dispersion, d.h. von der Energie abhängigen Bahnradialunterschieden. Die Aperturkollimatoren sind doppelt vorhanden, um Teilchen, die den ersten Kollimator lediglich gestreift haben und Leckverluste von Schauern abzufangen.

Zusätzlich finden auch Kollimatoren Verwendung, die Teilchen mit großen Betatronamplituden aus den Strahl schneiden. Sie sind wie die Aperturkollimatoren an Ringpositionen großer Betatronamplituden plaziert.

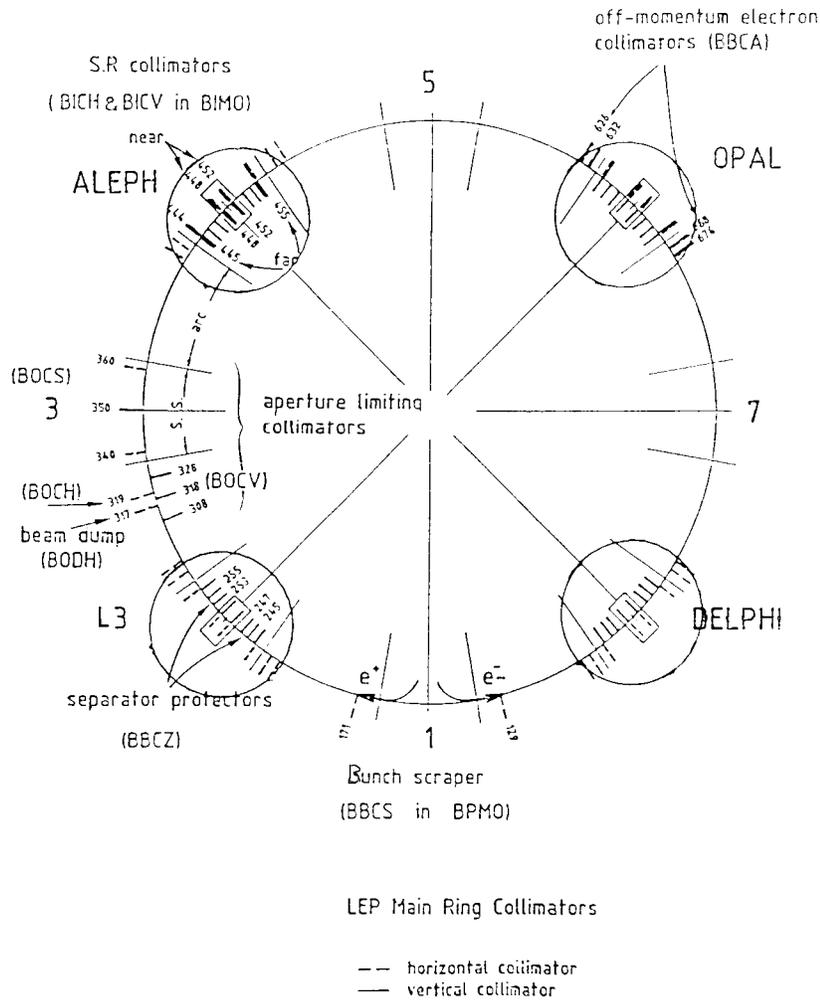


Abbildung 17: Anordnung und Funktion der Kollimatoren im Speicherring [60].

Diskussion der Kollimation

Die Synchrotronstrahlungs-Experimentkollimatoren können nicht beliebig geschlossen werden, da sie sonst zu Aperturbegrenzern werden. Üblicherweise wird ein 2σ -Sicherheitsabstand, gemessen an der Öffnung der Aperturkollimatoren, eingehalten.

Die großen Betatronfunktionen des Strahls innerhalb der für die Wechselwirkungspunkt-Fokussierung verantwortlichen Quadrupole (z.B. 'Mini-Beta-Quadrupole') und die Forderung möglichst kleiner Synchrotronstrahlungskollimatoröffnung verlangen es, den Experimentkollimator außerhalb der Mini-Beta-Zone zu plazieren. Dem Wechselwirkungspunkt nahe Quadrupole können somit Synchrotronstrahlung direkt auf das Experimentstrahlrohr abstrahlen. Hier muß die Strahlführung so gestaltet werden, daß die Abstrahlungsrichtung nicht auf das Strahlrohr zeigt.

Nimmt man einen symmetrischen Aufbau des Wechselwirkungspunkts und der Strahlparameter an, kann mit den bisherigen Ausführungen eine Vorhersage der Abhängigkeit des Synchrotronstrahluntergrunds von der Experimentkollimatoröffnung abgeleitet werden. Die Modellwechselwirkungszone von Teilchen und Antiteilchen sei mit einem direkt hinter dem Dipol angebrachten Kollimator gegen nicht gestreute Dipolsynchrotronstrahlung abgeschirmt. Mit zunehmender

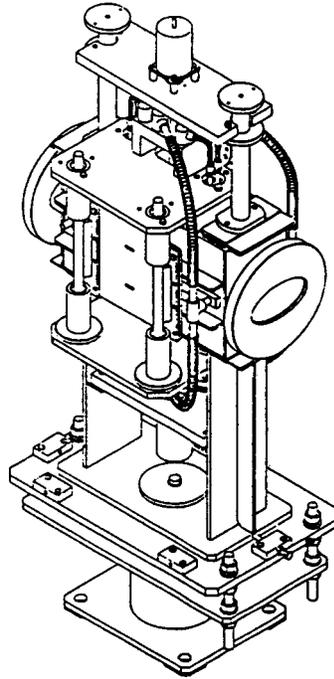


Abbildung 18: Technische Zeichnung des Kollimatorsystems für eine Ebene [43].

Schließung der unmittelbar vor dem letzten horizontal defokussierenden Quadrupol angebrachten horizontalen Experimentkollimatoren reduziert sich die Strahluntergrundrate im Detektor. Tritt der Kollimatorkopf in den verbliebenen Kegel der Synchrotronstrahlung ein, kommt es wieder zu einem Anstieg der Strahluntergrundrate resultierend aus Streuungen am Kollimator. Im Minimum besteht ein Großteil der Untergrundteilchen aus gestreuten Photonen. Unbeeinflusst von der Experimentkollimatoröffnung bleibt die Untergrundrate aus Synchrotronphotonen von den nahen Quadrupolen, so daß das erwartete Minimum in der Verteilung Kollimatoröffnung gegen Untergrundrate nicht gegen Null geht. Ein dramatischer Anstieg der Strahluntergrundraten muß erwartet werden, sobald der Experimentkollimator soweit geschlossen ist, daß er von Strahlteilchen getroffen wird. Im Experiment ist das Strahluntergrund-Ratenminimum nicht so stark ausgeprägt, da auch Mehrfachstreuungen von Photonen und Synchrotronstrahlung aufgrund von Bahnabweichungen vom Orbit beitragen. Die vertikale Ebene trägt wegen der sehr viel kleineren vertikalen Emittanz kaum bei.

4.1 LEP-Kollimatorsystem

Insgesamt stehen im LEP-Speicherring 72 Kollimatoren an strategischen Positionen zur Verfügung, um den Strahluntergrund auf die Experimente zu begrenzen [60]. Die rechteckigen Kupferblöcke mit einer Dicke von 30 Strahlungslängen beinhalten Wolframeinlagen zur Absorption von Photonen. Sie sind einzeln in zehntelmillimeter Schritten steuerbar. In der Praxis werden ausschließlich symmetrische Öffnungen verwendet, um die horizontale oder vertikale Ebene zu kollimieren. Die Experimentkollimatoren beinhalten ein Mini-Kalorimeter, das von LEP zur Bestimmung der Luminosität über die Kleinwinkel-Bhabha-Streuung benutzt wird. Alle LEP-Kollimatoren können in das beschriebene Schema von Experiment-, Quadrupol-, Dipol-, Apertur- und Betatronkollimator eingeteilt werden. Zusätzlich finden sich im LEP-Speicherring Kollimatoren zum Schutz strahlenempfindlicher LEP-Einrichtungen wie Separatorplatten und supraleit-

der Kavitäten. Die Kollimatoren können zur Strahlvernichtung oder Messung der Strahldimensionen verwendet werden. Dazu wird die Strahllebensdauer während der schrittweisen Schließung eines Kollimatorpaars gemessen. Bei Öffnung kleiner als 5 Strahl-Standardbreiten geht der Strahl im allgemeinen verloren.

Familien von Synchrotronphotonen

Im Beschleuniger erreichen alle Strahluntergrundteilchen die Detektoren zu festen Zeiten, die sich im Abstand von 11 μs bzw. 22 μs wiederholen. Man spricht vom sogenannten Wechselwirkungszeitpunkt (bunch crossing). Dieser Umstand resultiert zum einen aus der Tatsache, daß im Beschleuniger keine kontinuierlichen Strahlen umlaufen, sondern Teilchenpakete und zum anderen die räumliche Ausdehnung der Teilchenpakete sehr klein ist im Vergleich zu der Meßgenauigkeit. Synchrotronstrahlung entsteht nur, wenn ein Teilchenpaket einen Magneten passiert. Der Zeitpunkt $t = 0$ s ist per Konvention festgelegt als der Zeitpunkt der Wechselwirkung der Teilchenpakete oder der Wechselwirkungspunktpassage. Durch das symmetrische Layout der Beschleunigereinrichtungen und seiner Struktur (lattice) bedingt läßt sich anhand eines Strahls die Grundeigenschaften der Synchrotronstrahlungs-Erzeugung und -Streuung beschreiben. Die das Strahlrohr treffende Synchrotronstrahlung kann nach der Art ihres geometrischen Weges und dem damit verbundenen Laufzeitunterschied nach der Ankunftszeit unterschieden werden (Abb. 19).

Prompte Photonen werden so genannt, weil sie zeitgleich mit der e^+e^- -Wechselwirkung im Detektor registriert werden. Diese Klasse kann weiter unterteilt werden in:

Photonen aus den Beugedipolen können, durch die Biegung des Tunnels und des Strahlrohrs bedingt, nur unter Streuung den Detektor erreichen. Ihr kleiner Einfallswinkel gegenüber dem Strahlrohr läßt jedoch den niederenergetischen Anteil ($E_\gamma < 33$ keV) ohne Intensitätsverlust im selben Winkel totalreflektieren. Dieser intensive Fluß niederenergetischer Photonen ist am Experiment nicht kollimierbar, da die Kollimatoren bei der notwendigen Öffnung die Strahlausläufer abschneiden und Schauer produzieren würden. Die Photonen treffen unter Winkeln kleiner 1 mrad auf das Strahlrohr.

Direkte Photonen werden so genannt, weil sie von ihrem Ursprungsort in einem Quadrupol der Experimentzone ohne Streuung den Detektor treffen. Typische Einfallswinkel der direkten Photonen betragen 1 mrad. Der maximale Winkel, unter dem Photonen die Kollimatoren passieren können und das Experimentstrahlrohr treffen, beträgt 2,14 mrad.

Vorwärtsgestreute Photonen treffen z.B. den 10 cm breiten Kopf des flußaufwärtigen Experimentkollimators, der vom direkten Photonenstrahl beleuchtet wird. Die Photonen werden in diesem Fall unter Winkeln zwischen 8 mrad und 14 mrad auf die gegenüberliegende Seite des Strahlrohrs gestreut.

Verzögerte Photonen erfahren durch Streuung einen Weglängenunterschied und eine Laufzeitverzögerung²⁰ verglichen mit dem prompten Anteil. Rückgestreute Photonen können in zwei Klassen unterteilt werden. Solche, die vom flußabwärtigen Experimentkollimator zurück in den Detektor gestreut werden, und solche, die weit entfernt vom Wechselwirkungspunkt auf das Vakuumrohr oder andere LEP-Einrichtungen treffen und zurückgestreut werden.

Photonen, rückgestreut vom 8 m Kollimator ($z = 8,25$ m), haben eine Laufzeitverzögerung von 55 ns bis 70 ns erfahren und treffen unter Winkeln von 7,7–16,1 mrad auf die gegenüberliegende oder unter 0,5–3,7 mrad auf die Strahlrohrseite, auf der sich der Kollimator befindet. Sie entstammen dem direkten Photon-Strahl, der die innere Flanke des Kollimators bei Radien von 30–46,9 mm trifft (1 mrad Einfallswinkel bei 30 mm Kollimatoröffnung).

²⁰Die Zahlenangaben für Laufzeitverzögerungen gelten für den Fall eines Positronenstrahls und die Position des strahlabgewandten SAMBA-Strahluntergrundmonitors ($z = -2,27$ m) innerhalb des ALEPH-Experiments am LEPI-Speicherring (siehe Kap. 5).

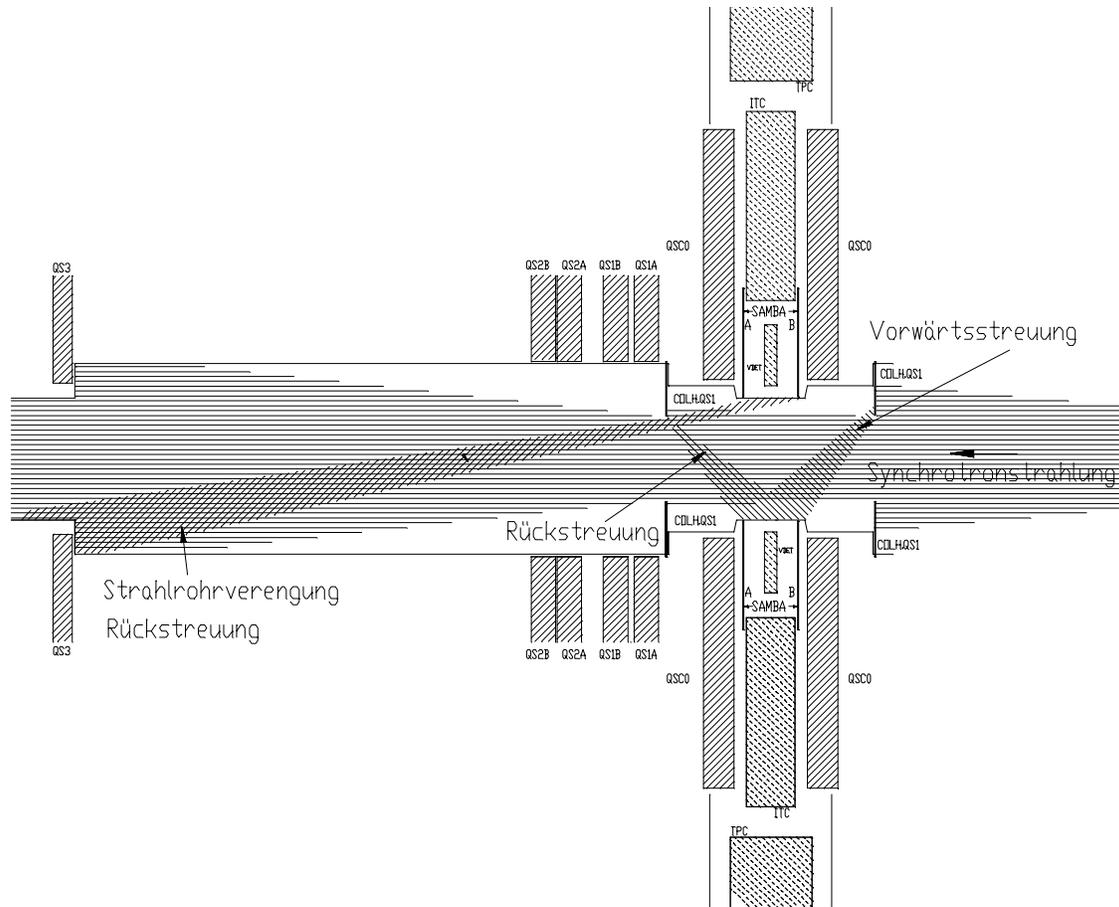


Abbildung 19: Schematische Darstellung des Wechselwirkungspunkts der Synchrotronphotonen-Familien. Die stark unterschiedliche Skalierung der Achsen erlaubt es, die Streuwinkel und Einfallswinkel gegenüber dem Strahlrohr über eine Strecke von 60 m um den Wechselwirkungspunkt darzustellen.

Photonen, rückgestreut vom Separator ($z = 21$ m) haben Einfallswinkel von $3,7 - 4,5$ mrad auf die gegenüberliegende Strahlrohrseite. Die Zeitverzögerung beträgt damit 154 ns.

Photonen, rückgestreut von der Strahlrohrverengung ($z = 57$ m) haben Einfallswinkel von $1,9 - 2,4$ mrad auf die gegenüberliegende Strahlrohrseite. Die Zeitverzögerung beträgt damit 391 ns.

Die Abbildung 19 verdeutlicht, daß selbst für Experimentbedingungen (machine development) mit nur einem Teilchenstrahl eine Vielzahl von Streuungen und Laufzeitunterschieden zum Signal beitragen. Deutlich werden auch die unterschiedlichen Laufzeitdifferenzen für die in oder entgegen der Strahlrichtung (vom Wechselwirkungspunkt aus gesehen) liegenden Detektoren. Für die Berechnungen der Einfallswinkel gestreuter Photonen wurde die Position der zum Wechselwirkungspunkt zeigenden Kante der Quelle oder des Streuers zu Grunde gelegt und die SAMBA Positionen $z \approx \pm 2,27$ m als Auftreffpunkt angenommen. Tabelle 7 gibt die simulierten Intensitäten der Rückstreuer und ihre Laufzeitverzögerungen für die strahlzu- und strahlabgewandte SAMBA-Position an.

Abbildung 20 verdeutlicht den Zusammenhang der Abschirmung des Strahlrohrs in Abhängigkeit von der Experimentkollimatoröffnung für verschieden Rückstreuer. Alle z -

Detektor	Streukomponenten	relativer Anteil
strahlabgewandt	$\Delta t = 21$ ns	75%
	$\Delta t = 8$ ns	20%
	$\Delta t = \Delta t_{Streuer} - 13$ ns	5%
strahlzugewandt	$\Delta t = 36$ ns	75%
	$\Delta t = -8$ ns	23%
	$\Delta t = \Delta t_{Streuer} + 44$ ns	2%

Tabelle 7: Intensitäten von Rückstreuquellen. Die Tabelle zeigt die Auswertung der Simulation des LEPI-Beschleunigers mit einem 45 GeV-Positronenstrahl und 30 nm Emittanz [74]. Die relativen Anteile beziehen sich auf die jeweilige Familie. Die Zeitverzögerung für entfernte Quellen ergibt sich aus der Zeitverzögerung durch die Streuerentfernung $\Delta t_{Streuer}$ und den Laufzeitverzögerungen relativ zum Wechselwirkungspunkt.

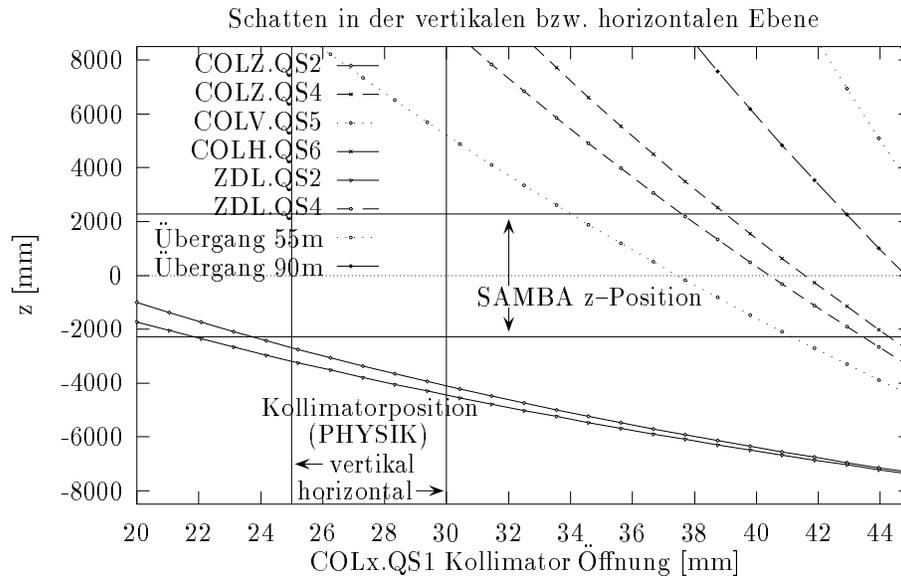


Abbildung 20: Abschattung in Abhängigkeit von der Kollimatorstellung. Für verschiedene Streuer und Quellen ist die maximale Abschattung in Abhängigkeit von der nominalen Kollimatorstellung als Funktion der Kollimatoröffnung dargestellt. Strahlrohrabschnitte mit einer z -Koordinate unterhalb der Kurven sind gegen Rückstreuungen aus der betrachteten Quelle abgeschirmt.

Koordinaten unterhalb der Kurve werden vor Strahlung von der jeweiligen Quelle geschützt. Betrachtet man die Physik-Kollimatoröffnung (COLH.QS1=35 mm), so wird deutlich, daß lediglich eine SAMBA-Seite ($z = -2,27$ m) gegenüber Rückstreuungen von der Strahlrohrverengung geschützt wird.

Kollimatoreffizienz

Berücksichtigt man die Tatsache, daß die Kollimatoren rechteckige Blöcke sind, die Strahlrohrinnenwand jedoch rund ist, ist sofort ersichtlich, daß es zu Eckeneffekten kommt²¹. Strahlung kann, obwohl sie nominal abgeschirmt ist, das Experimentstrahlrohr treffen, wenn der geometrische Weg

²¹Die Teilchenverteilung im Strahl und die von der Betatronfunktion abhängige Abstrahlrichtung können für die folgende Diskussion vernachlässigt werden, zumal Rückstreuung bei den betrachteten Photonenergien nahezu isotrop stattfindet [56].

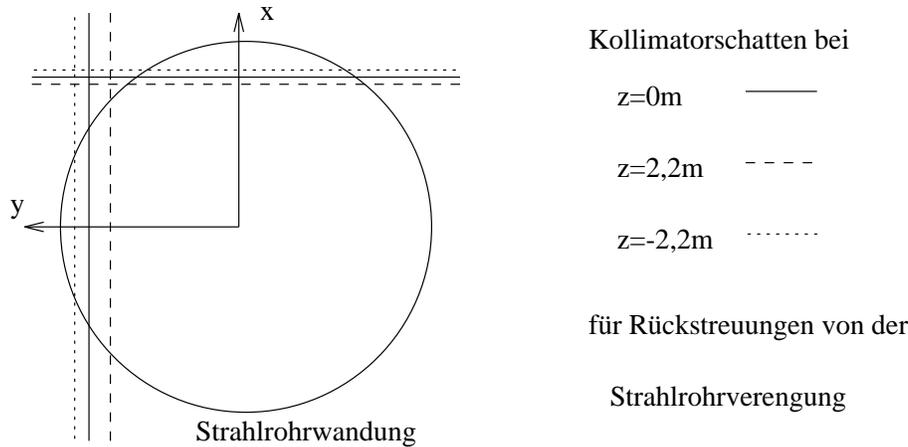


Abbildung 21: Scheinbare Kollimatoröffnungen: Die Kollimatoren erhalten ihren Namen von der Ebene, in der sie Photonen abschatten. Der horizontale Kollimator schattet demnach in der horizontalen Ebene ab, steht allerdings senkrecht zur Beschleunigerringebene. Die angegebenen Kollimator-Stellungen beziehen sich immer auf die Mitte des Kollimators (nominale Kollimatorstellung). Die projektive Sicht entlang der z -Achse durch das Strahlrohr macht deutlich, daß an den Kanten der Abstand und damit die Abschattung abnimmt. Blickt man von einer entfernten Streuquelle ($z = 57\text{ m}$) auf das Experimentstrahlrohr, sind kleinere Strahlrohrsegmente ohne Streuung auf direktem Weg sichtbar.

durch die Ecken führt. Die Abbildung 21 zeigt einen Schnitt durch die x - y -Ebene in der Höhe der Experimentkollimatoren.

Die unterschiedliche Geometrie der Kollimatoren und des Strahlrohrs führt zu einem nicht linearen Verhalten der Abschattung vom Abstand zur Kollimatormitte. Abhängig von der Kollimatorstellung und der Entfernung der Quelle wird das Strahlrohr ganz oder teilweise abgeschattet. Qualitativ läßt sich dieser Effekt darstellen, wenn man für eine Streuquelle diejenigen Bereiche des Experimentstrahlrohrs aufträgt, die abgeschirmt sind. Die Grafik 22 zeigt den nächsten Auftreffpunkt (kleinstes z) für Photonen in der horizontalen oder vertikalen Ebene, die gerade noch den Kollimator passieren.

Ein Schnitt in Abbildung 22 entlang einer fester Kollimatoröffnung gibt mit der Fläche oberhalb der Abschattungskurve und innerhalb der SAMBA-Grenzen ein Maß für die verbleibende Einstrahlung eines Streuers, trotz suggerierter Abschattung auf der nominalen Position (Abb. 23). Mit eingezeichnet ist die Position des SAMBA-Detektors als einfache Linie ($z = \pm 2,27\text{ m}$). Die Fläche unterhalb der Kurve ist nicht proportional zu der Anzahl der durchgelassenen Photonen, da sie keine Faltung mit der Intensitätsverteilung des Streuers (abhängig von φ und r) enthält. Das Maximum der Intensität liegt in der horizontalen Ebene, so daß die nicht abgeschatteten Winkelbereiche, die außerhalb der horizontalen Ebene liegen, unterproportional zum Strahluntergrund beitragen.

Die nicht lineare Abschattung resultiert, wie der Vergleich der Abschattung der SAMBA-Positionen in Abbildung 23 zeigt, in einer unterschiedlichen Effizienz des strahlab- und strahlzugewandten Detektors für einzelne Teilchenfamilien, da nur ein enger Bereich um den SAMBA-Detektor zu dessen Effizienz beiträgt (Kap. C).

Die nicht lineare Abschattung kann in Form von Irisblenden behoben werden. Als Ersatzlösung für eine schwierig zu realisierende variable Blende kommt eine angepaßte Form der bisherigen Kollimatoren in Betracht. Zumindest für eine Position kann - wie Abbildung 24 zeigt - eine kreisförmige Blendenöffnung erreicht werden²². Die sich durch Aufsetzen eines Huts auf den Kollimator ergebende minimale Öffnung würde bei einer Blendenöffnung von 30 mm weniger als 16 mm betragen. Die 30 mm-Öffnung schattet alle Quellen mit Winkeln kleiner 2 mrad gegenüber dem Strahl-

²²Für LEP II werden neue Experimentkollimatoren mit runden Köpfen hergestellt [79]

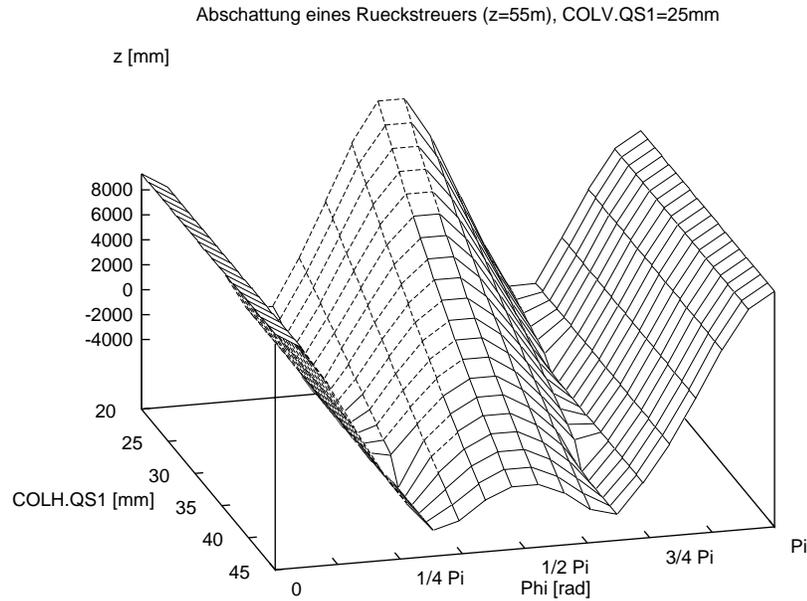


Abbildung 22: Schatten der Experimentkollimatoren für rückgestreute Photonen der 55 m-Strahlrohrverengung. Die nominale Stellung des 8 m-Kollimators wurde variiert und zeigt sich im Diagramm aufgetragen gegenüber dem Azimutwinkel ($\text{Phi}=\phi$, siehe Abb. 26) als ansteigende Bergkette. Die Täler ergeben sich durch die Ecken, wo die horizontalen und vertikalen Kollimatoren aufeinander treffen. Der seitliche Grad auf konstanter Höhe ist die Abschattung des vertikalen Kollimators mit einer Öffnung von 25 mm. Die Fläche unterhalb der Kurve repräsentiert diejenigen Koordinaten, die nicht von Photonen erreicht werden können.

rohr vollständig ab. Dies bedeutet, keine Streuer mit einem Abstand von weniger als 55 Metern zum Wechselwirkungspunkt tragen mehr zum Strahluntergrund bei. Abbildung 24 veranschaulicht solch eine Konstruktion. Der Nachteil einer starren Blende bei solch einer Öffnung wird aufgewogen durch die gezielte Abschattung unterhalb einer geforderten z -Position bei Optimalbedingungen.

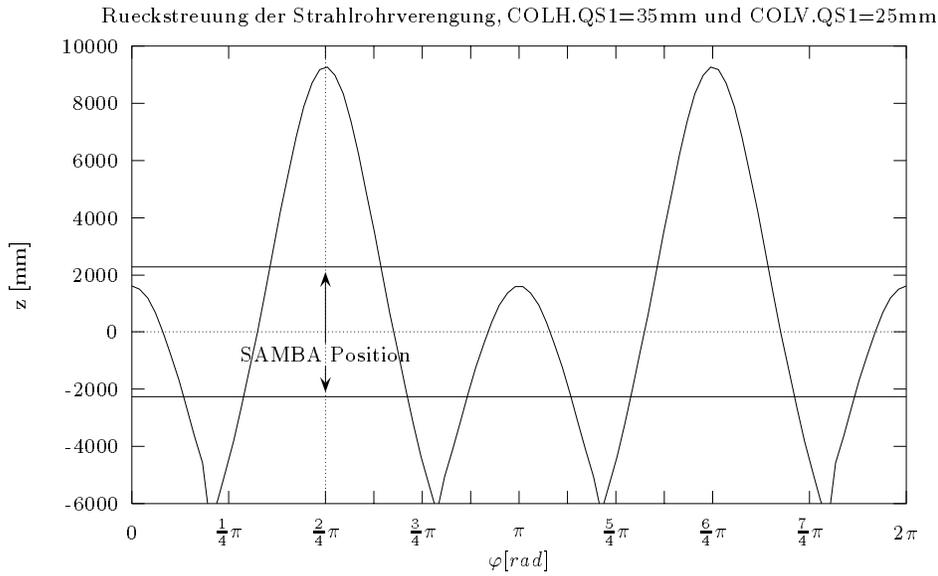


Abbildung 23: Schatten des 8 m-Kollimators für rückgestreute Photonen von der 55 m-Strahlrohrverengung. Die Abschattung entlang der z -Achse als Funktion des Winkels φ für eine horizontale Öffnung von 35 mm und eine vertikale Öffnung von 25 mm aufgetragen. Dieses Diagramm ist ein Schnitt der Abbildung 22 entlang der horizontalen Kollimatorstellung 35 mm. Mit eingezeichnet ist die z -Position des SAMBA-Detektors (Das verwendete Koordinatensystem entspricht dem ALEPH-Detektor-Koordinatensystem siehe dazu Abb. 26). Für weitergehende Erläuterungen und Vergleiche siehe die Abbildung 22.

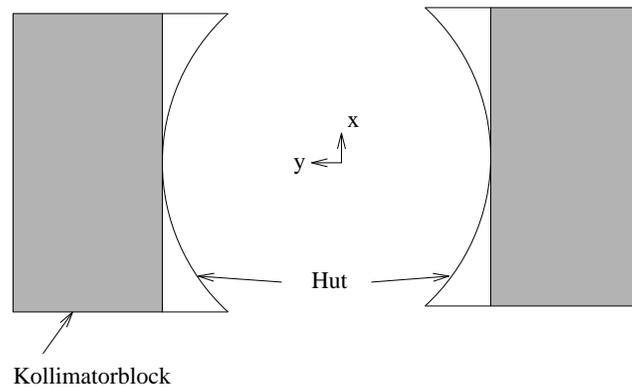


Abbildung 24: Kollimatordesign für eine runde Kollimatoröffnung. Die runde Öffnung ergibt sich für eine Designöffnung von 30 mm. Die graue Fläche bezeichnet den aktuellen Kollimator und die umrandete helle Fläche den möglichen Hut.

5 ALEPH-Detektor

ALEPH²³ (A detector for LEp PHysics) ist einer der vier Detektoren am Elektronen-Positronen-Speicherring LEP des europäischen Forschungsinstituts CERN. Die Aufgabe des in einer Kaverne 140 m unter der Erde aufgebauten Detektors ist die Registrierung der Wechselwirkungsprodukte aus Elektron-Positron-Kollisionen bei Schwerpunktsenergien zwischen 90 und 200 GeV. Der zylinderförmig strukturierte Aufbau (Abb. 25) faßt eine Anzahl unterschiedlicher Spurrekonstruktionsdetektoren und Kalorimeter zur Bahn- und Energiebestimmung von Photonen, Leptonen und Hadronen zusammen. Diese Struktur erlaubt eine Überdeckung fast des gesamten Raumwinkels, die Messung der Energiedeposition geladener und neutraler Teilchen, die Identifikation der drei Leptonenfamilien und der Bestimmung von Sekundär-Zerfallsvertices kurzlebiger Teilchen. Im Gegensatz zu den anderen 3 Detektoren des LEP-Speicherrings (OPAL, L3, DELPHI) finden in ALEPH nur Gasionisationskammern und Halbleiterdetektoren Verwendung. Der Spurfindingsteil des ALEPH-Detektors besteht (von innen nach außen) aus dem Vertexdetektor (VDET), einem zweilagigen, zweiseitigen Siliziumstreifendetektor, einer zur Auslösung der Datennahme wichtigen kleinen Driftkammer (ITC) und einer großen Zeitprojektionskammer (TPC). Der Kalorimeterteil besteht aus einem elektromagnetischen und einem hadronischen Kalorimeter. Das stark segmentierte elektromagnetische Blei-Proportionalkammer-Kalorimeter (ECAL) ist von der supraleitenden Spule, die ein homogenes 1.5 T Feld parallel zur Strahlrichtung erzeugt, umschlossen. Das hadronische Eisen-Streamerrohr-Kalorimeter (HCAL) stoppt alle Hadronen, so daß nur noch Myonen mit Energien $E_\mu > 4$ GeV in den folgenden zweilagigen Streamerrohren registriert werden. Das Eisen dient gleichzeitig als Rückflußloch des Magnetfeldes. Zur präzisen Wirkungsquerschnitt-Messung schließt ein Wolfram-Silizium-Luminositätskalorimeter (SICAL) und ein zweites Luminositätskalorimeter (LCAL) den Detektor an beiden Enden am Strahlrohr ab. Im folgenden wird auf jene Aspekte des ALEPH-Detektors und seiner Auslese eingegangen, die für die Strahluntergrund-Untersuchungen wichtig sind.

5.1 Detektorkomponenten

Das Koordinatensystem des Experiments orientiert sich am Aufbau des LEP-Speicherrings (Abb. 26). Die positive z-Achse zeigt in Umlaufrichtung des Elektronenstrahls, die positive x-Achse zum Speicherringmittelpunkt und die positive y-Achse zeigt zur Erdoberfläche (rechtshändiges orthogonales Koordinatensystem). Im System dieser Achsen ist ein Punkt durch die kartesischen Koordinaten (x,y,z) oder die Zylinderkoordinaten (r,ϕ,z) gegeben. Dabei ist $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ der Abstand von der z-Achse und $\phi = \arctan(y/x)$ das Azimut.

Das Experimentstrahlrohr ist ein Teil der LEP-Vakuumkammer. Der Durchmesser und das Material ist so gewählt, daß die mechanische Festigkeit gewährleistet ist, aber die Wechselwirkungsprodukte einer e^+e^- -Kollision möglichst wenig Material passieren müssen, bevor sie im Detektor registriert werden können (Tab. 22). Ein kleiner Bereich des Strahlrohrs um den Wechselwirkungspunkt ist aus Beryllium ($z = \pm 37$ cm), der Rest aus Aluminium hergestellt. Der Innendurchmesser im Bereich $z = \pm 2,7$ m beträgt $d = 106$ mm und ist weiter außen auf $d = 120$ mm vergrößert. Die Verbindung des Beryllium- mit dem Aluminiumteil weist eine Wulst auf, die 1 mm ins Strahlrohr ragt. Dies ist insofern störend, als Synchrotronphotonen mit gegenüber dem Strahlrohr kleinen Einfallswinkeln hiervon häufiger in den Detektor gestreut werden können als von einer glatten Oberfläche.

Der Halbleiterdetektor VDET (vertex detector) ist außerhalb des Strahlrohrs um den Sollwechselwirkungspunkt installiert. Er besteht aus 2 Lagen von Silizium-Scheiben mit je 300 μm Dicke (Radien $r = 6,3$ cm, $r = 11$ cm). Jede Lage besteht aus sich teilweise überlappenden Schindeln (face), jede Schindel aus zwei elektrisch unabhängigen Modulen. Jedes Modul besteht aus zwei Siliziumscheiben, die als doppelseitige Streifendetektoren

²³Eine allgemeine Beschreibung des ALEPH Detektors kann in Referenz [3], eine technische Beschreibung in Referenz [4] und eine Beschreibung der physikalischen Meßleistung in Referenz [5] gefunden werden.

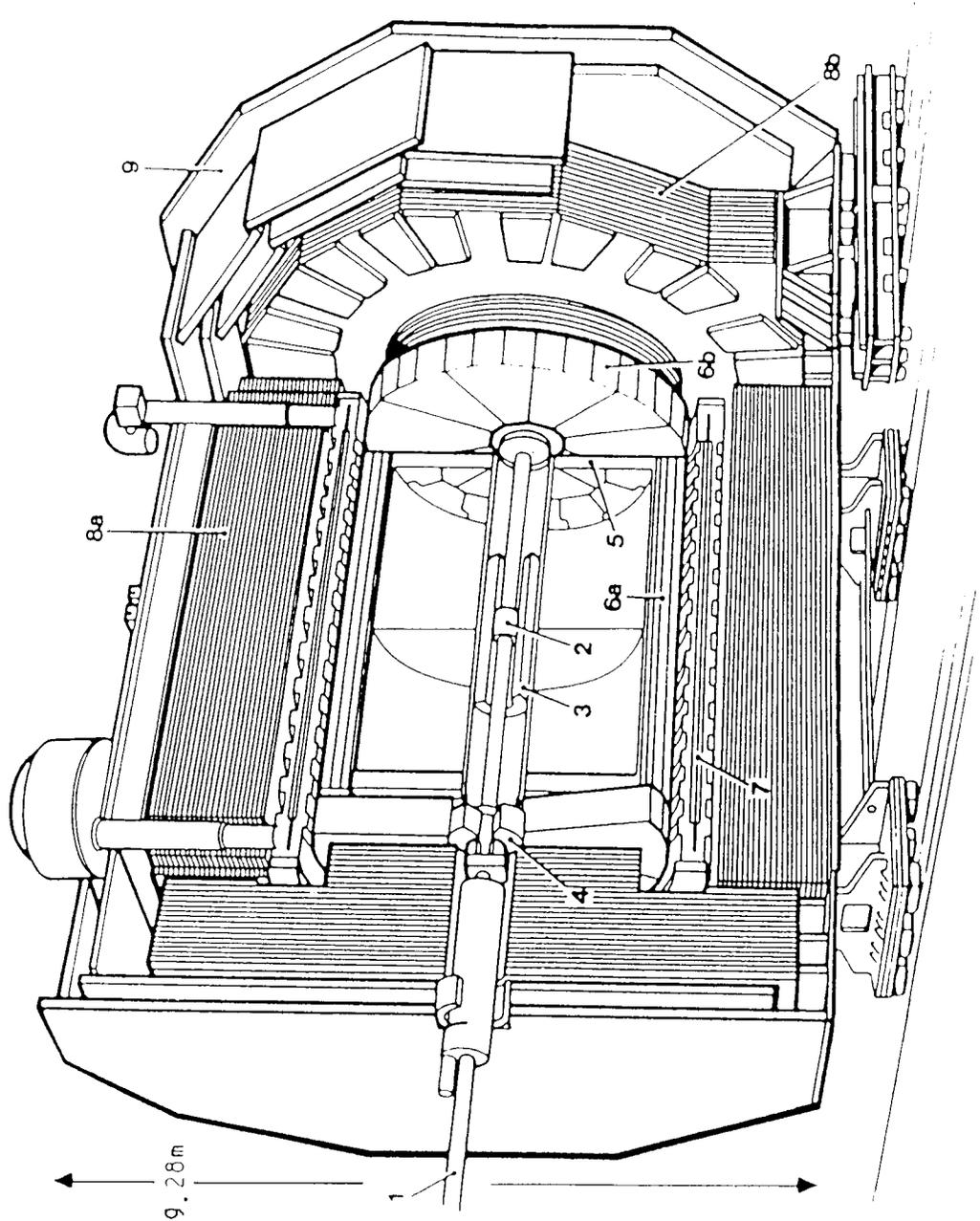


Abbildung 25: Schemazeichnung des ALEPH-Detektors [4]. Erkennbar ist die zylinderförmige Schichtenstruktur mit dem Strahlrohr (1), dem Vertexdetektor (VDET, 2), der inneren Spurenkammer (ITC, 3), der Zeitprojektionskammer (TPC, 5), dem elektromagnetischen Kalorimeter (ECAL, 6a, 6b), den Magneten, dem Hadronkalorimeter (HCAL, 8a, 8b) und den Myonkammern (9). In Vorwärtsrichtung (entlang des Strahlrohrs) folgen auf den Untergrundmonitor (SAMBA, nicht dargestellt) das Halbleiter-Luminositätskalorimeter (SICAL), das Luminositätskalorimeter (LCAL, 4) und der Experimentquadrupol (QS0).

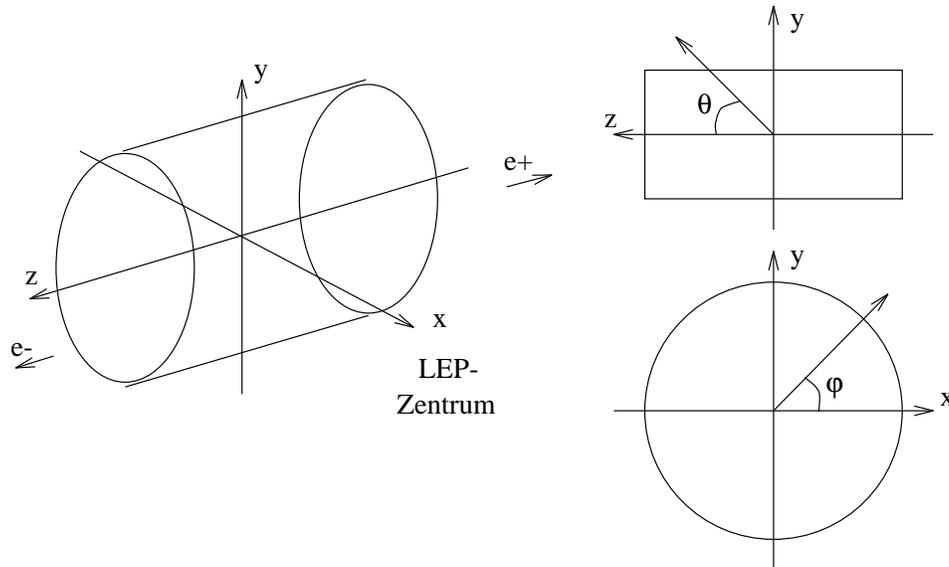


Abbildung 26: Das ALEPH-Koordinatensystem.

mit orthogonal zueinander stehenden Streifen ausgelegt sind, wodurch der z - bzw. der $r\varphi$ -Achsenabschnitt erhalten wird. Eine kapazitive Ladungsdivision interpoliert zwischen den $100\ \mu\text{m}$ auseinanderstehenden Auslestreifen.

Die innere Spurenkammer ITC (Inner Tracking Chamber) ist eine zylindrische Vieldraht-Driftkammer mit Feld- und Signaldrähten in einem hexagonalen Wabenmuster. Der sensitive Bereich ist symmetrisch in Strahlrichtung mit Radien zwischen $r_{innen} = 16\ \text{cm}$, $r_{außen} = 20\ \text{cm}$ und endet bei $z = \pm 2\ \text{m}$. Die Gasfüllung ist ein Argon-Kohlendioxid-Gemisch (Ar/CO_2 , 80%/20%) bei Normaldruck. Der für einzelne Photoeffekt-Elektronen zwischen $4,7\ \text{mm}$ und $6,5\ \text{mm}$ variierende maximale Driftweg innerhalb der abhängig vom Radius zur Detektorsymmetrieachse großensvariierenden ITC-Driftzellen macht die Bestimmung von Photonen-Ankunftszeiten ungewöhnlich kompliziert.

Die Zeitprojektionskammer TPC (Time Projection Chamber) ist wie die ITC eine zylindrische Kammer symmetrisch um die Strahlachse mit einem Gasvolumen von $43\ \text{m}^3$. Die Gasfüllung ist eine Argon-Methan-Mischung (Ar/CH_4 , 91%/9%) mit einer Driftgeschwindigkeit von $5,2\ \text{cm}/\mu\text{s}$ in einem elektrischen Feld von $11\ \text{kV}/\text{m}$. Der empfindliche Bereich der TPC reicht im Radius von $r_{innen} = 31\ \text{cm}$ bis $r_{außen} = 180\ \text{cm}$ und in Strahlrichtung bis $z = \pm 4,7\ \text{m}$, wobei in der Mitte ($z = 0\ \text{m}$) eine Membran die Kammer teilt. Die Mantelflächen tragen Elektrodenringe, deren longitudinales elektrisches Feld freie Elektronen aus Stoßprozessen im Gas von der Mitte zu den Endplatten driften läßt. Die Endplatten bestehen aus 18 Vieldrahtproportionalkammern mit einer Gasverstärkung von $6 \cdot 10^3$. Die Steuergitter vor den Proportionalkammern werden nur für die maximale Driftzeit geöffnet, um Ionendrift zurück in den Driftraum zu vermeiden. Die Influenz der Gasverstärkungslawine wird auf Kathodenflächen zur $r\varphi$ Spurrekonstruktion registriert, während die Drahtsignale zur Bestimmung der deponierten Ladung verwendet werden. Eine Driftzeitmessung liefert die fehlende z -Koordinate. Da die totale Driftzeit etwa $44\ \mu\text{sec}$ beträgt, die Zeit zwischen Kollisionen²⁴ aber $11\ \mu\text{sec}$, sind Ionisationslawinen aus $4\ e^+e^-$ -Wechselwirkungen gleichzeitig im Detektor vorhanden.

²⁴Für die Berechnung der Wechselwirkungs-Wiederholfrequenz wird ein LEP-Betrieb mit vier Teilchenpaketen angenommen.

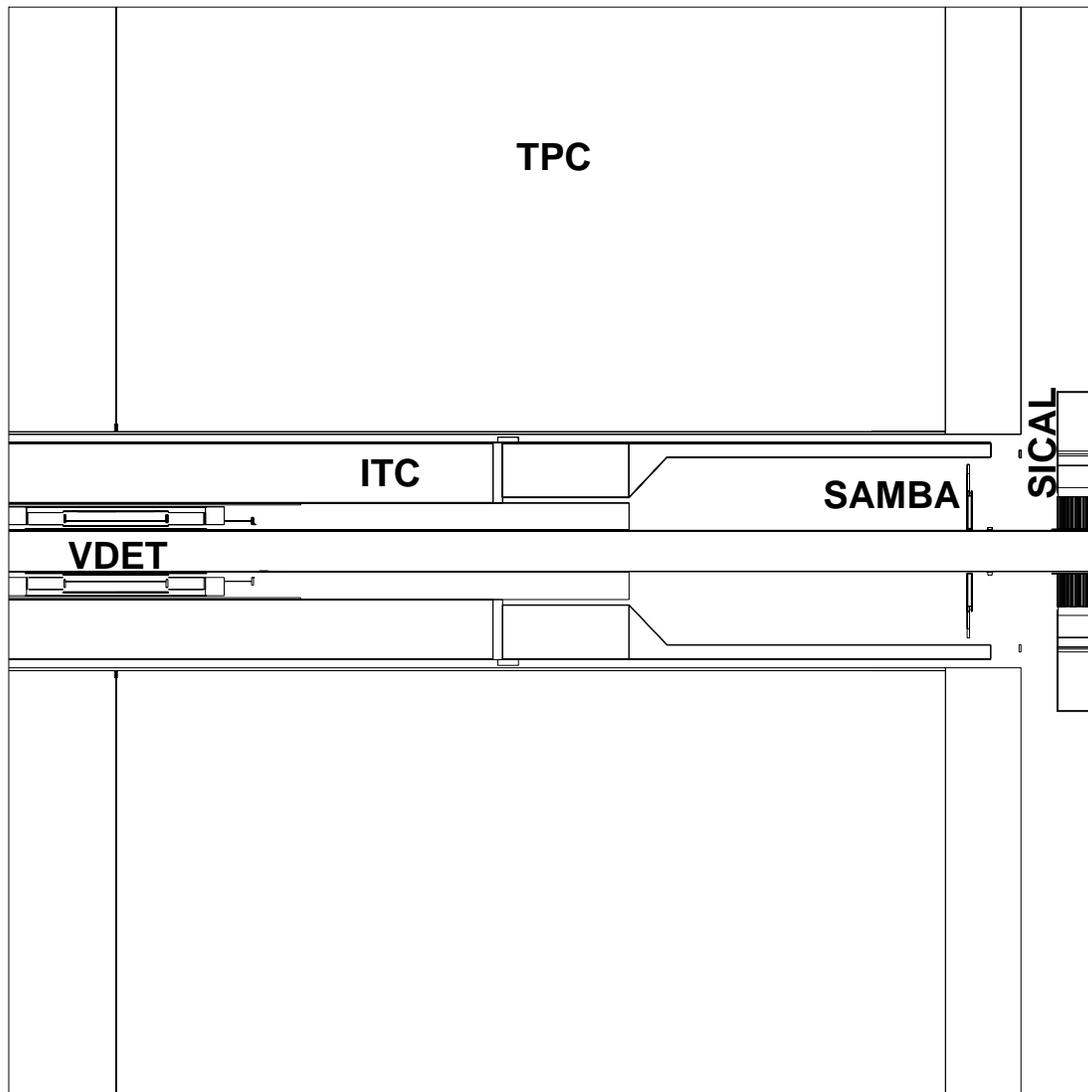


Abbildung 27: Der innere Teil des ALEPH-Detektors (Monte-Carlo-Geometrien VDET): Sichtbar sind in diesem y-z-Schnitt die Detektoren VDET, ITC und TPC. Deutlich erkennbar ist am rechten Ende von VDET der Diodenring des Strahl-Verlust-Monitors ARBLIS.

Der Untergrundmonitor SAMBA ²⁵ wird zur Echtzeitbestimmung der Rate der Synchrotronphotonen und Strahlverlustteilchen verwendet, die das ALEPH-Detektorstrahlrohr treffen. Die Anzahl der registrierten Synchrotronphotonen ist proportional zu denen, die andere Detektoren, insbesondere ITC und TPC, treffen. Seine Scheibenform, seine Ausrichtung senkrecht zur Strahlrichtung und seine Position ($z = \pm 2,65$ m) vor SICAL erlaubt es, Elektronen und Positronen, die das Luminositätskalorimeter treffen, zu detektieren. Die Vieldrahtproportionalenkammer dient durch ihre Robustheit als unersetzliches Instrument zur Abschätzung des Strahluntergrundes während extremer Strahluntergrundsituationen, wie der Einstellung des Speicherringes, wenn eine neue Füllung zur Kollision gebracht wird. Da-

²⁵Der hier beschriebene SAMBA-I Detektor wurde in den Jahren 1992 bis 1995 eingesetzt.

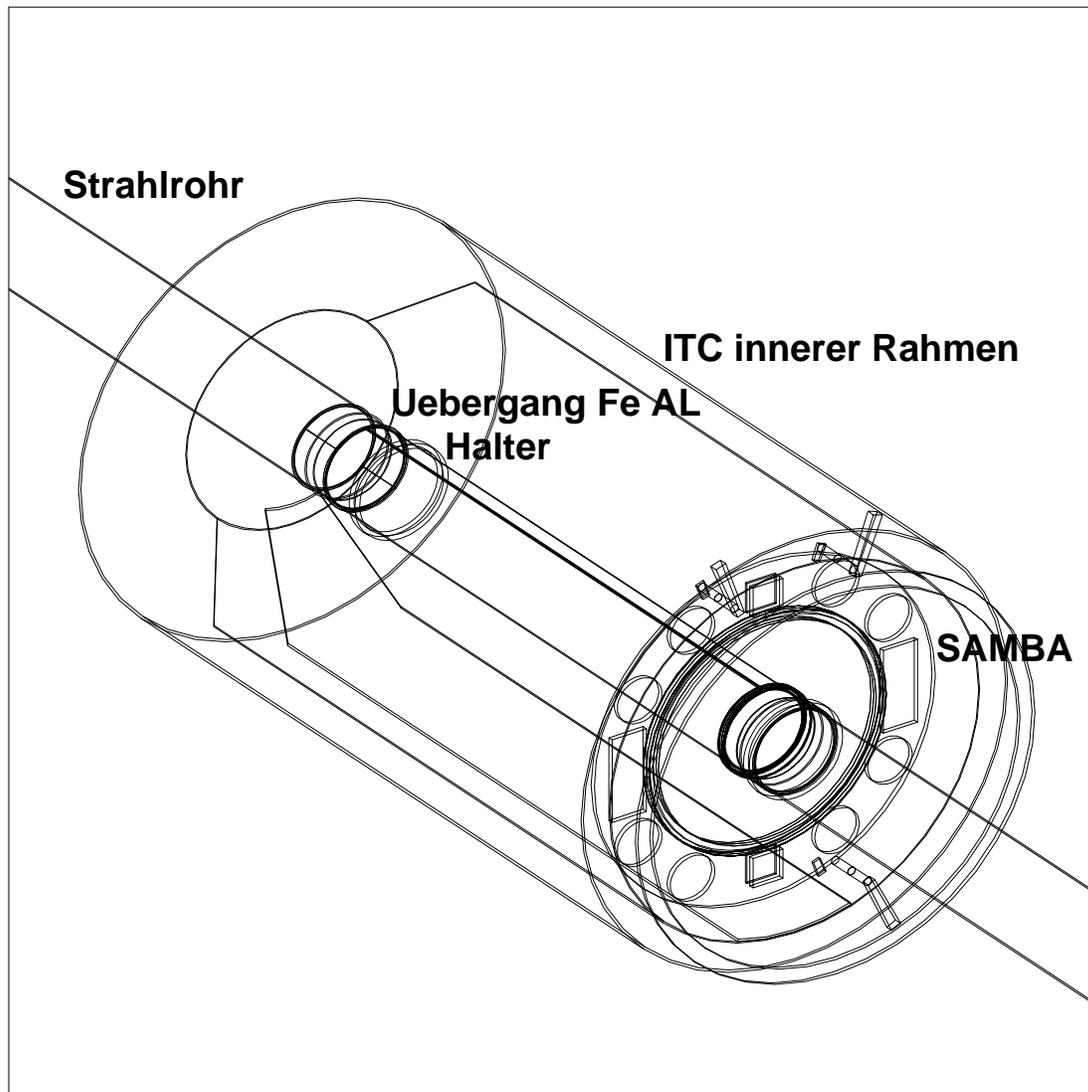


Abbildung 28: Der innerer Teil des ALEPH-Detektors (Monte-Carlo-Geometrien SAMBA, ITC, Strahlrohr) in einer 3D-Drahtdarstellung. Innerhalb des inneren Rahmens der ITC ist eine Hälfte des Untergrundmonitors SAMBA dargestellt.

zu steht der ALEPH- und LEP-Bedienungsmannschaft eine kalibrierte Zählrate (FOM²⁶) von Teilchentreffern oder -Durchgängen zur Verfügung mit einem Wertebereich von 0 bis 5. Dabei bedeutet

- 0-1 exzellente,
- 1-2 normale,
- 3-5 hohe,
- > 5 nicht akzeptable Strahluntergrundbedingungen.

²⁶Die SAMBA-FOM (figure of merite) berechnet sich aus der durch eine Kalibrationskonstante dividierten über vier Sekunden integrierte Gesamtzählrate.

Im Fall von Werten über 5 ist die LEP-Bedienungsmannschaft aufgefordert, Maßnahmen zur Reduktion des Strahluntergrundes zu ergreifen. Werte von 5 zeigen nahezu immer an, daß die TPC und ITC wegen zu hoher Kammerströme, verursacht durch Ladungsdeposition, nicht mehr betrieben werden können. Werte weit über 5 und bis zu 100 können erreicht werden, wenn SAMBA unter erhöhten Strahluntergrundraten betrieben wird, damit der Zeitpunkt abschätzt werden kann, wann TPC und ITC eingeschaltet werden können.

Die Funktionsweise von SAMBA wird im folgenden Kapitel 6 detaillierter beschrieben, da sie eine zentrale Rolle bei den Strahluntergrundstudien gespielt hat.

SICAL, LCAL, ECAL, HCAL, MUCH (Die Luminositätskalorimeter SICAL und LCAL, das elektromagnetische Kalorimeter (ECAL), das Hadronkalorimeter (HCAL), die Myonkammer (MUCH))

Die Luminositätsmonitore LCAL und SICAL besitzen Abschirmplatten aus Blei bzw. Wolfram gegen Synchrotronstrahlung. Das ECAL, HCAL sowie die Myonkammern werden von Synchrotronphotonen nicht erreicht, da sie zentimeterdicke Eisen-Frontplatten besitzen. Strahlverlustteilchen hingegen erreichen so großen Radien, daß sie von ECAL registriert werden können. Der dominierende strahlinduzierte Untergrund, der von ECAL registriert wird, sind Strahl-Restgas-Streuungen. Auch Myonen aus Schauerentwicklungen und Photo-Produktion entlang des Strahlrohrs der Wechselwirkungszone werden als Strahluntergrundteilchen durch Spuren nahezu parallel zur Strahlrichtung auf Radien von ca. 2 m sichtbar. Kompensationsspulen korrigieren den Einfluß des Magnetfeldes auf den Strahl, um keine Bahnveränderungen zu provozieren, die in einer Erhöhung des Strahluntergrunds sichtbar würden [11].

Der Kleinwinkel-Luminositätsmonitor BCAL dient

der Echtzeit-Luminositätsbestimmung. Die vier Kalorimetermodule bestehen aus Stapeln von Wolframplatten mit zwischenliegenden Plastikszintillatoren, die von Photomultipliern ausgelesen werden. Seitlich angebrachte Siliziumdetektoren zeichnen die Leckverluste auf. BCAL registriert Bhabha-gestreute Elektronen und Positronen, die durch den Experimentquadrupol in den Detektor überfokussiert werden. Die Zählrate der einzelnen Kalorimetermodule steht den Strahluntergrund-Untersuchungen als ein einfaches Maß für die Rate von Strahlverlusten zur Verfügung, da die Koinzidenzrate von Bhabha-Wechselwirkungen bei einer Luminosität von $10^{30} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ lediglich 5 Hz beträgt. Da BCAL aber etwa 7,8 m vom Vertex entfernt und damit weit außerhalb des eigentlichen Detektors angebracht ist, spiegelt die Zählrate nicht die Strahlverlustrate in den Detektor wider.

Der Strahl-Orbitmonitor BOM (Beam Orbit Monitor) ist die ALEPH-Auslese der beidseitig von ALEPH innerhalb der geraden Wechselwirkungszone installierten LEP-Strahlmonitore. Die Strahlmonitore registrieren mit ihren Elektroden die elektrostatische Influenz der vorbeifliegenden Elektronen- oder Positronen-Pakete. Die Signale erlauben die Messung des Strahlstroms, die Berechnung der Strahlposition, des Wechselwirkungswinkels und die Synchronisation der Nullzeiteinheit²⁷.

5.2 Datennahme

Die ALEPH-Datennahme wird durch Elektroniksignale der einzelnen Detektoren und eine Logikverknüpfung ausgelöst. Da eine Datennahme mit dem gesamten Detektorsystem viel Zeit in Anspruch nimmt, ist ihre Auslösung durch die Physikereignisse motiviert, die man vermessen möchte. Neben diesen Auslösebedingungen existieren einige detektorspezifische Auslöseformen, die lediglich zur Detektorkalibration verwendet werden (Kap. 5.3). Im folgenden sollen kurz die vier prinzipiellen Auslöseformen diskutiert werden, um dann ihre Eignung für Strahluntergrund-Untersuchungen abzuschätzen [5]. Die ALEPH-Datennahme wird ausgelöst, wenn

²⁷Die Nullzeiteinheit (T0-Module) erzeugt das EBX (early bunch crossing) und das BX (bunch crossing) Signal. Der MATS (main trigger supervisor) generiert aus EBX und BX die Signale EGBX (early gated bunch crossing) und GBX (gated bunch crossing) (Seite 45).

1. die Energiedeposition im elektromagnetischen-Kalorimeter größer als eine Schnittenergie von 6 GeV im Zylindermantel, 3 GeV in einem oder je 1,5 GeV in beiden Zylinderdeckeln (total energy trigger) ist.
2. Spursegmente in der Driftkammer gefunden werden sowie Energiedeposition von mehr als 200 MeV im zugehörigen Segment des elektromagnetischen Kalorimeters registriert wird (electron track trigger).
3. Spursegmente in der Driftkammer in Verbindung mit Energiedeposition im Hadronkalorimeter gefunden werden (muon track trigger).
4. gegenläufige Spursegmente in der Driftkammer gefunden werden (back to back trigger).

Unabhängig hiervon wird die Datennahme der Luminositätsmonitore ausgelöst. Die Auslösebedingungen verlangen die Signatur einer elastischen Kleinwinkelstreuung (Punktsymmetrie zum Vertex, Teilchen mit voller Strahlenergie). Im einzelnen sind dies:

- Es muß mindestens eine Häufung von Energiedepositionen pro Detektorseite rekonstruiert werden.
- Die deponierten Energien müssen mindestens 20 GeV auf einer und 35 GeV auf der anderen Seite betragen.
- Geometrische Schnitte im Radius und dem Azimutalwinkel stellen die Symmetriebedingungen sicher.

Meist erfüllt eine e^+e^- -Wechselwirkung mehr als eine Datennahme-Auslösebedingung. Diese Redundanz wird verwendet, um die Effizienz der Entscheidungen abzuschätzen zu können.

Diese Entscheidungskriterien basieren auf grundlegenden Elektronensignalen, die in einem zweistufigen Entscheidungsprozeß eine Datennahme auslösen [48]. Schnelle Signale der ITC, des ECAL, des HCAL und SICAL erreichen innerhalb von wenigen Mikrosekunden die erste elektronische Entscheidungsstufe (level 1 trigger), die entweder vor der nächsten Strahlwechselwirkung alle Elektronik zurücksetzt (level 1 NO decision) oder die langsamen TPC-Signale abwartet (level 1 YES decision). Die TPC-Prozessoren (TPC track trigger processor) suchen nach Spuren geladener Teilchen und warten dafür die maximale Driftzeit ($50\mu\text{s}$) ab. Die zweite Entscheidungsstufe (level 2 trigger) benutzt die Spurinformaton der TPC und das Ergebnis der ersten Stufe. Im Fall eines negativen Entscheidungsausgangs der zweiten Stufe (level 2 NO decision) wird die Elektronik zurückgesetzt, um etwa nach 100 Mikrosekunden neue Signale akzeptieren zu können. Kommt es aufgrund einer positiven Entscheidung der zweiten Stufe (level 2 YES decision) zu einer kompletten Detektorauslese, werden für einige Millisekunden keine neuen Auslösesignale akzeptiert.

Eine dritte Entscheidungsstufe, ein Computerprogramm, filtert durch den Vergleich der Auslösemaske (trigger mask) und der Detektordaten Untergrundereignisse wie Durchgänge kosmischer Myonen oder Strahl-Restgas-Wechselwirkungen aus. Werden Daten verworfen, wird lediglich die Auslösemaske abgespeichert.

Die so erhaltenen Daten beinhalten zu 10% Bhabha-Wechselwirkungen und zu 7% Zerfälle des Z^0 -Bosons. Der Rest stammt aus Restgasstreuungen, Myonen der Höhenstrahlung, Strahlverlustteilchen, strahlinduzierten Myonen oder einfach elektronischem Rauschen. Bis zu 75% der Spurdattennahme-Auslösungen der ITC stammen aus Restgaswechselwirkungen, die 20% der Gesamtdatennahmerate ausmachen können [117].

Synchronisationssignale

Die Auslösesignale werden von einem Controller (main trigger supervisor "MATS") empfangen und an die anderen Detektoren weitergeleitet. Im Falle einer positiven Entscheidung der zweiten Stufe werden die zur Buchführung notwendigen Daten an die Detektorausleseprozessoren (event builder, EB) übermittelt und die weitere Datennahmeauslösung angehalten, bis alle Detektoren ihren Auslesezyklus beendet haben. Zur Ankündigung einer Strahlwechselwirkung werden zwei, durch das

BOM-System mit dem umlaufenden Strahl synchronisierte Synchronisationssignale (early gated bunch crossing (EGBX) und gated bunch crossing (GBX)) übermittelt. Sie werden von den Detektoren für die Vorbereitung einer Datennahme verwendet, falls die Datenauslese nicht im Gange ist. Detektorsignale treten nur nach Wechselwirkungsereignissen auf, so daß der Datennahmezeitpunkt durch den Zeitpunkt der Wechselwirkung vorgegeben und hiermit synchronisiert wird. Strahlinduzierter Untergrund wird, da sich alle Teilchen annähernd mit Lichtgeschwindigkeit ausbreiten, zeitgleich mit der Strahlwechselwirkung registriert. Synchrotronphotonen können aufgrund von Streuungen Laufzeitverzögerungen gegenüber dem Wechselwirkungszeitpunkt aufweisen. Als Maß für die durch Streuung zusätzlich zurückgelegte Strecke kann die Zeitdifferenz zwischen Wechselwirkungszeitpunkt und Photonennachweiszeitpunkt verwendet werden. Die Signale EGBX bzw. GBX werden aus den im T0-Modul erzeugten Uhrensinalen (EBX, BX) gewonnen. Die Uhren werden mit dem Paketdurchgängen durch die Signale der Strahlelektroden (BOM) synchronisiert. Die Signalabstände für EBX und BX werden innerhalb des T0-Modul simuliert, falls keine Positronen oder Elektronen in LEP zirkulieren.

In 1995 hat sich das hier geschilderte Schema insofern geändert, als nicht einzelne Strahlpakete kollidieren, sondern "Züge" mit 3 bis 4 "Wagen". Die Strahlführung wurde so ausgelegt, daß, wenn man die Wagen der kollidierenden Züge indiziert, immer Wagen mit gleichem Index kollidieren. Die Synchronisationssignale (EBX und BX) zeigen immer die Ankunft des ersten Wagens eines Zuges an. Das Datennahme-Auslösesystem kann die Wagennummer anhand deren Zeitabständen im Zug (ca. 250 ns) identifizieren und markieren (Zeitmessungen des ECAL oder der ITC). Dies ist bei der Rekonstruktion der Spuren in der TPC von Bedeutung, da hier Spuren von 4 Zugkollisionen gleichzeitig im Detektor sichtbar sind.

Einzig SICAL bildet eine Ausnahme. Aufgrund der langen Signalanstiegszeiten der Siliziumkristalle (ca. 400 ns) und der SICAL-Datennahme-Auslösung können keine einzelnen Wagen eines Zuges aufgelöst werden. Im Falle einer Datennahme-Auslösung wird daher die Signalamplitude zur Kollisionszeit eines der Wagenpaare als Signal ausgewertet.

Zusätzlich wird in regelmäßigen Abständen eine Datennahme durch einen Zähler in der ersten Auslösestufe erzwungen (Zufallsdatennahme, random trigger), die alle Auslösestufen ohne Filterung passiert. Die Daten werden zur Kontrolle der Detektoren verwendet.

Konsequenzen für die Synchrotronstrahlungs-Untersuchungen

Diese Konstruktion der Datennahme-Auslösung hat direkte Auswirkungen auf die Bestimmung des Strahluntergrunds. Synchrotronphotonen können eine Datennahme nicht auslösen, da sie mit einer mittleren Energie von 30 bis 70 keV die Energieauslösebedingungen nicht erfüllen können. Die Kalorimeter sind somit für eine Studie der Synchrotronstrahlung nicht geeignet. Ein indirekter Nachweis von Synchrotronphotonen gelingt nur durch die Analyse der Zufallsdatennahmen der TPC und ITC. Aus Datensätzen, die keine Spuren geladener Teilchen enthalten, lassen sich durch Auszählen der Energiedepositionen durch Photoeffekt die Anzahl der Photonen ermitteln. Die Driftzeitverteilung der Elektronen aus den Photoeffekten ist dann die Faltung der Detektor- und Gasdriftzeitverteilung mit der Ankunftszeitverteilung der Synchrotronphotonen. Als zeitliche Referenz dient dabei das BX-Signal des T0-Moduls, das eine Strahlpassage ankündigt. Die Driftzeitverteilung der TPC ist nicht entfaltbar, da sich hier Ankunftszeitverteilungen von 4 Strahlpassagen überlagern. Die Driftzeitverteilung der ITC ist durch die hexagonale Struktur der Driftzellen und deren unterschiedliche Größe ungewöhnlich kompliziert und auf ein Fenster von 400 ns nach dem Paketdurchgang limitiert. Aussagen lassen sich nur für extreme Änderungen der Untergrundsituation durch den Vergleich mit dem Normalzustand machen. Die geringe Rate der Zufallsdatennahmen während Elektron-Positron-Wechselwirkungen limitiert jedoch die statistisch gesicherte Auswertung der Driftzeitverteilung. Kurze Datennahmezeiten (10 min) oder Beobachtungen sich ändernder Strahluntergrundzustände lassen sich nur durch eine starke Erhöhung der Rate der Zufallsdatennahmen (ca. 5 Hz) realisieren. Die Anzahl der Datennahmen mit nachweisbarem Photoeffekt liegt dann in der Größenordnung 10^3 . Zum Vergleich: Die Anzahl der mit SAMBA nachweisbaren Synchrotronphotonen beträgt im gleichen Zeitraum etwa 10^6 .

Für die TPC²⁸ und ITC kann der Kammerstrom als Maß für die im Detektor deponierte Leistung herangezogen werden. Der Kammerstrom, dividiert durch eine willkürliche Konstante, ist als sogenannter FOM-Wert (figure of merit) verfügbar. Der Wertebereich beträgt 0 bis 5, wobei 1 als Idealbedingung definiert ist. Oberhalb von FOM=5 wird die Hochspannung der TPC und ITC reduziert, um Schäden an den Drähten zu vermeiden. Die TPC erlaubt durch eine feine, schrittweise Abstufung der Hochspannung auch eine Datennahme unter erschwerten Strahluntergrundbedingungen. Die Effizienzen lassen sich aus Messungen unter identischen Untergrundbedingungen mit beiden Hochspannungsstufen und einer Kalibration bestimmen. Zum Vergleich: SAMBA kann bis zu einem FOM-Wert von 100 betrieben werden und erlaubt durch eine niedrigere Hochspannungsstufe zudem den Betrieb unter vierzigfach erhöhten Untergrundbedingungen.

Typische Untergrundverteilungen der ITC und TPC können aus den Zufallsdatennahmen während Strahlkollisionen gewonnen werden. Einfacher zu interpretieren sind jedoch Daten der LEP-MD (machine development), da hier nur ein Strahl verwendet wird und somit die Richtung der Synchrotronstrahlung zweifelsfrei feststellbar ist.

Zur Bestimmung der ITC- und TPC-Effizienzen für Photonen der Synchrotronstrahlung wurden Monte-Carlo-Studien des kompletten ALEPH-Detektors mit monochromatischen Photonenströmen unter festen Winkeln gegen das Strahlrohr bei der Position $z = \pm 2,7$ m durchgeführt. Die mittlere TPC-Effizienz für Strahluntergrundphotonen liegt bei 1%, die der ITC bei 0,3% [142].

Strahlverlust-Elektronen oder -Positronen können im SICAL und BCAL über die niedrigen Energieschwellen der Datennahmeauslösung nachgewiesen werden. SICAL zeichnet zur Abschätzung der Kontamination der Energieverteilung der Elektronen aus Bhabha-Streuung durch Strahlverlustteilchen auch Daten auf, bei denen lediglich eine Energie von ≥ 9 GeV in einer Detektorseite deponiert wurde. Die resultierenden Verteilungen erlauben die Analyse der Energie- und Winkelverteilung von Strahlverlustteilchen, wegen der Art der Datennahmeauslösung aber keine zeitliche Analyse. BCAL ist nicht in die oben geschilderte Datennahme eingebunden, sondern schreibt zur Synchronisation eine Zeitinformation zu den Daten. Teilchen, die nicht die Symmetriebedingungen erfüllen und wesentlich weniger Energie als die Strahlenergie aufweisen, stammen nahezu ausschließlich aus Strahlverlusten. Ihre zeitliche Verteilung und Energie ist in der Abbildung 34 aufgezeichnet. Die Zeitverteilung zeigt, daß Strahlverlustteilchen immer zeitgleich mit Strahlpassagen registriert werden. SICAL und BCAL eignen sich wegen der starken Metallummantelungen und der Energieschnitte (min. 9 GeV) nicht zur Studie von Synchrotronphotonen.

5.3 Strahlenresistenz

Die Strahlenresistenz ist je nach Teildetektor stark verschieden. Der Halbleiterstreifen-Detektor VDET erhält zwar hohe Dosen (bis zu 3rad in 24h), aber die Elektronik und der Detektor sind hinreichend strahlungsstabil. Die letale Dosis beträgt ungefähr 10 krad. Im Frühjahr '95 betrug die seit 1992 akkumulierte Dosis 2 krad [105]. Für LEP II stehen neue Elektronik- und Halbleitermaterialien mit erheblich höherer Strahlenresistenz zur Verfügung. Ein eigenes Strahlenschutzsystem (RADMON) mit langsam integrierenden Halbleiterdioden warnt vor hohen Strahlendosisleistungen und unterbricht die LEP-Füllung ab einer Dosisleistung von 100 rad pro Stunde. Während Strahlkollisionen geht eine Warninformation an die ALEPH-Bedienungsmannschaft, die aufgefordert ist, bei der Beschleuniger-Bedienungsmannschaft um eine Strahlabschaltung nachzufragen, wenn die Warnung länger als fünf Minuten anhält. Ein zweites System mit schnell integrierenden Dioden (ARBILIS) registriert den Teilchenverlust pro Paketumlauf und sendet im Extremfall ein Signal zur sofortigen Strahlabschaltung an die Beschleunigerkontrollenrichtungen [136]. Die Schwellenwerte für die Aussendung des Strahlabschaltungssignals²⁹ liegen weit oberhalb des to-

²⁸Der nicht durch Strahluntergrund verursachte Kammerstrom in der ALEPH-TPC ist zeitabhängig und nimmt annähernd logarithmisch mit der Zeit ab. Er setzt sich aus einem Dunkelstrom der Kammer und einem Aufladungs- und Stromverlust-Prozess in den Kabeln zusammen. Die TPC FOM berechnet sich aus dem totalen Kammerstrom abzüglich des minimalen Dunkelstrom dividiert durch eine Kalibrationskonstante. Sie ist lediglich für hohe Strahluntergrundraten (FOM > 1) gut mit einer Ratenänderung des nahezu zu 100% aus Photonen bestehenden Strahluntergrunds korreliert.

²⁹Im Jahr 1992 wurde eine Hochfrequenzkavität abgeschaltet. Durch die dann ungenügende Beschleunigung zirkuliert der Strahl über mehrere Umläufe nach Innen und trifft Aperturbegrenzungen. Seit 1993 wird der Strahl

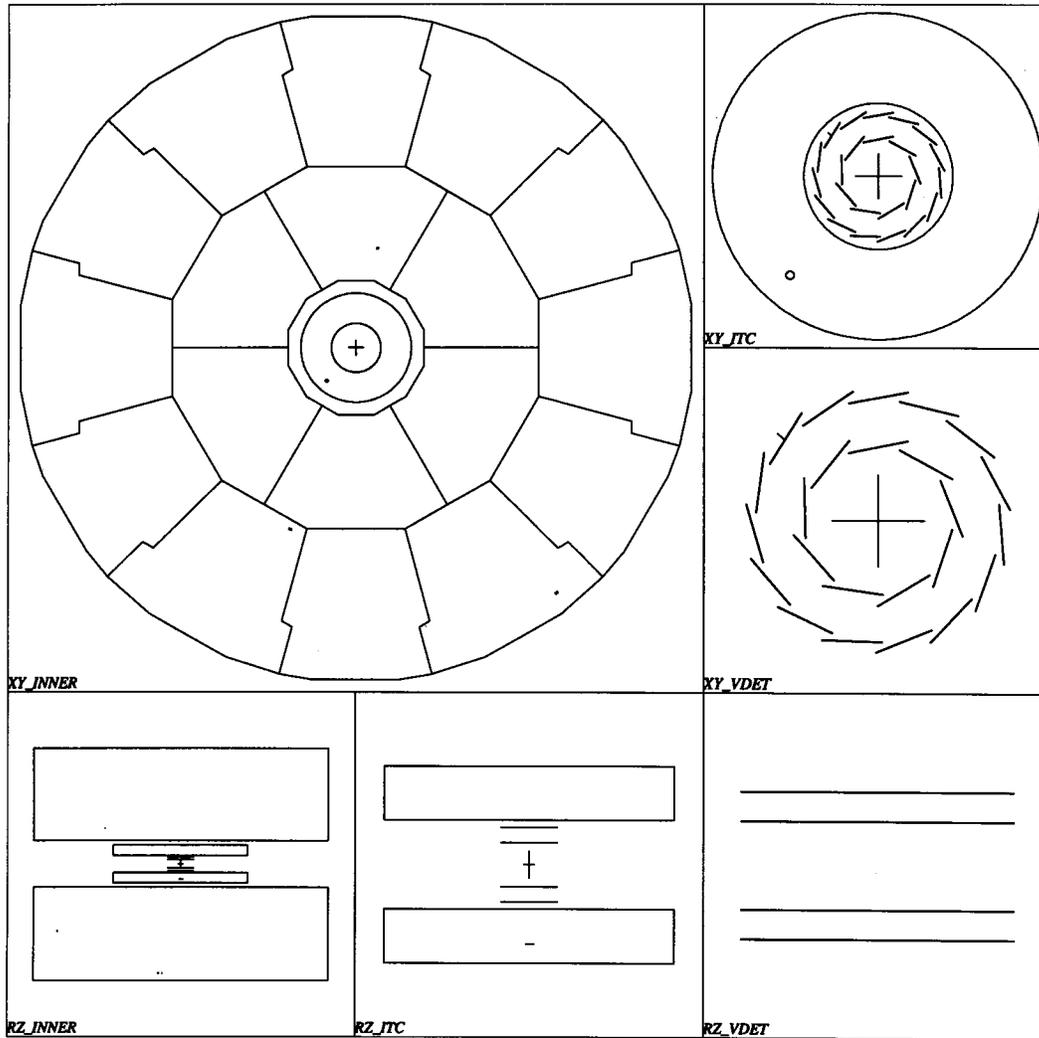


Abbildung 29: Synchrotronphotonen-Strahluntergrund in der ITC und TPC ist sichtbar in Form einzelner Einträge von Energiedepositionen. Einzelne Photonen können keine Datennahme auslösen, werden jedoch als Bildschnee in der Darstellung anderer Ereignisse sichtbar.

lerierbaren Strahluntergrunds bei Detektorbetrieb. Bisher sind zwei Mechanismen bekannt, die Strahlenschäden verursachen:

- Kondensatorkurzschlüsse (pinholes) in der Auslese-Elektronik entstehen, wenn die in die Siliziumstreifen eingetragene Ladung so groß ist, daß die Versorgungsspannung durchbricht. Der zugehörige Streifen kann dann wegen der Sättigung des Verstärkers nicht mehr verwendet werden.
- Teile der Chips können durch bleistiftartige Strahlenbündel, die sehr intensiv sind und in extrem kleinen Bereichen auftreten, während eines Strahlverlusts zerstört werden.

durch spezielle Magnete (kicker magnet) während eines Strahlumlaufs aus der Bahn in einen Metallblock gelenkt.

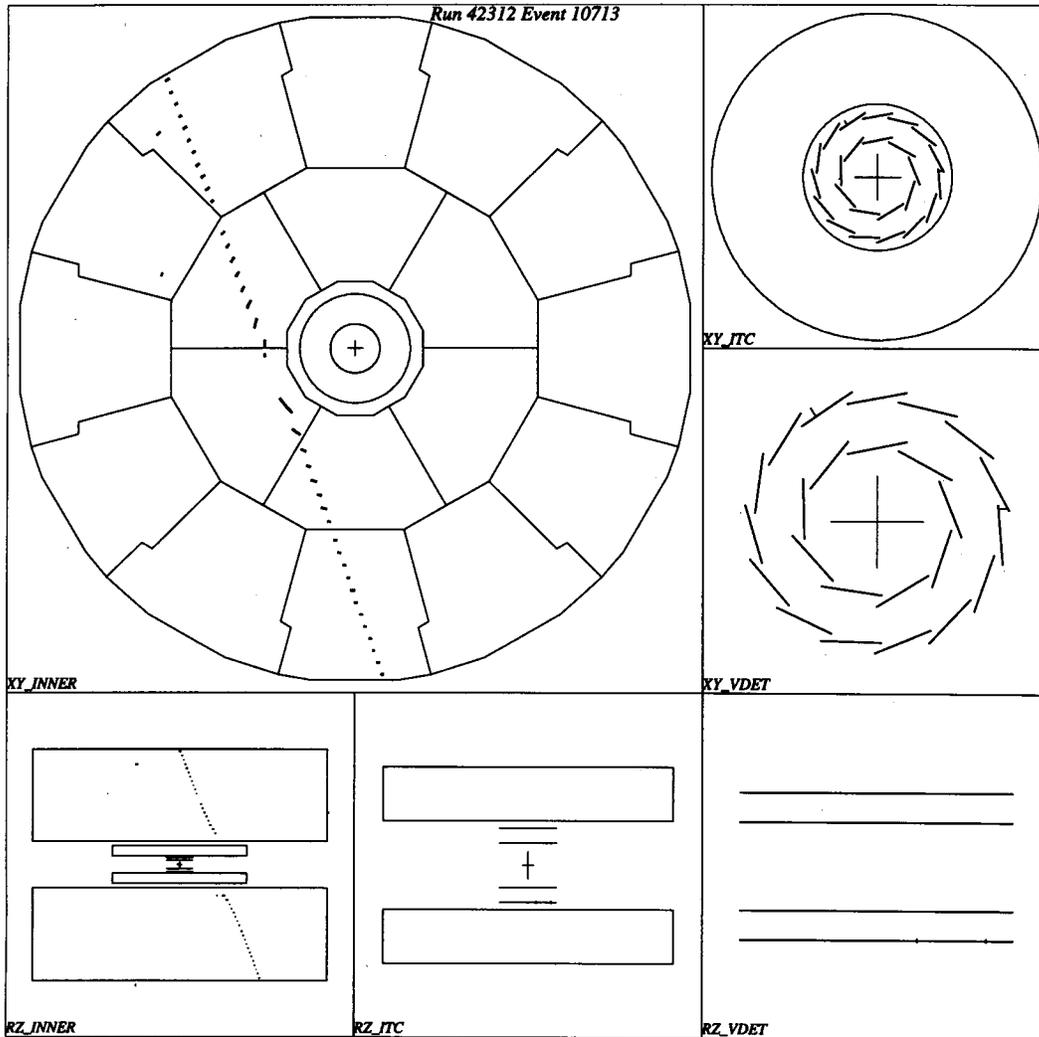


Abbildung 30: Myonen der Höhenstrahlung können eine Datennahme auslösen, wenn sie den Wechselwirkungspunkt in einem Abstand von ± 1 m passieren. Sie werden von der dritten Datennahme-Auslösestufe aus den Daten herausgefiltert.

Während das Elektromagnetische- und das Hadronen-Kalorimeter nur bei Strahlverlusten im Bereich von mehreren Mikroampere Beeinträchtigungen ihrer Funktion zeigen, ist das Luminositätskalorimeter SICAL sensitiv für einzelne energiereiche Photonen oder Elektronen des Strahluntergrunds. Diese Situation tritt jedoch nur deshalb auf, weil bereits Energiedepositionen größer 9 GeV in einem Modul unter Vernachlässigung geometrischer Schnitte zur Wahrung einer Koinkidenz eine Datennahme auslösen. Mit Daten dieser Auslösebedingung kann eine sehr präzise Kalibration des Detektors vorgenommen werden.

Trotz der guten Energieauflösung ist es jedoch nicht möglich, alle Strahlverlustteilchen, die in das Luminositätskalorimeter überfokussiert werden, von Teilchen mit voller Strahlenergie aus der Bhabha-Kleinwinkelstreuung zu unterscheiden. Dies liegt zum einen an der Energieverteilung der Bhabha-Elektronen, zum anderen an Kontaminationen von Bhabha-Ereignissen mit Strahluntergrundteilchen. Zur Datennahme werden niedrige Energieschnitte aber keine geometrischen

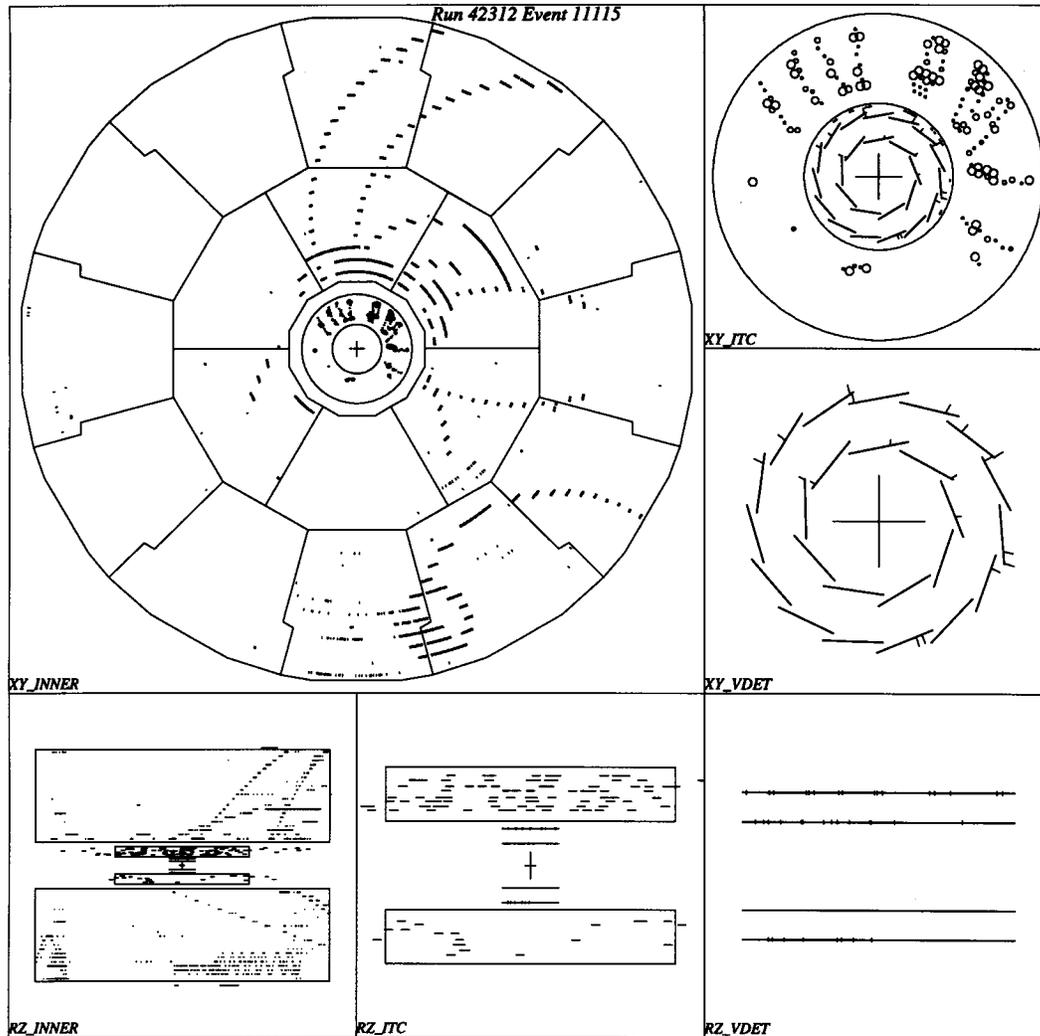


Abbildung 31: Tiefinelastische Wechselwirkungen des Strahls mit dem Restgas innerhalb eines Bereichs von $z = \pm 20$ m um den Vertex führt zu einer großen Anzahl von Teilchen, die in den Detektor gestreut werden. Sie lösen eine Datennahme durch die Überschreitung von Energieschwellen aus. Diese Daten werden durch die 2. Datennahmen-Auslösestufe herausgefiltert. Ihre Rate ist von der gleichen Größenordnung wie die der e^+e^- Wechselwirkungen [117].

Schnitte angelegt, so daß das Kalorimeter durch Strahlverlustteilchen mit einer mittlere Energie von 25 GeV "geblendet" werden kann, d.h. daß viele Zufallskoinzidenzen die Bhabha-Ereignisse kontaminieren.

Die durch ein Synchrotronphoton in den Driftkammern deponierte Energie ist vergleichbar mit der eines minimal ionisierenden Teilchens. Trotzdem stellt dies bedingt durch die gute Ortsauflösung kein Hindernis für die Spurfindung dar. Die Limitierung für Driftkammern ist nur durch den mittleren Strom auf den Felddrähten gegeben. Große Ströme können zu Ablagerungen und dadurch bedingt zu Alterungserscheinungen in Form von Verstärkungsverlusten und Ineffizienzen führen. In extremen Fällen können Drähte durchbrennen. Zum Schutz der Kammern ist der maximale Strom begrenzt. Das Stromlimit für die TPC wurde während der Testperiode der Kammer

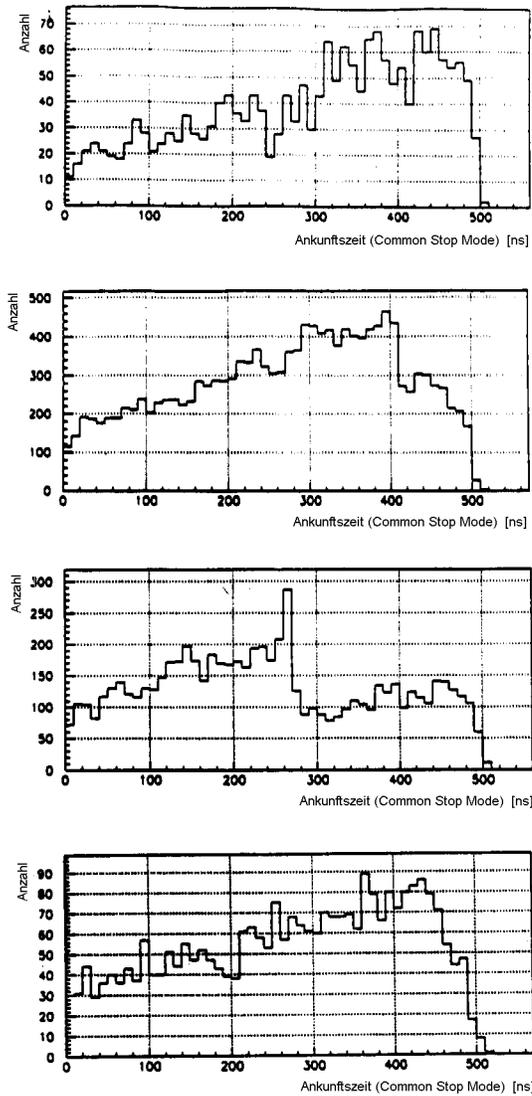


Abbildung 32: ITC-Driftzeit-Histogramme (common stop mode) für verschiedene BeschleunigerEinstellungen. Man erkennt Formveränderung gegenüber dem Normalfall (oberes Teilbild) durch Rückstreuung mit Laufzeitverzögerungen von 80 ns (zweites Teilbild), 240 ns (drittes Teilbild) und 40 ns (unterstes Teilbild). [137].

ermittelt. Es wurde beobachtet, daß in der Kammer nach mehrstündigem Betrieb mit Strömen oberhalb 100 nA pro Sektor Entladungen stattfinden [106]. Die Entladungen gehen nicht von den Hochspannungsdrähten aus und bilden sich nach einiger Betriebszeit ohne eingetragene Ladungen wieder zurück. Dies wurde als Anlaß genommen, das Stromlimit für den Dauerbetrieb auf 60 nA und für Perioden von nicht mehr als einer Stunde auf 100 nA pro Sektor festzulegen. Die typischen Strahluntergrund während stabiler Strahlbedingungen in Jahre 1992 lag um den Faktor 5 unterhalb des Dauerbetrieb-Stromlimits.

Aus Erfahrungswerten mit anderen Kammern weiß man, daß Proportionalkammern lediglich oberhalb einer akkumulierten Ladung von 0,01 C/cm bezogen auf einen Signaldraht Alterungser-

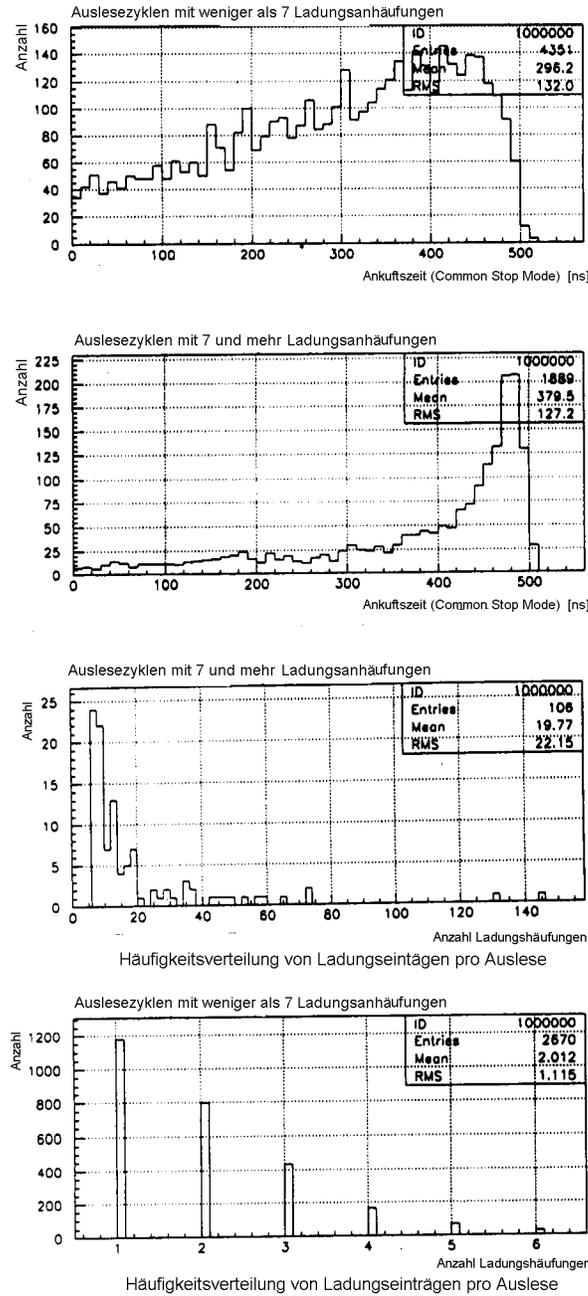


Abbildung 33: ITC-Photonidentifikation durch Multiplizität in Ereignissen. Typische Photonereignisse (oberes Teilbild) weisen eine niedrige, Elektronen (drittes Teilbild) eine hohe Multiplizität auf. Die korrespondierenden Zeitverteilungen weisen für hohe Multiplizitäten viele Einträge zum Zeitpunkt der Strahlwechselwirkung (common stop mode, $t=500$) auf, während die Verteilung für geringe Multiplizitäten eine weniger steile Flanke und einen nahezu linearen Abfall aufweist [137].

BCAL Ankunftszeitverteilung

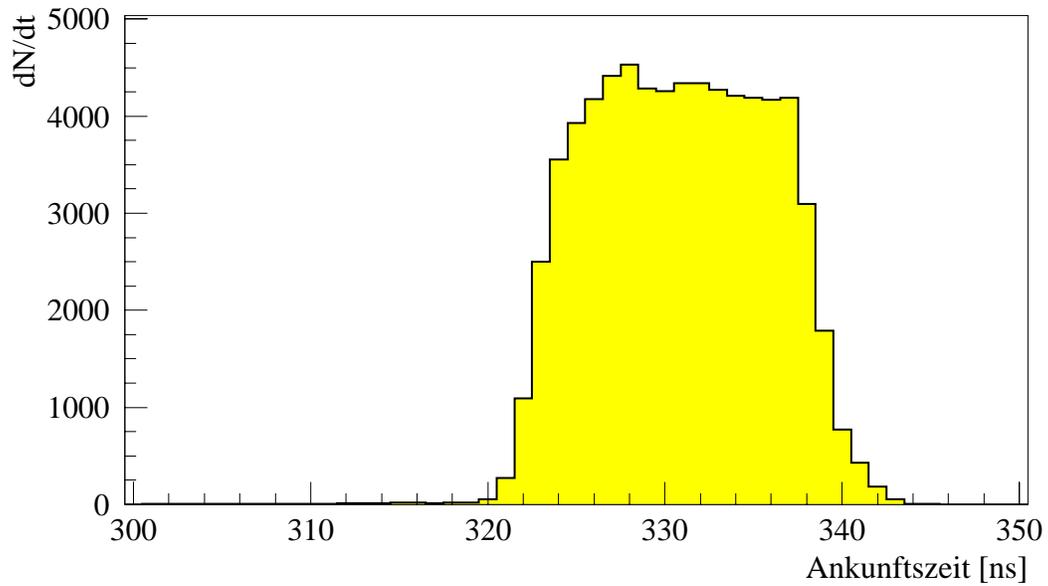


Abbildung 34: Ankunftszeitverteilung von Strahlverlustelektronen in BCAL, aufgenommen mit der SAMBA Ausleseelektronik (TDC). Die geringe Breite der Verteilung $\Delta t = 20$ ns bestätigt die Annahme, daß Strahlverlustelektronen zeitgleich mit Teilchen aus Strahlwechselwirkungen den Detektor treffen. Der Nullpunkt der Ankunftszeit-Skala ist nicht der Wechselwirkungszeitpunkt.

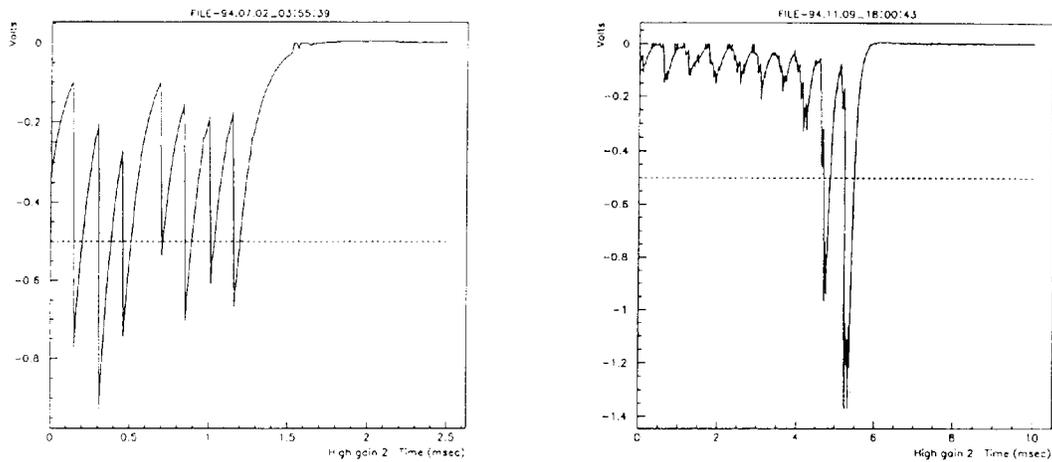


Abbildung 35: Dosisaufzeichnungen eines Strahlverlusts mit den ARBLIS-Dioden [105].

scheinungen [25] [88] zeigen. Diese Ladung würde bei einem Stromlimit von 100 nA, einer Drahtgesamtlänge pro Sektor von $\sim 10^4$ cm und einer durchschnittlichen Betriebszeit von 2800 Stunden pro Jahr in etwa 100 Jahren erreicht! Eine Testmessung, die in der akkumulierten Ladung äquivalent zu 3 Jahren Betrieb am Stromlimit war, zeigte denn auch keine Alterserscheinungen.

Die TPC kann unter erhöhten Strahluntergrundbedingungen mit reduzierter Spannung (1190 V statt 1250 V) d.h. um den Faktor 2 reduzierter Gasverstärkung betrieben werden. Testmessungen und Simulationen zeigen, daß die Spurfindungs-Effizienz³⁰ sich nicht ändert, aber die Nachweiseffizienz für Kathodenflächensignale von 90% auf 83% zurückgeht. Um die volle Effizienz des Datennahmeauslösesignals zu erhalten, muß der Schwellwert um 25% erniedrigt werden. Bei einem Test mit minimal ionisierenden Teilchen verringerte sich bei diesem Schema die dE/dx Auflösung von 7% auf 15%. Die Simulation weist eine Verringerung der Impulsauflösung von 7% auf 11% und der dE/dx Auflösung von 5% auf 6% aus. Nimmt man diesen Verlust in Kauf, kann die TPC mit zweifach höherem Synchrotronstrahlungsuntergrund betrieben werden. Können 'heiße' Stellen identifiziert werden, ist es möglich, Blöcke von 16 Drähten pro Sektor abzuschalten.

Die ITC muß oberhalb des Stromlimits ganz oder teilweise abgeschaltet werden. Ein Betrieb mit niedrigerer Spannung ist nicht möglich. Die Abschaltung einer der 8 Drahtebenen entspricht einer logischen Eins für die Datennahmeauslöse-Entscheidung, so daß die Effizienz der Datennahmeauslösung hierunter nicht leidet, jedoch die Rauschunterdrückung. Während der Betriebsjahre 1989–1994 hat sich die Anzahl der 'toten' Drähte nicht erhöht und die Anzahl der selbständigen Entladungen blieb konstant.

Wie alle anderen Kalorimeter ist das ECAL nicht direkt von Synchrotronstrahlungsuntergrund betroffen. Seine Auslese verursacht jedoch eine hohe Datennahme-Totzeit, falls das Datennahmesignal der ITC ausfällt.

³⁰Die Spurfindungs-Effizienz ist definiert als der Quotient der Anzahl der in den Daten gefundenen Spuren zur Anzahl der von der Simulation her erwarteten Spuren.

6 Untergrundmonitor SAMBA

Der Detektor wurde primär als Strahluntergrund-Monitor für die empfindlichen Spurfundungsdetektoren (ITC,TPC) entwickelt. Entwicklungsziel war die schnelle Registrierung des Strahluntergrunds und seine Differenzierung nach Elektronen (Positronen) und Synchrotronphotonen [102]. Die Strahluntergrund-Nachweiseffizienz sollte der der ITC und TPC proportional sein, aber die Kammer sollte beide Detektoren an Robustheit weit übertreffen.

Typ:	Vieldraht-Proportionalkammer
Position :	$2,26 \text{ m} < z < 2,27 \text{ m}$
Gassystem:	offenes Durchflußsystem, Gasdruck entspricht Atmosphärendruck Durchfluß $\sim 0,3 \text{ l/h}$
Gasfüllung (Volumenprozent):	90% Argon , 10% CO ₂
Gaszusatz zur Sekundärlawinendrückung:	Isopropanol, 1% des Gesamtgasvolumens
Gasraumdicke	1 cm
Drahtparameter:	alternierende Signal- und Felddrähte mit 0,5 cm Abstand Potentialdrahtdurchmesser 100 μm Felddrahtdurchmesser 25 μm
Rahmenmaterial:	FR4 (G10-Epoxid, 9 Massenprozent Brom)
Deckeldicke:	0,95 mm
Kupferbeschichtungsdicke:	17 μm
Segmentierung:	45° Sektoren in zwei Ringen 1. Ring $r = 6,0 - 10,34 \text{ cm}$ 2. Ring $r = 10,36 - 14,7 \text{ cm}$
Rahmendicke:	1 cm
Rahmenradius:	$r_{min} = 5,81 \text{ cm}, r_{max} = 24,0 \text{ cm}$
Empfindliches Volumen:	$r_{min} = 6,0 \text{ cm}, r_{max} = 14,7 \text{ cm}$
Potentialdraht-Hochspannung:	$U = 0 \text{ V}$
Signaldraht-Hochspannung:	(Wartestellung) $U = +1280 \text{ V}, I_{max} = 50 \text{ nA}$ (Betrieb) $U = +1550 \text{ V}, I_{max} = 50 \text{ nA}$

Tabelle 8: SAMBA Geometrie- und Betriebsdaten (Abb. 36).

Der mechanische Aufbau besteht aus zwei Modulen, die zusammen eine Scheibe mit Mittelloch bilden (Abb. 36). Die nahezu direkt an das Strahlrohr anschließenden Scheiben stehen senkrecht zur Strahlachse. Der Detektor ist vom Vertex aus gesehen unmittelbar vor SICAL plziert. Der empfindliche Bereich des Detektors überstreicht den gesamten empfindlichen Teil von SICAL, so daß keine mechanisch tragenden Teile Inhomogenitäten in der in Richtung Vertex gesehenen Strahlungslängenverteilung verursachen können.

Der einzelne Detektor ist aus einem inneren und äußeren Epoxidrahmen und zwei Deckelflächen zusammengesetzt (Tab. 8). Die Detektordeckelflächen sind mit Kupfer beschichtet, wobei eine Außenseite zudem die Signalauslese- und Hochspannungszuführungs-Bahnen eingätzt hat sowie die Vorverstärkerelektronik trägt. Die zum empfindlichen Volumen gewandte Kupferseite wird als Kathodenfläche verwendet. Die Auslese der mit einer Gasmischung aus Argon und Kohlendioxid gefüllten Vieldrahtproportional-Kammer erfolgt durch die Registrierung der Ladungsinfluenz auf den im Winkel vierfach und im Radius zweifach segmentierten Kathodenflächen mittels ladungsempfindlicher Vorverstärker. Das elektrische Feld wird durch alternierende Potential- und Felddrähte aufgebaut. Sie sind parallel zu der Schnittfläche der Module, beginnend mit einem Felddraht, in äquidistanten Abständen von 5 mm in den Rahmen geklebt. Zusammen mit den 1 cm voneinander entfernten Deckeln auf Erdpotential ergeben sich rechteckige Drifträume von $1 \times 1 \text{ cm}^2$ Seitenmaß, aber unterschiedlicher Länge. Die Drähte liegen in der x-y-Ebene und ste-

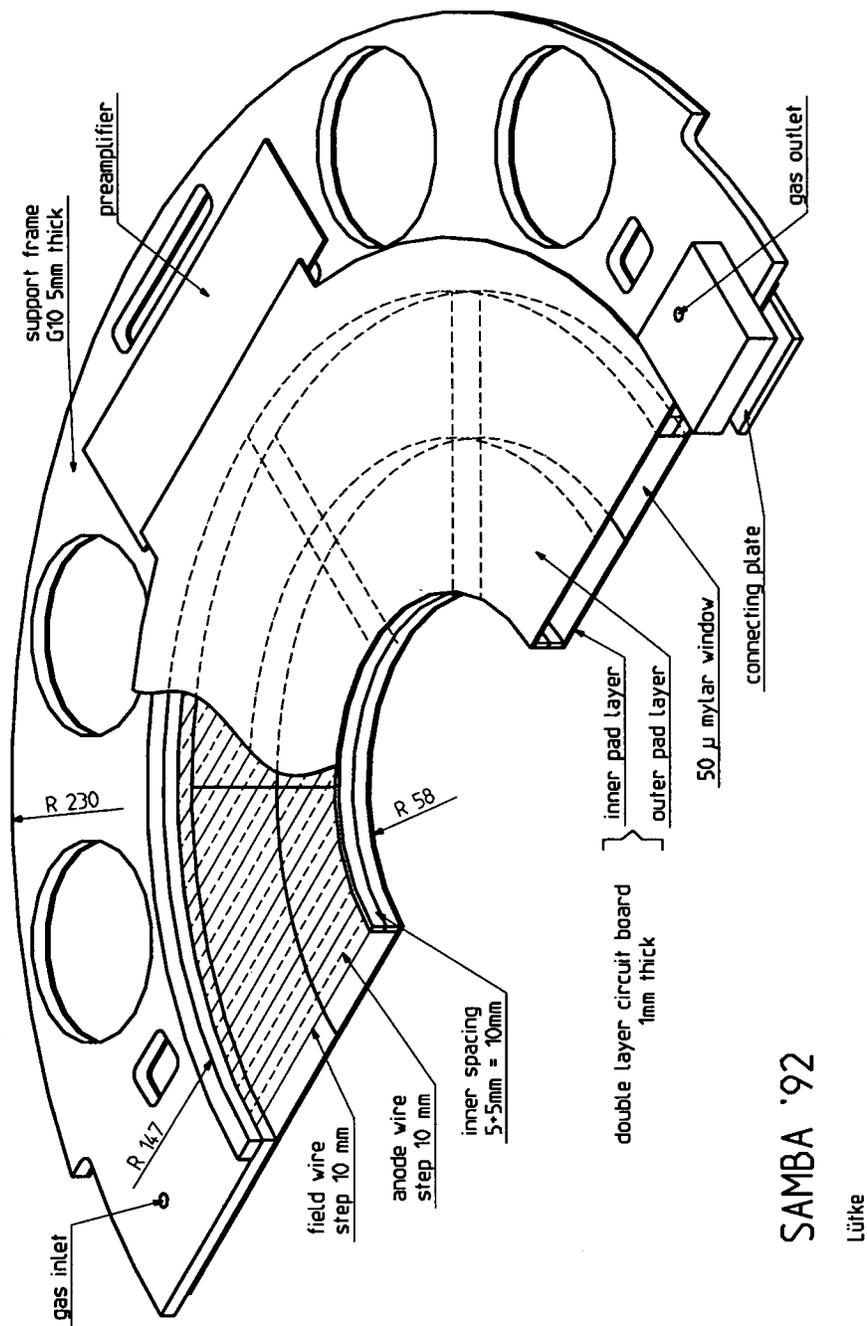


Abbildung 36: Perspektivische Ansicht des SAMBA-Detektors [126]. Der Untergrundmonitor SAMBA besteht aus vier Halbebenen, aus denen zwei scheibenförmige Detektoren zusammengesetzt werden (Abb. 27, 28).

hen senkrecht auf der y-Achse des ALEPH-Koordinatensystems. Die Hochspannungseinstellungen entsprechen den unteren und oberen Grenzen des Proportionalbereichs, um möglichst insensitive bzw. sensitive zu sein.

Die Elektronik wurde schrittweise um eine handgesteuerte und computergesteuerte Ankunftszeitmessung erweitert. Im Jahr 1994 wurde ein Signaldraht pro Detektormodul aus dem Schema herausgenommen und separat versorgt und ausgelesen, um eine präzise Signalanalyse zu ermöglichen [54].

6.1 Strahluntergrundnachweis

Strahluntergrundteilchen werden überfokussiert (Kap. 3.3) oder treffen nach einer Streuung im Experimentstrahlrohr auf den SAMBA-Detektor (Kap. 3.4). Ein mit dem sensitiven Detektorvolumen des SAMBA-Detektors wechselwirkendes Teilchen oder Photon kann ein oder mehrere freie Elektronen erzeugen, die unter dem elektrischen Feld zu den Signaldrähten driften [102]. In unmittelbarer Nähe der Signaldrähte gewinnen die Elektronen zwischen Stößen mit dem Detektorgas soviel Energie aus dem elektrischen Feld, daß sie beim nächsten Stoßprozeß durch Energieübertrag ein zusätzliches Elektron freisetzen können. Die Anzahl der an der resultierenden Lawine beteiligten Elektronen ist proportional zu der auf den Draht driftenden Elektronen und damit zur deponierten Energie. Die Ladung der Lawine influenziert auf den Kathodenflächen eine proportionale Ladung umgekehrten Vorzeichens [134] [25]. Die auf den Kathodenflächen induzierte Ladung wird abgegriffen und integriert (Kap. A.2). Photonen und Elektronen (Positronen) deponieren auf unterschiedliche Weise Energie im Detektor [55].

Elektronen- und Positronennachweis

Geladene Teilchen verlieren entsprechend der Bethe-Bloch-Formel kontinuierlich Energie, wobei der Energieverlust näherungsweise einer beschränkten Landauverteilung folgt [6]. Der experimentell gemessene wahrscheinlichste Energieverlust minimal ionisierender Teilchen in der 1 cm dicken Gasmischung beträgt $\sim 1,4$ keV [29]. Die Abweichungen zum theoretischen Modell ergeben sich durch die extrem dünne Nachweisschicht, die von 'knock on' Elektronen verlassen werden können [29]. Für Elektronenenergien größer 4 MeV müssen zudem die Bremsstrahlung und der Dichteeffekt berücksichtigt werden. Man darf für Strahlverlustelektronen mit einer mittleren Energie von 25 GeV somit ein um etwa 40% höheren Energieverlust erwarten. Eine Simulation an einem SAMBA-Detektormodell zeigt für senkrecht auftreffende 25 GeV Elektronen die im Detektorgas deponierte Energie (Abb. 37).

Photonennachweis

LEPI-Synchrotronphotonen mit einer mittleren Energie von 30 – 70 keV können aufgrund des kleinen Wirkungsquerschnitts für den Photoeffekt im Argongas nur mit einer extrem geringen Wahrscheinlichkeit direkt nachgewiesen werden. Um die Nachweiswahrscheinlichkeit zu erhöhen, ist daher ein zweistufiger Prozeß gewählt worden. Dabei dient das Kupfer der Kathodenflächen als Wellenlängenschieber. Der Photoeffekt von Synchrotronphotonen im Kupfer hinterläßt angeregte Kupferatome, die mit 44,5% Wahrscheinlichkeit ein Röntgenfluoreszenzphoton³¹ der K-Schale mit ~ 8 keV aussenden. Der Konkurrenzprozeß, die Aussendung eines Augerelektrons, führt nur mit einer geringen Wahrscheinlichkeit zu einer Energiedeposition im Detektorgas, da das Elektron bereits im Kupfer gestoppt wird. Das isotrop emittierte Röntgenfluoreszenzphoton wird über den Photoeffekt am Argon nachgewiesen.

³¹Die am stärksten ans Atom gebundenen Elektronen sind die Elektronen der K-Schale. Wird eines der Elektronen durch Photoeffekt ins Kontinuum gehoben, so bleibt das Atom mit einer Lücke in der Hülle zurück. Beim Auffüllen des freien Schalenplatzes mit einem Elektron aus der L-Schale (Bez. K_α) bzw aus der M-Schale (Bez. K_β) wird charakteristische Strahlung abgegeben. Man spricht von der K-Schalen-Röntgenfluoreszenz [9]. Im Fall der Anhebung eines Elektrons aus höheren Schalen ins Kontinuum verwendet man eine analoge Bezeichnung. Die Beachtung aller möglichen Übergänge ergibt eine Aufspaltung der globalen Niveaus.

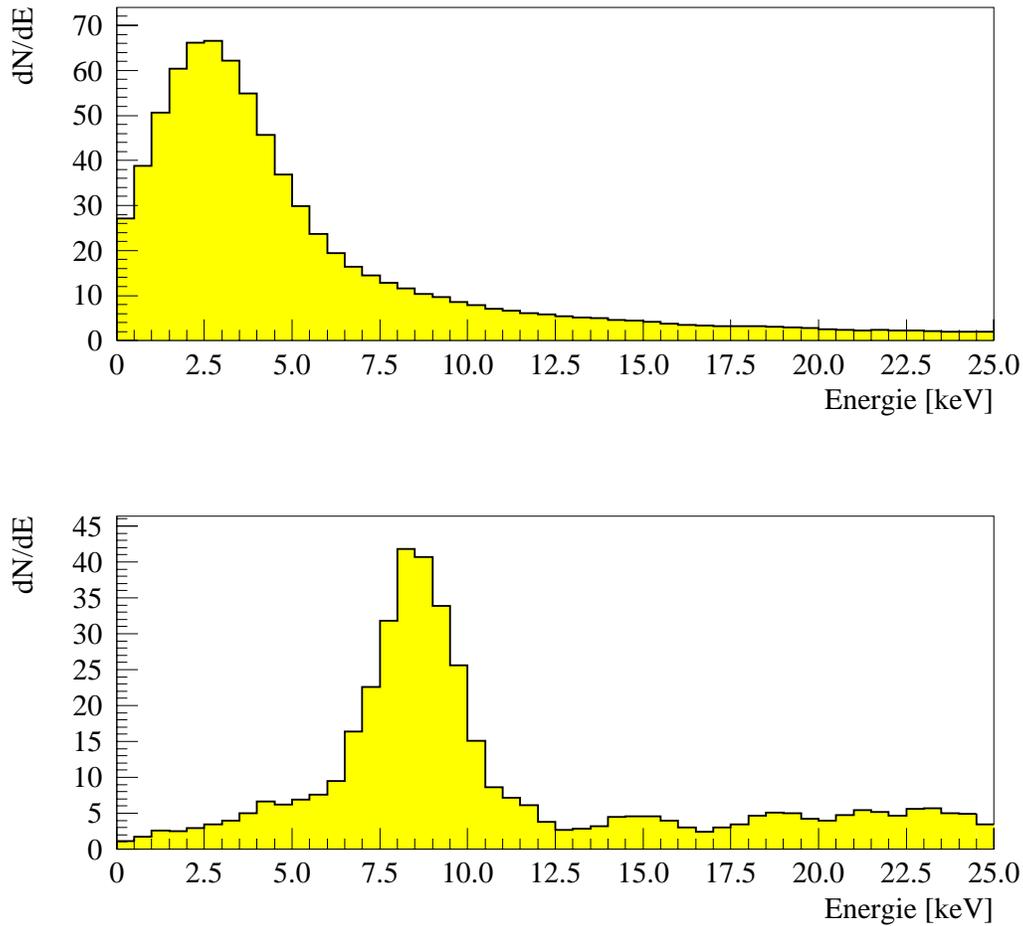


Abbildung 37: Simulierte Energieverlustspektren von Elektronen (oben) und Synchrotronphotonen (unten). Die Elektronen treffen mit einer Energie von 25 GeV senkrecht auf die Detektoroberfläche. Die mit der Simulation gemessene wahrscheinlichste Energie beträgt $\sim 1,7$ keV. Die Photonenergien und -Einfallrichtungen entsprechen simulierten Synchrotronphotonen (LEPI).

Im Pulshöhenspektrum werden die nachgewiesenen Röntgenfluoreszenz-Energieverteilungen von korrespondierenden Escape-Linien³² begleitet. Synchrotronstrahlungsphotonen mit Energien unterhalb 10 keV werden durch das Deckmaterial des Detektors gefiltert (Abb. 38), so daß das nachgewiesene Energie- bzw. Pulshöhenspektrum unterhalb 10 keV unabhängig vom Energiespektrum der einfallenden Strahlung ist. Energiedepositionen durch Compton-Elektronen und direkt nachgewiesene Photonen führen zu einem vom Einfallsspektrum abhängigen Spektrenuntergrund oberhalb 10 keV.

³²Escape-Linien resultieren aus einem Energieabtransport aus dem Nachweisvolumen nach der Emission eines Argon-Röntgenfluoreszenzphotons anstatt eines Augerelektrons. Die Nachweiswahrscheinlichkeit für Augerelektronen beträgt nahezu 100%, während Argon K_{α} -Röntgenfluoreszenzphotonen das Nachweisvolumen verlassen können, ohne weiteren Wechselwirkungen zu unterliegen. Die Verteilung, die der Energie des einfallenden Photons entspricht, wird von einer Escape-Verteilung mit einer um die Argon-K-Schalen-Absorptionsenergie (K_{ab}) verringerten Energie begleitet.

SAMBA-Effizienz für Photonen

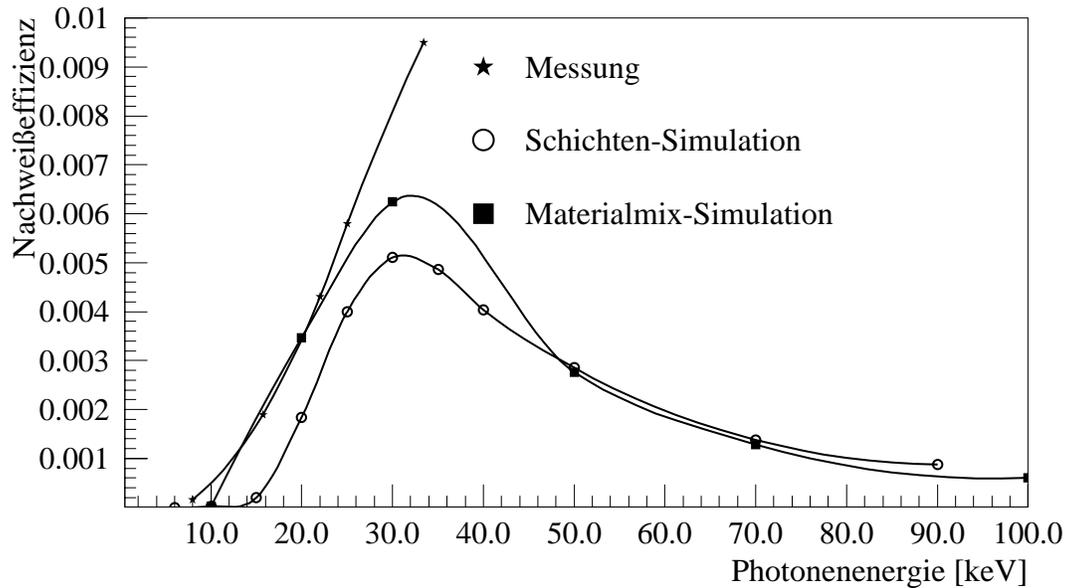


Abbildung 38: Simulierte und gemessene Nachweiseffizienz [123] des SAMBA-Detektors für senkrecht auf den Detektor einfallende monochromatische Photonen. Das Schichtenmodell simuliert den Bromanteil im Epoxideckelmaterial durch mehrere Schichten reiner Materialien. Das Materialmixmodell simuliert Wechselwirkungen an den einzeln Komponenten des Deckelmaterials.

6.2 Anpassung von Pulshöhenspektren

Anpassung der simulierten Pulshöhenspektren

Die Energieverlustverteilung geladener Elektronen bzw. Positronen wird als eine Landauverteilung angenommen [40]. Die wahrscheinlichste Energie wird mit $E_w = 1,7$ keV für senkrecht und mit $E_w = 1,8$ keV für unter kleinen Winkeln (\sim mrad) einfallende Teilchen angenommen (Abb. 37). Die Amplitude und Breite der Verteilung sind Parameter der Anpassung. Das Modell des Photonnachweises berücksichtigt die wahrscheinlichsten Fluoreszenz- und Escape-Linien (Tab. 9) [102] [47].

Material	K_α [keV] Energie	K_β [keV] Energie	$K_{\alpha\beta}$ [keV] Energie	Fluoreszenz- Wahrsch.	K-Photo- effekt Wahrsch.	$K_\alpha / (K_\alpha + K_\beta)$ Verhältnis
Argon	2,957	3,191	3,203	0,115	0,896	0,924
Kupfer	8,041	8,907	8,980	0,445	0,871	0,891
Brom	11,907	13,30	13,475	0,622	0,863	0,871

Tabelle 9: Energie und Intensitätsverhältnisse von Röntgenfluoreszenzlinien. Die Spalte 'K-Photoeffekt-Wahrsch.' gibt den Anteil der K-Schale an allen Photoeffekten an. Der Begriff 'relativ. Verhältnis' gibt den Bruchteil der K_α zu $K_\alpha + K_\beta$ Röntgenfluoreszenz an [128].

Die Variation der Detektoraufösung mit der Photonenenergie E_γ , ausgedrückt durch das Verhältnis Pulshöhe P zu Pulsbreite ΔP bei halber Pulshöhe, wurde entsprechend der Litera-

Anpassung simulierter Pulshöhenverteilungen

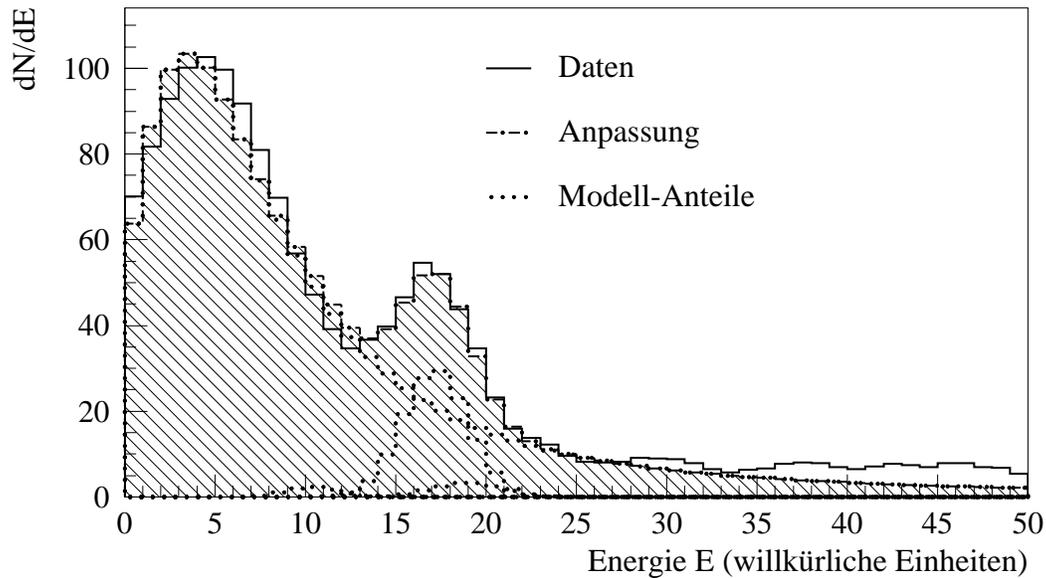


Abbildung 39: Die simulierten Impulshöhenverteilungen für Elektronen- und Photonennachweis im Detektorgas, gefaltet mit einer angenommenen gaußschen Detektorauflösung, weist zwei charakteristische Maxima auf, die dem wahrscheinlichsten Energieverlust von geladenen Teilchen bzw. der Energie der Kupfer- K_{α} -Röntgenfluoreszenzphotonen entsprechen. Die Anpassung, gezeigt in ihrer Summe als schraffierte Fläche und als unterbrochene Linien für Einzelanteile, beschreibt die Simulationsdaten im Modellgültigkeitsbereich (Histogrammkanal 0–25) ausreichend gut.

tur [47] angenommen zu:

$$\frac{\Delta P}{P} = \text{const} \cdot E_{\gamma}^{-1/2} \quad (22)$$

Die Konstante 'const' ist wie die Amplituden der Kupferröntgenfluoreszenz und der Bromröntgenfluoreszenz ein Anpassungsparameter. Die Amplituden der korrespondierenden Fluoreszenzlinien und Escapelinien wurden in ihrer Amplitude relative zu den anzupassenden Kupfer- und Bromamplituden fixiert (Tab. 9). Eine Anpassung an simulierte Pulshöhenspektren (Abb. 39) zeigt die gute Näherung des Modells im Energiebereich, der ausschließlich durch Fluoreszenzlinien beschrieben werden kann (unterhalb 10 keV).

Anpassung der Kathodenflächen-Referenzpulshöhenspektren

Das durch die Absorption der niederenergetischen Anteile im Strahlrohr und den Detektordeckelmaterialien aufgehärtete Synchrotronstrahlungsspektrum kann durch eine außerhalb des Detektors angebrachte ^{109}Cd -Referenzquelle³³ simuliert werden. Die Energie der emittierten Silber-Röntgenfluoreszenzphotonen (22 keV) entspricht hinreichend genau der mittleren Energie der Synchrotronstrahlung (30 keV).

³³ ^{109}Cd emittiert nach einem Elektroneneinfang mit 85% Wahrscheinlichkeit Photonen ($E_{\gamma} = 22$ keV) aus der K-Schalen-Röntgenfluoreszenz von Silber und mit 3,6% Wahrscheinlichkeit höherenergetische Photonen ($E_{\gamma} = 88$ keV). Die Quelle hatte eine kreisförmige Öffnung von 5 mm Durchmesser und war 5 mm tief in einen Plexiglashalter eingebaut. Ihre Aktivität betrug ~ 2 MBq.

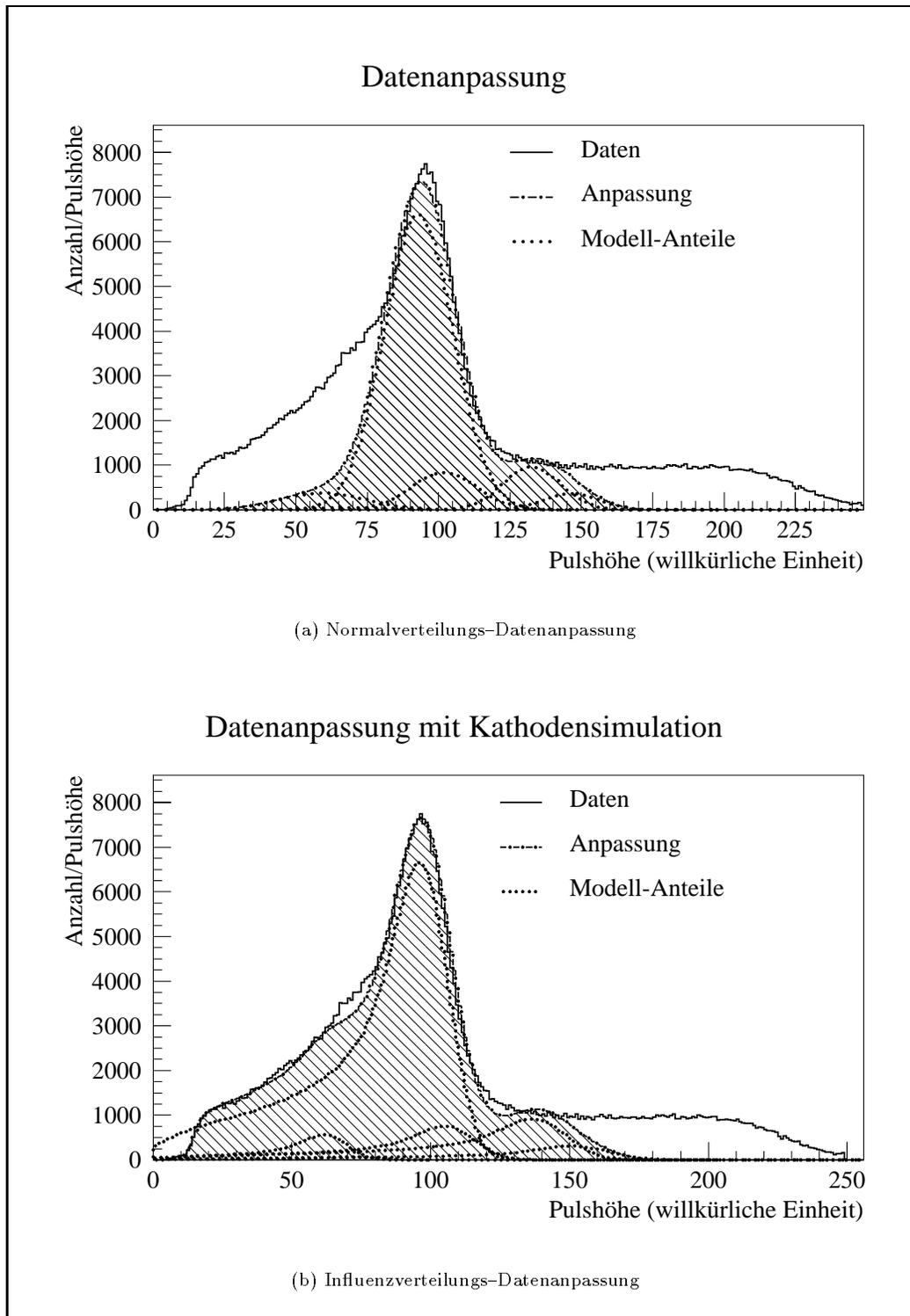


Abbildung 40: Influenzverteilungs-Datenanpassung mit Diskriminatorschnitt-Simulation an ein Referenz-Pulshöhenspektrum. Die schraffierte Fläche ist die Summe der in ihr ohne Diskriminatorschnitte abgebildeten angepassten Fluoreszenzlinien-Einzelbeiträge. Die gaußförmige Detektorauflösung erhält durch die Simulation der elektrostatischen Influenz eine niederenergetische Schulter.

Die Datenanpassung mittels der bekannten Fluoreszenz- und Escapelinien gefaltet mit gaußförmiger Detektorauflösung (Abb. 40) zeigt Abweichungen zu den Daten des Referenzspektrums. Beiträge im Pulshöhenspektrum, die nicht einer Fluoreszenz entstammen (oberhalb Pulshöheneinheit 145 in Abb. 40), werden nicht berücksichtigt, da sie stark vom Einfallsspektrum abhängen. Die Detektorauflösung wird durch eine Normalverteilung nicht korrekt beschrieben.

Die nicht angepaßte niederenergetische Schulter hat ihren Ursprung in der Meßmethode der Pulshöhenspektren. Es wird die influenzierte Ladung und nicht die deponierte Ladung gemessen. Die gemessene influenzierte Ladung ist nur bei Kathodenflächen, die einen 4π Raumwinkel abdecken gleich der deponierten Ladung. Im Fall der SAMBA–Kathodenflächen ist diese Forderung nicht gewährleistet, so daß immer ein Bruchteil der deponierten Ladung nicht gemessen wird. Die Messung weist immer eine kleinere als die deponierte Ladung aus.

Selbst für die Referenzquelle mit ihrer gegenüber der Kathodenfläche kleinen Ausdehnung ist eine Registrierung der Photonen am Quellenort nicht gewährleistet. Ein Kupfer–Röntgenfluoreszenzphoton wird nie am Eindringort des primären Photons registriert. Der relativ massive Deckel des Detektors absorbiert Kupfer–Röntgenfluoreszenzphotonen, die in der oberen Kupferbeschichtung erzeugt wurden. Einzig solche, die in der zum Gasvolumen hinggerichteten Kupferbeschichtung erzeugt werden, können mit dem Gas wechselwirken. Durch die geringe Dichte des Detektorgases, können die Fluoreszenzphotonen aber im Gas eine gegenüber der Detektorgröße beachtliche Strecke zurücklegen, bevor sie wechselwirken. (Abb. 82).

Wird in die Datenanpassung ein Modell einer elektrostatischen Influenz hineingefaltet, verbessert sich die Anpassung deutlich (Abb. 40). Die Influenzsimulation nimmt eine quadratische Kathodenfläche an und berechnet die Influenz einer zufällig unterhalb oder neben der Kathodenfläche plazierten Ladungsdeposition.

Die Deformation des Spektrums am niederenergetischen Ende resultiert durch die Technik der Datennahmeauslösung. Erst oberhalb einer definierten Schwelle löst ein Signal eine Datennahme aus und wird damit als Signal erkannt. Das Spektrum oberhalb der Bromröntgenfluoreszenz wurde nicht mit in eine Datenanpassung einbezogen.

Die Influenzmodell–Datenanpassung kann, um eine Energieverlustverteilung für geladene Teilchen erweitert, auch für die Anpassung von Strahlspektren verwendet werden.

6.3 Strahluntergrund–Pulshöhenspektren

Änderungen des Strahluntergrunds resultieren aus Änderungen der Beschleunigerparameter. Sie werden durch eine Änderung der totalen Rate oder des Verhältnisses Elektronen zu Synchrotronphotonen sichtbar. Letzteres wird in Pulshöhenspektren durch eine Änderung des Verhältnisses der Amplituden der Landauverteilung und Kupfer–Röntgenfluoreszenzverteilung sichtbar (Abb. 41). Pulshöhenspektren eignen sich nicht zur Identifikation von Strahluntergrundquellen, da die Information über das primäre Synchrotron–Energiespektrum durch Streuungen an der Vakuumkammer und den Nachweis über die Kupfer–Röntgenfluoreszenz verloren geht.

6.4 Strahluntergrund–Ankunftszeitspektren

Durch die Abschirmmaßnahmen bedingt können Synchrotronphotonen den Detektor lediglich nach Streuungen treffen. Streuungen sind mit Wegverlängerungen gegenüber der Idealbahn verbunden, die sich in einer gegenüber der Strahlkollision späteren Ankunft bemerkbar machen (Kap. 4.1). Der Registrierungszeitpunkt eines Strahluntergrund–Elektrons bzw. –Photons mit dem SAMBA–Detektor ist eine Überlagerung der realen Ankunftszeit mit der Driftzeit vom Wechselwirkungspunkt im Detektor zum Signaldraht.

Driftzeitverteilung für Elektronen– bzw. Photonen–Nachweise

Die unterschiedliche Anzahl und Lage von primären Elektronenanhäufungen nach einem Elektron- oder Photonnachweis verursacht verschiedene Driftzeitverteilungen. Bereits eine einfache Abschätzung zeigt, daß, während Ionisationselektronen aus Ladungsdepositionen nach ei-

Strahluntergrund-Pulshöhenspektrum

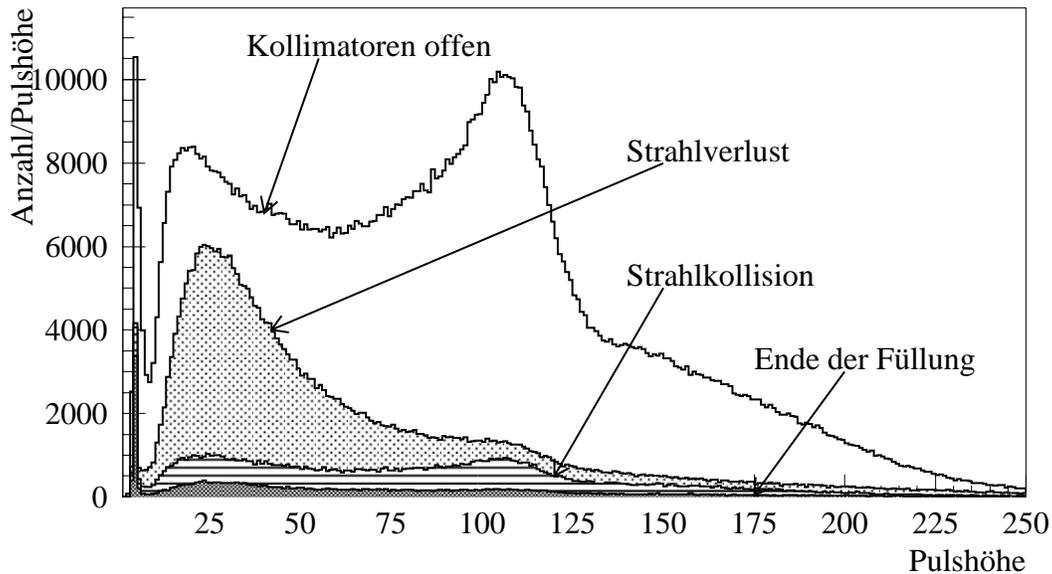


Abbildung 41: Strahluntergrund-Impulshöhenspektren verschiedener Beschleunigereinstellungen. Die Maxima korrespondieren zum wahrscheinlichsten Energieverlust von Strahlverlust-Elektronen bzw. -Positronen und zum Photoeffekt von Kupfer-Röntgenfluoreszenzphotonen im Detektorgas. Das Spektrum geht im niederenergetischen Bereich in die Detektorrauschverteilung über.

nem Photoeffekt in einer Ecke des rechteckigen Driftraums einen Driftweg von bis zu 7 mm zum Draht zurücklegen müssen, der sich aus dem Abstand einer Spur zum Draht ergebende maximale Driftweg für die zuerst ankommenden Ionisationselektronen, die vom Durchgang eines Elektrons herrühren, 5 mm beträgt. Der Driftwegunterschied entspricht einem Zeitunterschied von 40 ns, wenn eine Driftgeschwindigkeit von $5 \text{ cm}/\mu\text{s}$ angenommen wird. Mit dem Driftkammer-Simulationsprogramm GARFIELD [132] sind Driftzeitverteilungen für Elektronen- und Photonnachweise berechnet worden (Abb. 42).

Die simulierten Driftzeitspektren reproduzieren hervorragend das Detektorverhalten (Abb. 42). Das Maximum der Photonenankunftszeit liegt um 40 ns hinter dem Maximum der Elektronenankunftszeit, welches 40 ns nach dem Teilchendurchgang auftritt. Deutlich werden auch die langen Ausläufer der Driftzeitverteilungen von bis zu 300 ns.

Ankunftszeitspektren

Die zeitgleiche Registrierung der Ankunftszeit- und Pulshöheninformation erlaubt Korrelationen zwischen Photonenstreucentren und der Zunahme der totalen Photonenrate zu finden. Die Photonenrate im Pulshöhenspektrum der Abbildung 43 hat zum Teil ihren Ursprung in einer Rückstreuung, die wie im Ankunftszeitspektrum sichtbar, eine Laufzeitverzögerung von mehr als 350 ns verursacht. Der Anteil im Ankunftszeitspektrum mit Registrierungszeiten bis zu 250 ns nach einer Strahlpaketpassage wird durch das Pulshöhenspektrum als Elektronenkomponente identifiziert. Die Interpretation ist eindeutig, da Elektronen keine Laufzeitverzögerung erfahren können.

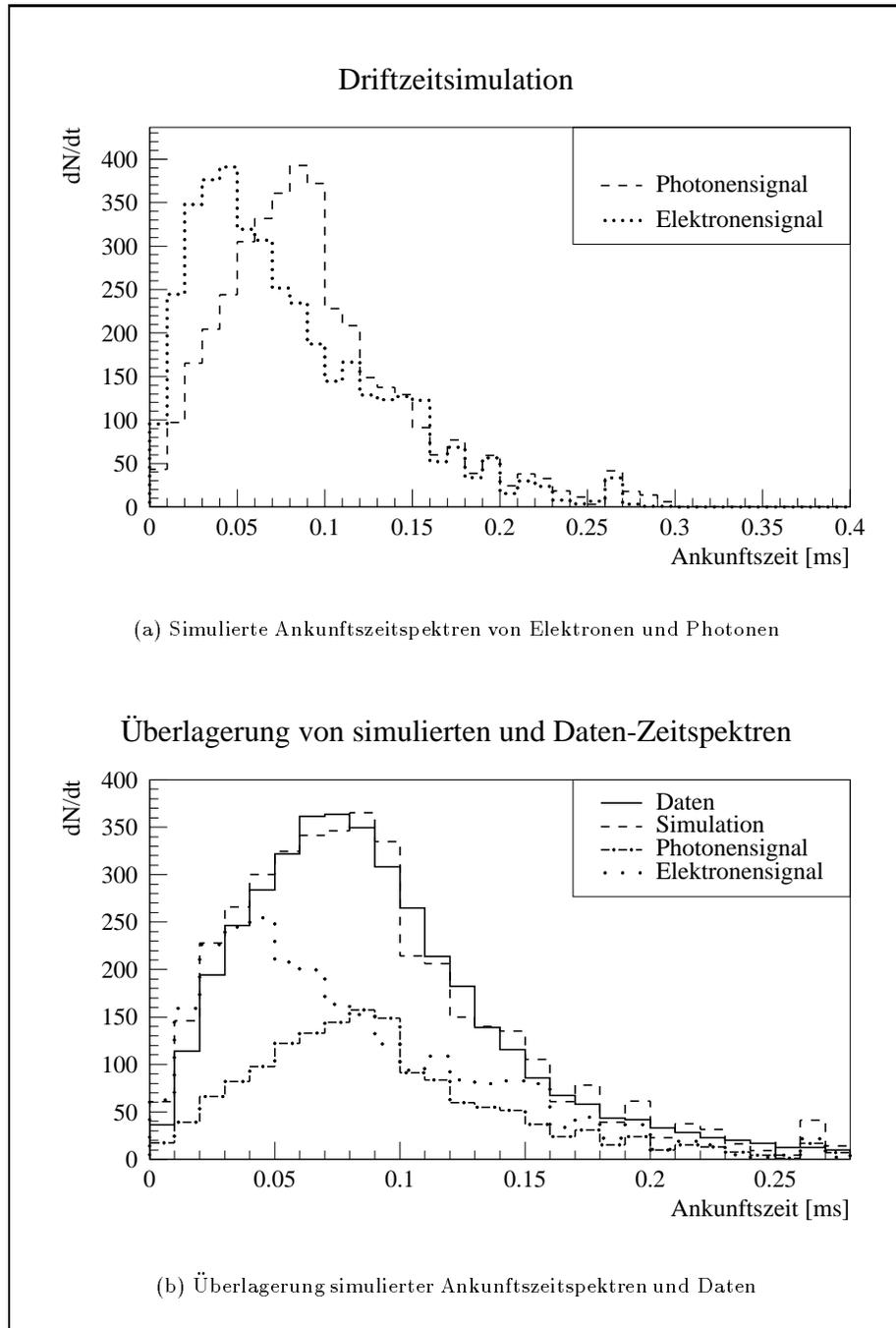


Abbildung 42: Simulierte Ankunftszeitspektren von Elektronen und Photonen. Die Überlagerung der skalierten Simulationsspektren mit einem Datenspektrum zeigt eine gute Übereinstimmung.

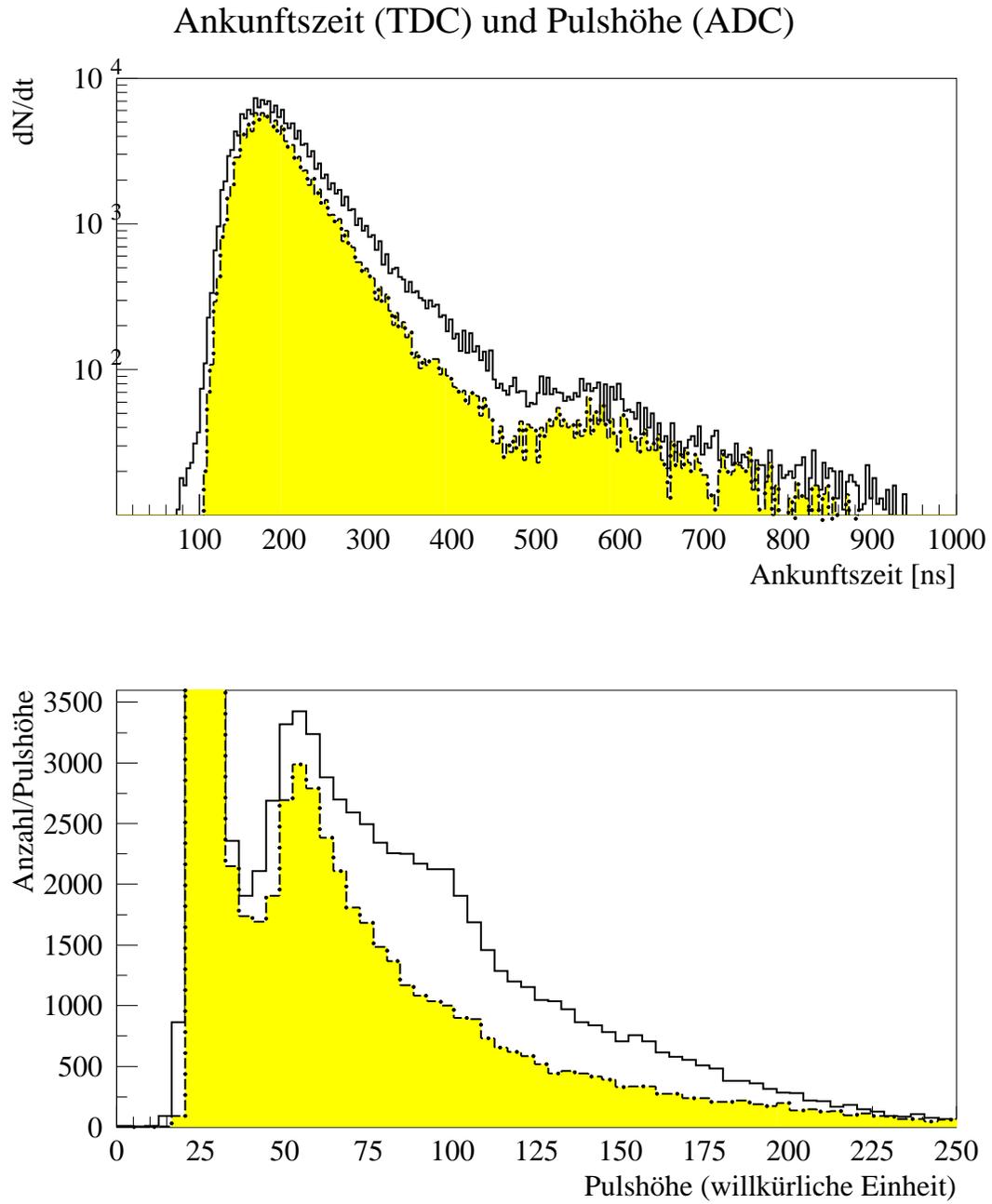


Abbildung 43: Ankunftszeitspektren aller inneren Kathodenflächen (oben) und Pulshöhenspektren einer Kathodenfläche (unten) für zwei konsekutive Datennahmeperioden (Durchgezogene- bzw. Strichpunkt-Linien).

7 Strahluntergrundanalyse

Der SAMBA-Detektor liefert Informationen über die Intensität der Gesamtstrahlung, den Energieverlust der Teilchen im Detektor und den Registrierungszeitpunkt in Form von Zählraten, Pulshöhen- und Ankunftszeitspektren. Die Analyse soll aus den zur Verfügung stehenden Detektorinformationen ermitteln, welche Synchrotronstrahlungsquelle mit welcher Intensität Photonen in den Detektor emittiert. Diese Information wird zur Kontrolle der LEP-Simulation benötigt. Umgekehrt erhält man aus der LEP-Simulation der Messung nicht zugängliche Energiespektren derjenigen Synchrotronphotonen, die innerhalb des Vakuums auf das Detektorstrahlrohr fallen und in den Detektor gestreut werden können. Die Energiespektren werden als Eingabespektren zur Detektoreffizienz-Simulation benötigt.

7.1 Methodik

Das Design des LEP-Speicherrings sieht eine wirksame Abschirmung gegen Dipolsynchrotronstrahlung vor, so daß Synchrotronstrahlungsuntergrund fast ausschließlich aus den Quadrupolen der geraden Experimentzone stammt (Kap. 4). Referenzpunkt für Simulation und Experiment ist die Rate der Synchrotronphotonen, die auf das Detektorstrahlrohr ($z = \pm 2,7$ m) fallen. Im Fall des ALEPH-Detektors bildet die Beschränkung auf den Bereich bis zu den Luminositätsmonitoren keine Einschränkung, da der Detektor weiter vom Wechselwirkungspunkt entfernt aus Kalorimetern besteht, die aufgrund ihrer massiven Frontplatten nicht von Synchrotronstrahlung ($\bar{E}_\gamma \sim 30 - 70$ keV) in ihrer Funktion beeinträchtigt werden können. Die totale Strahlungsuntergrundabsorption der Luminositätsmonitore beschränken den Untergrundmonitor SAMBA in seiner geometrischen Akzeptanz auf das Detektorstrahlrohr.

Am LEP-Speicherring sind die Erzeugungs- und Nachweisraten der wichtigsten Strahluntergrund beeinflussenden Prozesse nahezu unabhängig von der Präsenz eines zweiten Teilchenstrahls oder von Strahlkollisionen (Kap. 3.4 und F.4). Die Verwendung eines einzelnen Teilchenstrahls erlaubt eine einfachere Identifikation der Synchrotronstrahlungsquellen und -Rückstreuungen, da sich die Verteilungen beider Strahlen nun nicht überlagern.

7.2 Strahluntergrundrate vs. Zeit

Aufgetragen gegen die Zeit können schnelle Schwankungen der mit SAMBA gemessenen Strahluntergrundrate gegenüber Beschleunigerparametern beobachtet werden. Im Fall stabiler Verhältnisse kann über eine komplette Füllung hinweg der LEP-Operationszustand am Verlauf der Rate abgelesen werden. Zu Beginn macht die Rate deutliche Sprünge, wenn die Kollimatoren geschlossen oder die Strahlen zur Kollision gebracht werden. Im weiteren Verlauf fällt die Rate nach den in Kapitel 3.5 beschriebenen Gesetzmäßigkeiten mit dem Strahlstrom (Abb. 44).

Untersuchungen haben gezeigt, daß der Ortsschwerpunkt aller Strahluntergrundnachweise für eine Beschleunigerfüllung nahezu konstant ist [50]. Signifikante Unterschiede treten von Füllung zu Füllung und während Strahlverlusten auf (Abb. 45 und 45). Der Einfluß von Orbitdifferenzen aufgrund der Speicherringbefüllung spielt offensichtlich eine wesentliche Rolle bei den Schwankungen der Rate des strahlinduzierten Untergrunds von Füllung zu Füllung, nicht aber für den Zeitraum einer Strahllebensdauer. Strahluntergrundraten-Experimente, die während verschiedener Speicherringbefüllungen vorgenommen wurden, können bezüglich ihrer funktionellen Abhängigkeit von Beschleunigerparametern verglichen werden. Die Differenz der absoluten Raten muß, da die Orbitdifferenzen nicht faßbar sind, bei der Vorhersage für LEP II als Unsicherheit betrachtet werden.

7.3 Strahluntergrundrate vs. Kollimatoröffnung

Als Instrumente, mit denen man den Strahluntergrund und seine Rate kontrollieren kann, stehen im LEP-Speicherring lediglich die Kollimatoren zur Verfügung. Die Kollimatoren arbeiten als Blende im Strahlengang der Synchrotronphotonen bzw. in der Trajektorie der Elektronen

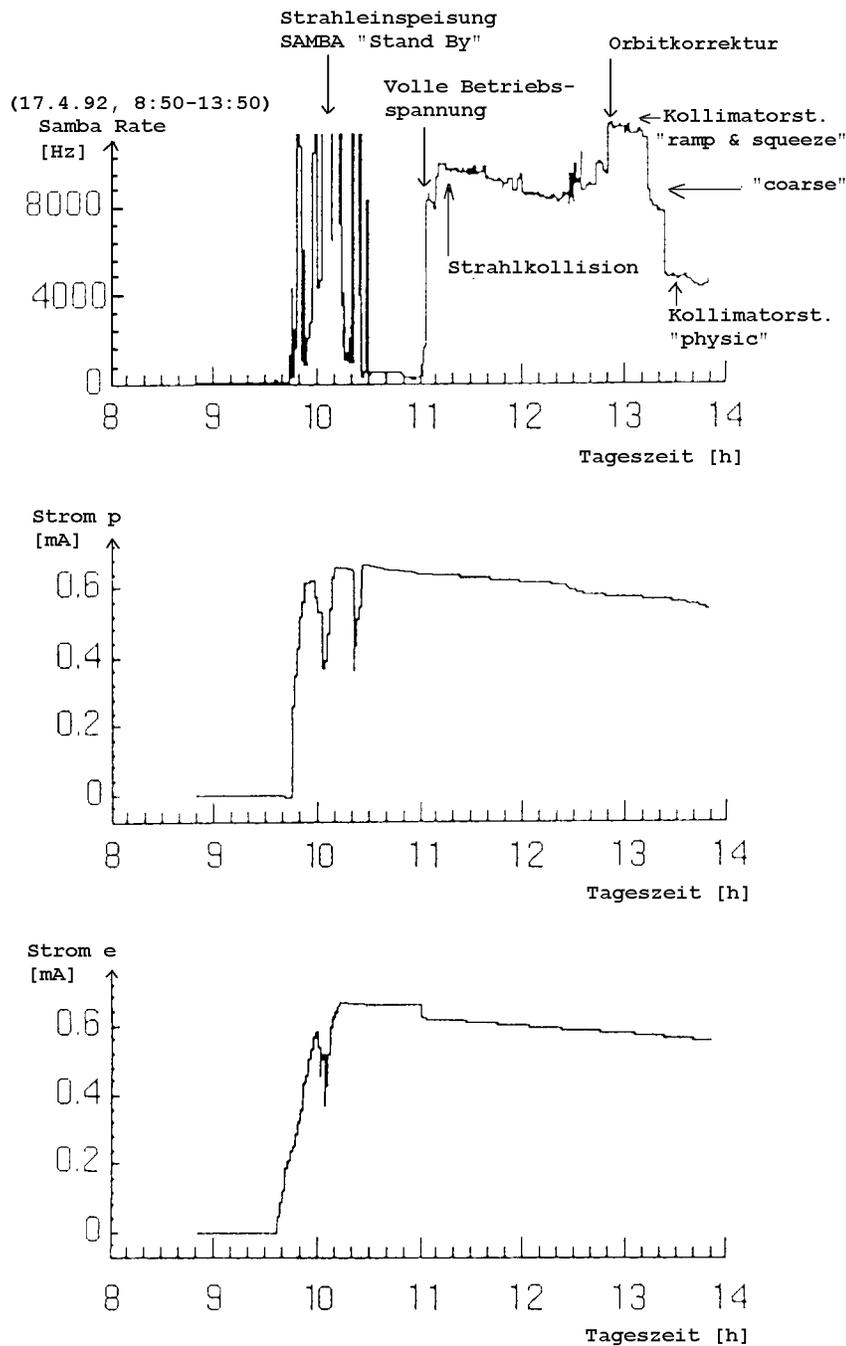


Abbildung 44: SAMBA-Strahluntergrund-Zählrate aufgetragen gegen die Zeit. Die Operationszustände von LEP sind deutlich zu erkennen. Am Beginn der Zeitkurve resultieren die großen Schwankungen aus Umschaltungen der Detektorhochspannung und Kollimatorbewegungen. Im weiteren Verlauf zeigt die Kurve einen flachen, leicht abfallenden Verlauf, der proportional zum Strahlstrom ist. In den unteren Diagrammen ist der Strahlstrom gegen die Zeit aufgetragen (p=Positronen, e= Elektronen, Stromeinheit Milliampere).

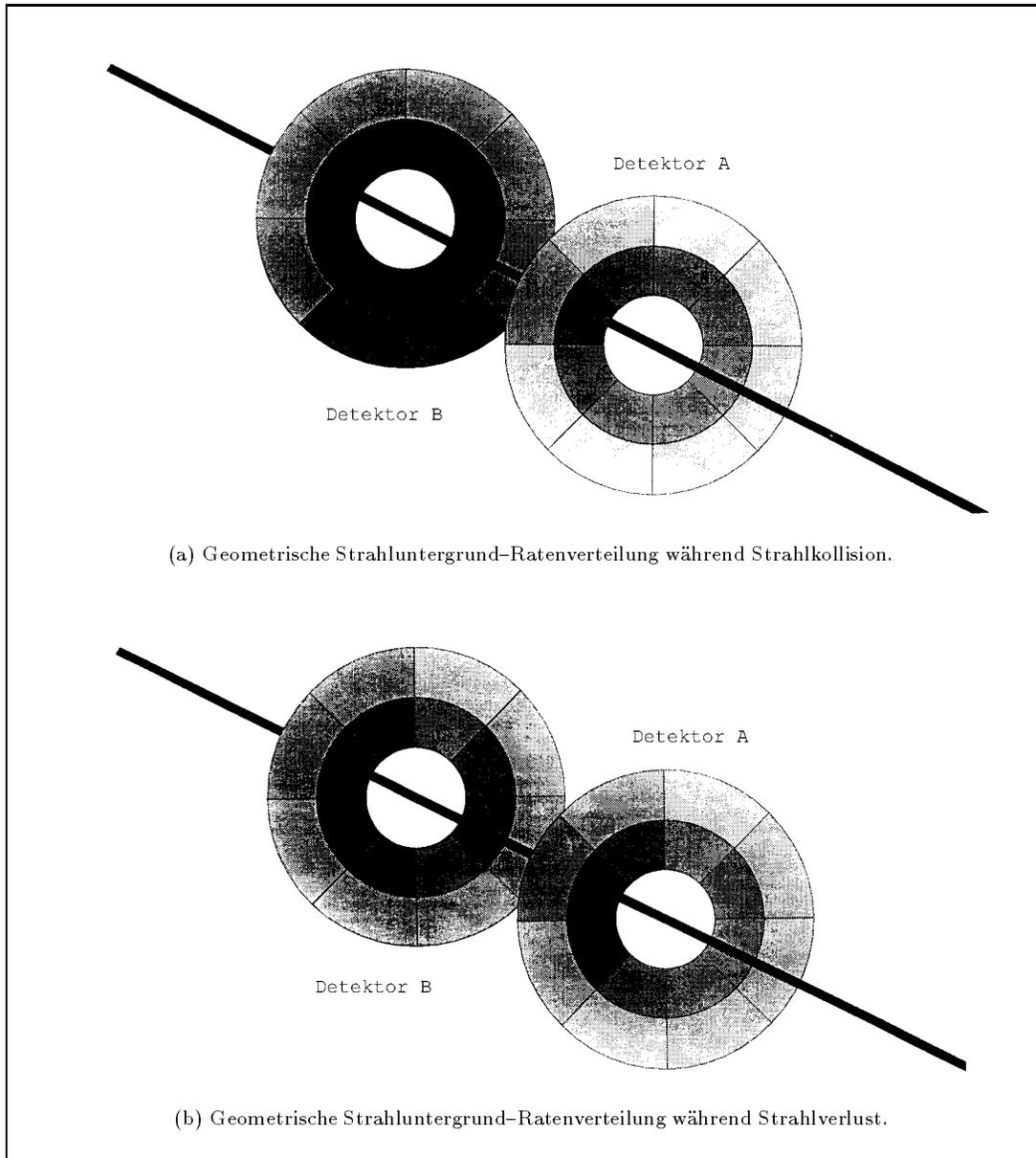


Abbildung 45: Geometrische Strahluntergrund-Ratenverteilung. Die Kathodenfläche mit der höchsten Zählrate ist am dunkelsten eingefärbt. Teilchen wurden aus dem Positronenstrahl verloren und trafen vornehmlich den inneren Bereich des Detektors der ALEPH-B-Seite.

und Positronen. Asymmetrische Öffnungen der Kollimatoren verstärken oder vermindern die Abschirmung des Experiments gegen einzelne Strahluntergrundquellen, indem der geometrische Weg selektiv für eine Synchrotronphotonfamilie geöffnet wird (Abb. 46).

Beispiel: Totalreflexion

Die intensive aber niederenergetische Synchrotronstrahlung des letzten schwachen Beugedipols trifft im Bereich des QS11 Quadrupol das Strahlrohr (Kap. G). Die hier gestreute Strahlung muß aus geometrischen Gründen mindestens noch einmal gestreut werden, bevor sie das Experiment-

Abblendung reflektierter Photonen

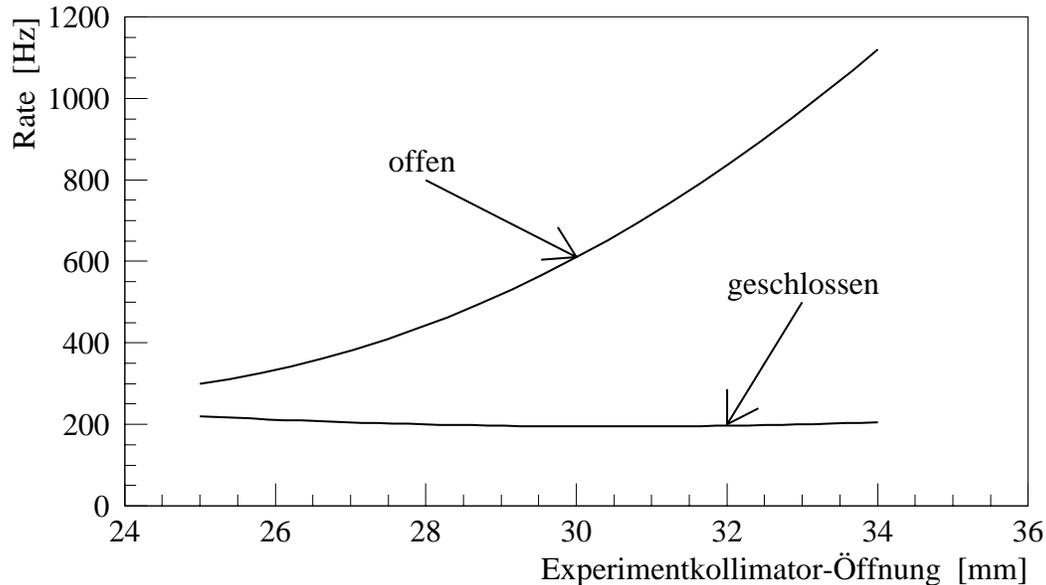


Abbildung 46: Nachweis der Totalreflexion von Dipolsynchrotronstrahlung. Die Zählraten des SAMBA Detektors sind gegen die Öffnung des Experimentkollimators (COLV.QS1) aufgetragen (Die gezeigten Kurven sind Fits an nicht eingezeichnete Messwerte). Die obere Kurve zeigt die Zählraten für den geöffneten QS11-Kollimator (COLH3.QS11.L). Die untere Kurve zeigt die Zählraten für den teilweise geschlossenen QS11-Kollimator.

strahlrohr treffen kann. Die vorgesehene mindestens doppelte Comptonstreuung und der kleine Öffnungswinkel von der Quelle auf das Experimentstrahlrohr unterdrücken die Rate ausreichend (Kap. 3.4).

Ist das Strahlrohr aber durch Positionierungsfehler wenige mrad gegenüber der Strahlachse geneigt, überwiegt unter dem betrachteten Streuwinkel die Totalreflexion der Photonen an der Strahlrohrwand gegenüber der Compton-Streuung (Kap. 3.4). Die starke Winkel- und Energieabhängigkeit der Totalreflexion filtert das einkommende Spektrum, so daß Photonen mit einer Energie kleiner als 30 keV ungedämpft in Strahlrichtung reflektiert werden (Kap. 3.4).

Der am Quadrupol QS11 angebrachte Kollimator kann in den Strahlengang dieser Synchrotronstrahlung gefahren werden, so daß die Dipol-Strahlung unter einem Winkel von 90 Grad auf einen Absorber trifft und komplett absorbiert oder rückgestreut wird (Abb. 47). Die Reduktion der Gesamtrate um einen Faktor 2 durch die teilweise Schließung des QS11-Kollimators zeigt dies eindrucksvoll (Abb. 46). Die Änderung der Rate mit der Öffnung der Experimentkollimatoren zeigt bei geschlossenem wie geöffnetem QS11-Kollimator eine ähnliche Ratenabhängigkeit durch die verbleibende Quadrupol-Strahlung, allerdings reduziert um einen konstanten Anteil³⁴. Durch die Totalreflexion alleine werden die Photonen jedoch nicht auf das Experimentstrahlrohr reflektiert, sondern erst eine nachfolgende Compton-Streuung propagiert die Photonen auf das Experimentstrahlrohr (Abb. 47).

³⁴Die von den ersten Ankunftszeitmessungen des Untergrundmonitor SAMBA aufgezeigten alles dominierenden 'prompten Photonen' konnten damit aus dem Strahluntergrund entfernt werden. Die Quellen von 'prompten Photonen', d.h. zeitgleich mit der Strahlwechselwirkung registrierte Photonen, konnten durch Ankunftszeitmessungen verständlicherweise nicht identifiziert werden.

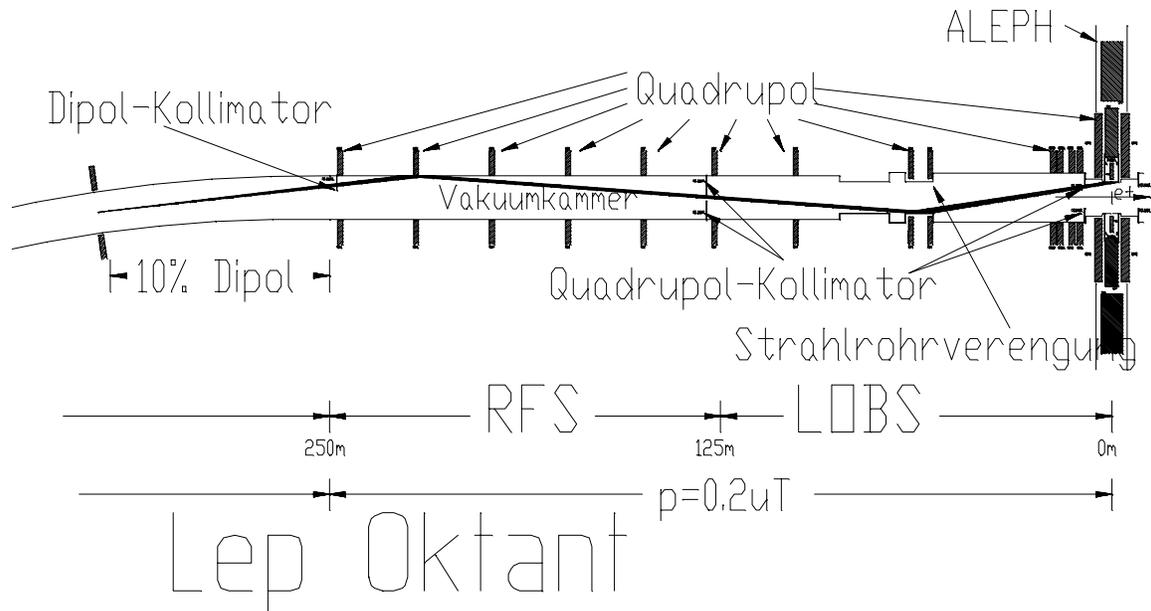


Abbildung 47: Strahlengang der totalreflektierten 10%-Dipol-Synchrotronstrahlung. Die Zeichnung gibt eine schematische Darstellung der Experimentzone bis zum ersten Dipol wieder. (Tech. Details siehe Kap. G). Der Strahlengang ist gestrichelt eingezeichnet.

7.3.1 Ratenminimum

Gegen die Öffnung von Kollimatoren aufgetragen, weist die Strahluntergrundrate ein Minimum und steile Anstiege gegen extreme Öffnung oder Schließung auf. Das Ratenminimum der Verteilung Untergrundrate gegen Kollimatoröffnung findet sich für den Experimentkollimator bei Öffnungen zwischen 25-35 mm (Abb. 56) und für den COLH.QS6-Kollimator bei Öffnungen um 8 mm (Abb. 48). Die Zunahme der Rate resultiert hauptsächlich aus einer Zunahme der in den Detektor gestreuten Photonen. Ratenminimum-Pulshöhenspektren (Abb. 49) zeigen die typische Landauverteilung des Energieverlusts geladener Teilchen. Für größere Kollimatoröffnungen weist das Spektrum ein deutliches zweites Maximum, verursacht von der Kupfer-Röntgenfluoreszenzverteilung, auf. Durch die nun größere Kollimatoröffnung treffen mehr Photonen auf das Experimentstrahlrohr.

Strahluntergrundrate und Kollimatoreffizienz

Strahluntergrundmessungen mit einem Teilchenstrahl zeigen eine starke Asymmetrie der Strahluntergrundrate im strahlzu- bzw. abgewandten SAMBA-Detektor. Der strahlabgewandte Detektor weist im Vergleich zum strahlzugewandten Detektor eine bis zum zehnfachen höhere Zählrate auf. Zwei Effekte ergänzen sich zu dem beobachtbaren Abschirmeffekt:

Die Synchrotronphoton-Abschirmeffizienz der Kollimatoren läßt den strahlzugewandten Detektor, verglichen mit dem strahlabgewandten Detektor, überproportional viele rückgestreute Synchrotronphotonen 'sehen', da die Familie der 'prompten' Photonen unterdrückt ist (Kap. 4.1). Im Fall zweier Teilchenstrahlen sieht der SAMBA-Detektor auf Seite A des ALEPH-Detektors die Synchrotronstrahlung des Positronenstrahls während der SAMBA-Detektor auf Seite B die des Elektronenstrahls 'sieht'.

Die Strahlverlust-Abschirmung für die strahlzugewandte SAMBA-Seite ist durch das vom Vertex aus gesehen hinter dem SAMBA-Detektor angebrachte SICAL- und LCAL-

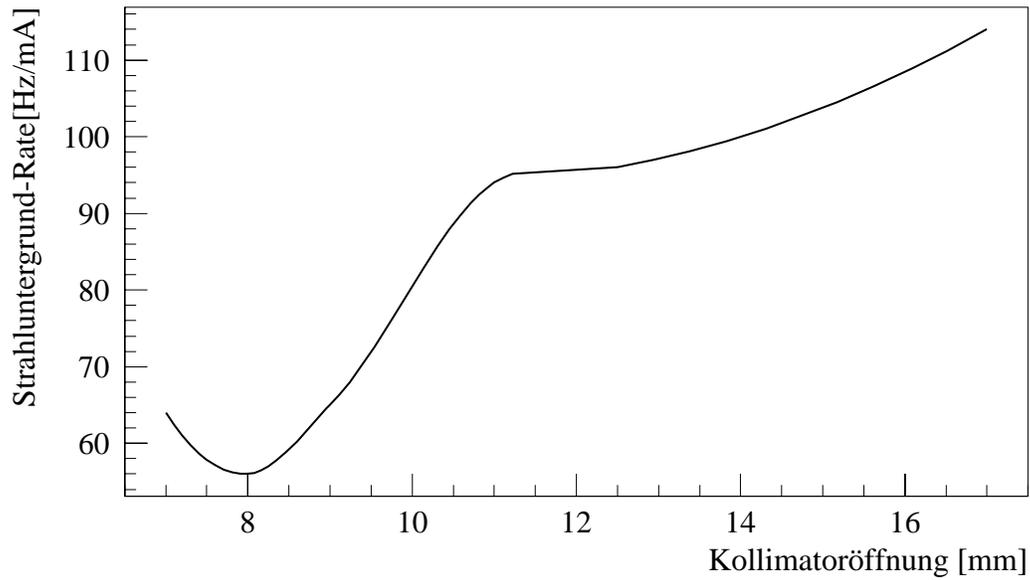


Abbildung 48: Typische Strahluntergrundrate, wie sie sich aus vielen Messungen ergibt, aufgetragen als Interpolation zwischen Messwerten gegenüber der Öffnung des COLH.QS6 Kollimators.

Pulshöhenspektren verschiedener Kollimatoröffnungen

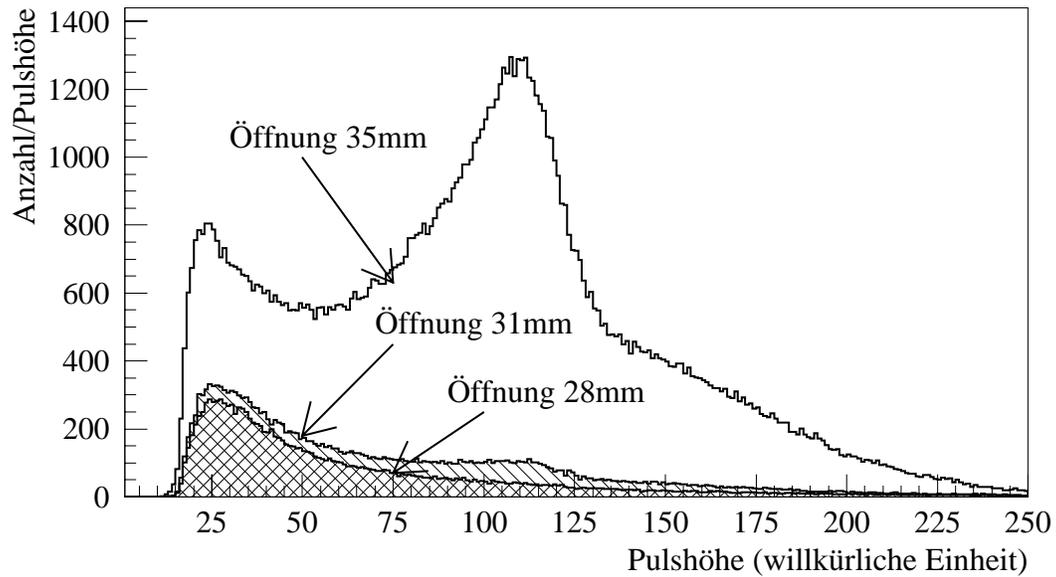


Abbildung 49: Pulshöhenspektren dreier Experimentkollimatoröffnungen.

Diskriminatorschwellen-Pulshöhenspektren

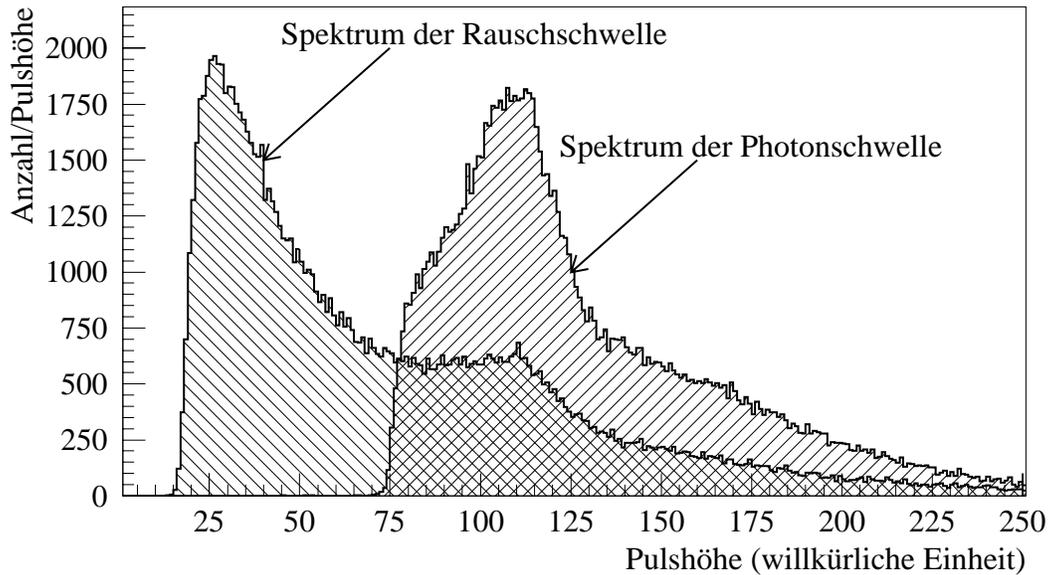


Abbildung 50: Darstellung der Diskriminator-Pulshöhenschnitte im Strahluntergrund-Pulshöhenspektrum. Die Datennahmeschwellen der Spektren entsprechen der unteren (Rauschschwelle) bzw. oberen Diskriminatorschwelle (Photoschwelle) der Zählratenelektronik.

Kalorimeter gegeben.

Durch den Vergleich der Zählraten von SAMBA-Seite A und Seite B können grobe Aussagen über den relativen Beitrag des Elektronen- und Positronenstrahls zum Gesamtstrahluntergrund gemacht werden.

7.4 Pulshöhenspektren vs. Kollimatoröffnungen

Wie Abb. 49 zeigt, sind ausgehend vom Ratenminimum bei zunehmender Kollimatoröffnung oder Schließung Photonen für die Ratenzunahme verantwortlich. Zur Quantifizierung der Zunahme der Photonen stehen die Diskriminator-, die Subtraktions-, die Anpassungs- und Pulsformanalyse-Methode zur Verfügung.

Diskriminormethode

Die Überlagerung der simulierten Energieverlustverteilung und Röntgenfluoreszenzlinien weist nach der Faltung mit der Detektorauflösung zwei charakteristische Maxima auf (Abb. 39). Die Impulshöhenspektren des LEP-Strahluntergrunds (Abb. 55) zeigen ebenfalls jene zwei charakteristischen Maxima. Das Photonen-Referenzspektrum identifiziert das zweite Maximum in den LEP-Strahluntergrunddaten eindeutig als von den Röntgenfluoreszenzphotonen des Kupfers verursacht (Abb. 82). Die klare Separation der beiden Maxima erlaubt es, einfache Pulshöhenschnitte anzulegen, um eine grobe Identifizierung von Elektronen und Positronen vorzunehmen. Ein Niederenergieschnitt eliminiert Detektorrauschen aus dem Pulshöhenspektrum. Der zweite Schnitt bei einer Energie von etwa 6 keV unterteilt das Impulshöhenspektrum in einen Teil, der hauptsächlich Elektronen enthält (1. Schnitt (1 keV) bis 2. Schnitt (6 keV)), und einen Teil, der hauptsächlich Photonen enthält (2. Schnitt (6 keV) bis Spektrenende) (Abb. 50).

Die Reinheit der so gebildeten Teilchenklassen ist abhängig von den Raten der jeweiligen Teilchenklassen, da sowohl der hochenergetische Ausläufer der Landauverteilung als auch die Verteilung der Escape-Linien des Kupferröntgenfluoreszenzphotons im Argon in den Schnittbereich der jeweils anderen Teilchenfamilie hineinragen. Die Implementation der Diskriminormethode durch Elektronik erlaubt die geometrische Verteilung und Zusammensetzung des Strahluntergrunds in Echtzeit darzustellen.

Beispiel Strahl–Untergrundstürme

Ist die Reinheit der gebildeten Teilchenklassen nicht ausreichend für weitergehende Studien, so erlauben sie jedoch auszusagen, ob eine plötzlich erhöhte Strahluntergrundbelastung aufgrund von geladenen Teilchen oder Photonen besteht. Der Quotient aus der Rate mit dem 1. Schnitt (alle registrierten Teilchen) und der Rate mit dem 2. Schnitt (alle Teilchen, die mehr als 6 keV deponieren) ist in Abb. 51 gegen die Zeit aufgetragen. Der Sprung zweier Meßwerte aus der ansonst flachen Verteilung entspricht dem Zeitpunkt einer Strahluntergrundschwankung. Erhebliche Ratenzunahmen im ansonst konstanten Strahluntergrund verursachen häufig eine Notabschaltung der großen Spurkammern. Angesichts einer Wiedereinschaltzeit von mehreren Minuten bedeutet auch schon eine kurzfristige Strahluntergrundschwankung ein erheblicher Datenverlust. Der plötzliche Sprung des Strahluntergrunds beruht wahrscheinlich auf Instabilitäten innerhalb des Strahls. Eine gewollte Änderung von Beschleunigerparametern kann als Ursache ausgeschlossen werden, da die Reaktionszeiten typischerweise im Minutenbereich liegen, hier jedoch die Situation nach 16 Sekunden wieder stabil ist.

Ratenverhältnis der Diskriminatorschwellen

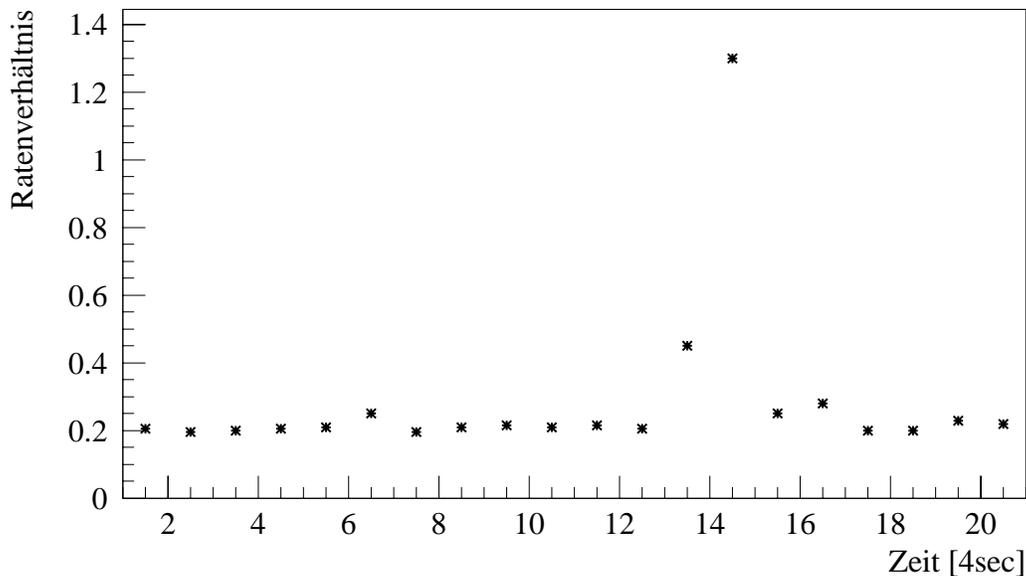


Abbildung 51: Verhältnis der Raten für zwei verschiedene Diskriminatorschnitte ($(\text{Anzahl} \geq 6 \text{ keV}) / \text{alle}$) gegen die Zeit aufgetragen. Der Sprung zweier Datenpunkte aus der sonst flachen Verteilung entspricht einer Instabilität in den Teilchenstrahlen und daraus entstandenem Photonen–Strahluntergrund.

Datenanpassung

Die Datenanpassung (Abb. 52) verwendet das Influenzmodell und eine Landauverteilung (Kap. 6.2). Als Anpassungsparameter stehen die Landau-, Kupfer- und Brom-Fluoreszenzamplituden sowie zwei Parameter zur Beschreibung der Verteilungsbreiten zur Verfügung. Die Verstärkereinflüsse und Änderungen der Gasverstärkung werden durch eine lineare Skalierung mit Anfangswert berücksichtigt.

Trotz der Defizite im Pulshöhenbereich zwischen 70 bis 85 kann die Anpassung im Hinblick auf eine Entfaltung nach Elektronen und Photonenkomponente als gut bezeichnet werden, da die inkorrekte Datenbeschreibung nicht einen Fehler in der Elektronenkomponente repräsentiert. Eine Subtraktion der Elektronenkomponente vom Gesamtspektrum liefert die Photonenkomponente.

Ein LEP-Strahluntergrundspektrum läßt sich also bedingt durch die Superposition einer Energieverlustverteilung und der Verteilung der Kupfer–Röntgenfluoreszenz beschreiben. Eine exakte Beschreibung des Datenspektrums scheitert an der unbekanntenen Verteilung der Teilchen auf der Detektoroberfläche und der unbekanntenen Änderung der Gasverstärkung an den Rändern des sensitiven Volumens (Anhang A.2).

Pulsformanalyse

Während Photonen mittels des Photoeffekts lokal begrenzt ihre Energie deponieren, verlieren Elektronen kontinuierlich Energie und hinterlassen mehrere Häufungen freier Elektronen auf ihrem Weg durch das Detektorgas [112]. Die Pulsformanalyse untersucht die Signalförmigkeit auf einem Signaldraht. Dafür wird die Kammersignalamplitude im 10 ns Takt digitalisiert. Die Signalförmigkeit der Ladungsverstärkungslawine erlaubt eine Differenzierung nach Photonen und geladenen Teilchen [54].

Die Pulshöhenspektren von Pulsen, die als Elektronen (Abb. 53 rechts) erkannt wurden, weisen deutlich die Form eines Energieverlustspektrums auf, während solche, die als Photonen (Abb. 53 links) identifiziert wurden, die Form des Photonenreferenzspektrums aufweisen.

Die Signalformanalyse erlaubt, die Ankunftszeiten der Teilchenfamilien einzeln zu betrachten (Abb. 53). Die Ankunftszeitspektren haben eine deutlich voneinander verschiedene Steilheit der Anstiegsflanke sowie Lagen der Maxima.

Subtraktionsmethode

Durch den quantitativen Vergleich der Spektren können Elektronen- und Photonenraten als Funktion der Kollimatoröffnung ermittelt werden. Das Pulshöhenspektrum im Ratenminimum beinhaltet nur eine unwesentliche Anzahl von Photonennachweisen (28 mm Spektrum in Abb. 49). Es ist keine Röntgenfluoreszenzverteilung sichtbar. Für die folgende Subtraktionsmethode soll daher angenommen werden, daß das Pulshöhenspektrum des Ratenminimums der Detektorantwort beim Energieverlust geladener Teilchen entspricht. Weiterhin soll angenommen werden, daß das Maximum der Energieverlustverteilung von der Röntgenfluoreszenzverteilung unbeeinflusst ist. Das Photonenpektrum anderer Pulshöhenspektren erhält man unter diesen Annahmen durch die Subtraktion des skalierten Energieverlustspektrums von der betrachteten Verteilung (Abb. 55). Die Abschätzung des Elektronenanteils eines Spektrums kann folgendermaßen vorgenommen werden. Das Ratenminimum–Referenzspektrum wird skaliert, so daß das Energieverlustmaximum beider Verteilungen gleich ist. Die Skalierung des Energieverlustspektrums liefert die relative Änderung der Elektronenrate.

7.5 Diskussion Elektron–Photon–Identifikation

Diskriminormethode: Die Unsicherheit in der Bestimmung der Diskriminator–Elektronen- und –Photonenrate wurde anhand der Influenzanpassungsspektren abgeschätzt (Tab. 10).

Subtraktionsmethode: Die Teilchenidentifikation durch Subtraktion von Referenzspektren ist nur durchführbar, falls Spektren mit einem extrem kleinen Photonenanteil aufgenommen

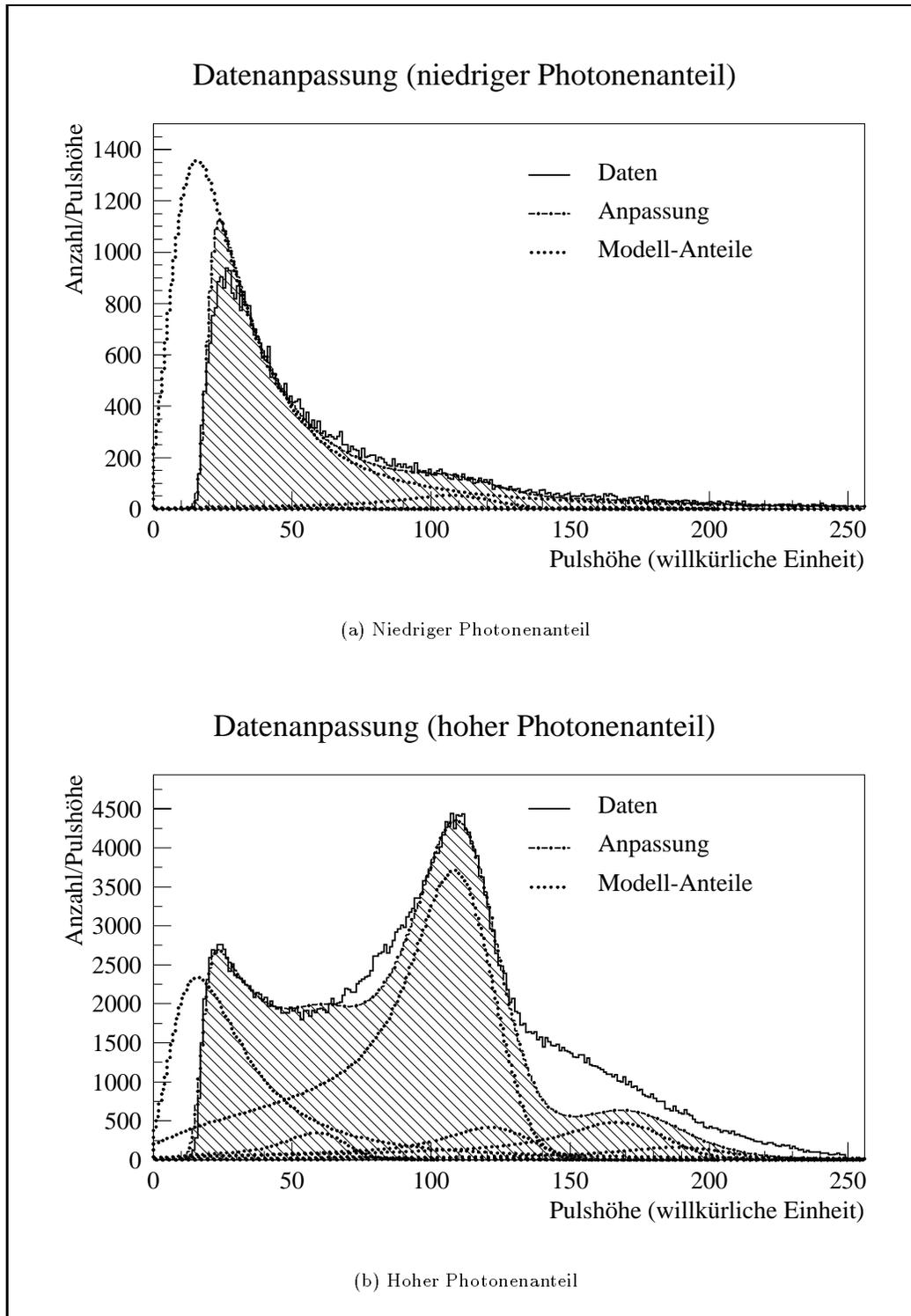


Abbildung 52: Influenzmodell-Datenanpassung (schraffierte Fläche) an Strahluntergrundspektren mit hohem bzw. niedrigem Photonenanteil. Das Datenspektrum ist im niederenergetischen Teil durch die Datennahmeschwelle deformiert, was durch eine Diskriminatorsimulation an die Summe der Einzelanteile beschrieben werden kann.

Photon/Elektron Ankunftszeit/Pulshöhe (FADC)

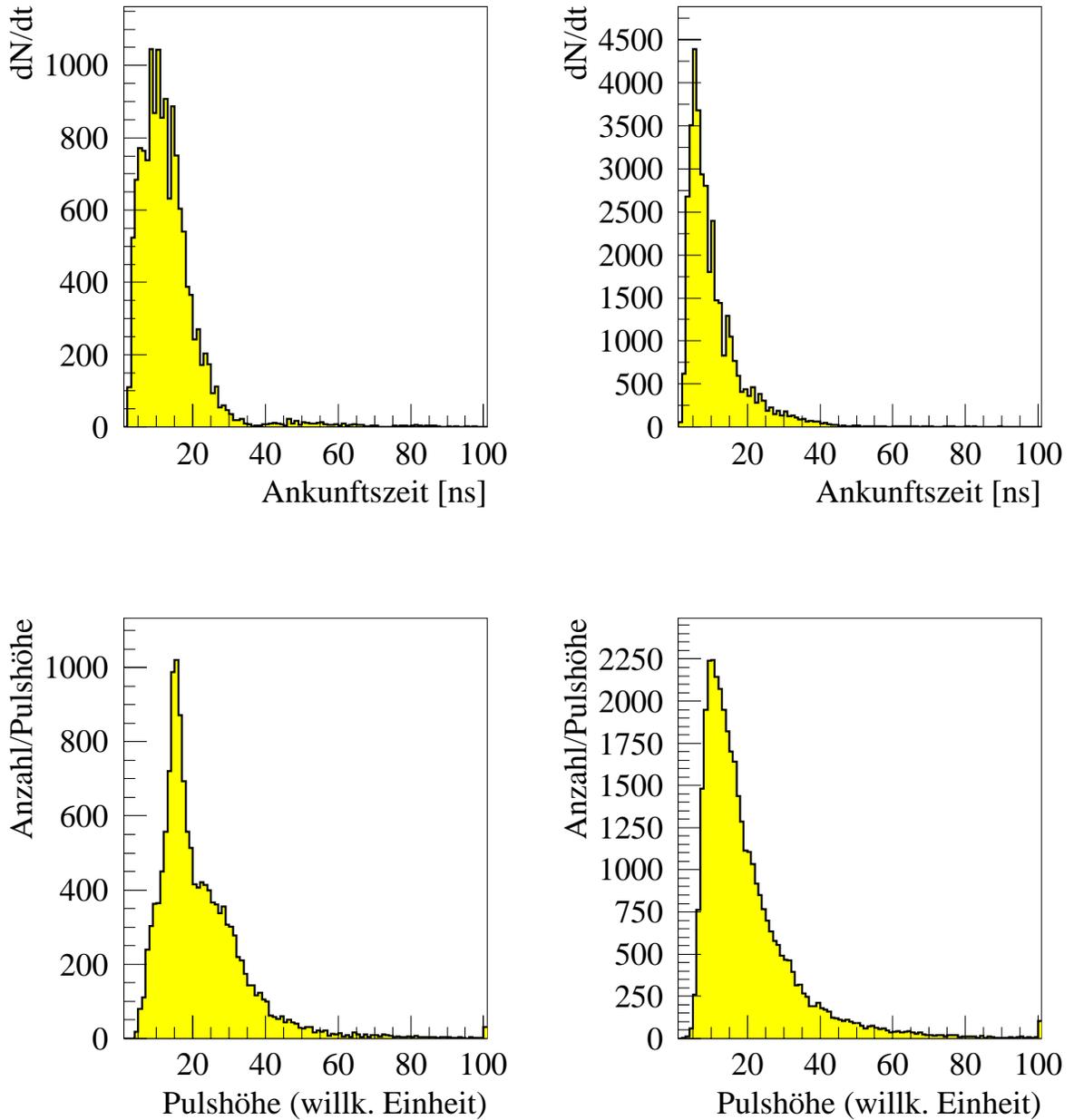


Abbildung 53: Photonen–Pulshöhenspektrum der Pulsformanalyse (untere Diagramme) und die korrespondierenden Ankunftszeitspektrum (obere Diagramme) von Strahluntergrundteilchen getrennt nach Elektronen (rechts) und Photonen (links) (run 30072).

Ankunftszeit (TDC) und Pulshöhe (ADC)

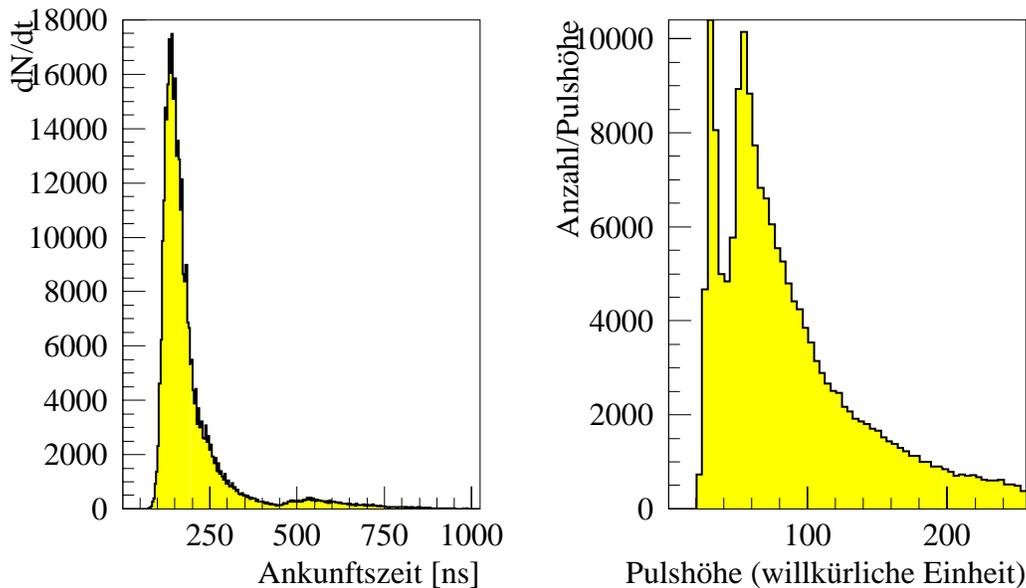


Abbildung 54: Ankunftszeitspektrum aller inneren Kathodenflächen (links) und das Pulshöhenspektrum einer Kathodenfläche (rechts) (run 30072).

Energieschnitt	<2 keV	2–6 keV	> 6keV
Elektronen	22%	48%	30%
Photonen	1,5%	8,5%	90%

Tabelle 10: Erfassungsanteil der Diskriminator–Fensterraten angegeben als Bruchteil der gemessenen Rate.

werden können. Im allgemeinen kann die Skalierung des Referenzspektrums um bis zu 10% variiert werden, bis die Energieverlustmaxima deutlich voneinander abweichen.

Das Verhältnis der Zählrate der ermittelten Photonen zur Zählrate aller Strahluntergrundereignisse ändert sich in diesem Fall weniger als 5%. Der systematische Fehler dieser Abschätzung ergibt sich durch die Randbedingungen der Analysetechnik und ist eine Funktion des Quotienten. Der Quotient im Ratenminimum ist immer Null. Die Kontamination eines Ratenminimumspektrums mit Photonen kann durch die Subtraktion eines Photonenreferenzspektrums abgeschätzt werden. Der systematische Ratenfehler bei den betrachteten Subtraktionen betrug nie mehr als 20% des skalierten Ratenminimumspektrums.

Kombinierte Pulshöhe–Ankunftszeit–Subtraktionsmethode: Bei Verwendung des Pulshöhen- und Ankunftszeit–Vielkanalanalysators qVt werden Pulshöhenmessung und Ankunftszeitmessung zeitlich hintereinander ausgeführt.

Die zeitgleiche Messung von Impulshöhe und Ankunftszeit mit dem CAMAC System wird durch die veroderten Diskriminator-signale eines Detektormoduls ausgelöst (Anhang A.2). Die Pulshöhenspektren (pro Kathodenfläche) weisen damit eine schlechtere Statistik als die über alle Kathodenflächen summierten Ankunftszeitspektren auf. Zudem tritt verglichen

Subtraktionsmethode

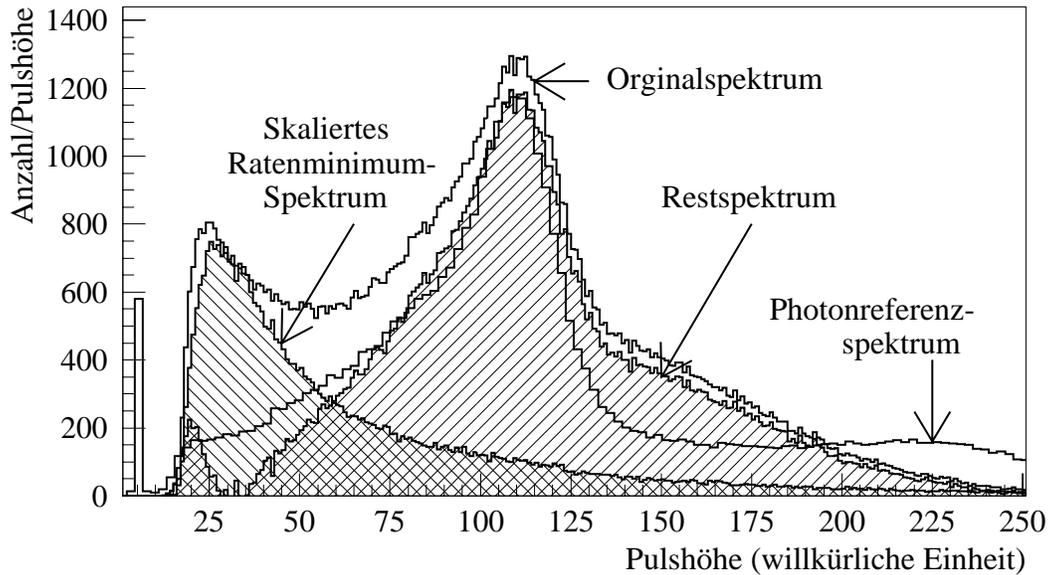


Abbildung 55: Teilchenidentifikation und Relativmessung der Photonenrate mittels der Subtraktionsmethode. Schraffiert ist das skalierte Energieverlustspektrum des Ratenminimums bzw. Restspektrums eingezeichnet. Das Restspektrum ergibt sich aus der Subtraktion des Ratenminimumspektrums vom Originalspektrum. Der Vergleich mit einem Photonenreferenz-Pulshöhenspektrum einer ^{109}Cd Quelle (Abb. 40) zeigt die deutliche Übereinstimmung mit dem Restspektrum.

mit qVt-Pulshöhenspektren eine deutliche Verschlechterung der Detektoraufösung durch kohärentes Rauschen auf, da das Ladungsinfluenzsignal über den dreifachen Zeitraum integriert wird.

Anpassungsmethode: Die systematische Anwendung der Anpassung der auf den Kathodenflächen gemessenen Impulshöhenspektren scheitert an einem Meßeffect. Sowohl im Strahlrohr gestreute Synchrotronstrahlung als auch Strahlverlustelektronen treffen überproportional häufig den inneren Bereich des SAMBA-Detektors. Dieser Bereich liefert aber, wie Messungen zeigen, lediglich 60-80% der Signalamplitude verglichen mit der Kathodenflächenmitte [96]. Der Photonenratenfehler der Anpassungsmethode kann durch den Vergleich mit der Subtraktionsmethode zu 10% der Gesamtrate abgeschätzt (Abb. 56) werden.

Pulsformanalyse: Eine zweite Methode zur Trennung der totalen Zählrate nach Elektronen- und Photonenanteil ist die Pulsanalyse. Aus dem statistischen Mittelwert der Pulsanalyse erhält man den relativen Anteil der Teilchen an der Gesamtzählrate. Das Produkt der absoluten Zählrate und des Anteils einer Teilchensorte entspricht dann der absoluten Zählrate der jeweiligen Teilchen. Die Unsicherheit dieser Messung ergibt sich aus der Fehlidentifikation eines Teilchens. Photonen werden in 87% der Fälle richtig erkannt, so daß der Fehler der Elektronenrate je nach Photonenanteil bis zu 30% beträgt [54].

Ein weiterer Fehler der Teilchenidentifikation entsteht durch die radiale Asymmetrie des Strahluntergrunds, da lediglich einer der 8 Kammerdrähte zur Signalanalyse verwendet wird, jedoch die Kathodenflächen über allen Drähten ausgelesen werden.

Allen Identifikationsmethoden gemeinsam ist der systematische Ratenverlust durch die Datennah-

meauslösung (Anhang Kap. A). Die Anzahl der Teilchen, die unter die Rauschschwelle der Datennahme fallen, kann anhand der Simulation zu 1,5% der Photonen- oder zu 22% der Elektronen-Zählrate abschätzt werden (Tab. 10). Im Falle der qVt-Ankunftszeitmessungen (Anhang Kap. A.3) beträgt die Anzahl der Teilchen, die unter die Datennahmeschwelle fallen, 10% der Photonen- bzw. 70% der Elektronen-Zählrate.

Anwendung: Änderung der Elektronenrate mit der Kollimatoröffnung

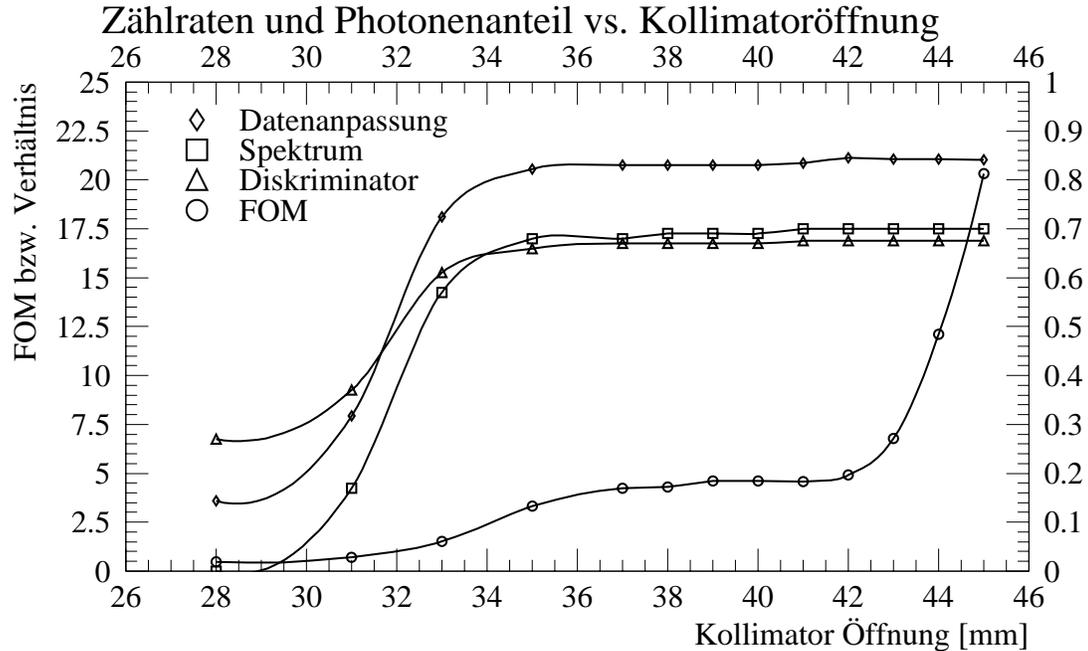


Abbildung 56: Photonenanteil in Abhängigkeit von der Experimentkollimatoröffnung ermittelt nach der Diskriminator-, Subtraktions- und Anpassungs-Methode. Mit aufgetragen ist die linear mit dem Strahlstrom skalierte absolute Zählrate des SAMBA-Detektors (figure of merite, FOM). Während die FOM nach einem flachen Verlauf steil ansteigt, geht der Photonanteil bereits früher in eine Sättigung über.

Die durch die Analysemethoden erhaltenen Änderungen des Photonenanteils sind in Abbildung 56 aufgetragen. Während die Elektronenrate lediglich um weniger als einen Faktor 2 mit der Öffnung (28-42 mm) des Experimentkollimators zunimmt, beträgt der Anstieg der Photonenrate mehr als einen Faktor 50. Häufig wird daher vereinfachend angenommen, daß die Elektronenrate sich nicht mit der Kollimatoröffnung ändert, was angesichts der absoluten Ratenänderung um einen Faktor 10 eine gute Näherung ist. Die zu beobachtende Sättigung der Raten für Experimentkollimatoröffnungen größer 42 mm zeigt, daß nun die Kollimatoren das Experimentstrahlrohr nicht mehr abschatten.

Der ALEPH-Detektor wird bei Experimentkollimatoröffnungen kleiner 42 mm hauptsächlich von Strahlverlusten nach Bremsstrahlung getroffen, während bei weiterer Kollimatoröffnung Strahlverluste nach inverser Comptonstreuung hinzu kommen (Kap. 3.3).

7.6 Ankunftszeitanalyse

Die Ratenmessung erlaubt, das Minimum des Strahluntergrunds gegenüber der Kollimatoröffnung und eine zeitliche Verteilung der Schwankungen des Strahluntergrunds zu bestimmen. Die Raten-

messung liefert aber keine Information über die Ortsherkunft der Strahlung.

Die Quellen der Synchrotronstrahlung sind die Quadrupole der Experimentzone. Der Hauptanteil dieser Strahlung wird mit einem kleinen Öffnungswinkel gegenüber der Strahlrichtung emittiert (wenige Milliradian). Die Experimentkollimatoren schatten das Experimentstrahlrohr ab, so daß die verbleibenden Photonen den Detektor innerhalb des Strahlrohrs passieren (Kap. 4). Der intensive Strahl dieser Photonen trifft das Strahlrohr strahlabgewandt und kann einer Compton-Streuung unterliegen. Diese rückgestreuten Photonen können die Kollimatoren passieren und das Detektorstrahlrohr treffen. Verglichen mit Elektronen oder Photonen, die z.B. direkt aus dem Experimentquadrupol kommend das Strahlrohr treffen, legen die rückgestreuten Photonen etliche Meter mehr zurück, so daß sie signifikant später das Strahlrohr treffen. Die Weglängen- und damit die Zeitunterschiede zwischen der Ankunft nicht gestreuter Photonen bzw. Elektronen und rückgestreuter Photonen können ausgenutzt werden, um die Entfernung der Streuquelle zu identifizieren. Der Zeitpunkt der Strahlpassage gibt den Null-Zeitpunkt an, zu dem die ersten Teilchen registriert werden können.

Synchrotronphoton-Familien

Die jeweiligen Klassen von direkten oder rückgestreuten Photonen können für einen einzelnen Strahl durch asymmetrische Stellungen des Experimentkollimators³⁵ hervorgehoben oder unterdrückt werden (Kap. 4.1).

Die Normalposition (symmetrische Kollimatoröffnung COLH.QS1=35 mm) entspricht der Position im Ratenminimum während Strahlkollisionen (Abb. 57 oben, nominale Position). Der überwiegende Anteil der Photonen erreicht ohne Zeitverzögerung den Detektor. Lediglich eine kleine Anzahl wird mit einer Verspätung bzw. einem Weglängenunterschied von mehr als 50 m registriert.

Eine große Öffnung (COLH.QS1=45 mm) erhöht natürlich die Gesamtrate, aber auch den Anteil der rückgestreuten Photonen, die nun einen optischen Weg auf das Experimentstrahlrohr finden (Abb. 57 unten).

Die Öffnung des strahlabgewandten Kollimators (COLH.QS1R=45 mm) bei nominaler Position des strahlzugewandten Kollimators verändert das Verhältnis von direkten zu rückgestreuten Photonen (Abb. 58 oben). Der direkte Anteil wird stärker abgeblendet, während der rückgestreute Anteil gleichbleibt.

Die Schließung des strahlabgewandten Kollimators (COLH.QS1R=20 mm) bei nominaler Position des strahlzugewandten Kollimators verändert ebenfalls das Verhältnis von direkten zu rückgestreuten Photonen (Abb. 58 unten). Der direkte Anteil wird verstärkt, während der rückgestreute Anteil abgeblendet wird. Tatsächlich verschiebt sich auch die Ankunftszeit des direkten Anteils. Der kleine Weglängenunterschied durch die Rückstreuung vom Experimentkollimator ist normalerweise nicht auflösbar, da die Driftzeit länger ist als die Zeitverzögerung durch den Weglängenunterschied. In diesem Fall dominiert die Rückstreuung vom Experimentkollimator und das Maximum der direkten Verteilung verschiebt sich. Deutlich ist auch die Abwesenheit der entfernten Rückstreuung. Der strahlabgewandte Kollimator ist so weit geschlossen, das der optische Weg für entfernte Rückstreuungen komplett abgeblendet ist.

Subtraktionsmethode

Die Ankunftszeit-Histogramme spiegeln die Verteilung der Ankunftszeiten aller registrierten Teilchen wieder. Wie bei der Subtraktionsmethode für Pulshöhenspektren findet sich im Ratenminimum das Referenzspektrum für Ankunftszeitspektren. Im Vergleich mit Ankunftszeitspektren anderer Kollimatoröffnungen findet man zum Beispiel eine Änderung der Anstiegsflanke

³⁵Da der Hauptteil der Synchrotronstrahlung in der horizontalen Ebene (Kap. 3.4) emittiert wird, werden lediglich Öffnungen der die horizontale Ebene abschirmenden Experimentkollimatoren betrachtet. Die die vertikale Ebene abschirmenden Experimentkollimatoren wurden in ihrer Ratenminimumposition belassen.

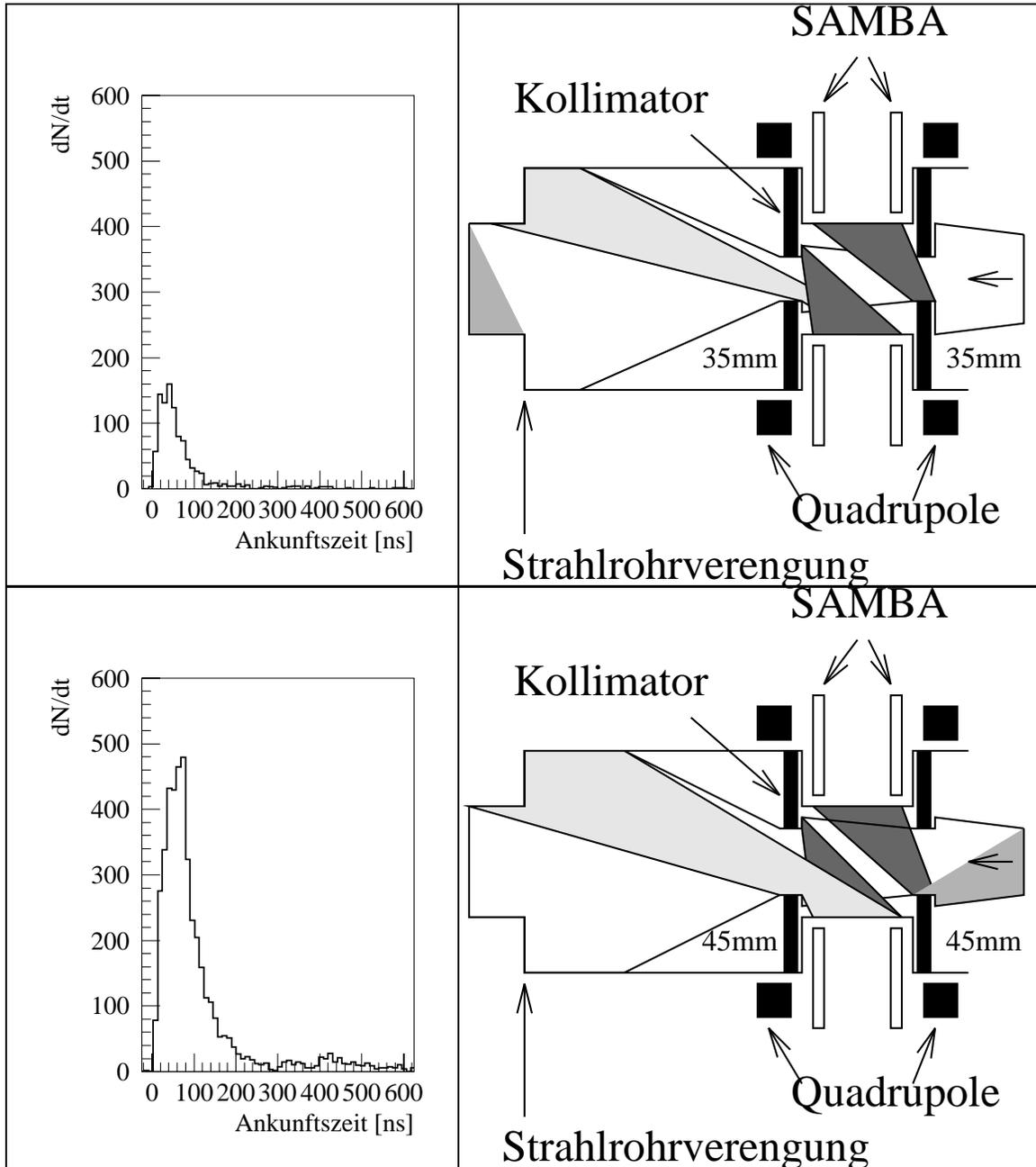


Abbildung 57: Zeitspektren und Schemazeichnungen verschiedener Kollimatoröffnungen entsprechend der Beschreibung im Abschnitt "Synchrotronphotonen-Familien". Die Synchrotronphotonenflüsse sind durch grau unterlegte Flächen dargestellt. Ihre gemessenen Ankunftszeitspektren sind links daneben dargestellt. [141] (SAMBA-ALEPH-Seite A, LEP-Ringinnenseite, Kathodenfläche 2). OBEN: Zeitspektren für die nominale Kollimatorposition (COLH.QS1=35 mm). UNTEN: Zeitspektrum für geöffnete Kollimatoren (COLH.QS1=45 mm).

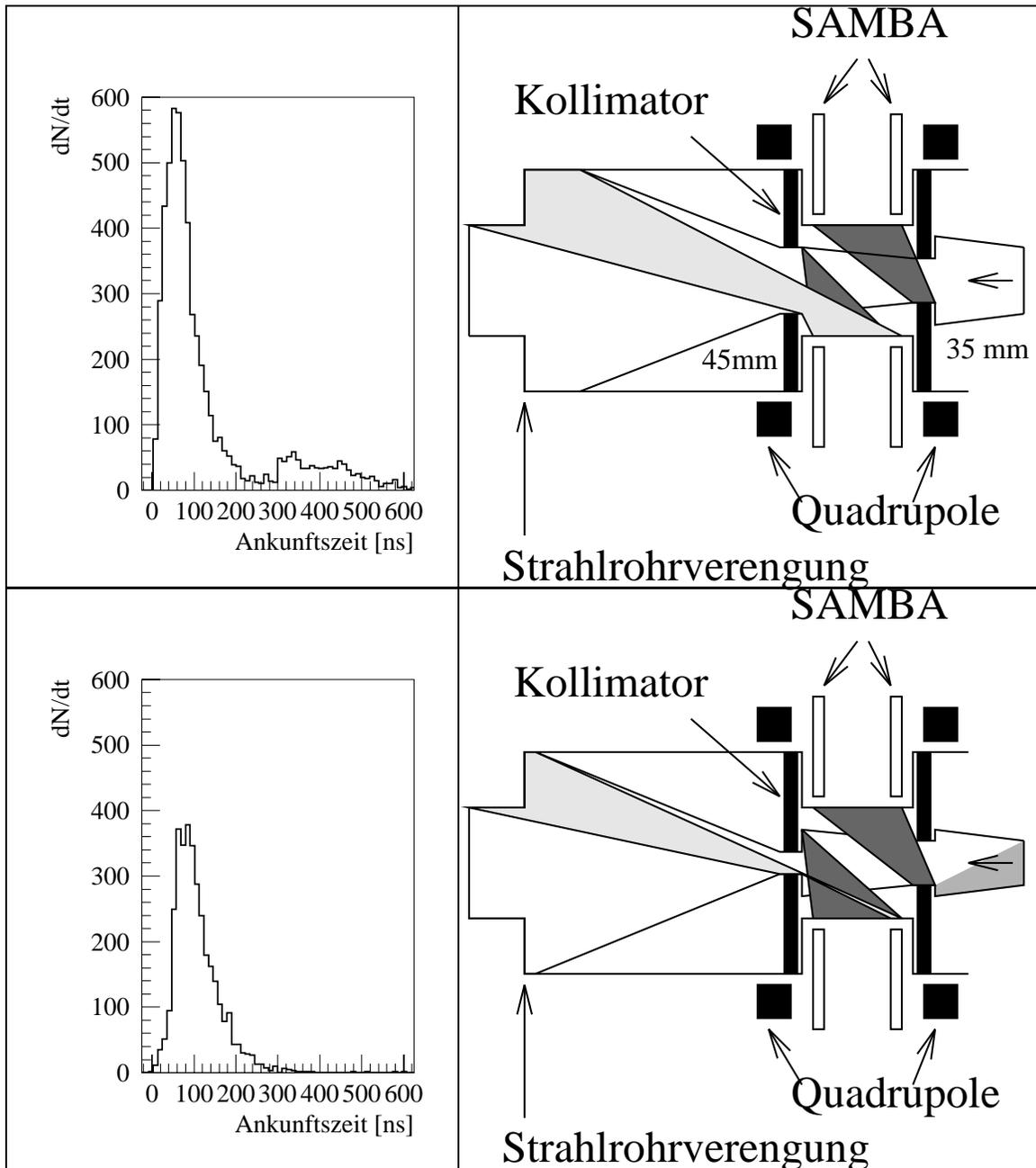


Abbildung 58: Zeitspektren und Schemazeichnungen für verschiedene Kollimatoröffnungen entsprechend der Beschreibung im Abschnitt "Synchrotronphotonen-Familien". Die Synchrotronphotonenflüsse sind durch grau unterlegte Flächen dargestellt. Ihre gemessenen Ankunftszeitspektren sind links daneben dargestellt. [141] (SAMBA ALEPH Seite A, LEP Ringinnenseite, Kathodenfläche 2). OBEN: Zeitspektrum für geöffneten strahlabgewandten Kollimator. (COLH.QS1R=45 mm) UNTEN: Zeitspektrum für geschlossenen strahlabgewandten Kollimator. (COLH.QS1R=20 mm) .

Quellenabstand	Rückstredistanz	Laufzeitdifferenz	Kontamination	Erfassung
Vorwärtsstreuung	0 m	0 ns	53% Elektronen	35%
Rückstreuung				
8,25 m	21,1 m	70 ns	35% Elektronen	45%
21 m	46,5 m	154 ns	52% Vorwärtsstreuung 12% Elektronen	98%
57 m	114,5 m	391 ns	13% Vorwärtsstreuung 55% 8,25 m	92%
87 m	178,5 m	589 ns	2% 21 m	97%
121 m	246,5 m	813 ns	8% 57 m 3% 87 m	95%

Tabelle 11: Ankunfts-Zeitfenster resultierend aus Quellenabstand und Laufzeitdifferenz für Photonen eines einzelnen Teilchenstrahls registriert im strahlzugewandten SAMBA-Detektor. Die angegebenen Erfassungs- und Kontaminationsanteile beziehen sich - wenn nicht anders angegeben - auf den Photonenanteil.

(Abb. 59), was einer Änderung der Elektronenkomponente entspricht. Bei Verwendung eines Teilchenstrahls überlagern sich die Ankunftszeitverteilungen der Strahlen nicht (Kap. 7.3.1), so daß durch die Addition eines zeitlich verschobenen Referenzspektrums der strahlzugewandten Detektorseite (Abb. 59) auch die Rückstreuung vom Experimentkollimator aufgelöst werden kann (vergl. Kap. 7.6.).

Zeitfenstermethode

Die mit dem SAMBA-Detektor vermessenen Zeitverteilungen sind mit der Driftzeitverteilung (Abb. 42) gefaltet, so daß die Zeitverteilungen der einzelnen Synchrotronquellen ineinander übergehen. Betrachtet man die Abstände des SAMBA-Detektors³⁶ zu den 8 m-Kollimatoren und die mit der Wegverlängerung³⁷ für rückgestreute Photonen verbundene Verspätung von ~ 70 ns, wird klar, daß die Identifikation von Rückstreuungen vom 8 m-Kollimator bei einer Driftzeitbreite von 100 ns durch die Suche nach Maxima nicht möglich ist.

Die Anteile einzelner dominanter Streuquellen können, da die Driftzeit und die Abstände der Quellen bekannt sind, durch eine Einteilung der Ankunftszeitspektren in Zeitfenster ermittelt werden (Abb. 60). Die Zeitfenster wurden entsprechend den Angaben über die Strahlrohrdurchmesser (Tab. 22) und Kollimatorpositionen (Tab. 23) festgelegt. Tabelle 11 listet den in den verwendeten Zeitfenstern erfaßten Quellenanteil und die Kontamination mit Anteilen vorhergehender Quellen auf.

Die Zeitfenster in Tabelle 11 sind für den strahlzugewandten Detektor unter Testbedingungen mit einem Teilchenstrahl angegeben. Für den strahlabgewandten Detektor ist die Rückstredistanz um 4,6 m verringert. Im Ankunftszeitspektrum ist dann der Abstand zwischen Elektronensignal und Signalen rückgestreuter Photonen um 15 ns verringert. Im Falle einer Messung mit zwei Teilchenstrahlen werden in der Regel die geringeren Rückstredistanzen zur Fensterdefinition zugrunde gelegt, da die Ausläufer zu langen Driftzeiten weniger zu einer Fehlidentifikationsrate beitragen als der Spektrenanfang.

Unter der Annahme einer punktförmigen Quelle und gegenüber der Gesamtdriftzeit kleinen Quellenbreite kann der bei der Zeitfenstermethode durch die Überlagerung von Ankunftszeitverteilungen gemachte Fehler mit den Integralen der Elektron- und Photondriftzeiten (Abb. 61) abgeschätzt werden. Das Produkt einer Zeitfenster-Rate mit der Erfassungseffizienz oder das Produkt der totalen Rate mit der Photonen-Wahrscheinlichkeit des Spektrums und der Erfassungseffizienz ergibt die Anzahl der Teilchen vom betrachteten Rückstreuer. Die größte Unsicherheit besteht in der nicht verschwindenden Ausdehnung der Rückstreuquellen und den zusätzlich durch

³⁶SAMBA Einbauposition: $z \sim \pm 2,3$ m

³⁷SAMBA Kollimator und zurück: $2 \cdot 8,25$ m + $2 \cdot 2,3$ m = 21,1 m

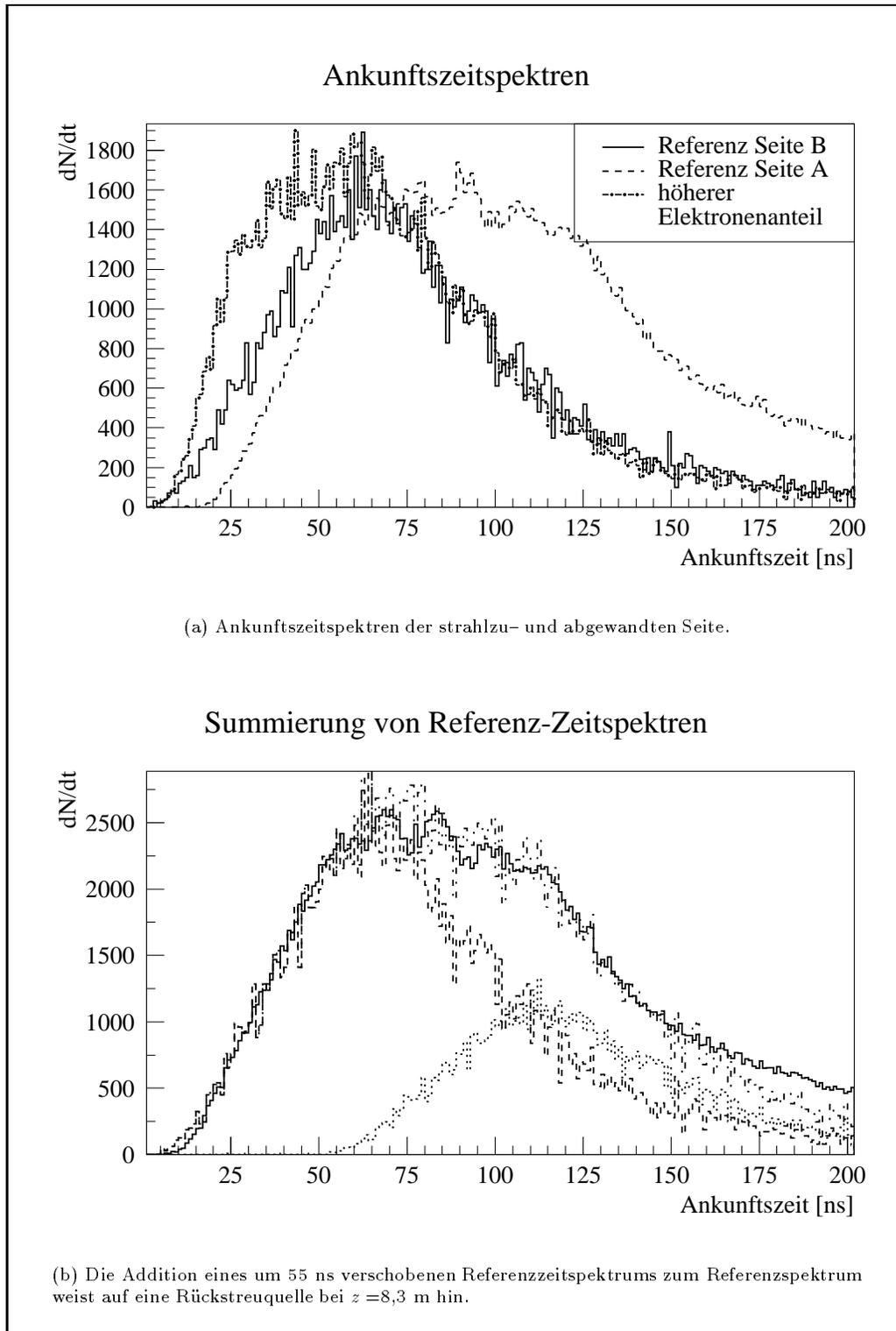


Abbildung 59: Typisch für einen Strahl ist die Verschiebung des Ankunftszeitspektrums der strahlzugewandten Seite (Seite A) zur strahlabgewandten Seite (Seite B) um 10 ns.

Ankunftszeit-Zeitfenster

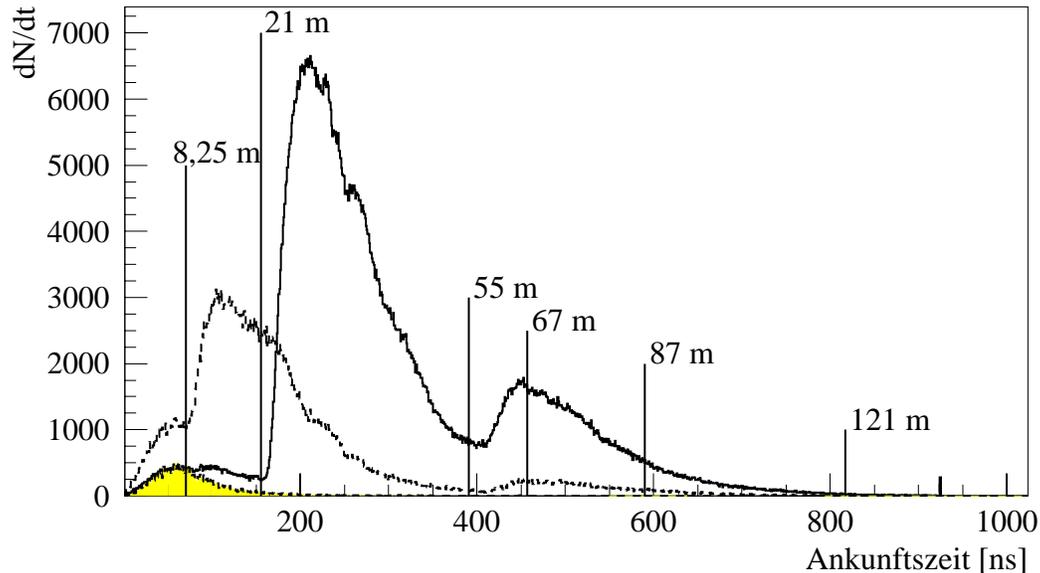


Abbildung 60: Ankunftszeitverteilungen dreier Testexperiment-Einstellungen. Die Zeitfenster, die bekannten Quellen entsprechen, sind durch Balken angedeutet. Das Referenzspektrum des Ratenminimums ist schattiert dargestellt.

die Streuung im Strahlrohr entstehende Laufzeitverlängerungen.

Vergleich Impulshöhenspektrenanpassung und Driftzeitanpassung

Die Analogie der Subtraktionsmethode für Pulshöhen- und Ankunftszeitspektren legt es nahe, die Resultate zu Fehlerabschätzungen gegeneinander zu vergleichen. Im angegebenen Beispiel (Abb. 62) beträgt die Differenz der ermittelten Photonenerate 8%, in allen betrachteten Fälle weniger als 10%.

Wie im Anhang A.3 dargelegt, ist der direkte Vergleich aufgrund der Datennahme nicht zulässig. Die Pulshöhenspektren sind immer die Influenz-Pulshöhenspektren einer Kathodenfläche. Die Zeitspektren sind immer die Addition der Signale der inneren Kathodenflächen eines Detektormoduls. Mag die Vernachlässigung einer Ortsabhängigkeit der Untergrundstrahlung noch akzeptabel erscheinen, so schließt jedoch die Methode der qVt -Zeitspektren-Datennahme einen direkten Vergleich aus (Anhang Kap. A.2).

7.7 Photonen-Strahluntergrund-Simulation

Zum Vergleich der Strahluntergrundrate zwischen den verschiedenen LEP-Detektoren und der LEP-Simulation wird die auf das Experimentstrahlrohr einfallende Photonenerate angegeben. Die SAMBA-Detektornachweifeffizienz für Strahluntergrund kann nicht durch Messungen ermittelt werden. Zur Simulation der SAMBA-Detektoreffizienz des Strahluntergrunds werden Synchrotronstrahlungsspektren benötigt, die einer Messung nicht zugänglich sind. Eingabespektren sind nur aus Simulationen des Beschleunigers zu erhalten. Das PHOTON-Monte-Carlo [69] [63] berechnet die Synchrotronstrahlungsspektren anhand einer Strahlsimulation. Synchrotronphotonen werden durch das Strahlrohr verfolgt, bis sie absorbiert werden. Da die Öffnungswinkel der Streu-

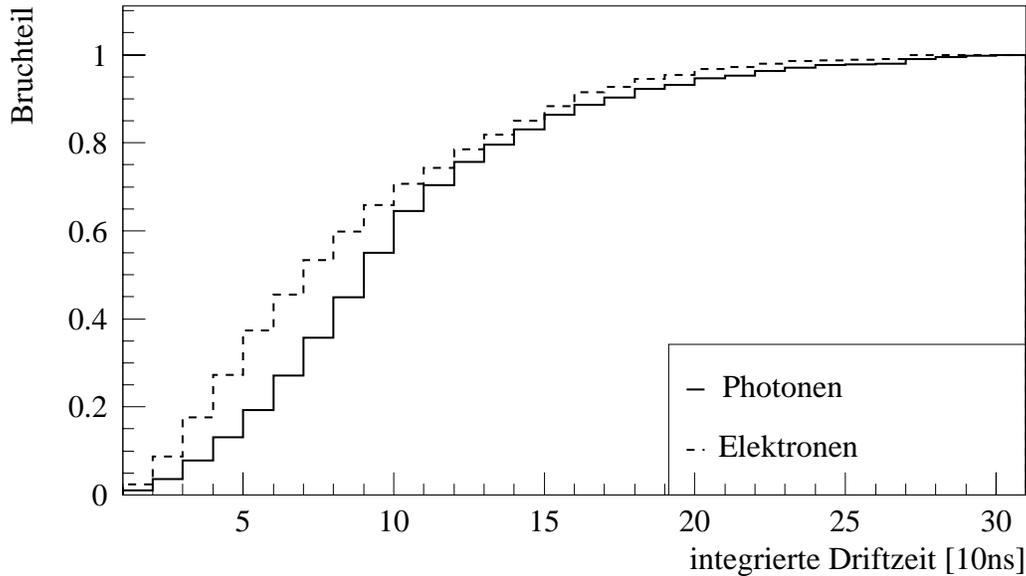


Abbildung 61: Driftzeitintegrale zur Fehlerabschätzung der Zeitfenster-Methode.

ungen auf das Detektorstrahlrohr für entfernte Quellen extrem klein sind, werden alle erzeugten Photonen als sogenannte ‘Superphotonen’ bis auf das Detektorstrahlrohr verfolgt (Abb. 63). Ihre Wechselwirkungen werden durch entsprechende Wichtungen berücksichtigt.

Die Synchrotronstrahlungsspektren der LEP-Simulation werden von einem kombinierten Monte-Carlo³⁸ (Anhang C) aufgegriffen. Die Kombination zweier Monte-Carlo-Programme erlaubt es, die umfangreiche Beschreibung des ALEPH-Detektors und eine detaillierte Simulation des SAMBA-Detektors gleichzeitig zu verwenden.

Diskussion Simulation vs. Messung

In den Jahren 1992 bis 1994 wurden mehrere Experimente (MD = Machine Development) ausgeführt, um die Änderung des Strahluntergrundes mit der Öffnung der Experimentkollimatoren zu messen und zu analysieren. Die anfänglich großen Diskrepanzen zwischen den Simulationsvorhersagen und Messungen konnten im Fall des ALEPH-Detektors auf eine Totalreflexion von Dipolsynchrotronstrahlung des 10% Dipols (prompt radiation) [141] zurückgeführt werden. Die ersten Ankunftszeitspektren des SAMBA-Detektors zeigten dennoch eine prompte Photonenfamilie, die alle Rückstreuungen überlagerte. Der Test mit einem für LEP II vorgesehenen und bereits installierten Kollimator (QS11) erbrachte die Bestätigung (Abb. 46) durch eine Unterbrechung des optischen Weges. Nachfolgende Experimente zeigten die vorhergesagte Abhängigkeit zwischen Kollimatoröffnung und Strahluntergrundraten (Abb. 48 und folgende), solange die Kollimatoröffnungen nicht zu groß gewählt wurde. Die Abhängigkeit des Strahluntergrundes von Kollimatoröffnungen ist wichtig für den Vergleich mit der Simulation, da hiermit die Flüsse der gestreuten Photonen und die Filterfunktionen gemessen werden.

Die Abhängigkeit des LEP-Strahluntergrundes von der Kollimatoröffnung gilt als ausreichend verstanden, obwohl für die Gesamtrate zwischen Monte Carlo und Messung immer noch eine Dis-

³⁸ ALEPH Detektorsimulation mittels GALEPH; SAMBA Detektorsimulation mittels EGS4.

Subtraktionsmethode Pulshöhe, Ankunftszeit

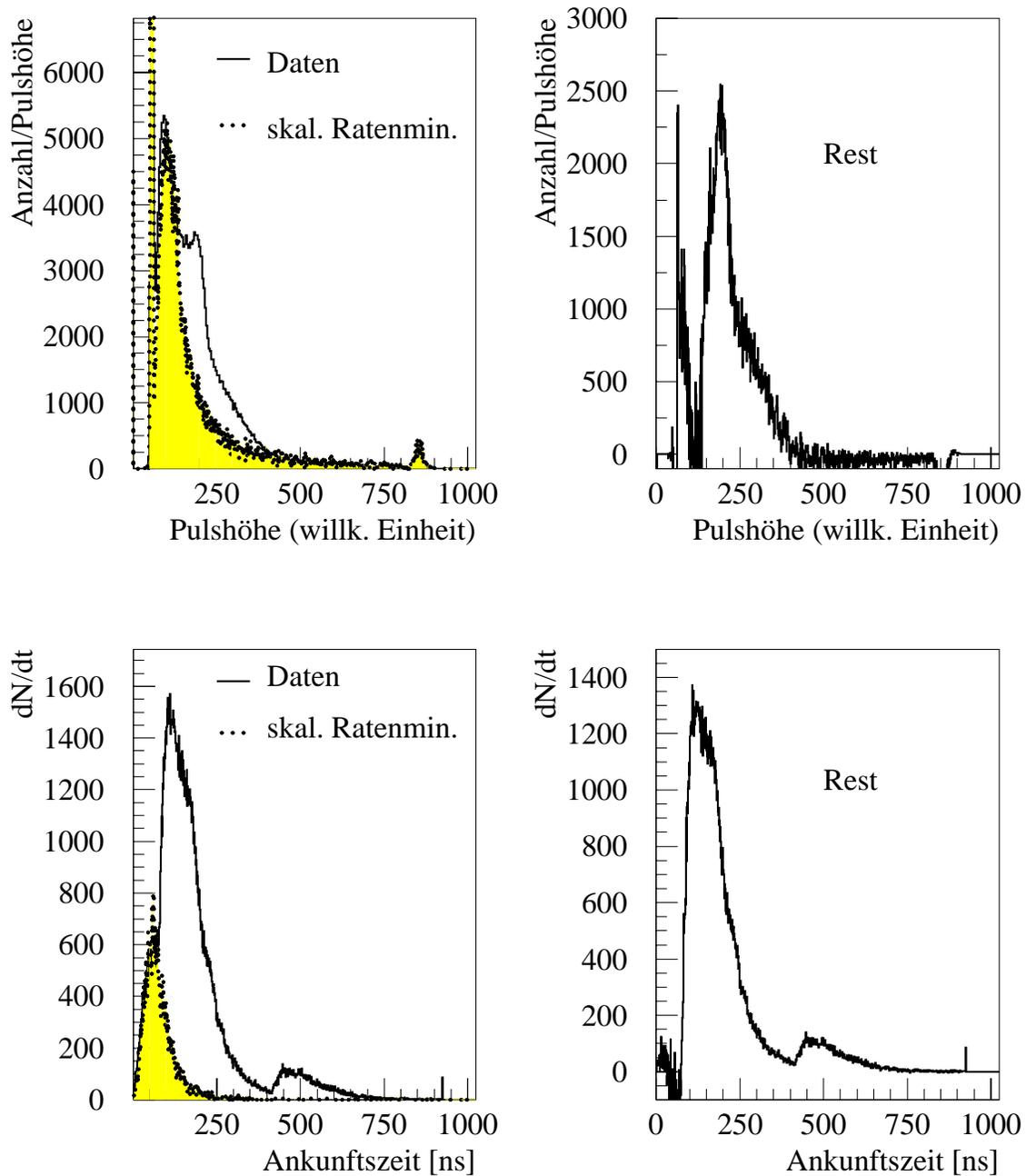


Abbildung 62: Zeit- und Pulshöhenspektren aufgenommen mit der qVt-Methode. Die Subtraktion der Ratenminimum-Referenzspektren (links schattiert) ergibt eine Differenz der Photonennrate (rechts schattiert) von 8%.

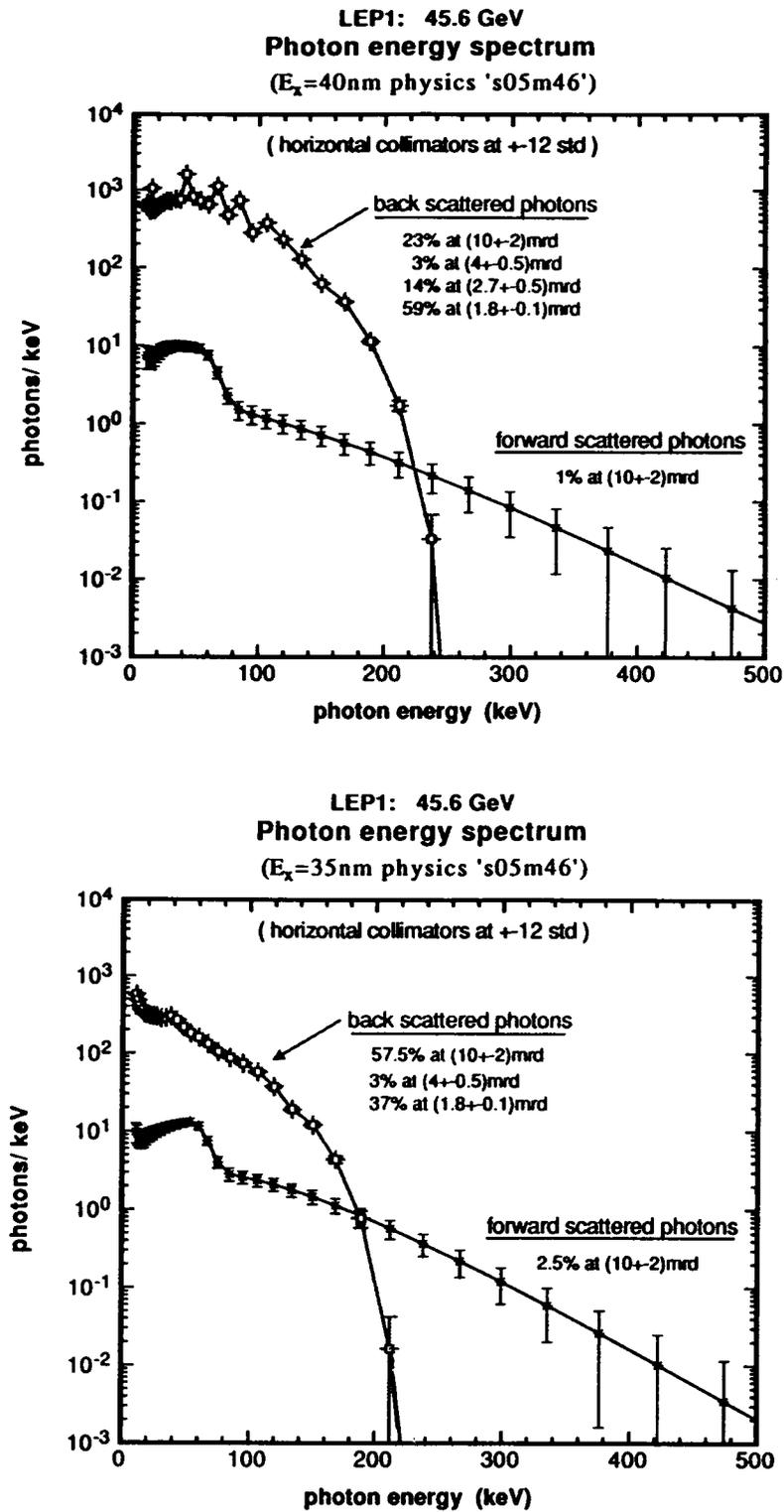


Abbildung 63: Synchrotronspektrum der Strahlrohtreffer (LEP1). Die beiden LEP1 Spektren unterscheiden sich in der simulierten Strahlemittanz [69].

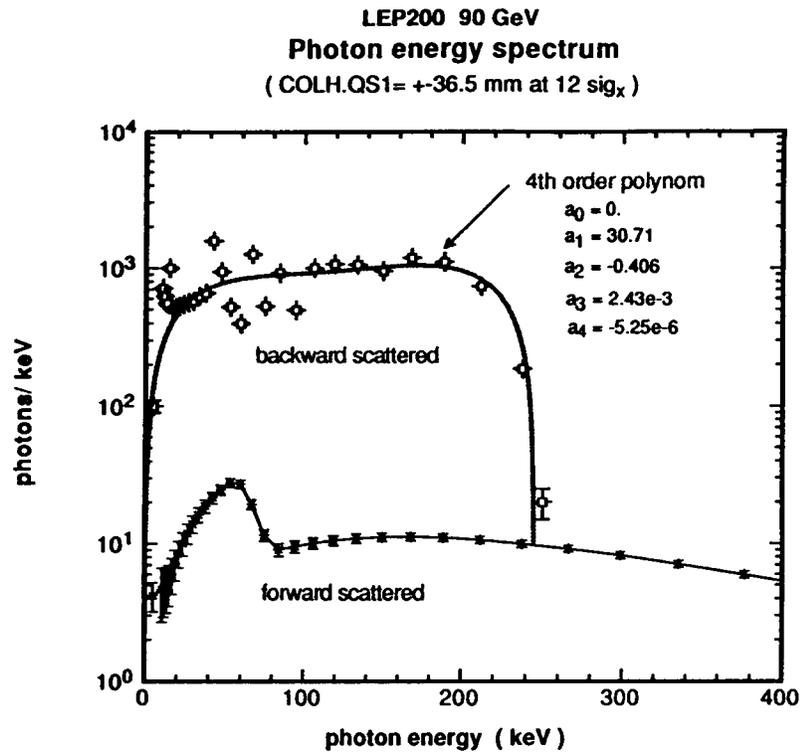
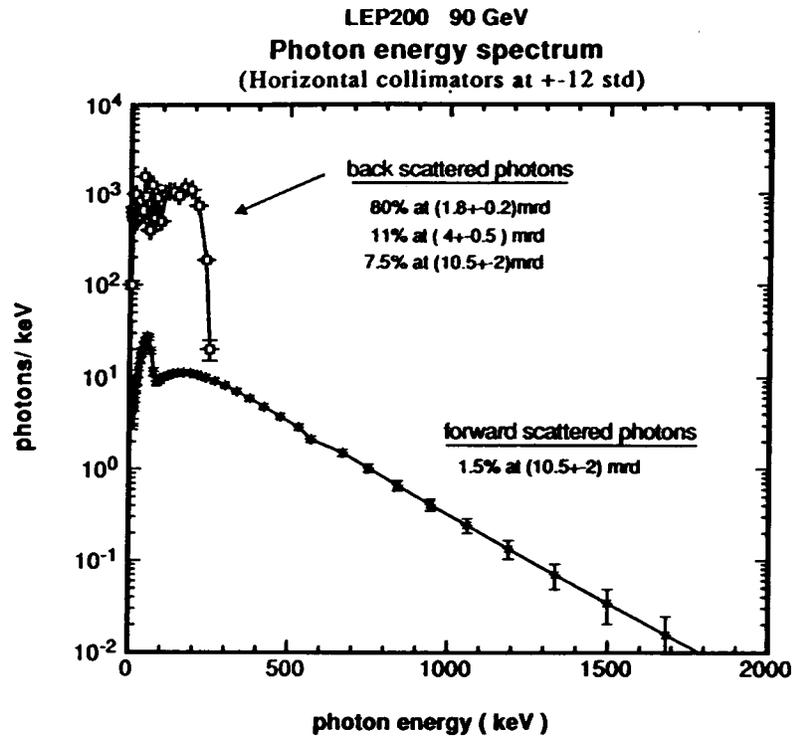


Abbildung 64: Synchrotronspektrum der Strahlrohtreffer (LEP II). [69].

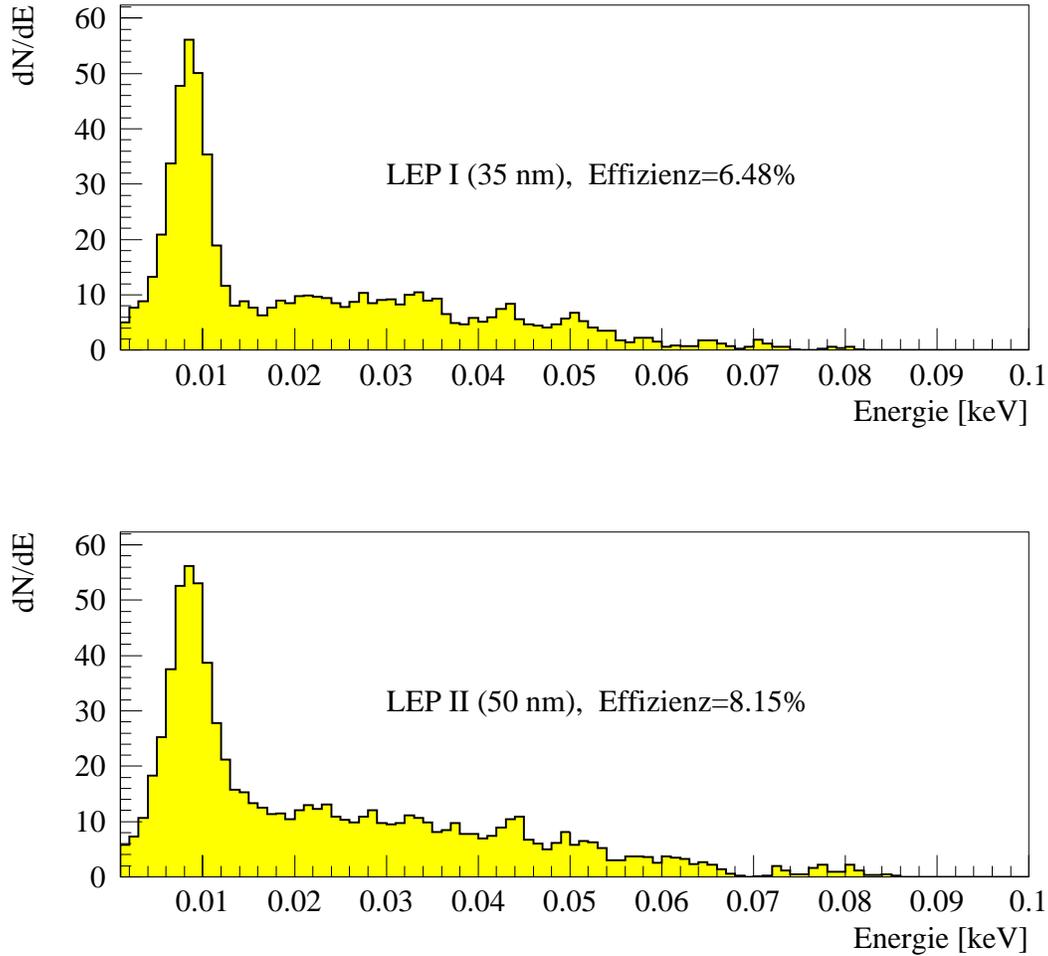


Abbildung 65: GALEPH-EGS4-Simulation der Impulshöhenspektren für LEP-Untergrundstrahlung gefaltet mit einer angenommenen Detektoraufösung. Eingabespektren sind die simulierten LEP-Synchrotronspektren des PHOTON-Monte-Carlo [69].

krepanz bis zu einem Faktor 4 existiert. Dies entspricht der Größenordnung von Ratensprüngen im Strahluntergrund, wie sie beobachtet wurden, obwohl bei sonst identischen Strahlparametern (insbesondere Emittanz und Strahlstrom) lediglich eine Orbitkorrektur vorgenommen wurde (Meßpunkt 33 mm der Abb. 73).

Für große Kollimatoröffnungen stehen zwei Modelle zur Diskussion, die sich in der Beschreibung der Teilchenverteilung unterscheiden. Das klassische Modell einer gaußförmigen Verteilung liefert eine geringere Rate als das Modell mit einer exponentiellen Teilchenverteilung.

Motivation der Synchrotronstrahlungsmaske

Es wird erwartet, daß das LEPI-Kollimatorsystem auch bei verdoppelter Strahlenergie wirkungsvoll direkte Strahlung unterdrückt. Zusätzlich zu der sich ändernden Strahlenergie müssen jedoch

auch Änderungen anderer Beschleunigerparameter berücksichtigt werden:

1. Die Strahlemittanz steigt mit der Strahlenergie (Abb. 106) bzw. der Strahl-Strahl-Wechselwirkungsstärke (Kap. 3.5). Die minimale Kollimatoröffnung skaliert linear mit der Emittanz (Kap. 4).
2. Die kritische Energie des Synchrotronstrahlungsspektrum nimmt um den Faktor 8 zu (Kap. 3.4).
3. Der Hauptanteil der Synchrotronstrahlung aus dem QS1- und QS0-Quadrupol passiert das Experiment und trifft zwischen 40 m und 70 m vom Wechselwirkungspunkt entfernt auf das Strahlrohr (Kap. 3.4).
4. Die Photonen treffen an der Strahlrohrverengung auf eine zur Strahlrichtung nahezu senkrechte Wand. Durch den nach der Strahlrohrverengung kleineren Strahlrohrdurchmesser bedingt, treffen mehr Photonen pro Meter die Wandung als zuvor. Der letztere Effekt nimmt zwar nicht mit größerem Abstand vom Wechselwirkungspunkt ab, jedoch die Wahrscheinlichkeit für Rückstreuung auf das Experimentstrahlrohr, da sich der Öffnungswinkel stetig verkleinert (Kap. 3.4). Die Intensität der rückgestreuten Photonen aus dieser ausgedehnten Quelle nimmt mit ihrem Abstand vom Wechselwirkungspunkt ab.
5. Rückgestreute Photonen erreichen unter 2 mrad Öffnungswinkel das Experimentstrahlrohr. Sie können nicht durch die Experimentkollimatoren abgeblendet werden (Kap. 4.1).

Bei LEPII wird daher eine dramatische Erhöhung des Flusses rückgestreuter Photonen von der Strahlrohrverengung bei 55 m erwartet.

8 Das Masken-Experiment

Design der Synchrotronstrahlungsmaske

Zum Schutz vor rückgestreuter Strahlung mit kleinem Öffnungswinkel gegenüber dem Strahlrohr wurde eine spezielle, innerhalb des Experimentstrahlrohrs fest installierte Blende (Abb. 66) vorgeschlagen [72]. Die Blende (synchrotron radiation mask) ist in ihrem Radius ($r_{in}=41$ mm) und

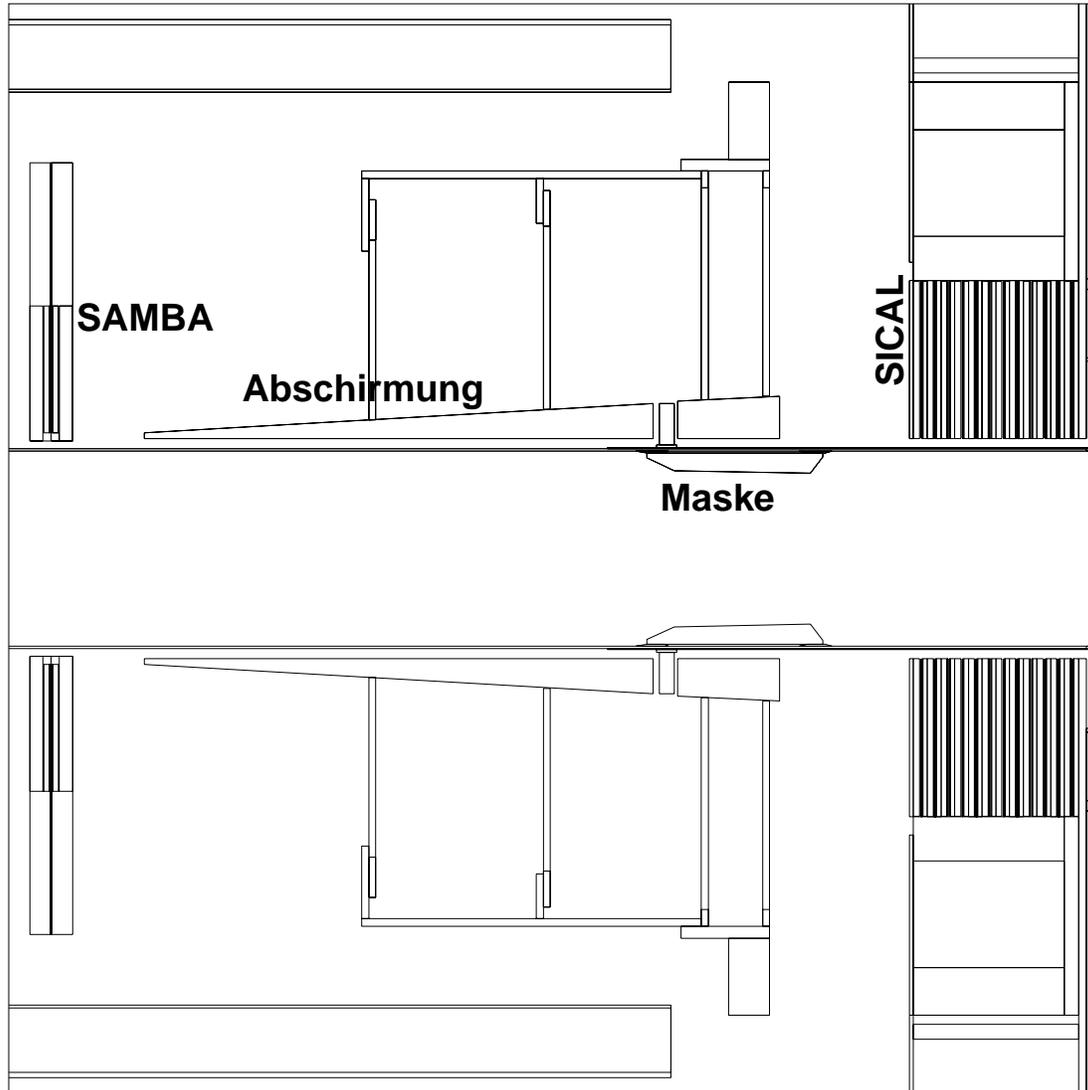


Abbildung 66: Schematische Zeichnung der Synchrotronstrahlungsmaske und der Abschirmung. Mit eingezeichnet ist der SAMBA-Detektor auf der sich zwangsweise ergebenden neuen Position.

ihrer Position ($z = \pm 2,42$ m) so ausgelegt, daß sie den inneren Bereich des Experimentstrahlrohrs gegenüber den unter 2 mrad einfallenden rückgestreuten Photonen abschirmt. Die feste Installation der Blende macht sie sehr empfindlich gegenüber Ungenauigkeiten ihrer Position, da die Toleranzen bedingt durch die große Strahlausdehnung an dieser Stelle während der LEP-Füllung und Strahlkollisionen (Betatronfunktion Seite 151) sehr klein sind. Eine größere Toleranz, das heißt ein größerer innerer Radius, setzt die Abblendwirksamkeit herab. Die Maske wird durch eine

außerhalb des Strahlrohrs angebrachte Abschirmung in ihrer Funktion unterstützt. Sie absorbiert Röntgenfluoreszenzstrahlung, die in der Maske erzeugt wurde.

Zum Test der Toleranzen wurde im Frühjahr 1994 eine Maske in das Strahlrohr des DELPHI-Experiments eingebaut. Diese Blende zeigte während der Strahlkollisionen im Jahr 1994 keine negativen Effekte auf den Strahluntergrund des DELPHI-Experiments [57].

Experimentansatz

Die Ankunftszeitverteilungen in Abbildung 57 und 58 zeigen, wie durch eine Variation der Experimentkollimatoröffnung die Erhöhung der Rate rückgestreuter Photonen simuliert werden kann. Die Simulation der totalen Strahluntergrundrate (Abb. 67) mit und ohne Maske zeigt die erwartete Abhängigkeit von der Experimentkollimatoröffnung. Während normalerweise bei großen Kollimatoröffnungen Ratenzunahmen durch Rückstreuungen zu beobachten sind, findet sich dieser Anstieg beim Einsatz einer Maske nicht. Die identische Optik der LEP-Oktanten 4 (ALEPH)

Masken-Simulation (Emittanz 45nm)

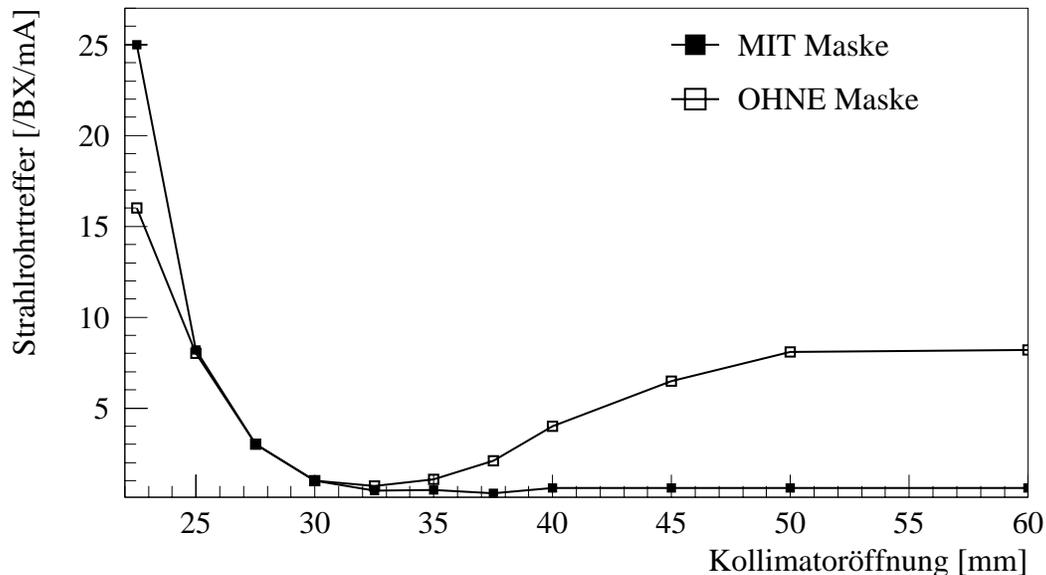


Abbildung 67: Vergleich der simulierten Synchrotronphotonraten der auf das Experimentstrahlrohr rückgestreuten Photonen gegen die Kollimatoröffnung für ein Strahlrohr ohne Maske und eines mit Maske [12].

und 8 (DELPHI) (Seite 155) erlaubt, die Wirksamkeit der Blende unter sonst identischen Strahlbedingungen am LEPI Speicherring zu testen. Bei korrekter Funktion der Blende sollte bei der Öffnung der horizontalen Experimentkollimatoren ($z \sim \pm 8,5$ m) über das Ratenminimum hinaus keine Erhöhung des Strahluntergrunds für das DELPHI-Experiment auftreten, während für das ALEPH-Experiment ein deutlicher Anstieg der Rate von Photonen mit einer Laufzeitverzögerung von mehr als 350 ns erwartet wird.

Kollimatoröffnung	I_{total}	ϵ_x^{e-}	ϵ_x^{e+}
35-45 mm	4,84-4,58 mAmp	37 nm	25 nm
47-60 mm	4,40-4,01 mAmp	32 nm	22 nm
50 mm	3,92 mAmp	27 nm	20 nm
25-35 mm	3,76-3,35 mAmp	26 nm	18 nm

Tabelle 12: Strahlströme, Emittanzen des Strahls während des Maskenexperiments gemessen mit den LEP-Strahlmonitoren.

8.1 Experimentbedingungen, Detektorströme

Optik und Luminosität

Das Masken-Experiment wurde unter Standard-Physik-Bedingungen des Jahres 1994, d.h. mit kollidierenden Strahlen in der Pretzel-Optik (Seite 161) und einer Anfangsluminosität von $L = 1,84 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ ausgeführt. Die Strahlenergie betrug $E = 45,6 \text{ GeV}$ mit einer Energiedispersion von $\Delta E/E = 1\%$.

Aperturkollimatoröffnung

Die Aperturkollimatoren (Kap. 4, Abb. 17) müssen den Experimentkollimatoren nachgeführt werden, um die Experimentkollimatoren nicht zu Aperturbegrenzungen zu machen (Seite 9 und Ref. [39]). Die Aperturkollimatorstellungen betragen für Experiment-Kollimatoröffnungen größer als 35 mm $12\sigma_x$ bzw. $25\sigma_y$, für Experiment-Kollimatoröffnungen zwischen 35 mm und 23 mm $10\sigma_x$ bzw. $22,5\sigma_y$ und für Experiment-Kollimatoröffnungen kleiner 23 mm $9\sigma_x$ bzw. $22,5\sigma_y$.

Strahlstrom und Strahlemittanz

Wie beim LEPI-Betrieb üblich, wurde mit der Abnahme des Strahlstroms schrittweise die Magnetfeldstärke des Emittanz-Wigglermagneten und damit die Strahlemittanz erniedrigt, um die Strahl-Strahl-Wechselwirkungstärke konstant zu halten (Tab. 12 sowie Seite 152f). Die Strahluntergrundbedingungen für die Experiment-Kollimatoröffnung 35 mm sind zweimal vermessen worden, da zwischen den Messungen der Strahlorbit und die Betatronzahl korrigiert wurde. Kollimatoröffnungen kleiner 35 mm wurden mit dem korrigierten Orbit vermessen.

TPC- und ITC-Detektorströme

Während des Maskenexperiments ist über die Detektorströme der ITC und TPC ein Anstieg der totalen Strahluntergrundrate zu beobachten. Die Analyse (Abb. 33) der durch zufällige Auslösung (random trigger, Kap. 5.2) genommenen Daten (Abb. 68) zeigt eine Zunahme der Photonentreffer für extreme Kollimatoröffnungen [12]. Die Familie der Strahluntergrundteilchen, die diesen Anstieg verursacht, kann jedoch nicht von der TPC oder ITC identifiziert werden. Der Vergleich von Abbildung 68 mit Abbildung 67 beweist durch die analogen Kurvenverläufe die Wirksamkeit der Synchrotronstrahlungsmaske.

8.2 Analyse der SAMBA-Daten

Die Ankunftszeitverteilungen aller Speicherring-Testeinstellungen der vier verschiedenen SAMBA-Halbebenen zeigen für alle Detektoren identische charakteristische Merkmale. Erkennbar sind prompte Verteilungen sowie Rückstreuungen mit Laufzeitverzögerungen von mehr als 400 ns, mehr als 600 ns und mehr als 800 ns. Die Laufzeitverzögerungen korrespondieren zu den Abständen der in Tabelle 23 und 22 aufgelisteten LEP-Einrichtungen und fallen in die Ankunftszeitfenster (Tab. 11 und Abb. 60).

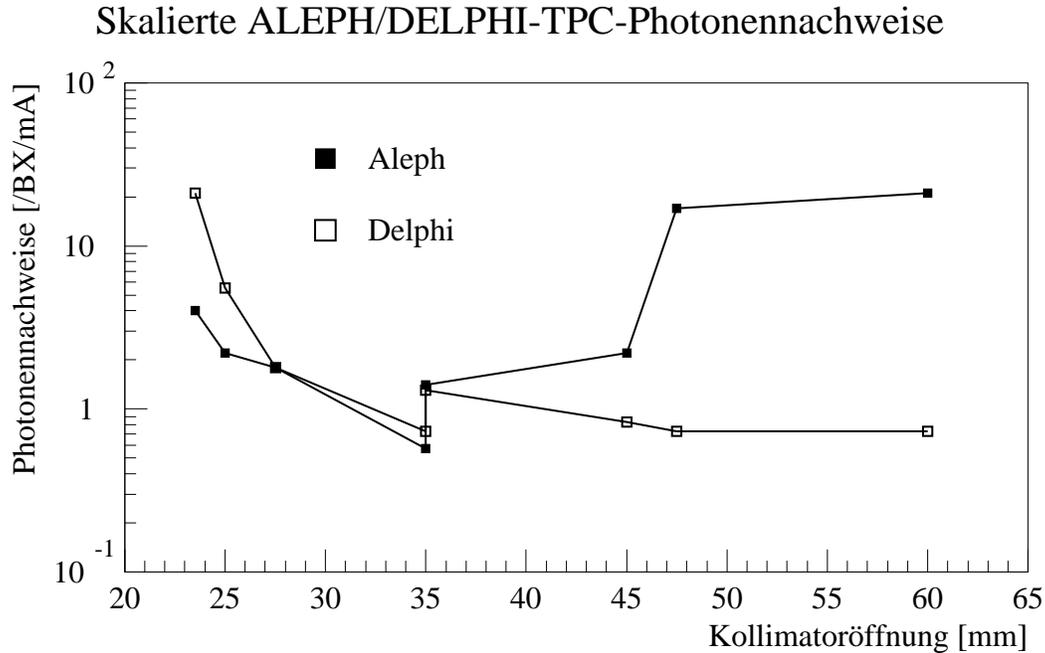


Abbildung 68: Synchrotronphotonenraten der DELPHI- und ALEPH-TPC aufgetragen gegenüber der Experimentkollimatoröffnung. Die Kurven sind so skaliert worden, daß die Raten bei 35 mm Kollimatoröffnung übereinstimmen [12]. Der signifikante Unterschied für Kollimatoröffnungen größer als 40 mm beruht auf der Absorption rückgestreuter Strahlung durch die Synchrotronstrahlungsmaske im DELPHI-Experimentstrahlrohr.

Extreme Kollimatorpositionen

Die Ankunftszeitverteilungen der extremen Kollimatoröffnungen (Abb. 69) weisen die erwarteten Unterschiede auf. Das Ankunftszeitspektrum der kleinsten Kollimatoröffnung (COLH.QS1=25 mm) weist eine starke ‘prompte’ Verteilung und keine rückgestreuten Photonen auf. Im Ankunftszeitspektrum der größten Kollimatoröffnung (COLH.QS1=50 mm) ist die Rate der ‘prompten’ Verteilung um eine Zehnerpotenz verringert, da nun weniger Photonen vom Kollimator selber rückgestreut werden. Gleichzeitig ist die Verteilung deutlich breiter geworden, da auch vom Separator rückgestreute Photonen beitragen. Zudem sind Rückstreuungen von entfernten Streuern sichtbar und deutlich voneinander zu trennen.

Ratenminimum-Variation

Im Ratenminimum (COLH.QS1=35 mm) wurden Ankunftszeitspektren bei verschiedener Emittanz und Strahlstrom nach einer Orbitkorrektur und Anpassung der Aperturkollimatoröffnungen aufgenommen. Der Unterschied mit SAMBA gemessenen Strahluntergrundrate beträgt nach linearer Strahlstromkorrektur (Kap. 3.5) 180%. Das Ankunftszeitspektrum der kleineren Emittanz zeigt mehr Rückstreuungen mit Laufzeitverzögerungen von mehr als 400 ns (Abb. 70). Die mit den Spurdetektoren des ALEPH-Experiments gemessenen Strahluntergrundraten variieren um den Faktor 3 für die TPC bzw. den Faktor 2,5 für die ITC. Sie differieren untereinander um den Faktor 5 [121] und um den Faktor 1,2 (ITC) bzw. 6,5 (TPC) zur SAMBA Rate (Abb. 71).

Ankunftszeitspektren ohne Maske

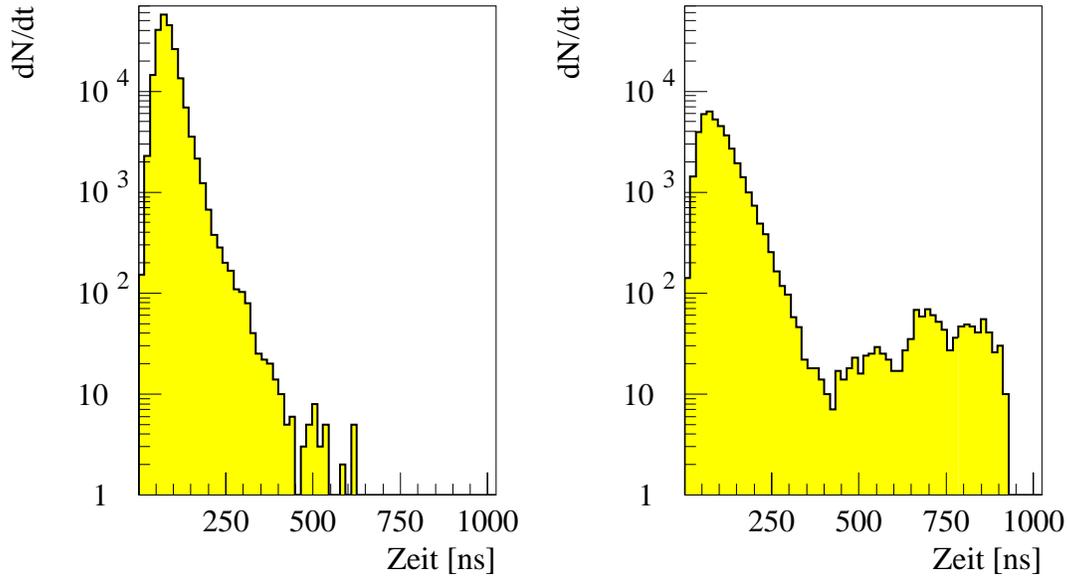


Abbildung 69: Ankunftszeitspektren des Masken-Experiments für zwei Kollimatorextrempositionen (links COLH.QS1=25mm, rechts COLH.QS1=50mm).

Methodik und Fehler der Analyse

Die Anteile von Rückstreuungen wurden mit der Zeitfenstermethode (Kap. 7.6) aus den Ankunftszeitspektren ermittelt. Die Zeitfensterraten (Abb. 72) wurden entsprechend den Faktoren in Tabelle 11 um Erfassungs- und Kontaminations-Anteile korrigiert. Die prompte Rate (0-400 ns) wurde außerdem mit der Photonenwahrscheinlichkeit multipliziert, um auf den Elektronenanteil zu korrigieren.

Der Ratenfehler der Datenanalyse (Kap. 7) ergibt sich aus dem Fehler der Datennahmeauslösung (5% bei qVt-Messungen) und dem Fehler der Zeitfenstermethode (2-8% Rate vorhergehendes Zeitfenster sowie 3-8% der Zeitfensterrate). Die prompte Rate weist zusätzlich einen Fehler aus der Messung der Photonenwahrscheinlichkeit auf.

Diese Meßfehler werden allerdings von systematischen Unsicherheiten weit übertroffen.

- Alle Meßfehler sind kleiner als die Unsicherheit (Faktor 1,8), die sich aus der nicht zu erreichenden Reproduzierbarkeit der Maschineneinstellungen ergibt (Ratenminimummessung Abb. 70).
- Die simulierte und die gemessene Nachweiseffizienz weichen bis um den Faktor 2 voneinander ab (Abb. 38). Die Nachweiseffizienz variiert zudem mit der Härte des Einfallsspektrums und damit mit der Kollimatoröffnung.

Rückstreuraten entfernte Quellen

Der Verlauf der Zeitfensterraten gegen die Kollimatoröffnung (Abb. 72) zeigt eine Zunahme von Rückstreuungen für größere Kollimatoröffnungen. Für sehr kleine Öffnungen nimmt die Rückstreuung vom Experimentkollimator zu, sonst mit weiterer Öffnung ab. Die Orbitkorrektur

Ankunftszeitverteilungen (45GeV Strahlenergie)

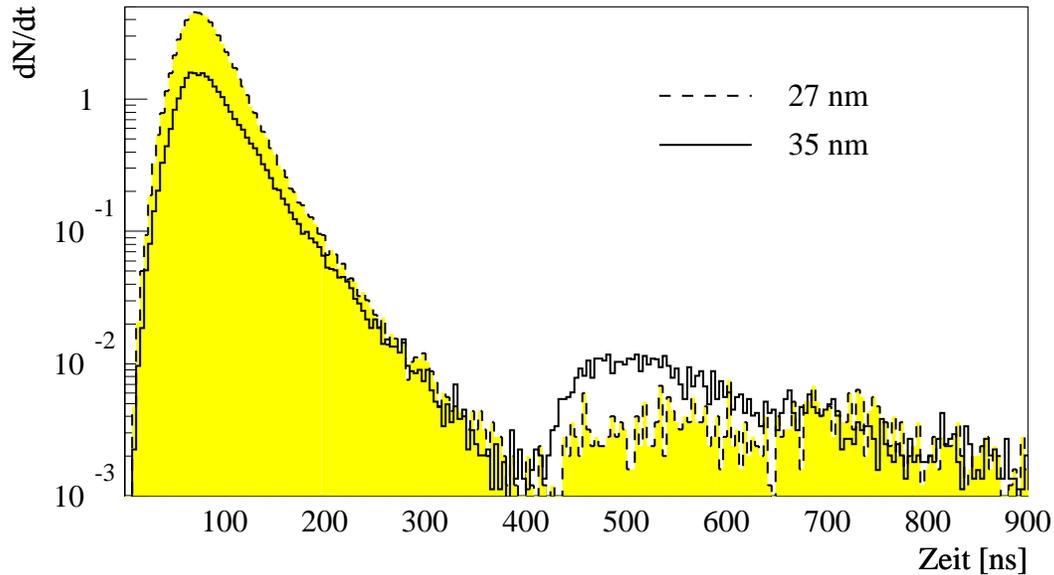


Abbildung 70: Ankunftszeitspektren im Ratenminimum bei verschiedenen Strahlemittanzen ($\epsilon_x=37$ nm und 26 nm, COLH.QS1=35 mm). Die größere Strahlemittanz verursacht um den Faktor 1,8 mehr Synchrotron-Strahluntergrund. Auffällig ist der bei kleinerer Emittanz höhere Rückstreuteil von der Strahlrohrverengung (später als 400 ns).

und Emittanzabnahme haben unterschiedliche Auswirkungen auf die prompte bzw. rückgestreute Rate (vermessen im Ratenminimum).

8.3 Diskussion, Vergleich mit der Simulation

Abbildung 72 zeigt die gemessenen und simulierten Raten pro Zeitfenster für das Maskenexperiment. Auffällig sind die Datenpunkte für die doppelt vermessene Kollimatoröffnung 35 mm. Ähnliche Ratenänderungen wurden auch für andere doppelt vermessene Datenpunkte bei 50 mm und bei Messungen mit der TPC und ITC gefunden. In beiden Fällen ist die Änderung mit Emittanzänderungen durch die Reduzierung der Magnetfeldstärke des Wigglermagneten bzw. zusätzlichen Orbitkorrekturen korreliert.

Außer für Rückstreuentfernungen von 0-50 m kann von einer tendentiellen Übereinstimmung der Simulations- und SAMBA-Ratenabhängigkeit von der Kollimatoröffnung gesprochen werden. Die zu beobachtende Diskrepanz hat zwei erklärable Ursachen:

1. Die Simulation wurde für eine gaußsche Teilchenverteilung mit horizontaler (vertikaler) Strahlemittanz von 33 nm (2 nm) ausgeführt. Während des Experiments änderte sich die horizontale Elektron-/Positronen-Strahlemittanz von 37 nm/25 nm auf 26 nm/18 nm. Insbesondere die Abnahme der Rate rückgestreuter Photonen für sehr große Kollimatoröffnungen erklärt sich durch die gleichzeitig zurückgenommene Strahlemittanz (verringerte Wigglermagnetfeldstärke).
2. Die Beschreibung der Teilchenverteilung im Strahlpaket durch eine pure Gauß- oder Exponential-Verteilung ist zu ungenau [12] (Kap. 9). Die beiden Modelle weisen insbesondere für große Experimentkollimatoröffnungen eine stark voneinander abweichende Abhängigkeit

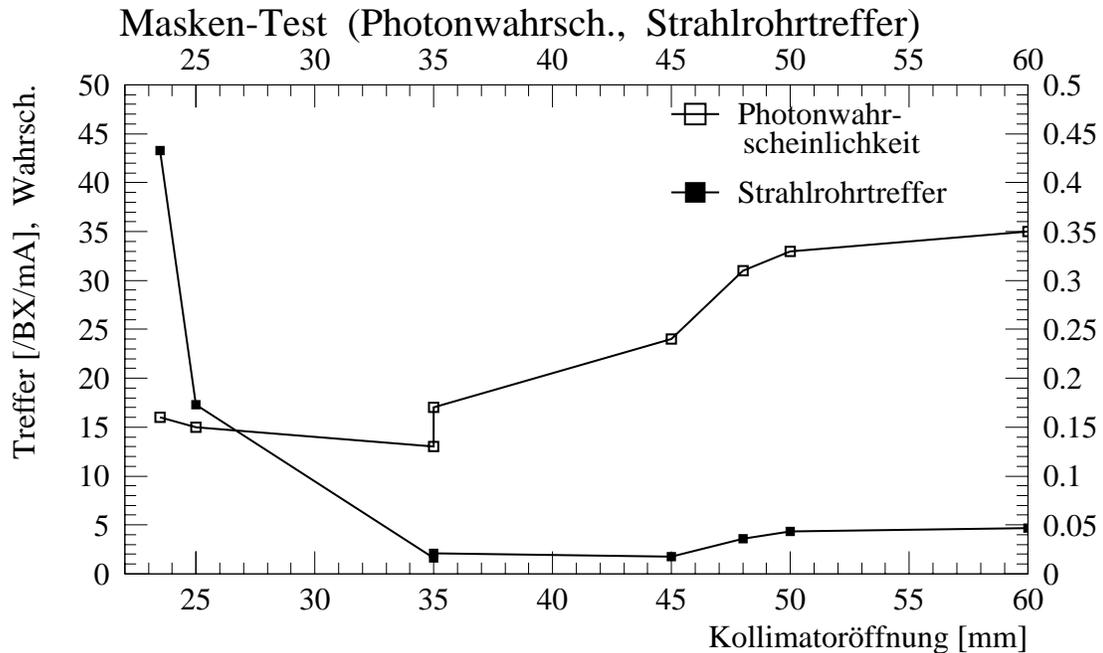


Abbildung 71: SAMBA Photon-Wahrscheinlichkeiten im Pulshöhenspektrum (Signalanalysetechnik) und Strahlrohrtrefferrate gegen die Kollimatoröffnung des LEP Maskenexperiments aufgetragen. Die Photonwahrscheinlichkeit gibt den Bruchteil des gesamten Strahluntergrunds an, der durch Synchrotronphotonen entstand. Die Anzahl der Strahlrohrtreffer ergibt sich als Produkt der Gesamtzahl an Untergrundnachweisen mit der Photonwahrscheinlichkeit und der Nachweiswahrscheinlichkeit.

von der Kollimatoröffnung und im Ratenminimum eine um den Faktor 100 unterschiedliche Rate auf.

Die SAMBA-Daten für Photonrückstreuungen mehr als 55 m vom Wechselwirkungspunkt entfernt zeigen die beste Übereinstimmung mit dem gaußschen Modell.

Die Simulation der direkt treffenden Photonen zeigt lediglich für Experimentkollimatoröffnungen kleiner als 30 mm eine Übereinstimmung mit den Daten. Auffällig ist insbesondere das Ratenminimum bei Öffnungen von 35-40 mm und der Anstieg für große Kollimatoröffnungen. Der relativ flache Verlauf deutet auf einen konstanten, von der Kollimatoröffnung unabhängigen Untergrund hin. Die Simulation weist drei bekannte Defizite auf, die solch einen Untergrund erzeugen können:

1. Theoretisch könnten Photonen mehreren Streuungen unterliegen, bevor sie das Strahlrohr treffen. Jede Streuung unterdrückt die Rate jedoch so stark, daß dieser Anteil vernachlässigt wird.
2. Photonen, die in den Quadrupolen nahe dem Experiment erzeugt werden, können aufgrund ihres Einfallswinkels nicht durch die Experimentkollimatoren abgeblendet werden und können das Strahlrohr ohne Streuung treffen. Insbesondere Teilchen weit außen im Teilchenpaket (mehr als 6 Strahlstandardabweichungen) erzeugen derartige Photonen.
3. Die LEP-Simulation absorbiert Photonen vollständig nach einem Photoeffekt, ohne die Röntgenfluoreszenz zu berücksichtigen. Bei LEPI weist einzig das Wolfram der Kollimatoren eine Röntgenfluoreszenz mit genügend hoher Energie auf, um im Detektor nachweisbar zu

Strahlrohtreffer pro Zeitfenster

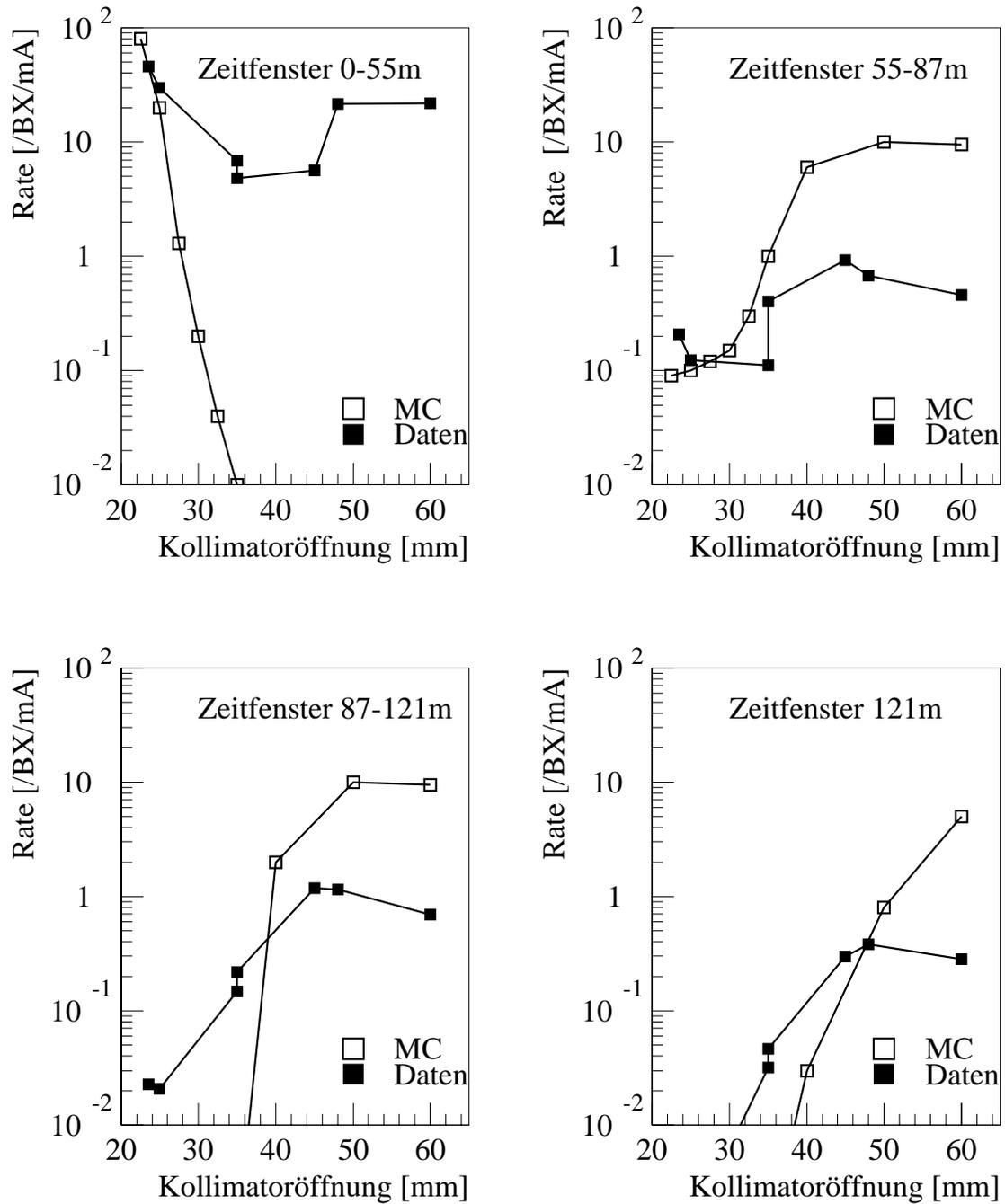


Abbildung 72: Zeitfensterraten des Maskentests aufgetragen gegen die Experimentkollimatoröffnung.

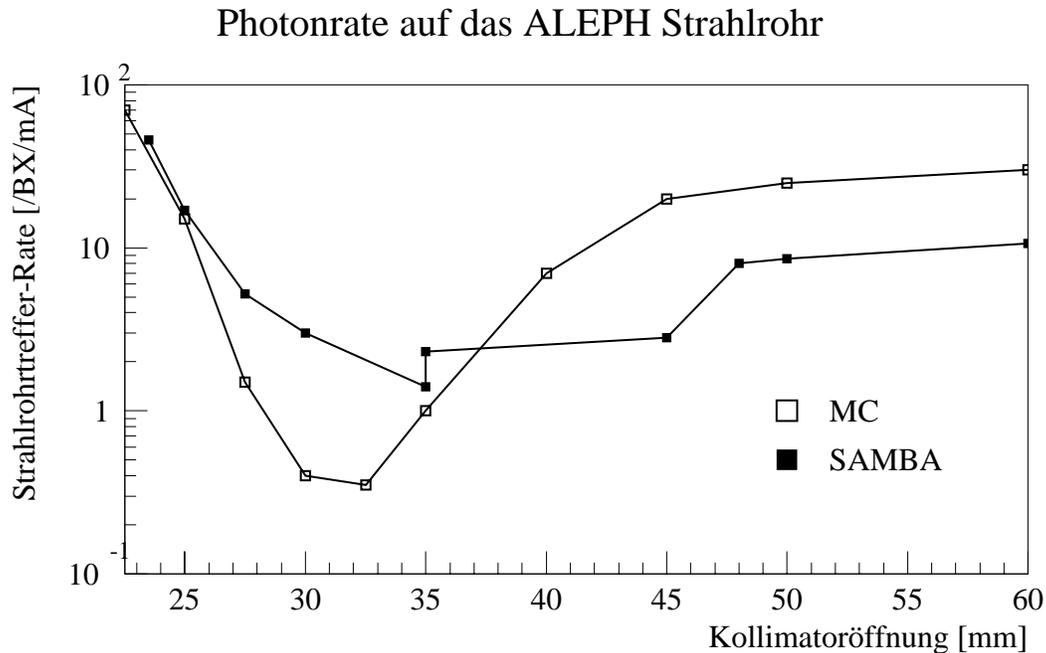


Abbildung 73: Der Vergleich der PHOTON-Simulation und SAMBA-Daten zeigt eine gute Übereinstimmung.

sein. Nach der Installation der aus Wolfram gefertigten Maske muß jedoch mit einer signifikanten Strahluntergrundrate aus der Röntgenfluoreszenz nach einem Photoeffekt direkter Photonen gerechnet werden.

Die Tatsache, daß die Kollimatoreffizienz ein komplettes Abschatten von Quellen verhindert, wird hingegen in der Simulation berücksichtigt.

Der Anstieg für große Kollimatoröffnungen zeigt, daß mehr direkte Photonen aus entfernten Quellen das Experimentstrahlrohr treffen. Das von der Simulation vorhergesagte totale Verschwinden des prompten Anteils für Kollimatoröffnungen größer 35 mm kann weder durch das Experiment bestätigt noch durch eine Argumentation gestützt werden. Das hohe Niveau im Ratenminimum deutet auf mehr direkte Photonen aus den Quadrupolen QS1, QS2 und QS0 sowie nach Mehrfachstreuungen hin, als es der Simulation entspricht.

Widersprüchlich bleiben die doppelt ausgeführten Messungen der Kollimatoröffnung 35 mm und 50 mm. Sinkt die Rate direkter Photonen und erhöht sich im Gegenzug die Rate rückgestreuter Photonen für kleinere Emittanz und korrigiertes Orbit bei 35 mm Kollimatoröffnung, so ist die Situation bei 50 mm umgekehrt. Leider fehlt zu einer weiteren Analyse eine Simulation des Beschleunigers mit den Parametern der Datennahme.

8.4 Experimentresultate

Die Synchrotronstrahlungsmaske erfüllt ihren Zweck, wie der direkte Vergleich der Strahluntergrundrate zwischen der ALEPH-TPC und der DELPHI-TPC zeigt (Abb. 68). Die Abhängigkeit der Photonrate von der Kollimatoröffnung wird von ITC, TPC und SAMBA gleich angegeben.

Die Abhängigkeit der totalen Rate von der Experimentkollimatoröffnung zeigt für Öffnungen kleiner als es dem Ratenminimum entspricht eine gute Übereinstimmung mit der LEPI-Simulation. Die Diskrepanz der Simulation zu den Daten im Ratenminimum läßt sich durch einen konstanten

Untergrund durch Doppelstreuungen oder direkte Photonen erklären, der erst sichtbar wird, wenn Vorwärts- und Rückwärtsstreuungen in den Hintergrund treten. Die Ratendifferenz zwischen den ALEPH-Spurdetektoren und dem Untergrundmonitor SAMBA ist im Ratenminimum und für kleine Kollimatoröffnungen geringer als ein Faktor 2 zur ITC und als ein Faktor 5 zur TPC.

Für Kollimatoröffnungen größer als 40 mm beträgt die Differenz zur ITC weniger als ein Faktor 5 und zur TPC etwa 10. Dies kann folgendermaßen erklärt werden. Mit zunehmender Kollimatoröffnung treffen mehr Photonen das Strahlrohr ohne vorher gestreut zu werden, und es kommt dadurch zu einer Aufhärtung des Spektrums. Während die Detektionseffizienz (Abb. 38) des SAMBA-Detektors bei Photonenenergien von etwa 30 keV maximal ist, liegt das Nachweiseffizienzmaximum der Spurdetektoren bei höheren Energien (70-100 keV) [122], so daß SAMBA weniger Photonen bei großen Kollimatoröffnungen nachweist als die TPC.

Vorhersage Strahluntergrundrate

Die Synchrotronstrahlungsmaske absorbiert Photonen aus Rückstreuungen, die mehr als 55 m vom Wechselwirkungspunkt entfernt liegen. Eine Vorhersage der Strahluntergrundrate bei erhöhter LEP-Strahlenergie braucht daher lediglich die Skalierung des Strahluntergrunds mit der Energie, dem Strahlstrom und der Strahlemittanz zu berücksichtigen. Während eine Projektion mit der Energie- und Stromerhöhung mathematisch abgesichert werden kann, ist die Skalierung mit der Emittanz unklar. Diese Unsicherheit wird durch die Tatsache, daß die Beschreibung der Teilchenverteilung im Strahlpaket ungenügend ist, erhöht.

9 Das Strahlemittanz-Experiment

Das Strahlemittanz-Experiment testet die Abhängigkeit des Strahluntergrunds von der Kollimatoröffnung bei 65 GeV als auch die Abhängigkeit des Strahluntergrunds von der Strahlemittanz.

Die Strahlemittanz hat, wie das Maskenexperiment gezeigt hat, (Abb. 70) einen entscheidenden Einfluß auf den Strahluntergrund. Die Ausführungen im Kapitel F.4 verdeutlichen den komplexen Zusammenhang der Emittanz mit der Strahlenergie des LEP-Speicherringes. Die Photonen-Strahluntergrundrate steigt zwar mit der Erhöhung der Strahlenergie von 45 GeV auf 65 GeV, mit ihr sinkt aber die Emittanz bei dem gewünschten Strahlstrom von 45 nm auf 25 nm. Die im Kapitel 3.4 aufgezeigte Änderung der Abstrahlungsrate zeigt einen kontinuierliche Anstieg der Abstrahlrate für die weiteren Ausbaustufen des LEP-Speicherringes.

Die in Abbildung 74 [78] wiedergegebene Simulation der Änderung der Synchrotronstrahlungs-Untergrundrate mit der Energieerhöhung, der Emittanzänderung bei konstanter Strahlenergie sowie der erwarteten Beschleunigeroptiken berücksichtigt alle Beschleunigeränderungen sowie das Kollimatorsystem. Trotz der Energieerhöhung von 45 GeV auf 70 GeV wird ein niedrigerer Strahluntergrund erwartet. Erst für 90 GeV kommt es zu einer spürbaren Zunahme gegenüber 45 GeV.

9.1 Analyse der SAMBA-Daten

Durch einen Unfall wurde der Detektor kurz vor der Messung stark beschädigt. Zwei der vier Detektorebenen, eine komplette Seite, konnten nicht mehr mit Gas geflutet werden und lieferten daher keine Signale mehr. Die Spektren und Zählraten sind somit nicht repräsentativ für beide Strahlen (Kap. C). Die Asymmetrie der Strahlen oder des Strahluntergrunds ist nicht aus Daten der anderen Detektoren ermittelbar noch unabhängig abschätzbar. Auf die Angabe der Strahluntergrundrate, die das Strahlrohr trifft, muß verzichtet werden, da alle Kalibrationskonstanten für einen kompletten Detektor berechnet wurden. Angesichts der Zerstörung eines Teils des SAMBA-Detektors kann eine der bisherigen Analyse vergleichbares Ergebnis nicht erbracht werden.

Die Ankunftszeitspektren der verschiedenen Kollimatoröffnungen (Abb. 75) zeigen, verglichen mit dem Ratenminimumspektrum für kleinere Kollimatoröffnungen, eine Zunahme der Vorwärtsstreuungen an den Kollimatoren und ein Verschwinden von Rückstreuungen mit großen Laufzeitverzögerungen. Für Kollimatoröffnungen größer als es dem Ratenminimum entspricht, bleibt der prompte Anteil nahezu gleich, der rückgestreute Anteil nimmt dagegen stark zu und die bereits bekannten Rückstreuer werden sichtbar.

Die Ankunftszeitspektren des Emittanzexperiments (Abb. 76) weisen dagegen einen nahezu konstanten prompten Anteil auf. Erst für sehr große Emittanzen (größer 60 nm) steigt er stark an. In diesem Experiment steigt der Anteil der Rückstreuungen von der Strahlrohrverengung kontinuierlich mit der Strahlemittanz an. Während des Experiments wurde abhängig von der Emittanz auch die Kollimatoröffnung variiert, um einen Abstand des Kollimatorkopfes von 12 Standardabweichungen zum Strahlpaket einzuhalten.

Für alle Ankunftszeitspektren wurde mit der Fenstermethode der Anteil der rückgestreuten Photonen ermittelt. Abbildung 77 und 78 zeigen jeweils die totale Rate gemessen mit den Diskriminatoren und den Anteil der rückgestreuten Photonen an der Gesamtrate gegen die Kollimatoröffnung bzw. gegen die eingestellte Emittanz.

9.2 Experimentresultate

Die Analyse der Ankunftszeitspektren des Emittanzexperiments (Abb. 78) zeigt einen überraschenden Verlauf. Statt kontinuierlich mit der Emittanz zu steigen, fällt der Anteil rückgestreuter Photonen am Gesamtspektrum mit der Zunahme der Emittanz leicht ab, um erst für 70 nm steil anzusteigen. Betrachtet man hingegen die totale Anzahl rückgestreuter Photonen, so nimmt sie kontinuierlich mit der Emittanzerhöhung zu.

Die Experimentkollimatoröffnung wurde entsprechend der nominalen, d.h. der eingestellten Emittanz, auf die simulierte Ratenminimumöffnung angepaßt. Die Messung weist zwei Defizite

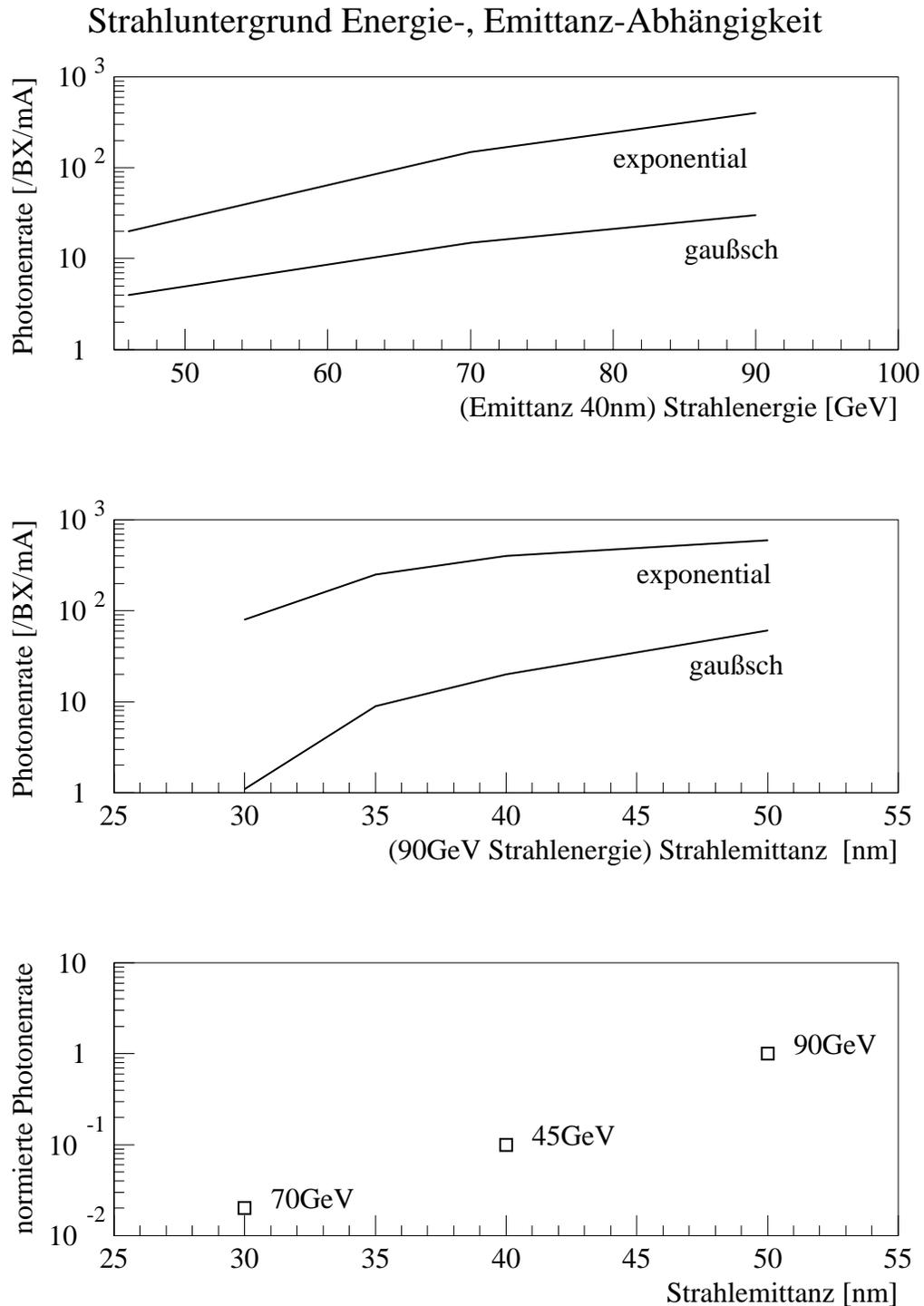


Abbildung 74: Strahluntergrund-Vorhersage abhängig von der Emittanz oder Strahlenergie für die Modellannahmen eines gaußschen oder exponentiellen Strahlprofils. Das untere Diagramm berücksichtigt die Änderung der Strahlemittanz mit der Strahlenergie bei der Angabe der Photonentrefferate auf das Experimentstrahlrohr inklusive Maske, Schild und veränderten LEP-II-Kollimatoren [81].

Ankunftszeitverteilungen (65GeV Strahlenergie)

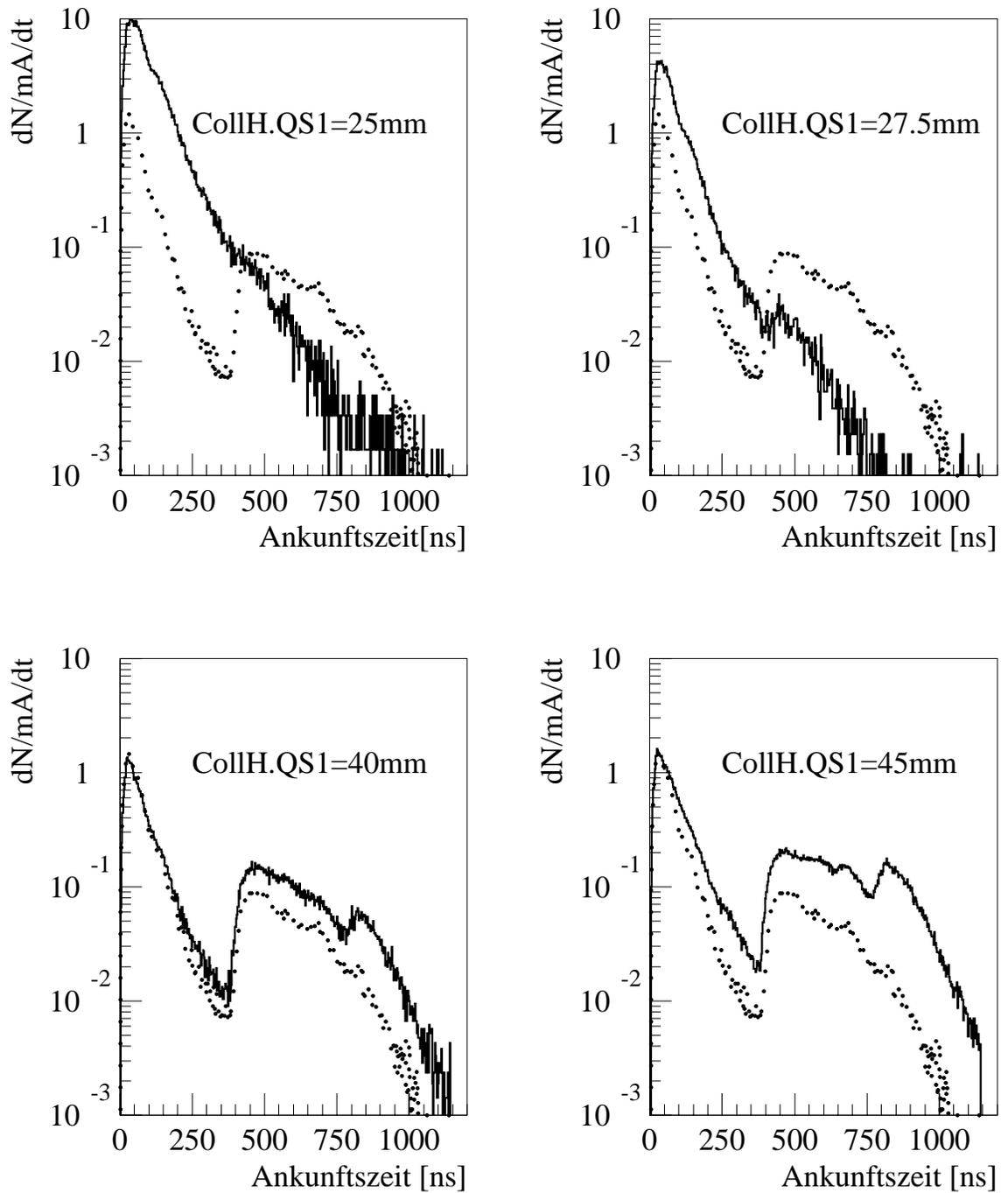


Abbildung 75: Ankunftszeitspektren verschiedener Kollimatoröffnungen bei 65 GeV Strahlenergie. Das Referenzspektrum entspricht dem Ratenminimum bei 35 mm Experimentkollimatoröffnung.

Ankunftszeitverteilungen (65GeV Strahlenergie)

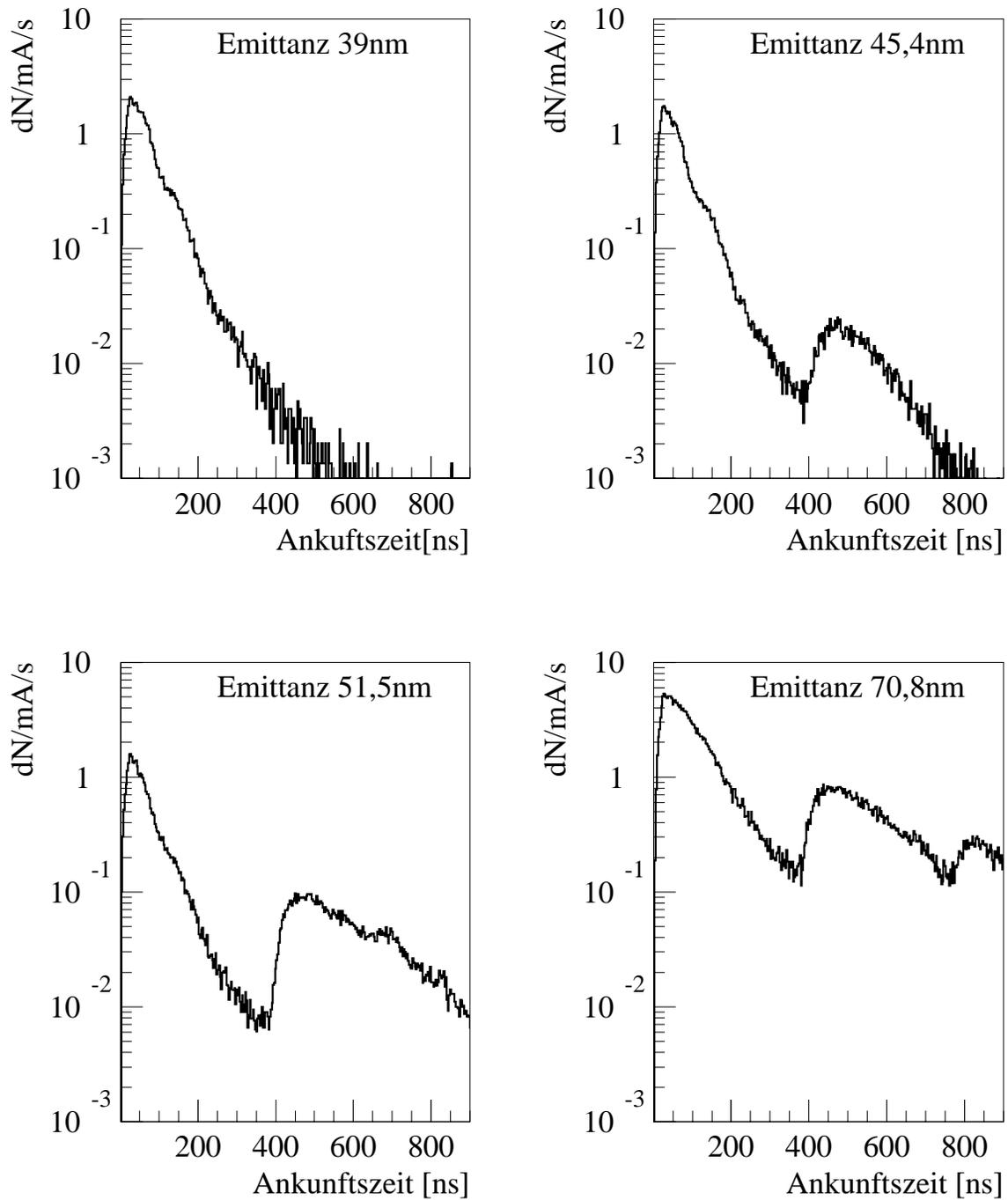


Abbildung 76: Ankunftszeitspektren bei 65 GeV Strahlenergie abhängig von der Strahlemittanz. Die Kollimatoröffnungen wurden konstant gehalten in Bezug auf die nominale Strahlemittanz.

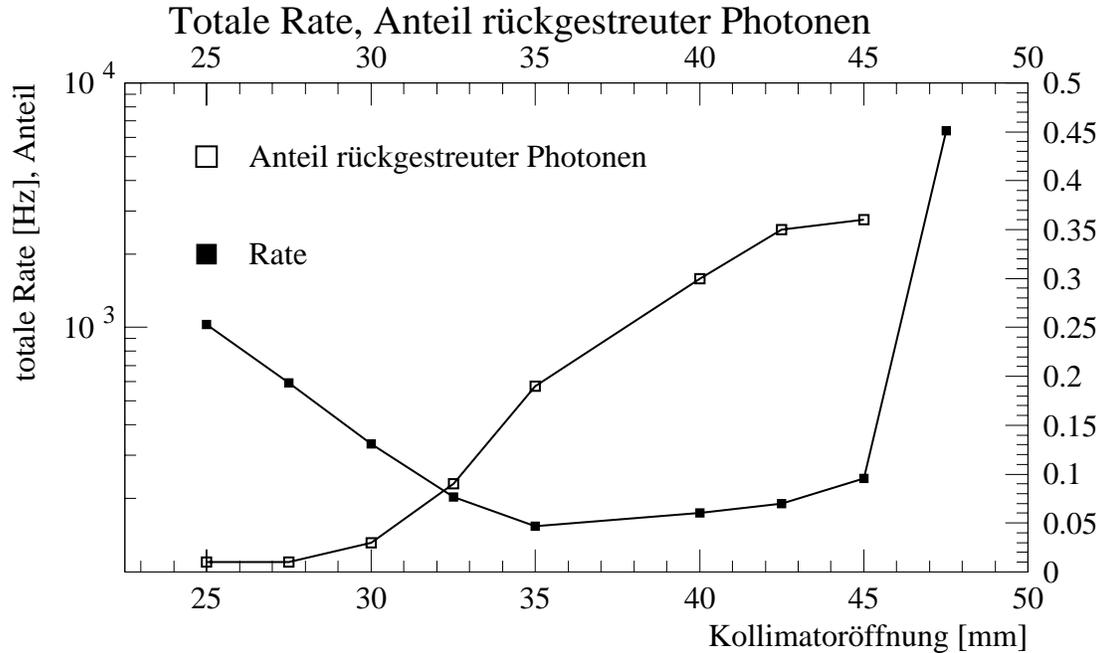


Abbildung 77: Strahluntergrundrate bei 65GeV Strahlenergie aufgetragen gegen die Kollimatoröffnung. Die zweite Kurve beschreibt die Zunahme des Anteils rückgestreuter Photonen mit der Kollimatoröffnung.

auf:

1. Die tatsächliche Emittanz wich um bis zu 35% von der Nominalen ab. Für die Messungen bei 30 nm (tatsächlich 30/40 nm), 40 nm (tatsächlich 45/56 nm), 50 nm (tatsächlich 51/59 nm) waren die Kollimatoren zu sehr geschlossen, während für sie 80 nm (tatsächlich 70/76 nm) zu sehr geöffnet waren.
2. Die theoretische Strahlemittanz wich um bis zu 11% von der Nominalen und bis zu 43% von der beobachteten Emittanz ab.

Die SAMBA-Analyse wird sowohl von den Daten der TPC und ITC als auch von den Analysen der anderen LEP-Experimente bestätigt. Der Strahluntergrund hängt nach der sich aus diesem Experiment ergebenden Skalierung innerhalb des für LEP II erwarteten Emittanzbereichs ($\epsilon_x = 25\text{-}50$ nm) nicht von der Strahlemittanz ab. Diese Interpretation muß angezweifelt werden, da sich keine physikalisch sinnvollen Argumente finden lassen, die einen mit einem Emittanzanstieg konstant bleibenden Strahluntergrund stützen.

Der Elektron-Positron-Strahluntergrund wurde mit den Vorwärtskalorimetern aller Experimente vermessen [10]. Außerhalb der Experimentkollimatoren (z.B.: BCAL) steigt der Strahluntergrund mit der Öffnung der Experimentkollimatoren wie erwartet an. Die Strahluntergrundrate vermessen mit den Luminositätskalorimetern (z.B.: LCAL) bleibt für alle Kollimatoröffnungen nahezu konstant. Dies entspricht der Erwartung (Kap. 3.3) und zeigt, daß die Experimentkollimatoren zwar die Vorwärtskalorimeter, aber nicht die Experimentstrahlrohre vor Strahlverlustteilchen schützen. Die Anzahl von Strahluntergrund durch Strahlverluste ist unabhängig von der Strahlgröße.

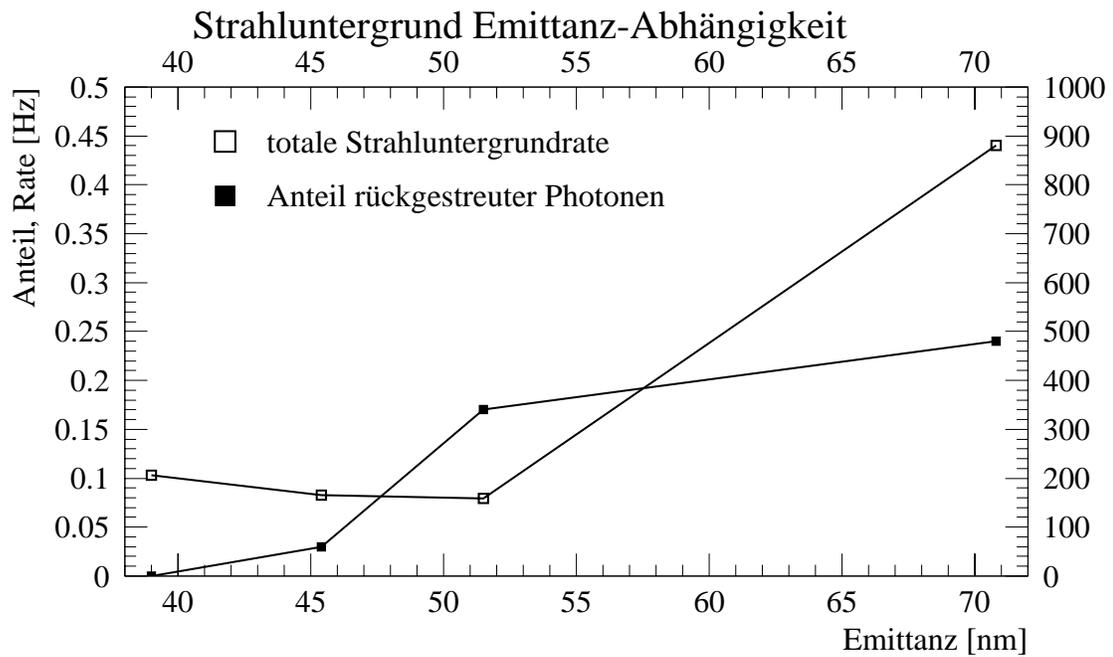


Abbildung 78: Strahluntergrundrate und Anteil rückgestreuter Photonen aufgetragen gegen die Strahl-emittanz (65GeV Strahlenergie). Die physikalischen Kollimatoröffnungen wurden variiert, um die Öffnungen relativ zur Strahlstandardbreite konstant zu halten.

10 LEPII–Strahluntergrund

10.1 Strahluntergrunderfahrungen bei LEPI

Der im ALEPH–Detektor gesehene strahlinduzierte Untergrund konnte durch optimale Ausnutzung des LEPI–Kollimatorsystems und angepaßter Optiken in den Jahren 1992 bis 1996 um den Faktor 10–20 verringert werden (Tab. 13). Er kann als generell gut bezeichnet werden und war definitiv geringer und stabiler als von den im LEP–Design–Report aufgeführten Studien vorhergesagt.

Datum	SAMBA [Hz/mA]	TPC [nA/mA]	TPC [Rate/ BX mA]	Strom [mA]	Kommentar
4/92	2360	204		1,743	
6/93	850	110	5,0	1,32	
7/93	710	111	5,9	2,37	
9/93	195		1,2	2,3	
11/93	69		0,1	1,62	QS11 auf 12 Sigma
8/94	83		0,32		QS6 um 3mm mehr geschlossen
11/95	83	18,5	0,25	3,18	65 GeV

Tabelle 13: Strahluntergrund während der Jahre 1992–95. Die Werte wurden während Kollision oder Maschinentests mit den im jeweiligen Jahr gültigen ‘Physik–Einstellungen’ für Maschine und Kollimatoren ermittelt. Die Variation der linear auf den Strahlstrom normierten Strahluntergrundrate betrug, betrachtet über die Lebensdauer des Strahls, in allen Fällen mindestens 200% [85] [137] [138] [139] [140] [141] [120] [121] [101].

Bewährt hat sich die Strahluntergrundunterdrückung durch ein Kollimatorsystem bestehend aus Apertur-, Dipolsynchrotronstrahlungs-, Quadrupolsynchrotronstrahlungs- und Experimentkollimatoren in der horizontalen und vertikalen Ebene. Die Positionen der beweglichen Kollimatoren wurden entsprechend ihrer Funktion und der Strahloptik gewählt und ihre Öffnung proportional zur Strahlstandardbreite an der Kollimatorposition eingestellt. Die typischen Öffnungen der Aperturkollimatoren betragen in der horizontalen Ebene 12 bzw. in der vertikalen Ebene 25 Strahlstandardbreiten. Die Öffnung der Experimentkollimatoren ergab sich aus der Öffnung der Aperturkollimatoren und einem Sicherheitszuschlag von 20%.

Zusammen mit dem hervorragenden Vakuum reduziert das LEPI–Kollimatorsystem die Anzahl der in den ALEPH–Detektor überfokussierten Strahlverlustteilchen auf ein komfortabel niedriges Niveau. Sowohl die Rate als auch Energie und Ortsverteilung werden durch eine Simulation gut reproduziert [34]. Verschlechterungen des Vakuums innerhalb der Experimentzone lassen jedoch die Elektronen- bzw. Positronenstrahlverlustrate in den Detektor sofort auf ein nicht mehr akzeptables Niveau steigen (siehe Abb. 16).

In den Designstudien für LEP wurden die zur Maximierung der integrierten Luminosität verwendeten möglichen verschiedenen Optik- oder Strahlpaket–Konfigurationen nicht berücksichtigt. Wie sich gezeigt hat, haben sie jedoch einen großen Einfluß auf den Synchrotronstrahluntergrund.

- Der maximale Strahlstrom für LEPI ist durch die Strahl–Strahl–Wechselwirkung begrenzt. Selbst bei einer Erhöhung der Betatronamplitude am Wechselwirkungspunkt ($\beta_x=1,25$ m) um den Faktor 2 wird der Effekt nicht aufgehoben, so daß kein Luminositätsverlust auftritt. Eine halbierte Betatronamplitude bedeutet aber eine schwächere Fokussierung und damit um den Faktor 7 weniger Synchrotronabstrahlung [22].
- Die Separation der in Zügen zusammengefaßten Teilchenpakete durch elektrostatische Ablenkplatten darf nicht mehr als 9 mm betragen (90% bunch train bump). Größere Separationen lassen die Strahllebensdauer unter 10 Stunden sinken und die Synchrotronstrahlenbelastung extrem ansteigen [91] [2].

- Für Paketströme von mehr als $330 \mu\text{A}$ in einer Optikkonfiguration mit mehr als 4 Teilchenpaketen (pretzel, bunch train) wurden kurzfristige, aber extrem hohe Strahluntergrundbelastungen registriert (Abb. 51).
- Wird die Stromgrenze der Strahl-Strahl-Wechselwirkung überschritten, bläht die Strahl-Strahl-Wechselwirkung das stromschwächere Teilchenpaket auf und verändert in der vertikalen Ebene die gaußsche Teilchenverteilung hin zu einer Exponentiellen [38]. Die größere Anzahl von Teilchen mit größerer Exkursion verursacht eine härtere und intensivere Synchrotronstrahlung aus den Quadrupolen der Experimentzone.

Mit dem Einsatz eines zweiten Dipolkollimators pro Experimentzone konnte die Propagation von Dipolsynchrotronstrahlung in den Detektorbereich erfolgreich unterdrückt werden (Abb. 46). Damit resultiert Synchrotronstrahluntergrund einzig aus der Fokussierung des Strahls in den Quadrupolen der Experimentzone.

10.2 LEP II-Synchrotronstrahlungs-Abschirmungen

Die Analyse der LEPI (45 GeV)- und LEPI+ (65 GeV)-Daten zeigt die Zunahme von rückgestreuter Synchrotronstrahlung. Da das Kollimatorsystem diese Strahlung nicht absorbieren kann, wird für LEP II eine innerhalb des Strahlrohr angebrachte Maske ($z = 2,3 \text{ m}$) und außerhalb angebrachtes Schild ($z = 1,8-2,9 \text{ m}$) zum weiteren Strahlenschutz verwendet. Parallel dazu werden Maßnahmen ergriffen, um die Rückstreuungen zu minimieren.

- Der Durchmesser der Vakuumkammer im Bereich der Quadrupole QS3 und QS4 ($z = 50-70 \text{ m}$) wird von 100 mm auf 156 mm vergrößert.
- Ein zweiter Dipolsynchrotronstrahlungs-Kollimator (COLH.QS10, $z = 220,2 \text{ m}$, Öffnung $15\sigma_x$) wird in allen Experimentzonen installiert und optimal plziert, so daß in der horizontalen Ebene keine Dipolsynchrotronstrahlung nach einfacher Streuung oder Reflexion das Experimentstrahlrohr erreicht.
- Ein neuer Kollimator (COLH.QS3, $z = 56,3 \text{ m}$, Öffnung $15\sigma_x$) wird im Bereich des Strahlrohrübergangs angebracht.
- In z -Richtung vor dem neuen Kollimator COLH.QS3 wird in das Strahlrohr ein Wolframabsorber (Durchmesser 156 mm) eingelassen.
- Der Kollimator COLH.QS3 und der Wolframabsorber werden mit Silber und Kupfer beschichtet (Kap. 3.4).
- Die horizontalen Kollimatoren COLH.QS3 und COLH.QS1 erhalten runde statt plane Köpfe (Durchmesser=35 mm, Kap. 4.1)
- Zur Unterdrückung von Vorwärtsstreuung werden die Kollimatorköpfe und der Absorber am Strahlrohrübergang gegen das Strahlorbit geneigt, so daß sie außerhalb des Sichtwinkels des einlaufenden Synchrotronphotonenstrahls liegen.

10.3 Erwarteter Synchrotronstrahlungs-Untergrund

Dipolsynchrotronstrahlung der Beugemagnete wird komplett absorbiert. Synchrotronstrahlungsuntergrund entstammt einzig den Quadrupolen der Experimentzone. Das neue Quadrupol-Kollimatorsystem absorbiert direkte Strahlung von den Quellen auf das Experimentstrahlrohr. Die Änderung der Vorwärtsstreuung am Experimentkollimatorkopf kann vernachlässigt werden. Der Synchrotronstrahluntergrund ist mindestens einmal an Vakuumkammerelementen oder den Kollimatoren gestreut worden. Strahlung, die von Vakuumkammerelementen in einer Entfernung zwischen 30-70m vom Wechselwirkungspunkt rückgestreut wird, entstammt dem Quadrupol QS1.

Strahluntergrund-Erhöpfungsfaktoren	90° Optik	108° Optik
Strahlstrom	2	2
Emittanz	2	2
Strahlenergie (Fluß)	3	3
Detektoreffizienz	1,5	1,5
Exponentiell- / Gauß-Modell	20/15	1/1,16
Vorhersage dieser Arbeit	18	4,5

Tabelle 14: Vorhersage der Strahluntergrund-Erhöpfungsfaktoren für verschiedene Optiken von LEPI (45 GeV) auf LEP II (90 GeV) gegenüber den Bedingungen im Jahr 1994. Die angegebenen Faktoren (2 gleich doppelt relativ zu den Bedingungen 1995) ergeben sich aus geplanten Maschinenverbesserungen, erforderlichen Maschinenänderungen und der mit der höheren Synchrotronphotonenenergie einhergehenden höheren Detektornachweiseffizienz für Synchrotronphotonen. Nimmt man eine exponentielle bzw. gaussische Verteilung der Strahlteilchen in den Ausläufern des Strahlpaketes an, ergeben sich je nach Modell ein höherer Photonenfluß. Die Vorhersage berücksichtigt nicht die für LEP II vorgesehenen Verbesserungen, da keine Messungen über deren Wirksamkeit vorliegen. Die Simulationsdaten sind Referenz [81] entnommen.

Sie erreichen das Experimentstrahlrohr unter einem Einfallswinkel von 2 mrad. Die Maske absorbiert diese Strahlung nahezu vollständig. Der im Vergleich mit LEPI zu erwartende Strahluntergrund (Tab. 14) ergibt sich dann aus der Kombination des erhöhten Photonenflusses aus den Quadrupolen durch die Energieverdopplung (Gl. 15), aus der Verdopplung des totalen Stroms (Tab. 20), der Emittanzzunahme von 35nm auf 42nm (Abb. 70) und der Erhöhung der Detektionseffizienz durch die Aufhärtung des Synchrotronpektrums (Abb. 38).

10.4 Schlußfolgerungen

Die Vorhersage dieser Arbeit nimmt an, daß die Funktionalität der Maske und der Abschirmung gewährleistet werden kann. Der Strahluntergrund darf keinen starken Schwankungen unterliegen und die direkte Strahlung muß vollständig abgeschirmt sein. Ist dies nicht der Fall, trifft sie die Maske, die dann Wolframröntgenfluoreszenzphotonen isotrop abstrahlt. Dieser Untergrundphotonentyp ist nicht abschirmbar. Die Kollimatorpositionen bezüglich der Optik müssen optimal sein und die Öffnungen optimiert werden. Variiert die Strahlemittanz stark während einer Füllung, müssen die Kollimatoren unter Umständen dynamisch der Situation angepaßt werden.

Das Limit der ALEPH-TPC liegt um den Faktor 5 über den Strahluntergrundbedingungen von 1992. Akzeptabel ist ein Kammerstrom von 60 nA pro Sektor für mehrere Stunden, aber nicht mehr als 120 nA für eine Stunde. Die Optimierung der Strahlunterdrückungsmaßnahmen konnte den Strahluntergrund bis 1994 um den Faktor 10 und mehr reduzieren. Eine Erhöhung des Strahluntergrunds bis zu einem Faktor 20 verglichen mit 1994 ist daher akzeptabel. Eine mögliche Verringerung der Kammerhochspannung ergibt einen zusätzlichen Sicherheitsfaktor zwei.

Der sichere Betrieb der ALEPH-TPC am LEP II Speicherring mit 90 GeV ist durch die Verbesserungen an der Abschirmung garantiert.

A SAMBA-Datennahme

Der Untergrundmonitor SAMBA ist eine Vieldrahtproportionalkammer (Kap. 6), die gebaut wurde, um Elektronen und Photonen voneinander getrennt nachzuweisen. Elektronen deponieren im empfindlichen Detektorvolumen Energie durch kontinuierlichen Energieverlust nach der Bethe-Bloch-Formel (dE/dx). Synchrotronphotonen wechselwirken über den Photoeffekt mit dem Kupfer der Kathodenflächen. Die Kupferröntgenfluoreszenzphotonen wechselwirken in einem zweiten Schritt wiederum über den Photoeffekt mit dem Detektorgas Argon. Der kontinuierliche Energieverlust geladener Teilchen setzt unmittelbar Elektronen durch die Ionisation von Argonatomen frei. Die Anzahl der freien Elektronen im Detektorgas ist proportional zur Energie des eingestrahlteten Photons. Die freien Elektronen driften im elektrischen Feld zum Signaldraht, in dessen unmittelbarer Nähe sie soviel Energie zwischen den Stößen mit dem Detektorgas gewinnen, daß sie ihrerseits Argonatome ionisieren können. Die sich aufbauende Gasverstärkungslawine ist in der Anzahl der an ihr beteiligten Elektronen proportional zur Anzahl der ursprünglich freigesetzten Elektronen. Die elektrische Ladung, die diese Lawine repräsentiert, wird als Influenzladung auf den Kathodenflächen mittels ladungsempfindlicher Vorverstärker registriert. Ein nachgeschalteter Verstärker und Pulsformerkombination dient der Unterdrückung von elektronischem Rauschen und eingestrahelter Hochfrequenzsignale. Das ausgehende elektrische Signal ist damit in seiner Pulsform festgelegt, so daß die Signalamplitude proportional zur im Detektor deponierten Energie ist [102].

A.1 Zählratendiagramme

Die verstärkten und geformten Detektorsignale bestehen zu einem überwiegenden Anteil aus elektronischem Rauschen, erkennbar an der stochastischen Struktur, und eingestrahelter Hochfrequenz, erkennbar an periodisch wiederkehrenden Maxima. Diese sollen im folgenden kurz als Rauschen bezeichnet werden. Die Signale der Gasverstärkungslawine unterscheiden sich sowohl in der Signaldauer als auch in der Signalamplitude vom Rauschen. Sie sind im Regelfall deutlich länger als Rauschsignale³⁹ und größer. Eine dem Pulsformer nachgeschaltete Elektronik diskriminiert die Signalamplitude⁴⁰, um das Rauschen abzuschneiden. Da die Untergrundstrahlung mit der Umlauffrequenz des Beschleunigers gepulst auftritt, wurde zudem ein Zeitfenster gesetzt, um eventuell vorhandene Hochfrequenzeinstrahlung durch die Auslese des ALEPH-Detektors zu unterdrücken. Alle Kathodensignale, deren Anstiegsflanke innerhalb eines Zeitfensters⁴¹ nach dem verzögerten BX-Signal (ALEPH-Datennahme Kap. 5.2) die Diskriminatorschwelle überschreiten, werden an individuelle Zähler weitergeleitet. Die Zähler werden alle vier Sekunden ausgelesen und zurückgesetzt. Die so erhaltenen Zeit-Ratendiagramme geben eine schnelle und zuverlässige Information über den totalen nachgewiesenen Strahluntergrund.

Weitere Informationen über den Strahluntergrund erhält man durch die Analyse der Signalamplitude oberhalb der Rauschschwelle. Da der kontinuierliche Energieverlust für geladene minimal ionisierende Teilchen im Detektorgas $dE/dx = 1,4$ keV deutlich unterhalb der von Kupferröntgenfluoreszenzphotonen über den Photoeffekt deponierten Energie von $E_\gamma = 8$ keV liegt, bietet sich eine zweite höhere Diskriminatorschwelle⁴² als einfache Methode der Teilchenidentifikation an. Die Diskriminatorsignale der 2. Stufe werden wie die der 1. Stufe an die Zähler weitergeleitet, wenn ihr Signalanstieg innerhalb des Zeitfensters registriert wird.

Die Raten der 1. Diskriminatorstufe aller Kathodenflächen werden für 1 Minute aufsummiert und mit einem Normalisierungsfaktor multipliziert, als Maßzahl (FOM, figure of merit) für den aktuellen Strahluntergrund registriert.

³⁹ Detektorsignale: Signallänge: $\tau \sim 250$ ns, Signalamplitude: $100 \text{ mV} < U < 1 \text{ V}$

⁴⁰ Rauschschnitt: $U_{d1} = 60 \text{ mV}$

⁴¹ Original Design: $\Delta t = 200$ ns. Ab Mai 1994: $\Delta t = 1,2 \mu\text{s}$; Ab November 1995: $\Delta t = 2,2 \mu\text{s}$

⁴² Photonschnitt: $U_{d2} \sim 270 \text{ mV}$

A.2 Impulshöhenspektren

Die nach dem Pulsformer über die Signalamplitude zur Verfügung stehende analoge Information wird über ohmsche Widerstände ($R = 100 \Omega$) vor den Diskriminatoren abgegriffen. Die Signale sind in der Amplitude und ihrem Integral proportional zur im Detektor deponierten Energie. Während der Untergrunduntersuchungen wurden zwei elektronische Registrierungssysteme zur Aufnahme dieser Pulshöhenspektren verwendet. Während die zu registrierenden Signale identisch waren, unterscheidet sich die erzielbare Information deutlich je nach System.

qVt q-Mode-Impulshöhenspektren werden aus einem Vielkanalanalysatorsystem (qVt Le-Croy) gewonnen, das im Ladungsmodus betrieben wird. Die Integration der Ladung eingehender Signale findet automatisch über ein Fenster von 250 ns innerhalb der Einheit statt, falls das Signal eine festgelegte Ladungsschwelle überschritten hat. Das digitalisierte Ergebnis wird intern histogrammiert (256 oder 1024 Kanäle) und kann zu einem späteren Zeitpunkt abgerufen werden. Der gesamte Registrationszyklus dauert 100 μ s, so daß theoretisch mit 10 kHz Daten genommen werden können. Das Integral der qVt-Histogramme repräsentiert bis zu einer Rate von einigen Kilohertz in guter Näherung die Zahl der registrierten Impulse. Die Spektren zeigen eine deutliche Rauschverteilung, die von der Signalverteilung getrennt erscheint (Abb. 41). Die Trennung entsteht durch die Selbstausslösung der Datennahme, wenn ein Signal nahe seinem Spannungsmaximum die Datennahme auslöst, aber das eigentliche Signal unterhalb der Schwelle liegt. Das nachfolgend registrierte Signal entspricht der Integration über ein Restsignal und dem Rauschen innerhalb des festgelegten Fensters von 250 ns. Das Rauschmaximum im Impulshöhenhistogramm repräsentiert somit Datennahmen, die von Fluktuationen der Elektronik ausgelöst wurden und solche von gekappten Signalen. Der Anstieg der Signalverteilung im Impulshöhenhistogramm ist in der Flankensteilheit ebenfalls von der Datennahmeschwelle deformiert, so daß das Maximum der Signalverteilung im Regelfall nicht dem Maximum der Landauverteilung des kontinuierlichen Energieverlusts minimal ionisierender Teilchen entspricht. Die Lage des ersten Histogrammeintrags ist durch eine interne Spannungskonstante (offset) vorgegeben.

Das teilweise auftretende Maximum am höherenergetischen Ende des Impulshöhenhistogramms entspricht Signalen, die die Elektronik in die Verstärkungssättigung getrieben haben. Der letzte Kanal des Histogramms registriert Überläufe während der internen Histogrammierung.

qVt V-Mode-Impulshöhenspektren sind gelegentlich aufgenommen worden, um Impulshöhenspektren mit externer Fensterschaltung zu erhalten (Abb. 50). Dabei wird vom invertierten Detektorsignal die maximale Pulshöhe während eines extern anliegenden Fensters registriert, wodurch die Messung wesentlich empfindlicher auf periodische Hochfrequenzeinstrahlungen wird. Die Datennahmeschwelle hat allerdings nicht den selben Einfluß auf die Spektren wie im q-Mode.

ADC-Impulshöhenspektren entsprechen wie qVt-Impulshöhenspektren (q-Mode) der im Detektor deponierten Ladung, jedoch ist die Datennahme verschieden (Abb. 43). Die über einen CAMAC-Bus ausgelesenen Analog-Digital-Konverter müssen durch eine externe Elektronik zur Digitalisierung angestoßen werden. Nach einer Digitalisierung, die etwa 100 μ s benötigt, wird die Information über den CAMAC-BUS in einen Computer ausgelesen und histogrammiert. Optional können Schulterwerte (pedestal), die durch Zufallsdatennahmen ermittelt wurden, automatisch subtrahiert werden. Die Totzeit des Systems ist stark von der Auslesegeschwindigkeit abhängig und durch die Taktfrequenz des CAMAC-Bus ($f = 1$ MHz) limitiert. Die maximal erreichte Auslesegeschwindigkeit mit einem PC-System und einem HPIB-CAMAC-Kontroller beträgt 100 Hz, während ein VME-Prozessorsystem⁴³ bis zu 2 kHz Datennahmeraten erlaubt. Ein Rückschluß von den registrierten Teilchenraten in den Impulshöhenhistogrammen auf Strahluntergrundraten ist somit nicht möglich, da das System

⁴³VME-Prozessorsystem: Motorola 68040 CPU, VIC vertical interface controller, CAMAC zu VIC controller, Betriebssystem OS9

deutliche Totzeiten aufweist. Die extern gesteuerte Auslösung der Datennahme ist identisch für alle Kathodenflächen einer Detektorhalbebene (genauer für einen ADC). Da bei diesem Auslöseschema nicht nachvollziehbar ist, wann welche Kathodenfläche ausgelesen wird, wird über den gesamten Zeitraum, in dem Signale auftreten können, integriert⁴⁴. Der Zeitraum ist definiert durch die mögliche Ankunftszeit der Signale relativ zum verzögerten BX-Signal und der maximalen Signaldauer. Das Impulshöhensistogramm hat ein ähnliches Aussehen wie das des qVt. Hier ist die Rauschverteilung jedoch echt, da sie entsteht, wenn eine Kathodenfläche ausgelesen wird, aber kein Signal vorliegt, also lediglich über die Fluktuationen des Signals integriert wird. Trotzdem ist der Anstieg der Landauverteilung des Energieverlusts minimal ionisierender Teilchen durch die Datennahmeschwelle deformiert, da die Schwelle in die Verteilung schneidet. Das Maximum der Landauverteilung ist auch hier nicht identifizierbar. Diese Tatsache ist ein Indiz dafür, das nicht nur stochastisches Rauschen registriert wird, sondern auch Hochfrequenzeinstrahlung im selben Wellenlängenband wie die Detektorsignale, da sich stochastische Schwankungen bei der gewählten Ladungsintegration zu Null addieren. Die Einstrahlungen lassen sich nur bedingt verhindern, da sie hauptsächlich durch die Auslese der anderen Detektoren verursacht werden. Auch die elektrostatische Influenz des passierenden Teilchenpakets muß in diesem Zusammenhang genannt werden. In beiden Fällen wirken die Signal- und Felddrähte des Detektors als Antennen.

Meß- und Nachweiseffekte für Pulshöhenspektren

Im Experiment wurden zwei Designprobleme des SAMBA-Detektors deutlich. Die ungenügende Anpassung der Vorverstärker an die Kathodenflächenkapazitäten sowie Pulshöhenvariationen durch Randeffekte.

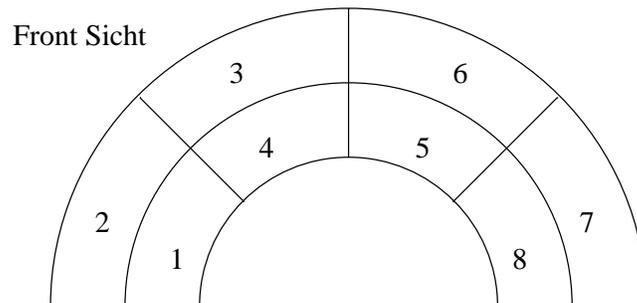


Abbildung 79: SAMBA-Kathodenflächen-Nummern und ihre Lage auf dem Detektor.

Die Deckelflächen sind mit Kupfer beschichtet und äquidistant im Radius zweifach bzw. im Azimutwinkel vierfach segmentiert. Die resultierenden unterschiedlich großen Kathodenflächen ergeben zusammen mit den unterschiedlich langen Zuleitungen zu den auf dem Detektor montierten Vorverstärkern signifikante Unterschiede in den Kapazitäten der Kathodenflächen. Die vermessene Kapazität einer Testkammer betrug für innere Kathodenflächen 308 pF und für die äußeren 430 pF bzw. 415 pF.

Die unterschiedlichen Kapazitäten machen sich in einer Verringerung oder Erhöhung der auf den Kathodenflächen registrierten elektrostatischen Influenz der Gasverstärkungslawine bemerkbar (Abb. 80). Dieser Effekt konnte durch die pro Kathodenfläche individuell einstellbaren Verstärker und Pulsformer der Ausleseketten nur bedingt ausgeglichen werden. Eine kontinuierliche Nachführung der Verstärkung mittels Kalibrationsmessungen war aufgrund des Elektronikdesigns nicht möglich.

⁴⁴Die Integrationszeit wurde auf $\Delta t = 1,2 \mu\text{s}$ (Ab November 94: $\Delta t \sim 2 \mu\text{s}$) fixiert.

Modul	Fläche 2	Fläche 3	Fläche 6	Fläche 7
2	245	273	259	319
3	218	217	248	228
4	287	287	265	239
5	302	288	314	290
6	220	261	274	256
7	227	227	221	2409

Tabelle 15: Kapazitäten der Kathodenflächen der eingebauten Module und der Testkammer angegeben in Picofarad.

Pulshöhen-Abhängigkeit von der Kathodenflächenkapazität

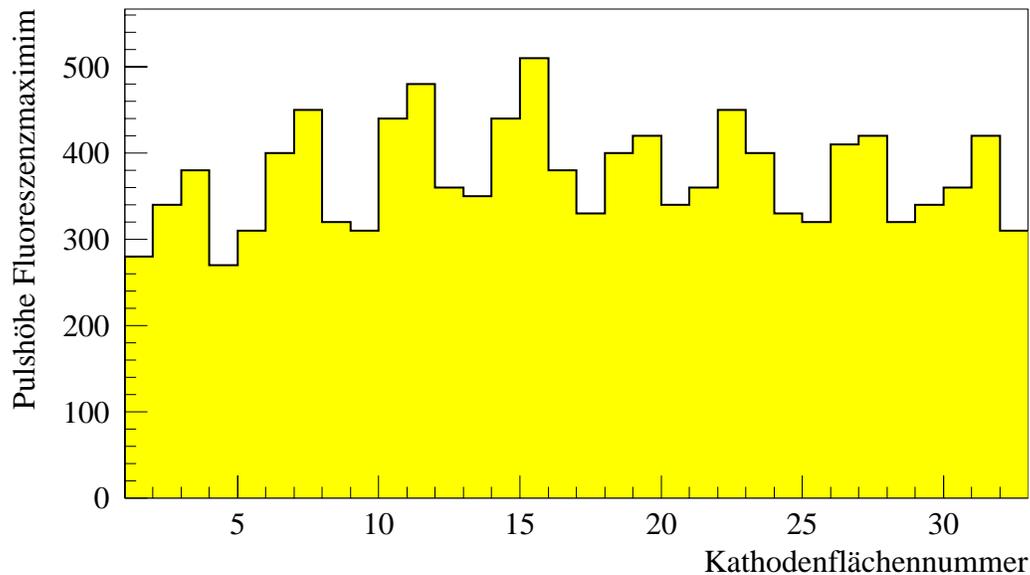


Abbildung 80: Abhängigkeit der Kupferfluoreszenz-Pulshöhe von der Kathodenflächennummer.

Die gemessene Pulshöhe für eine gegebene Kathodenfläche und Ladung weist eine starke Ortsabhängigkeit auf. Effektiv kommt es zur Messung einer scheinbar geringeren deponierten Ladung. Zwei Extremfälle können unterschieden werden:

1. Wenn viele Elektronen nahe dem inneren Ring auf den Detektor fallen, wandert das Maximum der Landauverteilung in die Verteilung des Detektorrauschens (Abb. 83 und Abb. 81).
2. Wird nicht die Kathodenfläche zur Messung verwendet unterhalb der durch Photonen Ladung deponiert wird, sondern eine benachbarte, zeigt sich zwar die Kupferfluoreszenzverteilung, diese hebt sich aber nur schwach vom Untergrund ab (Abb. 82). Kupferfluoreszenzphotonen haben erst in einiger Distanz zu ihrem Entstehungsort Ladung deponiert oder es wurde nur ein Bruchteil der deponierten Ladung auf der Meßkathodenfläche beeinflusst. Eine Simulation der Ladungsinfluenz mittels der

Deformation durch Randeffekte

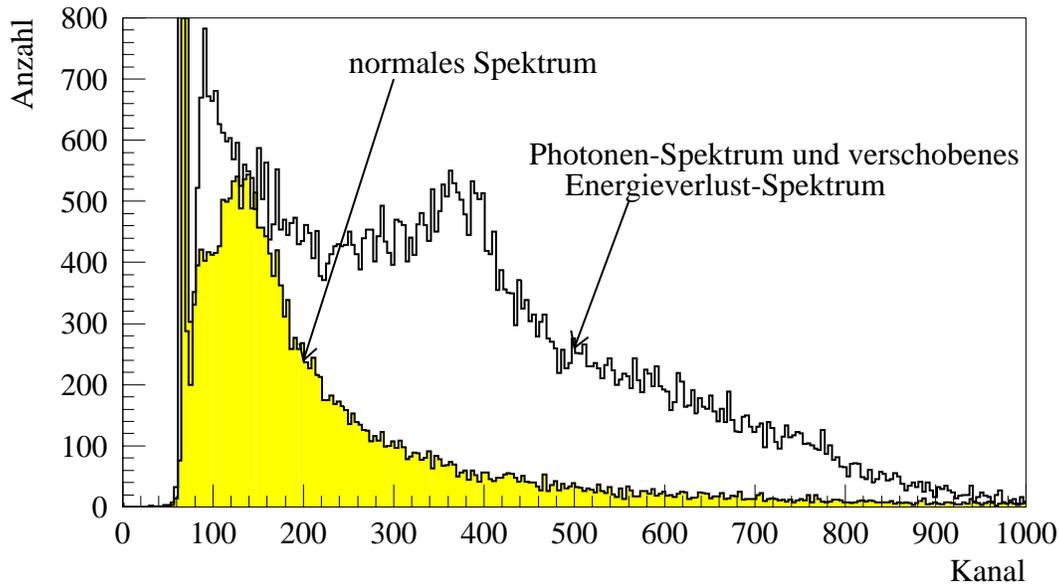


Abbildung 81: Strahluntergrund-Pulshöhenspektren-Deformation durch Detektorrandeffekte. Eine starke Auslenkung des Strahls in der Nähe des Wechselwirkungspunkts überfokussiert viele Teilchen in den Detektor, die dann am inneren Detektorrand registriert werden [94]. Es kommt zu einer Verschiebung des gemessenen wahrscheinlichsten Energieverlusts der geladenen Teilchen in die Rauschverteilung ("Photonen-Spektrum und verschobenes Energieverlust-Spektrum" gegenüber "normales Spektrum").

Bildladungsmethode [25] bestätigt, daß auf benachbarten Kathodenflächen Ladungsbruchteile zu einem Untergrund im Spektrum führen, während einzelne Photonen aus der Kupferferröntgenfluoreszenz erst unterhalb der ausgemessenen Kathodenfläche Photoeffekt unterliegen und somit die volle deponierte Ladung influenzieren.

Pulshöhenspektren verschiedener Kathodenflächen sind aber auch aufgrund der sich mit dem geometrischen Ort der Fläche ändernden Strahluntergrundverhältnisse schwierig.

A.3 Ankunftszeitspektren

Die Synchrotronphotonen tragen neben der im Detektor deponierten Energie auch noch ihre Ankunftszeit relativ zum BX-Signal als Information. Durch die zweistufige Diskriminierung der Signalamplitude ist diese Information relativ einfach zugänglich. Der Zeitabstand zwischen einem BX-Signal und dem Diskriminatorsignal kann direkt als Ankunftszeithistogramm registriert werden. Das Histogramm stellt dann die Faltung der Ankunftszeit durch Wegverlängerung gestreuter Photonen mit der Driftzeitverteilung des Detektors dar (Kap. 6.4).

Durch die Verwendung identischer Kabellängen⁴⁵ für die Detektorzuleitung und der Ausleselektronik ist ein Vergleich der Ankunftszeitspektren der verschiedenen SAMBA-Halbebenen möglich. Der Unterschied in der relativen Ankunft des Strahluntergrunds im strahlab- oder strahlzugewandten Detektor kann mit einem einzelnen Teilchenstrahl gemessen werden.

⁴⁵ Maximale Differenzen: Kabellänge $\Delta l = 10$ cm, Laufzeit: $\Delta t = 0,3$ ns

Deformation durch Influenz

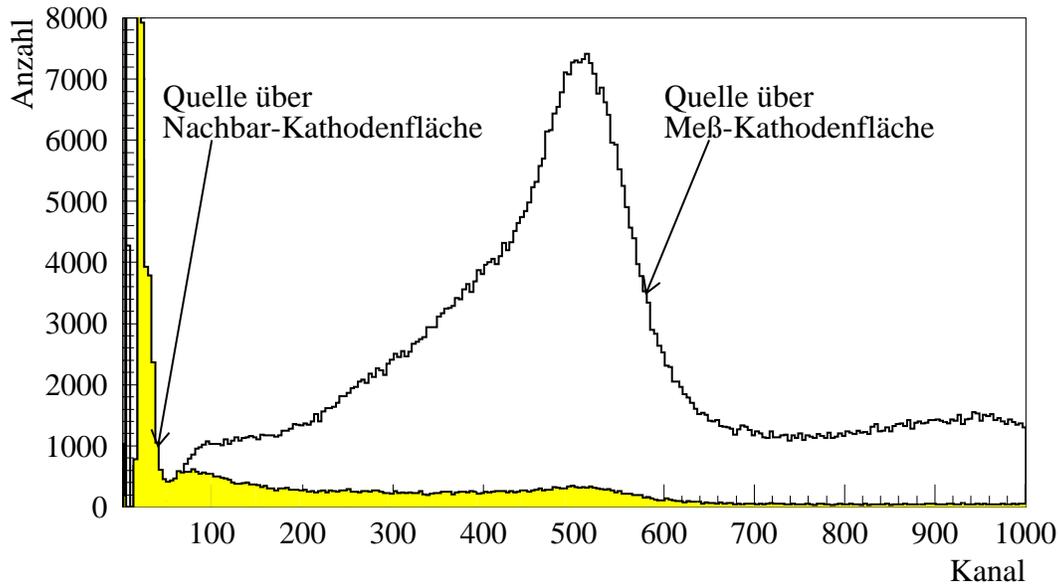


Abbildung 82: Registrierungsorts-Abhängigkeit von Referenz-Pulshöhenspektren. Das ^{109}Cd -Isotop war mittig über den Kathodenflächen direkt auf dem Detektordeckel angebracht.

Um die zeitweise große Rate von Strahlverlustelektronen in den Histogrammen zu unterdrücken, wurden die Technik der ‘constant fraction discrimination’ für einige Histogrammierungen angewandt. Im Ankunftszeithistogramm werden nur Signale registriert, die eine definierte Signalamplitude (2. Diskriminatorstufe) überschritten haben. Histogrammiert werden jedoch die Zeitdifferenzen des BX-Signals zur 1. Diskriminatorstufe, um nicht auf die Steilheit der Signalanstiegsflanke empfindlich zu sein. Eine Koinzidenzschaltung mit einem 50 ns Fenster stellt die Zugehörigkeit der zwei Diskriminatorsignale zu einem Detektorsignal sicher.

Der qVt t-Mode beendet eine begonnene Digitalisierung nicht, wenn er währenddessen weitere Startsignale erhält. Stoppsignale werden dagegen ignoriert, solange zuvor kein Startsignal registriert wurde. Der qVt muß daher zur Registrierung von Ankunftszeitverteilungen im Common-Stop-Mode betrieben werden, da die LEP-Wechselwirkungsfrequenz oberhalb der Digitalisationsfrequenz liegt. Im Common-Stop-Mode starten Signale die Digitalisierung des Zeitabstandes zwischen der Signalankunft und einem verzögerten BX-Signal. Das Digitalisierungsergebnis wird intern histogrammiert und kann zu einem späteren Zeitpunkt ausgelesen werden. Die rohen Ankunftszeithistogramme haben daher eine umgekehrte Zeitachse. Der Kalibrationskonstante des qVt beträgt 1 ns pro Histogrammkanal. Das gesamte Zeitfenster hat eine Länge von etwa $1\mu\text{s}$.

TDC Ankunftszeit-Histogramme sind in ihrer Funktionsweise und ihrem Informationsgehalt mit den qVt-Ankunftszeithistogrammen identisch. Sie besitzen jedoch ähnlich den ADC keine interne Histogrammierung, sondern müssen für jedes Signal einzeln ausgelesen werden. Die Totzeitlimitierung entspricht der der ADC. Während der Histogrammierung wird automatisch eine Kalibration⁴⁶ ausgeführt, um eine Skala von 1 ns pro Histogrammkanal zu

⁴⁶Das maximale Zeitfenster der TDC beträgt $\Delta t = 1,2 \mu\text{s}$; ab Nov. 1994 geänderte TDC Einstellung und Kalibrationskonstanten $\Delta t = 2,2 \mu\text{s}$.

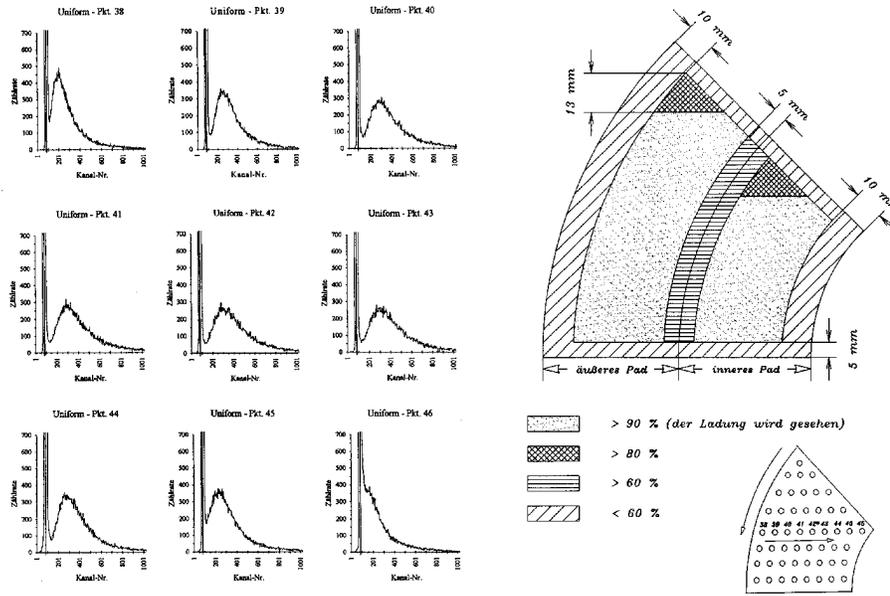


Abbildung 83: Kathodenflächenkapazitäts- und Ortsabhängigkeit von Pulshöhen. Die Serie von Pulshöhenspektren (links) zeigt die Entwicklung der Pulshöhen mit der Lageverschiebung des β -Strahlers zum Rand einer Kathodenfläche (Messpunkteschema rechts unten) (Isotop: ^{106}Ru , max. Energie 3,541 MeV). Die schematische Darstellung einer Kathodenfläche (rechts oben) zeigt vier Regionen und ihre korrespondierende Pulshöhe (siehe Legende) verglichen mit der maximalen Pulshöhe [96].

erhalten.

A.4 Echtzeit Signalanalyse

ADC- und qVt-Impulshöhenspektren liefern Informationen über die Teilchenzusammensetzung des Strahluntergrunds erst nach einer aufwendigen Analyse (Kap. 6.2). Die Kathodenflächen-Impulshöhenspektren sind zudem durch die Messung der Ladungsinfluenz stark vom Ort der Ladungslawine abhängig. Eine direkte Messung des Drahtsignals umgeht die Ladungsinfluenz und liefert immer ein Signal der gesamten deponierten Ladung. Die unterschiedliche Driftzeit von Anhäufungen freier Elektronen nach dem Durchgang geladener Teilchen und der Anhäufung freier Elektronen nach dem Photoeffekt eines Röntgenfluoreszenzphotons erlaubt eine Differenzierung der Teilchen anhand des Detektorsignals. Eine solche Analyse wird vom VME-Auslesecomputer anhand der FADC-Information des Signals durchgeführt [54]. Der FADC digitalisiert ein Detektorsignal alle 10 ns. Diese Pulshöheninformation beinhaltet die Ankunftszeit, die Ladung und kann - mit einer gewissen Unsicherheit behaftet - die Teilchenart (Elektron, Photon) angeben. Histogrammiert man die Ankunftszeiten getrennt nach Teilchenarten erhält man nahezu reine Photonen-Ankunftszeitspektren.

Zusätzlich zu Histogrammen liefert das FADC-Ausleseprogramm jede Minute eine Abschätzung der Teilchenzusammensetzung des Strahluntergrunds. Diese Information wird ähnlich den Zählraten gegen die Zeit aufgetragen [54].

A.5 Datennahmeauslösung

Die ADC- und TDC-Datennahme wird von einer Datennahmeauslöseeinheit⁴⁷ (trigger module) gesteuert. Die Einheit wird durch das von den BOM-Monitoren (5.1) erzeugte BX-Signal gesteuert. Intern wird das BX-Signal verzögert, um den Laufzeiten der Elektronik Rechnung zu tragen. Vor einer Datennahme werden die Speicher der 12-kanaligen ADC- und 8-kanaligen TDC-Module durch ein externes Signal der Datennahmeauslöseeinheit gelöscht. Vor der erwarteten Ankunft der analogen Signale bzw. Diskriminatorimpulse werden alle Module über ein Fenstersignal (gate) bzw. ein Startsignal zur Datennahme auf allen Kanälen veranlaßt. Die Signale der Diskriminatoren sind pro SAMBA-Halbebene⁴⁸ durch logische Veroderung verknüpft, so daß eine Kathodenfläche die Auslese des gesamten Halbmoduls veranlaßt. Wird von den Diskriminatoren kein Signal innerhalb eines Zeitfensters von 2 μ s um das verzögerte BX-Signal abgegeben, werden die Speicher der Module automatisch gelöscht. Ein Signal der Diskriminatoren (trigger) unterdrückt die Generierung der Lösch-, Start- und Fenstersignale so lange, bis die Datennahmeauslöseeinheit vom auslesenden Computer zurückgesetzt wurde. Der Computer erkennt die erfolgreiche Digitalisierung eines Signals anhand eines LAM-Signals (look at me) des betreffenden TDC-Moduls auf dem CAMAC-Bus. Die Verbindung von Analogsignal und Zeitinformation geschieht durch die logische Verknüpfung der korrespondierenden TDC- und ADC-Kanäle. Ein ADC-Kanal wird nur ausgelesen, wenn der korrespondierende TDC-Kanal eine Zeitinformation der betreffenden SAMBA-Halbebene enthält. Tests ergaben, daß selbst bei der durch die Digitalisierungszeit begrenzten maximalen Auslesefrequenz der Computer vier bis sechs Anfragen auf ein LAM-Signal an den CAMAC-Kontroller tätigt, bis ein TDC- oder ADC-Modul seine Digitalisation beendet hat. Daher wurde auf eine aufwendigere, interruptgesteuerte Computerauslese verzichtet. Alle 10000 LAM-Anfragezyklen wird das Datennahmeauslösemodul zwangsweise zurückgesetzt, um im Fall von falschen Diskriminatorsignalen nicht die Auslese durch ein fehlendes LAM-Signal der TDC zu blockieren.

Die Histogrammierung der Ankunftszeitspektren und Impulshöhenhistogramme ist lose an die ALEPH-Datennahme gekoppelt, um Informationen identischer Zeiträume vergleichen zu können. Die Kopplung besteht in der mit ALEPH synchronisierten Abspeicherung von Histogrammen und der Markierung mit einer fortlaufenden Nummer (run number).

Die Ankunftszeit- und Impulshöhen-Histogramme können während ihrer Füllung auf den Grafikschirmen im ALEPH-Kontrollraum von der Bedienungsmannschaft abgerufen werden. Dabei werden von den Computern des Kontrollraums automatisch die Histogramme auf dem VME-Auslesecomputer abgefragt.

Die Elektronik der Datennahmeauslösung, implementiert für die inneren Kathodenflächen in NIM Elektronik, wurde 1994 im Zuge der Erweiterung um FADC's durch eine Eigenentwicklung mit der selben Funktionalität ersetzt.

⁴⁷In 1993 wurde dieselbe Funktion von einer NIM-Elektronik geleistet.

⁴⁸Bis Nov. 1994 waren nur die inneren Kathodenflächen verodert

B EGS4-Monte-Carlo

EGS4 (Elektron Gamma Shower Version. 4) ist ein analoges Monte-Carlo-Programm zur Simulation von physikalischen Prozessen und deren Fluktuationen. Das Baukastensystem beinhaltet alle notwendigen Routinen zur Simulation von Photon- und Elektronwechselwirkungen im Energiebereich $E_\gamma = 1 \text{ keV} - 1 \text{ TeV}$ und $E_e = 10 \text{ keV} - 1 \text{ TeV}$.

Der Originalcode ist in einer an FORTRAN angelehnten Makrosprache MORTRAN geschrieben. Er besteht aus einem Programm zur Übersetzung der Makrosprache, einem Programm zur Berechnung von Wirkungsquerschnitten PEGS und einer Bibliothek von Simulationsroutinen und Makros. Den Routinen zum Teilchentransport und der Simulation von Wechselwirkungen müssen mindestens drei Benutzerroutinen hinzugebunden werden. Der Nutzercode besteht aus einem Hauptprogramm (MAIN) und mindestens zwei Unterprogrammen zur Geometriebeschreibung (SUBROUTINE HOWFAR) und Datenausgabe (SUBROUTINE AUSGAB). Das Hauptprogramm ruft zwei EGS4-Unterprogramme, eines zur Initialisierung der Wirkungsquerschnittparameter (call HATCH), das andere zum Aufruf der Simulation (call SHOWER).

In dieser Arbeit wurde EGS4 zur Simulation der Detektionseffizienz von Synchrotronphotonen verwendet. Mit einem Seitenblick auf die Detektorsimulation wird im folgenden ein Überblick über die grundlegenden Eigenschaften von EGS4 gegeben.

- Der Strahlungstransport von Elektronen, Positronen und Photonen kann in jedem Element ($Z = 1 - 100$), Mischung von Elementen oder zusammengesetzten Materialien simuliert werden.
- Die Daten zu Wirkungsquerschnitten, Verzweungsverhältnissen und Streukoeffizienten werden in Tabellenform durch das Programm PEGS4 berechnet
- PEGS4 nutzt theoretische und empirische Formeln mit stückweise linearen Funktionen zur Interpolation zwischen den Datenpunkten.
- Es können beliebige Dichte-Effekt-Konstanten eingegeben werden.
- Der nutzbare Energiebereich beträgt für Photonen $1 \text{ keV} - 1 \text{ TeV}$ und für Elektronen (Positronen) $10 \text{ keV} - 1 \text{ TeV}$. Während der hochenergetische Bereich sehr zuverlässige Ergebnisse liefert, müssen die Ergebnisse für den niederenergetischen Bereich ($10 - 100 \text{ keV}$) sorgfältig getestet werden.
- Der Photontransport ist vom Elektrontransport abgekoppelt und entspricht dem eines analogen Monte-Carlos. Aus der mittleren freien Weglänge und dem Abstand zur nächsten Materialgrenze berechnet sich die Schrittweite des Transports.
- Der Elektrontransport simuliert den Energieverlust geladener Teilchen, indem er die Prozesse in solche mit diskreten Wechselwirkungen und kontinuierliche Prozesse unterteilt. Kontinuierliche Prozesse werden zusammengefaßt und am Ende eines diskreten Schrittes mit Mittelwerten simuliert (condensed history). Die Approximationen der Änderungen des Wirkungsquerschnitts zwischen den diskreten Wechselwirkungen sind nur für Teilchenenergien $E_e > 50 \text{ keV}$ gültig. Die Analyse verwendet zwei Makroprogramme, um niederenergetische Elektronen ($E_e < 100 \text{ keV}$) besser zu simulieren [103].
- Folgende Physikprozesse werden simuliert:
 1. Bremsstrahlung, Emissionswinkel $\theta_{\text{brem}} = mc^2/E$
 2. Positron-Annihilation (in Ruhe und im Flug)
 3. e^\pm -Vielfachstreuung (Molière-Theorie)
 4. Møller- (e^-e^-) und Bhabha-Streuung (e^+e^-)
 5. e^\pm verlieren zwischen diskreten Wechselwirkungen kontinuierlich Energie (begrenzter Energieverlust dE/dx).

6. e^+e^- -Paarerzeugung
7. Comptonstreuung an freien Elektronen
8. Rayleighstreuung (optional, wurde für die Analyse verwendet)
9. Photoeffekt (Standard-EGS4 simuliert keine Schalenefekte; das Photoelektron erhält den Richtungsvektor des einfallenden Photons)
 - Erzeugung von Augerelektronen bzw. Fluoreszenzphotonen (K- ($K_{\alpha 1}$) und L-Schale ($K_{\beta 1}$)) in reinen Materialien (erweitertes PHOTO-Unterprogramm, EDGSET-Makro mit Schalter IEDGFL=1 wurde für die Analyse verwendet)
 - Fluoreszenz innerhalb zusammengesetzter Materialien (compounds) (Schema fiktiver Materialien nach Del Guerra [46], wurde für die Analyse verwendet)
 - Emission des Photoelektrons unter einem Winkel zur Photoneinfallrichtung (Makro PE-angle [16], Schalter IPHTER=1, wurde für die Analyse verwendet)
- Zufallszahlen werden durch eine EGS4 eigene Routine erzeugt. Die Analyse verwendet ein Makro zur Implementation des RANMAR-Generators [84].
- Trigonometrische Funktionen werden aus Geschwindigkeitsgründen zwischen Werten einer Tabelle interpoliert. Die Analyse verwendet statt dessen die Übersetzer-Trigonometriefunktionen.
- Der Original-EGS4-Kode verwendet 'single precision real' Variablen. Einzig der Energieverlust und einige assoziierte Variablen werden in 'double precision real' Variablen gespeichert. Der Analyse-EGS4-Kode wurde komplett auf 'double precision real' Variablen umgestellt.

Das EGS4-Elektron-Transportmodell verwendet die Kleinwinkel-Form der abgeschirmten Rutherford-Streuung-Wirkungsquerschnitte [15]. Durch die Approximationen werden für kleine Distanzen, wie in der 17 μm -Detektor-Kupferbeschichtung, die Winkelverteilungen instabil. Die Approximationen für den Energieverlust und die Winkelstreuung werden am Ende eines Transportschrittes vorgenommen und sind für kleine Transportdistanzen ($s < 10 \mu\text{m}$) bzw. Teilchenenergien ($E_e < 10 \text{ MeV}$) in der Regel zu groß. EGS4 bietet verschiedene Erweiterungen bzw. Parametervariationen zur Korrektur dieses Effekts an [119] [17].

- Das Makro TMXFIX legt den maximalen Energieverlust (ESTEPE) für den kontinuierlichen Energieverlust oder die maximale geometrische Schrittdistanz (SMAX) fest.
- PRESTA (Parameter Reduced Electron Step Transport Algorithm) ist ein nahezu vollständiger Ersatz für den originalen EGS4-Elektrontransport-Mechanismus. Die Korrekturen können in drei wesentliche Bereiche unterteilt werden.
 1. Die Weglängenkorrektur beschreibt den Unterschied der Weglänge des linearen Wegs in der Simulation und des realen mehrfach gestreuten Wegs eines Elektrons. Der Original-EGS4-Kode überschätzt diese Korrektur bis zu einem Faktor 2. (path length correction, Schalter IPLC)
 2. Der Original-EGS4-Kode ignoriert die laterale Komponente der Vielfachstreuung. PRESTA beinhaltet einen speziellen Algorithmus (lateral correction algorithm, Schalter ILCA).
 3. Der Transportmechanismus zusammen mit der Geometriebeschreibung des Originalkodes führt häufig zu Genauigkeitsproblemen beim Überschreiten von Material- bzw. Geometriegrenzen. PRESTA beinhaltet einen neuen Algorithmus, der vor Geometriegrenzen kleinere Schrittweiten vorgibt (boundary crossing algorithm, Schalter IBCA).

Die PRESTA- und TMXFIX-Algorithmen wurden beide in der Analyse verwendet, um den Effekt der unterschiedlichen Modelle zu studieren.

C GALEPH-Monte-Carlo

Das GALEPH-Monte-Carlo ist eine Beschreibung des ALEPH-Detektors mittels der Routinen, die das GEANT-Paket [28] zur Verfügung stellt. Die Beschreibung wird durch externe Dateien (card files) gesteuert. Als Eingabe können verschiedene Monte-Carlo-Routinen mit Beschreibungen von Teilchenwechselwirkungen und Teilchenzerfällen gewählt werden, deren Ursprung im Vertex, dem angenommenen Wechselwirkungspunkt liegt. Die Ausgabe ist eine Datei, die im Format den ALEPH-Daten entspricht, wie sie von der Detektordatennahme erzeugt werden. Der SAMBA-Detektor ist im Original-GALEPH als 'tote' Materie kodiert. Teilchen können zwar mit dem Detektormaterial wechselwirken, die Wechselwirkung ist jedoch nicht aufgezeichnet worden. Wird Energie in einer ALEPH-Detektorkomponente deponiert, wird im Regelfall eine eigene Routine der Detektorkomponenten zur Beschreibung der Antwortfunktion auf die Energiedeposition eingeschaltet. Die Energieschwellen, unterhalb der eine weitere Verfolgung der Photonen bzw. Elektronen angehalten wird, beträgt im Regelfall 1 GeV, so daß das Original-GALEPH nicht für Strahluntergrundstudien verwendet werden kann. Noch einschneidender sind die Einschränkungen durch den unteren Energieschnitt der zu Grunde liegenden GEANT-Routinen. Die kodierte Physik und die Materialdatensätze sind nur oberhalb 100 keV gültig.

Durch die Fixierung des Ursprungsorts von Teilchen auf den Wechselwirkungspunkt und die untere Transportgrenze von 100 keV ist der Original-GALEPH- und -GEANT-KODE nicht direkt für Synchrotronstrahlungs-Untergrunduntersuchungen einsetzbar. Das GALEPH-Programm muß mit speziellen Routinen zur Beschreibung der Physik niederenergetischer Photonen zusammengebunden werden, die zusammen mit einer Änderung im Original-GEANT-Kode die untere Abbruchschwelle für Photonensimulationen auf 10 keV herabsetzen.

Ein existierender Eingabegenerator wurde modifiziert, so daß Teilchen mit beliebigem Ursprungsort simuliert werden können [21] [135]. Zur Vereinfachung des Eingabegenerators wurden einige Näherungen im Bezug auf den Ursprung und die Einfallswinkel der Synchrotronstrahlung gemacht. Anhand der geometrischen Überlegungen können zwei Einfallswinkel der Synchrotronstrahlung gegenüber dem Strahlrohr ausgemacht werden, die den Hauptanteil der Strahlung repräsentieren. Direkte Strahlung und Streuung von entfernten Quellen (z.B.: Strahlrohrverengung bei 57 m) kann mit einem Einfallswinkel von 2 mrad genähert werden. Vorwärts- und Rückstreuungen von den Kollimatoren können mit 10 mrad genähert werden.

Die SAMBA-Detektor-Beschreibung in GALEPH wurde vollständig neu kodiert [21], die Geometriebeschreibung stark verfeinert und eine Auslese von Energiedepositionen implementiert. Die SAMBA-Daten erhält man durch benutzereigene Routinen, die ein Teilchen, wenn es eines der SAMBA-Volumina durchdringt, verfolgt und seine Bahn und den Energieverlust aufzeichnet. Die Daten werden in eine spezielle Datei geschrieben, die neben der deponierten Energie den Streuort des Teilchens im ALEPH-Strahlrohr sowie die Trefferposition und Trefferwinkel auf SAMBA enthält.

Die Analyse der Streuorte im ALEPH-Strahlrohr zeigt, daß Photonen, die SAMBA treffen, nahezu senkrecht aus dem Strahlrohr austreten. Photonen tragen nur dann zum im Detektor gesehenen Strahluntergrund bei, wenn sie das Strahlrohr in einem maximalen Abstand von einem Meter zum SAMBA-Detektor treffen. Der senkrechte Austritt aus dem Strahlrohr erklärt sich durch die geringe Energie der Photonen und die unter größeren Winkeln höhere Massenbelegung auf dem Photonenweg, was zur Absorption führt. Eine Besonderheit ist in den Histogrammen des 10 mrad-Einfallswinkels zu erkennen. Hier trägt zum im strahlabgewandten SAMBA-Modul gesehenen Strahluntergrund noch das Berylliumstück des ALEPH-Strahlrohrs bei. Das strahlabgewandte SAMBA-Modul weist damit eine höhere Rate nachgewiesener Photonen auf als das strahlzugewandte Modul bei identischer Untergrundstrahlung. Dies erklärt sich folgendermaßen: Betrachtet man Photonen mit einem Einfallswinkel von 10 mrad gegenüber dem Strahlrohr, so beträgt die gesehene Strahlungslänge für den Aluminiumteil $1,7 \cdot X_0$ und für den Berylliumteil $0,3 \cdot X_0$. Photonen, die das Aluminiumrohr passieren, sehen 6,7 mal soviel Material, als wenn sie durch das Berylliumrohr dringen. Die Rate der Strahluntergrund-Photonen, die das Berylliumstrahlrohr ($|z| \leq 0,38$ m) durchdringen können, ist damit erheblich höher als jene, die durch das Aluminium dringen.

Treffer/Effizienz (GALEPH/EGS4-MC, 100k Positronen)

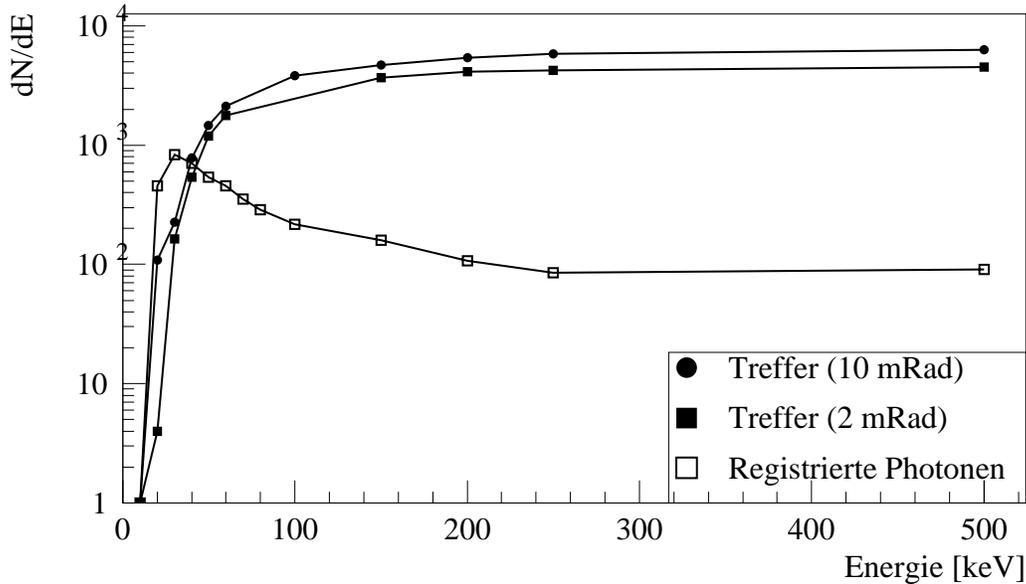


Abbildung 84: GALEPH-EGS4-Simulation des SAMBA-Detektors für Detektortreffer und Photonenachweise bei Einfallswinkeln von 2 mrad und 10 mrad auf das Detektorstrahlrohr in Abhängigkeit von der Photonenenergie. Es wurden jeweils 100000 Synchrotronphotonen eines Positronenstrahls simuliert.

D Kombiniertes GALEPH-EGS4-Monte-Carlo

Das erweiterte GALEPH-Monte-Carlo beschreibt die Photonophysik für die Simulation des ALEPH-Detektors hinreichend. Der untere Photonen-Transportschnitt beträgt 10 keV, was sowohl der Schwelle für die Synchrotronstrahlungsproduktion des PHOTON-Monte-Carlo [63] [75] als auch der Filterfunktion des Strahlrohrs entspricht. Photonen mit einer Energie von weniger als 10 keV sind nicht in der Lage, durch das Strahlrohr oder die SAMBA-Deckelflächen zu transmittieren. Der Hauptmeßprozeß des SAMBA-Detektors besteht in der Röntgenfluoreszenz des Kupfers und seinem Nachweis im Argon-Detektorgas. Die Energie der Photonen beträgt dabei $E_\gamma = 3-8$ keV, so daß hier eine detailliertere Beschreibung der Physikprozesse herunter bis zu 1 keV benötigt wird. Das Monte-Carlo-Paket EGS4 kann nach der Erweiterung mit speziellen Makroprogrammen diese Aufgabe leisten. Insbesondere die Struktur der Atomshalen wird dann korrekt beschrieben. Das EGS4-Monte-Carlo nutzt zur Ermittlung der Wirkungsquerschnitte Tabellen [128] und eine stückweise, in doppelt logarithmischer Skalierung lineare, Approximation zwischen den Datenpunkten. GEANT verwendet eine Reihe inverser Exponentialfunktionen zur Beschreibung des Wechselwirkungsquerschnitts zwischen 10 keV und 50 MeV. Der Kanteneffekt der K-Schalen ($E = 8,9$ keV) des Kupfers (sichtbar im EGS4-Diagramm) wird ignoriert, da er unterhalb 10 keV liegt. Damit fehlt das Kupferröntgenfluoreszenzmaximum im mit GEANT erzeugten Pulshöhenspektrum, während die totale Anzahl der nachgewiesenen Photonen innerhalb der Fehler⁴⁹ gleich ist. Die komplette Geometriebeschreibung und Simulation des ALEPH-Detektors mittels EGS4 liegt definitiv außerhalb der Möglichkeiten dieser Arbeit. Um trotzdem eine präzise SAMBA-Detektorbeschreibung zu garantieren, wurde zur Simulation der SAMBA-Detektoreffizienz folgendes Schema gewählt: Die Synchrotronspektren des PHOTON-

⁴⁹Der Photo-Wirkungsquerschnitt hat in diesem Energiebereich eine Unsicherheit von 30%.

GALEPH MC(100k), Positronen-Strahl, LEPI-Synchrotronspektrum

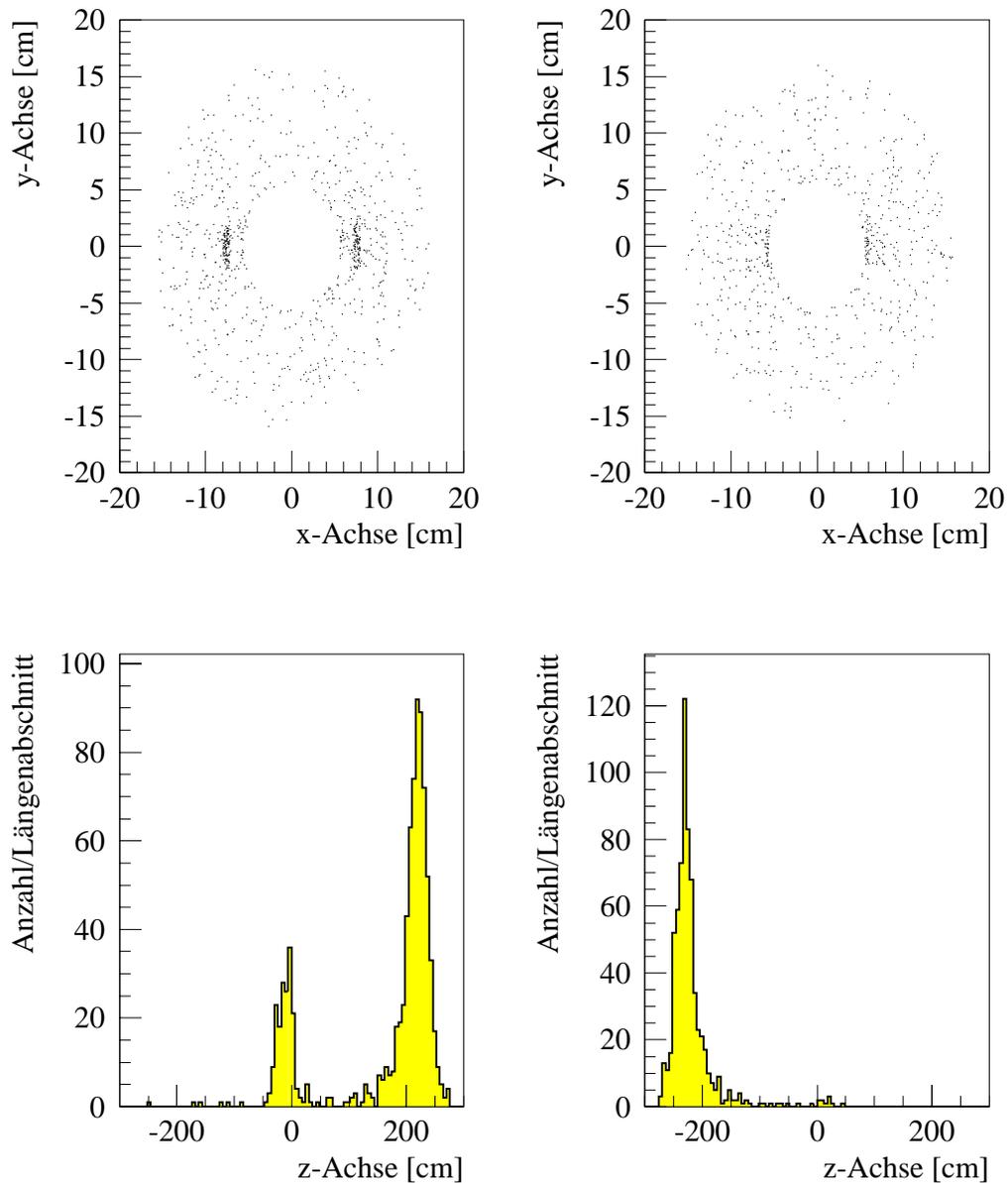


Abbildung 85: Simulation von Synchrotronphotonentreffern auf SAMBA und ihr Streuort im Strahlrohr. Die beiden SAMBA-Detektoren sind getrennt ausgeführt und nach ihrer Position zur Einlaufrichtung des Teilchenstrahls bezeichnet (Strahlabgewandt = in Strahlrichtung; dieser Detektorteil sieht den Strahl zeitlich nach dem strahlzugewandten SAMBA-Modul). Der Effekt des Berylliumstrahlrohrs macht sich bei der Verteilung der Trefferorte des strahlabgewandten Detektors durch eine Häufung auf einem Radius von $r = 7,5$ cm und Strahlrohrtreffer um $z = 0$ cm bemerkbar. Die Simulation wurden für einen Positronenstrahl ausgeführt, dessen Photonen mit der Energie $E_\gamma = 50$ keV unter einem Winkel von 10 mrad das Strahlrohr treffen.

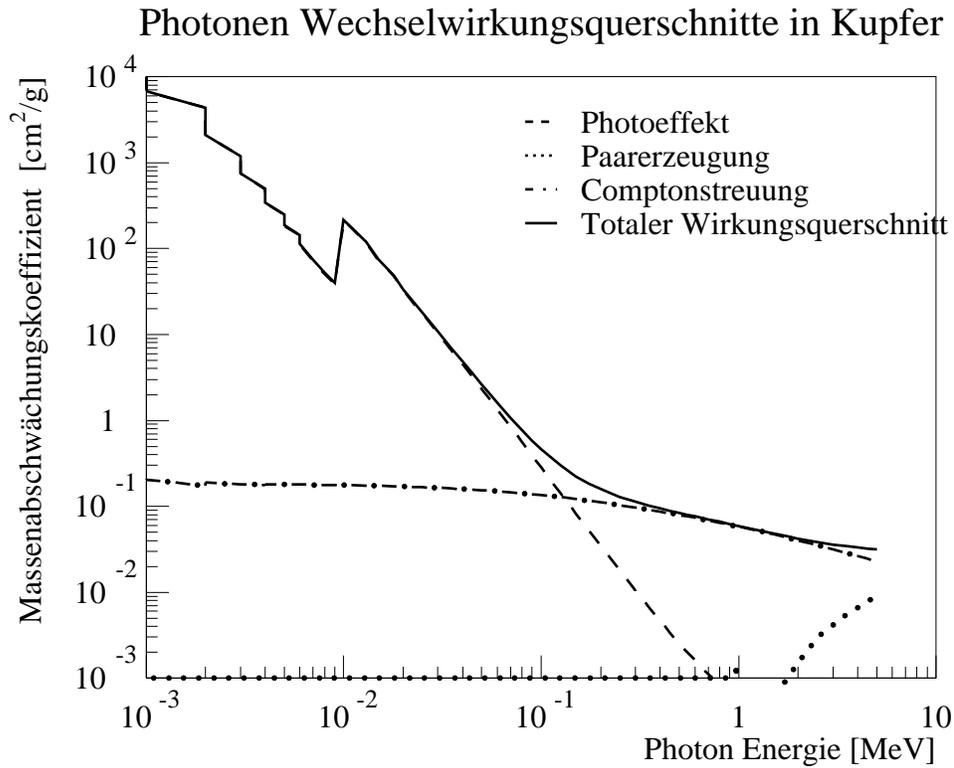


Abbildung 86: Massenabschwächungskoeffizient des EGS4-Monte-Carlo für Kupfer.

Monte-Carlos werden als Eingabe für das GALEPH-Monte-Carlo verwendet. Trifft ein Photon das SAMBA-Äußere, wird die Simulation unterbrochen, um die Orts- und Richtungsvektoren und die Energie des Teilchens herauszuschreiben. Diese Datei wird als Eingabe für das EGS4-Monte-Carlo verwendet. Wegen der geringen Anzahl der Photonen, die im Detektorgas konvertieren, wird die Simulation 100 mal wiederholt.

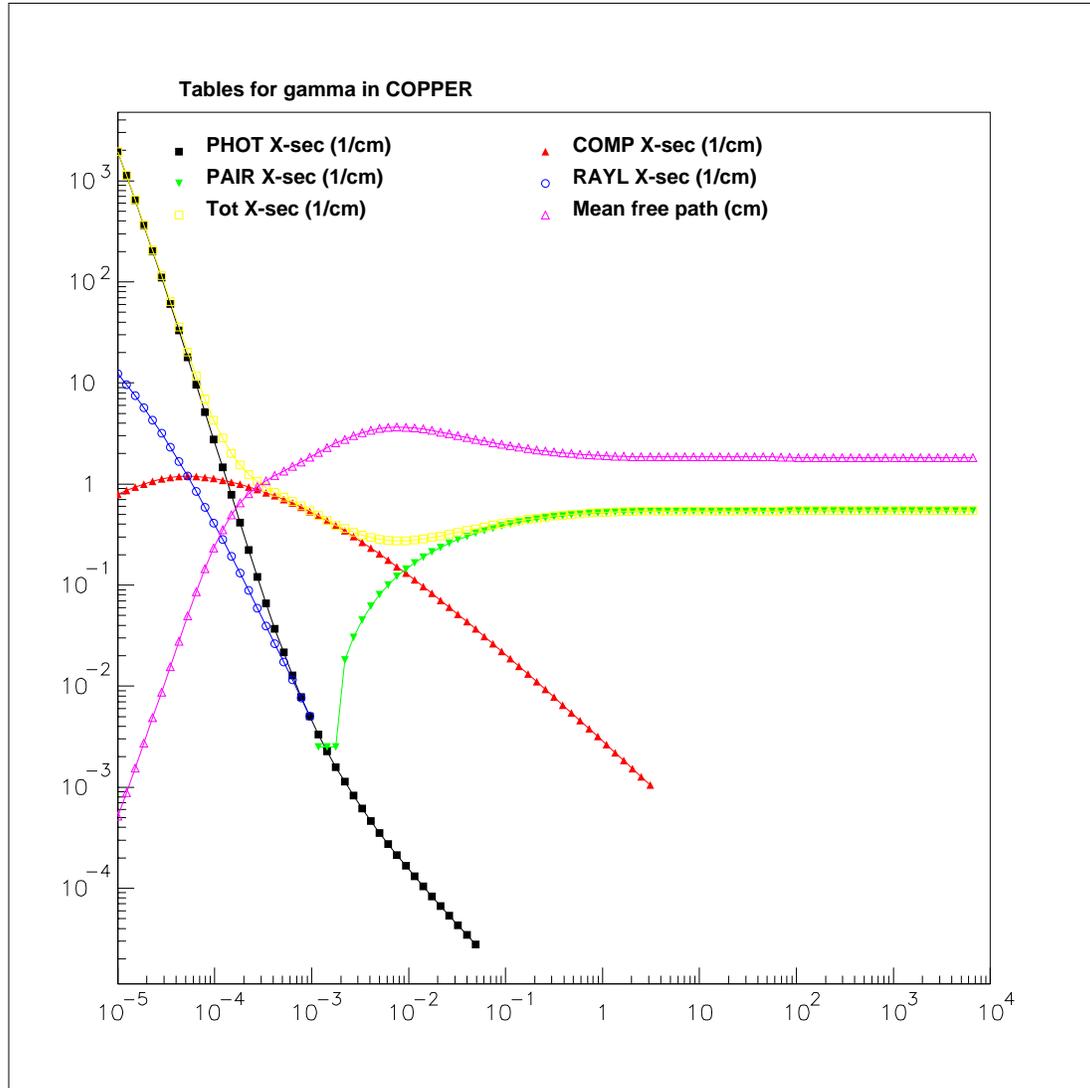


Abbildung 87: Photonen-Wirkungsquerschnitte des GEANT-Monte-Carlo (y-Achse bezeichnet $\sigma[1/cm]$; x-Achse bezeichnet die Photonenenergie E_x in $[GeV]$). Der Kanteneffekt der K-Schalen ($E = 8,9$ keV) des Kupfers (sichtbar im EGS4; Diagramm 86) fällt bei der Interpolation zwischen den Datenpunkten durch GEANT weg.

E GARFIELD-Monte-Carlo

Das Driftkammersimulationsprogramm GARFIELD berechnet Driftfeldlinien, auf denen sich Elektronen in einem vorgegebenen Detektorgas bewegen. Die Berechnung der Feldlinien geschieht unter der Annahme von kleinen Drahtdurchmessern. Dazu wird in einem ersten Schritt die auf dem Draht befindliche Ladung pro Längeneinheit errechnet. Dabei werden Randbedingungen wie geerdete Begrenzungsflächen mitberücksichtigt. Man spricht vom Lösen der Kapazitätsgleichung. In einem zweiten Schritt wird für jede Position im Driftraum der Beitrag aller Drähte und Potentiale zum Feld berücksichtigt. Uniforme homogene Magnetfelder können bei der Berechnung der Driftfeldlinien berücksichtigt werden.

In der Simulation ist die Driftzelle von SAMBA als ein rechteckiger $1 \cdot 1 \text{ cm}^2$ Raum unbegrenzter Länge angenommen worden. Oben und unten ist der Driftraum durch leitende Platten auf Erdpotential abgegrenzt. In der Mitte des Driftraums ist der Signaldraht mit einer Spannung von 1550 V plaziert. Seitlich ist die Kammer offen, aber das elektrische Feld durch Felddrähte auf Erdpotential abgegrenzt. Die Felddrähte haben einen Abstand von 5 mm sowohl von den Deckflächen als auch vom Signaldraht. Die Gaseigenschaften können vom Programm berechnet oder vom Nutzer vorgegeben werden. Für die Simulation der SAMBA-Driftzeiten wurde insbesondere die Größenverteilung für die Elektronenanhäufungen des kontinuierlichen Energieverlusts für Argon vorgegeben. Für die Photonensimulation wird eine einzelne Häufung mit der zur Energie der Röntgenfluoreszenzphotonen proportionalen Anzahl von freien Elektronen vorgegeben [97]. Dabei wurde angenommen, daß im Mittel 26,7 eV zur Erzeugung eines Elektron-Ionen-Paares aufgewendet werden müssen [102]. Auf eine Simulation der Reichweite von Photoelektronen im Detektorgas wird verzichtet, da die hier ausgeführte Analyse eine uniforme Verteilung der Elektronenanhäufungen nach Photoeffekten im Detektorgas annimmt.

Die Simulation einer Ankunftszeit startet mit der Erzeugung einer Teilchenspur und der Erzeugung von Elektronenanhäufung entsprechend den Gasparametern. Für eine Elektronenanhäufung an einer vorgegebenen Position in der Driftzelle wird dann die Driftfeldline und, falls sie auf einem Anodendraht endet, zusätzlich die Diffusion, die Lawinenbildung sowie die Elektronen- und Ionsignale berechnet. Für die Photonensimulation wird eine Elektronenanhäufung entsprechend der Photonenenergie, dividiert durch die mittlere Energie zur Erzeugung eines Elektron-Ion-Paares im Detektorgas, zufällig im Driftraum plaziert. Dabei wird angenommen, daß die Strecke, die ein knock-on-Elektron oder Augerelektron zurücklegt, klein ist. Im Hinblick auf die hier ausgeführte Simulation ist die Forderung der kleinen Reichweite der Photoeffektelektronen nicht nötig, solange angenommen werden kann, daß die Annahme einer homogenen Verteilung der Häufungen mit der Detektorwirklichkeit übereinstimmt.

Die Driftzeit ergibt sich aus der Driftgeschwindigkeit im Gas unter den vorgegebenen elektrischen und magnetischen Feldparametern und der zurückgelegten Weglänge.

F Physik von Speicherringen, eine Einführung ⁵⁰

F.1 Teilchenbewegung

Orbit

Die Bahn eines Teilchens wird mit dem Design eines Beschleunigers festgelegt. Der Begriff Orbit muß streng vom Begriff Teilchenbahn oder Teilchenorbit getrennt werden. Das Orbit beschreibt die Sollbahn eines Teilchens mit Sollenergie durch die Führungsmagnete. Die Teilchen in einem Speicherring beschreiben zumeist individuelle Bahnen, so daß mehr als das festgelegte Orbit die Abweichung vom Orbit von Interesse ist [145]. Einfacher als durch ein festes Koordinatensystem läßt sich die Bewegung individueller Teilchen durch ein auf dem Orbit mitgeführtes orthogonales rechtshändiges Koordinatensystem $K = \{x, z, s\}$ beschreiben, das die Abweichung zum Orbit angibt. Das durch das Orbit eines idealen Teilchens beschriebene, wie in Abbildung 88 skizziert, mitbewegte Referenzkoordinatensystem wird durch den Orbitvektor $\vec{S}(s)$ aufgerissen.

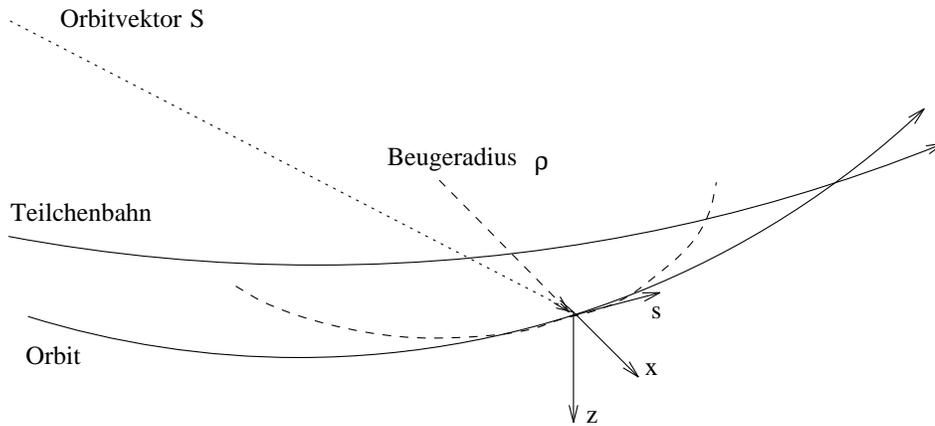


Abbildung 88: Orbit- und Teilchenbahn-Koordinatensystem [148].

Der zum Orbit tangentialen Koordinatenvektor \vec{s} zeigt in die Bewegungsrichtung, so daß der Speicherring-Orbit in der durch \vec{x}, \vec{s} aufgespannten horizontalen Ebene liegt. Die vertikale Komponente z zeigt bei gegen den Uhrzeigersinn umlaufenden Teilchen aus der Orbitenebene nach unten heraus. Die Koordinate σ beschreibt die Weglänge auf der Teilchenbahn von einem beliebigen einmal gewählten Punkt ausgehend. Die auf ein geladenes Teilchen wirkende Lorentzkraft des magnetischen Teilchenführungsfelds kompensiert die Zentrifugalkraft. Der Beugevektor $\vec{\kappa}$ eines sich auf einer individuellen Bahn befindenden Teilchens ist definiert durch:

$$\vec{\kappa} = -\frac{d^2\vec{S}(s)}{ds^2} = (-x'', z'') \quad (23)$$

Auf der Bahn dieses individuellen Teilchens ist die Teilchenzeit τ durch den mit der Geschwindigkeit v_σ auf dieser Bahn zurückgelegten Weg σ gegeben als $\tau = \sigma/v_\sigma$. Die Bewegungsgleichung leitet sich mit dem Teilchenimpuls \vec{p} aus dem Gleichgewicht der Zentrifugalkraft mit der Lorentzkraft ab.

$$m\gamma v^2 \cdot \vec{\kappa} = \vec{F} = \frac{d\vec{p}}{d\tau} = m\gamma \frac{d^2\vec{S}(s)}{d\tau^2} = m\gamma v_\sigma^2 \frac{d^2\vec{S}(s)}{d\sigma^2} = e [\vec{v} \times \vec{B}] \quad (24)$$

⁵⁰Der Gegenstand dieser Einführung sind isomagnetische Elektron-Positron-Speicherringe mit linearer stark fokussierender Optik und getrennten Beuge- und Fokussierungsmagneten. Zahlenbeispiele gelten für den LEP-Speicherring und das ALEPH-Experiment.

Die Beugung auf den Orbit findet in der horizontalen Ebene statt. Das Feld der Beugemagnete $\vec{B} = (0, B_z, 0)$ verursacht eine Impulsänderung von

$$\frac{dp_x}{d\tau} = ev_\sigma B_z \approx p \frac{dx'}{d\tau} = p \frac{d^2x}{ds d\tau} \approx \beta c p x'' \quad . \quad (25)$$

Hier wurde angenommen, daß die Impuls- und Bahnwinkel-Differenzen eines individuellen Teilchens klein gegenüber dem Impuls und Bahnwinkel auf dem Orbit sind, so daß die Näherungen $p_x \sim px'$ und $ds \approx d\sigma = c\beta d\tau$ verwendet werden dürfen. Die Konstante c steht für die Lichtgeschwindigkeit und β, γ ist die Lorentzgeschwindigkeit und der Lorentzfaktor. In realen Beschleunigern ist der Bahnwinkel auf dem Orbit wiederum klein gegenüber eins, so daß im Schema der linearen Optik (linear particle dynamics) der Impuls mit $p_s = p \cdot (1 - x'^2 - z'^2) \approx p$ genähert wird. Unter Verwendung von $v_\sigma = \beta c$ ergibt sich dann der Beugeradius ρ_x im Magneten in der horizontalen Ebene zu:

$$\kappa_x = -x'' = \frac{e}{p} B_z = \frac{1}{\rho_x} \quad (26)$$

Die Bewegungsgleichung, wie der lokale Beugeradius ρ_z , können entsprechend für die vertikale Ebene abgeleitet werden.

Strahlführungsmagnete

Obwohl es technisch möglich ist, Beugemagnete mit Feldgradienten zu bauen, ist man dazu übergegangen, Speicherringe aus separaten Beuge- und Fokussierungsmagneten herzustellen (separat function machine). Ein Führungsfeld aus Dipolen mit gleichem Beugeradius in den Beugestrecken und ohne Dipole in den geraden Experimentzonen wird isomagnetisch genannt (isomagnetic machine).

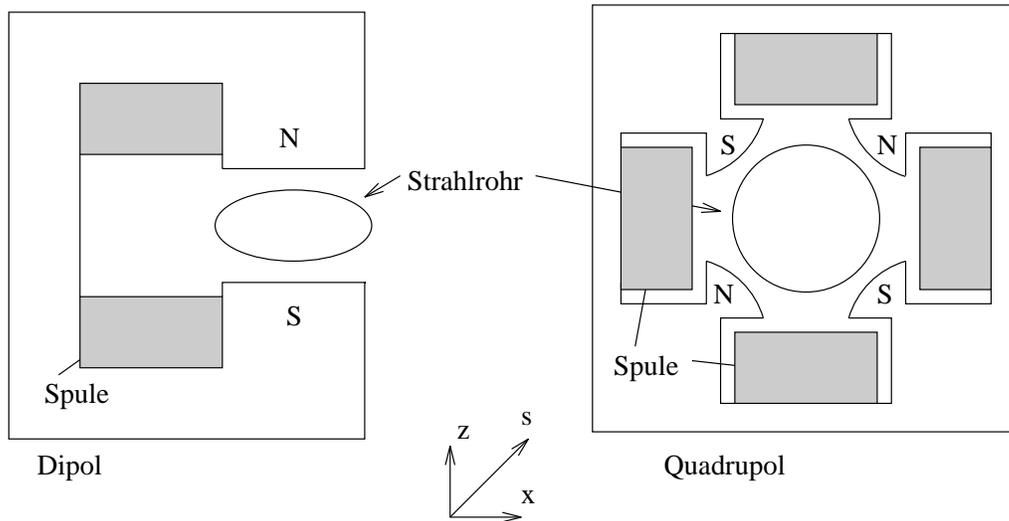


Abbildung 89: Schematische Darstellung eines Dipols und eines Quadrupols.

Da die Teilchenbeugung in einer Ebene stattfinden soll, wird für das Magnetfeld der Beugemagnete angenommen, daß es senkrecht zur Teilchenrichtung steht und keine dazu vertikale Komponente besitzt. Der Beugeradius ρ_d für in Abbildung 89 skizzierte Dipolmagnete mit flachen Polschuhen und homogenem Feld B_0 beträgt für ein Elektron mit Energie $E_0 \approx cp$

$$\frac{1}{\rho_d} [m^{-1}] \approx 0,2998 \frac{B_0 [T]}{E_0 [GeV]} \quad . \quad (27)$$

Ähnlich einem Lichtstrahl hat ein Teilchenstrahl aufgrund einer natürlichen Strahldivergenz der Ladungsabstoßung die Tendenz auseinander zu laufen. Dieser Tendenz wirken Fokussierungsmagnete entgegen, deren Felder linear mit dem Abstand zur Strahlachse ansteigen. Für die in Abbildung 89 skizzierten Quadrupole mit hyperbolischen Polschuhen ($xz = \text{Konstante}$) läßt sich analog zu Dipolen abhängig vom Feldgradienten $g = \partial B/\partial x$ die Fokussierstärke k und der Beugeradius ρ_q definieren:

$$k[m^{-2}] \approx 0,2998 \cdot \frac{g [T/m]}{E_0 [GeV]} \Rightarrow \frac{1}{\rho_q} = k \cdot x \quad (28)$$

Der Fokusabstand f eines Quadrupols ist folglich mit seiner magnetischen Länge l durch $1/f = k \cdot l$ definiert. Ein Quadrupol fokussiert nur in einer Ebene, während er in der Ebene senkrecht dazu defokussierend wirkt. Die Kombination zweier Quadrupole, einer in der betrachteten Ebene fokussierenden (Fokusabstand f_1) und der andere defokussierenden (Fokusabstand f_2), fokussiert jedoch, wie aus der Lichtoptik bekannt, beide Ebenen mit dem totalen Fokusabstand f :

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} - \frac{1}{f_1 \cdot f_2} \quad (29)$$

Die Anordnung der für den Teilchentransport auf dem Orbit notwendigen Magnete wird Magnetgitter (magnet lattice) genannt während man unter dem Strahltransportsystem alle strahloptischen Eigenschaften eines Speicherringes versteht.

Allgemeine Bewegungsgleichung

Im mitgeführten Koordinatensystem wird der Beugewinkel auf dem Orbit durch

$$d\varphi_0 = \kappa_0 ds \quad , \quad (30)$$

beschrieben, während er für eine beliebige Bahn

$$d\varphi = \kappa ds \quad (31)$$

lautet. Das Weglängenelement eines Teilchens auf einer beliebigen horizontalen Bahn mit Abstand x zum Orbit beträgt in der linearen Approximation

$$d\sigma = (1 + \kappa_0 x) ds \quad . \quad (32)$$

Der Index 0 bezeichnet hier generell die jeweiligen Größen auf dem Orbit. Das Orbitführungsfeld sei aus einer Serie von Beugemagneten zusammengesetzt. Für die einzelnen Magnetfelder wird mit dem Modell der harten Kanten angenommen, daß das Feld innerhalb des Magneten konstant und sonst überall null ist. Damit ist der Beugeradius nur innerhalb von Dipolen ungleich von Null, da das Orbit in anderen Magnettypen nicht beeinflußt wird. Magnete mit Feldern höherer Ordnung als Dipolfelder fokussieren Teilchen von individuellen Bahnen auf das Orbit. Die Bewegungsgleichung in $x'' = d^2 x/ds^2$ ergibt sich dann aus der Beugedifferenz des Orbits zur individuellen Teilchenbahn.

$$x'' = - \left(\frac{d\varphi}{ds} - \frac{d\varphi_0}{ds} \right) \approx -(1 + \kappa_0 x) \kappa + \kappa_0 \quad \text{für kleine Divergenz} \quad x' \ll 1 \quad (33)$$

Die Divergenz in Teilchenstrahlen ist in der Regel so klein (paraxial beam), daß Terme mit x'^2 Komponenten vernachlässigt werden können. Mit der Entwicklung eines Magnetfeldes (normal upright magnet) in der horizontalen Ebene bis zu linearen Termen in x (lineare Optik) folgt

$$\kappa_x = \frac{e}{p} \cdot B_z(x) \approx \frac{e}{cp} \cdot \left[B_{z0}(x) + \frac{\partial B_z}{\partial x} x \right] = \frac{1}{\rho} + kx \quad (34)$$

Ein realer Teilchenstrahl ist nicht monoenergetisch. Mit der linearen Entwicklung des Impulses eines Teilchens mit Impulsabweichung Δp zum Sollimpuls $p_0 = p + \Delta p$ auf dem Orbit

$$\frac{1}{p} = \frac{1}{p_0 + \Delta p} \approx \frac{1}{p_0} \cdot \left(1 - \frac{\Delta p}{p_0} \right) \quad (35)$$

folgt für die Bewegungsgleichung (33) unter Beachtung von Beziehung (34) in der horizontalen Ebene:

$$x'' - \frac{1}{\rho} = -\left(1 + \frac{x}{\rho}\right) \cdot \left(\frac{1}{\rho} + kx\right) \cdot \left(1 - \frac{\Delta p}{p}\right) \quad (36)$$

Unter der Annahme, daß die Beugung nur in der horizontalen Ebene stattfindet, lautet die Bewegungsgleichung in der vertikalen Ebene:

$$z'' = -\left(1 + \frac{x}{\rho}\right)^2 \cdot kz \cdot \left(1 - \frac{\Delta p}{p}\right) \quad (37)$$

Für die folgenden einführenden Betrachtungen können alle Terme mit Produkten von x , z und $\frac{\Delta p}{p}$ vernachlässigt werden, da $x \ll \rho$, $z \ll \rho$ und $\frac{\Delta p}{p} \ll 1$ gilt. Als Bewegungsgleichung ergibt sich dann in der horizontalen bzw. vertikalen Ebene:

$$x''(s) + \left(\frac{1}{\rho^2(s)} - k(s)\right) \cdot x(s) = \frac{1}{\rho(s)} \cdot \frac{\Delta p}{p} \quad (38)$$

$$z'' + k(s) \cdot z(s) = 0 \quad (39)$$

Die Bewegungsgleichung 38 beschreibt einen harmonischen Oszillator mit einer zeitabhängigen Oszillationsfrequenz. In einer Störungsrechnung läßt sie sich beschreiben als ein harmonischer Oszillator mit schwachen Störungen.

Bewegungsgleichung im Speicherring aus Standardzellen

Die Grundfunktionen des Führungsfeldes, Beugung und Fokussierung, werden durch Dipol und Quadrupolfelder charakterisiert. Nähert man die Energie der hoch relativistischen Elektronen mit $E_0 = cp$, so lassen sich die magnetischen Feldeigenschaften des Ringes abhängig von der Weglängen-Koordinate s in einer energieunabhängigen Form darstellen (E_0 nominale Energie, c Lichtgeschwindigkeit, e Elementarladung):

$$G(s) = \frac{ec}{E_0} \cdot B_0(s) \quad \text{und} \quad K(s) = \frac{ec}{E_0} \left(\frac{\partial B}{\partial x}\right)_{0s} \quad (40)$$

Die Radialfunktion $G(s)$ (curvature function) ist damit gerade der Kehrwert des Beugeradius ρ am Ort $x = 0$ und $z = 0$.

$$G(s) = \frac{1}{\rho(s)} \quad \text{für} \quad x = 0, z = 0 \quad (41)$$

Die Radialfunktion $G(s)$ beschreibt das Orbit, während die Funktion $K(s)$ die Änderung des inversen Radius bei einer Radienabweichung beschreibt. Die Weglängenkoordinate s bezeichnet die Distanz zu einem willkürlichen Ursprung und ist in einem Ring periodisch. Die Funktionen $G(s)$ und $K(s)$ können beliebig sein, müssen aber ein geschlossenes Orbit beschreiben (closed orbit), also periodisch in s sein. Eine Periodizität des Rings erhält man durch die Verwendung von Standardzellen. Eine in Abbildung 90 skizzierte mögliche Standardzelle eines Speicherringes besteht aus einer Kombination von Beuge- und Fokussierungsmagneten für die horizontale und die vertikale Ebene.

Die Bewegungsgleichung in der horizontalen Ebene lautet:

$$\boxed{x'' = K_x(s)x + G(s) \frac{\Delta E}{E_0}} \quad (42)$$

In der vertikalen Ebene ergibt sich:

$$\boxed{z'' = K_z(s)z} \quad (43)$$

Dabei wurde K_x definiert als:

$$K_x(s) = -G^2(s) - K_z(s) \quad (44)$$

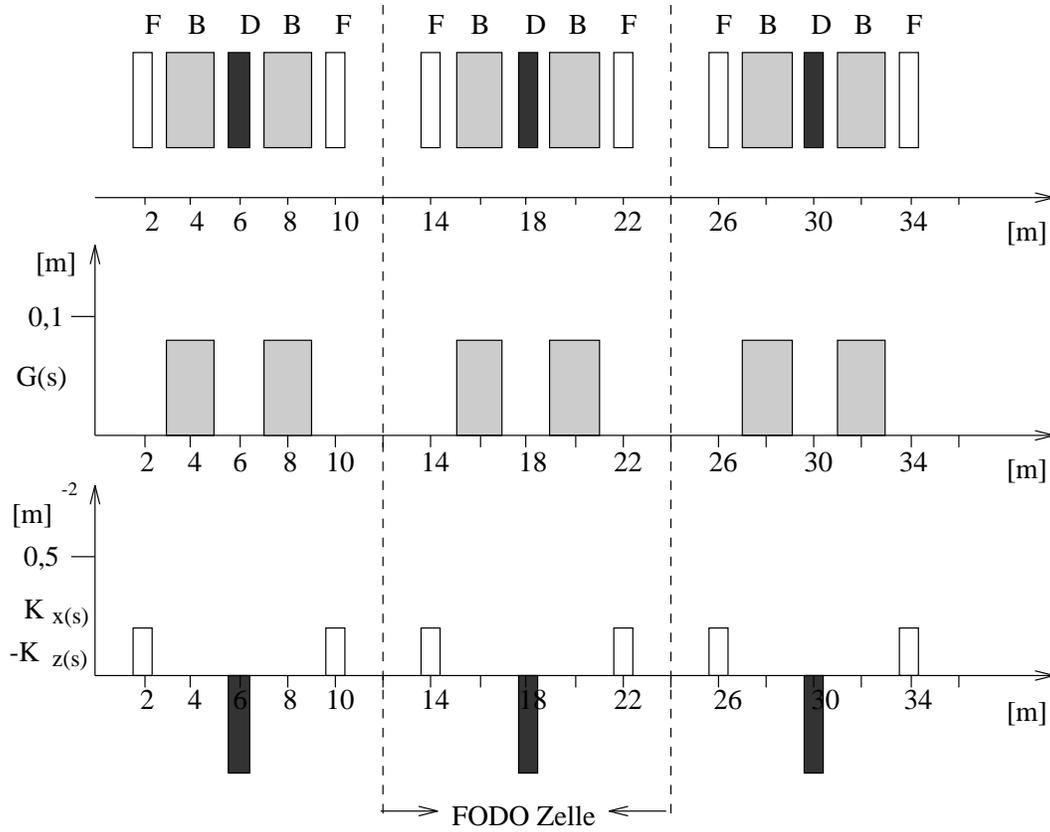


Abbildung 90: Die Abbildung zeigt zwei Standardzellen eines e^-e^+ -Rings [124]. Teil 1 gibt die geometrischen Maße für die Dipole und Quadrupole wieder, während die folgenden zwei Abbildungen deren Magnetfeldparameter beschreiben. Dipole (B) haben ein homogenes Feld $dB/dx = 0$, während Quadrupole die radiale Bewegung des Teilchens fokussieren (F) oder defokussieren (D), je nach dem Vorzeichen des Gradienten.

Die Teilchenbewegungen in x und z sind voneinander unabhängig. Die Bewegung in der vertikalen Ebene beinhaltet keinen zu G^2 proportionalen Term, da hier von der Annahme ausgegangen wird, daß das Orbit in einer Ebene liegt. Speicherringe verwenden häufig eine stark fokussierende Optik, bei der G^2 sehr viel kleiner als K_z ist, so daß K_x und K_z bei invertiertem Vorzeichen annähernd gleich sind. Die Bewegungsgleichung in z hat das Aussehen einer klassischen Oszillation mit der Rückführungskraft $K_z(s)$. Die Bewegungsgleichung in x hat einen zusätzlichen antreibenden Term, der von der Energieabweichung ΔE des Teilchens von der Sollenergie abhängig ist. Die Oszillation ist eine Eigenschaft des Führungsfelds und wird vollständig durch die Fokussierungsfunktionen K_x und K_z bestimmt.

Lösungsansatz für die Bewegungsgleichung

Die Teilchenbewegung in der horizontalen Ebene kann in eine Beziehung getrennt werden, die das Orbit eines Teilchens mit einer Energiedifferenz zur Sollenergie ($x_{\Delta E}$) angibt, und eine Beziehung, die die freie transversale Oszillation (x_β) beschreibt:

$$x = x_{\Delta E} + x_\beta. \tag{45}$$

Teilchenbahnen

Die Bewegungsgleichung reduziert sich auf eine homogene Differentialgleichung, wenn keine Beugestrecken, sondern nur Quadrupole betrachtet werden. Dies entspricht einer linearen ungestörten Bewegung. Im Quadrupol kann, wegen der Magnetfeldsymmetrie, die Teilchenbewegung in eine vertikale und radiale Bewegung getrennt werden. Aus Gleichung 42 erhält man am Ort s auf der Teilchenbahn in der horizontalen Ebene (oder ähnlich in der vertikalen Ebene) die energieunabhängige Bewegungsgleichung:

$$x'' - K \cdot x = 0 \quad \text{mit} \quad K = \text{const} \quad (46)$$

Es muß vorausgesetzt werden, daß sich die Fokussierungsstärke K auf der Teilchenbahn innerhalb des Quadrupols nicht ändert, da sonst die Integration der Bahngleichung nicht analytisch gelöst werden kann. Die allgemeine Lösung dieser linearen und homogenen Differentialgleichung lautet je nach dem Vorzeichen von K

$$\text{Für } K > 0: \quad \text{gilt } x = a \cos(\sqrt{K}s + b) \quad (47)$$

$$\text{Für } K = 0: \quad \text{gilt } x = as + b \quad (48)$$

$$\text{Für } K < 0: \quad \text{gilt } x = a \cosh(\sqrt{-K}s + b) \quad (49)$$

Die Konstanten a und b gelten für das jeweilige Magnelement und sind durch den Ort und den Bahnwinkel beim Eintritt des Teilchens in das Element festgelegt. Sind die Anfangsbedingungen festgelegt, ist damit die Teilchenbewegung, die Betatronschiwingung, vollständig beschrieben. Abbildung 91 zeigt mögliche sinus- bzw. cosinusförmige Teilchenbahnen sowie den Ausschnitt mehrerer Umläufe eines Teilchens über einige Standardzellen hinweg.

Wenn der Beugeradius konstant ist und kein Feldgradient vorhanden ist ($k = 0$), ähnelt die horizontale Bewegungsgleichung in einem Beugedipol für Teilchen mit Sollenenergie der für Quadrupole. Dies zeigt, daß auch Dipole Teilchen fokussieren. Diese schwache Fokussierung ist das Resultat der unterschiedlichen Eintrittsorte in den Dipol bei konstantem Beugeradius.

Dispersionsfunktion

Auf dem Orbit werden Teilchen mit Impulsabweichung nicht durch Magnetfelder höherer Ordnung als Dipolfelder beeinflusst, so daß lediglich Dipole betrachtet werden müssen. Die Bewegungsgleichung in der horizontalen Ebene reduziert sich damit auf

$$x'' + G^2(s)x = G(s) \frac{\Delta E}{E} \quad (50)$$

Nimmt man an, daß sich die Teilchenenergie während eines Umlaufs nicht ändert, ist bei konstantem Beugemagnetfeld (isomagnetic machine) jede Energieänderung gleichbedeutend zu einer Orbitänderung $x_{\Delta E}$

$$x_{\Delta E}(s) = \eta(s) \frac{\Delta E}{E_0} \quad . \quad (51)$$

Die für eine Optikzelle in Abbildung 92 aufgetragene Funktion $\eta(s)$ wird Dispersionsfunktion (off-energy-function) genannt. Sie beschreibt eine Teilchenbahn mit $\frac{\Delta E}{E} > 0$. Die Abbildung 109 zeigt die Dispersionsfunktion in der Experimentzone des LEP-Speicherrings. Auf der Dispersionsbahn erhält die Bewegungsgleichung die Form

$$\eta'' + G^2(s)\eta = G(s) \quad , \quad (52)$$

deren homogene Lösung bei der Bewegung in Dipolen bereits angegeben wurde. Eine partikuläre Lösung der inhomogenen Differentialgleichung ist der Beugeradius ρ . Die Dispersionsfunktion⁵¹ charakterisiert wegen der Periodizität des Rings das ganze Führungsfeld. Da reale Strahlen nie monochromatisch sind, beschreiben Teilchen somit keine Schwingungen um den Sollorbit, sondern um ihren eigenen Orbit.

⁵¹Die Größenordnung der Dispersionsfunktion in den Beugestrecken des LEP-Speicherrings beträgt 1,5 m.

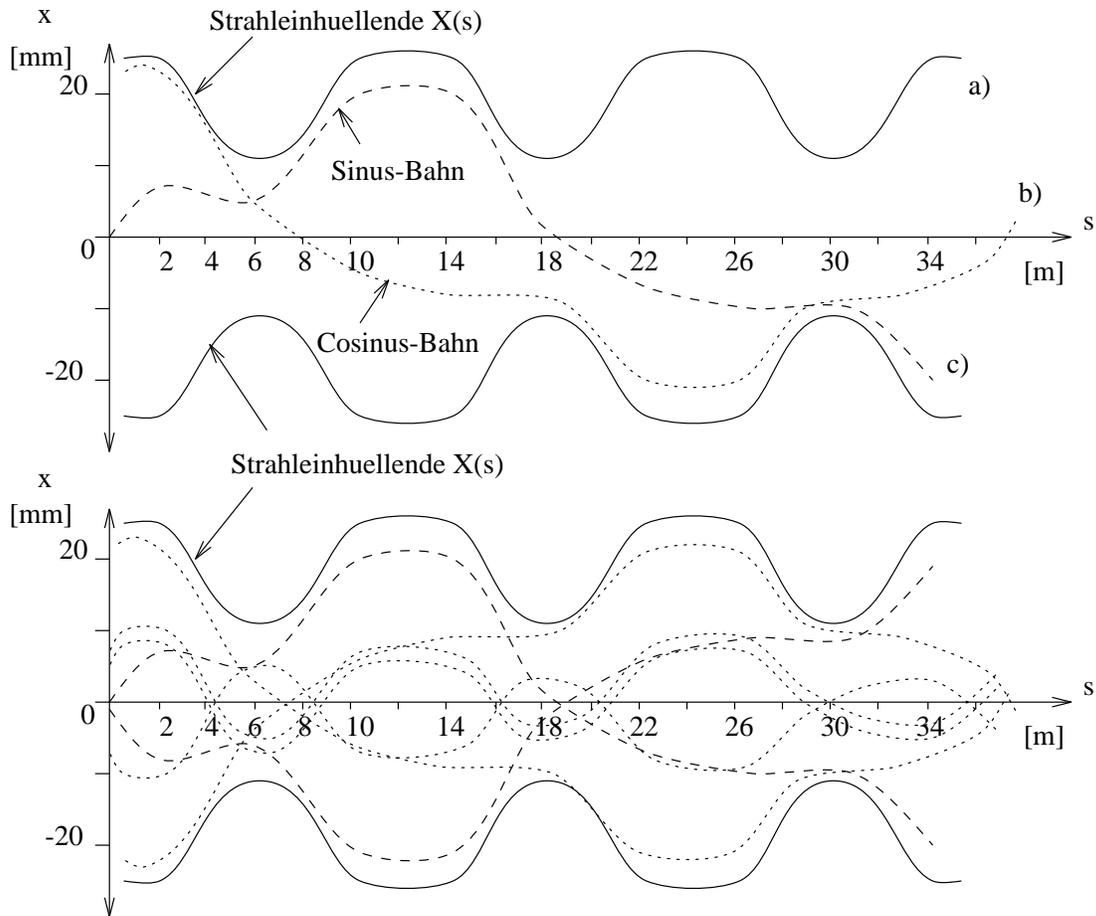


Abbildung 91: Individuelle Teilchenbahnen und Strahleinhüllende über mehrere Standardzellen hinweg [124] (vergl. Abb. 90). Die obere Abbildung deutet die Strahleinhüllende $X(s)$ sowie gepunktet individuelle Bahnen eines Teilchens an (Bahnen für $s=0$). Die untere Abbildung zeigt die Bahnen fünf aufeinanderfolgender Umläufe eines Teilchens.

Betatronfunktion

Die homogene Bewegungsgleichung wurde bereits für einzelne Teilchen ausgewertet, wobei die Quadrupolstärke innerhalb des Magneten konstant angenommen wurde. Für die Betrachtung eines Beschleunigers müssen alle Teilchen im Strahl und die sich mit der Bahnkoordinate ändernde Quadrupolstärke berücksichtigt werden. In Beschleunigerzonen ohne Dispersion $\Delta E/E = 0$ und mit vernachlässigbarem Beugeradius $1/\rho$ erhält man aus Gleichung 42 eine homogene Differentialgleichung für die Strahlbewegung im ganzen Speicherring.

$$x'' - K_x(s) \cdot x = 0 \tag{53}$$

Die allgemeine Lösung dieser Bewegungsgleichung mit einem Amplitudenfaktor a und der Phasenkonstanten θ lautet:

$$x_\beta(s) = a \sqrt{\beta(s)} \cos(\phi(s) - \theta) \quad \text{mit} \quad \phi(s) = \int_0^s \frac{ds'}{\beta(s')} \tag{54}$$

Die in Abbildung 92 für eine Optikzelle exemplarisch dargestellte Betatronfunktion⁵² $\beta(s)$ ist damit durch die Differentialgleichung

$$\sqrt{\beta}'' + K(s)\sqrt{\beta} - \frac{1}{(\sqrt{\beta})^3} = 0 \tag{55}$$

definiert und durch die Gesamtkonfiguration des Speicherrings vorgegeben. Die Abbildung 109

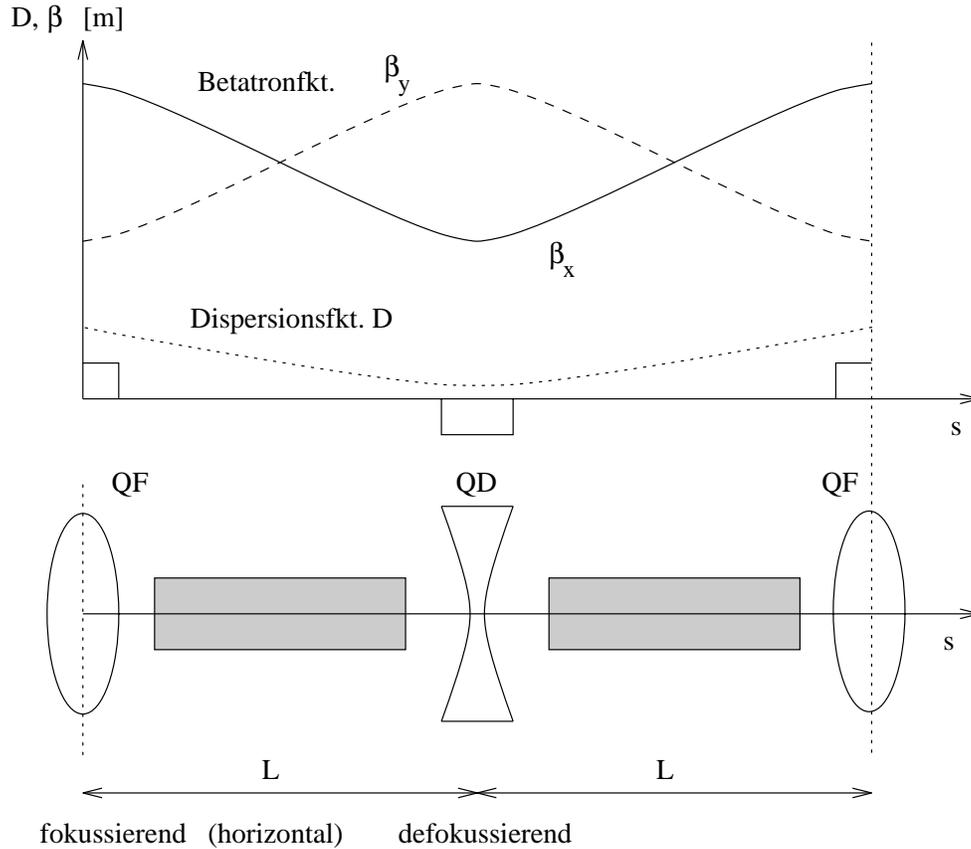


Abbildung 92: Schematische Darstellung einer Strahlführungszelle (FODO-Anordnung) und der resultierenden Betatron- und Dispersionfunktion. Die FODO-Zelle ist durch die Optikelemente (de-)fokussierende Quadrupole und Dipole schematisch dargestellt.

zeigt die Betatronfunktion in der Experimentzone des LEP-Speicherrings. Ein Elektron, das durch das Führungsfeld propagiert wird, führt somit eine laterale Oszillation aus, die nicht periodisch ist. Die Bewegung gleicht eher einer gestörten Sinuswelle mit der variierenden Amplitude $a\sqrt{\beta}$ und der mit s proportional zu $1/\beta$ fortschreitenden Phase ($\phi - \theta$). Die nichtlineare Differentialgleichung hat keine analytische Lösung.

Betatron-Phasenvorlauf

Ein Teilchen erfährt nach jedem kompletten Umlauf eine Phasenverschiebung seiner Betatronfunktion. Die Anzahl der Betatronschwingungen pro Umlauf (Q-Wert bzw. tune) bezeichnet man als

⁵²Die Größenordnung der mittleren Betatronamplitude in den Standardzellen des LEP-Speicherrings beträgt 80 m.

Arbeitspunkt des Beschleunigers.

$$Q_x = \frac{1}{2\pi} \int_0^L \frac{ds'}{\beta_x(s')} \quad (56)$$

Aus dem hier in der horizontalen Ebene angegebenen Q-Wert berechnet sich die Betatronfrequenz in der horizontalen Ebene f_β mit der Umlaufzeit T_0 zu $f_\beta = T_0/Q_x$. Wird der Q-Wert ganz- bzw. halbzahlrig, so kommt es zu Resonanzerscheinungen des schwingfähigen Systems durch Dipol- bzw. Quadrupolfelder. Dies gilt für radiale und vertikale Betatronschwingungen mit den Q-Werten Q_x und Q_z . Resonanzen treten auch auf, falls die Bedingung

$$mQ_x + nQ_z = r \quad (57)$$

erfüllt ist (m, n, r sind Ganzzahlen, Q rational), d.h. die Bewegungen der einzelnen Ebenen gekoppelt sind.

Die Verschiebungen des Arbeitspunkts ΔQ (tune shift) haben ihren Ursprung in den Ungenauigkeiten der magnetischen Felder oder der Magnetpositionen. Zusätzlich ruft Dispersion, also die Energieunschärfe der Teilchen im Strahl, einen solchen Effekt hervor. Man erhält einen effektiven Quadrupolfehler. Die Änderung des Q-Wertes mit der Energieabweichung des Teilchens wird Chromatizität genannt. Die Chromatizität kann durch ein energieabhängiges Quadrupolfeld, wie es von Sextupolen erzeugt wird, kompensiert werden. Meist finden zwei Sextupole Verwendung, um die horizontale und vertikale Dispersion zu unterdrücken.

Einhüllenden-Funktion

Betrachtet man nicht nur ein einzelnes Teilchen, sondern die Gesamtheit aller Teilchenbahnen, so liegt die maximale Betatronfunktionsamplitude unterhalb des Funktionswerts $|X(s)|$ definiert durch

$$\boxed{X(s) = a\sqrt{\beta(s)}} \quad (58)$$

der damit wie in Abbildung 91 dargestellt eine Einhüllende für alle Teilchenbahnen beschreibt. Die totale Strahlbreite ist damit gerade $2|X(s)|$. Aus der Lösung der allgemeinen Bewegungsgleichung 54 sowie ihrer Ableitung nach s erhält man für den Amplitudenfaktor

$$a^2 = \beta x_\beta'^2 + 2\alpha x_\beta x_\beta' + \gamma x_\beta^2 \quad \text{mit} \quad \alpha = -\frac{1}{2}\beta', \quad \gamma = \frac{1 + \alpha^2}{\beta} \quad (59)$$

Die Gleichung beschreibt die Amplitude des Teilchens, abhängig von der Bahnabweichung x_β und dem Bahnwinkel x_β' , als eine Ellipse im Phasenraum (x, x') . Die von der Phasenellipse eingenommene Fläche $F = \pi \cdot \epsilon$ definiert die Einteilchen-Emittanz ϵ .

Strahlemittanz

Die Teilchen in einem Strahl beschreiben nicht notwendigerweise alle dieselbe Phasenellipse mit derselben Fläche. Ausgehend von einer gaußförmig angenommenen Verteilung der transversalen Ladungsdichte im Strahlpaket kann eine den übliche Definitionen entsprechende Standardabweichung σ für die Verteilung angegeben werden. Damit kann, wie in Abbildung 93 graphisch dargestellt, für Teilchen, die in der horizontalen Ebene eine Standardabweichung von der Strahlachse entfernt sind, eine horizontale Standardemittanz ϵ_x definiert werden:

$$\boxed{\sigma_x^2(s) = \beta_x(s) \cdot \epsilon_x} \quad (60)$$

Diese Standardemittanz wird meist Strahlemittanz genannt.

In der oben abgeleiteten Form gelten die Beziehungen nur für Zonen ohne Dispersion. Allgemein gilt:

$$\sigma_x^2(s) = \epsilon_x \cdot \beta_x(s) + (\eta_x(s) \cdot \Delta E/E_0)^2 \quad (61)$$

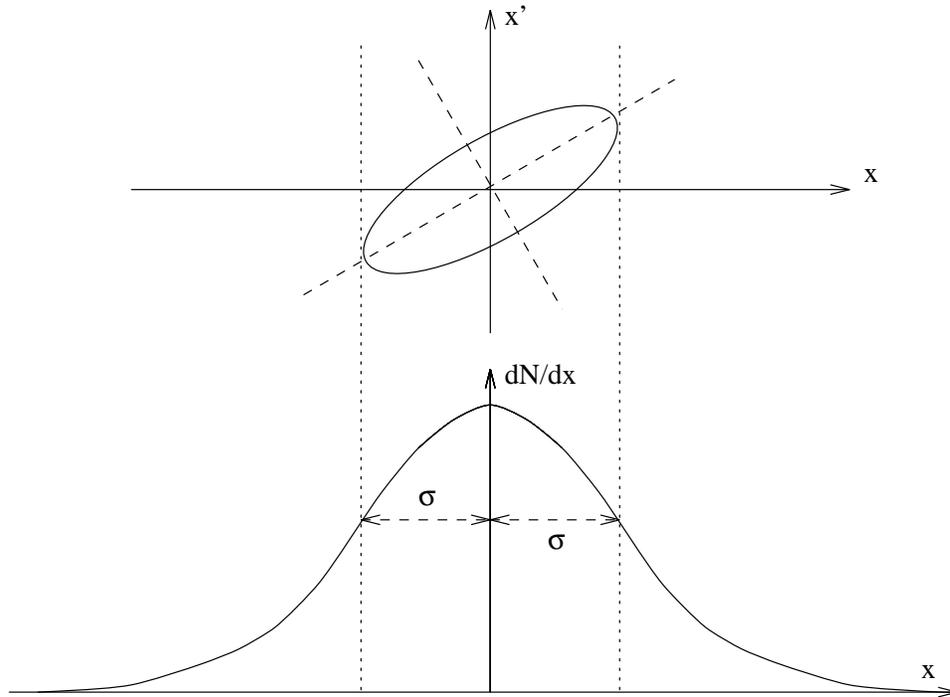


Abbildung 93: Verknüpfung der Phasenellipse (Teilchenort, Bahnwinkel) mit den geometrischen Strahldimensionen und der Standardabweichung der Strahlausdehnung (Einteilchenemittanz).

Akzeptanz

Die transversale Akzeptanz A eines Beschleunigers berechnet sich aus der Phasenellipse und der zur Verfügung stehenden physikalischen Apertur d , dem Platz innerhalb der Vakuumkammer, den ein Teilchen an der optisch engsten Stelle einnehmen kann.

$$A = \left(\frac{d^2}{\beta} \right)_{min} \quad (62)$$

Eine Besonderheit von Elektron-Beschleunigern besteht darin, daß Elektronen durch Synchrotronabstrahlung Energie verlieren und große Betatronamplituden erhalten. In Folge dieses stochastischen Prozesses trifft demnach jedes Elektron irgendwann die Aperturbegrenzung.

F.2 Synchrotronstrahlung und Strahlausdehnung

Abgestrahlte Leistung

Elektrisch geladene Strahlteilchen emittieren, wie in Abbildung 94 graphisch dargestellt, während der Beschleunigung Energie in Form von Synchrotronstrahlung⁵³. Aus der Theorie der elektromagnetischen Strahlung erhält man für die momentane Verlustleistung P_γ eines relativistischen Elektrons der Energie E_0 in einem zur Bewegungsrichtung senkrechten magnetischen Ablenkkfeld mit Beugeradius ρ (Die Einheiten in der genäherten Formel geben die Dimension der einzusetzenden Größe an):

$$P_\gamma = \frac{c}{2\pi} \cdot C_\gamma \cdot \frac{E_0^4}{\rho^2} \Rightarrow P_\gamma [\text{GeV/s}] \approx 4,22 \cdot 10^3 \cdot \frac{E_0^4 [\text{GeV}]}{\rho^2 [\text{m}]} \quad (63)$$

⁵³Zum Verständnis der Theorie der Synchrotronstrahlung können die Originalarbeiten von Schwinger [129] und Sokolov [130] empfohlen werden. Die Ausführungen hier folgen den Referenzen [42] und [124].

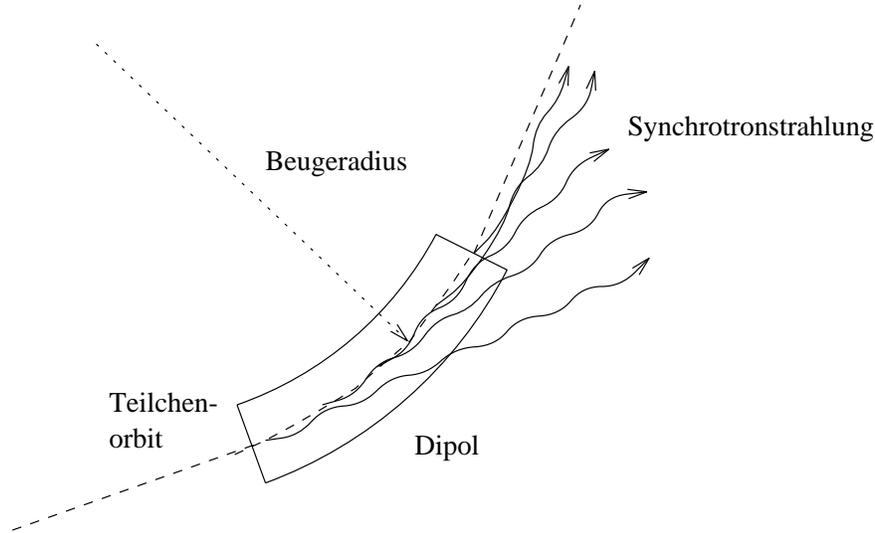


Abbildung 94: Dipol-Synchrotronstrahlung. Die idealisierte Teilchenbahn ist als gestrichelte Linie, die abgestrahlten Photonen als Wellenlinien gezeichnet.

Hierbei bezeichnet r_e den klassischen Atomradius und m_e die Elektronenmasse. Die Konstante C_γ bezeichnet

$$C_\gamma = \frac{4\pi}{3} \frac{r_e}{(m_e c^2)^3} \quad (64)$$

Der Energieverlust U_0 pro Umlauf ergibt sich aus der Integration des momentanen Verlusts über den gesamten isomagnetischen Ring zu:

$$U_0 = \int_0^L P_\gamma ds = C_\gamma \frac{E_0^4}{\rho} \Rightarrow U_0 [\text{GeV}] \approx 8,846 \cdot 10^{-5} \cdot \frac{E_0^4 [\text{GeV}]}{\rho [\text{m}]} \quad (65)$$

Die mittlere Verlustleistung für einen Strahl mit N_e Elektronen und einer Umlaufzeit T_0 berechnet sich damit zu:

$$\langle P_\gamma \rangle = \frac{U_0}{T_0} \cdot N_e \Rightarrow \langle P_\gamma [\text{kW}] \rangle \approx 8,846 \cdot 10^{-2} \cdot \frac{E_0^4 [\text{GeV}] \cdot I [\text{mA}]}{\rho [\text{m}]} \quad (66)$$

Leistungsspektrum

Ein Beobachter sieht die von einem relativistischen Elektron emittierte elektromagnetische Strahlung nur für eine kurze Zeitspanne mit einem breitem Frequenzspektrum. Dieses Spektrum kann durch die kritische Energie⁵⁴ ϵ_c charakterisiert werden. Sie bezeichnet die Energie des Mittelwerts des quantisierten Leistungsspektrums.

$$\epsilon_c = \frac{3}{2} \cdot \frac{\hbar c}{(m_e c^2)^3} \cdot \frac{E_0^3}{\rho} \Rightarrow \epsilon_c [\text{keV}] \approx 2,2182 \cdot \frac{E_0^3 [\text{GeV}]}{\rho [\text{m}]} \quad (67)$$

Damit lässt sich die zwischen der Synchrotronphoton-Quantenenergie E und $E + dE$ abgestrahlte Leistung dP unabhängig von der Strahlenergie beschreiben als:

$$\frac{dP_\gamma}{dE} = \frac{P_\gamma}{\epsilon_c} S_b\left(\frac{E}{\epsilon_c}\right) \quad \text{mit} \quad S_b(x) = \frac{9\sqrt{3}}{8\pi} x \int_x^\infty K_{\frac{5}{3}}(x) dx \quad \text{und} \quad \int_0^1 S_b(x) dx = \frac{1}{2} \quad (68)$$

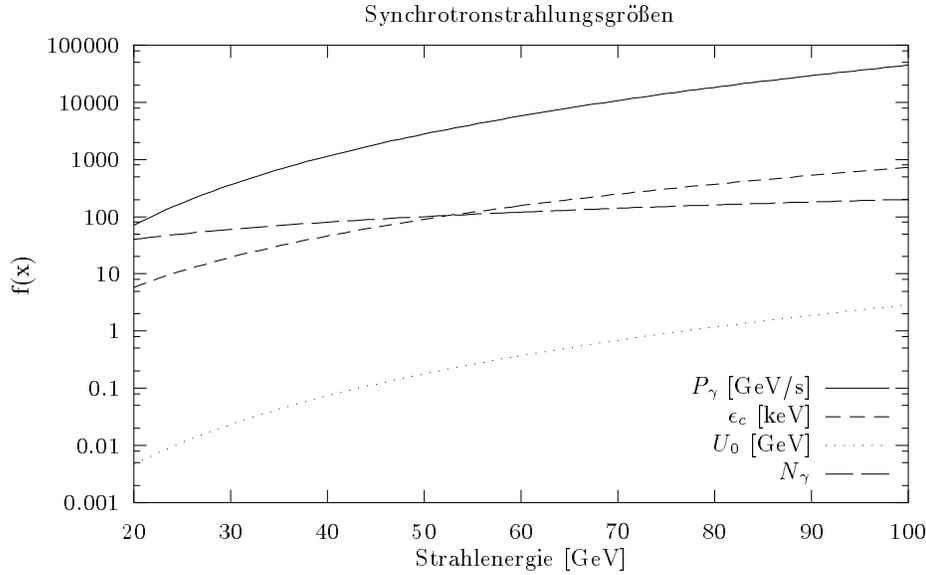


Abbildung 95: Skalierung der Synchrotronstrahlungsbeziehungen im Energiebereich des LEP-Speicherrings.

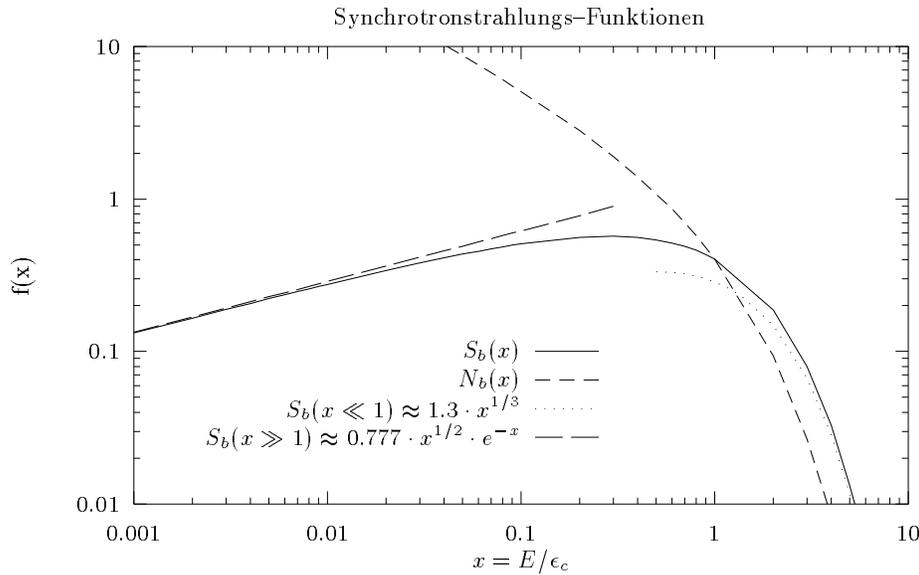


Abbildung 96: Leistungs- und Intensitätsspektrum der Synchrotronstrahlung. Die Näherungsfunktionen sind Referenz [124] entnommen.

S_b ist die in Abbildung 96 aufgetragene universelle Synchrotronstrahlungsfunktion, eine modifizierte Besselfunktion 3. Ordnung. Das Quantenspektrum, d.h. die Anzahl der zwischen der Synchrotronphoton-Quantenenergie E und $E + dE$ abgestrahlten Photonen, wird beschrieben

⁵⁴Einige Autoren, insbesondere Jackson [83], definieren eine andere, doppelt so große kritische Energie.

durch:

$$\frac{dN}{dE} = \frac{P_\gamma}{\epsilon_c^2} N_b \left(\frac{E}{\epsilon_c} \right) \quad \text{mit} \quad N_b(x) = \frac{S_b(x)}{x} \quad (69)$$

Die universelle Synchrotronstrahlungsfunktion $N_b(x)$ ist ebenfalls in Abbildung 96 aufgetragen. Aus der totalen abgestrahlten Synchrotronleistung P_γ und der kritischen Energie ϵ_c der Synchrotronstrahlung kann eine mittlere Anzahl N abgestrahlter Quanten pro Sekunde und ihrer mittleren Energie bzw. ihrem mittleren Energiequadrat $\langle \Delta E^2 \rangle$ angegeben werden.

$$N \text{ sec}^{-1} = \frac{15\sqrt{3}}{8} \frac{P_\gamma}{\epsilon_c}, \quad \langle \Delta E \rangle = \frac{8}{15\sqrt{3}} \epsilon_c, \quad \langle \Delta E^2 \rangle = \frac{11}{27} \epsilon_c^2 \quad (70)$$

Die Synchrotronstrahlungsgrößen sind für den Strahlenergiebereich und die Beugerradien des LEP-Speicherrings in Abbildung 95 aufgetragen.

Dilatationsfaktor

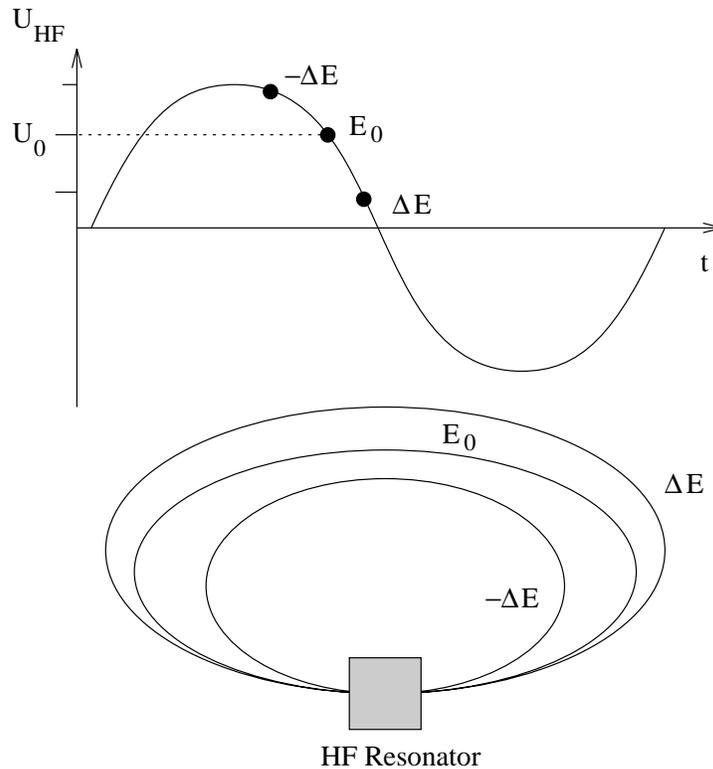


Abbildung 97: Beschleunigung von Teilchen mit der Energiedifferenz ΔE relativ zur Sollenergie E_0 auf einer Hochfrequenzwelle abhängig vom Ankunftszeitpunkt relativ zur HF-Phase. Das untere Diagramm veranschaulicht den Zusammenhang der Bahnlänge und der Energiedifferenz. [143].

Die durch Synchrotronabstrahlung verlorengegangene Energie wird durch die Beschleunigungsstrecken wieder ausgeglichen. Die Energiezufuhr und Abstrahlung sind quantisiert, so daß der Energieverlust erst nach mehreren Umläufen ausgeglichen ist. Wie in Abbildung 97 schematisch dargestellt, haben Teilchen mit geringerer Energie als die Strahlenergie einen anderen Orbit. Der Bruchteil der Orbitlängenänderung ΔL gegenüber der Sollorbitlänge L dividiert durch den Bruchteil der Impulsabweichung Δp gegenüber dem Sollimpuls p des Teilchens wird als 'Momentum

Compaction Factor' oder Dilatationsfaktor bezeichnet:

$$\alpha = \frac{\Delta L/L}{\Delta p/p} = \frac{1}{L} \int_0^L \frac{\eta(s)}{\rho(s)} ds \quad (71)$$

Hierbei bezeichnet $\eta(s)$ die Dispersionsfunktion und $\rho(s)$ die Beugefunktion der Magnete. Die Änderung der Orbitlänge resultiert in einer proportionalen Änderung der Umlaufzeit.

Phasenfokussierung

Erreicht ein Teilchen mit geringerer Energie ($-\Delta E$), das dadurch eine Bahn mit kleinerem Radius beschreibt, die Hochfrequenzwelle zu einem früheren Zeitpunkt als vorgesehen, erfährt es eine höhere Beschleunigungsspannung und erhält mehr Energie (Abb. 97). Erreicht das Teilchen die Hochfrequenzbeschleunigungseinheiten in Phase mit den HF-Wellen, erfährt es den Sollenergiegewinn, der die Synchrotronabstrahlungsverluste ausgleicht. Teilchen mit höherer Energie (ΔE), die zu früh die Beschleunigungsphase erreichen, erfahren eine geringere Beschleunigungsspannung, sie erhalten weniger als die Sollenergie und 'verlieren' damit Energie. Den die Energie selbst stabilisierenden Effekt (Phasenfokussierung) erhält man nur, wenn die Hochfrequenzspannung gegenüber dem Energieverlust pro Umlauf groß genug ist, um diesen auszugleichen. Diese periodischen Energie- und longitudinalen Ortsschwingungen der Teilchen werden Synchrotron-Oszillationen genannt.

Energieakzeptanz

Die maximale Energieakzeptanz⁵⁵ beschreibt die Fähigkeit des Speicherrings, Teilchen trotz Energieverlusts und zu später Ankunft in den Beschleunigungsstrecken über die Hochfrequenzwelle Energie zuführen zu können. Sie läßt sich beschreiben durch:

$$\left(\frac{\epsilon_{max}}{E_0} \right)^2 = \frac{U_0}{\pi \alpha k E_0} \cdot F(q) \quad (72)$$

Die harmonische Hochfrequenzzahl k gibt die Anzahl der Hochfrequenzschwingungen während eines Teilchenumlaufs an. Weiterhin bezeichnet E_0 die Strahlenergie und der Dilatationsfaktor α das Verhältnis der Orbitlängen- zur Impulsänderung. Die Funktion F ist definiert durch $F(q) = 2(\sqrt{q^2 - 1} - 1/\cos(1/q))$. Der Überspannungsfaktor $q = e\dot{V}/U_0$ gibt das Verhältnis der maximalen von der Hochspannung erhaltenen Energie $e\dot{V}$ zur Energie U_0 an, die benötigt wird, um ein Teilchen im Ring zu halten. Die Energie U_0 ist diejenige, die ein Elektron in Phase mit der Hochfrequenz aus der HF gewinnt. Abbildung 98 zeigt die Energieabhängigkeit der Akzeptanz für zwei durch die horizontalen/vertikalen Phasenverläufe pro Einheitszelle (Seite 143) charakterisierte LEP-Optiken mit verschiedenem Dilatationsfaktor und Überspannung.

Synchrotronanregung des Betatron-Amplitudenfaktors

In einem Elektron-Positron-Speicherring ist die Strahlausdehnung das Resultat des Gleichgewichts von Schwingungsanregung und Dämpfung durch Energieabstrahlung und Energiegewinn in den Beschleunigungseinheiten. Die quantisierte Synchrotron-Energieabstrahlung ist für ein einzelnes Teilchen gesehen ein stochastischer Prozeß. Ein Teilchen, das die Energie ΔE verloren hat, ändert, wie in Abbildung 99 dargestellt, seinen Orbit und Bahnwinkel. Es findet im Bezug auf das Teilchenorbit keine Ortsänderung statt, sondern die Änderung des Betatron-Amplitudenfaktors ergibt sich aus einer Betatronschwingung und der Dispersionsbahn.

$$\Delta x = 0 = \Delta x_\beta - \eta(s) \cdot \Delta E/E_0 \quad \text{und} \quad \Delta x'_\beta = \eta' \cdot \frac{\Delta E}{E_0} \quad (73)$$

⁵⁵Für LEP gilt, daß Teilchen mit etwa 1% Energieverlust noch von der Hochfrequenz akzeptiert werden.

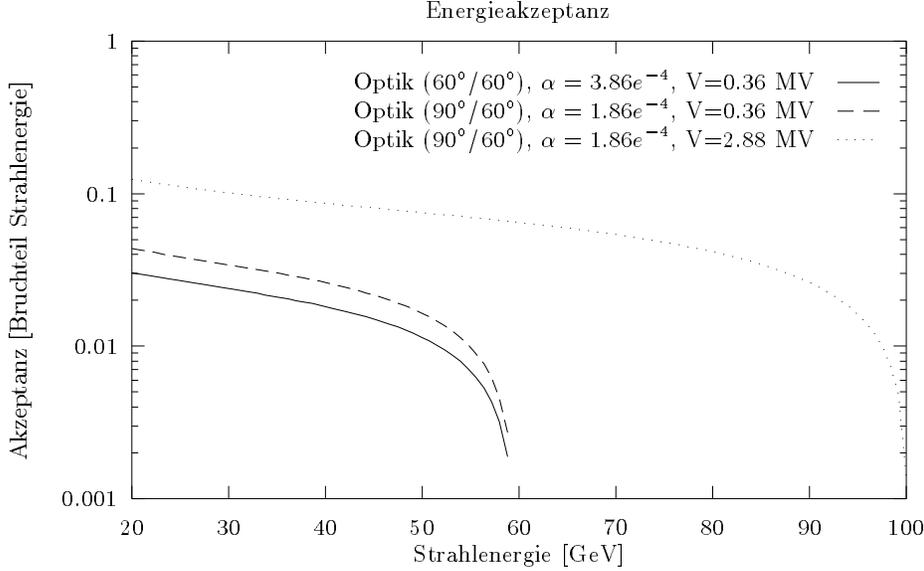


Abbildung 98: Energieakzeptanz des LEP-Speicherringes für verschiedene Optiken charakterisiert durch die horizontalen/vertikalen Phasenvorläufe pro Einheitszelle.

Mit der Beziehung 59 ergibt sich die Änderung des Amplitudenfaktors eines einzelnen Teilchens damit zu:

$$\Delta a^2 = \beta \Delta(x'_\beta)^2 + \Delta(x_\beta x'_\beta) + \gamma \Delta(x_\beta^2) \quad \text{mit} \quad x_\beta = x_{0\beta} + \Delta x_\beta \quad \text{und} \quad x'_\beta = x'_{0\beta} + \Delta x'_\beta \quad (74)$$

Die Mittelung über alle möglichen Teilchenamplituden läßt alle in $x_{0\beta}$ und $x'_{0\beta}$ linearen Terme verschwinden:

$$\Delta \langle a^2 \rangle = \left(\frac{\Delta E}{E_0} \right)^2 \cdot (\beta \eta'^2 + 2\alpha \eta \eta' + \gamma \eta^2) = \left(\frac{\Delta E}{E_0} \right)^2 \cdot H(s) \quad (75)$$

Die mittlere Änderung des Betatron-Amplitudenfaktors pro Umlauf ergibt sich aus der mittleren Anzahl N abgestrahlter Quanten pro Umlauf und ihrer mittleren Energie bzw. ihres mittleren Energiequadrats $\langle \Delta E^2 \rangle$ zu:

$$\frac{d \langle a^2 \rangle}{dt} = \frac{1}{c T_0 E_0^2} \cdot \oint (N \cdot \langle \Delta E^2 \rangle \cdot H) ds = \frac{1}{E_0} \langle N \cdot \langle \Delta E^2 \rangle \cdot H \rangle_s \quad (76)$$

Hierbei bezeichnet T_0 die Umlauffrequenz und $\langle N \cdot \langle \epsilon^2 \rangle \cdot H \rangle_s$ die mittlere Einhüllendenfunktion für den ganzen Ring. Die Beziehung beschreibt eine ständige Zunahme der Betatronfunktion aufgrund von Synchrotronabstrahlung.

Dämpfung des Betatron-Amplitudenfaktors

Die Erhöhung des Betatron-Amplitudenfaktors wird durch die Phasenfokussierung der Hochfrequenzbeschleunigung gedämpft.

$$\frac{d \langle a^2 \rangle}{dt} = -\frac{2}{\tau} \langle a^2 \rangle \quad (77)$$

In dieser Beziehung bezeichnet τ die Dämpfungszeit der transversalen Betatronoszillationen. Für einen Speicherring, bei dem die Beugung und Fokussierung des Strahls in verschiedenen Magneten stattfindet, kann der Einfluß θ des Führungsfeldes auf die Dämpfungszeitkonstante $\alpha = 1/\tau$

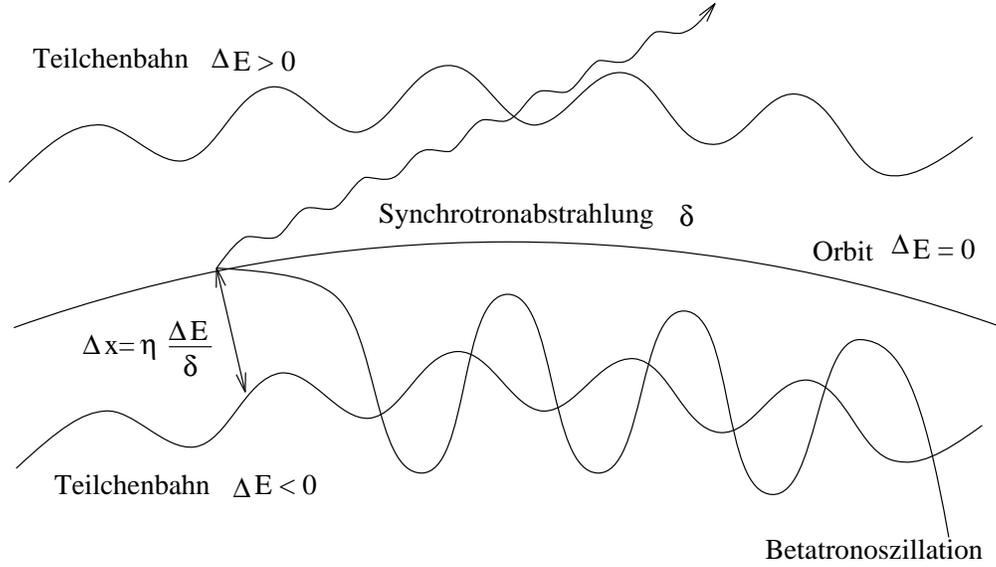


Abbildung 99: Betatronfunktions- und Orbitänderung bei Energieverlust durch Synchrotronabstrahlung.

vernachlässigt werden.

$$\alpha_x = (1 - \theta) \cdot \frac{U_0}{2T_0 E_0} \sim \frac{U_0}{2T_0 E_0} \quad (78)$$

$$\alpha_z = \frac{U_0}{2T_0 E_0} \quad (79)$$

$$\alpha_s = (2 + \theta) \cdot \frac{U_0}{2T_0 E_0} \sim 2 \frac{U_0}{2T_0 E_0} \quad (80)$$

Hierbei bezeichnet T_0 die Umlaufzeit, E_0 die Sollenergie des Strahls und U_0 die abgestrahlte Energie pro Umlauf. Aus den Dämpfungszeitkonstanten leiten sich für einen isomagnetischen Beschleuniger (separat function machine) die sogenannten Dämpfungszahlen ab.

$$J_x = 1 - \theta \sim 1, \quad J_z = 1, \quad J_s = 2 + \theta \sim 2 \quad \text{mit} \quad \sum_i J_i = 4. \quad (81)$$

Horizontale Strahlausdehnung

Die stochastische Anregung der Betatronamplitude und die Dämpfung durch die Hochfrequenzbeschleunigung stehen zueinander im Gleichgewicht, so daß gilt:

$$\frac{\sigma_x^2}{\beta} = \epsilon_x = \frac{1}{2} \langle a^2 \rangle = \frac{\tau}{4 \cdot E_0^2} \cdot \langle N \cdot \langle \Delta E^2 \rangle \cdot H \rangle_s \quad (82)$$

Setzt man die bisher abgeleiteten Beziehungen ein, erhält man für die horizontale Strahlausdehnung (ρ Dipolbeugeradius):

$$\frac{\sigma_x^2}{\beta_x} = \epsilon_x = \frac{C_q \gamma_0^2}{J_x} \cdot \frac{\langle |(1/\rho^3)| \cdot H \rangle_s}{\langle (1/\rho^2) \rangle_s} \quad (83)$$

Die natürliche vertikale Strahlemittanz ist wegen der nicht vorhandenen Kreisbeschleunigung geringer. Ihre tatsächliche Größe ist durch die unvermeidbare Energiekopplung der horizontalen mit

der vertikalen Ebene gegeben (z.B. durch gekippte Quadrupole). Der Kopplungsfaktor k ist im allgemeinen sehr klein.

$$\epsilon_z = k \cdot \epsilon_x \quad \text{mit} \quad k \sim 0,04 \quad (84)$$

Der Mittelwert der Strahleinhüllendenfunktion H hängt nicht von der Strahlenergie ab, so daß die natürliche Emittanz eine quadratische Funktion der Strahlenergie ist.

Energieunschärfe im Strahl

Die Energieunschärfe im Strahl folgt aus der Anregung und Dämpfung der Synchrotron-schwingungs-Amplitude A . Die wahrscheinlichste Amplitudenänderung der Synchrotron-schwingung ist gleich dem Quadrat der abgestrahlten Energie, so daß gilt:

$$\langle A^2 \rangle = \frac{1}{2} \cdot \tau_s \langle N \cdot \langle \Delta E^2 \rangle \rangle \Rightarrow \sigma_{\Delta E}^2 = \langle \Delta E^2 \rangle = \frac{1}{2} \cdot \langle A^2 \rangle \quad (85)$$

$$\left(\frac{\sigma_{\Delta E}}{E_0} \right)^2 = \frac{C_q \gamma_0^2}{J_s} \cdot \frac{\langle |(1/\rho^3)| \rangle_s}{\langle (1/\rho^2) \rangle_s} \quad (86)$$

$$\text{mit } C_q = \frac{55}{32\sqrt{3}} \cdot \frac{\hbar}{cm_e} = 3.84 \cdot 10^{-13} m \quad (87)$$

Die gaußförmige Energieverteilung innerhalb eines Strahlpaketes ergibt aufgrund der Kopplung der Energie und Strahlschwingungen gaußförmige Verteilungen in den transversalen und lateralen Strahldimensionen.

Mittelwert der Strahleinhüllenden einer FODO-Optik

Der Mittelwert der Strahleinhüllendenfunktion H wird üblicherweise mit Hilfe von Computerprogrammen ermittelt, die alle optischen Größen der Magnete einzeln berechnen und Teilchen durch die Optik hindurchverfolgen. Für eine stark fokussierende Optik (alternating gradient focus, Abb. 92) in der FODO-Gitter-Anordnung, wie sie in LEP angewendet wird, kann unter vereinfachten Annahmen der Mittelwert auch analytisch abgeleitet werden [144]. Die Standardzelle eines FODO-Gitters⁵⁶ weist einen horizontal fokussierenden Quadrupol (FQ), gefolgt von einem Dipol, einem horizontal defokussierenden Quadrupol (DQ) und als Abschluß einen weiteren Dipol auf. Die Quadrupole sind mit gleicher Fokussierungsstärke aber unterschiedlichen Vorzeichen ausgelegt. Die Brennweite f der Quadrupole ist definiert als $\frac{1}{f} = k \cdot l_q$, wobei k die Quadrupolstärke und l_q die halbe Quadrupollänge bezeichnet. Die totale Fokussierungslänge F der Quadrupole, ergibt sich dabei pro Ebene zu

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} - \frac{L}{f_1 \cdot f_2} \quad (88)$$

Diese Quadrupolanordnung fokussiert den Strahl in beiden Ebenen, solange die Gesamtfokusslänge positiv ist. Die FODO-Zellenlänge⁵⁷ $2L$ wird von Mitte zu Mitte der fokussierenden Quadrupole gemessen. Damit ergibt sich der Betatron-Phasenvorlauf pro Halbzelle zu $\sin(\psi) = f/L$ und der Beugewinkel θ der Dipole zu $\theta = L/\rho$. Wie üblich bezeichnet ρ den Dipolbeugeradius. Unter der Annahme, daß die Quadrupole mit dünnen Linsen genähert werden können und der Raum zwischen den Quadrupolen mit Dipolen ausgefüllt ist, ergibt sich der Mittelwert der Funktion H für Beugewinkel kleiner 60° pro FODO-Halbzelle als [144]:

$$\langle H \rangle = \rho \theta^3 \cdot \frac{2 \cdot (1 - 3/4 \sin^3 \psi + 1/60 \sin^4 \psi)}{\sin^2 \psi \cdot \sin(2\psi)} \quad (89)$$

Aus Abbildung 100 ist abzulesen, das der Mittelwert der Emittanzfunktion $\langle H \rangle / \rho \theta^3$ für Betatronphasenvorläufe von $\psi \approx 140^\circ$ pro FODO-Zelle ein Minimum aufweist.

⁵⁶FODO ist eine Bezeichnung für die Magnetanordnung fokussierender (F) und defokussierender (D) Quadrupole mit räumlichem Abstand (O) zwischen ihnen.

⁵⁷Die halbe FODO-Zellenlänge des LEP-Speicherrings beträgt $L = 39,6$ m.

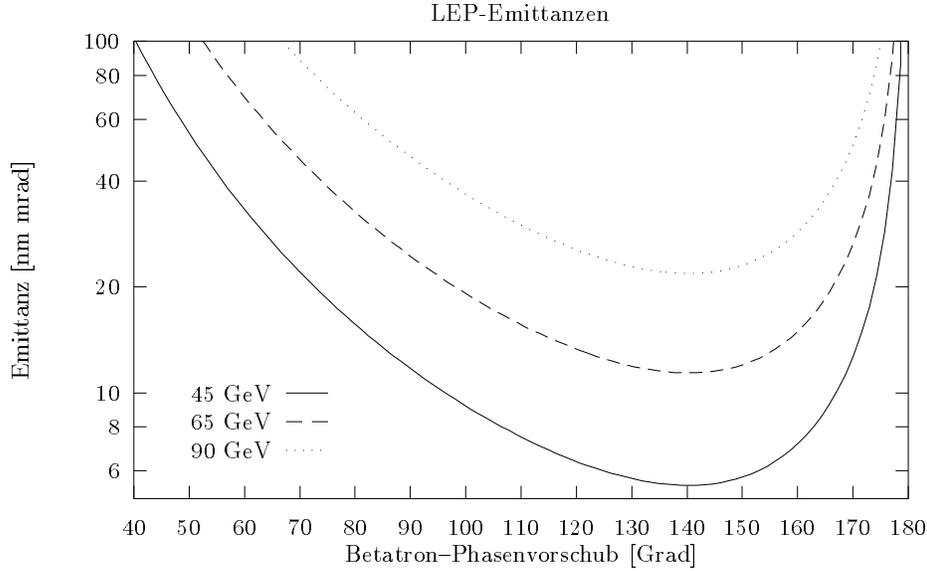


Abbildung 100: LEP-Emittanzfunktion in Abhängigkeit vom Betatronphasenvorlauf pro FODO-Zelle.

F.3 Strahllebensdauer

Teilchen, die durch die Strahloptik propagiert werden, können, wenn man einmal von technischen Fehlfunktionen absieht, durch Strahlinstabilitäten oder Energieverluste aufgrund von Streuungen verloren gehen. Teilchen können aber auch eine so große Betatronamplitude oder Dispersionsbahnabweichung erhalten, daß sie die Aperturbegrenzungen treffen und aus dem Strahl verloren gehen. Als Apertur wird die maximal erlaubte Exkursion eines Teilchens vom Designorbit im Vakuumsystem des Speicherrings bezeichnet. Die Teilchenverlustrate des gespeicherten Strahls ergibt sich aus dem Fluß von Teilchen auf die Aperturbegrenzung. Die Strahllebensdauer τ definiert sich mit dem aktuellen Strahlstrom I und dem anfänglichen Strahlstrom I_0 nach der Zeit t zu:

$$I = I_0 \cdot e^{-t/\tau} \quad (90)$$

Strahllebensdauer begrenzt durch Oszillationen

Die Abstrahlung von Synchrotronquanten regt die Teilchen zu Betatronoszillationen an, die jedoch sehr schnell wieder durch die Dämpfung verkleinert werden. Eine Vakuumkammerweite, die nur eine begrenzte Betatronamplitude zuläßt, unterbricht den natürlichen Teilchentransport. Diese Aperturbegrenzung schneidet der ansonst gaußförmigen Teilchenverteilung die Schwänze ab. Die Quantenfluktuation und ihre Dämpfungszeit τ_x [s] definiert mit der Strahlausdehnung $\sigma_{x(A_{max})}$ [m] an der maximalen Aperturbegrenzung A_{max} [m] eine transversale Strahllebensdauer τ_q [143] von:

$$\tau_q [h] = \frac{\tau_x}{7,2 \cdot 10^3} \frac{A_{max}^2}{2\sigma_{x(A_{max})}^2} \cdot e^{A_{max}^2/2\sigma_{x(A_{max})}^2} \quad (91)$$

Um eine akzeptable transversale Strahllebensdauer von $\tau_q \geq 100 h$ zu erhalten, benötigt man eine Speicherringapertur von 6 bis 7 Standardbreiten des Strahls. Im praktischen Betrieb muß jedoch auch noch die Abweichung des Strahls von Sollorbit berücksichtigt werden, so daß die notwendige praktische Apertur⁵⁸ sogar noch höher liegt.

⁵⁸Die Apertur in LEP wird an einer Stelle im Ring künstlich durch Aperturkollimatoren gesetzt, das heißt sie ist dort kleiner als überall sonst im Ring. Die Apertur beträgt in der horizontalen Ebene $A_{max} \sim 12 \cdot \sigma_{A_{max}}$ und in der vertikalen Ebene $A_{max} \sim 25 \cdot \sigma_{A_{max}}$ [39].

Analog zu den transversalen Oszillationen können auch Teilchen mit einem Energiedefizit zur Sollenergie aus der Akzeptanz der Beschleunigungshochfrequenz fallen. Die Strahllebensdauer τ_q aufgrund longitudinaler Oszillationen wird beschrieben durch [37]:

$$\tau_q[h] = \frac{1}{3,6 \cdot 10^3 \cdot f_{rev} \cdot Q_s} \cdot e^{\frac{\sigma_e^2}{2s_b^2}} \quad (92)$$

$\sigma_e[\text{eV}]$ gibt die Energieunschärfe im Strahl, $s_b[\text{eV}]$ die Amplitude der Hochfrequenzwelle (RF bucket height), $f_{rev}[\text{s}^{-1}]$ die Umlauffrequenz der Teilchen im Speicherring und Q_s die longitudinale Synchro-Betatronzahl an. Eine ähnliche Betrachtung der akzeptierbaren Lebensdauer wie für die longitudinale Stabilitätsgrenze ergibt eine notwendige Überhöhung der Hochfrequenzspannung um 6–7 Standardbreiten der Energieverteilung.

Strahllebensdauer begrenzt durch die chromatisch-dynamische Apertur

Die transversalen Betatronoszillationen können durch Stöße der Teilchen innerhalb eines Strahlpaketes in longitudinale Bewegungen transformiert werden (Touschek-Effekt). Falls der Energiegewinn bzw. -verlust zu groß ist gegenüber der Energieakzeptanz der Hochfrequenz gehen beide Teilchen verloren. Die Lebensdauer aufgrund der chromatisch-dynamischen Apertur skaliert folgendermaßen [146]:

$$\tau_r[h] \sim \frac{1}{3,6 \cdot 10^3} \cdot \frac{\langle \sigma_x \sigma_z \rangle \sigma_l}{I_b} \cdot \left(\frac{\Delta E}{E} \right)_{max}^3 \quad (93)$$

Hierbei bezeichnet $\langle \sigma_x \sigma_z \rangle$ die mittlere Fläche der Strahlwechselwirkungszone, σ_l die Strahllänge, I_b den Strom der Teilchen in einem Paket und $\left(\frac{\Delta E}{E} \right)_{max}$ die maximal mögliche Energieabweichung. Die mittlere horizontale Strahlstandardbreite kann bei bekannter Emittanz mit der mittleren Betatronfunktion $\langle \beta_x \rangle$ (Tab. 20) und der Annahme, daß für die Dispersion in einem FODO-Gitter-Speicherring gilt $\eta^2 \cdot (\sigma_e/E)^2 / \sigma_\beta^2 \leq 0,5$ genähert angegeben werden [144]. Aus Gleichung 93 und Gleichung 83 folgt, daß die Strahllebensdauer aufgrund chromatisch-dynamischer Aperturbegrenzung quadratisch von der Strahlenergie abhängt. Die mittlere vertikale Standardbreite ist durch die Kopplung mit der horizontalen Betatronfunktion und die Tatsache, daß die vertikale Dispersionsfunktion für einen Beschleuniger mit in einer Ebene angeordneten Beugemagneten gleich Null ist, gegeben.

Strahllebensdauer begrenzt durch Coulomb-Streuungen am Restgas

Durch Coulomb-Streuung an Restgasmolekülen verliert ein Elektron nahezu keine Energie, erfährt aber eine Winkeländerung seiner Bahn und erhält eine große Betatronamplitude, womit es an einer Aperturbegrenzung verloren gehen kann. Die aus diesem Effekt resultierende Strahllebensdauer wird für relativistische Elektronen beschrieben durch (homogen verteilter Stickstoff als Restgas) [145]:

$$\tau_{cs}[h] \sim \frac{10,25}{3,6 \cdot 10^3} \cdot \frac{E_0^2 [\text{GeV}] \cdot \epsilon_A [\text{mm} \cdot \text{d}]}{P [\text{nTorr}] \cdot \langle \beta [\text{m}] \rangle} \quad (94)$$

Die Begrenzung der Strahllebensdauer aufgrund von Coulomb-Streuung läßt sich demnach durch ein gutes Vakuum P an der Stelle großer Betatronoszillationen β verbessern⁵⁹. Die Akzeptanz ϵ_A eines Speicherrings ergibt sich durch die maximale stabile Betatronamplitude A und die Betatronfunktion β_A zu $\epsilon_a = A^2 / \beta_A$. Sie kann durch die dynamische Apertur oder die physikalische Apertur begrenzt sein. In obiger Beziehung ist die Änderung der Betatronfunktion im Ring durch den Mittelwert genähert worden (Tab. 21). Nimmt man für eine Energieskalierung identische Optiken und gleichbleibende künstlich begrenzte Aperturbegrenzungen an, hängt die Strahllebensdauerbegrenzung durch Restgasstreuung quadratisch von der Energie ab.

⁵⁹Die Stelle größter Betatronamplitude liegt für den LEP-Speicherring in der Umgebung des Wechselwirkungspunktes.

Strahllebensdauer begrenzt durch Bremsstrahlung am Restgas

Durch Bremsstrahlung am Restgas verlieren Elektronen Energie, werden aber kaum aus ihrer Bahn abgelenkt. Bremsstrahlung tritt auf, wenn ein geladenes Teilchen im elektrischen Feld eines Atomkerns abgebremst wird. Im Fall von Speicherringen mit relativistischen Elektronen trägt sowohl das Feld des Atomkerns als auch das der Hülle zum Prozeß bei. Abhängig von der Teilchenenergie wirkt das Feld der Hüllenelektronen als Abschirmung gegenüber dem Kernfeld. Im Fall totaler Abschirmung bei LEP-Strahlenergien beträgt die Wahrscheinlichkeit, daß ein Elektron ein Photon im Energiebereich $k + dk$ erzeugt, wenn es ein Restgasatom mit der Atomzahl Z passiert [118]:

$$\Phi_k dk = CZ(Z+1) \cdot \frac{d}{k} \cdot f(E, E_0, Z) \quad (95)$$

$$\text{mit } f(E, E_0, Z) = \left[1 + \left(\frac{E}{E_0} \right)^2 - \frac{2}{3} \frac{E}{E_0} \right] \cdot \ln \frac{183}{Z^{1/3}} + \frac{1}{9} \frac{E}{E_0} \quad (96)$$

$$\text{und } C = 4\alpha r_e^2 \quad (97)$$

Die Variablen haben die übliche Bedeutung (klassischer Atomradius r_e , Feinstrukturkonstante α). Man hat zu beachten, daß die Gleichung nicht exakt ist. Sie divergiert für $k \rightarrow 0$. Man erhält eine von der Strahlenergie unabhängige Darstellung der Bremsstrahlungsintensität, wenn man wie in Abbildung 101 gezeigt $k\Phi$ als Funktion von $\nu = k/E_0$ aufträgt. Im Fall eines Speicherrings

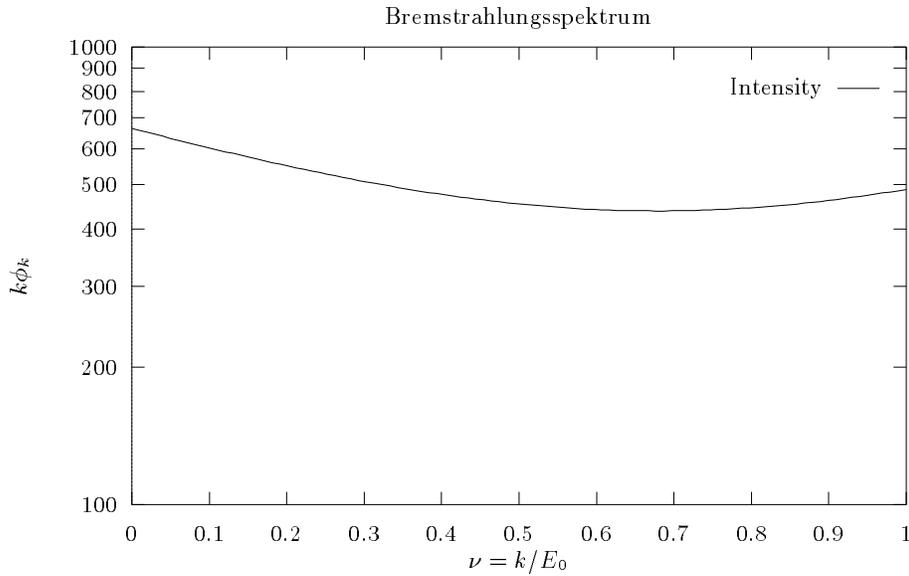


Abbildung 101: Normierte Intensitätsverteilung der Bremsstrahlung [118].

ist die Beziehung über den ganzen Energiebereich gültig, außer für $k = 0$ und $k = E_0$, wo die Intensität auf Null abfällt. Die Anzahl der Photonen im Energiebereich $k + dk$, die ein Elektron beim Durchgang eines N Atome pro Zentimeter enthaltenden Materials der Dicke dx emittiert, beträgt:

$$N_k dk dx = N d\Phi_k dk dx \quad (98)$$

Die Anzahl N der Restgasatome im Strahlrohr eines Beschleunigers ist eine Funktion des Drucks P und der Temperatur T :

$$N = 3,54 \cdot 10^{16} \cdot P \cdot \frac{273}{T} \quad (99)$$

Die Anzahl der Photonen mit einer Energie zwischen k und $k + d$, die pro Sekunde Zeiteinheit und Zentimeter Wegstrecke s von einem Strahlstrom $I = 6,24 \cdot 10^{18} \cdot A[\text{Amp}]$ mit Teilchenenergie E_0 erzeugt werden, beträgt:

$$F_k d = 8,21 \cdot 10^{11} \cdot Z(Z+1) \cdot P \cdot \frac{273}{T} \cdot I \cdot \frac{d}{k} \cdot f(E, E_0, Z) \quad [\text{cm}^{-1} \text{sec}^{-1}] \quad (100)$$

Die von einem Elektron abgestrahlte Energie dE_0 in der Materialdicke dx folgt aus der Integration der Gleichung 99 von Null bis $k_{\text{max}} \approx E_0$ und Multiplikation mit k . Normiert auf Beschleuniger übliche Einheiten Zentimeter, Sekunde und Strahlstrom lautet sie:

$$\frac{dE_0}{ds} = 8,21 \cdot 10^{11} \cdot Z(Z+1) \cdot P \cdot \frac{273}{T} \cdot I \cdot E_0 \cdot \left[\ln \frac{183}{Z^{1/3}} + \frac{1}{18} \right] \quad (101)$$

Definiert man die Strahlungslänge X_0 als

$$\frac{1}{X_0} = C \cdot N \cdot Z(Z+1) \cdot \left[\ln \frac{183}{Z^{1/3}} + \frac{1}{18} \right] \quad (102)$$

läßt sich die abgestrahlte Energie ausdrücken durch:

$$\frac{dE_0}{ds} = I \cdot \frac{E_0}{X_0} \quad (103)$$

Ist der Energieverlust durch Bremsstrahlung größer als die Energieakzeptanz des Beschleunigers, gehen die Teilchen aus dem Strahlführungssystem verloren. Die Verlustrate pro Wegstrecke dN/ds beträgt näherungsweise

$$\frac{dN}{ds} \approx \frac{I}{X_0} \cdot \ln \frac{E_0}{\Delta E} \quad (104)$$

Die Strahllebensdauer, die sich aus Teilchenverlusten nach Bremsstrahlung ergibt, skaliert mit der Energieakzeptanz $\Delta E/E$ und dem Vakuum P des Speicherringes [145]:

$$\tau_{bs} [\text{h}] \approx \frac{419,29}{\ln \left(\frac{E}{\Delta E} \right)} \cdot \frac{1}{P [\text{nTorr}]} \quad (105)$$

Die Strahllebensdauer aufgrund von Bremsstrahlungsverlusten skaliert nicht mit der Strahlenergie und nur schwach mit der Energieakzeptanz der Beschleunigungseinheiten. Die Lebensdauer des Strahls läßt sich aber durch ein gutes Vakuum stark verbessern.

Strahllebensdauer begrenzt durch Strahl–Strahl–Bremsstrahlung

Strahl–Strahl–Bremsstrahlung oder radiative Bhabha–Streuung tritt während der Durchdringung der Strahlpakete am Wechselwirkungspunkt auf. Der Wirkungsquerschnitt ist groß für kleine Streuwinkel. Die gestreuten Teilchen und das Photon verbleiben innerhalb des Strahlrohrs. Die resultierende Strahllebensdauer ist der Anzahl der Wechselwirkungspunkte und der Luminosität umgekehrt proportional, wenn der Beschleuniger am Strahl–Strahl–Wechselwirkungsstärke betrieben wird. Ausgedrückt durch die Beschleunigerluminosität L , die Anzahl der Wechselwirkungspunkte n , die Strahlkreuzungsrate f , den Strahlstrom I und den Wirkungsquerschnitt der radiativen Bhabha–Streuung σ_{bb} ergibt sich:

$$\tau_{bb}[h] = \frac{1}{3,6 \cdot 10^3} \cdot \frac{I}{L \sigma_{bb} n e f} \quad (106)$$

Der aus der Theorie abgeleitete Wirkungsquerschnitt $\sigma_{bb} \approx 0,3$ barn ergibt jedoch eine um 30% kürzere Lebensdauer als am LEP–Speicherring beobachtet wurde. Messungen ergaben einen Wirkungsquerschnitt von $\sigma_{bb} = 0,21 \pm 0,02$ barn [33].

Vakuumverschlechterung durch Synchrotronstrahlung

Das Vakuum eines Elektron-Positron-Speicherringes ist nicht statisch, sondern hängt in hohem Maße von der emittierten Synchrotronstrahlung ab. Synchrotronstrahlung erzeugt über den Photoeffekt mit dem Vakuumkammermaterial Photoelektronen, die an der Kammer haftende Restgasmoleküle ablösen. Die starke Energieabhängigkeit des Photoeffekts und der von ihm produzierten Elektronen macht die Strahlungsreinigung (radiation cleaning) der Vakuumkammerwand zu einer stark von der kritischen Energie der Synchrotronstrahlung abhängigen Funktion. Die totale Rate der von einem Strahlstrom I_b von der Wand abgelöster neutraler Moleküle, die Desorptionrate Q [Torr] · [l/s] ist durch [145]

$$Q = 2 \cdot \frac{22,4 \cdot 760}{6 \cdot 10^{23}} \frac{dN_e}{dt} I_b \eta_d \quad (107)$$

für den gesamten Ring beschrieben. Der Desorptionskoeffizient η_d ergibt sich aus Labormessungen

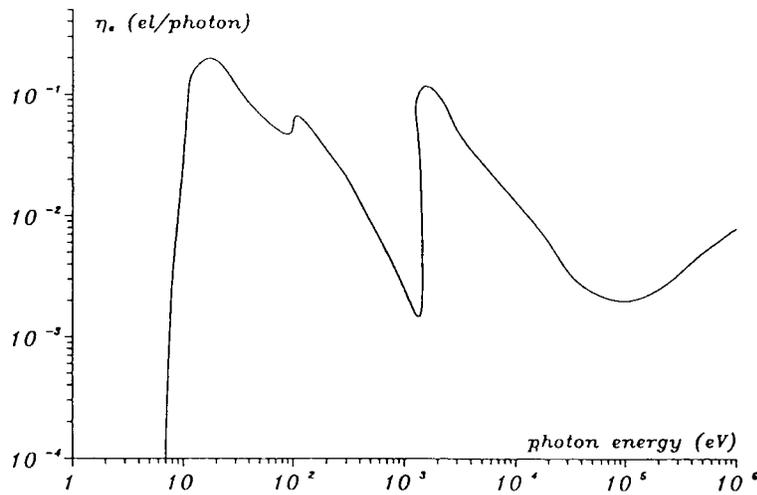


Abbildung 102: Desorptionskoeffizient für Aluminium [145].

zu

$$\eta_d = 7 \cdot 10^{-5} \frac{I_{photo} [\text{A}]}{(t [\text{h}])^{0,63}} \quad (108)$$

Der Photoelektronenstrom ist definiert durch $I_{photo} = e \frac{dN_e}{dt}$. Die Elektronenrate dN_e/dt kann aus der Integration der Faltung des Quantenspektrums mit der Photoelektron-Emissionswahrscheinlichkeit η_e , einer Materialkonstanten, erhalten werden. Der mittlere Druck $\langle P \rangle$ innerhalb der Vakuumkammer folgt dann aus dem Gleichgewicht der Desorption mit der Pumpleistung S zu

$$\langle P \rangle = \frac{Q}{S} \quad (109)$$

Dies bedeutet, daß, um ein gutes Vakuum zu erhalten, beständig ausgepumpt werden muß und ein stabiler Druck erst nach mehreren Monaten Betriebsdauer erreicht wird. Typischerweise beträgt der Quotient des Desorptionskoeffizienten zwischen Anfangs- und Endzustand 10^3 .

Die Desorption aufgrund von Wärmeeinwirkung ist für Elektron-Positron-Speicherringe aufgrund der Strahlungsreinigung während des Betriebs von geringerer Bedeutung. Sie kann durch einmaliges Erhitzen ($T \sim 300 - 400 \text{ C}^\circ$) der Vakuumkammer um eine Größenordnung verringert werden.

Strahllebensdauer begrenzt durch inverse Comptonstreuung

Energieverluste durch die inverse Compton-Streuung (Abb. 103) [33] [100] von Elektronen an der Schwarzkörperstrahlung des Strahlrohrs (Hohlraumstrahlung) sind durch das hervorragende Vakuum und die damit verbundene Unterdrückung der Bremsstrahlung zu einem wichtigen Anteil an den die Strahllebensdauer begrenzenden Prozessen geworden [20] [45]. Die mittlere Energie E_γ^i

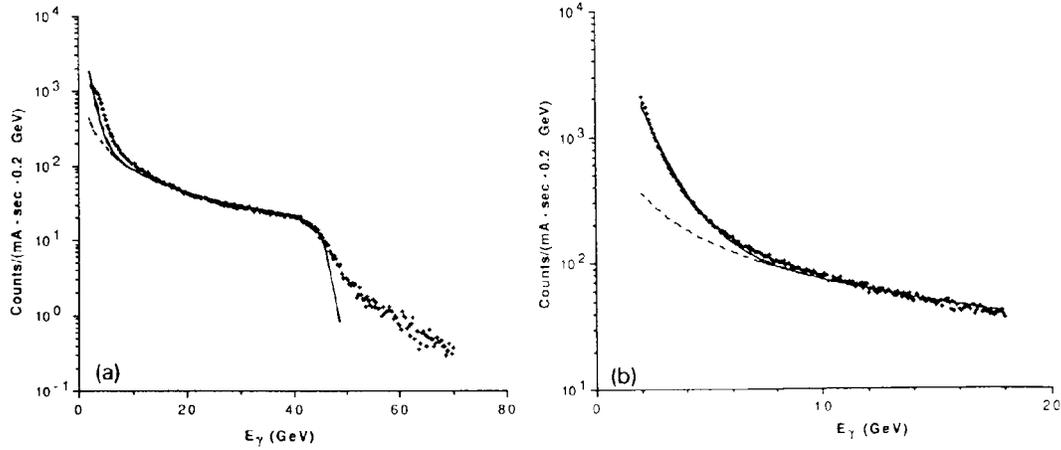


Abbildung 103: Anzahl der am Ausgang einer Experimentzone registrierten hochenergetischen Photonen aufgetragen gegen ihre Energie. Die berechnete Rate von Bremsstrahlungsphotonen ist als gestrichelte Linie und die Summe mit Schwarzkörperphotonen nach inverser Comptonstreuung als durchgezogene Linie ebenfalls aufgetragen [45].

der Photonen aus der Schwarzkörperstrahlung beträgt bei 24° C Raumtemperatur $E_\gamma^i = 0,07$ eV. Im Ruhesystem der Elektronen beträgt die Photonenenergie $\gamma E_\gamma^i = E_\gamma = 6,2$ keV, so daß der Wirkungsquerschnitt mit dem der Compton-Streuung genähert werden kann. Durch die Streuung ändert sich im Ruhesystem der Elektronen die Photonenenergie $E'_\gamma = \gamma E_\gamma^i$ nicht. Der Streuwinkel gegenüber der Strahlrichtung ist sehr klein, so daß zurück ins Laborsystem transformiert, die Photonen eine mittlere Energie von

$$\gamma E'_\gamma = \gamma^2 E_\gamma^i, \quad (110)$$

haben. Für die Elektronen ergibt sich durch die Rückstreuung der Photonen ein mittlerer Energieverlust von

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{E_0 \cdot E_\gamma^i}{(m_e c)^2}. \quad (111)$$

Die Strahllebensdauer aufgrund der inversen Comptonstreuung an der Hohlraumstrahlung kann mit der Photonendichte $\rho_\gamma^{24^\circ\text{C}} = 5,329 \cdot 10^{14} \text{ m}^{-3}$, dem Thomson-Wirkungsquerschnitt $\sigma_t = 0,6652$ [barn] und der Lichtgeschwindigkeit c angegeben werden durch [32]:

$$\tau_t [h] = \frac{1}{3,6 \cdot 10^{-3}} \cdot \frac{1}{\rho_\gamma c \sigma_t f} \quad (112)$$

Hierbei bezeichnet f den Anteil der Teilchen, die nach einer Kollision aus der Energieakzeptanz der Hochfrequenz fallen und damit aus dem Strahl verloren gehen. Die Strahllebensdauer aufgrund von Streuungen an der Schwarzkörperstrahlung skaliert somit nur mit der Energieakzeptanz der Hochfrequenzbeschleunigung.

Oszillationen τ_q	-
Chromatisch-dynamische Apertur τ_r	E_0^2
Coulombstreuung τ_{cs}	E_0^2
Bremsstrahlung τ_{bs}	-
Strahl-Strahl-Bremsstrahlung τ_{bb}	-
Inverse Comptonstreuung τ_t	-

Tabelle 16: Energieskalierung der Strahllebensdauer.

Energieskalierung der Strahllebensdauer

Die Anteile der einzelnen Prozesse an der Strahllebensdauer hängen stark von Speicherringparametern und seinem Design ab. Nimmt man die Energieakzeptanz und die Aperturbegrenzung als konstant an, ergibt sich die in Tabelle 16 dargestellte Skalierung mit der Strahlenergie.

F.4 Luminosität und Strahlemittanz

Das Ziel eines Speicherringexperiments ist die Kollision der Strahlteilchen. Die Anzahl der stattfindenden Wechselwirkungen N (Ereignisse) wird durch die Luminosität L , ein Parameter der Maschine, und den Wirkungsquerschnitt σ beschrieben zu $N = \sigma L$. Die Luminosität für einen e^+e^- -Speicherring läßt sich ausdrücken durch

$$L = \frac{I_+ I_-}{e^2 \cdot f \cdot 4\pi \sigma_x^* \sigma_y^*} \quad (113)$$

Die Strahl-Kollision ohne Kreuzungswinkel der Strahlen ist in Abbildung 104 graphisch dargestellt. I_+ bzw. I_- geben den Strom der N^\pm Elektronen bzw. Positronen an, f die Wiederholfrequenz der Kollisionen und σ_x^* die horizontale und σ_y^* die vertikale Standardabweichung der Strahlbreiten am Wechselwirkungspunkt ([107] für eine ausführliche Diskussion der Luminosität).

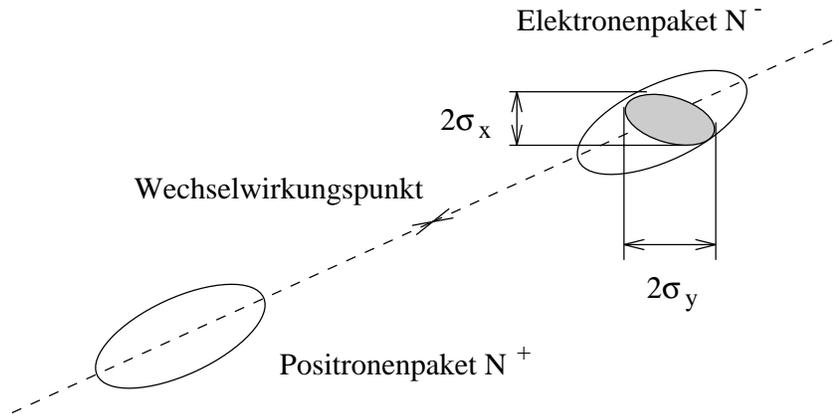


Abbildung 104: Schematische Darstellung einer Strahlkreuzung.

Luminosität abhängig von der Strahl-Strahl-Wechselwirkungsstärke

Für die folgenden Betrachtungen ist es günstiger, die Luminosität durch die Strahl-Strahl-Wechselwirkungsstärke ΔQ_y (beam-beam tune shift oder strength parameter) zu beschreiben, d.h. die Änderung der Betatronschwingungen pro Umlauf. Die Strahl-Strahl-Wechselwirkung beschreibt den Einfluß der elektromagnetischen Felder eines jeden Strahls auf die Bewegung des

anderen während der Durchdringung. Die elektrischen Felder eines Strahls wirken als elektromagnetische Linsen für die Teilchen des zweiten Strahls. Die Verschiebung des Arbeitspunkts für einen bandförmigen Strahl mit gaußscher Ortsverteilung der Teilchen ($\sigma_x^* \gg \sigma_y^*$) ist dabei gegeben als:

$$\Delta Q_y = \frac{r_e}{2} \frac{(m_e c)}{E_0} \frac{\beta_y^* N}{\gamma \sigma_x^* \sigma_y^*} \quad (114)$$

Dabei bezeichnet N die totale Anzahl der Teilchen, r_e den klassischen Atomradius, m_e die Elektronenmasse, c die Lichtgeschwindigkeit, E_0 die Strahlenergie, σ_x^* sowie σ_y^* die Strahlausdehnungen der kollidierenden Teilchenpakete am Wechselwirkungspunkt und β_y^* die Betatronfunktion am Wechselwirkungspunkt. Tatsächlich ist der Strahl-Strahl-Effekt und die damit verbundene Verschiebung des Arbeitspunkts nicht für alle Strahlteilchen gleich und nicht linear. Er kann nicht durch eine erzwungene Verschiebung kompensiert werden. Eine mathematisch exakte Beschreibung des Strahl-Strahl-Effekts existiert zur Zeit nicht. Stattdessen kann ein Limit der Arbeitspunktverschiebung angegeben werden $\Delta Q_{lim} = 0,025$, unterhalb dessen kein merklicher Effekt durch Strahlinstabilitäten (incoherent instability) beobachtet wird. Oberhalb des Grenzwertes wird der stromschwächere Strahl aufgebläht (weak beam instability), wodurch seine Stromdichte stark reduziert wird. Die Strahl-Strahl-Wechselwirkung ist für einen Elektron-Positron-Speicherring während Strahlkollisionen eine fundamentale Begrenzung des minimalen Strahlquerschnitts und der maximalen Ströme.

Maximale Luminosität

Unter der Voraussetzung, daß man gleiche Ströme I in beiden Strahlen hat, läßt sich die Variation der Luminosität mit der Strahl-Strahl-Wechselwirkungsstärke beschreiben als:

$$L = \frac{E_0}{m_e c} \frac{I \Delta Q_y}{2 r_e \cdot \beta_y^*} \quad (115)$$

Der Strom I ergibt sich aus $I = N \cdot e \cdot f$. Hier bezeichnet f die Wiederholfrequenz der Paketpassagen und e die Elementarladung. Die Luminosität ist durch die Begrenzungen der sie bestimmenden Parameter nicht beliebig steigerbar.

1. Die Anzahl der Teilchen im Speicherring ist begrenzt durch die Synchrotronabstrahlung der Teilchen während der Ablenkung auf die Kreisbahn. Die maximal zufühbare Energie ist durch die Auslegung der Hochfrequenz-Beschleunigerstrecken gegeben.
2. Der Strom innerhalb eines Teilchenpaketes ist limitiert durch die elektromagnetische Wechselwirkung des Teilchenpaketes mit den Hochfrequenz-Kavitäten und dem Strahlrohr.
3. Die minimale Strahlquerschnitt ist begrenzt durch die Strahl-Strahl-Wechselwirkungsstärken.
4. Die Minimierung der Amplitude der Betatronfunktion am Ort der Wechselwirkung ist limitiert durch den Platz, den der Experimentdetektor benötigt, d.h. die Entfernung des auf den Sollwechselwirkungspunkt fokussierenden Magneten und die Magnettechnologie. Um die Amplitude möglichst klein zu gestalten, verwendet man stark fokussierende supraleitende Quadrupole in unmittelbarer Nähe zum Wechselwirkungspunkt (mini beta insertion, Abb. 105).

Der Strahlstrom eines Speicherringes nimmt nach einer Füllung kontinuierlich durch den Verlust von Teilchen aus dem Strahlführungssystem ab. Das Erreichen einer möglichst hohen Luminosität ist somit kein statischer Prozeß, sondern bedarf wegen der quantenhaften Natur der Prozesse, die Strahlverluste verursachen, ständiger Nachregulierung.

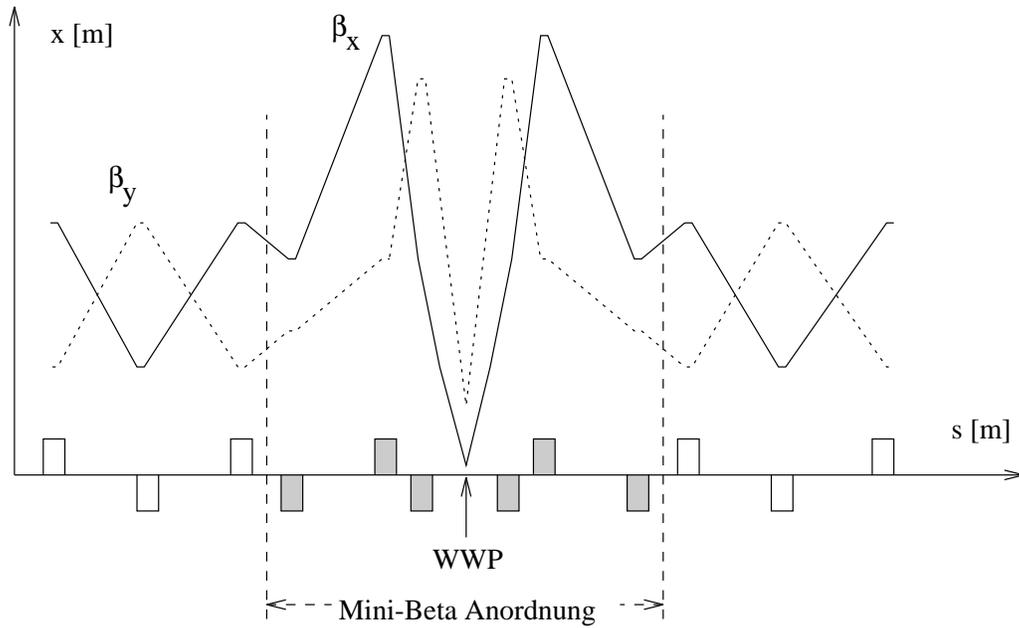


Abbildung 105: Schematische Darstellung eines Wechselwirkungspunkts mit einer Mini-Beta-Optik.

Maximale integrierte Luminosität

Die maximale integrierte Luminosität für eine Speicherringbefüllung erhält man dann, wenn der Speicherring beständig am Strahl-Strahl-Limit betrieben wird. Abbildung 106 zeigt die Abhängigkeit der natürlichen Emittanz und der von der Strahl-Strahl-Wechselwirkungsstärkenbegrenzung verlangten Emittanz von der Teilchenenergie. Die Maximierung der integrierten Luminosität verlangt, daß höhere Ströme in den Speicherring injiziert werden, als mit der natürlichen Emittanz kontrolliert zur Kollision gebracht werden können. Um eine kontrollierbare Kollision hoher Ströme zu ermöglichen, wird die natürliche Emittanz des Strahls durch die Emission von Synchrotronstrahlung in einem Wiggler-Magneten [148] erhöht. Durch die künstlich erhöhte Emittanz verringert sich die Strahl-Strahl-Wechselwirkung und es können höhere Ströme zur Kollision gebracht werden. Der totale Strahlstrom zu Beginn einer Füllung ist damit durch die Fähigkeit des Wiggler-Magneten, dem Strahl die nötige Emittanz zu geben, begrenzt. Die Strahl-Strahl-Wechselwirkung ist von der Anzahl der Teilchen innerhalb eines Paketes abhängig, so daß sich ihre Stärke mit der Abnahme des Strahlstroms verringert. Nimmt während einer Füllung der Strahlstrom ab, kann die Stärke des Wiggler-Magneten verringert werden, um damit die Emittanz zu erniedrigen und die Luminosität zu erhöhen.

Betrachtet man die Maximierung der integrierten Luminosität bei gleicher Strahloptik, aber verschiedenen Strahlenergien, erhält man folgendes Bild:

- Die Strahl-Strahl-Wechselwirkung nimmt mit der Strahlenergie mit $1/E_0$ ab.
- Die natürliche Emittanz steigt quadratisch mit der Energie an.

Die Konsequenzen sollen am Beispiel des LEP-Speicherringes dargestellt werden:

- Bei einer Strahlenergie von 45 GeV ist zu Beginn einer Füllung die natürliche Emittanz zu klein für eine kontrollierte Kollision der injizierbaren Ströme. Die natürliche Emittanz wird durch Wiggler-Magnete erhöht.
- Bei einer Strahlenergie von 65 GeV liegt die gegenüber 45 GeV erhöhte natürliche Emittanz

gerade oberhalb des Strahl–Strahl–Wechselwirkungs–Begrenzung. Die natürliche Emittanz bei 65 GeV liegt aber unterhalb der künstlich erzeugten bei 45 GeV.

- Bei einer Strahlenergie von 90 GeV ist die natürliche Emittanz so stark angestiegen, daß mit der zur Verfügung stehenden Hochfrequenzleistung das Stromlimit der Strahl–Strahl–Wechselwirkung nicht erreicht wird.

Energieskalierung der Emittanz

Die verwendete Fokussierungsstärke der Optik, charakterisiert durch den Betatron–Phasenvorlauf pro Einheitszelle⁶⁰ (Tab. 18), bestimmt neben der Energie die natürliche horizontale Emittanz. Kann man bei der Erhöhung der Strahlenergie eine Strahloptik mit einem Phasenvorlauf verwenden, der näher am Minimum der Emittanzfunktion liegt, kompensiert dies einen Teil der Erhöhung der Emittanz durch die Energieerhöhung⁶¹. Die für LEP II zur Auswahl stehenden Optiken unterscheiden sich signifikant in der aus ihr folgenden natürlichen Emittanz [26]. Unter Umständen

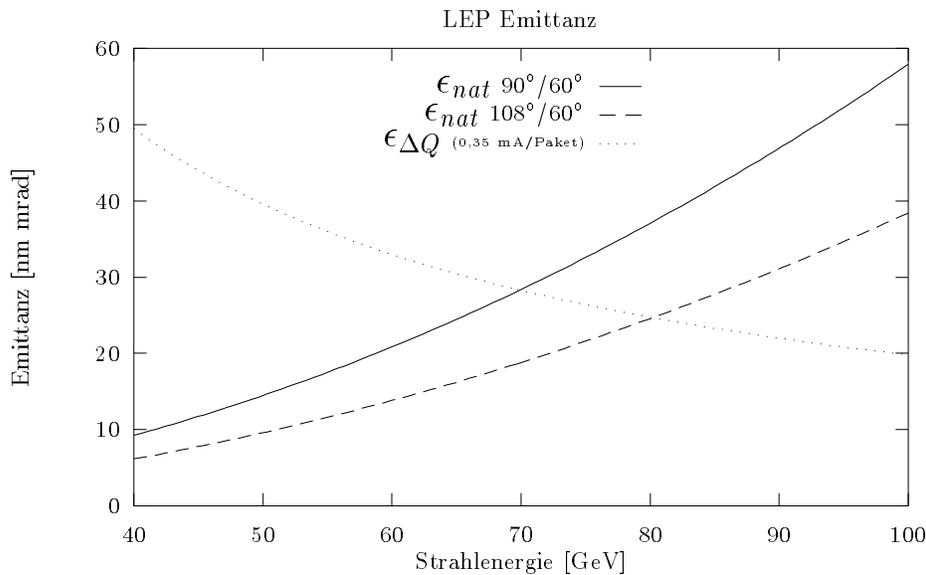


Abbildung 106: Minimale Emittanz des LEP–Speicherringes in Abhängigkeit von der Strahl–Strahl–Wechselwirkungsstärke $\epsilon_{\Delta Q}$ und natürlicher Emittanz in Abhängigkeit von der Optik ($\epsilon_{nat}(90^\circ/60^\circ)$ bzw. $(108^\circ/60^\circ)$) aufgetragen gegen die Strahlenergie. Stabile Strahlbedingungen erhält man nur für Strahl–Strahl–Wechselwirkungsstärken, die sich oberhalb der gepunkteten Linie bewegen. Die natürliche Emittanz des LEPI–Speicherringes ($E_{Strahl} = 45$ GeV) muß künstlich erhöht werden, um den gewünschten Strom kontrolliert kollidieren zu lassen. Die natürliche Emittanz des LEP II–Speicherringes ($E_{Strahl} = 90$ GeV) liegt oberhalb der Begrenzung.

kann trotz der gegenüber LEPI höheren Energie durch die Wahl einer speziellen Optik eine effektiv gleiche oder niedrigere Emittanz erreicht werden. Der Beschleuniger kann wieder zur Erreichung einer maximalen integrierten Luminosität am Stromlimit der Strahl–Strahl–Wechselwirkungsstärke betrieben werden.

An dieser Stelle sei im Vorgriff auf das nächste Kapitel darauf hingewiesen, daß hauptsächlich die Emittanz und die Betatronfunktion in den Quadrupolen der Experimentzone die Intensität der Synchrotronabstrahlung und damit den vom Strahl induzierten Untergrund in die Detektoren beeinflusst.

⁶⁰Der Betatron–Phasenvorlauf pro Einheitszelle wird in der Schreibweise horizontal-/vertikal–Vorlauf angegeben, so zum Beispiel (90/60) für die LEP–Optik im Jahr 1993.

⁶¹Vergleiche Abbildungen 100 und 106

G LEP-Speicherring

Bei der folgenden Beschreibung der technischen Details des LEP-Speicherrings werden nur jene Aspekte erläutert, die zum Verständnis des Untersuchungszieles notwendig sind. Eine ausführliche technische Beschreibung kann in [44] gefunden werden. Referenz [43] gewährt einen schnellen Überblick. Da die Technologie des Speicherrings ständig weiter entwickelt wurde [108], sollten für neuere Entwicklungen die Berichte der Chamonix-Konferenzen konsultiert werden.

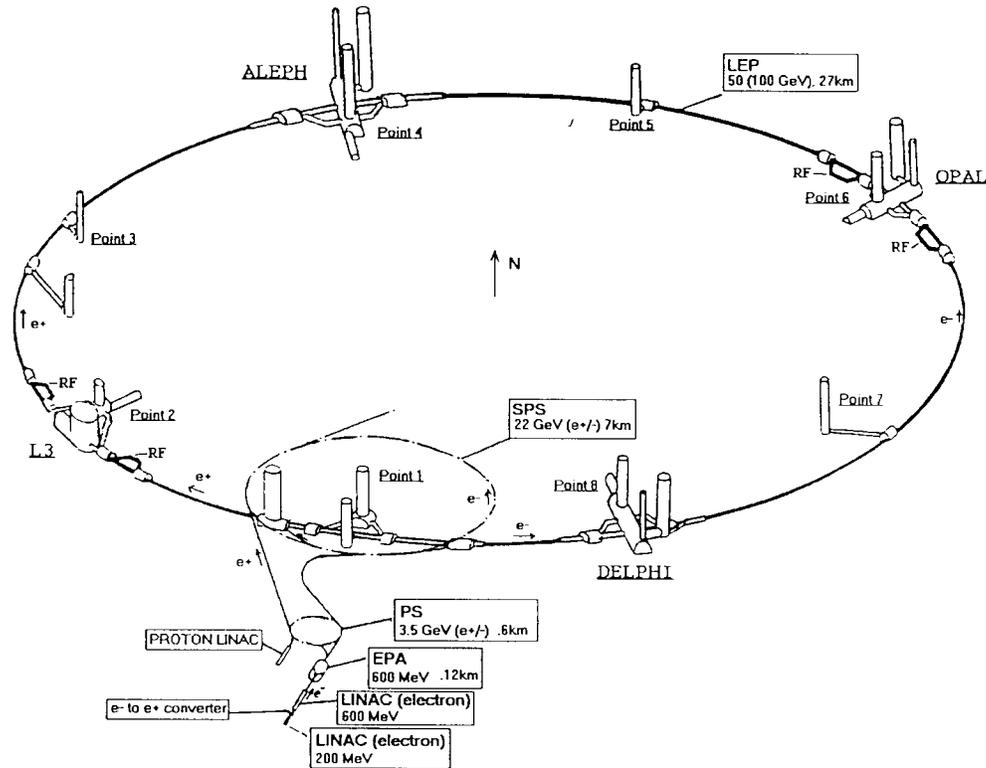


Abbildung 107: Schemazeichnung des CERN-Beschleunigerkomplexes und des LEP-Speicherrings. [44].

Die Injektorkette

Elektronen und Positronen werden durch eine Kette von Vorbeschleunigern in den LEP-Speicherring eingespeist. Während Elektronen direkt erhalten werden können, müssen Positronen über eine Wechselwirkung produziert werden. Für LEP hat man die Schauerentwicklung beim Elektronenbeschuß in einen Wolframblock gewählt, um für Elektronen und Positronen dieselben Linearbeschleuniger (LIL) nutzen zu können. Die so erhaltenen Teilchen werden in einem Sammelring (EPA) zwischengespeichert und zum Strahlpaket geformt. Das nachfolgende Proton-Synchrotron (PS) und Super-Proton-Synchrotron (SPS), zwei zuvor existierende Speicherringe, beschleunigen die Teilchen von 600 MeV weiter auf 3,5 GeV bzw. 20 GeV, die jeweils unteren Akzeptanzgrenzen des nächsten Beschleunigersystems. Der Übergang ins jeweils nächste System erfordert viel Sorgfalt, da sonst entweder die Akzeptanz gering ist oder die Strahlpakete eine ungünstige Form erhalten, was zu Verlusten und Strahlung führt.

Um bei der LEP-Füllung vom Betriebszustand des SPS-Synchrotrons unabhängig zu sein,

wird dieses in einem Modus betrieben, der innerhalb eines ~ 15 Sekunden Zyklus die Beschleunigung von Elektronen und Positronen sowie Protonen oder Schwerionen erlaubt. Einzig Proton-Antiproton Kollisionsexperimente sind inkompatibel mit diesem Schema. Hohe Strahlenexpositionen der Detektoren, insbesondere des Vertexdetektors, beim LEP-Füllzyklus weisen daher einen internen zeitlichen Abstand von 14,4 Sekunden auf.

G.1 LEP-Design

Innerhalb des LEP-Speicherringes erlaubt die Tatsache, daß Elektronen und Positronen sich lediglich durch ein Vorzeichen voneinander unterscheiden, die Strahlen in ein und der selben Vakuumkammer gegenläufig zirkulieren zu lassen. Die acht geraden Experimentzonen (straight sections) mit rundem Strahlrohr bilden zusammen mit den Kreissegmenten (arc section) und elliptischen Vakuumkammern einen Oktaeder mit runden Ecken. Die Strahlen werden in den Kreissegmenten durch Dipole auf der Sollbahn gehalten. Quadrupole, verteilt über den ganzen Ring, fokussieren das Paket aus sich elektrostatisch abstoßenden Teilchen. Zur Korrektur der Ungenauigkeiten des elektromagnetischen Führungsfeldes werden Sextupole, Dipolkorrektoren in der horizontalen und vertikalen Ebene und rotierte Quadrupole verwendet. Die vier geradzahigen Experimentzonen sind als Wechselwirkungszonen mit dem e^+e^- -Wechselwirkungspunkt in der Mitte (Vertex) und den Detektoren (ALEPH, DELPHI, OPAL, L3) um ihn herum ausgelegt, während die vier ungeradzahigen Experimentzonen keine permanenten Experimente beherbergen. Elektrostatische Separatoren verhindern eine Kollision, die durch die Fokussierung der Optik vorgegeben ist. Je nach Ringsegment und Ausbaustufe beherbergen die Wechselwirkungszonen auch die Hochfrequenz-Beschleunigerstrecken. Die e^+e^- -Strahlen sind in einigen wenigen Teilchenpaketen konzentriert, deren Ausdehnungen typischerweise entlang der Strahlachse einige Zentimeter und in der Breite und Höhe einige Millimeter betragen.

LEP-Quadrant

LEP läßt sich in 4 ähnliche Segmente unterteilen. Die Magnetanordnung und Vakuumkammerstruktur eines Speicherringachtels ist in Abbildung 108 schematische dargestellt. Die Symmetrie des Speicherrings wird in Bezug auf die Magnete durch die Injektionsbereiche vom SPS kommend unterbrochen. Im Bezug auf die elektrische Auslegung ist die Symmetrie durch die Hochfrequenzbeschleunigungsstrecken gebrochen, die (im LEP-I Ring) nur bei den Experimenten OPAL und L3 installiert sind.

Daher ist es möglich, durch die Beschreibung eines Ringsegments ausgehend von einem geradzahigen Wechselwirkungspunkt den kompletten Speicherring zu charakterisieren. Der typische Sektor besteht aus 7 grundlegenden Elementen, die sich durch Quadrupole voneinander abgrenzen:

1. Den Experimentzonen (LOBS) mit der low beta insertion, vom Wechselwirkungspunkt bis zu Quadrupol QS6.
2. Den Beschleunigungsstrecken (RFS) vom Quadrupol QS6 bis zum QS11
3. Die Dispersions-Unterdrückungszone (DISS) vom Quadrupol QS11 bis QS18
4. Der Kurvenbereich (ARC) vom Quadrupol QS18 bis QL11, bestehend aus 31 Standard Zellen
5. Den Dispersion-Unterdrückungszonen (DISL) von Quadrupol QL18 bis QL11
6. Die simulierte Beschleunigungsstrecke (RFL) von QL11 bis QL6
7. Die simulierte Experimentzone (HIBL) von QL6 bis zum imaginären Kollisionspunkt

Für die Betrachtung des Strahluntergrunds aus Synchrotronstrahlung ist lediglich die geradzahige Experimentzone von Interesse, so daß im folgenden nur kurz auf die genannten Begriffe eingegangen wird. Für eine detaillierte Beschreibung aller Bereiche sei der Leser auf die oben genannte Spezialliteratur sowie die Grundlagenliteratur [143] verwiesen.

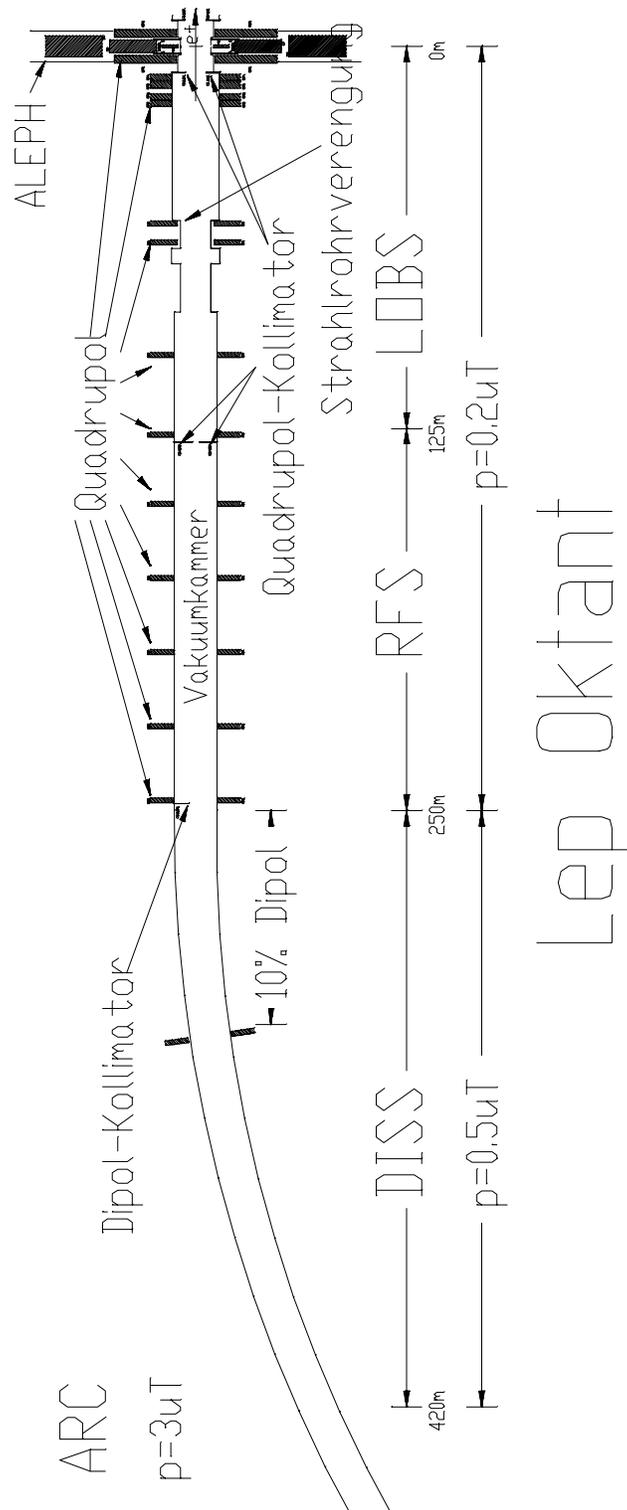


Abbildung 108: Schematische Darstellung eines LEP-Oktanten.

Die LEP-Standardzellen im FODO-Gitter Schema bilden 73% des Ringes. Ein Kurvenbereich setzt sich aus 31 Standardzellen mit je 79,11 m Länge zusammen. Eine Zelle besteht aus den folgenden Magnetkomponenten: Defokussierender Quadrupol, vertikaler Bahnkorrektor, sechs Beugemagnete, fokussierender Sextupol, fokussierender Quadrupol, horizontaler Bahnkorrektor, sechs Beugemagnete, defokussierender Sextupol. Die Beugedipole⁶² haben ein ungewöhnlich niedriges Feld, um zusammen mit dem großen Beugeradius die Synchrotronabstrahlung gering zu halten. Die als magnetische Linsen agierenden Quadrupole⁶³ mit ihrem vom Mittelpunkt linear zunehmenden Feld haben innerhalb einer Zelle umgekehrte Vorzeichen, was man als starke Fokussierung (alternating-gradient or strong focussing) bezeichnet. Die Sextupole kompensieren die Abhängigkeit der Fokussierungskraft von der Teilchenenergie (chromaticity). Die Bahnkorrektoren sind individuell ansteuerbar und erlauben zusammen mit den Strahlorbitmonitoren (BOM) den Strahl mittig im Strahlrohr zu halten. Die Zelle unmittelbar vor der Dispersions-Unterdrückungszone schließt an die Standardzelle mit einem 10%-Feld-Dipol an, um die Synchrotronstrahlung in die Experimentzone zu verringern.

Die Dispersions-Unterdrückungszone DISS und DISL sind identisch in ihrer Funktion, aber leicht verschieden im Layout. Sie koppeln die Kurvenbereiche an die Beschleunigungsstrecken, indem sie in der horizontalen und vertikalen Ebene die Dispersion unterdrücken, die Betatronfunktionen ($\beta\beta'$) anpassen und den Speicherring-Phasenvorlauf abstimmen. Dies hat den Vorteil, daß im Wechselwirkungspunkt der Strahl nicht zusätzlich durch Dispersioneffekte aufgebläht wird.

Die Hochfrequenz-Beschleunigungsstrecken (RFL bzw. RFS) bestehen aus 128 fünfzelliger Kupferkavitäten (Hohlraumresonatoren), die zwischen den Quadrupolen QS11 und QS6 installiert sind. Die Sektoren RFS und RFL sind in Bezug auf die Magnetausstattung zueinander sehr ähnlich ausgelegt. Der Bereich RFL enthält nie Kavitäten, während der Bereich RFS um die Experimentzonen 2 (L3) und 6 (OPAL) in der Energieausbaustufe 1 (LEPI = 90 GeV Schwerpunktsenergie) Kupferkavitäten besitzt. In der Energiestufe 2 (LEPII = 180 GeV Schwerpunktsenergie) werden die RFS-Bereiche um die Experimentzonen 4 (ALEPH) und 8 (DELPHI) supraleitende Kavitäten beinhalten. Um die Energieverluste in den Wänden der Kavitäten zu verringern, existiert zu jeder Kavität ein Resonator mit geringfügig anderer Resonanzfrequenz. Die Feldenergie oszilliert zwischen beiden mit der Schwebefrequenz. Das System ist so abgestimmt, daß die maximale Energie in den Beschleunigungskavitäten zur Verfügung steht, wenn ein Strahlpaket passiert. Im sinusförmigen elektrischen Feld, das die Kavitäten produzieren, können Teilchen stabile Oszillationen um die Paketmitte bzw. die Sollenergie ausführen. Ein nicht synchron ausgeführtes Füllen von LEP durch das SPS kann Teilchen in benachbarte stabile Regionen (RF-bucket) füllen, von denen es so viele gibt, wie das Verhältnis der Umlauffrequenz von LEP zur Hochfrequenz, also 31320. Für um eine Region versetzte Füllungen macht sich dies dann in einem $z \approx 0,5$ m versetzten Sollkollisionspunkt und einem erhöhten strahlinduzierten Untergrund bemerkbar.

Die Experimentzone ist mit dem Wechselwirkungspunkt als Mini-Beta-Anordnung ausgelegt (Abb. 109), um möglichst hohe Wechselwirkungsraten zu erhalten. Dazu ist der Experimentquadrupol (QS0⁶⁴) vor dem Vertex in supraleitender Technologie ausgeführt, um ihn so nahe wie möglich am Vertex zu installieren und ein hohes Feld zu erzielen. Zusammen mit dem nächsten Quadrupolpaar (QS1, QS2⁶⁵) ist der Experimentquadrupol auf einem Ausleger montiert, der zurückfahren werden kann, um die Experiment-Endkappen zu öffnen.

Bewegungen des Auslegersystems des L3-Experiments werden häufig als Strahlorbitveränderungen beobachtet, die in extremen Fällen zu Schwankungen im Strahluntergrund

⁶²Dipolparameter: mag. Länge = 5,75 m, mag. Feld $B = 0,11$ T bei 100 GeV, Beugeradius = 3096,175 m

⁶³Quadrupolparameter im Kurvenbereich: Bez. QL, mag. Länge 1,6 m, max. Feldgradient $9,7$ Tm⁻¹

⁶⁴Bez. QS0, NbTi Supraleiter, Temp. $T = 4,2$ K, mag. Länge 2 m, max. Feldgradient 36 Tm⁻¹

⁶⁵Bez. QS1-18, mag. Länge 2 m, max. Feldgradient $10,7$ Tm⁻¹

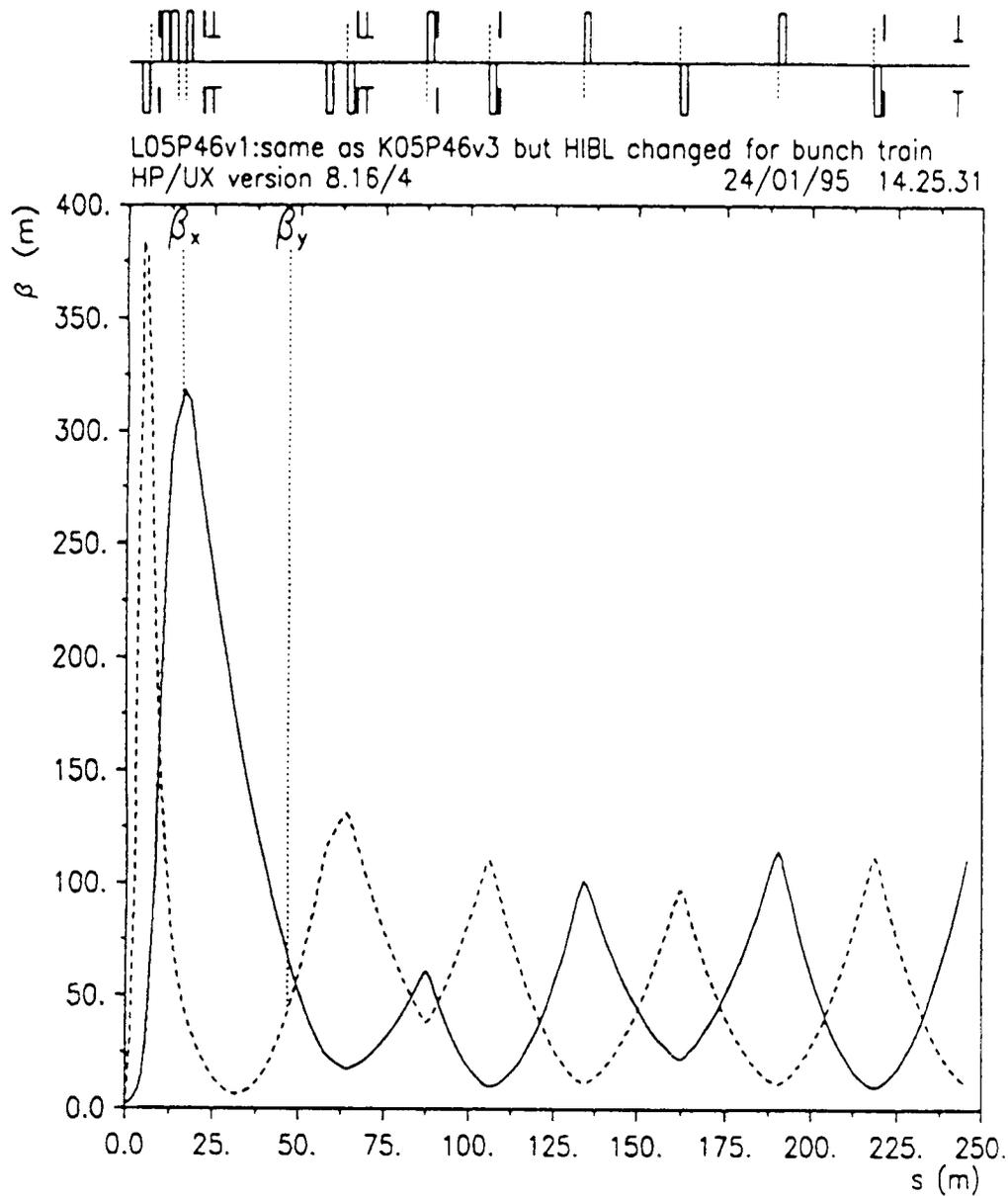


Abbildung 109: Betatronfunktion der Experimentzone des LEP-Speicherrings [44]. Die Dispersion ist vollständig unterdrückt. Die Legende der Symbole für die LEP-Maschinenelemente in der oberen Zeile ist in Abbildung 110 wiedergegeben.

führen können. Die Position der QS3- und QS4-Quadrupole ergibt sich aus dem Bestreben, die β -Werte klein zu halten, da sonst unnötige Aperturbegrenzungen auftreten. Das Quadrupolpaar QS5 und QS6 ist bereits eingebunden in das Zellschema für die Beschleunigungsstrecke. Dieses Arrangement erfüllt folgende Bedingungen:

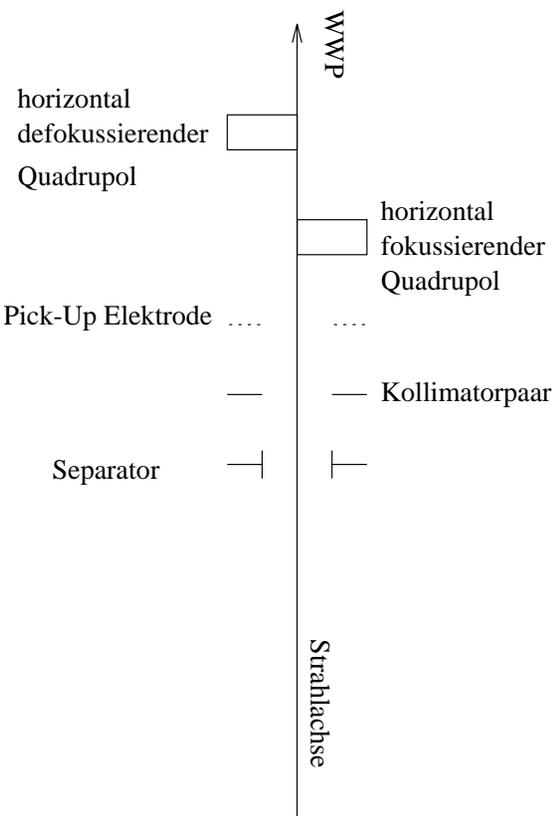


Abbildung 110: Legende zur Abbildung 109. Dargestellt sind die Positionen der Quadrupole (kleine Rechtecke), Dipole (große Rechtecke), Separatoren (T's) und Kollimatoren innerhalb der Experimentzone. Bei Quadrupolen ist die Fokussierebene durch das Symbol oberhalb (horizontal defokussierend) und unterhalb (horizontal fokussierend) der Strahlachse angegeben.

1. Die optischen Funktionen β, β' werden den Beschleunigungsstrecken angepaßt.
2. Der β -Wert am Wechselwirkungspunkt wird um den Faktor 3 erhöht.
3. Der Phasenverlauf ist konstant.

Der simulierte Wechselwirkungszone (HHBI) fehlt der supraleitende Quadrupol, so daß sie nur acht Magnete hat. Ansonst ist ihre Auslegung identisch mit der einer normalen Wechselwirkungszone. Während der Füllung und Feineinstellung der variablen Magnete in der Experimentzone werden die Elektronen und Positronenstrahlen künstlich von einer Kollision abgehalten, die sonst von der Magnetooptik vorgegeben wäre. Dies wird durch elektrostatische Separatoren hinter dem Quadrupol QS2 und vor QS3 erreicht, die den Strahl in der vertikalen Ebene bis zu $2\sigma_x$ aus seiner Sollbahn drängen und wieder zurückführen. Die Separation der Strahlen wird in den geraden Wechselwirkungszoneen weggenommen, wenn Kollisionen erwünscht sind, während sie in den ungeraden Wechselwirkungszoneen immer bestehen bleibt. Bedingt durch die hohen Spannungen auf den 4m langen Separatorplatten kann es zu Ladungsaustausch kommen, was häufig einen Teilverlust des Strahlstroms verursacht und erhöhten Strahluntergrund bedeutet. Die Rate dieser Spannungsdurchbrüche erhöht sich signifikant, wenn die Platten und ihre Umgebung Synchrotronstrahlung ausgesetzt werden [89]. Im Speicherring sind daher spezielle Separator-Kollimatoren zu deren Schutz eingebaut.

Das LEP-Vakuumsystem

Es besteht aus dem Vakuumrohr und einem zweistufigen Pumpensystem. Das Gesamtvakuum-system ist in Teilschnitte unterteilt, um im Fall von Reparaturen nicht das Gesamtsystem mit Atmosphärendruck zu fluten. Der minimale statische Druck, der im Vakuumrohr erreicht wurde, betrug $P = 8 \cdot 10^{-12}$ T. Typische Dichtes während unlaufenden Strahl liegen in der Größenordnung $P \sim 10^{-9}$ T, da Gasmoleküle durch die Synchrotronstrahlung von den Wänden abgelöst werden (outgasing). Um das gute Vakuum trotz der Ausgasung aufrechtzuerhalten, wird kontinuierlich mittels NEG-Streifen (non evaporable getter strips) gepumpt. Das Material (Zirkon-Aluminium-Leichtmetall) nimmt die Restgas-moleküle (O_2 und N_2) in seinen Gitterverband auf, indem es

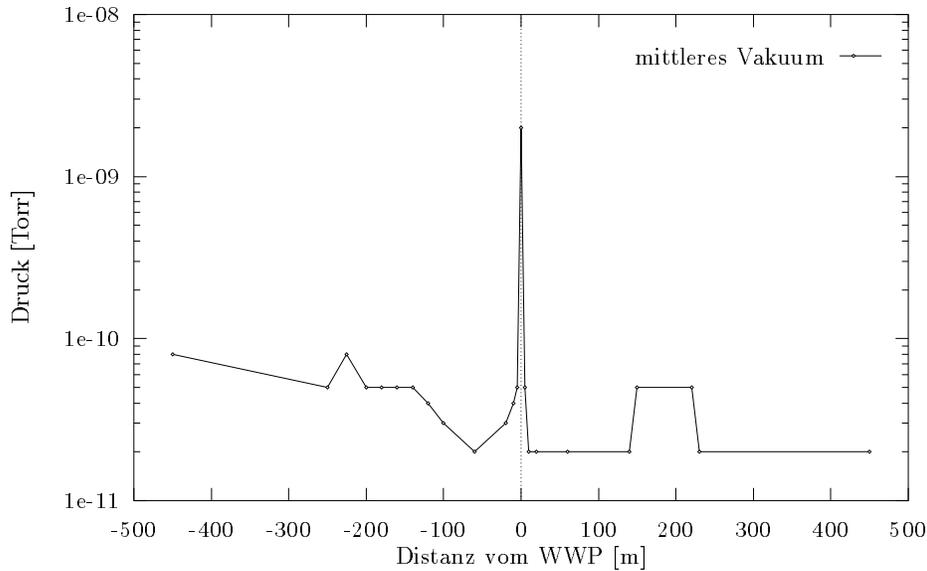


Abbildung 111: Druck in der Vakuumkammer der Wechselwirkungszone ALEPH.

stabile chemische Verbindungen bildet. Wenn die Oberfläche gesättigt ist, können die Restgasmoleküle durch Heizen der Streifen tiefer ins Material transportiert werden und die Pumpe aufgefrischt werden. Die Synchrotronstrahlung verursacht zudem eine spürbare Erwärmung des Vakuumrohrs, so daß es gekühlt werden muß. Damit nicht zuviel Strahlung nach außen gelangt, ist die Vakuumkammer (außerhalb der Experimentzone) mit 3—8 mm Blei ummantelt. Die einzelnen Rohrteile sind mit Flanschen und flexiblen Elementen verbunden, um thermisch verursachte Längenschwankungen (z.B. während des Ausbackens) auszugleichen. Während das Aluminiumstrahlrohr innerhalb der Dipole eine elliptische Form hat, geht es innerhalb der Experimentzone in ein rundes Edelstahlrohr über. Beginnend vom Quadrupol QS6 an ist zudem der Radius vergrößert, um dem Strahl mehr Raum für Betatronschwingungen zu geben. Spezielle Vakuumrohrformen resultieren auch aus der Installation von Separatoren und Experiment-Luminositätsmonitoren. Innerhalb des ALEPH-Experiments hat das Aluminiumstrahlrohr direkt um den Sollwechselwirkungspunkt ($z = \pm 2,7$ m) wieder einen kleineren Durchmesser. Der Mittelteil ($z = \pm 0,38$ m) besteht aus Beryllium, um zusammen mit dem kleinen Durchmesser eine möglichst präzise Messung des Vertex ohne Beeinflussung durch Aufschauern oder Vielfachstreuung zu erhalten. (Tab. 22)

Das Strahl-Monitorsystem

Zur Messung von Strahlparametern existieren eine Reihe von Meßsystemen, die direkt in den Strahl eingebracht werden oder die Influenz des Strahls oder seine Wechselwirkungen ausnutzen [23] [24].

- Die Injektion des Strahls vom SPS in LEP kann auf einem Lumineszenzschirm, der im Strahlengang angebracht ist, beobachtet werden.
- Der Strom der Elektronen bzw. Positronen kann mittels Stromtransformer, die um das Strahlrohr montiert sind, sowohl für eine einzelne Injektion als auch für einen umlaufenden Strahl gemessen werden. Hauptzweck während der Kollisionen ist die Bestimmung der Strahllebensdauer, d.h. der Stromänderung pro Zeit.
- Der Orbit des Strahls wird in Bezug auf horizontale und vertikale Position und Winkel durch 504 vierköpfige elektrostatische Elektroden, die direkt an Quadrupolen befestigt sind,

gemessen.

- Zwei Q-Meter messen die Anzahl der Betatron-Oszillationen des Strahls, indem sie ihn anregen und mit speziellen elektrostatischen Elektroden die Phase und Amplitude der aufgezungenen transversalen Schwingungen vermessen. Bei driftenden Q-Werten kann das automatische System über die Regelung des Fokussierungssystems dies korrigieren.
- Der UV-Anteil des Synchrotronlichts wird über ein Spiegelsystem mit einer CCD-Kamera aufgenommen. Die Messung liefert die transversalen Dimensionen beider Strahlen und ihre Länge an zwei Stellen im Ring. Das System wird mit einem Draht-Monitor (wire scan monitor) kalibriert. Der Kohlenstoffdraht wird durch den Strahl gefahren und die Bremsstrahlungsphotonen außerhalb des Strahlrohrs registriert.

G.2 LEP-Optiken

Die Luminositätsbeziehung Gleichung 115 hängt linear vom Strahlstrom ab. Der maximale Strahlstrom ist durch die Synchrotronabstrahlung ausgleichende Beschleunigungsleistung oder durch die Strahl-Strahl-Wechselwirkungs-Strombegrenzung pro Teilchenpaket limitiert. Die Strahl-Strahl-Wechselwirkung begrenzte bei LEPI (45 GeV Strahlenergie) den Strom pro Paket, während für LEPII eine Begrenzung des totalen Stroms durch die Beschleunigungsleistung erwartet wird.

Die Normal-Optik des LEP-Speicherrings hat eine Anzahl von Teilchenpaketen pro Ladung, die der Anzahl der Experimente proportional ist. Die ungewollten Kollisionen an vier der acht möglichen Wechselwirkungspunkte werden durch Strahlseparation verhindert. Der erreichte maximale totale Strom betrug 3,4 mA.

Die Pretzel-Optik [90] hat die gleiche Strahl-Strahl-Wechselwirkungs-Strombegrenzung wie die Normaloptik, es zirkulieren jedoch insgesamt 8 Pakete pro Teilchenladung in äquidistanten Abständen. Die Zeit zwischen Strahlpaketpassagen halbiert sich. Die zusätzlichen ungewollten Strahlkollisionen in den Beugestrecken werden durch eine erzwungene Schwingung des Strahls verhindert. Zu Beginn einer Beugung lenken elektrostatische Separatoren das Strahlpaket in der Horizontalen entsprechend seiner Ladung aus, so daß die Teilchen nicht auf dem Designorbit in die Dipole eintreten. Beim Austritt aus der Beugestrecke wird die Schwingung wieder unterdrückt. Der erreichte maximale totale Strom betrug 5,6 mA.

Die Bunch-Train-Optik [86] verwendet wieder das 4 mal 4 Paketschema der Normaloptik, jedoch zirkulieren nicht einzelne Pakete, sondern sogenannte Züge aus bis zu vier Wagen. Die Abstände der Wagen betragen etwa 87 bis 120 Hochfrequenzwellenlängen, so daß die Pakete innerhalb der Wechselwirkungszone mehrfach kollidieren können. Diese ungewollten Kollisionen werden elektrostatisch mit einer lokalen vertikalen Orbitbeule in einem Abstand von 20 bis 150 Meter vom Wechselwirkungspunkt verhindert. Der erreichte maximale totale Strom betrug 8,2 mA.

Die Bunch-Train-Optik mit zwei Wagen pro Zug ist die für LEPII vorgesehene Optik.

LEP Geometrie- und Optik-Parameter

LEP Größe	Parameter
Umfang	26658,883 m
mittlerer Radius	4242,893 m
RF-Frequenz	352251470 Hz
Umlaufzeit	88,92446 μ s
harmonische Zahl	31320
RF-Hochspannung (LEPI)	360 MV
e^\pm -Energieverlust / Umlauf (LEPI 45GeV)	0,117 GeV
RF-Hochspannung (LEPII)	2200 MV
e^\pm -Energieverlust / Umlauf (LEPII 90GeV)	1,875 GeV
Dipol mag. Länge (4 core)	23,33 m
Beugeradius Dipole	3096,175 m
Beugewinkel (pro Halbzelle)	11.3 mrad
Quadrupol (norm./stark) mag. Länge	1,6 m / 2,0 m
Quadrupol (norm./stark) max. Grad. (100 GeV)	9,5 T / 10,9 T
Quadrupol (supraleitend) mag. Länge	2,0 m
Quadrupol (supraleitend) max. Grad (100 GeV)	36,0 T
FODO-Zellenlänge	79 m
nat. horiz. Emittanz (20 GeV)	2,2 nm
Vakuum (nominal)	10^{-10} Torr
Vakuum (mit Synchrotronstrahlung)	$3 \cdot 10^{-9}$ Torr
Restgas-Zusammensetzung	71% H ₂ , 24% CO, 1% CH ₄

Tabelle 17: LEP-Maschinenparameter [44].

	(60°/60°)	(90°/60°)	(108°/60°)
QF/QD k [m^{-2}]	-0,01604 / 0,01604		
β_x [m] in QF/QD	135,0 / 46,3	152,7 / 41,0	162,2 / 38,6
β_z [m] in QF/QD	46,3 / 135,0	25,5 / 122,0	18,2 / 130,2
D_x [m] in QF/QD	2,219 / 1,351	1,13 / 0,59	0,88 / 0,42

Tabelle 18: LEP-FODO-Zellenparameter.

Bezeichnung	LEPI Pretzel k [m^{-2}]	LEPI Bunch Train k [m^{-2}]	LEP 1 1/2 k [m^{-2}]	LEPII k [m^{-2}]
QS0	-0,164	-0,164	-0,164	-0,164
QS1	0,035	0,029	0,023	0,030
QS2		-0,017	-0,029	-0,012
QS3	-0,038	-0,012	-0,015	0,016
QS4	-0,038	-0,016	-0,014	-0,035
QS5	0,023	0,034	0,035	0,023
QS6	-0,027	-0,027	-0,027	-0,027

Tabelle 19: Typische Quadrupolstärken der Quadrupole in der ALEPH-Experimentzone des LEP-Speicherrings. Auffällig ist die große Beugekraft des QS0-Quadrupols.

Optik-Parameter	LEPI (91)	LEPI (92-94)	LEPI+ (95)	LEPII	LEPII
Nominale Energie E_0 [GeV]	45	45	65	90	90
Injektionsenergie E_I [GeV]	20	20	22	22	22
Betatronphasenvorlauf $\Delta\mu$	60°/60°	90°/60°	90°/60°	90°/60°	108°/60°
Betatronzahl Q_H	70,4	90,3	90,3	90,3	102,3
Betatronzahl Q_V	78,2	76,2	76,2	76,2	76,2
Synchro-Betatronzahl Q_s	0,085	0,0625	?	0,1054	0,0827
Energieakzeptanz $s_b [E_0]$	0,78	1,28	?	0,6	0,6
Arbeitspunktversch. ΔQ	0,03	0,045	0,05	0,05	0,05
β_x^* [m]	1,75	2,5	2,5	1,25	1,25
β_y^* [m]	0,07	0,05	0,05	0,05	0,05
$\langle \beta_x \rangle$ [m]	84,8	63,3	63,3	63,3	61,7
$\langle \beta_z \rangle$ [m]	84,8	89,0	89,0	89,0	91,6
Dilatationsfaktor $\alpha [10^{-4}]$	3,866	1,856	1,856	1,856	1,3
Emittanz e_x^{nat} [nm] (natürlich)	35	11,9	26,0	41,7	26,7
Emittanz e_x^{phys} [nm] (Kollision)	45	45	30	42	27
Kopplungskonst. k	0,04	0,02	0,005	0,005	0,005
Paketanzahl	4	4*2, 4*3	4	4*2	4*2
Strombegr./Paket $I_{bunch}^{\Delta Q}$ [mA]	0,150	0,147	0,444	1,18	0,76
max. Strahlstrom I_{beam}^{max} [mA]	3,0	3,6	6,0	8,0	8,0
Strom/Paket I_{bunch}^{phys} [mA]	0,4	0,35			

Tabelle 20: Energieabhängige LEP-Maschinenparameter.

Name	LEPI Pretzel g05p46hv2	LEPI Train k05p46v3	LEPI+ l05p46v6	LEPII m05p80v2	LEPII h05r46v2
Position	β_x/β_y	β_x/β_y	β_x/β_y	β_x/β_y	
IP	2,5/0,05	2,0/0,05	2,5/0,05	2,5/0,05	2,5/0,05
QS0	13,1/382,4	15,1/383,7	13,1/386,7	13,0/383,4	13,1/381,0
QS1B	167,1/134,3	288,3/136,0	164,9/149,1	165,6/145,7	169,1/127,5
QS1A	231,1/83,2	319,2/79,8	250,4/88,3	247,9/86,8	237,7/72,9
COLH.QS1	98,4/211,6	116,4/213,9	96,3/226,4	101,4/216,0	104,0/197,4
COLV.QS1	103,1/204,9	122,0/207,3	100,9/219,8	286,0/58,5	243,7/50,6
QS2	224,8/58,9	319,2/40,8	324,1/39,6	308,0/41,4	240,1/37,0
COLH.QS3	-	-	-	-	8,5/124,0
QS3	103,1/70,7	24,1/114,0	22,4/133,6	6,1/88,9	7,8/137,3
QS4	49,5/156,9	17,6/130,6	16,8/144,9	14,3/72,1	15,5/123,3
COLV.QS5	69,2/37,3	53,7/42,3	60,4/40,0	82,8/27,4	79,4/42,9
QS5	72,1/32,3	60,9/38,1	53,3/44,0	78,3/29,6	83,9/41,6
COLH.QS6	11,3/78,1	10,5/100,9	9,7/110,0	18,5/121,4	21,0/98,4
QS6	9,6/88,9	9,7/109,9	10,4/101,0	20,7/110,9	19,1/107,9
COLH.QS10	-	10,5/102,6	10,8/101,8	18,3/86,2	17,7/81,1
COLH.QS15	93,4/46,6	137,4/20,6	137,4/20,6	135,7/51,5	137,6/40,6
COLH.QS17	-	65,5/69,1	65,5/69,1	60,6/84,3	-

Tabelle 21: Betatronfunktion des LEP-Speicherrings. Anmerkungen: COLH.QS1 wird ab 1996 an der dem Wechselwirkungspunkt zugewandten Seite von QS1B montiert. COLV.QS1 wird ab 1996 an der dem Wechselwirkungspunkt zugewandten Seite von QS2 montiert. QS2 bestand bis einschließlich 1993 aus QS2B, QS2A, hier ist die Position von QS2B angegeben. COLH.QS6 ist ab 1994 an der dem Wechselwirkungspunkt abgewandten Seite von QS6 montiert worden.

Position	Material	Durchmesser
$ z < 0,38 \text{ m}$	Be	$r_{in} = 53 \text{ mm}, r_{out} = 54,1 \text{ mm}$
$0,38 \text{ m} < z < 0,415 \text{ m}$	Al	$r_{in} = 52 \text{ mm}, r_{out} = 56,5 \text{ mm}$
$0,415 \text{ m} < z < 2,70 \text{ m}$	Al	$r_{in} = 53 \text{ mm}, r_{out} = 54,5 \text{ mm}$
$2,70 \text{ m} < z < 2,74 \text{ m}$	Al	Radienübergang
$2,74 \text{ m} < z < 6,3 \text{ m}$	Inox	$r_{in} = 60 \text{ mm}$ lichte Weite
(mehrere Übergänge und Strahlrohrformen)		
$6,3 \text{ m} < z < 8,4 \text{ m}$	Inox	$r_{in} = 65 \text{ mm}$ keine Information
$8,4 \text{ m} < z < 57 \text{ m}$	Inox	$r_{in} = 78 \text{ mm}$ nehme $\Delta r = 1,5 \text{ mm}$ an
$57 \text{ m} < z < 66 \text{ m}$	Inox	$r_{in} = 50 \text{ mm}$ Radienübergang
$66 \text{ m} < z < 71 \text{ m}$	Inox	$r_{in} = 78 \text{ mm}$
$71 \text{ m} < z < 87 \text{ m}$	Inox	$r_{in} = 50 \text{ mm}$
$87 \text{ m} < z $	Al	Übergang rund zu elliptisch horizontal $r_{in} = 65,5 \text{ mm}$ vertikal $r_{in} = 35,5 \text{ mm}$ $\Delta r = 3 \text{ mm}$ mit 3 – 8 mm Bleiummantelung

Tabelle 22: Das LEP-Strahlrohr: (Be=Beryllium, Al= Aluminium, INOX = Edelstahl, r_{in} =innerer Radius, r_{out} = äußerer Radius)

Element	IP2/6	IP4/8
QS0	4,7	4,7
COLH.QS1	8,52	8,25
COLV.QS1	8,65	8,65
QS1B	10,2	10,2
QS1A	12,7	12,7
QS2B	16,5	16,5
QS2A	18,6	18,6
COLZ.QS2	21,31	21,31
ES.QS2	24,17	24,17
QS3	58,0	58,03
QS4	64,2	64,24
COLZ.QS4	66,11	66,13
ES.QS4	68,91	68,91
COLV.QS5	98,66	97,93
QS5	101,08	101,13
QS6	127,03	125,28
COLH.QS6	129,44	121,43
QS7	149,59	149,63
QS8	173,85	173,83
QS9	198,11	198,13
QS10	222,37	222,33
QS11	246,63	246,63
Nomenklatur	.QSx	Gerät nahe Quadrupol x
	COLH	horizontaler Kollimator
	COLV	vertikaler Kollimator
	.L	left = Positronenseite
	.R	right = Elektronenseite
	COLZ	Separator-Schutzkollimator
	IP2/6	L3/OPAL
	IP4/8	ALEPH/DELPHI

Tabelle 23: LEP Layout Juni'93, Entfernung (Gerätemitte) zum Wechselwirkungspunkt in Metern.

Literatur

- [1] K. Afholderbach et al. *Performance of the new Small Angle Monitor for Background (SAM-BA) in the ALEPH experiment at CERN*, Nuc. Instr. Meth. A410 (1998) 166–174
- [2] The ALEPH Bunch Train Working Group (U. Becker et. al.); *Performance of the ALEPH Detector with Bunch Trains in LEP*, ALEPH-Note 94–191 (Dec. 1994)
- [3] The ALEPH Collaboration; *ALEPH: A detector for Electron-Positron Annihilations at LEP*, Nuc. Instr. Meth. A294 (1990) 121–178
- [4] The ALEPH Collaboration; *The ALEPH Handbook, Vol.1 and Vol.2*, edited by C. Bowdery, CERN 1997
- [5] The ALEPH Collaboration; *Performance of the ALEPH detector at LEP*, Nuc. Instr. Meth. A360 (1995) 481–506
- [6] The American Physical Society; *Physical Review D, Particles and Fields, Part II Review of Particle Properties*, American Institute of Physics, Third Series, Vol.24 Num.11
- [7] J.E. Augustin et al.; *Proceedings of the International Symposium on Electron and Positron Storage Rings*, Saclay (Sep. 1966), Presses Universitaires de France, p v5-1 - v5-14
- [8] BaBar Collaboration; *Letter of Intent for Study of CP Violation and Heavy Flavor Physics at PEP-II*, SLAC-443 (June 1994)
- [9] W. Bambynek et al., *x-Ray Fluorescence Yields, Auger, and Coster-Kronig Transition Probabilities*, Rev.Mod.Phys. Vol.44, Num.4, (Oct.1972) p.716–813
- [10] A.Ball et al.; *Measurement of Particle Backgrounds at the LEP Experiments with 65 GeV Beams*, CERN SL-MD Note 201 (Feb. 1996)
- [11] W. Bartel; *Backgrounds and Interaction Regions at PETRA*, General Meeting on LEP, ECFA 81/54
- [12] K. Bell et. al.; *Test of the Synchrotron Radiation Masks in LEP*, CERN SL-MD Note 144 (1994)
- [13] F. Bertinelli and R. Jung; *Design and construction of LEP collimators*, Proc. 1987 Accelerator Conf., Washington DC
- [14] C. Bovet et. al.; *Final Report of the 1994 Bunch Train Study Group*, CERN SL/94–95 (AP), (Dez. 1994)
- [15] A. Bielajew and R. Wang; *Incorporation of single elastic scattering in the EGS4 Monte Carlo code system: Test of Molière theory*, Nuc. Instr. Meth. B82 (1993) 503–12
- [16] A. Bielajew and D. Rogers; *Photoelectron angular distribution in the EGS4 code system*, NRC-PIRS-0058 (1986)
- [17] A. Bielajew and D. Rogers; *PRESTA: The Parameter Reduced Electron-Step Transport Algorithm for Electron Monte Carlo Transport*, Nuc. Instr. Meth. B18 (1987), p165–181
- [18] A. Bielajew and D. Rogers; *Photoelectron angular distribution in the EGS4 code system*, NRC-PIRS-0058 (1986)
- [19] D.H. Bilderback; *Reflectance of x-ray mirrors from 3.8 keV to 50 keV* SPIE Vol.315, Reflecting Optics for Synchrotron Radiation, (1981), p90–102
- [20] Bini et al; *Scattering of thermal photons by a 45 GeV positron beam at LEP*, CERN-PPE/91–64 (1991)

- [21] B. Bloch-Devaux; *KINLIB Documentation*, ALEPH Note 91-78
- [22] T. Bohl et al.; *Running of the high beta-x background optics*, SL-MD Note 69 (Dez. 92)
- [23] C. Bovet; *LEP Beam Instrumentation*, CERN SL/91-17
- [24] C. Bovet et al.; *The LEP Synchrotron Light Monitors*, CERN SL/91-25
- [25] W. Blum and L. Rolandi; *Particle detection with drift chambers*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg 1993
- [26] D. Brandt and H. Burkhardt; *Optimization of Integrated Luminosity for LEP2*, CERN LEP2 Note, 95-35
- [27] G. Brown and D. Moncton; *Handbook of Synchrotron Radiation Vol.3*, North-Holland, p.120-124
- [28] E. Brun et. al.; *GEANT - Detector Description and Simulation Tool*, CERN Program Library long Writeup W5013
- [29] Y. Budagov, V.A. Chechin, G.I. Merson and B. Sitar; *Ionisation Measurements in High Energy Physics*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg 1993
- [30] H. Burkhardt and J. Rothberg; *Proposal for Background monitoring with ALEPH*, ALEPH Note 88-19 (1988)
- [31] H. Burkhardt; *Experimental Condition, Proceedings of the Second Workshop on LEP Performance*, CERN-SL 92-29 DI, 1992
- [32] H. Burkhardt; *Monte Carlo Simulation of Scattering of Beam Particles and Thermal Photons*, CERN SL/Note 93-70 (OP)
- [33] H. Burkhardt; *Beam-Beam and Lifetime, Proceedings of the Third Workshop on LEP Performance*, Chamonix Jan.1993, p.117-122
- [34] H. Burkhardt; *Note 4th and 7th Meeting of the LEPC Working Group on Beam induced backgrounds at LEP2 energies*, 8.3 and 20.9.1993;
LEP2 and Background, ALEPH Plenary Talk at Heidelberg, 14.10.1994
- [35] H. Burkhardt; private Mitteilung
- [36] H. Burkhardt; *Monte Carlo Generator for Synchrotron Radiation*, LEP Note 632 (1990)
- [37] H. Burkhardt; *Beam-Beam Tuneshift, Emittance and Lifetime*, Proceedings of the Fourth Workshop on LEP Performance, Chamonix Jan.1994, CERN SL/94-06 (DI), p413-419
- [38] H. Burkhardt; *Beam lifetime and Beam-beam in LEP*, Proc of 7th ICFA advanced beam dynamics workshop, Dubna 1995, May 18-20
- [39] H. Burkhardt, R. Jacobsen, G. Lutters and G. von Holtey; *Effects of Aperture Limiting Collimators*, SL-MD Note 111, Feb.1994
- [40] CERN; *CERNLIB Program-Bibliothek*, CERN DD/EE
- [41] CERN S. Turner; *BASIC Course*, CERN Accelerator School Proceedings, CERN 85-19
- [42] CERN S. Turner; *Synchrotron Radiation and Free Electron Lasers*, CERN Accelerator School Proceedings CERN, 90-03
- [43] CERN Publication; *Large Electron-Positron storage ring*, Technical Notebook, Nov. 1989

- [44] CERN Report; *The LEP Design Report*, Vol 1, CERN-LEP-TH/83-29, Vol 2, CERN-LEP/84-01
- [45] B. Dehning, A. Melissinos, F. Perrone, C. Rizzo, G. von Holtey; *Scattering of high energy electrons off thermal photons*, *Phys.Lett.B* 249 1 (1990) 145-148
- [46] A. Del Guerra, W. Nelson and P. Russo; *A simple method to introduce K-edge sampling for compounds in the code EGS4 for X-ray element analysis*, *Nuc. Instr. Meth. A*306 (1991), 378-385
- [47] N.A. Dyson; *X-rays in atomic and nuclear physics*, Cambridge University Press 1990, p.312
- [48] The Exchenevex Group (O. Callot et al.); *ALEPH Shift Leader Training Course*, CERN ALEPH ONLINE, Apr.1995
- [49] A. Fasso, G. Stevenson et al.; *Radiation Problems in the Design of the Large Electron-Positron Collider (LEP)*, Chapter High Energy Electron (Positron) Interactions with Matter, CERN 84-02 TIS
- [50] E. Feigl; *Diplomarbeit: Entwicklung des SAMBA-Subdetektors für das ALEPH-Experiment und erste Messungen mit SAMBA am LEP-Speicherring*, Universität Gesamthochschule Siegen Fb. Physik, Siegen Deutschland, (Sept. 1992)
- [51] H. Fox and A. Rosado; *Radiation Tests of the ALEPH TPC Sectors*, CERN ALEPH-Note 94-195 (1994)
- [52] R. Ghislain; *Can the background conditions be improved through optimised optics?*, Proceedings of the fifth workshop on LEP performance, Chamonix Jan.95, CERN SL/95-08(DI), S.135-139
- [53] G.K. Green; *Spectra and Optics of Synchrotron Radiation* BNL Report 50522, (1970); BNL Report 50595, Vol.II (1977)
- [54] A. Groos, *Diplomarbeit: Pulsformanalyse zur Elektron-Photon Trennung in einer Vieldraht-proportional-kammer*, Universität Gesamthochschule Siegen Fb. Physik, Siegen Deutschland, (Sept. 1994)
- [55] C. Grupen; *Teilchendetektoren*, BI Wissenschaftsverlag, Mannheim 1993
- [56] C. Grupen; *Kernphysik*, Vorlesungsskript Universität Gesamthochschule Siegen (1983)
- [57] J.F.Harris; *Particle Backgrounds and SR-Masks at 90 GeV*, *Proceedings of the Fifth Workshop on LEP Performance*, Chamonix 1995, CERN SL/95-08 (DI)
- [58] V. Hepp; *Background due to Beam-Gas-Interactions in the LEP-Lattice*, ALEPH Note 109 Aug.1983
- [59] G. von Holtey, H.H. Ball, E. Brambilla, H. Burkhardt, P. Esterbrooks, F.J. Harris, G. Lutters, J. Rothberg, P. Roudeau, P. Siegrist, J. Wear, P. Weber, E. Vallazza; *Study of Beam-Induced Particle Backgrounds at the LEP Detectors*, *Nuc. Instr. Meth. A*403 (1998) 205-246
- [60] G. von Holtey; *LEP Main Ring Collimators*, CERN LEP-BI/86-03 (1986)
- [61] G. von Holtey; *Electron Beam Collimation at LEP Energies*, Proc. IEEE Particle Accelerator Conf., Washington (Mar. 1987)
- [62] G. von Holtey; *Reduction of Backgrounds to the LEP Experiments*, CERN LEP-BI/87-03 (1987)
- [63] G. von Holtey and K.M. Potter; *Estimates of the Synchrotron Radiation Background in the LEP Experiments*, CERN LEP-BI/87-05 (1987)

- [64] G. von Holtey; *Electron Background due to Gas Bremsstrahlung*, CERN LEP-BI/87-13 (1987)
- [65] G. von Holtey; *Talk ALEPH Plenary Meeting at CERN 26. Nov. 1987*, CERN ALEPH (1987)
- [66] G. von Holtey; *Machine induced Particle Backgrounds to LEP Detectors*, Talk to LEP Experiments Committee, CERN Mar. 1988
- [67] G. von Holtey; *Estimates of the Particle Backgrounds at the LEP Detectors*, CERN LEP-BI/88-52 (1987)
- [68] G. von Holtey; *ALEPH Plenary Meeting at CERN*, May 1993, ALEPH Note
- [69] G. von Holtey; *Background Photon Energy Spectra for Physics Detectors MC*, private Mitteilung (1993)
- [70] G. von Holtey; *Monte Carlo Simulations of Photon Background Measurements during the June 1993 MD*, CERN SL-MD Note 97 (Aug. 1993)
- [71] G. von Holtey; *Status Report LEPC Working Group on Beam Induced Particle Backgrounds at LEP200 Energies*, Talk to LEP Experiments Committee, CERN 1993
- [72] G. von Holtey, W. Niessen, P. Roudeau; *Synchrotron Radiation Mask for LEP2*, CERN SL/94-23 (EA) (1994)
- [73] G. von Holtey, J. Miles, J. Rothberg; *Experience with Particle Backgrounds at LEP*, CERN SL/94-25
- [74] G. von Holtey; *Datei VAC94-4 (1994 collimator settings physics ALEPH, chamber 4/94, optics k05p46h 60/60deg)*, private Mitteilung
- [75] G. von Holtey; private Mitteilung
- [76] G. von Holtey; *Background Control at High Energy*, Proceedings of the Fourth Workshop on LEP Performance, CERN SL/94-06 (DI), 1994
- [77] G. von Holtey; *Status Report on Design and Installation of Synchrotron Radiation Masks for LEP2*, CERN SL/Note 95-30 (1995)
- [78] G. von Holtey; *Proposal for Background MD*, private Mitteilung an die LEPC Working Group on Beam Induced Particle Backgrounds at LEP200 Energies (Nov. 1995)
- [79] G. von Holtey; *Physics Specification of New Horizontal Collimators COLH.QS1B*, CERN SL/Note 95-23 (1995)
- [80] G. von Holtey; *Synchrotron Radiation Photon Background with Bunch Trains in LEP*, CERN SL/95-29 (EA);
Off-Energy Electron Background with Bunch Trains in LEP, CERN SL/95-86 (EA)
- [81] G. von Holtey; *Proposal for Background MD November 22*, private Mitteilung (1995)
Minutes of the meeting of the LEPC Working Group on Machine Induced Particle Backgrounds at LEP200 Energies from 15-11-95, CERN-SL 1995
- [82] K. Hübner; *Synchrotron Radiation*, CERN Accelerator School, General Accelerator Physics, Proceedings CERN 85-19 (1985)
- [83] J.D. Jackson; *Klassische Elektrodynamik*, 2. Aufl. de Gruyter, Berlin New York 1983, S.799
- [84] F. James; *A review of pseudorandom number generators*, Computer Physics Comm. 60 (1990) 329-344
- [85] B. Jacobsen and R. Forty; *Notes of background check at LEP startup*, (Apr. 92), private Mitteilung

- [86] J.M.Jowett; *More Bunches in LEP*, Proc. 1989 IEEE Particle Accelerator Conf., Chicago 1989 1806
- [87] R. Jung, R. Perret, R. Valbuena; *Design of a new generation of collimators for LEP 200*, CERN-SL 93-20 (1993)
- [88] J. Kadyk; *Wire chamber aging*, Nuc. Instr. Meth. A300 (1991) 436-479
- [89] W. Kalbreier; *Radiation Triggered Breakdown Phenomena in High Energy e^+e^- Colliders*, CERN SL/92-42
- [90] W.Kalbreier et al.; *The Pretzel Separation Scheme in LEP*, Proc. XVth Internat. Conf. on High-Energy Accelerators, Int. J. Mod. Phys. A 2A 1993 401
- [91] E. Keil et. al.; *Measurement of the background in the LEP experiments with vertical bumps for bunch trains*, SL-MD Note 120 (1994)
- [92] E. Keil; *Synchrotron Radiation from a large Electron-Positron Storage Ring*, CERN ISR-LTD/76-23 (1976)
- [93] E. Keil; *Bunch Trains for LEP2, Proceedings of the fifth workshop on LEP performance*, Chamonix Jan.95, CERN SL/95-08(DI), S.156-159
- [94] E. Keil et al.; *Report of the 1993 Bunch Train Study Group*, CERN SL/94-16 (AP) (1994)
- [95] E. Keil et al; *Measurement of the background in the LEP experiments with vertical bumps for bunch trains*, SL-MD Note 120 (1994)
- [96] U. Köppen; *Test des SAMBA-Monitors mit geladenen Teilchen*, Universität Gesamthochschule Siegen Fb. Physik, Siegen Deutschland, (Mai 1993)
- [97] F. Lapique and F. Puiz; *Simulation of The Measurement by Primary Cluster Counting of Energy Lost by Relativistic Ionizing Particles in Argon*, Nuc. Instr. Meth. 175 (1980) 297-318
- [98] The LEP Study Group; *Design Study of a 15 to 100 GeV e^+e^- Colliding Beam Machine (LEP) (Blue-Book)*, K.M. Potter et. al., Kapitel: 'Background induced by Synchrotron Radiation', CERN/ISR-LEP/78-17
- [99] The LEP Study Group; *Design Study of a 15 to 100 GeV e^+e^- Colliding Beam Machine (LEP) (Pink-Book)*, K.M. Potter et. al., CERN/ISR-LEP/78-18
- [100] M.S. Longair; *High energy astrophysics*, Cambridge University Press 1981, p280-284
- [101] G. Lutters, L. Smolik, J. Rothberg; *Observations of Background at 65GeV*, ALEPH Note 95 (Dez. 1995)
- [102] G. Lutters; *Diplomarbeit: Entwicklung eines Untergrundmonitors für das ALEPH-Experiment*, Universität Gesamthochschule Siegen Fb. Physik, Siegen Deutschland, Feb.1992
- [103] C. Ma and A. Nahum; *A new algorithm for EGS4 low-energy electron transport to account for change in discrete interactions cross-section with energy*, Nuc. Instr. Meth. B72 (1992) p.319-330
- [104] S. Mao, J. Liu and W. Nelson; *Using the EGS4 Computer Code to Determine Radiation Sources Along Beam Lines at Electron Accelerators*, SLAC-PUB-5723 Jan.1992
- [105] M. McNeil; *ARBLIS/RADMON User's Guide*, (Apr. 95), private Mitteilung
- [106] P. Mato; Private Mitteilung

- [107] H. Meinhardt; *Dissertation: Elastische Elektron-Positron-Streuung bei Schwerpunktsenergien um die Z^0 -Resonanz*, Universität Gesamthochschule Siegen Fb. Physik, Siegen Deutschland, (Jan.1991)
- [108] S. Meyers; *The LEP Collider, From Design to Approval and Commissioning*, CERN Accelerator School, CERN 91-08 (1991)
- [109] S. Meyers; *Conclusions of the Fourth LEP Performance Workshop*, Proceedings of the Fourth Workshop on LEP Performance, CERN - SL/94-06 (DI), 1994
- [110] G. Murtas; *Synchrotron Radiation Background in the ALEPH Detector*, CERN ALEPH-Note 89-54 (1989)
- [111] G. Murtas; *Note on Synchrotron Radiation Background Pipe Diameter and Collimator Layout in the ALEPH*, CERN ALEPH-Note 89-91 (1989)
- [112] NA6-Collaboration; *Particle Identification Through Pulse Shape Analysis in Proportional Counters*, Physica Scripta, Vol 23, 759-762 (1981)
- [113] W.R. Nelson, H. Hirayama and D.W.O. Rogers; *THE EGS4 CODE SYSTEM*, SLAC-265, UC-32, (E/I/A) Dec.1985
- [114] L.B. Okun, α , β , γ , ... *Z A Primer in Particle Physics*, harwood academic publishers (chur, london, paris, new york) 1987
- [115] D.W. Perkins, *Hochenergiephysik*, Addison-Wesley (Deutschland) 1990
- [116] F. Ranjard; *GALEPH Users Guide*, ALEPH Note 119 (2.1988)
- [117] B. Rensch; *Dissertation: Produktion der neutralen seltsamen Teilchen K_s^0 und Λ in hadronischen Z-Zerfällen am LEP-Speicherring*, Universität Heidelberg, Heidelberg Deutschland, Sep.1992
- [118] A. Rindi; *Gas Bremsstrahlung from Electron Storage Rings*, Health Physics 42 2 (1982) 187-193
- [119] D. Rogers; *Low Energy Electron Transport with EGS4*, Nuc. Instr. Meth. 227 (1984), p.535-548
- [120] J. Rothberg, G. Lutters, A. Groos; *LEP Background MD (MD on SR Mask)*, Eigene Aufzeichnungen (Jun. 1994)
Minutes of the 21th meeting of the LEPC Working Group on Machine Induced Particle Backgrounds at LEP2 Energies from 23-June-94, CERN-SL 1994
- [121] J. Rothberg, G. Lutters; *Q51 Collimator Scan 15 August 1994*, Eigene Aufzeichnungen (Aug. 1994)
Minutes of the 22th meeting of the LEPC Working Group on Machine Induced Particle Backgrounds at LEP2 Energies from 23-June-94, CERN-SL 1994
- [122] J. Rothberg; *Limitations due to Backgrounds at LEP1*, Proceedings of the Fifth Workshop on LEP Performance, Chamonix Jan.95, CERN SL/95-08 (DI)
- [123] H. Rüb; *Diplomarbeit: Bestimmung der Effizienz des SAMBA-Subdetektors für Photonen im Röntgenbereich*, Universität Gesamthochschule Siegen Fb. Physik, Siegen Deutschland, (Mai 1993)
- [124] M. Sands; *The Physics of Electron Storage Rings, An Introduction*, SLAC pub 121, (Nov.1970)

- [125] D. Schaile (Universität Freiburg), e+e- Physics (1992 CERN Summer Student Lecture Program), CERN 1992
- [126] P. Schilly, A. Lütke (CERN PPE/ALD), private Mitteilung
- [127] H. Schopper; *Advances of Accelerator Physics and Technologies*, World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., Advanced Series on Directions in High Energy Physics Vol. 12, (1993)
- [128] E. Storm and H. Israel; *Photon Cross Section from 1 keV to 100 MeV for Elements Z=1 to Z=100*, Atomic Data and Nuclear Data Tables (1970) 565
- [129] J. Schwinger; *On the Classical Radiation of Accelerated Electrons*, Phys. Rev. 73 12 (1949) 1912–1925
- [130] A.A. Sokolov and I.M. Ternov; *Synchrotron Radiation*, Berlin, Akademie-Verlag (1968)
- [131] H. Winik and S. Doniach (Editors); *Synchrotron Radiation Research*, Plenum Press, 1980, p.11–24
- [132] R. Veenhof; *GARFIELD, a drift-chamber simulation program*, CERN Programm Library entry W5050
- [133] A. Verdier; *Optics considerations for LEP2*, Proceedings of the Fifth Workshop on LEP Performance, Chamonix 1995, CERN SL/95–08 (DI)
- [134] O. Wagner; *Diplomarbeit: Kathodenauslese an einem Untergrundmonitor für ALEPH*, Universität Gesamthochschule Siegen Fb. Physik, Siegen Deutschland (Mai 1992)
- [135] J. Wear; *BMPHOT — Beam Photon Generator Documentation*, private Mitteilung (Jan. 1994)
- [136] J. Wear; *VDET Passiv Dosimetry Documentation and Measurements*, ALEPH Note 94-14 (Jan. 1994)
- [137] J. Wear, D. Rousseau, J. Rothberg, G. Lutters; *Results from Background Studies June 1993*, ALEPH Note 93-103 (1993)
- [138] J. Wear, D. Rousseau, J. Rothberg, G. Lutters; *Summary of General Observations from July Background MD*, (Aug. 1993)
- [139] J. Wear, J. Rothberg ; *Main Observations from MD of 3, 8 September 1993*, private Mitteilung (Sep. 1993)
- [140] J. Wear; *Conclusion of ALEPH's QS1 collimator optimisation*, private Mitteilung (Oct. 1993)
- [141] J. Wear, J. Rothberg, G. Lutters, R. Jacobsen; *The Source of Prompt Background Photons in ALEPH, Result of November 1993 MD*, (1993), Eigene Aufzeichnungen
Minutes of the 15th meeting of the LEPC Working Group on Machine Induced Particle Backgrounds at LEP200 Energies from 12–10–93, CERN-SL 1993
- [142] J. Wear and J. Rothberg; *Notes on Monte Carlo Simulations*, private Mitteilung, Sept.1973
- [143] H. Wiedemann; *Einführung in die Physik der Elektron-Positron-Speicherringe*, Herbstschule für Hochenergiephysik, Maria Laach (Sep.1973)
- [144] H. Wiedemann; *Brightness of Synchrotron Radiation from Electron Storage Rings*, Nuc. Instr. Meth. 172 (1980), p.33–37
- [145] H. Wiedemann; *Particle Accelerator Physics, Basics Principles and Linear Beam Dynamics*, Springer (1995), p.371–383

- [146] H. Wiedemann; *Design of Low Emittance Storage Rings*, Nuc. Instr. Meth. A246, (1986), p.4-11
- [147] E.J.N Wilson; *Introduction to particle accelerators*, Academic Training Programme CERN, (1992-93)
- [148] K. Wille; *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen*, Stuttgart, Teubner, (1992)
- [149] ZEUS Collaboration; *The ZEUS Detector*, Status Report 1987, PRC 87-02