

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PISA
FACOLTÀ DI SCIENZE M.F.N.

Dottorato di Ricerca in Fisica. IV ciclo

**MISURA DELLA SEZIONE D'URTO TOTALE E
DELLO SCATTERING ELASTICO ALL'ENERGIA
NEL CENTRO DI MASSA DI $\sqrt{s} = 1800$ GeV**

Tesi del dott. Riccardo Paoletti

ANNO ACCADEMICO 1990/91

**MISURA DELLA SEZIONE D'URTO TOTALE E DELLO
SCATTERING ELASTICO ALL'ENERGIA NEL CENTRO DI
MASSA DI $\sqrt{s} = 1800$ GeV**

La produzione di eventi elastici è stata misurata al Collider Tevatron del Fermi National Accelerator Laboratory (Batavia, Il., U.S.A.) alla energia nel centro di massa di $\sqrt{s} = 1800$ GeV, nell'intervallo $0.06 < |t| < 0.24$. Sono forniti dettagli sull'esperimento CDF che ha compiuto la misura e sui criteri di selezione degli eventi. I risultati ottenuti sulla misura della slope nucleare e della sezione d'urto totale ed elastica sono:

$$\begin{aligned} b &= 16.44 \pm 0.44 \text{ GeV}^{-2} \\ (1 + \rho^2)\sigma_{tot} &= 80.4 \pm 3.5 \text{ mbarn.} \end{aligned}$$

Per $\rho = 0.2$:

$$\begin{aligned} \sigma_{tot} &= 77.3 \pm 3.4 \text{ mbarn} \\ \sigma_{el} &= 19.2 \pm 1.4 \text{ mbarn} \end{aligned}$$

in accordo con le estrapolazioni di dati raccolti ad energie inferiori.

Indice

1	Introduzione	1
1.1	Lo scattering elastico	2
1.1.1	La regione Coulombiana ($ t \ll 0.001 \text{ GeV}^2$)	6
1.1.2	La regione di interferenza ($ t \simeq 0.001 \text{ GeV}^2$)	7
1.1.3	La regione nucleare ($0.001 \ll t < 0.5 \text{ GeV}^2$)	7
1.1.4	La regione a grandi t ($0.5 < t \text{ GeV}^2$)	8
1.2	Teoremi asintotici	11
1.3	Relazioni di dispersione	12
1.4	Modelli Fenomenologici	14
1.4.1	Modelli Iconali	14
1.4.2	Scaling Geometrico	16
1.4.3	Modelli di Regge	18
1.5	Il metodo sperimentale di misura di σ_{tot}	20
2	Apparato sperimentale	23
2.1	Il Tevatron Collider	23
2.1.1	Sistema di coordinate	24
2.1.2	Ottica del fascio	25
2.2	Il rivelatore CDF	31
2.3	Il rivelatore elastico	31

2.3.1	Le camere a deriva	34
2.3.2	I rivelatori di silicio	37
2.3.3	I contatori di trigger	38
2.4	Sistema di trigger	40
2.4.1	Il sistema di trigger di CDF	40
2.4.2	Il trigger dello spettrometro	42
2.5	Acquisizione dei dati	43
2.6	Procedure di calibrazione	45
2.6.1	Rivelatori di silicio	45
2.6.2	Camere a deriva	51
2.6.3	Contatori di trigger	54
3	Selezione degli eventi elastici	59
3.1	Misura dell'angolo di scattering	59
3.2	Allineamento dei pozzetti.	60
3.3	Centratura dello spettrometro	62
3.4	Selezione preliminare e ricostruzione	65
3.5	Selezione del campione finale	70
3.6	Sottrazione del fondo residuo	75
3.7	Efficienza della selezione	78
4	Misura della sezione d'urto elastica	81
4.1	Calcolo dell'accettanza	81
4.2	Determinazione dell'angolo di inclinazione del fascio	84
4.3	Parametri della distribuzione angolare elastica	87
4.4	La sezione d'urto differenziale elastica	89
4.5	Correzioni di efficienza	92

Indice	iii
4.6 Errori Sistematici	93
4.7 Risultati	97
5 Discussione dei risultati	99
5.1 Sommario dei dati sperimentali ad energie inferiori	99
5.2 Altre misure all'energia del Tevatron	103
5.3 Conclusioni	104
A Il programma Montecarlo	107
B Misura della luminosità	113

1	1
2	2
3	3
4	4
5	5
6	6
7	7
8	8
9	9
10	10
11	11
12	12
13	13
14	14
15	15
16	16
17	17
18	18
19	19
20	20
21	21
22	22
23	23
24	24
25	25
26	26
27	27
28	28
29	29
30	30
31	31
32	32
33	33
34	34
35	35
36	36
37	37
38	38
39	39
40	40
41	41
42	42
43	43
44	44
45	45
46	46
47	47
48	48
49	49
50	50
51	51
52	52
53	53
54	54
55	55
56	56
57	57
58	58
59	59
60	60
61	61
62	62
63	63
64	64
65	65
66	66
67	67
68	68
69	69
70	70
71	71
72	72
73	73
74	74
75	75
76	76
77	77
78	78
79	79
80	80
81	81
82	82
83	83
84	84
85	85
86	86
87	87
88	88
89	89
90	90
91	91
92	92
93	93
94	94
95	95
96	96
97	97
98	98
99	99
100	100

Indice delle Figure

1.1	Notazioni utilizzate per la descrizione dello scattering elastico.	3
1.2	Distribuzione differenziale elastica.	6
1.3	Misura della slope b in funzione del 4-impulso t effettuata all'ISR ed al SPS collider.	8
1.4	Distribuzione differenziale elastica.	9
1.5	Paragone tra le distribuzioni differenziali elastiche per scattering pp e $p\bar{p}$ a due energie, 9.8 GeV (a) e 53 GeV (b).	10
1.6	Paragone tra le distribuzioni differenziali elastiche all'energia dell'ISR e dello $Spp\bar{S}$	10
2.1	Vista schematica dell'acceleratore di Fermilab.	24
2.2	Schema della produzione di collisioni $p\bar{p}$	25
2.3	Emittanza del fascio.	30
2.4	Disposizione delle stazioni dello spettrometro lungo il tubo a vuoto del Tevatron.	32
2.5	Fotografia dei rivelatori di un pozzetto montati sulla flangia.	34
2.6	Vista esplosa di una camera dello spettrometro.	35
2.7	Dettagli sulla camera a deriva.	36
2.8	Schema elettrico delle camere a deriva.	37
2.9	Geometria delle guide di luce per i contatori a scintillazione.	39
2.10	Spettro temporale di un contatore di trigger.	40

2.11	Flusso dei dati nel sistema di acquisizione di CDF.	41
2.12	Schema elettronico del trigger.	43
2.13	Identificazione di un cluster di 3 strip (a) e separazione di un candidato di cluster nei due cluster di particelle singole (b).	49
2.14	Funzionamento del principio di correlazione di carica.	50
2.15	Evidenza di correlazione di carica dai dati.	50
2.16	Calibrazione del piano di deriva.	53
2.17	Effetto di un cambiamento della velocità di deriva dell'1%.	53
2.18	Confronto tra linea di ritardo e pads.	55
2.19	Effetto della correzione per la non linearità della linea di ritardo.	55
3.1	Diagramma di flusso della procedura utilizzata per l'allineamento dei pozzetti.	61
3.2	Distribuzioni dei residui nei pozzetti per la coordinata x	62
3.3	Schema della posizione del fascio.	63
3.4	Tipico esempio di coincidenza di due particelle di alone che simula un evento elastico.	69
3.5	Esempio di interazione di una particella con il fondo di un pozzetto in S6.	72
3.6	Funzionamento del programma di ricostruzione delle tracce.	73
3.7	Caratteristiche di produzione degli eventi elastici e di alone.	74
3.8	Angolo di produzione in funzione del parametro d'impatto e collinearità per gli eventi scartati.	75
3.9	Distribuzione di collinearità sul piano verticale e sul piano orizzontale.	76
3.10	Distribuzione di collinearità sul piano orizzontale e sul piano verticale in scala logaritmica.	76
4.1	Tipica figura di accettazione per un braccio dello spettrometro.	83
4.2	Modello geometrico usato per la descrizione dell'accettazione dell'apparato.	83

4.3	Andamento del risultato del fit bidimensionale in funzione della scelta della regione fiduciale.	90
4.4	Distribuzione differenziale elastica con il fit ai dati sovrainposto.	93
5.1	Fit ai dati di sezione d'urto totale e di ρ utilizzando le relazioni di dispersione.	102
5.2	Risultati sulla sezione d'urto totale in funzione dell'energia nel centro di massa.	104
5.3	Risultati sul rapporto σ_{el}/σ_{tot} in funzione dell'energia nel centro di massa. . .	106
A.1	Distribuzione del parametro d'impatto.	109
A.2	Distribuzione dell'angolo di scattering misurato. Da notare la simmetria dell'angolo di produzione nel piano verticale.	110
A.3	Distribuzione della coordinata x ricostruita in un pozzetto.	111
A.4	Distribuzione della coordinata y ricostruita in un pozzetto.	111
A.5	Distribuzione di collinearità nel piano orizzontale.	112
A.6	Distribuzione di collinearità nel piano verticale.	112

Indice delle Tabelle

2.1	Elementi delle matrici di trasporto.	28
2.2	Caratteristiche dei rivelatori di silicio.	38
2.3	Tagli utilizzati dall'algorithmo di clustering.	48
2.4	Efficienze dei contatori di trigger.	57
3.1	Statistica della selezione dei dati per i tre campioni di dati che sono stati analizzati in questa misura della sezione d'urto differenziale elastica.	77
3.2	Inefficienze dei singoli pozzetti misurate su un campione di eventi elastici . . .	79
4.1	Regioni fiduciali per i tre campioni di dati usati nel fit bidimensionale.	84
4.2	Risultati del 2D-fit dove gli angoli di inclinazione del fascio sono considerati parametri liberi.	88
4.3	Risultati del 2D-fit con gli angoli di inclinazione del fascio fissati a zero. . . .	89
4.4	Valori della sezione d'urto differenziale elastica in funzione dell'intervallo di 4-impulso trasferito t	91
4.5	Correzioni alla frequenza elastica.	93
4.6	Lista degli errori sistematici sul punto ottico e sulla slope nucleare	97

Indice delle Tabelle

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31	32	33	34	35	36	37	38	39	40	41	42	43	44	45	46	47	48	49	50	51	52	53	54	55	56	57	58	59	60	61	62	63	64	65	66	67	68	69	70	71	72	73	74	75	76	77	78	79	80	81	82	83	84	85	86	87	88	89	90	91	92	93	94	95	96	97	98	99	100	101	102	103	104	105	106	107	108	109	110	111	112	113	114	115	116	117	118	119	120	121	122	123	124	125	126	127	128	129	130	131	132	133	134	135	136	137	138	139	140	141	142	143	144	145	146	147	148	149	150	151	152	153	154	155	156	157	158	159	160	161	162	163	164	165	166	167	168	169	170	171	172	173	174	175	176	177	178	179	180	181	182	183	184	185	186	187	188	189	190	191	192	193	194	195	196	197	198	199	200	201	202	203	204	205	206	207	208	209	210	211	212	213	214	215	216	217	218	219	220	221	222	223	224	225	226	227	228	229	230	231	232	233	234	235	236	237	238	239	240	241	242	243	244	245	246	247	248	249	250	251	252	253	254	255	256	257	258	259	260	261	262	263	264	265	266	267	268	269	270	271	272	273	274	275	276	277	278	279	280	281	282	283	284	285	286	287	288	289	290	291	292	293	294	295	296	297	298	299	300	301	302	303	304	305	306	307	308	309	310	311	312	313	314	315	316	317	318	319	320	321	322	323	324	325	326	327	328	329	330	331	332	333	334	335	336	337	338	339	340	341	342	343	344	345	346	347	348	349	350	351	352	353	354	355	356	357	358	359	360	361	362	363	364	365	366	367	368	369	370	371	372	373	374	375	376	377	378	379	380	381	382	383	384	385	386	387	388	389	390	391	392	393	394	395	396	397	398	399	400	401	402	403	404	405	406	407	408	409	410	411	412	413	414	415	416	417	418	419	420	421	422	423	424	425	426	427	428	429	430	431	432	433	434	435	436	437	438	439	440	441	442	443	444	445	446	447	448	449	450	451	452	453	454	455	456	457	458	459	460	461	462	463	464	465	466	467	468	469	470	471	472	473	474	475	476	477	478	479	480	481	482	483	484	485	486	487	488	489	490	491	492	493	494	495	496	497	498	499	500	501	502	503	504	505	506	507	508	509	510	511	512	513	514	515	516	517	518	519	520	521	522	523	524	525	526	527	528	529	530	531	532	533	534	535	536	537	538	539	540	541	542	543	544	545	546	547	548	549	550	551	552	553	554	555	556	557	558	559	560	561	562	563	564	565	566	567	568	569	570	571	572	573	574	575	576	577	578	579	580	581	582	583	584	585	586	587	588	589	590	591	592	593	594	595	596	597	598	599	600	601	602	603	604	605	606	607	608	609	610	611	612	613	614	615	616	617	618	619	620	621	622	623	624	625	626	627	628	629	630	631	632	633	634	635	636	637	638	639	640	641	642	643	644	645	646	647	648	649	650	651	652	653	654	655	656	657	658	659	660	661	662	663	664	665	666	667	668	669	670	671	672	673	674	675	676	677	678	679	680	681	682	683	684	685	686	687	688	689	690	691	692	693	694	695	696	697	698	699	700	701	702	703	704	705	706	707	708	709	710	711	712	713	714	715	716	717	718	719	720	721	722	723	724	725	726	727	728	729	730	731	732	733	734	735	736	737	738	739	740	741	742	743	744	745	746	747	748	749	750	751	752	753	754	755	756	757	758	759	760	761	762	763	764	765	766	767	768	769	770	771	772	773	774	775	776	777	778	779	780	781	782	783	784	785	786	787	788	789	790	791	792	793	794	795	796	797	798	799	800	801	802	803	804	805	806	807	808	809	810	811	812	813	814	815	816	817	818	819	820	821	822	823	824	825	826	827	828	829	830	831	832	833	834	835	836	837	838	839	840	841	842	843	844	845	846	847	848	849	850	851	852	853	854	855	856	857	858	859	860	861	862	863	864	865	866	867	868	869	870	871	872	873	874	875	876	877	878	879	880	881	882	883	884	885	886	887	888	889	890	891	892	893	894	895	896	897	898	899	900	901	902	903	904	905	906	907	908	909	910	911	912	913	914	915	916	917	918	919	920	921	922	923	924	925	926	927	928	929	930	931	932	933	934	935	936	937	938	939	940	941	942	943	944	945	946	947	948	949	950	951	952	953	954	955	956	957	958	959	960	961	962	963	964	965	966	967	968	969	970	971	972	973	974	975	976	977	978	979	980	981	982	983	984	985	986	987	988	989	990	991	992	993	994	995	996	997	998	999	1000
---	---	---	---	---	---	---	---	---	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	------

Capitolo 1

Introduzione

La sezione d'urto totale fornisce le prime informazioni sul raggio di interazione forte degli adroni e sulla natura delle interazioni dominanti. Essa è definita come la somma delle sezioni d'urto di tutti i possibili stati finali del processo di interazione tra protone (p) ed antiprotone (\bar{p})

$$p + \bar{p} \rightarrow X$$

tra i quali dominano quelli con basso impulso trasferito. Si tratta quindi di un processo fondamentalmente non perturbativo per il quale non è stato ancora possibile dare una descrizione basata sulla QCD (Cromo Dinamica Quantistica). Questa rimane comunque la teoria attualmente candidata a descrivere le interazioni forti. Pertanto è doveroso aspettarsi che essa possa un giorno spiegare i dati sperimentali in questo campo.

Finora il controllo sperimentale della validità della QCD è limitato ai casi nei quali è applicabile il calcolo perturbativo. Sviluppi perturbativi possono essere usati per la descrizione di fenomeni ad alto impulso trasferito. In questo campo la QCD si è rivelata capace di descrivere anche quantitativamente le caratteristiche delle interazioni adroniche fino alle energie più alte finora accessibili. A bassi impulsi trasferiti, dove calcoli perturbativi non sono più validi, al momento attuale non è possibile ricavare predizioni da una applicazione diretta della QCD. Quarks e gluoni sono completamente confinati e non costituiscono gradi di lib-

ertà rilevanti. In questo regime le particelle interagiscono quasi elasticamente (“regime delle interazioni adroniche soffici”).

Per descrivere la natura delle interazioni adroniche soffici vengono usati modelli principalmente fenomenologici (par. 1.4) o modelli geometrici. Sono importanti nel ridurre il grado di arbitrarietà di questi modelli alcuni teoremi basati su assunzioni molto generali (par. 1.2).

Nel quadro di questa fenomenologia si è soliti dividere la sezione d’urto totale in 3 componenti: lo scattering elastico in cui lo stato finale della reazione $p\bar{p}$ è ancora costituito da un protone ed un antiprotone, lo scattering diffrattivo in cui solo uno degli adroni incidenti si frammenta mentre l’altro semplicemente perde una piccola parte dell’impulso iniziale, e l’interazione inelastica, in cui gli impulsi trasferiti possono anche essere grandi e sia il protone che l’antiprotone iniziali si frammentano dando luogo nello stato finale ad una moltitudine di particelle, nessuna delle quali possa essere interpretata come il protone o l’antiprotone dello stato iniziale.

Nei paragrafi seguenti vengono discusse le proprietà sia sperimentali che teoriche della diffusione (o scattering) elastica e della sezione d’urto totale.

1.1 Lo scattering elastico

Nello scattering elastico di protoni ed antiprotoni

$$p + \bar{p} \rightarrow p + \bar{p} \quad (1.1.1)$$

tutte le particelle, sia nello stato iniziale che in quello finale, hanno la stessa massa.

Se $P_i = (p_i, E_i)$ sono i quadrivettori energia-impulso, dove p_i sono gli impulsi ed E_i le energie delle particelle, della particella. la conservazione dell’energia e dell’impulso si traduce nella condizione che le somme dei 4-impulsi iniziale e finale siano uguali:

$$\sum P_i^{in} = \sum P_i^{fin} \quad (1.1.2)$$

Se il protone e l'antiprotone hanno impulso uguale in modulo e collidono frontalmente come al Collider di Fermilab, la 1.1.2 richiede che il protone e l'antiprotone uscenti siano collineari nel sistema del centro di massa, cioè

$$\theta_{x,y}^p - \theta_{x,y}^{\bar{p}} = 0 \quad (1.1.3)$$

dove θ_x (θ_y) è l'angolo orizzontale (verticale) rispetto alla direzione del protone od antiprotone entranti (vedi figura 1.1).

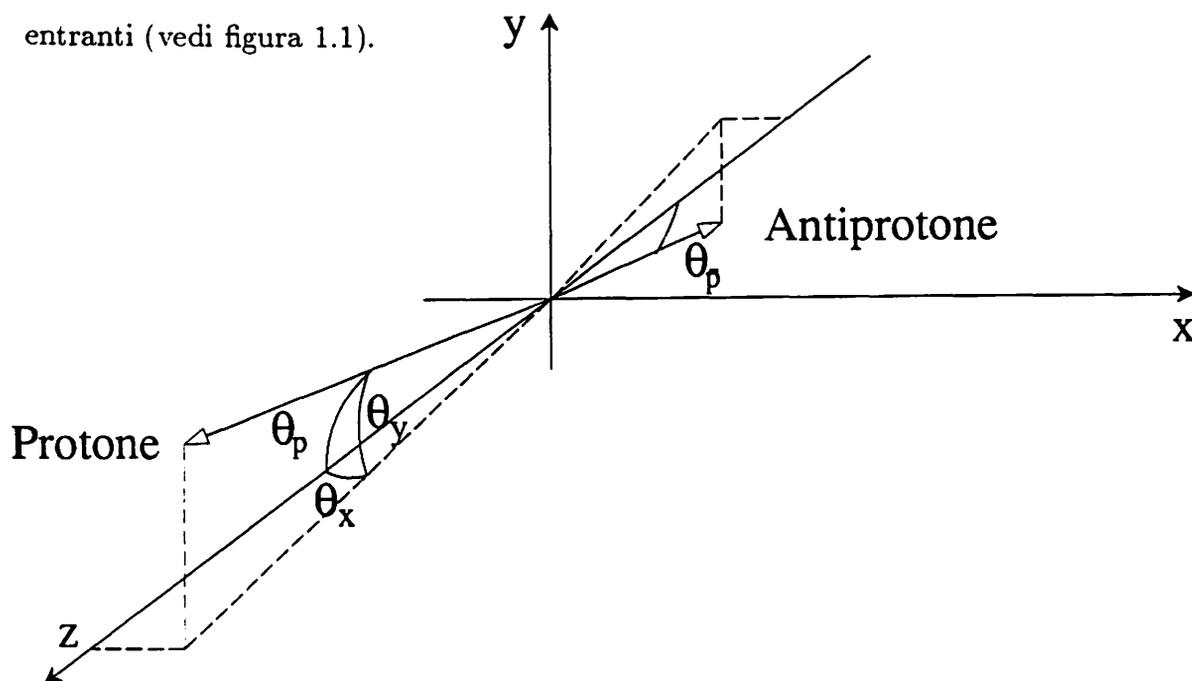


Figura 1.1: Notazioni utilizzate per la descrizione dello scattering elastico.

Per descrivere il processo di scattering vengono definite le seguenti variabili Lorentz-invarianti, note come variabili di Mandelstam

$$s = (P_p^{in} + P_{\bar{p}}^{in})^2 = 4E_{c.m.s}^2 \quad (1.1.4)$$

$$t = (P_p^{in} - P_p^{fin})^2 = -2p_{c.m.s}^2(1 - \cos\theta_p) \simeq -p_{c.m.s}^2(\theta_x^2 + \theta_y^2) \quad (1.1.5)$$

$$u = (P_p^{in} - P_{\bar{p}}^{fin})^2 = 4m^2 - t - s \quad (1.1.6)$$

dove il suffisso *cms* indica il sistema del centro di massa e $p_{cms}^2 = \bar{p}_{cms}^2$. Nel seguito della tesi si indicherà, quando non esplicitamente dichiarato, con t il valore assoluto del 4-impulso trasferito.

In uno schema in cui le interazioni di spin vengono trascurate, lo scattering elastico tra particelle è descritto dall'ampiezza di scattering $\mathcal{F}(s, t)$, funzione analitica complessa del quadrato dell'energia nel centro di massa s e del 4-impulso trasferito t .

La sezione d'urto angolare è legata a questa ampiezza dalla relazione

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |\mathcal{F}(s, t)|^2 \quad (1.1.7)$$

che può essere espressa nella forma

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{\pi |\mathcal{F}(s, t)|^2}{(\hbar c)^2 p^2}. \quad (1.1.8)$$

L'ampiezza di scattering per lo scattering protone-protone o protone-antiprotone consiste di due parti: una parte elettromagnetica o "ampiezza di Coulomb" (\mathcal{F}_c) ed una parte nucleare o "ampiezza adronica" (\mathcal{F}_n).

La parte immaginaria dell'ampiezza nucleare a $t = 0$ è legata alla sezione d'urto totale dal "teorema ottico"

$$\sigma_{tot} = 4\pi \left. \frac{Im(\mathcal{F}_n(s, t))}{p} \right|_{t=0} \quad (1.1.9)$$

A bassi 4-impulsi trasferiti l'ampiezza adronica è solitamente parametrizzata come una funzione esponenziale con una pendenza ("slope" nucleare) b che è una funzione di s , $b = b(s)$, ed usando il teorema ottico si può scrivere come

$$\mathcal{F}_n = \frac{p\sigma_{tot}(\rho + i)e^{-b|t|/2}}{4\pi} \quad (1.1.10)$$

dove la quantità ρ è definita come il rapporto della parte reale ed immaginaria dell'ampiezza di scattering nucleare ad angolo di scattering nullo,

$$\rho = \left. \frac{Re(\mathcal{F}_n(s, t))}{Im(\mathcal{F}_n(s, t))} \right|_{t=0} \quad (1.1.11)$$

La sezione d'urto elastica è calcolata integrando la sezione d'urto differenziale elastica in $|t|$

$$\sigma_{el} = \frac{(1 + \rho)^2 \sigma_{tot}^2}{16\pi(\hbar c)^2 b} \quad (1.1.12)$$

Se è presente solo l'interazione Coulombiana, l'ampiezza di Coulomb \mathcal{F}_c è data dalla formula di scattering di Rutherford ed è uguale a

$$\mathcal{F}_c = \mp \frac{2\alpha p G^2(t)}{4\pi |t|} (\hbar c)^2 \quad (1.1.13)$$

dove α è la costante di struttura fine ed il segno superiore (inferiore) si riferisce allo scattering pp ($p\bar{p}$). $G(t)$ è il fattore di forma elettromagnetico che può essere scritto come

$$G(t) = \frac{\lambda^2}{(\lambda + |t|)^2} \quad (1.1.14)$$

con $\lambda = 0.71 \text{ GeV}^2$.

La presenza simultanea delle due interazioni coulombiana e nucleare dà luogo ad un effetto di interferenza che può essere descritta aggiungendo un fattore di fase $\alpha\phi(t)$ all'ampiezza coulombiana. Nel linguaggio dei diagrammi di Feynman, \mathcal{F}_c corrisponde alla somma dei diagrammi che contengono solo scambio di fotoni ed \mathcal{F}_n alla somma dei diagrammi in cui solo scambi adronici sono presenti. Quando entrambi i campi sono presenti è possibile avere nello stesso diagramma sia fotoni che scambi adronici.

Il fattore di fase $\phi(t)$ è stato calcolato inizialmente da Bethe [30], da West e Yennie [99] e più recentemente da Cahn [40] ed è uguale a

$$\phi(t) \simeq \mp(\gamma + \ln(b |t| / 2)) \quad (1.1.15)$$

dove $\gamma = 0.577 \dots$ è la costante di Eulero.

La sezione d'urto differenziale elastica è quindi

$$\frac{d\sigma}{dt} = |\mathcal{F}_n + \mathcal{F}_c e^{i\alpha\phi(t)}|^2 = \frac{4\pi(\hbar c)^2 \alpha^2 G^4(t)}{|t|^2} \mp \frac{\sigma_{tot} \alpha (\rho + \alpha\phi(t)) G^2(t) e^{-b|t|/2}}{|t|} + \frac{(1 + \rho^2) \sigma_{tot}^2 e^{-b|t|}}{16\pi(\hbar c)^2} \quad (1.1.16)$$

mostrata in figura 1.2.

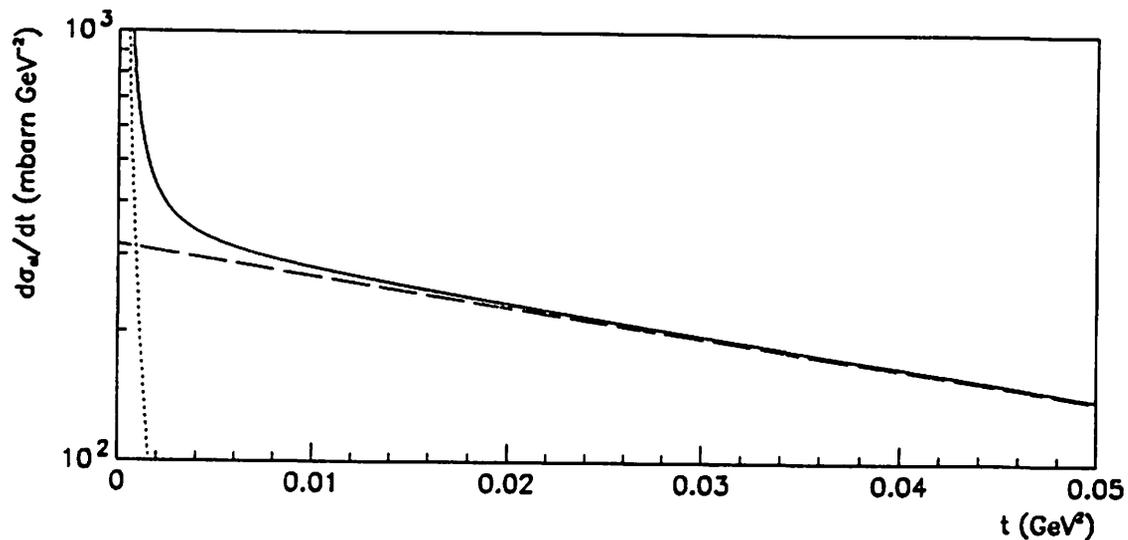


Figura 1.2: Distribuzione differenziale elastica. Le linee tratteggiate rappresentano i contributi del termine coulombiano e del termine nucleare.

1.1.1 La regione Coulombiana ($|t| \ll 0.001 \text{ GeV}^2$)

Il primo termine nella 1.1.16 corrisponde allo scattering coulombiano puro che domina per piccoli valori di t grazie alla sua dipendenza da $|t|^{-2} \simeq |\theta|^{-4}$ tipica dello scattering alla Rutherford. La dipendenza del termine coulombiano da t fa sí che il suo contributo sia trascurabile rispetto agli altri termini per $t > 0.001 \text{ GeV}^2$. Essendo la sezione d'urto coulombiana nota, una misura della frequenza degli eventi elastici nella zona coulombiana equivale ad una misura dell'accettanza del rivelatore per la luminosità della sorgente. Se la accettanza è nota e può essere calcolata, viene cosí misurata la luminosità della sorgente. Questo espediente è stato usato in passato [11] per la misura simultanea della sezione d'urto adronica (ossia ρ e σ_{tot}) senza ricorrere ad una misura indipendente della luminosità (vedi par. 1.5).

In questo esperimento non è stato possibile utilizzare questo metodo dal momento che la regione in t accessibile è limitata a $|t| > 0.05 \text{ GeV}^2$, dove il termine coulombiano non contribuisce apprezzabilmente.

1.1.2 La regione di interferenza ($|t| \simeq 0.001 \text{ GeV}^2$)

Il secondo termine della 1.1.16 rappresenta l'interferenza tra l'ampiezza coulombiana e quella nucleare. Il contributo del termine di interferenza alla sezione d'urto ha una dipendenza da t del tipo $1/t$, e può essere distinto chiaramente dall'andamento ripido del termine coulombiano ($\sim 1/t^2$) e quello relativamente piatto del termine nucleare ($\sim e^{-b|t|}$). Se il fattore $(\rho + \alpha\phi)$ è positivo, l'interferenza è distruttiva per scattering pp e costruttiva per quello $p\bar{p}$.

Si può stimare la regione in t dove l'interferenza è importante vedendo quando il rapporto tra il termine di interferenza e quello nucleare è massimo. Si ottiene approssimativamente

$$|t|_{int} \approx \frac{8\pi\alpha}{\sigma_{tot}} = \frac{0.071}{\sigma_{tot}(mb)}. \quad (1.1.17)$$

Assumendo $\sigma_{tot} \simeq 71 \text{ mb}$ all'energia del Tevatron, l'interferenza massima si ha per $|t| \simeq 0.001 (\text{GeV}/c)^2$ che corrisponde ad un angolo di scattering $\theta \simeq 35 \mu\text{rad}$.

Questa è la regione in cui la distribuzione differenziale elastica $d\sigma/dt$ è maggiormente sensibile al valore di ρ . Dalla misura della frequenza degli eventi elastici in questa regione è possibile ricavare il valore di ρ . Anche questa misura è però preclusa a questo esperimento dal limite inferiore in t di 0.05.

1.1.3 La regione nucleare ($0.001 \ll |t| < 0.5 \text{ GeV}^2$)

Il terzo termine nella 1.1.16 corrisponde alla parte puramente nucleare della sezione d'urto differenziale e domina ad alti valori di $|t|$.

La sezione d'urto differenziale elastica in questa regione è solitamente parametrizzata con una funzione esponenziale

$$d\sigma/dt \sim e^{-b|t|}, \quad (1.1.18)$$

la quantità b è chiamata "pendenza" (o "slope") nucleare; gli esperimenti precedenti condotti ad energie minori di quelle del Tevatron hanno mostrato una dipendenza della slope nucleare in funzione dell'intervallo di t in cui viene misurata (vedi figura 1.3).

È possibile rappresentare fedelmente la sezione d'urto angolare per tutto l'intervallo di $|t| \leq 0.2 \text{ GeV}^2$, se si aggiunge un termine quadratico c nell'argomento dell'esponenziale

$$d\sigma/dt \sim e^{-b|t|+ct^2}, \quad (1.1.19)$$

Il coefficiente c dà una stima della "curvatura" della slope nucleare in questo intervallo di t .

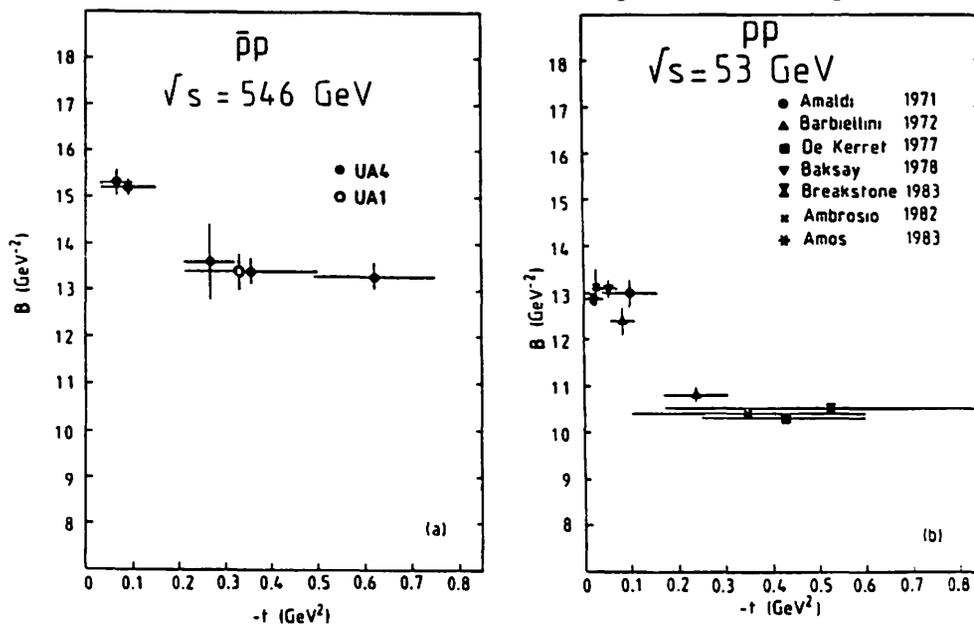


Figura 1.3: Misura della slope b in funzione del 4-impulso t effettuata all'ISR ed al SPS collider.

1.1.4 La regione a grandi t ($0.5 < |t| \text{ GeV}^2$)

La caratteristica principale della sezione d'urto differenziale elastica per scattering pp in questo intervallo di t e fino alle energie dell'ISR (Intersecting Storage Ring) del CERN, ossia $\sqrt{s} < 63 \text{ GeV}$, è un minimo pronunciato a $|t| \sim 1.4 \text{ GeV}^2$ (minimo di diffrazione), come mostrato in figura 1.4. Nell'intervallo di energia dell'ISR, la posizione del minimo si sposta a t più piccoli all'aumentare dell'energia mentre cresce l'altezza del massimo secondario, comportamento che, se attribuito ad un fenomeno di diffrazione, potrebbe essere correlato all'aumento della sezione d'urto totale nello stesso intervallo di energia. Tuttavia,

questo minimo di diffrazione appare più pronunciato alle energie più basse e tende a riempirsi all'aumentare dell'energia. L'interpretazione di questo fenomeno viene normalmente cercata nel contributo di una componente reale nell'ampiezza di scattering in combinazione con una parte immaginaria di tipo diffrattivo.

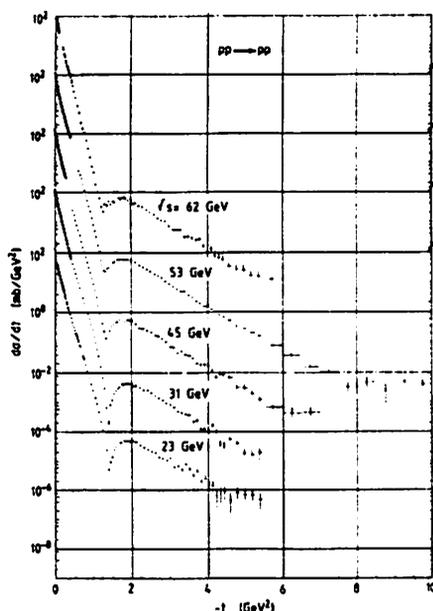


Figura 1.4: Distribuzione differenziale elastica. Si nota il minimo di diffrazione a grandi valori di t .

La sezione d'urto differenziale per lo scattering $p\bar{p}$ mostra un minimo pronunciato a $|t| \sim 1.5 \text{ GeV}^2$ già ad un impulso nel sistema del laboratorio $p_{lab} = 50 \text{ GeV}/c$ [16]. A queste energie le sezioni d'urto di scattering pp e $p\bar{p}$ non sono identiche. In figura 1.5a sono paragonate le due distribuzioni differenziali a $p_{lab} = 50 \text{ GeV}/c$ ($\sqrt{s} = 9.78 \text{ GeV}$) dove la struttura di minimo nello scattering pp non si è ancora sviluppata. Queste differenze tendono tuttavia a scomparire all'aumentare dell'energia (figura 1.5b). Alle energie dell'ISR ed oltre, si assume normalmente che le due sezioni d'urto siano identiche (predizione di Cornille-Martin, vedi paragrafo successivo).

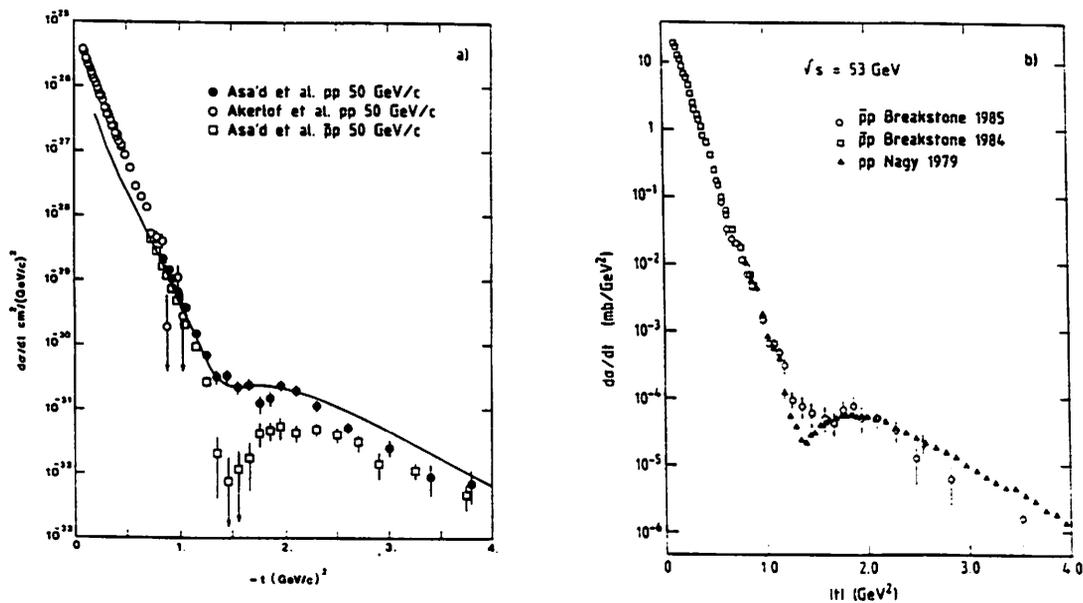


Figura 1.5: Paragone tra le distribuzioni differenziali elastiche per scattering pp e $p\bar{p}$ a due energie, 9.8 GeV (a) e 53 GeV (b).

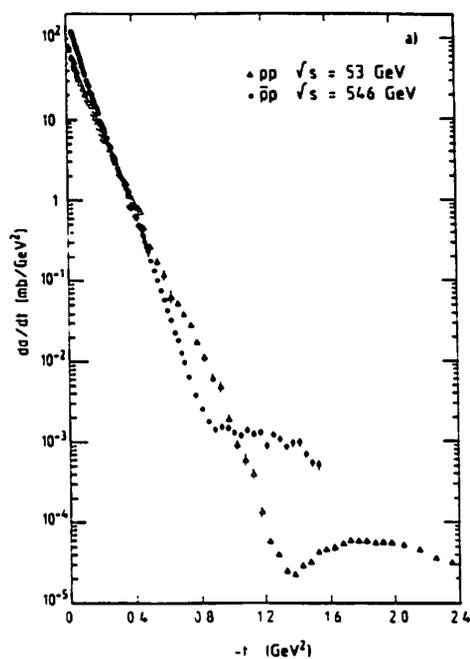


Figura 1.6: Paragone tra le distribuzioni differenziali elastiche all'energia dell'ISR e dello $Spp\bar{S}$.

1.2 Teoremi asintotici

In questo paragrafo discutiamo quei teoremi che descrivono il comportamento asintotico per energie tendenti all'infinito di quantità fondamentali come la sezione d'urto totale e la slope nucleare. Questi teoremi discendono da proprietà generali come l'analiticità dell'ampiezza di scattering oppure l'unitarietà della sezione d'urto.

Lo scattering pp , $p\bar{p}$, $\bar{p}\bar{p}$ è descritto da una sola funzione analitica $\mathcal{F}(s, t)$; l'invarianza di scambio delle ampiezze di diffusione comporta che se l'ampiezza di scattering elastico per protone-protone è $\mathcal{F}(s, t)$, l'ampiezza per lo scattering protone-antiprotone è ottenuta scambiando s e t , cioè è data da $\mathcal{F}(t, s)$. Il dominio fisico dello scattering pp è $s > 4m^2$ e $4m^2 - s < t < 0$ mentre il corrispondente dominio per il caso $p\bar{p}$ diventa $t > 4m^2$ e $4m^2 - t < s < 0$.

In generale l'ampiezza di scattering elastico può essere divisa in due contributi: una parte $\mathcal{F}_+(s, t)$ che è pari sotto scambio ed una parte dispari $\mathcal{F}_-(s, t)$, cioè

$$\mathcal{F}_+(s, t) = \mathcal{F}_+(t, s) \quad (1.2.1)$$

$$\mathcal{F}_-(s, t) = -\mathcal{F}_-(t, s) \quad (1.2.2)$$

Le ampiezze di scattering elastico per interazioni protone-protone $\mathcal{F}_{pp}(s, t)$ e protone-antiprotone $\mathcal{F}_{p\bar{p}}(s, t)$ sono date da

$$\mathcal{F}_{pp}(s, t) = \mathcal{F}_+(s, t) + \mathcal{F}_-(s, t) \quad (1.2.3)$$

$$\mathcal{F}_{p\bar{p}}(s, t) = \mathcal{F}_+(s, t) - \mathcal{F}_-(s, t) \quad (1.2.4)$$

Teorema di Pomeranchuk

Il teorema di Pomeranchuk [93] prevede che, se la sezione d'urto totale tende ad una costante, le sezioni d'urto per lo scattering pp e $p\bar{p}$ tendono allo stesso valore.

$$\lim_{s \rightarrow \infty} (\sigma_{pp}(s) - \sigma_{p\bar{p}}(s)) = 0 \quad (1.2.5)$$

Il teorema ha delle estensioni nel caso di una residua dipendenza energetica di σ_{tot} all'infinito. Nel caso estremo di saturazione del limite di Froissart, $\sigma_{tot} \sim \ln^2 s$, il teorema stabilisce comunque che [78]

$$\lim_{s \rightarrow \infty} \frac{\sigma_{pp}(s)}{\sigma_{p\bar{p}}(s)} = 1. \quad (1.2.6)$$

Teorema di Cornille

Un limite simile per il rapporto tra la slope elastica b per pp e $p\bar{p}$ è stato derivato da Cornille e Martin [51]:

$$\lim_{s \rightarrow \infty} \frac{b_{pp}(s)}{b_{p\bar{p}}(s)} = 1 \quad (1.2.7)$$

Teorema di Froissart

Un altro limite restrittivo è stato derivato nell'ambito della teoria assiomatica dei campi da Froissart e Martin [70]. È basato sull'unitarietà dell'ampiezza di scattering e prevede un limite superiore alla sezione d'urto totale

$$\lim_{s \rightarrow \infty} \sigma_{tot} < \frac{\pi(\hbar c)^2}{m_\pi^2 c^4} \ln^2(s/s_0) \quad (1.2.8)$$

dove m_π è la massa del pione ed s_0 una costante. Questo limite superiore esclude le funzioni che aumentano asintoticamente come una potenza dell'energia, ad esempio un polo di Regge (par. 1.4.3) con un valore dell'intercetta a $t = 0$ maggiore di uno.

1.3 Relazioni di dispersione

Le relazioni di dispersione legano la parte reale ed immaginaria dell'ampiezza elastica di scattering e si basano essenzialmente sull'analiticità dell'ampiezza di scattering elastico. Nel sistema del laboratorio una semplice relazione lega le ampiezze per pp e $p\bar{p}$ a $t = 0$, cioè

$$\mathcal{F}_{pp}(-E, t) |_{t=0} = \mathcal{F}_{p\bar{p}}(E, t) |_{t=0} \quad (1.3.1)$$

L'idea generale di una relazione di dispersione sta nel fatto che le parti reale ed immaginaria di una funzione analitica sono legate fra loro. Matematicamente tale relazione è espressa dalle relazioni di Cauchy-Riemann, o formula integrale di Cauchy per una funzione analitica complessa G

$$G(E, t) = \frac{1}{2\pi i} \oint_C \frac{G(E', t)}{E' - E} dE' \quad (1.3.2)$$

dove C è un contorno chiuso nel piano complesso E' attorno al polo E che giace sull'asse reale. Se si prende la parte reale del termine a sinistra si ottiene una relazione che contiene la parte immaginaria sotto il segno di integrale alla destra; questa relazione è chiamata "relazione di dispersione".

In questo caso le relazioni di dispersione permettono di legare ρ e σ_{tot} a diverse energie. Nell'ipotesi che l'ampiezza \mathcal{F} non aumenti con l'energia più velocemente di quanto permesso dal limite di Froissart 1.2.8 si ottiene [88]:

$$\rho_{\pm}(E)\sigma_{tot\pm}(E) = \frac{A_0}{\sqrt{E^2 - m^2c^4}} \pm \frac{A_1 E}{\sqrt{E^2 - m^2c^4}} + \frac{E^2}{\pi\sqrt{E^2 - m^2c^4}} \int_0^{\infty} dE' \sqrt{E'^2 - m^2c^4} \left[\frac{\sigma_{tot\pm}(E')}{E'^2(E' - E)} + \frac{\sigma_{tot\mp}(E')}{E'^2(E' + E)} \right] \quad (1.3.3)$$

dove A_0 and A_1 sono costanti di integrazione e il segno superiore (inferiore) per ρ e σ_{tot} si riferisce al caso pp ($p\bar{p}$). Se si fa l'ulteriore assunzione che i termini dispari svaniscano ad energie infinite, cioè che l'ampiezza di scattering sia asintoticamente una funzione pari dell'energia, la formula 1.3.3 può essere semplificata. Questa condizione implica che le sezioni d'urto totali per pp e $p\bar{p}$ siano asintoticamente le stesse (vedi formula 1.3.3). In questo modo si ottiene la relazione di dispersione [96]

$$\rho_{\pm}(E)\sigma_{tot\pm}(E) = \frac{A_0}{\sqrt{E^2 - m^2c^4}} + \frac{E}{\pi\sqrt{E^2 - m^2c^4}} \int_0^{\infty} dE' \sqrt{E'^2 - m^2c^4} \left[\frac{\sigma_{tot\pm}(E')}{E'(E' - E)} - \frac{\sigma_{tot\mp}(E')}{E'(E' + E)} \right] \quad (1.3.4)$$

Le relazioni di dispersione forniscono un potente strumento per predire la parte reale

dell'ampiezza di scattering, o ρ , che è responsabile del comportamento ad alta energia della sezione d'urto totale [20].

1.4 Modelli Fenomenologici

Esiste una varietà di modelli che descrivono le caratteristiche dello scattering di adroni, tutti basati su basi più fenomenologiche che fondamentali. La natura fenomenologica dei modelli lascia spazio alle modifiche richieste dai nuovi risultati sperimentali.

I modelli più noti possono essere raggruppati in tre gruppi:

- modelli iconali
- modelli di scaling geometrico
- modelli di Regge

Nei paragrafi che seguono vengono presentate le caratteristiche di questi modelli e le loro previsioni vengono paragonate ai risultati sperimentali.

1.4.1 Modelli Iconali

Il punto di partenza per i modelli di questa classe è l'approssimazione dell'iconale [76] dell'ampiezza di scattering per piccoli angoli di scattering ed alte energie:

$$\mathcal{F}(s, t) = \frac{i}{2\pi} \int e^{i\vec{q}\cdot\vec{b}} (1 - e^{-\Omega(s, \vec{b})}) d^2b \quad (1.4.1)$$

dove \vec{b} è il parametro d'impatto e q è il momento trasferito ($q^2 = -t$). $\Omega(s, \vec{b})$ è la funzione iconale. Se si adotta per lo scattering ad alte energie la rappresentazione geometrica di un disco di una certa trasparenza, assorbente e diffondente le onde entranti, $\Omega(s, \vec{b})$ può essere considerata l'opacità del disco per un parametro d'impatto \vec{b} . Nel caso particolare di un disco di raggio $R(s)$ con opacità uniforme si ottengono le seguenti relazioni:

$$\sigma_{tot} = 2\pi a R^2, \quad \sigma_{el} = \pi a^2 R^2, \quad \frac{\sigma_{el}}{\sigma_{tot}} = \frac{a}{2} \quad (1.4.2)$$

con $0 < a < 1$.

Nel limite di disco nero, $a(s) = 1$ e $\sigma_{el}/\sigma_{tot} = 1/2$. Nei modelli iconali od ottici l'aumento dell'opacità con l'energia (cioè l'aumento di $a(s)$), assieme ad un possibile aumento di $R(s)$, è responsabile della crescita della sezione d'urto e del rapporto σ_{el}/σ_{tot} .

I vari modelli iconali differiscono nella parametrizzazione di $\Omega(s, \vec{b})$. Nel loro approccio originale, Chou e Yang [47] identificano la densità di opacità degli adroni con la distribuzione interna di materia, rappresentata dal fattore di forma elettromagnetico $G(t)$. L'opacità $\Omega(s, \vec{b})$ è considerata una funzione reale e la sua trasformata di Fourier $\Omega(s, \vec{b})$ è data da

$$\int e^{i\vec{b}t} \Omega(s, \vec{b}) d\vec{b} = K |G(t)|^2 \quad (1.4.3)$$

dove K è una costante indipendente dall'energia. Con l'osservazione dell'ISR [4,8] di sezioni d'urto totali crescenti, K non è stato più considerato costante ma variabile con l'energia. Empiricamente, il suo valore è determinato dal valore della sezione d'urto totale.

In questo caso la funzione iconale è fattorizzata in una funzione dipendente dall'energia ed una funzione del parametro d'impatto [48]. Il modello di Chou-Yang descrive con successo la sezione d'urto differenziale elastico, compreso la struttura di minimo, per lo scattering pp alle energie dell'ISR. Inoltre predice lo spostamento del primo minimo a valori più bassi di t e la crescita del secondo massimo all'aumentare dell'energia. Tuttavia, non è capace di descrivere il riempimento del minimo di diffrazione per scattering $p\bar{p}$ a $\sqrt{s} = 546$ GeV e la predizione per l'altezza del secondo massimo è troppo alta. Anche il cambiamento della slope b attorno $t = 0.15$ GeV² non è spiegato.

Un modello che descrive con successo i dati $p\bar{p}$ a $\sqrt{s} = 546$ GeV e che può essere considerato come generalizzazione del modello di Chou-Yang, è il modello di Glauber [74] che è un'estensione della sua teoria di scattering per i nuclei [75]. In questo modello, prendendo $\Omega(s, \vec{b})$ complessa, il che implica uno scattering non puramente assorbitivo come invece nel modello di Chou-Yang, e con una opportuna dipendenza da t dell'ampiezza di scattering partone-partone, è possibile descrivere il riempimento del minimo di diffrazione. Inoltre, una

accurata parametrizzazione del fattore di forma elettromagnetico riesce a spiegare il cambiamento di slope attorno $t = 0.15 \text{ GeV}^2$.

Sebbene partendo da posizioni diverse, Bourrely et al. [34] arrivano ad una simile parametrizzazione del fattore dipendente da b dell'opacità $\Omega(s, \vec{b})$ come nel modello di Glauber. La loro parametrizzazione dei dati di UA4 [35,36] dà gli stessi risultati, in particolare per quanto riguarda la dipendenza da t della slope. Tuttavia il loro modello incorpora anche il comportamento ad alte energie della teoria quantistica dei campi [46], mentre a basse energie l'inclusione di termini di Regge (vedi par. 1.4.3) spiega la differenza tra i dati pp e $p\bar{p}$. Il modello dà una descrizione ragionevole dello scattering pp e $p\bar{p}$ dalle energie dell'ISR a quelle del collider $Spp\bar{S}$. Tuttavia, risultati sullo scattering $p\bar{p}$ all'ISR [38,65] indicano che il modello possa essere sbagliato nella predizione di un minimo pronunciato nella sezione d'urto differenziale $p\bar{p}$ a quell'energia.

Nell'ambito dei modelli ottici segue che il limite di Froissart sembra qualitativamente saturato (cioè $\sigma_{tot}(s) \sim \ln^2(s)$) e l'aumento del rapporto σ_{el}/σ_{tot} con l'energia indica che l'opacità del nucleone sta ancora aumentando. Tuttavia l'avvicinamento al regime asintotico di energia in cui $\sigma_{el}/\sigma_{tot} = 1/2$ è molto lento.

1.4.2 Scaling Geometrico

Un modello in cui il limite di Froissart è saturato e che allo stesso tempo assume che il regime asintotico sia già raggiunto, è il modello geometrico di scaling di Dias de Deus e Kroll [57]. Usando di nuovo il modello geometrico del disco grigio, lo scaling geometrico assegna l'aumento della sezione d'urto totale ad un aumento del raggio di interazione $R(s)$. Dalle relazioni 1.4.2 quest'assunzione implica che $\sigma_{el}/\sigma_{tot} = \text{constant}$.

Il cuore del modello di Dias de Deus e Kroll è l'equazione differenziale che lega fra loro la parte immaginaria e a quella reale dell'ampiezza di scattering:

$$\frac{d\sigma}{dt}(s, t) = |\mathcal{F}|^2 = \frac{1}{16\pi} \sigma_{tot}^2(s) \left[\phi^2(\tau) + \rho^2(s, 0) \left(\frac{d}{d\tau}(\tau\phi(\tau)) \right)^2 \right] \quad (1.4.4)$$

dove $\tau = -t\sigma_{tot} \phi(\tau)$. Se espresse in questa variabile le parti reale ed immaginaria dell'ampiezza di scattering non dipendono più esplicitamente da s, t ("variabile di scala"). Questa equazione è basata su

- a) un teorema di Auberson, Kinoshita e Martin [17] secondo cui, se la sezione d'urto totale cresce asintoticamente come $\ln^2(s)$, vale la seguente proprietà per l'ampiezza di scattering $\mathcal{F}(s, t)$:

$$\mathcal{F}(s, t)/\mathcal{F}(s, 0) \rightarrow \phi(\tau) \quad (1.4.5)$$

- b) l'osservazione che se vale lo scaling, la parte reale dell'ampiezza di scattering può essere ottenuta dalla parte immaginaria come la derivata rispetto a t [87,56]. Ciò porta alle seguenti relazioni:

$$Im\mathcal{F}(s, t) = Im\mathcal{F}(s, 0)\phi(\tau) \quad (1.4.6)$$

$$Re\mathcal{F}(s, t) = Re\mathcal{F}(s, 0)\frac{d(\tau\phi)}{d\tau} \quad (1.4.7)$$

da cui segue la 1.4.4.

L'osservazione di un valore praticamente costante del rapporto σ_{el}/σ_{tot} alle energie dell'ISR indurrebbe a pensare che il regime asintotico, dove vale lo scaling geometrico, è già stato raggiunto a queste energie. Dias de Deus e Kroll usano i dati sulla $d\sigma/dt$ per lo scattering pp a 53 GeV ed il valore sperimentale di $\rho(s, 0)$ per calcolare numericamente la funzione di scaling $\phi(\tau)$. Con la conoscenza di questa funzione si può ottenere la sezione d'urto differenziale ad ogni energia grazie alla eq. 1.4.4 se sono conosciuti i valori per σ_{tot} e $\rho(s, 0)$. Applicato ai dati di UA4 [58], il modello predice correttamente la scomparsa del minimo. Tuttavia, l'altezza del secondo minimo è più bassa di un ordine di grandezza.

Misure di precisione possono essere di grande importanza per discriminare tra i vari modelli. Il piccolo errore sul valore misurato del rapporto σ_{el}/σ_{tot} permette di usare tale rapporto

come prova importante dei modelli. Con l'evidenza sperimentale della crescita di σ_{el}/σ_{tot} osservata alle energie dello $Spp\bar{p}S$ e confermate al Tevatron, bisogna concludere che il concetto di scaling geometrico è soltanto una prima approssimazione della realtà.

1.4.3 Modelli di Regge

Prima della scoperta che le sezioni d'urto totali crescevano all'aumentare dell'energia nel centro di massa il comportamento ad alta energia della sezione d'urto totale veniva descritto dalla teoria di Regge [50].

Nella teoria di Regge le collisioni tra adroni sono descritte dallo scambio di famiglie di particelle di momento angolare variabile con l'energia ("traiettorie" o "poli di Regge") tra le due particelle interagenti. Ad ogni famiglia scambiata corrisponde un polo nel piano del momento angolare complesso.

L'ampiezza di scattering $f(s, t)$ è la somma dei contributi $f_i(s, t)$ dalle "traiettorie di Regge" con

$$\mathcal{F}_i(s, t) \sim (s/s_0)^{\alpha_i(t)} \quad (1.4.8)$$

dove una traiettoria di Regge è definita da $\alpha_i(t) = \alpha_i(0) + \alpha'_i t$ e s_0 è un fattore di scala energetico. Quando s tende all'infinito lo scambio di un singolo polo di Regge dominerà ed il comportamento della sezione d'urto differenziale e totale è

$$d\sigma/dt \sim (s/s_0)^{2\alpha(t)-2} \quad (1.4.9)$$

$$\sigma_{tot} \sim (s/s_0)^{\alpha(0)-1} \quad (1.4.10)$$

L'ampiezza di scattering prende allora la forma

$$\mathcal{F}_+(E, t=0) = \sum C_k p (\cotan(\frac{\pi}{2}\alpha_k) - i) E^{\alpha_k-1} \quad (1.4.11)$$

$$\mathcal{F}_-(E, t=0) = \sum C_k p (\tan(\frac{\pi}{2}\alpha_k) + i) E^{\alpha_k-1} \quad (1.4.12)$$

dove $\alpha_k < 1$ è una costante che corrisponde al polo k . La somma è effettuata sui poli o “traiettorie di Regge”. Per descrivere le sezioni d’urto totali pp e $p\bar{p}$ sopra $\sqrt{s} \simeq 5$ GeV e gli ancora significativi effetti di polarizzazione che si osservano a queste energie, è sufficiente assumere due poli \mathcal{F}_+ ed \mathcal{F}_- . Il polo \mathcal{F}_+ , pari sotto scambio, corrisponde allo scambio della famiglia del mesone f (oppure anche A_2) e descrive la decrescita del termine comune della sezione d’urto. La differenza tra le sezioni d’urto σ_{pp} e $\sigma_{p\bar{p}}$ è descritta da un polo \mathcal{F}_- dispari sotto scambio dovuto allo scambio delle famiglie del mesone ρ oppure del mesone ω . Questo fornisce la seguente parametrizzazione della sezione d’urto totale in funzione dell’energia nel laboratorio E

$$\sigma_{\pm}^{Regge} = C_1 + C_2 E^{-\alpha_1} \mp C_3 E^{-\alpha_2} \quad (1.4.13)$$

Nello scattering pp e $p\bar{p}$ a basse energie i termini dominanti dunque dovrebbero essere le traiettorie dei mesoni ρ , ω , f e A_2 per cui $\alpha(0) = 0.5$ ed $\alpha' = 1$. Tuttavia, alle energie dell’ISR le sezioni d’urto totali di scattering pp e $p\bar{p}$ rimangono praticamente costanti o crescono. Questo dunque implica una modifica del modello. Esaminando l’espressione 1.4.10 si nota che ciò implica $\alpha(0) \simeq 1$. Poichè per nessuna delle traiettorie conosciute $\alpha(0) = 1$, viene introdotta una nuova traiettoria chiamata Pomeron caratterizzata da $\alpha_p(0) = 1$. Il Pomeron è pari sotto scambio per cui l’ampiezza di scattering ha lo stesso segno per scattering pp e $p\bar{p}$. Il suo contributo domina ad alte energie soddisfacendo il teorema di Pomeranchuk [93] nella sua forma più semplice. Le sezioni d’urto totali particella-particella e particella-antiparticella tendono ad essere asintoticamente le stesse.

Nel loro modello di Regge, Donnachie e Landshoff [59,60,61] assumono che lo scambio dominante nello scattering elastico pp e $p\bar{p}$ a piccolo t sia quello del Pomeron. La sezione d’urto differenziale diventa

$$d\sigma/dt \sim [F_1(t)]^4 (s/s_0)^{2\alpha_p(t)-2} \quad (1.4.14)$$

dove $F_1(t)$ è il fattore di forma del protone. Per riprodurre la dipendenza dall’energia della sezione d’urto totale pp e $p\bar{p}$ questi autori assumono però come intercetta del Pomeron

$\alpha_p(0) = 1 + \epsilon, \epsilon > 0$. Il fatto che $\alpha_p(0) > 1$ non porta necessariamente ad una violazione del limite di Froissart ad energie infinite, come mostrato in ref. [50].

Con l'espressione 1.4.14 Donnachie e Landshoff sono capaci di descrivere il cambiamento di slope attorno $t \sim 0.1 \text{ GeV}^2$. Per spiegare il minimo diffrattivo nei dati pp dell'ISR viene incluso lo scambio di un doppio Pomeron e il minimo è allora visto come l'interferenza distruttiva tra le parti immaginarie delle ampiezze di scambio del singolo Pomeron e del doppio Pomeron. A grandi t il triplo scambio di gluoni è considerato il meccanismo basilare. Il suo contributo, essendo puramente reale, spiega la cancellazione della parte reale del Pomeron nello scattering pp . Dal momento che lo scambio triplo di gluoni è dispari sotto scambio, la presenza di questo contributo porta alla interessante conseguenza, contrariamente agli altri modelli, che sia all'ISR che al collider $Spp\bar{S}$ il minimo diffrattivo visto nello scattering pp sparisce nello scattering $p\bar{p}$.

Anche il modello di Donnachie e Landshoff produce un secondo minimo nella $d\sigma/dt$ per lo scattering $p\bar{p}$ a $\sqrt{s} = 546 \text{ GeV}$ che è troppo pronunciato. Con l'aumentare dell'energia scambi multipli di Pomeroni diventano successivamente più importanti ed il contributo dello scambio triplo di gluoni, trascurabile all'ISR, sarebbe responsabile della spalla a grandi t .

1.5 Il metodo sperimentale di misura di σ_{tot}

La sezione d'urto totale non può essere misurata a macchine come i Colliders usando il tradizionale metodo di trasmissione [45]. Dai tempi degli ISR, è diventata la tradizione ottenere la sezione d'urto totale dalla misura di almeno due delle tre seguenti quantità: il numero totale delle interazioni N_{tot} , il punto ottico $dN_{el}/dt|_{t=0}$ e la luminosità integrata della macchina \mathcal{L} . Una volta che sia introdotta la parametrizzazione della sezione d'urto elastica con un esponenziale 1.1.18, queste tre quantità sono legate dalla relazione:

$$\frac{dN_{el}}{dt} = N_{el} b e^{-b|t|}. \quad (1.5.1)$$

- Un metodo, chiamato “metodo dipendente dalla luminosità”, è basato sulla misura di N_{tot} e di \mathcal{L} :

$$N_{tot} = \sigma_{tot}\mathcal{L}. \quad (1.5.2)$$

Il numero totale di interazioni N_{tot} può essere misurato da un rivelatore che copra (quasi) l'intero angolo solido. La luminosità \mathcal{L} della macchina può essere misurata dalle dimensioni e dall'intensità dei fasci e dall'ottica dell'acceleratore.

- Come secondo metodo si può usare la misura della sezione d'urto differenziale elastica ed il teorema ottico per ottenere la sezione d'urto totale

$$\sigma_{tot}^2(1 + \rho^2) = 16\pi(\hbar c)(d\sigma_{el}/dt)_{t=0} = 16\pi(\hbar c)\frac{(dN_{el}/dt)_{t=0}}{\mathcal{L}} \quad (1.5.3)$$

dove dN_{el}/dt è il punto ottico. Anche in questo caso si deve misurare la luminosità. Tuttavia, in questo metodo la misura della sezione d'urto totale è meno sensibile all'errore sulla misura della luminosità, poiché σ_{tot} dipende soltanto dalla radice quadrata di \mathcal{L} .

- Invece di ricorrere ad una misura di luminosità, le misure simultanee dello scattering elastico a piccoli angoli e del numero totale di interazioni possono permettere la determinazione della sezione d'urto totale.

Usando il teorema ottico si può infatti scrivere

$$(1 + \rho^2)\sigma_{tot} = 16\pi(\hbar c)^2\frac{(dN_{el}/dt)|_{t=0}}{N_{el} + N_{inel}} \quad (1.5.4)$$

dove N_{el} e N_{inel} sono il numero di interazioni elastiche ed inelastiche. Un esperimento che intende misurare σ_{tot} con questo metodo deve misurare il numero totale di interazioni $N_{tot} = N_{el} + N_{inel}$. In pratica, questo significa in primo luogo che si deve cercare di coprire con i rivelatori tutto l'angolo solido. Inoltre, deve misurare la distribuzione differenziale elastica dN_{el}/dt cercando di raggiungere il più piccolo t per minimizzare l'errore sull'estrapolazione a $t = 0$. Questo impone di misurare correttamente l'angolo

di scattering poiché un errore sistematico sulla scala di t si riflette in modo esponenziale in un errore sull'estrapolazione della distribuzione angolare a $t = 0$.

Un punto fondamentale del secondo e terzo metodo è la necessità di conoscere il valore di ρ . Quando, come è il caso di questo esperimento, non sia possibile misurarlo direttamente, si deve ricorrere a stime basate sulla estrapolazione da energie più basse. Fortunatamente la piccolezza dei valori finora misurati per ρ ($0.1 \sim 0.2$) unita al fatto che ρ compare solo attraverso l'espressione $1 + \rho^2$, fanno sí che la misura di σ_{tot} sia poco sensibile all'errore sulla stima di ρ .

Occorre notare che l'uso del teorema ottico nel secondo e terzo metodo assume implicitamente che effetti di spin a piccolo t possono essere trascurati. Questa ipotesi appare plausibile alla luce della dipendenza energetica misurata per i fenomeni di spin nello scattering elastico dei nucleoni. In ogni caso, la bontà di questa assunzione è stata verificata da misure precise effettuate all'ISR dove tutti e tre i metodi sono stati applicati simultaneamente, e sono stati ottenuti risultati consistenti al meglio dell'1% [89].

Capitolo 2

Apparato sperimentale

2.1 Il Tevatron Collider

Il Tevatron Collider è un anello acceleratore a magneti superconduttori capace di fornire interazioni protone-antiprotone all'energia nel centro di massa (cms) di $\sqrt{s} = 1800$ GeV.

Sei pacchetti di protoni ed antiprotoni circolano nel tubo a vuoto del Tevatron (figura 2.1) e collidono in 6 punti lungo la circonferenza dell'acceleratore. Il rivelatore CDF, che sarà descritto più tardi, è situato attorno ad uno dei punti di interazione (B0). Attorno alla regione di intersezione denominata E0 è situato un altro esperimento, E710, dedicato alla misura della sezione d'urto totale.

La sequenza di operazioni che porta alle collisioni $p\bar{p}$ si può riassumere nel modo seguente.

- Produzione dei pacchetti di protoni

Un acceleratore elettrostatico Cockroft-Walton ed un acceleratore lineare (LINAC) accelerano i protoni all'energia di 200 MeV. I protoni, concentrati in 6 pacchetti, sono poi iniettati in un acceleratore circolare (Booster) dove raggiungono l'energia di 8 GeV. Da qui entrano nel Main Ring dove sono accelerati fino a 150 GeV.

- Produzione dei pacchetti di antiprotoni

Protoni a 150 GeV vengono estratti dal Main Ring e vengono fatti collidere contro

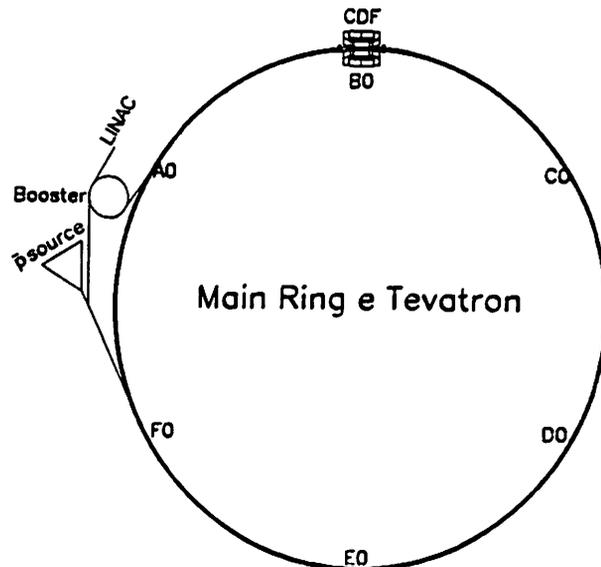


Figura 2.1: Vista schematica dell'acceleratore di Fermilab.

un bersaglio di tungsteno. Gli antiprotoni creati entrano nel Debuncher dove perdono la loro struttura a pacchetti e sono trasferiti all'Accumulatore dove la loro larghezza dello spettro d'impulso viene ridotta allo 0.2 %. Dopo che l'accumulazione è completata sei pacchetti di antiprotoni dell'intensità desiderata sono estratti dall'Accumulatore ed iniettati nel Main Ring dove vengono accelerati fino a 150 GeV.

- Produzione delle interazioni $p\bar{p}$

Sei pacchetti di protoni e sei di antiprotoni sono immessi dal Main Ring nel Tevatron ed accelerati simultaneamente all'energia di 900 GeV.

L'intera sequenza è riassunta nella figura 2.2.

2.1.1 Sistema di coordinate

Il sistema di coordinate usato in questo esperimento è definito nel modo seguente:

- l'asse z è disposto lungo la direzione dei protoni (ovvero i protoni viaggiano lungo la direzione positiva dell'asse z)

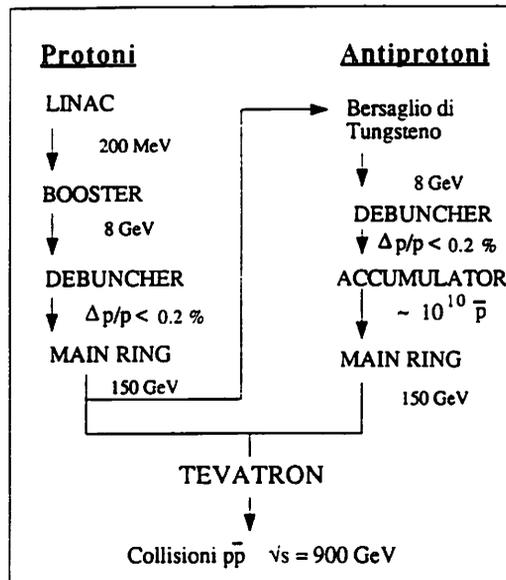


Figura 2.2: Schema della produzione di collisioni $p\bar{p}$.

- l'asse x è disposto nel piano orizzontale, e la direzione positiva è quella verso l'esterno dell'anello
- l'asse y è disposto verticalmente e la direzione positiva è quella verso l'alto.

Infine, l'origine delle coordinate è posta nel punto nominale di interazione (B0).

2.1.2 Ottica del fascio

I moderni acceleratori ad alta energia sono sincrotroni a gradiente alterno. Queste macchine utilizzano campi magnetici dipolari per il confinamento e quadrupolari per il foccheggiamento dei fasci circolanti. È possibile ottenere un foccheggiamento complessivo in entrambi i piani trasversali attraverso l'uso alternato di elementi foccheggianti e defoccheggianti [92].

La traiettoria ideale di una particella nel Tevatron è un'orbita chiusa su sé stessa che passa attraverso il centro dei quadrupoli. Una particella carica oscilla attorno a questa orbita ideale e le oscillazioni sono determinate dalle proprietà di foccheggiamento dei magneti.

Il campo magnetico all'interno del quadrupolo nullo lungo l'asse z ($x = y = 0$) mentre

per i punti fuori asse valgono la relazione

$$\frac{dH_y}{dx} = \frac{dH_x}{dy} = k \quad (2.1.1)$$

dove k una costante indipendente da x ed y . Quando la particella attraversa il quadrupolo, il moto attorno all'orbita di equilibrio nella direzione trasversa y è dato dalla forza di Lorentz

$$(\vec{F})_y = \frac{q}{c} (\vec{v} \times \vec{H})_y = \frac{q}{c} v_z H_x = \frac{q}{c} v_z k y \quad (2.1.2)$$

dove y rappresenta lo spostamento dall'orbita ideale, v_z è la componente della velocità \vec{v} lungo la direzione z ($v_z \approx v$) e q ($=e$) è la carica della particella. Si trova

$$F_y = m\gamma \frac{d^2 y}{dt^2} \quad (2.1.3)$$

dove m è la massa a riposo della particella e $\gamma = 1/\sqrt{1-v^2/c^2}$. Sfruttando la relazione $dt = dz/v_z$ la 2.1.3 diventa

$$m\gamma v_z \frac{d^2 y}{dz^2} = \frac{ek}{c} y. \quad (2.1.4)$$

Poiché $m\gamma v_z \approx m\gamma v = p$, dove p è l'impulso della particella, l'equazione 2.1.4 diventa

$$\frac{d^2 y}{dz^2} = K(z)y \quad (2.1.5)$$

dove K è definito come $K = \frac{e}{cp} \frac{dH_x}{dy}$.

La soluzione dell'equazione 2.1.5 è

$$z = A \cos \left(\frac{x}{\kappa} + \delta \right) \quad (2.1.6)$$

dove κ è definito come $|K|^{-1/2}$ ed ha le dimensioni di una lunghezza (κ positivo). A e δ sono costanti determinate dalle condizioni iniziali (i valori di y e dy/dz all'entrata del magnete).

Se K è positivo l'azione del magnete è foccheggiante e z è dato da

$$z = B \cos \left(\frac{x}{\kappa} + \epsilon \right) \quad (2.1.7)$$

dove B e ϵ sono altre costanti anch'esse determinate dalle condizioni iniziali.

L'altra coordinata è trattata in maniera simile. Ad esempio, la componente x della forza F_x è:

$$F_x = -\frac{q}{c}v_z H_y = -\frac{q}{c}v_z kx \quad (2.1.8)$$

che porta alla seguente equazione del moto

$$\frac{d^2x}{dz^2} = -K(z)x. \quad (2.1.9)$$

Va notato che l'equazione 2.1.9 è identica alla 2.1.5, fatta eccezione per il segno. Perciò se il magnete foceggia nel piano orizzontale è defoceggiante nel piano verticale, e viceversa.

Il moto può essere descritto con due diversi formalismi. Il primo è il metodo matriciale proposto per la prima volta da Courant e Snyder [53].

Se x_0 e θ_{0x} sono i valori di x e dx/dz , rispettivamente, all'entrata del magnete, i corrispondenti valori all'uscita, x_1 e θ_{1x} , sono legati ai valori all'entrata del magnete da

$$\begin{pmatrix} x_1 \\ \theta_{1x} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_0 \\ \theta_{0x} \end{pmatrix} \quad (2.1.10)$$

dove gli elementi della matrice M_{ij} dipendono soltanto dalle proprietà del magnete.

L'equazione 2.1.10 rappresenta le seguenti relazioni lineari

$$x_1 = M_{11} x_0 + M_{12} \theta_{0x} \quad (2.1.11)$$

$$\theta_{1x} = M_{21} x_0 + M_{22} \theta_{0x}. \quad (2.1.12)$$

La matrice M nel caso di una lente convergente (foceggiante) è data da

$$K < 0 \quad M = \begin{pmatrix} \cos\alpha & k \sin\alpha \\ -\frac{1}{k} \sin\alpha & \cos\alpha \end{pmatrix} \quad (2.1.13)$$

dove $\alpha = l/\kappa = l\sqrt{|K|}$.

Se l'elemento magnetico è defoceggiante, la matrice è

$$K > 0 \quad M = \begin{pmatrix} \cosh\alpha & k \sinh\alpha \\ -\frac{1}{k} \sinh\alpha & \cosh\alpha \end{pmatrix} \quad (2.1.14)$$

Nel caso che la particella attraversi una zona priva di campo di lunghezza l la matrice M è data da

$$K = 0 \quad M = \begin{pmatrix} 1 & l \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.1.15)$$

La matrice che descrive il moto di una particella attraverso una serie di magneti caratterizzati dalle matrici M_1, M_2, \dots, M_n è ottenuta dalla moltiplicazione delle matrici dei singoli magneti, $M = M_n \cdots M_2 \cdot M_1$.

La tabella 2.1 riporta gli elementi della matrice di trasporto per le cinque localioni all'interno dell'anello dell'acceleratore dove sono state collocate le stazioni dello spettrometro (vedi par. 2.3).

Matrici per ξ				
	$M_{11}^x(a^x)$	$M_{12}^x(b^x)$	$M_{11}^y(a^y)$	$M_{12}^y(b^y)$
S1	1.203876	5698.833496	0.076765	4029.716553
S2	1.223839	5533.837402	0.150437	3827.499268
S3	1.197055	3667.672119	0.810539	2596.983398
S6	0.828889	2615.432373	1.177796	3581.346191
S7	0.776646	2562.906494	1.232629	3827.124512

Matrici per ξ'				
	$M_{21}^x(a^x)$	$M_{22}^x(b^x)$	$M_{21}^y(a^y)$	$M_{22}^y(b^y)$
S1	-0.000064	0.528156	-0.000236	0.647302
S2	-0.000064	0.528156	-0.000236	0.647302
S3	0.000589	2.639941	-0.000561	-0.564187
S6	-0.000561	-0.564187	0.000589	2.639941
S7	-0.000561	-0.564187	0.000589	2.639941

Tabella 2.1: Elementi delle matrici di trasporto.

Il secondo metodo è basato sul fatto che l'equazione del moto

$$\frac{d^2\xi}{dz^2} + K(z)\xi = 0 \quad (2.1.16)$$

(dove ξ indica genericamente una delle coordinate x o y) ha la forma di un'equazione di Hill le cui soluzioni generali possono essere scritte in maniera simile alla soluzione di un oscillatore armonico: sebbene la costante elastica K sia funzione della coordinata z , K è una funzione periodica, cioè esiste una distanza C tale che

$$K(z + C) = K(z). \quad (2.1.17)$$

La soluzione generale si può scrivere

$$\xi = A\sqrt{\beta(z)}\cos(\phi(z) + \delta) \quad (2.1.18)$$

dove A e δ sono due costanti di integrazione legate alle condizioni iniziali e $\beta(z)$ una funzione periodica con periodicità C . La fase ϕ in un generico punto z dell'anello è data da

$$\phi(z) = \int_0^z \frac{dz}{\beta(z)} \quad (2.1.19)$$

e $\beta(z)$ può essere interpretata come lunghezza d'onda locale dell'oscillazione divisa per 2π .

La matrice di trasporto dal punto 1 al punto 2 può essere espressa in termini di questi parametri:

$$M = \begin{pmatrix} \left(\frac{\beta_2}{\beta_1}\right)^{1/2}(\cos\phi + \alpha_1\sin\phi) & (\beta_1\beta_2)^{1/2}\sin\phi \\ -\frac{1+\alpha_1\alpha_2}{(\beta_1\beta_2)^{1/2}}\sin\phi + \frac{(\alpha_1-\alpha_2)}{(\beta_1\beta_2)^{1/2}}\cos\phi & \left(\frac{\beta_2}{\beta_1}\right)^{1/2}(\cos\phi - \alpha_2\sin\phi) \end{pmatrix} \quad (2.1.20)$$

dove ϕ è l'avanzamento di fase da z_1 a z_2

$$\phi = \int_{z_1}^{z_2} \frac{dz}{\beta(z)} \quad (2.1.21)$$

ed α è definita come $\alpha = -\frac{1}{2}\beta'$.

Se i punti 1 e 2 differiscono in z di un multiplo della distanza C , la matrice M si semplifica

$$K = 0 \quad M = \begin{pmatrix} \cos\phi + \alpha\sin\phi & \beta\sin\phi \\ -\gamma\sin\phi & \cos\phi - \alpha\sin\phi \end{pmatrix} \quad (2.1.22)$$

con $\gamma = \frac{1+\alpha^2}{\beta}$.

Dalla soluzione generale dell'eq. di Hill 2.1.16 si ricava che la quantità

$$A = \gamma(z)\xi^2 + 2\alpha(z)\xi\xi' + \beta(z)\xi'^2, \quad (2.1.23)$$

è una costante del moto, analoga all'energia totale di un oscillatore armonico. La 2.1.23 descrive un'ellisse nello spazio delle fasi (ξ, ξ') , come mostrato in figura 2.3. Punti diversi dell'acceleratore sono caratterizzati da una propria ellisse, da punto a punto le ellissi hanno forma ed orientamento differenti ma la stessa area.

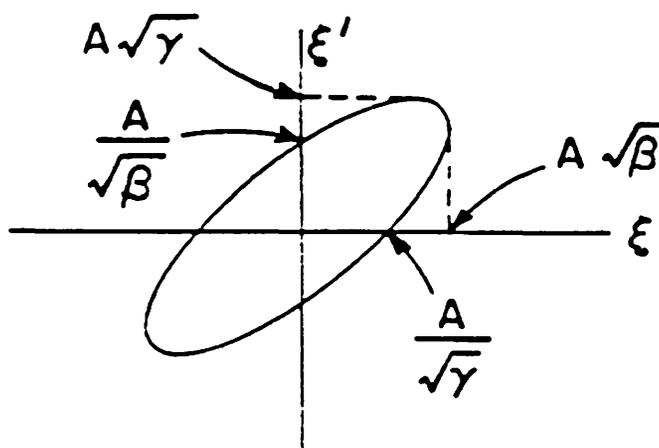


Figura 2.3: Emittanza del fascio.

Nel caso di un fascio di particelle, il loro stato in un punto dell'acceleratore è descritto non più da un punto nello spazio (ξ, ξ') ma da una regione estesa in tale spazio. L'area di spazio delle fasi occupata dal fascio è chiamata emittanza e generalmente indicata con ϵ . Ogni particella si ripresenta nei giri successivi in un punto diverso della ellisse 2.1.23 che la caratterizza, l'involuppo di queste ellissi è dato da un'ellisse di area ϵ che delimita lo spazio delle fasi accessibile alle particelle del fascio:

$$\frac{\epsilon}{\pi} = \gamma(z)\xi^2 + 2\alpha(z)\xi\xi' + \beta(z)\xi'^2. \quad (2.1.24)$$

Lo spostamento e l'angolo massimo di una particella all'interno dell'anello sono dati quindi da

$$\xi_{max} = \sqrt{\frac{\epsilon\beta_{max}}{\pi}}, \xi'_{max} = \sqrt{\frac{\epsilon'\gamma_{max}}{\pi}}. \quad (2.1.25)$$

Se la distribuzione di densità del fascio nella coordinata trasversa ξ è una gaussiana $\sim \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\xi^2/2\sigma^2}$, la distribuzione bidimensionale nello spazio delle fasi assume la forma

$$n(\xi, \xi') d\xi d\xi' = \frac{\beta}{2\pi\sigma^2} e^{-\frac{(\xi^2 + (\beta\xi' + \alpha\xi)^2)}{2\sigma^2}} d\xi d\xi' \quad (2.1.26)$$

e l'area contenente una frazione f del fascio è

$$\epsilon = -\frac{2\pi\sigma^2}{\beta} \log(1 - f). \quad (2.1.27)$$

Nel caso del Tevatron, l'emittanza del fascio è calcolata misurando la dimensione del fascio contenente il 95% delle particelle per cui la relazione 2.1.27 diventa

$$\epsilon = \frac{6\pi\sigma^2}{\beta}. \quad (2.1.28)$$

2.2 Il rivelatore CDF

Il Collider Detector at Fermilab (CDF) è un rivelatore costruito per studiare in maniera ampia le collisioni $p\bar{p}$ a $\sqrt{s} = 1.8$ TeV [1].

Parte del programma di fisica di CDF è dedicata alla cosiddetta “fisica a piccolo angolo”, che include la misura dello scattering elastico e della sezione d'urto totale. Per la misura dello scattering elastico, rivelatori dedicati sono stati situati attorno al punto di interazione, in varie regioni di accettazione angolare, compreso l'interno della macchina acceleratrice.

2.3 Il rivelatore elastico

I rivelatori per la diffusione elastica di CDF sono stati posizionati all'interno di un dispositivo chiamato “Roman Pot”. Esso fu usato per la prima volta all'ISR dalla collaborazione CERN-Roma [4]. Nel seguito questi dispositivi saranno chiamati pozzetti.

Un pozzetto consiste in un cilindro di acciaio inossidabile di 20 cm di diametro con pareti sottili (0.3 mm di fronte ai rivelatori) per ridurre l'ammontare di materiale che le particelle devono attraversare. Due pozzetti sono montati in una sezione speciale del tubo a vuoto su soffietti così che i pozzetti possono essere mossi verso il fascio nel piano orizzontale. Il sistema della sezione del tubo a vuoto e dei due pozzetti è chiamato "stazione". Il rivelatore elastico è costituito da cinque stazioni dislocate lungo il tubo a vuoto dell'acceleratore come mostrato in figura 2.4.

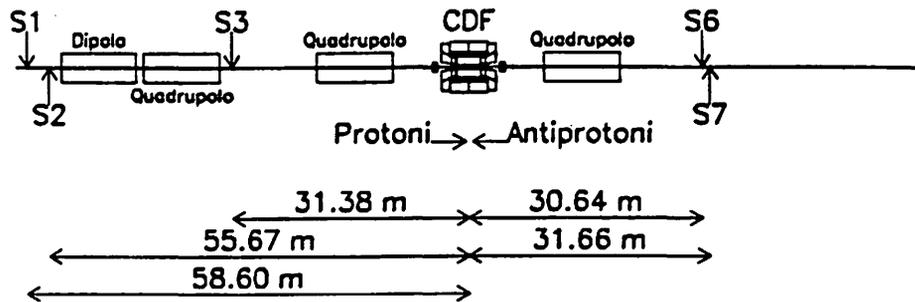


Figura 2.4: Disposizione delle stazioni dello spettrometro lungo il tubo a vuoto del Tevatron.

Le stazioni S1, S2 ed S3 costituiscono il cosiddetto "lato ovest" dello spettrometro, le stazioni S6 ed S7 il "lato est".

La disposizione asimmetrica dei rivelatori rispetto al punto d'interazione è dovuta al fatto che non è stato possibile scegliere liberamente dove installare le stazioni. Il Tevatron è un acceleratore a magneti superconduttori, e quindi per la maggior parte è contenuto in un criostato alla temperatura dell'elio liquido; le complicazioni tecniche ed il costo necessari per aprire un settore del criostato e permettere l'inserimento di una stazione dello spettrometro hanno costretto ad utilizzare le locazioni in cui il criostato era già interrotto, le cosiddette

“sezioni calde” dell’acceleratore.

Il movimento dei pozzetti è regolato da un motore a passo singolo per ogni pozzetto. La posizione è controllata mediante un potenziometro a slitta, la caduta di potenziale sul potenziometro è proporzionale alla distanza del pozzetto dalla posizione di riposo, ed è convertita localmente in una frequenza che viene poi essere trasmessa alla sala di controllo dell’esperimento senza che la distanza introduca una perdita di precisione. La riproducibilità nella lettura delle posizioni è di 10 μm circa e le posizioni dei pozzetti sono costantemente controllate durante il periodo di presa dati.

Durante le normali operazioni di iniezione ed accelerazione del fascio i rivelatori sono mantenuti lontano dal fascio. I fasci sono ripuliti con un’operazione nota come “beam scraping” che consiste nell’avvicinare al fascio dei setti metallici, mantenuti all’interno del tubo a vuoto, per farvi interagire le particelle di alone di modo che, alla fine dell’operazione, l’alone del fascio sia notevolmente ridotto. Dopo l’operazione di “beam scraping” ogni pozzetto è mosso individualmente verso il fascio ed il moto è interrotto quando le frequenze di interazione registrate dai contatori di trigger superano una soglia programmabile. La posizione raggiunta rappresenta la distanza di minimo approccio al fascio. La procedura di ricerca delle posizioni minime è ripetuta ogni volta che un nuovo fascio viene immesso nell’acceleratore poiché la posizione del fascio può essere cambiata.

In ogni pozzetto si trovano una camera a deriva, un rivelatore di silicio ed una coppia di contatori a scintillazione. Questi rivelatori sono montati su una flangia che chiude il volume per il gas della camera e può essere rimossa senza interferire con il vuoto all’interno dell’acceleratore (figura 2.5).

I principi generali di funzionamento di questi rivelatori sono noti e reperibili in letteratura [81]. Nei paragrafi successivi verranno illustrate le loro caratteristiche particolari.

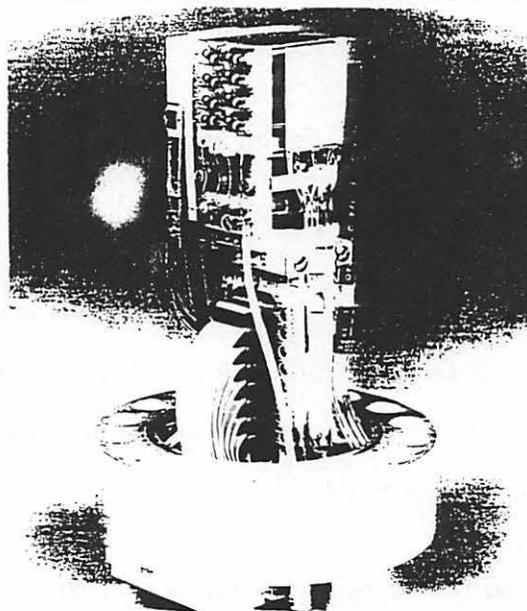


Figura 2.5: Fotografia dei rivelatori di un pozzetto montati sulla flangia.

2.3.1 Le camere a deriva

Le camere a deriva utilizzate hanno quattro fili sensibili disposti lungo l'asse y mentre il campo elettrico di deriva è orientato lungo l'asse x . Pertanto il tempo di deriva degli elettroni prodotti dalle particelle ionizzanti permette di misurare la coordinata x delle tracce. Parallelamente ai fili è collocata una linea di ritardo che raccoglie per induzione il segnale prodotto dalla valanga sul filo e permette, tramite divisione di tempo misurata ai due estremi, di misurare la coordinata y . Anche l'uso di linee di ritardo per misura la posizione della valanga lungo il filo è una tecnica ormai ben consolidata, vedi ad esempio [25].

Dal momento che le tracce di interesse viaggiano quasi parallelamente al fascio gli impulsi indotti sui fili sensibili hanno la stessa posizione lungo la direzione dei fili stessi, quindi una singola linea di ritardo è usata per registrare gli impulsi indotti coerentemente su di essa dalle quattro valanghe di carica.

In figura 2.6 è mostrato un disegno delle camere dello spettrometro.

Il progetto della camera ha tre caratteristiche innovative:

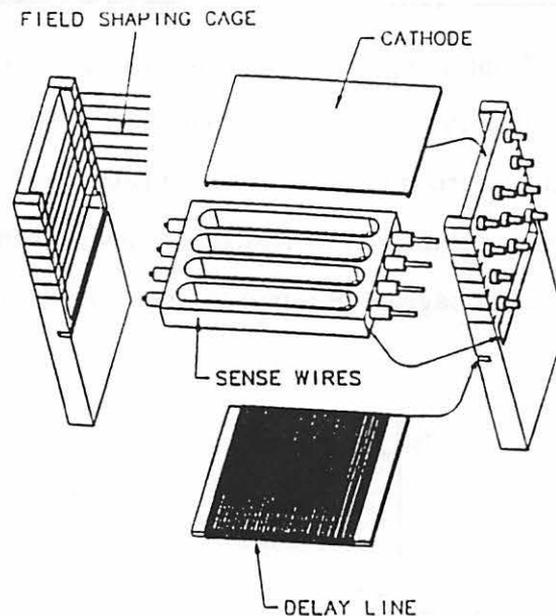


Figura 2.6: Vista esplosa di una camera dello spettrometro.

- a) i fili sensibili non sono in contatto con la superficie interna della struttura in G10 (vetronite) della camera eccetto che ai quattro vertici. Questa caratteristica, che è realizzata come mostrato in figura 2.7a, salvaguarda contro le distorsioni del campo indotte dall'accumulo di carica sul G10.
- b) I fili sensibili sono pre-montati su una piastra di alluminio come mostrato in figura 2.7b; la piastra è inserita, come una cassetta, in fessure realizzate nella struttura della camera (vedere figura 2.6). Oltre a facilitare il montaggio e l'eventuale sostituzione dei fili, questa configurazione permette di isolarli l'uno dall'altro e ostacola la formazione di ioni positivi.
- c) La linea di ritardo, che raccoglie per induzione l'impulso dei fili sensibili, è anch'essa inserita in fessure della struttura, come mostrato in figura 2.6. La geometria della linea di ritardo è mostrata in figura 2.7 c. Un filo di rame del tipo usato per avvolgimenti magnetici di $100 \mu\text{m}$ di diametro è avvolto attorno ad un "sandwich" di due piastre di G10 laminate in rame realizzando una struttura rettangolare. Le piastre sono spesse

1/32' di pollice e larghe 1^{5/18} pollici mentre la lunghezza della linea di ritardo è di 1^{7/16} pollici. Le due piastre di G10 sono affacciate l'una contro l'altra in modo che le lamine, collegate a terra, si trovino sul lato interno e sia assicurata così una distanza uniforme tra le lamine e l'avvolgimento della linea di ritardo. Questo accorgimento massimizza l'uniformità della velocità di propagazione lungo la linea dell'impulso indotto.

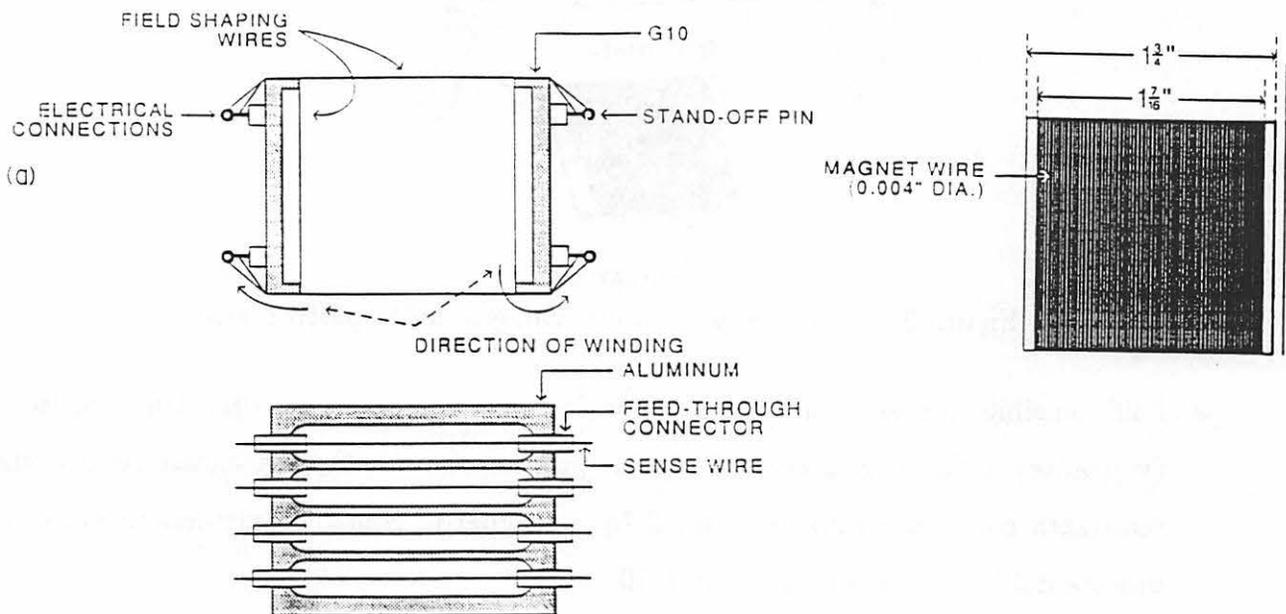


Figura 2.7: Dettagli sulla camera a deriva. I fili sensibili (a), il piatto contenente i fili (b) e l'avvolgimento della linea di ritardo (c).

L'impedenza caratteristica della linea di ritardo è di 1.2K Ω . Per i segnali dei fili sensibili e della linea di ritardo il tempo di salita è di circa 40 nsec. I preamplificatori per i quattro fili e per i due estremi della linea di ritardo sono montati direttamente sulla flangia ed utilizzano circuiti integrati Fujitsu MB 43458 [95] ed altre componenti "surface-mount" per iniezione di carica. Per l'adattamento di impedenza e l'inversione dei segnali della linea di ritardo è stato utilizzato un circuito a "common emitter".

I segnali dei fili e della linea di ritardo sono poi convertiti in misure di tempo mediante la sequenza di dispositivi descritta nel par. 2.5.

Lo schema elettrico delle camere è mostrato in figura 2.8. La piastra a voltaggio negativo, che genera il campo elettrico, è isolata dal metallo del pozzetto da uno strato di mylar. Il pozzetto è immerso in una miscela 50-50% di argon-etano a pressione atmosferica. Il rivelatore di silicio ed i contatori a scintillazione, descritti in seguito, sono immersi nel gas della camera.

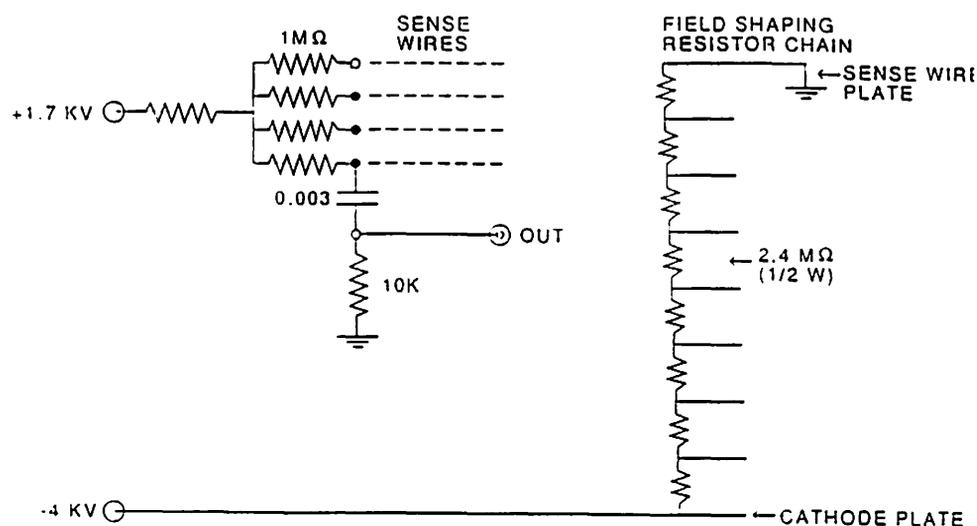


Figura 2.8: Schema elettrico delle camere a deriva.

2.3.2 I rivelatori di silicio

I rivelatori sono stati fabbricati nel laboratorio INFN di San Piero a Grado (Pisa) [13]. La procedura di fabbricazione comincia da un cristallo di tipo n con spessore compreso tra 850 and 950 μm . Una particella che attraversa un cristallo di questo spessore con incidenza perpendicolare produce circa 70.000 coppie elettrone-buca.

I cristalli sono tagliati con una sega a filo diamantato per ottenere la forma desiderata ed entrambe le parti sono lucidate a specchio. Dopo la pulitura e l'“etching” chimico viene depositato per evaporazione sottovuoto un sottile strato di alluminio di 800 Å su una faccia, l'anodo, mentre uno strato di 250 Å d'oro è depositato sull'altra faccia, il catodo. Questa procedura provoca la comparsa di una giunzione raddrizzante nella zona di contatto tra il

silicio e l'alluminio (barriera di superficie) e trasforma il cristallo in un diodo.

Differenti strutture di elettrodi sono prodotte sulle due facce grazie a processi fotochimici usando appropriate maschere. I diodi a barriera di superficie sono poi incollati ad un supporto di allumina ($Al_2 O_3$) su cui è impresso un circuito stampato. Gli elettrodi sono successivamente saldati ultrasonicamente al circuito stampato che permette di collegarli a preamplificatori LeCroy HQV820 montati direttamente sulla flangia assieme ai preamplificatori delle camere.

Il catodo del cristallo è segmentato in 30 "pads" mentre l'anodo è diviso in 64 "strips". La tabella 2.2 riassume le principali caratteristiche dei rivelatori di silicio.

	Catodo	Anodo
Segmentazione	30 "pads"	64 "strips"
Larghezza	900 μm	50 μm
Distanza	100 μm	500 μm
Area attiva	Voltaggio di svuotamento	Corrente inversa
32 x 40 mm ²	90 - 150 Volts	100 - 1000 nA/cm ²

Tabella 2.2: Caratteristiche dei rivelatori di silicio.

2.3.3 I contatori di trigger

I contatori a scintillazione, utilizzati per fornire il segnale di trigger, sono realizzati con scintillatore plastico BC-404 Bicron spesso 1/8 di pollice. La luce prodotta dal passaggio di particelle cariche attraverso lo scintillatore è raccolta da guide di luce opportunamente sagomate in barre di plexiglass di 1/2 pollice di spessore e condotta ai fotomoltiplicatori. La geometria delle guide di luce e le loro dimensioni sono mostrati in figura 2.9.

L'intero rivelatore, costituito da camera, cristallo di silicio e contatori a scintillazione, è montato su una flangia utilizzata per chiudere ermeticamente il pozzetto. I fotomoltiplicatori si trovano sulla faccia esterna della flangia.

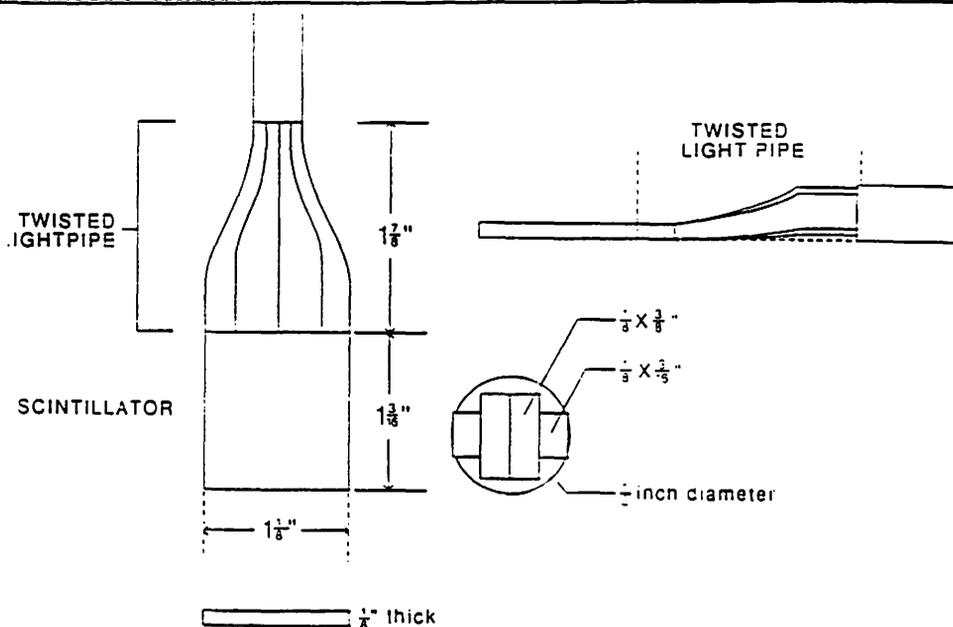


Figura 2.9: Geometria delle guide di luce per i contatori a scintillazione.

Ognuno dei segnali dei fototubi é amplificato ed inviato contemporaneamente ad un ADC e ad un discriminatore. L'uscita del discriminatore viene a sua volta duplicata ed inviata ad un TDC e alla logica di trigger.

La risoluzione temporale del contatore è di circa 500 psec. Con questa risoluzione è possibile riconoscere le particelle che giungono in anticipo rispetto al tempo di interazione e le particelle che appartengono ai pacchetti secondari che accompagnano i fasci (vedi figura 2.10). La combinazione "AND" dei segnali discriminati dei due contatori di ogni pozzetto è utilizzata nella logica di trigger.

L'informazione dell'ADC è utilizzata nell'analisi dei dati per determinare se una particella ha colpito i contatori e, durante la presa dati, per controllare il guadagno del fototubo e permettere quindi di tenere il voltaggio sul fototubo ad un valore tale che il contatore abbia piena efficienza per particelle al minimo.

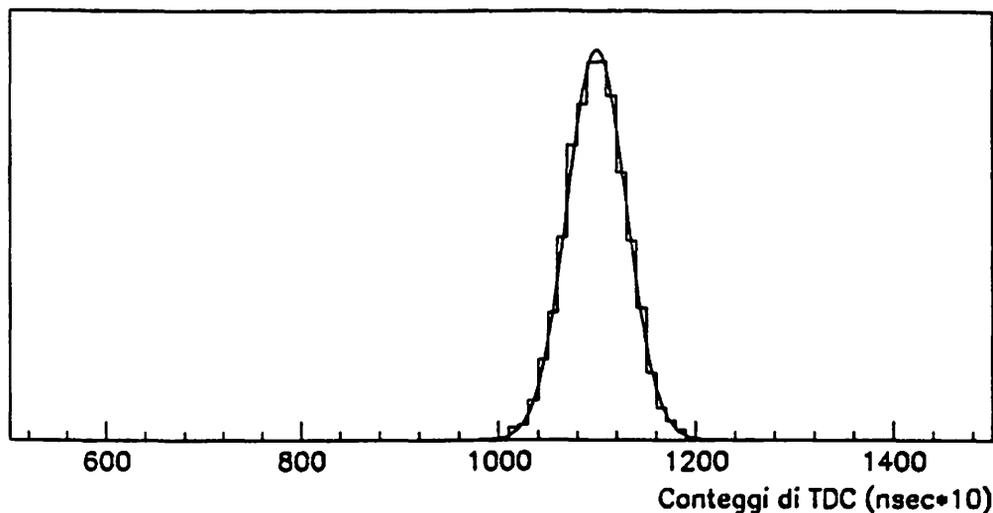


Figura 2.10: Spettro temporale di un contatore di trigger.

2.4 Sistema di trigger

2.4.1 Il sistema di trigger di CDF

Il sistema di trigger di CDF è un trigger sofisticato a tre livelli che può essere programmato per selezionare ogni tipo di evento desiderato [9].

Livello 1 È un insieme di triggers elementari provenienti dalle varie componenti del rivelatore combinati da una elettronica di decisione finale. Lo spettrometro a piccolo angolo contribuisce con un unico segnale alla lista dei trigger elementari. La decisione di livello 1 è fatta senza tempo morto nei $3.5 \mu\text{s}$ tra due incroci dei fasci ed alla luminosità di progetto ($10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$) il livello 1 accetta eventi con una frequenza di alcuni kHz.

Livello 2 Il livello successivo di trigger combina altri segnali analogici provenienti dalle varie componenti per una decisione più sofisticata. Questo stadio non è stato utilizzato nella misura della sezione d'urto.

Livello 3 Questo è un sistema di processori in linea, chiamati “nodi”, che esaminano eventi già completamente digitalizzati ed eseguono algoritmi FORTRAN come ultimo stadio della selezione in linea del trigger. I nodi sono controllati da un MicroVax (“steward”) che smista l’evento al primo nodo disponibile. I nodi di Livello 3 sono processori a 32 bit del Advanced Computer Program [14] installati in crates VME con moduli VME di controllo ed interfaccia. I processori sono basati su una CPU Motorola 68020 con coprocessore matematico 68881. Gli eventi che sono accettati dal Livello 3 vengono scritti su nastro per la successiva analisi dei dati.

I triggers di Livello 1 e Livello 2 devono ridurre la frequenza originale di interazione fino a circa 100 Hz, limite pratico per cui gli eventi possono essere trasferiti al livello 3. Come mostrato in figura 2.11, la maggior parte degli input di Livello 1 sono segnali analogici veloci che non fanno parte della catena primaria di acquisizione dati.

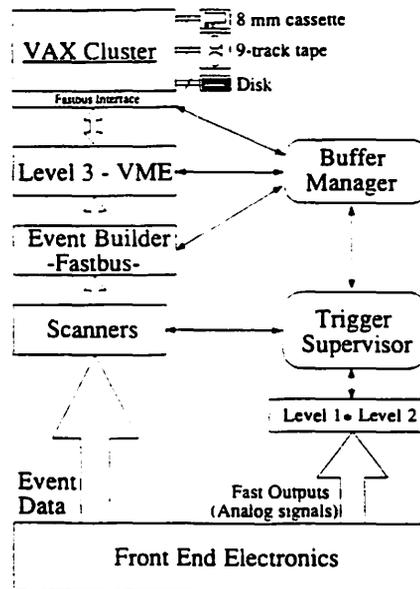


Figura 2.11: Flusso dei dati nel sistema di acquisizione di CDF.

Il ruolo giocato dal Livello 1 in questa misura è stato molto limitato. In pratica, la decisione di trigger è basata sul trigger dello spettrometro soltanto. Gli altri trigger provenienti

al Livello 1 e Livello 2 sono completamente ignorati nella decisione di trigger.

Durante la presa dati il Livello 3 eseguiva un algoritmo di filtro il cui scopo era di eliminare gli eventi di fondo dovuti ad interazioni dei protoni ed antiprotoni con le molecole residue di gas presenti nel tubo a vuoto o con le pareti stesse del tubo a vuoto.

2.4.2 Il trigger dello spettrometro

Il trigger dello spettrometro è basato sullo standard CAMAC. I segnali dei due fotomoltiplicatori di ogni pozzetto sono discriminati e messi in coincidenza; l'insieme delle coincidenze viene inviato a due unità logiche CAMAC disposte in cascata, le Memory Lookup Unit (MLU), le cui uscite possono essere programmate come una qualsiasi combinazione logica dei segnali d'entrata. L'insieme delle combinazioni logiche è chiamato "tavola del trigger" e cambia a seconda delle condizioni della presa dati. Le uscite dell'ultima MLU costituiscono i possibili trigger per l'esperimento.

Durante tutto il periodo di presa sono stati usati simultaneamente diversi trigger per le diverse topologie di eventi elastici, inelastici e diffrattivi. Gli eventi elastici sono stati raccolti mediante due trigger in OR:

$$\text{"Elastico Braccio 0"} (S_1 \cdot S_2 \cdot S_3)_{out} \cdot (S_6 \cdot S_7)_{in} \quad (2.4.1)$$

$$\text{"Elastico Braccio 1"} (S_1 \cdot S_2 \cdot S_3)_{in} \cdot (S_6 \cdot S_7)_{out} \quad (2.4.2)$$

in cui i suffissi "out" ed "in" indicano il pozzetto esterno ed interno rispetto all'anello dell'acceleratore.

I segnali d'uscita dell'ultima MLU sono abilitati in una finestra temporale stretta 30 nsec ed immagazzinati in un registro CAMAC che prende il nome di "registro delle coincidenze": ogni bit del registro corrisponde ad un trigger e quindi dal suo stato è possibile risalire al tipo di trigger scattato, informazione utilizzata prevalentemente al momento della selezione dei dati. Il registro delle coincidenze fornisce anche un'uscita corrispondente all'"OR" dei vari

trigger. Questo unico segnale costituisce il trigger finale e viene inviato alla logica di trigger di livello 1 di CDF descritta nel paragrafo precedente.

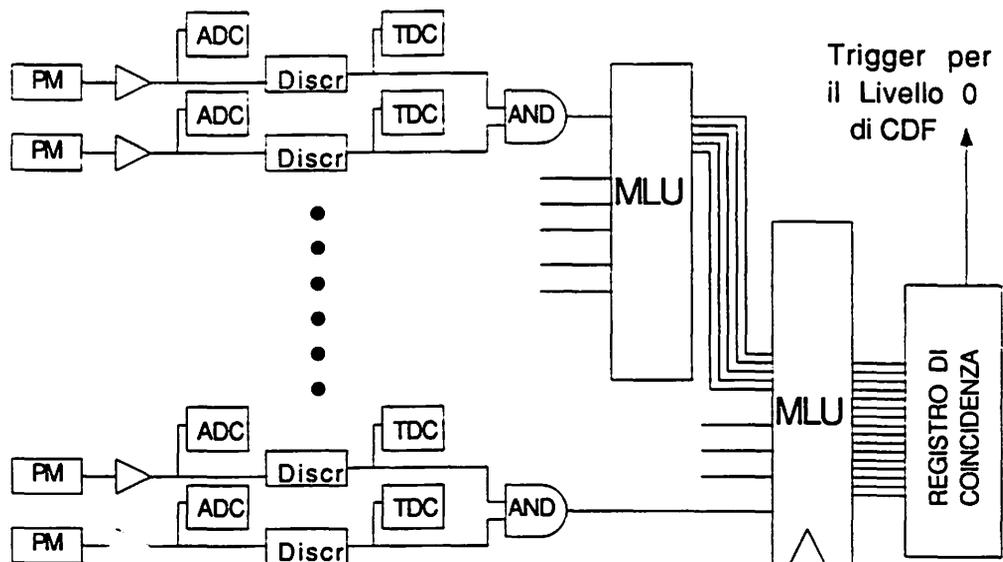


Figura 2.12: Schema elettronico del trigger.

2.5 Acquisizione dei dati

Il sistema di acquisizione dati (DAQ) di CDF è basato sullo standard FASTBUS. Questa scelta è stata motivata dalla sua capacità di sopportare alte frequenze di dati nei processori che hanno accesso ai dati. Il sistema di acquisizione è estensivamente descritto in [19] e qui verranno brevemente riassunte la sua struttura principale e le parti usate in questa misura.

I segnali del sistema di tracciatura sono formati e discriminati da moduli elettronici chiamati Amplifier Shaper Discriminator (ASD), i cui segnali di uscita sono inviati a dei TDC Fastbus commerciali, i LeCroy 1879, che sono letti da moduli Fastbus intelligenti (scanners) chiamati Slac Scanner Processor (SSP). Ogni SSP può immagazzinare nella sua memoria fino a quattro eventi e legge tutti i moduli TDC presenti nello stesso crate Fastbus, approssimativamente 1000 canali. Questi TDC sono in grado di registrare gli impulsi prodotti su ogni

filo sensibile o linea di ritardo anche nel caso in cui più di una particella attraversi la camera a deriva, registrando per ognuno di essi sia il tempo di arrivo che la durata.

I segnali provenienti da ogni strip e pad dei rivelatori di silicio sono ricevuti da moduli elettronici costruiti secondo lo standard RABBIT [62], in cui vengono ulteriormente amplificati e integrati da un doppio circuito di "Sample and Hold" per un tempo di 100 nsec. La carica integrata viene confrontata con una soglia programmabile il cui valore è tipicamente 3 deviazioni standard del piedistallo ed i canali che hanno una carica superiore a tale soglia vengono digitalizzati da un ADC a 16 bit. I valori di uscita degli ADC sono letti da un diverso tipo di scanner chiamato MX in cui viene effettuata la sottrazione del piedistallo e la equalizzazione per i diversi guadagni degli amplificatori. I valori finali della carica per i canali sopra soglia vengono letti dall' MX attraverso un modulo FASTBUS chiamato MEP.

Il trigger CAMAC è collegato alla rete Fastbus mediante un modulo commerciale, lo Struck 320, che permette la lettura del registro di coincidenza e dei valori degli ADC e TDC dei contatori di trigger. Questi dati sono letti da un SSP dedicato.

Il sistema DAQ ed il trigger hanno una struttura gerarchica come mostrato in figura 2.11. Quando un evento è accettato sia dal Livello 1 che dal Livello 2, i dati vengono digitalizzati e letti dai moduli SSP e MX. Questo passo nel DAQ è controllato da un modulo Fastbus chiamato Trigger Supervisor (TS).

Quando tutti i moduli SSP e MX hanno finito la lettura e la memorizzazione dell'evento, il TS manda un messaggio Fastbus al Buffer Manager indicando che un evento è disponibile. Il Buffer Manager controlla il flusso dei dati dai moduli di lettura mandando un messaggio Fastbus all'Event Builder ed istruendolo di leggere ("Pull") l'evento dagli scanners.

L'Event Builder consiste in un insieme di moduli Fastbus che possono leggere, memorizzare e maneggiare gli eventi letti dalle varie componenti del rivelatore CDF. Nel primo periodo di presa dati le funzioni dell'Event Builder sono state svolte da un processo VAX (Software Event Builder). Quando l'Event Builder ha finito la lettura dei dati dagli scanners manda un

messaggio di "Pull OK" al Buffer Manager il quale a sua volta notifica il Trigger Supervisor.

Il passo successivo nella catena di DAQ è costituito dal sistema di trigger di Livello 3. Sotto direzione del Buffer Manager, l'Event Builder scrive un evento in un nodo del Livello 3. Gli eventi accettati dal livello 3 sono poi letti da un processo VAX chiamato Buffer Multiplexer, che viene eseguito su uno o più calcolatori di un VAX cluster; i dati sono scritti su nastro o disco ed acceduti in tempo reali da altri processi VAX di controllo eseguiti su calcolatori VAX del cluster oppure su calcolatori VAX remoti che accedono al cluster attraverso la rete DECNET.

2.6 Procedure di calibrazione

2.6.1 Rivelatori di silicio

Misura dei piedistalli

Per ogni presa dati vengono misurate la media e la larghezza della distribuzione del piedistallo per tutti i canali del silicio. Per essere sicuri di non selezionare i casi in cui il rivelatore di silicio era stato colpito da particelle, si è richiesto che gli ADC dei contatori a scintillazione fossero al di sotto della soglia di particella al minimo. La distribuzione di piedistallo è stata allora fittata con una gaussiana, le cui media e larghezza sono state inserite in un database da cui potevano essere richiamata durante l'analisi dei dati.

Ricostruzione della posizione

Per ricostruire la posizione delle particelle incidenti su entrambe le coordinate, ogni pad ed ogni strip è connessa ad un amplificatore individuale che raccoglie la carica rilasciata dalle particelle che attraversano il rivelatore. Il segnale così amplificato viene digitalizzato ed il numero di conteggi viene solitamente indicato con il nome di "altezza d'impulso". Gli elettroni vengono raccolti dalle strips mentre le buche sono raccolte dalla parte di giunzione, questa zona del silicio è svuotata dei portatori di carica maggioritari ed è caratterizzata da un'alta

impedenza ($> 100\text{M}\Omega$) per cui la carica rilasciata è raccolta tipicamente da una sola pad. La risoluzione attesa è

$$\sigma_y \simeq \frac{1\text{mm}}{\sqrt{12}} \simeq 280\mu\text{m}. \quad (2.6.1)$$

La situazione è differente dalla parte dell'anodo, dove la posizione è misurata sfruttando la divisione di carica, metodo che permette di misurare la posizione d'impatto delle particelle con precisione maggiore di quanto ottenibile applicando la 2.6.1 alla distanza tra le strip. I rivelatori sono polarizzati ad un voltaggio che è leggermente inferiore, circa il 10%, alla tensione di svuotamento completo; in queste condizioni una sottile zona di cristallo vicina alle strips rimane non svuotata e si crea quindi un sottile strato resistivo in cui l'impedenza tra strips è dell'ordine di 50-100 $\text{k}\Omega$.

Per una particella incidente perpendicolarmente la carica è divisa tra due strip proporzionalmente alla distanza relativa tra il punto d'impatto e le strip stesse. È allora possibile ricostruire la posizione della particella incidente ricostruendo il centro di gravità della carica e con una precisione σ_x che dipende dalla carica rilasciata Q , dalla distanza tra strips d e dal rumore dell'elettronica di lettura σ_r , e che è data da

$$\sigma_x = d \cdot \frac{\sqrt{2}\sigma_r}{Q} \quad (2.6.2)$$

dove il fattore $\sqrt{2}$ proviene dal fatto che il rumore è sommato in quadratura per le due strip tra cui si divide la carica.

La carica può essere divisa tra più di due strip in caso di inclinazione della traccia o nel caso che la tensione applicata al rivelatore sia ulteriormente ridotta, come può ad esempio essere necessario per ridurre il rumore in caso di danno da radiazione, è comunque sempre possibile utilizzare il baricentro della carica raccolta ed ottenere una risoluzione comparabile al caso di due sole strip.

In questo esperimento le condizioni di operazione dei cristalli di silicio non sempre hanno permesso che la divisione di carica avvenisse solo tra due strips. In questo caso la carica

negativa è raccolta da un gruppo di strips adiacenti, chiamato “cluster”.

La presenza di un cluster di carica su entrambe le parti del cristallo di silicio evidenzia il passaggio di una particella carica. La posizione del cluster corrisponde al punto d’impatto della particella sul cristallo.

Per localizzare questi clusters è stato sviluppato un apposito programma. L’algoritmo è basato sul fatto che se la carica si ripartisce tra n canali l’altezza d’impulso di ciascuno di essi deve essere maggiore di una carica q_n .

Se μ_i e σ_i sono la media e la deviazione standard della distribuzione del piedistallo l’altezza d’impulso di ciascun canale è ridefinita in multipli della *rms* del piedistallo, cioè

$$ph_i = \frac{q_i - \sigma_i}{\sigma_i}. \quad (2.6.3)$$

Questa tecnica ha il vantaggio di sopprimere naturalmente i canali rumorosi o quelli con un piedistallo troppo largo. Inoltre, dal momento che piedistallo e segnale sono amplificati dello stesso fattore, il metodo è indipendente dal guadagno dell’amplificatore.

In queste unità, l’altezza d’impulso di ognuno degli n canali in cui si è ripartita la carica della particella deve essere maggiore di una costante σ_n . La tabella 2.3 mostra i valori delle soglie σ_n utilizzate dall’algoritmo. Questi valori sono stati determinati da uno studio dettagliato compiuto sui dati provenienti dal fascio di prova di CDF.

L’algoritmo funziona nel modo seguente:

- si considera un gruppo di canali adiacenti la cui altezza d’impulso è maggiore di una soglia minima. Questo gruppo viene chiamato “candidato di cluster”. Sia m il numero di canali nel candidato di cluster. Nel caso reale di una particella che ha colpito il cristallo, la lunghezza del cluster deve essere compresa tra 1 ed m .
- Si comincia ad iterare sulla lunghezza del cluster candidato partendo da cluster di lunghezza uno e cercando almeno un canale nel cluster candidato la cui altezza d’impulso sia maggiore della soglia σ_1 .

- Si passa a clusters di lunghezza due e si cercano nel cluster candidato almeno due canali adiacenti sopra la soglia σ_2 . Nel caso generico di un cluster di lunghezza j si cercano almeno j canali adiacenti sopra la soglia σ_j .
- Il processo è ripetuto finché non si è raggiunta la lunghezza originale m del cluster candidato.

La lunghezza effettiva del cluster corrisponde all'ultima combinazione che ha soddisfatto il criterio della soglia. Se questa combinazione non esiste, il candidato di cluster viene scartato e si passa al candidato successivo. La figura 2.13 illustra il funzionamento dell'algoritmo di clustering.

Canali		Strips	Pads
1	σ_1	5.0	5.0
2	σ_2	4.0	4.0
3	σ_3	3.5	3.5
4	σ_4	3.0	3.0
5	σ_5	2.0	2.0
$n > 5$	σ_n	1.5	1.5

Tabella 2.3: Tagli utilizzati dall'algoritmo di clustering. I tagli sono espressi come multipli della larghezza del piedistanno di ciascun canale e sono indipendenti dalle condizioni di lavoro.

Può accadere che due o più particelle colpiscano il cristallo di silicio a piccola distanza tra loro. I clusters dovuti alle singole particelle in questo caso si riuniscono in un solo cluster che può avere dimensioni estese e il metodo sopra descritto riconosce un solo grande cluster.

Per risolvere questi casi di confusione l'algoritmo di clustering è stato ampliato in modo da separare i clusters delle singole particelle (vedi fig. 2.13b). Questa operazione consiste nella ricerca dei massimi (M_i) e minimi (m_i) locali nell'altezza d'impulso dei canali del cluster; ogni volta che $\frac{M_i - m_{i-1}}{M_i} > \alpha$, dove tipicamente $\alpha = 0.5$, i canali compresi tra m_{i-1} e m_i vengono dichiarati un cluster di particella singola separata. Alla fine della procedura il cluster

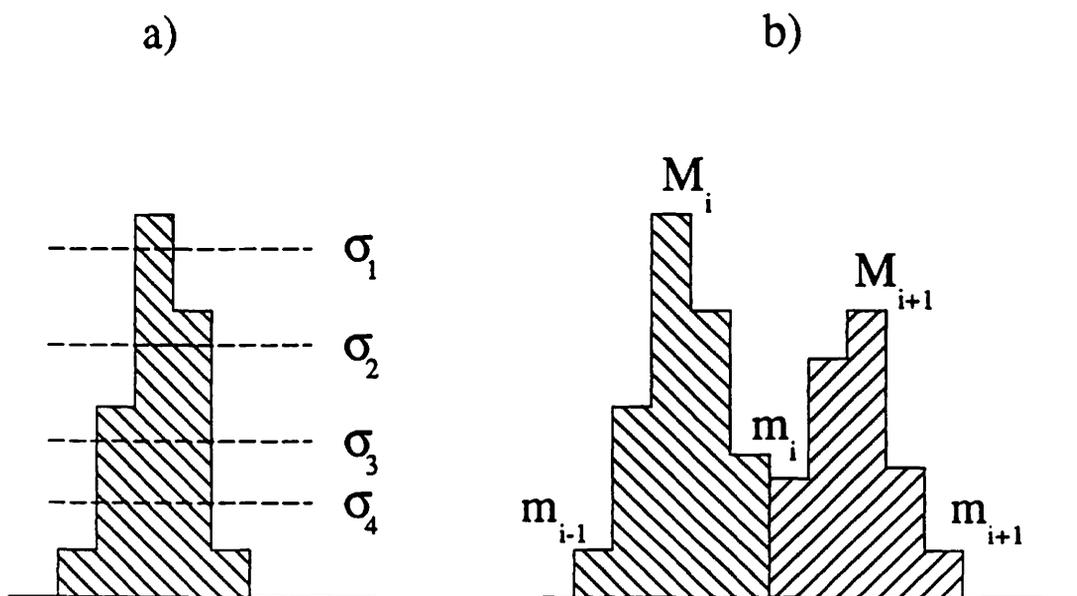


Figura 2.13: Identificazione di un cluster di 3 strip (a) e separazione di un candidato di cluster nei due cluster di particelle singole (b).

principale risulta diviso nei cluster delle singole particelle.

Il fatto che il cristallo di silicio sia letto su entrambe le facce permette, sfruttando la correlazione tra la carica raccolta dal catodo e dall'anodo, di risolvere le ambiguità che nascono quando due o più particelle colpiscono lo stesso rivelatore. La figura 2.14 mostra un esempio in cui due particelle colpiscono il rivelatore in due posizioni differenti e rilasciano due quantità di carica diverse. Scegliendo opportunamente i clusters con la stessa quantità di carica è possibile determinare la posizione spaziale dei punti d'impatto. La correlazione esistente nei rivelatori è mostrata in figura 2.15, che è il grafico della carica del cluster di strips in funzione di quella raccolta dalle pads. Studi sul fascio di prova hanno dimostrato che sfruttando tale correlazione è possibile risolvere correttamente le ambiguità dovute a due particelle nell'80 % dei casi. Tale percentuale di successo non è però altrettanto buona di quanto è possibile fare usando la relazione 2.6.4 tra linea di ritardo e deriva nelle camere e quindi nella analisi dei dati la correlazione di carica tra le strip e le pad non è stata usata.

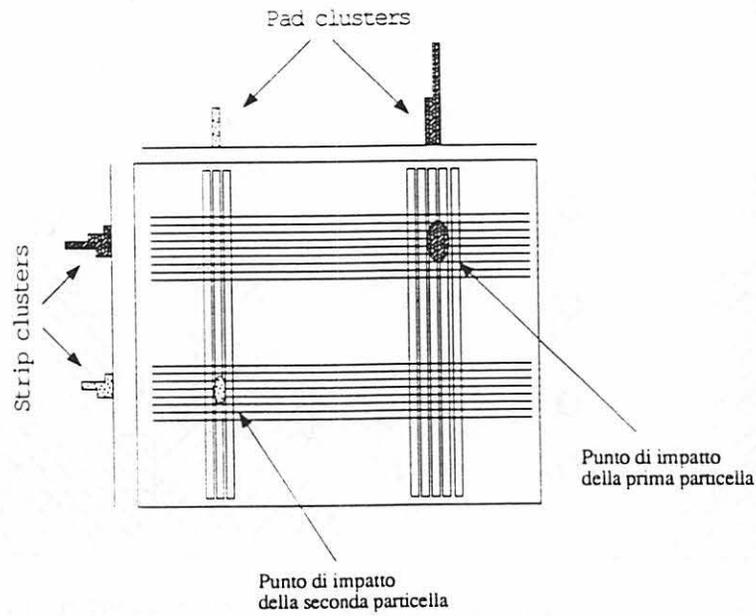


Figura 2.14: Funzionamento del principio di correlazione di carica.

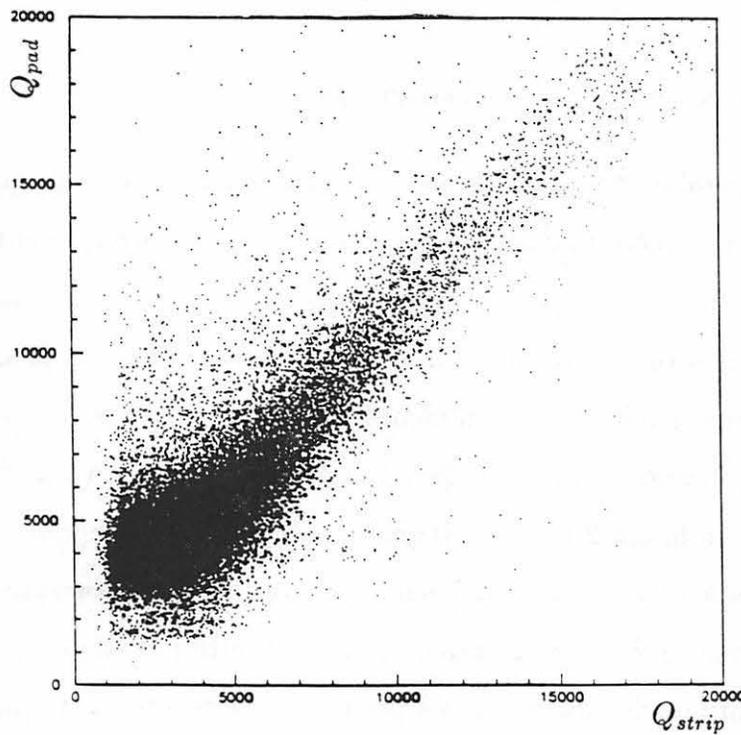


Figura 2.15: Evidenza di correlazione di carica dai dati.

2.6.2 Camere a deriva

Ricostruzione della posizione

Dal momento che le particelle diffuse elasticamente attraversano ogni camera con angoli dell'ordine di $300 \mu\text{rad}$, la loro distanza dai quattro fili sensibili varia da un filo all'altro di valori dell'ordine di $60 \mu\text{m}$, ben inferiore alla risoluzione del singolo filo ($\sim 200 \mu\text{m}$). Quindi si può assumere che gli elettroni prodotti dalla traccia nel gas debbano percorrere la stessa distanza per ognuno dei quattro fili, e che i tempi di arrivo degli impulsi siano registrati allo stesso istante. Pertanto una traccia è definita da un insieme di segnali con lo stesso tempo di arrivo.

L'algoritmo di ricostruzione delle tracce parte dalla ricerca iterativa di un insieme di tre o quattro segnali i cui tempi di arrivo sono compresi all'interno di una stretta finestra temporale, tipicamente 15 nsec.

Ogni segnale su un filo sensibile induce un segnale ad ogni estremo della linea di ritardo. Nel caso di una traccia elastica i segnali dai quattro fili si sommano coerentemente. I tempi di arrivo di questi segnali sono legati dalla relazione

$$T = t_{d1} + t_{d2} - 2 t_{der} \quad (2.6.4)$$

dove T è il tempo totale di transito della linea di ritardo e quindi una costante nota, t_{der} è il tempo di deriva misurato dal filo sensibili, t_{d1} e t_{d2} sono i tempi misurati ai capi della linea di ritardo. I casi di segnali multipli sulla linea di ritardo sono risolti cercando per ogni traccia la coppia di segnali che meglio soddisfano la condizione 2.6.4.

Calibrazione del piano di deriva

La camera ha mostrato capacità superiori al silicio per quanto riguarda il riconoscimento di tracce multiple e la risoluzione delle ambiguità, nonché maggiore efficienza, d'altro canto i rivelatori di silicio hanno il pregio di possedere una geometria ben precisa e conosciuta grazie

alla loro struttura di elettrodi ricavati fotograficamente (vedi paragrafo 2.3.2). Per questo motivo la misura della posizione della camera è stata calibrata rispetto alla misura del silicio. Le calibrazioni per i differenti piani della camera, cioè il piano di deriva e la linea di ritardo, sono realizzate indipendentemente usando rispettivamente l'informazione delle strips e pads del silicio.

Il campione di dati usato per la calibrazione della camera consiste in eventi elastici di alta qualità con una ed una sola traccia nella camera ed un solo segnale sulle strips e le pads del silicio. La posizione della traccia è misurata dal cristallo di silicio ed è immediatamente espressa nel sistema di coordinate assoluto. La relazione tra il tempo di deriva t e la posizione sul cristallo di silicio x è data da:

$$x = v_d(t - t_0) \quad (2.6.5)$$

dove v_d e t_0 sono costanti identiche per tutti i fili sensibili della stessa camera ma possono variare da camera a camera. Il metodo di calibrazione consiste nel realizzare un fit col metodo dei minimi quadrati della coordinata x in funzione di t . Il risultato del fit fornisce la velocità di deriva v_d e la costante t_0 .

Per controllare il risultato della procedura di calibrazione, la coordinata misurata dal silicio è plottata in funzione del residuo tra le posizioni misurate dal cristallo di silicio e la camera a deriva. Se la calibrazione è corretta non si deve notare nessuna correlazione, vedi fig. 2.16.

L'errore sulla velocità di deriva è $\sim 0.5\%$. Un errore dell'1% deforma la distribuzione come in figura 2.17.

La risoluzione delle camere è stata misurata sugli stessi dati usati nell'analisi confrontando la posizione misurata in ogni camera per ogni traccia elastica con la opportuna interpolazione (o estrapolazione nel caso delle stazioni più lontane) delle posizioni misurate da tutte le altre camere. Il valore ottenuto è di circa $120 \mu\text{m}$ senza apprezzabili differenze fra le camere e fra diversi periodi di presa dati.

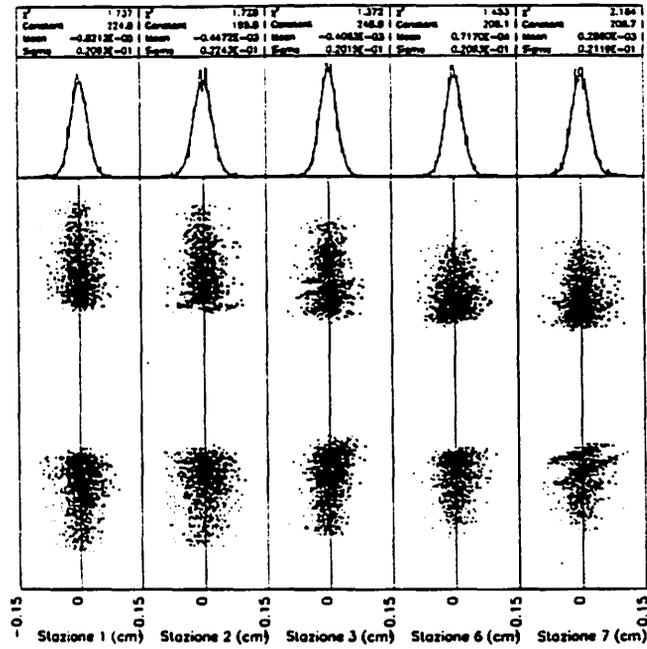


Figura 2.16: Calibrazione del piano di deriva.

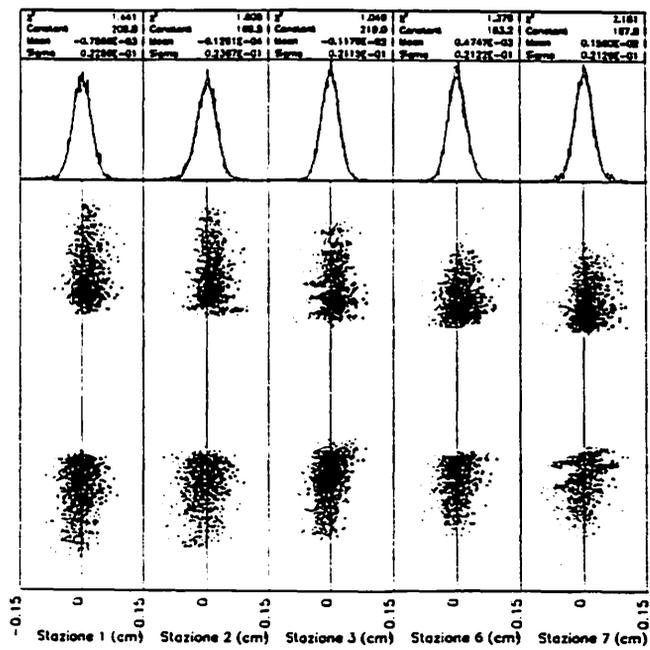


Figura 2.17: Effetto di un cambiamento della velocità di deriva dell'1%.

Calibrazione della linea di ritardo.

Una volta che è stata trovata la traccia con l'informazione dei fili sensibili si ricerca la coppia di segnali sulla linea di ritardo che soddisfano la 2.6.4. La differenza tra i due segnali t_{d1} e t_{d2} (t_{del}) dà la posizione y lungo la linea di ritardo. Questa posizione può essere paragonata alla posizione del segnale misurato dalle pads del silicio.

Un fit simile a quello utilizzato per la velocità di deriva è utilizzato per ottenere la velocità di propagazione della linea di ritardo.

In questo caso l'equivalente della figura 2.16 è la figura 2.18. In questa figura si nota chiaramente una dipendenza del residuo dalla posizione. Questa mancanza di linearità nella relazione tra t_{d1}, t_{d2} e la y misurata dal silicio è dovuta alla variazione della velocità di propagazione lungo la linea di ritardo al variare della posizione lungo la linea stessa (disuniformità dell'impedenza caratteristica). Questo effetto è stato corretto introducendo termini di ordine superiore al primo in t_{del} . Usando termini fino all'ordine t_{del}^6 si ottiene la situazione di figura 2.19 che è pienamente soddisfacente.

La calibrazione del piano di deriva e della linea di ritardo è stata effettuata per ogni presa dati. Le costanti di calibrazione sono state immagazzinate in un "database" da cui possono essere richiamate al momento dell'analisi dei dati.

2.6.3 Contatori di trigger

Misura dei tempi di volo

Oltre a scopi di trigger, l'informazione temporale dei contatori a scintillazione è usata nella selezione dei dati per eliminare gli eventi di fondo.

Per misurare il piedistallo dei TDC dei contatori è stato usato un campione inclusivo di eventi senza applicare particolare selezioni. È stata creata una procedura automatica che calibrasse i TDC ogni volta che nuovi dati venivano scritti su nastro. La distribuzione di piedistallo dei TDC è stata fittata con una funzione gaussiana e sono stati estratti la media

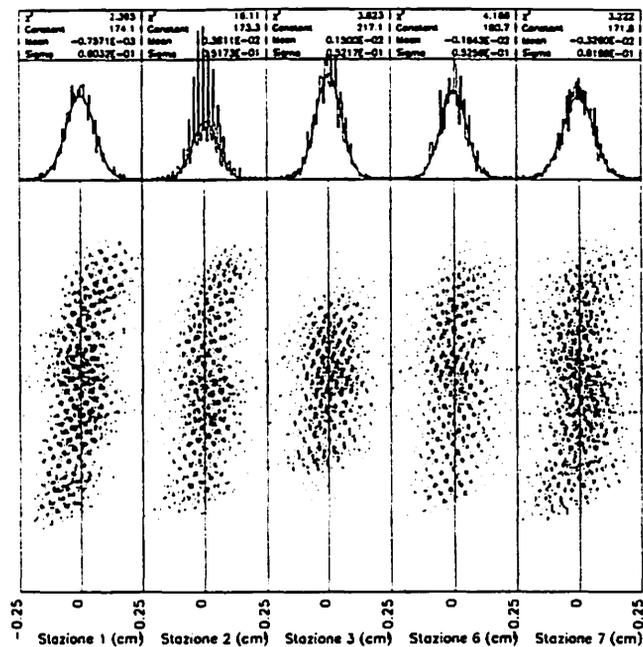


Figura 2.18: Confronto tra linea di ritardo e pads.

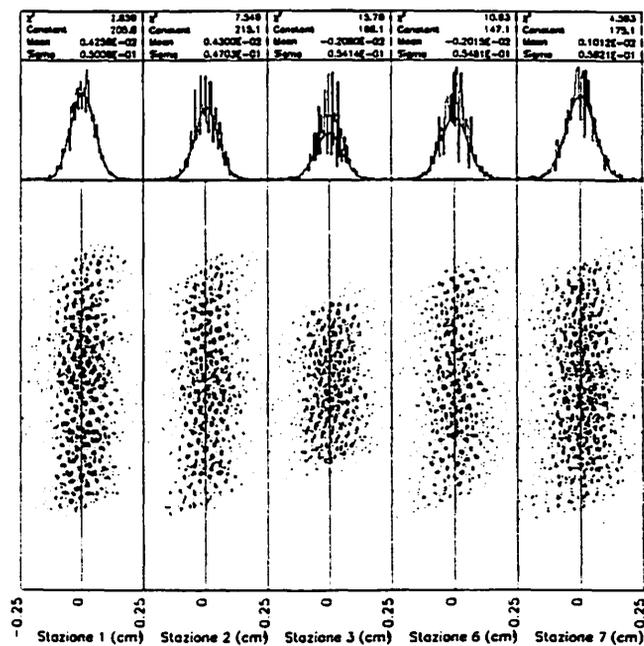


Figura 2.19: Effetto della correzione per la non linearità della linea di ritardo.

e la larghezza poi inserite nel database per uso nell'analisi dei dati.

Efficienze

Occorre distinguere innanzitutto tra efficienza dei contatori ed efficienza dell'elettronica di trigger. Quest'ultima è stata studiata in varie condizioni di presa dati (con fasci circolanti nel Tevatron e non) su campioni di dati particolari in cui veniva mandato un impulso elettronico ai discriminatori che simulasse un segnale dal rivelatore. Questa tecnica ha permesso di studiare la percentuale di casi in cui il discriminatore non era sensibile al segnale perché "accecato" da una precedente particella fuori tempo, nonché di verificare la correttezza e piena efficienza della logica di trigger.

Questa inefficienza è ovviamente una funzione della densità temporale di particelle nell'acceleratore e quindi è stato necessario calcolarla separatamente per ogni campione di dati usato nell'analisi. I risultati così ottenuti saranno esposti nel prossimo capitolo quando sarà discussa l'analisi dei dati.

Per determinare l'efficienza dei contatori si sono selezionati dei campioni di dati in cui i contatori sotto esame non erano inclusi nella logica di trigger, acquisiti contemporaneamente ai dati utilizzati nella misura dello scattering elastico.

Per ogni pozzetto sono stati poi selezionati i casi in cui una unica traccia, chiaramente identificata, è presente nel pozzetto ed attraversa la zona attiva del contatore. È stato richiesto inoltre che le posizioni misurate da camera e silicio fossero le stesse entro $500 \mu\text{m}$. La richiesta di un segnale sul rivelatore di silicio assicura che la particella che colpisce il pozzetto sia in tempo con il fascio uscente, infatti i silici hanno una risposta veloce ed i loro segnali sono registrati solo in una stretta finestra temporale centrata attorno al tempo di arrivo delle particelle diffuse elasticamente mentre le camere a deriva non sono in grado di dare una informazione temporale precisa. Per decidere se in questi casi il contatore aveva rivelato o meno la particella si è usato il segnale del TDC collegato al contatore, considerando come

eventi buoni quelli in cui tale TDC ha registrato un tempo di volo all'interno della stessa finestra temporale usata nell'analisi (vedi par. 3.4), e come inefficienze gli altri casi. Questo metodo classifica come inefficienze dei contatori anche i casi di accecamento dei discriminatori discussi precedentemente.

Le efficienze per tutti i pozzetti sono riassunte in tabella 2.4 dove per ogni pozzetto sono indicati il numero di eventi buoni, il numero di eventi un cui in quel pozzetto era presente una traccia soddisfacente le condizioni indicate sopra, l'efficienza ϵ_i , ed i valori corrispondenti ad un livello di confidenza del 68% per l'efficienza.

Stazione	Pozzetto Esterno	Pozzetto Interno
S1	1489/1489=1.000 ^{+1.000} _{-0.998}	919/919=1.000 ^{+1.000} _{-0.998}
S2	1489/1489=1.000 ^{+1.000} _{-0.998}	919/919=1.000 ^{+1.000} _{-0.998}
S3	799/ 799=1.000 ^{+1.000} _{-0.998}	522/522=1.000 ^{+1.000} _{-0.996}
S6	425/ 429=0.991 ^{+0.995} _{-0.983}	351/356=0.986 ^{+0.992} _{-0.976}
S7	247/ 249=0.992 ^{+1.000} _{-0.982}	355/356=0.997 ^{+1.000} _{-0.991}

Tabella 2.4: Efficienze dei contatori di trigger.

L'efficienza dei trigger elastici 2.4.1 e 2.4.2 è data da $\epsilon = \epsilon_1 \cdot \epsilon_2 \cdot \epsilon_3 \cdot \epsilon_6 \cdot \epsilon_7$ ed è uguale a 98.3 ± 2.5 % per entrambi.

I casi di inefficienza elencati nella tabella 2.4 sono stati esaminati ed in ogni evento mancato è stata riscontrata comunque la presenza di un segnale nell'ADC collegato al contatore pari al rilascio di una particella al minimo di ionizzazione. Tali eventi sono attribuibili ad inefficienza dell'elettronica. Inoltre, l'efficienza del 98.3% appena indicata è compatibile con la correzione per l'inefficienza dell'elettronica di trigger (vedi tabella 4.5) ottenuta dall'analisi dei dati di impulsatore. Per tali ragioni l'efficienza dei contatori è stata considerata pari ad uno e nell'analisi non è stata apportata nessuna ulteriore correzione.

Capitolo 3

Selezione degli eventi elastici

In questo capitolo sono presentate le procedure che hanno portato alla selezione del campione finale di eventi elastici

Innanzitutto si descrive il metodo con cui viene misurato l'angolo di scattering una volta che siano note le posizioni misurate nei pozzetti. In seguito viene discusso l'allineamento e la determinazione della posizione dei pozzetti. Si delinea inoltre il metodo con cui sono stati determinati angolo e spostamento del fascio rispetto all'asse dello spettrometro.

Una volta fissate le posizioni dei pozzetti, si passa alla selezione di un campione pulito di eventi elastici. Vengono descritti gli strumenti ed i metodi utilizzati ed il programma di ricostruzione delle tracce. Vengono inoltre descritti i tagli che permettono di scartare gli eventi di fondo concludendo la selezione con un campione finale di eventi elastici in cui la contaminazione del fondo è minore dell'1%.

3.1 Misura dell'angolo di scattering

Le posizioni x_i, y_i delle tracce nei rivelatori del pozzetto i sono legate al parametro d'impatto x_0, y_0 ed all'angolo di produzione θ_{0x}, θ_{0y} dalle relazioni:

$$x_i = a_{ix} x_0 + b_{ix} \theta_{0x} \tag{3.1.1}$$

$$y_i = a_{iy} y_0 + b_{iy} \theta_{0y} \quad (3.1.2)$$

dove a_{ix} , b_{ix} ed a_{iy} , b_{iy} sono gli elementi della matrice di trasporto (vedi tabella 2.1) rispettivamente per il moto nel piano orizzontale (coordinata x) e verticale (coordinata y). I coefficienti a_{ix} , b_{ix} sono anche chiamati "lunghezze efficaci" e spesso indicati con L_{eff} .

Le quantità x_0 e θ_{0x} sono calcolate minimizzando l'espressione

$$\chi^2 = \sum_i \left(\frac{x_i - a_{ix} x_0 - b_{ix} \theta_{0x}}{\sigma_{ix}} \right)^2 \quad (3.1.3)$$

cui compaiono come parametri liberi. σ_{ix} è l'errore sulla misura della posizione della traccia. Un'operazione analoga è eseguita per la coordinata y . Ogni volta che siano note (assunte come tali) le coordinate x, y di una traccia in almeno due stazioni, è possibile ricavare il parametro d'impatto ed angolo di produzione mediante la 3.1.3 e successivamente interpolare (o interpolare, a seconda dei casi) la posizione della traccia in ogni altra stazione mediante le 3.1.1 e 3.1.2.

Allineamento dei pozzetti.

L'allineamento iniziale delle stazioni lungo l'acceleratore è stato effettuato relativamente ai pozzetti più vicini ed ha pertanto una precisione limitata. È stato necessario introdurre correzioni durante la ricostruzione degli eventi per far sí che le posizioni ricostruite siano allineate lungo le traiettorie delle particelle diffuse elasticamente. Questa procedura, di tipo iterativo (vedi figura 3.1), è applicata indipendentemente su entrambi i piani, orizzontale ed in quello verticale, ed è effettuata separatamente nel piano orizzontale ed in quello verticale, in entrambi i casi la stessa sequenza di operazioni:

1. Si parte da una stima preliminare delle posizioni dei pozzetti, viene scelto un campione pulito di eventi elastici. In particolare, il campione di dati

usato consiste nello stesso campione utilizzato per la determinazione delle velocità di deriva delle camere.

- 2) Con le informazioni di S2 ed S3, vengono calcolati per ogni evento i valori di x_0 e θ_{0x} (o y_0 e θ_{0y} nel caso del piano verticale). Mantenendo fisse le posizioni dei pozzetti della stazione S3, le posizioni dei pozzetti di S2 sono successivamente corrette per una costante in modo tale che risulti $\langle x_0 \rangle = 0$ (o $\langle y_0 \rangle = 0$).
- 3) Con le nuove posizioni dei pozzetti in S2 ed S3, ogni traccia viene estrapolata nella posizione degli altri pozzetti in S1, S6 ed S7. Le distribuzioni della differenza tra la posizione delle tracce misurata e quella estrapolata, il cosiddetto "residuo", sono mostrate in figura 3.2. Se i pozzetti fossero allineati, la distribuzione dei residui dovrebbe avere media nulla e non mostrare alcuna correlazione con la posizione misurata.

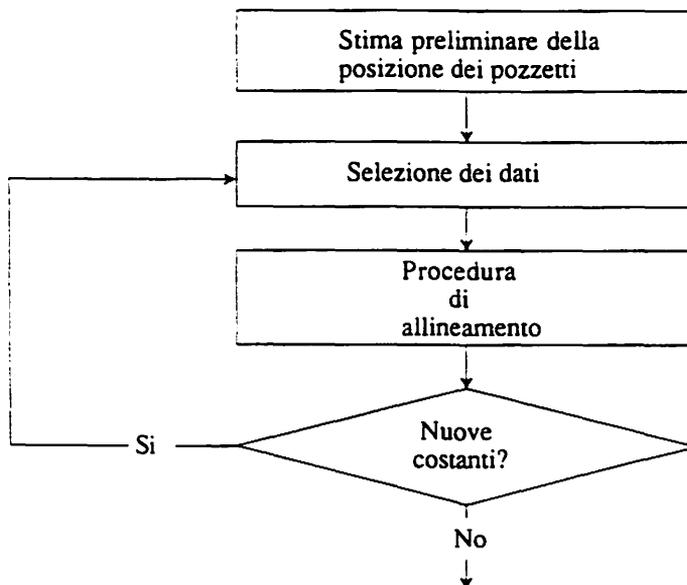


Figura 3.1: Diagramma di flusso della procedura utilizzata per l'allineamento dei pozzetti.

Se la media della distribuzione dei residui per un pozzetto in S1, S6 o S7 è significativamente diversa da 0, la posizione del pozzetto è corretta in modo che tale media si annulli, allineandolo quindi con gli altri pozzetti. Tipicamente, le correzioni applicate

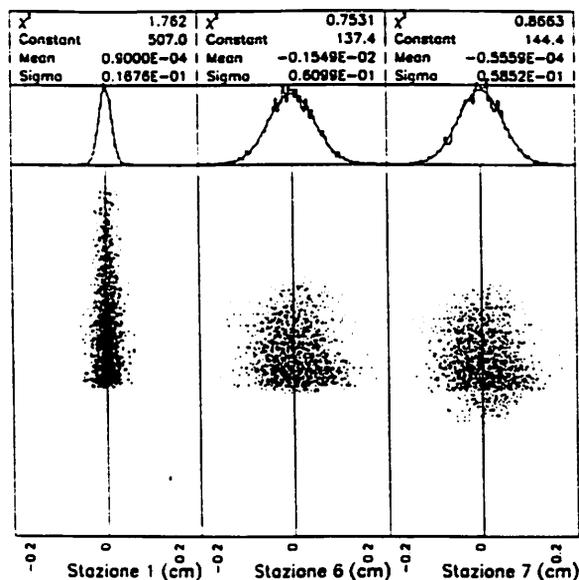


Figura 3.2: Distribuzioni dei residui nei pozzetti per la coordinata x .

sono di qualche centinaio di μm mentre le larghezze di queste distribuzioni sono 150 μm per la stazione S1 e 600 μm per le stazioni S6 ed S7 (vedi figura 3.2) nel piano orizzontale.

Con le nuove posizione dei pozzetti viene selezionato un nuovo campione di dati e vengono ripetuti i punti 1) \rightarrow 3).

3.3 Centratatura dello spettrometro

Una volta che i pozzetti sono stati allineati sulle traiettorie elastiche, lo spettrometro può essere idealmente considerato come costituito da due bracci rigidi contenenti ognuno cinque pozzetti, e la definizione della geometria dello spettrometro (e quindi dei parametri originari $(x, y, \theta_x, \theta_y)$ è ridotta alla determinazione della posizione spaziale dei due bracci. Nel seguito esamineremo la situazione per quanto riguarda la coordinata x , una discussione perfettamente analoga vale per la y .

L'orientamento di un braccio dello spettrometro è definito completamente nel piano xz da una traslazione ed una rotazione. La traslazione corrisponde semplicemente alla scelta dell'origine del sistema di coordinate. È naturale scegliere come origine delle coordinate il centro della regione di interazione, da cui la scelta di imporre $\langle x_0 \rangle = 0$ nel paragrafo precedente.

La condizione $\langle x_0 \rangle = 0$ può essere imposta simultaneamente su entrambi i bracci. Vogliamo ora dimostrare che la ridefinizione delle coordinate in S1, S2, S6 ed S7 che realizza tale condizione non altera la misura degli angoli di diffusione elastica.

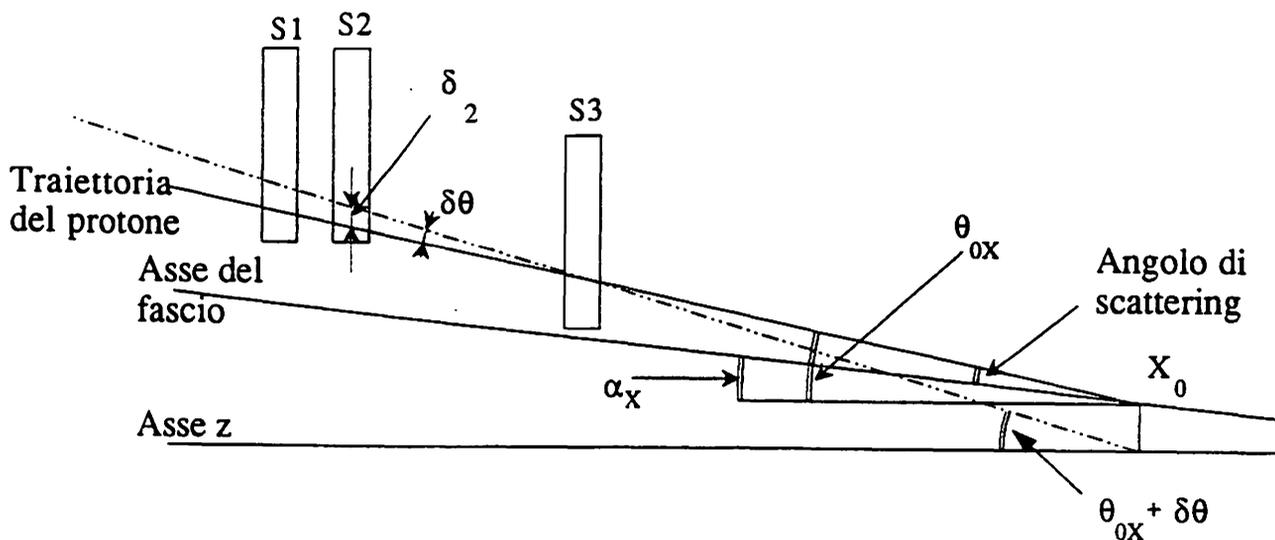


Figura 3.3: Schema della posizione del fascio.

Se x_2 e x_3 sono le posizioni delle particelle misurate in S2 ed S3, queste sono legate ai parametri di produzione x_0 e θ_{0x} dalle relazioni (vedi figura 3.3)

$$x_2 = a_{2x} x_0 + b_{2x} \theta_{0x} \quad (3.3.1)$$

$$x_3 = a_{3x} x_0 + b_{3x} \theta_{0x} \quad (3.3.2)$$

da cui si ricava

$$x_0 = \frac{1}{\Delta} (b_{2x} x_3 - b_{3x} x_2) \quad (3.3.3)$$

$$\theta_{0x} = \frac{1}{\Delta}(a_{3x} x_2 - a_{2x} x_3) \quad (3.3.4)$$

dove $\Delta = (b_{2x}a_{3x} - b_{3x}a_{2x})$. Uno spostamento δ_2 alla posizione x_2 ha l'effetto di modificare x_0 e θ_{0x} nella maniera seguente:

$$x_0 \rightarrow x_0 - \frac{b_{3x}\delta_2}{\Delta} \quad (3.3.5)$$

$$\theta_{0x} \rightarrow \theta_{0x} + \frac{a_{3x}\delta_2}{\Delta} \quad (3.3.6)$$

ciò si traduce in uno spostamento costante di x_0 e θ_{0x} . Risulta quindi possibile definire arbitrariamente la posizione del fascio, in particolare ponendola nell'origine delle coordinate, al prezzo di aggiungere un termine costante $\delta\theta = a_{3x}\delta_2/\Delta$ all'angolo di scattering misurato. D'altra parte la misura dell'angolo di scattering θ_{0x} richiede comunque di fissare l'angolo tra il braccio dello spettrometro ed il fascio, per cui l'aver aggiunto una quantità arbitraria ad una grandezza comunque ignota non comporta alcuna conseguenza.

Rimane quindi da determinare per entrambi i bracci l'angolo che essi formano con la linea del fascio. E' conveniente a questo punto usare come asse delle coordinate z l'asse di simmetria tra i due bracci, per cui le grandezze incognite sono l'angolo che i due bracci formano tra loro e l'angolo di inclinazione (indicato con α_x nel seguito) tra il fascio e l'asse z .

La situazione si differenzia ora per la coordinata x e la coordinata y .

Nel piano xz l'angolo tra i due bracci è fissato una volta che sia assegnata la distanza tra i due pozzetti di una stessa stazione. Tali distanze sono state accuratamente misurate per ogni stazione alla fine dell'esperimento, con una precisione di circa $20 \mu\text{m}$ mediante metodi di rivelamento ottico e meccanico, con i pozzetti nella stessa posizione in cui era stata effettuata la presa dati. Avendo quindi a disposizione più misure della stessa quantità, la miglior stima per l'angolo tra i due bracci è stata ottenuta mediante una procedura in cui si minimizzano le discrepanze tra la distanze d_i tra due pozzetti della stazione i ottenuta dalla ricostruzione delle tracce e la stessa distanza D_i misurata con il rilevamento.

La quantità da minimizzare è definita come:

$$\chi^2 = \sum_{\text{stazioni}} (d_i + \delta\theta \cdot L_i - D_i)^2 \quad (3.3.7)$$

dove L_i è la lunghezza efficace per la stazione i -esima e $\delta\theta$ è l'angolo relativo tra i due bracci.

Il valore di $\delta\theta$ che minimizza il χ^2 è utilizzato per correggere la posizione dei pozzetti.

Dopo questa operazione la deviazione media tra distanze d_i e D_i è risultata minore di 70 μm , che corrisponde ad un errore sulla posizione di ogni pozzetto minore di 50 μm .

La determinazione dell'angolo finale di inclinazione del fascio (α_x) non è necessaria per la selezione degli eventi elastici e verrà affrontata successivamente nel paragrafo 4.2.

Per quanto riguarda l'allineamento dei pozzetti nel piano verticale yz , l'angolo dei bracci è fissato semplicemente imponendo la condizione addizionale $\langle \theta_{0y} \rangle \simeq 0$ al punto 2) del paragrafo precedente, di conseguenza $\alpha_y \simeq 0$. Questa operazione è lecita solo se il rivelatore è disposto simmetricamente nel piano verticale rispetto all'asse del fascio. La distribuzione in figura A.2 avalla questa ipotesi, che comunque è stata poi controllata e verificata nell'analisi finale.

3.4 Selezione preliminare e ricostruzione

Tra le informazioni scritte su nastro durante la presa dati, le seguenti sono state utilizzate in questa analisi:

- 1) il registro delle coincidenze del trigger
- 2) i valori degli ADC e TDC dei contatori di trigger
- 3) i valori dei TDC delle camere a deriva
- 4) i valori degli ADC delle strips e pads dei rivelatori di silicio

Prima dell'analisi, i dati sono processati per selezionare i campioni di eventi elastici e per filtrare il fondo più facilmente e sicuramente individuabile.

In questa fase viene anche effettuata la ricostruzione dell'evento, cioè vengono calcolate le coordinate dei punti d'impatto delle particelle sui rivelatori ed i parametri (angoli, origine ed impulso) delle loro traiettorie.

I dati così processati sono copiati in altri nastri chiamati DST (Data Summary Tapes). Per la produzione dei DST sono utilizzate le informazioni riguardanti la calibrazione delle camere a deriva e dei contatori di trigger, le posizioni dei pozzetti, la geometria dei rivelatori (incluse piccole correzioni alle posizioni che risultano dalla procedura di allineamento descritta nel par. 3.1) ed i valori delle correnti dei magneti.

La selezione degli eventi da scrivere nei DST si è articolata nei passi seguenti:

- 1 Gli eventi sono stati selezionati in base al registro delle coincidenze del trigger (par. 2.4.2), si ottiene così il campione inclusivo degli eventi che hanno soddisfatto almeno uno dei due trigger elastici.
- 2 È stato applicato un taglio sui tempi di volo (TOF), per garantire che gli eventi appartengano ad una categoria per cui il trigger è pienamente efficiente.
- 3 Sono state ricostruite le coordinate delle particelle in tutti i pozzetti.
- 4 Sono stati eliminati tutti i casi in cui è possibile dimostrare che il trigger elastico è dovuto a due particelle scorrelate che attraversano una le stazioni S1-S2-S3 ed una le stazioni S6-S7 dello spettrometro (fondo di alone).

I punti 2-4 meritano di essere discussi in maggior dettaglio.

2 Taglio sui tempi di volo

Il tempo di volo (TOF) è misurato dal contatore a scintillazione ed è definito come il tempo di arrivo della particella sul rivelatore rispetto al tempo di interazione. La

figura 2.10 mostra una tipica distribuzione dei tempi di volo per un contatore; è chiaramente visibile il picco delle particelle diffuse elasticamente (“in tempo”).

Gli eventi in cui un contatore dei pozzetti del braccio elastico è stato colpito da particelle fuori tempo sono eliminati applicando un taglio di ± 10 nsec centrato attorno al picco della distribuzione, indicato dalle frecce in figura 2.10. Il numero di eventi elastici persi con questo taglio è incluso nella correzione per l'efficienza del trigger discussa nel par. 2.6.3.

3 Ricostruzione delle coordinate

Le coordinate misurate da camere e rivelatori di silicio sono combinate indipendentemente per ogni pozzetto. Il punto di partenza è sempre una traccia ricostruita nella camera, data la maggior efficienza e pulizia che essa assicura. Qualora la camera a deriva non avesse registrato alcuna traccia si ricorre al silicio per salvaguardarsi da possibili inefficienze.

Ogni traccia ha sempre una coordinata x associata, ottenuta dalla conversione in distanza del tempo di deriva e dalla trasformazione da distanza dai fili a coordinata sull'asse x attraverso le costanti di allineamento e centratura dei pozzetti ottenute con la procedura descritta al paragrafo 3.1.

Non sempre è invece disponibile la coordinata y in quanto nel caso di tracce multiple nella stessa camera gli impulsi sulla linea di ritardo possono sovrapporsi e quindi parte dell'informazione può andare perduta. Anche per la coordinata y , il valore finale è ottenuto combinando alla misura di posizione locale ottenuta da camera e silicio le costanti di allineamento e centratura.

Per ogni traccia nella camera a deriva, si cerca fra tutti gli eventuali clusters di strips sul silicio uno la cui coordinata x sia in accordo con quella della camera entro la risoluzione combinata dei due rivelatori; in caso affermativo, la media pesata delle due coordinate

x è usata come valore finale per la coordinata della traccia nel pozzetto, altrimenti viene usato il valore misurato dalla camera.

Nel caso che la traccia abbia anche una coordinata y nella camera, la stessa procedura viene eseguita usando i clusters di pads del silicio. Nel caso che la traccia nella camera non porti con sé l'informazione sulla coordinata y , viene arbitrariamente creata una nuova traccia per ogni cluster di pads del silicio, in modo da conservare tutte le possibilità; il compito di scegliere tra tutti i possibili punti d'impatto nel pozzetto quello corrispondente ad una eventuale traccia elastica, è lasciato al successivo programma di analisi, che lo tratta alla stessa maniera del caso in cui più tracce siano presenti nello stesso pozzetto. La stessa moltiplicazione di tracce è effettuata nel caso la camera non abbia alcuna informazione e la coordinata x provenga solamente dal rivelatore di silicio.

Infine nel caso non sia possibile associare nessuna coordinata y alla traccia, l'informazione in x è comunque conservata; la ridondanza dell'apparato (ogni traccia è misurata due o tre volte a seconda si tratti di un protone od un antiprotone) fa sí che sia in genere comunque possibile misurare l'angolo di scattering di entrambe le particelle anche nel caso che uno o più pozzetti siano risultati inefficienti in una o entrambe le coordinate.

Possibili errori od inefficienze del programma di ricostruzione sono considerati come inefficienze dei rivelatori e trattati alla stessa maniera.

4 Rimozione del fondo di alone

I due trigger elastici accettano anche coincidenze casuali di particelle appartenenti all'alone del fascio, cioè protoni od antiprotoni che viaggiano parallelamente al fascio ma ad una distanza dal centro del fascio che può arrivare fino a qualche mm. Per cadere entro le finestre temporali le due particelle devono viaggiare nella stessa direzione ma in versi opposti.

In alcuni casi la traiettoria di una di queste particelle è tale che essa attraversa tutti i cinque pozzetti posti da uno stesso lato del fascio, colpendo quelli da un lato del punto di interazione allo stesso tempo delle particelle diffuse elasticamente (in tempo) e quelli dall'altro lato con un notevole anticipo (fuori tempo).

La topologia di un tipico evento di alone è mostrata in figura 3.4.

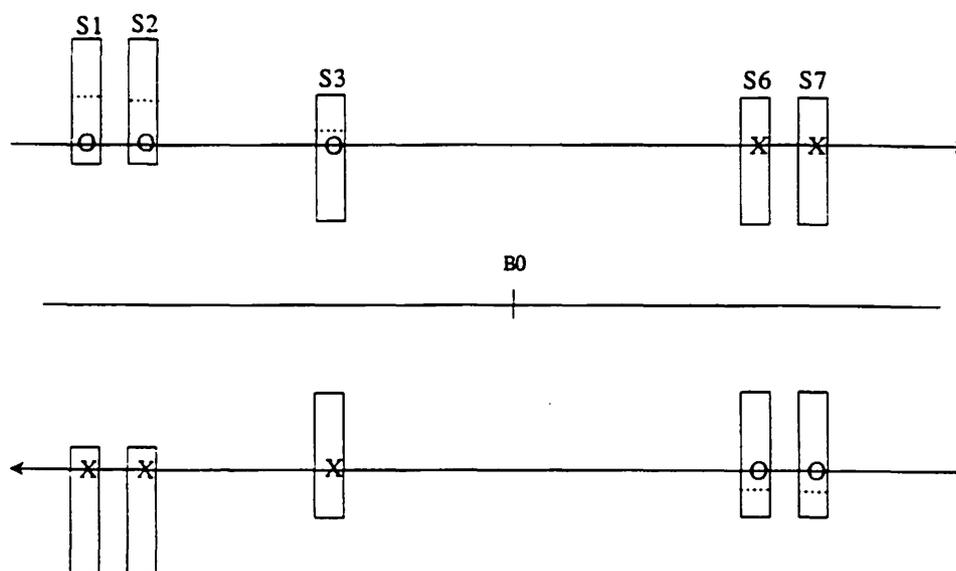


Figura 3.4: Tipico esempio di coincidenza di due particelle di alone che simula un evento elastico.

Come si vede dalla figura, una delle due particelle attraversa tutti e cinque i pozzetti da una parte dell'asse della macchina mentre l'altra attraversa i cinque pozzetti dalla parte opposta. I contatori contraddistinti dal segno "X" sono colpiti in tempo mentre quelli col segno "O" sono colpiti fuori tempo. La configurazione dei contatori colpiti in tempo è tale da soddisfare un trigger elastico.

I pozzetti attraversati in tempo dalle particelle sono riconoscibili dalla presenza di segnali sul cristallo di silicio e sull'ADC dei contatori i quali vengono registrati solo in una finestra temporale centrata attorno al tempo di arrivo delle particelle in tempo, pertanto in essi la posizione della traccia è ricostruita correttamente. Negli altri pozzetti

invece, solo le camere a deriva registrano un segnale, ed in essi gli elettroni di deriva hanno già cominciato a migrare quando i TDC ricevono il segnale di partenza; il risultato è che la traccia viene ricostruita nella camera a deriva in una posizione più vicina ai fili sensibili (e quindi più lontana dall'asse della macchina) di quanto sia in realtà. La posizione delle tracce ricostruite nella camera a deriva è rappresentata in figura 3.4 dalle linee tratteggiate.

Per identificare gli eventi di alone è stata seguita la procedura seguente. Il tempo di deriva dei segnali nella camera a deriva è stato corretto per la differenza temporale tra le tracce in tempo ("X") e fuori tempo ("O"). L'evento viene scartato se, dopo la ricostruzione nella camera a deriva, i segmenti nei cinque pozzetti dalla stessa parte dell'asse della macchina sono allineati sulla traiettoria di una particella con impulso pari a quello del fascio.

3.5 Selezione del campione finale

Alla fine della procedura appena descritta, i DST contengono le coordinate dei punti d'impatto delle particelle nei vari pozzetti. Il primo passo successivo consiste collegare questi punti in tracce di cui possano essere misurati gli angoli di produzione. La procedura e la selezione che porta a questo punto e' descritta ai punti 1 e 2 di questo paragrafo.

Una volta che si abbiano a disposizione le tracce diffuse nel lato est e nel lato ovest dello spettrometro, il metodo classico ed immediato per identificare gli eventi elastici consiste nello sfruttare il fatto che gli angoli di diffusione devono essere uguali per i due lati ("collinearità").

La richiesta di collinearità per le tracce è un metodo estremamente potente e potrebbe

essere impiegato da solo per selezionare gli eventi elastici. I tagli ulteriori effettuati in questa analisi (rimozione del fondo di alone descritta in precedenza, e taglio di vertice descritto successivamente al punto 3) sono stati motivati dal desiderio di arrivare al taglio di collinearità con un campione che avesse una contaminazione di fondo il più piccola possibile, questo perché la sottrazione finale del fondo (vedi successivamente il paragrafo 3.6) comporta necessariamente l'introduzione di un errore sistematico, che però è tanto più piccolo quanto più piccola è la quantità di fondo da sottrarre.

1 Taglio di molteplicità

In alcuni casi la particella colpisce il fondo di acciaio del pozzetto e vi interagisce in maniera forte producendo dei frammenti che vanno a colpire i pozzetti vicini.

Questi eventi vengono rimossi dal campione di dati fin dall'inizio del processo di selezione poiché non sono contenuti nella regione fiduciale dell'accettazione angolare dello spettrometro. Inoltre, la molteplicità dei segnali nella camera a deriva e sui rivelatori di silicio si rivela così alta che è praticamente impossibile ricostruire le posizioni di impatto delle particelle nel pozzetto. Addirittura in questi casi la camera a deriva non può nemmeno essere usata per contare il numero di tracce.

Come indicato in figura 3.5, nei casi di interazione con il fondo di un pozzetto i frammenti tendono a colpire anche i pozzetti situati dalla parte opposta alla linea del fascio.

Per l'eliminazione di questi eventi, l'informazione dei contatori di trigger e dei rivelatori di silicio dei pozzetti delle stazioni S1 ed S2 (oppure S6 ed S7) viene utilizzata nel modo seguente:

- si richiede che nei due pozzetti opposti a quelli appartenenti alla combinazione di trigger, la lettura degli ADC per almeno tre su quattro contatori sia maggiore della soglia di particella al minimo.

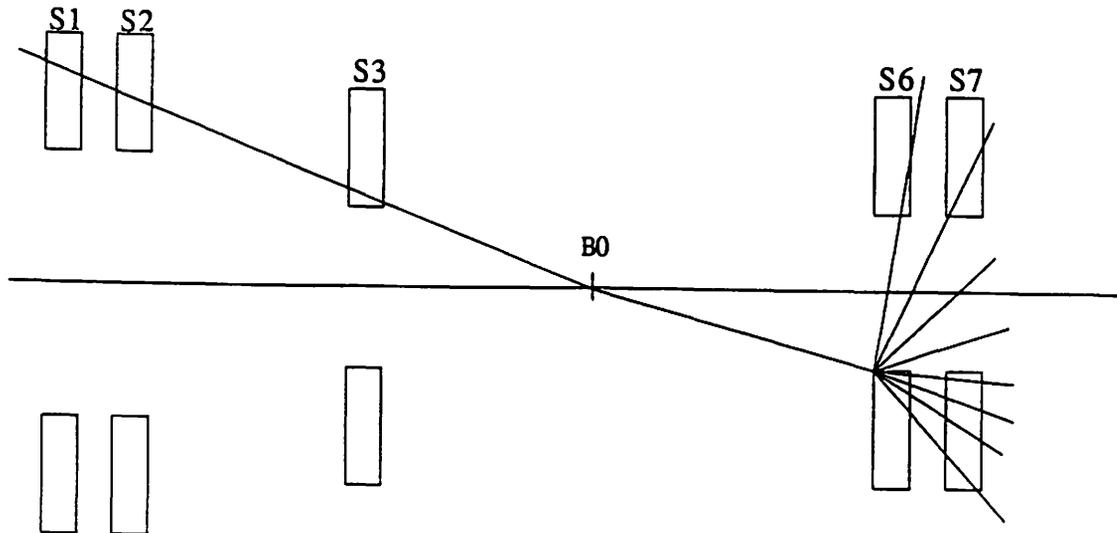


Figura 3.5: Esempio di interazione di una particella con il fondo di un pozzetto in S6.

- In almeno uno dei quattro rivelatori di silicio siano ricostruiti almeno quattro cluster di pad.

2 Ricerca delle tracce

A questo punto della selezione dei dati viene eseguita la ricostruzione delle tracce. L'algoritmo di ricostruzione parte dalle posizioni dei punti di impatto delle particelle nei pozzetti e ricerca tutti i possibili insiemi di punti che cadono all'interno di una "strada" di larghezza finita che ha l'origine nel punto nominale di interazione, come mostrato in figura 3.6.

Il fit 3.1.3 viene usato a questo punto per estrarre i parametri della traccia, cioè i parametri d'impatto x_0, y_0 e gli angoli di produzione θ_{0x}, θ_{0y} per il lato ovest dello spettrometro. Invece, per il lato est si usa la condizione aggiuntiva $x_0 = y_0 = 0$, perché il braccio di leva tra S6 ed S7 è troppo piccolo per permettere un fit simultaneo di x_0 e θ_{0x} (o y_0 e θ_{0y}).

La ricostruzione delle tracce è eseguita indipendentemente in entrambe le coordinate e

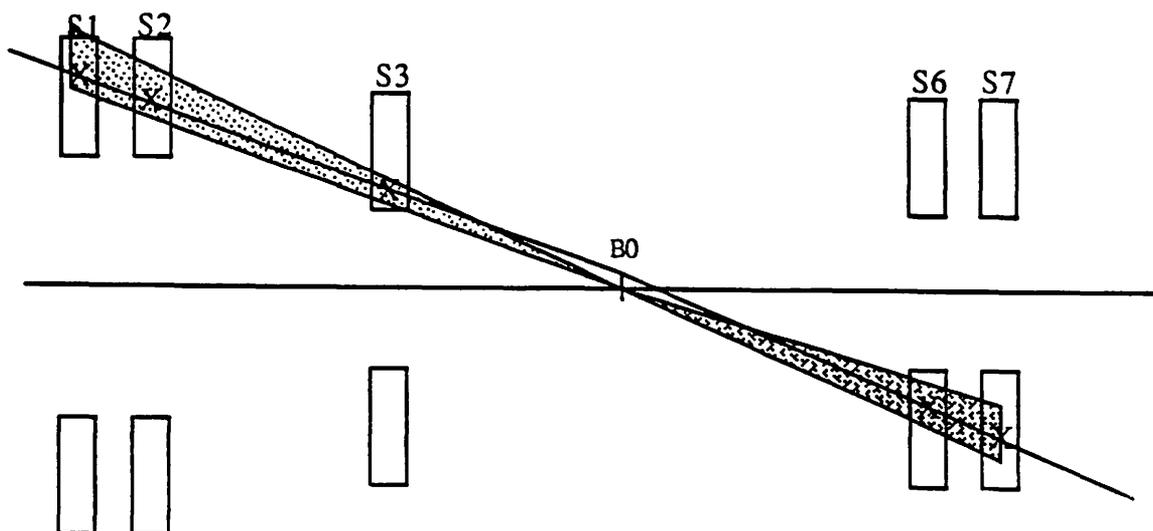


Figura 3.6: Funzionamento del programma di ricostruzione delle tracce.

ai due lati dello spettrometro.

Si tratta quindi di ricercare in ogni lato dello spettrometro una traccia che possa provenire dall'origine in entrambe le coordinate. Vengono scartati tutti gli eventi in cui non è possibile trovare almeno una traccia nel lato ovest ed una nel lato est che soddisfino questa condizione.

Grazie alla ridondanza dell'apparato, ogni traccia viene campionata da più di un pozzetto. Ciò permette la ricostruzione delle tracce elastiche anche nel caso in cui alcuni dei pozzetti sono mancanti.

Nel caso in cui la molteplicità dei punti sia tale da dare luogo a tracce multiple nello spettrometro viene selezionata la combinazione con la migliore collinearità.

3 Taglio di Vertice

La ricerca di tracce provenienti dall'origine appena descritta non rimuove completamente gli eventi di alone dal campione di eventi elastici. I residui eventi di alone possono essere eliminati utilizzando le caratteristiche topologiche loro e degli eventi elastici

mostrate in figura 3.7. Le particelle elastiche sono prodotte con un piccolo parametro d'impatto ($x_0 \sim 0$) ed angolo di produzione differente da zero ($\theta_{0x} \neq 0$) mentre le particelle di alone posseggono un grosso parametro d'impatto ($x_0 \neq 0$) ed un angolo di produzione molto piccolo ($\theta_{0x} \sim 0$).

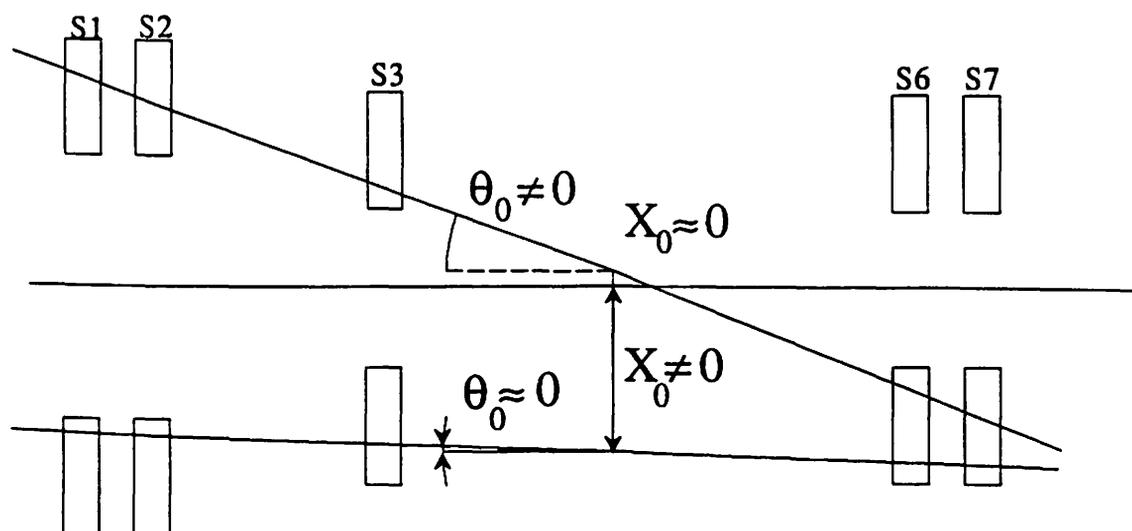


Figura 3.7: Caratteristiche di produzione degli eventi elastici (sopra) e di alone (sotto).

Un taglio contemporaneo sul parametro d'impatto e sull'angolo di produzione, rappresentato dalle linee in figura 3.8a, elimina la maggior parte dei residui eventi di alone. La distribuzione di collinearità per gli eventi scartati ritenuti eventi di fondo, mostrata in figura 3.8b, non mostra accumulo di eventi nella regione di collinearità mostrata dalle frecce, che è quella in cui cadono gli eventi elastici.

4 Taglio in collinearità

La distribuzione di collinearità degli eventi che superano tutti i tagli elencati in precedenza è mostrata in figura 3.9. La piccolezza del fondo residuo può essere facilmente apprezzata in tale figura. per evidenziare il contributo del fondo sotto il picco di collinearità è necessario ricorrere alla scala logaritmica (figura 3.10).

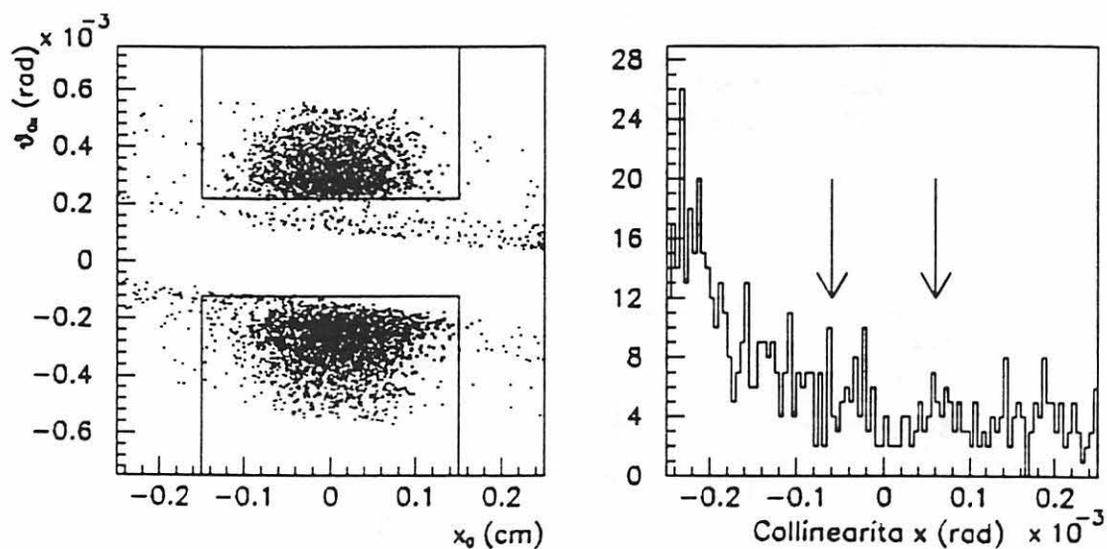


Figura 3.8: (a) Angolo di produzione in funzione del parametro d'impatto. (b) Collinearità per gli eventi scartati.

La distribuzione di collinearità ha una larghezza di circa $17 \mu\text{rad}$, un taglio simmetrico a $\pm 60 \mu\text{rad}$ permette di ripulire ulteriormente il campione di eventi. Il taglio è applicato simultaneamente in entrambi i piani, vedi figura 3.9.

L'effetto dei tagli appena descritti sulla statistica della selezione dei dati è riassunto in tabella 3.1. Il campione iniziale viene ridotto di un fattore tre mentre meno dell'1% degli eventi elastici viene perduto.

3.6 Sottrazione del fondo residuo

Nonostante i tagli di vertice e di collinearità alcuni eventi di fondo riescono a passare la selezione dei dati. Questo fondo viene sottratto statisticamente.

Introduciamo alcune definizioni:

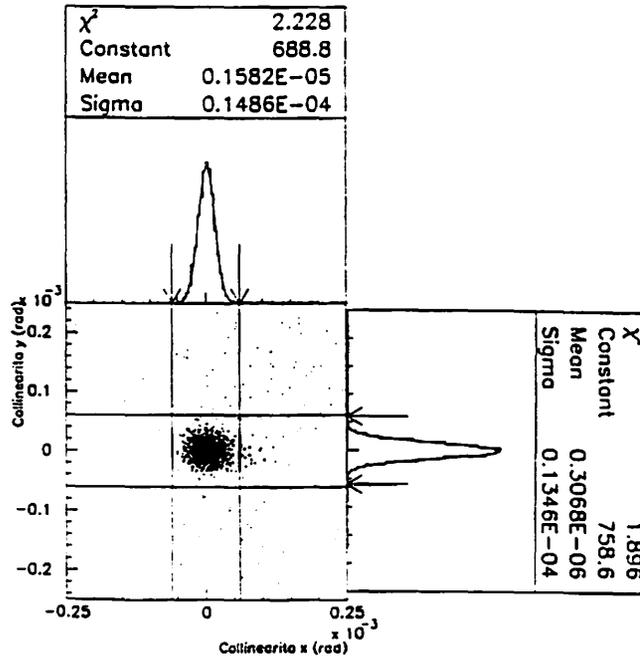


Figura 3.9: Distribuzione di collinearità sul piano verticale e sul piano orizzontale.

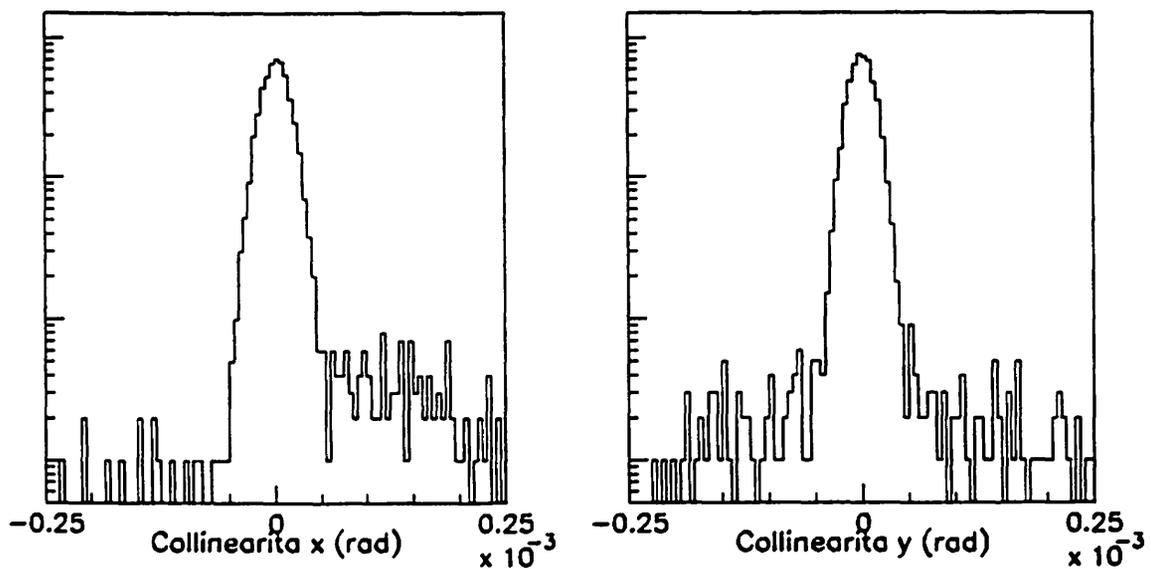


Figura 3.10: Distribuzione di collinearità sul piano orizzontale e sul piano verticale in scala logaritmica.

	Campione 1	Campione 2	Campione 3
Triggers	16993	7754	16066
Tempi di volo	15482	6834	14126
Rimozione dell'alone	11393	5733	11975
Taglio in molteplicità	8679	4013	8502
Ricerca delle tracce	6225	2605	5795
Taglio di vertice	5333	2361	5288
Taglio in collinearità	4773	2267	4422

Tabella 3.1: Statistica della selezione dei dati per i tre campioni di dati che sono stati analizzati in questa misura della sezione d'urto differenziale elastica.

- “*collx*” identifica gli eventi che soddisfano la richiesta di collinearità nel piano orizzontale, cioè $|\Delta\theta_x| \leq 60\mu\text{rad}$;
- “*colly*” identifica gli eventi che soddisfano la richiesta di collinearità nel piano verticale, cioè $|\Delta\theta_x| \leq 60\mu\text{rad}$;
- la negazione di uno dei simboli identifica quegli eventi che non hanno soddisfatto la corrispondente richiesta di collinearità.

Il numero di eventi di fondo e la forma della loro distribuzione sotto il picco degli eventi elastici sono valutate dalle code della distribuzione di collinearità nella maniera seguente:

- 1) La forma è presa dalla distribuzione dN/dt degli eventi \overline{collx} . La normalizzazione è data da:

$$N_{background} = N_{\overline{collx} \cdot colly} \frac{N_{(collx \cdot \overline{colly})}}{N_{(collx \cdot colly)}}. \quad (3.6.1)$$

- 2) Una nuova forma per la distribuzione del è presa fondo dagli eventi \overline{colly} . La normalizzazione deve essere la stessa ma la forma della distribuzione può essere differente.
- 3) Le due distribuzioni dN/dt di fondo sono mediate e sottratte dalla distribuzione misurata degli eventi $collx \cdot colly$.

Cambiando i tagli in collinearità ed il metodo di sottrazione si può stimare l'errore sistematico nella sottrazione del fondo. Il fondo sottratto nei vari campioni di dati varia tra l'1 ed il 2 %.

3.7 Efficienza della selezione

Eventi elastici possono essere persi durante la selezione quando le coordinate delle particelle non vengano correttamente ricostruite in due o più pozzetti a causa di inefficienze dei rivelatori o del programma di ricostruzione. Queste ultime possono ad esempio essere dovute alla incapacità di risolvere correttamente i casi di confusione quando alcune tracce estranee si sovrappongono ad un evento elastico.

Come già accennato, entrambe queste sorgenti di inefficienza possono essere trattate simultaneamente, considerando le inefficienze dei rivelatori come se fossero inefficienze di ricostruzione.

Vale la pena espandere l'affermazione precedente che almeno due pozzetti su cinque devono mancare perché un evento elastico vada perso: dato che è sufficiente avere un punto da ogni lato dello spettrometro (est ed ovest) per poter misurare l'angolo di diffusione delle due tracce e controllarne la collinearità, solo l'inefficienza simultanea di S6 ed S7 può essere un problema, altrimenti occorre che le coordinate di tre o più pozzetti siano assenti perché un evento elastico vada perso.

Dato che in ogni pozzetto le coordinate di ogni traccia vengono misurate da due rivelatori indipendenti, è naturale attendersi che le inefficienze siano molto piccole e comunque dovute ai casi di confusione, più che a difetti dei rivelatori. Inefficienze dovute a confusione non sono preoccupanti, in quanto gli eventi elastici hanno una sola traccia in ogni pozzetto. Tracce addizionali possono essere dovute alla sovrapposizione accidentale con particelle di alone (probabilità stimata in pochi % sulla base delle frequenze di trigger) o ad interazioni

nucleari nella parete dei pozzetti (con probabilità dell'ordine della frazione del %). Pertanto eventi confusi sono più un indizio di eventi non-elastici, che possibili sorgenti di inefficienza. In questo spirito gli esperimenti precedenti hanno tipicamente limitato l'analisi ai casi in cui i rivelatori avevano registrato al massimo la presenza di due tracce (vedi ad esempio l'esperimento UA4 [37]).

In questa analisi si è preferito usare la ridondanza e risoluzione dei rivelatori per limitare al massimo i tagli a priori. Il fatto che essi non siano necessari è evidente dalla figura 3.9 che mostra la pulizia del segnale finale. Al contrario, rinunciando a tagli sulla molteplicità delle tracce, è possibile ricostruire correttamente anche gli eventi in cui ad esempio è stato prodotto un "delta ray" per interazione nella parete di un pozzetto. Il guadagno in efficienza ottenuto con questo approccio è stato stimato contando la frazione di eventi elastici che sarebbero andati persi se l'analisi fosse stata limitata al caso di due tracce al massimo in ogni camera, tale percentuale è risultata l'1.5%.

La probabilità che due o più pozzetti non forniscano le coordinate corrette può essere stimata dal prodotto delle probabilità di inefficienza dei singoli pozzetti. Dato che l'inefficienza di un singolo pozzetto non ha alcun effetto sulla selezione degli eventi elastici, questa probabilità è calcolabile contando in quanti eventi la coordinata in ogni singolo pozzetto è assente nella ricostruzione di una traccia elastica. I risultati di questo studio sono indicati nella tabella 3.2 che riporta la percentuale di casi in cui un pozzetto si è rivelato inefficiente in almeno una delle due coordinate x e y . Da questa tabella si ricava che la probabilità di ineffi-

	S1	S2	S3	S6	S7
Braccio 0	1.3	0.4	0.1	0.7	1.5
Braccio 1	2.5	0.9	0.2	0.8	2.2

Tabella 3.2: Inefficienze dei singoli pozzetti misurate su un campione di eventi elastici

cienza simultanea di due pozzetti è anche nel caso peggiore dell'ordine del $2\% \cdot 2\% \simeq 0.05\%$.

Le maggiori inefficienze dei pozzetti agli estremi dello spettrometro (S1 ed S7) sono state studiate e sono risultate dovute ad interazioni nucleari nei rivelatori di silicio del pozzetto precedente.

Esiste la possibilità che le inefficienze dei pozzetti siano in qualche modo correlate (effetti di bordo, confusione dovuta a tracce multiple . . .). Per questo motivo sono stati eseguiti studi dedicati dei casi di inefficienza simultanea di due pozzetti, che però non hanno evidenziato alcuna perdita addizionale.

Infine, dallo studio dell'effetto di piccole modifiche all'algoritmo di ricerca delle tracce elastiche, si è stimato un errore sul numero totale degli eventi elastici dell'ordine dello 0.5% dovuto ai casi di confusione. Dato che possibili inefficienze della selezione sono contenute in questa fluttuazione, non è stata fatta alcuna correzione di efficienza, e semplicemente si è sommato in quadratura agli altri errori sistematici questo 0.5% (vedi par. 4.6).

Capitolo 4

Misura della sezione d'urto elastica

In questo capitolo viene descritta la misura dello scattering elastico $p\bar{p}$ all'energia $\sqrt{s} = 1800$ GeV nell'intervallo di 4-impulso trasferito $0.06 < t < 0.24$ GeV².

Vengono descritte in particolare le tecniche di fit utilizzate per ottenere la slope nucleare e la sezione d'urto totale, e sono discussi gli errori sulla misura.

Per ottenere la distribuzione angolare degli eventi elastici, deve essere calcolata l'accettanza angolare dello spettrometro. Ciò è ottenuto mediante una tecnica Montecarlo.

Il programma Montecarlo è stato inoltre usato per controllare le procedure di fit usate nel passo finale dell'analisi, con cui vengono determinate la sezione d'urto e la slope nucleare, ed infine per stimare molti degli errori sistematici nella misura.

4.1 Calcolo dell'accettanza

Solo una frazione delle collisioni elastiche viene rivelata dall'apparato a causa della limitata copertura angolare dei rivelatori. La distribuzione osservata deve essere corretta per questa perdita in modo da ottenere la distribuzione prodotta dN_{el}/dt .

La figura 4.1 mostra l'accettanza per un braccio dello spettrometro. Il comportamento dell'accettanza può essere compreso se i confini dei rivelatori sono proiettati nel piano (θ_x, θ_y) .

Usando l'approssimazione $\theta_{x,y} = d_{x,y}/L_{x,y}^{eff}$, dove $d_{x,y}$ è la distanza del rivelatore dall'asse del fascio e $L_{x,y}^{eff}$ è la lunghezza efficace, l'immagine del rivelatore in questo spazio è un rettangolo (vedi figura 4.2). Le componenti dell'angolo di scattering θ sono date da $\theta_x = \theta \sin\alpha$ and $\theta_y = \theta \cos\alpha$.

L'angolo minimo di scattering che può essere rivelato è $\theta_x^{min} = x^{min}/L_x^{eff}$, dove x^{min} è la distanza di minimo approccio all'asse del fascio. L'angolo massimo osservabile θ^{max} non è limitato dalla dimensione del rivelatore ma dall'apertura dei magneti $x^{max}(z)$ nella posizione z lungo l'asse della macchina in cui il rapporto $\theta_x^{max} = x^{max}(z)/L_x^{eff}(z)$ prende il valore minimo. L'accettanza nel piano verticale è limitata dalla larghezza del rivelatore. Dalla figura 4.2 si ricava che l'accettanza ϵ per un dato angolo di scattering θ è data da $\epsilon(\theta) = \alpha(\theta)/\pi$, dove α è l'arco di cerchio coperto dal rivelatore. Considerazioni trigonometriche permettono di esprimere l'accettanza geometrica ϵ in funzione dell'angolo di scattering θ :

$$\begin{array}{ll} \epsilon = 0 & 0 < \theta \leq \theta_x^{min} \\ \epsilon = \frac{1}{\pi} \cos^{-1}(\theta_x^{min}/\theta) & \theta_x^{min} < \theta \leq \theta_c \\ \epsilon = \frac{1}{\pi} \sin^{-1}(\theta_y^{max}/\theta) & \theta_c < \theta \leq \theta'_c \\ \epsilon = \frac{1}{\pi} \left[\sin^{-1}(\theta_y^{max}/\theta) - \cos^{-1}(\theta_x^{max}/\theta) \right] & \theta'_c < \theta \leq \theta_x^{max} \\ \epsilon = 0 & \theta_x^{max} < \theta \end{array}$$

dove $\theta_c = \sqrt{(\theta_x^{min})^2 + (\theta_y^{max})^2}$ e $\theta'_c = \sqrt{(\theta_x^{max})^2 + (\theta_y^{max})^2}$.

La curva in figura 4.1 rappresenta il comportamento dell'accettanza geometrica appena discussa. L'accordo è abbastanza buono su tutto l'intervallo di t , tranne nei punti cuspidali, corrispondenti ai bordi del rivelatore, dove l'accordo è scarso. L'allontanamento dall'accettanza geometrica è dovuto ad effetti di risoluzione e di dimensioni finite della regione di interazione.

L'accettanza dell'apparato, mostrata in figura 4.1, è stata ottenuta con il programma Montecarlo descritto in appendice A.

Per evitare problemi di risoluzione ed efficienza ai bordi del rivelatore e date le incertezze nella posizione dei bordi dei contatori viene definita una regione fiduciale nel piano (θ_x, θ_y) in

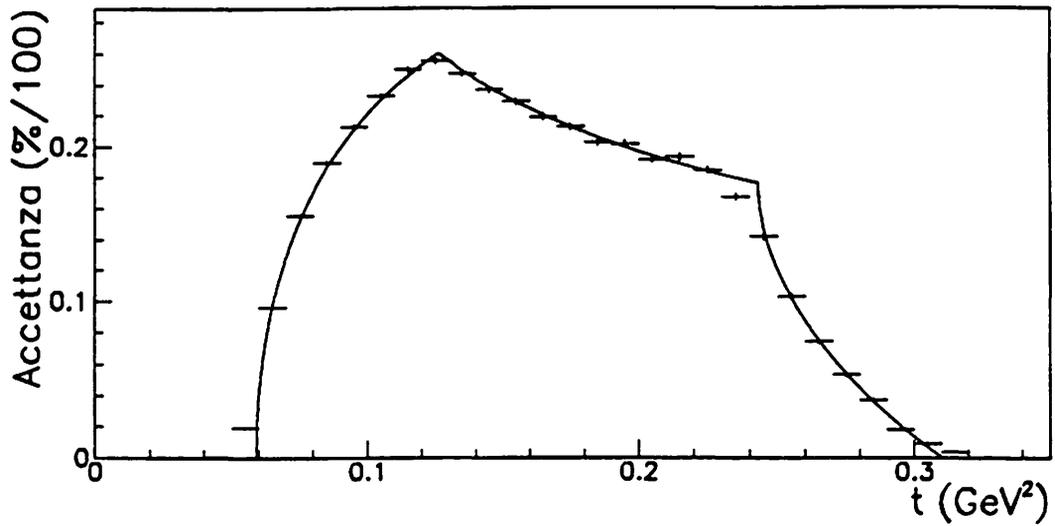


Figura 4.1: Tipica figura di accettanza per un braccio dello spettrometro, la curva corrisponde all'accettanza ottenuta con il modello geometrico.

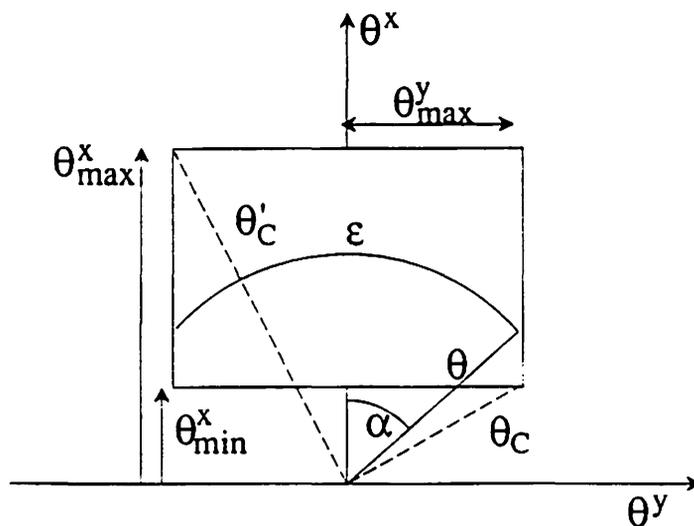


Figura 4.2: Modello geometrico usato per la descrizione dell'accettanza dell'apparato: sugli assi sono riportati gli angoli orizzontale (ascissa) e verticale (ordinata).

cui i rivelatori sono pienamente efficienti. Gli eventi che cadono all'interno di questa regione definiscono l'accettazione dell'apparato.

Dal momento che le condizioni di presa dati sono variate durante l'intero periodo di presa dati si è reso necessario calcolare una specifica area di piena accettazione per ognuno dei campioni di dati.

Le regioni fiduciali per i vari campioni di dati sono mostrate in tabella 4.1.

Campione	θ_x (μrad)	θ_y (μrad)
1	$-500. < \theta_x < -220., 260. < \theta_x < 500.$	$-240. < \theta_y < 240.$
2	$-500. < \theta_x < -340., 280. < \theta_x < 500.$	$-240. < \theta_y < 240.$
3	$-500. < \theta_x < -340., 280. < \theta_x < 500.$	$-240. < \theta_y < 240.$

Tabella 4.1: Regioni fiduciali per i tre campioni di dati usati nel fit bidimensionale.

4.2 Determinazione dell'angolo di inclinazione del fascio

Gli angoli di scattering devono essere definiti rispetto all'asse del fascio il quale non coincide necessariamente con l'asse z definito dalla procedura del par. 3.1. L'angolo tra i due assi è chiamato "angolo di inclinazione del fascio" e indicato nel seguito con α_x e α_y per l'angolo nel piano xz e yz rispettivamente.

Questi angoli devono essere misurati per ogni campione di dati poiché la posizione dell'asse del fascio varia ogni volta che viene ripetuta la procedura di preparazione dei fasci di protoni ed antiprotoni.

Una prima approssimazione per l'angolo α_x può essere ottenuta dalla osservazione che la distribuzione angolare elastica è isotropa per cui la frequenza elastica misurata dai due bracci deve essere la stessa nello stesso intervallo in t . Usando la zona di t coperta da entrambi i

bracci, dopo aver corretto per l'accettanza angolare, si è cercato per tentativi il valore di α_x che desse il miglior accordo tra le distribuzioni angolari misurate dai due bracci. Notiamo che la regione in t coperta da entrambi i bracci è in genere più piccola della regione accessibile allo spettrometro in quanto uno dei due bracci è sempre risultato più vicino dell'altro al fascio.

L'angolo α_y è invece inizialmente considerato eguale a zero come conseguenza della procedura di allineamento.

Questa procedura, tuttavia, può non essere sufficientemente accurata perché:

- l'accordo tra le due distribuzioni dN_{el}/dt è stato controllato solo qualitativamente, e solo in una regione ridotta dell'accettanza dello spettrometro
- l'assunzione $\langle \theta_y \rangle \simeq 0$ è valida solo nel caso in cui lo spettrometro è simmetricamente disposto rispetto all'asse del fascio. Se ciò non è vero occorre determinare anche l'angolo di inclinazione α_y

Per ottenere una misura precisa di α_x e α_y , si può osservare che, malgrado essi non possono essere misurati direttamente, possono essere derivati da una procedura di minimizzazione in cui appaiono come parametri liberi, assieme alla slope nucleare ed al punto ottico.

In questa procedura la distribuzione angolare bidimensionale nello spazio (θ_x, θ_y) è paragonata ad una sua parametrizzazione in termini degli angoli misurati. Indicando con $\alpha_{x,y}$ gli angoli di inclinazione del fascio, gli angoli $\theta_{x,y}$ misurati dallo spettrometro sono legati agli angoli di scattering $\theta_{0\ x,y}$ dalla relazione:

$$\theta_{x,y} = \theta_{0\ x,y} + \alpha_{x,y} \quad (4.2.1)$$

ed il 4-impulso trasferito si scrive come

$$t = -p^2 \left((\theta_x - \alpha_x)^2 + (\theta_y - \alpha_y)^2 \right). \quad (4.2.2)$$

Assumendo per la distribuzione differenziale un andamento esponenziale, la probabilità di osservare un evento elastico agli angoli θ_x, θ_y è data da:

$$G(\theta_x, \theta_y) d\theta_x d\theta_y = \frac{bp^2}{\pi} e^{(-bp^2((\theta_x - \alpha_x)^2 + (\theta_y - \alpha_y)^2))} d\theta_x d\theta_y. \quad (4.2.3)$$

La densità di probabilità $p(\theta_x, \theta_y)$ è ottenuta normalizzando questa espressione:

$$p(\theta_x, \theta_y) = \frac{G(\theta_x, \theta_y)}{\iint G(\theta_x, \theta_y) d\theta_x d\theta_y} \quad (4.2.4)$$

Allo scopo di ottenere la convergenza della procedura e degli errori significativi la distribuzione di probabilità $p(\theta_x, \theta_y)$ deve essere normalizzata all'unità

$$\iint p(\theta_x, \theta_y) d\theta_x d\theta_y = 1 \quad (4.2.5)$$

nello spazio osservabile. In questo caso i confini di integrazione sono scelti in modo tale che l'accettanza al loro interno sia uniforme così che tutti gli eventi hanno lo stesso peso e non si rende necessaria alcuna correzione di accettanza.

La miglior stima per i parametri (b, α_x, α_y) e' ottenuta massimizzando la funzione di "likelihood"

$$\mathcal{L} = \prod_{\text{eventi}} p(\theta_x, \theta_y). \quad (4.2.6)$$

Dal momento che la statistica è limitata, è stata usata una variante di questa procedura, in cui gli eventi sono stati raggruppati in celle di ugual dimensione nello spazio (θ_x, θ_y) e si è utilizzato un metodo noto come "binned log likelihood".

La "binned likelihood" è definita come

$$\mathcal{L} = \prod_{\text{bins}} P(n, \mu)$$

dove la probabilità $P(n, \mu)$ di osservare in una data cella n eventi se μ sono gli eventi aspettati è

$$P(n, \mu) = e^{-\mu} \frac{\mu^n}{n!}.$$

ed il prodotto è eseguito sul numero di celle in cui è stato diviso lo spazio (θ_x, θ_y) .

Invece di massimizzare la likelihood \mathcal{L} viene minimizzata la quantità

$$-\log \mathcal{L} = -\log \prod_{\text{celle}} P(n, \mu) = -\sum_{\text{celle}} [n - \mu + n(\log n - \log \mu)].$$

Per la procedura di minimizzazione si è fatto uso del programma MINUIT [91]. Questo tipo di minimizzazione è riferito in seguito nel testo come “2D-fit” poiché si tratta di un fit eseguito nello spazio bidimensionale (θ_x, θ_y) .

4.3 Parametri della distribuzione angolare elastica

Il numero di eventi aspettati nella cella i è dato da

$$\mu = \frac{d^2 N}{d\theta_x d\theta_y} \Delta\theta_x \Delta\theta_y = A \cdot e^{-b^* p_{beam}^2 \cdot ((\theta_x - \alpha_x)^2 + (\theta_y - \alpha_y)^2)} \Delta\theta_x \Delta\theta_y \quad (4.3.1)$$

dove il coefficiente A è legato al numero totale di eventi elastici N_{el} (o al punto ottico $\left. \frac{dN_{el}}{dt} \right|_{t=0}$) dalla relazione

$$A = N_{el} \frac{bp^2}{\pi} \Delta\theta_x \Delta\theta_y = \left. \frac{dN_{el}}{dt} \right|_{t=0} \frac{p^2}{\pi} \Delta\theta_x \Delta\theta_y. \quad (4.3.2)$$

Il numero di eventi aspettati μ è ottenuto dal valore della funzione 4.3.1 al centro della cella moltiplicato per l'area della cella; questo è giustificato dal fatto che la funzione varia lentamente all'interno della cella ed il valore della funzione al centro è una ottima approssimazione del suo valore medio. Ugualmente, la risoluzione angolare ($\sim 4\mu\text{rad}$) è sufficientemente piccola da non alterare significativamente la forma della distribuzione 4.3.1 e pertanto correzioni dovute a questo effetto (“smearing”) non si sono ritenute necessarie. Queste due affermazioni sono state comunque verificate eseguendo lo stesso fit su un campione di eventi Montecarlo.

La sezione d'urto totale è ottenuta dalla misura del punto ottico e della luminosità integrata usando il metodo dipendente dalla luminosità (vedi la 1.5)

$$\sigma_{tot}^{\mathcal{L}} = \sqrt{\frac{(\hbar c)^2}{(1 + \rho^2)} \frac{dN_{el}/dt|_{t=0}}{\mathcal{L}}} \quad (4.3.3)$$

dove \mathcal{L} è la luminosità integrata durante il periodo di presa dati.

Per ottenere un valore per σ_{tot} è necessario specificare un valore per ρ . In questa analisi è usato $\rho = 0.2$, combinando le stime estrapolate da basse energie (a seconda del modello da $\rho \simeq 0.1$ a $\rho \simeq 0.3$) con i valori misurati da UA4 a 540 GeV (0.24) ed E710 a 1800 GeV (0.12). I numeri presentati possono essere facilmente riscaldati per ottenere la sezione d'urto corrispondente a qualsivoglia valore di ρ . Si può notare comunque che una variazione di 0.05 in ρ produce una variazione del 2% in σ_{tot} .

Il 2D-fit è usato per estrarre i parametri (A, b, α_x, α_y) dai campioni di dati. I risultati del fit sono riportati in tabella 4.2 da cui si nota che gli angoli di inclinazione del fascio sono consistenti con zero per tutti e tre i campioni. Ciò implica che la procedura usata per la prima determinazione dell'angolo di inclinazione del fascio aveva fornito valori piuttosto accurati. Inoltre, il fatto che $\alpha_y \simeq 0$ è una conferma che lo spettrometro è piazzato simmetricamente rispetto all'asse del fascio nel piano verticale e giustifica l'assunzione $\langle \theta_y \rangle \simeq 0$ usata nella procedura di allineamento dei pozzetti (par. 3.1).

Campione	b (Gev ²)	$\sigma_{tot}^{\mathcal{L}}$ (mbarn)	α_x (μ rad)	α_y (μ rad)
1	16.35 \pm 0.43	74.62 \pm 1.73	-1.28 \pm 1.97	3.97 \pm 5.04
2	17.11 \pm 0.75	78.96 \pm 3.93	0.08 \pm 2.76	-0.05 \pm 7.62
3	16.17 \pm 0.54	76.70 \pm 2.77	-1.84 \pm 2.10	-4.24 \pm 5.82
ALL	16.21 \pm 0.28	75.15 \pm 1.28	0.34 \pm 3.45	0.14 \pm 1.23

Tabella 4.2: Risultati del 2D-fit dove gli angoli di inclinazione del fascio sono considerati parametri liberi.

Per evidenziare la separazione tra errori statistici e sistematici, si è preferito usare come

fit finale quello in cui α_x e α_y sono fissati a zero ed aggiungere poi agli errori sistematici l'incertezza dovuta alla indeterminazione del valore di α_x e α_y . I nuovi risultati del fit sono presentati in tabella 4.3.

Campione	b (Gev ²)	$\sigma_{tot}^{\mathcal{L}}$ (mbarn)
1	16.3 ± 0.4	74.8 ± 1.7
2	17.1 ± 0.8	79.0 ± 3.7
3	16.2 ± 0.5	76.6 ± 2.6
ALL	16.2 ± 0.3	75.2 ± 1.3

Tabella 4.3: Risultati del 2D-fit con gli angoli di inclinazione del fascio fissati a zero.

Per assicurarsi che il risultato non sia influenzato da effetti di bordo, è stata studiata la stabilità del fit al variare della regione fiduciale, utilizzando diverse scelte di tagli sugli angoli misurati θ_x e θ_y .

In figura 4.3 sono riportati i risultati di questo studio. A sinistra è mostrato l'andamento della slope nucleare e a destra quello della sezione d'urto totale.

Ogni istogramma corrisponde ad un diverso taglio in θ_y , in particolare la dimensione della regione fiduciale diminuisce andando dall'alto verso il basso. All'interno di ogni istogramma è mostrato l'andamento dei parametri del fit al variare del taglio in θ_x , la dimensione della regione fiduciale diminuisce andando da sinistra verso destra.

Dall'andamento delle distribuzioni si deduce che il risultato del fit è insensibile dalla particolare scelta della regione fiduciale.

4.4 La sezione d'urto differenziale elastica

Oltre al metodo appena discusso esiste un altro metodo che permette di determinare i parametri della distribuzione differenziale elastica e che permette di misurare direttamente i

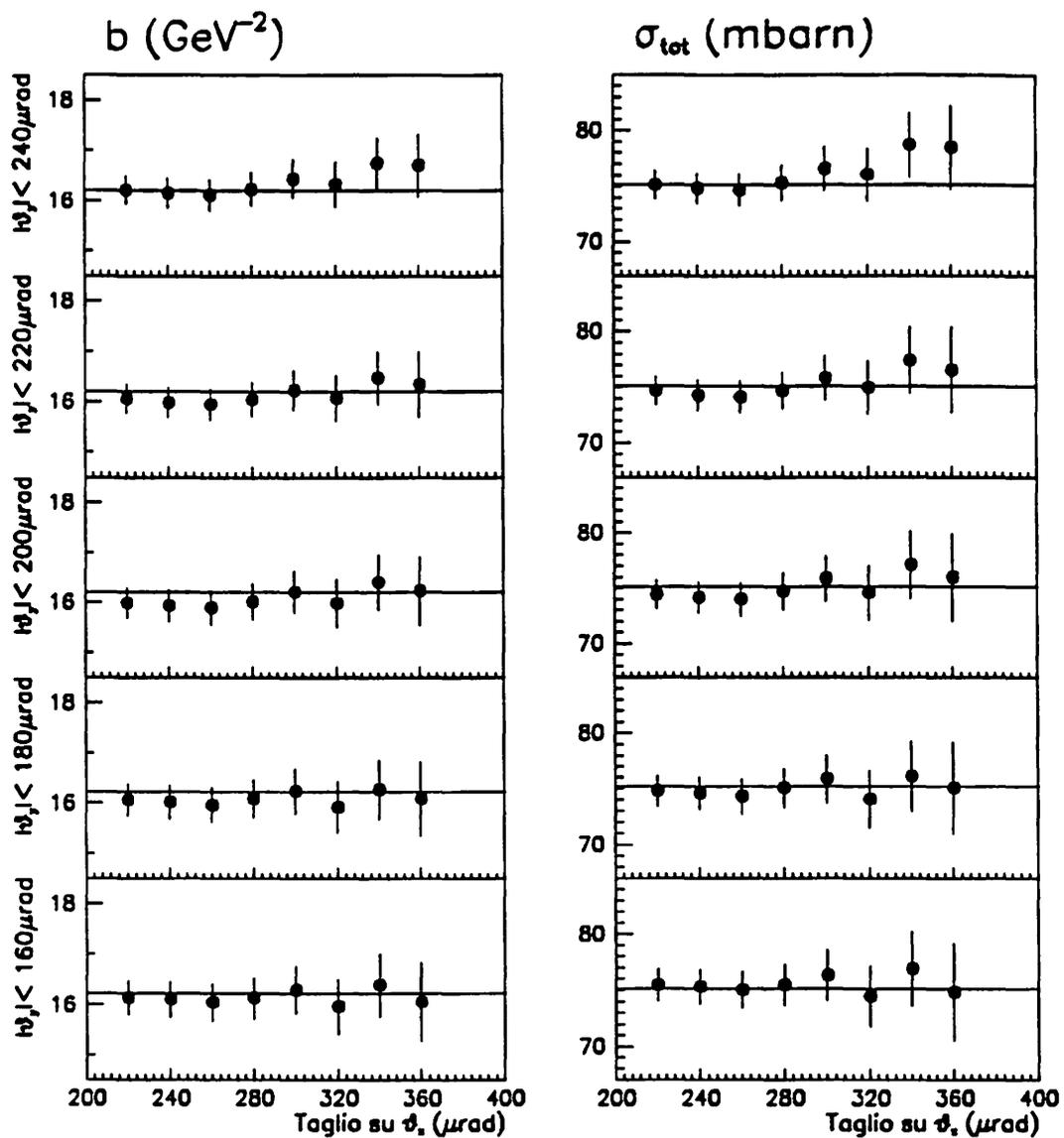


Figura 4.3: Andamento del risultato del fit bidimensionale in funzione della scelta della regione fiduciale.

valori della sezione d'urto elastica nei vari intervalli in t , oltre a costituire uno strumento di controllo del 2D-fit.

Il metodo consiste nel correggere per l'accettanza la distribuzione differenziale dN_{el}/dt ed effettuare un fit del tipo

$$dN_{el}/dt = A e^{-bt}. \quad (4.4.1)$$

La distribuzione differenziale elastica, mostrata in figura 4.4, è stata ottenuta come media pesata delle distribuzioni differenziali dei singoli campioni di dati.

In tabella 4.4 sono riportati i valori della sezione d'urto elastica in funzione di t .

t GeV ²	$d\sigma_{el}/dt$ mbarn/GeV ²	Error mbarn/GeV ²
0.065	135.01	11.12
0.075	92.88	4.76
0.085	82.46	3.96
0.095	65.62	4.19
0.105	62.00	2.53
0.115	48.53	2.04
0.125	41.53	1.84
0.135	37.36	1.72
0.145	28.62	1.49
0.155	26.33	1.47
0.165	22.82	1.40
0.175	19.58	1.35
0.185	16.72	1.24
0.195	12.73	1.19
0.205	13.47	1.39
0.215	10.98	1.64
0.225	6.05	1.58
0.235	9.58	3.24

Tabella 4.4: Valori della sezione d'urto differenziale elastica in funzione dell'intervallo di 4-impulso traferito t .

Fit a dN_{el}/dt .

Per il fit della distribuzione dN_{el}/dt è stato utilizzato il metodo del minimo χ^2 . Il χ^2 è definito come

$$\chi^2 = \sum_i \left(\frac{\mu_i - n_i}{\sigma_i} \right)^2 \quad (4.4.2)$$

dove μ_i è il numero di eventi aspettati nell'intervallo i , n_i è il numero di eventi osservati e σ_i il suo errore.

Il numero di eventi aspettati μ_i è definito come l'integrale della funzione teorica nell'intervallo $[t_i - \Delta t/2, t_i + \Delta t/2]$ *i.e.*

$$\mu_i = \int_{t_i - \Delta t/2}^{t_i + \Delta t/2} A e^{-bt} = A \frac{1}{b} e^{-bt_i} \cdot (e^{b\Delta t/2} - e^{-b\Delta t/2}).$$

La linea tratteggiata in figura 4.4 rappresenta il fit ottenuto minimizzando questo χ^2 . Il valore che si ottiene per la slope nucleare, $b = 16.25 \pm 0.37$, e per il punto ottico

$d\sigma_{el}/dt|_{t=0} = 324.3 \pm 15.5$ (mbarn/GeV²), corrispondente a $\sigma_{tot} = 78.1 \pm 1.9$ mbarn, sono compatibili con quanto ottenuto con il 2D-fit.

4.5 Correzioni di efficienza

I valori del punto ottico e del numero totale di eventi elastici, devono essere corretti per tenere conto degli eventi persi nel processo di selezione dei dati.

L'unica perdita di eventi per la quale è necessario apportare una correzione è quella dovuta alla sovrapposizione accidentale di particelle in anticipo che accecano momentaneamente i discriminatori di trigger discussa in precedenza nel paragrafo 2.6.3.

Applicando ad ognuno dei tre campioni di dati usati nell'analisi la procedura di correzione derivata dagli studi con impulsatore, sono stati ottenuti i fattori di correzione indicati in tabella 4.5.

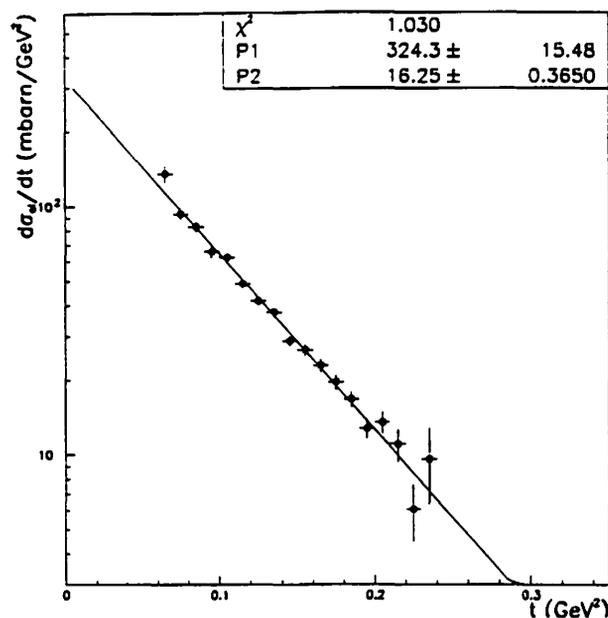


Figura 4.4: Distribuzione differenziale elastica con il fit ai dati sovrainposto.

I risultati dei fit riportati precedentemente contengono già l'effetto di queste correzioni, le distribuzioni angolari sono state infatti normalizzate prima del fit in modo da tener conto dei valori della tabella 4.5.

Correzioni (%)	Campione 1	Campione 2	Campione 3
Braccio 0	1.50	2.15	1.40
Braccio 1	1.80	1.30	0.75

Tabella 4.5: Correzioni alla frequenza elastica.

4.6 Errori Sistemati

La misura dei parametri della distribuzione differenziale elastica dipende da un certo numero di costanti che sono state misurate sui dati stessi (velocità di dift, costanti di allineamento ...), e dal fatto che alcuni algoritmi usati hanno un margine di flessibilità nella proce-

dura (ricostruzione delle tracce, sottrazione del fondo . . .). Il fatto che queste costanti siano note con un certo errore, e che gli algoritmi usati siano solo una scelta tra le varie possibili, risulta in errori addizionali sulle quantità misurate chiamati errori sistematici.

Gli errori sistematici in questa misura sono stati stimati in due diverse maniere a seconda della loro origine:

1. nel caso di costanti al cui valore deve essere associato un errore, si è usata una tecnica Montecarlo: l'esperimento è stato completamente simulato ed il risultato della simulazione è stato analizzato nella stessa maniera usata per i dati. La simulazione è stata ripetuta variando una alla volta le costanti necessarie all'analisi e studiando l'effetto di queste variazioni sul fit finale. In questa procedura è stata usata una statistica tipicamente da dieci a cento superiore al campione di dati, in modo da poter distinguere chiaramente tra effetti sistematici e fluttuazioni statistiche
2. l'errore sistematico dovuto alla inefficienza o superefficienza del programma di ricostruzione o ad incertezze nella sottrazione del fondo, è stato invece stimato osservando la dipendenza dei risultati da variazioni nelle procedure usate.

Nel seguito di questo paragrafo sono elencati gli errori sistematici dovuti alle varie sorgenti, e viene delineata la procedura usata per calcolarli. Le sorgenti di errore sistematico possono essere divise in due categorie: alcune sono dovute a costanti di calibrazione calcolate separatamente per ogni campione di dati, e quindi gli errori corrispondenti sono sommati incoerentemente in quadratura per i tre campioni di dati (lo stesso vale per gli errori dovuti alle procedure di selezione degli eventi e sottrazione del fondo). Altre sono legate a costanti "globali" e quindi sono perfettamente correlate nei vari campioni, gli errori corrispondenti sono sommati in quadratura al risultato della media pesata dei tre campioni.

Le sorgenti di errore specifiche di ogni campione di dati sono:

1. Velocità di deriva

Un errore sulla velocità di deriva si trasforma in un errore sulla misura della distanza dall'asse del fascio. Poiché l'angolo è proporzionale alla distanza, questo errore risulta in una compressione o dilatazione della scala in t . Dalla procedura usata nella misura della velocità di deriva si stima che l'errore sia dello 0.5 %. Tutte le velocità di deriva nel Montecarlo sono cambiate di questo valore ed il 2D-fit è stato eseguito di nuovo. Gli errori sul punto ottico e sulla slope nucleare sono riportati in tabella 4.6.

2. Allineamento dei pozzetti

Un errore sulla distanza tra i pozzetti produce uno spostamento dell'angolo di scattering misurato. Questo ha un effetto molto piccolo sulla misura della slope, ed invece influenza maggiormente l'estrapolazione a $t = 0$, cioè il punto ottico.

Come stima dell'errore sulla posizione dei pozzetti si è presa la maggiore discrepanza ottenuta dalla procedura di allineamento. Con i pozzetti in nuove posizioni è stato generato un nuovo campione di dati Montecarlo ed eseguito il 2D-fit.

3. Efficienza di ricostruzione

L'incertezza nella efficienza della selezione degli eventi è già stata discussa in un precedente paragrafo. Ricordiamo qui che l'effetto è contenuto circa in uno 0.5% di incertezza sulla normalizzazione.

4. Sottrazione del fondo residuo

Non è detto che la procedura usata per la sottrazione del fondo sia la migliore, e comunque non è l'unica possibile. Altri metodi di sottrazione del fondo sono stati usati, variando i tagli in collinearità od usando una sola delle due proiezioni per ottenere la forma del fondo. È stato verificato che la distribuzione degli eventi di fondo non è tale da influenzare la misura della slope nucleare, pertanto una incertezza sulla quantità di fondo da sottrarre si riduce semplicemente ad un corrispondente errore percentuale sul punto ottico e sul numero totale di eventi elastici.

5. Angolo di inclinazione del fascio

L'effetto di un errore sull'inclinazione del fascio è già incluso nell'errore del fit quando gli angoli α_x, α_y sono lasciati come parametri liberi. Tuttavia, è più appropriato includere il loro effetto nell'errore sistematico piuttosto che in quello statistico. L'effetto sistematico di un possibile errore è stato ottenuto attribuendo all'angolo di inclinazione un valore pari ad una deviazione standard in direzione positiva e negativa e ripetendo la procedura di minimizzazione.

6. Altre sorgenti

Per il primo campione di dati, discrepanze tra le distribuzioni dN_{el}/dt dei due bracci impongono un errore sistematico del 6.1% sulla slope nucleare e del 10.8% sul punto ottico.

Le sorgenti di errore comuni a tutti e tre i campioni sono invece:

1. Lunghezze efficaci

Un errore sulle lunghezze efficaci comporta un errore sulla misura dell'angolo di scattering proporzionale all'angolo stesso. L'errore nelle lunghezze efficaci è stato stimato dalla discrepanza tra i risultati del 2D-fit e quello del minimo χ^2 sullo stesso campione di dati Montecarlo. Poiché il secondo dipende dalle correzioni di accettazione, che a loro volta sono state calcolate con il Montecarlo usando le lunghezze efficaci, risulta più sensibile del 2D-fit ad un errore sulle stesse. Dal disaccordo tra i due fit sui dati, è stato pertanto possibile dare un limite superiore all'incertezza sulle lunghezze efficaci (i due metodi di fit sono comunque in accordo entro l'errore statistico). Tale incertezza è risultata dello 0.5%. L'effetto di una variazione dello 0.5% della lunghezza efficace è stato studiato di nuovo usando un campione ad altissima statistica di eventi Montecarlo in cui si è eseguito il 2D-fit. L'errore sistematico risultante sul punto ottico e sulla slope nucleare è dell'1% e 0.5% rispettivamente.

2. Luminosità

Questo errore proviene dalla calibrazione della misura della luminosità (vedi appendice B). Un errore sistematico nella misura della luminosità ha effetto esclusivamente sul punto ottico.

Il quadro finale degli errori sistematici considerati in questa analisi è riportato in tabella 4.6.

Effetto	Errore sistematico su A (%)			Errore sistematico su b (%)		
	Camp. 1	Camp. 2	Camp. 3	Camp. 1	Camp. 2	Camp. 3
Velocità di deriva	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5
Allineamento	1.0	1.0	1.0	0.5	0.5	0.5
Efficienza selezione	0.5	0.5	0.5	0.0	0.0	0.0
Sottrazione del fondo	0.5	0.5	0.5	0.0	0.0	0.0
Angolo del fascio	0.3	0.3	0.3	0.2	0.2	0.2
Altre sorgenti	10.8	0.0	0.0	6.1	0.0	0.0
Totale	10.9	1.4	1.4	6.1	0.7	0.7
Lunghezze efficaci	0.5			1.0		
Luminosità	6.8			0.0		
Totale	6.8			1.0		

Tabella 4.6: Lista degli errori sistematici sul punto ottico e sulla slope nucleare

4.7 Risultati

I risultati finali per la slope nucleare e la sezione d'urto elastica e totale sono stati ottenuti combinando i risultati parziali sui tre campioni di eventi elastici.

Gli errori statistici dei risultati parziali (vedi tabella 4.3) sono stati sommati in quadratura agli errori sistematici della prima categoria (quelli che influenzano in modo incoerente i singoli campioni). Usando questo errore come peso, si è calcolata la media pesata dei risultati parziali. L'errore su questa media, che risulta quindi dalla combinazione dell'errore statistico

con quella parte dell'errore sistematico che si riduce al crescere del numero di campioni di dati usati, è indicato qui di seguito come errore statistico. Infine a questo errore deve essere sommato l'errore sistematico dovuto alle sorgenti di errore che influenzano tutti i campioni allo stesso modo (la seconda categoria discussa nel paragrafo precedente), indicato come errore sistematico.

Si è ottenuto:

$$\begin{aligned} b &= 16.44 \pm 0.41 \text{ (stat.)} \pm 0.16 \text{ (sist.)} = 16.44 \pm 0.44 \text{ Gev}^{-2} \\ (1 + \rho^2)\sigma_{tot} &= 80.4 \pm 2.2 \text{ (stat.)} \pm 2.7 \text{ (sist.)} = 80.4 \pm 3.5 \text{ mbarn} \end{aligned}$$

Una volta posto $\rho = 0.2$ si ottiene:

$$\begin{aligned} \sigma_{tot} &= 77.3 \pm 2.1 \text{ (stat.)} \pm 2.6 \text{ (sist.)} = 77.3 \pm 3.4 \text{ mbarn} \\ \sigma_{el} &= 19.2 \pm 0.6 \text{ (stat.)} \pm 1.3 \text{ (sist.)} = 19.2 \pm 1.4 \text{ mbarn} \\ \sigma_{el}/\sigma_{tot} &= 0.248 \pm 0.010 \text{ (stat.)} \pm 0.009 \text{ (sist.)} = 0.248 \pm 0.013 \end{aligned}$$

Il paragone tra i risultati sullo scattering elastico $p\bar{p}$ ottenuti dalla collaborazione CDF all'energia nel centro di massa di $\sqrt{s} = 1800 \text{ GeV}$ con altri dati di scattering $p\bar{p}$ e pp ottenuti ad energie più basse è presentato nel prossimo capitolo.

Capitolo 5

Discussione dei risultati

5.1 Sommario dei dati sperimentali ad energie inferiori

Prima dell'avvento dell'ISR (Intersecting Storage Rings) i dati sullo scattering pp a $\sqrt{s} \leq 19$ GeV, mostravano una tendenza della sezione d'urto σ_{pp} a raggiungere un valore costante di $\simeq 40$ mb. Le sezioni d'urto totali $p\bar{p}$ erano più alte di quelle pp e sembravano avvicinarsi alle sezioni d'urto σ_{pp} . Su queste osservazioni si basava l'ipotesi, accettata dai più anche se non da tutti, che le sezioni d'urto pp e $p\bar{p}$ tendessero ad un valore costante comune di circa 40 mb quando $\sqrt{s} \rightarrow \infty$. Il fatto che le sezioni d'urto K^+p aumentassero con l'energia poteva essere interpretato come una tendenza al limite "dal di sotto". Le slope nucleari $b_{p\bar{p}}$ erano più grandi di quelle b_{pp} . Le b_{pp} aumentavano con \sqrt{s} ("contrazione diffrattiva"), mentre le $b_{p\bar{p}}$ decrescevano lentamente all'aumentare di \sqrt{s} . Questi andamenti erano consistenti con la tendenza verso un valore comune. I valori di b_{pp} alle energie più alte allora erano circa $12 (\text{GeV}/c)^{-2}$.

Quando nel 1971 entrò in funzione l'ISR, fra i primi esperimenti ad essere realizzati realizzati furono quelli del gruppo CERN-Roma [5] e di Pisa-Stony Brook [8]. I risultati mostrarono che la sezione d'urto totale pp aumentava con l'energia e che la risalita era compatibile con un termine $\ln^2(s/s_0)$ dove s_0 è una costante di scala.

Il valore per la sezione d'urto $p\bar{p}$ diminuiva fino all'energia di $\sqrt{s} \simeq 25$ GeV. Con l'introduzione

degli antiprotoni all'ISR nel 1982 altri due esperimenti di misura della sezione d'urto totale furono realizzati, quello del gruppo Northwestern-Louvain [68,10] che sfruttavano la misura dello scattering elastico e la normalizzazione Coulombiana, e quello del gruppo di Pisa-Stony Brook [41] con la frequenza totale e la misura della luminosità col metodo di Van der Meer. Della reazione $p\bar{p}$, il gruppo di Northwestern-Louvain misurò σ_{tot} , ρ e b , mentre il gruppo Pisa-Stony Brook misurò σ_{tot} . Questi risultati mostrarono inconfutabilmente che anche la sezione d'urto totale $\sigma_{p\bar{p}}$ aumentava con l'energia e che tendeva ad avvicinarsi a σ_{pp} . I valori di ρ , così come la slope nucleare b , sembravano tendere allo stesso valore.

Da una approssimazione locale delle relazioni di dispersione, se ρ è conosciuta, è possibile determinare il valore della sezione d'urto totale ad energie un poco superiori. Questo fu fatto con i dati dell'ISR ed il valore predetto per la sezione d'urto totale a $\sqrt{s} = 540$ GeV fu di circa 60 mb.

Con l'avvento nel 1982 del collider $Spp\bar{S}$ al CERN fu possibile confermare questa predizione per $\sigma_{p\bar{p}}$; ciò avvenne nel 1983 e 1984 da parte dei due esperimenti UA1 [15] e UA4 [37]. La conferma più precisa e diretta fu ottenuta dall'esperimento UA4.

L'esperimento UA4 misurò $\sigma_{tot}(1 + \rho^2) = 63.3 \pm 1.5$ mb, un aumento del 50% rispetto al valore dell'ISR. La grande sorpresa venne nel 1987 dalla misura di ρ , da parte dello stesso esperimento [28]. Fit globali ai dati, utilizzando le relazioni di dispersione con varie ipotesi di andamento asintotico per quanto permesso dai dati stessi, indicarono a questa energia valori di ρ tra 0.10 e 0.15 (vedi figura 5.1a); UA4 misurò $\rho = 0.24 \pm 0.04$, circa tre deviazioni standard fuori dalle predizioni.

Se si esclude la possibilità che il risultato possa essere affetto da effetti sistematici non compresi, alcune interpretazioni possono spiegare questo valore anomalo di ρ :

1) Modello a Soglia

la sezione d'urto totale aumenta più velocemente di $\ln^2(s)$ sopra $\sqrt{s} \simeq 500$ GeV, mentre il limite di Froissart-Martin è recuperato ad energie più alte.

Una parametrizzazione di questa dipendenza della sezione d'urto totale aggiungendo un termine di soglia è stata proposta da Martin [90]. Altri approcci simili sono stati proposti [79]. Il comportamento della sezione d'urto in questo modello è mostrato in figura 5.1b.

Anche nell'ambito della QCD [77,83,63], sono stati fatti dei tentivi per correlare la crescita della sezione d'urto totale alla sezione d'urto di produzione di "mini-jets" misurata da UA1 [98].

2) Modello dell'Odderone

Lo scattering elastico è descritto da un'ampiezza contenente un termine "asintoticamente dispari" (odderone),

$$\mathcal{F}_-(s, t = 0) = ip(\overline{B}_0(\ln(s/s_{odd} - i\frac{\pi}{2}))^\beta + B_0) \quad (5.1.1)$$

dove \overline{B}_0 , B_0 sono costanti e $\beta \leq 2$. Se $\beta = 2$ si ottiene il cosiddetto "odderone massimale", corrispondente alla presenza di un termine con dipendenza $\ln(s/s_{odd})$ nella differenza delle sezioni d'urto totali pp e $p\bar{p}$. L'ipotesi dell'odderone è stata introdotta parecchi anni fa [72] per spiegare il comportamento dello scattering elastico a grande t . Un fit ai dati nell'ipotesi di odderone massimale [29] è mostrato in figura 5.1c. Un'analisi simile è in ref. [84].

Una conseguenza di questa ipotesi è che le sezioni d'urto pp e $p\bar{p}$ si incrociano tra le energie dell'ISR e del Collider con la loro differenza che cresce come $\ln(s)$, mentre il loro rapporto tende ad uno soddisfacendo il teorema di Pomeranchuk [93]. In questo caso sono stati tentati calcoli di QCD non perturbativa per stimare la parte reale dell'ampiezza [85].

Un nuovo esperimento per la misura di ρ a $\sqrt{s} = 540$ GeV è stato proposto e la costruzione è appena terminata [97]. Se la precedente misura di ρ da parte di UA4 verrà confermata

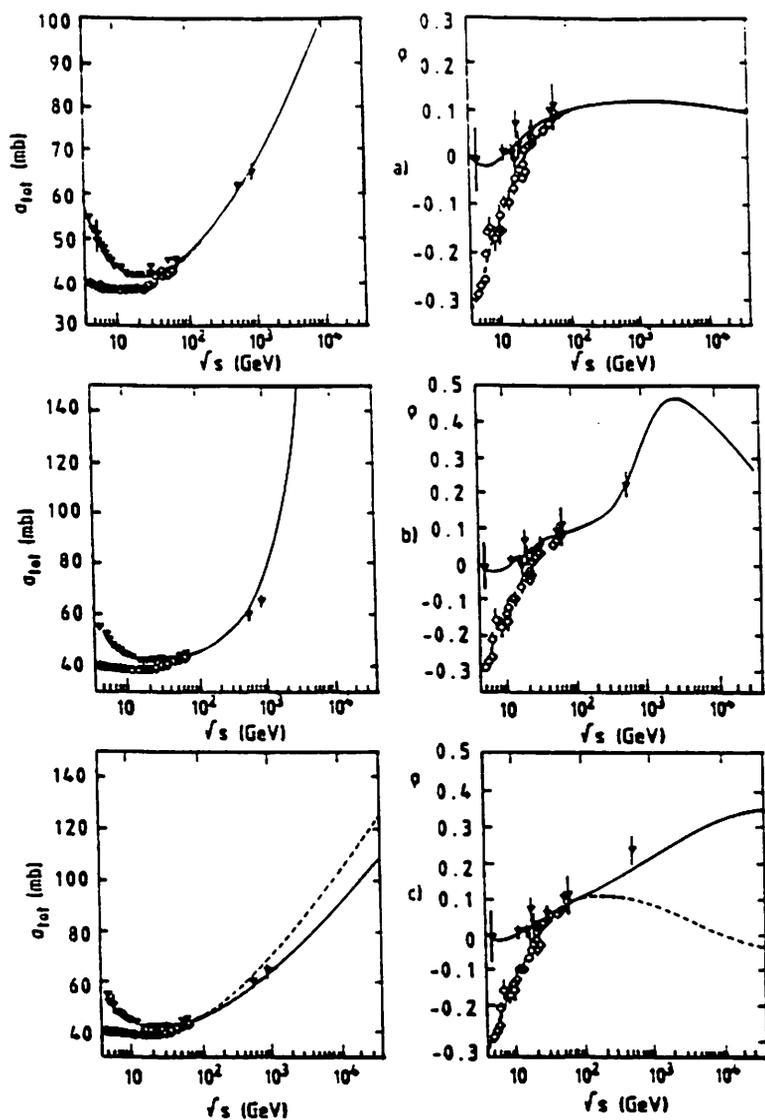


Figura 5.1: Fit ai dati di sezione d'urto totale (a sinistra) e di ρ (a destra) utilizzando le relazioni di dispersione. Estrapolazioni classiche (a), con un comportamento a soglia (b) e con un termine di odderone (c). La linea solida corrisponde allo scattering $p\bar{p}$ e quella tratteggiata allo scattering pp .

si apriranno nuove linee di ricerca per i collider futuri. In questo panorama si rivelano particolarmente interessanti le misure di σ_{tot} e ρ ad energie più alte, come quelle del collider di Fermilab.

5.2 Altre misure all'energia del Tevatron

L'esperimento E710, citato al Capitolo 2, ha già pubblicato valori per la sezione d'urto totale ed elastica al Tevatron usando il metodo indipendente dalla luminosità [12]. Tali valori sono:

$$\begin{aligned} b &= 16.3 \pm 0.3 \text{ Gev}^{-2} \\ (1 + \rho^2)\sigma_{tot} &= 73.6 \pm 3.3 \text{ mbarn} \\ \sigma_{el}/\sigma_{tot} &= 0.230 \pm 0.012 \end{aligned}$$

da cui usando la stima $\rho = 0.145$, gli autori hanno ottenuto:

$$\begin{aligned} \sigma_{tot} &= 72.1 \pm 3.3 \text{ mbarn} \\ \sigma_{el} &= 16.6 \pm 1.6 \text{ mbarn} \end{aligned}$$

Più recentemente gli stessi autori hanno annunciato [94] risultati preliminari per la misura di ρ al Tevatron. Avvantaggiandosi di una ottica del fascio favorevole, l'esperimento E710 ha potuto misurare la distribuzione differenziale elastica fino a $t = 0.001$, sia pur dovendo combattere con un fondo sotto al picco di collinearità che raggiunge il livello del 50% nella regione più vicina al fascio. Da un fit in cui i parametri liberi sono σ_{tot} , ρ e b , gli autori hanno ottenuto:

$$\begin{aligned} \rho &= 0.126 \pm 0.067 \\ b &= 17.02 \pm 0.46 \text{ Gev}^{-2} \\ \sigma_{tot} &= 73.3 \pm 3.0 \text{ mbarn} \\ \sigma_{el}/\sigma_{tot} &= 0.224 \pm 0.012 \end{aligned}$$

da cui si calcola:

$$(1 + \rho^2)\sigma_{tot} = 74.5 \pm 3.1 \text{ mbarn}$$

Questi risultati sono compatibili con quelli ricavati in questa tesi.

5.3 Conclusioni

I risultati dello scattering elastico $p\bar{p}$ misurati a $\sqrt{s} = 1800$ GeV possono essere riassunti nel modo seguente:

- 1) la distribuzione differenziale elastica è diventata più ripida con una slope di $b = 16.44 \pm 0.44$ GeV⁻². Paragonandolo ai risultati dello $Spp\bar{S}$ il cambiamento nella slope è di 1-2 GeV⁻² nella regione $0.06 < |t| < 0.24$ GeV². Nessuna curvatura nella distribuzione differenziale elastica è evidente dai dati.

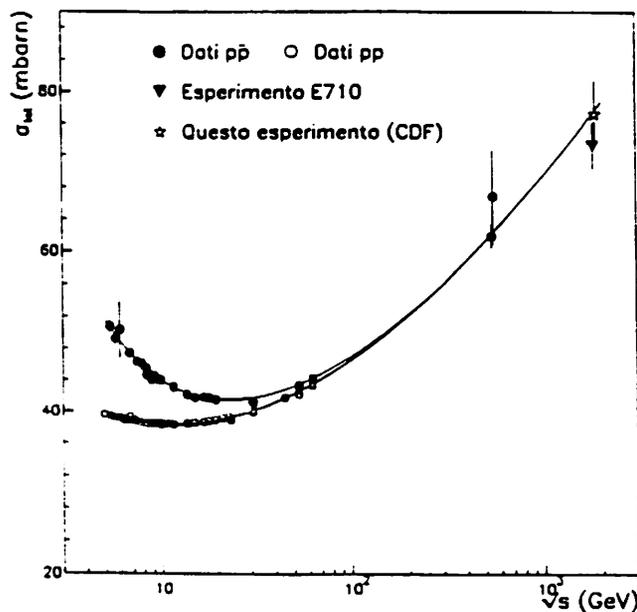


Figura 5.2: Risultati sulla sezione d'urto totale in funzione dell'energia nel centro di massa.

- 2) La sezione d'urto totale continua ad aumentare dalle energie del CERN a quelle del Tevatron dove viene misurato $\sigma_{tot} = 77.3 \pm 3.4$ mbarn, assumendo un valore di $\rho = 0.2$. La sezione d'urto totale è paragonata ai dati ad energie più basse in figura 5.2. La linea solida corrisponde alla parametrizzazione di Amaldi et al. in cui la dipendenza della

sezione d'urto totale con l'energia è parametrizzata come

$$\sigma_{tot} = A_1 E^{\nu_1} \mp A_2 E^{\nu_2} + B_1 + B_2 \ln^\gamma(s) \quad (5.3.1)$$

Dove il segno + di fronte ad A_2 è usato per i protoni, ed il segno - per gli antiprotoni.

I coefficienti della parametrizzazione sono stati derivati in passato usando misure ad energie nel centro di massa fino a 53 e 540 GeV (Amaldi et al. (1977) [4] e Amos et al. (1985) [11], rispettivamente), mediante fit simultanei alla sezione d'urto totale e ρ utilizzando le relazioni di dispersione. Entrambe queste parametrizzazioni predicono $\sigma_{tot} \simeq 77$ mbarn a $\sqrt{s} = 1800$ GeV, che è compatibile con il risultato di questa tesi, e danno i seguenti valori per la costante γ :

$$\begin{aligned} \text{Amaldi et al. (1977)} \quad \gamma &= 2.10 \pm 0.10 \\ \text{Amos et al. (1985)} \quad \gamma &= 2.02 \pm 0.02. \end{aligned}$$

il valore $\gamma \simeq 2$ è consistente con la saturazione del limite di Froissart.

Limitandosi ai soli dati sulla sezione d'urto totale, è possibile estendere la parametrizzazione ai risultati di questa tesi e dell'esperimento E710. Ripetendo il fit usando i dati a tutte le energie, si ottiene $\gamma = 2.02 \pm 0.01$.

Segue da ciò che il comportamento secondo $\ln^2(s)$ della sezione d'urto totale è confermato anche alle energie del Tevatron.

- 3) Il rapporto $\sigma_{el}/\sigma_{tot} = 0.248 \pm 0.013$ è significativamente più alto di quello misurato allo $Spp\bar{p}S$ pari a 0.215 ± 0.05 (vedi figura 5.3. Mentre all'ISR il rapporto sembrava tendere al valore costante di $\simeq 0.175$, la possibilità che si fosse raggiunto il regime $\sigma_{el}/\sigma_{tot} = \text{const}$ è ora definitivamente esclusa.

Nel linguaggio dei modelli ottici descritti nel Capitolo 1, il risultato della misura dello scattering elastico e della sezione d'urto totale a $\sqrt{s} = 1800$ GeV può essere interpretato

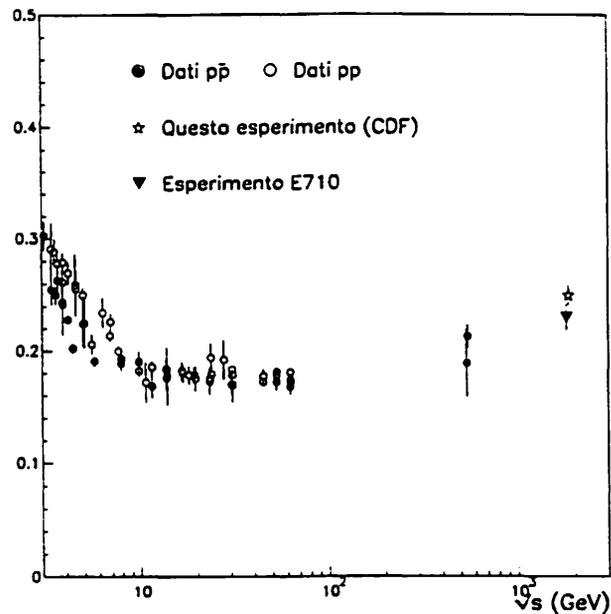


Figura 5.3: Risultati sul rapporto σ_{el}/σ_{tot} in funzione dell'energia nel centro di massa.

come segue: il raggio effettivo d'interazione del protone cresce all'aumentare dell'energia nel centro di massa ed il nucleo del protone (antiprotone) diventa più assorbitivo.

La crescita del rapporto σ_{el}/σ_{tot} con l'energia costituisce un valido strumento per discriminare tra i vari modelli. Sulla base del valore misurato in questo esperimento, il modello di scaling geometrico è escluso. Questo rapporto può anche essere usato per avere una stima sulla velocità con cui viene raggiunto il regime asintotico, se questo comincia quando $\sigma_{el}/\sigma_{tot} = 1/2$, esso appare ancora lontano.

Appendice A

Il programma Montecarlo

In questa appendice viene descritto il programma Montecarlo di simulazione degli eventi elastici, ed i risultati della simulazione vengono confrontati con i dati.

I rivelatori sono posti dietro dipoli e quadrupoli magnetici per cui bisogna tenere conto dell'ottica del fascio. Inoltre, è necessario simulare la risposta del rivelatore ed altri contributi alla risoluzione, come la divergenza dei fasci e del vertice di interazione.

Il programma Montecarlo scritto per simulare gli eventi elastici è organizzato nella maniera seguente:

- particelle con impulso nominale del fascio sono generate con una distribuzione angolare della forma $d\sigma/dt \sim e^{-bt}$. Nel caso del calcolo dell'accettanza la distribuzione angolare adoperata è una distribuzione uniforme in t . Le particelle sono generate uniformemente nell'angolo azimutale ϕ . Gli angoli del protone e dell'antiprotone sono modificati in accordo alla divergenza angolare dei fasci mentre il vertice di interazione è diffuso nel piano orizzontale e verticale secondo una distribuzione gaussiana. Le larghezze di queste distribuzioni sono scelte in modo da riprodurre le distribuzioni sperimentali ed i loro valori sono risultati in accordo con quelli ottenuti dalla misura delle caratteristiche del fascio ad opera del personale del Tevatron.
- Le due particelle uscenti (protone ed antiprotone) sono tracciate fino ad ognuno dei

rivelatori usando l'ottica del fascio.

- Se la particella colpisce il contatore di trigger, viene simulata la risposta del rivelatore. Camera e cristallo di silicio sono trattati separatamente. Per ognuno di loro viene simulata l'efficienza di ricostruzione e la risoluzione spaziale. Sono simulate anche la struttura discreta della linea di ritardo della camera e delle pads del cristallo di silicio. Se la configurazione dei contatori colpiti soddisfa la logica di trigger l'evento è considerato all'interno dell'accettazione.
- L'angolo di produzione ed il parametro di impatto delle due particelle uscenti sono calcolati con la stessa procedura usati per i dati. Il 4-impulso trasferito t è calcolato come dalla sua definizione.

Nelle figure seguenti alcune distribuzioni ottenute dal programma Montecarlo sono paragonate alle distribuzioni osservate sperimentalmente. Nelle figure i dati sperimentali sono rappresentati dai punti con l'errore, i dati Montecarlo dall'istogramma. Le distribuzioni dei dati Montecarlo sono state prodotte con una statistica cinque volte maggiore di quella dei dati sperimentali e normalizzate allo stesso numero di entrate.

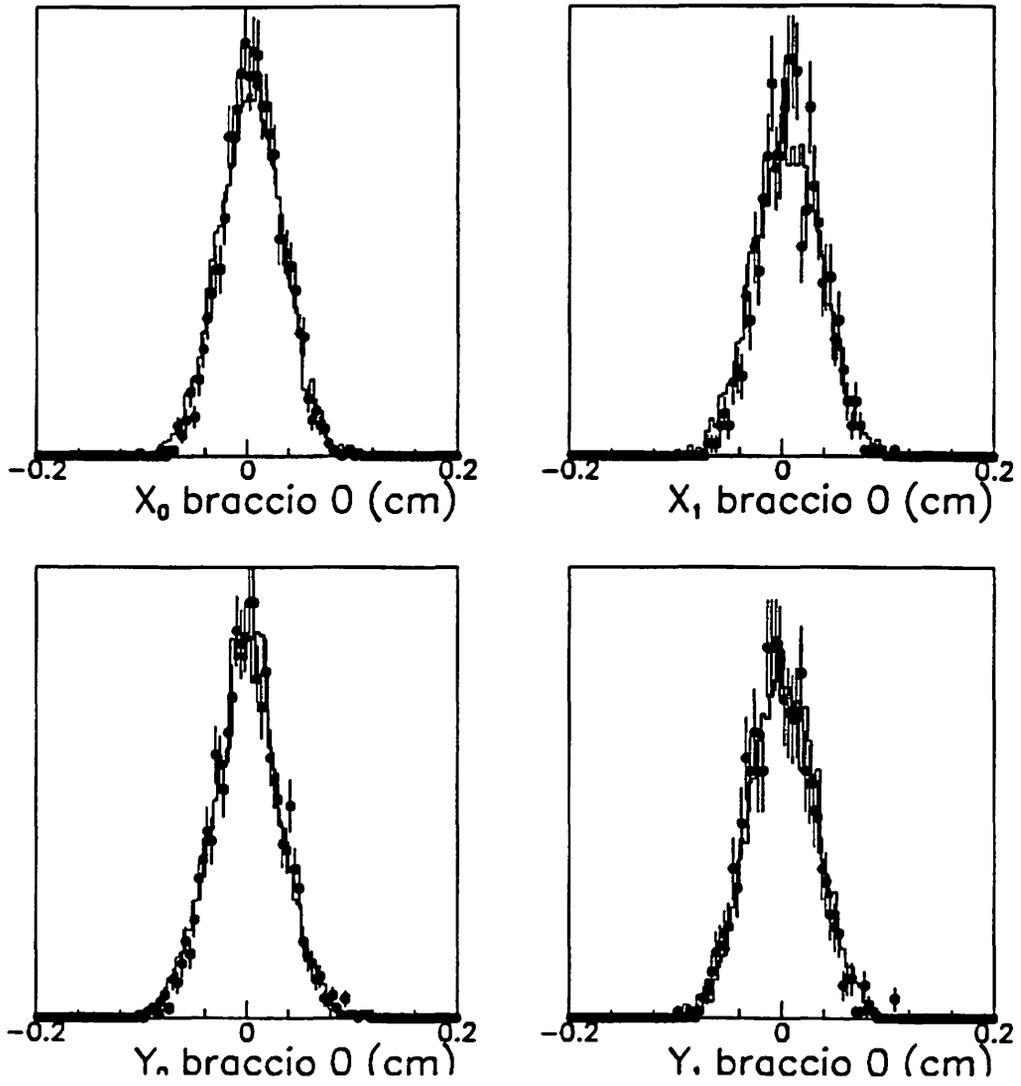


Figura A.1: Distribuzione del parametro d'impatto.

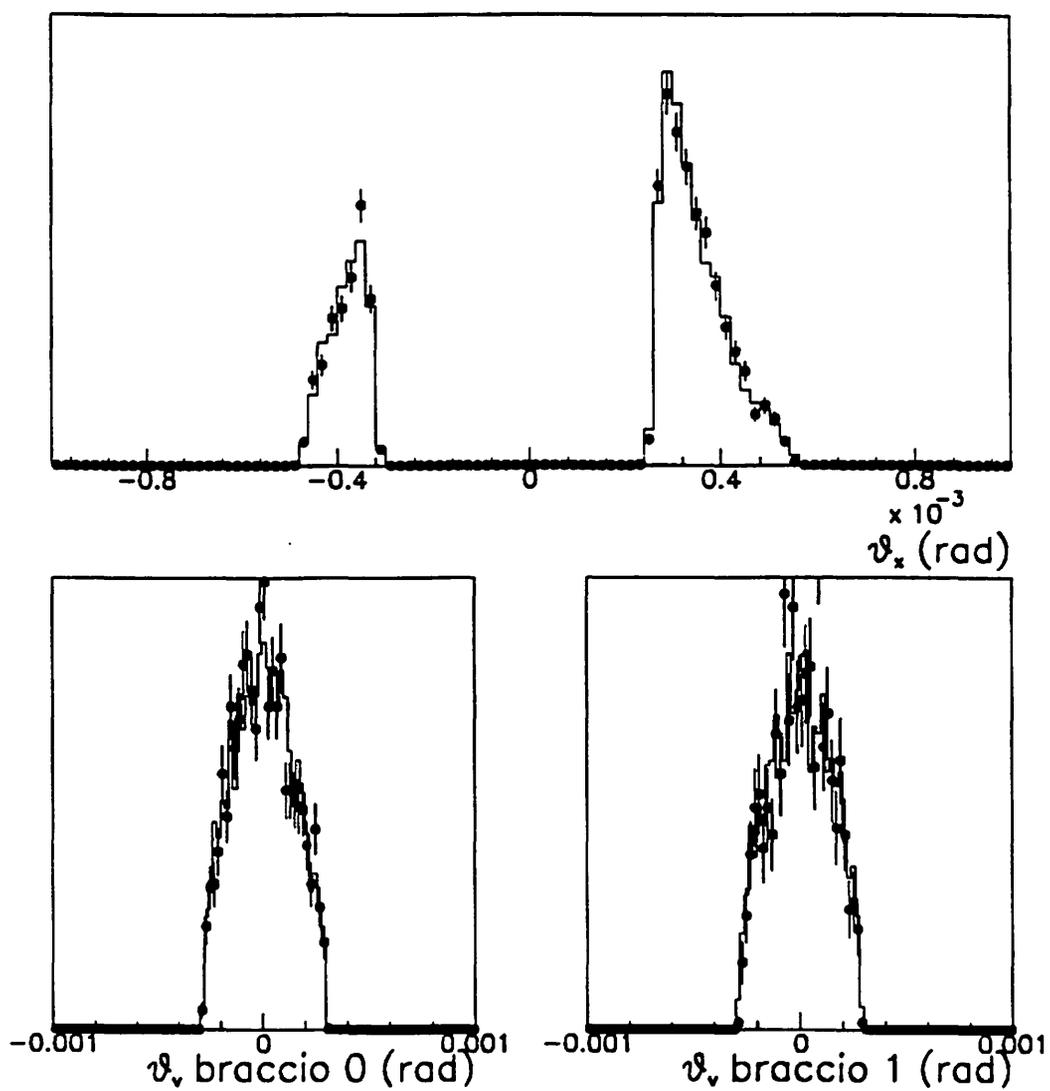


Figura A.2: Distribuzione dell'angolo di scattering misurato. Da notare la simmetria dell'angolo di produzione nel piano verticale.

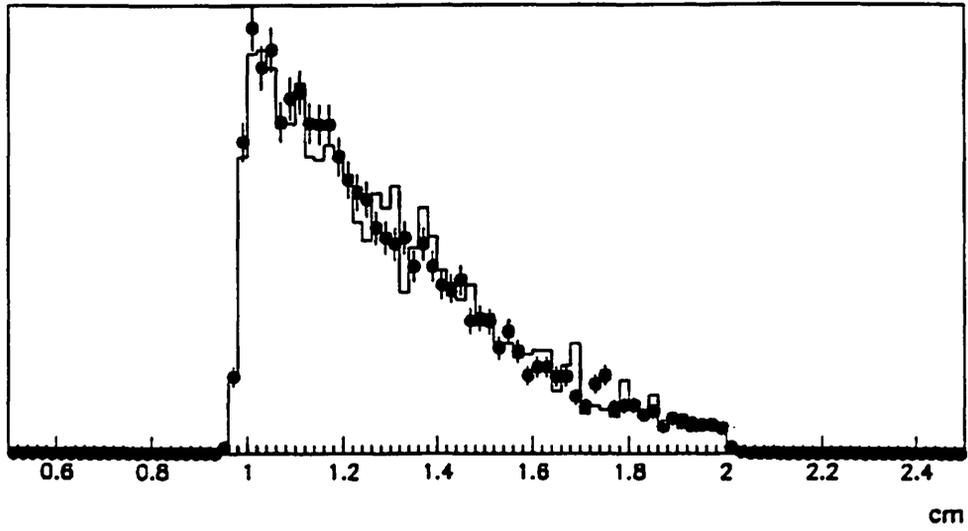


Figura A.3: Distribuzione della coordinata x ricostruita in un pozzetto.

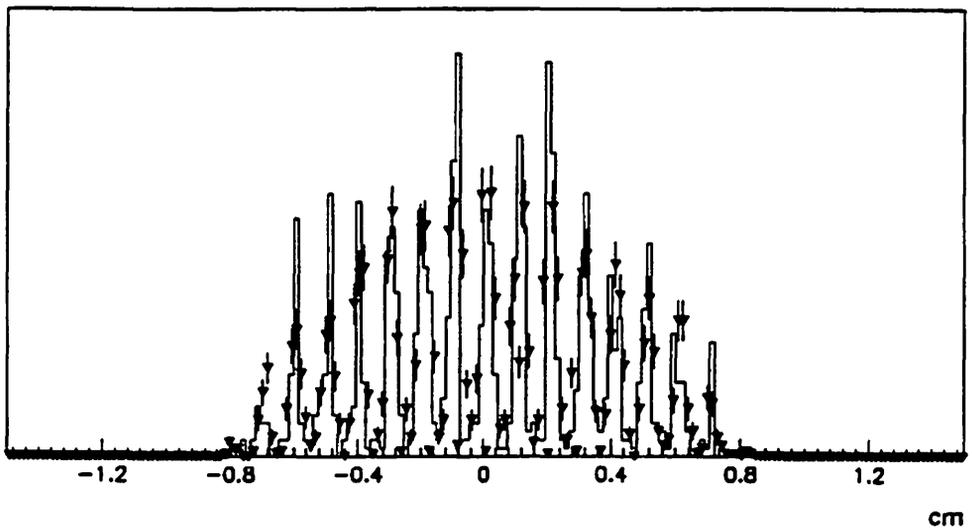


Figura A.4: Distribuzione della coordinata y ricostruita in un pozzetto.

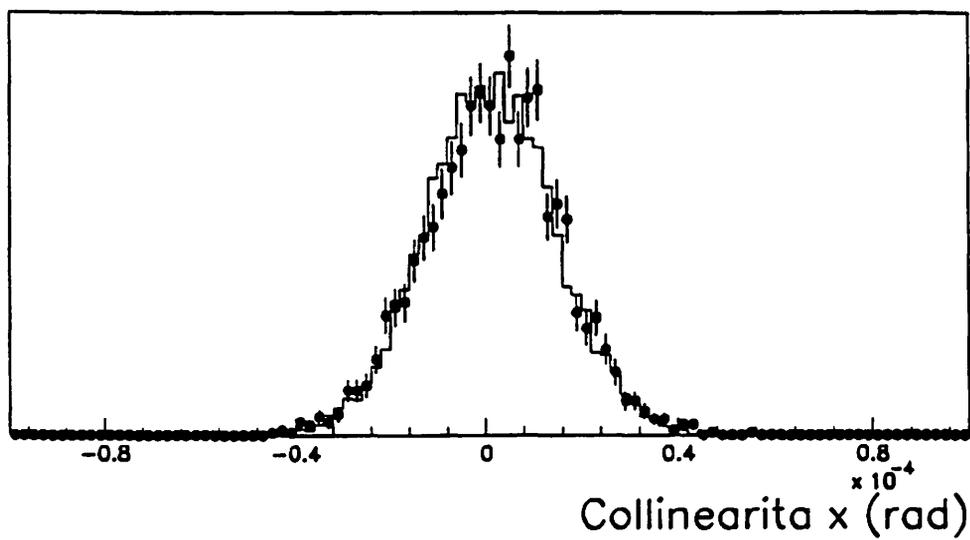


Figura A.5: Distribuzione di collinearità nel piano orizzontale.

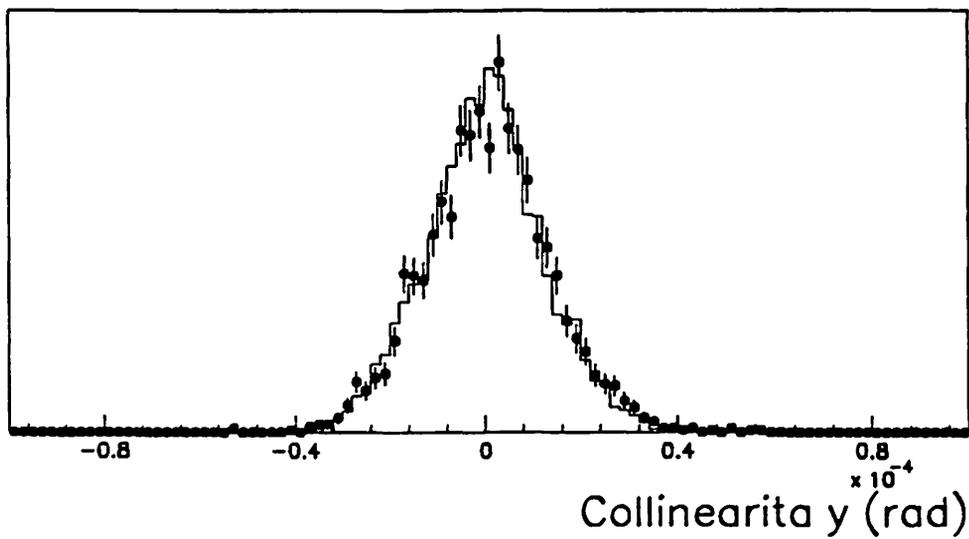


Figura A.6: Distribuzione di collinearità nel piano verticale.

Appendice B

Misura della luminosità

La luminosità \mathcal{L} in un collider può essere calcolata in termini del prodotto del numero di particelle nei due pacchetti collidenti e delle dimensioni trasverse del fascio.

Se la lunghezza dei pacchetti è trascurabile ed i pacchetti sono uguali in intensità e dimensione, la luminosità totale può essere espressa come

$$\mathcal{L} = \frac{N_p N_{\bar{p}}}{4\pi \sigma_x \sigma_y} f \quad (\text{B..1})$$

dove $N_p(N_{\bar{p}})$ è il numero di protoni (antiprotoni) per pacchetto, $\sigma_x(\sigma_y)$ è la dimensione orizzontale (verticale) del pacchetto nel punto di interazione ottenuta come media delle dimensioni dei pacchetti di protoni e di antiprotoni ed f è la frequenza di rivoluzione dei fasci.

In pratica la situazione è più complicata. I parametri (dimensioni, intensità) dei fasci possono variare da pacchetto a pacchetto, quindi la luminosità in un dato punto deve essere calcolata come la somma delle luminosità dei pacchetti collidenti. Inoltre, i pacchetti hanno distribuzioni longitudinali che devono essere incluse nel calcolo. Se esse possono essere approssimate da gaussiane con larghezze σ_l la sovrapposizione delle distribuzioni longitudinali per protoni ed antiprotoni è una gaussiana con larghezza

$$\sigma_z = \sigma(z) = \frac{\sigma_{l,p}(z)\sigma_{l,\bar{p}}(z)}{\sqrt{\sigma_{l,p}(z)^2 + \sigma_{l,\bar{p}}(z)^2}} \quad (\text{B..2})$$

e la luminosità per due pacchetti collidenti è data da

$$\mathcal{L} = \sum \mathcal{L}_{i,j} = N_p N_{\bar{p}} \int \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_z} \frac{e^{-\frac{z^2}{2\sigma_z^2}}}{4\pi\sigma_x(z)\sigma_y(z)} dz \quad (\text{B..3})$$

In generale le varie larghezze σ non solo variano da pacchetto a pacchetto, ma si evolvono col tempo. È quindi necessario misurare dimensioni ed intensità dei pacchetti di particelle circolanti nell'acceleratore durante tutto il periodo di interesse ed integrare opportunamente il risultante andamento della luminosità in funzione del tempo.

Dato che non è possibile effettuare misurazioni sui fasci nella zona di interazione, a causa della presenza del rivelatore, le dimensioni dei pacchetti vengono misurate in altri punti lungo la circonferenza dell'acceleratore, ed i valori nel punto di interazione necessari per calcolare la luminosità sono calcolati usando l'ottica del fascio. L'errore sulla misura di luminosità è in genere dovuto maggiormente alle incertezze su questa estrapolazione che a limiti nella precisione con cui possono essere misurate le dimensioni dei pacchetti.

Nel caso del Tevatron, le dimensioni trasversali dei pacchetti sono state misurate usando una tecnica standard ("flying wire") in cui un filo sottile viene fatto passare attraverso l'apertura dell'acceleratore a monte di un contatore di particelle, ed il profilo del fascio viene dedotto dalla intensità di particelle diffuse in funzione della posizione del filo. L'intensità dei pacchetti è stata invece misurata da un dispositivo sensibile all'induzione di corrente che misura allo stesso tempo anche la distribuzione longitudinale.

I valori dei parametri necessari per la misura della luminosità sono stati registrati tipicamente ad intervalli di due ore ed i valori ottenuti sono stati poi interpolati per calcolare la luminosità integrata durante i periodi di presa dati.

La principale fonte di errore nella misura della luminosità al Tevatron, è risultata essere la misura dell'intensità dei pacchetti. Discrepanze tra i valori della intensità misurati con dispositivi diversi hanno costretto ad assegnare un errore finale del 10% alla normalizzazione assoluta della misura di luminosità.

La collaborazione CDF ha sfruttato il proprio rivelatore per ridurre questa incertezza al 6.8% usato in questa analisi [2].

Per far questo si è sfruttato il fatto che l'incertezza sulla intensità dei pacchetti è risultata indipendente dall'energia dei fasci circolanti, e quindi è possibile calibrare la misura di luminosità sfruttando dati acquisiti da CDF all'energia ridotta di 540 GeV nel centro di massa, dove è possibile confrontarsi con misure fatte da altri esperimenti.

La procedura usata è stato il confronto della sezione d'urto dei contatori di trigger di CDF con quella dell'analogo dispositivo di UA4.

I contatori di trigger di CDF (o Beam Beam Counter, BBC) sono un odoscopio di contatori a scintillazione che coprono una regione angolare approssimativamente compresa tra 5 e 78 mrad da entrambi i lati del punto di interazione [1]. L'esperimento UA4 al collider $S\bar{p}\bar{p}S$ ha usato un odoscopio molto simile come monitor di luminosità, la cui copertura angolare era compresa nella regione tra 7 e 99 mrad. UA4 ha misurato la sezione d'urto efficace del proprio monitor di luminosità [37,28] usando il metodo indipendente dalla luminosità ottenendo 38.9 ± 1.8 mbarn.

Tramite un programma Montecarlo è stato calcolato il rapporto tra l'accettazione del monitor di UA4 ed i contatori di trigger di CDF. Data la somiglianza della copertura angolare questo è risultato molto poco sensibile a dettagli ed ipotesi del Montecarlo. Una volta che il rapporto è stato corretto per la piccola inefficienza misurata per i contatori di trigger di CDF, e gli errori associati ad essa ed al Montecarlo sono stati tenuti in considerazione, si è ottenuto per la sezione d'urto efficace dei contatori di CDF a 540 GeV il valore di 37.1 ± 2.1 mbarn.

La misura della stessa sezione d'urto usando il conteggio misurato nei BBC e la luminosità indicata dal Tevatron ha fornito invece 32.8 ± 3.6 mbarn.

Il valore finale per la sezione d'urto efficace dei BBC a 540 GeV è stato ottenuto prendendo la media pesata di questi due numeri. Si è trovato $\sigma_{BBC}^{540\text{GeV}} = 36.0 \pm 1.8$ mbarn in cui l'errore

è ora dominato dall'errore sulla misura di UA4.

A questo punto la normalizzazione assoluta della luminosità del Tevatron è fissata, e semplicemente usando il rapporto della luminosità misurata dall'acceleratore alle diverse energie, in cui l'incertezza sulla intensità dei pacchetti menzionata in precedenza si cancella, si è ottenuto il risultato finale $\sigma_{BBC}^{1800\text{GeV}} = 46.8 \pm 3.2$ mbarn, che permette di calibrare la luminosità del Tevatron a 1800 GeV con l'errore di $3.2/46.8 = 6.8\%$.

Bibliografia

- [1] F. Abe et al., Nucl. Instr. Meth. A271 (1988) 387-403
- [2] F. Abe et al., Phys. Rev. D44 (1991) 29
- [3] U. Amaldi et al., Phys. Lett. B36 (1971) 504
- [4] U. Amaldi et al., Phys. Lett. 43B (1973) 231
- [5] U. Amaldi et al., Phys. Lett. 44B (1973) 112
- [6] U. Amaldi et al., Phys. Lett. 66B (1977) 390
- [7] U. Amaldi et al., Nucl. Phys. B145 (1978) 367
- [8] R. Amendolia et al., Phys. Lett. B44 (1973) 119, Nuovo Cimento 17 (1973) 735
- [9] D. Amidei et al., Nucl. Instr. Meth. A269 (1988) 51-62
- [10] N. Amos et al., Phys. Rev. Lett. B120 (1983) 460, B128 (1983) 343
- [11] N. Amos et al., Nucl. Phys. B262 (1985) 689
- [12] N. Amos et al., Phys. Lett. B243 (1990) 158, B247 (1990) 127
- [13] G. Apollinari et al., Nucl. Instr. Meth. A277 (1989) 138-146
- [14] H. Areti et al., Proc. 23rd Int. Conf. on High Energy Physics, Berkeley, California (1986)

-
- [15] G. Arnison et al., Phys. Lett. 121B (1983) 77
- [16] Z. Asa's et al., Phys. Lett. 108B (1982) 51-54
- [17] G. Auberson, T. Kinoshita and A. Martin, Phys. Rev. D3 (1971) 3185
- [18] L. Baksay et al., Nucl. Phys. B141 (1978) 1
- [19] E. Barsotti et al., Nucl. Instr. Meth. A269 (1988) 82-92
- [20] W. Bartel and A. Diddens, CERN NP Internal Report (1973) 73-4
- [21] V. Bartenev et al., Phys. Rev. Lett. 29 (1972) 1755
- [22] V. Bartenev et al., Phys. Rev. Lett. 31 (1973) 1367
- [23] R. Battiston et al., Phys. Lett. 115B (1982) 333
- [24] R. Battiston et al., Phys. Lett. 117B (1982) 126
- [25] A. Bechini et al., Nucl. Instr. Meth. 156 (1978) 181
- [26] S. Belforte e K. Goulianos, nota interna CDF256
- [27] G. Bellettini et al., Phys. Lett. 14 (1965) 164
- [28] D. Bernard et al., UA4 Collaboration, Phys. Lett. 198B (1987) 583
D. Bernard, PhD thesis, University of Paris-Sud 1987
P. M. Kluit, PhD thesis, University of Amsterdam 1988
- [29] D. Bernard, P. Gauron and B. Nicolescu, Phys. Lett. 199B (1987) 125 e referenze ivi contenute
- [30] H. Bethe, Ann. Phys. 3 (1958) 190

-
- [31] G. Beznogikh et al., Phys. Lett. 39B (1972) 411
- [32] G. Beznogikh et al., Phys. Lett. 43B (1973) 85
- [33] M. M. Block and R. N. Cahn, Rev. Mod. Phys. Vol. 57 No. 2, 1985
- [34] C. Bourrely, J. Soffer and T. T. Wu, Phys. Rev. D19 (1979) 3249
- [35] C. Bourrely, J. Soffer and T. T. Wu, Nucl. Phys. B247 (1984) 15
- [36] C. Bourrely, J. Soffer and T. T. Wu, Phys. Rev. Lett. 54 (1985) 757
- [37] M. Bozzo et al., UA4 Collaboration, Phys. Lett. 147B (1984) 385,392
- [38] A. Breakstone et al., CERN-EP/85-9
- [39] J. P. Burq et al., Phys. Lett. 109B (1982) 124
- [40] R. Cahn, Zeitschr. fur Phys. C15 (1982) 253
- [41] G. Carboni et al., Phys. Lett. B108 (1982) 145, B113 (1982) 87
- [42] A. Carrol et al., Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 928
- [43] A. Carrol et al., Phys. Lett. 61B (1976) 303
- [44] A. Carrol et al., Phys. Lett. 80B (1979) 423
- [45] R. Castaldi, Proceedings of the 3rd Winter School on "HADRONIC PHYSICS", North Holland Physics Publishing, Folgaria (Trento), Italy, Feb. 15-20, 1988
- [46] H. Cheng and T. T. Wu, Phys. Rev. Lett. 24 (1970) 1456
- [47] T. T. Chou and C. N. Yang, Phys. Rev. 170 (1968) 1591
- [48] T. T. Chou and C. N. Yang, Phys. Rev. D19 (1979) 3268

-
- [49] T. T. Chou and C. N. Yang, *Phys. Lett.* D147B (1983) 457
- [50] P. Collins, *An introduction to Regge theory and high energy behaviour*, Cambridge, 1977
- [51] H. Cornille and A. Martin, *Phys. Lett.* 40B (1972) 671
- [52] E. D. Courant, M. S. Livingston and H. S. Snyder, *Phys. Rev.* 88 (1952) 1190
- [53] E. D. Courant and H. S. Snyder, *Ann. Phys.* 3 (1958) 1
- [54] S. Denisov et al., *Phys. Lett.* 36B (1971) 415, 528
- [55] S. Denisov et al., *Nucl. Phys.* B65 (1973) 1
- [56] J. Dias de Deus, *Nuovo Cim.* 28A (1975) 114
- [57] J. Dias de Deus and P. Kroll, *Acta Phys. Pol.* B9 (1978) 1456
- [58] J. Dias de Deus and P. Kroll, *J. Phys.* G9 (1983) 181
- [59] A. Donnachie and P. V. Landshoff, *Z. Physik* C2 (1979) 55
- [60] A. Donnachie and P. V. Landshoff, *Phys. Lett.* 123B (1983) 345
- [61] A. Donnachie and P. V. Landshoff, *Nucl. Phys.* B231 (1984) 189
- [62] G. Drake et al., *Nucl. Instr. Meth.* A269 (1988) 68-81
- [63] L. Durand and H. Pi, *Phys. Rev. Lett.* 58 (1987) 303
- [64] K. Eggert et al, *Nucl. Phys.* B98 (1975) 93
- [65] S. Erhan et al., *Phys. Lett.* 152B (1985) 131

- [66] A. Martin, Proc of the Workshop on $p\bar{p}$ physics, Bern (1984), CERN 84-09, p. 308
R. J. Glauber and J. Velasco, Phys. Lett. 147B (1984) 380
R. Henzi and P. Valin, Phys. Lett. 149B (1984) 239
M. Block and R. Cahn, Phys. Lett. 188B (1987) 143
C. Bourrely, J. Soffer and T. T. Wu, Phys. Lett. B196 (1987) 237, plus errata B198 (1987) 591
- [67] L. Fajardo et al., Phys. Rev. Lett. D24 (1981) 46
- [68] D. Favart et al., Phys. Rev. Lett. 47 (1981) 1191
- [69] K. Foley et al., Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 857
- [70] M. Froissart. Phys. Rev. 123 (1961) 1053
A. Martin, Nuovo Cimento 42 (1966) 930
- [71] W. Galbraith et al., Phys. Rev. 138 (1965) 913
- [72] P. Gauron, E. Leader and B. Nicolescu, Phys. Rev. Lett. 54 (1985) 2656, 55 (1985) 639
- [73] N. Gelfand. Fermilab internal Note FN-538
- [74] R. J. Glauber and J. Velasco, Phys. Lett. 147B (1984) 380
- [75] R. J. Glauber, in Lectures in Theoretical Physics, Vol. 1, eds. W. E. Brodin et al., (Interscience Publishers, Inc., New York, 1959)
- [76] K. Gottfried. Quantum Mechanics, Vol. 1, (Benjamin, 1966)
- [77] L. Gribov, E. Levin and M. Ryskin, Phys. Rep. 100C (1983) 1
- [78] G. Grundberg and T. Truong, Phys. Rev. D 9 (1974) 2874

- [79] S. Hadjitheodoris and K. Kang, Phys. Lett. 208B (1988) 135
- [80] N. Khuri and T. Kinoshita, Phys. Rev. B137 (1965) 720
- [81] K. Kleinknecht, Detectors for particle radiation, Cambridge University Press, 1986
- [82] P. M. Kluit and J. Timmermans, Phys. Lett. 202B (1988) 459
- [83] B. Kopeliovich, N. Nikolaev and I Potashnikova, Phys. Lett. 209B (1988) 355
- [84] E. Leader, Phys. Rev. Lett. 59 (1987) 1525
E. Leader, Summary talk, Proc. Second Int. Conf. on Elastic and Diffractive Scattering, New York, 1987
- [85] L. N. Lipatov, in "Perturbative Quantum Chromodynamics", A. H. Muller ed. (World Scientific, Singapore, 1989)
- [86] T. Liss, nota interna CDF552.
- [87] A. Martin, Lett. Nuovo Cim. 7 (1973) 811
- [88] A. Martin, Z. fur Physik C15 (1982) 15
- [89] A. Martin, CERN-TH 4082/84 (1984)
- [90] A. Martin, Proc. Second Int. Conf. on Elastic and Diffractive Scattering, New York 1987, 145
- [91] MINUIT, CERN Program Library D506
- [92] D. H. Perkins, Introduction to High Energy Physics, Addison-Wesley Publishing Company Inc., 1987
- [93] Y. Pomeranchuk, JETP 7 (1958) 499

-
- [94] S. Shukla, Status Report on E710, Proc. Third Int. Conf. on Elastic and Diffractive Scattering, Pisa 1991
- [95] F. Snider et al., Nucl. Instr. Meth. A268 (1988) 75-91
- [96] P. Soding, Phys. Lett. 8 (1964) 285
- [97] Proposal for a precise measurement of the real part of the scattering amplitude at the $Spp\bar{S}$, CERN/SPSC/90-9
- [98] UA1 Collaboration, C. Albajar et al., Nucl. Phys. 309B (1988) 405
- [99] G. West and D. Yennie, Phys. Rev. 172 (1968) 1413
- [100] S. White, nota interna CDF/DOC/1202