

Marcin Konecki

Badanie systemu wyzwalania
detektora CMS
przy Large Hadron Collider

1992 r.

Praca wykonana
w Zakładzie Fizyki
Cząstek Elementarnych
I.F.D. U.W. pod kierunkiem
prof. dr hab. J. Królikowskiego

Spis treści

1 Akcelerator LHC i możliwości badań	3
1.1 Ogólna charakterystyka akceleratora.	3
1.2 Motywacja fizyczna.	4
1.3 Możliwość wyzwalań na miony.	6
2 Detektor CMS	8
2.1 Ogólna koncepcja detektora CMS.	8
2.2 Pomiar torów w obszarze przed cewką.	13
2.3 Kalorymetria.	13
2.4 Pomiar torów w obszarze na zewnątrz cewki.	15
2.5 Idea wyzwalań detektora CMS.	15
2.6 Komory RPC.	16
3 Analiza możliwości wyzwalań na miony o dużym pędzie poprzecznym w obszarze centralnym detektora	18
3.1 Analiza toru cząstki w solenoidalnym polu magnetycznym, bez uwzględnienia strat energii i rozpraszania wielokrotnego.	18
3.2 Wpływ rozpraszania wielokrotnego i strat energii na tor mionu.	20
3.3 Możliwość realizacji cięć pędowych.	22
3.4 Optymalny wybór geometrii systemu wyzwalań.	24
3.5 Rozkład odległości kątowych w zależności od η	26
3.6 Źródła sygnałów dla systemu wyzwalań – procesy tła.	29
4 Symulacja produkcji hadronów i mionów w oddziaływaniach p-p przy energii 15.4TeV	31
4.1 Przekroje czynne.	31
4.2 Rozkład pędów poprzecznych produkowanych hadronów i mionów.	33
4.3 Rozkłady pseudospieszności i rodzaje produkowanych hadronów.	35
5 Wyzwalanie powodowane przez miony produkowane w pobliżu punktu oddziaływania p-p	39
5.1 Opis przeprowadzonej symulacji.	39
5.2 Prawdopodobieństwa i częstości dośc mionów do każdej ze stacji i ich zależność od współrzędnej z.	40
5.3 Wyznaczenie czasu produkcji mionu.	43
5.4 Szerokość sygnału i wyznaczenie wartości cięć.	46
5.5 Efektywności cięć i częstości wyzwoleń.	49

6	Wyzwolenia powodowane przez hadrony	55
6.1	Problem przebić.	55
6.2	Opis symulacji.	55
6.3	Oczekiwane częstotści sygnałów.	57
6.4	Porównanie różnych opcji wyzwoleń.	60
7	Podsumowanie	63

1 Akcelerator LHC i możliwości badań

1.1 Ogólna charakterystyka akceleratora.

Na koniec lat 90-tych planowane jest uruchomienie akceleratora LHC (Large Hadron Collider) w Europejskim Ośrodku Badań Jądrowych (CERN). Podstawowym celem przedsięwzięcia jest uzyskanie dużej energii i dużej świetlności, aby możliwe było badanie postulowanych rzadkich procesów twardych, mogących pojawić się w niedostępnym do tej pory obszarze energetycznym¹. Przy współczesnej wiedzy i możliwościach technicznych najłatwiej jest uzyskać dużą energię w układzie środka masy przy zderzaniu przeciwbieżnych wiązek hadronowych. Usytuowanie akceleratora LHC w CERN-ie pozwala na wykorzystanie istniejącego zaplecza technicznego do wstępnego formowania i przyspieszania wiązki. W szczególności sam akcelerator znajdować się będzie w istniejącym tunelu LEP-u², ponad rurą próżniową akceleratora [1,2]. Planowane są następujące tryby pracy [3]:

- zderzanie wiązek protonowych. Jest to główna i zarazem początkowa opcja pracy akceleratora (tabela 1),
- zderzanie wiązki protonowej z wiązką elektronową LEP-u o energii $E_e=60$ GeV (tzw. opcja LHC \otimes LEP),
- zderzanie ciężkich jonów (Pb) o energiach do $E_{ion}^{max}=3.5$ TeV/nukleon.

Tabela 1. Podstawowe parametry akceleratora w opcji p-p [2]

obwód	26658.833m
czas obiegu	88.924 μ s
nominalna energia wiązki (E_{beam}^{max})	7.7TeV
początkowa energia wprowadzanych do akcaleretora cząstek	0.45TeV
liczba punktów przecięcia wiązki	3
liczba paczek protonów	4725
liczba protonów w paczce	$1 \cdot 10^{11}$
poprzeczny rozmiar wiązki (σ)	15 μ m
świetlnosc (L)	$1.7 \cdot 10^{34} cm^{-2} s^{-1}$

¹Maksymalna energia w układzie środka masy w zderzeniach p- \bar{p} uzyskiwana jest w akceleratorze TEVATRON (w ośrodku FERMILAB, USA) i wynosi $E_{CM}^{TEVATRON}=1.8$ TeV.

²Akcelerator zderzający e^+e^- o energiach (1991r.) $E_{beam}=55$ GeV/c.

Przewiduje się (spotkania w Aachen 4-9.10.90r. i Evian 03.92r.):

- dwa duże eksperymenty (zostaną wybrane spośród czterech proponowanych: ASCOT[4], CMS[5], EAGLE[7], L3+1[8]),
- jeden eksperyment ciężko-jonowy,
- jeden albo dwa małe eksperymenty na stacjonarnej tarczy lub przy wiązce (fizyka ν_τ i mezonów B).

1.2 Motywacja fizyczna.

Duża energia w układzie środka masy i bardzo duża świetność³, umożliwią być może zbadanie kilku zagadnień nurtujących współczesną fizykę cząstek elementarnych, które ze względu na ograniczenia eksperymentalne były nierozwiązywalne do tej pory. Można tu wymienić:

- Badanie łamania symetrii elektroslabej

Nie ma wątpliwości, że pytanie o przyczynę i właściwości łamania symetrii elektroslabej stanowi jedno z podstawowych pytań fizyki cząstek elementarnych. Głównym celem eksperymentów przy LHC będzie próba znalezienia cząstki Higgsa (odpowiadającej za łamanie symetrii elektroslabej) o masie z przedziału 80-1000 GeV/c²[10]. Cząstki Higgsa o masach większych niż 1TeV/c² będą prawdopodobnie niewykrywalne ze względu na szybki wzrost szerokości połówkowej z masą cząstki Higgsa ($\Gamma(H \rightarrow X) \propto m_H^3$), zaś masy mniejsze od około 80 GeV/c² będą już wykluczone przez LEP II. W zależności od masy cząstka Higgsa ma różne najbardziej charakterystyczne i łatwe do rozpoznania kanały rozpadu[10,11]:

$$\begin{aligned}
 H \rightarrow Z^0 Z^0 \rightarrow 2l^+ l^- & \quad (2m_Z < m_H < 800 \text{ GeV}/c^2) \\
 H \rightarrow W^+ W^- \rightarrow l\nu jj & \quad (600 \text{ GeV}/c^2 < m_H < 1000 \text{ GeV}/c^2) \\
 H \rightarrow Z Z^* \rightarrow 2l^+ l^- & \quad (130 \text{ GeV}/c^2 < m_H < 2m_Z) \\
 H \rightarrow \gamma\gamma & \quad (80 \text{ GeV}/c^2 < m_H < 130 \text{ GeV}/c^2)
 \end{aligned}$$

Prowadzone będą też [12,13] poszukiwania podłużnych bozonów pośredniczących W_L i Z_L , które wyjaśnić mogą łamanie symetrii elektroslabej w ramach tzw. "dynamicznego modelu łamania symetrii"[14].

³Obok akceleratora LHC w ciągu kilkunastu następnych lat planowane jest uruchomienie tylko jednego tak dużego prototypowego akceleratora: SSC (w Stanford, USA) o energii w układzie środka masy $E_{CM}^{SSC} = 40 \text{ TeV}$ i początkowej świetności $L = 1 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ [9].

- Fizyka mezonów B.

Ze względu na stosunkowo duży przekrój czynny na produkcję par $b\bar{b}$ $\sigma(pp \rightarrow b, \bar{b} + X) = 0.1-0.7 \text{ mb}$ (ekstrapolacja do energii LHC)[15] i bardzo dużą świetność akceleratora, LHC stanie się swoistą “fabryką” b , co umożliwi badanie łamania symetrii CP w układzie B. Stwierdzenie naruszenia symetrii CP będzie prawdopodobnie najłatwiejsze poprzez stwierdzenie asymetrii[16]:

$$A = \frac{N(B^0 \rightarrow J/\Psi + K_s^0) - N(\bar{B}^0 \rightarrow J/\Psi + K_s^0)}{N(B^0 \rightarrow J/\Psi + K_s^0) + N(\bar{B}^0 \rightarrow J/\Psi + K_s^0)}.$$

Planuje się bezpośredni pomiar 3 powiązanych (przez warunek unitarności) elementów macierzy Cabibbo-Kobayashi-Maskawy (CKM)⁴[17].

- Fizyka kwarku t .

W przypadku braku pozytywnego rezultatu poszukiwań kwarku t w laboratorium FERMILAB (USA)⁵, przeprowadzone będą badania mające wyjaśnić jego istnienie. Planowane są pomiary spektroskopowe cząstek zawierających kwarki t i \bar{t} . Przewidywane jest wyznaczenie masy kwarku t z dokładnością do ok. $5 \text{ GeV}/c^2$ ⁶[21].

- Fizyka neutrin.

Przewiduje się, iż częstość produkcji ν_τ będzie dostateczna dla zaobserwowania reakcji wtórnej $\nu_\tau N \rightarrow \tau + X$ (bezpośrednia obserwacja ν_τ)[11].

- Pomiar silnej stałej sprzężenia α_s z dokładnością do 2%.

⁴W parametryzacji Wolfensteina $V_{td} + V_{ub}^* \approx \lambda V_{cb}$, gdzie $\lambda = V_{us} \approx \sin(\theta_c)$.

⁵Dzisiejszym ograniczeniem górnym na masę kwarku t jest $m_t < 200 \text{ GeV}/c^2$ i pochodzi ono z oszacowań wpływu elektroślabych poprawek radiacyjnych (zależnych od masy kwarku t) na $\sin^2(\theta_W)$. Ograniczenie dolne pochodzi z bezpośrednich pomiarów eksperymentów UA1, UA2 i CDF [18] i wynosi $90 \text{ GeV}/c^2$ [19]. Najlepszą zgodność z danymi otrzymuje się dla $m_t = (135 \pm 30) \text{ GeV}/c^2$ [20]. Przewiduje się, że statystyka zebrana w ośrodku FERMILAB w ciągu najbliższych kilku lat pozwoli na odkrycie kwarku t , o ile jego masa nie przekroczy ok. $150 \text{ GeV}/c^2$.

⁶Z pomiaru samego przekroju czynnego na produkcję par $t\bar{t}$ możliwe będzie określenie masy t z dokładnością do $\delta m_t = 15 \text{ GeV}/c^2$. Dokładniejsze pomiary możliwe są przez wyznaczenie masy niezmienniczej z procesów:

$t\bar{t} \rightarrow WWb\bar{b} \rightarrow l\nu jj\bar{b}\bar{b}$
i $t\bar{t} \rightarrow WWb\bar{b} \rightarrow l\nu l\nu b\bar{b}$. [22]

- 'Exotica' i rozszerzenia Modelu Standardowego[12,13].

Dostępna energia w układzie środka masy $E_{CM}=15.4$ TeV oznacza osiągnięcie energii powyżej 1 TeV na elementarnym poziomie kwarków i gluonów (tzn. w układzie środka masy oddziaływujących partonów), i zarazem znaczne przekroczenie masy Fermiego $M_{Fc}^2 = G_F^{-1/2} \approx 240\text{GeV}$, stanowiącej hipotetyczną granicę istnienia całkowicie nowych stanów fizycznych ("innych form materii", które mogłyby wyjaśnić astrofizyczną zagadkę ciemnej niebarionowej materii postulowanej przez niektóre teorie kosmologiczne). Poszukiwani będą supersymetryczni partnerzy znanych cząstek (głównie w ramach Minimalnego Modelu Supersymetrycznego (MSSM)), dodatkowe bozony Z' i W' oraz formy materii takie jak lepto-kwarki, a także wzbudzone stany leptonów i kwarków.

- Głębsze zrozumienie QCD przez możliwość obserwacji plazmy kwarkowo-gluonowej (zderzenia ciężkich jonów) oraz rozpraszanie głębokonieelastyczne (DIS) w opcji LHC \otimes LEP, a także pomiar przekrojów czynnych.

1.3 Możliwość wyzwalań na miony.

Szacowany całkowity nieelastyczny przekrój czynny na zderzenie p-p σ_{tot} wynosi $\sigma_{tot}(pp \rightarrow X) \approx (80 \pm 20)\text{mb}$ ⁷, a więc w wyniku jednego przecięcia wiązek (co 15ns) powstaje $\langle N \rangle = L \cdot \sigma \cdot \Delta t \approx 20$ zdarzeń, co po uwzględnieniu średniej krotności cząstek naładowanych powstających w wyniku pojedynczego zderzenia $\langle n_c \rangle \approx 80$ daje $n_c \sim 10^{11}\text{cz./s}$, czyli $1 \cdot 10^{18}\text{cz./rok}$. Jednocześnie oczekiwany przekrój czynny na rzadkie procesy, jak produkcja cząstek Higgsa, Z' i W' , jest rzędu pb., a więc o jedenaście rzędów mniejszy. Aby móc rozpoznać poszukiwane przypadki w tak dużym tle, konieczne jest znalezienie bardzo charakterystycznego i łatwego do wyodrębnienia kanału rozpadu. Takim kanałem dla cząstki Higgsa jest postulowany "złoty rozpad" $H \rightarrow 2Z^0 \rightarrow 2l^+l^-$ (krótki czas życia leptonu τ powoduje, iż jedynie elektrony i miony nadają się do obserwacji). Przy tak wysokich energiach wyzwalań na miony daje znaczną przewagę w porównaniu z wyzwalań

⁷Ekstrapolacja ($\sigma \propto \log^2 s$) całkowitych przekrojów czynnych z eksperymentów UA4, UA5, E710 [23] do energii akceleratora LHC daje wynik $\sigma_{tot} \approx 130$ mb. Jednocześnie żądanie skończoności σ dla $s \rightarrow \infty$ obniża granicę do $\sigma_{tot} \approx 90$ mb. Stąd szacuje się, że całkowity przekrój czynny p-p przy energii $E_{CM} = 15.4$ TeV wynosi $\sigma_{tot} = 110 \pm 20\text{mb}$ [11,24]. Ekstrapolacja stosunku przekroju elastycznego do całkowitego daje $\sigma_{el}/\sigma_{tot} = 0.26$ [24], zatem całkowity nieelastyczny przekrój czynny ocenia się na $\sigma_{inel} = 80 \pm 20\text{mb}$.

na elektrony, gdyż miony, ze względu na dużą w porównaniu z elektronami masę ($m_\mu/m_e \sim 10^2$), tracą w wyniku promieniowania hamowania znacznie mniejszą energię⁸. Ponieważ leptony nie oddziałują silnie, pozwala to im na przebywanie znacznych grubości absorbenta i w efekcie możliwe jest wyodrębnienie mionów w kaskadzie hadronowej⁹. Po uwzględnieniu prawdopodobieństwa rozpadu $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$, które wynosi 0.03, sumaryczny przekrój czynny $\sigma \cdot BR(H \rightarrow 2Z^0 \rightarrow 4\mu)$ jest rzędu fb., co odpowiada produkcji $\sim 10^2$ cz./rok. Miony nadają się również do obserwacji poszukiwanych Z' i W' , obserwacji łamania symetrii CP ($BR(J/\Psi \rightarrow 2\mu) \approx 7\%$), a także badania cząstek zawierających kwark t. Głównym źródłem tła mionowego dla poszukiwanej cząstki Higgosa jest produkcja kwarków powabnych i pięknych, które z dużym prawdopodobieństwem rozpadają się na miony. Precyzyjne symulacje[26,10] pokazują, że silne tło od mionów pochodzących z rozpadów b i c można zredukować o kilka rzędów wielkości przez żądanie warunku pojawienia się jednocześnie więcej niż jednego mionu oraz przez warunek aby masa niezmiennicza pary $\mu\mu$ była równa masie Z^0 .

Tabela 2. Charakterystyczne przekroje czynne i częstości zdarzeń w zderzeniach p-p przy $L=1 \cdot 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ i $E_{CM} = 15.4 \text{TeV}$ (na podstawie [11]).

proces	przekrój czynny	częstości zdarzeń (Hz)
$pp \rightarrow X$	$80 \pm 20 \text{mb}$	$\sim 10^{11}$
$pp \rightarrow H + X$	$\sim pb$	$\sim 10^{-2}$
$pp \rightarrow t\bar{t} + X$	$\sim nb$	$\sim 10^1$
$pp \rightarrow W + X \rightarrow l\nu + Y$	$\sim 10nb$	$\sim 10^2$
$pp \rightarrow b\bar{b} + X$	$0.1 - 0.7mb$	$10^6 - 10^7$
$pp \rightarrow \text{jet}(p_T > 20 \text{GeV}/c) + X$	$\approx 300\mu b$	$\sim 10^6$

⁸ $(\frac{dE}{dx})_{brem} \propto \frac{1}{m^2}$ [25]

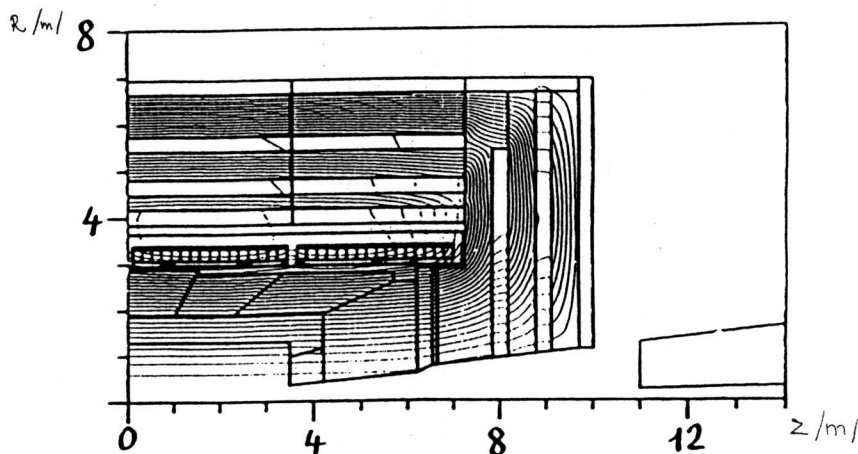
⁹Nie jest to jedyny sposób wyzwalania, np. proponowany eksperyment EAGLE[7] jest nastawiony głównie na obserwację kaskad elektromagnetycznych.

2 Detektor CMS

2.1 Ogólna koncepcja detektora CMS.

Jak już zostało wspomniane, sygnałem zajścia interesującego przypadku może być pojawienie się leptonu. Dlatego w proponowanych eksperymentach dużą wagę przywiązuje się do identyfikacji i pomiaru pędu leptonów. W przypadku elektronów konieczne jest zbudowanie precyzyjnego kalorymetru elektromagnetycznego, pojawia się jednak problem identyfikacji elektronu - wyodrębnienia go spośród np. jetu. Identyfikacja mionu jest znacznie łatwiejsza, jednakże problem stwarza wyznaczenie pędu, co wymaga pomiaru zagięcia toru mionu na skutek przejścia mionu przez pole magnetyczne. Szczególnie ważnym elementem detektorów przy LHC mierzących pędy mionów, będzie więc kształt pola magnetycznego. W dwóch spośród czterech proponowanych dużych eksperymentów wybrano pole magnetyczne toroidalne¹⁰, gdzie linie pola tworzą okręgi wokół osi wiązki. W dwóch pozostałych - pole solenoidalne¹¹ z liniami pola magnetycznego w przybliżeniu równoległymi do osi wiązki (z wyjątkiem miejsc, gdzie linie pola magnetycznego "zawracają") (rys.1).

Rysunek 1. Linie pola magnetycznego w detektorze CMS (z [5]).



Zagięcie toru cząstki w polu magnetycznym związane jest ze składową pędu prostopadłą do wektora indukcji magnetycznej. Dlatego w obszarze

¹⁰ASCOT, EAGLE

¹¹CMS, L3+1

pędów niemal równoległych do wiązki (pęd poprzeczny mały w porównaniu z pędem całkowitym) pewną przewagę ma pole toroidalne, które jest zawsze prostopadle do pędu cząstki. Ma ono jednak tę cechę, że zaczyna się dopiero w pewnej odległości od wiązki (np. w projekcie eksperymentu ASCOT - dopiero za kalorymetrem elektromagnetycznym), co utrudnia rozseparowanie torów przed kalorymetrem, a także uniemożliwia rozróżnienie elektronu od pozytonu¹². Pole solenoidalne jest natomiast wygodniejsze do pomiaru parametrów torów znacznie odchylonych od wiązki.

Proponowany detektor CMS (Compact Muon Solenoid)¹³ pomyślany jest jako urządzenie do precyzyjnego pomiaru parametrów toru i pędów mionów, elektronów, energii fotonów oraz energii jetów, a szczególnie do optymalizacji detekcji pierwszego (o dużym pędzie poprzecznym p_T) mionu. Przy projektowaniu detektora wybrano zatem pole solenoidalne o dużej indukcji $B=4T$ w obszarze wewnętrznym (przed cewką) i dużym promieniu wewnętrznym (2.9m) cewki. Wadę pola magnetycznego związaną ze słabym zakrzywianiem torów cząstek o dużym pseudorapidity η (pseudopospieszności)¹⁴, kompensuje się długością solenoidu (15m). Na rysunkach 2 i 3 pokazano przekrój detektora w płaszczyźnie przechodzącej przez wiązkę i w płaszczyźnie prostopadłej do niej (w obszarze centralnym - $|z| < 7.25m$). Głównym elementem detektora jest cewka wykonana z materiału nadprzewodzącego (superconducting coil), która znajduje się w obszarze centralnym detektora. Na rysunku 4 pokazana jest zależność składowej pola magnetycznego równoległej do wiązki od odległości od wiązki, dla trzech różnych płaszczyzn (z). Widać, że między wiązką a cewką pole magnetyczne ma indukcję $\approx 4T$, zaś na zewnątrz cewki $B \approx -2.3T$ ($\int_{po\ przekroju} \vec{B} \cdot d\vec{\sigma} = 0$). W obszarze wewnętrznym (między wiązką a cewką, $r < 2.9m$) znajdują się: detektor do precyzyjnego pomiaru torów cząstek (Inner Tracking Detector), zaznaczony na rysunkach 2 i 3 przez poziome kreski w odległości $r < 1.3m$ od wiązki, kalorymetr elektromagnetyczny (EC i EF) oraz kalorymetr hadronowy (HC i HF). W obszarze zewnętrznym (na zewnątrz cewki, $r > 3.4m$) części centralnej ($|z| < 7.25m$) znajduje się część kalorymetru hadronowego (Tail Catcher TC) do pomiaru energii uciekającej z części głównej kalorymetru hadronowego (HC) oraz

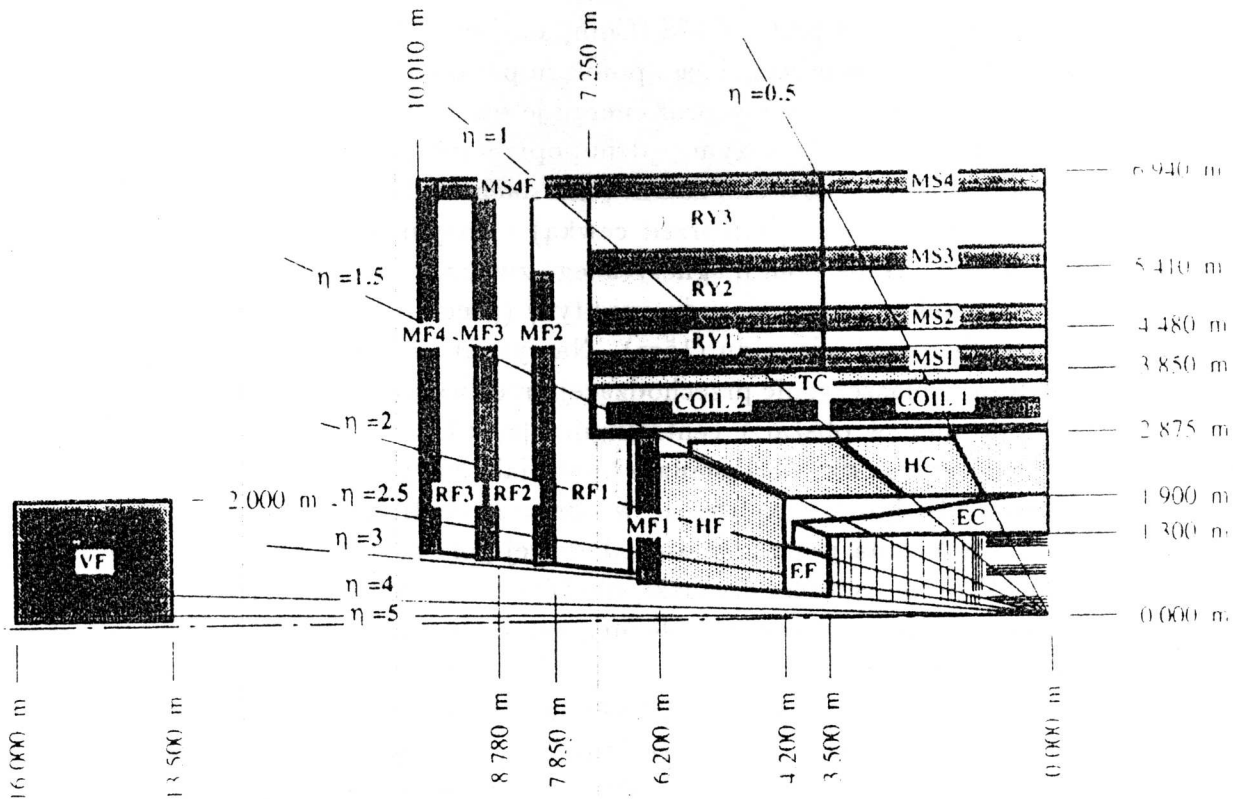
¹²Szczegółowe porównanie własności pól toroidalnego i solenoidalnego znajduje się w pracach [27], [28] i [29].

¹³W pracach nad detektorem bierze udział grupa polska. Zakład Fizyki Cząstek Elementarnych i Instytut Problemów Jądrowych znalazły się na liście "Expression of Interest" na konferencji w Evian [6] 5.03.1992r.

¹⁴ $\eta = -\ln\{\tan(\theta/2)\}$

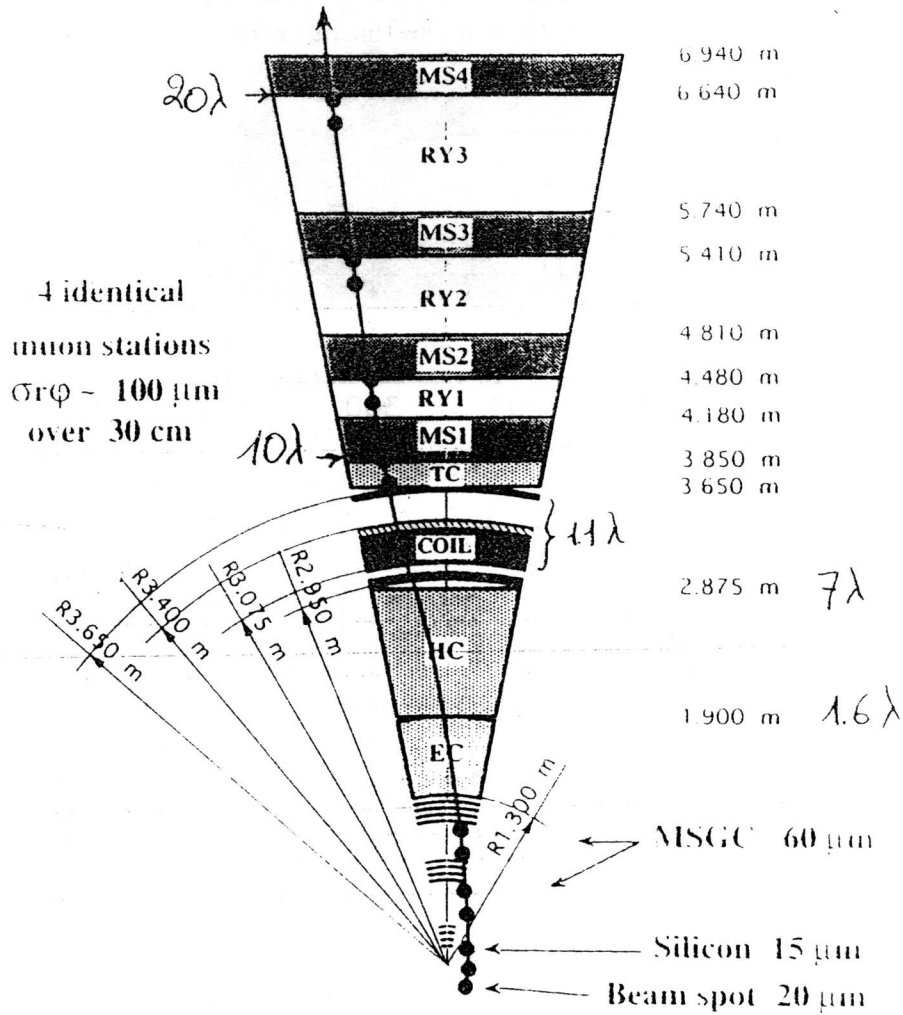
Rysunek 2. Przekrój detektora CMS wzdłuż osi wiązki (z [6]).

Zaznaczono : EC,EF - kalorymetr elektromagnetyczny, HC,HF,TC - kalorymetr hadronowy, MS1-4 - stacje mionowe w obszarze centralnym, RY1-3,RF1-3 - żelazo, COIL - cewka nadprzewodząca, MF1-4 - stacje mionowe w obszarze "do przodu", VF - kalorymetr w obszarze "bardzo do przodu", poziome i pionowe linie - położenie komór do precyzyjnego pomiaru położień.



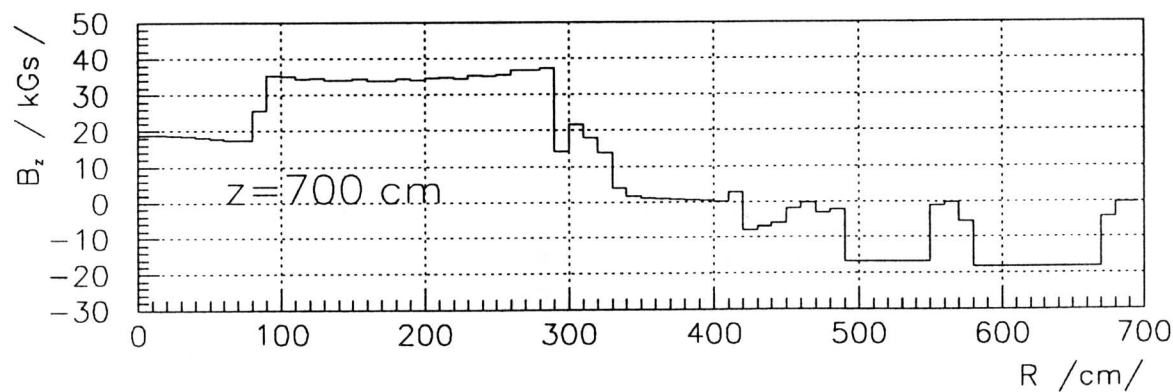
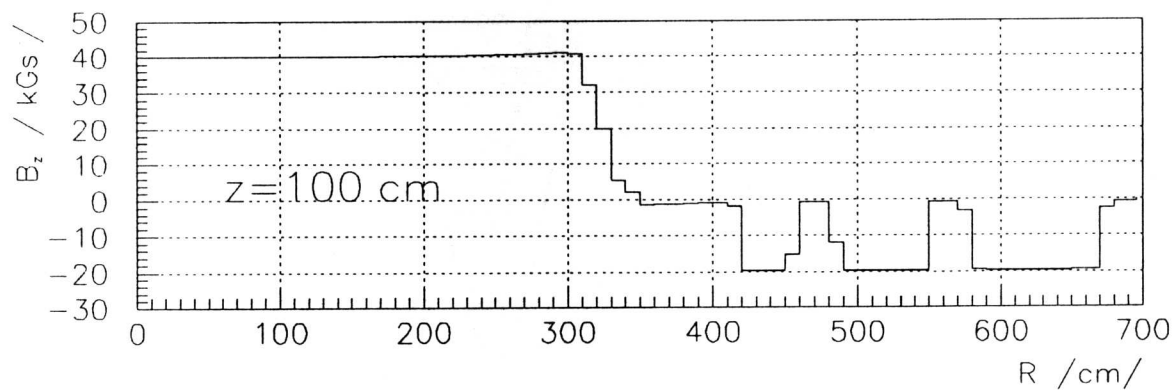
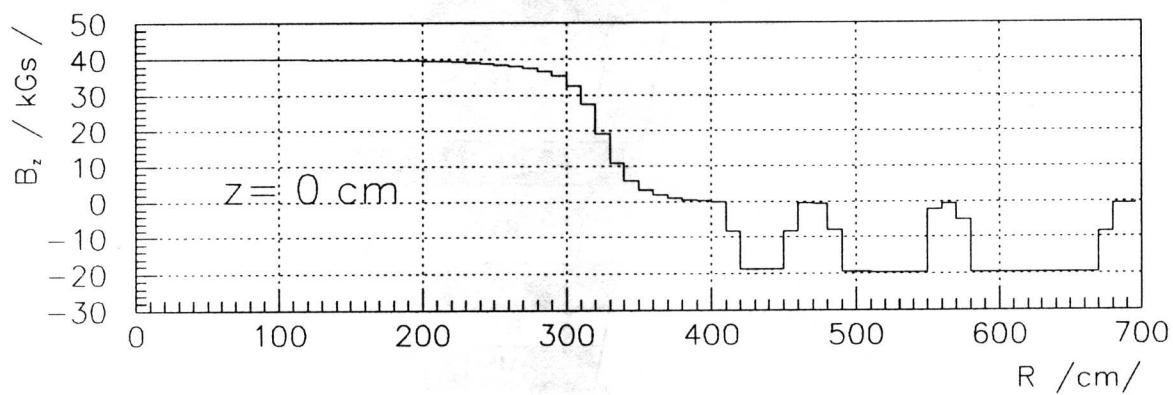
cztery stacje do precyzyjnego pomiaru toru mionów MS1, MS2, MS3 i MS4. Stacje mionowe przekładane są warstwami żelaza RY1, RY2 i RY3 (Return Yoke), których zadaniem jest skupianie "zawracającego" pola magnetycznego do obszaru $r < 7m$. Obszar o $|z| > 7.25m$ nazywany jest częścią "do przodu" (forward) detektora. Umieszczone są tu komory mionowe MF1, MF2, MF3 i MF4 oraz warstwy żelaza RY1, RY2 i RY3, pełniące analogiczną funkcję do swych odpowiedników w części centralnej. Obszar kątowy $3 < |\eta| < 5$, nazwano "bardzo do przodu" (very forward). Przewiduje się pokrycie go umieszczonym w odległości 13.5-16m od punktu oddziaływania dodatkowym

Rysunek 3. Przekrój detektora CMS w płaszczyźnie prostopadłej do osi wiązki(z [6]). Oznaczenia takie same jak na rysunku 2.



kalorymetrem zapewniającym hermetyczność energetyczną detektora. Swoją nazwę detektor CMS zawdzięcza stosunkowo niewielkim rozmiarom i wadze (średnica $\Phi = 14\text{m}$, długość $L=20\text{m}$, waga 12000 ton).

Rysunek 4. Zależność składowej pola magnetycznego równoległej do wiązki (B_z) od odległości od osi wiązki (r) dla trzech różnych przekrojów poprzecznych ($z=0\text{cm}$, $z=100\text{cm}$ i $z=700\text{cm}$).



2.2 Pomiar torów w obszarze przed cewką.

Częścią CMS umożliwiającą pomiar torów przed cewką jest detektor do pomiaru torów cząstek wewnątrz cewki (Inner Tracker). Do najważniejszych jego zadań należy [6,28]:

- wyznaczenie wierzchołka, w którym dana cząstka powstała (istotne przy poszukiwaniu rozpadów $Z' \rightarrow l^+l^-$, $t \rightarrow bW$, $b \rightarrow cW$),
- odróżnienie elektronów od pozytonów (dla kalorymetru elektromagnetycznego),
- informacja o zbyt bliskim do rozróżnienia położeniu torów,
- dostarczenie informacji o torach cząstek (do późniejszej analizy ich pędów),
- niezależna kalibracja kalorymetru (przez pomiar krzywizny izolowanych elektronów z rozpadów Z^0).

Przy współczesnych możliwościach technicznych najkorzystniejszym rozwiązaniem wydaje się zastosowanie liczników MSGC (Microstrip Gas Counters) o zdolności rozdzielczej $0.3 \cdot 200 \mu m$ i charakterystycznym czasie odpowiedzi $\approx 50 ns$, Mikrostripów Silikonowych (Silicon Microstrips) o zdolności rozdzielczej $\approx 50 \mu m$ i czasie odpowiedzi 15ns lub włókien scyntylujących o średnicy $\Phi = 60 \mu m$. Istotnym problemem technicznym jest duża ilość ($\sim 10^6 - 10^7$) kanałów odczytu, a co za tym idzie - duże koszty budowy Inner Trackera.

2.3 Kalorymetria.

Detektor CMS ma być hermetyczny energetycznie w obszarze pseudopospieszności $|\eta| < 5$. Stawiane są wymagania bardzo wysokiej energetycznej zdolności rozdzielczej, a dodatkowym warunkiem, który musi spełnić kalorymetr, jest odporność na promieniowanie.

- Kalorymetr elektromagnetyczny([6,30]).

Kalorymetry elektromagnetyczne spełnią w eksperymentach przy LHC szczególną rolę, będą bowiem jedynym źródłem informacji o możliwym kanale rozpadu $H \rightarrow \gamma\gamma$ dla cząstek Higgosa o masach 80-130 GeV/c².

Mimo, że szerokość cząstki Higgsa jest prawdopodobnie mała (w tym przedziale mas), wymaga się bardzo dobrej zdolności rozdzielczej kalorymetru ze względu na duże tło od rozpadów $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, a także “twardych” bezpośrednich fotonów (prompt photons). Konieczne jest utrzymanie członu stałego rozdzielczości kalorymetru na poziomie $\simeq 0.8\%$ (człon zależny od energii ma nieco mniejsze znaczenie, nie powinien jednak przekroczyć kilku %). Ponadto wymagany jest pomiar kierunku, z którego nadchodzi foton, z dokładnością do kilku mrad. Dodatkową korzyścią z tak precyzyjnego kalorymetru elektromagnetycznego może być rejestracja elektronów z rozpadów hipotetycznych Z' . W eksperymencie CMS kalorymetr elektromagnetyczny podzielony będzie na człon “centralny”(EC) i “do przodu”(EF). Jako konkretne rozwiązania techniczne rozważa się:

- kalorymetr jednorodny w oparciu o kryształ CeF₃ o zdolności rozdzielczej $\frac{\sigma}{E} \approx \frac{2\%}{\sqrt{E}} \oplus 0.5\%$, czasie reakcji $\approx 20\text{ns}$ i grubości $\approx 25X_0$,
- kalorymetr próbkujący ze scyntylatorem jako materiałem aktywnym i ołowiem w roli absorbenta. Przewidywana rozdzielczość takiego kalorymetru $\frac{\sigma}{E} \approx \frac{8.5\%}{\sqrt{E}} \oplus 1\%$.

- Kalorymetr hadronowy([6,30]).

Kalorymetr hadronowy jest konieczny do ogólnego bilansu energetycznego, pomiaru pędu poprzecznego (“wyływ” pędu poprzecznego to sygnał produkcji wysokoenergetycznego neutrina) oraz wyznaczania energii jetów (co jest niezbędne w fizyce kwarków t i b , a także może zadecydować o odkryciu cząstki Higgsa w kanale rozpadu $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$). Wymagana zdolność rozdzielcza kalorymetru: $\frac{\sigma}{E} \approx \frac{100\%}{\sqrt{E}} \oplus 4\%$. Przewiduje się konstrukcję kalorymetru próbkującego Cu/Silicon lub Cu/Scyntylator o zdolności rozdzielczej $\sim 80\%$. W części centralnej detektora grubość kalorymetru hadronowego (łącznie z kalorymetrem elektromagnetycznym – 1.6λ) ma wynieść 7λ przed cewką oraz 1.9λ za cewką (Tail Catcher). Dodatkowo na drodze cząstka napotyka cewkę (1.1λ).

- Kalorymetr w obszarze “bardzo do przodu”.

Ze względu na bardzo duże promieniowanie¹⁵ planuje się konstrukcję detektora próbkującego gaz/żelazo o grubości 12-14λ i zdolności rozdzielczej $\frac{\sigma}{E} |_{em} \approx \frac{30\%}{\sqrt{E}}$ w części elektromagnetycznej oraz $\frac{\sigma}{E} |_{had} \approx \frac{100\%}{\sqrt{E}}$ w części hadronowej.

2.4 Pomiar torów w obszarze na zewnątrz cewki.

Poszukiwania cząstki Higgsa z rozpadu $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\mu$ oraz rozpadów $Z' \rightarrow \mu\mu$ wymagają precyzyjnego pomiaru pędu mionów. Ocenia się[31], że pomiar pędu z dokładnością $\frac{\Delta p}{p}$ od ok. 1% dla p_T poniżej 50 GeV/c, do 10% dla $p_T \sim 3\text{TeV}/c$, jest wystarczająco efektywny. Wymaga to pomiaru kilku punktów toru z precyzją $\sim 100\mu m$ [32]. Rozważa się użycie komór dryfowych lub Honeycomb Strip Chambers[33].

2.5 Idea wyzwiania detektora CMS.

Produkcja mionów w wyniku rzadkich procesów umożliwia konstrukcję systemu wyzwiania w oparciu o miony. System wyzwiania znajdować się może za absorbentem o grubości wystarczającej do znacznego obniżenia częstości dochodzących doń hadronów. W części centralnej detektora oczekuje się [34,35] produkcji mionów o $p_T > 3\text{GeV}/c$ ¹⁶ z częstością $\sim 10^5\text{Hz}$ – zbyt dużą, aby przeanalizować wszystkie zdarzenia. Konieczna jest więc konstrukcja systemu wyzwiania¹⁷ (trigger) obniżającego (o rząd - dwa) częstość sygnałów poddawanych dalszej analizie (polegającej na badaniu mas niezmienniczych, energii zdeponowanej w kalorymetrach, ilości zarejestrowanych mionów). Narzucającym się sposobem obniżenia częstości sygnałów jest wykonanie cięcia polegającego na odrzuceniu mionów o najniższym pędzie poprzecznym (w dalszej części pracy omówione zostaną cięcia na $p_T=5, 10$ i $20\text{GeV}/c$). System wyzwiania powinien działać w ten sposób, iż na dany przezeń sygnał pozostałe składniki detektora przekazują informację o swoim stanie (bądź o stanie swoich fragmentów) do systemu analizy danych “wyższych stopni”. Wymaga to utrzymania w “pamięci” przez pewien czas stanu wszystkich komponentów. Dlatego istotna jest jak najszybsza decyzja o wyzwoleniu lub

¹⁵ $\sim 10^{16}$ neutronów/cm² w ciągu roku, podczas gdy w obszarze centralnym o dwa rzędy mniej[30].

¹⁶ Miony o mniejszym pędzie poprzecznym zostają zatrzymane w absorbencie.

¹⁷ O ile nie zostanie zaznaczone inaczej, jako system wyzwiania będzie rozumiany jego pierwszy stopień.

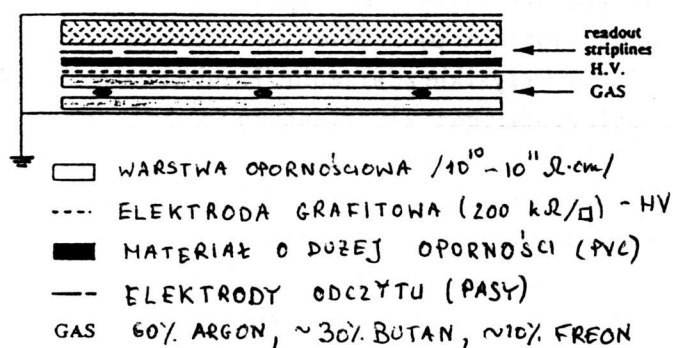
odrzuconiu danego przypadku. Oczekuje się, że będzie to możliwe po 50-100ns[36]. Dodatkowo dla rekonstrukcji zdarzenia konieczne jest określenie, z którego przecięcia wiązek dany mion pochodzi. W celu oszacowania pędu mionu (system wyzwalania nie musi wyznaczać pędu, wystarczy określenie czy pęd jest większy od pewnego granicznego p^{th}) trzeba dostarczyć informację o parametrach toru¹⁸. Ponieważ znajomość składowej podłużnej pędu nie jest potrzebna, wystarczy informacja o przebiegu toru w płaszczyźnie $r - \phi$. Wśród proponowanych rozwiązań znajdują się komory PPC oraz RPC.

2.6 Komory RPC.

Jedną z możliwości jest konstrukcja pierwszego stopnia triggera w oparciu o komory RPC (Resistive Plate Chambers, Resistive Plate Counters)[37,38,39], które testowane będą w najbliższym czasie w Polsce.

Komory RPC są szybkimi detektorami gazowymi i łatwo mogą być łączone w duże bloki. Składają się (rysunek 5) z dwóch równoległych płaszczyzn

Rysunek 5. Przekrój poprzeczny komory RPC.



dielektryka o grubości $\approx 2mm$, odległych o około 2mm i oporności $\rho \sim 10^{11 \pm 1} \Omega \cdot cm$. Pomiedzy nimi znajduje się warstwa gazu ($\sim 60\%$ argon, $\sim 30\%$ butan, $\sim 10\%$ freon 13B1) pod ciśnieniem zbliżonym do atmosferycznego¹⁹. Na zewnątrz izolatora, z jednej strony, umieszczona jest uziemiona płyta z przewodnika, z drugiej - cienko napyłona ($\sim 50\mu m$), doprowadzająca wysokie

¹⁸Dlatego optymalne ustawienie stacji triggera mionowego jest takie, jak stacji do precyzyjnego pomiaru torów na zewnątrz cewki.

¹⁹Preferuje się lekkie nadciśnienie.

napięcie ($HV \sim 9kV$), warstwa grafitu o dużej oporności powierzchniowej $200 - 1000k\Omega/\square$. Od strony HV umieszczona jest dodatkowa warstwa izolatora, za którą znajdują się elektrody odczytu o dowolnych kształtach, preferuje²⁰ się jednak długie pasy (stripy).

Przechodząca przez komorę cząstka powoduje jonizację gazu i na skutek działania silnego, jednorodnego pola elektrycznego o gradientcie $4-4.5 kV/mm$, wywołuje lawinę elektryczną. W celu zapewnienia maksymalnej szybkości działania trzeba tę lawinę najszybciej stłumić. Możliwe jest to dzięki zastosowaniu warstwy izolatora. Osiedlające na nim ładunki wyłączają pole elektryczne wokół miejsca wyładowania. Jednocześnie w krótkim czasie musi nastąpić odprowadzenie ładunku zgromadzonego na dielektryku, dlatego jego oporność nie może być zbyt duża. Domieszka butanu (wychwyt światła w nadfiolecie ograniczający obszar fotojonizacji) oraz freonu (wychwyt elektronów z zewnętrznej części lawiny) zmniejszają zasięg wyładowania. Ze względu na cienkość elektrody grafitowej jest ona przezroczysta dla fali elektromagnetycznej powstającej w wyniku wyładowania. Powoduje to indukcję ładunku na elektrodzie odczytowej. Indukowany ładunek ocenia się na $100-200 pC$. Szerokość czasowa impulsu wynosi $1-10ns$ (w zależności od składu mieszanki i szczegółowej geometrii), co przy oporze linii 50Ω daje amplitudę sygnału $\sim 0.5V$ (na kończącym linię oporniku 50Ω). Umożliwia to uproszczenie odczytu przez brak konieczności stosowania przedwzmacniaczy. Tabela 3 podsumowuje zbiór najistotniejszych własności komór RPC.

Tabela 3. Parametry komór RPC

szerokość impulsu	1-10ns
czas narastania impulsu	$\approx 3ns$
czas martwy (w pobliżu wyładowania)	$\approx 0.01s$
obszar martwy	$\approx 0.1cm^2$
efektywność	98%
wymagane napięcie HV	8-9.5 kV
zbierany ładunek	$\sim 100pC$
amplituda sygnału	0.3-0.5 V
dopuszczalna częstość padania	
cz. naładowanych	100 Hz/cm ²

²⁰Związane jest to z zastosowaniem - istotny jest jedynie pomiar współrzędnej ϕ .

3 Analiza możliwości wyzwalania na miony o dużym pędzie poprzecznym w obszarze centralnym detektora

Ze względu na konfigurację pola magnetycznego, geometrię detektora CMS, a także częstość produkcji cząstek w przecięciu wiązek, zagadnienie wyzwalania detektora podzielić można na wyzwalanie w obszarze centralnym i w obszarze “do przodu”. Obszerność i rozłączność obu zagadnień powoduje, że w dalszej części pracy koncentrować się będą na wyzwalaniu detektora CMS w obszarze centralnym.

3.1 Analiza toru cząstki w solenoidalnym polu magnetycznym, bez uwzględnienia strat energii i rozpraszania wielokrotnego.

Niech $\vec{B}(\vec{r})$ będzie polem magnetycznym o następujących własnościach (zapisanych w cylindrycznym układzie współrzędnych):

1. $\vec{B}(\vec{r}) = \vec{B}(r)$ (symetria walcowa względem osi z)
2. Dla pewnej płaszczyzny Σ (prostopadłej do osi z), której element powierzchni $d\vec{\sigma} = d\sigma \vec{e}_z$, $\vec{B}(r) = B(r)\vec{e}_z$,
3. dla $r > R$, $\vec{B} = 0$,
4. dla $z > z_0$, $\vec{B} = 0$.

Niech Σ' - dowolna powierzchnia zamknięta, zawierająca płaszczyznę Σ i zamykająca się w obszarze $\vec{B} = 0$. Z drugiego prawa Maxwella $\oint_{\Sigma'} \vec{B}(\vec{r}) d\vec{\sigma}' = 0$, wynika:

$$0 = \oint_{\Sigma'} \vec{B}(\vec{r}) d\vec{\sigma}' = \int_{\Sigma} \vec{B}(\vec{r}) \cdot d\vec{\sigma} = \int_0^R \int_0^{2\pi} B(r) r dr d\varphi = 2\pi \int_0^R B(r) r dr.$$

Zatem dla pola \vec{B} o własnościach 1-4, na płaszczyźnie Σ prawdziwe jest:

$$\int_0^R B(r) r dr = 0.$$

Równanie ruchu cząstki naładowanej ładunkiem q oddziałującej jedynie z polem magnetycznym i nie tracącej energii: $\frac{d\vec{p}}{dt} = q(\vec{v} \times \vec{B}(r))$ można przedstawić w postaci:

$$\frac{d\vec{p}}{p} = q d\vec{l} \times \vec{B}(r), \quad (1)$$

gdzie $d\vec{l}$ - element toru cząstki. Niech tor cząstki leży w płaszczyźnie Σ (tzn. pęd cząstki jest przez cały czas prostopadły do osi z) i przechodzi przez $r=0$ i $r=R$. Mnożąc wektorowo równanie 1 przez wektor wodzący cząstki i całkując po torze można otrzymać:

$$\begin{aligned} \frac{1}{q} \int_{\text{tor}} \vec{r} \times \frac{d\vec{p}}{p} &= \int_{\text{tor}} \vec{r} \times \{d\vec{l} \times \vec{B}(r)\} = \int_{\text{tor}} \vec{r} \times \{(dr\vec{e}_r + rd\varphi\vec{e}_\varphi) \times \vec{B}(r)\} = \\ &= \int_{\text{tor}} \vec{r} \times \{dr B(r)\vec{e}_r \times \vec{e}_z + r B(r) d\varphi\vec{e}_\varphi \times \vec{e}_z\} = \\ &= \int_{\text{tor}} \vec{r} \times \{dr B(r)(-\vec{e}_\varphi) + r B(r) d\varphi\vec{e}_r\} = \\ &= - \int_{\text{tor}} B(r) r dr \vec{e}_z = - \int_0^R B(r) r dr \vec{e}_z = 0, \end{aligned}$$

czyli

$$0 = \int_0^R \vec{r} \times \frac{d\vec{p}}{p} = \int_0^R \vec{r} \times d\vec{t}, \quad (2)$$

gdzie \vec{t} jest wektorem stycznym do toru w punkcie \vec{r} .

Niech wersory $\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z$ wyznaczają kartezjański układ współrzędnych o środku pokrywającym się ze środkiem układu cylindrycznego, taki że:

$$\vec{e}_x = \vec{e}_r(R), \quad \vec{e}_y = \vec{e}_\varphi(R), \quad \vec{e}_z^{\text{kart}} = \vec{e}_z^{\text{cylindr}}.$$

Można wówczas przyjąć, że $y = f(x)$ jest torem cząstki w układzie współrzędnych $\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z$. Funkcja²¹ $f(x)$ ma własności:

$$f(0) = 0; \quad f(R) = 0. \quad (3)$$

Niech $f'(x) := \frac{df(x)}{dx} = \tan(\alpha)$, wówczas $\vec{t} = \cos(\alpha)\vec{e}_x + \sin(\alpha)\vec{e}_y$

oraz:

$$[f'(x)]^2 = \frac{1 - \cos^2(\alpha)}{\cos^2(\alpha)}, \quad \cos(\alpha) = \frac{1}{\sqrt{1 + f'^2(x)}}, \quad \sin(\alpha) = \frac{f'(x)}{\sqrt{1 + f'^2(x)}}.$$

Spełnione jest wtedy:

$$d\vec{t} = dx \left\{ \vec{e}_x \left(\frac{1}{\sqrt{1 + f'^2(x)}} \right)' + \vec{e}_y \left(\frac{f'(x)}{\sqrt{1 + f'^2(x)}} \right)' \right\}.$$

Po podstawieniu $d\vec{t}$ do 2 i skorzystaniu z 3 można otrzymać:

$$0 = \int_{\text{tor}} \vec{r} \times d\vec{t} = \int_0^R dx \begin{vmatrix} x & & \\ & f(x) & \\ & & 0 \end{vmatrix} \times \begin{vmatrix} \left(\frac{1}{\sqrt{1 + f'^2(x)}} \right)' \\ \left(\frac{f'(x)}{\sqrt{1 + f'^2(x)}} \right)' \\ 0 \end{vmatrix} =$$

²¹Aby tor był funkcją x , spełniony musi być warunek $|f'(x)| < \infty$.

$$\begin{aligned}
&= \vec{e}_z \int_0^R dx \left\{ x \left(\frac{f'(x)}{\sqrt{1+f'^2(x)}} \right)' - f(x) \left(\frac{1}{\sqrt{1+f'^2(x)}} \right)' \right\} = \\
&= \vec{e}_z \left\{ x \frac{f'(x)}{\sqrt{1+f'^2(x)}} \Big|_0^R - \int_0^R dx \frac{f'(x)}{\sqrt{1+f'^2(x)}} - \frac{f(x)}{\sqrt{1+f'^2(x)}} \Big|_0^R + \int_0^R dx \frac{f'(x)}{\sqrt{1+f'^2(x)}} \right\} = \\
&= \vec{e}_z \left\{ \frac{R f'(R)}{\sqrt{1+f'^2(R)}} \right\}.
\end{aligned}$$

Wynika stąd

$$f'(R) = 0,$$

a więc cząstka, której tor przechodzi przez środek pola magnetycznego o właściwościach 1-4, wylatuje zeń stycznie do promienia wodzącego (gdy ruch cząstki odbywa się w płaszczyźnie prostopadłej do osi pola).

Omówione powyżej własności 1-4, charakteryzujące pole solenoidane, dobrze przybliżają pole magnetyczne detektora CMS. W części centralnej detektora pole jest niemal styczne do osi wiązki, zaś w przekroju poprzecznym CMS jest szesnastokątem foremnym, a więc ma kształt zbliżony do okręgu. Warto zauważyć, iż dowolna cząstka²², produkowana w wierzchołku, której tor przechodzi tylko przez obszar centralny detektora, opuszcza detektor w ten sposób, że rzuty wektora wodzącego i wektora pędu na płaszczyznę prostopadłą do wiązki są styczne. Dzieje się tak, ponieważ ruch cząstki można rozłożyć na ruch w kierunku \vec{B} i ruch w płaszczyźnie do pola prostopadłej (np. Σ).

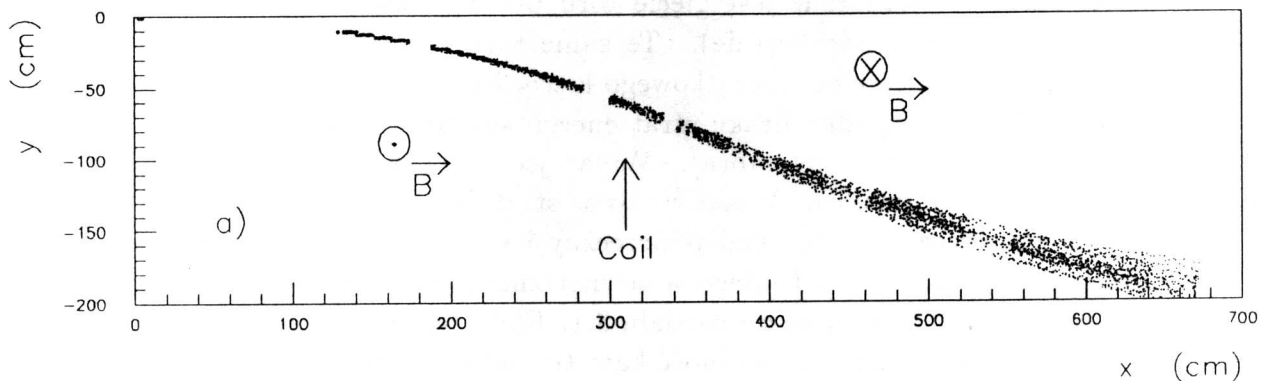
3.2 Wpływ rozpraszania wielokrotnego i strat energii na tor mionu.

Do symulacji zachowania detektora CMS użyto programu GEANT [40] (wersji 3.1416). Na rysunku 6 przedstawiony jest rozkład torów²³ 25 mionów o

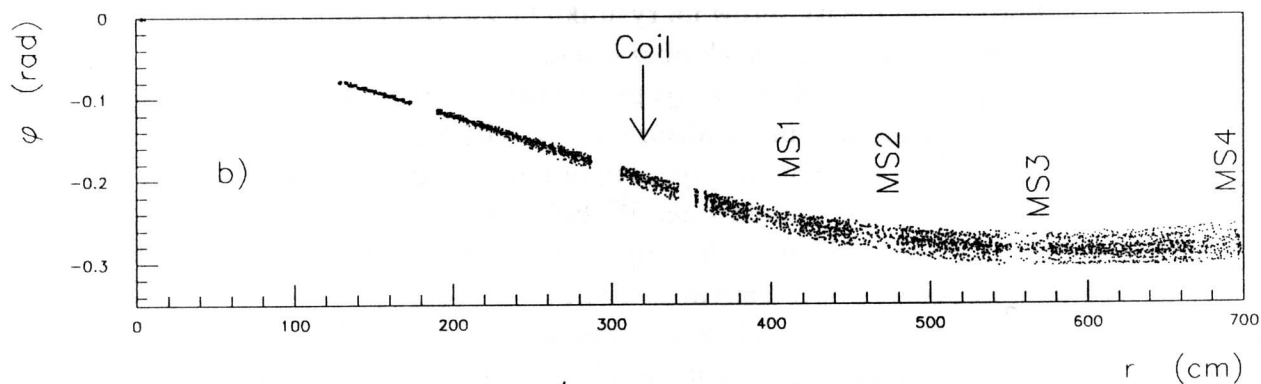
²²Poruszająca się bez strat energii i nie podlegająca rozpraszaniu wielokrotnemu.

²³Gęstość kropek związana jest z długością kroku w ośrodku. Jeżeli pole magnetyczne zmienia się powoli, a ośrodek jest rzadki (straty energii są bardzo małe i praktycznie brak rozpraszania wielokrotnego), krok może być duży. Stąd wynika występowanie "przerw" w torze.

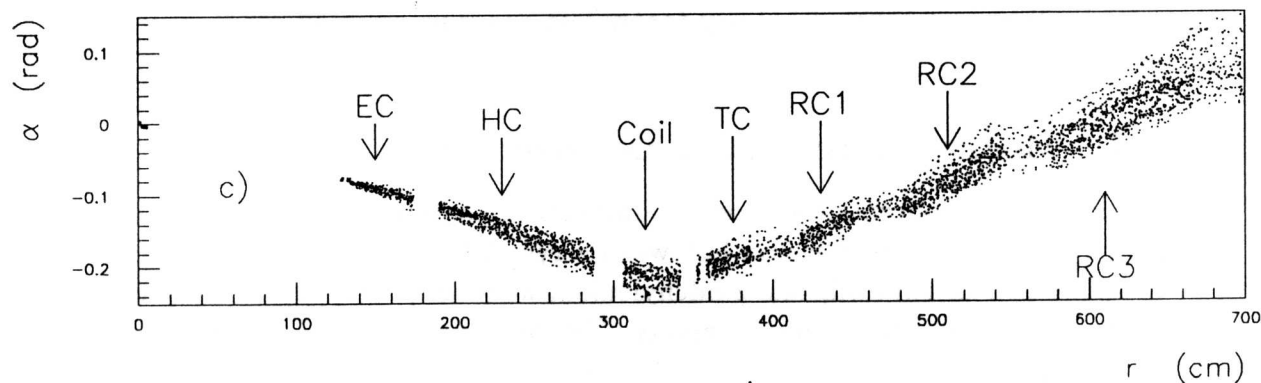
Rysunek 6. Tory 25 mionów o początkowym pędzie poprzecznym $p_T=10\text{GeV}/c$, nachylonym do wiązki pod kątem odpowiadającym $\eta=0.5$ i rzucie pędu na płaszczyznę prostopadłą do osi wiązki skierowanym wzdłuż osi x. Tor przedstawiono we współrzędnych kartezjańskich (górze) i cylindrycznych (środek). Pokazano zależność kąta (α) między rzutami pędu i promienia wodzącego na płaszczyznę prostopadłą do wiązki w zależności od odległości od wiązki (dół).



tor we współrzędnych kartezjańskich



kąt promień-początkowy kierunek ruchu



kąt pęd-promień wodzący

ładunku dodatnim, wychodzących z punktu oddziaływania i przechodzących przez detektor CMS. Wszystkie cząstki mają pęd poprzeczny $p_T=10$ GeV/c skierowany wzdłuż umownej osi x (prostopadłej do z - która jest osią wiązki) i nachylony do wiązki pod kątem odpowiadającym $\eta = 0.5$. Zaznaczono cewkę (Coil) oraz zwrot pola magnetycznego w obszarach wewnętrznym i zewnętrznym. Na rysunku 6a tor pokazano w układzie współrzędnych kartezjańskich. Widoczne jest gięcie toru przed (prawoskrętnie względem osi z) i za cewką (leuoskrętnie). Te same tory na rysunku 6b przedstawiono jako odchylenie od początkowego kierunku ruchu w funkcji odległości od wiązki. W przypadku braku strat energii spodziewać się należy $\frac{d\varphi}{dr} = 0$ dla $r \simeq 700$ cm (koniec detektora). Widać jednak wyraźnie, że ekstremum pojawia się dla $r \simeq 600$ cm. Wiąże się to ze stratami energii. Tracąca energię cząstka ma coraz mniejszy pęd poprzeczny i w efekcie²⁴ większy chwilowy promień krzywizny toru. Dlatego w zewnętrznej części detektora odchyli się bardziej, niż wynikałoby to z rozdziału 3.1. Efekt ten widać także na rysunku 6c, gdzie pokazana jest zależność kąta (α) między rzutem pędu a rzutem wektora wodzącego na płaszczyznę prostopadłą do osi wiązki (dla $r > 600$ cm $\alpha > 0$). Płaskie fragmenty torów na rysunku 6c związane są ze słabym polem magnetycznym w poszczególnych obszarach.

Fluktuacje strat energii powodują pewne rozmycie rozkładu torów. Miony, które w wyniku przejścia przez absorbent straciły większą energię niż inne, odchylone będą silniej. Drugim czynnikiem powodującym rozmycie rozkładu torów jest rozpraszanie wielokrotne. Wkład obu tych procesów do rozkładu kąтового dla stacji 1 (MS1) pokazany został na rysunku 7 - dla cząstek o początkowym pędzie poprzecznym 5, 10 i 20 GeV/c.

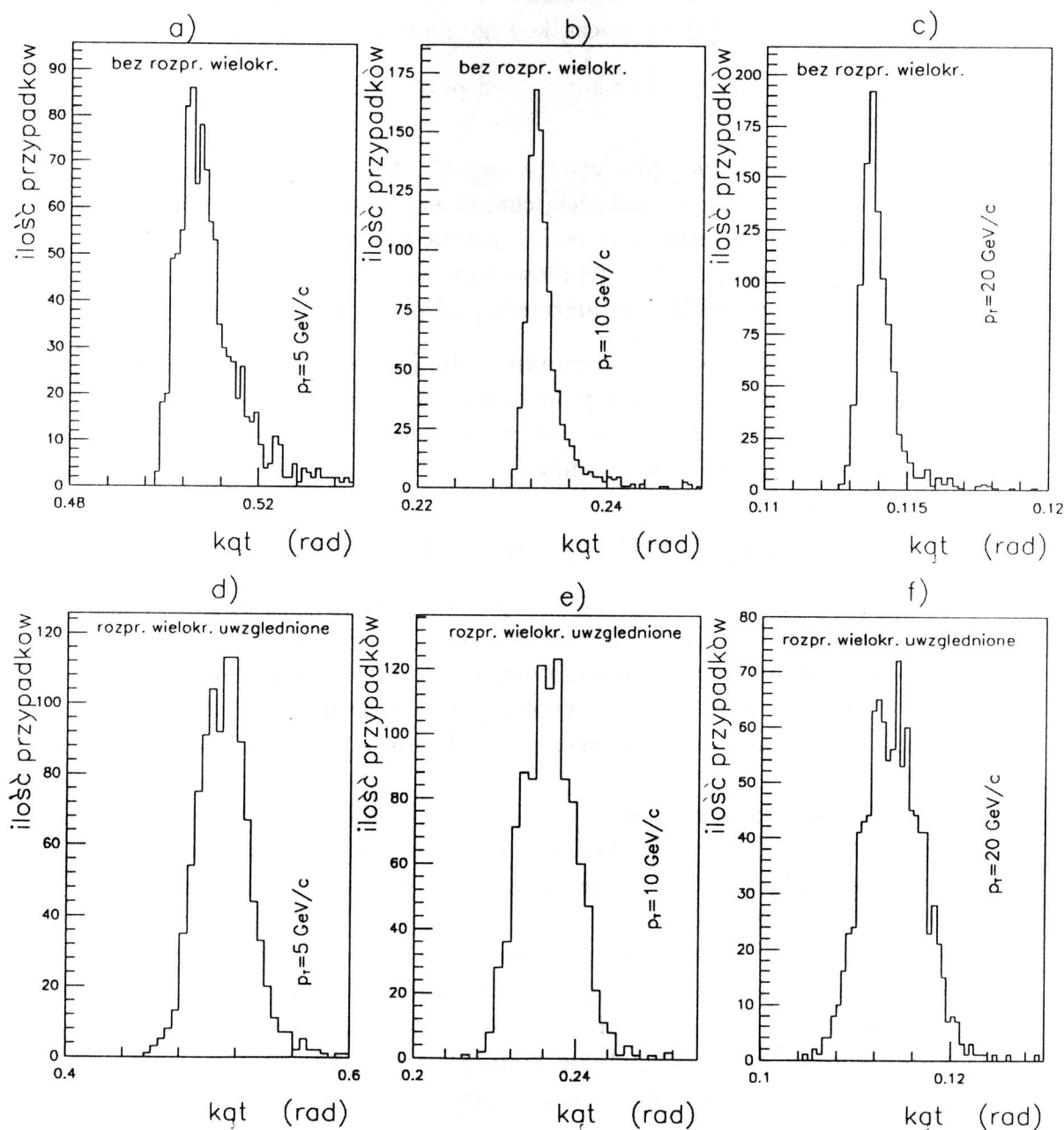
Rysunki a-c nie uwzględniają rozpraszania wielokrotnego (o rozkładzie kątowym decydują jedynie fluktuacje strat energii), na rysunkach d-f rozpraszanie wielokrotne zostało uwzględnione. Widać, że wpływ rozpraszania wielokrotnego na rozkład kątowy torów jest znacznie większy niż fluktuacji strat energii.

3.3 Możliwość realizacji cięć pędowych.

Wraz ze zmianą początkowego pędu poprzecznego mionu zmienia się położenie krzywych rozkładu odchylenia kąтового z rys. 7d-f. Wyzwalanie detektora mogłoby być zatem związane z odchyleniem wektora pędu od początkowego kierunku, który jednak nie jest znany. Trzeba zatem poszukiwać sposobów

²⁴ $r = \frac{p_T}{qB}$.

Rysunek 7. Wpływ rozpraszania wielokrotnego i strat energii na kształt toru. Na osi poziomej rysunku odłożono odchylenie od początkowego kierunku ruchu, na osi pionowej – względną liczbę przypadków. Na rysunkach górnych rozpraszanie wielokrotne nie zostało uwzględnione (wyłączona opcja w programie GEANT), na dolnych – uwzględnione. Symulację przeprowadzono dla pędów początkowych 5, 10 i 20 GeV/c.



niezależnych od początkowego kierunku ruchu cząstki. W pracy rozpatrzono dwie takie możliwości:

1. Powiązanie wyzwalań z różnicą odchylenia w dwóch różnych stacjach.

Cząstka, której początkowy kierunek ruchu jest odchylony o kąt φ_0 od umownej osi x i odchyliła się o kąt φ_A na drodze do stacji A, φ_B na drodze do stacji B, ma różnicę odchylenia $\Delta^{B-A}\varphi = (\varphi_B + \varphi_0) - (\varphi_A + \varphi_0) = \varphi_B - \varphi_A$ niezależną od początkowego kierunku ruchu.

2. Powiązanie wyzwalań z kątem pędu poprzeczny - wektor odległości od wiązki.

Ponieważ kierunek pędu jest styczny do toru wiązki, jest on – podobnie jak odchylenie – wielkością charakteryzującą pęd cząstki. Analogicznie jak w poprzednim punkcie wykazać można, że kąt między rzutem pędu na płaszczyznę Σ (zdefiniowaną w rozdziale 3.1) i rzutem wektora wodzącego jest wielkością niezależną od początkowego kierunku ruchu.

Jedynym sposobem pomiaru kierunku pędu jest wyznaczenie stycznej do toru, co wymaga pomiaru różnicy odchylenia w dwóch bliskich płaszczyznach. Oba sposoby sprowadzają się zatem do zmierzenia tej samej wielkości, różniąc się jedynie długością ramienia pomiaru.

3.4 Optymalny wybór geometrii systemu wyzwalań.

Stacje pomiarowe systemu wyzwalań powinny znajdować się przy stacjach mionowych MS1-MS4, aby nie powodować dalszej segmentacji detektora CMS. Dlatego pierwszy sposób wyzwalań oparty musi być o detektory znajdujące się przy dwóch stacjach do precyzyjnego pomiaru toru mionu, drugi zaś – w oparciu o jedną stację MS, “obłożoną” detektorami do wyznaczenia zmiany odchylenia toru.

Ponieważ dla zmierzenia pędu poprzecznego istotny jest jedynie pomiar kąta azymutalnego φ (w cylindrycznym układzie współrzędnych, którego oś z pokrywa się z osią wiązki), można zastosować elektrody odczytu w kształcie pasów równoległych do osi z .

W przypadku wyzwalań w oparciu o stacje 3 i 1, różnice między odchyleniami dla $p_T=10$ GeV/c wynoszą w przybliżeniu 50 mrad. Daje to odchylenie $\simeq 27$ cm łuku dla stacji 3. Dla $p_T=20$ GeV/c analogiczny kąt odchylenia wynosi $\simeq 25$ mrad, czyli $\simeq 13$ cm łuku. Należy zatem spodziewać się możliwości użycia elektrod odczytu o szerokości ~ 1 cm, a więc w szczególności komór

RPC. Stacje pomiarowe najlepiej ustawić tak, aby różnica kątów odchylenia w poszczególnych stacjach była największa. Odpowiada to ustawieniu jednej ze stacji w okolicy MS3, gdzie $\frac{d\varphi}{dr} = 0$, drugiej – maksymalnie blisko cewki²⁵. Rozpraszanie wielokrotne zaburza nieco to rozumowanie. Może się zdarzyć, że zysk zdolności rozdzielczej z dużego ramienia pomiaru jest tracony na skutek rozpraszania wielokrotnego i w rezultacie wybór stacji 1 i 2 jest korzystniejszy niż 1 i 3.

Dla wyzwalania w oparciu o jedną stację miejscem najdogodniejszym jest okolica cewki²⁶, gdzie $|\alpha|$ (kąt między rzutami pędu i wektora wodzącego na płaszczyznę prostopadłą do wiązki) ma największą wartość. Dla $p_T = 10$ GeV/c kąt α jest w przybliżeniu równy 150 mrad (rys. 6c), co na ramieniu 30cm daje odchylenie ≈ 5 cm. Dla $p_T = 20$ GeV/c analogiczne odchylenia wynosi ≈ 3 cm. Wynika stąd, że dla pasów o szerokości ~ 1 cm można spodziewać się słabej rozdzielczości pędowej dla pędów poprzecznych większych niż 10GeV/c.

Ze względu na wzrastającą z odległością od wiązki szerokością rozkładu torów ($\sigma^2 \propto$ drogi) dokładność odczytów może maleć ze wzrostem r bez szkody dla precyzji wyzwalania. Dlatego wybrano geometrię projekcyjną, przypisując każdej ze stacji taką samą liczbę równych pasów²⁷ (ang. strips). W dalszej części pracy opisano symulacje przeprowadzone dla pasów o szerokościach kątowych równych w przybliżeniu 1.8mrad i 5.4mrad, nazywanych dalej pasami 1cm i 3cm ze względu na szerokość w stacji 3 (tabela 3).

Tabela 3. Przyjęte szerokości pasów odczytu w geometrii projekcyjnej.

stacja	szerokość pasów (cm)	
	pasy "1cm" 3456 pasów w kącie 2π	pasy "3cm" 1152 pasy w kącie 2π
1	0.71	2.13
2	0.83	2.48
3	1.00	3.00
4	1.22	3.67

Pasom przechodzącym przez kąt azymutalny $\varphi = 0$ przypisano numer 1,

²⁵Może się jednak zdarzyć, że częstość dochodzenia cząstek do danej stacji będzie zbyt duża, wówczas jedną ze stacji trzeba odsunąć (zamiast stacji 1 i 3 odpowiada to wyborowi stacji 2 i 3 lub 2 i 4).

²⁶Z uwagą jak w poprzednim przypisie.

²⁷Ponieważ przekrój detektora jest szesnastokątem, szerokości kątowe pasów są sobie prawie równe.

kolejnym - numery rosnące ze wzrostem φ co 1. Umożliwia to wprowadzenie definicji odległości między przecięciami toru z poszczególnymi stacjami wyrażonej w różnicy numerów pasów. Jeżeli cząstka, której tor przechodzi przez stację A, trafia w pas n_a , w stacji B - w pas n_b , wówczas odległość kątową między przecięciami toru ze stacjami A i B definiuje się jako $\Delta^{B-A} := |n_b - n_a|$.

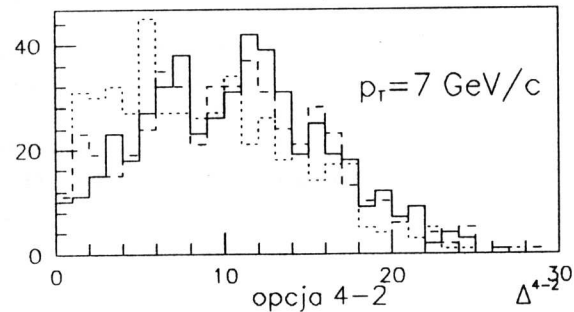
3.5 Rozkład odległości kątowych w zależności od η .

Wszystkie dotychczasowe rozważania dotyczyły mionów wylatujących ze środka detektora pod ustalonym kątem biegunowym. Rozkład odległości pomiędzy przecięciami torów z różnymi stacjami pokazany jest na rysunku 8 dla pędów poprzecznych 10, 20 i 30 GeV/c i pseudopospieszności $\eta=0, 0.5, 1$, przy pasach o szerokości 1cm. Podobnie, na rysunku 9 pokazano rozkład odległości między dwiema płaszczyznami stacji 1^{28} dla różnych pędów poprzecznych. Widać, że wszystkie krzywe są słabo zależne od pseudopospieszności, i że wraz ze wzrostem pędu poprzecznego odległość kątowa między trafionymi pasami w różnych stacjach dla wszystkich przedstawionych sposobów wyzwiania maleje²⁹. Umożliwia to "cięcie" odrzucając toru mionów o pędzie poprzecznym mniejszym od zadanej wielkości granicznej p_T^{th} . Jeśli dla pędu granicznego p_T^{th} różnica odległości dla stacji B-A wynosi Δ_{th}^{B-A} , odrzucenie cząstek, dla których $\Delta^{B-A} \geq \Delta_{th}^{B-A}$, spowoduje odrzucenie pędów mniejszych od granicznego. Przykładowe wartości cięć odpowiadających wyzwianiu na $p_T \approx 10\text{GeV}/c$, odczytane z rysunków 8 i 9, przedstawione są w tabeli 4.

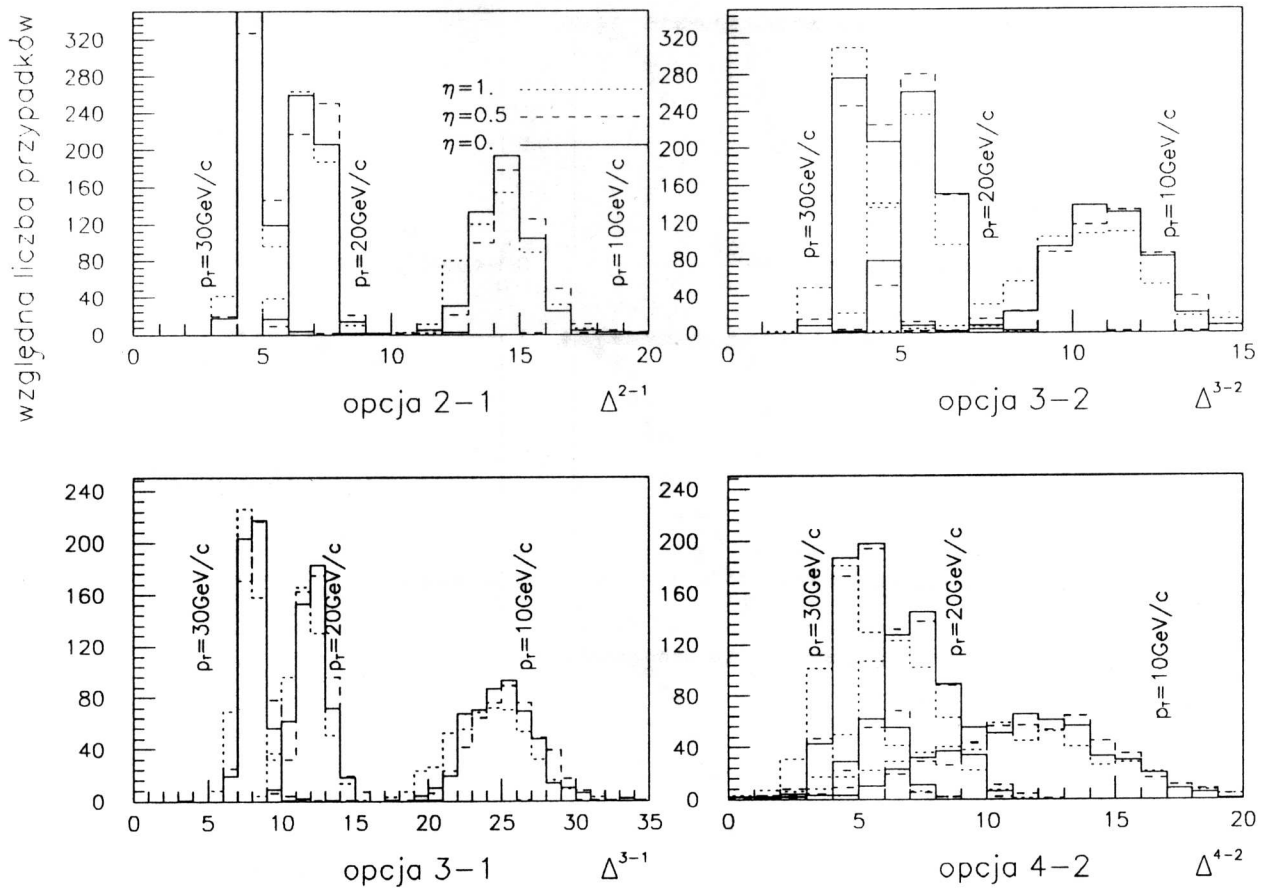
Na rysunku 10 pokazano krzywe efektywności dla pasów o szerokości 1cm powstałe w oparciu o powyższy algorytm. Dla opcji wyzwiania 4-2 i 3-2 przy małych pędach poprzecznych widać zaganianie się krzywych efektywności ku górze, co związane jest z omówionym na stronie 25 rozmyciem rozkładu odległości.

²⁸Wyzwalanie w oparciu o stacje A i B nazywane będzie w skrócie wyzwianiem "B-A", zaś w przypadku wyzwiania w oparciu o jedną stację A - wyzwianiem "As-A".

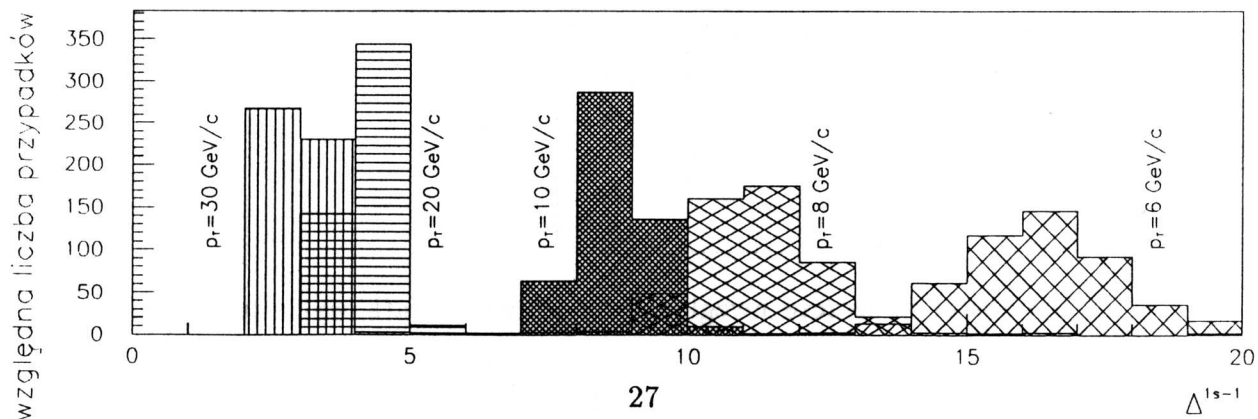
²⁹W okolicy stacji 3 kąt pęd-wektor wodzący zmienia znak i niektóre rozkłady odległości kątowych mogą się przesuwać ku małym wartościom. Ponadto dla małych pędów szerokość rozkładu odległości może się stawać duża i w rezultacie dla pojedynczego toru obiegłość kątowa między stacjami może być mała. Efekt ten, dla $p_T=7\text{GeV}/c$ i stacji 4-2 widoczny jest na rysunku obok.



Rysunek 8. Rozkład odległości między przecięciami torów z różnymi stacjami dla 1cm pasów i początkowych pędów poprzecznych 10, 20 i 30GeV/c, nachylonych pod kątami odpowiadającymi $\eta = 0, 0.5$ i 1.



Rysunek 9. Rozkład odległości na stacji 1s-1 dla różnych pędów poprzecznych ($\eta = 0.5$). Szerokość pasów – 1cm.



Rysunek 10. Zastosowanie omówionych cięć do wyzwalania na miony o $p_T = 10, 20$ i $30\text{GeV}/c$. Zaznaczono krzywe efektywności dla różnych początkowych nachyleń kierunków ruchów mionów.

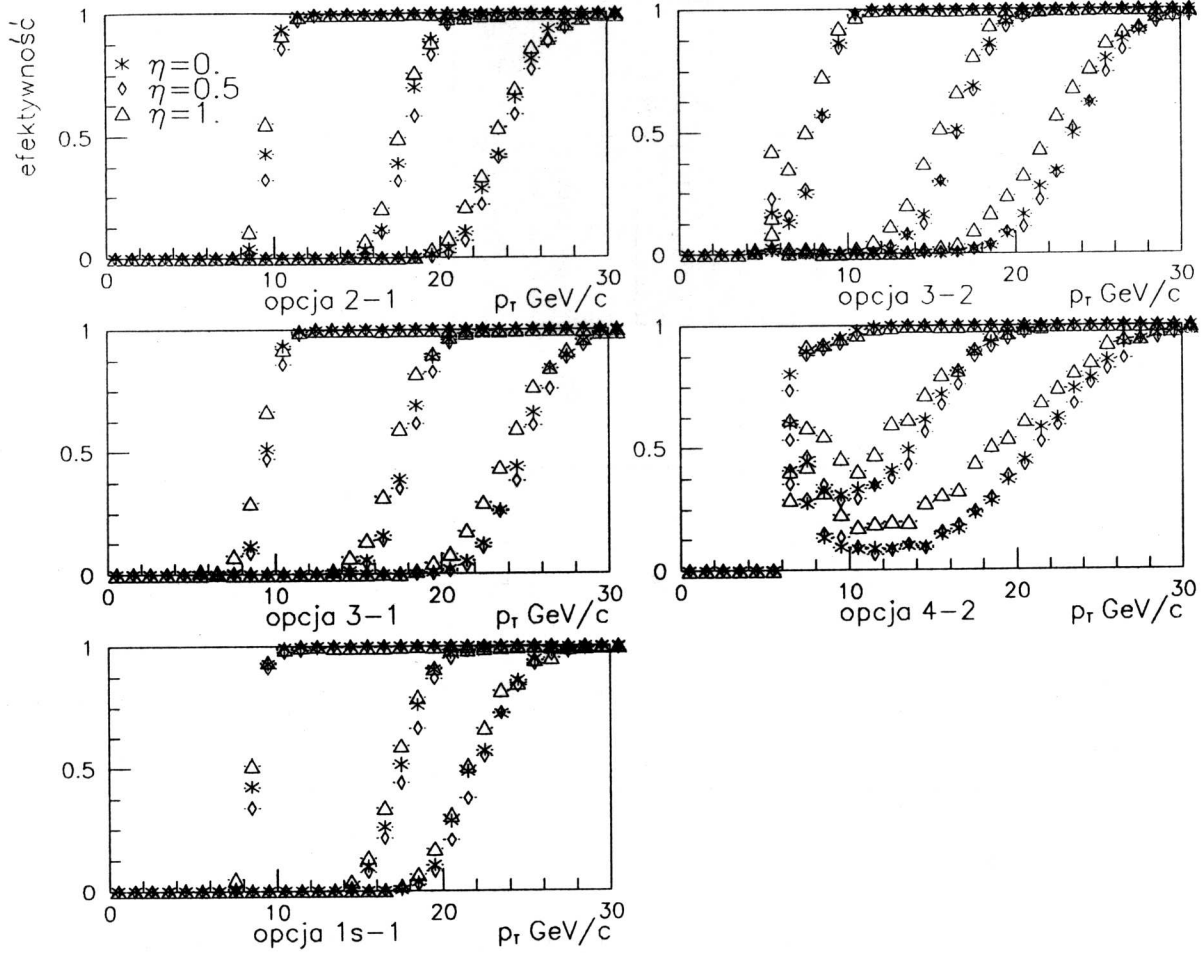


Tabela 4. Przykładowe wartości cięć na $p_T > 10\text{GeV}/c$ dla 1cm pasów.

sposób wyzwalania (B-A)	Δ_{th}^{B-A}
2-1	16
3-2	14
3-1	28
4-2	18
1s-1	10

Nie został tu jeszcze uwzględniony wpływ dodatkowych zapaleń pasów

powodowanych przez towarzyszące mionom elektrony uwalniane w wyniku jonizacji, bezpośredniej kreacji par i konwersji fotonów promieniowania hamowania.

3.6 Źródła sygnałów dla systemu wyzwalania – procesy tła.

Oprócz wyzwoleń powodowanych przez miony z poszukiwanych rzadkich zdarzeń omówionych w rozdziale 1 pojawiać się będą sygnały powstałe w wyniku innych procesów. Można tu wymienić:

1. Wyzwolenia przez miony wyprodukowane bezpośrednio w wyniku sprzężeń elektroślabych. Należy się spodziewać sygnałów od procesów Drell-Yana i rozpadów produkowanych W i Z;
2. Wyzwolenia przez miony powstałe w wyniku rozpadów cząstek zawierających kwarki b i c. Ze względu na stosunkowo krótki czas życia takich cząstek ($\sim 10^{-13} - 10^{-12}$ s) miony z tych rozpadów będą dla systemu wyzwalania nieodróżnialne od omówionych w poprzednim punkcie;
3. Wyzwolenia przez miony stanowiące produkty rozpadów cząstek dziwnych oraz naładowanych pionów. Są to rozpady mogące pojawić się w znacznej odległości od punktu oddziaływania (ze względu na długi czas życia $> 10^{-8}$ s). Przykładem mogą być rozpady:
 $\pi^\pm \rightarrow \mu\nu_\mu$ ($\tau = 2.6 \cdot 10^{-8}$ s, 100%),
 $K^\pm \rightarrow \mu\nu_\mu$ ($\tau = 1.2 \cdot 10^{-8}$ s, 64%),
 $K_L^0 \rightarrow \pi\mu\nu_\mu$ ($\tau = 5.2 \cdot 10^{-7}$ s, 27%);
4. Wyzwolenia przez hadrony, powodowane przebiegiem ^{do}stacji pojedynczej kaskady hadronowej;
5. Wyzwolenia “kombinatoryczne”, powodowane więcej niż jednym z omówionych procesów, np. przejściem mionu i hadronu lub pojawieniem się blisko siebie dwóch kaskad hadronowych;
6. Wyzwolenia przez miony powstałe w wyniku rozpadów leptonów τ ($\tau \rightarrow \mu\nu_\mu\nu_\tau$, $\tau(\text{czas}) = 0.3 \cdot 10^{-12}$ s, 18%).

Dodatkowo pojawią się sygnały spowodowane przez szumy aparatury i wysokoenergetyczne miony promieniowania kosmicznego. Nie stanowią one jednak problemu dla systemu wyzwalania i ich wkład do częstości wyzwalania nie będzie dalej uwzględniany. Omówione procesy mogące być źródłem

wyzwoleń detektora są tłem dla rejestracji mionów powstających w wyniku zajścia poszukiwanych rzadkich procesów. System wyzwalaenia najniższego stopnia nie rozróżnia jednak mionów powstałych w wyniku rozpadów np. cząstki Higgsa, od mionów produkowanych w wyniku innych procesów blisko obszaru przecięcia wiązek. Dlatego omówione w punktach 1 i 2 procesy powinny powodować wyzwolenie detektora. Dopiero wyższe stopnie systemu wyzwalaenia traktują te procesy jako tło.

4 Symulacja produkcji hadronów i mionów w oddziaływaniach p-p przy energii 15.4TeV

Dla zbadania systemu wyzwalań konieczna jest znajomość częstości i rodzajów cząstek produkowanych w punkcie przecięcia wiązek w wyniku zderzenia p-p. Opisanie w tym rozdziale symulacje przeprowadzono przy użyciu programu ISAJET [41](wersja 6.36), generując zderzenia p-p przy energii w układzie środka masy 15.4TeV. Do wyznaczenia częstości przyjęto świetność akceleratora $1 \cdot 10^{34} \frac{1}{\text{cm}^2 \text{s}}$.

4.1 Przekroje czynne.

Na rysunku 11 przedstawiono wyniki symulacji przekrojów czynnych na twarde procesy, które mogą dać wkład do wyzwoleń detektora. Zaznaczono³⁰:

TWOJET Wszystkie procesy QCD, dające w najniższym rzędzie rachunku zaburzeń dwa wysokoenergetyczne jety. Są to procesy typu:
 $gluon + gluon \rightarrow gluon + gluon$, $kwark + antykwark$
 $gluon + kwark \rightarrow gluon + kwark$.

PHOTON Bezpośrednia produkcja twardego fotonu. Uwzględniono procesy:
 $gluon + kwark \rightarrow foton + kwark$,
 $kwark + antykwark \rightarrow foton + gluon$, $foton + foton$.

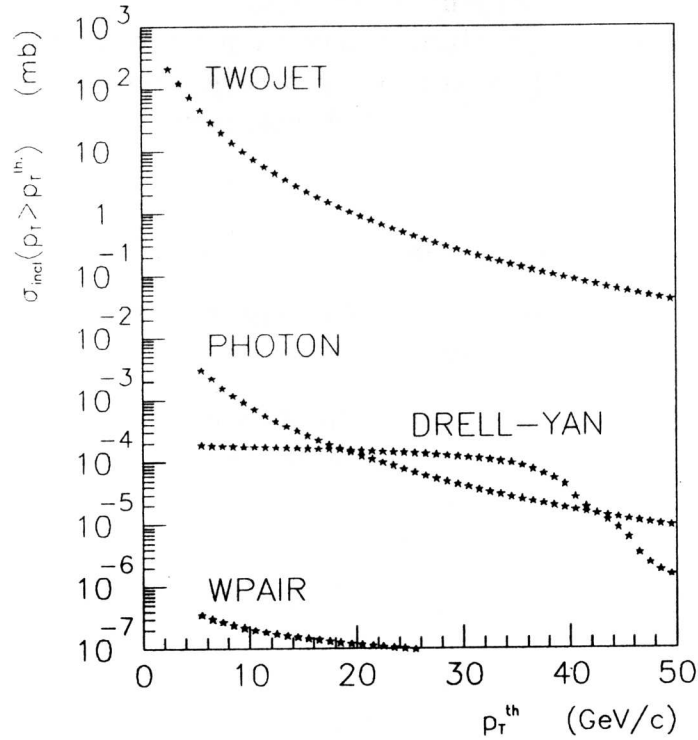
DRELL-YAN Są to uogólnione procesy Drella-Yana, dopuszczające wymianę bozonów W i Z, a więc:
 $kwark + antykwark \rightarrow W \rightarrow kwark + antykwark$,
 $\rightarrow lepton + antylepton$,
gdzie W może być W^+ , W^- , Z^0 lub γ .

WPAIR Produkcja pary bozonów pośredniczących w wyniku anihilacji pary kwark-antykwark. W szczególności mogą to być reakcje:
 $kwark + antykwark \rightarrow W^+ + W^-$, $Z^0 + Z^0$, $W^\pm + Z^0$, $W^\pm + \gamma$.

Na osi pionowej rysunku odłożono przekrój czynny na dany proces o pędzie poprzecznym wiodącego partonu większym od granicznego (zaznaczonego na

³⁰Oznaczenia TWOJET,PHOTON,DRELL-YAN i WPAIR są jednocześnie opcjami programu ISAJET

Rysunek 11. Przekroje czynne na różne procesy. **TWOJET** – procesy QCD dające w najniższym rzędzie rachunku zaburzeń dwa jety, **PHOTON** – bezpośrednia produkcja twardego fotonu, **DRELL-YAN** – uogólnione procesy Drella-Yana, **WPAIR** – produkcja pary bozonów pośredniczących.



osi poziomej). Program ISAJET w opcji p-p działa według algorytmu, który po przeprowadzeniu pierwotnego twardego rozpraszania, dodaniu poprawek radiacyjnych i hadronizacji jetów, hadronizuje kwarki, nie biorące udziału w twardej części procesu (przez dodawanie kreowanych par kwark-antykwar). Przy wysokich energiach procent twardej części w oddziaływaniach nieelastycznych jest duży i dlatego dowolne nieelastyczne oddziaływanie p-p można przybliżyć przez twarde zderzenie o dolnej granicy pędu poprzecznego hadronów dobranej tak, aby całkowity przekrój czynny na zderzenie był równy przekrojowi nieelastycznemu. Kierowano się tu sugestią autorów^{31 32}.

³¹F.E.Paige i S.Protopopescu, kod programu ISAJET, wersja 6.36, P=ISATEXT, D=PHYSICS, C=31.

³²Szczegółową dyskusję symulacji przypadków nieobciążonych znaleźć można w artykule G.Ciappetti i A.Di Ciaccio [42], gdzie dla symulacji przypadków nieobciążonych sugerowane jest używanie opcji MINBIAS (zakładającej brak rozpraszania twardego i – w związku z

Ponieważ oczekiwany nieelastyczny przekrój czynny wynosi $\sigma \approx 80mb$, przyjęto zderzenie p-p przybliżyć przez przypadki generowane opcją TWOJET programu o dolnej możliwej wartości pędu poprzecznego $p_T = 5GeV/c$. Na rysunku 11 widać, że przekroje czynne na uogólnione procesy Drella-Yana oraz na produkcję par bozonów pośredniczących są o 3-5 rzędów mniejsze od przekrojów czynnych uzyskanych przy użyciu opcji TWOJET. Wynika stąd, iż sygnał od mionów produkowanych w wyniku sprzężeń elektroslabych będzie prawdopodobnie zaniedbywalny³³.

4.2 Rozkład pędów poprzecznych produkowanych hadronów i mionów.

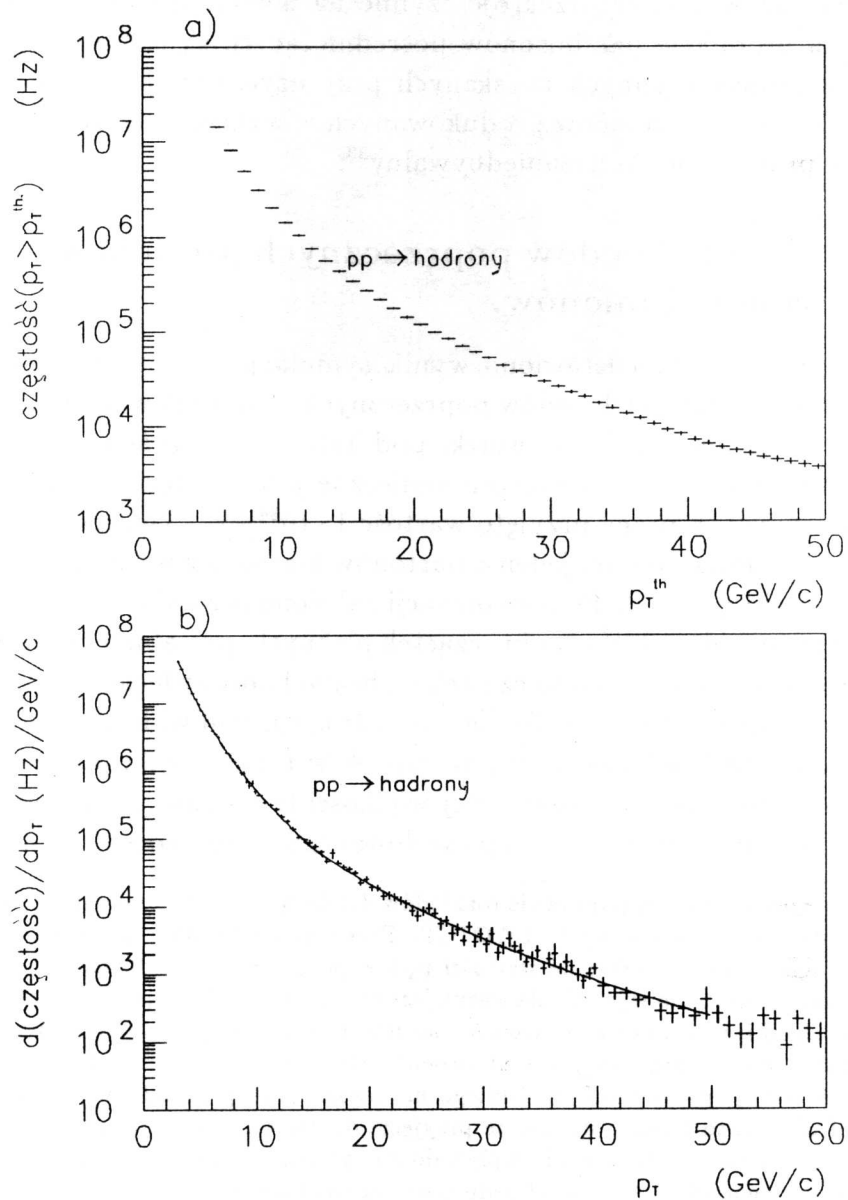
Na rysunku 12 przedstawiono wynik symulacji³⁴ częstości produkowanych hadronów w funkcji ich pędów poprzecznych. Kierunki wektorów pędów hadronów nachylone są do osi wiązki pod kątami odpowiadającymi $|\eta| < 1.5$. Dla określenia częstości zdarzeń konieczne jest przyjęcie pewnej świetlności akceleratora. W pracy przyjęto wartość $1 \cdot 10^{34} \frac{1}{cm^2 s}$. Generowano zdarzenia, w których przynajmniej jeden z partonów kierowany był w obszar pseudopospieszności $|\eta| < 1.8$. Po hadronizacji założono rozpad cząstek o czasie życia krótszym niż ok. $10^{-12}s$ (m.in. cząstek pięknych, powabnych i leptonów τ). Z generowanych w ten sposób cząstek wybrano hadrony lecące w kąt biegunowy odpowiadający $|\eta| < 1.5$. Dopiero one dają rozkład widoczny na rysunku 12. Pokazano częstość generowanych cząstek w funkcji pędu poprzecznego (rys. 12a) oraz różniczkowy rozkład tej wielkości (rys. 12b), który jest ważny dla badania wkładu do wyzwoleń powodowanego przez procesy 3 i 4 (rozdz 3.6).

tym – nie odtwarzającej poprawnie rozkładów dla dużych p_T) z domieszką 32% przypadków uzyskanych przy użyciu opcji TWOJET. Procedura taka daje przewidywane krotności cząstek naładowanych i średnie wartości pędów poprzecznych ($\sim 0.5GeV/c$ dla $|\eta| < 2.5$). Dla symulacji systemu wyzwalań ważna jest produkcja cząstek o pędach poprzecznych dużo większych od średniego (a więc znacznie bardziej twardych), gdyż wkład do sygnału pochodzi od cząstek przechodzących przez absorbent. Cząstki takie muszą mieć duży początkowy pęd poprzeczny, $p_T > 3GeV/c$. Dlatego nie można użyć przypadków generowanych opcją MINBIAS. Warto zwrócić uwagę, że przyjęcie dolnej wartości pędu poprzecznego partonu $5GeV/c$ nie będzie bezpośrednio wpływało na sygnał, ponieważ hadrony w jecie mają pęd poprzeczny znacznie mniejszy od pędu partonu wiodącego.

³³Zagadnienie to będzie jeszcze dyskutowane dalej

³⁴Generowano po 50000 przypadków o p_T z przedziału 5-15GeV/c i 15-50GeV/c oraz 10000 przypadków o p_T 50-2500GeV/c. Do dalszej analizy punkty wzięte zostały z odpowiednimi wagami, wynikającymi ze stosunków przekrojów czynnych.

Rysunek 12. Częstość produkcji hadronów w obszarze kątowym $|\eta| < 1.5$. Przedstawiono częstość produkcji hadronów o pędzie poprzecznym większym od granicznego (a) i różniczkowy rozkład tej wielkości (b).



W analogiczny³⁵ sposób postąpiono w przypadku symulacji rozkładu pędowego

³⁵Generowano po 1.000.000 przypadków o p_T z przedziałów 5-10,10-20,20-30,30-50 GeV/c i 500.000 przypadków o p_T z przedziału 50-2500 GeV/c.

mionów, otrzymując rozkłady³⁶ pokazane na rysunku 13. Miony z przedstawionych rozkładów odpowiadają wkładowi do wyzwalań od procesów wymienionych w punkcie 2 rozdziału 3.6. Częstość produkcji hadronów jest o prawie 3 rzędy większa od częstości produkcji mionów dla danego p_T , jednakże miony mają znacznie większy zasięg w absorbcencji i dlatego zbadanie wkładu do sygnału od obu tych procesów wymaga osobnych symulacji. Uzyskane rozkłady są zgodne z prezentowanymi w pracy [32]³⁷.

Otrzymane częstości sparametryzowano dopasowując³⁸ funkcję postaci:

$$y = a \cdot \exp[-b \cdot \log^2(c \cdot x)],$$

która w skali logarytmicznej osi x jest krzywą Gaussa.

4.3 Rozkłady pseudospieszczości i rodzaje produkowanych hadronów.

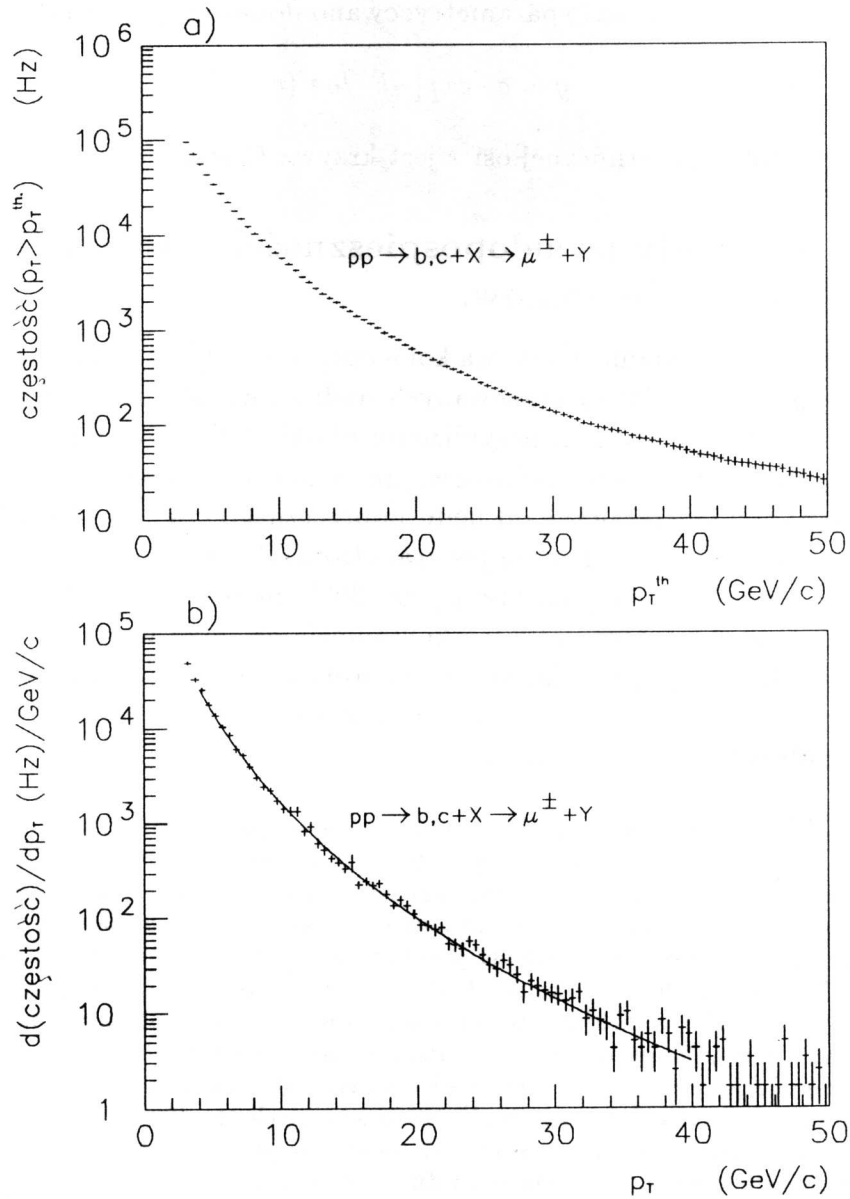
Dla symulacji działania detektora konieczna jest również znajomość rozkładów kątowych i rodzajów produkowanych hadronów. Rysunek 14 pokazuje, że symulacja daje w dobrym przybliżeniu płaskie ($\frac{dN}{d\eta} = const$) rozkłady pseudospieszczości zarówno hadronów, jak i mionów. Ponadto rozkłady pseudospieszczości są niezależne od pędu poprzecznego cząstek. Zbadano rodzaje hadronów generowanych przez program ISAJET (rys. 15). Około 50% wszystkich hadronów to naładowane piony, 30% -neutralne i naładowane kaony. Protony, neutrony i ich antycząstki stanowią ok. 12% wszystkich hadronów. Ogółem około 80% produkowanych hadronów to mezony, a jedynie ok. 20% to bariony. Rysunek 15 pokazuje, że proporcje te w przybliżeniu nie zależą od pędu poprzecznego cząstek.

³⁶Dopiero teraz można ocenić, że wkład od uogólnionych procesów Drella-Yana jest mały. Dla $p_T \approx 35 \text{ GeV}/c$ $\sigma(p_T > 35 \text{ GeV}/c) \sim 10^{-4} \text{ mb}$, co przy świetlności $1 \cdot 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ daje częstość 10^3 Hz . Uwzględniając jednak mniejszy obszar kątowy oraz stosunek rozpadów W na miony $\approx 10\%$ (wkład od W^\pm jest znacznie większy niż od Z i o wiele rzędów większy od wkładu γ) można oszacować częstość produkcji mionów w wyniku uogólnionych procesów Drella-Yana na $\sim 10^1 \text{ Hz}$, podczas gdy dla rozpadów cząstek pięknych i powabnych wynosi ona ($p_T > 35 \text{ GeV}/c$) $0.9 \cdot 10^2 \text{ Hz}$. Dla innych wartości p_T^{th} wkład mionów z rozpadów b, c jest znacznie większy, ponieważ krzywa rozkładu p_T mionów z rozpadów $pp \rightarrow b, c \rightarrow \mu$ szybko rośnie z malejącym p_T^{th} , zaś krzywa przekroju czynnego na uogólnione procesy Drella-Yana gwałtownie opada przy wartościach p_T^{th} przekraczających $M_W/2$.

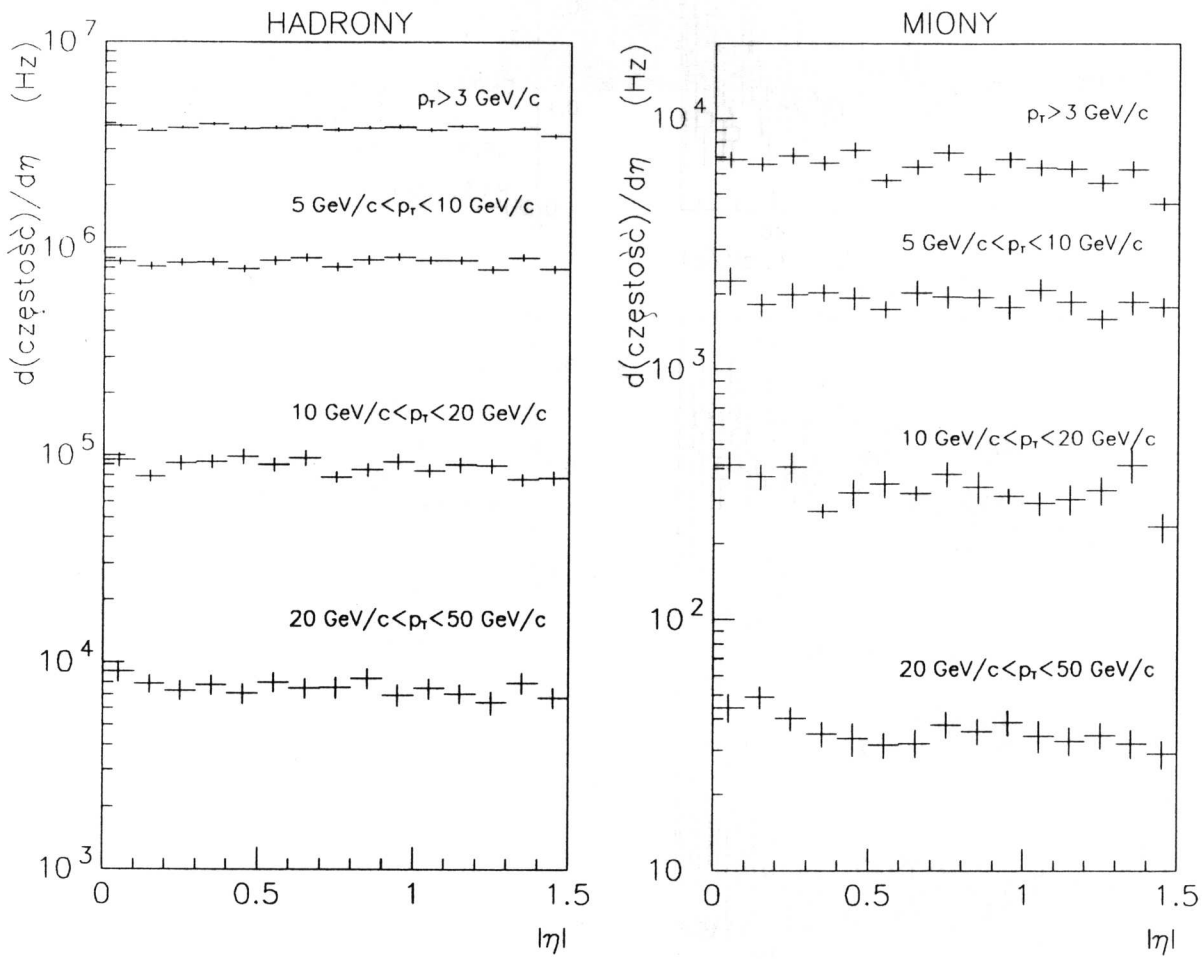
³⁷Wkład od uogólnionych procesów D-Y omówiony jest tam dokładniej.

³⁸Dla rozkładu z rys. 12 dopasowano dwie krzywe tej postaci - dla $3 < p_T < 15 \text{ GeV}/c$ i $15 < p_T < 50 \text{ GeV}/c$.

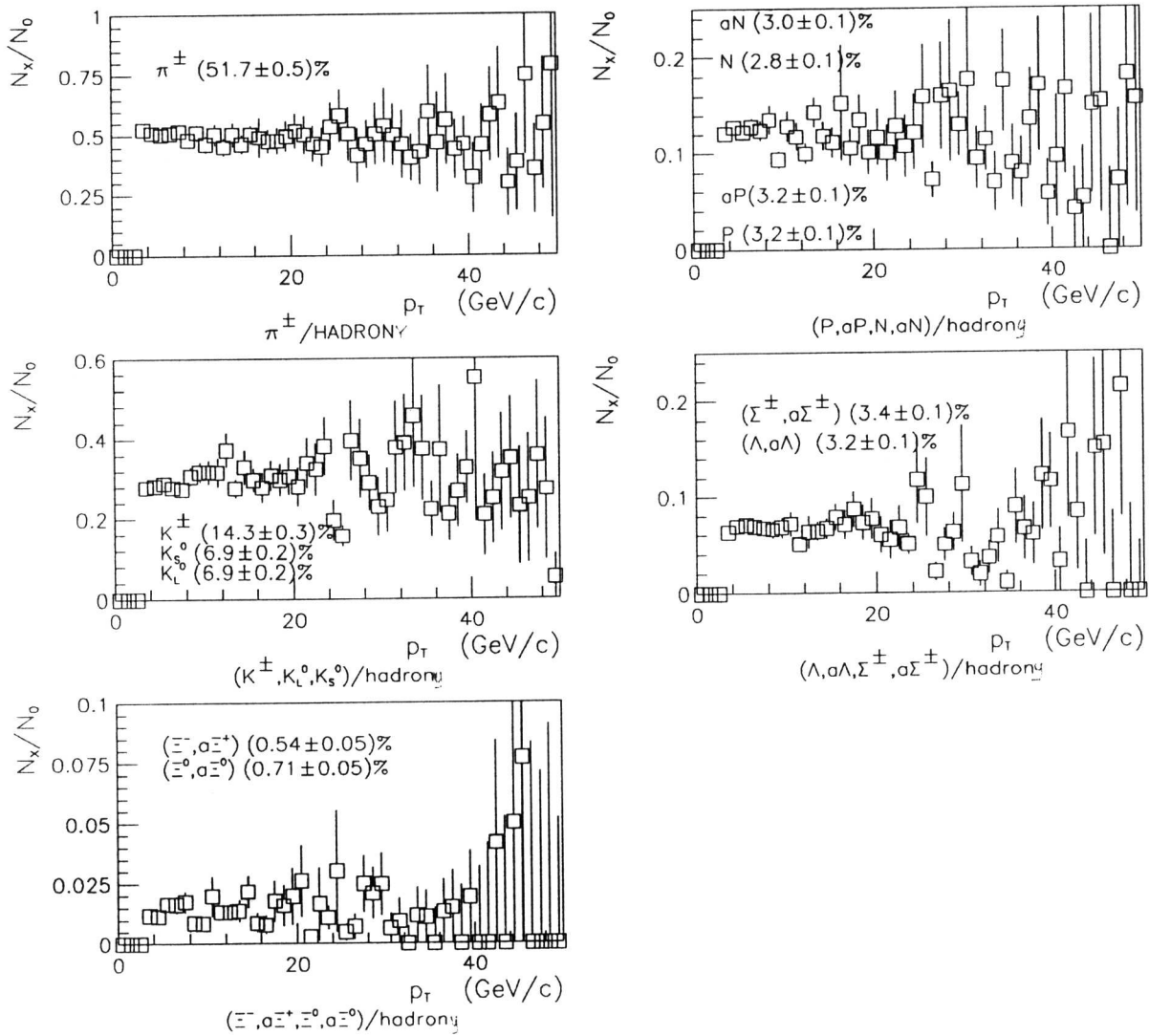
Rysunek 13. Częstość produkcji mionów w obszarze kątowym $|\eta| < 1.5$.
 Przedstawiono częstość produkcji mionów o pędzie poprzecznym większym od
 granicznego (a) oraz różniczkowy rozkład tej wielkości (b).



Rysunek 14. Rozkład pseudopospieszności produkowanych hadronów i mionów.



Rysunek 15. Rodzaje produkowanych hadronów. Na poziomej osi zaznaczono pęd poprzeczny hadronu, na osi pionowej stosunek liczby produkowanych hadronów danego rodzaju (N_x) do liczby wszystkich produkowanych hadronów (N_0).



5 Wyzwalanie powodowane przez miony produkowane w pobliżu punktu oddziaływania p-p

5.1 Opis przeprowadzonej symulacji.

W rozdziale 4 pokazano, że spodziewać się należy znacznego wkładu - do częstości wyzwoleń detektora - od mionów powstających w wyniku rozpadów cząstek zawierających kwarki b i c. Krótki czas życia takich cząstek powoduje, że mion produkowany jest w pobliżu punktu oddziaływania p-p. Ze względu na dużą odległość stacji mionowych od punktu oddziaływania przyjęto przybliżenie, że miony powstają w środku geometrycznym detektora. Założono też (w oparciu o dyskusję przeprowadzoną w rozdziale 4.3) płaski rozkład pseudopospieszności początkowych kierunków mionów.

Symulację przejścia mionów przez detektor przeprowadzono dla mionów o pędach poprzecznych z przedziału 3-29 GeV/c, kierowanych w kąt biegunowy odpowiadający pseudopospieszności $|\eta| < 1.5$. Liczbę generowanych przypadków podano w tabeli 5. Dla p_T z przedziału 3-5 GeV/c generowano przypadki co $\Delta p_T = 0.5 \text{ GeV/c}$, dla p_T 5-29 GeV/c - co 1 GeV/c. Ogółem przeprowadzono symulacje dla 29 wartości pędu poprzecznego.

Tabela 5. Generowana liczba przypadków.

pęd poprzeczny (GeV/c)	liczba przypadków
3.0	75000
3.5	10000
4.0	5000
4.5	2500
5.0 - 9.0	1000
10.0 - 29.0	500

Zgodnie z wersją 7 projektu detektora CMS ([6]), w odległościach 385, 448, 541 i 664 cm od osi wiązki ustawiono stacje do precyzyjnego pomiaru torów mionów MS1-MS4. Przyjęto, że komory mionowe systemu wyzwalania są płaszczyznami znajdującymi się po obu stronach każdej ze stacji MS³⁹, i że wszystkie przechodzące przez komorę cząstki naładowane dają sygnał ("zapalają" pasy). Wzdłuż osi z stacje systemu wyzwalania rozciągają się od

³⁹W przypadku wariantów B-A wyzwalania brano pod uwagę pierwszą płaszczyznę komór w każdej ze stacji.

-7.25m do 7.25m w przypadku stacji 1, 2 i 3 oraz od -10.01m do 10.01m w przypadku stacji 4. Pokrywane przez każdą ze stacji obszary kątowe przedstawione są w tabeli 6.

Przy analizie symulowanych zdarzeń uwzględniono dodatkowe zapalenia pasów przez elektrony pojawiające się w wyniku wybijania elektronów δ , konwersji fotonów promieniowania hamowania i bezpośredniej kreacji par.

Tabela 6. Rozmiary kątowe każdej ze stacji.

stacja	pokrycie kątowe (w stopniach)	odpowiadający zakres pseudospieszości
1	120.	2·1.32
2	113.	2·1.20
3	103.	2·1.06
4	111.	2·1.16

5.2 Prawdopodobieństwa i częstości dojść mionów do każdej ze stacji i ich zależność od współrzędnej z .

Absorbent znajdujący się na drodze mionów do stacji mionowych powoduje, że część mionów o małych pędach poprzecznych zostanie w absorbencie zatrzymana. Na rysunku 16a pokazano prawdopodobieństwo dojścia mionu do każdej ze stacji w funkcji początkowego pędu poprzecznego mionu. Praktycznie wszystkie miony o pędzie poprzecznym $p_T > 3.5\text{GeV}/c$ dochodzą do stacji 1, podczas gdy dla $p_T = 3.0\text{GeV}$ prawdopodobieństwo dojścia do stacji 1 jest o prawie dwa rzędy wielkości mniejsze. Miony o $p_T = 5\text{GeV}/c$ dochodzą do stacji 1, 2 i 3, ale do stacji 4 dochodzi ich tylko 3% (głównie dla dużych wartości z). Oznacza to, że wyzwalenie na pęd poprzeczny $5\text{GeV}/c$ w oparciu o stację 4 jest niemożliwe. Na rysunku 16b przedstawiona jest częstość dochodzenia mionów do każdej ze stacji. Narysowane punkty powstały w wyniku przemnożenia częstości produkcji mionów w wierzchołku przez prawdopodobieństwo przebiccia dla danego p_T . Gwałtowny spadek częstości dla $p_T \simeq 3\text{GeV}/c$ oznacza, że miony o mniejszym pędzie poprzecznym można przy badaniu systemu wyzwiania zaniedbać⁴⁰. Całkowita częstość dochodzenia mionów do każdej ze stacji pokazana jest na rysunku 16c. Wyznaczona częstość dochodzenia mionów do stacji 1 wynosi ok. $7 \cdot 10^4\text{Hz}$, podczas

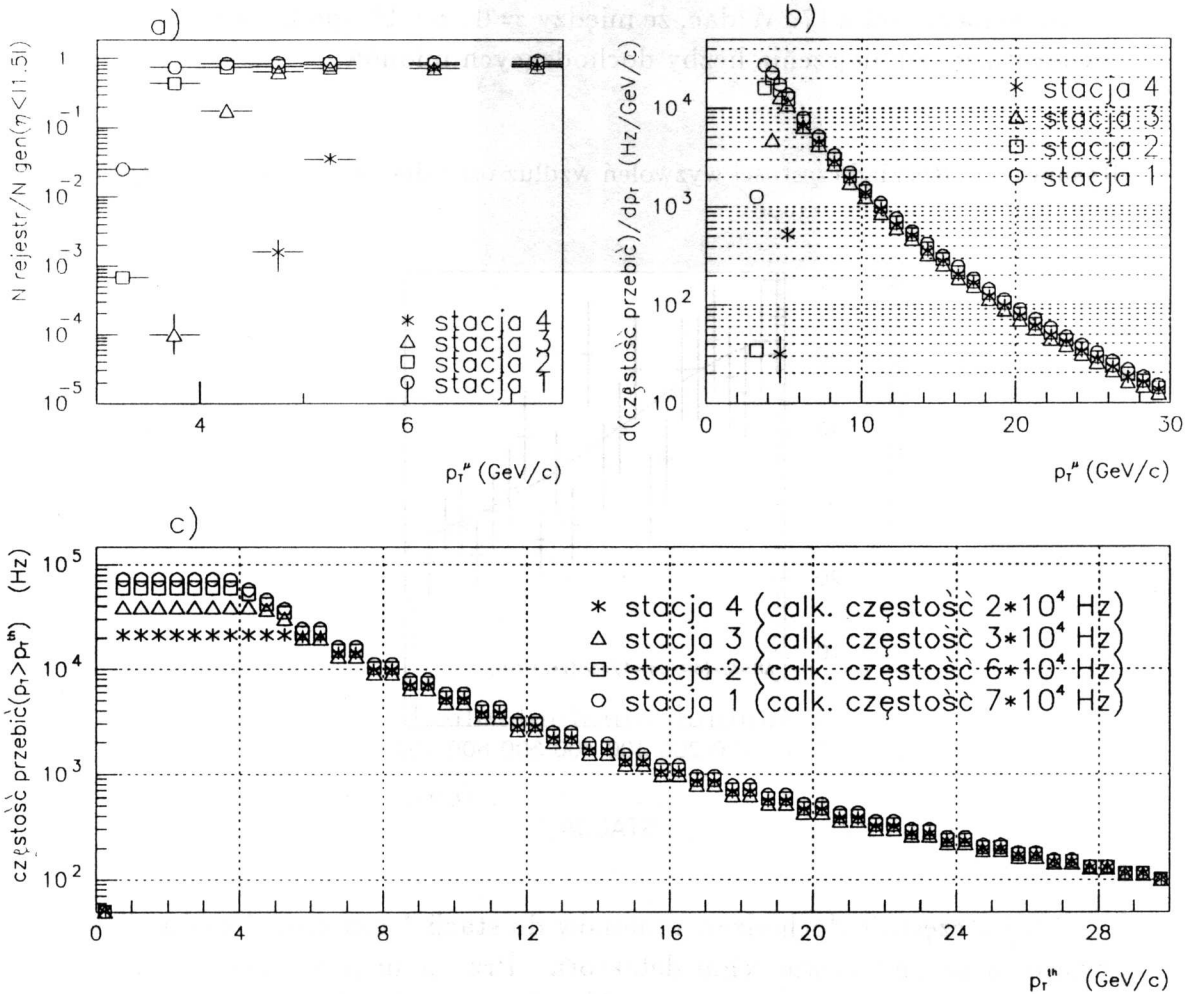
⁴⁰Mogło by się zdarzyć, że spadek prawdopodobieństwa nie kompensuje silnego wzrostu częstości produkcji mionów dla małych pędów poprzecznych. Wówczas konieczne by było zastosowanie algorytmu dającego skończoną częstość produkcji cząstek dla $p_T \rightarrow 0$ (np. przy użyciu opcji MINBIAS programu ISAJET).

Rysunek 16. Prawdopodobieństwa i częstości dojsć mionów do każdej ze stacji.

a) – prawdopodobieństwo trafienia mionu w stacje 1-4,

b) – różniczkowa częstość przebieć do stacji 1-4,

c) – całkowita częstość przebieć mionów o pędzie początkowym większym od granicznego.



gdy dla stacji 4 wielkość ta maleje do ok. $2 \cdot 10^4$ Hz (błąd statystyczny jest mniejszy niż 10%).

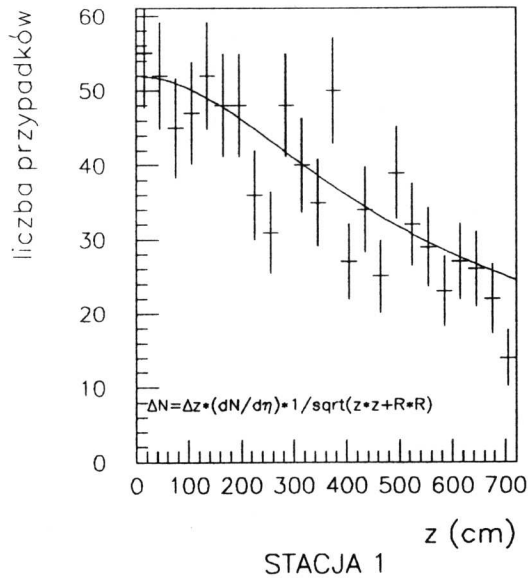
Przy płaskim rozkładzie pseudopospieszności częstość padania mionów na detektor zależna jest od współrzędnej z. Związek ten łatwo wyznaczyć. Jeżeli

$\frac{dN}{d\eta} = \text{const} = A$, to :

$$\frac{dN}{dz} = \frac{dN}{d\eta} \frac{d\eta}{d\theta} \frac{d\theta}{dz} = A \frac{-1}{\sin \theta} \frac{d}{dz} \left(\arctan\left(\frac{R}{z}\right) \right) = A \frac{1}{\sqrt{z^2 + R^2}} = \frac{A}{R} \sin \theta,$$

gdzie R jest odległością od osi wiązki. Otrzymane w wyniku generacji 1000 przypadków punkty wraz z naniesioną krzywą teoretyczną dla stacji 1 przedstawiono na rysunku 17. Widać, że między $z=0$ i $z=725$ spodziewać się można dwukrotnego zmniejszenia liczby dochodzących mionów.

Rysunek 17. Rozkład częstości wyzwoleń wzdłuż osi z dla $p_T = 8 \text{ GeV}/c$ (stacja 1).



Znając częstość dochodzenia mionów do stacji 1 oszacować można liczbę wyzwoleń na cm^2 powierzchni detektora. Przy polu powierzchni pierwszej stacji $16 \cdot 153 \text{ cm} \cdot 725 \text{ cm} \simeq 1.8 \cdot 10^6 \text{ cm}^2$ i częstości dochodzenia mionów $\sim 10^5 \text{ Hz}$ otrzymuje się $\sim 5 \cdot 10^{-2} \text{ Hz/cm}^2$, co nie wyklucza możliwości użycia komór RPC (o dopuszczalnej częstości trafień $\sim 100 \text{ Hz/cm}^2$). Zauważyć należy, że rozmiary kątowe każdej ze stacji są mniejsze od obszaru kąтового, w który kierowane były miony⁴¹ i dlatego prawdopodobieństwo

⁴¹Część cząstek o początkowym kierunku odpowiadającym $|\eta| > 1.3$ na skutek rozpraszania wielokrotnego może zmienić kierunek i trafić w detektor.

dojścia cząstki do każdej ze stacji nie dąży do 1 (ze wzrostem p_T), lecz do wielkości wynikającej z jej rozmiarów kątowych. W szczególności dla dużych pędów poprzecznych częstość sygnałów ze stacji 4 jest większa niż ze stacji 3.

5.3 Wyznaczenie czasu produkcji mionu.

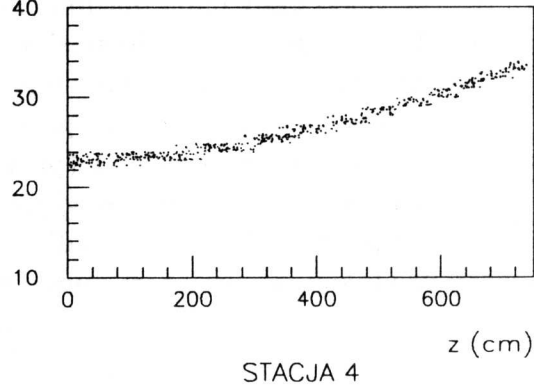
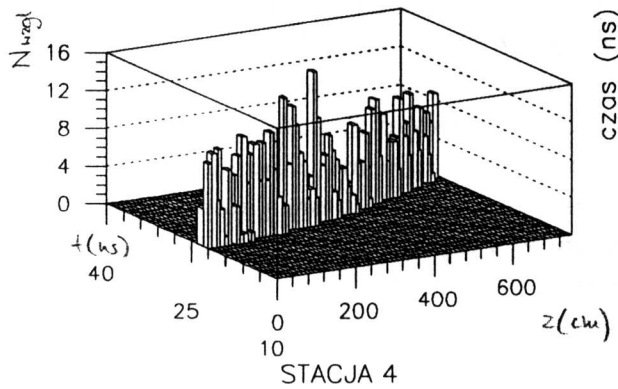
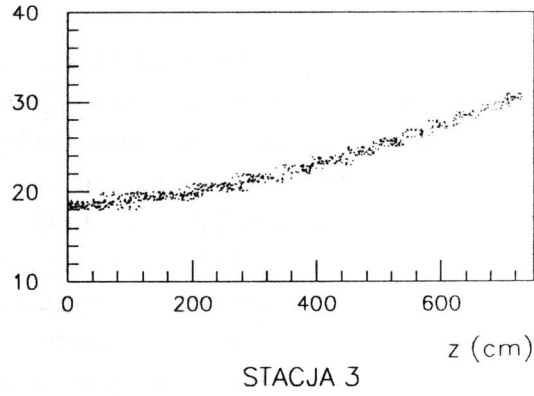
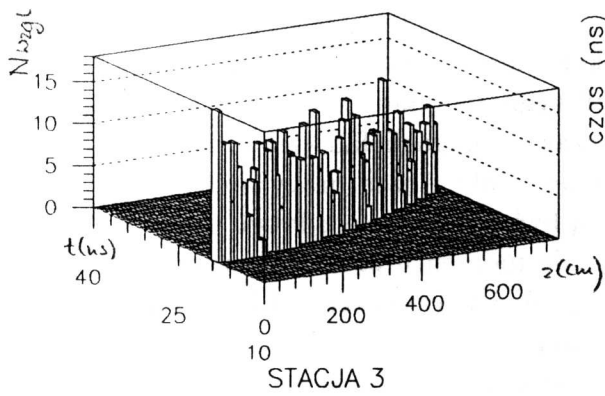
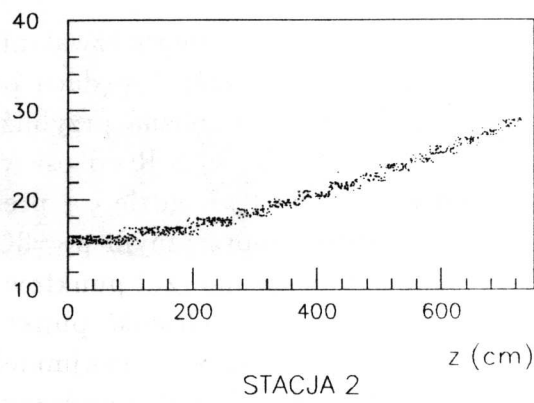
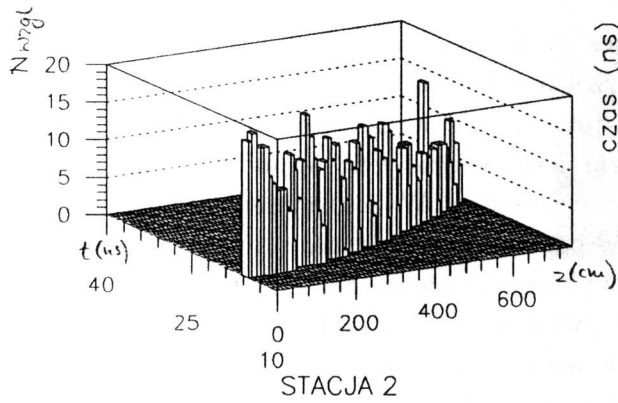
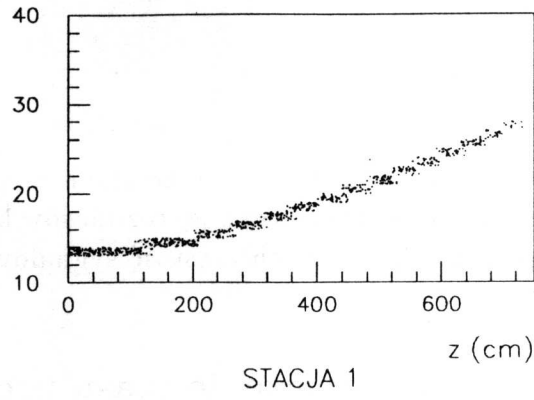
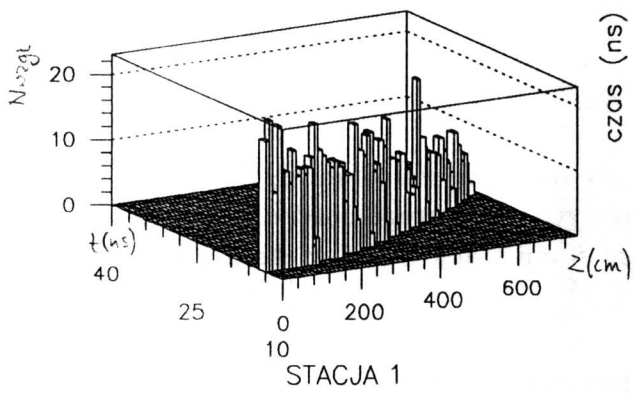
Ważnym zadaniem systemu wyzwiania jest podanie absolutnego czasu produkcji mionu. Przy dużych pędach poprzecznych promień krzywizny toru mionu jest duży i tor można przybliżyć prostą. Wówczas czas t przelotu mionu do stacji odległej o R od osi wiązki jest związany ze współrzędną z wzorem $t = \frac{1}{c}\sqrt{R^2 + z^2}$, gdzie c - prędkość światła. Wyniki symulacji dla mionów o pędzie poprzecznym $p_T=8\text{GeV}/c$ przedstawiono na rysunku 18. Na rysunku 19 pokazano rzut punktów z wykresu 18 na oś czasu dla różnych pędów poprzecznych. Gęstość punktów związana jest z ilością trafień w danym przedziale czasowym (najmniejsza działka czasowa - 1ns). Widać, że rozkład czasu dojścia jest niezależny od początkowego pędu poprzecznego mionu.

Aby wyznaczyć absolutny czas produkcji mionu konieczne jest przyjęcie pewnej długości pasów. Na czas rejestracji sygnału składa się czas przelotu mionu do stacji, czas narastania lawiny, czas propagacji fali elektromagnetycznej po pasie, czas propagacji sygnału po kablu i czas pracy aparatury elektronicznej. Dwa ostatnie czynniki mogą być wyznaczone i łatwo uwzględnione, i dlatego ograniczenie na wyznaczenie momentu produkcji wynika z czasu dojścia mionu, propagacji sygnału po pasie i znajomości szybkości wyzwolenia komory (bez pasów). Zakładając niepewność tego ostatniego czynnika $<5\text{ns}$ (co nie jest ostrym wymaganiem), aby określić, z którego przecięcia wiązek (co 15ns) dany mion pochodzi, trzeba dobrać długość pasów tak, aby możliwe było podanie czasu dojścia (wynikającego z miejsca trafienia w pas) z dokładnością do 2.5 ns (a więc wyznaczenie przedziału czasowego 5 ns). Ponieważ czas dojścia mionu do pasa rośnie ze wzrostem z , należy odczyt umieścić po stronie większego z (przyjęto $z > 0$, co nie ma znaczenia ze względu na symetrię problemu względem $z=0$). Umożliwi to pewną kompensację czasu propagacji sygnału wzdłuż elektrody. Przy takim założeniu czas między produkcją a rejestracją mionu wynosi:

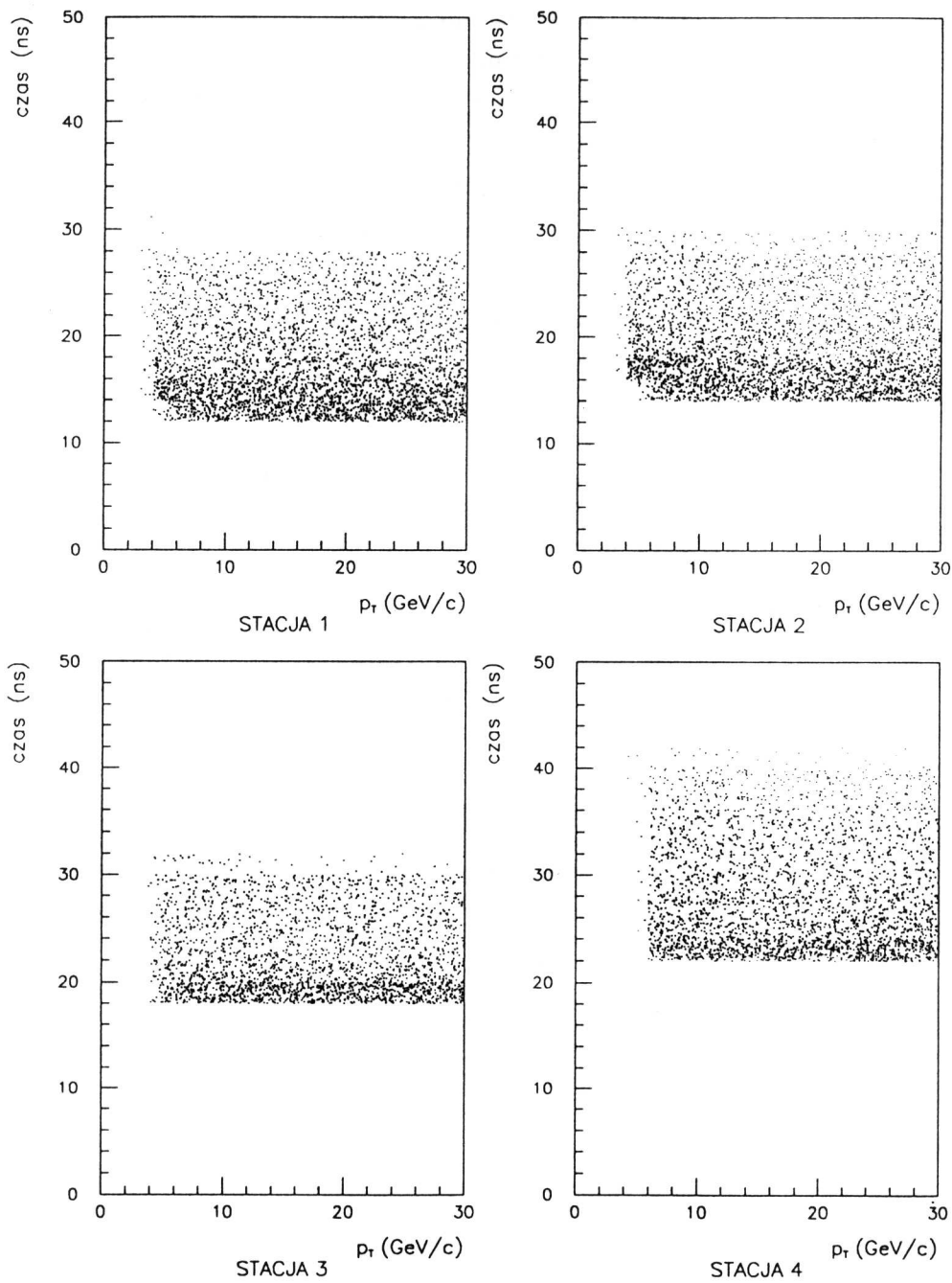
$$t(z) = \frac{1}{c}\sqrt{R^2 + z^2} + \frac{z_n - z}{d},$$

gdzie d - prędkość światła w pasie, z_n - współrzędna końca pasa (miejsce

Rysunek 18. Zależność czasu dojazdu sygnału do stacji od współrzędnej z



Rysunek 19. Rozkład czasu przelotu dla różnych wartości pędu poprzecznego. Gęstość kropek jest proporcjonalna do liczby trafień w dany przedział czasowy. Widać, że czas przelotu w przybliżeniu jest niezależny od początkowego pędu mionu.



rejestracji sygnału). Ponieważ pochodna funkcji $t(z)$:

$$\frac{dt}{dz} = \frac{1}{c} \frac{z}{\sqrt{R^2 + z^2}} - \frac{1}{d}$$

jest zawsze ujemna ($z > 0$), funkcja czasu, po którym rejestrowany jest mion monotonicznie maleje ze wzrostem z . Oznacza to, że sygnały trafień bliższych z_n będą dochodziły szybciej niż sygnały trafień bardziej odległych od końca pasa. Jeśli znane jest położenie jednego końca pasa, położenie drugiego można wyznaczyć ze związku:

$$\Delta t = t(z_1) - t(z_2) = \frac{1}{c} \sqrt{R^2 + z_1^2} + \frac{z_2 - z_1}{d} - \frac{1}{c} \sqrt{R^2 + z_2^2}, \quad (1)$$

dla $\Delta t = 5ns$. Powyższa zależność prowadzi do równania kwadratowego, którego rozwiązanie daje związek rekurencyjny między z_n a z_{n-1} . Rozwiązanie dla 1-ej i 3-ej stacji, po przyjęciu $z_0 = 0$ i $d = 2 \cdot 10^{10} cm/s$ przedstawiono w tabeli 7 (koniec ostatniego pasa - $z=725cm$):

Tabela 7. Rozwiązania równania 1 na współrzędne końca pasów.

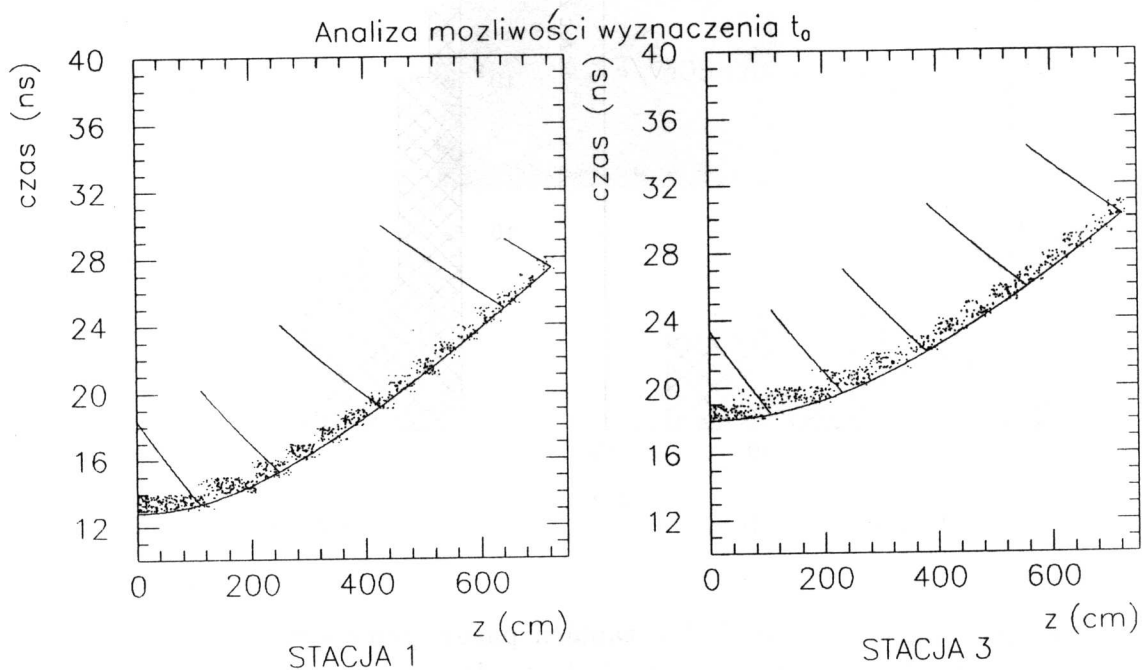
	stacja 1 $z_n(cm)$	stacja 2 $z_n(cm)$
z_0	0.	0.
z_1	110	107
z_2	249	232
z_3	426	380
z_4	643	557
z_5	725	725

Funkcja czasu dojścia dla wyliczonych położzeń pasów przedstawiona jest na rysunku 20. Zapalenie np. 4-go pasa pierwszej stacji oznacza, że produkcja mionu nastąpiła 25-30ns wcześniej. Warto zauważyć, iż 5ns to czas przebycia przez falę elektromagnetyczną 1m pasa. Omówiona kompensacja dla dużych z jest na tyle silna, że dla dużych z pozwala używać nawet pasów o długości 2m.

5.4 Szerokość sygnału i wyznaczenie wartości cięć.

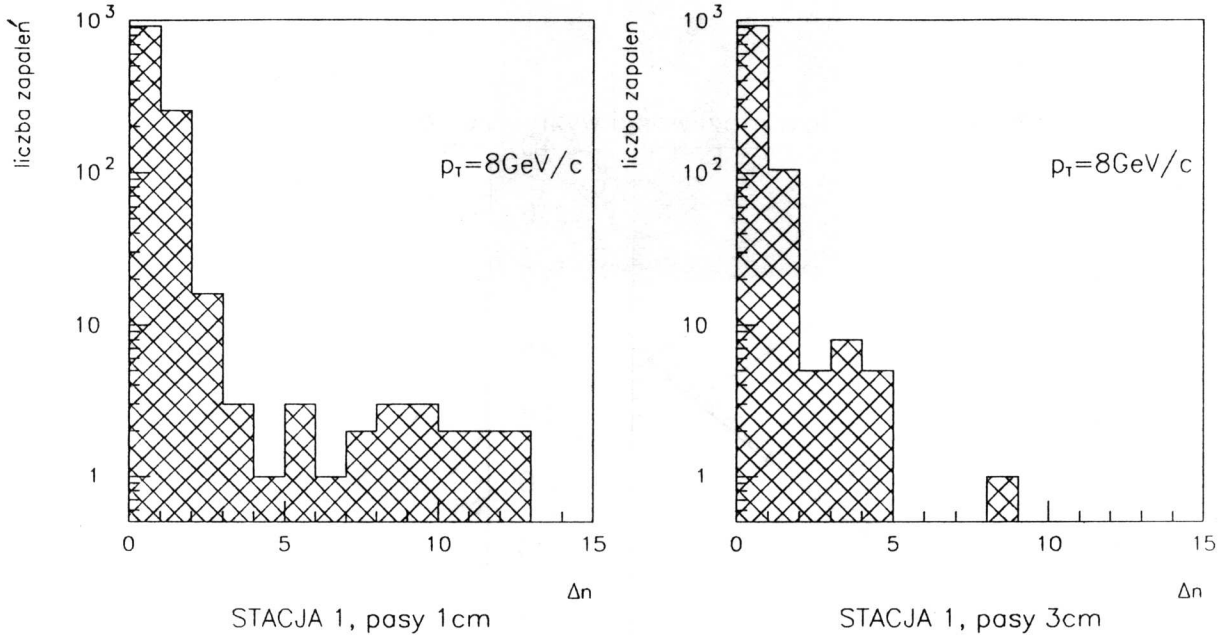
Przedstawione w tabeli 4 wartości cięć mogą ulec zmianie po uwzględnieniu sygnału od elektronów towarzyszących mionowi. Pojawienie się dodatkowych

Rysunek 20. Przedziały wyznaczenia t_0 (dla stacji 1 i 3). Krzywa przerywana określa czas między produkcją mionu a rejestracją sygnału. Przy przyjętych długościach elektrod odczytu, niezależnie od współrzędnej z , czas przed jakim wyprodukowany został mion jest wyznaczony z dokładnością większą niż 5ns.



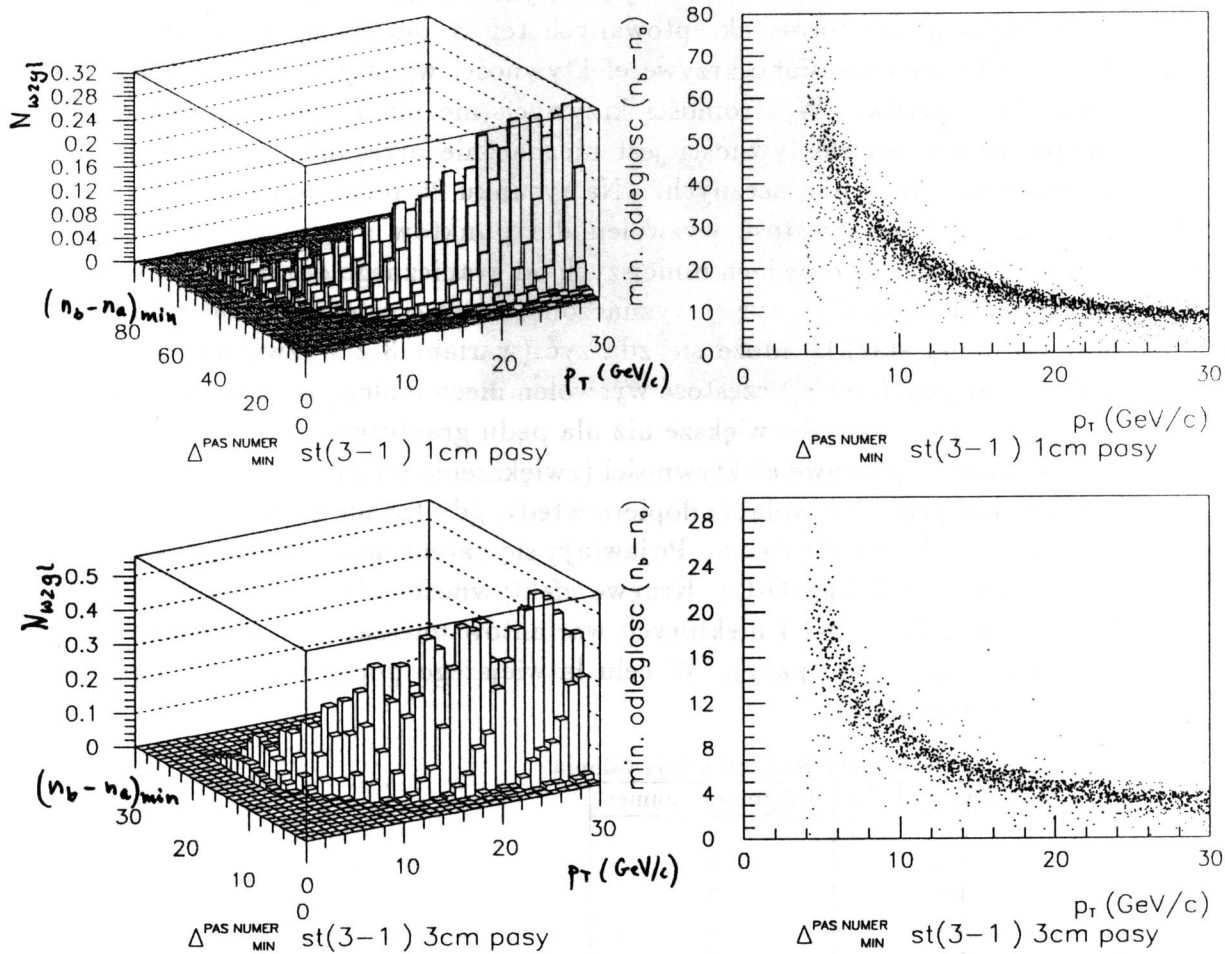
zapaleń widoczne jest na rysunku 21, na którym przedstawiono szerokość sygnału od mionów o $p_T=8\text{GeV}/c$ w stacji 1. Dla każdego mionu wybrany został pas (n_0) mający największą liczbę trafień. Następnie znaleziono wszystkie zapalone pasy i dla każdego wyznaczono różnicę $\Delta n := |n_n - n_0|$, która odłożona została na osi poziomej. Pojawiły się punkty z $\Delta n \neq 0$, co świadczy o zapaleniu więcej niż jednego pasa. Dla pasów 1cm i 3cm trafiono pasy sąsiednie – odpowiednio w ok. 30% i 10% przypadków. Dla $\Delta n = 2$ liczba zapaleń spada do ok. 1%. Spodziewać się należy zatem niewielkiej mody-

Rysunek 21. Szerokość sygnału mionowego dla $p_T = 8\text{GeV}/c$ (stacja 1). W około 30% przypadków dla pasów o szerokości 1cm i w ok. 10% dla pasów 3cm zapalony został więcej niż jeden pas.



fikacji wartości cięć na skutek zapalen pasów przez elektrony δ . W przypadku zapalenia więcej niż jednej elektrody odczytu algorytm wyzwalania trzeba oprzeć na poszukiwaniu par zapalonych pasów w najmniejszej odległości. Rozkład minimalnej odległości między trafionymi pasami przedstawiony jest na rysunku 22 dla pasów o szerokości 1cm i 3cm, i dla wyzwalania w oparciu o stacje 3 i 1. Analogiczne histogramy dla pozostałych opcji wyzwalania zamieszczono w dodatku A, zaś w dodatku B – tabelę z przyjętymi wartościami cięć dla wyzwalania na pędy poprzeczne 5, 10 i $20\text{GeV}/c$. Cięcia wybrane zostały tak, aby przypadki akceptowane przez elektrody odczytu 1 cm były akceptowane również przez elektrody 3 cm. Różnica pomiędzy wyzwalaniem z użyciem 1cm pasów, a wyzwalaniem z użyciem 3cm pasów polega przede wszystkim na precyzji ustawienia wartości granicznej pędu poprzecznego cięcia (p_T^{th}).

Rysunek 22. Rozkład minimalnej różnicy numerów zapalonych pasów (st. 1 i 3).



5.5 Efektywności cięć i częstości wyzwoleń.

Przykładowe krzywe efektywności dla "najlepszych" cięć przy wyborze 1cm pasów przedstawiono na rysunku 23. Ponieważ punkty o $p_T > 10\text{GeV}/c$ uzyskane zostały w wyniku generacji 500 milionów, dla efektywności mniejszych niż 10^{-2} obarczone są dużymi błędami. Wszystkie pokazane na rysunku sposoby wyzwalań dają bardzo ostre cięcia na $p_T^{th} = 5\text{GeV}/c$. W przypadku stacji 3 oprócz odrzucenia części torów w wyniku cięcia, akceptowana liczba mionów o pędach poprzecznych $p_T < 4.5\text{GeV}/c$ jest dodatkowo redukowana

przez małe prawdopodobieństwo dojścia cząstki do stacji. Dla wyzwoleń na $p_T^{th} = 10$ i $20 \text{ GeV}/c$ najostrzejsze cięcia uzyskano przy wariantach 3-1 i 2-1. Widać, że w opcjach wykorzystujących stację 3, dla małych wartości p_T wzrasta liczba torów akceptowanych (efekt omówiony w rozdziale 3). Na rysunku 24 naniesiono krzywe efektywności wyzwoleń dla opcji 3-1 dla 1cm i 3cm pasów. W stromości krzywych nie ma różnicy, jednak dla 3 cm pasów krzywa efektywności jest nieznacznie przesunięta ku mniejszym wartościom pędów poprzecznych. Na rysunku 25 pokazana została oczekiwana różniczkowa częstość wyzwoleń dla punktów z rysunku 23. Cięcia odrzucające cząstki o pędach mniejszych od granicznego odpowiada odejściu od "ciągu głównego" (krzywej wyznaczonej przez częstość dochodzenia mionów do danej stacji). Może się zdarzyć (wariant 3-2 wyzwalań), że dla pędów mniejszych od p_T^{th} częstość wyzwoleń nieco maleje, a następnie rośnie, osiągając nawet wartości większe niż dla pędu granicznego.

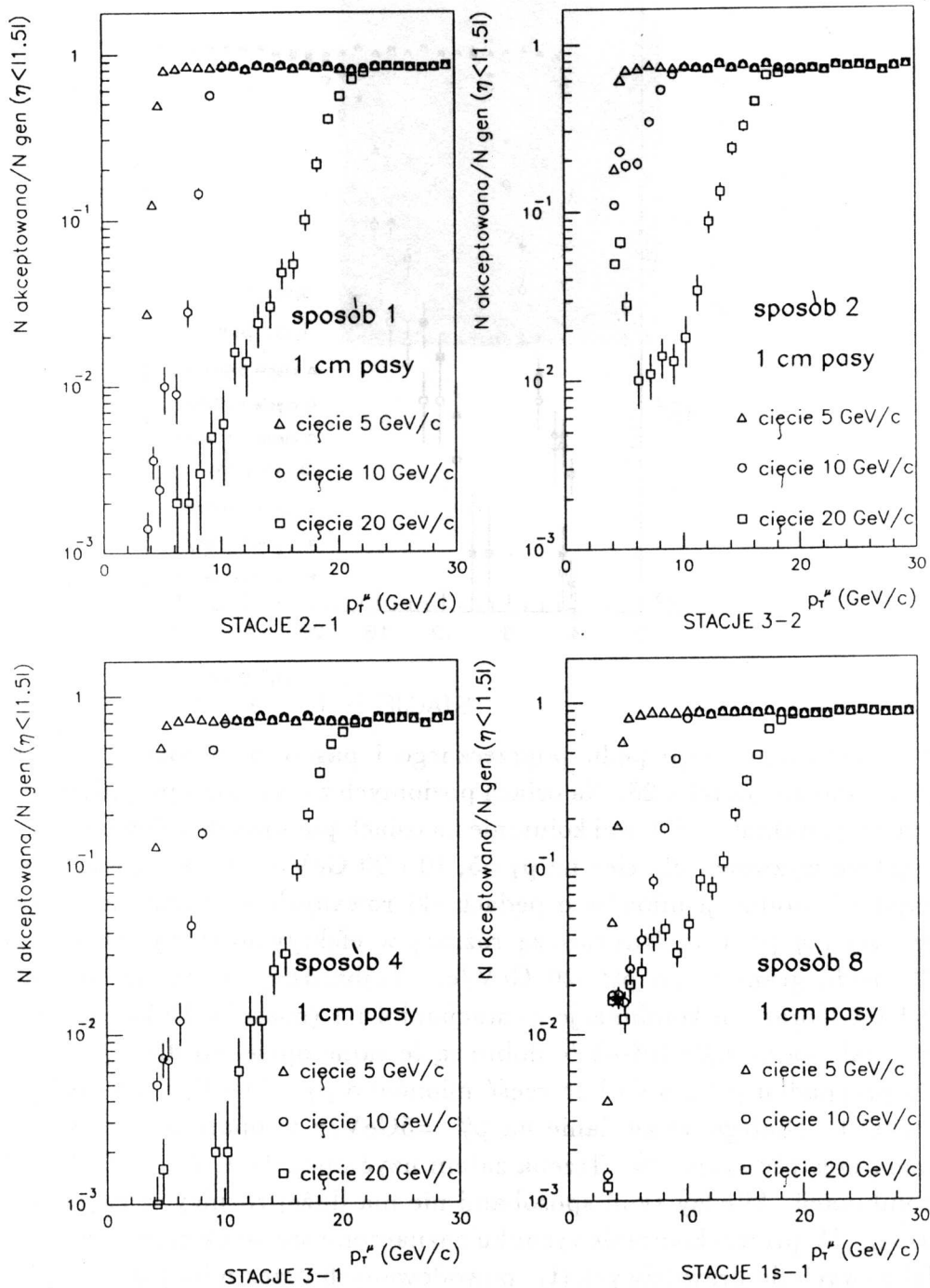
Dodatkową poprawę efektywności (zwiększenie stromości krzywych) można uzyskać przez wyzwolenie dopiero wtedy, gdy tor nie zostanie odrzucony przez dwa (lub więcej) cięcia. Pojawiają się zatem dodatkowe sposoby wyzwalań typu $(B-A) \oplus (D-C)$. Krzywe efektywności dla opcji 2-1, 3-2, 4-3, 3-1, 4-1, 4-2, 4s-4, 1s-1 i niektórych wariantów mieszanych zamieszczono w dodatku C (1 i 3 cm pasy). W celu łatwiejszego porównania opcje ponumerowano (tabela 8).

Tabela 8. Oznaczenia wariantów wyzwalań

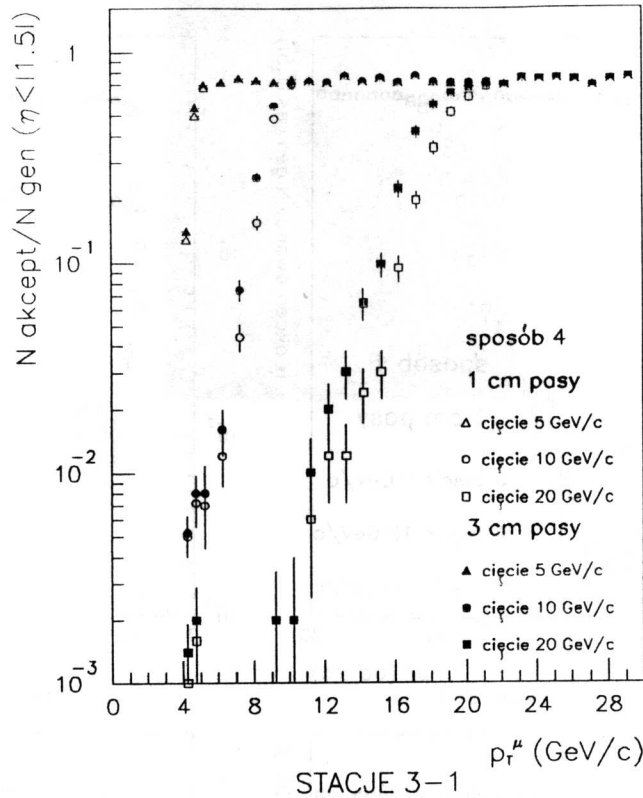
Opcja wyzwalań	Przypisany numer
2-1	1
3-2	2
4-3	3
3-1	4
4-1	5
4-2	6
4s-4	7
1s-1	8
(1s-1)+(4s-4)	9
(2-1)+(4s-4)	10
(3-1)+(4s-4)	11
(4-1)+(4s-4)	12
(3-2)+(4s-4)	13
(1s-1)+(1-2)	14
(1s-1)+(1-3)	15
(4-2)+(3-2)	16

Zestawienie wszystkich wymienionych sposobów wyzwalań dla różnych

Rysunek 23. Krzywe efektywności w opcjach wyzwalania 2-1,3-2,3-1 i 1s-1 (1cm pasy).

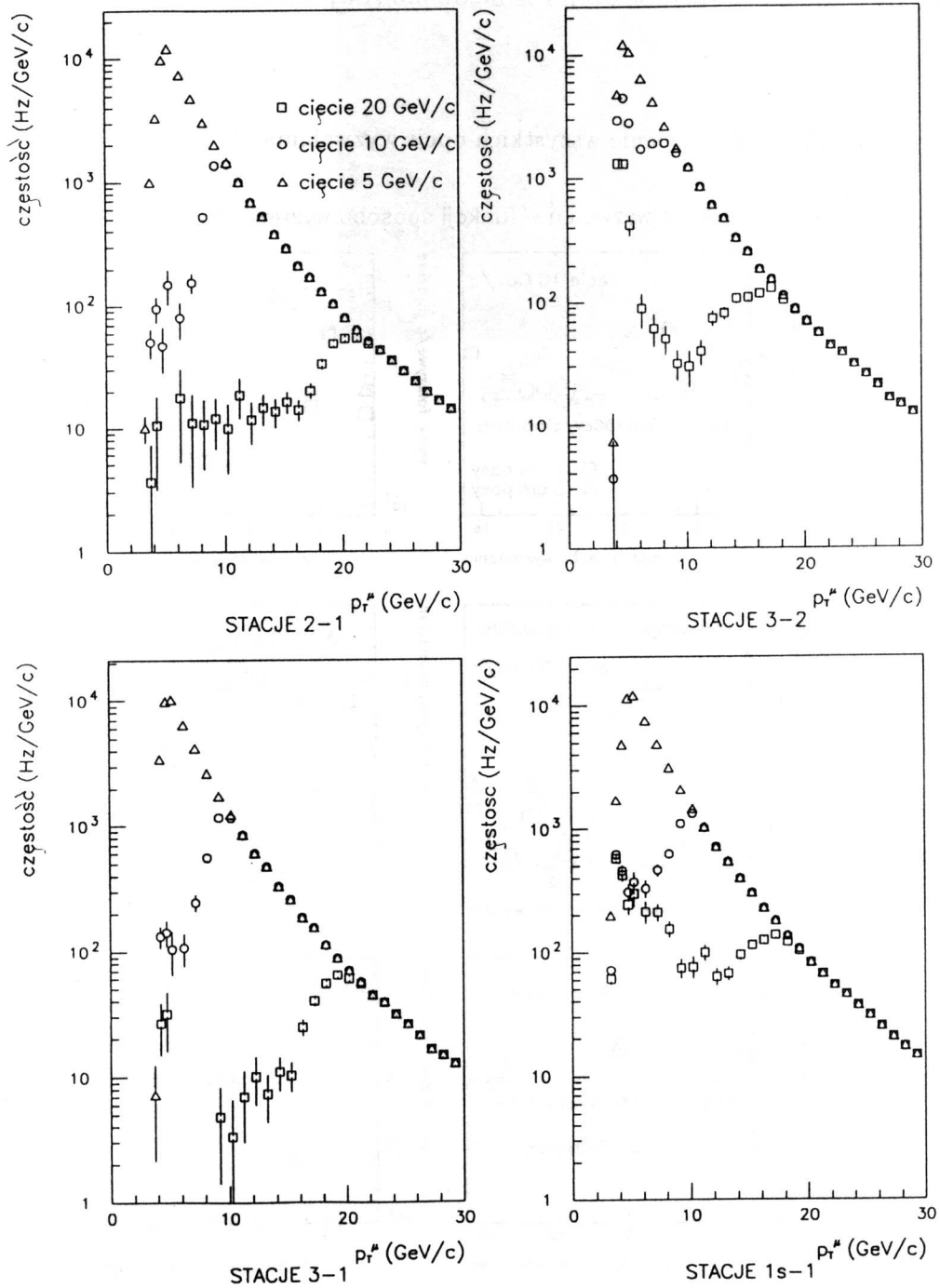


Rysunek 24. Porównanie wyzwalania dla 1 i 3 cm pasów.



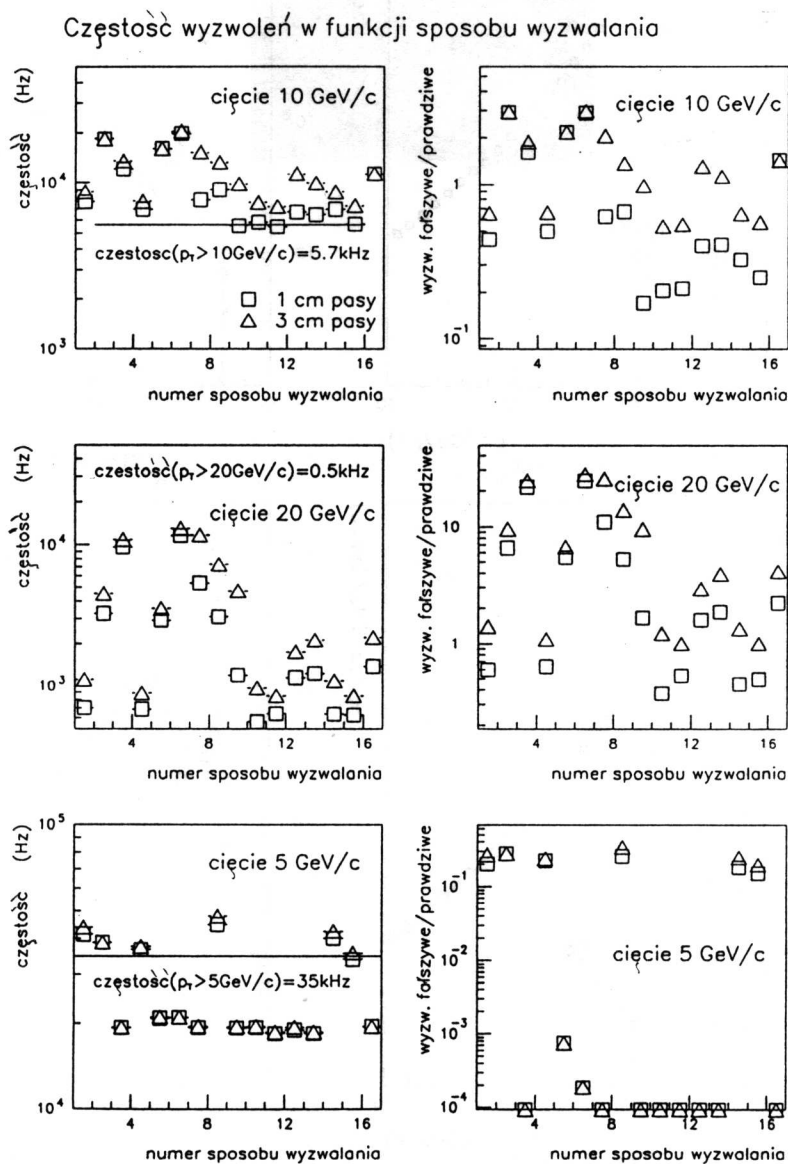
wartości granicznego pędu poprzecznego i pasów o szerokości 1cm i 3cm pokazano na rysunku 26. Na osiach poziomych zaznaczono przypisany numer opcji wyzwalania. W lewej kolumnie na osiach pionowych odłożono całkowitą częstość wyzwoleń dla cięć na $p_T=5, 10$ i 20 GeV/c. Liniją prostą wskazano częstość produkcji mionów o pędach skierowanych w obszar pseudopospieszności $|\eta| < 1.5$. Największą różnicę w efektywności wyzwalania widać dla pędu granicznego $p_T^{th}=20$ GeV/c. Najbardziej efektywne są warianty 2-1 i 3-1 oraz ich kombinacje ze stacjami 4 i 1 (sposoby 10,11,14 i 15). Dla wyzwalania na $p_T^{th}=10$ GeV/c dobre są te same opcje, co dla $p_T^{th}=20$ GeV/c. W przypadku $p_T^{th} > 5$ GeV/c część mionów o $p_T > 5$ GeV/c nie dochodzi do stacji 4. Dlatego wyzwalanie na $p_T^{th} = 5$ GeV/c w oparciu o tę stację daje małą częstość sygnałów. Trzeba zatem użyć opcji 1s-1, 2-1, 3-1, 3-2 lub ich kombinacji. Między tymi sposobami nie ma dużej różnicy w częstości wyzwoleń. W prawej kolumnie rysunku zaznaczono stosunek częstości wyzwoleń fałszywych do prawdziwych (tj. powodowanych przez miony o początkowym

Rysunek 25. Częstości wyzwoleń dla kilku sposobów wyzwalańia.



pędzie poprzecznym mniejszym i większym od granicznego). W przypadku
 wyzwalań na $p_T^{th} = 5\text{GeV}/c$ wyzwolenia fałszywe stanowią niewielki ułamek
 (10-20%) sygnałów powodowanych przez cząstki o $p_T > 5\text{GeV}/c$. Dla cięcia
 na $p_T^{th} = 20\text{GeV}/c$ stosunek ten rośnie do 0.5 (najbardziej efektywne warianty)

Rysunek 26. Zestawienie wszystkich opcji wyzwalań dla 1 i 3 cm pasów.



6 Wyzwolenia powodowane przez hadrony

6.1 Problem przebić.

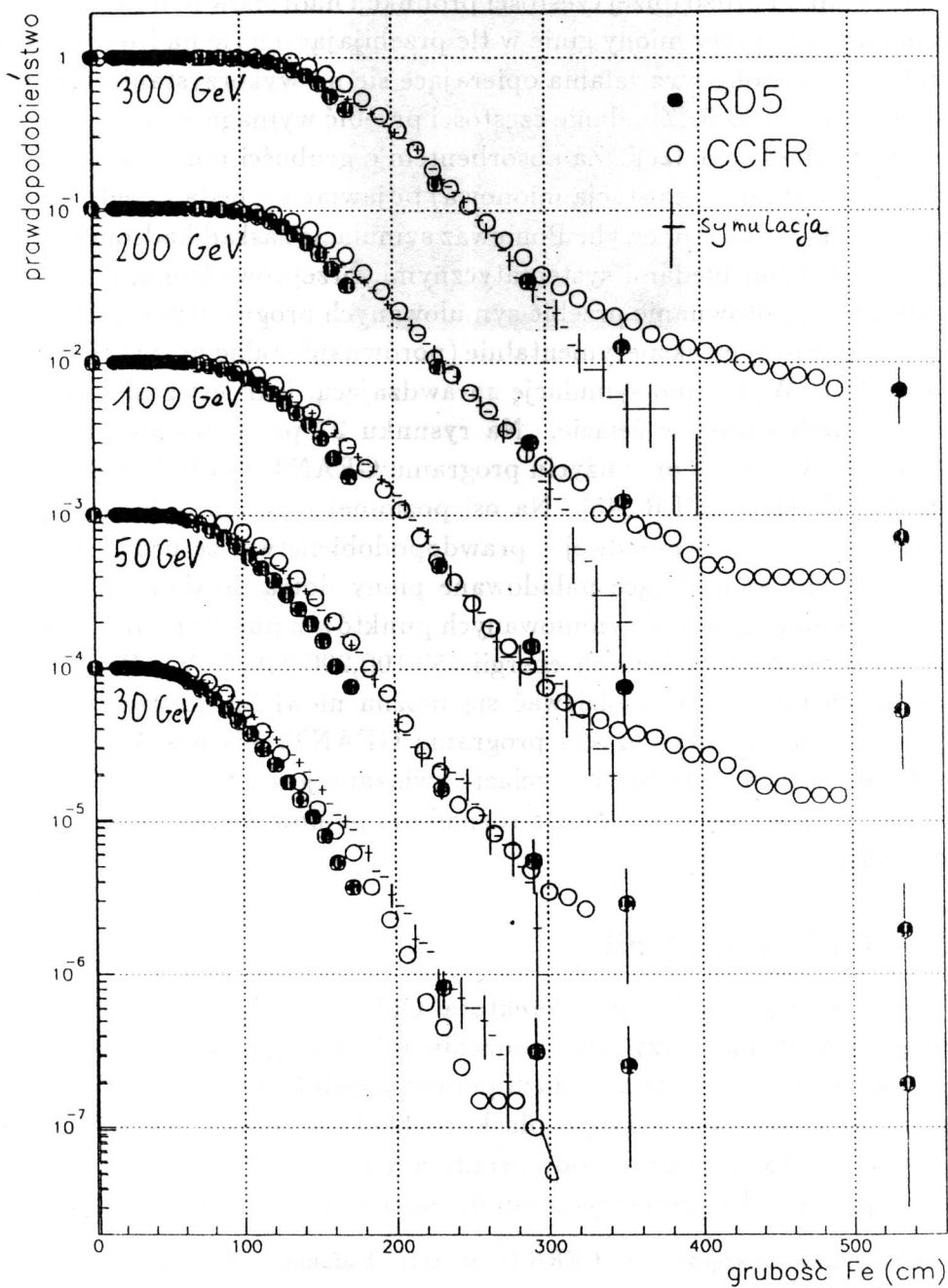
W przypadku bardzo dużej częstości produkcji hadronów może się zdarzyć, że sygnał dawany przez miony ginie w tle przebijających się hadronów. Może to wykluczyć sposoby wyzwolenia opierające się na wykorzystaniu pierwszej, a nawet drugiej, stacji. Zbadanie częstości przebić wymaga więc przeprowadzenia precyzyjnej symulacji. Za absorbentem o grubości ponad 10λ (jaki znajduje się przed pierwszą stacją mionową) pojawiać się będą przede wszystkim "ogony" kaskad hadronowych. Ponieważ symulacje kaskad hadronowych obarczone są dużymi błędami systematycznymi, przeprowadzono, niezależnie od reszty pracy, porównanie przebić symulowanych programem GEANT z przebiciami mierzonymi eksperymentalnie (porównanie takie można też znaleźć w pracy [43]). Wykonano symulację sprawdzającą, jaki jest zasięg produktów kaskady hadronowej w żelazie. Na rysunku 27 przedstawiono porównanie wyników uzyskanych przy użyciu programu GEANT z publikowanymi w pracach RD5⁴²[44] i CCFR [45]. Na osi poziomej rysunku odłożono odległość w żelazie, zaś na osi pionowej – prawdopodobieństwo, że produkty kaskady wywołanej przez padające naładowane piony dotrą do danej głębokości w żelazie. Widać zgodność symulowanych punktów z punktami doświadczalnymi dla dużych początkowych energii (50,100,200,300 GeV). Przy energiach mniejszych (30 GeV) spodziewać się można niewielkiego zawyżenia rezultatów uzyskanych przy użyciu programu GEANT. Wypląszczenie się krzywych dla dużych głębokości w żelazie związane jest z domieszką mionów w padającej wiązce pionowej oraz z rozpadami pionów zachodzącymi już w absorbencie.

6.2 Opis symulacji.

W celu zbadania wyzwoleń detektora CMS powodowanych przez cząstki wtórne, powstające przy przechodzeniu inicjującego hadronu przez detektor, generowano hadrony o pędach poprzecznych 3–50 GeV/c. Podobnie jak dla mionów (rys. 14) przyjęto płaski rozkład pseudopospieszności. Cząstki kierowano w kąt biegunowy odpowiadający $|\eta| < 1.5$. Przyjęto, że hadrony powstają w środku geometrycznym detektora. Liczbę generowanych cząstek

⁴²Współpraca zawiązana w CERN-ie w celu badania technologii i instrumentów używanych w LHC.

Rysunek 27. Prawdopodobieństwo przebieg produktów kaskady hadronowej wywołanej przez padający naładowany pion.



dla poszczególnych wartości pędów poprzecznych przedstawiono w tabeli 9.

Tabela 9. Generowana liczba przypadków.

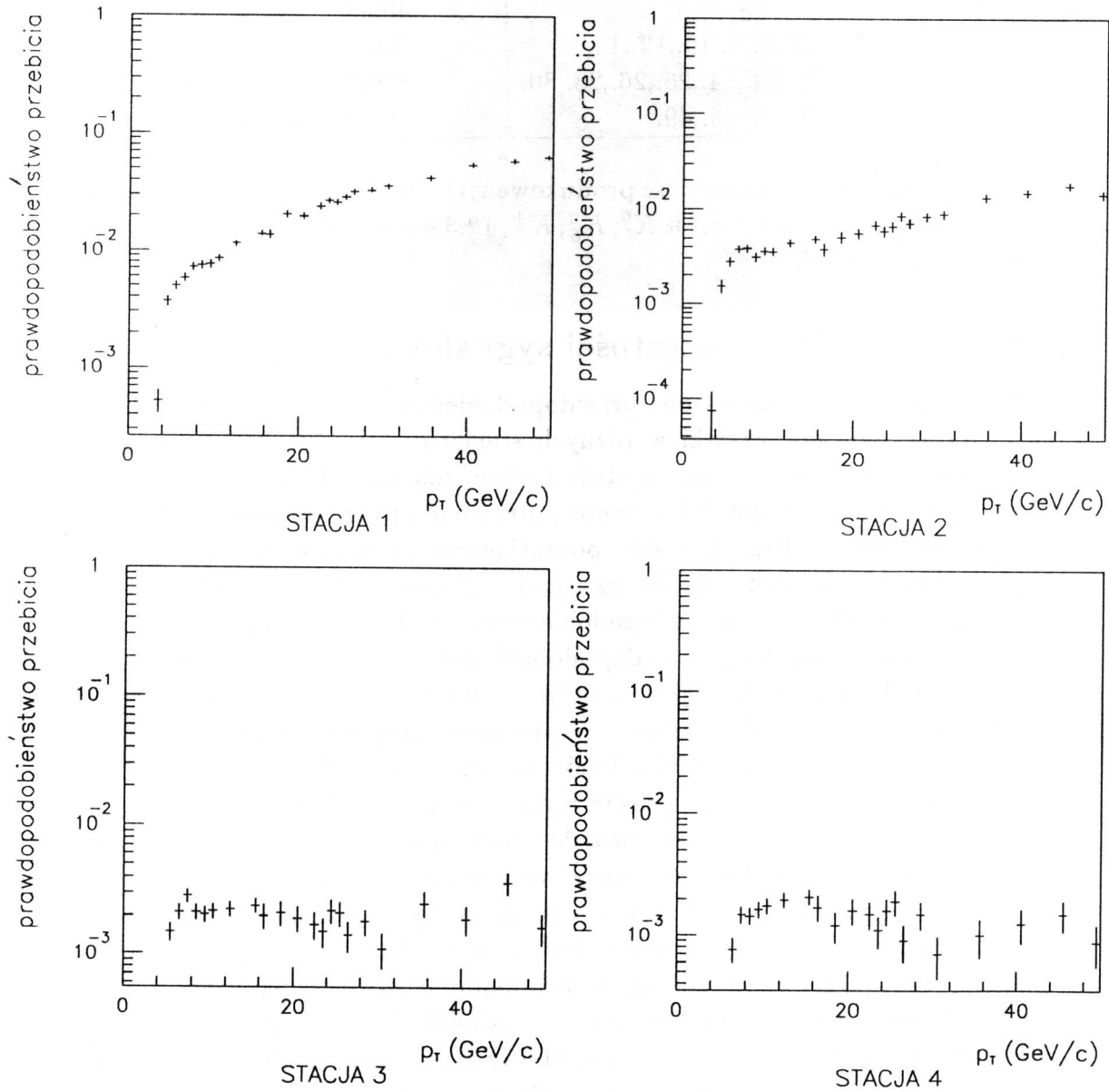
pęd poprzeczny (GeV/c)	liczba przypadków
3.	40000
4.,5.,6.,7.,8.,9.,10.,12.,15.	25000
16.,18.,20.,22.,23.,24.,25.,26.,28.,30.	10000
35.,40.,45.,49.	8000

Ze względu na różnorodność produkowanych cząstek (rys. 15) symulowano mieszanekę : 51.7% π^\pm , 28.1% K_L^0, K_S^0, K^\pm , 12.3% p, \bar{p}, n, \bar{n} , 3.2% $\Lambda, \bar{\Lambda}$, 3.4% $\Sigma^\pm, \bar{\Sigma}^\pm$, 1.3% $\Xi^-, \bar{\Xi}^+, \Xi^0, \bar{\Xi}^0$.

6.3 Oczekiwane częstości sygnałów.

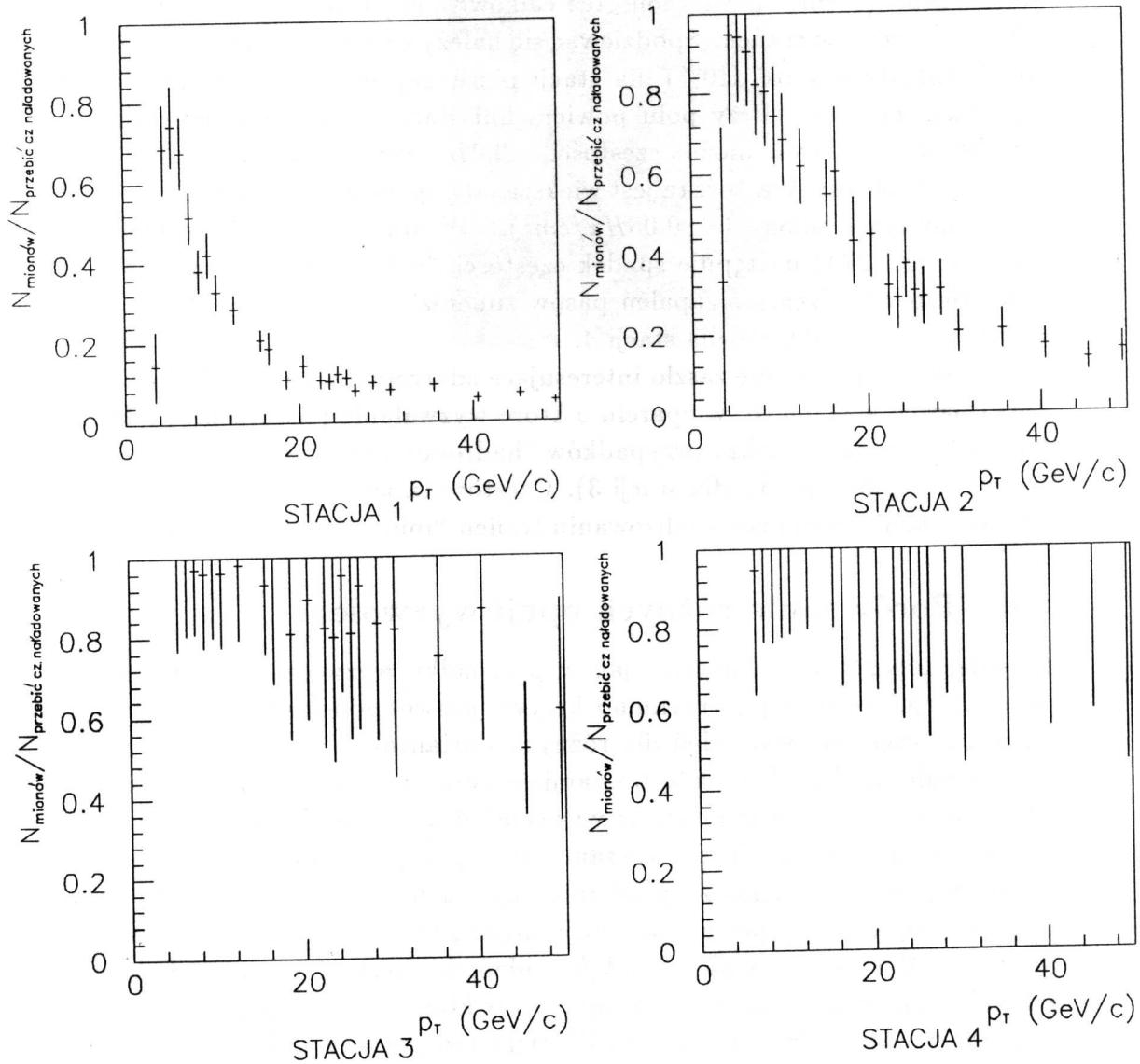
Na rysunku 28 przedstawiono prawdopodobieństwo rejestracji przynajmniej jednej naładowanej cząstki w różnych stacjach. Dla stacji pierwszej, najbardziej narażonej na dużą częstość trafień, dla małych wartości początkowych pędów poprzecznych hadronów, otrzymano prawdopodobieństwa przebicia 10^{-3} – 10^{-2} . Przy wzroście początkowego pędu poprzecznego procent przebić rośnie do około 10. Ze wzrostem odległości od wiązki widoczne jest wypłaszczenie krzywej prawdopodobieństwa przebić w funkcji pędu poprzecznego. Dla stacji 3 i 4 prawdopodobieństwo jest niezależne (z wyjątkiem bardzo małych wartości p_T) od pędów poprzecznych inicjujących hadronów i wynosi $\sim 10^{-3}$. Wyjaśnienie tej własności znajduje się na rysunku 29, na którym zaznaczono udział mionów w przebicjach. W stacjach 3 i 4 wyzwolenia będą powstawały prawie wyłącznie na skutek przejścia przez nie mionów powstałych w wyniku rozpadów hadronów. W stacjach 1 i 2 stosunek liczby mionów do hadronów maleje wraz z rosnącym pędem poprzecznym inicjujących hadronów. Wpływ na to mają dwa czynniki: większe prawdopodobieństwo przebicia kaskady hadronowej o dużym pędzie poprzecznym oraz malejące, ze wzrostem p_T , prawdopodobieństwo rozpadu hadronu na mion (wzrost czasu życia hadronu w układzie laboratorium z rosnącym lorentzowskim czynnikiem γ). Inną widoczną na rysunku 29 własnością jest względny spadek liczby mionów w stacjach 1 i 2 przy bardzo małych pędach poprzecznych. Wiąże się to z nie wystarczającą do dotarcia do stacji pomiarowej energią mionu powstałego w wyniku rozpadu hadronu. W kaskadzie hadronowej mogą natomiast być produkowane cząstki neutralne, które po-

Rysunek 28. Prawdopodobieństwo przebiecia przynajmniej jednej cząstki naładowanej dla stacji 1-4 w funkcji pędu poprzecznego inicjującego hadronu.



ruszają się w absorbcencie bez strat energii, i następnie mogą one tworzyć naładowane cząstki w bliskiej odległości od detektora.

Rysunek 29. Udział mionów w przebiegach.



Bezpośredni wpływ na możliwość użycia komór RPC ma częstość padania cząstek naładowanych na cm^2 powierzchni detektora, a także częstość zapaleń pasów, która nie może być zbyt duża. W dodatku D pokazano zależność

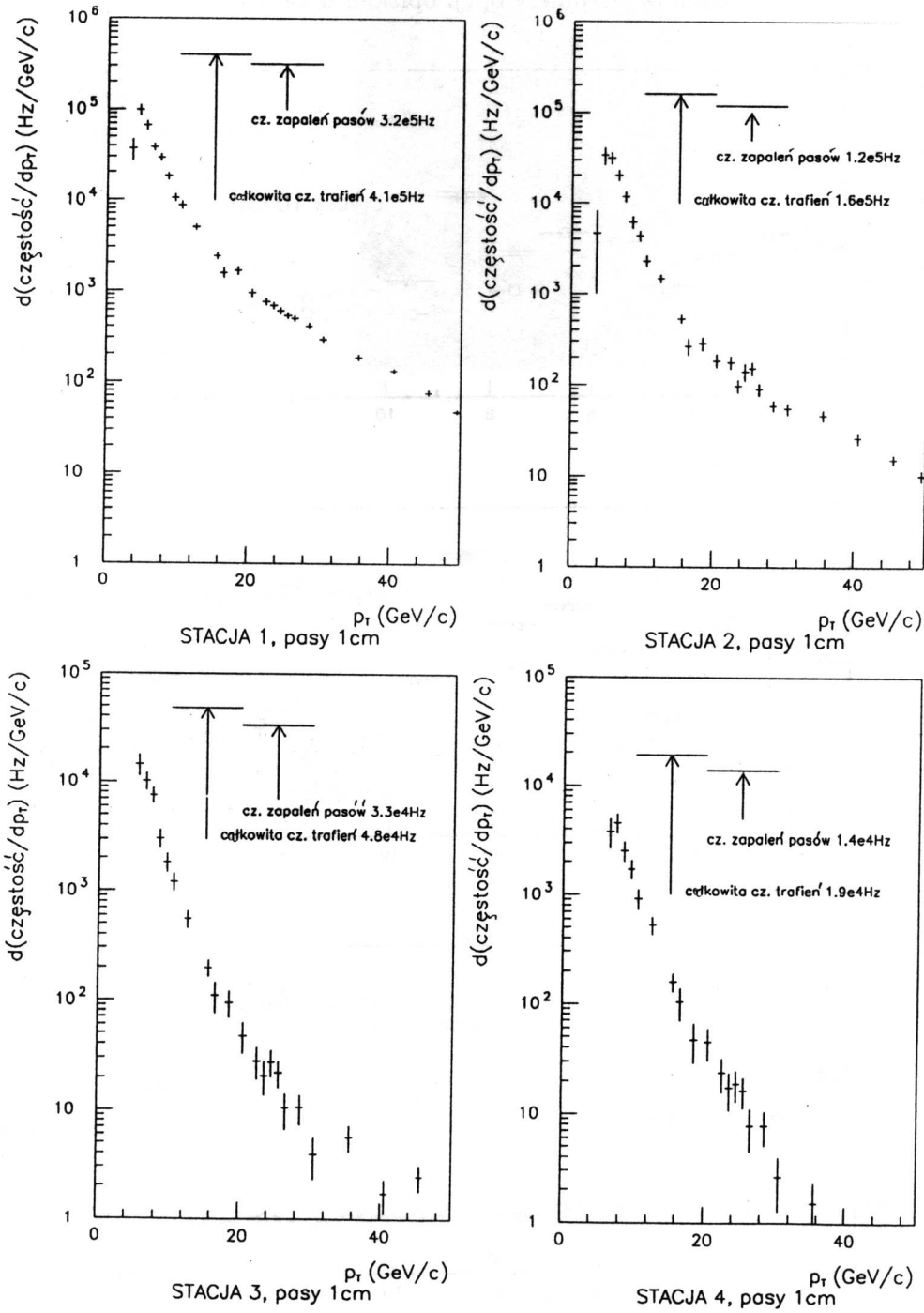
średniej liczby zapalonych pasów (1 cm) od pędu poprzecznego. Wielkość ta nie zmienia się w sposób gwałtowny wraz z wartością początkowego pędu poprzecznego hadronu. Na rysunku 30 pokazano różniczkową częstość zapaleń pasów (1 cm). Zaznaczono też całkowitą częstość zapaleń pasów oraz całkowitą częstość trafień. Spodziewać się należy częstości trafień $\sim 4 \cdot 10^5 Hz$ (błąd statystyczny ok. 10%) dla stacji pierwszej oraz wartości mniejszych dla stacji dalszych. Przy polu powierzchni stacji 1 równej w przybliżeniu $1.8 \cdot 10^6 cm^2$ oczekiwać można częstości $\sim 0.2 Hz/cm^2$, co dla komór RPC nie stanowi problemu. Wartość ta jest większa od częstości trafień powodowanych przez inicjujące miony ($\sim 0.05 Hz/cm^2$). W stacji 4 (za absorbentem o grubości ok. 20λ) następuje spadek częstości dochodzenia cząstek o ponad rząd wielkości. Częstość zapaleń pasów zmienia się od ok. $3 \cdot 10^5 Hz$ – dla stacji 1, do ok. $10^4 Hz$ – dla stacji 4.

Sprawdzenie, czy nie zaszło interesujące zdarzenie, wymaga zbadania zapaleń pasów w stacjach, w oparciu o które wyzwalenie jest przeprowadzane. Opcja 3-1 wymaga analizy przypadków “hadronowych” z częstością $3 \cdot 10^4 Hz$ (częstość zapaleń pasów dla stacji 3). Częstość ta jest w przybliżeniu równa częstości koniecznej przy analizowaniu trafień “mionowych” (rys. 16).

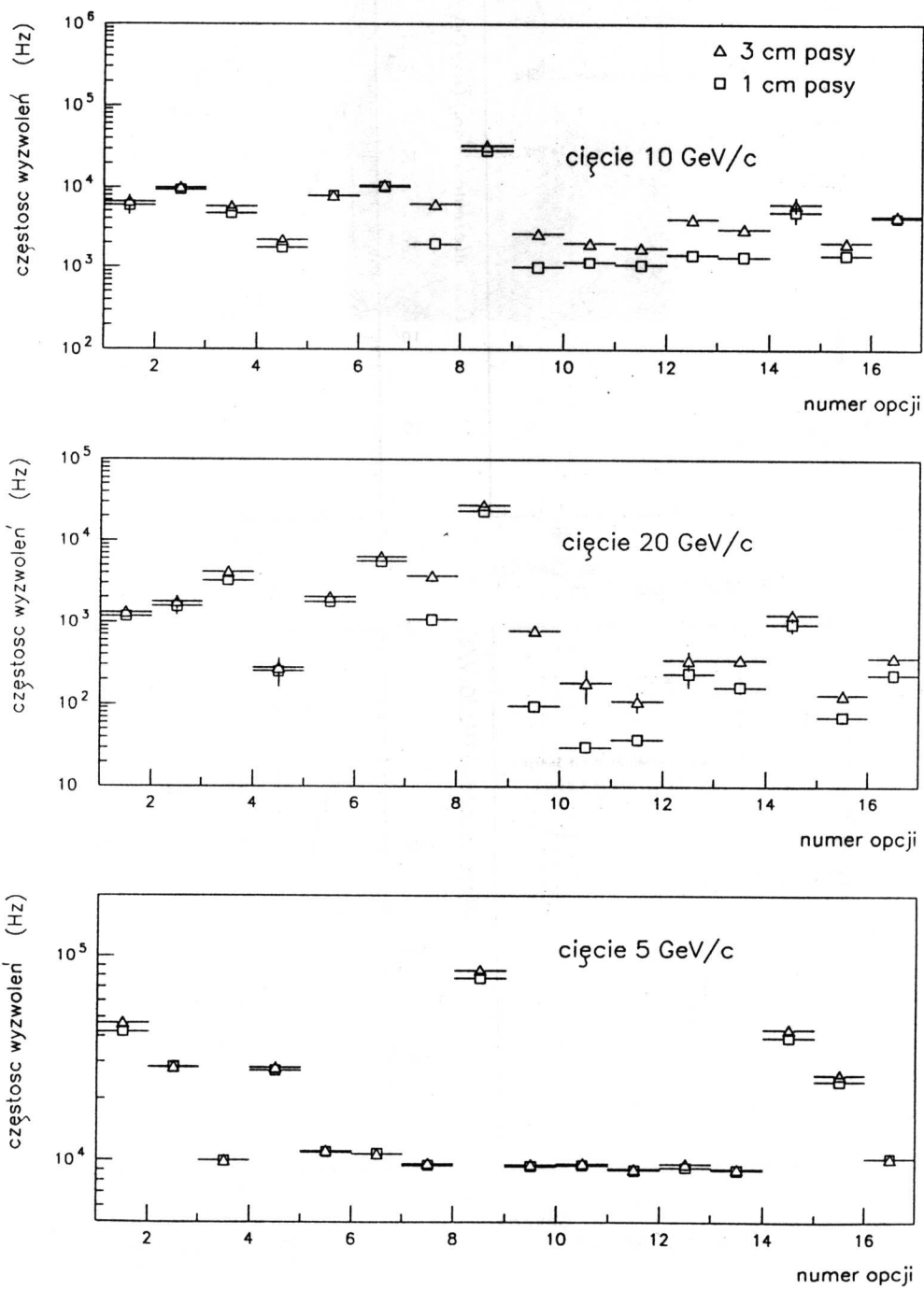
6.4 Porównanie różnych opcji wyzwoleń.

Stosując algorytm analogiczny, jak w przypadku wyzwoleń powodowanych przez inicjujące miony, otrzymano krzywe prawdopodobieństw oraz różniczkowych częstości wyzwoleń dla różnych wariantów wyzwiania opisanych w rozdziale 5. Uzyskane krzywe zamieszczono w dodatku E. Na rysunku 31 zaznaczono całkowite częstości wyzwoleń dla wszystkich rozpatrywanych wariantów (numery opcji są takie same jak w przypadku mionów). Ze względu na to, że cały pochodzący od inicjujących hadronów sygnał jest tłem, najlepsze są warianty powodujące najmniejszą częstość wyzwoleń detektora. W przypadku cięcia na $p_T^\mu = 5 GeV/c$ widać, że częstość wyzwiania zależy od położenia dalszej ze stacji, w oparciu o które selekcja przypadków jest przeprowadzana. Przy wyższych $p_T^{\mu th}$ efekt ten nie jest widoczny. Dla cięć na p_T 10 i 20 GeV/c zdecydowanie najlepsza jest opcja 3-1 (numer 4). Dla granicznych pędów cięć $p_T^{\mu th} = 5, 10$ i 20 GeV/c oczekiwać należy częstości wyzwoleń odpowiednio $\sim 3 \cdot 10^4, \sim 10^3$ i $\sim 2 \cdot 10^2 Hz$.

Rysunek 30. Częstości zapaleń 1cm pasów dla kilku opcji wyzwalań.



Rysunek 31. Porównanie różnych opcji wyzwolenia w przypadku inicjujących hadronów. (Numery opcji opisano w tabeli 8.)



7 Podsumowanie

1. Wykazano, że możliwa jest konstrukcja systemu wyzwiania w obszarze centralnym detektora CMS w oparciu o pomiar różnicy odchyżeń kątowych dwóch punktów toru mionu produkowanego w obszarze przecięcia wiązek. Pomiar punktów toru ma miejsce za kalorymetrem hadronowym (w części zewnętrznej detektora) – dla zmniejszenia liczby padających hadronów.
2. Głównym źródłem wyzwoleń detektora CMS będą miony pochodzące z rozpadów cząstek zawierających kwarki b i c . Istotny jest też udział mionów powstających w wyniku rozpadów hadronów o długim czasie życia (głównie pionów i kaonów).
3. Przewidywana częstość zapaleń pasów (1cm) jest największa w stacji pierwszej. Oszacowano ją na $\sim 4 \cdot 10^5 Hz$, z czego ponad $3 \cdot 10^5 Hz$ pochodzi od inicjujących hadronów.
4. Najkorzystniejszą opcją wyzwiania jest wariant wykorzystujący stacje 1 i 3. Przewidywana częstość wyzwoleń przez inicjujące miony wynosi: $\simeq 3 \cdot 10^4 Hz$ dla cięć na $p_T^\mu 5 GeV/c$ oraz $\simeq 7 \cdot 10^3 Hz$ i $\simeq 10^3 Hz$ – w przypadku cięć na 10 i 20 GeV/c. Częstość wyzwoleń powodowanych przez inicjujące hadrony oszacowano na: $\simeq 3 \cdot 10^4 Hz$, $\simeq 10^3 Hz$ i $\simeq 2 \cdot 10^2 Hz$ w przypadku cięć na $p_T^\mu = 5, 10$ i 20 GeV/c. Stwierdzono, że wyzwianie na miony o $p_T^{th} \approx 5 GeV/c$ nie może być zrealizowane w oparciu o opcje wykorzystujące stację czwartą. Oprócz opcji 3-1 podstawą systemu wyzwiania detektora CMS mogą być też warianty 2-1 oraz 1s-1. Wymagają one szybciej działającej aparatury elektronicznej, ale pokrywają większe zakresy kątowe. Użycie opcji mieszanych, polegających na wyzwoleniu systemu w przypadku dania sygnału przez dwa niezależne sposoby wyzwiania nie powoduje istotnych zmian w efektywności i częstości wyzwoleń.
5. Nie stwierdzono istotnej różnicy w przypadku stosowania 1cm i 3cm elektrod odczytu (szerokość pasów 1cm i 3cm odnosi się do stacji trzeciej, rozmiary elektrod w innych stacjach, ze względu na zastosowanie geometrii projekcyjnej, wynikają z odpowiedniego stosunku odległości od osi wiązki).

6. Głównym źródłem błędów prezentowanych wyników są obciążenia systematyczne powodowane przez program ISAJET. W dalszych badaniach systemu wyzwalania ciekawe byłoby porównanie wyników uzyskanych przy użyciu innego generatora oddziaływania p-p. W przypadku wyzwoleń powodowanych przez inicjujące hadrony, dodatkowym źródłem błędów są niepewności prowadzenia kaskady hadronowej przez program GEANT.
7. Przy użyciu elektrod odczytu w postaci pasów o długości 1-2m prawdopodobnie możliwe będzie wyznaczenie czasu produkcji mionu z precyzją wystarczającą do określenia w którym przecięciu wiązek dany mion został wyprodukowany.
8. Oszacowana częstość padania cząstek naładowanych w stacji 1 ($< 1Hz/cm^2$) jest znacznie mniejsza od wartości dopuszczalnej dla komór RPC ($\sim 100Hz/cm^2$).
9. Omówione własności systemu wyzwalania - oczekiwane częstości zdarzeń i możliwość użycia elektrod odczytu w kształcie pasów o szerokości $\sim 1cm$ i długości $\sim 1m$ - pokazują, że komory RPC mogą być zastosowane w konkretnych rozwiązaniach technicznych.

Podziękowanie

Serdecznie dziękuję opiekunowi pracy prof. dr hab. J. Królikowskiemu za zainteresowanie mnie problematyką, za wskazówki i komentarze. Bez jego twórczej krytyki praca ta nigdy by nie powstała.

Chciałbym także podziękować całej grupie polskiej zajmującej się eksperymentem CMS, a zwłaszcza dr M. Szeptyckiej i dr M. Górskiemu za wnikliwe oglądanie rysunków i cenne uwagi.

Literatura

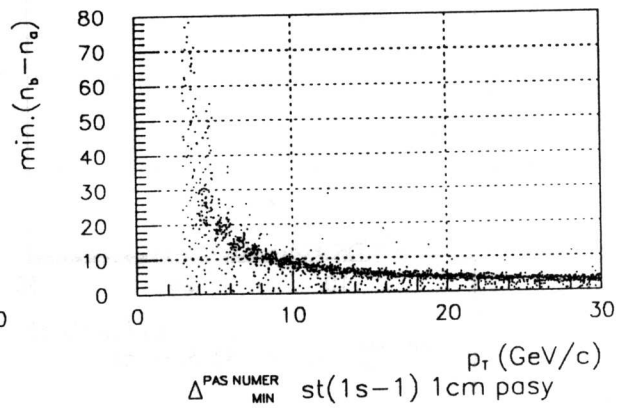
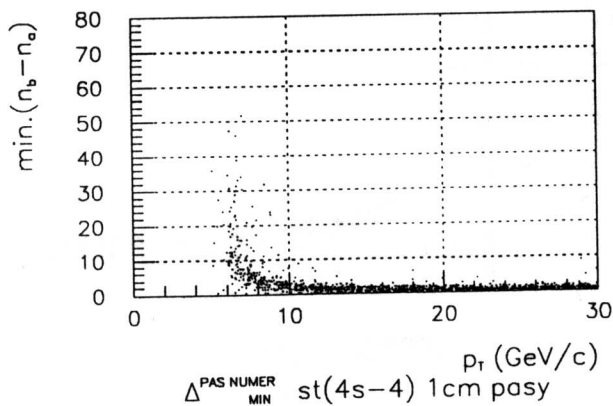
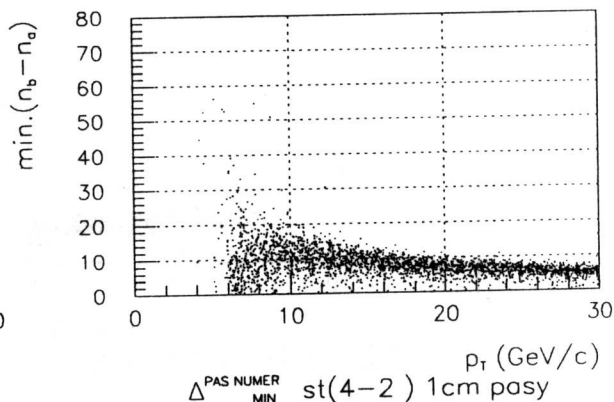
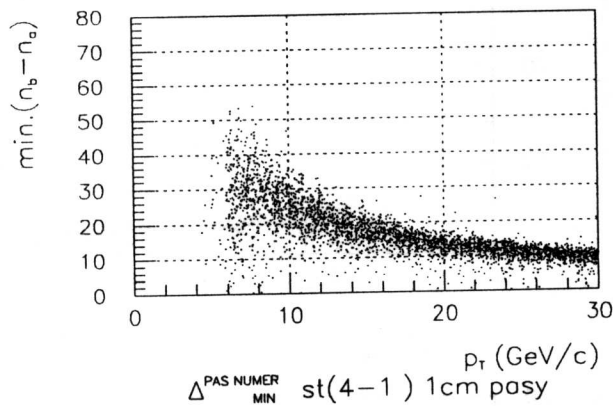
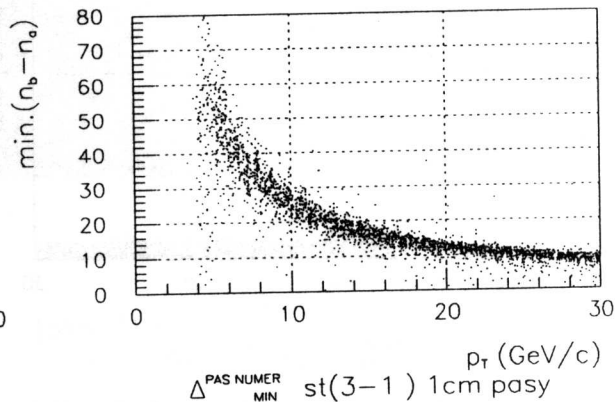
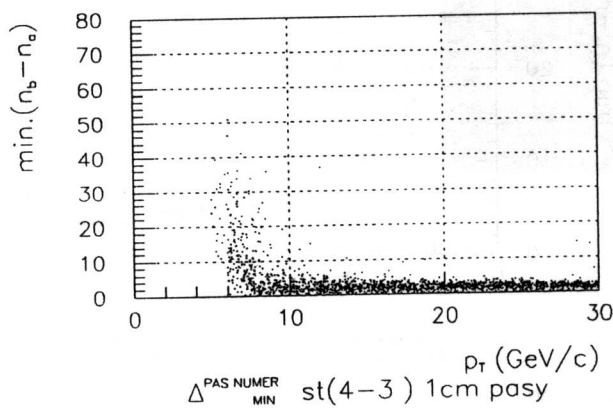
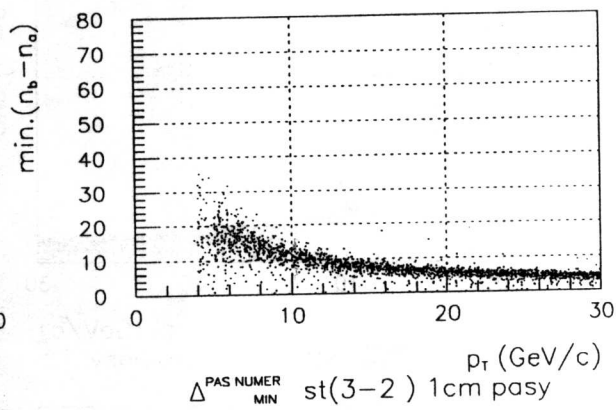
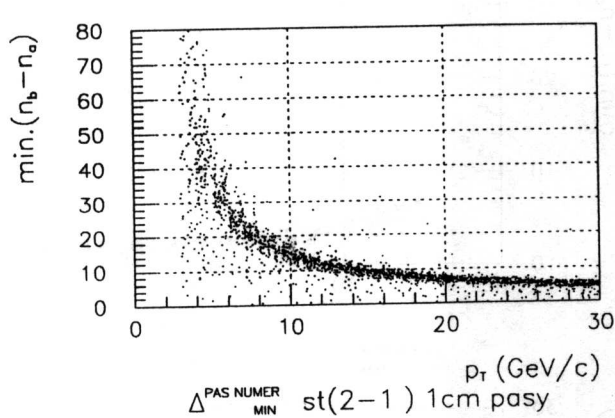
- [1] *Design study of the Large Hadron Collider (LHC)*, CERN 91-03.
- [2] G.Brianti et al., *The Large Hadron Collider (LHC) in the LEP tunnel*, Large Hadron Collider Workshop - Aachen 1990, CERN 90-10.
- [3] C.Rubia, *A few considerations of strategy on the future of CERN*, Large Hadron Collider Workshop - Aachen 1990, CERN 90-10.
- [4] P.Norton, *The ASCOT detector at the LHC*, Towards the LHC Experimental Programme, 5-8 March 1992 (materiały z konferencji w Evian).
- [5] M.Pimiä et al., *Compact Muon Solenoid*, Large Hadron Collider Workshop - Aachen 1990, CERN 90-10.
- [6] M.Della Negra, H.Desportes, *CMS: a compact solenoidal detector for LHC*, Towards the LHC Experimental Programme, 5-8 March 1992 (materiały z konferencji w Evian).
- [7] P.Jenni, *EAGLE: Experiment for Accurece Gamma, Lepton and Energy measurements*, Towards the LHC Experimental Programme, 5-8 March 1992 (materiały z konferencji w Evian).
- [8] S.C.C.Ting, F.Pauss, *L3 detector upgrade for LHC: The extended L3 Collaboration*, Towards the LHC Experimental Programme, 5-8 March 1992 (materiały z konferencji w Evian).
- [9] F.Paige, S.Protopopescu, *Proceedings of the summer study on the Physics of the SSC*, Snowmass, Colorado, 1986.
- [10] Higgs physics. Large Hadron Collider Workshop - Aachen 1990, vol.II, str. 427-578., CERN 90-10.
- [11] D.Denegri, *Standard Model Physics at the LHC (p-p collision)*, Large Hadron Collider Workshop - Aachen 1990, CERN 90-10; CERN-PPE/90-XXX.
- [12] Alternative symetry breaking and exotica, Large Hadron Collider Workshop - Aachen 1990, CERN 90-10.
- [13] Beyond the Standard Model in p-p collision, Large Hadron Collider Workshop - Aachen 1990, CERN 90-10.

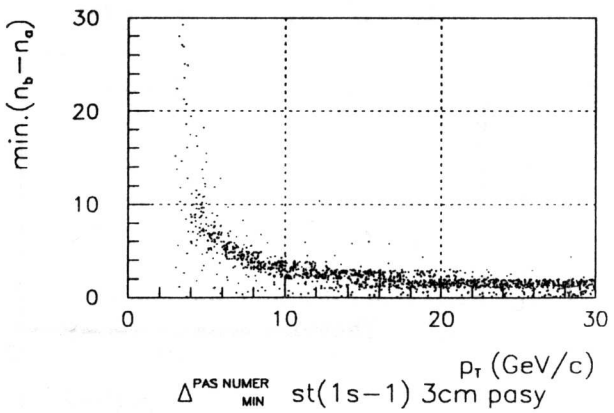
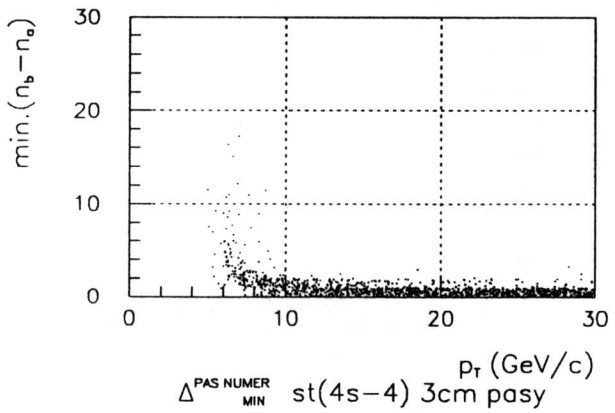
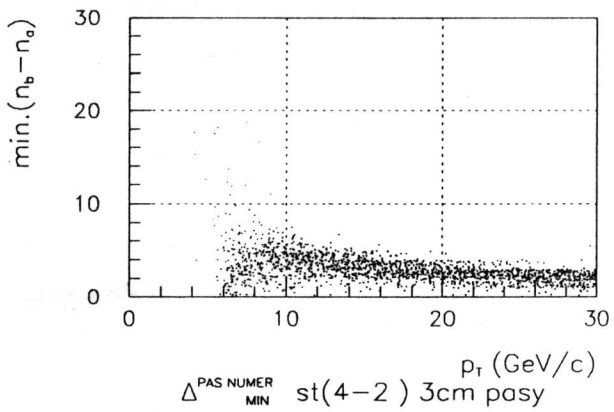
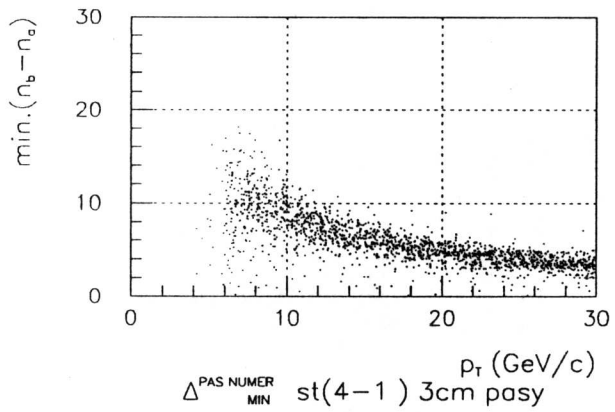
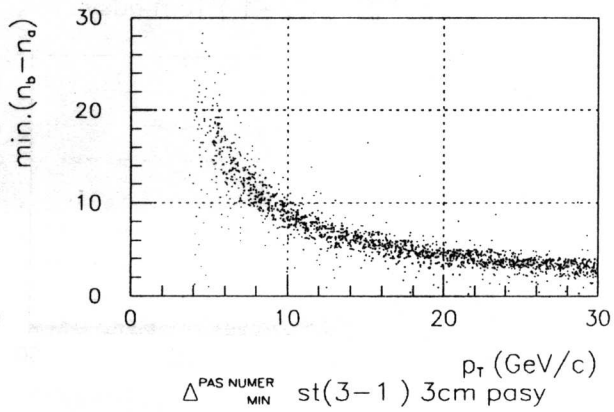
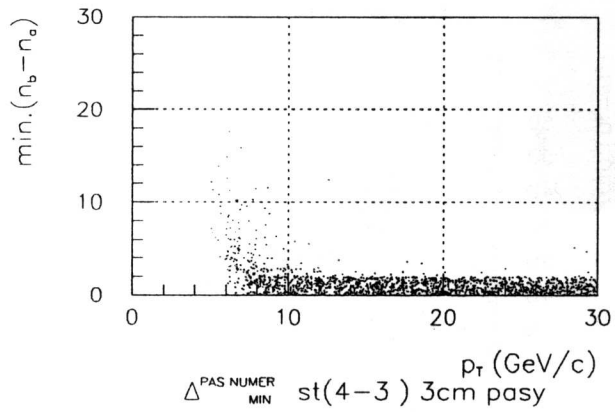
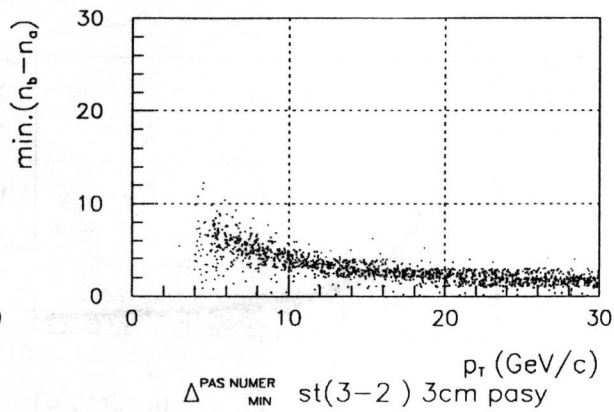
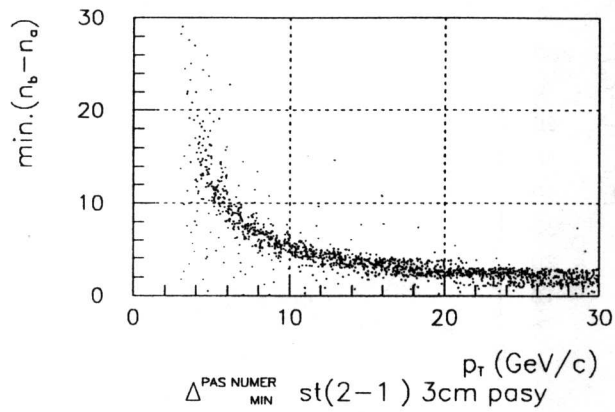
- [14] S.Weinberg, Phys. Rev. **D13**,974.
- [15] G.Altarelli, preprint CERN TH. 5834/90.
 J.Ellis, G.L.Fogli, Phys. Lett. **B249**(1990), 543.
 P.Langacker, Phys. Lett. **B239**(1990), 1.
 P.Nason, S.Dawson, J.Ellis, Nucl. Phys. **B303**(1988), 607; **327**(1989),
 49; **335**(1990), 260.
- [16] G.Carboni et. al., *Beauty at the LHC*,
 Large Hadron Collider Workshop - Aachen 1990, CERN 90-10.
 G.Fidecaro *Fixed-target B-physics at the LHC*,
 Large Hadron Collider Workshop - Aachen 1990, CERN 90-10.
- [17] C.O.Dib et al., Phys Rev. **D41**(1990),1552.
- [18] C.Albajar et al.(UA1 Collaboration), Z. Phys.**C48**(1990), 1.
 T.Akesson et al.(UA2 Collaboration), Z. Phys.**C46**(1990), 179
 F.Abe et al.(CDF Collaboration), Phys. Rev. Lett. **64** (1990)142, 147.
- [19] K.Sliwa(CDF Collaboration) **Proc. 25th Rencontre de Moriond**
 on Hadronic Interactions, Les Arcs (1990), Edition Frontieres, Gif-sur-
 Yvette.
- [20] P.Langacker, Phys. Rev. Lett. **63**(1989), 1920.
 J.Ellis,G.L.Fogli, Phys. Lett. **B232**(1989), 139.
- [21] G.Unal, L.Fayard, *Prospects for top search and top mass measurements*
at the LHC, Large Hadron Collider Workshop - Aachen 1990, CERN
 90-10.
- [22] F.Cavanna, D.Denegri, T.Rodrigo, *Top search at the LHC: signal versus*
background, Large Hadron Collider Workshop - Aachen 1990, CERN 90-
 10.
- [23] A.Martin, G.Matthiae, w 'Proton-antiproton collider physics', ed.
 G.Altarelli and L.Di Lella (World Scientific, Singapoure, 1989), str.45.
- [24] C.Bourrey, J.Soffer, T.T.Wu, Z.Phys. **C37**(1988), 369.
 C.Bourrey, J.Soffer, T.T.Wu, preprint CERN-TH. 5862(1990).
- [25] B.Rossi,*High Energy Particles*,N.Y. 1949.

- [26] Standard Model cross-sections, Large Hadron Collider Workshop - Aachen 1990, CERN 90-10, vol.II, str.1-129.
- [27] C.R.Walters et al., *Some aspects of toroid and solenoid design for LHC detectors*, Large Hadron Collider Workshop - Aachen 1990, CERN 90-10.
- [28] D.Saxon, *Track and Vertex Detection*, Large Hadron Collider Workshop - Aachen 1990, CERN 90-10.
- [29] C.W.Fabjan, *The shaped solenoid for muon spectroscopy*, Large Hadron Collider Workshop - Aachen 1990, CERN 90-10.
- [30] J.Colas et al., *Calorimetry at the LHC*, Large Hadron Collider Workshop - Aachen 1990, CERN 90-10.
- [31] M.Della Negra et al., *Muon trigger and identification*, Large Hadron Collider Workshop - Aachen 1990, CERN 90-10.
- [32] M.Della Negra et al., *Study of muon triggers and momentu reconstruction in a strong magnetic field for a muon detector at the LHC*, CERN/DRDC/90-36.
- [33] H.v. der Graaf et al., *Honeycomb Strip Chambers* Large Hadron Collider Workshop - Aachen 1990, CERN 90-10.
- [34] P.Duinker, K.Eggert, *Muon detection at the LHC*, Large Hadron Collider Workshop - Aachen 1990, CERN 90-10.
- [35] A.Nisatti, *Muon rates at LHC*, Large Hadron Collider Workshop - Aachen 1990, CERN 90-10.
- [36] *Fast muon trigger and t_0 determination from the Resistive Plate Chambers*, Warsaw Group.
- [37] R.Santonico, *Fast Muon Tracking with Resistive Plate Chambers*, Large Hadron Collider Workshop - Aachen 1990, CERN 90-10.
- [38] R.Santonico, R.Cardarelli, *Development of Resistive Plate Counters*, NIM **187**(1981)377.
- [39] R.Cardarelli, R.Santonico, *Progress in Resistive Plate Counters*, NIM **A263**(1988)20.

- [40] R.Brun et al., *Geant 3*, CERN DD/EE/84-1
- [41] F.E.Paige,S.Protopopascu, in “*Physics of the Superconducting Super Collider 1986*”, ed. R.Donaldson, J.Marx (1987), s.320.
- [42] G.Ciapetti i A.Di Ciaccio, *Monte Carlo Simulation of Minimum Bias Events at the LHC*, Large Hadron Collider Workshop - Aachen 1990,CERN 90-10.
- [43] H.Fesefeld,*Punch through simulation*, Large Hadron Collider Workshop - Aachen 1990,CERN 90-10.
- [44] *Status report of the RD5 Experiment*,CERN/DRDC/91-53.
- [45] F.S.Merrit et al., NIM **A245**(1986),27.
P.H.Sandler et al., Phys. Rev. **D42**(1990)759.

Rozkład minimalnej odległości między trafionymi przez inicjujące miony pasami w różnych stacjach.



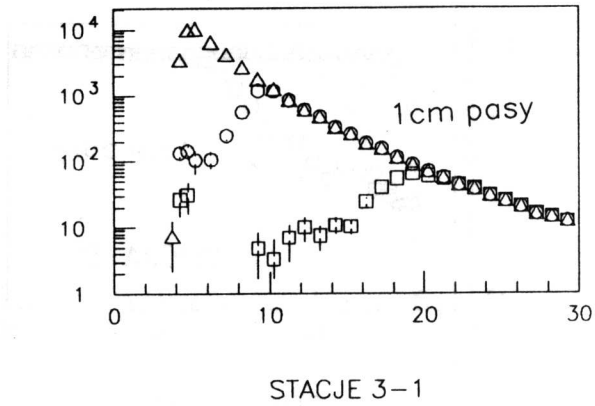
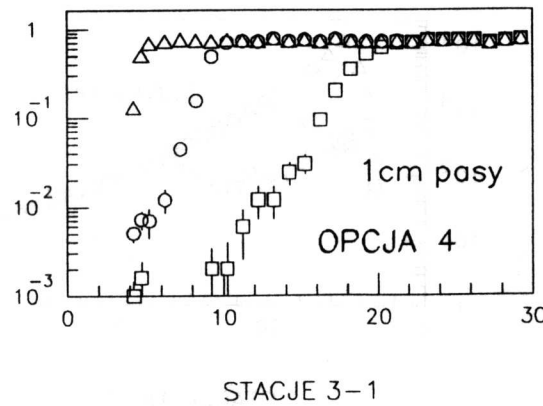
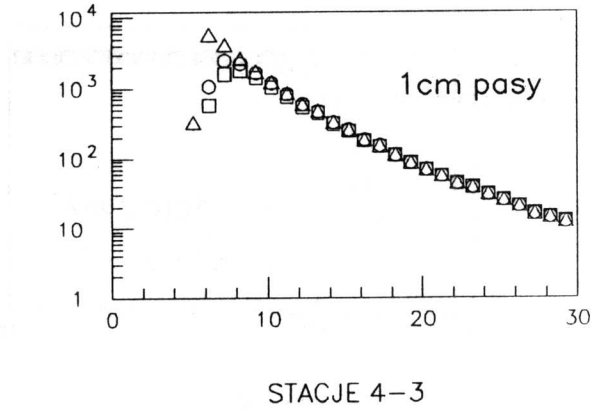
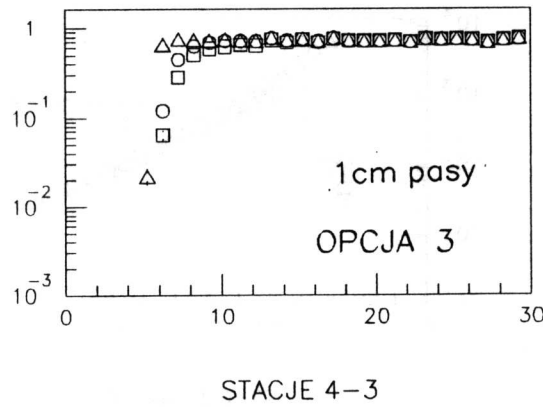
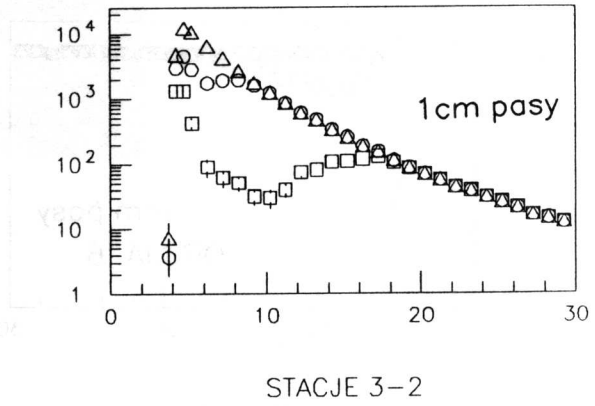
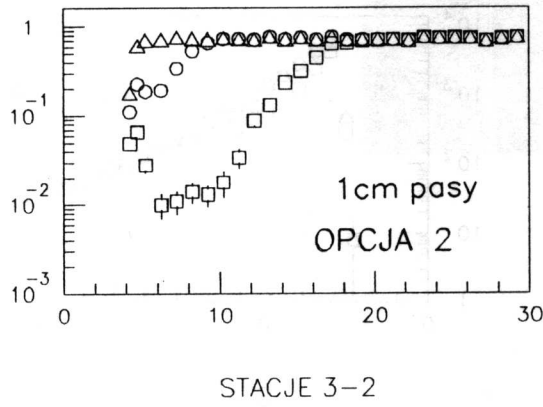
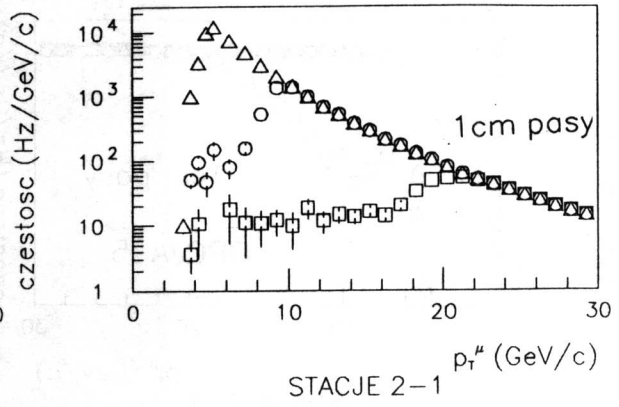
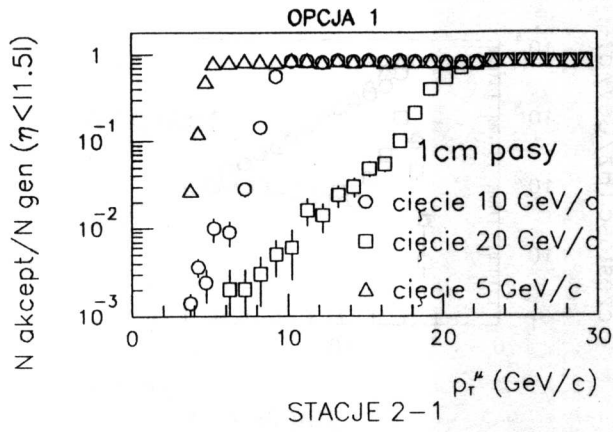


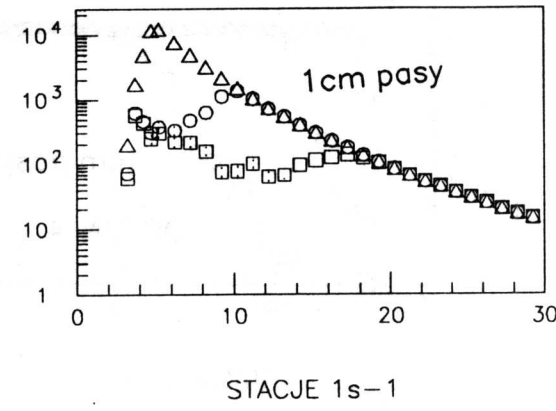
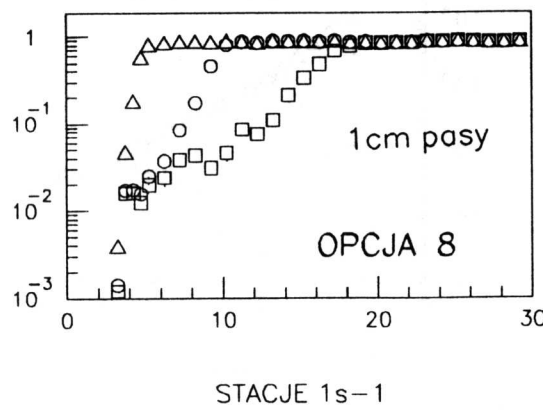
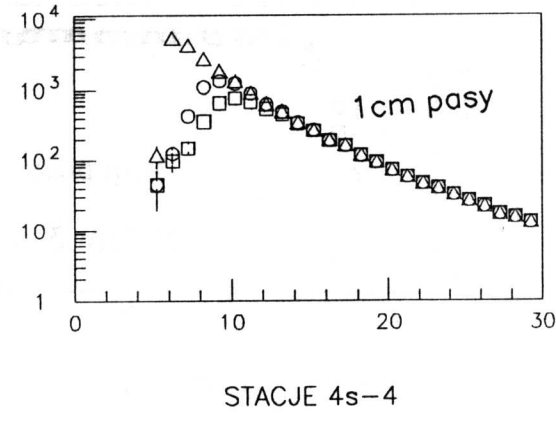
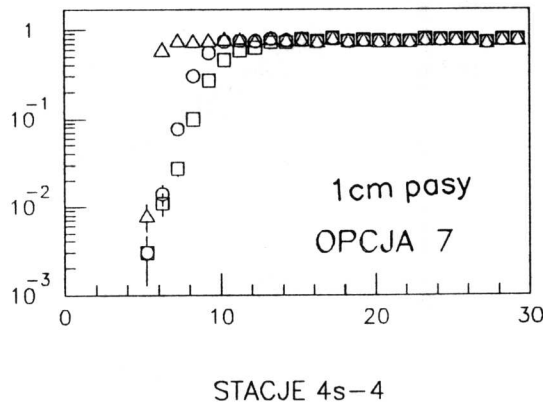
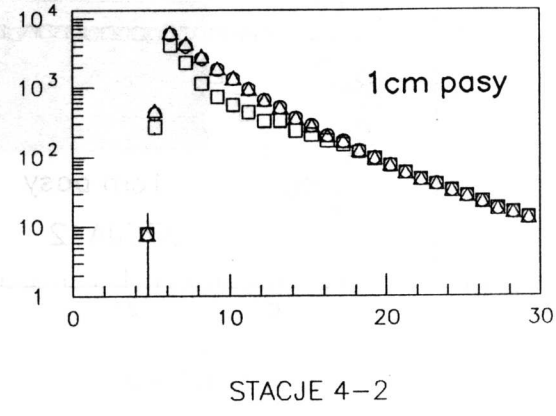
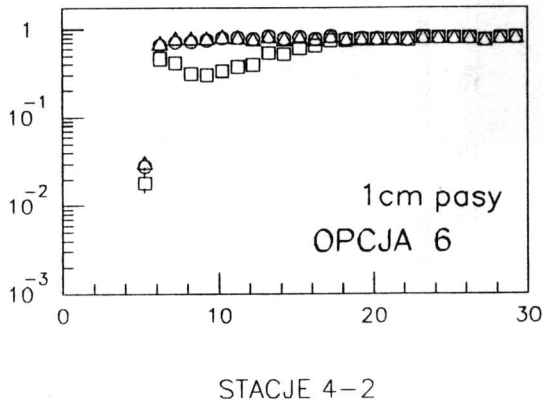
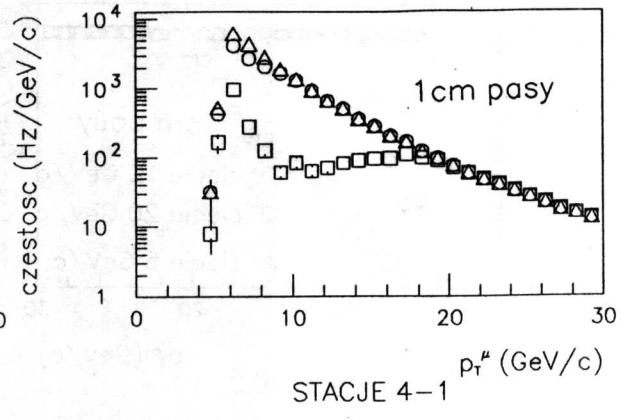
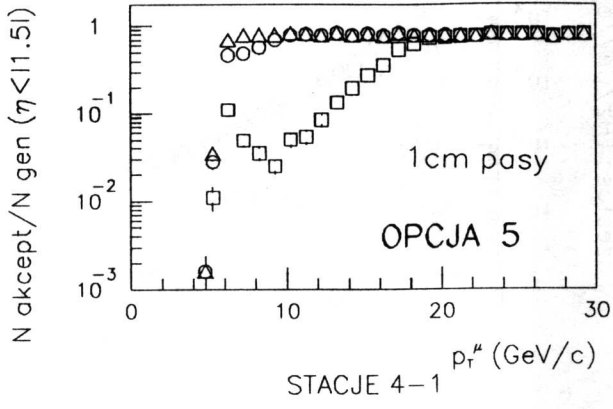
Dodatek B

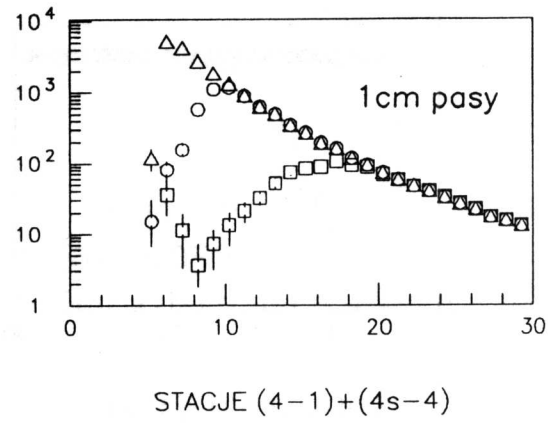
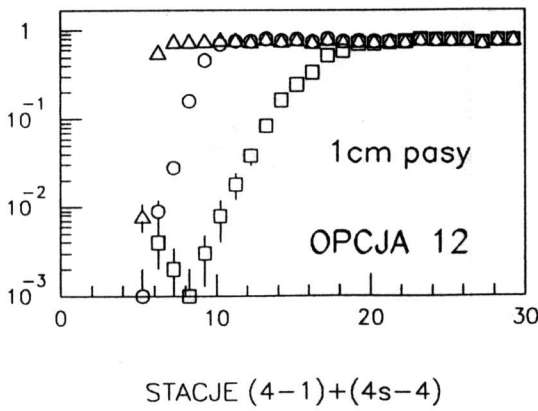
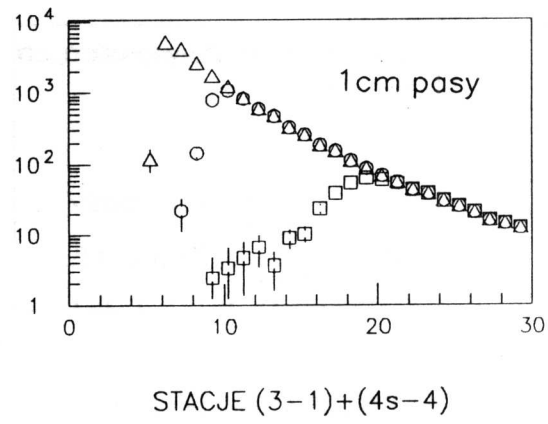
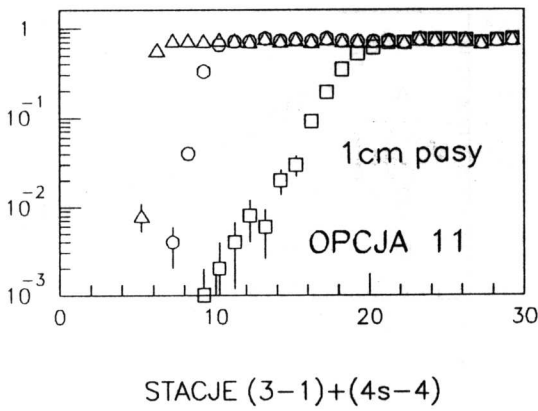
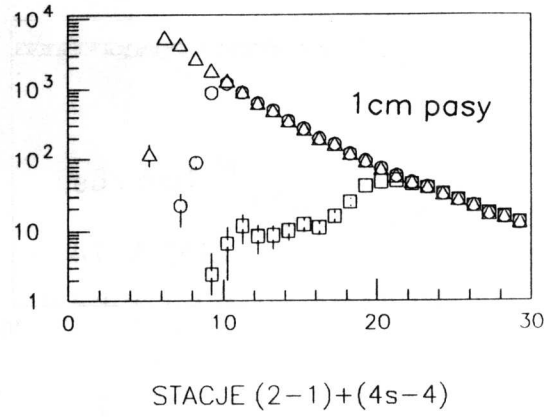
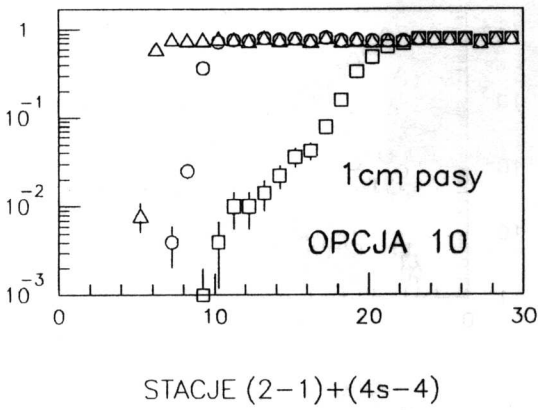
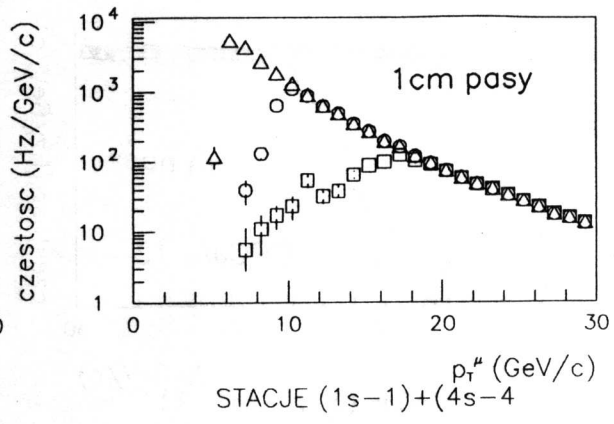
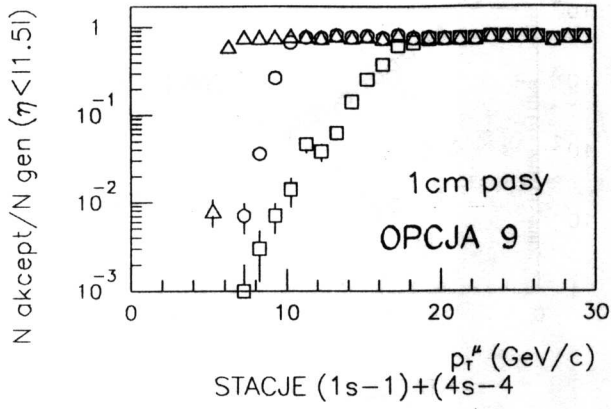
Przyjęte wartości cięć (Δ_{th}) dla wyzwalań na $p_T > 5, 10$ i $20\text{GeV}/c$, dla 1cm i 3cm pasów, i różnych opcji wyzwalań.

opcja	$p_T > 5\text{GeV}/c$		$p_T > 10\text{GeV}/c$		$p_T > 20\text{GeV}/c$	
	pasy "1cm"	pasy "3cm"	pasy "1cm"	pasy "3cm"	pasy "1cm"	pasy "3cm"
2-1	39	14	16	6	7	3
3-2	26	9	14	5	7	3
4-3	30	11	6	3	4	2
3-1	60	21	28	10	13	5
4-1	45	16	32	11	16	6
4-2	25	9	18	7	10	4
4s-4	18	7	3	3	2	2
1s-1	24	9	9	4	5	3

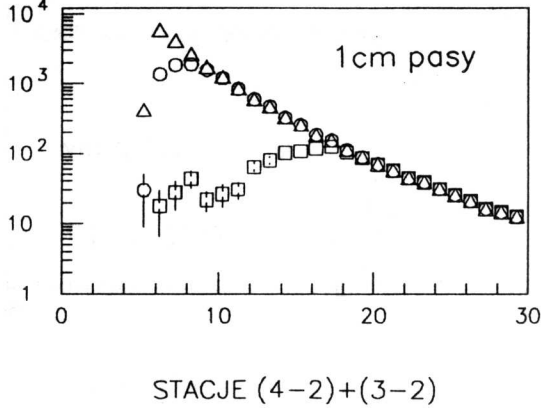
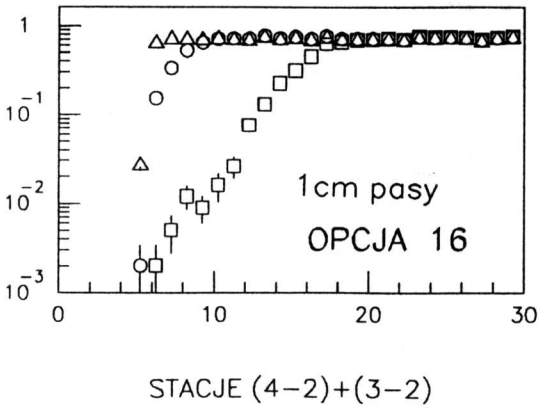
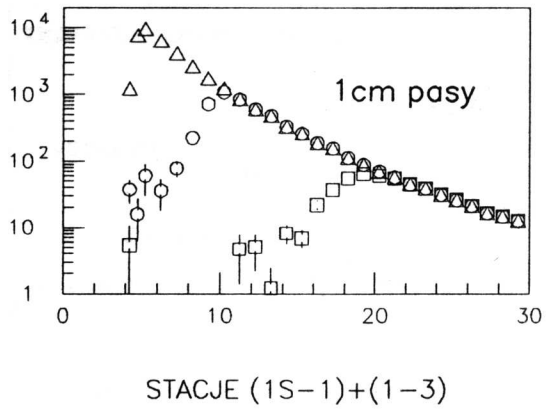
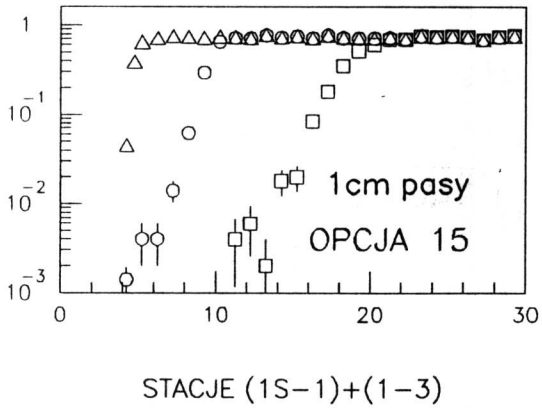
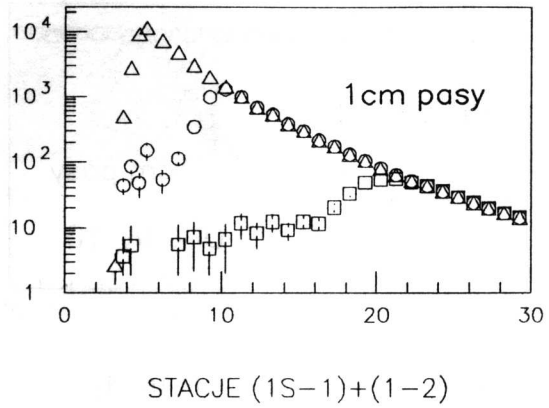
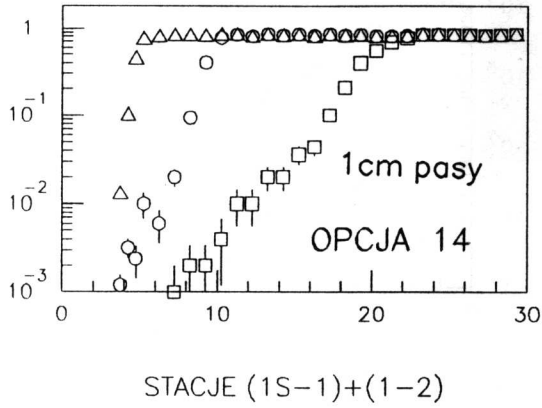
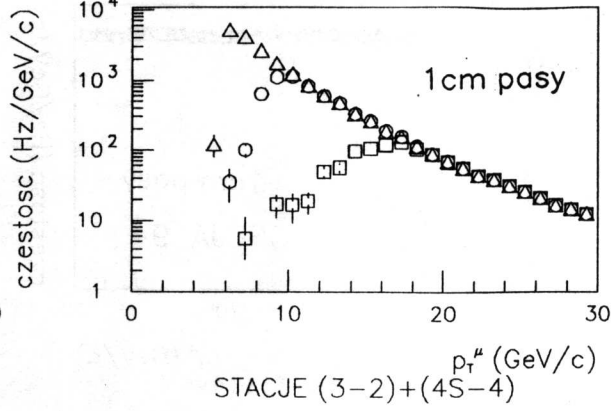
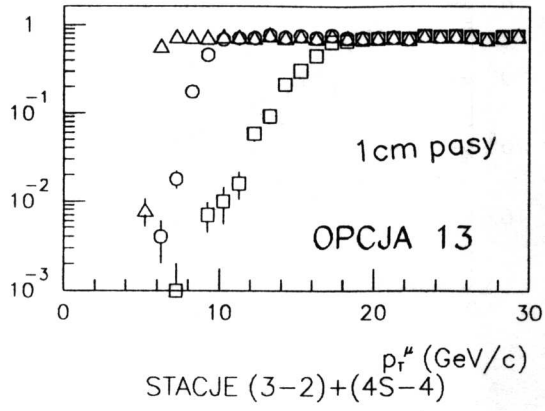
Dołączony
 Krzywe efektywności i różniczkowych częstości wywoleń powodowanych przez miony dla wszystkich rozpatrywanych w pracy sposobów wyzwalania.

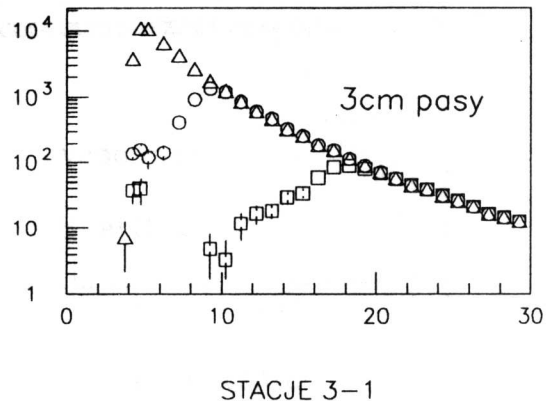
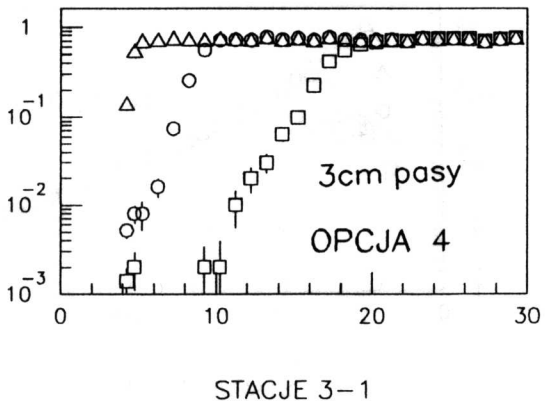
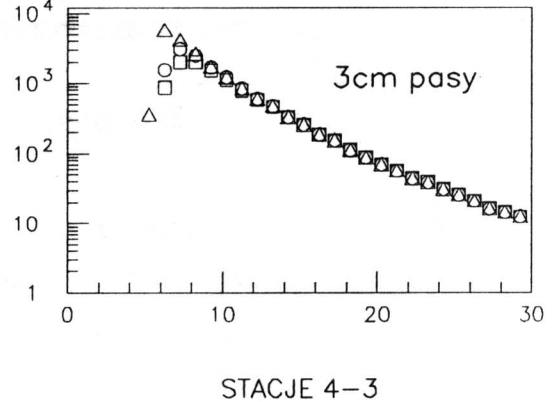
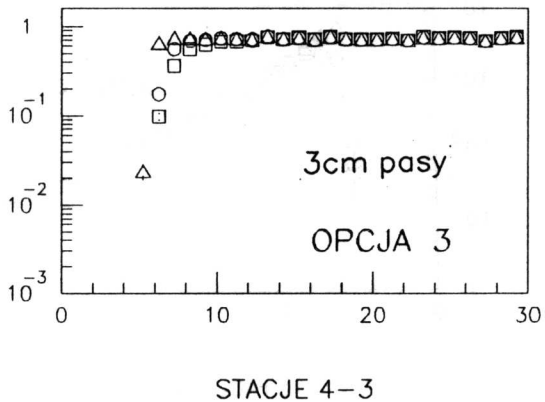
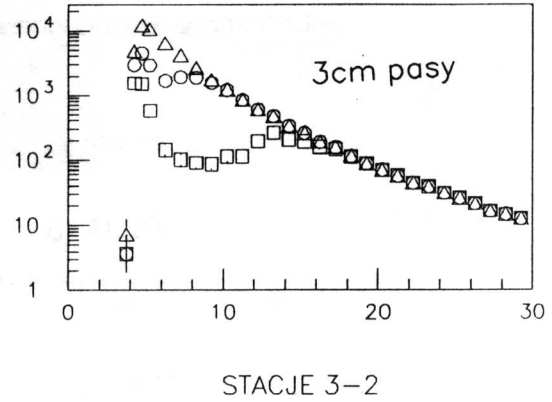
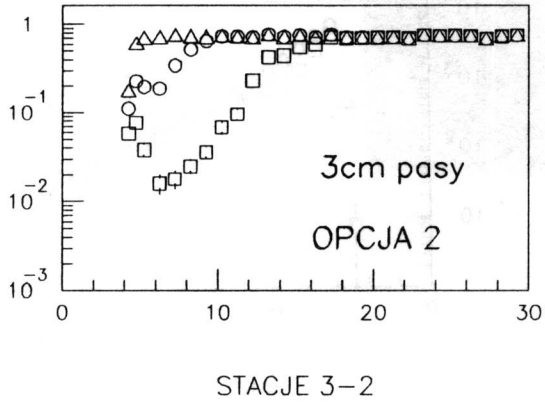
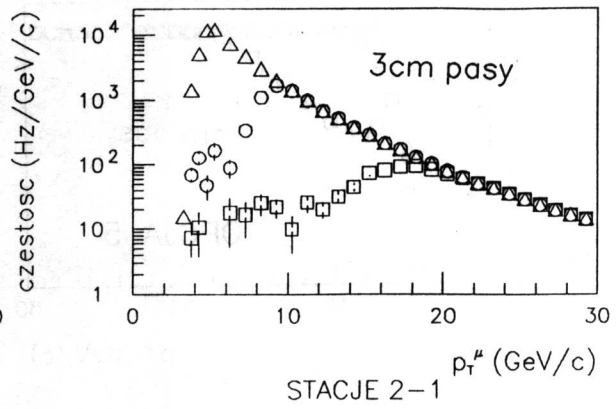
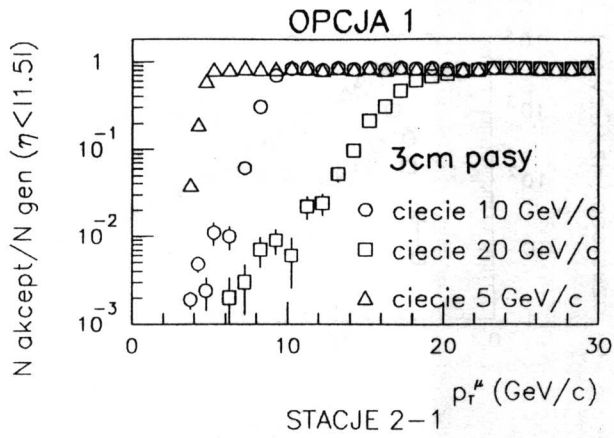


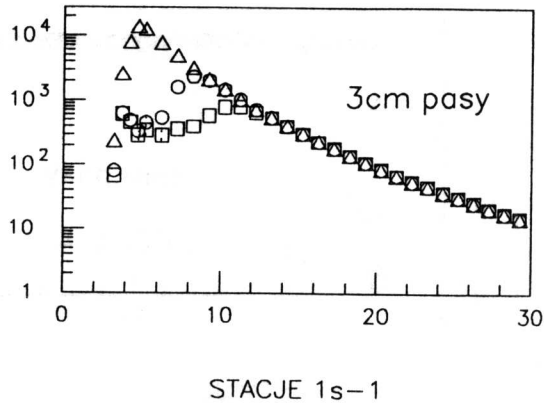
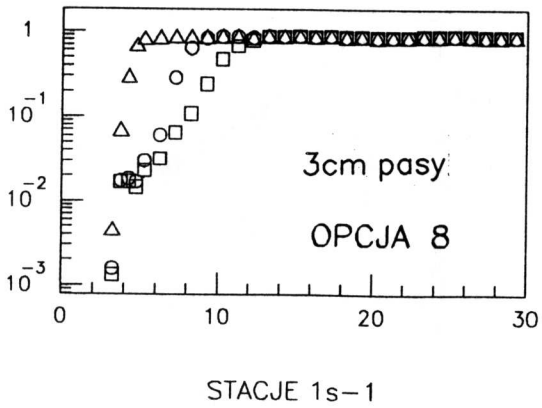
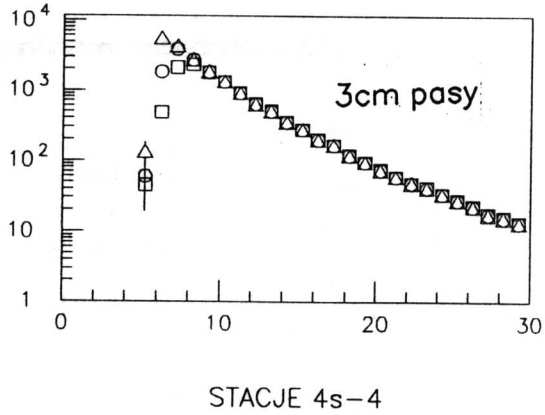
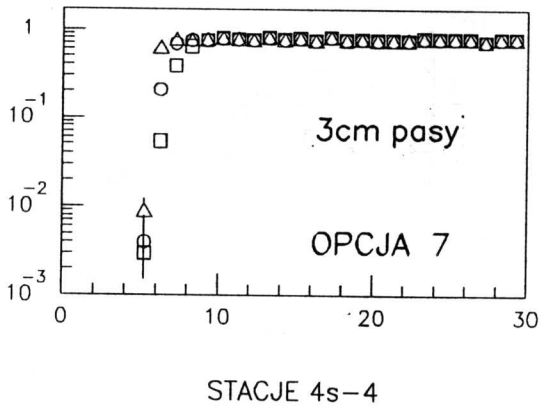
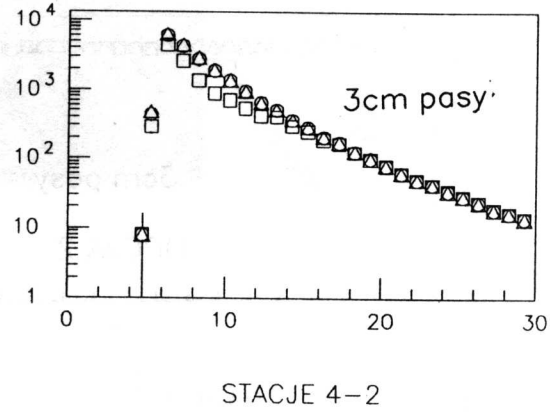
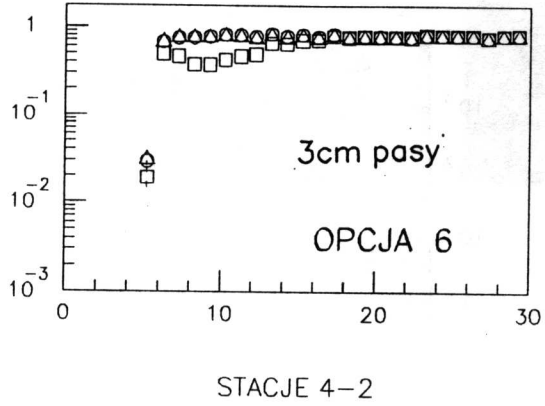
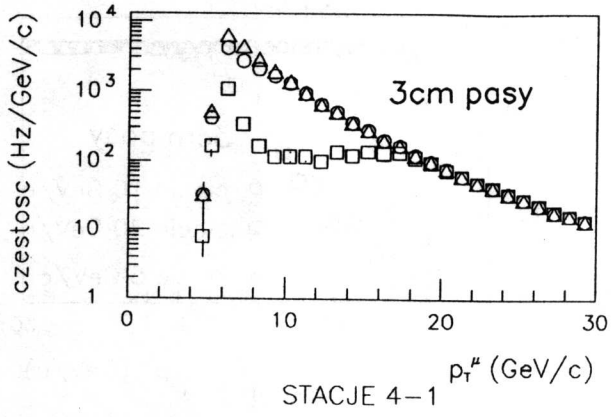
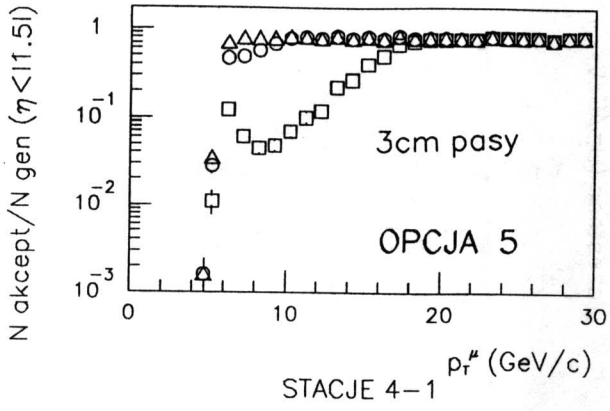


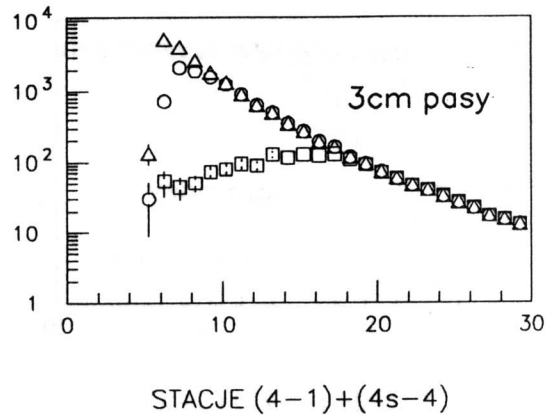
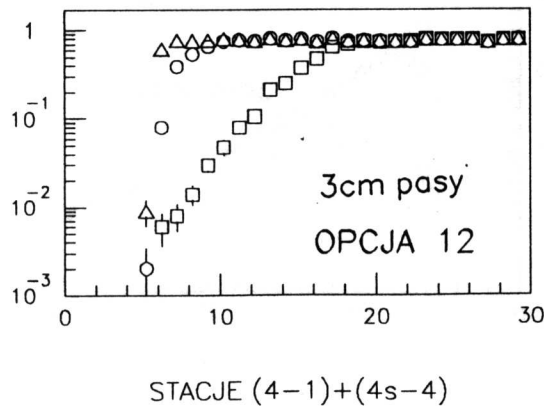
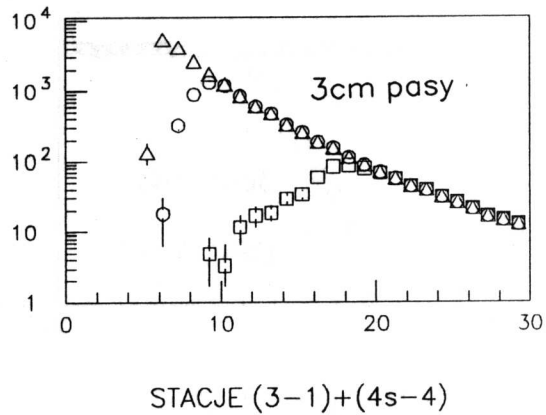
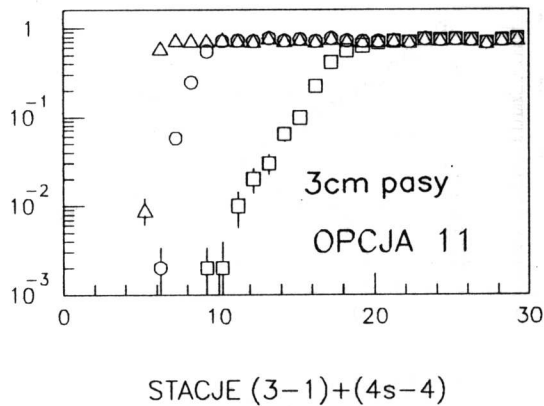
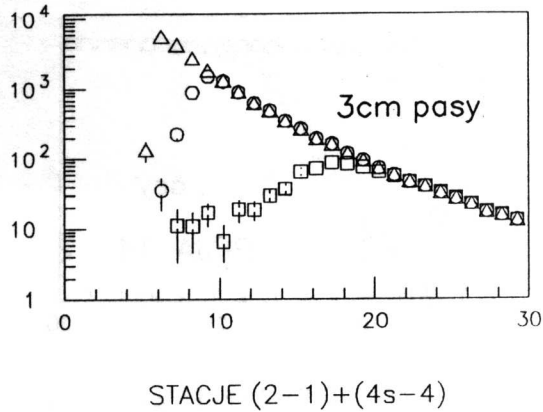
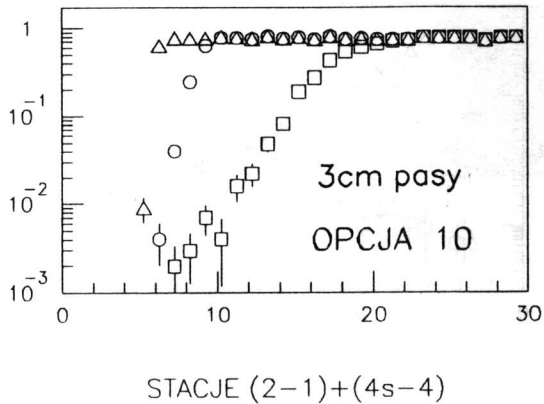
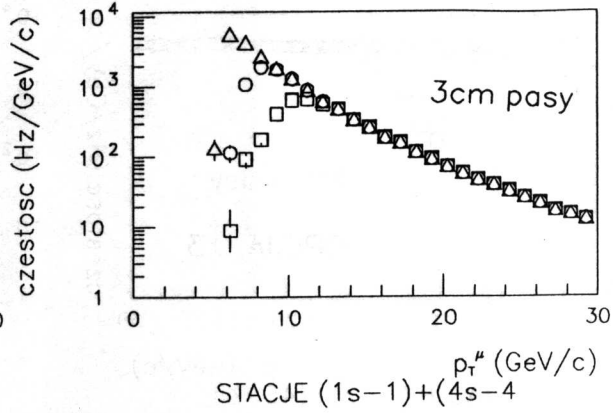
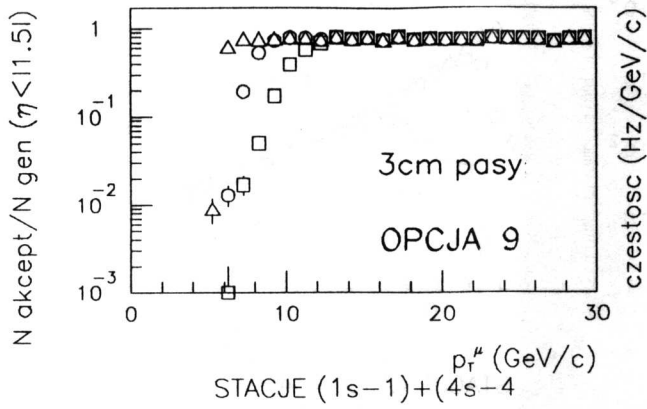


$N_{\text{akcept}}/N_{\text{gen}} (\eta < 1.51)$

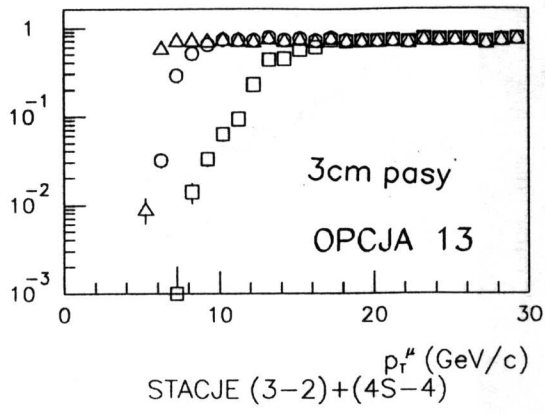




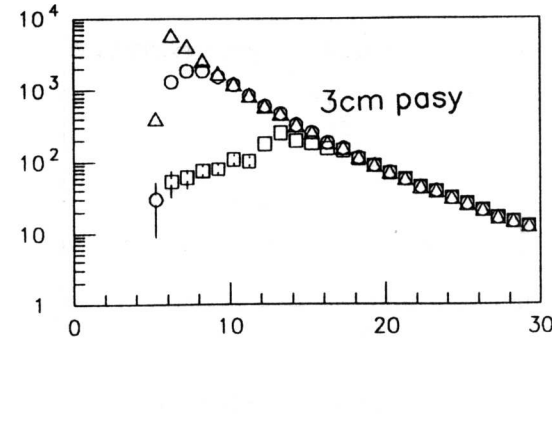
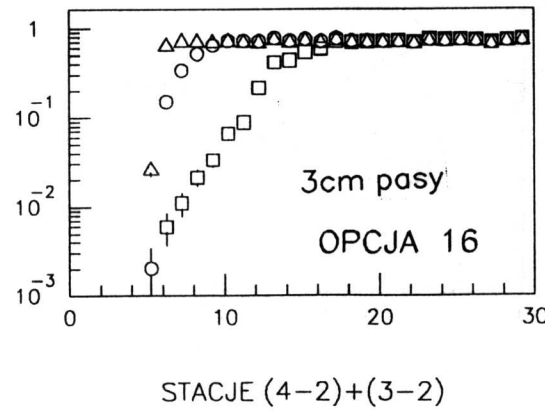
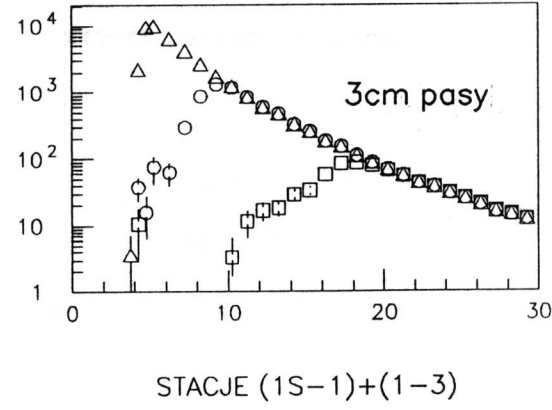
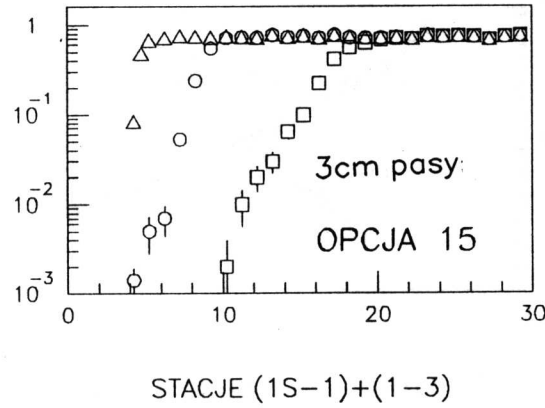
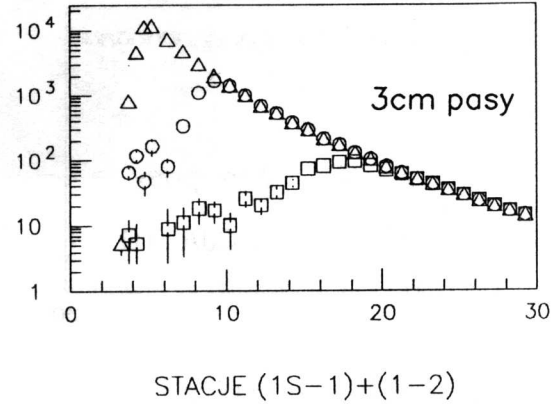
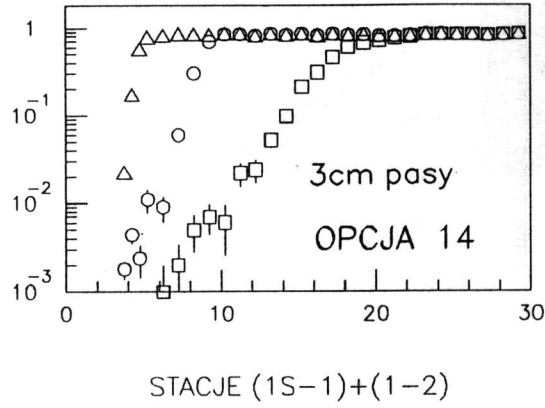
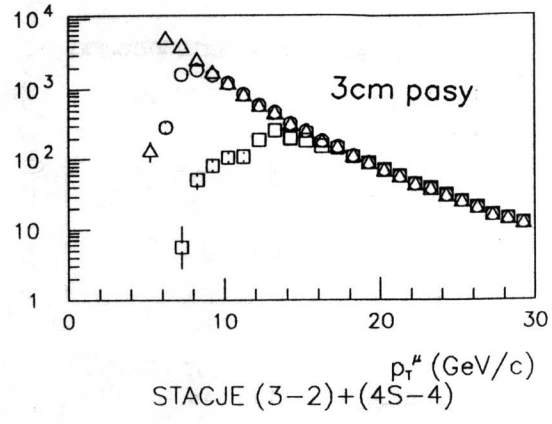




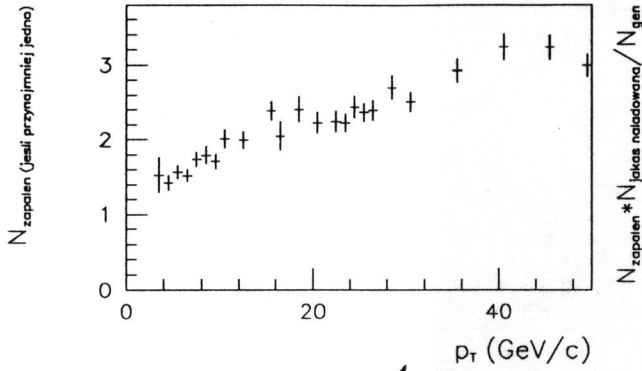
$N_{akcept}/N_{gen} (\eta < 11.5)$



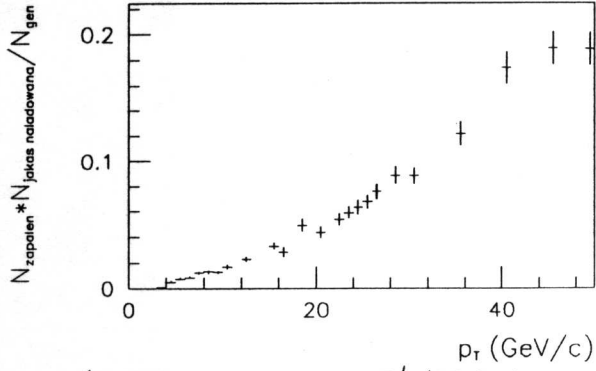
czestosc (Hz/GeV/c)



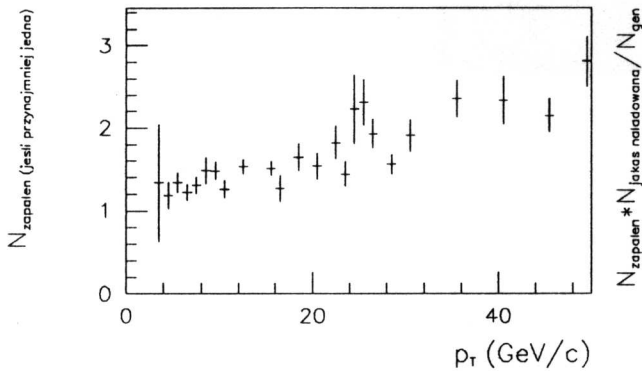
Średnia liczba zapaleń 1cm pasów w zależności od pędu poprzecznego inicjującego hadronu. W lewej kolumnie zaznaczono średnią liczbę zapalonych pasów (jeśli zapalony został chociaż jeden), prawa kolumna powstała po przemnożeniu punktów z rysunków w lewej kolumnie przez prawdopodobieństwo przebicia przynajmniej jednej cząstki naładowanej.



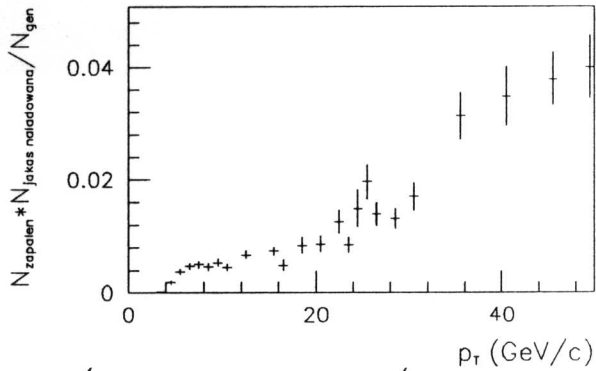
LICZBA ZAPALONYCH PASÓW, ST 1, 1cm pasy



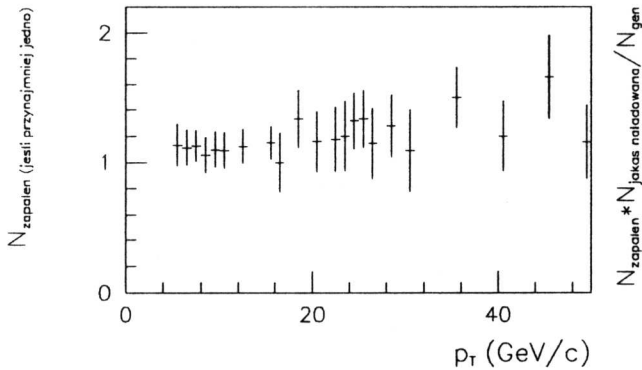
ŚREDNIA LICZBA ZAPALEŃ (ST 1, 1cm pasy)



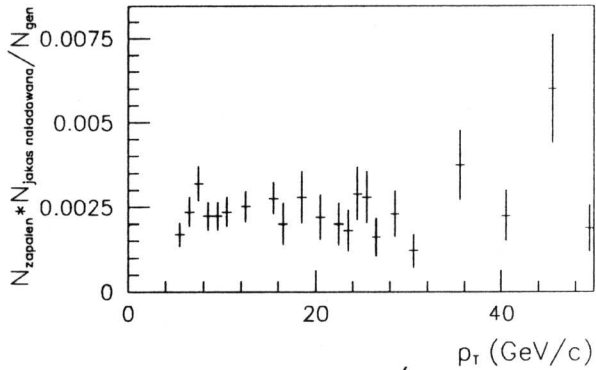
LICZBA ZAPALONYCH PASÓW, ST 2, 1cm pasy



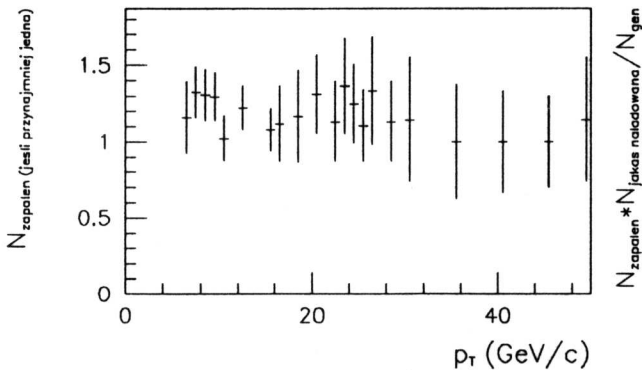
ŚREDNIA LICZBA ZAPALEŃ (ST 2, 1cm pasy)



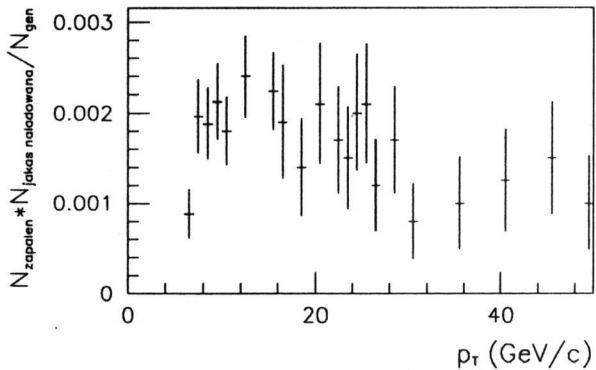
LICZBA ZAPALONYCH PASÓW, ST 3, 1cm pasy



ŚREDNIA LICZBA ZAPALEŃ (ST 3, 1cm pasy)



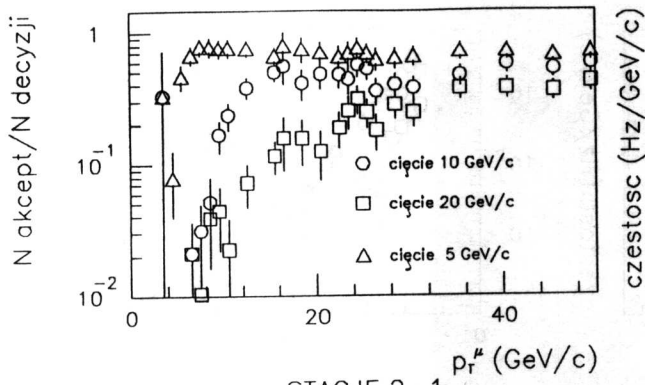
LICZBA ZAPALONYCH PASÓW, ST 4, 1cm pasy



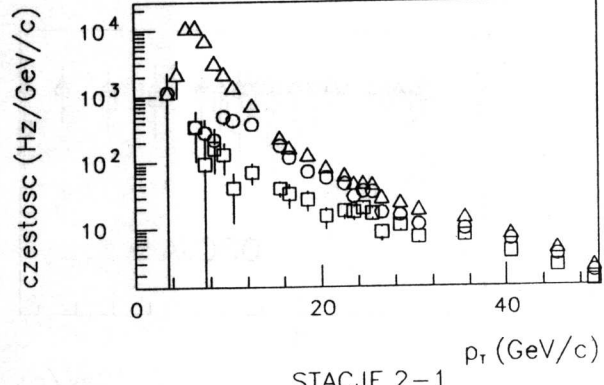
ŚREDNIA LICZBA ZAPALEŃ (ST 4, 1cm pasy)

Krzywe akceptacji i częstości wyzwoleń powodowanych przez inicjujące hadrony dla 1cm pasów. Przedstawiono różne opcje wyzwalań i cięcia na $p_T^{\mu}=5, 10$ i 20 GeV/c.

OPCJA 1

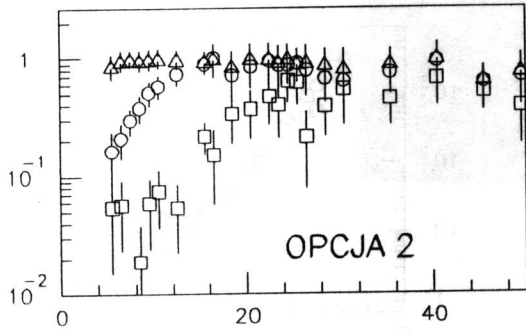


STACJE 2-1

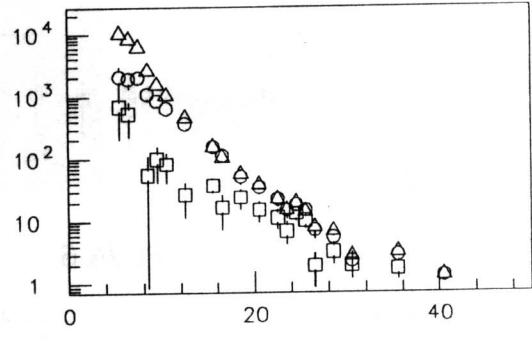


STACJE 2-1

OPCJA 2

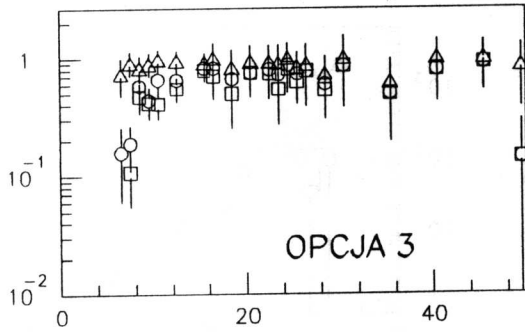


STACJE 3-2

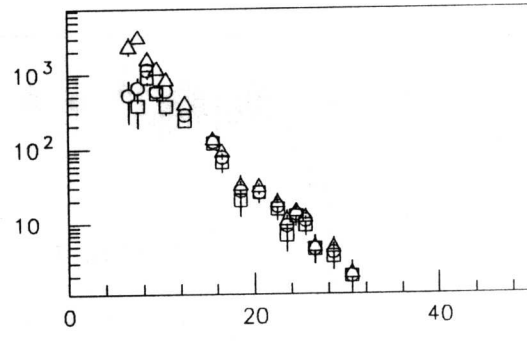


STACJE 3-2

OPCJA 3

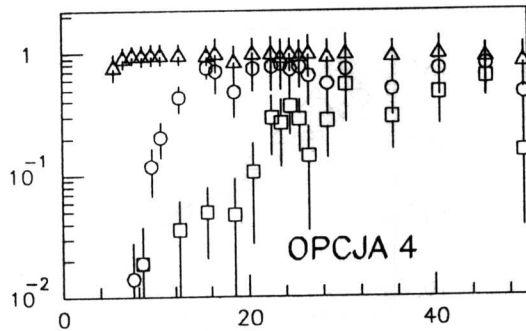


STACJE 4-3

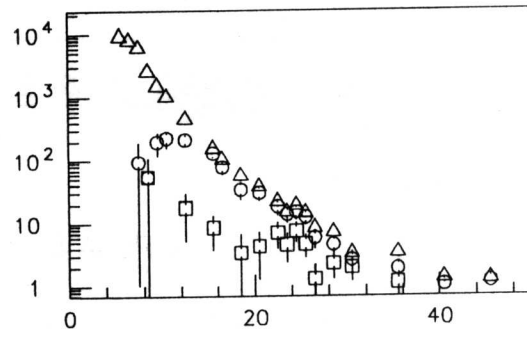


STACJE 4-3

OPCJA 4



STACJE 3-1



STACJE 3-1

