

RNDr. Ivan Fedorko

Autoreferát dizertačnej práce

Meranie $\sigma(p\bar{p} \rightarrow W) \times \text{BF}(W \rightarrow e\nu)$
v experimente *CDF*

a

Jedno-fotoelektrónová metóda
analýzy svetelných signálov

Na získanie vedecko-akademickej hodnosti *philosophiae doctor*
v odbore doktorandského štúdia:
11–24–9 Jadrová a subjadrová fyzika

Bratislava 2004

Dizertačná práca bola vypracovaná v dennej forme doktorandského štúdia na Katedre jadrovej fyziky a biofyziky Fakulty matematiky, fyziky a informatiky, Univerzity Komenského v Bratislave.

Predkladateľ: RNDr. Ivan Fedorko

Katedra jadrovej fyziky a biofyziky
Fakulta matematiky, fyziky a informatiky UK
842 48 Bratislava

Školiteľ: Doc. RNDr. Stanislav Tokár, CSc.

Fakulta matematiky, fyziky a informatiky UK

Oponenti:

Prof.RNDr. Gabriela Martinská, CSc. ÚFV PF UPJŠ Košice, Slovensko
Prof.RNDr. Anna Dubničková DrSc. FMFI UK Bratislava, Slovensko
Ing. Ivan Štekl, CSc. ÚTEF ČVUT Praha, Česká republika
Doc.RNDr. Peter Chochula, PhD. CERN Ženeva, Švajčiarsko

Autoreferát bol rozoslaný dňa

Obhajoba dizertačnej práce sa koná dňa

.....

na Fakulte matematiky, fyziky a informatiky Univerzity Komenského, Mlynská dolina, 842 48 Bratislava, miestnosť č. F1 377 pred komisiou pre obhajobu dizertačnej práce doktorandského štúdia vymenovanou dňa 26. novembra 2004 predsedom spoločnej odborovej komisie vo vednom odbore 11–24–9 Jadrová a subjadrová fyzika.

Predseda spoločnej odborovej komisie:

Prof. RNDr. Jozef Masarik, DrSc.
FMFI UK, 842 48 Bratislava

1 Úvod

Hľadaním a štúdiom fundamentálnych objektov hmoty sa zaoberá časticová fyzika. Štandardný model, ako aktuálna teória fyziky elementárnych častíc, popisuje vlastnosti hmoty pomocou troch sektorov častíc, a síce fundamentálnych fermiónov, sem patria tri generácie leptónov a kvarkov, intermediálnych bozónov (W , Z , gluóny, γ), ktoré sa nazývajú kalibračnými bozónmi a sektora Higgsových bozónov.

Jedným z hlavných zdrojov informácie v časticovej fyzike je štúdium zrážok častíc s vysokou energiou (rádovo GeV a TeV) pomocou detekcie produktov zrážky. V súčasnosti najenergetickejšie zväzky častíc, tvorené urýchlenými protónmi a anitprotónmi, poskytuje urýchľovač protibežných zväzkov *Tevatron*, Fermilab (*Fermi National Accelerator Laboratory*), Illinois, USA [2]. V sústave hmotného stredu majú zrážajúce sa častice energiu 1,96 TeV s plánovanou maximálnou luminozitou $\mathcal{L} = 2 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Modernizácia¹ *CDF* detektora (*Collider Detector at Fermilab*) [3], jedného z dvoch komplexných detektorov na tomto urýchľovači pre *Run II* obdobie zberu dát, ktoré sa začalo na jeseň roku 2001, sa týkala veľkého množstva poddetektorov. Veľmi významné zlepšenie zaznamenala dopredná oblasť (pre pseudorapidity² väčšie než 1)³. Z pohľadu obdobia zberu dát v rokoch 1992 až 1996 sa jedná prakticky o nový detektor v doprednej oblasti, z čoho vyplýva potreba štúdia postupov rekonštrukcie a selekcie signálu v danej oblasti. Meranie účinného prierezu procesu $p\bar{p} \rightarrow WX \rightarrow e\nu X$ je zdrojom pochopenia účinnosti rekonštrukcie signálu a metodiky na selekciu signálu W bozónov⁴, čo je základom pre ďalšie analýzy využívajúce elektrón detekovaný v doprednej oblasti. Jedná sa napríklad o detailné štúdium prípadov rôznych početností jetov, teda štúdium vzorky $W + \text{jety}$, prípadne rekonštrukciu $t\bar{t}$ eventov v prípade rozpadu jedného z kvarkov prostredníctvom procesu ($W \rightarrow e\nu$). V oboch prípadoch chápanie detekcie elektrónov v doprednej oblasti je prínosom pre zväčšenie akceptancie detekcie, teda následne aj vzorky zaujímavých eventov. Je nutné pripomenúť, že proces $p\bar{p} \rightarrow WX \rightarrow e\nu X$ je dnes spočítaný v rámci poruchovej teórie s presnosťou do rádu *NNLO* [1]. Preto je detekcia produkcie W bozónu užitočná pre overenie predpovedí teórie.

Ešte energetickejší zväzok častíc poskytne urýchľovač protibežných zväzkov *LHC* (*Large Hadron Collider*), CERN, Švajčiarsko [4]. Bude sa jednáť o urýchľovač s celkovou energiou 14 TeV zrážajúcich sa častíc v sústave hmotného stredu. V roku 2007 by sa mal začať zber dát na experimente *ATLAS* (*A Toroidal LHC ApparatuS*) [5], ako jednom zo štyroch nových detektorov určených pre detekciu zrážok na urýchľovači *LHC*. Naša

¹*upgrade*

²Pre definíciu platí vzt'ah $\eta = -\ln(\tan \frac{\theta}{2})$, kde uhol θ je meraný od zväzku častíc.

³Dopredná oblasť sa rozdeľuje na západnú ($\eta < 0$) a východnú ($\eta > 0$) oblasť

⁴V práci sa používa označenie W ako rovnocenné označeniu W^\pm . Obdobné pravidlo platí pre označenie $e-e^\pm$ a ν -antineutrino a neutrino.

skupina na KJFB FMFI UK sa spolupodieľala práve na vývoji centrálného hadrónového kalorimetra (*Hadron TileCalorimeter*) detektora *ATLAS*, postaveného na báze železného absorbéra a scintilačných platní.

Svetelný výt'azok zo scintilačnej platne normalizovaný na veľkosť odozvy a na uloženú energiu získame pomocou vzťahu [6]:

$$n_{f.e.} = f_{\text{pmt}} \left(\frac{Q_C}{\sigma_C} \right)^2 \frac{1}{Q_c} \alpha_e. \quad (1)$$

kde Q_C je náboj (myslí sa stredná hodnota), ktorý získame v prípade *Tile* kalorimetra z dvoch fotonásobičov, pričom oba fotonásobiče detekujú svetlo z toho istého scintilátora. Ako odchýlka σ_C sa používa *RMS* rozdielu nábojov z oboch fotonásobičov. Konštanta f_{pmt} s hodnotou 1,0 až 1,4 predstavuje korekciu zohľadňujúcu stochastické efekty dynódneho systému fotonásobiča a nazýva sa šumový faktor, *excess factor*. V predkladanej práci prezentovaná metóda opisu odozvy fotonásobiča umožňuje najst' túto konštantu f_{pmt} experimentálnym postupom individuálne pre každý fotonásobič. Hodnota pomeru α_e medzi hodnotou náboja v pC a hodnotou energie v GeV sa získava pomocou vzťahu elektrónov so známou energiou [7]. Tento člen je energeticky nezávislý, keďže je určený z podielu nábojového zisku a energie vzťahu, ktorej zodpovedá daný nábojový zisk.

2 Ciele dizertačnej práce

Ciele dizertačnej práce boli stanovené s ohľadom na úlohy riešené na Katedre jadrovej fyziky a biofyziky Fakulty matematiky, fyziky a informatiky Univerzity Komenského a v súlade s úlohami vyplývajúcimi zo spolupráce so SÚJV v Dubne, Ruská federácia, a s INFN v Pise, Taliansko.

Analýza experimentálnych dát z detektora *CDF*

- Namerat' $\sigma(p\bar{p} \rightarrow W) \times \text{BF}(W \rightarrow e\nu)$, súčin účinného prierezu produkcie W bozónu pri zrážke protónu a antiprotónu a vetviaceho pomeru pre rozpad bozónu na anti-neutríno, resp. neutríno, a elektrón, resp. pozitron, detekovaný v doprednej oblasti detektora experimentu *CDF*.

Príspevok k štúdiu odozvy fotonásobičov

- Navrhnuť model odozvy fotonásobiča s dynódnym systémom typu *metal channel* a na jeho základe vytvoriť metódu analýzy odozvočných spektier fotonásobiča.
- Na základe modelu odozvy fotonásobiča s dynódnym systémom typu *metal channel* experimentálne určiť šumový faktor⁵ fotonásobičov použitých v centrálnom hadrónovom kalorimetri experimentu *ATLAS*.

⁵*excess factor*

- Realizovať aplikáciu metódy analýzy odozvočných spektier fotonásobiča pri monitorovaní detektorov detekujúcich svetelný signál pomocou fotonásobičov.

3 Detektor *CDF*

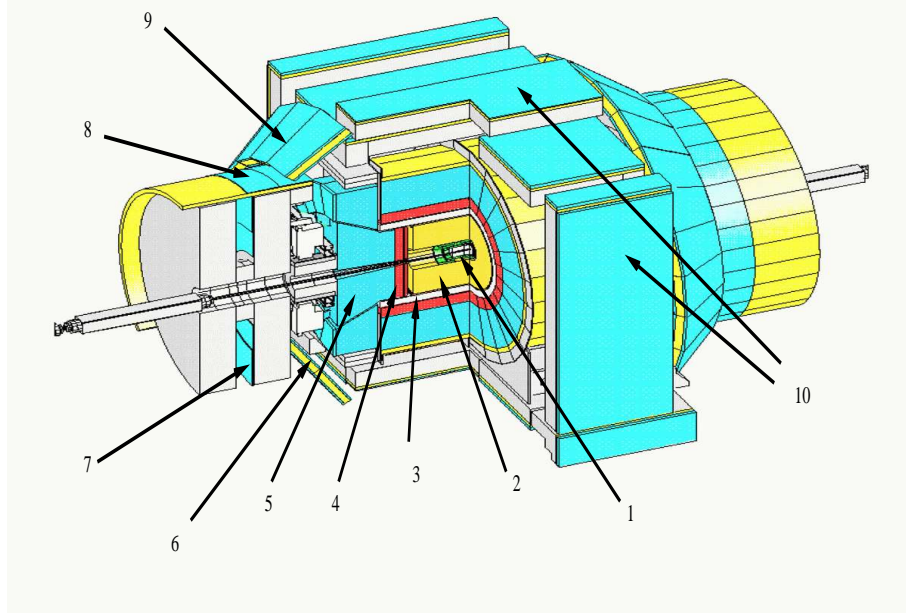
Na detekciu fyzikálnych procesov v zrážkach urýchlených častíc sa vyžadujú mohutné a sofistikované detekčné zariadenia. Schéma detektorov na detekciu zrážok dvoch zväzkov (myslí sa kolajderová technika) je spoločná pre mnohé experimenty. Takáto „standardná“ schéma je použitá aj v experimente *CDF*. Experiment má takmer 4π pokrytie detekčného priestoru a predozadnú symetriu. Najbližšie k zväzku sú v magnetickom poli umiestnené dráhové detektory (*COT* a *kremíkové detektory*), ktorými je možné určiť dráhu častice a jej hybnosť v magnetickom poli o veľkosti 1,4 T. Drahové detektory sú obklopené elektromagnetickými a hadrónovými kalorimetrami slúžiacimi na určenie energie častíc, pričom dôjde k pohlteniu detekovanej častice. Za oblasť kalorimetrov by sa mali dostať z detekovateľných častíc len mióny, preto sústavu uzatvárajú miónové detektory. Náhľad na detektor *CDF* je na obrázku 1.

4 Meranie účinného prierezu

Základom nášho merania účinného prierezu produkcie W bozónu v procese $p\bar{p} \rightarrow W + X$, kde sa W bozón ďalej rozpadá $W \rightarrow e\nu$, je kombinácia kalorimetrickej informácie s informáciou o dráhe častice. Na hadrónových urýchľovačoch sa detekuje rozpad W bozónu na leptón a neutríno pomocou detekcie izolovaného elektrónu resp. miónu a merania chýbajúcej energie cez rozdelenie detekovanej energie v kalorimetri. Určiť chýbajúcu energiu je možné iba v priechnej rovine. Dobre izolovaný elektrón je najprv vybraný zo vzorky na základe informácie z kalorimetra. Následne je využitá informácia o dráhe smerujúcej k elektrónovému kandidátovi. V spojení tohto výsledku s informáciou o chýbajúcej priechnej energii získavame event, ktorý nazývame kandidátom na W bozón, alebo skrátene kandidátom.

Vzhľadom na konštrukciu *CDF* detektora, veľká časť dráh v doprednej oblasti detektora ($|\eta| > 1$) je rekonštruovaná na základe informácie z kremíkového dráhového detektora. Rekonštruované trojrozmerné dráhy sú asociované s elektrónovým kandidátom a použité na ďalšie potlačenie pozadia v oblasti signálu. Takýmto spôsobom sú vybraní kandidáti v počte $N_{\text{signál}}$ a následne je určené množstvo eventov, ktoré prislúchajú ireducibilnému pozadiu, N_{pozadie} (jedná sa o eventy, ktoré prejdú výberovými kritériami, ale nemajú pôvod v študovanom procese, napríklad pochádzajú z *QCD* procesov, z rozpadu Z bozónu atď.). Účinnosť detekcie ϵ je výsledkom súčinu účinnosti triggerovacieho výberu, akceptancie, teda účinnosti kinematických a geometrických kritérií, ktoré zahŕňajú

Collider Detector at Fermilab



Obrázok 1: Náhl'ad na detektor *CDF* pre použitie v *Run II* období. Vybrané poddetektory sú označené následovne: č.1 kremíkový dráhový detektor (zelená farba), č.2 *COT* dráhová komora, č.3 *TOF* detektor (ružová farba, za týmto detektorom sa nachádza magnet), č.4 elektromagnetický kalorimeter, č.5 hadrónový kalorimeter. Zvyšné čísla označujú jednotlivé časti miónového detektora [3].

aj rozlíšenie merania energie, ako aj účinnosti ďalších kritérií, aplikovaných pri výbere signálu. Pre nameranú luminozitu \mathcal{L} je súčin účinného prierezu σ a vetviaceho pomeru BF daný nasledovnou rovnicou:

$$\sigma(pp \rightarrow W + X) \times \text{BF}(W \rightarrow e\nu) = \frac{N_{\text{signál}} - N_{\text{pozadie}}}{\epsilon \times \mathcal{L}} \quad (2)$$

4.1 Selekcia signálu

Vo vzorke 1097340 eventov vybraných *MET_PEM* triggerom, ktorý je založený na detekcii elektromagnetického klastra v doprednej oblasti a dostatočne veľkej chýbajúcej priechnej energii, a po aplikovaní korekcií na energetické veličiny boli kandidáti na W bozón selekto-

vaní súborom výberových pravidiel, nazývaných tiež kinematické a geometrické výberové kritériá:

- poloha primárneho vertexu (interakcie) $P_{VZ} < 60$ cm, aby sme uvažovali len tie interakcie, ktoré sa nachádzajú v priestore, kde sme schopní efektívne detekovať.
- elektromagnetický klaster patrí do doprednej oblasti, $1,1 < |\eta| < 2,8$, čím vymedzíme požadovaný priestor v detektore.
- v elektromagnetickom klasteri, ktorý je kandidátom na elektrón, je detekovaná priečna energia $E_T > 20$ GeV
- pre daný event je chýbajúca priečna energia $\cancel{E}_T > 20$ GeV ako pre kandidáta na prítomnosť neutrína.

Po tejto sérii požiadaviek nám ostalo 243650 kandidátov. Po takomto výbere sme aplikovali identifikačné (pre elektrón) kritériá, nazývané *elektrón ID*, s cieľom vybrať izolovaný elektromagnetický objekt:

- relatívna⁶ energia izolácie $IsoRel < 0,1$
- pomer medzi energiou uloženou v hadrónovej a elektromagnetickej časti kalorimetra $Had/Em < 0,05$

Po tomto výbere nám zostalo 90265 kandidátov. Na ďalšie potlačenie pozadia sa využíva dráha asociovaná s elektrónovým kandidátom v elektromagnetickom klasteri. Asociáciu sme realizovali pomocou rozdielu medzi polohou extrapolácie dráhy do spíškového *PES* detektora⁷ a polohou elektrónového kandidáta⁸ v priečnej rovine $x-y$. Bol požadovaný rozdiel menší než 3 cm pre ΔX a ΔY . Pre asociáciu sme použili dráhy s $P_T > 1$ GeV/c, aby sme vylúčili rôzne nízkoenergetické dráhy nepochádzajúce zo študovaného procesu.

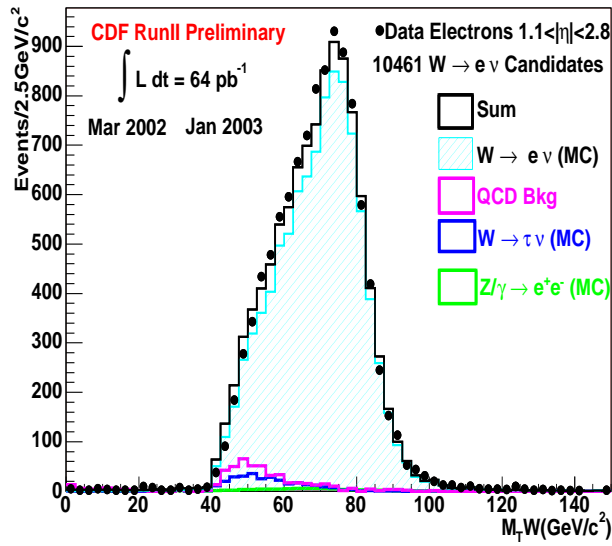
Akonáhle máme kandidáta s priradenou dráhou, aplikujeme poslednú požiadavku, ktorou je hodnota pomeru medzi nameranou energiou a hybnosťou, ktorá musí ležať v intervale medzi 0,5 a 2,0. Po tomto reťazci požiadavok sme získali 10461 kandidátov, z toho 5409 kandidátov bolo detekovaných vo východnej⁹ a 5052 v západnej doprednej oblasti.

⁶Relatívna k energii elektromagnetického klastra.

⁷Súčasť elektromagnetického kalorimetra.

⁸Táto poloha je určená práve *PES* detektorom.

⁹Definíciu oblasti vid' v časti 1

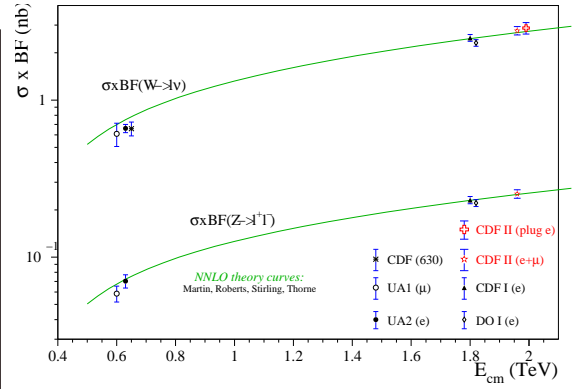


Obrázok 2: Rozdelenie priemernej hmotnosti W kandidátov porovnané s očakávaným signálom, ktorý vznikne konvolúciou signálu získaného MC simuláciou a príspevkov od procesov pozadia.

4.2 Pozadie signálu

V nami vybraných kandidátoch je stále príspevok od pozadových procesov, ktoré prešli všetkými výberovými kritériami a nie je ich možné odlíšiť od signálu. Jedná sa o QCD procesy a elektroslabé procesy¹⁰, ako rozpad W bozónu na τ a na ν , kde τ sa rozpadá ďalej na elektrón, ktorý je detekovaný ako elektrón priamo z rozpadu W bozónu, a príspevok od rozpadu Z bozónu na elektrón pozitronový pár. Ak je jeden leptón z daného páru nedetekovaný, alebo detekovaný chybné, jedná sa o event s dobre izolovaným elektrónom a veľkou \cancel{E}_T . Príspevky QCD sme určili zo vzorky dát pomocou tzv. *IsoRel versus \cancel{E}_T* metódy. EWK pozadie sme určili pomocou vzoriek MC simulácií. Následne je možné pre signálny proces s príspevkami od pozadia porovnať rozdelenia rôznych kinematických premenných (E_T , \cancel{E}_T a M_T^W). Príklad rozdelenia pre M_T^W je na obrázku 2. Výsledné očakávané rozdelenie je výsledkom konvolúcie MC odzvy študovaného procesu a rozdelení procesov pozadia. Pre všetky rozdelenia považujeme zhodu medzi predpovedaným a nameraným tvarom rozdelenia za dobrú.

¹⁰Nazývané EWK pozadie.



Obrázok 3: Závislosť súčinu $\sigma \times BF$ od energie hmotného streda. Porovnané sú teoretické hodnoty s niektorými hodnotami nameranými počas posledných 20 rokov na hadrónových urýchľovačoch. Výsledok prezentovaný v tejto práci je označený ako „CDFII (plug e)“. Body, ktoré sú blízko seba, sú mierne posunuté za účelom rozlíšenia v grafickej prezentácii.

4.3 Luminozita

Celková integrovaná luminozita, ktorá zodpovedá analyzovaným dátam, je 64 pb^{-1} . Jej meranie vychádzalo zo zoznamu dobrých runov (aktuálna verzia je tu [8]). Navyše k týmto štandardným kritériám [9] boli ešte požadované fungujúce všetky zložky kremíkoveho dráhového detektora.

4.4 Účinnosť detekcie

Kinematický komponent akceptancie je daná prahom pre E_T a \cancel{E}_T . Geometrická zložka je tvorená pravdepodobnosťou, že elektrón prejde sledovanou oblasťou detektora. Na určenie akceptancie geometrických a kinematických kritérií ϵ_{Kin} sme použili vzorku MC simulácií. Kritériá boli nasledovné:

- EM klaster v priestore $1,1 < |\eta| < 2,8$
- EM klaster s $E_T > 20 \text{ GeV}$
- $\cancel{E}_T > 20 \text{ GeV}$

Pred výpočtom akceptancie boli uskutočnené viaceré korekcie MC vzorky. Študovali sme ich vplyv na počítanie akceptancie a určili ich príspevky do systematickej neurčitosti akceptancie $+2,0 -1,7$, kde najväčší vklad je od neurčitosti v *PDF*. Študovali sme nasledovné vplyvy na výslednú akceptanciu:

- určenie energetickej škály a rozlíšenia energie elektromagnetického klastra
- určenie dodatočného množstva simulovaného materiálu v detektore
- určenie optimálneho P_T rozdelenia W bozónu
- preškáľovanie spätnej energie
- výber partónových štruktúrnych funkcií, *PDF*

Vlastnosti *MET_PEM* trigeru boli intenzívne študované v samostatnej práci [10], obsah ktorej ide nad rámec predkladanej práce. Účinnosť trigeru ϵ_{trig} sme študovali pomocou záložných súborov trigerov¹¹.

Účinnosť identifikácie elektrónu pomocou *ID* kritérií ϵ_{ID} , účinnosť rekonštrukcie ϵ_{Lumi} primárneho vertexu a jeho detekcie vo vymedzenej oblasti ϵ_{PVZ} , účinnosť rekonštrukcie a asociácie dráhy $\epsilon_{\text{rekon.dráh}}$ a účinnosť kritéria E/p $\epsilon_{E/p}$ sme študovali pomocou dvoj-elektrónového páru kontrolnej vzorky $Z^0/\gamma^* \rightarrow e^+e^-$ s rekonštruovanou invariantnou

¹¹*backup trigger path*

hmotnosťou páru v intervale 80 až 100 GeV. Jednotlivé kritériá aplikujeme na základný dopredný¹² elektrón kontrolnej vzorky.

Celková účinnosť detekcie a rekonštrukcie signálu ϵ je výsledkom súčinu týchto nekorelovaných účinností, ktoré sú zhrnuté v tabuľke 1.

Účinnosť	Hodnota		Syst.chyba
ϵ_{Kin}	$0,3112 \pm 0,0007$		0,0058
ϵ_{PVZ}	$0,92 \pm 0,005$		0,0035*
ϵ_{ID}	$0,961 \pm 0,004$		0,022
ϵ_{trig}	$0,958 \pm 0,011$		
$\epsilon_{\text{E/p}}$	$0,64 \pm 0,015$		0,001
ϵ		$0,170 \pm 0,005$	0,005
$\epsilon_{\text{rekon.dráh}}$		$0,322 \pm 0,009$	0,006
ϵ_{Lumi}		$0,951 \pm 0,001$	0,005
Výsledná účinnosť $\epsilon_{\text{celková}}$		$0,052 \pm 0,002$	0,002

Tabuľka 1: Nájdené účinnosti pre jednotlivé kritériá výberu a rekonštrukcie signálu. V druhom stĺpci sú uvedené hodnoty účinnosti detekcie signálu triggerom a rekonštrukcie na základe informácie z kalorimetrického systému detektora *CDF*. Hodnoty sú uvedené so štatistickou chybou. V tret'om stĺpci je uvedená celková účinnosť detekcie a rekonštrukcie signálu v kalorimetrickom systéme ϵ , účinnosť rekonštrukcie signálu na základe informácie z dráhového detektora $\epsilon_{\text{rekon.dráh}}$ a účinnosť detekcie zrážky vo vymedzenom priestore ϵ_{Lumi} . $\epsilon_{\text{celková}}$ je výsledná účinnosť detekcie a rekonštrukcie signálu. V štvrtom stĺpci sú uvedené získané systematické neurčitosti jednotlivých účinností. (* táto systematika pochádza z určenia P_{VZ} , ale hodnota sa vzťahuje na ϵ_{Kin} .)

4.5 Výsledky merania

V tabuľke 2 je súhrn údajov použitých pre výpočet súčinu účinného prierezu a vetviaceho pomeru podľa vzorca 2.

Počet eventov procesu $W \rightarrow e\nu$	10461	
Počet eventov <i>QCD</i> pozadia	$495 \pm 62(\text{stat})$	$\pm 247(\text{sys})$
Počet eventov $Z^0/\gamma^* \rightarrow e^+e^-$ pozadia	$87 \pm 13(\text{stat})$	
Počet eventov $W \rightarrow \tau\nu$ pozadia	$324 \pm 23(\text{stat})$	
\mathcal{L} (pb^{-1})	64	$\pm 4.3(\text{sys})$
$\epsilon_{\text{celková}}$	$0,052 \pm 0,002(\text{stat})$	$\pm 0,002(\text{sys})$

Tabuľka 2: Hodnoty premenných použitých pre výpočet účinného prierezu.

¹²Druhý elektrón z dileptonového páru je detekovaný v centrálnej oblasti *CDF* detektora.

Výsledná hodnota súčinu účinného prierezu pre produkciu W bozónu v zrážke $p\bar{p}$ a vetviaceho pomeru pre rozpad W bozónu na elektrón a neutríno je $\sigma \times \text{BF}(W \rightarrow e\nu) = 2,874 \pm 0,034(\text{stat}) \pm 0,167(\text{sys}) \pm 0,172(\text{lum})$ nb, kde (stat) značí štatistickú chybu, generovanú štatistikou vzorky, (sys) značí systematickú chybu, do ktorej prispievajú všetky zvyšné chyby okrem štatistickej chyby luminosity.

Tento výsledok je v zhode s teoretickou predpoveďou ($NNLO$ výpočet) $2,69 \pm 0,10$ nb [11]. V centrálnej oblasti boli namerané v rovnakom období, ako naša analýza, hodnoty pre elektrónový a miónový rozpadový kanál W bozónu: $\sigma \times \text{BF}(W \rightarrow e\nu) = 2,782 \pm 0,014(\text{stat}) \pm 0,061(\text{sys}) \pm 0,056(\text{lum})$ nb a $\sigma \times \text{BF}(W \rightarrow \mu\nu) = 2,772 \pm 0,014(\text{stat}) \pm 0,064(\text{sys}) \pm 0,060(\text{lum})$ nb. Porovnanie výsledku našej analýzy s výsledkami analýzy v centrálnej oblasti v rovnakom období a porovnanie s teoretickou predpoveďou je vidieť na obrázku 3. Rovnako sú na obrázku prítomné merania účinného prierezu produkcie W bozónu v zrážkach hadrónov za posledných 20 rokov. Konštatujeme, že výsledok našej analýzy je v dobrej zhode s predpoveďou Štandardného modelu na úrovni $NNLO$, ako aj s meraniami v centrálnej oblasti detektora CDF . Týmto sme získali metodiku na selekciu W pomocou detekcie elektrónov v doprednej oblasti detektora CDF , s využitím kombinácie informácie z kalorimetrického systému a dráhových detektorov.

5 Jedno-fotoelektrónová metóda analýzy odzvy fotonásobiča

Pre existenciu jedno-fotoelektrónovej metódy analýzy odzvy fotonásobiča je dôležité skonštruovať funkciu odzvy, ktorá by dokázala popísať reálnu odzvu fotonásobiča, a určiť vzťah medzi jej parametrami a hodnotou šumového faktora fotonásobiča, ktorý zohľadňuje stochastické efekty vo fotonásobiči [12].

5.1 Realistická funkcia odzvy fotonásobiča

Za predpokladu, že zahrnutie javov pozadia vo forme pedestálu, fotoemisie na prvej dynóde a negaussovského tvaru odzvy pre menšej ako tri incidentné fotoelektróny do funkcie odzvy je dostatočné pre popis odzvy fotonásobiča s dynódnym systémom *metal channel*, odzvu fotonásobiča, iniciovanú n fotoelektrónmi emitovanými z fotokatódy a k fotoelektrónmi emitovanými z prvej dynódy, popisujeme realistickou odzvvou funkciou:

$$S_{real}(x) = \sum_{n,k=0}^{\infty} \frac{\mu_{f.e.}^n e^{-\mu_{f.e.}}}{n!} \cdot \frac{\mu_1^k e^{-\mu_1}}{k!} \cdot \int dx' S_n^{(1)}(x') \cdot S_k^{(2)}(x - x'), \quad (3)$$

kde $\mu_{f.e.}$ je stredný počet fotoelektrónov vytvorených na fotokatóde a iniciujúcich multiplikačnú náboja začínajúcu od prvej dynódy, μ_1 je počet fotoelektrónov iniciujúcich multiplikačnú náboja začínajúcu od druhej dynódy. Konvolúciu odzviem iniciovaných z fotokatódy

a prvej dynódy

$$\tilde{S}_{nk}(x) = \int dx' S_n^{(1)}(x') \cdot S_k^{(2)}(x - x') \quad (4)$$

môžeme vyjadriť nasledovným spôsobom:

$$\tilde{S}_{nk}(x) = \begin{cases} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(nK_1)^m e^{-nK_1}}{m!} G(x, Q_{\text{Ped}} + (m+k) \cdot Q_2, \sigma_{\text{Ped}}^2 + (m+k) \cdot \sigma_2^2) & n = 1, 2, 3 \\ G(x, Q_{\text{Ped}} + nQ_1 + kQ_2, \sigma_{\text{Ped}}^2 + n\sigma_1^2 + k\sigma_2^2) & n = 0, n > 3 \end{cases} \quad (5)$$

kde Q_{Ped} , σ_{Ped} sú poloha a šírka pedestálu, Q_1 a σ_1 sú parametre charakterizujúce zosilnenie dynódneho systému signálu o veľkosti jedného fotoelektrónu. K_1 je koeficient sekundárnej emisie na prvej dynóde, m je počet fotoelektrónov emitovaných z fotokatódy a k počet fotoelektrónov emitovaných z prvej dynódy, $Q_2 = Q_1/K_1$ je stredný náboj detekovaný anódou systému a iniciovaný elektrónom z prvej dynódy¹³, σ_2 je štandardná odchýlka danej odozvy. $G(x, Q, \sigma^2)$ je odozva s tvarom Gaussovho rozdelenia.

5.2 Limitné spektrum a šumový faktor

V praxi sa často využíva odozva fotonásobiča iniciovaná veľkým svetelným signálom. Takýto prípad je vlastne limitným prípadom našej odozvovej funkcie pre $\mu_{f.e.} \rightarrow \infty$. Ak je stredná hodnota limitnej nábojovej odozvy označená ako Q_{∞} a jej odchýlka σ_{∞} môžeme získať definíciu šumového faktora fotonásobiča f_{pmt} ako funkciu parametrov Q_1 a σ_1 odozvy fotonásobiča na jeden incidentný fotoelektrón:

$$\mu_{f.e.} = f_{\text{pmt}} \cdot \frac{Q_{\infty}^2}{\sigma_{\infty}^2} \quad (6)$$

$$f_{\text{pmt}} = 1 + \frac{\sigma_1^2}{Q_1^2} \quad (7)$$

V tomto vzt'ahu jednoznačne vidíme, že šumový faktor priamo súvisí s rozlíšením dynódneho systému pre jedno-fotoelektrónovú odozvu.

6 Jedno-fotoelektrónová metóda v experimente

Jedno-fotoelektrónová metóda dekonvolúcie odozvy fotonásobiča s dynódnym systémom typu *metal channel* je založená na fitovaní experimentálnej odozvy funkciou, ktorá je opísaná v časti 5.1. Metóda bola použitá v dvoch aplikáciách. Prvou bolo určenie šumového faktora pre fotonásobiče *Hamamatsu R5900*, po niekoľkých vývojových zmenách označovaných ako *Hamamatsu R7877*, druhou aplikáciou bola dekonvolúcia spektra fotonásobiča

¹³Elektrónová kaskáda začína na druhej dynóde.

Hamamatsu R5600 a následné použitie metódy pri určovaní stability elektronického kanála testovanej aparatúry. Vo všetkých aplikáciách hrá kľúčovú úlohu parameter Q_1 , teda parameter odozvy fotonásobiča na jeden incidentný fotoelektrón. To je aj dôvodom pre pomenovanie celej metodiky ako *jedno-fotoelektrónová analýza/metóda*.

6.1 Šumový faktor pre fotonásobič *Hamamatsu R5900* a *R7877*

Každé testovanie fotonásobiča pozostávalo z niekoľkých krokov. Prvým krokom bolo nameranie spektier pre malé intenzity svetelného signálu¹⁴ pri rôznych aplikovaných napätiach U_{AK} (napätie medzi fotokatódou a anódou fotonásobiča) a následná dekonvolúcia odozvy pomocou fitovania dát funkciou 3. Výsledkom dekonvolúcie bolo získanie ôsmich parametrov. Ich význam rekapitulujeme v označení, aké je použité na obrázkoch.

- Q_0 poloha pedestálu
- σ_0 šírka pedestálu
- Q_1 poloha píku odozvy fotonásobiča na jeden incidentný fotoelektrón emitovaný z fotokatódy, resp. koeficient zosilnenia.
- σ_1 štandardná odchýlka odozvy na jeden incidentný fotoelektrón emitovaný z fotokatódy
- K_1 koeficient sekundárnej emisie na prvej dynóde
- σ_2 štandardná odchýlka odozvy Q_2 ($Q_2 = Q_1/K_1$ je stredná hodnota náboja) na anóde iniciovaná jedným elektrónom emitovaným z prvej dynódy
- μ stredný počet fotoelektrónov emitovaných z fotokatódy
- μ_1 stredný počet fotoelektrónov emitovaných z prvej dynódy

Príklad dekonvoluovaného spektra získaného pre fotonásobič *Hamamatsu R5900* je na obrázku 4.

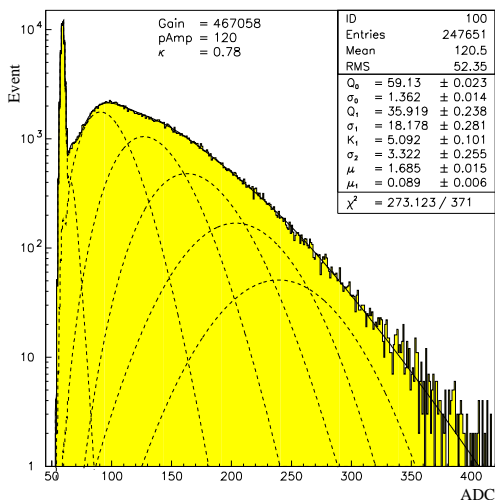
Po tomto kroku nasledovalo určenie koeficienta κ (ktorý je potrebný pri hľadaní strednej hodnoty koeficientov sekundárnej emisie) pre daný fotonásobič z fitu nameraných hodnôt vzt'ahom

$$Q_1 = a \cdot \left(U_{AK} \right)^b, \quad (8)$$

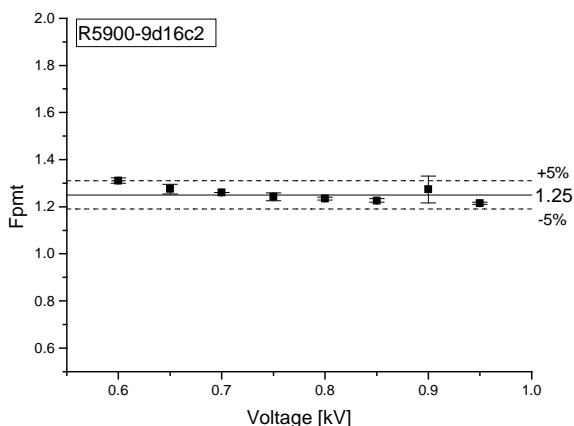
kde pre N dynód platí vzt'ah

$$\kappa = \frac{b}{N} \quad (9)$$

¹⁴Od *LED* diódy bolo svetlo k fotokatóde transportované pomocou optického vlákna [12].



Obrázok 4: Dekonvoluované spektrum namerané pre pracovné napätie 712 V. Čiarokovanými čiarami sú zobrazené príspevky eventov iniciovaných 0, 1, 2, ... fotoelektrónmi emitovanými z fotokatódy, resp. z prvej dynódy.



Obrázok 5: Šumový faktor ako funkcia aplikovaného napätia.

Príklad fitu koeficienta zosilnenia, teda polohy píku Q_1 , ako funkcie aplikovaného pracovného napätia je na obrázku 6.

Z hodnôt parametrov (Q_1 , σ_1) získaných dekonvolúciou experimentálnej odozvy je možné na základe vzťahu 7 určiť hodnotu šumového faktora f_{pmt} . Na obrázku 5 sú zobrazené hodnoty šumového faktora v závislosti od hodnoty aplikovaného napätia [13], teda pre rôzne zosilnenia dynódného systému. Na prvý pohľad sa môže zdať, že rozptyl hodnôt šumového faktora v rámci intervalu $\pm 5\%$ okolo priemeru je veľký, ale treba si uvedomiť, že optimálna pracovná oblasť pre fotonásobiče *Hamamatsu R5900* navrhnutá výrobcom bola od 700 V do 900 V. V dizertačnej práci je opísaný postup aj so získanými hodnotami pre teoretický výpočet šumového faktora. Takto získané hodnoty f_{pmt} však nezohľadňujú všetky efekty (ako napr. fotoefekt na prvej dynóde) prebiehajúce vo fotonásobiči. V tabuľke 3 sú uvedené teoretické a experimentálne hodnoty šumového faktora pre konkrétny fotonásobič *R5900/9d16c02* [14], kde je možné vidieť rozdiel medzi teoretickou hodnotou šumového faktora a jeho experimentálnou hodnotou, ktorá zohľadňuje javy prebiehajúce v reálnom fotonásobiči.

U_{AK} [V]	600	650	700	750	800	850	900	950
f_{pmt}^{exp}	1,311 $\pm 0,022$	1,274 $\pm 0,017$	1,260 $\pm 0,019$	1,242 $\pm 0,016$	1,235 $\pm 0,014$	1,225 $\pm 0,022$	1,217 $\pm 0,007$	1,214 $\pm 0,006$
f_{pmt}^{th}	1,283	1,260	1,241	1,225	1,210	1,198	1,188	1,178

Tabuľka 3: Hodnoty šumového faktora f_{pmt}^{exp} získané pomocou parametrov z dekonvolúcie experimentálnych spektier a hodnoty f_{pmt}^{teor} získané výpočtom pre ideálny fotonásobič ako funkcia aplikovaného napätia U_{AK} .

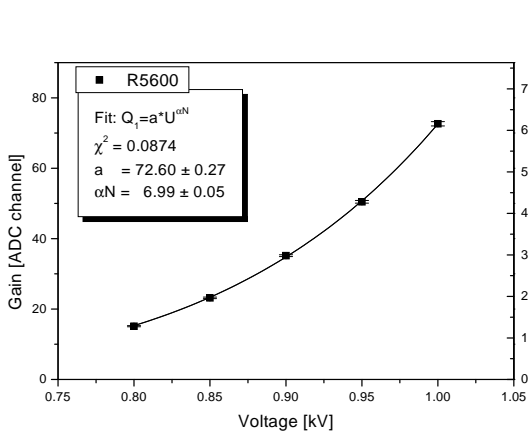
6.2 Stabilita spektrometrického kanála a fotonásobič *Hamamatsu R5600*

Aj pre fotonásobiče *Hamamatsu R5600* sme uskutočnili analýzu obdobným spôsobom ako je opísaný v predošlej časti. Fotonásobiče *R5600* majú rovnaký typ dynódneho systému ako fotonásobiče *R5900*, ale líšia sa niektorými konštrukčnými vlastnosťami. Z pohľadu odozvy môžeme konštatovať, že pre tieto fotonásobiče je jav fotoefektu na prvej dynóde výraznejší než v prípade fotonásobičov *R5900*.

Význam závislosti koeficienta zosilnenia fotonásobiča, teda polohy jedno-fotoelektrónovej odozvy Q_1 , na aplikovanom pracovnom napätí nie je len v možnosti určiť koeficient κ , ale pri znalosti koeficienta zosilnenia predzosilňovača (umiestneného medzi fotonásobičom a analógovo-číslíkovým prevodníkom *ADC*) a prevodového koeficienta [pC/kanál] *ADC* je možné určiť z danej závislosti koeficient zosilnenia fotonásobiča v absolútnych jednotkách, tak ako je to demonštrované pre fotonásobič *Hamamatsu R5600* na obrázku 6. V prezentovanom výsledku bol koeficient zosilnenia predzosilňovača 18,4 a prevodový koeficient 0,25 pC/kanál.

Na obrázku 7 vidíme rekonštruovanú hodnotu koeficienta zosilnenia (myslí sa parameter Q_1) ako funkciu času od naštartovania systému. Oproti týmto intervalom je niekoľkominútová procedúra namerania spektra a jeho dekonvolúcie zanedbateľný časový úsek. To vedie prirodzene k myšlienke využiť presné určenie koeficienta zosilnenia na monitorovanie stability spektrometrického kanála.

V dizertačnej práci je opísaná aparatúra na testy scintilačných detektorov pomocou kozmických miónov. Aparatúra bola navrhnutá tak, aby po každom testovacom meraní kozmickými miónmi, ktoré mohlo trvať od desiatok minút až po niekoľko hodín, bolo možné namerať spektrum generované svetelným signálom z *LED* diódy a dekonvoluovať ako napr. spektrum na obrázku 4. Spolupráca na tomto projekte je dokumentovaná v publikácii [16].



Obrázok 6: Koeficient zosilnenia zobrazený ako funkcia aplikovaného napätia. Experimentálne body sú fitované funkciou (8). Na pravej zvislej osi je zosilnenie v absolútnych jednotkách.

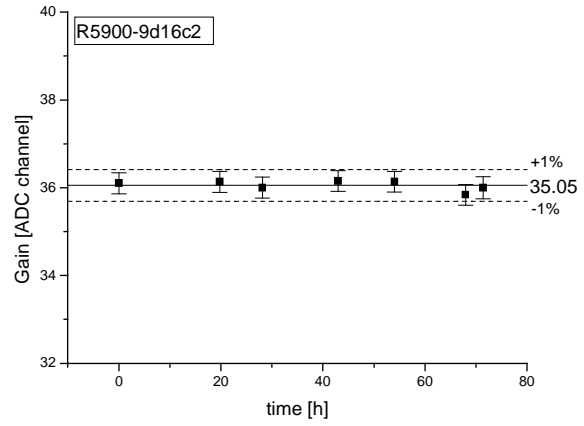
7 Záver

V predloženom autoreferáte som stručne priblížil projekty opísané v dizertačnej práci, ktorej výsledky zhrniem v nasledovnom texte.

V prvej časti dizertačnej práce prezentujem meranie súčinu účinného prierezu pre produkciu W bozónu v reakcii $p\bar{p} \rightarrow W + X$ a vetviaceho pomeru pre rozpad $W \rightarrow e\nu$ s leptónom¹⁵ detekovaným v doprednej oblasti detektora CDF . Analýzu som vykonal na dátach nameraných počas obdobia *Run II*. Celková luminozita zodpovedá prvým 64 pb^{-1} dát, detekovaných v období od februára roku 2002 až do januára roku 2003.

Vo svojej práci som sa sústredil na selekciu signálu na základe detekcie izolovaného elektrónu, pričom som využil informáciu z dopredného kalorimetrického systému experimentu CDF a jeho dráhových detektorov. Určil som vzorku kandidátov na W bozón a jej kontamináciu pozad'ovými procesmi. Zároveň som určil celkovú účinnosť detekcie a rekonštrukcie signálu.

V práci je prezentovaná prvá analýza v doprednej oblasti detektora CDF počas *RUN II* obdobia s využitím informácie z kalorimetrov a dráhových detektorov [17]. Okrem toho jej prínos pre kolaboráciu je v štúdiu účinnosti rekonštrukcie a asociácie dráhy leptónu v doprednej oblasti a získanie hodnoty účinnosti MET_PEM trigeru. Metodika selekcie signálu $W \rightarrow e\nu$ s detekovaným dopredným signálom tvorí základ d'alších analýz, ako je štúdium účinného prierezu produkcie páru $t\bar{t}$ kvarkov, kde jeden kvark sa rozpadá na leptón detekovaný v doprednej oblasti, prípadne štúdium vlastností produkcie W bozónu a



Obrázok 7: Rekonštruovaný koeficient zosilnenia ako funkcia času od aplikácie pracovného napätia na fotonásobič. Doba merania spektra je zanedbateľná oproti časovým intervalom medzi jednotlivými meraniami.

¹⁵Pod W sa myslí W^\pm , následne e predstavuje e^\pm a ν príslušné antineutríno a neutríno.

jetov, tzv. $W + jet$ analýza. Na týchto a mnohých ďalších analýzach sa pracuje v skupine pôsobiacej v INFN Pisa, kde sa využívajú poznatky prezentované v predkladanej práci. Uvedená metodika sa aplikuje na nové dáta zozbierané do roku 2004 (zhruba 200 pb^{-1}), za použitia novej verzie softvéru (5.3.1) na produkciu dát.

V druhej časti práce prezentujem aktivity spojené s vývojom metódy na dekonvolúciu odozvy fotonásobičov s dynódnym systémom typu *metal channel*. Jedno-fotoelektrónová metóda pozostáva z konštrukcie realistickej funkcie odozvy, ktorá popisuje javy prebiehajúce vo fotonásobiči, a dekonvolúcie spektier pomocou fitu experimentálnej odozvy realisticou funkciou. Výsledkom dekonvolúcie je súbor parametrov vhodných na výpočet šumového faktora f_{pmt} fotonásobiča a monitorovanie stability spektrometrického kanála.

Počas práce som vytvoril model odozvy fotonásobiča, ktorý odráža poznatky o javoch pozadia, fotoefektu na prvej dynóde, preletu fotoelektrónov z fotokatódy na druhú dynódu a nehomogenity dynód. Na základe poznatkov o týchto javoch som vytvoril program umožňujúci Monte Carlo simuláciu odozvy fotonásobiča, pomocou ktorého je možné nasimulovať odozvu fotonásobiča zhodnú s experimentálnou odozvou. Poznatky o simulovaných odozvách pre jednotlivé početnosti incidentných fotoelektrónov emitovaných z fotokatódy som využil pri formovaní realistickej funkcie odozvy. Spojením s experimentálnymi výsledkami o jave fotoefektu na prvej dynóde som získal realisticкую funkciu odozvy fotonásobiča. Jej použitím pri dekonvolúcii experimentálnych spektier som získal parametre polohy a rozlíšenia (Q_1, σ_1) odozvy fotonásobiča na jeden incidentný fotoelektrón emitovaný z fotokatódy a zachytený prvou dynódou. Tieto parametre som využil na určenie šumového faktora testovaného fotonásobiča. Počas obdobia 1999–2002 som bol zodpovedný za testovanie fotonásobičov v rámci našej skupiny ako súčasť záväzku pri vývoji hadrónového *Tile* kalorimetra experimentu *ATLAS*. Výsledky boli pravidelne prezentované na stretnutiach *ATLAS* kolaborácie, ktoré sa konali dvakrát prípadne trikrát do roka. Dôraz pri prezentáciách bol kladený na získané hodnoty šumového faktora.

Prezentovanú metódu dekonvolúcie spektier som využil aj počas testov scintilačných detektorov pomocou kozmických miónov. Detektory sa testovali pre experiment *CDF* a všetky sa uskutočnili v SÚJV, Dubna. Počas testov sa pred a po každom meraní kozmickými miónmi detekovala odozva fotonásobiča vhodná na dekonvolúciu a určený parameter Q_1 sa využil na sledovanie stability fotonásobiča a príslušnej elektroniky počas testov. Poznatky z testov o detekcii svetla sa využili pri ďalšej spolupráci, ktorej opis presahuje rámec predkladanej práce, ale ktorá vyústila do štúdia rôznych metód zberu svetla v scintilačných detektoroch [18].

8 Summary

In this work, I present a measurement of the cross section of W production at collider *Tevatron* times branching fraction for $W \rightarrow e\nu$ ($\sigma(p\bar{p} \rightarrow W + X) \times \text{BF}(W \rightarrow e\nu)$) with electron reconstructed in the forward region of the detector *CDF*, using combined calorimetric and tracking information. This is the first *CDF* measurement in the forward rapidity range and is the first step for study of W properties at large η .

For the period *Run II*, started from autumn 2001, was made upgrade of *CDF* detector. The forward region (for pseudorapidity $|\eta| > 1$) was strongly affected by this upgrade. Mainly due to new silicon tracking system and new forward calorimeter. With combination of tracking detectors *SVXII* and *ISL* it is now possible to reconstruct „3D“ tracks. The analysis starts from calorimeter-based selection criteria finished with sample of W candidates. This selection is followed by matching „3D“ tracks (to remove remaining background) with reconstructed cluster in electromagnetic calorimeter, which is measuring not only energy, but also position of electromagnetic object by *Preshower* detector (part of calorimeter). Besides *MET_PEM* trigger and tracking efficiencies were established as a helpful numbers for other analysis in forward region.

The measured value of the $\sigma \times \text{BF}(W \rightarrow e\nu)$ is $2.874 \pm 0.034(\text{stat}) \pm 0.167(\text{sys}) \pm 0.172(\text{lum})\text{nb}$ for data sample of integrated luminosity 64pb^{-1} , taken from February 2002 until the January 2003 shutdown. Presented value is in agreement with measurements performed by *CDF* in the central region and with theoretical estimates.

Analysis of the photomultiplier (PMT) pulse height spectra from faint light sources (usually called the single-photoelectron spectra) is of a great importance because it reveals many features and can be used to find relevant parameters of PMTs. A deconvolution method is based on a sophisticated photomultiplier response function, which takes into account also photoeffect on first dynode and non-Gaussian response of dynode system for light source less then 3 photoelectrons. The method was used to analyze the photomultiplier spectra taken in single photoelectron mode. The spectra taken by Hamamatsu R5600 and R5900 photomultipliers with *metal channel* dynode system have been analyzed. The detailed analysis shows that the method appropriately describes the process of charge multiplication in these photomultipliers in a wide range of operating modes. We demonstrated that the single photoelectron analysis presented in this work can be used for

- calibration and monitoring of the PMT-based spectrometric channels.
- finding of the PMT noise characteristics, especially so called excess factor.

9 Zoznam prác dizertanta

9.1 Výber z publikácií v časopisoch

Kompletný zoznam publikácií je súčasťou dokumentov odovzdaných spolu s dizertačnou prácou.

1. I. Chirikov-Zorin, I. Fedorko, S. Tokár *et al.*, Method for precise analysis of the metal package photomultiplier single photoelectron spectra, *Nucl. Instrum. Meth. A* **456** (2001) 310.
2. I. Chirikov-Zorin, I. Fedorko, S. Tokár *et al.*, Precise analysis of the metal package photomultiplier spectra, *Nucl. Instrum. Meth. A* **461** (2001) 587.
3. Ju. A. Budagov, I. Chirikov-Zorin, I. Fedorko, S. Tokár *et al.*, Design and construction of new central and forward muon counters for CDFII, Submitted to *Nucl. Instrum. Meth. A* (2004). *arXiv:physics/0403079* March 2004.
4. I. Chirikov-Zorin, I. Fedorko, S. Tokár *et al.*, Monte Carlo simulation of different TOF light readout schemes, *Nucl. Instrum. Meth. A* **518** (2004) 612.
5. M. Čiljak, I. Fedorko *et al.*, Design of a Cylindrical Cherenkov Detector, *J. Phys. D* **37** (2004) 1.
6. A. Piccioli, I. Fedorko, *et al.*, HPD imaging properties in Cherenkov telescopes, *Nucl. Instrum. Meth. A* **525** (2004) 144.
7. C. Alexa, I. Fedorko *et al.*, A measurement of the photonuclear interactions of 180 GeV muons in iron, *Eur. Phys. J C* **28** (2003) 297.
8. By CDF II Collaboration (D. Acosta, . . . , I. Fedorko, . . .), First measurements of inclusive W and Z cross sections from *Run II* of the *Tevatron* collider, Submitted to *Phys. Rev. Lett.*, (2004). *FERMILAB-PUB-04-159-E*, Jun 2004.

9.2 Interné publikácie

1. G. Chiarelli, I. Fedorko, S. Leone, A. Sidoti, Measurement of $\sigma \times \text{BF}(p\bar{p} \rightarrow W \rightarrow e\nu)$ in the region $2.8 < |\eta| < 1.1$, *CDF Note 7023* 24 May 2004.
2. G. Chiarelli, I. Fedorko, A. Sidoti, Trigger Efficiencies for Plug Electrons in Run II, *CDF Note 6864* 15 March 2004.
3. G. Chiarelli, R. Dell, I. Fedorko, S. Leone, A. Sidoti, Measurement of $\sigma \times \text{BF}(p\bar{p} \rightarrow W \rightarrow e\nu)$ in the Plug Region using Calorimetric and Forward Tracking, *CDF Note 6535* 8 March 2004.

4. G. Chiarelli, I. Fedorko, S. Leone, A. Sidoti, Observation of associated production of a high Et electron in the forward region and missing energy, *CDF Note 6229* 13 December 2002.
5. I. Fedorko, S. Tokár and I. Chirikov-Zorin, Simulation of the photomultiplier response, *ATLAS Internal Note 012*, 1999.

9.3 Vystúpenia na medzinárodných konferenciách

1. I. Fedorko, Measurement of W boson production cross section using forward electrons ($|\eta(e)| > 1.1$) at CDF, *American Physical Society April Meeting*, 1.- 4. Máj 2004, Denver, USA.
2. I. Fedorko, Monte Carlo simulation of different TOF light readout schemes (poster), *Frontier Detectors for Frontier Physics – 9th Pisa Meeting on Advanced Detectors*, 25. - 31. Máj 2003, La Biodola, Isola d'Elba, Taliansko.

Zoznam použitej literatúry

- [1] N. Kidonakis, N. S. Vera, W hadroproduction at large transverse momentum beyond next-to-leading order, *JHEP* **0402** (2004) 027.
- [2] [http : //www.fnal.gov/](http://www.fnal.gov/)
- [3] [http : //www – cdf.fnal.gov](http://www-cdf.fnal.gov)
- [4] [http : //public.web.cern.ch/public/](http://public.web.cern.ch/public/)
- [5] [http : //atlas.web.cern.ch/Atlas/Welcome.html](http://atlas.web.cern.ch/Atlas/Welcome.html)
- [6] E. Bernardi *et al.* Performance of a compensating lead-scintillator hadronic calorimeter, *Nucl. Instrum. Meth.* **A 262** (1987) 229.
- [7] J. Budagov *et al.* .Electron Response and e/h Ratio of ATLAS Iron-Scintillator Hadron Calorimeter with Longitudinal Tile Configuration, *ATLAS Internal Note 72* 1996.
- [8] [http : //www – cdf.fnal.gov/internal/dqm/goodrun/good.html](http://www-cdf.fnal.gov/internal/dqm/goodrun/good.html)
- [9] H. Frisch *et al.* The Good Run List, *CDF Note 5613* 24 July 2001.
- [10] G. Chiarelli, I. Fedorko, A. Sidoti Trigger Efficiencies for Plug Electrons in Run II, *CDF Note 6864* 15 March 2004.

- [11] R.Hamberg, W.L.Van Neerven, T.Matsuura *Nucl.Phys* **B359** (1991) 343.
 R.V.Harlander and W.B.Kilgore, *Phys.Rev.Lett* **88** (2002) 201801.
 W.K.Sakumoto, W/Z Corss Section Predictions for $\sqrt{s} = 1.96$ TeV. *CDF Note 6341* 23 February 2003.
- [12] I. Chirikov-Zorin, I. Fedorko, S. Tokár *et al.*, Method for precise analysis of the metal package photomultiplier single photoelectron spectra, *Nucl. Instrum. Meth.* **A 456** (2001) 310.
- [13] I. Fedorko, I. Sýkora, S. Tokár, Stability of Noise Studies of R5900 Phototubes in Single Photoelectron Mode, *ATLAS Week, Tilecal Electronic Engineering Meeting* 04 February 2000. [http : //agenda.cern.ch/fullAgenda.php?ida = a0015](http://agenda.cern.ch/fullAgenda.php?ida=a0015)
- [14] I. Chirikov-Zorin, I. Fedorko, S. Tokár *et al.*, Precise analysis of the metal package photomultiplier spectra, *Nucl. Instrum. Meth.* **A 461** (2001) 587.
- [15] I. Fedorko, I. Sýkora, S. Tokár, Analysis of the PMT excess factor, *ATLAS Week, Tilecal Analysis+Tools Meeting* 15 October 2001. [http :](http://agenda.cern.ch/fullAgenda.php?ida=a01700)
[//agenda.cern.ch/fullAgenda.php?ida = a01700](http://agenda.cern.ch/fullAgenda.php?ida=a01700)
- [16] Ju. A. Budagov, I. Chirikov-Zorin, I. Fedorko, S. Tokár *et al.*, Design and construction of new central and forward muon counters for CDFII, Submitted to *Nucl. Instrum. Meth.* **A** (2004). [arXiv:physics/0403079](http://arxiv.org/abs/physics/0403079) March 2004.
- [17] [http : //fcdfwww.fnal.gov/physics/ewk/2004/wenu – plug/](http://fcdfwww.fnal.gov/physics/ewk/2004/wenu-plug/)
- [18] I.Chirikov-Zorin, I.Fedorko, S.Tokár *et al.* Monte Carlo simulation of different TOF light readout schemes, *Nucl. Instrum. Meth.* **A 518** (2004) 612.