

CHAPITRE VI

PRESENTATION ET DISCUSSION DES RESULTATS ET COMPARAISON AVEC LA THEORIE

Dans ce chapitre nous présentons les sections efficaces différentielles $1/P_T d^2\sigma/dP_T dM$ et $1/P_T d^3\sigma/dP_T dM dy$ de production hadronique de paires de muons. Les mesures ont été effectuées en utilisant la méthode d'analyse exposée dans le chapitre IV sur les lots d'événements acquis aux deux énergies du faisceau de π^- incident (194 et 284 GeV) et ayant subi les sélections écrites dans le paragraphe 3.4. La dépendance de la valeur moyenne du P_T^2 en fonction des variables cinématiques M et y est aussi déterminée.

Ces résultats sont discutés dans le cadre théorique actuel de la QCD perturbative au premier ordre en incluant l'émission des gluons mous (cf. parag. 5.3.1. et 5.3.2.).

6.1 MESURE DES SECTIONS EFFICACES DOUBLEMENT ET TRIPLEMENT DIFFERENTIELLES

6.1.1. Section efficace $1/P_T d^2\sigma/dP_T dM$

Notre mesure de la section efficace $1/P_T d^2\sigma/dP_T dM$ est présentée dans les figures VI-1 et VI-2 et dans les tables VI-1 et VI-2 pour les impulsions du faisceau de pions de 194 GeV/c et 284 GeV/c respectivement pour 5 régions de masse et intégrées dans tout le domaine de rapidité. La section efficace est exprimée en nanobarns. $\text{GeV}^{-3}\text{C}^4$ par nucléon, en considérant une dépendance linéaire en A [11].

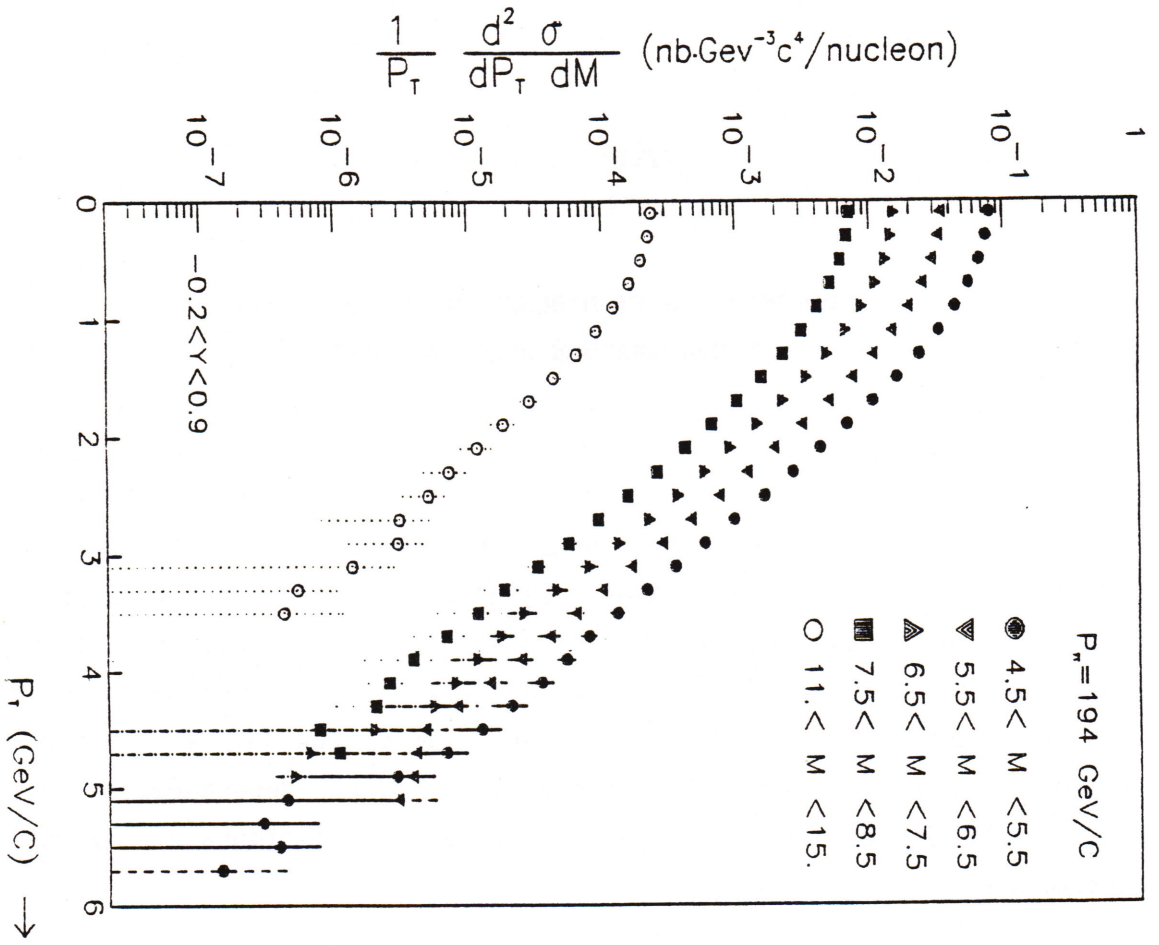


Figure VI-1

Section efficace doublement différentielle $1/P_T d^2\sigma/dP_T dM$ à 194 GeV/c pour 5 régions de masse

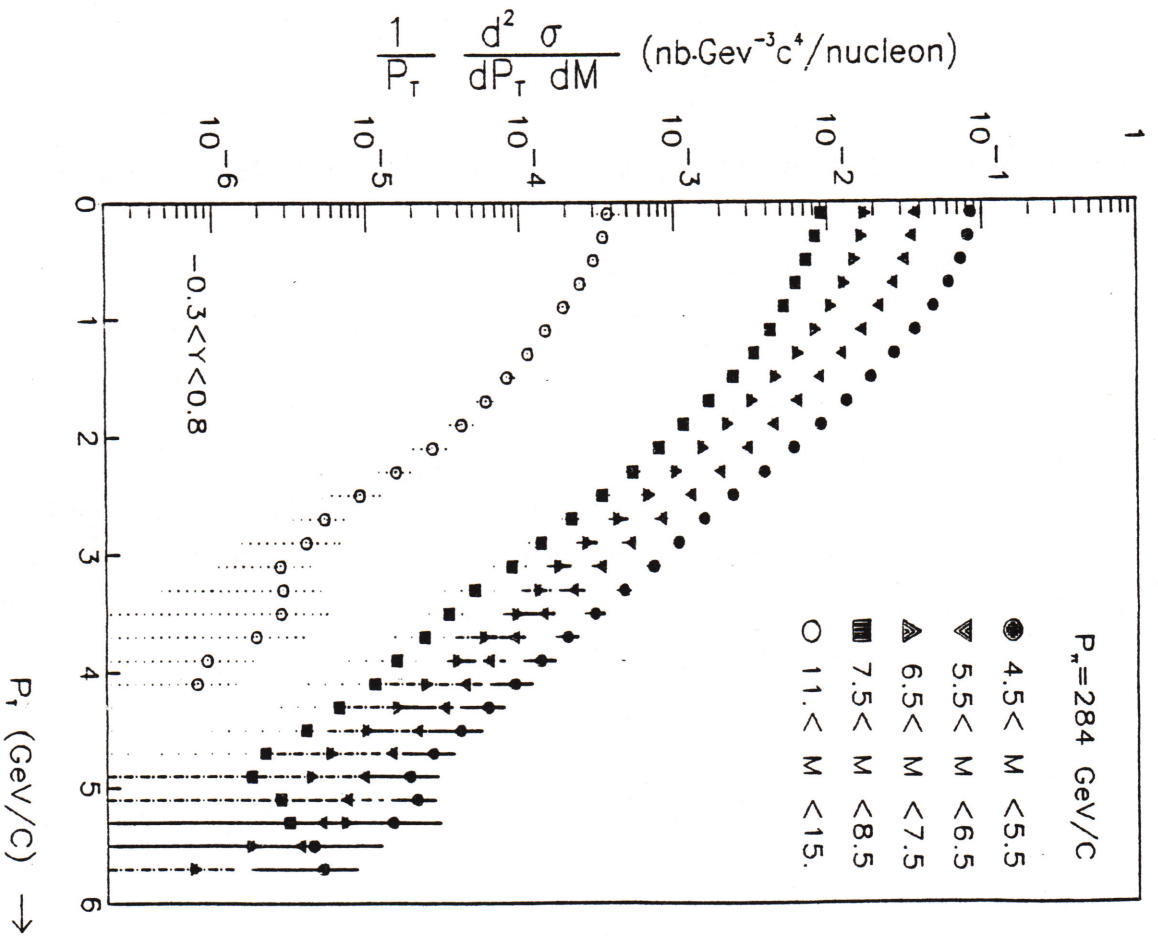


Figure VI-2

Section efficace doublement différentielle $1/P_T d^2\sigma/dP_T dM$ à 284 GeV/c pour 5 intervalles de masse.

	4.5 - 5.5	5.5 - 6.5	6.5 - 7.5	7.5 - 8.5	11.0 - 13.0
.1	.787E-01 +- .175E-02	.342E-01 +- .108E-02	.155E-01 +- .682E-03	.707E-02 +- .425E-03	.239E-03 +- .488E-04
.3	.737E-01 +- .994E-03	.322E-01 +- .600E-03	.146E-01 +- .379E-03	.676E-02 +- .241E-03	.225E-03 +- .235E-04
.5	.651E-01 +- .750E-03	.288E-01 +- .457E-03	.131E-01 +- .294E-03	.601E-02 +- .189E-03	.197E-03 +- .210E-04
.7	.543E-01 +- .602E-03	.243E-01 +- .379E-03	.111E-01 +- .242E-03	.500E-02 +- .146E-03	.161E-03 +- .169E-04
.9	.429E-01 +- .501E-03	.192E-01 +- .306E-03	.875E-02 +- .184E-03	.398E-02 +- .119E-03	.122E-03 +- .120E-04
1.1	.324E-01 +- .403E-03	.144E-01 +- .241E-03	.660E-02 +- .156E-03	.305E-02 +- .983E-04	.908E-04 +- .105E-04
1.3	.233E-01 +- .330E-03	.105E-01 +- .204E-03	.479E-02 +- .127E-03	.222E-02 +- .816E-04	.647E-04 +- .888E-05
1.5	.160E-01 +- .257E-03	.735E-02 +- .162E-03	.336E-02 +- .104E-03	.154E-02 +- .661E-04	.438E-04 +- .725E-05
1.7	.105E-01 +- .198E-03	.488E-02 +- .129E-03	.225E-02 +- .812E-04	.102E-02 +- .504E-04	.289E-04 +- .572E-05
1.9	.676E-02 +- .149E-03	.309E-02 +- .947E-04	.145E-02 +- .644E-04	.659E-03 +- .403E-04	.184E-04 +- .447E-05
2.1	.422E-02 +- .111E-03	.191E-02 +- .731E-04	.914E-03 +- .474E-04	.417E-03 +- .326E-04	.118E-04 +- .349E-05
2.3	.261E-02 +- .823E-04	.119E-02 +- .538E-04	.579E-03 +- .376E-04	.255E-03 +- .239E-04	.719E-05 +- .288E-05
2.5	.159E-02 +- .591E-04	.734E-03 +- .400E-04	.363E-03 +- .294E-04	.153E-03 +- .184E-04	.501E-05 +- .202E-05
2.7	.956E-03 +- .439E-04	.454E-03 +- .302E-04	.224E-03 +- .212E-04	.926E-04 +- .115E-04	.304E-05 +- .230E-05
2.9	.573E-03 +- .317E-04	.273E-03 +- .223E-04	.133E-03 +- .156E-04	.553E-04 +- .981E-05	.294E-05 +- .176E-05
3.1	.344E-03 +- .239E-04	.161E-03 +- .162E-04	.794E-04 +- .116E-04	.322E-04 +- .646E-05	.134E-05 +- .143E-05
3.3	.210E-03 +- .190E-04	.974E-04 +- .120E-04	.456E-04 +- .802E-05	.182E-04 +- .611E-05	.524E-06 +- .536E-06
3.5	.127E-03 +- .147E-04	.621E-04 +- .892E-05	.261E-04 +- .668E-05	.116E-04 +- .618E-05	.416E-06 +- .720E-06
3.7	.780E-04 +- .105E-04	.398E-04 +- .765E-05	.178E-04 +- .348E-05	.680E-05 +- .325E-05	
3.9	.533E-04 +- .798E-05	.244E-04 +- .514E-05	.118E-04 +- .455E-05	.382E-05 +- .231E-05	
4.1	.346E-04 +- .766E-05	.141E-04 +- .457E-05	.803E-05 +- .289E-05	.249E-05 +- .884E-06	
4.3	.205E-04 +- .606E-05	.803E-05 +- .334E-05	.552E-05 +- .377E-05	.197E-05 +- .105E-05	
4.5	.123E-04 +- .473E-05	.461E-05 +- .208E-05	.195E-05 +- .280E-05	.749E-06 +- .198E-05	
4.7	.663E-05 +- .278E-05	.388E-05 +- .299E-05	.639E-06 +- .188E-05	.103E-05 +- .124E-05	
4.9	.279E-05 +- .217E-05	.365E-05 +- .169E-05	.491E-06 +- .147E-06		
5.1	.424E-06 +- .217E-05	.285E-05 +- .334E-05			
5.3	.280E-06 +- .438E-06				
5.5	.370E-06 +- .369E-06				
5.7	.138E-06 +- .530E-08				

Table VI-1

Section efficace doublement différentielle $1/P_T d^2\sigma/dP_T dM$
à 194 GeV/c pour 5 régions de masse.

	4.5 - 5.5	5.5 - 6.5	6.5 - 7.5	7.5 - 8.5	11.0 - 15.0
.1	.832E-01 +- .343E-02	.359E-01 +- .210E-02	.173E-01 +- .141E-02	.889E-02 +- .103E-02	.347E-03 +- .696E-04
.3	.794E-01 +- .194E-02	.338E-01 +- .119E-02	.163E-01 +- .765E-03	.810E-02 +- .498E-03	.325E-03 +- .424E-04
.5	.709E-01 +- .153E-02	.301E-01 +- .881E-03	.147E-01 +- .612E-03	.701E-02 +- .383E-03	.282E-03 +- .325E-04
.7	.586E-01 +- .120E-02	.255E-01 +- .709E-03	.125E-01 +- .448E-03	.597E-02 +- .297E-03	.232E-03 +- .241E-04
.9	.468E-01 +- .102E-02	.206E-01 +- .597E-03	.103E-01 +- .399E-03	.501E-02 +- .257E-03	.185E-03 +- .198E-04
1.1	.357E-01 +- .823E-03	.159E-01 +- .503E-03	.812E-02 +- .328E-03	.411E-02 +- .214E-03	.143E-03 +- .175E-04
1.3	.260E-01 +- .675E-03	.117E-01 +- .396E-03	.614E-02 +- .276E-03	.320E-02 +- .191E-03	.110E-03 +- .127E-04
1.5	.184E-01 +- .540E-03	.841E-02 +- .325E-03	.443E-02 +- .222E-03	.236E-02 +- .146E-03	.820E-04 +- .110E-04
1.7	.127E-01 +- .419E-03	.602E-02 +- .277E-03	.310E-02 +- .184E-03	.164E-02 +- .119E-03	.612E-04 +- .995E-05
1.9	.866E-02 +- .339E-03	.420E-02 +- .219E-03	.216E-02 +- .145E-03	.111E-02 +- .102E-03	.423E-04 +- .828E-05
2.1	.574E-02 +- .254E-03	.286E-02 +- .178E-03	.149E-02 +- .120E-03	.762E-03 +- .833E-04	.284E-04 +- .783E-05
2.3	.370E-02 +- .193E-03	.190E-02 +- .126E-03	.995E-03 +- .946E-04	.514E-03 +- .737E-04	.164E-04 +- .426E-05
2.5	.231E-02 +- .136E-03	.123E-02 +- .988E-04	.652E-03 +- .694E-04	.327E-03 +- .508E-04	.945E-05 +- .333E-05
2.7	.148E-02 +- .103E-03	.782E-03 +- .747E-04	.412E-03 +- .582E-04	.206E-03 +- .356E-04	.530E-05 +- .209E-05
2.9	.101E-02 +- .787E-04	.490E-03 +- .590E-04	.258E-03 +- .395E-04	.131E-03 +- .279E-04	.402E-05 +- .250E-05
3.1	.693E-03 +- .699E-04	.316E-03 +- .385E-04	.171E-03 +- .294E-04	.855E-04 +- .234E-04	.263E-05 +- .161E-05
3.3	.440E-03 +- .490E-04	.209E-03 +- .383E-04	.127E-03 +- .309E-04	.497E-04 +- .202E-04	.262E-05 +- .222E-05
3.5	.278E-03 +- .434E-04	.129E-03 +- .247E-04	.896E-04 +- .183E-04	.331E-04 +- .987E-05	.268E-05 +- .269E-05
3.7	.182E-03 +- .314E-04	.813E-04 +- .155E-04	.550E-04 +- .199E-04	.233E-04 +- .908E-05	.159E-05 +- .157E-05
3.9	.121E-03 +- .288E-04	.548E-04 +- .157E-04	.366E-04 +- .610E-05	.151E-04 +- .841E-05	.835E-06 +- .967E-06
4.1	.816E-04 +- .262E-04	.368E-04 +- .127E-04	.218E-04 +- .130E-04	.104E-04 +- .702E-05	.821E-06 +- .660E-06
4.3	.541E-04 +- .151E-04	.248E-04 +- .115E-04	.139E-04 +- .866E-05	.606E-05 +- .376E-05	.676E-07 +- .948E-06
4.5	.351E-04 +- .139E-04	.177E-04 +- .816E-05	.865E-05 +- .370E-05	.367E-05 +- .124E-04	.285E-06 +- .837E-07
4.7	.224E-04 +- .957E-05	.121E-04 +- .353E-05	.522E-05 +- .370E-05	.209E-05 +- .411E-05	
4.9	.153E-04 +- .855E-05	.800E-05 +- .120E-04	.410E-05 +- .512E-05	.163E-05 +- .119E-05	
5.1	.157E-04 +- .550E-05	.592E-05 +- .473E-05	.260E-05 +- .250E-05		
5.3	.795E-05 +- .120E-04	.307E-05 +- .776E-05	.636E-05 +- .809E-05		
5.5	.262E-05 +- .717E-05	.215E-05 +- .111E-05	.160E-05 +- .192E-05		

Table VI-2 :

Section efficace doublement différentielle $1/P_T d^2\sigma/dP_T dM$
à 284 GeV/c pour 5 intervalles de masse.

Dans ces valeurs il faut remarquer que:

- La région de masse au delà de la famille de l'upsilon est plus proche de la limite de l'espace de phase, et a donc un domaine en rapidité y plus restreint : de -0.2 à 0.6 à $194 \text{ GeV}/c$ et de -0.2 à 0.7 à $284 \text{ GeV}/c$.

- La décroissance de la section efficace avec l'énergie disponible dans le centre de masse et la dispersion de celle-ci (due principalement à la distribution en impulsion des nucléons à l'intérieur du noyau), impliquent que la valeur moyenne de $\sqrt{s}$ correspondant aux données de masse supérieure à $11 \text{ GeV}/c^2$ est un peu plus élevée que celle de la région de masse entre les résonances ψ et Υ . En effet, par programme de simulation Monte-Carlo nous avons trouvé les valeurs de $\langle\sqrt{s}\rangle$ suivantes:

M	P _π Lab	194 GeV/c $\sqrt{s}$	284 GeV/c $\sqrt{s}$
4.5 - 8.5		19.4 ± 0.2	23.07 ± 0.2
11.0 - 13.0		20.4 ± 0.2	24.0 ± 0.2

6.1.2 Section efficace $1/P_T d^3\sigma/dP_T dy dM$

La grande statistique de l'expérience NA10 nous a permis la détermination de la section efficace triplement différentielle $1/P_T d^3\sigma/dP_T dy dM$. Les résultats sont donnés pour les 5 régions de masse indiquées ci-dessus et les 3 régions de rapidité les plus peuplées, $0.0-0.2$, $0.2-0.4$ et $0.4-0.6$, dans les figures VI-3 et VI-4 et dans les tables VI-3 et VI-4 pour $194 \text{ GeV}/c$ et $284 \text{ GeV}/c$ respectivement. Ils sont exprimés en nanobarns $\cdot \text{GeV}^{-3}c^4$ par unité de rapidité et par nucléon; les erreurs sont statistiques.

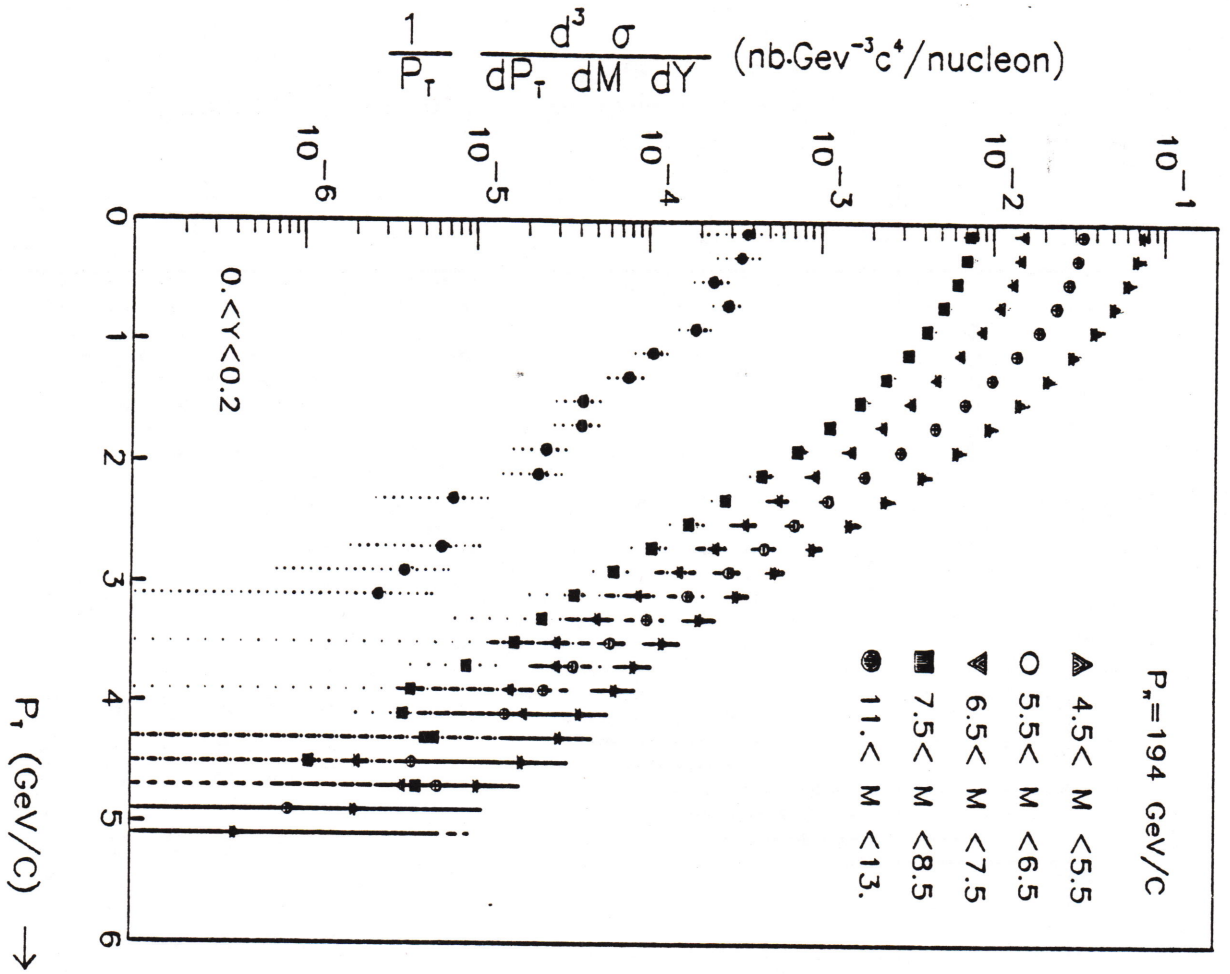


Figure VI - 3a

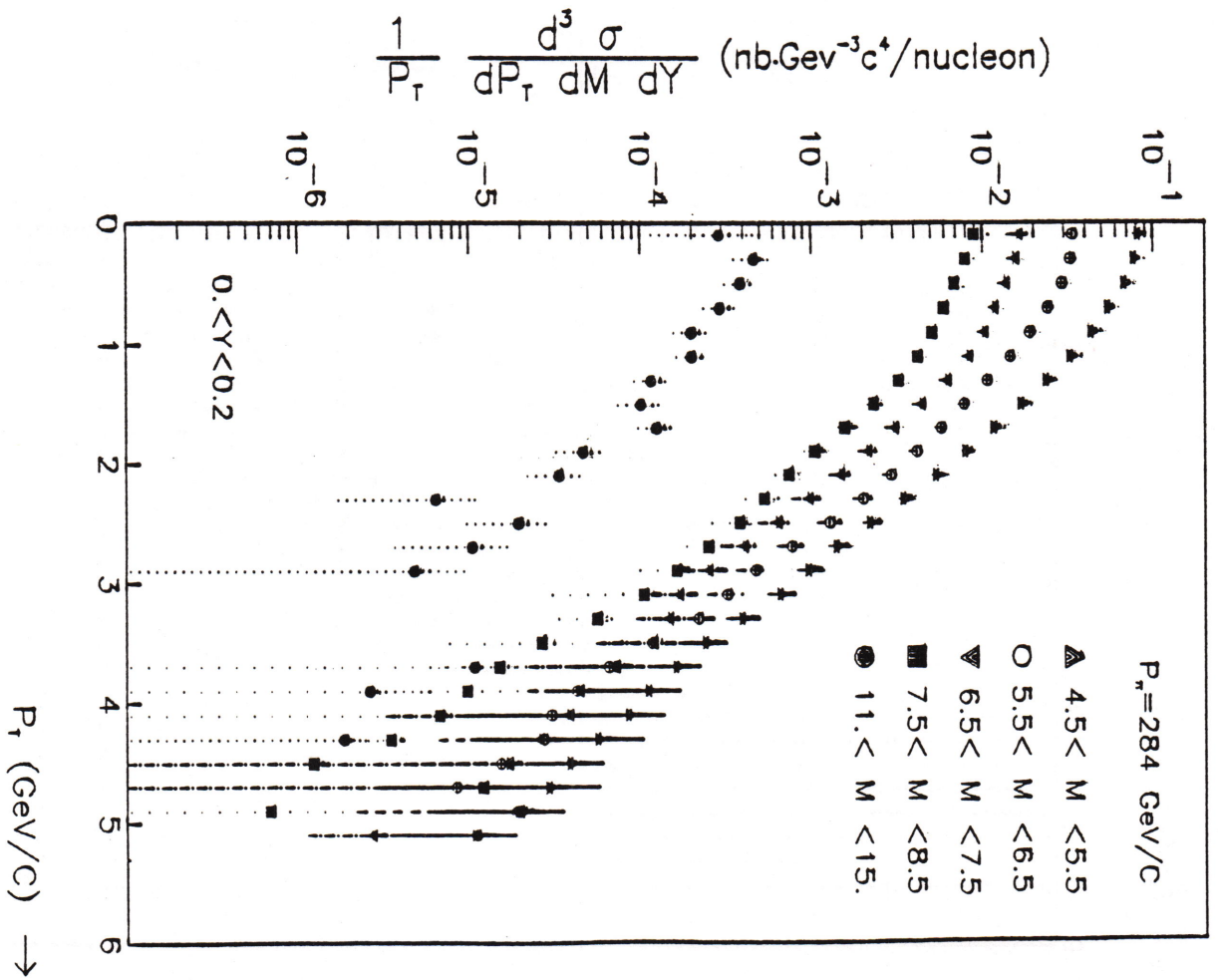


Figure VI - 4a

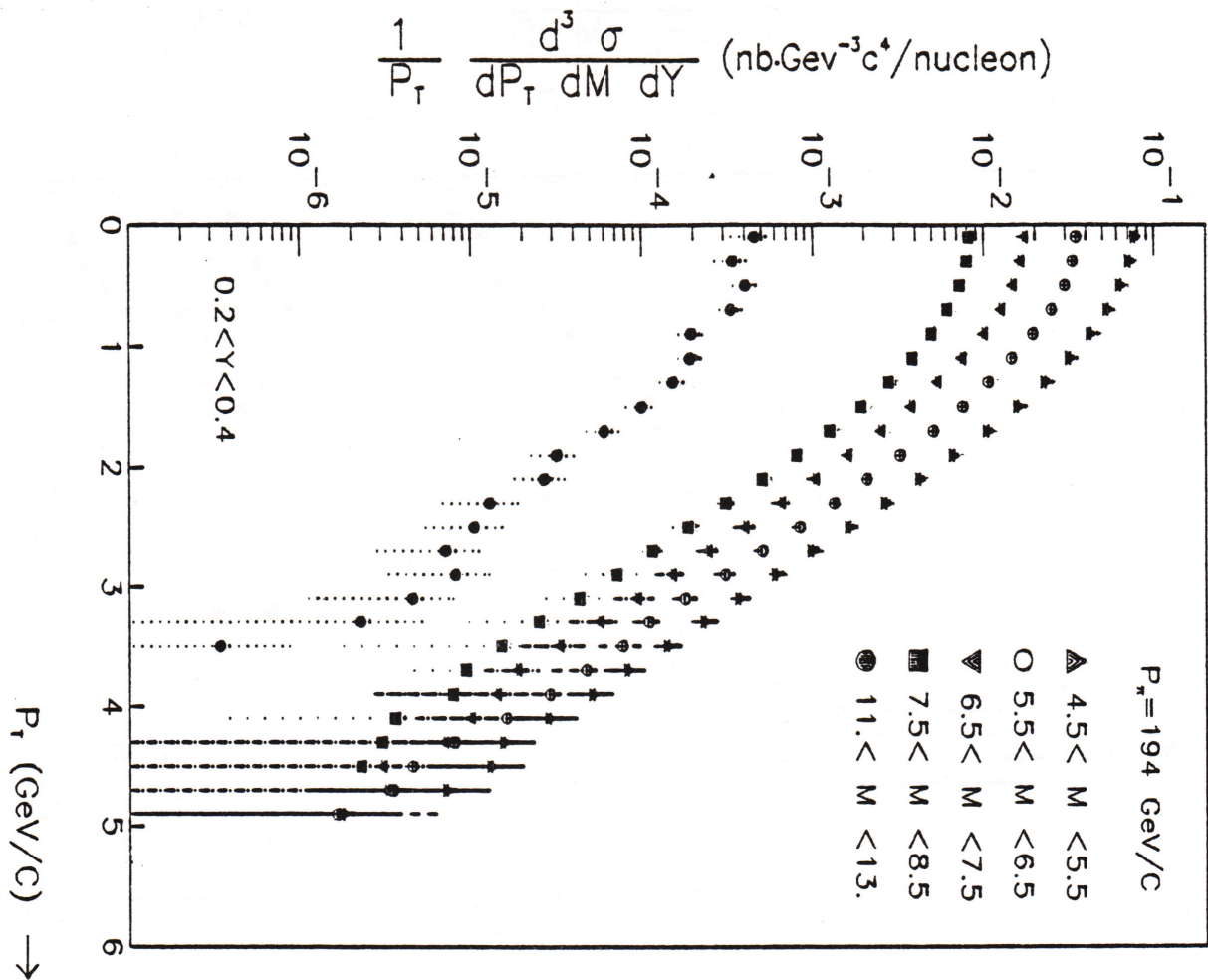


Figure VI - 3b

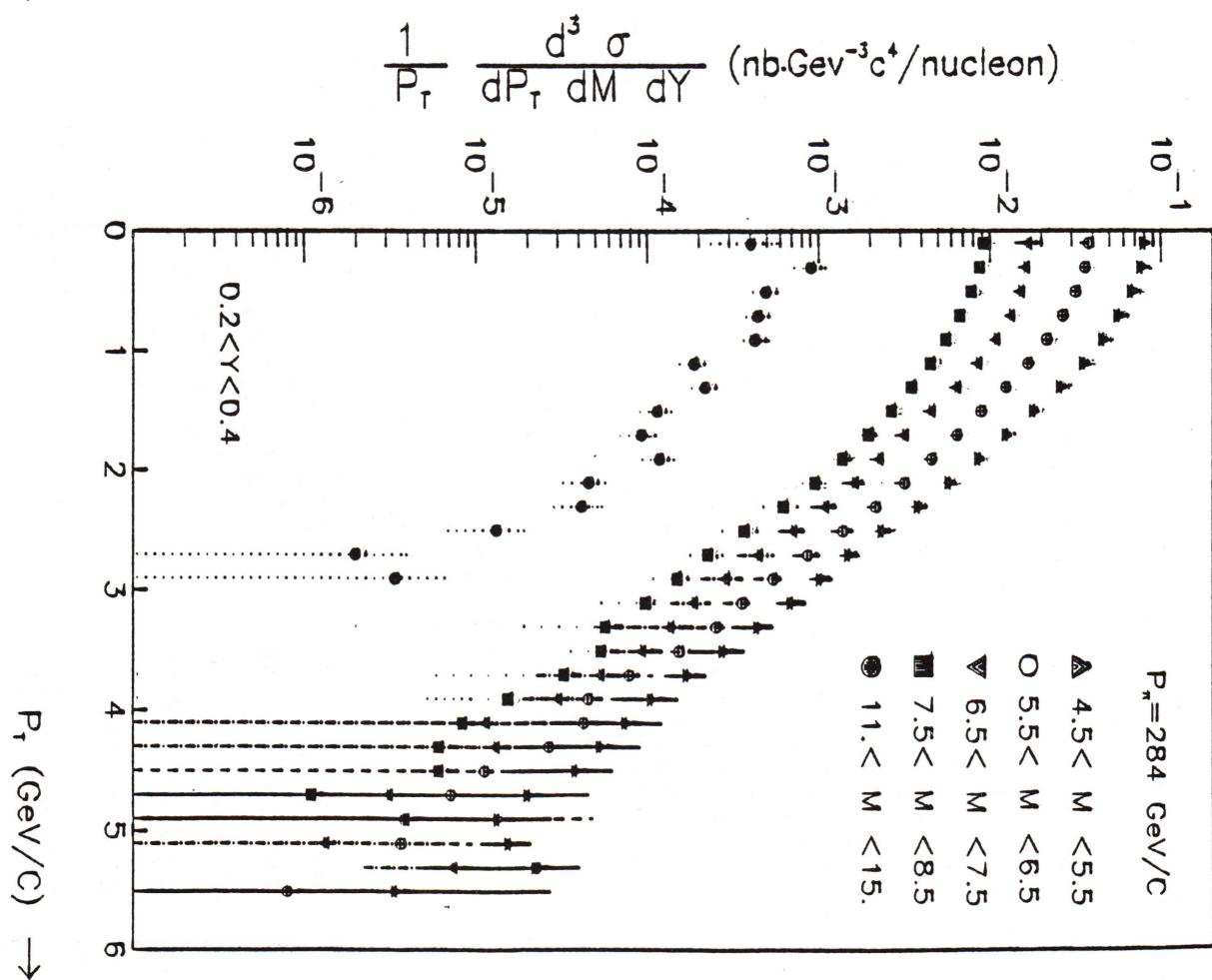


Figure VI - 4b

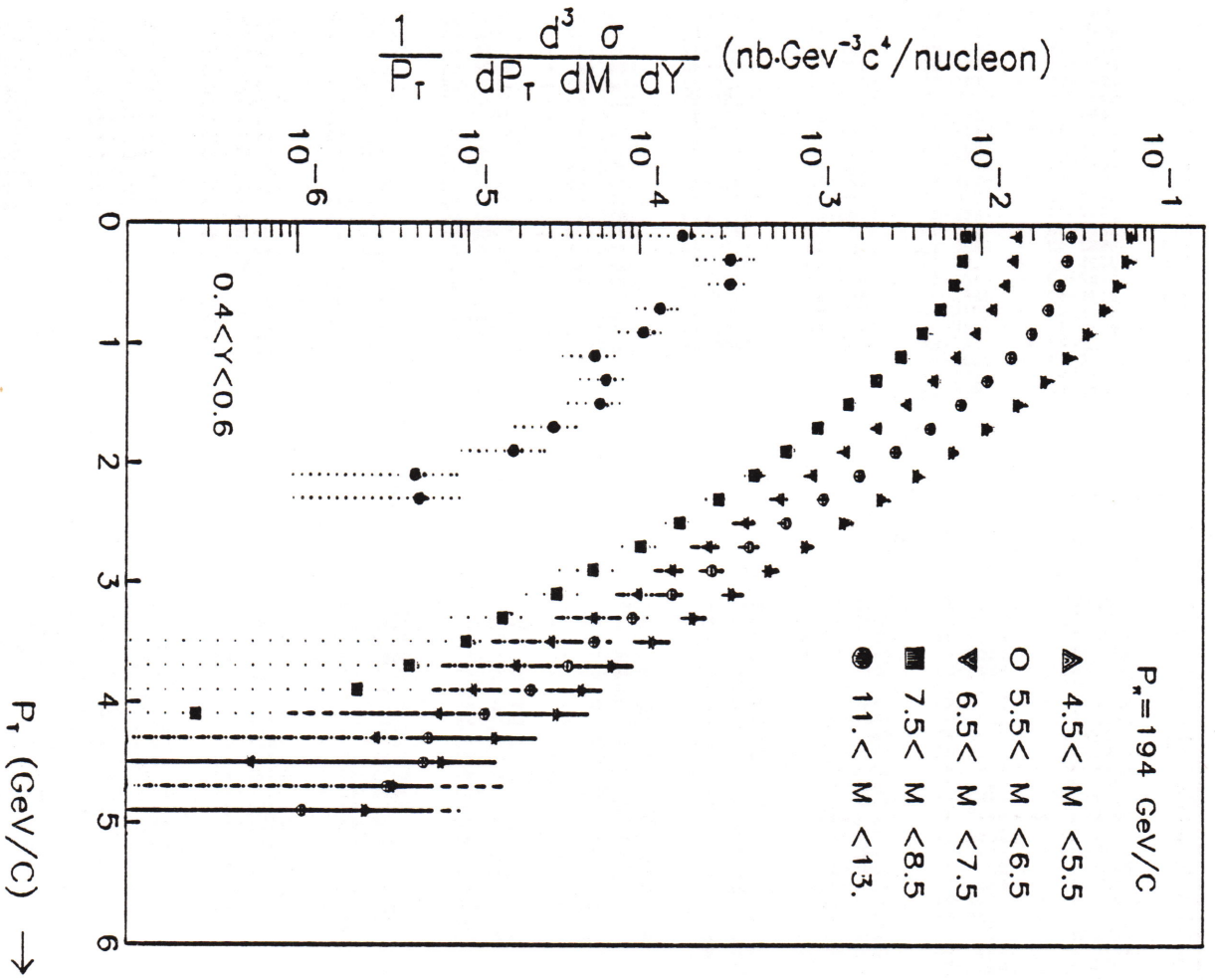


Figure VI - 3c

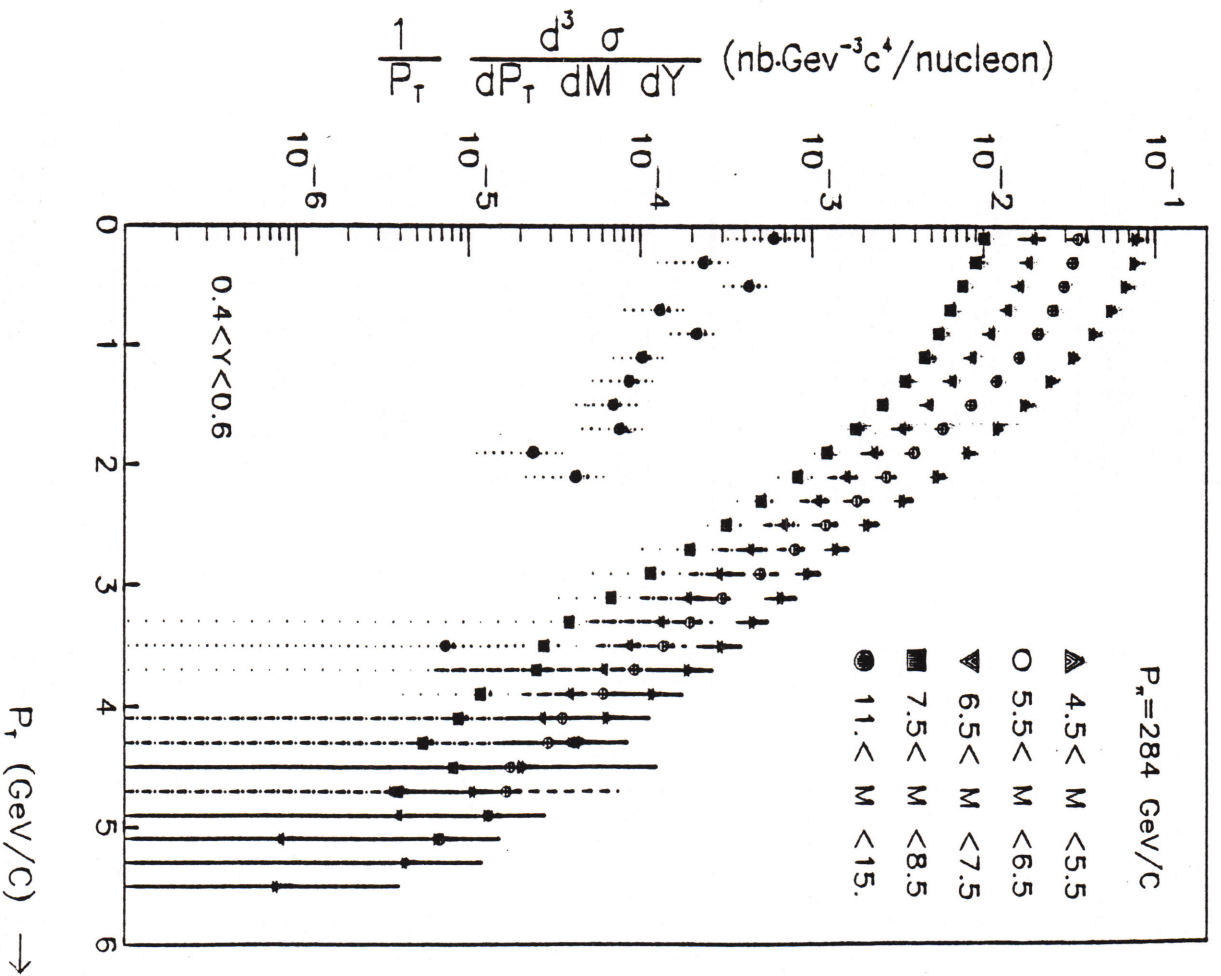


Figure VI - 4c

$0 < y < 0.2$

P _T	M	4.5 - 5.5		5.5 - 6.5		6.5 - 7.5		7.5 - 8.5		11.0 - 13.0												
a) 1		.750E-01	++	.410E-02		.330E-01	++	.262E-02		.148E-01	++	.156E-02		.729E-02	++	.960E-03		.368E-03	++	.184E-03		
3		.691E-01	++	.218E-02		.308E-01	++	.135E-02		.142E-01	++	.886E-03		.696E-02	++	.635E-03		.341E-03	++	.107E-03		
5		.610E-01	++	.169E-02		.274E-01	++	.102E-02		.128E-01	++	.662E-03		.613E-02	++	.458E-03		.234E-03	++	.620E-04		
7		.507E-01	++	.134E-02		.233E-01	++	.882E-03		.108E-01	++	.592E-03		.510E-02	++	.341E-03		.285E-03	++	.643E-04		
9		.394E-01	++	.110E-02		.185E-01	++	.712E-03		.850E-02	++	.413E-03		.411E-02	++	.285E-03		.185E-03	++	.446E-04		
1.1		.293E-01	++	.864E-03		.137E-01	++	.556E-03		.636E-02	++	.357E-03		.321E-02	++	.236E-03		.105E-03	++	.263E-04		
1.3		.210E-01	++	.709E-03		.982E-02	++	.443E-03		.463E-02	++	.284E-03		.239E-02	++	.214E-03		.755E-04	++	.209E-04		
1.5		.143E-01	++	.540E-03		.688E-02	++	.341E-03		.330E-02	++	.243E-03		.168E-02	++	.164E-03		.413E-04	++	.137E-04		
1.7		.958E-02	++	.418E-03		.461E-02	++	.282E-03		.227E-02	++	.189E-03		.113E-02	++	.118E-03		.406E-04	++	.136E-04		
1.9		.627E-02	++	.327E-03		.294E-02	++	.217E-03		.149E-02	++	.153E-03		.734E-03	++	.955E-04		.254E-04	++	.978E-05		
2.1		.393E-02	++	.239E-03		.180E-02	++	.146E-03		.919E-03	++	.107E-03		.456E-03	++	.862E-04		.230E-04	++	.938E-05		
2.3		.242E-02	++	.180E-03		.111E-02	++	.123E-03		.566E-03	++	.814E-04		.280E-03	++	.577E-04		.733E-05	++	.485E-05		
2.5		.151E-02	++	.122E-03		.710E-03	++	.851E-04		.361E-03	++	.616E-04		.171E-03	++	.442E-04						
2.7		.923E-03	++	.959E-04		.476E-03	++	.741E-04		.240E-03	++	.506E-04		.105E-03	++	.287E-04						
2.9		.550E-03	++	.662E-04		.295E-03	++	.566E-04		.149E-03	++	.392E-04		.630E-04	++	.172E-04						
3.1		.332E-03	++	.529E-04		.171E-03	++	.402E-04		.865E-04	++	.292E-04		.375E-04	++	.178E-04						
3.3		.202E-03	++	.442E-04		.989E-04	++	.250E-04		.497E-04	++	.158E-04		.244E-04	++	.172E-04						
3.5		.124E-03	++	.295E-04		.605E-04	++	.197E-04		.292E-04	++	.169E-04		.169E-04	++	.217E-04						
3.7		.848E-04	++	.207E-04		.372E-04	++	.165E-04		.292E-04	++	.659E-05		.887E-05	++	.487E-05						
3.9		.660E-04	++	.187E-04		.251E-04	++	.969E-05		.157E-04	++	.122E-04		.421E-05	++	.599E-05						
4.1		.412E-04	++	.179E-04		.150E-04	++	.860E-05		.189E-04	++	.147E-04		.379E-05	++	.187E-05						
4.3		.315E-04	++	.163E-04																		
4.5		.191E-04	++	.155E-04																		
4.7		.105E-04	++	.764E-05																		

$0.2 < y < 0.4$

P _T	M																									
		4.5 - 5.5					5.5 - 6.5					6.5 - 7.5					7.5 - 8.5					11.0 - 13.0				
b) 1		.773E-01	++	.313E-02			.346E-01	++	.188E-02			.170E-01	++	.135E-02			.815E-02	++	.803E-03			.455E-03	++	.175E-03		
3		.718E-01	++	.174E-02			.330E-01	++	.110E-02			.161E-01	++	.698E-03			.792E-02	++	.483E-03			.336E-03	++	.852E-04		
5		.634E-01	++	.131E-02			.297E-01	++	.857E-03			.146E-01	++	.567E-03			.721E-02	++	.382E-03			.400E-03	++	.773E-04		
7		.532E-01	++	.106E-02			.248E-01	++	.691E-03			.124E-01	++	.478E-03			.608E-02	++	.303E-03			.329E-03	++	.589E-04		
9		.422E-01	++	.881E-03			.193E-01	++	.546E-03			.980E-02	++	.360E-03			.491E-02	++	.250E-03			.192E-03	++	.367E-04		
1.1		.319E-01	++	.721E-03			.145E-01	++	.435E-03			.732E-02	++	.302E-03			.379E-02	++	.215E-03			.189E-03	++	.342E-04		
1.3		.231E-01	++	.591E-03			.106E-01	++	.364E-03			.527E-02	++	.256E-03			.276E-02	++	.172E-03			.150E-03	++	.298E-04		
1.5		.159E-01	++	.452E-03			.750E-02	++	.296E-03			.368E-02	++	.201E-03			.189E-02	++	.133E-03			.983E-04	++	.222E-04		
1.7		.106E-01	++	.364E-03			.506E-02	++	.244E-03			.246E-02	++	.152E-03			.124E-02	++	.109E-03			.597E-04	++	.150E-04		
1.9		.670E-02	++	.259E-03			.324E-02	++	.171E-03			.157E-02	++	.116E-03			.795E-03	++	.806E-04			.315E-04	++	.101E-04		
2.1		.424E-02	++	.206E-03			.206E-02	++	.144E-03			.101E-02	++	.928E-04			.501E-03	++	.575E-04			.265E-04	++	.940E-05		
2.3		.269E-02	++	.146E-03			.132E-02	++	.101E-03			.643E-03	++	.775E-04			.306E-03	++	.445E-04			.127E-04	++	.629E-05		
2.5		.164E-02	++	.113E-03			.834E-03	++	.838E-04			.393E-03	++	.569E-04			.185E-03	++	.415E-04			.104E-04	++	.526E-05		
2.7		.992E-03	++	.797E-04			.503E-03	++	.551E-04			.239E-03	++	.323E-04			.114E-03	++	.192E-04			.701E-05	++	.435E-05		
2.9		.611E-03	++	.588E-04			.304E-03	++	.422E-04			.148E-03	++	.301E-04			.709E-04	++	.270E-04			.803E-05	++	.492E-05		
3.1		.374E-03	++	.467E-04			.178E-03	++	.284E-04			.920E-04	++	.243E-04			.427E-04	++	.168E-04			.450E-05	++	.344E-05		
3.3		.233E-03	++	.363E-04			.109E-03	++	.213E-04			.555E-04	++	.182E-04			.248E-04	++	.156E-04							
3.5		.143E-03	++	.265E-04			.763E-04	++	.213E-04			.324E-04	++	.127E-04			.150E-04	++	.173E-04							
3.7		.835E-04	++	.194E-04			.470E-04	++	.174E-04			.184E-04	++	.648E-05			.932E-05	++	.492E-05							
3.9		.519E-04	++	.156E-04			.287E-04	++	.105E-04			.140E-04	++	.113E-04			.778E-05	++	.462E-05							
4.1		.289E-04	++	.124E-04			.161E-04	++	.988E-05			.981E-05	++	.516E-05												
4.3		.157E-04	++	.742E-05			.790E-05	++	.419E-05																	
4.5		.132E-04	++	.694E-05																						

$0.4 < y < 0.6$

P _T	M	4.5 - 5.5				5.5 - 6.5				6.5 - 7.5				7.5 - 8.5				11.0 - 13.0			
c)	1	.753E-01	++	.309E-02		.333E-01	++	.193E-02		.159E-01	++	.130E-02		.808E-02	++	.956E-03		.176E-03	++	.142E-03	
	3	.706E-01	++	.173E-02		.315E-01	++	.108E-02		.151E-01	++	.728E-03		.766E-02	++	.489E-03		.335E-03	++	.132E-03	
	5	.622E-01	++	.134E-02		.284E-01	++	.832E-03		.135E-01	++	.549E-03		.685E-02	++	.389E-03		.332E-03	++	.937E-04	
	7	.521E-01	++	.106E-02		.244E-01	++	.699E-03		.113E-01	++	.443E-03		.571E-02	++	.298E-03		.130E-03	++	.395E-04	
	9	.418E-01	++	.907E-03		.196E-01	++	.565E-03		.908E-02	++	.348E-03		.447E-02	++	.247E-03		.104E-03	++	.325E-04	
	1.1	.320E-01	++	.721E-03		.148E-01	++	.446E-03		.699E-02	++	.305E-03		.335E-02	++	.189E-03		.541E-04	++	.205E-04	
	1.3	.236E-01	++	.611E-03		.107E-01	++	.391E-03		.514E-02	++	.239E-03		.240E-02	++	.152E-03		.629E-04	++	.204E-04	
	1.5	.163E-01	++	.494E-03		.755E-02	++	.314E-03		.359E-02	++	.196E-03		.165E-02	++	.137E-03		.582E-04	++	.220E-04	
	1.7	.108E-01	++	.382E-03		.499E-02	++	.235E-03		.240E-02	++	.161E-03		.109E-02	++	.955E-04		.312E-04	++	.135E-04	
	1.9	.687E-02	++	.286E-03		.313E-02	++	.182E-03		.157E-02	++	.135E-03		.716E-03	++	.834E-04		.183E-04	++	.968E-05	
	2.1	.424E-02	++	.199E-03		.192E-02	++	.138E-03		.101E-02	++	.980E-04		.466E-03	++	.770E-04		.482E-05	++	.393E-05	
	2.3	.260E-02	++	.152E-03		.118E-02	++	.957E-04		.654E-03	++	.774E-04		.289E-03	++	.577E-04		.512E-05	++	.422E-05	
	2.5	.158E-02	++	.107E-03		.717E-03	++	.734E-04		.407E-03	++	.597E-04		.171E-03	++	.360E-04					
	2.7	.950E-03	++	.796E-04		.437E-03	++	.584E-04		.248E-03	++	.492E-04		.101E-03	++	.262E-04					
	2.9	.583E-03	++	.619E-04		.265E-03	++	.415E-04		.151E-03	++	.294E-04		.535E-04	++	.209E-04					
	3.1	.352E-03	++	.503E-04		.155E-03	++	.304E-04		.965E-04	++	.239E-04		.329E-04	++	.121E-04					
	3.3	.209E-03	++	.349E-04		.907E-04	++	.213E-04		.530E-04	++	.204E-04		.159E-04	++	.840E-05					
	3.5	.121E-03	++	.281E-04		.542E-04	++	.141E-04		.301E-04	++	.162E-04									
3.7	.699E-04	++	.216E-04		.385E-04	++	.130E-04		.187E-04	++	.117E-04										
3.9	.468E-04	++	.136E-04		.232E-04	++	.912E-05		.105E-04	++	.438E-05										
4.1	.336E-04	++	.168E-04		.125E-04	++	.117E-04		.658E-05	++	.448E-05										

0 < y < 0.2

a)

P _T	M	4.5 - 5.5	5.5 - 6.5	6.5 - 7.5	7.5 - 8.5	11.0 - 15.0
1		832E-01 +- 683E-02	335E-01 +- 374E-02	161E-01 +- 230E-02	889E-02 +- 235E-02	287E-03 +- 177E-03
3		784E-01 +- 366E-02	326E-01 +- 224E-02	153E-01 +- 147E-02	787E-02 +- 919E-03	460E-03 +- 126E-03
5		689E-01 +- 293E-02	291E-01 +- 169E-02	135E-01 +- 113E-02	679E-02 +- 709E-03	382E-03 +- 883E-04
7		554E-01 +- 223E-02	241E-01 +- 133E-02	116E-01 +- 780E-03	590E-02 +- 592E-03	289E-03 +- 682E-04
9		441E-01 +- 184E-02	190E-01 +- 108E-02	101E-01 +- 754E-03	507E-02 +- 498E-03	197E-03 +- 493E-04
11		334E-01 +- 150E-02	145E-01 +- 915E-03	823E-02 +- 652E-03	418E-02 +- 428E-03	198E-03 +- 443E-04
13		242E-01 +- 127E-02	106E-01 +- 722E-03	614E-02 +- 574E-03	323E-02 +- 360E-03	115E-03 +- 273E-04
15		173E-01 +- 961E-03	779E-02 +- 600E-03	434E-02 +- 438E-03	231E-02 +- 317E-03	998E-04 +- 297E-04
17		119E-01 +- 772E-03	574E-02 +- 502E-03	304E-02 +- 352E-03	156E-02 +- 213E-03	124E-03 +- 319E-04
19		817E-02 +- 625E-03	413E-02 +- 415E-03	212E-02 +- 260E-03	104E-02 +- 184E-03	458E-04 +- 154E-04
21		550E-02 +- 466E-03	293E-02 +- 319E-03	146E-02 +- 204E-03	736E-03 +- 152E-03	334E-04 +- 126E-04
23		356E-02 +- 344E-03	201E-02 +- 265E-03	963E-03 +- 198E-03	527E-03 +- 137E-03	629E-05 +- 467E-05
25		226E-02 +- 273E-03	128E-02 +- 207E-03	628E-03 +- 139E-03	380E-03 +- 133E-03	193E-04 +- 101E-04
27		144E-02 +- 192E-03	771E-03 +- 145E-03	401E-03 +- 926E-04	249E-03 +- 731E-04	
29		992E-03 +- 166E-03	471E-03 +- 106E-03	248E-03 +- 756E-04	163E-03 +- 693E-04	
31		677E-03 +- 125E-03	322E-03 +- 762E-04	166E-03 +- 498E-04	104E-03 +- 753E-04	
33		486E-03 +- 988E-04	218E-03 +- 697E-04	145E-03 +- 517E-04	555E-04 +- 240E-04	
35		246E-03 +- 729E-04	117E-03 +- 483E-04	117E-03 +- 624E-04	265E-04 +- 192E-04	
37		166E-03 +- 551E-04	654E-04 +- 258E-04	706E-04 +- 480E-04	149E-04 +- 814E-05	
39		114E-03 +- 554E-04	422E-04 +- 204E-04	435E-04 +- 135E-04		
41		870E-04 +- 502E-04	302E-04 +- 200E-04	376E-04 +- 344E-04		
43		577E-04 +- 458E-04	270E-04 +- 205E-04	256E-04 +- 155E-04		
45		397E-04 +- 185E-04				

0.2 < y < 0.4

b)

P _T	M	4.5 - 5.5	5.5 - 6.5	6.5 - 7.5	7.5 - 8.5	11.0 - 15.0
1		800E-01 +- 565E-02	375E-01 +- 384E-02	165E-01 +- 256E-02	916E-02 +- 170E-02	401E-03 +- 180E-03
3		763E-01 +- 339E-02	356E-01 +- 225E-02	159E-01 +- 127E-02	863E-02 +- 983E-03	897E-03 +- 212E-03
5		674E-01 +- 255E-02	315E-01 +- 159E-02	148E-01 +- 113E-02	773E-02 +- 758E-03	489E-03 +- 979E-04
7		563E-01 +- 202E-02	265E-01 +- 129E-02	130E-01 +- 840E-03	663E-02 +- 560E-03	439E-03 +- 818E-04
9		456E-01 +- 179E-02	214E-01 +- 107E-02	106E-01 +- 732E-03	550E-02 +- 503E-03	421E-03 +- 758E-04
11		355E-01 +- 151E-02	167E-01 +- 934E-03	836E-02 +- 595E-03	446E-02 +- 385E-03	186E-03 +- 409E-04
13		259E-01 +- 120E-02	123E-01 +- 711E-03	628E-02 +- 480E-03	347E-02 +- 369E-03	215E-03 +- 429E-04
15		181E-01 +- 925E-03	884E-02 +- 606E-03	444E-02 +- 392E-03	264E-02 +- 266E-03	113E-03 +- 271E-04
17		125E-01 +- 760E-03	640E-02 +- 519E-03	311E-02 +- 320E-03	194E-02 +- 255E-03	915E-04 +- 258E-04
19		864E-02 +- 586E-03	454E-02 +- 407E-03	222E-02 +- 253E-03	137E-02 +- 205E-03	117E-03 +- 287E-04
21		584E-02 +- 472E-03	317E-02 +- 354E-03	159E-02 +- 221E-03	944E-03 +- 181E-03	451E-04 +- 146E-04
23		386E-02 +- 366E-03	215E-02 +- 230E-03	107E-02 +- 178E-03	618E-03 +- 166E-03	111E-04 +- 142E-04
25		238E-02 +- 249E-03	138E-02 +- 194E-03	700E-03 +- 120E-03	367E-03 +- 109E-03	131E-04 +- 657E-05
27		150E-02 +- 183E-03	861E-03 +- 154E-03	440E-03 +- 105E-03	223E-03 +- 555E-04	
29		103E-02 +- 147E-03	541E-03 +- 122E-03	281E-03 +- 764E-04	149E-03 +- 465E-04	
31		697E-03 +- 134E-03	357E-03 +- 792E-04	184E-03 +- 481E-04	968E-04 +- 459E-04	
33		444E-03 +- 927E-04	251E-03 +- 965E-04	137E-03 +- 823E-04	566E-04 +- 454E-04	
35		279E-03 +- 866E-04	152E-03 +- 440E-04	915E-04 +- 300E-04	533E-04 +- 196E-04	
37		172E-03 +- 453E-04	781E-04 +- 284E-04	524E-04 +- 297E-04		
39		106E-03 +- 434E-04	450E-04 +- 261E-04	298E-04 +- 106E-04		
41		751E-04 +- 458E-04	423E-04 +- 252E-04			
43		536E-04 +- 366E-04	266E-04 +- 197E-04			

0.4 < y < 0.6

c)

P _T	M	4.5 - 5.5	5.5 - 6.5	6.5 - 7.5	7.5 - 8.5	11.0 - 15.0
1		780E-01 +- 668E-02	353E-01 +- 456E-02	192E-01 +- 336E-02	101E-01 +- 226E-02	596E-03 +- 291E-03
3		758E-01 +- 408E-02	329E-01 +- 250E-02	180E-01 +- 170E-02	898E-02 +- 110E-02	231E-03 +- 112E-03
5		675E-01 +- 323E-02	293E-01 +- 186E-02	159E-01 +- 139E-02	756E-02 +- 885E-03	425E-03 +- 136E-03
7		554E-01 +- 241E-02	251E-01 +- 146E-02	135E-01 +- 101E-02	638E-02 +- 648E-03	128E-03 +- 518E-04
9		438E-01 +- 208E-02	207E-01 +- 132E-02	108E-01 +- 920E-03	547E-02 +- 607E-03	210E-03 +- 685E-04
11		334E-01 +- 167E-02	160E-01 +- 102E-02	842E-02 +- 744E-03	453E-02 +- 542E-03	101E-03 +- 354E-04
13		248E-01 +- 135E-02	119E-01 +- 881E-03	643E-02 +- 604E-03	350E-02 +- 460E-03	855E-04 +- 356E-04
15		176E-01 +- 115E-02	846E-02 +- 675E-03	473E-02 +- 497E-03	257E-02 +- 298E-03	689E-04 +- 289E-04
17		122E-01 +- 817E-03	577E-02 +- 568E-03	331E-02 +- 410E-03	179E-02 +- 262E-03	748E-04 +- 315E-04
19		823E-02 +- 745E-03	394E-02 +- 442E-03	226E-02 +- 328E-03	122E-02 +- 239E-03	236E-04 +- 130E-04
21		545E-02 +- 525E-03	272E-02 +- 379E-03	156E-02 +- 327E-03	824E-03 +- 221E-03	419E-04 +- 214E-04
23		345E-02 +- 412E-03	183E-02 +- 297E-03	107E-02 +- 200E-03	505E-03 +- 158E-03	
25		214E-02 +- 259E-03	120E-02 +- 196E-03	670E-03 +- 157E-03	315E-03 +- 815E-04	
27		140E-02 +- 224E-03	797E-03 +- 168E-03	428E-03 +- 140E-03	193E-03 +- 962E-04	
29		958E-03 +- 157E-03	499E-03 +- 140E-03	281E-03 +- 888E-04	114E-03 +- 637E-04	
31		675E-03 +- 143E-03	300E-03 +- 672E-04	187E-03 +- 867E-04	673E-04 +- 354E-04	
33		459E-03 +- 967E-04	195E-03 +- 686E-04	129E-03 +- 784E-04		
35		300E-03 +- 864E-04	136E-03 +- 494E-04	846E-04 +- 292E-04		
37		192E-03 +- 722E-04	923E-04 +- 364E-04	601E-04 +- 537E-04		
39		119E-03 +- 574E-04	608E-04 +- 403E-04	384E-04 +- 130E-04		
41		647E-04 +- 474E-04	354E-04 +- 190E-04			
43		440E-04 +- 284E-04				

Table VI-4 : Section efficacetriplemement différentielle $1/P_T d^3\sigma/dP_T dM dy$ à 284 GeV/c pour 5 régions de masse et 3 intervalles de rapidité :

- a) 0.0 < y < 0.2
- b) 0.2 < y < 0.4
- c) 0.4 < y < 0.6

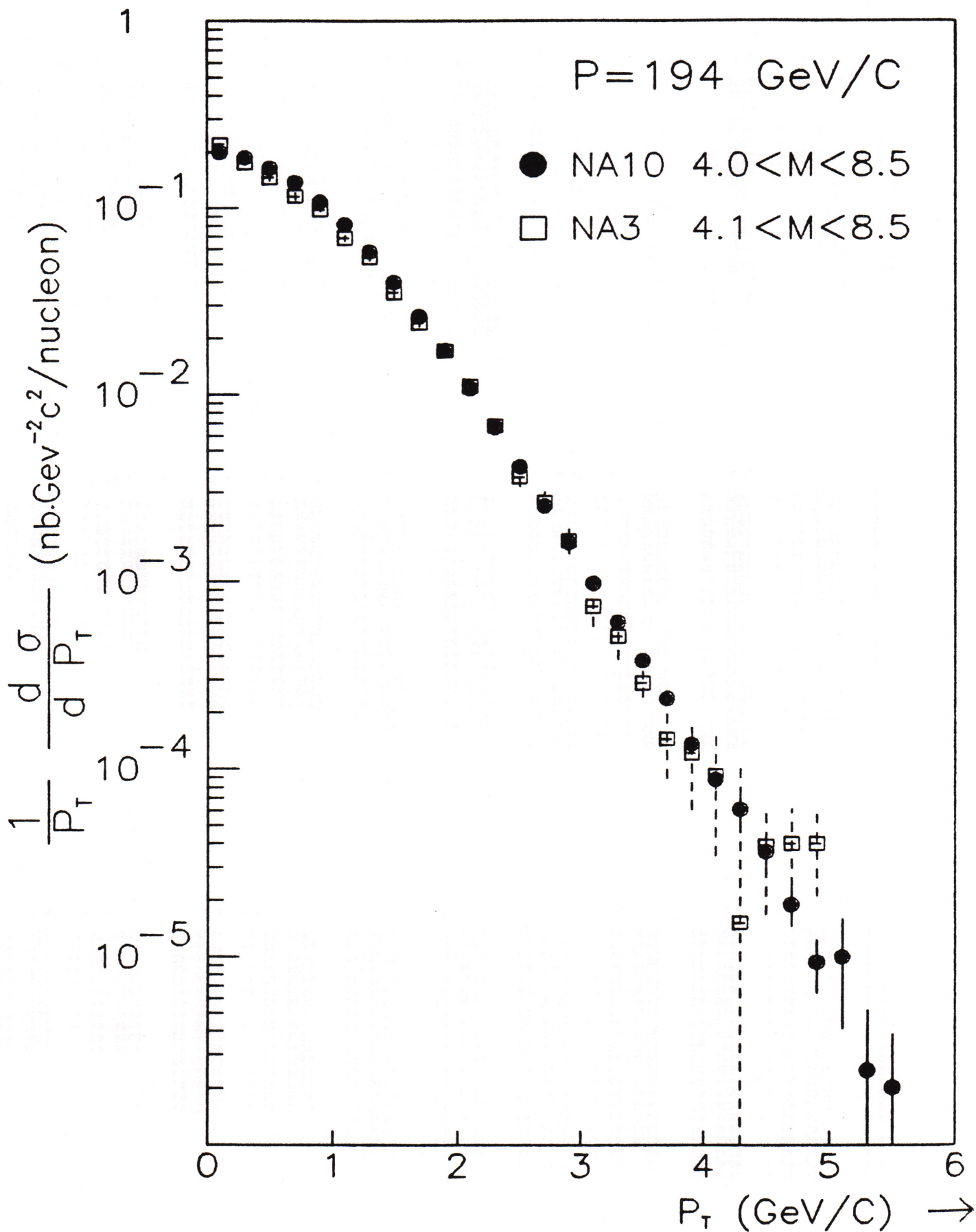


Figure VI-5 : Comparaison des sections efficaces $1/P_T \frac{d\sigma}{dP_T}$ des expériences NA 10 et NA3.

6.1.3. Erreurs systématiques sur les sections efficaces

Dans les chapitres III et IV nous avons abordé l'étude des différentes sources d'erreurs systématiques inhérentes à nos mesures de sections efficaces. Il faut y être très attentif car les erreurs statistiques sont petites.

Une conclusion importante de cette étude a été l'absence d'effets différentiels. Nous pouvons donc travailler avec une erreur systématique globale en normalisation que nous avons estimée à 7% ; 4% sont dus à la calibration du flux de π^- incident, 2.5% proviennent de l'incertitude sur le nombre de nucléons effectifs de la cible de tungstène (erreurs sur la valeur de la section efficace d'absorption [12] et sur la densité), le restant étant dû à la somme des erreurs systématiques sur l'efficacité des détecteurs, le système d'acquisition y compris le déclenchement, le programme de reconstruction et le programme d'analyse, conforme à l'étude présentée dans les chapitres III et IV.

6.2 SECTION EFFICACE $1/P_T d\sigma/dP_T$

La section efficace $1/P_T d\sigma/dP_T$, intégrée sur l'intervalle de masse 4.0 à 8.5 GeV/c^2 et sur le domaine de rapidité est donnée dans la figure VI-5. Pour comparaison nous donnons sur la même figure le résultat de l'expérience NA3 dans l'intervalle de masse $4.1 < M < 8.5 \text{ GeV}/c^2$ aux énergies voisines des nôtres. Dans cette expérience l'intervalle de rapidité était de $-0.4 < y < 1.2$ à 200 GeV/c et $-0.2 < y < 1.2$ à 280 GeV/c . Du fait que notre domaine de rapidité est un peu plus étroit ($-0.2 < y < 0.9$ et $-0.3 < y < 0.8$ respectivement à 194 GeV et 284 GeV/c) il y a une diminution de 10% entre nos valeurs de $1/P_T d\sigma/dP_T$ et celles de NA3. D'un autre côté, pour des raisons techniques, notre domaine en masse diffère aussi de celui de NA3 : il est plus grand de 100 MeV/c^2 vers les basses masses. Cette différence contribue à une augmentation de la section efficace de 10%. La

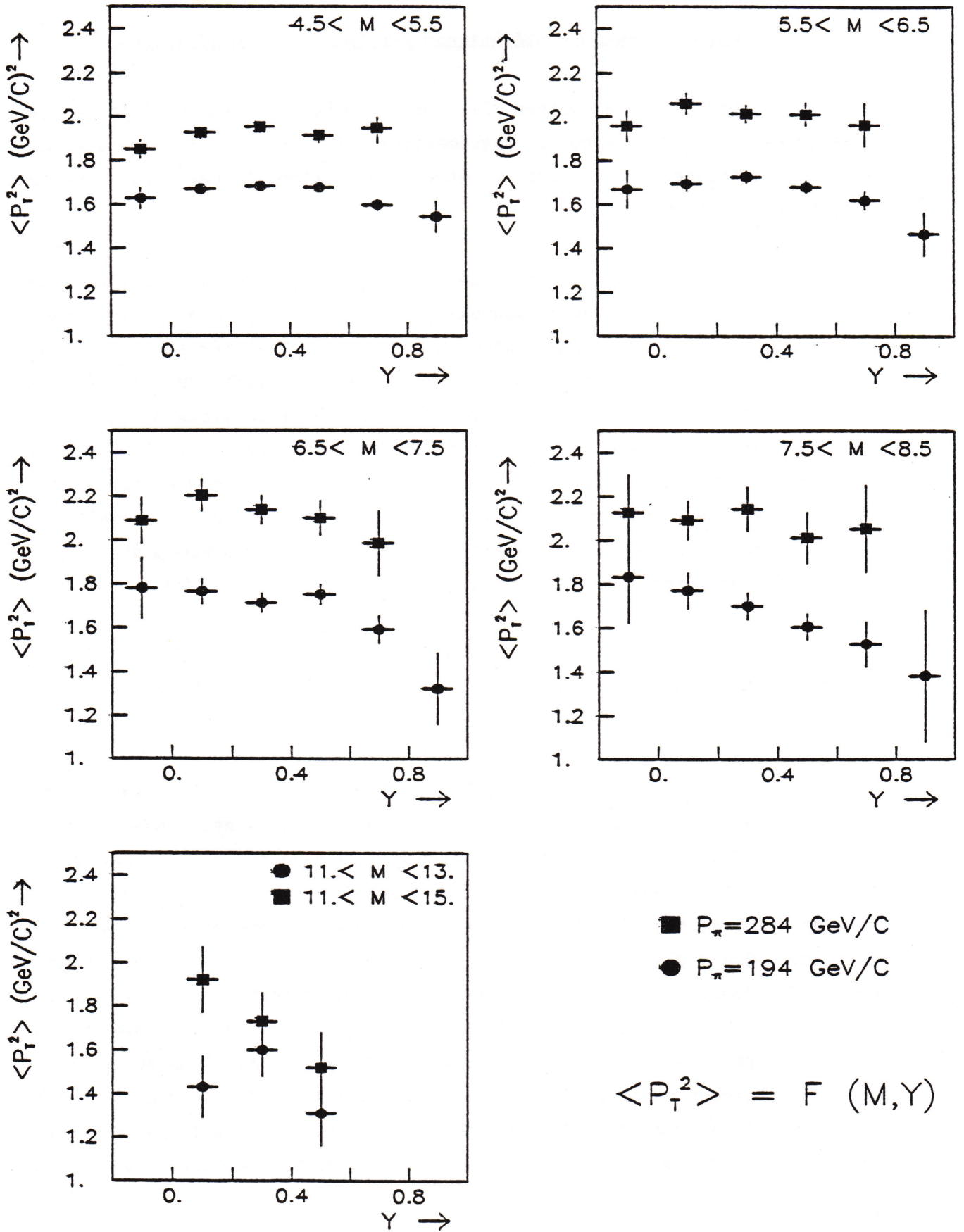


Figure VI-6 : $\langle P_T^2 \rangle$ en fonction de la masse et de la rapidité aux impulsions de 194 et 284 GeV/c.

figure VI-5 montre que les résultats des deux expériences, intégrés dans les domaines respectifs de masse et rapidité, coïncident.

6.3 VALEURS MOYENNES DE P_T^2

6.3.1. $\langle P_T^2 \rangle$ en fonction de la masse et de la rapidité

En conséquence de la bonne statistique nous avons mesuré pour la première fois la valeur $\langle P_T^2 \rangle$ en fonction de la masse et de la rapidité. Nos résultats sont donnés dans la figure VI-6 et les tables VI-5 et VI-6 pour les deux VI-6 énergies. Les erreurs présentées ne sont que statistiques. Les origines des erreurs systématiques de la mesure de $\langle P_T^2 \rangle$ sont différentes de celles de la détermination des sections efficaces. Par exemple, une erreur globale sur la normalisation n'introduit pas d'erreur sur la valeur de $\langle P_T^2 \rangle$. Nous avons affaire à une autre erreur, inhérente à la méthode même de calcul de $\langle P_T^2 \rangle$. Ce calcul peut se faire soit : a) numériquement par la somme de la valeur de P_T^2 de chaque événement normalisé au nombre total d'événements, soit : b) par l'intégration d'une courbe qui paramétrise bien les données (voir l'expression analytique IV-9 et les résultats du fit dans la table VI-5). Ces deux méthodes dans les régions de masse à grande statistique sont équivalentes (cf. figure VI-7), mais dans la région de masse au delà de l'upsilon les quelques événements à grand P_T pèsent beaucoup plus et d'une façon assez différente dans le calcul de la valeur du $\langle P_T^2 \rangle$ par chacune des deux méthodes. Donc dans cette région nous prenons comme erreur systématique l'écart trouvé par les deux méthodes qui s'avère du même ordre de grandeur que l'erreur statistique.

La figure VI-6 et les tables VI-5 et VI-6 montrent que la valeur moyenne $\langle P_T^2 \rangle$ dépend de la masse du dimuon et de sa rapidité et qu'elle est d'autant plus élevée que l'énergie de la réaction est plus grande. Ces résultats seront comparés plus loin aux prévisions de QCD.

M	Y	$\alpha \quad \Delta\alpha$	$\beta \quad \Delta\beta$	χ^2/DL	#	$\langle P_T \rangle$	$\langle P_T^2 \rangle$
4.5 - 5.5	-2, -0	4.42 +- .45	6.87 +- .71	6.9/18	2157.	1.102 ^{.017} -.016	1.628 ^{.052} -.049
4.5 - 5.5	0.0, .2	4.67 +- .27	7.12 +- .43	13.5/21	9838.	1.118 ^{.007} -.007	1.670 ^{.023} -.023
4.5 - 5.5	.2, .4	5.17 +- .25	7.85 +- .41	18.7/21	17065.	1.128 ^{.005} -.005	1.683 ^{.017} -.017
4.5 - 5.5	.4, .6	5.65 +- .31	8.64 +- .52	21.8/22	16160.	1.129 ^{.006} -.006	1.676 ^{.018} -.018
4.5 - 5.5	.6, .8	5.21 +- .06	8.24 +- .10	19.3/20	8327.	1.099 ^{.008} -.008	1.597 ^{.026} -.025
4.5 - 5.5	.8, 1.0	5.66 +-1.16	9.25 +-2.10	8.8/15	1247.	1.085 ^{.024} -.022	1.544 ^{.072} -.066
5.5 - 6.5	-2, -0	5.51 +-1.11	8.44 +-1.86	8.5/15	1157.	1.126 ^{.027} -.025	1.668 ^{.085} -.077
5.5 - 6.5	0.0, .2	5.06 +- .42	7.64 +- .68	10.9/19	5133.	1.130 ^{.011} -.011	1.694 ^{.036} -.035
5.5 - 6.5	.2, .4	5.10 +- .33	7.59 +- .52	17.2/21	9058.	1.141 ^{.009} -.008	1.726 ^{.028} -.027
5.5 - 6.5	.4, .6	5.69 +- .44	8.69 +- .73	19.3/20	8488.	1.130 ^{.009} -.009	1.679 ^{.028} -.027
5.5 - 6.5	.6, .8	5.43 +- .59	8.52 +-1.01	17.3/18	4189.	1.108 ^{.013} -.013	1.618 ^{.041} -.039
5.5 - 6.5	.8, 1.0	5.10 +-1.03	8.61 +-1.90	8.7/12	591.	1.054 ^{.036} -.032	1.466 ^{.106} -.092
6.5 - 7.5	-2, -0	5.03 +-1.41	7.31 +-2.22	12.0/14	585.	1.157 ^{.043} -.039	1.780 ^{.143} -.124
6.5 - 7.5	0.0, .2	5.05 +- .59	7.39 +- .91	9.9/19	2691.	1.153 ^{.018} -.017	1.765 ^{.058} -.055
6.5 - 7.5	.2, .4	5.14 +- .47	7.69 +- .77	12.8/19	4875.	1.137 ^{.013} -.012	1.713 ^{.042} -.040
6.5 - 7.5	.4, .6	5.67 +- .46	8.37 +- .74	7.0/19	4480.	1.154 ^{.014} -.014	1.751 ^{.046} -.043
6.5 - 7.5	.6, .8	6.86 +-1.45	11.07 +-2.49	10.1/14	1969.	1.107 ^{.020} -.019	1.592 ^{.063} -.058
6.5 - 7.5	.8, 1.0	10.00 +-4.85	18.67 +-1.76	4.5/11	243.	1.017 ^{.057} -.049	1.322 ^{.163} -.131
7.5 - 8.5	-2, -0	7.62 +-6.86	10.87 +-5.88	5.1/12	308.	1.190 ^{.062} -.054	1.832 ^{.211} -.174
7.5 - 8.5	0.0, .2	5.15 +- .80	7.51 +-1.23	11.1/17	1443.	1.155 ^{.025} -.024	1.770 ^{.082} -.075
7.5 - 8.5	.2, .4	5.62 +- .76	8.49 +-1.27	10.4/17	2690.	1.137 ^{.019} -.018	1.699 ^{.060} -.056
7.5 - 8.5	.4, .6	6.42 +-1.08	10.26 +-1.86	6.1/16	2321.	1.110 ^{.019} -.018	1.605 ^{.060} -.055
7.5 - 8.5	.6, .8	6.13 +-1.44	10.18 +-2.70	6.4/14	863.	1.081 ^{.033} -.031	1.526 ^{.102} -.090
7.5 - 8.5	.8, 1.0	4.10 +-3.11	7.16 +-6.11	8.9/ 7	81.	1.014 ^{.133} -.096	1.381 ^{.399} -.255
11.0 - 13.0	.0, .2	3.45 +-1.36	5.79 +-2.50	4.4/11	269.	1.079 ^{.061} -.052	1.600 ^{.181} -.150
11.0 - 13.0	.2, .4	4.76 +-1.64	7.49 +-3.09	5.5/12	393.	1.153 ^{.055} -.049	1.772 ^{.175} -.150
11.0 - 13.0	.4, .6	5.86 +-6.62	12.65 +-12.22	10.2/10	197.	1.079 ^{.063} -.053	1.253 ^{.175} -.139

Table VI-5 : $\langle P_T^2 \rangle$ en fonction de la masse et de la rapidité à l'impulsion de 194 GeV/c.

M	Y	α $\Delta\alpha$	β $\Delta\beta$	χ^2/DL	#	$\langle P_T \rangle$	$\langle P_T^2 \rangle$
4.5 - 5.5	- .3 , .0	4.59 +- .50	7.10 +- .83	9.0/28	2198.	1.170 ^{.013} - .012	1.851 ^{.042} - .040
4.5 - 5.5	0.0 , .2	4.62 +- .38	6.96 +- .61	11.8/28	4430.	1.194 ^{.009} - .009	1.928 ^{.030} - .029
4.5 - 5.5	.2 , .4	4.88 +- .37	7.29 +- .61	8.3/28	5284.	1.205 ^{.008} - .008	1.954 ^{.029} - .028
4.5 - 5.5	.4 , .6	4.69 +- .42	7.09 +- .69	10.3/28	3587.	1.191 ^{.010} - .010	1.916 ^{.034} - .033
4.5 - 5.5	.6 , .8	4.91 +- .81	7.34 +-1.34	15.7/28	1211.	1.204 ^{.019} - .019	1.949 ^{.068} - .063
5.5 - 6.5	- .3 , .0	4.88 +- .83	7.28 +-1.35	10.8/30	1088.	1.206 ^{.020} - .019	1.958 ^{.071} - .066
5.5 - 6.5	0.0 , .2	5.04 +- .58	7.26 +- .90	14.4/30	2364.	1.239 ^{.014} - .013	2.062 ^{.048} - .046
5.5 - 6.5	.2 , .4	5.66 +- .60	8.34 +- .98	10.8/30	2983.	1.232 ^{.011} - .011	2.016 ^{.039} - .038
5.5 - 6.5	.4 , .6	5.12 +- .63	7.50 +-1.01	5.7/30	1988.	1.225 ^{.015} - .014	2.013 ^{.053} - .050
5.5 - 6.5	.6 , .8	4.87 +- .98	7.25 +-1.60	15.1/28	630.	1.208 ^{.028} - .026	1.964 ^{.098} - .089
6.5 - 7.5	- .3 , .0	4.58 +- .91	6.53 +-1.33	9.4/30	630.	1.240 ^{.030} - .028	2.089 ^{.106} - .097
6.5 - 7.5	0.0 , .2	5.12 +- .76	7.03 +-1.13	17.2/30	1359.	1.281 ^{.020} - .019	2.205 ^{.074} - .069
6.5 - 7.5	.2 , .4	5.47 +- .83	7.69 +-1.30	6.9/30	1662.	1.266 ^{.018} - .017	2.139 ^{.065} - .062
6.5 - 7.5	.4 , .6	4.70 +- .76	6.67 +-1.15	8.9/30	1131.	1.245 ^{.022} - .021	2.101 ^{.080} - .075
6.5 - 7.5	.6 , .8	6.93 +-2.77	10.59 +-5.06	7.9/28	357.	1.232 ^{.042} - .038	1.985 ^{.149} - .130
7.5 - 8.5	- .3 , .0	4.92 +-1.58	6.93 +-2.47	5.2/30	322.	1.256 ^{.047} - .043	2.127 ^{.172} - .150
7.5 - 8.5	0.0 , .2	6.76 +-1.21	9.86 +-1.91	6.6/30	768.	1.263 ^{.025} - .023	2.092 ^{.088} - .082
7.5 - 8.5	.2 , .4	6.53 +-1.28	9.30 +-2.15	5.2/30	977.	1.277 ^{.027} - .025	2.144 ^{.100} - .092
7.5 - 8.5	.4 , .6	7.40 +-1.81	11.28 +-3.24	9.0/30	645.	1.242 ^{.032} - .030	2.012 ^{.116} - .105
7.5 - 8.5	.6 , .8	5.55 +-2.36	8.06 +-3.87	4.6/28	203.	1.242 ^{.058} - .051	2.053 ^{.210} - .177
11.0 - 15.0	.0 , .2	7.22 +-1.88	11.34 +-3.98	17.4/12	211.	1.214 ^{.085} - .073	1.915 ^{.285} - .234
11.0 - 15.0	.2 , .4	7.93 +- .25	13.87 +-1.16	30.5/12	306.	1.156 ^{.064} - .057	1.730 ^{.207} - .175
11.0 - 15.0	.4 , .6	9.83 +-1.53	20.00 +-2.11	11.0/9	148.	1.088 ^{.087} - .072	1.519 ^{.269} - .209

Table VI-6 : $\langle P_T^2 \rangle$ en fonction de la masse et de la rapidité à l'impulsion de 284 GeV/c.

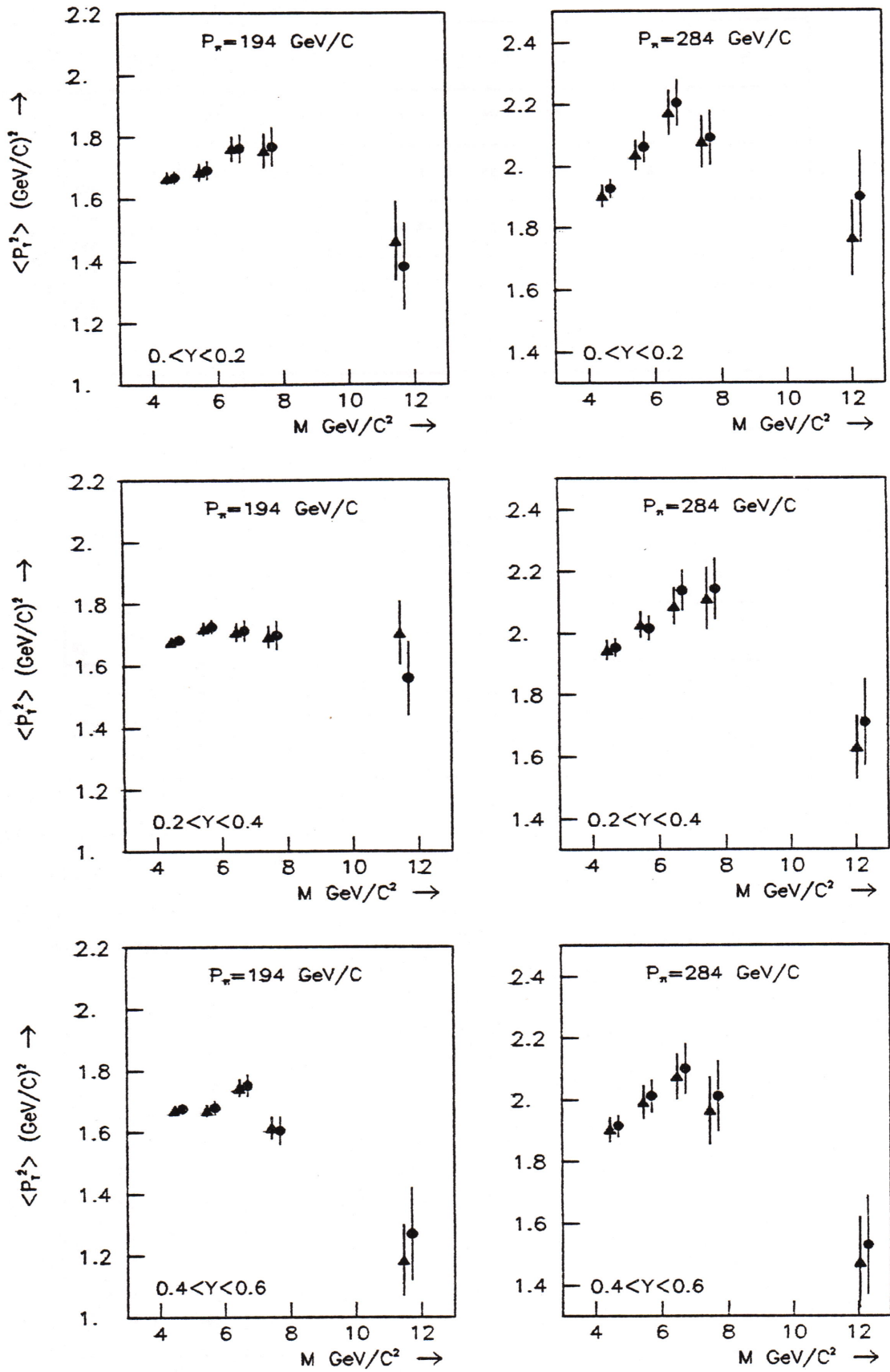


Figure VI-7 : $\langle p_T^2 \rangle$ en fonction de la masse et de la rapidité calculée par deux méthodes décrites dans le texte :

- méthode a)
- méthode b)

6.3.2. $\langle P_T^2 \rangle$ en fonction de la masse et $\langle P_T^2 \rangle$ en fonction de la rapidité

La figure VI-8 et les tables VI-7 et VI-8 donnent la distribution de $\langle P_T^2 \rangle$ en fonction de la masse intégrée sur le domaine de rapidité.

Il est à noter que la région entre 8.5 et 11.0 GeV/c² est très fortement contaminée par la famille des résonances de l'T et qu'aucun traitement particulier n'y a été effectué; on peut cependant remarquer qu'une étude parallèle réalisée sur ces résonances a montrée que les distributions en P_T de l'T et du continuum sous celui-ci sont assez proches[14,49].

La figure VI-9 et les tables VI-8 et VI-9 montrent la distribution de $\langle P_T^2 \rangle$ en fonction de la rapidité pour l'intervalle de masse correspondant à $0.23 < \sqrt{\tau} < 0.36$.

Les figures VI-8 et VI-9 donnent aussi, pour comparaison, les résultats correspondants de l'expérience NA3 [45] (à noter que dans la figure VI-9 les intervalles de $\sqrt{\tau}$ sont très voisins). Pour ce qui est de la valeur de $\langle P_T^2 \rangle$ en fonction de la masse, intégrée dans le domaine de rapidité, nous observons un désaccord qui est plus visible à 284 GeV/c qu'à 194 GeV/c (voir figure VI-8). Le fait que les domaines d'intégration en rapidité des deux expériences soient différents peut produire un tel désaccord dans la mesure où l'expérience NA10 se situe dans un domaine en rapidité plus central et que l'on observe une diminution du $\langle P_T^2 \rangle$ sur les bords du domaine en rapidité.

6.4 DISCUSSION DANS LE CADRE DE QCD

Dans le paragraphe 5.3 nous avons présenté deux approches numériques de calcul des sections efficaces au premier ordre QCD incluant l'émission des gluons mous. Nous avons signalé que ces prédictions étaient assez dépendantes des paramètres inconnus de la théorie : la constante de

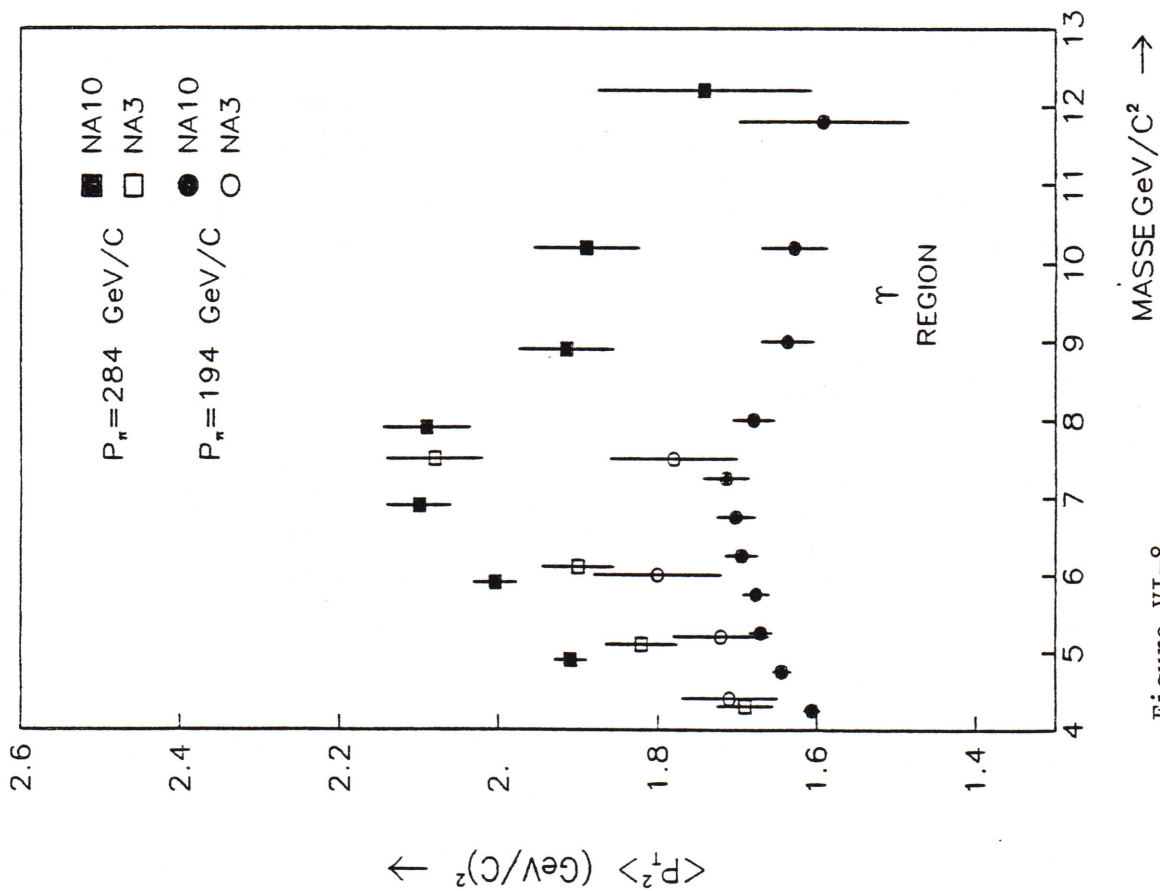


Figure VI-8

$\langle p_T^2 \rangle$ en fonction de la masse intégrée dans le domaine de rapidité aux deux énergies du faisceau.

Les résultats de l'expérience NA3 sont représentés pour comparaison.

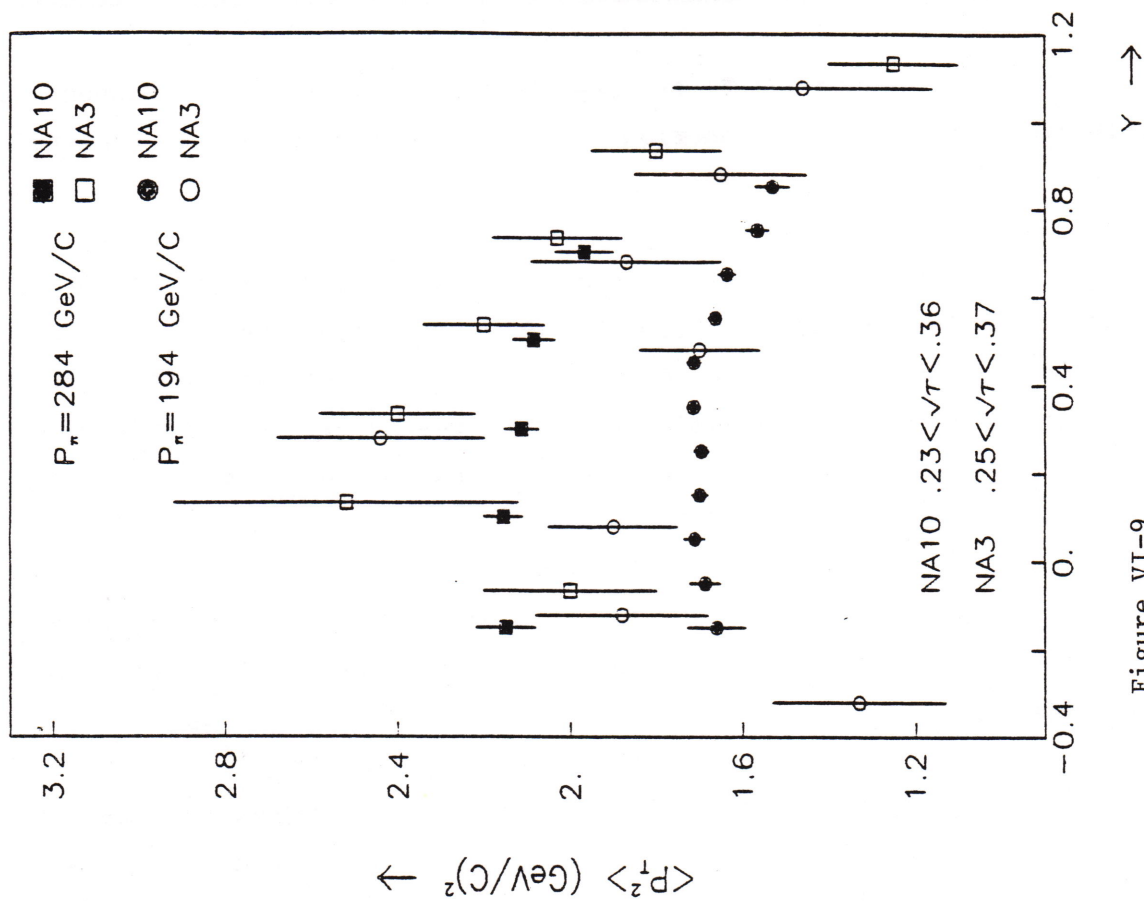


Figure VI-9

$\langle p_T^2 \rangle$ en fonction de la rapidité intégrée dans un domaine de Y aux deux énergies du faisceau.

Les résultats de l'expérience NA3 sont représentés pour comparaison.

M	Y	α $\Delta\alpha$	β $\Delta\beta$	χ^2/DL	$\#$	$\langle P_T \rangle$	$\langle P_T^2 \rangle$
4.0 - 4.5	-.2, .9	4.51 +- .13	7.08 +- .21	22.1/25	39973.	1.095 ^{+.003} -.003	1.606 ^{+.010} -.010
4.5 - 5.0	-.2, .9	5.03 +- .18	7.76 +- .29	33.8/24	32080.	1.113 ^{+.004} -.004	1.644 ^{+.011} -.011
5.0 - 5.5	-.2, .9	5.36 +- .23	8.19 +- .38	20.4/23	23016.	1.125 ^{+.004} -.004	1.670 ^{+.014} -.013
5.5 - 6.0	-.2, .9	5.26 +- .26	8.01 +- .42	29.6/24	16769.	1.126 ^{+.005} -.005	1.676 ^{+.016} -.016
6.0 - 6.5	-.2, .9	5.24 +- .32	7.92 +- .52	16.8/22	11989.	1.132 ^{+.006} -.006	1.694 ^{+.020} -.020
6.5 - 7.0	-.2, .9	5.29 +- .39	7.96 +- .62	28.0/21	8685.	1.135 ^{+.008} -.008	1.702 ^{+.024} -.024
7.0 - 7.5	-.2, .9	5.39 +- .48	8.08 +- .78	12.8/20	6217.	1.140 ^{+.009} -.009	1.714 ^{+.029} -.028
7.5 - 8.0	-.2, .9	5.59 +- .63	8.39 +-1.02	13.4/21	4533.	1.141 ^{+.011} -.011	1.715 ^{+.035} -.034
8.0 - 8.5	-.2, .9	5.67 +- .80	8.89 +-1.39	8.3/18	3193.	1.112 ^{+.013} -.012	1.624 ^{+.040} -.038
8.5 - 9.5	-.2, .9	5.60 +- .47	8.72 +- .80	12.7/17	4714.	1.115 ^{+.010} -.010	1.636 ^{+.032} -.031
9.5 - 11.0	-.2, .9	5.29 +- .74	8.24 +-1.26	16.6/17	3127.	1.111 ^{+.013} -.013	1.628 ^{+.041} -.040
11.0 - 13.0	-.2, .6	3.94 +-1.22	5.98 +-1.99	10.2/14	803.	1.096 ^{+.034} -.031	1.600 ^{+.106} -.096

Table VI-7 : $\langle P_T^2 \rangle$ en fonction de la masse intégrée dans le domaine de rapidité à l'impulsion de 194 GeV/c.

M	Y	α $\Delta\alpha$	β $\Delta\beta$	χ^2/DL	$\#$	$\langle P_T \rangle$	$\langle P_T^2 \rangle$
4.5 - 5.5	-.3, .8	4.73 +- .20	7.18 +- .33	22.5/25	16981.	1.190 ^{+.006} -.005	1.909 ^{+.019} -.018
5.5 - 6.5	-.3, .8	5.16 +- .30	7.58 +- .49	14.0/23	9205.	1.223 ^{+.008} -.008	2.004 ^{+.027} -.027
6.5 - 7.5	-.3, .8	5.19 +- .39	7.38 +- .60	16.4/22	5174.	1.252 ^{+.011} -.011	2.100 ^{+.039} -.037
7.5 - 8.5	-.3, .8	6.03 +- .80	8.69 +-1.32	17.1/20	2932.	1.257 ^{+.016} -.015	2.091 ^{+.056} -.053
8.5 - 9.5	-.3, .8	6.76 +-1.21	10.55 +-2.23	21.9/17	2183.	1.212 ^{+.017} -.017	1.924 ^{+.059} -.056
9.5 - 11.0	-.3, .8	6.45 +-1.29	10.12 +-2.39	12.2/17	1802.	1.202 ^{+.019} -.018	1.897 ^{+.066} -.062
11.0 - 15.0	-.3, .7	9.40 +-8.63	16.63 +-2222	20.6/14	644.	1.164 ^{+.033} -.031	1.737 ^{+.099} -.092

Table VI-8 : $\langle P_T^2 \rangle$ en fonction de la masse intégrée dans le domaine de rapidité à l'impulsion de 284 GeV/c.

Y	$\alpha \quad \Delta \alpha$	$\beta \quad \Delta \beta$	χ^2/DL	#	$\langle P_T \rangle$	$\langle P_T^2 \rangle$
- .2 , - .3	4.45 +- .78	5.81 +-1.22	2.5/15	787.	1.113 ^{.023} - .022	1.661 ^{.072} - .066
- .1 , .0	4.63 +- .46	7.04 +- .72	4.9/19	2940.	1.119 ^{.012} - .011	1.674 ^{.037} - .035
.0 , .1	4.87 +- .34	7.36 +- .53	10.9/21	6486.	1.127 ^{.008} - .008	1.689 ^{.025} - .024
.1 , .2	4.66 +- .27	7.04 +- .43	12.5/21	10312.	1.125 ^{.007} - .006	1.690 ^{.021} - .020
.2 , .3	5.03 +- .27	7.59 +- .43	16.3/21	13738.	1.130 ^{.006} - .006	1.694 ^{.018} - .018
.3 , .4	5.19 +- .04	7.79 +- .07	17.1/21	15606.	1.136 ^{.005} - .005	1.707 ^{.017} - .017
.4 , .5	5.32 +- .29	8.01 +- .48	16.3/22	15109.	1.135 ^{.006} - .006	1.701 ^{.018} - .018
.5 , .6	5.87 +- .38	9.08 +- .64	24.6/20	12555.	1.124 ^{.006} - .006	1.655 ^{.018} - .016
.6 , .7	5.49 +- .41	8.52 +- .69	26.7/20	8867.	1.116 ^{.007} - .007	1.639 ^{.022} - .022
.7 , .8	5.47 +- .54	8.68 +- .94	23.9/19	5067.	1.101 ^{.009} - .009	1.595 ^{.028} - .027
.8 , .9	5.17 +- .51	8.13 +- .86	6.5/15	2032.	1.103 ^{.014} - .013	1.609 ^{.043} - .041

Table VI-9 : $\langle P_T^2 \rangle$ en fonction de la rapidité intégrée dans un domaine de $\sqrt{T}$ à l'impulsion de 194 GeV/c.

Y	$\alpha \quad \Delta \alpha$	$\beta \quad \Delta \beta$	χ^2/DL	#	$\langle P_T \rangle$	$\langle P_T^2 \rangle$
- .3 , .0	4.25 +- .53	5.99 +- .77	19.2/27	2075.	1.248 ^{.019} - .018	2.136 ^{.070} - .025
.0 , .2	5.32 +- .48	7.47 +- .76	29.3/27	4569.	1.264 ^{.012} - .012	2.139 ^{.029} - .011
.2 , .4	5.25 +- .45	7.47 +- .70	48.4/27	5719.	1.252 ^{.011} - .011	2.099 ^{.025} - .010
.4 , .6	4.10 +- .43	5.93 +- .63	24.5/27	3830.	1.225 ^{.014} - .013	2.066 ^{.046} - .017
.6 , .8	7.07 +-1.39	10.97 +-2.46	21.9/24	1218.	1.223 ^{.020} - .019	1.955 ^{.015} - .005

Table VI-10 : $\langle P_T^2 \rangle$ en fonction de la rapidité intégrée dans un domaine de $\sqrt{T}$ à l'impulsion de 284 GeV/c.

renormalisation Λ , l'échelle de factorisation de la constante de couplage mobile α_s , la coupure infrarouge dans α_s et le moment transverse intrinsèque; elles dépendent aussi des incertitudes des mesures expérimentales des fonctions de structure du π^- et du nucléon dans le noyau de tungstène.

6.4.1. Fonctions de structure

Pour l'étude que nous décrivons ci-après, nous avons considéré trois jeux de fonctions de structure, paramétrisées comme suit :

- quarks de valence : $x q_V(x) = A_V x^{\alpha(M^2)} (1-x)^{\beta(M^2)} (1+\gamma x)$ ($\gamma=0$ pour le pion)
- quarks de la mer : $x q_S(x) = A_S (1-x)^{\delta_S}$
- gluons : $x g(x) = A_g (1-x)^{\delta_g}$

Les constantes de normalisation A_i sont déterminées par les règles de comptage du nombre de quarks dans le hadron dans le cas des quarks de valence, et par conservation de l'impulsion transportée par les quarks et gluons dans le cas des quarks de la mer et de gluons.

Notre expérience ne mesure que les fonctions de structure des quarks de valence du π^- [8]. Nous utilisons les résultats des expériences de diffusion profondément inélastiques des leptons (DIS) afin d'obtenir les fonctions de structure des quarks de valence et de la mer et des gluons du nucléon. La distribution en impulsion des quarks de la mer du pion est obtenue dans les expériences de production des paires de muons à l'aide des faisceaux de π^+ et π^- . La fonction de structure des gluons du pion est extraite des analyses de la pio-production du Ψ ou de l' T , tout en remarquant que cette mesure est tributaire du modèle utilisé.

L'évolution des fonctions de structure en fonction de la masse

du dimuon est obtenue par résolution directe des équations de Altarelli et Parisi calculées selon les prescriptions du degré d'approximation utilisé de la théorie perturbative.

6.4.1.1 Jeu de fonctions de structure NA10

Dans ce premier jeu de fonctions de structure que nous appellerons NA10, la valence du pion est extraite des données expérimentales de l'expérience NA10 à 194 GeV/c [8]; les autres fonctions de structure que nous utilisons ici sont celles que nous avons utilisées à cette occasion, à savoir

- les fonctions de structure des quarks et des gluons dans le nucléon extraites des données de CDHS [46];

- les fonctions de structure des quarks de la mer et des gluons dans le pion extraites des données de NA3 [47, 48]; il est à noter que la fonction de structure des gluons dans le pion a été mesurée ultérieurement par la collaboration NA10 à partir de la production du T [49] et que cette mesure est en accord avec celle obtenue par l'étude de la production du ψ .

L'évolution est calculée dans l'approximation NLLA. Le résultat de l'ajustement des paramètres de ce jeu de fonctions de structure se trouve dans la table A - 1 en annexe.

6.4.1.2. Jeu de fonctions de structure de Nice

Gabellini et al. [50] ont proposé un ensemble de fonctions de structure qu'ils ont obtenu par des ajustements sur les valeurs de F_2 mesurées dans la collaboration EMC avec des cibles hydrogène et deutérium [51] et sur nos mesures de la section efficace $d^2\sigma/dMdy$ de production des dimuons par des π^- à 194 GeV/c.

Ces auteurs tiennent en compte l'effet EMC [52] et utilisent une méthode d'insertion des effets nucléaires [53] qui, à partir de la fonction de structure du nucléon libre, permet d'arriver à la fonction de structure du nucléon dans le noyau de tungstène. L'évolution des fonctions de structure est obtenue par la résolution directe des équations de Altarelli et Parisi établie dans l'approximation des gluons mous [54]. Nous présentons en annexe, dans la table A-2, les paramètres obtenus pour une valeur de $M_0^2 = 25 \text{ (GeV/c}^2\text{)}^2$.

6.4.1.3 Jeu de fonctions de structure D0

Duke et Owens [43, 55] ont paramétrisé les fonctions de structure de valence et de la mer du nucléon en considérant l'ensemble des résultats des expériences DIS [46, 51, 56] avec des facteurs appropriés à la normalisation de ces expériences par rapport aux résultats de la collaboration EMC sur la cible d'hydrogène [51]. La distribution en impulsion des gluons dans le nucléon est extraite des distributions en x_F des Ψ produits dans les collisions hadroniques [57, 58].

Ces auteurs ont utilisé pour les fonctions de structure du pion les données des expériences NA3 [47], WA11 [59] et CIP [60]. La table A-3 en annexe montre le résultat de ces paramétrisations. Par la suite nous appellerons D0 ce jeu de fonctions de structure proposé par Duke et Owens.

6.4.2 Valeurs moyennes de P_T^2 en fonction de la masse et rapidité et l'approche théorique du groupe de Nice.

Nous avons effectué les calculs concernant la valeur moyenne de P_T^2 des dimuons produits par des faisceaux de π^- de 194 GeV/c et 284 GeV/c, selon les prescriptions de l'approche théorique du groupe de Nice [38] indiquées dans le paragraphe 5.3.2.

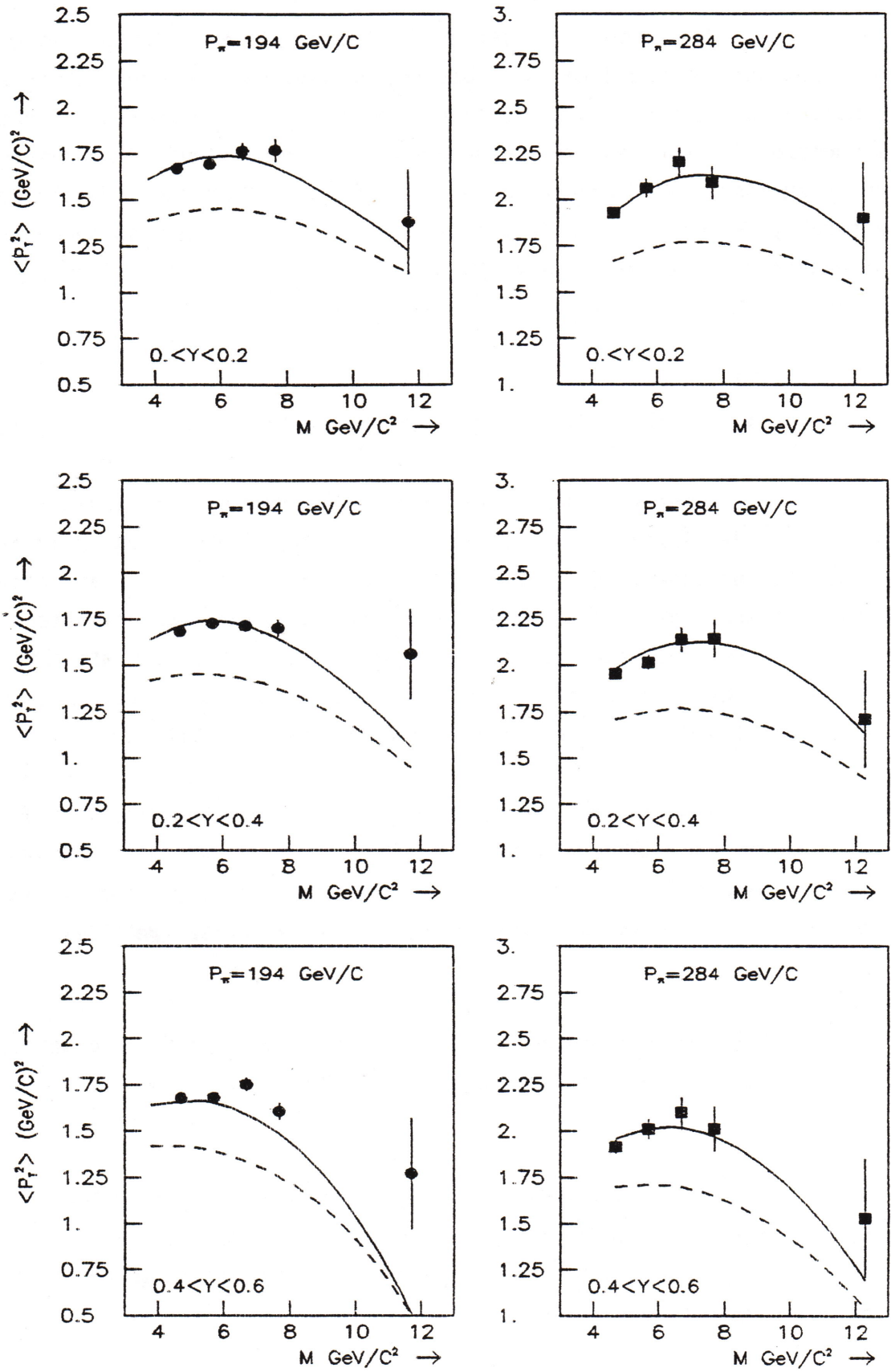


Figure VI-10 : $\langle P_T^2 \rangle = F(M, y, S)$: comparaison entre les résultats expérimentaux et les prédictions théoriques du groupe de Nice, avec deux jeux de fonctions de structure et $\langle K_T^2 \rangle = 0.48 \text{ GeV}^2/c^2$:

— NA 10

---- Nice

Les figures VI-10 montrent la dépendance de la valeur moyenne de P_T^2 par rapport aux fonctions de structure utilisées. Pour la comparaison entre ces prévisions théoriques et l'expérience, nous avons considéré les distributions de quarks et gluons désignées par Nice et NA10 prises à $M_0^2 = 25 \text{ (GeV/c}^2\text{)}^2$, évoluées dans l'approximation SG2 et en utilisant $\Lambda = 0.245 \text{ GeV}$. Une coupure infrarouge de 0.24 GeV^2 et un $\langle K_T^2 \rangle$ intrinsèque de 0.48 (GeV/c)^2 ont été appliqués.

La première conclusion de cette comparaison est que la forme et la normalisation de la distribution de $\langle P_T^2 \rangle$ en fonction de la masse et de la rapidité sont très dépendantes du jeu de fonctions de structure choisi. On peut noter que le jeu Nice nécessite l'introduction d'un $\langle K_T^2 \rangle_{\text{int}}$ relativement grand (d'environ 0.70 (GeV/c)^2) pour une comparaison globale optimale et présente, néanmoins, une croissance en masse moins conforme aux résultats expérimentaux que le jeu de fonctions de structure NA10. D'un autre côté, le groupe de Nice a conclu que son jeu de fonctions de structure semble bien décrire notre section efficace intégrée sur P_T , $d^2\sigma/dMdy$ [50].

Dans les figures VI-11 et VI-12 nous montrons le comportement de ces prévisions théoriques par rapport aux paramètres inconnus de la théorie. Nous avons essayé deux valeurs de Λ ($\Lambda = 0.245$ et $\Lambda = 0.300 \text{ GeV}$), deux valeurs pour la coupure infrarouge ($\text{cut} = 4 \Lambda^2$ et $\text{cut} = 2\Lambda^2$), deux valeurs du moment transverse intrinsèque ($\langle K_T^2 \rangle_{\text{int}} = 0.48$ et $\langle K_T^2 \rangle_{\text{int}} = 0.70 \text{ GeV}^2/\text{c}^2$) et deux variables d'échelle dans la définition de la constante de couplage mobile α_S (masse et P_T).

En conclusion, pour la distribution de $\langle P_T^2 \rangle$, l'accord entre la théorie du groupe de Nice et l'expérience pour les deux impulsions du faisceau incident est optimisé par l'ensemble des paramètres suivants :

- fonctions de structure NA10
- $\Lambda = 0.300 \text{ GeV}$
- $\text{cut} = 4 \Lambda^2$
- $\alpha_S (P_T)$
- $\langle K_T^2 \rangle_{\text{int}} = 0.48 \text{ GeV}^2/\text{c}^2$

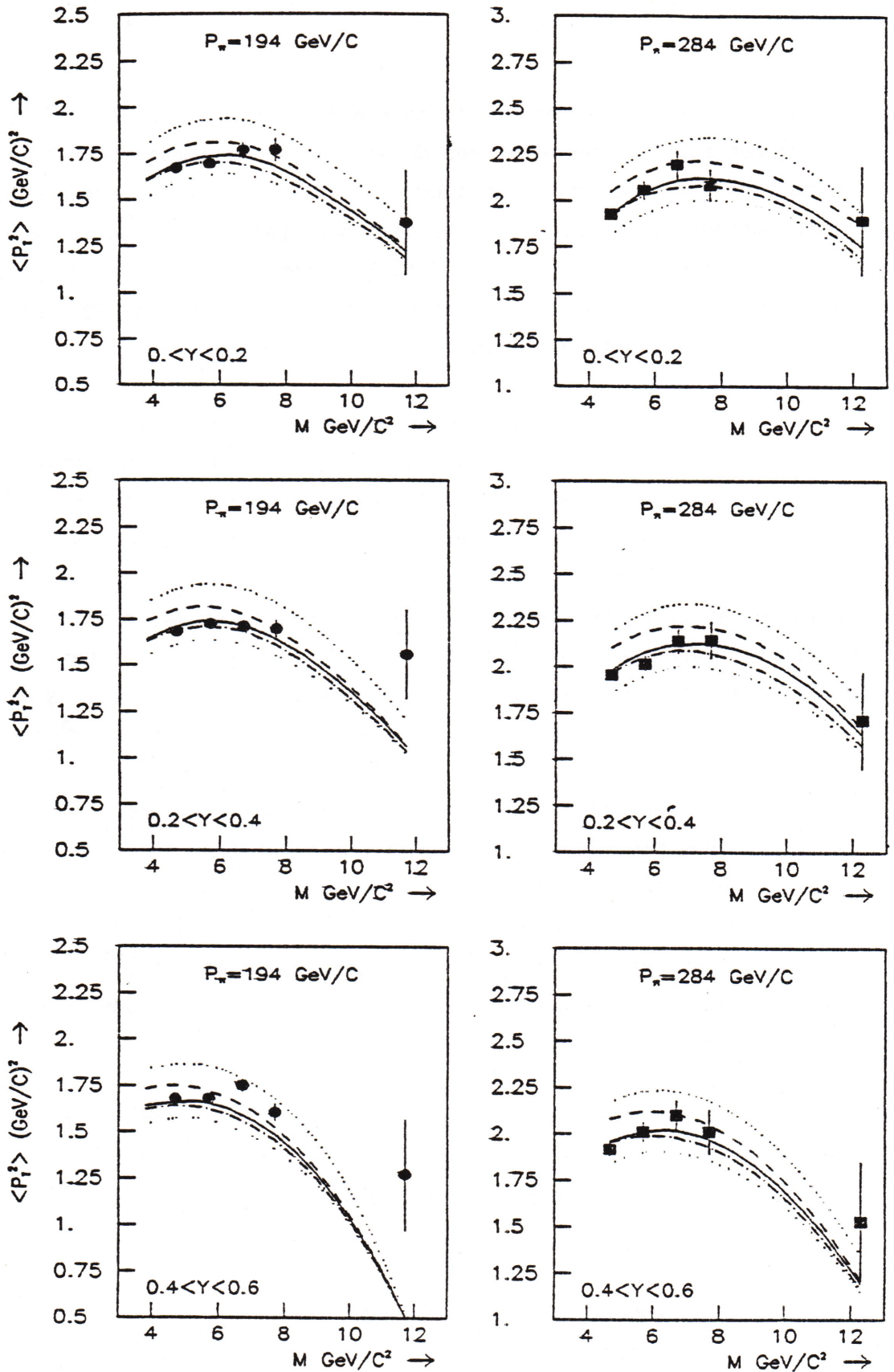


Figure VI-II : Comparaison entre les résultats expérimentaux et les prédictions théoriques du groupe de Nice avec le jeu de fonctions de structure NA10 et les paramètres suivants:

	$(\Lambda \text{ GeV})$	cut	échelle α_s
—	0.300	$4\Lambda^2$	P_T^2
- - -	0.300	$4\Lambda^2$	M^2
- . - . -	0.245	$4\Lambda^2$	M^2
.....	0.245	$4\Lambda^2$	P_T^2
.	0.300	$2\Lambda^2$	P_T^2

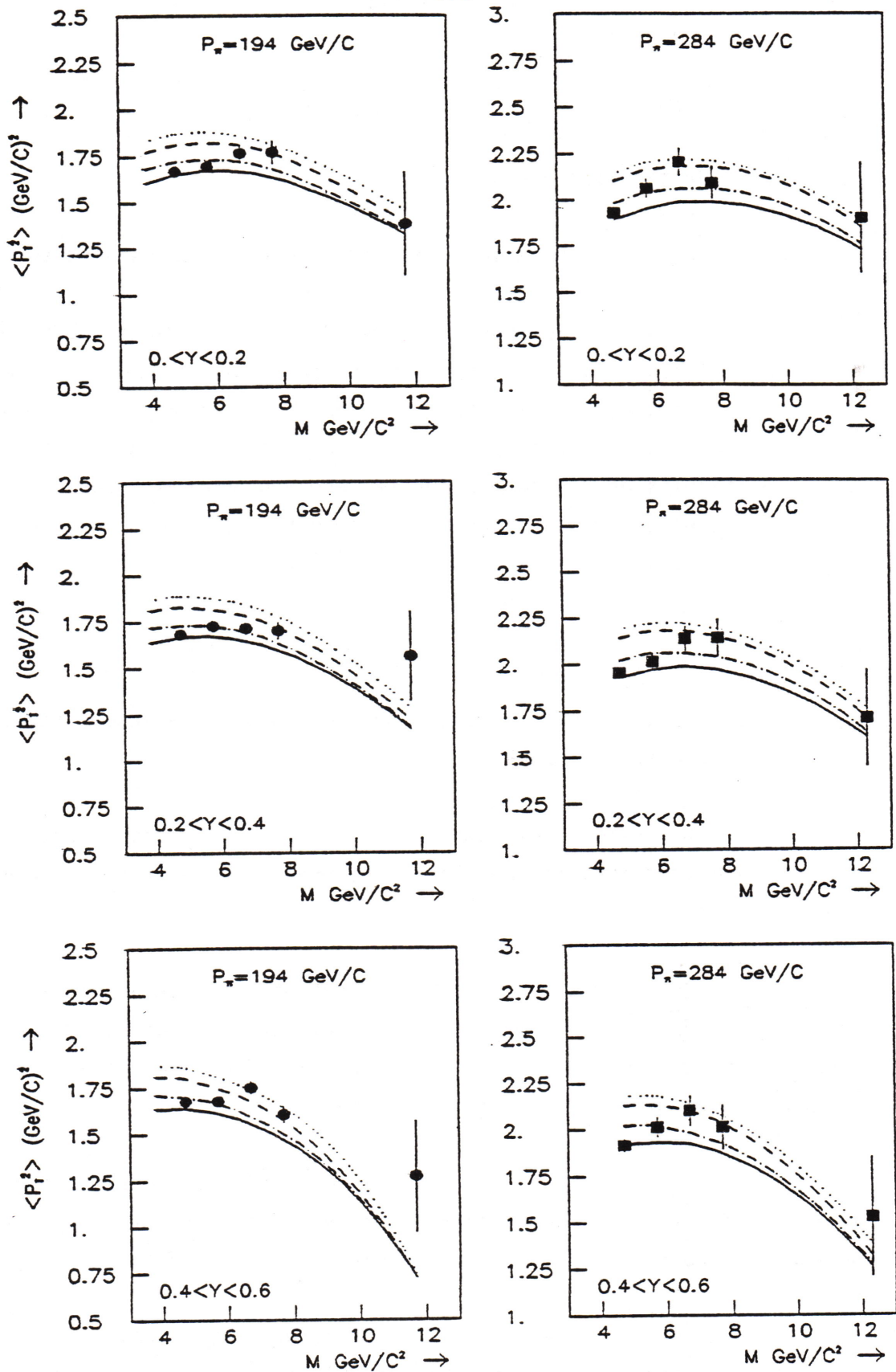


Figure VI-12: Comparaison entre les résultats expérimentaux et les prédictions théoriques du groupe de Nice avec le jeu de fonctions de structure Nice et les paramètres suivants:

	Λ (GeV)	cut	échelle α_s
—	0.245	$4\Lambda^2$	P_T^2
----	0.300	$4\Lambda^2$	M^2
-.-.-.	0.245	$4\Lambda^2$	M^2
.....	0.245	$2\Lambda^2$	M^2

Il convient de signaler que :

- ceci ne constitue pas une mesure de ces paramètres;

- à l'impulsion de 194 GeV/c il y a une difficulté de description du $\langle P_T^2 \rangle$ correspondant aux grandes valeurs de masse et de rapidité, où les valeurs théoriques sont plus petites que les valeurs expérimentales. Ceci peut être dû en partie à une difficulté de mesure puisque les erreurs systématiques ne sont pas négligeables dans cette région, comme nous en avons discuté dans le paragraphe 6.3.1. En plus cette région est la plus proche de la limite de l'espace de phase.

6.4.3. La section efficace $1/P_T d^3\sigma/dP_T dM dy$ et l'approche théorique du groupe de Rome

Le calcul de la section efficace $1/P_T d^2\sigma/dP_T dM dy$ a été mené selon les prescriptions de l'approche théorique du groupe de Rome décrite dans le paragraphe 5.3.1.

Les figures VI-13 à VI-17 montrent une étude sur la sensibilité de la section efficace théorique aux variations de ses paramètres inconnus (Λ_{QCD} , échelle de α_s , $\langle K_T \rangle_{int}$ et coupure infrarouge) et aux incertitudes expérimentales des fonctions de structure.

En effet, de la même façon que la valeur moyenne de P_T^2 , la section efficace différentielle $1/P_T d^3\sigma/dP_T dM dy$ est, elle aussi, très sensible à ces paramètres, à nos énergies.

Les figures IV-13 concernent la section efficace $1/P_T d^3\sigma/dP_T dM dy$ pour la région de masse de 4.5 à 5.5 GeV/c² et de rapidité de 0.0 à 0.2 à l'impulsion de 284 GeV/c.

Dans la figure VI-13a nous faisons l'étude de l'influence des fonctions de structure D0 et NA10 dans le calcul de la section efficace $1/P_T d^3\sigma/dP_T dM dy$ en fixant $\Lambda_{QCD} = 0.2 \text{ GeV}$, $\text{cut} = 2 \Lambda^2$, utilisant $Q^2 = M^2$ comme échelle de α_s et $\langle K_T^2 \rangle = 0$. C'est le jeu de fonctions de structure D0 qui s'adapte le mieux à nos résultats expérimentaux. Les courbes théoriques des figures VI-13b, c et d utilisent donc le jeu D0. Dans la figure 13b nous montrons l'influence de la valeur Λ_{QCD} : un meilleur accord se vérifie pour $\Lambda_{QCD} = 0.15 \text{ GeV}$. On observe dans la figure VI-13c que l'utilisation de P_T^2 comme variable d'échelle dans la constante de couplage α_s reproduit mieux la forme de la section efficace expérimentale ayant posé $\Lambda_{QCD} = 0.2 \text{ GeV}$ et $\text{cut} = 2 \Lambda^2$. La figure 13d montre l'influence de la coupure infrarouge et de Λ en ayant fixé les fonctions de structure D0 et $\alpha(M^2)$. L'accord est meilleur pour $\Lambda = 0.2 \text{ GeV}$ et coupure $2 \Lambda^2$ ou $4 \Lambda^2$. La figure VI-13e montre les prédictions théoriques obtenues avec le jeu de fonctions de structure NA10 et $\Lambda = 0.3 \text{ GeV}$, pour différentes valeurs de cut-off de Q^2 . Ici on a besoin d'un cut de Λ^2 et de $\alpha_s(P_T^2)$ pour que les prédictions théoriques puissent mieux traduire les résultats expérimentaux.

Les figures VI-14, VI-15, VI-16 et VI-17 donnent les résultats des comparaisons avec la théorie du groupe de Rome avec les mêmes hypothèses sur les paramètres que les figures 13a à 13e, dans les conditions suivantes:

- Fig. 14 a-e : $P_\pi = 284 \text{ GeV}/c$, $7.5 < M < 8.5 \text{ GeV}/c^2$
- Fig. 15 a-e : $P_\pi = 284 \text{ GeV}/c$, $11.0 < M < 15.0 \text{ GeV}/c^2$
- Fig. 16 a-b : $P_\pi = 194 \text{ GeV}/c$, $4.5 < M < 5.5 \text{ GeV}/c^2$
- Fig. 17 a-e : $P_\pi = 194 \text{ GeV}/c$, $11.0 < M < 13.0 \text{ GeV}/c^2$

Dans les tables ci-dessous nous présentons les jeux de paramètres qui, pour chaque figure, correspondent aux résultats les plus proches des données expérimentales.

Figure VI-13 a)

Fonctions de structure

	π	p
————	DO	DO
-----	NA10	NA10
-.-.-.-	NA10	DO
.....	DO	NA10

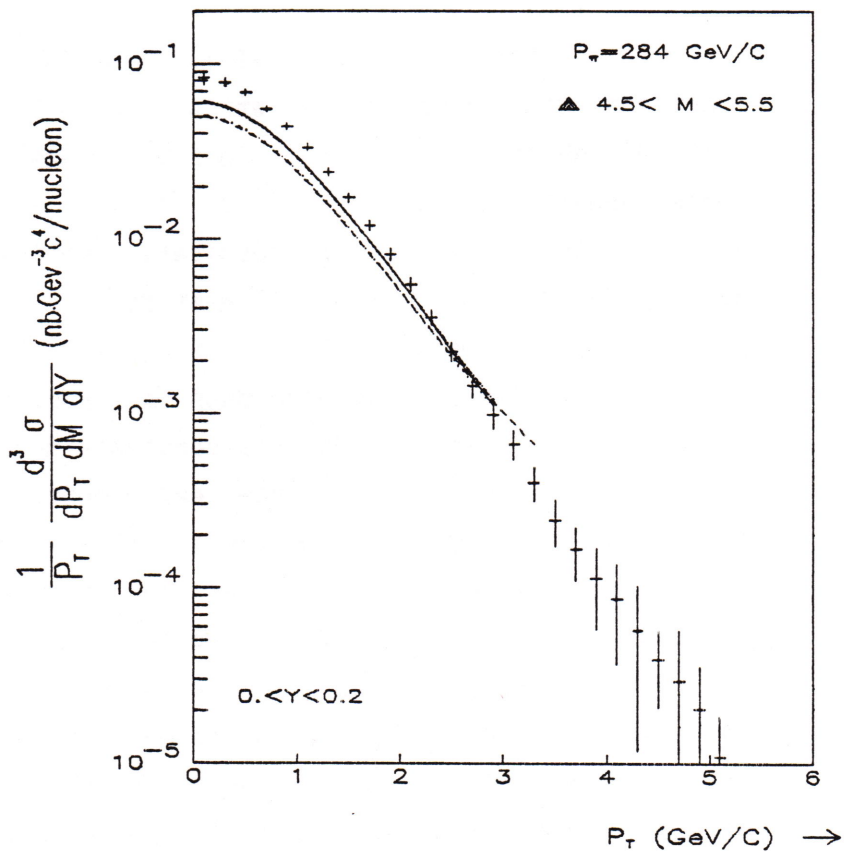


Figure VI-13 b)

DO
$\alpha_s (M^2)$
cut = $2 \Lambda^2$
———— $\Lambda = 0.20$ GeV
----- $\Lambda = 0.15$
- . - $\Lambda = 0.30$

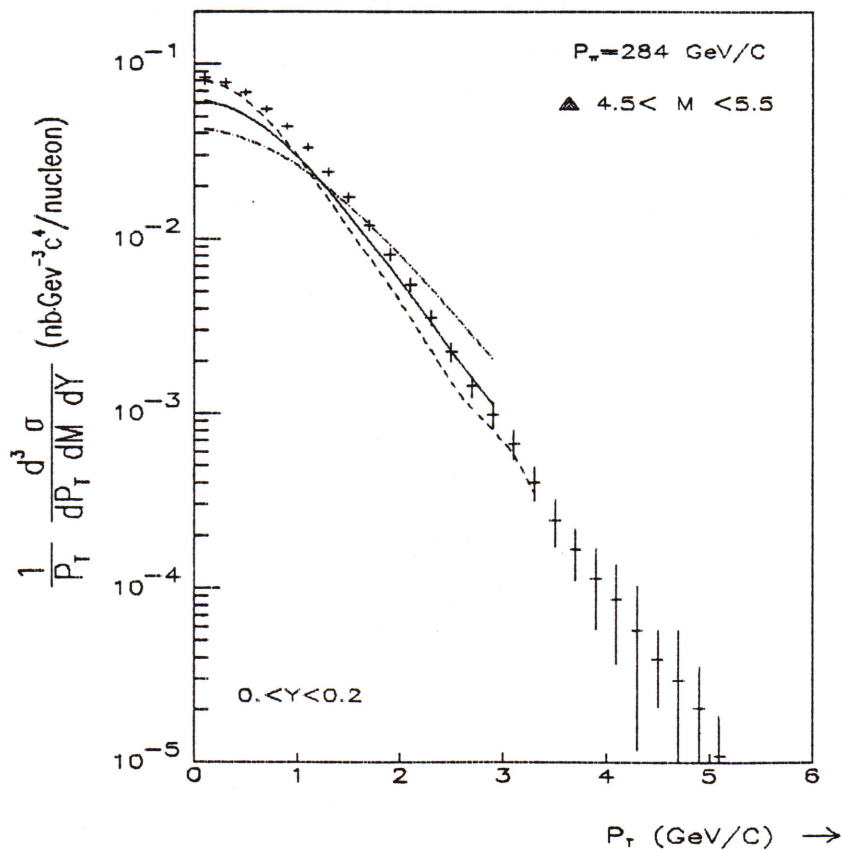


Figure VI-13 : Comparaison entre les sections efficaces expérimentales et théoriques du groupe de Rome pour l'intervalle de masse $4.5 < M < 5.5$ GeV/c² à l'impulsion de 284 GeV/c².

Figure VI-13 c)

DO
 $\Lambda = 0.2$
 $\text{cut} = 2 \Lambda^2$

—	$\Lambda = 0.2 \text{ GeV},$	$\alpha_s(M_s^2)$
—	$= 0.2$	$\alpha_s(P_T^2)$
- . -	$= 0.3$	$\alpha_s(M_s^2)$
.....	$= 0.3$	$\alpha_s(P_T^2)$

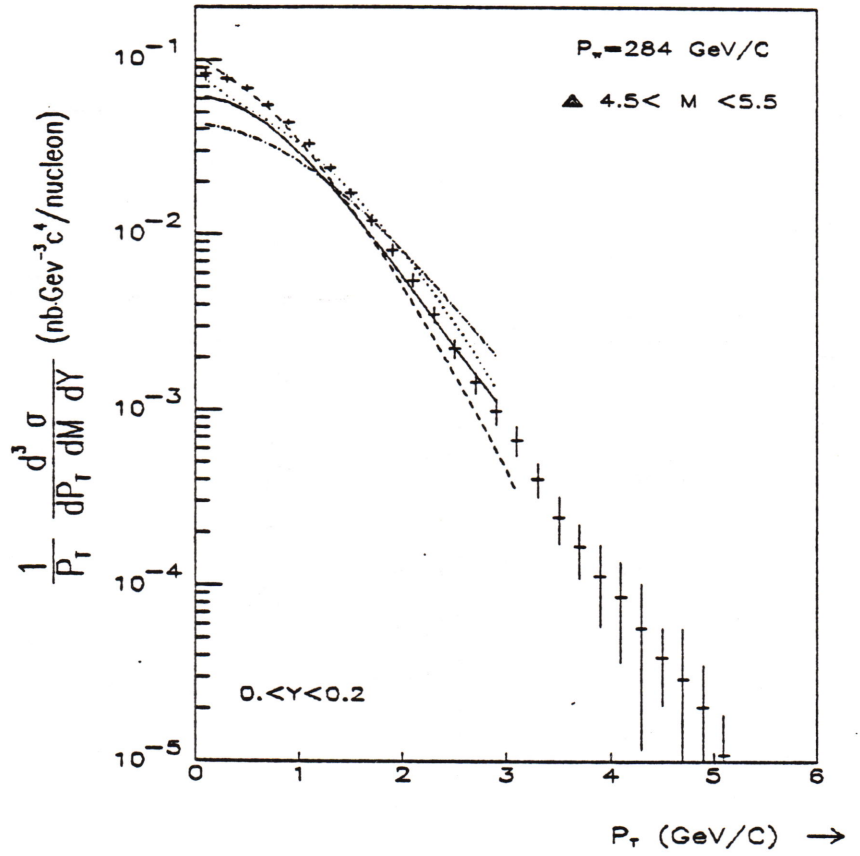


Figure VI-13 d)

DO
 $\alpha_s(M_s^2)$

—	$\Lambda = 0.2, \text{cut} = 2 \Lambda^2$	GeV^2
—	$= 0.2$	$4 \Lambda^2$
- . -	$= 0.3$	$2 \Lambda^2$
.....	$= 0.3$	$4 \Lambda^2$

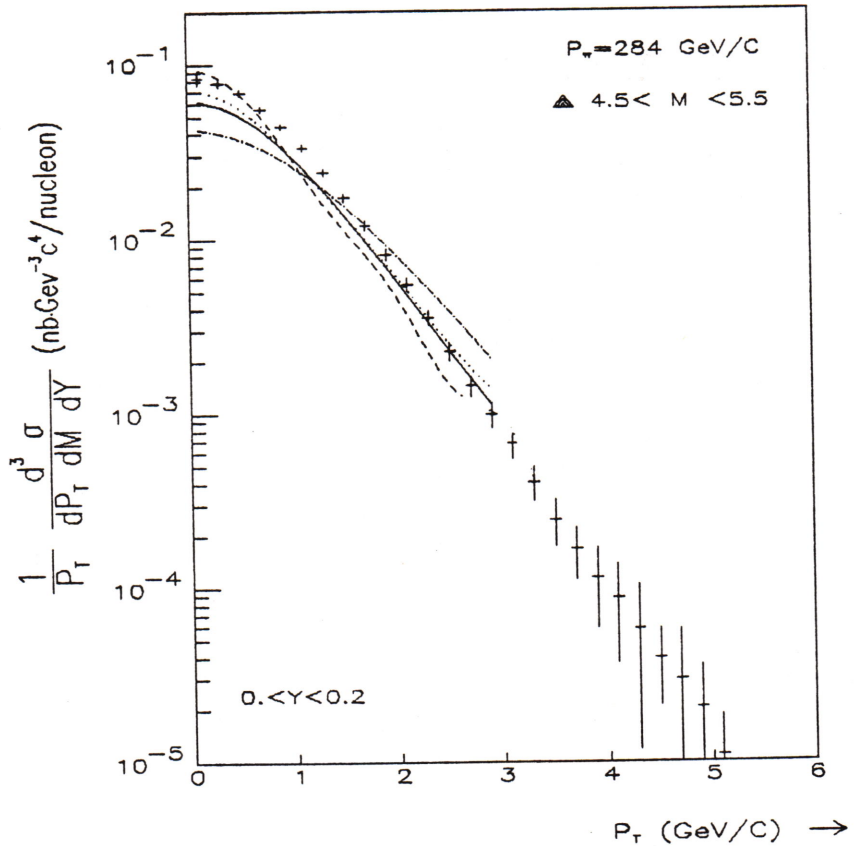


Figure VI-13 e)

NA10

$$\Lambda = 0.3 \text{ GeV}^2$$

—	cut = $2 \Lambda^2$,	$\alpha_s(M^2)$
- - -	$4 \Lambda^2$	$\alpha_s(M^2)$
- . -	$4 \Lambda^2$	$\alpha_s(P_T^2)$

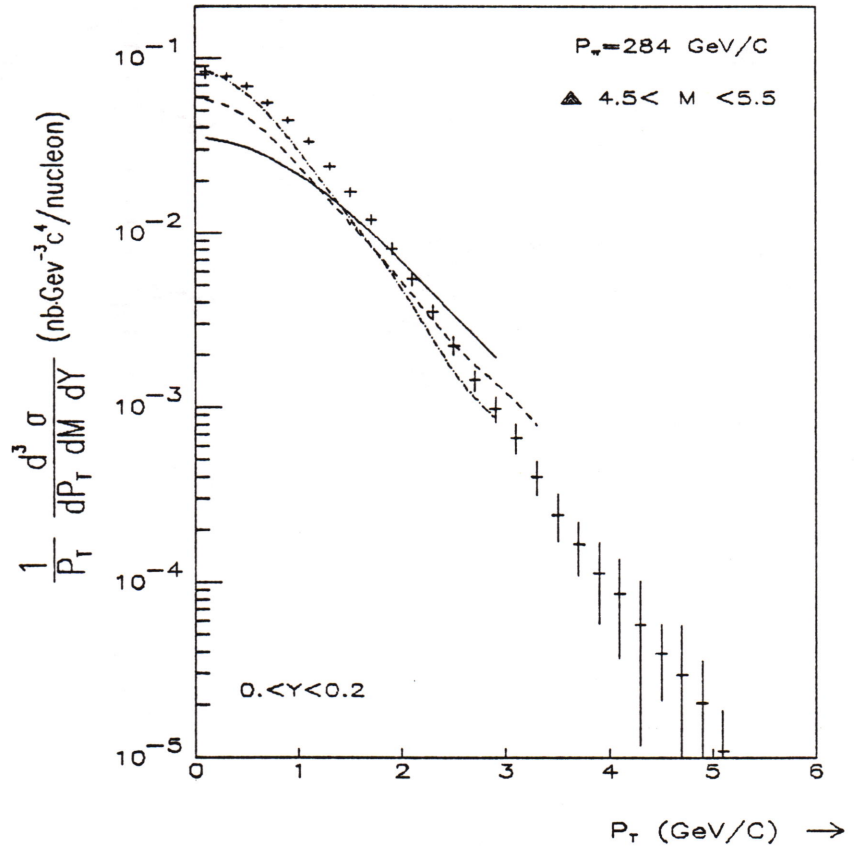


Figure VI-14 a)

Fonctions de structure

	π	p
————	DO	DO
-----	NA10	NA10
- . - . -	NA10	DO
.....	DO	NA10

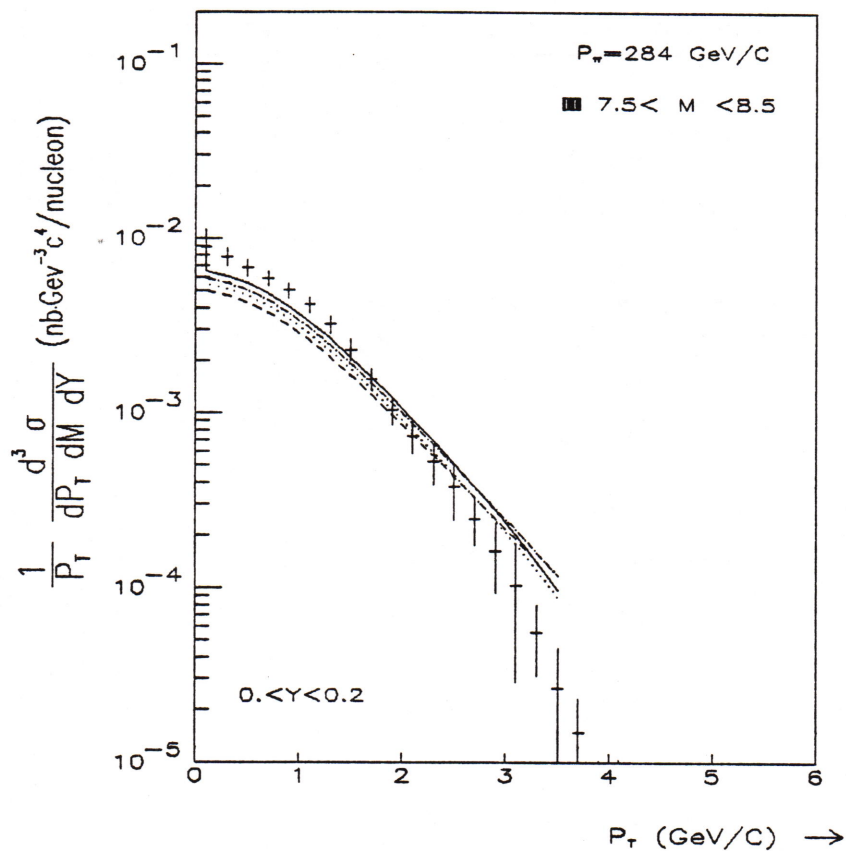


Figure VI-14 b)

DO
$\alpha_s (M^2)$
cut = $2 \Lambda^2$
———— $\Lambda = 0.20$ GeV
----- $\Lambda = 0.15$
- . - . - $\Lambda = 0.30$

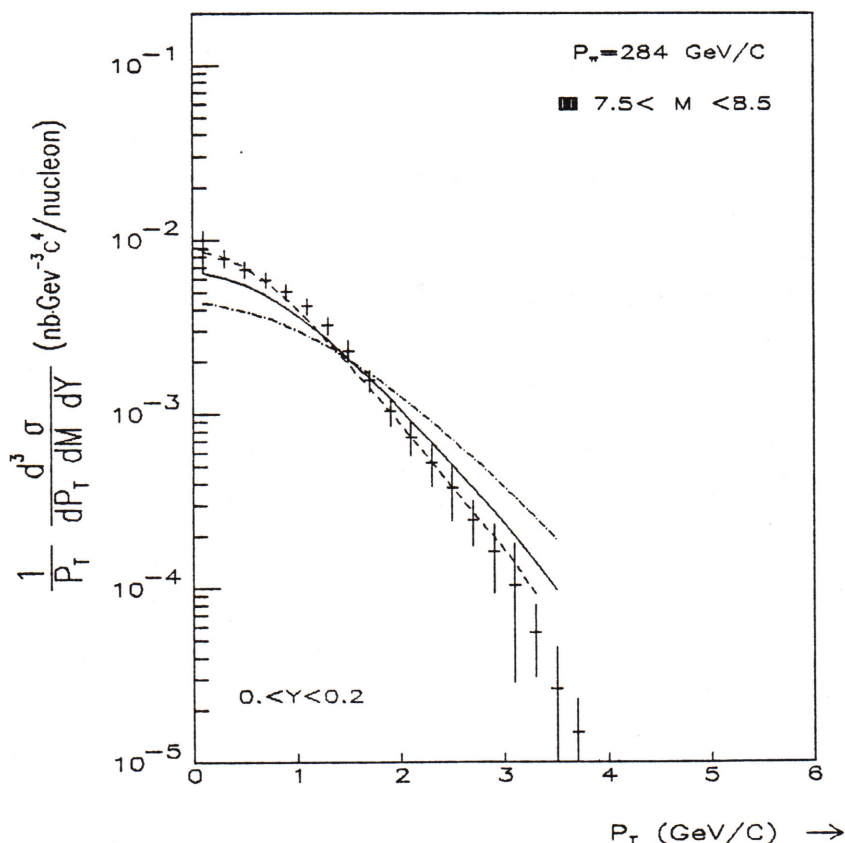


Figure VI-14 : Comparaison entre les sections efficaces expérimentales et théoriques prédites par le groupe de Rome pour l'intervalle de masse $7.5 < M < 8.5$ GeV/c² à l'impulsion de 284 GeV/c.

Figure VI-14 c)

DO
 $\Lambda = 0.2$
 $\text{cut} = 2 \Lambda^2$

—	$\Lambda = 0.2 \text{ GeV},$	$\alpha_s(M_T^2)$
- - -	$= 0.2$	$\alpha_s(P_T^2)$
- . -	$= 0.3$	$\alpha_s(M_T^2)$
.....	$= 0.3$	$\alpha_s(P_T^2)$

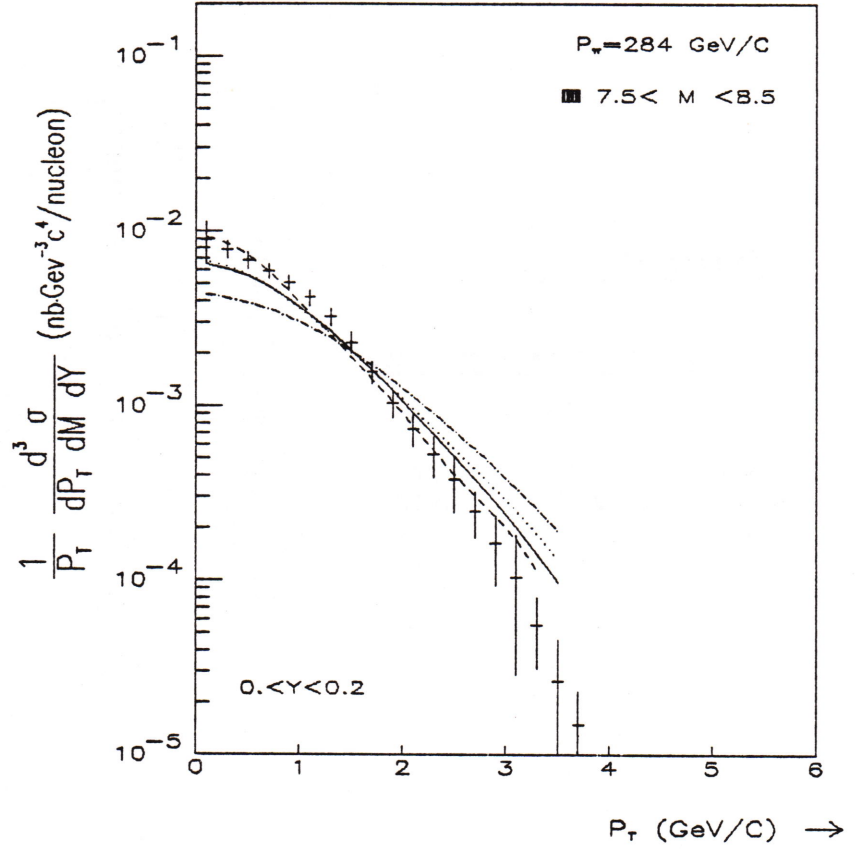


Figure VI-14 d)

DO
 $\alpha_s(M_T^2)$

—	$\Lambda = 0.2, \text{cut} = 2 \Lambda^2 \text{ GeV}^2$
- - -	$= 0.2 \quad 4 \Lambda^2$
- . -	$= 0.3 \quad 2 \Lambda^2$
.....	$= 0.3 \quad 4 \Lambda^2$

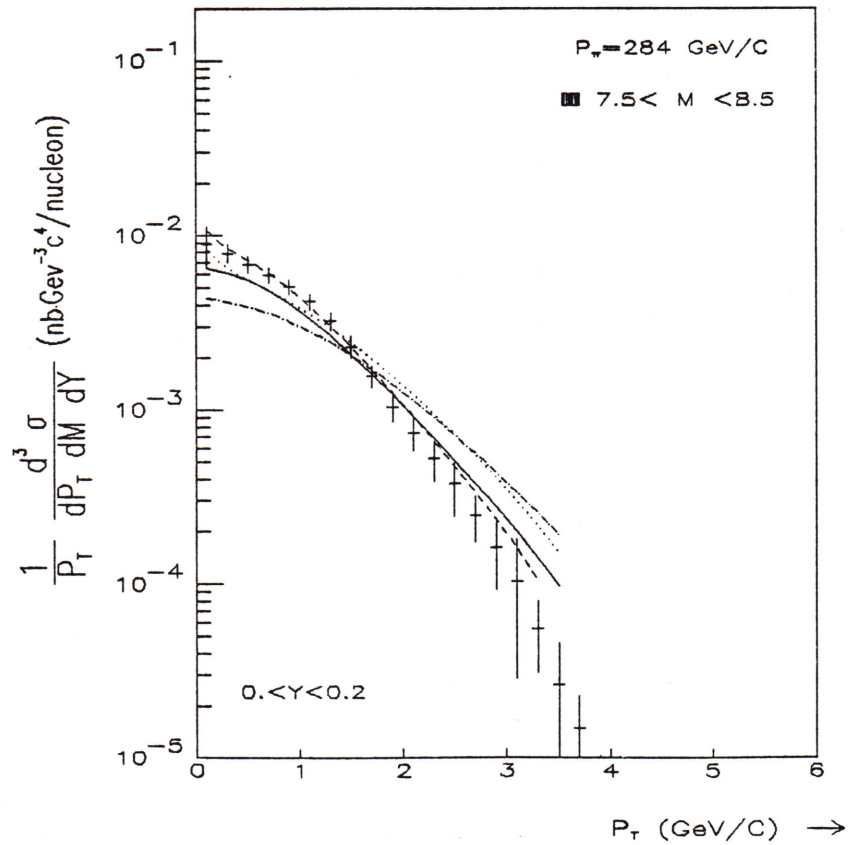


Figure VI-14 e)

NA10

$$\Lambda = 0.3 \text{ GeV}^2$$

$\text{---} \quad \text{cut} = 2 \Lambda^2, \quad \alpha_s(M^2)$
 $\text{---} \quad 4 \Lambda^2, \quad \alpha_s(M^2)$
 $\text{---} \quad 4 \Lambda^2, \quad \alpha_s(p_T^2)$

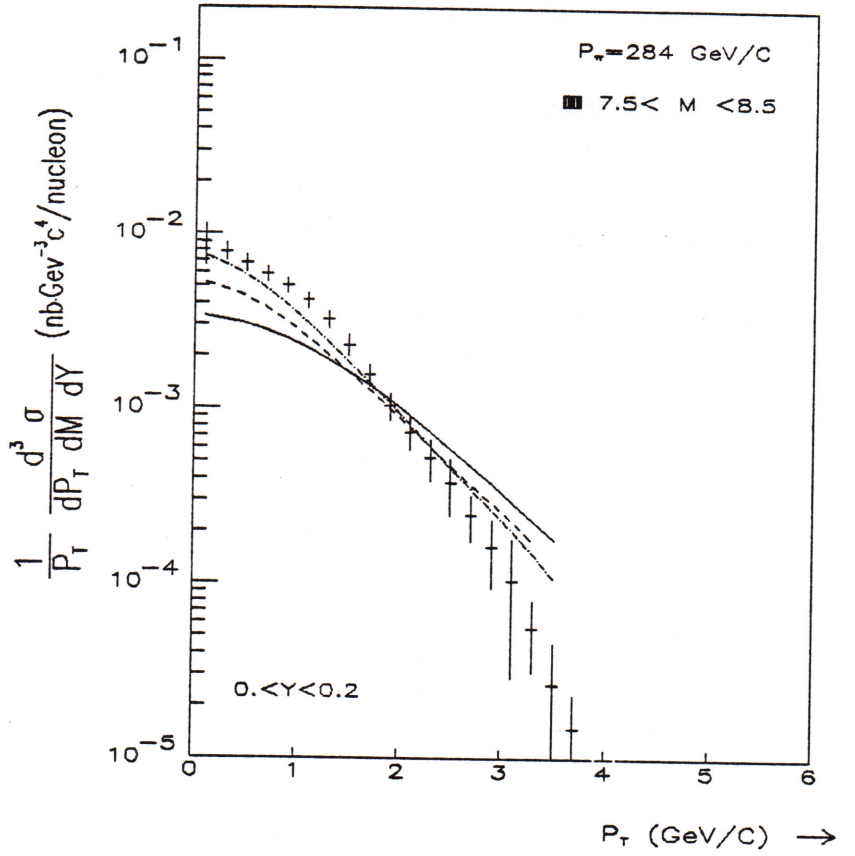


Figure VI-15 a)

Fonctions de structure

	π	p
————	DO	DO
————	NA10	NA10
- - - - -	NA10	DO
.....	DO	NA10

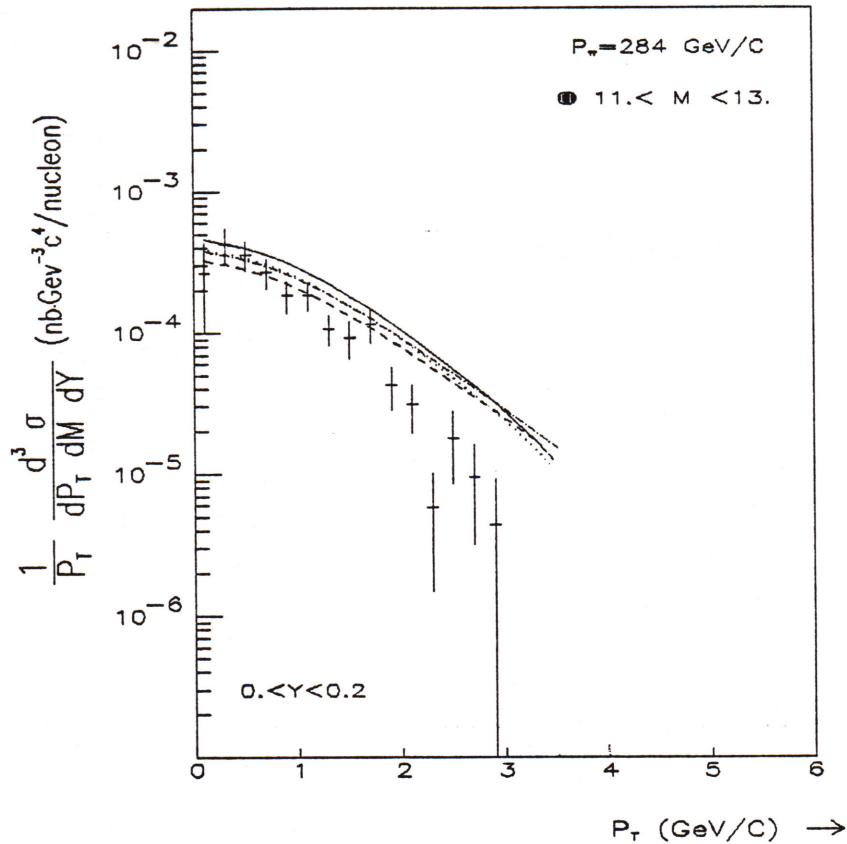


Figure VI-15 b)

DO
 $\alpha_s (M^2)$
 $\text{cut} = 2 \Lambda^2$

———— $\Lambda = 0.20 \text{ GeV}$
———— $\Lambda = 0.15$
- - - $\Lambda = 0.30$

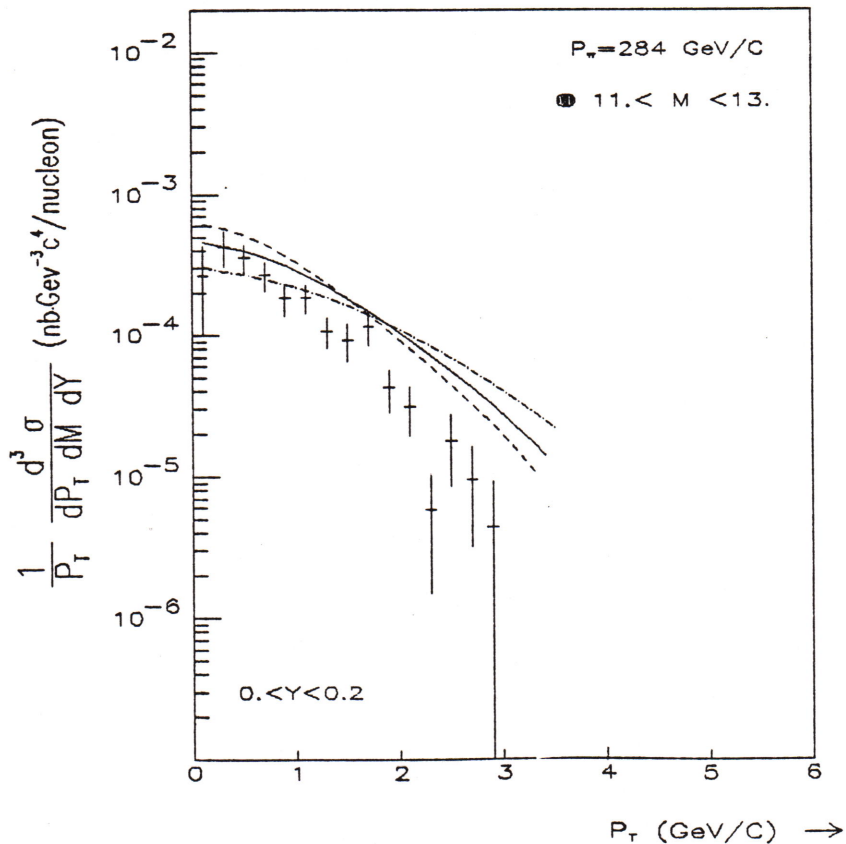


Figure VI-15 : Comparaison entre les sections efficaces expérimentales et théoriques prédites par le groupe de Rome pour l'intervalle de masse $11 < M < 15 \text{ GeV}/c^2$ à l'impulsion de $284 \text{ GeV}/c$.

Figure VI-15 c)

DO

$$\Lambda = 0.2$$

$$\text{cut} = 2 \Lambda^2$$

—	$\Lambda = 0.2 \text{ GeV},$	$\alpha_s(M_T^2)$
—	$= 0.2$	$\alpha_s(P_T^2)$
- . -	$= 0.3$	$\alpha_s(M_T^2)$
.....	$= 0.3$	$\alpha_s(P_T^2)$

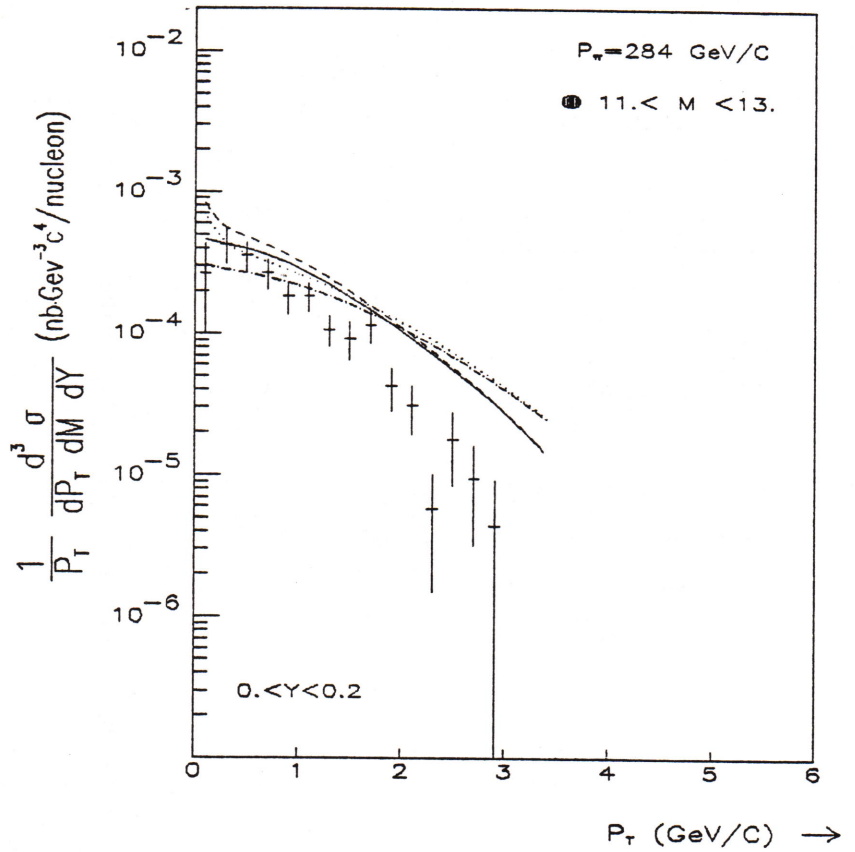


Figure VI-15 d)

DO

$$\alpha_s(M_T^2)$$

—	$\Lambda = 0.2, \text{ cut} = 2 \Lambda^2 \text{ GeV}^2$	$\alpha_s(M_T^2)$
—	$= 0.2$	$4 \Lambda^2$
- . -	$= 0.3$	$2 \Lambda^2$
.....	$= 0.3$	$4 \Lambda^2$

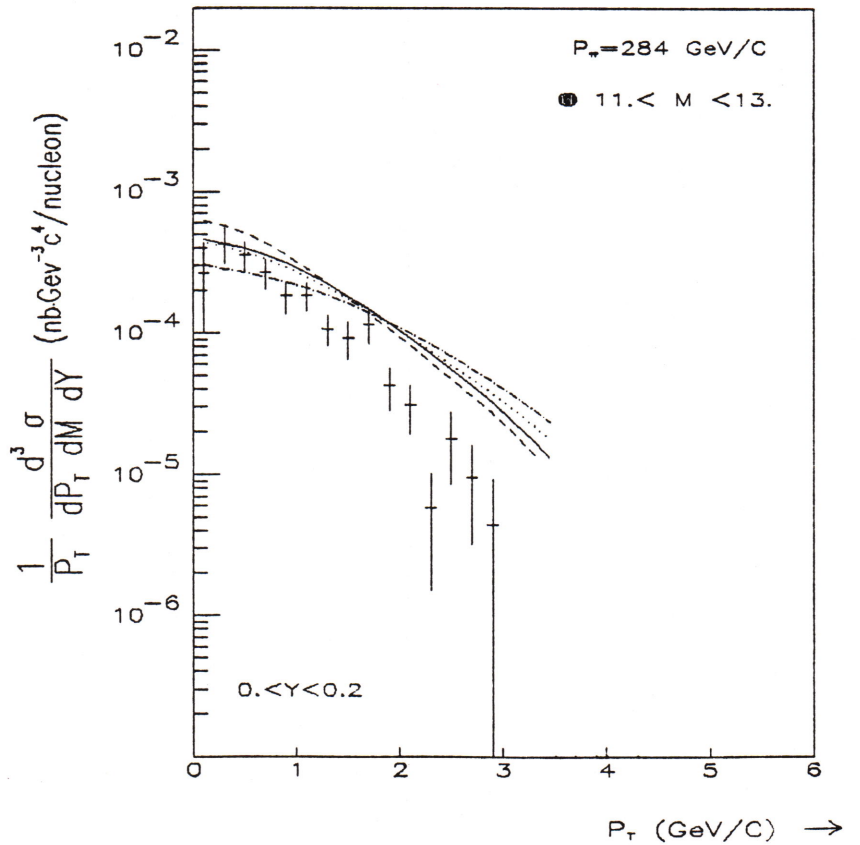


Figure VI-15 e)

NA10

$$\Lambda = 0.3 \text{ GeV}^2$$

$\text{---} \quad \text{cut} = 2 \Lambda^2, \quad \alpha_s(M^2)$
 $\text{---} \quad 4 \Lambda^2, \quad \alpha_s(M^2)$
 $\text{---} \quad 4 \Lambda^2, \quad \alpha_s(P_T^2)$

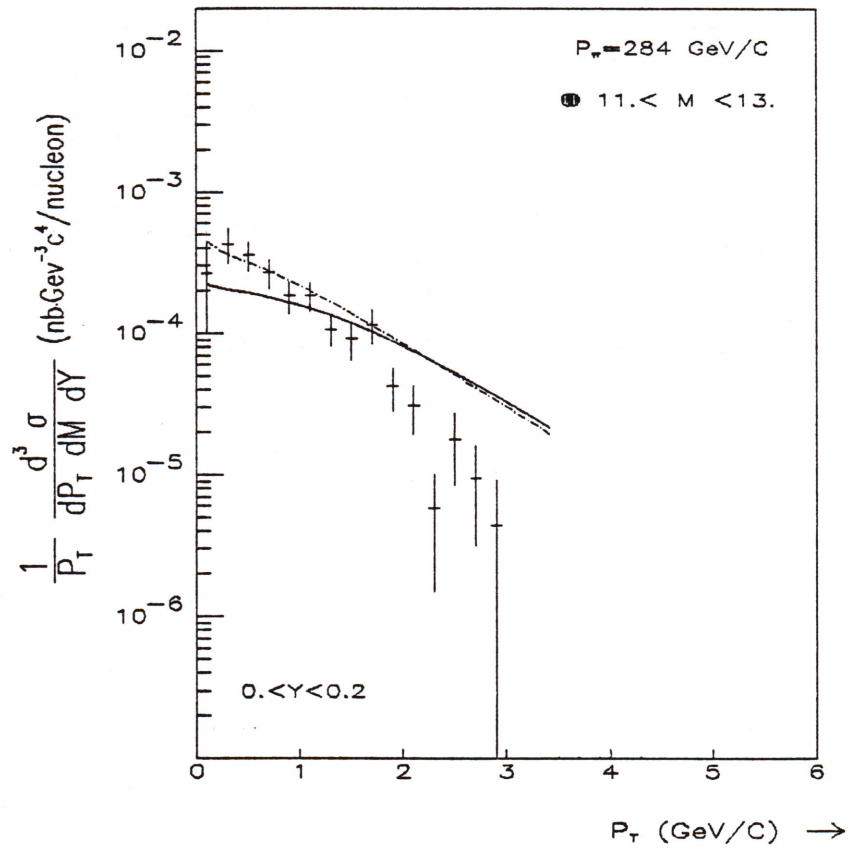


Figure VI-16 a)

Fonctions de structure		
	π	p
————	DO	DO
-----	NA10	NA10
-.-.-.-.	NA10	DO
.....	DO	NA10

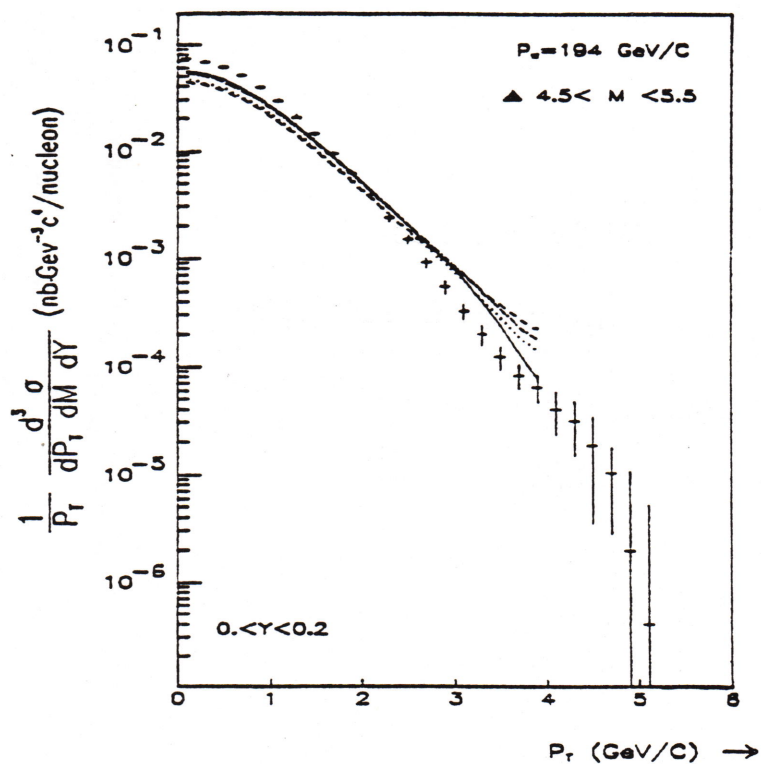


Figure VI-16 b)

DO
 $\alpha_s(M^2)$
 $\text{cut} = 2 \Lambda^2$

———— $\Lambda = 0.20$ GeV
 ----- $\Lambda = 0.15$
 - . - $\Lambda = 0.30$

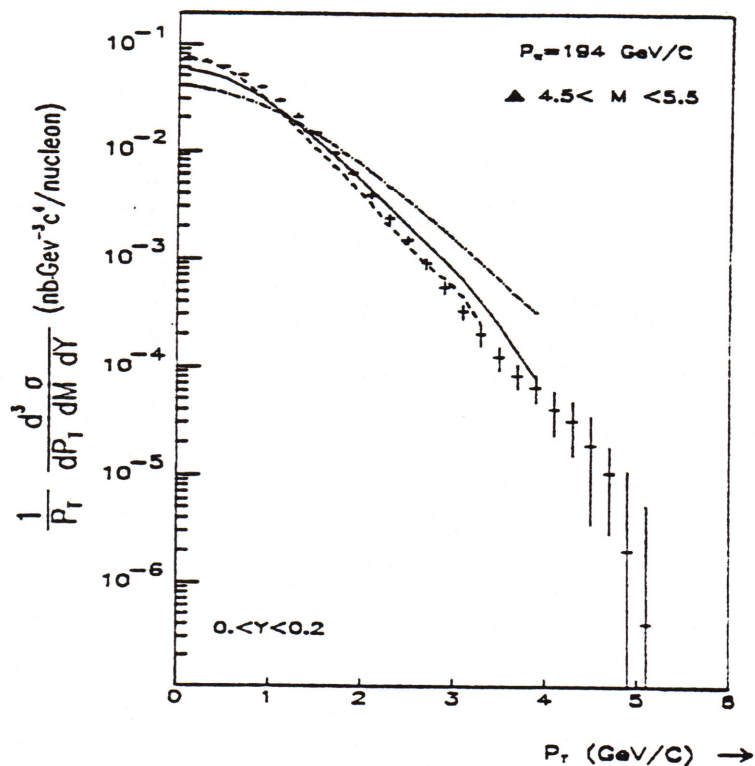


Figure VI-16 : Comparaison entre les sections efficaces expérimentales et théoriques prédites par le groupe de Rome pour l'intervalle de masse $4.5 < M < 5.5$ GeV/c² à l'impulsion de 194 GeV/c.

Figure VI-17 a)

Fonctions de structure		
	π	p
————	D0	D0
-----	NA10	NA10
-.-.-.-	NA10	D0
.....	D0	NA10

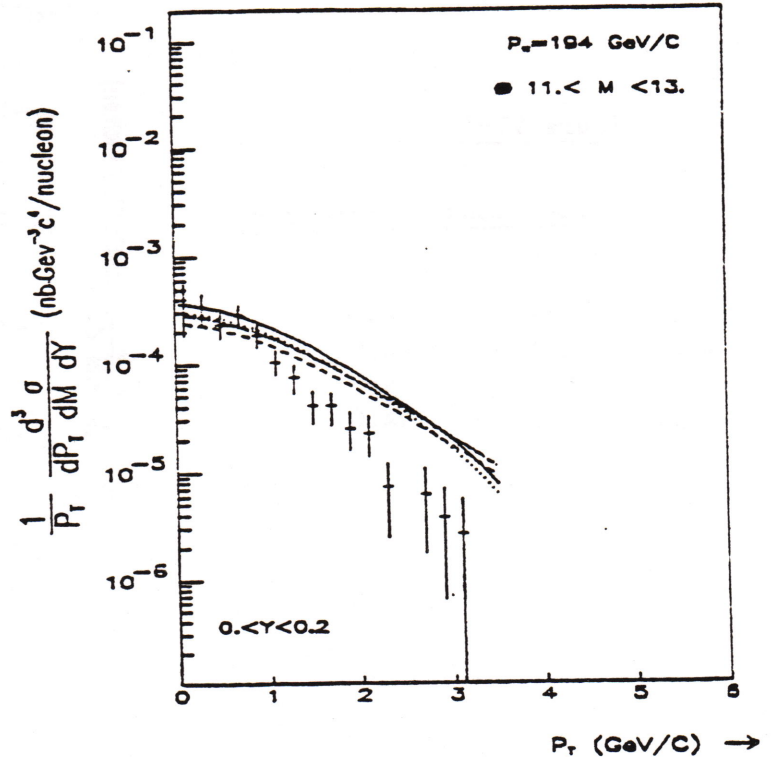


Figure VI-17 b)

D0
 $\alpha_s(M^2)$
 cut = $2 \Lambda^2$

———— $\Lambda = 0.20$ GeV
 ----- $\Lambda = 0.15$
 - . - - $\Lambda = 0.30$

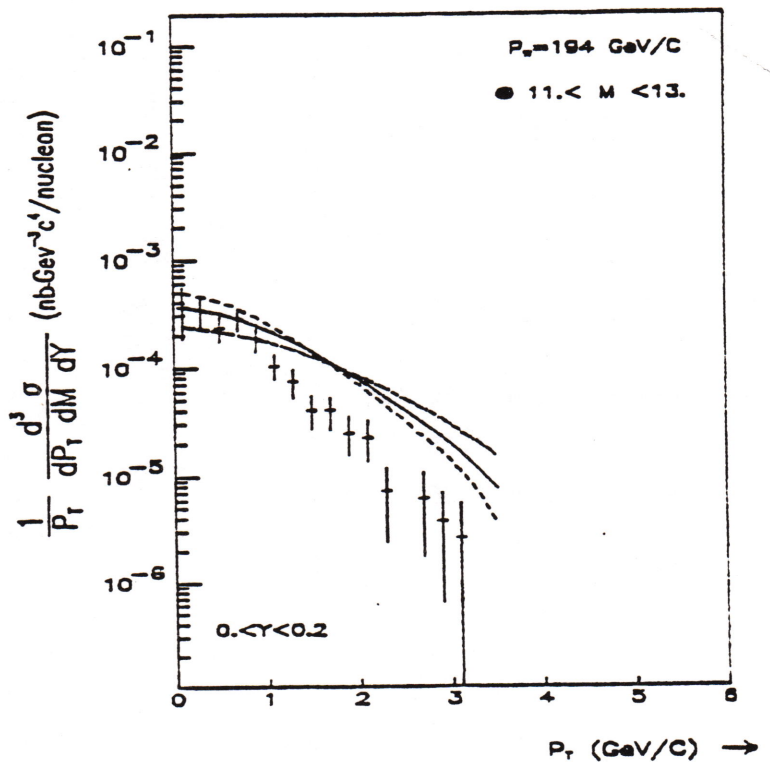


Figure VI-17 : Comparaison entre les sections efficaces expérimentales et théoriques prédites par le groupe de Rome pour l'intervalle de masse $11 < M < 13$ GeV/c² à l'impulsion de 194 GeV/c.

Figure VI-17 c)

DO
 $\Lambda = 0.2$
 $\text{cut} = 2 \Lambda^2$

————	$\Lambda = 0.2 \text{ GeV}$,	$\alpha_s(M^2)$
————	$= 0.2$	$\alpha_s(P_T^2)$
- . - .	$= 0.3$	$\alpha_s(M^2)$
.....	$= 0.3$	$\alpha_s(P_T^2)$

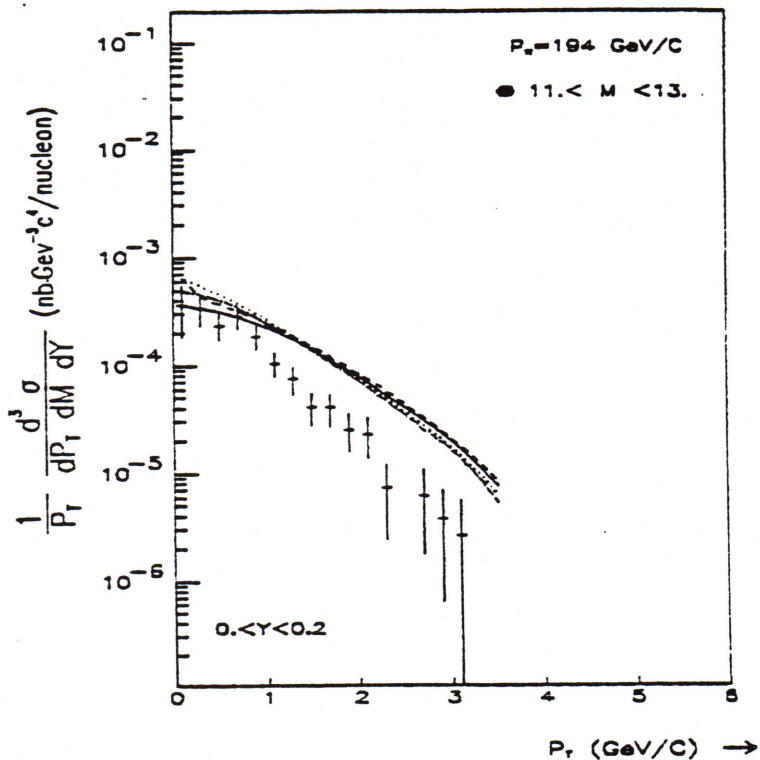


Figure VI-17 d)

DO
 $\alpha_s(M^2)$

————	$\Lambda = 0.2$, $\text{cut} = 2 \Lambda^2 \text{ GeV}^2$
————	$= 0.2$ $4 \Lambda^2$
- . - .	$= 0.3$ $2 \Lambda^2$
.....	$= 0.3$ $4 \Lambda^2$

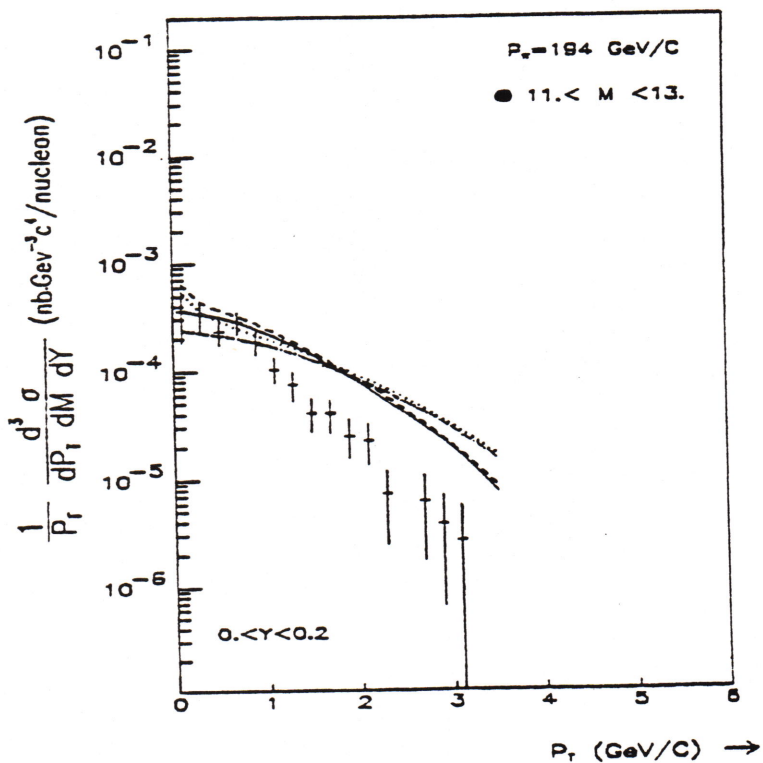
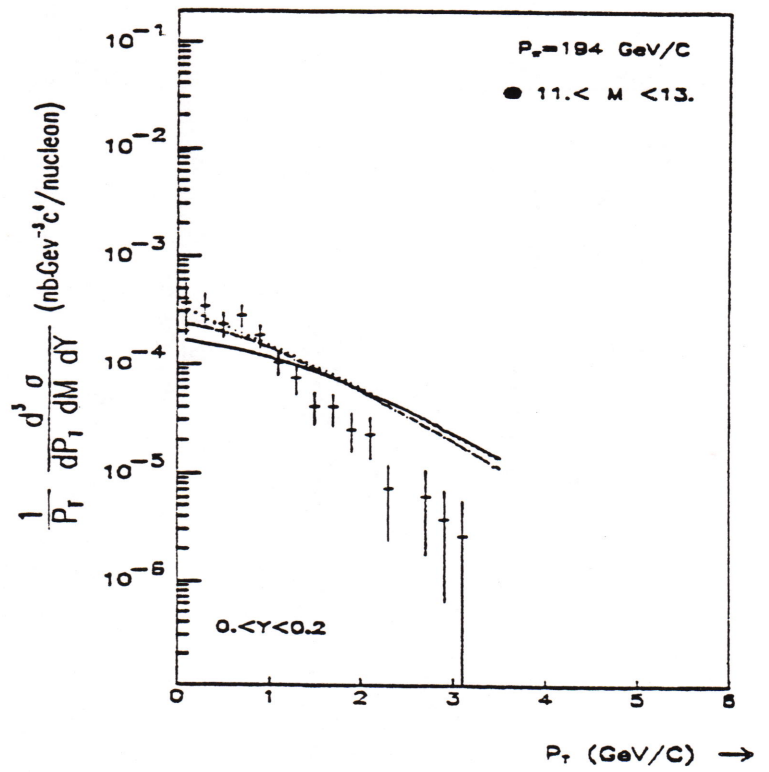


Figure VI-17 e)

NA10

$\Lambda = 0.3 \text{ GeV}^2$

$\text{---} \quad \text{cut} = 2 \Lambda^2, \quad \alpha_s(M^2)$
 $\text{---} \quad 4 \Lambda^2, \quad \alpha_s(M^2)$
 $\text{---} \quad 4 \Lambda^2, \quad \alpha_s(P_T^2)$



$P_{\pi} = 284 \text{ GeV}/c$ $4.5 < M < 55 \text{ GeV}/c^2$					
Fig. VI-13	Fonctions de structure	Λ_{QCD} (GeV)	Coupure infrarouge	Echelle de α_s	χ^2/ND
a	D0	0.2	$2 \Lambda^2$	M^2	8.0
b	D0	0.15	$2 \Lambda^2$	M^2	8.9
c	D0	0.2	$2 \Lambda^2$	P_T^2	4.6
d	D0	0.2	$2\Lambda^2$ ou $4\Lambda^2$	M^2	10.9
e	NA10	0.3	$4 \Lambda^2$	P_T^2	7.0

$P_{\pi} = 284 \text{ GeV}/c$ $7.5 < M < 8.5 \text{ GeV}/c^2$					
Fig. VI-14	Fonctions de structure	Λ_{QCD} (GeV)	Coupure infrarouge	Echelle de α_s	χ^2/ND
a	D0	0.2	$2 \Lambda^2$	M^2	2.8
b	D0	0.15	$2 \Lambda^2$	M^2	0.6
c	D0	0.2	$2 \Lambda^2$	P_T^2	1.6
d	D0	0.2	$4 \Lambda^2$	M^2	1.3
e	NA10	0.3	$4 \Lambda^2$	P_T^2	2.6

$P_{\pi} = 284 \text{ GeV}/c$ $11.0 < M < 15.0 \text{ GeV}/c^2$					
Fig. VI-15	Fonctions de structure	Λ_{QCD} (GeV)	Coupure infrarouge	Echelle de α_s	χ^2/ND
a	D0	0.2	$2 \Lambda^2$	M^2	24.0
b	D0	0.15	$2 \Lambda^2$	M^2	18.2
c	D0	0.2	$2 \Lambda^2$	P_T^2	28.8
d	D0	0.2	$4 \Lambda^2$	M^2	19.0
e	NA10	0.3	$4 \Lambda^2$	P_T^2	16.8

$P_{\pi} = 194 \text{ GeV/c}$ $4.5 < M < 5.5 \text{ GeV/c}^2$					
Fig. VI-16	Fonctions de structure	Λ_{QCD} (GeV)	Coupure infrarouge	Echelle de α_s	χ^2/ND
a	D0	0.2	$2 \Lambda^2$	M^2	30.4
b	D0	0.15	$2 \Lambda^2$	M^2	18.0

$P_{\pi} = 194 \text{ GeV/c}$ $11.0 < M < 13.0 \text{ GeV/c}^2$					
Fig. VI-17	Fonctions de structure	Λ_{QCD} (GeV)	Coupure infrarouge	Echelle de α_s	χ^2/ND
a	D0	0.2	$2 \Lambda^2$	M^2	22.4
b	D0	0.15	$2 \Lambda^2$	M^2	17.4
c	D0	0.2	$2 \Lambda^2$	P_T^2	27.3
d	D0	0.2	$4 \Lambda^2$	M^2	17.9
e	NA10	0.3	$4 \Lambda^2$	P_T^2	14.4

Dans ces figures, la comparaison entre nos résultats expérimentaux et les prévisions théoriques montre que le jeu de fonctions de structure NA10 et $\Lambda_{\text{QCD}} = 0.3 \text{ GeV}$ ne permettent pas de décrire l'ensemble du domaine cinématique couvert par l'expérience. A noter que dans le modèle de Nice ce jeu de paramètres était le mieux adapté à la description de nos résultats en $\langle P_T^2 \rangle$. Un meilleur accord se vérifie aux petites valeurs de masse en considérant une coupure infrarouge de $4 \Lambda^2$ et P_T^2 comme variable d'échelle dans la constante de couplage mobile α_s .

Les χ^2 pour les différentes courbes des figures 13 à 17 ont été calculés dans l'intervalle de P_T de 0 à 3.5 GeV/c pour le jeu des paramètres qui s'accordent le mieux aux données. En comparant les tables et les courbes

on voit que :

- les meilleurs χ^2 sont obtenus pour $P_\pi = 284$ GeV/c dans l'intervalle de masse $7.5 < M < 8.5$ GeV/c². En effet, on trouve dans les figures VI-14b, c et d les meilleurs ensembles de paramètres qui correspondent à des valeurs de χ^2 de 0.6, 1.3 et 1.6 respectivement. Toutefois, dans cette région de masse les valeurs expérimentales sont affectées d'erreurs statistiques assez importantes ($> 10\%$). La pente des prédictions théoriques est telle que au-delà de 2 GeV/c environ, elles sont un peu plus élevées systématiquement que nos données;

- dans l'intervalle de masse $4.5 < M < 5.5$ GeV/c², où les erreurs statistiques sont très petites, de grandes valeurs de χ^2 sont obtenues pour chacun des jeux de paramètres. Néanmoins, on peut trouver pour chacune des figures 13 et 14 un ensemble de paramètres qui suit bien les données dans des domaines restreints en P_T ;

- pour les grandes masses $M > 11$ GeV/c² tous les ensembles de paramètres donnent une section efficace théorique trop élevée pour $P_T \geq 1$ GeV/c.

Cette comparaison appelle les commentaires suivants :

- a) en premier lieu il ne faut pas oublier que nous faisons la comparaison dans des domaines très larges de variables, à savoir P_T de 0 à 3.5 GeV/c, masses de 4.5 à 13.0 GeV/c² pour $P_\pi = 194$ GeV/c et 4.5 à 15.0 GeV/c pour $P_\pi = 284$ GeV/c; il en résulte une variation sur quatre ordres de grandeur entre les valeurs les plus élevées des sections efficaces (à petites masses et petit P_T) et les valeurs les plus petites (à grandes masses et grand P_T).

- b) tandis que les données analysées sont des dimuons produits dans une cible de tungstène, les calculs théoriques

correspondent à des interactions avec des protons. Récemment, nous avons observé des effets nucléaires qui se traduisent par l'augmentation de la valeur moyenne du P_T^2 avec le nombre de masse [9a]. L'introduction de ces effets dans les calculs des sections efficaces accentue les différences vis-à-vis des sections efficaces expérimentales.

c) les calculs théoriques ont été présentés avec $K_T = 0$; l'introduction d'une distribution gaussienne pour le moment transverse intrinsèque a tendance à réduire les pentes des sections efficaces et donc à augmenter les valeurs des x^2 pour la plupart des comparaisons, à l'exception de celle de la figure 13.c ($\Lambda = 0.2$ GeV et $\alpha_S \langle P_T^2 \rangle$).

d) les valeurs des sections efficaces théoriques dépendent très fortement des valeurs des paramètres utilisés. Par exemple, la fig. 13b montre que, en maintenant tous les autres paramètres fixes, une variation de Λ de 0.15 à 0.3 GeV peut faire varier la section efficace d'un facteur 2 à 3. La figure 13c montre que pour $P_T \sim 3$ GeV/c la section efficace peut varier d'un facteur 10 quand on remplace $\Lambda = 0.2$ GeV et $\alpha_S \langle P_T^2 \rangle$ pour $\Lambda = 0.3$ GeV et $\alpha_S \langle M^2 \rangle$.

e) la théorie perturbative dans son approximation au premier ordre présente une décroissance du $\langle P_T^2 \rangle$ avec les grandes valeurs de la masse. Or, les distributions prédites par le groupe de Rome impliquent une croissance du $\langle P_T^2 \rangle$ en fonction de la masse variant de 1.6 à 2.3 GeV²/c² pour les masses de 4.7 et 11.7 GeV/c² respectivement, à l'impulsion de 194 GeV/c. Ceci est en désaccord avec nos valeurs expérimentales (cf. table VI-5).

f) Enfin, il faut souligner que l'approche numérique du groupe de Rome [36] a été établie pour les énergies SppS décrivant une région cinématique qui correspond à des petites valeurs de x . Nos données se rapportent à des énergies beaucoup plus petites ($\sqrt{s} = 19.4$ et $\sqrt{s} = 23.7$ GeV); ceci implique que la région cinématique

couverte par elles correspond à des valeurs élevées de x (> 0.5 dans la région de masse $> 11 \text{ GeV}/c^2$) et il se peut que la description théorique du groupe de Rome ne soit pas adaptée à ce domaine.

6.4.4. L'invariance d'échelle

Dans l'hypothèse de l'invariance d'échelle dans les fonctions de structure on devrait s'attendre qu'au premier ordre en QCD la section efficace $S^2 P_T^2 d^3\sigma/dP_T^2 dM^2 dy$, dans la région des grandes valeurs de P_T du dimuon, soit uniquement fonction des variables adimensionnelles (voir figure VI-13a) :

$$S^2 P_T^2 \frac{d^3\sigma}{dP_T^2 dM^2 dy} = H(x_T, \tau, y)$$

où

$$x_T = \frac{2 P_T}{\sqrt{s}}$$

En fait, la violation de l'invariance d'échelle a été mesurée dans les expériences de diffusion profondément inélastique des leptons [61] et plus récemment nous avons observé cette violation dans notre expérience de production hadronique de paires de muons [9]. Elle implique que la dépendance en x_T de la section efficace $S^2 P_T^2 d^3\sigma/dP_T^2 dM^2 dy$, calculée au premier ordre en QCD, pour deux énergies du centre de masse, soit différente d'un facteur global (conformément à ce que l'on montre sur la figure VI-18b).

Dans la figure VI-19 nous montrons nos résultats sur la section efficace $S^2 P_T^2 d^2\sigma/dP_T^2 dM^2$ en fonction de x_T pour les deux énergies ($\sqrt{s} = 19.4 \text{ GeV}$ et $\sqrt{s} = 23.7 \text{ GeV}$) dans le même domaine en $\sqrt{\tau}$ [0.23, 0.36]. Nous y observons une indication de la violation de l'invariance d'échelle qui n'est pas de la même forme que celle prédite pour les valeurs de x_T supérieures à 0.2 (cf. fig. VI-13).

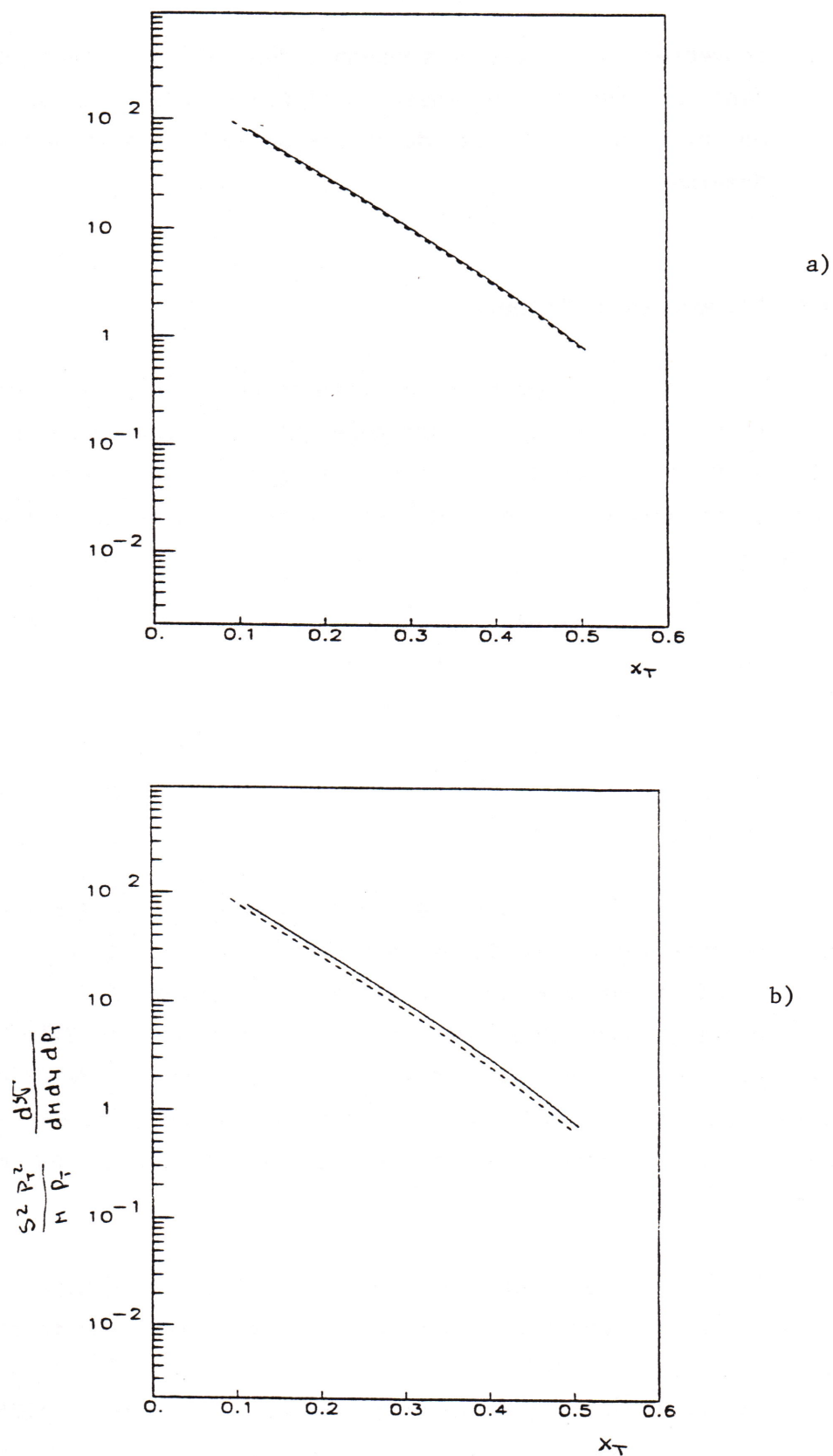


Figure VI-18 : Section efficace théorique $S^2 P_T^2 \frac{d^3\sigma}{d^2p_T^2 dy} \Big|_{y=0}$ en fonction de x_T , calculée dans l'approximation au premier ordre en QCD:

a) avec des fonctions de structures universelles (DO à $M^2 = 25 \text{ GeV}^2/c$)

b) avec des fonctions de structure évoluées (DO)

— $P_\pi = 194 \text{ GeV}/c$

- - - $P_\pi = 284 \text{ GeV}/c$

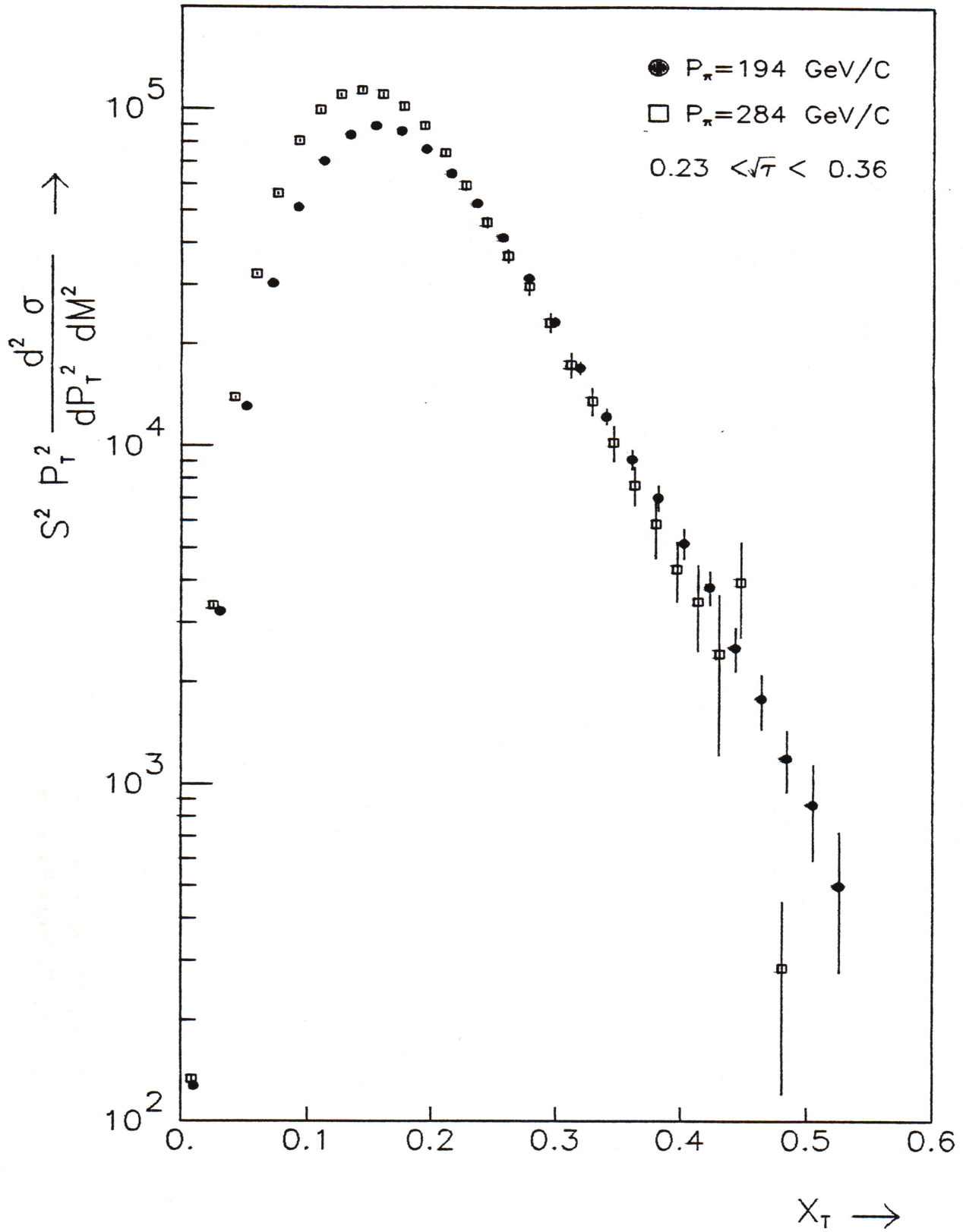


Figure VI-19 : Section efficace expérimentale $S^2 P_T^2 \frac{d^2 \sigma}{dP_T^2 dM^2}$ en fonction de x_T aux deux énergies du faisceau incident.

$\bullet$ $P_\pi = 194$ —
 $\square$ $P_\pi = 284$ ---

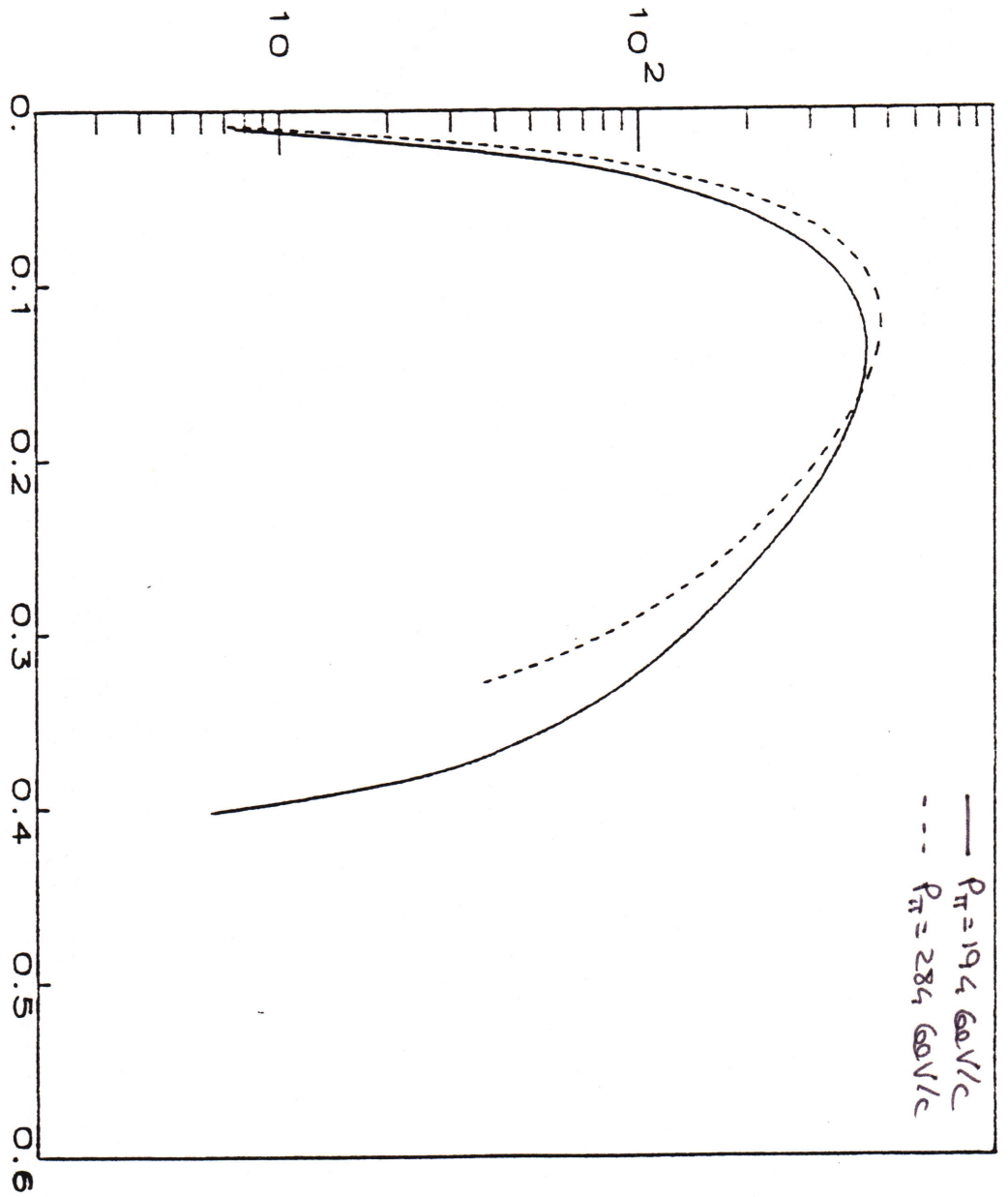


Figure VI-20 : Section efficace théorique $S^2_{PT} d^2\sigma/dp_T^2 dm^2 dy$ en fonction de x_T calculée avec l'inclusion des gluons mous (approche du groupe de Rome).

La violation observée est susceptible d'être expliquée par les corrections des ordres supérieurs introduits par la resommation des gluons mous. En effet, les calculs de la section efficace selon les prescriptions théoriques du groupe de Rome (exposées dans le paragraphe 5.3.1.) prédisent une violation de l'invariance d'échelle en accord avec nos observations (voir figure VI-20).

En ce qui concerne les valeurs moyennes de P_T^2 :

$$P_T^2 = \frac{M^2 (1-z_1^2) (1-z_2^2)}{(z_1+z_2)^2} ,$$

on devrait s'attendre à une invariance d'échelle de la distribution P_T^2/M^2 en fonction de $\sqrt{s}$. Néanmoins, dans le calcul de la valeur moyenne de P_T^2 interviennent les fonctions de structure (voir les formules exposées dans le paragraphe 5.3.2.3) qui sont à l'origine de la violation de l'invariance d'échelle.

Dans les figures VI-21, nous montrons nos résultats sur la distribution $\langle P_T^2 \rangle / M^2$ en fonction de $\sqrt{s}$ aux deux énergies du centre de masse (19.4 et 23.7), et pour trois régions de rapidité. Une claire violation de l'invariance d'échelle est observée pour la première fois dans les distributions en impulsion transverse des paires de muons. Les figures présentent aussi, pour comparaison, les prédictions de QCD à l'aide des paramètres présentés dans le paragraphe 6.4.2. L'accord entre cette approche théorique et l'expérience est presque parfait en admettant un $\langle K_T^2 \rangle$ intrinsèque de $0.48(\text{GeV}/c)^2$, si l'on excepte la région à grand $\sqrt{s}$ et grand y .

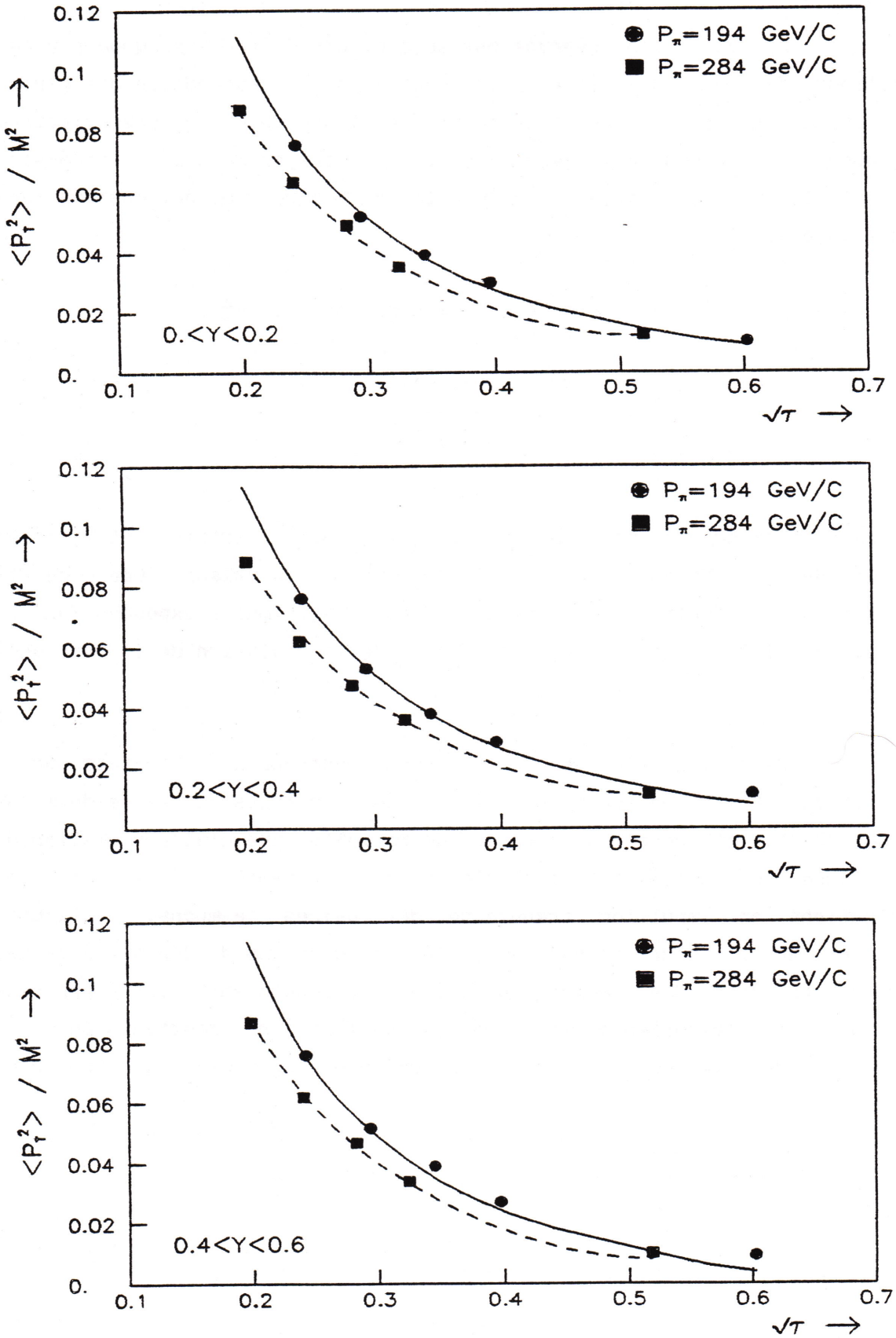


Figure VI-21 : Observation de la violation de l'invariance d'échelle dans la distribution de $\langle P_T^2 \rangle / M^2$ en fonction de $\sqrt{T}$ pour trois intervalles de rapidité. Comparaison avec les prédictions du groupe de Nice obtenues avec le jeu de fonction de structure NA10, $\Lambda = 0.3$ GeV, cut = 0.36 GeV^2 , $\alpha_s(P_T^2)$ et $\langle K_T^2 \rangle_{\text{int}} = 0.48 \text{ GeV/c}$