Maîtrise de Physique
Université de Provence
2000/2001

GOYON Cécile

Etude de la cinématique et interprétation physique d'événements tri-électrons de grande impulsion transverse observés à HERA

Rapport de stage
sous la direction de *Claude VALLEE et Cristinel DIACONU*

14 mai-15 juin 2001

Centre de Physique des Particules de Marseille

Table des matières

Introduction

Les expériences de diffusion sont un outil de travail essentiel dans l'étude de la structure de la matière. La résolution spatiale à laquelle on sonde la matière varie avec l'énergie $\sqrt{s}$ disponible dans le référentiel du centre de masse en $\frac{1}{\sqrt{s}}$. Dans le collisionneur e-p HERA, les énergies sont telles que l'on peut sonder jusqu'à 10^{-18} m : on peut donc ainsi étudier la structure intime du proton. Une telle résolution permet aussi de s'intéresser aux phénomènes nouveaux qui pourraient résulter de collisions electrons(positrons)/quarks de très haute énergie ; l'équipe H1 du CPPM s'est d'ailleurs spécialisée dans l'étude des interactions rares les plus énergétiques. L'analyse des données prises jusqu'a l'été 2000 a permis de mettre en évidence plusieurs événements de topologie atypique mettant en jeu la production de paires de leptons qui pourraient signer de la nouvelle physique.

Le sujet du stage est d'étudier en détail leur cinématique individuelle pour mieux cerner leur origine. Dans un premier temps, nous étudierons les différents processus standards produisant des paires de leptons, puis, après avoir décrit l'accélérateur HERA et l'expérience H1, nous nous intéresserons plus spécialement à la cinématique des événements à grande impulsion transverse observés en excès.

Chapitre 1

Production de paires de leptons à HERA

1.1 Le modèle standard

Actuellement, le modèle standard est la théorie qui permet de définir la structure de la matière en expliquant le comportement des particules par les interactions qui existent entre elles.

Ce modèle comprend 12 particules (et 12 antiparticules), classées en 3 familles de fermions contenant 2 leptons et 2 quarks :

leptons	e ν_e	μ ν_μ	τ ν_τ
quarks	u d	c s	t b

Ces particules peuvent être soumises à quatre forces fondamentales :

- interaction électromagnétique
- interaction faible
- interaction forte
- interaction gravitationnelle

L'interaction gravitationnelle n'est pas considérée dans le modèle standard car son intensité est négligeable devant celles des autres forces (elle est 10^{43} fois plus faible que la force électromagnétique).

L'interaction forte décrit les interactions entre quarks. Elle est associée à la QCD (ChromoDynamique Quantique), définissant une charge dite de couleur pour les quarks et les gluons : il y a 3 couleurs différentes, mais seuls sont visibles les états de combinaisons neutres de couleur. Il est donc par là-même interdit d'observer

des quarks à l'état libre.
Les interactions faible et électromagnétique ont été finalement unifiées en 1967 par Weinberg et Salam (première tentative par Glashow en 1961); tout phénomène électrofaible peut en fait s'interpréter par l'échange d'un photon ou d'un boson lourd Z^o ou W. Cette théorie électrofaible introduit le champ de Higgs et son boson associé, expliquant la masse des particules, mais ce boson échappe toujours à sa traque dans les accélérateurs de particules, malgré une suspicion de découverte au LEP (CERN) il y a quelques mois.

1.2 La production de paires de leptons

Cette partie présente tous les processus possibles produisant une paire de leptons avec éventuellement un électron isolé supplémentaire dans un collisionneur e-p, les leptons produits étant mesurés avec une grande impulsion transverse.

Ces processus sont au nombre de trois :

- le processus Drell-Yan
- le processus photon-photon
- le processus Cabibbo-Parisi

1. **Drell-Yan**

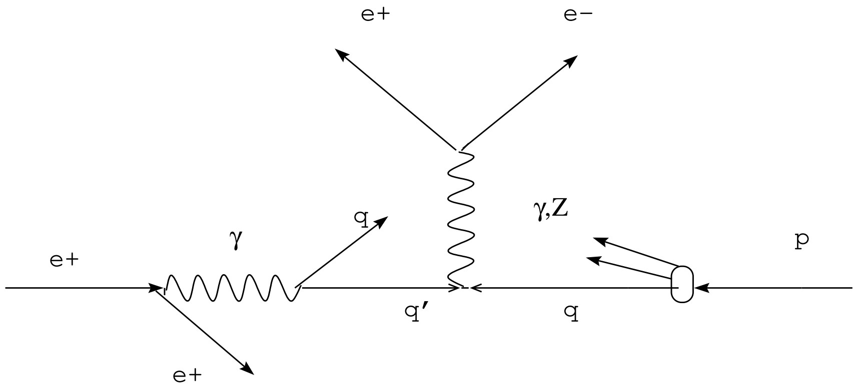


Figure 1.1: processus Drell-Yan

L'électron incident émet un photon qui se matérialise en paire quark/antiquark; l'antiquark réagit avec le quark correspondant du proton pour donner une paire de leptons.

2. **photon-photon**

Il existe deux contributions à ce processus ; l'une est élastique et l'autre inélastique :

- $\gamma\gamma$ élastique

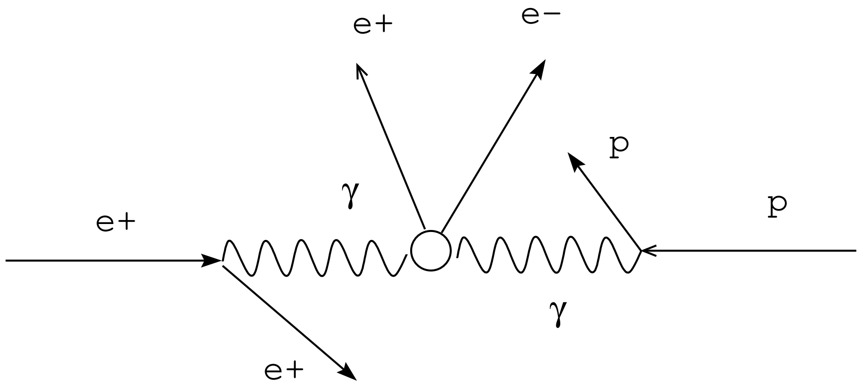


Figure 1.2: processus $\gamma\gamma$ élastique

Le proton et l'électron incident émettent chacun un photon, qui viennent tous deux interagir pour donner une paire de leptons. L'électron incident peut être perdu dans le tube à vide, ou diffusé dans le détecteur si le photon émis est assez virtuel.

- $\gamma\gamma$ inélastique

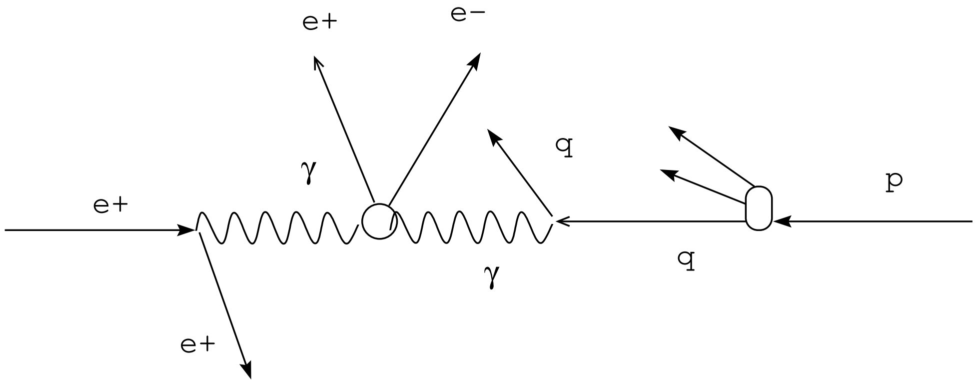


Figure 1.3: processus $\gamma\gamma$ inélastique

Les photons sont émis par l'électron incident et un des quarks de valence du proton; ils interagissent de même pour donner une paire de leptons. Cette réaction est dite inélastique car le proton est brisé en ses composants.

3. **Cabibbo-Parisi**

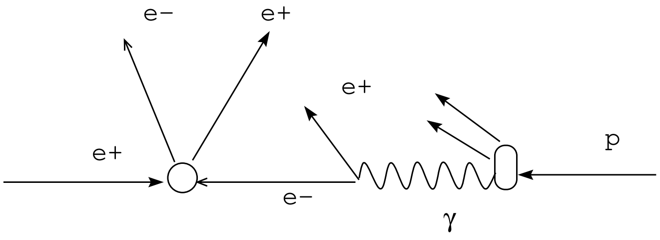
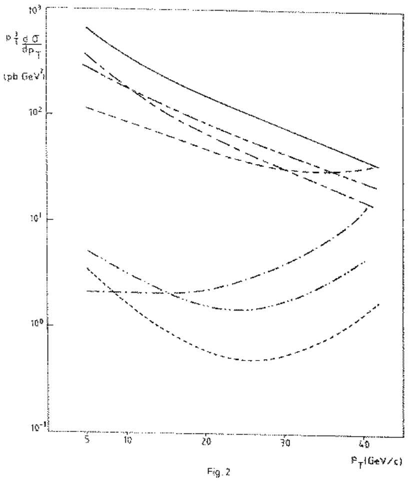


Figure 1.4: processus Cabibbo-Parisi

Un photon quasi-réel est émis par le proton et se matérialise en une paire e^+/e^-. Un des deux électrons de la paire interagit alors avec l'électron incident pour donner une paire de leptons.

Ces trois phénomènes peuvent être caractérisés par la section efficace de production de paire de leptons en fonction de l'impulsion transverse des leptons.



____ $\gamma\gamma$ total, __ _ __ $\gamma\gamma$ élastique, __ _ _ __ $\gamma\gamma$ inélastique _ _ _ Drell-Yan VDM, _ . . _ . . _ Drell-Yan pointlike, _ _ _ Cabibbo-Parisi e^+e^-, _ . _ . _ Cabibbo-Parisi $\mu^+\mu^-$

Figure 1.5: section efficace en fonction de l'impulsion transverse

Nous voyons que la contibution du processus Drell-Yan reste négligeable devant celle des autres processus quelle que soit l'impulsion transverse, que le processus $\gamma\gamma$ est dominant sauf pour des impulsions transverses de l'ordre de 40 Gev où les contributions des processus $\gamma\gamma$ et Cabibbo-Parisi deviennent équivalentes.

Chapitre 2

L'accélérateur HERA et le détecteur H1

2.1 L'accélérateur HERA

HERA (Hadron Elektron Ring Anlage) est un accélérateur circulaire de 6,3 km de circonférence situé sur le site de DESY (Deutsche Elektronen SYnchrotron) à Hambourg.

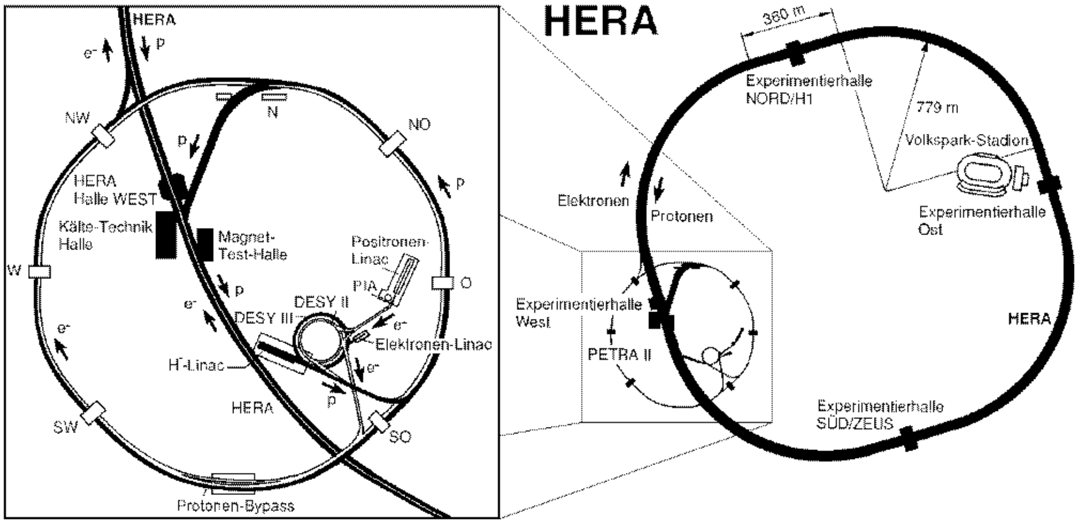


Figure 2.1: Vue de l'accélérateur

L'accélérateur est constitué de deux anneaux indépendants dans lesquels tournent en sens inverse un faisceau de protons et un faisceau d'électrons (ou de positrons). Le faisceau d'électrons est composé de 210 paquets de 4.10^{10} particules séparés de 96 ns produits dans le préaccélérateur LINAC I, accélérés jusqu'à 12 GeV dans PETRA II et finalement injectés dans HERA où ils acquièrent l'énergie de 27,5 GeV. Les protons sont créés à partir d'hydrogène, par paquets de 10^{11} particules; le faisceau est composé de 210 paquets séparés de 96 ns avec les protons accélérés à 40 GeV puis injectés dans HERA où ils atteignent leur énergie nominale de 820 GeV (920 GeV à partir de 1998), soit une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 300$ GeV (320 GeV). Le collisionneur fonctionne depuis 1992 et actuellement quatre expériences sont installées sur le site :

H1 et ZEUS : expériences généralistes, qui étudient la structure du proton et recherchent des processus au-delà du modèle standard.

HERA-B : conçue pour la physique du quark b (violation CP).

HERMES : dédiée à la fonction de structure des protons polarisés.

2.2 Le détecteur H1

La collision entre un électron (positron) et un proton dans HERA produit de nombreuses particules : l'électron diffusé, les restes du proton émis sous forme de paquets de particules, les "jets", ainsi que d'autres particules éventuelles. La détection et mesure de ces particules a nécessité la conception d'un détecteur très spécifique, tel H1. Ce détecteur doit permettre de mesurer tous les paramètres nécessaires pour reconstruire précisément l'événement enregistré. Du fait de la grande différence d'énergie entre les faisceaux incidents, le détecteur est asymétrique afin de récupérer le maximum d'informations sur les particules entraînées dans la direction du proton incident, vers l'avant.

2.2.1 repère de travail

Pour déterminer les différentes variables cinématiques dont nous avons besoin, nous devons définir un repère, fixe dans le référentiel du laboratoire et tel que :

- l'origine est prise au niveau du vertex de l'interaction positron-proton
- l'axe des z est choisi dans la direction du faisceau de protons incidents. On appelle avant du détecteur la région des z positifs, et arrière celle des z négatifs.
- l'axe des y est pris dans la direction de la verticale ascendante

- l'axe des x est fixé de façon à obtenir un repère direct
- θ est l'angle polaire entre l'axe des z et la particule produite
- ϕ est l'angle azimuthal mesuré à partir de l'axe des x

Chaque particule est donc caractérisée par son énergie E_i, ses angles θ_i et ϕ_i

Aux énergies auxquelles nous travaillons, nous pouvons négliger les masses des particules devant leur énergie cinétique, les quadri-vecteurs des particules peuvent donc s'écrire de la façon suivante : $(E_i\ ,\ E_i\ \sin\ \theta_i\ \cos\ \phi_i\ ,\ E_i\ \sin\ \theta_i\ \sin\ \phi_i\ ,\ E_i\ \cos\ \theta_i\ )$.

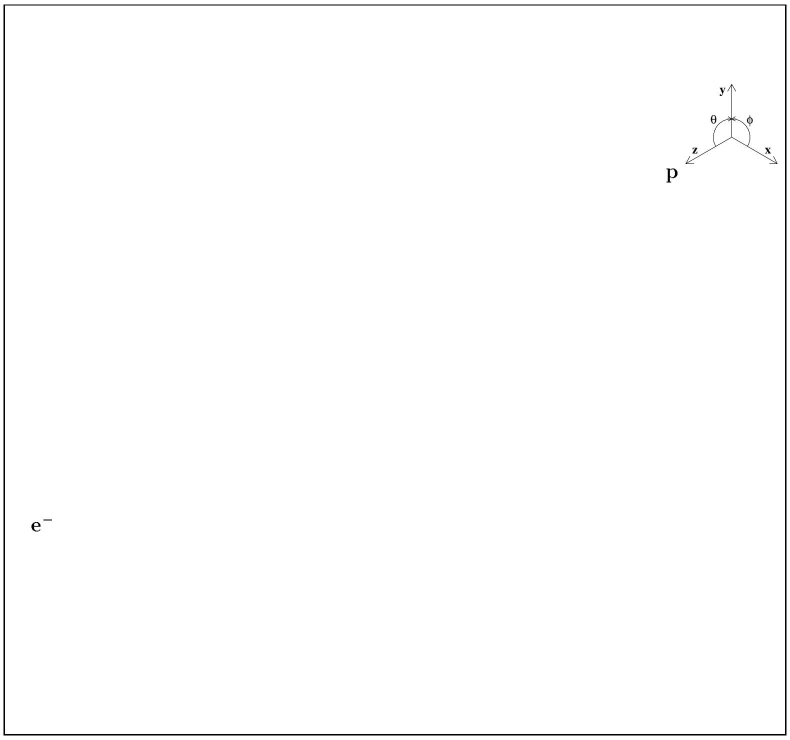
L'impulsion transverse de la particule est alors : $P_T = E_i\ \sin\ \theta_i$.

2.2.2 ses composants

Ses constituants sont premièrement les détecteurs de trace, notamment les trajectographes en silicium (semi-conducteurs qui laissent passer le courant quand ils sont traversés par une particule chargée) permettant, grâce à leur résolution spatiale très élevée, de déterminer avec précision la position du vertex d'interaction, ainsi que les chambres proportionnelles à fils et à dérive, permettant de reconstituer les trajectoires des particules chargées. Ces chambres sont remplies de gaz, ionisé lorsque les particules chargées traversent l'enceinte ; les électrons arrachés sont alors collectés sur les fils et, en fonction de leur position et du temps de dérive des charges, on peut reconstituer les trajectoires. Ces chambres sont entourées d'une bobine supraconductrice fournissant un champ de 1,15 T qui permet de déterminer la charge et l'impulsion des particules chargées dans les détecteurs de traces.

Pour mesurer l'énergie des particules détectées, on utilise des calorimètres dont le principe est de faire perdre toute leur énergie aux particules en les faisant interagir avec la matière. Lors d'une réaction avec la matière, la particule produit une gerbe de particules secondaires et perd de l'énergie, le calorimètre est donc composé de zones de matière alternées avec des zones de détection pour repérer les particules créées. Le nombre de particules créées est directement relié à l'énergie de la particule incidente par calibration du calorimètre. Pour enregistrer le maximum d'informations sur les particules résultant de la collision, quatre calorimètres différents sont utilisés dans H1 :

- Plug : à l'avant du détecteur, il permet de récupérer les particules qui s'échappent à petit angle; il est constitué de couches de cuivre et de détecteurs en silicium.
  $0.6^o < \theta < 3.5^o$
  résolution $\frac{\sigma_E}{E} = \frac{150\%}{\sqrt{E}}$



$\boxed{1}$ Beam pipe and beam magnets
$\boxed{2}$ Central tracking device
$\boxed{3}$ Forward tracking device
$\boxed{4}$ Electromagnetic LAr calorimeter
$\boxed{5}$ Hadronic LAr calorimeter
$\boxed{6}$ Superconducting coil (1.15 T)
$\boxed{7}$ Compensating magnet
$\boxed{8}$ Helium supply for $\boxed{7}$
$\boxed{9}$ Muon chambers
$\boxed{10}$ Instrumented iron yoke
$\boxed{11}$ Forward muon toroid
$\boxed{12}$ Backw. electromagn. calorimeter (BEMC)
$\boxed{13}$ PLUG calorimeter
$\boxed{14}$ Concrete shielding
$\boxed{15}$ Liquid argon cryostat

1

Figure 2.2: Vue du détecteur

- LAr : calorimètre à Argon Liquide qui constitue la partie principale de H1, constitué de plaques de plomb dans de l'argon liquide pour la partie électromagnétique, remplacées par des plaques d'acier pour la partie hadronique.
  $4^o < \theta < 154^o$
  résolution électromagnétique $\frac{\sigma_E}{E} \simeq \frac{12\%}{\sqrt{E}}$
  résolution hadronique $\frac{\sigma_E}{E} \simeq \frac{50\%}{\sqrt{E}}$

- SpaCal : détecteur contenant du plomb et des fibres scintillantes, utilisé pour détecter les particules à l'arrière de H1.
  $155^o < \theta < 178^o$
  résolution électromagnétique $\frac{\sigma_E}{E} \simeq \frac{7.1\%}{\sqrt{E}}$
  résolution hadronique $\frac{\sigma_E}{E} \simeq \frac{56\%}{\sqrt{E}}$

- Fer instrumenté : il entoure tout le détecteur et sert à détecter les particules chargées qui traversent le détecteur (essentiellement les muons) ainsi qu'à assurer le retour des lignes de champ.

2.2.3 données enregistrées

Les données enrgistrées par H1 peuvent être séparées en trois périodes , selon l'énergie des faisceaux incidents, ainsi que la nature des particules :

années	leptons et énergie	énergie des protons	luminosité	$\sqrt{s}$
94-97	positrons 27.5 GeV	820 GeV	36.5 pb^{-1}	300 GeV
98-99	électrons 27.5 GeV	920 GeV	14.2 pb^{-1}	318 GeV
99-2000	positrons 27.5 GeV	920 GeV	65.1 pb^{-1}	318 GeV

La luminosité donne une mesure de la densité spatiale transverse de croisement de faisceaux au point d'interaction; le nombre de collisions observées lui est proportionnel.

2.3 Identification et sélection des particules

2.3.1 l'identification des particules

Le photon et l'électron perdent très rapidement leur énergie dans le détecteur car ils interagissent facilement avec la matière : bremsstrahlung de l'électron et

matérialisation du photon en paires e^+/e^-.
Les hadrons, eux, cèdent leur énergie par interaction forte et ionisation, ils doivent donc traverser plus de matière pour perdre leur énergie. D'où la séparation du calorimètre en deux parties électromagnétique et hadronique, ce qui nous permet de bien distinguer ces particules.

L' *électron* laisse une trace dans les détecteurs centraux et un dépôt compact dans la partie électromagnétique du calorimètre.
Le *photon* laisse le même dépôt que l'électron, mais comme il n'est pas chargé électriquement, il ne laisse pas de trace dans les chambres centrales.
Les *hadrons* sont souvent regroupés en jets dont les traces sont plus étendues et vont plus loin dans le calorimètre que celles des électrons.

2.3.2 la sélection des particules

Un croisement de faisceaux a lieu toutes les 96 ns, or le temps de traitement d'une collision est supérieur à 96 ns : tous les événements qui se produisent dans HERA ne peuvent pas être retenus. Une première sélection est donc effectuée et les événements restants, présentant un intérêt potentiel sont stockés sur des bandes magnétiques pour pouvoir être ensuite analysés par des programmes spécifiques.
Il existe deux "Electron-Finder"(algorithmes identifiant les électrons dans les données) différents : QESCAT et XASELE ; nous utiliserons les électrons trouvés par l'un et/ou l'autre de ces algorithmes, puis nous appliquerons ensuite d'autres coupures pour supprimer le bruit de fond. Ainsi, un électron sera qualifié de '*propre*' s'il obéit aux conditions suivantes :

- $P_t > 5$ Gev et $\theta_e < 175^o$
- sa trace associée doit être à une distance $D - \eta\phi < 0.1$
- il est isolé si $D(e-e) > 0.5$ et $D(e-jet) > 1$.

Les distances étant mesurées dans le plan (η,ϕ), où η est la pseudo-rapidité - définie par $\eta = -\ln(\theta/2)$ - et sont donc définies par : $D = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}$

Pour la classification des événements, on a alors les critères suivants :

- canal tri-électrons :
  - 2 électrons propres
  - le $3^{ième}$ un peu moins propre, avec :
    - $E_e > 4$ GeV (10 GeV si $\theta_e < 20^o$)
    - électron isolé des jets et autres électrons : $D(e-e) > 0.5$ et $D(e-jet) > 0.5$
- canal di-électrons

- une bonne correspondance avec la trace du second : $\mid 1/P_T(tk) - 1/P_T(calo) \mid < 0.02$
- $P_T(e1) > 35$ GeV ou $E - P_z < 45$GeV et sign($e1$)*sign($e2$)<0

2.4 Distributions observées

Une fois ces sélections effectuées, nous pouvons comparer les valeurs de certaines variables avec les prédictions de LPAIR afin de vérifier la conformité des résultats obtenus avec le modèle standard. Dans notre cas, nous nous sommes intéressés à la masse invariante (cf fig 2.3) de l'ensemble des leptons produits dans les événements à 2 et 3 électrons, et nous avons ainsi remarqué un excès d'événements détectés pour une masse $M > 110$ GeV : H1 a enregistré 7 événements, dont 6 sont des tri-électrons, alors que LPAIR ne prédit que 1.2 trileptons.

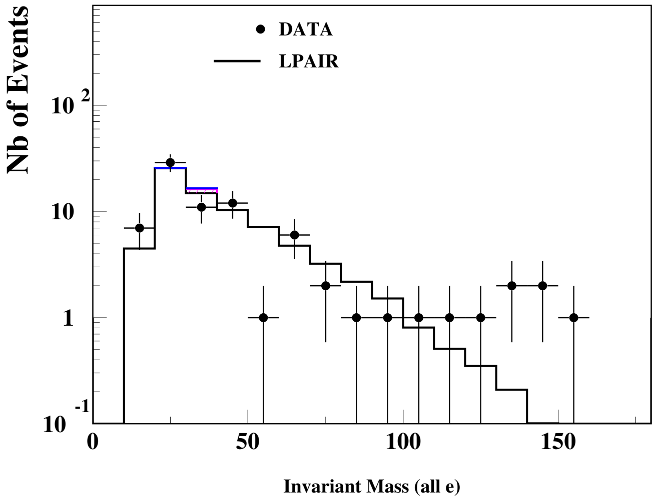


Figure 2.3: distribution de la masse invariante de l'ensemble des leptons produits

Cet excès pourrait s'expliquer par le fait que le générateur LPAIR ne prend en compte que les processus $\gamma\gamma$ pour la production de paire de leptons. D'où l'intérêt de se pencher plus précisément sur la cinématique de ces événements afin de déterminer leur origine et ainsi trouver une explication à cet excès.

Chapitre 3

Cinematique des événements en excès

Pour atteindre notre but, il nous faut tout d'abord visualiser les événements puis déterminer sur ces derniers la charge des particules détectées, avant de commencer une interprétation cinématique, différente selon le processus que l'on considère être à l'origine des événements ; puis nous finirons par le calcul des propagateurs des particules échangées, qui devraient nous fournir une mine de renseignements sur ces collisions, nous permettant alors de déterminer leur origine.

3.1 visualisation des événements

Les événements sont visualisés à l'aide du logiciel H1ED, qui utilise les données enregistrées par le détecteur pour reconstruire les traces des particules et le vertex d'interaction. Les données les plus importantes ont déjà été rassemblées sous forme de n-tuple, sorte de tableau contenant toutes les variables nécessaires à l'étude des événements. Les 6 trileptons étudiés sont présentés avec leurs caractéristiques cinématiques en annexe.

3.2 détermination de la charge des particules

Comment faire pour déterminer la charge d'une particule? La réponse nous est donnée par la manière même de détecter ces particules : le détecteur H1 est plongé dans un champ magnétique qui courbe les trajectoires des particules, donc il nous suffit de savoir dans quel sens la trajectoire est courbée pour connaître la charge de la particule associée. Le sens de courbure de la trajectoire nous est donné par le signe d'une variable bien précise du n-tuple, représentant l'impulsion transverse de la trace associée à une particule ; on peut ensuite relier cette valeur

à la charge de la particule en question par la formule suivante, reliant l'impulsion transverse à la valeur du champ magnétique (toujours identique) et surtout à la charge de la particule :
$P_T = qRB$ où R est le rayon de courbure de la trajectoire et q nous donne la charge de la particule. La charge de la particule est définie avec une certaine incertitude. Pour quantifier cette incertitude, nous définissons la variable suivante : $k = \frac{\frac{1}{P_T}}{\Delta(\frac{1}{P_T})}$ telle que k est le degré d'incertitude sur la charge (plus k est élevée, meilleure est la précision sur la charge). La variable $\frac{1}{P_T}$ est utilisée pour ce calcul, car il s'agit d'une variable gaussienne de largeur indépendante de P_T, donc adaptée pour quantifier une incertitude.

Toutefois, cette méthode présente deux points faibles :

1. Certains électrons n'ont pas de trace associée bien déterminée car ils ont radié des particules supplémentaires sur leur trajectoire, surtout s'ils se trouvent dans la région avant du détecteur où ils rencontrent plus de matière et réagissent plus facilement.

2. D'autres traces permettent le calcul de la charge, mais l'incertitude sur cette valeur est telle que l'on ne peut déterminer le type de la particule : ce qui arrive quand on atteint des P_T tels que $P_T > \frac{1}{\Delta(\frac{1}{P_T})}$ où l'on a alors : $\frac{1}{P_T} = \Delta(\frac{1}{P_T})$

Mais, pour les 6 événements étudiés, nous avons toujours eu 2 charges sur les trois parfaitement déterminées, nous avons donc pu fixer la charge de la troisième particule en fonction de celles des deux premières, de façon à respecter la conservation de la charge : initialement, nous avions un positron et un proton, dont la charge n'intervient pas car c'est par l'intermédiaire d'un photon, de charge nulle, qu'il participe à la réaction, donc une charge totale de +1. Il nous faut donc dans l'état final la même charge, soit une paire e^+/e^- et un autre positron. Les charges des particules, ainsi que leur incertitude, sont reportées sur chacune des représentations des événements.

3.3 interprétation cinématique

Maintenant que nous connaissons le signe des particules, nous pouvons nous lancer dans une première interprétation cinématique. Tout d'abord, pour nous fixer les idées, revenons au diagramme de Feynman (cf figure 3.1) de la réaction étudiée pour bien identifier les particules : nous avons un électron, unique, donc ne posant pas de problèmes pour son identification ; puis, nous avons deux positrons, qu'il va nous falloir différencier. Pour le processus $\gamma\gamma$, nous nous basons sur le positron diffusé qui est situé plus à l'arrière du détecteur, alors que pour le

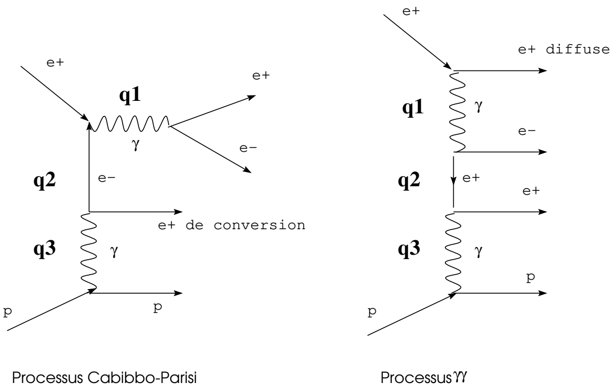


Figure 3.1: diagrammes de Feynman de la réaction

processus Cabibbo-Parisi, nous nous fixerons sur le positron de conversion qui, lui, est à l'avant du détecteur.

Nous pouvons dorénavant commencer nos calculs cinématiques de propagateurs et comparer avec les résultats fournis par LPAIR afin de déterminer l'origine des événements étudiés. Ces calculs seront différents suivant que l'on considère le processus $\gamma\gamma$ ou le processus Cabibbo-Parisi et nous donneront les valeurs des propagateurs q_1^2,q_2^2 et q_3^2. Suivant les valeurs obtenues, nous pouvons ensuite considérer les événements comme des processus $\gamma\gamma$ ou Cabibbo-Parisi : en effet, pour un $\gamma\gamma$, nous nous attendons à obtenir q_1^2 petit et q_2^2 grand (du moins $q_1^2 \ll q_2^2$), tandis que pour un Cabibbo-Parisi, nous nous attendons plutôt à q_1^2 grand et q_2^2 petit (soit $q_1^2 \gg q_2^2$). Dans chacun des deux cas, nous nous attendons à avoir q_3^2 petit car ce photon échangé est quasi-réel.

Pour point de comparaison, voici les distributions des propagateurs des événements et la comparaison avec les valeurs calculées par le générateur LPAIR :

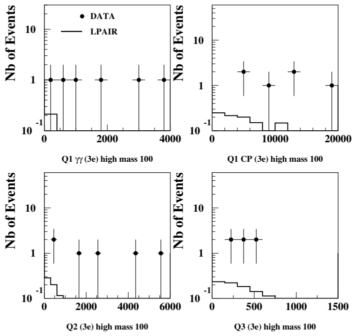


Figure 3.2: distributions des propagateurs

3.4 calcul des propagateurs

3.4.1 calcul direct

Comme nous l'avons dit avant, l'interprétation cinématique n'est pas la même si l'on considère un processus $\gamma\gamma$ ou un processus Cabibbo-Parisi, les calculs des propagateurs ne seront donc pas les mêmes non plus. En effet, en utilisant les notations du graphe précédent, soit : $P_{e^+_i}$ pour le quadri-vecteur du positron incident,P_{e^-} pour le quadri-vecteur de l'électron produit, $P_{e^+_d}$ le quadri-vecteur du positron diffusé et $P_{e^+_c}$ celui du deuxième positron produit pour un processus $\gamma\gamma$, alors que l'on a $P_{e^+_c}$ le quadri-vecteur du positron de conversion et $P_{e^+_d}$ celui du deuxième positron dans le cas d'un processus Cabibbo-Parisi. Ceci nous donne donc les formules suivantes pour calculer les propagateurs :

- pour un processus $\gamma\gamma$:
  $q_1 = P_{e^+_i} - P_{e^+_d}$
  $q_2 = P_{e^-} + P_{e^+_d} - P_{e^+_i}$
  $q_3 = P_{e^-} + P_{e^+_d} + P_{e^+_c} - P_{e^+_i}$

- pour un processus Cabibbo-Parisi :
  $q_1 = P_{e^-} + P_{e^+_d}$
  $q_2 = P_{e^-} + P_{e^+_d} - P_{e^+_i}$
  $q_3 = P_{e^-} + P_{e^+_d} + P_{e^+_c} - P_{e^+_i}$

Ce qui nous donne les résultats suivants :

		q_1^2		q_2^2	q_3^2			type du processus
n^o	évènement	CP	$\gamma\gamma$			$\frac{q^2_{1CP}}{q^2_2}$	$\frac{q^2_{1\gamma\gamma}}{q^2_2}$	
1	267312 203075	18100	-210	-2490	-530	-7.3	.1	$\gamma\gamma$
2	269704 83934	9820	-1605	-4250	-590	-2.3	.4	$\gamma\gamma$
3	168058 42123	5400	-1113	-460	360	-11.7	2.4	CP
4	83507 16817	11590	-3930	-830	-560	-14.	4.7	CP
5	192864 123614	13980	-460	-1630	-390	-8.6	.3	$\gamma\gamma$
6	254959 17892	4650	-2920	-5630	-110	-.8	.5	$\gamma\gamma$

Ces résultats sont exprimés en GeV^2.
Nous avons décidé de distinguer les processus $\gamma\gamma$ des processus Cabibbo-Parisi en

fonction du rapport entre q_1^2 et q_2^2 : nous considérons comme processus $\gamma\gamma$ celui qui est tel que $q_1^2 \ll q_2^2$ alors que les processus Cabibbo-Parisi seront caractérisés par $q_2^2 \ll q_1^2$. Toutefois, dans l'hypothèse où ces deux conditions sont respectées, nous choisissons celle pour laquelle les valeurs des propagateurs q_i^2 sont les plus petites, car il s'agit de lévénement le plus probable, caractérisé par la section efficace la plus grande, puisque cette dernière varie en $\frac{1}{q_i^4}$. A la lecture de ces résultats, nous voyons que nous avons quatre événements qui semblent être des $\gamma\gamma$: les événements numérotés 1, 2, 5 et 6 (dont un légèrement tangent, le 6),ainsi que deux qui semblent être des Cabibbo-Parisi : les événements 3 et 4. Toutefois, pour avoir des résultats plus fiables, il faut tenir compte d'éventuelles erreurs qui pourraient provenir d'une mauvaise mesure de l'énergie des électrons (électron qui tombe dans un trou du détecteur, sur- ou sous-estimation de l'énergie réelle ...).

3.4.2 prise en compte des erreurs expérimentales

Pour tenir compte de la mauvaise estimation possible des énergies des électrons, nous avons considéré que l'énergie d'un lepton donné était celle indiquée avec la marge d'erreur d'une gaussienne centrée sur cette valeur, ce qui nous donne comme incertitude sur l'énergie détectée : $\frac{\Delta E}{E} = \frac{12\%}{\sqrt{E}}$, ce qui revient en somme à un écart d'énergie $\Delta E = 0.12 * \sqrt{E}$. Comme l'énergie de la particule intervient dans chacune des composantes des quadri-vecteurs, pour faire intervenir cette correction dans nos calculs, nous avons multiplié tous les quadri-vecteurs énergie des leptons par le facteur $\rho_i = 1 \pm \frac{0.12}{\sqrt{E_i}} = 1 \pm \frac{\Delta E}{E_i}$, puis nous avons refait les calculs de quadri-vecteurs en modifiant à chaque fois une des énergies d'un des trois électrons, afin de vérifier la stabilité des valeurs des propagateurs. L'incertitude sur chacune des valeurs est donnée par la somme quadratique des erreurs des 3 différentes sources. Les résultats obtenus sont regroupés dans le tableau suivant :

	q_1^2		q_2^2	q_3^2
évènement	CP	$\gamma\gamma$		
267312 203075	18100 ± 450	-210 ± 10	-2490 ± 420	-530 ± 440
269704 83934	9820 ± 240	-1605 ± 40	-4250 ± 170	-590 ± 260
168058 42123	5400 ± 150	-1110 ± 80	-460 ± 90	360 ± 450
83507 16817	11590 ± 250	-3930 ± 70	-830 ± 140	-560 ± 150
192864 123614	13980 ± 350	-460 ± 12	-1630 ± 400	-390 ± 480
254959 17892	4650 ± 100	-2920 ± 60	-5630 ± 60	-110 ± 260

En étudiant ces résultats, nous remarquons que la variable q_3^2 est la plus instable, mais elle reste toujours compatible avec zéro, ce qui est une bonne chose, puisqu'on s'attend dans les deux interprétations à un photon quasi-réel. Quant aux deux autres variables, elles sont bien définies, l'incertitude dûe aux imprécisions expérimentales ne se montant pas à plus de 5 % pour q_1^2 et 15 % pour q_2^2. On reste donc sur l'idée que parmi nos 6 événements se trouvent 4 $\gamma\gamma$ et 2 Cabibbo-Parisi.

Toutefois, nous pourrions essayer d'intervertir les deux positrons, afin de vérifier si cela change quelque chose, notamment pour l'événement $n^o 6$.

3.4.3 interversion des positrons diffusé et converti

Nous allons modifier notre convention de définition des positrons afin de voir si ce n'est pas une mauvaise répartition des positrons qui fausserait nos résultats et nous donnerait de tels résultats pour le dernier événement. Nous permutons donc les quadri-vecteurs des deux positrons, et nous refaisons les calculs (cf Annexe B)

Nous voyons alors que dans la grande majorité des événements, cette permutation ne change pas trop le rapport de grandeur entre q_1^2 et q_2^2: pour 4 des 6 événements, nous sommes confortés dans le choix de leur origine. Toutefois, la légère incertitude que nous avions au sujet de l'événement 254959 17892 n'a pas été levée par ce changement, il faudra donc se contenter d'une légère infériorité de q_1^2 pour le classer dans la catégorie des $\gamma\gamma$ ...
Par contre, si l'on regarde l'événement 83507 16817, nous nous apercevons que l'inversion des deux positrons a complètement modifié les valeurs des propagateurs q_1^2 et q_2^2: si nous le regardions avec des yeux neufs, nous le placerions maintenant du côté des processus $\gamma\gamma$!

Chapitre 4

Conclusion

L'étude cinématique des 6 événements trileptons observés en excès des prédictions de LPAIR nous a permis de montrer que certains de ces événements étaient tout de même des processus $\gamma\gamma$, en proportion légèrement supérieure à celle prédite par LPAIR : 4 événements de masse invariante $M > 110$ GeV. Quant aux autres événements, nous avons repéré un processus Cabibbo-Parisi et un événement que nous laisserons à part, indéterminé, puisqu'il change d'interprétation si l'on intervertit les positrons. Dans de telles conditions, il serait intéressant de refaire l'étude avec des données plus nombreuses, en augmentant donc la luminosité, afin de voir si l'excès d'événements par rapport à LPAIR se confirme, ainsi que de faire tourner un générateur prenant en compte le processus Cabibbo-Parisi pour connaître plus précisément la proportion de ce processus à grand P_T et savoir si nos événements rentrent dans les prédictions. Malgré la brièveté de ce stage, j'ai pu me rendre compte de ce qu'est le travail d'un chercheur, l'importance d'une collaboration entre tous les membres d'une équipe. De par mon travail, j'ai pu améliorer mon utilisation de logiciels tels que PAW (Physics Analysis Workstation), H1ED (visualisation des évènements) et LATEX, tout en me familiarisant avec l'environnement UNIX.

Chapitre 5

Remerciements

Je remercie Elie ASLANIDES de m'avoir accueillie dans son laboratoire.

Je tiens à remercier aussi Claude VALLEE et Cristinel DIACONU, mes tuteurs, pour leurs conseils tout au long de mon stage. Leurs explications m'ont aidée à mieux appréhender les phénomènes physiques étudiés.

Je n'oublie pas Franca CASSOL, dont l'aide me fut précieuse la première semaine pour me familiariser avec l'environnement informatique.

Merci encore à Nicolas,Matti et Mireille de m'avoir supportée et rendu service, tout en étant d'une gaieté inépuisable ....

Ma derniére attention ira à messieurs Bruno GUIGLIARELLI et Alberto VERGA : merci de m'avoir permis de passer cinq semaines si enrichissantes.

Annexe A

Evénements étudiés

Cette annexe contient les représentations des 6 événements trileptons étudiés en détail pendant ce stage. Sur chacun des graphes sont reportées les charges des particules ainsi que les valeurs des impulsions transverses mesurées.

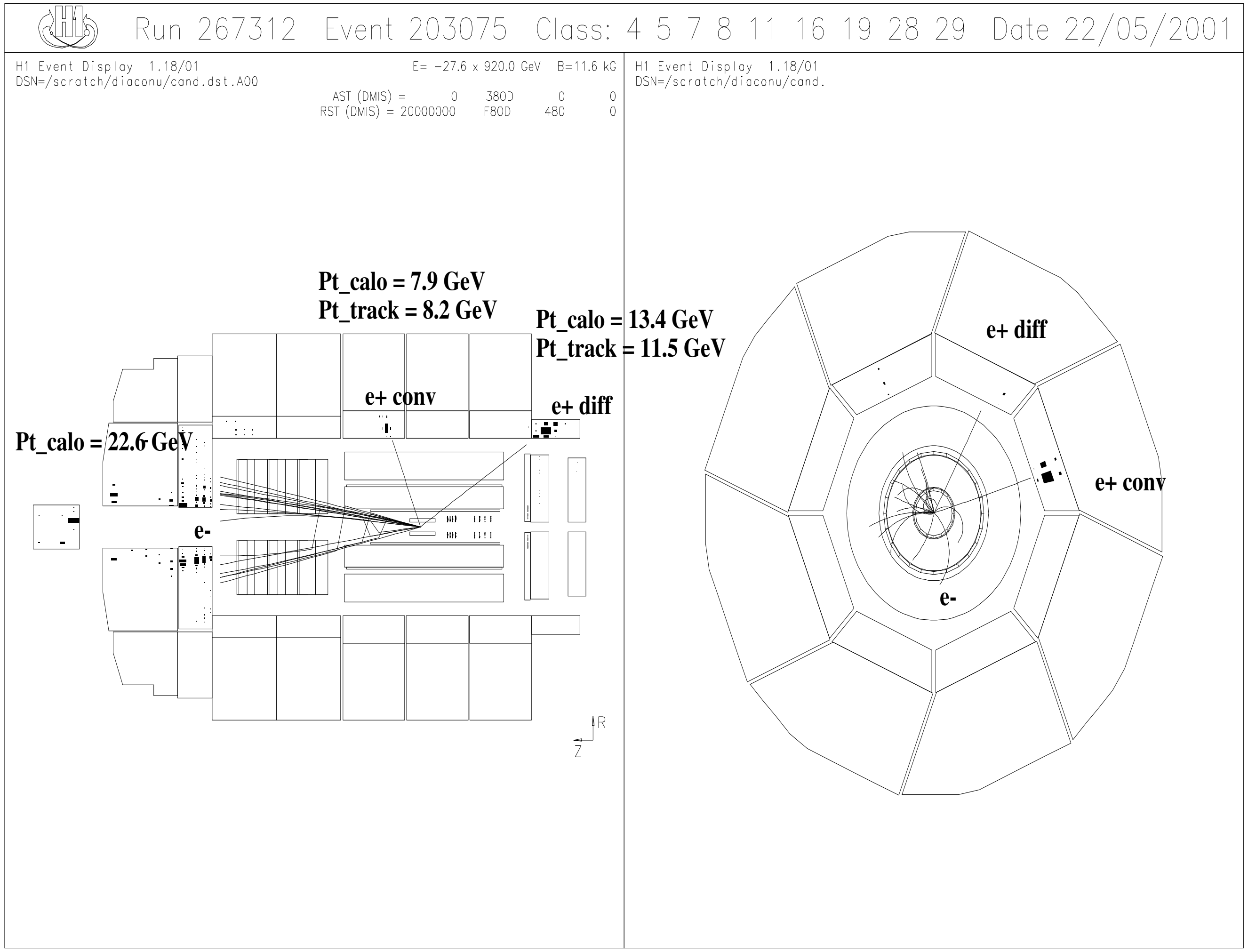


Figure A.1: premier événement

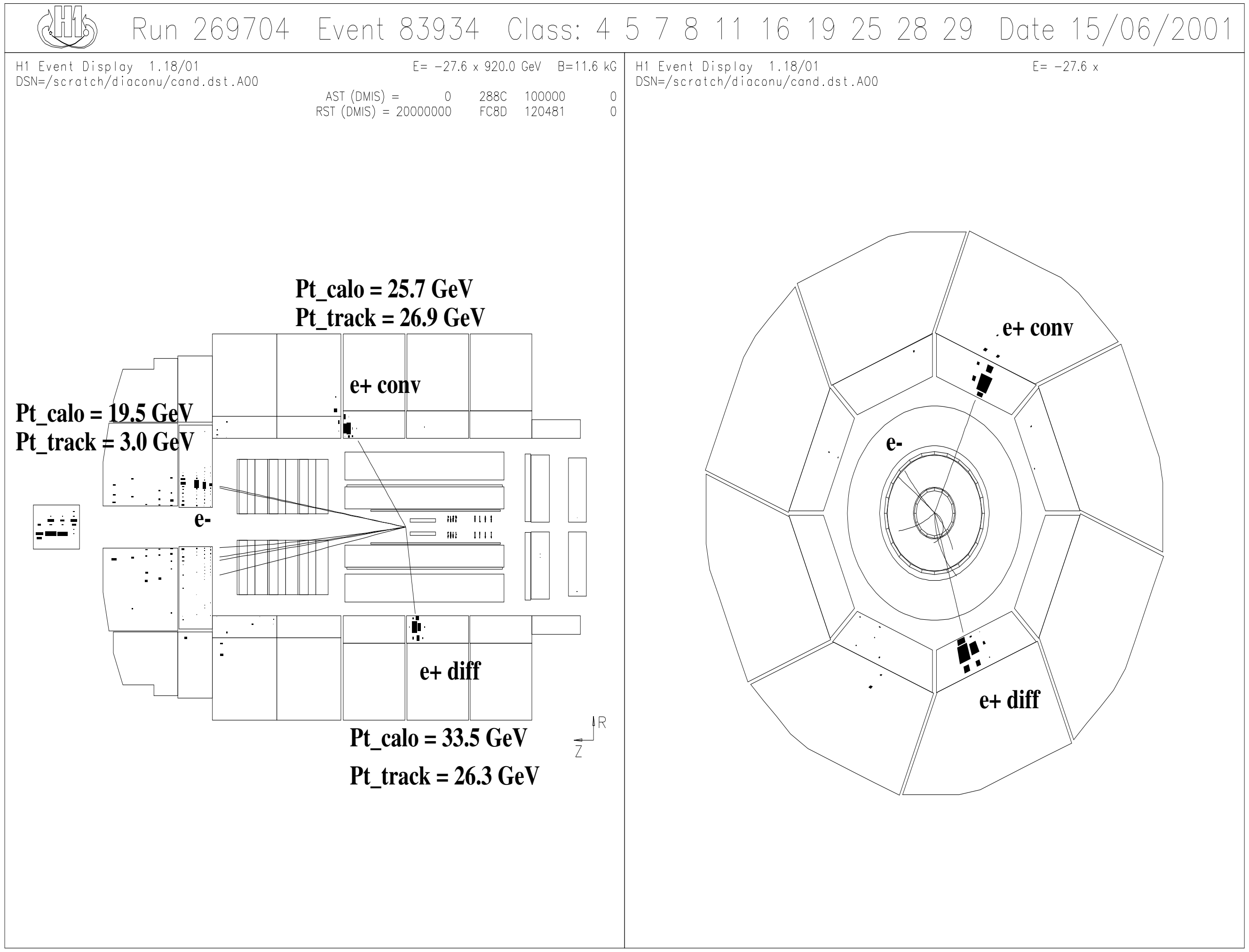


Figure A.2: second événement

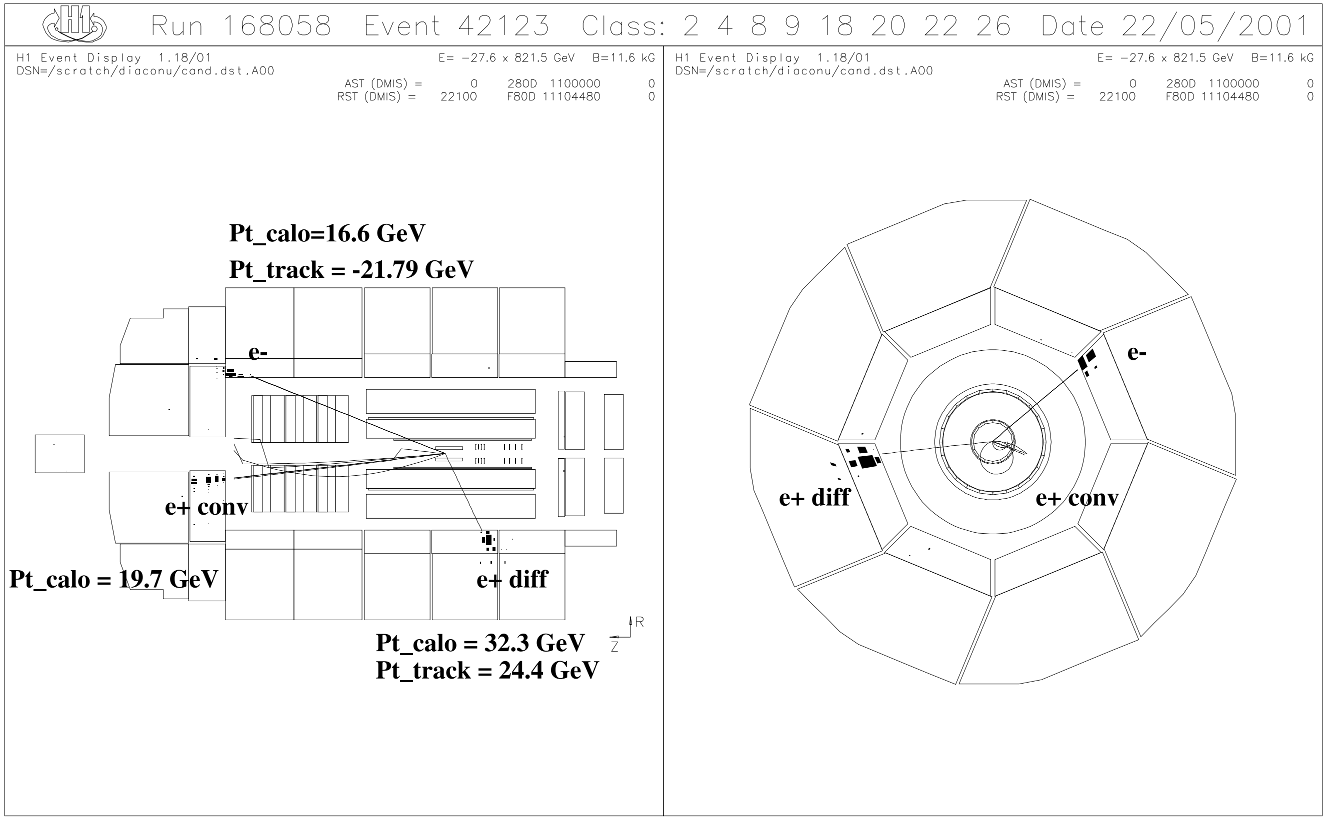


Figure A.3: troisième événement

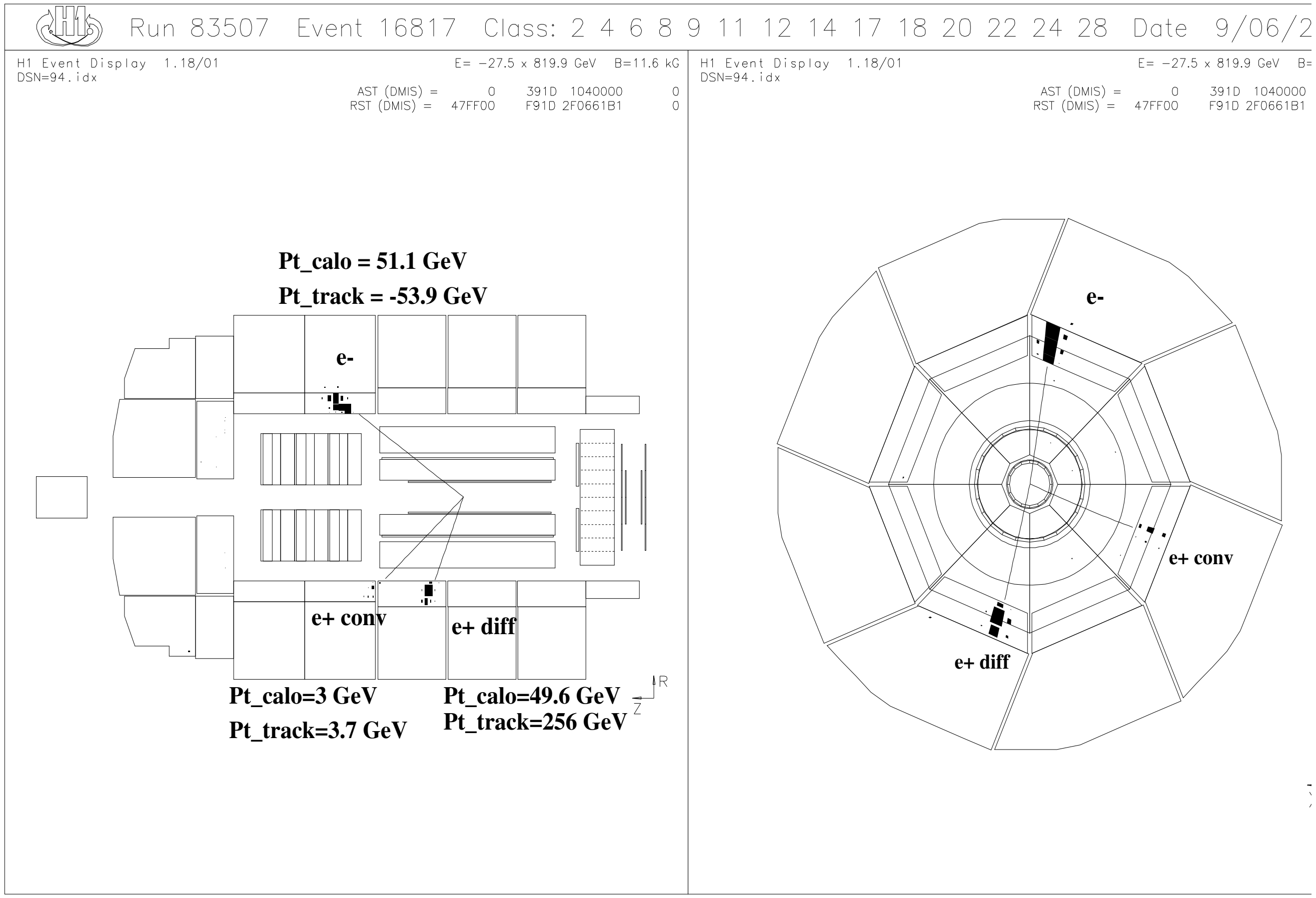


Figure A.4: quatrième événement

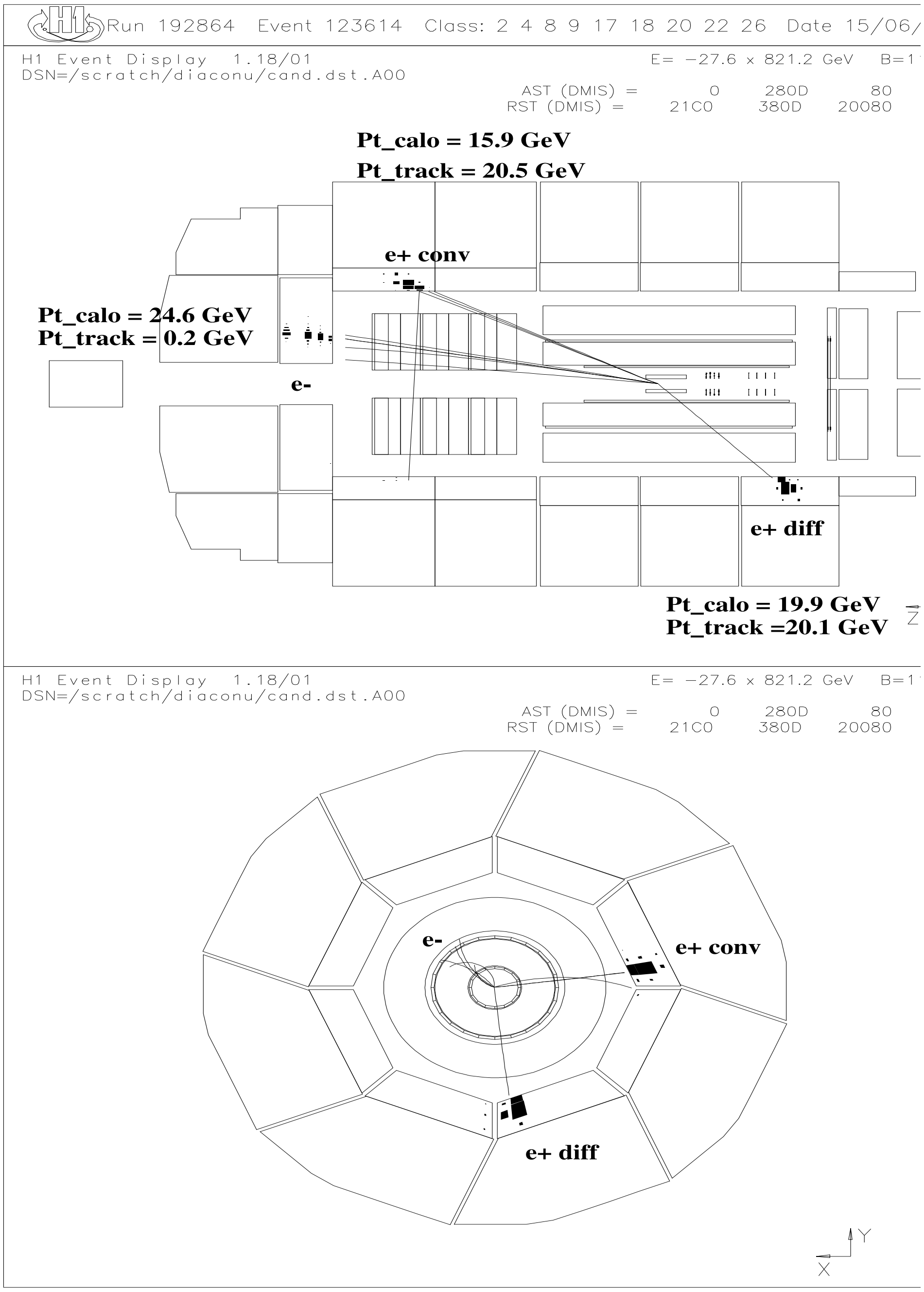


Figure A.5: cinquième événement

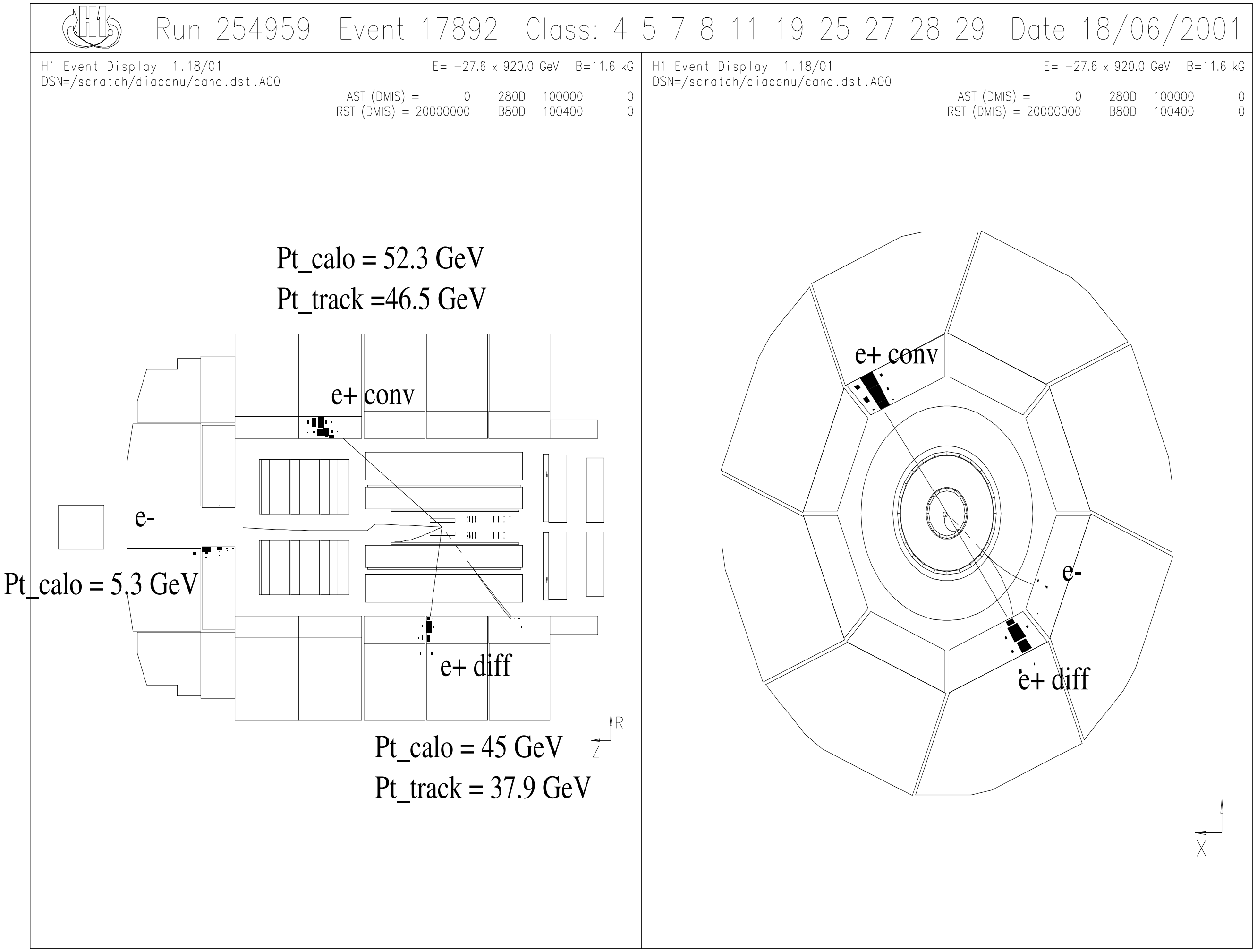


Figure A.6: sixième événement

Annexe B

Résultats cinématiques finaux

Cette annexe contient le tableau récapitulatif des calculs cinématiques, présentant les valeurs des différents propagateurs calculés et leurs incertitudes pour chaque événement, dans les deux hypothèses considérées, ainsi que le type de chacun des processus étudiés.

	attribution $e_c^+ - e_d^+$ la plus probable				interversion des positrons				
événement	q^2_{1CP}	$q^2_{1\gamma\gamma}$	q^2_2	q^2_3	q^2_{1CP}	$q^2_{1\gamma\gamma}$	q^2_2	q^2_3	type du processus
267312 203075	18100±450	-210±10	-2490±420	-530±440	2190±120	-644±30	-18830±190	-530±440	$\gamma\gamma$
269704 83934	9820±240	-1605±40	-4250±170	-590±260	2770±70	-2740±60	-12440±110	-590±260	$\gamma\gamma$
168058 42123	5400±150	-1110±80	-460±90	360±450	870±40	-18840±180	-22740±180	360±450	CP
83507 16817	11590±250	-3930±70	-830±140	-560±150	370±10	-410±20	-8520±20	-560±60	CP ou $\gamma\gamma$
192864 123614	13980±350	-460±10	-1630±400	-390±480	1680±310	-3670±70	-17150±410	-390±480	$\gamma\gamma$
254959 17892	4650±100	-2920±60	-5630±60	-110±260	2760±60	-9210±110	-13810±100	-110±260	$\gamma\gamma$

Bibliographie

[1] G. Wolf, "HERA Physics", DESY 94-022, 1994

[2] N. Ateaga-Romero, C. Carimalo, P. Kessler, "High-P_T lepton pair production at ep colliders:comparison between various production mechanisms", Zeitschrift für Physic C, Particles and Fields 52, 1991

[3] B. Gralak, "Interprétation des événements rares observés dans l'expérience H1 à HERA, Rapport de maîtrise", 1997

[4] J. Levêque, "Production de paires d'électrons à HERA", Rapport de DEA,2000

[5] M. Peez, "Etude des courants neutres à très grand transfert d'impulsion sur le collisionneur électron-proton HERA", Rapport de maîtrise, 1999

[6] J. Levêque, "Mesure de la section efficace des courants chargés à grand transfert d'impulsion dans l'expérience H1", Rapport de maîtrise, 1999

[7] H1 Collab., "Observation of Events with a High Energy Isolated Lepton and Missing Transverse Momentum at HERA", DESY-98-063 Eur. Phys. J. C5 (1998) 575-584