HAL
open science

PHYSIQUE DES ÉLECTRONS AUX I.S.R.

M. Banner

▶ **To cite this version:**

M. Banner. PHYSIQUE DES ÉLECTRONS AUX I.S.R.. Journal de Physique Colloques, 1976, 37 (C2), pp.C2-61-C2-66. 10.1051/jphyscol:1976207 . jpa-00216480

HAL Id: jpa-00216480

https://hal.science/jpa-00216480

Submitted on 4 Feb 2008

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

PHYSIQUE DES ÉLECTRONS AUX I.S.R.

M. BANNER

C.E.N. Saclay, B.P. n° 2, 91190 Gif-sur-Yvette, France

Résumé. — La production de leptons célibataires dans les interactions protons-protons aux énergies des I.S.R. est discutée. Ces résultats concernent la production d'électrons dans la région centrale. La production de paires d'électrons est également présentée, ainsi que les corrélations électrons-hadrons.

Abstract. — The production of prompt electrons in proton-proton collisions at the C.E.R.N. I.S.R. energies is discussed. These results concern the electrons production in the central region. Electrons pairs, as well as electrons-hadrons correlations will be presented.

1. **Introduction.** — Les premières expériences de détection de leptons à grandes impulsions transverses avaient pour but de détecter la présence du boson intermédiaire W^+ par l'intermédiaire de sa désintégration en eV. A titre d'exemple, la figure 1 représente le spectre d'électrons qu'un boson intermédiaire de masse de 4 GeV produirait, dans l'hypothèse où la distribution en rapidité y du boson lourd est uniforme au voisinage de $y = 0$ et pour une valeur moyenne du moment transverse du $W^{\pm}$ de l'ordre de 1 GeV/c. On constate que cette distribution a un maximum pour une valeur de l'impulsion transverse égale à la moitié de la masse du boson $W^{\pm}$ parent.

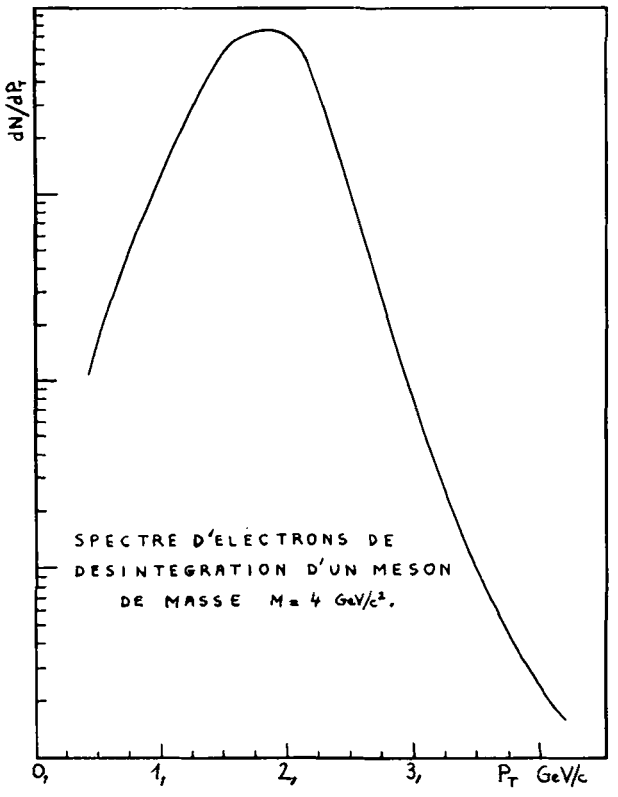

FIG. 1. — Spectre en moment transverse produit par un boson W → eV de masse de 4 GeV.

A la Conférence de Londres, la détection de leptons à grandes impulsions transverses a été annoncée, tant à FNAL qu'aux I.S.R. A FNAL, la présence de muons et d'électrons a été observée, dans les 2 cas le rapport leptons sur pions se situe au voisinage de 10^{-4}. Aux I.S.R., la Collaboration C.C.R.S. a détecté la présence d'électrons pour des impulsions transverses comprises entre 0,6 GeV/c et 3 GeV/c et dans un domaine d'énergie de la collision pp allant de 23 GeV à 62 GeV. Dans cette même expérience, la présence du ψ a été observée, et sa présence n'explique pas l'ensemble du spectre d'électrons observé. Dans cet exposé il sera essentiellement question des résultats de l'expérience C.C.R.S.

2. **Dispositif expérimental.** — La figure 2 représente ce dispositif qui est composé de 2 spectromètres magnétiques comportant chacun un ensemble de chambres magnétostrictives pour mesurer la déflexion des particules chargées dans l'aimant. Ces spectromètres détectent les particules émises aux environs de 90° de la direction des deux protons incidents. Chaque spectromètre comporte à l'intérieur de l'aimant un Cerenkov à gaz. Dans le bras 1 (Fig. 2) le Cerenkov est rempli à l'isobutane et les électrons se séparent des pions jusqu'à 2,7 GeV/c, le gaz du Cerenkov du bras 2 comporte de l'air et la séparation des pions et des électrons est possible jusqu'à 5,4 GeV/c. A l'arrière du spectromètre du bras 1 se trouve un compteur à gerbe qui procure une identifi-

Article published online by EDP Sciences and available at http://dx.doi.org/10.1051/jphyscol:1976207

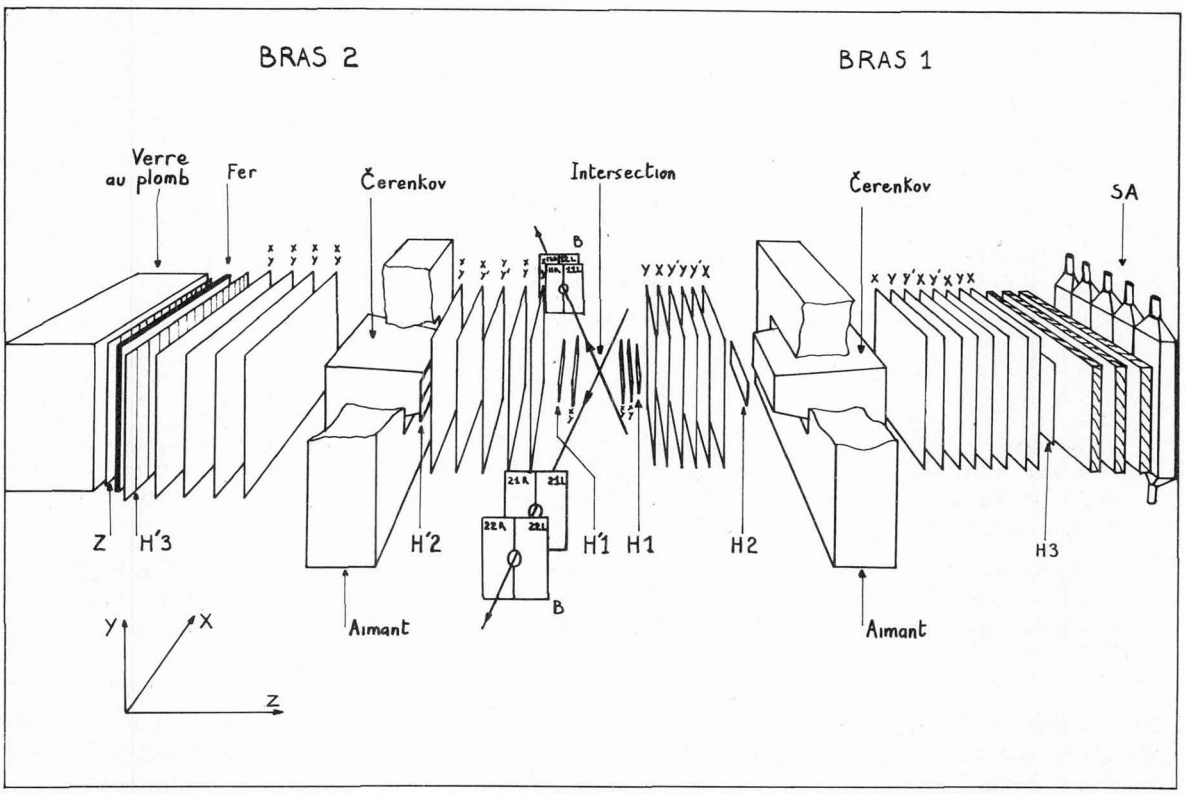

FIG. 2. — Vue projetée de l'appareillage de l'expérience Cern-Columbia-Rockefeller-Saclay.

cation supplémentaire des électrons, tandis qu'à l'arrière du spectromètre du bras 2 se situe un ensemble de verre au plomb qui mesure l'énergie des photons et des électrons. Une description détaillée de ces spectromètres a déjà été faite dans différents articles [1, 2].

Le moment des électrons est mesuré par les spectromètres magnétiques. Une première identification des électrons a lieu grâce aux deux Cerenkov à gaz. Lors des prises de données l'amplitude des impulsions des phototubes du Cerenkov était enregistrée et en exigeant un minimum d'amplitude de ces phototubes une réjection des hadrons de l'ordre de 1 000 a pu être réalisée, tout en conservant une efficacité de 80 % de détection pour les électrons. Dans le bras 1, le compteur à gerbe permettait une réjection supplémentaire d'un facteur 100 des hadrons, dans le bras 2 la comparaison de l'énergie déposée dans le verre au plomb et de la valeur de l'impulsion déterminée par le spectromètre procurait également une réjection d'un facteur 100 [2]. Le spectre des leptons entre 0,6 GeV/c et 1,4 GeV/c de moment transverse a été mesuré dans le bras 1, le spectre des électrons entre 1,3 GeV/c et 4 GeV/c a été déterminé dans le bras 2.

La réjection des électrons provenant de photons convertis dans la paroi des anneaux de collisions a été obtenue par mesure de l'amplitude dans les compteurs H_1 et H'_1 et a été expliquée en détail précédemment [2].

3. **Spectre d'électrons.** — Les figures 3 et 4 représentent la section efficace invariante en fonction du moment transverse des électrons, depuis 0,6 GeV/c

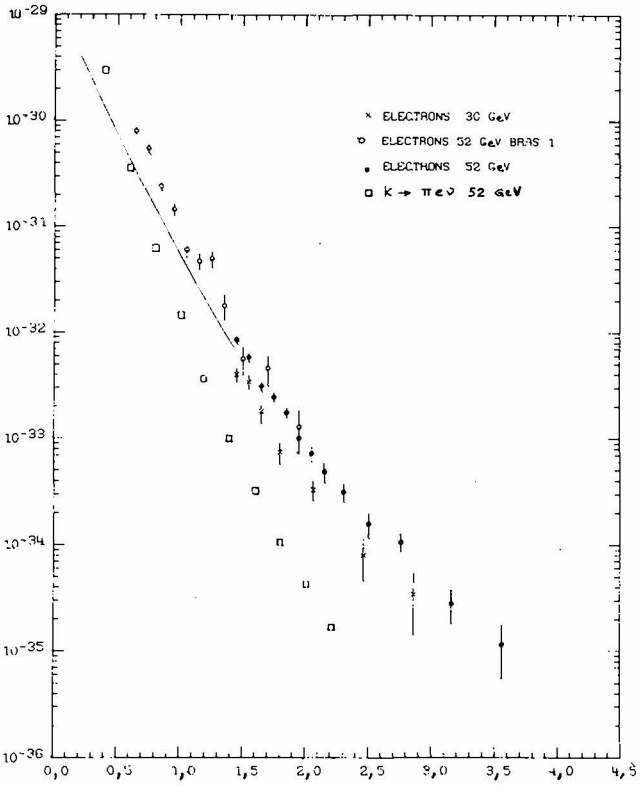

FIG. 3. — Spectre en moment transverse des électrons à deux énergies des I.S.R.

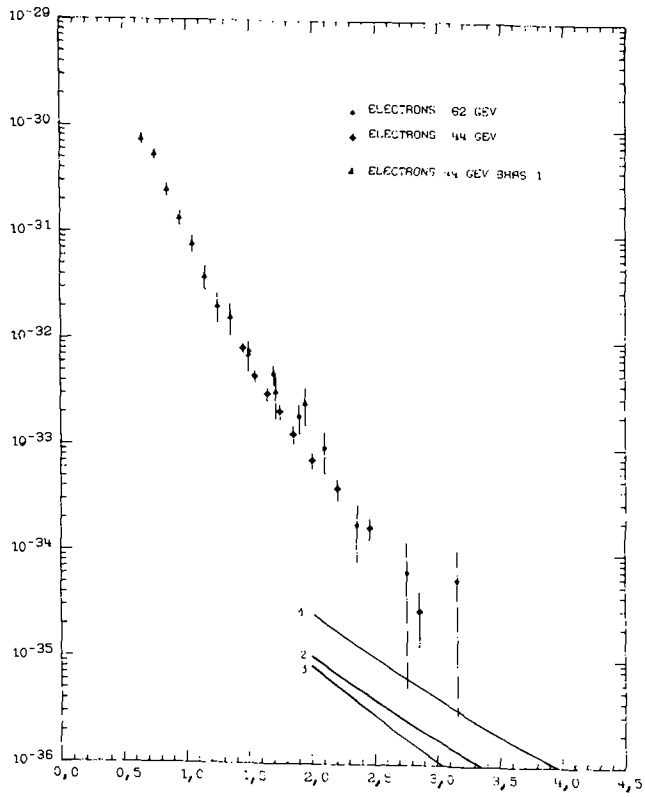

FIG. 4. — Spectre en moment transverse des électrons à deux énergies des I.S.R.

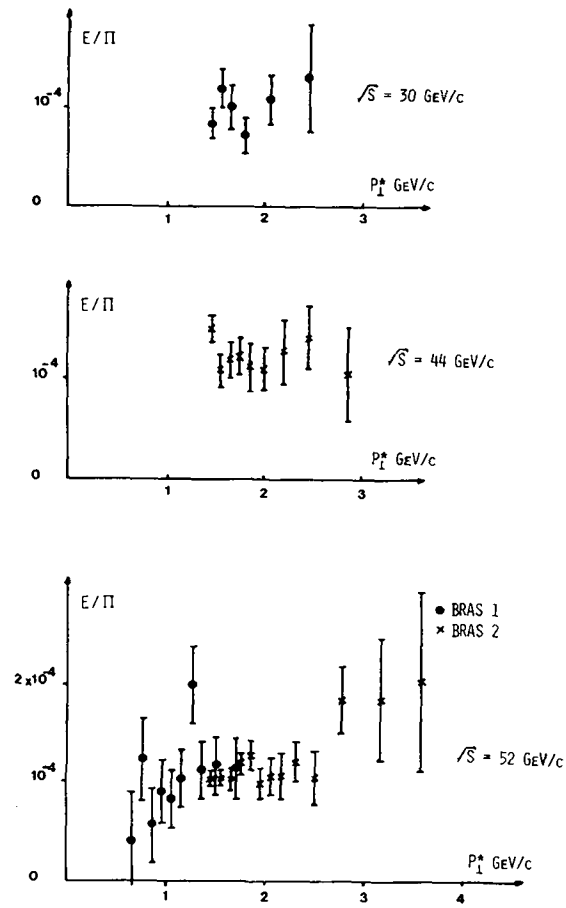

FIG. 5. — Variation du rapport e/π en fonction du moment transverse.

jusqu'à 3 GeV/c. Ce spectre est une fonction rapidement décroissante du moment transverse. L'examen de ces figures montre également que les sections efficaces dépendent de l'énergie totale $\sqrt{s}$ du système pp. A impulsion transversale faible, il y a une contamination importante d'électrons provenant de la désintégration en trois corps du K $\rightarrow$ π eV. Cette contamination est représentée sur la figure 3. Le rapport e/π dépend peu de moment transverse et s'établit aux alentours de $1{,}0 \times 10^{-4}$. La figure 5 représente ce rapport en fonction de p_T à 3 énergies $\sqrt{s}$ dans le système du centre de masse. Les données de pions utilisées pour la comparaison sont celles de SS [3] et BS [4] qui sont en bon accord. Au-delà de 1,2 GeV/c seules les données BS existent et ce sont ces valeurs qui ont été utilisées pour comparer les électrons aux pions. L'interpolation entre les points expérimentaux a été obtenue en utilisant le fit du groupe BS :

$$E\frac{d^3\sigma}{d^3p} = D\, e^{bp_T^*}/(p_T^{*2} + m)^n$$

pour lequel les valeurs des paramètres sont connues à chaque énergie. Le spectre d'électrons à moment transverse en dessous de 1,3 GeV/c n'a été mesuré qu'à $\sqrt{s} = 52$ GeV. Pour cette raison, la dépendance en fonction de l'énergie du rapport e/π n'a été déterminée que pour des moments transverses

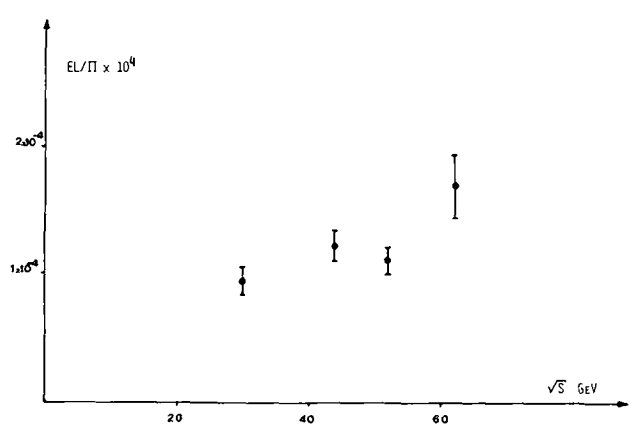

FIG. 6. — Variation du rapport e/π en fonction de l'énergie totale $\sqrt{s}$ du système initial pp.

p_T supérieurs à 1,3 GeV/c. Ce rapport a été moyenné en fonction de p_T. La figure 6 montre la variation de ce rapport avec $\sqrt{s}$. Les erreurs représentent l'erreur statistique ainsi que l'erreur de la mesure de luminosité. Dans le domaine des énergies des I.S.R., la variation du rapport e/π est faible.

4. **Etude de corrélation.** — Un cas très intéressant est évidemment la recherche de la corrélation électrons-électrons. Les détails de cette recherche ont été publiés [5], 11 paires $e^+ e^-$ ont été trouvées, aucune paire d'électrons de même signe, c'est-à-dire $e^+ e^+$ et $e^- e^-$ n'a été détectée. Ce fait montre la pureté du petit lot d'événements ainsi obtenu. La figure 7

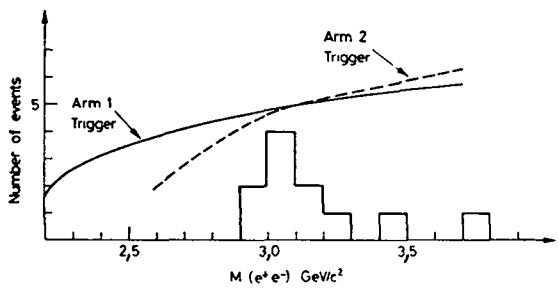

FIG. 7*a*. — Spectre de masse du système $e^+ e^-$.

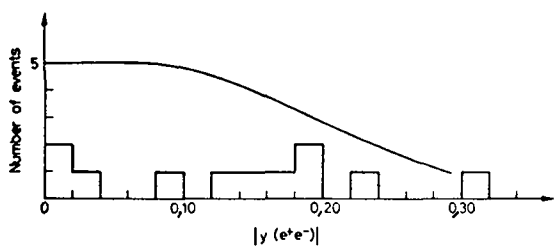

FIG. 7*b*. — Distribution en rapidité des paires $e^+ e^-$ de la figure 7*a*.

montre le spectre de masse de ces paires ainsi que la distribution en rapidité de ces paires. Les courbes en trait plein représentent l'acceptance en fonction de la masse $e^+ e^-$ du bispectromètre lorsque le déclenchement sur électron est obtenu au bras 1, la courbe en pointillé lorsque le déclenchement est obtenu sur le bras 2. Sur les 11 paires détectées, 9 sont attribuées au $J(3,1)$. Le calcul de la section efficace dépend de la distribution en moment transverse de la création du J. Une distribution de la forme :

$$E\frac{d^3\sigma}{d^3p} \approx e^{-3p_T}$$

est en bon accord avec la distribution en moment transverse des paires observées. Dans ces conditions, la section efficace de création du $J(3,1)$ multipliée par le rapport de branchement en paires d'électrons B_{ee} est :

$$B_{ee}\frac{d\sigma}{dy} = 8 \times 10^{-33}\ \text{cm}^2 .$$

Il est intéressant de comparer ce résultat à ceux obtenus à FNAL [6] à une énergie $\sqrt{s}$ de 22 GeV et à des valeurs de rapidité différentes. La figure 8 représente ces données avec celles de C.C.R.S. On peut constater que la distribution en rapidité est très

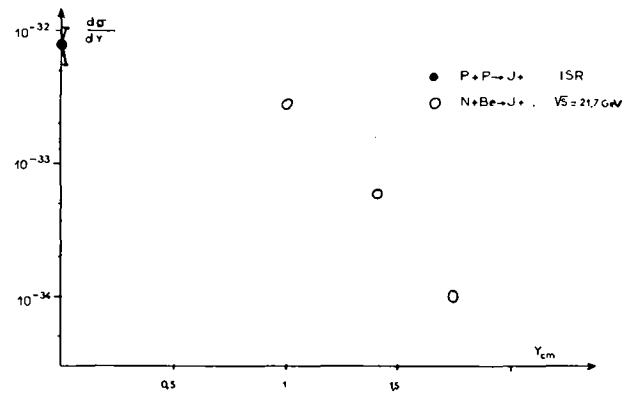

FIG. 8. — Distribution en rapidité du $J(3,1)$.

similaire à celle des antiprotons à des énergies similaires.

Les corrélations électrons-hadrons ont été étudiées pour des électrons détectés dans le bras 2 et des hadrons détectés dans le bras 1. Il s'agit en fait d'une corrélation en moment transverse à 180° en azimut. La figure 9 représente le spectre en moment transverse des hadrons détectés pour des valeurs de p_T^* de l'électron supérieures à 1,4 GeV/c. Ce spectre n'est pas corrigé par l'acceptance et représente le spectre brut détecté. A titre de comparaison, les points noirs de la figure 9 montrent

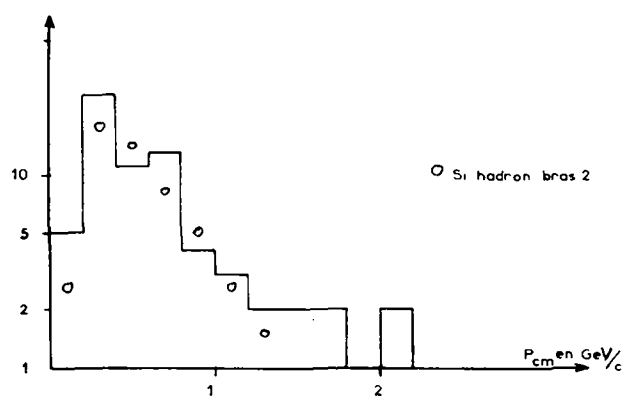

FIG. 9. — Spectre en moment transverse des hadrons associés à un électron d'impulsion transverse > 1 400 MeV/c.

le même spectre mais obtenu avec des hadrons au bras 2 dont l'impulsion est supérieure à 1,4 GeV/c. Ces deux spectres sont très similaires. Le spectromètre du bras 1 était équipé d'une mesure de temps de vol, il est possible de connaître dans la majorité des cas, la nature de la particule détectée au bras 1 en corrélation avec l'électron (Fig. 10); la majorité des particules sont des pions. L'absence d'un grand nombre de K n'est pas encore un test concluant en ce qui concerne le charme. Il faut remarquer que la séparation des pions et des kaons n'est possible que jusqu'à 0,6 GeV/c et qu'une particule charmée de masse élevée pourrait émettre des kaons de plus grand moment.

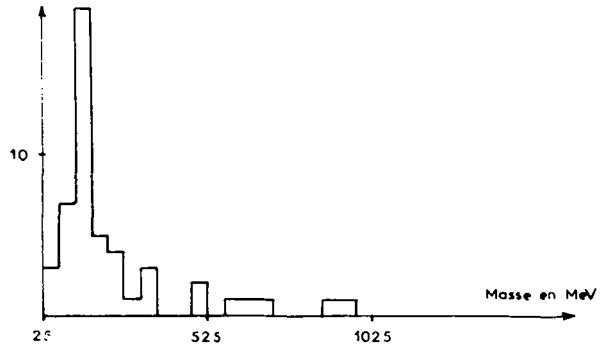

FIG. 10. — Spectre de masse des hadrons associés à un électron d'impulsion transverse > 1 400 MeV/c.

5. **Origine des leptons.** — La présence du $J(3, 1)$ ne suffit pas à expliquer le spectre d'électrons. La plupart des modèles de production du $J(3,1)$ prédisent une structure dans le spectre en moment transverse de l'électron au voisinage de $p_T = m/2$, c'est-à-dire à 1,55 GeV/c. Les résultats des figures 3 et 4 ne montrent pas cet effet. De plus, l'observation du $J(3,1)$ dans l'expérience C.C.R.S. impose des contraintes dans le rapport paires d'électrons à électron unique. Ces contraintes dépendent de la géométrie de l'appareillage et des hypothèses sur la distribution en moment transverse de la production du $J(3,1)$. La figure 11 montre quelle serait la contribution du $J(3,1)$ pour quatre différentes valeurs du moment

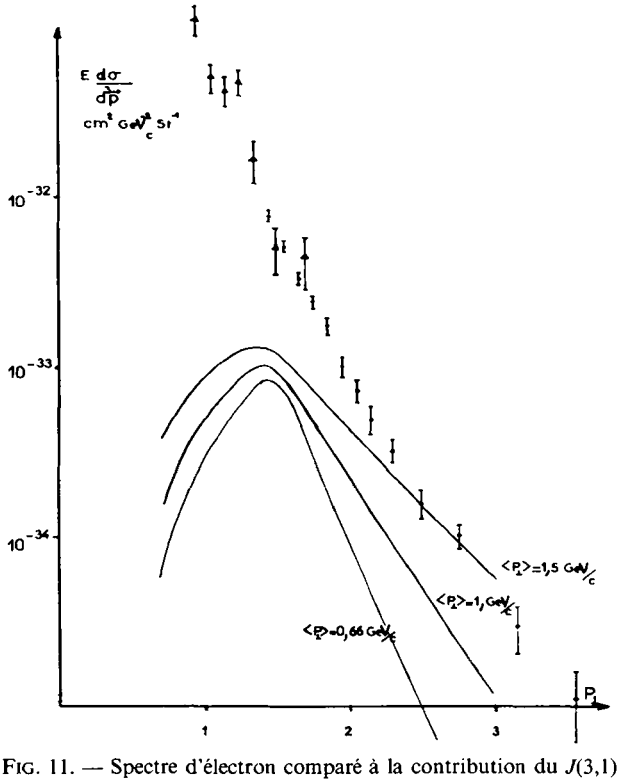

FIG. 11. — Spectre d'électron comparé à la contribution du $J(3,1)$ pour différentes valeurs du moment transverse de ce dernier.

transverse moyen p_T^J du $J(3,1)$. Il est admis, comme il a été montré au chapitre précédent, que la distribution en rapidité du $J(3,1)$ est plate pour $|y| < 0{,}8$. On peut observer que les faibles valeurs du moment transverse moyen p_T^J contribuent pour 10 à 20 % au signal électron. Les grandes valeurs de p_T^J donnent une plus grande contribution, mais sont incompatibles avec la forme du spectre observé.

La figure 4 montre en trait plein les spectres prédits par le modèle des partons [7, 8, 9]. Quelles que soient les hypothèses sur les distributions de partons et d'antipartons dans le proton, toutes ces contributions sont trop petites d'au moins un ordre de grandeur.

La contribution des mésons vectoriels connus ρ, ω, φ semble être très improbable. Le rapport de branchement de φ en paires d'électrons est 3×10^{-4}, mais sa production est faible, le rapport φ/π est inférieur à 5 % [10]. Il reste les contributions du ρ et du ω. On appellera pion direct, les pions qui ne proviennent pas du ρ. Entre 1 et 2 GeV/c en moment transverse, les distributions expérimentales des spectres de hadrons sont bien approchées par une exponentielle e^{-ap_T} avec $a = 3{,}5$. D'autre part, en première approximation, le spectre de leptons provenant du ρ s'obtient à partir du spectre de ρ en divisant celui-ci par ap_T. On peut donc écrire :

$$N_\pi^{vu} = N_\pi^{direct} + 2\, N\rho/ap_T$$
$$Ne = (N\rho B\rho + N\omega B\omega)/ap_T$$
N_π^{vu} = nombre de pions vu
$N\rho$ = nombre de ρ
$N\omega$ = nombre de ω
$B\rho$ = rapport de branchement $\rho \to e^+ e^-$
$B\omega$ = rapport de branchement $\omega \to e^+ e^-$

On peut négliger la contribution du ω au spectre de pions, car sa désintégration en 3 corps alimente essentiellement les faibles valeurs ≈ 300 MeV/c du spectre des pions. Le facteur 2 dans la première équation provient de la contribution du ρ chargé et du ρ neutre au spectre de pions. Supposons $N\omega = N\rho$ et posons $r = N\rho/N_\pi^{direct}$, on obtient :

$$e/\pi = (B\rho + B\omega)\frac{r}{ap_T + 2\,r}$$
$$= 1{,}3 \times 10^{-4}\frac{r}{ap_T + 2\,r}$$

Si seuls des ρ et ω sont produits, $e/\pi = 0{,}65 \times 10^{-4}$. Une hypothèse plus vraisemblable telle que $N\rho = N\omega = N^{direct}$ conduit pour $p_T = 1{,}5$ GeV/c à $e/\pi = 0{,}15 \times 10^{-4}$. Il semble donc difficile d'expliquer le spectre de leptons par les mésons vectoriels connus, encore qu'une contribution de 10 à 20 % à ce spectre ne soit pas exclue.

Bibliographie

[1] BANNER, M. *et al.*, *Phys. Lett.* **44B** (1973) 537.
[2] BÜSSER, F. W. *et al.*, *Phys. Lett.* **53B** (1974) 212.
[3] BANNER, M. *et al.*, *Phys. Lett.* **41B** (1972) 547.
[4] British-Scandinavian Collaboration, proceedings of the XVIIth International Conference on High Energy Physics, London 1974.
ALPERN, B. *et al.*, *Nucl. Phys.* **87B** (1975) 19.
[5] BÜSSER, F. W. *et al.*, *Phys. Lett.* **56B** (1975) 482.
[6] KNAPP, B. *et al.*, *Phys. review Lett.* **34** (1975) 1044.
[7] KUTI, J. and WEISSKOPF, V. F., *Phys. rev. D* **4** (1971) 3418.
[8] PAKVASA, S. *et al.*, *Phys. rev. D* **10** (1974) 2124.
[9] GLENNYS, FARRAR, R., *Nucl. phys.* (1974) 429-442.
[10] APPEL, J. A. *et al.*, Fermilab, pub. 75/37, exp., May 1975.