

NOTAS DE FÍSICA

VOLUME XX

Nº 7

CALCUL DES COUPLAGES DU ρ ET A_2 A PARTIR DE LA
FACTORISATION DES RÉSIDUS DANS LE MODÈLE DE REGGE

par

Alberto Santoro

CENTRO BRASILEIRO DE PESQUISAS FÍSICAS

Av. Wenceslau Braz, 71 - Botafogo - ZC-82

RIO DE JANEIRO, BRAZIL

1973

CALCUL DES COUPLAGES DU ρ ET A_2 A PARTIR DE LA
 FACTORISATION DES RÉSIDUS DANS LE MODÈLE DE REGGE

Alberto Santoro ^{*}
 Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas
 Rio de Janeiro, Brésil

(Reçu le 6 Juillet, 1973)

RÉSUMÉ

Nous avons calculé les constantes de couplage $g_{\rho NN}^{++}$, $g_{\rho NN}^{+-}$, $g_{A_2 NN}^{++}$ et $g_{A_2 NN}^{+-}$ en utilisant de façon systématique la factorisation des résidus dans un modèle de Regge. D'autres constantes de couplage sont calculées à partir des largeurs totales ou partielles des résonances. Nous obtenons a posteriori dans l'ensemble, un bon accord avec l'expérience pour les sections efficaces différentielles et totales des systèmes πN , KN et NN . Cette étude montre aussi que l'hypothèse que les résidus des pôles de Regge sont approximativement constants en moment de transfert, pour un facteur d'échelle fixé à 1 GeV^2 , est compatible avec l'expérience.

* En licence du C.E.N. Saclay, France.

1. INTRODUCTION

Le modèle des pôles de Regge (MPR) a été étudié dans de nombreuses réactions à 2 corps, et il est maintenant bien connu qu'il ne permet pas d'expliquer la totalité des résultats expérimentaux (par exemple la polarisation non nulle du neutron dans la réaction $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$). Cependant, il est tout à fait remarquable que la quasi-totalité des modèles proposés, quel que soit leur degré de sophistication, partent tous du MPR comme première approximation. De plus il est généralement admis que les corrections apportées sont relativement faibles à petits transferts ($0 \leq -t \leq 0.3 \text{ GeV}^2$). Il est donc tout à fait fondamental, d'une part de vérifier la propriété essentielle des pôles de Regge qui est la factorisation des résidus, et d'autre part de fournir une table de valeurs pour ces résidus (ou constantes de couplage), formant un ensemble cohérent pour une grande classe de réactions à deux corps.

Compte tenu du caractère de première approximation du MPR, il est essentiel dans ce travail de partir d'une version particulièrement simple de ce modèle, étant entendu que l'on cherche à étudier les propriétés globales, et non les détails des amplitudes à deux corps, qui doivent être prises en compte par les corrections. Dans ces conditions, nous ferons essentiellement deux hypothèses de base:

i) les résidus sont indépendants du transfert une fois choisie la constante d'échelle usuelle s_0 . On a choisi ici $s_0 = 1 \text{ GeV}^2$ dans toutes les amplitudes.

ii) les trajectoires considérées ici sont dégénérées (dégénérescence faible).

Pour mener à bien l'étude systématique des propriétés de factorisation pôle par pôle, il faut partir d'un ensemble de données expérimentalement bien établies, et permettant des combinaisons de quantités physiques qui extraient les nombres quantiques dans la voie t . Les 4 pôles de Regge usuels sont les trajectoires P' , ω , ρ et A_2 . Cependant les nombres quantiques du P' et du pomeron étant les mêmes, la séparation de leurs contributions respectives demanderait un modèle explicite complet, notamment pour la singularité de Pomernanchuk, dont par ailleurs le caractère polaire est très incertain. Enfin le ω étant le partenaire de dégénérescence du P' , et n'apparaissant pas dans les réactions d'échange de charge, est lui aussi difficile à isoler. Nous nous sommes donc limités ici aux trajectoires ρ et A_2 . Les quantités expérimentales disponibles, sont les sections efficaces totales et élastiques πN , KN , $\bar{K}N$, NN et $N\bar{N}$, et les réactions d'échange de charge $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$, $K^- p \rightarrow K^0 n$ et $\pi^- p \rightarrow \eta n$. Nous avons également utilisé, lorsque c'était possible, les valeurs des couplages déterminés par les largeurs totales ou partielles des résonances ρ et A_2 , ainsi que des renseignements fournis par $SU(3)$. La suite des opérations nécessaires à l'extraction des constantes de couplage $g_{\rho\pi\pi}$, $g_{\rho K\bar{K}}$, $g_{A_2\pi\eta}$, $g_{A_2 K\bar{K}}$, $g_{\rho NN}^{+-}$ et $g_{A_2 NN}^{++}$ * est décrite dans le schéma de la Fig.1.

Le plan de cet article est le suivant. Le paragraphe 2 décrit les normalisations utilisées pour les amplitudes, et la définition des constantes

* Les notations g^{+-} , g^{++} correspondent aux constantes de couplage de retournement, et de non retournement d'hélicité dans la voie s , respectivement.

de couplage recherchées. Dans le paragraphe 3, on donne l'expression de ces constantes en fonction des quantités physiques mesurées. Ces résultats numériques et leur discussion sont donnés dans le paragraphe 4.

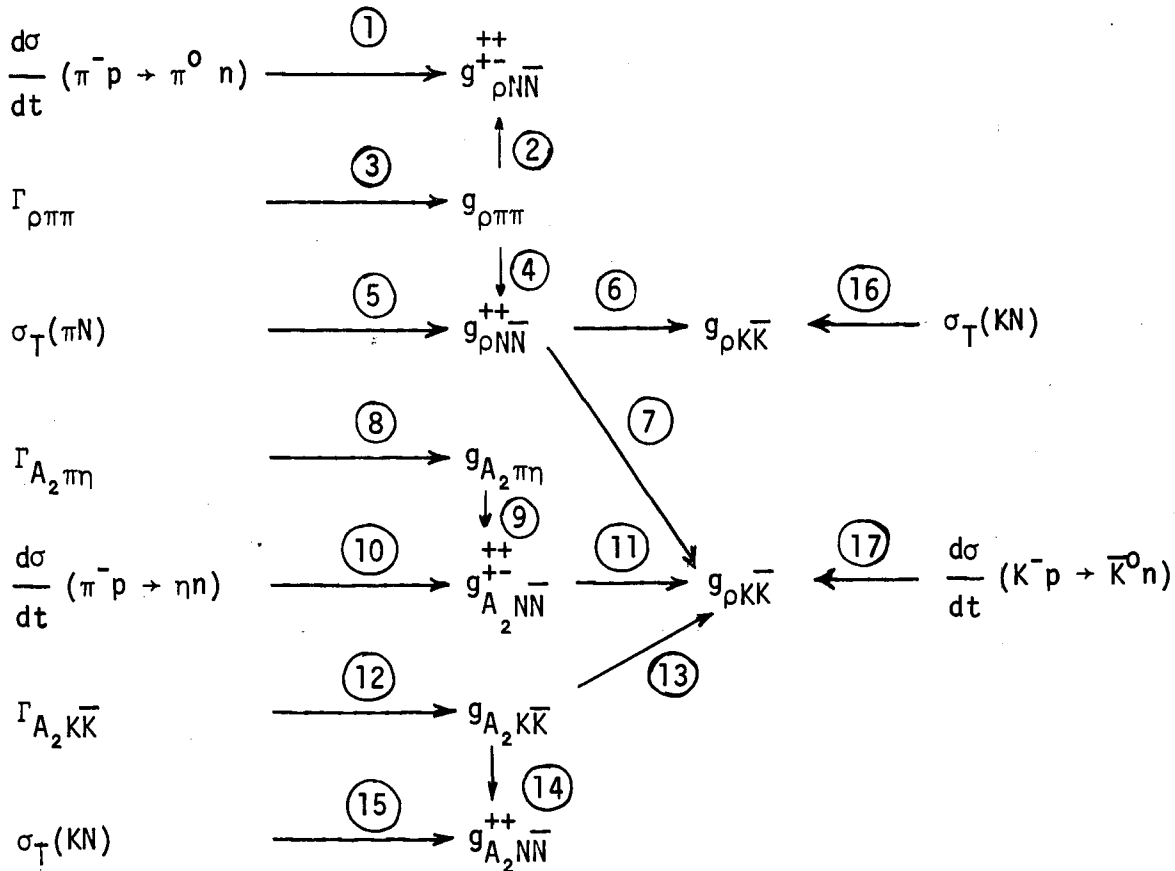


FIGURE 1

Schema de calcul. Les $\sigma_T(AB)$ représentent des combinaisons des sections efficaces totales pour isoler la particule qui nous intéresse particulièrement. Les $\frac{d\sigma}{dt} (ab \rightarrow cd)$ sont des sections efficaces différentielles et Γ_{iab} sont les largeurs des résonances $i \rightarrow ab$.

2. NORMALISATIONS - AMPLITUDES ET QUANTITES PHYSIQUES

En ce qui concerne la dérivation des modèles à la Regge, nous renvoyons le lecteur aux articles de revue existants ^{1, 2, 3}. Les calculs qui suivent ont été faits d'après, la méthode de "Reggeisation" proposée dans la référence ⁴. s, t, u sont les variables de Mandelstam habituelles, les amplitudes d'hélicité considérées sont toujours des amplitudes "de voie s".

Dans le cas sans spin, masses égales μ , la normalisation de l'amplitude $M(s, t)$ est donnée par

$$M^{I_t}(s, t) = \sum_J (2J+1) P_J(\cos \theta_t) a_J^{I_t}(t) \quad (2.1)$$

développement en ondes partielles dans la voie t , avec

$$\left. \begin{aligned} a_J^{I_t}(t) &= \frac{S_J^{I_t} - 1}{2 i \rho} \\ \rho &= \frac{1}{16\pi} \sqrt{\frac{t - 4\mu^2}{t}} \\ \cos \theta_t &= 1 + \frac{2s}{t - 4\mu^2} \end{aligned} \right\} \quad (2.2)$$

où $S_J^{I_t}$ est l'élément des matrices S pour le moment angulaire J et l'isospin dans la voie t , I_t .

Dans le cas πN et KN , où seuls les spins 0 et $\frac{1}{2}$ apparaissent, et compte tenu de la conservation de la parité, nous n'avons à utiliser que

deux amplitudes d'hélicité M_{++} et M_{+-} . La paramétrisation retenue pour l'échange de trajectoires $\alpha_i(t)$, de signature ζ_i et de résidus g_i^{++} est:

$$M_{++} = \sum_i g_i^{++} (1 + \xi_i e^{-i\pi\alpha_i(t)}) \Gamma(1 - \alpha_i(t)) \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha_i(t)} \quad (2.3)$$

$$M_{+-} = \sum_i g_i^{+-} \sqrt{\frac{-t}{s_0}} (1 + \xi_i e^{-i\pi\alpha_i(t)}) \Gamma(1 - \alpha_i(t)) \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha_i(t)} \quad (2.4)$$

Enfin, pour la réaction NN ou $N\bar{N}$, où nous n'utiliserons que la σ_{TOT} , il suffit de connaître l'amplitude M_{++++} , pour laquelle nous avons utilisé une paramétrisation du type (2.3).

Les sections efficaces sont données en fonction des amplitudes précédentes par:

$$\frac{d\sigma}{dt} \approx \frac{1}{16\pi s^2} \left[|M_{++}|^2 + |M_{+-}|^2 \right] \quad (2.5)$$

$$\sigma_T \approx \frac{1}{s} \text{Im } M_{++} \quad (2.6)$$

expressions où l'on a fait les approximations usuelles de haute énergie dans les facteurs cinématiques.

Une fois écrites les amplitudes à la Regge en fonction des résidus g_i (eqs. (2.3) et (2.4)), il nous reste à expliciter leur propriété de factorisation: les constantes de couplage ne dépendent pas des réactions observées mais seulement des vertex dans la voie t . Considérons en général un résidu d'amplitude de voie s $g_i(ab \rightarrow cd)$, pour une réaction quelconque $ab \rightarrow cd$. La relation entre ce résidu et les constantes de couplage $g_{ia\bar{c}}$ et $g_{ib\bar{d}}$ fait

intervenir la matrice de croisement d'isospin ⁵ et les nombres quantiques de l'objet échangé. Le résultat est ⁶

$$g_i(ab \rightarrow cd) \approx \xi_i G_i (-1)^{I_i + m_b + m_c + I_b + I_c} \cdot g_{ia\bar{c}} g_{i\bar{b}d} \quad *$$

$$* \langle I_a I_c m_a - m_c | I_i (m_a - m_c) \rangle \langle I_b - I_d - m_b m_d | I_i (m_d - m_b) \rangle \quad (2.7)$$

Dans cette formule, ξ_i , G_i et I_i sont respectivement la signature, la, G-parité et l'isospin de l'objet échangé. Les isospins des particules croisées b et c sont I_b et I_c , leurs troisièmes composantes m_b et m_c .

3. CONSTANTES DE COUPLAGE EN FONCTION DES QUANTITES PHYSIQUES

On peut maintenant, à l'aide des eqs. (2.1) à (2.7) et suivant le schéma de la Fig. 1, calculer tous les couplages intéressants en fonction des quantités physiques mesurées. Commençons par $g_{\rho\pi\pi}$. D'une part nous considérons le développement en ondes partielles dans la voie t pour la diffusion $\pi\pi \rightarrow \pi\pi$, $I_t = 1$, $t \sim m_\rho^2$. D'après (2.1) et (2.2), et pour $s \rightarrow \infty$, on trouve

$$M_{\pi\pi \rightarrow \pi\pi}^{I_t=1}(s, t \approx m_\rho^2) \approx \frac{96 \pi m_\rho \Gamma_{\rho\pi\pi} S \sqrt{t}}{(t-4\mu^2)^{3/2} (m_\rho^2 - t)} \quad (3.1)$$

D'autre part, dans une formulation à la Regge de cette même amplitude, nous avons

$$M_{\pi\pi \rightarrow \pi\pi}^{I_t=1} \approx g_{\rho\pi\pi}^2 \left(\frac{S}{S_0}\right)^{\alpha_\rho} (1 - e^{-i\pi\alpha_\rho}) \Gamma(1-\alpha_\rho) \quad (3.2)$$

Si nous comparons (3.1) et (3.2), nous trouvons le premier résultat

$$g_{\rho\pi\pi}^2 \approx \frac{48\pi \Gamma_{\rho\pi\pi} S_0 \alpha' m_\rho^2}{(m_\rho^2 - 4\mu^2)^{3/2}} \quad (3.3)$$

De façon analogue, nous avons

$$g_{A_2\pi\pi}^2 \approx \frac{240\pi S_0^2 \Gamma_{A_2\pi\pi} \alpha' m_{A_2}^7}{\left\{ \left[m_{A_2}^2 - (m_\eta + m_\pi)^2 \right] \left[m_{A_2}^2 - (m_\eta - m_\pi)^2 \right] \right\}^{5/2}} \quad (3.4)$$

$$g_{A_2K\bar{K}}^2 \approx \frac{240\pi S_0^2 \Gamma_{A_2K\bar{K}} \alpha' m_{A_2}^2}{(m_{A_2}^2 - 4m_k^2)^{5/2}} \quad (3.5)$$

Une fois connues les constantes Regge-meson-meson, à partir des amplitudes de Regge du paragraphe précédent, et de la formule (2.7), nous obtenons maintenant toutes les constantes de couplage Regge- $N\bar{N}$:

$$g_{\rho N\bar{N}}^{++} \approx \sqrt{\frac{S}{\pi g_{\rho\pi\pi}^2}} \left[\sigma_T(\pi^- p) - \sigma_T(\pi^+ p) \right] \quad (3.6)$$

$$g_{A_2 N\bar{N}}^{++} \approx \sqrt{\frac{S}{4\pi g_{A_2K\bar{K}}^2}} \left[\sigma_T(K^+ n) + \sigma_T(K^- n) - \sigma_T(K^- p) - \sigma_T(K^+ p) \right] \quad (3.7)$$

$$g_{\rho K\bar{K}} \approx \frac{g_{\rho\pi\pi}}{2} \left[\frac{\sigma_T(K^- p) + \sigma_T(K^+ n) - \sigma_T(K^- n) - \sigma_T(K^+ p)}{\sigma_T(\pi^- p) - \sigma_T(\pi^+ p)} \right] \quad (3.8)$$

$$g_{\rho N\bar{N}}^{2++} \approx \sqrt{\frac{S}{4\pi}} \left[\sigma_T(pn) + \sigma_T(p\bar{p}) - \sigma_T(pp) - \sigma_T(\bar{p}n) \right] \quad (3.9)$$

$$g_{A_2 N\bar{N}}^{2++} \approx \sqrt{\frac{S}{4\pi}} \left[\sigma_T(pn) + \sigma_T(\bar{p}n) - \sigma_T(p\bar{p}) - \sigma_T(pp) \right] \quad (3.10)$$

$$g_{\rho NN}^{2++} - \frac{t}{s_0} g_{\rho NN}^{2+-} \approx \frac{16\pi s_0^{2\alpha_\rho(t)} s^{2(1-\alpha_\rho(t))} \frac{d\sigma}{dt}(\pi^- p \rightarrow \pi^0 n)}{g_{\rho\pi\pi}^2 (1 - \cos\pi\alpha_\rho(t)) \Gamma^2(1-\alpha_\rho(t))} \quad (3.11)$$

$$g_{A_2 NN}^{2++} - \frac{t}{s_0} g_{A_2 NN}^{2+-} \approx \frac{8\pi s_0^{2\alpha_{A_2}(t)} s^{2(1-\alpha_{A_2}(t))} \frac{d\sigma}{dt}(\pi^- p \rightarrow \eta n)}{g_{A_2\pi\eta}^2 (1 + \cos\pi\alpha_{A_2}(t)) \Gamma^2(1-\alpha_{A_2}(t))} \quad (3.12)$$

$$g_{\rho KK}^2 \approx \frac{8\pi s_0^{2\alpha_\rho(t)} s^{2(1-\alpha_\rho(t))} \frac{d\sigma}{dt}(K^- p \rightarrow K^0 n) - \Gamma^2(1-\alpha_\rho(t)) (1 + \cos\pi\alpha_\rho(t)) g_{A_2 K\bar{K}}^2 (g_{A_2 NN}^{2++} - \frac{t}{s_0} g_{A_2 NN}^{2+-})}{\Gamma^2(1-\alpha_\rho(t)) (1 - \cos\pi\alpha_\rho(t)) (g_{\rho NN}^{2++} - \frac{t}{s_0} g_{\rho NN}^{2+-})} \quad (3.13)$$

4. RESULTATS NUMERIQUES ET DISCUSSION

a) Données Expérimentales

Pour les largeurs totales et partielles nous avons pris ⁷

$$\Gamma_{\rho\pi\pi} = 0.125 \text{ GeV}$$

$$\Gamma_{A_2}^{\text{TOT}} = 0.085 \text{ GeV}$$

$$\Gamma_{A_2\pi\eta}^{\text{TOT}} / \Gamma_{A_2}^{\text{TOT}} = 18\%$$

$$\Gamma_{A_2 K\bar{K}} / \Gamma_{A_2}^{\text{TOT}} = 5\%$$

Dans tous les calculs, s_0 a été pris égal à 1 GeV^2 . Les trajectoires du ρ et du A_2 sont dégénérées, et leurs valeurs à $t = 0$ sont prises égales à 0.5. Les sections efficaces totales, $\frac{d\sigma}{dt}(\pi^- p \rightarrow \pi^0 n)$, $\frac{d\sigma}{dt}(\pi^- p \rightarrow \eta n)$ et

$\frac{d\sigma}{dt} (K^-p \rightarrow \bar{K}_0 n)$ sont tirées respectivement des références 8, 9, 10, 11.

b) *Exemples de Calcul*

Le calcul de $g_{\rho NN}^{++}$ peut se faire à partir de la relation (3.6), utilisée à différentes énergies. Le résultat énergie par énergie est donné Fig. 2, qui montre aussi la valeur moyenne retenue, avec une erreur estimée d'après la dispersion obtenue.

On peut par ailleurs, à l'aide de la formule (3.11), déterminer directement par ajustement $g_{\rho NN}^{++}$. Ce résultat est donnée Fig. 3. On remarquera sur cette figure combien l'approximation que les couplages sont indépendants de t paraît bien vérifiée par l'expérience, quelle que soit l'énergie.

c) *Résultats Finaux*

On trouve les autres couplages par le même genre de méthode en utilisant les équations (3.5) à (3.13). L'ensemble des résultats est résumé par la table suivante:

$$g_{\rho\pi\pi}^2 \approx 26.10 \pm 3.41$$

$$g_{A_2 NN}^{++} \approx 1.31 \pm 0.16$$

$$g_{A_2 \pi\eta}^2 \approx 12.82$$

$$g_{\rho NN}^{+-} \approx 11.05 \pm 1.00$$

$$g_{A_2 K\bar{K}}^2 \approx 10.07$$

$$g_{A_2 NN}^{+-} \approx 4.5 \pm 0.5$$

$$g_{\rho NN}^{++} \approx 2.56 \pm 0.16$$

$$g_{\rho K\bar{K}} \approx 3.12 \pm 0.28$$

Pour ces valeurs des constantes de couplage, les quantités physiques sont comparées aux résultats expérimentaux dans les figures 4, 5, 6, 7.1, 7.2, 7.3, 7.4, 8.1, 8.2, 8.3, 8.4, 9.1, 9.2, 9.3, 9.4, 10, 11.

Les constantes ci-dessus sont des moyennes d'un ensemble de valeurs tirées systématiquement de chaque réaction. Les erreurs données sur les résultats numériques sont des estimations semi-quantitatives qui indiquent l'ordre de grandeur des variations tolérées pour la cohérence de l'ensemble. Les valeurs du $g_{A_2\pi\pi}$ et $g_{A_2K\bar{K}}$ sont données sans estimation de l'erreur. Il s'agit en effet de valeurs indicatives que les incertitudes sur la nature du A_2 (dédoublément possible) et ses rapports de branchement rendent assez peu sûres. Lorsque la comparaison est possible, nous trouvons un accord satisfaisant avec les valeurs des couplages données dans la ref. 12.

En conclusion, les résultats que nous avons obtenus montrent que les hypothèses utilisées ci-dessus, à savoir factorisation du résidu et constance par rapport à t des constantes de couplage, sont assez raisonnables dans le cadre d'un modèle de Regge particulièrement simple.

Les valeurs obtenues pour les différents couplages devraient servir de point de départ dans tout modèle utilisant comme "squelette" les pôles de Regge ρ et A_2 .

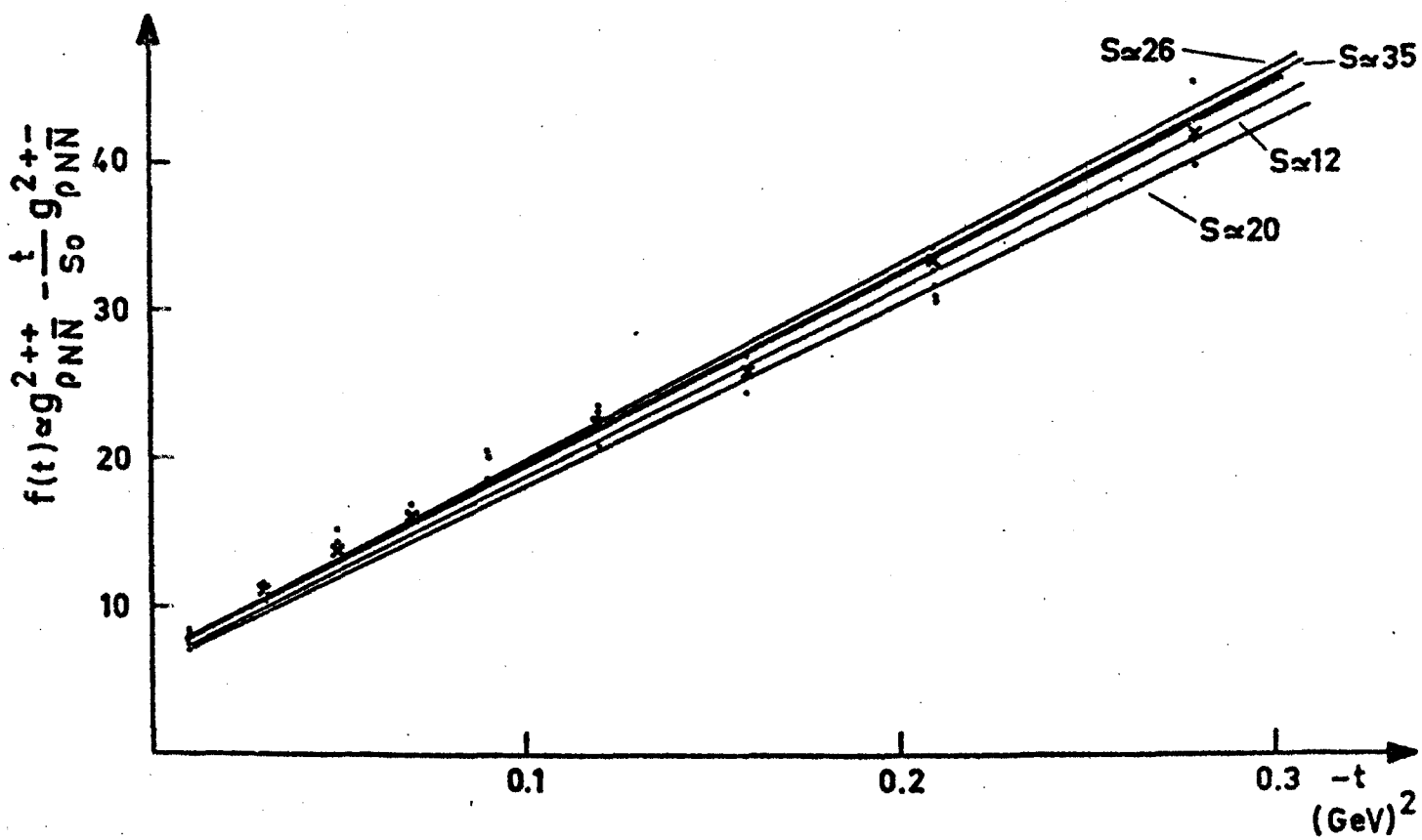
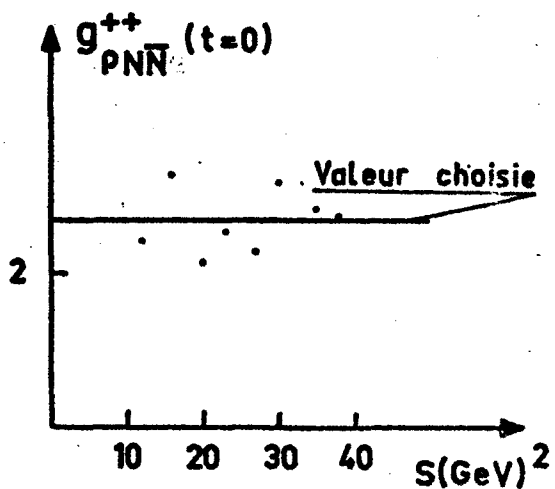
Remerciements

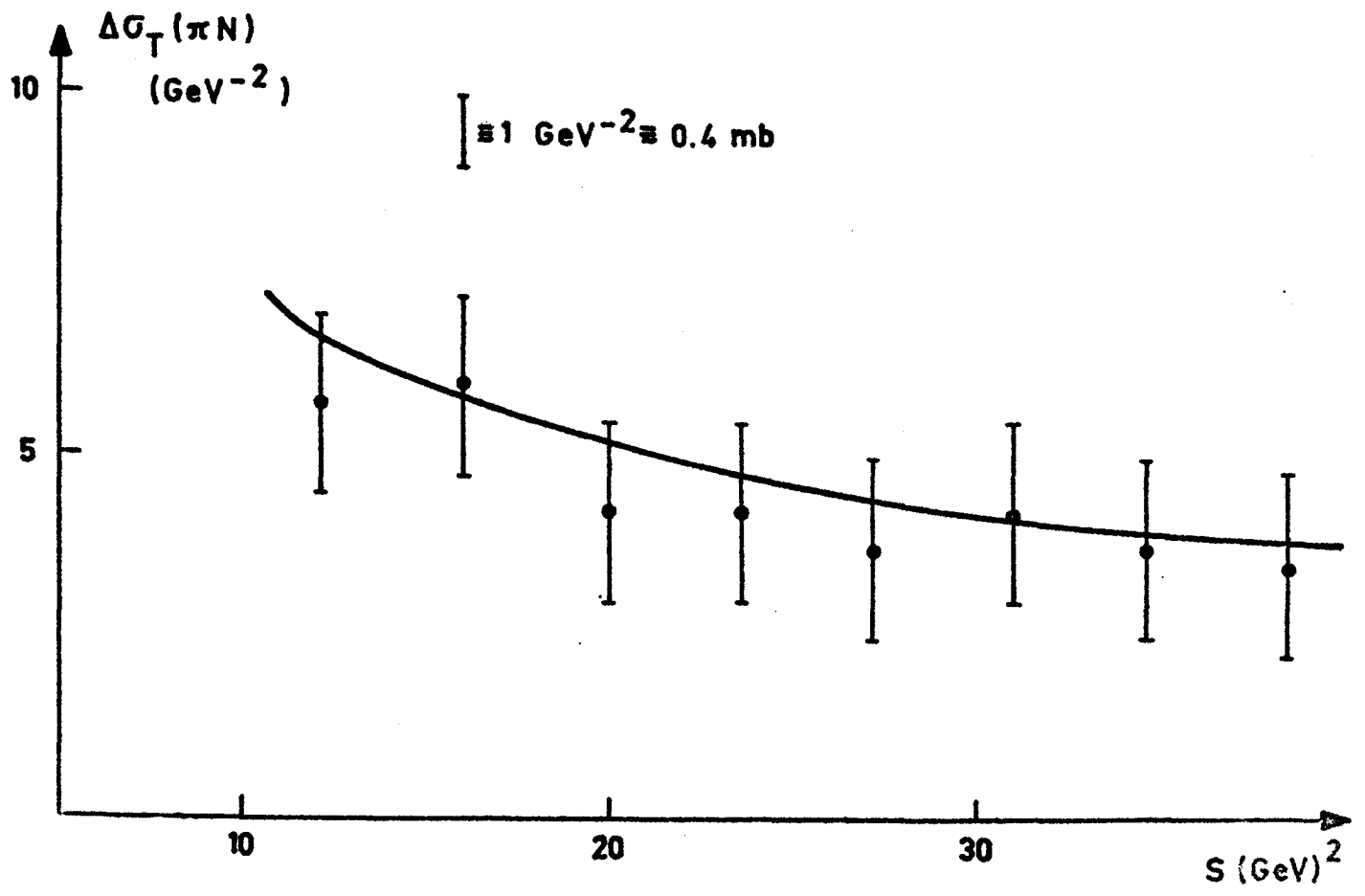
Je suis particulièrement reconnaissant à M. André Morel qui m'a proposé le thème de cet article et qui a suivi avec intérêt le déroulement du travail. Je tiens aussi à remercier vivement MM. R. Peschanski et D. Lévy pour les nombreuses et fructueuses discussions grâce auxquelles j'ai pu progresser. Je voudrais aussi remercier tout le Service de Physique Théorique et particulièrement M. C. De Dominicis pour l'accueil qu'il m'a réservé, ainsi que Mme. Lefèvre qui a dactylographié ces pages. Finalement, je tiens à exprimer ma gratitude au Gouvernement Français pour son aide matérielle.

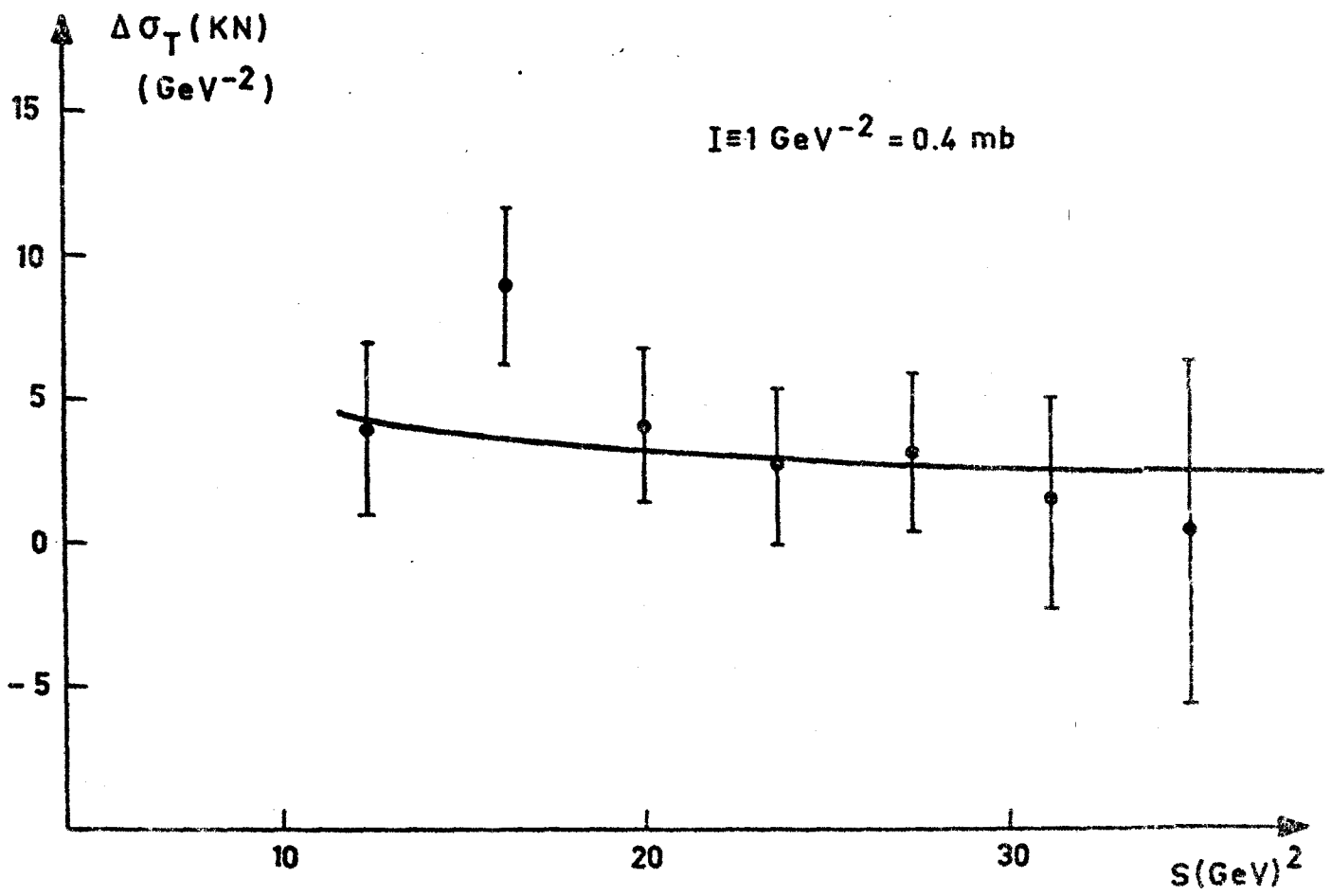
LÉGENDES DES FIGURES

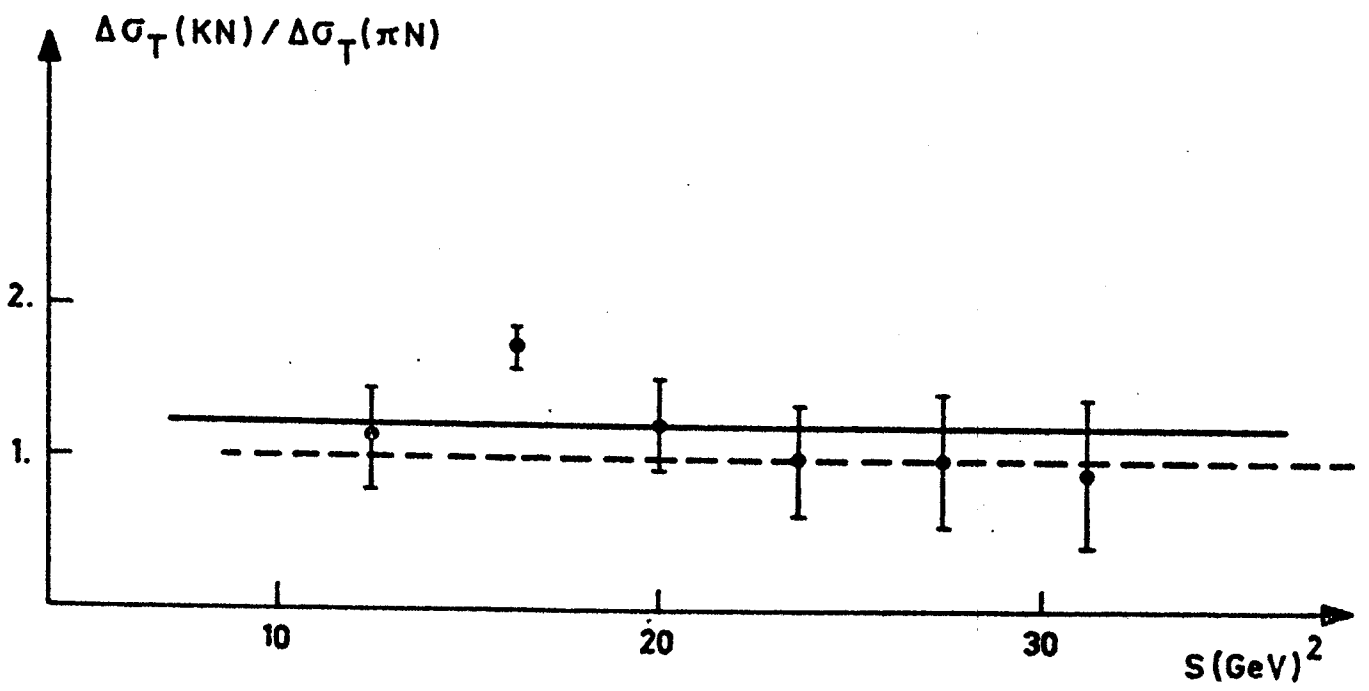
- Fig. 1. Schéma de calcul. Les σ (AB) représentent des combinaisons des sections efficaces totales σ_T pour isoler la particule qui nous intéresse particulièrement. Les $\frac{d\sigma}{dt}$ (ab \rightarrow cd) sont des sections efficaces différentielles et Γ_{iab} sont les largeurs des résonances $i \rightarrow ab$.
- Fig. 2. A titre d'exemple, valeur choisie pour la constante de couplage $g_{\rho NN}^{++}$. Calcul à partir de sections efficaces totales $\Delta\sigma_T(\pi N)$. La valeur choisie est $g_{\rho NN}^{++} \approx 2.35 \pm 0.68$.
- Fig. 3. La valeur trouvée par l'ajustement. C'est approximativement la même trouvée par une moyenne en s et en t. $g_{\rho NN}^{++} \approx 2.73 \pm 0.27$
 $g_{\rho NN}^{+-} \approx 11.05 \pm 0.15$.
- Fig. 4. Les ajustements ont été faits avec $g_{\rho NN}^{++} \approx 2.56 \pm 0.16$ et $g_{\rho\pi\pi}^2 \approx 26.10 \pm 3.41$. Les points expérimentaux ont été pris dans la ref. 8.
 $\Delta\sigma_T(N) = \sigma_T(\pi^- p) - \sigma_T(\pi^+ p)$.
- Fig. 5. Les ajustements ont été faits avec $g_{A_2 NN}^{++} \approx 1.31 \pm 0.16$ et $g_{A_2 K\bar{K}}^2 \approx 10.07$. Les points expérimentaux ont été pris dans la ref. 8.
 $\Delta\sigma_T(KN) = \sigma_T(K^+ n) + \sigma_T(K^- n) - \sigma_T(K^- p) - \sigma_T(K^+ p)$.
- Fig. 6. Les ajustements ont été faits avec $g_{\rho K\bar{K}} \approx 3.12 \pm 0.28$ et $g_{\rho\pi\pi}^2 \approx 26.10 \pm 3.41$. Les points expérimentaux ont été pris dans la ref. 8.
 $\Delta\sigma_T(KN)/\Delta\sigma_T(\pi N) = \frac{[\sigma_T(K^- p) + \sigma_T(K^+ n) - \sigma_T(K^- n) - \sigma_T(K^+ p)]}{[\sigma_T(\pi^- p) - \sigma_T(\pi^+ p)]}$.
 La ligne en pointillés correspond au rapport prédit par SU(3): $g_{\rho\pi\pi} g_{\rho K\bar{K}}^{-2}$.
- Fig. 7. Les ajustements ont été faits avec $g_{\rho NN}^{++} \approx 2.56 \pm 0.16$, $g_{\rho\pi\pi}^{++} \approx 11.05 \pm 1.1$ et $g_{\rho\pi\pi}^2 \approx 26.10 \pm 3.41$. Chaque figure correspond respectivement aux différentes énergies $s = 12.00, 20.00, 26.00, 35.00$ GeV². Les points expérimentaux ont été pris dans la ref. 9.

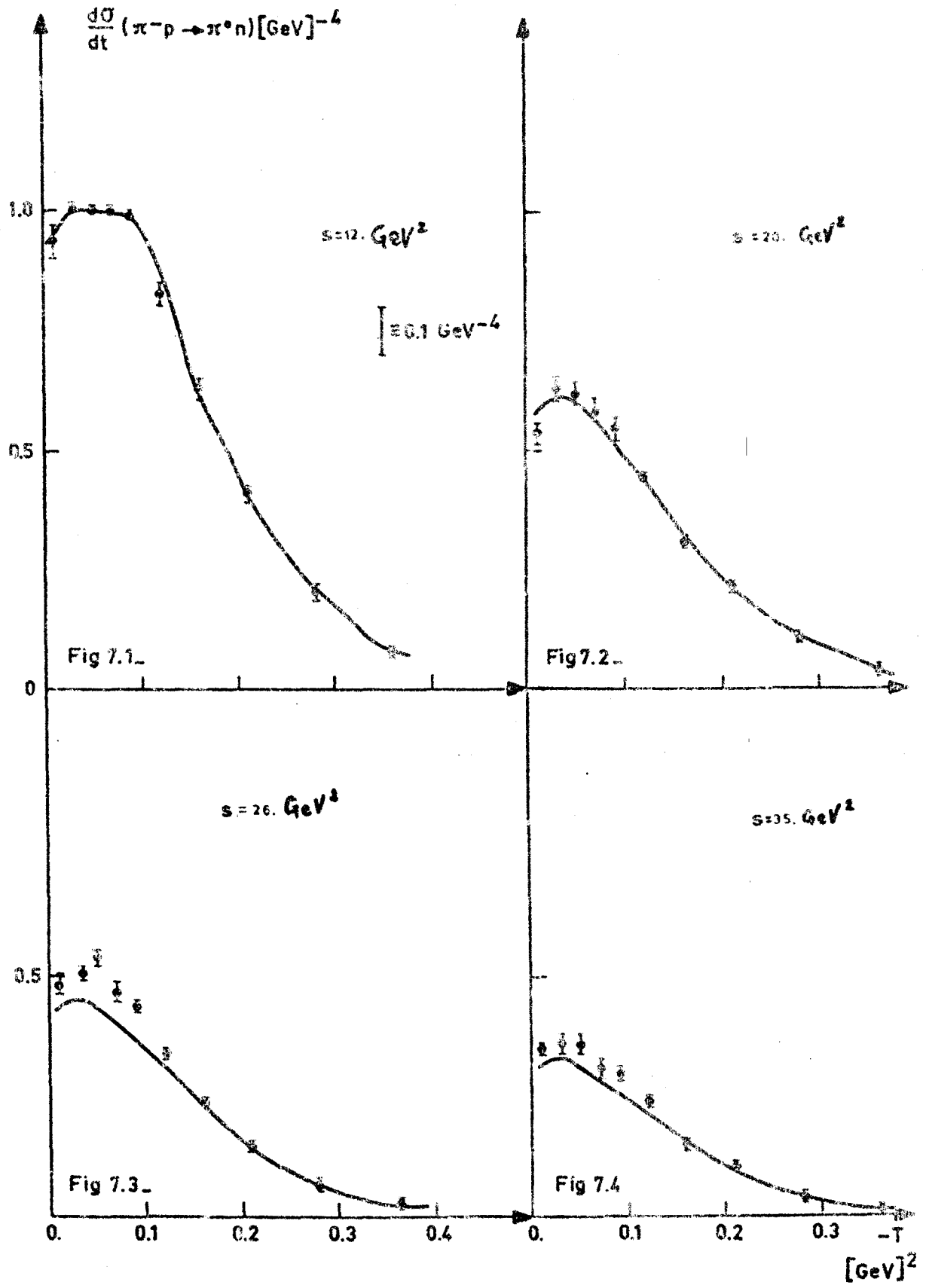
- Fig. 8. Les ajustements ont été faits avec $g_{A_2 NN}^{++} \approx 1.31 \pm 0.16$,
 $g_{A_2 NN}^{+-} \approx 4.5 \pm 0.4$ et $g_{A_2 \pi\eta}^2 \approx 12.82$. Chaque figure correspond
respectivement aux différentes énergies $s = 12.$, 19.3 , $26.$,
 $35.$ GeV^2 . Les points expérimentaux ont été pris dans la ref.
10 en tenant compte que $\eta \rightarrow 2\gamma$.
- Fig.9. Les ajustements ont été faits avec $g_{A_2 NN}^{++} \approx 1.3 \pm 0.16$,
 $g_{A_2 NN}^{+-} \approx 4.5 \pm 0.5$, $g_{\rho NN}^{++} \approx 2.56 \pm 0.16$, $g_{\rho NN}^{+-} \approx 11.05 \pm 1.0$,
 $g_{\rho KK}^2 \approx 3.12 \pm 0.28$. Les 4 figures représentent respectivement
les énergies $s = 10.55$, 14.44 , 20.0 et $25.$ GeV^2 . Les points
expérimentaux ont été pris dans la ref. 11.
- Fig.10. Les ajustements ont été faits avec $g_{\rho NN}^{++} \approx 2.56 \pm 0.16$.
 $\Delta\sigma_T(NN) = \sigma_T(p\bar{p}) + \sigma_T(pn) - \sigma_T(pp) - \sigma_T(\bar{p}n)$. Les données expé-
rimentales ont été prises dans la ref. 8.
- Fig. 11. Les ajustements ont été faits avec $g_{A_2 NN}^{++} \approx 1.31 \pm 0.16$.
 $\Delta\sigma_T(NN) = \sigma_T(pn) + \sigma_T(\bar{p}n) - \sigma_T(p\bar{p}) - \sigma_T(pp)$. Les points expé-
rimentaux ont été pris dans la ref. 8.











$$\frac{d\sigma}{dt}(\pi^-p \rightarrow \eta n) [\text{GeV}]^{-4}$$

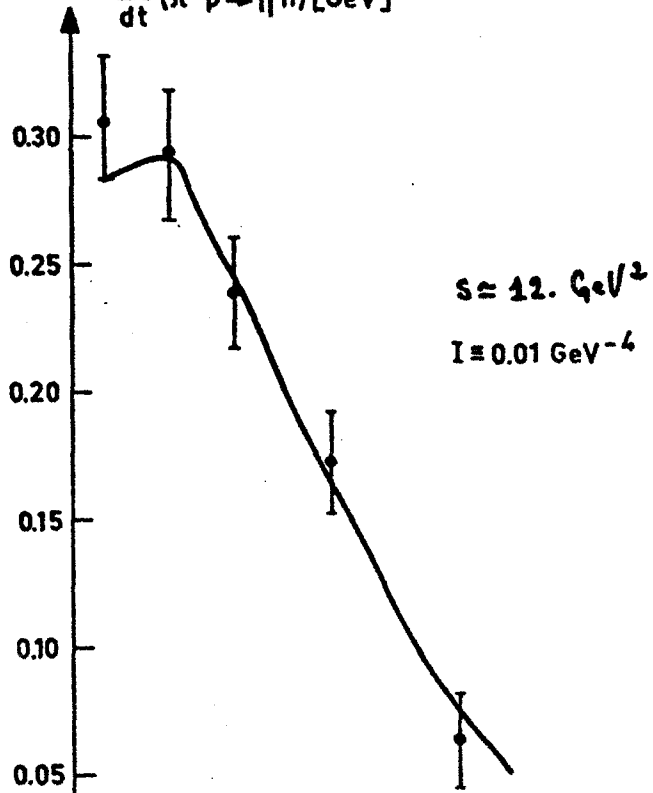


Fig 8.1

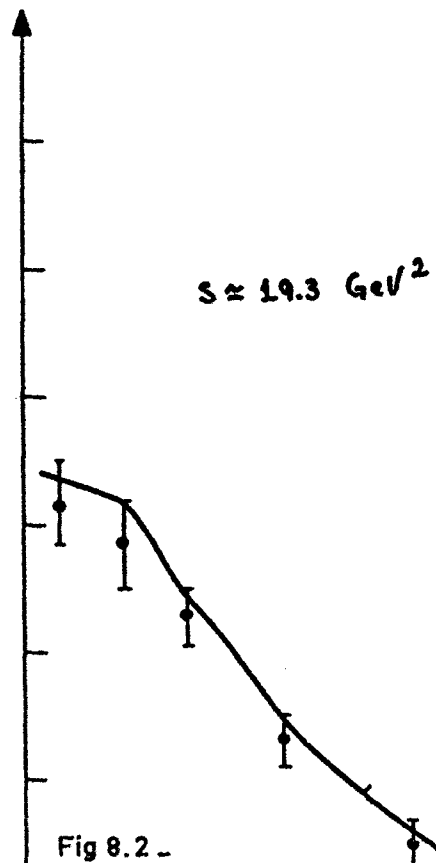


Fig 8.2

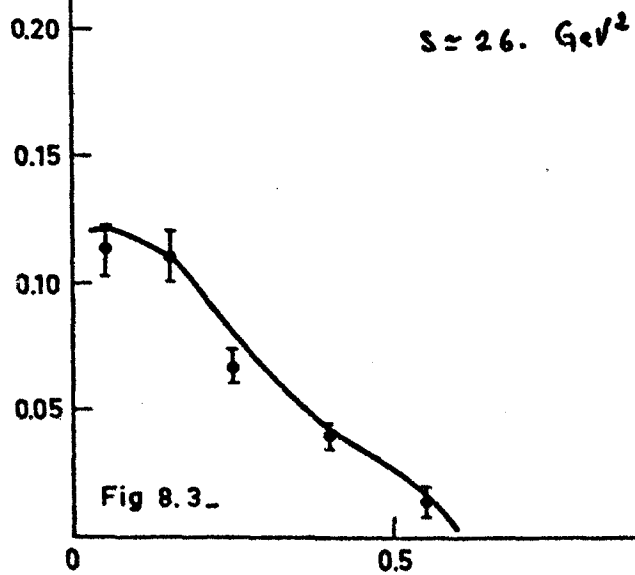


Fig 8.3

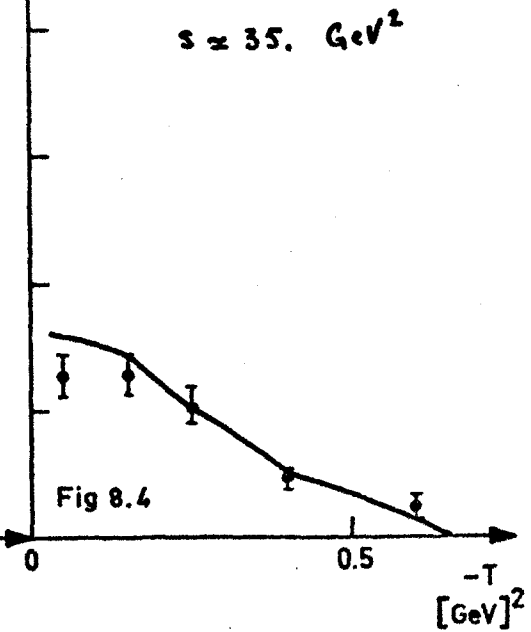
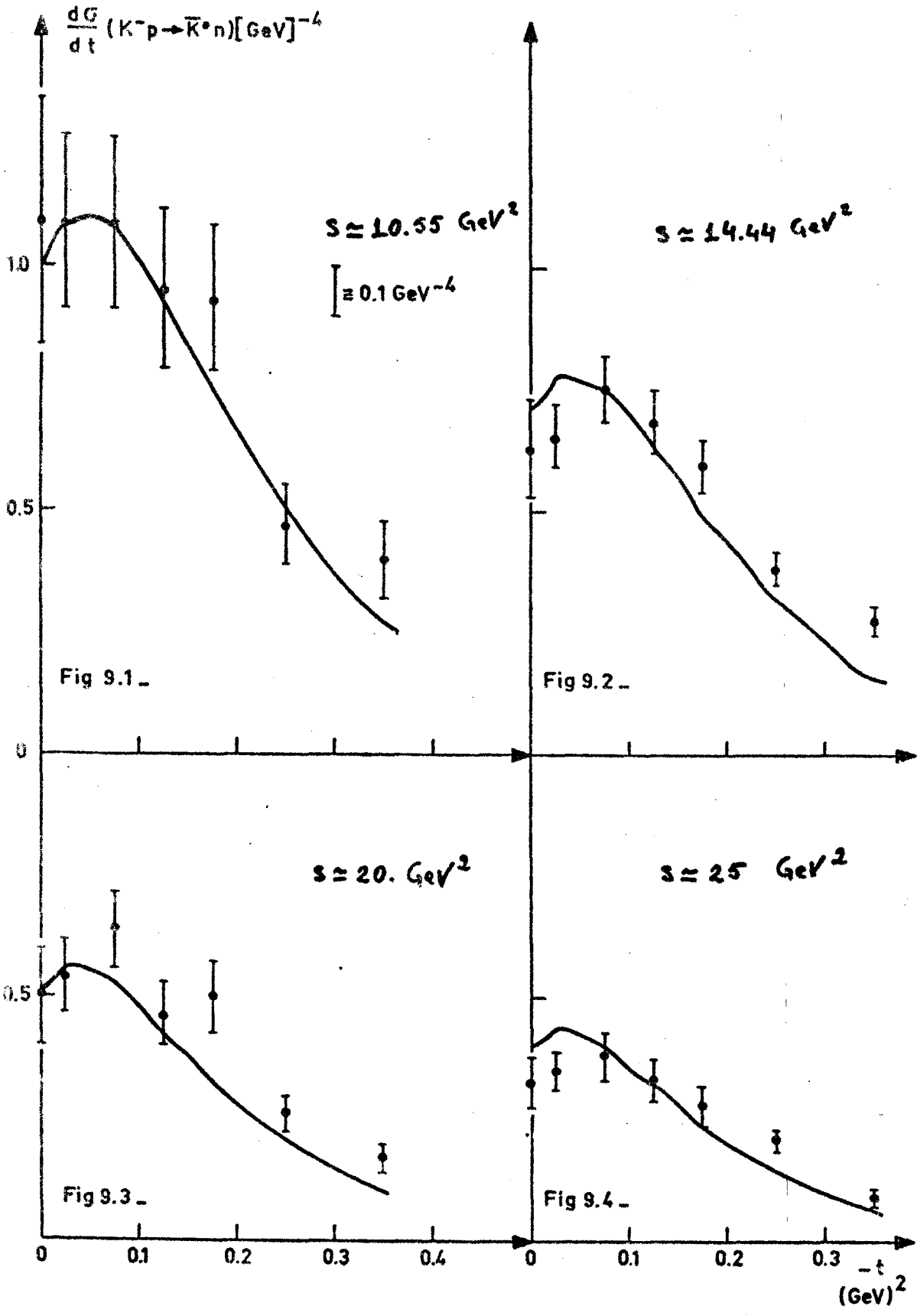
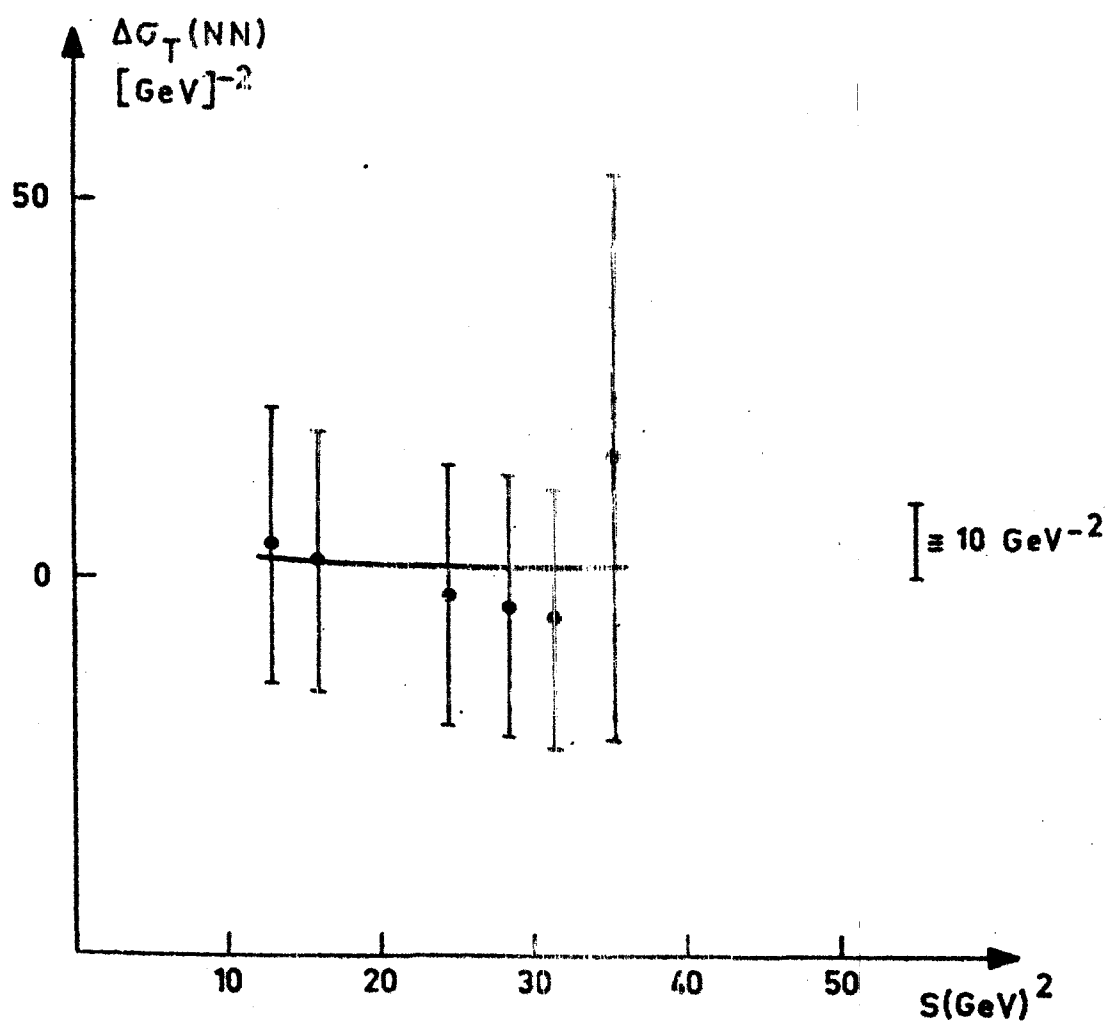
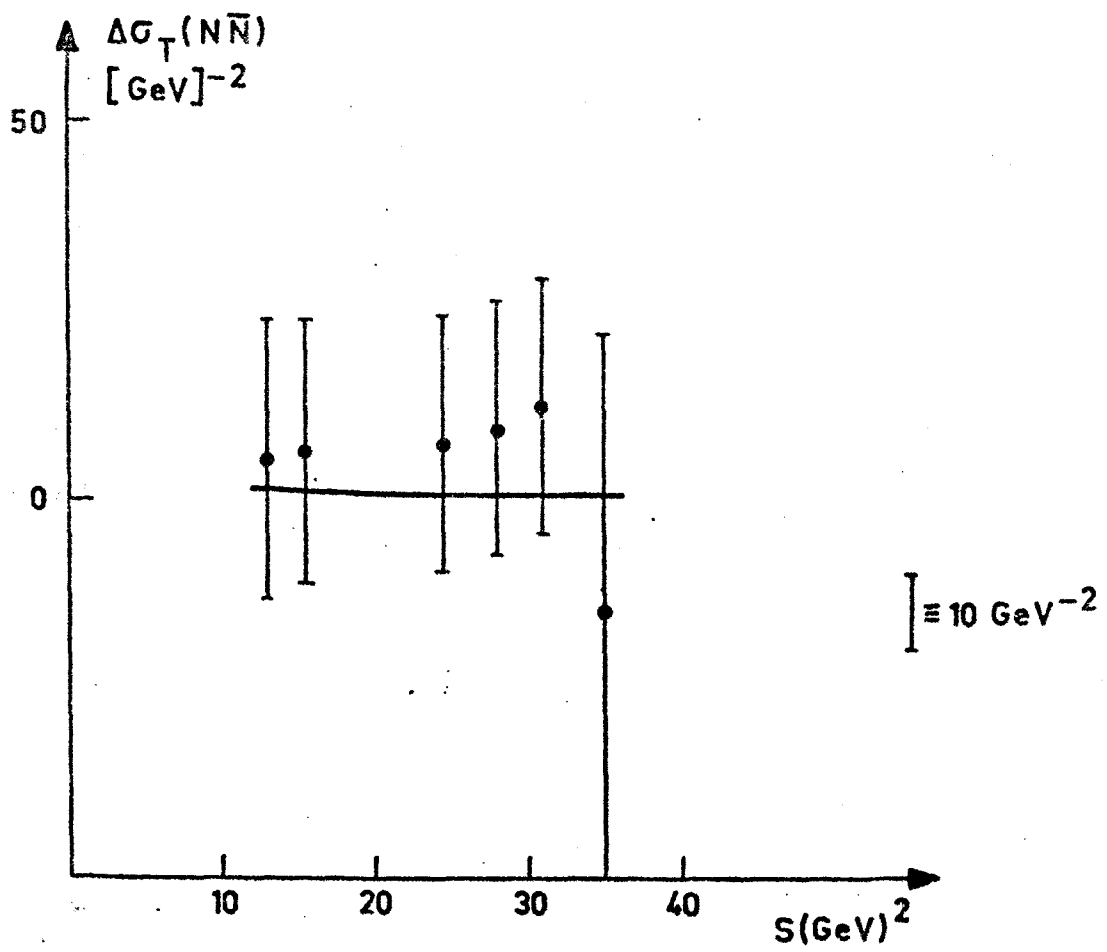


Fig 8.4

 $-t$
 $[\text{GeV}]^2$







RÉFÉRENCES

1. A. Morel, Dynamics of two-body strong interactions at high energy, Herceg-Noví 1970.
2. G. Cohen-Tannoudji, Introduction aux pôles de Regge, Ecole d'Eté de Physique des Particules, Gif-sur-Yvette 1969.
3. P. D. B. Collins, Phys. Rev. 4 (1971).
4. G. Cohen-Tannoudji, Ph. Salin, A. Morel, Nuovo Cimento 55A, 412 (1968).
5. Huan Lee, J. Math. Phys. 10, 779 (1969).
6. J. M. Drouffe, H. Navelet, Nuovo Cimento 2A, 39 (1971).
7. Table de Rosenfeld 1971, Particle Data Group - CERN.
8. Galbraith et al., Phys. Rev. 138, 913 (1965).
9. A. V. Stirling et al., Phys. Rev. Lett. 14, 763 (1965).
10. O. Guisau et al., Phys. Lett. 18, 200 (1965).
11. P. Astbury et al., Phys. Lett. 23, 396 (1966).
12. G. Ebel et al., Nucl. Phys. B33, 317 (1971).

* * *