

Zeitschrift:	Helvetica Physica Acta
Band:	38 (1965)
Heft:	VII
Artikel:	Application des émulsions ionographiques et des champs magnétiques pulsés à la mesure du moment magnétique de l'hypéron
Autor:	Rosselet, Ph.
DOI:	https://doi.org/10.5169/seals-113616

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

Download PDF: 05.12.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

**Application des émulsions ionographiques
et des champs magnétiques pulsés
à la mesure du moment magnétique de l'hypéron Λ**

par Ph. Rosselet

Laboratoire de Recherches Nucléaires EPUL

(15 VII 65)

TABLE DES MATIÈRES

Introduction	691
I Mesure du moment magnétique des hypérons	693
1. Principe des mesures de moment magnétique	693
2. Précession de la polarisation dans un champ magnétique	694
3. Choix des conditions expérimentales	699
II Réalisation d'un champ magnétique pulsé de 150 kGauss	702
1. Principe et construction des bobines	702
2. Essais et caractéristiques électriques des bobines, mesures de champ	706
III Moment magnétique du Λ	708
1. Description de l'expérience	708
2. Recherche et identification des événements	711
3. Analyse finale	713
Conclusion	715

Summary. In this work, the conditions of an experiment to measure the magnetic moment of the Λ hyperon, using photographic emulsions, are studied.

After a discussion of the general principles of magnetic moment measurements, the relativistic equation of the spin precession is established in a simple form, and integrated for initial conditions corresponding to interesting particular cases. The optimum values of different geometrical and kinematical parameters are determined.

The special coils built in view of this experiment are then described, and their electrical characteristics computed. These coils, which were pulsed several thousand times at 150 000 gauss, are among the first to abandon the traditional geometry with axial symmetry of Bitter's type coils.

Finally the problem of the detection and identification of the events (Λ decays) is discussed, and the effect of possible scanning biases is considered.

Introduction

Le moment magnétique d'une particule est une propriété intrinsèque dont la connaissance est intéressante à plus d'un titre. Tout d'abord il s'agit là d'une grandeur classique, comme la masse ou la charge électrique, dont la signification physique est claire, par contraste avec l'«hypercharge» ou la «G-parité». En contrepartie, le moment magnétique n'est pas une grandeur quantifiée dont la détermination se borne à un choix entre 2 ou 3 valeurs entières «raisonnables».

L'intérêt principal des mesures de moments magnétiques, ou plus généralement de facteurs de forme électro magnétiques, réside dans la possibilité d'interpréter ces grandeurs en fonction d'autres propriétés des particules, de leur structure, de leurs interactions.

Citons pour exemple la célèbre expérience « $g - 2$ » qui donne pour le moment magnétique du muon, un résultat d'une précision remarquable (7 chiffres significatifs)¹⁾ dont la confrontation avec les prédictions théoriques²⁾ permet de vérifier la validité de l'électrodynamique quantique, et d'assigner une limite supérieure au rayon de la particule.

La situation est passablement plus compliquée dans le cas du proton et du neutron, particules douées d'interactions fortes, bien que la précision expérimentale soit comparable. L'électrodynamique quantique est alors insuffisante pour décrire tous les phénomènes en présence, et la méthode des perturbations complètement inadéquate pour calculer l'effet du «nuage» mésonique.

Une attitude différente consiste à postuler parmi les interactions fortes l'existence de «symétries» plus générales que celle qui résulte de l'indépendance de charge. Une telle hypothèse entraîne un certain nombre de relations entre les sections efficaces de diffusion méson-baryon et entre les facteurs de forme électromagnétiques des différents baryons. Différents modèles ont été proposés, basés sur l'hypothèse de l'invariance du Lagrangien des interactions fortes par rapport à un certain groupe de transformations, qui contient comme sous-groupe celui des rotations dans l'espace de l'isospin³⁾. Un tel groupe étant choisi, il existe encore plusieurs façons d'associer les particules connues aux différentes représentations du groupe. Dans la symétrie unitaire basée sur le groupe SU_3 , par exemple, on peut faire correspondre les trois baryons proton, neutron et Λ , à la représentation de dimension 3 (modèle de SAKATA)⁴⁾, ou bien l'ensemble des baryons ($p, n, \Lambda, \Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^-, \Xi^0, \Xi^-$) à la représentation 8 (modèle du «eightfold way», de NEEMAN et GELL-MANN)⁵⁾⁶⁾.

Nous n'entrerons pas dans le détail des calculs qui permettent d'établir les relations entre les facteurs de forme des particules appartenant à un même super-multiplet⁷⁾⁸⁾, notamment d'exprimer le moment magnétique des hypérons en fonction de ceux du proton et du neutron. Disons seulement que dans le modèle de SAKATA, le moment magnétique du Λ est égal à celui du neutron, à la moitié de celui-ci dans le modèle dit du «eightfold way». La seule mesure du moment magnétique du Λ devrait donc, en principe, permettre de choisir entre les deux modèles.

Cette mesure a déjà fait l'objet de plusieurs travaux⁹⁾¹⁰⁾¹¹⁾ dont les résultats sont malheureusement contradictoires et de toute façon insuffisamment précis pour infirmer une des théories en présence.

Dans ce qui suit, nous décrirons une expérience récente, effectuée en collaboration entre les laboratoires de Bristol, Munich et Lausanne, et le groupe «Emulsions» du CERN, expérience qui diffère des précédentes par sa disposition géométrique et par le genre de détecteur utilisé. Nous discuterons successivement les principes généraux de la mesure du moment magnétique des hypérons, le problème de la réalisation des champs magnétiques intenses nécessaires, enfin les conditions de la recherche et de l'analyse des événements. Les résultats ont déjà fait l'objet d'une publication succincte⁴⁰⁾.

CHAPITRE I

Mesure du moment magnétique des hypérons**1. Principe des mesures de moment magnétique**

La plupart des déterminations de moments magnétiques se ramènent à la mesure d'une fréquence de précession dans un champ magnétique ou, si l'on préfère, d'une probabilité de transition entre différents états de spin, ces deux langages étant d'ailleurs parfaitement équivalents.

Les expériences proposées pour la mesure du moment magnétique des hypérons¹²⁾
¹³⁾¹⁴⁾ sont toutes basées sur le même principe, déjà mis en œuvre pour la mesure du moment magnétique de l'électron¹⁵⁾, du muon¹⁶⁾ et de l'antiproton¹⁷⁾: un faisceau de particules traversant un champ magnétique, on mesure l'angle dont tourne la direction de la polarisation. Cet angle est proportionnel au temps passé par la particule dans le champ et à la fréquence de précession, donc au moment magnétique.

Trois conditions doivent être remplies:

- a) disposer d'un faisceau de particules polarisées, et connaître la direction initiale de la polarisation;
- b) maintenir ces particules pendant un temps suffisamment long dans un champ magnétique suffisamment intense pour obtenir une précession appréciable;
- c) pouvoir déterminer la direction finale de la polarisation.

Un faisceau polarisé de particules peut être engendré:

- a) par une réaction de désintégration ne conservant pas la parité: désintégration $\pi \rightarrow \mu$ ¹⁶⁾;
- b) par diffusion élastique d'un faisceau non polarisé¹⁵⁾¹⁷⁾;
- c) par collision inélastique du type $\pi + \text{Nucléon} \rightarrow \text{Hypéron} + K$ dans les expériences sur les hypérons Λ et Σ^+ .

Des considérations immédiates de symétrie montrent que la polarisation ainsi obtenue ne peut être que longitudinale dans le cas *a*, transversale dans les cas *b* et *c*, c'est-à-dire perpendiculaire au plan de diffusion ou de production. On sait d'autre part expérimentalement¹⁸⁾ que les hypérons Λ et Σ^+ produits par des réactions du type *c*, sont fortement polarisés pour des énergies de la particule incidente supérieures de 200 à 300 MeV au seuil de production. La moyenne de la polarisation, prise sur l'ensemble des angles de production, est voisine de 90%. Remarquons que *P* est fonction de l'angle de production dans le centre de masse θ^* , et s'annule pour $\theta^* = 0$ et 180° .

La polarisation finale peut être déterminée soit par une nouvelle diffusion sur une cible identique à celle qui a produit la polarisation initiale, soit par l'observation d'une éventuelle asymétrie de désintégration dans le cas d'une particule instable (muon ou hypéron).

Par suite de la non-conservation de la parité dans les interactions faibles, la désintégration des hypérons n'est pas isotrope mais, dans le centre de masse, les mésons π émis ont une distribution angulaire de la forme: $dN = (1/4\pi) (1 + \alpha P \cos X) d\Omega$, où *P* est la polarisation des particules initiales, *X* l'angle entre la direction de la polarisation et la direction d'émission du méson. α est une constante caractéristique

du mode de désintégration considéré, qui représente le degré de «mélange» des ondes s et p dans l'état final:

$$\alpha = \frac{2 R_e a_s^* a_p}{|a_s|^2 + |a_p|^2}$$

où $a_s(a_p)$ est l'amplitude de l'onde $s(p)$ dans l'état final¹⁹⁾. Dans le cas de la désintégration $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$, on a $\alpha = -0,61 \pm 0,05$ ²⁰⁾.

Pour déterminer la direction de la polarisation à partir de la distribution angulaire de désintégration observée, le procédé le plus simple consiste à calculer «l'asymétrie de désintégration» par rapport à 3 plans mutuellement perpendiculaires, dans le système du centre de masse de la particule. Soit un plan défini par un vecteur unitaire \mathbf{i} , nous appellerons asymétrie de désintégration par rapport à ce plan la quantité:

$$A(\mathbf{i}) = \frac{N(+\mathbf{i}) - N(-\mathbf{i})}{N(+\mathbf{i}) + N(-\mathbf{i})}$$

où $N(\pm \mathbf{i})$ est le nombre de désintégrations où le méson π est émis dans le demi-espace correspondant à la direction $\pm \mathbf{i}$.

La quantité $A(\mathbf{i})$ est proportionnelle à la composante du vecteur polarisation \mathbf{S} selon \mathbf{i} : $A(\mathbf{i}) = (1/2) \alpha \mathbf{S} \cdot \mathbf{i}$.

La mesure des asymétries de désintégration par rapport à 3 plans perpendiculaires permet donc de déterminer la direction de \mathbf{S} , à un angle $\delta\varphi = (2/\alpha P \sqrt{N})$ près (N = nombre de désintégrations observées).

2. Précession de la polarisation de particules en mouvement dans un champ électromagnétique

Le problème de la précession du spin d'une particule dans un champ électromagnétique a été traité plusieurs fois dans la littérature, le plus souvent dans des cas particuliers. MENDLOWITZ et CASE²¹⁾, par exemple, ont étudié le cas de particules de spin 1/2 en partant de l'équation de DIRAC avec adjonction d'un terme de PAULI pour tenir compte du moment magnétique anormal. Nous exposerons ci-dessous la théorie de BARGMAN, MICHEL et TELELDI²²⁾ telle qu'elle a été présentée de façon très détaillée par HAGEDORN²³⁾. Nous appliquerons ensuite ce calcul au problème qui nous intéresse, celui de la détermination des moments magnétiques, en généralisant quelques résultats déjà publiés²⁴⁾.

Le calcul de BARGMAN et coll. est basé sur deux remarques. Tout d'abord, la polarisation étant l'espérance mathématique d'une observable quantique, il résulte du théorème d'EHRENFEST qu'elle satisfait à une équation de mouvement classique. Le problème revient donc, pour un spin arbitraire, à trouver un ensemble cohérent d'équations de mouvement covariantes.

La seconde remarque est qu'il existe un quadrivecteur S qui est la généralisation à 4 dimensions du vecteur polarisation \mathbf{S} . L'existence d'un tel quadrivecteur n'est pas évidente, elle est démontrée a posteriori par la cohérence des équations obtenues à partir de cette hypothèse.

Dans le système propre R d'une particule, le vecteur polarisation \mathbf{S}_R satisfait à l'équation:

$$\frac{d\mathbf{S}_R}{dt} = g \frac{e}{2 m c} \mathbf{S}_R \times \mathbf{H} \quad (1)$$

où par définition, g est le rapport gyromagnétique, $\mathfrak{M} = g (e \hbar \sigma / 2 m c)$ le moment magnétique de la particule (m étant sa masse, σ son spin, et e la charge de l'électron).

Pour trouver la généralisation covariante de l'équation (1), introduisons un quadrivecteur S :

$$S = (S^0, \mathbf{S})$$

qui dans le système R se réduit à:

$$S_R = (0, \mathbf{S}_R).$$

La variation de la polarisation en un instant t ne peut dépendre que:

1. de la polarisation à cet instant,
2. du champ électromagnétique,
3. des grandeurs cinématiques caractérisant le mouvement de la particule dans ce champ.

L'équation du mouvement de S sera donc de la forme:

$$\frac{dS}{d\tau} = Z \quad (\tau = \text{temps propre}) \quad (2)$$

où Z est un quadrivecteur construit à partir de ces grandeurs. Le champ électromagnétique est introduit sous sa forme relativiste, c'est-à-dire sous forme d'un tenseur du second ordre antisymétrique $F_{\mu\nu}$ tel que:

$$F^{ok} = E_k, \quad F^{ij} = H_k *) .$$

Le mouvement de la particule peut être décrit par sa quadri-vitesse:

$$V = (\gamma, \gamma \beta), \text{ avec } V_R = (1, 0) .$$

Remarquons que l'on a:

$$S^2 = - |\mathbf{S}_R|^2$$

et:

$$S \cdot V = S^0 V^0 - \mathbf{S} \cdot \mathbf{V} = - \mathbf{S}_R \cdot \mathbf{V}_R = 0 \quad (3)$$

donc:

$$S^0 = \beta \cdot S \text{ et } \frac{dS}{dt} V = - S \frac{dV}{dt} .$$

Dans le système propre:

$$\left(\frac{dS}{dt} V \right)_R = \frac{dS^0}{dt}$$

et par conséquent:

$$\left(\frac{dS}{dt} \right)_R = \left(\frac{dS^0}{dt}, \frac{d\mathbf{S}}{dt} \right)_R = \left(- S \frac{dV}{dt}, g \frac{e}{2 m c} \mathbf{S} \times \mathbf{H} \right)_R \equiv Z_R . \quad (4)$$

La grandeur $S F = S_\mu F^{\mu\nu}$ se réduit dans ce même système à:

$$(S F)_R = \mathbf{S}_R \times \mathbf{H} .$$

L'équation (2) peut donc s'écrire:

$$\dot{S}_R = \left\{ - S \dot{V}, g \frac{e}{2 m c} (S F) \right\}_R \equiv Z_R . \quad (5)$$

*) Nous utilisons une convention courante: indice grec = 0 à 3; indice latin = 1 à 3. D'autre part, $X = (X^0, \mathbf{X})$ et $X \cdot Y = X^0 Y^0 - \mathbf{X} \cdot \mathbf{Y}$.

Le point indique la dérivation par rapport au temps propre:

$$\cdot = \frac{d}{d\tau} = \gamma \frac{d}{dt}.$$

Le quadrivecteur Z doit, comme Z_R , être linéaire et homogène en S , linéaire en F , et contenir \dot{V} .

Les seuls quadrivecteurs formés à partir de S , V , \dot{V} et F , qui satisfont à ces conditions, sont:

$$S F, V(S \dot{V}), V(S F V),$$

Z est donc de la forme:

$$Z = a S F + b V(S \dot{V}) + c V(S F V).$$

En passant au système R , nous avons:

$$Z_R = \{a (S F)_R^0 + b (S \dot{V}) + c (S F)_R^0, a (S F)_R\}.$$

La comparaison avec l'équation (5) donne:

$$a = -c = g \frac{e}{2mc}, b = -1$$

d'où:

$$\dot{S} = g \frac{e}{2mc} [S F - V(S F V)] - V(S \dot{V}). \quad (6)$$

On peut ici vérifier que $S \dot{S} = 0$ et que $S \dot{V} + \dot{S} V = 0$. L'équation du mouvement (6) est donc compatible avec les conditions (3) ce qui justifie l'hypothèse de l'existence du quadrivecteur S .

Si nous supposons le champ magnétique homogène, nous avons: $\dot{V} = -(e/mc) F V$ pour une particule de charge unité (généralisation de la formule de LORENTZ) et $\dot{V} = 0$ pour une particule neutre. D'où:

$$\dot{S} = g \frac{e}{2mc} [S F - V(S F V)] \quad \text{part. neutre} \quad (7a)$$

$$\dot{S} = \frac{e}{2mc} [g S F - (g - 2) V(S F V)] \quad \text{part. chargée}. \quad (7b)$$

Nous allons chercher une équation différentielle pour S_R où toutes les grandeurs autres que S_R seront mesurées dans un système lié au laboratoire. De plus, pour donner une forme unique aux équations (7a) et (7b), nous nous placerons dans un système de coordonnées K dans lequel $\dot{V} = 0$, mais dont l'origine soit fixe par rapport au laboratoire. Ceci n'est possible que si $E = 0$. Pour une particule neutre, ce système est fixe; pour une particule chargée, il tourne autour de la direction du champ magnétique avec une vitesse angulaire

$$\omega = \frac{e H}{\gamma m c} = \frac{1}{\gamma} \omega_0.$$

Dans ce système, les équations (7) s'écrivent:

$$\dot{S} = \mu_a \frac{e}{m c} [S F - V(S F V)] \quad (8)$$

avec $\mu_a = (1/2) g$ ou $\mu_a = (1/2) (g - 2)$ selon que la particule est neutre ou chargée. μ_a est le moment magnétique anormal exprimé en unités $e \hbar/m c$.

Explicitons maintenant l'équation (8) pour le système de référence du laboratoire (système K). Nous avons la relation suivante entre S_K et le vecteur polarisation \mathbf{S}_R (transformation de Lorentz) :

$$S_K = (S_K^0, \mathbf{S}_K) = \left(\gamma \beta \cdot \mathbf{S}_R, \mathbf{S}_R + \beta \frac{\gamma^2}{\gamma+1} \beta \cdot \mathbf{S}_R \right).$$

Dans ce système particulier, nous avons simplement :

$$\dot{S}_K = (\dot{S}_K^0, \dot{\mathbf{S}}_K) = \left(\gamma \beta \cdot \dot{\mathbf{S}}_R, \dot{\mathbf{S}}_R + \beta \frac{\gamma^2}{\gamma+1} \beta \cdot \dot{\mathbf{S}}_R \right).$$

D'autre part, on vérifie facilement que :

$$\begin{aligned} S F &= (0, \mathbf{S}_K \times \mathbf{H}) = \left\{ 0, \left(\mathbf{S}_R + \beta \frac{\gamma^2}{\gamma+1} \beta \cdot \mathbf{S}_R \right) \times \mathbf{H} \right\} \\ S F V &= \gamma(\beta, \mathbf{H}, \mathbf{S}_K) = \gamma(\beta, \mathbf{H}, \mathbf{S}_R). \end{aligned}$$

En introduisant dans l'équation (8), il vient :

$$\dot{\mathbf{S}}_R = \mu_a \frac{e}{m c} [\mathbf{S}_R \times \mathbf{H} + (\gamma - 1) (\beta \times \mathbf{H}) \beta \cdot \mathbf{S}_R - (\gamma - 1) \beta(\beta, \mathbf{H}, \mathbf{S}_R)].$$

Par une transformation vectorielle, nous trouvons finalement :

$$\frac{d\mathbf{S}_R}{dt} = \mathbf{S}_R \times \boldsymbol{\Omega}, \quad \boldsymbol{\Omega} = \mu_a \frac{e}{m c} \left[\mathbf{H} - \frac{\gamma-1}{\gamma} \mathbf{P} \frac{\mathbf{P} \cdot \mathbf{H}}{|\mathbf{P}|^2} \right], \quad (9)$$

où la dérivée temporelle est prise par rapport au temps du laboratoire, et non plus par rapport au temps propre, et où \mathbf{P} est la quantité de mouvement de la particule.

Grâce au choix de notre système de référence particulier, nous arrivons à une équation différentielle remarquablement simple pour \mathbf{S}_R , d'autant plus que $\boldsymbol{\Omega}$ est un vecteur constant dans ce système.

Soit ϕ l'angle entre la direction du mouvement et celle du champ magnétique. On a :

$$\begin{aligned} \mathbf{P} \cdot \mathbf{H} &= p H \cos \phi \\ \boldsymbol{\Omega}^2 &= \left(\mu_a \frac{e}{m c} \right)^2 \left[H^2 - \frac{(\mathbf{P} \cdot \mathbf{H})^2}{|\mathbf{P}|^2} + \frac{1}{\gamma^2} \frac{(\mathbf{P} \cdot \mathbf{H})^2}{|\mathbf{P}|^2} \right] \\ &= \mu_a^2 \omega_0^2 \left[\sin^2 \phi + \frac{1}{\gamma^2} \cos^2 \phi \right]. \end{aligned} \quad (10)$$

Introduisons un ensemble de 3 axes de coordonnées dans le système K , définis par les vecteurs unitaires orthogonaux :

$$\mathbf{i} = \frac{\mathbf{P}}{|\mathbf{P}|}, \quad \mathbf{j} = \frac{\mathbf{H} \times \mathbf{P}}{|\mathbf{H} \times \mathbf{P}|}, \quad \mathbf{k} = \mathbf{i} \times \mathbf{j}.$$

Dans ce système :

$$\mathbf{H} = H (\cos \phi, 0, \sin \phi), \quad \boldsymbol{\Omega} = \mu_a \omega_0 \left(\frac{1}{\gamma} \cos \phi, 0, \sin \phi \right). \quad (11)$$

La solution générale de l'équation (9) est:

$$S(t) = \begin{cases} \frac{\omega_0^2 \mu_a^2}{\Omega^2} S_{01} \left(\frac{1}{\gamma^2} \cos^2 \phi + \sin^2 \phi \cos \Omega t \right) + \frac{\omega_0 \mu_a}{\Omega} S_{02} \sin \phi \sin \Omega t \\ + \frac{\omega_0^2 \mu_a^2}{\gamma \Omega^2} S_{03} \sin \phi \cos \phi (1 - \cos \Omega t) \\ - \frac{\omega_0 \mu_a}{\Omega} S_{01} \sin \phi \sin \Omega t + S_{02} \cos \Omega t + \frac{\omega_0 \mu_a}{\gamma \Omega} S_{03} \cos \phi \sin \Omega t \\ \frac{\omega_0^2 \mu_a^2}{\gamma \Omega^2} S_{01} \sin \phi \cos \phi (1 - \cos \Omega t) \\ - \frac{\omega_0 \mu_a}{\gamma \Omega} S_{02} \cos \phi \sin \Omega t + \frac{\omega_0^2 \mu_a^2}{\Omega^2} S_{03} (\sin^2 \phi + \cos^2 \phi \cos \Omega t) \end{cases}$$

avec:

$$\mathbf{S}_0 = \mathbf{S}(t=0) = (S_{01}, S_{02}, S_{03}) .$$

Cas particuliers:

Supposons que l'on ait: $S_{01} = S_{03} = 0$, $S_{02} = P$ (polarisation transversale); c'est le cas traité dans la référence (24). Alors:

$$S(t) = \begin{cases} P \frac{\omega_0 \mu_a}{\Omega} \sin \phi \sin \Omega t \\ P \cos \Omega t \\ - P \frac{\omega_0 \mu_a}{\gamma \Omega} \cos \phi \sin \Omega t . \end{cases}$$

Si par contre: $S_{01} = P$, $S_{02} = S_{03} = 0$ (polarisation longitudinale), alors:

$$S(t) = \begin{cases} P \frac{\omega_0^2 \mu_a^2}{\Omega^2} \left(\frac{1}{\gamma^2} \cos^2 \phi + \sin^2 \phi \cos \Omega t \right) \\ - P \frac{\omega_0 \mu_a}{\Omega} \sin \phi \sin \Omega t \\ P \frac{\omega_0^2 \mu_a^2}{\gamma \Omega^2} \sin \phi \cos \phi (1 - \cos \Omega t) . \end{cases}$$

Nous appellerons angle de précession φ_0 l'angle, dans le système K , entre le vecteur polarisation $\mathbf{S}(t)$ et sa position initiale \mathbf{S}_0 :

$$\cos \varphi_0 = \frac{1}{P^2} \mathbf{S}_0 \cdot \mathbf{S}(t) .$$

Si $\mathbf{S}_0 \cdot \Omega = 0$, on a simplement $\varphi_0 = \Omega t$.

Après que la particule ait parcouru une distance l dans le champ magnétique, on a:

$$\varphi_0 = \mu_a \frac{e}{m c^2} \sqrt{\sin^2 \phi + \frac{1}{\gamma^2} \cos^2 \phi} \frac{H l}{\beta}$$

$$(e/m c^2) = 15,40 \text{ MegaGauss} \times \text{cm dans le cas du } \Lambda .$$

Remarquons que l'angle φ_0 est indépendant de la valeur de P , laquelle n'est pas toujours déterminée avec précision, alors que la direction de \mathbf{S}_0 est connue a priori par des considérations de symétrie.

Un détecteur de particules possède généralement des directions privilégiées par rapport auxquelles il est spécialement commode de déterminer les asymétries de désintégration. Dans une plaque photographique, par exemple, un système naturel de référence est défini par les vecteurs unitaires :

$$\mathbf{i} = \frac{\mathbf{p}}{|\mathbf{p}|}, \quad \mathbf{v} = \frac{\mathbf{n} \times \mathbf{i}}{|\mathbf{n} \times \mathbf{i}|}, \quad \mathbf{w} = \mathbf{i} \times \mathbf{v}$$

où \mathbf{n} est la normale au plan de l'émulsion, \mathbf{i} définissant la direction «avant», \mathbf{v} la «gauche» et \mathbf{w} le «haut». La détermination des asymétries gauche-droite, A_{LR} , et haut-bas, A_{UD} , est immédiate. Celle d'une asymétrie avant-arrière A_{FB} , nécessite une certaine information sur la cinématique de la désintégration. Ayant mesuré les asymétries de désintégration dans ce système, on passe très simplement aux asymétries dans le système K .

Ces calculs se simplifient considérablement lorsque l'on a affaire à une particule neutre, le Λ par exemple : le système de référence K est fixe par rapport au laboratoire, et l'on peut choisir \mathbf{n} de façon que les systèmes N et K coïncident. La polarisation initiale est purement transversale ($S_{01} = 0$) et l'on peut se placer (on a d'ailleurs intérêt à le faire puisque l'amplitude de la précession est alors maximum) dans le cas où \mathbf{H} est parallèle au plan de production : $\mathbf{S}_0 \cdot \mathbf{H} = 0$.

On peut envisager deux cas limites, selon que $\phi \approx (\pi/2)$ (champ transverse) ou $\phi \approx 0$ (champ longitudinal). Dans ce dernier cas et pour des raisons pratiques, le champ peut être parallèle à \mathbf{p}_{inc} plutôt qu'à \mathbf{p} , l'angle ϕ étant alors égal à l'angle de production θ dans le laboratoire.

3. Choix des conditions expérimentales

Le problème est de déterminer le moment magnétique μ par l'intermédiaire de l'angle de précession :

$$\varphi_0 = \mu \frac{e}{m c^2} \frac{H l}{\beta} \sqrt{\sin^2 \phi + \frac{1}{\gamma^2} \cos^2 \phi}$$

lui-même obtenu à partir des asymétries de désintégration avec une incertitude :

$$\delta \varphi_0 \approx \frac{2}{\alpha \bar{P} \sqrt{N}} .$$

N étant le nombre d'événements observés, \bar{P} la polarisation moyenne pour le domaine d'angle solide considéré.

L'erreur absolue sur la mesure de μ sera :

$$\delta \mu = \frac{\delta \varphi_0}{\varphi_0(\mu = 1)} = \frac{2 \beta}{\alpha \bar{P} \sqrt{N} \frac{e}{m c^2} H l}$$

en négligeant la variation de φ_0 avec ϕ . Il convient naturellement de choisir les conditions expérimentales de façon à rendre cette erreur minimum.

Le champ magnétique H doit être aussi grand que possible; plus précisément, il doit être tel que la fréquence de précession soit au moins égale à l'inverse de la durée de vie des particules étudiées.

Le nombre N des événements observés est évidemment proportionnel à l'intensité du flux incident, à la durée de l'irradiation, et à la section efficace différentielle de la

réaction de production. Il dépend également de la nature et des dimensions de la cible, des dimensions du détecteur et de la distance de la cible au détecteur. On a :

$$N = \epsilon \mathfrak{N} N_\pi \frac{Z}{A} f(Z) \varrho \frac{1}{\lambda} \int_0^a dx \int_{d_1}^{d_2} dy \exp\left(\frac{x-y}{\lambda}\right) \iint_{\Delta\Omega} \frac{d\sigma}{d\Omega^*} \frac{d\Omega^*}{d\Omega} \sin\theta d\theta d\varphi$$

où :

Z , A , ϱ sont le numéro atomique, le poids atomique et le poids spécifique de la cible ; $f(Z)$ un facteur correctif, qui exprime le fait que la section efficace d'un noyau de charge Z n'est pas Z fois celle d'un noyau d'hydrogène ;

a est la longueur de la cible ;

\mathfrak{N} le nombre d'Avogadro ;

N_π le nombre de mésons π incidents traversant la cible ;

$\lambda = \beta \gamma c \tau$ le libre parcours moyen de désintégration ;

ϵ la proportion des événements observables ou utilisables pour l'analyse ;

$\frac{d\sigma}{d\Omega^*}$ la section efficace différentielle de la réaction considérée, qui dépend de l'angle de production θ^* et de l'énergie du faisceau incident p_{inc} ;

$\frac{d\Omega^*}{d\Omega}$ le rapport de l'angle solide dans le système du centre de masse à l'angle solide dans le système du laboratoire, également fonction de θ^* et p_{inc} ;

$\Delta\Omega$ l'angle solide sous lequel le détecteur est vu de la cible ;

d_1 et d_2 les distances extrêmes du détecteur à la cible.

Le facteur

$$\frac{1}{\lambda} \int dx \int dy e^{\left(\frac{x-y}{\lambda}\right)}$$

tient compte de l'atténuation due à l'instabilité des particules observées.

Si $\Delta\Omega \ll 4\pi$ et $a \ll \lambda$, la formule de N se simplifie quelque peu :

$$N = \epsilon N_\pi \mathfrak{N} \left[\frac{Z}{A} f(Z) \varrho \right] \left[\frac{d\sigma}{d\Omega^*} \frac{d\Omega^*}{d\Omega} \right] [a \Delta\Omega (e^{-d_1/\lambda} - e^{-d_2/\lambda})],$$

expression dans laquelle ont été séparés les facteurs géométriques, les facteurs cinétiques (fonctions de θ^* et de p_{inc}) et ceux qui dépendent de la nature de la cible.

La polarisation P est fonction des mêmes variables que N : θ^* , p_{inc} , nature de la cible, mais peut en dépendre d'une façon différente. Par exemple on peut s'attendre à ce que la polarisation diminue avec le numéro atomique Z . Il est donc préférable d'utiliser une cible d'hydrogène liquide ou d'une substance contenant une forte proportion d'hydrogène. En pratique, il y a naturellement un gros avantage à utiliser des cibles solides, polyéthylène ou LiBH_4 .

L'expression pour $\delta \mu$ contient encore deux facteurs dont nous n'avons pas parlé : la vitesse β des particules (le produit $\beta \gamma$ si $\phi = 0$) et la distance l que parcourent les particules dans le champ. Remarquons que N est également fonction de l , même si cette grandeur ne figure pas explicitement dans la formule ci-dessus. En effet, dans le cas où le détecteur est situé en dehors de champ magnétique, l constitue une limite inférieure pour d_1 ; si au contraire le détecteur est placé dans le champ, l est une moyenne pondérée de d_1 et d_2 :

$$l = d_1 + \lambda \frac{1 - \left(1 + \frac{d_2 - d_1}{\lambda}\right) \exp\left(\frac{d_1 - d_2}{\lambda}\right)}{1 - \exp\left(\frac{d_1 - d_2}{\lambda}\right)}.$$

Dans un cas comme dans l'autre, N est proportionnel à $e^{-l/\lambda}$, et $\delta \mu$ à $(l e^{-l/2\lambda})^{-1}$. Il existe donc une distance l_{opt} qui rend $\delta \mu$ minimum :

$$l_{opt} = 2\lambda = 2\beta\gamma c\tau.$$

La section efficace totale de production des Λ , selon la réaction $\pi^- + p \rightarrow \Lambda + K^0$, est assez bien connue pour une énergie cinétique du méson π incident comprise entre le seuil (768 MeV) et environ 1500 MeV²⁵⁾ à²⁸⁾. Elle croît rapidement jusqu'à un maximum de 0,8 mb à 930 MeV, pour se stabiliser ensuite autour de 0,25 mb (figure 1). Par contre, les valeurs de la polarisation moyenne (figure 2) sont assez imprécises, à l'exception du point à 905 MeV, énergie pour laquelle on connaît aussi bien la section efficace différentielle et la polarisation en fonction de l'angle θ^* ²⁷⁾.

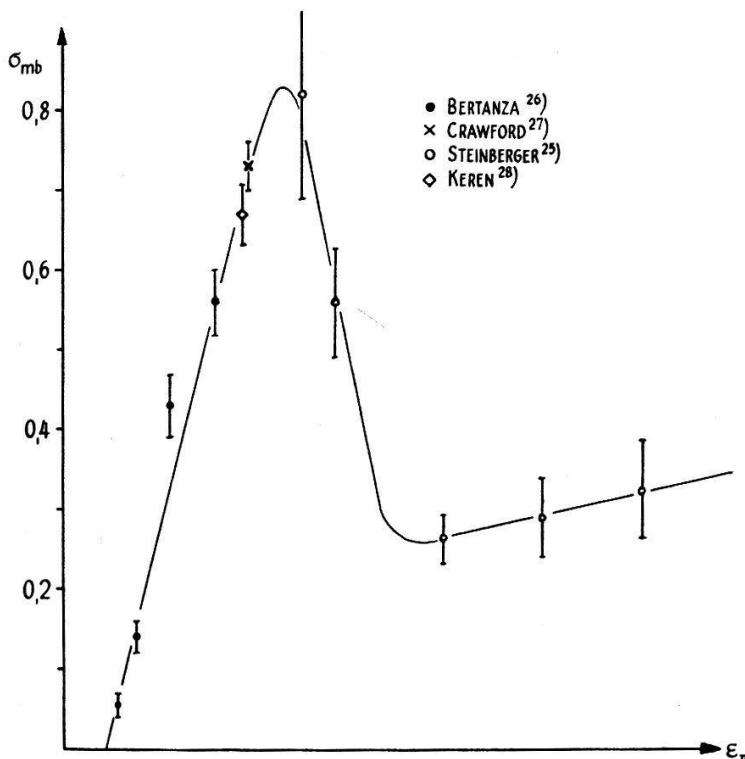


Fig. 1. Section efficace de la réaction $\pi^- + p \rightarrow \Lambda + K^0$.

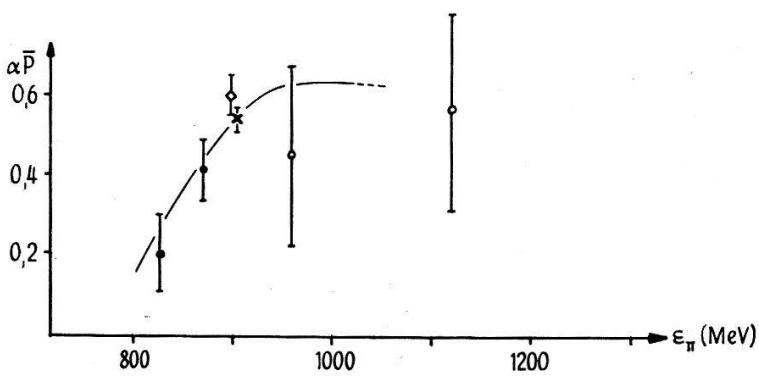


Fig. 2. Polarisation des Λ dans la réaction $\pi^- + p \rightarrow \Lambda + K^0$.

La polarisation varie peu avec l'angle θ^* ; comme elle semble pratiquement indépendante de l'énergie initiale dans un domaine assez étendu, il est avantageux de choisir pour cette dernière la valeur qui correspond au maximum de la section

efficace. A cette énergie, la section efficace différentielle est fortement asymétrique, beaucoup plus de Λ étant émis vers l'arrière que vers l'avant dans le système du centre de masse. Ce fait est d'ailleurs compensé par la désintégration plus rapide des particules émises vers l'arrière, et par le facteur de transformation des angles solides. Si pour des raisons pratiques, l'angle solide d'observation est limité, on aura intérêt à observer une région voisine de l'angle d'émission maximum, $\theta_{max} = 21,5^\circ$ (110° dans le centre de masse) et incluant l'angle qui correspond à 90° dans le C.M. (19° dans le laboratoire). Dans ces conditions, la distance optimum entre cible et détecteur, est d'une dizaine de centimètres, la durée de vie du Λ étant $\tau_\Lambda = 2,52 \pm 0,08 \cdot 10^{-10}$ sec²⁹.

CHAPITRE II

Réalisation d'un champ magnétique pulsé de 150 kGauss

1. Principe et construction des bobines

Pour produire une précession mesurable du spin des Λ pendant leur durée de vie très brève, un champ magnétique de l'ordre de 100 à 200 000 Gauss est nécessaire. Les bobines spéciales, pouvant fournir un champ de cette intensité doivent en outre satisfaire un certain nombre de conditions géométriques, électriques et mécaniques, imposées par la nature de l'expérience³⁰:

- a) Le champ doit être transverse, c'est-à-dire, perpendiculaire à la plus grande dimension du volume utile, et uniforme, à quelques pourcents près.
- b) La longueur du volume utile du champ doit être de 15 à 20 cm (environ trois fois le parcours moyen des Λ) et ce volume lui-même suffisant pour contenir un détecteur, ici un paquet d'émulsions photographiques nucléaires.
- c) Le champ étant pulsé (ce qui simplifie considérablement les problèmes de refroidissement), la durée des impulsions de champ doit être longue par rapport à celle des impulsions de l'accélérateur, qui est d'une demi-milliseconde environ.
- d) Les bobines doivent résister, pour quelques milliers de décharges, aux effets mécaniques et thermiques des courants intenses mis en jeu.
- e) Elles doivent être pourvues d'accès pour l'entrée du faisceau incident et l'introduction du détecteur.

La condition a) est idéalement satisfaite dans une géométrie où le courant circule le long des génératrices d'un cylindre, avec une densité linéaire (couche de pénétration infiniment mince) $j(\theta) ds = j_0 R \sin \theta d\theta$.

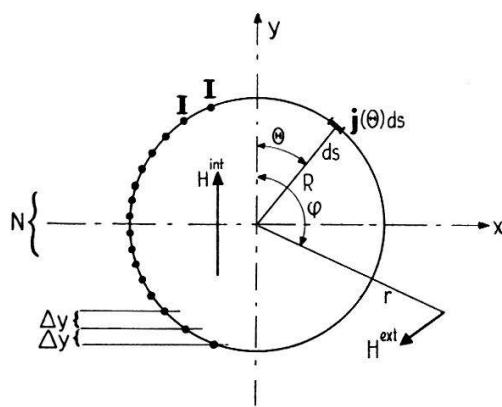


Fig. 3. Distribution de courant pour champ uniforme.

Pratiquement on peut s'approcher de ces conditions idéales en répartissant sur la circonférence à des intervalles Δy égaux, un certain nombre $2N$ de conducteurs rectilignes, tous parcourus par un courant I (figure 3).

La condition d'uniformité du champ est satisfaite dans la limite où N est grand, et où la longueur l du cylindre est beaucoup plus grande que son rayon R . On a alors :

$$N I = \int_0^\pi j_0 R \sin \theta d\theta = 2 j_0 R$$

$$H_x^{int} = 0$$

$$H_y^{int} = 2 \int_0^\pi \frac{j_0 R \sin^2 \theta d\theta}{2\pi R} = \frac{1}{2} j_0 = \frac{N I}{4 R}.$$

Le champ à l'extérieur du cylindre s'obtient de la même façon (en négligeant le volume des conducteurs) :

$$H_x^{ext}(r, \varphi) = \frac{N I}{4 R} \left(\frac{R}{r}\right)^2 \cos 2\varphi$$

$$H_y^{ext}(r, \varphi) = \frac{N I}{4 R} \left(\frac{R}{r}\right)^2 \sin 2\varphi.$$

Le champ n'est évidemment homogène qu'à l'intérieur du cylindre.

Le coefficient de self-induction \mathfrak{L} se calcule le plus simplement à partir de l'énergie magnétique totale :

$$E_{mag} = \frac{1}{2} \mathfrak{L} I^2 = \frac{\mu_0}{2} \int H^2 dV,$$

d'où :

$$\mathfrak{L} = \frac{\pi}{8} \mu_0 N^2 l$$

(on a fait abstraction de l'effet des extrémités du cylindre).

La longueur l étant déterminée par la condition b , on peut ajuster la période de pulsation du champ selon la condition c par un choix approprié du nombre N de spires de la bobine.

Pour avoir une idée des efforts mécaniques, calculons la force exercée par le champ sur une moitié de la bobine :

$$F_x = \frac{\mu_0 N I j_0}{4} \int_0^{\pi/2} \cos^2 \theta \sin \theta d\theta = \mu_0 \frac{N^2 I^2 l}{24 R} = \frac{2}{3} \mu_0 H^2 R l$$

$$F_y = \frac{\mu_0 N I j_0}{4} \int_0^{\pi/2} \cos \theta \sin^2 \theta d\theta = \mu_0 \frac{N^2 I^2 l}{24 R} = \frac{2}{3} \mu_0 H^2 R l.$$

Il s'agit de forces de compression selon Y , tendant à rapprocher les spires les unes des autres, d'extension selon X , tendant à augmenter leur surface. On a de même une force d'extension selon l'axe du cylindre :

$$F_z = \frac{\pi}{8} \mu_0 N^2 I^2 = 2\pi \mu_0 H^2 R^2.$$

Si nous avons traité quelque peu en détail ce cas idéal, c'est surtout pour sa simplicité mathématique. Pratiquement, les conducteurs doivent être connectés, d'une manière ou d'une autre, ce qui ne peut guère se faire sans rendre inaccessible la cavité intérieure.

Pour la réalisation pratique des bobines, nous avons donné à cette cavité la forme d'un parallélépipède. Les conducteurs sont des plaques métalliques rectangulaires, munies d'une ouverture également rectangulaire, empilées et connectées en série. Afin de ménager une voie d'accès au faisceau incident, les bobines sont constituées de deux parties identiques de 10 spires chacune, séparées par un anneau de cuivre coupé et percé d'un trou (figure 4). Cet anneau joue également le rôle de concentrateur de flux, c'est-à-dire qu'il renforce et homogénéise le champ au centre de la bobine.

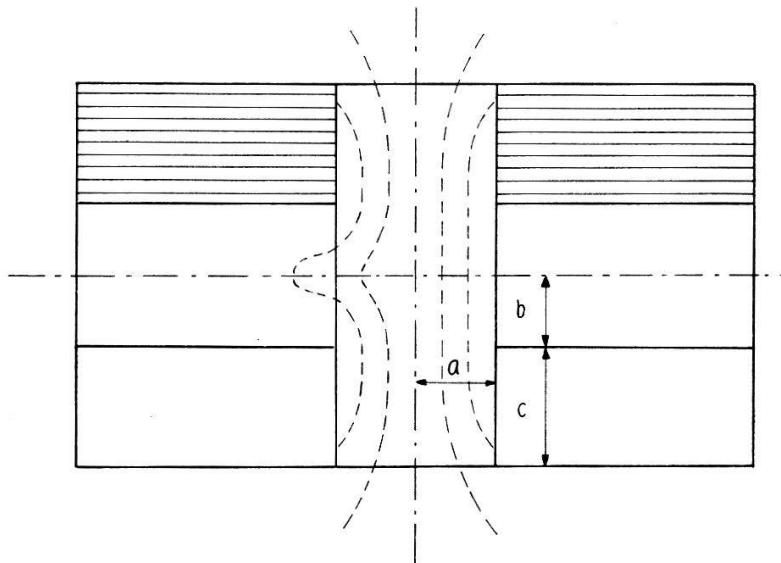


Fig. 4. Bobine (coupe). Lignes de champ avec anneau central isolant (gauche) ou conducteur (droite).

Les spires sont en cuivre à 1% de chrome, alliage dont la résistance à la rupture est deux fois supérieure et la conductibilité électrique à peine inférieure à celles du cuivre commercial, à la température ordinaire³¹⁾. L'isolant utilisé est la vétronite, nom commercial d'une fibre de verre imprégnée de résine Epoxy.

La presque totalité du volume intérieur est occupée par une boîte de vétronite qui peut contenir un paquet d'émulsions ainsi que la jauge pour les mesures de champ. La bobine est refroidie par une circulation d'eau déminéralisée, dans l'anneau et autour de la boîte. La température dans celle-ci est maintenue au voisinage de 20 °C.

Les bobines sont montées dans des carcasses d'acier inoxydable (non magnétique) qui ont pour but de contenir les forces magnétiques. Au montage, les bobines sont fortement comprimées entre les blocs principaux des carcasses, selon le sens du champ, afin d'éviter, lors des décharges, l'apparition en certains points de pressions négatives, et un déplacement néfaste des spires. Pour leur conserver le maximum de rigidité, nous avons renoncé à construire les carcasses en tôles laminées, acceptant en contrepartie une certaine perte d'énergie et un notable échauffement par courants de Foucault.

Pour autant que l'on néglige l'épaisseur de la couche de pénétration, ainsi que l'effet des extrémités et de l'anneau, le calcul du champ est trivial, même si son écriture est assez longue. On a (voir la figure 4 pour les définitions) :

$$H_x(x, y) = \frac{N I}{8 \pi c} \left[\log \frac{(x-a)^2 + (b+c-y)^2}{(x-a)^2 + (b-y)^2} - \log \frac{(x-a)^2 + (b+c+y)^2}{(x-a)^2 + (b+y)^2} \right. \\ \left. + \log \frac{(x+a)^2 + (b+c+y)^2}{(x+a)^2 + (b+y)^2} - \log \frac{(x+a)^2 + (b+c-y)^2}{(x+a)^2 + (b-y)^2} \right],$$

$$H_y(x, y) = \frac{N I}{4 \pi c} \left[\operatorname{arctg} \frac{b+c-y}{a+x} + \operatorname{arctg} \frac{b+c-y}{a-x} + \operatorname{arctg} \frac{b+c+y}{a+x} + \operatorname{arctg} \frac{b+c+y}{a-x} \right. \\ \left. - \operatorname{arctg} \frac{b-y}{a+x} - \operatorname{arctg} \frac{b-y}{a-x} - \operatorname{arctg} \frac{b+y}{a+x} - \operatorname{arctg} \frac{b+y}{a-x} \right].$$

Au centre de la bobine, on a :

$$H_x(0, 0) = 0$$

$$H_y(0, 0) = H_0 = \frac{N I}{\pi c} \left[\operatorname{arctg} \frac{b+c}{a} - \operatorname{arctg} \frac{b}{a} \right] = \frac{N I}{\pi c} \operatorname{arctg} \frac{2 \gamma}{1 + \beta (\beta + 2 \gamma)},$$

où $\beta = (b/a)$, $\gamma = (c/2a)$; au voisinage de ce point, on peut écrire :

$$H_x(x, y) \approx -2 \frac{N I}{\pi c a^2} x y (\sin \theta_1 \cos^3 \theta_1 - \sin \theta_2 \cos^3 \theta_2) \\ H_y(x, y) \approx H_0 - \frac{N I}{\pi c a^2} (x^2 - y^2) (\sin \theta_1 \cos^3 \theta_1 - \sin \theta_2 \cos^3 \theta_2)$$

avec : $\theta_1 = \operatorname{arctg} (b/a)$, $\theta_2 = \operatorname{arctg} (b+c)/a$.

Ces dernières expressions pour H_x et H_y montrent que l'on peut choisir a , b et c de façon que les dérivées secondes de H_x et H_y soient nulles à l'origine, c'est-à-dire, que le champ soit «le plus homogène possible» (condition de HELMHOLTZ). Cette condition n'est pas remplie dans le cas de nos bobines; elle conduirait à une épaisseur trop faible pour l'anneau central. Cependant, le champ est remarquablement uniforme, grâce à la présence de cet anneau. Son effet n'est pas simple à calculer; on peut le comprendre intuitivement si l'on se souvient que les lignes de champ sont en quelque sorte repoussées par le conducteur et ainsi obligées de garder des directions sensiblement parallèles, le courant induit autour de l'anneau tendant à annuler le champ dans celui-ci (figure 4).

Le calcul du coefficient de self-induction est des plus laborieux. On parvient, après un certain nombre d'intégrations, à l'expression suivante :

$$\mathfrak{L} = \frac{\mu_0 N^2 l}{8 \pi \gamma^2} [2 F(\gamma) + F(\beta + 2 \gamma) - 2 F(\beta + \gamma) + F(\beta)]$$

où :

$$F(x) = 4 x \operatorname{arctg} x + x^2 \log \left(1 + \frac{1}{x^2} \right) - \log (1 + x^2).$$

En première approximation, on peut se contenter de la formule :

$$\mathfrak{L} \approx \mu_0 N^2 l \frac{a}{2 c}$$

à comparer à celle que l'on avait trouvée dans le cas de la section circulaire idéale:

$$\mathfrak{L} = \mu_0 N^2 l \frac{\pi}{8}.$$

L'introduction des dimensions de nos bobines:

$$a = 19 \text{ mm}, b = 14 \text{ mm}, c = 33 \text{ mm}, l = 168 \text{ mm},$$

dans l'expression de \mathfrak{L} donne:

$$\mathfrak{L} = 25,2 \mu H$$

valeur un peu différente de celle que l'on mesure, $\mathfrak{L} = 32 \mu H$. Toutefois l'écart s'explique très bien par le fait d'avoir négligé l'épaisseur δ de la couche limite: si par exemple on remplace a par $a + \delta$, on obtient $\mathfrak{L} = 33 \mu H$, en excellent accord avec la valeur mesurée. La présence de l'anneau central conducteur modifie d'ailleurs également la valeur de la self.

La résistance, en régime alternatif, est approximativement donnée par:

$$R_s = \rho N^2 \frac{l+2a}{c\delta}$$

avec $\delta = \sqrt{2\rho/\mu_0\omega}$, ρ étant la résistivité.

Ici encore, le résultat du calcul ($6,8 \text{ m}\Omega$) est en bon accord avec celui de la mesure (environ $6 \text{ m}\Omega$).

2. Essais et caractéristiques électriques des bobines; mesures de champ

De nombreux essais ont été nécessaires pour déceler les points faibles de la construction des bobines, tester les matériaux utilisés, et contrôler l'efficacité du refroidissement. D'autre part, il était utile de connaître la «durée de vie» des bobines dans les conditions d'une irradiation au P. S., et par conséquent d'effectuer un essai destructif sur au moins une bobine dans ces mêmes conditions. Enfin il fallait déterminer les caractéristiques électro magnétiques des bobines: résistance, coefficient de self-induction, champ maximum en fonction de la tension initiale, et vérifier l'homogénéité du champ dans la cavité intérieure. Les résultats des principaux essais effectués³³⁾ sont représentés graphiquement à la figure 5 où l'on a reporté, en fonction du temps, la quantité $H \log N$ (H = champ maximum obtenu, N = nombre d'impulsions à ce champ).

Pour ces tests, comme pour les expériences au P.S., nous avons utilisé la station d'alimentation du CERN, constituée essentiellement d'une unité de charge, d'une batterie de condensateurs (capacité totale $75000 \mu F$) et d'un système de déclenchement des décharges³¹⁾³²⁾.

L'ensemble du banc de condensateurs et de la bobine constitue un circuit résonnant. La capacité C étant initialement chargée à une tension V_0 , le circuit est fermé par un ensemble d'ignitrons en parallèle, à commande manuelle ou automatique, ce qui déclenche une décharge oscillante amortie. Après environ un quart de période, la capacité est court-circuitée par un second système d'ignitrons, ceci simplement pour la protection des condensateurs qui supportent mal un changement de polarité. Les ignitrons étant des redresseurs, l'oscillation serait de toute façon interrompue après une demi-période.

L'équation différentielle suivante régit la décharge dans sa première phase (\mathfrak{L} est la self, R la résistance de la bobine) :

$$\mathfrak{L} \frac{d^2i}{dt^2} + R \frac{di}{dt} + \frac{1}{C} i = 0$$

avec les conditions initiales :

$$v(t=0) = V_0, \quad i(t=0) = 0,$$

d'où la solution :

$$i(t) = \frac{V_0}{\mathfrak{L} \omega} e^{-Rt/2\mathfrak{L}} \sin \omega t$$

$$v(t) = V_0 e^{-Rt/2\mathfrak{L}} \left(\cos \omega t + \frac{R}{2\mathfrak{L} \omega} \sin \omega t \right)$$

avec :

$$\omega^2 = \frac{1}{\mathfrak{L} C} - \frac{R^2}{4\mathfrak{L}^2}.$$

Le courant passe par un maximum

$$I_{max} = V_0 \sqrt{\frac{C}{\mathfrak{L}}} e^{-Rt_0/2\mathfrak{L}}$$

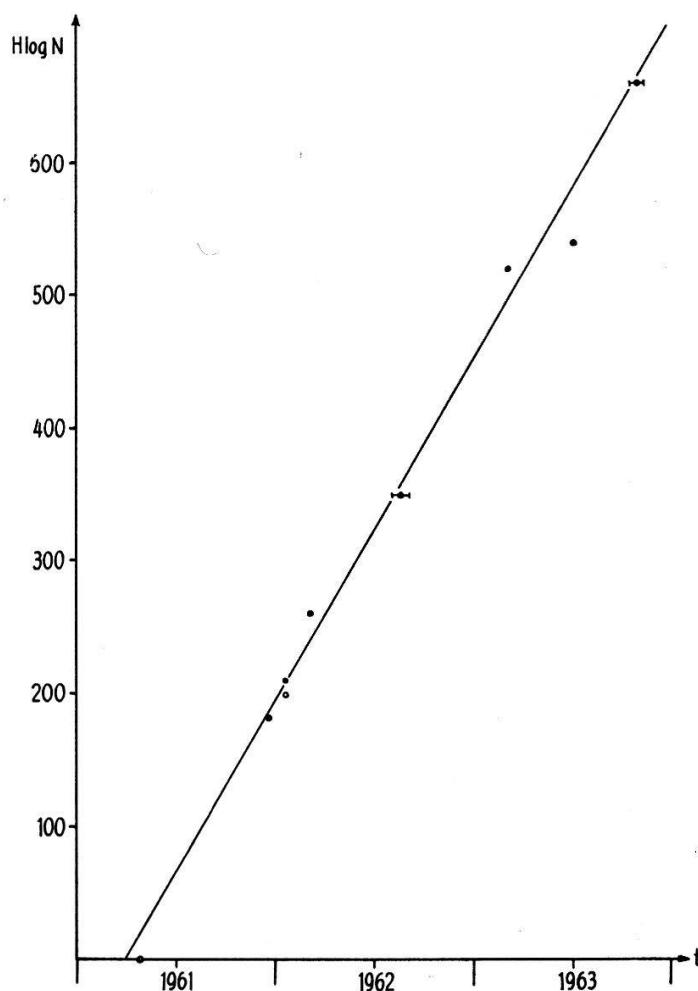


Fig. 5. Progrès dans la réalisation de champs intenses.

H = champ maximum. N = nb. d'impulsions au champ max. O = essai destructif.

pour

$$\omega t_0 = \operatorname{arctg} \frac{2\mathfrak{L}\omega}{R} \approx \frac{\pi}{2} - \frac{R}{2\mathfrak{L}\omega}.$$

Si l'on n'opère pas la mise en court-circuit mentionnée plus haut, la tension atteint un minimum (négatif) pour $t = (T/2) = (\pi/\omega)$:

$$V = -V_0 e^{-RT/4\mathfrak{L}}.$$

L'enregistrement d'un oscillogramme représentant $v(t)$ permet donc dans ces conditions de mesurer $(T/2)$ et (V/V_0) , dont on peut déduire les caractéristiques électriques de la bobine, \mathfrak{L} et R .

La présence d'un concentrateur de flux comme l'anneau métallique central de nos bobines, peut être assimilée à celle d'un circuit secondaire de résistance R_2 et de self \mathfrak{L}_2 , couplé par induction. Dans la limite où $(R_2/\mathfrak{L}_2\omega) \ll 1$, les solutions pour le courant et la tension gardent la même forme que précédemment, avec un coefficient d'amortissement

$$\frac{R/2\mathfrak{L}}{1 - M^2/\mathfrak{L}\mathfrak{L}_2} \text{ et une pulsation } \frac{\omega}{\sqrt{1 - M^2/\mathfrak{L}\mathfrak{L}_2}}.$$

Parmi les nombreuses méthodes de mesure des champs magnétiques³⁴⁾, deux seulement peuvent s'appliquer assez simplement à des champs pulsés, celles basées sur l'effet d'induction d'une part, sur l'effet Hall d'autre part. Par ces deux techniques conjuguées, nous pouvons mesurer le champ avec une précision de l'ordre du pour cent. C'est ainsi que nous avons déterminé le rapport entre le champ maximum mesuré au centre de la bobine, et la tension initiale aux bornes de la capacité:

$$\frac{H_{max}}{V_0} = 60 \pm 1 \text{ Gauss/Volt.}$$

Nous avons également comparé le champ en différents points de la cavité intérieure au champ mesuré au centre. Dans le plan médian de la bobine et jusqu'à 15 mm de part et d'autre de ce plan, les différences sont à peine significatives (de l'ordre de 1 à 2%).

CHAPITRE III

Moment magnétique du Λ

1. Description de l'expérience

Une mesure du moment magnétique du Λ utilisant l'émulsion photographique comme détecteur fut envisagée dès 1958³⁵⁾³⁶⁾. L'avantage essentiel des plaques photographiques pour une telle expérience est la possibilité de réaliser des «stacks» de dimensions très réduites, que l'on peut introduire à l'intérieur des bobines; leur inconvénient réside dans la lenteur du dépouillement, c'est-à-dire de la recherche des événements, en présence d'un fond considérable de traces parasites. Une comparaison systématique avec d'autres détecteurs (chambres à étincelle notamment) au point de vue des difficultés techniques de mise au point et des erreurs systématiques, nous a toutefois convaincus de la supériorité (certainement provisoire) des émulsions.

La géométrie de l'expérience est soumise à un certain nombre d'impératifs:

- 1° La trajectoire d'une des particules au moins (le proton en l'occurrence) provenant de la désintégration du Λ , doit être approximativement parallèle au plan des

émulsions (à 10 ou 15° près) pour permettre l'observation et la mesure. Les plaques doivent donc être parallèles à la ligne de vol des Λ à observer.

- 2^o Pour éviter les biais expérimentaux, la précession doit se faire autour d'un axe de symétrie du détecteur, ici la normale aux plaques. En d'autres termes, le champ magnétique doit être perpendiculaire aux plaques, le vecteur polarisation restant constamment parallèle à celles-ci.

On est ainsi directement conduit à la géométrie du champ transverse. Celle-ci a d'ailleurs d'autres avantages : la position relative du champ magnétique et des plaques est justement celle qui permet des mesures d'énergie par courbure magnétique ou mieux, par combinaison courbure magnétique-diffusion coulombienne³⁷⁾, et les champs intenses nécessaires pour produire la précession sont précisément ceux pour lesquels ce genre de mesure est possible. D'autre part, la présence d'un champ transverse entre cible et détecteur permet aux particules chargées émises par la cible de ne pas atteindre les plaques, ou de le faire sous un angle d'incidence qui diminue les risques de confusion avec les traces recherchées.

Un stack de pellicules de dimensions approximatives $25 \times 30 \times 75 \text{ mm}^3$ (la plus grande dimension selon la ligne de vol des Λ) placé à environ 8 cm de la cible, permet de détecter les particules émises dans un cône de demi-angle au sommet de 5 degrés. A une énergie des mésons incidents de 930 MeV ($p_\pi \approx 1060 \text{ meV/c}$) correspond un angle maximum d'émission des Λ de 21°. Une direction d'observation à 18° de celle du faisceau incident permet donc d'observer les Λ émis entre 60 et 150° dans le système du centre de masse. Nous ne considérons d'ailleurs que ceux émis «en avant», plus exactement entre 60° et 120°, dont l'énergie est comprise entre 175 et 325 MeV (figure 6).

Dans ces conditions, avec une cible de 4 cm de long interceptant complètement le faisceau incident, nous avons, avec les notations du chapitre I :

$$a = 4 \text{ cm}, \rho \approx 0,95 \text{ g/cm}^3, d_1 = 8 \text{ cm}, d_2 = 15 \text{ cm},$$

$$\int_{4\Omega} d\sigma \approx 0,23 \cdot 10^{-28} \text{ cm}^2 \quad (\sigma_{tot} \approx 0,85 \cdot 10^{-27} \text{ cm}^2)$$

$$e^{-d_1/\lambda} - e^{-d_2/\lambda} = 0,14$$

d'où : $N_\Lambda \approx 0,6 \cdot 10^{-7} N_\pi$ en ne considérant que les Λ produits sur les noyaux d'hydrogène, $N_\Lambda \approx 2 \cdot 10^{-7} N_\pi$ en supposant qu'un proton dans un noyau de carbone donne une contribution équivalente à celle d'un proton libre. Remarquons toutefois que les Λ produits sur un proton lié auront une distribution angulaire et un spectre énergétique très différents de ceux qui sont créés sur l'hydrogène.

Le faisceau utilisé pour l'irradiation est celui mis au point par le groupe Lundby du CERN pour des expériences par compteurs. Il comporte normalement, à partir d'une cible interne du P. S., deux aimants de déflection, un collimateur à section rectangulaire de largeur réglable destiné à l'ajustement de la bande passante d'énergie (momentum slit), un aimant de déflection, trois lentilles quadrupolaires et un nouvel aimant. Pour les besoins de notre expérience, le faisceau est focalisé à la sortie du dernier aimant, et un collimateur à section circulaire d'environ 1 cm de diamètre et 1 m de long est placé au foyer. Un triplet de lentilles réalise une image de ce collimateur à l'entrée de la bobine, un second collimateur étant placé immédiatement devant

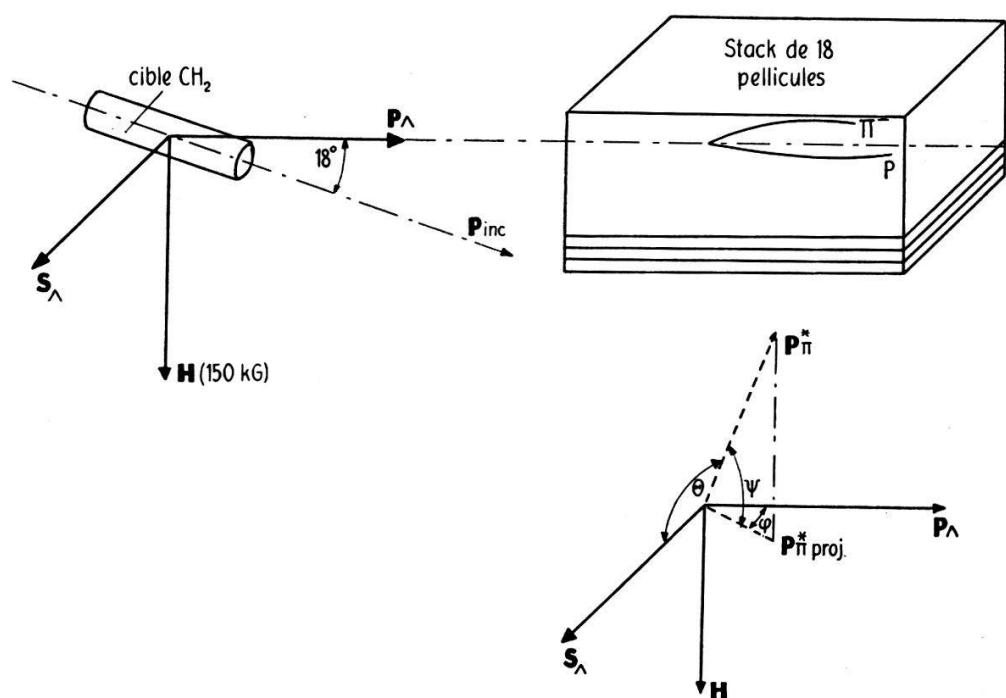


Fig. 6. Schéma de l'expérience.

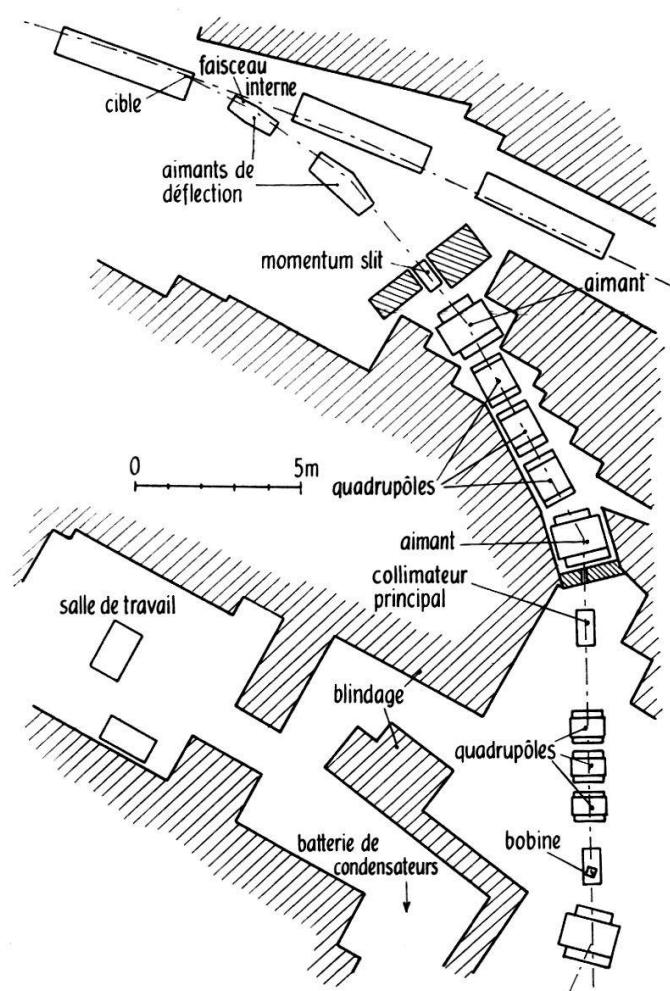


Fig. 7. Dispositif expérimental (faisceau)

celle-ci (figure 7). L'intensité est d'environ $3 \cdot 10^5$ particules par impulsion, à raison d'une impulsion toutes les 15 secondes. Ce taux de répétition relativement lent est nécessaire pour le refroidissement des bobines et la recharge du banc de condensateurs.

Une quarantaine de stacks ont été irradiés, constitués chacun de 18 pellicules de $1350 \mu\text{m}$ d'épaisseur, le champ magnétique étant inversé après chaque stack.

2. Recherche et identification des événements

Les événements recherchés (désintégrations $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$) se présentent sous la forme d'un V , c'est-à-dire de 2 traces issues d'un même point. Pour un Λ dont la quantité de mouvement est comprise entre 650 et 950 MeV/c (émis en avant dans le centre de masse de la réaction de production), le méson π peut être émis dans n'importe quelle direction dans le système du laboratoire, et sa trace peut être, selon les cas, aussi bien continue que voisine du minimum d'ionisation. Le proton est, lui, toujours émis dans une direction proche de la direction initiale du Λ ; plus précisément, l'angle d'émission maximum est de 10,5 degrés pour un Λ de 650 MeV/c. Son ionisation est comprise entre 1,6 et 4,5 fois le minimum. Si l'on songe que ces événements doivent être recherchés parmi un fond de traces de directions et d'ionisations diverses, provenant soit directement de la cible, soit d'interactions secondaires dans les plaques, il est clair qu'un dépouillement champ par champ serait fastidieux, et fortement biaisé en faveur des cas où le méson est émis vers l'arrière.

Pour cette raison, nous avons adopté le dépouillement «le long des traces», la trace suivie étant naturellement celle du proton, qui présente les caractéristiques géométriques les plus constantes. On effectue un certain nombre de traversées des plaques, parallèlement à leur largeur, et les traces, sélectionnées selon certains critères, sont suivies jusqu'à ce qu'elles sortent de la plaque ou présentent une interruption, ou au maximum sur une longueur correspondant à la distance entre deux traversées successives.

Les critères de sélection des traces doivent être choisis en fonction de deux exigences quelque peu contradictoires: la plus grande proportion possible des traces suivies doit conduire à un événement du type recherché; le domaine angulaire exploré doit correspondre à la plus grande partie possible de l'espace de phase accessible aux protons provenant des Λ .

Les traces observées dans les plaques peuvent provenir de différentes sources:

- a) particules provenant de la cible;
- b) particules produites par interaction du faisceau incident dans différentes parties de la bobine, autres que la cible;
- c) particules produites dans les plaques elles-mêmes par interaction de neutrons ou de particules chargées venant de la cible;
- d) particules provenant de la désintégration de particules neutres (Λ ou K^0);
- e) paires d'électrons, produites par matérialisation de photons.

Les particules chargées venant directement de la cible constituent la source la plus gênante de «background», par leur nombre et leur distribution angulaire. On peut en effet calculer qu'il y a environ 250 particules chargées (π^- et protons) atteignant le détecteur par suite d'une diffusion élastique dans la cible, pour un Λ observable. Il est donc essentiel de choisir les critères de dépouillement de façon à rejeter les particules provenant directement de la cible. Ceci est possible grâce à la présence du champ

magnétique qui, bien qu'insuffisant pour les dévier complètement, modifie leur distribution angulaire et fait qu'une assez grande région de l'espace de phase leur est complètement inaccessible.

D'autre part, les π diffusés dans la cible sont au «minimum d'ionisation», alors que les traces recherchées ont une densité d'au moins 1,5. Un critère sur la densité de grains permet donc d'éliminer ces particules, ainsi que la plupart des électrons et les π des désintégrations $K^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$.

Finalement, les traces suivies sont celles qui satisfont aux critères suivants:

- a) densité supérieure à 1,2 fois le minimum (comptée sur 1 champ);
- b) angle en projection compris entre -5° (angle maximum accessible aux protons venant de la cible, variable, d'ailleurs, d'une traversée à l'autre) et $+15^\circ$ (limite cinématique), les angles étant mesurés par rapport à la direction du centre de la cible au point considéré;
- c) angle d'inclinaison inférieur à 13° (limite cinématique).

Parmi les traces sélectionnées selon ces critères figurent des protons provenant de Λ qui se désintègrent dans ou avant le stack, des particules produites par collision dans les plaques, des protons émis alors que le champ magnétique n'atteint pas sa valeur nominale, par suite de la durée non négligeable de l'impulsion de la machine ou d'une fluctuation dans le temps de cette impulsion, enfin quelques électrons suivis par erreur, par suite d'une fluctuation de la densité de grains.

Finalement, sur 100 traces suivies, une en moyenne conduit à un Λ ; 5 à 10 proviennent d'étoiles à deux branches. Celles-ci sont surtout des étoiles produites par des neutrons et dont généralement la seconde trace est très dense (trace d'évaporation), ou des diffusions inélastiques de particules chargées dont les traces, de même densité, forment un angle voisin de 180° .

Il reste à montrer que cette méthode de dépouillement permet d'obtenir un échantillon de Λ non biaisé, c'est-à-dire que, d'une part, les désintégrations $\Lambda \rightarrow p$ peuvent être identifiées parmi les étoiles à 2 branches, sur la base de mesures effectuées sur ces événements, d'autre part les Λ sont détectés avec une efficacité indépendante de leurs caractéristiques cinématiques.

Selon une analyse due au groupe de Varsovie³⁷⁾³⁸⁾, il existe quatre cas dans lesquels la détection des Λ est particulièrement délicate:

- a) la trace du proton est très courte (moins de 200 microns);
- b) le proton est très rapide;
- c) le méson est très rapide (près du minimum d'ionisation);
- d) les deux traces ont à peu près la même ionisation et font entre elles un angle voisin de 180 degrés.

Les cas *a* et *d* ne se présentent pas dans le domaine d'énergie qui nous intéresse. À cause de la géométrie particulière de l'expérience, la trace du méson π n'est jamais simultanément très fine et très inclinée, coïncidence qui rendrait son observation très problématique. Par contre, il est important, dans la recherche des traces de protons, de ne pas manquer les traces les plus fines (cas *b*), celles des protons émis en avant.

La façon même de sélectionner les traces à suivre introduit évidemment un biais dans la distribution angulaire des Λ , certaines régions de l'espace de phase étant même

complètement ignorées par le dépouillement. Ce biais est purement géométrique, donc calculable, et l'on verra ci-dessous comment en tenir compte.

Quant à l'identification des désintégrations $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$ parmi l'ensemble des événements recensés lors du dépouillement, elle nécessite la mesure d'un certain nombre de grandeurs relatives à ces événements: les angles des deux traces entre elles et par rapport à la direction de la cible, et les énergies des deux particules, à partir de l'ionisation, de la courbure magnétique-diffusion multiple (pour les traces pas trop inclinées), ou du parcours (pour le méson π , dans 15 à 20% des cas). Un ordinateur électronique permet ensuite de calculer, à partir des résultats des mesures, toutes les grandeurs utiles à des contrôles sur chaque événement, à des tests statistiques sur l'ensemble des événements, ou à l'analyse finale.

Soient p_1^m et p_2^m les quantités de mouvement mesurées, un programme détermine de nouvelles valeurs p_1 et p_2 satisfaisant à la relation cinématique:

$$E_1 E_2 - p_1 p_2 \cos \theta = \frac{1}{2} (m_\Lambda^2 - m_p^2 - m_\pi^2)$$

$$(E_i^2 = p_i^2 + m_i^2)$$

et telles que la quantité:

$$\chi^2 = \left(\frac{p_1 - p_1^m}{\sigma_1} \right)^2 + \left(\frac{p_2 - p_2^m}{\sigma_2} \right)^2$$

soit minimum (σ_1 et σ_2 sont les incertitudes estimées sur la mesure de p_1 et p_2 , θ l'angle entre les traces; l'erreur sur θ est supposée négligeable).

Le programme calcule ensuite la quantité de mouvement du Λ , \mathbf{p}_Λ , son temps de vol t_Λ , puis vérifie qu'il provient de la cible et peut avoir été produit par un méson π incident dont l'énergie est calculée. Enfin il calcule les angles qui caractérisent la désintégration dans le système du centre de masse du Λ .

3. Analyse finale

Revenons à l'expression de la distribution angulaire de désintégration des Λ :

$$N(\theta, \zeta) d\theta d\zeta = \frac{1}{4\pi} (1 + \alpha P \cos \theta) \sin \theta d\theta d\zeta$$

(θ = angle entre \mathbf{p}_π^* , quantité de mouvement du π émis, et \mathbf{S}_Λ , vecteur polarisation; ζ = angle azimuthal autour de \mathbf{S}_Λ).

Introduisons les nouvelles variables suivantes (figure 6):

φ = angle entre \mathbf{p}_Λ et la projection de \mathbf{p}_π^* sur le plan ($\mathbf{p}_\Lambda, \mathbf{S}_\Lambda$);

ψ = angle entre \mathbf{p}_π^* et le plan ($\mathbf{p}_\Lambda, \mathbf{S}_\Lambda$).

Avec ces variables, la distribution ci-dessus devient:

$$N(\varphi, \psi) d\varphi d\psi = \frac{1}{4\pi} [1 - \alpha P \sin \varphi \cos \psi] d\varphi d\sin \psi.$$

Intégrant sur ψ entre les limites $-\psi_0$ et $+\psi_0$, il vient:

$$N(\varphi/\psi_0) d\varphi = \frac{\sin \psi_0}{2\pi} \left[1 - \frac{1}{2} \alpha P \left(\cos \psi_0 + \frac{\psi_0}{\sin \psi_0} \right) \sin \varphi \right] d\varphi$$

$$= \frac{\sin \psi_0}{2\pi} [1 - \alpha P \lambda(\psi_0) \sin \varphi] d\varphi$$

et

$$N(\psi_0) = \int_0^{2\pi} N(\varphi/\psi_0) d\varphi = \sin \psi_0$$

$$\left(\text{si } \psi_0 = \frac{\pi}{2}, \lambda(\psi_0) = \frac{\pi}{4}, N(\psi_0) = 1 \right).$$

Après une distance l parcourue dans un champ H normal au plan (\mathbf{p}_A, S_A), la direction de la polarisation a tourné dans ce plan d'un angle:

$$\varphi_0 = \Omega t = \mu \frac{e}{m c^2} \frac{H l}{\beta}$$

et la distribution angulaire de désintégration devient:

$$N(\varphi) d\varphi = \frac{\sin \psi_0}{2\pi} [1 - \alpha P \lambda(\psi_0) \sin (\varphi - \varphi_0)] d\varphi.$$

On a vu qu'on pouvait déterminer l'angle φ_0 à partir des asymétries de désintégration:

$$\operatorname{tg} \varphi_0 = \frac{N_F - N_B}{N_L - N_R},$$

où N_F, N_B, N_L, N_R , représentent le nombre de désintégrations où le méson π est émis en avant, en arrière, à gauche et à droite, dans le centre de masse.

L'erreur sur φ_0 est inversement proportionnelle au coefficient d'asymétrie et à la racine du nombre d'événements observés:

$$\delta \varphi_0 \sim \frac{1}{\alpha P \lambda(\psi_0) \sqrt{N(\psi_0)}}$$

et l'on arrive à la conclusion intéressante que l'erreur minimum n'est pas atteinte pour $\psi_0 = (\pi/2)$ (c'est-à-dire en tenant compte de tous les événements), mais pour $\psi_0 \text{ opt.} \approx 65^\circ$. Cette erreur n'augmente d'ailleurs que de 5% environ lorsque l'on passe de $\psi_0 \text{ opt.}$ à $\psi_0 = 45^\circ$. Ainsi, toute l'information sur la direction de la polarisation est fournie par les désintégrations qui se produisent dans la «zone équatoriale» ($-\pi/4 \leq \psi \leq \pi/4$), et qui constituent 70% des événements.

On peut aussi évaluer φ_0 (donc finalement μ) par la méthode du maximum de vraisemblance appliquée à la distribution des angles φ . Cette méthode est plus précise, et surtout elle permet de tenir compte du fait que toutes les particules observées n'ont pas passé le même temps dans le champ magnétique, et qu'elles n'ont pas toutes la même probabilité d'être trouvées lors du dépouillement.

On définit la fonction de vraisemblance comme le logarithme de la probabilité d'observer l'ensemble des valeurs φ_1 à φ_N pour l'angle φ , parmi les N événements trouvés:

$$\mathfrak{L} = \sum_{i=1}^N P(\dot{p}_i, \varphi_i) \log \frac{1 - K \sin \left(\varphi_i - \varepsilon_i \mu \frac{e H}{m c^2} t_i \right)}{2 \pi + \varphi_a - \varphi_b - 2 \varepsilon_i K \sin \frac{\varphi_b - \varphi_a}{2} \sin \left(\frac{\varphi_a + \varphi_b}{2} + \mu \frac{e H}{m c^2} t_i \right)}$$

où: $K = \alpha P \lambda(\psi_0)$.

\dot{p}_i est la quantité de mouvement de la particule i ,

t_i le temps qu'elle a passé dans le champ magnétique,

ε_i indique le signe du champ ($\varepsilon = \pm 1$),

$P(\dot{p}_i, \varphi_i)$ est le «poids statistique» attribué à l'événement i , c'est-à-dire l'inverse de la probabilité de trouver cet événement. Les poids statistiques ont été calculés par une méthode de Monte Carlo, en fonction de \dot{p} et de φ ,

φ_a et φ_b sont des limites en dehors desquelles les poids statistiques sont grands et mal déterminés, et les événements correspondants éliminés de l'analyse.

Le problème consiste à trouver les valeurs de K et de μ qui réalisent le maximum de la fonction \mathfrak{L} . Un programme a été écrit pour cela, qui établit la distribution des

grandeur χ^2 , φ et ψ pour l'ensemble des événements (permettant de vérifier si ces distributions sont bien celles auxquelles on s'attend), et effectue un tri sur les valeurs de χ^2 , p_A et ψ , ceci afin d'exclure:

- les événements incompatibles avec une désintégration $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$ (χ^2 plus grand qu'une certaine limite);
- les Λ produits en arrière dans le centre de masse de la réaction $\pi^- + p \rightarrow \Lambda + K^0$ ($p_A < 650$ MeV/c) et ceux produits par les réactions $K^- + p \rightarrow \Lambda + \pi^0$ ou $K^- + p \rightarrow \Lambda + 2\pi$, pour lesquels on a généralement $p_A > 1$ GeV/c (le faisceau contient une proportion de mésons K^- inférieure à 1%);
- les Λ pour lesquels $|\psi|$ est plus grand qu'une limite ψ_0 .

Enfin ce programme calcule la fonction \mathfrak{L} pour des couples de valeurs de K et de μ , et recherche le maximum de \mathfrak{L} par approximations successives.

Conclusions

Le présent travail avait pour but d'exposer les principes généraux de l'expérience, d'en décrire la préparation et la méthode. Les résultats ayant fait l'objet d'un compte-rendu succinct⁴⁰⁾, leur analyse détaillée reste à faire. Celle-ci fera l'objet d'une publication ultérieure, qui comprendra notamment une discussion approfondie des erreurs systématiques.

Ainsi la technique des émulsions nucléaires associée à celle des champs magnétiques pulsés, a permis la mesure la plus précise du moment magnétique de l'hypéron Λ . Le résultat ($-0,60 \pm 0,34$ magnéton intrinsèque) est en assez bon accord avec la théorie actuellement à la mode, qui prédit une valeur de $-0,95$; par contre, il infirme les résultats des expériences précédentes, entachés il est vrai d'assez grandes incertitudes.

Une constatation plus importante s'impose toutefois: étant donné les progrès faits récemment dans la préparation des faisceaux de particules (au point de vue intensité, focalisation, durée des impulsions) et dans la production des champs magnétiques intenses, et grâce à l'expérience acquise, une «mesure de précision» (à 10% près) du moment magnétique du Λ , selon la même technique, peut être sérieusement envisagée.

Remerciements

Ma profonde gratitude va à M. le Prof. CH. HAENNY pour l'intérêt constant qu'il a porté à ce travail.

Je tiens à exprimer ma reconnaissance à toutes les personnes qui ont été mêlées à l'élaboration de cette expérience, tout spécialement mes collègues de Lausanne, MM. M. GAILLOUD, R. WEILL et G. CHARRIÈRE, ainsi que MM. J. COMBE, N. DOBLE, D. EVANS, L. HOFFMANN, E. MALAMUD, F. ROHRBACH, W. TONER et G. VANDERHAEGHE.

Les bobines ont été dessinées, construites et testées par MM. CASANOVA, CHATELAIN, SCHELLING et AUDERGON. Le succès final est dû en grande partie à leur ingéniosité et à leur dévouement. Lors des essais, nous avons bénéficié de l'aide de MM. CYVOCT et LORENZI, du CERN. A tous, mes plus sincères remerciements.

Ce travail a été réalisé grâce à l'appui financier du Fonds National Suisse de la Recherche Scientifique.

Bibliographie

- 1) G. CHARPAK, F. J. M. FARLEY, R. L. GARWIN, T. MULLER, J. C. SENS, A. ZICHICHI, Physics Letters 1, 16 (1962).
- 2) A. PETERMANN, Fortschritte der Physik 6, 505 (1958).
- 3) H. RUEGG, Tirage préliminaire, et communication privée.
- 4) Y. YAMAGOUCHI, Prog. Theor. Phys. Suppl. 11, 37 (1959).
- 5) Y. NEEMAN, Nuclear Physics 26, 222 (1961).
- 6) M. GELL-MANN, Phys. Rev. 125, 1067 (1962).
- 7) S. COLEMAN, S. L. GLASHOW, Phys. Rev. Lett. 6, 423 (1961).
- 8) N. CABIBBO, R. GATTO, Nuovo Cimento 21, 872 (1961).
- 9) R. L. COOL, E. W. JENKINS, T. F. KYCIA, D. A. HILL, L. MARSHALL, R. A. SCHLUTER, Phys. Rev. 127, 2223 (1962).
- 10) W. KERNAN, T. NOVEY, S. WARSHAW, A. WATTENBERG, Phys. Rev. 129, 870 (1963).
- 11) J. A. ANDERSON, F. S. CRAWFORD, Phys. Rev. Lett. 13, 167 (1964).
- 12) M. GOLDHABER, Phys. Rev. 101, 1828 (1956).
- 13) T. D. LEE, C. N. YANG, Phys. Rev. 108, 1645 (1957).
- 14) W. N. GIBSON, L. HOFFMANN, V. Z. PETERSON, PH. ROSSELET, *Proposed Experimental Collaboration... to Measure the Magnetic Moment of the Λ Hyperon*, 2 juillet 1960 (non publié).
- 15) W. H. LOISELL, R. W. PIDD, H. R. CRANE, Phys. Rev. 94, 7 (1954); A. A. SCHUPP, R. W. PIDD, H. R. CRANE, Phys. Rev. 121, 1 (1961).
- 16) G. CHARPAK, F. J. FARLEY, R. L. GARWIN, T. MULLER, J. C. SENS, V. L. TELELDI, A. ZICHICHI, Phys. Rev. Lett. 6, 128 (1961).
- 17) J. BUTTON, B. MAGLIC, Phys. Rev. 127, 1297 (1962).
- 18) M. H. ALSTON, J. A. ANDERSON, P. G. BURKE, D. D. CARMONY, F. S. CRAWFORD, N. SCHMITZ, S. E. WOLF, *Annual International Conference on High Energy Physics*, Rochester (1960), p. 378.
- 19) M. GELL-MANN, A. H. ROSENFIELD, Ann. Rev. Nuc. Sci. 7, 407 (1957).
- 20) J. W. CRONIN, O. E. OVERSETH, Phys. Rev. 129, 1795 (1963).
- 21) H. MENDLOWITZ, K. M. CASE, Phys. Rev. 97, 33 (1955).
- 22) V. BARGMANN, L. MICHEL, V. L. TELELDI, Phys. Rev. Lett. 2, 435 (1959).
- 23) R. HAGEDORN, *Relativistic Kinematics*, Benjamin Inc. 1963.
- 24) PH. ROSSELET, *1962 Easter School for Physicists using the Nuclear Emulsion Technique*, CERN 63-3, p. 361.
- 25) J. STEINBERGER, *Annual International Conference on High Energy Physics*, CERN, (1959) p. 147.
- 26) L. BERTANZA, P. L. CONNOLLY, B. B. CULWICK, F. R. EISLER, T. MORRIS, R. PALMER, A. PRODELL, N. P. SAMIOS, Phys. Rev. Lett. 8, 332 (1962).
- 27) F. S. CRAWFORD, *International Conference on High Energy Physics*, CERN (1962) p. 270..
- 28) J. KEREN, Phys. Rev. 133, B 457 (1964).
- 29) SUN-YIN FUNG, Bull. Am. Phys. Soc. 7, 619 (1962).
- 30) PH. ROSSELET, Nucl. Instr. and Meth. 20, 487 (1963).
- 31) E. BRAUNERSREUTHER, J. C. COMBE, L. HOFFMANN, M. MORPURGO, CERN 62-7 (1962).
- 32) M. MORPURGO, L. HOFFMANN, W. M. GIBSON, CERN 60-27 (1960).
- 33) Laboratoire de Recherches Nucléaires EPUL, Rapports internes non publiés.
- 34) C. GERMAIN, Nucl. Instr. and Meth. 21, 17 (1962).
- 35) V. Z. PETERSON, PH. ROSSELET, California Institute of Technology, Rapport interne non publié (avril 1958).
- 36) PH. ROSSELET, E. MALAMUD, F. ROHRBACH, J. COMBE, L. HOFFMANN, G. VANDERHAEGHE, *Measurement of the Magnetic Moment of the Λ Hyperon*, Rapport au «Nuclear Physics Research Committee» du CERN (9 octobre 1961) (non publié).
- 37) F. ROHRBACH, PH. ROSSELET, Helv. Phys. Acta 34, 493 (1961).
- 38) A. FILIPKOWSKI, E. MARQUIT, E. SKRZYPCKA, A. WROBLEWSKI, Institut de Recherches Nucléaires, Polska Akademia Nauk, Rapport no. 283/VI.
- 39) A. WROBLEWSKI, Communication privée.
- 40) G. CHARRIÈRE, M. GAILLOUD, PH. ROSSELET, R. WEILL, W. M. GIBSON, K. GREEN, P. TOLUN, N. A. WHYTE, J. C. COMBE, E. DAHL-JENSEN, N. T. DOBLE, D. EVANS, L. HOFFMANN, W. T. TURNER, H. GOING, K. GOTTSSTEIN, W. PÜSCHEL, V. SCHEUING, T. TIETGE, Physics Letters 15, 66 (1965).