

Dépendance en spin du transport d'électrons chauds
dans les métaux ferromagnétiques.
Problématique et approche expérimentale.

Lorsque des électrons sont injectés dans un métal ferromagnétique à une énergie typique comprise entre 1 et 10 eV au-dessus du niveau de Fermi, leur probabilité de traverser une épaisseur donnée de ce métal dépend de l'orientation relative de leur spin et de l'aimantation du solide. En d'autres termes, une couche ferromagnétique se comporte comme un filtre à spin : elle constitue un polariseur pour des électrons incidents non polarisés et peut servir d'analyseur pour des électrons initialement polarisés. Dans la première partie de ce chapitre, nous introduisons ce concept de filtre à spin à partir de quelques résultats expérimentaux clés, et nous en discutons brièvement l'origine physique. La deuxième partie de ce chapitre présente de manière synthétique les résultats, obtenus au laboratoire dans ce domaine, qui constituent la base de ce travail. Les principaux mécanismes qui gouvernent la transmission d'électrons polarisés au travers d'une couche mince ferromagnétique auto-suspendue ou déposée sur un semi-conducteur sont alors discutés.

I. 1 Effet de filtre à spin dans les métaux ferromagnétiques

L'interprétation de résultats mettant en évidence un effet de filtre à spin repose sur l'analyse des mécanismes de transport qui dépendent du spin dans un solide. Il est donc indispensable de connaître les interactions qui agissent sur le spin d'un électron, et d'identifier les matériaux et les configurations expérimentales permettant d'accéder à une mesure dépendant du spin.

I. 1. 1 Interactions dépendant du spin

I. 1. 1. 1 Interaction spin-orbite

L'interaction spin-orbite décrit le couplage entre le moment orbital \vec{L} et le moment intrinsèque de spin \vec{s} d'un électron se déplaçant dans un champ électrique.¹ Cette interaction est purement relativiste mais peut être interprétée classiquement. D'après les lois de l'électrodynamique, un électron d'impulsion \vec{p} et de masse m , plongé dans un champ électrique \vec{E} "voit" un champ magnétique \vec{B} tel que

$$\vec{B} = \frac{\vec{E} \otimes \vec{p}}{mc} \quad \text{Eq. I. 1.}$$

où c est la célérité de la lumière. Ce champ magnétique affecte le moment magnétique $\vec{\mu}$ de l'électron dont l'énergie est modifiée de la quantité U_{SO} :

$$U_{SO} = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} = -e \frac{\vec{s} \cdot \vec{B}}{mc} = -e \frac{\vec{s} \cdot (\vec{E} \otimes \vec{p})}{(mc)^2} \quad \text{Eq. I. 2.}$$

où e est la valeur absolue de la charge de l'électron. A un facteur deux près, cette énergie correspond à l'énergie spin-orbite que l'on obtiendrait par un traitement relativiste complet. Dans le cas particulier d'un potentiel central de type coulombien créé par un noyau de nombre atomique Z ,

$$U_{SO} \propto \frac{Z}{r^3} \vec{L} \cdot \vec{s} \quad \text{Eq. I. 3.}$$

où r est la distance de l'électron au noyau. L'énergie U_{SO} est donc d'autant plus importante que Z est grand.

¹ J. Kessler, *Polarized electrons*, second edition, Springer-Verlag, Berlin, 1985.

I. 1. 1. 2 Interaction d'échange

L'interaction d'échange décrit le couplage entre deux moments intrinsèques de spin \vec{s}_1 et \vec{s}_2 . Si elle est d'origine quantique, cette interaction est néanmoins de nature électrostatique.² En effet, contrairement à deux électrons de spins parallèles, le principe d'exclusion de Pauli permet à deux électrons de spins antiparallèles de se trouver sur une même orbitale : deux électrons de spins opposés vont donc en moyenne davantage se repousser que deux électrons de spins identiques. L'interaction d'échange favorise l'état de spins parallèles. Bien que le hamiltonien correspondant à l'interaction d'échange entre deux spins soit proportionnel au produit scalaire $\vec{s}_1 \cdot \vec{s}_2$, elle ne doit pas être confondue avec l'interaction magnétique dipolaire d'intensité beaucoup plus faible. En particulier, l'interaction d'échange est à l'origine du ferromagnétisme des métaux de transition, et par voie de conséquence, du transport dépendant du spin dont il est question dans ce travail.

I. 1. 2 Ferromagnétisme des métaux de transition

En première approximation, l'état le plus stable d'un système composé de N électrons en interaction est un compromis entre l'énergie d'échange, qui favorise l'état de spins parallèles, et l'énergie cinétique supplémentaire qu'il faut fournir à ce système pour que deux électrons de spins identiques n'occupent pas le même état quantique. Dans certains métaux de transition, cette stabilité est obtenue pour des bandes de conduction de spins opposés découplées en énergie (critère de Stoner). Si le niveau de Fermi traverse ces bandes, cette levée de dégénérescence engendre un déséquilibre des populations de spin. Ainsi, alors qu'à l'état de solide pur la plupart des éléments du tableau périodique sont diamagnétiques, certains métaux de transition de la troisième série (fer, cobalt et nickel) ont la particularité de porter un moment magnétique permanent. La Figure I. 1 présente la structure de bandes de ces trois métaux ferromagnétiques ainsi que celle du cuivre.³ Remarquons que ce découplage en énergie des sous-bandes de conduction de spins majoritaires et minoritaires existe pour les bandes d, mais aussi pour les bandes sp où il est généralement négligé.

² N. W. Ashcroft and N. D. Mermin, *Solid state physics*, Saunders College Publishing, 1976.

³ R. Knorren, K. H. Bennemann, R. Burgermeister and M. Aeschlimann, *Dynamics of excited electrons in copper and ferromagnetic transition metals: theory and experiment*, Phys. Rev. B **61**, 9427 (2000).

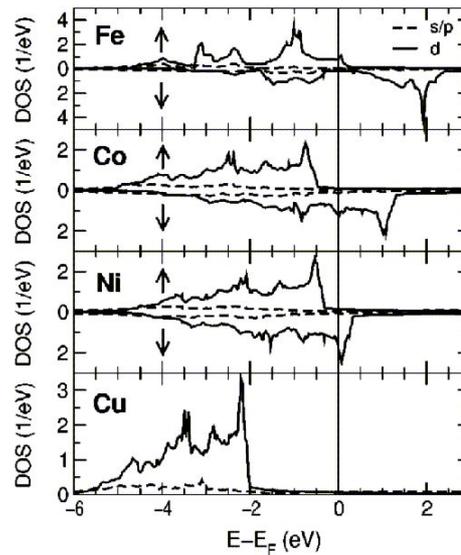


Figure I. 1 : D'après la référence 3. Densités d'états calculées du fer, du cobalt, du nickel et du cuivre. Les bandes 4s / 4p sont représentées en pointillés, les bandes 3d sont en traits pleins. Dans le cas du fer, du cobalt et du nickel, l'interaction d'échange lève la dégénérescence des sous-bandes de conduction pour les deux directions de spin et engendre un déséquilibre des populations de spin qui est à l'origine du moment magnétique permanent observé dans ces matériaux.

I. 1. 3 Dépendance en spin du transport d'électrons chauds dans les métaux ferromagnétiques

I. 1. 3. 1 Mesure de la polarisation de spin d'électrons photoémis depuis un métal ferromagnétique

Jusqu'au milieu des années 60, rien ne permettait d'affirmer que les électrons photoémis depuis un métal ferromagnétique étaient polarisés de spin.⁴ En effet, si l'on s'attend à ce que ces électrons aient initialement la polarisation de spin des électrons de conduction, la conservation de cette polarisation tout au long du processus de photoémission n'est pas évidente a priori. Mais en 1969, une équipe suisse a mesuré pour la première fois une polarisation non nulle sur un échantillon de gadolinium ferromagnétique,⁵ puis quelques années plus tard, sur des échantillons de fer, de cobalt et de nickel.⁶ Ce résultat montre que la

⁴ R. L. Long, Jr., V. W. Hughes, J. S. Greenberg, I. Ames and R. L. Christensen, *Polarization of photoelectrons from magnetized nickel*, Phys. Rev. **138** A1630 (1965).

⁵ G. Busch, M. Campagna, P. Cotti and H. C. Siegmann, *Observation of electron polarization in photoemission*, Phys. Rev. Lett. **22**, 597 (1969).

⁶ H. Alder, M. Campagna, and H. C. Siegmann, *Spin polarization of photoelectrons from cesiated Fe, Co, and Ni*, Phys. Rev. B **8**, 2075 (1973).

polarisation de spin est au moins partiellement conservée lors de la diffusion d'un électron chaud vers l'interface solide / vide et lors de son émission dans le vide. Cette technique permet donc de restituer "l'image" de la densité d'états d'un métal ferromagnétique, et en particulier de son asymétrie en spin.

I. 1. 3. 2 Transport dépendant du spin et effet de filtre à spin

Bien plus tard, Penn et al. ont étudié la dépendance en énergie de la polarisation de spin des électrons secondaires extraits d'un métal ferromagnétique qui est bombardé par un faisceau d'électrons énergétiques.⁷ Dans cette expérience, le faisceau incident est non polarisé de sorte que les électrons du solide de spin majoritaire et minoritaire sont excités avec des probabilités égales. Ils portent ainsi la polarisation de volume du métal. Ces électrons secondaires diffusent vers la surface et peuvent être émis dans le vide si leur énergie est supérieure au travail de sortie du cristal.⁸ Leur polarisation de spin est alors mesurée en fonction de leur énergie. Pour des énergies supérieures à une dizaine d'eV par rapport au niveau de Fermi du métal, cette polarisation est égale à la polarisation des électrons dans le solide. Les mécanismes de dépolarisation de spin lors de la diffusion des électrons secondaires vers la surface et de leur émission dans le vide sont par conséquent d'importance négligeable. Toutefois, la polarisation mesurée augmente d'un facteur 2 à 3 lorsque l'énergie des électrons secondaires est de l'ordre de quelques eV. En diffusant vers l'interface solide / vide, les électrons secondaires subissent des collisions avec les électrons de conduction du métal. Le taux de collision étant essentiellement dominé par des effets de densité d'états, un électron aura d'autant plus de collisions que les états qui lui sont disponibles pour relaxer son énergie sont nombreux. Or, par définition, un métal ferromagnétique a des densités d'états différentes pour les deux directions de spin : lors de sa traversée du métal, un électron injecté dans un état excité ne va pas subir le même nombre de collisions selon que son spin est un spin majoritaire ou un spin minoritaire. Les mesures pionnières de Penn et al. montrent que le libre parcours moyen λ_+ d'un électron de spin majoritaire est supérieur au libre parcours moyen λ_- d'un électron de spin minoritaire, et mettent en évidence une dépendance en spin du transport d'électrons de basse énergie dans un métal ferromagnétique. En d'autres termes,

⁷ David R. Penn, S. Peter Apell and S. M. Girvin, *Spin polarization of secondary electrons in transition metals: theory*, Phys. Rev. B **32**, 7753 (1985).

⁸ Le travail de sortie (noté Φ) d'une surface métallique correspond à l'énergie minimale qu'il faut fournir au solide pour extraire un électron dans le vide avec une vitesse nulle. En général, dans les métaux et les semi-conducteurs, il est de l'ordre de 4 à 5 eV pour une surface propre.

l'asymétrie de spin de la densité d'états dans le métal ferromagnétique, qui favorise l'émission d'électrons de spin majoritaire, entraîne une augmentation de la polarisation des électrons secondaires lors de leur diffusion vers la surface par effet de filtre à spin. Cet effet de filtre à spin intervient essentiellement à basse énergie, lorsque les énergies mises en jeu dans les collisions sont de l'ordre de grandeur de la largeur des bandes d du métal.

I. 1. 3. 3 Détermination des libres parcours moyens inélastiques et de leur dépendance en spin

La possibilité de mesurer la polarisation de spin des électrons photoémis depuis un métal ferromagnétique a permis de réaliser des expériences conceptuellement très simples pour déterminer la dépendance en spin des libres parcours moyens inélastiques. Dans ces expériences, une couche mince magnétique est évaporée sur un substrat, métallique ou semi-conducteur, qui sert de source de photoélectrons. Les électrons excités dans le substrat traversent alors la couche magnétique de couverture et ont une probabilité notable d'être émis dans le vide où ils peuvent être analysés en énergie et en polarisation. Une étude remarquable a été réalisée par Pappas et al. en 1991 sur un système fer / cuivre.⁹ Les spectres de photoémission obtenus, résolus en spin, permettent de distinguer sans ambiguïté les électrons excités dans le substrat de cuivre de ceux excités dans le fer, et indiquent une atténuation plus prononcée du courant d'électrons de spin minoritaire que du courant d'électrons de spin majoritaire. Dans un modèle de transport balistique, c'est-à-dire un transport s'effectuant sans variation de l'énergie, le nombre N_C d'électrons transmis au travers d'une couche métallique décroît exponentiellement avec son épaisseur d . Dans le cas d'un métal ferromagnétique, N_C dépend du spin \pm de l'électron et on peut écrire que :

$$N_C^\pm = N_E^\pm \exp\left(\frac{-d}{\lambda_\pm}\right) \quad \text{Eq. I. 4.}$$

où N_E^\pm est le nombre d'électrons de spin \pm qui entrent dans la couche magnétique (lorsque le substrat est non magnétique $N_E^+ = N_E^- = N_E / 2$) et λ_\pm est le libre parcours moyen inélastique d'un électron de spin \pm à l'énergie considérée. Il est alors commode de poser

$$\frac{1}{\lambda_\pm} = \frac{1}{\lambda} \mp \frac{1}{\delta} \quad \text{Eq. I. 5.}$$

⁹ D. P. Pappas, K.-P. Kämper, B.P. Miller, H. Hopster, D.E. Fowler, C.R. Brundle, A.C. Luntz and Z.-X. Shen, *Spin-dependent electron attenuation by transmission through thin ferromagnetic films*, Phys. Rev. Lett. **66**, 504 (1991).

où l'inverse du libre parcours moyen inélastique d'un électron est la somme d'un terme $1 / \lambda$ indépendant du spin, et d'un terme $1 / \delta$ représentant cette dépendance, chacun des deux termes étant une fonction de l'énergie. La mesure de la polarisation P

$$P = \frac{N_C^+ - N_C^-}{N_C^+ + N_C^-} = \tanh\left(\frac{d}{\delta}\right) \quad \text{Eq. I. 6.}$$

donne δ , et l'atténuation exponentielle de l'intensité transmise $I_C = N_C^+ + N_C^-$ donne λ . Remarquons que le terme en tangente hyperbolique traduit la sélectivité en spin (notée S) de la couche magnétique. Pappas et al. ont ainsi mesuré $\lambda_+ = 0,58$ nm et $\lambda_- = 0,45$ nm dans le fer, à 12 eV au-dessus du niveau de Fermi.

En réalité, la première mesure de ce type a été réalisée en 1974 par Pierce et Siegmann qui ont étudié la photoémission de couches de nickel déposées sur un substrat de cuivre et de couches de cuivre déposées sur un substrat de nickel. Ne disposant pas d'analyse en énergie, ils différenciaient la contribution de la couche de couverture de celle du substrat par la mesure de la polarisation de spin qui marque les électrons du nickel.¹⁰ Il n'est cependant pas nécessaire pour estimer la dépendance en spin du libre parcours moyen de mesurer la polarisation des électrons transmis. En effet, si les électrons ont une polarisation P_0 non nulle avant de traverser le filtre à spin, N_E^+ et N_E^- vérifient les relations suivantes

$$N_E^+ = N_E \frac{(1 + P_0)}{2} ; N_E^- = N_E \frac{(1 - P_0)}{2} \quad \text{Eq. I. 7.}$$

et l'intensité transmise dépend de l'orientation de l'aimantation M de la couche magnétique :

$$I_C^{\pm M} = N_E^+ \exp\left(\frac{-d}{\lambda_{\pm}}\right) + N_E^- \exp\left(\frac{-d}{\lambda_{\mp}}\right) \quad \text{Eq. I. 8.}$$

L'asymétrie A de l'intensité transmise, obtenue en renversant cette aimantation, permet alors de déterminer δ :

$$A = \frac{I_C^{+M} - I_C^{-M}}{I_C^{+M} + I_C^{-M}} = P_0 S = P_0 \tanh \frac{d}{\delta} \quad \text{Eq. I. 9.}$$

Depuis 1991, d'autres études sont venues compléter le travail de Pappas et al., et les dépendances en spin des libres parcours moyens inélastiques des électrons, d'énergie comprise entre quelques eV et 50 eV au-dessus du niveau de Fermi, ont été déterminées pour différents

¹⁰ D. T. Pierce and H. C. Siegmann, *Hot-electron scattering length by measurement of spin polarization*, Phys. Rev. B **9**, 4035 (1974).

matériaux, soit par des mesures de polarisation, soit par des mesures d'asymétrie du courant transmis.^{11,12,13}

I. 1. 4 Origine de l'effet de filtre à spin

Dans un métal de transition, un électron ayant une énergie typique comprise entre 1 et 20 eV au-dessus du niveau de Fermi se thermalise rapidement par collision avec les électrons de conduction du solide.¹⁴ Le taux de collision est alors essentiellement dominé par des effets de densité d'états, et il est raisonnable de penser que les éléments de matrice des transitions électroniques mises en jeu n'introduisent que de faibles corrections. Schönhense et Siegmann ont ainsi relié phénoménologiquement la section efficace de diffusion σ^\pm d'un électron de spin \pm , au nombre de trous dans les bandes d du métal ferromagnétique :¹⁵

$$\sigma^\pm = \sigma_0 + \sigma_d N_h^\pm \quad \text{Eq. I. 10.}$$

où σ_0 et σ_d sont respectivement les contributions des bandes sp et d à la section efficace totale, et N_h^\pm est le nombre de trous dans la bande d de spin \pm . Cette expression décrit simplement le fait qu'après une collision, l'électron incident "tombe" dans un état vide des bandes d du métal en conservant son spin. Dans cette description, σ_0 et σ_d sont des constantes et la section efficace moyenne σ est égale à

$$\sigma = \frac{\sigma^- + \sigma^+}{2} = \sigma_0 + \sigma_d (N_h^- + N_h^+) \quad \text{Eq. I. 11.}$$

La différence de section efficace $\Delta\sigma = \sigma^- - \sigma^+$ entre les deux directions de spin est directement proportionnelle à la différence des nombres de trous dans les bandes d du métal pour les spins majoritaires et minoritaires :

$$\Delta\sigma = \sigma_d (N_h^- - N_h^+) \quad \text{Eq. I. 12.}$$

Un traitement analytique peut être réalisé en prenant en compte l'ensemble des collisions possibles que peut subir un électron dans un état excité du métal ferromagnétique.

¹¹ E. Vescovo, C. Carbone, U. Alkemper, O. Rader, T. Kachel, W. Gudat and W. Eberhard, *Spin-dependent electron scattering in ferromagnetic Co layers on Cu (111)*, Phys. Rev. B **52**, 13 497 (1995).

¹² M. Getzlaff, J. Bansmann and G. Schönhense, *Spin-polarization effects for electrons passing through thin iron and cobalt film*, Solid State Communications **87**, 467 (1993).

¹³ J. C. Gröbli, D. Guarisco, S. Frank and F. Meier, *Spin-dependent transmission of polarized electrons through a ferromagnetic iron film*, Phys. Rev. B **51**, 2945 (1995).

¹⁴ Les différents mécanismes de relaxation de l'énergie seront discutés dans le Chapitre III.

¹⁵ G. Schönhense and H. C. Siegmann, *Transmission of electrons through ferromagnetic material and applications to detection of electron spin polarization*, Ann. Phys. (Leipzig) **2**, 465 (1993).

En intégrant le taux de collision sur toutes les énergies possibles, Drouhin a montré, dans l'approximation des k aléatoires, et quelle que soit la forme des bandes d , que l'expression phénoménologique de σ^\pm proposée par Schönhense et Siegmann doit plutôt être remplacée par :¹⁶

$$\sigma^\pm = \sigma_0 + \sigma_d N_h^\pm \pm \sigma_{d'} \frac{\Delta N_h}{2} \quad \text{Eq. I. 13.}$$

où σ_0 , σ_d et $\sigma_{d'}$ ne sont pas indépendantes du matériau. Remarquons que l'expression de la section efficace moyenne est identique à celle de Schönhense et Siegmann mais que la différence de section efficace $\Delta\sigma$ vaut à présent :

$$\Delta\sigma = (\sigma_d - \sigma_{d'}) (N_h^- - N_h^+) \quad \text{Eq. I. 14.}$$

où $(\sigma_d - \sigma_{d'})$ est positif. A partir de ces expressions, il est possible de déduire celles de λ et δ en considérant que σ^\pm est proportionnelle à $1 / \lambda^\pm$. Ce modèle est alors en très bon accord avec les données expérimentales.¹⁷

L'effet de filtre à spin est essentiellement d'origine électrostatique et est lié à l'asymétrie de la densité d'états des bandes d d'un métal ferromagnétique pour les deux directions de spin. Cet effet est d'autant plus prononcé que l'énergie des électrons est faible, c'est-à-dire que les transitions avec les états vides des bandes d sont plus fréquentes que les transitions avec les états vides des bandes sp . L'effet de filtre à spin reste par conséquent efficace tant que l'énergie des électrons considérés est de l'ordre de grandeur de la largeur des bandes d du métal ferromagnétique. Lorsque l'énergie des électrons est supérieure à 2 ou 3 fois la largeur des bandes d , les électrons sont très peu filtrés en spin car la proportion d'états vides dans les bandes d rapportée au nombre total d'états accessibles diminue. Par définition, le nombre de trous dans la bande de spin minoritaire est supérieur au nombre de trous dans la bande de spin majoritaire : les électrons de spin minoritaire sont donc toujours plus diffusés que ceux de spin majoritaire. Néanmoins, pour des énergies inférieures à un eV, les électrons deviennent très sensibles aux détails de la structure de bande, et le problème devient plus complexe.¹⁸

¹⁶ H.-J. Drouhin, *Low-energy electron mean free path and its spin dependence in transition metals*, Phys. Rev. B **56** (23), 14886 (1997).

¹⁷ H.-J. Drouhin, *Total scattering cross section of spin-polarized low-energy electrons in transition metals*, Phys. Rev. B **62**, 556 (2000).

¹⁸ M. Aeschlimann, M. Bauer, S. Pawlik, W. Weber, R. Burgermeister, D. Oberli and H. C. Siegmann, *Ultrafast spin-dependent electron dynamics in fcc Co*, Phys. Rev. Lett. **79**, 5158 (1997).

I. 2 Transmission d'un faisceau d'électrons libres, polarisés de spin, au travers d'une couche mince ferromagnétique

Les expériences de transmission au travers d'une couche de couverture magnétique déposée sur un substrat non magnétique ont permis de mesurer le libre parcours moyen et sa dépendance en spin d'électrons ayant une énergie correspondant à des transitions caractéristiques du substrat. Au début des années 70, Kanter a réalisé une expérience de transmission "directe" qui consiste à injecter un faisceau d'électrons libres dans une feuille métallique auto-suspendue d'épaisseur nanométrique, et à mesurer l'intensité du courant transmis. Il a ainsi déterminé les valeurs du libre parcours moyen dans l'argent, l'aluminium et l'or, pour des électrons de quelques eV au-dessus du niveau de Fermi.¹⁹ Des expériences similaires ont été réalisées dans des multicouches métalliques comportant une couche ferromagnétique. On observe alors une dépendance en spin de l'intensité transmise pour un faisceau d'électrons incidents polarisés de spin,²⁰ et une forte polarisation des électrons transmis pour un faisceau initialement non polarisé.²¹ Comme dans le cas des mesures de transmission au travers d'une couche de couverture magnétique, le libre parcours moyen des électrons et sa dépendance en spin ont pu être déterminés. Lorsque la polarisation de spin des électrons incidents est perpendiculaire à l'aimantation de la couche magnétique, Oberli et al. ont montré que l'évolution de la polarisation dans le métal ferromagnétique est la composition de deux effets : un effet de filtre à spin qui tend à aligner la polarisation initiale le long de l'axe de l'aimantation, et un effet de précession (précession de Larmor) qui tend à faire tourner la polarisation autour de ce même axe.²² Outre la détermination de la dépendance en spin des libres parcours moyens, ces mesures permettent donc d'accéder à la dynamique de la polarisation dans le métal ferromagnétique.²³

¹⁹ H. Kanter, *Slow-electron mean free paths in aluminium, silver, and gold*, Phys. Rev. B **1**, 522 (1970).

²⁰ Y. Lassailly, H.-J. Drouhin, A. J. van der Sluijs, G. Lampel and C. Marlière, *Spin-dependent transmission of low-energy electrons through ultrathin magnetic layers*, Phys. Rev. B **50**, 13054 (1994).

²¹ D. Oberli, S. Riesen, W. Weber and H. C. Siegmann, *Transmission and spin motion electrons across ferromagnets*, J. Magn. Magn. Mater, **198-199**, 140 (1999).

²² D. Oberli, R. Burgermeister, S. Riesen, W. Weber and H. C. Siegmann, *Total scattering cross section and spin motion of low energy electrons passing through a ferromagnet*, Phys. Rev. Lett. **81**, 4228 (1998).

²³ W. Weber, S. Riesen and H. C. Siegmann, *Magnetization precession by hot spin injection*, Science. **291**, 1015 (2001).

I. 2. 1 Transmission d'électrons polarisés au travers de feuilles ultra-minces auto-suspendues or / cobalt

I. 2. 1. 1 La monocouche ferromagnétique

Les premières expériences de transmission au travers de feuille auto-suspendues magnétiques ont été réalisées au laboratoire. Une étude détaillée des systèmes or / cobalt peut être trouvée dans le manuscrit de thèse de A. van der Sluijs.²⁴ Nous en rappelons ici les résultats principaux utiles pour la suite. L'échantillon est une structure de composition Au (22 nm) / Co (1 nm) / Au (2 nm). La couche de cobalt est aimantée in-situ à saturation, et toutes les mesures sont réalisées en champ magnétique appliqué nul. L'aimantation et la polarisation de spin des électrons injectés sont perpendiculaires au plan de l'échantillon. Le courant transmis au travers de la structure est analysé en énergie au moyen des grilles retardatrices en or, et collecté dans une cage de Faraday. Le potentiel V_R appliqué à ces grilles permet de détecter les électrons d'énergie comprise entre l'énergie d'injection E_P et l'énergie $-eV_R + \Phi_{Au}$, où $\Phi_{Au} = 4$ eV est le travail de sortie des grilles retardatrices.

La Figure I. 2 représente la variation du courant transmis en balayant le potentiel retardateur V_R lorsque la polarisation de spin P_0 des électrons incidents est modulée entre +25% et -25%. Les électrons injectés dans l'échantillon ont une énergie de 3 eV et le travail de sortie de la deuxième couche d'or est d'environ 2 eV.²⁵ Les créneaux observés correspondent à la variation du courant transmis lors du passage de $+P_0$ à $-P_0$.²⁶ L'influence du retournement de l'aimantation de la couche de cobalt produit un effet identique à celui induit par le changement de signe de la polarisation incidente : la transmission d'électrons polarisés de spin dans la couche ferromagnétique est déterminée par l'orientation relative (parallèle ou antiparallèle) des spins incidents et des spins majoritaires du cobalt. On vérifie que cette transmission est maximale lorsque l'orientation de ces spins est parallèle.

²⁴ A. van der Sluijs, *Transmission d'électrons polarisés de spin au travers de structures ultraminces or/cobalt*, thèse de doctorat, Ecole Polytechnique (1996).

²⁵ Le travail de sortie d'une couche d'or propre est de l'ordre de 4 eV. Comme pour la plupart des métaux, il peut néanmoins être abaissé par déposition de quelques monocouches de césium. Dans cette expérience, le travail de sortie des deux couches d'or a ainsi été abaissé pour sonder des énergies plus faibles.

²⁶ H.-J. Drouhin, A. Van der Sluijs, Y. Lasailly and G. Lampel *Spin-dependent transmission of free electrons through ultrathin cobalt layer (invited)*, J. Appl. Phys. **79**, 4734 (1996).

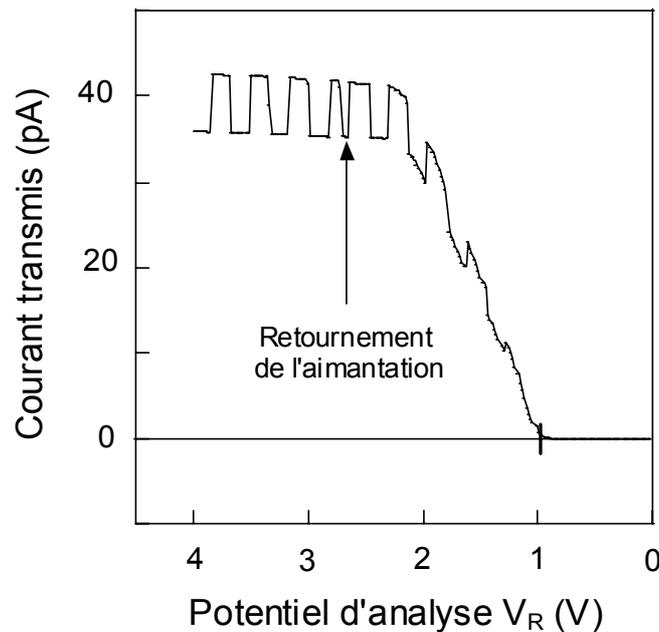


Figure I. 2 : D'après la référence 26. Courant transmis en fonction du potentiel retardateur V_R pour $E_p = 3$ eV. La polarisation de spin du faisceau incident est modulée de +0,25% à -0,25%, et les créneaux observés pour une aimantation fixée de l'échantillon sont les variations correspondantes du courant transmis. Les mesures sont normalisées à un courant incident de 100 nA et le travail de sortie des deux couches d'or est abaissé par dépôt de césium. La couche ferromagnétique agit comme un filtre à spin très efficace.

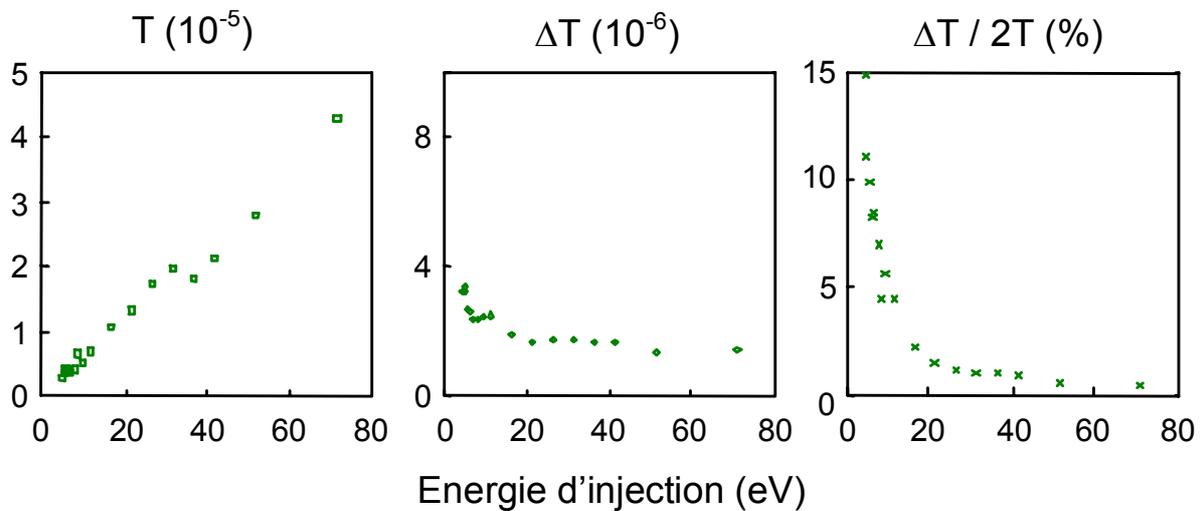
Notons I_C la valeur moyenne du courant transmis, collecté par la cage de Faraday, et ΔI_C la différence $I_C^+ - I_C^-$ lorsque l'on change le signe de la polarisation des spins incidents ou l'orientation de l'aimantation de la couche de cobalt. Notons également I_E l'intensité du courant injecté. Nous définissons alors :

- la transmission $T = I_C / I_E$,
- la transmission dépendant du spin $\Delta T = \Delta I_C / I_E$,
- l'asymétrie de transmission $A = (I_C^+ - I_C^-) / (I_C^+ + I_C^-) = \Delta T / 2T$.

Dans cette expérience, $T = 3,9 \cdot 10^{-4}$, $\Delta T = 6,6 \cdot 10^{-5}$ et $A = 8,5\%$ pour une polarisation de spin des électrons incidents de 25%. Les quantités ΔT et A seraient donc multipliées par quatre si le faisceau incident était totalement polarisé.

Les variations de T , ΔT et A ont été étudiées en fonction de E_p entre 4 et 70 eV. Dans ce cas, le courant transmis est essentiellement composé d'électrons d'énergie voisine au travail de sortie de la deuxième couche d'or. La distribution électronique analysée est alors un "mélange" d'électrons primaires ayant relaxé une grande partie de leur énergie mais conservé

leur polarisation de spin, et d'électrons secondaires excités dans le métal. Ces variations sont représentées sur la Figure I. 3.



Figures I. 3 : D'après la référence 24. Transmission T, dépendance en spin de la transmission ΔT et asymétrie A en fonction de E_p . Les surfaces d'or d'entrée et de sortie sont propres : il n'y a donc pas ici de mesure possible pour $E_p < \Phi_{Au} = 4$ eV.

On constate expérimentalement que la transmission augmente linéairement avec E_p , que ΔT est pratiquement constant et, par voie de conséquence, que A décroît comme $1 / E_p$. Nous expliquerons dans la partie I. 2. 3 l'origine de ces variations. Le point remarquable ici est le fait que ΔT est quasiment indépendant de l'énergie d'injection.

I. 2. 1. 2 La bicouche ferromagnétique

L'interprétation de l'effet de filtre à spin en terme de libre parcours moyen inélastique dépendant du spin suppose que les effets observés soient essentiellement des effets de volume. Pour tester la validité de l'approximation d'un transport volumique il est nécessaire, soit de faire varier l'épaisseur de la couche du métal ferromagnétique, ce qui a été fait par Pappas et al.,⁹ soit d'étudier un système multicouche, ce qui a été fait au laboratoire.²⁷

Une structure bicouche or / cobalt a été réalisée dont les caractéristiques sont les suivantes : Au (18 nm) / Co (0,8 nm) / Au (2,2 nm) / Co (1,3 nm) / Au (1,5 nm). Les épaisseurs des couches de cobalt étant différentes, les champs coercitifs des deux couches sont également différents. De plus, l'épaisseur de la couche d'or intermédiaire est choisie pour qu'il n'y ait pas de couplage entre les deux couches de cobalt. Les aimantations, perpendiculaires au plan des

²⁷ C. Cacho, Y. Lasailly, H.-J. Drouhin, G. Lampel and J. Peretti, *Spin filtering of free electrons by magnetic multilayers: towards an efficient self-calibrated spin polarimeter*, Phys. Rev. Lett. **88**, 066601-1 (2002).

couches, peuvent ainsi être manipulées indépendamment. Le principe de l'expérience est alors strictement identique à celui décrit pour la monocouche de cobalt.

L'étude des transmissions d'un faisceau non polarisé et d'un faisceau polarisé en fonction de l'énergie d'injection, donne des résultats complémentaires à ceux obtenus pour la monocouche de cobalt :

- la transmission T augmente linéairement avec l'énergie d'injection, quelle que soit la configuration magnétique de l'échantillon,
- la dépendance en spin de la transmission ΔT est indépendante de E_p ,
- l'influence des interfaces sur l'asymétrie du courant transmis est faible (de l'ordre de 5%) devant les effets de volume,
- à très basse énergie d'injection, les quatre configurations magnétiques qu'autorise la bicouche permettent de déterminer les dépendances en spin δ_1 et δ_2 du libre parcours moyen dans les deux couches de cobalt, et la polarisation P_0 du faisceau incident si celle-ci n'est pas connue.

I. 2. 1. 3 Conclusion sur les feuilles auto-suspendues or / cobalt

Les expériences de transmission au travers de feuilles minces auto-suspendues ferromagnétiques mettent en évidence un transport dépendant du spin pour des électrons de basse énergie. Les trois résultats principaux de ces études peuvent être résumés ainsi :

- l'effet de filtre à spin, d'origine inélastique, est essentiellement un effet de volume,
- la transmission augmente quasi linéairement avec l'énergie d'injection,
- la partie dépendante du spin du courant transmis est indépendante de E_p . La traversée de la couche ferromagnétique se fait donc toujours à la même énergie.

I. 2. 2 Les jonctions Schottky métal ferromagnétique / semi-conducteur

Les systèmes "tout intégré" comme le transistor à vanne de spin²⁸ sont des structures adaptées à l'étude de la dépendance en spin du transport d'électrons de très basse énergie. Ils permettent de déterminer le libre parcours moyen inélastique et d'analyser l'influence de la base métallique sur ce transport (nature des matériaux, des interfaces, des jonctions d'injection

²⁸ D. J. Monsma, J. C. Lodder, Th. J. A. Popma, B. Dieny, *Perpendicular hot-electron spin-valve effect in a new magnetic sensor: the spin valve transistor*, Phys. Rev. Lett. **74**, 5260 (1995).

et de collection). Néanmoins, les transistors à vanne de spin présentent l'inconvénient de fonctionner dans une gamme d'énergie très étroite, et il est difficile d'étudier le transport d'électrons sur plusieurs eV sans risquer de claquer la jonction base / émetteur. De plus, la polarisation de spin des électrons injectés dans la base n'est jamais connue. L'approche retenue par le laboratoire pour étudier ces systèmes "tout intégré" consiste à injecter un faisceau d'électrons polarisés de spin dans une jonction métal ferromagnétique / semi-conducteur qui fonctionne alors comme un transistor à vanne de spin dans lequel on aurait découplé le contact émetteur / base du contact base / collecteur. Cette configuration permet, d'une part, d'injecter dans l'échantillon des électrons de polarisation connue, et d'autre part, d'analyser sur une large gamme d'énergie, l'influence de E_p sur le courant collecté et sur sa dépendance en spin. Nous rappelons ici les résultats obtenus par A. Filipe et al. sur une jonction Schottky Fe / GaAs.²⁹

I. 2. 2. 1 La jonction fer / arséniure de gallium³⁰

La composition de l'échantillon est la suivante : Pd (5 nm) / Fe (3,5 nm) / GaAs type n. L'aimantation de l'échantillon est dans le plan de la couche de fer et la jonction présente une caractéristique courant / tension de type redresseur. La hauteur Φ_B de la barrière Schottky vaut 0,8 eV, et joue, dans les expériences de transmission, le même rôle que le travail de sortie de la deuxième couche d'or dans les feuilles auto-suspendues. La principale différence avec les expériences précédentes est que la hauteur de la barrière Schottky est nettement plus faible que le travail de sortie de la surface d'or. La collection dans le semi-conducteur empêche cependant toute mesure spectroscopique du courant transmis. L'échantillon est contacté en face avant sur la couche métallique, mais également en face arrière, sur le substrat semi-conducteur. Le courant I_C collecté dans le semi-conducteur est mesuré au travers d'un picoampèremètre. L'échantillon est aimanté in-situ et les mesures sont réalisées en champ magnétique appliqué nul.

Sur la Figure I. 4 est représentée la variation temporelle du courant I_C lorsque l'aimantation de la couche de fer est renversée périodiquement. L'énergie des électrons

²⁹ A. Filipe, H.-J. Drouhin, G. Lampel, Y. Lassailly, J. Nagle, J. Peretti, V. I. Safarov and A. Schuhl, *Spin-dependent transmission of electrons through the ferromagnetic metal base of a hot-electron transistor-like system*, Phys. Rev. Lett. **80**, 2425 (1998).

³⁰ A. Filipe, *Jonction métal ferromagnétique / semi-conducteur : structure et magnétisme d'interface, transport électronique et dépendance en spin*, thèse de doctorat, Ecole Polytechnique (1997).

incidents est ici de 5,2 eV par rapport au niveau de Fermi du métal et la polarisation de spin du faisceau incident est de +25%. Lorsque l'aimantation de la couche de fer est renversée ou que la polarisation des électrons injectés est changée de +25 à -25%, on détecte une variation du courant collecté. On observe donc un transport dépendant de l'orientation relative des spins incidents et des spins majoritaires de la couche de fer : c'est l'effet de filtre à spin. A cette énergie d'injection, et pour une polarisation incidente de 25% on a : $T = 2.10^{-4}$, $\Delta T = 2.10^{-5}$ et $A = \Delta T / 2T = 5\%$.

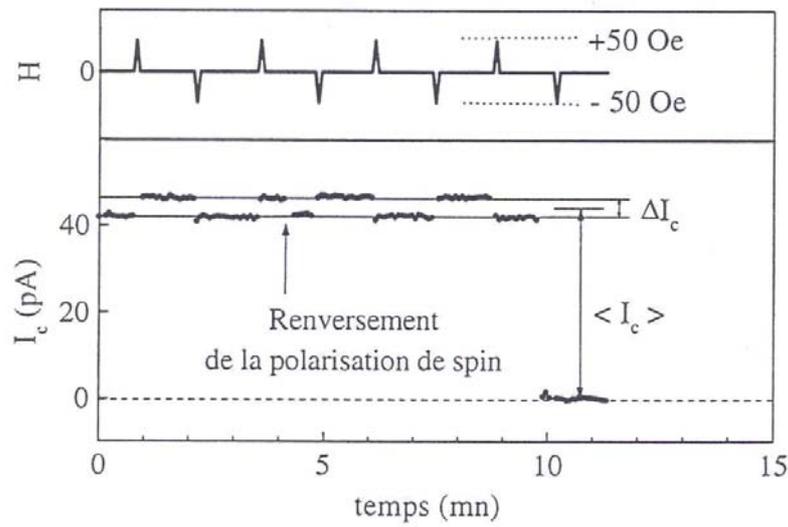


Figure I. 4 : D'après la référence 29. Courant I_c collecté dans le semi-conducteur en fonction du temps. L'aimantation de la couche de fer est renversée périodiquement. A $t = 4$ min la polarisation du faisceau incident est changée de signe et la variation correspondante de I_c met en évidence un effet de filtre à spin.

Les variations de T , ΔT et A ont également été étudiées en fonction de E_p pour des énergies d'injection comprises entre le niveau du vide de la couche de palladium ($\Phi_{Pd} = 5$ eV) et 15 eV au-dessus du niveau de Fermi (Figure I. 5). De manière très similaire aux études réalisées sur les couches auto-suspendues or / cobalt, la transmission augmente quasi linéairement dès que E_p est supérieure à 10 eV, et ΔT est constante dans toute la gamme d'étude. L'asymétrie de transmission décroît donc comme $1 / E_p$.

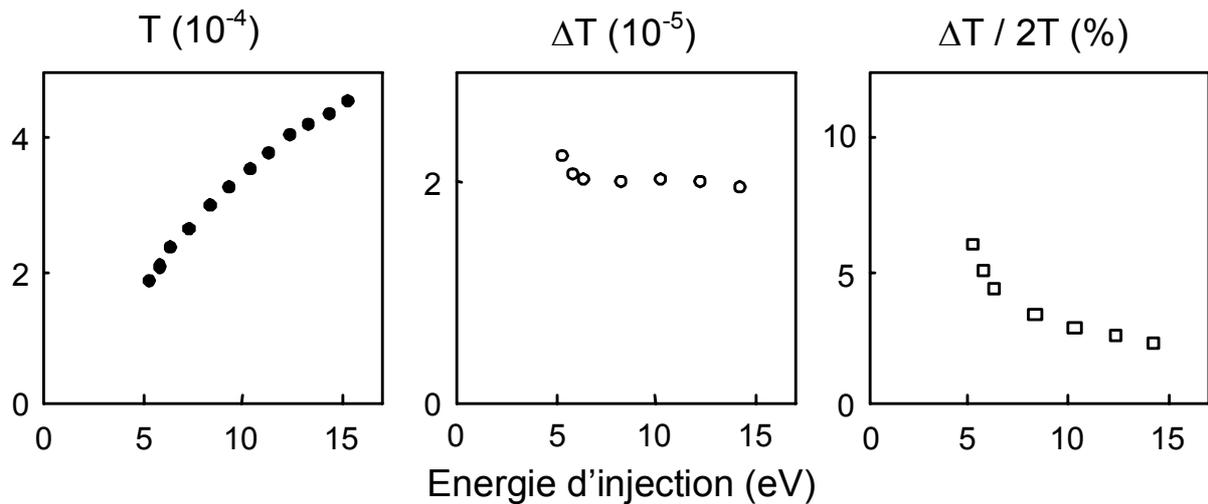


Figure I. 5 : D'après la référence 29. Variations de la transmission T , de sa dépendance en spin ΔT et de l'asymétrie A en fonction de E_p . L'énergie d'injection la plus faible correspond au niveau du vide de la couche de palladium et est égale à 5 eV.

I. 2. 2 Conclusion sur les jonctions Schottky fer / arséniure de gallium

Les mesures de transmission dans une jonction Schottky magnétique Fe / GaAs mettent en évidence un transport dépendant du spin pour des électrons polarisés de spin injectés depuis le vide. Deux résultats essentiels ont été obtenus pour des énergies d'injection comprises entre 5 et 15 eV au-dessus du niveau de Fermi :

- la transmission augmente quasi linéairement avec l'énergie d'injection lorsque E_p est supérieure à 10 eV,
- la dépendance en spin du courant transmis est une constante. Comme dans le cas des feuilles métalliques auto-suspendues, ceci tente à démontrer que le transport dans la couche ferromagnétique se fait toujours à la même énergie quelle que soit E_p .

I. 2. 3 Un transport en deux étapes

Un modèle phénoménologique a été proposé pour interpréter les variations de la transmission T et de sa dépendance en spin ΔT avec l'énergie d'injection, que ce soit pour les feuilles auto-suspendues or / cobalt,²⁴ ou les jonctions Schottky fer / arséniure de gallium.³⁰ Ce modèle est basé sur une description en deux étapes du transport des électrons au travers de la couche métallique (Figure I. 6) :

- une "thermalisation" de la distribution électronique injectée depuis le vide par l'excitation d'une cascade d'électrons secondaires dans la couche de couverture non magnétique (Au, Pd),

- une traversée balistique de la couche ferromagnétique jusqu'à l'interface avec le vide ou avec le substrat semi-conducteur.

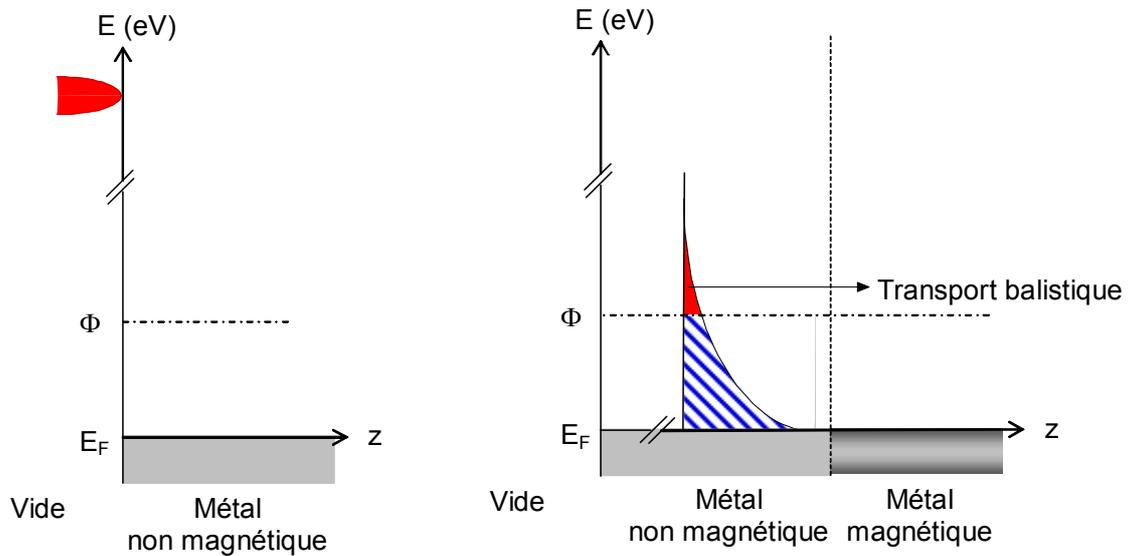


Figure I. 6 : Représentation schématique des étapes du transport dans la couche métallique. A gauche : une distribution électronique est injectée depuis le vide dans la couche non magnétique. A droite : à l'entrée de la couche ferromagnétique, la distribution électronique est "thermalisée". La partie de la distribution en dessous de l'énergie d'émission Φ (Φ_{Au} ou Φ_B), ne pourra pas être transmise. La partie au-dessus de Φ traverse balistiquement la couche ferromagnétique et peut être transmise.

Toutefois, l'excitation d'électrons secondaires dans la couche non magnétique a deux conséquences. La première est l'augmentation de la transmission proportionnellement à l'énergie d'injection. La seconde est la dilution de la polarisation initiale.

Au cours de la traversée de la couche métallique de couverture, on considère qu'un électron incident d'énergie E_P répartit son énergie sur E_P / E_{moy} électrons secondaires d'énergie moyenne E_{moy} . Le nombre N d'électrons qui composent la distribution est alors $N_0 \times E_P / E_{moy}$, où N_0 est le nombre d'électrons injectés depuis le vide. Si E_{moy} est indépendante de E_P , alors N est proportionnel à E_P et $T = N / N_0$ augmente linéairement avec E_P .

Si la transmission augmente avec l'énergie d'injection en raison du nombre croissant d'électrons secondaires générés par la thermalisation de la distribution incidente, ces électrons sont issus de la couche de couverture qui est un métal non magnétique. Les électrons secondaires qui constituent l'essentiel du courant transmis sont donc non polarisés de spin. A

l'entrée de la couche magnétique, la distribution électronique est par conséquent composée d'électrons ayant gardé la mémoire de la polarisation de spin initiale, et d'électrons secondaires non polarisés. La polarisation P de cette distribution est différente de la polarisation initiale P_0 : $P = P_0 / N = P_0 \times E_{\text{moy}} / E_p$. La polarisation de la distribution à l'entrée du filtre à spin est d'autant plus diluée que l'énergie d'injection est élevée. L'asymétrie de transmission étant proportionnelle à la polarisation des électrons qui atteignent la couche magnétique (Eq. I. 9.), $\Delta T / 2T$ est proportionnel à E_{moy} / E_p . De ce fait, ΔT est constant.

Ce modèle, en accord avec les résultats expérimentaux, suppose que la thermalisation est quasiment complète dans la couche de couverture non magnétique. La traversée du filtre à spin se produit donc de façon balistique à une énergie voisine de l'énergie d'émission (Φ_{Au} ou Φ_{B}), indépendamment de E_p . Il est important de noter que dans les couches or / cobalt, les expériences de transmission ont également été réalisées en retournant la feuille auto-suspendue pour injecter les électrons, soit par la couche d'or la plus épaisse (22 nm), soit par la couche de plus faible épaisseur (2 nm). Les résultats obtenus dans les deux configurations sont identiques, ce qui démontre que le processus de thermalisation a lieu dans les tous premiers plans atomiques de la couche de couverture non magnétique.