

Physique statistique

M. Philippe NOZIÈRES, membre de l'Institut
(Académie des Sciences), professeur

Cours : Croissance cristalline : cinétique de l'interface et instabilités

Dans les matériaux usuels, le mouvement d'une interface liquide-solide est presque toujours contrôlé par la diffusion en volume : diffusion thermique pour évacuer la chaleur latente de transition, ou diffusion chimique dans un mélange pour maintenir la différence de concentration entre les deux phases. La dissipation à l'interface proprement dit est en général négligée : c'est pourtant elle qui est sensible aux détails structurels du contact solide liquide. ${}^4\text{He}$ est à cet égard une exception. On peut l'obtenir très pur et la chaleur s'évacue aisément à basse température : on a ainsi directement accès à la cinétique d'interface. Le cours de cette année a été consacré à la formulation de ces problèmes, à l'analyse des expériences qui donnent accès aux divers coefficients dissipatifs, à la discussion enfin des divers mécanismes de dissipation envisageables. Ces problèmes d'interface ne constituent bien sûr qu'un volet de la cinétique de croissance. La diffusion en volume reste un aspect essentiel, riche d'instabilités de toutes sortes bien connues des métallurgistes. La fin du cours a été consacrée à une brève revue des progrès récents en la matière.

1) Formulation du problème

La vitesse de croissance (ou de fusion) est mesurée par le courant de masse qui traverse l'interface, J . En première approximation, elle est pilotée par la différence de potentiel chimique entre les deux phases, $\Delta\mu = \mu_L - \mu_S$. En fait, la fusion s'accompagne toujours de transferts thermiques, et le courant de masse J ne peut être séparé du courant de chaleur J_E piloté, lui, par la différence de température ΔT . Il faut écrire des relations d'Onsager plus générales

$$J = k[\Delta\mu + \lambda \frac{\Delta T}{T}], \quad \Delta T = R[J_E - \lambda J].$$

Ces relations font intervenir trois coefficients dissipatifs. k est la *mobilité isotherme*, R la *résistance Kapitza*. Le terme croisé λ mesure le *coefficient de partage* de la chaleur latente relâchée, J_L , entre les deux phases : une fraction $J_{QL} = J [TS_L - \lambda]$ part du côté liquide, le reste $J_{QS} = J [TS_S - \lambda]$ du côté solide. Ces trois coefficients sont contrôlés par l'interaction atome phonon au niveau de l'interface.

Dans une expérience typique, on contrôle l'écart de pression à l'équilibre, δp , et la chaleur est évacuée à travers des impédances thermiques de volume, Z_L et Z_S , qui dépendent de la géométrie, des conditions aux limites — et bien sûr des mécanismes de transport (conduction thermique usuelle en général, mais aussi dans ^4He *convection* thermique sous forme de second son). De ce fait, la mobilité apparente, $\alpha = J/\delta p$, est une combinaison compliquée des *trois* paramètres de surface, (k , R , λ) et des impédances de volume Z_L , Z_S . Dans ^4He , les différents termes de cette « circuiterie thermique » sont du même ordre de grandeur : pour avoir des résultats exploitables, il est impératif de mesurer simultanément *tous* les paramètres — la simple connaissance de α ne mène à rien.

2) Observation expérimentale des coefficients dissipatifs dans ^4He

a) Mesure directe de R et λ

Elle est relativement aisée à basse température ($T < 0.6 \text{ °K}$), lorsque la dissipation en volume est négligeable. En présence d'un courant de chaleur J_E connu, on mesure les variations de pression, δp , et de température, δT_L et δT_S au niveau de l'interface. En régime stationnaire, $J = 0$, on en déduit $\Delta\mu$ et ΔT , donc R et λ . Dans la très belle expérience de Wolf, Balibar, Edwards, δT_S est mesuré par effet fontaine : l'expérience se réduit à des mesures de dénivellation. On constate que $R \sim T^{-5}$ à basse température (indiquant une probabilité de transmission des phonons thermiques $\sim T^2$). Le produit $R \lambda$ varie peu : l'interface devient *imperméable à la chaleur* lorsque $T \rightarrow 0$.

A plus haute température, la dissipation en volume devient gênante. Nous avons proposé une méthode de *résonance thermique* particulièrement adaptée en régime de second son. Dans une cavité partiellement remplie de solide, on module l'interface par apport de masse du côté liquide. En jouant sur la fréquence et sur la hauteur de remplissage, on peut amener l'une et/ou l'autre phase à la résonance ou à l'antirésonance ($Z_L, Z_S = 0$ ou ∞) : une simple mesure de température sur les parois donne accès à R et λ . La méthode est très souple et devrait permettre de nombreuses vérifications.

b) *Transmission acoustique*

Pour un interface rugueux, la mobilité α est très grande, et l'écart de pression δp n'est guère détectable. On l'atteint indirectement par une expérience de transmission acoustique : l'interface « répond » à la pression alternative de l'onde incidente, modifiant ainsi les conditions de raccordement et la probabilité de transmission. Si $\alpha \rightarrow \infty$, l'interface est un nœud de pression, et la transmission est nulle. L'effet est spectaculaire à basse température ($T < 0.7$ °K) ; la mobilité ainsi mesurée est du type

$$\frac{1}{\alpha} = A + BT^4 + Ce^{-\Delta/T}$$

suggérant fortement un processus de *frottement* de la surface respectivement sur les défauts, les phonons et les rotons du liquide. L'analyse quantitative des résultats reste cependant délicate, car α dépend beaucoup des corrections thermiques (en régime de second son, Z_L et Z_S sont des impédances d'onde réelles du même ordre que R). Une mesure indépendante de R et λ est nécessaire.

A plus haute température, α diminue et la réduction de transmission devient faible. On peut alors atteindre α en étudiant la conversion de premier son en second son lors de la réflexion (la chaleur latente émise mesure la réponse de l'interface). Une méthode plus directe et plus souple serait l'étude des *résonances acoustiques* dans une cavité dont la mise en équation se fait sans problème : le Q de la résonance est élevé à la fois pour les grands et pour les petits α .

c) *Ondes capillaires*

Elles correspondent à une onde de fusion-cristallisation le long de l'interface. L'inertie est celle de l'écoulement se refermant dans le liquide ; la force de rappel est la surpression capillaire due à la courbure de l'interface. La mobilité α contrôle l'*amortissement* de l'onde. Les valeurs mesurées de α sont en excellent accord avec celles déduites de la transmission acoustique, bien que les corrections thermiques soient apparemment différentes dans les deux cas (onde de second son évanescence et non plus progressive). En régime de conduction thermique, l'onde capillaire est amortie, et disparaît en dessous d'une fréquence seuil (d'ordre atomique pour un matériau usuel : c'est pourquoi on ne les observe que dans ^4He). En toute rigueur, il faut tenir compte de l'élasticité du substrat : l'onde capillaire est alors couplée aux ondes élastiques de Rayleigh à l'interface liquide solide. Ce couplage est négligeable à basse fréquence.

d) *Propagation du quatrième son dans une superfluide*

Le quatrième son habituel est une oscillation du superfluide seul, le fluide normal étant bloqué par sa viscosité. Si le solide mouille les parois, il se forme en outre une couche solide stabilisée par l'attraction de Van der Waals, dont l'épaisseur diverge à la pression de fusion nominale p^* (en fait, l'équilibre est métastable, les pores pouvant se boucher à des pressions inférieures). On conçoit alors qu'une onde de quatrième son pilote une fusion alternative de cette pellicule solide, modulant ainsi la largeur du pore. La vitesse du quatrième son est donc modifiée par la réponse de l'interface. La situation est particulièrement frappante à température finie : pour une mobilité $\alpha = \infty$, l'onde devient purement *thermique* au minimum de la courbe de fusion. La chaleur latente est relâchée sur place et module la température locale. L'écoulement, purement superfluide, assure la conservation de la masse ; la pression est constante et μ est piloté uniquement par δT .

3) *La résistance Kapitza*

La transmission d'un phonon thermique isolé est un cas particulier de transmission acoustique à $T = 0$: elle devrait être nulle si l'interface est infiniment mobile. En fait, elle est d'ordre T^2 en intensité, donc d'ordre $T = \hbar\omega$ en amplitude. Plusieurs mécanismes peuvent être invoqués pour expliquer ce résultat.

a) *Effets capillaires en incidence oblique*

La fusion alternative « gondole » alors l'interface. A l'équilibre thermodynamique, la surpression capillaire peut déformer le solide sous-jacent assurant ainsi une amplitude transmise finie. Si l'on transpose à l'interface liquide solide les conditions de raccordement valables entre deux fluides, le calcul est ingrat, mais sans problème. La réponse élastique du solide se traduit par une impédance acoustique effective fonction de l'angle d'incidence. L'amplitude transmise est bien d'ordre ω — mais malheureusement trop faible d'un ordre de grandeur par rapport aux données expérimentales.

En fait, on sait que les effets mécaniques à l'interface liquide solide sont beaucoup plus complexes : la *tension* de surface n'est pas l'énergie de surface ; si brutalement on choisit ces deux quantités scalaires et différentes, on ne conserve plus l'énergie. La formulation de l'équilibre *mécanique* d'une interface en fusion reste donc un problème largement ouvert : il faut comprendre le couplage entre l'orientation cristallographique de la surface solide et les plans cristallins sous-jacents. Il faut surtout une définition sans ambiguïté des efforts de surface (avec ou sans relaxation du réseau).

b) *Inertie de l'interface*

Ce mécanisme, proposé par Castaing et Puech, peut rendre compte des données expérimentales. Il est fondé sur une équation de mouvement du type

$$\frac{\sigma}{\rho_s \rho_L} \ddot{J} = \Delta \mu$$

où σ est une masse d'interface. De nouveau, l'amplitude transmise est d'ordre ω : une masse σ de l'ordre de 0.05 couche atomique suffit à expliquer les expériences. L'évaluation est très raisonnable, mais le concept d'inertie interfaciale n'est pas évident et demande à être affiné.

En séparant la translation globale, de vitesse V , et l'écoulement relatif J , on est amené à définir deux masses d'interface, l'une σ qui contrôle \dot{J} (piloté par $\delta\mu$), l'autre m qui contrôle \dot{V} (piloté par Δp). Par un choix approprié de la surface de séparation, on peut annuler m (p est alors continu). L'inertie de *fusion* est ainsi définie sans ambiguïté. Cette analyse, fondée sur l'invariance galiléenne et les lois de conservation, se généralise à un écoulement parallèle à la surface ; elle permet en outre d'estimer les erreurs commises : les équations de mouvement sont seulement valables à basse fréquence.

L'estimation de σ exige un modèle microscopique. Pour une surface vicinale, σ est contrôlé par la structure en marches (il faut déformer le champ de vitesse du liquide pour amener la matière au niveau des marches) : σ est inversement proportionnel à la densité de marches n .

4) *Effets non linéaires*

Lorsqu'on maintient un courant de fusion J donné, les conditions d'équilibre et les équations de mouvement contiennent des corrections d'ordre J^2 (analogues à la pression de Bernoulli en hydrodynamique). La forme précise de ces corrections se déduit de nouveau des lois de conservation. Elles ont des implications expérimentales intéressantes. Par exemple, en présence d'une vitesse de fusion stationnaire J_0 finie, la transmission acoustique reste finie même si l'interface est infiniment mobile — d'où une possibilité d'expérience croisée : en modulant J_0 à basse fréquence ω , on peut séparer la transmission acoustique d'ordre 0 (à la fréquence Ω de l'onde incidente) et la correction due à J_0 (de fréquence $\Omega \pm \omega$).

De même, un écoulement superfluide parallèle à l'interface peut conduire à une instabilité des ondes capillaires (analogue à l'instabilité de Kelvin-Helmholtz entre deux phases fluides). Le calcul de stabilité linéaire à température nulle est facile. A température finie, il faut tenir compte de la

convection du fluide normal, compliquée par la viscosité : le problème reste pour l'essentiel ouvert.

5) *Mobilité d'une interface rugueuse : mécanismes dissipatifs*

En l'absence de données expérimentales systématiques, cette partie du cours reste beaucoup plus spéculative. Lorsque $T > T_R$, la notion de marche cristalline n'a plus de sens — ni d'ailleurs à $T < T_R$ lorsque les marches se recouvrent ($n\zeta > 1$, où n est la densité de marches et ζ leur largeur). La croissance se fait alors par attachement local des atomes du liquide, piloté par les fluctuations au voisinage de l'interface. Il n'existe pas pour l'instant de modèle théorique fiable de ce type de croissance, en particulier du comportement près de T_R (ralentissement critique ou non ?). La situation est plus claire pour une surface vicinale, faite de marches bien individualisées ($T < T_R$, $n\zeta \ll 1$). La vitesse normale de l'interface, u , résulte alors du *glissement* des marches de vitesse v : $u = n a v$ (a est la distance interatomique). Si les marches ont une mobilité η_M bien définie, $v = \eta_M F_M$ est proportionnel à la force de surpression par unité de longueur, $F_M = \rho_s a \Delta\mu$. La mobilité de l'interface $\eta_i = n a^2 \eta_M$ est alors proportionnelle à la densité de marche, c'est-à-dire à l'inclinaison de la surface vicinale — une signature angulaire qui devrait être aisément observable. Dans la mesure où la marche est elle-même constituée de décrochements bien séparés, une analyse semblable permet de relier η_M à la mobilité η_D des décrochements et à leur densité p .

Ce point de vue simpliste repose sur une hypothèse : les marches (ou les décrochements) sont supposés répondre *individuellement* aux fluctuations thermiques, leur mobilité étant un phénomène essentiellement *incohérent*. C'est cette question que nous voulons éclaircir, en précisant le mécanisme physique des forces de frottement.

a) *Frottement sur les rotons*

C'est un processus essentiellement microscopique. La section efficace de diffusion par un décrochement est d'échelle atomique. Les mobilités η_D , η_M sont donc proportionnelles au nombre de rotons, donc à $e^{-\Delta/T}$: c'est le mécanisme dominant à haute température, comme le confirme l'expérience.

b) *Frottement sur les phonons*

Il devient dominant à basse température, lorsque les rotons ont disparu. Le plus simple est de considérer d'abord la mobilité d'un décrochement unique, η_D . Un phonon thermique crée une fluctuation de pression $\delta p(t)$ au niveau du décrochement ; ce dernier est donc soumis à une force aléa-

toire $R(t) = \delta p a^2 \cdot \frac{\Delta \varrho}{\varrho_L}$ (où $\Delta \varrho = \varrho_S - \varrho_L$). (Noter que le décrochement répond à la pression δp , et non à son gradient comme une particule brownienne habituelle). Le décrochement possède par ailleurs une masse $m_D \sim \left(\frac{\Delta \varrho}{\varrho_L} \right)^2 \varrho_L a^3$ liée à l'inertie du fluide qu'il faut amener pour le faire bouger. On est ainsi ramené à un problème de mouvement brownien traditionnel. Au premier ordre, $R(t)$ ne peut pas créer de frottement (les phonons n'ont pas de densité spectrale à fréquence nulle : la situation est analogue à celle d'un électron couplé aux photons thermiques). En d'autres termes, l'absorption (émission) d'un phonon est impossible. En revanche, la diffusion d'un phonon thermique est elle parfaitement possible. On peut la traiter comme la réponse à la pression de rayonnement des phonons. Il est plus simple de décrire la diffusion directement, par analogie avec la diffusion Compton. $R(t)$ induit une oscillation du décrochement, d'amplitude $-R/m_D \omega^2$; celle-ci à son tour entraîne une oscillation de vitesse dans le fluide, qui rayonne une onde acoustique sphérique. La section efficace de diffusion correspondante est d'ordre a^2 (on peut éviter l'introduction de la masse m_D en écrivant que la pression totale au niveau du décrochement, incidente + rayonnée, est nulle). Si le décrochement est au repos, le transfert moyen de quantité de mouvement est nul par symétrie; si par contre il se déplace à la vitesse v par rapport au gaz de phonons, le bilan est non nul, et le décrochement est soumis à une force

$$F_D \sim \frac{\Phi \sigma}{c} \frac{v}{c}$$

où $\Phi \sim T^4$ est le flux incident des phonons thermiques, c la vitesse du son. Le décrochement possède donc une mobilité $\eta_D \sim T^{-4}$:

$$\frac{1}{\eta_D} \sim \frac{T}{ac} \left(\frac{T}{\theta_D} \right)^3$$

c) Mobilité d'une marche : effets de cohérence

Même si les décrochements sont peu nombreux et ne se recouvrent pas, ils peuvent diffuser le phonon de façon cohérente. Il faut alors comparer la distance entre décrochements, p^{-1} , à la dimension d'un paquet d'onde thermique, $\lambda \sim \frac{\hbar c}{T}$. Lorsque $p\lambda > 1$, tous les décrochements sur une échelle λ répondent en phase, et la section efficace de diffusion est multipliée par $p\lambda$. La mobilité de la marche est alors d'ordre T^{-3} et non T^{-4} .

Cette conclusion est confirmée par une analyse directe de la diffusion Compton par une ligne continue : l'onde acoustique rayonnée est alors cylindrique, et la mobilité de la marche est donnée par

$$\frac{1}{\eta_M} \sim \frac{\Phi\lambda}{c^2} \sim \frac{\theta_D}{a^2c} \left(\frac{T}{\theta_D} \right)^3$$

Ici encore, c'est le glissement relatif de la marche par rapport aux phonons thermiques qui est responsable du frottement. Cette loi en T^3 , caractéristique d'une marche unique, doit s'appliquer par exemple aux sources de Frank et Read.

d) Mobilité de l'interface

Les mêmes problèmes de cohérence se posent lorsque la densité des marches n est telle que $n\lambda > 1$. Aux très faibles inclinaisons, $n\lambda \ll 1$, chaque marche diffuse les phonons de façon incohérente : la mobilité de l'interface est $\eta_i = na^2 \eta_M$. Lorsque $n\lambda > 1$, la diffusion des phonons devient cohérente : elle se réduit alors à une réflexion spéculaire (ou à une réfraction) qui ne saurait en elle-même produire une dissipation (il n'y a pas production d'entropie). La dissipation est due à la thermalisation *en volume* des phonons réfléchis, contrôlée par la différence de vitesse entre l'interface et le fluide normal dans l'une ou l'autre phase ; on retrouve, dans un langage différent, les corrections thermiques à la mobilité mentionnées plus haut (dues aux impédances thermiques de volume Z_L et Z_S).

Plus généralement il subsiste toujours une diffusion incohérente, due aux *fluctuations* de la densité de marches (contrôlée par un facteur de structure $S(q)$, via la tension de ligne et l'interaction des marches) : l'entropie passe alors dans le désordre structural de la surface. La réflexion cohérente ne contribue à la dissipation que par la production d'entropie *en volume*.

Il paraît difficile d'aller plus loin dans l'analyse sans un modèle expérimental précis. La mesure de la mobilité η_i en fonction de la température et de l'orientation cristalline devrait mettre en évidence la transition entre régime incohérent et régime cohérent. Dans ce dernier cas, une théorie cinétique détaillée est nécessaire pour décrire la thermalisation en volume, tenant compte de la probabilité de transmission et de réflexion des phonons sur un interface *mobile*. Le problème est bien posé, mais le calcul reste à faire.

6) Instabilités diffusives

Elles interviennent dans les matériaux usuels, où les deux phases ont une conductivité thermique finie, ce qui réduit considérablement la mobilité

effective de l'interface. De ce fait, les ondes capillaires au voisinage de l'équilibre sont suramorties : une déformation de la surface se résorbe lentement, avec une fréquence caractéristique

$$\omega = -i \frac{\tilde{\gamma} q^3}{\rho^2 L^2} (K_L + K_S).$$

($\tilde{\gamma}$ est la tension de surface, L la chaleur latente)

Supposons maintenant que l'interface avance à la vitesse constante v . Cette croissance continue est obtenue en appliquant un gradient thermique à l'interface, du côté liquide (λ_L) ou solide (λ_S), tel que.

$$\rho L v = K_L \lambda_L + K_S \lambda_S \quad (\text{conservation de la chaleur}).$$

L'analyse des ondes capillaires se généralise sans difficulté. On constate qu'elles sont stables lorsque le point froid est du côté solide ($K_L \lambda_L < K_S \lambda_S$), mais qu'elles deviennent instables dans le cas inverse ($K_L \lambda_L > K_S \lambda_S$: liquide *surfondu*). C'est l'instabilité bien connue de Mullins-Sekerka, caractéristique de la croissance dans une phase métastable. Dans le cas simple $\lambda_S = 0$, la fréquence de relaxation est

$$\omega = i q v - i \frac{\tilde{\gamma} q^3}{\rho^2 L^2} (K_L + K_S)$$

La tension capillaire joue un rôle stabilisant aux courtes longueurs d'onde. A plus grande échelle, la diffusion domine et crée l'instabilité par un « effet de pointe ».

L'analyse précédente concerne seulement la diffusion *thermique* dans un corps pur. Dans un mélange, il faut tenir compte aussi de la diffusion *chimique* des différents constituants, en général beaucoup plus lente que la diffusion thermique. On retrouve une instabilité analogue, que l'on peut en outre contrôler par un gradient thermique $G = \text{grad } T$ le long de l'échantillon : c'est la *crystallisation directionnelle*, bien connue des métallurgistes. L'analyse de stabilité linéaire est plus complexe, mais sans difficulté. L'instabilité apparaît en dessous d'un seuil G_0 , à un vecteur d'onde *fini* : elle conduit donc à la formation d'une structure cellulaire. Ce qui se passe au-delà du seuil est beaucoup moins évident : comment la structure choisit-elle son vecteur d'onde ? Sature-t-elle à une amplitude finie ou évolue-t-elle irréversiblement vers un état chaotique ? Ces questions se posent dans tous les problèmes de structuration spontanée (cellules de Rayleigh-Benard, etc.). Elles exigent une analyse non linéaire, qui pour l'instant ne peut se faire que dans un cadre perturbatif, insuffisant dans la plupart des cas. L'état actuel du problème a été brièvement résumé.

7) Croissance dendritique

C'est le cas extrême d'une instabilité diffusive, où une pointe solide croît dans un liquide surfondu. Un modèle simpliste consiste à assimiler la pointe à une demi-sphère de rayon $R(t)$. Si l'on suppose l'interface à l'équilibre ($T = T^*$), la diffusion de la chaleur latente conduit à une équation de mouvement

$$\dot{R} = \frac{D\Delta}{R} \left[1 - \frac{R^*}{R} \right]$$

où D est la diffusivité thermique, $\Delta = \frac{C_p (T^* - T_\infty)}{L}$ la surfusion, R^* le

rayon de nucléation de Gibbs Thomson (contrôlé par la tension superficielle). Aux grands temps, le produit RR est constant. La stabilité de cette demi-sphère s'analyse par un développement en harmoniques sphériques : chaque mode (lm) devient instable au-delà d'un rayon critique R_1^* — une sphère de grande taille se gondole spontanément.

En pratique, la géométrie intéressante est celle d'une pointe qui avance sans déformation à la vitesse constante v . La résolution de l'équation de diffusion est difficile. En l'absence d'effets capillaires, le profil stationnaire est parabolique, et la diffusion fixe seulement le produit Rv , où R est le rayon de courbure au sommet de la pointe. Plus généralement il existe une famille de solution $v(R)$, parmi lesquelles il faut choisir. Traditionnellement, on admettait que le point de foncionnement correspondait à une vitesse v maximale. Les travaux récents de Langer suggèrent plutôt un régime de stabilité marginale : la dendrite opérerait au seuil d'instabilité des déformations latérales (conduisant en fin de compte à la formation de branches secondaires).

Conclusion

Dans l'ensemble, le cours était centré sur les phénomènes d'interface et sur la croissance de ^4He (les instabilités diffusives n'ont été qu'effleurées). La thermodynamique de l'interface est dans l'ensemble bien comprise, et les expériences qui donnent accès aux coefficients dissipatifs clairement formulées. L'analyse microscopique des mécanismes dissipatifs est en revanche beaucoup plus fragmentaire. Un certain nombre de concepts importants ont été dégagés (signature angulaire, diffusion cohérente) — mais il reste bien des questions ouvertes, tant du point de vue expérimental que du point de vue théorique : on est loin de comprendre la dynamique aussi bien que les aspects morphologiques étudiés l'an dernier.

P. N.

SÉMINAIRES

Les séminaires suivants ont été organisés en liaison étroite avec le thème de cours.

13 novembre : A. LIBCHABER (Université de Chicago), « Dynamique d'interface ».

20 novembre : P. LEIDERER (Université de Mayence), « Charge induced deformation of the solid-liquid ^4He interface ».

4 décembre : J. LAJZEROWICZ (Université de Grenoble), « Transitions de phase dans les parois de domaines ».

18 décembre : E. WOLF (Ecole Normale Supérieure), « La croissance des facettes de cristaux de ^4He : nucléation bidimensionnelle et croissance spirale ».

8 janvier : C. DEVILLE (C.E.A. Saclay), « Les phases liquide et solide d'électrons sur la surface de l'hélium ».

15 janvier : J.C. PFISTER (C.N.E.T. Meylan), « Cristallisation rapide et phénomènes d'instabilité en couches minces ».

ACTIVITÉS SCIENTIFIQUES

I

P. NOZIÈRES anime le Groupe de Physique Théorique de l'Institut Laue-Langevin à Grenoble. Ce groupe comporte une dizaine de physiciens confirmés qui y effectuent des séjours limités (de un à cinq ans) et travaillent dans des domaines très divers. En 1984-1985, l'activité portait sur les thèmes suivants :

— *Physique des surfaces* : Transition rugueuse des surfaces vicinales (D. GREMPER), phénomènes critiques aux interfaces (T. BURKHARDT), renforcement de la diffusion Raman (W.F. FORD).

— *Magnétisme* : Etat fondamental et excitations d'une chaîne magnétique isolante (T. ZIMAN), ondes de densités de charge et de spin (P. BECKER, F. HIRSHFELD).

— *Phases incommensurables ou désordonnées* : Structure (P. BECKER), dynamique (T. ZIMAN), localisation dans les systèmes presque périodiques (D. GREMPER).

— *Mouvement brownien* : Effets d'interférence quantiques (W.F. FORD, D. GREMPEL), couplage d'un électron au rayonnement du corps noir (W.F. FORD).

— *Physique des fluides* : Rhéologie des suspensions concentrées (D. QUEMADA). Propagation dans un milieu désordonné, transport dans les métaux liquides (U. FELDERHOF).

— *Physique nucléaire* : Théorie de la fission (R. HASSE), oscillations neutron-antineutron (J.M. RICHARD).

Ne sont détaillés que les thèmes auxquels P. NOZIÈRES a effectivement participé.

Structure et dynamique de l'interface liquide solide dans ^4He
(avec M. UWAHA)

L'étude des effets non linéaires à l'interface (du type Bernoulli), amorcée l'an dernier pour la transmission acoustique sous incidence normale, a été étendue aux ondes capillaires : si le liquide superfluide s'écoule parallèlement à l'interface, il apparaît au-delà d'une vitesse critique une instabilité du type Kelvin-Helmholtz : l'interface se gondole spontanément. L'effet est clairement compris à température nulle ; à température finie, il est compliqué par la convection thermique du fluide normal visqueux et le problème n'est pas résolu. Un calcul non linéaire perturbatif suggère une croissance illimitée de l'instabilité, que l'on pourrait cependant contrôler en déposant sur l'interface des charges électriques (qui réduisent la vitesse critique).

Sur un plan plus concret, un certain nombre d'expériences de résonance, thermique ou acoustique, ont été suggérées : elles devraient donner accès aux divers coefficients dissipatifs. Ces développements ont été décrits en détail dans le cours.

Un premier pas a été fait pour comprendre les mécanismes physiques qui contrôlent la mobilité de l'interface. Pour une surface vicinale contenant une faible densité de marches cristallines, un modèle de diffusion Compton des phonons par les marches cristallines a été élaboré : il prédit pour une marche unique une mobilité d'ordre T^{-3} à basse température. Lorsque la densité des marches augmente, la diffusion des phonons devient cohérente : la dissipation intervient alors en *volume*, contrôlée par la thermalisation des phonons réfléchis ou réfractés sur l'interface mobile. Une théorie complète, valable sur toute la gamme de températures et d'orientations de l'interface, incorporant les aspects cinétiques aussi bien que le désordre structural en surface, reste à faire.

Nous reprenons actuellement le problème de la transmission acoustique sous incidence oblique. Si l'on suppose arbitrairement un effort de surface

scalaire β différent de l'énergie de surface α , l'énergie acoustique n'est pas conservée. Ceci amène à approfondir le concept d'effort de surface, très ambigu dans la littérature : ce problème très fondamental n'est pas encore complètement éclairci, mais il est en bonne voie.

Par ailleurs, P. NOZIÈRES a poursuivi une étude détaillée de la transition rugueuse en collaboration avec l'équipe de l'École Normale (S. BALIBAR, F. GALLET, E. WOLF). En s'appuyant sur un formalisme de renormalisation simplifié, deux types d'expériences ont été analysés : (i) la courbure universelle de l'interface à la transition rugueuse $T = T_R$ (la tension superficielle γ doit prendre la valeur universelle $\pi T_R / 2a^2$) ; (ii) la croissance des facettes par nucléation homogène de terrasses au voisinage immédiat de T_R . Pour analyser les mesures de courbure, la méthode de renormalisation a été étendue à un interface d'inclinaison finie (on arrête la renormalisation lorsque l'échelle de longueur est comparable à la distance entre les marches : de ce fait, il ne se passe rien de spectaculaire à T_R). Les résultats expérimentaux suggèrent un régime de couplage fort pour lequel la théorie est au mieux qualitative : sous cette réserve l'accord est raisonnable. Les mesures de nucléation homogène sont beaucoup plus spectaculaires ; elles donnent accès à l'énergie de marche, très faible près de T_R . En confrontant les résultats au modèle théorique, on peut estimer T_R , nettement plus élevé que la valeur communément admise (la transition rugueuse est très molle, et il est difficile de localiser le point critique).

Ce problème de transition rugueuse conserve des mystères : influence d'une surpression sur le facettage, et possibilité d'une transition du premier ordre (suggérée par certaines expériences dans les eutectiques), dynamique de l'interface au voisinage et au-dessus de T_R , réponse alternative d'une facette et résistance Kapitza, etc. Ces points sont actuellement à l'étude.

Publications

M. UWABA : « Sound propagation in a superleak and crystal growth of ^4He , Proceedings of the 17th International Conference on Low Temperature Physics, Vol. I, 515 (1984).

M. UWABA : « Dynamics of solid superfluid interface of ^4He ». Bull. of the Physical Society of Japan (« Butsuri »), 40, 268 (1985).

M. UWABA, P. NOZIÈRES : « Transmission of sound at the liquid solid interface under growth », *J. Physique*, 46, 109 (1985).

P.E. WOLF, F. GALLET, S. BALIBAR, E. ROLLEY, P. NOZIÈRES : « Crystal growth and crystal curvature near roughening transition in hcp ^4He ». Soumis au *Journal de Physique*.

Effet Kondo dans les alliages métalliques (P. NOZIÈRES)

Ce problème a été repris à l'occasion d'une conférence prononcée au colloque à la mémoire d'André BLANDIN. Les travaux anciens concernaient une impureté unique dans un métal réel ; ils prédisaient en particulier un comportement critique anormal lorsque le nombre de canaux orbitaux dépasse le nombre d'états de spin (pour une impureté de moment orbital $L = 0$). Ces prédictions ont été confirmées par un traitement exact fondé sur l'Ansatz de Bethe.

Les résultats nouveaux concernent le cas des alliages, lorsqu'on fait croître progressivement la concentration d'impuretés. La doctrine en vigueur est qu'il y a compétition entre le blocage des impuretés individuelles d'une part (effet Kondo), l'ordre magnétique induit par l'interaction RKKY d'autre part. On passe d'un régime à l'autre lorsque T_K est de l'ordre de l'interaction I , c'est-à-dire à des concentrations $C_1 \sim \frac{T_K}{E_F} \frac{1}{J^2}$ (où J est le couplage d'échange initial, supposé faible).

En fait, on rencontre un autre écueil à des concentrations encore plus faibles, $C_2 \sim T_K/E_F$. Les électrons d'écran qui bloquent les impuretés dans un état singulet doivent se trouver dans une bande d'énergie $\sim T_K$ autour du niveau de Fermi. Le nombre d'électrons disponibles est $\rho T_K = N_m$ (ρ = densité d'états). Lorsque la concentration d'impuretés N_i dépasse N_m , on se heurte à un problème de saturation, bien avant que l'interaction RKKY soit devenue significative.

Qualitativement, on peut décrire cet écrantage incomplet comme une bande d'impuretés, contenant N_i états et $(N_i - N_m)$ « trous », correspondant aux spins d'impureté non bloqués. Une répulsion locale infinie interdit la présence de deux trous sur le même site (modèle de Hubbard avec $U = \infty$) ; le couplage RKKY apparaît comme une interaction d'échange supplémentaire entre sites voisins. Dans la mesure où les trous peuvent migrer, on s'attend à un comportement de liquide de Fermi ($C_V \sim T$, $\chi = \text{cte}$), mais les « fermions » sont « lourds » : l'échelle d'énergie est la largeur de la bande d'impuretés, $\sim T_K$.

Ce modèle ne s'applique qu'aux concentrations intermédiaires comprises entre C_1 et C_2 . Pour $C > C_1$ l'interaction RKKY l'emportera toujours, sauf si l'on tient compte des fluctuations de valence, qui sont ici exclues d'emblée. Dans son état actuel, le modèle reste très qualitatif — mais il montre clairement qu'une théorie fiable ne saurait ignorer les effets de saturation.

Publication

P. NOZIÈRES : « Impuretés magnétiques et effet Kondo », *Ann. Phys. Fr.*, 10, 19 (1985).

Température de transition d'un ferromagnétique itinérant faible

(avec W. SCHIRMACHER)

D'après le modèle de champ moyen de Stoner, un gaz d'électrons devient ferromagnétique lorsque la répulsion effective dépasse un seuil critique : $I = \rho U = 1$. Au voisinage de ce seuil, le fondamental présente une aimantation $M_0 \sim \sqrt{1 - I}$, donc un gap d'échange $\Delta \sim E_F \sqrt{1 - I}$. Si l'on étend le modèle de Stoner à température finie, on trouve une température critique $T_c \sim \Delta$, en contradiction flagrante avec le comportement des métaux ferromagnétiques usuels.

Le problème a été éclairci il y a une dizaine d'années par Moriya pour un ferromagnétique *faible* : $|1 - I| \ll 1$. Grâce à un calcul self consistant élaboré, Moriya a incorporé des corrections de champ local, trouvant ainsi $T_c \sim \Delta \sqrt{\Delta/E_F} \sim (1 - I)^{3/4} E_F$. On peut retrouver ce résultat par un argument beaucoup plus simple, qui éclaire l'origine physique de T_c . Pour cela on calcule l'énergie libre $F(M)$ à aimantation donnée, et l'on écrit que

$$\frac{1}{\chi} = \frac{\partial^2 F}{\partial M^2}.$$

Parce qu'on travaille sur l'énergie et non sur les fonctions d'onde,

on gagne un ordre de précision dans le calcul de perturbation. Pour retrouver le résultat de Moriya, il suffit d'inclure dans $F(M)$ l'énergie thermique de fluctuations de spin *indépendantes* (approximation RPA). A très basse température, $T/E_F < (1 - I)^{3/2}$, on retrouve le modèle de paramagnons étudié il y a longtemps par M.T. Beal Monod et al. A plus haute température,

$$\frac{1}{\chi}$$

acquiert un terme d'ordre $T^{4/3}$: le résultat de Moriya est immédiat.

Contrairement à ce que l'on pouvait attendre, T_c n'est pas contrôlé par les fluctuations d'échelle $q_c = \Delta/v_F$. Ce sont des fluctuations d'échelle beaucoup plus courte, $q \sim \sqrt{q_c k_F}$, qui font disparaître le ferromagnétisme. Curieusement, T_c est contrôlé par un domaine de fluctuations totalement *paramagnétiques*.

Le calcul de T_c et de la susceptibilité χ est bien compris. Nous essayons actuellement de comprendre comment ces différentes échelles de longueur interviennent dans le facteur de forme statique $S(q)$ (mesuré aux neutrons). Dans son état actuel, le modèle est très simpliste et ne prétend pas rendre compte de matériaux réels, comme le fer ou le nickel.

Publication

P. NOZIÈRES et S. SCHMITT-RINK, « Bose Condensation in an attractive fermion gas : from weak to strong coupling superconductivity. *J. of Low Temperature Physics*, 59, 195 (1985).

Stabilité d'écoulement d'une suspension (avec D. QUEMADA)

Lorsqu'on impose un écoulement de cisaillement ($\gamma = \frac{\partial u_z}{\partial x} \neq 0$) à une suspension de concentration n , il peut exister un régime « bouchon », où les particules s'accumulent spontanément dans une région de faible γ . Cette structuration de l'écoulement est un exemple d'instabilité dissipative (à comparer par exemple à la formation de domaines dans une lampe fer-hydrogène).

Ce travail, très spéculatif, est un essai d'explication du mécanisme qui conduit à cette instabilité. Il est fondé sur deux ingrédients :

(i) La viscosité η dépend de la concentration n (toute l'analyse concerne des quantités moyennes, sur une échelle grande devant la distance entre particules : les interactions hydrodynamiques sont incorporées dans les coefficients macroscopiques). La dépendance $\eta(n)$ est connue depuis Einstein : $\eta(n) = \eta_0 + \alpha n + \dots$

(ii) Une particule entraînée par un écoulement de cisaillement inhomogène est soumise à une force de portance transverse $F_x = -\lambda \gamma \frac{\partial \gamma}{\partial x}$ (la plus simple compatible avec la symétrie). Pour un écoulement potentiel non visqueux, F_x serait analogue à la force de Magnus. Aux faibles nombres de Reynolds, il n'existe pas d'estimation fiable de λ (manifestement contrôlé par les termes inertiels).

Si l'on admet l'existence de la force de portance, avec $\lambda > 0$ (?), un calcul de stabilité linéaire très simple montre qu'un écoulement de Couette homogène (n_0, γ_0 , constants) est instable lorsque le cisaillement dépasse un seuil critique

$$\gamma_0^2 > \frac{\eta_0}{\alpha n_0} \frac{D}{\mu} \frac{1}{\lambda}.$$

D et μ sont le coefficient de diffusion et la mobilité des particules, liées par la relation d'Einstein. Au-delà de ce seuil, il y a séparation en domaines, comme dans une transition du premier ordre.

On peut refaire le même calcul pour un écoulement de Poiseuille : on constate que le profil de concentration et de cisaillement acquiert une discontinuité au-delà d'un flux seuil (avec tous les problèmes d'hystérésis typiques d'une mise en domaines).

Pour l'instant, ce modèle reste une spéculation, fondée sur l'existence de la force F_x (avec $\lambda > 0$) — mais il ouvre des perspectives intéressantes pour comprendre la stabilité d'écoulement des suspensions (à l'échelle macroscopique, et non à celle d'une particule individuelle).

II

Outre cette activité centrée à Grenoble, un petit groupe se met en place au Collège même — jusqu'ici au sein du Laboratoire de Physique Corpusculaire et bientôt dans les nouveaux locaux de la rue d'Ulm. D. SAINT-JAMES a collaboré étroitement avec C. ASLANGUL et N. POTTIER. Deux types de problèmes ont été étudiés au cours de l'année 1984-1985.

Chaînes polyéniques à une dimension (D. SAINT-JAMES, C. ASLANGUL)

Comme signalé dans le rapport d'activité précédent, ces chaînes présentent une conductivité anormale que l'on explique généralement à l'aide d'un modèle dû à Schrieffer, Su et Heeger : l'interaction électron-phonon conduit à une dimérisation (formation de doubles liaisons), les excitations prenant la forme de solitons.

L'influence de la répulsion électron-électron est de s'opposer à la formation de doubles liaisons. On peut s'attendre à un diagramme de phase : dans une première région la chaîne serait dimérisée, dans une seconde elle présenterait une structure d'onde de densité de spin antiferromagnétique sans dimérisation et, dans une région très étroite, coexistence des deux phénomènes. On peut montrer que des excitons (en fait des parois de Bloch) existent dans le système d'onde de densité de spin, si bien que les propriétés de conductivité anormale et l'absence de magnétisme observable se trouvent aussi expliquées dans ce domaine.

Toute conclusion définitive quant à la nature de l'état fondamental est plus qu'hasardeuse en raison de la grande incertitude numérique sur les paramètres. Si on suppose que l'état mixte est inexistant, on peut comparer le fondamental exact d'une chaîne linéaire avec une répulsion électron-électron décrite par un hamiltonien de Hubbard avec l'état dimérisé et montrer que le domaine d'existence de l'état dimérisé est très réduit.

On peut aussi établir une version « continue » du modèle des polymères à une dimension en prenant en compte la déformation du réseau par une formulation du type Schrieffer, Su et Heeger, et la corrélation électronique par une interaction du type Hubbard. Le hamiltonien obtenu entre dans la catégorie des théories des champs à symétrie interne. Malheureusement la présence du terme de déformation interdit la diagonalisation exacte par une méthode du type Ansatz de Bethe. On peut traiter le problème par une méthode de champ moyen : en ce cas, l'état mixte ou coexistent dimérisation et onde de densité de spin n'existe pas. L'intérêt de ce calcul est essentiellement de préciser la validité des modèles continus pour représenter des

modèles discrets et de donner une prescription pour le calcul des paramètres de coupure qui apparaissent dans ce genre de traitement.

Toujours dans l'idée de représenter par un modèle simple la corrélation électronique, on peut utiliser le modèle dit de Luttinger complété par une interaction non locale. La version continue d'un tel modèle coïncide formellement avec un modèle de théorie des champs exactement soluble : le modèle de Thirring massif. Dans ce cas on montre facilement que la dimérisation n'existe pas. C'est assez surprenant a priori car l'interaction de Luttinger n'a aucun caractère « pathologique ». Toutefois, un examen plus approfondi montre que ce modèle est approprié au cas où l'interaction est à la fois forte (très supérieure à la largeur de bande) et de portée finie. Le résultat est alors moins surprenant et confirme en fait les résultats du calcul de champ moyen. Ici encore, un des intérêts de l'étude est de préciser la prescription nécessaire pour déterminer les paramètres de coupure qui apparaissent dans la solution du problème.

Enfin, on peut reprendre le problème général de la corrélation en abandonnant l'hypothèse d'une variation linéaire de l'intégrale de saut électronique par rapport à la distance entre carbones (hypothèse qui est à la base du modèle de Schrieffer, Su et Heeger). Comme ce terme est essentiellement le résultat du recouvrement de deux fonctions de Wannier adjacentes, il est naturel de choisir une dépendance exponentielle. Le diagramme de phase obtenu dans ce cas est sensiblement différent de celui obtenu dans le cas linéaire. On retrouve ici l'instabilité foncière du système lorsque le réseau est trop mou. En revanche, si on recalcule tous les paramètres de façon cohérente, la valeur critique de la répulsion qui fait basculer le système d'une phase dans l'autre est pratiquement inchangée.

Mouvement brownien quantique (D. SAINT-JAMES, C. ASLANGUL
et N. POTTIER)

Dans ce type d'étude, il s'agit d'examiner le comportement des systèmes quantiques dissipatifs. Un cas particulièrement intéressant est celui de la « dissipation ohmique », pour lequel une certaine coordonnée généralisée $q(t)$ du système en représentation de Heisenberg obéit à une équation classique amortie du type de la loi d'Ohm. C'est là un problème qu'on sait poser très clairement (en décrivant microscopiquement le système couplé à un bain). En général, on ne sait pas résoudre exactement les équations, et on a recours à des traitements approchés qui utilisent, pour la plupart, soit des méthodes d'intégration fonctionnelle, soit des méthodes de groupe de renormalisation.

On peut toutefois reprendre le problème par des approximations à la fois plus traditionnelles et plus « transparentes » qui fournissent des informations sur la dynamique.

a) *Particule libre quantique en présence de dissipation ohmique*

Ce modèle présente l'avantage d'être exactement soluble. L'équation de la particule peut se récrire sans approximation comme une équation de Langevin avec un terme dissipatif et un terme de force fluctuante dont on connaît les expressions microscopiques. Si on suppose que le terme dissipatif est du type « ohmique » on peut calculer aisément et explicitement les diverses fonctions de corrélation, en particulier celle de la force aléatoire et celle de la vitesse de la particule.

On montre alors qu'au-dessus d'une certaine température de cross-over liée au bain, le régime de bruit est essentiellement classique. Les fonctions de corrélation susdites ont des constantes de temps bien séparées comme dans le mouvement brownien ordinaire. Les corrections quantiques sont essentiellement petites mais singulières en \hbar . En revanche, au dessous de la température de cross-over, on entre dans un régime de bruit quantique dans lequel les fonctions de corrélation présentent des longues queues négatives en temps, $\sim t^{-2}$, qu'on peut assimiler à un effet de cage quantique. La description en terme de mouvement brownien devient inappropriée : on ne peut plus parler de variable lente et de variable rapide. La distinction entre ces deux régimes se retrouve dans les coefficients de diffusion transitoires. Bien que leur valeur limite soit toujours en accord avec les relations d'Einstein, il se produit, dans le régime quantique, une sorte de diffusion en excès aux petits temps que l'on peut relier à l'étalement inéluctable du paquet d'ondes. La valeur asymptotique n'est atteinte que très lentement : comme t^{-1} . A température strictement nulle, le régime diffusif n'est jamais atteint, la dispersion quadratique moyenne de la coordonnée varie comme $\log t$. Au vu des résultats que nous avons obtenus sur d'autres cas, ce comportement peut être considéré comme un signe annonciateur d'une transition de comportement liée au frottement ohmique.

b) *Particule dans un double puits en présence de dissipation ohmique*

Le système étudié ici est constitué d'une particule dans un potentiel bistable symétrique (double puits) en présence de dissipation ohmique. Certains auteurs ont montré qu'à température nulle, au-delà d'un certain seuil de couplage, la cohérence de phase est détruite spontanément : la particule se localise dans un des puits.

En étudiant l'évolution de la matrice densité, grâce à une équation maîtresse sans convolution établie au préalable, où le passage tunnel entre les deux puits est traité comme une petite perturbation, on retrouve la brisure de symétrie évoquée ci-dessus, sans avoir recours aux méthodes sophistiquées des intégrales sur les chemins ou du groupe de renormalisation. On peut alors calculer la dynamique à tout temps, pour toutes les valeurs

de la constante de couplage avec le bain, à température nulle comme à température finie (celle-ci restant assez basse pour qu'on puisse négliger l'activation thermique).

Les résultats sont les suivants :

(i) A $T = 0$, le système présente une brisure continue de symétrie : à partir d'une certaine valeur de la constante de couplage la particule se localise dans un des puits. Cette brisure de symétrie est formellement analogue à une transition de phase d'ordre infini (le rôle de la température est joué par la constante de couplage), mais dont la région critique est extrêmement étroite.

(ii) Toujours à $T = 0$, la dynamique suit une loi de Kohlrausch (c'est-à-dire de la forme $\exp(-at^b)$) se ralentissant de plus en plus lorsqu'on approche de la transition.

(iii) A température finie, la brisure de symétrie ne se produit plus : la particule dans le double puits reste délocalisée. Toutefois le temps de relaxation croît exponentiellement avec la constante de couplage, et devient très grand lorsque cette constante dépasse la valeur correspondant à la brisure de symétrie au zéro absolu. On peut y voir comme un précurseur de cette transition. Les estimations numériques que l'on peut faire montrent que l'observation expérimentale directe de la brisure de symétrie sera très difficile. Ceci est d'autant plus regrettable que beaucoup d'auteurs espéraient de ce phénomène la mise en évidence d'effets quantiques à l'échelle macroscopique.

(iv) On peut étudier par la même technique d'autres lois de dispersion que la loi ohmique. On montre alors facilement que seule cette dernière présente la brisure de symétrie, même si, là encore, un comportement précurseur existe pour des lois quasi ohmiques.

c) Particule dans des puits multiples ou sur un réseau en présence de dissipation ohmique.

Le cas d'un puits multiple (comportant un nombre arbitraire de cuvettes) s'étudie par les mêmes méthodes. La dynamique est de même nature, mais plus riche : si pour un double puits la dispersion quadratique moyenne est une constante du mouvement par construction, il n'en va pas de même dans le puits multiple. En examinant l'évolution de cette grandeur, on obtient une mesure de l'étendue spatiale de la particule en plus de sa position moyenne. Au zéro absolu, il y a encore une transition en fonction de la valeur du couplage. Lorsque la transition se produit, non seulement la particule se trouve dans une position excentrée, mais de plus elle présente une extension spatiale comparable à la distance entre deux cuvettes adjacentes. Il est donc légitime de décrire cette situation comme un authentique processus de locali-

sation. Le cas d'une particule sur un réseau périodique se traite de la même manière. On peut là aussi déterminer la dynamique dans tous ses détails. Le résultat essentiel est encore l'apparition d'une transition localisation-délocalisation : au-delà d'un certain seuil la particule a tendance à rester là où on l'a mise à l'instant initial, tout en gardant une petite étendue spatiale.

A température non nulle la particule garde un mouvement diffusif, mais le coefficient de diffusion a un comportement anormal en fonction de la température. Il diverge, ou s'annule à $T = 0$ selon les valeurs de la constante de couplage. Mais ceci traduit simplement le fait que la dynamique à $T = 0$ se comporte selon une loi en t^b , qui est l'analogue, dans ce cas, de la loi de Kolrausch observée pour le double puits.

PUBLICATIONS

C. ASLANGUL and D. SAINT-JAMES, *Continuum Hartree-Fock scheme for 1-D polymers* (*J. Physique*, 45, 1401, 1984).

C. ASLANGUL and D. SAINT-JAMES, *A Luttinger model for 1-D polymers* (*J. Physique*, 45, 1409, 1984).

C. ASLANGUL and D. SAINT-JAMES, *On the ground state of polyacetylene* (*Physics Letters*, 105 A, 477, 1984).

C. ASLANGUL, N. POTTIER and D. SAINT-JAMES, *Time behaviour of the correlation functions in a simple dissipative quantum model* (A paraître in *Journal of Statistical Physics*, juillet 1985).

C. ASLANGUL, N. POTTIER and D. SAINT-JAMES, *Quantum Ohmic dissipation : transition from coherent to incoherent dynamics* (Soumis pour publication à *Physics Letters*).

C. ASLANGUL, N. POTTIER and D. SAINT-JAMES, *Quantum Ohmic dissipation : coherence vs incoherence and symmetry-breaking. A simple dynamical approach* (Soumis pour publication au *Journal de Physique*).

C. ASLANGUL, N. POTTIER and D. SAINT-JAMES, *Quantum ohmic dissipation : particle on a one-dimensional periodic lattice* (Soumis pour publication à *Physics Letters*).

CONFÉRENCES

P. NOZIÈRES

Budapest, août 1984 : « Crystal growth in ^4He ».

Orsay, septembre 1984 : « Effet Kondo et impuretés magnétiques ».

Jérusalem, mai 1985 : « Kondo effect in real metals ».

Haïfa, mai 1985 : « Morphology and roughening of ^4He crystals ».

Tel Aviv, mai 1985 : « Dynamics of ^4He -melting ».

Cologne, juin 1985 : « Kondo effect in real metals ».

Anvers, juin 1985 : « Forme et croissance des cristaux d'hélium : nouveaux résultats sur un vieux problème ».

D'autre part, une série de conférences a été donnée à Grenoble, résumant l'ensemble des cours professés au Collège en 1984 et 1985.

ACTIVITÉS DIVERSES, MISSIONS

Depuis février 1985, P. NOZIÈRES est vice-président sortant de la Société Française de Physique. A ce titre il est encore astreint à un certain nombre de déplacements pour représenter la S.F.P. (Nice, Prague). D'autre part, deux missions d'une semaine ont été effectuées, l'une à Budapest (août 1984), l'autre en Israël (mai 1985).

DISTINCTIONS

P. NOZIÈRES a reçu en mars 1985 le prix de la Fondation Wolf en physique, partagé avec C. HERRING (Stanford University).