

Travailler avec Feynman

par Hagen Kleinert

Dans les années 1970-1980, le Professeur Hagen Kleinert rencontra plusieurs fois Richard Feynman, et releva avec passion les défis qu'il lui proposait, tant en électrodynamique quantique qu'en biophysique.

Richard Feynman fut une des figures les plus fascinantes du xx^e siècle, tant professionnellement qu'humainement. Notre amitié débuta timidement, principalement à cause du respect qu'il m'inspirait, ainsi qu'à tous les jeunes physiciens de son entourage. Nous nous sommes rencontrés en hiver 1973 à *Caltech*, où je passais un semestre sabbatique. J'avais été invité par Murray Gell-Mann, qui avait assisté à une conférence que j'avais donnée en Autriche sur l'algèbre des courants (voir l'encadré page 90). *Caltech* était un lieu excitant. Tous les mercredis, le département de physique théorique se réunissait à l'heure du déjeuner. Au cours de ces sessions informelles, chacun pouvait présenter problèmes et résultats à ses confrères.

À cette époque, les expérimentateurs avaient mis en évidence des constituants ponctuels des hadrons à l'aide de la diffusion profondément inélastique d'électrons sur des protons (voir page 81). Dans son modèle des partons, Feynman avait expliqué la structure ponctuelle de ces constituants, qu'il avait nommés partons. M. Gell-Mann avait immédiatement identifié ces partons aux quarks de son algèbre des courants, car les quarks décrits par cette algèbre étaient ponctuels, tout comme les partons ; il tentait à présent d'aller plus loin en construisant une théorie quantique des champs qui combinerait la structure ponctuelle de ces constituants avec les résultats de son algèbre des courants. Il donna aux partons les nombres quantiques des quarks et les décrivit à l'aide de champs de fermions (voir l'encadré page 69). Avec Harald Fritzsch, il venait de montrer que les courants induits par des champs de quarks libres expliquaient la plupart des données expérimentales. Il restait à résoudre un paradoxe : pourquoi les champs de quarks « libres » expliquaient si bien les



Hagen Kleinert et sa femme Annemarie (à gauche), lors d'une fête à Santa Barbara en 1982, à l'époque de ses rencontres avec Feynman. Hagen Kleinert est ici en compagnie de Douglas Scalapino et de sa femme (au centre), et du Professeur Walter Kohn, prix Nobel 1998 (à droite).

COLLISIONS DE HADRONS

Dans les collisions à haute énergie, un grand nombre de particules sont produites, en particulier des mésons π , mais aussi des particules plus lourdes telles des paires de nucléons-antinuécléons. C'est la conséquence de l'équivalence entre énergie et masse formulée par Einstein : l'énergie cinétique des particules qui entrent en collision se transforme en partie en masse de particules. Expérimentalement, on observe que ces particules produites forment des jets assez bien alignés. La formation de jets est la conséquence des interactions entre les quarks. Dans une théorie des quarks libres, les particules produites n'ont aucune raison de se regrouper en jets puisqu'elles n'interagissent pas.

phénomènes alors qu'il n'y avait aucun quark libre, emprisonnés qu'ils étaient dans les hadrons ? En effet, depuis que l'existence de ces particules avait été supposée, personne n'avait réussi à détecter, en laboratoire ou dans la nature, les quarks hors des hadrons.

En outre, le modèle des quarks libres avait une autre faiblesse, que Feynman avait immédiatement débusquée : les collisions de hadrons à haute énergie produisaient des jets de particules, alors que le modèle des quarks libres prédisait une distribution uniforme de particules. M. Gell-Mann avait alors compris que le champ de gluon de son modèle fournissait aux quarks la glu nécessaire pour qu'ils restent à l'intérieur des hadrons et n'existent pas en tant que particules libres. Le confinement des quarks dans les hadrons expliquait ainsi à la fois l'absence de détection des quarks en tant que particules, et les jets de particules obtenus lors des collisions à haute énergie, mais le paradoxe de la liberté des quarks subsistait.

Il fut résolu indépendamment par David Politzer d'une part, et par David Gross et Frank Wilczek de l'autre, ainsi que par Gerardus 't Hooft, qui découvrirent une propriété étonnante des quarks, qu'ils nommèrent « liberté asymptotique » : dans les hadrons, les quarks se comportent presque comme des particules libres. Cette « liberté » conférait aux quarks la structure en champ de particules libres nécessaire au modèle de M. Gell-Mann.

Le défi de Feynman

Malheureusement, je ne participai pas à l'aventure, car je travaillais sur une modélisation mathématique comparable à l'algèbre des courants, pour expliquer le comportement des hadrons de haute énergie, qui avait été postulée sept ans plus tôt sur des bases phénoménologiques par Nicola Cabibbo, Lawrence Horwitz et Yuval Ne'emann. Ce dernier – qui avait découvert, en 1961, en même temps que Gell-Mann, les propriétés de symétrie des hadrons (voir l'encadré page 81) et deviendrait le Ministre israélien des Sciences et du Développement (1982-1984), puis de l'Énergie (1990-1992) – était satisfait de ma théorie. Gell-Mann, en revanche, me convainquit que le modèle que j'avais construit n'était pas exact, mais approximatif, à cause de corrections logarithmiques. Bien que celles-ci soient très petites, ma théorie devenait, selon lui, inintéressante. Gell-Mann me disait toujours : « Ne perds pas ton temps avec des théories qui n'ont aucune chance d'être vraies. » Il m'enseignait ainsi que les théories qui, dès le début, ne sont qu'approximatives, ne valent pas la peine d'être approfondies.

Il en allait tout autrement avec Feynman, qui aimait les modèles simples expliquant les choses approximativement. Feynman apparaissait régulière-

L'algèbre des courants

Au début des années 1960, Murray Gell-Mann proposa son algèbre des courants dans la lignée de sa classification des hadrons fondée sur le groupe $SU(3)$ (groupe des rotations de l'espace complexe à trois dimensions, voir page 83). Ce modèle mathématique était le prolongement logique d'un travail qu'il avait fait quelques années auparavant avec Feynman, sur l'hypothèse du Courant Vectoriel Conservé (CVC), proposée aussi indépendamment, par Gerstein et Zeldovich en Union Soviétique. Ces travaux s'inscrivaient dans une démarche qui visait à comprendre la nature des interactions faibles.

En 1934, Fermi avait proposé un modèle pour les interactions faibles. Ce modèle, après plusieurs avatars (voir page 71), décrivait l'interaction faible comme une interaction entre deux opérateurs de courant, analogues au courant électromagnétique. Une différence entre ces courants était que le courant électromagnétique est purement vecto-

riel, alors que celui des interactions faibles a une partie vectorielle et une partie vectorielle axiale (vecteur qui ne change pas de signe lorsqu'on inverse le système des coordonnées). L'hypothèse CVC postulait la conservation de la partie vectorielle, en analogie parfaite avec le courant électromagnétique, mais ne disait rien sur la partie vectorielle axiale. Avec l'algèbre des courants, M. Gell-Mann faisait intervenir les deux dans une symétrie plus étendue – le produit de deux groupes $SU(3)$. En 1964, Murray Gell-Mann et, indépendamment, George Zweig, émirent l'hypothèse selon laquelle les hadrons seraient des combinaisons de trois nouvelles particules fondamentales, que M. Gell-Mann nomma « quarks ». Leur motivation était d'expliquer la symétrie $SU(3)$ des hadrons en postulant l'existence d'un triplet fondamental de particules, manifestation la plus simple de cette symétrie. Le travail de Murray Gell-Mann sur l'algèbre des courants fut l'un des plus influents de l'époque.

qu'en 1978, un post-doc turc qui connaissait ma thèse, I. Duru, vint me voir avec une bourse Humboldt, je lui exposai le défi de Feynman. Nous nous sommes plongés dans les calculs, et avons conclu que la définition de Feynman des intégrales de chemin – produit d'un grand, mais fini, nombre d'intégrales ordinaires – ne pouvait pas décrire l'atome d'hydrogène. La situation était la même que pour le calcul intégral : lorsqu'une fonction est trop singulière, une intégrale de cette fonction ne peut être approchée par des sommes finies. Nous publiâmes la solution en 1979 : le calcul de l'action (*voir les encadrés pages 6 et 30*), dans l'intégrale de chemin proposée par Feynman faisait intervenir l'intégrale sur le temps de l'énergie potentielle du système électron-proton, proportionnelle à $1/r$, où r est la distance entre l'électron et le proton. Or, pour parvenir à l'intégrale de chemin, l'action devait être calculée sur tous les chemins possibles de l'électron autour du proton, c'est-à-dire pour tous les r possibles. Rien n'interdisait, dans la formule de Feynman, la distance $r = 0$ entre les deux particules, distance pourtant impossible physiquement. En d'autres termes, l'intégrale de chemin de Feynman, comme la mécanique classique, n'expliquait pas pourquoi, dans les atomes, les électrons ne s'effondrent pas sur les noyaux. Nous avons contourné le problème en inventant un découpage dynamique du temps, fonction de la distance r : plus l'électron s'approche du proton, plus le découpage est fin. Dans ce découpage infini du temps, l'électron ne tombe jamais sur le proton, et l'intégration de l'énergie potentielle n'est plus un problème. Notre solution devint la base de résolution des intégrales de chemin pour lesquelles l'équation de Schrödinger pouvait être résolue analytiquement.

Ce succès m'encouragea à chasser ma timidité lors de mes rencontres suivantes avec Feynman, en 1984, pendant un autre congé sabbatique. Basé à Santa Barbara, j'allais souvent à Pasadena, où je le retrouvais pour discuter de physique ; il avait toujours du temps pour moi. Nous parlions quelques heures, et déjeunions souvent ensemble. Il était parfois très drôle. Il me dit un jour, d'un air conspirateur : « Hagen, je sais que tu ne sais pas tenir ta langue. Je vais te dévoiler un secret, mais à la condition que tu me promettes de le dire à tout le monde. » Je promis, et il extirpa une photo le montrant dans une immense baignoire, entouré de trois splendides beautés californiennes.

Le Sinclair ZX81

L'un des murs du bureau de Feynman était recouvert de carnets de notes, qu'il décrochait parfois pour me montrer des calculs personnels sur les sujets dont nous discutons. En particulier, il me montra de longs calculs qui n'avaient encore rien donné. Je possède encore une copie de telles notes où il calcula les propriétés d'un analogue du polaron (état qui se forme dans un cristal autour d'un électron, celui-ci attirant les ions positifs qui l'entourent, *voir*

page 66), où l'électron est remplacé par un spin. Il espérait toujours que je trouverais un système physique sympathique auquel ce modèle pourrait être appliqué, mais je n'y parvins pas. Il inscrivit sur son tableau un message pour sa secrétaire Helen Tuck, lui demandant de m'envoyer ces notes ; ce message resta là jusqu'à sa mort, en février 1989.

Les notes de Feynman contenaient de nombreux calculs numériques, avec de longues colonnes de nombres obtenus à l'aide de sa calculatrice de poche, qui me rappelaient les notes de Riemann, remplies de semblables colonnes. Feynman m'avait confié qu'il aimait les résultats numériques. Ces calculs numériques étaient nécessaires dans les années 1940, lorsqu'il travaillait à Los Alamos sur le Projet Manhattan. À cette époque, les machines étaient encore rustiques. Les étudiants croient souvent que les grands théoriciens n'écrivent que des formules abstraites et laissent les calculs aux autres. Ce n'est pas le cas : Feynman insistait toujours pour

Le Sinclair ZX81, ordinateur commercialisé en 1981, avait une mémoire de 1 kilo-octet, et était relié à un téléviseur, voire à une petite imprimante dont le papier avait la largeur d'un ticket de caisse. Tels étaient les moyens calculatoires dont nous disposions en 1982, et qui me servirent à résoudre l'un des problèmes que Feynman m'avait posés.



Exercice

Single particle (spinless) self actup.

$$\psi = \int \mathcal{L}(\psi, \psi') \delta(\psi - \psi') d\tau$$

For $f = c e^{-\omega(t-x)}$ get single particle ($\omega=1$)

$$H = \frac{1}{2} (\dot{\psi}^2 + \psi'^2) + \psi^2 \psi$$

If wave part is $\psi_1(x) = \psi_2(x)$ from up to find next, particle spin \pm get

$$\begin{cases} E \psi_1(x) = (-\frac{1}{2} \nabla^2 + \psi^2) \psi_1(x) + \psi Q_x \psi_1 + \psi(Q_x - i Q_y) \psi_2(x) \\ E \psi_2(x) = (-\frac{1}{2} \nabla^2 + \psi^2) \psi_2(x) - \psi Q_x \psi_2 + \psi(Q_x + i Q_y) \psi_1(x) \end{cases}$$

7. hinder comes from minimizing with $N = (N_1 - i N_2) / 2 Q = 1$

$$E = \int \left[\frac{1}{2} (\dot{\psi}_1)^2 + \frac{1}{2} (\dot{\psi}_2)^2 + \frac{1}{2} (\psi_1')^2 + \frac{1}{2} (\psi_2')^2 + \psi^2 (\psi_1^2 + \psi_2^2) + \psi Q_x (\psi_1 \psi_2 - \psi_2 \psi_1) \right] dx$$

1) Wick Coupling Part from gap slott.

$$E = \int \dot{\psi}^2 dx + \int \psi^2 dx + \int \psi'^2 dx = \int \dot{\psi}^2 dx + \int \psi^2 dx + \int \psi'^2 dx$$

$$E = \int \dot{\psi}^2 dx + \int \psi^2 dx + \int \psi'^2 dx = \int \dot{\psi}^2 dx + \int \psi^2 dx + \int \psi'^2 dx$$

$$E = \int \dot{\psi}^2 dx + \int \psi^2 dx + \int \psi'^2 dx = \int \dot{\psi}^2 dx + \int \psi^2 dx + \int \psi'^2 dx$$

CA ORIGINAL PROB. $\int \psi^2 dx = \int \psi^2 dx$

$$\int \psi^2 dx = \int \psi^2 dx = \int \psi^2 dx$$

$$\int \psi^2 dx = \int \psi^2 dx = \int \psi^2 dx$$

$$\int \psi^2 dx = \int \psi^2 dx = \int \psi^2 dx$$

$$\int \psi^2 dx = \int \psi^2 dx = \int \psi^2 dx$$

Hagen Kleinert

Just for fun - for oscillator we do f_2 . We should factor $1/c$ from unit + fluid propagator. With $A = \frac{1}{2}, B = \frac{1}{4}, C = \frac{1}{2}, D = \frac{1}{4}$

DIAGRAM

SPIN FACTOR 27 -9 27 -9 -9 3 15 3 27 -9 3 -9 27 -9
AMPL. $A^2 B^3, AB^2 C, AB^2 C, B^2 C^2, AB^2 C^2, B^2 C^2 D, B^2 C^2 D, AB^2 C, B^2 C^2, B^2 C^2 D, B^2 C^2 D, B^2 C^2 D$

TO GET SPIN FACTOR USE $\sigma_i \sigma_j = -\sigma_i \sigma_j + \delta_{ij}$ Hence $\sigma_x \sigma_x \sigma_x = -3 \sigma_x + 2 \sigma_x = -\sigma_x$
AND $\sigma_i \sigma_j \sigma_k \sigma_l \sigma_m = -\sigma_i \sigma_j \sigma_k \sigma_l \sigma_m + 2 \sigma_i \sigma_j \sigma_k \sigma_l = -3 + 2 = -1$

$f_2 = 27 A^2 B^3 + 36 AB^2 C + 30 B^2 C^2 D = 38^2 [9 A^2 B + 12 ABC + 8 B^2 C^2 D]$
 $f_2 = 38^2 [3A + 2C] \quad f_2 = 38 \quad f_2 = A^2$

CONVERT SERIES: $K = \frac{1}{3} + \frac{2}{9} - \frac{4}{27} + \frac{10}{729} - \frac{16}{3729} + \dots$

$K_1 = \frac{1}{3} = \frac{1}{3AB} : \frac{1}{3} = \frac{1}{3} + \frac{1}{3} = \frac{2}{3}$
 $K_2 = \frac{1}{6} = \frac{1}{6(3A+2C)} = \frac{1}{6} \frac{1}{1 + \frac{2C}{3A}} = \frac{1}{6} \left(1 - \frac{2C}{3A} + \frac{4C^2}{9A^2} - \dots \right)$
 $K_3 = \frac{1}{12} = \frac{3A+2C}{4A^2B+12ABC+8B^2C^2D} = \frac{1}{12} \frac{1}{1 + \frac{2C}{3A} + \frac{4C^2}{9A^2} + \dots} = \frac{1}{12} \left(1 - \frac{2C}{3A} + \frac{4C^2}{9A^2} - \dots \right)$

I HAVE NOTICED THAT THE PERT. SERIES TO 3 TERMS AND K_3 AVERAGED TOGETHER $(K_1 + K_2 + \frac{2}{3} K_3) / 2$ IS REALLY EXCELLENT. LIKEWISE $(K_1 + K_2) / 2$ IS MUCH BETTER THAN K_1 (BUT $(K_2 + 2A + \frac{1}{3}) / 2$ IS WORSE (A BIT) THAN K_2 !).

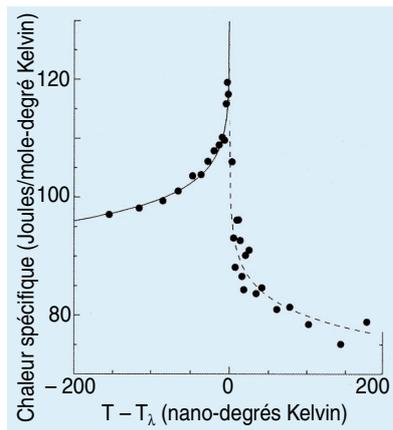
que nous effectuons les calculs jusqu'au bout, afin d'obtenir des chiffres. Et lorsque ceux-ci ne collaient pas avec les données expérimentales, nous avions là une source importante de découvertes.

L'un des ensembles de notes qu'il me montra en 1982 était facilement transformable en un résultat physique. Selon Feynman, il était possible de décrire le comportement statistique quantique d'une particule soumise à un potentiel en calculant le comportement statistique classique de la particule - comportement que l'on savait calculer - soumise à un potentiel modifié, qu'il avait nommé potentiel classique effectif. Dans un livre sur la *Mécanique statistique* paru en 1972, Feynman donnait les grandes lignes pour calculer approximativement ce potentiel. Toutefois, son approximation n'était plus valide aux basses températures. Feynman me suggéra d'approfondir et d'améliorer le calcul du potentiel classique effectif. Par chance, un ordinateur simple et bon marché, le Sinclair ZX81, était apparu sur le marché un an auparavant et était devenu très abordable en supermarché (15 dollars à Woolworth). Il se connectait à une télévision et fonctionnait à une fréquence de 3,25 Megahertz, avec une mémoire de 1 kilo-octet. À l'aide de cette petite machine, je fis aisément les calculs nécessaires et écrivis l'article. Lorsque Feynman apprit que j'avais rédigé l'article, il me rendit visite à l'*Institute of theoretical physics* de Santa Barbara pour discuter des résultats. À son arrivée, tout le monde voulait lui parler, et on le pressa de donner un séminaire. Il accepta, bien qu'il ne fût pas en bonne santé à cette époque. Je fus très fier en entendant les premiers mots de son exposé : « Je suis désolé de ne rien avoir préparé, mais je venais seulement finir un article avec mon ami Hagen. »

Les tourbillons quantiques

Il traite des propriétés critiques de l'hélium superfluide (propriétés de l'hélium autour d'une température de 2,2 kelvins, température de transition entre l'hélium superfluide et l'hélium liquide), et de leur explication par la prolifération de lignes de tourbillons, nommées aussi tourbillons quantiques : au cœur d'une ligne de tourbillon, le liquide est normal. Lorsque la température de l'hélium superfluide se rapproche de la température critique, les tourbillons quantiques se multiplient, remplissant le récipient de ces « cœurs » où le liquide est

Deux pages des notes que Feynman m'envoya sur ses recherches au sujet d'un analogue du polaron.



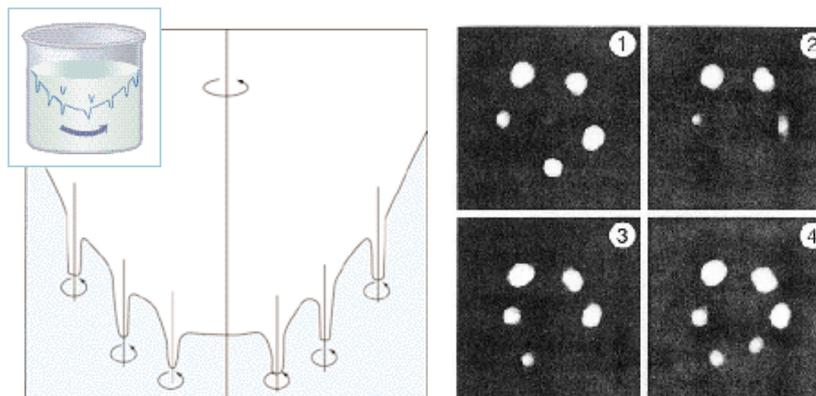
La courbe de la chaleur spécifique en fonction de la température T , autour de la température de transition entre l'hélium liquide et l'hélium superfluide ($T_\lambda = 2,18$ degrés Kelvin, soit $-273,97$ degrés Celsius), mesurée par J. Lipa et ses collaborateurs. La chaleur spécifique croît brusquement à l'approche de la température critique. L'expérience fut menée sur un intervalle de température extrêmement étroit autour de la température critique, avec une précision de quelques nano-degrees Kelvin.

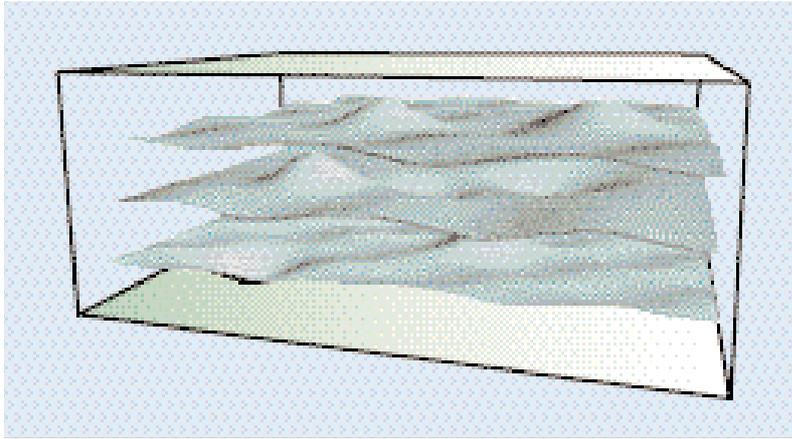
On peut faire apparaître des tourbillons quantiques dans de l'hélium superfluide en mettant le fluide en rotation à grande vitesse. En dessous d'une vitesse angulaire critique, l'hélium superfluide n'est pas entraîné par les parois du récipient et reste au repos (sa surface reste plane). Au-dessus de la vitesse angulaire critique, le fluide est peu à peu entraîné par les parois du récipient, et une ou plusieurs lignes singulières apparaissent (figure de gauche). Ce sont des tourbillons quantiques, que les physiciens E. Yarmchuk et R. Packard ont visualisés en 1982 (figure de droite). Selon Feynman, les tourbillons quantiques proliféreraient spontanément lorsque la température de l'hélium superfluide se rapprocherait de la température de transition vers l'hélium liquide. L'hélium étant normal au cœur des tourbillons, cet hélium envahirait peu à peu l'hélium superfluide, jusqu'à le remplacer complètement.

normal. À la température critique, les tourbillons sont si nombreux que l'hélium n'est plus superfluide, mais liquide. Il s'agissait d'une vieille idée que Feynman avait déjà proposée en 1955, probablement inspirée d'une suggestion de son ami William Shockley, selon laquelle une prolifération de lignes de défauts pourrait expliquer la transition de fusion (le passage d'un état ordonné d'atomes à un état désordonné serait décrit par la prolifération de lignes de défauts qui désorganisent les atomes). La même idée avait par ailleurs été proposée par Lars Onsager en 1949.

À sa surprise, Feynman fut accueilli par de fortes critiques – injustifiées – de la part des jeunes gens de l'auditoire, qui voulaient montrer leur intelligence. Ils venaient d'apprendre à calculer les propriétés critiques en appliquant le groupe de renormalisation à la théorie des champs scalaires complexes, et ne croyaient pas que les tourbillons quantiques étaient pertinents. À cette époque, la description de l'hélium superfluide à l'aide d'un « champ de désordre », par analogie à la théorie des champs quantiques (les lignes dessinées par les particules dans la théorie des champs sont remplacées par les tourbillons quantiques, causes de désordre) n'était pas encore une connaissance répandue. Inspiré par cette idée de Feynman, j'ai publié le premier livre sur ce sujet en 1989, *Champs de jauge dans la matière condensée*. Après son exposé et les joutes verbales qui suivirent, Feynman, éreinté et déçu par l'agressivité de l'audience, s'affala dans mon bureau et soupira : « Je n'aurais pas dû parler ! Pourquoi est-ce que je m'inflige tout ça ? » À son retour à Caltech, il était vraiment malade. J'étais très inquiet. Bien évidemment, je n'osai le presser de regarder notre article et de me permettre de l'envoyer au journal *Physical Review*.

En février 1984, je repartis pour Berlin et, absorbé par mes activités d'enseignant et de chercheur, j'oubliai tout de ce manuscrit lorsque, une nuit de mai 1986, le téléphone sonna. Helen Tuck, la secrétaire de Feynman, m'annonçait que ce dernier avait approuvé l'article tel qu'il était, et qu'il voulait que je le soumette au journal *Physical Review A*. L'article, dont l'un des auteurs était Feynman, suscita d'intéressantes réactions de la part de ses rapporteurs, telle cette phrase de l'un d'eux : « Le manuscrit présente la clarté et la concision des écrits de Feynman. » L'article parut en décembre 1986. Jamais Feynman ne pensa que la méthode de calcul présentée dans notre publication serait applicable à la théorie quantique des champs. Récemment pourtant, j'ai trouvé un moyen d'y parvenir, et développé ce que j'ai nommé la théorie des perturbations variationnelle en théorie des champs, qui a conduit aux calculs les plus fiables jamais obtenus des propriétés critiques de systèmes au voisinage de transitions de phases. En particulier, cette théorie a permis de prédire avec précision des propriétés de la chaleur spécifique de l'hélium superfluide (quantité de chaleur nécessaire pour élever la température de l'unité de masse de un degré Celsius) à la température de transition entre l'hélium liquide et l'hélium superfluide. À cette température, la chaleur spécifique présente en effet une singularité, qui a été mesurée avec une précision de 10^{-9} Kelvin lors d'une expérience réalisée en apesanteur par J. Lipa et ses collaborateurs en





Un empilement de membranes biologiques compressé entre deux murs. Feynman et Hagen Kleinert se sont intéressés à la pression que ces membranes exercent sur les murs.

1992 (la minimisation de l'effet de la gravitation sur la transition de phase de l'hélium augmentait la précision de la mesure). La résolution obtenue est 1000 fois meilleure que sur Terre. C'est un des rares systèmes où l'expérimentation sur satellite améliore considérablement les résultats.

Un enseignant hors pair

Un autre problème que nous avons souvent discuté concernait l'empilement de biomembranes : les membranes cellulaires, constituées de bicouches lipidiques, sont des systèmes biophysiques intéressants, car elles participent à de nombreux mécanismes, tel l'acheminement de molécules de la surface des cellules vers des compartiments intracellulaires, et peuvent être étudiées à l'aide des outils de la physique (physique des solides, mécanique des fluides, thermodynamique, physique statistique, etc.). Si des biomembranes sont placées entre deux murs, elles exercent une pression sur les parois due à leurs fluctuations, selon une loi proche de celle qui décrit la pression exercée par un gaz parfait comprimé entre deux murs : $pd^3 = cT^2/k$, où p est la pression, d la distance entre les murs, T la température, k la raideur des membranes, et c une constante de proportionnalité (loi de Helfrich). Le défi était de trouver la constante de proportionnalité c pour les membranes, dont on ne connaissait qu'une approximation par simulation informatique. Malheureusement, nous ne trouvâmes pas la solution. Le problème ne fut cependant pas oublié, et quelques années plus tard, je l'ai résolu avec l'aide de la théorie des perturbations variationnelle en théorie des champs.

De tous les physiciens que j'ai connus, Feynman fut celui qui m'impressionna le plus, par la simplicité et l'élégance avec lesquelles il énonçait et résolvait des problèmes compliqués. Les cours auxquels j'ai assisté étaient extrêmement clairs. Il ne camouflait jamais la physique derrière le langage mathématique. Si quelqu'un le faisait, il l'interrompait en demandant : « Qu'est-ce que c'est que ça ? » et insistait pour que l'on redonne une explication terre à terre. Jamais un étudiant ne se sentait stupide en posant une question (même s'il l'était), et Richard expliquait toujours ses idées de la façon la plus exhaustive possible. C'était l'enseignant parfait. Il est étonnant qu'il n'ait eu qu'un si petit nombre d'excellents post-docs, par rapport à J. Wheeler ou J. Schwinger. La raison en est probablement que trop peu d'étudiants avaient le courage de l'approcher. Feynman a certainement façonné la pensée de tous les étudiants de *Caltech* qui sont passés par ses cours, même de ceux qui ont eu d'autres directeurs de thèse. Ainsi, bien sûr, que les nombreux étudiants et collègues de par le monde qui ont étudié ses fascinants livres de physique, et les quelques privilégiés qui ont eu la chance de travailler avec lui. ■

Les membranes biologiques interviennent dans de nombreux mécanismes de la cellule. Ainsi, dans le cerveau, les neurones échangent de l'information en acheminant des vésicules (dont la paroi est constituée de bicouches lipidiques), le long de rails – les microtubules –, jusqu'aux synapses, les espaces entre les neurones, où elles fusionnent avec la membrane du bouton synaptique pour relarguer leur chargement à proximité d'un autre neurone. La modélisation des biomembranes à l'aide des outils de la physique permet de mieux comprendre ces mécanismes. En outre, les composants biologiques fascinent les physiciens, qui y voient autant de nouveaux systèmes à explorer.

