

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 51 (1978)
Heft: 4

Vereinsnachrichten: Rapport de la session de printemps de la Société Suisse de Physique à Neuchâtel les 30 et 31 mars 1978
Autor: [s.n.]

Nutzungsbedingungen

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

Conditions d'utilisation

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

Terms of use

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

Download PDF: 21.02.2026

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

Rapport de la session de printemps de la Société Suisse de Physique à Neuchâtel les 30 et 31 mars 1978

Président:	Prof. Ph. CHOQUARD, EPF Lausanne
Vice-Président:	Mme Prof. Iris ZSCHOKKE-GRÄNACHER, Université de Bâle
Secrétaire:	Prof. Paul ERDÖS, Université de Lausanne
Membres du bureau:	Prof. Peter F. MEIER, Université de Zürich Prof. Alexandre HEYM, EPF Lausanne

Partie Administrative

1. Membres

Les membres ordinaires suivants ont été reçus au sein de notre Société: P. E. DEBELY (Neuchâtel), J. DENOTH (Zürich), H. DEVANTAY (Genève), C. E. T. GONÇALVES DA SILVA (Lausanne), F. GREUTER (Zürich), D. GROSS (Genève), E. HOLGUIN (Lausanne), Z. IQBAL (Zürich), D. KEUERLEBER (Bâle), R. L. MINI (Berne), E. MORENZONI (Zürich), J.-M. MORET (Neuchâtel), W. ODONI (Zürich), H. W. ROSER (Bâle), D. RYTER (Berne), T. SIDLER (Neuchâtel), P. ZÜRCHER (Zürich).

La Société comprend actuellement 1177 membres individuels, 6 membres collectifs et 13 bibliothèques.

2. Séance administrative

Ouverture de la séance: jeudi 30 mars 1978 à 14.00 h – Présents: 57 membres.

1. Procès-verbal de l'Assemblée Générale du 7 octobre 1977:

Pas de Commentaires

2. Communications:

a) Bourses EPS.: En tout 22 bourses sont mises à disposition à partir de 1978 avec la répartition suivante:

- La Pologne a offert et confirmé 5 bourses financées par l'Académie des Sciences. 5 autres sont promises mais non confirmées par le Département de l'Instruction Publique;
- La Roumanie a également offert 5 bourses financées par l'Académie des Sciences;
- L'Italie en a offert 10 qui ont été confirmées;
- La Suisse en offre 2: une à l'Ecole de Physique de l'Université de Genève, une au département de physique de l'EPF-L.

La procédure sera basée sur la soumission des candidatures recommandées par les responsables des Instituts, directement au secrétariat de l'EPS à Genève. Le secrétariat se mettra en relation avec les délégués de

l'EPS chargés de la question des bourses pour une pré-sélection ainsi qu'avec les instituts hôtes.

b) Collecte pour Instituts de Physique Roumains Sinistrés:

Cette collecte lancée sur l'initiative de M. Casimir de l'EPS a rapporté Fr. 1.275.-. Il est proposé de clore ce compte et d'arrondir la somme à Fr. 3.000.-, ce qui est accepté. A noter que de nombreux membres de la Société avaient déjà contribué par l'intermédiaire de collectes organisées par leurs instituts.

c) 75ème anniversaire de la Société Espagnole de Physique-Chimie du 2 au 7 octobre 1978:

Le Professeur P. Erdös y assistera en tant que délégué de la SSP et de la SHSN. Il sera porteur d'une offre de bourse du SIN qui permettrait à un (ou deux) chercheur espagnol de venir au SIN pour une période de 3 mois (temps maximum autorisé par la police des étrangers sans formalité).

3. Comptes 1977

L'exercice se clôt avec un bénéfice de Fr. 23.216.17, dû, d'une part aux cotisations des membres, d'autre part aux contributions des auteurs et également aux subsides de la SHSN.

Les dépenses sont constituées essentiellement par les frais de secrétariat, salaires, frais de bureau (achat d'une machine à écrire), et contributions diverses. A noter que cette année les frais d'impression des bulletins des sessions sont réduits à zéro grâce à un don de l'EPF-L. Cependant le Comité a décidé de faire figurer ce poste dans les comptes. Vu le bénéfice, la question d'une réduction éventuelle des cotisations est posée. Le Comité l'étudiera avec d'autres propositions visant à utiliser ce bénéfice.

L'Assemblée approuve les comptes avec quelques légères modifications faites par les vérificateurs.

4. Prochaines sessions

- Automne 1978: se tiendra dans le cadre de la réunion annuelle de la SHSN à *Brigue les 6 et 7 octobre 1978*. La Société ne participera pas à la réunion commune avec la Société Autrichienne de Physique, comme précédemment annoncé et préfère donner la priorité au meeting d'York avec l'EPS qui a lieu en même temps.

- Printemps 1979: aura lieu début avril 1979 à Bâle. Les dates précises seront fixées ultérieurement.

5. Automne 1979 et printemps 1980

La Société a reçu une invitation pour participer à une réunion commune avec les Sociétés Allemande et Autrichienne de Physique à Ulm du 24 au 28 septembre 1979. Le Comité a donné une pré-réponse positive. Cette réunion comprendra des conférences d'intérêt général le matin, des conférences plus brèves l'après-midi et aussi un panel sur des spécialités. Après une vive discussion l'Assemblée accepte cette invitation avec la répartition suivante des voix: votes positifs 31, votes négatifs 6,

abstentions 20. Eu égard au nombre d'abstentions, le Président nuancera son acceptation.

La réunion du printemps 1980 aura lieu soit à l'université de Zürich, soit à celle de Fribourg.

6. *Groupes spécialisés*

Pas de commentaires.

7. *Rapports des commissions*

– Rédaction des HPA :

Monsieur G. Wanders annonce que le fonds s'élève actuellement à Fr. 68.000.– et s'est accru de Fr. 3.000.– par rapport à l'année passée. Il s'agit essentiellement d'un fonds de garantie. Le dernier numéro de 1977 est distribué maintenant et le nombre de pages est exactement celui prévu dans le contrat. En ce qui concerne le nombre et la qualité des manuscrits, si on a pu constater des fluctuations en 1976, la situation s'est stabilisée avec environ 50 articles, mis à part les communications de la SSP. A noter qu'un certain nombre de secteurs ne sont pas représentés et qu'il y a donc un effort à fournir de ce côté.

– Enquête sur la situation professionnelle des physiciens en Suisse :

A ce jour la Société a fait parvenir un questionnaire aux quelques 1180 membres, à environ 1000 physiciens ne faisant pas partie de la Société et à 200 jeunes diplômés. Enfin un deuxième envoi a été fait en Suisse alémanique, le nombre des réponses au 1er envoi ayant été très insuffisant. En tout 800 réponses nous sont déjà parvenues. 500 autres formulaires ont été adressés aux employeurs et 250 réponses sont revenues. L'évaluation de l'enquête se fera par cartes perforées, l'Office de Genève précédemment chargé de ces travaux ne pouvant plus y participer. MM. J.-P. Amiet et P. Erdős feront le rapport final d'ici la fin de l'année 1978.

– Commission sur la Politique de Recherche :

Le Prof. S. Steinemann rappelle qu'en 1975/76 la Commission a édité le catalogue de la recherche et un rapport en 1977/78. Ce rapport étudie la relation entre les écoles et les industries. En proportion, peu de physiciens suisses vont dans l'industrie et beaucoup dans la recherche et l'enseignement. En ce qui concerne la formation, l'industrie ne souhaite pas une spécialisation trop poussée. Le rapport fait également une étude sur le temps passé respectivement à la recherche et à l'enseignement. Il sera à disposition très prochainement.

8. *Divers*

– Bourses pour séjour à York :

Le but de cette action est de favoriser la participation de jeunes physiciens aux réunions de la Société Européenne de Physique et l'allocation prévue est de Fr. 10.000.–. L'Assemblée approuve à l'unanimité la création de 25 bourses à Fr. 400.–.

– Prix du meilleur poster

Le “meilleur” voulant dire le poster ayant suscité le plus de commentaires et de réactions et un prix de Fr. 200.– serait alors attribué à son auteur. Cependant l'Assemblée estime que cette idée doit être mûrie.

– 50 ème anniversaire des HPA:

Les H.P.A., au milieu de la prolifération des revues spécialisées, tiennent leur place bien spécifique et ont à ce jour un tirage de 1000 exemplaires dont seulement 6 à 10% vont en Suisse et le reste dans divers pays européens et d'outre-mer, ce qui est un signe de vitalité.

Fin de la séance à 15.15 h.

PHYSIQUE DE LA MATIÈRE CONDENSÉE

Centres, défauts

Fusion von Triplett-Exzitonen in Naphthalin bei hohen Exzitonendichten

L. ALTWEGG und I. ZSCHOKKE-GRÄNACHER

(Institut für Physik der Universität Basel)

Die gegenseitige Annihilation von *Triplett-Exzitonen* in organischen Molekulkristallen führt unter anderem auf verzögerte Fluoreszenz. Die Reaktionskonstante für verzögerte Fluoreszenz ändert sich beim Anlegen eines Magnetfeldes. Wir haben den Einfluss der Dichte der Triplett-Exzitonen auf diesen Magnetfeldeffekt in Naphthalin im Detail studiert. Die Dichteabhängigkeit der Änderung der Intensität der verzögerten Fluoreszenz im Magnetfeld ist grösser als man es aufgrund allgemein anerkannter Theorien erwartet. Zur Erklärung dieser Abweichung schlagen wir eine Theorie vor, die Ladungsträgererzeugung als weitere mögliche Folge von Triplett-Triplett Annihilation miteinschliesst.

Fission von Singlett-Exzitonen in reinen und dotierten Anthrazen-Kristallen

K. v. BURG, J. FÜNFSCHILLING und I. ZSCHOKKE-GRÄNACHER

(Institut für Physik der Universität Basel)

Die Dissoziation von *Singlett-Exzitonen* in zwei Triplets in organischen Molekulkristallen, die sog. Singlett-Fission, äussert sich in einer Verminderung der Fluoreszenzquantenausbeute. Die Rate der Singlett-Fission kann mit einem äusseren Magnetfeld verändert werden. Wir haben die Magnetfeldabhängigkeit der Fissionrate in reinen und dotierten Anthrazenkristallen als Funktion der Temperatur untersucht. Insbesondere haben wir die Singlett-Fission für Anregung des Anthrazens bei verschiedenen diskreten Energien innerhalb der breiten Singlettabsorption studiert.

Optically active defects in MoO_{3-x} single crystals

ROZA JURYSKA¹⁾

Laboratoire de Physique Appliquée, EPF-Lausanne

and HANS BILL

(Département de Chimie-Physique, Université de Genève)

We investigated the transmission of polarized light in MoO_{3-x} single crystals in the spectral range from 0.2μ to 3.5μ . The experiment revealed the presence of many

¹⁾ Present address: Institut de physique, Université de Neuchâtel.

absorption bands with polarizations parallel either to the $\bar{a}$ or to the $\bar{c}$ crystallographic axis. All of the absorption bands observed are due to *defects* which involve oxygen vacancies. Many of them imply in addition hydroxyl groups. The presence of hydrogen conditions the appearance of the blue coloration in MoO_{3-x} : We do not observe any correlation between these centers and the hydrogenated EPR center.

Potentiel octaédrique dans $\text{KTa}_{1-x}\text{Nb}_x\text{O}_3$ pour un ion ${}^6\text{S}_{5/2} : \text{Fe}^{3+}$

D. RYFZ, L. A. BOATNER¹⁾ et A. CHÂTELAIN

(Laboratoire de physique expérimentale, EPF Lausanne)

U. T. HÖCHLI et K. A. MÜLLER

(IBM Zürich Research Laboratory, Rüschlikon)

Résumé. La résonance paramagnétique électronique à 9.3 GHz de l'ion Fe^{3+} a été étudiée pour les cristaux de mélange $\text{KTa}_{1-x}\text{Nb}_x\text{O}_3$ pour des valeurs de x comprises entre 0 et 0.16. Les spectres ont la symétrie cubique dans la phase à haute température: l'ion Fe^{3+} peut se substituer au site pentavalent (Ta^{5+} , Nb^{5+}) sans être associé à une lacune d'oxygène malgré la différence de valence. La paramètre 'a' qui est une fonction paire du champ cristallin, décroît de façon monotone vers la valeur du KNbO_3 . Par conséquent, le champ cristallin au site pentavalent décroît continûment et favorise l'ordre ferroélectrique dans une gamme de température qui croît avec x , même si les constantes du réseau restent pratiquement inchangées. A notre avis, une telle relation entre le champ cristallin local et le diagramme de phase a été établie pour la première fois et représente un test pour les modèles théoriques décrivant la ferroélectricité en termes de compensation entre forces de longue et de courte portées.

Des études sur des cristaux de mélange $\text{KTa}_{1-x}\text{Nb}_x\text{O}_3$ ont montré que la transition de phase paraélectrique-ferroélectrique est modifiée considérablement par l'apport d'ions Nb^{5+} et que la phase à haute température ($T > T_c$) est de structure cubique dans toute la gamme de concentration de niobium [1]. Pour des valeurs de x inférieures à une valeur critique $x_c = 8 \cdot 10^{-3}$, Höchli et al. [2] ont observé que les fluctuations quantiques à basse température détruisent l'ordre ferroélectrique, ce qui explique l'absence de transition pour KTaO_3 .

Les spectres de résonance paramagnétique électronique de l'ion Fe^{3+} substitué au Ta^{5+} , respectivement au Nb^{5+} ont été étudiés dans la phase cubique par Hannon dans KTaO_3 [3] et par Siegel et al. dans KNbO_3 [4]. Ces résultats ont été analysés par Müller [5] dans une étude générale de la variation du paramètre cubique a de l'ion Fe^{3+} dans des sites octaédriques en fonction de la distance moyenne cation-anion d pour divers composés. Une courbe empirique $a \sim d^{-7}$ peut ainsi être mise en évidence; par rapport à cette loi, KTaO_3 présente un comportement normal alors que KNbO_3 s'en écarte sensiblement.

Dans le but de mieux cerner cette anomalie, nous avons étudié le champ cristallin octaédrique dans le cas de Fe^{3+} en fonction de la concentration de niobium.

Les cristaux ont été préparés par la méthode décrite par Hannon [3] pour la croissance de KTaO_3 . Un mélange en fusion (1400°C) de Ta_2O_5 , Nb_2O_5 et K_2CO_3 , avec au départ un excès de K_2CO_3 , est refroidi à raison de dix degrés par heure

¹⁾ Adresse actuelle: Solid State Division; Oak Ridge National Laboratory, P.O. Box X, Oak Ridge, Tennessee 37830.

pendant quarante heures. Pour doper les cristaux avec des ions de fer trivalents, on ajoute une faible quantité de Fe_2O_3 . Les cristaux ainsi obtenus se présentent sous la forme de parallélépipèdes rectangles dont les dimensions peuvent atteindre $10 \times 10 \times 4 \text{ mm}^3$ avec des faces (100) bien marquées. Des mesures de x ont été faites par microsonde et par analyse chimique. La connaissance de ce paramètre est limitée par l'existence d'inhomogénéités assez fortes dans tous les échantillons étudiés. Pour un volume de l'ordre du mm^3 , volume d'un échantillon que l'on étudie typiquement en RPE, on peut toutefois définir une valeur moyenne de x .

Des spectres de RPE où la sonde utilisée est l'ion Fe^{3+} (d'état fondamental ${}^6\text{S}_{5/2}$), ont été observés pour des valeurs de x comprises entre 0 et 15%: ces spectres sont de type cubique et peuvent être expliqués par l'hamiltonien de spin suivant:

$$\mathcal{H} = g\beta \cdot HS_z + \frac{a}{6} \left[S_x^4 + S_y^4 + S_z^4 - \frac{1}{5} S(S+1)(3S^2 + 3S - 1) \right]$$

La figure 1a montre une variation angulaire typique dans le plan (1 0 0) par une valeur de x égale à 2.5%. Un spectre RPE correspondant à la direction du champ magnétique $\mathbf{H}$ parallèle à l'axe (1 0 0) est reporté sur la figure 1b. Les transitions électroniques $\pm 3/2 \leftrightarrow \pm 5/2$ sont clairement mises en évidence. On remarque toutefois que les raies sont très larges, cet élargissement étant dû à l'existence d'inhomogénéités affectant la répartition des ions Nb^{5+} dans le cristal. Une comparaison entre les valeurs théoriques des intensités relatives et les valeurs mesurées fait ressortir que la transition centrale $-\frac{1}{2} \leftrightarrow +\frac{1}{2}$ est trop intense. Ceci a pour cause la superposition au spectre cubique étudié d'un spectre axial lié probablement à l'existence de lacunes d'oxygène qui détruisent l'environnement cubique du fer.

Alors que la valeur du facteur g est constante sur tout le domaine de concentration étudié et vaut 2.0, la paramètre cubique de champ cristallin diminue lorsque

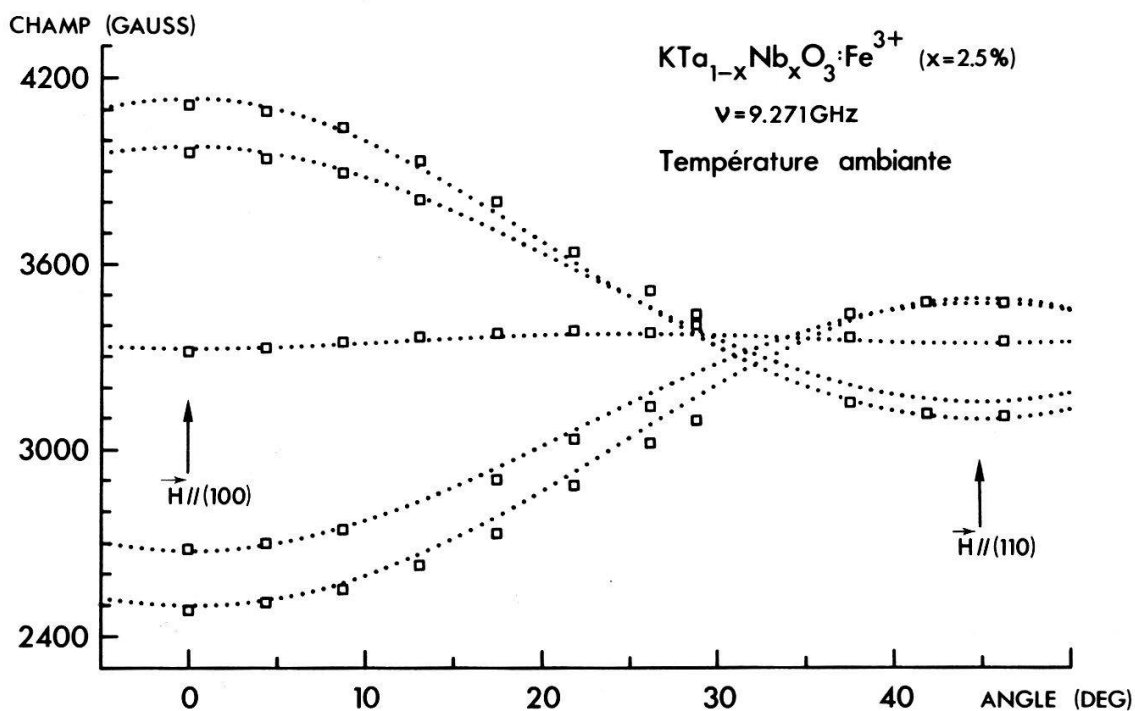


Figure 1a

Dépendance angulaire des raies du spectre cubique du Fe^{3+} dans $\text{KTa}_{1-x}\text{Nb}_x\text{O}_3$ ($x = 2.5\%$) lorsque $\mathbf{H}$ est situé dans le plan (1 0 0). Conditions: température ambiante et fréquence = 9.271 GHz.

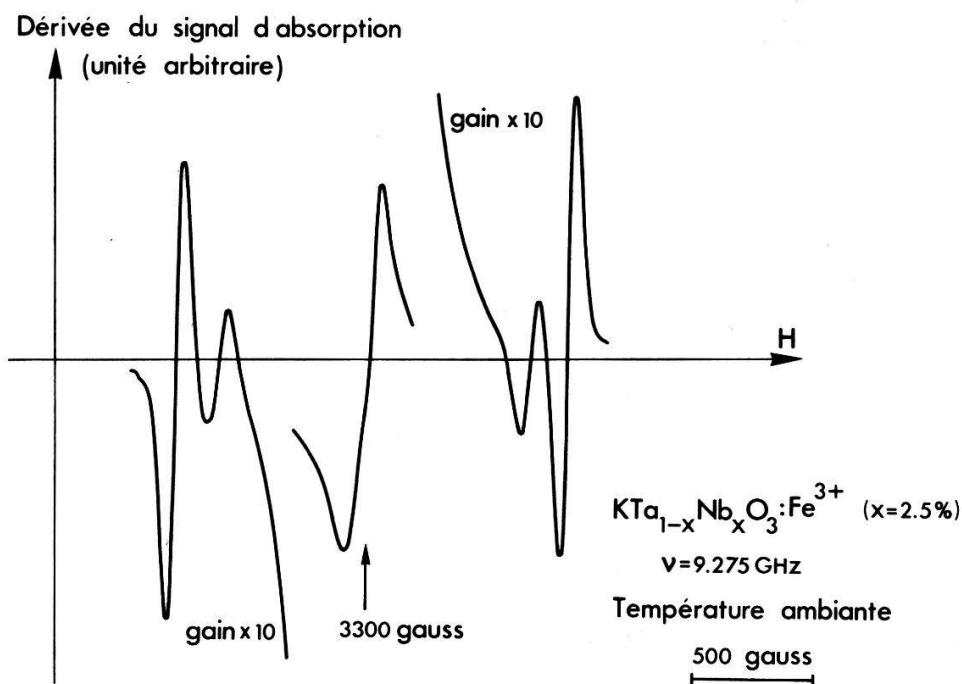


Figure 1b
 Spectre cubique de Fe^{3+} dans $\text{KTa}_{1-x}\text{Nb}_x\text{O}_3$ ($x = 2.5\%$) lorsque $\mathbf{H} \parallel (1\ 0\ 0)$. Conditions: température ambiante et fréquence = 9.275 GHz.

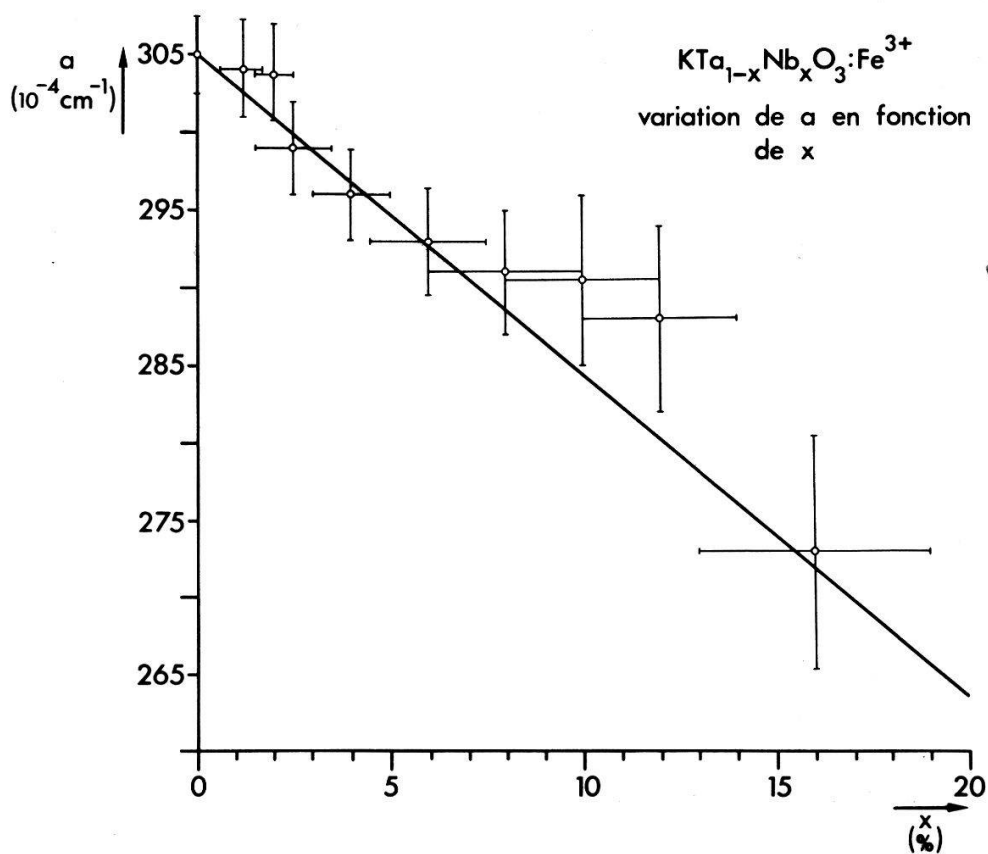


Figure 2
 Variation du paramètre cubique a en fonction de la concentration x de niobium dans le système $\text{KTa}_{1-x}\text{Nb}_x\text{O}_3:\text{Fe}^{3+}$. La droite joint les points correspondants au $\text{KTaO}_3:\text{Fe}^{3+}$ et au $\text{KNbO}_3:\text{Fe}^{3+}$.

la concentration de niobium augmente. Sur la figure 2 se trouvent représentés d'une part les points mesurés et les erreurs estimées, d'autre part la droite joignant les points correspondants au KTaO_3 [3] et au KNbO_3 [4]. L'importance des domaines d'erreur s'explique par les inhomogénéités dont l'existence a déjà été relevée en rapport avec les largeurs de raies en RPE.

Il faut remarquer que les points de mesure concordent avec une interpolation linéaire entre les valeurs extrêmes connues, compte tenu des larges incertitudes sur la concentration. Le domaine des x sur lequel porte ce travail, est limité du fait que les échantillons caractérisés par $x > 15\%$ détruisent le facteur de qualité de la cavité de mesure RPE. Un phénomène analogue a déjà été relevé par Müller [6] dans le système $\text{Sr Ti O}_3 : \text{Fe}^{3+}$.

Pour terminer, indiquons que le paramètre a , à l'opposé de la température, peut être choisi comme paramètre d'interaction. En effet, il rend compte des interactions à courte portée et il varie de façon continue et monotone en fonction du paramètre de maille.

RÉFÉRENCES

- [1] S. TRIEBWASSER, *Phys. Rev.* **114**, 63 (1959).
- [2] U. T. HÖCHLI, H. E. WEIBEL et L. A. BOATNER, *Phys. Rev. Lett.* **39** (18), 1158 (1977).
- [3] D. M. HANNON, *Phys. Rev.* **164**, 366 (1967).
- [4] E. SIEGEL, W. URBAN, K. A. MÜLLER et E. WIESENDANGER, *Phys. Lett.* **A53**, 415 (1975).
- [5] K. A. MÜLLER, *Phys. Rev.* **B13**, 3209 (1976).
- [6] K. A. MÜLLER et W. BERLINGER, *Phys. Rev. Lett.* **26**, 13 (1971).

The influence of an electric field on the positron implantation profile in polyethylene

F. HEINRICH

(Laboratorium für Festkörperphysik ETH Hönggerberg, 8093 Zürich)

Summary. Variations of the positron implantation profile in polyethylene are due to at least three different effects: 1) The mean implantation depth is changed by an energy transfer from the field to the positron. This effect, unobserved until now, is proportional to the field and strongly dependent on the depth. 2) The mean drift length of the thermalized particle turns out to be negative. No explanation can be given for this so far. 3) The dependence of the positronium formation probability on the electric field influences the profile in the coincidence mode.

1. Introduction

The method of positron implantation was introduced in 1956 by Page and Heineberg [1] and applied successfully by Brandt and Paulin in 1977 [2] to the investigation of β^+ channelling effects in copper and to studies of X-ray induced lattice defects near the surface of alkali halides. Measurements of the influence of an electric field on the drift velocity v_+ of positrons in silicon and diamond are also reported in [2]. The values given therein are larger by a factor of about 7 compared with the measurements of the Doppler broadening of the annihilation line given by Mills and Pfeiffer [3]. Mills and Pfeiffer suggest that this discrepancy could be attributed to effects

occurring during the slowing down processes. In [2] a very simple relationship is derived which connects the measured quantity namely the change in counting rate when the field E is switched on with the average drift path of the thermalized positron $\bar{l} = v_+ \bar{\tau}$. $\bar{\tau}$ is the life time of the positron in silicon. This relation has the property of being independent of the depth in the sample material.

The present investigation shows that this condition is in fact not necessarily fulfilled. The electric field induces a variation of the linear absorption coefficient μ which changes the shape of the positron implantation profile. In polyethylene this effect can be even more important than the one due to the drift of the positron. Two further effects have been observed during our experiments. One of them is due to the field dependence of the formation probability of positronium [4], the other one cannot be interpreted so far.

2. Method

The experimental setup is very simple and is shown in Figure 1 (not quite to scale). Positrons from a ^{64}Cu source (approx. 200 mCi) enter the sample of polyethylene P . The entrance surface is covered with a thin layer of vacuum evaporated silver. This layer and the high voltage electrode H form a parallel plate condenser. The source and sample module is mounted on a table T which can be moved by means of a micrometer screw M between the collimator slits of two NaI(Tl)-scintillation counters. The narrow slits look inside the sample at depth x . The single (index A) and the coincidence (index K) counting rates are measured simultaneously. The quality of the mechanical setup, especially the colinearity of the slits has been tested in the following manner.

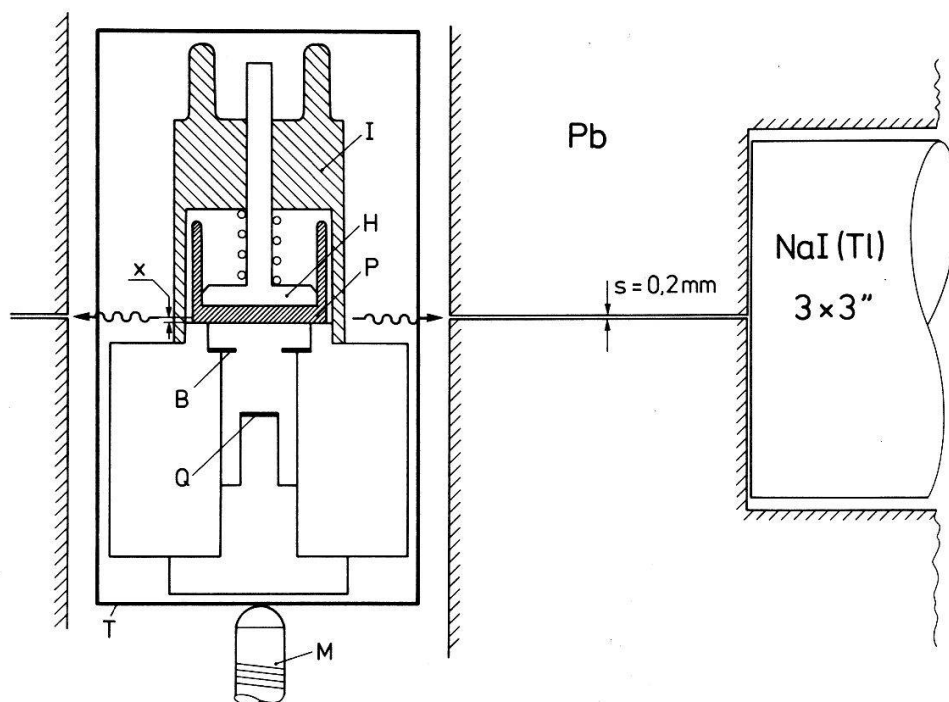


Figure 1
Experimental setup: P = polyethylene sample; Q = ^{64}Cu positron source; B = Diaphragm; I = Insulator (Lucite); H = high voltage electrode; T = movable table with micrometer screw M .

A sandwich consisting of a $10\text{ }\mu\text{m}$ ^{64}Cu foil pressed between two sheets of platinum (0.15 mm) was mounted at the place of the sample surface. The counting rate of both detectors and the coincidence rate were measured simultaneously as a function of x . From this test it can be concluded that the colinearity is excellent and the reproducibility in x is ascertained within a limit of $\pm 5\text{ }\mu\text{m}$. In order to avoid changes in the geometry the temperature of the assembly was kept constant to $\pm 1^\circ\text{C}$ during all measurements. The coincidence rates were practically free of background. The background in the single rates is mainly due to the weak (0.5%) 1.34 MeV γ -radiation of ^{64}Cu .

With this arrangement the implantation profile, i.e. the annihilation probability $P(x)$ can be measured as a function of x . $P(x)$ can be described by the exponential law

$$P(x) = \mu e^{-\mu x} [\text{cm}^{-1}], \quad (1)$$

where the linear absorption coefficient μ is given by the empirical relation

$$\mu = C \cdot \rho_{(\text{g cm}^{-3})} \cdot \hat{T}_{(\text{MeV})}^{-\gamma} [\text{cm}^{-1}] \quad (2)$$

Brandt and Paulin [2] have performed measurements in 14 different solids ($\rho = 0.9 - 8.9\text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$) to test the relation (1) with positrons from ^{64}Cu ($\hat{T} = 0.657\text{ MeV}$). They also have determined the constants in (2): $C = 16$ and $\gamma = 1.43$. Our measurement of the implantation profile in polyethylene is shown in Figure 2.

$N_A(x)$ is the counting rate of one detector defined by

$$N_A(x) = N_0 \int_{x-\Delta}^{x+\Delta} \Omega_A(x' - x) \cdot P(x') dx' \quad (3)$$

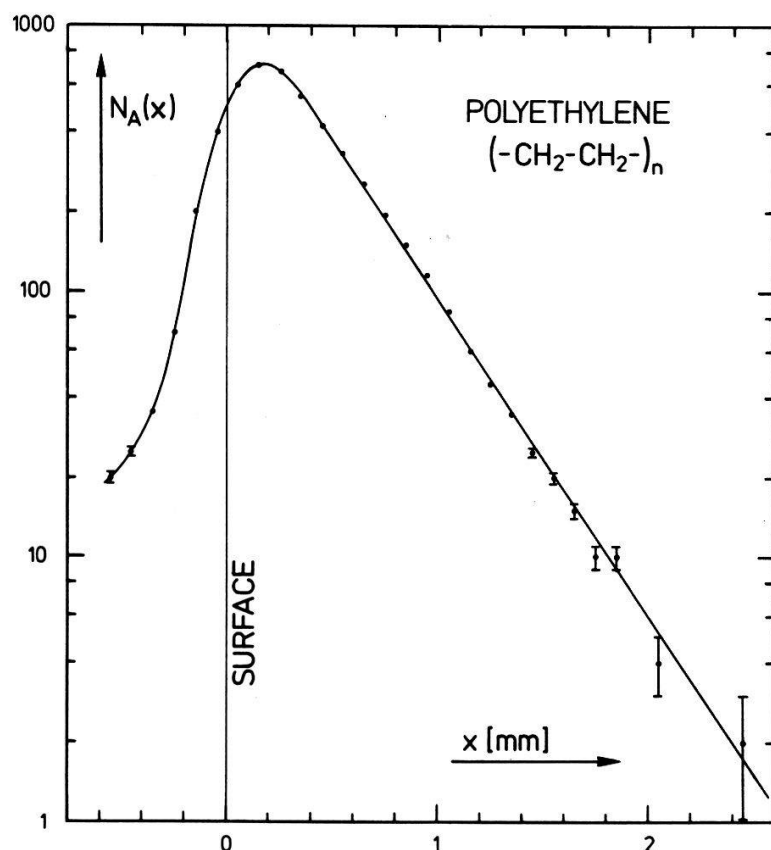


Figure 2
Positron implantation profile in polyethylene.

Ω_A being the geometrical resolution function and 2Δ the width of Ω_A . As can be seen $N_A(x)$ almost follows an exponential law for $x > \Delta$ ($\simeq 180 \mu\text{m}$). The linear absorption coefficient $\mu = 27.2 \text{ cm}^{-1}$ or the mean penetration depth $1/\mu = 368 \mu\text{m}$ is in good agreement with (2). The relative change of the counting rates $\Delta N/N = (N(E) - N(0))/N(0)$ produced by switching the electric field E on and off was measured during periods controlled by a quartz clock. For each point at least 30 cycles of 6 minutes with field on and off respectively have been accumulated. Any electronic drifts are minimized by this procedure and the correction due to the decay of ^{64}Cu ($12,701 \pm 0,001 \text{ h}$ [5]) becomes practically error-free. The choice of short field on and off periods also suppresses an effect discovered recently by Bertolaccini et al. [6]. These authors have observed that the formation probability of positronium in polyethylene does not only depend on the electric field strength, but on the duration of the field-on period too. The time constant of this delayed response is about 20 hours. Thus, an influence of such huge effects on our measurements is not to be expected.

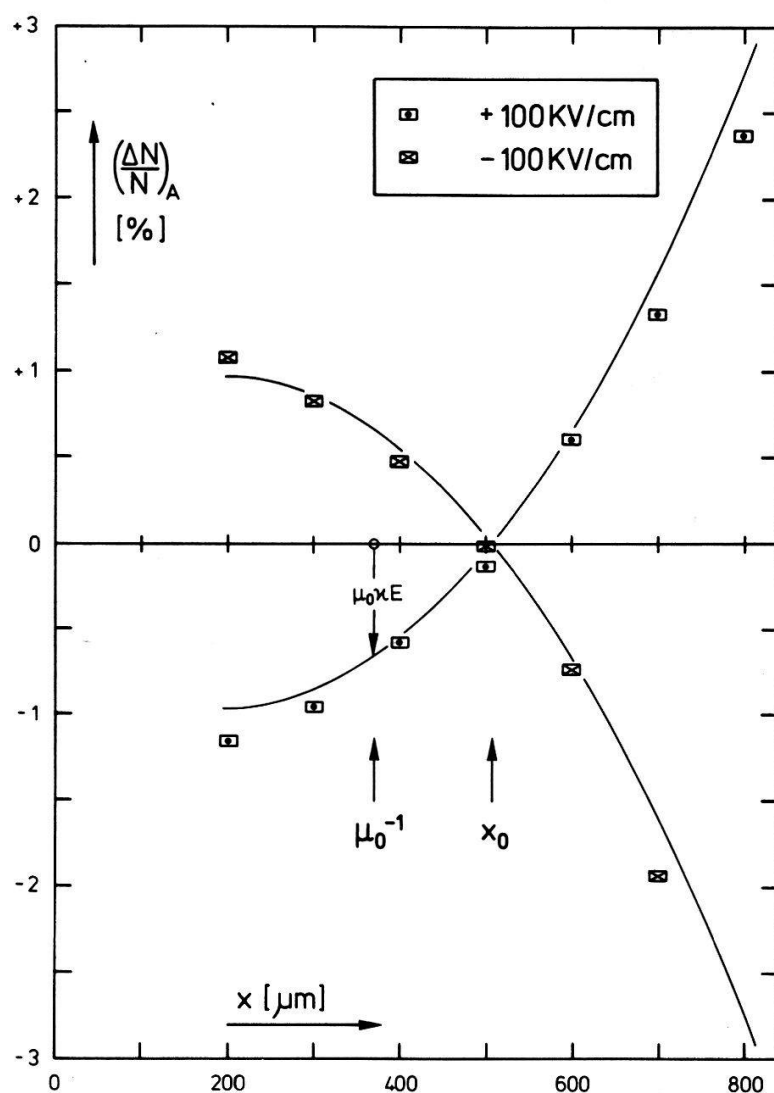


Figure 3

Relative change of the single counting rate $(\Delta N/N)_A$ produced by $E = \pm 100 \text{ KV/cm}$ versus depth x . The dimensions of the points correspond to the limits of error. Drawn curves, see text.

3. Results

The relative change of the single counting rate $(\Delta N/N)_A$ as a function of x for two different values of the electric field ($E = \pm 100$ KV/cm) is shown in Figure 3. It should be noted that the dependence on the depth x is very pronounced. Actually, even a change of sign occurs at $x_0 \simeq 500$ μ m. As mentioned before, the quantity $(\Delta N/N)_A$ is independent of x , provided that the only effect of the electric field is the drift of the thermalized positron. In that case $(\Delta N/N)_A = \mu_0 \bar{l}$. Of course the mean drift path $\bar{l}$ in such a complicated system as polyethylene has to be defined as a suitably weighted sum of the drifts of all the different positron- and positronium-states (with proper lifetime and intensities).

The linearity with E of the effects observed is shown in Figure 4.

There is one possibility only to explain the change of sign of $(\Delta N/N)_A$ (see Figure 3) namely the influence of the electric field on the linear absorption coefficient μ . Let us assume that μ is altered by $\Delta\mu$ where $\Delta\mu$ is dependent on E only. This leads to

$$\frac{\Delta P}{P} = \frac{\Delta\mu(E)}{\mu} (1 - \mu x).$$

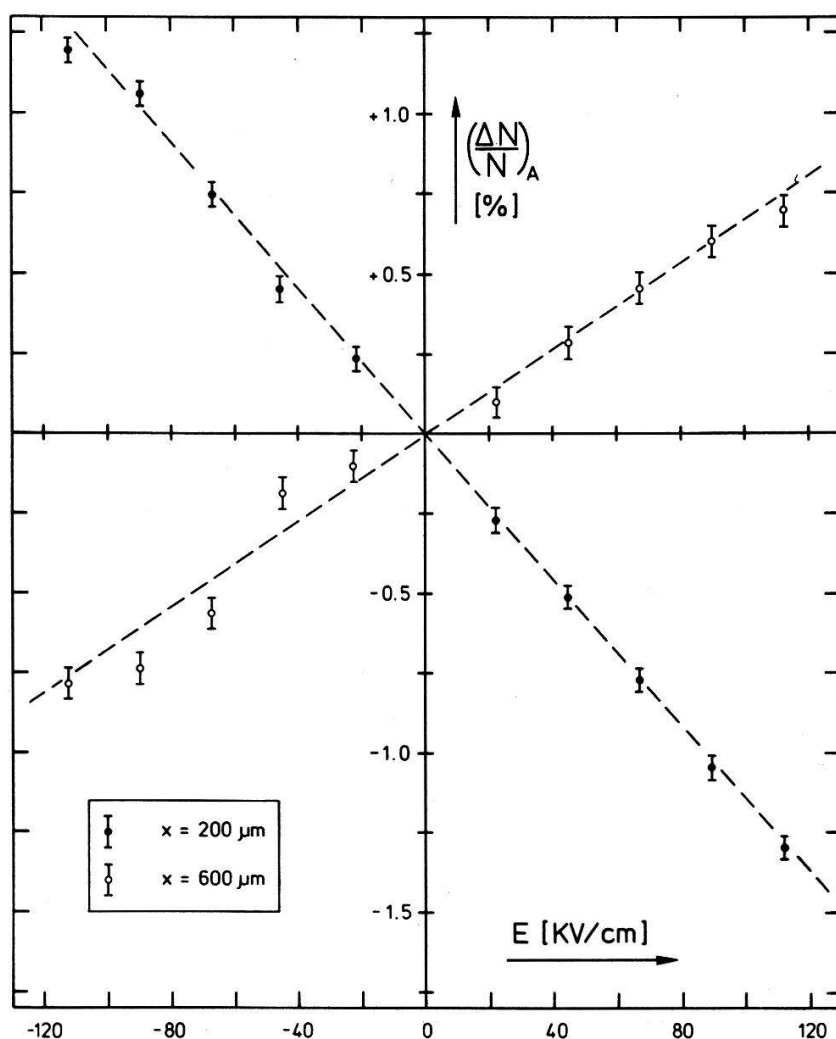


Figure 4

Dependence of the relative change in single counting rate $(\Delta N/N)_A$ on the electric field strength at $x = 200$ μ m and 600 μ m respectively.

According to (3) this linear dependence of x remains after the folding with the geometrical resolution function Ω_A , whereas the behaviour of $(\Delta N/N)_A$ in Figure 3 is definitely non-linear. This suggests that μ should be dependent on E and x . A plausible assumption is the following (see also [3]).

During the slowing down period, the positron gets energy from the electric field. This can be expressed by a rather rough modification of (2):

$$\mu(E, x) = C \cdot \rho(\hat{T} + \alpha eEx)^{-\gamma} \simeq \underbrace{C\rho\hat{T}^{-\gamma}}_{\mu_0} \cdot \left(1 - \alpha\gamma \frac{eE}{\hat{T}} x\right). \quad (4)$$

The factor α ($\simeq 1.77$ empirically) expresses the fact that the energy given by the electric field should be added rather to the average energy of the β^+ -spectrum than to its maximum energy. Together with (4) an approximation leads to

$$\frac{\Delta P}{P} = -\alpha\gamma \frac{eE}{\hat{T}} \cdot x(1 - \mu_0 x). \quad (5)$$

It should be noted that the folding of P with the resolution function Ω_A preserves the parabolic character of (5) and has practically no influence on the root of (5) at

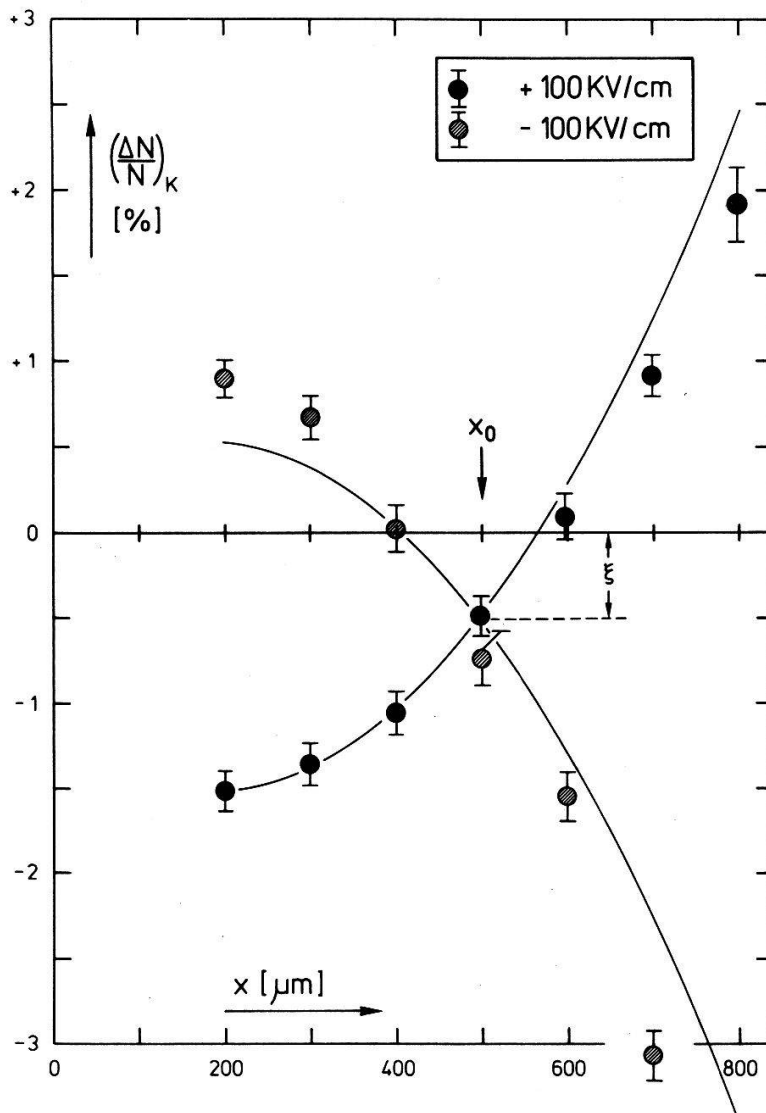


Figure 5
Relative change in the coincidence rate $(\Delta N/N)_K$ produced by $E = \pm 100 \text{ KV/cm}$ versus depth x .

$x = 1/\mu_0$. On the other hand the experimental results in Figure 3 show that $(\Delta N/N)_A = 0$ does not occur at $x = 1/\mu_0 = 368 \mu\text{m}$ but rather at $x_0 = 500 \mu\text{m}$. If we now assume a superposition of the effect described by (4) and (5) and a drift of the thermalized particle being proportional to E we have

$$\frac{\Delta P}{P} = -\alpha\gamma \frac{eE}{\hbar} x(1 - \mu_0 x) + \mu_0 \kappa E. \quad (6)$$

The curves drawn in Figure 3 correspond to (6) (including the geometrical resolution). The parameter κ in (6) was chosen so that the crossover of the curves occurs at $x_0 = 500 \mu\text{m}$. κE is equivalent to an average driftpath $\bar{l}$. It is strange enough that $\bar{l}$ happens to be *negative* ($\bar{l} \simeq -2.5 \mu\text{m}$), corresponding to the motion of a negative particle. An explanation for this amazing result cannot be given so far.

Figure 5 shows the results from the measurements of the coincidence rates. The curves drawn have been calculated on the basis of (6) taking the fact into account that the resolution function is narrower than Ω_A in this case. The behaviour is the same as for the single rates (see Fig. 3) except that both curves are displaced vertically by $\xi \cong -0.5\%$. This can be easily explained from the well-known reduction of the probability for positronium formation in electric fields as observed by Bisi et al. [4] in non-polar polymeres. This effect depends on $|E|$ and reduces the low momentum component in the 2γ -angular correlation which is attributed to the para-positronium state. The corresponding decrease in coincidence rate at zero correlation angle has been observed by Patterson and Stewart [7].

I am deeply grateful to the very active assistance of Mr. René Spring. Mr. R. Meier constructed the mechanical parts of the spectrometer with high accuracy. I wish to thank Dr. A. Oggenfuss for the numerical analysis of the data and for valuable discussions. This work was supported in part by the Swiss National Science Foundation.

REFERENCES

- [1] L. A. PAGE and M. HEINBERG, *Phys. Rev.* **102**, 1545 (1956).
- [2] W. BRANDT and R. PAULIN, *Phys. Rev.* **B15**, 2511 (1977).
- [3] A. P. MILLS, JR. and L. PFEIFFER, *Phys. Lett.* **63A**, 118 (1977).
- [4] A. BISI, F. BISI, A. FASANA and L. ZAPPA, *Phys. Rev.* **122**, 1709 (1961).
- [5] F. HEINRICH and G. PHILIPPIN, *Helv. Phys. Acta* **41**, 431 (1968).
- [6] M. BERTOLACCINI, A. BISI, G. GAMBERINI, G. PADOVINI and L. ZAPPA, *Appl. Phys.* **12**, 93 (1977).
- [7] T. M. PATTERSON and A. T. STEWART, *Positron annihilation*, Ed. A. T. Stewart and L. O. Roellig (Academic Press 1967).

Statik und Dynamik positiver Myonen in Ta-Einkristallen

M. CAMANI, F. N. GYGAX, W. RÜEGG, A. SCHENCK und H. SCHILLING

(Laboratorium für Hochenergiephysik, ETH Zürich, c/o SIN, 5234 Villigen)

Mittels der μSR -(muon spin rotation)-Methode wurde die Diffusion positiver Myon in Ta-Einkristallen im Temperaturbereich 29 K–91 K untersucht. Die Diffusionsrate v wird sehr gut durch ein Arrhenius-Gesetz wiedergegeben ($v = v_0 \exp(-E_a/kT)$ mit $E_a = (41.6 \pm 3.0) \text{ MeV}$ und $v_0 = (3.0 \pm 1.3) \cdot 10^9 \text{ sec}^{-1}$).

Im weitem zeigt sich, dass das Myon eine *lokale Gitterausdehnung* bewirkt und/oder über mehrere benachbarte Zwischengitterplätze delokalisiert ist (Tunnelzustand). Die Ergebnisse werden im Zusammenhang mit relevanten Wasserstoffdaten diskutiert.

Zur Struktur der lokalen Umgebung positiver Myonen in Vanadium

H. SCHILLING, M. CAMANI, F. N. GYGAX, W. RÜEGG und A. SCHENCK
(Laboratorium für Hochenergiephysik, ETH Zürich, c/o SIN, 5234 Villigen)
und D. G. FLEMING
(University of British Columbia, Vancouver, c/o SIN, 5234 Villigen)

Die Feldabhängigkeit des 2. Momentes der dipolaren Feldverteilung am Myonort in Vanadium wurde für verschiedene Kristallorientierungen und Temperaturen gemessen. Die Daten zeigen einen unerwarteten Verlauf. Mögliche Erklärungen auf der Grundlage der *lokalen Struktur der Umgebung des Myons* werden diskutiert.

Propriétés électriques des sélénures mixtes des métaux de transition à structures lamellaires $V_xTi_{1-x}Se_2$ et $Ta_xTi_{1-x}Se_2$

YOLANDE FROIDEVAUX¹⁾ et F. LÉVY
(Laboratoire de Physique Appliquée, EPF, Lausanne)

Des monocristaux des composés mixtes $M_xTi_{1-x}Se_2$ ($M = V, Ta$) ont été fabriqués par réaction de transport chimique dans la structure 1T. Leur résistivité électrique a été mesurée en fonction de la température (4–300°K). Le mélange supprime les anomalies de résistivité observées dans $TiSe_2$, VSe_2 et $TaSe_2$. Pour $M = Ta$ et x croissant, la *résistivité* ρ (T) de type *métallique* ($x = 0$) devient de type *semiconducteur* ($x \geq 0.5$); pour ces valeurs de x , on a mis en évidence par diffraction électronique des *surstructures* qui rappellent la phase incommensurable de $TaSe_2 - 1T$. Pour $M = V$, l'augmentation de x provoque une diminution de la résistivité et de sa pente en fonction de la température.

¹⁾ Institut für Angewandte Physik, Universität Bern.

Dielektrische Eigenschaften von Eis

R. TAUBENBERGER
(Laboratorium für Festkörperphysik, ETHZ, 8093 Zürich)

In unserem und in Laboratorien anderer Autoren [1] an reinen sowie mit HF und NH_3 dotierten *Eis-Einkristallen* gemessene *charakteristische Funktionen* aus

dielektrischen Dispersionsgrössen, sowie gewisse ihrer Temperatur-, Druck- und Zeitabhängigkeiten, weisen quantitativ gut aufgelöste Inkonsistenzen zum Jaccard-Modell [2] (J.M.) und zum Programm von Gränicher [3] auf. Ein grösseres Datenmaterial wurde deshalb einem phänomenologischen Modell vom Debye-Typ unterworfen, welches durch Spezialisierungen der zwei Modellparameter einerseits die äussere Phänomenologie des J.M. und andererseits die des stratifizierten Maxwell-Wagner-Modelles (M.W.M.) liefert. Für mehrere gemessene Zusammenhänge besteht darnach keine Spezifität für das J.M. und quantitative Inkompatibilitäten erklären sich zwangloser im M.W.M., einer Alternative, die grösseren, gemessenen Variabilitäten besser entspricht. Insbesondere entfallen damit wesentliche Argumente der Bestätigung des J.M. und gewisse mit ihm verbundene mikroskopische Vorstellungen über *elektrisch aktive Defekte* im Eis.

LITERATUR

- [1] Proc. Symp. on Phys. & Chem. of Ice, 1977, Cambridge, England, in prep. for J. Glac. 21, No 85.
- [2] C. JACCARD, Phys. Kond. Mat. 3, 99 (64).
- [3] H. GRÄNICHER, in *Physics of Ice* (Plenum Press, N.Y. 1969, 534).

Lumineszenz und Absorption des Exzitons in stark angeregtem GaSe¹⁾

J. L. STAHLI, A. FROVA²⁾ und PH. SCHMID

(Laboratoire de Physique Appliquée EPF, Lausanne)

Wir berichten über Änderungen der Transmission in der Gegend der Exzitonlinien, welche durch intensive optische Anregung von GaSe induziert werden. Die Messungen wurden mit zwei parallelen Laserstrahlen durchgeführt, der eine diente zum Anregen des Kristalls und der andere zum Messen der Absorption. Mit zunehmender Anregung werden die Absorptionslinien der Exziton-Niveaux schwächer und breiter und verschwinden schliesslich, zudem erscheint bei grösseren Wellenlängen stimulierte Emission [1]. Sorgfältig durchgeführte Lumineszmessungen zeigen, dass das stimulierte Licht nur senkrecht zur c-Achse emittiert wird. Dementsprechend finden wir aus gleichzeitig durchgeführten Transmissionsmessungen, dass parallel zur c-Achse sich ausbreitendes Licht nicht verstärkt wird.

LITERATUR

- [1] A. MERCIER und J. P. VOITCHOVSKY, Phys. Rev. B11, 2243 (1975).

¹⁾ Diese Arbeit wird vom Schweizerischen Nationalfonds unterstützt.

²⁾ Jetzige Adresse: Istituto di Fisica, Università di Modena, Italia.

Propriétés dynamiques des trous autopiégés dans les halogénures de césium

J.-J. PILLOUD et C. JACCARD

(Institut de Physique, Université de Neuchâtel)

L'observation de la thermoluminescence émise par la recombinaison des trous autopiégés en mouvement sous l'effet de la température avec les électrons piégés sur

des impuretés, conjointement avec les variations d'intensité du spectre de RPE anisotrope, permet de mettre en évidence deux types de mouvements pour les trous. La structure des halogénures de césium (cs) favorise des sauts de 0° (mouvement linéaire) tout d'abord, puis des sauts de 90° (désorientation) à une température plus élevée. Les énergies mises en jeu montrent que le processus a lieu dans l'état électronique fondamental $^2\Sigma_u^+$ du trou autopiégé. Les états excités $^2\Sigma_g^+$ et $^2\Pi_g$ sont atteints par absorption de lumière linéairement polarisée. Cette excitation provoque une modification des populations relatives des centres selon les trois directions cristallographiques. Les taux d'absorption dichroïques relatifs σ et π sont alors estimés par l'analyse des modifications du spectre de RPE.

O_3^- and S_3^- molecule ions in $SrCl_2$ crystals

J. M. DE SIEBENTHAL and H. BILL

(Département de Chimie-Physique, Université de Genève)

The O_3^- and S_3^- molecule ions have been identified by EPR and optical absorption measurements. They are observed in crystals which have been doped with oxygen or sulfur, respectively, and X-rayed at room temperature.

These centers exhibit interesting dynamical features in their EPR spectrum. These show up particularly clearly with the S_3^- in the temperature range between 100 K and 200 K.

When these dynamical features are taken into account, the g tensor has eigenvalues rather closely in line with those previously reported for other host crystals. This emphasises the molecular properties of the centers.

Muonium states in silicon¹⁾

B. D. PATTERSON, W. KÜNDIG, P. F. MEIER and F. WALDNER

(Physics Institute, University of Zurich, Zurich, Switzerland)

and

H. GRAF, E. RECKNAGEL, A. WEIDINGER and T. WICHERT

(Physics Department, University of Konstanz, Konstanz, Germany)

A positive muon entering an insulator or a semiconductor may capture an electron to form muonium (Mu), an atom similar to hydrogen. Although Mu has been searched for by the muon spin rotation (μ SR) technique, it could only be observed in a very limited number of cases: in quartz, ice, CO_2 , Si, Ge, and some liquids. Frequently one observes instead of the expected Mu the bare muon, characterized by the Larmor frequency $\nu_\mu = g_\mu eH/2m_\mu c = 13.55 \text{ MHz/kG} \cdot H$. The muonium precession frequency is due to the large magnetic moment of the electron roughly a

¹⁾ Supported in part by the Swiss National Science Foundation.

factor 100 higher. In the present paper a careful study on the muonium formation in Si is presented.

The influence of the charge carrier concentration in Si and Ge on the formation of muonium was first studied by Feher et al. [1]. These authors measured the amplitude of the free muon precession as a function of doping. For a high doping concentration, the μ^+ amplitude corresponded to about 100% polarization. At a free-electron concentration of $10^{14}/\text{cm}^3$ the amplitude dropped almost to zero. This implied that the muon spin interacted strongly with the target medium. In a subsequent work, Eisenstein et al. [2] investigated the dependence of the longitudinal polarization on temperature and external field strengths in Si with various donor concentrations. The quenching curves obtained by the longitudinal field measurements of Adrianov et al. [3] indicated the formation of muonium in a mildly *p*-type sample of Si.

The direct detection of muonium in Si was reported by Brewer et al. [4]. The dependence of the hyperfine transition frequencies on the applied transverse field could be described by the usual Breit–Rabi form of the spin Hamiltonian:

$$\mathcal{H}_{\text{Mu}} = h\nu_0 \mathbf{I} \cdot \mathbf{S} - g_e \mu_B \mathbf{S} \cdot \mathbf{H} - g_\mu \mu_\mu \mathbf{I} \cdot \mathbf{H} \quad (1)$$

where $\mathbf{I}$ and $\mathbf{S}$ are the muon and electron spin. The hyperfine frequency for Mu in Si was found to be $\nu_0(\text{Si}) = 0.45 \nu_0(\text{vacuum})$. This reduction has been interpreted [5] as being due to a ‘dielectric swelling’ of the interstitial muonium atom. In addition to this ‘normal’ muonium state (Mu), low transition frequencies were observed which were attributed to a so-called anomalous state of muonium (Mu*). The field dependence of these frequencies was not understood.

Using the high flux of the muon channel at SIN an extended investigation of the behaviour of muons in Si was begun. Various measurements on a 12 g *p*-type crystal with a doping of $10^{13}/\text{cm}^3$ and cooled to 30°K revealed interesting features of the Mu* frequencies. In particular, in a high statistic run at zero applied field three precession frequencies at 36, 52, and 92 MHz have been detected [6]. Field dependent measurements taken with the [111] axis of the crystal parallel to the applied field showed the transition frequencies depicted in Figure 1. The observed frequencies were explained by a spin Hamiltonian with an axially symmetric hyperfine interaction:

$$\mathcal{H}_{\text{Mu}^*} = h\nu \mathbf{I} \cdot \mathbf{S} + h\delta I^z S^z - g_e \mu_B \mathbf{S} \cdot \mathbf{H} - g_\mu \mu_\mu \mathbf{I} \cdot \mathbf{H}, \quad (2)$$

where the *z*-direction coincides with anyone of the $\langle 111 \rangle$ directions of the diamond lattice of Si. If the external field $\mathbf{H}$ is parallel to the *z*-axis the eigenvalues of $\mathcal{H}_{\text{Mu}^*}$ are given by

$$E_{1(3)} = h(\nu + \delta)/4(\bar{+})(g_e \mu_B + g_\mu \mu_\mu)H/2 \quad (3)$$

$$E_{2(4)} = -h(\nu + \delta)/4(\bar{+})h(\nu^2 + \Gamma^2 H^2)^{1/2}/2, \quad (4)$$

where

$$\Gamma = (g_e \mu_B - g_\mu \mu_\mu)h = (g_e/2) \times 2.815 \text{ MHz/G}. \quad (5)$$

In zero applied field the three transition frequencies ν , $\nu + \delta/2$, and $\delta/2$ result which can be identified with the above-mentioned peaks in the Fourier transform. With increasing strength of the applied field the amplitudes of the four transition frequencies change and above ~ 50 G only the transitions $E_1 \leftrightarrow E_2$ and $E_3 \leftrightarrow E_4$ have non-

vanishing amplitudes. The corresponding frequencies are shown by the light broken curve in Figure 1. The fit to the data gives the following values:

$$\nu = 92.1 \pm 0.3 \text{ MHz}$$

$$\delta = -75.0 \pm 0.3 \text{ MHz.} \quad (6)$$

The same parameter values lead to the heavy broken lines in Figure 1 which are the theoretical transition frequencies obtained by a numerical diagonalization of (2) for the case where the applied field lies at an angle of $\theta = 70.5^\circ$ with respect to the z -axis.

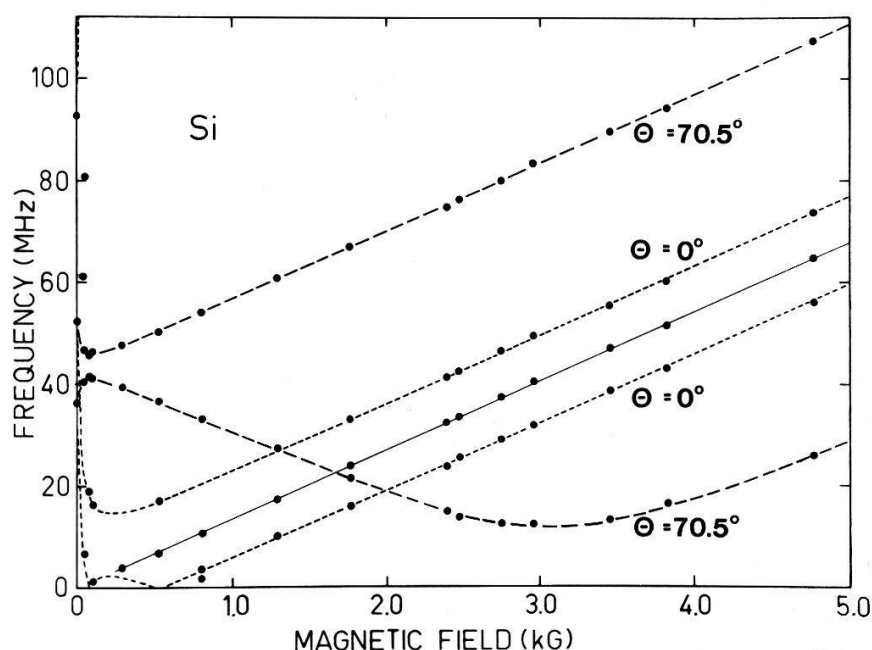


Figure 1

The experimentally observed precession frequencies are plotted (solid circles) as a function of the external field applied along the $[111]$ direction. Theoretical curves are included for the ' μ^+ ' component (solid line) and for the ' Mu^* ' components. The light (heavy), broken curves correspond to Mu^* centres whose symmetry axes make an angle $\theta = 0$ (70.5°) with the applied field. The precession components attributable to 'normal' muonium (Mu) are not shown.

The agreement between the theoretical values and the observed frequencies shown in Figure 1 thus leads to the following interpretation. Part of the muons stopped in Si form an axially symmetric (z) muonium state Mu^* with a hyperfine interaction corresponding to equation (2). If the applied field is along a $[111]$ crystal axis, one fourth of the ensemble of μ^+ forming Mu^* has z along the field direction leading to one pair of transition frequencies (light broken lines). Three quarters of the ensemble have z along $[1\bar{1}\bar{1}]$, $[\bar{1}1\bar{1}]$, and $[\bar{1}\bar{1}1]$. These axes lie at an angle of $\theta = 70.5^\circ$ with respect to the field axis and give rise to the other pair of frequencies (heavy broken lines). This model has been further checked by measuring the change of the frequencies as a function of the sample orientation in a fixed field of 3.83 kG [6].

The success of the spin Hamiltonian (2) in representing the data indicates that Mu^* is a paramagnetic state involving a muon with axial symmetry about a $\langle 111 \rangle$ crystal axis. Several physical models for the electronic structure of this anisotropic Mu^* state are under investigation. The possible models should also explain the

coexistence of the Mu^* state with the normal Mu state as well as its disappearance at higher temperatures and on change of doping.

Extensive measurements on the formation probabilities of the three muon states in silicon (μ^+ , Mu , Mu^*) as a function of doping and temperature dependence were performed. The results are shown in Figure 2.

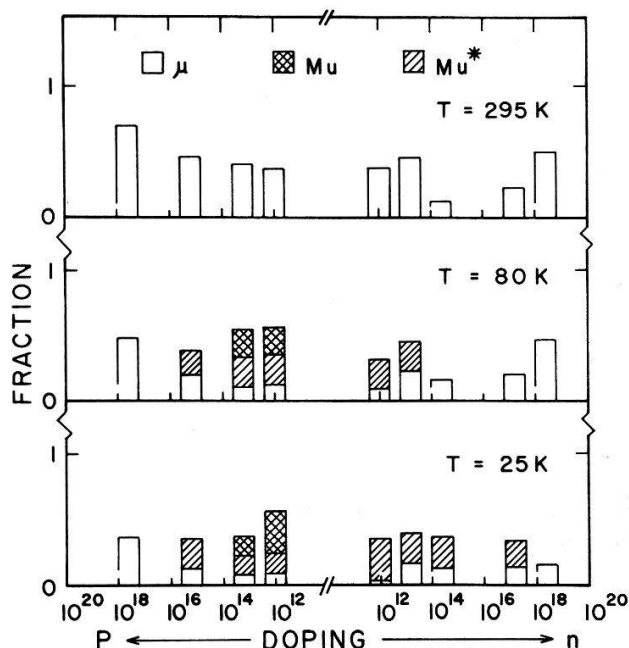


Figure 2

The measured fractions of the initial muon polarization appearing in the three components ' μ^+ ', ' Mu ' and ' Mu^* ' are plotted as a function of temperature and doping. The μ^+ fraction was determined by a least-squares fit to the μSR histogram. The Mu and Mu^* fractions were determined from the integrated Fourier intensity (with account taken of the unobserved transitions). The estimated relative errors are 10% for the μ^+ components and 40% for the Mu and Mu^* components.

The absence of muonium states at high temperatures and in both doping extremes is believed to be related to the absence of muonium in most metals, where free charge carriers screen the electron-muon Coulomb interaction and/or relax the spin of the muonium electron. The behaviour of the μ^+ component agrees well with previous results [1, 2].

REFERENCES

- [1] G. FEHER, R. PREPOST and A. M. SACHS, *Phys. Rev. Lett.* **5**, 515 (1960).
- [2] B. EISENSTEIN, R. PREPOST and A. M. SACHS, *Phys. Rev.* **142**, 217 (1966).
- [3] D. G. ANDRIANOV, E. V. MINACHEV, G. G. MYASISHCHEVA, YU. V. OBUKHOV, V. S. ROGANOV, G. I. SAVEL'EV, V. G. FIRSOV and V. I. FISTUL', *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **58**, 1896 (1970) [*Sov. Phys. JETP*, **31**, 1019 (1970)].
- [4] J. H. BREWER, K. M. CROWE, F. N. GYGAX, R. F. JOHNSON, B. D. PATTERSON, D. G. FLEMING and A. Schenck, *Phys. Rev. Lett.* **31**, 143 (1973).
- [5] J. S. WANG and C. KITTEL, *Phys. Rev.* **B7**, 713 (1973).
- [6] B. D. PATTERSON, W. KÜNDIG, P. F. MEIER, F. WALDNER, H. GRAF, E. RECKNAGEL, A. WEIDINGER, TH. WICHERT and A. HINTERMANN, *Phys. Rev. Lett.* **40**, 1347 (1978).

Muonium states in silicon : II

A. HINTERMANN (SIN), P. F. MEIER and B. D. PATTERSON

(Physik-Institut, Universität Zürich)

The time behaviour of the muon spin polarization for the anomalous muonium state in silicon, which is described by the Hamiltonian

$$\mathcal{H}^* = A\mathbf{I}_\mu \cdot \mathbf{S}_e + B I_\mu^Z S_e^Z - g_\mu \mu_\mu \mathbf{I}_\mu \cdot \mathbf{H} - g_e \mu_B \mathbf{S}_e \cdot \mathbf{H}$$

is investigated. The differential equations for the components of the density matrix are analytically solved for the case $\mathbf{H} = (0, 0, H)$, and explicit expressions for the time-dependent muon-polarization are given for various initial conditions. The general case of an arbitrarily oriented magnetic field is solved numerically and compared with the experimental data in silicon. Possible models for the anomalous muonium states giving rise to the spin Hamiltonian $\mathcal{H}^*$ will be discussed.

Intrinsische und Trap limitierte Diffusion von positiven Myonen in höchst reinem Niobium

H. K. BIRNBAUM¹⁾, M. CAMANI²⁾, H. T. FIORY³⁾, F. N. GYGAX²⁾, W. J. KOSSLER⁴⁾, W. RUEGG²⁾, A. SCHENCK²⁾ und H. SCHILLING²⁾

In einem hochreinen und speziell ausgegasteten Nb-Einkristall wurde die Diffusion von positiven Myonen im Temperaturbereich 10°K–280°K untersucht. Unterhalb 20°K wurde die reine intrinsische Diffusion beobachtet, die durch Selftrapping am tetrahedratischen Zwischengitterplatz gekennzeichnet ist. Bei höheren Temperaturen wird die Diffusionsrate durch Einfang an Restverunreinigungen (O, N) begrenzt. Die 'Trap' limitierte Diffusionsrate folgt gut einem Arrheniusgesetz mit einer Aktivierungsenergie von (50 ± 2) MeV. Die Ergebnisse werden im Rahmen der Flynn-Stoneham Theorie diskutiert.

¹⁾ Dept. of Metallurgy, Univ. of Illinois, Urbana, Ill. 61801, USA.

²⁾ Laboratorium für Hochenergiephysik, ETH Zürich, c/o SIN, 5234 Villigen.

³⁾ Bell Laboratories, Murray Hill, N.J. 07974, USA.

⁴⁾ The College of William and Mary, Williamsburg, Virg. 23186, USA.

Évaluation de la contrainte de Peierls dans les métaux à structure CFC

P. STADELMANN et W. BENOIT

(Laboratoire de Génie Atomique, EPF-Lausanne)

Le caractère périodique des cristaux implique que l'énergie d'une *dislocation* parallèle à une direction dense doit être une fonction périodique de sa position dans le réseau. Cette variation d'énergie est appelée 'potentiel de Peierls'.

L'approche théorique de cette grandeur est délicate. D'un point de vue expérimental, il a été clairement mis en évidence que le mouvement des dislocations à basse température est activé thermiquement et qu'un phénomène de relaxation doit être attribué au franchissement des vallées de Peierls (Relaxation de Bordoni). Le modèle théorique a pu être testé expérimentalement d'une manière parfaite dans des métaux de haute pureté (6N) recristallisés. Il en découle une estimation précise de la contrainte de Peierls.

Etats électroniques et phononiques

Spectral densities of surface states

C. E. T. GONÇALVES DA SILVA

(Institut de Physique Théorique, 1015 Lausanne)

and

B. LAKS

(Instituto de Fisica, Unicamp, Campinas 13100 SP, Brasil)

In recent years there has been much interest in the investigation of the electronic structure of crystal surfaces. We present a simple method for the calculation of the spectral densities of states in cleaved crystals applicable to tight-binding hamiltonians. The method is based on the transformation of the three-dimensional problem into an effectively one-dimensional one, which can be solved numerically. Results for the W (100) surface are presented.

Effects of cation order on the energy bands of GaAs-AlAs heterostructures

W. ANDREONI and A. BALDERESCHI

(Laboratoire de Physique Appliquée, EPF, Lausanne)

and

R. CAR

(Laboratoire de Physique Expérimentale, EPF, Lausanne)

The electronic energy bands of the GaAs-AlAs monolayer heterostructure are calculated by the empirical pseudopotential method. The heterostructure has the same energy levels as the $\text{Ga}_{0.5}\text{Al}_{0.5}\text{As}$ homogeneous alloy except for energy shifts and splittings which are smaller than 0.01 eV. A simple one-dimensional model is used to study qualitatively the electronic properties of the (GaAs)-(AlAs) heterostructures at low n values. The model reproduces the correct behaviour for $n = 1$ and predicts that cation order effects should be relevant only for $n \geq 3$.

Local fields in real space for semiconductors and insulators

A. BALDERESCHI

(Laboratoire de Physique Appliquée, EPF-Lausanne, Switzerland)

R. CAR

(Laboratoire de Physique Expérimentale, EPF-Lausanne, Switzerland)

and

E. TOSATTI

(GNSM-CNR, Istituto di Fisica, Università di Roma and International Center for Theoretical Physics, Trieste, Italy)

The microscopic electronic polarization induced by a constant external field is essentially calculated from the dielectric matrices of diamond, Si, Ge, α -Sn, MgO and NaCl. The local fields are displayed in real space, along with the corresponding screening charge. Electric dipoles are set up essentially and at the bond sites in covalent materials. In ionic crystals the anions only contribute to the electronic polarization.

Elektronische Abschirmung von Gitterschwingungen in kovalenten Halbleitern

A. BALDERESCHI und K. MASCHKE

(Laboratoire de Physique Appliquée, EPF, Lausanne)

In der mikroskopischen *Phononentheorie* braucht man eine gute Beschreibung der Anpassung des Valenzelektronengases an die durch die Phononen verursachten *Gitterverzerrungen*. Wir berechnen die Änderung der elektronischen Ladungsverteilung für den Fall der hochsymmetrischen Phononen in Si.

- i) im Rahmen einer selbstkonsistenten Pseudopotentialrechnung
- ii) mit Hilfe der dielektrischen Matrix für Si.

Es zeigt sich, dass die beiden Methoden praktisch gleichwertig sind. Die gefundenen Valenzelektronenverschiebungen werden mit den Annahmen in der Phononen-Modelltheorie verglichen.

Observation of conduction band splitting in CdCr_2S_4

F. MEIER and P. ZÜRCHER

(Laboratorium für Festkörperphysik der ETH, 8093 Zürich)

and

H. PINK

(Siemens AG, Zentrale Forschung und Entwicklung, MAT-13, D-8000 München 80)

The polarization P of photoemitted conduction electrons of n -type CdCr_2S_4 was measured. Although the samples were not magnetically saturated $P \sim 30\%$ at

$T = 20^\circ\text{K}$. This is a direct experimental proof of the conduction band splitting into spin 'up' and 'down' subbands below the Curie temperature $T_c \sim 85^\circ\text{K}$. Similar to EuO doped by trivalent rare earths $n\text{-CdCr}_2\text{S}_4$ exhibits also a large magnetic red shift of the photothreshold below T_c .

f-States in the valence bands of cubic uranium compounds

J. KELLER

(Theoretische Physik)

und

M. ERBUDAK

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETHZ, CH-8093 Zürich)

We used cellular multiple scattering techniques to study the density of states of UC, UN, and US. As a model we used a finite cluster of atoms in a consensed matter like boundary potential. The main results refer to the mixing of the s, p, d, and f states of uranium into a valence and a conduction band. We compare the results with the photoemission energy distribution curves obtained with synchrotron radiation. The majority spin f-band in UN and US stays at the fermi level.

Optische Eigenschaften und elektronische Struktur von USb

J. SCHOENES, M. ROSSINELLI und O. VOGT

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH, 8093 Zürich)

Das Reflexionsvermögen von im Vakuum gespaltenen USb Einkristallen wurde zwischen 0.03 und 11 eV gemessen. Mittels einer Kramers-Kronig Analyse wurde daraus die komplexe dielektrische Funktion, die optische Leitfähigkeit, der Energieverlust und die Zahl der effektiven Elektronen berechnet. Mit Ausnahme des niederenergetischen Bereichs der Spektren, der von freien Ladungsträgern dominiert wird, besteht eine grosse Aehnlichkeit der Spektren mit denjenigen des UO_2 [1]. Die Maxima der $5f \rightarrow 6d$ und $5p (\text{Sb}) \rightarrow 6d$ -Uebergänge sind jedoch zu niedrigeren Energien verschoben. Dies führt zu einer Ueberlappung und Hybridisierung der 5f und 6d Wellenfunktionen und dementsprechend zu den beobachteten freien Ladungsträgern. Aus den Messungen wird ein selbstkonsistentes Energieniveauschema abgeleitet.

LITERATUR

[1] J. SCHOENES, Proc. 23rd Conf. Magnetism and Magn. Mat. (1977), J. Appl. Phys. 49, 1463 (1978).

Highly conducting graphite intercalation compounds: What can we learn from theory?

L. PIETRONERO, S. STRÄSSLER and H. R. ZELLER

(Brown Boveri Research Center, CH-5405 Baden, Switzerland)

The non-linear Thomas Fermi screening problem for the graphite layers is solved exactly in the limit of extreme dilution of the intercalated. The charge induced into the graphite planes mainly resides in the few (1–2) planes close to the intercalate layer. The rest is distributed almost uniformly over several graphite layers. The implications of the charge distribution on the transport properties are discussed.

Transverse magnetoresistance due to spin-orbit coupling in ferromagnets

J.-P. ROUYET and R. FIVAZ

(Laboratoire de Physique Appliquée, EPF-Lausanne)

In an itinerant electron ferromagnet, the conduction electrons are described by an effective Hamiltonian which involves a polarization field induced by spin-orbit coupling. This polarization interacts with the external electric and magnetic fields as well as with the impurities.

The problem of the electrical transport by such electrons is examined. A transport equation is obtained from the Bloch equation for the effective density matrix and is solved to the first order of the spin-orbit coupling. The electric current is calculated and different mechanisms are described by which even a single group of carriers exhibits magnetoresistance.

Dingle temperatures in Al-Li

L. COLE

(Dept. of Physics, Dartmouth College, Hanover, N.H. 03755, USA)

R. MONNIER

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETHZ, 8093 Höggerberg)

and

M. MANNINEN

(Helsinki University of Technology, SF-02150 Espoo, Finland)

Anisotropic relaxation times due to impurity scattering, and Dingle temperatures are calculated for a number of extremal orbits on the Fermi surface of Al doped with Li. The host pseudowavefunctions and Fermi surface are derived from a four orthogonalized plane wave calculation in which the relevant parameters were obtained from a fit to recently published [1] de Haas van Alphen frequencies for 10 extremal

orbits. The scattering of the individual plane waves by the impurity is treated *self-consistently* using the Kohn-Sham density-functional method.

REFERENCE

- [1] P. T. COLERIDGE and P. M. HOLTHAM, J. Phys. F7, 1891 (1977).

Systèmes amorphes et liquides, supraconducteurs

Frequency dependence of the I-V characteristic of ZnO varistors

B. KNECHT

(Brown Boveri Research Centre, CH-5405 Baden-Dättwil)

Zinc oxide varistors are semiconducting ceramics with very highly nonlinear current-voltage characteristics: $\alpha = d(\log I)/d(\log V) > 50$. For frequencies in the range 0.1 Hz to 300 Hz these characteristics are quite strongly frequency dependent: the voltage at a given current increases with increasing frequency; for instance at room temperature and 50 Hz the voltage at 1 mA/cm² is 5% higher than the DC voltage. Possible explanations for the effect in terms of hopping through localized states are discussed.

Elektronenspektroskopie an flüssigen Metallen

J. KRIEG und P. OELHAFEN

(Institut für Physik der Universität Basel)

Wir haben eine Apparatur aufgebaut, die es uns ermöglicht, die bis jetzt vorallem an festen Substanzen angewandten Techniken der Elektronenspektroskopie, wie Elektronen-Energieverlustmessungen, Augerelektronen- und Sekundärelektronenspektroskopie, auf *flüssige Metalle* anzuwenden. Erste Testmessungen am flüssigen und festen Quecksilber zeigen Strukturen, die als Plasmonverluste und Anregungen von d-Elektronen zur Fermienergie interpretiert werden können. Die energetische Verschiebung des Maximums der Sekundärelektronen beim Erstarren des Quecksilbers deutet auf eine mögliche Änderung des Oberflächenpotentialverlaufs hin.

Beobachtung der Elektron-Elektron Streuung bei der Photoemission an flüssigen Metallen

U. GUBLER, P. OELHAFEN

(Institut für Physik der Universität Basel)

F. GREUTER und H. P. PREISWERK

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETHZ)

Messungen der Energieverteilung der Photoelektronen aus *flüssigem Gallium* und *Quecksilber* in Abhängigkeit des Lichteinfallswinkel zeigen, dass sich die

Elektron-Elektron Streuung, je nach dem gewählten Lichteinfallswinkel unterschiedlich stark auswirkt. Einen möglichen Einfluss des Oberflächeneffektes beim nicht senkrechten Einstrahlen mit polarisiertem Licht konnte nicht nachgewiesen werden. Die an Gallium gemessenen relativ hohen Werte des Vektorverhältnisses [1] sind daher eher mit einem anisotropen Volumeneffekt als mit dem Oberflächeneffekt zu erklären.

LITERATUR

- [1] E. GISLER, F. GREUTER und P. OELHAFEN, HPA 50, 5, 611 (1977).

Magnetische Suszeptibilität von flüssigen Pd-Si-Legierungen

M. MÜLLER und H.-J. GÜNTHERODT

(Institut für Physik, Universität Basel)

Mit einer selbstgebauten vollautomatisch arbeitenden Hochtemperatur-Pendelwaage war es möglich, erstmals die magnetische Suszeptibilität von Pd, Si und von Pd-Si-Legierungen im *flüssigen Zustand* zu messen. Die diamagnetische Suszeptibilität von festem halbleitendem Si springt am Schmelzpunkt auf paramagnetische Werte, deren Größenordnung durch das Modell freier Elektronen gegeben ist. Sehr gute quantitative Übereinstimmung mit dem Experiment erhält man durch Berücksichtigung der Elektron-Elektron-Wechselwirkung. Die Suszeptibilität von Pd folgt bei hohen Temperaturen und im flüssigen Zustand einem Curie-Weiss-Gesetz. Der Wert von reinem Pd wird durch Zulegieren von Si bis zu einer Konzentration von etwa 20 at.% Si drastisch reduziert. Im Bereich von 20 bis 60 at.% Si ist die Suszeptibilität negativ und steigt dann zum Wert von flüssigem Si an. Die Anwendbarkeit der Stoner-Wohlfarth-Theorie und des Modells von Edwards auf Pd und Pd-Si wird diskutiert.

Legierungsmodulation für optische Reflexionsmessungen

K. P. ACKERMANN und H.-J. GÜNTHERODT

(Institut für Physik, Universität Basel)

Es wird über den Aufbau einer Apparatur zur Messung der differentiellen optischen Reflexion im Bereich von 1.5 bis 6 eV unter Ultrahochvakuumbedingungen berichtet. Der sonst übliche Modulationsparameter (Temperatur, Druck, Wellenlänge des Lichts, elektrisches und magnetisches Feld) ist in unserem Fall die Differenz der Legierungskonzentration von zwei unabhängigen Proben (Legierungsmodulation). Gleichzeitig ist die Messung der absoluten Reflexion mit dieser Apparatur möglich. Hauptziel unserer Untersuchungen sind *flüssige und amorphe Metalle*. Es wurden erste Versuchsmessungen an kristallinen Cu-Legierungen, flüssigen Ga-In, Ga-Au und amorphen Pd-Si Proben durchgeführt.

Messung der dielektrischen Dispersion im Zeitbereich am Beispiel von Alkohol-Gemischen

J. WALDMAYER und I. ZSCHOKKE-GRÄNACHER

(Institut für Physik der Universität Basel)

Die seit 1969 bekannte Methode zur Gewinnung von dielektrischen Spektren im Zeitbereich wird kurz vorgestellt. Sie bietet gegenüber konventionellen Mess-techniken im Frequenzbereich zwei wesentliche Vorteile: Einerseits ist sie sehr breitbandig (typischerweise 100 MHz–10 GHz erfassbar in einer einzigen Messung), und andererseits erlaubt sie eine rasche und bequeme Bestimmung der dielektrischen Dispersion. Das Messverfahren konnte von uns in einigen Punkten verbessert werden. Anhand von Untersuchungen des dielektrischen Verhaltens von *Alkohol-Gemischen* werden die Möglichkeiten und die Genauigkeit der Methode aufgezeigt.

Wärmeleitungsmessungen an Blei im supraleitenden Zustand ($T/T_c \leq 0.15$)

W. ODoni und H. R. OTT

(Lab. für Festkörperphysik, ETH, Zürich)

Bei Temperaturen genügend weit unterhalb T_c wird fast der gesamte Wärmestrom durch die Phononen getragen. Wärmeleitungsmessungen an Bleieinkristallen zwischen 0.05 und 1 K zeigen für Temperaturen unter 0.4 K Exponenten in $\kappa \propto T^\alpha$ zwischen 3.2 und 3.6. Bekanntlich wird für Oberflächen- und Korngrenzenstreuung $\alpha = 3$ erwartet. Diese Abweichung kann mit der Theorie über resonante Streuung der Phononen an Dislokationen von A. Granato erklärt werden.

Aus Messungen von κ entlang der [100] und [111] Richtung finden wir eine messbare Anisotropie der Wärmeleitfähigkeit für Proben mit Durchmesser der etwa doppelten freien Weglänge. Solche Anisotropien werden erwartet wenn die freie Weglänge der Phononen vergleichbar wird mit dem Durchmesser der Probe senkrecht zum Wärmestrom.

Mesures de résistivités électriques de différents composés supraconducteurs de structure A15

H. DEVANTAY et R. FLÜKIGER

(Département de Physique de la Matière Condensée, Université de Genève, 32, bd. d'Yvoy, 1211, Genève 4)

Nous présentons et comparons de nouvelles mesures de résistivité électrique entre 4.2 K et 320 K d'alliages supraconducteurs de structure A15 à base de Nb, V, Cr et Mo.

Propriétés diélectriques et magnétoélectriques de $\text{Bi}_2\text{Bi}_4\text{Fe}_2\text{Ti}_3\text{O}_{18}$

J.-A. DÉVERIN

(SSIH, 2500 Bienne)

On a mesuré la dépendance thermique de la permittivité de céramique BTF 2. Trois singularités ont été observées dont deux, à 898°C et 752°C , ont un comportement du type Curie-Weiss et sont associées à des transitions de phase. La troisième, aux environs de 400°C , dépend de la fréquence et de l'échantillon; elle est provisoirement attribuée à l'apparition de l'ordre magnétique. Une figure d'hystérésis a été observée à température ambiante. Un effet magnétoélectrique linéaire important a été mesuré à l'ambiante, même sur des échantillons non pré-magnétisés. Nous concluons que BTF 2 est un ferromagnétoélectrique de symétrie magnétique ponctuelle $m'm2'$.

Über die Stabilität metallischer Gläser

H. BECK

(Institut für Physik, Universität Basel, Basel)

Drei Eigenschaften amorpher Legierungen: (a) der beschränkte Konzentrationsbereich, der (b) sehr oft ein tiefliegendes Eutektikum umfasst, und (c) der niedrige und häufig sogar negative Temperaturkoeffizient (NTK) des elektrischen Widerstandes werden auf die relative Grösse von $2k_F$ (Durchmesser der Fermikugel) und k_p (erstes Maximum im Strukturfaktor) zurückgeführt. Die Zimantheorie liefert einen NTK wenn $2k_F \approx k_p$. Dann fallen aber auch die Maxima der Paar-korrelationsfunktion mit den Minima des effektiven, abgeschirmten Paarpotentials zusammen. Dies kann die Stabilität der ungeordneten Phase erhöhen und die eutektische Temperatur erniedrigen.

Force constants of the vortex lattice in a superconducting thin film

G. LAKSHMI and P. MARTINOLI

(Lab. für Festkörperphysik, ETH, Zürich)

The wavelength dependence of the force constants $D_l(\mathbf{k})$ and $D_t(\mathbf{k})$ for longitudinal and transverse deformations of the vortex lattice in a superconducting thin film ($d \ll \lambda$) has been determined within the framework of the London model for the mixed state. Numerical calculations have been performed for deformations propagating along the two high-symmetry directions of the triangular lattice. Both $D_l(\mathbf{k})$ and $D_t(\mathbf{k})$ show strong dispersive character. The results are discussed in view

of their relevance to the problem of a vortex lattice interacting with a periodic pinning force field [1].

REFERENCE

- [1] P. MARTINOLI, Phys. Rev. B17, 1175 (1978).

Dynamique de l'état mixte à deux dimensions dans un fil creux

E. HOLGUIN, D. ROBIN, L. RINDERER et F. ROTHEN

(Institut de Physique Expérimentale de l'Université de Lausanne, CH-1015 Dorigny, Switzerland)

Un étude de la statique [1, 2] a montré l'existence d'une couche de l'état mixte à deux dimensions dans un fil creux parcouru par un courant I_0 . La présence d'un courant axial I_b dans la cavité permet de déplacer cette couche mixte en différents endroits de l'échantillon creux.

Nous présentons une étude de la dynamique lorsque la couche mixte subit un déplacement de la surface externe de l'échantillon à l'intérieur de celui-ci par suite d'une modification brusque de I_0 .

BIBLIOGRAPHIE

- [1] I. L. LANDAU et YU. V. SHARVIN, JETP Lett. 15, 59 (1972).
[2] E. HOLGUIN, D. ROBIN et F. ROTHEN, à paraître dans HPA.

Diagramme de phases du système Nb-Ge

J. L. JORDA

(Département de Physique de la Matière Condensée, bd d'Ivoy 32, 1211, Genève 4)

Le système Nb-Ge a été étudié par micrographies, microdureté, diffraction RX, microsonde, analyse thermique haute température (2200°C), analyse thermique sur des échantillons en lévitation. Nous présentons le diagramme de phases de ce système.

Mesure automatique de profondeur de pénétration dans des supraconducteurs utilisant un microprocesseur

N. J. IMFELD, C. EGLOFF et L. RINDERER

(Institut de Physique Expérimentale de l'Université de Lausanne, CH-1015 Dorigny, Switzerland)

La mesure de la pénétration $\lambda(t)$ avec $t = T/T_c$ dans des échantillons cylindriques supraconducteurs à l'état Meissner provient de la méthode de Schawlow [1]. Le circuit produisant le champ magnétique est un oscillateur marginal présenté dans une session SSP précédente [2]. L'automatisation qui permet une meilleure statistique autour T_c se base sur un microprocesseur à 8 bit. L'acquisition de 50 mesures/sec ainsi que le contrôle et le test de stabilité de la température T de l'échantillon sont possibles.

Des améliorations permettront le calcul direct de la fonction $\Delta\lambda = \Delta\lambda(y)$ $y = \sqrt{1/(1 - t^4)}$ et son traçage $X - Y$ en temps réel.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] A. L. SCHAWLOW, Phys. Rev. Vol. 113, No. 1 (1959).
[2] P.-A. PROBST et al., Rev. Sci. Instrum., Vol. 17, No 12, (1976).

Transitions de phase

Strukturelle Phasenübergänge in $(\text{CH}_3)_3\text{NHCdCl}_3$

U. WALTHER und D. BRINKMANN

(Universität Zürich)

G. CHAPUIS

(Universität Lausanne)

und

H. AREND

(ETH-Zürich)

Es wurden Kristalle des Typs $(\text{CH}_3)_n\text{NH}_{4-n}\text{MCl}_3$ ($n = 1 \dots 4$, $M =$ Uebergangsmetall) gezüchtet, insbesondere die Verbindung TrMCd mit $n = 3$, $M = \text{Cd}$. Ihre Struktur wurde bei 174 K durch Einkristall-Röntgenbeugung bestimmt. Zwischen 170 und 400 K wurde keine Änderung der Laue-Symmetrie beobachtet. Mittels DTA wurden Phasenübergänge bei etwa 342, 374 und 415 K gefunden. Messungen der Proton-Spin-Gitter-Relaxationszeit ergaben, dass die Phasenübergänge mit der Dynamik der organischen Gruppe verknüpft sind.

Ordnungs-Unordnungs Umwandlung in der Schichtstruktur $\text{NH}_3(\text{CH}_2)_4\text{NH}_3\text{MnCl}_4$

R. KIND, S. PLESKO und J. ROOS

(Laboratorium für Festkörperphysik ETHZ, Hönggerberg, 8093 ZH)

Die Temperaturabhängigkeiten der ^{35}Cl -NQR-Linien und der Doppelbrechung senkrecht zur Schicht zeigen eine strukturelle Phasenumwandlung zweiter Ordnung bei 382 K. ($T < T_c: P2_1/b$ [1], $T > T_c$: unbekannt). Durch Deuteronen-NMR-NQR an Einkristallen von $\text{ND}_3(\text{CH}_2)_4\text{ND}_3\text{MnCl}_4$ konnte gezeigt werden, dass die Alkylketten eine sprunghafte Rotation zwischen zwei stabilen Orientierungen ausführen. Während oberhalb T_c beide Orientierungen gleich wahrscheinlich sind, wird unterhalb T_c eine Orientierung mit sinkender Temperatur zunehmend stärker bevorzugt. Der gemessene Temperaturverlauf des Ordnungsparameters ergibt für den kritischen Exponenten β einen Wert von 0.35 ± 0.05 . Für die Doppelbrechung liegt der kritische Exponent zwischen den Werten 0.6 und 0.7, d.h. dass die induzierte Doppelbrechung mit der zweiten Potenz des Ordnungsparameters läuft.

Die Unterschiede zu den ähnlichen Ordnungs-Unordnungs Umwandlungen in $\text{NH}_3(\text{CH}_2)_n\text{NH}_3\text{CdCl}_4$ mit $n = 3$ und 5 [2] werden diskutiert.

LITERATUR

[1] K. TICHY, private Mitteilung.

[2] R. KIND, S. PLESKO und J. ROOS, *Helv. Phys. Acta* 50, 601 (1977).

Transitions métal-isolant dans le modèle de Falicov-Kimball [1]

H. A. RAZAFIMANDIMBY

(Institut de Physique théorique, Université de Lausanne, B.S.P., 1015 Lausanne)

Le modèle de Falicov-Kimball est proposé pour expliquer les transitions dans les composés de terres-rares ou de métaux de transition. Le modèle est le suivant, pour un atome métallique il y a deux états : tous les électrons sont localisés sur l'atome, ou bien un des électrons est délocalisé et promu dans la bande de conduction laissant une charge positive excédentaire (trou). On cherche le nombre d'électrons promus dans la bande de conduction à l'équilibre thermodynamique. Pour ce faire on utilise la méthode des fonctions de Green de D. Zubarev [2] pour calculer la densité d'états effectifs (tenant compte de l'interaction electron-trou) des électrons de conduction.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] R. RAMIREZ, L. M. FALICOV et J. C. KIMBALL, Phys. Rev. B2, 3383 (1970).
[2] D. ZUBAREV, Sov. Phys.-Uspekhi 3, 320 (1960).

Druckinduzierte Valenzänderung in $\text{Tm}_{0.5}\text{Eu}_{0.5}\text{Se}$

B. BATLOGG, E. KALDIS und P. WACHTER

(Laboratorium für Festkörperphysik, 8093 Zürich)

Aus der Gitterkonstante von $\text{Tm}_{0.5}\text{Eu}_{0.5}\text{Se}$ (NaCl Struktur, $a = 6.0418 \text{ \AA}$) kann auf eine Valenz von +2 sowohl der Tm als auch der Eu Ionen geschlossen werden. Das Spektrum der optischen Reflektivität zeigt, dass die $4f^{13}$ Zustände des Tm^{2+} die höchsten besetzten sind, dann folgen 1.8 eV tiefer die $4f^7$ des Eu^{2+} und schliesslich das $4p$ Valenzband des Se. Oberhalb von $T \simeq 200 \text{ K}$ verhält sich der elektrische Widerstand *halbleitend* ($E_a \simeq 50 \text{ meV}$), darunter *metallisch*, d.h. $d\rho/dT > 0$. Ein zweites ausgeprägtes Maximum bei $T \sim 20 \text{ K}$ ist stark magnetfeldabhängig. Unter hydrostatischem Druck verkleinert sich ρ kontinuierlich von $8 \text{ m}\Omega\text{cm}$ auf $0.3 \text{ m}\Omega\text{cm}$ bei $p = 15 \text{ kbar}$, ändert sich aber bei höherem Druck nur noch wenig. Ein Anwachsen der Plasmafrequenz unter Druck bestätigt die starke Zunahme der Ladungsträgerkonzentration infolge des Valenzwechsels der Tm Ionen.

Der ^{27}Al -Kernspin-Raser als Phasenübergang 2. Ordnung

P. BÖSIGER, E. BRUN und D. MEIER

(Physikinstitut der Universität Zürich)

Bei Inversion der Besetzungszahlen der ^{27}Al -Kernzeemannniveaux durch dynamische Kernpolarisation in Rubin lassen sich in einem auf die Larmorfrequenz

abgestimmten äusseren LC-Kreis kohärente Raser-Oszillationen erzeugen. Der Uebergang vom inkohärent zum kohärent strahlenden Zustand stellt einen Phasenübergang 2. Ordnung dar. Ausgehend von den Bloch'schen Gleichungen wird eine dynamische Gleichung für den Ordnungsparameter und ein Raserpotential hergeleitet. Anhand dieses Potentials werden die Stabilitätskriterien für die beiden Zustände untersucht. Ferner wird der Einfluss des thermischen Rauschens im LC-Kreis auf die Dynamik des Phasenüberganges und der auftretende 'soft mode' diskutiert.

Photo-électrons, systèmes magnétiques

Optisches Pumpen an Metallen

P. ZÜRCHER und F. MEIER

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH, 8093 Zürich)

Aehnlich wie in Halbleitern ist es möglich in Wolfram durch optisches Pumpen Elektronen einer Spinrichtung bevorzugt anzuregen. Messungen an einer cäsierten (100)-Oberfläche eines *Wolfram Einkristalles* für Lichtenergien $h\nu > 1.6$ eV zeigen, dass das Polarisationspektrum $P(h\nu)$ der *Photoelektronen* durch direkte Band-Uebergänge erklärt werden kann. Die kleinen Polarisierungen $|P_{\text{Max}}| < 10\%$ führen wir auf verschiedene Ursachen zurück: Im Vergleich zu Halbleitern ist in Metallen die Austrittstiefe der Elektronen klein, was zu einer Verbreiterung der Endzustände führt. Uebergänge unterschiedlicher Spinrichtung aus Spin-Bahn aufgesplatteten Anfangszuständen können überlappen und somit die Polarisation verringern. Wegen dem grossen Einfangswinkel ϑ der Apparatur stammt der Hauptteil der Elektronen nicht aus der Hauptsymmetrierichtung allein, sondern aus dem von ϑ und E_{kin} der Elektronen abhängenden Austrittskegel, wo die Symmetrie der Wellenfunktionen verringert ist; diese bestimmt jedoch die Polarisation eines Ueberganges.

Photoemission aus ferromagnetischem Urantellurid

W. EIB, M. ERBUDAK, F. GREUTER, K. MATTENBERGER und B. REIHL

(Laboratorium für Festkörperphysik der ETHZ, CH-8093 Zürich)

Wir stellen die ersten Spektren spinpolarisierter *Photoelektronen* aus UTe Einkristallen vor. In der Nähe der Photoschwelle emittiert UTe 20% *negativ* polarisierte Elektronen, d. h., ihr magnetischen Moment steht anti-parallel zur Kristallmagnetisierung. Mit wachsenden Anregungsenergien wird die Polarisation zwar kleiner, bleibt jedoch negativ bis $h\nu = 11$ eV. Da die Magnetisierung von den *5f* Elektronen herrührt, kommen nur *6d* Elektronen, die mit den *5f*'s ein hybridisiertes Leitungsband bilden (Vergleich mit US [1]), in Frage. Sie sind demnach anti-parallel mit den *5f*'s gekoppelt. Unpolarisierte Beiträge von vollen Te Schalen sind für die Abnahme der Polarisation bei höheren Photonenergien verantwortlich.

LITERATUR

[1] D. E. EASTMAN und M. KUZNIETZ, J. Appl. Phys. 42, 1396 (1971).

Wasserstoffspeicherung : Katalytisch wirksame Oberflächenschicht in LaNi_5

L. SCHLAPBACH und H. C. SIEGMANN

(Laboratorium für Festkörperphysik ETHZ, 8093 Zürich)

und

C. R. BRUNDLE

(IBM, San Jose, Ca. 95193)

LaNi_5 ist im Vergleich zu andern hydridbildenden Verbindungen leicht zu aktivieren und unempfindlich gegen Verunreinigungen. Wir haben mit XPS-Messungen und Untersuchungen der magnetischen Eigenschaften eine Oberflächensegregation festgestellt. In einer Oberflächenschicht diffundiert La an die Oberfläche und oxidiert. Ni-Ausscheidungen bleiben zurück. Sie werden durch das La weitgehend von Sauerstoff geschützt und katalysieren als metallische Partikel wahrscheinlich die Dissoziation des Wasserstoffes. Mit jedem Hydrierungszyklus wird die aktive Oberfläche erneuert.

Die Ergebnisse sind in Phys. Rev. Letters 40, 972 (1978) veröffentlicht worden.

Oberflächensegregation in LaNi_5 -Einkristallen unter Sauerstoffeinfluss

TH. VON WALDKIRCH und P. ZÜRCHER

(Laboratorium für Festkörperphysik ETHZ, 8093 Zürich)

Die aus XPS- und magnetischen Messungen abgeleitete *Oberflächensegregation* in polykristallinem LaNi_5 [1] wurde mit *niederenergetischer Elektronenbeugung (LEED)* und *Auger-Elektronen-Spektroskopie (AES)* an Einkristallen im Ultrahochvakuum näher charakterisiert. Es zeigt sich, dass auftreffender Sauerstoff der treibende Faktor ist. Unter seinem Einfluss verarmt die oberste Oberflächenschicht mehr und mehr an Nickel und reichert sich proportional dazu mit Sauerstoff an. Es wird ein Modell abgeleitet, bei welchem der Nickel unter einer La-O-Oberflächenschicht vor Oxidation geschützt wird.

LITERATUR

- [1] H. C. SIEGMANN, L. SCHLAPBACH, C. BRUNDLE, Phys. Rev. Lett. 40, 972 (1978).

Magnetische und magneto-optische Messungen am Schichtmagneten $(\text{CH}_2)_3(\text{NH}_3)_2\text{CuCl}_4$

H. VON KÄNEL, H. AREND und P. WACHTER

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH, 8093 Zürich)

Das magnetische Phasendiagramm des Antiferromagneten $(\text{CH}_2)_3(\text{NH}_3)_2\text{CuCl}_4$ wurde mit Hilfe von Magnetisierungsmessungen und der linearen magnetischen Doppelbrechung bestimmt. Aus Suszeptibilitätsmessungen ergibt sich ein Néelpunkt von $T_N = 14.9 \pm 0.2$ K. Die *magnetische Struktur* besteht aus antiferromagnetisch geordneten ferromagnetischen *Schichten*. Die Hochtemperaturreihenentwicklung der Suszeptibilität für das zweidimensionale Heisenberg-Modell liefert für den ferromagnetischen Intraebenaustausch $J/k = 16.5 \pm 1.5$ K. Die antiferromagnetische Austauschwechselwirkung zwischen benachbarten Schichten (J') ist relativ stark ($|J'|/J \sim 10^{-1}$), sodass die Substanz eine eher schlechte Approximation des zweidimensionalen Heisenberg-Modells darstellt. Um ein idealeres zweidimensionales Verhalten zu erreichen, muss somit der Schichtabstand durch Verlängerung der Kohlenstoffketten weiter vergrößert werden.

RKKY Austausch im System GdP-GdS

P. WACHTER, E. KALDIS und R. HAUGER

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETHZ, 8093 Zürich, Hönggerberg)

Die magnetische Suszeptibilität und die Magnetisierung wurde für eine Reihe von GdP und GdS Verbindungen untersucht, die verschiedene Stöchiometrien und Legierungsverhältnisse hatten. Für alle Zusammensetzungen der Proben wurde ebenfalls die Dichte der Ladungsträger bestimmt. Sie konnte zwischen 0.07 und 1.2 Elektronen pro Gd Ion verändert werden.

In Funktion der Ladungsträgerkonzentration beobachtet man positive und negative paramagnetische Curie Temperaturen die eindeutig einer RKKY Schwingung zuzuordnen sind. Dieser oszillierende Austausch durch die Leitungselektronen ist einem antiferromagnetischen *fd Superaustausch* sowie einer Dipol Wechselwirkung überlagert. Alle Verbindungen bleiben jedoch *Antiferromagneten*.

Röntgen – Photoelektronen aus amorphem Phosphor

J. BRUNNER und M. THÜLER

(Laboratorium für Festkörperphysik ETH, Zürich)

S. VEPŘEK und R. WILD

(Anorganisch-Chemisches Institut der Universität, Zürich)

Abstract. The stability of amorphous phosphorus prepared by plasma chemical transport has been investigated by means of XPS. Even after a long term exposure to air, less than a monolayer of oxygen was

observed on freshly deposited samples. The prominent satellites associated with the 2s and 2p photopeaks are attributed to plasmon excitation. Brute force is needed to oxidize the samples. An oxide layer with a thickness of 20 Å only is formed after one hour exposure to air at about 50°C in presence of oversaturated water vapour. The thickness can be increased by further treatment under the same conditions. It seems plausible to assume that the remarkable stability observed is due to the fact that very few dangling bonds are produced by this method of preparation.

1. Einleitung

Die amorphen Halbleiter haben in den letzten Jahren – nicht zuletzt wegen potentieller Anwendungsmöglichkeiten – beträchtlich an Bedeutung gewonnen. Aufgrund der Schwierigkeit stabile Proben herzustellen, sind jedoch bisher Untersuchungen an Phosphor praktisch ausgeblieben. Durch chemischen Transport im Niederdruckwasserstoffplasma ist es kürzlich gelungen Proben herzustellen, die eine bemerkenswerte Stabilität aufweisen [1, 2, 3]. Es wurde festgestellt, dass die elektrischen Eigenschaften des Phosphors unverändert geblieben sind, nachdem solche Proben während längerer Zeit der atmosphärischen Luft ausgesetzt wurden. Dies hat zur vorliegenden Untersuchung Anlass gegeben. Ihr Ziel war es, Bedingungen zu finden, unter welchen der im Plasma hergestellte amorphe Phosphor oxidiert werden kann. Dank ihrer ausgeprägten Oberflächenempfindlichkeit ist die Spektroskopie der Röntgen- Photoelektronen zu derartigen Untersuchungen sehr geeignet.

2. Probenherstellung

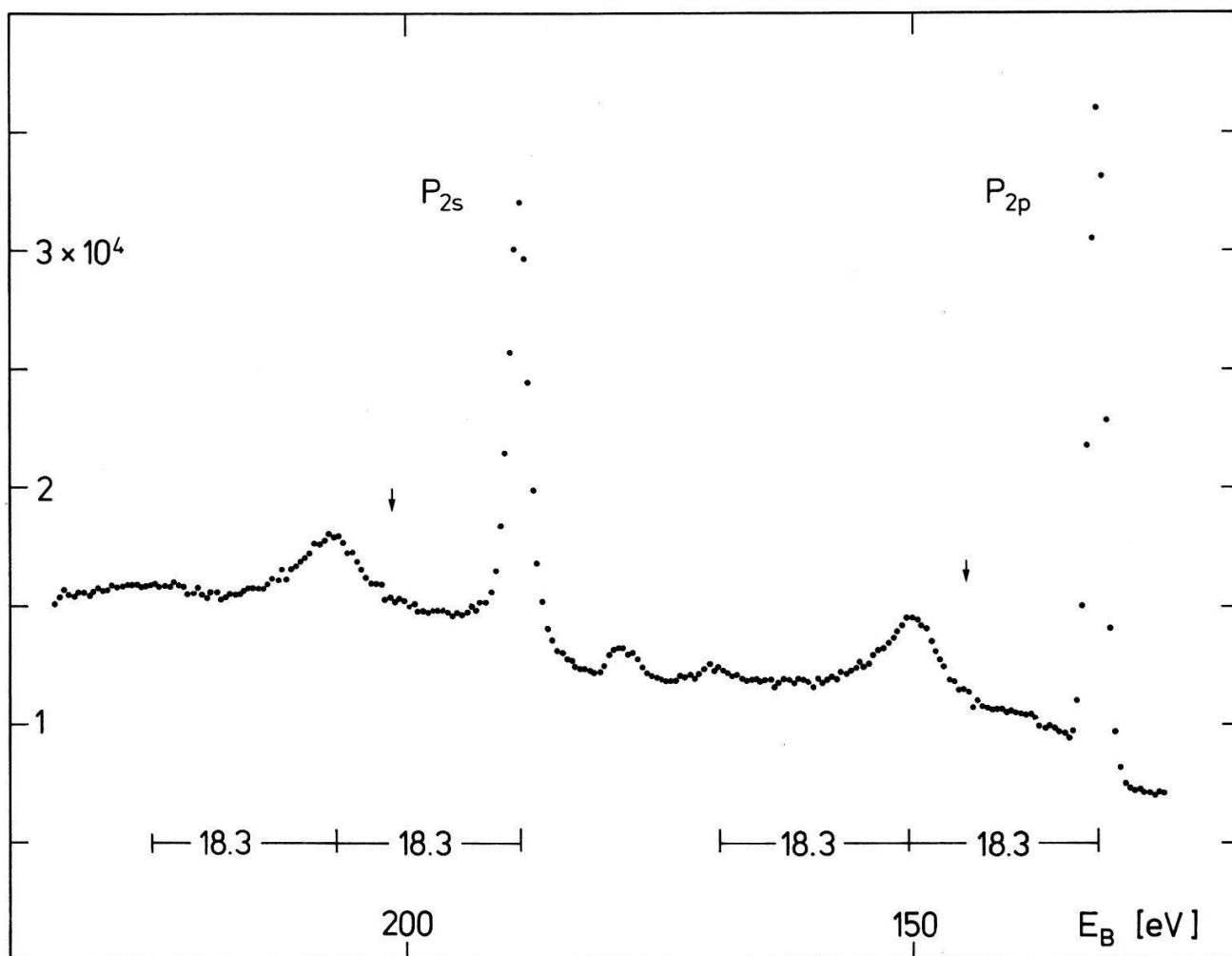
Die Herstellung von massiven Proben und von dünnen Schichten aus amorphem Phosphor wurde bereits ausführlich beschrieben [2, 3]. Das Ausgangsmaterial, roter Phosphor, wird zunächst in einem Quarzrohr sorgfältig unter Vakuum entgast. Danach wird im Rohr eine Strömung von 50–100 Torr cm³ s⁻¹ Wasserstoff bei einem Druck von ca. 1 Torr aufrechterhalten. Erst dann wird eine kapazitiv gekoppelte Hochfrequenz-Entladung bei einem Strom von 0.5–1 A eingeschaltet. Unter diesen Bedingungen bilden sich flüchtige Phosphorhydride. Diese zersetzen sich in einer Zone geringer Plasmadichte und niedriger Neutralgastemperatur unter Abscheidung von festem Phosphor. Die bei dieser Untersuchung verwendeten Proben wurden auf rostfreiem Stahl (20 × 10 × 1 mm) bei einer Substrattemperatur von ca. 94°C abgeschieden. Die Dicke der Phosphorschicht betrug jeweils ca. 20 µm. Der nach dieser Methode hergestellte Phosphor enthält im allgemeinen 2–3 Atom% Wasserstoff. Dieser Wert kann durch nachträgliches Tempern im Vakuum herabgesetzt werden. Durch den Transport wird der Phosphor weitgehend gereinigt. Die nachgewiesene Konzentration an metallischen Verunreinigungen beträgt einige ppm oder weniger [3].

Bis zum Anfang der Messung waren die Proben während ca. 30 Minuten der Luft ausgesetzt. Um eventuelle Fremdstoffe nachzuweisen, wurde die Energieverteilung der Photoelektronen mit Bindungsenergien zwischen 0 und 800 eV aufgenommen. Neben den erwarteten Phosphorlinien wurden nur die C_{1s}- und die O_{1s}-Linie nachgewiesen. Aus den gemessenen Intensitäten dieser Linien ergibt sich eine Bedeckung von ca. 0.1 Atomlagen Kohlenstoff und ca. 0.5 Atomlagen Sauerstoff. Dabei wurde ein Wert $\Lambda_p = 20 \text{ Å}$ für die inelastische freie Weglänge der Photoelektronen im Phosphor angenommen und die von Scofield [5] berechneten Photowirkungsquerschnitte verwendet.

3. Messungen und Resultate

Die Energieverteilung der mit AlK_α -Strahlung angeregten P_{2s} - und P_{2p} -Photoelektronen ist in Fig. 1 dargestellt. Aus Leitfähigkeitsmessungen geht hervor, dass Aufladungseffekte vernachlässigbar sind. Die angegebenen Bindungsenergien wurden Ref. [6] entnommen. Die Satelliten in Richtung zunehmender Bindungsenergie entsprechen Photoelektronen, die durch Plasmonanregung diskrete Energieverluste erlitten haben. Diese Interpretation ergibt sich aus den folgenden Beobachtungen: (A) Neben jeder Linie werden im gleichen Energieabstand zwei Satelliten beobachtet. (B) Der gemessene Energieunterschied beträgt 18.3 ± 0.2 eV in Übereinstimmung mit dem erwarteten Wert von 18.0 eV. (C) Die Intensität der Satelliten nimmt mit zunehmender Oxidation allmählich ab. Die schwachen Schultern, die ca. 13 eV neben der $2s$ -, bzw. $2p$ -Linie erscheinen, treten bei der für die Anregung von Oberflächenplasmonen erwarteten Energie von 12.7 eV auf. Zur Prüfung dieser Interpretation ist jedoch eine Messung bei streifender Emissionsrichtung unerlässlich.

Aus der gemessenen Energieverteilung lassen sich zwei bemerkenswerte Tatsachen feststellen: (A) Photolinien, die dem oxidierten Zustand des Phosphors

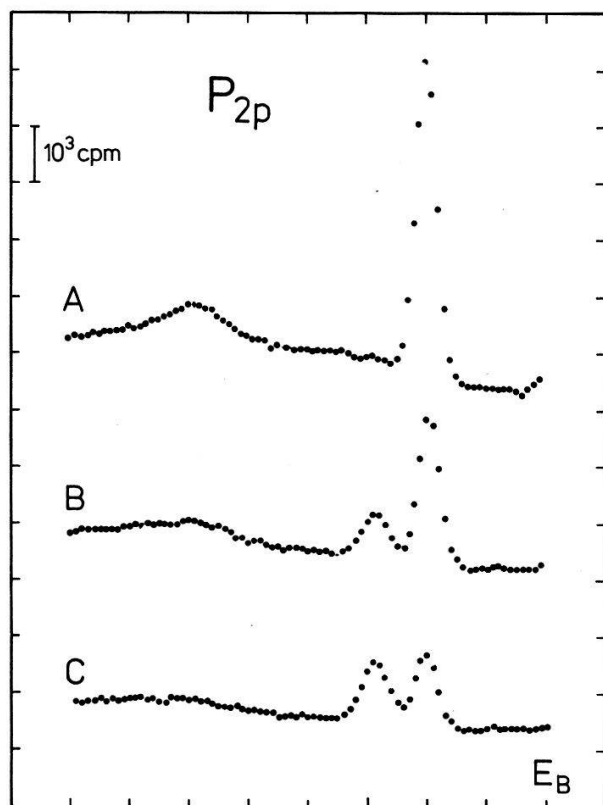


Figur 1

P_{2s} - und P_{2p} -Photoelektronen aus amorphem Phosphor (summierte Intensitäten). Die Satelliten kommen durch Plasmonanregung zustande. Die erwartete Lage des Oberflächenplasmons ist durch einen Pfeil angegeben.

entsprechen und infolgedessen eine andere Bindungsenergie aufweisen, sind nicht feststellbar. Dies wird durch die geringfügige Intensität der O_{1s} -Photolinie bestätigt, siehe Fig. 3A. Daraus kann geschlossen werden, dass eine eventuell auftretende Oxidschicht auf der Probenoberfläche dünner als eine Atomlage ist. Dies ist eher überraschend, wenn man berücksichtigt, dass die Probe ca. 30 Minuten der Luft ausgesetzt wurde. (B) Die beobachtete Plasmonenergie ist mit der im Rahmen des Modells freier Elektronen erwarteten in Übereinstimmung. Dabei wird wie bei den bisher gemessenen Halbleitern angenommen, dass alle Valenzelektronen für die Plasmaschwingung verantwortlich sind. Die physikalische Interpretation dieser Schwingung scheint bei Halbleitern und Metallen dieselbe zu sein.

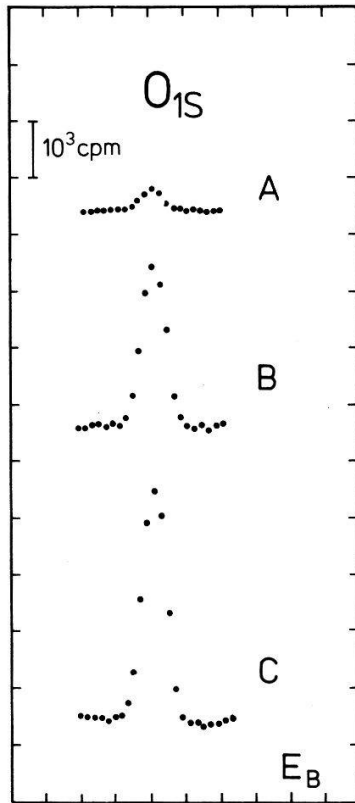
Eine merkwürdige Eigenschaft der im Plasma hergestellten Phosphorproben ist die hervorragende Stabilität gegen Oxidation. Diese wurde dadurch festgestellt, dass die Proben auch nach längerer Zeit an der Luft keine nennenswerten Änderungen ihrer Photoelektronenspektren aufwiesen. Sogar nach 4 Stunden bei 150°C an der atmosphärischen Luft und nach etwa 3 Wochen in einem mit Silikagel beschickten Exsikkator wurde keine Änderung festgestellt. Erst nach einer gewaltsamen Behandlung wurden die Photolinien des Oxids nachweisbar. Figur 2A stellt die P_{2p} -Photolinie einer frisch hergestellten Probe dar. Danach wurde die Probe über siedendem Wasser bei einer Temperatur von ca. 50°C eine Stunde lang an der Luft gehalten. Figur 2B zeigt die P_{2p} -Photoelektronen nach dieser Behandlung. Die Photolinie ist infolge der verschiedenen Bindungszustände im Element bzw. im Oxid aufgespalten. Der Energieunterschied beträgt 4.1 eV. Die gleiche Aufspaltung wird bei der P_{2s} -Photolinie beobachtet. Die entsprechende Intensitätszunahme der O_{1s} -



Figur 2

(A) P_{2p} -Photolinie aus einer frisch hergestellten Probe (ca. 30 Minuten an der Luft). (B) Nach einstündiger Oxidation bei ca. 50°C in wasserübersättigter Luft. (C) Nach dreieinhalbstündiger Oxidation.

Photolinie ist in Fig. 3B zu erkennen. Aus dem Intensitätsverhältnis ergibt sich eine Dicke der Oxidschicht von ca. 0.9 Einheiten der inelastischen freien Weglänge Λ_p der Photoelektronen in Phosphor. Nach dreieinhalbständiger Behandlung unter den gleichen Bedingungen wurde das Spektrum C in Fig. 2 gemessen. Die geschätzte Oxid-Dicke beträgt in diesem Fall ca. $2.4 \Lambda_p$.



Figur 3

Entsprechende Intensität der O_{1s} -Photolinie A, B und C vgl. Fig. 2.

An einer frisch hergestellten Probe wurde eine schwache O_{1s} -Photolinie nachgewiesen, vgl. Fig. 3A. Aus den vorliegenden Messungen lässt sich der entsprechende Zustand des Sauerstoffs nicht eindeutig bestimmen. Die O_{1s} -Linie erscheint zwar bei der für das Oxid beobachteten Bindungsenergie. Es wäre infolgedessen naheliegend, diese Linie dem Oxid zuzuordnen. Dieser Schluss ist jedoch kaum verträglich mit der Beobachtung, dass die Probe keine fortschreitende Oxidation aufwies, nachdem sie längerer Zeit der atmosphärischen Luft ausgesetzt wurde. Aufgrund der bisherigen Untersuchungen kann somit das Vorhandensein einer anderen chemischen Form des Sauerstoffs an der Probenoberfläche nicht ausgeschlossen werden.

4. Zusammenfassung

Die vorliegenden Messungen haben gezeigt, dass die durch chemischen Transport im Niederdruckwasserstoffplasma hergestellten Proben aus amorphem Phosphor sich durch eine bemerkenswerte chemische Stabilität auszeichnen. Ausgeprägte, neben den P_{2s} - und P_{2p} -Photolinien auftretende Satelliten werden der Plasmonan-

regung zugeordnet. Eine merkliche Oxidation der Probe wurde erst nach längerer Behandlung in wasserübersättigter Luft bei erhöhter Temperatur festgestellt. Diese ausgeprägte chemische Stabilität dürfte auf eine geringe Anzahl von ungesättigten Valenzen zurückzuführen sein. Diese Interpretation ist mit der bei ESR Untersuchungen [7] beobachteten, äusserst niedrigen Dichte der ungepaarten Elektronenspins in Übereinstimmung.

Dem Schweizerischen Nationalfonds zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung danken wir für die finanzielle Unterstützung dieser Arbeit.

LITERATUR

- [1] S. VEPŘEK und H. R. OSWALD, Z. anorg. allg. Chem. 412, 190 (1975).
- [2] S. VEPŘEK, Pure Appl. Chem. 48, 163 (1976).
- [3] R. WILD und S. VEPŘEK, zur Veröffentlichung vorbereitet.
- [4] W. E. SPEAR, S. VEPŘEK und R. WILD, zur Veröffentlichung vorbereitet.
- [5] J. H. SCOFIELD, J. El. Spectr. 8, 129 (1976).
- [6] J. A. BEARDEN und A. F. BURR, Rev. Mod. Phys. 39, 125 (1967).
- [7] E. DEISS, J. AMMETER, R. WILD und S. VEPŘEK (z.Zt. laufende ESR Untersuchungen).

Winkelverteilung von Röntgenphotoelektronen aus NiO-Einkristallen

M. THÜLER und J. BRUNNER

(Laboratorium für Festkörperphysik ETH, Zürich)

Abstract. The interpretation of the satellites associated with the photoelectrons from NiO is still controverted. We show that the angular distribution curve (ADC), as measured from a cleaved crystal, brings a valuable contribution to the solution of the problem. The ADC of the O_{1s} photoline and of its satellite are different. It results from their behaviour that the satellite does not belong to NiO and is rather due to excess oxygen at the surface. On the other hand, the ADC of the $Ni\ 2p_{3/2}$ photoline and its 6.9 eV satellite are similar. This fact confirms the intrinsic character of this satellite and is consistent with the attribution to the shake-up charge transfer suggested hitherto.

Einleitung

Die Uebergangsmetalloxide haben interessante elektrische und magnetische Eigenschaften. Sie wurden deshalb in den letzten zehn Jahren intensiv untersucht. Es zeigte sich, dass auch ihre XPS-Spektren reich an Strukturen sind, für die bisher zum Teil noch keine endgültige Interpretation gefunden wurde. Im Falle des NiO zeigen alle uns bekannten Messungen, dass sämtliche Photolinien aufgespalten sind. Solche Satelliten werden bei der Photoemission recht häufig beobachtet, und man erhofft sich durch das Verständnis ihrer Anregungsmechanismen mehr über die Wechselwirkungen bei der Photoemission zu erfahren. Wir haben untersucht, inwiefern die vorgeschlagenen Interpretationen mit der Messung der *Winkelverteilung* der Photoelektronen verträglich sind.

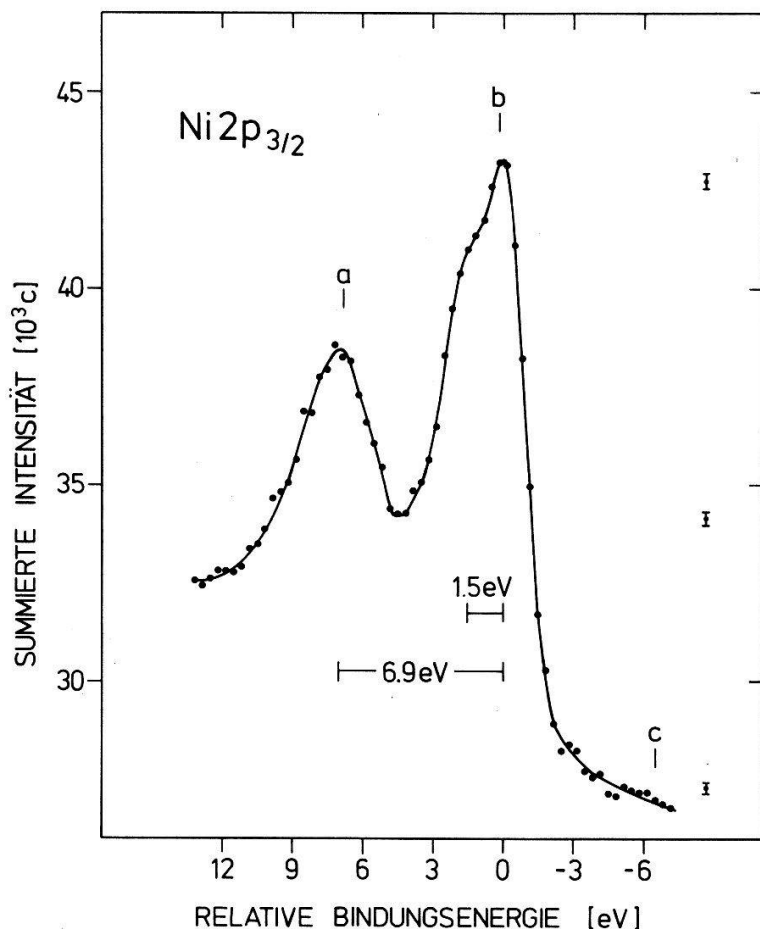
Experimentelles

Die Apparatur wurde bereits früher beschrieben [1, 2]. Bei den Winkelverteilungen wird die Probe um eine senkrecht zur Spektrometerebene stehende Achse

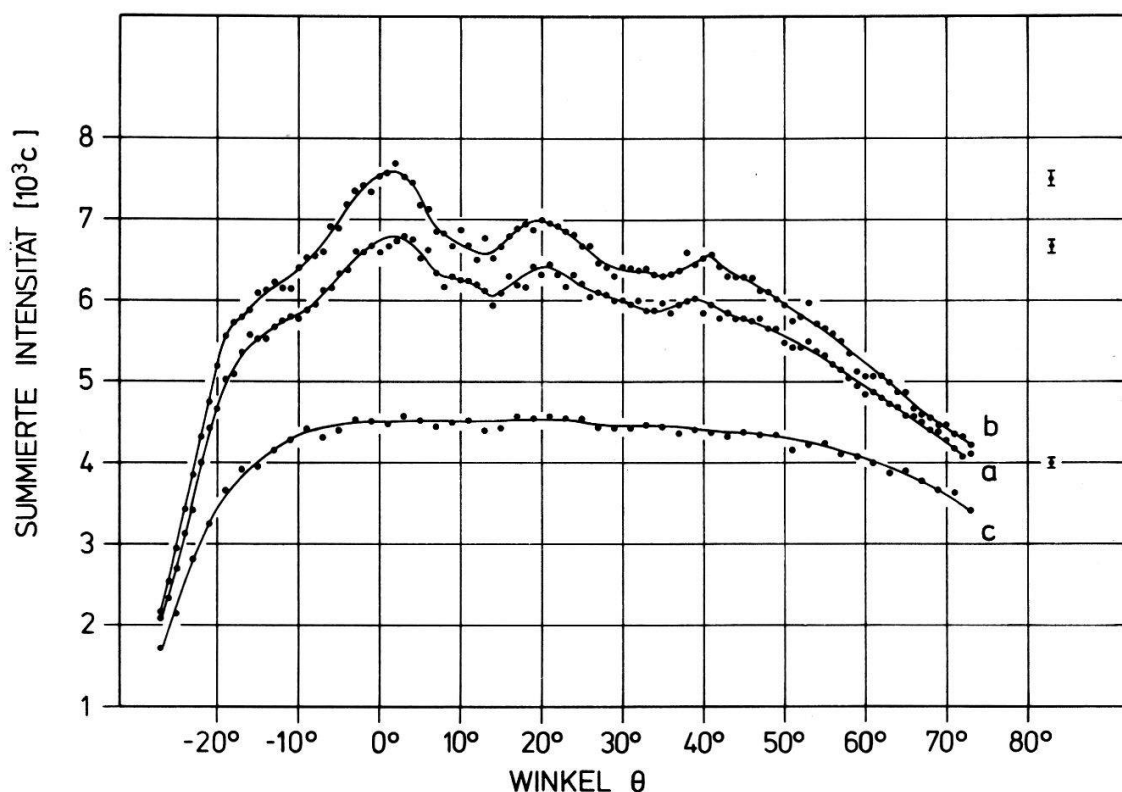
gedreht. Der Winkel zwischen analysierten Photoelektronen und einfallender Röntgenstrahlung bleibt dabei konstant. Der Winkel θ ist durch die Flächennormale der Probe und die Richtung der analysierten Photoelektronen definiert. Als Proben wurde ein an Luft gespaltenen Einkristall und eine in situ bei ca. 250°C oxidierte Metallplatte (polikristallin) verwendet. Die Kristalloberfläche (7×11 mm) war eine (100)-Ebene, was mit einer Laue-Aufnahme überprüft wurde. Die [001]-Achse war ungefähr parallel zur Rotationsachse.

Messungen

In Fig. 1 ist das Spektrum im Energiegebiet des Ni $2p_{3/2}$ -Zustandes dargestellt. Die komplizierte Struktur ist eine typische Erscheinung bei den Uebergangsmetall-oxiden und ist mit den früher publizierten Messungen an polikristallinem NiO konsistent [3, 4, 5]. Die Schulter bei ca. 1.5 eV wird verschiedenen Endzuständen der p^5d^8 -Konfiguration (Multipllett) zugeschrieben. Eine solche wurde z.B. in [6] für MnF_2 berechnet und steht in guter Uebereinstimmung mit Experimenten [7]. Spätere Berechnungen [8] für Ni^{2+} können nicht mit dem Experiment verglichen werden, da dort die Kristallfeldeffekte nicht berücksichtigt wurden. Die Multiplettaufspaltung ist abhängig von der Grösse des Gesamtspins der 3d-Schale [9]. Sie



Figur 1.
Energieverteilung der Ni $2p_{3/2}$ -Photoelektronen bei $\theta = 0^\circ$. 0 eV entspricht einer gemessenen Bindungsenergie von 853.9 eV. Die ausgezogenen Kurven in allen Darstellungen sollen nur das Auge führen.

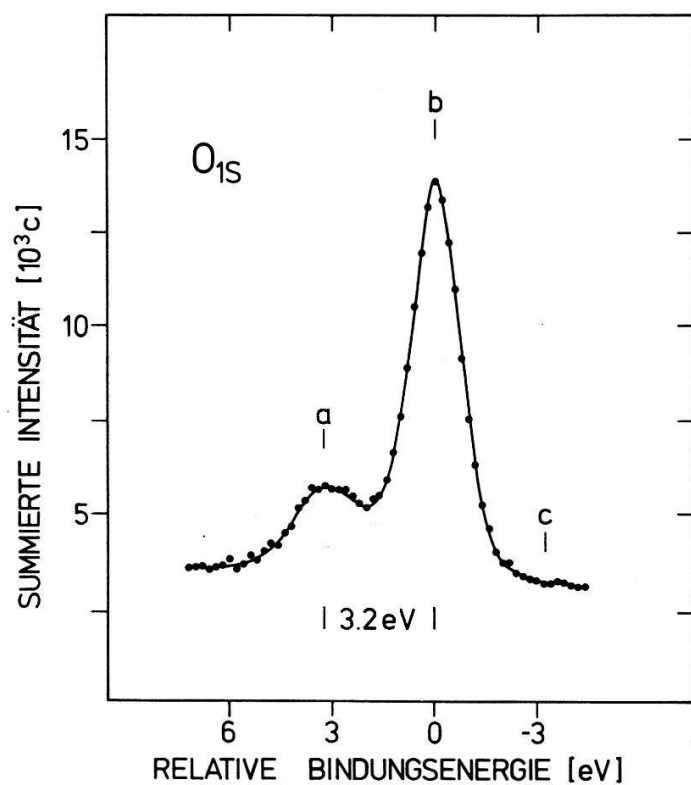


Figur 2

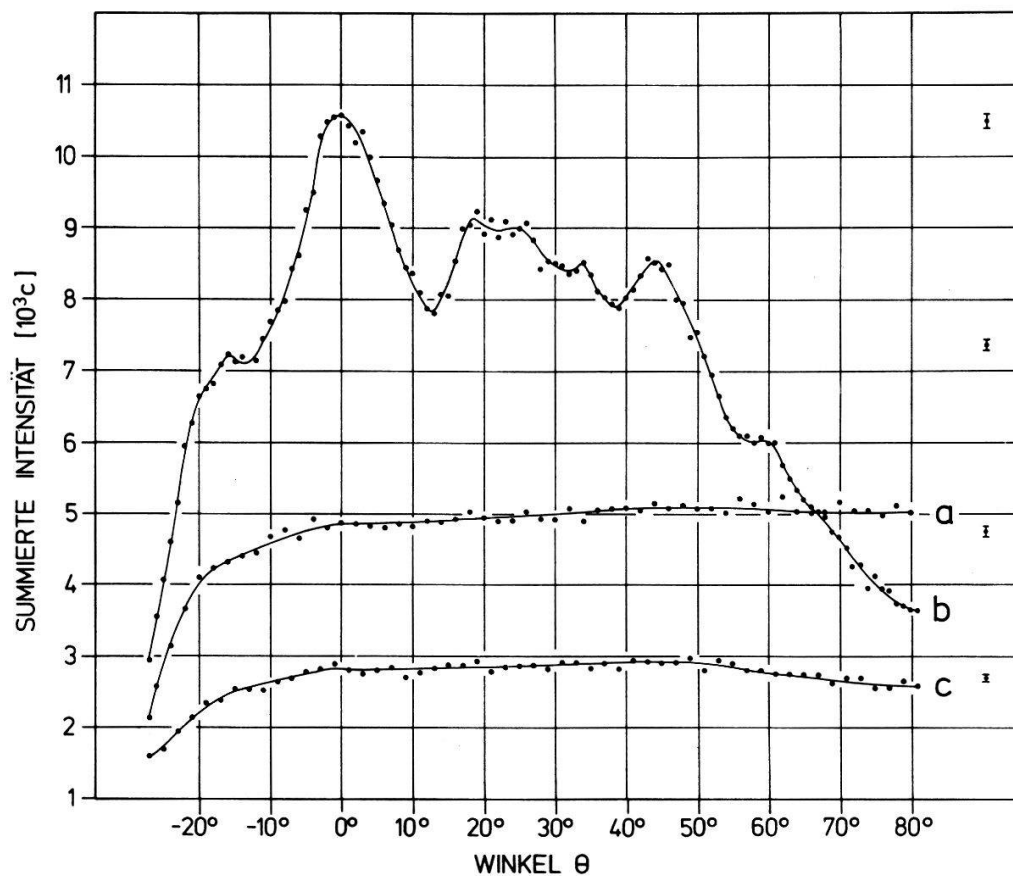
Winkelverteilungen der Ni $2p_{3/2}$ -Intensität bei den in Fig. 1 eingezeichneten Energien a, b, c resp. (Winkelauflösung $d\theta = \pm 1.3^\circ$).

ist auch die Ursache der scheinbaren Vergrößerung der Spin-Bahn-Aufspaltung zwischen $2p_{1/2}$ – $2p_{3/2}$ beim Übergang von Ni (17.25 eV) zu NiO (18.16 eV) [7]. Bei 6.9 eV relativer Bindungsenergie zeigt das Ni $2p_{3/2}$ -Spektrum einen Satelliten, der meist einem Ligand $\rightarrow$ Metall-3d Übergang (Shake-up) zugeschrieben wird [10]. Diese Interpretation ist jedoch immer noch umstritten. Figur 2 zeigt die Winkelverteilung der Intensität bei drei verschiedenen Energien. Die allgemeinen Merkmale, wie der 'cut-off' bei negativen Winkeln und der Abfall der Intensität bei grossen positiven Winkeln, wurden früher beschrieben [1, 2]. Im Gegensatz zum Untergrund (Kurve c) zeigen die Winkelverteilungen der Intensität sowohl des 6.9 eV – Satelliten (Kurve a) wie auch des Linienmaximums (Kurve b) deutliche Beugungserscheinungen. Diese sind auf die elastische Streuung der angeregten Photoelektronen am periodischen Kristallgitter zurückzuführen. Die Probe ist demzufolge bis in die äussersten Atomlagen geordnet. Wegen der relativ kleinen kinetischen Energie der Photoelektronen ($E_{\text{kin}} = 633$ eV) sind die Strukturen breit. Hier interessiert uns jedoch nur, dass die Winkelverteilung der Intensitäten für die Linie und den Satelliten *gleich* sind. Dies ist verträglich mit der vorgeschlagenen Interpretation, dass dieser Satellit simultan mit der Photoanregung entstanden ist. Die Winkelverteilung zeigt weiterhin, dass dieser Satellit eine Eigenschaft von reinem NiO ist.

In Fig. 3 ist die Messung des O_{1s} -Zustandes dargestellt. Der Energieabstand des Satelliten beträgt hier 3.2 eV, gegenüber 1.8 eV bei früher publizierten Messungen an polikristallinen Proben [4, 5]. In Fig. 4 werden die Winkelverteilungen der Intensität bei drei verschiedenen Energien im O_{1s} -Gebiet gezeigt. Wegen der grösseren kinetischen Energie der Photoelektronen ($E_{\text{kin}} \approx 958$ eV) sind hier die Strukturen des

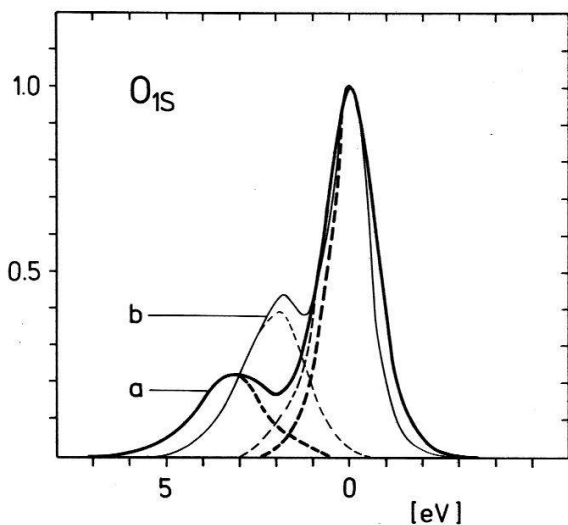


Figur 3
Energieverteilung der O_{1s} -Photoelektronen.



Figur 4
Winkelverteilung der O_{1s} -Intensität bei den in Fig. 2 eingezeichneten Energien a, b, c resp.

Linienmaximums (Kurve b) wesentlich ausgeprägter als in Fig. 2. Bemerkenswert ist die Feinstruktur zwischen 25° und 40° , die auch bei unseren weiteren Messungen beobachtet wurde. Im allgemeinen entspricht der Verlauf den früher an Alkalihalogenidkristallen (ebenfalls f.c.c.) gemessenen [2]. Die Winkelverteilung der Satellitenintensität (Kurve a) ist unerwartet: Die Winkelverteilungen der beiden Komponenten sind stark *verschieden*: Das Fehlen jeglicher Struktur ist ein klarer Hinweis dafür, dass diese Photoelektronen nicht im Innern des NiO-Kristalls angeregt wurden. Dies wird durch den massiven relativen Anstieg der Intensität bei grossem θ verstärkt (surface enhancement, [1]). Daraus folgt, dass diese Komponente von an der Oberfläche adsorbiertem Sauerstoff herrührt und somit mit dem Spektrum von reinem NiO nichts zu tun hat.



Figur 5

(a) Zerlegung der Messung aus Fig. 3 (linearer Untergrund abgezogen). (b) Messung von Wertheim und Hüfner [5] an polikristallinem NiO (Anregung: MgK_α).

In Fig. 5 zeigen wir eine graphische Zerlegung des O_{1s} -Photoelektronenspektrums in zwei Komponenten (Kurve a). Darin ist die NiO-Komponente eine Einfachlinie mit einer ganzen Halbwertsbreite von 1.8 eV. Wir folgern daraus, dass im Gegensatz zu sämtlichen Ni-Linien die O_{1s} -Linie aus reinem NiO keine Satelliten aufweist. Schliesslich wollen wir unsere Resultate mit den Messungen anderer Autoren vergleichen. Dazu haben wir in Fig. 5 die Messung von Wertheim und Hüfner [5] eingezeichnet (Kurve b). Deutlich erkennt man, dass diese Messung eine zweite O_{1s} -Komponente zeigt, deren Energie nicht die gleiche chemische Verschiebung aufweist, wie bei den Messungen am Einkristall. Interessanterweise waren alle unsere Messungen an polikristallinem NiO (sowohl in situ oder an Luft oxidierte Metallplatten als auch ein polierter Einkristall), mit der Messung von Wertheim und Hüfner konsistent. Ob es sich um Sauerstoff eines anderen Adsorbates oder um Ueberschuss-Sauerstoff von bekanntlich meist nichtstöchiometrischem NiO handelt, konnte nicht entschieden werden.

Schlussfolgerung

Mit Hilfe der Winkelverteilung der Röntgenphotoelektronen konnten wir zeigen, dass keine der bisher publizierten Messungen an reinem NiO durchgeführt

wurde. Insbesondere handelt es sich bei der stärker gebundenen O_{1s} -Komponente nicht um einen Satelliten des NiO-Spektrums. Eine früher [5] gegebene Interpretation dieses Satelliten als shake-up Anregung des Ni $3d$ -Zustandes fällt somit dahin. Die Tatsache, dass die O_{1s} -Linie im Gegensatz zu allen Ni-Linien keinen Satelliten aufweist, unterstützt die Annahme, dass es sich bei den anderen beobachteten Satelliten nicht um extrinsische Energieverluste handelt.

Dem Schweizerischen Nationalfonds zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung danken wir für die finanzielle Unterstützung dieser Arbeit.

LITERATUR

- [1] H. ZOGG, ETH Diss. Nr. 5296 (1974).
- [2] J. BRUNNER und M. THÜLER, *Helv. Phys. Acta* **51**, 21 (1978).
- [3] K. S. KIM, *J. Electron Spectrosc.* **3**, 217 (1974).
- [4] K. HIROKAWA, F. HONDA und M. OKU, *J. Electron Spectrosc.* **6**, 333 (1975).
- [5] G. K. WERTHEIM und S. HÜFNER, *Phys. Rev. Lett.* **28**, 1028 (1972).
- [6] R. P. GUPTA und S. K. SEN, *Phys. Rev.* **B10**, 71 (1974).
- [7] S. P. KOWALCZYK, L. LEY, F. R. McFEELY und D. A. SHIRLEY, *Phys. Rev.* **B11**, 1721 (1975).
- [8] R. P. GUPTA und S. K. SEN, *Phys. Rev.* **B12**, 15 (1975).
- [9] I. G. MAIN und J. F. MARSHALL, *Jour. of Phys.* **C9**, 1603 (1976).
- [10] C. E. JOHNSON, *Electronic States in Inorganic Compounds* (ed. P. Day) (D. Reidel Publishing Company, Dordrecht-Holland, 1975), pp. 409–424.

Photoconductivity induced by polaritons near the band-edge of PbI_2

LE CHI THANH, C. DEPEURSINGE and F. LÉVY

(Laboratoire de Physique Appliquée, EPF, Lausanne, Switzerland)

High resolution photoconductivity spectra of the polytypes 2H and 4H- PbI_2 have been measured at low temperatures in the region of the exciton groundstate. Meaningful information as to the propagation and dissipation of electromagnetic wave near the exciton resonance are obtained through a correlative study of these spectra with the corresponding reflection and absorption ones. The intermediate anisotropic polariton branch appears in all experiments at the same energy. A weak photocurrent peak coincides with the sharp absorption spike arising from the bound exciton. These results indicate a close connection between the three optical spectra, without any shift of the photoelectric structures with regard to reflectivity and absorption.

At helium temperature, the main photocurrent line splits into a new doublet structure. The first peak I_L is located at the energy of the reflectivity missing ray, i.e. the longitudinal exciton energy. The second peak lies below the reflectivity maximum near to the transverse exciton energy. These peaks bracket a domain of minimum photoconductivity which is ascribed to the exciton stop band. A significant variation of the relative intensities of I_L and I_T with respect to the phenomenological damping parameter Γ has been observed. The strength of I_L , which predominates mostly at low values of Γ , decreases steeply for increasing values of Γ . A reverse behaviour has been found for the intensity of I_T . The change of Γ has been achieved experimentally by doping or deliberately damaging the crystal or by raising the temperature.

The photoconductivity response is assigned to the exciton decay into free carriers. The relevant dissociation mechanism is provided by local electric fields of defects and/or by phonons. The line structure and its Γ dependent behaviour are discussed on the basis of the energy flux distribution curves and of the polariton absorption lengths calculated recently by De Crescenzi, Harbeke and Tosatti [1].

REFERENCE

- [1] M. DE CRESCENZI, G. HARBEKE and E. TOSATTI, Bull. Am. Phys. Soc. (1977).

Die GaAs Photoemissionsquelle für spinpolarisierte Elektronen

M. ERBUDAK und B. REIHL

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETHZ, CH-8093 Zürich)

Die GaAs Quelle für spinpolarisierte Elektronen hat neben hoher Intensität und Polarisationsgrad den Vorteil, dass der Elektronenstrahl seine Eigenschaften bei Inversion des Polarisationsvektors nicht verändert. Nach gezielter Oberflächenbehandlung haben wir Polarisationsgrad, Intensität, Energie und Energiebreite der emittierten Elektronen untersucht, sowie den Einfluss der Temperatur auf die Emissionseigenschaften. Der vom theoretischen Wert abweichende Polarisationsgrad für die Kristalle mit negativer Elektronenaffinität wird durch Spinrelaxationsmechanismen der angeregten Elektronen und Spinaustauschstreuung an der Oberfläche erklärt.

Oberflächenphotoeffekt für eine bestimmte Klasse von Potentialen

J. M. JOLLER

(Inst. für Theor. Physik III, RUB, D-463 Bochum/BRD)

Im Zusammenhang mit LEED-rechnungen wurde versucht, abweichend vom üblichen Vorgehen, die Oberfläche mit einigen Parametern zu beschreiben. Diese Oberflächen zeigen ein viel realistischeres Verhalten (Refl. koeffizienten) als die übliche Stufe. Sie lassen sich ebenfalls formal exakt lösen. Die Berechnung des Oberflächeneffektes wird als eine Anwendungsmöglichkeit ausgewertet. Dabei wird von der in diesem Falle exakten Formel für den Photostrom:

$$j(x, E) = \left(\frac{eA_x}{2\hbar c} \right)^2 \int_{k_x > 0} d^3k \frac{2}{(2\pi)^3} \cdot n(\epsilon_k) |T_{f_x k_x}|^2 \frac{|M(f, i)|^2}{\hbar^2 |R_{f_x k_x}|^2} \cdot \frac{e\hbar}{mk_x}$$

ausgegangen. Ziel der Untersuchung ist die Kopplung dieses Oberflächen potential an LEED und Total Yield Rechnungen für real Kristalle.

Zur Austauschwechselwirkung in Isolatoren

A. FURRER

(Institut für Reaktortechnik ETHZ, 5303 Würenlingen)

Der Heisenberg-Dirac-Van Vleck Spin-Hamiltonoperator

$$\hat{H} = -2 \sum_{i>j} J_{ij} \hat{S}_i \cdot \hat{S}_j$$

eignet sich vorzüglich zur Beschreibung der magnetischen Austauschwechselwirkung in Isolatoren. Eine befriedigende quantitative Abschätzung der Austauschintegrale J_{ij} ist jedoch bis heute noch nicht gelungen. Grundsätzliche Schwierigkeiten bereiten die Orthogonalität und die Wahl der Wellenfunktionen der am Austausch beteiligten Elektronen, die sich oftmals stark überlappen. Diese Ueberlappung, die zu einer erheblichen Komplikation der Berechnungen führt, bestimmt auch den Typ der magnetischen Ordnung. In Anlehnung an eine Idee von Anderson [1] werden Experimente zum besseren quantitativen Verständnis dieser Ueberlappung vorgeschlagen und an einigen Beispielen demonstriert. Mittels inelastischer Neutronenstreuung an isolierten Clustern magnetischer Atome könne die J_{ij} 's direkt gemessen werden [2], wobei durch Variation der Gitterkonstante die Ueberlappung der Wellenfunktionen verändert wird.

LITERATUR

- [1] P. W. ANDERSON, Phys. Rev. 115, 2 (1959).
- [2] A. FURRER und H. U. GÜDEL, Phys. Rev. Lett. 39, 657 (1977).

Mössbaueruntersuchungen am 2-dimensionalen Antiferromagneten RbFeF_4

P. STRICKLER, F. J. VAN STEENWIJK, H. KELLER und W. KÜNDIG

(Physik-Institut der Universität Zürich)

Das kritische Verhalten der antiferromagnetischen Schichtstruktur RbFeF_4 ($T_N = 133.5 \text{ K}$) wurde mit Hilfe des Mössbauereffekts untersucht. Von einer Einkristall-Probe¹⁾ wurden Spektren im Temperaturbereich von 90–300 K mit γ -Richtung senkrecht zu den Schichten gemessen. Oberhalb der Néel-Temperatur T_N wird ein reines Quadrupolspektrum beobachtet. Unterhalb T_N ergibt die Ausgleichsrechnung, dass der elektrische Feldgradient V_{zz} und das Hyperfeinfeld H ungefähr senkrecht zur Schichtebene stehen. V_{zz} ist negativ und bildet mit H einen Winkel von $\theta = (16 \pm 2)^\circ$. Unmittelbar unterhalb T_N wurde das kritische Verhalten des Hyperfeinfeldes H als Funktion der Temperatur untersucht und mit Modellrechnungen verglichen.

¹⁾ Die Kristalle wurden uns von Dr. M. Eibschütz (Bell Lab.) zur Verfügung gestellt.

Scharfe magnetische Resonanz am quasi 2-d Antiferromagneten [NH₃—(CH₂)₄—NH₃]MnCl₄ im kritischen Gebiet bei T_N

H. HAGEN, H. REIMANN und F. WALDNER

(Physik-Institut, Universität Zürich)

und

H. AREND

(Festkörperphysik ETH-Zürich)

EPR-Messungen bei 9 GHz ergaben bei Annäherung an T_N von oben eine Verbreiterung der Resonanzlinie von 20 Oe auf 5 kOe. Unmittelbar unter $T_N = 42$ K wurde eine asymmetrische scharfe Resonanz mit einer steilen Flanke von weniger als 200 Oe beobachtet, die in einem Bereich von 0.5 K mit der breiten Linie koexistiert. Die scharfe Resonanz zeigt eine ausgeprägte Temperatur- und Winkelabhängigkeit $H \cong H_m(T)/\cos \alpha$ innerhalb und normal zur Schicht. Das minimale Feld $H_m(T)$ steigt von 2.2 kOe bei 42 K auf 7 kOe bei 40 K. Die Resonanz verschwindet bei noch tieferen Temperaturen. Mögliche Interpretationen als antiferromagnetische Anregung, Heller Mode oder als schwache ferromagnetische Resonanz werden in Erwägung gezogen.

Observation of antiferromagnetic mode excitation in the paramagnetic state of the layer compound (C₂H₅NH₃)₂CuCl₄

H. REIMANN, H. HAGEN and F. WALDNER

(Physik-Institut, Universität Zürich)

and

H. AREND

(Festkörperphysik ETH-Zürich)

The layer compound (C₂H₅NH₃)₂CuCl₄ ($T_N = 10.2$ K) has a strong ferromagnetic intralayer exchange field H_E and a weak antiferromagnetic interlayer exchange field H'_E . At 9 GHz a further weak magnetic resonance has been seen at $H = H_{fm} + 2H'_E$ from 4.2 K up to almost $2T_N$, in addition to the ferromagnetic resonance at H_{fm} . If this weak resonance can be interpreted as antiferromagnetic mode excitation in the paramagnetic state (i.e. collapsed sublattice magnetizations in a strong field), the anisotropy of H'_E is measured independently of the sublattice anisotropy field H_A . Further, the measured temperature dependence would yield $H'_E(T)$, which seems to scale with the universal function of ferromagnetic magnetization for dimensionality $d = 3$ below and $d = 2$ above T_N .

Innere magnetische Felder in der Schichtstrukturverbindung $\text{ND}_3(\text{CH}_2)_2\text{ND}_3\text{CuCl}_4$

H. KAMMER

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH-Hönggerberg, 8093 Zürich)

Aethylen-Diammonium-Kupfer-Tetrachlorid ist eine perowskitartige Schichtstrukturverbindung mit monokliner Raumgruppe $P2_1/b$ und $Z = 2$. Chloroktaederschichten sind über $\text{ND}_3(\text{CH}_2)_2\text{ND}_3$ -Ketten miteinander verbunden. Die paramagnetischen Kupferionen befinden sich in den Zentren der Chloroktaeder. Unterhalb $T_N = (34 \pm 1) \text{ K}$ ordnet diese Verbindung ferromagnetisch in der Schichtebenenlängs der monoklinen c -Achse und antiferromagnetisch von Schicht zu Schicht.

Deuteronen-NMR-Rotationsspektren oberhalb T_N enthalten neben dem Zeeman-einerseits einen *quadrupolaren* und andererseits einen *Polarisationsanteil* der Cu^{2+} -Ionen ($H_0 \simeq 21 \text{ kOe}$). Mithilfe der Deuteronen-Punktkoordinaten [1] konnten alle 12 Linien der 6 physikalisch inäquivalenten Deuteronenplätze identifiziert werden: Die Richtungen der grössten Hauptachsenkomponenten der elektrischen Feldgradienten weichen weniger als 3° von den N-D-Richtungen ab.

Unterhalb T_N verdoppelt die Deuteronen-Linienzahl wegen der nun auftretenden von Schicht zu Schicht antiparallelen lokalen Felder. Es wurden Deuteronen-Rotationsspektren oberhalb und unterhalb des Spinflopfeldes $H_{\text{SF}} \simeq 9 \text{ kOe}$ gemessen. Die 24 Linien konnten aufgrund struktureller und magnetischer Symmetrien, sowie Messungen der Temperatur- und Magnetfeldabhängigkeit der Resonanzfrequenzen bei T_N identifiziert werden. Daraus können die lokalen magnetischen Felder an den sechs Deuteronenplätzen bestimmt werden. Ein Vergleich mit berechneten Dipolfeldern, welche durch die Cu^{2+} -Spins ($p_{\text{eff}} = 1.76 \mu_{\text{Bohr}}$) erzeugt werden, zeigte eine schlechte Uebereinstimmung ($H_{\text{berechnet}} \simeq 400 \text{ Oe}$, $H_{\text{gemessen}} \simeq 100 \dots 200 \text{ Oe}$). Diese Diskrepanz ist wahrscheinlich auf Hyperfeinanteile der benachbarten Chloratome zurückzuführen, welche eine abschirmende Wirkung haben.

LITERATUR

- [1] K. TICHÝ et al. *Neutron Diffraction Study of Twinned Crystals of Ethylenediammonium Copper and Manganese Tetrachlorides* (EIR/ETH CH-5303 Würenlingen) AF-SSP-108.

Magnetische Eigenschaften der Cer-monochalkogenide

H. R. OTT, F. HULLIGER und B. NATTERER

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH-Hönggerberg 8093 Zürich)

Wir haben an Einkristallen von CeS, CeSe und CeTe die spezifische Wärme, die thermische Ausdehnung, die magnetische Suszeptibilität und die Magnetisierung bei tiefen Temperaturen gemessen. Alle diese Substanzen ordnen unterhalb 10 K antiferromagnetisch. Im paramagnetischen Gebiet werden Kristallfeldeffekte demonstriert und analysiert. Es wird gezeigt, dass die chemische Zusammensetzung und

offenbar auch die Perfektion der Kristalle einen wesentlichen Einfluss auf verschiedene physikalische Eigenschaften haben. Es wird auch versucht, die Resultate für die Cer-monochalkogenide in Zusammenhang mit den ebenfalls bekannten Daten für die Cer-monopniktide zu bringen.

Struktur und Antiferromagnetismus von EuSb_2

F. HULLIGER

(Laboratorium für Festkörperphysik ETH, 8093 Zürich)

und

R. SCHMELCZER

(Institut de Cristallographie de l'Université, 1015 Lausanne)

EuSb_2 ist eine Mooser-Pearson-Phase, die in der monoklinen CaSb_2 -Struktur kristallisiert. Unterhalb $T_N = 26.3$ K ordnen sich die magnetischen Momente des zweiwertigen Eu antiferromagnetisch. Aus der schwachen Anisotropie kann die Richtung der magnetischen Momente abgeleitet werden. Ihre Anordnung senkrecht zu den Eu-Doppelschichten ist wahrscheinlich $+$ $+$ $-$ $-$.

Magnetostatische Anregungen in stark anisotropen Ferromagneten, Bestimmung von Magnetisierung und Anisotropiefeld

H. REIMANN, H. HAGEN und F. WALDNER

(Physik-Institut Universität Zürich)

und

H. AREND

(Festkörperphysik ETH-ZH)

Magnetostatische Anregungen in rechteckigen Plättchen sind aus Untersuchungen am YIG bekannt. Sie konnten mit isotropen Materialeigenschaften interpretiert werden. Mit den Schichtstrukturen $(\text{C}_n\text{H}_{2n+1}\text{NH}_3)_2\text{CuCl}_4$, $n = 1, 2, \dots$ stehen uniaxiale Ferromagnete mit anisotropem g -Faktor und starker easy-plane Anisotropie zur Verfügung. Das Spektrum, das im konventionellen ESR-Experiment bei 9 GHz, 4.2 K und paralleler Resonanz (Magnetfeld//Schicht) angeregt wird, lässt sich mit der Annahme geometrischer Quantisierung erklären und erlaubt die Bestimmung von Anisotropiefeld H_A und Magnetisierung M_0 .

Apparition du ferromagnétisme dans les alliages désordonnés PdNi, PtNi, RhNi et VN_i

F. ACKER et R. HUGUENIN

(Institut de Physique Expérimentale, Université de Lausanne, CH-1015 Dorigny, Suisse)

La théorie de Landau des transitions de phase, où l'aimantation est spatialement homogène, permet de décrire facilement l'aimantation $M(H, T, c)$ de ces quatre types d'alliages, de part et d'autre de la concentration critique. Une contribution magnétique de moments géants – centrés sur les inévitables amas de Ni – peut être isolée à partir de mesures précises de la variation thermique de l'aimantation, sous champ H constant. Ces amas sont relativement peu nombreux et n'englobent qu'une faible fraction des atomes de Ni. Ils interagissent avec la 'matrice homogène', dont la susceptibilité prend de grandes valeurs au voisinage de la concentration critique; ils précipitent ainsi la transition vers le ferromagnétisme, sans en être fondamentalement responsables. Le modèle proposé permet de rendre compte aisément des effets de la pression hydrostatique sur l'aimantation des alliages PdNi [1]. Dans ces alliages nous estimons à environ 3.7% at. Ni la concentration critique d'apparition du ferromagnétisme dans la 'matrice homogène'. Sont considérés comme des amas les rares groupes de plus de deux atomes de Ni proches voisins [2].

RÉFÉRENCES

- [1] J. BEILLE et G. CHOUTEAU, J. Phys. F: Metal Phys. 5 (1975) 721.
- [2] G. CHOUTEAU, Physica 84B (1976) 25.

Phonons, spectroscopie

Interlayer bonding and effective charges in MoSe₂ and MoTe₂

T. J. WIETING, F. LEVY and PH. SCHMID

(Laboratoire de Physique Appliquée, EPF, Lausanne)

Long-wavelength phonons in MoSe₂ and MoTe₂ have been investigated by infrared and Raman techniques. The frequencies obtained for the A_{1g} , E_{1u} , E_{2g} , and E_{1g} modes in MoSe₂ are 242, 285, 279 (approx.), and 168 cm⁻¹, respectively. Similarly, in MoTe₂, the frequencies are 172, 234, and 232 cm⁻¹ for the A_{1g} , E_{1u} , and E_{2g} modes, respectively. From the infrared data the LO-TO splittings were determined to be approximately 10 cm⁻¹ for MoSe₂ and 10 cm⁻¹ for MoTe₂. These results disagree with previous infrared and Raman investigations of MoSe₂ and MoTe₂, which showed much stronger coupling between the layers and larger effective charge.

Infrared vibrational modes in MoO_3

M. A. PY and PH. E. SCHMID

(Laboratoire de Physique Appliquée, EPF, Lausanne)

Infrared reflectance and absorption *spectra* have been measured between 20 and 1500 cm^{-1} for orthorhombic single crystal of MoO_3 . Group theory predicts seventeen zone-center *infrared-active modes*. Fourteen of these have been observed and their symmetry identified. The reststrahlen-reflectance data were fitted using a factorized form of the *dielectric function* [1]. The polar TO and associated LO *phonon* frequencies and dielectric constants are deduced from this dispersion analysis for all three principal polarizations. These data complete those previously obtained by Raman scattering [2] and are of fundamental interest for the discussion of structural properties in this complex metal oxide.

REFERENCES

- [1] D. W. BERREMAN and F. C. UNTERWALD, *Phys. Rev.* **174**, 791 (1968).
- [2] M. A. PY, PH. E. SCHMID and J. T. VALLIN, *Il Nuovo Cimento* **38B**, 271 (1977).

Evidenz für zwei Phasenübergänge 1. Ordnung in RbAg_4I_5

W. FREUDENREICH und D. BRINKMANN

(Physik Institut, Universität Zürich)

und

J. ROOS und H. AREND

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH, Zürich)

Der *Supraionenleiter* RbAg_4I_5 hat bei Zimmertemperatur (α -Phase) eine elektrische Leitfähigkeit von $0.27 (\Omega \text{ cm})^{-1}$. Laut Literatur zeigt er bei 209 K einen Phasenübergang 2. Ordnung in die β -Phase und bei 122 K einen Uebergang 1. Ordnung in die γ -Phase. Mittels *Kern-Quadrupol-Resonanz* (NQR) haben wir die elektrischen Feldgradienten am Ort des Rb im Temperaturintervall 90–300 K gemessen. Bei 300 K wurde für ^{85}Rb eine Quadrupol-Kopplungs-Konstante von 18.54 MHz und ein Asymmetrieparameter $\eta = 0.748$ bestimmt. Dieses Ergebnis ist nicht im Einklang mit der publizierten Punktsymmetrie für Rb. Ferner zeigen die Feldgradienten einen Sprung bei 209 K, so dass dieser Phasenübergang vermutlich 1. Ordnung ist und damit die Raumgruppen der α - und/oder β -Phase zu korrigieren sind. Bei 150 K wurde eine Sprungfrequenz der Ag-Ionen von etwa 25 MHz abgeschätzt.

NMR-Untersuchung der Ionendynamik im Supraionenleiter Li_3N

D. BRINKMANN und W. FREUDENREICH

(Physik-Institut, Universität Zürich)

und

U. v. ALPEN

(Max-Planck-Institut für Festkörperforschung, Stuttgart)

Die *Kernresonanz* von ^7Li der beiden Lithium-Lagen (1) und (2) im Li_3N wurde im Temperaturintervall 250–400 K mit CW- und Pulsmethoden untersucht, wobei Proben hoher Qualität benutzt wurden. Die Quadrupol-Kopplungs-Konstanten bei Zimmertemperatur betragen 284 bzw. 582 kHz. Die Spin-Gitter-Relaxation der ^7Li -Kerne beider Lagen enthält zwei Zeitkonstanten T_1 : eine kleine von der Grössenordnung 3 ms und eine grosse von mehreren 100 ms, die stark frequenz- und temperaturabhängig ist. Alle T_1 -Werte zeigen eine mehr oder weniger ausgeprägte Anisotropie. Für gewisse Orientierungen wurden die Aktivierungsenergie und die Sprungfrequenz der Li-Diffusion bestimmt. Die Ergebnisse werden im Hinblick auf den noch ungeklärten Ionenleitungsmechanismus diskutiert.

Anwendung der dynamischen Kernpolarisation für die Detektion schwacher Kernresonanzsignale

H. MARXER, B. DERIGHETTI und E. BRUN

(Physik-Institut der Universität Zürich)

Gewisse Kerne wie ^{17}O , ^{25}Mg , $^{47,49}\text{Ti}$, welche in einer grossen Anzahl von festen Körper vorkommen, sind mit konventioneller Kernresonanz nicht beobachtbar. Die geringe Isotopenhäufigkeit und die Kleinheit des gyromagnetischen Faktors setzen eine untere Grenze der Detektionsempfindlichkeit fest. Mit Hilfe der dynamischen Kernpolarisation ist es möglich, die Spintemperatur des Kernsystemes stark herabzusetzen und damit eine Vergrösserung der NMR-Signale zu erhalten. Frühere in unserem Institut ausgeführte Arbeiten haben gezeigt, dass ein Aufbau einer Kernpolarisation auch in sehr verdünnte Spinsysteme möglich ist. An Hand dieser Erfahrung ist es uns gelungen die magnetische Kernresonanz von ^{29}Si und ^{25}Mg in Forsterit (Mg_2SiO_4 0.05% Cr^{3+}) zu messen und zu interpretieren.

Phononenerzeugte diffuse Röntgenstreuung in β -AgI

H. U. BEYELER, P. BRÜESCH und T. HIBMA

(Brown Boveri Forschungszentrum, CH-5405 Baden-Dättwil)

und

W. BÜHRER

(Institut für Reaktortechnik ETHZ)

Die geordnete β -Phase von AgI zeigt bei Raumtemperatur eine intensive stark strukturierte diffuse Röntgenstreuung. Mit Hilfe eines gitterdynamischen Modells, dessen Parameter aus Neutronenstreudaten bestimmt wurden, zeigen wir, dass es sich hier um eine anomal intensive thermische diffuse Röntgenstreuung handelt. Der Hauptanteil der diffusen Streuung abseits der Bragg Reflexe stammt dabei von vier niederfrequenten dispersionsarmen Phononenzweigen. Da solche niederfrequente Gitterschwingungen für viele Supraionenleiter charakteristisch sind, legen unsere Resultate nahe, dass in Supraionenleitern neben unordnungsinduzierter diffuser Streuung auch eine anomal intensive thermische Streuung zu erwarten ist.

Phononen im Superionenleiter α -Silberiodid

W. BÜHRER

(Institut für Reaktortechnik, ETHZ, c/o EIR, 5303 Würenlingen)

und

P. BRÜESCH und S. STRÄSSLER

(BBC Forschungszentrum, Baden)

Silberiodid ist der klassische Superionenleiter. Bei 147 C erfolgt eine Phasenumwandlung in die Hochtemperatur α -Modifikation, in welcher die I-Ionen ein kubisch raumzentriertes Gitter bilden und die Ag-Ionen statistisch auf 12 Zwischengitterplätze verteilt sind. Wir haben einen Einkristall in der α -Phase nach dem Bridgeman Verfahren gezüchtet und anschliessend bei 300°C die Gitterschwingungen durch unelastische Neutronenstreuung untersucht. Der transversal akustische Zweig verläuft sehr flach und ist stark gedämpft, die Energie am N-Punkt ($|110| ZB$) beträgt 2.5 meV bei einer Halbwertsbreite von 4 meV. Optische Transmissionsmessungen an dünnen α -AgI Proben zeigen eine hohe Absorption bzw. Ionenleitfähigkeit im fernen Infrarot bis hinunter zu 0.6 meV. Dies ist bedingt durch die Unordnung der Ag-Ionen, welche sowohl eine hohe Phononen-Zustandsdichte bei tiefen Energien erzeugt (z.B. am N-Punkt) als auch Oszillatorstärke vom Reststrahlmode in die energetisch tieferliegenden Moden einkoppelt.

Cl^{35} -Nullfeld-NMR und magnetische Suszeptibilitätsmessungen an der Schichtstrukturverbindung $\text{ND}_3(\text{CH}_2)_2\text{ND}_3\text{MnCl}_4$

P. MURALT und H. KAMMER

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH-Hönggerberg, 8093 Zürich)

Aethylen-Diammonium-Mangan-Tetrachlorid ist eine perowskitartige Schichtstrukturverbindung mit monokliner Raumgruppe $P2_1/b$ und $Z = 2$. Chloroktaederschichten sind über $\text{ND}_3(\text{CH}_2)_2\text{ND}_3$ -Ketten miteinander verbunden. Die paramagnetischen Manganionen befinden sich in den Zentren der Chloroktaeder.

Makroskopische Suszeptibilitäts- und Magnetisierungsmessungen ergaben folgende Resultate:

1. Die Substanz ordnet unterhalb $T_N = (54 \pm 2) \text{ K}$ *antiferromagnetisch* in der Schichtebene (erzeugt durch die monoklinen Basisvektoren **b** und **c**).
2. Die Mn^{2+} -Spins sind senkrecht zur Schichtebene ausgerichtet.
3. Das Spinflopfeld H_{SF} beträgt ca. 35 kOe bei 4 K, die Curietemperatur -152 K .

Mikroskopische Kernresonanzmessungen an Chlor zeigen, beim Anlegen eines kleinen Magnetfeldes unterhalb von T_N , eine symmetrische Aufspaltung der Linien. Diese kann eindeutig als Folge einer *antiferromagnetischen Ordnung zwischen den Schichten* interpretiert werden. Die magnetische Einheitszelle wird also in **a**-Richtung verdoppelt.

Cl-NMR-NQR-Nullfeldmessungen im Bereich von 4 K bis 500 K zeigen keine strukturellen Phasenumwandlungen. In der *paramagnetischen Phase* existieren zwei chemisch inäquivalente Chlorplätze, welche der Ebenen- und Spitzenposition im Chloroktaeder zuzuordnen sind. In der *antiferromagnetischen Phase* wurden erstaunlicherweise zwei inäquivalente Spitzenchlorpositionen festgestellt. Diese magnetische Inäquivalenz ist wahrscheinlich auf einen magnetoelastischen Effekt zurückzuführen. Cl-NMR-NQR-Nullfeldmessungen erlauben die Bestimmung lokaler magnetischer Felder, welche durch indirekte Hyperfein- und Dipol-Dipol-Wechselwirkung mit den Mn^{2+} -Ionen erzeugt werden. Die Werte dieser lokalen Felder betragen 19.8 kOe bzw. 26.7 kOe für die beiden Spitzenlagen und 4.7 kOe für die Ebenenchlorlage: ($T = 4.2 \text{ K}$). Aus der Temperaturabhängigkeit der Resonanzfrequenzen unterhalb T_N wurde zudem der Ordnungsparameter $\beta = (0.29 \pm 0.02)$ der spontanen Magnetisierung bestimmt.

Superradiante 'hopping-modes' des Rubinrasers

P. BÖSIGER, E. BRUN und D. MEIER

(Physikinstitut der Universität Zürich)

Der schwach gepumpte Rubinraser zeigt nach dem Abstimmen mit einem Q-Switch einen verzögerten superradianten Puls, dessen Frequenz der NMR-Frequenz entspricht, auf die der LC-Kreis abgestimmt ist. Beim stark gepumpten Raser erscheint an dessen Stelle eine Folge kurzer Pulse. Die experimentelle Analyse zeigt, dass die Frequenzen innerhalb dieser Sequenz sich sprunghaft ändern (hopping),

und den verschiedenen NMR-Uebergängen entsprechen. Die Ergebnisse werden anhand eines erweiterten Systems Bloch'scher Gleichungen diskutiert.

Thickness dependence of flux flow viscosity coefficient of superconducting indium thin film

T. TAKAYAMA, A. K. RAYCHAUDHURI and L. RINDERER

(Institut de Physique Expérimentale, Université de Lausanne, Lausanne, Switzerland)

Flux flow viscosity coefficient b^{-1} (in units of $\phi_0 H c_2 \rho_n^{-1} c^{-2}$) of vacuum deposited indium film for weak magnetic field increases as temperature increases except near T_c [1] and this temperature dependence of b^{-1} away from T_c is well explained by relevant microscopic theories [2]. Further studies showed that the values of b^{-1} at each temperature have thickness (or/and effective κ value) dependence, i.e. thicker film has larger value of it. This thickness dependence seems to be explained by taking into account a contribution of κ value dependent normal electron dissipation to the viscosity coefficient.

REFERENCES

- [1] T. TAKAYAMA, J. Low Temp. Phys. 27, 359 (1977).
- [2] L. P. GOR'KOV and N. B. KOPNIN, Sov. Phys.-Ups. 18, 496 (1975).

Lattice deformation around an impurity and 3-ion interactions in metals*

G. SOLT

(IPT, Université de Lausanne, 1015 Lausanne)

It is known [1] that asymptotically far from an impurity the ions of the solvent are displaced by $\mathbf{u}(\mathbf{R}_l) \sim \mathbf{A}(\vartheta\varphi) \cdot (d\Omega_0/dc)_{\text{per}} \cdot 1/|\mathbf{R}_l|^2$, where $\mathbf{R}_l$ points from the impurity to the l -th ion, $(d\Omega_0/dc)_{\text{per}}$ is the rate of change of the volume Ω_0 with concentration in the approximation when local deviations from periodicity are neglected, and $\mathbf{A}(\vartheta\varphi)$, depending on the angles of $\mathbf{R}_l$, incorporates the (anisotropic) elastic properties of the solvent. With the Fourier components $F(\mathbf{k})$ of the solute-solvent interaction, a microscopic expression [2] for $\mathbf{u}$ can be obtained, leading to a relation of consistency

$$\left(\frac{d\Omega_0}{dc}\right)_{\text{per}} = \kappa \left\{ F(0) + \sum_{\mathbf{G} \neq 0} \left[F(\mathbf{G}) + \frac{1}{3} G_\gamma \left(\frac{\partial F}{\partial k_\gamma} \right)_{\mathbf{G}} \right] \right\}$$

where κ is the compressibility of the host and the summation goes over the reciprocal lattice vectors $\mathbf{G}$ and $\gamma = x, y, z$. It is shown that this equation is actually satisfied within the frame of the perturbed electron liquid formalism valid for simple metals, but nonlinear electronic response associated with 3-ion interactions have to be accounted for, even in the lowest order structure dependent calculation [2]. Using the microscopic model [3] for a dilute Na(K) alloy shows, as an example, that ignoring

3-ion forces leads to an overestimate of about 8 per cent of the amplitude for the displacement field.

[*Work supported by the Swiss National Science Foundation.]

REFERENCES

- [1] M. A. KRIVOGLAZ, *Theory of X-ray and Thermal Neutron Scattering by Real Crystals* (Plenum Press, New York 1969 – Nauka Press, Moscow 1967).
- [2] G. SOLT, preprint KFKI-1977-111, to appear in *Phys. Rev. B15* (1978).
- [3] G. SOLT and A. P. ZHERNOV, *Solid State Comm.* 23, 759 (1977).

PHYSIQUE APPLIQUÉE

Ferroelectric display device

P. A. GRANDJEAN and T. GLADDEN¹⁾

(Centre Electronique Horloger, 2000 Neuchâtel)

Electrooptic characteristics of 'slim loop' PLZT ceramics have been studied and voltages required by electrically induced birefringent displays have been calculated for interdigital electrode structures.

Good agreement between calculated values and experimental measurements has been found.

Performances and limitations for a wristwatch display will be discussed.

¹⁾ Present address: Ebauches S.A., Dpt. Technique, 2000 Neuchâtel.

Fabrication of electrooptic K(Ta, Nb)O₃ ceramic

P.-E. DEBELY

(Ebauches SA, case postale 1157, CH-2001 Neuchâtel)

and

H. AREND

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH Zürich)

A dense hot pressed transparent K(Ta_{0.65}Nb_{0.35})O₃ ceramic has been made. The result was a single phase material of perovskite structure, 99.5% dense, whose light transmission in the visible range reached 60% (scattered light included). High dielectric properties ($\epsilon > 10.000$) and quadratic electrooptic coefficient ($R = 10^{-16} \text{ m}^2 \text{ V}^{-2}$) were measured. A typical cubic structure was observed by X-ray diffraction at room temperature. Hysteresis curves have been plotted for different temperatures and grain sizes of the ceramic. Samples doped with Ba, Pb, Bi, La have been sintered and their properties compared with pure stoichiometric K(Ta, Nb)O₃.

Déposition oblique de couches minces de SiO et orientation des molécules dans des affichages à cristaux liquides

F. MÜLLER

(Zentrale Forschungseinheiten, F. Hoffmann-La Roche & Co., Aktiengesellschaft, 4002 Basel)

Janning [1] a montré qu'il est possible d'orienter les molécules de cristal liquide au moyen d'une couche mince de SiO déposée obliquement sur un substrat de verre. Nous avons étudié l'influence des paramètres suivants sur l'angle d'inclinaison θ (tilt) que forme, en moyenne, le grand axe des molécules avec le substrat :

- (a) angle d'évaporation γ (angle complémentaire de l'angle formé entre la direction d'évaporation et la normale au substrat),
- (b) épaisseur de la couche mince,
- (c) cristal liquide utilisé.

La pression d'évaporation est de $1 \cdot 10^{-6}$ Torr, le taux d'évaporation environ 10 Å/s. L'angle d'inclinaison θ est mesuré sur une cellule parallèle de 10 μm d'épaisseur, selon le méthode du zéro magnétique avec détection capacitive [2]. La précision de mesure est [3], pour RO-TN-200 à température ambiante, meilleure que 0.1° pour $0.68^\circ < \theta < 87.68^\circ$.

(a) Selon l'angle d'évaporation γ , Guyon et al. [4] distinguent 3 domaines dont 2 seulement offrent une orientation uniforme. Pour $15^\circ < \gamma < 45^\circ$, les molécules s'orientent perpendiculairement à la direction d'évaporation avec un angle d'inclinaison $\theta = 0^\circ$. Pour $0^\circ < \gamma < 15^\circ$, par contre, les molécules s'orientent dans la direction d'évaporation et forment un angle d'inclinaison θ dépendant fortement de γ . La Fig. 1 reproduit les mesures de θ en fonction de γ pour RO-TN-200. La reproductibilité est de 3° . Ces résultats sont en bon accord avec ceux de Scheffer et Nehring obtenus avec du CHBA [3]. Remarquons encore que dans ce domaine l'angle d'inclinaison est pratiquement indépendant de la pression pour $p \leq 5 \cdot 10^{-6}$ Torr. On a noté une augmentation de 5° pour $p = 1 \cdot 10^{-5}$ Torr, alors qu'à partir de $p = 5 \cdot 10^{-5}$ Torr, il n'y a plus d'orientation uniforme.

(b) Dans la Fig. 2, on a reporté l'angle d'inclinaison θ en fonction de l'épaisseur de la couche mince pour un angle d'évaporation $\gamma = 5^\circ$. De 50 Å à 100 Å, θ augmente pour atteindre une valeur constante moyenne de 22.5° (RO-TN-200). Une épaisseur plus faible que 50 Å ne garantit plus une orientation homogène.

(c) L'influence du cristal liquide est résumée dans la Tabelle 1. Nous avons mesuré l'angle d'inclinaison sur 3 types d'orientation :

1. évaporation de SiO sous un angle $\gamma = 30^\circ$,
2. évaporation de SiO sous un angle $\gamma = 5^\circ$,
3. frottement d'un film d'alcool de polyvinyl (PVA).

On a employé, par type d'orientation, la même cellule pour 4 différentes classes de cristaux liquides [5], à savoir : un pur mélange d'esters (RO-TN-103), un pur mélange de bases de Schiff (RO-TN-200), un mélange de pyrimidines et de biphényles (RO-TN-403) ainsi qu'un pur mélange de biphényles (RO-TN-570). La conductibilité de ces substances se situe vers $5 \cdot 10^{-9} \Omega^{-1} \text{m}^{-1}$.

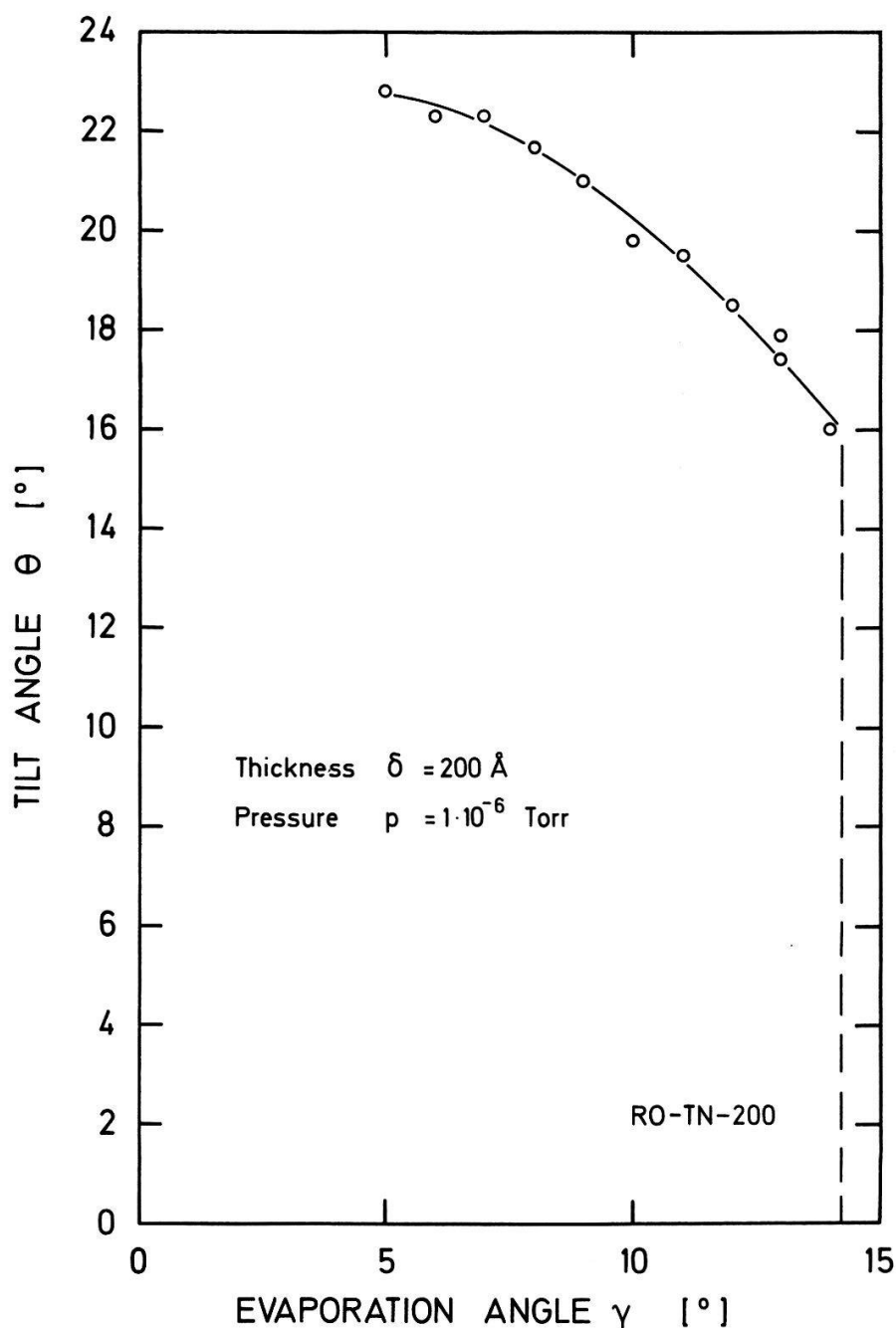


Figure 1

Influence de l'angle d'évaporation γ sur l'angle d'inclinaison θ pour RO-TN-200. La reproductibilité est de 3° . La ligne interrompue représente la transition abrupte dans le domaine où θ est nul.

Pour ces orientations, nous avons trouvé que l'angle d'inclinaison θ ne dépend pratiquement pas de la nature du cristal liquide. Seuls les biphényles ont tendance à présenter des angles légèrement plus grands.

Enfin nous avons contrôlé l'influence de l'angle d'inclinaison sur les tensions de seuil V_{10} et V_{90} à 10%, respectivement 90% de transmission d'une cellule nématique à structure tordue [6]. Ces seuils diminuent linéairement avec l'angle d'inclinaison croissant (Fig. 3). On remarque également que V_{10} décroît plus rapidement que V_{90} ce qui entraîne une diminution du taux de multiplexibilité de la cellule avec l'emploi de grands angles. Les angles d'inclinaison $0^\circ < \theta < 15^\circ$ sont obtenus par évaporation croisée séquentielle [7].

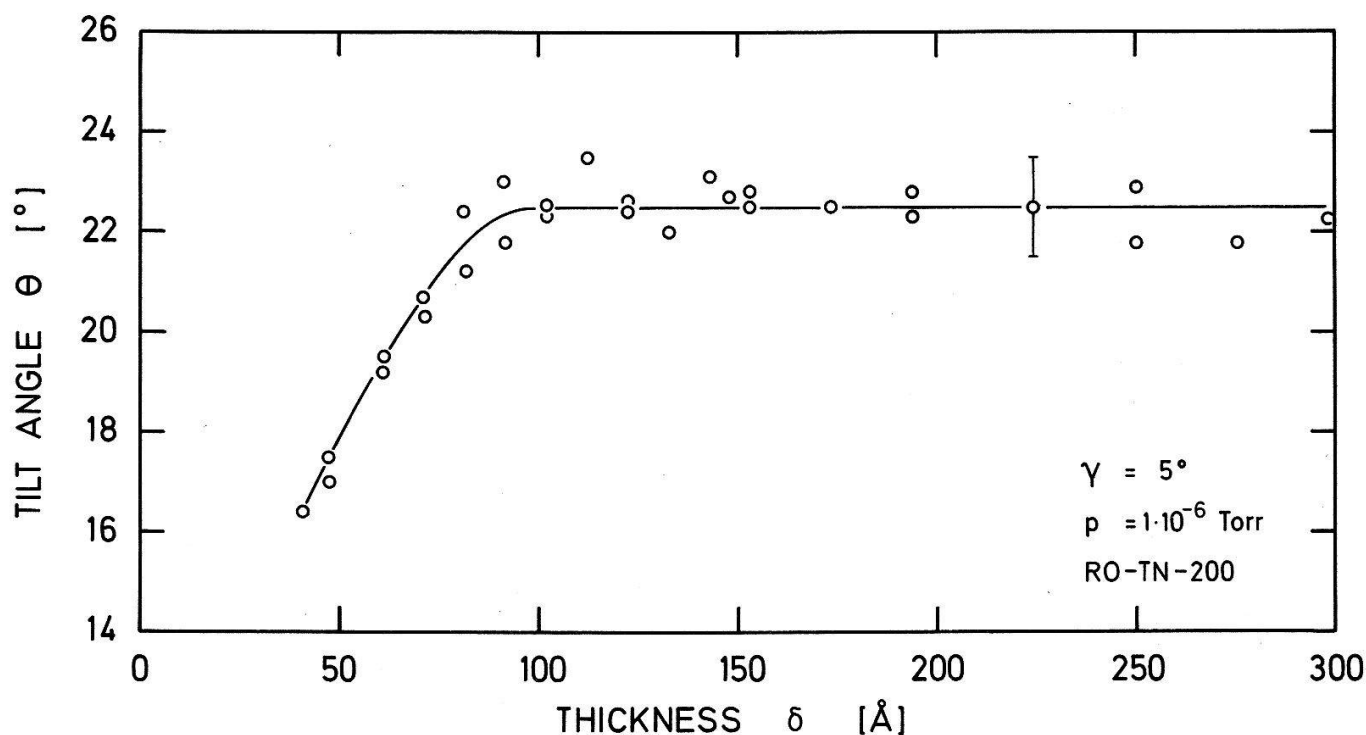


Figure 2

Relation entre l'angle d'inclinaison θ et l'épaisseur de la couche mince de SiO pour RO-TN-200. L'angle d'évaporation $\gamma = 5^\circ$. La valeur constante moyenne de θ est $22.5^\circ \pm 1.5^\circ$.

SUBSTANCE	TILT ANGLE θ [°]		
	$\gamma = 30^\circ$	$\gamma = 5^\circ$	PVA
RO-TN-103	0	21.8	0
RO-TN-200	0	22.2	0
RO-TN-403	0	22.7	0
RO-TN-570	0	25.4	0

Tabelle 1

Influence de la substance sur l'angle d'inclinaison pour différents types d'orientation.

Remerciements

L'auteur remercie tout particulièrement le Dr. M. Schadt pour ses nombreuses discussions et suggestions.

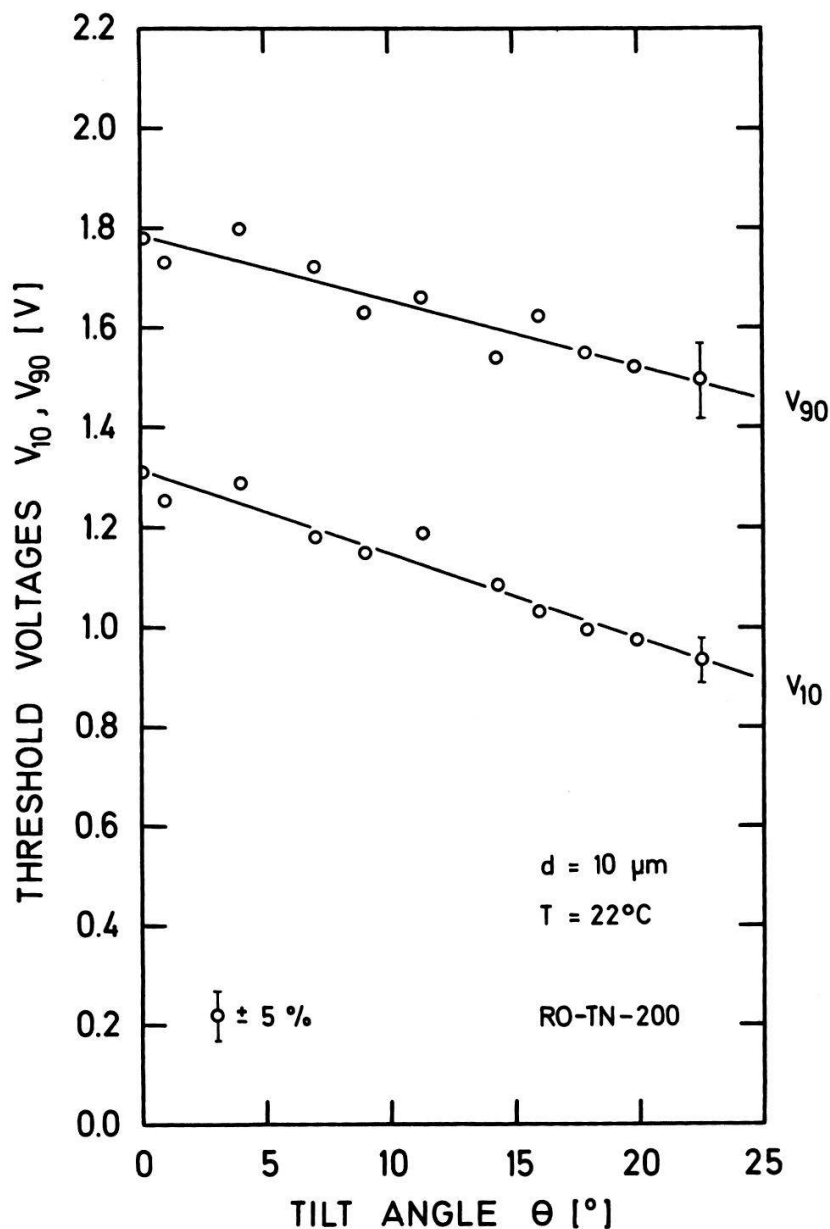


Figure 3

Influence de l'angle d'inclinaison θ sur les tensions de seuil d'une cellule nématique à structure tordue de 10 μm d'épaisseur. La substance employée est RO-TN-200 à une température de 22°C.

RÉFÉRENCES

- [1] J. L. JANNING, Appl. Phys. Lett. 21, 123 (1972).
- [2] K. TORIYAMA et T. ISHIBASHI, *Nonemissive Electro-optic Displays*, (édité A. R. Kmetz et F. K. van Willisen) (Plenum, New York, 1976).
- [3] T. J. SCHEFFER et J. NEHRING, J. Appl. Phys. 48, 1783 (1977).
- [4] E. GUYON, P. PIERANSKI et M. BOIX, Lett. Appl. Eng. Sci. 1, 19 (1973).
- [5] M. SCHADT et F. MÜLLER, IEEE Trans. Electron Devices, à paraître.
- [6] M. SCHADT et W. HELFRICH, Appl. Phys. Lett. 18, 127 (1971).
- [7] E. P. RAYNES, D. K. ROWELL et I. A. SHANKS, Mol. Cryst. Liq. Cryst. 34, 105 (1976).

Thermomigration von Al durch Si

T. MIZRAH

(Brown Boveri Forschungszentrum, 5405 Baden-Dättwil)

Die Thermomigration von Al-Muster durch Si-Scheiben wurde im Vakuum durchgeführt. Die Einstellung der Probertemperatur von ca. 950°C und des Temperaturgradienten von ca. 30°C/cm entlang der Migrationsrichtung erfolgte mit Hilfe von Lichteinstrahlung. So konnten abrupte pn-Uebergänge quer durch 1 mm dicke Si-Scheiben in ca. 7 Stunden erzeugt werden. Mit Hilfe der Thermomigration wurden Si-Scheiben ankristallisiert, sowie polykristallines Si rekristallisiert.

Defektstruktur der intermetallischen Phase CuAl₂

H. ZOGG

(Schweizerische Aluminium AG, Forschung und Entwicklung 8212 Neuhausen)

Die innenzentrierte tetragonale Gleichgewichtsphase CuAl₂ (C16-Typ) hat einen Homogenitätsbereich von ~1 at%, enthält aber stets einen geringen Ueberschuss an Al bei allen Temperaturen. Die zugehörige Defektstruktur wurde bestimmt; sie ist substitutionell, Al_{2+x}Cu_{1-x} ($x = 0.005 - 0.022$ bei RT). Der gefundene Defekttyp scheint energetisch sehr ungünstig zu sein, da durch die Al-Antistrukturatome die gegenüber anderen C16-Verbindungen extrem kurzen Cu-Cu-Abstände noch weiter komprimiert werden. Das Verhalten steht im Gegensatz zu allen anderen bekannten C16-Verbindungen und konnte nicht befriedigend erklärt werden.

Ein neuartiges Spektrometer für die Raman-Zirkulardifferentialstreuung

W. HUG und H. SURBECK

(Inst. f. physik. Chemie, Univ. Fribourg)

Die Methode der Raman-Zirkulardifferentialstreuung (R-CID) erlaubt die Bestimmung der vibratorischen optischen Aktivität und liefert damit eine Fülle von struktureller Information für die Gebiete der Stereochemie und der Biophysik. Die zu messende Grösse ist definiert als:

$$\Delta_{\parallel,\perp} = (I_{\parallel}^{\parallel,\perp} - I_{\perp}^{\parallel,\perp}) / (I_{\parallel}^{\parallel,\perp} + I_{\perp}^{\parallel,\perp}), \quad |I_r - I_l| \lesssim 10^{-3}(I_r + I_l)$$

$I_r^{\parallel,\perp}$ und $I_l^{\parallel,\perp}$ sind die Streuintensitäten unter 90° zum einfallenden rechts (r) oder links (l) zirkularpolarisierten Licht mit einem Analysator in paralleler (||) oder senkrechter (⊥) Orientierung bezüglich der Streuebene. Es wird gezeigt, wie durch die Kombination neuer Techniken (gepulste Farbstofflaser, Bildverstärker und Videotechnologie) das bisher mühsam zu messende Phänomen in eine allgemeine Messmethode entwickelt werden kann. Mit der beschriebenen Apparatur ist es möglich,

das R-CID Spektrum einer reinen Flüssigkeit im Bereich von $400\text{--}3000\text{ cm}^{-1}$ bei einer Auflösung von 8 cm^{-1} innert Stunden aufzunehmen.

Messung von Absorptionslinien-Formen von SO_2 und NO_2 bei 94 GHz

D. MEIER und E. SCHANDA

(Institut für angewandte Physik, Universität Bern)

Mit einem Brückenspektrometer, das speziell für die Messung von absoluten Absorptionen entwickelt wurde, konnten die Druckverbreiterung der $23(6, 18) \leftarrow 24(5, 19)$ SO_2 Linie bei 94.065 GHz, sowie die Fremdgasverbreiterung mit N_2 und im Besonderen die Verbreiterung mit H_2O untersucht werden. In NO_2 konnten die Form des druckverbreiterten $26(1, 25) \leftarrow 25(2, 24)$ hyperfein Multipletts bei 93.445 GHz bei verschiedenen Drucken ausgemessen und Linienüberlappungs-Effekte studiert werden.

Periodische Phasenstrukturen zur Fokussierung von Licht im Nahfeld

K. KNOP und R. S. ENGELBRECHT¹⁾

(Laboratories RCA Ltd., 8048 Zürich)

Wir beschreiben eine Klasse von Phasengittern, welche bei Einfall einer monochromatischen ebenen Welle (Wellenlänge λ , Intensität I_0) im Nahfeld direkt hinter dem Gitter ein binäres Streifenmuster erzeugen. Das treppenförmige Oberflächenprofil über eine Gitterperiode d setzt sich zusammen aus $m(m = 2, 3, 4, \dots)$ Stufen der Breite d/m und Höhe der k 'ten Stufe $d_k = \lambda \cdot (m - 2k + 1)/2m(n - 1)$, $n =$ Brechungsindex. Die Intensitätsverteilung im Abstand $f = d^2 n / m \lambda$ variiert rechteckförmig – es entstehen helle Streifen der Breite d/m und Intensität mI_0 .

Solche Phasenstrukturen können zur Belichtung von periodischen Streifen- oder Punktmustern in lichtempfindlichen Medien verwendet werden. In leicht abgeänderter Form erzeugen sie im weissen Licht Farbstreifenmuster mit hoher Farbsättigung. Leider gilt dies alles nur falls $d \gg m\lambda$ und zudem ist die Herstellung dieser Gitter für $m > 3$ sehr schwierig.

¹⁾ Jetzige Adresse: Oregon State University, Corvallis, Oregon, USA.

Laser beam expanders using absorbing optical elements

B. STEINLE and D. L. GREENAWAY

(Zentrale Forschung und Entwicklung, Landis & Gyr Zug AG, 6301 Zug)

Many experiments in coherent optics require an expanded laser beam having uniform intensity across the wavefront. When a gaussian beam is used and beam

uniformity is needed to within a few percent, a large proportion of the laser energy must be sacrificed. We report on the use of absorbing beam expanders which results in more than an order of magnitude gain in usable laser energy.

Projektionsschirme mit optimalisierter Lichtausbeute und Fremdlicht-Diskrimination

G. P. ANTES und D. L. GREENAWAY

(Zentrale Forschung und Entwicklung, LGZ Landis & Gyr Zug AG, 6301 Zug)

Ein neues Verfahren zur Erzeugung einer reflektierenden Oberfläche mit anisotroper, definierter Streuwinkelverteilung wird vorgestellt. Gegenüber herkömmlichen Projektionsschirmen ergeben sich die Vorteile extrem hoher Lichtausbeute und minimaler Kontrastverminderung durch Fremdlichteinstrahlung. Diese Eigenschaften ermöglichen eine optimale Hellraumprojektion, die Verwendung lichtschwacher Projektionssysteme (Fernsehprojektion, Projektionsmikroskopie, episkopische Projektion, Mikrofilm- und 'Super-8'-Grossprojektion etc.) und dank äusserst niedrigem Depolarisationsgrad die Stereoprojektion nach dem Polarisationsverfahren.

Évolution du regolith lunaire et distribution des gaz rares dans les agglutinats

PH. ETIQUE, H. BAUR, U. DERKSEN, H. FUNK, P. HORN, P. SIGNER et R. WIELER

(École Polytechnique Fédérale, 8092 Zürich, Sonneggstrasse 5)

Les agglutinats sont produits par l'interaction des micrométéorites avec la surface des planètes sans atmosphère. Ils sont constitués de minéraux et fragments de rocs enrobés dans une matrice de verre. Le sol lunaire en contient plus de 50%. Nos mesures ont montré que la plus grande partie des gaz piégés dans le sol se trouve dans les agglutinats (plus de 90% pour Ar). Des mesures récentes ont montré que la majeure partie des gaz piégés est distribuée dans le volume des agglutinats, aussi bien dans la composante verre que cristalline. La vitrification produit un fractionnement des gaz rares légers par rapport aux lourds. Les gaz se trouvant en surface sont comparables à ceux des minéraux de même diamètre. Ces résultats renforcent l'hypothèse des chocs répétés subits par les agglutinats et montrent que, par rapport aux minéraux, ils collectent des éléments solaires durant des temps plus longs. Ceci permet de comprendre la ressemblance de tous les échantillons totaux quant à la concentration des éléments solaires. L'évolution spécifique des échantillons et le changement dans le temps de la composition des éléments dans le vent solaire peuvent par contre être déduits de la comparaison des agglutinats avec les minéraux.

Trace elements in grain-size fractions of lunar minerals and agglutinates

H. R. VON GUNTEN¹), U. KRÄHENBÜHL, G. MEYER and F. WEGMÜLLER

(Anorganisch-chemisches Institut, Universität Bern, CH-3000 Bern 9, Switzerland)

More than 20 volatile and non-volatile trace elements were determined by RNAA and by INAA in magnetically separated mineral and agglutinate fractions of grain-size separates from Apollo 17 soils 70160 and 75080. The concentrations of volatile trace elements are much higher in the agglutinate-rich than in the mineral-rich fractions. The volatile trace elements in the agglutinates are predominantly volume distributed; they are surface-correlated in the minerals. The distribution of the trace elements Au, Ge, Cd, Te and Zn in size fractions of minerals and agglutinates is shown in Fig. 1.

Micrometeorites play an important role for the partition of the volatile trace elements among agglutinates and minerals: Upon an impact of a micrometeorite a part of the volatiles is incorporated into the agglutinates, the rest is volatilized and deposited on surfaces. The enrichments in Au, Co, Ge and Te are due to the meteoritic component. The enrichments in Cd and Zn result probably mainly from volcanic

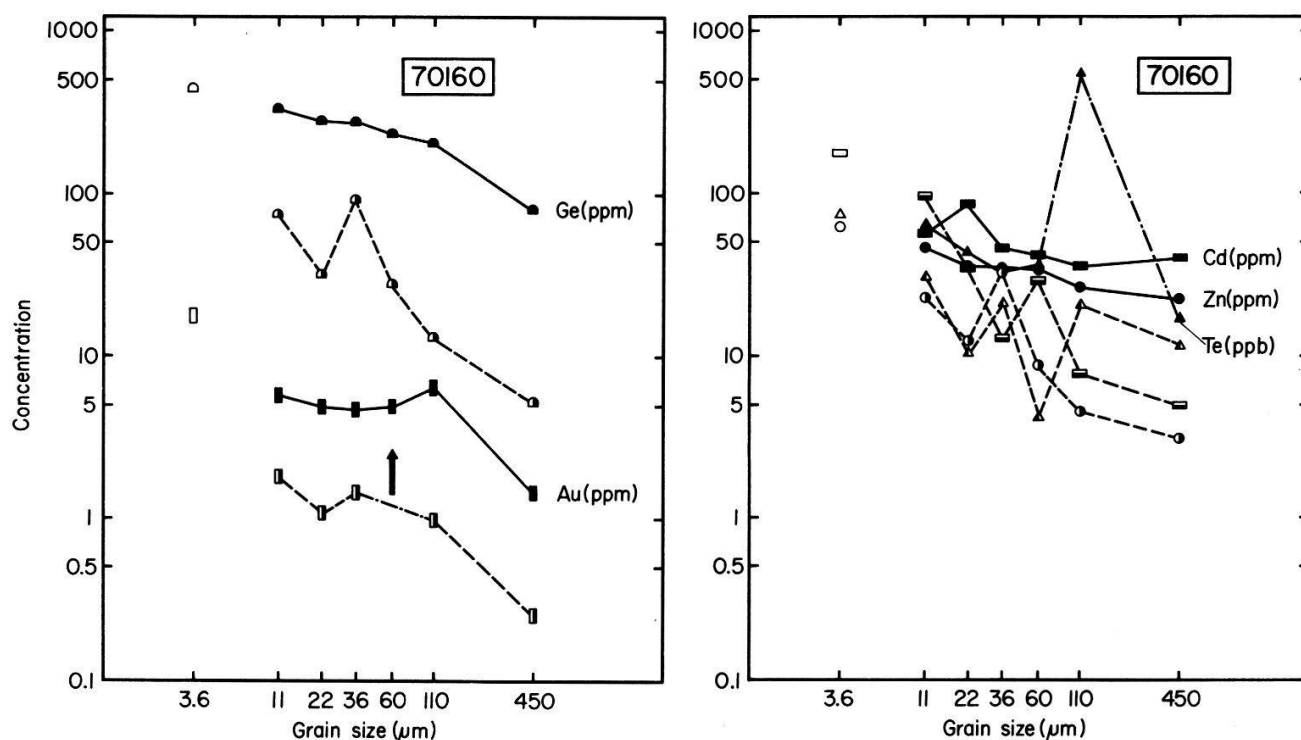


Figure 1

RNAA results on the partition of the siderophilic trace elements Au and Ge (left-hand picture), and the chalcophilic trace elements Cd, Te and Zn between agglutinate-rich (full lines and symbols) and mineral-rich (dotted lines, half-filled symbols) size fractions of 70160. The points of 3.6 μm (open symbols) represent an unseparated size fraction $\leq 7 \mu\text{m}$. A very high value for Au (2700 ppb) was found in the 60 μm mineral fraction. A Au-flake of this size could be responsible for the observed concentration. No explanation can be given for the high value of Te at 110 μm . Errors (1σ) are of the order of 10–15%.

¹) Also at Eidg. Institut für Reaktorforschung, CH-5303 Würenlingen, Switzerland.

activities. The source for lithophilic elements (e.g. REE, Sc, U) is the mare basalt with small admixtures of KREEP and anorthosite.

Most of the investigated elements probably volatilize in elemental form. Halides may play a role for the behaviour of elements with volcanic origin (e.g. Cd and Zn). Sulfides are proposed as compounds for the volatilization of Ge.

Acknowledgment

Valuable discussions with Profs. J. Geiss and P. Signer are highly appreciated. Part of the work was supported by the Swiss National Science Foundation.

Die Datierung vulkanischer Tätigkeit im Apollo 17 Landegebiet

O. EUGSTER, P. EBERHARDT, J. GEISS und N. GRÖGLER

(Physikalisches Institut, Universität Bern, Sidlerstrasse 5, 3012 Bern)

Die durch die kosmische Strahlung (KS) erzeugten und durch radioaktiven Zerfall entstanden Edelgasisotope wurden in Proben eines Bohrkerns (74001) der Apollo 17 Mission gemessen. Die Proben bestehen zur Hauptsache aus schwarzen Glaskugeln, die teilweise rekristallisiert sind und einen mittleren Durchmesser von 20–30 μm aufweisen. Altersbestimmungen mit der K-Ar- und der ^{39}Ar - ^{40}Ar -Methode ergaben 3.7 Milliarden Jahre. Die Struktur der Gläser und die Tatsache, dass leichtflüchtige Elemente an ihrer Oberfläche adsorbiert wurden lassen auf vulkanischen Ursprung schliessen. Die Ablagerung erfolgte in mehreren im Bohrkern erkennbaren Schichten, wobei der zeitliche Unterschied aus der Häufigkeit der durch die KS erzeugten Isotope bestimmt werden konnte. 25 Millionen Jahre nach Entstehung der ältesten Schicht wurde das Material von der KS abgeschirmt und kam erst vor 19 Millionen Jahren bei der Bildung des Kraters Shorty wieder nahe an die Mondoberfläche.

Détermination, in situ, de la relaxation transversale de fluides physiologiques humains

B. BORCARD, E. HILTBRAND, P. MAGNIN et G. J. BÉNÉ

(Département de Physique de la Matière Condensée, Section de Physique, 32 bd d'Yvoy, 1211 Genève 4, Suisse)

Résumé. La précession libre des protons dans le champ magnétique terrestre après prépolarisation a été utilisée pour déterminer, in situ, le temps de relaxation T_2 de deux fluides physiologiques humains: l'urine et le sang, par simple application de la bobine de mesure sur la face antérieure correspondante du corps (bas abdomen et poitrine). On discute les résultats obtenus.

Abstract. The free precession of protons in the earth magnetic field, after prepolarization was used to measure, in situ, the spin-relaxation time T_2 of two human physiological fluids: urine and blood. Such a determination was made by applying the measuring coil against the corresponding surface of the body (low abdomen or chest). We briefly discuss the obtained results.

La technique employée a été brièvement décrite dans des communications antérieures [1] et [2]: T_2 est déterminé par mesure de la constante de temps de décroissance de l'aimantation dans le champ terrestre H_T après prépolarisation dans un champ perpendiculaire H_p de 50 à 100 oersted.

1. Bases de cette méthode

On s'est assuré de l'identité du T_2 mesuré in situ avec celui du fluide physiologique le plus abondant dans la zone examinée par plusieurs critères que nous rappelons ci-après :

- (a) on a pu, dans les deux cas, prélever le fluide physiologique concerné et mesurer in vitro T_2 immédiatement après prélèvement et à la même température. Ces valeurs sont également connues par la littérature [3];
- (b) le temps de relaxation des tissus mous voisins a pu être mesuré ou estimé :
 - dans le cas de l'urine on a fait une mesure in situ après miction
 - dans le cas du sang (impossible à évacuer!) :
 - 1) la littérature montre que, pour un tissu donné, les temps de relaxation pour les mammifères sont du même ordre de grandeur
ex: T_1 à 24 MHz (en secondes) [4]

	foie	reins	muscle
rat	0,32	0,46	0,52
chien	0,3	0,40	
homme	0,29	0,48	0,62
 - 2) on a mesuré T_2 du tissu pulmonaire et du muscle cardiaque de boeuf immédiatement après l'abattage. Dans les 2 cas, on a mesuré 2 temps de relaxation (T_2) dominants correspondant à une proportion donnée du signal maximum

tissu pulmonaire:	39 ms (80%)	70 ms (20%)
muscle cardiaque:	43 ms (90%)	90 ms (10%)

Notons que l'absence de moyens de calcul adéquats (acquisition de données puis lissage de courbe) rend la mesure de T_2 délicate. Dans notre méthode, il s'introduit une erreur systématique (T_2 mesuré trop court) lorsque $T_2 > 500$ ms et le rapport signal sur bruit très faible [5].

2. Mesures faites

(A) Sur la face antérieure de l'abdomen, région pubienne (E.H.)

- avant miction, la vessie étant pleine d'urine, deux mesures A et B , à 3 mois d'intervalle, ont donné :
 - $A \rightarrow T_2 = 1.71$ sec
 - $B \rightarrow T_2 = 1.34$ sec
- dans la mesure A , in situ après miction
 - $A \rightarrow T_2 = 0,17$ sec
- mesures sur l'urine in vitro, après miction
 - $A \rightarrow T_2 = 2,2$ sec
 - $B \rightarrow T_2 = 1,78$ sec

Comme il a été mentionné plus haut, l'écart (25%) entre les mesures in situ et in vitro est attribué surtout à l'erreur systématique sur la détermination de la ligne de base. Ces mesures seront reprises avec un système de traitement de données.

(B) Sur la face antérieure du thorax (emplacement du coeur) deux mesures sur des personnes différentes (E.H. et G.B.) – in situ

$$\text{E.H.} \quad T_2 = 141 \text{ ms} \pm 3\%$$

$$\text{G.B.} \quad T_2 = 158 \text{ ms} \pm 3\%$$

Mesures faites sur prélèvement de sang immédiatement après les mesures ci-dessus:

$$\text{E.H. in vitro} \quad T_2 = 140 \text{ ms} \pm 3\%$$

$$\text{G.B. in vitro} \quad T_2 = 157 \text{ ms} \pm 3\%$$

Conformément aux données de la littérature, le rapport signal sur bruit étant bien meilleur que dans le cas de l'urine, le temps de relaxation beaucoup plus court et l'effet des tissus mous voisins ne représentant que quelques % du signal, l'accord est très satisfaisant.

Conclusions

La concordance entre les mesures in situ et in vitro est satisfaisante dans le cas du sang mais quelques progrès sont à accomplir (rapport S/B , moyens de calcul) pour les fluides de temps de relaxation plus longs. L'état actuel de l'expérimentation permet l'application de cette technique au sang in situ et les travaux en cours devraient permettre de l'étendre aux autres fluides physiologiques.

RÉFÉRENCES

- [1] E. HILTBRAND et al. Communication à cette session.
- [2] G. J. BÉNÉ et al., CR Ac Sc Paris B284, 141, (1977).
- [3] T. R. LINDSTROM et S. H. KOENIG, J. of Magn. Res. 15, 344 (1974).
- [4] G. L. COTTAM et al., Res. Commun. 4, 495 (1972).
- [5] L. A. McLACHLAN, J. of Magn. Res. 26, 223 (1977).

Relaxation magnétique nucléaire protonique du sang en champ faible

E. HILTBRAND, B. BORCARD, P. MAGNIN et G.-J. BÉNÉ

(D.P.M.C., Section de Physique, 32, bd d'Yvoy, 1211 Genève 4, Suisse)

Résumé. A l'aide d'une technique décrite ailleurs [1] [4], on a déterminé, en champ faible, les temps de relaxation spin-réseau (T_1) et spin-spin (T_2) des protons de l'eau, d'échantillons de sang humain ou animal soit pur, soit après centrifugation pour faire varier l'hématocrite, soit mêlé à une solution isotonique (CINa 9‰) en proportions calibrées. Les résultats obtenus sont interprétés à l'aide du modèle de O. Daszkiewicz et al. [2]. On examine quelques applications possibles de ces résultats.

Abstract. Using a technique described elsewhere [1] [4], we measured spin-lattice T_1 and spin-spin T_2 relaxation times of water protons of blood samples. These relaxation times were determined from mixtures of fresh blood plasma and red cells obtained by centrifugation or from mixtures of whole blood and water isotonic solution (CINa 9‰) in calibrated proportions. Results are interpreted, using O. Daszkiewicz's et al. [2] model. We outline some diagnosis possible applications.

La technique de précession libre dans le champ magnétique terrestre, dans une région où il est homogène et constant, après prépolarisation dans un champ de 50 ou 100 Oersted, permet de déterminer directement:

(1°) le temps de relaxation T_2 dans le champ magnétique terrestre (0.5 G) lorsque le rapport signal sur bruit est assez intense pour déterminer sans ambiguïté la

ligne de base de l'exponentielle expérimentale [3] et assez faible pour rendre négligeable l'amortissement supplémentaire dû au 'radiation damping' [4]: c'est la constante de temps du signal décroissant de la précession libre.

(2°) le temps de relaxation T_1 dans le champ polarisant par détermination de l'amplitude maximum du signal de précession libre obtenu après une prépolarisation de durée croissante.

Dans l'état actuel de l'installation et des techniques dont nous disposons pour exploiter le signal, on peut déterminer:

T_2 à $\pm 3\%$ avec un échantillon de 10 cm^3 pour des valeurs comprises entre 30 millisecondes et 3 secondes.

T_1 à $\pm 7\%$ avec un échantillon de 100 cm^3 pour des valeurs supérieures à 250 millisecondes.

La valeur maximum est limitée par l'inhomogénéité résiduelle du champ magnétique terrestre, due aux impuretés ferromagnétiques. La valeur minimum est limitée pour T_2 par la constante de temps propre du circuit de coupure du champ polarisant. Pour T_1 , c'est le temps mort de l'appareil, temps minimum pour absorber l'énergie contenue dans la bobine.

Resultats experimentaux

On a déterminé sur une série d'échantillons de sang de bovin à 20°C hépariné (provenant d'une prise unique) dans lesquels l'hématocrite variait de 0 à 90% (hématies séparées par centrifugation):

- T_2 , mesuré dans le champ terrestre;
- la viscosité η , déterminée par la vitesse de chute d'une bille [5].

Si l'on applique à ce milieu l'hypothèse selon laquelle il y a échange rapide entre deux sites possibles pour les molécules d'eau [6]: eau libre du solvant de temps de corrélation $\tau_c \approx 10^{-12}$ sec et eau fixée à la surface des protéines (surtout hémoglobine) dont $\tau_c \approx 10^{-7}$ sec, on peut utiliser la fonction de O. K. Daszkiewicz et al. [2]:

$$\frac{1}{T_2} = \frac{1}{(1-c)} \frac{1}{T_{2w}} + c \left\{ m \left(\frac{1}{T_{2B}} - \frac{1}{T_{2w}} \right) - \frac{1}{T_{2w}} \right\} \quad (1)$$

dans laquelle:

- c = masse de protéines (en g.) dissoutes dans 1 g de solvant;
- T_{2w} = temps de relaxation T_2 du solvant pur: 1.8 sec;
- m = masse (en g.) d'eau fixée à 1 g de protéines = $4.5 \cdot 10^{-3}$ g;
- T_{2B} = T_2 de l'eau liée aux protéines = 70 μsec .

Les trois derniers paramètres ont été déterminés par mesure de T_1 et T_2 dans des mélanges de sang et de solution isotonique ($\text{H}_2\text{O} + 9\%$ de CINA) dans lesquels la concentration en sang était inférieure à 10% ($c \ll 1$ dans la formule (1)).

L'accord satisfaisant des points expérimentaux et de la courbe théorique (Fig. 1) montre que l'interaction magnétique dipolaire est le mécanisme essentiel de la relaxation des protons pour de tels systèmes et que l'effet des parois des hématies est négligeable [7]. Par contre, on ne peut négliger l'effet des grosses protéines du plasma sanguin dont l'effet global est d'élargir la zone de transition $\omega_0 \approx \tau_c^{-1}$ [7].

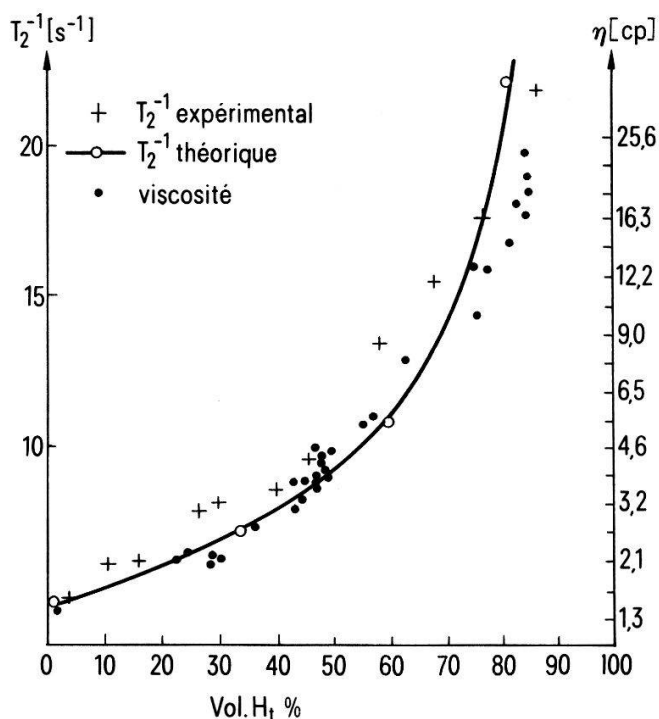


Figure 1
Mesures sur du sang hépariné.

Conclusion

La relation simple entre la viscosité sanguine et la grandeur de T_2^{-1} fait de cette technique une méthode de détermination rapide de η en valeur relative. De nombreuses affections se traduisant par un changement appréciable de η et le fait qu'il est aisé de faire la mesure de T_2^{-1} in situ [8] augmentent encore l'intérêt de cette méthode.

RÉFÉRENCES

- [1] G. J. BÉNÉ et al., CR Ac Sc Paris B284, 141, (1977).
- [2] O. K. DASZKIEWICZ et al., Nature (London) 200, 1006 (1973).
- [3] L. A. McLACHLAN, J. of Magn. Res. 26, 223-228 (1977).
- [4] B. BORCARD, Thèse Genève (1977) non publiée.
- [5] E. HILTBRAND et M. BOLENS, Helv. Phys. Acta 50 (1977).
- [6] J. R. ZIMMERMAN et W. E. BRITTIN, J. Phys. Chem. 61, 1328 (1957).
- [7] T. R. LINDSTROM et S. H. KOENIG, J. of Magn. Res. 15, 344-353 (1974).
- [8] B. BORCARD et al., comm. à cette session.

Zusammensetzung der Ionen im geomagnetischen Ringstrom im Energie-Bereich von 0-16 keV pro Ladung

H. BALSIGER, P. EBERHARDT, J. GEISS, L. WEBER und D. T. YOUNG

(Physikalisches Institut, Universität Bern)

Das Massenspektrometer auf dem europäischen Satelliten GEOS registriert seit 1. Mai 1977 die Zusammensetzung, Energie und Winkelverteilung der Ionen im

Höhenbereich zwischen 1.5 und 7 Erdradien. Der Anteil und die Energieverteilung der häufigsten Ionen H^+ , O^+ , He^+ , He^{2+} und O^{2+} werden als Funktion der Lokalzeit und des magnetischen Index K_p diskutiert. Bisher wurden die Verhältnisse in fünf magnetischen Stürmen untersucht, wobei immer ein Ansteigen der Häufigkeit von ionosphärischem O^+ beobachtet wurde, während ein Ansteigen von He^{2+} (Sonnenwind) am lokalen Vormittag zu beobachten ist. Im Gegensatz zu theoretischen Voraussagen findet man wenig He^+ im Ringstrom oberhalb einer Höhe von 3 Erdradien. Aus der Häufigkeit von Ionen aus der Ionosphäre (O^+), dem Sonnenwind (He^{2+} , O^{6+}) und aus der Plasmasphäre (O^{2+}) werden Schlüsse auf die Zirkulation in der Magnetosphäre gezogen.

Forschung unterstützt durch den Schweiz. Nationalfonds zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung.

Zur Herkunft der Ionen in der Magnetosphäre

D. T. YOUNG, J. GEISS, P. EBERHARDT, H. P. WALKER und H. BALSIGER

(Physikalisches Institut, Universität Bern)

und

H. ROSENBAUER

(Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik, Garching)

Mit dem Massenspektrometer auf dem europäischen Satelliten GEOS wurden im Bereich niedriger Energien (≤ 1 keV) neben den bekannten Ionen H^+ , He^+ und O^+ überraschend auch He^{2+} und O^{2+} gefunden. Die relative Häufigkeit dieser zweifach geladenen Ionen variiert mit der Zeit. Im Maximum wurden bisher $O^{2+}/O^+ = 0.3$ und $He^{2+}/He^+ = 0.03$ gefunden. Es wird gezeigt, dass die doppelt geladenen Ionen in der Plasmasphäre erzeugt werden können, wenn man Aufenthaltszeiten von mehreren Tagen voraussetzt. Aufgrund dieser Untersuchungen lassen sich in der Magnetosphäre Plasmen ionosphärischer, solarer und plasmasphärischer Herkunft unterscheiden.

Forschung unterstützt durch den Schweiz. Nationalfonds zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung.

Theoretische Protonenspektren der kosmischen Strahlung in atmosphärischen Tiefen $40 \text{ g cm}^{-2} \leq h \leq 350 \text{ g cm}^{-2}$

E. FLÜCKIGER

(Physikalisches Institut der Universität Bern)

Abstract. Nach der Monte-Carlo-Methode wurde die Nukleonenkaskade der kosmischen Strahlung in der Atmosphäre im Energiebereich $50 \text{ MeV} \leq E \leq 100 \text{ GeV}$ dreidimensional simuliert. In der vorliegenden Arbeit werden für mittlere Sonnenaktivität und für geomagnetische Grenzsteifigkeiten von $\bar{R}_{CV} = 2.2, 4.4$ und 15 GV theoretische Protonenspektren in den atmosphärischen Tiefen $h = 40, 100, 160$ und 350 g cm^{-2} angegeben und diskutiert. Die Ergebnisse zeigen, dass die wirklichen Verhältnisse durch die Simulation gut wiedergegeben werden.

1. Einleitung

Detaillierte Resultate über die Protonen- und Neutronenspektren der kosmischen Strahlung in der Atmosphäre sind sowohl für kosmische Strahlungsanalysen wie für viele geophysikalische Untersuchungen von Bedeutung. Im Zusammenhang mit Untersuchungen der Korrelation zwischen den Registrierungen von Neutronenmonitoren und der kosmischen Primärstrahlung haben wir in Ermangelung genügender experimenteller Daten insbesondere über die Neutronenkomponente die Nukleonenkaskade in der Atmosphäre simuliert. Das dabei verwendete Computerprogramm wurde bereits in früheren Arbeiten [1–3] ausführlich beschrieben. Als Parameter der in die Atmosphäre eindringenden Primärpartikel werden die Teilchenart, k_0 , die Steifigkeit, R_0 , und der Einfallswinkel gegenüber der Zenitrichtung, ϑ_0 , verwendet. Der Aufbau der kosmischen Sekundärstrahlung wird nach der Monte-Carlo-Methode in zwei verschiedenen Teilprogrammen dreidimensional entwickelt. Ein erstes Unterprogramm verfolgt die primären und sekundären nuklearaktiven Teilchen auf ihrem Weg durch die Atmosphäre und bestimmt die Positionen der einzelnen Kernreaktionen auf Grund der mittleren freien Weglängen. In einem zweiten Teilprogramm werden die Kernwechselwirkungen simuliert und die intranuklearen Kaskaden festgelegt. Die von einem primären kosmischen Strahlungspartikel in der Tiefe h im Mittel erzeugten sekundären Nukleonenspektren werden durch die Grösse $\bar{N}_{kij}^{k_0}(h, R_0, \vartheta_0)$ charakterisiert, d.h. durch die Anzahl Teilchen des Typs k im Energiebereich $E_i \pm \Delta E_i$ und im Zenitwinkelintervall $\vartheta_j \pm \Delta \vartheta_j$. Diese Grösse $\bar{N}_{kij}^{k_0}$ kann dann als Grundlage für verschiedenste Analysen über die kosmische Strahlung in der Atmosphäre verwendet werden.

2. Berechnungen und Ergebnisse

Mit den Simulationsrechnungen wurde $\bar{N}_{kij}^p$ für folgende Parameterwerte bestimmt:

$$R_0 = 2.2, 3.15, 4.37, 5.74, 7.73, 10.5, 14.9, 20, 25, 30, 50, 70, 100 \text{ GV}$$

$$\vartheta_0 = 0^\circ, 24^\circ, 48^\circ$$

$$h = 40, 100, 160, 350, 650, 850, 1033 \text{ g cm}^{-2}$$

$$50 \text{ MeV} \leq E_i \leq 100 \text{ GeV}$$

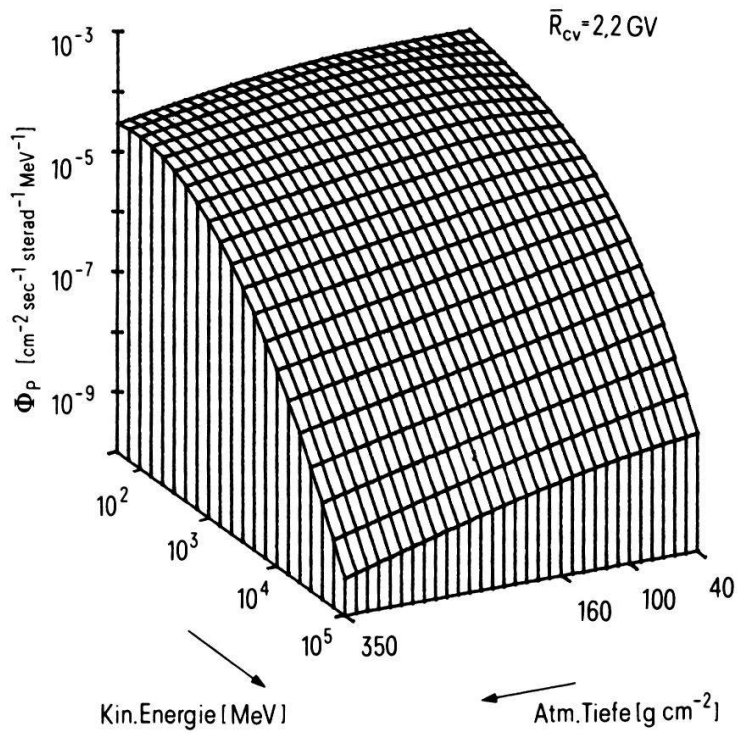
$$0^\circ \leq \vartheta_j \leq 90^\circ$$

Die Nukleonenspektren der kosmischen Strahlung in der Atmosphäre wurden für mittlere Sonnenaktivität [4] und die geomagnetischen Grenzsteifigkeiten $\bar{R}_{CV} = 2.2, 4.4$ und 15 GV nach

$$\Phi_k(E_i, \vartheta_j, h) = \frac{2\pi}{\cos \vartheta_j} \int_0^{\pi/2} \int_{\bar{R}_{CV}}^{\infty} \left\{ \bar{N}_{kij}^p(h, R_0, \vartheta_0) + \frac{4}{6.5} \bar{N}_{kij}^p\left(h, \frac{R_0}{2}, \vartheta_0\right) \right\} \times \Psi_p(R_0) \cos \vartheta_0 \sin \vartheta_0 dR_0 d\vartheta_0 \quad (2.1)$$

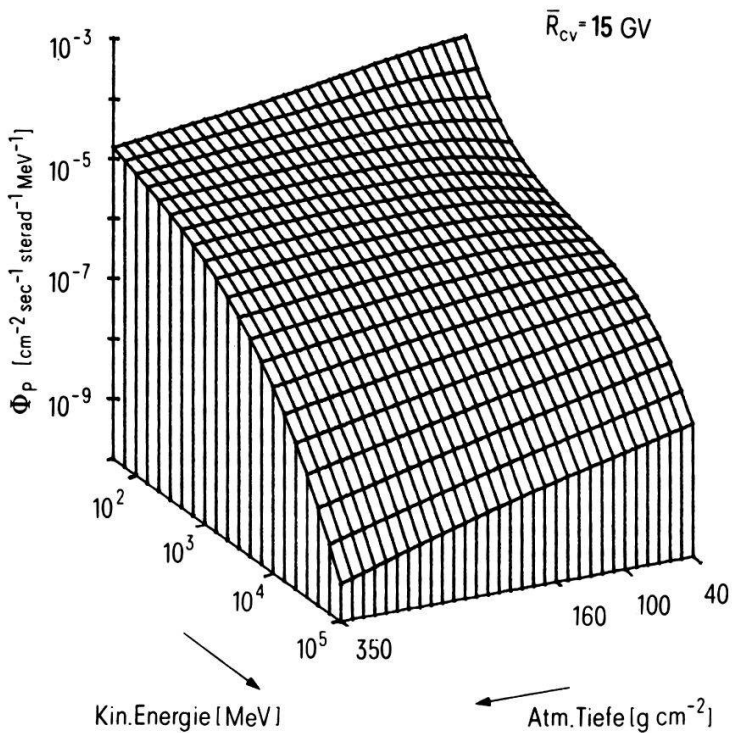
aus den Resultaten der Kaskadensimulationen aufintegriert. Dabei bedeuten

- $\Phi_{n,p}$ das differentielle sekundäre Neutronen-, resp. Protonenspektrum,
- Ψ_p das differentielle primäre Protonenspektrum und
- $\bar{R}_{CV}$ die effektive geomagnetische Grenzsteifigkeit für Zenitrichtung.



Figur 1

Differentielle zenitale Protonenspektren in den atmosphärischen Tiefen $40 \text{ g cm}^{-2} \leq h \leq 350 \text{ g cm}^{-2}$ für mittlere Sonnenaktivität und $\bar{R}_{cv} = 2.2 \text{ GV}$.



Figur 2

Differentielle zenitale Protonenspektren in den atmosphärischen Tiefen $40 \text{ g cm}^{-2} \leq h \leq 350 \text{ g cm}^{-2}$ für mittlere Sonnenaktivität und $\bar{R}_{cv} = 15 \text{ GV}$.

Dem Einfluss der primären α -Komponente wird in (2.1) nach dem Verfahren von Webber und Quenby [5, 6] Rechnung getragen.

Analysen der berechneten Protonenspektren für Meeres- und Bergeshöhe haben eine gute Uebereinstimmung mit experimentellen Daten ergeben und gezeigt, dass die wirklichen Verhältnisse in der tiefen Atmosphäre gut wiedergegeben werden [3, 4]. In den Tabellen 1–4 sowie in den Figuren 1 und 2 sind nun für die atmosphärischen Tiefen $h = 40, 100, 160$ und 350 g cm^{-2} entsprechende differentielle Protonenspektren für Zenitrichtung zusammengestellt.

3. Diskussion

Verschiedene Autoren [vgl. z.B. 7–17] haben in grossen Höhen, zum grössten Teil mit Flugzeugen und Ballonen, kosmische Strahlungsexperimente durchgeführt, deren Resultate für eine Prüfung unserer Simulationsrechnungen verwendet werden können. Im folgenden werden nun vorerst die Berechnungsergebnisse für die sekundären zenitalen Protonenspektren mit experimentellen Daten verglichen. In Figur 3 ist das differentielle Protonenspektrum $\Phi_p(E, 0^\circ \leq \vartheta \leq 15^\circ, h = 350 \text{ g cm}^{-2})$ für ein mittleres Primärspektrum und für eine effektive geomagnetische Grenzsteifigkeit $\bar{R}_{CV} = 4.4 \text{ GV}$ entsprechenden Messdaten gegenübergestellt. Diese mussten zum Teil erst auf dieselbe Grenzsteifigkeit und auf die atmosphärische Tiefe $h = 350 \text{ g cm}^{-2}$

Tabelle 1

Differentielles zenitales Protonenspektrum in der atmosphärischen Tiefe $h = 40 \text{ g cm}^{-2}$ für mittlere Sonnenaktivität.

$\Phi_p(E, \vartheta \leq 15^\circ, h = 40 \text{ g cm}^{-2})$	[Protonen/cm ² sterad see MeV]		
Kin. Energie [MeV]	$\bar{R}_{CV} = 2.2 \text{ GV}$	$\bar{R}_{CV} = 4.4 \text{ GV}$	$\bar{R}_{CV} = 15 \text{ GV}$
50–100	0.11E-03	0.73E-04	0.23E-04
100–200	0.76E-04	0.51E-04	0.15E-04
200–400	0.40E-04	0.25E-04	0.70E-05
400–600	0.29E-04	0.16E-04	0.36E-05
600–800	0.25E-04	0.12E-04	0.25E-05
800–1000	0.21E-04	0.10E-04	0.19E-05
1000–1250	0.21E-04	0.92E-05	0.15E-05
1250–1500	0.12E-03	0.33E-04	0.12E-05
1500–1750	0.10E-04	0.59E-05	0.11E-05
1750–2000	0.11E-04	0.59E-05	0.97E-06
2000–3000	0.38E-04	0.14E-04	0.88E-06
3000–5000	0.22E-04	0.18E-04	0.73E-06
5000–7500	0.61E-05	0.61E-05	0.11E-05
7500–10 000	0.44E-05	0.44E-05	0.11E-05
10 000–15 000	0.13E-05	0.13E-05	0.88E-06
15 000–20 000	0.73E-06	0.73E-06	0.72E-06
20 000–30 000	0.54E-06	0.54E-06	0.54E-06
30 000–40 000	0.20E-07	0.20E-07	0.20E-07
40 000–50 000	0.16E-06	0.16E-06	0.16E-06
50 000–75 000	0.40E-07	0.40E-07	0.40E-07
75 000–100 000	0.31E-07	0.31E-07	0.31E-07

Tabelle 2

Differentielles zenitales Protonenspektrum in der atmosphärischen Tiefe $h = 100 \text{ g cm}^{-2}$ für mittlere Sonnenaktivität.

$\Phi_p(E, \vartheta \leq 15^\circ, h = 100 \text{ g cm}^{-2})$	[Protonen/cm ² sterad sec MeV]		
Kin. Energie [MeV]	$\bar{R}_{cv} = 2.2 \text{ GV}$	$\bar{R}_{cv} = 4.4 \text{ GV}$	$\bar{R}_{cv} = 15 \text{ GV}$
50–100	0.12E-03	0.84E-04	0.27E-04
100–200	0.95E-04	0.64E-04	0.20E-04
200–400	0.60E-04	0.38E-04	0.11E-04
400–600	0.46E-04	0.26E-04	0.61E-05
600–800	0.33E-04	0.19E-04	0.44E-05
800–1000	0.31E-04	0.16E-04	0.34E-05
1000–1250	0.26E-04	0.13E-04	0.25E-05
1250–1500	0.54E-04	0.19E-04	0.21E-05
1500–1750	0.14E-04	0.84E-05	0.17E-05
1750–2000	0.16E-04	0.95E-05	0.18E-05
2000–3000	0.23E-04	0.11E-04	0.16E-05
3000–5000	0.13E-04	0.11E-04	0.11E-05
5000–7500	0.39E-05	0.39E-05	0.98E-06
7500–10 000	0.24E-05	0.24E-05	0.76E-06
10 000–15 000	0.76E-06	0.76E-06	0.54E-06
15 000–20 000	0.42E-06	0.42E-06	0.41E-06
20 000–30 000	0.28E-06	0.28E-06	0.28E-06
30 000–40 000	0.28E-07	0.28E-07	0.27E-07
40 000–50 000	0.79E-07	0.79E-07	0.79E-07
50 000–75 000	0.21E-07	0.21E-07	0.21E-07
75 000–100 000	0.16E-07	0.16E-07	0.15E-07

Tabelle 3

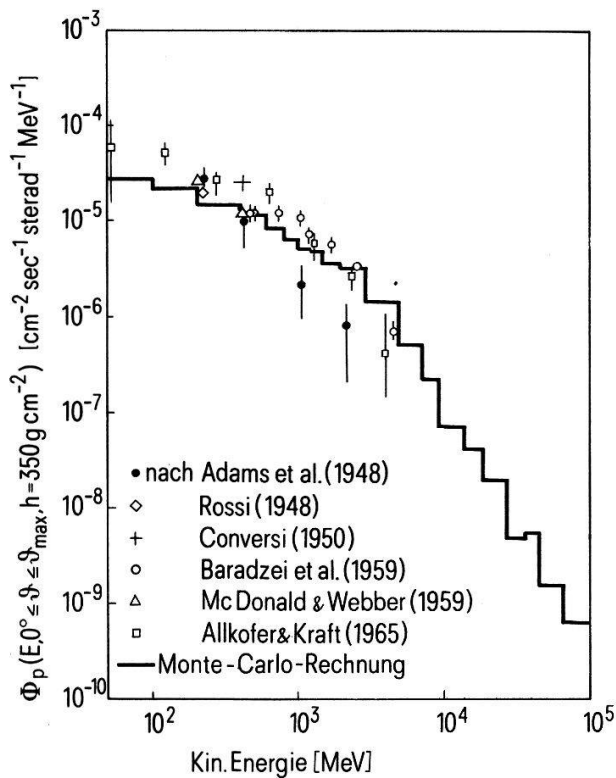
Differentielles zenitales Protonenspektrum in der atmosphärischen Tiefe $h = 160 \text{ g cm}^{-2}$ für mittlere Sonnenaktivität.

$\Phi_p(E, \vartheta \leq 15^\circ, h = 160 \text{ g cm}^{-2})$	[Protonen/cm ² sterad sec MeV]		
Kin. Energie [MeV]	$\bar{R}_{cv} = 2.2 \text{ GV}$	$\bar{R}_{cv} = 4.4 \text{ GV}$	$\bar{R}_{cv} = 15 \text{ GV}$
50–100	0.11E-03	0.77E-04	0.24E-04
100–200	0.88E-04	0.62E-04	0.19E-04
200–400	0.58E-04	0.37E-04	0.10E-04
400–600	0.41E-04	0.25E-04	0.67E-05
600–800	0.34E-04	0.20E-04	0.49E-05
800–1000	0.24E-04	0.15E-04	0.38E-05
1000–1250	0.34E-04	0.15E-04	0.28E-05
1250–1500	0.15E-04	0.10E-04	0.24E-05
1500–1750	0.13E-04	0.86E-05	0.21E-05
1750–2000	0.16E-04	0.96E-05	0.20E-05
2000–3000	0.14E-04	0.90E-05	0.18E-05
3000–5000	0.74E-05	0.66E-05	0.12E-05
5000–7500	0.24E-05	0.24E-05	0.80E-06
7500–10 000	0.14E-05	0.14E-05	0.52E-06
10 000–15 000	0.45E-06	0.45E-06	0.34E-06
15 000–20 000	0.24E-06	0.24E-06	0.24E-06
20 000–30 000	0.15E-06	0.15E-06	0.15E-06
30 000–40 000	0.23E-07	0.23E-07	0.23E-07
40 000–50 000	0.41E-07	0.41E-07	0.41E-07
50 000–75 000	0.12E-07	0.12E-07	0.12E-07
75 000–100 000	0.82E-08	0.82E-08	0.82E-08

Tabelle 4

Differentielles zenitales Protonenspektrum in der atmosphärischen Tiefe $h = 350 \text{ g cm}^{-2}$ für mittlere Sonnenaktivität.

$\Phi_p(E, \vartheta \leq 15^\circ, h = 350 \text{ g cm}^{-2})$	[Protonen/cm ² sterad sec MeV]		
Kin. Energie [MeV]	$\bar{R}_{CV} = 2.2 \text{ GV}$	$\bar{R}_{CV} = 4.4 \text{ GV}$	$\bar{R}_{CV} = 15 \text{ GV}$
50–100	0.37E-04	0.29E-04	0.12E-04
100–200	0.30E-04	0.24E-04	0.94E-05
200–400	0.21E-04	0.16E-04	0.59E-05
400–600	0.15E-04	0.12E-04	0.44E-05
600–800	0.12E-04	0.89E-05	0.31E-05
800–1000	0.82E-05	0.68E-05	0.25E-05
1000–1250	0.66E-05	0.55E-05	0.19E-05
1250–1500	0.60E-05	0.51E-05	0.15E-05
1500–1750	0.52E-05	0.39E-05	0.13E-05
1750–2000	0.43E-05	0.39E-05	0.14E-05
2000–3000	0.37E-05	0.34E-05	0.12E-05
3000–5000	0.16E-05	0.16E-05	0.66E-06
5000–7500	0.57E-06	0.57E-06	0.31E-06
7500–10 000	0.24E-06	0.24E-06	0.16E-06
10 000–15 000	0.82E-07	0.82E-07	0.70E-07
15 000–20 000	0.46E-07	0.46E-07	0.45E-07
20 000–30 000	0.22E-07	0.22E-07	0.22E-07
30 000–40 000	0.55E-08	0.55E-08	0.54E-08
40 000–50 000	0.58E-08	0.58E-08	0.58E-08
50 000–75 000	0.17E-08	0.17E-08	0.17E-08
75 000–100 000	0.70E-09	0.70E-09	0.70E-09



Figur 3

Differentielles zenitales Protonenspektrum in der atmosphärischen Tiefe $h = 350 \text{ g cm}^{-2}$, für $\bar{R}_{CV} = 4.4 \text{ GV}$.

umgerechnet werden. Die entsprechenden Korrekturen wurden auf Grund unserer theoretischen Ergebnisse ausgeführt und betragen bis zu einem Faktor 6.9 [15]. Unterschiede in der Sonnenaktivität wurden hingegen nicht ausgeglichen, da dieser Einfluss Abweichungen von höchstens $\sim 10\%$ bewirkt. Die Uebereinstimmung zwischen dem theoretisch abgeleiteten Spektrum und den gemessenen Protonendaten erscheint uns unter diesen Umständen sehr gut.

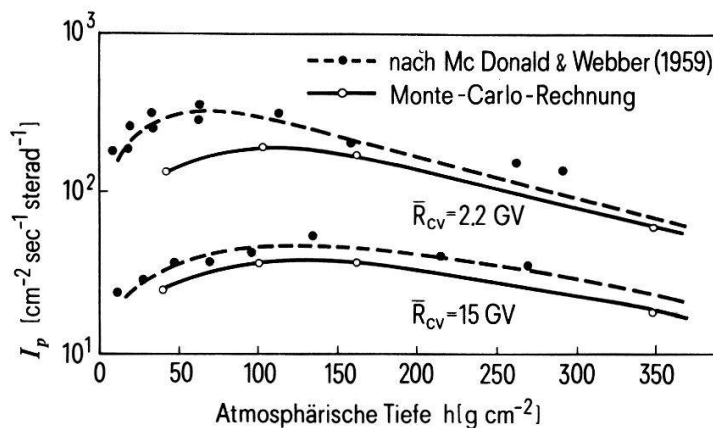
Was die Abhängigkeit der kosmischen Strahlungsintensität von der atmosphärischen Tiefe anbetrifft, liegen im Bereich $40 \text{ g cm}^{-2} \leq h \leq 350 \text{ g cm}^{-2}$ ebenfalls Messergebnisse vor. Bereits in einer früheren Arbeit wurde die berechnete Vertikalintensität von Protonen mit Energien $E > 1 \text{ GeV}$ den gemessenen Werten von Clark [10] gegenübergestellt. Dabei hatte sich eine gute Uebereinstimmung ergeben. In Figur 4 ist nun ein entsprechender Vergleich für Protonen im Energieintervall $100 \text{ MeV} \leq E \leq 350 \text{ MeV}$ dargestellt. Die Messwerte wurden aus Experimenten von McDonald und Webber [14] abgeleitet. Es zeigt sich, dass die berechneten Intensitäten, die Absolutwerte darstellen und in keiner Weise angepasst sind, im allgemeinen um rund 20% geringer sind als die gemessenen. Für die Grenzsteifigkeit $\bar{R}_{CV} = 2.2 \text{ GV}$ und atmosphärische Tiefen $h < 120 \text{ g cm}^{-2}$ beträgt die Abweichung sogar bis zu 60% . Dieser systematische Unterschied kann jedoch grösstenteils dadurch erklärt werden, dass bei den Experimenten die abwärts und aufwärts gerichteten Teilchenflüsse nicht unterschieden wurden. Zudem wirken sich für geringe atmosphärische Tiefen in hohen geomagnetischen Breiten mögliche Unterschiede in der Sonnenaktivität und in der Grenzsteifigkeit stärker aus. Unsere Simulationsdaten sind folglich auch hier mit den experimentellen Ergebnissen verträglich.

Ueber die Winkelverteilung der Protonen in atmosphärischen Tiefen $40 \text{ g cm}^{-2} \leq h \leq 350 \text{ g cm}^{-2}$ ist experimentell wenig bekannt [16, 17]. Unter der Annahme, dass die Primärpartikel isotrop einfallen und in der Atmosphäre nur Absorption erleiden, kann die Zenitwinkelabhängigkeit der kosmischen Strahlung durch

$$\Phi(E, \vartheta, h) dE d\vartheta = \Phi(E, \vartheta = 0^\circ, h) P(E, \vartheta, h) dE d\vartheta \quad (3.1)$$

mit

$$P(E, \vartheta, h) = \exp - \frac{h}{L(E)} \left(\frac{1}{\cos \vartheta} - 1 \right) \quad (3.2)$$



Figur 4

Vertikalintensität der Protonen mit Energien $100 \text{ MeV} \leq E \leq 350 \text{ MeV}$ in atmosphärischen Tiefen $h \lesssim 350 \text{ g cm}^{-2}$, $I_p (100 \text{ MeV} \leq E \leq 350 \text{ MeV})$.

beschrieben werden. Nach diesem für die Entwicklung der Nukleonenkaskade in der Atmosphäre groben Ansatz können die Resultate unserer bisherigen Simulationsrechnungen für Energien $E > 1$ GV mit dem bereits in [4] gefundenen Wert für die Attenuationslänge, $L = 128 \text{ g cm}^{-2}$, dargestellt werden. Bei kleineren Energien müssen aber der Aufbau der kosmischen Sekundärstrahlung und die Energieabhängigkeit von L berücksichtigt werden. In den Tabellen 5 und 6 sind nun die Winkelverteilungen der berechneten Protonenflüsse im Energiebereich $50 \text{ MeV} \leq E \leq 400 \text{ MeV}$ entsprechend dem Ansatz

$$P(E, \vartheta, h) = \{\cos \vartheta\}^{m(E, h)} \quad (3.3)$$

für äquatoriale und hohe geomagnetische Breiten festgehalten. Die systematische Abhängigkeit des Exponenten m von der Energie, von der atmosphärischen Tiefe und

Tabelle 5

Zenitwinkelverteilung $P(E, \vartheta, h) = \{\cos \vartheta\}^{m(E, h)}$ der Protonenkomponente im Energiebereich $50 \text{ MeV} \leq E \leq 400 \text{ MeV}$ für $\bar{R}_{CV} = 15 \text{ GV}$.

E	$h [\text{g cm}^{-2}]$			
[MeV]	40	100	160	350
50–100	0.4 ± 0.2	0.7 ± 0.2	0.7 ± 0.2	1.1 ± 0.2
100–200	0.5 ± 0.2	0.7 ± 0.2	0.7 ± 0.2	1.4 ± 0.2
200–400	0.5 ± 0.2	0.7 ± 0.2	0.8 ± 0.2	1.7 ± 0.2

Tabelle 6

Zenitwinkelverteilung $P(E, \vartheta, h) = \{\cos \vartheta\}^{m(E, h)}$ der Protonenkomponente im Energiebereich $50 \text{ MeV} \leq E \leq 400 \text{ MeV}$ für $\bar{R}_{CV} = 2.2 \text{ GV}$.

E	$h [\text{g cm}^{-2}]$			
[MeV]	40	100	160	350
50–100	0.4 ± 0.1	0.7 ± 0.2	1.0 ± 0.2	1.3 ± 0.2
100–200	0.4 ± 0.1	0.7 ± 0.2	1.1 ± 0.2	1.6 ± 0.2
200–400	0.3 ± 0.1	0.7 ± 0.2	1.2 ± 0.2	2.3 ± 0.2

von der geomagnetischen Grenzsteifigkeit ist dabei klar ersichtlich und entspricht den allgemeinen qualitativen Vorstellungen über die kosmische Sekundärstrahlung.

Zusammenfassend zeigt sich, dass die berechneten Protonenspektren auch in den atmosphärischen Tiefen $40 \text{ g cm}^{-2} \leq h \leq 350 \text{ g cm}^{-2}$ den wirklichen Verhältnissen entsprechen. Die Simulationsergebnisse gestatten somit eine ausführliche Untersuchung der sekundären kosmischen Nukleonenstrahlung über den gesamten atmosphärischen Tiefenbereich. Es wird nun Gegenstand weiterer Arbeiten sein, einerseits die Neutronenspektren in atmosphärischen Tiefen $h < 650 \text{ g cm}^{-2}$ zu diskutieren und andererseits die Abhängigkeit der sekundären Nukleonenspektren von der Sonnenaktivität darzustellen.

Verdankungen

In erster Linie danke ich Herrn Prof. H. Debrunner für das freundliche Ueberlassen seines in [1, 2] beschriebenen Monte-Carlo-Programms, für sein stetes Interesse an der Arbeit und die vielen Anregungen. Zu Dank verpflichtet bin ich weiter Herrn Dr. B. C. Raubenheimer von der Potchefstroom University for C.H.E., der an der Weiterentwicklung des Rechenprogramms mitgearbeitet hat. Frl. Marianne König danke ich für die Reinschrift des Manuskripts und die saubere Ausführung der Figuren.

Diese Arbeit wurde unterstützt durch den Schweizerischen Nationalfonds zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung, Kredit NF 2.656.-0.76. Die Simulationsrechnungen wurden auf der Rechananlage IBM/370-158 der Bernischen Datenverarbeitung AG ausgeführt.

LITERATUR

- [1] H. DEBRUNNER und E. Å. BRUNBERG, Can. J. Phys. 46, 1069 (1968).
- [2] H. DEBRUNNER, Habilitationsarbeit, Universität Bern (1968).
- [3] E. FLÜCKIGER, Helv. Phys. Acta 49, 743 (1976).
- [4] E. FLÜCKIGER, Helv. Phys. Acta 50, 633 (1977).
- [5] W. R. WEBBER und J. J. QUENBY, Phil. Mag. 4, 654 (1959).
- [6] W. R. WEBBER, Handbuch der Physik 46 (2), 234 (1967).
- [7] B. ROSSI, Rev. Mod. Phys. 20, 537 (1948).
- [8] R. V. ADAMS, C. D. ANDERSON, P. E. LLOYD, R. R. RAU und R. C. SAXENA, Rev. Mod. Phys. 20, 334 (1948).
- [9] M. CONVERSI, Phys. Rev. 79, 749 (1950).
- [10] M. A. CLARK, Phys. Rev. 87, 87 (1952).
- [11] J. D. PULLAR und E. G. DYMOND, Phil. Mag. 44, 565 (1953).
- [12] J. R. WINCKLER und K. A. ANDERSON, Phys. Rev. 108, 148 (1957).
- [13] L. T. BARADZEI, M. V. SOLOV'EV, Z. I. TULINOVA und L. I. FILATOVA, Soviet Physics JETP 36(9), 1151, (1959).
- [14] F. B. McDONALD und W. R. WEBBER, Phys. Rev. 115, 194 (1959).
- [15] O. C. ALLKOFFER und E. KRAFT, Nuovo Cim. 39, 1051 (1965).
- [16] E. SCHOPPER, E. LOHRMANN und G. MAUCK, Handbuch der Physik 46(2), 422 (1967).
- [17] J. J. LORD und M. SCHEIN, Phys. Rev. 77, 19 (1950).

Erhöhung der Elektronendichte und Änderung der Ionenzusammensetzung in der mittleren Atmosphäre durch NO-Transport

E. KOPP, P. EBERHARDT, U. HERRMANN und J. MEISTER

(Physikalisches Institut, Universität Bern)

und

M. A. HIDALGO

(Laboratorio de Termologia, Facultad de Ciencias, Zaragoza, Spanien)

Erhöhte Elektronendichten in der D-Region treten vor allem im Winter in Begleitung stratosphärischer Erwärmungen auf. Unsere bisherigen Messungen der Ionenzusammensetzung mit kryogenisch gepumpten Massenspektrometern unter gestörten Winterbedingungen in mittleren Breiten zeigen, dass horizontaler NO-

Transport aus der polaren Thermosphäre zusammen mit einer lokalen, vertikalen Eddy-Diffusion von NO und O (^3P) die erhöhten Elektronendichten der D-Region im Winter verursachen.

Forschung unterstützt durch den Schweizerischen Nationalfonds zur Förderung des wissenschaftlichen Forschung.

Messung von Verdünnungsfaktoren beim Kernkraftwerk Mühleberg¹⁾

G. SCHRIBER

(Physikalisches Institut, Universität Bern)

Die direkte Messung von zusätzlichen Strahlungsdosen in der Umgebung von Kernkraftwerken ist praktisch kaum realisierbar. Man bestimmt die zusätzlichen Dosen deshalb mittels Rechnungen, welche auf gemessenen Verdünnungsfaktoren beruhen. Solche Messungen erfolgten bisher fast durchwegs in ebenem Gelände. Zur Bestimmung von Verdünnungsfaktoren in hügeligem Gelände sind während den vergangenen 2 Jahren beim Kernkraftwerk Mühleberg Ausbreitungsversuche durchgeführt worden. Dabei hat man jeweils gleichzeitig an bis zu 18 Orten in der Ausbreitungsrichtung der Fahne die Luft auf den vom Kraftwerk stammenden Xe-133-Gehalt untersucht (Nachweisgrenze der angewandten Methode: ca. 10 pCi/m³).

Die Ergebnisse zeigen, dass die Berechnung von zusätzlichen Dosen mit den bisherigen Verdünnungsfaktoren im allgemeinen zufriedenstellende Werte liefert, wenn die Parameter nach den üblichen Methoden angepasst werden.

¹⁾ Gemeinschaftsprojekt: KUER, Fribourg/ASK, Würenlingen SPA, Payerne/KKW Mühleberg Universität Bern.

Étude de systèmes passifs de captage de l'énergie solaire

ANDRÉ FAIST et JEAN-BERNARD GAY

(Département de Physique, EPF-Lausanne)

Nous avons étudié une série de couvertures qui, montées à la surface extérieure d'un mur Sud, peuvent permettre un captage passif de l'énergie solaire incidente. Les couvertures étudiées, au nombre de 16, font intervenir des verres, des plastiques, et pour certaines d'entre elles, des plaques métalliques sélectives et non sélectives.

Des mesures, en climat réel, ont été effectuées sur des éléments capteurs de petite dimension. Un modèle mathématique a été développé et ajusté à chaque cas particulier. En plus des mesures caractéristiques, nous présentons, pour quatre combinaisons, le résultat d'une simulation mathématique basée sur les données météorologiques de deux périodes type de l'hiver 1976–1977.

PHYSIQUE NUCLÉAIRE ET CORPUSCULAIRE

Sur le comportement à petite et grande distances des fonctions d'ondes phénoménologiques du ${}^6\text{Li}$

F. FOROUGH

(Institut de Physique, Université de Neuchâtel)

Nous montrons que les fonctions d'ondes phénoménologiques qui décrivent la structure en α - d du ${}^6\text{Li}$ doivent avoir un comportement à l'origine qui traduise la répulsion entre les nucléons. Cependant, un comportement en r^2 n'est pas indispensable. Par ailleurs, l'introduction du comportement asymptotique coulombien améliore considérablement le facteur de forme électrique.

Rückwärtsstreuung von α an ${}^{40}\text{Ca}$ ist nicht anomal

H. P. GUBLER, U. KIEBELE, H. O. MEYER, G. R. PLATTNER und I. SICK

(Institut für Physik, Universität Basel, 4056 Basel, Switzerland)

Am SIN-Injektor haben wir Winkelverteilungen der elastischen α -Streuung an ${}^{40}\text{Ca}$ im Bereich 26–47 MeV in 1 MeV Schritten gemessen. Wir können zeigen, dass orthodoxe Streuung von einem schwach energieabhängigen phänomenologischen oder Faltungs-Potential ausreicht, um die sogenannte 'Rückwärtsanomalie' vollständig zu erklären.

Elastic triton-proton scattering and spin dependent nucleon-nucleon forces

R. F. HAGLUND, JR., RONALD E. BROWN, NELSON JARMIE and G. G. OHLSEN

(Los Alamos Sc. Lab., Los Alamos, USA)

P. A. SCHMELZBACH

(Lab. für Kernphysik, ETH, Zürich)

and

D. FICK

(MPI für Kernphysik, Heidelberg, BRD)

Using a polarized triton beam, angular distributions of the differential cross section and of the triton analysing power have been measured for elastic triton-proton scattering at $E_{\text{cm}} = 1.26, 1.68, 2.19, 2.70, 3.21$ and 3.71 MeV. For the highest energies large differences between triton and proton analysing powers are observed. Phase shifts obtained in a preliminary analysis of the data are compared with recent cluster model calculations taking into account various parts of the nucleon-nucleon force. It is shown that the experimental results can yield detailed information on the odd l spin-orbit and tensor nucleon-nucleon forces.

Proton-deuteron elastic scattering

W. GRÜEBLER, V. KÖNIG, P. A. SCHMELZBACH, B. JENNY and H. R. BÜRGI

(Laboratorium für Kernphysik, ETH Zürich)

P. DOLESCHALL

(Central Research Institute for Physics, Budapest)

G. HEIDENREICH, H. ROSER and F. SEILER

(Physikinstitut der Universität Basel)

and

W. REICHART

(Physikinstitut der Universität Zürich)

The differential cross section σ , the proton analyzing power A_y and the deuteron analyzing powers iT_{11} , T_{20} and T_{22} for proton deuteron elastic scattering have been measured to high accuracy at proton energies of 8.5, 10.0 and 12.0 MeV and at the corresponding deuteron energies of 17.0, 20.0 and 24.0 MeV. The data, which covers the c.m. angular range from approximately 30° to 160° , are compared with predictions of three nucleon Faddeev calculations. The excellent agreement which is observed is discussed and further investigations are proposed.

Molecular X-rays and a possible spectroscopy of superheavy quasiatoms

E. MORENZONI, CH. STOLLER, W. WÖLFELI, G. BONANI, P. BÜRGI and M. STÖCKLI

(Laboratorium für Kernphysik, ETH Hönggerberg, 8093 Zürich)

The anisotropies of the molecular X-ray transitions of 25 different systems with $Z_u \geq 94$ ($Z_u = Z_{\text{Proj.}} + Z_{\text{Target}}$) have been measured at projectile energies between 20 and 60 MeV. In each case well defined anisotropy peaks have been found at energies which correspond to predicted molecular and quasiautomic binding or transition energies of molecules formed transiently in heavy ion atom collisions.

Description et performances d'un calorimètre à argon liquide utilisé au SPS, CERN

A. DELFOSSE, O. GUIBAN, P. MÜHLEMANN

(École de Physique, Université de Genève)

R. WEILL

(Institut de Physique Nucléaire, Université de Lausanne)

Un calorimètre à argon liquide a été construit pour la détection de gerbes électromagnétiques de hautes énergies. Il est actuellement utilisé pour la détection de

$\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ dans l'expérience WA10 au SPS, CERN. Son fonctionnement est satisfaisant et les performances suivantes caractérisent les données déjà produites: résolution spatiale: ± 3 mm; résolution en énergie: 1,5% à 50 GeV/c; résolution masse π^0 : ± 7 MeV.

Myon-Strahlungseinfang in ^{40}Ca

A. FRISCHKNECHT, W. STEHLING, G. STRASSNER and P. TRUÖL
(Universität Zürich)

J. C. ALDER, C. JOSEPH, J. F. LOUDE, J. P. PERROUD and M. T. TRAN
(Université de Lausanne)

W. DAHME, W. HERING, H. PANKE and C. ZUPANCIC
(Universität München)

Das Photon-Spektrum der Reaktion $^{40}\text{Ca}(\mu^-, \nu_\mu\gamma) ^{40}\text{K}$ wurde mit einem Paarspektrometer gemessen. Die hohe Auflösung (1.2 MeV bei $E_\gamma = 130$ MeV) und die Unempfindlichkeit des Detektors gegenüber Neutronenuntergrund erlaubten erstmals eine experimentell befriedigende Bestimmung der Form des Spektrums und der Ausbeute. Die theoretische Interpretation dieser Daten im Rahmen des Rood-Yano-Yano-Modells hängt von der induzierten pseudoskalaren Kopplungskonstanten ab.

Measurement of the P parameter in π^-p scattering at 291 and 308 MeV

J. C. ALDER, C. JOSEPH, J. P. PERROUD and M. T. TRAN
(Université de Lausanne)

P. WIEDERKEHR
(Lab. für Hochenergiephysik, ETH Zürich)

L. DUBAL, G. H. EATON, R. FROSCH, H. HIRSCHMANN, J. MCCULLOCH, S. MANGO, P. SHRAGER
and P. WEYMUTH
(SIN)

G. STRASSNER and P. TRUÖL
(Univ. Zürich)

We have measured the polarization parameter P in elastic π^-p scattering at incident π^- lab. kinetic energies of 291 and 308 MeV for a large range of scattering angles. Our data for 308 MeV differ strongly from those of ref. [1]; the corresponding changes of the πN phase shifts will be discussed.

REFERENCE

- [1] H. R. RUGGE and O. T. VIK, Phys. Rev. 129, 2300 (1963).

Obere Grenze für die Reaktion $\mu^- + S \rightarrow e^- + S$

A. BADERTSCHER, K. BORER, G. CZAPEK, A. FLUECKIGER, H. HÄNNI, B. HAHN, E. HUGENTOBLE, A. MARKEES, U. MOSER, R. P. REDWINE, J. SCHACHER, H. SCHEIDIGER, P. SCHLATTER und G. VIERTEL

(Abteilung Hochenergiephysik, Universität Bern, Bern)

Die neutrinolose Konversion gestoppter Myonen zu Elektronen bei Wechselwirkung mit Schwefelkernen wurde bei einem Experiment am SIN gesucht. Es wird eine Beschreibung der Experimentiertechnik und ein vorläufiges Resultat präsentiert.

Evidence for resonance behaviour of A_1 and A_3 mesons coherently produced on nuclei

J. PERNEGR, B. AEBISCHER, K. FREUDENREICH, R. FROSCH, F.X. GENTIT¹⁾, P. MÜHLEMANN²⁾ and W. WETZEL³⁾

(Laboratorium für Hochenergiephysik, ETH Zürich)

W. BEUSCH, V. CHALOUPKA⁴⁾ and D. WEBSDALE⁵⁾

(CERN, Geneva)

P. ASTBURY, G. LEE⁶⁾ and M. LETHEREN⁶⁾

(Imperial College, London, England)

G. BELLINI, M. DI CORATO, F. PALOMBO, P. G. RANCOITA and G. VEGNI

(Istituto di Fisica, Sezione INFN, Milano, Italy)

¹⁾ CEN, Saclay. ²⁾ Univ. Geneva. ³⁾ Univ. of Heidelberg. ⁴⁾ SLAC. ⁵⁾ ICL. ⁶⁾ CERN.

A partial wave analysis of the $(\bar{K}^0\pi^+\pi^-)$ -system produced in $K^-p \rightarrow \bar{K}^0\pi^+\pi^-n$ at 10 GeV/c

B. AEBISCHER, L. FLURI¹⁾, K. FREUDENREICH, F. X. GENTIT²⁾, A. NAKKASYAN³⁾ and J. PERNEGR

(Laboratorium für Hochenergiephysik, ETH Zürich)

E. KÖNIGS, G. OTTER, G. RANSONE, H. SCHLÜTTER and H. WIECZOREK

(III. Physikalisches Institut der RWTH Aachen)

W. BEUSCH and A. BIRMAN⁴⁾

(CERN, Geneva)

A partial wave analysis of the non-diffractively produced $(\bar{K}^0\pi^+\pi^-)$ -system has been performed. The system was produced in the reaction $K^-p \rightarrow \bar{K}^0\pi^+\pi^-n$ at 10 GeV/c, measured in the CERN Omega-Spectrometer. Besides the well-known $K(1420)$ resonance, we find good evidence for the production of $Q_2(1400)$ and some indication for $Q_1(1290)$ -production in $J^P = 1^+$. In addition we clearly observe the $K^*(1800)$ -resonance, whose properties are discussed.

¹⁾ Ecole Polytechnique de Paris. ²⁾ CEN, Saclay. ³⁾ EPFL. ⁴⁾ Technion, Haifa.

Coulomb corrections to elastic pion-nucleus scattering in the eikonal model

J.-F. GERMOND

(Institut de Physique, Université de Neuchâtel)

and

C. WILKIN

(University College, London, London)

In impact parameter space the Coulomb force modifies elastic pion-nucleus scattering in three distinct ways. There is an additional phase, a distortion of the pion's trajectory and a shift in the effective energy of the pion-nucleus interaction. A formalism based on the eikonal approximation is derived for treating these effects when one has no microscopic scattering theory. The method is used to determine the $\pi - {}^{12}\text{C}$ and $\pi - {}^{40}\text{Ca}$ scattering amplitude from the recent SIN data in the energy region of the first pion-nucleon resonance. The success of this amplitude analysis suggests that Coulomb corrections are understood well enough, at least at the higher energies and for not too heavy nuclei, implying that neutron distributions can be meaningfully investigated with pions.

Pion elastic and inelastic scattering from ${}^{28}\text{Si}$ over the $\pi N(3,3)$ resonance

R. CORFU, J.-P. EGGER, P. GRETILLAT, C. LUNKE, J. PIFFARETTI and E. SCHWARZ

(Institut de Physique, Université de Neuchâtel)

C. PERRIN

(I.S.N. Grenoble)

B. M. PREEDOM

(Phys. Dept. University of S. Caroline, Columbia)

and

J. JANSEN

(S.I.N., Villigen)

The study of excited states of the nucleus by inelastic scattering of pions should provide information on the pion-nucleus reaction mechanism in cases where the wave functions of the ground state and excited states are well known. The 2^+ excited state of ${}^{28}\text{Si}$ offers a good example of such a state of collective nature (rotational). The SIN high resolution pion spectrometer was used to measure the angular distributions of pions scattered from ${}^{28}\text{Si}$ between 15 and 120 degrees. The measurements were carried out for incident π^+ and π^- at 130, 180 and 226 MeV.

Figure 1 shows the elastic differential cross section and the inelastic scattering cross section to the 2^+ (1.78 MeV) state in ${}^{28}\text{Si}$. The curves correspond to predictions

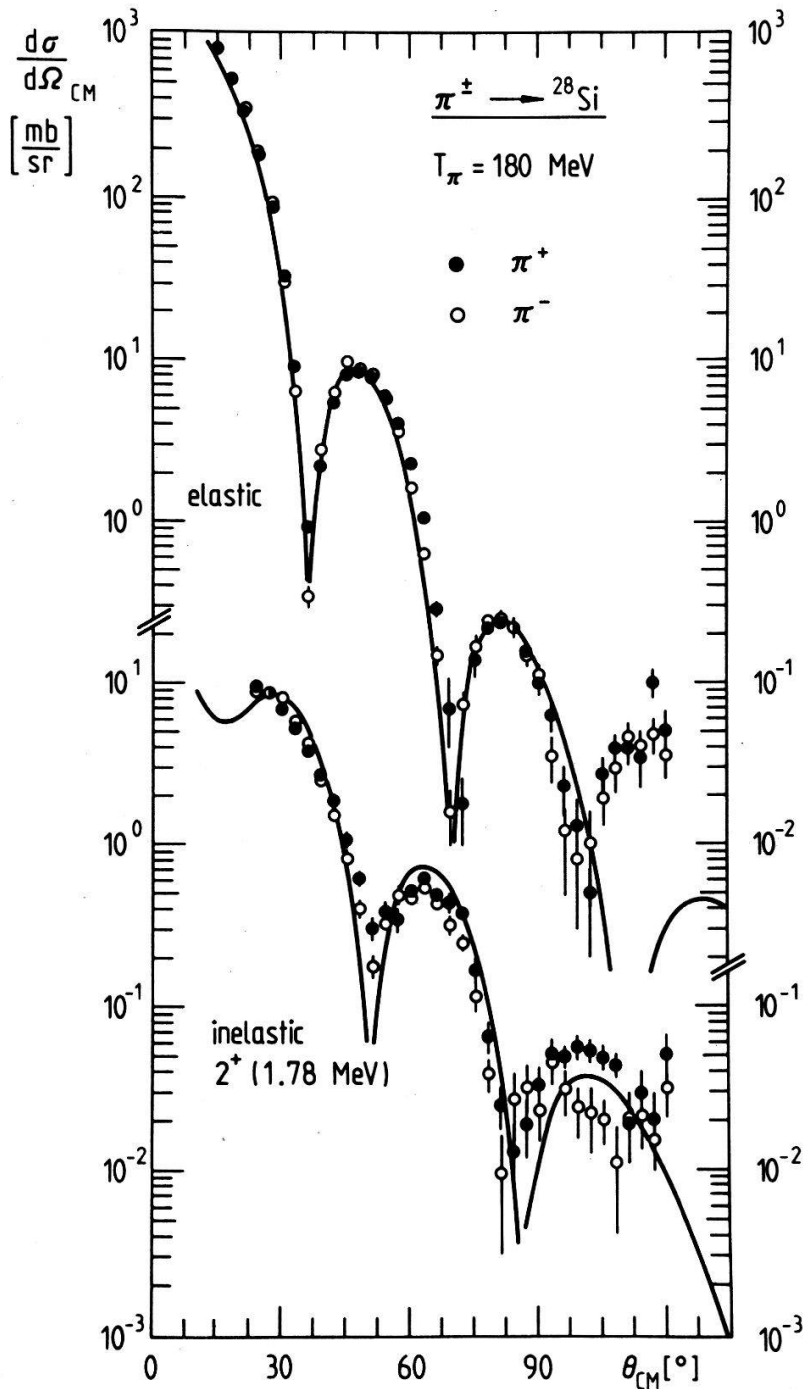


Figure 1

Differential cross section for π^+ and π^- elastic scattering and inelastic scattering to the 2^+ (1.78 MeV) state in ^{28}Si . The curves are based on deformed black disk model calculations, where the elastic scattering amplitude is $f(q) = ikR^2 [J_1(qR)/qR]$ and the inelastic scattering amplitudes are

$$f_0(q) = i\beta kR^2 \frac{1}{2} J_0(qR) \quad \text{and} \quad f_2(q) = i\beta kR^2 \sqrt{\frac{3}{8}} J_2(qR). \quad (R = 4.23 \text{ fm}).$$

of the deformed black disk model¹⁾ without Coulomb corrections. The deformation parameter for the 2^+ state was taken to be $\beta = 0.1$.

A more detailed paper is being prepared.

¹⁾ C. Wilkin, in Proceedings of the S.I.N.-Spring school on pion interactions at low and medium energies, ZUOZ 1971, page 289.

A 180° scattering facility for the SIN pion spectrometer (SUSI)

B. CHABLOZ, R. CORFU, J.-P. EGGER, P. GRETILLAT, C. LUNKE, J. PIFFARETTI and E. SCHWARZ

(Institut de Physique, Université de Neuchâtel)

C. PERRIN

(I.S.N., Grenoble)

J. BOLGER, M. WERNER and J. ZICHY

(S.I.N., Villigen)

A system was built that increases the angular range of the SIN pion spectrometer from 135° to 180° and can be fairly easily inserted whenever large angle data is desired. This is obtained by placing a modified SIN standard magnet at the target position. Data were obtained for π^+ and π^- scattering on ^{12}C at $T_{\text{lab}} = 162$ MeV with a resolution of 950 keV FWHM.

A more detailed article was accepted for publication in N.I.M.

Diffraction scattering of relativistic heavy ions

R. D. VIOLLIER

(CERN, Geneva)

and

E. TURTSCHI

(Institute of Physics, University of Basel)

The multiple scattering formalism is extended to the description of high-energy composite particle scattering as well. We report here on a Glauber-type calculation of α - particle scattering off several nuclei at $T_\alpha = 1.37$ GeV (Saclay data). Since we want to test the reaction mechanism we use all the information available from experiment, such as electron scattering form factors and elementary $N - \alpha$ amplitudes determined at $T_N = 348$ MeV.

Anregung von Spin-Isospin-Moden der Dipol-Riesenresonanzen in ^{16}N und ^{18}N mittels strahlendem Einfang von negativen Pionen in ^{16}O und ^{18}O

G. STRASSNER und P. TRUÖL

(Universität Zürich)

J. C. ALDER, B. GABIOUD, C. JOSEPH, J. F. LOUDE, N. MOREL, A. PERRENOUD, J. P. PERROUD,
M. T. TRAN und E. WINKELMANN

(Université de Lausanne)

W. DAHME, H. PANKE und D. RENKER

(Universität München)

Die Photonenspektren der Reaktionen $^{16}\text{O}(\pi^-, \gamma) ^{16}\text{N}$ und $^{18}\text{O}(\pi^-, \gamma) ^{18}\text{N}$ wurden mit einem hochauflösenden Paarspektrometer gemessen. Kollektive Spin-, Isospin-Anregungen mit $T_z = 1$ ($T_z = 2$) in ^{16}N und ^{18}N wurden beobachtet. Die Ergebnisse werden verglichen mit Schalenmodellrechnungen und mit Analogzuständen in ^{16}O (^{18}O), die bei inelastischer Elektronenstreuung (180°) und bei Photonabsorption beobachtet werden.

Muonic isotope shifts in the region $84 \leq A \leq 100$

T. DUBLER¹⁾, G. FRICKE²⁾, G. GLÜKERT²⁾, K. KÄSER¹⁾, G. MALLOT²⁾, B. ROBERT-TISSOT¹⁾,
L. A. SCHALLER¹⁾, L. SCHELLENBERG¹⁾, B. SHERA³⁾, H. SCHNEUWLY¹⁾ and H. K. WALTER⁴⁾

A systematic investigation of muonic transitions of all stable Mo, Zr and Sr isotopes has been performed using isotopically separated targets in order to obtain detailed information about the nuclear charge distribution in this region of the periodic system.

The measurements were carried out at the muon channel of SIN. The muonic X-ray spectra from three different targets were measured simultaneously using techniques similar to those described in Ref. [1]. From energy measurements of the $(2p-1s)$ and $(3d-2p)$ transitions of the different isotopes the $1s$ field shifts ΔE_f have been derived. The different corrections to the muon binding energies, e.g. vacuum polarization, nuclear polarization and vertex corrections, have been taken into account.

Preliminary results of the $1s$ field shift in Mo isotopes are given in Table 1 along with the differences in the mean square radii $\Delta\langle r^2 \rangle$ and in the equivalent Barrett radii ΔR_k .

¹⁾ Institut de Physique de l'Université de Fribourg, CH-1700 Fribourg.

²⁾ Institut für Kernphysik der Universität Mainz, D-6500 Mainz.

³⁾ LAMPF-Los Alamos Scientific Laboratory, Los Alamos, NM 87 545.

⁴⁾ Laboratorium für Hochenergiephysik der ETHZ, c/o SIN, CH-5234 Villigen.

The Mo isotope shifts are largest at the beginning of the $2d_{5/2}$ neutron shell ($N = 50$) and decrease uniformly with increasing N . They become large again with the filling up of the $2d_{3/2}$ neutron shell ($N = 56$). The Zr isotopes show the same behaviour, so the shift values are essentially independent of Z .

Table 1

	ΔE_f (keV)	$\Delta\langle r^2 \rangle$ (am ²)	ΔR_k (am)
⁹⁴ Mo– ⁹² Mo	9.30 (5)	310 (3)	44.90 (25)
⁹⁶ Mo– ⁹⁴ Mo	8.11 (5)	270 (3)	39.17 (25)
⁹⁸ Mo– ⁹⁶ Mo	6.21 (5)	207 (3)	29.99 (25)
⁹⁸ Mo– ¹⁰⁰ Mo	9.44 (5)	314 (3)	45.58 (25)

When comparing nuclei which differ by $\Delta A = 1$, the effect of the unpaired nucleon becomes evident. For the isotope sequence (⁹⁶Mo–⁹⁷Mo–⁹⁸Mo) we determined the odd even staggering parameter [2] to be $\gamma = 0.35(2)$. The theoretical value, taken from Ref. [2] is $\gamma = 0.57$. In addition an estimate of the ground state quadrupole moment of ⁹⁷Mo was obtained from the analysis of the $2p_{3/2}$ – $1s_{1/2}$ transition. The value of $|Q| = 0.28 \pm 0.10b$ is in agreement with the result of Ref. [3], $Q = +0.17 \pm 0.04b$, but in disagreement with the value given in Nuclear Data Tables [4], $Q = 1.1b$.

REFERENCES

- [1] T. DUBLER, K. KÄSER, B. ROBERT-TISSOT, L. A. SCHALLER, L. SCHELLENBERG and H. SCHNEUWLY, Nucl. Phys. A294, 397 (1978).
- [2] B. S. REEHAL and R. A. SORENSEN, Nucl. Phys. 161, 385 (1971).
- [3] M. DUBKE, W. JITSCHIN, G. MEISEL and W. J. CHILDS, Phys. Lett. 65A, 109 (1978).
- [4] G. H. FULLER and V. W. COHEN, Nuclear Data Tables, 5A, 433 (1969).

QED und der Radius von ⁴He

G. R. PLATTNER und I. SICK

(Institut für Physik, Universität Basel)

Wir bestimmen den rms Radius der ⁴He Kern-Ladungsverteilung durch Kombination von Elektronenstreudaten mit der ⁴He–³He Kopplungskonstanten, welche aus einer verbesserten Analyse der $p + ^4\text{He}$ Streuung via eine Vorwärts-Dispersionsrelation gewonnen wird. Wir erhalten einen mit früheren Untersuchungen konsistenten, aber genaueren Wert. Zusammen mit dem neuesten Resultat [1] für die $2p$ – $2s$ Uebergangsenergie in $\mu - ^4\text{He}$ erlaubt dies einen verbesserten Test der QED-Voraussage für die Vakuumpolarisation.

LITERATUR

- [1] G. CARBONI, G. GORINI, G. TORELLI, L. PALFFY, F. PALMONARI und E. ZAVATTINI, Nucl. Phys. A278, 381 (1977).

Nukleonen-Verteilung in ^3He und ^4He

I. SICK

(Institut für Physik, Universität Basel)

Durch ein kürzlich am SLAC ausgeführtes He (e, e) Experiment wurden die ^3He und ^4He Ladungs-Formfaktoren $F(q)$ bis zu sehr grossem Impulsübertrag ($q = 10 \text{ fm}^{-1}$) gemessen. Zusammen mit allen bisher bei kleinerem q gemessenen $F(q)$ wurden diese Daten zur modellunabhängigen Bestimmung der Ladungs- resp. Punkt-Dichte benutzt. Der Einfluss der relativistischen Korrekturen und Meson-Austauschströmen bei grossem q wurden im Detail untersucht. Die resultierenden $^3, ^4\text{He}$ Punkt-Dichten $\rho(r)$ zeigen eine überraschende Eigenschaft, eine ausgeprägte Depression bei $r = 0$. Diese wird durch die 'exakten' (Faddeev- oder Variations-) Rechnungen der 3-Körper Wellenfunktion nicht vorausgesagt.

Théorie des groupes et isomorphisme de Wigner-Weyl

A. GROSSMANN

(Centre de Physique Théorique, C.N.R.S., Marseille)

et

P. HUGUENIN

(Institut de Physique, Université de Neuchâtel)

A paraître dans H.P.A.

An exercise : The external field problem in one space dimension for massless electrons¹⁾

G. WANDERS

(Institut de Physique Théorique, Université de Lausanne, CH-1015 Lausanne, Switzerland)

A nice feature of this exercise is that the quantized electron-positron field can be constructed explicitly. As a particular application one considers a static external field which is switched on at a finite time. One determines the properties of the incident vacuum, the state in which no particles are present before the external field is switched on. The electron-positron pairs created by the external field produce a current which is a linear functional of this field. The particle content of the incident vacuum can be analysed by means of the inclusive probabilities for detection of an electron or a positron in a given state at a given time. One finds that the creation of pairs is not the only quantum effect of the external field; as time evolves, the external field annihilates some of the particles he has created previously.

¹⁾ Work supported by the Swiss National Science Foundation.

For conveniently chosen external fields, a finite static charge appears in a bounded region of space whereas the opposite charge is expelled to infinity. Thereby, the incident vacuum becomes asymptotically a charged state.

Un modèle relativiste d'atome d'hydrogène

F. REUSE

(Département de Physique Théorique, 32, bd. d'Yoy, 1211 Genève 4)

Un modèle relativiste d'atome d'hydrogène basé sur un nouveau modèle de particules quantiques relativistes de spin $\frac{1}{2}$ [2] est proposé. Il consiste en un électron interagissant avec un champ électromagnétique extérieur décrit par un potentiel coulombien. Le spectre d'énergie prédit est en accord avec le spectre obtenu à l'aide de l'équation de Dirac où les corrections radiatives ont été ajoutées. Ce modèle prédit donc le Lamb shift. En outre, les niveaux d'énergie s'expriment en termes des nombres quantiques usuels n, l, j, m où contrairement au modèle issu de l'équation de Dirac, l est un 'bon' nombre quantique.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] F. REUSE, *Helv. Phys. Acta* 51, 157 (1978).
- [2] C. PIRON et F. REUSE, *Helv. Phys. Acta* 51, 146 (1978).

Sur l'existence d'un état lié à trois particules dans un modèle de théorie relativiste des champs quantifiés

P. PERREAUX

(Institut de Physique Théorique, Université de Lausanne, 1015 Lausanne)

A faible constante de couplage λ , on sait que le modèle en $\lambda(\varphi^6 - \varphi^4)$ dans un espace-temps de dimension 2 présente le spectre de particules asymptotiques qu'on attend pour des bosons scalaires neutres, et qu'il contient de plus exactement un état lié à deux particules. Par une méthode variationnelle inspirée de Glimm, Jaffe et Spencer [1], nous montrons que le spectre de masse dans le secteur à nombre impair de bosons contient des points qui indiquent l'existence d'un état lié à trois particules. Dans la classe d'essai choisie, le vecteur qui minimise l'énergie moyenne est étroitement lié à la solution stationnaire de l'équation de Schrödinger non relativiste pour trois bosons interagissant par un potentiel

$$-\frac{3}{2} \frac{\lambda}{m^2} \sum_{i,j=1, i \neq j}^3 \delta(\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j)$$

(m : masse asymptotique d'un boson). Nous retrouvons ainsi, au premier ordre en λ , la limite non relativiste de la théorie.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] J. GLIMM, A. JAFFE and T. SPENCER, dans *Constructive Quantum Field Theory* (eds. G. Velo and A. S. Wightman), 1973 Erice Lectures, *Springer Lecture Notes in Physics*, Vol. 25 (Springer Verlag, 1973).

L'induction thermique et les effets pseudo-relativistes où c est remplacé par une célérité non électromagnétique

D. BOVET

(Laboratoires de géotechnique et d'hydraulique de l'EPF-Lausanne)

Chaque fois que, dans un champ physique, on est en présence d'une *célérité d'onde* et d'une *vitesse* (qui est toujours relative à un déplacement de *sources*) on peut définir un angle hyperbolique β , et le prendre pour paramètre d'une transformation de Lorentz. C'est ainsi que l'on peut décrire les effets 'relativistes' qui accompagnent le déplacement d'une ligne de dislocation lorsque sa vitesse s'approche de la célérité des ondes élastiques. C'est par un semblable effet que l'on peut tenter d'interpréter l'*induction thermique*, variable dont le flux d'entropie serait le cofacteur dans l'expression d'une densité d'énergie hypothétique.

Stochastic theory of ligand migration in biomolecules

P. HÄNGGI

(Department of Physics, Urbana, Il. 61801, USA)

A stochastic approach in terms of master equations with *linear and nonlinear transition rates* for the dynamics of the migration of ligands in biomolecules is presented. Coupling to a bath with constant ligand concentration as well as multiple occupancies by ligands of certain sites inside the biomolecules are allowed. Explicit expressions for the fraction of biomolecules that have not bound a ligand at time t under experimental constraints λ are found. The validity of a description with a system of coupled linear deterministic equations is discussed. The method also accounts for the effect of ligand concentration in the thermodynamics of allosteric biomolecules such as hemoglobin. Relevance to experimental data and applications to other biophysical systems are outlined.

Fokker-Planck description of Navier-Stokes fluid

CHARLES P. ENZ

(Département de Physique théorique, Université de Genève, 1211 Genève 4)

The Navier-Stokes equations with random stirring forces studied by Forster et al. [1] are analyzed in the formalism developed recently [2]. It is shown that without

an Einstein relation detailed balance is violated [3]. In detailed balance zero-frequency non-renormalization theorems are used to define a general renormalized viscosity ν_R and to show the non-renormalization of the 3-point vertex for all wave-numbers. Based on the response self-energy calculated to second order, recurrence relations for ν_R^{-1} are obtained which are used to rederive the results of Forster et al. for model A.

REFERENCES

- [1] D. FORSTER, D. R. NELSON and M. J. STEPHEN, Phys. Rev. *A16*, 732 (1977).
- [2] C. P. ENZ, Physica *89A*, 1 (1977).
- [3] M. LÜCKE, to be published.

Non-Markovian mesoscopic equilibrium dynamics and fluctuation-dissipation theorem

P. HÄNGGI, H. GRABERT and P. TALKNER

(Institut of Theoretische Physik, D-7000 Stuttgart-80)

In many cases (e.g. the motion of a particle in a fluid whose size lies between the fully macroscopic and the discrete atomic domain) a clear separation of the macroscopic time-scale and the microscopic time-scale given by the average time, t_{coll} , between successive collisions is not possible. Then an appropriate description is possible in terms of mesoscopic non-Markov stochastic processes. A mesoscopic description for the equilibrium dynamics of coarse-grained macrovariables and the classical fluctuation-dissipation theorem for such processes is derived. The theory is illustrated for the study of an isotropic impurity defect in a cubic lattice at low temperatures.

Fluktuationsspektren des Ladungsträgerplasmas eines Halbleiters im stromführenden Zustand

M. BÜTTIKER und H. THOMAS

(Institut für Physik, Universität Basel)

Wir berechnen die Fluktuationsspektren in einem homogenen stationären Stromzustand in Random Phase Approximation. Das Verhalten der Korrelationsfunktionen über grosse Distanzen und lange Zeiten wird bestimmt durch die niederfrequenten langwelligen Normalmoden. Die Kopplung der Ladungs- und Stromdichte an die Maxwellfelder führt aufgrund der Flusserhaltung zu B-Feld-Diffusionsmoden und aufgrund der Ladungserhaltung wegen der langreichweitigen Coulomb-Wechselwirkung zu dielektrischen Relaxationsmoden, die als renormierte Teilchendiffusionsmoden erscheinen. Bei statischer anisotroper Leitfähigkeit koppeln die Ladungsschwankungen linear an die B-Feld-Diffusionsmoden. Als Folge davon klingen die Ladungsdichtekorrelationen über kurze Distanzen für sehr lange Zeiten

wie $t - 7/2$ ab. Speziell interessiert das Verhalten an einer durch Weichwerden einer dielektrischen Relaxationsfrequenz charakterisierten Strominstabilität.

Profil de l'aimantation dans le modèle sphérique

M. ROBERT

(Laboratoire de Physique Théorique, EPFL, 14, Av. de l'Eglise-Anglaise, 1006 Lausanne)

Pour le modèle sphérique, qui est le seul modèle de magnétisme exactement soluble exhibant une transition de phase à trois dimensions et plus, on étudie le profil de l'aimantation lorsque le système est soumis à un champ extérieur macroscopique inhomogène.

BIBLIOGRAPHIE

T. H. BERLIN et M. KAC, Phys. Rev. 86, 821 (1952).

Inequalities and symmetry breaking in classical lattice field theory

N. SZABO

(Département de Physique Théorique, Université de Genève, CH-1211 Genève 4, Suisse)

Abstract. For classical lattice field theory with polynomial interaction of third and fourth degree, it is shown that this model possesses spontaneous symmetry breaking for ferro- and antiferromagnetic couplings. In both cases of couplings the correlation functions have been bounded from above and from below by those of the Ising model. Further, new cumulant inequalities have been proved for the model, which give the equivalence property of the two different definitions of the order parameter. The results hold also for the ϕ^4 -theory. Below the critical parameter value Ω_c^2 Wick's normal ordering is shortly discussed for generalized Gaussian distributions in the appendix.

1. Introduction

In the last years there has been considerable progress in statistical mechanics. A lot of results have been proven for the Ising-model with ferromagnetic interaction. These results separate into two classes: those of the spin-half Ising-model and those with arbitrary spin and interaction. One of the rigorous tools is given by correlation inequalities of Griffiths-Hurst-Sherman type [1]. Other types of inequalities, derived by Griffiths, Kelly and Sherman [2] were for classical models [3, 4]. These inequalities have not given any rigorous results about the existence of spontaneous magnetization. Lower and upper bounds have been constructed to the Griffiths-inequalities in a recent work [5, 6]. These bounds are given by lower dimensional correlation functions, which allows us to prove the existence of spontaneous magnetization in the d -dimensional Ising- or in quantum spin-models [5, 6].

Recently, Guerra, Rosen and Simon [7] have developed an approximation procedure for the $P(\phi)_2$ Euclidean field theory, in which the $P(\phi)_2$ -theory is approximated by lattice field theories with ferromagnetic coupling. In the lattice field theory they were able to prove Griffiths-inequalities (GHS- and FKG-inequalities in general). One of our aims in this paper is to prove similar inequalities for classical lattice field theories with antiferromagnetic coupling. We choose a local polynomial interaction with ϕ^3 - and ϕ^4 -terms and prove, at first, that this classical lattice field model possesses second-order phase transition under certain conditions. We show that the configuration part of the free energy of this classical lattice field model can be described also by a ϕ^4 -theory with non-local ϕ^4 -interaction. From this fact it follows that this model possesses second-order phase transition.

To the correlation functions of the classical lattice field models, we construct also upper and lower bounds given by the Ising-spin-half correlation functions. This result allows one to prove the existence of long-range order in various lattice field theories, and that by constructing lower dimensional Ising correlation functions as upper and lower bounds to the d -dimensional one. Further, it is shown that the cumulants of the lattice field theory are again bounded from above and from below by the cumulants of the d -dimensional Ising-model, from which it follows that two different definitions of the order parameter are equivalent. This result is closely related to Bogoljubov's description of spontaneous symmetry breaking.

It is necessary to remark that the interaction matrix Ω^2 , belonging to the free classical field is always positive definite and can be described with short- or long-range forces. In both of these cases the instability in the model can occur at finite, positive, bare mass. Further, this fact also remains valid in field theoretical models. One has the interesting fact that the expectation value of the random variable does not vanish because of the presence of the third-order coupling term in the polynomial. At a first glance, one would expect only first-order phase transition, which is not the case. Physical quantities as the susceptibility (two point cumulant) do diverge. This is also the case for the specific heat. Therefore one expects the presence of continuous phase transition. Finally, the two point correlation function of the model, with infinite distance between the two points, is growing at least as fast as the square of the Ising order parameter. This follows from the lower Ising-bound.

2. Classical lattice field theory

Let us consider a finite d -dimensional region $\Lambda_d = \{(a, n) = \sum_{i=1}^d a_i n_i, n_i \in \mathbb{Z}^d\}$ of the infinite, d -dimensional volume $\mathbb{Z}^d(a)$, $\Lambda_d \subset \mathbb{Z}^d(a)$. Further, ϕ_l denotes a Gaussian random variable (field) associated with the lattice point $l = \{l_1, \dots, l_d\}$, where $l_i = a_i n_i$. We assume periodic boundary condition.

Definitions. *Let*

$$P(\{\phi_l\})_d = \sum_{k \in \Lambda_d} \left\{ \frac{1}{3!} u_3 \phi_k^3 + \frac{1}{8} u_4 \phi_k^4 \right\} \quad (2.1)$$

and $u_4 > 0$. The $P(\{\phi_l\})_d$ -lattice theory (or phonon-theory) is the theory whose configuration partition function Q_{Λ_d} is given by the perturbed Gaussian measure

$$d\mu = \exp [-P(\{\phi_l\})_d] d\mu_0, \quad (2.2)$$

$$d\mu_0 = \exp \left[-\frac{1}{2}(\phi, \Omega^2 \phi) \right] \prod_{k \in \Lambda_d} d\phi_k. \quad (2.3)$$

One has for the configuration partition function $Q_{\Lambda_d} = \int d\mu$, we call Q_{Λ_d} the configuration measure. The scalar product $(\phi, \Omega^2 \phi)$ is defined by

$$(\phi, \Omega^2 \phi) = \sum_{k, l \in \Lambda_d} \phi_k (\Omega^2)_{kl} \phi_l, \quad \Omega^2 > 0. \quad (2.4)$$

The covariance matrix C of the Gaussian measure $d\mu_0$ (2.2) is constructed by introducing the expectation value

$$C_{kl} = \int \phi_k \phi_l d\mu_0 / \int d\mu_0 = (\Omega^{-2})_{kl}. \quad (2.5)$$

To say something about the positive definitive matrix Ω^2 , one can assume for instance, that all entries of Ω^2 are positive, or that all off-diagonal entries are non-positive. The Stiltjes–Ostrowski theorem [7, 8, 9] tells us that in the first case, the inverse matrix Ω^{-2} has non-positive, off-diagonal entries and in the second case, Ω^{-2} has only positive entries; $\Omega^{-2} > 0$ in both cases. We use these facts later in our discussions. Further, the definition of the scalar product (2.4) will be used frequently.

With these definitions, we are able to state the theorem:

Theorem 2.1. *The $P(\{\phi_l\})_d$ -lattice field theory (2.1) is stable and can possess second-order phase transition in the thermodynamic limit, if the matrix*

$$u = u_4 \cdot \mathbb{1} - \frac{u_3^2}{9} \Omega^{-2} \quad (2.6)$$

has only positive eigenvalues. If u possesses negative eigenvalues, the theory is not defined.

Proof: Let us define a new configuration measure $Q_{\Lambda_d}[\alpha, j]$ by

$$\begin{aligned} Q_{\Lambda_d}[\alpha, j] &= \int dv(\alpha, j) = \int \exp \left[-\frac{1}{2}(\alpha, \phi^2) + i(j, \phi) \right] d\mu \\ &= \int \exp \left[-P(\{\phi_l\})_d \right] dv_0(\alpha, j), \end{aligned} \quad (2.7)$$

which we call generating functional. If we put all α_l and j_j , for all $l \in \Lambda_d$, equal zero, then the configuration measure Q_{Λ_d} results: $Q_{\Lambda_d} = Q_{\Lambda_d}[\alpha, j]|_{\alpha=j=0}$. α_l and j_l are classical source fields on lattice sites l , $l \in \Lambda_d$. i denotes the imaginary unity in (2.7). The generating functional $Q_{\Lambda_d}[\alpha, j]$ can be written as

$$Q_{\Lambda_d}[\alpha, j] = \exp [\Delta_4(\alpha) + \Delta_3(\alpha, j)] \int dv_0(\alpha, j) \quad (2.8)$$

with definitions

$$\Delta_4(\alpha) = -\frac{1}{2}u_4 \sum_{l \in \Lambda_d} \frac{\partial^2}{\partial \alpha_l^2} = -\frac{1}{2}u_4 (\partial_\alpha, \partial_\alpha), \quad (2.9)$$

$$\Delta_3(\alpha, j) = \frac{1}{3}iu_3 \sum_{l \in \Lambda_d} \frac{\partial^2}{\partial \alpha_l \partial j_l} = \frac{1}{3}iu_3 (\partial_j, \partial_\alpha). \quad (2.10)$$

To evaluate the configuration measure Q_{Λ_d} , we note that the generating functional $Q_{\Lambda_d}[\alpha, j]$ can be brought into the form:

$$Q_{\Lambda_d}[\alpha, j] = \exp [\Delta_d(\alpha)] \int \prod_{k \in \Lambda_d} d\beta_k \delta \left(\beta_k + i \frac{\partial}{\partial \alpha_k} \right) \quad (2.11)$$

$$\times \exp \left[-\frac{1}{2} \left(j - \frac{u_3}{3} \beta, [\Omega^2 + \alpha]^{-1} \left\{ j - \frac{u_3}{3} \beta \right\} \right) \right] \int dv_0(\alpha, 0).$$

It follows from the above relation that the configuration measure Q_{Λ_d} can be written (see Appendix I) as

$$Q_{\Lambda_d} \geq \exp [\Delta(\alpha)] \int dv_0(\alpha, 0)|_{\alpha=0} \quad (2.12)$$

with definition

$$\Delta(\alpha) = -\frac{1}{2}(\partial_\alpha, [u_4 \cdot \mathbf{1} - \frac{1}{9}u_3^2 \Omega^{-2}] \partial_\alpha), \quad (2.13)$$

or one gets

$$Q_{\Lambda_d} \geq \int \exp \left[-\frac{1}{8}(\phi^2, \{u_4 \cdot \mathbf{1} - \frac{1}{9}u_3^2 \Omega^{-2}\} \phi^2) \right] d\mu_0. \quad (2.14)$$

From the above equation, one sees that the perturbed Gaussian measure (2.2) is different from the above one, and that the polynomial $P(\{\phi_l\})_d$ (2.1) is replaced by a new one, which contains only fourth-order terms, $P(\{\phi_l\})_d \rightarrow P_4(\{\phi_l\})_d$:

$$P_4(\{\phi_l\})_d = \frac{1}{8} \sum_{k, l \in \Lambda_d} \phi_k^2 [u_4 \delta_{k, l} - \frac{1}{9}u_3^2 (\Omega^{-2})_{kl}] \phi_l^2. \quad (2.15)$$

The coupling constants of $P(\{\phi_l\})_d$ are now replaced by a non-local coupling in $P_4(\{\phi_l\})_d$ (2.15). From (2.14–15), the stability condition (2.6) is already apparent. Because we assumed that the matrix Ω^2 is positive definite under the condition that the off-diagonal entries are either positive or negative. Therefore, we have found after Stiltjes–Ostrowski theorem that the matrix Ω^{-2} has either negative or positive off-diagonal entries. In both cases, the stability condition (2.6) reduces to the condition

$$\hat{u}(q) = u_4 - \frac{1}{9}u_3^2 \hat{\Omega}^{-2}(q) \geq 0, \quad (2.16)$$

where $\hat{u}(q)$ and $\hat{\Omega}^{-2}(q)$ are by Fourier transform diagonalized matrices of u and Ω^{-2} . In the thermodynamic limit, $\hat{u}(q)$ and $\hat{\Omega}^{-2}$ are just functions of the wave vector q , q runs over the d -dimensional Brillouin zone Z_B^d . If $\hat{u}(q)$ would take a negative eigenvalue, then one can show by perturbation theory, that the free energy associated to the model is complex, which announces the instability in the model. Approximating $\hat{u}(q)$ by its highest or lowest eigenvalue for all $q \in Z_B^d$, then one gets the usual local ϕ^4 -theory. The latter theory exhibits phase transition, as it is known. The theorem follows from these facts. Later, we will consider the problem of phase transition again.

If $d\mu$ is the measure (2.2), we define the normalized expectation value of a function $f(\{\phi_l\})$ on $\mathbb{R}^m$ as

$$\langle f \rangle_\mu = \int f(\{\phi_l\}) d\mu / \int d\mu. \quad (2.17)$$

With this definition of expectation value, one can prove similar inequalities to those of Griffiths [3, 4]. This was done by Gerra, Rosen and Simon [7] in a case where the

even part of the polynomial is semibounded and the odd part has non-negative coefficients. Further, they have assumed that the positive matrix Ω^2 has negative off-diagonal entries, an interaction of ferromagnetic type. It is obvious from (2.1) that our $d\mu$ (2.2) falls under the class of ref. [7], if we assume that Ω^2 has negative off-diagonal entries. In the other case, that all entries of Ω^2 are positive, we must prove the validity of the inequalities of Griffiths' type. However, the condition (2.6) of Theorem 2.1 gives a restriction for the existence of the theory [7] in the special case of $P(\{\phi_l\})_d$.

The restriction can be more complicated in the general case. One obtains

Theorem 2.2. *Let $d\mu$ be the measure (2.2) and $\phi^{(j)} = \phi_{l_1}^{j_1} \cdots \phi_{l_n}^{j_n}$. Then the inequalities*

$$\langle \phi^{(j)} \rangle_\mu \geq 0 \quad (2.18)$$

$$\langle \phi^{(j+k)} \rangle_\mu \geq \langle \phi^{(j)} \rangle_\mu \langle \phi^{(k)} \rangle_\mu \quad (2.19)$$

are fulfilled under the condition (2.6) of Theorem 2.1. j and k are n -tuples of non-negative integers.

Proof: The proof of the theorem is done in the case of negative off-diagonal entries of Ω^2 by ref. [7]. Therefore, we must only prove the theorem, if the matrix Ω^2 has only positive entries.

Suppose that the inequalities (2.18–19) are fulfilled in the case of ferromagnetic interaction. Further, one makes the observation that $d\mu_0$ can be considered as the characteristic measure of another one:

$$d\mu_0 = \prod_{l \in \Lambda_d} d\phi_l \cdot \int \exp [-(\phi, q)] dv_0 / \int dv_0, \quad (2.20)$$

with definition

$$dv_0 = \exp [-\frac{1}{2}(q, \Omega^{-2}q)] \prod_{k \in \Lambda_d} dq_k. \quad (2.21)$$

The off-diagonal entries of Ω^{-2} are all negative. It holds

$$\begin{aligned} \int \phi^{(j)} d\mu &= \int \exp [-P(\{\phi_l\})d] \prod_{l \in \Lambda_d} d\phi_l \cdot \int \exp (\phi, q) \\ &\quad \times (-1)^{\sum_{i,j} i j} \left(\frac{\partial}{\partial q} \right)^{(j)} dv_0 / \int dv_0 \end{aligned} \quad (2.22)$$

where $(\partial/\partial q)^{(j)} = (\partial/\partial q_{l_1})^{j_1} \cdots (\partial/\partial q_{l_n})^{j_n}$. With help of the following lemma, one can show that $\int \phi^{(j)} d\mu > 0$:

2.3 Lemma [5]: *Because dv_0 is a ferromagnetic measure whose perturbing functions are exponentials of monoms, the inequalities*

$$\langle q^{(j)} \exp (\phi, q) \rangle_{v_0} \geq 0$$

and

$$\langle q^{(j+k)} \exp (\phi, q) \rangle_{v_0} \geq \langle q^{(j)} \exp (\phi, q) \rangle_{v_0} \langle q^{(k)} \exp (\phi, q) \rangle_{v_0} \quad (2.23)$$

are fulfilled for $\phi > 0$. j and k are n -tuples of positive integers.

Performing the derivatives in (2.22) and using the above lemma, the inequality (2.18) of the theorem follows after the substitution $q_l \rightarrow \sum_{k \in \Lambda_d} \Omega_{lk}^2 q_k$ and after the division by $\int d\mu$.

To establish the second inequality (2.19), we make some preparations for the proof. We must show that

$$\iint (\phi^{(j)} - \lambda^{(j)})(\phi^{(k)} - \lambda^{(k)}) d\mu_\phi d\mu_\lambda \geq 0, \quad (2.24)$$

where the indices ϕ and λ of $d\mu$ do indicate the variable dependence of the measure $d\mu$. The above inequality (2.24) can be brought into the form:

$$\begin{aligned} \iint (\phi^{(j)} - \lambda^{(j)})(\phi^{(k)} - \lambda^{(k)}) d\mu_\phi d\mu_\lambda &= \iint \exp [-P(\{\phi_l\})_d] \\ &\times \exp [-P(\{\lambda_l\})_d] \prod_{k \in \Lambda_d} d\phi_k d\lambda_k \cdot \iint \exp [-(\phi, p) - (\lambda, q)] (-1)^{\sum_i j_i} \\ &\times \left[\left(\frac{\partial}{\partial p} \right)^{(j)} - \left(\frac{\partial}{\partial q} \right)^{(j)} \right] (-1)^{\sum_i k_i} \left[\left(\frac{\partial}{\partial p} \right)^{(k)} - \left(\frac{\partial}{\partial q} \right)^{(k)} \right] dv_{0_p} dv_{0_q} / \left[\int dv_0 \right]^2. \end{aligned} \quad (2.25)$$

Here, one can perform the derivatives and use the Lemma 2.3, then the inequality (2.19) of the Theorem 2.2 follows by the substitutions $p \rightarrow \Omega^2 p$ and $q \rightarrow \Omega^2 q$ and by normalization.

3. On the existence of long-range order in the $P(\{\phi_l\})_d$ -theory

In this section, we wish to prove the presence of symmetry breaking in the $P(\{\phi_l\})_d$ -theory by applying correlation inequalities. Throughout this section, we will use the notation of the preceding section.

We first note some simple consequences of the Theorems 2.1 and 2.2:

Lemma 3.1. *For any bounded open region Λ_d , the configuration measure Q_{Λ_d} is a convex monotone decreasing function in the matrix elements of Ω^2 and in $u_4 > 0$, if all entries of Ω^2 are positive.*

One can prove immediately this lemma by taking the first and second functional derivatives of $\ln Q_{\Lambda_d}$ after Ω^2 and by taking the first and second derivatives of $\ln Q_{\Lambda_d}$ after u_4 . The gained derivatives prove Lemma 3.1 by Theorem 2.2.

Lemma 3.2 *For any bounded open region Λ_d , the configuration measure Q_{Λ_d} is a convex, monotone increasing function in the off-diagonal matrix elements of Ω^2 , if all off-diagonal entries of Ω^2 are negative. However, Q_{Λ_d} is a convex, monotone decreasing function in the diagonal entries of Ω^2 . Ω^2 is positive definite.*

Lemma 3.3. *Under the condition that $u_4 - (u_3^2/9) \cdot \Omega^{-2}$ is positive definite for $u_4 > 0$ and $\Omega^2 > 0$, the configuration measure Q_{Λ_d} of the $P(\{\phi_l\})_d$ -theory is a convex, monotone increasing function in u_3^2 and that for any bounded open region Λ_d .*

This lemma is proved with help of the Theorems 2.1 and 2.2.

The above three lemmas allow us to construct upper and lower bounds to the correlation functions $\langle \phi^{(j)} \rangle_\mu$.

Definitions. Let $d\mu_1(J)$ be the Ising-measure associated to the random variable representation of the d -dimensional Ising-model:

$$d\mu_1(J) = (2\pi)^{-N/2} (\det J)^{-1/2} \exp \left[-\frac{1}{2} \sum_{k, l \in \Lambda_d} \phi_k (J^{-1})_{kl} \Phi_l + \sum_{k \in \Lambda_d} \ln 2 \operatorname{Ch} \phi_k \right] \prod_{i \in \Lambda_d} d\phi_i. \quad (3.1)$$

One has the identity

$$\int d\mu_1(J) = \operatorname{Tr} \left\{ \exp \left[\sum_{k, l \in \Lambda_d} J_{kl} \sigma_k \sigma_l \right] \right\}, \quad (3.2)$$

where σ_k take the values $\sigma_k = \pm 1$. Further, we denote the Griffiths' inequalities for the d -dimensional Ising-model by

$$\langle \sigma^{(j)} \rangle_d \geq 0, \quad (3.3)$$

$$\langle \sigma^{(j+k)} \rangle_d \geq \langle \sigma^{(j)} \rangle_d \langle \sigma^{(k)} \rangle_d, \quad (3.4)$$

where $\sigma^{(j)} = \sigma_{k_1}^{j_1} \cdots \sigma_{k_n}^{j_n}$. The measure $d\mu$ (2.2) is denoted by $d\mu(\Omega^2)$: $d\mu \equiv d\mu(\Omega^2)$. $\langle \sigma^{(j)} \rangle_d$ is the usual Ising average on the d -dimensional lattice $\Lambda_d \subset \mathbb{Z}_d$.

Theorem 3.4. The configuration measure $\mathcal{Q}_{\Lambda_d} = \int d\mu(\Omega^2)$ satisfies the inequalities

$$\ln \int d\mu_1([\Omega^2 - v]^{-1}) > \ln \left[\int d\mu(\Omega^2 - v) / \int d\mu_0(\Omega^2 - v) \right], \quad (3.5)$$

$$\ln \left[\int d\mu(\Omega^2) / \int d\mu_0(\Omega^2) \right] > \ln \int d\mu_1(\omega^2), \quad (3.6)$$

for any bounded open region Λ_d and for $\Omega^2, v > 0$ and $\Omega^2 - v > 0$, and therefore the inequalities

$$a_{\max}^2 \langle \sigma_k \sigma_l \rangle_d([\Omega^2 - v]^{-1}) > \langle \phi_k \phi_l \rangle_\mu(\Omega^2) > b_{\min}^2 \langle \sigma_k \sigma_l \rangle_d(\omega^2) \quad (3.7)$$

are fulfilled. Or in the general case:

$$a_{\max}^{\sum_{1,j,i} j_i} \langle \sigma^{(j)} \rangle_d([\Omega^2 - v]^{-1}) > \langle \phi^{(j)} \rangle_\mu(\Omega^2) > b_{\min}^{\sum_{1,j,i} j_i} \langle \sigma^{(j)} \rangle_d(\omega^2). \quad (3.8)$$

$a_{\max}$ is the largest eigenvalue of $[\Omega^2 - v]^{-1}$ in contrast to the smallest eigenvalue $b_{\min}$ of $\omega^2 = \Omega^2 c^2$, $0 < c^2$.

Proof: The inequality

$$\prod_{k \in \Lambda_d} [2 \operatorname{Ch} \phi_k] > \exp [-P(\{\phi_l\})_d] \quad (3.9)$$

is satisfied by inspection, and therefore (3.5–6) of the theorem follow immediately. To prove (3.7–8), we use the properties of $\int d\mu(\Omega^2)$ and $\int d\mu_1(\Omega^{-2})$: the convexity and

monotone increasing and decreasing character. In the inequality (3.5), the entries of the matrix v describe the monotone increasing property of $\ln \int d\mu(\Omega^2 - v)$ and $\ln \int d\mu_1([\Omega^2 - v]^{-1})$. The entries of Ω^2 characterize the monotone decreasing property of the two quantities. The inequalities (3.5–6) conserve these properties for the special values of the entries of Ω^2 and v . It holds

$$\ln \int \exp [\lambda \phi_k \phi_l] d\mu_1([\Omega^2 - v]^{-1}) > \ln \left\{ \frac{\int \exp [\lambda \phi_k \phi_l] d\mu(\Omega^2)}{\int d\mu_0(\Omega^2)} \right\} \quad (3.10)$$

by the Lemmas 3.1–2, where $k, l \in \Lambda_d$. The first and second λ -derivatives of both sides of the above inequality are positive semi-definite at $\lambda = 0$ and that by Theorem 2.2. Further, it holds

$$\langle \phi_k \phi_l \rangle_{\mu_1}([\Omega^2 - v]^{-1}) \geq \langle \phi_k \phi_l \rangle_{\mu}(\Omega^2 - v). \quad (3.11)$$

Note the identity

$$\begin{aligned} \langle \phi_k \phi_l \rangle_{\mu_1}([\Omega^2 - v]^{-1}) &= \sum_{m, n \in \Lambda_d} ([\Omega^2 - v]^{-1})_{km} \int \prod_{x \in \Lambda_d} 2 \operatorname{Ch} \phi_x \\ &\quad \times \frac{\partial^2}{\partial \phi_m \partial \phi_n} d\mu_0(\Omega^2 - v) \\ &\quad \times ([\Omega^2 - v]^{-1})_{nl} \int d\mu_1([\Omega^2 - v]^{-1}) \\ &= \sum_{m, n \in \Lambda_d} ([\Omega^2 - v]^{-1})_{km} \langle \sigma_m \sigma_n \rangle_d ([\Omega^2 - v]^{-1})_{nl}. \end{aligned} \quad (3.12)$$

Taking the largest and the lowest eigenvalues $a_{\max}$ and $a_{\min}$ of $[\Omega^2 - v]^{-1}$, one gets the inequality

$$\begin{aligned} a_{\max}^2 \langle \sigma_k \sigma_l \rangle_d &\geq \sum_{m, n \in \Lambda_d} ([\Omega^2 - v]^{-1})_{km} \langle \sigma_m \sigma_n \rangle_d ([\Omega^2 - v]^{-1})_{nl} \\ &\geq a_{\min}^2 \langle \sigma_k \sigma_l \rangle_d. \end{aligned} \quad (3.13)$$

(3.12–13) in (3.11) gives

$$a_{\max}^2 \langle \sigma_k \sigma_l \rangle_d \geq \langle \phi_k \phi_l \rangle_{\mu}. \quad (3.14)$$

The lower bound of (3.7) can be constructed on a similar way, as we started by (3.9). It holds (see Appendix II):

$$\ln \left\{ \frac{\int \exp [\lambda \phi_k \phi_l] d\mu(\Omega^2)}{\int d\mu_0(\Omega^2)} \right\} > \ln \left\{ \int \exp [\lambda \phi_k \phi_l] d\mu_1(\omega^2) \right\} \quad (3.15)$$

by the lemmas (3.1–2). Again, the first and second derivatives of both sides of the above inequality are positive semi-definite at $\lambda = 0$, which is a consequence of Theorem 2.2. It follows

$$\langle \phi_k \phi_l \rangle_{\mu}(\Omega^2) \geq \langle \phi_k \phi_l \rangle_{\mu_1}(\omega^2). \quad (3.16)$$

(3.13–14) and (3.16) give

$$a_{\max}^2 \langle \sigma_k \sigma_l \rangle_d ([\Omega^2 - v]^{-1}) \geq \langle \phi_k \phi_l \rangle_{\mu}(\Omega^2) \geq b_{\min}^2 \langle \sigma_k \sigma_l \rangle_d(\omega^2), \quad (3.17)$$

which is the inequality (3.7) of the theorem. Note that we have put $v \equiv 0$ in $\langle \phi_n \phi_l \rangle_\mu (\Omega^2 - v)$, which is allowed by Lemmas 3.1 and 3.2. Further, it is permitted to put the entries of v equal to zero in $a_{\max}$ and in $\langle \sigma_k \sigma_l \rangle_d ([\Omega^2 - v]^{-1})$. The inequality (3.7) remains valid.

It remains to show that the inequalities (3.8) are also satisfied. To do so, we must replace

$$\lambda \phi_k \phi_l \quad \text{by} \quad \lambda \phi^{(j)} \phi^{(k)}$$

in the inequalities (3.10) and (3.15). Then the inequalities (3.8) will be proved along the ideas of the proof of the inequality (3.7). Consequently, we have just established theorem 3.4.

From the above theorem, it follows just:

Corollary 3.5. *The two point correlation function of the classical lattice field theory with polynomial $P(\{\phi_l\})_d$ fulfils the inequalities:*

$$\langle \phi_k \phi_l \rangle_{\mu_1} ([\Omega^2 - v]^{-1}) \geq \langle \phi_k \phi_l \rangle_\mu (\Omega^2) \geq \langle \phi_k \phi_l \rangle_{\mu_1} (\omega^2).$$

At this point, we can explicitly say the following about the existence of long-range order for the $P(\{\phi_l\})_d$ -theory.

In the thermodynamic limit— the d -dimensional Ising correlation function ($d > 2$) satisfies the inequalities [5, 6]

$$\langle \sigma_m \sigma_n \rangle_{d-1} (2\Omega^{-2}) + \langle \sigma_m \sigma_n \rangle_1 (2\Omega^{-2}) \geq \langle \sigma_m \sigma_n \rangle_d (\Omega^{-2}) \geq \langle \sigma_m \sigma_n \rangle_2 (\Omega^{-2}), \quad (3.17a)$$

which has the consequence:

Theorem 3.6. *The two point correlation function of the $P(\{\phi_l\})_d$ -theory, in the case of $d \geq 2$ -dimensions, are bounded from above and from below by lower dimensional Ising-spin correlation function. Further, it holds*

$$\lim_{m-n \rightarrow \infty} \langle \varphi_m \varphi_n \rangle_\mu (\Omega^2) \geq \lim_{m-n \rightarrow \infty} b_{\min}^2 \langle \sigma_m \sigma_n \rangle_2 (\omega^2) = b_{\min}^2 M_2^2 (\omega^2) \quad (3.18)$$

below the critical parameter value ω_c^2 .

The proof of this theorem follows immediately from Theorem 3.4 and the inequalities (3.17).

The question arises also in the $P(\{\phi_l\})_d$ -theory that the two different definitions of long-range order,

$$\langle \phi_m \rangle_\mu (\Omega^2) \quad \text{and} \quad \lim_{m-n \rightarrow \infty} \langle \phi_m \phi_n \rangle_\mu (\Omega^2)$$

are identical or not. In the case of the d -dimensional Ising-, XY- and Heisenberg-models, we have proved the equivalence of these two definitions with help of the Onsager solution of the two-dimensional Ising-model. Our aim here is to show this for the $P(\{\phi_l\})_d$ -theory also.

Theorem 3.7. *The two point cumulants of the d -dimensional $P(\{\phi_l\})$ -theory are bounded from above and from below by the two point cumulants of the d -dimensional*

Ising-model:

$$\begin{aligned}
 & a_{\max}^2 [\langle \sigma_m \sigma_n \rangle_d ([\Omega^2 - v]^{-1}) - \langle \sigma_m \rangle_d ([\Omega^2 - v]^{-1}) \langle \sigma_n \rangle_d ([\Omega^2 - v]^{-1})] \\
 & \geq \langle \phi_m \phi_n \rangle_\mu (\Omega^2) - \langle \phi_m \rangle_\mu (\Omega^2) \langle \phi_n \rangle_\mu (\Omega^2) \\
 & \geq b_{\min}^2 [\langle \sigma_m \sigma_n \rangle_d (\omega^2) - \langle \sigma_m \rangle_d (\omega^2) \langle \sigma_n \rangle_d (\omega^2)], \quad \omega^2 < \Omega^2, \quad \Omega^2 - v > 0,
 \end{aligned} \tag{3.19}$$

which has the consequence that it holds

$$\lim_{m-n \rightarrow \infty} \langle \phi_m \phi_n \rangle_\mu (\Omega^2) = \langle \phi_k \rangle_\mu (\Omega^2) \langle \phi_l \rangle_\mu (\Omega^2) \tag{3.20}$$

in the thermodynamic limit.

The equality (3.20) means that the two definitions of long-range order or of spontaneous symmetry breaking are the same.

Proof of Theorem 3.7: Suppose that Λ_{d_1} and Λ_{d_2} are two non-intersecting regions of Λ_d : $\Lambda_{d_1} \cap \Lambda_{d_2} = \emptyset$ and $\Lambda_{d_1}, \Lambda_{d_2} \subset \Lambda_d$. Let us further introduce the explicit dependence of the hypercube Λ_d in our notation, then it holds for our several measures:

$$\int d\mu(\Omega^2 | \Lambda_{d_1} \cup \Lambda_{d_2}) = \int d\mu(\Omega^2 | \Lambda_{d_1}) \int d\mu(\Omega^2 | \Lambda_{d_2}), \tag{3.21}$$

$$\int d\mu_1(\Omega^{-2} | \Lambda_{d_1} \cup \Lambda_{d_2}) = \int d\mu_1(\Omega^{-2} | \Lambda_{d_1}) \int d\mu_1(\Omega^{-2} | \Lambda_{d_2}) \tag{3.22}$$

and $d\mu(\Omega^2) \equiv d\mu(\Omega^2 | \Lambda_d)$. If $m_1, n_1, k_1 \in \Lambda_{d_1}$ and $l_2 \in \Lambda_{d_2}$, then it is clear from (3.9) that it holds:

$$\begin{aligned}
 & \ln \int \exp [\lambda \phi_{m_1} \phi_{n_1} - \lambda \phi_{k_1} \phi_{l_2}] d\mu_1([\Omega^2 - v]^{-1} | \Lambda_{d_1} \cup \Lambda_{d_2}) \\
 & > \ln \left\{ \int \exp [\lambda \phi_{m_1} \phi_{n_1} - \lambda \phi_{k_1} \phi_{l_2}] d\mu(\Omega^2 | \Lambda_{d_1} \cup \Lambda_{d_2}) / \int d\mu_0(\Omega^2 | \Lambda_{d_1} \cup \Lambda_{d_2}) \right\}
 \end{aligned} \tag{3.23}$$

and

$$\begin{aligned}
 & \ln \left\{ \int \exp [\lambda \phi_{m_1} \phi_{n_1} - \lambda \phi_{k_1} \phi_{l_2}] d\mu(\Omega^2 | \Lambda_{d_1} \cup \Lambda_{d_2}) / \int d\mu_0(\Omega^2 | \Lambda_{d_1} \cup \Lambda_{d_2}) \right\} \\
 & > \ln \int \exp [\lambda \phi_{m_1} \phi_{n_1} - \lambda \phi_{k_1} \phi_{l_2}] d\mu_1(\omega^2 | \Lambda_{d_1} \cup \Lambda_{d_2}).
 \end{aligned} \tag{3.24}$$

By Theorem 2.2 and by Lemmas 3.1 and 3.2, the measures on both sides of (3.23) are monotone increasing functions in λ . Therefore it follows for $\lambda = 0$ and $v \geq 0$:

$$\begin{aligned}
 & \langle \phi_{m_1} \phi_{n_1} \rangle_{\mu_1}(\Omega_1^{-2} | \Lambda_{d_1}) - \langle \phi_{k_1} \rangle_{\mu_1}(\Omega_1^{-2} | \Lambda_{d_1}) \langle \phi_{l_2} \rangle_{\mu_1}(\Omega_1^{-2} | \Lambda_{d_2}) \\
 & \geq \langle \phi_{m_1} \phi_{n_1} \rangle(\Omega^2 | \Lambda_{d_1}) - \langle \phi_{k_1} \rangle_\mu(\Omega^2 | \Lambda_{d_1}) \langle \phi_{l_2} \rangle_\mu(\Omega^2 | \Lambda_{d_2}), \\
 & \Omega_1^{-2} = [\Omega^2 - v]^{-1} > 0.
 \end{aligned} \tag{3.25}$$

On the other hand, the inequality (3.24) is made up of monotone decreasing functions,

which can be proved again by Theorem 2.2 and by Lemmas 3.1 and 3.2. It holds

$$\begin{aligned} \langle \phi_{m_1} \phi_{n_1} \rangle_{\mu}(\Omega^2 | \Lambda_{d_1}) - \langle \phi_{k_1} \rangle_{\mu}(\Omega^2 | \Lambda_{d_1}) \langle \phi_{l_2} \rangle_{\mu}(\Omega^2 | \Lambda_{d_2}) \\ \geq \langle \phi_{m_1} \phi_{n_1} \rangle_{\mu_1}(\omega^2 | \Lambda_{d_1}) - \langle \phi_{k_1} \rangle_{\mu_1}(\omega^2 | \Lambda_{d_1}) \langle \phi_{l_2} \rangle_{\mu_1}(\omega^2 | \Lambda_{d_2}) \geq 0 \end{aligned} \quad (3.26)$$

at $\lambda = 0$. Now, we can apply the identity (3.12) and the inequality (3.13) to (3.25–26). Then the inequalities (3.19) follow by identification of Λ_{d_1} with Λ_{d_2} and that in the sense that we have two different averages. Because the functions of (3.23–24) are monotone (increasing or decreasing) functions in the volume, we may take the thermodynamic limit without removing the inequality signs. We have not restricted the interaction matrix Ω^2 to nearest neighbours. One can construct upper and lower bounds to the Ising cumulants of (3.19) and these bounds are again Ising cumulants on the d -dimensional lattice but with nearest neighbour coupling constants. In this case, it has been proved that the d -dimensional Ising cumulant fulfils the relation [6]

$$\lim_{m-n \rightarrow \infty} \langle \sigma_m \sigma_n \rangle_d(\Omega_n^{-2}) = \langle \sigma_k \rangle_d(\Omega_n^{-2}) \langle \sigma_l \rangle_d(\Omega_n^{-2}) \quad (3.27)$$

with the nearest neighbour coupling matrix Ω_n^{-2} . Therefore one obtains the relation (3.20) of the theories, which proves the statement.

To the above theorem one has as corollary:

Corollary 3.8. *The two point cumulant of the classical lattice field theories with $P(\{\phi_l\})_d$ interaction polynomial satisfies the inequalities*

$$\langle \phi_m \phi_n \rangle_{\mu_1}^c([\Omega^2 - v]^{-1}) \quad \langle \phi_m \phi_n \rangle_{\mu}^c(\Omega^2) \quad \langle \phi_m \phi_n \rangle_{\mu_1}^c(\omega^2),$$

with definition $\langle AB \rangle^c = \langle AB \rangle - \langle A \rangle \langle B \rangle$.

Let us consider and compare the various meanings to the statement of broken symmetry, that the symmetry is broken for the $P(\{\phi_l\})_d$ -theory. One has introduced different definitions to describe broken symmetry:

(1) Bogoljubov defines the expectation value of ϕ_l by quasi-averaging:

$$\langle \phi_l \rangle_{\mu} = \lim_{h \rightarrow 0^+} \lim_{\Lambda_d \rightarrow \infty} \left[\int \phi_l d\mu^h / \int d\mu^h \right], \quad (3.28)$$

$$d\mu^h = \exp \left[h \sum_{k \in \Lambda_d} \alpha_k \phi_k \right] d\mu. \quad (3.29)$$

(2) The free energy $-f = \lim_{\Lambda_d \rightarrow \infty} 1/\Lambda_d \ln \int d\mu^h$ is not differentiable in h at $h = 0$.

In our discussion of broken symmetry, we have not used the quasi-averaging method. The two above definitions and ours are equivalent.

To the above Theorem 3.7, we have seen that $\langle \phi_l \rangle_{\mu}$ exists. Moreover, it follows according to Theorem 2.1 and Lemmas 3.1–3.3.

Theorem 3.9. *Let $d\mu$ be the measure (2.2) with polynomial coefficients u_3 and $u_4 > 0$ and $\hat{\Omega}^2(q) > 0$ for all wave vectors q in the d -dimensional Brillouin-zone Z_B^d . Then $(\langle \phi_l \rangle_{\mu})^2$ is a decreasing functional of $\hat{\Omega}^2(q)$ and an increasing function of u_3^2 , on the condition that $u_4 - (u_3^2/9)\hat{\Omega}^{-2}(q) > 0$ is satisfied for all $q \in Z_B^d$.*

Formally, the order parameter expectation value $\langle \phi_l \rangle_\mu$ has been defined in different ways. To discuss the dependence of $\langle \phi_l \rangle_\mu$ on the interaction matrix Ω^2 , we assume that the Fourier transform of Ω^2 has either the form

$$\hat{\Omega}_{(q)}^2 = m_0 \left[1 + b \sum_{i=1}^d \sin^2 \left(\frac{a_i q_i}{2} \right) \right]^{-1} > 0 \quad (3.30)$$

or

$$\hat{\Omega}_{(q)}^2 = m_0 + f \sum_{i=1}^d \sin^2 \left(\frac{a_i q_i}{2} \right) > 0 \quad (3.31)$$

for all $q \in Z_B^d$. The first choice corresponds the fact that the model possesses long-range interaction between different lattice points. The second choice is the usual nearest neighbour interaction. In these cases, we have as a result:

Corollary 3.9. *For the $P(\{\phi_l\})_d$ -theory the spontaneous order-parameter, associated with $\langle \phi_l \rangle_\mu$ is different from zero for positive, real bare mass m_0 of (3.30–31).*

4. Conclusion

We have shown that a classical lattice field theory with a polynomial interaction $P(\{\phi_l\})_d$ of third and fourth degree possesses continuous symmetry breaking. This fact is important for the understanding of continuous phase transition in ‘phonon systems’ and in lattice field theories. In phonon systems, one usually considers soft acoustic and optic modes. In both cases, the transversal phonons are soft and with this mode one associates the continuous phase transition. However, our model suggests that continuous phase transition can occur in the system and that it would be associated with longitudinal phonon modes. Further, the longitudinal modes do not affect essentially the symmetry breaking associated with the transversal modes. Therefore, it is also quite natural that our local $P(\{\phi_l\})_d$ -theory of third and fourth degree is equivalent to a ϕ^4 -theory with non-local interaction. The connection between classical lattice field, lattice field and Euclidean field theories tells us that the latter two theories with monoms of third and fourth degree would possess also continuous phase transition. For these theories, the inequalities of Section 2 remain valid in form for antiferromagnetic interaction. Further, it is possible to construct upper and lower bounds to the lattice field and Euclidean n -point functions, which are given by Ising correlation functions. Further, the cumulant inequalities, upper and lower bounds are given by spin-half Ising cumulants, can be extended to these theories, which prove also the equivalence of the two definitions for symmetry breaking.

It is also of interest to prove general cumulant inequalities for the $P(\{\phi_l\})_d$ -theory. One gets for instance

$$\begin{aligned} \langle \phi^{(j+k)} \rangle_{\mu_1} ([\Omega^2 - v]^{-1}) &= \langle \phi^{(j)} \rangle_{\mu_1} ([\Omega^2 - v]^{-1}) \langle \phi^{(k)} \rangle_{\mu_1} ([\Omega^2 - v]^{-1}) \\ &\geq \langle \phi^{(j+k)} \rangle_\mu (\Omega^2) - \langle \phi^{(j)} \rangle_\mu (\Omega^2) \langle \phi^{(k)} \rangle_\mu (\Omega^2) \\ &\geq \langle \phi^{(j+k)} \rangle_{\mu_1} (\omega^2) - \langle \phi^{(j)} \rangle_{\mu_1} (\omega^2) \langle \phi^{(k)} \rangle_{\mu_1} (\omega^2), \end{aligned}$$

which can be proved in a similar way as we have done for the two point cumulants. The upper and lower bound can also be given by spin-half Ising cumulants which one can bound again from above and from below by lower dimensional ones.

Finally, we note that the equality

$$\lim_{k \rightarrow l \rightarrow \infty} \langle \phi_k \phi_l \rangle_\mu = \langle \phi_m \rangle_\mu \langle \phi_n \rangle_\mu$$

follows immediately from the upper bound of the cumulant $\langle \phi_k \phi_l \rangle_\mu^c$, given by the two-dimensional Ising cumulant, and by the stability condition $\langle \phi_k \phi_l \rangle_\mu^c \geq 0$, which we proved for ferro- and antiferro-coupling in this work.

Appendix I

The generating functional $Q_{\Lambda_d}[a, j]$ (2.11) can be written as

$$Q_{\Lambda_d}[\alpha, j] = \exp \Delta_4(\alpha) \int \prod_{k \in \Lambda_d} d\beta_k d\xi_k \delta\left(\beta_k + i \frac{\partial}{\partial \alpha_k}\right) \cdot \prod_{l \in \Lambda_d} \delta(\xi_l - \alpha_l) \times \exp \left[-\frac{1}{2} \left(j - \frac{u_3}{3} \beta, [\Omega^2 + \xi]^{-1} \left\{ j - \frac{u_3}{3} \beta \right\} \right) \right] \int dv_0(\xi, 0)$$

from which one has

$$Q_{\Lambda_d}[\alpha, 0] \geq \exp \Delta^4(\alpha) \int \prod_{k \in \Lambda_d} d\beta_k \delta(\beta_k + i \partial_{\alpha_k}) \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{u_2}{3} \right)^2 (\beta, \Omega^{-2} \beta) \right] \int dv_0(\alpha, 0)$$

and

$$Q_{\Lambda_d}[0, 0] \geq \int dv_0(0, 0) \exp \left[-\frac{1}{8} (\phi^2, u \phi^2) \right]$$

by the fact that $-[\Omega^2 + \xi]^{-1} \geq -\Omega^{-2}$ for $\xi \geq 0$.

Appendix II

To show that the inequality (3.15) holds, we note that

$$\begin{aligned} \int d\mu(\Omega^2) &= \int \prod_{k \in \Lambda_d} d\phi_k dy_k \det^{-1/2}(\Omega^2) \exp \left[-\frac{1}{2} (y, \Omega^{-2} y) - (y, \phi) - P(\{\phi_l\})_d \right] \\ &= \int \prod_{k \in \Lambda_d} d\phi_k dy_k \det^{-1/2}(\Omega^2) \exp \left[-\frac{1}{2} (y, \Omega^{-2} y) - \frac{u_4}{8} (\phi^2, \phi^2) \right] \\ &\quad \times \prod_{l \in \Lambda_d} \text{Ch} \left[\left(y_k + \frac{u_3}{3!} \phi_k^2 \right) \phi_k \right] \\ &\geq \int \prod_{k \in \Lambda_d} d\phi_k dy_k \det^{-1/2}(\Omega^2) \exp \left[-\frac{1}{2} (y, \Omega^{-2} y) - P(\{\phi_l\})_d \right] \\ &\quad \prod_{k \in \Lambda_d} \text{Ch} (y_k \phi_k) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&= \int \prod_{k \in \Lambda_d} d\phi_k dy_k \det^{-1/2}(\Omega^2) \exp \left[-\frac{1}{2}(y, \Omega^{-2}y) - P(\{\phi_l\})_d \right] \\
&\quad \prod_{k \in \Lambda_d} \text{Tr}_{\sigma_k} \{ 2^{-1} \exp (y_k \sigma_k \phi_k) \} \\
&= \text{Tr}_{\sigma} \left\{ \int \prod_{k \in \Lambda_d} d\phi_k dy_k \det^{-1/2}(\Omega^2) \exp \left[-\frac{1}{2}(y, \Omega^{-2}y) - (y, \sigma\phi) \right. \right. \\
&\quad \left. \left. - P(\{\phi_l\})_d \right] \right\},
\end{aligned}$$

where Tr_{σ} is the usual spin trace normalized by 2^{-N} , N is the number of lattice sites in Λ_d . It follows by Jensen's inequality

$$\int d\mu(\Omega^2) \geq \text{Tr}_{\sigma} \left\{ \int \prod_{k \in \Lambda_d} dy_k \exp \left[-\frac{1}{2}(y, \Omega^{-2}y) - (y, \sigma)c \right] \right\} \int dm$$

where $\int dm = \int \prod_{k \in \Lambda_d} d\phi_k \exp [-P(\{\phi_l\})_d]$ and $c = (\int dm \phi_l) / \int dm$ for all $l \in \Lambda_d$. c is independent of the site index l . From the above inequality, one gets

$$\int d\mu(\Omega^2) \geq \text{Tr}_{\sigma} \left\{ \exp \left[-\frac{c^2}{2} (\sigma, \Omega^2 \sigma) \right] \right\}.$$

If we put $\omega^2 = c^2 \Omega^2$ with $c^2 > 0$ then the lower bound to the configurational measure $\int d\mu(\Omega^2)$ is given by those of the Ising-model $H_1 = \frac{1}{2}(\sigma, \omega^2 \sigma)$ as it is required.

It is interesting to mention that the inequality

$$\int d\mu(\Omega^2) = \int \prod_{k \in \Lambda_d} d\phi_k \exp \left[-\frac{1}{2}(\phi, \Omega^2 \phi) \right] \geq \text{Tr}_{\sigma} \{ \exp \left[-\frac{1}{2}(\sigma, \omega^2 \sigma) \right] \}$$

still holds and therefore

$$(\Omega^{-2})_{kl} \geq c^2 \langle \sigma_k \sigma_l \rangle_d \geq c^2 \langle \sigma_k \sigma_l \rangle_2$$

is valid and from here it follows that

$$\lim_{k-l \rightarrow \infty} (\Omega^{-2})_{kl} \geq c^2 M_2^2$$

for $\omega^2 < \omega_c^2$, which proves the existence of phase transition associated with a generalized Gaussian distribution or with mean field theory. M_2 is the magnetization of the two-dimensional Ising-model H_1 in the case of the off-diagonal elements of ω^2 are negative and $\omega^2 > 0$. In the case of positive off-diagonal elements, M_2 represents the staggered magnetization. Further, it is to be mentioned that the normal product of Wick below Ω_c^2 is not working any more in the usual way, but in the normal product expansion of $\langle \exp(\phi, h) \rangle_{\mu_0}$ one has contributions of the form $\langle \phi^{(2m+1)} \rangle_{\mu_0}$ also. m is a natural number.

REFERENCES

- [1] R. B. GRIFFITHS, C. A. HURST and S. SHERMAN, J. Math. Phys. 11, 790 (1970).
- [2] D. G. KELLY and S. SHERMAN, J. Math. Phys. 9, 466 (1968).
- [3] R. B. GRIFFITHS, J. Math. Phys. 8, 478, 484 (1967).
- [4] R. B. GRIFFITHS, J. Math. Phys. 10, 1559 (1969).

- [5] N. SZABO, *Helv. Phys. Acta* 50, 905 (1977).
- [6] N. SZABO, *Helv. Phys. Acta* 51, 167 (1978).
- [7] F. GUERRA, L. ROSEN and B. SIMON, *Ann. of Math.* 101, 111 (1975).
- [8] T. J. STIELTJES, *Acta math.* 9, 385 (1887).
- [9] A. OSTROWSKI, *Comm. Helv. Math.* 30, 175 (1936).

Mechanical pressure of the Wigner model

PH. CHOQUARD

(Laboratoire de Physique Théorique, EPFL, 14, Av. de l'Eglise-Anglaise, 1006 Lausanne)

Let $Q(\beta, \rho_b, N, \Lambda)$ be the canonical partition function of the Wigner model, an assembly of N electrons of charge $-|e|$ contained in a domain Λ at the temperature $T = 1/K_B\beta$ and immersed in a homogenous background of charge density $+|e|\rho_b$. Charge neutrality implies $\rho_b = N/\Lambda = \rho$. Considering the background as strictly passive we introduce and define the mechanical pressure $P_M(\beta, \rho)$ of the system as the thermodynamic limit of $P_M(\beta, \rho_b, N, \Lambda)$ with

$$P_M(\beta, \rho_b, N, \Lambda) \equiv K_B T \left(\frac{\partial \ln Q(\beta, \rho_b, N, \Lambda)}{\partial |\Lambda|} \right)_{\beta, N, \rho_b = N/|\Lambda|}$$

We prove in particular that the static mechanical pressure of a classical monatomic Wigner crystal, consisting of an infinite array of dipole and quadrupole free Wigner-Seitz cells, is ≥ 0 , in all dimensions and $\forall \rho$, as contrasted with the usual Madelung pressure which is ≤ 0 . Shape dependence and comparison with other pressure definitions is discussed.

Quantum-crossover scaling for the transverse XY model

P. R. GERBER

(Institut für Physik, Universität Basel, Klingelbergstr. 82)

We consider a quantum mechanical ferromagnetically coupled XY model in a transverse magnetic field Γ . For dimensions d between two and four we obtain near the displacive transition point, $\Gamma = \Gamma_c$, $T = 0$, a crossover form for the in-plane susceptibility in a spherical-model type approximation. The critical line, $\Gamma_c(T)$, is asymptotically given by $\Gamma_c(T) - \Gamma_c(0) \sim T^\Psi$ where the shift exponent has the value $\Psi = d/2$, in accord with self-consistent spin-wave theory. The variable in the scaling function which describes the crossover to finite temperatures is $T/(\Gamma - \Gamma_c(T))^\Phi$ with the crossover exponent $\Phi = (4 - d)/2$. Neither Ψ nor Φ is determined by the characteristic-frequency exponent (which is equal to one here) in contrast to expectations from general scaling arguments.

Subpoissonian and subcoherent radiation fields

H. P. BALTES, A. QUATTROPANI and P. SCHWENDIMANN

(Zentrale Forschung und Entwicklung, Landis & Gyr Zug and Laboratoire de Physique Théorique, EPF, Lausanne)

Single-mode radiation fields showing *subpoissonian* fluctuations (antibunching), viz.

$$\{\langle a^+ a^+ a a \rangle - \langle a^+ a \rangle^2\} / \langle a^+ a \rangle^2 < 1, \quad (1)$$

are reported in recent literature. Examples of situations exhibiting this property are emission of two-level atoms excited by a coherent pulse [1], degenerate parametric amplification [2], two-photon absorption [3] and resonant Stark effect [4].

The purpose of this note is to construct radiative states satisfying relation (1). To this end we introduce the standard generating function

$$Q_1(x) = \sum_{v=0}^{\infty} (-x)^v \langle (a^+)^v a^v \rangle / v!. \quad (2)$$

In terms of $Q_1(x)$ relation (1) reads

$$\left\{ \frac{d^2 Q_1(x)}{dx^2} - (1 - A) \left[\frac{dQ_1(x)}{dx} \right]^2 \right\}_{x=0} = 0, \quad (3)$$

where the positive constant A measures the deviation from the Poisson distribution. Relation (1) expressed in terms of the cumulant generating function $Q_2(x) = \ln Q_1(x)$ reads

$$\left\{ \frac{d^2 Q_2(x)}{dx^2} + A \left[\frac{dQ_2(x)}{dx} \right]^2 \right\}_{x=0} = 0. \quad (4)$$

Since Eqns. (3) and (4) only involve first and second moments of the field, subsidiary conditions have to be introduced in order to define the state. This may be achieved by extending Eqns. (3) and (4) to the interval $0 \leq x \leq 1$. In this way we obtain two differential equations defining two classes of subpoissonian states.

We first discuss the solution of the differential equation obtained from Eqn. (4), which reads

$$Q_2(x) = \frac{1}{A} \ln(1 - Anx), \quad (5)$$

where $Q_2(0) = 0$ (normalisation) and $dQ_2/dx|_{x=0} = \langle a^+ a \rangle \equiv n$ (field intensity) have been used as initial conditions. The reality of $Q_2(x)$ in the interval $0 \leq x \leq 1$ implies $nA \leq 1$. The factorial moments of the state defined by $Q_2(x)$ take the form

$$\langle (a^+)^v a^v \rangle = (nA)^v \Gamma(1 + 1/A) / \Gamma(1 - v + 1/A) \quad (6)$$

with $v = 0, 1, 2, \dots$. For $0 \leq A \leq 1/n$ the fluctuations are subpoissonian. In the limits $A = 0$ and $A = 1/n$ the field is described by the coherent state (poisson distribution) and the n -photon state, respectively.

The solution of the differential equation obtained from Eqn. (3) is of the form

$$Q_1(x) = \frac{1}{A-1} \ln[(1-A)nx + 1] + 1, \quad (7)$$

where the same initial conditions as for $Q_2(x)$ have been used. The reality of $Q_1(x)$ implies again $nA \leq 1$. In this case the factorial moments are given by

$$\langle (a^+)^v a^v \rangle = (v-1)! n^v (1-A)^{v-1}. \quad (8)$$

For $A = 0$, we obtain a new kind of state (*subcoherent*) whose second moment factorizes i.e. $\langle (a^+)^2 a^2 \rangle = \langle a^+ a \rangle^2$, whereas higher moments do not. In contrast to the Poissonian case such a state exhibits second order coherence only. States for which the factorial moments factorize up to order v can be constructed in an analogous way.

In contrast to subpoissonian statistics, physical examples for subcoherent behaviour have not been found hitherto.

REFERENCES

- [1] R. BONIFACIO, P. SCHWENDIMANN, F. HAAKE, Phys. Rev. *A4*, 854 (1971).
- [2] D. STOLER, Phys. Rev. Letters *33*, 1397 (1974); L. MIŠTA, J. PEŘINA, Acta Phys. Polon. *A52*, 425 (1977).
- [3] H. D. SIMAAN, R. LOUDON, J. Phys. *A8*, 539 (1975).
- [4] H. J. CARMICHAEL, D. F. WALLS, J. Phys. *B9*, L43 (1976).

Monte Carlo studies of two-dimensional percolation

E. STOLL and C. DOMB¹⁾

(IBM Zurich Research Laboratory, 8803 Rüschlikon, Switzerland)

A one-spin-flip Ising model is used to provide data on cluster statistics for random and Ising percolation. The concentration p is controlled by the magnetic field. At sufficiently high temperatures the system corresponds to random percolation, and the theoretical formula $s/n = (1-p)/p$ is verified for large clusters at critical concentration p_c (s = number of boundary sites). It is also found that the relation is accurately satisfied for all percolating clusters when $p > p_c$ but not for Ising percolation at temperature $2T_c$. For random percolation with $p > p_c$ the finite n -clusters are found to follow an asymptotic decay of the forms $\exp - [b(p)n^{1/2}]$ in accord with theory.

¹⁾ Permanent address: Department of Physics, King's College, Strand, London WC2R 2LS, U.K.

Thermal noise in photodetection

A. SELLONI, A. QUATTROPANI, P. SCHWENDIMANN and H. P. BALTES

(Lab. de Physique Théorique, EPF Lausanne, Inst. f. Theoretische Physik Univ. Bern, Zentrale F + E Landis & Gyr Zug)

Using our previous open-system detection scheme we investigate how the measurement of photon statistics is affected by the thermal-equilibrium occupation of the detector levels and the thermalization of the incoming radiation field. We

derive the temperature-dependence of the field attenuation and the photocounting probability. We discuss the cases of large and small signal-to-noise ratio.

Spectral diffusion on one-dimensional disordered lattices

J. BERNASCONI

(Brown Boveri Research Center, 5405 Baden)

S. ALEXANDER

(Racah Inst. of Physics, Hebrew Univ., Jerusalem, Israel)

and

R. ORBACH

(Dept. of Physics, Univ. of California, Los Angeles, Ca. 90024)

We consider spectral diffusion on a 1-dim chain with (energy-independent) nearest neighbor transfer rates $W_{n,n+1} = W_{n+1,n}$ that are independently distributed according to a given probability density $\rho(W)$. Exact results are presented for the time development of the initial excitation, and the long time decay is analysed in detail. If $\int dW \rho(W) 1/W$ exists, the long time decay follows the 1-dim diffusion result, $P(t) \sim t^{-1/2}$. For a $\rho(W)$ which is finite at $W = 0$, however, we obtain $P(t) \sim (\log t/t)^{1/2}$, and if $\rho(W)$ diverges at $W = 0$, the long time behavior is given by $P(t) \sim t^{-\beta}$ with $\beta < \frac{1}{2}$. For a chain with random interruptions [$\rho(W) = p\delta(W) + (1-p)\tilde{\rho}(W)$], finally, there exists a time regime (if $p \lesssim 0.2$) with diffusive behavior, $P(t) \sim t^{-1/2}$, which crosses over into $P(t) \sim \exp[-(\lambda t)^{1/3}]$ at very long times.

Real-space renormalization of bond-disordered conductance lattices

J. BERNASCONI

(Brown Boveri Research Center, 5405 Baden)

We propose a new real-space renormalization approach for the conductivity of bond-disordered conductance lattices, and investigate 2-dim square and 3-dim simple cubic lattices with a binary distribution of conductances, $\rho(\sigma) = p\delta(\sigma - \sigma_1) + (1-p)\delta(\sigma - \sigma_2)$. It is shown that our transformations lead to an approximation for the lattice conductivity $\bar{\sigma}(p)$ which is superior to the effective medium approximation for all values of σ_2/σ_1 and p . The slopes of $\bar{\sigma}(p)$ at $p = 0$ and $p = 1$ are given exactly in all cases, and in 2 dimensions the transformations satisfy the self-dual symmetry of the square lattice. For percolation conduction problems ($\sigma_2/\sigma_1 = 0$) we determine the correlation length exponent ν and the conductivity exponents t and s , and compare our results with alternative estimates. In addition, we present a simple approximate solution to the renormalization relations which is very accurate for all values of p .

Propriétés électroniques et interaction électron-phonons dans Nb_3Sn et V_3Si

DENIS BICHSEL

(Département de Physique Théorique, Université de Genève, 1211 Genève 4)

J'ai tout d'abord calculé la dépendance en température de la susceptibilité magnétique χ et des modules élastiques. C_{11} , C_{12} et C_{44} pour les deux composés de structure A_{15} : Nb_3Sn et V_3Si . Pour ce faire, j'ai utilisé un modèle à un électron dont la densité d'états $D(E)$ varie brusquement au voisinage du niveau de Fermi E_F .

J'ai ensuite tenu compte de l'interaction électron-phonons et j'ai recalculé C_{11} , C_{12} et C_{44} . Le spectre des phonons dépend également de la température via l'interaction électron-phonons et le modèle de densité d'états $D(E)$ utilisé, permet de calculer ces effets anharmoniques.

L'accord numérique entre la théorie et l'expérience est excellent, bien que le modèle utilisé soit très simple.

The hysteresis of an inhomogeneous system

S. STRÄSSLER and H. J. WIESMANN

(Brown Boveri Research Center, CH-5405 Baden, Switzerland)

A simple model is introduced to study the hysteresis of a phase transition in a composite material. The inhomogeneity of the material is described by a thermodynamic potential which is an explicit or implicit function of the space vector r and an order parameter $z(r)$. The coupling between different regions is approximated by a molecular field ansatz. In particular we study the influence of the coupling strength and the degree of inhomogeneity on the width and spread of the hysteresis.

Lösungen des Modells des skalierten Teilchens für Mischungen harter Kugeln mit nichtadditiven Durchmessern

ERICH BERGMANN und RESHEF TENNE

(Battelle Forschungszentrum Genf, 1227 Carouge)

Die Theorie des skalierten Teilchens (scaled particle theory) erlaubt Lösungen für die Gleichgewichtseigenschaften von Mischungen nichtadditiver harter Kugeln. Für positive Nichtadditivität zeigen die Lösungen eine Entmischung. Die hier für nötige minimale Nichtadditivität (normierte Abweichung des Kugeldurchmessers ungleicher Paare vom arithmetischen Mittel) beträgt $\Delta^c = 0.215$. Während für

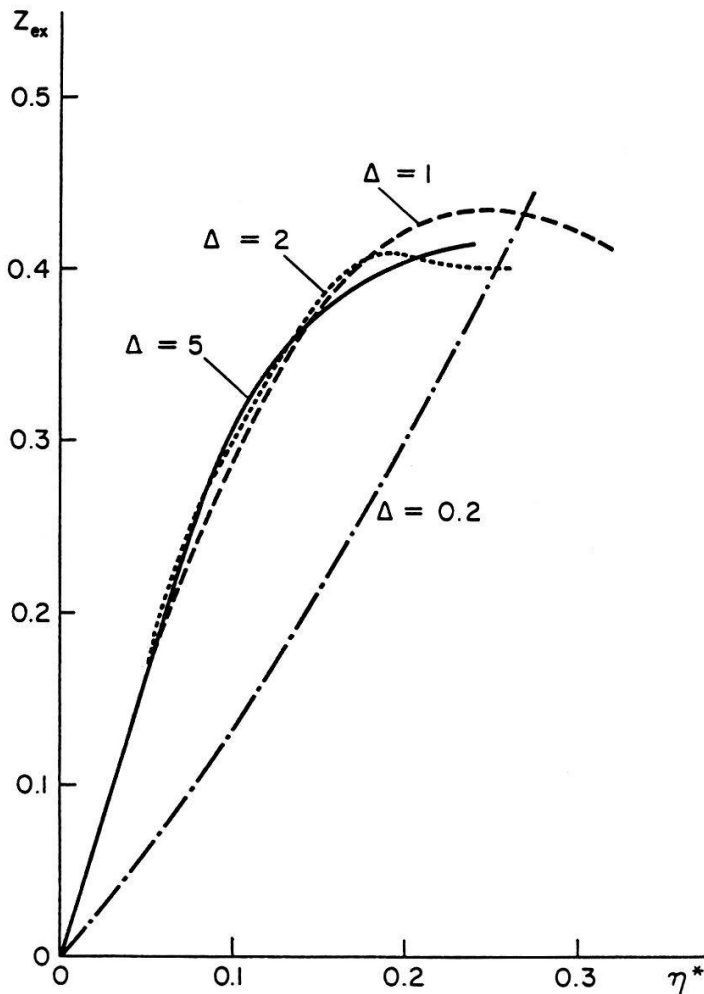


Abbildung 1
Überschuss des Kompressibilitätsfaktors, $z = PV/NkT$ als Funktion der reduzierten Dichte,

$$\eta = (\pi/12)a^3\rho(1 + (1 + \Delta)^3)$$

für verschiedene Werte der Nichtadditivität Δ für eine symmetrische Mischung: $N_1 = N_2$, $a_{11} = a_{22}$, 3 dimensional.

positive Nichtadditivität eine starke Abhängigkeit von der gewählten Lösungsmethode sowie von der gewählten Skalenfunktion besteht, stimmen die Lösungen für negative Nichtadditivität immer ausgezeichnet mit den Computersimulationen überein.

Einleitung

Wir betrachten eine binäre Mischung zweier realer Gase oder Flüssigkeiten, in der die Wechselwirkung zwischen den Molekülen die folgende Form hat [1, 2].

$$\begin{aligned} V_{ij}(R) &= \infty & R \leq a_{ij} \\ V_{ij}(R) &= 0 & R > a_{ij} \end{aligned} \quad i, j = 1, 2. \quad (1)$$

Eine Mischung nichtadditiver Kugeln zeichnet sich dadurch aus, dass:

$$a_{12} = \frac{a_{11} + a_{22}}{2} + a_{11}\Delta \quad \Delta \neq 0. \quad (2)$$

Für $a_{11} = a_{22}$ wurde $\Delta = 0.2$ mit Molekulardynamik [3] und $\Delta = -0.1, -0.3, -0.5$ mit der Monte Carlo-Methode [4] berechnet.

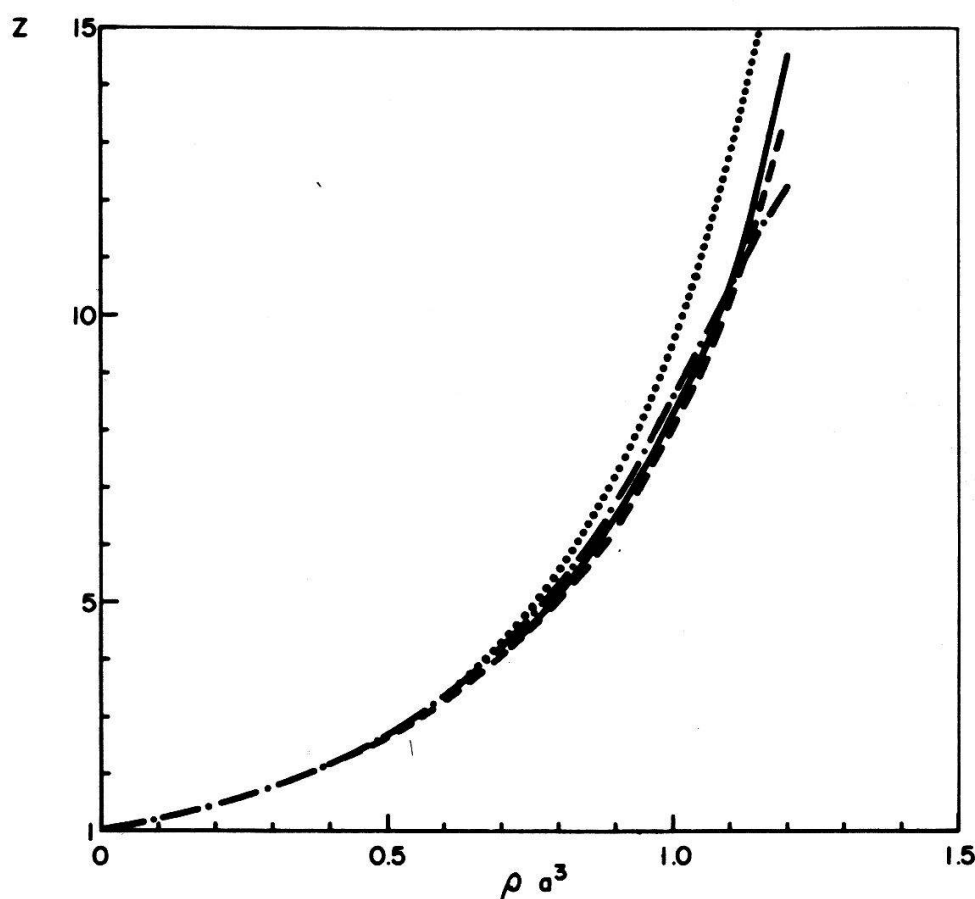


Abbildung 2

Kompressibilitätsfaktor als Funktion der reduzierten Dichte für $\Delta = -0.1$. Vergleich der Monte Carlo Resultate (— · — · — · —) und der Barker-Henderson Theorie (· · · · ·) mit dem Resultat aus Virialrelation (— — — —) und Gibbs-Duhemgleichung (————).

Wir haben die Theorie des skalierten Teilchens, die ursprünglich nur für additive harte Kugeln gültig war auf nichtadditive harte Kugeln erweitert [5]. Dies gelingt dadurch dass man allgemein für die Wechselwirkung des skalierten Teilchens der Spezies i .

$$V_{ij}(R) = V_{ij}(R/\xi_{ij}(\lambda)), \quad \xi_{12}(\lambda) = \frac{a_{11}(1 + \Delta)}{2a_{12}} \lambda + \frac{a_{22} + a_{11}\Delta}{2a_{12}}. \quad (3)$$

Für makroskopische λ wird das skalierte Teilchen zu einem in die Flüssigkeit eingebrachten Hohlraum. Für additive harte Kugeln war dies einfach ein Hohlraum. In einer binären Mischung führen nichtadditive harte Kugeln zu einem Hohlraum,

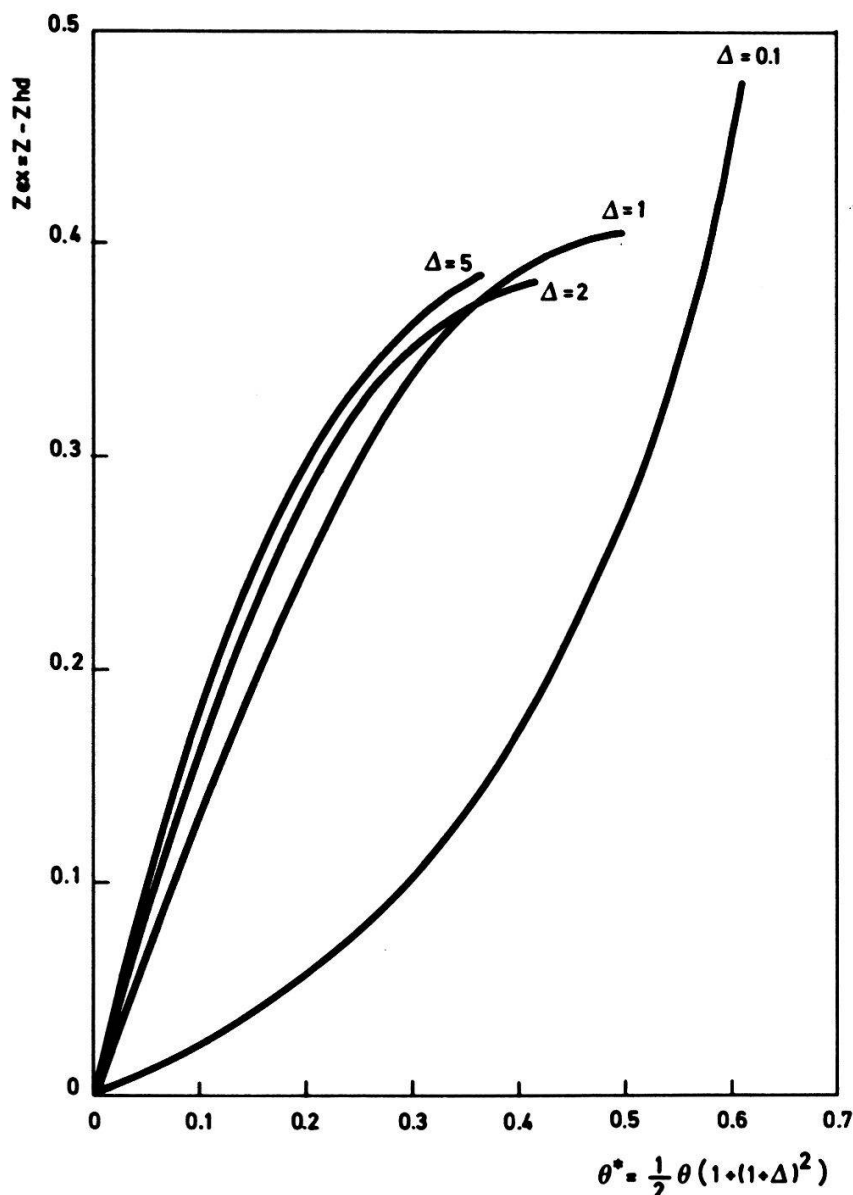


Abbildung 3
Resultat für nichtadditive harte Scheiben.

der von einer für eine Komponente undurchlässigen Membrane umschlossen ist. Die Konstanz des chemischen Potentials der membranaktiven Substanz erlaubt es, den Überschuss des chemischen Potentials in Aussenraum, der für harte Kugeln nichts anderes ist als die Arbeit, die nötig ist, einen bestimmten Hohlraum zu schaffen, mit dem Überschuss des chemischen Potentials der reinen Flüssigkeit in der Kugelschale, μ'_E , zu verknüpfen für den wir die Carnahan–Starling–Formel verwenden:

$$\mu'_E = kT\eta' \frac{8 - 9\eta' + 3\eta'^2}{(1 - \eta')^3}, \quad \eta' = \frac{\pi}{6} a^3 \frac{N'_1}{V}. \quad (4)$$

Ergebnisse

Wenn man diese Bedingung für das osmotische Gleichgewicht mit den übrigen exakten Randbedingungen, die für die Arbeit, einen Hohlraum in der Flüssigkeits-

mischung zu schaffen, zur Verfügung stehen, kombiniert, erhält man bei Verwendung der Virialrelation drei transcendente Gleichungen wovon bei Verwendung der Gibbs-Duhemgleichung, zwei durch Differentialgleichungen erster Ordnung ersetzt werden. Diese verknüpfen Dichte in der Kugelschale, sowie Dichte und Zusammensetzung im Aussenraum mit dem Quotienten aus Druck und Temperatur. Ihre numerische Lösung gibt die gewünschte Zustandsgleichung.

Die Abbildungen (1–3) zeigen die Resultate für positive und negative Nicht-additivität in drei bzw. zwei Dimensionen.

Diskussion

Für grosse Nichtadditivität entmischt sich die Flüssigkeit. Für diesen Phasenübergang finden wir in drei Dimensionen die folgenden kritischen Werte:

$$\eta_{\text{Cr}}(\Delta = 1) = 0.2475 \quad (5)$$

$$\Delta_{\text{Cr}} = 0.215. \quad (6)$$

Wir konnten noch nicht vollkommen bestätigen, dass auch für negative Nicht-additivität ein Übergang stattfindet, der in diesem Falle einer Kristallisation entsprechen würde, bei der beide Komponenten ein Kristallgitter vom AB-Typ bilden würden (Wir haben diese Untersuchungen auf $N_1 = N_2$ beschränkt).

REFERENZEN

- [1] J. L. LEBOWITZ und D. ZOMICK, J. Chem. Phys. 54, 3335 (1971).
- [2] E. BERGMANN, Mol. Phys. 32, 237 (1970).
- [3] T. W. MELNYK und B. L. SAWFORD, Mol. Phys. 29, 891 (1975).
- [4] D. J. ADAMS und I. R. McDONALD, J. Chem. Phys. 63, 1900 (1975).
- [5] R. TENNE und E. BERGMANN, Phys. Rev. A. Juni 1978.

Theory of microwave conductivity for superionic conductors

L. PIETRONERO, W. R. SCHNEIDER and S. STRÄSSLER

(Brown Boveri Research Center, CH-5405 Baden, Switzerland)

We study various physical processes that can give rise to structure in the conductivity at microwave frequencies in superionic conductors. In particular the coupling of jump probability with elastic vibrations is shown to be of special relevance.

Verhalten einer isolierten Störstelle am Phasenübergang

R. SCHÄFER, H. BECK und H. THOMAS

(Institut für Physik, Universität Basel)

Wir studieren das Verhalten isolierter Störstellen in Systemen, die einen Phasenübergang zeigen. In einem gitterdynamischen Modell mit unendlich langreichweitiger anharmonischer Wechselwirkung wurden statische und dynamische lokale Größen exakt berechnet. Im weiteren haben wir die Nächste-Nachbar-Korrelationsfunktion in einem 2-dimensionalen Ising-Modell mit geänderten Bindungen sowohl exakt als auch mit Renormierungsgruppenmethoden im Ortsraum berechnet.

Gluons in e^+e^- annihilation^{1, 2)}

J. ABAD and B. HUMPERT

(Physics Department, University of Wisconsin, Madison, WI 53706)

Abstract. The present attempts at an understanding of strong interaction dynamics in the framework of Quantum Chromodynamics are reviewed with emphasis on e^+e^- annihilation reactions. After an outline of the basic approach we give an introduction to the phenomenological implications and expectations following from such framework. Some of the theoretically interesting questions are discussed and the key predictions for e^+e^- annihilation are formulated.

I. Introduction

Recent years have witnessed a change in the approach to strong interaction physics which has been almost unimaginable in the days when analyticity and Regge asymptotics [1] dominated the interest of high energy phenomenologists.

¹⁾ Submitted to the Spring Meeting of the Swiss Physical Society, March 1978.

²⁾ Work supported in part by the University of Wisconsin Research Committee with funds granted by the Wisconsin Alumni Research Foundation, and in part by the Energy Research and Development Administration under contract EY-76-C-02-0881, COO-881-31.

By acceptance of this article, the publisher and/or recipient acknowledges the U.S. Government's right to retain a nonexclusive, royalty-free license in and to any copyright covering this paper.

Quantum Chromo (Color) Dynamics (QCD) [2], a gauge field theory of non-abelian structure, has been suggested as the guiding scheme to strong interaction dynamics and phenomenology [3]. Its proved/conjectured property of permitting perturbative treatment of strong interactions in appropriate kinematical regions has raised the exciting question whether indeed nature does follow field theory behavior at distances small compared to the strong interaction radius. The successes of the field theory unification of weak and electromagnetic interactions [4] and above all the attractive theoretical properties of non-abelian gauge theories [5] together with the phenomenological successes of the parton model [6] have substantially contributed to this major shift in language and formalism. Deep inelastic leptonhadron scattering has been extensively analysed in the recent past and the experimentally found pattern of scaling violation is in agreement with QCD-predictions [7]. This agreement can however not be considered as conclusive and further testing is needed. Experimental and theoretical analyses of lepton-pair production in hadron initiated reactions have been made [8]. e^+e^- annihilation reactions [9], shortly to be accessible in the CM-energy range up to ~ 40 GeV through the new accelerators PETRA (Hamurg) and PEP (Stanford), will provide powerful possibilities to test a number of important QCD-predictions.

In this survey we focus on e^+e^- annihilation and aim at an assembly of the phenomenological predictions following from this theory. We first give an introduction to QCD, present its main properties and immediate consequences and also elaborate on the difficulties involving such scheme; this in Section II. The remainder of this paper is concerned with the phenomenology. Section III presents some consequences following from the new quantum number color. The possibility that perturbative calculation of strong interaction effects in $\sigma_{e^+e^-}$ is justified has led to extensive analyses which we review in Section IV. They could be summarized by the keywords: analytic continuation, 'smeared' cross section, sum rule and perturbation theory. We also draw the reader's attention to deep-inelastic electron-photon scattering which provides stringent tests for this scheme. QCD requires the existence of strongly interacting gauge bosons called 'gluons'. If gluons are energetic enough, they may originate a burst of hadrons which simultaneously are emitted into the same space direction; this leads us to elaborate in Section V on gluon-jets. The decay of heavy quark bound states, of which more are expected on several grounds, may provide another possibility for the detection of gluons. For details we refer to Section VI. Our summary and conclusions are formulated in Section VII.

II. Quantum Chromo Dynamics (QCD) [5]

QCD is a most exciting conjecture. It is a renormalizable gauge field theory describing strong interactions between quarks, that has received growing attention in the recent past since it provides a fundamental basis for a number of properties which have emerged from nature through phenomenological studies of weak and electromagnetic interactions. Some of those features can be deduced from explicit field equations whereas others are still awaiting reliable proof. They thus remain conjectures which however have solid foundation in simplified mathematical systems [10].

In this section we introduce the QCD-Lagrangian, discuss its properties and present the calculation methods for its phenomenological applications.

1. The QCD-Lagrangian

The fundamental constituents in the theory are spin $\frac{1}{2}$ Fermion fields, called quarks, endowed with fractional charge, and non-abelian spin-1 gauge fields, called gluons, which interact with the quarks as well as themselves. The quarks come in three 'colors' (red, white, blue) as well as in several different types – the 'flavors' $u, d, s, c, \dots$. The hadrons are viewed as bound states of these objects. The interaction between the quarks is provided by the exchange of color-octet vector gluons according to the Lagrangian

$$\mathcal{L} = \bar{q}_\alpha \cdot \mathcal{D}_{\alpha\beta} \cdot q_\beta - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a \cdot F^{a\mu\nu} + \bar{q}_\alpha \cdot M_{\alpha\beta} \cdot q_\beta. \quad (2.1)$$

The covariant differential operator and the gluon field strength are defined by

$$\mathcal{D}^{\alpha\beta} \equiv \left(\partial_\mu - \frac{i}{2} g \lambda^a \cdot \mathcal{A}_\mu^a \right) \quad (2.2)$$

$$F_{\mu\nu}^a \equiv \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + g \cdot (A_\mu^b \cdot f_{abc} \cdot A_\nu^c). \quad (2.3)$$

$q \equiv (u, d, s, c, \dots)$ stands generically for the different flavors. $a, b, c \equiv (1-8)$ represent the color-octet indices of the gauge fields, and $\alpha, \beta \equiv (1, 2, 3)$ are the color-triplet indices of the quark fields. The λ^a are the generators of the color gauge group $SU^c(3)$ obeying

$$\left[\frac{\lambda^a}{2}, \frac{\lambda^b}{2} \right] = i f_{abc} \cdot \frac{\lambda^c}{2} \quad (2.4)$$

with the structure constant f_{abc} and the normalization $\text{Tr}(\lambda_a \lambda_b) = 2 \delta_{ab}$. A_μ^a stands for the massless gluon fields and g is the strong coupling constant. The masses are generated by the flavor breaking mass-term with the mass matrix $M_{\alpha\beta}$; it is considered as a parameter in the theory whose origin remains unspecified. The complete Lagrangian must also contain a gauge fixing term $\mathcal{L}_{gf}$ which is required to insure a proper quantization procedure and a Fadeev–Popov ghost term $\mathcal{L}_g$ which depends on how the gauge is fixed and which preserves unitarity [5]. The latter two terms do however not concern us in what follows. Note that color is assumed to be an exact symmetry and that the gluons are massless vector fields.

2. Characteristics of QCD [5]

The above introduced scheme involves a few characteristics which we consider worthwhile to explain in more detail. These are: (a) conventional quantum numbers, (b) color, (c) asymptotic freedom, (d) gluons, (e) confinement.

(a) The theory, as formulated in equation (2.1), does permit implementation of all *conventional quantum numbers* such as parity, strangeness, charge, baryon number and isospin.

(b) All quarks and gluons are endowed with a new hadronic quantum number 'color' which is motivated by the decay rate for $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, by quark fermi statistics in baryon systems, and by the hadron to μ -pair ratio in e^+e^- annihilation. Its group structure is SU_3 and thus requires three eigenvalues characterized by r(ed), w(hite) and b(lue). The known quarks then form a matrix with color changing in the rows and flavor in the columns. The weak gauge bosons generate transitions between different

flavors (vertically) and the strong gauge bosons interact between states of different color (horizontally). Color symmetry is considered unbroken whereas flavor symmetry can be broken in particular if the quark masses are non-degenerate. Note that the color degree of freedom does not contribute to the electric charge and the photon, transforming like a singlet in color space, cannot excite the SU_3 degrees of freedom.

(c) One of the key questions in the practical application of QCD is whether a *perturbation expansion* of this field theory is possible and justified. Thus far the use of Feynman diagrams in the description of hadronic phenomena was always problematic since the coupling constants had values of order unity and thus no convergence of a perturbation expansion could be expected. QCD might give some justification through 'asymptotic freedom' (AF). This is the property of non-abelian gauge fields, that the effective coupling as defined by the renormalization group, becomes vanishingly small at large space-like momenta. Thus at small distances lowest orders in perturbation theory are justified. Quarks and gluons behave at these distances essentially as free fields. At increasing distances, the effective coupling constant increases logarithmically until one reaches a critical length where perturbation theory is expected to break down. AF is a characteristic inherent to non-abelian gauge theories; it has been proven for large space-like momenta using the renormalization group method [5] and it is conjectured to be most likely true for large time-like momenta too. The description of weak and electromagnetic interactions therefore starts with the assumption that quarks behave like free fermions with reaction cross sections which scale. Any corrections then are attributed to the strong interactions in particular to the radiation of gluons. Such corrections are calculated to lowest order in strong interaction perturbation theory and the resulting changes in the measurable quantities are compared with the experiment. The radiation of colored gluons does not lead to non-conservation of color since produced colored gluons and quarks recombine their color quantum number with other colored gluons and quarks within the strong interaction (color) radius. The hadron formation process however is not known and is usually described by phenomenological transition functions. In practical applications the limitation to large space-like momenta is often ignored and predictions in the small momentum region are sometimes surprisingly good.

Note that the presence of strongly interacting (Higgs-) scalars would spoil asymptotic freedom and furthermore that in 4-dimensions the non-abelian gauge theories are the only ones with the asymptotic free property.

(d) The mediators of the strong interaction forces are *vector gluons* (similar to the photon in electromagnetic interactions) which carry the color quantum number and appear as members of a color octet. In perturbative applications gluons follow essentially the same Feynman rules as the photon in QED with the exception that in QCD gluon-gluon couplings are possible [12]; these modify the QED results apart from the 'higher symmetry factors' due to color [13]. Gluons are not charged and therefore do not interact with the photon; they are massless in the confined state.

(e) Since no fractionally charged quarks have yet been observed despite intensive searches, the *confinement hypothesis* [14] was introduced by postulating that in QCD all physical states (hadrons) are singlets under the group SU_3^c . Since gluons as well as quarks are carriers of color neither is expected to appear as a free object. Confinement implies that the color degrees of freedom are unobservable. The proof of confinement in QCD is an outstanding and unsolved problem. Intuitive pictures have been put forward with the hope that the exact proof in QCD will eventually become possible. These are:

- The self-interacting non-abelian gauge gluons ‘screen’ the color charge exchanged between the quarks and in this way give rise to a potential growing linearly with distance which makes quark separation impossible [15].
- In the infrared region of small space-like momenta nothing is known about the behavior of the effective strong coupling. It is expected to grow and to become infinite corresponding to infinite forces which prevent the fragmentation of color singlets into color non-singlets. Therefore a perturbative calculus is no longer justified and the application of different methods has to be sought which so far have turned out to be technically quite involved [5].
- Assuming that in the infrared region a perturbative treatment still might be meaningful one readily notices that QCD infrared divergences are worse than in the case of QED. This again may be taken as an indication for confinement taking place [14].

These ideas are on the level of conjecture and final proof starting from the Lagrangian Equation (2.1) still is missing. Phenomenology can bridge the above shortcomings in different ways:

- By resorting to massive quark systems which permit non-relativistic treatment with a linearly growing potential [16];
- By use of semi-relativistic model theories [17] and implementation of the general characteristics found through studies on model theories [18];
- By abstracting features found in relativistic theories which do provide confinement such as 2-dimensional QED [19]; and finally
- By considering experimental quantities which do not need direct understanding of confinement and permit phenomenological parametrization of its influence [5].

Some of these methods have been quite fruitful and have led to unexpected insight and connections which we will expose in the coming chapters.

III. Color and multiplicity

The existence of a new hidden quantum number ‘color’ in a world of quarks and gluons imposes characteristic features on the multiparticle dynamics due to color separation. Since quarks are colored objects which separate in momentum space, the radiation of colored gluons occurs which may be compared to the emission of soft-photons by charged particles in QED. The hypothesis that the radiated gluons materialize into hadrons then permits general statements concerning the multiplicity, in particular if one assumes that the hadron multiplicity is a monotonic, possibly linear function of the rising gluon multiplicity and hence only depends upon the separating color currents. The following general statements can be made [26]:

- Two processes with the same initial color-current configuration will provide the same multiplicity in the final hadronic state.
- The gluon radiation is independent of the quark flavor for a given relative rapidity but does depend on the magnitude of the color charge. The quark flavors mainly influence the quantum numbers of the leading hadrons and make changes of order 1 in the hadron multiplicity.

- Because of the flavor independence of the gluon coupling the leading s dependence of the multiplicity in $e^+e^- \rightarrow$ hadrons is predicted to be the same below and well above the threshold for heavy quarks and a decrease near it is anticipated.
- The simple connection of color separation to hadron production implies that the same multiplicity function $n(s)$ controls the central region behavior in all processes which start with $3-\bar{3}$ color separation: e^+e^- annihilation, deep inelastic lepton scattering and Drell–Yan lepton-pair production. Such connection is generally agreed on by earlier arguments based on the behavior of the structure functions in the parton model [21] and by arguments motivated through the inclusive-exclusive correspondence principle [22].
- Taking the simple QED calculation of soft-photon emission as a guide, one obtains for the leading behavior at large s [20]

$$n(s) = n_{\text{Gluons}}(s) \cong \frac{4\alpha_s}{3\pi} \ln^2 s. \quad (3.1)$$

Comparison with data [23, 20] does permit arguments for and against such a form. The consequences of equation (3.1) with respect to the widely accepted theories of particle production in purely hadronic reactions and its difference with respect to the parton model has been pointed out in Ref. [24].

- So far the consequences of color triplet separation through $q\bar{q}$ has only been mentioned although color octet production through the emission of a gluon also is possible. As a consequence the rapidity plateau heights in the central region of the latter are expected to be 9/4 times higher than in the case of $3-\bar{3}$ separation, and events with high multiplicity are favored [20].

Comparison of the above characteristics with present-day data is inconclusive since the kinematical region where color separation and gluon radiation becomes the dominating process has not yet been reached. None of these predictions are in contradiction with existing data and some of them even agree quite well, such as, for instance, the multiplicity rise below and above charm threshold.

IV. Asymptotic freedom and e^+e^- annihilation

The AF-property of non-abelian gauge theories has been proven in the extended space-like region $q^2 < 0$ and it is conjectured to be most likely valid in the extended time-like region $q^2 > 0$. In this section we aim at a presentation of the main ideas. We first sketch the problems arising in any such attempt and subsequently discuss the employed methods and predictions which we characterize by the key words: analytic continuation, ‘smeared’ cross section, sum rule, perturbation theory and $\gamma\gamma$ -process.

1. Problems

The strongest argument in favor of QCD for the description of strong interaction dynamics arises from the asymptotically decreasing behavior of the effective coupling constant with growing space-like momenta [25, 5, 7]

$$\alpha_s(q^2) = \frac{\alpha_0}{1 + (\alpha_0/12\pi)\Sigma(q^2)} \quad (4.1)$$

where

$$\Sigma(q^2) \equiv 33 \cdot \ln \left| \frac{q^2}{\mu^2} \right| - 2 \sum_q \ln \left| \frac{5m_q^2 - q^2}{5m_q^2 + \mu^2} \right|. \quad (4.2)$$

$\alpha_0 \equiv \alpha(-\mu^2)$ is the coupling constant at the renormalization point $q^2 = -\mu^2$ and m_q stands for the quark mass of flavor q .

In deep-inelastic lepton hadron scattering QCD not only provides a theoretical understanding for scaling and the free quark behavior but also determines the scaling violating correction terms due to strong interactions via the moments of the structure functions. These are determined by first order approximation of the renormalization group equation in the extended space-like region. By Mellin-inversion the structure functions themselves can be determined [25]. This cumbersome method can equivalently be replaced by the lowest order terms in the perturbation expansion since the coupling constant is small [26].

The above methods work remarkably well in the description and understanding of the space-like region data. What about the time-like region, as for instance, in e^+e^- annihilation where $q^2 \gg 0$? Since constantly new thresholds open up, a renormalization group equation cannot be formulated. One thus is here faced with the situation of having no mathematically well justified scheme and has to make hypotheses. Whether analytic continuation of the deep-inelastic results to the time-like region and formation of the discontinuity reproduces the correct answer of QCD in this region is an unsolved problem. From phenomenology we have evidence, as we will see in the following, that the extrapolated formulas lead to no obvious contradictions with the data.

In any application of QCD perturbation theory in this region, one has to keep in mind the confinement problem. Analysis of QCD shows quark and gluon thresholds where perturbation expansion breaks down. Partial summation of the threshold singularities suggests a sequence of positronium-like bound states like in QED [27]. This aspect was expected to be changed due to the highly singular infrared behavior which is taken as an indication for confinement. Even at energies sufficiently high that α_s is small, perturbation theory is questionable since the infrared singularities are expected to produce strong forces among subsets of quarks and gluons to bind them into hadrons in the final state of the e^+e^- annihilation process [5].

Several hypotheses have helped to bypass the above mentioned difficulties and have led to predictions intimately connected with the QCD-framework which can be compared with data. In the following subsections we elaborate more on this.

2. Analytic continuation

Analyticity connects the region of deep-inelastic ep scattering with the e^+e^- annihilation region. We thus have the possibility to analytically continue the amplitudes obtained by the renormalization group into the e^+e^- region or to extrapolate e^+e^- data into the deep-inelastic region in order to compare with QCD expectations. We start with the first possibility.

The analysis of the total cross section in e^+e^- annihilation proceeds through investigation of the asymptotic behavior of the vacuum polarization tensor

$$\pi^{\mu\nu}(q^2) = (q^\mu q^\nu - q^{\mu\nu} \cdot q^2) \cdot \pi(q^2) \quad (4.3)$$

which is connected with the cross-section ratio by

$$R_{e^+e^-} \equiv \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrons})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} = 24\pi \text{ disc } \pi(q^2). \quad (4.4)$$

Application of renormalization group techniques on $\pi(q^2)$ in the space-like region permits determination of its asymptotic form along the negative real axis of the complex q^2 -plane. The analytic continuation to positive q^2 -values and formation of the discontinuity gives [28]

$$R_{e^+e^-} \stackrel{q^2 \rightarrow \infty}{\sim} \sum_q (3e_q^2) \left[1 + \frac{\alpha_s(q^2)}{\pi} \right] \quad (4.5)$$

$\alpha_s(q^2)$ in equation (4.5) has been analytically continued to large positive values and its form may be simplified to

$$\alpha_s(q^2) = \frac{1}{b \ln |q^2/\Lambda^2|}, \quad b \equiv \frac{33 - 2m}{12\pi} \quad (4.6)$$

with m representing the number of quarks and Λ a fixed parameter in the range $0.2 \text{ GeV} \lesssim \Lambda \lesssim 0.5 \text{ GeV}$. The asymptotic result (4.5) predicts that the e^+e^- annihilation cross-section approaches its scaling limit from above and numerical estimates show that at present energies ($\sqrt{q^2} \gtrsim 7 \text{ GeV}$) corrections on the order of 15% due to the correction term may be expected.

Alternatively, analytic continuation can be used to predict the shape of $\pi(q^2)$ in the space-region through the dispersion integral

$$\pi(q^2) = \frac{q^2}{\pi} \int_{4m\pi^2}^{\infty} \frac{dx}{x} \frac{\text{Im } \pi(x)}{x - q^2}. \quad (4.7)$$

$\text{Im } \pi$ is fixed (in the time-like region) by equation (4.4) and an $R_{e^+e^-}$ fit to the data. Instead of comparing $\pi(q^2)$, use of the quantity

$$D(q^2) \equiv q^2 \frac{d\pi}{dq^2} = \frac{q^2}{\pi} \int dx \frac{\text{Im } \pi(x)}{(x - q^2)^2}. \quad (4.8)$$

has the advantages of ensuring always a positive integrand with $D_{\text{data}} \leq D$, and of bypassing unnecessary technicalities. Exact determination of $D_{\text{data}}(q^2)$ is not possible since $R_{e^+e^-}$ is known only below $\sqrt{q^2} = 7.8 \text{ GeV}$. Fits have been presented which assume

$$R_{e^+e^-} = R_{\text{Resonance}} + R_{\text{Background}} + R_{\text{Asymptotic}} \quad (4.9)$$

with $R_{\text{Asymptotic}}$ being the contribution to $D(q^2)$ in the region beyond 7.8 GeV where a flat scaling value of the 3-, 4- or 6-quark model with or without heavy leptons has been assumed [29].

The QCD-determination of $D(q^2)$ by the renormalization group equation gives

$$D(q^2) \stackrel{q^2 \rightarrow -\infty}{\sim} \sum_q (3e_q^2) \left[1 + \frac{\alpha_s(q^2)}{\pi} \right]. \quad (4.10)$$

In this result the large mass of the charmed quark responsible for the strong rise of $R_{e^+e^-}$ between $\sqrt{q^2} = 3\text{--}4.5$ GeV has been ignored which turns out to be an influential factor. For simplicity reasons, the following assumptions are introduced:

- all u, d, s quark masses are negligible and all heavy quarks are assumed to be degenerate in mass,
- all wave function and coupling constant renormalizations are introduced at $p^2 = -\mu^2$, whereas the heavy quark mass m_c is the pole position in the heavy-quark propagators.

Solution of the renormalization group equation with heavy-quark mass effects taken into account gives

$$D(q^2, m_c^2) = D_q(q^2) + D_c(q^2, m_c^2) \quad (4.11)$$

where the heavy-quark part is

$$D_c \equiv \sum_c (3e_c^2) \left[F_1 + \frac{\alpha_s}{\pi} F_2 + \dots \right]. \quad (4.12)$$

The light-quark part D_q is identical with equation (4.10) above. The explicit forms of the functions F_1, F_2 , only dependent on the ratio m_c^2/q^2 , are determined in Ref. [30]. In Fig. 4.1 results are shown of a representative analysis using a 6-quark model. The only open parameters are Λ , the scale parameter in α_s , and the heavy-quark mass m_c . One notices the strong rise in $D(q^2)$ in the region $\sqrt{-q^2} = 3.6$ GeV which appears in both the extrapolated data as well as the QCD-prediction. The asymptotic fall-off following from asymptotic freedom is completely overshadowed by the effects due to the finite quark masses. With the evidence for another quark of mass $m_b = 4.5$ GeV and possibly more quarks, and new data on $R_{e^+e^-}$ in the PETRA-PEP region it will be fruitful to reconsider this analysis.

Although the following results are not of immediate phenomenological value, the method of reasoning and the mathematical techniques used, are of interest and might stimulate the more mathematically oriented reader. On the basis of the dispersion relation (4.7) and the asymptotic behavior of $\pi(s)$ in the space-like region following from QCD

$$D(s) \stackrel{s \rightarrow -\infty}{\sim} \left[a + \frac{b}{\ln | -s/\Lambda^2 |} \right] \quad (4.13)$$

some general theorems can be formulated; they are concerned with $\text{Im } \pi(q^2) \equiv \rho(q^2)$ in the time-like region and therefore impose constraints on $R_{e^+e^-}$ [31].

Theorem I. If

- (i) $|\pi(-s) + a \cdot \ln s| \stackrel{s \rightarrow +\infty}{\sim} 0(\ln s)$,
- (ii) $\rho(s)$ continuous

then, either $\lim_{s \rightarrow \infty} \rho(s) = a\pi$ or there exists at least one sequence $\{s_n\}_{n \rightarrow \infty} \rightarrow \infty$ such that $\rho(s_n) \rightarrow a\pi$.

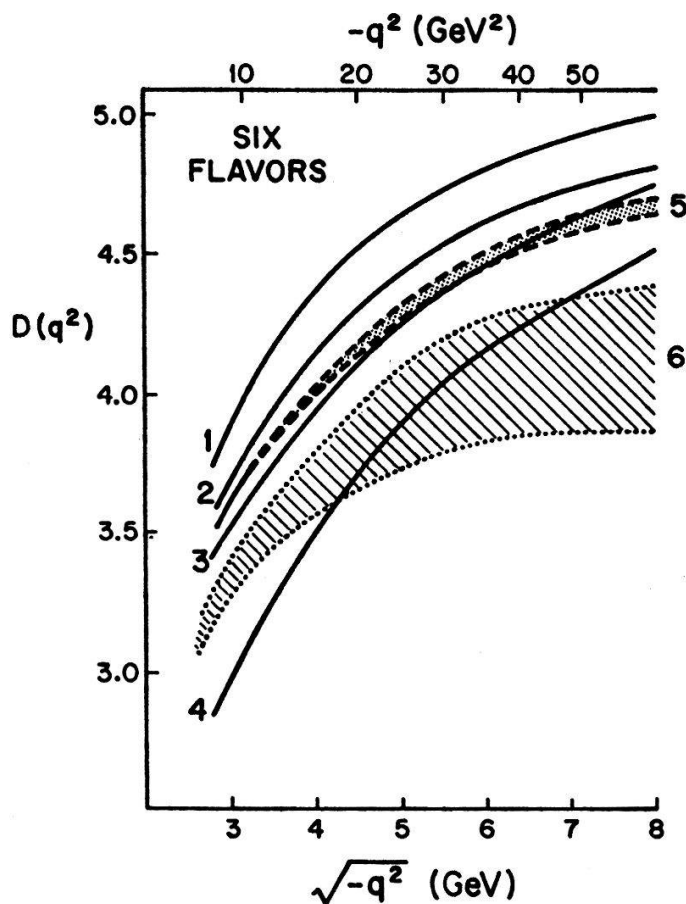


Figure 4.1

Comparison between experimental and theoretical results for $D(q^2)$ (equation (4.11)). The QCD-predictions are represented by the solid lines with different m_q and Λ in GeV units. Curve 1: $m_q = 1.55$, $\Lambda = 0.32$, curve 2: $m_q = 1.55$, $\Lambda = 0.1$; curve 3: $m = 1.73$, $\Lambda = 0.08$; curve 4: $m_q = 2.2$, $\Lambda = 0.09$. The data curves (shaded areas) follow from extrapolated $R_{e^+e^-}$ using a six-quark model for $q^2 \rightarrow \infty$, without (curve 5) and with heavy lepton (curve 6) (from Ref. 30).

Theorem II. *If*

- (i) $\frac{d\rho}{ds}$ has only one sign for large s
- (ii) $\lim_{s \rightarrow +\infty} \{(D(s) - a) \ln s\}$ exists
- (iii) the asymptotic freedom result equation (3.16) holds then

$$\lim_{s \rightarrow +\infty} \left[\frac{d\rho}{ds} s \cdot \ln^2 s \right] = \pi b$$

at least on some sequence of points $\{s_n\} \xrightarrow{n \rightarrow \infty} \infty$.

Theorem III. *If*

- (i) $\rho > 0$, $\rho < \text{const} \times (\ln s)^m$, m positive and arbitrarily large,
- (ii) $A(s) \equiv |\pi(-s)| < \text{const.} \ln s$ for $s > s_0$

then

$$\left| \int_{\text{const.}}^R \frac{ds}{s \ln s \ln \ln s} \left(\frac{\rho(s)}{\pi} - \frac{A(s)}{\ln s} \right) \right| < \text{const.}$$

for R arbitrarily large.

3. 'Smeared' cross-section [32]

The qualitative agreement between QCD and the e^+e^- data extrapolated into the deep-inelastic region raises the question how direct comparison and tests can be formulated in e^+e^- annihilation despite the difficulties mentioned earlier.

Straightforward application of QCD perturbation theory fails since $q\bar{q}$ - and n -gluon thresholds appear where such expansion breaks down. The most singular terms can however be summed and exhibit a sequence of Coulomb-like poles [27]. In order to overcome this difficulty it has been proposed that perturbation theory should be used to calculate a 'smeared' cross-section resp. ratio which is defined by [32]

$$\bar{R}(q^2, \Delta) \equiv \frac{\Delta}{\pi} \int_0^\infty \frac{R_{e^+e^-}(x) dx}{(x - q^2)^2 + \Delta^2}. \quad (4.14)$$

The integral averages out both the quark-gluon thresholds in the perturbative calculation and the hadronic thresholds and resonances in the data. There is no rigorous justification for this procedure apart from the following intuitive arguments: it readily can be seen that equation (4.14) follows from analytic continuation of $\pi(q^2)$ into the complex q^2 -plane above and below the cuts and formation of the difference:

$$\bar{R} = \frac{1}{2i} [\pi(q^2 + i\Delta) + \pi(q^2 - i\Delta)]. \quad (4.15)$$

One therefore introduces an intuitive infrared cut-off which prevents the vanishing of any internal propagator denominator in the perturbative terms and thus avoids the QCD infrared singularities where perturbation theory breaks down. Comparison of QCD predictions with the data is carried out in the complex q^2 -plane off the positive real axis. Avoiding a detailed discussion on Δ we note the constraint [32]

$$\Delta \geq (2 \sum \alpha_s)^4 - \left\{ q^2 - \left(\sum_q m_q \right)^2 \right\}^2 \quad (4.16)$$

which for $\alpha_s \approx 0.5$, $m_q = 1.73 \text{ GeV}$ gives $\Delta \approx 3 \text{ GeV}^2$. R_{QCD} is determined in the deep-inelastic region by the renormalization group equation for $D(q^2)$ with heavy-quark mass effects taken into account (see equation (4.11)) and reads

$$R_{\text{QCD}} = R_q + R_l \quad (4.17)$$

with the quark part given by

$$R_q \equiv \frac{1}{2} \sum_q (3e_q^2) v_q (3 - v_q^2) \left\{ 1 + \frac{4}{3} \alpha_s f(v_q) \right\} \quad (4.18)$$

and the lepton part by

$$R_l \equiv \frac{1}{2} \sum_l v_l (3 - v_l^2). \quad (4.19)$$

We have used e_q for the quark-charge and v_q stands for the threshold factor. $f(v)$ is defined in Ref. [33].

The numerical comparison of perturbative models with 3-, 4-, ... quarks and heavy leptons is sensitive to the number of quarks and leptons being introduced.

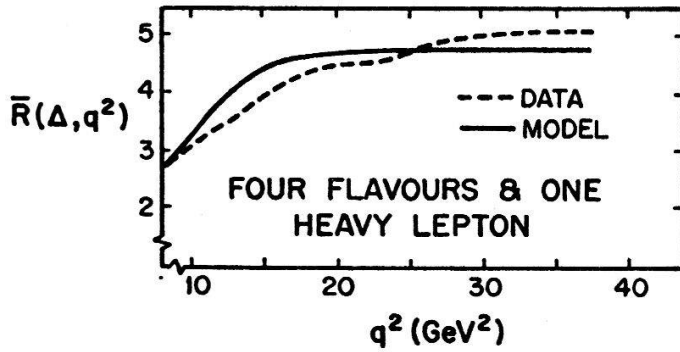


Figure 4.2

$\bar{R}(\Delta, q^2)$ -prediction in 'smeared' cross-section model assuming four quark flavors and one heavy lepton of mass $m_L = 1.7$ GeV (from Ref. 32).

In Fig. 4.2 we present curves which stand for a spectrum of possible fits presented in Ref. [30]. This analysis indicates that an SU_3 -color gauge model with only four flavors of quarks of mass less than 2.7 GeV cannot give satisfactory agreement with the data even with an additional heavy lepton contribution. Better fits were obtained in Ref. [34] by taking the imaginary part into account in the analytic continuation of $\alpha_s(Q^2)$.

4. Sum rules

A third method of testing and extracting information from QCD [35] makes explicit use of the analyticity structure of $\pi(s \equiv q^2)$ which reveals cuts along the positive real axis but no other singularities. Thus a contour integration along the path shown in Fig. 4.3 may be split into the contour along the positive real axis C_1 and the circle at large $|s|$ denoted by C_2 :

$$\int_{c_1} \pi ds = - \int_{c_2} \pi ds. \quad (4.20)$$

The integral over C_1 can be performed by using $R_{e^+e^-}$ from data whereas the integrand along path C_2 is fixed by QCD. Here again the solution of the renormalization group equation in the space-like region is used which does account for heavy quark masses (see equation (4.17)). Equation (4.20) may therefore be re-expressed in terms of R_{QCD} (equation (4.17)) and $R_{e^+e^-}$ from data:

$$\int_{4m_\pi^2}^{s_0} R_{e^+e^-} ds \equiv \Omega(s_0) = \int_0^{s_0} R_{\text{QCD}} ds. \quad (4.21)$$

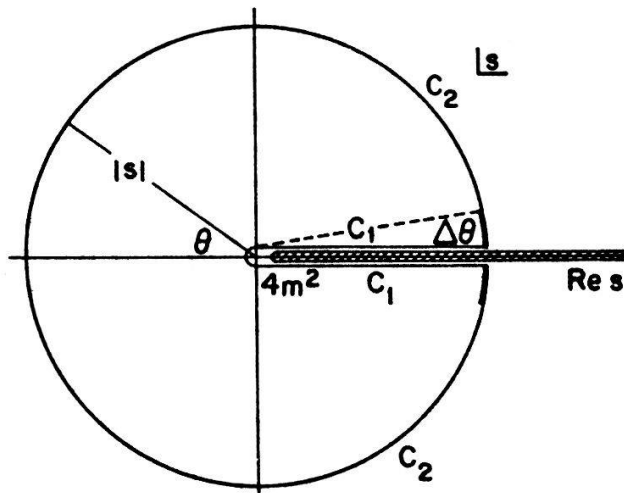


Figure 4.3

Integration contour of $\Omega(s)$ (equation (4.21)) in the complex $s \equiv q^2$ -plane with the integrand along C_1 chosen by $\pi_{\text{Data}}(q^2)$ whereas the integrand along C_2 is $\pi_{\text{QCD}}(q^2)$.

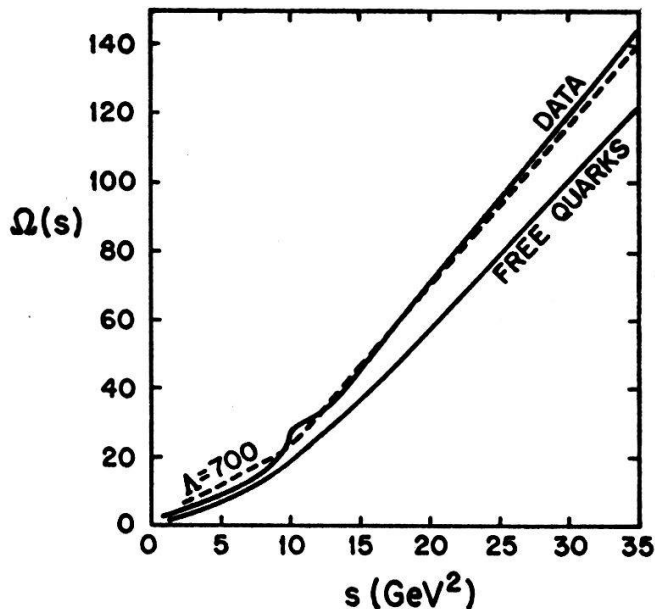


Figure 4.4

$\Omega(s)$ (equation (4.21)) as predicted by the data and by QCD. The parameters are: $\Lambda = 0.7 \text{ GeV}$, $m_c = 1.5 \text{ GeV}$ and $m_b = 1.7 \text{ GeV}$ (from Ref. 35).

In Fig. 4.4 we present representative curves of the experimental and theoretical predictions for $\Omega(s_0)$ [35, 34]. This method has a few interesting advantages which we would like to mention:

- The experimental errors in $\Omega(s_0)$ are washed out and no extrapolation of R_{e+e-} beyond the experimentally accessible range is needed.
- Equation (4.21) makes predictions about the region of smaller s (down to threshold), hitherto considered unsuitable for a perturbative treatment and it demonstrates the use of perturbation theory in the extended s -range.
- The open parameters Λ and m_q can be reliably fitted. The agreement between theory and experiment is convincing and speaks in favor of QCD.

The above method is easily generalized by defining the moments

$$\Omega_n(s_0) \equiv \int^{s_0} s^n \cdot R(s) ds \quad (4.22)$$

which however cannot be inverted in order to recover the integrand for $s < s_0$ since the initial conditions are then no longer satisfied. It furthermore has been generalized to the case of massive weak currents and was applied to the total hadronic decay of the W -boson and the total semi-leptonic decay of heavy leptons [36]. In a slightly different formulation the same sum rule has been tested on charm production and the strong and weak decay-widths of charmed particles were determined [37].

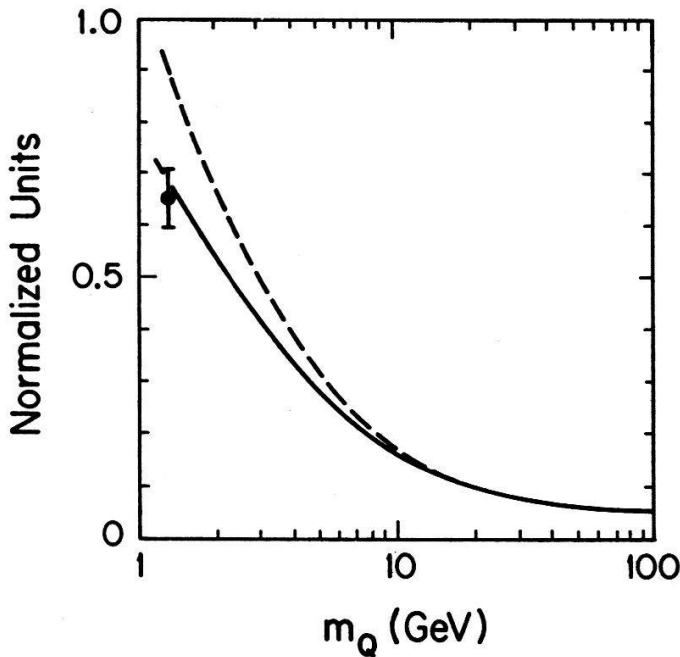


Figure 4.5

Comparison between theory and data of equation (4.23). The solid (dashed) line corresponds to the integral on the righthand side of equation (4.23) for the decay mode $1^- \rightarrow e^+ e^-$ ($0^- \rightarrow \gamma\gamma$). The data points indicate evaluation of the left-hand side of equation (4.23) taking ψ , ψ' decays into consideration only. Normalized units are chosen (from Ref. 38).

If pole-singularities are permitted in $\pi(q^2)$ in addition to cuts, a generalized form including the decay widths of narrow resonances can be formulated which reduces to [38]

$$\sum_i \frac{\Gamma_i}{M_i^{2n+1}} = \frac{\alpha}{3\pi} \int_{4m_q^2}^{s_0} \frac{\text{Im } \pi_{\text{QCD}}(s) ds}{s^{n+2}} \quad (4.23)$$

if the 'duality assumption': $\pi_{\text{QCD}} \equiv \pi_{e^+e^-}$ for $s > s_0$ is used. π_{QCD} is fixed by lowest order approximation including heavy-quark mass effects. In Fig. 4.5 representative curves are shown for the behavior of the right-hand side of equation (4.23). The solid line corresponds to the reaction $1^{--} \rightarrow e^+ e^-$ whereas the dashed line illustrates the decay $0^- \rightarrow \gamma\gamma$. The experimental points correspond to the 'sum' of widths including ψ and ψ' . n was chosen to be 1 and $s_0 \approx 1.7 \text{ GeV}^2$ [38].

5. Perturbation Theory

Straightforward application of QCD perturbation theory in the $q^2 > 0$ region ignores confinement and the infrared problems. In the description of inclusive cross sections the first difficulty is escaped by phenomenologically parametrizing the effects due to confinement whereas the second one can be removed by two methods which we will indicate in this section.

In the parton model the inclusive process $e^+e^- \rightarrow hX$ is described by

$$q^2 d\sigma = \sum_q e_q^2 \int_x^1 \frac{dy}{y} \cdot f_q(y) \cdot d\sigma_q\left(\frac{x}{y}, \frac{m^2}{q^2}\right) \quad (4.24)$$

$d\sigma_q$ represents the cross-section for production of a final state quark with momentum fraction y where $x \equiv 2p_q/q^2$, and $f_q(y)$ parametrizes quark fragmentation to hadrons. Its perturbative evaluation [39, 26] leads to divergences resulting from vanishing gluon momentum and/or vanishing quark mass. In each order the $k \rightarrow 0$ divergences cancel whereas the mass divergences persist. They appear in the form $\ln|m^2/q^2|$ in the quark cross-section and may be factorized in lowest (and hopefully higher) orders of perturbation theory. Formation of the moments, analogous to the case in deep inelastic scattering, permits proof that the mass divergences can be absorbed in the decay functions $f_q(y, m^2/q_0^2)$ by introducing the renormalization point q_0^2 . Their appearance thus may be excused by not taking proper care of the renormalization effects in a lowest order calculation and furthermore might be attributed to the confinement problem.

Investigation of the phenomenological consequences of this program has recently been initiated by the authors of Ref. [39] and is at present pursued by the authors of this article. A number of predictions follow, the most obvious one being a spread of the transverse momentum which grows linearly with q^2 :

$$\langle p_t^2 \rangle = \text{const.} \cdot x^2(1-x) \cdot q^2 \cdot \alpha_s(q^2) \quad (4.25)$$

Furthermore the distribution functions for heavy quarks can be calculated in terms of the ones for the decay of a light quark and a gluon and estimation of heavy hadron production through the decay of light/heavy quarks or a gluon becomes possible.

The infrared divergences in $d\sigma_q$ can be prevented by two other methods which are based on the same insight. The methods are based on the realization that infrared divergences always appear if the cross section is defined in a way that is sensitive to soft-gluon emission or to the transition of a quark into collinear quark and gluon. If the cross section refers to a specific constituent type it then will generally have mass singularities [40]. Thus if questions are asked which have to do with the quark-line character, the theory will produce a mass singularity showing that it cannot be answered. Indeed such questions should not be asked in perturbative QCD since the confinement problem is unsolved.

As a result of this insight one might consider for instance the energy-weighted cross-section [41] which is obtained by inserting the factor $E_q/\sqrt{q^2}$ into the phase-space integrand, where E_q is the energy of the constituent under consideration and summation over all constituents of type q is understood. The calculation is pursued by assuming vanishing quark masses and a small gluon mass. Summation over all diagrams and constituent types carrying energy reduces to a finite nondivergent cross-section. However individual contributions still are infrared singular since the confinement problem is unsolved. The application of this method in lowest order QCD

is demonstrated in Ref. [41] where the corrections resulting from non-perturbative confinement effects also are estimated.

The second method simply restricts the available phase-space. This is known from QED to prevent mass singularities and also seems to be true in the case of QCD as was recently shown. Such feature leads to the definition of QCD-jets which are discussed in the following Section V [40].

However before going to that topic, let us first make a short detour to deep-inelastic $e^\pm$ -scattering on a photon target. Such reaction has the potentiality to provide crucial information on QCD in the space-like region.

6. Two-photon processes [42]

e^+e^- annihilation also provides the possibility of sensitive AF-tests in the space-like region which, although experimentally difficult, should not be overlooked. Deep inelastic $e^\pm$ -scattering on a photon target via the processes $e^\pm + e^\pm \rightarrow e^\pm + e^\pm + \text{hadrons}$ offers such possibility. One of the two produced photons is chosen on (or near) the mass shell while the other has a large Euclidean momentum. The relevant structure functions for free quark behavior have been obtained through evaluation of the s -channel discontinuity of the box-diagram shown in Fig. 4.6:

$$F_2(x) = \frac{\sum e_q^4}{16\pi^2} \left[x \{1 - 2x - 2x^2\} \ln \left| \frac{q^2}{m^2} \left(1 - \frac{1}{x}\right) \right| - \{x - 8^2(1 - x)\} \right] \quad (4.26)$$

$$F_L(x) = \frac{\sum e_q^4}{4\pi^2} x^2(1 - x) \equiv F_2 - xF_1. \quad (4.27)$$

Taking gluon corrections into account by use of the renormalization group equation scaling violation still is logarithmic but the x -dependence of the structure functions experiences substantial changes. There are new 'contact' terms in the short distance analysis which turn out to be dominant terms for large $|q^2|$. This fact manifests itself in the moments and the x -dependence of the structure functions. Globally speaking the moments $M_n(q^2)$ change as

$$\frac{M_n(\text{AF})}{M_n(\text{Free})} \sim \begin{cases} 0.5-0.8 & \text{for } F_2 \\ 1.0-1.2 & \text{for } F_L. \end{cases} \quad (4.28)$$

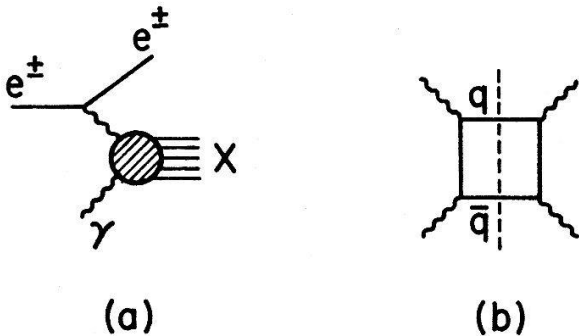


Figure 4.6
Deep-inelastic $e^\pm$ -scattering on a photon target (a) Box diagram for the evaluation of the structure functions describing deep-inelastic $e^\pm$ -scattering in the free-quark model (b).

Explicit formulas for these ratios can be found in Ref. [42]. The effect of these changes in the structure functions has been determined by Mellin-inversion. In Fig. 4.7 we compare the AF-corrected ones with the structure functions of free quarks and notice substantial changes. $F_2(x, q^2)$ is modified almost beyond recognition by the strong interactions within the box (Fig. 4.7) while F_L is fairly well described by free quarks. At any given value of x the experimental values, at asymptotic q^2 , should agree with the AF-corrected structure functions. However the approach to this limit may be non-uniform as a function of x or n . Any quark masses have been ignored.

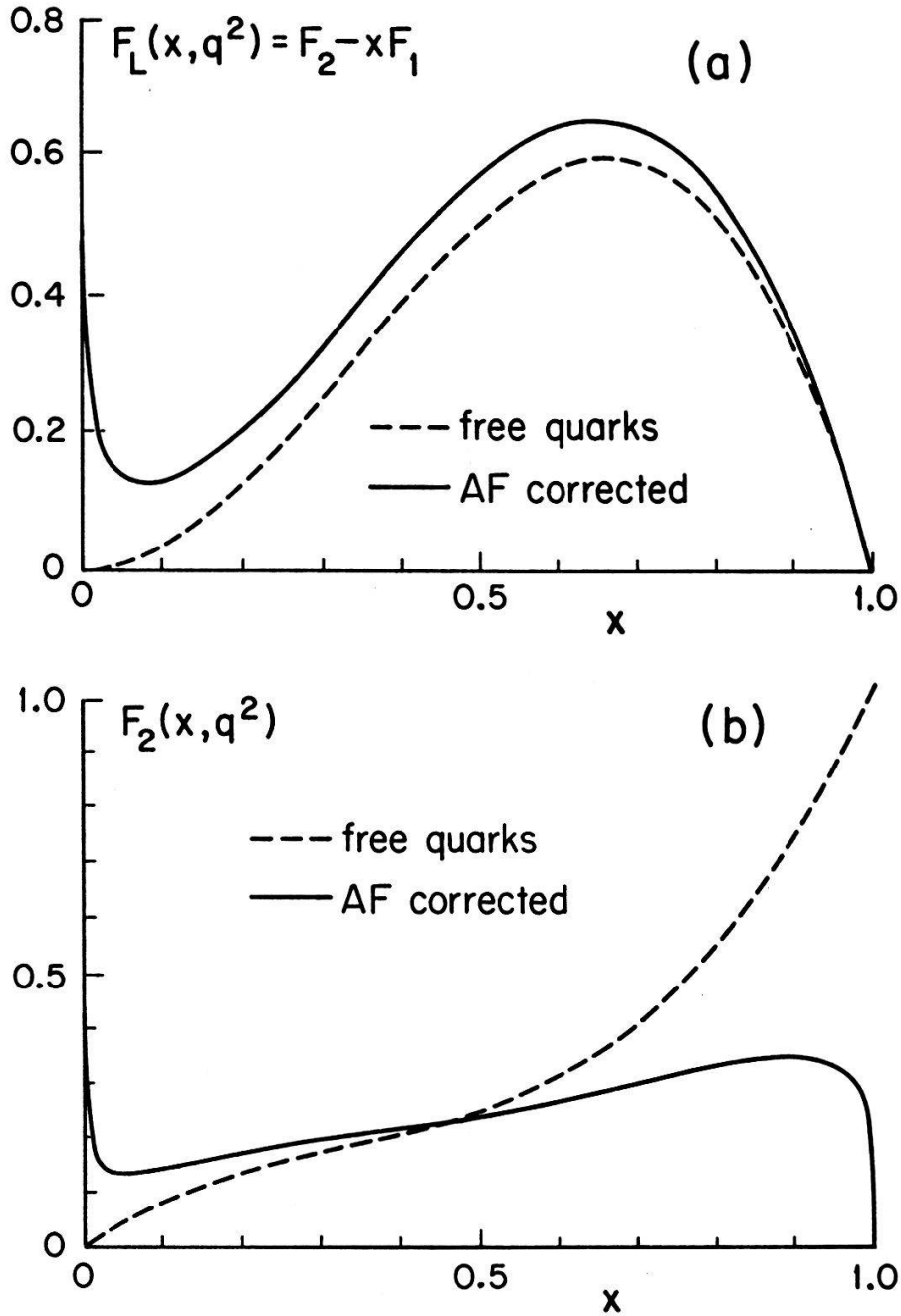


Figure 4.7

x -dependence of the structure functions F_2 and $F_L \equiv F_2 - xF_1$ in deep inelastic $e^\pm\gamma$ -scattering. The dashed curves correspond to the free-quark model and the solid lines illustrate the influence of the AF-corrections. In diagram (a) the vertical line is given in units of $\sum_q (e_q^2/4\pi)^2$, and in diagram (b) the units are $\sum_q (e_q^2/4\pi)^2 \ln |q^2|$ (from Ref. 42).

We emphasize that even a crude measurement of the photon structure functions would distinguish a fractionally charged quark model from integrally charged quarks. The sum of the fourth powers of the quark charges is simply much smaller if the quarks have fractional charge.

V. Gluon jets

This section is mainly concerned with gluon jets. Loosely speaking a jet may be defined as a burst of hadrons being emitted in the same space direction after an e^+e^- reaction has taken place. In the framework of QCD it can be of quark or gluon origin. The existence of quark-jets, one of the most important predictions of the parton model, has been confirmed experimentally not too long ago. If QCD indeed does describe the behavior of nature, one may expect that at sufficiently high energies signatures of gluon-jets should appear. The theoretical understanding, phenomenological description and experimental verification of gluon (and quark) jets is incomplete although the intuitive understanding of such effect(s) is obvious.

In the following we first expose the problems arising in the theoretical description of a jet and its measurable quantities using QCD. Subsequently we switch to phenomenology and discuss successively: gluon-jet dynamics, -variables and -distinction.

1. QCD-jets

Any straightforward application of QCD and its perturbation expansion in determining measurable quantities in e^+e^- annihilation reactions ignores non-perturbative confinement effects and runs into infrared difficulties. The latter ones can be avoided by introducing suitable phase-space cuts in order to prevent the mass singularities as $m_q \rightarrow 0$. Such procedure is well-known in QED and has recently been rechecked in lowest order QCD [43]. Investigation of higher order contributions shows that in a large class of field theories the cross-sections are at worst logarithmically divergent (for $m_q \rightarrow 0$) if smeared over a small region of phase space. In renormalizable field theories ensembles of states may be identified which are free of mass divergences and show 'jet-like' structure [40]. Guided by these results it has proved fruitful to define a QCD-jet cross-section by allowing for most of the energy to be detected in oppositely directed phase space cones only. It then is a priori not clear whether the available e^+e^- energy is predominantly processed through the $q\bar{q}$ -pair alone, or whether the energy is gradually converted to hadrons by the intermediary of gluons. The lowest order perturbative calculation (Fig. 5.1) is performed

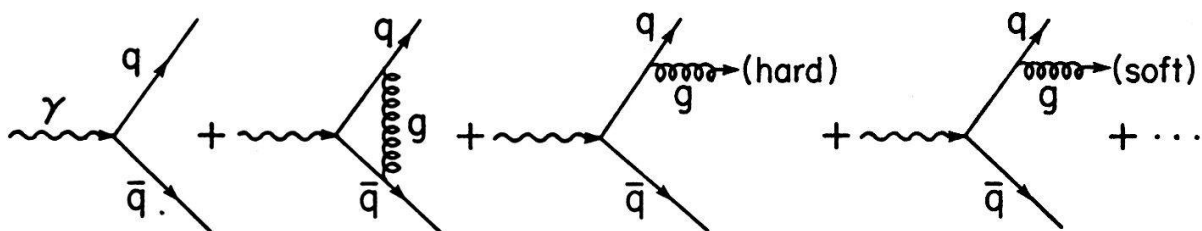


Figure 5.1
Lowest order QCD-gluon corrections giving rise to quark and gluon QCD-jets.

with vanishing quark mass and a finite gluon mass λ in order to prevent infrared divergences in the intermediate states of the calculation. The final cross-section for QCD-jet production then reads [43]

$$d\sigma_{\text{jet}} = d\sigma_0 \cdot \Omega \left[1 - \frac{4\alpha_s}{3\pi} \left\{ 3 \cdot \ln \delta + 4 \ln \delta \cdot \ln 2\varepsilon + \frac{\pi^3}{3} - \frac{5}{2} \right\} \right] \quad (5.1)$$

and as expected is free of singularities. $d\sigma_0$ stands for the scaling asymptotic cross-section and Ω is a solid angle which contains the cones of half-angle $\delta \ll 1$ where most of the initial energy $(1 - \varepsilon)E_{\text{cm}}$ is detected. Equation (5.1) immediately demonstrates the dominance of 2-jet final states at very high energies where α_s is expected to be small. Furthermore the reduction of δ with increasing energy is much slower than expected with a fixed p_t -cutoff. The dependence on δ and ε is weak even at relatively low values. Needless to mention that equation (5.1) does not depend on the gluon mass λ .

2. Jet-dynamics [45]

The dynamical features of jet hadron production have been investigated using lowest order perturbation theory (Fig. 5.2) for the subprocess and subsequent gluon and/or quark fragmentation. The calculation proceeds as follows:

- Quark-gluon production is determined by use of QCD Feynman rules. This perturbative approach is justified by asymptotic freedom if the gluon momentum is large enough; this then results in a small coupling constant.
- The fragmentation of quarks and gluons into color singlet hadrons is supposed to occur either by interaction with other colored quarks or gluons and/or with the bag-cavity within the color radius. It is described by use of phenomenological fragmentation functions which in the case of quarks are extracted from SPEAR/DORIS data and are motivated guesses in the case of gluons. A sharp transverse momentum cutoff is assumed.

What are the results?

The differential cross-section on the quark-gluon level reads

$$\frac{d\sigma}{dx_1 dx_2} = \frac{\alpha^2 \alpha_s}{8q^2} \left(\sum_q e_q^2 \right) \frac{x_1^2 + x_2^2}{(1 - x_1)(1 - x_2)} (2 + \sin^2 \theta) d \cos \theta \quad (5.2)$$

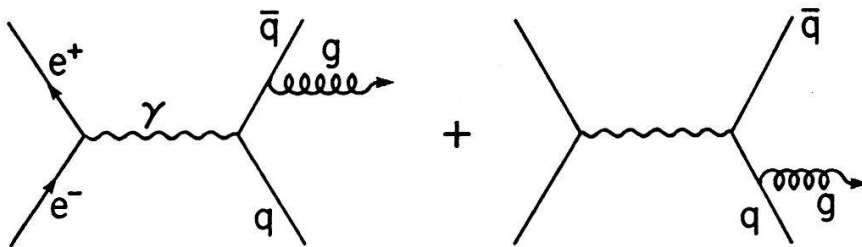


Figure 5.2

Considered diagrams in the estimation of quark-jet modification due to gluon-jets.

where x_1 stands for the quark momentum fraction. Integration over the differential variables reveals that 3-jet ($q\bar{q} + g$) production as compared to 2-jet ($q\bar{q}$) production rises like (logarithm) [2]:

$$\frac{\sigma(q\bar{q} + g)}{\sigma(q\bar{q})} \simeq \frac{16\pi}{3} \cdot \alpha_s \cdot \left(\ln \left| \frac{\Lambda^2}{q^2} \right| \right)^2, \quad \sigma(q\bar{q}) \equiv \left(\sum_q 3e_q^2 \right) \cdot \sigma(\mu^+ \mu^-). \quad (5.3)$$

$\Lambda^2 \sim 10 \text{ GeV}^2$ is the minimal cut-off of the final state invariants such that α_s remains small. For $\alpha_s \sim 0.2$ and $\sqrt{q^2} \sim 8 \text{ GeV}$ one expects

$$\frac{\sigma(q\bar{q} + g)}{\sigma(q\bar{q})} \approx 10\%. \quad (5.4)$$

As the CM-energy increases this ratio decreases only slightly due to the logarithmic q^2 -dependence.

A distinctive signal for 2- and 3-jet production appears in the $p_t(x_t \equiv p_t/E_{\text{cm}})$ -distribution with respect to the jet-axis. Predicted curves are shown in Fig. 5.3. The 2-jet contribution shows a much steeper fall-off in the transverse momentum variable as compared to the analogous 3-jet distribution; the latter is much broader and reaches out much further in p_t , although it is 1–2 orders of magnitude smaller. These

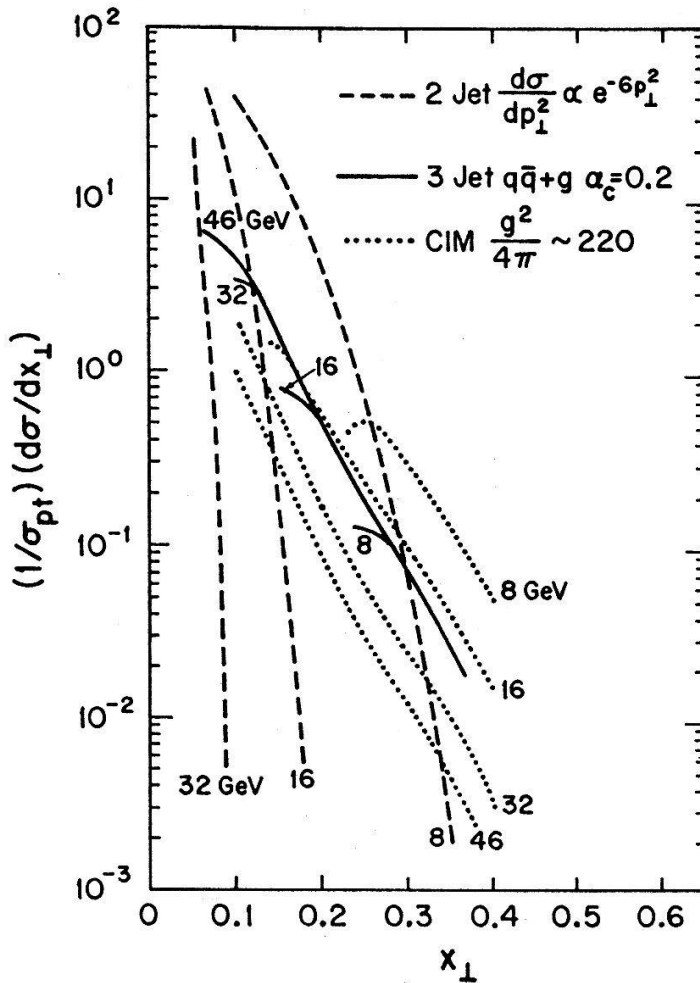


Figure 5.3

The transverse momentum distribution for 2-jet ($q\bar{q}$) production (dashed curves), for 3-jet ($q\bar{q} + g$) production (solid curves) and for the constituent interchange model (dotted curves) (from Ref. 45).

characteristics are little dependent on the particular choice of the quark and gluon fragmentation functions. Since α_s depends on the energy-momentum invariants of the gluon production process, one would expect that the cross section is sensitive to changes in these variables; this however is not so.

The angular distribution of the 3-jet process which forms a plane with angle θ to the e^+e^- -axis is proportional to $(2 + \cos^2 \theta)$ and does not significantly differ from 2-jet production apart from the difference in the constant term.

Intuitively one would expect that hard gluon bremsstrahlung results in a substantial broadening of the two quark-jets. Instead the $q\bar{q}$ -axis is bent around to compensate the hard-gluon bremsstrahlung (Fig. 5.4). This 'non-local' p_t -compensation is a striking feature which is different from hadronic large- p_t processes where 'quasi-local' compensation takes place by an opposite side quark-jet [45].

The experimental search for 3-jet production ($q\bar{q} + g$) is not without problems. There are competing large transverse momentum production processes such as for instance the fragmentation of a quark to a meson. In order to obtain size-estimates of such processes a simplified calculation has been performed ignoring spin-effects. In the spirit of the constituent interchange model the diagrams of Fig. 5.5 have been calculated. The gluons were treated as scalars with a ϕ^4 -coupling and the mesons were considered to be bound states of scalar quark fields. This calculation indicates that production of large- p_t mesons could be substantial (even bigger than 3-jet production) at lower PEP/PETRA energies. The cross-section however falls rapidly below the 3-jet distributions for growing values of the (CM-energy)² (see Fig. 5.3). A second problem can arise from 4-jets due to production of either 4 quarks (two by the off-

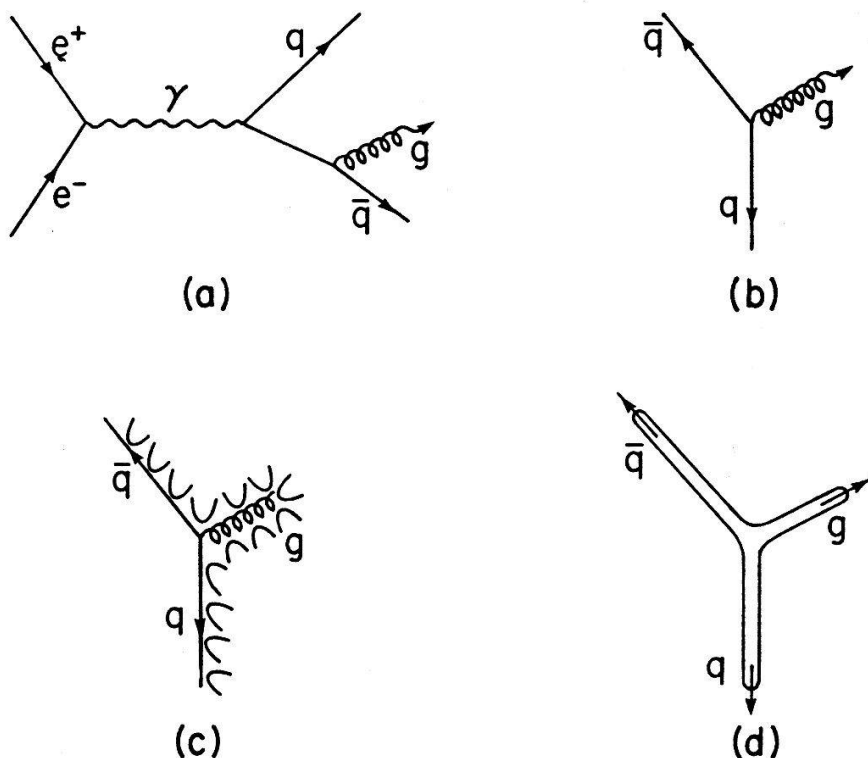


Figure 5.4

Influence of hard gluon production of the preferred jet axis of quark and gluon jets. (a) The graph for hard gluon bremsstrahlung; (b) in momentum space; (c) metamorphosis into hadrons; (d) the momentum space structure of the final state.

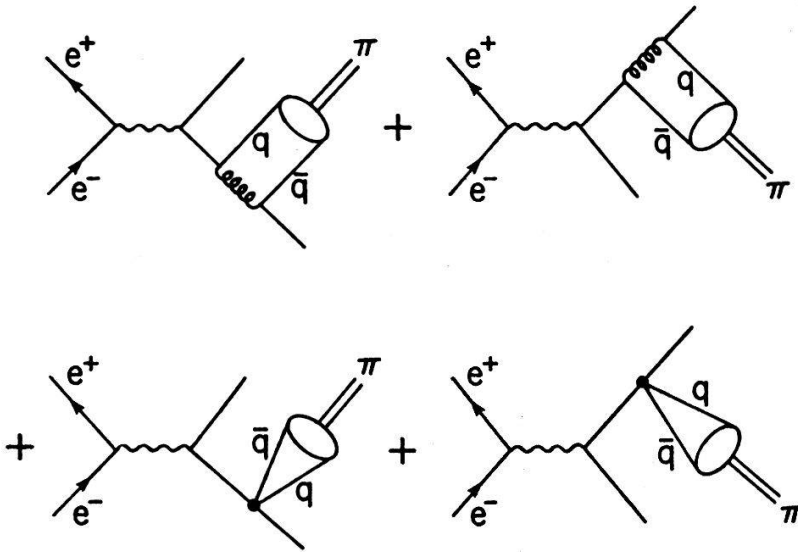


Figure 5.5

Diagrammatic representation of the constituent interchange estimation of background in the jet large- p_t region.

shell photon and two by hard gluons emitted from primary quarks) or two quarks and two gluons. An estimate of the lower bound on such a mechanism suggests that the 4-jet cross-section is a sizeable fraction ($> \frac{1}{2}$) of the 3-jet cross-section. It is characterized by an even more pronounced spread towards larger p_t -values.

3. Jet-variables

Jet structure in e^+e^- annihilation became clearly visible for $\sqrt{q^2} \geq 6$ GeV [46]. Experimentalists have constructed the motivated [47] tensor in momentum space

$$I_{ij} = \sum_a [\delta_{ij} |\mathbf{p}^a|^2 - p_i^a p_j^a] \quad (5.6)$$

where $\sum_a$ runs over the charged particles in a given event and (i, j) are the 3-vector indices. It subsequently was diagonalized event-by-event and the axis was chosen which minimizes $\sum_a |\mathbf{p}_t^a|^2$. The *sphericity*

$$\hat{S} = \min \frac{3 \sum_a |\mathbf{p}_t^a|^2}{2 \sum_a |\mathbf{p}^a|^2} \quad (5.7)$$

was calculated and $d\sigma/d\hat{S}$ agreed with the expectations of a 2-jet model which uses $\langle \mathbf{p}_t \rangle \lesssim 300$ MeV.

To the extent that single-gluon bremsstrahlung dominates corrections to 2-jet events we expect the final state to reflect its characteristic behavior and to change the 2-jet results substantially. Sphericity will change. However it is not possible to compute $d\sigma/d\hat{S}$ reliably [45] in QCD perturbation theory since the sphericity distribution will be infrared divergent unless an arbitrary cut-off is introduced. Infrared insensitive quantities have been proposed whose distributions are predictable using QCD perturbation theory. They are called: 'thrust', 'spherocity', 'acoplanarity' and 'charge collinearity'.

Thrust [48]

$$T \equiv \max \frac{2 \cdot \bar{\sum}_a p_{\parallel}^a}{\sum_a |\mathbf{p}_a|}, \quad (5.8)$$

measures the maximum directed momentum. The sum $\sum_a$ runs over all observed particles in a given event whereas $\bar{\sum}_a$ is limited to all particles in one hemisphere only.

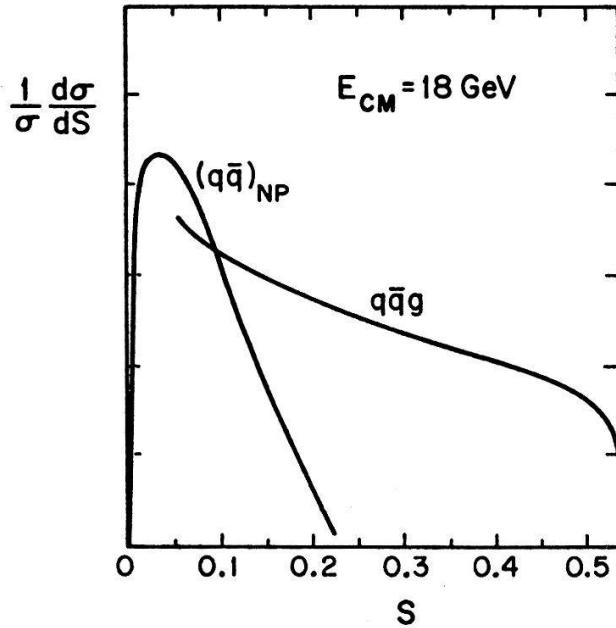


Figure 5.6

Cross-section behavior of (non-perturbed) free quarks and the influence of lowest order gluon corrections as a function of sphericity S (from Ref. 50).

The momenta $p_{\parallel}^a$ are parallel to a jet-axis, normal to the plane defining the hemisphere, and chosen to minimize T . The characteristic T -dependence of the cross section $1/\sigma d\sigma/dT$ is illustrated in Fig. 5.6. where single gluon corrections are compared with (non-perturbative) 2-jet production.

Sphericity [49]

$$S = \left(\frac{4}{\pi}\right)^2 \min \left\{ \frac{\sum_a |\mathbf{p}_t^a|}{\sum_a |\mathbf{p}^a|} \right\}^2 \quad (5.9)$$

differs from sphericity defined above in that the momenta are summed linearly instead of quadratically. Such procedure neglects the transverse momentum spread within each jet and depends only on the total jet-momentum while sphericity involves information on how the jet momentum is parceled out among the hadrons – this is where the infrared divergences come in. The behavior of the differential cross section $1/\sigma d\sigma/ds$ for 3-jets ($q\bar{q} + g$) and (non-perturbative) 2-jets is illustrated in Fig. 5.7.

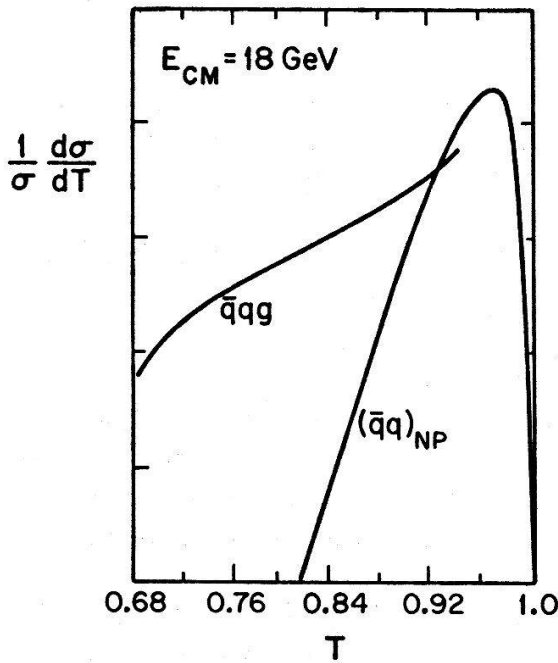


Figure 5.7

Cross section behavior of (non-perturbed) free quarks and the influence of lowest order gluon corrections as a function of thrust T (from Ref. 50).

Acoplanarity

$$A = 4 \cdot \min \left\{ \frac{\sum_a |\mathbf{p}_{\text{out}}^a|}{\sum_a |\mathbf{p}^a|} \right\}^2 \quad (5.10)$$

was defined by the authors in Ref. [50] as a means to search for possible evidence of 3-jet structure, since to second order in QCD perturbation theory each event is expected to be coplanar. The sum runs over all particles in an event, and p_{out}^a is measured perpendicular to a plane chosen to minimize A .

Charge collinearity [51]

$$K \equiv \max_a \left| \sum e_a \cdot |\mathbf{v}_t^a| \right| \quad (5.11)$$

is a measure of deviation from (non-perturbative) 2-jet structure since it vanishes in such case. The sum involves only charged particles of charge e_a and with transverse velocity $\mathbf{v}_t^a$. It is infrared finite and varies between the limits

$$0 \leq K \leq |e_q| \cdot \sin(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2) \quad (5.12)$$

where $\mathbf{p}_1$ and $\mathbf{p}_2$ are the momenta of the outgoing $q\bar{q}$ -pair of charge e_q . The average value

$$\langle K \rangle = \frac{20}{9} \cdot \frac{\sum_q |e_q|^3}{\sum_q |e_q|^2} \alpha_s(q^2) \quad (5.13)$$

decreases slightly with increasing q^2 and depends on the quark charges. The ratio $\langle K^2 \rangle / \langle K \rangle$ approaches asymptotically a finite value which is fixed by the charges of the quarks involved in the jet production process.

4. Jet-distinction

In the preceding subsections we have presented the general characteristics of jets and we have discussed the kinematical variables for their experimental verification. We here will discuss a few further criteria which help to distinguish between gluon and quark jets.

A quark-jet will lead to non-vanishing 'charge-retention' [52] defined by

$$\langle Q \rangle \equiv \sum_a e_a \int_0^1 \left(\frac{dn_a}{dx} \right) dx = \sum_a e_a \int_0^{y_{\max}} \left(\frac{dn_a}{dy} \right) dy \quad (5.14)$$

where dn_a stands for the normalized differential cross-section of particle-type a with charge e_a . $\langle Q \rangle$ thus could [53] reflect in the mean the charge of its parent quark. Characteristic shapes in the rapidity distributions: $d/dy (n_+ \pm n_-)$ are therefore expected. Encouraging results of this method emerge from its application to Drell-Yan type processes [52].

The $x \rightarrow 1$ behavior of the leading particle in a quark-jet is expected to follow the behavior of the momentum distribution functions. In scale invariant models these behave like

$$F(x) \stackrel{x \rightarrow 1}{\sim} (1 - x)^{2n-1} \quad (5.15)$$

with n determined by the 'counting rules' [54].

A gluon jet may be identified from the global charge neutral character of its quantum numbers, and relative to quarks, by the suppression of leading fragments. The hadron multiplicity density in the central rapidity region provides another test (see Section III). It is flavor independent but does depend on the magnitude of the separated color charge and the rapidity separation of the q and $\bar{q}$ system producing the gluons. Due to equation (3.1) one expects the same rapidity density in analogous kinematical situations of e^+e^- , ep and Drell-Yan type processes [20].

Events originating from a gluon jet may have a much higher multiplicity than those from $q\bar{q}$ -jets due to larger color-charge separation [20].

VI. $Q\bar{Q} \rightarrow \text{Gluons}$

The discovery of massive $Q\bar{Q}$ -resonances $\psi, \psi', \dots Y, \dots$ has given the possibility for further tests of and insight into QCD. The large quark masses permit non-relativistic approximations in any attempt at an understanding of the quark binding forces [16]. The small decay widths are described in QCD by perturbative 2-, 3-, ... gluon decay (Fig. 6.1). To leading order in α_s , the corresponding decay rates and photon momentum distributions are factorizable into the square of the bound state wave function at the origin $|R(0)|^2$ times the perturbatively calculated cross section

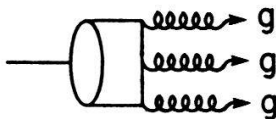


Figure 6.1

Three-gluon decay of a heavy $Q\bar{Q}$ bound state as viewed in QCD giving a total hadronic rate $\Gamma h \propto \alpha_s^3$.

for quark-gluon production in e^+e^- annihilation at rest [33]. Non-perturbative confinement effects influence $R(0)$ whereas the amplitude $\mathcal{M}$ describing the gluon dynamics is sensitive to short distance corrections. The field of applications in these directions is enormous [33]; we here limit ourselves to the most recent suggestions concerning signatures of gluons in the decay of heavy $Q\bar{Q}$ -resonances.

The existence of gluon jets in the decay of heavy-quark resonances leads to a number of characteristic signatures which we present in the following.

Widths [33, 16]. The hadronic width of a ground state $J^P = 1^- Q\bar{Q}$ -analogue of the $\psi(c\bar{c})$ is expected to be narrow in QCD. Treating the three octet-gluons as massless, the color SU_3 predictions for the total hadronic and the electromagnetic decay widths from Fig. 6.1 are:

$$\Gamma_{3g} = \frac{40}{81\pi} \cdot (\pi^2 - 9) \cdot \frac{\alpha_s^3}{M^2} |R(0)|^2 \quad (6.1)$$

and

$$\frac{\Gamma_{3g}}{\Gamma_{e^+e^-}} = \frac{5(\pi^2 - 9)}{18\pi} \cdot \frac{\alpha_s^3}{\alpha^2} \cdot \left(\frac{2}{3}\right)^2 \quad (6.2)$$

α is the electromagnetic fine-structure constant, and e_Q represents the quark charge in units of the electric charge e . Assuming $R_{e^+e^-} \sim 5$ and $\alpha_s = 0.15$ the numerical estimates follow

$$2\Gamma_{e^+e^-} : \Gamma_{Q\bar{Q}} : \Gamma_{3g} = 2 : 5 : 5(2 : 5 : 20) \quad (6.3)$$

which corresponds to $e_Q = \frac{2}{3}$ ($e_Q = -\frac{1}{3}$).

Jet-dynamics. The gluon-jets are recognized by their dynamical characteristics. The final state hadrons are expected to appear in 3 coplanar, non-collinear jets in the e^+e^- CM-system. Event-by-event the produced hadrons will lie in a pancake-like cylinder in momentum space. All jet-tests discussed in the preceding sections will become applicable such as, for instance, the angular distribution of the jet-plane with respect to the e^+e^- beam direction [45], the behavior of sphericity, sperocity, ... which has been thoroughly investigated in Ref. [50], and others. We further mention the jet momentum distributions given by [45, 55, 57]

$$\frac{1}{\Gamma_{3g}} \frac{d\Gamma}{dx_1 dx_2} = \left(\frac{1}{\pi^2 - 9} \right) \left[\left(\frac{1 - x_3}{x_1 x_2} \right)^2 + \text{perm.} \right]. \quad (6.4)$$

Its integration permits predictions on the behaviour of a single gluon-jet and its average energy: $\langle E_g \rangle = \frac{1}{3} M_{1-}$. The angular distributions between different jets might lead to characteristic signatures [56].

Photon decay mode [57]. Instead of considering 3-gluon decay one might replace one gluon by a photon which experimentally can be detected: $Q\bar{Q} \rightarrow \gamma + X$ (Fig. 6.2). The branching ratio for such process is estimated to

$$BR_\gamma \equiv \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma_{3g}} = \frac{36}{5} \cdot e_Q^2 \cdot \frac{\alpha}{\alpha_s} \approx 12\% (3\%) \quad (6.5)$$

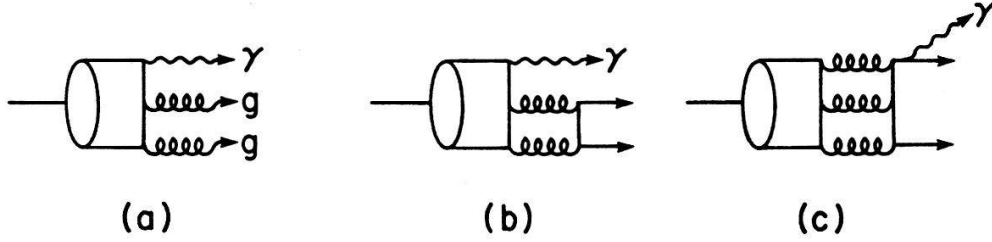


Figure 6.2

Dominant contributions to the prompt photon decay rate $\Gamma_\gamma \propto \alpha \cdot \alpha_s^2$. Diagrams (b) and (c) are suppressed by additional factors of α_s^2 and α_s^4 respectively.

with the numbers obtained by assuming color SU_3 , $\alpha_s = 0.2$ and $e_Q = \frac{2}{3}$ ($e_Q = -\frac{1}{3}$). To lowest order perturbation theory the photon momentum distribution can be determined by integration of equation (6.4)

$$\frac{1}{\Gamma} \frac{d\Gamma_\gamma}{dx} = \frac{2}{(\pi^2 - 9)} F\left(x \equiv \frac{2E_\gamma}{M}\right). \quad (6.6)$$

We abstain from exposing the detailed form of $F(x)$ [55, 57] and show in Fig. 6.3 the shape of the mass spectrum which, unlike background, increases almost linearly as $x \rightarrow 1$. Since the photon angular distribution follows $(1 + \cos^2 \theta)$ near $x \rightarrow 1$, the photons are expected mostly in forward direction. Measurement of $1/\Gamma d\Gamma_\gamma/dx$ in the large x -region will thus provide a straightforward and crucial test of QCD.

Further tests become possible if these ideas are applied on $Q\bar{Q}$ -decays like: $2^3S_1 \rightarrow \gamma + {}^3P_2$ [58]. The photon is monochromatic and the 3P_2 -states are supposed to decay to hadrons by the intermediary of two gluons; these intermediate P -states

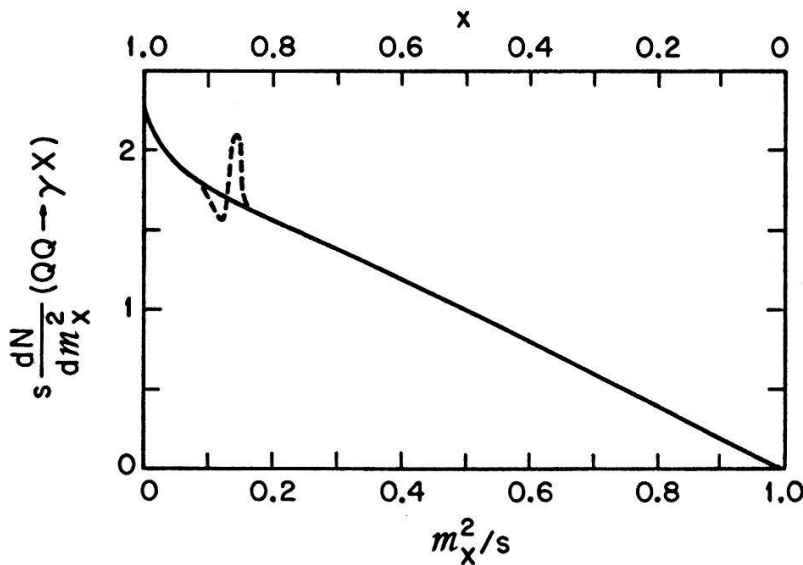


Figure 6.3

Hadronic mass spectrum predicted for the decay $Q\bar{Q} \rightarrow \gamma X$, with $s = M_{Q\bar{Q}}^2$. The solid line indicates the QCD-prediction. Resonances which couple strongly to the di-gluon system will modulate the spectrum at $M_R^2/s = 1 - x$ as indicated by the dotted line for the case $\underline{\gamma} \rightarrow \eta_c \gamma$ (from Ref. 57).

could therefore form sources of monochromatic massless gluons. Estimates applied on the Υ' -decay give

$$BR(\Upsilon' \rightarrow \Upsilon + {}^3p_2) \sim 6 - 16\% \quad BR({}^3p_2 \rightarrow 2g) \sim 50 - 90\%. \quad (6.7)$$

Most interesting in this kind of decay is the possibility to distinguish clearly the jet-origin as being due to gluons or quarks by measurement of the photon-jet angular correlation. Theoretically one finds

$$W(\theta_{\gamma j}) \propto 1 + \cos^2 \theta_{\gamma j} \quad \text{for gluon-jets} \quad (6.8)$$

whereas

$$W(\theta_{\gamma j}) \propto 1 - \text{const.} \cos^2 \theta_{\gamma j} \quad \text{for quark-jets.} \quad (6.9)$$

Hopes. The experimental verification of gluons in such processes would give the possibility for a number of tests. The existence of gluon bound states (glueballs) [59] could be checked. More understanding about gluon-hadron transitions (fragmentation functions) would emerge [55, 57]. The predictions based on color, if confirmed, might give striking experimental confirmation of the color quantum number [5, 20]; as an example we here mention the jump in multiplicity as we go through these resonances [55, 20]. Hopefully the ideas on the Zweig-rule violating transitions could be proved or disproved [60].

VII. Summary and conclusion

In this paper we have given a tour d'horizon on the phenomenological application of quantum Chromo Dynamics in e^+e^- annihilation. Starting from the conjectured Yang-Mills Lagrangian with its interpreted properties we have exposed the dynamical consequences of color. Such field theories permit perturbative calculation of the strong interaction corrections in appropriate kinematical regions. This property is, however, not immediately applicable in e^+e^- annihilation. A simple description of confinement still is lacking and the perturbation expansion of QCD breaks down near quark and gluon thresholds which really should not be present. Furthermore infrared singularities appear. Several ways out have been proposed and are at present under intensive theoretical and phenomenological investigation. We mention 'smearing' of the cross-section or consideration of infrared finite quantities only. One of the most attractive ones is doubtless the possibility of factorizing the infrared divergent pieces which then are absorbed in phenomenological functions describing the confinement effects. In our presentation we have paid attention to the possibility of gluon jets and their dynamical characteristics and we have explained the methods for their experimental verification. The experimental finding of more massive narrow resonances due to heavy quark bound states will doubtless lead to intensive search for gluons in the hadronic decay modes. If gluons indeed are found, several exciting new fields of research will open. This we hope will happen when the new e^+e^- accelerators PETRA/PEP (and perhaps LEP) provide us with new results on the behavior of nature.

Acknowledgements

This work was completed with continuous encouragement and kind advice by Professor V. Barger; we both are grateful for his care and helpfulness. One of us (J.A.) acknowledges financial support from 'Comite Conjunto Hispano-Norteamericano para Asuntos Culturales'.

REFERENCES

- [1] For an introduction to Regge Theory, see for instance, P. D. COLLINS, *An Introduction to Regge Theory and High Energy Physics* (Cambridge Univ. Press, 1977).
- [2] H. D. POLITZER, Phys. Reports *14C*, 129 (1974).
S. WEINBERG, Rev. Mod. Phys. *46*, 225 (1974).
W. MARCIANO and H. PAGELS, Rockefeller U., COO-2232B-130 (1977).
- [3] H. FRITZSCH, CALT-68-524 (1975), Lectures at the NORDITA Symposium 1975.
A. DE RUJULA, H. GEORGI and H. D. POLITZER, Ann. Phys. *103*, 315 (1977).
B. HUMPERT, 'QCD-Phenomenology', unpublished.
- [4] A. SALAM, *Elementary Particle Theory* (ed. V. Swartholm), (Almqvist and Wiksell, Stockhoms, Sweden, 1968), p. 387.
S. WEINBERG, Phys. Rev. Lett. *19*, 1264 (1967).
For introductions see: H. FRITZSCH, Orbis Scientiae Talk 1977 and CALT-68-584 (January 1977).
A. DE RUJULA, Les Houche Summer School Lectures 1976 and Harvard preprint, 77/A006 (July 1976); also Ref. 12.
- [5] J. BERNSTEIN, Rev. Mod. Phys. *40*, 7 (1974) and Ref. 2.
- [6] R. P. FEYNMAN, *Photon-Hadron Interactions* (Benjamin, New York, 1972).
J. D. BJORKEN and E. A. PASCHOS, Phys. Rev. *158*, 1975 (1969).
S. D. DRELL, D. J. LEVY and T.-M. YAN, Phys. Rev. *D1*, 1617 (1970).
P. V. LANDSHOFF, J. C. POLKINGHORNE and R. D. SHORT, Nucl. Phys. *B28*, 225 (1971).
- [7] O. NACHTMANN, International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies – 1977, Hamburg, and Ref. 25.
- [8] V. BARGER and R. J. N. PHILLIPS, Phys. Lett. *73B*, 91 (1978) and references therein.
F. HALZEN and D. M. SCOTT, UW-Madison preprint COO-881-21 (1978) and references therein.
- [9] International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies, Stanford, 1975.
For an extensive list of references see: B. HUMPERT, *Dynamical Concepts on Scaling Violation and the New Resonances in e^+e^- Annihilation*, Lecture Notes in Physics No. 45 (Springer Verlag, Berlin 1976).
- [10] H. JOOS, DESY 76/36 (July 1976).
S. D. DRELL, Proc. of the SLAC Summer Institute 1977; and Ref. 18.
- [11] S. GASIOROWICZ, *Elementary Particle Physics* (John Wiley & Sons, Inc., New York 1966), p. 456.
- [12] B. LAUTRUP, Basko Polje Lectures, 1976, NBI-HE-76-14 and Cargèse Lectures 1975.
E. S. ABERS and B. W. LEE, Phys. Reports *9*, 1 (1973).
- [13] P. CVITANOVIC, Phys. Rev. *D14*, 1536 (1976).
- [14] S. WEINBERG, Phys. Rev. Lett. *31*, 494 (1973).
D. J. GROSS and F. WILCZEK, Phys. Rev. *D8*, 3497 (1973).
H. FRITZSCH, M. GELL MANN and H. LEUTWYLER, Phys. Lett. *47B*, 365 (1973).
- [15] A. CASHER, J. KOGUT and L. SUSSKIND, Phys. Rev. *D10*, 732 (1974).
- [16] For reviews see: J. D. JACKSON, Proc. of the SLAC Summer Institute 1977.
K. GOTTFRIED, International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies, Hamburg, 1977.
- [17] A. CHODOS et al., Phys. Rev. *D9*, 3471 (1974).
W. A. BARDEEN et al., Phys. Rev. *D11*, 1904 (1974).
B. JAFFE, SLAC Summer Institute 1977, p. 351.
F. LOW, Phys. Rev. *D12*, 163 (1975).
- [18] D. J. GROSS, Princeton U., APS Meeting, October 1977.
F. WILCZEK, Princeton U., APS Meeting, October 1976.
- [19] J. ELLIS, Lectures at XVIIth Cracow School, Zakopane, Poland, May-June 1977.
- [20] S. J. BRODSKY and J. F. GUNION, Phys. Rev. Lett. *37*, 402 (1976).
SLAC-PUB-1982; SLAC-PUB-1937.

- [21] R. CAHN, J. W. CLEYMANS and E. W. COLGALZIER, *Phys. Lett. B* **43**, 323 (1973).
- [22] J. D. BJORKEN and J. KOGUT, *Phys. Rev. D* **8**, 1341 (1973).
- [23] E. ALBINI, P. CAPILUPPI, G. GIACOMELLI and M. A. ROSSI, *NC. 32A*, 101 (1976).
- [24] D. SIVERS, *Phys. Rev. D* **15**, 1306 (1977).
- [25] For an introduction see: M. K. GAILLARD, Ref. Th. 2318-CERN, and references therein.
- [26] H. D. POLITZER, *Nucl. Phys. B* **129**, 301 (1977).
J. ABAD and B. HUMPERT, UW-Madison preprint COO-881-27; COO-881-30.
- [27] E. C. POGGIO, Harvard U., HUTP-76/A163, Rochester Workshop in Confinement, 1976.
- [28] T. APPELQUIST and H. GEORGI, *Phys. Rev. D* **8**, 4000 (1973).
A. ZEE, *Phys. Rev. D* **8**, 4038 (1973).
H. D. POLITZER, *Phys. Rev. D* **9**, 2174 (1974).
- [29] S. L. ADLER, *Phys. Rev. D* **10**, 3714 (1974).
- [30] A. DE RUJULA and H. GEORGI, *Phys. Rev. D* **13**, 1296 (1976).
R. BARBIERI and R. GATTO, *Phys. Lett. B* **66**, 181 (1977).
F. J. YNDURIAN, *Phys. Lett. B* **63**, 211 (1976).
- [31] J. B. HEALY, *Phys. Rev. D* **11**, 580 (1975).
H. CORNILLE and A. MARTIN, *Nucl. Phys. B* **93**, 61 (1975).
- [32] E. C. POGGIO, H. R. QUINN and S. WEINBERG, *Phys. Rev. D* **7**, 1958 (1976).
- [33] T. APPELQUIST and H. D. POLITZER, *Phys. Rev. D* **12**, 1404 (1975).
- [34] R. G. MOORHOUSE, M. R. PENNINGTON and G. G. ROSS, *Nucl. Phys. B* **124**, 285 (1977).
- [35] R. SHANKER, *Phys. Rev. D* **15**, 755 (1977).
- [36] C. S. LAM and T. M. YAN, *Phys. Rev. D* **16**, 703 (1977).
- [37] V. A. NOVIKOV et al., *Phys. Rev. Lett.* **38**, 626 (1977).
- [38] G. FARRAR and V. A. NOVIKOV et al., *Phys. Lett. B* **71**, 115 (1977).
- [39] H. GEORGI and H. D. POLITZER, Harvard U., HUTP-77/A071 (CALT-68-629).
J. ABAD and B. HUMPERT, to be published in *Phys. Lett.*
- [40] For references, see Refs. 43, 44.
- [41] C. L. BASHAM, L. S. BROWN, S. D. ELLIS and S. T. LOVE, Washington U., RLO-1368-746 (Dec. 1977).
- [42] E. WITTEN, *Nucl. Phys. B* **120**, 189 (1977).
M. A. AHMED and G. G. ROSS, *Phys. Lett. B* **59**, 369 (1975).
T. F. WALSH and P. ZERWAS, *Phys. Lett. B* **44**, 195 (1973).
- [43] G. STERMAN, Univ. of Illinois-Champaign, Ill-Th-75-32.
G. STERMAN and S. WEINBERG, *Phys. Rev. Lett.* **39**, 1436 (1977) and references therein.
See also: J. C. TAYLOR, *Phys. Lett. B* **73**, 85 (1978), and
A. G. ALVAREZ, *Nucl. Phys. B* **120**, 355 (1977).
- [44] G. STERMAN, *Phys. Rev. D* **14**, 2123 (1976).
G. STERMAN, SUNY, Stony Brook, ITP-SB-77-69 (Paper I); SUNY, Stony Brook, ITP-SB-77-72 (Paper II).
- [45] T. A. DEGRAND, Y. J. NG and S. TYE, *Phys. Rev. D* **16**, 3251 (1977).
J. ELLIS, M. K. GAILLARD and G. G. ROSS, *Nucl. Phys. B* **111**, 253 (1976).
- [46] G. HANSON, *Proc. of the XVIIIth International Conference of High Energy Physics, Tbilisi 1976* (JINR, Dubna, 1977).
- [47] D. J. BJORKEN and S. J. BRODSKY, *Phys. Rev. D* **1**, 1416 (1970).
- [48] E. FARHI, *Phys. Rev. Lett.* **39**, 1587 (1977).
- [49] H. GEORGI and M. MACHACEK, *Phys. Rev. Lett.* **39**, 1237 (1977).
- [50] A. DE RUJULA, J. ELLIS, E. G. FLORATOS and M. K. GAILLARD, Ref. Th. 2455-CERN (Feb. 1978) and references therein.
- [51] SU-SHENG SHEI, New York U., NYU/TR14/77.
- [52] S. J. BRODSKY and N. WEISS, *Phys. Rev. D* **16**, 2325 (1977); and Ref. 20.
- [53] G. FARRAR and J. ROSNER, *Phys. Rev. D* **7**, 2747 (1973).
See also: R. CAHN and E. COLGALZIER, *Phys. Rev. D* **9**, 2658 (1974).
J. L. NEWMAYER and D. SIVERS, *Phys. Rev. D* **9**, 2592 (1974).
D. NOVOSELLER, *Phys. Rev. D* **12**, 2172 (1975).
- [54] S. J. BRODSKY and G. FARRAR, *Phys. Rev. D* **11**, 1309 (1975).
- [55] K. KOLLER and T. F. WALSH, *Phys. Lett. B* **72**, 227 (1977).
- [56] H. FRITZSCH and K. H. STRENG, Ref. TM.2435-CERN (Dec. 1977).
K. HAGIWARA, Tokyo Metropolitan U., TMUP-HEL-802 (Jan. 1978).
- [57] S. J. BRODSKY, T. A. DEGRAND and R. R. HORGAN, *Phys. Lett. B* **73**, 203 (1978).

- [58] M. KRAMMER and H. KRAEMANN, *Phys. Lett.* **73B**, 58 (1978).
M. KRAMMER, DESY-78/16 (Jan. 1978).
- [59] H. FRITZSCH and P. MINKOWSKI, *NC.* **30A**, 393 (1975).
D. ROBSON, *Phys. Lett.* **66B**, 267 (1977); *Nucl. Phys.* **B130**, 328 (1977).
J. F. WILLEMSSEN, *Phys. Rev.* **D13**, 1327 (1976).
A. DE RUJULA, E. C. GILES and B. L. JAFFE, *Phys. Rev.* **D17**, 285 (1978).
R. L. JAFFE and K. JOHNSON, *Phys. Lett.* **60B**, 201 (1976).
O. W. GREENBERG and C. A. NELSON, *Phys. Reports* **32C**, (1977).
- [60] H. FRITZSCH and P. MINKOWSKI, see Ref. 59.
H. LIPKIN, *Erice Lectures* 1976.
P. G. O. FREUND and Y. NAMBU, *Phys. Rev. Lett.* **34**, 1645 (1975).

Critical limit cycles of retarded Josephson equations with Dirichlet kernels

W. A. SCHLUP

(IBM Zurich Research Laboratory, CH-8803 Rüschlikon)

The retarded Josephson equation, an integro-differential equation, will be solved for an exponential kernel including a trigonometric function. This is a Dirichlet kernel, for which the equation becomes a differential equation of higher order. The characteristic and the limit cycles will be discussed for some parameter values. Especially the critical current will be compared with the result of the adiabatic approximation. The corresponding critical limit cycles have been investigated in detail.

Fluctuation efficiency of planar sources

H. P. BALTES and B. STEINLE

(Zentrale Forschung und Entwicklung, Landis & Gyr Zug AG, 6301 Zug)

The current studies of radiometry of sources of any state of coherence are concerned with the radiant intensity and the degree of first-order spatial coherence, but do not take into consideration the fluctuations of the radiant intensity and the related correlations of higher order. We introduce the basic concepts and relations of second-order radiometry concerned with the radiant noise and the radiant intensity autocorrelation. We find that the far-zone intensity fluctuation depends not only on the source-plane intensity fluctuation, but also on the source correlation properties. This situation is described in terms of the new concept of fluctuation efficiency.

A comprehensive paper appeared in *Nuovo Cimento B* **44**, 423 (1978).

A finite range microscopic description of the three-nucleon transfer reactions (N, α) and (α, N)

H. OBERHUMMER

(Atominstitut der Oesterreichischen Universitäten, Wien, Austria)¹⁾

and

H. H. MÜLLER

(Universität Zürich, Zürich, Switzerland)²⁾

Abstract. An improved method in the Distorted Wave Born Approximation (DWBA) treatment of the direct reactions (N, α) and (α, N) is presented. In addition to using single nucleon wave functions describing the nuclear structure we include a finite range calculation in the DWBA formalism.

Introduction

Many experiments of (N, α) and (α, N) reactions on target nuclei with $A \gtrsim 50$ and in the energy range of 20 to 50 MeV indicate that these reactions proceed primarily by a pickup or stripping mechanism [1]. These three-nucleon transfer reactions with light projectiles have received increasing attention in the last years. Nevertheless extracting spectroscopic information from these reactions has been hampered by the fact that incomplete or inadequate theories have been used in analyzing the data. In particular two crude approximations have been used in order to simplify calculations, the three-nucleon cluster approximation and the zero-range approximation.

In order to gain some insight into the validity of these approximations we consider the pickup reaction $a + A \rightarrow b + B$ where $B = A - x$ and $b = a + x$. We write the transition amplitude $T(\mathbf{p}_f, \mathbf{p}_i)$ using the plane wave Born approximation with 'local momenta' $\mathbf{P}_f$ and $\mathbf{P}_i$ [2]

$$T(\mathbf{P}_f, \mathbf{P}_i) \propto \iint d\mathbf{R} d\mathbf{r} \exp \left\{ i \left[\mathbf{R} \left(\frac{m_B}{m_A} \mathbf{P}_i - \mathbf{P}_f \right) \right] \right\} F(\mathbf{R}, \mathbf{r}) \times \exp \left\{ i \left[\mathbf{r} \left(\mathbf{P}_i - \frac{m_a}{m_b} \mathbf{P}_f \right) \right] \right\}. \quad (1)$$

The form factor $F(\mathbf{R}, \mathbf{r})$ depends on the c.m. coordinate $\mathbf{R}$ of the three transferred nucleons relative to the residual nucleus and on the c.m. coordinate $\mathbf{r}$ of the projectile relative to the c.m. coordinate of the three transferred nucleons 1, 2 and 3 (Fig. 1).

Next we discuss the validity of using the three-nucleon cluster approximation and the zero-range approximation for (N, α) and (α, N) reactions:

(i) Three-nucleon cluster approximation: The three-nucleon cluster form factor is usually calculated in a potential well giving the required triton or helion separation energy, with the L -transfer of the transition and with a number of nodes given by the 'conservation of harmonic oscillator energy' $N = (n_1 + n_2 + n_3 - 2) + \frac{1}{2}(l_1 + l_2 + l_3 - L)$ [3]. However, if the microscopic form factor is calculated using single nucleon wave functions it follows that terms with a smaller number of nodes cannot

¹⁾ Work supported by Fonds zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung.

²⁾ Work supported by the Swiss National Science Foundation.

tions [2]. In this paper we want to incorporate the finite range as well as the microscopic method, because both of these improvements are important as discussed above.

Microscopic form factor

In this section we present the microscopic formalism for (N, α) and (α, N) reactions in analogy to Refs. [4, 6]. For definiteness we consider the pickup reaction (N, α) . The formulas for the corresponding stripping reaction can be derived in a similar manner. In fact, the three-nucleon form factors which are calculated in this paper are the same for the pick-up and the corresponding stripping reaction. In the theory we include all normalization factors, so that it is also possible to calculate absolute cross-sections.

For the transition amplitude we obtain

$$\begin{aligned} T_{N\alpha}(\mathbf{p}_f, \mathbf{p}_i) = & \sum_{L,J} \sum_{M,M_J} (J_B M_B J M_J | J_A M_A) (L M_{\frac{1}{2}} - M_N | J M_J) \\ & \times \sum_{\gamma} S_{AB}^{1/2}(\gamma, L, J) \iint d\mathbf{R} d\mathbf{r} \chi_{\mathbf{p}_f}^{(-)*} \left(\mathbf{R} + \frac{m_N}{m_{\alpha}} \mathbf{r} \right) \\ & \times F_M^{\gamma L}(\mathbf{R}, \mathbf{r}) \chi_{\mathbf{p}_i}^{(+)} \left(\frac{m_B}{m_A} \mathbf{R} + \mathbf{r} \right). \end{aligned} \quad (2)$$

The total angular momentum quantum numbers and their magnetic quantum numbers of the target nucleus, the residual nucleus and the three transferred nucleons are J_A, M_A, J_B, M_B and J, M_J respectively. The magnetic spin quantum number of the incoming nucleon is M_N . The set $\gamma \equiv \{n_1, n_2, n_3, l_1, l_2, l_3, j_1, j_2, j_3, L_{12}\}$ characterizes the internal quantum numbers of the three-nucleon system. Here n_i, l_i and j_i are the radial, orbital angular momentum and total angular momentum quantum numbers of the three nucleons, respectively, and L_{12} is the orbital angular momentum quantum number of the subsystem consisting of two nucleons. The masses of the target nucleus, incoming nucleon and α -particle are m_A, m_B, m_N and m_{α} respectively. The spectroscopic amplitude is given by $S_{AB}^{1/2}(\gamma, L, J)$ and the optical wave functions are $\chi_{\mathbf{p}}^{(\pm)}$.

The microscopic calculation of the form factor gives the following expression

$$\begin{aligned} F_M^{\gamma L}(\mathbf{R}, \mathbf{r}) = & g(\gamma) \sum_{p_1 p_2 p_3} \sum_{\substack{N_{12} N \\ n' n}} a_{p_1} a_{p_2} a_{p_3} \cdot \langle p_1 l_1 p_2 l_2 : L_{12} | m_N, m_N | N_{12} L_{12} n' o : L_{12} \rangle \\ & \times \langle p_3 l_3 N_{12} L_{12} : L | 2m_N, m_N | N L n 0 : L \rangle \cdot \phi_M^{NL}(\mathbf{R}) I_{n'n}(\mathbf{r}). \end{aligned} \quad (3)$$

In this formula the a_{p_i} are the expansion coefficients of the radial part $u_{n_i l_i j_i}(r_i)$ of the Saxon-Woods wave function for the bound states of the transferred nucleons in the target nucleus expanded in harmonic oscillator wave functions $H_{p_i l_i}(v, r_i^2)$:

$$u_{n_i l_i j_i}(r_i) = \sum_{p_i} a_{p_i} H_{p_i l_i}(v, r_i^2). \quad (4)$$

The antisymmetrization factor

$$g(\gamma) = \begin{cases} 1 & \text{for } \{n_1, l_1, j_1\} \equiv \{n_2, l_2, j_2\} \\ \sqrt{2} & \text{otherwise.} \end{cases}$$

The quantum numbers (N_{12}, L_{12}, M_{12}) and (n', l', m') refer to the c.m. and relative motion of the subsystem consisting of particles 1 and 2 and (n, l, m) to the motion of particle 3 relative to the c.m. of particles 1 and 2. Finally (N, L, M) are the quantum numbers for the c.m. motion of the three nucleons in the target nucleus. The quantities $\langle \dots : \dots | m_N, m_N | \dots : \dots \rangle$ and $\langle \dots : \dots | 2m_N, m_N | \dots : \dots \rangle$ are the generalized transformation brackets defined in [7]. The integral over the internal coordinates of the three-nucleon system is given by

$$I_{n'n}(\mathbf{r}) = \iint d\mathbf{r}_{12} d\mathbf{r}_{123} \phi_\alpha(\mathbf{r}, \mathbf{r}_{12}, \mathbf{r}_{123}) V(\mathbf{r}, \mathbf{r}_{12}, \mathbf{r}_{123}) \phi_0^{n'0}(\mathbf{r}_{12}) \phi_0^{n0}(\mathbf{r}_{123}) \quad (5)$$

where $\mathbf{r}_{12}$ is the relative coordinate between particle 1 and 2 and $\mathbf{r}_{123}$ is the coordinate of particle 3 relative to the c.m. of particles 1 and 2 (Fig. 1). The potential $V(\mathbf{r}, \mathbf{r}_{12}, \mathbf{r}_{123})$ describes the interaction responsible for the transition. The harmonic oscillator wave functions in equations (3) and (5) are given by

$$\begin{aligned} \phi_M^{NL}(\mathbf{R}) &= \frac{H_{NL}(3\nu, R^2)}{R} y_L^M(\theta, \Phi) \\ \phi_{m'}^{n'l'}(\mathbf{r}_{12}) &= \frac{H_{n'l'}(\frac{1}{2}\nu, r_{12}^2)}{r_{12}} y_{l'}^{m'}(\vartheta_{12}, \varphi_{12}) \\ \phi_m^{nl}(\mathbf{r}_{123}) &= \frac{H_{nl}(\frac{2}{3}\nu, r_{123}^2)}{r_{123}} y_l^m(\vartheta_{123}, \varphi_{123}). \end{aligned} \quad (6)$$

For the α -particle wave function we assume a Gaussian form [8] where the size parameter $\eta = 0.233 \text{ fm}^{-1}$ and the normalization factor $N_\alpha = (128\eta^6/\pi^3)^{3/4}$:

$$\phi_\alpha(\mathbf{r}, \mathbf{r}_{12}, \mathbf{r}_{123}) = N_\alpha \exp \left\{ -\eta^2 (3r^2 + 2r_{12}^2 + \frac{8}{3}r_{123}^2) \right\}. \quad (7)$$

Zero-range approximation

In order to reduce the six-dimensional integral in equation (2) one makes the zero-range approximation, writing

$$V(\mathbf{r}, \mathbf{r}_{12}, \mathbf{r}_{123}) = D_{N,\alpha}^0 \delta(\mathbf{r}). \quad (8)$$

Thus, the incoming nucleon is assumed to interact with the three-nucleon system only at its center of mass.

Introducing the wave functions of equations (6, 7) and the zero-range expression for the interaction of equation (8) the integral in equation (5) over the internal coordinates can be performed. We obtain

$$I_{n'n}^0(\mathbf{r}) = D_{N,\alpha}^0 \delta(\mathbf{r}) N_\alpha J_{n'}(\frac{1}{2}\nu, 2\eta^2) J_n \left(\frac{2\nu}{3}, \frac{8\eta^2}{3} \right) \quad (9)$$

where

$$J_k(x_1, x_2) = \pi^{3/4} \left[\frac{(2k+1)!!}{k! 2^k} \right]^{1/2} \frac{(x_1)^{3/4}}{\Gamma^{3/2}} \left[1 - \frac{x_1}{\Gamma} \right]^k \quad (10)$$

with

$$\Gamma = \left(\frac{x_1}{2} + x_2 \right).$$

With this expression for $I_{n'n}^0(\mathbf{r})$ the six-dimensional integral in equation (2) is reduced to a three-dimensional integral.

Finite range calculations

Because of the inadequacy of the zero-range approximation for (N, α) and (α, N) reactions as already outlined in the introduction we perform the finite range calculation. For the residual interaction between nucleons i and j we choose a Gaussian form

$$V_{ij} = U_0 \exp(-\beta^2 r_{ij}^2) \quad (11)$$

with $\beta^2 = 0.4 \text{ fm}^{-2}$ and $U_0 = 70 \text{ MeV}$ [9].

In our case the interaction potential can be written as

$$V(\mathbf{r}_{41}, \mathbf{r}_{42}, \mathbf{r}_{43}) = \sum_{i=1}^3 V_{4i}(\mathbf{r}_{4i}) = U_0 [e^{-\beta^2 r_{41}^2} + e^{-\beta^2 r_{42}^2} + e^{-\beta^2 r_{43}^2}]. \quad (12)$$

For the following we make a coordinate transformation according to

$$\begin{aligned} \mathbf{r} &= \frac{1}{3}(\mathbf{r}_{41} + \mathbf{r}_{42} + \mathbf{r}_{43}) \\ \mathbf{r}_{12} &= \mathbf{r}_{42} - \mathbf{r}_{41} \\ \mathbf{r}_{123} &= \mathbf{r}_{43} - \frac{1}{2}(\mathbf{r}_{41} + \mathbf{r}_{42}). \end{aligned} \quad (13)$$

The interaction potential can thus be written as

$$\begin{aligned} V(\mathbf{r}, \mathbf{r}_{12}, \mathbf{r}_{123}) &= U_0 \{ \exp \{ -\beta^2 (r^2 + \frac{1}{4}r_{12}^2 + \frac{1}{9}r_{123}^2 - 2\mathbf{r} \cdot \mathbf{r}_{12} - \frac{2}{3}\mathbf{r} \cdot \mathbf{r}_{123} + \frac{1}{3}\mathbf{r}_{12} \cdot \mathbf{r}_{123}) \} \\ &\quad + \exp \{ -\beta^2 (r^2 + \frac{1}{4}r_{12}^2 + \frac{1}{9}r_{123}^2 + 2\mathbf{r} \cdot \mathbf{r}_{12} - \frac{2}{3}\mathbf{r} \cdot \mathbf{r}_{123} - \frac{1}{3}\mathbf{r}_{12} \cdot \mathbf{r}_{123}) \} \\ &\quad + \exp \{ -\beta^2 (r^2 + \frac{4}{9}r_{123}^2 + \frac{4}{3}\mathbf{r} \cdot \mathbf{r}_{123}) \} \}. \end{aligned} \quad (14)$$

Using the approximation discussed by Chant and Mangelson [10] for two nucleon transfer reactions we obtain

$$V(\mathbf{r}, \mathbf{r}_{12}, \mathbf{r}_{123}) = U_0 \exp(-\beta^2 r^2) [2 \exp \{ -\beta^2 (\frac{1}{4}r_{12}^2 + \frac{1}{9}r_{123}^2) \} + \exp(-\frac{4}{9}\beta^2 r_{123}^2)]. \quad (15)$$

Inserting the expression (15) for the potential in equation (5) we can calculate the integrals analytically. We obtain after a straightforward calculation the following expression for $I_{n'n}(\mathbf{r})$:

$$\begin{aligned} I_{n'n}(\mathbf{r}) &= N_\alpha U_0 \exp \{ -r^2 (\beta^2 + 3\eta^2) \} \\ &\quad \left\{ 2J_{n'} \left(\frac{v}{2}, 2\eta^2 + \frac{1}{4}\beta^2 \right) J_n \left(\frac{2}{3}v, \frac{8}{3}\eta^2 + \frac{1}{9}\beta^2 \right) + J_{n'} \left(\frac{v}{2}, 2\eta^2 \right) J_n \left(\frac{2}{3}v, \frac{8}{3}\eta^2 + \frac{4}{9}\beta^2 \right) \right\} \end{aligned} \quad (16)$$

with $J_k(x_1, x_2)$ given by equation (10).

When $I_{n'n}(\mathbf{r})$ is put into equation (3) the final expression for the two-dimensional form factor $F_M^{\gamma L}(\mathbf{R}, \mathbf{r})$ results.

Summary and discussion

In the present work we have improved the description of the three-particle transfer reaction by introducing the finite range calculation into the microscopic DWBA formalism. The two-dimensional microscopic form factor $F_M^{\gamma L}(\mathbf{R}, \mathbf{r})$ we obtain has interesting properties. This form factor can be calculated analytically and is separable in the coordinates $\mathbf{R}$ and $\mathbf{r}$. It can therefore be easily introduced into existing finite range codes, e.g. Lola [11]. Details of our calculations and applications of the theory to our (p, α) experimental data will be published elsewhere.

Acknowledgements

The authors wish to thank Prof. G. Eder, Atominstitut der Oesterreichischen Universitäten for valuable suggestions and discussions.

REFERENCES

- [1] J. W. SMITS and R. H. SIEMSEN, Nucl. Phys. *A261*, 385 (1976).
- [2] N. AUSTERN, R. M. DRISKO, E. C. HALBERT and G. R. SATCHLER, Phys. Rev. *B133*, B3 (1964).
- [3] M. MOSHINSKY, Nucl. Phys. *13*, 104 (1959).
- [4] W. R. FALK, Phys. Rev. *C8*, 1757 (1973).
- [5] H. GUYER, V. MEYER, H. H. MÜLLER, W. REICHART, H. JASICEK, H. OBERHUMMER, P. RIEHS, R. WAGNER and W. PFEIFER, Helv. Phys. Acta *50*, 574 (1977).
- [6] W. R. FALK, A. DJALOEIS and D. INGHAM, Nucl. Phys. *A252*, 452 (1975).
- [7] Y. F. SMIRNOV, Nucl. Phys. *27*, 177 (1961).
- [8] N. K. GLENDENNING, Phys. Rev. *B137*, B102 (1965).
- [9] E. M. HENLEY and D. U. L. YU, Phys. Rev. *B133*, B1445, (1965).
- [10] N. S. CHANT and N. F. MANGELSON, Nucl. Phys. *A140*, 81 (1970).
- [11] R. M. DeVRIES, Phys. Rev. *C8*, 951 (1973).

To the spin wave theory of the Heisenberg model

N. SZABO

(Département de Physique Théorique, Université de Genève, 1211 Geneve 4, Switzerland)

Abstract. On the basis of Bogoljubov's inequality, we discuss the existence of spontaneous magnetization in the ferromagnetic quantum Heisenberg model with arbitrary spin and dimension $d \geq 1$. It is shown that the spin wave energy at the Brillouin zone center is different from zero.

1. Introduction

Recently, several authors [1, 2] proved the existence of a phase transition at non-zero temperature for quantum XY- and Heisenberg-models. The proofs are

based on inequalities. In the context with these proofs, a contradiction arose to the published works about the existence of the spontaneous magnetization in the two-dimensional XY - and Heisenberg-models [3, 4].

In this note, we discuss again the spin-wave argument [3, 4] for these d -dimensional models in more detail as we have done in [1]. The proof, which we represent here, is equivalent to those of [1]. Our concern here will be to go through the calculus of the general estimate. The estimate will turn out to be an improved version of Bogoljubov's inequality [3, 4] which proved to be very useful in many cases. However, it seems that the proofs of [1] have not entirely been understood [5] and therefore we give here the improved discussion of the theorem concerning the spontaneous magnetization in the two-dimensional Heisenberg-model.

The improved rederivation of the theorem of Mermin and Wagner results in a similar inequality to theirs. We obtain in the case of the two-dimensional Heisenberg-model:

$$s(s+1) \geq \frac{\beta^{-1}M^2(h)}{4\pi F_2(\beta, h)} \cdot \ln \left[1 + \frac{\pi^2 F_2(\beta, h)}{hM(h) + \hat{J}(0)M^2(h)} \right] \quad (1.1)$$

where $M(h)$ is the magnetization, h the external magnetic field, β the inverse temperature. In the above inequality, the function $F_2(\beta, h)$ is bounded and is greater than zero for all $\beta > 0$ and $h \geq 0$; $\hat{J}(0)$ denotes the Fourier-transform of the coupling taken at the Brillouin zone center. It is clear from the above inequality that if the magnetic field h goes to zero, the magnetization $M(0)$ can be different from zero. The second term of the denominator in the angular bracket comes around from the correct handling of the spectrum of the Heisenberg-model Hamiltonian. Further, this term is responsible that the method of Mermin and Wagner is not conclusive in proving the existence of spontaneous magnetization in one- or two-dimensional XY - or Heisenberg-systems, because one is forced to prove directly the existence of the spontaneous magnetization.

In series of works [5, 6, 7, 8, 9] upper and lower bounds have been constructed to the Duhamal two-point function, defined for a time invariant state. These correlation inequalities have been derived for KMS-states. However, the above mentioned works do not refer explicitly to the problem of phase transition which exists on a profound level of the algebraic considerations.

2. The isotropic Heisenberg model

To study quantum lattice system, we associate a system Hamiltonian $H(\Lambda_d)$ with every finite d -dimensional hypercube $\Lambda_d \subset \mathbb{Z}^d$. The Hamiltonian is self-adjoint operator on a Hilbert space $\mathcal{H}(\Lambda_d)$. Let for each $x \in \mathbb{Z}^d$ be a copy $\mathcal{H}_x$ of a finite dimensional Hilbert space. Giving an irreducible unitary representation $SU(2)$ with self-adjoint generators $S_\alpha(x)$, $\alpha = 1, 2, 3$, in $\mathcal{H}_x$, which satisfy the commutation relations $[S_1(x), S_2(x')] = iS_3(x)\delta_{x,x'}$ plus cyclic permutations, then one can define $S_\pm(x) = 2^{-1/2}[S_1(x) \pm iS_2(x)]$ with $\sum_{\alpha=1}^3 S_\alpha^2(x) = \{S_+(x), S_-(x)\} + S_3^2(x) = S(S+1)1$. The Hamiltonian of the Heisenberg-model is defined by

$$H(\Lambda_d) = -\frac{1}{2} \sum_{x, x' \in \Lambda_d} J(x-x') \sum_{\alpha=1}^3 S_\alpha(x)S_\alpha(x') - h \sum_{x \in \Lambda_d} s_3(x) \quad (2.1)$$

in the d -dimensional hypercube Λ_d . h denotes the external magnetic field, and the coupling $J(x)$ fulfills $J(0) = 0$ and $J(-x) = J(x)$.

To discuss the existence of spontaneous magnetization for the Heisenberg model (2.1) we shall need the Bogoljubov inequality [3, 4]:

Lemma. *Let the Hilbert space $\mathcal{H}$ have finite dimension, H be self-adjoint in $\mathcal{H}$, $\beta > 0$, and write*

$$\langle X \rangle = [\text{Tr}\{\exp(-\beta H)\}]^{-1} \text{Tr}\{X \exp(-\beta H)\} \quad (2.2)$$

if X is an operator in $\mathcal{H}$. Then, for all operators A, C in $\mathcal{H}$ we have

$$\frac{1}{2}\beta \langle AA^+ + A^+A \rangle \cdot \langle [[C, H], C^+] \rangle \geq |\langle [C, A] \rangle|^2. \quad (2.3)$$

The Bogoljubov inequality (2.3) of the above lemma was the main input in the proof of the theorem called Mermin-Wagner theorem [4]. The lemma is correct as it is stated [5, 6, 7, 8, 9]. However, the proof of the theorem is not correct. To show this fact, let us define

$$g(h) = \beta^{-1} \lim_{\Lambda_d \rightarrow \infty} \Lambda_d^{-1} \ln \text{Tr}_{\mathcal{H}}\{\exp[-\beta H(\Lambda_d)]\} \quad (2.4)$$

$$M(h) = \frac{d}{dh} g(h)$$

where $H(\Lambda_d)$ is given by (2.1) and $M(h)$ is the magnetization. Further, we denote by $\hat{S}_\alpha(k)$ and $\hat{S}_\pm(k)$ the Fourier transform of $S_\alpha(x)$ and $S_\pm(x)$ and use the notation $\delta S_3(x) = S_3(x) - M(h)$.

Proposition. *If for the operators $\hat{S}_-(-k)$, $\hat{S}_+(k)$ and $H(\Lambda_d)$ in $\mathcal{H}$ we have*

$$\frac{1}{2}\beta \langle \{\hat{S}_+(k), \hat{S}_-(-k)\} \rangle \cdot \langle [[\hat{S}_+(k), H(\Lambda_d)], \hat{S}_-(-k)] \rangle \geq |\langle [\hat{S}_+(k), \hat{S}_-(-k)] \rangle|^2 \quad (2.3)$$

with constant nearest neighbour coupling J , then it holds

$$s(s+1) \geq \frac{\beta^{-1} M^2(h)}{4\pi F_2(\beta, h)} \cdot \ln \left[1 + \frac{\pi^2 F_2(\beta, h)}{hM(h) + zJM^2(h)} \right] \quad (2.5)$$

with definition

$$F_2(\beta, h) = \frac{J}{2(2\pi)^2} \int_{-\pi}^{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} d^2k \langle \frac{1}{4} \{\hat{S}_+(k), \hat{S}_-(-k)\} + \delta \hat{S}_3(k) \delta \hat{S}_3(-k) \rangle \quad (2.6)$$

in the two-dimensional case, $d = 2$. $\delta \hat{S}_3(k)$ is the Fourier transform of $\delta S_3(x)$.

Proof: Let Z_B^d be a set of vectors $k = \{k^1, \dots, k^d\} \in \mathbb{R}^d$ and the model should possess periodic boundary conditions. To obtain the inequality (2.5), let $A = \hat{S}_-(-k)$ and $C = \hat{S}_+(k)$ be in the Bogoljubov inequality (2.2) according to the lemma and (2.3). It holds

$$\frac{1}{2}\beta \langle \{\hat{S}_+(k), \hat{S}_-(-k)\} \rangle \cdot \langle [[\hat{S}_+(k), H(\Lambda_d)], \hat{S}_-(-k)] \rangle \geq M^2(h). \quad (2.7)$$

The evaluation of the double commutator on the left-hand-side of (2.7) needs a careful consideration. The spin operators are elements of a von Neumann algebra $\mathcal{M}$ on a Hilbert space $\mathcal{H}$. We consider the vector state $\omega(X) = \langle X \rangle = (\Omega, X\Omega)$,

$X \in \mathcal{M}$, with a cyclic element Ω of $\mathcal{H}$ such that $\Omega \in \mathcal{D}(H)$. The state ω on $\mathcal{M}$ is a KMS-state. Because the magnetic field h is in the z -direction, it holds

$$(\Omega, S_3(x)\Omega) = M(h), \quad x \in \mathbb{Z}^d, \quad (2.8)$$

and from this relation, it follows that the vector $S_3(x)\Omega$ has a component $M(h)\Omega$ and therefore the Hamiltonian in

$$\langle [[\hat{S}_+(k), H], \hat{S}_-(-k)] \rangle = (\Omega, [[\hat{S}_+(k), H], \hat{S}_-(-k)]\Omega)$$

needs a correct consideration. To separate out the corresponding $M(h)$ -terms of $H(\Lambda_d)$ (2.1), we define

$$H(\Lambda_d) = -\frac{1}{2} \sum_{x, x' \in \Lambda_d} J(x - x') [\{S_+(x), S_-(x')\} + \delta S_3(x) \delta S_3(x')] - \\ - [h + zJM(h)] \sum_{x \in \Lambda_d} S_3(x) - \frac{1}{2} \Lambda_d zJM^2(h) \quad (2.9)$$

where z denotes the number of nearest neighbours. The replacement of $S_3(x)$ by $\delta S_3(x) + M(h)$ in the $S_3(x)$ -linear term of (2.9) does not effect the evaluation of the double commutator $[[C, H], C^+]$. We get

$$\langle [[\hat{S}_+(k), H(\Lambda_d)], \hat{S}_-(-k)] \rangle = 4 \sum_{\alpha=1}^d \sin^2\left(\frac{k^\alpha}{2}\right) F_d(\beta, h) + [h + zJM(h)]M(h) \\ \leq k^2 F_d(\beta, h) + [h + zJM(h)]M(h) \quad (2.10)$$

(2.10) in (2.7) gives after integration over the d -dimensional Brillouin-zone Z_B^d :

$$s(s+1) \geq \beta^{-1} M^2(h) (2\pi)^{-d} \int_{-\pi}^{\pi} dk^1 \cdots \int_{-\pi}^{\pi} dk^d [F_d(\beta, h) k^2 + hM(h) \\ + zJM^2(h)]^{-1} \quad (2.11) \\ \geq \beta^{-1} M^2(h) (2\pi)^{-d} \Omega_d \int_0^{\pi} dk k^{d-1} [F_d(\beta, h) k^2 + hM(h) + zJM^2(h)]^{-1}.$$

Here, we used the relation $S(S+1) \geq \langle \{S_+(x), S_-(x)\} \rangle$. In particular,

$$s(s+1) \geq \frac{\beta^{-1} M^2(h)}{\pi [F_1(\beta, h) \{hM(h) + zJM^2(h)\}]^{1/2}} \arctg \left(\frac{\pi^2 F_1(\beta, h)}{hM(h) + zJM^2(h)} \right), \quad d=1 \quad (2.12)$$

$$s(s+1) \geq \frac{\beta^{-1} M^2(h)}{4\pi F_2(\beta, h)} \ln \left[1 + \frac{\pi^2 F_2(\beta, h)}{hM(h) + zJM^2(h)} \right], \quad d=2 \quad (2.5)$$

from which the proposition follows, q.e.d.

3. Conclusion

Our concern here was the inequality (2.5). This estimate shows that the correct handling of the spectrum of $H(\Lambda_d)$ in $\langle [[H, C], C^+] \rangle$ of (2.3) alters the Bogoljubov inequality (2.3) by an extra contribution $zJM^2(h)$, which of course changes the physical interpretation of (2.5) also. The term $zJM^2(h)$ in (2.5) or in (2.12) is respon-

sible that in the Heisenberg model for $h \rightarrow 0$ one cannot rule out the existence of spontaneous magnetization $M(0)$ with help of the Bogoljubov inequality (2.3) in one or two dimensions*. Therefore, the Mermin–Wagner theorem [3, 4] fails for the Heisenberg model with ferromagnetic or antiferromagnetic couplings in dimensions $d \leq 2$. Note, that in the case $d = 2$ the existence of spontaneous magnetization has been proven for the isotropic XY- and Heisenberg-models [10, 11], $M(0) \neq 0$ for $T < T_c$, which is in agreement with (2.5). For $h = 0$ and $T < T_c$ (2.5) reduces to

$$s(s+1) \geq \frac{\beta^{-1} M^2(0)}{4\pi F_2(\beta, 0)} \cdot \ln \left[1 + \frac{\pi^2 F_2(\beta, 0)}{zJM^2(0)} \right] \quad (3.1)$$

from which it also follows that the spontaneous magnetization is zero for $T > T_c$. However, one cannot say anything about the spontaneous magnetization for $T < T_c$ at first.

The above consideration about the existence of finite spontaneous magnetization in the quantum Heisenberg model are related and comparable with that of the magnon approximation. Since the magnons can be interpreted as spin waves, there are good reasons to believe that below the transition temperature the Heisenberg ferromagnet behaves like a system of bosons. Let Ω be the cyclic vector of the Heisenberg Hamiltonian again. In this case Ω corresponds to the state vector Ω_g of the ground state which is characterized by $S_3(x)\Omega_g = S\Omega_g$. $\hat{S}_+(k)$ annihilates and $\hat{S}_-(k)$ creates a spin wave quantum, or called magnon, with momentum k , so that

$$(\Omega, [[\hat{S}_+(k), H], \hat{S}_-(-k)]\Omega) = E(k) + hM(h) + zJM^2(h) \quad (2.10)$$

has an interpretation of spin wave or magnon energy in the inequality (2.7). In order to study this implication of (2.10), we turn our attention to the inequality [5, 12, 13]

$$M(h) \coth \frac{\beta}{2} \left[\frac{E(k)}{M(h)} + h + zJM(h) \right] \leq \langle \{\hat{S}_+(k), \hat{S}_-(-k)\} \rangle, \quad (3.2)$$

where $E(k)$ is given by (2.10) and corresponds the usual magnon energy. Using $\int dk^d < \{\hat{S}_+(k), \hat{S}_-(-k)\} < S(S+1)$ after integration in (3.2), one gets the inequality

$$s(s+1) - M(h) \geq \frac{M(h)}{(2\pi)^d} \int dk^d \left[\exp \beta \left\{ \frac{E(k)}{M(h)} + h + zJM(h) \right\} - 1 \right]^{-1} \quad (3.3)$$

which is related to the traditional spin wave result, see for discussions [5]. However, the contribution $zJM(h)$ to the spin wave energy announces that the magnon mode at wave vector $k = 0$ is different from zero which is due to the internal magnetic field. This fact is found also experimentally in ferro- or antiferromagnets [12, 13]. Of course, a similar discussion applies also the antiferro-quantum Heisenberg model. In this case, the anisotropy field had been proposed by Kubo [14] and Ziman [15] already in 1952.

REFERENCES

- [1] N. SZABO, *On the Phase Transition in XY- and Heisenberg Models*, *Helv. Phys. Acta*, 50, 757 (1977).
- [2] F. J. DYSON, E. H. LIEB and B. SIMON, *Phys. Rev. Lett.* 37, 120 (1976).

* In one dimension for instance it is necessary to go beyond the nearest-neighbour model!

- [3] N. MERMIN and H. WAGNER, *Phys. Rev. Lett.* 17, 1133 (1966).
- [4] D. RUELLE, *Statistical Mechanics* (New York, Benjamin 1969).
- [5] G. ROEPSTORFF, *Commun. Math. Phys.* 53, 143 (1977).
- [6] G. ROEPSTORFF, *Commun. Math. Phys.* 46, 253 (1976).
- [7] M. FANNES and A. VERBEURE, *Commun. Math. Phys.* 55, 125 (1977).
- [8] J. NANDTS and A. VERBEURE, *J. Math. Phys.* 17, 419 (1976).
- [9] M. FANNES and A. VERBEURE, *Commun. Math. Phys.* 57, 165 (1977).
- [10] N. SZABO, New Free Energy and Susceptibility Inequalities for the Ising-, XY- and Heisenberg Models and the Problem of Phase Transition, *Helv. Phys. Acta*, 50, 905 (1977).
- [11] N. SZABO, A Proof of Spontaneous Magnetization in the d -dimensional Ising-, XY- and Heisenberg Models, $d \geq 2$, *Helv. Phys. Acta*, 51, 167 (1978).
- [12] F. KEFFER, *Encyclopedia of Physics*, vol. 18/2 (Springer, Berlin-Heidelberg-New York 1966).
- [13] R. M. WHITE, *Quantum Theory of Magnetism*, Advanced Physics Monograph Series, McGraw-Hill 1970).
- [14] R. KUBO, *Phys. Rev.* 87, 568 (1952).
- [15] J. M. ZIMAN, *Proc. Phys. Soc.* 65A, 540, 548 (1952).

Rapport de la session de printemps de la Société Suisse de Physique à Neuchâtel les 30 et 31 mars 1978

ALTWEGG, L., und ZSCHOKKE-GRÄNACHER, I.: Fusion von Triplett-Exzitonen in Naphthalin bei hohen Exzitonendichten	429
BURG, K. v., FÜNFSCILLING, J., und ZSCHOKKE-GRÄNACHER, I.: Fission von Singlett-Exzitonen in reinen und dotierten Anthrazen-Kristallen	429
JURYSKA, R., and BILL, H.: Optically active defects in $\text{MoO}_3 \cdot x$ single crystals	429
RYTZ, D., BOATNER, L. A., CHÂTELAIN, A., HÖCHLI, U. T., et MÜLLER, K. A.: Potentiel octaédrique dans $\text{KTa}_{1-x}\text{Nb}_x\text{O}_3$ pour un ion $^{55}\text{S}_{5/2}:\text{Fe}^{3+}$	430
HEINRICH, F.: The influence of an electric field on the positron implantation profile in polyethylene	433
CAMANI, M., GYGAX, F. N., RÜEGG, W., SCHENCK, A., und SCHILLING, H.: Statik und Dynamik positiver Myonen in Ta-Einkristallen	439
SCHILLING, H., CAMANI, M., GYGAX, F. N., RÜEGG, W., SCHENCK, A., und FLEMING, D. G.: Zur Struktur der lokalen Umgebung positiver Myonen in Vanadium.	440
FROIDEVAUX, Y., et LÉVY, F.: Propriétés électriques des séléniures mixtes des métaux de transition à structures lamellaires $\text{V}_x\text{Ti}_{1-x}\text{Se}_2$ et $\text{Ta}_x\text{Ti}_{1-x}\text{Se}_2$	440
TAUBENBERGER, R.: Dielektische Eigenschaften von Eis	440
STAEHLI, J. L., FROVA, A., und SCHMID, PH.: Lumineszenz und Absorption des Exzitons in stark angeregtem GaSe	441
PILLOUD, J.-J., et JACCARD, C.: Propriétés dynamiques des trous autopiégés dans les halogénures de césium	441
SIEBENTHAL, J. M. DE, and BILL, H.: O_3^- and S_3^- molecule ions in SrCl_2 crystals	442
PATTERSON, B. D., KÜNDIG, W., MEIER, P. F., WALDNER, F., GRAF, H., RECKNAGEL, E., WEIDINGER, A., and WICHERT, T.: Muonium states in silicon	442
HINTERMANN, A., MEIER, P. F., and PATTERSON, B. D.: Muonium states in silicon: II	446
BIRNBAUM, H. K., CAMANI, M., FIORY, H. T., GYGAX, F. N., KOSSLER, W. J., RÜEGG, W., SCHENCK, A., und SCHILLING, H.: Intrinsische und Trap limitierte Diffusion von positiven Myonen in höchstreinem Niobium	446
STADELMANN, P., et BENOIT, W.: Évaluation de la contrainte de Peierls dans les métaux à structure CFC	446
GONÇALVES DA SILVA, C. E. T., and LAKS, B.: Spectral densities of surface states	447
ANDREONI, W., BALDERESCHI, A., and CAR, R.: Effects of cation order on the energy bands of GaAs-AlAs heterostructures	447
BALDERESCHI, A., CAR, R., and TOSATTI, E.: Local fields in real space for semiconductors and insulators	448
BALDERESCHI, A., und MASCHKE, K.: Elektronische Abschirmung von Gitterschwingungen in kovalenten Halbleitern	448
MEIER, F., ZÜRCHER, P., and PINK, H.: Observation of conduction band splitting in CdCr_2S_4	448
KELLER, J., and ERBUDAK, M.: f-States in the valence bands of cubic uranium compounds	449
SCHOENES, J., ROSSINELLI, M., und VOGT, O.: Optische Eigenschaften und elektronische Struktur von USb	449

PIETRONERO, L., STRÄSSLER, S., and ZELLER, H. R.: Highly conducting graphite intercalation compounds: What can we learn from theory?	450
ROUYET, J.-P., and FIVAZ, R.: Transverse magnetoresistance due to spin-orbit coupling in ferromagnets	450
COLE, L., MONNIER, R., and MANNINEN, M.: Dingle temperatures in Al-Li	450
KNECHT, B.: Frequency dependence of the I-V characteristic of ZnO varistors	451
KRIEG, J., und OELHAFEN, P.: Elektronenspektroskopie an flüssigen Metallen	451
GUBLER, U., OELHAFEN, P., GREUTER, F., und PREISWERK, H. P.: Beobachtung der Elektron-Elektron Streuung bei der Photoemission an flüssigen Metallen	451
MÜLLER, M., und GÜNTHERODT, H.-J.: Magnetische Suszeptibilität von flüssigen Pd-Si-Legierungen	452
ACKERMANN, K. P., und GÜNTHERODT, H.-J.: Legierungsmodulation für optische Reflexionsmessungen	452
WALDMAYER, J., und ZSCHOKKE-GRÄNACHER, I.: Messung der dielektrischen Dispersion im Zeitbereich am Beispiel von Alkohol-Gemischen	453
ODONI, W., und OTT, H. R.: Wärmeleitungsmessungen an Blei im supraleitenden Zustand ($T/T_c \approx 0.15$)	453
DEVANTAY, H., et FLÜKIGER, R.: Mesures de résistivités électriques de différents composés supraconducteurs de structure A15	453
DÉVERIN, J.-A.: Propriétés diélectriques et magnétoélectriques de $\text{Bi}_2\text{Bi}_4\text{Fe}_2\text{Ti}_3\text{O}_{18}$	454
BECK, H.: Über die Stabilität metallischer Gläser	454
LAKSHMI, G., and MARTINOLI, P.: Force constants of the vortex lattice in a superconducting thin film	454
HOLGUIN, E., ROBIN, D., RINDERER, L., et ROTHEN, F.: Dynamique de l'état mixte à deux dimensions dans un fil creux	455
JORDA, J. L.: Diagramme de phases du système Nb-Ge	455
IMFELD, N. J., EGLOFF, C., et RINDERER, L.: Mesure automatique de profondeur de pénétration dans des supraconducteurs utilisant un microprocesseur	455
WALTHER, U., BRINKMANN, D., CHAPUIS, G., und AREND, H.: Strukturelle Phasenübergänge in $(\text{CH}_3)_3\text{NH}\text{CdCl}_3$	456
KIND, R., PLESKO, S., und ROOS, J.: Ordnungs-Unordnungs Umwandlung in der Schichtstruktur $\text{NH}_3(\text{CH}_2)_4\text{NH}_3\text{MnCl}_4$	456
RAZAFIMANDIMBY, H. A.: Transitions métal-isolant dans le modèle de Falicov-Kimball	457
BATLOGG, B., KALDIS, E., und WACHTER, P.: Druckinduzierte Valenzänderung in $\text{Tm}_{0.5}\text{Eu}_{0.5}\text{Se}$	457
BÖSIGER, P., BRUN, E., und MEIER, D.: Der ^{27}Al -Kernspin-Raser als Phasenübergang 2. Ordnung	457
ZÜRCHER, P., und MEIER, F.: Optisches Pumpen an Metallen	458
EIB, W., ERBUDAK, M., GREUTER, F., MATTENBERGER, K., und REIHL, B.: Photoemission aus ferromagnetischem Urantellurid	458
SCHLAPBACH, L., SIEGMANN, H. C., und BRUNDLE, C. R.: Wasserstoffspeicherung: Katalytisch wirksame Oberflächenschicht in LaNi_5	459
WALDKIRCH, TH. VON, und ZÜRCHER, P.: Oberflächensegregation in LaNi_5 -Einkristallen unter Sauerstoffeinfluss	459
KÄNEL, H. VON, AREND, H., und WACHTER, P.: Magnetische und magnetooptische Messungen am Schichtmagneten $(\text{CH}_2)_3(\text{NH}_3)_2\text{CuCl}_4$	460
WACHTER, P., KALDIS, E., und HAUGER, R.: RKKY Austausch im System GdP-GdS	460
BRUNNER, J., THÜLER, M., VEPŘEK, S., und WILD, R.: Röntgen-Photoelektronen aus amorphem Phosphor	460
THÜLER, M., und BRUNNER, J.: Winkelverteilung von Röntgenphotoelektronen aus NiO-Einkristallen	465

LE CHI THANH, DEPEURSINGE, C., und LÉVY, F.: Photoconductivity induced by polaritons near the band-edge of PbI_2	470
ERBUDAK, M., und REIHL, B.: Die GaAs Photoemissionsquelle für spinpolarisierte Elektronen	471
JOLLER, J. M.: Oberflächenphotoeffekt für eine bestimmte Klasse von Potentialen	471
FURRER, A.: Zur Austauschwechselwirkung in Isolatoren.	472
STRICKLER, P., VAN STEENWIJK, F. J., KELLER, H., und KÜNDIG, W.: Mössbaueruntersuchungen am 2-dimensionalen Antiferromagneten RbFeF_4	472
HAGEN, H., REIMANN, H., WALDNER, R., und AREND, H.: Scharfe magnetische Resonanz am quasi 2-d Antiferromagneten $[\text{NH}_3\text{-(CH}_2)_4\text{-NH}_3]\text{MnCl}_4$ im kritischen Gebiet bei T_N	473
REIMANN, H., HAGEN, H., WALDNER, F., and AREND, H.: Observation of antiferromagnetic mode excitation in the paramagnetic state of the layer compound $(\text{C}_2\text{H}_5\text{NH}_3)_2\text{CuCl}_4$	473
KAMMER, H.: Innere magnetische Felder in der Schichtstrukturverbindung $\text{ND}_3(\text{CH}_2)_2\text{ND}_3\text{CuCl}_4$	474
OTT, H. R., HULLIGER, F., und NATTERER, B.: Magnetische Eigenschaften der Cer-monochalkogenide	474
HULLIGER, F., und SCHMELCZER, R.: Struktur und Antiferromagnetismus von EuSb_2	475
REIMANN, H., HAGEN, H., WALDNER, F., und AREND, H.: Magnetostatische Anregungen in stark anisotropen Ferromagneten, Bestimmung von Magnetisierung und Anisotropiefeld	475
ACKER, F., et HUGUENIN, R.: Apparition du ferromagnétisme dans les alliages désordonnés PdNi , PtNi , RhNi et VNi	476
WIETING, T. J., LEVY, F., and SCHMID, PH.: Interlayer bonding and effective charges in MoSe_2 and MoTe_2	476
PY, M.A., and SCHMID, PH. E.: Infrared vibrational modes in MoO_3	477
FREUDENREICH, W., BRINKMANN, D., ROOS, J., und AREND, H.: Evidenz für zwei Phasenübergänge 1. Ordnung in RbAg_4I_5	477
BRINKMANN, D., FREUDENREICH, W., und ALPEN, U. v.: NMR-Untersuchung der Ionen-dynamik im Supraionenleiter Li_3N	478
MARXER, H., DERIGHETTI, B., und BRUN, E.: Anwendung der dynamischen Kernpolarisation für die Detektion schwacher Kernresonanzsignale	478
BEYELER, H. U., BRÜESCH, P., HIBMA, T., und BÜHRER, W.: Phononenerzeugte diffuse Röntgenstreuung in $\beta\text{-AgI}$	479
BÜHRER, W., BRÜESCH, P., und STRÄSSLER, S.: Phononen im Superionenleiter $\alpha\text{-Silberiodid}$	479
MURALT, P., und KAMMER, H.: Cl^{35} -Nullfeld-NMR und magnetische Suszeptibilitätsmessungen an der Schichtstrukturverbindung $\text{ND}_3(\text{CH}_2)_2\text{ND}_3\text{MnCl}_4$	480
BÖSIGER, P., BRUN, E., und MEIER, D.: Superradiante 'hopping-modes' des Rubinrasers	480
TAKAYAMA, T., RAYCHAUDHURI, A. K., and RINDERER, L.: Thickness dependence of flux flow viscosity coefficient of superconducting indium thin film	481
SOLT, G.: Lattice deformation around an impurity and 3-ion interactions in metals	481
GRANDJEAN, P. A., and GLADDEN, T.: Ferroelectric display device	482
DEBELY, P.-E., and AREND, H.: Fabrication of electrooptic $\text{K}(\text{Ta},\text{Nb})\text{O}_3$ ceramic	482
MÜLLER, F.: Dépôt oblique de couches minces de SiO et orientation des molécules dans des affichages à cristaux liquides	483
MIZRAH, T.: Thermomigration von Al durch Si	487
ZOGG, H.: Defektstruktur der intermetallischen Phase CuAl_2	487
HUG, W., und SURBECK, H.: Ein neuartiges Spektrometer für die Raman-Zirkulardifferentialstreuung	487
MEIER, D., und SCHANDA, E.: Messung von Absorptionslinien-Formen von SO_2 und NO_2 bei 94 GHz	488
KNOP, K., und ENGELBRECHT, R. S.: Periodische Phasenstrukturen zur Fokussierung von Licht im Nahfeld	488
STEINLE, B., and GREENAWAY, D. L.: Laser beam expanders using absorbing optical elements	488

ANTES, G. P., und GREENAWAY, D. L.: Projektionsschirme mit optimalisierter Lichtausbeute und Fremdlicht-Diskrimination	489
ETIQUE, PH., BAUR, H., DERKSEN, U., FUNK, H., HORN, P., SIGNER, P., et WIELER, R.: Évolution du regolith lunaire et distribution des gaz rares dans les agglutinats	489
GUNTEN, H. R. VON, KRÄHENBÜHL, U., MEYER, G., und WEGMÜLLER, F.: Trace elements in grain-size fractions of lunar minerals and agglutinates	490
EUGSTER, O., EBERHARDT, P., GEISS, J., und GRÖGLER, N.: Die Datierung vulkanischer Tätigkeit im Apollo-17-Landegebiet	491
BORCARD, B., HILTBRAND, E., MAGNIN, P., et BÉNÉ, G.-J.: Détermination, in situ, de la relaxation transversale de fluides physiologiques humains.	491
HILTBRAND, E., BORCARD, B., MAGNIN, P., et BÉNÉ, G.-J.: Relaxation magnétique nucléaire protonique du sang en champ faible	493
BALSIGER, H., EBERHARDT, P., GEISS, J., WEBER, L., und YOUNG, D. T.: Zusammensetzung der Ionen im geomagnetischen Ringstrom im Energie-Bereich von 0–16 keV pro Ladung	495
YOUNG, D. T., GEISS, J., EBERHARDT, P., WALKER, H. P., BALSIGER, H., und ROSENBAUER, H.: Zur Herkunft der Ionen in der Magnetosphäre	496
FLÜCKIGER, E.: Theoretische Protonenspektren der kosmischen Strahlung in atmosphärischen Tiefen $40 \text{ g cm}^{-2} \leq h \leq 350 \text{ g cm}^{-2}$	496
KOPP, E., EBERHARDT, P., HERRMANN, U., MEISTER, J., und HIDALGO, M. A.: Erhöhung der Elektronendichte und Änderung der Ionenzusammensetzung in der mittleren Atmosphäre durch NO-Transport	504
SCHRIEBER, G.: Messung der Verdünnungsfaktoren beim Kernkraftwerk Mühleberg	505
FAIST, A., et GAY, J.-B.: Étude de systèmes passifs de captage de l'énergie solaire	505
FOROUGH, F.: Sur le comportement à petite et grande distances des fonctions d'ondes phénoménologiques du ${}^6\text{Li}$	506
GUBLER, H. P., KIEBELE, U., MEYER, H. O., PLATTNER, G. R., und SICK, I.: Rückwärtsstreuung von α an ${}^{40}\text{Ca}$ ist nicht anomal	506
HAGLUND, R. F. JR, BROWN, R. E., JARMIE, N., OHLSEN, G. G., SCHMELZBACH, P. A., and FICK, D.: Elastic triton-proton scattering and spin dependent nucleon-nucleon forces	506
GRÜEBLER, W., KÖNIG, V., SCHMELZBACH, P. A., JENNY, B., BÜRGI, H. R., DOLESCHALL, P., HEIDENREICH, G., ROSER, H., SEILER, F., and REICHART, W.: Proton-deuteron elastic scattering	507
MORENZONI, E., STOLLER, CH., WÖFLI, W., BONANI, G., BÜRGI, P., and STÖCKLI, M.: Molecular X-rays and a possible spectroscopy of superheavy quasiatoms	507
DELFOSE, A., GUIBAN, O., MÜHLEMANN, P., et WEILL, R.: Description et performances d'un calorimètre à argon liquide utilisé au SPS, CERN	507
FRISCHKNECHT, A., STEHLING, W., STRASSNER, G., TRUÖL, P., ALDER, J. C., JOSEPH, C., LOUDE, J. F., PERROUD, J. P., TRAN, M. T., DAHME, W., HERING, W., PANKE, H., und ZUPANCIC, C.: Myon-Strahlungseinfang in ${}^{40}\text{Ca}$	508
ALDER, J. C., JOSEPH, C., PERROUD, J. P., TRAN, M. T., WIEDERKEHR, P., DUBAL, L., EATON, G. H., FROSCH, R., HIRSCHMANN, H., McCULLOCH, J., MANGO, S., SHRAGER, P., WEYMUTH, P., STRASSNER, G., and TRUÖL, P.: Measurement of the P parameter in π^+p scattering at 291 and 308 MeV.	508
BADERTSCHER, A., BORER, K., CZAPEK, G., FLUECKIGER, A., HÄNNI, H., HAHN, B., HUGENTOBLE, E., MARKEES, A., MOSER, U., REDWINE, R. P., SCHACHER, J., SCHEIDIGER, H., SCHLATTER, P., und VIETTEL, G.: Obere Grenze für die Reaktion $\mu^- + S \rightarrow e^- + S$	509
PERNEGR, J., AEBISCHER, B., FREUDENREICH, K., FROSCH, R., GENTIT, F. X., MÜHLEMANN, P., WETZEL, W., BEUSCH, W., CHALOUKPA, V., WEBSDALE, D., ASTBURY, P., LEE, G., LETHEREN, M., BELLINI, G., DI CORATO, M., PALOMBO, F., RANCOITA, P. G., and VEGNI, G.: Evidence for resonance behaviour of A_1 and A_3 mesons coherently produced on nuclei	509

AEBISCHER, B., FLURI, L., FREUDENREICH, K., GENTIT, F. X., NAKKASYAN, A., PERNEGR, J., KÖNIGS, E., OTTER, G., RANSONE, G., SCHLÜTTER, H., WIECZOREK, H., BEUSCH, W., and BIRMAN, A.: A partial wave analysis of the ($\bar{K}^0\pi^+\pi^-$)-system produced in $K^-p \rightarrow \bar{K}^0\pi^+\pi^-n$ at 10 GeV/c	509
GERMOND, J.-F., and WILKIN, C.: Coulomb corrections to elastic pion-nucleus scattering in the eikonal model	510
CORFU, R., EGGER, J.-P., GRETILLAT, P., LUNKE, C., PIFFARETTI, J., SCHWARZ, E., PERRIN, C., FREEDOM, B. M., and JANSEN, J.: Pion elastic and inelastic scattering from ^{28}Si over the $\pi N(3,3)$ resonance	510
CHABLOZ, B., CORFU, R., EGGER, J.-P., GRETILLAT, P., LUNKE, C., PIFFARETTI, J., SCHWARZ, E., PERRIN, C., BOLGER, J., WERNER, M., and ZICHY, J.: A 180° scattering facility for the SIN pion spectrometer (SUSI)	512
VIOLLIER, R. D., and TURTSCHI, E.: Diffractive scattering of relativistic heavy ions	512
STRASSNER, G., TRUÖL, P., ALDER, J. C., GABIOUD, B., JOSEPH, C., LOUDE, J. F., MOREL, N., PERRENOUD, A., PERROUD, J. P., TRAN, M. T., WINKELMANN, E., DAHME, W., PANKE, H., und RENKER, D.: Anregung von Spin-Isospin-Moden der Dipol-Riesenresonanzen in ^{16}N und ^{18}N mittels strahlendem Einfang von negativen Pionen in ^{16}O und ^{18}O	513
DUBLER, T., FRICKE, G., GLÜKERT, G., KÄSER, K., MALLOT, G., ROBERT-TISSOT, B., SCHALLER, L. A., SCHELLENBERG, L., SHERA, B., SCHNEUWLY, H., and WALTER, H. K.: Muonic isotope shifts in the region $84 \leq A \leq 100$	513
PLATTNER, G. R., und SICK, I.: QED und der Radius von ^4He	514
SICK, I.: Nukleonen-Verteilung in ^3He und ^4He	515
GROSSMANN, A., et HUGUENIN, P.: Théorie des groupes et isomorphisme de Wigner-Weyl	515
WANDERS, G.: An exercise: The external field problem in one space dimension for massless electrons	515
REUSE, F.: Un modèle relativiste d'atome d'hydrogène	516
PERREAUX, P.: Sur l'existence d'un état lié à trois particules dans un modèle de théorie rela- tiviste des champs quantifiés	516
BOVET, D.: L'induction thermique et les effets pseudo-relativistes où c est remplacé par une célérité non électromagnétique	517
HÄNGGI, P.: Stochastic theory of ligand migration in biomolecules	517
ENZ, CH. P.: Fokker-Planck description of Navier-Stokes fluid	517
HÄNGGI, P., GRABERT, H., and TALKNER, P.: Non-Markovian mesoscopic equilibrium dynamics and fluctuation-dissipation theorem	518
BÜTTIKER, M., und THOMAS, H.: Fluktuationsspektren des Ladungsträgerplasmas eines Halbleiters im stromführenden Zustand	518
ROBERT, M.: Profil de l'aimantation dans le modèle sphérique	519
SZABO, N.: Inequalities and symmetry breaking in classical lattice field theory	519
CHOQUARD, PH.: Mechanical pressure of the Wigner model	533
GERBER, P. R.: Quantum-crossover scaling for the transverse XY model	533
BALTES, H. P., QUATTROPANI, A., and SCHWENDIMANN, P.: Subpoissonian and subcoherent radiation fields	534
STOLL, E., and DOMB, C.: Monte Carlo studies of two-dimensional percolation	535
SELLONI, A., QUATTROPANI, A., SCHWENDIMANN, P., and BALTES, H. P.: Thermal noise in photodetection	535
BERNASCONI, J., ALEXANDER, S., and ORBACH, R.: Spectral diffusion on one-dimensional disordered lattices	536
BERNASCONI, J.: Real-space renormalization of bond-disordered conductance lattices	536
BICHSEL, D.: Propriétés électroniques et interaction électron-phonons dans Nb_3Sn et V_3Si	537
STRÄSSLER, S., and WIESMANN, H. J.: The hysteresis of an inhomogeneous system	537

BERGMANN, E., und TENNE, R.: Lösungen des Modells des skalierten Teilchens für Mischungen harter Kugeln mit nichtadditiven Durchmessern.	537
PIETRONERO, L., SCHNEIDER, W. R., and STRÄSSLER, S.: Theory of microwave conductivity for superionic conductors	542
SCHÄFER, R., BECK, H., und THOMAS, H.: Verhalten einer isolierten Störstelle am Phasenübergang	542
ABAD, J., and HUMPERT, B.: Gluons in e^+e^- annihilation	542
SCHLUP, W. A.: Critical limit cycles of retarded Josephson equations with Dirichlet kernels.	572
BALTES, H. P., and STEINLE, B.: Fluctuation efficiency of planar sources	572
OBERHUMMER, H., and MÜLLER, H. H.: A finite range microscopic description of the three-nucleon transfer reactions (N, α) and (α, N)	573
SZABO, N.: To the spin wave theory of the Heisenberg model	578