

STUDIA

UNIVERSITATIS BABEȘ-BOLYAI

PHYSICA

2

1981

CLUJ-NAPOCA

REDACTOR ȘEF: Prof. I. VLAD

REDACTORI ȘEFI ADJUNȚI: prof. I. HAIUC, prof. I. KOVÁCS, prof. I. A. RUS

COMITETUL DE REDACȚIE FIZICĂ: prof. Z. GÁBOS, prof. V. MERCEA, membru corespondent al Academiei (redactor responsabil), prof. AL. NICULA, prof. I. POP, prof. E. TĂTARU, asist. O. COZAR (secretar de redacție)

STUDIA

UNIVERSITATIS BABEȘ-BOLYAI

PHYSICA

2

Redacția 3400 CLUJ-NAPOCA, str. M. Kogălniceanu, 1 ● Telefon 1 34 50

SUMAR — CONTENTS — SOMMAIRE

| | |
|--|----|
| M CRISTEA, Propagation of ion-acoustic waves in an argon-helium plasma with warm ions (I) The linear phase velocity ● Propagarea undelor iono-acustice într-o plasmă Ar-He cu ioni calzi (I) Viteza liniară de fază | 3 |
| C BĂLEANU, Effect of ion dynamics on the second order temporal plasma wave echo ● Efectul dinamicii ionilor asupra ecoului temporal al undei plasmei de ordinul doi | 10 |
| I D VONICA, Critique de la formule Borda-Carnot pour la détermination de la perte de charge locale dans l'écoulement des fluides en conduites et deduction d'une nouvelle formule ● Critica formulei Borda-Carnot pentru determinarea pierderii de sarcină locale în curgerea fluidelor în conducte și deducerea unei noi formule | 17 |
| V IONCU, D STĂNILĂ, O COZAR, T FIAT, Umidimetru electronic pentru umidități joase ● Electronic moisture meter for low humidities | 23 |
| V ZNAMIROVSCHI, C NICOLAU, I. MÎRZA, Analiza prin activare cu neutroni a unor compuși oxidici de titan (I) Rutitul ● Neutron activation analysis of some titanium oxide compounds (I) Rutile | 26 |
| C COSMA, I MASTAN, V ZNAMIROVSCHI, Asupra determinării radioactivității unor factori de mediu înconjurător printr-o metodă absolută ● On the radioactivity de- termination of some natural environmental factors by an absolute method . | 30 |
| E TĂTARU, K KOVÁCS, C TOMA, O nouă metodă de măsurare a anizotropiei circu- lare ● Une nouvelle méthode pour le mesurage de l'anisotropie circulaire . | 34 |
| J. KARÁCSONY, Linear electrostatic instability of warm relativistic electron beam ● In- stabilitatea electrostatică liniară a unui fascicul relativist cald de electroni | 38 |
| A BÓDI, D IANCU, V MILITARU, Modularea microundelor prin efect Faraday folosind ferita de Ni-Zn în ghid dreptunghiular ● Modulation of microwaves by Faraday effect using Ni-Zn ferrite in rectangular waveguide | 44 |

| | |
|--|----|
| S. SIMON, V SIMON, AL. NICULA, RMN pe vitroceramici litiu-borice cu ioni paramagnetici ● NMR on lithium-borate vitroceramics with paramagnetic ions | 50 |
| S. SIMON, AL. NICULA, RPE pe sticle litiu-borice cu ioni paramagnetici ● EPR on lithium-borate glasses with paramagnetics ions | 54 |
| V. CRIȘAN, I. POP, GH. MORAR, N. DULĂMIȚĂ, X-ray study of Al_2O_3 promoted with CeO_2 ● Analize cu raze X a Al_2O_3 promodat cu CeO_2 | 62 |
| R. PARASTIE, C. CODREANU, M. VANCEA, Propriétés électriques non-linéaires des matériaux céramiques sur base de CdO ● Proprietățile electrice neliniare ale unor materiale ceramice pe bază de CdO | 64 |
| M. VASIU, Sur l'instabilité magnéto-hydrodynamique de type Rayleigh-Taylor d'un plasma à conductivité électrique finie L'équation de dispersion ● Asupra instabilității magneto-hidrodinamice de tip Rayleigh-Taylor a unei plume cu conductivitate electrică finită. Ecuația de dispersie | 67 |
| S. SELINGER, F. PUSKÁS, R. SCHWARTZ, A. JUHÁSZ, Temperature dependence of the dielectric constants of some cholesterol derivatives ● Studiul dependenței de temperatură a constantei dielectrice în câțiva esteri colesterici | 72 |
| M. VASIU, Ecuația de dispersie în cazul instabilității magneto-hidrodinamice de tip Rayleigh-Taylor a unei plume în prezența unui câmp magnetic spațial ● Sur l'équation de dispersion pour le cas de l'instabilité magnéto-hydrodynamique de type Rayleigh-Taylor d'un plasma sous l'action d'un champ magnétique spatial | 76 |
| Note — Notes | |
| R. I. CÂMPEANU, D. BUNĂU, On the generalized eigenvalue problem in quantum mechanics ● Asupra problemei generalizate a valorilor propriu în mecanica cuantică | 79 |

PROPAGATION OF ION-ACOUSTIC WAVES
IN AN ARGON-HELIUM PLASMA WITH WARM IONS (I)

The linear phase velocity

M. CRISTEA

The propagation of ion-acoustic waves in a plasma consisting of hot electrons and cold ions is well known [5]. In the last years an increasing attention has been paid to some special problems such as propagation of nonlinear ion-acoustic waves [3], [4], [6], propagation of ion-acoustic waves in a multi-component plasma with cold ions [1], [8], or with warm ions [2], [7], [9]. In the latter case equal ion temperatures has been assumed.

In this paper we consider a plasma consisting of hot isothermal electrons and two ion species with unequal temperatures. We shall particularize our results for an Ar-He plasma and compare them with those obtained in [2], where the problem is studied theoretically, and in [9], where experimental data are reported.

In the first part we limit the investigation to the linear approximation, studying the influence of ionic temperature and of light ion concentration on the linear phase velocity of the ion-acoustic wave. In the second part we shall investigate the nonlinear propagation of ion-acoustic waves.

We assume that plasma consists of hot electrons with temperature T_e and two ion species with temperature T_i ($i = 1, 2$). All temperatures are expressed in energy units. Neglecting electron inertia and treating the electric field as a potential field, the system of equations which describe the one-dimensional propagation is

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial n_1}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (n_1 v_1) &= 0 \\
 A \left(\frac{\partial v_1}{\partial t} + v_1 \frac{\partial v_1}{\partial x} \right) &= - \frac{\partial \Phi}{\partial x} - \frac{\sigma_1}{n_1} \frac{\partial n_1}{\partial x} \\
 \frac{\partial n_2}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (n_2 v_2) &= 0 \\
 \mu A \left(\frac{\partial v_2}{\partial t} + v_2 \frac{\partial v_2}{\partial x} \right) &= - \frac{\partial \Phi}{\partial x} - \frac{\sigma_2}{n_2} \frac{\partial n_2}{\partial x} \\
 \frac{\partial n_e}{\partial x} &= n_e \frac{\partial \Phi}{\partial x} \\
 - \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} &= n_1 + n_2 - n_e
 \end{aligned} \tag{1}$$

where index e stands for electrons, 1 for light ions, and 2 for heavy ions. The following notations are used

$$\mu = m_2/m_1, \quad \alpha = n_{10}/(n_{10} + n_{20}), \quad A = (1 - \alpha + \mu\alpha)/\mu \tag{2}$$

and

$$\sigma_i = \gamma_i \theta_i = \gamma_i T_i / T_e \quad (3)$$

Here n_{i0} is the equilibrium ion density, m_i the mass, and $\gamma_i = 3$ for an adiabatic ion fluid, $\gamma_i = 1$ if the ions are isothermal

All quantities in (1) are dimensionless, distances being normalized to the electron Debye-length ($\lambda_D^2 = \epsilon_0 T_e / n_{e0} q^2$), time to the inverse of ion plasma frequency ($\omega_p^2 = (q^2 n_{e0} / \epsilon_0 m_e)(1 - \alpha + \mu\alpha)$) velocity to ion sound velocity ($c_s^2 = \lambda_D^2 \omega_p^2 = (T_e / m_e)(1 - \alpha + \mu\alpha)$) and electric potential to T_e / q

In order to investigate the propagation of nonlinear ion acoustic waves using the reductive perturbation method [10], we introduce the stretched variables

$$\xi = \epsilon^{1/2}(x - \lambda t), \quad \tau = \epsilon^{3/2}t \quad (4)$$

where ϵ is a small parameter and λ is the phase velocity of the ion-acoustic wave.

Assuming that n_e , n_i , v_i and Φ can be expressed in terms of power series in ϵ , i.e.

$$\begin{aligned} n_e &= 1 + \epsilon n_e^{(1)} + \epsilon^2 n_e^{(2)} + \\ n_1 &= \alpha + \epsilon n_1^{(1)} + \epsilon^2 n_1^{(2)} + \\ n_2 &= 1 - \alpha + \epsilon n_2^{(1)} + \epsilon^2 n_2^{(2)} + \\ v_i &= \epsilon v_i^{(1)} + \epsilon^2 v_i^{(2)} + \\ \Phi &= \epsilon \Phi^{(1)} + \epsilon^2 \Phi^{(2)} + \end{aligned} \quad (5)$$

we introduce the expansions (5) in eqs (1). For the time being we keep only first-order terms in ϵ . In this approximation, imposing that the resulting linear system to be algebraically solvable, we obtain the equation

$$\frac{\mu\alpha}{\mu A \lambda^2 - \mu\sigma_1} + \frac{1 - \alpha}{\mu A \lambda^2 - \sigma_2} = 1 \quad (6)$$

which allows us to find the phase velocity λ . Eq (6) yields $\lambda^2 = 1 + \sigma_2$ for $\alpha = 0$, and $\lambda^2 = 1 + \sigma_1$ for $\alpha = 1$. These results are well known [4,] [6]. For arbitrary values of the concentration, λ depends on both σ_1 , σ_2 as well as on μ and α .

It is interesting to present a graphic method, which is useful for a qualitative analysis of plasma behaviour. We introduce the notations

$$X = \mu A \lambda^2 - \mu\sigma_1, \quad Y = \mu A \lambda^2 - \sigma_2, \quad K = \mu\sigma_1 - \sigma_2 \quad (7)$$

Eq (6) is equivalent to the system

$$Y = \frac{(1 - \alpha)X}{X - \mu\alpha} \quad (8)$$

$$Y = X + K \quad (9)$$

The roots of equation (6) are given by the intersection points of curve (8) with the straight line (9).

We notice that the shape of the curve (8) does not depend on ionic temperature, and the parameters μ and α only determine the positions of the two asymptotes. The straight line D , defined by (9), is parallel to the bisector and its position depends on the two ionic temperatures through the quantity K .

It can be shown that the branches A, B, C of the curve (8) correspond to different plasma states. Noticing that the normalized thermal velocities of the two ion species can be written in the form

$$u_1 = (\theta_1/A)^{1/2}, \quad u_2 = (\theta_2/\mu A)^{1/2} \tag{10}$$

and if $\lambda > u_i$, plasma is governed by an adiabatic equation of state, and if $\lambda < u_i$ is isothermal, the following situations can arise

$$1^\circ X > \mu\alpha, \quad Y > 1 - \alpha \quad (\text{branch } C) \tag{11}$$

Taking into account (7), the inequalities (11) become

$$\lambda^2 > (\mu\sigma_1 + \mu\alpha)/\mu A, \quad \lambda^2 > (1 - \alpha + \sigma_2)/\mu A \tag{12}$$

hence

$$\lambda^2 > u_1^2, \quad u_2^2 \tag{13}$$

and both ion fluids are described by adiabatic equations. In other words $\gamma_1 = \gamma_2 = 3$

$$2^\circ 0 < X < \mu\alpha, \quad Y < 0 \quad (\text{branch } B) \tag{14}$$

or

$$\mu\sigma_1/\mu A < \lambda^2 < \sigma_2/\mu A \tag{15}$$

hence

$$u_1^2 < \lambda^2 < u_2^2 \tag{16}$$

Consequently, light ions obey an adiabatic equation, whereas heavy ions are isothermal ($\gamma_1 = 3, \gamma_2 = 1$)

$$3^\circ X < 0, \quad 0 < Y < 1 - \alpha \quad (\text{branch } A) \tag{17}$$

These inequalities are equivalent to

$$\sigma_2/\mu A < \lambda^2 < \mu\sigma_1/\mu A, \tag{18}$$

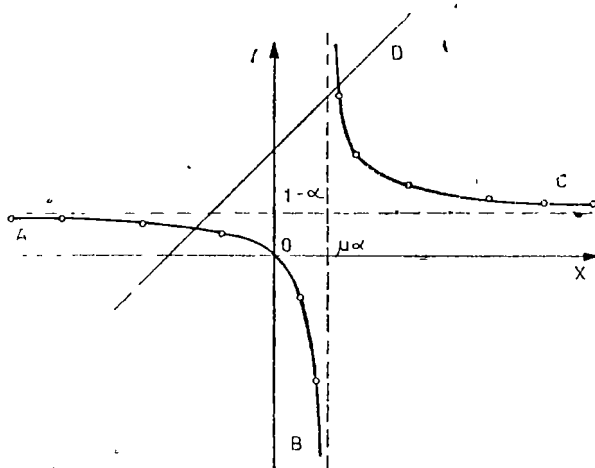


Fig 1

so that

$$u_2^2 < \lambda^2 < u_1^2 \quad (19)$$

The light ions are isothermal with $\gamma_1 = 1$, and for the heavy ions $\gamma_2 = 3$.

The cases 1° and 3° have been reported in papers [2], [7], [9], while the case 2° is not mentioned in the literature. Actually, this case is not possible if the two ion fluids have equal temperature.

Next we are going to analyse the behaviour of λ in terms of θ_1 , θ_2 and α . From eq (6) it follows

$$\lambda^2 = \frac{1}{2\mu A} \left(\mu A + \mu \sigma_1 + \sigma_2 \pm \{(\mu A + \mu \sigma_1 + \sigma_2)^2 - 4\mu[\sigma_1 \sigma_2 + (1 - \alpha)\sigma_1 + \alpha \sigma_2]\}^{1/2} \right) \quad (20)$$

The sign + corresponds to intersection of straight line D with the upper branch of curve (8), and the sign - corresponds to the intersection with the lower branch. Taking first the sign +, we denote the corresponding λ by λ_+ . In order to compare our results with the known ones, we consider the particular case $\theta_1 = \theta_2 = \theta$. Since for branch C $\gamma_1 = \gamma_2 = 3$, it follows $\sigma_1 = \sigma_2 = 3\theta$. Introducing this value in (20) we obtain

$$\lambda_+^2 = \frac{1}{2\mu A} \left(\mu A + 3(\mu + 1)\theta + \{[\mu A + 3(\mu + 1)\theta]^2 - 12\mu\theta(1 + 3\theta)\}^{1/2} \right) \quad (21)$$

or, approximately

$$\lambda_+^2 \simeq \frac{1}{\mu A} \left[\mu A + \frac{3\theta(1 - \alpha + \mu^2\alpha)}{\mu A} \right] \quad (22)$$

This is just relation (9) from paper [7], rewritten according to our normalization. If moreover

$$\theta \ll \frac{1 - \alpha + \mu\alpha}{3(1 - \alpha + \mu^2\alpha)} \quad (23)$$

(22) comes to

$$\lambda_+^2 \simeq 1 \quad (24)$$

This is the approximate value found by Fried *et al* and expressed by formula (4) of reference [2], where the normalization as well as the notations are different from ours.

Fig 2 plots the variation of λ_+ vs. light ion concentration α for an Ar—He plasma ($\mu = 10$), with ion temperature $\theta = 1/9$. The three curves correspond respectively to formulae I to (24), II to (22) and III to (21). The points represent the experimental data reported in [9]. A satisfactory agreement can be noted, especially for not too low concentration.

Fig 3 represents λ_+ as a function of α for an Ar—He plasma with unequal ion temperature. Curve 1 corresponds to $\theta_1 = 1/9$, $\theta_2 = 1/3$; curve 2 $\theta_1 = 1/3$, $\theta_2 = 1/9$, curve 3 $\theta_1 = 0$, $\theta_2 = 3/10$. In all cases $\gamma_i = 3$. It can be seen that cur-

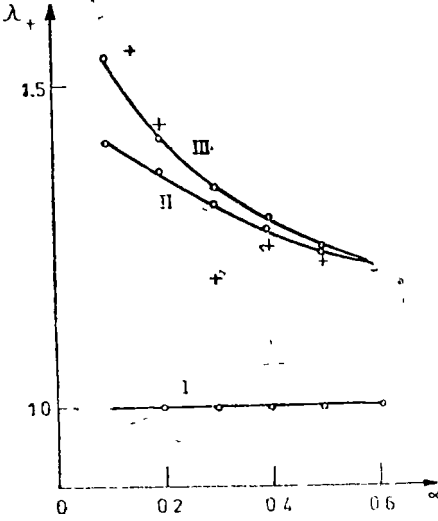


Fig 2.

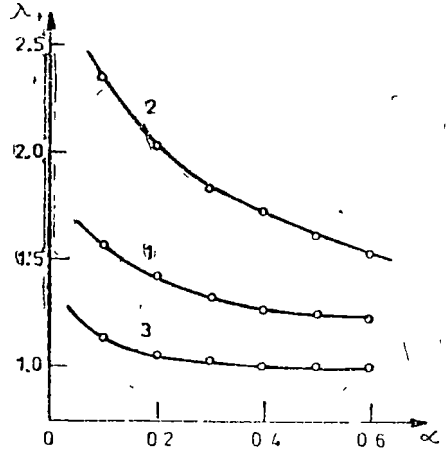


Fig 3

ves 1 (fig 3) and III (fig. 2) are identical. Although θ_2 for curve 1 is three times greater than in fig. 2, this fact does not affect the dependence of phase velocity on the concentration α . On the contrary, the light ion temperature strongly affects the behaviour of λ_+ .

Now let us take the lower sign in (20). The root λ_- corresponds to the intersection of the straight line D with the lower branch of curve (8). Assuming $\theta_1 = \theta_2 = \theta$ we have $K = (\mu\gamma_1 - \gamma_2)\theta > 0$, accordingly, the intersection point is situated on branch A , where $\gamma_1 = 1$, $\gamma_2 = 3$. Hence $\sigma_1 = \theta$, $\sigma_2 = 3\theta$, introducing these values in (20) we obtain

$$\lambda_-^2 = \frac{1}{2\mu A} \left(\mu A + (\mu + 3)\theta - \left\{ [\mu A + (\mu + 3)\theta]^2 - 4\mu\theta(1 + 2\alpha + 3\theta) \right\}^{1/2} \right) \quad (25)$$

or approximately

$$\lambda_-^2 \approx \frac{\mu\theta(\alpha + \theta)(1 + 2\alpha + 3\theta)}{\mu A [\mu(\alpha + \theta)^2 + \alpha(1 - \alpha)]} \quad (26)$$

In the particular case

$$\lambda(1 - \alpha) \ll \mu\theta^2 \ll (1 - \alpha)^2 \quad (27)$$

the relation (26) reduces to

$$\lambda_-^2 \approx \frac{\theta(1 - \alpha)}{\mu A (\alpha + \theta)} \quad (28)$$

The equalities (26) and (28) have been derived in [7] and [2] respectively.

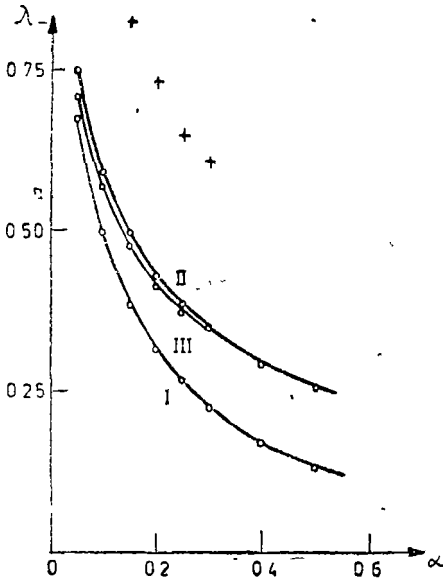


Fig 4

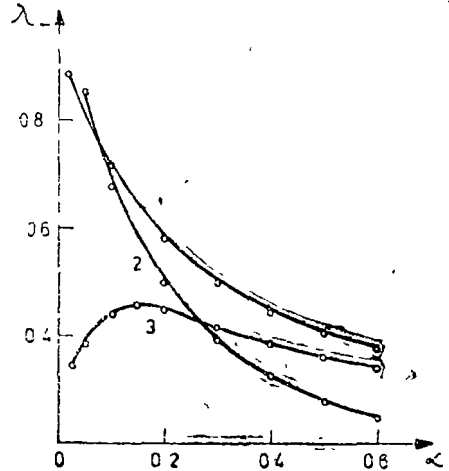


Fig 5

The curves I, II, III in fig 4 represent λ as a function of α , calculated by means of formulae (28), (26) and (25) respectively, for $\theta = 1/9$. The points are the experimental values reported in [9], for the same temperature.

In the case of unequal temperatures, there are two possibilities $K > 0$ and $K < 0$. In fig 5 the curves 1 ($\theta_2 = 1/9$, $\theta_3 = 1/3$) and 2 ($\theta_1 = 1/3$, $\theta_3 = 1/9$) correspond to $K > 0$, hence $\gamma_1 = 1$, $\gamma_2 = 3$. The curve 3 ($\theta_1 = 0$, $\theta_2 = 9/10$) corresponds to $K < 0$, so that $\gamma_1 = 3$, $\gamma_2 = 1$.

We notice that for $K < 0$ both phase velocities λ_+ and λ_- are less affected by the variation of α (curves 3 in figs 3 and 5). We remark also the peculiar behaviour of λ in the range of small concentration.

In conclusion we have found some features concerning the behaviour of the linear phase velocity of ion-acoustic waves in an Ar-He plasma with unequal ionic temperatures. Although the fluid model used here is less adequate, the comparison of our results with those obtained experimentally or by an exact theoretical treatment shows a fairly good agreement. The comparison has been made for the particular case of equal ionic temperatures. It can be expected that the results concerning unequal temperatures are also correct. Nevertheless, a more exact treatment would be required, especially for the purpose of deriving the damping rates of ion-acoustic waves propagating with various velocities.

(Received November 5, 1980)

REFERENCES

1. C. Ferrante, S. Nuzzo, M. Zarcione, *Lett. Nuovo Cimento*, **25**, 407 (1979).
2. B. D. Fried, R. B. White, T. K. Samec, *Phys. Fluids*, **14**, 2388 (1971).

- 3 È N Pelinovskii, S Kh Shavratskii, Radiofizika, **20**, 987 (1977).
4. P K Shukla, S G Tagare, Beitr Plasmaphys, **17**, 363 (1977)
- 5 T H Stix, *The Theory of Plasma Waves*, McGraw Hill, New York, 1962
- 6 S G. Tagare, J Plasma Phys, **14**, 1 (1975)
- 7 M Q Tran, Plasma Phys, **16**, 1167 (1974)
- 8 M Q Tran, P J Hirt, Plasma Phys, **16**, 617 (1974)
- 9 M Q Tran, S Coquerand, Phys Rev, A **14**, 2301 (1976)
- 10 H Washimi, T Taniuti, Phys, Rev Lett, **17**, 996 (1966)

PROPAGAREA UNDELOR IONO-ACUSTICE ÎNTR-O PLASMĂ Ar-He CU IONI CALZI (I)

Viteza liniară de fază

(R e z u m a t)

Se consideră o plasmă Ar-He cu temperaturi inegale ale fluidelor ionice. Se arată că pentru fiecare pereche de valori ale temperaturilor (θ_1 , θ_2) în plasmă se propagă două moduri iono-acustice cu vitezele de fază λ_+ și λ_- (cu $\lambda_+ > \lambda_-$). Pentru cazul particular $\theta_1 = \theta_2$ se regăsesc rezultatele cunoscute în literatură. Pentru $\theta_1 \neq \theta_2$ este posibilă o situație nerealizabilă în cazul temperaturilor egale, și anume, fluidul ionilor de He este adiabatic, cel al ionilor de Ar — izoterm. În acest domeniu vitezele de fază se comportă în mod deosebit la variația concentrației ionilor ușori.

EFFECT OF ION DYNAMICS ON THE SECOND ORDER
TEMPORAL PLASMA WAVE ECHO

C. BĂLEANU

The plasma wave echo was theoretically predicted by R. W. Gould, T. M. O'Neil and J. H. Malmberg [5] and experimentally discovered by H. Ikezi and N. Takahashi [7].

Actually, there is much interest for this phenomenon [2], [3], [9] [10], [12] since a whole agreement between theoretical results and experiments was observed, and their study allows to elucidate the collision processes arising in a plasma as well as their applications in electronics

In the present paper we have investigated the effect of the ion dynamics on the second order temporal echo oscillations both in an electronic equilibrium plasma and in a plasma penetrated by an electron beam. Our results represent an extension of those of A. G. Sitenko, Nguyen-Van Chong and V. N. Pavlenko [1], [8], [9] in whose papers ions are treated as forming a neutralizing immobile background

The basic equations of our investigations are the two nonlinear kinetic equations for the electrons and ions distributions

$$\frac{\partial f_e}{\partial t} + v \frac{\partial f_e}{\partial x} - \frac{e}{m} E(x, t) \frac{\partial f_e}{\partial v} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} + v \frac{\partial f_i}{\partial x} + \frac{e}{M} E(x, t) \frac{\partial f_i}{\partial v} = 0 \quad (2)$$

together with the Poisson equation for the electrical self-consistent field

$$\frac{\partial}{\partial x} E_{\text{int}}(x, t) = -4\pi e \int f_e(v, x, t) dv + 4\pi e \int f_i(v, x, t) dv \quad (3)$$

where $E_{\text{ext}}(x, t)$ denotes the external applied field given by

$$E_{\text{ext}}(x, t) = E_1 \delta(\omega_{pe} t) \cos k_1 x + E_2 \delta[\omega_{pe}(t - \tau)] \cos k_2 x \quad (4)$$

where E_1 and E_2 are the amplitude of the first and second pulses respectively, k_1 and k_2 its wave numbers, and ω_{pe} the electron plasma frequency defined by

$$\omega_{pe}^2 = \frac{4\pi n_0 e^2}{m} \quad (5)$$

δ is the Dirac functional.

On the other hand $E_{\text{int}}(x, t)$ is the internal self-consistent field

Applying the method of the quoted authors we get for the second order echo the expression

$$E_{\text{echo}}^{(2)}(x, t) = -\frac{4\pi e^3}{m^2 k} \frac{E_1 E_2}{4\omega_{pe}^2} (t - \tau) e^{i k x} \times$$

$$\begin{aligned}
 & \times \int dv' \frac{e^{-ikv'(t-\tau)} \frac{df_{oe}(v')}{dv'}}{\varepsilon^{(+)}(k, kv') \varepsilon^{(+)}(k_2, k_2 v') \varepsilon^{(+)}(k_1, -k_1 v')} + \\
 & \quad + \frac{4\pi e^2}{M^2 k} \frac{E_1 E_2}{4\omega_{pe}^2} (t - \tau)^{ikx} \times \\
 & \times \int dv' \frac{e^{-ikv'(t-\tau)} \frac{df_{oi}(v')}{dv'}}{\varepsilon^{(+)}(k, kv') \varepsilon^{(+)}(k_2, k_2 v') \varepsilon^{(+)}(k_1, -k_1 v')} \quad (6)
 \end{aligned}$$

where

$$\tau' = \frac{k_2}{k_2 - k_1} \tau \quad (7)$$

and the dielectric constant is defined by

$$\begin{aligned}
 \varepsilon^{(+)}(k, \omega) = 1 + \frac{4\pi e^2}{mk} \lim_{\delta \rightarrow +0} \int_{-\infty}^{\infty} dv' \frac{\frac{df_{oe}(v')}{dv'}}{\omega - kv' + i\delta} + \\
 + \frac{4\pi e^2}{Mk} \lim_{\delta \rightarrow +0} \int_{-\infty}^{\infty} dv' \frac{\frac{df_{oi}(v')}{dv'}}{\omega - kv' + i\delta} \quad (8)
 \end{aligned}$$

In what follows it will be assumed that the electron and ion distribution functions are maxwellian, i.e.

$$f_{oe}(v) = \frac{n_0}{(2\pi T_e/m)^{1/2}} \exp\left(-\frac{mv^2}{2T_e}\right) \quad (9)$$

$$f_{oi}(v) = \frac{n_0}{(2\pi T_i/M)^{1/2}} \exp\left(-\frac{Mv^2}{2T_i}\right) \quad (10)$$

For $t < \tau'$ the contour of integration in (6) is to be chosen in the upper half plane v' . Then using Cauchy theorem we obtain

$$\begin{aligned}
 E_{\text{echo}}^{(2)}(x, t) = iek_1 \frac{E_1 E_2}{\omega_{pe}^2} (t - \tau) \exp\left[ikx - \gamma(k_1)(\tau' - t) \frac{\hbar}{k_1}\right] \times \\
 \times \left(\frac{\gamma_e(k_1)}{m} - \frac{\gamma_i(k_1)}{M}\right) \frac{\cos\left[\omega(k_1)(\tau' - t) \frac{\hbar}{k_1}\right]}{\left(1 - \frac{\hbar^2}{k_2^2}\right)\left(1 - \frac{\hbar^2}{k_1^2}\right)} \quad (11)
 \end{aligned}$$

where [6]

$$\omega^2(k_1) = \omega_{pe}^2 + \omega_{pi}^2 + \frac{3[\omega_{pe}^2(T_e/m) + \omega_{pi}^2(T_i/M)]}{\omega_{pe}^2 + \omega_{pi}^2} k_1^2 \quad (12)$$

is the frequency and

$$\gamma(k_1) = \gamma_e(k_1) + \gamma_i(k_1) \quad (13)$$

with

$$\gamma_e(k_1) = \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{\omega^2(k_1)\omega_{pe}^2}{k_1^3 v_e^3} e^{-\frac{\omega^2(k_1)}{2k_1^2 v_e^2}} \quad (14)$$

$$\gamma_i(k_1) = \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{\omega^2(k_1)\omega_{pi}^2}{k_1^3 v_i^3} e^{-\frac{\omega^2(k_1)}{2k_1^2 v_i^2}}$$

$$v_e = \sqrt{\frac{T_e}{m}}, \quad v_i = \sqrt{\frac{T_i}{M}} \quad (15)$$

represents the decrement of the Landau-damping and ω_{pi} is the ion plasma frequency defined by

$$\omega_{pi}^2 = \frac{4\pi n_0 e^2}{M} \quad (16)$$

For $t > \tau'$ taking the contour of integration in the lower half-plane v' , we get:

$$E_{\text{echo}}^{(2)}(x, t) = iek_2 \frac{E_1 E_2}{\omega_{pe}^2} (t - \tau) \exp \left[ikx - \gamma(k_2)(t - \tau') \frac{k}{k_2} \right] \times$$

$$\times \left(\frac{\gamma_e(k_2)}{m} - \frac{\gamma_i(k_2)}{M} \right) \frac{\cos \left[\omega(k_2)(t - \tau') \frac{k}{k_2} \right]}{\left(1 - \frac{k_2^2}{k^2} \right) \left(1 - \frac{k_2^2}{k_1^2} \right)} +$$

$$+ iek \frac{E_1 E_2}{\omega_{pe}^2} (t - \tau) \exp [ikx - \gamma(k)(t - \tau')] \times$$

$$\times \left(\frac{\gamma_e(k)}{m} - \frac{\gamma_i(k)}{M} \right) \frac{\cos [\omega(k)(t - \tau')]}{\left(1 - \frac{k^2}{k_1^2} \right) \left(1 - \frac{k^2}{k_2^2} \right)} \quad (17)$$

In the above expression $\omega(k_2)$, $\gamma(k_2)$, $\omega(k)$ and $\gamma(k)$ have the same form as (12) and (13) with k_2 or k in the place of k_1 .

For $k \simeq k_1$ and $t < \tau'$ or $t > \tau'$ expression of the echo field is

$$E_{\text{echo}}^{(2)}(x, t) = -iek \frac{E_1 E_2}{3\omega_{pe}^2} (t - \tau)^2 \frac{\omega(k)}{\gamma(k)} \left(\frac{\gamma_e(k)}{m} - \frac{\gamma_i(k)}{M} \right) \times$$

$$\times \exp [ikx - \gamma(k)(t - \tau')] \sin \varphi \cos [\omega(k)(t - \tau') + \varphi], \quad (18)$$

with

$$\text{tg } \varphi = \frac{\gamma(k)}{\omega(k)} \frac{k}{k - k_1} \quad (19)$$

In what follows we will investigate the second — order echo oscillations in a plasma penetrated by an electron beam of lower density. Then, the nonperturbed electronic distribution function has the form

$$f_{oe}(v) = n_0 \left(\frac{m}{2\pi T_e} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{mv^2}{2T_e}\right) + n' \left(\frac{m}{2\pi T_e'} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{m(v-u)^2}{2T_e'}\right) \quad (20)$$

with

$$\frac{n'}{n_0} \ll 1 \quad (21)$$

where n' is the density of the electronic beam

It may be shown that in this case the frequency and damping decrement expressions are

$$\omega(k) = \omega_{pe} \left\{ 1 - \frac{\omega_{pe}'^2}{2k^2 v_e'^2} \left[1 - 2z_e' \exp(-z_e'^2) \int_0^{z_e'} \exp(t^2) dt \right] \right\} + \frac{\omega_{pe}^2}{2\omega_{pe}} + \frac{3}{2} \frac{k^2}{\omega_{pe}^3} \left(\omega_{pe}^2 \frac{T_e}{m} + \omega_{pe}^2 \frac{T_e}{M} \right), \quad (22)$$

$$\gamma(k) = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \omega(k) \left[\frac{\omega_{pe}^3}{k^2 v_e'^2} z_e \exp(-z_e^2) + \frac{\omega_{pe}^3}{k^2 v_e'^2} z_e \exp(-z_e'^2) + \frac{\omega_{pe}'^2}{k^2 v_e'^2} z_e' \exp(-z_e'^2) \right] \quad (23)$$

where $z_{e,i}$, z_e' and $\omega_{pe}^{\prime 2}$ are given by

$$z_{e,i} = \frac{\omega(k)}{\sqrt{2} k v_{e,i}} \quad (24)$$

$$z_e' = \frac{\omega(k) - ku}{\sqrt{2} k v_e'} \quad (25)$$

$$\omega_{pe}^{\prime 2} = \frac{4\pi n'e^2}{m}, \quad v_e' = \sqrt{\frac{T_e}{m}} \quad (26)$$

Further, our next aim is to find the values of the beam velocity when $\gamma(k)$ becomes negative. To this end, we firstly look for an approximate solution of the algebraic equation $\gamma(k) = 0$. We assume z_e' sufficiently small, in order to obtain a suitable approximation in keeping only the first two terms in the expansion of $e^{-z_e'^2}$ and neglect $e^{-z_e'^2} \int_0^{z_e'} \exp(t^2) dt$. Under these circumstances the expression (22) reduces to

$$\omega(k) = \omega_e + \frac{\omega_{pe}^2}{2\omega_{pe}} + \frac{3}{2} \omega_{pe}^2 \frac{T_e}{M} \frac{k^2}{\omega_{pe}^3} \quad (27)$$

where

$$\omega_e = \omega_{pe} \left[1 - \frac{\omega_{pe}'^2}{2k^2 v_e'^2} + \frac{3}{2} \frac{T_e}{m} \frac{k^2}{\omega_{pe}^2} \right] \quad (28)$$

In this way, we conclude that instabilities will occur, when the following inequality is fulfilled:

$$\begin{aligned} u > \sqrt{2} v_e \left\{ \frac{\omega_{pe}^2}{k^2 v_e'^2} \frac{\omega_e}{\sqrt{2} k v_e} \exp\left(-\frac{\omega_e^2}{2k^2 v_e'^2}\right) + \frac{\omega_{pe}'^2}{k^2 v_e'^2} \frac{\omega_e}{\sqrt{2} k v_e} + \right. \\ + \frac{\omega_{p_i}^2}{k^2 v_i'^2} \frac{\omega_e}{\sqrt{2} k v_i} \exp\left(-\frac{\omega_e^2}{2k^2 v_i'^2}\right) + \frac{\omega_{pe}^2}{k^2 v_e'^2} \frac{2\omega_{pe}}{2k v_e} + \frac{3}{2} \frac{\omega_{p_i}^2}{\omega_{pe}^2} \frac{T_i}{M} \frac{k^2}{k^2} \left(-\exp\frac{\omega_e^2}{2k^2 v_e'^2}\right) - \\ - \frac{\omega_{pe}^2}{k^2 v_e'^2} \frac{\omega_e}{\sqrt{2} k v_e} \frac{\omega_e \left(\frac{\omega_{p_i}^2}{2\omega_{pe}} + \frac{3}{2} \frac{\omega_{p_i}^2}{\omega_{pe}^2} \frac{T_i}{M} k^2 \right)}{2k^2 v_e'^2} \exp\left(-\frac{\omega_e^2}{2k^2 v_e'^2}\right) + \\ \left. + \frac{\omega_{pe}'^2}{k^2 v_e'^2} \frac{\frac{\omega_{p_i}^2}{2\omega_{pe}} + \frac{2}{3} \frac{\omega_{p_i}^2}{\omega_{pe}^2} \frac{T_i}{M} k^2}{\sqrt{2} k v_e} \right\} \quad (29) \end{aligned}$$

From (23) it results also that the growth rate has a maximum for $z_e' = -\frac{1}{\sqrt{2}}$ and is given by:

$$\begin{aligned} \gamma(k)_{\max} = -\frac{\sqrt{\pi}}{2} \omega(k) \left[\frac{\omega_{pe}'^2}{k^2 v_e'^2} \frac{1}{\sqrt{2}} \exp\left(-\frac{1}{2}\right) - \right. \\ \left. - \frac{\omega_{pe}^2}{k^2 v_e'^2} z_e \exp(-z_e^2) - \frac{\omega_{p_i}^2}{k^2 v_i'^2} z_i \exp(-z_i^2) \right] \quad (30) \end{aligned}$$

On the other hand, in this case using [4] we obtain for ω in (27) the following expression:

$$\omega_e = \omega_{pe} \left[1 - 0,15 \frac{\omega_{pe}'^2}{k^2 v_e'^2} + \frac{3}{2} \frac{T_e}{m} \frac{k^2}{\omega_{pe}^2} \right] \quad (31)$$

Taking into account that in the stability domain $\gamma(k) > 0$, the echo field for $t < \tau'$ is:

$$\begin{aligned} E_{\text{echo}}^{(2)}(x, t) = -iek \frac{E_1 E_2}{2\omega_{pe}^2} \left[\frac{1}{m} \left(\gamma(k) - \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{\omega_{p_i}^2}{k^2 v_i'^2} z_i \exp(-z_i^2) \right) - \right. \\ \left. - \frac{1}{M} \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{\omega_{p_i}^2}{k^2 v_i'^2} z_i \exp(-z_i^2) \right] \exp [ikx - \gamma(k)(t - \tau') - i\omega(k)(t - \tau')] \quad (32) \end{aligned}$$

The inequality $\gamma(k) < 0$ defines the instability domain. At the end of our calculations we arrived (for the echo field for $\tau < t < \tau'$) at the expression

$$\begin{aligned}
 E_{\text{echo}}^{(2)}(x, t) = & e \frac{E_1 E_2}{\omega_{pe}^2} \left\{ \frac{2ik(t-\tau')}{m} \left[\gamma(k) - \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{\omega_{pe}^2}{k^2 v_e^2} z_e \exp(-z_e^2) \right] + \right. \\
 & + \frac{\sqrt{\pi}}{km} \left[\left(-1 + \frac{\omega^2(k)}{k^2 v_e^2} \right) \frac{\omega_{pe}^2}{v_e^2} z_e \exp(-z_e^2) + \frac{\omega_{pe}^2}{v_e^2} \frac{\omega(k)}{\sqrt{2} kv_e} (-1 + 2z_e'^2) \exp(-z_e'^2) \right] - \\
 & - \frac{2ik}{M} (t - \tau') \frac{\omega_{pe}^2}{k^2 v_e^2} \omega(k) z_e \frac{\sqrt{\pi}}{2} \exp(-z_e^2) - \frac{\sqrt{\pi}}{kM} \frac{\omega_{pe}^2}{v_e^2} z_e (-1 + z_e^2) \exp(-z_e^2) \left. \right\} \\
 & \exp[-i(\omega(k) - \nu\gamma(k))(t - \tau') + ikx] \quad (33)
 \end{aligned}$$

For $t < \tau'$ the echo field is

$$\begin{aligned}
 E_{\text{echo}}^{(2)}(x, t) = & e \frac{E_1 E_2}{2\omega_{pe}^2} \left\{ \frac{2ik_1\tau}{m} \left[\gamma(k) - \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{\omega_{pe}^2}{k^2 v_e^2} z_e \exp(-z_e^2) \right] + \right. \\
 & + \frac{\sqrt{\pi}}{km} \left[\frac{\omega_{pe}^2}{v_e^2} z_e \left(-1 + \frac{\omega^2(k)}{k^2 v_e^2} \right) \exp(-z_e^2) + \frac{\omega_{pe}^2}{v_e^2} \frac{\omega(k)}{\sqrt{2} kv_e} (-1 + 2z_e'^2) \exp(-z_e'^2) \right] + \\
 & + \frac{2ik_1\tau}{M} \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{\omega_{pe}^2}{k^2 v_e^2} \omega(k) z_e \exp(-z_e^2) - \\
 & - \frac{\sqrt{\pi}}{km} \frac{\omega_{pe}^2}{v_e^2} z_e (-1 + z_e^2) \exp(-z_e^2) \left. \right\} \exp[ikx - i(\omega(k) - \nu\gamma(k))(t - \tau')] \quad (34)
 \end{aligned}$$

Now we can point out the main results of the present paper. We have derived expressions (11), (17) and (18) for the electric echo field for $t < \tau'$, $t > \tau'$ and $k = k_1$ respectively when ion dynamics is taken into account.

As a first result of our investigations it was stated that for $t < \tau'$ we have to do with increasing echo oscillations, whilst for $t > \tau'$ decreasing echo oscillations can occur. Generally, the growth or the damping of these oscillations has a nonsymmetrical character, excepting the case $k \simeq k_1$. The effect of ion dynamics becomes manifest through a charge density perturbation, which gives rise to a decrease of the echo field amplitude, together with a resonant interaction with the echo oscillations having as a result a supplementary growth when $t < \tau'$ or a supplementary damping when $t > \tau'$, and at the same time an increase of the frequency of the echo field.

In this paper, it was also investigated the echo oscillations in a nonequilibrium plasma penetrated by an electron beam and it was concluded that if the inequality (29) is fulfilled, we meet with instability. In connection with this, we have derived expression (32) for the stability domain and expressions (33) and (34) for the instability domain for $\tau < t < \tau'$ and $t > \tau'$. From these expressions we see that the effect of ion dynamics which has occurred in the case of an equilibrium distribution will occur in this case too, moreover, a diminution of the beam velocity will appear which is the threshold for the onset of instabilities.

The stimulating discussions with Professor M. Drăganu are gratefully acknowledged

(Received November 13, 1980)

REFERENCES

1. A. I. Ahiezer, I. A. Ahiezer, R. V. Polovin, A. G. Sitenko, K. N. Stepanov, *Elektrodinamika plazmy*, Izd. Nauka, Moskva, 1974
2. Yu. M. Aliev, O. M. Gradov, A. H. Nazarian, *Fizika Plazmy*, **3**, 922 (1977)
3. V. F. Drialushin, Yu. A. Romanov, *Fizika Plazmy*, **2**, 810 (1976)
4. V. N. Fadeeva, N. M. Terentiev, *Tablitsy znacenyj integrala verojatnostei ot kompleksnogo argumenta*, Gostehizdat, Moskva, 1954
5. R. W. Gould, T. M. O'Neil, J. H. Malmberg, *Phys Rev Lett*, **19**, 219 (1967)
6. S. Ichimaru, *Osnovnye principy fiziki plazmy*, Atomizdat, Moskva, 1975
7. H. Ikezi, N. Takahashi, *Phys Rev Lett*, **20**, 140 (1968)
8. V. N. Pavlenko, *Ukr Fiz Journal*, **15**, 1883 (1970)
9. V. N. Pavlenko, S. M. Revenchuk, *Ukr Fiz Journal*, **21**, 2031 (1976)
10. K. Sauer, V. N. Pavlenko, V. I. Zasenko, *Fizika Plazmy*, **2**, 815 (1976)
11. A. G. Sitenko, Nguyen-Van Chong, V. N. Pavlenko, *Nucl Fusion*, **10**, 259 (1970)
12. A. G. Sitenko, V. N. Pavlenko, V. I. Zasenko, *Fizika Plazmy*, **2**, 804 (1976)

EFECTUL DINAMICII IONILOR ASUPRA ECOULUI TEMPORAL AL UNDEI PLASMEI DE ORDINUL DOI

(Rezumat)

Folosind metoda lui A. G. Sitenko și a colaboratorilor [1], [8], [11], au fost deduse expresiile analitice pentru câmpul electric al oscilațiilor ecou, atât pentru cazul unei plasme echilibrate cât și pentru acela în care este străbătută de un fascicul de electroni de densitate scăzută. Pentru ultimul caz studiul a fost efectuat atât în domeniul de stabilitate cât și în cel de instabilitate.

CRITIQUE DE LA FORMULE BORDA-CARNOT POUR LA DÉTERMINATION DE LA PERTE DE CHARGE LOCALE DANS L'ÉCOULEMENT DES FLUIDES EN CONDUITES ET DEDUCTION D'UNE NOUVELLE FORMULE

IOAN D. VONICA

I. Introduction. La détermination de la perte de charge locale qui survient au moment de l'élargissement brusque de la section d'une conduite par laquelle s'écoule un fluide en mouvement turbulent, est une question bien connue de la mécanique des fluides et, dans certaines hypothèses, elle a pu être traitée par voie théorique aboutissant à la formule très connue de Borda-Carnot

$$h_1 = \frac{(V_1 - V_2)^2}{2g} = \left(1 - \frac{A_1}{A_2}\right)^2 \frac{V_1}{2g} = \xi_1 \frac{V_1^2}{2g} = \xi'_1 \frac{V_2^2}{2g} \quad (1)$$

avec les notations (Fig. 1)

h_1 perte de charge (énergie) par unité de poids de fluide, provoquée par les tourbillons qui se produisent au moment de l'élargissement brusque de section;
 V_1, V_2 vitesses moyennes d'écoulement dans les conduites 1 et 2,
 A_1, A_2 aires de sections transversales des conduites 1 et 2,
 ξ_1, ξ'_1 coefficients de perte de charge rapportés à la vitesse d'écoulement en amont (ξ_1) ou en aval (ξ'_1)

La formule de Borda-Carnot est souvent complétée de termes empiriques, par divers auteurs, pour agrandir la précision des résultats obtenus. Des recherches plus récentes dont les résultats sont présentés dans les diagrammes de la Fig. 2, [7], mettent en évidence des écarts assez grands (jusqu'à 22%) par rapport aux valeurs mesurées des pertes de charge. De telles erreurs, même si elles peuvent être tolérées dans certains problèmes d'hydraulique pratique des conduites, sont inacceptables dans d'autres applications où dans les études de laboratoire.

Dans ce qui suit, on analyse d'une manière succincte la structure de la formule Borda-Carnot en faisant ressortir les principales déficiences (très sérieuses) et puis, dans le cadre d'une hypothèse fonctionnelle considérée plus correcte, on déduit une nouvelle formule qui élimine les déficiences signalées.

II Erreurs de structure de la formule Borda-Carnot. 1. L'absence, dans la formule mentionnée, de deux caractéristiques fondamentales des fluides réels qui sont la densité (ρ) et la viscosité (η) du fluide. Pour un rapport donné A_1/A_2 des sections des conduites et pour une vitesse V_1 (ou V_2) donnée, la formule fournit une même valeur h_1 , indépendamment de la valeur de la densité et de la visco-

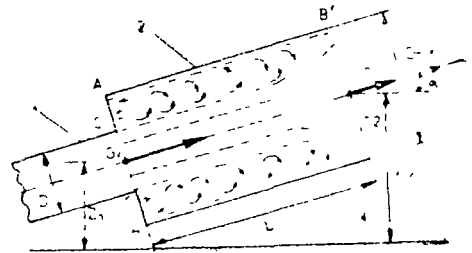


Fig 1 Croquis de principe pour la déduction de la formule de calcul de la perte de charge locale

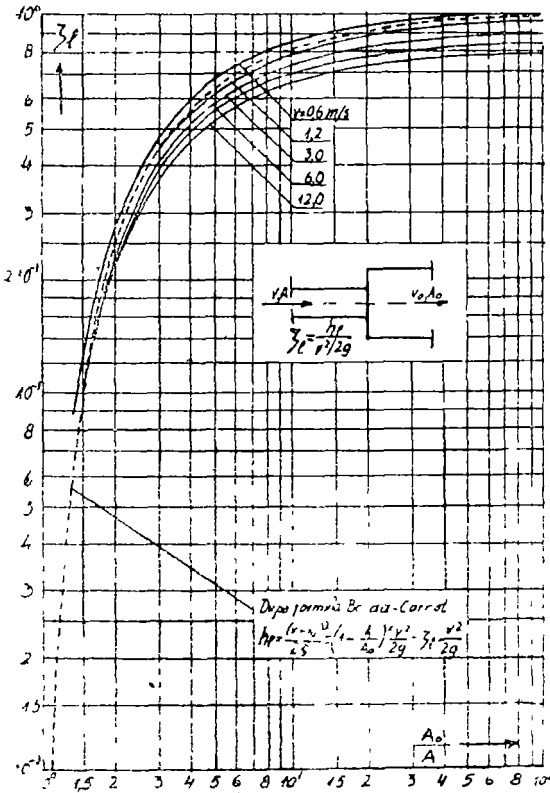


Fig 2 Le coefficient de perte de charge locale au moment de l'élargissement brusque de section en conduite

sections des conduites, la valeur du coefficient de perte de charge ξ_l dépend aussi de la valeur de la vitesse absolue de l'écoulement

En nous référant, en ce qui surt, à la Fig. 1, il est bien connu que le théorème des quantités de mouvement appliqué pour la déduction de la formule Borda-Carnot, s'écrit en projection sur l'axe longitudinal de la conduite sous la forme

$$\rho Q(V_1 - V_2) = \Sigma Fx \text{ si } \beta_1 \cong \beta_2 \cong 1 \tag{2}$$

avec les notations ρ densité du fluide, Q débit volumétrique du fluide, V_1 et V_2 vitesses moyennes d'écoulement dans les conduites 1 et 2, ΣFx somme des projections sur l'axe G_1x (Fig 1) des forces extérieures et des pressions agissant à l'intérieur et sur la surface de „contrôle” cylindrique choisie AA'B'BA

La somme ΣFx de l'équation (2) a l'expression connue

$$\Sigma Fx = P_1 - P_2 + R_t - G \sin \alpha \tag{3}$$

avec les notations

- P_1 force totale de pression sur la section circulaire AA' (égale à A_2), dans les hypothèses acceptées jusqu'à présent, on considère $P_1 =$

sité du fluide Ce résultat est évidemment incorrect car on sait bien que les pertes d'énergie (charge) provoquées par un élargissement brusque de section proviennent, dans leur plus grande partie, du travail de frottement visqueux des tourbillons qui se produisent dans cette zone et que, donc, l'influence de la densité et de la viscosité du fluide ne peuvent pas être négligées.

2 Pour le cas où la viscosité du fluide est très petite (théoriquement pour le cas où le coefficient de viscosité dynamique $\eta \rightarrow 0$), la valeur de la perte de charge h_l , d'après la formule, demeure la même bien qu'elle doit tendre vers la valeur zéro (cas des fluides parfaits) Pour de tels cas (fluides très peu visqueux), on pourrait bien s'attendre à ce que les valeurs réelles de h_l diffèrent en plus grande mesure encore des valeurs calculées à l'aide de la formule

3 Les diagrammes de la Fig 2 montrent, en outre, que pour un même rapport des sections

des conduites, la valeur du coefficient de perte de charge ξ_l dépend aussi

- = $p_1 A_2$ bien que p_1 représente la pression dans la conduite 1 à proximité de l'élargissement, on montrera plus loin que, considérer p_1 constante sur toute la section circulaire AA' (conduite 1 et 2), constitue le point „vulnérable” de la déduction de la formule ;
- P_2 force totale de pression sur la section circulaire BB' , force égale à $P_2 = p_2 \cdot A_2$
- R_t : la résultante des efforts tangentiels τ_0 à la paroi de la conduite agissant sur la surface latérale du cylindre $AA'B'BA$,
- G poids du volume de fluide contenu dans la surface cylindrique de contrôle, il est égale à γLA_2 , γ étant le poids spécifique du fluide et L la hauteur du cylindre, on a désigné par \bar{L} la longueur d'influence, dans la conduite 2, des troubles hydrauliques provoqués par l'élargissement brusque de section

Avec ces précisions, la relation (2) devient

$$\rho Q(V_2 - V_1) = P_1 - P_2 + R_t - G \sin \alpha \tag{4}$$

En ce qui concerne l'expression et la valeur de la force R_t , tous les auteurs admettent que sa valeur est négligeable par rapport aux forces figurant en (4). Dans certains ouvrages, elle est exprimée à l'aide des efforts tangentiels τ_0 à la paroi. Dans d'autres, on prend $R_t \cong 0$

Mais il est bien connu que les deux points de vue aboutissent à la même formule Borda-Carnot

III Déduction de la nouvelle formule. L'hypothèse acceptée jusqu'à présent, suivant laquelle la pression p_1 varie hydrostatiquement sur l'aire circulaire AA' (et notamment l'anneau circulaire $AC-C'A'$) est considérée inexacte. La pression p_1 de la conduite 1 diffère de la pression moyenne p'_1 qui agit sur l'anneau AA' .

Des essais réalisés dans des conditions habituelles d'écoulement ont prouvé que les différences entre les valeurs de p_1 et p'_1 sont très petites, mais elles ne sont pas sans conséquences (notables) comme on le montrera plus loin.

Dans la déduction qui suit, on renonce à l'hypothèse de l'égalité des pressions $p_1 = p'_1$ même si la différence $p_1 - p'_1$ est très petite, ensuite on considère $R_t \cong 0$ par rapport aux forces figurant en (4). On va déterminer la perte de charge locale h_l par

$$h_l = H_1 - H_2 \tag{5}$$

H_1 et H_2 étant les charges hydrodynamiques dans les sections AA' et BB' (Fig. 1) Pour définir p'_1 , on considère que la pression variable p agissant sur la surface de l'anneau circulaire $AC-C'A'$ Fig 1 et 3, varie suivant une loi quelconque $p = f(r)$, $f(r)$ étant une fonction encore inconnue et r la rayon variable indiqué dans la Fig. 3. On admet encore que la variation de p est radiale-symétrique sur l'anneau circulaire, étant donné les raions de symétrie géométrique et de similitude hydraulique. Dans ce cas, l'expression de la pression moyenne notée p'_1 , sur l'aire de l'anneau

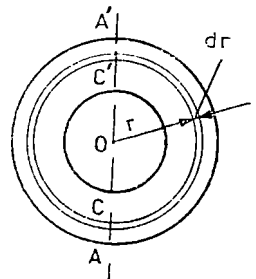


Fig 3 Vue frontale de la section transversale AA' de la conduite 2, r =rayon variable sur l'anneau circulaire $AC-C'A'$.

circulaire, peut être écrite comme

$$p'_1 = \frac{\int_{r=D_{12}}^{r=D_{13}} 2\pi f(r) r dr}{A_3 - A_1} = \frac{2\pi \int_{r=D_{12}}^{r=D_{13}} f(r) \cdot r dr}{A_3 - A_1} \quad (6)$$

A_1 et A_2 étant, comme déjà précisé, les aires des sections transversales des conduites 1 et 2

Alors, au lieu de $P_1 = p_1 A_1$, on aura comme force totale de pression sur l'aire AA' , Fig 1 et 3

$$P_{AA'} = p_1 A_1 + p'_1(A_2 - A_1)$$

On remplace P_1 par $P_{AA'}$ en (4), on met $R_t = 0$, $G = \gamma A_2 L$, il en résulte :

$$\rho Q(V_2 - V_1) = p_1 A_1 + p'_1(A_2 - A_1) - p_2 A_2 - \gamma L A_2 \sin \alpha \quad (7)$$

Tenant compte que $\sin \alpha = \frac{z_2 - z_1}{L}$ (fig 1), $Q = V_2 A_2$, $\rho = \frac{\gamma}{g}$ et introduisant ces expressions dans (7), il en résulte

$$\frac{V_2(V_2 - V_1)}{g} = \frac{A_1}{A_2} \frac{p_1 - p'_1}{\gamma} + \frac{p'_1 - p_2}{\gamma} + z_2 - z_1 \quad (8)$$

D'autre part, la relation (5) peut être écrite

$$h_l = H_1 - H_2 = \left(\frac{V_1^2}{2g} + \frac{p_1}{\gamma} + z_1 \right) - \left(\frac{V_2^2}{2g} + \frac{p_2}{\gamma} + z_2 \right) \quad (9)$$

On extrait de (8) la différence $z_2 - z_1$ et on l'introduit en (9) Il en résulte finalement

$$h_l = \frac{(V_1 - V_2)^2}{2g} + \left(1 - \frac{A_1}{A_2} \right) \frac{p_1 - p'_1}{\gamma} \quad (10)$$

C'est une nouvelle formule pour le calcul de la perte de charge h_l . Elle diffère de la formule Borda-Carnot par le terme supplémentaire $\left(1 - \frac{A_1}{A_2} \right) \frac{p_1 - p'_1}{\gamma}$, qui joue un rôle important dans l'analyse du phénomène et dans la précision de l'évaluation de h_l .

IV Conclusions. Bien que la valeur de la pression p'_1 ne soit pas connue dans la formule (10) (elle peut être déterminée par des essais), la structure de cette formule et les données expérimentales permettent d'en déduire quelques conclusions importantes.

1. L'influence de la densité et de la viscosité du fluide (qui manquent dans la formule Borda-Carnot), y est présentée par le poids spécifique γ et par la pression p'_1 , la valeur de p'_1 dépendant aussi, pour les fluides réels, de la viscosité du fluide. La formule (10) élimine ainsi l'une des erreurs de structure fondamentales de la formule Borda-Carnot.

2. La valeur de h_l calculée à l'aide de la formule (10), peut être plus grande ou plus petite que celle calculée par la formule Borda-Carnot, d'après le signe de la différence $p_1 - p'_1 \geq 0$. Les diagrammes de la Fig 2 confirment cette possi-

bilité. La pression moyenne p'_1 sur l'anneau circulaire peut être $p'_1 \geq p_1$. Le cas $p_1 = p'$ constitue, pour ainsi dire, un cas particulier, et non le cas général comme il a été considéré dans la formule Borda-Carnot

3. Pour le cas $p_1 = p'_1$ (10) devient la formule Borda-Carnot ce qui prouve la justesse de l'expression mathématique de (10)

4 Lorsque la viscosité du fluide incompressible $\eta \rightarrow 0$, le fluide tendant à devenir „parfait”, on doit avoir aussi $h_i \rightarrow 0$. Pour cela il faut que le terme supplémentaire de (10) devienne négatif, c'est-à-dire $p'_1 > p_1$ la valeur de p'_1 doit tendre à

$$p'_1 = p_1 + \frac{\gamma(V_1 - V_2)^2}{2g \left(1 - \frac{A_1}{A_2}\right)}$$

pour laquelle $h_i = 0$

Les conclusions ci-dessus ont été déduites de la structure de la formule (10) et des diagrammes de la Fig.2, sans connaître l'allure de la variation de la pression $p = f(r)$ sur l'aire de l'anneau circulaire AC-C'A'

Il serait intéressant de vérifier ces conclusions en laboratoire pour un nombre suffisamment grand de cas, tenant compte que la viscosité cinématique des fluides peut varier dans des limites très larges. Ainsi, par ex, la viscosité cinématique du mercure est ~ 14 fois plus petite que celle de l'eau et 110 fois plus petite que celle de l'air. Ces différences importantes doivent avoir des conséquences notables sur la valeur de la perte de charge h_i , au moment de l'élargissement brusque de section

En ce qui concerne l'utilisation pratique de la formule (10) elle nécessite, évidemment, la connaissance de la valeur de la pression moyenne p'_1 ou l'existence des diagrammes sur les courbes de la répartition de la pression $p = f(r)$ déduites des expériences de laboratoire

V. Observations supplémentaires. L'hypothèse de l'égalité des pressions $p_1 = p'_1$ faite dans la déduction de la formule Borda-Carnot, peut entraîner des erreurs importantes sur la valeur calculée de h_i (les diagrammes de la Fig 2 le prouvent sans faire mention de la nature des fluides) Pour illustrer cette possibilité, nous présentons un seul exemple

Soit le cas concret d'un élargissement brusque de section avec $D_1 = 5$ cm (l'aire $A_1 = 19,63 \cdot 10^{-4} \text{m}^2$), $D_2 = 10$ cm ($A_2 = 78,54 \cdot 10^{-4} \text{m}^2$), $V_1 = 2$ m/s (donné), $V_2 = V_1/4 = 0,5$ m/s $\gamma = 1000$ kgf/m³, $p_1 = 1,2$ kgf/cm² = $1,2 \cdot 10^4$ kgf/m², $p'_1 = 1,005$ $p_1 = 1,206 \cdot 10$ kgf/m²; la différence entre les valeurs de p_1 et p'_1 est très petite (comme mentionné), de l'ordre de 5 à 1000. La valeur de h_i calculée à l'aide de la formule (10) nous donne

$$h_i = \frac{(2 - 0,5)^2}{2 \cdot 9,81} + \left(1 - \frac{1}{4}\right) \frac{(1,2 - 1,206) \cdot 10}{10^3} \cong 0,0697 \text{ m}$$

Si $p'_1 = 1,01$ $p_1 = 1,212 \cdot 10$ kgf/m² (différence de 1% entre p_1 et p'_1) on obtient

$$h_i = \frac{(2 - 0,5)^2}{2 \cdot 9,81} + \left(1 - \frac{1}{4}\right) \frac{(1,2 - 1,212) \cdot 10}{10^3} \cong 0,0247 \text{ m}$$

Calculée par la formule Borda-Carnot (qui n'est affectée que par les valeurs de V_1 et V_2) la valeur de h_1 est

$$h_1 = \frac{(V_1 - V_2)}{2g} = \frac{(2 - 0,5)^2}{2 \cdot 9,81} = 0,1147 \text{ m}$$

Entre les valeurs ci-dessus de h_1 , les différences sont très importantes

(Manuscrit reçu le 16 novembre 1980).

BIBLIOGRAPHIE

- 1 E A Brun, A Martinot-Lagarde, J Mathieu, *Mécanique des fluides*, Dunod, Paris, 1970
- 2 R Comolet, *Mécanique expérimentale des fluides*, Masson, Paris, 1963
- 3 N Curle, H J Davies, *Modern Fluid Dynamics*, Van Nostrand Company L T D, London, 1968
- 4 D Cioc, *Hydraulica*, Ed did și ped, București, 1975
- 5 B Eck, *Tehnische Stromungslehre*, Springer, Berlin, 1966
- 6 V Gheorghiu, V. Anton, *Contribuții la aplicarea teoremelor impulsului în regimul permanent al mișcării monodimensionale*, Bulet IPT, II (16), Timișoara, 1957
- 7 C Iamandi, V Petrescu, *Mecanica Fluidelor*, Ed did și ped București, 1978
- 8 I E Idelcik, *Mémento des pertes de charges*, Eyrolles, Paris, 1965
- 9 A Schlag, *Hydraulique générale*, Dunod, Paris, 1963
- 10 E Truckenbrodt, *Strömungsmechanik*, Springer, Berlin, 1968

CRITICA FORMULEI BORDA-CARNOT PENTRU DETERMINAREA PIERDERII DE SARCINĂ LOCALE ÎN CURGEREA FLUIDELOR ÎN CONDUCTE ȘI DEDUCEREA UNEI NOI FORMULE

(R e z u m a t)

Articolul prezintă deficiențele de structură fundamentale ale formulei Borda-Carnot pentru calculul pierderii de sarcină locale la o lărgire bruscă a secțiunii, în curgerea unui fluid printr-o conductă

Plecînd de la o ipoteză funcțională mai corectă în aplicarea teoremei impulsului, se deduce o nouă formulă de calcul a pierderii de sarcină care elimină deficiențele formulei Borda-Carnot.

UMIDIMETRU ELECTRONIC PENTRU UMIDITĂȚI JOASE

V. IONCU, D. STĂNILĂ, O. COZAR, T. FIAT

În lucrarea de față este prezentat un umidimetru electronic pentru umidități joase (până la 0,1%) realizat pe baza circuitului integrat TAA 661. Aparatul este destinat unor măsurători rapide de umiditate în industria chimică, farmaceutică, a materialelor de construcții etc

Noțiunea de umiditate se referă la apa liberă dintr-un material, apă ce poate fi extrasă printr-o metodă fizică. Una dintre metodele precise pentru determinarea umidității este aceea a cântăririi și comparării maselor materialelor umede cu cele rezultate după uscare. Ea este folosită însă numai atunci când este necesară o precizie foarte mare, fiind o metodă greoaie cu durată mare în timp. Pentru măsurători rapide s-au construit aparate electronice, care se bazează pe variația unor proprietăți fizice (permitivitatea, conductivitatea) ale materialelor cu conținutul de umiditate [1-7].

Determinarea umidităților joase, pe baza variațiilor proprietăților menționate mai sus, se traduce prin măsurarea precisă a unor variații mici de rezistență sau capacitate.

La umidimetrul realizat de noi am optat pentru o variantă cu traductor capacitiv. Aceste traductoare se prezintă sub forma unui condensator variabil, elementul variabil fiind constanta dielectrică sau unghiul de pierdere al condensatorului. Utilizând acest tip de element variabil, traductorul se pretează funcționării în regim continuu.

Capacitatea unui condensator cu aer care are între armături o placă de dielectric cu grosimea d_1 și permitivitatea $\epsilon_d \neq \epsilon_{\text{aer}}$ se modifică atât la variațiile grosimii d_1 cât și ale permitivității ϵ_d .

Conform mențiunilor făcute anterior, traductorul capacitiv poate fi utilizat la determinarea concentrației pentru un amestec a doi componenți care nu formează complecși.

Schema de principiu a dispozitivului este prezentată în figura 1.

Se observă că aceasta necesită ca elemente active un circuit integrat TAA 661 și un tranzistor BC 107 B. Primul înglobează un amplificator-limitator și un detector sensibil de fază, fiind utilizat de bază în circuitele FI sunet sau MF în receptoarele FM. Schema blocurilor funcționale (TAA 661) este prezentată în figura 2.

Circuitul integrat TAA 661 conține un număr de 25 de tranzistoare, 6 diode și 24 de rezistențe, care compun următoarele 4 blocuri funcționale: amplificator-limitator, cu reacție totală în domeniul frecvențelor joase, compus din patru etaje diferențiale; discriminator MF de coincidență cu dublă alternanță, etaj de ieșire repetor pe emitor și stabilizator de tensiune.

Capacitatea sondei C_s formează împreună cu inductanța L un circuit rezonant. Sistemul de reacție realizat pe blocul amplificator al circuitului integrat TAA 661 (R_1, C_1, C_2) permite funcționarea acestuia ca oscilator pe o frecvență

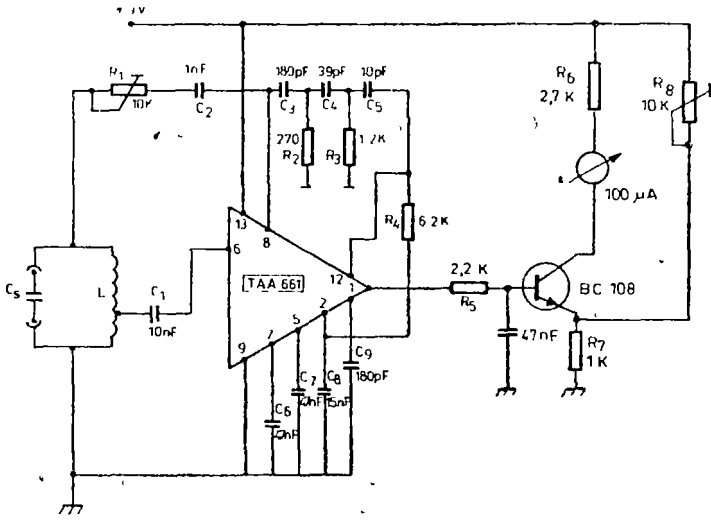


Fig 1 Schema de principiu a umidimetrului

determinată de circuitul LC, C_s fiind o capacitate variabilă (funcție de materia-
lul plasat între armăturile sale, respectiv de umiditatea acestui material)

Funcția de transfer ideală pentru un demodulator MF este de forma $\bar{U} \sim$
 $\sim \Delta f$, unde \bar{U} este tensiunea medie la ieșirea din demodulator, iar Δf — deviația

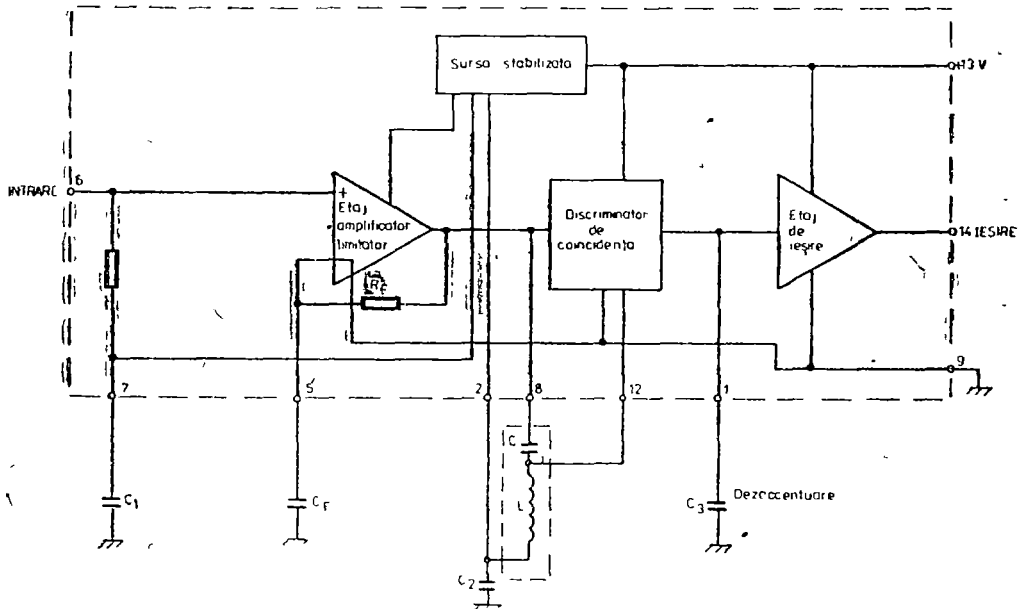


Fig 2 Schema blocurilor funcționale (TAA 661)

de frecvență (în cazul nostru Δf este provocat de variația lui C_s). Rezultă că rețeaua defazoare trebuie să asigure o dependență liniară între $\Delta\varphi$ (faza) și Δf de forma $\Delta\varphi = K \Delta f$.

Această caracteristică liniară este realizată, cu o aproximație destul de bună, pe panta circuitului de defazare realizat cu rețeaua triplă trece sus (C_3, C_4, C_5, R_2, R_3), elementele RC ale circuitului defazor, funcție de frecvență, permițând funcționarea blocului discriminator ca demodulator în frecvență. Tensiunea de ieșire a circuitului integrat (terminal 14) este în acest caz funcție de frecvența generată și corespunzător și de capacitatea sondei C_s , respectiv umiditatea materialului studiat.

Sonda detectoare C_s este realizată în același bloc cu dispozitivul electronic, fiind alcătuită din trei plăci metalice paralele de 8×10 cm, acoperite cu lac izolator și distanțate la 2,5 cm. Pot fi utilizate și alte tipuri de sonde în funcție de domeniul de utilizare. Placa din mijloc este activă, iar celelalte două se leagă la masă.

Potențiometrul R_8 reglează zeroul pe instrumentul de măsură (100 μ A) pentru un nivel minim în plașa de umiditate dorită.

Deoarece tensiunea de ieșire pe terminalul 14 al circuitului integrat TAA 661 este puternic influențată de tensiunea de alimentare a circuitului, s-a impus o bună stabilizare și o decuplare corectă a alimentării.

Utilizarea unor elemente de precizie (stabile în funcționare) la realizarea montajului, a permis, pentru temperatura de 23°C, realizarea unor măsurători ale tensiunii de ieșire cu o reproductibilitate de $\pm 0,5$ mV și corespunzător pentru ΔC_s cu $\pm 0,3$ pF. Aceste performanțe permit determinarea unor umidități de pînă la 0,1%. Caracteristica $U_{ieș}$ funcție de frecvență (C_s) obținută cu montajul realizat este prezentată în figura 3. Dispozitivul realizat este stabil în măsurători, permite măsurări de precizie, dublate de o schemă simplă și deosebit de fiabilă.

(Intrat în redacție la 20 noiembrie 1980)

BIBLIOGRAFIE

1. H F. Grave, *Măsurarea electrică a mărimilor neelectrice*, Ed tehnică, București, 1966.
2. J Paquet, *Materiaux et construction*, 4, 43 (1971)
3. Th, Nicolau, I Apostol, *Umădimetre electronice*, Ed tehnică, București, 1973
4. V Fursenko, V Gorbușin, *Radio*, 6, 42 (1975)
5. V Savcenko, *Radio*, 11, 26 (1975)
6. I Kolev, *Rad Tel Electr*, 9, 27 (1976)
7. M Bodea și colab, *Circuite integrate umare*, Ed tehnică, București, 1980

ELECTRONIC MOISTURE METER FOR LOW HUMIDITIES

(Summary)

An electronic moisture meter for low humidities (under 1%) realised with the help of TAA661 integrated circuit is presented

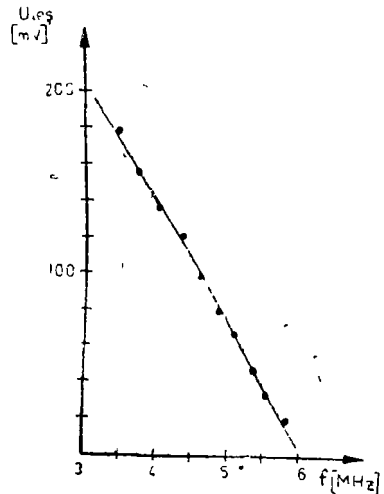


Fig 3 Caracteristica $U_{ieș} = F(f)$.

ANALIZA PRIN ACTIVARE CU NEUTRONI A UNOR COMPUȘI OXIDICI
DE TITAN (I) RUTILUL

V. ZNAMIROVSKI, CARMEN NICOLAU, I. MİRZA

1. Introducere. La formarea sa, Pământul a conținut o gamă largă de combinații chimice. În crusta terestră, sau manta, s-a produs un spectru de roci care diferă mult în compoziția elementelor ce le conțin. Compoziția probelor terestre este de un interes deosebit pentru geologi și geofizicieni.

Cel mai important obiectiv al acestor cercetări este de a determina abundența elementelor chimice în diferite materiale geologice. Aceasta include analiza rocilor terestre pentru caracterizarea lor chimică, identificarea mineralelor ce cuprind o rocă în scopul de a stabili distribuția elementelor chimice, formularea modelelor petrogenice pentru înțelegerea proceselor magmatice și înțelegerea transformărilor preferențiale ale mineralelor în soluri, argile și sedimente. Analiza rocilor terestre poate fi comparată cu cea a rocilor lunare și a meteoritilor. Reușita cercetării depinde major de precizia determinării abundenței elementelor.

Pentru stabilirea varietății rocilor, este important de determinat abundența elementelor minore și a urmelor [1, 2]. Pentru aceasta este de dorit să se folosească o tehnică de lucru cu sensibilitate înaltă, specifică, care să dea informații amănunțite asupra unei probe de dimensiuni foarte reduse, de ordinul gramelor sau miligramelor.

În lucrarea de față ne-am propus analiza rutilului cu ajutorul metodei de analiză prin activare cu neutroni care întrunește toate criteriile amintite mai sus, conducând cercetările pînă în momentul obținerii concentrațiilor elementelor căutate în probe.

2. Date mineralogice. Rutilul (TiO_2 , cristalizat în sistemul tetragonal) se formează în diferite condiții geologice, realizate în domeniul magmatic (ortomagmatic, pegmatitic, hidrotermal) metamorfic (metamorfism regional de facies ridicat, metamorfism de contact) și exogen, ca mineral de neoformație în depozite sedimentare.

La noi în țară, rutilul se asociază cu numeroase tipuri de roci magnetice și metamorfice, apărînd exclusiv ca mineral accesoriu, de unde se concentrază în dezagregate eluviale-deluviale și aluviale. Lipsa unor zăcăminte de titan propriu-zise, ne orientează cercetarea spre unele produse primare slab titanifere, cum sînt rocile cu titanit- $CaTi[O|SiO_4]$ asociate unor complexe de intruziuni alcaline, mezometamorfitele cu rutil și ilmenit din seria de Sebeș-Lotru (Munții Semenic) și, totodată, spre zonele adiacente de concentrare reziduală mecanică și hidromecanică). Interesul economic pentru aceste minerale crește datorită elementelor rare pe care adesea le conțin (TR, Nb, Ta, Sn, Sc etc).

În lucrarea de față abordăm studiul prin activare cu neutroni a rutilului din zonele Văliug și Gârîna (Munții Semenic).

Rutilul (TiO_2) și asociat cu el ilmenitul ($FeTiO_3$) din masivul Semenic, apar într-un orizont de micașturi cu distenstaurolit-almandin dezvoltat la scară regională între localitățile Lindenfeld—Gârîna—Văliug—Mehadica (jud. Caraș Severin), de unde este remaniat în dezagregatele aluviale ale râurilor localee [3].

Cristalele de rutil se prezintă heteroidioblastic, avînd pînă la 10–15 cm lungime, obișnuit 1–3 cm grosime. Culoarea este brună, brună roșietică și brună închisă (aproape neagră) cînd conținutul în fier este mai ridicat (nigrin). La microscop se remarcă neomogenitatea mineralogică a cristalelor de rutil, concrescute cu lamele de ilmenit, în ansamblu ilmenitul nu depășește 10% din masa rutilului. În secțiuni subțiri, rutilul manifestă pleocroism slab de la galben-luminos (N_p) la galben închis (N_g) și dichroism bun după două direcții (110) și (100).

3. Procedeele experimentale. Ținînd cont de sensibilitatea înaltă a metodei (10^{-10} – 10^{-12}), s-a folosit analiza prin activare cu neutroni termici [4]. Probele cercetate au fost expuse fluxului de particule activante de 10^{13} n/cm² s, la unul din canalele orizontale ale reactorului VVR–S București. Metoda se bazează pe compararea activării induse de fluxul de neutroni în probele de analizat cu cea indusă în standarde pentru elementele de interes [5]. Probele și standardele au fost iradiate și măsurate în aceleași condiții [6]. În tabelul 1 sînt prezentate caracteristicile reacțiilor de activare (n, γ) și ale izotopilor radioactivi formați pentru Ti, Hf, Sb, W, Sc, Ta, Fe și Co.

Pentru o analiză completă au fost executate două iradieri la timpuri scurți, în cazul nostru de 3 minute, și la timpuri lungi de 10 ore.

Tabel 1

Datele nucleare ale elementelor identificate în rutil

| Elementul | Izotopul radioactiv format | $T_{1/2}$ | σ (barni) | a (%) | E_γ (KeV) |
|-----------|----------------------------|-----------|---------------------|---------|------------------|
| Ti | $^{47}_{21}\text{Sc}$ | 3,43 zile | $2,1 \cdot 10^{-4}$ | 7,75 | 160 |
| Hf | $^{181}_{72}\text{Hf}$ | 42,5 zile | 10 | 35,22 | 482 |
| Sb | $^{134}_{51}\text{Sb}$ | 60 zile | 10 | 5,98 | 603 |
| W | $^{187}_{74}\text{W}$ | 23,9 h | 40 | 28,4 | 685,8 |
| Sc | $^{46}_{46}\text{Sc}$ | 83,9 zile | 10 | 99,99 | 889,2 |
| Ta | $^{182}_{73}\text{Ta}$ | 115 zile | 21 | 99,98 | 1221,4 |
| Fe | $^{59}_{26}\text{Fe}$ | 45,6 zile | 1,1 | 0,31 | 1292 |
| Co | $^{60}_{27}\text{Co}$ | 5,263 ani | 18 | 99,99 | 1332,5 |

unde σ reprezintă secțiunea eficace a reacției (n, γ), a , abundența naturală a izotopului țintă, $T_{1/2}$, timpul de înjumătățire al izotopului radioactiv format iar E_γ , energia gama de deexcitare folosită în calcule.

Au fost iradiate cantități de ordinul a 70 miligrame pentru timpuri scurți și 130 miligrame pentru timpuri lungi. S-au folosit ca etaloane: 80,90 mg din etalonul 712, 7,10 mg din etalonul de W și 1,7 mg din etalonul de Ti.

Instalația de măsură este compusă dintr-o sursă de înaltă tensiune stabilizată, care alimentează cu 1 600 V un detector cu semiconductor de Ge(Li) de volum 55 cm³ și cu rezoluția 4,5 keV pentru radiația 1 332 keV a 60–Co, detectorul este însoțit de un preamplificator care furnizează semnalul unui amplificator cu constanta de timp egală cu 2 s și coeficientul de amplificare 50. După conectarea fiecărui bloc în constituirea lanțului spectrometric, s-a verificat pe

osciloscop forma impulsului și s-au făcut corecțiile necesare. În felul acesta s-a reușit să se dea analizorului de 2048 de canale o informație corectă cu un fond redus

4 Rezultate experimentale. Identificarea izotopilor radioactivi formați prin activare s-a făcut pe baza energilor gama caracteristice emise, folosindu-se tabelele din literatură [7] Pentru timpuri de răcire scurți de 3 minute au fost identificați calitativ pentru proba geologică R2 izotopii de Sm, Eu, W, Sc, Fe, Na, La, pentru proba R3 izotopii de Sc, Fe, W, Na, pentru proba R5 izotopii de W, Sc, Na, pentru proba R9 izotopii de W, Sc, Na, iar pentru proba R14 izotopii de W, Sc, Na, K Pentru timpuri de răcire de 8 zile în spectrul lui R2 apar și izotopii de Ta, Cr, Mn, Co, K, Sc(Ti), Sb, Hf, iar în spectrul lui R3 apar izotopii de Ta, Lu, Mn, Co, K, Ln, Sc(Ti), Hf, Sb Dacă la R5 pentru timpuri scurți de răcire au fost identificate doar picurile corespunzătoare a trei izotopi, pentru timpuri lungi de răcire spectrul este foarte bogat în izotopii de Ta, Hf, Fe, Co, Sb, Mn, Sc, (Ti), La (fig 1) În R9 au mai fost identificați izotopii de Ta, Hf, Sc(Ti), Lu, Cr, Fe, Sb, K, La, Co, iar pentru R14 mai apar izotopii de Ta, Hf, Sc(Ti), Sb, Fe

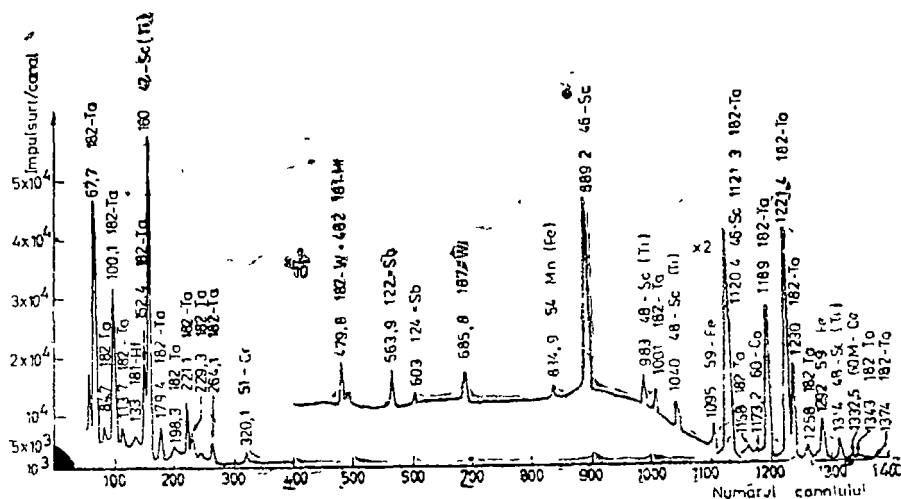


Fig 1 Spectrul γ al probei mineralogice de rutil R5

Având în studiu mai multe probe geologice de rutil provenite din diferite ocurențe, s-au folosit notațiile R2, R3, R5, R9 și R14 pentru a le diferenția. Analiza cantitativă a acestor probe a condus la dozarea următoarelor elemente Ti, Hf, Sb, W, Sc, Ta, Fe, Co Rezultatele obținute sînt prezentate în tabelul 2.

Concentrațiile elementelor de interes în rutil

Tabel 2

| Proba Element | R2 | R3 | R5 | R9 | R14 |
|------------------|---------------|---------------|--------------|---------------|--------------|
| Ti (%) | 22,6 ±0,2 | 20,6 ±0,2 | 50,6 ±0,5 | 41,5 ±0,2 | 11,6 ±0,2 |
| Hf (p p m) | 0,15 ±0,07 | 0,18 ±0,07 | 2,8 ±0,3 | 4,1 ±0,1 | 3,0 ±0,1 |
| Sb | 1 | 0,02 | 0,073 | 0,295 | 0,572 |
| W(p.p m) | 24 ±8 | 25 ±6 | 260 ±20 | 180 ±8 | 12 ±8 |
| Sc(p p m) | 16,3 ±0,6 | 17,2 ±0,7 | 12,6 ±0,5 | 7,8 ±0,3 | 5,3 ±0,2 |
| Ta(p p m) | 68,5 ±1,6 | 54,2 ±1,2 | 640 ±6 | 426 ±2 | 199 ±3 |
| Fe(%) | 70,2 ±0,1 | 68,0 ±0,2 | 12,1 ±0,9 | 4,0 ±0,3 | 2,0 ±0,2 |
| Co(p,p,m) | 117,1 ±1,7 | 118,3 ±1,5 | 7,8 ±1,0 | 0,64 ±0,33 | — — |

Obs Sb este calculat relativ la R2 considerat unitate

Se observă existența unor diferențe semnificative în ceea ce privește concentrația elementelor de interes în șirul ocurențelor mineralogice studiate

În încheiere, aducem mulțumirile noastre cercetătoarelor M Sălăgean și A. Pantelică, de la IFIN-București, pentru sprijinul acordat în efectuarea măsurătorilor experimentale.

(Intrat în redacție la 19 ianuarie 1981)

BIBLIOGRAFIE

- 1 F Y Flanagan, *Geochim Cosmochim Acta*, **33**, 80 (1969)
- 2 F Y Flanagan, *Geochim Cosmochim Acta*, **37**, 1189 (1973)
- 3 H. Săvu, D. S. Inst. Geol LV, ser I, *Min petrolog geoch*, **34** (1970)
4. V. Znamirovski, A Pantelică, C Nicolau, O Cozar, I Mirza, *Studia Univ Babeş-Bolyai, Physica*, **25**, 2, 25 (1980)
- 5 R Dybczynski, A Tugsavul, O Suschny, *Report on the Intercomparison Run Sol IAEA (RL)*, 46 (1978)
- 6 D De Soete, R Gybels, J Hóste, *Neutron Activation Analysis*, John Wiley, New York, 1964
- 7 C M Lederer, J M Hollander, L Perlman, *Table of Isotopes*, John Wiley, New York, 1978

NEUTRON ACTIVATION ANALYSIS OF SOME TITANIUM OXIDE COMPOUNDS
(I) RUTILE

(Summary)

It was made a qualitative and quantitative thermal neutron activation analysis of some rutil samples which were gathered from different regions. By this method it was determined the concentration of the following eight elements Ti, Hf, Sb, W, Sc, Ta, Fe and Co

ASUPRA DETERMINĂRII RADIOACTIVITĂȚII UNOR FACTORI DE MEDIU ÎNCONJURĂTOR PRINTR-O METODĂ ABSOLUTĂ

G. COSMA, I. MASTAN, V. ZNAMIROVSKI

Determinarea concentrației unui element prin măsurarea radioactivității γ naturale sau induse necesită în cazul folosirii metodei absolute [1] cunoașterea următoarelor mărimi: eficacitatea de detecție, ϵ , unghiul solid în care se fac măsurătorile, Ω , factorul de schemă, n , precum și a factorului de atenuare, f_a , a radiației γ . În cazul dozării radonului din ape și gaze naturale radioactive în lucrările [2–5] s-a folosit relația

$$A = A_m \frac{4\pi}{\Omega} \frac{1}{\epsilon} \frac{f_a}{n} \quad (1)$$

în care A_m este activitatea γ sub tot spectrul, măsurată în regim integral, ϵ este eficacitatea de detecție integrală incluzînd toate cele trei efecte de interacțiune [6]. În lucrările citate, pentru instalația spectrometrică NP 424 s-au folosit valorile calculate $\Omega = 3,96$ steradiani, $f_a = 1,25$ și $\bar{n} = 2,5$ [7]. Eficacitatea s-a determinat folosind surse etalon de ^{137}Cs și ^{241}Am , în calcule utilizîndu-se valoarea medie de 38%

Utilizarea în calcule a eficacității integrale și deci a relației (1) poate produce erori destul de mari din cauza necunoașterii precise a factorului de schemă \bar{n} , dificilă mai ales în cazul unor spectre γ cu multe fotopiciuri cum este cazul echilibrului $^{222}\text{Rn} - ^{214}\text{Pb} - ^{214}\text{Bi}$. În astfel de cazuri pentru a se putea utiliza relația (1) trebuie să ne asigurăm că echilibrul radioactiv este stabilit și că nu există în probă alți nuclizi γ radioactivi. La fel, în acest caz estimarea factorului de atenuare este mai puțin precisă, acesta fiind la rîndul său dependent de energia fotonului. Din această cauză în măsurătorile absolute se folosește frecvent eficacitatea sub fotopî, $\epsilon(E)$, [1, 8], în care caz activitatea se determină cu relația

$$A = A_{mf} \frac{4\pi}{\Omega} \frac{1}{\epsilon_f(E)} \frac{f_a(E)}{n(E)} \quad (2)$$

unde A_{mf} este activitatea măsurată sub fotopicul de energie E , $n(E)$ fiind fracțiunea din numărul de dezintegrări care sînt însoțite de emisia de fotoni cu energia E . În acest caz, atît contribuția atenuării $f_a(E)$ cît și factorul de schemă $n(E)$ pot fi mai precis evaluate. În lucrarea de față ne-am propus să determinăm eficacitatea de detecție pentru energia de 610 keV, $\epsilon(610)$, în cazul folosirii sondei de scintilație NY 424 și să comparăm rezultatele obținute cu relația (2), cu rezultatele anterioare obținute cu relația (1). S-a ales energia de 610 keV deoarece aceasta are contribuția cea mai importantă [2, 4] în spectrul γ al radonului în echilibrul cu urmașii săi. La o dezintegrare α a radonului se emit $n(E) = 0,47$ fotoni γ cu energia amintită [7]. Pentru determinarea eficacității sub fotopicul de 610 keV am măsurat eficacitatea sub un fotopic vecin pentru care dispunem de o sursă cu activitate cunoscută. S-a utilizat în acest scop energia de 660 keV

a ^{137}Cs , sursă etalon punctiformă livrată de I.F.I.N. București. Eficacitatea pentru energia de 610 keV se exprimă în funcție de eficacitatea pentru energia ^{137}Cs cu ajutorul coeficienților de absorbție fotoelectrică μ_1 și μ_2 prin

$$\epsilon(610) = \frac{\mu_1}{\mu_2} \epsilon(660) \tag{3}$$

unde $\frac{\mu_1}{\mu_2} = 1,25$ [6]. Pentru calculul activității sub fotopicul de 660 keV am folosit relația

$$\epsilon(660) = \frac{A_f}{A_0 t} \frac{4\pi}{\Omega_s} \tag{4}$$

în care A_f este numărul de impulsuri sub fotopic în timpul t , $A_0 = 3,85 \mu\text{Ci}$ este activitatea ^{137}Cs la data efectuării măsurării iar Ω_s a fost calculat astfel

$$\Omega_s = \frac{\pi AB^2}{R^2} = 2\pi \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1 + (\Phi/2h)^2}} \right) \tag{5}$$

în care Φ ($\Phi = 75 \text{ mm}$) și h sînt indicate pe figura 1

Cu ajutorul relațiilor (5) și (4) am calculat valoarea medie a eficacității sub fotopic pentru patru valori a distanței h obținîndu-se valoarea $\epsilon(660) = 17,8 \pm \pm 0,9\%$, utilizată apoi în relația (2)

Pentru a determina activitatea sub fotopic A_{mf} s-a ridicat spectrul unei probe de apă ($\sim 0,5 \text{ l}$) de la izvorul nr. 3 de la Băile Someșeni în jurul valorii de 610 keV (fig. 2). Folosind metoda trapezului pentru calculul activității sub fotopic [8] am obținut valoarea de 619 imp/100s. Cu aceste valori pentru A_{mf} și eficacitate și utilizînd pentru Ω și $f_a(E)$ aceleași valori ca în relația (1) s-a obținut pentru activitatea radonului calculată cu relația (2) valoarea de $12,82 \text{ nCi/l}$, valoare mare față de $9,5 \text{ nCi/l}$ măsurată în lucrarea [9]. Faptul că relația (2) conduce la rezultate mai puțin precise ca relația (1), deși măsurătorile s-au efectuat în același unghi solid iar factorul de atenuare variază puțin în cazul celor

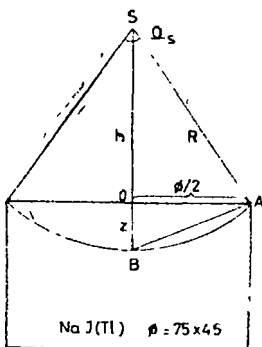


Fig. 1 Geometria de măsură a eficacității sub fotopic

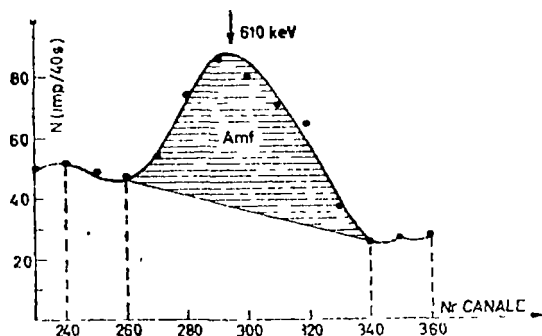


Fig. 2 Picul de 610 keV al ^{214}Bi .

două metode, nu este explicabil numai dacă A_{mf} a fost supraevaluată. Acest lucru ne-a condus la ideea existenței unui pic în spectrul fondului în jurul valorii de 610 keV.

După cum se observă pe figura 3, în cazul ridicării spectrului cu scintilatorul în turnul de plumb apare un foticpic în jurul valorii de 660 keV, pic care duce la supraestimarea valorii A_{mf} cu metoda trapezului. Deci, pentru ca relația (2) să conducă la rezultate corecte este necesară utilizarea unei valori corectate, A_{mf}^c , după cum se observă pe figura 3. Cu această valoare corectată relația (2) a condus la o activitate de $9,75 \text{ nCi/l}$. Pentru activitatea calculată cu relația (1)

am obținut o valoare de $10,88 \text{ nCi/l}$. Ambele valori sînt în bună concordanță cu valoarea de $9,6 \text{ nCi/l}$ [9] obținută prin detecția radiației α și compararea acesteia cu radioactivitatea unui etalon. Astfel, putem să afirmăm că rezultatele noastre anterioare [2–5], calculate cu relația (1), sînt corecte în limita unei erori de 10% și că relația (1) este de preferat în cazul unor activități mici cînd obținerea spectrului este dificilă de realizat. Menționăm tot aici că o măsurătoare anterioară [3] efectuată asupra unei probe similare a condus la o valoare de $8,43 \text{ nCi/l}$. Putem remarca (v. fig. 3) și faptul că spectrul fondului în absența turnului de plumb nu conține picul de 660 keV, ceea ce înseamnă că acesta se datorește unui element radioactiv conținut în plumbul din turn. Căutînd printre omologii chimici ai plumbului am găsit că ^{126}Sn cu un timp de înjumătățire de 10^5 ani conduce la izotopul ^{126}Sb care la dezintegrarea β^- , cu un timp de înjumătățire de 12,4 ore, emite fotoni γ cu energia de 666 keV și respectiv 690 keV. Picul de 660 keV din figura 3 poate fi astfel considerat ca datorat ^{126}Sb în echilibru cu ^{126}Sn , aceasta din urmă fiind probabil acumulat prin fisiunea uraniului în decursul timpului geologic.

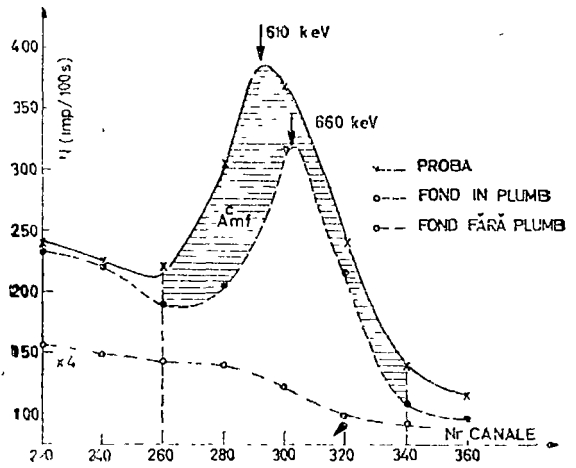


Fig. 3 Contribuția fondului la foticpicul de 610 keV.

(Intrat în redacție la 3 martie 1981)

BIBLIOGRAFIE

- 1 T Nășcuțiu, *Metode radiometrice de analiză*, Ed. Academiei, București, 1971.
- 2 C Cosma, I Mastan, V Znamirovski, N Golopența, *St. cerc. fiz.*, **33** (1981)
- 3 C Cosma, F Koch, *Studia Univ. Babeș-Bolyai, Phys.*, **25**, 2, 64 (1980)
- 4 C Cosma, I Mastan, V Znamirovski, N Golopența, *St. cerc. fiz.*, **33** (1981).
- 5 C Cosma, I Mastan, V Znamirovski, N Golopența, *Studia Univ. Babeș-Bolyai, Phys.*, **26**, 1, 42 (1981)
- 6 J Samuelli, J Pigneret, A Sarazin, *Instrumentația electronică în fizica nucleară*, Ed. tehnică, București, 1972

- 7 N G Gusev, P P Dmitriev, *Kvantovoe izlucenie radioaktivnih nuclidov*, Atomizdat, Moscova, 1977
8 J Perdijon, *L'Analyse par activation*, Masson et Ci, Paris, 1967
9 Á Szabo, G Boda, *St cerc ştiinţ*, V, 57 (1954)

ON THE RADIOACTIVITY DETERMINATION OF SOME NATURAL ENVIRONMENTAL FACTORS BY AN ABSOLUTE METHOD

(S u m m a r y)

It was presented an absolute method for the radioactivity determination of natural samples (gases, waters, soils), using the efficacy measurements under the photopeak. A comparison between the results obtained by this and other methods was made. The background contribution to the 610 keV photopeak of ^{214}Bi has been evidenced.

O NOUĂ METODĂ DE MĂSURARE A ANIZOTROPIEI CIRCULARE

E. TĂTARU, K. KOVÁCS, C. TOMA

Prin anizotropia circulară a unei substanțe se înțelege diferența dintre indicii de refracție complex corespunzător lumini circular polarizate dreapta ($N_+ = n_+ - ik_+$), respectiv circular polarizate stînga ($N_- = n_- - ik_-$). Anizotropia indicelui de refracție real ($n_+ - n_-$) se manifestă prin rotirea planului de vibrație a luminii, iar anizotropia constantei de absorbție ($k_+ - k_-$) prin dichroism circular. Anizotropia circulară se poate provoca în mod artificial cu ajutorul unui cîmp magnetic longitudinal, adică orientat în direcția propagării luminii. În acest caz rotirea planului de vibrație a luminii poartă numele de efect Faraday, iar anizotropia absorbției dichroism circular magnetic.

Anizotropia circulară se poate măsura atît în regim continuu, cît și în regim alternativ. În cel de al doilea caz este necesară o modulare sinusoidală a luminii. În noua metodă propusă s-a ales varianta alternativă pentru măsurarea anizotropiei circulare.

Teorie. Schema de principiu a unei instalații pentru măsurarea și înregistrarea anizotropiei circulare în regim alternativ este redată în figura 1 [1] — [3]. Lumina se propagă de-a lungul axei Oz . Planul de vibrație a polarizorului formează unghiul α_P cu axa Ox , iar cel al analizorului unghiul α_A . Modulatorul comandat de un generator de audiofrecvență (ω_M) introduce un detazaj alternativ

$$\delta(t) = \delta_0 + \delta_M \cos \omega_M t \quad (1)$$

între componentele E_x și E_y ale intensității cîmpului electric al unde luminoase. Astfel, intensitatea cîmpului electric a luminii la ieșirea din polarizor este

$$\vec{E}_P = E e^{i\omega(t - z/c)} (\vec{i} \cos \alpha_P + \vec{j} \sin \alpha_P), \quad (2)$$

iar la ieșirea din modulator

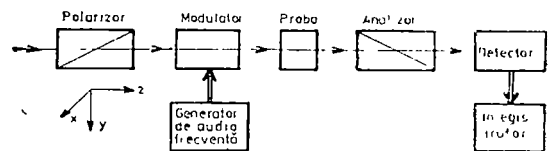
$$\vec{E}_M = E e^{i\omega(t - z/c)} [\vec{i} \cos \alpha_P + \vec{j} \sin \alpha_P e^{i\delta(t)}], \quad (3)$$

unde ω este pulsația și c viteza luminii, iar E amplitudinea vectorului electric. Lumina ieșită din modulator se poate considera ca suprapunerea a două unde luminoase circular polarizate modulate:

$$I_M = I_+ + I_-, \quad (4)$$

unde intensitatea undelor circular polarizate este

$$I_{\pm} = \frac{I_P}{2} [1 \pm \sin 2\alpha_P \sin \delta(t)], \quad (5)$$



→ Semnal luminos
⇒ Comandă electrică

I_p fiind intensitatea luminii ieșite din polarizor. Pentru cazul particular $\alpha_p = \pi/4$ se regăsește formula lui Baldacchini și Mollenauer [1].

Proba de lungime l introduce un defazaj complex $\Phi = \varphi - i\theta$, unde

$$\varphi = (n_+ - n_-) \frac{\omega l}{2c} \quad (6)$$

este unghiul de rotație a planului de vibrație cauzat de probă, iar

$$\theta = (k_+ - k_-) \frac{\omega l}{2c} \quad (7)$$

este măsura dicroismului circular al probei. Astfel, din probă iese o undă luminoasă eliptic polarizată modulată în timp, iar după trecerea prin analizor obținem lumină liniar polarizată de intensitate

$$I_A = \frac{1}{4} J_p e^{-\frac{\omega l k_+}{c}} [1 + e^{-2\theta} + (1 - e^{-2\theta}) \sin 2\alpha_p \sin \delta(t) + 2e^{-\theta} \cos 2\alpha_p \cos(\varphi + 2\alpha_A) + 2e^{-\theta} \sin 2\alpha_p \sin(\varphi + 2\alpha_A) \cos \delta(t)] \quad (8)$$

După dezvoltarea în serie a expresiei (8), raportul I_A/I_p se poate descompune în următoarele componente: o componentă continuă

$$\left(\frac{I_A}{I_p}\right)_0 = \frac{1}{4} e^{-\frac{\omega l k_+}{c}} \{1 + e^{-2\theta} \cos 2\alpha_p \cos(\varphi + 2\alpha_A) + [(1 + e^{-2\theta}) \sin 2\alpha_p \sin \delta_0 + 2 \sin 2\alpha_p e^{-\theta} \sin(\varphi + 2\alpha_A) \cos \delta_0] J_0(\delta_M)\} \quad (9)$$

și componentele alternative

$$\left(\frac{I_A}{I_p}\right)_{(2n+1)\omega_M} = \frac{1}{2} (-1)^n e^{-\frac{\omega l k_+}{c}} [(1 - e^{-2\theta}) \sin 2\alpha_p \cos \delta_0 - 2 \sin 2\alpha_p e^{-\theta} \times \sin(\varphi + 2\alpha_A) \sin \delta_0] J_{2n+1}(\delta_M) \cos(2n+1)\omega_M t, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (10)$$

respectiv

$$\left(\frac{I_A}{I_p}\right)_{2n\omega_M} = \frac{1}{2} (-1)^n e^{-\frac{\omega l k_+}{c}} [(1 - e^{-2\theta}) \sin 2\alpha_p \sin \delta_0 + 2e^{-\theta} \sin 2\alpha_p \sin(\varphi + 2\alpha_A) \times \cos \delta_0] J_{2n}(\delta_M) \cos(2n+1)\omega_M t, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (11)$$

unde J_m sînt funcțiile Bessel de ordinul m .

În condițiile $\alpha_p = \frac{\pi}{4}$, $\alpha_A = -\frac{\pi}{4}$ și φ mic, prima armonică a semnalului furnizat de detector este

$$\left(\frac{I_A}{I_p}\right)_{\omega_M} = (\theta + \delta_0) e^{-\frac{\omega l k_+}{c}} J_1(\delta_M) \cos \omega_M t. \quad (12)$$

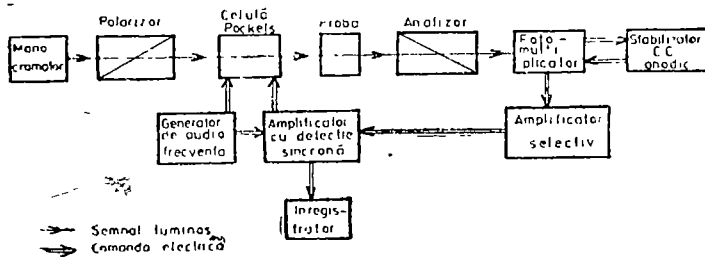


Fig. 2.

În cazul unor anizotropii circulare puțin pronunțate — θ și φ sînt mici — în condițiile experimentale $\alpha_P = \frac{\pi}{4}$, $\alpha_A = 0$ și $\delta_0 = 0$, cea de a doua armonică a semnalului detectorului este proporțională cu unghiul de rotație a planului de vibrație al unei luminoase

$$\left(\frac{I_A}{I_P}\right)_{2\omega_M} = -\varphi e^{-\frac{\omega k t}{c}} J_2(\delta_M) \cos 2\omega_M t \quad (13)$$

Dispozitivul experimental. Schema dispozitivului experimental este redată în figura 2. Drept modulator se folosește o celulă Pockels comandată de un generator de audiofrecvență, iar detectorul este un fotomultiplicator alimentat de o sursă, care stabilizează componenta continuă a curentului anodic. Tensiunea continuă v , de la ieșirea amplificatorului cu detecție sincronă, este cuplată la celula Pockels ca o reacție negativă.

Principiul de măsurare. Constantele care intră în relația (1) în aceste condiții experimentale au forma

$$\delta_0 = \frac{\pi V}{V_{\lambda/2}}, \text{ respectiv } \delta_M = \frac{\pi V}{V_{\lambda/2}} \quad (14)$$

unde $V_{\lambda/2}$ este tensiunea pentru care celula Pockels introduce o diferență de drum $\lambda/2$. Ținînd cont de (12) și (14) tensiunea de reacție negativă are forma

$$v = -2A U_{a0} (\theta + \delta_0) J_1\left(\frac{\pi V}{V_{\lambda/2}}\right), \quad (15)$$

unde A este amplificarea etajelor de amplificare, iar U_{a0} este tensiunea continuă la bornele rezistenței de sarcină a fotomultiplicatorului. Tensiunea U_{a0} pune în evidență acțiunea de stabilizare a componentei continue a curentului anodic de către sursa de alimentare a fotomultiplicatorului. Această acțiune de stabilizare echivalează cu stabilizarea intensității semnalului luminos.

Înlocuind expresia (14) a lui δ_0 în (15) și lucrînd în condiția $(2\pi U_{a0}/V_{\lambda/2}) A J_1(\pi V/V_{\lambda/2}) \gg 1$ se obține

$$v = -\theta \frac{V_{\lambda/2}}{\pi} \quad (16)$$

Astfel, semnalul v este proporțional cu diroismul θ al probei și nu de pinde de nici un parametru al instalației electronice, ci numai de tensiunea $V_{\lambda/2}$, care este o constantă de material a cristalului celulei Pockels. Din această cauză tensiunea v se introduce ca semnal util la înregistrator.

Metoda mai are avantajul că efectul rotației parazite este neglijabil și semnalul util nu este afectat de fluctuațiile sursei de lumină.

Conform relației (13) cea a de a doua armonică a semnalului este proporțională cu rotația planului de vibrație. Pentru măsurarea unghiului de rotație φ etajele de amplificare se acordează la frecvența $2\omega_M$, și se suprimă reacția negativă conectată la celula Pockels. Pentru stabilizarea condiției $\alpha_A = 0$, între probă și analizor se introduce o celulă Faraday comandată de semnalul /util printr-un amplificator de putere. Astfel, printr-o mică modificare dispozitivul experimental este adecvat pentru măsurarea ambelor efecte ale anizotropiei circulare.

(Intrat în redacție la 6 martie 1981)

BIBLIOGRAFIE

1. G. Baldachini, L. F. Mollenauer, Appl. Opt., **11**, 2676 (1972)
2. M. Billardon et al., Rev. Phys. Appl., **4**, 353 (1969)
3. J. C. Cheng et al., J.O.S.A., **65**, 1031 (1975)

UNE NOUVELLE MÉTHODE POUR LE MESURAGE DE L'ANISOTROPIE CIRCULAIRE

(Résumé)

Dans ce travail, on présente une nouvelle méthode d'enregistrement de l'anisotropie circulaire. En particulier, pour le mesurage du diroisme circulaire θ on propose l'utilisation d'une réaction négative par une tension continue appliquée à cellule Pockels. Dans le cas d'une réaction négative forte, la théorie montre que le signal enregistré est $v = -(0/\pi)V_{\lambda/2}$ où $V_{\lambda/2}$ représente la tension pour laquelle la cellule Pockels introduit une différence de chemin $\lambda/2$. En conséquence, la méthode proposée dans ce travail a l'avantage que le signal enregistré ne dépend d'aucun paramètre de l'installation électronique.

LINEAR ELECTROSTATIC INSTABILITY OF WARM RELATIVISTIC ELECTRON BEAM

J. KARÁCSONY

I Introduction. The possibility of using intense relativistic electron beams to heat a plasma to thermonuclear temperatures has increased interest in the interaction of such a beam with a cold dense plasma. The instability of a monoenergetic relativistic electron beam interacting with an unmagnetized, homogeneous plasma has been investigated quite extensively [1, 2, 3]. The linear theory of a scattered beam has been numerically calculated by Ferch and Sudán, in the absence of an external magnetic field [4] and analytic expressions for the linear growth rate have been obtained by Thode [5].

In most plasma heating experiments, the relativistic electron beam propagates parallel to an external magnetic field. The linear interaction of a monoenergetic relativistic electron beam with a magnetized plasma has been investigated by Godfrey et al [6]. It has been shown that electromagnetic effects are important for determining the entire unstable spectrum. However, in the regime $0 \leq \omega_c \leq \omega_p$ where ω_c and ω_p are the electron cyclotron and plasma frequencies, the maximum growth rates and corresponding frequencies are in agreement with those determined analytically using the electrostatic approximation.

The monoenergetic or scattered beam model is only valid for investigating the initial interaction with the plasma. After the initial interaction, the beam is spread both in angle and energy. Thus, the warm beam distribution is that which corresponds to the second stage of interaction. The linear theory of a warm relativistic electron beam-magnetized plasma system does not appear to have been worked out.

Till now, plasma heating experiments have been carried out primarily in the moderate magnetic field regime ($\omega_c \leq \omega_p$). In this regime the analytical predictions of electrostatic approximations are in agreement with the numerical solutions of the complete electromagnetic dispersion relation [6]. Motivated by this, the purpose of the present paper is to investigate the interaction of a warm relativistic electron beam with a cold, dense magnetized plasma using the electrostatic approximation. Similar situation, but in the nonrelativistic regime, has been considered in [2] and [7].

II Dispersion relation. Unlike the other papers concerned with the study of electron beam-plasma interaction and which neglect the self-magnetic field of the beam, in our paper, to avoid any contradiction with Maxwell's equations, arising from the omission of this self-magnetic field, we will assume that in the plasma there is a homogeneous return current. It is well-known that an intense relativistic electron beam can propagate in the presence of a dense plasma by inducing a plasma return current which is approximately equal and opposite to the beam current [8-11]. In this way the self-magnetic field of the system is nearly zero, but on the other hand in the unperturbed state the plasma electrons are no longer at rest, so the plasma contains a current flow.

We will consider a relativistic electron beam with number density n_{b0} and we will assume that the average velocity of beam electrons \vec{v}_0 is parallel to the external magnetic field \vec{B}_0 , oriented along the positive Oz axis. The plasma electrons producing the return current have a mean velocity

$$\vec{v}_1 = - (n_{b0}/n_0) \vec{v}_0 \quad (1)$$

where n_0 denotes the plasma electron density satisfying the condition $n_0 \gg n_{b0}$.

Expression (1) for the plasma electron mean velocity follows from the current neutralization condition

$$\vec{j}_{b0} + \vec{j}_{p0} = 0 \quad (2)$$

where $\vec{j}_{b0} = -en_{b0}\vec{v}_0$ and $\vec{j}_{p0} = -en_0\vec{v}_1$ denote the unperturbed beam current density and plasma current density, respectively.

Considering small perturbations of the system from a steady state and for the situations in which all perturbations from uniformity vary as $\exp[i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)]$, the general dispersion equation for longitudinal waves can be written as [2, 7]

$$\varepsilon_{11} \sin^2 \theta + \varepsilon_{33} \cos^2 \theta + 2\varepsilon_{13} \cos \theta \sin \theta = 0 \quad (13)$$

where ε_{ij} ($i, j = 1, 3$) are the dielectric tensor components of the system and θ represents the angle between the wave vector \vec{k} and the direction of the external magnetic field \vec{B}_0 . (One assumes that the wave vector \vec{k} lies in the XOZ plane)

The dielectric tensor can be expressed by means of the conductivity tensor σ in the following way [2]

$$\varepsilon_{ij} = \delta_{ij} + \frac{4\pi i}{\omega} \sigma_{ij} \quad (4)$$

The conductivity tensor components (more exactly $4\pi i\omega\sigma$) for a relativistic electron beam-magnetized plasma system have been calculated in [12]. Neglecting the electron-ion collisions and using the relation (4) we can write

$$\varepsilon_{11} = 1 + \frac{1}{\omega^2} \left\{ -\frac{\omega_{f\perp}^2 \omega_c^2 \gamma_0^2}{k_x^2 \bar{u}_\perp^2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} n^2 \left[1 - \frac{n \omega_c \gamma_0}{k_x \bar{u}_\parallel} Z(s_n) - \frac{\bar{u}_\perp^2 \gamma_0^2}{\bar{u}_\parallel^2} Y(s_n) \right] \times \right. \\ \left. \times \exp \left(-\frac{k_x^2 \bar{u}_\perp^2}{\omega_c^2 \gamma_0^2} \right) I_n \left(\frac{k_x^2 \bar{u}_\perp^2}{\omega_c^2 \gamma_0^2} \right) - \frac{\omega_p^2 (\omega + k_x v_1)^2}{(\omega + k_x v_1)^2 - \omega_c^2} \right\} \quad (5)$$

$$\varepsilon_{13} = \frac{1}{\omega^2} \left\{ \frac{\omega_{f\perp}^2 \omega \omega_c}{k_x k_x \bar{u}_\perp^2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} n \left[\frac{n \omega_c}{\omega} \left(\frac{v_0 \gamma_0^2}{\bar{u}_\parallel^2} Z(s_n) + \gamma_0^2 \left(1 - \frac{\bar{u}_\perp^2 \gamma_0^2}{\bar{u}_\parallel^2} \right) Y(s_n) \right) + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{\bar{u}_\perp^2 \gamma_0^3}{\bar{u}_\parallel^2} Y(s_n) \right] \exp \left(-\frac{k_x^2 \bar{u}_\perp^2}{\omega_c^2 \gamma_0^2} \right) I_n \left(\frac{k_x^2 \bar{u}_\perp^2}{\omega_c^2 \gamma_0^2} \right) + \frac{\omega_p^2 k_x v_1 (\omega + k_x v_1)}{(\omega + k_x v_1)^2 - \omega_c^2} \right\} \quad (6)$$

$$\varepsilon_{33} = 1 + \frac{\omega_{f\perp}}{\omega k_x \bar{u}_\perp^2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left\{ \frac{v_0}{\gamma_0} \left[\frac{n \omega_c}{\omega} \left(\frac{v_0 \gamma_0^2}{\bar{u}_\parallel^2} Z(s_n) + \gamma_0^2 \left(1 - \frac{\bar{u}_\perp^2 \gamma_0^2}{\bar{u}_\parallel^2} \right) Y(s_n) + \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. + \frac{\bar{u}_\perp^2 \gamma_0^3}{\bar{u}_\parallel^2} Y(s_n) \right) + \frac{\bar{u}_\parallel}{\gamma_0} \left[\frac{n \omega_c}{\omega} \left(\frac{v_0 \gamma_0^2}{\omega} Y(s_n) + \gamma_0^2 \left(1 - \frac{\bar{u}_\perp^2 \gamma_0^2}{\bar{u}_\parallel^2} \right) X(s_n) \right) + \frac{\bar{u}_\perp^2 \gamma_0^3}{\bar{u}_\parallel^2} X(s_n) \right] \right\} \times \\ \times \exp \left(-\frac{k_x^2 \bar{u}_\perp^2}{\omega_c^2 \gamma_0^2} \right) I_n \left(\frac{k_x^2 \bar{u}_\perp^2}{\omega_c^2 \gamma_0^2} \right) - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \left[\frac{\omega^2}{(\omega + k_x v_1)^2} + \frac{k_x^2 v_1^2}{(\omega + k_x v_1)^2 - \omega_c^2} \right] \quad (7)$$

where $\gamma_0 = (1 - v_0^2/c^2)^{1/2}$ and $\omega_{b\perp}^2 = 4\pi n_{b0} e^2 \gamma_0 / m$ (the perpendicular beam electron plasma frequency). The perpendicular and parallel mean square velocity differences from the average velocity \bar{u}_\perp^2 and \bar{u}_\parallel^2 have been defined by the following relations

$$T_\perp = \frac{m \bar{u}_\perp^2}{\gamma_0} \quad (8)$$

$$T_\parallel = \frac{m \bar{u}_\parallel^2}{\gamma_0^3} \quad (9)$$

where T_\perp and T_\parallel are the perpendicular and parallel beam temperatures, respectively.

In expressions (5) – (7) we used the plasma dispersion functions [1]

$$Z(s_n) = (2\pi)^{-1/2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dt \exp(-t^2/2)}{t - s_n - i\epsilon} \quad (10)$$

$$Y(s_n) = (2\pi)^{-1/2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{t dt \exp(-t^2/2)}{t - s_n - i\epsilon} \quad (11)$$

$$X(s_n) = (2\pi)^{-1/2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{t^3 dt \exp(-t^2/2)}{t - s_n - i\epsilon} \quad (12)$$

with

$$s_n = \frac{\omega - k_x v_0 - n \omega_c \gamma_0}{k_x u_\parallel} \quad (13)$$

and the Bessel functions of the first kind of imaginary argument I_n . Taking into account that

$$Y(s_n) = s_n Y(s_n) \quad (14)$$

and

$$Y(s_n) = 1 + s_n Z(s_n) \quad (15)$$

after the algebraic calculations we obtain the electrostatic dispersion relation under the form

$$\begin{aligned} \epsilon_0 \equiv 1 - \frac{\omega_p^2 \cos^2 \theta}{(\omega + k_x v_1)^2} - \frac{\omega_p^2 \sin^2 \theta}{(\omega + k_x v_1)^2 - \omega_c^2} + \frac{\omega_{f\parallel}^2}{k^2 \bar{u}_\parallel^2} + \frac{\omega_{f\perp}^2}{k^2 \bar{u}_\perp^2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left[\frac{T_\perp}{T_\parallel} s_0 + \right. \\ \left. + \frac{n \omega_c \gamma_0}{k_x \bar{u}_\parallel} \left(1 - \frac{T_\perp}{T_\parallel} \right) \right] Z(s_n) I_n \left(\frac{k_x^2 \bar{u}_\perp^2}{\omega_c^2 \gamma_0^2} \right) \exp \left(- \frac{k_x^2 \bar{u}_\perp^2}{\omega_c^2 \gamma_0^2} \right) = 0 \end{aligned} \quad (16)$$

where $\omega_{f\parallel}^2 = \omega_{f\perp}^2 \gamma_0^2$ is the parallel beam electron plasma frequency

III. **Excitation of longitudinal waves.** With the purpose to investigate the dispersion equation (16), we will follow the procedure used in [2] and [7] According to this the excited wave frequencies can be calculated from the equation

$$\text{Re } \varepsilon_0(\omega, \vec{k}) = 0 \quad (17)$$

and the corresponding growth rates from the relation

$$\text{Im } \omega = - \frac{\text{Im } \varepsilon_0(\omega, \vec{k})}{\partial \text{Re } \varepsilon_0(\omega, \vec{k}) / \partial \omega} \quad (18)$$

where $\omega_k = \text{Re } \omega(\vec{k})$

For small $k_x^2 \bar{u}_\perp^2 / \omega_c^2 \gamma_0^2 \ll 1$ (long wavelength limit), the only terms to be retained in the sum over n in the dispersion equation (16) are the Cherenkov ($n = 0$) and the first cyclotron resonances ($n = \pm 1$, normal and anomalous Doppler effect). Then equation (16) becomes

$$1 - \frac{\omega_p^2 \cos^2 \theta}{(\omega + k_x v_1)^2} - \frac{\omega_p^2 \sin^2 \theta}{(\omega + k_x v_1)^2 - \omega_c^2} + \frac{\omega_{f\parallel}^2}{k^2 \bar{u}_\parallel^2} + \frac{\omega_{f\perp}^2}{k^2 \bar{u}_\perp^2} \left\{ \frac{T_\perp}{T_\parallel} s_0 Z(s_0) + \frac{k_x^2 \bar{u}_\perp^2}{2\omega_c^2 \gamma_0^2} \times \right. \\ \left. \times \left[\frac{T_\perp}{T_\parallel} (s_1 Z(s_1) + s_{-1} Z(s_{-1})) + \frac{\omega_c \gamma_0}{k_x \bar{u}_\parallel} (Z(s_1) - Z(s_{-1})) \right] \right\} = 0 \quad (19)$$

Taking into account that in $\text{Re } \varepsilon_0$ the contribution of the beam terms are of order $\gamma_0 n_{b0}/n_0$ and $\gamma_0^3 n_{b0}/n_0$, we will neglect these terms and consequently the relation (17) gives

$$\omega_\pm = \frac{\sqrt{2}}{2} (\omega_p^2 + \omega_c^2)^{1/2} \left[1 \pm \sqrt{1 - \frac{4\omega_p^2 \omega_c^2 \cos^2 \theta}{(\omega_p^2 + \omega_c^2)^2}} \right] - k_x v_1 \quad (20)$$

The imaginary part of ε_0 results from the imaginary part of $Z(s_n)$ Writing this function under the form [1]

$$Z(s_n) = - \exp(-s_n^2/2) \left[\int_0^s e^{\xi^2/2} d\xi - i \left(\frac{\pi}{2} \right)^{1/2} \right] \quad (21)$$

and taking into account that, for the case when the Cherenkov resonance condition is fulfilled, $\omega \approx k_x v_0$, $\text{Im} Z(s_1)$ and $\text{Im} Z(s_{-1})$ are small compared with $\text{Im} Z(s_0)$, we obtain for $\text{Im} \omega$ the following expression

$$\text{Im} \omega = - \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\omega_{f\parallel}^2}{k^2 \bar{u}_\parallel^2} \frac{s_0}{(\partial \text{Re } \varepsilon_0 / \partial \omega)_{\omega=\omega_\pm}} \exp\left(-\frac{s_0^2}{2}\right) \quad (22)$$

Remembering that $s_0 = (\omega - k_x v_0)/k_x \bar{u}_\parallel$, the instability ($\text{Im} \omega > 0$) appears when $\omega < k_x v_0$. The maximum growth rate is given by the expression

$$(\text{Im} \omega)_{\max} \approx \sqrt{\frac{\pi}{2e}} \gamma_0^3 \frac{n_{b0}}{n_0} \left(\frac{v_0}{\bar{u}_\parallel} \right)^2 \frac{\omega_p^2 \cos^2 \theta}{(\omega^2 \partial \text{Re } \varepsilon_0 / \partial \omega)_{\omega=\omega_\pm}} \quad (23)$$

When the cyclotron resonance condition $\omega \approx k_x v_0 - \omega_c \gamma_0$ (anomalous Doppler effect) is fulfilled, $ImZ(s_1)$ and $ImZ(s_0)$ are small compared with $ImZ(s_{-1})$ and we obtain for $Im\omega$ the expression

$$Im\omega = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\omega_{f\perp}^2}{2\omega_c \gamma_0} \frac{\operatorname{tg} \theta \sin \theta}{k \bar{u}_{\parallel}} \exp\left(-\frac{s_{-1}^2}{2}\right) \cdot \frac{1}{(\partial Re \varepsilon_0 / \partial \omega)_{\omega=\omega_{\pm}}} \quad (24)$$

The resonance $\omega_{\pm} = k_x v_0 + \omega_c \gamma_0$ is stable for a warm beam.

For arbitrary $k_x^2 \bar{u}_{\perp}^2 / \omega_c^2 \gamma_0^2$ we must use the dispersion equation (16). Using (18) and (21) we obtain

$$Im\omega = -\frac{\omega_{f\perp}^2}{k^2 \bar{u}_{\perp}^2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left(\frac{T_{\perp}}{T_{\parallel}} S_n + \frac{n \omega_c \gamma_0}{k_x \bar{u}_{\parallel}} \right) \exp\left(-\frac{s_n^2}{2}\right) \frac{I_n \left(\frac{k_x^2 \bar{u}_{\perp}^2}{\omega_c^2 \gamma_0^2} \right) \exp\left(-\frac{k_x^2 \bar{u}_{\perp}^2}{\omega_c^2 \gamma_0^2}\right)}{(\partial Re \varepsilon_0(\omega, \vec{k}) / \partial \omega)_{\omega=\omega_{\pm}}} \quad (25)$$

The only term to be retained in the sum over n in (25) is that for which $s_n \approx 0$. Then we obtain an instability when $n = 0$ and $\omega < k_x v_0$ (Cherenkov resonance), and when $n = -1, -2, -3 \dots$ (cyclotron resonance under the condition of anomalous Doppler effect).

IV Conclusion. The unstable solutions of the linear electrostatic dispersion relation for a warm relativistic electron beam propagating through an infinite cold magnetized plasma have been obtained. We were concerned with the effect of the beam temperatures on high frequency electrostatic oscillations of a relativistic electron beam-magnetized plasma system. We find that the parallel beam temperature retards the growth of the waves which can be excited by Cherenkov resonance and by cyclotron resonance, under the condition of anomalous Doppler effect. The obtained expressions show that the cyclotron growth rate decreases more slowly than the Cherenkov growth rate, when the parallel beam temperature is increased. This result is similar with that obtained in the nonrelativistic regime in [7].

(Received March 3, 1981)

REFERENCES

- 1 S A Bludman, K M Watson, M N Rosenbluth, *Phys Fluids*, **3**, 747 (1960).
- 2 A I Akhiezer, I A Akhiezer, R V Polovin, A G Sitenko, K N Stepanov, *Elektrodinamika plazmy*, Izdatelstvo Nauka, Moskva, 1974.
- 3 D W Ignat, J H Hirschfield, *Phys. Rev. A*, **1**, 872 (1970).
- 4 R L Ferch, R N Sudan, *Plasma Phys.*, **17**, 905 (1975).
- 5 L E Thode, *Phys. Fluids*, **19**, 831 (1976).
- 6 B B Godfrey, W R Shanahan, L E Thode, *Phys Fluids*, **18**, 346 (1975).
- 7 A B Mikhailovskiy, *Teoriya plazmennih neustoirovostei*, vol 1, Atomizdat, Moskva, 1975.
- 8 J L Cox, W H Bennett, *Phys Fluids*, **13**, 182 (1970).
- 9 R Lee, R N Sudan, *Phys Fluids*, **14**, 1213 (1971).
- 10 D A Hammer, N Rostoker, *Phys Fluids*, **13**, 1831 (1970).
- 11 K R Chu, N Rostoker, *Phys Fluids*, **16**, 1472 (1973).
- 12 J Karacsony, V Selinger, *Bull Math. Soc Sci Math R S R*, **24** (72), 4, 363 (1980).

INSTABILITATEA ELECTROSTATICĂ LINEARĂ A UNUI FASCICUL RELATIVIST
CALD DE ELECTRONI

(R e z u m a t)

Se studiază efectul temperaturii fasciculului asupra modurilor electrostatice instabile într-un sistem de fascicul relativist de electroni-plasmă magnetizată. Se găsește că temperatura fasciculului are un efect de stabilizare. Aceasta influențează însă mai puțin instabilitatea ciclotronică excitată în condițiile efectului Doppler anomal decât instabilitatea Cherenkov.

MODULAREA MICROUNDTELOR PRIN EFECT FARADAY FOLOSIND FERITA DE Ni—Zn ÎN GHID DREPTUNGHILAR

A. BÓDI, D. IANCU, V. MILITARU

În microunde, ghiduri de unde complet sau parțial umplute cu un material giromagnetic, magnetizat longitudinal, sînt des utilizate ca defazori sau rotitori Faraday reciproci, sau nereciprocii [1] [2]. Feritele de Ni—Zn sînt larg studiate și utilizate în acest domeniu [3] [6].

În continuare se va arăta posibilitatea teoretică și verificarea experimentală de utilizare a defazorului Reggia-Spencer [4] avînd o ferită de Ni—Zn policristalin, ca și modulator de amplitudine pentru unde centimetrice. Funcționarea modulatorului se bazează pe efect Faraday.

Bazele teoretice. Dispozitivul Reggia-Spencer conține o bară de ferită așezată coaxial în centrul unui ghid de undă cu secțiunea dreptunghiulară, unde acționează longitudinal un cîmp magnetic static (H) (fig. 1).

Dacă presupunem că secțiunea barei este mică, prezența sa nu va modifica simțitor modul de propagare a cîmpului electromagnetic în ghid. În acest caz, prin aplicarea metodei micilor perturbații, se poate calcula expresia generală a constantei de propagare [5]

$$\gamma - j\beta_0 = \frac{j\omega \int_{A'} (\varepsilon_0 \bar{\varepsilon}_0^* \bar{\kappa}_{ek} \bar{\mathcal{E}}_0 + \mu_0 \bar{\chi}_0^* \bar{\chi}_{ek} \bar{\mathcal{H}}_0) dA'}{2 \int_A \text{Re}(\bar{\mathcal{E}}_0^* \times \bar{\mathcal{H}}_0) \bar{k} dA} \quad (1)$$

unde: $\bar{\kappa}_{ek}$ și $\bar{\chi}_{ek}$ sînt tensorii susceptibilității externe electrice, respectiv magnetice, referitoare la ferită, β_0 este constanta de fază a ghidului gol, ω este pulsația cîmpului electromagnetic, A și A' sînt suprafețele secțiunii transversale ale ghidului, respectiv a barei de ferită, ε_0 este permitivitatea, iar μ_0 este permeabilitatea vidului, γ este constanta de propagare, \bar{k} vectorul unitate.

Pornind de la formula (1) se poate calcula defazaajul creat pe o unitate de lungime și de aici unghiul de rotație Faraday.

În următoarele, vom executa calculele mărghinindu-ne la modul de propagare c. asi-TE₁₀, care este modul de bază în ghiduri dreptunghiulare. Acest mod poate fi conceput ca și rezultanta a două unde circular polarizate, în sensuri opuse de rotație. Intensitățile componentelor magnetice și electrice ale cîmpurilor electromagnetice circular polarizate sînt perpendiculare pe axa longitudinală a ghidului (a barei de ferită), respectiv pe direcția cîmpului static H. Din acest motiv în loc de susceptibilități tensoriale pot fi folosite susceptibilități scalare: κ_{ek} , $\chi_{\pm k}$. În aceste condiții, presupunînd că cîmpurile vor avea o amplitudine constantă în volumul ba-

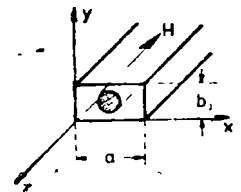


Fig. 1

rei de ferită, expresia (1) primește o formă mai simplă

$$(\gamma - j\beta_0)_\pm \simeq \frac{j\omega[\varepsilon_0\chi_{etk}|\mathcal{E}_{ot}|^2 + \mu_0\chi_{\pm k}|\mathcal{H}_{ot}|^2]A'}{2 \int_A \text{Re}(\vec{\mathcal{E}}_0^* \times \vec{\mathcal{H}}_0) \vec{n} dA} \quad (2)$$

aici \mathcal{E}_{ot} și \mathcal{H}_{ot} sînt componentele transversale ale cîmpurilor, iar indicele \pm se referă la cele două unde polarizate circular și în sensuri opuse. Cunoșcînd pentru modul TE₁₀ componentele transversale

$$\mathcal{E}_{0x} = \mathcal{H}_{0y} = 0, \quad \mathcal{E}_{0y} = \mathcal{E}_0 \sin \frac{\pi}{a} x, \quad \mathcal{H}_{0x} = \frac{\mathcal{E}_0 \beta_0}{\omega \mu_0} \sin \frac{\pi}{a} x$$

din expresia (2) se obține diferența de fază între cele două semiuunde circular polarizate

$$\beta_- - \beta_+ = \frac{\omega^2 \mu_0^2 A'}{\beta_0 \mathcal{E}_0^2 A} |\mathcal{H}_{0x}|^2 (\chi_{-k} - \chi_{+k})$$

Din această formulă obținem unghiul de rotație Faraday, care pentru $x = \frac{a}{2}$ are următoarea expresie

$$\theta = \frac{\beta_- - \beta_+}{2} \simeq 4\beta_0 \frac{A'}{A} \frac{x}{(\chi + 2)^2 - x^2} \quad (3)$$

În locul lui $\chi_{\pm k}$ am introdus expresia susceptibilităților interne

$$\chi_{\pm k} = \frac{2(\chi \pm x)}{2 + \chi \pm x}$$

Dacă ne mărginim în următoarele la cazul fără pierderi, ceea ce aproximează bine și cazul cu pierderi în afara vecinătății rezonanței giromagnetice, putem tolosi următoarele substituți în expresia (3)

$$\chi = \frac{\omega_0 \omega_M}{\omega_0^2 - \omega^2}, \quad x = \frac{\omega \omega_M}{\omega_0^2 - \omega^2}$$

unde $\omega_0 = \gamma H_0$ iar $\omega_M = \gamma M_0$. Aici γ este raportul giromagnetic, M_0 este magnetizarea de saturație

Am reprezentat unghiul θ , calculat cu ajutorul formulei (3), în funcție de $\frac{\omega}{\omega_0}$ pe fig. 2. Pierderile ce apar în feritele reale au fost luate în considerare empiric, corectînd curba teoretică a lui 0 în jurul rezonanței giromagnetice, conform pierderilor constatate experimental în ferita utilizată de noi.

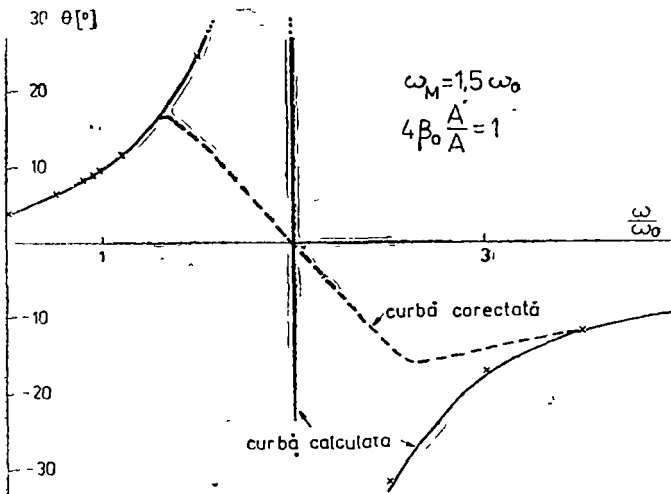


Fig 2

Pentru cazul $\omega \sim \omega_0$ unghiul de rotație Faraday primește o expresie și mai simplă .

$$\theta \simeq 4\beta_0 \frac{A'}{A} \cdot \frac{\omega}{\omega_M} \quad (4)$$

Formula (4) ne arată că în aceste condiții θ depinde linear de frecvență, respectiv de câmpul magnetic

În ghiduri cu secțiune dreptunghiulară, modificarea unghiului θ este însoțită de o modificare a puterii modului principal transmis Vom analiza acest caz pentru unghiuri θ propuse relativ mici Fără o rotire a unghiului de polarizare, vectorul intensității câmpului electric \mathcal{E}_0 este perpendicular pe latura mai mare (a) a ghidului (fig 3)

La o rotire a planului de polarizare cu un unghi θ componenta electrică a câmpului care rămâne perpendiculară pe latura „a” va fi de $\cos \theta$ ori mai slabă : $E_{\theta 0} = E_0 \cos \theta$ Dar $E_{\theta 0}$ va suferi și o altă modificare, datorită faptului că „b”, lungimea inițială a liniilor de forță a câmpului electric, va fi înlocuită cu o nouă lungime b_θ a liniilor

$$\mathcal{E}_\theta = \frac{U}{b_\theta} = \frac{U}{b} \cos \theta = \mathcal{E} \cos \theta$$

Aici U este tensiunea între laturi, considerată constantă Prin suprapunerea celor două efecte, câmpul rezultat va fi dat de expresia

$$\mathcal{E}_{\theta 0} = \mathcal{E}_0 \cos^2 \theta \quad (5)$$

Deci rotirea planului de polarizare modifică intensitatea unei unde transmise, așa dar, acest efect poate fi folosit pentru modularea unei unde purtătoare în banda microundelor

Variația relativă a unei transmise, în urma rotației planului de polarizare, va fi dată de expresia

$$\frac{\Delta \mathcal{E}}{\mathcal{E}} = 1 - \cos^2 \theta$$

Dispozitivul experimental. Pentru verificarea practică a teoriei expuse am construit un modulator (fig 4).

Modulatorul experimental are ca structură de bază un ghid de undă dreptunghiular (4) cu dimensiuni standard pentru banda X Pe bara de ferită (2) care este fixată în interiorul ghidului cu ajutorul unui suport de teflon (1), este mon-

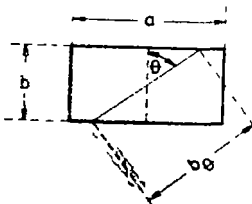


Fig. 3.

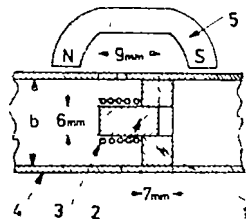


Fig 4.

tată bobina modulatoră ($L = 100 \mu H$) cu 30 spire (3). Câmpul magnetic static H este creat de un magnet permanent (5). Valoarea lui H poate fi modificată prin deplasarea magnetului permanent. Bara de ferită utilizată a fost preparată din următorii oxizi: 50% Fe_2O_3 , 19% NiO și 31% ZnO . După amestecarea lor apoasă și uscarea amestecului timp de 24 ore la temperatura de $150^\circ C$, materialul a fost mojarat și presinterizat timp de 12 ore la o temperatură de $300^\circ C$. După adăugarea unui liant organic și presare (1550 kgF/cm^2), s-a trecut la sinterizarea probelor în atmosferă de aer. Probele au fost încălzite cu o viteză de $300^\circ C$ pe oră pînă la $1150^\circ C$ și menținute la această temperatură timp de 3 ore. Răcirea s-a făcut în trei etape: întâi cu o viteză de $90^\circ C$ pe oră pînă la $900^\circ C$, apoi cu o viteză de $100^\circ C$ pe oră pînă la $600^\circ C$ și de aici, în etapa a treia, răcirea liberă pînă la temperatura camerei. Produsul final cu compoziția Fe 34,5%, Ni 15%, Zn 25% este policristalin cu o structură cubică avînd o constantă de rețea $8,737 \text{ \AA}$. Magnetizarea de saturație variază între 3000 și 4000 de Gs.

Rezultatele experimentale și concluzii. Măsurătorile de verificare a efectului de modulare a microundelor au fost executate cu o linie de măsură obișnuită. În timpul măsurătorilor frecvența microundei a fost menținută constantă ($f \approx 9200 \text{ MHz}$) și s-a reglat continuu intensitatea câmpului magnetic static.

Fig 5 arată dependența funcției $\cos^2 \theta$ (θ este unghiul de rotire Faraday) de intensitatea câmpului magnetic reprezentat în unități relative de frecvență, calculată pe baza formulelor (3) și (5). Tot pe această figură a fost reprezentată puterea transmisă prin ghid (P_{tr}), măsurată experimental. În condițiile aproximațiilor acceptate și a neglijării unor efecte, alina foarte asemănătoare a celor două curbe confirmă justetea teoriei prezentate. Curba variației puterii transmise (P_{tr}) în funcție de câmpul magnetic static arată că se găsesc două porțiuni, una sub și una peste valoarea $\frac{\omega}{\omega_0} = 2$, relativ liniare și cu pante abrupte, care pot fi utilizate în vederea modulării semnalului de microunde. Din cele două zone, cea inferioară cu un câmp central de aprox. 800 Gs a fost aleasă ca locul punctului de funcționare a modulatorului.

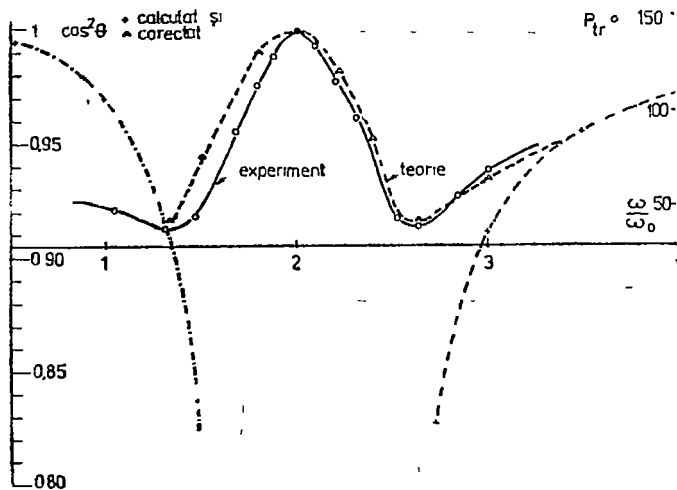
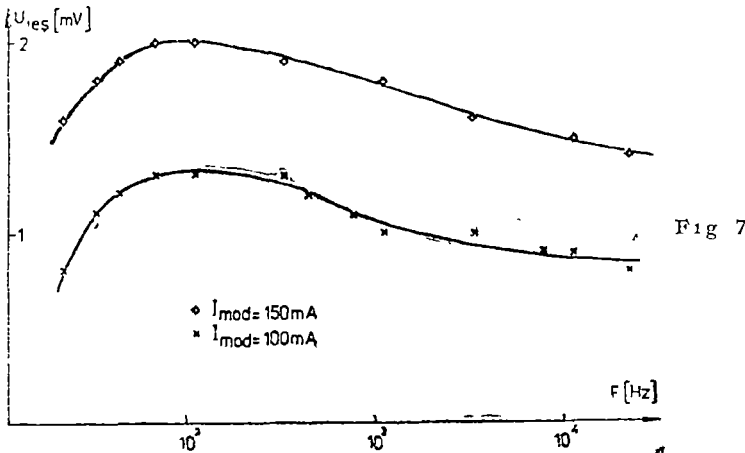
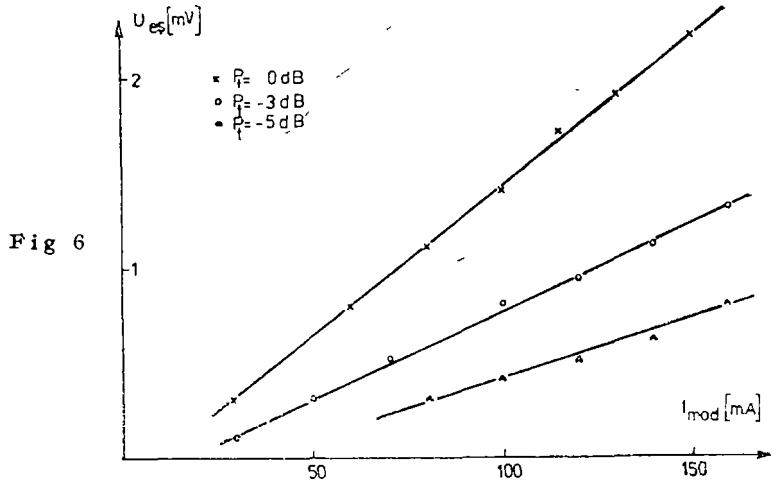


Fig. 5.



Alegerea zonei inferioare este justificată prin posibilitatea generării câmpului magnetic longitudinal, necesar stabilizării punctului de funcționare în mijlocul zonei alese, cu ajutorul unui magnet permanent.

Dintre efectele neglijate ni se par mai importante cele care apar din cauza dimensiunii, formei și porozității feritei utilizate.

Din fig. 6 reiese că modulatorul are o caracteristică de transfer liniară, independent de nivelul puterii de microunde. Neliniaritatea caracteristicii de frecvență a dispozitivului între frecvențele 20 și 20 000 Hz rămâne sub 3 dB (fig. 7). Neliniaritatea se datorează mai ales părților din care se compune circuitul și nu feritei. Rezultatele reprezentate pe figurile 6 și 7 demonstrează că dispozitivul cu ferita de Ni—Zn (fig. 4) lucrează bine ca modulator de amplitudine în banda microundelor, cu semnale audio de modulare. Proprietățile feritei de Ni—Zn, preparate de noi, permit crearea câmpului magnetic static necesar polarizării cu ajutorul unui magnet permanent, ce reprezintă o soluție economică.

(Intrat în redacție la 18 martie 1981)

BIBLIOGRAFIE

- 1 B Lax, K J Button, L M Roth, J. Appl Phys, **25**, 1413 (1954)
- 2 H G Beljers, Philips Res Repts, **9**, 131 (1954)
- 3 L I Rabkin, Z I Novikov, Izv Ac. Nauk SSSR ser. fiz, **23**, 388 (1959).
- 4 Almássy G, *Mikrohullámú kézikönyv*, Műszaki Kiadó, Budapest, 1973
- 5 K J. Button, B Lax, IRE Trans on Ant and Prop, **4**, 531 (1956)
- 6 G F Dionne, Proc IEEE, **63**, 777 (1975).

MODULATION OF MICROWAVES BY FARADAY EFFECT USING Ni-Zn FERRITE
IN RECTANGULAR WAVEGUIDE

(Summary)

The paper presents the theoretical possibility to obtain with a reciprocal phase-shifter using longitudinal magnetized ferrite in a rectangular waveguide an amplitude modulation effect for microwaves

The accuracy of the hypothesis is experimentally demonstrated by a modulator device constructed with a polycrystalline Ni-Zn ferrite bar.

RMN PE VITROCERAMICI LITIU-BORICE CU IONI PARAMAGNETICI

S. SIMON, V. SIMON, AL. NICULA

I Introducere. Studiile noastre anterioare de rezonanță magnetică nucleară pe sticle borice au arătat că ioni paramagnetici influențează în mod diferit ordinea locală existentă în aceste matrici vitroase [1 — 4] RPE pe ioni paramagnetici existenți în matricile respective a permis, de asemenea, obținerea de date suplimentare în legătură cu unele proprietăți structurale ale acestor sticle ce au contribuit la formarea unor imagini de ansamblu asupra modului în care diferiți factori ca compoziția matricilor, temperatura de preparare a probelor, concentrația de ioni paramagnetici etc, influențează ordinea locală din sticlele borice studiate.

Printre metodele utilizate pentru creșterea gradului de corelare dintre forma și parametrii spectrelor RPE și RMN, și ordinea locală caracteristică diferitelor sisteme vitroase cea mai frecvent utilizată a fost aceea a comparării spectrelor RPE și RMN obținute pe probe de aceeași compoziție existente în fază vitroasă și cristalină [5 — 6] Se avea în vedere faptul că problemele rezonanței magnetice pe substanțe policristaline sînt bine clarificate [7 — 8] astfel încît puteau constitui un punct de referință pentru rezonanța magnetică pe substanțe amorse. S-a reușit pe această cale să se îmbogățească considerabil acuratețea informațiilor structurale ce se pot obține prin studii de rezonanță magnetică pe materiale sticloase. Aceste studii comparative sînt însă mult limitate de domeniul relativ restrîns al compoziției materialelor ce pot fi obținute sub formă policristalină în raport cu domeniul extrem de larg al compoziției materialelor ce pot fi obținute sub formă vitrosă

O altă metodă prin care se pot îmbogăți informațiile structurale despre ordinea locală din sisteme vitroase, ce se pot obține din analiza spectrelor de rezonanță magnetică, este urmărirea modului în care aceste spectre își modifică forma și parametrii în cursul procesului de cristalizare parțială a sticlelor. Dacă acest proces a fost mai frecvent urmărit prin RPE pe diferiți ioni paramagnetici conținuți în aceste materiale, nu s-a încercat o corelare a rezultatelor obținute prin RPE cu cele ce se pot desprinde din urmărirea modului în care spectrele RMN se modifică în cursul acestui proces de cristalizare.

II. Rezultate experimentale. Pentru realizarea dezideratului enunțat mai sus, am urmărit modul în care se reflectă în forma și parametrii spectrelor RMN a B^{11} creșterea ponderii fazei cristaline în sticlele litiu borice cu diferiți ioni paramagnetici. Pentru favorizarea cristalizării am introdus în aceste matrici vitroase TiO_2 și SrO . Am preparat matrici vitroase de următoarea compoziție 46,7% (mol) B_2O_3 , 23,3% (mol) Li_2O , 15% (mol) TiO_2 și 15% (mol) SrO în care am introdus 1% (mol) din următorii oxizi: Fe_2O_3 , CuO , MnO_2 , V_2O_5 , Cr_2O_3 , Gd_2O_3 și Eu_2O_3 . Probele au fost preparate la 1200°C prin metoda prezentată în alte lucrări [1 — 4]. S-au obținut probe vitroase a căror culoare era diferită, în funcție de natura ionilor paramagnetici. Pentru cristalizarea parțială a acestor probe ele au fost tratate la temperatura de 550°C.

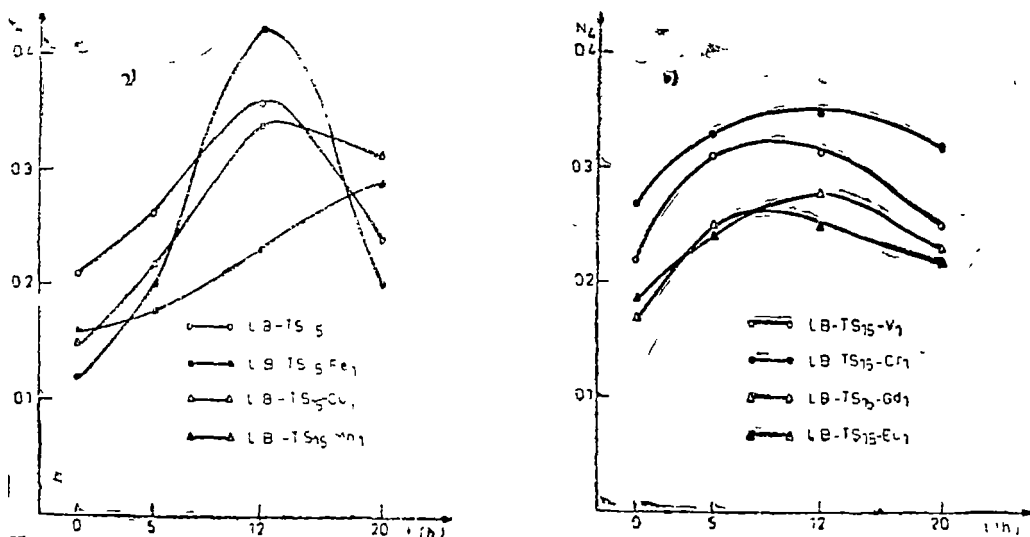


Fig 1. Efectul creșterii ponderii fazei cristaline asupra fracțiunii atomilor de bor tetracoordinați: a) pentru probele (○) LB-TS₁₅, (●) LB-TS₁₅-Fe₁, (Δ) LB-TS₁₅-Cu₁, (▲) LB-TS₁₅-Mn₁. b) pentru probele (○) LB-TS₁₅-V₁, (●) LB-TS₁₅-Cr₁, (Δ) LB-TS₁₅-Gd₁ și (▲) LB-TS₁₅-Eu₁.

Conform procedurii prezentat în lucrările anterioare [1 — 4] din spectrele RMN ale B¹¹ am determinat ponderea unităților [BO₄] în probele vitroase preparate, urmărind în același timp modul în care această pondere se modifică în funcție de durata tratamentului termic și deci implicit în funcție de gradul de cristalizare a acestor probe. Rezultatele obținute sînt prezentate în figura 1.

III. Discuții și concluzii. Este cunoscut că în sticle litiu-borice, fără alți oxizi constituenți, ponderea atomilor de bor tetracoordinați este maximă atunci cînd raportul dintre concentrația molară de oxid alcalin și cea de acid boric are valoarea 0,5. În această situație ponderea unităților [BO₄] este de ≈ 45 %. Această constatare este valabilă pentru probele preparate la 1 000 °C. Studiile noastre anterioare [9] au arătat că odată cu creșterea temperaturii de preparare peste 1 000 °C are loc o diminuare considerabilă a numărului de atomi de bor tetracoordinați. Este evident că acest efect al creșterii temperaturii de preparare se va manifesta și în cazul probelor noastre, probe ce au fost preparate la 1 200 °C. În consecință, diminuarea ponderii unităților [BO₄] în probele de tip LB-TS₁₅ nu poate fi pusă pe seama adăugării oxizilor de titan și stronțiu care, așa cum s-a constatat în studiu anterior, favorizează tetracoordinarea borului.

Așa cum am constatat și în cazul sticlelor sodo-borice [1—4, 9], și în cazul sticlei litiu-borice cu TiO₂ și SrO, efectul ionilor paramagnetici asupra ordinii locale din sticle este funcție de natura ionilor paramagnetici. Astfel, doar oxidul de crom favorizează în mod evident tetracoordinarea borului. Ceilalți oxizi, cu excepția V₂O₆, determină o diminuare a ponderii unităților [BO₄], cel mai pronunțat efect din acest punct de vedere avîndu-l Fe₂O₃.

Urmărind modul în care creșterea ponderii fazei cristaline influențează coordonarea borului, se observă că în primul interval al duratei de tratament are loc o creștere a ponderii unităților $[BO_4]$, proces care însă, cu excepția probelor de tip LB-TB₁₅-Mn₁, nu evoluează în același sens pe întreg intervalul de durată a tratamentului termic. Se constată astfel că pentru probele tratate timp de 20 h a scăzut ponderea atomilor de bor tetracoordinați. Și în acest caz, natura ionilor paramagnetici își pune amprenta asupra amplitudinii efectului pe care cristalizarea parțială a sticlelor îl are asupra coordonării borului. Cel mai pronunțat efect îl observăm la probele cu oxid de fier, în cazul cărora pentru un tratament de 12 h la 550°C ponderea unităților $[BO_4]$ atinge valoarea maximă, obținută pentru sticlele de tip litiu-borice, preparate la 1 000°C. În cazul probelor cu CuO și V₂O₅ efectul cristalizării este similar cu cel pentru probele martor, în timp ce în probele cu MnO₂ pe măsură ce crește ponderea fazei cristaline crește și numărul atomilor de bor tetracoordinați.

Un caz deosebit îl constituie probele cu Gd₂O₃ și Eu₂O₃. Diferențele dintre valoarea și modul în care se modifică fracțiunea atomilor de bor tetracoordinați sînt nesemnificative. Efectul tratamentului termic este relativ scăzut, valoarea maximă a ponderii unităților $[BO_4]$ este sub valorile maxime obținute pentru toate celelalte probe.

Cele prezentate ne permit să afirmăm că prin tratamentul termic aplicat crește ponderea fazei cristaline în probele studiate. Acest fapt, cu excepția probelor cu MnO₂, determină doar pînă la un anumit loc o creștere a fracțiunii atomilor de bor tetracoordinați. Dacă durata tratamentului termic depășește anumite valori, caracteristice pentru fiecare probă, are loc o diminuare a fracțiunii atomilor de bor tetracoordinați. Este de presupus că în prima parte a procesului de cristalizare apar și borații ca monocristaliți în matricea vitroasă. Dacă însă durata tratamentului termic crește, predomină cristalizarea determinată de ceilalți germeni de cristalizare care duc la apariția unor deformări în matrice, inclusiv la nivelul microcristalelor de borați și deci implicit la deformarea unităților $[BO_4]$.

Datorită faptului că ioni Fe³⁺ determină o tensionare considerabilă a unităților structurale cărora le aparțin ioni de oxigen ce îi coordonează, are loc o diminuare a ponderii unităților $[BO_4]$. Dispuși în asemenea poziții puternic tensionate, caracterizate de cîmpuri cristaline intense, ei vor prezenta acel semnal RPE caracteristic de la $g_{ef} \approx 4,3$. În prima parte a tratamentului termic se elimină aceste zone tensionate, fapt care determină o creștere suplimentară a ponderii unităților $[BO_4]$ ce se suprapune peste cea determinată de dezvoltarea microcristaliților de tipul boraților.

Efectul mai slab constatat în cazul probelor cu Gd₂O₃ și Eu₂O₃ confirmă încă o dată, în plus, faptul că acești oxizi stabilizează matricea în fază vitroasă. Cristalizarea în aceste probe se realizează, în primul rînd, în jurul germeilor de titan, ioni de galiniu și europiu dispuși cu preponderență în zonele bogate în oxizi alcalini și oxid boric diminuează tendința de cristalizare a boraților din aceste zone.

Rezultatele preliminare ale studiilor de RPE pe ioni paramagnetici existenți în aceste matrici susțin concluziile prezentului studiu.

BIBLIOGRAFIE

1. S Simon, Al Nicula, Studia Univ Babeş-Bolyai, Phys, **25**, 1, 63 (1980).
2. S Simon, V Simon, Al Nicula, Studia Univ Babeş-Bolyai, Phys, **24**, 1, 77 (1979).
3. S Simon, I Biriş, Al Nicula, Analele Univ Timişoara, ser şt fiz chim, **XVI**, 2, 85 (1978)
4. S Simon, V Simon, Al Nicula, Studia Univ Babeş-Bolyai, Phys, **26**, 1, 11 (1981)
5. P J Bray, Proc of Conf on Boron in Glass and Glass Ceramics, Alfred Univ, 321 (1977)
6. P C Taylor, Resonance Effects in Glasses, Acad Press, New York, 1977
7. Al Nicula, Rezonanţa magnetică, Ed did şi ped, Bucureşti, 1980
8. P C Taylor, P J Bray, J Mag Res, **2**, 305 (1970)
9. S Simon, Al Nicula, comunicare la Cea de-a III-a conferinţă CONSILOX, Braşov, sept 1980

NMR ON LITHIUM-BORATE VITROCERAMICS WITH PARAMAGNETIC IONS

(Summary)

By means of ^{11}B NMR on lithium-borate glasses with TiO_2 , SrO and CuO , Fe_2O_3 , V_2O_5 , MnO_2 , Cr_2O_3 , Gd_2O_3 and Eu_2O_3 the manner in which the partial crystallization of these vitreous matrices modifies the tetracoordinated boron atoms fraction was studied for the first time. The experimental results demonstrate that there are optimal times of heat-treatment for which the $[\text{BO}_4]$ units share is maximum but these values depend on the paramagnetic ions introduced in the matrices.

RPE PE STICLE LITIU—BORICE CU IONI PARAMAGNETICI

S. SIMON, AL. NICULA

1. **Introducere.** Printre metodele de investigare a ordinii locale din sisteme vitroase, RPE a ionilor paramagnetici existenți în aceste sisteme ca impurități sau introduși în mod intenționat, s-a impus ca o metodă extrem de sensibilă la parametri care determină ordinea locală din sistemele vitroase [1]. Utilizarea cu succes a RPE la studiul ordinii locale în sisteme vitroase a fost posibilă datorită rezolvării problemelor ridicate de interpretarea spectrelor RPE pe monocristale și substanțe policristaline [2—4]. Printre parametri care influențează în mod deosebit această ordine și care este de așteptat să influențeze și forma spectrelor RPE amintim compoziția matricilor [5], temperatura de preparare [6], viteza de răcire a topiturilor [7], timpul de menținere a probelor la temperatura de preparare [8] etc. Pentru a putea stabili sensibilitatea spectrelor RPE la modificările structurale ale sticlelor impuse de diferiți factori, ne-am propus să urmărim modul în care forma spectrelor RPE a ionilor paramagnetici este influențată de cristalizarea parțială a sticlelor. Pentru aceasta este necesară caracterizarea cât mai riguroasă a spectrelor RPE ale unor ioni paramagnetici ce sînt introduși în sticle litiu-borice cu oxizi de titan, bariu, plumb și stronțiu. Acești oxizi au fost adăugați pentru ca ei să constituie sau să intre în compoziția viitorilor germeni de cristalizare a sticlelor supuse tratamentului termic.

Sînt cunoscute în literatură numeroase studii care abordează RPE a ionilor din grupa 3d conținuți în diferite matrici vitroase [9—10]. Studiile mai recente de rezonanță magnetică pe sticle au impus ca metodă de interpretare a formei spectrelor RPE considerarea distribuției microvecinătăților ionilor paramagnetici, în jurul celor caracteristice pentru sistemele policristaline de compoziție similară cu cea a sticlelor. Prin aceasta s-a reușit să se explice similaritatea deosebită ce se constată că există între forma spectrelor RPE ale ionilor paramagnetici din sisteme vitroase diferite [11—12]. Pentru aprecierea sensibilității metodelor de rezonanță magnetică în ceea ce privește estimarea ordinii locale din sisteme vitroase este necesară stabilirea unei corelații mai riguroase între detaliile de structură sesizate în spectrele de rezonanță și modificările microvecinătăților ionilor paramagnetici sau ale atomilor ce conțin nuclee investigabile prin rezonanță magnetică nucleară. Pe lîngă cea mai frecventă metodă utilizată pentru stabilirea acestor corelații, aceea a comparării spectrelor RPE obținute pe materiale de aceeași compoziție dar sub formă policristalină și amorfă, o altă modalitate pe care ne-am propus să o utilizăm este și urmărirea modului în care se modifică spectrele de rezonanță în cursul procesului de cristalizare controlată a sistemelor vitroase.

În continuare vom prezenta rezultatele obținute din studiul RPE a unor sticle cu ioni paramagnetici din grupa 3d. Rezultatele obținute din spectrele RPE ale Gd^{3+} din sticle similare a constituit subiectul altor lucrări [14].

2 **Rezultate experimentale.** S-au preparat probe vitroase prin topirea amestecurilor de acid boric, carbonat de litiu, bioxid de titan, azotat de bariu,

azotat de stronțiu și acetat de plumb, corespunzătoare compozițiilor menționate în tabelul 1, la temperaturi cuprinse între 1200—1300°C, în creuzete ceramice superaluminose. Topiturile au fost menținute la temperaturile respective timp de 30 de minute, după care au fost turnate pe placă de oțel inox la temperatura camerei. Păstrându-se proporția dintre constituienții menționați în tabelul 1,

Tabel 1

Compoziția sticlelor studiate

| Simbolul probei | % (mol) B_2O_3 | % (mol) Li_2O | % (mol) TiO_2 | % (mol) SrO | % (mol) PbO | % (mol) BaO |
|---------------------|------------------|-----------------|-----------------|---------------|---------------|---------------|
| LB | 66,7 | 33,3 | — | — | — | — |
| LB-TS ₁₅ | 46,7 | 23,3 | 15 | 15 | — | — |
| LB-TP ₁₅ | 46,7 | 23,3 | 15 | — | 15 | — |
| LB-TB ₁₅ | 46,7 | 23,3 | 15 | — | — | 15 |
| LB-TB ₃₀ | 26,7 | 13,3 | 30 | — | — | 30 |
| TB ₅₀ | — | — | 50 | — | — | 50 |

pentru obținerea probelor cu ioni paramagnetici s-a mai adăugat 1% (mol) CuO , Fe_2O_3 , MnO_2 respectiv V_2O_5 . Culoarea probelor a fost funcție de compoziția matricilor și de natura ionilor paramagnetici. Subliniem faptul că în cazul probelor de tip LB-TB am reușit să obținem probe vitroase doar din TiO_2 și $BaNO_3$ în care am introdus 1% CuO , MnO_2 și V_2O_5 . Ca și în celelalte probe martor fără ioni paramagnetici și în cazul probelor de tip TB s-a înregistrat un spectru RPE specific ionilor Fe^{3+} , în sticle, fapt care atestă existența acestor ioni ca impurități în probele studiate. Intensitatea acestui semnal este funcție de compoziția probelor. Spectrele RES au fost înregistrate cu ajutorul unei instalații de tip JEOL, la temperatura camerei, în banda X. Parametrii (tabelele 2—4) și spectrele

Tabel 2

Parametrii spectrelor RPE ale probelor cu V_2O_5 și CuO

| Simbolul probei | $g_{ }$ | g_{\perp} | $A_{ } \times 10^4 \text{ cm}^{-1}$ | $A_{\perp} \times 10^4 \text{ cm}^{-1}$ |
|--------------------------------------|----------|-------------|--------------------------------------|---|
| LB-TS ₁₅ -V ₁ | 1,940 | 1,983 | 170 | 60 |
| LB-TP ₁₅ -V ₁ | 1,937 | 1,982 | 180 | 63 |
| LB-TB ₁₅ -V ₁ | 1,940 | 1,983 | 173 | 61 |
| LB-TS ₁₅ -Cu ₁ | 2,327 | 2,073 | 147 | 23 |
| LB-TP ₁₅ -Cu ₁ | 2,345 | 2,075 | 144 | 28 |
| LB-TB ₁₅ -Cu ₁ | 2,320 | 2,073 | 153 | 22 |

Tabel 3

Parametrii spectrelor RPE ale probelor cu MnO_2

| Simbolul probei | g_{ef_1} | g_{ef_2} | g_{ef_3} | g_{ef_4} | I_1/I_4 | I_2/I_4 | $A_4 \text{ cm}^{-1} \times 10^4$ | ΔH_4 Gs | Asimetria I'_4/I''_4 |
|--------------------------------------|------------|------------|------------|------------|-----------|-----------|-----------------------------------|-----------------|------------------------|
| LB-TS ₁₅ -Mn ₁ | 6,2 | 4,3 | 3,3 | 2,01 | 0,15 | 0,3 | 86,5 | 510 | 0,66 |
| LB-TP ₁₅ -Mn ₁ | 6,1 | 4,3 | 3,3 | 2,02 | 0,144 | 0,289 | 93,4 | 612 | 0,4 |
| LB-TB ₁₅ -Mn ₁ | 6,2 | 4,3 | 3,3 | 2,01 | 0,15 | 0,35 | 85 | 476 | 0,54 |

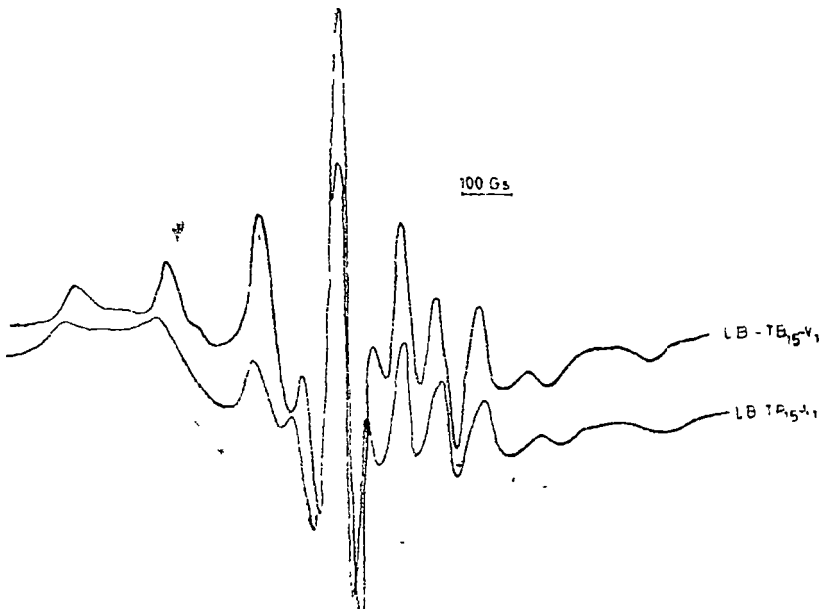
Tabel 4

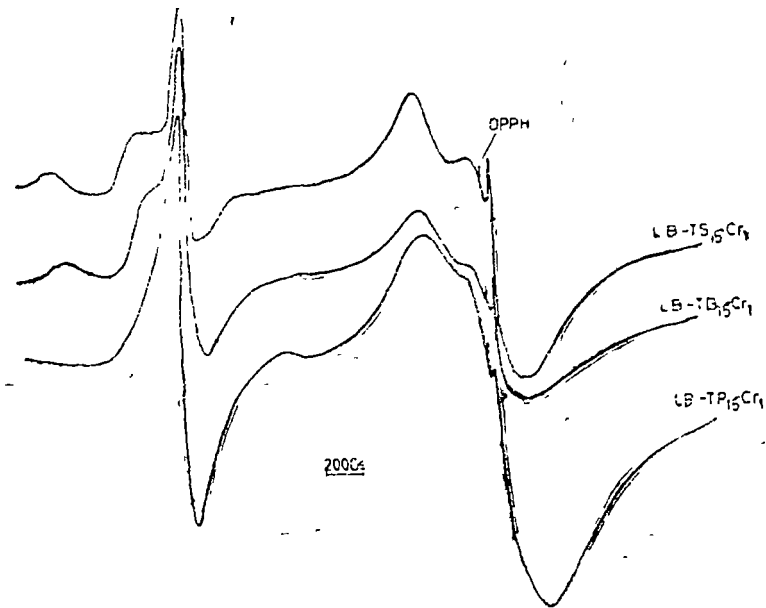
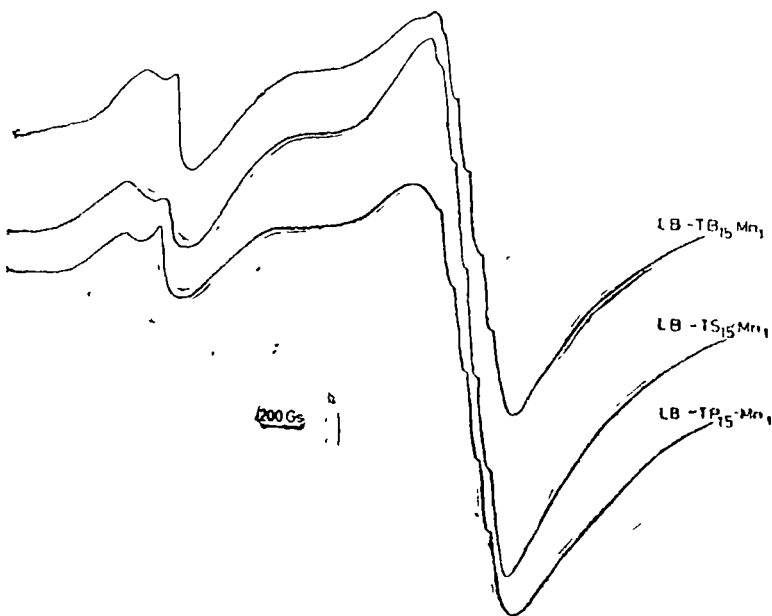
Parametrii spectrelor RPE ale probelor cu Cr_2O_3 și Fe_2O_3

| Simbolul probei | g_{ef_1} | g_{ef_2} | g_{ef_3} | g_{ef_4} | I_1/I_3 | I_2/I_4 | I_3/I_4 | ΔH_2 Gs | ΔH_3 Gs |
|----------------------|------------|------------|------------|------------|-----------|-----------|-----------|--------------------|--------------------|
| LB-TS- Fe_1 | 6,1 | 4,3 | 2 | — | 2 | 44 | — | 65 | — |
| LB-TP- Fe_1 | — | 4,2 | 2 | — | — | 18 | — | — | 53 |
| LB-TB- Fe_1 | 6,2 | 4,3 | 2 | — | 4 | 66 | — | 105 | — |
| LB-TS- Cr_1 | 5,3 | 4,3 | 1,89 | 1,97 | 0,27 | 0,87 | 0,78 | 67 | 306 |
| LB-TP- Cr_1 | — | 4,2 | 1,88 | 1,98 | — | 1,5 | — | 70 | 408 |
| LB-TB- Cr_1 | 5,3 | 4,3 | 1,89 | 1,98 | 0,9 | 3,15 | 1,07 | 80 | 340 |

RPE (fig. 1—5) înregistrate pe probele preparate sînt specifice pentru ioni V^{4+} [15—17], Cr^{3+} și Cr^{6+} [18—20], Mn^{2+} [18,21—25], Fe^{3+} [26—30] și Cu^{2+} [31—34] în diferite sticle. Contribuția Fe^{3+} prezentă ca impuritate în matrici a fost eliminată, spectrele prezentate fiind rezultatul diferenței dintre spectrele obținute pe probele cu 1% oxizi ai metalelor de tranziție și pe matrici. Menționăm că în cazul probelor cu V_2O_5 și CuO nu s-au înregistrat semnale la cîmpuri magnetice joase. De asemenea, în cazul probelor de tip LB-TB am constatat că intensitatea semnalelor RPE corespunzătoare ionilor Cu^{2+} , V^{4+} și Mn^{2+} s-a diminuat considerabil odată cu creșterea ponderii oxizilor de titan și bariu, ajungînd ca în cazul probelor de tip TB fără oxizi de litiu și bor, pentru concentrațiile de oxizi ai metalelor de tranziție utilizate să nu mai înregistrăm semnale RPE.

3 Discuții. Analizînd forma semnalelor RPE prezentate în fig. 1—5, am constatat că acestea au formă identică cu cea a spectrelor RPE înregistrate pe

Fig 1 Spectrele RPE ale probelor cu V_2O_5

Fig 2 Spectrele RPE ale probelor cu Cr₂O₃Fig 3 Spectrele RPE ale probelor cu MnO₂

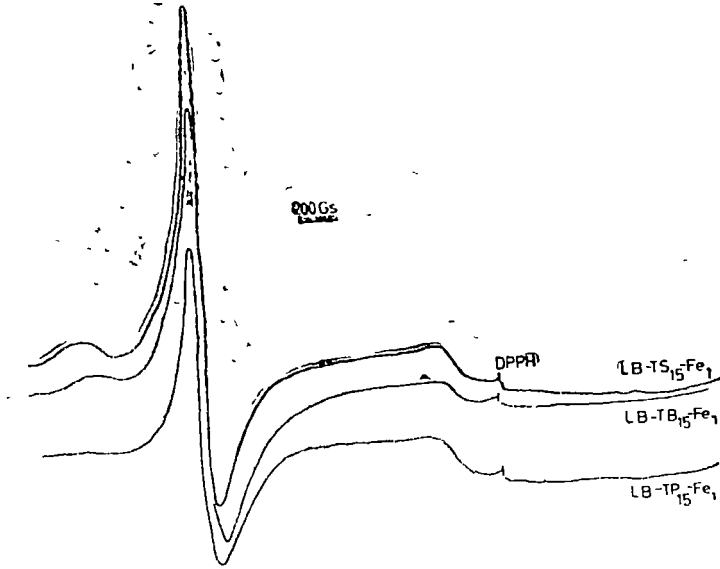
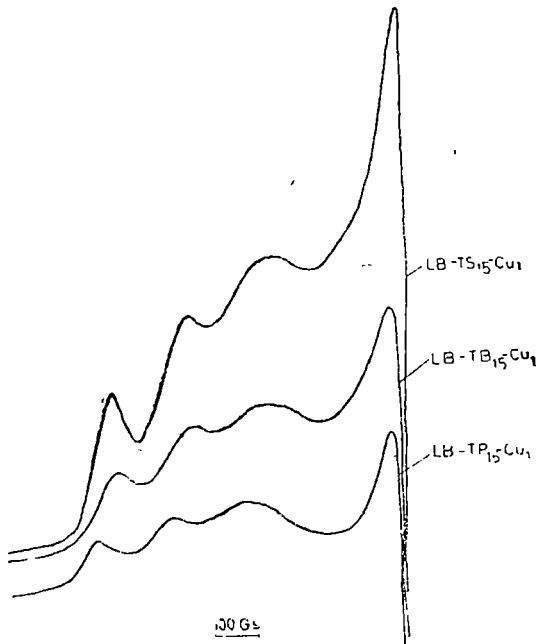
Fig 4 Spectrele RPE ale probelor cu Fe₂O₃

Fig 5. Spectrele RPE ale probelor cu CuO (banda paralelă)

alte tipuri de sticle Urmărind însă mai atent valorile parametrilor spectrelor RPE prezentate în tabelele 2—4, observăm că se pot evidenția diferențe pentru cele trei tipuri de probe Astfel, în timp ce pentru probele de tip LB—TB și LB—TS cu CuO, V₂O₅ și MnO₂ parametrii spectrelor EPR au valori apropiate, ele diferă în mod evident de cele obținute pentru probele de tip LB—TP Valorile factorilor g și a constantelor de interacțiune hiperfină a acestor ioni dovedesc că în cazul sticlelor de tip LB—TP legătura ion paramagnetic-oxigen este mai puțin covalentă decât în cazul celorlalte două tipuri de sticle Această concluzie este completată și de constatarea că în acest tip de probe lărgimea liniilor de rezonanță este mai mare, inclusiv cele de structură hiperfină Această lărgire suplimentară nu se datorește creșterii interacțiunii dipolare deoarece am constatat că în acest tip de probe densitatea de centri paramagnetici este mai mică în raport cu cea din probele de tip LB—TS și LB—TB, pentru aceeași concentrație de oxid a metalelor de tranziție Utilizând relația de legătură ce leagă lărgimea suplimentară a liniilor de structură hiperfină și distribuția factorilor g, putem afirma că în cazul probelor de tip LB—TP fluctuația microvecinătăților ionilor paramagnetici este mai mare decât în cazul probelor de tip LB—TS și LB—TB Deoarece această lărgime suplimentară se observă doar în banda paralelă a spectrelor EPR ale ionilor V⁴⁺ și Cu²⁺, este de presupus că fluctuațiile microvecinătăților ionilor paramagnetici se rezumă la o distribuție gaussiană, pe un domeniu relativ larg, a oxigenilor din lungul axei z a octaedrului format din oxigenii primei sfere de coordinare a ionilor paramagnetici Ipoteza de mai sus este susținută și de faptul că lărgimea liniei de la g_{ef} ≈ 2 a Mn²⁺ și Cr³⁺ este considerabil mai mare în cazul probelor de tip LB—TP₁₅

Aceste informații obținute despre ordinea locală în sistemele vitroase studiate, prin analiza parametrilor și formei spectrelor RPE a ionilor Cu²⁺, V⁴⁺ și Mn²⁺, nu este chiar atât de bine susținută de valorile parametrilor spectrelor RPE a ionilor Fe³⁺ și Cr³⁺ conținuți în aceleași matrici vitroase Astfel, chiar dacă putem semnala lipsa semnalelor de la g_{ef} în cazul probelor de tip LB—TP și valorile relativ mai mici ale factorilor g_{ef}, lărgimea liniilor de la g_{ef}, ΔH₂, nu este mai mare în cazul acestor probe Ea are valoarea maximă pentru probele de tip LB—TB

Ținând cont de raportul intensităților liniilor din spectrul aceleiași probe și de lărgimea liniei ΔH₂ vom constata că ponderea ionilor paramagnetici ce contribuie la linia g_{ef}, ≈ 4,3 este maximă în cazul probelor de tip LB—TB, fapt care ne determină să considerăm că lărgimea mai mare a acestei linii, ΔH₂, în probele de acest tip, nu se datorează creșterii fluctuațiilor microvecinătății ionilor Fe³⁺ sau Cr³⁺ responsabili pentru apariția acestei linii, ci creșterii interacțiunii dipolare dintre acești ioni La concentrațiile de oxizi ai metalelor de tranziție utilizate de către noi acest lucru apare plauzibil doar în ideea că ionii paramagnetici nu se distribuie statistic Având în vedere faptul că densitatea minimă de centri paramagnetici s-a înregistrat în cazul probelor de tip LB—TP, este evident că interacțiunea dipolară cea mai mică există între ionii paramagnetici din probe de tip LB—TS, deci în acest tip de probe distribuția ionilor paramagnetici Fe³⁺ și Cr³⁺ este cea mai uniformă Referindu-ne la densitatea de centri paramagnetici vom constata că diminuarea acesteia poate fi explicată dacă acceptăm caracterul mai reducător al probelor de tip LB—TP, fapt susținut și de constatarea că în

acest tip de probe intensitatea semnalului RPE atribuit ionilor Cr^{5+} , cu g_{ef} , este cel mai mic

4 Concluzii. Rezultatele studiilor RPE pe sticlele pe bază de bor cu oxizi de litiu, titan, stronțiu, plumb, bariu și ai unor metale de tranziție au condus la următoarele concluzii

a) Ionii cei mai sensibili la detalile ordinii locale din matricile vitroase în care se introduc sînt cei cărora le este caracteristic un grad oarecare de anizotropie a factorului g și un spectru cu structură hiperfină

b) În cazul ionilor a căror spectre în matrici vitroase conțin și linii cu g_{ef} mari, care provin de la ioni situați în cîmpuri cristaline intense, cele mai sensibile la ordinea locală din aceste matrici s-au dovedit a fi liniile cu $g_{ef} \approx 2$, parametru și forma liniilor cu g_{ef} mai mari neevoluînd în concordanță cu modificările ordinii locale desprinse din evoluția parametrilor și a formei liniilor RPE provenite de la ioni dispuși în poziții caracterizate de cîmpuri cristaline slabe

c) Caracterul nestatistic al distribuției ionilor paramagnetici s-a evidențiat mai pregnant pentru ionii de Fe^{3+} și Cr^{3+} , fiind în ansamblu mult mai pronunțat pentru ioni dispuși în poziții de cîmp cristalin intens. Forma și parametru liniei RPE provenind de la ioni Cr^{3+} dispuși în poziții de cîmp cristalin slab au furnizat aceleași informații despre ordinea locală din sistemele vitroase studiate ca și ioni Cu^{2+} , V^{4+} și Mn^{2+} . Acest fapt ne demonstrează că acești ioni se distribuie relativ uniform în matricea vitroasă în poziții relativ echivalente.

d) Modificarea parametrilor spectrelor RPE ale ionilor Cu^{2+} , V^{4+} , Mn^{2+} și Cr^{3+} , dispuși în poziții caracterizate de cîmpuri cristaline relativ slabe, au condus la concluzia că în probele de tip LB—TP legăturile ion paramagnetic-oxigen au un mai slab caracter covalent decît în cazul probelor de tip LB-TS și LB—TB. De asemenea, tot în probele de tip LB—TP, fluctuația microvecinătăților ionilor paramagnetici este maximă, în timp ce densitatea centrilor paramagnetici este minimă

e) Ansablul rezultatelor obținute poate fi interpretat dacă presupunem că ionii Cu^{2+} , V^{4+} , Mn^{2+} și o bună parte din cei de Cr^{3+} se distribuie relativ uniform în întreaga matrice fără a-l modifica prea mult din ordinea locală a acesteia. Dimpotrivă, modificările relativ mici ale ordinii locale ce caracterizează un anumit tip de matrice vitroasă influențează forma și parametru spectrelor RPE a acestor ioni, conferindu-le acestora caracterul unor adevărați senzori de ordine locală. O parte însemnată din ionii Fe^{3+} , Cr^{3+} și Mn^{2+} nu se integrează însă atît de ușor în matrici, producînd adevărate tensiuni locale. Astfel, pozițiile în care acești ioni se dispun sînt caracterizate de cîmpuri cristaline puternice, și sînt mai puțin sensibile la modificările ordinii locale din matricile vitroase. Similitudinea aproape perfectă a liniilor cu g_{ef} mari din spectrele RPE ale unor ioni paramagnetici, dispuși în matrici vitroase de natură diferită poate fi explicată în acest mod

(Intrat în redacție la 19 martie 1981)

BIBLIOGRAFIE

- 1 P. C Taylor, *Resonance Effects in Glasses*, Acad Press, New York and London, 1977
- 2 A Abragam, B Bleaney, *Electron Paramagnetic Resonance of Transition Ions*, Clarendon Press, Oxford, 1970
3. P. C Taylor, P J Bray, *J Mag Res*, **2**, 305 (1967)

4. Al Nicula, *Rezonanță magnetică*, Ed did și ped, București 1980
5. P J Bray, *Proc of Conf on Boron in Glass and Glass Ceramics*, Alfred Univ, 321 (1977)
6. S Simon, V Simon, Al Nicula, *Studia Univ Babeș-Bolyai, Phys* **26**, 1, 11 (1981).
7. W. Vogel, *J Non Cryst Solids*, **25**, 3, 171 (1977)
8. N. Cable, *Proc off Conf on Boron in Glass and Glass Ceramics*, Alfred Univ, 399 (1977).
9. J Yong, C A Angell, *Appl Spectr Reviews*, **4** (2), 155 (1971)
10. D L Griscom, *Proc of the Conf on Boron in Glass and Glass Ceramics*, Alfred Univ, **11**, 1977
11. S Simon, F Tolea, I Duca, Al Nicula, *Studia Univ Babeș-Bolyai, Phys* **24**, 1, 37 (1979)
12. I V Chepeleva, *Dokl Akad Nauk CCCP*, **202**, 5, 1042 (1972)
13. H Honsono, H Kawazoe, T Kanazawa, *J Non Cryst Solids*, **33**, 103-125 (1979).
14. S Simon, Al Nicula (trimis spre publicare)
15. H Hecht, T Johnston, *J Chem Phys*, **46**, 1, 23-34 (1967)
16. I D Bogomolova, T F Dolgolenko, V A Jachkin, V N Lazukin, *J. Mag. Res.*, **15**, 283-291 (1974)
17. Al Nicula, E Culea, L Stănescu, *Studia Univ Babeș-Bolyai, Phys* **23**, 1, 55-58 (1978)
18. D Loveridge, S Parke, *Phys Chem Glasses*, **12**, 19 (1971)
19. R J Landery, J T Fournier, C G Yong, *J Chem Phys*, **46**, 1285 (1967)
20. L Cociu, L Trif, Al Nicula, *Studia Univ Babeș-Bolyai, Phys*, **24**, 2, 77 (1979)
21. G L Griscom, R E Griscom, *J Chem Phys*, **47**, 2711 (1967)
22. P C Taylor, P J Bray, *J Phys Chem Solids*, **33**, 43 (1972)
23. R C Nicklin, C P Poole, H A Farah, *J Chem Phys*, **58**, 2579 (1973)
24. E A Zhilinskaya, I V. Chelepeleva, V N Lazukin, G Z Vinogradova, N G Magiashiile, *J Non Cryst Solids*, **38-39**, 317 (1980)
25. Al Nicula, M Peteanu, *Studia Univ Babeș-Bolyai, Phys*, **21**, 1, 42 (1976)
26. R H Sands, *Phys Rev*, **99**, 1222 (1955)
27. T. Castner Jr, G S Newell, W C Holtom and C P Slichter, *J Chem. Phys*, **32**, 668 (1960)
28. C R Kurkjian, E A Sigety, *Phys Chem Glasses*, **9**, 81 (1968)
29. M. Peteanu, Al Nicula, *Studii și cercetări de fizică*, 364 (1981)
30. I. Ardeleanu, Teză de doctorat, Cluj-Napoca, 1980
31. H Imagawa, *Phys Status Solidi*, **30**, 469 (1968)
32. H Honsono, H Kawazoe, T Kanazawa, *J Non Cryst Solids*, **34**, 339 (1979).
33. S Simon, Al Nicula (trimis spre publicare)
34. S Simon, Al Nicula, *Studia Univ Babeș-Bolyai, Phys* **25**, 2, 39 (1980)

EPR ON LITHIUM-BORATE GLASSES WITH PARAMAGNETICS IONS

(Summary)

In order to establish a better correlation between the shape and parameters of RPE spectra given by different paramagnetic ions introduced in vitreous matrices and the local order typical of these matrices the resonance spectra of V^{4+} , Cu^{2+} , Mn^{2+} , Fe^{3+} and Cr^{3+} ions in borate glasses with lithium, titanium, strontium, lead and barium oxide respectively have been analyzed. From these studies it follows that the most sensitive signals at the details of the local order existing in glasses arise from the ions which give resonance lines with $g_{eff} \approx 2$, and especially from ions whose spectra show hyperfine structure

X-RAY STUDY OF Al_2O_3 PROMOTED WITH CeO_2

VASILE CRIȘAN, IULIU POP, GHEORGHE MORAR, NICU DULĂMIȚĂ

1. Introduction. In the experiment carried out, we have performed X-ray spectroscopic and diffraction investigations of Al_2O_3 promoted with 2; 4, 6, 8; 10; 20 and 30% W/W CeO_2 , the properties of aluminium hydroxides [1] and oxides being highly influenced by the method of preparation.

2. Experimental. Samples with small concentrations of CeO_2 (2; 4; 6; 8% W/W) have been obtained from aluminium and cerium nitrates dissolved in water at 55–60°C in the presence of ammonium carbonate. The hydroxides obtained were left in solution for 3 days from which they precipitated; in this way the catalytic system aged. The samples were then dried at 100°C and heated at 550°C

Samples with 10, 20, 30% W/W CeO_2 were prepared as before, but in the presence of glycol

For the spectroscopic measurements the samples were grounded until the particle size was smaller than 10 μm and then pressed in pellets at 400 atm.

X-ray powder diffraction work was done on a TUR-M-62 X-Ray diffractometer, using CuK_α radiation X-ray spectroscopic study was done on a Philips (PW 1410) X-ray fluorescence spectrometer using a Cr-anode X-ray tube, PE analysing crystal, flow counter (P_{10} gass) with 1 μm polypropylene window, and PHS facilities

3 Results and discussion. From structural analysis [2], [3], it results that samples 1–4 contains $\eta\text{Al}_2\text{O}_3$ and αCeO_2 while samples 5–7 contains $\eta\text{Al}_2\text{O}_3$; $\gamma\text{Al}_2\text{O}_3$ and αCeO_2 . The lattice parameter of $\eta\text{Al}_2\text{O}_3$ for samples 1–4 decreases with the increase of concentration having minimum value at 4% W/W CeO_2 , while the lattice parameter for αCeO_2 expands, having a maximum at 6% W/W CeO_2 . For samples 4–7, the lattice parameter of $\eta\text{Al}_2\text{O}_3$ has a minimum for a concentration of 20% W/W CeO_2 , while the parameter for αCeO_2 is maximum for the same concentration of CeO_2 (Table 1)

Table 1

| Nr. | Concentration of CeO_2 (%) | $a_{\eta\text{Al}_2\text{O}_3}$ (Å) | $a_{\alpha\text{CeO}_2}$ (Å) | $V_{\gamma\text{Al}_2\text{O}_3}$ (Å) | $\lambda_{\text{K}\beta}$ (Å) | $\lambda_{\text{K}\beta'}$ (Å) |
|-----|-------------------------------------|--|---------------------------------|--|----------------------------------|-----------------------------------|
| 1 | 2 | 7 76 | 5 69 | — | 7 981 | 8 059 |
| 2 | 4 | 7 64 | 5 68 | — | 7 975 | 8 059 |
| 3 | 6 | 8 03 | 5 89 | — | 7 978 | 8 061 |
| 4 | 8 | 8 17 | 5 43 | — | 7 982 | 8 061 |
| 5 | 10 | 8 13 | 4 20 | 33 23 | 7 981 | 8 060 |
| 6 | 20 | 7 88 | 5 49 | 32 04 | 7 980 | 8 061 |
| 7 | 30 | 8 05 | 5 36 | 25 05 | 7 948 | 8 060 |

For the analys of lines K_β ($\text{O}(2p) \rightarrow \text{Al}(1s)$) and $\text{K}_{\beta'}$ ($\text{O}(2s) \rightarrow \text{Al}(1s)$) it results that for the two sets of samples the line K_β remains unchanged which demonstrates that the orbitals 2s of oxygen and 1s of aluminium are not influ-

enced by variations in the concentrations of CeO_2 in the samples, or the energy of the two type of orbitals was shifted in the same direction

The wavelength of K_β radiation for the samples with a small concentration of CeO_2 (2—8%), decreases with the increase in concentration, to a minimum of 7,975 Å for a concentration of 4% W/W CeO_2 and then increases to 7,982 Å for 8% W/W CeO_2 , following the same lattice parameter variation as $\gamma\text{Al}_2\text{O}_3$. This revealed a displacement of the orbitals of O(2p) toward larger energies until it gets to 4% W/W CeO_2 , then to smaller energies until it gets to 8% W/W CeO_2 .

The samples with 10%, 20% and 30% W/W CeO_2 emits a K_β line whose wavelength reduces with increased concentration, demonstrating the displacement of the energy level O(2p) toward higher energy values. Variation in wavelength for K_β have the same form like the variation of the volume of $\gamma'\text{Al}_2\text{O}_3$ unit cell.

Calculations of grain size distribution, [4], represented by the curve $\frac{G(M)}{M}$ M being the diameter of the CeO_2 crystals from samples with 10, 20; 30% CeO_2 shows that most of the crystals have a dimension of 64 Å, irrespective of the concentration of CeO_2 . The secondary peaks appearing at the same values of crystal diameters irrespective of concentration show that glycol favors the appearance of $\gamma'\text{Al}_2\text{O}_3$.

Lines K_{α_1} and K_{α_2} were not resolved, and the position remains constant for the first four samples, at 8,275 Å and for the last three at 8,215 Å

(Received January 9, 1981)

REFERENCES

- 1 I Pop, N Dulămiță, V Crișan, R. Gooss, *Studia Univ Babeș-Bolyai, Phys* **22**, 2, 62 (1977)
- 2 I Pop, V Crișan, N Dulămiță, *Studia Univ Babeș-Bolyai, Phys*, **23**, 2, 33 (1978).
- 3 I Pop, V Crișan, N Dulămiță, *Studia Univ Babeș-Bolyai, Phys*, **23**, 2, 26 (1978).
4. V. Crișan, I Stan, D Pănuț, *Revista de chimie*, **29**, 703, 1979

ANALIZĂ CU RAZE X A Al_2O_3 PROMOTAT CU CeO_2

(Rezumat)

Aluminele promovate cu 2, 4, 6, 8, 10, 20 și 30% CeO_2 , preparate după metode originale, au fost studiate prin difracție și spectroscopie de raze X. Rezultatele indică prezența în alumine a fazelor $\eta\text{Al}_2\text{O}_3$ și $\gamma'\text{Al}_2\text{O}_3$, parametrii reticulari la fel ca și lungimile de undă pentru tranzițiile K_β și K_β , modificându-se în funcție de concentrație

PROPRIÉTÉS ÉLECTRIQUES NON-LINÉAIRES DES MATÉRIAUX CÉRAMIQUES SUR BASE DE CdO

R. PARASTIE*, C. CODREANU*, M. VANCEA*

I Introduction. Depuis quelques années, dans la technologie des varistances on utilise intensivement le ZnO, comme base, avec différentes combinaisons auxiliaires du type Me_2O_3 (Cr, Bi, Sb, La, Gd, Y, In), MeO_2 (Si, Ti, Zr), MeO (Mn, Mg, Co) ou non-oxydiques, comme CeF_3 , CoF_2 , CrF_3 .

Dans ces cas, on suppose que sur la surface des grains de ZnO apparaissent des pellicules oxydiques dont la conductivité électrique diffère par rapport à la conductivité électrique du ZnO. D'autre part, la diffusion de ces oxydes à l'intérieur du ZnO conduit à la formation d'un substrat d'états locaux dont les propriétés de barrage à basse tension déterminent la caractéristique non-linéaire $I-U$. Pour une tension électrique plus haute la couche de barrage est saturée par les électrons injectés du côté ZnO et la résistance électrique tombe rapidement. Parfois on observe la formation d'une phase vitreuse, qui favorise le caractère non-linéaire et la stabilité de la varistance [1] [2] [3] [4]. Par contre, on soutient aussi l'opinion que les propriétés non-linéaires ne sont pas déterminées par cette pellicule sur les grains de ZnO, mais par les contacts isolés caractérisés par des phases intermédiaires entre les grains de ZnO [5].

Nous avons étudié le comportement électrique d'une série de matériaux céramiques à base de CdO, semi-conducteur du type n, (du même type que le ZnO), avec une bande interdite de 2 eV (3,3 eV pour le ZnO), mais avec une température de fusion de 320°C, qui est inférieure à toutes les températures de fusion des combinaisons auxiliaires, NiO , Sb_2O_3 , Bi_2O_3 , Y_2O_3 , SiO_2 , contrairement aux conditions réalisées dans le cas de ZnO. De plus, à la température de 767°C le CdO passe par le point d'évaporation.

Dans ces conditions nous avons préparé 14 compositions, dans les limites indiquées dans le tableau 1. On a utilisé la technologie classique de synthèse, à deux températures, 700°C et 820°C, en obtenant des pastilles de diamètres de 10 mm et 14 mm et d'épaisseur de 1 à 1,3 mm, avec de bonnes propriétés mécaniques.

Tableau 1

La composition chimique en mole% et poids% (*)

| Echantillon | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 | 11 | 12 | 13 | 14 |
|-------------|----|----|----|------|----|----|------|----|----|------|----|----|-----|-----|
| CdO | 70 | 75 | 80 | 70 | 70 | 70 | 75 | 75 | 75 | 80 | 80 | 80 | 50 | 50 |
| NiO | 10 | 10 | 10 | 10 | 10 | 10 | 10 | 10 | 10 | 10 | 10 | 10 | 30 | 30 |
| Sb_2O_3 | 10 | 10 | 10 | 10 | 10 | 10 | 10 | 10 | 10 | 10 | 10 | 10 | 20 | 20 |
| Bi_2O_3 | 10 | 5 | 8* | 10 | 10 | 10 | 5 | 5 | 5 | 8* | 8* | 8* | 10* | 10* |
| Y_2O_3 | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | 2* | 1* |
| SiO_2 | — | — | — | 0,5* | 1* | 5* | 0,5* | 1* | 5* | 0,5* | 1* | 5* | — | — |

* L'Institut Polytechnique de Cluj-Napoca

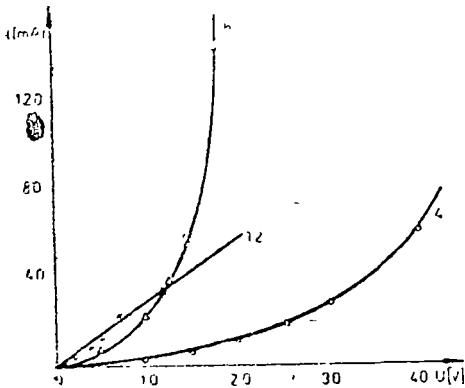


Fig 1

Tableau 2

U, I, P (max) et β (moyen)

| Echantillon | 3 | 8 | 10 | 13 | 14 |
|---------------|------------|------------|------------|------------|------------|
| U (V) 700°C | 110 | 200 | 120 | 200 | 500 |
| 820°C | 17 | 6 | 100 | 400 | 450 |
| I (mA) | 15 140 | 17 146 | 45 34 | 0,9 0,3 | 0,3 0,2 |
| P (W) | 1,6 2,4 | 3,4 0,9 | 5,4 3,4 | 0,1 0,1 | 0,1 0,1 |
| β | 1,1 1,7 | 1,3 1,1 | 1,5 1,2 | 1,7 1,8 | 2,0 1,5 |

II Resultats expérimentaux. Les caractéristiques $I-U$, en c.c et c.a ont été tracées dans les limites assurant la non-apparition de l'échauffement par l'effet Joule. Sur 43 échantillons étudiés on a obtenu 30 échantillons avec une caractéristique symétriquement non-linéaire, 9 échantillons avec une caractéristique linéaire. La résistance électrique d'autres 9 échantillons a été trop grande (supérieure à 100 Mohm). Sur la figure 1 sont représentées les fonctions $I = f(U)$ pour les compositions 4, 6 et 12 ($T_{synth} = 820^\circ C$), qui sont typiques pour tous les autres échantillons. En utilisant la dépendance de la forme $I = BU^\beta$, où β est le coefficient de non-linéarité, on a obtenu pour β des valeurs de 1,1 à 3,0. Dans le tableau 2 sont données quelques valeurs de β et les limites maxima du régime électrique des mesures. On remarque la forte influence de la température de synthèse pour les compositions 3 et 8.

L'influence du SiO_2 est très variable. En effet, les petites quantités de SiO_2 (0,5 - 1,0 poids %) conduisent à une réduction de la résistivité électrique, tandis qu'une quantité de 5 poids% conduit à une forte croissance de celle-ci et à une atténuation de la non-linéarité. Dans le tableau 3 on voit, comparativement, les données expérimentales concernant R, U et I , où les compositions 1, 2 et 3 ne contiennent pas le SiO_2 .

Tableau 3

L'influence de SiO ($T_{synth} = 820^\circ C$)

| Echantillon | 1 | 5 | 6 | 2 | 8 | 9 | 3 | 11 | 12 |
|-------------|-----------|------------|--------|-----------|-----------|--------|------------|-----------|--------|
| R (Kohm) | 44 | 44 | 10^3 | 11 | 0,06 | 10^3 | 140 | 8 | 10^3 |
| U (V) | 30 | 5,5 | — | 40 | 6 | — | 17 | 80 | — |
| I (mA) | 15 1,6 | 250 1,5 | — | 60 1,9 | 46 1,1 | — | 140 1,7 | 17 1,1 | — |

Le diamètre de la pastille a une influence remarquable sur la résistance électrique. Dans le tableau 4 on donne les valeurs de R pour les deux diamètres d'une même composition. Si la variation de la résistance électrique

était déterminée seulement par la variation du diamètre, en considérant un comportement purement ohmique, le rapport des résistances devrait avoir les valeurs d'un facteur géométrique $f(G)$, tandis que le vrai rapport des résistances a les valeurs d'un facteur $f(R)$. On voit que pour les compositions 1, 2, 3, 6, 7 les valeurs du $f(R)$ et $f(G)$ sont très différentes entre elles.

Tableau 4

L'influence du diamètre (10–14 mm)

| Echantillon | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 |
|------------------|------|-------|------|-------|-------|--------|-------|
| R (Kohm) 10 mm | 8,6 | 11 | 0,4 | 0,091 | 0,044 | 0,47 | 0,48 |
| 14 mm | 0,3 | 0,011 | 0,04 | 0,04 | 0,15 | 0,8 | 0,023 |
| $f(R)$ | 27,2 | 974 | 9,75 | 2,4 | 0,3 | 0,0006 | 21 |
| $f(G)$ | 1,4 | 10,6 | 1,4 | 1,2 | 1,4 | 1,3 | 1,7 |

III Conclusions. A travers la synthésisation, entre les températures de 300°C et 820°C, le CdO passe par deux points de transformation de phase, le Sb_2O_3 passe seulement par le point de fusion, tandis que les autres oxydes restent constamment en phase solide, dans une matrice fluide de CdO

Les propriétés électriques, tellement différentes, des compositions étudiées sont les résultats de la contribution variable de toutes ces phases, d'une part, et de la réalisation d'un modèle électrique de la conduction, dont le schéma équivalent devrait expliquer la forte influence de la géométrie de la pastille sur la résistance électrique, d'autre part. Il s'agit, probablement, d'un autre modèle électrique de la non-linéarité de la caractéristique $I-U$, par rapport aux modèles envisagés pour les varistances à base de ZnO

(Manuscrit reçu le 8 novembre 1980)

BIBLIOGRAPHIE

- 1 P R Emtage, J. Appl Phys, **48**(10), 4372(1977)
- 2 M Graciet, R. Salmon, G Le Flem, P Hagenmuller, M Hildebrandt, F Buchey, Rev. phys appl, **13**(2), 67(1978)
- 3 I. Levinson, Ph. Herbert, IEEE Trans Parts Hybrids and Packag, **13**(4), 338(1977).
- 4 N. Sohata, Y Yoshida, Jap J Appl Phys, **16**(12) (1977)
- 5 R D Clarke, J. Appl Phys, **49**(4), 2407(1978)

PROPRIETĂȚILE ELECTRICE NELINIARE ALE UNOR MATERIALE CERAMICE
PE BAZĂ DE CdO

Rezum at

În lucrare se studiază caracteristicile curent-tensiune ($I-U$) ale unei serii de compoziții sinterizate, în care elementul de bază este considerat CdO, iar ca adausuri NiO , Sb_2O_3 , Bi_2O_3 , Y_2O_3 și SiO_2 . La majoritatea compozițiilor s-au obținut caracteristici neliniare simetrice

SUR L'INSTABILITÉ MAGNÉTO-HYDRODYNAMIQUE DE TYPE
RAYLEIGH-TAYLOR D'UN PLASMA À CONDUCTIVITÉ
ÉLECTRIQUE FINIE L'ÉQUATION DE DISPERSION

MIRCEA VASIU

1 Introduction. Dans le présent article nous nous proposons de déduire l'équation de dispersion, pour l'étude de l'instabilité magnéto-hydrodynamique de type Rayleigh-Taylor (problème qui sera analysé dans un autre article), d'un plasma incompressible, non visqueux, à densité variable, constitué par des couches superposées, ayant une conductivité électrique finie. Nous nous limitons à deux couches séparées par une surface Σ . Le plasma se trouve sous l'action d'un champ magnétique uniforme $\vec{B}(B_x, 0, B_z)$ et sous l'action de l'accélération gravitationnelle $\vec{g}(0, 0, -g)$.

Nous utilisons les résultats obtenus par Chandrasekhar [1], Hide [2], Sharma, Srivastava [3], Ariel, Aggarwala [4]. À la différence des travaux cités, nous prenons en considération l'influence de la conductivité électrique finie du plasma.

2 Équations fondamentales pour l'état perturbé du plasma. Le système des équations magnéto-hydrodynamiques, pour l'état perturbé du plasma étudié, s'écrit de la manière suivante

$$\rho_0 \frac{\partial \vec{v}'}{\partial t} = -\nabla p' + \frac{1}{\mu} [(\vec{B} \cdot \nabla) \vec{B}' - \nabla(\vec{B}_0 \cdot \vec{B}')] + \vec{g} \rho', \quad (1)$$

$$\nabla \cdot \vec{v}' = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} = -(\vec{v}' \cdot \nabla) \rho_0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \vec{B}'}{\partial t} = (\vec{B}_0 \cdot \nabla) \vec{v}' + \nu_m \Delta \vec{B}', \quad (4)$$

$$\nabla \cdot \vec{B}' = 0, \quad (5)$$

où $\vec{v}'(u, v, w)$ est la perturbation de la vitesse, ρ_0 est la densité du plasma en état d'équilibre, p' est la perturbation de la pression, \vec{B}_0 est le champ magnétique en état d'équilibre (on suppose que le champ magnétique possède deux composantes B_x et B_z , dirigées d'après l'axe Ox et respectivement d'après l'axe Oz). Nous choisissons comme système de référence le système de coordonnées cartésiennes $Oxyz$, \vec{B}' est la perturbation du champ magnétique, ρ' est la perturbation de la densité, ν_m est le coefficient de viscosité magnétique du plasma ($\nu_m = \frac{1}{\mu\sigma}$, μ est la perméabilité magnétique du plasma, σ est la conductivité électrique du plasma), ∇ est l'opérateur nabla, Δ est l'opérateur de Laplace.

On suppose que la densité ρ_0 est une fonction de variable z ($\rho_0 = f(z)$).
Admettons que de petites perturbations se propagent dans le plasma
sous la forme

$$\varphi' = \varphi^*(z) \exp [ik_x x + ik_y y + \omega t], \quad (6)$$

où φ^* est l'amplitude d'onde, k_x et k_y sont les composantes du vecteur d'onde \vec{k} et ω est la pulsation

La substitution des perturbations (6) dans les équations (1)–(5) nous conduit au système d'équations, qui, en projections sur les axes Ox , Oy , Oz , s'écrit sous la forme

$$\omega \rho_0 u^* - \frac{B_z}{\mu} (DB_z^* - ik_x B_z^*) = -ik_x p^*, \quad (7)$$

$$\omega \rho_0 v^* - \frac{B_z}{\mu} (DB_y^* - ik_y B_z^*) - \frac{B_x}{\mu} (ik_x B_y^* - ik_y B_x^*) = -ik_y p^*, \quad (8)$$

$$\omega \rho_0 w^* + \frac{B_x}{\mu} (DB_z^* - ik_x B_z^*) = -Dp^* + \frac{g}{\omega} (D\rho_0)w^*, \quad (9)$$

$$ik_x u^* + ik_y v^* = -Dw^*, \quad (10)$$

$$\omega \rho^* = -(D\rho_0)w^*, \quad (11)$$

$$\Omega_m B_x^* = B_x D u^* + ik_x B_x u^*, \quad (12)$$

$$\Omega_m B_y^* = B_y D v^* + ik_y B_y v^*, \quad (13)$$

$$\Omega_m B_z^* = B_z D w^* + ik_x B_x w^*, \quad (14)$$

$$ik_x B_x^* + ik_y B_y^* = -DB_z^*, \quad (15)$$

où u^* , v^* , w^* , B_x^* , B_y^* , ρ^* sont les amplitudes des perturbations, $\Omega_m = \omega + \nu_m \times \times (k^2 - D^2)$, $k^2 = k_x^2 + k_y^2$, $D^2 = \frac{d^2}{dz^2}$

On multiplie l'équation (7) par $-ik_x$, l'équation (8) par $-ik_y$ et par l'addition, on obtient l'égalité

$$\begin{aligned} -\omega \rho_0 (ik_x u^* + ik_y v^*) + \frac{B_z}{\mu} (ik_x DB_z^* + ik_y DB_y^* + k^2) B_z^* + \\ + \frac{k_y B_x}{\mu} (k_y B_x^* - k_x B_y^*) = -k^2 p^* \end{aligned} \quad (16)$$

Si l'on applique l'opérateur $D = \frac{d}{dz}$ dans l'équation (15) on obtient

$$ik_x DB_x^* + ik_y DB_y^* = -D^2 B_z^* \quad (17)$$

En tenant compte de (10) et de (17), l'égalité (16) s'écrit sous la forme

$$\rho_0 D w^* - \frac{B_z}{\mu \omega} (D^2 - k^2) B_z^* + \frac{k_y B_x}{\mu \omega} (k_y B_x^* - k_x B_y^*) = -\frac{k^2}{\omega} p^* \quad (18)$$

En tenant compte des équations (12)–(14), l'égalité (18) prend la forme

$$\begin{aligned} & \frac{\omega}{k^2} \rho_0 D w^* - \frac{B_x}{\mu k^2 \Omega_m} (D^2 - k^2) (B_x D w^* + i k_x B_x w^*) + \\ & + \frac{k_y^2 B_x}{\mu k^2} (B_x D u^* + i k_x B_x u^*) - \frac{k_x k_y B_x}{\mu k^2 \Omega_m} (B_x D v^* + i k_x B_x v^*) = -p^* \end{aligned} \quad (19)$$

Introduisant maintenant la grandeur $\zeta' = (\nabla \times \vec{v}')_z = \text{rot}_z \vec{v}' = \frac{\partial v'}{\partial x} - \frac{\partial u'}{\partial y}$, qui prend la forme

$$\zeta^* = i k_x v^* - i k_y u^*, \quad (20)$$

tenant compte de (10), après la multiplication par $i k_x$ et respectivement par $i k_y$, on obtient

$$u^* = \frac{1}{k^2} (i k_y \zeta^* + i k_x D w^*) \quad (21)$$

et

$$v^* = \frac{1}{k^2} (-i k_x \zeta^* + i k_y D w^*) \quad (22)$$

Si l'on applique l'opérateur $D = \frac{d}{dz}$ dans les égalités (21) et (22), on obtient

$$D u^* = \frac{1}{k^2} (i k_y D \zeta^* + i k_x D^2 w^*) \quad (23)$$

et

$$D v^* = \frac{1}{k^2} (-i k_x D \zeta^* + i k_y D^2 w^*) \quad (24)$$

La substitution de (21) – (24) dans (19) nous conduit à l'égalité

$$\begin{aligned} -p^* &= \frac{\omega}{k^2} \rho_0 D w^* + \frac{i k_y B_x B_z}{\mu k^2 \Omega_m} D \zeta^* - \frac{B_z^2}{\mu k^2 \Omega_m} (D^2 - k^2) D w^* - \frac{i k_x B_x B_z}{\mu k^2 \Omega_m} \times \\ & \times (D^2 - k^2) w^* - \frac{k_x B_z^2 k_y}{\mu k^2 \Omega_m} \zeta^* \end{aligned} \quad (25)$$

Si l'on applique l'opérateur D dans (25) et dans (12), où nous tenons compte de (21), faisant les calculs, nous obtiendrons

$$\begin{aligned} -D p^* &= \frac{\omega}{k^2} D (\rho_0 D w^*) + \frac{i k_y B_x B_z}{\mu k^2 \Omega_m} D^2 \zeta^* - \frac{B_z^2}{\mu k^2 \Omega_m} (D^2 - k^2) D^2 w^* - \\ & - \frac{i k_x B_x B_z}{\mu k^2 \Omega_m} (D^2 - k^2) D w^* - \frac{k_x k_y B_z^2}{\mu k^2 \Omega_m} D \zeta^* \end{aligned} \quad (26)$$

et

$$D B_x^* = \frac{1}{k^2 \Omega_m} D (B_x D + i k_x B_x) (i k_y \zeta^* + i k_x D w^*) \quad (27)$$

En tenant compte de (14) et de (27), l'égalité (9) s'écrit sous la forme :

$$\begin{aligned}
 -Dp^* &= \omega \rho_0 w^* + \frac{B_x}{\mu k^2 \Omega_m} (B_z D^2 + ik_x B_x D)(ik_y \zeta^* + ik_x D w^*) - \\
 &\quad - \frac{ik_x B_x}{\mu \Omega_m} (B_x D w^* + ik_x B_x w^*) - \frac{g}{\omega} (D \rho_0) w^*. \quad (28)
 \end{aligned}$$

Les égalités (26) et (28) nous conduisent à l'équation

$$\begin{aligned}
 D(\rho_0 D w^*) - k^2 \rho_0 w^* - \frac{2ik_x B_x B_z}{\mu \omega \Omega_m} (D^2 - k^2) D w^* - \frac{B_z^2}{\mu \omega \Omega_m} (D^2 - k^2) D^2 w^* + \\
 + \frac{B_x^2 k_x^2}{\mu \omega \Omega_m} (D^2 - k^2) w^* + \frac{g k^2}{\omega^2} (D \rho_0) w^* = 0 \quad (29)
 \end{aligned}$$

Nous admettons l'existence de deux fluides superposées avec les densités constantes ρ_1 et ρ_2 , séparées par la surface $\Sigma(z=0)$. Dans ce cas, l'équation (29), pour $\rho = \text{const}$, se réduit à la forme

$$(D^2 - k^2) D^2 w^* + 2ik_x \frac{B_x}{B_z} (D^2 - k^2) D w^* - \left(\frac{\mu \rho_0 \omega \Omega_m}{B_z^2} + k_x^2 \frac{B_x^2}{B_z^2} \right) (D^2 - k^2) w^* = 0, \quad (30)$$

qui peut être écrite de la manière suivante

$$(D^2 - k^2) \left[D^2 w^* + 2ik_x \frac{B_x}{B_z} D w^* - \left(\frac{\mu \rho_0 \omega \Omega_m}{B_z^2} + k_x^2 \frac{B_x^2}{B_z^2} \right) w^* \right] = 0. \quad (31)$$

Introduisons les constantes

$$\alpha = \frac{B_x}{B_z}, \quad \beta = 2ik_x \alpha, \quad \gamma = - \left(\frac{\mu \rho_0 \omega \Omega_m}{B_z^2} + k_x^2 \alpha^2 \right). \quad (32)$$

Remplaçons les constantes (32) en équation (31), nous obtiendrons la forme

$$[D^2 w^* + \beta D w^* + \gamma w^*] = 0. \quad (33)$$

L'équation (33) est l'équation de dispersion cherchée pour le modèle de plasma étudié. Elle généralise les équations de dispersion obtenues dans les travaux cités.

3. Cas particuliers. Pour le cas d'un modèle de plasma similaire, à conductivité électrique infinie ($\nu_m = 0$, $\Omega_m = \omega$), l'équation de dispersion (33) se réduit à l'équation de dispersion obtenue par Ariel, Aggarwala. Pour le cas d'un modèle de plasma similaire, à conductivité électrique infinie, en présence d'un champ magnétique horizontal, ou d'un champ magnétique vertical, l'équation de dispersion se réduit à l'équation de dispersion obtenue par Chandrasekhar.

BIBLIOGRAPHIE

- 1 S Chandrasekhar, *Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability*, Oxford, Clarendon Press, 1961, § 96, § 97
2. R. Hide, Proc. Roy. Soc. A, **233**, 376 (1955)
3. R. Sharma, K. Srivastava, Austr. J. Phys., **21**, 923 (1968).
- 4 P. Ariel, B. Aggarwala, Cand. J. Phys., **57**, 1094 (1979).

ASUPRA INSTABILITĂȚII MAGNETOHIDRODINAMICE DE TIP RAYLEIGH-TAYLOR
A UNEI PLASME CU CONDUCTIVITATE ELECTRICĂ FINITĂ. ECUAȚIA DE
DISPERSIE

(R e z u m a t)

În această lucrare autorul stabilește ecuația de dispersie necesară studiului instabilității magnetohidrodinamice de tip Rayleigh-Taylor — problemă ce va fi abordată în cadrul unei alte lucrări — în cazul unui model de plasmă, cu *conductivitate electrică finită*, constituită din două straturi suprapuse, în prezența unui câmp magnetic uniform cu două componente axiale și a accelerației gravitaționale

Ecuația de dispersie obținută generalizează ecuațiile de dispersie obținute de alți autori în cazul unui model similar de plasmă, dar cu *conductivitate electrică infinită*.

TEMPERATURE DEPENDENCE OF THE DIELECTRIC CONSTANTS
OF SAME CHOLESTEROL DERIVATIVES

S. SELINGER, F. PUSKÁS, R. SCHWARTZ, A. JUHÁSZ

In the cholesterol derivatives, mainly esters — cholesteryl ethyl carbonat $C_{32}H_{54}O_4$, cholesteryl ethoxy-ethyl carbonat $C_{30}H_{50}O_3$, cholesteryl caprate $C_{23}H_{56}O_2$, cholesteryl palmitate $C_{43}H_{76}O_2$, cholesteryl chloride $C_{27}H_{45}Cl$, cholesteryl benzoat $C_{34}H_{50}O_2$ — the temperature dependence of the dielectric constants are studied near phase transition

The cholesterol derivatives were synthesized at the Chemicals and Pharmaceutics Research Institute — ICCF Filiala Cluj-Napoca

1. Introduction. In this paper the temperature dependence of the dielectric constant is examined. The melting points of compounds as well as their temperatures of transition from the liquid crystalline to the isotropic phase are closely correlated with the literature data [1], [2]

The thermal desorientation of the single molecular long axes can be described by the degree of order

$$S = 1 - \frac{3}{2} \overline{\sin^2 \theta} \quad (1)$$

$\overline{\sin^2 \theta}$ mean value averaged over all molecules

The value of the degree of order is depending on the competition of the thermal energy of the molecules and the energy gain by the parallel orientation in the layers

We have measured the dielectric constant, which may be considered as a measure for the degree of order

2. Experimental methods. Cholesteryl derivatives used in our experiments were synthesized at the ICCF Filiala Cluj

These components are heated up to the isotropic phase and cold down to the crystalline phase

The temperature of the sample is controlled within the accuracy of 1 °C and it is measured by a thermocouple placed in an oven placed around the sample

The apparatus used to measure the capacitance characteristics of the liquid crystal sample is a Semi-Automatic Universal Bridge BM 509 Tesla

The dielectric constants are of course frequency dependent but we have measured capacitance versus temperature at frequency 1 kHz

From geometrical consideration of our liquid crystal cell (we have seen that liquid crystal cell with the same thickness of the sample used have approximately the same parasite capacitance), dielectric constant will be given by

$$\varepsilon = \frac{C_{LC} - C_{parasite}}{C_{air}} \quad (2)$$

where C_{LC} — capacitance of liquid crystal cell

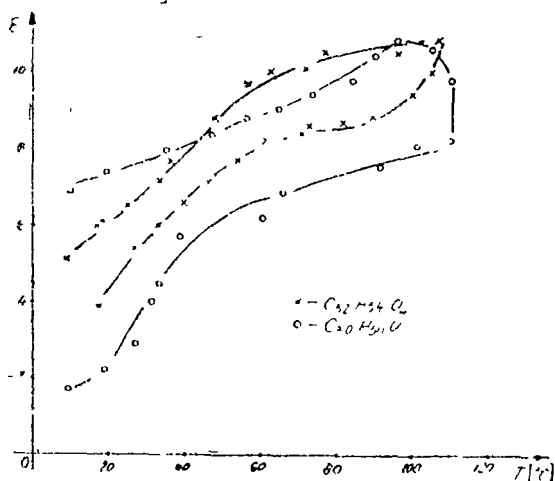


Fig. 1 Temperature dependence of the dielectric constants of the samples A and B

3 Experimental results. The temperature dependence of dielectric constants of the cholesteryl ethyl carbonate (A) and cholesteryl ethoxy-ethyl carbonate (B) samples is shown in Figure 1

Figure 2 show the dielectric constant behavior of the cholesteryl caprate (C) and cholesteryl palmitate (D).

Figure 3 shows the dielectric constant behavior of the cholesteryl chloride (E) and cholesteryl benzoate (F)

4. Discussion. There is a smooth change in the dielectric constant as the mesomorphic state changed to the isotropic liquid. The dielectric constant values showed a break at the transition temperature

As the temperature is increased, the degree of orientation decreases, linearly at first, and then rapidly to zero orientation to transition point

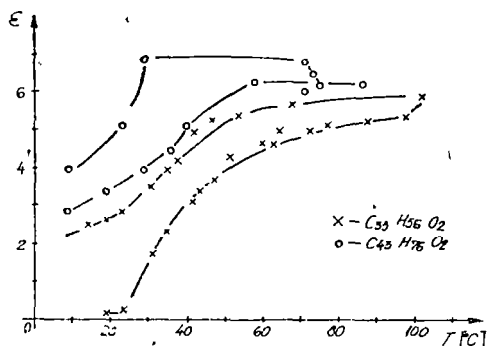


Fig. 2 Temperature dependence of the dielectric constants of the samples C and D

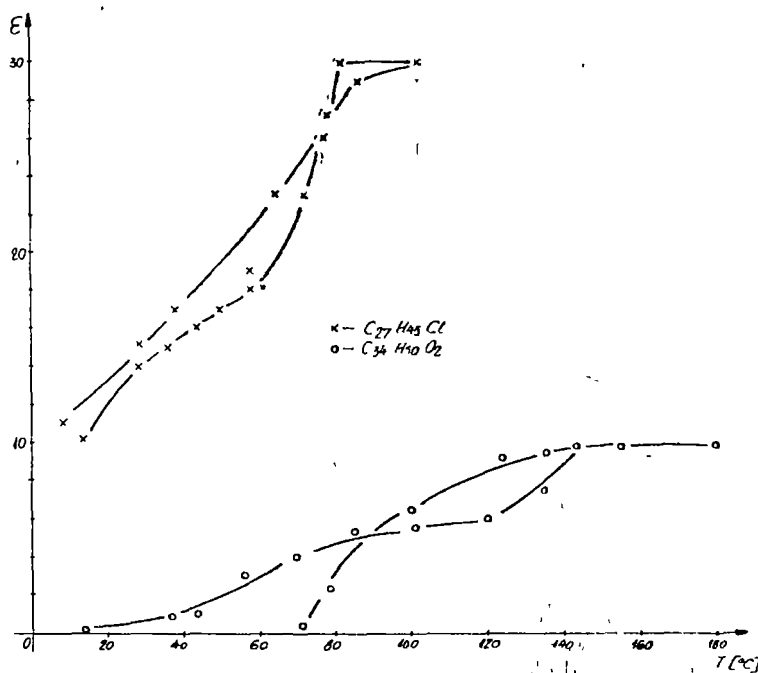


Fig 3 Temperature dependence of the dielectric constants of the samples E and F

The dielectric constant ϵ of the mesophase falls linearly and at the transition point there is no sharp change. The molecules are arranged parallel to the condenser plates by the orientating effect of the electric field between the plates

The values of the dielectric constant for rising and falling temperatures below liquid crystals — isotropic transition point were not coincident.

5. Conclusion. The measurements of the dielectric constant and particularly of the dielectric anisotropy are very delicate, and there are noticeable differences in the results obtained by different authors

The non coincident values of the dielectric constants for rising and falling temperatures are due to the breakdown of the molecular order and the build-up, of the molecular order will not proceed via identical, intermediate, molecular orientational changes

(Received March 20, 1981)

REFERENCES

1. G. W. Gray, *Molecular Structure and the Properties of Liquid Crystals*, Academic Press, London, 1962.
2. S. Selinger, R. Schwartz and A. Juhász, *Revista de Chimie*, **31**, 1196 (1980).
3. S. Selinger, F. Puskás, R. Schwartz, A. Juhász, *Studia Univ. Babeş-Bolyai, Phys.*, **26**, 1, 38 (1981)

STUDIUL DEPENDENȚEI DE TEMPERATURĂ A CONSTANTEI DIELECTRICE ÎN
CÎȚIVA ESTERI COLESTERICI

(R e z u m a t)

În lucrarea de față este prezentată dependența de temperatură a constantei dielectrice în colesteril etil carbonat, colesteril etoxyetil carbonat, colesteril caproat, colesteril palmitat și colesteril benzoat.

Metoda folosită în experiențele noastre este destinată determinării tranziției de fază lichid colesteric—lichid izotrop. Temperaturile de tranziție sînt în concordanță cu datele obținute de noi prin alte metode.

ECUAȚIA DE DISPERSIE ÎN CAZUL INSTABILITĂȚII MAGNETO-HIDRODINAMICE DE TIP RAYLEIGH-TAYLOR A UNEI PLASME ÎN PREZENȚA UNUI CÎMP MAGNETIC SPAȚIAL

MIRCEA VASIU

1 Introducere. Într-o lucrare anterioară [1] am stabilit ecuația de dispersie necesară studiului instabilității magnetohidrodinamice de tip Rayleigh-Taylor a unei plasme incompresibile, nevâscoase, cu conductivitate electrică finită, supusă la acțiunea unui câmp magnetic uniform cu două componente și la acțiunea accelerației gravitaționale

În lucrarea de față ne propunem să stabilim ecuația de dispersie pentru un model analog de plasmă, cu deosebirea că admitem o conductivitate electrică infinită și luăm în considerare acțiunea unui *câmp magnetic spațial* și uniform cu trei componente B_x, B_y, B_z , presupuse constante

2. Sistemul de ecuații magneto-hidrodinamice pentru starea perturbată a plasmei. Pentru modelul de plasmă analizat sistemul de ecuații magneto-hidrodinamice în cazul perturbației plasmei este următorul

$$\rho_0 \frac{\partial \vec{v}'}{\partial t} = -\nabla p' + \frac{1}{\mu_0} [(\vec{B}_0 \cdot \nabla) \vec{B}' - \nabla(\vec{B}_0 \cdot \vec{B}')] + \vec{g} \rho' \quad (1)$$

$$\nabla \cdot \vec{v}' = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} = -(\vec{v}' \cdot \nabla) \rho_0 \quad (3)$$

$$\frac{\partial \vec{B}'}{\partial t} = \nabla \times (\vec{v}' \times \vec{B}_0) = (\vec{B}_0 \cdot \nabla) \vec{v}' \quad (4)$$

$$\nabla \cdot \vec{B}' = 0 \quad (5)$$

unde $\vec{B}_0 \cdot \nabla = B_x \frac{\partial}{\partial x} + B_y \frac{\partial}{\partial y} + B_z \frac{\partial}{\partial z}$ și $\vec{B}_0 \cdot \vec{B}' = B_x B'_x + B_y B'_y + B_z B'_z$. Semnificațiile diferitelor mărimi fizice ce figurează în sistemul de ecuații diferențiale (1)–(5) sînt identice cu cele din lucrarea [1]

Admitem că în interiorul plasmei se propagă perturbații de forma

$$\varphi''(x, y, z, t) = \varphi^*(z) \exp(ik_x x + ik_y y + \omega t), \quad (6)$$

unde $\varphi^*(z)$ este amplitudinea perturbației, k_x, k_y sînt componentele vectorului număr de undă, ω este pulsația perturbației. Ținînd seama de sistemul de ecuații diferențiale (1)–(5), de forma (6) a perturbațiilor, obținem următoarele ecuații diferențiale în proiecții pe axele de coordonate carteziene

$$\omega \rho_0 u' - \frac{B_x}{\mu_0} (DB'_x - ik_x B'_z) - \frac{B_y}{\mu_0} (ik_y B'_x - ik_x B'_y) = -ik_x p', \quad (7)$$

$$\omega \rho_0 v' - \frac{B_x}{\mu_0} (DB'_y - ik_y B'_z) - \frac{B_x}{\mu_0} (ik_x B'_y - ik_y B'_z) = -ik_y p', \quad (8)$$

$$\omega \rho_0 w' + \frac{B_x}{\mu_0} (DB'_x - ik_x B'_z) + \frac{B_y}{\mu_0} (DB'_y - ik_y B'_z) - \frac{g}{\omega} (D\rho_0) w' = -Dp', \quad (9)$$

$$ik_x u' + ik_y v' = -Dw' \quad (10)$$

$$\omega \rho' = -(D\rho_0)w', \quad (11)$$

$$B'_x = (B_z D + ik_x B_x + ik_y B_y) u', \quad (12)$$

$$B'_y = (B_z D + ik_x B_x + ik_y B_y) v', \quad (13)$$

$$B'_z = (B_z D + ik_x B_x + ik_y B_y) w', \quad (14)$$

$$ik_x B'_x + ik_y B'_y = -DB'_z, \quad (15)$$

3. Ecuația de dispersie. Printr-un procedeu analog cu cel utilizat în lucrarea [1] obținem din (7) și (8) egalitatea

$$\begin{aligned} -Dp' = \frac{\omega}{k^2} D(\rho_0 D w') - \frac{B_z^2}{\mu_0 \omega k^2} (D^2 - k^2) D^2 w' - \left(\frac{ik_x B_x B_z}{\mu_0 \omega k^2} + \frac{ik_y B_y B_z}{\mu_0 \omega k^2} \right) (D^2 - k^2) D w' + \\ + \left(\frac{ik_y B_x B_z}{\mu_0 \omega k^2} - \frac{ik_x B_y B_z}{\mu_0 \omega k^2} \right) D^2 \xi' + \left[\frac{k_x k_y B_y^2}{\mu_0 \omega k^2} + \frac{(k_x^2 - k_y^2) B_x B_y}{\mu_0 \omega k^2} - \frac{k_x k_y B_x^2}{\mu_0 \omega k^2} \right] D \xi', \end{aligned} \quad (16)$$

unde $\xi' = ik_x v' - ik_y u'$. Aplicînd operatorul D în egalitățile (12) și (13), ținînd seama de formele (21) și (22) (v lucrarea [1]) ale mărimilor u și v , obținem

$$DB'_x = \frac{1}{\omega k^2} D [B_z D + (ik_x B_x + ik_y B_y)] (ik_y \xi' + ik_x D w') \quad (17)$$

și

$$DB'_y = \frac{1}{\omega k^2} D [B_z D + (ik_x B_x + ik_y B_y)] (-ik_x \xi' + ik_y D w'). \quad (18)$$

Ținînd seama de (14), de (17) și de (18), ecuația (9) capătă forma

$$\begin{aligned} -Dp' = \omega \rho_0 w' + \left(\frac{B_x B_z}{\mu_0 \omega k^2} D^2 + \frac{ik_x B_x^2}{\mu_0 \omega k^2} D + \frac{ik_y B_x B_y}{\mu_0 \omega k^2} D \right) (ik_y \xi' + ik_x D w') + \\ + \left(\frac{B_y B_z}{\mu_0 \omega k^2} D^2 + \frac{ik_x B_x B_y}{\mu_0 \omega k^2} D + \frac{ik_y B_y^2}{\mu_0 \omega k^2} D \right) (-ik_x \xi' + ik_y D w') - \\ - \left(\frac{ik_x B_x}{\mu_0 \omega} + \frac{ik_y B_y}{\eta_0 \omega} \right) [B_z D w' + (ik_x B_y + ik_y B_x) w'] - \frac{g}{\omega} (D\rho_0) w'. \end{aligned} \quad (19)$$

Egalînd (16) și (19) obținem ecuația de dispersie pentru modelul de plasmă analizat

$$\begin{aligned} D(\rho_0 D w') - k^2 \rho_0 w' - \frac{B_z^2}{\mu_0 \omega^2} (D^2 - k^2) D^2 w' - \left(\frac{2ik_x B_x B_z + 2ik_y B_y B_z}{\mu_0 B \omega^2} \right) (D^2 - k^2) D w' + \\ + \frac{(k_x B_x + k_y B_y)^2}{\mu_0 \omega^2} (D^2 - k^2) w' + \frac{g k^2}{\omega^3} (D\rho_0) w' = 0. \end{aligned} \quad (20)$$

Pentru cazul $\rho_0 = \text{const.}$ ecuația (20) capătă forma

$$(D^2 - k^2)(D^2 w' + \beta_1 D w' + \gamma_1 w') = 0 \quad (21)$$

unde

$$\beta_1 = 2ik_x \alpha + 2ik_y \tilde{\alpha}, \quad \gamma_1 = -(k_x^2 \alpha^2 + k_y^2 \tilde{\alpha}^2 + 2k_x k_y \alpha \tilde{\alpha} + \frac{\mu_0 \rho_0 \omega^2}{B_z^2}), \quad \alpha = \frac{B_x}{B_z}, \quad \tilde{\alpha} = \frac{B_y}{B_z}$$

Ecuația de dispersie (21) generalizează ecuațiile de dispersie cunoscute în literatura de specialitate și care au fost obținute pentru cazul unui câmp magnetic fie cu o componentă [2], fie cu două componente [1], [3], [4]

Cazuri particulare 1 În cazul în care asupra plasmei acționează doar o componentă axială și uniformă (fie B_x , fie B_z) constantele β_1 , γ_1 capătă valorile $\beta_1 = 0$, $\gamma_1 = \frac{-\mu_0 \rho_0 \omega^2}{B_z^2}$ pentru cazul $B_x \neq 0$, $B_z = 0$ și valorile: $\beta_1 B_z^2 = 0$, $\gamma_1 B_z^2 = -k_x^2 B_x^2 - \mu_0 \rho_0 \omega^2$ pentru cazul $B_x \neq 0$, $B_z = 0$ și ecuația (21) se reduce fie la forma obținută de Chandrasekhar în cazul prezenței componentei verticale a câmpului magnetic

$$(D^2 - k^2) \left(D^2 - \frac{\mu_0 \rho_0 \omega^2}{B_z^2} \right) w' = 0, \quad (22)$$

fie la forma obținută de asemenea de Chandrasekhar în cazul prezenței componentei axiale a câmpului magnetic

$$(D^2 - k^2)(\mu_0 \rho_0 \omega^2 + k_x^2 B_x^2) w' = 0 \quad (23)$$

În amândouă cazurile s-a admis $B_y = 0$, 2 În cazul în care $B_y = 0$, $B_x \neq 0$, $B_z \neq 0$, ecuația (21) se reduce la forma (33) (v lucrarea [1])

(Intrat în redacție la 30 aprilie 1981)

BIBLIOGRAFIE

1. M. VasIU, Studia Univ Babeș-Bolyai, Phys, **26**, 2, 67 (1981)
2. S. Chandrasekhar, *Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability*, Oxford, Clarendon Press, 1961, § 96, § 97.
3. R. Sharma, K. Srivastava, Austr J Phys, **21**, 923 (1968)
4. P. Ariel, B. Aggarwala, Canad J. Phys, **57**, 1094 (1979)

SUR L'ÉQUATION DE DISPERSION POUR LE CAS DE L'INSTABILITÉ MAGNÉTOHYDRODYNAMIQUE DE TYPE RAYLEIGH-TAYLOR D'UN PLASMA SOUS L'ACTION D'UN CHAMP MAGNÉTIQUE SPATIAL

(Résumé)

Dans le présent article nous voulons déduire l'équation de dispersion pour le cas de l'instabilité magnétohydrodynamique de type Rayleigh-Taylor d'un plasma incompressible, non visqueux, avec une conductivité électrique infinie, sous l'action d'un champ magnétique spatial et uniforme $\vec{B}(B_x, B_y, B_z)$ et sous l'action d'accélération gravitationnelle $\vec{g}(0, 0, -g)$

NOTE

ON THE GENERALIZED EIGENVALUE PROBLEM IN QUANTUM MECHANICS

R. I. CÂMPEANU and D. BUNĂU

For any realistic quantum mechanical system described by the hamiltonn H one can imediately write down a variational upper bound principle for the bound state energies, namely, the Rayleigh-Ritz result. If the trial function ψ , contains N linear parameters, this method leads to the $N \times N$ eigenvalue equation

$$(M - \lambda S)a = 0 \quad (1)$$

for which the i -th ordered eigenvalue λ_i is an upper bound on the eigenvalue of the i -th state of the system. In particular, for the ground state we are interested in the algebraically smallest eigenvalue of (1). Both M and S are real and symmetric having the matrix elements $(\varphi_i, H\varphi_j)$ and respectively (φ_i, φ_j) , where φ_i are the terms in the linear expansion of ψ . The overlap matrix S is in addition positive definite and non-singular. The matrix a is the eigenvector corresponding to a particular value of λ .

The first step in solving the generalized eigenvalue problem (1) is the reduction to standard eigenvalue form

$$(A - \lambda I)b = 0 \quad (2)$$

For this purpose a large variety of solutions can be considered and for a complete account the reader is directed to the paper of Ford and Hall [1]. We shall consider in this paper only three methods which simultaneously find all the eigenvalues

The most obvious algorithm is to invert S and to premultiply (1) by S^{-1}

$$(S^{-1}M - \lambda I)a = 0 \quad (3)$$

This method has the major disadvantage that $S^{-1}M$ is not symmetric

The methods for retaining the symmetry depend on the fact that the matrix S is positive definite. In this case one can use the existence of a square root matrix $S^{\frac{1}{2}}$ to write the L o w d i n [2] decomposition

$$\left(S^{-\frac{1}{2}} M S^{-\frac{1}{2}} - \lambda I \right) b = 0; \quad b = S^{\frac{1}{2}} a \quad (4)$$

Alternatively we may use the fact that any positive definite matrix may be written in the form $S = LL^T$, where L is a lower triangular matrix. We then

have the Cholesky-Wilkinson decomposition [3]

$$(L^{-1}M(L^T)^{-1} - \lambda I)c = 0, \quad c = L^T a \quad (5)$$

The advantage of using any of these methods on the computer is given by their speed and storage requirements; the first method needs $4N^3/3$ multiplications, the second method $3N^3/2$ multiplications and the third one only N^3 operations [1]. We have tested the two fastest methods, namely (3) and (5), on the antiproton-hydrogen bound state problem [4]. The table gives the eigenvalues for $N = 9$ and the internuclear distance $R = 1$ a.u. obtained with the methods (3) and (5). It appears that in this case the non-symmetric matrix $S^{-1}M$ is well behaved and has only real eigenvalues, although in principle there is no guarantee on this matter.

Table 1

| | | | | | | | |
|------------|--------|--------|--------|--------|------------|---------|---------|
| method (3) | - 4987 | - 4926 | - 4807 | - 4781 | - .4337 | - .4073 | - .2215 |
| method (5) | - 4985 | - 4926 | - 4825 | - 4778 | - 4337 | - 4062 | - .2215 |
| | | | | | method (3) | 2691 | .4993 |
| | | | | | method (5) | 2692 | 4994 |

The agreement between the results of the two methods is very good for most of the eigenvalues. We expect however a deterioration of this agreement with the increase of N . On the other hand, the eigenvalue problem with method (3) is slower than the real symmetric problem of method (5). Our conclusion is that the generalized eigenvalue problem can be solved most conveniently with a Cholesky-Wilkinson decomposition.

(Received October 13, 1980)

REFERENCES

- 1 B Ford, G Hall, *Comp Phys Commun*, **8**, 337 (1974)
- 2 P O Löwdin, *J Chem Phys*, **18**, 365 (1950)
- 3 C Reinsch, J H Wilkinson, *Handbook for automatic computation*, vol 2, Springer Verlag, Berlin, 1971
- 4 R I Cămpăeanu, *Studia Univ Babeş-Bolyai, Phys*, **25**, 1, 77 (1980)

ASUPRA PROBLEMEI GENERALIZATE A VALORILOR PROPRII ÎN MECANICA CUANTICĂ

(Rezumat)

Sînt comparate 3 metode de reducere a problemei generalizate a valorilor proprii la forma standard. Rezolvarea pe computer a unei probleme cuantice concrete relevă avantajele folosirii algoritmului bazat pe descompunerea Cholesky-Wilkinson.



În cel de al XXVI-lea an (1981) *Studia Universitatis Babeş-Bolyai* apare în specialitățile:

matematică (4 fascicule)
fizică (2 fascicule)
chimie (2 fascicule)
geologie-geografie (2 fascicule)
biologie (2 fascicule)
filozofie (2 fascicule)
științe economice (2 fascicule)
științe juridice (2 fascicule)
istorie (2 fascicule)
filologie (2 fascicule)

На XXVI году издания (1981) *Studia Universitatis Babeş-Bolyai* выходит по следующим специальностям:

математика (4 выпуска)
физика (2 выпуска)
химия (2 выпуска)
геология-география (2 выпуска)
биология (2 выпуска)
философия (2 выпуска)
экономические науки (2 выпуска)
юридические науки (2 выпуска)
история (2 выпуска)
филология (2 выпуска)

Dans sa XXVI-e année (1981) *Studia Universitatis Babeş-Bolyai* paraît dans les spécialités:

mathématiques (4 fascicules)
physique (2 fascicules)
chimie (2 fascicules)
géologie-géographie (2 fascicules)
biologie (2 fascicules)
philosophie (2 fascicules)
sciences économiques (2 fascicules)
sciences juridiques (2 fascicules)
histoire (2 fascicules)
philologie (2 fascicules)

43 904

Abonamentele se fac la oficiile poștale, prin factorii poștali și prin difuzorii de presă, iar pentru străinătate prin ILEXIM, Departamentul export-import presă, P.O. Box 136-137, telex 11226, București, str. 13 Decembrie nr. 3.

Lei 10