

УДК 539.16.04

THERMOACOUSTIC DOSIMETRY OF PULSED ELECTRON AND BREMSSTRAHLUNG BEAMS BY THIN TARGETS*

A.I. Kalinichenko and G.F. Popov

Kharkiv National University, P.O. Box 60, 61052 Kharkiv, Ukraine, E-mail: kalinichenko@univer.kharkov.ua

Received 11 August 2000

The present paper is a review of efforts in thermoacoustic dosimetry of pulsed electron and bremsstrahlung beams. Equations of radiation acoustics joining the deposited energy distribution in a thin target to the stress wave amplitude are presented. These equations constitute the theoretic basis of the thermoacoustic dosimetry. Availability of acoustic gamma dosimetry is discussed. Principle of operation, construction and purpose of some active thermoacoustic dosimeters and comprising them systems, which developed and built in Kharkiv National University, are considered. Specific features of the method of thermoacoustic dosimetry are considered.

KEY WORDS: electrons, bremsstrahlung, pulsed beam, thin target, thermoacoustic response, dosimetry

As it is known, the thermoelastic waves, generated in the matter by pulsed radiation, carry information concerning some important radiation and matter characteristics [1-3]. In recent years the radiation-acoustic effects have been used in dosimetry of pulsed electron and bremsstrahlung beams [3-9] in express-analysis of material characteristics [10-13], in electron accelerator control systems, in particular, for equipment protecting of high-current pulsed accelerators against destructive impact of own beam [4,14], in technological processes [15-18].

The theoretical and experimental basis of thermoacoustic dosimetry was elaborated in details in the Kharkiv National University. These investigations were used in design a number of radiation-acoustic dosimeters (RAD)s and RAD-based control-measuring systems for electron and bremsstrahlung beam parameters determination.

The following specific features of RADs should be of interest for specialists.

1. **High informativity.** RADs give possibility to determine the following integral beam characteristics: intensity, energy, radius, location and duration of the beam. Also, RADs permit determining some important differential beam characteristics: dose profile, formed by radiation beam in a target, transversal beam current density, time dependence of the beam current, beam energy distribution.

2. **High sensitivity and high radiation tolerance.** Radiation-acoustic detectors record surely the acoustic stress from the level of piezoceramic thermal noises, i.e. $\Delta\sigma \approx 0.5 \text{ Pa}$ while detecting at frequencies $\leq 5 \text{ MHz}$, up to dynamic material strength limit, which is $\sigma_d \sim 1 \text{ GPa}$ for impact load of metal. The corresponding range of electron flux density is from $j_{\min} \approx 2\Delta\sigma / (\Gamma\chi) \approx 10^5 \text{ electrons/cm}^2/\text{pulse}$ up to $j_{\max} \approx 2\sigma_d / (\Gamma\chi) \approx 10^{15} \text{ electrons/cm}^2$ per pulse. Here Γ is the Gruneisen parameter and $\chi \equiv (\partial E / \partial x)_{\text{ion}}$ - the electron energy loss in a target material.

3. **High noise stability** due to time delay between moments of accelerator energy release and acoustic pulse registration.

4. **Transformation of high-frequency spectrum of radiation into low-frequency band of acoustic signal.** It could be useful at processing of signals from nanosecond radiation pulses.

5. **High spatial resolution**, which is determined by upper frequency of passband of acoustic waveguide. Utilization of broadband detectors and materials with low acoustic attenuation permits the spatial resolution of acoustic dosimetry up to 0.05cm.

6. **Possibility of non-disturbing acoustic dosimetry.** RADs with thin rods and plates as their sensitive elements do not change the beam parameters significantly.

7. **Control a great area by the only acoustic detector.** This possibility gives RAD with wire working body.

8. **Possibility of monitoring of scanning electron beams**, which are used in various technological processes.

9. **Real-time monitoring** of radiation properties in the course of radiation processing.

10. **RADs may be combined with construction elements of accelerator**, solving simultaneously the problem of equipment defence against destructive impact of own beam.

11. **Low price, simplicity and construction reliability.**

12. **RAD can be easy incorporated in a computer-based control system.** So, the system composed of a wire dosimeter, electronic preamplifier, CAMAC crate and PC with corresponding software carried out continuous, non-disturbing, and high-informative monitoring of extensive area under periodic pulsed radiation. The body shape of such a wire dosimeter is determined by configuration of area under monitoring. In the course of monitoring both transversal and longitudinal particle distribution of electron beam are determined.

* Research partly supported by STCU, Project #957

In the paper, the basic equations of thermoacoustic dosimetry joining the thermoacoustic stress amplitude to deposited energy density are presented. Using these equations, we can restore the particle distribution in the pulsed beam by thermoacoustic response of 1-D (wire, rod) or 2-D (plate) thin targets (TT)s. The generation coefficients for the TT-based dosimeters (TTDs) are presented. The availability of acoustic gamma dosimetry is analyzed. The principle of operation, construction and purpose of some active thermoacoustic 1-D and 2-D TTDs for determining of characteristics of electron and bremsstrahlung beams are considered.

BASIC EQUATIONS OF THERMOACOUSTIC DOSIMETRY

A basic equations of thermoacoustic dosimetry are those joining the distribution of deposited in a target energy $\varepsilon(\vec{r}, t)$ to the stress wave amplitude $\sigma(t)$. Such an equation in the case of 1-D TTs has a form [1]:

$$\sigma(x, t) = \frac{\gamma_1}{2s_1} \int_{x-s_1t}^x \varepsilon(\xi) \cdot F\left(t - \frac{x-\xi}{s_1}\right) d\xi, \quad (1)$$

where

$$\varepsilon(\vec{r}, t) \equiv \varepsilon(x, t) = \varepsilon(x) \cdot \int_0^t F(\tau) d\tau, \quad (2)$$

$F(t)$ is the normalized function of the energy loading rate, s_1 is the longitudinal sound velocity in the thin rod, $\gamma_1 = \text{const}$ is the coefficient of generation; x - coordinate which is counted along the body of 1-D TT.

Scheme of one-dimensional excitation of thermoacoustic pulse in 1-D TT by radiation beam is shown in fig. 1.

For instantaneous energy release ($\tau_b \ll D/s$, where τ_b is the irradiation time, D is the effective dimension of a zone under irradiation) the function (2) transforms to the form:

$$\varepsilon(x, t) = \varepsilon(x) \cdot \theta(t), \quad (3)$$

where $\theta(t)$ is the Heaviside's unit function. In this case we found from (1):

$$\sigma(x, t) = \frac{\gamma_1}{2} \varepsilon(x - s_1 t). \quad (4)$$

So, the dose distribution $\varepsilon(x)$ in dosimeter body is directly proportional to acoustic stress amplitude $\sigma(t)$ and it can be easily restored by thermoacoustic response $\sigma(t)$ of 1-D TT [1-3].

For point-like energy release ($D/s \ll \tau_b$) equation (2) transforms to the form:

$$\varepsilon(x, t) = \frac{E}{\Sigma} \cdot \delta(x) \cdot F(t), \quad (5)$$

where E/Σ is the deposited radiation energy per unit of cross-section area of 1-D TT, and $\delta(x)$ is the Dirac's function. For acoustic pulse amplitude we have:

$$\sigma(x, t) = \frac{\gamma_1 E}{2s_1 \Sigma} \cdot F\left(t - \frac{x}{s_1}\right). \quad (6)$$

As one can see, in this case the thermoacoustic response is proportional to energy loading rate $F(t)$.

A basic equation in the case of 2-D TTs has a form [3]:

$$\sigma(r_0, t) = \frac{\gamma_2}{2\pi s_2 \sqrt{2r_0}} \cdot \frac{\partial}{\partial t} \int_0^t F(t-\tau) d\tau \int_{r-s_2\tau}^{\infty} \frac{dx}{\sqrt{s_2^2 \tau - r_0 + x}} \int_{-\infty}^{\infty} \varepsilon(x, y) dy, \quad (7)$$

where γ_2 is the generation coefficient of 2-D TT, s_2 is the longitudinal sound velocity in the thin plate, r_0 is the distance from generation zone to detection point, which lies in the wave zone, i.e., $r_0 \gg D$, where D is the effective diameter of generation zone, and

$$\varepsilon(\vec{r}, t) \equiv \varepsilon(x, y) \cdot \int_0^t F(\tau) d\tau \quad (8)$$

is the density of deposited energy of radiation beam in the transversal plane (x, y) , where a flat 2-D TT is placed. We suppose that the plane (x, y) is disposed normally to beam axis.

Scheme of cylinder stress wave excitation in 2-D TT by radiation beam heating is shown in fig. 2.

In an important particular case of "instantaneous" heat release and axial-symmetric distribution of beam particles we can place $F(t) = \delta(t)$, $\varepsilon(x, y) = \chi j(\sqrt{x^2 + y^2})$ and simplify eq. 7:

$$\sigma(t_1) = -\frac{2\gamma_2 \chi \tau_b}{\pi s_2 \sqrt{2r_0}} \frac{\partial}{\partial t_1} \int_{-s_1 t_1}^{\infty} \frac{dx}{\sqrt{s_2^2 t_1 + x}} \int_x^{\infty} \frac{j(r)}{\sqrt{r^2 - x^2}} r dr. \quad (9)$$

Here χ is the linear energy loss of beam particle, and $t_1 = t - r_0/s_2$.

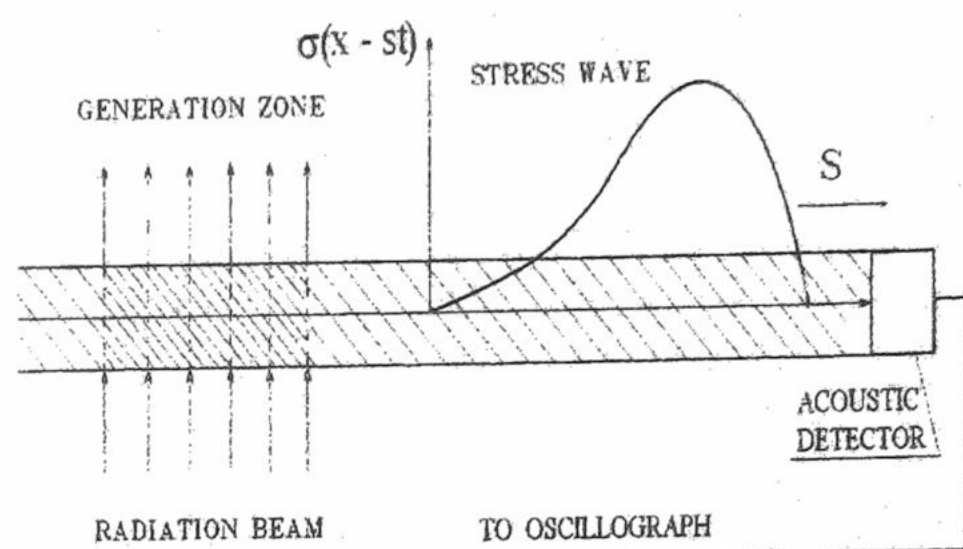


Fig. 1. Scheme of one-dimensional acoustic pulse excitation in a rod/wire dosimeter. Passing through dosimeter body radiation flux do not change considerably own characteristics.

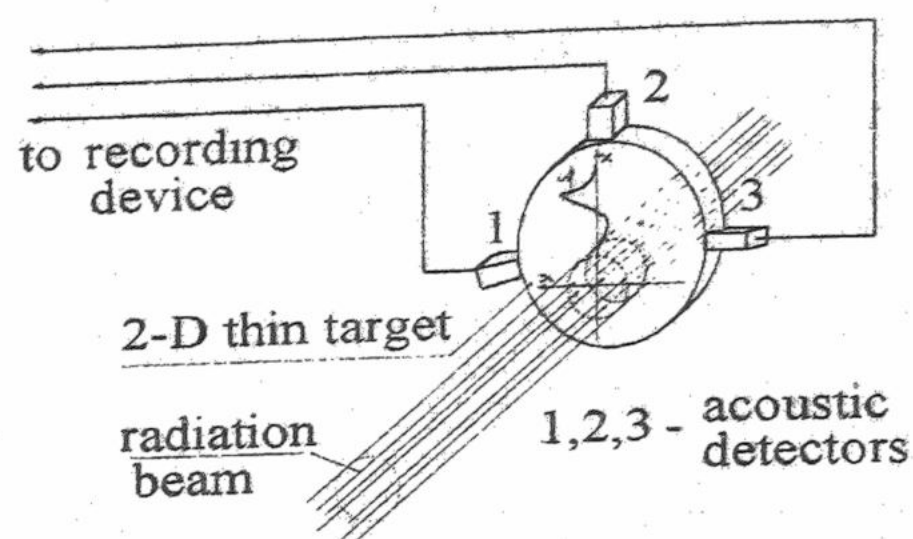


Fig. 2. Scheme of two-dimensional acoustic pulse excitation in a thin plate. Passing through dosimeter body radiation flux do not change considerably own characteristics. A set of acoustic detectors permits determining position of generation zone and dose distribution in it.

Eq. 9 permits deconvolution and determination of beam current density by thermoacoustic response of 2-D TT [3]

$$j(r) = \frac{s\sqrt{2r_0}}{\pi\gamma_2\chi\tau_b} \int_r^\infty \frac{dx}{\sqrt{x^2 - r^2}} \frac{\partial}{\partial x} \int_{x/s_2}^\infty \frac{\sigma(-t)dt}{\sqrt{st - x}} \quad (10)$$

Now let us fix the problem of the generation coefficients. The 1-D, 2-D TTs and 3-D elastic body of the same material have different generation coefficients γ_1, γ_2 , and γ_3 . The discrepancy should be taken into account when the radiation or material characteristics are determined in the course of the radiation-acoustic experiments with 1-D, 2-D TTs, or a (half)infinite elastic body [1,2,5]. Analysis shows [7-9] that the generation parameters γ_{1-3} , depending on the target geometry, are connected with the Gruneisen parameter Γ by the following relations:

$$\begin{aligned} \gamma_1 &= (1 - 2\Pi)\Gamma && \text{- for 1-D TT;} \\ \gamma_2 &= \Gamma \frac{1 - 2\Pi}{1 - \Pi} && \text{- for 2-D TT;} \\ \gamma_3 &\equiv \Gamma = \frac{\alpha E_Y}{3\rho C(1 - 2\Pi)} && \text{- for elastic space.} \end{aligned} \quad (11)$$

Here Π is the Poisson's ratio, E_Y is the Young's modulus, α is the thermal expansion coefficient, ρ is density, C is the specific heat capacity. The generation coefficients of some metals are presented in table 1 [8].

The difference between $\gamma_{1,2}$ and Γ is the most considerable for materials with the biggest Poisson's ratios (In, Pb, plastics, rubbers). Note that a material having bigger value of Γ has not certainly bigger value of $\gamma_{1,2}$. So we have $\Gamma_{Pb} > \Gamma_{Fe}$, but $\gamma_{Pb} < \gamma_{Fe}$.

Table 1. Generation coefficients $\gamma_{1,2}$ and Γ of some metals

Material	Π	Γ	γ_1	γ_2
Be	0.046	1.1	0.97	1.0
Fe	0.29	1.8	0.75	1.1
Al	0.35	2.2	0.67	1.0
Pb	0.40	2.6	0.50	0.84
In	0.44	2.4	0.27	0.48

AVAILABILITY OF ACOUSTIC GAMMA DOSIMETRY

The wide use of gamma quanta beams in science, medicine and technology puts the objective to develop simple and reliable methods of their nondisturbing control in the course of operation. Let's discuss the availability of the radiation - acoustic method to determine characteristics of pulsed gamma radiation. We suppose that the energy range of gamma quanta is 1 to 200 KeV. That is the typical range for bremsstrahlung generated by ~1 MeV electron beam in heavy metal converter. An analysis shows that in this case the total bremsstrahlung energy is nearly 1% of the electron beam energy.

One should be remarked that all above conclusions concerning possibilities of determining of electron beam characteristics are true for the case of gamma radiation. For reliable detection of acoustic response, the generated

thermoacoustic stress $\sigma = \Gamma \varepsilon / 2$ must exceed the signal threshold that is near to $\Delta \sigma = 0.5$ Pa for a typical equipment. The corresponding dose in a light metal (Be, Al) is $\Delta \varepsilon = 2 \Delta \sigma / \Gamma \sim 0.05$ rad. When the condition $d \ll R_\gamma$ is satisfied, equation $\varepsilon = \Phi / R_\gamma$ is true. Here d is the dosimeter thickness, $R_\gamma = R_\gamma(E_\gamma)$ is the energy absorption path of gamma quanta with energy E_γ , Φ is the incident energy density of gamma radiation. As a result, we have the following condition for detectability of Φ : $\Phi > \Delta \Phi = 2 \Delta \sigma R_\gamma$.

Table 2 shows values of R_γ in aluminum and beryllium targets for various energies of gamma quanta, as well as values of the incident energy density $\Delta \Phi$, and deposited dose $\Delta \varepsilon = 2 \Delta \sigma / (\Gamma \rho)$ in a dosimeter material corresponding to the signal threshold $\Delta \sigma = 0.5$ Pa. It is easy to see that characteristics of bremsstrahlung beams, which are used on practice, exceed considerably threshold values that are shown in table 2. So, for the pulsed electron accelerator "Nadezhda" (Kharkiv National University) with electron energy 1 MeV, pulse duration $5 \cdot 10^{-8}$ s., and beam energy 4 kJ the total bremsstrahlung energy from tantalum converter is approximately 400J, and maximum of the energy distribution is closed to 100 KeV. Such a bremsstrahlung pulse forms in a thin aluminum target dose of $4 \cdot 10^4$ rad. The thermoacoustic stress formed in the body of thin aluminum dosimeter by this gamma radiation pulse amounts of $\sigma \sim 10^5$ Pa.

The upper limit of registration ε_{up} by gamma radiation dose is determined by material strength limit of dosimeter body σ_d : $\varepsilon_{up} = 2 \sigma_d / (\Gamma \rho) = 10^7$ rad. In the case of gamma radiation with energy $E_\gamma = 100$ keV this dose corresponds to the incident energy density $\Phi_{up} = 1$ kJ/cm². Hence, the thermoacoustic dosimetry provides measurements of gamma radiation characteristics in the wide range of the incident energy density Φ .

Table 2. Values of the incident energy density $\Delta \Phi$, and deposited dose $\Delta \varepsilon$, corresponding to signal threshold $\Delta \sigma = 0.5$ Pa in aluminum and beryllium targets for various energies E_γ of gamma quanta.

Material	Al			Be		
E_γ , KeV	30	50	100	8	10	20
R_γ , cm	0.43	2.05	10.0	0.67	1.42	12.2
$\Delta \Phi, 10^{-7}$ J/cm ²	6.7	39	160	6.4	13.6	112
$\Delta \varepsilon$, rad	0.06	0.06	0.06	0.05	0.05	0.05

RADIATION-ACOUSTIC DOSIMETERS BASED ON THIN TARGETS

Some wire dosimeters were designed and examined experimentally at the electron accelerator of the Kharkiv National University [7-9]. The simplest of them is shown in fig. 3. Its working body, made of wire of 1 to 4 mm in diameter with piezoelectric detector on its butt-end and formed as a flat meander, is displaced in the normal cross-section of electron beam (see fig. 3-a)). The wire diameter d , as well as its material, is chosen from conditions $d \ll \min\{D, E_e / \chi\}$, to provide nondisturbing dosimetry.

When the electron beam passes through the rectilinear sections of dosimeter, a thermoacoustic wave appears in each of them. In approximation of instantaneous heating $\tau_b \ll D/s$ the stress wave amplitude $\sigma(t)$ generated in any section, is proportional to spatial distribution of deposited energy (see eq.4). As the sections are connected successively, a sequence of thermoelastic waves goes to a broadband piezoelectric detector, transforms into electric signals and is displayed by a register device (see fig. 3-b)). Fig. 3-c) shows a two-dimensional asymmetric function of electron flux density $j_e(x, y) = \varepsilon(x, y) / \chi$ restored by acoustic output $\sigma(t)$.

For electron beams of a bigger diameter, $D \geq 10$ cm the total dosimeter body length can exceed 100 cm. To reduce error in the coordinate determination, as well as to provide the continual control of the sound velocity we used the method of thermoacoustic ticks. The thermoacoustic tick is a small domain of dosimeter body having a strictly determined disposition and an efficiency of generation that sharply differs from that for adjoining parts of dosimeter body (see fig. 3-a)). For the thermoacoustic ticks, one can use small inclusions of some other materials, but in this case, there is a problem of acoustic wave reflection from interface of regions with different acoustic resistance. Another way to create the thermoacoustic ticks consists in protection of small dosimeter body regions from the electron beam impact. This way is expedient for electron beams of not too high energy $E_e \leq 20$ MeV. In this case, the protected regions work as thermoacoustic ticks with zero efficiency of generation and there is no problem of reflection. Fig. 3-b) shows the output signals marked by thermoacoustic ticks. To simplify illustration, the thermoacoustic tick marks in fig. 3-c) are removed.

The thermoacoustic dosimeter with ramifying body is shown in fig. 4. As compared with the above-mentioned one, its advantage is in reduction of a sound attenuation due to decrease of the acoustic pulse path length from the generation zone to the detector. One of the branches of this detector (it is the hatched one in fig. 4), having zero efficiency of generation, contains a small inclusion $d_{inc} \ll s \tau_b$ with high efficiency of generation. Thermoacoustic response of that inclusion is proportional to the time dependence of the beam current [3] (see left acoustic signal of those presented at the foot of fig. 4). So, this dosimeter permits determining simultaneously both transversal and longitudinal electron distributions due to the only measurement.

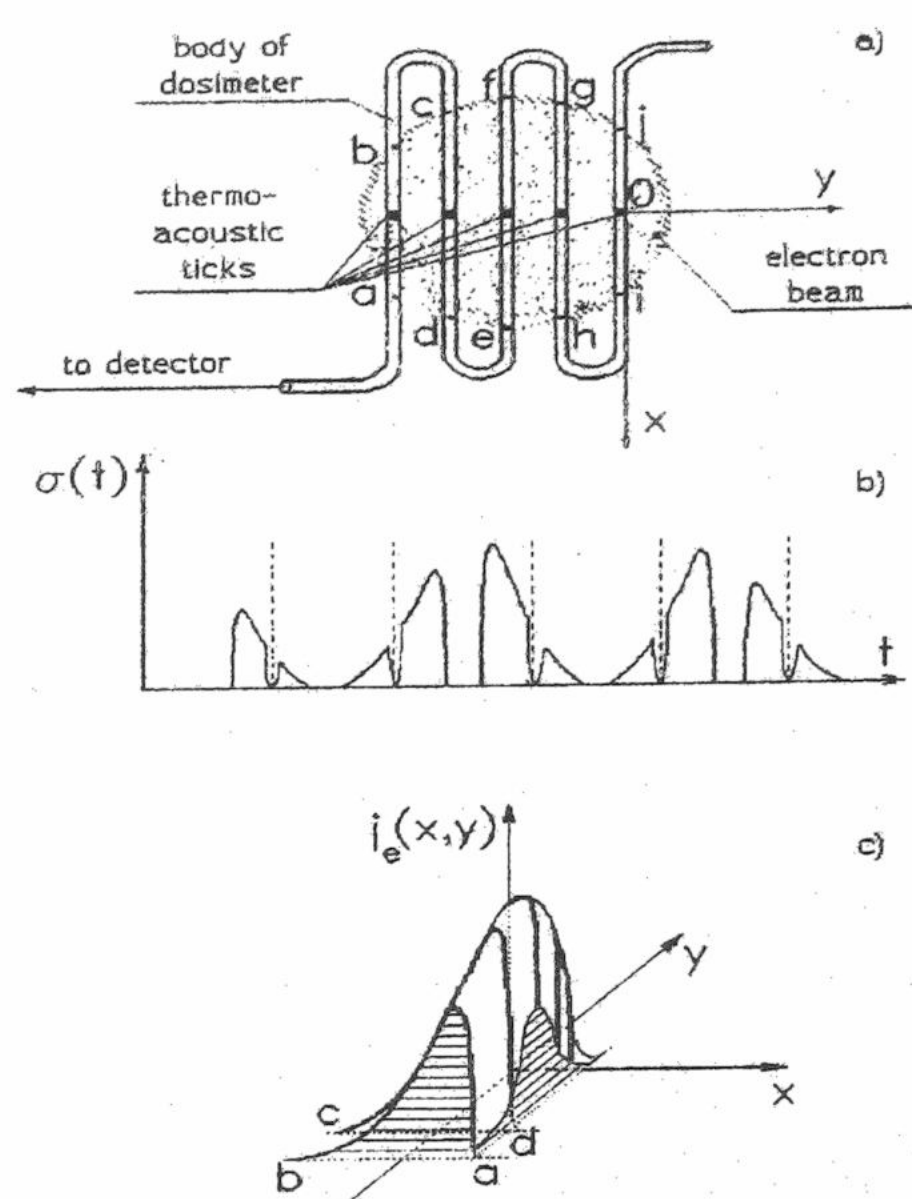


Fig. 3. a) Dosimeter with flat meander body. b) Typical signal output $\sigma(t)$ is proportional to energy distribution in rectilinear sections of dosimeter. Small gaps inside acoustic pulses are the responses of thermoacoustic ticks. c) Two-dimensional function of electron flux $j_e(x, y)$, restored by signal output $\sigma(t)$.

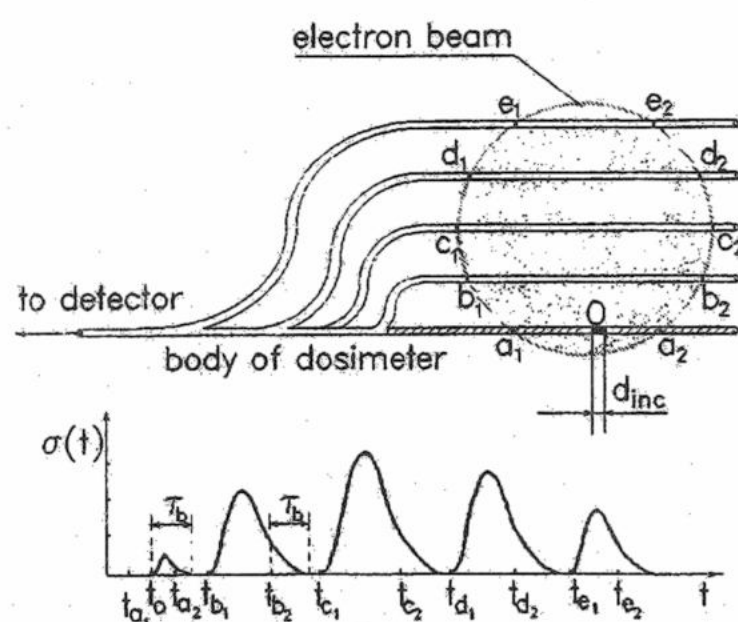


Fig. 4. Dosimeter with ramifying body. The hatched branch of the dosimeter has zero efficiency of generation and contains a small inclusion $d_{inc} \ll s\tau_b$ with big generation parameter. The thermoacoustic response of the small inclusion is proportional to time dependence of beam current (see the left signal at the foot of Figure).

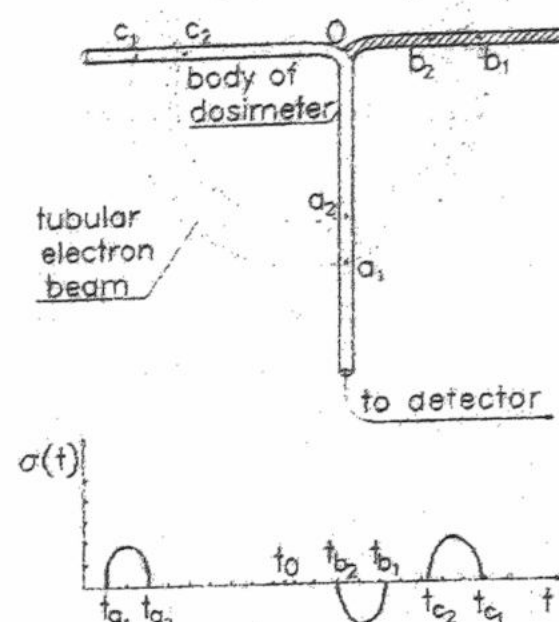


Fig. 5. Dosimeter with bifurcate body for determining the tubular electron beam parameters. The hatched branch is prepared of material with the negative coefficient of generation to discern outputs from different branches. Dosimeter was used for determining the center coordinates, diameter, wall thickness, and intensity of a high-current tubular electron beam.

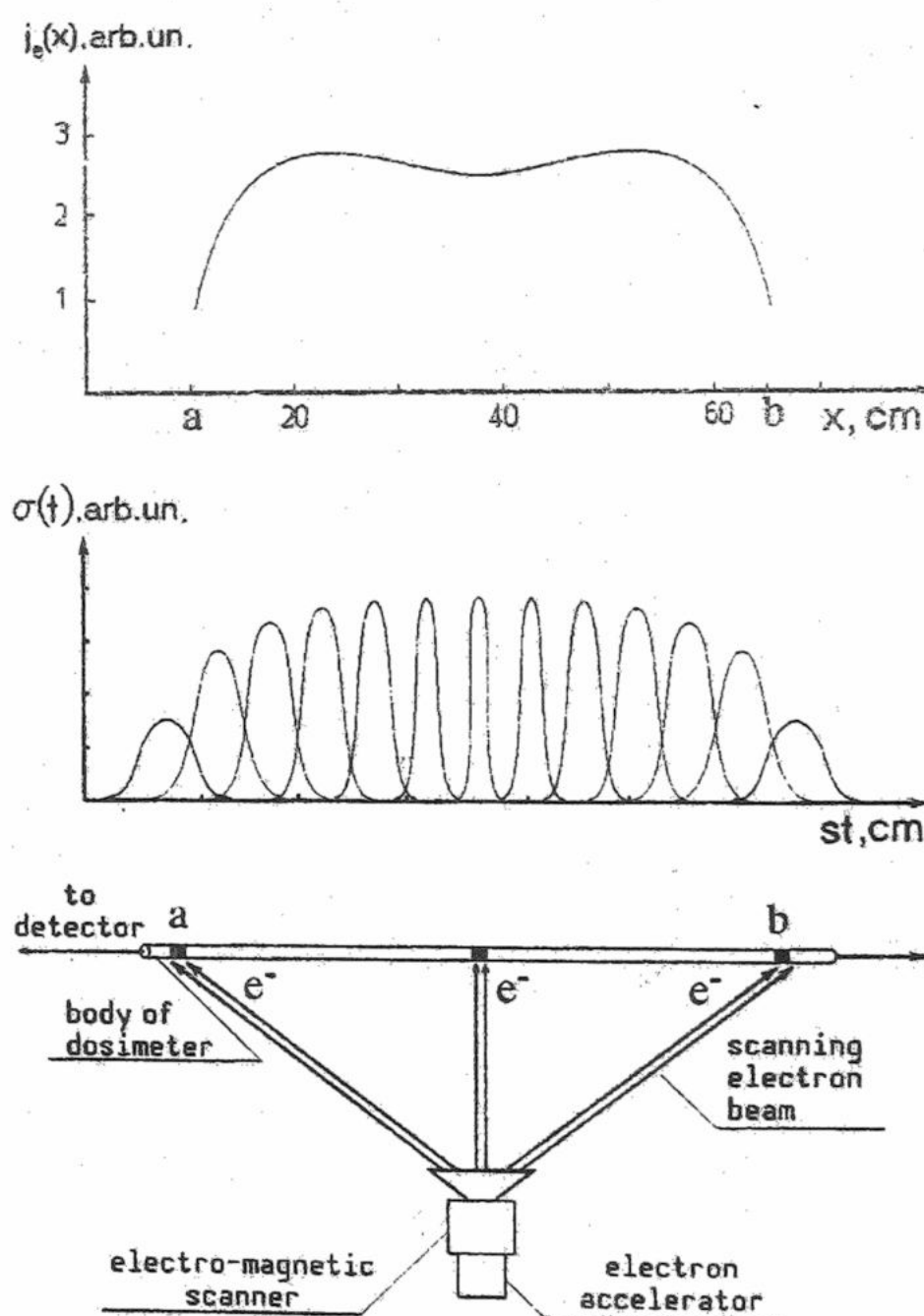


Fig. 6. Scheme of the use of a TT-based dosimeter for monitoring of a scanning electron beam, which was used in the technological process of radiation-chemical modification of polymeric composite materials. The current in scanning magnet had sinusoidal form.

Fig. 5 shows the thermoacoustic dosimeter with the bifurcate body, which was used to determine the tubular beam coordinates by the arrival times of thermoacoustic signals from the trunk and branches of the dosimeter. One of the branches of the dosimeter was prepared of material with the negative generation coefficient to discern outputs from different branches. Such a dosimeter was utilized for determining the center coordinates, diameter and wall thickness, as well as intensity of a high-current tubular electron beam with electron energy 0.4 MeV,

pulse duration 5 μsec and total pulse energy (1-4) kJ. A tubular beam of 40 mm in diameter and (1-2) mm wall thickness was tested.

Fig. 6 shows the variant of 1-D thermoacoustic dosimeter to monitor the scanning electron beam that was used in the technological process of radiation-chemical modification of polymer composite materials [15-18]. The pulsed electron beam with the electron energy $E_e = 6\text{MeV}$, the pulse duration $\tau_b = 1\mu\text{sec}$, diameter $D=6\text{ cm}$, the repetition frequency of 50 to 100 Hz, and the beam power up to 5 kW was scanned along x-axis with the scanning frequency of electromagnetic scanner of 1 to 8 Hz. The current in scanning magnet had sinusoidal form. The deviation angle of electron beam was within $\pm 20^\circ$. Thermoacoustic dosimeter was displaced along x-axis normally to initial direction of the electron beam axis. Its body consisted of one or a few parallel 140 cm long titanium wires. The dosimeter was analogous to that presented in fig. 4.

When the sequence of electron pulses passes through the rectilinear body of dosimeter, the sequence of thermoacoustic waves appears in it. In the approximation of instantaneous heating $\tau_b \ll D/s$ the stress wave amplitude, $\sigma(t)$ generated in dosimeter body by either electron pulse, is proportional to the spatial distribution of deposited energy (see eq. 4). The sequence of thermoelastic waves goes to the broadband piezoelectric detector, transforms into electric signals and is displayed by a register device, operating in accumulation mode.

Each of the acoustic pulses, generated in the dosimeter body by accelerator pulse sequence, carries the information about location and transverse distribution of the corresponding electron pulse. Registration and processing of the output signal is executed by PC. As a result, the spatial profile $j_e(x)$ of a radiation field, caused by any periodic shape of current in the scanning magnet, is displayed immediately. We could fit the spatial profile $j_e(x)$ to the desirable one by varying the shape of current in the scanning magnet.

Extreme simplicity of thermoacoustic dosimeters permits to combine them with elements of constructions assigned for execution of other functions. So, as acoustic dosimeter body, one can be utilized a bremsstrahlung converter made of tantalum plate. Electron beam from linear accelerator with electron energy $E_e=7\text{ MeV}$, passing through scanning magnet, is directed on a converter which is disposed normally to incident beam. As a result, the scanning bremsstrahlung beam is generated, which is utilized in many processes of radiation technology. Simultaneously the primary scanning electron beam generates in the tantalum converter a sequence of 1-D waves or 2-D acoustic wave depending on geometry of the converter. Amplitudes of these waves are determined by expressions (1) or (7). A set of acoustic detectors registers acoustic signals. After their amplification in preamplifier, signals direct in CAMAC crate, transform there in digital form and enter in PC with corresponding software, which carries out continuous, nondisturbing and high-informative monitoring of scanning bremsstrahlung beam.

CONCLUSIONS

1. Thermoacoustic dosimeters permit monitoring the electron and bremsstrahlung beams, which are used in various technological processes. Dosimeters can be easily incorporated in a computer-based control system.

2. On the basis of equations of the radiation acoustics joining the thermoacoustic stress wave amplitude $\sigma(t)$ to the deposited energy density $\varepsilon(x)$, the particle distribution and other characteristics of the electron and bremsstrahlung beams are restored by thermoacoustic response of 1-D or 2-D TT. The use of materials with temperature -dependent generation coefficients [2,7,8] permits realizing a necessary level of thermoacoustic tolerance of dosimeter. That is important for thermoacoustic dosimetry of high-current electron beams.

3. Thermoacoustic 1-D and 2-D TTDs can carry out continuous, nondistorting, and highly-informative monitoring of the extensive area under pulsed radiation by a single acoustic detector or a few detectors. In the course of monitoring both the transversal and longitudinal particle distributions of electron beam, as well as beam displacement and duration are determined. Such a dosimeter can have the form of a rectilinear rod or a bunch of rods or a thin plate, or any other form, which is defined by configuration of the area under monitoring. Utilization of thermoacoustic ticks increases the measurement precision.

4. The 1-D and 2-D TT, and 3-D elastic body of the same material, when they are utilized as radiation-acoustic transducers, have different generation coefficients γ_1, γ_2 , and γ_3 . The discrepancy is the most considerable for materials with the big Poisson's ratios.

5. Thermoacoustic dosimetry can provide measurements of bremsstrahlung characteristics in the wide ranges of fluences and gamma quanta energies.

6. The above wire dosimeters were designed and examined experimentally at the electron accelerator of the Kharkiv National University. They were used for determination of electron and bremsstrahlung beam parameters of radiation-technological facility. Such dosimeters are characterized by low price, simplicity and reliability of construction.

REFERENCES

1. Perry F.C. Thermoelastic dosimetry of relativistic electron beam.// Appl. Phys. Lett. 1970. V.17. PP.408-411.
2. McLean F.B., Oswald R.B., Jr., Schallhorn D.R. and Buxton L.D. Temperature dependence of the dynamic response of Si, Ge and InSb to a pulsed electron beam // J. Appl. Phys. 1971. V.42. PP.3474-3478.

3. Zalyubovsky I.I., Kalinichenko A.I. and Lazurik V.T. // Introduction to Radiation Acoustics. Kharkiv. «Vyssha shkola». 1986. PP.86-96 (In Russian).
4. Kresnin Yu.A. and Popov G.F. Automated detector of radiation- acoustic signals.// Instruments and Experimental Techniques. 1994. V.37. PP.592-595. (In Russian)
5. Popov G.F., Kalinichenko A.I. and Kresnin Yu.A. Informative system for electron beam diagnostics.//Abstract Book of the 14-th Intern. Conf. on the Application of Accelerators In Research &Industry. Denton, Texas, USA. 1996. Nov.6-9. P.128.
6. Popov G.F., Kalinichenko A.I. and Kresnin Yu.A. Thermoacoustic Monitoring of Radiation Field of Scanning Electron Beam // Bulletin of the American Physical Society. 1997. Vol.42. No 3. P.1367.
7. Kalinichenko A.I. and Popov G.F. Thermoacoustic Dosimetry of Electron Beam in Extra Field // Abstract Book of the 1996 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference. Anaheim, CA, USA. 1996. Nov.3-9. P.83
8. Zalyubovsky I.I., Kalinichenko A.I., Kresnin Yu.A. and Popov G.F. Beam Characteristics Determination from Radiation-Acoustic Experiments // Proceedings of 2nd School and Workshop on Cyclotrons and Applications. Cairo-Egypt. 1997. March 15-19. PP.434-443.
9. Kalinichenko A.I. and Popov G.F. Thermoacoustic Dosimetry of Pulsed Electron Beams by Thin Targets // Proc. The XV-th International Workshop on Linear Accelerators of Charged Particles, Alushta, Crimea. 1997. Sept.16-21. PP.75-77.
10. Kalinichenko A.I. and Popov G.F. Radiation – acoustic investigations of structural phase transitions in solids.// Acoustic Journal. 1990. V.36. PP.950-952. (In Russian)
11. Uvarov V.T., Slezov V.V., Kalinichenko A.I. and Popov G.F. Radiation-acoustic studies of materials with non-linear thermoelastic properties.//Proc. Intern. Conf. on Radiation Materials Science. Alushta, USSR. 1990. May 22-25. PP.171-178.
12. Popov G.F. Thermoacoustic investigations of structural phase transitions of solids // Fizika Metallov i Metallovedenie. 1993. V.75. No.5. PP.84-88. (In Russian)
13. Kalinichenko A.I., Popov G.F., Deryuga V.A., Kresnin Yu.A., Ponomarev A.G., Stervoedov N.G. and Uvarov V.T. Investigation of non-linear radiation-acoustic effects in solids // Proc. 4-th European Conf. on Accelerators in Applied Research and Technology. Zurich, Switzerland. 1995. August 29 - September 2. P.B-67.
14. Popov G.F., Deryuga V.A., Kalinichenko A.I., Kresnin Yu.A. and Stervoedov N.G. Electron accelerator control system based on radiation-acoustic effects // Proc. Intern. Conf. on Accelerator and Large Experimental Physics Control Systems. Chicago, USA. 1995. Oct.30. Part 1. P.F-PO-38.
15. Zalyubovsky I.I., Avilov A.M., Popov G.F. and Rudychev V.G. Creation of New Composite Materials Using of Relativistic Electron Beams // Bulletin of the American Physical Society. 1995.V.40. No.3. P.1098
16. Popov G.F., Avilov A.M., Rudychev V.G. and Zalyubovsky I.I. Radiation Facility for Composite Materials Formation // Bulletin of the American Physical Society. 1997. V.42. No 3. P.1375.
17. Popov G.F., Kalinichenko A.I. and Kresnin Yu.A. Automated Control System for Radiation-Chemical Process of Composite Materials Formation // Proceedings of the 1997 International Conference on Accelerator and Large Experimental Physics Control Systems. ICALEPCS'97. Beijing, China. 1997. Nov.3-7. PP.550-554
18. Popov G.F., Kalinichenko A.I. and Kresnin Yu.A. Control System of Scanning Electron Pulsed Beam for Industrial Linac // Abstract Book ICALEPCS'99 Conference. Trieste, Italy. 1999. Oct.2-6. P.38.

ТЕРМОАКУСТИЧЕСКАЯ ДОЗИМЕТРИЯ ИМПУЛЬСНЫХ ПУЧКОВ ЭЛЕКТРОНОВ И ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ТОНКИХ МИШЕНЕЙ

А.И. Калиниченко, Г.Ф. Попов

Харьковский Национальный Университет, 61052. Украина, Харьков, п/я 60

E - mail: kalinichenko@univer.kharkov.ua

Настоящая работа является обзором исследований в области термоакустической дозиметрии импульсных пучков электронов и тормозного излучения. Приводятся уравнения радиационной акустики, связывающие распределение поглощенной в тонкой мишени энергии с амплитудой возбуждаемой волны акустических напряжений и являющиеся теоретической основой термоакустической дозиметрии. Обсуждается возможность акустической гамма дозиметрии. Рассматриваются принцип действия, конструкция и назначение некоторых действующих проволочных дозиметров и систем на их основе, разработанных и созданных в Харьковском Национальном университете. Рассматриваются особенности метода термоакустической дозиметрии.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: электроны, тормозное излучение, импульсный пучок, тонкая мишень, термоакустический отклик, дозиметрия

УДК 538.9

БЕСКОНЕЧНОПАРАМЕТРИЧЕСКИЕ СИММЕТРИИ И КВАНТОВАНИЕ В ДВУМЕРНЫХ СИСТЕМАХ

В.Ф. Клепиков

Научно-технический центр электрофизической обработки НАН Украины
(61002 Харьков, ул. Чернышевского 28, а/я 8812, Украина)
Поступила в редакцию 20 июля 2000 г.

Рассмотрена роль скрытых конформных симметрий $2d$ -систем на примерах задачи о падении на притягивающий центр, а также проблемы дробного квантового эффекта Холла и связи этого эффекта с точно решаемыми двумерными задачами статистической механики. Обсуждается симметричная природа точно решаемых уравнений теории чисел и их связь с алгебрами Ли.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: скрытая симметрия, конформная симметрия, бесконечнопараметрическая симметрия, рассеяние частиц, квантовый эффект Холла.

Определяющее значение симметрий в описании явлений природы общеизвестно. Реализация симметрий в рамках основного закона физики – принципа наименьшего действия – порождает законы сохранения и другие законы природы. При этом совершенно исключительную роль симметрии могут играть в двумерных системах, поскольку только при $d = 2$ D -параметрическая $\left(D = \frac{1}{2}(d+1)(d+2)\right)$ конформная группа (максимальная группа движений d -мерного пространства) расширяется до бесконечнопараметрической конформной группы C_0 .

Именно эта симметрия обеспечивает точную решаемость двумерных задач статистической механики (всех вариантов моделей Изинга, Поттса и др.) и теории поля в отличие от их d -мерных аналогов, не решаемых точно. Причем, реализуясь только в критической точке двумерной модели (где могут быть благодаря этому точно вычислены все N -точечные корреляторы физических величин [1]), эта особая симметрия позволяет точно рассчитать термодинамику системы на всей оси температур.

Вообще, можно сформулировать очевидный вывод: если двумерная задача решается точно (причем разными способами), а ее d -мерные аналоги – не решаются, то это обусловлено ее скрытой конформной симметрией C_0 , которая принципиально не может иметь места при $d \neq 2$. То обстоятельство, что своей наивысшей симметрией система всегда обладает именно в критических точках, а также эффективность этих критических симметрий делают необходимым поиск и анализ критических точек, которые представляют собой границу, разделяющую качественно различные типы поведения (состояния), проявляемые данной системой. Следует отметить при этом, что скейлинг (подобие, масштабная инвариантность) на самом деле также реализуется только в критической точке [1-5], а не во всей критической области, как обычно принято считать.

Многочисленные стационарные критические точки и их скрытые конформные симметрии хорошо известны в теории фазовых переходов [1-5]. В качестве динамического (точнее кинематического) примера можно привести задачу о падении частицы на притягивающий центр (подробнее вопрос будет рассмотрен в отдельном сообщении). Как известно, движение классической нерелятивистской частицы в притягивающем центральном поле $U(r) = -\alpha/r^n$ является двумерным и допускает падение на центр при условиях: 1) $n > 2$; 2) при $n = 2$ $M^2 < 2m\alpha$, где M – момент, m – масса частицы. Таким образом, «точка» с параметрами

$$n = 2, M^2 = 2m\alpha \quad (1)$$

разделяет два качественно различных типа поведения частиц в центральном поле. Этот результат (который одинаково важен и в классической, и в квантовой теории) стандартного анализа достижимости центра $r = 0$ налетающей частицей на самом деле имеет симметричную природу. Покажем это. Уравнения движения в поле $U(r) = -\alpha/r^2$ допускают, кроме масштабной G_1 (теорема вириала), еще и конформную симметрию с генератором

$G_2 = t^2 \frac{\partial}{\partial t} + tx^\mu \frac{\partial}{\partial x^\mu}$ (порождающим 2 дополнительных нетривиальных интеграла движения). Для переменной $r = |r|$ уравнение движения имеет вид

$$\frac{m}{2}\ddot{r} - \left(\frac{M^2}{2m} - \alpha \right) r^{-3} = 0 \quad (2)$$

и допускает, наряду со сдвигом I_1 (только при $n=2$) 2 одномерных симметрии – аналоги G_1 и G_2 (симметрии из группы Галилея уже использованы при получении уравнения (2)). Если же использовать второе из условий (1) ($M^2 = 2m\alpha$), то получаем уравнение $m\ddot{r} = 0$, допускающее уже не 3, а 8 групп симметрии.

Таким образом, мы видим, что критическая «точка» ($n=2$, $M^2 = 2m\alpha$) в задаче о падении на центр выделена своей особой симметрией и, как и в теории критических явлений и фазовых переходов, разделяет два качественно разных типа поведения (состояния) системы (в данном случае это: 1) потенциалы, допускающие падение на центр, и 2) потенциалы, не допускающие такого падения).

Дополнительная конформная симметрия в случае $n=2$ обеспечивает интегрирование уравнений орбит только в круговых функциях, как это имеет место в случаях $n=1$ (кулоновский потенциал) и $n=-2$ (осциллятор). Уравнения движения для случаев $n=1$ и $n=-2$ могут быть точно преобразованы друг в друга с помощью спинорного расширения пространства координат [6]. По-видимому, в эту схему может быть включен и случай $n=2$. Спинорная природа взаимосвязи трех исключительных потенциалов – это, очевидно, проявление скрытой конформной симметрии, в двумерном случае, как отмечалось выше, расширяемой до бесконечнопараметрической конформной симметрии типа C_0 .

КОНФОРМНАЯ СИММЕТРИЯ И КВАНТОВЫЙ ЭФФЕКТ ХОЛЛА

Вышеизложенная двумерная задача об орбитах в центральном поле послужила основой для первой модели квантования в «старой» квантовой механике. Впоследствии эта концепция квантования была, как известно, сформулирована на основе спектральной теории линейных дифференциальных операторов 2-го порядка. Так был введен в физику простейший тип квантования, основанный на линейных представлениях конечномерных линейных групп преобразований [7].

Алгоритм квантования за счет граничных условий обеспечивает существование (наряду с непрерывным спектром состояний, параметризуемых непрерывным параметром E – энергией системы) дискретных состояний, параметризуемых натуральным числом n – номером уровня E_n .

В двумерных квантовых электронных системах в условиях эффекта Холла мы сталкиваемся и с другим типом квантования (дробное квантование электрического заряда и других величин). Двумерность дробного квантового эффекта Холла (ДКЭХ) [8] является определяющим фактором в природе этого явления. Многие авторы (см. например, [9]) делают выводы о скрытой бесконечнопараметрической конформной симметрии, лежащей в основе ДКЭХ.

В двумерных конформных теориях поля (ДКТП) максимальная скрытая симметрия характеризуется алгебрами типа Вирасоро [1]:

$$[L_n, L_m] = (n-m)L_{n+m} + \frac{c}{12}(n^3 - n)\delta_{n+m,0}, \quad (3)$$

где L_n – операторы преобразования симметрии, n, m – пробегает все целочисленные значения на оси $(-\infty, \infty)$, c – центральный заряд, $\delta_{n+m,0}$ – дельта-символ.

ДКТП с алгеброй типа (3) характеризуется парой непрерывных параметров $\Delta_k, \bar{\Delta}_k$, пробегающих континуальное множество значений. При этом величины

$$s_k = \Delta_k - \bar{\Delta}_k, d_k = \Delta_k + \bar{\Delta}_k \quad (4)$$

представляют собой спин (s_k) и масштабную размерность (d_k) набора «первичных» полей $\Phi_k(z, \bar{z})$ для данной ДКТП.

Однако, среди неприводимых представлений алгебры Вирасоро можно выделить класс состояний, которые могут быть параметризованы не непрерывными параметрами вида $(\Delta_k, \bar{\Delta}_k)$, а парой целых чисел $(k|k')$. Более того, при определенных значениях центрального заряда c операторные алгебры, состоящие из неприводимых представлений алгебры (3), могут быть построены даже не из счетного, а из конечного числа состояний («модулей») $M(k|k')$ [1]. Например, для варианта, построенного на основе расширения алгебры Ли A_1 серия центрального заряда имеет вид:

$$c = 1 - 6 \frac{(k-k')^2}{kk'}. \quad (5)$$

Соответствующие модели ДКТП оказываются точно решаемыми, и любой N -точечный коррелятор вычисляется точно. Именно серии моделей $M(k|k+1)$ описывают критическое поведение ряда известных точно решаемых двумерных моделей статистической физики ($M(3|4)$ – модель Изинга [1], $M(4|5)$ и $M(6|7)$ – соответствуют трикритическим точкам [10]).

Если ограничить допустимые значения спина «первичных» полей $\Phi_k(z, \bar{z})$ только целыми и полуцелыми числами, то это предположение пополняет симметрию ДКТП бесконечным (счетным) набором генераторов дополнительной инвариантности [11]. При этом оказывается, что для спинов $s > 2$ генераторы симметрии образуют алгебры с нелинейными (квадратичными и т.д.) определяющими соотношениями [11], соответствующими нелиевским алгебрам. В частности, для «критического» значения спина ($s = 5/2$) имеет место фиксация значения c : $c = -13/14$. При этом одно из «первичных» полей имеет аномальную размерность $5/2$ и отождествляется с генератором дополнительной симметрии спина $s = 5/2$. Генерация рациональных значений аномальных размерностей со знаменателями любой четности (например, $\Delta = \frac{5}{2}$ и т.п.), по-видимому, тесно связана с квантованием заряда $e^* = e \cdot p/q$ и порождает рациональные дробные значения эффективного заряда e^* для ДКЭХ благодаря скрытым симметриям ДКТП типа (3) и их квадратичным расширениям.

Таким образом, в двумерных системах могут быть реализованы особые алгоритмы квантования, которые построены на бесконечнопараметрических нелинейных конформных симметриях и, по-видимому, обеспечивают дробное квантование заряда (и других величин) в условиях аномальных квантовых состояний (типа ДКЭХ и др.).

БЕСКОНЕЧНЫЕ СИММЕТРИИ И ДИСКРЕТИЗАЦИЯ В АЛГЕБРАИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ

Хорошо известна тесная связь алгебр Ли (в том числе – бесконечномерных) с проблемами алгебры натуральных чисел [12]. Любая (нелинейная) алгебраическая система n уравнений, в которой число неизвестных $m > n$, имеет, вообще говоря, континуум решений. Ограничение допустимых решений уравнений только натуральными числами может свести количество решений даже к конечному множеству (или к нулю); такая дискретизация подобна алгоритмам квантования.

Рассмотрим в качестве примера так называемую Великую теорему Ферма о том, что уравнение

$$x^n + y^n = z^n \quad (6)$$

имеет решения в целых числах только при $n = 2$.

Переформулируем теорему (6) с помощью геометрических аналогий и рассмотрим ее симметричные аспекты, которые объясняют принципиальные отличия случая $n = 2$ от случая $n \neq 2$:

- 1) в случае $n = 2$ соотношение (6) представляет собой просто метрическое соотношение для двумерного евклидова пространства (теорема Пифагора);
- 2) «пифагоровы тройки», дающие решение уравнения (6) при $n = 2$ $\left((a^2 - b^2)^2 + (2ab)^2 = (a^2 + b^2)^2 \right)$, представляют собой не что иное, как хорошо известные соотношения из теории спиноров, связанные с группой $SL(2, R)$ – группой конформных преобразований двумерного пространства*;
- 3) как уже отмечалось выше, ограничение решений (6) целыми числами есть, в известном смысле, дискретизация типа квантования, которая, как гласит теорема (6), при $n = 2$ имеет бесконечно много целочисленных решений, а при $n > 2$ – не имеет их вовсе, что для случая $n = 2$ имеет естественную двумерную интерпретацию;
- 4) если считать, что числа (x, y, z) представляют собой длины ребер d -мерного «кубика», то задача о том, можно ли из двух целочисленных «кубиков» сложить третий целочисленный «кубик», имеет бесконечно много решений только при $d = 2$, а при $d \neq 2$ не имеет их вовсе;
- 5) кривая $x^2 + y^2 = z^2$ есть окружность радиуса z на плоскости (x, y) и обладает непрерывной симметрией O_2 (группа поворотов O_2 есть подгруппа двумерной конформной группы); кривая же $x^n + y^n = z^n$ ($n > 2$) обладает только дискретной симметрией;
- 6) любые чисто теоретико-числовые обобщения теоремы (6) оказывались ошибочными; так, гипотеза Эйлера о том, что уравнение

*) На это обстоятельство внимание автора обратил Ю.П. Степановский.

$$\sum_{i=1}^k x_i^p = z^p, \quad (k \leq p) \quad (7)$$

не имеет целочисленных решений (кроме случая $k = p = 2$), опровергнута 200 лет спустя примером

$$27^5 + 84^5 + 110^5 + 133^5 = 144^5. \quad (8)$$

Вышеперечисленные факты 1) – 6) устанавливают тесную связь теоремы (6) с группами Ли (что, впрочем, имеет место и для других уравнений теории чисел), в частности, с конформной симметрией двумерного пространства. Как отмечалось в начале настоящей статьи, существование точного решения любой двумерной задачи (притом, множества таких решений) и отсутствия точных решений для d -мерных аналогов этой задачи всегда обусловлено скрытой бесконечнопараметрической конформной симметрией задачи, невозможной при $d \neq 2$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исключительная результативность бесконечнопараметрических конформных симметрий, реализующихся только в двумерном пространстве, обуславливает точную решаемость многих двумерных (или эквивалентных двумерным) задач физики и математики (в отличие от их d -мерных аналогов).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Belavin A.A., Polyakov A.M., Zamolodchikov A.B. // Nucl. Phys. 1984. V. B241(6). P. 333-380.
2. Klepikov V.F., Olemskoy A.I. // Phys. Reports. 2000. V.338(5-6). P.266-392.
3. Клепиков В.Ф. *Фазовые переходы (несоизмеримые структуры)*. Харьков. ННЦ ХФТИ. 1996. 144 с.
4. Berezovsky S.V., Klepikov V.F., Korda V.Yu., Shlyakhov N.A. // Int. J. Mod. Phys. B. 1998. V.12. P.433-447.
5. Klepikov V.F., Lytvinenko V.V., Cherkaskiy V.A. // U.F.Zh. 2000. V.45. N.4-5. P.441-447.
6. Kustaanheimo P. // Ann. Univ. Turkuensis A. 1964. 73. N.1. P.3-7.
7. Виленькин Н.Я. *Специальные функции и теория представления групп*. М. Наука. 1965. 588с.
8. Лафлин Р.Б. // УФН. 2000. Т.170, № 3, С.292-303.
9. Fröhlich J., Kerler T. // Nucl. Phys. 1991. V.B354. P.369-417.
10. Лукьянов, С.Л., Фатеев В.А. Препринт ИТФ АН УССР. ИТФ-88-74Р. 41с.
11. Замолодчиков А. Б. // ТМФ. 1985. Т.65(3). С.347-359.
12. Фуке Д.Б. *Когомологии бесконечномерных алгебр Ли*. М. Наука. 1986. 273с.

SYMMETRIES WITH INFINITE SETS OF PARAMETERS AND THE QUANTIZATION IN TWO DIMENSIONAL SYSTEMS

V.F. Klepikov

*Scientific and Technological Center of Electrophysics, National Academy of Sciences of Ukraine
(61002 Kharkov, 28 Chernyshevsky St., P.O.BOX 8812, Ukraine)*

The role of hidden symmetries for $2d$ -systems is considered via the analysis of the problem of falling on an attractive center, the problem of fractional quantum Hall effect and its connection with the exactly solvable $2d$ -problems of statistical mechanics. The symmetry nature of exactly solvable equations in the theory of numbers and their relation to the Lie algebras are discussed.

KEY WORDS: hidden symmetry, conformal symmetry, infinite symmetry, particle scattering, quantum Hall effect.

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ПЛОТНОСТИ ФЛУКТУАЦИЙ В ГАЗОДИНАМИКЕ С СОХРАНЯЮЩИМСЯ ЧИСЛОМ КВАЗИЧАСТИЦ

В.Ф. Алексин, В.Д. Ходусов*

Национальный научный центр Харьковский физико-технический институт, Украина, 61108, г. Харьков, ул. Академическая, 1

**Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина.*

Украина, 61077, г. Харьков, пл. Свободы, 4.

e-mail: khodusov@phf.univer.kharkov.ua

Поступила в редакцию 26 июля 2000 г.

Рассмотрены флуктуации основных величин характеризующих поведение слабонеидеального газа квазичастиц, число которых сохраняется. Основываясь на флуктуационно-диссипативной теореме, найдены спектральные плотности этих флуктуаций, которые выражаются через кинетические коэффициенты. В области существования вторичных волн в газе квазичастиц эти спектральные плотности имеют лоренцеву форму.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: спектральная плотность, флуктуации, квазичастицы, флуктуационно-диссипативная теорема, лоренцева форма, вторичные волны.

Газодинамика квазичастиц без учета флуктуаций рассматривалась в работе [1]. Она существенно отличается от газодинамики частиц, описываемой уравнением Навье – Стокса [2]. В частности, в уравнения газодинамики квазичастиц входит сила внешнего трения, обусловленная взаимодействием квазичастиц с внешней средой (процессы переброса, рассеяние на примесях и т.д.), число квазичастиц при взаимодействиях может не сохраняться. Эти уравнения описывают слабозатухающие вторичные волны (ВВ) типа волн второго звука (ВВЗ), которые по сути являются температурными или энтропийными волнами, при выполнении определенных условий. Указанные различия сказываются на поведении флуктуаций в газе квазичастиц.

Ранее рассматривались флуктуации в газе фоонов, в котором их число при взаимодействии не сохраняется [3,4]. В данной работе изучаются гидродинамические флуктуации в газе бозе-квазичастиц число которых при взаимодействиях сохраняется. При этом используется метод, предложенный в [5,6] для изучения гидродинамических флуктуаций в жидкостях, основанный на введении сторонних случайных источников в диссипативные потоки и использовании флуктуационно-диссипативной теоремы (ФДТ) [7-9]. Для простоты ограничимся случаем однокомпонентного газа. Примером такого газа может служить газ ленгмюровских плазмонов [10], газ магнонов в ферродиелектриках, взаимодействие магнонов в котором определяется, в основном, обменным рассеянием [1,11].

Получены спектральные плотности гидродинамических флуктуаций, которые выражаются через кинетические коэффициенты в газе квазичастиц и имеют для некоторых из них лоренцеву форму в области существования ВВ, в частности, спектральная плотность квадрата температуры и плотности энергии флуктуаций квазичастиц. Эта особенность в поведении спектральных плотностей может проявиться при изучении эволюции тепловых импульсов в газе квазичастиц и рассеяния света, приводя к появлению резонансных сателлитных пиков обусловленных ВВ. Обнаружение этих пиков в экспериментах по рассеянию света в различных газах квазичастиц может служить свидетельством существования ВВ.

ИСХОДНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Для описания флуктуаций в газодинамике квазичастиц будем исходить из уравнений переноса квазичастиц [1] вводя в них сторонние источники, как это делается в теории гидродинамических флуктуаций [5-7].

В качестве независимых переменных можно выбрать дрейфовую скорость $\vec{u}$, относительную температуру $\theta = (T - T_0)/T_0$ и либо плотность квазичастиц n , либо химический потенциал μ . Далее, в качестве независимой переменной выберем μ , предполагая, что рассматриваемый нами газ бозонов не содержит бозе конденсата, т.е. находится при температуре выше критической температуры $T > T_c$. В случае магнонов [1]

$T_c \approx 6,6(\alpha_1 \alpha_2 \alpha_3)^{1/3} n_s^{2/3}$, где α_i – главные значения тензора неоднородного обменного взаимодействия, n_s – плотность магнонов.

Когда число квазичастиц при их взаимодействии сохраняется, система линейных уравнений газодинамики для дрейфовой скорости квазичастиц $\vec{u}$, относительной температуры θ и химического потенциала $\delta\mu$ со сторонними источниками $\vec{y}$, y_4 и y_5 имеет вид:

$$\begin{cases} \tilde{\rho}_{ij} \dot{u}_j + S_0 T_0 \frac{\partial \theta}{\partial x_i} + n \frac{\partial \delta \mu}{\partial x_i} - \eta_{ijlm} \frac{\partial^2 u_l}{\partial x_j \partial x_m} + r_{ij} u_j = y_i, \\ C_0 \dot{\theta} + \frac{\alpha}{T_0} \delta \mu + S_0 \operatorname{div} \tilde{u} - \tilde{\kappa}_{ij} \frac{\partial^2 \theta}{\partial x_i \partial x_j} - \tilde{\beta}_{ij} \frac{\partial^2 \delta \mu}{\partial x_i \partial x_j} = y_4, \\ \alpha \dot{\theta} + \frac{\beta}{T_0} \delta \mu + n \operatorname{div} \tilde{u} - \tilde{\alpha}_{ij} \frac{\partial^2 \delta \mu}{\partial x_i \partial x_j} - \tilde{\beta}_{ij} \frac{\partial^2 \theta}{\partial x_i \partial x_j} = y_5, \end{cases} \quad (1)$$

где T_0 – равновесная температура, $\tilde{\rho}_{ij}$ – тензор с размерностью плотности массы, характеризующий инерцию квазичастиц, C_0, S_0 – равновесные плотности теплоемкости и энтропии, $\tilde{\eta}_{ijlm}, \tilde{\kappa}_{ij}$ – тензоры вязкости и гидродинамической теплопроводности, r_{ij} – симметричный тензор внешнего трения в газе квазичастиц, $\delta n = n - n_0$; $\delta \mu = \mu - \mu_0$, $\tilde{\alpha}_{ik}, \tilde{\beta}_{ik}$ – кинетические коэффициенты, определяющие необратимые потоки тепла $\vec{q}$ и числа квазичастиц $\vec{i}$

$$q_i = -\tilde{\kappa}_{ij} T \nabla_j \theta - \tilde{\beta}_{ij} T \nabla_j \delta \mu; \quad i_j = -\tilde{\beta}_{ji} T \nabla_j \theta - \tilde{\alpha}_{ji} \nabla_j \delta \mu. \quad (2)$$

α и β – независимые термодинамические коэффициенты, связывающие между собой δn , δS и θ , $\delta \mu$ [1].

$$\delta S = C \theta + \alpha \frac{\delta \mu}{T}; \quad \delta n = \alpha \theta + \beta \frac{\delta \mu}{T}. \quad (3)$$

Значения этих величин в кинетической теории квазичастиц приведены в [1]. Заметим, что вводятся дополнительные сторонние источники в поток числа квазичастиц y_5 , которые отсутствуют для частиц.

Общее решение системы (1) представляется в виде суммы двух решений – регулярного, являющегося решением соответствующей однородной системы уравнений с граничными условиями, и нерегулярного, являющегося решением неоднородной системы уравнений и представляющего собой линейные функционалы относительно сторонних источников $\vec{y}$, y_4 и y_5 .

Далее при исследовании флуктуаций будем рассматривать неограниченную пространственно однородную среду, а сторонние источники – случайными. В этом случае регулярные решения будут нулевыми, а нерегулярные – случайными величинами, средние значения которых равны нулю. Флуктуации этих величин будут определяться пространственно-временными корреляционными функциями (корреляторами) вида

$$\langle \theta(\vec{x}_1, t_1) \theta(\vec{x}_2, t_2) \rangle; \quad \langle \theta(\vec{x}_1, t_1) u_i(\vec{x}_2, t_2) \rangle; \quad \langle u_i(\vec{x}_1, t_1) u_j(\vec{x}_2, t_2) \rangle,$$

зависящие от разностей $\vec{x}_2 - \vec{x}_1 = \vec{x}$ и $t_2 - t_1 = t$. Эти корреляторы так же будут определяться линейными функционалами от корреляторов случайных источников $\vec{y}$, y_4 и y_5 , которые находятся с помощью ФДТ [8].

ВЫЧИСЛЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ ПЛОТНОСТЕЙ ФЛУКТУАЦИЙ

Введем спектральные плотности корреляторов, определяемых с помощью следующего преобразования Фурье для пространственно-временных функций $A(\vec{x}, t)$

$$A(\vec{x}, t) = \int A(\vec{k}, \omega) e^{i(\vec{k}\vec{x} - \omega t)} d\vec{k} d\omega. \quad (4)$$

Для коррелятора двух случайных функций $A(\vec{x}_1, t_1)$ и $B(\vec{x}_2, t_2)$ имеем

$$\langle A(\vec{x}_1, t_1) B(\vec{x}_2, t_2) \rangle = \int \langle AB \rangle_{\vec{k}\omega} e^{i(\vec{k}\vec{x} - \omega t)} d\vec{k} d\omega, \quad (5)$$

где $\langle AB \rangle_{\vec{k}\omega}$ – спектральная плотность коррелятора. Если известны Фурье компоненты величины A и B , то их корреляторы связаны со спектральной плотностью соотношением

$$\langle A(\vec{k}, \omega) B(\vec{k}', \omega') \rangle = \langle AB \rangle_{\vec{k}, \omega} \delta(\vec{k} + \vec{k}') \delta(\omega + \omega'). \quad (6)$$

Воспользовавшись ФДТ для спектральных плотностей корреляторов случайных величин $\vec{y}$, y_4 и y_5 , получим

$$\begin{aligned} \langle y_4, y_i \rangle_{\vec{k}, \omega} &= 0; \quad \langle y_4^2 \rangle_{\vec{k}, \omega} = c(\omega) \frac{k^2 \tilde{\kappa}}{T_0}; \quad \langle y_i, y_j \rangle_{\vec{k}, \omega} = c(\omega) (n_{ij} + k^2 \tilde{\eta}_{ij}), \\ \langle y_4, y_5 \rangle_{\vec{k}, \omega} &= c(\omega) \tilde{\beta} k^2; \quad \langle y_5, y_5 \rangle_{\vec{k}, \omega} = c(\omega) \tilde{\alpha} k^2; \quad \langle y_i, y_5 \rangle_{\vec{k}, \omega} = 0, \end{aligned} \quad (7)$$

где $c(\omega) = \hbar\omega / (2\pi)^4 \text{cth}(\hbar\omega/2T_0)$, а $\tilde{\kappa}$ и $\tilde{\eta}_{ij}$ — обозначают свертки тензоров $\tilde{\kappa}_{ij}$, $\tilde{\eta}_{ijklm}$ с единичным вектором $\vec{n} = \vec{k}/k$ вида $\tilde{\kappa} = \tilde{\kappa}_{ij} n_i n_j$; $\tilde{\eta}_{ij} = \tilde{\eta}_{ijklm} n_l n_m$, $\tilde{\alpha}$, $\tilde{\beta}$ — свертки тензоров $\tilde{\alpha}_{ik}$, $\tilde{\beta}_{ik}$ вида $\tilde{\alpha} = \tilde{\alpha}_{ij} n_i n_j$; $\tilde{\beta} = \tilde{\beta}_{ij} n_i n_j$. В изотропной среде $\tilde{\eta}_{ij} = (\xi + 4/3 \tilde{\eta}) n_i n_j + \tilde{\eta}(\delta_{ij} - n_i n_j)$, а $\tilde{\eta}$ и ξ — соответственно коэффициенты первой и второй вязкостей.

Применив к системе (1) преобразование Фурье (4), в случае существования обратного тензора к тензору $a_{ij} = \omega \tilde{\rho}_{ij} + i(n_{ij} + k^2 \tilde{\eta}_{ij})$, получим систему линейных алгебраических уравнений для компонент Фурье $\tilde{u}_{\vec{k}, \omega}$, $\theta_{\vec{k}, \omega}$ и $\delta\mu_{\vec{k}, \omega}$:

$$\begin{cases} u_j = k(TS\theta + n\delta\mu)a_j^{-1} + iy_4 a_j^{-1} \\ b_{11}\theta + b_{12} \frac{\delta\mu}{T} = iy_4 + iSka_j^{-1} y_j \\ b_{21}\theta + b_{22} \frac{\delta\mu}{T} = iy_5 + inka_j^{-1} y_j, \end{cases} \quad (8)$$

где введены следующие обозначения

$$\begin{aligned} b_{11} &= \omega C - S^2 k^2 a^{-1} T + i\tilde{\kappa} k^2; \\ b_{12} &= b_{21} = \alpha\omega - Snk^2 a^{-1} T + i\tilde{\beta} Tk^2; \\ b_{22} &= \beta\omega - n^2 k^2 a^{-1} T + i\tilde{\alpha} Tk^2. \end{aligned} \quad (9)$$

Для случайных источников, используя ФДТ [8], получим следующие спектральные плотности корреляторов:

$$\begin{aligned} \langle \theta^2 \rangle_{\vec{k}, \omega} &= -\frac{c(\omega)}{T} \text{Im} \frac{b_{22}}{D}; \quad \left\langle \frac{\delta\mu}{T}, \theta \right\rangle_{\vec{k}, \omega} = \frac{c(\omega)}{T} \text{Im} \frac{b_{12}}{D}; \\ \left\langle \frac{\delta\mu}{T}, \frac{\delta\mu}{T} \right\rangle_{\vec{k}, \omega} &= -\frac{c(\omega)}{T} \text{Im} \frac{b_{11}}{D}; \quad \langle \theta, u_i \rangle_{\vec{k}, \omega} = c(\omega) k \text{Im} \frac{a_i^{-1} (-Sb_{22} - nb_{12})}{D}; \\ \left\langle \frac{\delta\mu}{T}, u_i \right\rangle_{\vec{k}, \omega} &= c(\omega) k \text{Im} \frac{a_i^{-1} (Sb_{12} - nb_{11})}{D}; \\ \langle u_i, u_j \rangle_{\vec{k}, \omega} &= -c(\omega) \left(Tk^2 \text{Im} \frac{a_i^{-1} a_j^{-1} (S^2 b_{22} + n^2 b_{11} - 2b_{12} nS)}{D} + \text{Im} a_{ij}^{-1} \right); \\ \langle \theta^2 \rangle_{\vec{k}, \omega} &= -\frac{c(\omega)}{T} \text{Im} \left\{ \frac{1}{D} \right\}; \quad \langle u_j \theta \rangle_{\vec{k}, \omega} = -c(\omega) k S \text{Im} \left\{ \frac{a_j^{-1}}{D} \right\}; \\ \langle u_i u_j \rangle_{\vec{k}, \omega} &= -c(\omega) \text{Im} \left\{ \frac{a_i^{-1} a_j^{-1}}{D} S^2 Tk^2 + a_{ij}^{-1} \right\}. \end{aligned} \quad (10)$$

Спектральная плотность флуктуации энергии равна

$$\langle \delta U \rangle = \frac{TC}{2} \langle \theta^2 \rangle_{\vec{k}, \omega} + \frac{\beta T}{2} \left\langle \left(\frac{\delta\mu}{T} \right)^2 \right\rangle_{\vec{k}, \omega} + \frac{1}{2} \tilde{\rho}_{ij} \langle u_i u_j \rangle_{\vec{k}, \omega} \quad (11)$$

Приведем также выражение для спектральных плотностей числа частиц и плотности энтропии:

$$\begin{aligned}\langle (\delta n)^2 \rangle_{\vec{k}, \omega} &= \alpha^2 \langle \theta^2 \rangle_{\vec{k}, \omega} + \beta^2 \left\langle \left(\frac{\delta \mu}{T} \right)^2 \right\rangle_{\vec{k}, \omega} + 2 \frac{\alpha \beta}{T} \left\langle \theta, \frac{\delta \mu}{T} \right\rangle_{\vec{k}, \omega}; \\ \langle (\delta S)^2 \rangle_{\vec{k}, \omega} &= C^2 \langle \theta^2 \rangle_{\vec{k}, \omega} + \alpha^2 \left\langle \left(\frac{\delta \mu}{T} \right)^2 \right\rangle_{\vec{k}, \omega} + 2 C \alpha \left\langle \theta, \frac{\delta \mu}{T} \right\rangle_{\vec{k}, \omega}\end{aligned}\quad (12)$$

Используя (10) и уравнения (3), легко вычислить спектральные плотности других корреляторов. Нетрудно убедиться в том, что в случае малых диссипаций спектральные плотности корреляторов (10)-(11) имеют лоренцеву форму в области существования волн второго звука со скоростью ВВ

$$W_{II}^2 = \tilde{\rho}^{-1} \frac{T(S^2\beta - 2\alpha nS + n^2C)}{C\beta - \alpha^2} \quad (13)$$

и коэффициентом затухания [1]

$$\begin{aligned}\Gamma_{II} &= \frac{k^2\beta(S\beta - \alpha n)^2}{2(C\beta - \alpha^2)(S^2\beta^2 - 2S\beta n\alpha + C\beta n^2)} \left[\tilde{\kappa} + \frac{2(\alpha S - nC)}{\beta S - n\alpha} \tilde{\beta} T + \left(\frac{\alpha S - nC}{\beta S - n\alpha} \right)^2 \tilde{\alpha} T \right] + \\ &+ \frac{1}{2\tilde{\rho}^{-1}} \left[\tilde{\rho}_i^{-1} (r_{il} + k^2 \tilde{\eta}_{il}) \tilde{\rho}_l^{-1} \right].\end{aligned}\quad (14)$$

Зная спектральные плотности корреляторов флуктуации, мы можем найти пространственные и временные корреляции флуктуаций.

Работа поддержана УНТЦ (проект № 1499).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ахиезер А.И., Алексин В.Ф., Ходусов В.Д., ФНТ, 1994, Т. 20, С. 1199-1238. 1995, Т. 21, С. 3-23.
2. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. М., Наука, 1988, 730 с..
3. Халатников И.М. Теория сверхтекучести. М., Наука, 1971, 230 с..
4. Griffin A., Phys. Rev. 1968, V. 40, p.167.
5. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. ЖЭТФ. 1957, Т. 32, С.618.
6. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред, М., Гостехиздат, 1957, 560с.
7. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика, 2-е изд., М., Наука, 1964, 567с.
8. Callen H.B., Welton T.A., Phys. Rev., 1951, V. 83, p. 34).
9. Левин М.Л., Рытов С.М. Теория равновесных тепловых флуктуаций в электродинамике, М., Наука, 1967, 430 с.
10. Цытович В.Н. Теория турбулентной плазмы. М., Наука, 1971, 405 с.
11. Ахиезер А.И., Барьяхтар В.Г., Пелетминский С.В. Спиновые волны. М., Наука, 1967, 350с.

SPECTRAL DENSITY OF FLUCTUATIONS IN GASDYNAMIC WITH CONSTANT NUMBER OF QUASI-PARTICLES

V.F. Aleksin, V.D. Khodusov*

National Research Center Kharkiv Physical and Technology Institute
Akademicheskaya St. 1, Kharkiv, 61108, Ukraine.

*Department of Physics and Technology, Kharkiv National University
Svobody Sq. 4, Kharkiv, 61077, Ukraine. E-mail: khodusov@pht.univer.kharkov.ua

Fluctuations of basic quantities describing the weakly nonideal quasi-particle gas with constant number of quasi-particle are considered. On the basis of the fluctuation-dissipation theorem, the spectral densities these fluctuations are found which can be expressed in terms the kinetic coefficients. In the range of the existents of the secondary waves in the quasi-particle gas, these spectral densities have the Lorenz form.

KEY WORDS: spectral density, fluctuations, quasi-particles, fluctuation-dissipate theorem, Lorenz form, secondary wave.

РАСПАДНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ МОЩНОЙ ИОН-ИОННОЙ ГИБРИДНОЙ ВОЛНЫ

Д.И. Масленников, В.С. Михайленко, К.Н. Степанов

Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина,

61077, г. Харьков, пл. Свободы, 4

Поступила в редакцию 20 июля 2000г.

Рассмотрена распадная неустойчивость мощной ион-ионной гибридной волны на две ион-ионные гибридные волны в случае, когда скорости осциллирующих частиц в поле накачки могут быть соизмеримыми с тепловыми скоростями ионов. Поскольку условие распада зависит от конечной длины волны накачки, исследование проведено на основе подхода ранее развитого авторами, который позволяет рассматривать параметрические неустойчивости в поле мощной накачки конечной длины волны. Определены механизм возбуждения и инкремент нарастания неустойчивости. Установлен возможный уровень насыщения, обусловленный нелинейным сдвигом частоты.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: плазма, ион-ионная гибридная волна, распадная неустойчивость, инкремент, нелинейный сдвиг частоты, насыщение

В настоящей работе рассматривается распадная неустойчивость ион-ионной гибридной волны на две ион-ионные гибридные волны. Ранее [1] этот распад изучался в приближении слабой накачки, когда скорость относительного осцилляторного движения компонентов плазмы предполагается значительно меньше тепловых скоростей ионов. В [1] показано, что условие распада (см. ниже уравнение (6)) зависит от конечной длины волны накачки и не может быть выполнено в приближении дипольной накачки. В настоящей работе этот распад изучается в случае сильного поля накачки, когда скорость относительного осцилляторного движения компонентов плазмы может быть сравнимой с тепловыми скоростями ионных компонентов. Исследование проводится на основании подхода, развитого в работах [2, 3, 4], позволяющего рассматривать параметрические неустойчивости плазмы в поле мощной волны накачки конечной длины волны.

Дисперсионное уравнение гидродинамических низкочастотных колебаний ($\omega \ll (k_{\parallel}/k)\omega_{pe}$) плазмы с ионами двух сортов имеет вид

$$\omega^2 (\omega^2 - \omega_{ii}^2) = -\frac{k_{\parallel}^2 \omega_{pe}^2}{k^2 \omega_{p1}^2 + \omega_{p2}^2} (\omega^2 - \omega_{c1}^2) (\omega^2 - \omega_{c2}^2), \quad (1)$$

где ω_{ii} - ион-ионная гибридная частота, равная

$$\omega_{ii} = \pm \left(\frac{\omega_{p1}^2 \omega_{c2}^2 + \omega_{p2}^2 \omega_{c1}^2}{\omega_{p1}^2 + \omega_{p2}^2} \right)^{1/2}. \quad (2)$$

В случае, когда

$$\omega_{c2} \gg \omega \gg \omega_{c1}, \quad (3)$$

где ω_{c2}, ω_{c1} - циклотронные частоты ионов 1-го и 2-го сорта, уравнение (1) легко решается и для частоты ион-ионной гибридной волны получаем выражение

$$\omega(\vec{k}) = \left(\omega_{ii}^2 + \frac{k_{\parallel}^2 \omega_{pe}^2 \omega_{c2}^2}{k^2 \omega_{p1}^2 + \omega_{p2}^2} \right)^{1/2}. \quad (4)$$

Отметим, что условие (3) накладывает ограничение на возможный угол распространения ион-ионных волн (накачки и продуктов распада), а именно

$$\omega_{p2} \gg \left| \frac{k_{\parallel}}{k} \right| \omega_{pe} \gg \omega_{p1}. \quad (5)$$

При выполнении условий (3) и (5) условие резонансного распада имеет вид

$$\left(1 + \frac{k_{0\parallel}^2 \omega_{pe}^2}{k_0^2 \omega_{p1}^2}\right)^{1/2} = \left(1 + \frac{k_{\parallel}^2 \omega_{pe}^2}{k^2 \omega_{p1}^2}\right)^{1/2} \pm \left(1 + \frac{k_{-\parallel}^2 \omega_{pe}^2}{k_-^2 \omega_{p1}^2}\right)^{1/2}. \quad (6)$$

В работе [2] (см. также [3,4]) получена нелинейная система уравнений для амплитуд потенциала Φ_1 и Φ_2 волн распада мощной волны накачки с конечной длиной волны. Эта система имеет вид

$$i \frac{\partial \Phi_1(\vec{k}, t)}{\partial t} + \beta_1(\vec{k}_-, \omega_-) \left(\frac{\partial \varepsilon(\vec{k}, \omega_1(\vec{k}))}{\partial \omega_1(\vec{k})} \right)^{-1} \Phi_2(\vec{k}_-, t) = (v_1 + v_2) \Phi_1(\vec{k}, t),$$

$$i \frac{\partial \Phi_2(\vec{k}_-, t)}{\partial t} + \beta_2(\vec{k}, \omega) \left(\frac{\partial \varepsilon(\vec{k}_-, \omega_2(\vec{k}_-))}{\partial \omega_2(\vec{k}_-)} \right)^{-1} \Phi_1(\vec{k}, t) = (v_3 + v_4) \Phi_2(\vec{k}_-, t). \quad (7)$$

Громоздкие выражения для коэффициентов параметрической связи β_1 и β_2 и нелинейных коэффициентов v_i ($i = 1, 2, 3, 4$), ответственных за явление нелинейного сдвига частоты приведены в работах [2, 3, 4].

Из системы (7) при $v_i = 0$ получается система, описывающая линейную стадию неустойчивости, из которой следует выражение для инкремента распадной неустойчивости [2]

$$\gamma = \gamma_0 \equiv \left[-\beta_1 \beta_2 \left(\frac{\partial \varepsilon(\vec{k}, \omega_1(\vec{k}))}{\partial \omega_1(\vec{k})} \cdot \frac{\partial \varepsilon(\vec{k}_-, \omega_2(\vec{k}_-))}{\partial \omega_2(\vec{k}_-)} \right)^{-1} \right]^{1/2}. \quad (8)$$

В работах [2,3,4] показано, что распадная неустойчивость может возбуждаться: 1) в результате относительного движения компонентов плазмы в поле волны накачки и 2) вследствие нелинейного отклика компонентов плазмы на волну накачки. Анализ коэффициентов β_1 и β_2 для данной неустойчивости показывает, что основным источником возбуждения данного распада является нелинейный отклик легких ионов (сорт 2) и электронов на волну накачки. При этом коэффициенты β_1 и β_2 определяются соотношениями

$$\beta_1 \approx -A_e(\vec{k}_-, \omega_-) - A_2(\vec{k}_-, \omega_-), \quad \beta_2 \approx -A_e(\vec{k}, \omega) - A_2(\vec{k}, \omega). \quad (9)$$

Для

$$\sin(\theta - \theta_0) > \frac{k_{\parallel}^2 \omega_{ce}}{k^2 \omega} \sim \frac{\omega}{\omega_{c2}} \approx \frac{k_{\parallel} \omega_{pe}}{k \omega_{p2}} \quad (10)$$

длинноволновые ($k\rho_i \ll 1$) асимптотики коэффициентов A_α имеют вид:

$$A_e(\vec{k}, \omega) \approx \frac{ek_{\perp} E_{0\perp} \omega_{pe}^2 k_{0\perp} k_{\perp} \sin^2(\theta - \theta_0)}{2m_e \omega_{ce}^2 k_-^2 \omega_0 (\omega - \omega_0)},$$

$$A_2(\vec{k}, \omega) \approx \frac{e_2 k_{\perp} E_{0\perp} \omega_{p2}^2 k_{0\perp} k_{\perp} \sin^2(\theta - \theta_0)}{2m_2 \omega_{c2}^2 k_-^2 \omega_0 (\omega - \omega_0)}, \quad (11)$$

$$A_e(\vec{k}_-, \omega_-) \approx -\frac{ek_{\perp} E_{0\perp} \omega_{pe}^2 k_{0\perp} k_{\perp} \sin^2(\theta - \theta_0)}{2m_e \omega_{ce}^2 k^2 \omega_0 \omega},$$

$$A_2(\vec{k}_-, \omega_-) \approx -\frac{e_2 k_{\perp} E_{0\perp} \omega_{p2}^2 k_{0\perp} k_{\perp} \sin^2(\theta - \theta_0)}{2m_2 \omega_{c2}^2 k^2 \omega_0 \omega}.$$

В случае, когда

$$\sin(\theta - \theta_0) < \frac{k_{\parallel}^2 \omega_{ce}}{k^2 \omega} \sim \frac{\omega}{\omega_{c2}} \approx \frac{k_{\parallel} \omega_{pe}}{k \omega_{p2}} \quad (12)$$

для коэффициентов A_{α} имеем асимптотики:

$$A_e(\vec{k}, \omega) \sim \frac{e \omega_{pe}^2}{2m_e k^2} \left\{ \frac{k_{0\parallel} k_{\parallel}}{\omega(\omega - \omega_0)} \left(\frac{k_{-\parallel} E_{0\parallel}}{\omega_0(\omega - \omega_0)} - \frac{k_{\parallel} E_{0\parallel}}{\omega_0^2} \right) + \frac{k_{\parallel} E_{0\parallel}}{\omega_0^2} \frac{k_{-\parallel} k_{\parallel}}{(\omega - \omega_0)^2} \right\} \sim A_e(\vec{k}_-, \omega_-)$$

$$A_2(\vec{k}_-, \omega_-) \sim \frac{e_2 E_{0\perp} \omega_{p2}^2 k_{0\perp} k_{-\perp}}{4m_2 \omega_{c2}^4 k^2} \times$$

$$\times (2k_{0\perp} \cos(\theta_- - \theta_0) - k_{\perp} (\cos(\theta - \theta_-) + \cos(\theta + \theta_- - 2\theta_0))) \sim A_2(\vec{k}, \omega).$$

Тогда из (9) получаем, что в случае (10) инкремент распада γ по порядку величины равен

$$\gamma \sim \frac{e_2 k_{\perp} E_{0\perp} \omega_{ce}^2}{4m_2 \omega_0 (\omega - \omega_0) \omega} \sin^2(\theta - \theta_0), \quad (14)$$

а в случае (12) равен

$$\gamma \sim \frac{e_2 k_{\perp} E_{0\perp}}{m_2 \omega}. \quad (15)$$

На нелинейной стадии развития ион-ионной гибридной распадная неустойчивости основной вклад в коэффициенты ν_i дают электронные слагаемые. Вследствие нелинейного сдвига частоты насыщение неустойчивости происходит при выполнении условия

$$|\nu_1 + \nu_2 - \nu_3 - \nu_4| = 2\gamma_0. \quad (16)$$

Из (18) находим оценку плотности энергии $W = (1/4\pi) k^2 |\phi|^2 \omega (\partial \epsilon / \partial \omega(k))$ ион-ионной гибридной волны, возникшей вследствие распада, в виде

$$\frac{W}{n_{02} T_2} \sim \left(\frac{k_{\parallel} \omega_{pe}}{k \omega_{p2}} \right)^2 \frac{e_2 E_{0\perp}}{T_2 k_{\perp}} \sin^2(\theta - \theta_0) \quad (17)$$

для случая (10) и в виде

$$\frac{W}{n_{02} T_2} \sim \left(\frac{k_{\parallel} \omega_{pe}}{k \omega_{p2}} \right)^4 \frac{e_2 E_{0\perp}}{T_2 k_{\perp}} \quad (18)$$

для случая (12).

Плотность энергии осцилляций частиц плазмы W_0 в поле волны накачки по порядку величины равна

$$W_0 \sim \frac{n_{01} m_1 V_1^2}{2} + \frac{n_{02} m_2 V_2^2}{2}, \quad (19)$$

где V_1 и V_2 - осцилляторные скорости ионов первого и второго сортов в поле накачки.

Амплитуду волны накачки можно считать на нелинейной стадии развития неустойчивости постоянной величиной и не учитывать обратного влияния неустойчивости колебаний на поле накачки при условии

$$W \ll W_0. \quad (20)$$

В случае (10) условие (20) выполняется при

$$\left(\frac{k_{\parallel} \omega_{pe}}{k \omega_{p2}} \right)^2 \sin^2(\theta - \theta_0) \ll \frac{e_2 k_{\perp} E_{0\perp}}{m_2 \omega_{c2}^2}, \quad (21)$$

а в случае (12) при

$$\left(\frac{k_{\parallel} \omega_{pe}}{k \omega_{p2}} \right)^4 \ll \frac{e_2 k_{\perp} E_{0\perp}}{m_2 \omega_{c2}^2}. \quad (22)$$

При нарушении неравенств (21) или (22) насыщение этого распада будет связано с развитием сильно нелинейных явлений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bujarbarua S., Satya Y., Sen A. Plasma Phys. 1976, vol. 19, p. 479-489.
2. Масленников Д.И., Михайленко В.С., Степанов К.Н. Физика плазмы. 1995, т. 21, № 9, с. 791-805.
3. Масленников Д.И., Михайленко В.С., Степанов К.Н. Физика плазмы. 1997, т. 23, № 12, с. 1088-1103.
4. Масленников Д.И., Михайленко В.С., Степанов К.Н. Физика плазмы. 2000, т.26, № 2, с. 153-160.

DECAY INSTABILITY OF THE STRONG ION-ION HYBRID WAVE

D.I. Maslennikov, V.S. Mikhailenko, K.N. Stepanov

V.N. Karasin Kharkov National University,

61077, Kharkov, Svoboda sq., 4

Decay instability of strong ion-ion hybrid wave onto two ion-ion hybrid waves is considered in the case of strong pumping wave when the oscillatory velocity of particles in the pumping field may be commensurable with ion thermal velocities. Because the condition of the resonant decay is depends from the finite wave number of the pumping wave, the studies are based on the approach developed by authors, which permits the research of parametric instabilities in the case of the strong pumping with finite wave length. The excitation mechanism and growth rate of instability is derermined. The saturation level of the instability due to the frequency shift is estimated.

KEY WORDS: plasma, ion-ion hybrid wave, decay instability, growth rate, nonlinear frequency shift, saturation

УДК 533.951

ТУРБУЛЕНТНОЕ РАССЕЯНИЕ ЧАСТИЦ В АКСИАЛЬНО СИММЕТРИЧНОЙ РАДИАЛЬНО НЕОДНОРОДНОЙ ВРАЩАЮЩЕЙСЯ ПЛАЗМЕ

Е.Ю. Вахим, В.С. Михайленко, К.Н. Степанов, Д.В. Чибисов

Харьковский национальный университет им. В.Н.Каразина

61077, г. Харьков, пл.Свободы, 4

Поступила в редакцию 20 июля 2000г.

Проведено исследование рассеяния частиц вследствие их взаимодействия с электрическим полем электростатической турбулентности аксиально симметричной плазмы. Электрическое поле является ансамблем цилиндрических волн случайных фаз. В рамках гамильтонова формализма исследованы флуктуации и квазилинейные изменения радиальной и угловой координат положения ведущего центра частицы, а также радиальной и угловой координат положения частицы на ларморовской орбите. Полученные результаты применены к анализу рассеяния частиц дрейфовой, дрейфово-циклотронной турбулентностью радиально неоднородной плазмы, а также ионной циклотронной турбулентностью плазмы с ионами, невозмущенные траектории которых обходят ось симметрии плазмы.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: плазма, цилиндрические волны, дрейфовая турбулентность, дрейфово-циклотронная турбулентность, ионная циклотронная турбулентность, координаты ведущего центра.

Во многих экспериментальных ситуациях аксиальная симметрия плазмы является принципиально неустранимым фактором, который должен быть учтён в теоретическом анализе процессов, происходящих в ней. Исследования устойчивости вращающейся плазмы, различных дрейфовых неустойчивостей радиально неоднородной плазмы является примерами решения таких проблем.

Известно, что линейная и слабо нелинейная теория плазмы, обладающей плоскостной симметрией основана на анализе устойчивости и эволюции во времени синусоидальных возмущений плазмы. В работах [1-3] было показано, что линейная и слабонелинейная теория плазмы, обладающей аксиальной симметрией, должна базироваться на использовании элементарных возмущений, являющихся собственными волнами аксиально-симметричной плазмы. Было установлено [1-3], что для неоднородной вращающейся плазмы с гауссовым распределением плотности частиц по радиусу собственными волнами оказываются цилиндрические волны вида $J_m(k_\perp r) \exp(im\phi)$, где J_m - функция Бесселя, $k_\perp$ - параметр, характеризующий спектр собственных колебаний, являющийся аналогом радиального волнового числа. На основе системы уравнений Власова-Пуассона был разработан формализм исследования кинетических неустойчивостей аксиально-симметричной радиально неоднородной вращающейся плазмы. Построенная теория была применена к исследованию линейной и нелинейной стадий ионной циклотронной неустойчивости однородной вращающейся плазмы [1], дрейфовой [2] и дрейфово-циклотронной [3] неустойчивостей плазмы с гауссовым распределением плотности по радиусу. Эта теория также была использована для исследования линейной и нелинейной стадий неустойчивостей неоднородного плазменного цилиндра с ионами одного и двух сортов с гауссовым распределением плотности по радиусу, в котором ларморовские траектории охватывают центр плазменного цилиндра [4,5].

В теории слабой турбулентности плоскостной плазмы было показано, что для получения сходящихся рядов по амплитуде потенциала возмущений плазмы, в которых отсутствуют секулярности, необходимо учитывать перенормировки, возникающие вследствие учёта статистических возмущений траекторий частиц, обусловленных воздействием случайных электромагнитных полей плазменной турбулентности на частицы плазмы. Такая же проблема возникновения секулярностей характерна и для теории слабой турбулентности аксиально-симметричной плазмы, в которой элементарными возмущениями являются цилиндрические волны. В работах [1-3] построено перенормированное дисперсионное уравнение и квазилинейная теория, основываясь на пропагаторном формализме Дюпри-Вейнстока. В настоящей работе на основе гамильтонова формализма развит подход в исследовании рассеяния частиц плазмы вследствие их взаимодействия с ансамблем цилиндрических волн случайных фаз. Полученная теория применена к анализу рассеяния частиц электростатической турбулентностью плазмы, возникшей вследствие развития в плазме дрейфовой, дрейфово-циклотронной кинетических неустойчивостей и кинетической ионной циклотронной неустойчивости плазмы с ионами, обходящими ось симметрии плазмы.

ГАМИЛЬТОНОВ ПОДХОД В ИССЛЕДОВАНИИ ДИНАМИКИ ЧАСТИЦ В АНСАМБЛЕ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ВОЛН СЛУЧАЙНЫХ ФАЗ

В рамках гамильтонова формализма траектория частицы описывается уравнениями

$$\frac{\partial A}{\partial t} + \{H_\alpha, A\} = 0 \quad (1)$$

где H_α - гамильтониан частицы, который равен

$$H_\alpha = H_{\alpha 0} + H_{\alpha 1} \quad (2)$$

Здесь - невозмущенная часть гамильтониана, которая для аксиально симметричной плазмы определяется соотношением [1]

$$H_{\alpha 0} = \Omega_\alpha \mu_{\alpha\phi} + (2\Omega_\alpha + \omega_{\alpha\alpha}) \mu_{\alpha\perp} + \frac{p_{\alpha z}^2}{2m_\alpha} \quad (3)$$

- возмущение гамильтониана, вызванное электростатической турбулентностью

$$H_{\alpha 1} = e_\alpha \Phi(\vec{r}, t). \quad (4)$$

В (3) $p_{\alpha z}$, $\mu_{\alpha\perp}$ и $\mu_{\alpha\phi}$ - обобщенные импульсы частицы сорта α (p_α - компонента импульса вдоль магнитного поля, $\mu_{\alpha\perp}$ - ларморовский угловой момент, $\mu_{\alpha\phi}$ - обобщенный угловой момент), Ω_α - угловая скорость твердотельного вращения частиц сорта α плазмы, $\omega_{\alpha\alpha}$ - ларморовская частота, $\Phi(\vec{r}, t)$ - потенциал самосогласованных возмущений плазмы. Вместо $\mu_{\alpha\perp}$ и $\mu_{\alpha\phi}$ удобным оказывается использование другой пары (неканонических) переменных ρ_α и R_α , имеющих очевидный геометрический смысл, а именно, ρ_α - ларморовский радиус частицы, а R_α - радиальная координата ведущего центра. Переменные $\mu_{\alpha\perp}$ и $\mu_{\alpha\phi}$ связаны с переменными ρ_α и R_α соотношениями

$$\rho_\alpha^2 = \frac{2\mu_{\alpha\perp}}{m_\alpha (2\Omega_\alpha + \omega_{\alpha\alpha})}, \quad (5)$$

$$R_\alpha^2 = \frac{2(\mu_{\alpha\phi} + \mu_{\alpha\perp})}{m (2\Omega_\alpha + \omega_{\alpha\alpha})}. \quad (6)$$

Каноническими парами являются $(\mu_{\alpha\phi}, \psi_\alpha)$; $(\mu_{\alpha\perp}, \delta_\alpha)$, $(p_{\alpha z}, z)$. Угол δ_α определяет угловую координату положения частицы на ларморовской орбите, а ψ_α - угловую координату положения радиус-вектора ведущего центра.

Неискаженные траектории определяются гамильтонианом H_0 . Из уравнений (1) получаем для неискаженных координат ведущего центра $(R_{\alpha 0}, \psi_{\alpha 0})$ и ларморовской орбиты $(\rho_{\alpha 0}, \delta_{\alpha 0})$ выражения

$$R_{\alpha 0} = \text{const}, \quad \rho_{\alpha 0} = \text{const}, \quad \psi_{\alpha 0} = \Omega_\alpha (t - t_0), \quad \delta_{\alpha 0} = (2\Omega_\alpha + \omega_{\alpha\alpha})(t - t_0). \quad (7)$$

Определим турбулентные искажения координат ведущего центра и ларморовской орбиты. Возмущение гамильтониана, слагаемое $H_{\alpha 1}$, обусловленное электростатической турбулентностью, имеет вид

$$H_1(\vec{r}, t) = e_\alpha \Phi(\vec{r}_0, t) = e_\alpha \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int dK \Phi_m(K, t) \times \\ \exp(im\psi_{\alpha 0} + in\delta_{\alpha 0} - i\omega(k)t + ik\delta\vec{r}_\alpha(t)) J_{m+n}(k_\perp R_{\alpha 0}) J_n(k_\perp \rho_{\alpha 0}), \quad (8)$$

где и $dK = dk_z dk_\perp k_\perp$, а $\delta\vec{r}_\alpha(t)$ - случайное изменение радиус-вектора положения частицы, обусловленное блужданием частицы в полях плазменной турбулентности.

Уравнение (1) для -флуктуации радиальной координаты ведущего центра имеет вид

$$\frac{d\tilde{R}_\alpha}{dt} = -\frac{1}{m_\alpha R_{\alpha 0} (2\Omega_\alpha + \omega_{c\alpha})} \left(\frac{\partial H_{1\alpha}}{\partial \psi_{\alpha 0}} + \frac{\partial H_{1\alpha}}{\partial \delta_{\alpha 0}} \right), \quad (9)$$

где использованы соотношения (5), (6). Следовательно

$$\begin{aligned} \tilde{R}_\alpha &= -\frac{1}{m_\alpha R_{\alpha 0} (2\Omega_\alpha + \omega_{c\alpha})} \int_{t_0}^t \left(\frac{\partial H_{1\alpha}}{\partial \psi_{\alpha 0}} + \frac{\partial H_{1\alpha}}{\partial \delta_{\alpha 0}} \right) dt' = \\ &= -\frac{ie_\alpha}{m_\alpha R_{\alpha 0} (2\Omega_\alpha + \omega_{c\alpha})} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_{t_0}^t dt' \int dK \Phi_m(K) (m+n) J_{m+n}(k_\perp R_{\alpha 0}) J_n(k_\perp \rho_{\alpha 0}) \\ &\quad \exp(im\psi_{\alpha 0} + in\delta_{\alpha 0} - i\omega(k)t + i\vec{k}\delta\vec{r}_\alpha(t)). \end{aligned} \quad (10)$$

Величина $\tilde{\rho}_\alpha$ удовлетворяет уравнению

$$\frac{d\tilde{\rho}_\alpha}{dt} = -\frac{1}{m_\alpha \rho_{\alpha 0} (2\Omega_\alpha + \omega_{c\alpha})} \frac{\partial H_{1\alpha}}{\partial \delta_{\alpha 0}} \quad (11)$$

откуда

$$\begin{aligned} \tilde{\rho}_\alpha &= -\frac{1}{m_\alpha \rho_{\alpha 0} (2\Omega_\alpha + \omega_{c\alpha})} \int_{t_0}^t \frac{\partial H_{1\alpha}}{\partial \delta_{\alpha 0}} dt' = \\ &= -\frac{ie_\alpha}{m_\alpha \rho_{\alpha 0} (2\Omega_\alpha + \omega_{c\alpha})} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_{t_0}^t dt' \int dK \Phi_m(K) n J_{m+n}(k_\perp R_{\alpha 0}) J_n(k_\perp \rho_{\alpha 0}) \\ &\quad \exp(im\psi_{\alpha 0} + in\delta_{\alpha 0} - i\omega(k)t + i\vec{k}\delta\vec{r}_\alpha(t)). \end{aligned} \quad (12)$$

Для флуктуаций угловой координаты получаем уравнение

$$\frac{\partial \tilde{\psi}_\alpha}{\partial t} = \frac{1}{m_\alpha (2\Omega_\alpha + \omega_{c\alpha}) R_{\alpha 0}} \frac{\partial H_{1\alpha}}{\partial R_{\alpha 0}} \quad (13)$$

Тогда

$$\begin{aligned} \tilde{\psi}_\alpha &= \frac{1}{m_\alpha (2\Omega_\alpha + \omega_{c\alpha})} \int_{t_0}^t \frac{\partial H_{1\alpha}}{R_\alpha \partial R_{\alpha 0}} dt' = \\ &= \frac{e_\alpha}{m_\alpha R_{\alpha 0} (2\Omega_\alpha + \omega_{c\alpha})} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_{t_0}^t dt' \int dK \Phi_m(K) k_\perp J'_{m+n}(k_\perp R_{\alpha 0}) J_n(k_\perp \rho_{\alpha 0}) \\ &\quad \exp(im\psi_{\alpha 0} + in\delta_{\alpha 0} - i\omega(k)t + i\vec{k}\delta\vec{r}_\alpha(t)). \end{aligned} \quad (14)$$

Флуктуации угловой координаты удовлетворяют уравнению

$$\frac{\partial \tilde{\delta}_\alpha}{\partial t} = \frac{1}{m_\alpha (2\Omega_\alpha + \omega_{c\alpha})} \left[\frac{\partial H_{1\alpha}}{\rho_{\alpha 0} \partial \rho_{\alpha 0}} + \frac{\partial H_{1\alpha}}{R_{\alpha 0} \partial R_{\alpha 0}} \right] \quad (15)$$

Тогда

$$\begin{aligned} \tilde{\delta}_\alpha &= \frac{1}{m_\alpha (2\Omega_\alpha + \omega_{c\alpha})} \int_{t_n}^t \left[\frac{\partial H_{1\alpha}}{\rho_{\alpha 0} \partial \rho_{\alpha 0}} + \frac{\partial H_{1\alpha}}{R_{\alpha 0} \partial R_{\alpha 0}} \right] dt' = \\ &= \frac{e_\alpha}{m_\alpha (2\Omega_\alpha + \omega_{c\alpha})} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_{t_0}^t dt' \int dK \Phi_m(K) k_\perp \left[\frac{1}{R_{\alpha 0}} J'_{m+n}(k_\perp R_{\alpha 0}) J_n(k_\perp \rho_{\alpha 0}) + \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{\rho_{\alpha 0}} J_{m+n}(k_\perp R_{\alpha 0}) J'_n(k_\perp \rho_{\alpha 0}) \right] \times \\ &\quad \exp(i m \psi_{\alpha 0} + i n \delta_{\alpha 0} - i \omega(k) t + i k \vec{\delta} \vec{r}_\alpha(t)) \end{aligned} \quad (16)$$

КВАЗИЛИНЕЙНЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ РАДИУСА ВЕДУЩЕГО ЦЕНТРА И ЛАРМОРОВСКОГО РАДИУСА ЧАСТИЦЫ

Под действием турбулентности траектории частиц испытывают, помимо быстрых флуктуаций, усредненные квазилинейные искажения. Определим квазилинейные изменения радиуса ведущего центра и ларморовского радиуса частицы $\bar{\rho}_\alpha$, которые связываются с диффузией частицы и изменением её тепловой энергии. Для данных величин справедливы уравнения

$$\frac{\partial \bar{A}}{\partial t} + \{H_{\alpha 0}, \bar{A}\} + \langle \{H_{\alpha 1}, \tilde{A}_1\} \rangle = 0, \quad (17)$$

$$\frac{d\bar{\rho}_\alpha}{dt} = \frac{\partial \bar{\rho}_\alpha}{\partial t} + \langle \{H_{\alpha 1}, \tilde{\rho}_{\alpha 1}\} \rangle = 0, \quad (18)$$

где угловые скобки обозначают усреднение по случайным начальным фазам турбулентных пульсаций, а - скобки Пуассона. Уравнения (17) и (18) получены в результате усреднения по случайным начальным фазам уравнения (1). Вычислим скорость квазилинейного изменения радиальной координаты ведущего центра. Из (17) следует, что

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{R}_\alpha}{\partial t} &= -\langle \{H_{1\alpha}, \tilde{R}_\alpha\} \rangle = \frac{1}{m_\alpha (2\Omega_\alpha + \omega_{c\alpha})} \left\langle \frac{\partial H_{1\alpha}}{\partial \mu_{\alpha\phi}} \frac{\partial}{\partial \psi_{\alpha 0}} \int_{t_0}^t \frac{1}{R_{\alpha 0}} \left(\frac{\partial H_{1\alpha}^*}{\partial \psi_{\alpha 0}} + \frac{\partial H_{1\alpha}^*}{\partial \delta_{\alpha 0}} \right) dt' - \right. \\ &\quad - \frac{\partial H_{1\alpha}}{\partial \psi_{\alpha 0}} \frac{\partial}{\partial \mu_{\phi\alpha}} \int_{t_0}^t \frac{1}{R_{\alpha 0}} \left(\frac{\partial H_{1\alpha}^*}{\partial \psi_{\alpha 0}} + \frac{\partial H_{1\alpha}^*}{\partial \delta_{\alpha 0}} \right) dt' + \frac{\partial H_{1\alpha}}{\partial \mu_{\alpha\perp}} \frac{\partial}{\partial \delta_{\alpha 0}} \int_{t_0}^t \frac{1}{R_{\alpha 0}} \left(\frac{\partial H_{1\alpha}^*}{\partial \psi_{\alpha 0}} + \frac{\partial H_{1\alpha}^*}{\partial \delta_{\alpha 0}} \right) dt' - \\ &\quad \left. - \frac{\partial H_{1\alpha}}{\partial \delta_{\alpha 0}} \frac{\partial}{\partial \mu_{\perp\alpha}} \int_{t_0}^t \frac{1}{R_{\alpha 0}} \left(\frac{\partial H_{1\alpha}^*}{\partial \psi_{\alpha 0}} + \frac{\partial H_{1\alpha}^*}{\partial \delta_{\alpha 0}} \right) dt' \right\rangle. \end{aligned} \quad (19)$$

Учитывая соотношения (8), (10) и, что в приближении случайных фаз

$$\langle \phi_m(K, \omega) \phi_{m_1}^*(K_1, \omega_1) \rangle = I_m(K, \omega) \delta_{m, m_1} \delta(k - k_1) \delta(\omega - \omega_1), \quad (20)$$

а также то, что для Марковских процессов

$$\langle \exp[i\vec{k}\delta\vec{r}_\alpha(t) - i\vec{k}\delta\vec{r}_\alpha(t_1)] \rangle = \langle \exp[i\vec{k}\delta\vec{r}_\alpha(t - t_1)] \rangle = \exp(-v_\alpha |t - t_1|) , \quad (21)$$

где величина v_α определена в [1] и равна

$$v_\alpha = \frac{1}{4} \frac{k_\perp^2}{m_\alpha^2} \frac{e_\alpha^2}{(2\Omega_\alpha + \omega_{c\alpha})^2} \sum_{m'=-\infty}^{\infty} \sum_{n'=-\infty}^{\infty} \int dK' k_\perp'^2 I_{m'}(K) F_{m',n'}(k'_\perp R_\alpha, k'_\perp \rho_\alpha) \times \\ \times \frac{v_\alpha}{(\omega' - m'\Omega_\alpha - n'(2\Omega_\alpha + \omega_{c\alpha}))^2 + v_\alpha^2} , \quad (22)$$

где

$$F_{m',n'}(k'_\perp R_\alpha, k'_\perp \rho_\alpha) = J_{n'}^2(k'_\perp \rho_\alpha) \{ J_{m'+n'-1}^2(k'_\perp R_\alpha) + J_{m'+n'+1}^2(k'_\perp R_\alpha) \} + \\ J_{m'+n'}^2(k'_\perp R_\alpha) \{ J_{n'-1}^2(k'_\perp \rho_\alpha) + J_{n'+1}^2(k'_\perp \rho_\alpha) \} \quad (23)$$

получаем, что

$$\frac{\partial \bar{R}_\alpha}{\partial t} = - \frac{e_\alpha^2}{m_\alpha (2\Omega_\alpha + \omega_{c\alpha})} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_{t_0}^t dt_1 \int dK d\omega I_m(K, \omega) \times \\ \exp\{-i[\omega - m\Omega_\alpha - n(2\Omega_\alpha + \omega_{c\alpha})](t - t_1) - v_\alpha |t - t_1|\} \times \\ \left\{ \frac{\partial}{\partial \mu_{\varphi\alpha}} \left[\frac{m(m+n)}{R_{\alpha 0}} J_{m+n}^2(k_\perp R_{\alpha 0}) J_n^2(k_\perp \rho_{\alpha 0}) \right] + \frac{\partial}{\partial \mu_{\perp\alpha}} \left[\frac{n(m+n)}{R_{\alpha 0}} J_{m+n}^2(k_\perp R_{\alpha 0}) J_n^2(k_\perp \rho_{\alpha 0}) \right] \right\} . \quad (24)$$

Вычислив интеграл по ω в (24) и выполнив замену переменных при дифференцировании, получаем, что

$$\text{Re} \frac{\partial \bar{R}_\alpha}{\partial t} = - \frac{e_\alpha^2}{m_\alpha^2 (2\Omega_\alpha + \omega_{c\alpha})^2} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int dK I_m(K) \frac{v_\alpha}{v_\alpha^2 + \delta\omega^2} \times \\ \left[\frac{m+n}{R_{\alpha 0}} \frac{\partial}{\partial R_{\alpha 0}} + \frac{n}{\rho_{\alpha 0}} \frac{\partial}{\partial \rho_{\alpha 0}} \right] \frac{m+n}{R_{\alpha 0}} J_{m+n}^2(k_\perp R_{\alpha 0}) J_n^2(k_\perp \rho_{\alpha 0}) . \quad (25)$$

Определим теперь скорость квазилинейного изменения ларморовского радиуса частицы. Из (18) следует, что

$$\frac{\partial \bar{\rho}_\alpha}{\partial t} = - \langle \{H_{1\alpha}, \tilde{\rho}_\alpha\} \rangle = \frac{1}{m_\alpha (2\Omega_\alpha + \omega_{c\alpha})} \left\langle \frac{\partial H_{1\alpha}}{\partial \mu_{\varphi\alpha}} \frac{\partial}{\partial \psi_{\alpha 0}} \int_{t_0}^t \frac{1}{\rho_{\alpha 0}} \frac{\partial H_{1\alpha}^*}{\partial \delta_{\alpha 0}} dt' - \right. \\ \left. - \frac{\partial H_{1\alpha}}{\partial \psi_{\alpha 0}} \frac{\partial}{\partial \mu_{\varphi\alpha}} \int_{t_0}^t \frac{1}{\rho_{\alpha 0}} \frac{\partial H_{1\alpha}^*}{\partial \delta_{\alpha 0}} dt' + \frac{\partial H_{1\alpha}}{\partial \mu_{\perp\alpha}} \frac{\partial}{\partial \delta_{\alpha 0}} \int_{t_0}^t \frac{1}{\rho_{\alpha 0}} \frac{\partial H_{1\alpha}^*}{\partial \delta_{\alpha 0}} dt' - \right. \\ \left. - \frac{\partial H_{1\alpha}}{\partial \delta_{\alpha 0}} \frac{\partial}{\partial \mu_{\perp\alpha}} \int_{t_0}^t \frac{1}{\rho_{\alpha 0}} \frac{\partial H_{1\alpha}^*}{\partial \delta_{\alpha 0}} dt' \right\rangle . \quad (26)$$

Выполнив такие же действия, как и при определении величины, получим

$$\operatorname{Re} \frac{\partial \bar{\rho}_\alpha}{\partial t} = - \frac{e_\alpha^2}{m_\alpha^2 (2\Omega_\alpha + \omega_{c\alpha})^2} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int dK I_m(K) \frac{v_\alpha}{\delta\omega^2 + v_\alpha^2} \times$$

$$\left[\frac{m+n}{R_{\alpha 0}} \frac{\partial}{\partial R_{\alpha 0}} + \frac{n}{\rho_{\alpha 0}} \frac{\partial}{\partial \rho_{\alpha 0}} \right] \frac{n}{\rho_{\alpha 0}} J_{m+n}^2(k_\perp R_{\alpha 0}) J_n^2(k_\perp \rho_{\alpha 0}). \quad (27)$$

Уравнения (25) и (27) представляется удобным записывать в виде

$$\frac{\partial \bar{R}_\alpha}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial R_{\alpha 0}} (R_{\alpha 0} D_{RR}^{(\alpha)}) + \frac{\partial}{\partial \rho_{\alpha 0}} (\rho_{\alpha 0} D_{Rp}^{(\alpha)}) = 0$$

$$\frac{\partial \bar{\rho}_\alpha}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial R_{\alpha 0}} (R_{\alpha 0} D_{pR}^{(\alpha)}) + \frac{\partial}{\partial \rho_{\alpha 0}} (\rho_{\alpha 0} D_{pp}^{(\alpha)}) = 0. \quad (28)$$

Коэффициенты D_{RR} , $D_{Rp} = D_{pR}$, D_{pp} равны

$$D_{RR}^{(\alpha)} = \frac{c^2}{B_0^2} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int dK I_m(K) \frac{v_\alpha}{\delta\omega^2 + v_\alpha^2} \frac{(m+n)^2}{R_{\alpha 0}^2} J_{m+n}^2(k_\perp R_{\alpha 0}) J_n^2(k_\perp \rho_{\alpha 0}), \quad (30)$$

$$D_{Rp}^{(\alpha)} = \frac{c^2}{B_0^2} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int dK I_m(K) \frac{v_\alpha}{\delta\omega^2 + v_\alpha^2} \frac{(m+n)n}{R_{\alpha 0} \rho_{\alpha 0}} J_{m+n}^2(k_\perp R_{\alpha 0}) J_n^2(k_\perp \rho_{\alpha 0}), \quad (31)$$

$$D_{pp}^{(\alpha)} = \frac{c^2}{B_0^2} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int dK I_m(K) \frac{v_\alpha}{\delta\omega^2 + v_\alpha^2} \frac{n^2}{\rho_{\alpha 0}^2} J_{m+n}^2(k_\perp R_{\alpha 0}) J_n^2(k_\perp \rho_{\alpha 0}). \quad (32)$$

ОЦЕНКА ЭФФЕКТОВ ТУРБУЛЕНТНОГО РАССЕЯНИЯ ЧАСТИЦ ДЛЯ РАЗЛИЧНЫХ НЕУСТОЙЧИВОСТЕЙ АКСИАЛЬНО СИММЕТРИЧНОЙ ПЛАЗМЫ

Используем полученные уравнения (28) и (29) для оценки изменений величин R_α и ρ_α , обусловленных турбулентностью плазмы, возбужденной различными неустойчивостями аксиально симметричной плазмы. Спектральную интенсивность $I_m(K)$ в соотношениях (28) и (29) определяем по плотности энергии колебаний W в состоянии насыщения неустойчивостей, т.е. [1,3]

$$I_m(K) \approx \frac{W}{k_\perp \omega(k) \frac{\partial \operatorname{Re} \varepsilon}{\partial \omega(k)} [J_{m-1}^2(k_\perp r) + J_{m+1}^2(k_\perp r)] \Delta m \Delta k_\perp}, \quad (33)$$

где Δm и $\Delta k_\perp$ - ширины спектров по азимутальным числам и радиальным волновым числам соответственно. Используя соотношение (37), получим следующие оценки для коэффициентов $D_{RR}^{(i)}$, $D_{Rp}^{(i)}$ и $D_{pp}^{(i)}$, определенных соотношениями (34), (35), и (36):

$$D_{RR}^{(i)} \sim \frac{c^2}{B_0^2} \frac{v_i}{(\omega - n\omega_{ci})^2} \frac{n_0 T_e \Delta n J_n^2(k_\perp \rho_i)}{\omega(k) (\partial \operatorname{Re} \varepsilon / \partial \omega(k)) n_0 T_e} W, \quad (34)$$

$$D_{Rp}^{(i)} \sim D_{RR}^{(i)} \frac{n}{m} \frac{R_{0i}}{\rho_i} \sim D_{RR}^{(i)} \frac{n}{k_{\perp} \rho_i}, \quad (35)$$

$$D_{\rho\rho}^{(i)} \sim D_{RR}^{(i)} \left(\frac{n}{m} \frac{R_{0i}}{\rho_i} \right)^2 \sim D_{RR}^{(i)} \left(\frac{n}{k_{\perp} \rho_i} \right)^2. \quad (36)$$

Используя полученные оценки рассмотрим теперь турбулентное рассеяние частиц, обусловленное развитием в плазме конкретных неустойчивостей.

Дрейфовая неустойчивость

Для этой неустойчивости [2] $k_{\perp} \rho_s \sim 1$, $\omega(k) \sim m \omega_e^*$, где ω_e^* - дрейфовая частота, $\gamma \sim z_e \omega(k) \leq \omega(k)$,

$W/n_e T_e \sim 1/(k_{\perp} R_0)^2 \sim 1/m^2$. Поэтому коэффициент $D_{RR}^{(i)}$ и $\frac{\partial \bar{R}_i}{\partial t}$ по порядку величины равны

$$D_{RR} \sim v_{Ti} \frac{\rho_{Ti}}{m} \frac{T_e}{T_i} z \sim v_{Ti} \rho_{Ti} \left(\frac{\rho_{Ti}}{R_{i0}} \right) \left(\frac{T_e}{T_i} \right)^{3/2} z_e \quad (37)$$

и

$$\frac{\partial \bar{R}_i}{\partial t} \sim \frac{v_{Ti}}{m} \frac{\rho_{Ti}}{R_{0i}} \frac{T_e}{T_i} z_e \sim \frac{D_{RR}}{R_{i0}} \sim v_{Ti} \left(\frac{\rho_{Ti}}{R_{i0}} \right)^2 \left(\frac{T_e}{T_i} \right)^{3/2} z_e. \quad (38)$$

Характерное время изменения радиуса ведущего центра τ_R по порядку величины оказывается равным

$$\tau_R \sim \frac{\bar{R}_i}{\dot{\bar{R}}_i} \sim \frac{1}{\omega_{ci}} \left(\frac{R_{i0}}{\rho_{Ti}} \right)^3 \left(\frac{T_i}{T_e} \right)^{3/2} \frac{1}{z_e}. \quad (39)$$

Более наглядной, однако, оказывается величина $\tau_R \gamma$, где γ - линейный инкремент дрейфовой неустойчивости, равная

$$\gamma \tau_R \sim \frac{T_i}{T_e} \left(\frac{R_{i0}}{\rho_{Ti}} \right)^2. \quad (40)$$

Кинетическая дрейфово-циклотронная неустойчивость

Для этой неустойчивости [3] $k_{\perp} \rho_{Ti} \sim (R_0/\rho_{Ti})(T_i/T_e)$, $\omega(k) \sim n \omega_{ci} + \delta \omega(k_{\perp})$,

$\delta \omega(k_{\perp}) \sim n \omega_{ci} / k_{\perp} \rho_{Ti}$, $v_i \sim \gamma \sim (T_i/T_e) \delta \omega(k_{\perp})$, $W/n_0 T_i \sim (k_{\perp} \rho_{Ti})^{-4}$. Поэтому

$$\frac{\partial \bar{R}_i}{\partial t} \sim \frac{D_{\rho R}^{(i)}}{\rho_{i0}} \sim v_{Ti} \frac{T_i}{T_e} \frac{1}{(k_{\perp} \rho_{Ti})^4}. \quad (41)$$

Характерное время изменения радиуса ведущего центра τ_R из-за развития дрейфово-циклотронной неустойчивости оказывается равным

$$\tau_R \sim \frac{\bar{R}_i}{\dot{\bar{R}}_i} \sim \frac{1}{\omega_{ci}} \frac{R_{i0}}{\rho_{Ti}} \frac{T_e}{T_i} (k \rho_{Ti})^4, \quad (42)$$

а величина $\gamma \tau_R$ равной

$$\gamma\tau_R \sim \frac{R_{i0}}{\rho_{Ti}} (k_{\perp}\rho_{Ti})^3 \sim \left(\frac{R_{i0}}{\rho_{Ti}}\right)^4 \left(\frac{T_i}{T_e}\right)^3 \gg 1 \quad (43)$$

Таким образом, развитие в плазме дрейфово-циклотронной неустойчивости практически не отражается на величинах радиусов ведущих центров ионов и, следовательно, на их функции распределения. Для величины $\partial\bar{\rho}_i/\partial t$ получаем оценку

$$\frac{\partial\bar{\rho}_i}{\partial t} \sim \frac{D_{\rho\rho}^{(i)}}{\rho_{Ti}} \sim v_{Ti} \frac{T_i}{T_e} \frac{1}{(k\rho_{Ti})^5} \quad (44)$$

Характерное время изменения ларморовского радиуса τ_{ρ} в данном случае оказывается по порядку величины равным

$$\tau_{\rho} \sim \frac{\bar{\rho}_i}{\dot{\bar{\rho}}_i} \sim \frac{1}{\omega_{ci}} \frac{T_e}{T_i} \frac{1}{(k_{\perp}\rho_{Ti})^5} \quad (45)$$

Из (42) и (45) следует, что

$$\frac{\tau_{\rho}}{\tau_T} \sim \frac{T_i}{T_e} < 1, \quad (46)$$

то есть изменение во времени ρ_i происходит в $T_e/T_i > 1$ раз быстрее, чем R_i .

Кинетическая ионная циклотронная неустойчивость плазмы с ионами, обходящими ось симметрии

При $T_e \gg T_i$ получено [4], что частота и инкремент неустойчивых колебаний в этом случае равны

$$\omega(k) \approx -(m+n)\omega_{ci}, \quad \gamma \sim \frac{T_i}{T_e} \frac{n\omega_{ci}}{k_{\perp}\rho_{Ti}} \quad (47)$$

В состоянии насыщения данной неустойчивости [4]

$$\omega(k) \approx \omega_{ci}, \quad k_{\perp}\rho_{Ti} \sim 1, \quad W/nT_i \sim 1. \quad (48)$$

Поэтому

$$D_{RR} \sim D_{Rp} \sim D_{\rho\rho} \sim \frac{cT_i}{eB_0} \frac{T_i}{T_e} \quad (49)$$

и

$$\frac{\partial\bar{R}_i}{\partial t} \sim \frac{\partial\bar{\rho}_i}{\partial t} \sim \frac{D_{Rp}}{\rho} \sim v_{Ti} \frac{T_i}{T_e} \quad (50)$$

Из (46) и (49) следует, что для этой неустойчивости $\gamma\tau_R \sim R_{i0}/\rho_{Ti} > 1$, однако $\gamma\tau_{\rho} \sim 1$. Поэтому развитие и насыщение этой неустойчивости сопровождается существенными изменениями температуры ионов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлено исследование рассеяния частиц в аксиально симметричной плазме, обусловленное их взаимодействием с ансамблем цилиндрических волн случайных фаз. Определены флуктуационные и квазилинейные изменения координат ведущего центра и координат положения частицы на ларморовской орбите. Получено, что в случае развития в плазме дрейфовой и дрейфово-циклотронной турбулентности искажения траекторий ионов за времена развития этих неустойчивостей оказываются незначительными.

Поэтому и турбулентные искажения профилей плотности и температуры плазмы оказываются несущественными. Значительно более важным оказывается эффект турбулентного рассеяния ионной циклотронной турбулентностью ионов, обходящих ось плазменного столба. Получено, что за время развития неустойчивости происходит существенное изменение температуры ионов, что должно быть учтено в рамках перенормированной теории этой неустойчивости.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Chibisov D. V., Mikhailenko V. S., Stepanov K. N. // Plasma Phys. Contr. Fusion. 1992. V. 34. - P. 95.
2. Chibisov D. V., Mikhailenko V. S., Stepanov K. N. // Phys. Lett. A 1991. - P. 157.
3. Михайленко В. С., Степанов К. Н., Чибисов Д. В. // Физика плазмы, 1991. - Т. 17. - С. 1224.
4. Вахим Е. Ю., Михайленко В. С., Степанов К. Н., Чибисов Д. В. // Физика плазмы, 1995. - Т. 21. - С. 1056.
5. Вахим Е. Ю., Михайленко В. С., Степанов К. Н., Чибисов Д. В. // Физика плазмы, 1997. - Т. 23. - С. 49.

TURBULENT SCATTERING OF PARTICLES IN THE AXIALLY SYMMETRICAL RADially INHOMOGENEOUS ROTATING PLASMAS

E. U. Wakim, V. S. Mikhailenko, K. N. Stepanov and D. V. Chibisov

V. N. Karasin Kharkov National University

61077, Kharkov, Svoboda sq., 4

The studies of the particles scattering due to their interactions with electric field of the electrostatic turbulence of the axially symmetrical plasma are carried out. Electric field is considered as the ensemble of the cylindrical waves with random phases. In the frame of the Hamilton equations the fluctuations and quasilinear variations of the radial and angle coordinates of the leading center and radial and angle coordinates of the particles position on the Larmor orbit are considered. The results obtained are applied to the analysis of the particles scattering by the random fields of drift, drift-cyclotron turbulence of the radially inhomogeneous plasma, and by the random fields of the ion cyclotron turbulence of plasma with axis encircling ions.

KEY WORDS: plasma, cylindrical waves, drift turbulence, drift-cyclotron turbulence, ion cyclotron turbulence, leading center coordinates.

УДК 533.915

ОСЕВАЯ СТРУКТУРА ВЧ РАЗРЯДА НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ В ВОЗДУХЕ

В.А. Лисовский, С.Д. Яковин, В.Д. Егоренков, В.И. Фареник*

Харьковский национальный университет, Украина, 61077, Харьков, пл. Свободы 4

*НФТЦ НАН и МО Украины, Украина, 61145, Харьков, ул. Новгородская 1

Поступила в редакцию 17 июля 2000 г.

В работе приведены результаты зондовых измерений внутренних параметров высокочастотного емкостного газового разряда в воздухе низкого давления. Показано, что осевые профили плотности плазмы имеют максимумы вблизи границ приэлектродных слоев не только в сильноточном, но и в слаботочном режиме горения. В слаботочном режиме ВЧ разряда на осевых профилях температуры электронов наблюдаются резко выраженные максимумы вблизи границ приэлектродных слоев, а в сильноточном режиме температура электронов практически постоянна во всем разрядном промежутке.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: высокочастотный емкостный разряд, низкие давления.

Высокочастотный емкостный разряд широко используется при обработке полупроводниковых материалов (травление, осаждение) [1], для накачки газовых лазеров [2]. В последнее время ВЧ разряд в воздухе низкого давления применяется также для плазменной стерилизации медицинских инструментов [3, 4]. Поэтому исследование внутренних параметров и режимов горения ВЧ разряда является актуальной задачей.

Как известно [2, 5], ВЧ разряд может гореть в двух различных режимах: слаботочном (α) и сильноточном (γ) режиме. В α -режиме электроны приобретают энергию для ионизации молекул газа в ВЧ поле в квазинейтральной плазме, при этом эмиссия электронов с поверхности электродов существенной роли в поддержании разряда не играет. В α -режиме проводимость приэлектродных слоев мала. В γ -режиме вторичные электроны, выбитые с поверхности электродов ускоренными ионами, могут набрать значительную энергию в ВЧ поле вблизи поверхности электродов, и в приэлектродных слоях развиваются электронные лавины. Основная ионизация молекул газа электронами в γ -режиме происходит вблизи границ приэлектродных слоев, а ВЧ поле в квазинейтральной плазме становится недостаточным для того, чтобы электроны могли приобрести достаточную для ионизации энергию. Приэлектродные слои в γ -режиме имеют значительную проводимость и по характеристикам подобны катодному слою разряда постоянного тока.

В настоящей работе зондовым методом получены осевые профили плотности плазмы, температуры электронов и потенциала плазмы в ВЧ емкостном разряде в воздухе при низком давлении.

УСЛОВИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперименты проводились при давлениях воздуха $p = 0.1 - 2$ Торр в диапазоне ВЧ напряжений $U_{rf} \leq 2000$ В и частоте ВЧ поля $f = 13.56$ МГц. Расстояние между плоскими параллельными электродами из нержавеющей стали диаметром 100 мм было равно 53 мм. ВЧ напряжение прикладывалось к одному из электродов, второй электрод был заземлен. Для удаления постоянного напряжения автосмещения между электродами подключался дроссель индуктивностью 4 мГн.

Параметры плазмы (температуры электронов T_e , плотности плазмы n_i и постоянной составляющей потенциала плазмы ϕ_{pl}) измерялись с помощью одиночного цилиндрического зонда из нихрома диаметром 0.18 мм и длиной 5 мм. В исследованном нами диапазоне давлений положительные ионы в призондовом слое могут сталкиваться с молекулами газа, поэтому плотность плазмы n_i мы определяли из ионной ветви вольт-амперной характеристики зонда и измеренных значений температуры электронов T_e по методике, описанной в [6]. Потенциал плазмы ϕ_{pl} определялся из нулевого значения второй производной зондового тока по напряжению на зонде, а также из измеренных значений плавающего потенциала и температуры электронов. Температура электронов T_e рассчитывалась из линейных участков на зондовой вольт-амперной характеристике и на зависимости второй производной зондового тока от напряжения на зонде, построенных в полулогарифмическом масштабе. Величины T_e , определенные такими двумя способами, различались не более, чем на 20 %. Вторая производная тока на зонд по напряжению на зонде $d^2 I_{pr} / dU_{pr}^2$ была получена методом второй гармоники, т.е. зондовый ток модулировался низкочастотным напряжением с частотой 2 кГц, при этом регистрировался сигнал на удвоенной частоте 4 кГц.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 1 показаны осевые профили плотности плазмы и постоянной составляющей потенциала плазмы при давлениях воздуха 0.1 и 0.6 Торр. Из рис. 1 следует, что при низких давлениях воздуха потенциал плазмы

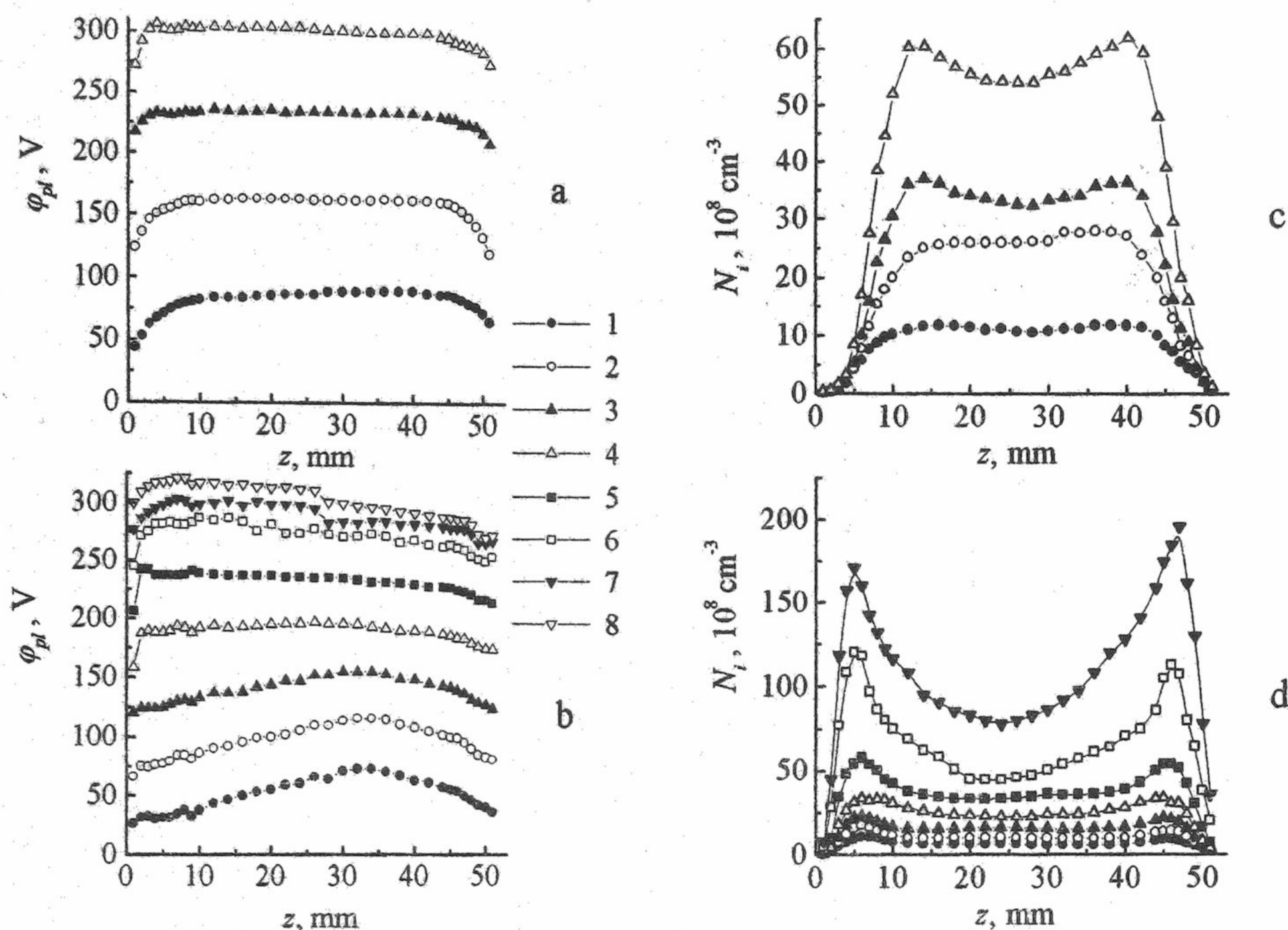


Рис. 1. Осевые профили потенциала плазмы (а, б) и плотности плазмы (с, д) при давлениях воздуха 0.1 Торр (а, с) и 0.6 Торр (б, д) и приложенных ВЧ напряжениях:
 а) и с) 1 – $U_{rf} = 300$ В, 2 – 600 В, 3 – 900 В, 4 – 1200 В;
 б) и д) 1 – $U_{rf} = 300$ В, 2 – 450 В, 3 – 600 В, 4 – 750 В, 5 – 900 В, 6 – 1050 В, 7 – 1200 В, 8 – 1350 В.

сохраняется практически постоянным во всей области квазинейтральной плазмы и симметричным относительно центра разрядного промежутка, заметно уменьшаясь лишь в приэлектродных слоях. При более высоких давлениях (рис. 1б) профиль потенциала становится асимметричным, при этом в квазинейтральной плазме наблюдается постоянное электрическое поле, которое вызывает протекание через разрядный промежуток постоянного тока (порядка нескольких миллиампер).

В отличие от ВЧ разряда в аргоне [7], осевые профили плотности плазмы в ВЧ разряде в воздухе имеют максимумы вблизи границы приэлектродных слоев не только в сильноточном, но и в слаботочном режиме горения. Появление этих максимумов может быть вызвано двумя основными причинами. Во-первых, в слаботочном режиме горения электроны квазинейтральной плазмы, сталкиваясь с движущейся границей приэлектродных слоев (так называемый «стохастический нагрев» [2, 8]), могут приобретать довольно большую энергию, достаточную для ионизации молекул газа электронным ударом. Во-вторых, при приближении из плазмы к границе приэлектродных слоев уменьшается плотность плазмы и одновременно увеличивается электрическое поле, что также может разогревать электроны плазмы.

На рис. 2 показаны осевые профили температуры электронов при давлении воздуха 0.6 Торр. Из этого рисунка следует, что в слаботочном режиме горения ВЧ разряда (первые три кривые) температура электронов в квазинейтральной плазме примерно равна 4 эВ, что в 2 раза выше, чем для ВЧ разряда в аргоне [7]. Вблизи границ приэлектродных слоев наблюдается резкое увеличение температуры электронов вплоть до 7–8 эВ (для аргона максимальные значения температуры электронов не превышали 4 эВ). Поэтому если в слаботочном режиме горения ВЧ разряда осевые профили плотности плазмы имеют колоколообразный вид с максимумом в центре разряда, то в ВЧ разряде в воздухе максимумы на осевых профилях плотности плазмы смещаются к границам приэлектродных слоев. Повышение ВЧ напряжения в α -режиме приводит к слабому уменьшению температуры электронов в квазинейтральной плазме. При ВЧ напряжении $U_{rf} > 700$ В наблюдается переход из α - в γ -режим горения, при этом сначала происходит уменьшение температуры электронов вблизи границ приэлектродных слоев. ВЧ разряд при этом состоит из двух «катодных» слоев, двух «темных фарадеевых пространств», а в центральной области образуется светящаяся область, аналогичная по характеристикам положительному столбу разряда постоянного тока. При высоких ВЧ напряжениях температура электронов практически постоянна в квазинейтральной плазме и слабо возрастает вблизи границ приэлектродных слоев.

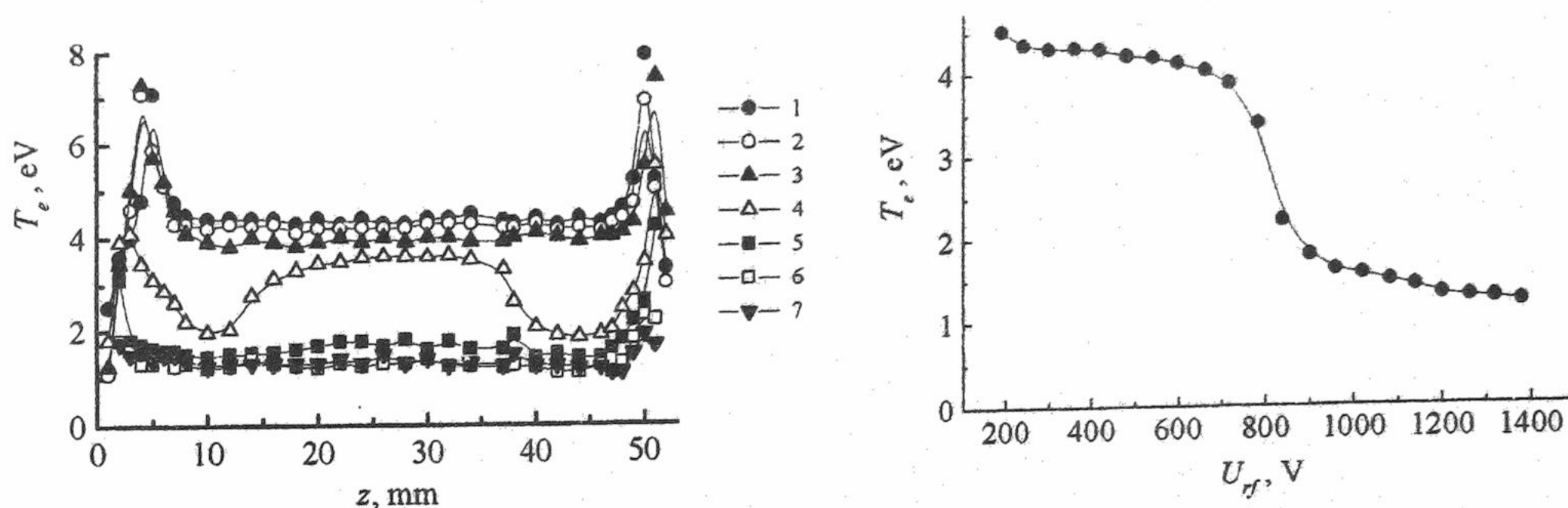


Рис.2. Осевые профили температуры электронов при давлении воздуха 0.6 Торр и ВЧ напряжениях:
1 – $U_{rf} = 300$ В, 2 – 450 В, 3 – 600 В, 4 – 750 В, 5 – 900 В, 6 – 1050 В, 7 – 1200 В.

Рис.3. Зависимость температуры электронов в центре разряда от приложенного ВЧ напряжения при давлении воздуха 0.6 Торр.

На рис.3 представлена зависимость температуры электронов в центре разрядного промежутка от ВЧ напряжения на электродах при давлении воздуха 0.6 Торр. Из этого рисунка следует, что в слаботоочном режиме горения ВЧ разряда ($U_{rf} < 700$ В) температура электронов слабо уменьшается с ростом ВЧ напряжения. При α - γ переходе наблюдается резкое уменьшение температуры электронов (более чем в 3 раза), и при дальнейшем повышении ВЧ напряжения T_e медленно уменьшается. Полученные нами результаты удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными [9] и теоретическими предсказаниями [10].

Таким образом, в настоящей работе экспериментально получены внутренние параметры (температура электронов, плотность плазмы и постоянная составляющая потенциала плазмы) высокочастотного емкостного газового разряда в воздухе низкого давления. Показано, что на осевых профилях плотности плазмы наблюдаются максимумы вблизи границ приэлектродных слоев как в сильноточном, так и в слаботоочном режимах горения. Осевые профили температуры электронов в слаботоочном режиме ВЧ разряда имеют максимумы вблизи границ приэлектродных слоев, в то время как в сильноточном режиме температура электронов практически постоянна во всем разрядном промежутке. Полученные нами результаты могут быть использованы при разработке и оптимизации технологического оборудования, использующего ВЧЕ разряд в воздухе низкого давления (например, плазменных стерилизаторах).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. У. Моро. Микрофотография. М.: Мир, 1990.
2. Ю.П. Райзер, М.Н. Шнейдер, Н.А. Яценко. Высокочастотный емкостный разряд: Физика. Техника эксперимента. Приложения. М.: Изд-во МФТИ; Наука-Физматлит, 1995.
3. V.A. Lisovskiy, S.D. Yakovin, V.D. Yegorenkov, A. Terent'eva // Abstracts of XI Gaseous Electronics Meeting, 2000, Armidale, Australia, p. 39.
4. В.А. Лисовский, С.Д. Яковин, В.Д. Егоренков, А.Г. Терентьева // ВАНТ, 2000, № 1, с. 55.
5. С.М. Левитский // ЖТФ, 1957, т. 27, с. 970.
6. G.J. Schulz, S.C. Brown // Phys. Rev., 1955, Vol. 98, p. 1642.
7. В.А. Лисовский // ЖТФ, 1998, т. 68, с. 52.
8. M.A. Lieberman, V.A. Godyak // IEEE Trans. Plasma Sci., 1998, Vol. 26, p. 955.
9. V.A. Godyak, A.S. Khanneh // IEEE Trans. Plasma Sci., 1986, Vol. 14, p. 112.
10. D.P. Lymberopoulos, D.J. Economou // J. Appl. Phys., 1993, Vol. 73, p. 3668.

AXIAL STRUCTURE OF LOW-PRESSURE RF DISCHARGE IN AIR

V.A. Lisovskiy, S.D. Yakovin, V.D. Yegorenkov, V.I. Farenik

Kharkov National University, 4 Svobody sq., Kharkov, 61077, Ukraine

The paper reports the results of probe measurements of internal parameters of rf capacitive gas discharge in low pressure air. The axial profiles of plasma density are shown to possess maxima in the vicinity of electrode sheaths not only in the high current regime of burning but in the low current one. One observes clearly expressed maxima on axial profiles of the electron temperature in the low current regime near the boundaries of electrode sheaths. In the high current regime the electron temperature is almost constant across the discharge gap.

KEY WORDS: RF capacitive discharge, low pressure.

УДК 537.611:620.179.16:631.38

КОНЦЕПЦИЯ ЦЕНТРА РАДИЦИОННО - ЭКОЛОГИЧЕСКОГО МОНИТОРИНГА

С.Н.Стервоядов, В.В. Товстяк, Я.В. Шашель

Харьковский национальный университет, 310077, Харьков, пл. Свободы, 4.

E-mail: yana@ftf.univer.kipt.kharkov.ua

Поступила в редакцию 5 июня 2000 г.

В данной статье представлены результаты разработки концепции центра радиационно-экологического мониторинга, описывается его архитектура и структурно-функциональные схемы, составляющих его частей. Включены также детальные схемы приборов дистанционного контроля радиационной обстановки. Предложен и разработан сайт «Экоспектр», концентрирующий региональные радиационные данные и имеющий большое количество гиперссылок на мировые системы радиационного мониторинга.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: радиационный мониторинг, радиационная экология, радиационный фон, дистанционный мониторинг.

РЕГИОНАЛЬНАЯ ИНТЕГРИРОВАННАЯ СИСТЕМА РАДИЦИОННО-ЭКОЛОГИЧЕСКОГО МОНИТОРИНГА

Бесконтрольная техногенная деятельность последних лет и отсутствие достоверных данных о состоянии окружающей среды привели к значительному ухудшению экологической обстановки. Во всем мире все острее встает проблема радиоактивного загрязнения, а последствия радиационных инцидентов оцениваются как все более угрожающее в силу их масштабности и долговременного воздействия на человека и экосистемы. Поэтому, создание систем, позволяющих оперативно получать данные об изменениях радиационного фона, своевременно обрабатывать данные и распределять их по заинтересованным организациям, включая органы власти, весьма актуально. Доступность данных по радиационно-экологической ситуации и, особенно, их оперативное получение позволит снизить такой негативный синдром, как радиофобия, а в чрезвычайных ситуациях - значительно сократить время реагирования.

В настоящее время в развитых странах действуют и разрабатываются новые мощные информационно-измерительные системы, позволяющие оперативно получать достоверные данные о текущем состоянии радиационной обстановки и принимать на их основе необходимые решения по управлению экологической обстановкой [1, 2]. При этом используются самые последние достижения микроэлектроники, вычислительной и измерительной техники вплоть до глобальных компьютерных сетей и спутниковых каналов связи. К сожалению, на Украине, где наиболее сложная радиационная ситуация в силу высокой плотности атомных электростанций как в стране, так и в ближайшем окружении, большого числа предприятий, использующих радиационные технологии и, главное, масштабного Чернобыльского инцидента, разработка таких систем находится на начальной стадии. На территории Украины находится пять атомных станций с 15 действующими блоками (4 блока находятся в стадии строительства), два исследовательских реактора, шесть межобластных спецкомбинатов (МСК) по захоронению радиоактивных отходов, пять горнодобывающих комбинатов и два гидрометаллургических завода по добыче и переработке урана, около семи тысяч предприятий, использующих радиоактивные вещества, урановые месторождения. Все это формирует радиационно-экологическую обстановку нашей страны.

В режиме нормальной эксплуатации АЭС поставляют в окружающую среду столько отходов, что их воздействие на человека и природные компоненты практически не удается обнаружить. Однако авария на Чернобыльской АЭС в апреле 1986г., приведшая к поступлению в окружающую среду значительного количества радиоактивных веществ, заставила специалистов по радиационной безопасности АЭС усилить исследования, связанные с обеспечением радиационной безопасности.

Для постоянного контроля экологической обстановки и обеспечения быстрого реагирования на ее возможные изменения используются специально разработанные системы экологического мониторинга, которые обновляются и модернизируются с применением новейших научно-технических достижений. Существование таких систем, специализирующихся на радиационном мониторинге, мониторинге атмосферы и водных ресурсов, является неотъемлемым атрибутом цивилизованного государства.

В задачу настоящей работы входит разработка, создание и исследование схемы региональной интегрированной системы радиационно-экологического мониторинга окружающей среды и радиационно-экологического сервера в сети Internet.

Система решает следующие задачи:

- первичные измерения, в частности дистанционные измерения мощности экспозиционной дозы (МЭД) гамма-фона;
- сбор, передачу, накопление и обработку данных;

- достоверное и оперативное обнаружение изменений и оценку радиационной обстановки с одновременным созданием информационной основы для принятия управленческих решений по локализации этих нарушений и по максимально возможному снижению последствий чрезвычайных ситуаций для населения и окружающей среды;
- распределение результатов мониторинга между пользователями;
- размещение радиационно-экологической информации на Web-сервере для свободного доступа к ней всех желающих через Internet.

АРХИТЕКТУРА СИСТЕМЫ

Архитектура региональной интегрированной системы радиационно-экологического мониторинга приведена на рис.1. Система представляет собой двухуровневую, работающую в реальном масштабе времени автоматизированную структуру.

В первый уровень входят следующие узлы:

- удаленные телеметрические платформы (УТП);
- удаленные стационарные пункты контроля (УСПК);
- передвижные пункты радиационного контроля (ППРК);
- радиационно-экологические службы стационарных постов Гидромета (РСПП);
- радиационно-экологические службы санитарно-эпидемиологических станций (РССЭС).

Второй уровень - региональный информационно-аналитический центр, в который входят:

- коммуникационный сервер (КС) и сервер базы данных (БД);
- информационно-аналитический отдел (ИАО);
- отдел моделирования ситуаций и развития системы (ОМСРС);
- экспериментальный отдел (ЭО).

Система должна выполнять следующие функции:

- измерение дозы и мощности дозы гамма-излучения;
- радиометрию α , β , γ - излучений;
- спектрометрические измерения α , β , γ - излучений;
- радиохимические измерения;
- оперативный обмен данными с другими региональными системами и национальным центром;
- прогноз и моделирование ситуаций;
- предоставление информации широкому кругу пользователей через информационное табло, радио и телесеть, компьютерную сеть Internet.

В основу УТП и УСПК может быть положено оборудование, имеющееся и разрабатываемое на кафедре экспериментальной ядерной физики ХГУ, ХФТИ, ИЭП и других организаций.

Диапазон и точность оборудования постов выбирается из следующих соображений [3]. Величина мощности экспозиционной дозы гамма-фона на территории Украины, в основном, лежит в диапазоне 10-20 мкР/ч.

Нижний предел измерения мощности экспозиционной дозы гамма-излучения обусловлен флуктуациями фоновой мощности и равен 1 мкР/ч. Анализируя ситуацию на ЧАЭС после аварии (по шкале МАГАТЭ - глобальная авария максимально возможного уровня 7), и принимая во внимание наличие превышений уровней мощности экспозиционной дозы в 100 Р/ч, можно ограничиться верхним значением 1000 Р/ч на АЭС. Вдали от АЭС (на расстоянии более 5 км) вполне можно ограничиться верхним пределом - 1 Р/ч.

Необходимо обеспечить точность измерения величины мощности экспозиционной дозы гамма-излучения при уровнях 10 мкР/ч - 30%, а при 1 Р/ч - 5-10%.

Суммарная объемная бета-активность аэрозолей воздуха зависит от концентрации в почве элементов радиоактивных рядов и запыленности атмосферы. Нижний предел суммарной бета-активности аэрозолей воздуха на Украине по данным разных измерений занимает широкий диапазон 0,1-1 мкБк/л. Сразу после аварии на ЧАЭС суммарная бета-активность аэрозолей воздуха вдали от г.Чернобыля (г.Минск) достигала величины 1 Бк/л, а в районе самой АЭС она была еще на 1-2 порядка выше. Поэтому максимальные величины суммарной бета-активности аэрозолей воздуха могут достигать (и даже превышать) величину 10-100 Бк/л. Нижний предел измеряемой суммарной объемной бета-активности аэрозолей воздуха необходимо обеспечить на уровне 0,1 мкБк/л, а верхний - на уровне 1000 Бк/л.

Необходимая относительная точность при измерении малых концентраций 30-50% и 5-10% - при высоких.

Естественная бета-активность воздуха, обусловленная, в основном, продуктами распада радона, значительно выше суммарной фоновой бета-активности аэрозолей и лежит на Украине в диапазоне 0,4- 10 мБк/л.

Суммарная долгоживущая альфа-активность аэрозолей воздуха обусловлена, в основном, радионуклидами семейств урана и тория, концентрация которых в значительной степени зависит от вида почв и запыленности атмосферы. Нижний предел суммарной альфа-активности аэрозолей воздуха на Украине достаточно широк и

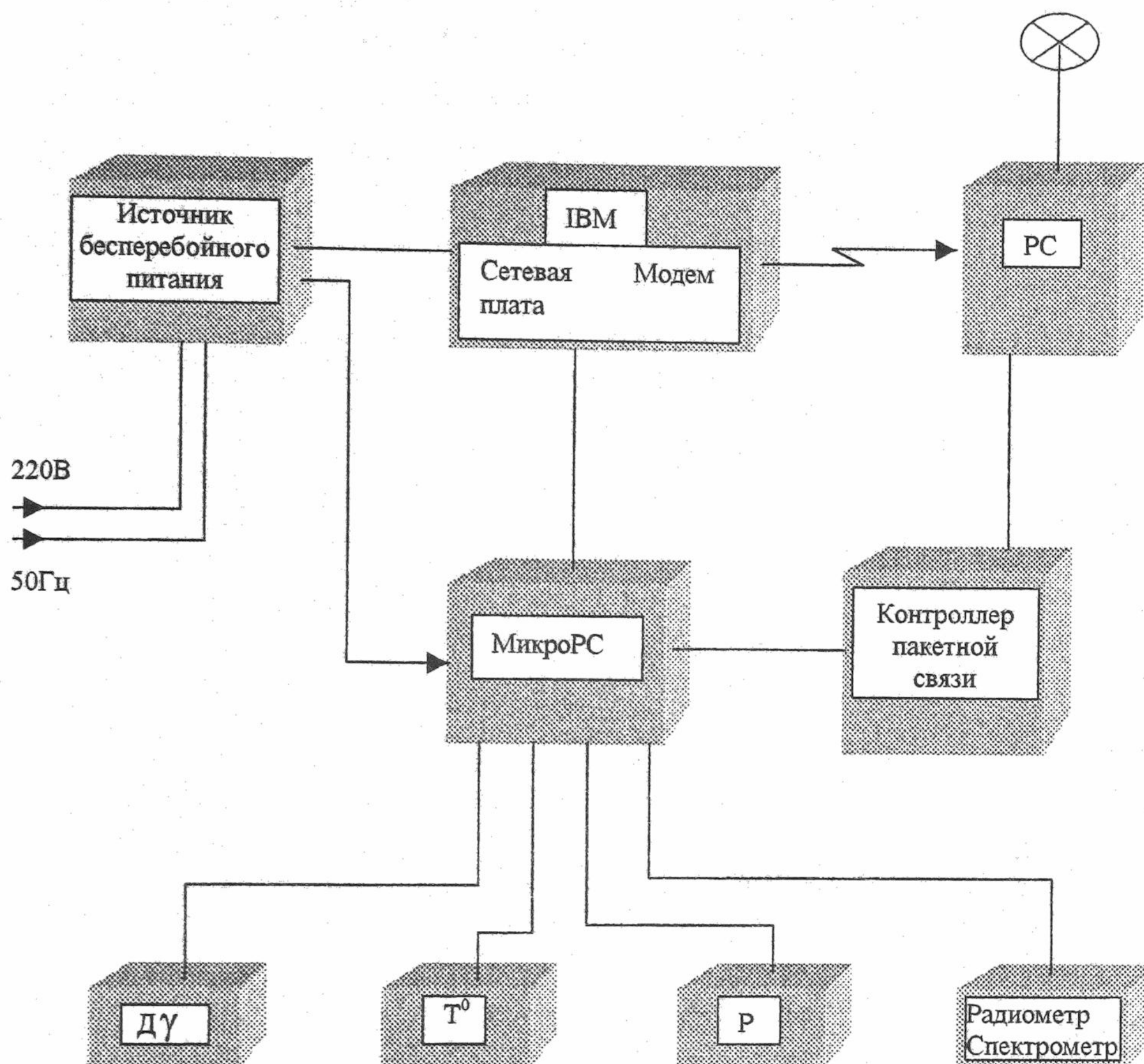


Рис.3. Структурная схема удаленного стационарного пункта контроля (УСПК)

УСПК оборудуется датчиками для измерения метеоусловий (Т, Р), мощности дозы γ -излучения, а также радиометром для контроля α, β, γ -нуклидов в различных средах и спектрометра для измерения α, β, γ -излучений. Данные, полученные приборами, поступают на мощный микроконтроллер фирмы Ostagon Systems MicroPC, где получают первоначальную обработку и усреднение. С MicroPC информация отправляется через контроллер пакетной связи по радиоканалу в ИАЦ и по кабельной связи на IBM-компьютер. Данный тип контроллера выбран по соображению полной аппаратно-программной совместимости с IBM компьютерами и богатой номенклатурой функциональных модулей. В состав этих модулей входит спектрометрический аналого-цифровой преобразователь фирмы "Ортекс".

Компьютер производит дополнительную обработку, анализ и накопление получаемой информации. Компьютер может быть укомплектована модемом для выхода по телефонным каналам в сеть Internet. УСПК должны иметь источники бесперебойного питания, позволяющие обеспечить работу системы в течение десяти часов при выключении питания, нормальное завершение работы по истечении указанного времени с последующим правильным продолжением работы при подаче электропитания.

СТРУКТУРА ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ ИНФОРМАЦИОННО-АНАЛИТИЧЕСКОГО ЦЕНТРА

Схема взаимодействия информационно-аналитического центра (ИАЦ), который может находиться в ХНУ, продемонстрирована на рис.4.

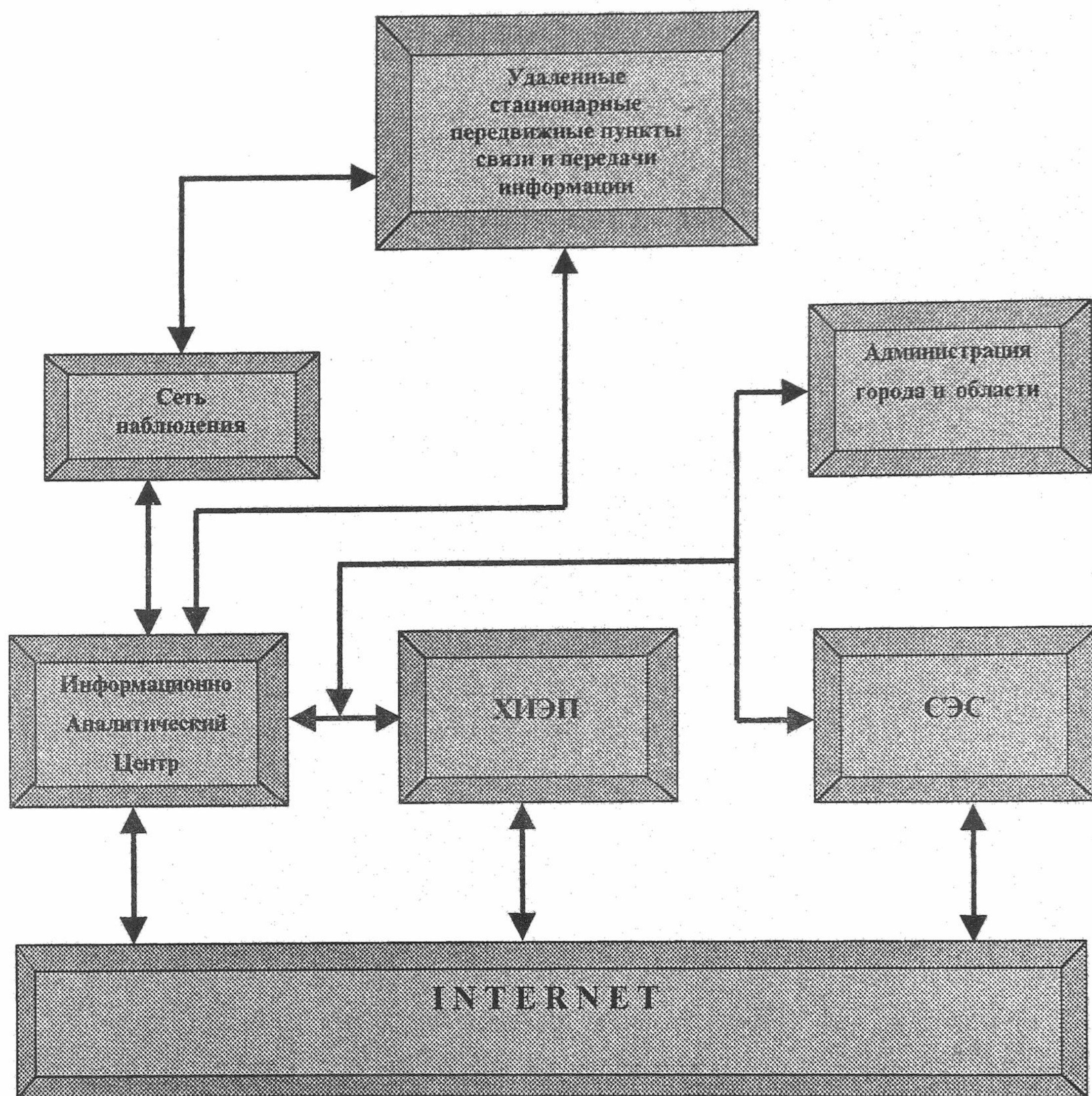


Рис. 4. Структура взаємодій інформаційно-аналітичного центру (ІАЦ)

Все измерительные данные по экологической, в частности радиационной, обстановке в регионе с помощью средств связи (радиосвязи или телефонных линий) приходят в ИАЦ либо напрямую, либо через сеть наблюдения. Было бы правильным использовать оба канала для взаимоконтроля и большей надежности работы системы экомониторинга. ИАЦ проводит сортировку, полную обработку и систематизацию полученных данных, а также их накопление и долговременное хранение на электронных носителях. После обработки информация – в виде таблиц, диаграмм, графиков и карт, сопровождаясь комментариями и прогнозами, периодически (при нормальной ситуации) направляется по независимым каналам в Харьковский институт экологических проблем (ХИЭП), Администрацию города и области, санитарно-эпидемиологические станции (СЭС). По мере необходимости ИАЦ может предоставлять оперативные данные по непосредственному запросу вышеупомянутых учреждений. Кроме этого все результаты круглосуточно доступны для каждого желающего через Internet. Такая система информирования позволит вовремя реагировать на все экологические изменения в окружающей среде и исключит возможность дезинформации и скрывания неблагоприятных фактов.

СТРУКТУРНАЯ СХЕМА ПРОГРАММИРУЕМОГО СПЕКТРОМЕТРА-ДОЗИМЕТРА

Для проведения измерений уровня радиации предлагается использовать программируемый полупроводниковый спектрометр-дозиметр, позволяющий регистрировать α -, β -, и γ -излучения одновременно. Принцип работы этого прибора построен на применении системы полупроводниковых детекторов разной толщины из тех детекторов – “тонкого” и двух “толстых”, расположенных друг за другом, что позволяет разделить α -, β -, γ -частицы. Толщина детекторов подобрана таким образом, что тяжелые α -частицы регистрировались в первом “тонком” детекторе, а энергосодержание легких β -частиц и γ -излучения было небольшим (порядка уровня шумов). β -частицы регистрируются во втором “толстом” детекторе. Регистрация γ -излучения осуществляется третьим детектором.

Структурная схема прибора приведена на рис.5.

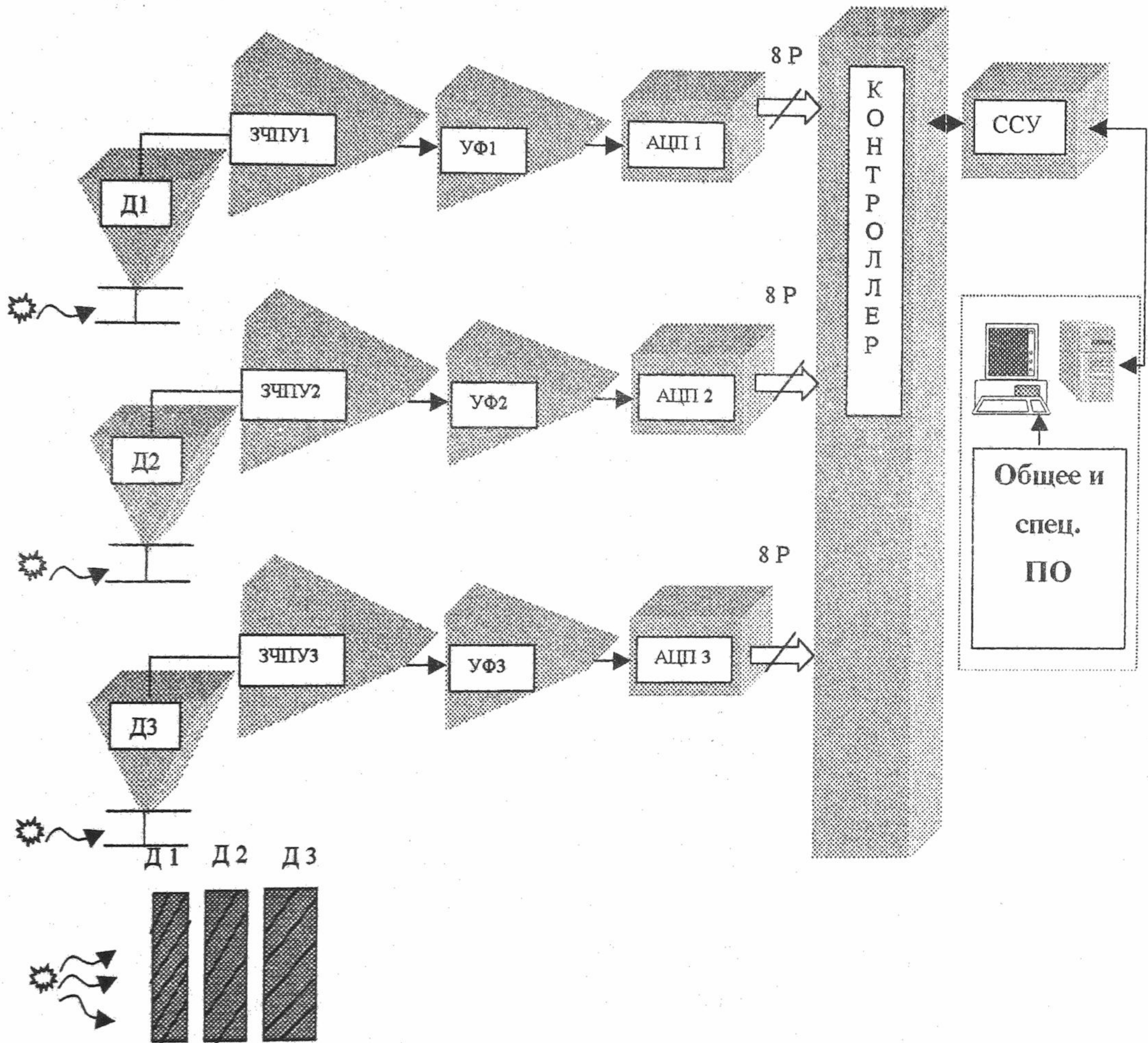


Рис.5. Структурная схема программируемого спектрометра-дозиметра.

Сигналы полупроводниковых детекторов (Д1, Д2, Д3), регистрирующих α -, β -, и γ -излучения, поступают на зарядочувствительные предварительные усилители (ЗЧПУ1, ЗЧПУ2, ЗЧПУ3). Электрические импульсы от зарядочувствительных предварительных усилителей с амплитудой, пропорциональной энергии зарегистрированного радиоактивного излучения, поступают на усилители-формирователи (УФ1, УФ2, УФ3). Усилители-формирователи обеспечивают усиление сигнала и запоминание его на время преобразования его в аналого-цифровых преобразователях (АЦП1, АЦП2, АЦП3), а также формирование идентифицирующего импульса для контроллера. Аналого-цифровые преобразователи служат для преобразования аналоговых сигналов от каждого из детекторов в 8-ми разрядный двоичный код, который поступает на контроллер. Контроллер вырабатывает сигнал для ЭВМ и код идентификатор, определяющий, в каких детекторах было

зарегистрировано радиоактивное излучение, а также обеспечивает управление измерительной аппаратурой. Система согласования уровней ССУ преобразует однополярный сигнал, поступающий с контроллера, к стандарту RS-232 и поддерживает асинхронный двунаправленный обмен с внешним устройством-персональным компьютером, который обеспечивается общим и специальным программными пакетами.

В качестве полупроводникового детектора можно использовать кремниевые детекторы большой площади ($\sim 20 \text{ см}^2$) фирмы «Ортекс».

По данной структурной схеме на кафедре экспериментальной ядерной физики разработаны принципиальные схемы прибора.

СТРУКТУРНАЯ СХЕМА МИКРОКОНТРОЛЛЕРОГО СПЕКТРОМЕТРА НА NaJ(Tl) СЦИНТИЛЛЯТОРЕ

Эффективность регистрации γ -излучения полупроводниковыми счетчиками из кремния невелика (составляет 5-8% в зависимости от энергии) и значительно уступает по эффективности регистрации γ -излучения сцинтилляционному счетчику, работу которого рассмотрим по структурной схеме, представленной на рис.6.

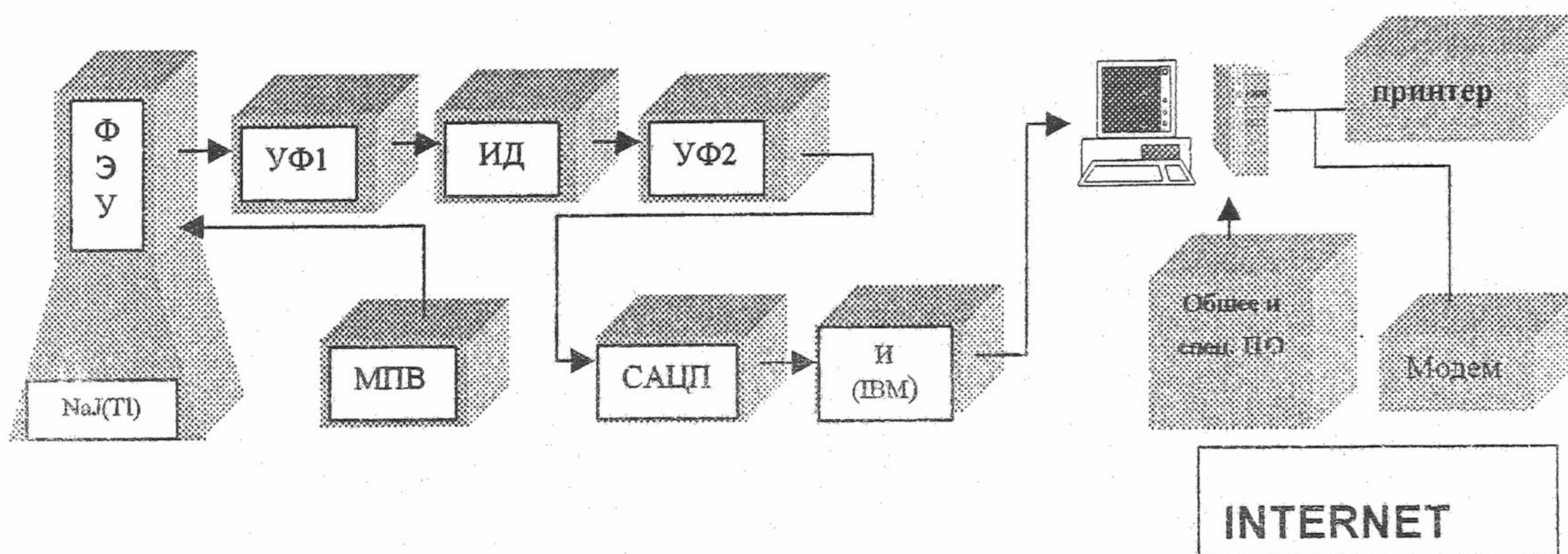


Рис.6. Структурная схема микроконтроллерного спектрометра на NaJ(Tl) сцинтилляторе

Для регистрации γ -излучения используется фотоэффект, возникающий в NaJ(Tl)-сцинтилляторе объемом 50 см^3 . Сцинтилляции регистрируются фотоэлектронным умножителем (ФЭУ). Импульсы напряжения, пропорциональные энергии гамма-квантов подаются с ФЭУ на вход первого усилителя-формирователя (УФ1). УФ1 производит предварительное усиление и формирование сигнала и подает его на интегральный дискриминатор (ИД). ИД необходим для уменьшения влияния низкоэнергетичных шумовых импульсов ФЭУ на результаты измерений спектра ионизирующих излучений. После интегрального дискриминатора импульсы напряжения поступают на вход второго усилителя-формирователя (УФ2), который усиливает сигнал до уровня, достаточного для работы спектрометрического аналого-цифрового преобразователя (САЦП), и формирует оптимальное соотношение сигнал-шум с помощью последовательно включенных RC-интегрирующих и – дифференцирующих цепей. САЦП преобразовывает входной аналоговый сигнал в 8-разрядный двоичный код, поступающий на интерфейс (И). Интерфейс служит для преобразования двоичного кода САЦП в уровни ТТЛ в код стандарта RS-232C и согласования электрических уровней аппаратуры и компьютера. САЦП и интерфейс объединены в один модуль, называемый многоканальным амплитудным анализатором (ММАА). К выходу ММАА подключается компьютер (К). Для приема данных, их обработки и визуализации используется общее и специальное программное обеспечение. Далее результаты выводятся на принтер или через модем попадают в локальную сеть или радиационно-экологический сайт Internet. Компьютер также служит для управления аппаратурой. Электропитание прибора обеспечивается модулем высоковольтного питания.

Предлагаемый счетчик можно использовать в автономном режиме работы на местности (без компьютера). Для этого интерфейс нужно заменить контроллером с миниатюрным жидкокристаллическим дисплеем (такой контроллер рассматривался при изучении программируемого полупроводникового спектрометра-дозиметра в предыдущем подразделе). В таком варианте аппаратура питается от аккумуляторной батареи и управляется с выносного пульта.

По данной структурной схеме на кафедре экспериментальной ядерной физики физико-технического факультета ХГУ также разработаны принципиальные схемы прибора.

СТРУКТУРА РАДИАЦИОННО- ЭКОЛОГИЧЕСКОГО INTERNET- САЙТА

Глобальная сеть Internet – всемирное объединение компьютерных сетей, образующих единое информационное пространство. Огромное число подключенных к сети компьютеров, сетевых информационных систем, количество доступных документов и высокие скорости передачи данных сделали Internet сильным, удобным, оперативным источником информации, в том числе и физической. К распределенным базам и банкам данных, охватывающим все сферы деятельности и интересов человека, знаниям, накопленным во всем мире, Internet предоставляет свободный, интуитивно понятный, самостоятельный доступ [4].

В схеме аналитического центра системы радиационно-экологического мониторинга предусмотрен выход в Internet. Для этого было предложено организовать сайт радиационно-экологической обстановки, в который в реальном масштабе времени поступала бы обработанная центром информация. Разработанная “домашняя” страница такого сайта “Экоспектр” представлена на рис.7.

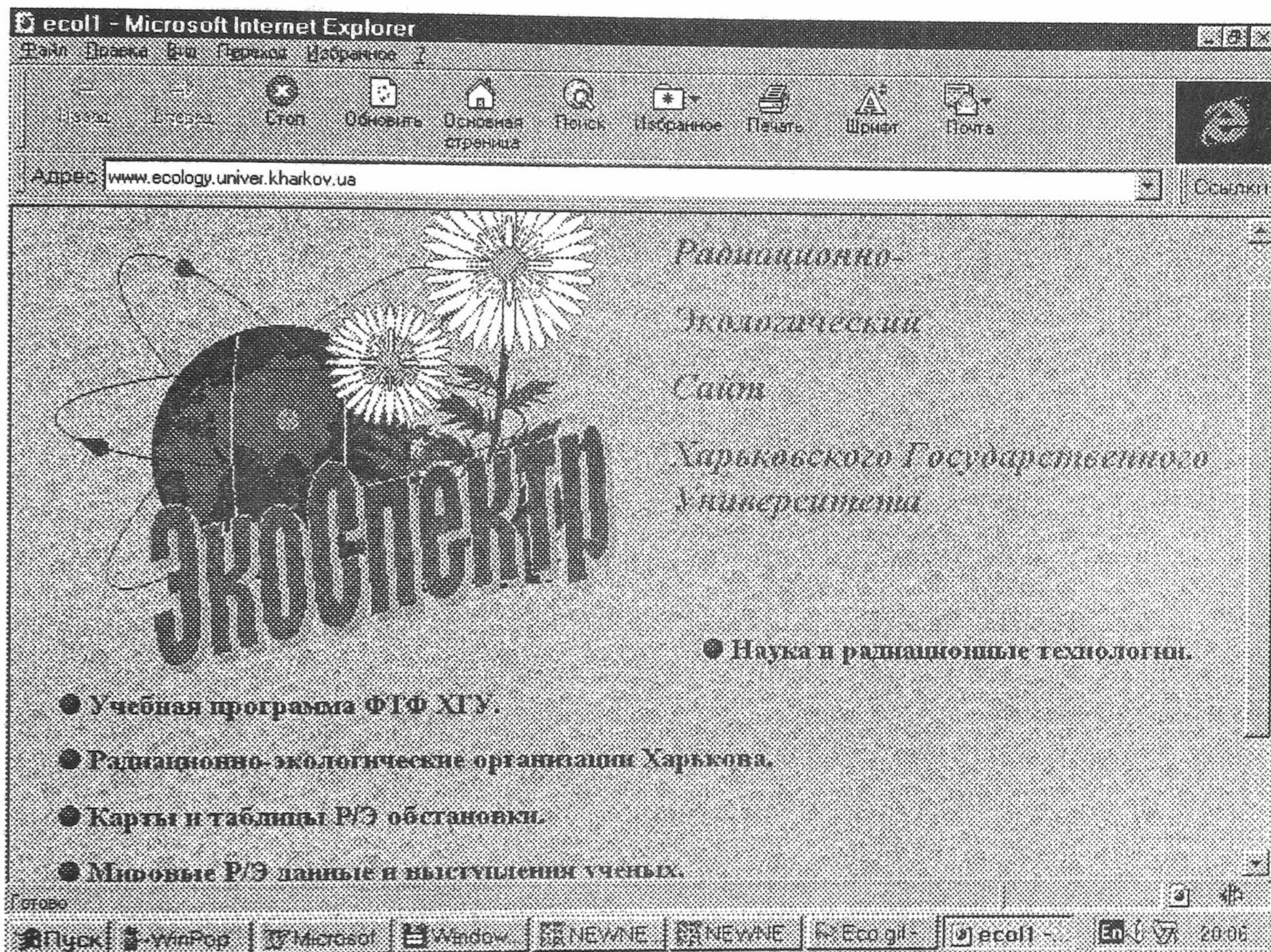


Рис.7. Home page «Экоспектр».

В сайте содержатся следующие разделы:

- карты и таблицы радиационной обстановки;
- on-line-данные по радиационному фону;
- наука и радиационные технологии;
- радиационно- экологические организации;
- мировые данные и выступления ученых;
- другие разделы.

Информация в разделах содержится в виде гипертекста с большим количеством гиперссылок на источники данных, потребителей информации, на экологические сайты в других регионах и странах. Карты, таблицы и графики радиационно-экологического содержания регулярно обновляются, а также наш график уровня гамма-фона в п.Пятихатки уже сейчас в реальном масштабе времени. На сайте зеркально отображается информация о радиационном фоне, атмосферном давлении и температуре воздуха экологического сервера Лос-Аламоса [5] и карта загрязненности Украины радионуклидами, в частности цезием-137 сервера Прозко (Киев) [6]. В разделе

наука и технология размещены и наши схемно-технические разработки. Адрес сайта: <http://www.univer.kharkov.ua>.

ВЫВОДЫ

Разработана структурная схема региональной системы радиационно-экологического мониторинга с использованием удаленных измерительных телеметрических платформ, стационарных и передвижных пунктов контроля радиационной обстановки, связанной с центральным аналитическим пунктом радио- и телефонными каналами. Предложены структурные и функциональные схемы микроконтроллерных дозиметров, радиометров и спектрометров на базе полупроводниковых и сцинтилляционных детекторов. Разработан общедоступный в Internet сайт радиационно-экологической обстановки, в котором содержится регулярно обновляемая информация по радиационной обстановке и гиперссылки на информацию, содержащуюся на других серверах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1.Н.А. Букова, М.А. Иваницкая. СТА № 3, 1998.
- 2.Э. Михоя, А. Минагоси, Х. Сато. Система радиационного мониторинга окружающей среды. Атомная техника за рубежом № 11. 1998.
- 3.В.В. Василенко, В.И. Витько, Г.Д. Коваленко, К.Г. Рудя. Структура и организация радиационного мониторинга на территории Украины. Харьков. 1996.
- 4.М. Бабушкин, С. Иваненко, В. Коростенев. Web-сервер в действии. С.Петербург. 1997. 272с.
- 5.Web-сервер: [http:// newnet.jdola.lanl.gov](http://newnet.jdola.lanl.gov)
- 6.Web-сервер: [http:// proeco.visti.net](http://proeco.visti.net)

THE CONCEPTION OF CENTER OF THE RADIOECOLOGICAL MONITORING

S.N. Styervoyedov, V.V. Tovstiak, Ya.V. Shashel

Kharkov National University, 61077, Kharkov, Svobody sq., 4.

E-mail: yana@ftf.univer.kharkov.ua

In the article the result of radioecological monitoring center conception elaboration was presented, and the architecture of this center and the structural and functional schemes of it's component parts were described. Also the detailed schemes of radiation situation distant control devices was included. The "Ecospectr" internet site, which concentrates the region radiation data and has a large amount of to world systems of radiation monitoring, was proposed.

KEY WORDS: radiation monitoring, radioecology, radiation background, distant monitoring